

СОВРЕМЕННЫЕ ПРОБЛЕМЫ  
АТМОСФЕРНОЙ ОПТИКИ

2

В. Е. Суез, Г. М. Квеква

ОПТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ  
АТМОСФЕРЫ

# СОВРЕМЕННЫЕ ПРОБЛЕМЫ

**Том 1**

**СТАТИСТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ ТЕМПЕРАТУРЫ И ГАЗОВЫХ КОМПОНЕНТ  
АТМОСФЕРЫ**

**Том 2**

**ОПТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ АТМОСФЕРЫ**

**Том 3**

**СПЕКТРОСКОПИЯ АТМОСФЕРЫ**

**Том 4**

**ОПТИКА АТМОСФЕРНОГО АЭРОЗОЛЯ**

**Том 5**

**ОПТИКА ТУРБУЛЕНТНОЙ АТМОСФЕРЫ**

**Том 6**

**НЕЛИНЕЙНАЯ ОПТИКА АТМОСФЕРЫ**

**Том 7**

**ОБРАТНЫЕ ЗАДАЧИ ОПТИКИ АТМОСФЕРЫ**

**Том 8**

**ДИСТАНЦИОННОЕ ОПТИЧЕСКОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ АТМОСФЕРЫ**

**Том 9**

**ОПТИКА АТМОСФЕРЫ И КЛИМАТ**

АТМОСФЕРНОЙ ОПТИКИ

Том 2

В. Е. Зуев, Г. М. Креков

ОПТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ  
АТМОСФЕРЫ



ЛЕНИНГРАД ГИДРОМЕТЕОИЗДАТ 1986

Рецензенты: д-р физ.-мат. наук М. В. Кабанов (Сибирский физико-технический институт им. В. Д. Кузнецова), д-р геогр. наук В. Ф. Логинов (Главная геофизическая обсерватория им. А. И. Воейкова)

Монография посвящена последовательному изложению проблемы построения оптической модели атмосферы на основе привлечения статистически обеспеченных данных о ее составе. Анализ проблемы приведен как для дисперсных сред (дымки, облака, туманы, осадки) с учетом характерных особенностей их микрофизической структуры (концентрации, спектра размеров частиц, коэффициентов преломления материала), так и газовых компонент атмосферы на основе современных представлений о их высотных вариациях в атмосфере.

Значительное внимание уделено вопросу влияния исходных микрофизических и метеорологических данных на достоверность модельных оценок. Приведен обширный материал, иллюстрирующий высотное и спектральное поведение основных оптических параметров дисперсной и газовой фракций атмосферы, а также примеры их практического использования, в первую очередь, в задачах лазерного зондирования атмосферы.

Книга рассчитана на широкий круг читателей, работающих в области оптики и спектроскопии атмосферы, метеорологии, астрофизики, оптико-электронной и лазерной техники, а также на студентов старших курсов соответствующих специальностей.

The monograph "Optical Models of the Atmosphere" by V. E. Zuev, G. M. Krekov is concerned with the problem on constructing optical models of the atmosphere based on the statistically valid data on its composition. The analysis of the problem is given for both the dispersed media (such as hazes, clouds, mists, precipitation) taking into account the specific features of their microphysics (concentration, particle size spectrum, coefficients of material refraction), and gas composition of the atmosphere based on modern views on their altitude variations in the atmosphere.

The authors concentrate on the problem of the effect of reference microphysical and meteorological data on the reliability of model evaluations. The extensive information is presented on high-altitude and spectral behavior of the basic optical parameters of dispersed and gaseous atmospheric fractions. Some applications of these subjects are discussed in the problems on sounding the atmosphere.

The monograph is addressed to specialists in atmospheric optics and spectroscopy, meteorology, astrophysics, optoelectronics and laser technology, as well as to the students who come in touch with the problem of the atmosphere.

## Монография

СОВРЕМЕННЫЕ ПРОБЛЕМЫ АТМОСФЕРНОЙ ОПТИКИ, ТОМ 2

Владимир Евсеевич Зуев  
Георгий Михайлович Креков

## ОПТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ АТМОСФЕРЫ

Редактор Л. И. Штанникова. Художник Е. Е. Городная. Художественный редактор Б. А. Денисовский. Технический редактор М. И. Брайнина. Корректор Л. А. Сандлер. ИБ № 1695. Сдано в набор 06.02.86. Подписано в печать 09.06.86. М-15162. Формат 60×90<sup>1/16</sup>. Бумага типографская № 1. Литературная гарнитура. Печать высокая. Печ. л. 16. Кр.-отт. 16. Уч.-изд. л. 19,39. Тираж 1700 экз. Индекс МОЛ-57. Заказ № 155. Цена 3 р. 40 к. Гидрометеоздат. 199053, Ленинград, 2-я линия, 23.

Ленинградская типография № 8 ордена Трудового Красного Знамени Ленинградского объединения «Техническая книга» им. Евгении Соколовой Союзполиграфпрома при Государственном комитете СССР по делам издательства, полиграфии и книжной торговли. 190000, Ленинград, Прачечный переулок, 6

## ПРЕДИСЛОВИЕ

Широкое внедрение оптических квантовых генераторов (лазеров) в перспективных системах локации и связи, дальнометрирования и навигации выдвигает новые требования к прогнозу эффективности названных систем в реальной атмосфере. Как известно, в атмосфере происходит сложный комплекс физических явлений взаимодействия излучения с газовой и аэрозольной средой. Систематическое накопление информации о микрофизических и оптических свойствах атмосферы как поглощающей и рассеивающей среды требует постоянной модификации существующих модельных представлений. Эта модификация должна состоять в уточнении в первую очередь вертикальной стратификации оптических параметров атмосферы путем прямых фотометрических, спектроскопических и лидарных измерений, а также расчетов с использованием новых данных о высотном распределении концентрации аэрозольных частиц и газовых составляющих атмосферы.

Сложный характер спектрального поведения коэффициентов оптического взаимодействия аэрозоля в областях расположения специфических полос поглощения минералов и солей, входящих в состав аэрозольных частиц, определяет более жесткие условия решения задачи прогноза спектрального пропускания атмосферы, особенно в инфракрасном диапазоне волн. Последние исследования убедительно показывают, что при этом нельзя игнорировать постоянные динамические превращения, которые испытывает аэрозоль под воздействием метеорологических факторов (в первую очередь влажности воздуха и ветрового режима).

Актуальное значение в оценке эффективности оптико-локационных систем имеет проблема учета в составе атмосферного аэрозоля крупномасштабных выбросов вулканических извержений частиц, поступающих в атмосферу в результате пыльных бурь и лесных пожаров, а также продуктов индустриальной деятельности человека.

В основу данной монографии положены результаты обширных численных исследований радиационных характеристик различных типов аэрозоля и основных газовых компонент атмосферы. В ней обобщены также данные соответствующих теоретических и экспериментальных исследований, выполненных в последнее десятилетие, в том числе в Институте оптики атмосферы СО АН СССР. Основное внимание направлено на анализ и систематизацию количе-

ственных данных об оптико-локационных свойствах аэрозольной и молекулярной атмосферы, необходимых для оценки эффективности перспективных лазерных систем.

Монография состоит из семи глав, содержит большой объем табличного и иллюстративного материала, пригодного для практического использования.

В гл. 1 кратко обобщаются сведения об основных эффектах физического взаимодействия, сопровождающих процесс распространения оптического излучения в атмосфере, приводятся формулы расчета и табличные данные, касающиеся характеристик когерентного и некогерентного рассеяния. В гл. 2 обосновывается статистически обусловленная микрофизическая модель аэрозоля; анализируются экспериментальные данные по изучению микроструктуры аэрозоля и его вертикальной стратификации. В гл. 3 систематизированы новые данные, касающиеся адекватного выбора исходных оптических постоянных аэрозольного вещества. В гл. 4 представлены оригинальные результаты количественного анализа критериев точности расчетного прогноза оптических параметров аэрозоля. В гл. 5 приведены и проанализированы таблицы высотного распределения основных оптических параметров аэрозоля; проведены сопоставления предложенных моделей с известными результатами оптического зондирования. В гл. 6 и 7 рассмотрены вопросы построения оптических моделей газовой атмосферы для широкополосных и селективных источников излучения; приведены результаты расчетов, выполненных на основании уточненных метеорологических моделей, и оригинальных алгоритмов, даны рекомендации по практическому использованию развитых моделей для дистанционного зондирования атмосферы.

Авторы считают приятным долгом выразить признательность сотрудникам Института оптики атмосферы СО АН СССР Ю. Н. Пономареву, Р. Ф. Рахимову за подготовку ряда материалов, а также М. М. Крековой, И. В. Фатеевой и О. Н. Гутман за помощь в оформлении рукописи.

Особую благодарность авторы выражают рецензентам д-ру физ.-мат. наук, проф. М. В. Кабанову и д-ру геогр. наук В. Ф. Логинову, весьма ценные замечания и советы которых способствовали значительному улучшению содержания книги.

# ГЛАВА 1. ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА ПРОБЛЕМЫ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В АТМОСФЕРЕ

Оптическая волна, распространяясь в атмосфере, испытывает многообразные изменения, обусловленные эффектами поглощения и рассеяния ее энергии газами и аэрозолями, явлениями молекулярного, комбинационного рассеяния, флюоресценции, флюктуаций показателя преломления среды, эффектом Доплера и др.

Указанные изменения варьируют в весьма широких пределах в зависимости, с одной стороны, от явлений и эффектов взаимодействия излучения с атмосферой, с другой,— от конкретных условий распространения и параметров волны. В свою очередь результат взаимодействия излучения с атмосферой для различных явлений и эффектов существенно и одновременно по-разному зависит от длины волны (спектра) излучения.

В данной главе дается краткое описание основных явлений и эффектов взаимодействия оптических волн с атмосферой. При этом главное внимание уделяется тому интервалу оптического диапазона электромагнитных волн, в котором сосредоточена доминирующая часть излучений Солнца и Земли, а также искусственных источников (в том числе лазеров), а именно интервалу длин волн в пределах 0,3—15 мкм. Рассмотрение проводится в приближении линейной оптики атмосферы. Вопросам нелинейного взаимодействия оптической волны с атмосферой посвящена специальная монография настоящей серии.

## 1.1. Основные явления и эффекты взаимодействия оптического излучения с атмосферой

### 1.1.1. Молекулярное поглощение

Энергетическое ослабление оптических волн за счет поглощения атмосферными газами играет чрезвычайно важную роль в диапазоне волн 0,3—15 мкм, поскольку здесь сосредоточены наиболее сильные колебательно-вращательные полосы как основного поглощающего газа — водяного пара, так и всех других газов.

Наиболее характерная особенность этого явления связана с его исключительно высокой спектральной селективностью. Достаточно сказать, что в центрах наиболее сильных линий основных колебательно-вращательных полос поглощения водяного пара излучение

полностью поглощается в слоях атмосферы толщиной порядка нескольких сантиметров. В то же время в окнах прозрачности солнечное излучение поглощается вертикальным столбом атмосферы при средних условиях не более чем на один-два десятка процентов.

Спектры поглощения атмосферных газов состоят из огромного количества линий, полуширины которых имеют порядок величины  $10^{-1}$ — $10^{-3}$  см<sup>-1</sup>, т. е. в пределах столь узких участков спектра коэффициенты поглощения изменяются в 2 раза.

Общие линии поглощения в спектрах атмосферных газов вместе с их индивидуальной зависимостью от макрофизических параметров среды (общего, парциальных давлений и температуры), в свою очередь изменяющихся в широких пределах от широты, долготы, высоты и времени, делают задачу количественного определения энергетических потерь оптической волны за счет поглощения газами атмосферы исключительно сложной. Соответственно сложной является и задача создания оптических моделей газовой атмосферы. Ее подробное описание содержится в гл. 6 и 7 настоящей монографии.

### 1.1.2. Аэрозольное рассеяние

Аэрозольное рассеяние правильнее называть аэрозольным ослаблением, поскольку в него входят как рассеяние, так и поглощение излучения частицами аэрозоля. Обычно описание аэрозольного ослабления ведется в приближении теории Ми и называется рассеянием Ми, т. е. рассеянием на частицах сферической формы, удовлетворяющих условию  $\rho = 2\pi r/\lambda \geq \lambda$ , где  $r$  — радиус частицы,  $\lambda$  — длина волны.

Явления аэрозольного рассеяния и молекулярного поглощения играют определяющую роль в процессах взаимодействия оптических волн с атмосферой в интересующем нас диапазоне волн. В отличие от молекулярного поглощения аэрозольное рассеяние обладает существенно меньшей спектральной селективностью. Его пространственно-угловое распределение характеризуется анизотропией с максимумом в направлении распространения излучения. Анизотропия сильно возрастает по мере увеличения  $\rho$ .

Все оптические характеристики аэрозолей существенно зависят от их микрофизических параметров (концентрации, спектра размеров, формы и компонентов комплексного показателя преломления частиц). Последние изменяются в весьма широких пределах от одного типа аэрозолей к другому и в пределах одного и того же типа. Все это бесспорно осложняет проблему разработки оптических моделей аэрозолей, которой посвящены следующие четыре главы настоящей монографии.

### 1.1.3. Молекулярное (рэлеевское) рассеяние

Рэлеевское рассеяние обусловлено флуктуациями плотности атмосферы, а также рассеянием на малых частицах, для которых параметр  $\rho \ll 1$ . Это явление, как и предыдущее, характеризуется

упругим взаимодействием. Угловое распределение рассеянного излучения в этом случае близко к изотропному. Эффективность рэлеевского рассеяния однозначно связана с плотностью и давлением газовой атмосферы, что определяет перспективы его использования для дистанционного контроля термодинамических параметров атмосферы.

Явление рэлеевского рассеяния, будучи существенно более простым, чем молекулярное поглощение и аэрозольное рассеяние, достаточно хорошо изучено. Его оптические характеристики подробно за-tabулированы во всем интересующем нас диапазоне длин волн. С точки зрения практики его учет имеет значение лишь в ультрафиолетовой и частично в видимой областях спектра.

#### 1.1.4. Комбинационное рассеяние

Процесс комбинационного рассеяния [6] включает обмен значительными количествами энергии между рассеянным фотоном и рассеивающей молекулой. Вследствие этого спектральные компоненты комбинационного рассеяния ( $\nu_{ri}$ ) сдвинуты относительно частоты падающего излучения на отрезки частотного интервала, соответствующие внутренней энергии рассеивающих молекул. Сечение спонтанного комбинационного рассеяния обычно меньше сечения рэлеевского рассеяния на 3 порядка величины.

При приближении частоты  $\nu_0$  к собственным частотам колебательно-вращательных или электронных переходов в молекулах и атомах происходит резкое, на 3—6 порядков величины, возрастание сечения взаимодействия. Возникает процесс так называемого резонансного комбинационного рассеяния.

### 1.2. Математическое описание взаимодействия оптического излучения с атмосферой

Распространение электромагнитной волны в рассеивающей и поглощающей среде характеризуется трансформацией электрического вектора  $\mathbf{E}$  и магнитного вектора  $\mathbf{H}$ . Без большой потери общности можно принимать во внимание только наличие электрического вектора  $\mathbf{E}$ , поскольку в дальнейшем нас будут интересовать свойства электромагнитного излучения в окружающей рассеивающую частицу воздухе. При этом направление вектора  $\mathbf{E}$  определяет направление поляризации излучения.

В декартовой системе координат  $\mathbf{r}(x, y, z)$  можно записать [2]:

$$\begin{aligned} E_x &= a_x \cos(\omega t - \mathbf{K}\mathbf{r} + \delta_1), \\ E_y &= a_y \cos(\omega t - \mathbf{K}\mathbf{r} + \delta_2), \\ E_z &= 0, \end{aligned} \quad (1.1)$$

где  $a_x, a_y$  — скалярные амплитуды,  $\omega$  — частота гармонических колебаний,  $t$  — время,  $\mathbf{K} = 2\pi\Omega/\lambda$  — волновой вектор,  $\lambda$  — длина

волны,  $\Omega$  — единичный вектор направления распространения,  $\delta_1$ ,  $\delta_2$  — произвольные фазы.

Традиционные приемники оптического излучения измеряют энергетические характеристики излучения, в первую очередь его интенсивность

$$I = \langle E_x E_x^* + E_y E_y^* \rangle. \quad (1.2)$$

Пространственно-временное изменение  $I(\vec{r}; \vec{\omega}, t)$  полностью характеризует поле излучения в дисперсной среде без учета состояния поляризации последнего.

Для описания поляризационных свойств излучения обычно привлекаются дополнительные комбинации квадратических функций напряженности поля, также имеющих физический смысл интенсивности,

$$\begin{aligned} Q &= \langle E_x E_x^* - E_y E_y^* \rangle, \\ U &= \langle E_x E_y^* + E_y E_x^* \rangle, \\ V &= i \langle E_x E_y^* - E_y E_x^* \rangle, \end{aligned} \quad (1.2a)$$

образующих в совокупности функциональное пространство  $I(I, Q, U, V)$  известного в литературе [3, 4] вектора-параметра Стокса.

Система (1.1) очевидным путем преобразуется в уравнение эллипса

$$\left(\frac{E_x}{a_x}\right)^2 + \left(\frac{E_y}{a_y}\right)^2 - \frac{2E_x E_y}{a_x a_y} \cos \delta = \sin^2 \delta, \quad (1.3)$$

где  $\delta = \delta_1 - \delta_2$ .

Когда  $\delta = m\pi$  ( $m$  — целое число), эллипс (1.3) вырождается в прямую линию и, следовательно, электромагнитная волна линейно поляризована. Если  $a_1 = a_2 = a$  (оси эллипса равны), волна поляризована по кругу.

В этом случае параметры Стокса можно ввести через величины, определяющие форму и ориентацию эллипса поляризации:

$$\begin{aligned} I &= a_x^2 + a_y^2, \\ Q &= a_x^2 - a_y^2 = I \cos 2\chi \cos 2\psi, \\ U &= 2a_x a_y \cos \delta = I \cos 2\chi \sin 2\psi, \\ V &= 2a_x a_y \sin \delta = I \sin 2\chi, \end{aligned} \quad (1.4)$$

где угол  $\psi$  определяет ориентацию эллипса, а отношение полуосей, равное  $\text{tg } \chi$  — степень эллиптичности.

При выборе другой плоскости отсчета изменяется только  $\chi$ , следовательно,  $I$ ,  $Q^2 + U^2$  и  $V$  являются инвариантами этого преобра-

зования. Степень поляризации электромагнитной волны определяется как

$$p = [Q^2 + U^2 + V^2]^{1/2} / I. \quad (1.5)$$

Определим энергетические потери излучения за счет рассеяния и поглощения частицами дисперсной среды

$$dI(\nu) = -[\beta_s(\nu) + \beta_c(\nu)] I(\nu) dL, \quad (1.6)$$

где  $\beta_s(\nu)$ ,  $\beta_c(\nu)$  — соответствующие объемные коэффициенты рассеяния и поглощения в размерности  $[l^{-1}]$ . Вследствие линейности закона Бугера (1.6) и аддитивности некогерентных пучков света в каждом акте рассеяния подобное соотношение будет справедливо при описании поляризационного состояния излучения, т. е.

$$dI = - \sum_j \beta_{ij} I^0 dL, \quad (1.7)$$

где  $\vec{I}^0(I^0, Q^0, U^0, V^0)$  — определяет начальное состояние поляризации,  $\beta_{ij}$  ( $i, j = 1, 2, 3, 4$ ) — так называемая [9] матрица экстинкции.

В большинстве атмосферно-оптических ситуаций свойства сред изотропны и  $\beta_{ij}$  вырождается в скаляр-коэффициент экстинкции

$$\beta_{ij} = \beta_i \delta_{ij} = \beta_s + \beta_c, \quad (1.8)$$

где  $\delta_{ij}$  — символ Кронекера (зависимость от частоты  $\nu$  здесь и далее пока опускаем).

Относительное угловое распределение рассеянного света описывается соответствующей матрицей 4-го ранга  $\sigma_{ij}$  (матрицей рассеяния).

Выделим некоторое направление  $\Omega$  и элемент телесного угла  $d\Omega$ , заключающий в себе единичный вектор  $\Omega'$ , тогда интенсивность излучения, рассеянного в заданном направлении  $\Omega$  на расстоянии  $R$  от рассеивающего объема  $dV$  определится следующим образом:

$$dI(\Omega) = \frac{1}{R^2} \sum_j \sigma_{ij}(\Omega, \Omega') I(\Omega') d\Omega' dV. \quad (1.9)$$

Матрица рассеяния  $\sigma_{ij}$  содержит наиболее полную информацию о рассеянном частицами световом поле. В общем случае она может состоять из 16 ненулевых компонент. В частных случаях в зависимости от природы рассеивающих объектов (о чем пойдет речь далее) и свойств симметрии рассеивающего объема число независимых компонент сокращается. В скалярном случае угловое распределение рассеянного излучения адекватно описывается индикатрицей рассеяния

$$g(\Omega', \Omega) = \frac{4\pi\sigma_{11}(\Omega', \Omega)}{\sigma}. \quad (1.10)$$

Для изотропных сред часто используется эквивалентное понятие дифференциального сечения рассеяния

$$\beta_{ds}(\nu) = \frac{d\beta_s}{d\theta}, \quad (1.11)$$

где  $\theta = (\Omega', \Omega)$  — угол рассеяния, не зависящий от  $\Omega'$ .

Введенные оптические характеристики определяют радиационные свойства элементарного объема. Важнейшим критерием оптической активности рассеивающей среды остается величина ее оптической протяженности или толщины  $\tau(\nu) = \beta_t(\nu)l$ . В более общем случае

$$\tau(\nu, \mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \int_{\mathbf{r}_1}^{\mathbf{r}_2} \beta_t(\nu, \mathbf{r}) d\mathbf{r}, \quad \mathbf{r} \in V. \quad (1.12)$$

### 1.3. Методика расчета аэрозольных оптических параметров

Результаты точного решения задачи дифракции электромагнитного излучения на проводящих сферических частицах сформулированы Ми [13]. Ее систематическое изложение, пригодное для практического использования в проблеме оптики полидисперсного аэрозоля, с многочисленными результатами и достаточно полной библиографией приведено в монографии Дейрменджана [4].

Приведем основные моменты, касающиеся вопроса численной реализации расчетов элементарного упругого взаимодействия потока электромагнитного излучения с дисперсной средой.

Как отмечено выше, рассеивающие свойства произвольной среды полностью описываются заданием 16 компонент матрицы рассеяния  $\hat{\sigma}_{ij}(\Omega, \Omega')$ , которая имеет следующий вид [15]:

$$\hat{\sigma} = \begin{pmatrix} A_{11}A_{11}^* & A_{12}A_{12}^* \\ A_{21}A_{21}^* & A_{22}A_{22}^* \\ 2 \operatorname{Re}(A_{11}A_{21}^*) & 2 \operatorname{Re}(A_{12}A_{22}^*) \\ 2 \operatorname{Im}(A_{11}A_{21}^*) & 2 \operatorname{Im}(A_{12}A_{22}^*) \\ \operatorname{Re}(A_{11}A_{12}^*) & -\operatorname{Im}(A_{11}A_{12}^*) \\ \operatorname{Re}(A_{21}A_{22}^*) & -\operatorname{Im}(A_{21}A_{22}^*) \\ \operatorname{Re}(A_{12}^*A_{21} + A_{11}A_{22}^*) & -\operatorname{Im}(A_{21}A_{12}^* + A_{11}A_{22}^*) \\ \operatorname{Im}(A_{11}A_{22}^* - A_{12}A_{21}^*) & \operatorname{Re}(A_{11}A_{22}^* - A_{21}A_{12}^*) \end{pmatrix}, \quad (1.13)$$

где звездочка обозначает комплексно-сопряженную величину,  $\operatorname{Re}$  и  $\operatorname{Im}$  — реальную и мнимую часть функции. Комплексные функции  $A_{mn}$  определены соотношениями:

$$\begin{aligned} A_{11} &= T_1 \cos \Delta\varphi + T_2 \cos \psi, & A_{21} &= -(\mu T_1 + \mu' T_2) \sin \Delta\varphi, \\ A_{12} &= (\mu' T_1 + \mu T_2) \sin \Delta\varphi, & A_{22} &= T_1 \cos \psi + T_2 \cos \Delta\varphi, \end{aligned} \quad (1.14)$$

где

$$\cos \psi = (1 - \mu^2)^{1/2} (1 - \mu'^2)^{1/2} + \mu \mu' \cos \Delta \varphi,$$

$\mu'$  и  $\mu$  — косинусы полярного угла падающего  $\psi'$  и рассеянного  $\psi$  частицей лучей,  $\Delta \varphi$  — разность соответствующих азимутальных углов, измеренная от произвольно выбранной оси  $x$  декартовой системы координат (для удобства обычно вертикальная плоскость, содержащая падающий луч с координатами  $\psi'$ ,  $\varphi'$ ), рассматривается как плоскость  $\varphi' = 0$ ).

Кроме того, здесь

$$\begin{aligned} T_1 &= (s_1 - s_2 \cos \theta) (1 - \cos^2 \theta)^{-1}, \\ T_2 &= (s_2 - s_1 \cos \theta) (1 - \cos^2 \theta)^{-1}, \end{aligned} \quad (1.15)$$

где характеристики  $s_1$ ,  $s_2$  определяются результатами дифракционной теории Ми для проводящих сферических частиц [2, 4]:

$$\begin{aligned} s_1 &= \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} \{a_n \pi_n + b_n \tau_n\}, \\ s_2 &= \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} \{b_n \pi_n + a_n \tau_n\}, \end{aligned} \quad (1.16)$$

где  $a_n$ ,  $b_n$ ,  $\pi_n$ ,  $\tau_n$  — хорошо известные амплитудные и угловые коэффициенты Ми. Отметим, что в предельном случае рэлеевских частиц ( $\rho \ll \lambda$ ), соотношения (1.16) существенно упрощаются:

$$s_1 = ({}^3/8\pi)^{1/2}, \quad s_2 = ({}^3/8\pi) \cos \theta. \quad (1.17)$$

Если рассеивающая среда изотропна (в частности, вследствие хаотического распределения по ориентации анизотропных частиц), то компоненты матрицы рассеяния зависят не от самих направлений облучения  $\Omega'$  и рассеяния  $\Omega$ , а только от угла рассеяния  $\theta$  между ними. При этих предположениях элементарный процесс рассеяния математически можно описать с помощью почти диагонального преобразования, следующего из (1.13):

$$\hat{\sigma}(\theta) = \begin{pmatrix} \sigma_{11}(\theta) & \sigma_{12}(\theta) & 0 & 0 \\ \sigma_{12}(\theta) & \sigma_{11}(\theta) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_{33}(\theta) & \sigma_{34}(\theta) \\ 0 & 0 & -\sigma_{34}(\theta) & \sigma_{33}(\theta) \end{pmatrix}, \quad (1.18)$$

что совместно с соотношением  $\sigma_{11}^2 = \sigma_{12}^2 + \sigma_{33}^2 + \sigma_{34}^2$  приводит только к трем независимым компонентам. Элементы матрицы (1.18) имеют вид [4]:

$$\begin{aligned} \sigma_{11}(\theta) &= s_1 s_1^* + s_2 s_2^*, & \sigma_{12}(\theta) &= s_1 s_1^* - s_2 s_2^*, & \sigma_{33}(\theta) &= \text{Re}(s_1 s_2^*), \\ \sigma_{34}(\theta) &= -\text{Im}(s_1 s_2^*) \end{aligned} \quad (1.19)$$

и

$$\cos \theta = \mu \mu' + (1 - \mu^2)^{1/2} (1 - \mu'^2)^{1/2} \cos \Delta \varphi.$$

Откуда с учетом (1.9) следует:

$$I = \sigma_{11}I^0, \quad Q = \sigma_{11}Q^0, \\ U = \sigma_{33}U^0 + \sigma_{44}V^0, \quad V = -\sigma_{34}U^0 + \sigma_{33}V^0. \quad (1.20)$$

В этом случае можно ввести понятие о коэффициенте рассеяния среды  $\beta_s$ , независимом ни от состояния поляризации падающего светового потока, ни от его направления:

$$\beta_s = \oint \sigma_{11}(\theta) d\omega. \quad (1.21)$$

Иногда вместо матрицы  $\hat{\sigma}(\theta)$  удобнее использовать ее нормализованную форму

$$P_{ij}(\theta) = 4\pi\sigma_{ij}(\theta)/\beta_s. \quad (1.22)$$

Таким образом, последовательность формул (1.16), (1.19), (1.20) и (1.22) определяет основу для создания алгоритма расчета оптических характеристик ансамбля изотропных сферических частиц.

Следует сделать несколько замечаний об особенностях реализации расчетной схемы и ее обобщений на случай полидисперсного ансамбля.

Основной трудностью при вычислении рядов (1.16) является нахождение коэффициентов  $a_n$  и  $b_n$ , определяемых выражениями [1, 4]:

$$a_n = \frac{\left[ \frac{A_n}{m} + \frac{n}{\rho} \right] J_{n+1/2}(\rho) - J_{n-1/2}(\rho)}{\left[ \frac{A_n}{m} + \frac{n}{\rho} \right] [J_{n+1/2}(\rho) + i(-1)^n J_{-n-1/2}(\rho)] - J_{n-1/2}(\rho) + i(-1)^n J_{-n+1/2}(\rho)}, \\ b_n = \frac{\left[ mA_n + \frac{n}{\rho} \right] J_{n+1/2}(\rho) - J_{n-1/2}(\rho)}{\left[ mA_n + \frac{n}{\rho} \right] [J_{n+1/2}(\rho) + i(-1)^n J_{-n-1/2}(\rho)] - J_{n-1/2}(\rho) + i(-1)^n J_{-n+1/2}(\rho)}, \quad (1.23)$$

где

$$A_n(y) = (-n/y) + [J_{n-1/2}(y)/J_{n+1/2}(y)].$$

Рекуррентная формула для них имеет вид

$$A_n(y) = -(n/y) + [(n/y) - A_{n-1}(y)]^{-1}. \quad (1.24)$$

При  $n = 0$

$$A_0(y) = J_{-1/2}(y)/J_{1/2}(y) = \text{ctg}(y). \quad (1.25)$$

Угловые коэффициенты в (1.16)

$$\pi_n(\mu) = \frac{dP_n(\mu)}{d\mu},$$

$$\tau_n(\mu) = \mu\pi_n(\mu) - (1 - \mu^2) \frac{d\pi_n(\mu)}{d\mu}, \quad (1.26)$$

где  $\mu = \cos \theta$ ,  $P_n(\mu)$  — полиномы Лежандра, определяемые следующими рекуррентными соотношениями:

$$\pi_n(\mu) = \mu \left( \frac{2n-1}{n-1} \right) \pi_{n-1}(\mu) - \left( \frac{n}{n-1} \right) \pi_{n-2}(\mu),$$

$$\pi'_n(\mu) = (2n-1) \pi_{n-1}(\mu) - \pi'_{n-2}(\mu).$$

При  $n=0$ ,  $\pi_0=0$ ,  $\pi'_0=0$ ; при  $n=1$ ,  $\pi_1=1$ ,  $\pi'_1=0$ .

Как показывают оценки, сходимость выражений (1.16) низка и для достаточной точности необходимо удерживать количество членов ряда  $N_n \geq \rho$ . В наших программах  $N=1,2\rho+9$ , что обеспечивает учет членов  $|a_n|^2 + |b_n|^2 \leq 10^{-14}$ .

Следует заметить, что расчеты на ЭВМ с использованием сильно осциллирующих многоарядных функций, типа Рикатти-Бесселя, необходимо вести с удвоенной точностью. Выполненные в связи с этим численные эксперименты и сопоставление их результатов с расчетами других авторов показали, что для умеренно поглощающих частиц,  $|m\rho| \leq 100$ , приведенный алгоритм обеспечивает точную воспроизводимость четырех значащих цифр. Для сильно поглощающих крупных частиц,  $|m\rho| > 100$ , необходимы специальные модификации, на которых мы не будем останавливаться, поскольку в рассматриваемом далее спектральном диапазоне  $\lambda = 0,3 \div 15$  мкм естественные формы аэрозолей таких ситуаций не создают.

Получаемые в процессе счета компонент матрицы рассеяния значения амплитудных коэффициентов  $a_n$  и  $b_n$  дают возможность в одной и той же вычислительной схеме оценить значения других оптических параметров, а именно фактора эффективности ослабления

$$K_t(m, \rho) = \frac{2}{\rho^2} \sum_{n=1}^{N_n} (2n+1) \operatorname{Re}(a_n + b_n), \quad (1.27)$$

и фактора эффективности рассеяния

$$K_s(m, \rho) = \frac{2}{\rho^2} \sum_{n=1}^{N_n} (2n+1) (|a_n|^2 + |b_n|^2). \quad (1.28)$$

Отметим, в частности, что в предельных случаях, соответственно, очень малых ( $\rho \ll 1$ ) и очень больших ( $\rho \gg 1$ ) частиц справедливы [2] простые приближенные соотношения

$$K_t(m, \rho) \simeq 4 \left| \frac{m^2 - 1}{m^2 + 1} \right| \rho^4, \quad \rho \ll 1,$$

$$K_t(m, \rho) \simeq 2, \quad \rho \gg 1.$$

В ряде практических приложений астрофизики и атмосферной оптики представляют интерес такие оптические характеристики, как *фактор радиационного давления*

$$K_{pr}(m, \rho) = K_t(m, \rho) - \langle \cos \theta \rangle K_s(m, \rho) \quad (1.29)$$

и *фактор асимметрии*, или средний косинус

$$\langle \cos \theta \rangle = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 g(\theta) \cos \theta d(\cos \theta).$$

С использованием полученных амплитудных функций он определится как

$$\begin{aligned} \overline{\cos \theta} = \frac{4}{\rho^2 K_s} \sum_{n=1}^{N_n} \left\{ \frac{n(n+2)}{n+1} [\operatorname{Re}(a_n) \operatorname{Re}(a_{n+1}) + \operatorname{Im}(a_n) \operatorname{Im}(a_{n+1}) + \right. \\ \left. + \operatorname{Re}(b_n) \operatorname{Re}(b_{n+1}) + \operatorname{Im}(b_n) \operatorname{Im}(b_{n+1})] + \right. \\ \left. + \frac{2n+1}{n(n+1)} [\operatorname{Re}(a_n) \operatorname{Re}(b_n) + \operatorname{Im}(a_n) \operatorname{Im}(b_n)] \right\}. \quad (1.30) \end{aligned}$$

Отметим, что при записи формулы (1.30) в широко известной монографии Ван де Хюлста [2], пропущены члены с мнимой частью  $a_n, b_n$ . Это можно обнаружить, если обратиться к оригинальным исследованиям Дебая [12]. Отношение энергии, рассеянной частицей в обратном ( $\theta = 180^\circ$ ) направлении, к энергии, упавшей на ее геометрическое сечение, характеризуется *фактором обратного* (или *радарного*) *рассеяния*

$$K_\pi(m, \rho) = \frac{1}{\rho^2} \left| \sum_{n=1}^{N_n} (2n+1) (-1)^n (a_n - b_n) \right|^2. \quad (1.31)$$

Соответствующие коэффициенты взаимодействия для единицы объема рассеивающей среды, содержащего  $N$  частиц размером  $r$ , определяются соотношением вида

$$\beta(\lambda) = N\pi r^2 K(m, \rho). \quad (1.32)$$

Когда в рассеивающем объеме присутствуют частицы разных размеров (полидисперсная среда), оптические параметры  $P_j(\theta)$ ,  $\beta_t$ ,  $\beta_s$  и др. заменяются на соответствующие суммарные или интегральные величины. Предположим, что распределение рассеивающих

частиц по размерам известно в виде непрерывной функции  $f(r)$  в пределах  $[r_1, r_2]$  такой, что

$$\int_{r_1}^{r_2} f(r) dr = N.$$

Тогда

$$\beta_t(\lambda) = \int_{r_1}^{r_2} K_t(r) \pi r^2 f(r) dr, \quad (1.33)$$

$$\beta_s(\lambda) = \int_{r_1}^{r_2} K_s(r) \pi r^2 f(r) dr, \quad (1.34)$$

$$P_j(\theta) = \frac{4\pi}{\beta_s} \int_{r_1}^{r_2} \sigma_j(\theta, r) f(r) dr. \quad (1.35)$$

Имея в распоряжении основные оптические параметры (1.33) — (1.35), нетрудно установить ряд других практически важных оптических характеристик дисперсной среды.

Так, при решении задач лазерного зондирования аэрозольной атмосферы важное значение приобретает прогноз коэффициентов направленного рассеяния

$$\beta_{ds}(\lambda, \vartheta) = \beta_s [P_1(\theta) + P_2(\theta)]/2. \quad (1.36)$$

Для угла рассеяния  $180^\circ$  значение  $K_{sd}(180^\circ)$  эквивалентно (1.31),

т. е.  $K_\pi(\rho, m) = K_s(\rho, m) P_1(180^\circ) = K_s(\rho, m) g_\pi$ .

С общих позиций анализа рассеивающих и поглощающих свойств аэрозольных частиц несомненный интерес представляет знание величин вероятности выживания кванта

$$\Lambda(\lambda) = \beta_s(\lambda)/\beta_t(\lambda), \quad (1.37)$$

степени поляризации

$$p(\vartheta) = \frac{P_1(\theta) - P_2(\theta)}{P_1(\theta) + P_2(\theta)}, \quad (1.38)$$

коэффициента асимметрии

$$\eta = \int_0^{\pi/2} g(\theta) d\theta \bigg/ \int_{\pi/2}^{\pi} g(\theta) d\theta \quad (1.39)$$

и некоторых других, расчет которых является результатом вторичной численной обработки указанных фундаментальных параметров.

#### 1.4. Рэлеевское рассеяние

Для интересующего нас диапазона оптических волн молекулы воздуха могут рассматриваться как бесконечно малые сферы, в которых перемещение заряда индуцируется внешним электромагнитным полем, описываемым соотношением (1.1). Тогда для источника вторичного излучения молекулы справедливо приближение диполя, осциллирующего с частотой гармонических колебаний  $\omega' = 2\pi c/\lambda'$ . Пренебрегая тепловым движением молекул как возмущением второго порядка малости имеем  $\omega' = \omega$ , где  $\omega$  — частота падающего излучения. В этом случае соотношение для интенсивности рассеянного излучения непосредственно следует из уравнения Лоренца—

Лоренца [7], связывающего поляризуемость  $\hat{\alpha}$  с макроскопическими характеристиками среды — коэффициентом преломления  $n$  и концентрацией молекул  $N$  ( $\text{см}^{-3}$ ):

$$I(\theta, \lambda) = \frac{9\pi^2 \sin^2(\theta)}{N^2\lambda^4} \left( \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \right)^2 I^0. \quad (1.40)$$

Поскольку для воздуха  $n \simeq 1,0$ , тогда  $n^2 + 2 \simeq 3$  и дифференциальное сечение рассеяния одной частицей ( $\text{см}^2/\text{ср}$ ) можно записать в виде

$$\frac{d\sigma_M}{d\Omega} = \frac{9\pi^2 (n^2 - 1)^2}{N^2\lambda^4} \sin^2 \theta, \quad (1.41)$$

где  $\theta$  — полярный угол рассеяния в пределах телесного угла  $d\Omega$ . Полное сечение рассеяния ( $\text{см}^2$ ) определится как

$$\sigma_M(\lambda) = \int_{2\pi} \frac{d\sigma_M}{d\Omega} d(\cos \theta) d\varphi = \frac{8\pi^3 (n^2 - 1)^2}{3N^2\lambda^4} \simeq \frac{32\pi^3 (n - 1)^2}{3N^2\lambda^4}. \quad (1.42)$$

При заданной счетной концентрации рассеивающих центров  $N$  для объемного коэффициента рэлеевского рассеяния ( $\text{см}^{-1}$ ) получаем

$$\beta_M(\lambda) = N\sigma_M(\lambda) = \frac{8\pi (n^2 - 1)^2}{2N\lambda^4}. \quad (1.43)$$

При этом (1.43) справедливо для естественного полностью деполаризованного излучения. В случае поляризованного излучения справедливо следующее соотношение для углового распределения интенсивности

$$I(\lambda, \theta_1, \theta_2) = I_{\parallel}(\lambda, \theta_1) + I_{\perp}(\lambda, \theta_2) = I_{\parallel}^0 \frac{d\sigma_M}{d\Omega} + \beta_{ds}(\lambda, \theta_2) I_{\perp}^0 = \frac{I^0}{2} \frac{\pi^2 (n^2 - 1)}{N^2\lambda^4} (\sin^2 \theta_1 + \sin^2 \theta_2), \quad (1.44)$$

где  $\theta_1$  и  $\theta_2$  — углы между направлением наблюдения и направле-

нием электрических векторов  $E_x$  и  $E_y$  соответственно. Для дифференциального сечения рассеяния ( $\text{см}^2/\text{ср}$ ) имеем

$$\frac{d\sigma_m}{d\Omega} = \frac{\pi^2 (n^2 - 1)^2}{2N^2\lambda^4} (1 + \cos^2 \theta), \quad (1.45)$$

где угол рассеяния  $\theta$  связан с углами  $\vartheta_1$  и  $\vartheta_2$  соотношением

$$\sin^2 \vartheta_1 + \sin^2 \vartheta_2 = 1 + \cos^2 \theta,$$

следующим из уравнений сферической тригонометрии [7]. Нетрудно убедиться, что интегрирование (1.45) по  $d\theta$  в пределах  $[0, \pi]$  с учетом концентрации  $N$  приводит к выражению для полного коэффициента рассеяния вида (1.43). Из (1.44) и (1.45) непосредственно следуют соотношения для индикатрисы рэлеевского рассеяния

$$g_m(\theta) = \frac{3}{4} (1 + \cos^2 \theta) \quad (1.46)$$

и степени поляризации

$$p_m(\theta) = \sin^2 \theta (1 + \cos^2 \theta)^{-1}, \quad (1.47)$$

которая равна единице при  $\theta = 90^\circ$ .

В действительности, вследствие анизотропии молекул  $I_{\Pi}(90^\circ) \neq 0$ . Остаточная деполяризация учитывается в выражении (1.45) поправочным коэффициентом

$$\Delta_n = (6 + 3\delta_n)(6 - 7\delta_n)^{-1}, \quad (1.48)$$

где  $\delta_n$  — фактор остаточной деполяризации, зависящий от молекулярного состава среды (для воздуха  $\delta_n \simeq 0,035$ ).

Влияние анизотропии молекул на форму индикатрисы рассеяния также незначительно. Чандрасекаром предложена следующая эмпирическая формула, учитывающая анизотропное искажение

$$g_m(\theta) = \frac{3}{4} [(1 + 3\gamma_n) + (1 + \gamma_n) \cos^2 \theta] (1 + 2\gamma_n)^{-1}, \quad (1.49)$$

где

$$\gamma_n = \delta_n (2 - \delta_n)^{-1}.$$

С учетом сделанных замечаний уточненное выражение для дифференциального сечения рассеяния (1.45) атмосферного воздуха будет иметь вид

$$\frac{d\sigma_m}{d\Omega} = \frac{3,991 (n^2 - 1)^2}{N^2\lambda^4} (1 + 0,9324 \cos^2 \theta), \quad (1.50)$$

а матрица рассеяния

$$\hat{\sigma}_{ij}(\theta) = \frac{3}{4 + 3\delta_n} \begin{vmatrix} 1 + \cos^2 \theta + \delta_n & -\sin^2 \theta & 0 & 0 \\ -\sin^2 \theta & 1 + \cos^2 \theta & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 2 \cos \theta & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 2 \cos \theta \end{vmatrix}. \quad (1.51)$$

Подробные таблицы индикатрисы рассеяния (1.49), коэффициентов направленного светорассеяния, а также значения  $\delta_n$  для различных газовых компонент содержатся в работах [7, 14]. В табл. 1.1

Таблица 1.1

Модельные параметры молекулярной атмосферы для излучения видимого диапазона длин волн ( $\lambda=0,55$  мкм)

$h$ км	$\beta_M$ км <sup>-1</sup>	$n$	$h$ км	$\beta_M$ км <sup>-1</sup>	$n$
0,0	1,16190—02	1,000277826	24,00	4,45204—04	1,000010645
0,25	1,13427—02	1,000271220	25,00	3,80196—04	1,000009091
0,50	1,10715—02	1,000264735	26,00	3,24924—04	1,000007770
0,75	1,08052—02	1,000258367	27,00	2,77891—04	1,000006644
1,00	1,05440—02	1,000252122	28,00	2,37840—04	1,000005687
1,50	1,00360—02	1,000239975	29,00	2,03715—04	1,000004871
2,00	9,54708—03	1,000228283	30,00	1,74622—04	1,000004176
3,00	8,62418—03	1,000206216	32,00	1,28564—04	1,000003074
4,00	7,77135—03	1,000185823	34,00	9,37802—05	1,000002242
5,00	6,98498—03	1,000167020	36,00	6,88401—05	1,000001646
6,00	6,26111—03	1,000149712	38,00	5,09016—05	1,000001217
7,00	5,59628—03	1,000133815	40,00	3,78988—05	1,000000907
8,00	4,98698—03	1,000119246	42,00	2,84049—05	1,000000679
9,00	4,43008—03	1,000105929	44,00	2,14254—05	1,000000513
10,00	3,92210—03	1,000093783	46,00	1,62584—05	1,000000389
11,00	3,46013—03	1,000082737	48,00	1,24892—05	1,000000298
12,00	2,95866—03	1,000070746	50,00	9,73984—06	1,000000233
13,00	2,52864—03	1,000060463	55,00	5,31870—06	1,000000127
14,00	2,16113—03	1,000051676	60,00	2,90161—06	1,000000069
15,00	1,84718—03	1,000044168	65,00	1,58064—06	1,000000038
16,00	1,57890—03	1,000037753	70,00	8,30257—07	1,000000020
17,00	1,34966—03	1,000032273	75,00	4,11079—07	1,000000010
18,00	1,15381—03	1,000027589	80,00	1,89622—07	1,000000004
19,00	9,86381—04	1,000023586	90,00	3,00699—08	1,000000000
20,00	8,43293—04	1,000020165	100,00	4,73043—09	1,000000000
21,00	7,18145—04	1,000017173	110,00	9,45630—10	1,000000000
22,00	6,11867—04	1,000014631	120,00	2,38392—10	1,000000000
23,00	5,21727—04	1,000012475			

приведен высотный профиль объемного коэффициента молекулярного рассеяния  $\beta_M(\lambda, h)$  для  $\lambda=0,55$  мкм. Пересчет на другие длины волн можно произвести с учетом того, что  $\beta_s(\lambda) \sim \lambda^{-4}$ . При более точных оценках следует иметь в виду, что показатель преломления воздуха несколько уменьшается с длиной волны [11], а именно в стандартных условиях

$$(n - 1) \cdot 10^6 = 64,328 + \frac{29498,1}{146 - \lambda^{-2}} + \frac{255,4}{41 - \lambda^{-2}}, \quad (1.52)$$

что приводит к более сильной, чем  $\lambda^{-4}$ , зависимости коэффициента рассеяния:

$$\beta_M(\lambda) \sim \lambda^{-\nu}, \quad (1.53)$$

где  $\nu=4,08 \div 4,09$ .

Учитывая, что для многих практических задач значительный интерес представляют сечения и коэффициенты обратного рассеяния, в табл. 1.2 представлены значения  $\sigma_{\pi}(\lambda, \theta = 180^\circ)$ ,  $\sigma_M(\lambda)$  и  $\beta_{M, \pi}(\lambda)$ , рассчитанные [5] для наиболее распространенных лазеров.

Таблица 1.2

Сечения и коэффициенты обратного рэлеевского рассеяния в приземном слое атмосферы ( $N = 2,55 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ )

$\lambda$ мкм	$\sigma_{M, \pi} \text{ см}^2/\text{ср}$	$\sigma_M \text{ см}^2$	$\beta_{M, \pi} \text{ км}^{-1}$
0,2660	$1,23 \cdot 10^{-26}$	$1,03 \cdot 10^{-25}$	$2,61 \cdot 10^{-6}$
0,3371	$4,32 \cdot 10^{-27}$	$3,60 \cdot 10^{-26}$	$9,18 \cdot 10^{-7}$
0,3472	$3,82 \cdot 10^{-27}$	$3,18 \cdot 10^{-26}$	$8,11 \cdot 10^{-7}$
0,5320	$6,64 \cdot 10^{-28}$	$5,53 \cdot 10^{-27}$	$1,41 \cdot 10^{-7}$
0,5890	$4,30 \cdot 10^{-28}$	$3,58 \cdot 10^{-27}$	$9,13 \cdot 10^{-8}$
0,6328	$3,33 \cdot 10^{-28}$	$2,68 \cdot 10^{-27}$	$6,84 \cdot 10^{-8}$
0,6943	$2,20 \cdot 10^{-28}$	$1,84 \cdot 10^{-27}$	$4,69 \cdot 10^{-8}$
0,8925	$8,00 \cdot 10^{-29}$	$6,68 \cdot 10^{-28}$	$1,70 \cdot 10^{-8}$
1,060	$4,01 \cdot 10^{-29}$	$3,35 \cdot 10^{-28}$	$8,54 \cdot 10^{-9}$
2,360	$1,62 \cdot 10^{-30}$	$1,35 \cdot 10^{-29}$	$3,44 \cdot 10^{-10}$
10,60	$3,99 \cdot 10^{-33}$	$3,32 \cdot 10^{-32}$	$8,47 \cdot 10^{-13}$

В заключение отметим, что все указанные формулы и оценки молекулярного рассеяния пригодны также для тонкодисперсной фракции аэрозоля ( $\rho < 0,2$ ) с той разницей, что вместо  $n$  в формулах необходимо подставить показатель преломления материала частиц  $m = n - ik$ , который в общем случае является комплексным. При этом возникают дополнительные условия применимости:  $|n - 1| \rightarrow 0$  и  $|k| \rightarrow 0$ .

### 1.5. Комбинационное рассеяние света

При индуцированной деформации электронного облака молекулы полем падающей световой волны возникают ее периодические колебания и вращения, в результате чего появляется модуляция световой волны с частотой  $\omega_i$  ( $i$  — номер собственного колебания), определяющая условия появления спонтанного комбинационного рассеяния (СКР).

Дипольный момент, индуцированный в молекуле, можно представить

$$\bar{\mu} = \hat{\alpha} E_0, \quad (1.54)$$

где  $\alpha$  — феноменологический параметр, называемый поляризуемостью молекулы. Величина  $\alpha$  имеет порядок величины объема молекулы, т. е.  $\alpha \approx 10^{-24} \text{ см}^3$ . Если принять, что некоторая колебательная координата молекулы

$$q_i = q_{i0} \cos(\omega_i t + \delta_i),$$

то, учитывая ее малость, нетрудно получить [21]

$$\begin{aligned} \mu(t) = & \alpha_0 \mathbf{E}^0 \cos \omega_0 t + \frac{1}{2} \left( \frac{\partial \alpha}{\partial q_i} \right)_0 \mathbf{E}^0 q_{i0} \cos [(\omega_0 - \omega_i) t + \delta_i] + \\ & + \frac{1}{2} \left( \frac{\partial \alpha}{\partial q_i} \right)_0 \mathbf{E}^0 q_{i0} \cos [(\omega_0 + \omega_i) t + \delta_i] + \dots \end{aligned} \quad (1.55)$$

Формула (1.55) имеет наглядное физическое содержание. В результате модуляции колебаний индуцированного момента  $\mu(t)$  комбинациями ядер молекул в спектре рассеянного света появляются частоты  $\omega_0 - \omega_i$  и  $\omega_0 + \omega_i$ , интенсивность линий которых

$\sim \left( \frac{\partial \alpha}{\partial q_i} \right)^2$ . Учет дополнительных членов в (1.55) позволяет выявить менее выраженные обертоны с величинами, пропорциональными  $\left( \frac{\partial^2 \alpha}{\partial q_i^2} \right)^2$ ,  $\left( \frac{\partial^2 \alpha}{\partial q_i \partial q_k} \right)^2$  и т. д. Боковые частоты, меньшие  $\omega_0$ , называют стоксовыми линиями, а частоты, большие  $\omega_0$ , — антистоксовыми.

Полная теория комбинационного рассеяния развивается на основе квантовых представлений, однако для ряда простых молекул важные стороны явления могут быть установлены классической теорией, развитой Планком [8].

Полагая, что рассеяние происходит на отдельных молекулах, компоненты вектора  $\mu$  в общем случае могут быть записаны в форме

$$\mu_i = \sum_k s_{ik} E_k \quad (i, k = x, y, z), \quad (1.56)$$

где  $E_k$  — компоненты вектора  $\mathbf{E}$  в декартовой системе координат. Свойства рассеянного света полностью определены заданием тензора рассеяния  $\|s_{ik}\|$ . Конкретный вид элементов зависит от физической природы молекул и устанавливается методами квантовой электродинамики. В работе [10] показано, что главную систему координат, связанную с рассеивающей молекулой, можно выбрать так, что тензор  $\|s_{ik}\|$  представляется в виде суммы двух диагональных и одного асимметричного тензоров

$$\|s_{ik}\| = \|a_{ik}\| + \|b_{ci}\| + \|b_{ai}\|, \quad (1.57)$$

где

$$\begin{aligned} \|a_{ik}\| = & \begin{vmatrix} 0 & a_{12} & a_{13} \\ -a_{12} & 0 & a_{23} \\ -a_{13} & -a_{23} & 0 \end{vmatrix}; \quad \|b_{ci}\| = \begin{vmatrix} b_{c1} & 0 & 0 \\ 0 & b_{c2} & 0 \\ 0 & 0 & b_{c3} \end{vmatrix}; \\ \|b_{ai}\| = & \begin{vmatrix} b_{a1} & 0 & 0 \\ 0 & b_{a2} & 0 \\ 0 & 0 & b_{a3} \end{vmatrix}. \end{aligned}$$

Указанные составляющие тензора рассеяния обуславливают появление в рассеянном излучении трех соответствующих компонент.

С учетом того, что выражение для интенсивности в направлении  $\Omega$  имеет вид

$$I(\omega, \vartheta) = \frac{\omega^2}{4\pi c^3} |[\mu\Omega]|^2 \sin^2 \vartheta, \quad (1.58)$$

эти компоненты при условии облучения линейно поляризованным излучением в сферической системе координат  $(\vartheta, \varphi)$  определяются как:

$$I_1(\omega, \vartheta) = I'_0 5s_c \sin^2 \vartheta, \quad (1.59)$$

$$I_2(\omega, \vartheta) = I'_0 \frac{5}{2} s_a (1 + \cos^2 \vartheta), \quad (1.60)$$

$$I_3(\omega, \vartheta) = I'_0 \frac{1}{2} s_\delta (6 + \sin^2 \vartheta), \quad (1.61)$$

где

$$\begin{aligned} I'_0 &= I_0 \omega^4 (15c^3)^{-1}, \\ s_c &= \text{Sp}(b_{ci} b_{ci}^\dagger) = \sum b_{ci} b_{ci}^*, \\ s_a &= \text{Sp}(a_{ik} a_{ik}^\dagger) = \sum_{i < k} a_{ik} a_{ik}^*, \\ s_\delta &= \text{Sp}(b_{ai} b_{ai}^\dagger) = \sum_i b_{ai} b_{ai}^*. \end{aligned}$$

При этом компонента  $I$ , связанная с инвариантом (следом) тензора  $b_{ci} b_{ci}^\dagger$ , называется скалярным рассеянием; вторая часть рассеянного света, характеризующаяся параметром  $s_\delta$  (степенью анизотропии), называется анизотропным, или квадрупольным рассеянием, обе компоненты  $I_1$  и  $I_2$  — симметричным рассеянием. Наконец рассеяние, связанное с тензором  $a_{ik} a_{ik}^\dagger$ , определяется как асимметричное.

Для дифференциального и полного сечения комбинационного рассеяния, согласно [10], имеем

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_K}{d\Omega} &= \frac{\omega^4}{15c^4} \left[ 5s_c \sin^2 \vartheta + \frac{1}{2} s_\delta (6 + \sin^2 \vartheta) + \right. \\ &\quad \left. + \frac{5}{2} s_a (1 + \cos^2 \vartheta) \right], \quad (1.62) \end{aligned}$$

$$\sigma_K(\omega) = \frac{8\pi\omega^4}{9c^4} (s_c + s_\delta + s_a). \quad (1.63)$$

Соответственно для степени деполяризации

$$p_K(\vartheta) = \frac{3s_\delta^2 + 5s_a}{10s_c \sin^2 \vartheta + s_\delta^2 (3 + \sin^2 \vartheta) + 5s_a \cos^2 \vartheta}. \quad (1.64)$$

Квантомеханический подход позволяет более строго трактовать различные проявления комбинационного рассеяния (КР), включая

вынужденное и резонансное КР с учетом природы молекулярного возмущения (электронное, вращательное, колебательное, колебательно-вращательное и др.).

В заключение приведем выражение для суммарного дифференциального сечения рассеяния в направлении назад

$$\beta_{ds}(\omega, \lambda) = (2\pi c)^4 [\hat{a}_{ci}^2(j, \nu) + \hat{a}_{ai}^2(j, \nu)] (\omega_0 - \omega_i)^4 \times \\ \times \left[ 1 + \frac{A}{1 - \exp(-h\omega_i/kT)} \right], \quad (1.65)$$

где  $A_i = \sqrt{h/8\pi^2\omega_i}$  — амплитуда  $i$ -го колебания молекулы;  $\hat{a}_{ci}^2$ ,  $\hat{a}_{ai}^2$  — соответственно изотропная и анизотропная части производной тензора поляризуемости по нормальной координате  $q_i$  (см. (1.55)),  $T$  — абсолютная температура.

## ГЛАВА 2. МИКРОФИЗИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ АТМОСФЕРНОГО АЭРОЗОЛЯ

Развивая методологию построения модели исходных микрофизических характеристик атмосферного аэрозоля, мы будем придерживаться концепций, одобренных международным совещанием экспертов по вопросам физики аэрозоля и его влияния на климат [38]. Учитывая различную природу источников генерации аэрозольных частиц как внешних, так и внутренних, постулируется следующая высотная градация модели:

- 1) пограничный слой атмосферы (до высот  $h_1 = 0,5$  км), подверженный определяющему влиянию подстилающей поверхности;
- 2) слой турбулентного перемешивания ( $h_2 = 2 \div 4$  км);
- 3) тропосфера с верхней границей на уровне тропопаузы ( $h_3 = 10 \div 12$  км);
- 4) стратосфера ( $h_4 \approx 30$  км);
- 5) средняя атмосфера выше 30 км, включая серебристые облака.

Первые два слоя часто объединяются понятием — приземный аэрозоль; в его формировании необходимо выделять как минимум два глобальных источника: океан и земную поверхность. Дальнейшая детализация модели связана с учетом геофизических региональных признаков, метеорологических факторов и мезомасштабных процессов циркуляции.

### 2.1. Концентрация аэрозольных частиц

Пространственная структура поля концентрации аэрозолей является определяющей характеристикой при численном построении оптических моделей. При этом необходимо иметь в виду три типа

концентрации: массовую концентрацию  $m_a$  (г/см<sup>3</sup>), полную концентрацию частиц  $N$  (см<sup>-3</sup>) и концентрацию частиц, больших некоторого размера,  $N_M$ . Полная концентрация имеет условный физический смысл, поскольку зависит от разрешающей способности измерительной техники, которая обычно не превышает значения  $r_{min}$ , равного 0,01 мкм. Величина  $N_M$  относится чаще всего к частицам с радиусом  $r \geq 0,15 \div 0,2$  мкм (оптически активная фракция). Косвенной мерой уровня оптически активной фракции аэрозольных частиц служит оптическая толщина атмосферного слоя в спектральном участке, свободном от молекулярного поглощения. Так, например, оптическая толщина стратосферного слоя ( $h = 15 \div 25$  км) в периоды, свободные от вулканических извержений, достаточно стабильна и составляет  $\bar{\tau}(\lambda = 0,55 \text{ мкм}) \approx 0,005$ , что эквивалентно значениям  $\bar{N} \approx 10 \text{ см}^{-3}$  или  $N_M \approx 1 \text{ см}^{-3}$ .

Широтные изменения концентрации аэрозоля в какой-то мере учитываются в рамках введенной выше классификации, модельные профили вариаций  $N(h)$ ,  $N_M(h)$  и  $m_a(h)$  получаются как результат статистической интерпретации результатов микрофизических и оптических измерений для заданного геофизического района.

### 2.1.1. Пограничный слой атмосферы

На основании данных длительного исследования приземного слоя атмосферы можно сделать вывод о том, что в пограничном слое вариации числа частиц максимальны: для ядер конденсации  $N_M = 10 \div 10^5 \text{ см}^{-3}$ , для больших аэрозольных частиц  $N_M = 0,1 \div 10^3 \text{ см}^{-3}$ . Именно в пограничном слое атмосферы (ПСА) проявляется существенное влияние подстилающей поверхности, сезона года, времени суток, метеорологических факторов (ветра, влажности, турбулентного режима).

В последние годы систематические исследования концентрации частиц аэрозолей в пограничном слое атмосферы проводились во многих странах в характерных географических районах. В табл. 2.1 приведены обобщенные результаты этих исследований.

Следует подчеркнуть, что указанные в табл. 2.1 средние значения концентрации частиц естественно не отражают полной картины из-за статистической необеспеченности имеющихся данных измерений, результаты которых существенно зависят от метеорологических условий. Поэтому конкретные результаты измерений часто могут не соответствовать полученным в [38] данным. Так, например, средние концентрации крупных частиц в сельских районах, с нашей точки зрения, в [38] явно завышены. Действительно, по данным 700 измерений, выполненных в сельской местности летом 1979 г. [13], получены  $N_M(r \geq 0,28 \text{ мкм}) = 2,54 \pm 1,12 \text{ см}^{-3}$ . В нашей аэрозольной модели (1974) [8], построенной на основе экспериментальных данных, в качестве среднего значения счетной концентрации в интервале высот  $h = 0,0 - 1,5$  км принималась величина  $N_M(r \geq 0,1 \text{ мкм}) = 60 \text{ см}^{-3}$ . В следующей версии нашей модели (1982) [22] распределение концентрации по размерам

Таблица 2.1

Средние значения счетной концентрации ( $\text{см}^{-3}$ ) частиц различных размеров в пограничном слое атмосферы для типовых форм аэрозоля [38]

Тип аэрозоля	$r$ мкм	
	$>0,001$	$>0,1$
Полярный	22	6
Континентальный		
фоновый	1 340	80
сельский	8 790	2090
городской	137 000	1410
Аридный	1 450	185
Морской	465	110

$N_M(r > r^*)$  на уровне  $h = 0,0 \div 0,5$  км принималось согласно табл. 2.2.

Таблица 2.2

Значения интегральной концентрации  $N_M(r > r^*)$  в ПСА, принятые в качестве модели в [22]

$r^*$ мкм . . . . .	0,01	0,1	0,15	0,225	0,25	0,5	1,0	4,0
$N(r > r^*) \text{ см}^{-3}$ .	1430	204	60,0	17,2	12,0	1,36	0,528	0,017

В основе выбора этих значений лежат осредненные результаты комплекса прямых микрофизических измерений, выполненных с помощью импакторов и фильтровых ловушек в умеренных широтах континента [8, 9, 22]. Следует отметить, что приведенные в табл. 2.2 характеристики  $N_M(r > r^*)$  находятся в хорошем соответствии с данными наших недавних самолетных измерений, показанных на рис. 2.1, что дополнительно подтверждает их адекватность.

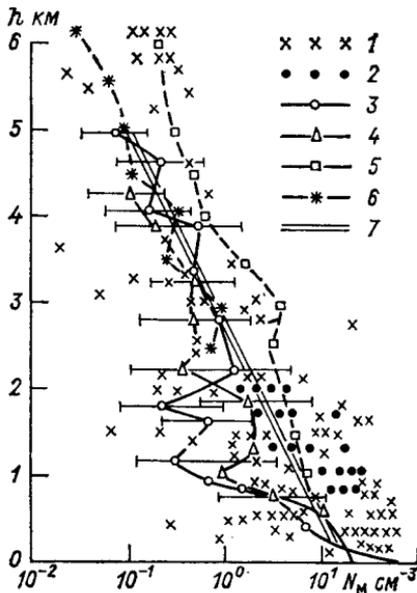


Рис. 2.1. Результаты контактных измерений концентрации крупных частиц  $N_M$  ( $r \geq 0,2$  мкм) над континентом средних широт.

1 — самолетные измерения Фитча и Кресса [50, 55, 56]; 2, 3 и 4 — данные наших самолетных измерений соответственно в Томске (1983), Северном Казахстане (1981) и Западной Сибири (1982); 5 — осредненные данные советско-американского эксперимента 1975—76 гг. [1, 22]; 6 — аэрозольные измерения Розена и Хофмана [100, 102]; 7 — средняя модель (2.1).

Высокая концентрация частиц Айткена ( $0,002 \text{ мкм} \leq r \leq 0,1 \text{ мкм}$ ) в воздушном бассейне крупных индустриальных центров обусловлена интенсификацией газохимических процессов образования аэрозолей. Несмотря на то что частицы указанного интервала размеров оптически малоактивны, они играют определяющую роль в формировании аккумулятивной основной фракции аэрозоля за счет интенсивных процессов коагуляции и конденсационного роста. Большие массы антропогенного аэрозоля от мощных локализованных источников имеют тенденцию диффузного и адвективного распространения на расстояния до нескольких десятков и даже сотен километров, что создает предпосылки изменения оптической погоды в значительных регионах. Так, из данных измерений Витби [127], выполненных в штате Колорадо (США), следует, что с приходом воздушных масс из удаленных промышленных районов концентрация частиц Айткена резко увеличивается от 1200—3000 (фоновые условия) до 20 000  $\text{см}^{-3}$ .

Значительные вариации концентрации частиц океанического аэрозоля обнаружены многими исследователями в различных акваториях. Например, на основании детального изучения около 400 серий измерений массовой концентрации солевых частиц в ПСА в различных районах Тихого и Атлантического океанов Вудкок [43] установил близкую к экспоненциальной зависимость  $m_a$  от скорости ветра. Эти результаты (см. рис. 2.3) хорошо совпадают с осредненными данными не менее обширной (1821 реализация) серии измерений Ловетта [43]. При средней скорости ветра над океаном 7—8 м/с средняя массовая концентрация морской соли в ПСА составляет 8—14  $\text{мкг/м}^3$ . Эти данные могут быть дополнены результатами Браво и др. [44], также полученными по достаточно большому массиву измерений (табл. 2.3).

Таблица 2.3

Статистические параметры распределения концентрации ( $\text{мкг/м}^3$ ) компонент морского аэрозоля над океанами [44]

Океан	Компонента	$m_a$	$\delta m_a$	Число случаев
Атлантический	Минеральная	7,27	4,10	54
	Солевая	21,38	1,40	45
Тихий	Минеральная	0,62	2,39	82
	Солевая	6,28	1,88	80

Малое количество пыли ( $0,62 \text{ мкг/м}^3$ ) дает основание рассматривать эту фракцию приземного аэрозоля в качестве первого приближения среднеглобальной фоновой модели. В пользу этого положения может служить то обстоятельство, что акватория Тихого океана вместе с полярными районами охватывает значительную часть земной поверхности и ее воздушный бассейн в наименьшей

степени подвержен возмущающему влиянию естественных и искусственных генераторов аэрозоля (пыльные бури, лесные пожары, индустриальные загрязнения и др.).

Акватория Атлантического океана (исключая северную часть) и ряд внутренних морей характеризуется значительным статистическим разбросом концентрации аэрозольных частиц различной природы, и оптическая погода этих районов должна прогнозироваться с учетом характерных масштабов выноса пыли с Африканского континента и антропогенного влияния высокоиндустриальных районов Европы и Северной Америки. Еще в больших пределах изменяется массовая концентрация пылевых и загрязняющих компонент аэрозоля над континентом.

В табл. 2.4 показаны пределы изменения  $m_a$  различных фракций аэрозоля в ПСА, полученные различными исследователями.

Таблица 2.4

**Массовая концентрация различных фракций аэрозоля (мкг/м<sup>3</sup>) в ПСА**

Аэрозоль	$m_a$	Источник
Почвенно-эрозионный полярных районов	0,1—7,0	[20, 38, 82]
фоновый	30,0—40,0	[20]
аридный	25,0—250,0	[17, 18]
сахарский	70,0—200,0	[107]
над морем (ТЭСА)	0,07—20,0	[21]
Морской (0,4 мкм)	0,36—55,0	[21]
Органический		
над континентом	1,0—2,0	[75, 83]
над морем	2,1—5,0	[75, 83]
В том числе сажа		
над Аляской	0,08—0,4	[105]
над континентом	0,5—1,6	[38]
в индустриальных районах	2,0—4,3	[38]
Газохимический (сульфаты)		
фоновый	1,0—5,0	[98]
в индустриальных районах	5,0—80,0	[127]

**2.1.2. Слой турбулентного перемешивания**

Полученный для условий нижней тропосферы обширный экспериментальный материал систематизирован в монографиях [21, 22]. В последнее время он пополнился самолетными и аэростатными измерениями, обобщенными в монографии [13], самолетными и лидарными измерениями, проведенными в Институте оптики атмосферы СО АН СССР под руководством авторов работы. Поскольку аэрозольные частицы в тропосфере преимущественно земного происхождения, а механизм образования почвенно-эрозионных аэрозолей носит существенно нерегулярный характер, про-

странственные и временные вариации содержания частиц в приземной атмосфере весьма значительны.

Данные измерений, использованные нами для оценки вертикального профиля  $\bar{N}(h)$ , относятся к частицам размером  $r \geq 0,1 \div 0,2$  мкм. С одной стороны, это обусловлено тем, что частицы с  $r < 0,1$  мкм являются оптически неактивными для интересующего нас диапазона длин волн, с другой — информация о высотном распределении частиц Айткена ( $r < 0,1$  мкм) в приземной атмосфере весьма ограничена вследствие технической сложности реализации измерений и больших масштабов вариаций указанных частиц. Для грубой оценки средней концентрации частиц Айткена

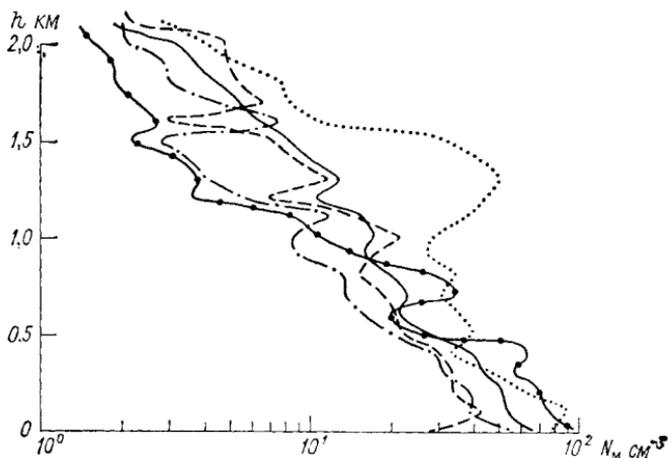


Рис. 2.2. Отдельные реализации  $N_m$  ( $r > 0,2$  мкм) в Томске (1983 г.).

можно использовать  $N_A$ , равные 60—100 см<sup>-3</sup> для полярных областей, 200—400 см<sup>-3</sup> для океанических акваторий, 1000—2000 см<sup>-3</sup> для фоновых условий континента и превышающие 10<sup>4</sup> см<sup>-3</sup> для промышленных районов [74].

Причина сильной вариации  $N_A$  состоит в том, что частицы Айткена являются в основном продуктом химических и фотохимических реакций, эффективность которых обусловлена решающим антропогенным воздействием. Поскольку выбросы сернистого газа, аммиака, сероводорода и других исходных продуктов не превышают 4—5 км [13], в верхней тропосфере концентрация частиц Айткена стабилизируется в глобальном масштабе, не считая периодических возмущений за счет вулканических выбросов.

Из имеющихся результатов измерений концентрации частиц аэрозолей в качестве основы для статистической модели  $\bar{N}(h)$  над континентом нами выбраны данные контактных самолетных измерений, проведенных на различных высотах. Часть этих данных, полученных в умеренных широтах Евразийского континента в период 1981—1984 гг. показана на рис. 2.1. На рис. 2.2 показаны отдельные реализации  $N_m(h)$ , полученные нами над Западной Сибирью

в ноябре 1983 г. Характерно, что несмотря на сложный характер локальных профилей, отражающих динамику развития инверсионных слоев с малыми временными масштабами корреляции (как правило, порядка нескольких часов), средние значения  $\bar{N}(h)$  для континента умеренных широт хорошо удовлетворяют закону экспоненциального спада (кривая 7 на рис. 2.1):

$$\bar{N}(h) = N(h_0) \exp\left(-\frac{h-h_0}{\xi}\right), \quad (2.1)$$

где  $\xi$  — масштабный параметр, равный примерно 1,21. Более детальный анализ позволяет выделить из массива данных, включая данные лазерного зондирования [6, 11], две типовые ситуации: устойчивая антициклоническая погода, характеризуемая присутствием заметных инверсионных задерживающих слоев на высоте 2—4 км, и условия высокой активности конвективных потоков, более характерные для субаридных районов, а также океанических акваторий.

В первом случае определяющую роль играют процессы турбулентного перемешивания аэрозоля, который в отсутствие других конкурирующих возмущений равномерно заполняет слой от земной поверхности до некоторой высоты  $h_2$ , значения которой оказываются характерными для данного климатического региона и времени года. Высота слоя турбулентного перемешивания  $h_2$  легко определяется средствами лазерного зондирования. В этом случае вертикальный профиль концентрации  $N(h)$  в приземной атмосфере континента определяется выражениями [2]:

$$N(h) = \begin{cases} N(h_0) - \left[ \frac{N(h_0) - N(h)}{h_1} \right] h, & h_0 \leq h \leq h_1, \\ N(h_1) = \text{const}, & h_1 < h \leq h_2, \\ N(h_2) \exp\left(-\frac{h_2 - h}{8}\right), & h > h_2. \end{cases} \quad (2.2)$$

В табл. 2.5 приведены значения параметров  $h_1$  и  $h_2$  для разных географических зон при метеорологической дальности видимости 20 км.

Таблица 2.5

Значения входных параметров модели (2.2) высотного профиля концентрации  $N(h)$

Геофизическая зона	Сезон	$h_1$ см	$h_2$ см
Умеренные широты континент	Лето	0,3	2,5
	Зима	0,5	0,5
океан	Лето	0,15	1,5
	Зима	0,15	1,5
Аридная зона	Лето	0,3	4,0
	Зима	0,4	1,5

Во втором случае остается справедливым соотношение (2.1), но с меньшим значением масштабного параметра  $\xi' \leq \xi$ .

Процессы генерации частиц морской поверхностью более стабильны. Полученный в рамках программы BOMEX [84, 122] достаточно представительный объем результатов самолетного лазерного зондирования приводит к выводу, что до высот 500—600 м концентрация частиц, как правило, изменяется незначительно (рис. 2.3). Причина, по-видимому, состоит в быстром обратном стоке частиц. По той же причине уровень максимальной концен-

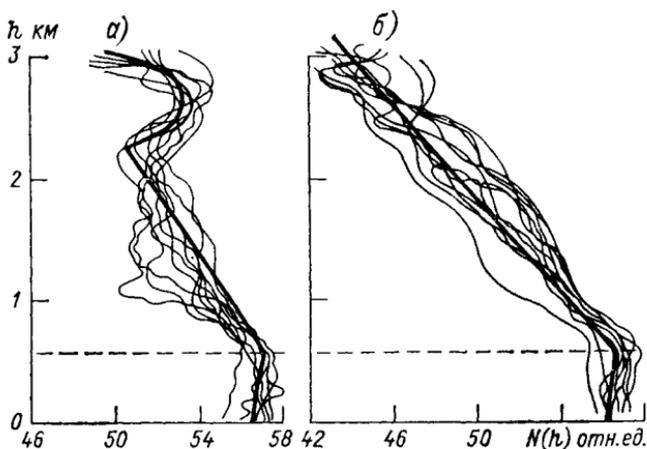


Рис. 2.3. Качественное поведение профиля концентрации аэрозольных частиц над океаном по данным самолетного лазерного зондирования в рамках программы BOMEX [84, 122].

*a* — при прохождении выносов континентальной пыли. *б* — в ясных условиях; утолщенные линии — средние профили  $N(h)$ .

трации пылевых выносов с континента (отмечаемых примерно в половине измерений) формируется на высоте  $h_n \approx 3,5$  км (рис. 2.3 *a*). В отсутствии пыли вертикальный профиль частиц над океаном аппроксимируется выражениями:

$$\bar{N}(h) = \begin{cases} N(h_0), & h_0 \leq h \leq h_1, \\ N(h_1) \exp\left(\frac{h-h_1}{\xi}\right), & h_1 < h \leq h_2; \end{cases} \quad (2.3)$$

в присутствии пылевых выносов —

$$\bar{N}(h) = \begin{cases} N(h_0), & h_0 \leq h \leq h_1, \\ \frac{N(h^*)}{\Gamma(k^*+1)} \left(\frac{h}{h^*}\right)^{k^*} \exp\left(-\frac{k^*h}{h^*}\right), & h_1 < h \leq h_2, \end{cases} \quad (2.4)$$

где  $h^*$  — высота максимума концентрации пылевого слоя, а параметр  $k^*$  определяется интенсивностью стока частиц из атмосферы на морскую поверхность и принимает значения, равные 3—8. Результаты осреднения высотных профилей массовой концентрации

аэрозольных частиц  $m_a(h)$  по данным 343 полетов над различными акваториями Мирового океана [130] показаны на рис. 2.4. Видно устойчивое присутствие инверсионного слоя на высотах 400—600 м, который разрушается лишь при ветре значительной силы. Продукты выноса с морской поверхности равномерно заполняют подинверсионный слой. Выше уровня инверсии имеет место экспоненциальное спадение концентрации с высотой с резким уменьшением в составе аэрозоля солевых частиц.

Характерные профили вертикальной концентрации  $N_m$  крупных аэрозольных частиц

крупных аэрозольных частиц

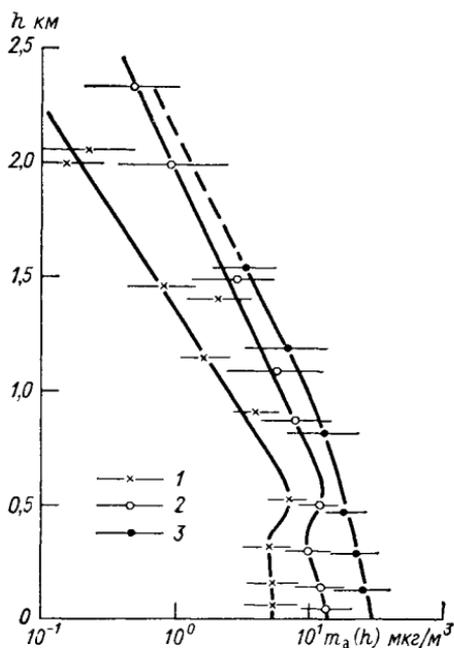


Рис. 2.4. Средние высотные профили массовой концентрации аэрозольных частиц  $m_a(h)$  над океаном [43, 130].

1, 2 и 3 — при скорости ветра соответственно 3,5, 8 и 14 м/с.

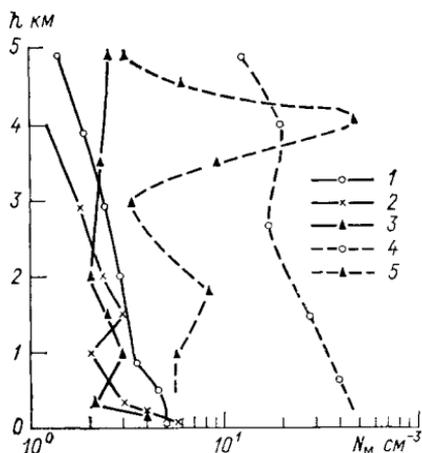


Рис. 2.5. Высотное распределение крупных аэрозольных частиц над аридными районами.

1—3 — полупустыни Северного Казахстана [29]; 4 — пустыня Каракумы [29]; 5 — САС [28].

( $r > 0,2$  мкм) в полупустынных, районах и в зоне интенсивного выноса сахарского аэрозольного слоя (САС) приведены на рис. 2.5 по данным [28, 29].

В работе [36] выполнен статистический анализ массива экспериментальных данных, полученных в условиях устойчивой оптической погоды. Изменчивость вертикальных профилей аэрозольной концентрации оказалась существенно большей, чем в подобных измерениях для средней полосы. Однако в целом средний профиль  $\bar{N}(h)$  хорошо соответствует «ступенчатой» модели (2.2) со значениями параметров  $h_1$  и  $h_2$ , указанными в табл. 2.5.

В работах, посвященных исследованиям происхождения и свойств тропосферного аэрозоля над полярными областями [73],

высказывается предположение, что воздушные массы над Арктикой и Антарктикой воспроизводят «фоновые» условия умеренных широт. Таким образом, исследования полярного аэрозоля имеют фундаментальное значение для понимания природы и эволюции глобального аэрозоля в целом. Однако многолетние исследования в Упсале [108] показывают, что весной для Аляски характерны дымки существенно антропогенного происхождения. Доминирующими аэрозолями по массовой концентрации над Южным полюсом являются сульфаты и ледяные кристаллы (типичный фоновый аэрозоль). Полная концентрация частиц, включая ядра Айткена, в тропосфере полярных областей изменяется слабо, от  $10^2$  до  $10^3$  см<sup>-3</sup>. Над морским покровом Антарктиды  $N(h)$  резко уменьшается [38, 73, 101]. Слой турбулентного перемешивания, как правило, не имеет резких границ, исключая пограничный уровень толщиной несколько сотен метров [108]. Концентрация оптически активной фракции частиц в целом спадает экспоненциально,

$$\bar{N}_m(h) = N(h_0) \exp\left(-\frac{h-h_0}{\xi}\right), \quad h_0 < h \leq h_2, \quad (2.5)$$

с величиной масштабного параметра  $\xi = 1,2 \div 1,7$  и  $h_2 \approx 6,0 \div 6,5$  км. Интегральное содержание аэрозоля в столбе атмосферы составляет над Антарктидой  $(4,0 \div 15,0)10^{-7}$  г/см<sup>2</sup>, над Арктикой —  $1,5 \cdot 10^{-6}$  г/см<sup>2</sup>; средняя аэрозольная оптическая толщина на уровне моря для  $\lambda = 0,5$  мкм равна 0,025 в Антарктиде и 0,11 на Аляске, причем статистика за последние 70 лет [108] указывает на ее увеличение со скоростью  $(0,01 \pm 0,005)$  за десятилетие.

### 2.1.3. Тропосфера и стратосфера

Исследования микрофизических параметров верхней тропосферы и стратосферы дали наиболее плодотворные результаты в последнее десятилетие, что обусловлено развитием новых средств зондирования, в первую очередь лидарных, и совершенствованием техники, поднимаемой на самолетах и аэростатах.

Из имеющихся многочисленных результатов измерений концентрации частиц аэрозолей на различных высотах в тропосфере и стратосфере мы отберем только те, которые имеют прямое отношение к проблеме последующего построения соответствующих моделей.

Анализ данных о вертикальных профилях ядер конденсации, полученных в различных географических районах от Южного до Северного полюса [101, 111], указывает на достаточную стабильность их концентрации в стратосфере и в меньшей степени в тропосфере (табл. 2.6). Значения концентраций, приведенные в табл. 2.6, получены в период, свободный от крупных вулканических извержений (1977 г.). Сопоставление результатов, полученных различными авторами в разные периоды вулканической активности, представлено на рис. 2.6. Очевидно, что наибольшие

Средние значения концентраций ядер конденсации ( $\text{см}^{-3}$ ) в различных географических районах

$h$ км	Южный полюс (Мак-Мёрдо)	Экватор (Панама)	Средние широты (Вайоминг)	Северный полюс (Фэрбанкс)
10	83	2480	414	124
15	14	490	58	14
80	3	4	4	3
25	0,4	2	2	—
30	—	0,6	0,6	—

возмущения вертикальных профилей ядер конденсации происходят в периоды непосредственной деятельности вулканов (кривая 7). Другим важным фактором, объясняющим формирование устойчивого уровня  $N_{\max}(h)$  в районе тропопаузы,

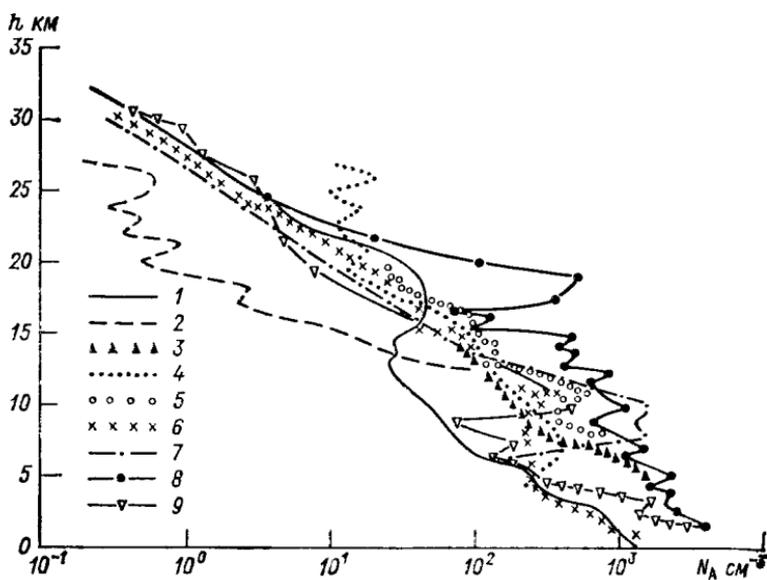


Рис. 2.6. Высотные профили ядер Айткена, приведенные в [22] (1—6) и полученные в различные периоды вулканической активности [67] (7—9).

1—5 — ранние систематизированные результаты, 6 — модельный профиль  $N(h)$ ; 7, 8 и 9 — данные, полученные соответственно 12.11.79, 20.06.80 и 15.01.81.

являются, по-видимому, систематические выбросы реактивных двигателей самолетов. Как отмечается в [20], оценки количества аэрозоля, продуцируемого самолетами при ежегодном сжигании в верхней тропосфере  $10^8$  т топлива, подтверждают это предположение. Концентрация антропогенных ядер конденсации должна составлять около  $1000 \text{ см}^{-3}$ , что примерно соответствует данным наблюдений. На рис. 2.6 показан также средний профиль ядер конденсации (кривая 6), использованный в нашей работе [22]

в качестве модельного для расчета оптических параметров аэрозольной атмосферы.

На рис. 2.7 построены высотные профили  $N_M(h)$  частиц Ми ( $r \geq 0,2$  мкм), дающих определяющий вклад в рассеяние коротковолнового излучения. Анализ приведенных данных указывает на то, что с высотой концентрация падает существенно в начальном участке пограничного слоя, не превышающем несколько сотен метров. Далее поведение  $N_M(h)$  обусловлено, как отмечено ранее, особенностями термической стратификации. Характерно присутст-

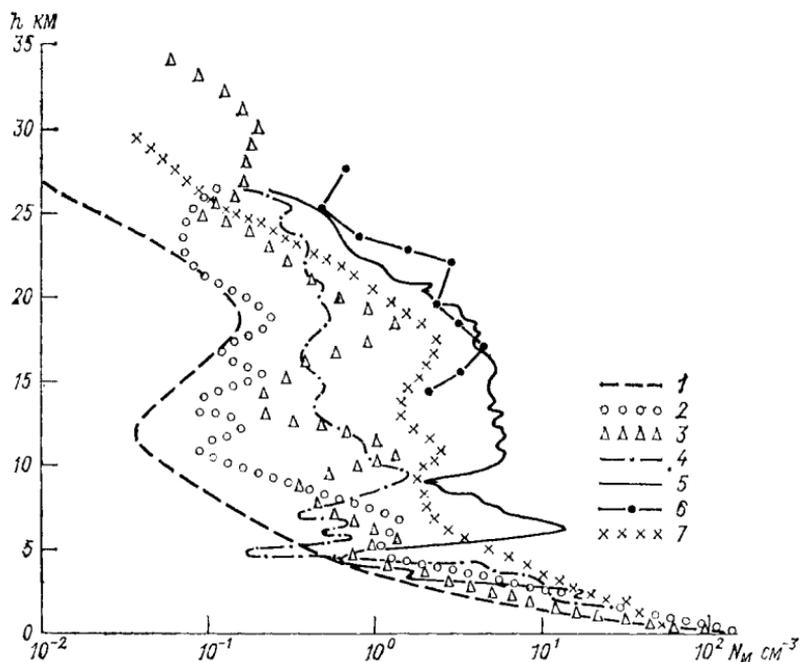


Рис. 2.7. Вертикальные профили распределений частиц Ми по данным различных исследований (1—6) и модельный профиль  $N_M$  (7) по [22].

вие нестационарных областей повышенной концентрации в средней тропосфере. Природа появления и существования этих слоев возможно связана с вулканической деятельностью земной поверхности, пыльными бурями и прочими крупномасштабными возмущениями.

Анализ данных 2.7, а также результатов других исследований указывает на необходимость построения моделей на основе какой-то одной фиксированной реализации или среднего по всем известным измерениям. Очевидно, необходимо выполнять осреднение по совокупности однотипных ситуаций в поведении  $N(h)$ , а случаи экстремального характера рассматривать как границы применимости выбранной модели. Как отмечалось в работе [22], установившаяся после серии вулканических извержений 1974—1975 гг.

повышенная по сравнению с предыдущим десятилетием замутненность стратосферы продолжала сохраняться в течение 1976—1977 гг. В табл. 2.7 приведены значения концентрации крупной фракции за более длинный период (1971—1980 гг.).

Таблица 2.7

Значения пиковой концентрации крупных частиц в стратосфере по данным [110]

Год . . . . .	1971	1972	1973	1974	1975	1976	1977	1978	1979	1980
$N \text{ см}^{-3}$ . . .	1,0	1,0	0,7	10,0	2,0	1,8	1,0	0,8	0,7	4,0

Подобная картина имеет место и после проявлений мощного вулканического дублета Сент-Хеленс (1980 г.), Эль-Чичон (1982 г.). Таким образом, при расчете радиационных характеристик атмосферы вклад стратосферного слоя необходимо определять с учетом его квазипостоянства, обусловленного вулканической активностью. Динамика поствулканических изменений состояния аэрозольной

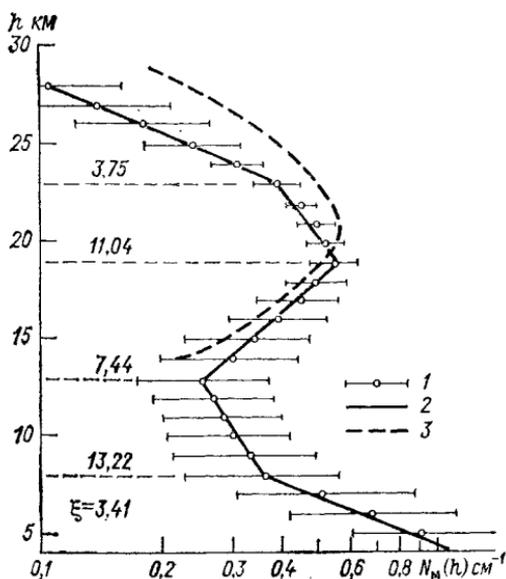


Рис. 2.8. Фоновая модель высотного профиля концентрации крупных частиц  $N_m(h, r > 0,15 \text{ мкм})$  по данным шар-зондовых измерений [72, 100] с указанием величин среднеквадратичного отклонения (1) и параметров экспоненциальной аппроксимации (2); теоретическая модель Туна и др. [117] (3).

проведенных после мощных извержений вулканов Сент-Хеленс и Эль-Чичон.

Развиваемая нами концепция построения оценочных оптических моделей атмосферного аэрозоля [22] состоит в выборе состоятельного набора микрофизических данных, расчете на их основе оптических характеристик в широком спектральном диапазоне и сопоставление с результатами прямых оптических измерений, выполненных в адекватных условиях. Статистическая состоятельность микрофизических данных, использованных в [22], несмотря на их уникальность для своего времени, сегодня уже не может нас удовлетворить. К настоящему времени существенно возрос объем

и качественный уровень самолетных измерений в тропосфере. Более полными стали соответствующие данные измерений в стратосфере.

На рис. 2.8 показан результат осреднения данных 21 шар-зондового измерения [72, 100] в период с марта 1972 г. по февраль 1974 г. и 19 полетов, проведенных с марта 1978 г. по январь 1980 г., т.е. в периоды, которые характеризуются минимальной замутненностью верхней тропосферы и стратосферы (фоновая модель). Интересно отметить, что во-первых, несмотря на нерегулярное поведение отдельных реализаций  $N_M(h)$  [100], каждая физически локализованная зона атмосферы (показаны пунктиром) характеризуется экспоненциальной зависимостью изменения концентрации крупных частиц с различной степенью убывания или нарастания; во-вторых, из-

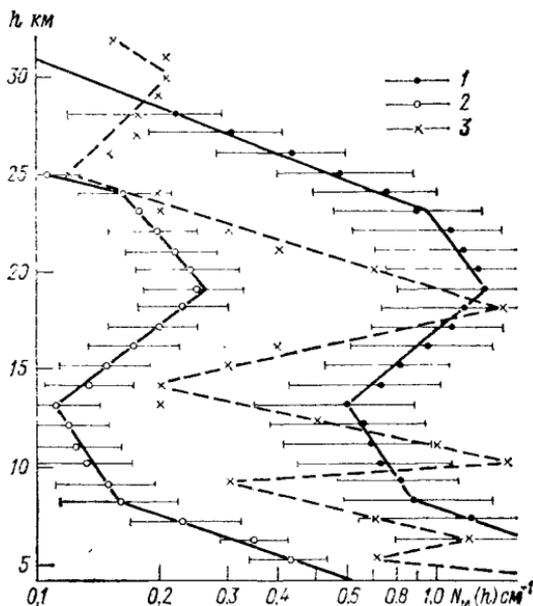


Рис. 2.9. Среднечиклическая модель  $N_M(h, r > 0,15 \text{ мкм})$  и  $N_M(h, r > 0,25 \text{ мкм})$  по данным осреднения шар-зондовых измерений [67—71, 99—104] за период 1971—1981 гг. (1 и 2) в сопоставлении со средней моделью [8] (3).

менение среднего профиля  $N(h, r > 0,15 \text{ мкм})$  оказывается в неплохом количественном соответствии с результатами теоретического моделирования Туна и др. [117], полученными на основе численного решения уравнения непрерывности относительно вертикального распределения концентрации  $N(h)$  с учетом микрофизических процессов нуклеации, испарения, коагуляции, седиментации, диффузии и вымывания частиц [119], для условий фоновой невозмущенной стратосферы. Последнее обстоятельство свидетельствует о физической адекватности теоретической модели [262, 265] и дает основание для ее использования в верхней стратосфере и мезосфере (средней атмосфере), где отсутствуют пока данные систематических микрофизических измерений.

Фоновая модель, очевидно, не может служить критерием среднего состояния атмосферы за достаточно длительный промежуток времени. Анализ результатов, отражающих вулканические возмущения стратосферы за последние два десятилетия, показывает, что наиболее сильные катаклизмы происходят с периодичностью

8—10 лет (Агунг — Фуэго — Сент-Хеленс). В связи со сказанным результаты статистического осреднения данных Розена и Хоффмана, полученных за период 1971—1972 гг. (рис. 2.9), предполагается рассматривать как некоторую среднециклическую модель, отражающую средний уровень замутненности тропосферы и стратосферы по достаточно длинному ряду измерений. В основу указанной модели положены результаты 119 шар-зондовых измерений профилей концентрации крупной фракции ( $r > 0,15$  мкм) аэрозольных частиц [67, 71, 99, 104]. Определяя место настоящей модели среди других экспериментальных результатов, систематизированных на рис. 2.7, нетрудно заметить, что она находится в удовлетворительном количественном соответствии с нашей «средней» моделью [8] (кривая 3), полученной по данным самолетных и аэростатных измерений, выполненных в предыдущий межвулканический цикл. Нетрудно убедиться также, что рассчитанные на основе микрофизической модели [22] профили коэффициентов ослабления стратосферного слоя совпадают с данными «умеренной вулканической модели», рекомендуемой авторами пакета программ LOWTRAN-5.

#### 2.1.4. Средняя атмосфера

Выше 30 км прямые микрофизические измерения носят спорадический характер, и большая их часть относится к зоне появления серебристых облаков. Известны результаты оптического зондирования верхней стратосферы и мезосферы, полученные средствами лидарного и сумеречного зондирования и обобщенные в монографиях [4, 24, 26]. Интересно, что во многих из них отмечалось появление аэрозольных слоев на высотах 35, 47, 65 и 75 км.

Немногочисленные попытки прямого забора частиц на больших высотах выполнены с помощью геофизических ракет. Низкий в целом уровень концентрации частиц затрудняет их композиционный анализ и статистическую интерпретацию, поэтому полученные результаты весьма противоречивы. Так, в работе [54] систематизированы данные нескольких ракетных экспериментов и сделан вывод, что концентрация частиц  $N(r > 0,02$  мкм) в мезосфере в среднем не превышает  $0,01$  см<sup>-3</sup>. В то же время в работе [86], выполненной по данным, полученным путем подъема на ракете комплекса измерительных средств, включая импакторы, акустические и плазменные датчики, приведены значения  $N(r)$  как минимум на два-три порядка выше. Причиной таких значительных расхождений является, по-видимому, различная чувствительность использованных датчиков к размеру частиц и другие конструктивные особенности аэрозолемеров.

Результаты исследований с помощью ракетных импакторов и фотоэлектрических счетчиков [13] показали сложный стратифицированный характер профиля  $N(r, h)$  и еще более высокие значения счетной концентрации частиц, в том числе крупной фракции, на высотах 60—90 км. Отмечена высокая динамичность положения,

интенсивности и дисперсного состава аэрозольных слоев. Однако эти результаты остаются единственными по своему содержанию, что заставляет с осторожностью относиться к их использованию в оценочных моделях. Возможно, время эксперимента совпало с выпадением мощного метеорного потока. Говоря о роли метеорных потоков в формировании вертикальной структуры аэрозоля средней атмосферы, следует отметить, что достаточно достоверные

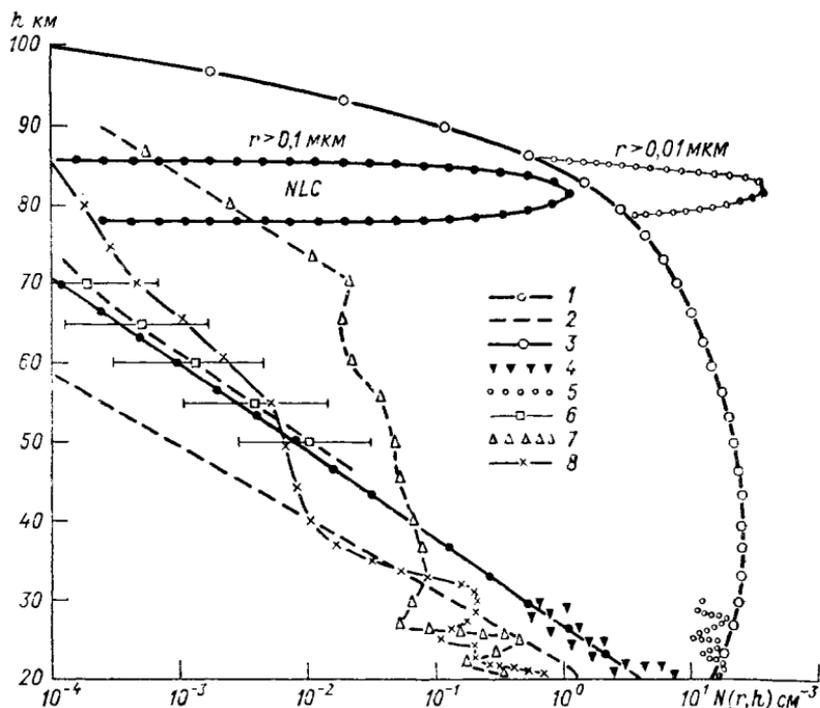


Рис. 2.10. Высотные профили концентрации аэрозольных частиц в средней атмосфере.

1, 2 —  $N(h, r > 0,01 \text{ мкм})$  и  $N(h, r > 0,15 \text{ мкм})$  — теоретическая модель [115, 120]; 3 — то же в присутствии потоков метеорной пыли и серебристых облаков (NLC); 4, 5 — экспериментальные измерения ядер конденсации, соответственно по [101] и [80]; 6 — данные ракетного зондирования [26]; 7 — модель ЛГУ [12]; 8 — модель 1974 г. по [8].

шар-зондовые и самолетные измерения ядер конденсации над слоем Юнге ( $h \geq 20 \text{ км}$ ) дают две группы результатов. Для первой (рис. 2.10) характерно резкое уменьшение  $N(r > 0,01 \text{ мкм})$  выше уровня активной стратосферы, для второй — замедленное уменьшение концентрации ядер конденсации с высотой, указывающее на их дополнительные источники (характерные данные Казелау). Подобное высотное распределение ядер конденсации отмечалось также в аэростатных измерениях Ивлева [27].

Учитывая ограниченный объем и противоречивый характер экспериментальных данных о концентрации аэрозольных частиц в средней атмосфере, далее мы использовали результаты теорети-

ческого моделирования Туна, Турко и др. [115, 117, 119, 120], адекватность которого показана ранее (см. рис. 2.8). Этими авторами развито две версии модели: первая — для условий фоновой невозмущенной атмосферы с внутренним источником аэрозоля на уровне тропопаузы (рис. 2.10, кривая 1); вторая — предполагает задание на условной верхней границе рассматриваемого атмосферного слоя известного потока метеорных частиц и учета его во внутриагмосферных взаимодействиях.

По оценкам Хантена и др. [120], космическая пыль массой  $1,6 \cdot 10^4$  т ежегодно входит в земную атмосферу со скоростью 12—40 км/с и разрушается в ее верхних слоях до  $r = (2 \div 10) \times 10^{-4}$  мкм. Частицы с  $r \leq 1$  мкм сохраняют свое состояние и проникают в стратосферу как микрометеориты. В алгоритмах математического моделирования, развитых в работах [117, 119], учтены основные формы физико-химических взаимодействий между аэрозолями, ионами, метеорными частицами и газами. Оказывается, что около 70 % металлосодержащих частиц испаряется в верхней атмосфере, затем активно реконденсируется на высотах ниже 90 км, при этом образуется большое число ( $N \approx 10^3 \div 10^5$  см $^{-3}$ ) частиц с размерами пакета молекул. В процессе коагуляции концентрация быстро уменьшается до  $10$ — $10^2$  см $^{-3}$  на высотах 40 км. В формировании спектра размеров частиц, который анализировался по 35 участкам в интервале размеров 0,001—2,6 мкм, важную роль играют также процессы нуклеации с участием метеорных частиц как ядер, седиментации, диффузии и турбулентного переноса.

Результаты решения показаны на рис. 2.10 (кривая 2). Здесь же приведены для сопоставления данные аэростатных измерений  $N(r, h)$ , показывающие, что теоретические оценки не противоречат данным наблюдений. Подобные сопоставления для стратосферы выполнены также в работах [117, 119]. На высотах 50—75 км модельные оценки для фоновой атмосферы хорошо совпадают с результатами ракетных измерений [26] (кривая б). В табл. 2.8 приведены данные о высотном распределении частиц крупной фракции [115].

Таблица 2.8

Концентрация метеоритных частиц (см $^{-3}$ )

h км	r мкм			
	0,01—0,02	0,02—0,05	0,05—0,1	0,1—0,2
60	3,0	0,1	$8,0 \cdot 10^{-5}$	$2,0 \cdot 10^{-7}$
80	$2,0 \cdot 10^{-2}$	$7,7 \cdot 10^{-5}$	$8,0 \cdot 10^{-8}$	$1,0 \cdot 10^{-8}$
90	$1,0 \cdot 10^{-6}$	$8,0 \cdot 10^{-8}$	$2,0 \cdot 10^{-8}$	$2,0 \cdot 10^{-9}$

Если экстраполировать полученный нами ранее (см. рис. 2.8) высотный профиль  $N(r > 0,15$  мкм) в стратосфере с тем же показателем экспоненциального затухания  $\xi = 3,75$  до высоты 60 км

(рис. 2.10, кривая 3), то он окажется в хорошем количественном соответствии с оценками, приведенными в табл. 2.8. Очевидно, указанный профиль отражает существенно меньшие значения концентрации крупной фракции аэрозольных частиц в средней атмосфере. Для сравнения на рис. 2.10 (кривые 7 и 8) показаны также известные ранее модельные профили [8, 12], основанные на экстраполяции данных ранних ракетных измерений Ивлева [14, 15]. Заключение об адекватности модели вертикального профиля  $N(h)$  должно следовать из сопоставления рассчитанных на их основе оптических характеристик с данными прямых оптических измерений. В то же время нельзя не обратить внимание на удивительное совпадение значения масштабного параметра  $\xi = 3,75$  с подобным значением, полученным Эльтерманом (см. в [26]) при статистической обработке 79 серий прожекторных измерений в 1964—1965 гг. для тех же высот верхней стратосферы. Завершая анализ состояния вопроса о высотном распределении концентрации аэрозоля в средней атмосфере, следует остановить внимание на особенностях формирования известного инверсионного слоя на высотах 73—95 км, визуально наблюдаемого в средних широтах (45—70°) и носящего название серебристых облаков. Частое появление серебристых облаков обуславливает необходимость их учета в аэрозольных моделях атмосферы (рис. 2.10).

## 2.2. Спектры размеров частиц

Спектр размеров частиц аэрозоля (или их распределение по размерам) определяется функцией  $f(r)$ , определяемой условиями: величина  $f(r)dr$  есть число частиц, размеры которых лежат в пре-

делах  $(r, r + dr)$ ,  $f(r) > 0$  для всех  $r \in [r_1, r_2]$  и  $\int_{r_1}^{r_2} f(r)dr = N$ ,

где  $N$  — концентрация частиц.

Установление адекватной аналитической или численной модели  $f(r)$  является нетривиальной задачей, если учесть, что ни одно из существующих измерительных средств не обеспечивает получение информации в реальных границах  $[r_1, r_2]$ , которые в естественных аэрозолях простираются от  $10^{-3}$  до  $10^2$  мкм.

Наряду с распределением счетной концентрации в атмосферных исследованиях находят широкое применение распределения поперечных сечений частиц полидисперсного ансамбля  $dS/dr$  (или  $dS/d \lg r$ ) и распределения объемов частиц  $dV/dr$  (или  $dV/d \lg r$ ). В качестве эквивалента последнего часто используется распределение массовой концентрации частиц  $dm_a/dr$ .

Распределение  $S(r)$  более адекватно по сравнению с  $f(r)$  отражает участие частиц в процессах преобразования электромагнитной радиации, химической и абсорбционной активности аэрозоля, в то же время  $V(r)$  играет определяющую роль при анализе

композиционной структуры аэрозоля, оценке динамической глобальной тенденции загрязненности атмосферы продуктами эрозии почв, вулканической активности, пылевых бурь и пр.

### 2.2.1. Аналитические модели функции распределения

Среди аналитических моделей  $f(r)$  наибольшее распространение получила форма асимптотического степенного закона:

$$f(r) = dN/d \lg r = cr^{-\nu}. \quad (2.6)$$

Эта функция определена параметрами  $\nu$  и  $c$ , из которых последний связан с концентрацией частиц. Теоретическое обоснование применимости (2.6) выполнено в работах Юнге [37] на основе выводов теории «самосохранения» функции распределения частиц по размерам, там же для условий тропосферы предложено среднее значение параметра  $\nu \approx 3,0$ .

При условии выполнимости модель (2.6) обладает тем важным достоинством, что определяет, помимо микроструктуры, особенности спектрального поведения коэффициента аэрозольного ослабления в рамках известной формулы Ангстрема [40]:

$$\beta_t(\lambda) = \beta_t(\lambda = 1 \text{ мкм}) \lambda^{2-\nu}. \quad (2.7)$$

В ранних исследованиях Карнута [47] на основе результатов, полученных в приземной атмосфере, высказано предположение о том, что вариации воздушной массы влияют в основном на концентрацию частиц при достаточно стабильной величине  $\nu = 3,69 \pm \pm 0,21$ . По мере накопления данных наблюдений при использовании степенного распределения возник ряд трудностей как физического, так и математического плана. Очевидно, что уравнение применимо лишь в ограниченном диапазоне размеров, так как при  $\nu < 0$  величина  $dn/dr \rightarrow \infty$  при  $r \rightarrow 0$ . С другой стороны, ввиду неопределенности верхнего предела частиц при интегрировании оптических параметров по полидисперсному ансамблю частиц возникают сложности, связанные со сходимостью интегралов, особенно при  $\nu < 3$ .

Из аналитических выкладок Дэвиса [51] следует, что степенной закон распределения с достаточной точностью может использоваться в интервале  $0,1 \text{ мкм} \leq r \leq 1,0 \text{ мкм}$ . Кларк и Витби в работе [48] на основании анализа экспериментальных измерений приходят к заключению о том, что теория «самосохранения спектра» применима в границах  $0,03 \text{ мкм} \leq r \leq 3,0 \text{ мкм}$ . В ряде последних работ показано, что одно значение показателя  $\nu$  не может удовлетворительно описать весь спектр наблюдаемых частиц, особенно в области значений  $r > 1 \text{ мкм}$ , где значение  $\nu$  достигает 6—8. Все это стало причиной появления многочисленных модификаций степенного закона.

Так, в работе [25] для обеспечения сходимости интегральных операторов, включающих ядро вида (2.6), для  $f(r)$  предложено следующее выражение:

$$f(r) = \begin{cases} c_1, & 0 \leq r < r_1, \\ c_2 r^{-\nu} \exp(-r/r_1), & r_1 \leq r < \infty \end{cases} \quad (2.8)$$

( $c_1, c_2, r_1$  — параметры), которое при  $\nu \geq 3$  практически эквивалентно (2.6) вплоть до размеров частиц 1—2 мкм, характерных для атмосферных дымок.

В попытках описать полный спектр частиц степенным законом многие авторы прибегают к суперпозиции степенных отношений. Например, Расселом и др. [106] для характеристики аэрозоля в зоне тропопаузы использована следующая композиция степенных распределений:

$$f(r) = cr^{-\nu}, \quad \nu = \begin{cases} 0, & r \leq 0,05 \text{ мкм}, \\ 2,1, & 0,05 \text{ мкм} \leq r < 0,09 \text{ мкм}, \\ 3,4, & 0,09 \text{ мкм} \leq r < 0,9 \text{ мкм}, \\ 5,3, & 0,9 \text{ мкм} \leq r \leq 1,0 \text{ мкм}, \\ 5,3 - 100, & r > 1,0 \text{ мкм}. \end{cases} \quad (2.9)$$

В работе [96] для  $f(r)$  использована двухнаклонная композиция степенных законов:

$$f(r) = c [1 + (r/r_1)^{\nu_1 + 1}] / [1 + (r/r_2)^{\nu_2 + 1}], \quad (2.10)$$

где  $c, r_1, r_2, \nu_1$  и  $\nu_2$  — параметры.

В ряде работ для  $f(r)$  предлагается использовать экспоненциальное распределение [93, 106]:

$$f(r) = c \exp[-(r/r_0)], \quad r_0 = 0,036 \div 0,548. \quad (2.11)$$

Не меньшее распространение для описания спектра размеров аэрозольных и облачных частиц получили различные формы гамма-распределений. Наиболее общая форма этого распределения впервые была предложена в работе [91] для капель искусственного тумана:

$$f(r) = ar^\alpha \exp(-br^\gamma), \quad (2.12)$$

где параметры  $a, b, \alpha, \gamma$  — вещественные положительные величины. Для нормированного распределения

$$a = \gamma b^{(\alpha+1)/\gamma} \left[ \Gamma\left(\frac{\alpha+1}{\gamma}\right) \right]^{-1},$$

где  $\Gamma(x)$  — гамма-функция Эйлера.

Достоинством распределения в форме (2.12) является простота оценки моментов  $p$ -го порядка:

$$M^p = \int_0^{\infty} r^p f(r) dr = b \frac{p}{\gamma} \Gamma\left(\frac{\alpha + p - 1}{\gamma}\right) \Gamma\left(\frac{\alpha - 1}{\gamma}\right).$$

На основании анализа многочисленных экспериментальных данных Дейрменджаном [5] была показана применимость (2.12) для универсального описания различных форм атмосферного аэрозоля (облаков, туманов, осадков, дымок, града). Им, в частности, установлены численные значения параметров, входящих в (2.12), для специфических форм атмосферных дымок ( $N = 100 \text{ см}^{-3}$ ):

а)  $a = 5,3333 \cdot 10^4$ ,  $b = 8,9443$ ,  $\alpha = 1,0$ ,  $\gamma = 0,5$  — «дымка М», морской или прибрежный аэрозоль;

б)  $a = 4,9757 \cdot 10^6$ ,  $b = 15,1186$ ,  $\alpha = 2,0$ ,  $\gamma = 0,5$  — «дымка L», континентальный аэрозоль;

в)  $a = 4,0 \cdot 10^5$ ,  $b = 20,0$ ,  $\alpha = 2,0$ ,  $\gamma = 0,1$  — «дымка H», высотный и стратосферный аэрозоль.

Для модели спектра частиц тропосферного аэрозоля в работе [52] предложена модификация гамма-распределения в виде

$$f(r) = ar^{\alpha} \exp(-r). \quad (2.13)$$

В работе [33] для случая крупнодисперсного аэрозоля предлагается использование еще одной модификации гамма-распределения:

$$f(r) = ar^{-\alpha} \exp(-br^{-\gamma}), \quad (2.14)$$

которая при достаточно больших  $r$  адекватна степенному закону  $f(r) \sim r^{-\alpha}$  и, по мнению автора, лучше описывает распределение крупной фракции гигроскопических ядер конденсации.

В работе [124] для описания спектра частиц морского аэрозоля предлагается композиция степенного и гамма-распределений:

$$f(r) = \begin{cases} cr^{-\nu}, & r \leq 1,0 \text{ мкм}, \\ ar^{\alpha} \exp(-br^{\gamma}) & r > 1,0 \text{ мкм}, \end{cases} \quad (2.15)$$

где  $\nu = 4,0$ ,  $\alpha = 1,0$ ,  $b = 8,9443$  — постоянные, а  $a$  и  $\gamma$  — функции скорости ветра.

Путем эмпирической подгонки (2.15) к описанию экспериментальных гистограмм были получены для  $a$  и  $\gamma$  следующие выражения:

$$a(v) = \begin{cases} 250 + 750v^{1,16}, & v < 7 \text{ м/с}, \\ 6900v^{0,29}, & v \geq 7 \text{ м/с}, \end{cases}$$

$$\gamma(v) = 0,384 - 0,00293v^{1,25}.$$

Асимметричность и полимодальный характер наблюдаемых в природе реальных спектров  $f(r)$ , особенно в аэрозолях смешанной природы (морских, аридных, антропогенных), заставил многих

микрофизиков и оптиков обратиться к возможностям использования логнормального распределения, которое естественным образом описывает структуру частиц в присутствии локальных источников. Известно, что целый класс зелей, в том числе и атмосферных, возникает вследствие процессов случайного дробления. В пионерской работе А. Н. Колмогорова [16] теоретически показано, что случайный процесс последовательного дробления частиц приводит (при неограниченном продолжении дробления) к гауссовскому закону распределения для логарифма размеров частиц:

$$f(r) = \frac{dN}{d \ln r} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_g} \exp \left[ -\frac{1}{2} \left( \frac{\ln(r/r_g)}{\ln \sigma_g} \right)^2 \right], \quad (2.16)$$

где  $r_g$  — среднегеометрический радиус,  $\sigma_g$  — стандартное отклонение ( $\ln r_g = \overline{\ln r}$ ).

Результаты исследований, проведенных для другого класса зелей, процесс образования которых связан с коагуляционными и конденсационными механизмами преобразования микродисперсной фракции атмосферного аэрозоля, также в ряде случаев указывают на хорошую аппроксимацию экспериментально полученных данных логнормальным распределением. Поскольку форма распределения (2.16) отвечает наиболее современным представлениям о микрофизике аэрозоля [30], рассмотрим более детально некоторые его свойства.

Для использования распределения необходимо установить значения параметров  $r_g$  и  $\sigma_g$ . Располагая измеренными характеристиками  $f(r)$ , эти параметры нетрудно определить из последовательного решения уравнений [4]:

$$\ln r_g = \int_0^{\infty} \ln r f(r) dr, \quad \ln^2 \sigma_g = \int_0^{\infty} [\ln(r/r_g)]^2 f(r) dr. \quad (2.17)$$

Например, для стратосферного аэрозоля в [116] получено  $\sigma_g = 1,86$ ,  $r_g = 0,0725$  мкм.

Располагая значениями параметров  $r_g$  и  $\sigma_g$ , можно оценить другие важные характеристики распределения (2.16), если воспользоваться известными свойствами инвариантности логнормального распределения. Действительно, если представить функцию  $f(r) = r^\alpha n(r)$ , где  $n(r)$  — логнормальное распределение, а  $\alpha$  — произвольное число, нетрудно убедиться, что

$$f(r) = c n^*(r). \quad (2.18)$$

Здесь

$$c = r_m^\alpha \exp\left(\frac{v^2 \alpha}{2}\right),$$

$$n^*(r) = (\sqrt{2\pi}vr)^{-1} \exp\left[-(\ln r/r_m)^2 / 2v^2\right]$$

— распределение с тем же значением параметра  $\sigma_g$ , а

$$r_m^* = r_m \exp(-v^r \alpha). \quad (2.19)$$

С учетом соотношения (2.18) легко получить выражение для радиуса

$$r_{\text{mod}} = r_m \exp(-v^2). \quad (2.20)$$

Моменты распределения выражаются через  $a_m$  и  $v$  следующим образом:

$$M_p = \overline{M}(r^p) = r_m^p \exp\left(-\frac{v^2 p^2}{2}\right), \quad (2.21)$$

откуда следуют соотношения для среднего радиуса частиц

$$r_1 = M_1 = r_m \exp(-v^2/2),$$

для радиусов среднеквадратического

$$r_2 = \sqrt{M_2} = r_m \exp(-v^2)$$

и среднекубического

$$r_3 = \sqrt[3]{M_3} = r_m \exp(-3v^2/2),$$

необходимых для оценки поверхности и объема полидисперсного ансамбля частиц, а также для радиуса частиц, дающих максимальный вклад в геометрическое сечение и объем:

$$r_{ms} = r_{\text{mod}} \exp(2v^2) = r_m \exp(v^2)$$

и

$$r_{mv} = r_m \exp(2v^2).$$

Из полученных формул можно записать, например, полезное соотношение связи между счетной и массовой концентрациями аэрозоля

$$m_a = \frac{4}{3} \pi \rho N r_g^3 \exp\left[9(\ln \sigma_g)^2/2\right]. \quad (2.22)$$

Кроме того, указанные соотношения могут быть использованы для унифицированной интерпретации экспериментальных данных, представленных в виде модификаций  $r^n f(r)$ ,  $n = \mp 1, \mp 2$ . Подобным образом ( $n = 1$ ) представлены, например, соответствующие данные для стратосферы [60, 106]. Рассматривая распределение (2.16) как нормальное с аргументом  $z = \ln r/r_m$ , можно воспользоваться известным аппаратом фурье-разложения по ортогональным многочленам Чебышева-Эрмита [34] для представления произвольного спектра  $\hat{f}(r)$  в виде суперпозиции элементарных мономодальных распределений вида (2.16). Особенно просто подобное представление выполняется тогда, когда характер близок к степенному за-

кону (2.6). Задача сводится к численной минимизации функционала

$$\int_{r_1}^{r_2} \left[ cr^{-v} - \sum_j c_j f_j(r, r_{gj}, \sigma_{gj}) \right]^2 dr, \quad (2.23)$$

например, методом наименьших квадратов.

Заканчивая обсуждение аналитических моделей микроструктуры аэрозоля, можно согласиться с мнением автора монографии [20] о том, что причина, по которой логарифмические нормальные распределения наиболее адекватно описывают реальные спектры аэрозольных частиц, заключается в следствиях центральной предельной теоремы. Как показано Колмогоровым [16], если статистическая переменная есть результат процесса, в котором выход пропорционален уже достигнутой величине переменной, то ее статистическое распределение должно быть логарифмически нормальным. Поскольку процессы, определяющие трансформацию состояния частиц в атмосфере, действительно являются функцией приобретенного ею размера, то логнормальное распределение является, по-видимому, естественным свойством этой системы. По этой же причине реальную кривую распределения счетной или массовой концентрации любой конфигурации можно аппроксимировать суперпозицией логнормальных распределений, количество которых соответствует числу независимых конкурирующих источников [20].

### 2.2.2. Эмпирическая параметризация функций распределений аэрозольных частиц

Известны попытки установления эмпирических типовых форм  $f(r)$ , характерных для определенного типа оптической погоды, сезона, местности [37, 48, 62, 64].

В силу технических причин большинство исследований касается аэрозоля приземного слоя и тропосферы, на основе которых сложилась достаточно определенная классификация, согласно которой выделяют следующие типы аэрозоля: фоновый, морской и континентальный. Обобщив результаты соответствующих измерений, Янике [37] рекомендует для этих типов тропосферного аэрозоля формы поведения  $f(r)$ , представленные на рис. 2.11.

Природа фоновой фракции аэрозоля окончательно не установлена. По-видимому, количественный баланс частиц поддерживается за счет «старения» частиц, выносимых с земной поверхности, и процессов фотохимического образования частиц из газовой фракции, а также продуктов биологического происхождения. Самостоятельно фоновая фракция существует в редких условиях чистой атмосферы в отсутствии выраженных генераторов аэрозольных частиц. Особенности генерации и химическая природа частиц с океанической и непокрытой растительностью земной поверхности лежат в основе различия морского и континентального

аэрозоля. Над морями и океанами это в основном частицы морских солей и в меньшей степени частицы органического происхождения. Последние возникают из органической поверхностной пленки и попадают в нижнюю тропосферу аналогичным для частиц морских солей образом: через распыление морской воды и газовых пузырей, лопающихся у поверхности.

Над сушей с фоновым аэрозолем смешиваются преимущественно минеральные частицы и частицы биологического происхождения. Нередко минеральные частицы в значительных концентрациях смешаны с морским аэрозолем, особенно в обширных районах акватории Атлантического океана, подверженных заносам больших

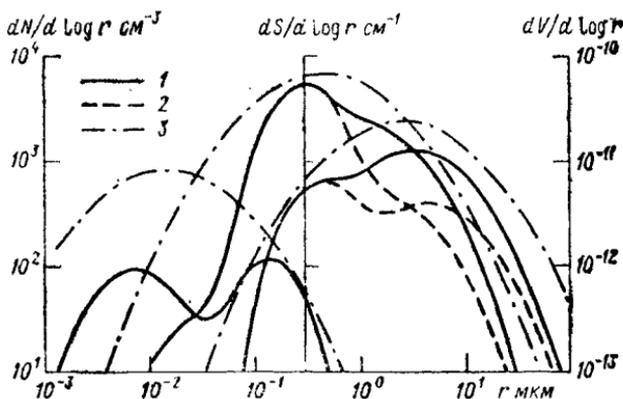


Рис. 2.11. Модели функций распределения частиц типовых форм аэрозоля по [77].

1 — фоновый, 2 — континентальный, 3 — аэрозоль.

масс пыли из пустыни Сахара. Это послужило причиной многих целенаправленных исследований специфичной формы существования аэрозоля, содержащего крупную нерастворимую минеральную фракцию на фоне мелкодисперсной солевой.

В ранних работах предполагалось, что вследствие высокой подвижности частиц с радиусами  $r \leq 0,01$  мкм они достаточно быстро коагулируют. Это представление дает крутое спадание распределения  $f(r)$  в области малых размеров. Последующие прямые измерения с помощью счетчиков ядер Айткена поставили под сомнение эти выводы, указывая на присутствие достаточно высоких концентраций мелкой фракции, которая возникает вследствие постоянных процессов химического и фотохимического взаимодействия примесей с газовой фазой или вследствие образования мелких частиц из легких ионов. Такие процессы уже неоднократно прослеживались в лабораторных опытах. Теоретические исследования Вальтера [123] динамики распределений размеров при коагуляции частиц с размерами, сравнимыми с  $r = 10^{-3}$  мкм, подтверждают эти результаты.

Хенел [64] предлагает для практического использования следующие четыре модели физико-химического состояния аэрозоля приземной атмосферы:

А — океанический аэрозоль;

В — океанический аэрозоль в присутствии пыли пустынных районов;

С — аэрозоль промышленных районов;

Д — фоновый аэрозоль континента.

Нормированные распределения  $f(r)$ , соответствующие выбранным ситуациям, приведены в табл. 2.9.

Таблица 2.9

Нормированные распределения  $f(r)$  для типовых форм атмосферного аэрозоля по классификации Хенела [64]

Модель А		Модель Б		Модель С		Модель Д	
$r$ мкм	$f(r)$						
2,69—02	2,08—01	3,32—02	1,74—01	1,00—02	5,19+00	1,00—02	9,11—01
8,47—02	1,56+00	1,05—01	1,30—00	3,21—02	3,89—01	1,00—02	9,10—01
1,51—01	1,56+00	1,87—01	1,30—00	6,50—02	5,06—02	2,85—01	8,82—03
2,69—01	4,45—01	3,32—01	6,91—01	1,00—01	2,60—02	9,00—01	2,42—04
4,78—01	4,15—02	5,91—01	1,95—01	1,76—01	5,19—03	1,47—00	8,04—05
1,51—00	2,47—03	1,87—00	3,95—02	3,90—01	7,78—05	3,50—00	4,05—06
4,78—00	5,87—05	3,32—00	9,77—03	1,10—00	8,32—06	1,00+01	1,06—08
1,00+01	8,19—07	1,00+01	4,50—06	4,30—00	2,79—06		
				1,00+01	9,08—08		

Достоинством указанных моделей является то, что в них параметризуется не только спектр размеров частиц, но и их оптические постоянные, а также характеристики, позволяющие приближенно учесть влажность окружающего воздуха.

В работе [49] для эмпирической формы распределения частиц морского аэрозоля предложено приближение, основанное на использовании полиномов Чебышева и алгоритма, построенного методом наименьших квадратов. Показана применимость приближения для описания реальных гистограмм  $f(r_i)$ .

Сложность проблемы эмпирического подбора параметров распределения реальных спектров ввиду их многообразия убедительно иллюстрируется в работе [61]. В поисках оптимальной формы  $f(r)$  авторы предложили и численно апробировали последовательно восемь параметрических представлений  $f(r)$ , основанных на различных сочетаниях степенного и экспоненциального законов изменения. Укажем заключительные из них, наиболее эффективные с точки зрения авторов:

$$f(r) = \frac{p_3 \exp(p_1 r)^v}{\left\{ p_2 \left[ \exp\left(\frac{p_1}{r}\right)^v - 1 \right] + 1 \right\}^2 r^{v+3} K_t(\lambda, r)}, \quad (2.24)$$

где  $K_t(\lambda, r)$  — фактор ослабления частицы радиуса  $r$  на длине волны  $\lambda$ ;  $\rho_1, \rho_2, \rho_3, \nu$  — параметры подгонки, устанавливаемые методом наименьших квадратов.

Попытки установления унифицированной формы распределения для тропосферы и стратосферы предприняты в исследованиях

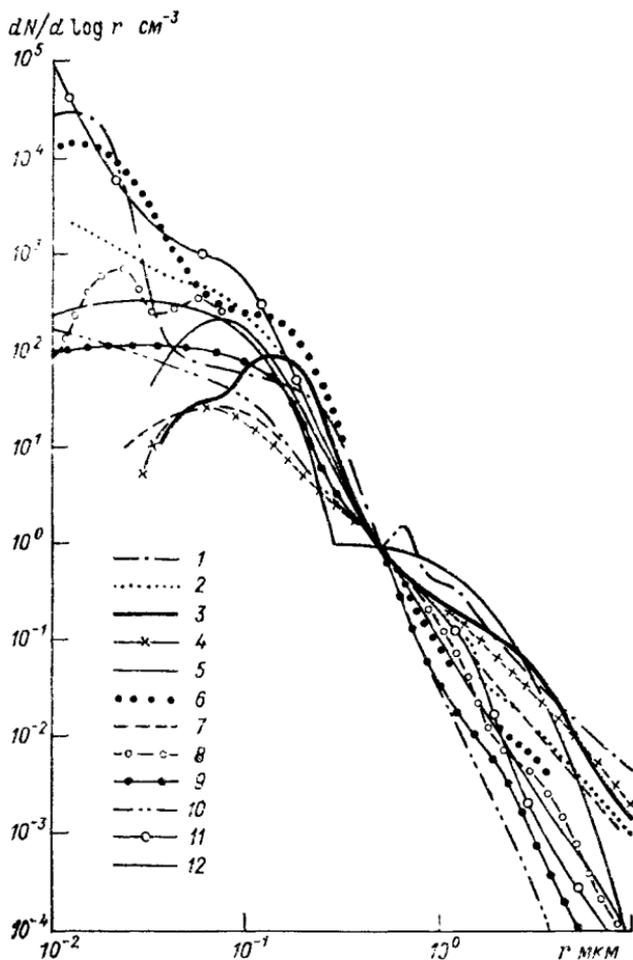


Рис. 2.12. Распределение тропосферного аэрозоля по размерам.

1, 2 — [66]; 3, 4 — [89]; 5, 6 — [51]; 7, 8 — по [31]; 9 — [128]; 10, 11 — [126]; 12 — расчет по формуле (2.25).

Смеркалова [31]. Им систематизировано около 250 реализаций  $f(r)$ , полученных различными авторами путем забора проб в различных геофизических и климатических условиях. Частично эти результаты показаны на рис. 2.12, 2.13. Их анализ показывает, что для тропосферного слоя все распределения группируются вокруг некоторой средней зависимости (кривая 12). Эта функцио-

нальная зависимость при значениях  $r > 0,15$  мкм близка к степенной, имеет слабо выраженный максимум при  $r_m \approx 0,03$  мкм и спадает в области малых размеров ( $r \leq 0,01$  мкм). Для ее совокупного описания предложено следующее эмпирическое выражение:

$$f(r) = \frac{c \exp[-k|(r - r_m)|r]^{\nu'}}{r_m^{\nu} + |r - r_m|^{\nu^*}}, \quad (2.25)$$

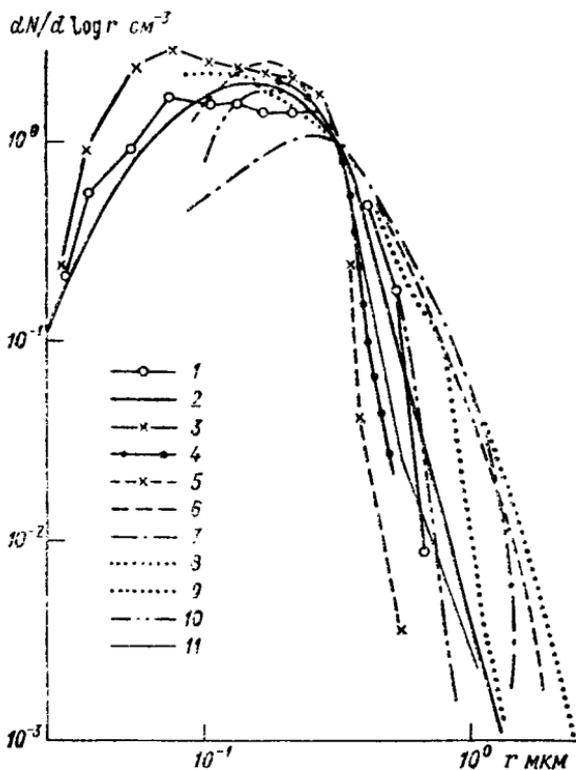


Рис. 2.13. Распределение стратосферного аэрозоля по размерам.

1, 2 —  $h=16 \div 22$  км [60]; 3, 4, 5 —  $h=22 \div 28$  км [60]; 6, 7 —  $h=22 \div 28$  км [41]; 8 —  $h=16 \div 22$  км [41]; 9 —  $h=1 \div 16$  км по [22], 10 —  $h=16 \div 22$  км по [22]; 11 — расчет по (2.25).

которое применимо в интервале  $0,001 \text{ мкм} \leq r \leq 10 \text{ мкм}$ . В качестве «стандартных» для тропосферы указаны следующие значения параметров:  $\nu^* = 3,0$ ,  $\nu = 2,22$ ,  $\nu' = 0,47$ ,  $k = 0,42$ ,  $r_m = 0,03$  мкм.

С увеличением высоты вид  $f(r)$  остается прежний, изменяются только значения входных параметров. Параметр  $\nu^*$  имеет тенденцию к возрастанию до значений  $\nu^* \approx 5,0$ , а модальный радиус  $r_m$  несколько уменьшается. Исключение составляет зона повышенной замутненности (слой Юнге), где величина  $r_0$  достигает значений  $0,1-0,2$  мкм. Так, параметры функции (2.25), показанные на рис. 2.16 в качестве модельных, оказываются равными:  $\nu^* = 3,96$ ,  $\nu = 3,27$ ,  $\nu' = 1,17$ ,  $k = 0,5$  и  $r_m = 0,135$  мкм.

Недостатком эмпирической модели (2.25), так же как и (2.24), является ее многопараметричность, физическая необусловленность входных параметров. Вызывает возражение и то обстоятельство, что в исходную совокупность функций  $f(r)$ , определивших зависимость (2.25), включены результаты, относящиеся к совершенно несовместимым по природе воздушных масс ситуациям (морской, континентальный и городской аэрозоль), что и обусловило сильный разброс данных на рис. 2.12. В то же время автор [31] приходит к совершенно правильному и важному для модельных построений выводу об уменьшении с высотой среднего радиуса частиц с экстремумом в области слоя Юнге.

Оценивая перспективы дальнейшего развития математической модели, описывающей формирование дисперсного состава атмосферной дымки, в настоящее время можно констатировать, что ни концепция Фридландера [58], согласно которой микропроцессы являются доминирующими в механизме формирования дисперсной структуры аэрозоля, ни гипотеза Юнге [79], трактующая структуру аэрозоля как результат взаимодействия региональных источников и геофизических факторов, не в состоянии самостоятельно обеспечить физически обоснованное решение вопроса. Не ясны пока и принципы объединения обеих концепций, поскольку при этом возникает сложная проблема согласования характерных временных масштабов развития микро- и макропроцессов, учет которых необходим для оценки результирующего поля аэрозольной концентрации.

Настоятельная необходимость в развитии инженерных, оценочных моделей атмосферного аэрозоля и, в частности, методов оперативной диагностики оптических свойств некоторых его типовых форм предопределила целесообразную форму общей схемы численного моделирования свойств локального объема дисперсной фазы, основанного на результатах аэрозольного микрофизического эксперимента. В этом случае из структуры численного эксперимента можно исключить ряд медленно развивающихся процессов и параметризовать скоротечные, например процесс адаптации фазы к полю переменной относительной влажности. Такой подход был взят за основу численного моделирования оптических свойств аэрозоля в нашей работе [22].

Выполненный Юнге [79] статистический анализ данных многочисленных микрофизических измерений показал, что поведение функции распределения частиц по размерам  $f(r)$  в среднем хорошо аппроксимируется формой (2.6) (функционально это соответствует линейной зависимости  $f(r)$  в двойном логарифмическом масштабе). Однако для конкретного прогноза оптических свойств атмосферной дымки распределение (2.6) малоприспособно, так как отражает только некоторую общую для многих реализаций закономерность распределения аэрозольного вещества по спектру размеров. Как показывают результаты многих измерений дисперсного состава дымки, отмеченных ранее, линейное приближение (2.6) в лучшем случае справедливо на интервале шкалы размеров не более одного по-

рядка. Кстати, это следует также и из сугубо теоретического анализа свойств асимптотического решения кинетического уравнения, описывающего развитие дисперсной системы как взаимодействие конкурирующих микрофизических процессов внутриатмосферного синтеза аэрозольной фазы. Фридландер [58], основываясь в своем анализе на методах теории размерности физических процессов, показал, что на верхнем раздере пределов частиц ( $r > 1,0$  мкм) автомодельное решение кинетического уравнения диффузии может быть представлено в виде (2.6) со значением параметра  $v \approx 19/4$ , в то время как на нижнем пределе ( $r < 0,1$  мкм) параметр  $v \approx 5/2$ .

Поэтому при аппроксимации экспериментальных данных по дисперсному составу атмосферных аэрозолей в более широком интервале размеров часто используется квадратичное приближение (в двойном логарифмическом масштабе), что адекватно логарифмически нормальному распределению (2.16).

На рис. 2.13 представлены данные измерений группы Витби [125], интерпретированные как значения функции объемной плотности распределения  $dV/dr$ . Очевидна неоднородная, как минимум двухмодальная, дисперсная структура атмосферной дымки. Причина возникновения полимодальной структуры, которая является признаком фракционной природы атмосферной дымки, обусловлена тем, что сферы непосредственного активного влияния первичных и вторичных источников аэрозольного вещества разнесены между собой по шкале размеров частиц. Основная масса аэрозольных частиц, поступающая непосредственно в атмосферу из первичных источников, — это грубодисперсная фракция с нижним пределом размеров 0,5—0,7 мкм [126]. В то же время формирование тонкодисперсной фракции дымки ( $r \approx 0,1$  мкм) неразделимо с активностью вторичных источников аэрозольного материала, вследствие которых стимулируется комплекс процессов внутриатмосферного синтеза частиц из газовой фазы.

Как показывают результаты численного моделирования кинетики развития дисперсного состава дымки, сверхмелкие аэрозольные частицы ( $r \approx 0,01 \div 0,05$  мкм) сравнительно быстро теряются из этого интервала размеров вследствие взаимного коагуляционного роста. Причем если для данного интервала размеров процесс броуновской коагуляции является постоянно действующим стоком аэрозольного вещества, то для соседнего ( $r > 0,09$  мкм), где коагуляционное укрупнение частиц замедляется, он играет роль источника накачки. Очевидно, для того, чтобы в атмосфере сохранялся оптически ощутимый квазистационарный уровень содержания аэрозольных частиц с  $r < 0,07$  мкм, необходимо восполнять потери интервала, что можно достигнуть только при постоянной активности процессов внутриатмосферного синтеза транзитивной фракции частиц.

Что же касается субмикронных частиц аккумулятивной фракции  $0,04$  мкм  $< r \leq 1,0$  мкм, то их временной масштаб коагуляционного развития обычно составляет десятки часов; для достижения

существенных количественных и качественных изменений дисперсного состава данного подынтервала размеров необходим временной интервал, измеряемый сутками [79]. К этому следует добавить, что частицы данного подынтервала хорошо увлекаются воздушным потоком и легко переносятся на значительные расстояния от источника, слабо подвержены процессу седиментации, а значит, обладают достаточной самостоятельностью своего развития и более однородно распределены в пределах атмосферы.

Таким образом, имеются достаточно объективные основания рассматривать дисперсный состав атмосферной дымки в целом как

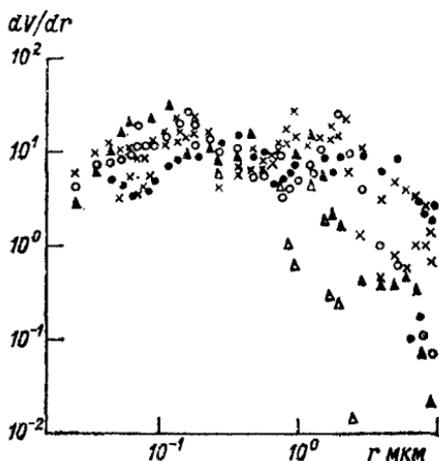


Рис. 2.14. Выборка распределений аэрозольных частиц по объемам, экспериментально установленных в [125].

сложную, разнородную дисперсную структуру, которая в атмосфере komponуется из трех относительно самостоятельных подсистем — фракций. Причем для комплексной задачи численного моделирования оптических свойств дымки важно контролировать содержание всех трех аэрозольных фракций, так как именно пропорции между ними и определяют качественное содержание конкретной реализации, только в этом случае можно надеяться на наиболее полный прогноз оптических параметров в широком спектральном интервале излучений и их адекватность конкретной оптической ситуации.

Из анализа представленных на рис. 2.14 и 2.15 данных следует, что объемное распределение частиц по размерам в пределах каждого из смежных подынтервалов ( $r = 0,01 \div 0,1$  мкм;  $r = 0,1 \div 1,0$  мкм;  $r > 1,0$  мкм) может быть удовлетворительно аппроксимировано регрессионной кривой второго порядка:

$$\frac{dV_i}{dr} = \frac{4\pi r^3}{3} \frac{dN_i}{dr} = AM_i \exp \left[ -b_i \left( \ln \frac{r}{r_{Vi}} \right)^2 \right]. \quad (2.26)$$

В приближении сферических частиц интегральный объем аэрозолей одной моды, их суммарная площадь поверхности, а также

счетная (а следовательно, и массовая) концентрации могут быть оценены по формулам:

$$V_i = AM_i \sqrt{\pi/b_i} r_{V_i} \exp[1/(4b_i)], \quad (2.27)$$

$$S_i = 3AM_i \sqrt{\pi/b_i}, \quad (2.28)$$

$$N_i = 3/(4\pi) AM_i \sqrt{\pi/b_i} r_{V_i}^{-2} \exp(1/b_i). \quad (2.29)$$

Важно отметить, что применяемая при этом техника аппроксимации экспериментально измеренных гистограмм распределения частиц по размерам, вообще говоря, не требует детальной инфор-

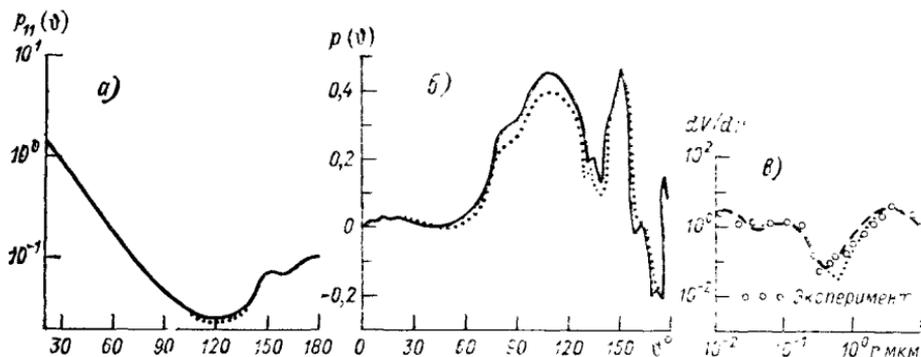


Рис. 2.15. Угловые характеристики рассеяния, рассчитанные по экспериментально полученной гистограмме (сплошные кривые) и ее модельному аналогу (2.26).

мации о дисперсном составе реализации: используются только интегральные признаки, такие, как  $V_i$ ,  $S_i$ ,  $N_i$  или  $m_{S_i}$ . Необходимые параметры аппроксимирующей модели (2.26) оцениваются по формулам (2.27) — (2.29).

Как показали результаты численного моделирования [23], неточность применяемой техники аппроксимации экспериментальных данных с помощью модели (2.26) по двум интегральным признакам и априорно заданных средних значениях  $b_i$  вполне приемлема для целей адекватного прогноза оптических свойств атмосферной дымки.

Для анализа вопроса оптической эквивалентности модельного представления дисперсного состава дымки нами было использовано более 20 экспериментальных гистограмм, приведенных в [126]. На рис. 2.15 *b* представлена одна из реальных гистограмм и ее аналитическая аппроксимация (пунктир). Реализация отличается аномально высоким содержанием частиц фотохимической и грубодисперсной фракции ( $M_1 = 2,391$  и  $M_3 = 2,782$ ). Значения модальных радиусов каждой фракции составляли соответственно  $r_{V_1} = 0,0210$  мкм;  $r_{V_2} = 0,1475$  мкм;  $r_{V_3} = 5,981$  мкм;  $A = 1,24$ ;  $\sigma_{V_1} = \sigma_{V_2} = \sigma_{V_3} = 1,91$  (заданы априори).

Наиболее чувствительны к вариациям микрофизических параметров угловые функции аэрозольного светорассеяния. На рис. 2.15 *a* и *б* представлены угловые зависимости соответственно нормированной индикатрисы рассеяния  $P_{11}(\theta)$  и степени поляризации  $p(\theta)$ , рассчитанные для длины волн  $\lambda = 0,6943$  мкм.

Результаты численного эксперимента показывают, что использование модельного аналога вместо реально измеренной гистограммы может привести к ошибке в оценке искомых величин не более чем 5—10 %. При этом выявляются практически все качественные особенности поведения угловых характеристик аэрозольного светорассеяния. Это позволяет рассчитывать на реальную возможность оперативной оценки оптических свойств дымки по данным регистрации только интегральных признаков дисперсного состава  $V_i$  (или  $N_i$ ) при использовании, например, трехкаскадного импактора.

Предлагаемая методика упрощенного параметрического описания исходной микрофизической информации позволяет охватить достаточно широкое качественное многообразие возможных реализаций дисперсного состава атмосферной дымки, учесть физико-химическую разнородность ее структуры, выявить наиболее важные факторы формирования оптических свойств атмосферной дымки.

### 2.3. Глобальные модели распределения частиц по размерам

Основная задача при построении настоящей версии глобальной оптической модели атмосферного аэрозоля состояла в повышении ее статистической обеспеченности на основе привлечения новых массивов микрофизических данных, полученных, по возможности, в однородных геофизических условиях. Кроме того, с целью унификации модели, согласно рекомендациям Международной рабочей группы экспертов по аэрозолю и его климатическому воздействию [38], статистическая интерпретация исходной информации о полях распределения аэрозольных частиц по размерам осуществлялась в рамках универсального логнормального распределения (2.26).

Обратимся далее к параметрической характеристике существующего микрофизического материала относительно различных типов аэрозоля по классификации, указанной в п. 2.2.2. Отметим кратко основные этапы развития представлений о высотной классификации аэрозоля с точки зрения его фракционного состава. Первая попытка построения континентальной модели распределения концентрации частиц по размерам с учетом вертикальной стратификации различных механизмов генерации и трансформации аэрозольных частиц предпринята в работе [8].

Предложенная в [8] шестислойная модель включает в себя в качестве составных блоков массивы микрофизических параметров в следующей градации: 1) приземный слой,  $h = 0 \div 1,5$  км; 2) тропосфера,  $h = 1,5 \div 9$  км; 3) тропопауза,  $h = 9 \div 13$  км; 4) ниж-

няя стратосфера,  $h = 13 \div 22$  км; 5) верхняя стратосфера,  $h = 22 \div 30$  км; 6) высокие слои атмосферы,  $h = 30 \div 100$  км. В ее основу положен экспериментальный материал о микрофизических параметрах аэрозоля, накопленный к тому времени сотрудниками Ленинградского университета.

На рис. 2.16 приведены кривые распределения  $f(r)$ , полученные путем статистической обработки данных прямых контактных измерений, выполненных в указанных выше диапазонах высот. Все кривые приведены к единому масштабу путем численной нормировки

$$\int_{0,2}^{10,0} f(r) dr = 100.$$

$$dr = 100.$$

Предложенный вариант слоисто-неоднородной модели атмосферного аэрозоля с фиксированными в пределах определенного интервала высот концентрацией и гистограммами распределения частиц по размерам использовались в [8] для

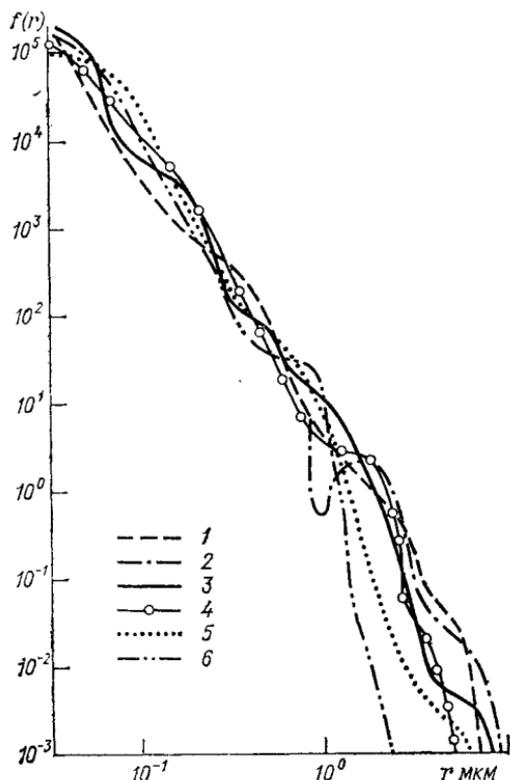


Рис. 2.16. Нормированные распределения аэрозольных частиц по размерам, принятые в [8] (номера кривых соответствуют описанной в тексте градации).

построения оценочной модели вертикального профиля аэрозольного рассеяния и поглощения для ряда типовых волн лазерного зондирования атмосферы:  $\lambda = 0,6943, 1,06, 2,36$  и  $10,6$  мкм, а также спектрального пропускания в полосах поглощения материала аэрозольных частиц. Несмотря на некоторое несовершенство методики, указанная модель оказалась полезной в целом ряде расчетных и методических исследований [10, 19, 27].

Дальнейшее улучшение модели исходных микрофизических данных требует использования более детальных измерений структурного и химического состава аэрозольных частиц. Наибольшие масштабы эти измерения приобрели в последнее десятилетие.

Остановимся далее несколько подробнее на результатах современных исследований, дающих основание повысить статистическую состоятельность исходной микрофизической модели.

### 2.3.1. Пограничный слой атмосферы

В табл. 2.10 приведены данные наиболее репрезентативных экспериментальных измерений над континентом и современные модельные оценки и данные наших измерений. Там, где возможно, указаны среднеквадратичные отклонения характеристических параметров ( $\pm \delta r_V$ ,  $\pm \delta \sigma_{V_i}$ ).

Таблица 2.10

#### Пограничный слой атмосферы (континент)

Источник	Транзитивная фракция				Аккумулятивная фракция				Грубодисперсная фракция			
	$r_{V_1}$ мкм	$\delta r_{V_1}$ мкм	$\sigma_{V_1}$	$\delta \sigma_{V_1}$	$r_{V_2}$ мкм	$\delta r_{V_2}$ мкм	$\sigma_{V_2}$	$\delta \sigma_{V_2}$	$r_{V_3}$ мкм	$\delta r_{V_3}$ мкм	$\sigma_{V_3}$	$\delta \sigma_{V_3}$
[126—129]	0,043		1,73		0,27	0,06	2,05	0,12	6,85	4,2	2,34	0,2
[112]					0,11		1,55		1,23		2,11	
[32]					0,14	0,03	2,00		1,70	0,5	2,00	
[81, 97]					0,13	0,04	2,00	0,10	3,00	0,8	2,00	
[88]	0,032	0,007	1,70		0,09		1,70		1,10		1,75	
[13, 113, 128]	0,017		1,76		0,15	0,03	1,75	0,10	3,78		3,61	
[118]					0,14		1,80		1,41		1,80	
(*)					0,17	0,05	1,94	0,10	1,53	0,8	2,20	0,2
Среднеарифметическое	0,038	0,007	1,72		0,16	0,05	1,84	0,10	2,57	1,2	2,22	0,4
[87]	0,027	0,006	1,80		0,33	0,09	1,85	0,24	12,0	6,0	3,1	0,6

Наиболее представительным следует считать массив данных, полученных Витби и др. [126, 129] в процессе многолетних систематических исследований, охватывающих широкие географические и сезонные вариации аэрозольного заполнения пограничного слоя атмосферы, включая зоны индустриального загрязнения. Последнее обстоятельство служит объяснением значительного статистического разброса значений параметров третьей моды ( $r_{V_3}$ ,  $\sigma_{V_3}$ ), характеризующей различные формы дисперсионного аэрозоля (субаридные, сельские, прибрежные и индустриальные).

Значительная серия измерений, выполненная примерно на той же инструментальной основе [32] в условиях удаленной лесистой местности, показала значительно меньший разброс данных. При этом наибольшей консервативностью отличается состояние аккумулятивной фракции, отражающей фоновое состояние аэрозоля. Характерно, что значения среднего радиуса частиц практически совпадают с подобными значениями, полученными Витби в сельских районах США [128], а также с данными, полученными на удаленных островах [53].

Большой цикл исследований структуры грубодисперсной фракции аэрозоля проводился в районе г. Рыльска в осенне-летние периоды, начиная с 1967 г. [13]. В измерениях были обнаружены

заметные суточные изменения в форме  $f(r)$  и положении  $r_V$  пылевых частиц. Средние значения характеристик спектра частиц согласуются с данными других работ, например [113, 128].

Результаты наших измерений (\*), включающих около 700 реализаций спектра  $f(r)$  на обширной территории Западной Сибири и Казахстана, оказались в хорошем соответствии с осредненными значениями  $r_{V_2}$  и  $\sigma_{V_2}$  по всему рассматриваемому ансамблю. В то

же время имеет место дефицит гигантских частиц ( $r \geq 1$  мкм), что можно объяснить либо спецификой атмосферно-оптических условий в малонаселенных районах, либо конструктивными особенностями используемых фотоэлектрических счетчиков.

В табл. 2.10 отдельно выделены характеристические параметры спектра городской пыли крупного промышленного центра, следующие из статистически обеспеченных (более 250 реализаций) данных Лёрзера [87]. Причина выделения этих данных состоит в заметном масштабном отличии положения основных фракционных составляющих антропогенного аэрозоля. Приведенный диапазон изменения параметров  $r_V$  и  $\sigma_V$  адекватно включает в себя результаты других исследований, в частности [45, 57, 128].

Из обзора представленных в табл. 2.10 данных становится очевидным недостаток информации для корректного функционального описания распределения частиц, являющихся продуктом внутриатмосферного газохимического синтеза. Хотя роль этих частиц в процессах трансформации оптического излучения в целом минимальна, она становится ощутимой в формировании радиационного баланса крупных индустриальных районов, где их концентрация возрастает на несколько порядков по сравнению с фоновым уровнем и достигает, по оценкам [128], значений  $N$  ( $r \geq 0,005$  мкм)  $\times 10^5$  см<sup>-3</sup>.

Не менее актуальной остается проблема изучения относительной роли континентального и морского аэрозолей. Еще недавно существовала концепция достаточно четкого разделения этих типов аэрозоля. В последнее время она вызывает серьезные сомнения, поскольку становится ясным, что непосредственное влияние океанической поверхности как генератора солевых частиц в основном распространяется только на пограничный слой атмосферы до высот  $h \leq 1$  км. Определенные особенности спектра частиц в слое турбулентного перемешивания (СТП), а точнее в нижней тропосфере, поскольку говорить о присутствии СТП над океаном можно весьма условно, существуют за счет систематически повышенной влажности воздуха и особенностей ветрового режима над океаном. Химический же состав частиц, а следовательно, и их оптические качества не имеют кардинальных отличий от частиц континента, что говорит о глобальном физическом характере долгоживущей фракции аэрозоля, сосредоточенного в аккумулятивной моде.

Не следует также упускать из виду то обстоятельство, что океаническая поверхность составляет 83 % всей земной, а средняя оптическая толщина пограничного слоя атмосферы — от 40 до 70 %

интегральных значений  $\tau$ . Особенно значительным является влияние океанического аэрозоля на перенос излучения инфракрасного диапазона длин волн. Следовательно, с позиций построения среднеглобальной оптической модели аэрозольной атмосферы, особенно необходимой в задачах спутниковой метеорологии, следует согласиться с точкой зрения Туна и Поллака [116]. Последняя, как известно, состоит в том, что именно морская фракция аэрозоля рассматривается как базовая для ПСА в глобальных масштабах. Последующая детализация оптической модели, основанная на учете специфических форм континентального аэрозоля в пределах ПСА, его географической и сезонной изменчивости, в принципе неограничена и должна развиваться в интересах построения региональных моделей, имеющих более ограниченное назначение. Перспективы подобной детализации, вообще говоря, имеют место и для океанического аэрозоля.

В табл. 2.11 систематизированы данные наиболее репрезентативных микрофизических измерений океанических аэрозолей, выполненных в последнее десятилетие. Большое количество данных наблюдений по дисперсности аэрозолей в Атлантическом океане получено в период АТЭП-74 [13]. Проведенный нами статистиче-

Таблица 2.11

Пограничный слой атмосферы (океан)

Источник	Аккумулятивная фракция				Грубодисперсная фракция				Морская соль			
	$r_{V_1}$ мкм	$\delta r_{V_1}$ мкм	$\sigma_{V_1}$	$\delta\sigma_{V_1}$	$r_{V_2}$ мкм	$\delta r_{V_2}$ мкм	$\sigma_{V_2}$	$\delta\sigma_{V_2}$	$r_{V_3}$ мкм	$\delta r_{V_3}$ мкм	$\sigma_{V_3}$	$\delta\sigma_{V_3}$
[81]	0,25	0,05	2,00		2,56	0,6	2,00					
[88]	0,33	0,08	2,26	0,30	5,87	0,8	1,71	0,15				
[114]	0,21	0,10	2,24		3,80	1,0	2,51					
[7]	0,18	0,05	1,55		3,00	1,5	2,00					
[38]	0,22		2,03		1,82		2,03		14,8		2,03	
[38]	0,18		2,99		3,80		2,51					
[13]	0,21		2,00		1,47		2,00		7,5	0,6	2,00	0,15
[53]	0,17		2,20		1,74	0,6	2,20		8,4	0,1	1,40	
[45, 46, 121]	0,39		1,60		2,70		1,70					
[89]	0,15	0,03	1,53	0,07					11,9	7,2	2,69	0,56
Среднеарифметическое	0,24	0,06	2,04	0,10	2,96	0,9	2,07		10,6	2,0	2,04	0,31

ский анализ ансамбля гистограмм, представленных в [13], позволил установить, что для распределения объемов частиц по размерам характерна 2-модальная композиция со средними значениями параметров  $r_{V_2} \approx 0,21$  мкм,  $r_{V_3} \approx 1,47$  мкм, если в качестве значения дисперсии принять наиболее типичное значение  $\sigma_V \approx 2,00$ . Однако нередко случаи появления третьей моды частиц (по-видимому, при заметном ветре) со средним радиусом  $r_{V_3}$  в ин-

тервале размеров 6,3—8,4 мкм. Эти результаты, особенно для аккумулятивной фракции, оказываются в хорошем соответствии с модельными рекомендациями [38] и осредненными данными, полученными Кентом [127] по 40 измерениям, выполненным в различных географических районах.

В достаточно репрезентативной серии измерений, проведенных в отдаленных океанических районах [89], не обнаружено заметных отличий (кроме значений концентраций) конфигурации распределения аккумулятивной фракции от подобных распределений сульфатного аэрозоля континента ( $r_{V_2} \approx 0,15$ ,  $\sigma_V \approx 2,00$ ). В то же время в экспедициях, проходивших в морских акваториях Западной Европы [121, 45, 46], средний размер частиц  $r_{V_2}$  достигал 0,33—0,39 мкм, что говорит о значительном влиянии индустриальной зоны континента и загрязнения прибрежной зоны океана. Следует отметить, что и концентрация субмикронных частиц в среднем значительно превышала фоновые значения, полученные в работе [89]. Данные измерений НИС «Эрнст Кренкель» [7] в Атлантическом океане и Средиземном море показали, что функции распределения частиц по размерам отличаются значительным разнообразием в зависимости от формирования воздушных масс. Наиболее характерные отличия имеют спектры частиц в зоне выноса САС; в районах, подверженных влиянию промышленных центров Северной Америки; в Средиземном море.

В отличие от результатов работ [45, 89] в работе [7] отмечен значительный вклад в состав субмикронной фракции пограничного слоя атмосферы над океаном солевых частиц малых размеров. Указывается, что увеличение скорости ветра ( $v \geq 10$  м/с) обуславливает усиление процессов генерации не только гигантских частиц (капель), но и субмикронных частиц. При этом средний радиус частиц  $r_{V_2}$  сдвигается в область значений 0,11—0,13 мкм, заметно возрастает их счетная и массовая концентрация. С уменьшением ветра максимум распределения массы частиц по размерам возвращается в область  $r_{V_2} = 0,15 \div 0,23$  мкм, что, по мнению авторов [7], характерно для «старых» видоизмененных форм морского аэрозоля.

Для крупной солевой фракции Томаси и Проди [114] установили, что средний радиус морской соли  $r_{g_3}$  составляет 0,22—0,82 мкм и слабо зависит от географического района. Эти результаты не противоречат сложившимся ранее представлениям. Статистический разброс распределений обусловлен главным образом ветровым режимом, среднее по результатам [114] значение  $\bar{r}_{V_3} = 2,51$  мкм находится в хорошем соответствии с модельными оценками Фейрала [88], рекомендованными для скорости среднеширотного ветра  $v = 7$  м/с. Для таких же условий характерно постоянное

присутствие в воздушной массе приводного слоя (хотя бы в минимальных количествах) капель морской воды с  $r_{V_1} = 10$  мкм [13, 109, 89]. Концентрация этих частиц сильно падает с высотой, поэтому их влияние не распространяется на высоты более нескольких сотен метров.

В акваториях Мирового океана, находящихся под сезонным воздействием крупных аридных районов (Сахара, Гоби и др.), на спектр солевых частиц аддитивно накладывается спектр крупнодисперсной пыли. Конфигурация и интенсивность последнего в определяющей степени зависит от расстояния до континента и ветрового режима [107]. В районах Экваториальной Атлантики влияние САС является квазипостоянным и требует учета в региональных масштабах. Характерно, что распределение частиц САС достаточно стабильно по форме ( $\sigma_V \approx 2,40 \pm 0,1$ ) при среднегеометрическом значении массовой концентрации  $m_s = 14,2 \pm 4,67$  мкг/м<sup>3</sup> [44, 107].

### 2.3.2. Слой турбулентного перемешивания

Основным инструментом исследования поля концентрации и микроструктуры аэрозоля в тропосфере и нижней стратосфере остаются подъемные средства зондирования и в первую очередь самолеты-лаборатории. Обзор ранних исследований выполнен в работах [8, 9, 22]. Природа тропосферного аэрозоля в основном та же, что и приземного, однако процессы, регулирующие формирование спектра частиц, несколько иные. Во-первых, в тропосфере наиболее интенсивно происходит вымывание аэрозоля облачными каплями; во-вторых, на вертикальной структуре аэрозоля существенно сказываются процессы конвективного и турбулентного переноса.

Поскольку конвекция приводит одновременно к состоянию пересыщения и к накоплению твердых аэрозольных частиц, то экспериментально трудно разделить влияние этих факторов на образование тропосферных слоев повышенной мутности. Как уже отмечалось выше, тропосферные аэрозольные слои имеют тенденцию возникать в окрестности температурных инверсий на высотах 2,5—4,0, 6,0—7,0 км и особенно в области тропопаузы. Следует отметить несомненное существование отчетливой границы между приземным и тропосферным аэрозолем на высотах примерно 0,5—1,0 км, причем выше этой границы резко уменьшается содержание мелкодисперсной фракции. Количество гигантских пылевых частиц в среднем также уменьшается вследствие седиментации, однако весьма нередки ситуации противоположного характера. В настоящее время есть все основания считать, что определяющую роль в этих явлениях играют температурные инверсии на верхней границе слоя турбулентного перемешивания (СТП).

В целом содержание аэрозоля в СТП и его фракционный состав наиболее подвержены временным и пространственным вариациям. Хорошо известен суточный ход оптической плотности атмо-

сферного аэрозоля, имеющий заметный полуденный максимум [13], связанный не только с активностью фотохимических процессов, но и конвективным подъемом пыли в тропосферу.

В табл. 2.12 приведены результаты измерений спектров размеров частиц аэрозолей СТП в разных районах по данным различных авторов.

Таблица 2.12

Слой турбулентного перемешивания

Источник	Транзитивная фракция				Аккумулятивная фракция				Грубодисперсная фракция			
	$r_{V_1}$ мкм	$\delta r_{V_1}$ мкм	$\sigma_{V_1}$	$\delta \sigma_{V_1}$	$r_{V_2}$ мкм	$\delta r_{V_2}$ мкм	$\sigma_{V_2}$	$\delta \sigma_{V_2}$	$r_{V_3}$ мкм	$\delta r_{V_3}$ мкм	$\sigma_{V_3}$	$\delta \sigma_{V_3}$
[39, 85]	0,020				0,10	0,03	2,00	0,10	2,00	0,8	2,00	0,2
[50, 55, 56]					0,36	0,06	1,28	0,08	5,00		1,58	
[97, 128]					0,15		2,04		3,00		2,14	
[65, 66]					0,17	0,07	1,76	0,15	6,00	2,0	2,70	0,3
[92]					0,14		1,55		2,80		2,20	
[22]					0,13	0,05	2,00		3,00	0,5	2,20	
по [38]				0,23	0,07	2,24		10,00	4,0	2,51		
[31, 59]	0,012	1,90			0,14	0,04	2,00	0,15	2,80	0,6	2,30	
[75, 94, 109]					0,35		1,79		4,57		2,66	
*					0,21	0,05	2,30	0,10	2,51	1,0	1,92	0,1
Среднеарифметическое					0,20	0,06	1,90	0,17	4,18	2,8	2,22	0,25

Серия более чем 700 контактных измерений спектров распределения аэрозольных частиц по размерам, выполнена сотрудниками Института оптики атмосферы под руководством авторов в период с 1981 по 1983 г. над территорией Западной Сибири и Казахстана.

Большое количество данных о высотном поведении  $f(r)$  в СТП, полученных при самолетных наблюдениях над Западной Европой в 1976—1978 гг. приведено в работах [50, 55, 56]. Было проведено около 600 измерений спектров  $f(r)$  в интервале высот 0,15—6,1 км. Важной качественной особенностью функционального поведения полученных спектров является их хорошее соответствие классу логнормальных функций, которое сохраняется при значительных вариациях относительной влажности воздуха.

Однако характеристические параметры распределения частиц ( $r_{V_i}$ ,  $\sigma_{V_i}$ ) заметно отличаются от большинства данных, систематизированных в табл. 2.12. Многолетние стационарные измерения Ройтера и др. [97] в горной обсерватории Цугшпицер ( $h=3$  км) зафиксировали устойчивое положение моды аккумулятивной фракции при  $r_{V_2} \approx 0,15$  мкм, однако положение моды грубодисперсной фракции, подверженной значительным вариациям, оказалось практически размытым (рис. 2.17 а).

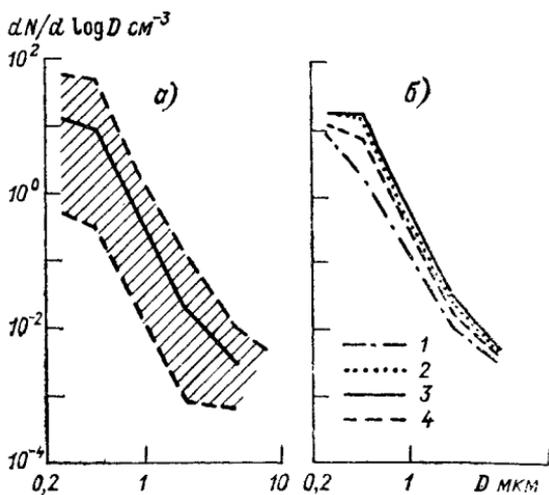


Рис. 2.17. Результаты 11-летних измерений спектров аэрозольных частиц в пограничном слое континентальной атмосферы по [97].

*a* — средний спектр за период измерений с указанием диапазона вариаций, *b* — среднесезонные спектры зимы (1), весны (2), лета (3) и осени (4) (*D* — диаметр частиц).

По данным самолетных измерений, выполненных по программе METROMEX [39, 85] в регионах Чикаго, Сент-Луиса и других крупных промышленных центров США, получены еще более низкие значения среднего радиуса частиц ( $r_{V_2} \approx 0,1 \pm 0,03$  мкм), что указывает на возрастающую роль внутриатмосферных процессов газохимического синтеза. В этих же экспериментах неоднократно регистрировалось независимое присутствие транзитивной фотохимической фракции с модальным радиусом частиц  $r_{V_1} \approx 0,22$  мкм. Интенсивность и конфигурация распределения данной фракции отличается наибольшей неустойчивостью.

Нашим данным, полученным в основном для условий относительно чистой атмосферы Западно-Сибирской низменности, наиболее соответствуют результаты Хобса

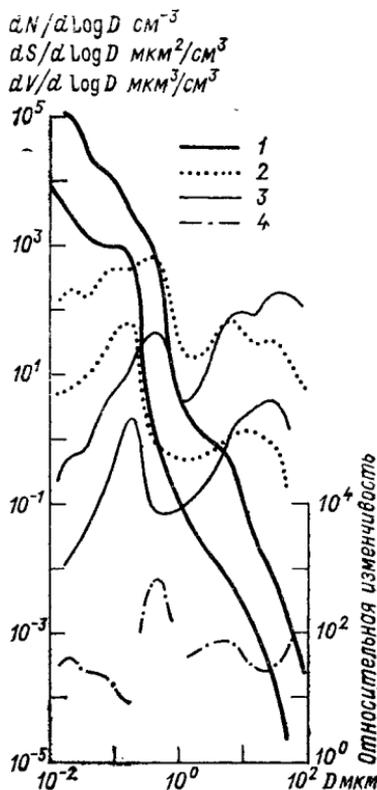


Рис. 2.18. Статистический разброс функций распределений частиц в слое турбулентного перемешивания по данным самолетных измерений Хобса [65, 66].

1, 2, 3 — распределения соответственно размеров, геометрических сечений и объемов частиц, 4 — коэффициент вариации спектров.

и др. [65, 66]), обобщенные для случаев ясной летней погоды над Великими равнинами США. Как наиболее репрезентативные в статистическом отношении, они иллюстрируются рис. 2.18. Характеристики средние по рассмотренному массиву данных, приведенные в табл. 2.12, используются далее в расчете оптических характеристик аэрозоля в СТП до высоты  $h=4,5$  км.

В заключение остановимся на одном важном моменте, касающемся сезонных вариаций спектра аэрозольных частиц в слое турбулентного перемешивания. На рис. 2.17*б* прослеживаются определенные сезонные тенденции в поведении спектра  $f(D)$ , а именно уменьшение активности внешних и, по-видимому, внутриатмосферных генераторов частиц с наступлением зимы приводит к определенному сглаживанию спектра частиц в области  $D \leq 1,0$  мкм. Однако из сопоставления рис. 2.17*а* и *б* следует, что статистический разброс данных, обусловленный вариацией метеоусловий и сменой воздушных масс, значительно превышает сезонные изменения. Как отмечается в [97], в пограничном слое атмосферы сезонные вариации  $f(r)$  менее выражены.

### 2.3.3. Верхняя тропосфера и стратосфера

Стабильные аэрозольные образования в стратосфере на высотах 17—25 км играют определяющую роль в формировании планетарного альбедо и процессах погодообразования в глобальных масштабах. По-видимому, это обстоятельство объясняет тот факт, что количество работ, направленных на исследование стратосферы как дистанционными, так и контактными методами, значительно превышает количество подобных исследований в тропосфере.

В монографии [110] выполнен анализ современных аппаратурных средств исследования стратосферного аэрозоля, включая подробнейшую хронологию развития и использования техники лазерного зондирования. Рассмотрены вопросы химической кинетики внутриатмосферного образования аэрозоля и предложены теоретические модели формирования спектра частиц и его высотной стратификации. Отмечены основные аспекты влияния временных инверсий аэрозольного заполнения на климат планеты. обстоятельная сводка существующих аналитических моделей функций распределения и результатов натурных измерений  $f(r)$  в стратосфере, выполненных средствами самолетного и аэростатного зондирования, приведена в работах [47, 31, 38, 106]. Частично они отражены на рис. 2.13 и 2.16. Следует указать на возросшее количество теоретических работ, посвященных математическому моделированию комплекса физических явлений, сопровождающих процесс внутриатмосферного синтеза субмикронной и тонкодисперсной фракций аэрозольных частиц. Среди них выделяется систематический цикл исследований, выполненный Туном, Турко и др. [117, 119, 120]. Адекватность их моделей проверена в многочисленных сравнительных экспериментах, что позволяет использовать развитую методо-

логию для средней атмосферы, где прямые измерения носят пока эпизодический характер.

В работе [60] подводится итог пятилетнему циклу аэростатных измерений микроструктуры атмосферного аэрозоля. Результаты статистической обработки данных 45 самолетных измерений (для  $\Delta h$  данные 7 измерений) показаны на рис. 2.19. Масштаб обозначений указывает ошибку измерений и размер ( $\Delta r_i$ ) интервалов гистограммы функции  $\Delta N_i / \Delta \log \bar{r}_i$ , пунктир определяет разброс значений  $\pm 2\delta_N$  по полному объему выборки. Используя процедуру подгонки  $f(r)$  методом наименьших квадратов в рамках логнормального распределения (2.16) и его модификации при  $\nu=1$  (зол-распределение), авторы [60] получили следующие результаты (табл. 2.13).

Таблица 2.13

Параметры одновершинного логнормального распределения по комплексным измерениям [60]

$\Delta h$ км	$\nu$	$A \cdot 10^6 \cdot \text{см}^2$	$r_g$ мкм	$\sigma_g$
10—16	0	$2,5 \pm 0,25$	$0,075 \pm 0,007$	$1,95 \pm 0,06$
	1	$42,0 \pm 7,0$	$0,048 \pm 0,006$	$1,95 \pm 0,06$
16—22	0	$2,6 \pm 0,2$	$0,115 \pm 0,002$	$1,65 \pm 0,02$
	1	$26,0 \pm 2,0$	$0,090 \pm 0,002$	$1,65 \pm 0,01$
22—28	0	$1,1 \pm 0,1$	$0,120 \pm 0,002$	$1,60 \pm 0,01$
	1	$10,1 \pm 1,0$	$0,097 \pm 0,002$	$1,60 \pm 0,01$

Как и следовало ожидать, наибольшая изменчивость структуры аэрозоля отмечена в верхней тропосфере ( $h=4 \div 10$  км); для трех групп полетов получены следующие соотношения регрессии ( $r > 0,15$  мкм):

$$\log(dN/d \log r) = \begin{cases} -2,4 \log r - 0,13, \\ -2,9 \log r + 0,52, \\ -4,3 \log r + 1,55. \end{cases}$$

Сравнение полученных результатов с теоретическими оценками Туна, Турко и др. [117, 119] (см. рис. 2.19 б, в) показывает их хорошее соответствие для области размеров  $r > 0,1$  мкм и интервала высот 16,0—22,0 км. Здесь же для сопоставления приведены результаты близких по времени экспериментальных измерений [41, 90]. Существующие расхождения в целом не выходят за пределы доверительного интервала. Что касается теоретической модели, то она, по-видимому, нуждается в уточнении оценок продуктивности тонкодисперсной фракции на высотах более 22 км.

Несмотря на хорошее методическое и инструментальное обеспечение исследования [60] носят локальный характер. Кроме того, грубый высотный масштаб  $\{h_i\}$  полученных результатов не отвечает современным требованиям оптического моделирования.

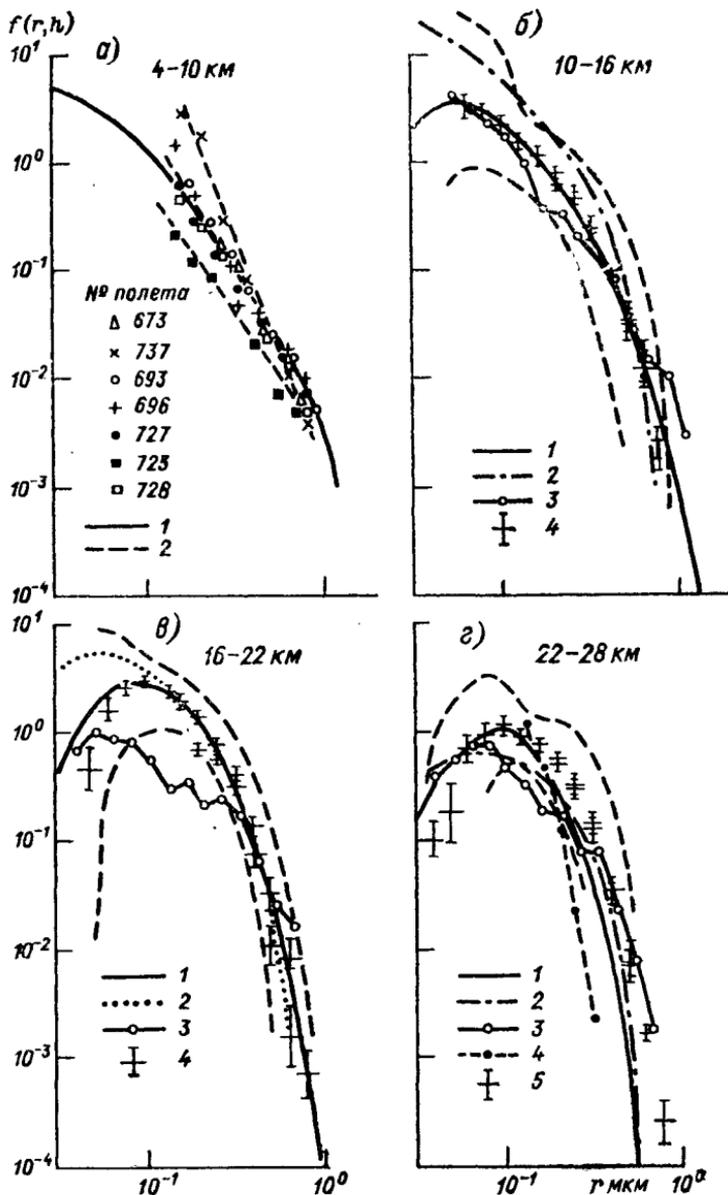


Рис. 2.19. Результаты комплексных самолетных измерений  $f(r, h)$  в верхней тропосфере (а) и стратосфере (б, в, г), полученных Грасом и Лэби [60] в 1974—1979 гг., в сопоставлении с модельными спектрами и измерениями других авторов:

а) 1 — настоящая модель, 2 — эмпирические спектры [60]; б) 1 — настоящая модель; 2 — теоретическая модель [117], 3 — измерения [41], 4 — импакторные и оптические измерения [60]; в) 1 — настоящая модель, 2 — теоретическая модель, 3 — [41]; 4 — [60]; г) 1 — настоящая модель, 2 — теоретическая модель, 3 — измеренная [41], 4 — измерения [90], 5 — импакторные и оптические измерения [60].

Поэтому, как отмечалось ранее, для статистического уточнения высотной модели исходных микрофизических параметров  $N(h)$  и  $f(r, h)$  мы использовали результаты многолетнего цикла измерений сотрудников университета Вайоминг, обобщенные в работах [67, 100]. Отметим, что ограниченное количество градаций частиц по размерам, реализуемое в пылевых зондах Розена и Хоффмана [70], не дает возможности непосредственного построения функции  $f(r, h)$ . Однако если проводить анализ в классе функций с малым числом параметров, как, например, логнормальных, то достаточно

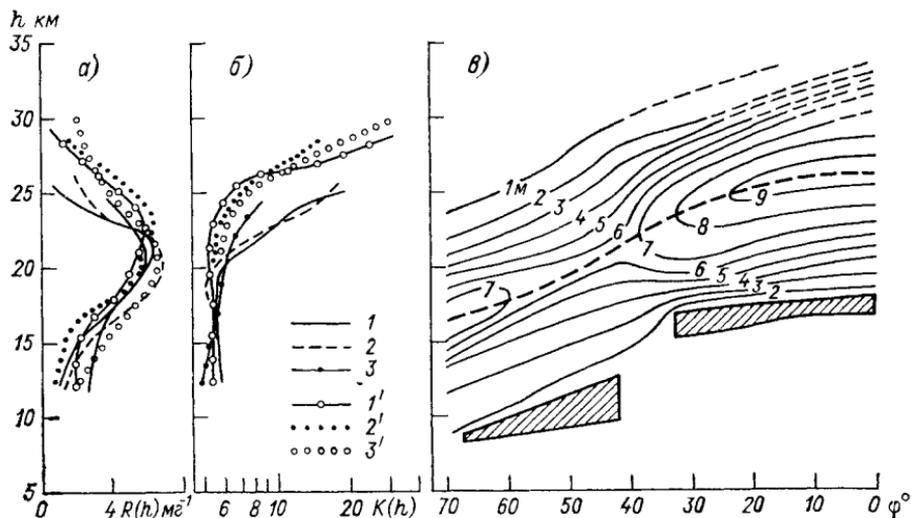


Рис. 2.20. Среднесезонные (а, б) и широтные (в) вариации содержания аэрозоля в стратосфере при отсутствии вулканических возмущений, по [100].

а — высотное распределение отношения смеси  $R(h)$ , б — высотное распределение отношения по размерам  $K(h)$ , в — широтное распределение  $R(\varphi)$ .  
1, 1' — весна; 2, 2' — осень; 3, 3' — зима 1978-79 г.; цифры у изолиний — значения  $R(\varphi)$  в  $\text{мг}^{-1}$ .

измерения интегральных признаков (в данном случае интегральной концентрации  $N(h, r > r_i)$  и массовой концентрации  $m_s(h)$ ) для достоверного восстановления полного спектра  $f(r, h)$ .

В то же время минимальное число градаций  $\{r_i\}$  дает неоспоримые преимущества с точки зрения точности регистрации. Так, по оценкам авторов [67, 100], точность измерения профилей  $N(h, r > 0,15 \text{ мкм})$  составляла 5—10%. Подобная точность позволяет выявить среднесезонные и широтные изменения  $f(r, h)$  на фоне естественных вариаций  $\delta f$ , обусловленных турбулентным характером аэрозольных образований.

На рис. 2.20 показаны широтные и сезонные вариации содержания аэрозоля в стратосфере в период 1978—1979 гг., свободный от значительных вулканических извержений. Широтное распределение концентрации аэрозоля, в единицах отношения смеси  $R(\varphi)$  (количество частиц на 1 мг воздуха) получено по результатам

шар-зондовых измерений на 11 станциях северного и южного полушарий (табл. 2.14). Сезонные изменения профилей  $N(h, r > r_i)$  исследовались на базовой ст. Ларами.

Таблица 2.14

Положение станций, на которых осуществлялось зондирование стратосферного аэрозоля по данным [100, 102]

Станция	Широта	Долгота
Ледяной остров (Т-3)	85° N	105° W
Барроу, Аляска	71,3° N	156° W
Мак-Марри, Канада	57,4° N	114° W
Дулут, США	46,7° N	92° W
Ларами, США	41,2° N	105° W
Палестайн, США	31,8° N	95° W
Альбрук, Панама	9° N	80° W
Лонгрич, Австралия	23,5° S	144° E
Милдьюра, Австралия	34,2° S	141° E
Мак-Мердо, Антарктида	77,2° S	167° E
Южный полюс	90° S	

Приведенные результаты не дают оснований говорить о каких-либо заметных сезонных трансформациях аэрозольного заполнения верхней тропосферы и стратосферы.

К наиболее существенной особенности глобального распределения стратосферного аэрозоля относится подобие вертикальных стратификаций в северном и южном полушариях, являющееся отражением общих законов циркуляции атмосферы, а также высокая стабильность формы распределения генеральной фракции аэрозольных частиц ( $0,1 \text{ мкм} \leq r \leq 1,0 \text{ мкм}$ ). Отмечается определенная корреляция общего содержания частиц и высоты тропопаузы в отмеченные периоды «спокойной» стратосферы, что соответствует теоретическим предпосылкам [100, 117, 119], относящим к этой области основные источники внутритропосферного синтеза серно-кислотного аэрозоля.

В последних исследованиях Розен и Хоффман [67, 69] значительно модифицировали аппаратуру и расширили состав одновременно поднимаемого комплекса, включив в него дополнительно детектор ядер конденсации ( $r > 0,01 \text{ мкм}$ ), устройство испарения летучей фракции и новый 4-канальный фотоэлектрический счетчик ( $r \geq 0,25, 0,95, 1,2, 1,8 \text{ мкм}$ ), ориентированный на анализ грубо-дисперсной фракции в поствулканические периоды.

В табл. 2.15 приведены результаты интерпретации высотного изменения дифференциальной плотности распределения частиц по размерам в формате 2-модального логнормального распределения 1-го порядка (2.16) при  $i=2$ . Форма спектра  $f(r, h)$  принята одинаковой для определенных ранее (см. п. 2.1.3) фоновой и среднециклической моделей. Основанием для этого служит незначительное

## Верхняя тропосфера и стратосфера

$h$ км	$r_{g_1}$ мкм	$\delta r_{g_1}$ мкм	$\sigma_{g_1}$	$r_{g_2}$ мкм	$\delta r_{g_2}^*$ мкм	$\sigma_{g_2}^*$
5,0	0,041	0,018	2,64	1,05	0,19	1,95
6,0	0,031	0,016	2,73	1,05	0,19	1,95
7,0	0,020	0,009	2,83	1,05	0,18	1,96
8,0	0,015	0,008	2,88	1,05	0,17	1,96
9,0	0,014	0,005	2,93	1,05	0,15	1,97
10,0	0,014	0,005	2,95	1,00	0,25	1,98
11,0	0,035	0,007	2,65	0,75	0,21	2,00
12,0	0,045	0,009	2,25	0,65	0,20	2,00
13,0	0,055	0,011	2,10	0,52	0,20	2,00
14,0	0,064	0,012	1,99	0,35	0,17	1,95
15,0	0,071	0,014	1,89	0,25	0,10	1,85
16,0	0,078	0,015	1,85	0,22	0,10	1,75
18,0	0,095	0,009	1,78	0,21	0,10	1,71
20,0	0,097	0,009	1,64	0,21	0,10	1,68
22,0	0,098	0,010	1,62	0,21	0,10	1,64
24,0	0,099	0,010	1,60	0,21	0,10	1,60
26,0	0,088	0,009	1,60	0,21	0,10	1,60
28,0	0,081	0,008	1,60	0,21	0,10	1,60
30,0	0,072	0,012	1,60	0,21	0,10	1,60
40,0	0,050	0,010	1,60	—	—	—
50,0	0,050	0,030	1,60	—	—	—
60,0	0,050	0,030	1,60	—	—	—
70,0	0,050	0,030	1,60	—	—	—
80,0	0,050	0,030	1,60	—	—	—
90,0	0,050	0,030	1,60	—	—	—

Примечание. Звездочкой отмечены величины, поддающиеся условной оценке.

различие средних значений функционала «отношения по размерам»  $N(r > 0,15)/N(r > 0,25) \approx 5,0$  (рис. 2.20 а), полученных для двух отмеченных типовых ситуаций. При оценке средних значений  $\bar{r}_g(h)$  и  $\bar{\sigma}_g(h)$  в верхней тропосфере, где коэффициент вариации  $(\delta r_g/r_g) \cdot 100\%$  достигает 50%, нами при создании новой версии модели использовались дополнительные данные [38, 76, 94, 109], а также результаты импакторных измерений, выполненных по программе Советско-американского аэрозольного эксперимента [13, 22]. Сопоставление наших данных с приведенными в табл. 2.13 результатами подобного анализа, выполненного в [29], показывает, что они не противоречат друг другу. Для качественного сравнения формы распределений на разных высотах модельные кривые  $f(r, h)$  для высот  $h=7, 13, 19$  и 26 км показаны соответственно на рис. 2.19 (а, б, в и г). В первых трех высотных интервалах наблюдается хорошее соответствие модельных и реальных распределений; для  $h=22 \div 28$  км экспериментальные данные дают несколько более значительное содержание грубодисперсной фракции,

однако расхождение не превышает дисперсии экспериментальных данных.

Определенный дефицит информации продолжает оставаться для адекватного описания моды грубодисперсных частиц, несомненно присутствующих в стратосфере. Очевидно, что эта фракционная составляющая обладает наибольшей изменчивостью. В последних экспериментах Хоффмана и др. с использованием специализированного фотоэлектрического счетчика гигантские частицы с  $\bar{r}_g = 0,24 \div 0,9$  мкм регистрировались в первые месяцы после извержений вулканов Сент-Хеленс [67] и Эль-Чичон [68, 69]. В то же время 2- и 3-модальные распределения зарегистрированы в известной серии импакторных самолетных измерений Бигга [41] в относительно спокойный период (март—сентябрь 1972 г.). Пример характерной реализации  $f(r)$  показан на рис. 2.21. Согласно выводам Туна и Поллака [110, 116], полимодальная структура

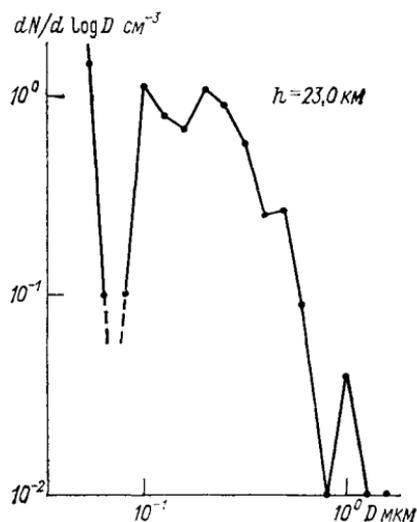


Рис. 2.21. Полимодальная структура спектра аэрозольных частиц в стратосфере [42].

$f(r, h)$  характерна для периодов вулканической активности, при этом  $r_g \approx 1,0$  мкм; через 6—7 месяцев стратосферный аэрозоль возвращается в квазистабильное состояние с характерным унимодальным распределением частиц с  $r_g \approx 0,1$  мкм. Считая эту точку зрения целесообразной, мы оценили среднециклическую величину  $r_{g3}$ , которая оказалась равной 0,21 мкм; для фоновых условий присутствием 3-й моды можно пренебречь. Следует отметить при этом, что вариация 3-й моды в пределах, установленных в [110], приводит к неопределенности в прогнозе коэффициентов рассеяния стратосферного аэрозоля в ИК-области спектра оптических волн почти на порядок величины.

На рис. 2.21 наряду с грубодисперсной фракцией отчетливо проявляется как самостоятельная транзитивная газохимическая фракция. В обычных условиях транзитивная фракция (ТФ) в верхней тропосфере и стратосфере неразличима с аккумулятивной. В периоды вулканической активности концентрация ТФ в стратосфере резко возрастает и достигает  $400-500 \text{ см}^{-3}$ , при этом образуется самостоятельная мода с  $r_g = 0,02$  мкм [68]. Однако процессы коагуляции приводят к достаточно быстрому (6—7 месяцев)

ее разрушению. В эти периоды ТФ ввиду высокой поглощательной способности может играть заметную роль в формировании спектральных потоков нисходящей и восходящей радиации.

Регулярными источниками ТФ являются земная поверхность, потоки космической пыли и процессы газохимического синтеза. Подробный теоретический анализ вклада этих факторов на различных высотных уровнях выполнен в работе [120]; обзор других исследований содержится в [20, 21]. Согласно выводам [20], приток аэрозоля в стратосферу на уровне тропопаузы в невозмущенных условиях равен  $7 \cdot 10^{-16}$  г/(с  $\times$  см<sup>2</sup>) или примерно  $10^5$  т в год, что составляет около  $1/3$  всей массы стратосферного аэрозоля. Однако ввиду высокой физической активности ТФ, она быстро трансформируется и выводится в тропосферу в составе крупных частиц. Выше 30 км влияние

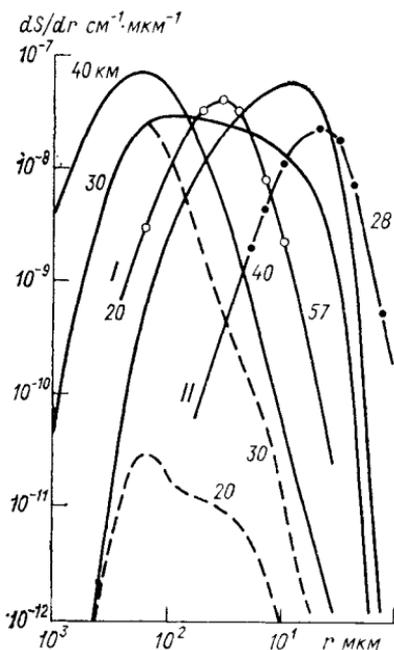


Рис. 2.22. Теоретическая модель спектров распределения частиц в средней атмосфере [120] (пунктиром выделены распределения частиц транзитивной фракции) в сопоставлении с результатами измерений.

I — по [13], II — по [60].

эмиссии земной поверхности практически не распространяется и в формировании спектра ТФ определяющую роль начинают играть потоки космической пыли.

В средней атмосфере концентрация субмикронного серно-кислотного и пылевого аэрозоля значительно уменьшается и ТФ становится доминирующей. На рис. 2.22 представлены результаты теоретического моделирования [115, 120] спектров размеров частиц для различных высот средней атмосферы, из которых видно, что на высоте 40 км функция  $S(r)$  для ядер Айткена практически совпадает с суммарной кривой  $S(r)$ . На этом же рисунке приведены результаты ракетных микрофизических измерений для высоты  $h \approx 57$  км [13] и импакторных измерений [60].

Экспериментальные измерения спектра частиц ТФ крайне ограничены ввиду их технической сложности, особенно при измерении в стратосфере и средней атмосфере в целом (исключая серебристые облака). В этих условиях для обоснования адекватности выбора микрофизической модели следует ориентироваться на данные оптических измерений, в первую очередь ракетных и лидарных.

## 2.4. Влияние влажности на микроструктуру аэрозоля

Развиваемая в настоящей работе методика прогноза оптических параметров аэрозоля предполагает использование микрофизических данных, полученных из реального эксперимента. При этом считается, что соответствующие гистограммы распределения частиц по размерам в достаточной степени описывают содержание аэрозольных частиц с радиусами больше 0,2 мкм. Что касается субмикронной фракции частиц, то ее содержание в атмосфере, как это уже отмечалось, определяется условиями равновесия между процессами нуклеации и коагуляции, которые регулируют формирование и эволюцию мелких частиц. Теоретические оценки [35] показывают, что эти условия предопределены состоянием увлажненности среды, концентрацией молекул газов, испытывающих газовый переход, а также содержанием первичных аэрозолей, на которых протекают процессы гетеромолекулярной конденсации молекул кислотных соединений.

Общепринятая методика анализа проб аэрозоля, взятых на фильтры, под микроскопом обычно характеризует распределение «сухого остатка» аэрозольного вещества. Аэрозольные частицы, находящиеся в атмосфере, практически всегда увлажнены. Поэтому при прогнозе оптических свойств аэрозоля численными методами спектр размеров необходимо «трансформировать» в зависимости от относительной влажности среды.

Вариации влажности в реальной атмосфере регулируют сложный комплекс процессов формирования и эволюции аэрозольных сред. Например, изменение относительной влажности нарушает условия равновесия между фазовыми состояниями частицы и окружающей среды и влияет на скорость образования вторичных аэрозолей.

С увеличением влажности повышается скорость седиментации частиц, изменяется коэффициент броуновской диффузии, увеличивается прочность соединения коагулирующих частиц. Другими словами, влияние влажности на динамику аэрозольной системы многообразно, и пока трудно строго оценить суммарный эффект этого влияния. Возможно, однако, учесть наиболее существенные, с точки зрения оптики, превращения, связанные с изменением дисперсного состава и оптических постоянных аэрозольных частиц.

Обычно наблюдаемое помутнение атмосферы с ростом относительной влажности связывают с укрупнением аэрозольных частиц, тем или иным путем адсорбирующих влагу. Вопрос укрупнения аэрозольной фракции при  $q \leq 100\%$  изучался многими авторами (см. обзорные работы [22, 63]), как в натуральных, так и в лабораторных экспериментах. Первые систематические исследования частиц атмосферного аэрозоля были проведены Юнге [37, 78]. Эти исследования охватили все аспекты микрофизики частиц и привели к теории смешанных ядер, которая утверждает, что в среднем аэрозольные частицы состоят из конгломерата растворимого и нерастворимого вещества с различными химическими свойствами.

В соответствии с этим кривые роста частиц в условиях переменной влажности располагаются между соответствующими зависимостями для абсолютно растворимых и нерастворимых соединений.

Для континента в среднем грубодисперсный аэрозоль имеет почвенное происхождение, и для него характерно повышенное содержание нерастворимых соединений. Так, по результатам [2, 13], частицы радиусом более 1 мкм обычно состоят из нерастворимых соединений (силикатов и карбонатов), а также из органических остатков. Содержание растворимых веществ в гигантских частицах обычно составляет 1—5%. Аккумулятивная фракция ( $r=0,1 \div 1,0$  мкм) содержит, как правило, больше растворимых веществ (60—70%). О химическом составе ядер Айткена (0,01—0,1 мкм) данных пока недостаточно. Однако есть основания считать, что в них процент растворимых веществ еще выше.

В случае аэрозоля океанического происхождения ситуация существенно упрощается, как в отношении прогноза химического состава, так и вопроса роста частиц в условиях влажной атмосферы. Высокий процент содержания растворимых солей и в первую очередь NaCl создает предпосылки использования хорошо развитой термодинамической теории роста капель насыщенных солевых растворов [63]. При этом, однако, приходится иметь в виду, что, во-первых, частицы, состоящие из смеси растворимых солей, менее активно взаимодействуют с влагой, что требует определенной модификации известных термодинамических законов, во-вторых, заметное влияние оказывает эффект «гистерезиса». Под гистерезисом понимается свойство частиц при уменьшении влажности возвращать воду медленнее, чем происходило ее поглощение.

Применяя и модифицируя закон Рауля о давлении насыщающего пара двухкомпонентного раствора, Ханел [62, 63] предложил следующее аналитическое соотношение для описания роста размеров частиц:

$$r = r_0 \left( 1 + \frac{\rho_0}{\rho_w} \bar{\mu} \frac{q}{1-q} \right)^{1/3}, \quad (2.30)$$

где  $\rho_0$  и  $\rho_w$  — соответственно плотность сухого образца материала аэрозольных частиц и воды;  $\bar{\mu}(q)$  — средний коэффициент роста массы образца аэрозольной пробы при изменении относительной влажности  $q$ . Значения  $\bar{\mu}(q)$  для отдельных типовых форм аэрозоля затабулированы в работе [63].

Соотношение (2.30) используется далее в расчетах оптических параметров аэрозоля, в том числе континентального происхождения. Однако последнее не может не вызвать возражения, поскольку соотношение (2.30), дающее удовлетворительную картину трансформации растворимых солевых частиц, неприменимо для частиц с большим процентом нерастворимого вещества.

Действительно, нетрудно убедиться, что формула (2.30) обеспечивает преимущественный рост крупной фракции, что при под-

становке в расчетные формулы для коэффициентов оптического взаимодействия приводит к одинаковому характеру их изменения в ИК-области спектра как для морского, так и для континентального аэрозоля. Последнее противоречит экспериментальным данным по оптическим измерениям спектральной толщи атмосферы [10]. Кроме того, прямые микрофизические измерения, к стати весьма ограниченные (см. [22]), также указывают на преимущественный рост и оптическую активность мелкой фракции частиц.

В расчетах Туоми использовалась эмпирическая формула Фитцджеральда [22]

$$r = ur_0^t, \quad (2.31)$$

где

$$t = 0,00077/(1,009 - q),$$

$$u \simeq 0,066/(\Phi - q),$$

$$\Phi = 1,058 - 0,0001276q/(1,003844 - q),$$

для 50 % растворимого вещества в составе материала частиц.

Методы количественного учета влияния влажности на микроструктуру аэрозоля активно развиваются в исследованиях, связанных с построением оптических моделей океанического аэрозоля. В работах [54, 124] на основании исследований гигроскопических свойств NaCl была использована следующая эмпирическая зависимость, осредняющая восходящую и нисходящую ветви петли гистерезиса:

$$r(q) = \begin{cases} r_0 \left[ 1 - c_1 \ln \left( 1 - \frac{q}{100} \right) \right], & q \geq 40 \%, \\ r_0, & q < 40 \%, \end{cases} \quad (2.32)$$

где  $c_1 = 0,8$  по [110] и  $c_1 = 0,9$  по [124].

В численных экспериментах мы исходили из концепции, что частицы аэрозоля имеют неоднородный по спектру размеров частиц химический состав, и рост их с увеличением влажности неоднозначен. Кроме того, для субмикронной фракции заметное влияние с ростом влажности приобретают процессы коагуляции. Результирующий эффект трудно поддается теоретическому прогнозу, в связи с чем в работе [22] в расчетную схему включены результаты прямых микрофизических измерений  $r(q)$ , выполненных для среднеконтинентальных условий. К сожалению, статистика подобных измерений пока весьма ограничена. В рамках настоящей микрофизической модели использовалась следующая процедура учета относительной влажности.

Во-первых, полагалось, что для учета перестройки спектра частиц достаточно задать изменение величин среднегеометрических

радиусов каждой фракции частиц в композиционной модели (2.26). Действительно, если допустить, что количество частиц

$$N(r, r + dr) = N(cr, cr + c dr),$$

то

$$f_0(r) dr = f(cr) c dr$$

или

$$f(r) = \frac{1}{c} f_0(rc^{-1}),$$

где  $c = r(q)/r$  — фактор роста частиц,  $f_0(r)$  — функция распределения частиц при  $q=0$ . Для  $f_0(r)$ , заданного в форме логнормального распределения (2.16) или (2.26), мы, очевидно, имеем

$$\frac{dV}{dr} = \frac{AM_i}{c} \exp \left[ -b_i \left( \ln \frac{r}{cr_{V_i}} \right)^2 \right], \quad (2.33)$$

что эквивалентно умножению на фактор роста только величин  $r_{V_i}$ .

В свою очередь выражение для  $c(q)$ , предложенное Ханелом (см. формулу (2.30)), содержащее априорно неизвестные функции  $\bar{\mu}(q)$ , можно связать только с измеряемыми характеристиками относительной влажности воздуха. Если учесть, что  $\bar{\mu}(q) = \frac{m_b}{m_0} \frac{1-q}{q}$ , где  $m_0$ ,  $m_b$  — соответственно масса сухих частиц и аккумулируемой ими воды, то нетрудно прийти к следующему соотношению:

$$c_i(q) = \left[ \frac{\eta_i}{1-\eta_i} \left( 1 + \frac{Q}{1-Q} \right) \right]^{1/3}, \quad i = 1, 2, 3, \quad (2.34)$$

где  $\eta_i$  — доля растворимого вещества в  $i$ -той фракции аэрозольных частиц (см. табл. 3.1);  $Q$  — доля свободной воды в составе частиц.

Таблица 2.16

Среднее соответствие между относительной влажностью и долей свободной воды в аэрозольных частицах ( $\delta Q = 20 \div 30 \%$ )

$Q$	$q$	$Q$	$q$
0,10	0,44	0,60	0,930
0,15	0,54	0,65	0,940
0,20	0,62	0,70	0,950
0,25	0,68	0,75	0,960
0,30	0,74	0,80	0,970
0,35	0,78	0,85	0,980
0,40	0,83	0,87	0,983
0,45	0,86	0,90	0,986
0,50	0,88	0,95	0,990
0,55	0,91	1,00	0,995

В табл. 2.16 по данным Абея и др. [22] отображена средняя кривая соответствия между величинами  $Q$  и  $q$ , которая вполне приемлема для расчетов с учетом той естественной неопределенности, с которой мы прогнозируем поведение  $\overline{q(h)}$  в том или ином регионе.

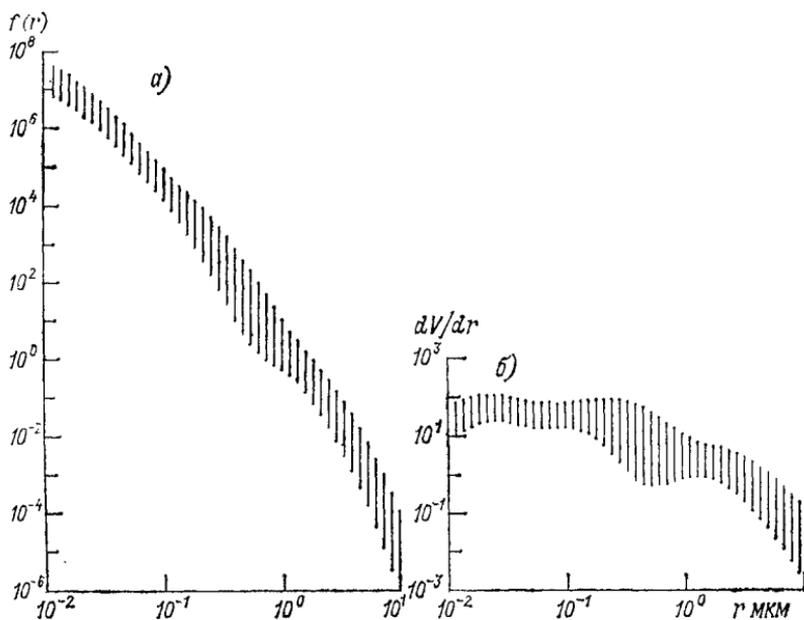


Рис. 2.23. Области изменения трансформированных с ростом относительной влажности дифференциальной (а) и объемной (б) функций распределения аэрозольных частиц по размерам.

Для иллюстрации влияния влажности на микроструктуру аэрозоля на рис. 2.23 показана область изменения дифференциальной и объемной функций распределения частиц пограничного слоя континента при изменении относительной влажности в пределах 30—97 %.

### ГЛАВА 3. ОПТИЧЕСКИЕ ПОСТОЯННЫЕ АЭРОЗОЛЬНЫХ ЧАСТИЦ

Реальный аэрозоль, как уже отмечалось в предыдущей главе, представляет собой сложные конгломераты различных химических соединений и характеризуется соответствующими значениями комплексного показателя преломления частиц. Изменение действительной  $n(\lambda)$  и мнимой  $k(\lambda)$  частей последнего обуславливает

соответствующие изменения коэффициентов рассеяния и поглощения, особенно угловых и поляризационных свойств рассеянного излучения, которые могут достигать десятков процентов. Таким образом, правильный выбор химического состава и соответственно оптических постоянных аэрозоля (вещественной и мнимой частей комплексного коэффициента преломления) имеет принципиальное значение.

Сложившаяся методология определения оптических постоянных диспергированного аэрозольного вещества развивается в двух направлениях. Первое — расчетное синтезирование характеристик  $n(\lambda)$  и  $\kappa(\lambda)$  на основе априорно изученных спектров  $n_i(\lambda)$  и  $\kappa_i(\lambda)$  химических соединений, входящих в состав данного типа аэрозоля с учетом их весового вклада; второе — непосредственное измерение показателя преломления образцов реальной выборки с необходимым усреднением по времени или месту выборки.

В настоящей главе рассматриваются химический состав частиц аэрозолей, методы определения компонент комплексного показателя дисперсного вещества, а также даются обоснования модели оптических постоянных ансамблей аэрозольных частиц. Здесь же изучается трансформация оптических постоянных в поле переменной влажности воздуха.

### 3.1. Химический состав атмосферных аэрозолей

Вопросы химического состава частиц, играющего определяющую роль в прогнозировании оптической активности атмосферного аэрозоля, детально рассмотрены в монографиях [6, 14, 16], а также многочисленных статьях. В этой связи мы ограничимся минимальным обзором результатов, необходимых для обоснования выбранной модели. Так, в [6] за основные источники частиц аэрозоля приняты следующие:

1) почва — кварц и другие соединения кремния, глиноземы, карбонаты, кальциты, окислы железа, марганца и т. д., органические вещества;

2) океан —  $\text{NaCl}$  (78 %),  $\text{MgCl}_2$  (11 %),  $\text{CaSO}_4$ ,  $\text{Na}_2\text{SO}_4$ ,  $\text{K}_2\text{SO}_4$ ;

3) вулканы — соединения кремния (60—80 %), сульфаты (10—30 %), кальциты (3—10 %), соединения алюминия (до 20 %), железа (до 10 %);

4) метеориты — Fe, Si, Mg, S, Ni, Ca, Al, Na, Cr, Mn, K, P, Ti, Co;

5) растения и фотохимические реакции в атмосфере — серосодержащие соединения (сернистый газ, сероводород и др.), аммониевые соединения, окислы азота и т. д.;

6) антропогенные источники — сажа, зола, окислы свинца, сернистый газ, окислы азота и другие вещества.

Считается установленным, что тропосферный аэрозоль на 50—80 % является продуктом ветровой эрозии почвы. Масса аэрозолей, поступающих в атмосферу, составляет  $10^9$ — $10^{10}$  т в год. Хи-

мический состав почвенного аэрозоля отличается большим разнообразием, что обусловлено существенно нерегулярным характером географического расположения эрозирующих участков земной поверхности и процессов атмосферной циркуляции. Более того, минеральный состав аэрозольных частиц не идентичен почвенному покрову, легче из нее диффундируют в атмосферу соединения кремния, карбонаты, кальциты, окислы железа, алюминия и марганца. Отмечаемая во многих работах неустойчивость содержания металлов (Fe, Al, Mg и др.), говорит о том, что они выносятся в атмосферу преимущественно в грубодисперсной фазе и наиболее подвержены влиянию метеорологических процессов.

Содержание органических соединений в аэрозолях почвенного происхождения, по оценкам [6], не превышает в среднем 10 %, хотя вопрос этот в достаточной мере не изучен, и существующие в литературе данные отличаются крайней противоречивостью. Так, содержание органических веществ составляет: менее 1 % в образцах пыли над о. Барбадос [34], 30—70 % в морских аэрозолях [29], 10 % в фоновых условиях чистой атмосферы [54], 2 % в континентальных аэрозолях Южной Калифорнии [46], 10 и 26 % в двух выборках аэрозоля над Тихим океаном [62].

Важность учета аэрозоля органического происхождения связана с присутствием специфических, достаточно сильных полос поглощения, в том числе и в видимом диапазоне волн.

Влияние обширной океанической поверхности, дающей в целом по массе 10—20 % частиц [14], на формирование континентального аэрозоля невелико. По результатам многих измерений [47], содержание морской соли над прибрежными районами континентов не превышает нескольких процентов, более того, уже на высоте нескольких километров над океаном состав аэрозоля несущественно отличается от континентального. Большой экспериментальный материал по химическому составу аэрозолей в приводном океаническом слое был получен в период проведения исследований по программе АТЭП-74 [78, 65]. Влияние САС в Атлантическом океане отмечалось вплоть до п-ва Флорида.

Не останавливаясь пока на химическом составе пылевых частиц, укажем, что состав сухого остатка частиц морской соли в атмосфере отличен от состава морской воды (88,7 % хлоридов, 10,8 % сульфатов, 0,3 % карбонатов и 0,2 % остальных солей). При использовании понятия фактора обогащения [16]:  $F = (x/Na)_a / (x/Na)_{м.в.}$ , где  $x$  — концентрация изучаемого микроэлемента, индексы «а» и «м.в.» — относятся к аэрозолю и морской воде, в работе [64] получено  $F_{Cl} \approx 1,33$ . За счет обогащения частиц морской соли микроэлементами минеральных образований в [38] отмечается повышенное содержание и других химических элементов:  $F_K \approx 1,36$ ;  $F_{Mg} \approx 1,25$  и  $F_{Ca} \approx 2,53$ . Располагая коэффициентами обогащения, нетрудно оценить массовые концентрации основных химических элементов, продуцируемых морской водой.

Отметим, что пока не ясна до конца природа фонового аэрозоля над океаном, хотя несомненно, что доминирующую роль в нем

играют сульфаты [57], однако остается неустановленным, является ли океан в общем балансе источником или стоком сернистого газа.

Говоря о немногочисленных попытках учета химической неоднородности аэрозоля в соответствующих оптических моделях, следует отметить работу Туна и Поллака [69], в которой на основе экспериментальных данных постулируется следующий состав частиц в глобальном масштабе. До высот ниже 3 км: 50 % — сульфат аммиака  $[(\text{NH}_4)_2\text{SO}_4]$ , 35 % — частицы почвы ( $\text{SiO}_2$ ,  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ,  $\text{Fe}_2\text{O}_3$  и др.), 15 % — морская соль ( $\text{NaCl}$ ); тропосфера выше 3 км; 60 % — сульфат аммиака, 40 % — частицы почвы. Последние в этой модели были упрощенно идентифицированы как частицы базальта, имеющие состав: 53 % —  $\text{SiO}_2$ , 17 % —  $\text{Al}_2\text{O}_3$ , 7 % —  $\text{Fe}_2\text{O}_3$ , 23 % — другие минералы.

Исходя из того, что пустынные и полупустынные районы планеты составляют более 30 % поверхности суши и являются одним из наиболее мощных естественных генераторов частиц, в [66] сконструирована следующая модель химического состава континентального аэрозоля нижней атмосферы: монтмориллонит — 35 %, каолинит — 20 %, иллит — 20 %, кальцит — 10 %, соединения железа и органические компоненты — 5 %, кварц — 5 %, нитрат калия — 5 %. Подобный состав обуславливает значительное поглощение коротковолновой радиации, в том числе и в видимом диапазоне.

В работе [9] в качестве одной из возможных моделей химического состава аэрозоля была принята структура пылевой фракции, предложенная в табл. 3.1. В основу модели были положены осредненные результаты большого цикла исследований, выполненных совместно с сотрудниками Ленинградского университета. Измерения в основном выполнялись в летние и осенние периоды и охватывали большинство климатических зон Советского Союза. В расчет не принимались аэрозоли индустриального происхождения, а также условия аномальной загрязненности атмосферы.

Следует указать, что данная модель является правдоподобной версией, но не отражает всей сложности процессов перемешивания, химических превращений, вымывания, растворения солей и др., имеющих место в реальной атмосфере. С другой стороны, пределы вариаций основных элементов почвенного аэрозоля в рамках статистического ансамбля, показанные, например, в работе [40], дают основание сделать заключение о том, что химический состав тропосферного аэрозоля с высотой в среднем изменяется незначительно и, следовательно, оптические свойства основных минералов и солей близки по своему спектральному поведению. Как установлено Фольцем [73] и другими авторами, для целого ряда соединений, которые обнаружены в аэрозольных частицах, вещественный показатель преломления в видимой спектральной области  $n = 1,5 \div 1,6$ . Поэтому можно считать, что известные вариации относительного процентного состава веществ в выбранной модели не приведут к заметному смещению оцениваемых оптических параметров.

Обобщая результаты исследований [22, 23, 36, 57, 77] и в первую очередь уточненные данные о химическом составе аккумулятивной (конденсационной) и пылевой (дисперсионной) фракций аэрозоля [10], мы пришли к выводу о том, что для тропосферного континентального аэрозоля целесообразно принять модель химического состава частиц, представленную в табл. 3.1. В этой модели впервые учитывается присутствие органических соединений в составе материала аэрозольных частиц.

Таблица 3.1

Модель химического состава сухого остатка тропосферного аэрозоля континента

Химическое соединение	Транзитивная фракция, %	Аккумулятивная фракция, %	Пылевая фракция, %	Химическое соединение	Транзитивная фракция, %	Аккумулятивная фракция, %	Пылевая фракция, %
$\text{SO}_4^{2-}$	38	24	16	$\text{Ca}^{2+}$	6	10	9
$\text{NH}_4^+$	3	8	4	$\text{Al}^{3+}$	0	3	5
$\text{NO}_3^-$	3	2	1	$\text{SiO}_2$	0	13	35
$\text{CO}_3^-$	10	10	8	$\text{Fe}_2\text{O}_3$	0	2	6
$\text{Cl}^-$	10	7	3	$\text{H}_2\text{O}$	1	5	5
$\text{Na}^+$	6	7	2	Органика	10	10	1
$\text{K}^+$	13	1	1	С	5	0	1
$\text{Mg}^{2+}$	4	1	1	Прочие	1	1	1

Детальный анализ морфологии стратосферного слоя как устойчивого аэрозольного образования выполнен в обзорной статье [32]. Результаты анализа показывают, что, как и в нижних слоях атмосферы, аэрозольные частицы представляют собой агрегаты различных химических соединений, нестабильные в пространстве и времени. Не вызывает сомнений важная роль сульфатных частиц особенно в периоды, следующие за крупными извержениями вулканов. Среднегодовая масса выбросов вулканов (дыма и пылевой материи) оценивается в  $(1 \div 5) \cdot 10^8$  т. Десятая часть из этого количества достигает высот 20—30 км, распространяется в глобальных масштабах и сохраняется на этих высотах в течение нескольких лет.

Газовая фракция, сопровождающая извержения, также вносит свой вклад в образование аэрозольных частиц. Она является первичным продуктом соответствующих фотохимических реакций. Химический анализ, проведенный в работе [30], указывает на то, что вулканические выбросы в основном состоят из  $\text{SiO}_2$  (60—80 %), сульфатов (10—30 %),  $\text{CaCO}_3$  (3—10 %) и соединений железа, алюминия, никеля (до 10 %).

Пыль взвешенного происхождения, а также продукты индустриальной деятельности человека не играют заметной роли в форми-

ровании стратосферного слоя. Существование стабильного по времени и высоте глобального аэрозольного образования, состоящего по данным последних исследований преимущественно из серы и ее соединений, требует установления и обоснования других механизмов и источников, не связанных с локальными возмущениями (вулканы, метеорные потоки, сверхзвуковая авиация и др.). Вопрос о том, какое из сернистых соединений преобладает в стратосфере, решен по результатам последних исследований [28, 41, 42], по-видимому, в пользу раствора  $H_2SO_4$ . В работах [27, 49] сделаны выводы о том, что в большинстве своем частицы аэрозоля в стратосфере представляют собой концентрические и более сложные конгломераты, состоящие из ядра и сернокислотной оболочки. Ядро не обязательно имеет сульфатную природу, вполне вероятно присутствие углеводородных и силикатных материалов, металлов. Эти выводы подтверждаются данными самолетных измерений [41, 42].

В табл. 3.2 приведены результаты химического анализа фильтровых проб, полученных Кейдлом [31] в девяти последовательных полетах, организованных Национальным центром атмосферных соединений (NCAR) в 1969 г. Следует обратить внимание на высокое содержание нитратов почти в половине измерений. Авторы работы [50] относят этот факт к специфическим качествам используемых фильтров, которые активно поглощают пары азотной кислоты из атмосферного воздуха.

Таблица 3.2

Содержание ( $mg/m^3$ ) различных соединений по данным химического анализа фильтровых проб аэрозоля в атмосфере [31]

Полет	$SO_4^{2-}$	Si	Na	Cl	$NO_3^{-}$	$NH_4$	Mn	Br
1	0,32	0,18	0,004	0,042	0,001	0,003	0,0036	0,0021
2	—	0,19	0,003	0,023	—	—	0,0021	0,0019
3	0,21	0,04	0,054	0,071	0,31	0,026	0,001	0,0028
4	0,37	0,04	0,030	0,052	0,41	0,009	0,0009	0,0021
5	0,24	0,19	0,003	0,041	—	0,017	0,0025	0,0026
6	0,22	0,17	0,002	0,030	—	0,012	0,0012	0,0020
7	0,35	0,08	0,050	0,088	0,36	0,007	0,0009	0,0030
8	0,32	0,03	0,001	0,046	0,35	0,004	0,0044	0,0020
9	0,36	0,17	0,003	0,051	0,004	0,043	0,0049	0,0024

Обстоятельные исследования микрофизических свойств стратосферного аэрозоля, выполненные в [39], дают основания для выбора следующей модели химического состава аэрозольных частиц в атмосфере: частицы с  $r \leq 0,15$  мкм — капли 75 %-ного раствора  $H_2SO_4$ , более крупные частицы — кристаллы сульфатов, в первую очередь  $(NH_4)_2SO_4$  (не исключаются концентрические образования смешанного химического состава). Оптические постоянные указанных соединений заметно различаются, что не может не сказаться на количественной интерпретации сигналов лазерного

зондирования и оценке радиационного поглощения в окне прозрачности 8,0—12,0 мкм. В целом вопрос установления адекватных значений оптических постоянных атмосферного аэрозоля представляет самостоятельную сложную проблему, для надежного решения которой явно не достаточно имеющегося экспериментального материала.

### 3.2. Обоснование модели оптических постоянных

Вопрос накопления банка данных по оптическим постоянным отдельных химических элементов и соединений, входящих в состав аэрозольных частиц, имеет важное значение и получил заметное развитие. Основные результаты систематизированы в монографии [7] и ряде оригинальных публикаций.

В табл. 3.3 приведены спектральные характеристики  $m(\lambda) = n(\lambda) - ik(\lambda)$  ряда химических соединений, играющих определяющую роль в составе аэрозольных частиц, включая облака. Вода и лед определяют преимущественный состав крупнодисперсного конденсационного аэрозоля и входят компонентами во все гигроскопические частицы. Тщательные измерения  $m_{H_2O}(\lambda)$  выполнены в работе [8]; коэффициенты преломления льда взяты по Гринбергу [5] и Ирвайну [48]. В состав частиц почвенного происхождения входят силикатные глины, кварц, кальцит; в субаридных районах значительным оптическим влиянием (за счет сильного поглощения в видимом диапазоне) обладают окислы железа (гематит и др.). Оптические постоянные указанных минералов измерены в работе [14].

Аккумулятивная фракция аэрозоля, как отмечено ранее, состоит в основном из сульфатов и нитратов аммония, органики, сажи и незначительного количества минеральных соединений. обстоятельный анализ поглощающих и рефракционных свойств карбонатов различной природы, включая сажу, проведен в [70]. В табл. 3.3 приведены осредненные значения  $n(\lambda)$  и  $k(\lambda)$  для сажи от различных источников. Оптические постоянные сульфатов (и близких к ним по характеру спектрального поведения нитратов) в настоящее время изучены достаточно хорошо. Для разрабатываемой нами модели приняты данные [11].

Многообразные формы органических соединений обуславливают трудности прогноза оптических постоянных указанных материалов и, как следствие, противоречивость существующих немногочисленных оценок [1, 3, 4]. В то же время органические вещества, поступившие в атмосферу в количестве нескольких сотен миллионов тонн в год, играют заметную роль в формировании радиационного бюджета [37], а также в процессах образования смогов, дымок, облаков и туманов [67]. Кроме того, газовая фаза органики обладает повышенной фотохимической активностью [1]. Данные табл. 3.3, относящиеся к органическим соединениям, получены

Комплексные показатели преломления основных

λ, мкм	Кварц	Гематит	Силикат	Лед
0,20	1,538—5,00—04	3,000—1,80—02	1,51—3,80—04	1,317—1,00—04
0,25	1,538—5,00—04	3,000—1,80—02	1,51—3,80—04	1,317—1,00—04
0,30	1,538—5,00—04	3,010—1,80—02	1,51—3,80—04	1,317—1,00—04
0,35	1,537—5,00—04	3,012—1,60—02	1,49—2,40—04	1,317—1,00—04
0,40	1,536—5,00—04	3,014—8,00—02	1,48—2,35—04	1,315—1,00—04
0,50	1,535—5,00—04	3,025—1,54—02	1,48—2,50—04	1,312—1,00—04
0,53	1,535—5,00—00	3,014—1,35—02	1,48—2,60—04	1,311—1,00—04
0,60	1,535—5,00—04	3,010—9,40—03	1,48—2,70—04	1,310—1,00—04
0,69	1,532—5,00—04	3,008—4,80—03	1,48—3,00—04	1,308—1,00—04
0,80	1,528—5,00—04	3,003—6,80—03	1,48—3,25—04	1,306—1,00—04
0,86	1,526—5,00—04	3,003—5,90—03	1,47—3,50—04	1,305—1,00—04
0,90	1,524—5,04—04	3,003—4,00—03	1,47—3,95—04	1,304—1,00—04
1,06	1,518—5,00—04	2,960—5,00—04	1,46—4,40—04	1,299—1,00—04
1,20	1,516—5,00—04	2,940—5,00—04	1,46—4,80—04	1,298—1,00—04
1,40	1,512—5,00—04	2,900—5,00—04	1,46—5,10—04	1,269—1,00—04
1,67	1,507—5,00—04	2,860—5,00—04	1,45—5,10—04	1,290—1,00—04
1,80	1,504—5,00—04	2,840—5,00—04	1,45—5,15—04	1,287—1,00—04
2,00	1,500—5,00—04	2,800—5,00—04	1,45—5,30—04	1,280—1,00—04
2,35	1,493—5,00—04	2,740—5,00—04	1,44—5,40—04	1,255—1,00—04
2,50	1,490—5,00—04	2,720—5,00—04	1,43—5,60—04	1,228—1,00—03
3,00	1,485—5,00—04	2,670—5,00—04	1,42—9,70—04	1,124—4,05—01
3,39	1,481—5,00—04	2,630—5,00—04	1,41—8,30—04	1,460—4,00—02
3,51	1,480—1,00—04	2,620—5,00—04	1,41—6,90—04	1,426—2,00—02
3,75	1,477—5,00—04	2,600—5,00—04	1,40—6,60—04	1,377—6,50—03
4,00	1,474—5,00—04	2,570—5,00—04	1,39—6,50—04	1,348—8,00—03
4,50	1,468—5,00—04	2,520—5,00—04	1,35—5,20—04	1,333—3,20—02
5,00	1,460—5,00—04	2,470—5,00—04	1,35—2,10—03	1,334—1,50—02
5,50	1,440—3,16—02	1,460—8,50—02	1,34—9,18—02	1,510—1,20—02
6,00	1,430—6,33—02	1,450—1,41—01	1,42—9,19—02	1,480—1,50—02
6,50	1,480—3,67—02	1,440—1,31—01	1,37—9,13—02	1,450—2,40—02
7,00	1,450—7,83—02	1,460—1,52—01	1,22—9,17—02	1,430—4,50—02
7,50	1,420—4,67—02	1,400—1,54—01	1,18—9,33—02	1,410—5,85—02
8,00	1,400—7,67—01	1,190—2,18—01	1,13—9,50—02	1,350—8,18—02
8,50	1,460—1,63—01	1,050—3,97—01	1,37—9,75—02	1,620—9,12—02
9,00	1,670—1,50—02	1,860—5,35—01	1,65—9,63—02	2,200—9,21—02
9,50	1,580—6,99—02	2,600—6,16—01	1,67—9,75—02	2,250—9,27—02
10,00	1,530—5,26—02	1,840—3,70—01	1,90—9,45—02	2,300—9,32—02
10,60	1,510—4,96—02	1,700—2,59—91	1,72—9,34—02	2,200—9,30—02
11,00	1,490—5,00—02	1,830—2,14—01	1,67—9,48—02	2,150—9,27—02
11,50	1,470—5,46—02	1,810—1,88—01	1,89—9,37—02	2,050—9,24—02
12,00	1,460—6,03—02	1,780—1,81—01	1,81—9,22—02	1,930—9,20—02
12,50	1,590—7,90—04	1,880—5,00—04	1,67—1,90—01	1,438—4,31—01
13,00	2,490—5,70—04	1,730—5,00—04	1,63—2,10—01	1,513—3,89—01
13,50	2,050—1,90—04	1,520—5,00—04	1,61—2,40—01	1,573—3,40—01
14,00	1,890—2,00—04	1,280—2,00—03	1,60—2,50—01	1,613—2,67—01
15,00	1,920—1,70—04	1,000—2,10—01	1,59—2,60—01	1,620—1,48—01

## компонент атмосферного аэрозоля

Сульфат аммония	Сажа	Органика	Вода
—	—	—	—
—	—	—	—
1,52—5,00—04	1,80—7,40—01	1,45—1,00—03	1,36—3,60—08
1,52—5,00—04	1,80—7,40—01	1,45—1,00—03	1,34—3,00—09
1,52—5,00—04	1,80—7,40—01	1,45—1,00—03	1,34—2,00—09
1,52—5,00—04	1,82—7,40—01	1,45—1,00—03	1,33—1,00—09
1,52—5,00—04	1,83—7,40—01	1,45—1,00—03	1,33—1,80—08
1,52—5,00—04	1,84—7,40—01	1,45—1,00—03	1,33—2,20—08
1,52—5,00—04	1,85—7,20—01	1,45—1,00—03	1,33—3,40—08
1,52—5,00—04	1,86—7,00—01	1,45—1,00—03	1,33—1,50—07
1,52—5,00—04	1,87—6,90—01	1,46—1,00—03	1,33—3,90—07
1,52—5,00—04	1,88—6,90—01	1,46—1,00—03	1,33—5,75—07
1,51—5,00—04	1,91—6,80—01	1,47—1,00—03	1,32—1,45—06
1,51—5,00—04	1,92—6,80—01	1,47—1,00—03	1,32—1,43—05
1,51—5,00—04	1,94—6,80—01	1,48—1,00—03	1,31—2,14—04
1,51—5,00—04	1,97—6,80—01	1,49—1,00—03	1,31—1,28—04
1,50—5,00—04	1,98—6,80—01	1,50—1,00—03	1,31—2,00—04
1,50—5,20—04	2,02—6,80—01	1,51—1,00—03	1,30—8,91—04
1,48—5,00—04	2,07—7,20—01	1,49—1,20—03	1,27—7,57—04
1,47—5,00—04	2,08—7,20—01	1,49—1,17—02	1,26—2,06—03
1,35—1,40—02	2,10—7,20—01	1,42—1,26—02	1,42—2,54—01
1,68—1,60—01	2,13—7,20—01	1,60—3,77—01	1,48—1,70—02
1,61—1,15—01	2,14—7,20—01	1,70—2,68—01	1,40—8,13—03
1,64—5,60—03	2,16—7,35—01	1,66—3,75—02	1,36—3,93—03
1,57—8,00—02	2,18—7,40—01	1,59—1,23—02	1,34—4,28—03
1,51—8,00—03	2,23—7,70—01	1,54—8,80—03	1,33—9,25—03
1,50—5,10—02	2,26—7,70—01	1,47—1,00—04	1,32—1,23—02
1,45—3,50—02	2,28—7,50—01	1,44—1,60—02	1,28—1,12—02
1,47—2,00—02	2,31—7,00—01	1,17—3,10—02	1,25—1,12—01
1,30—8,00—03	2,39—7,10—01	1,43—5,80—02	1,30—3,45—02
1,05—1,30—01	2,34—7,20—01	1,95—5,94—01	1,32—3,33—02
1,60—4,50—02	2,40—7,60—01	1,88—1,49—01	1,30—3,33—02
1,05—8,00—02	2,36—7,20—01	1,67—9,80—03	1,30—3,34—02
1,05—7,80—01	2,32—7,30—01	1,58—1,72—01	1,23—3,66—02
2,05—1,80—00	2,34—8,20—01	1,45—1,95—01	1,21—3,75—02
3,05—1,30—01	2,36—8,50—01	1,49—3,73—01	1,18—4,20—02
2,15—2,00—02	2,40—1,00—00	1,77—1,20—01	1,10—4,68—02
1,98—2,00—03	2,42—1,02—00	1,65—6,80—02	1,14—6,71—02
1,90—5,00—04	2,43—1,03—00	1,54—1,42—01	1,12—9,80—02
1,85—1,50—02	2,44—1,04—00	1,51—3,20—01	1,11—1,60—02
1,80—2,00—02	2,50—1,05—00	1,87—4,50—02	1,10—2,13—01
1,79—1,35—02	2,61—1,05—00	1,68—8,65—03	1,10—2,53—01
1,78—3,50—02	2,65—1,06—00	1,60—4,50—02	1,10—3,15—01
1,77—5,50—02	2,64—1,07—00	1,55—6,40—02	1,13—3,65—01
1,76—1,05—01	2,62—1,07—00	1,46—1,09—01	1,19—3,92—01
1,81—1,35—01	2,60—1,08—00	1,83—6,72—01	1,22—4,74—01

Измеренные значения среднего комплексного показателя преломления аэрозольных частиц

Автор (год)	$n$ ( $\lambda$ )	$k$ ( $\lambda$ )	$\lambda$ , мкм	$q$ %	Метод измерения	Район
Ф. Вольц (1954)	1,53	—	0,589	0	Рефрактометр Аббе	Франкфурт-на-Майне (ФРГ)
Ф. Вольц (1957)	—	0,0074—0,006	0,4—0,8	0	Измерения поглощения света сухой фракцией осадков	Майнц (ФРГ)
Р. Айден (1971)	1,5—1,44	0,01—0,1	0,45—0,65	65—80	Измерение рассеянного излучения частицами, взвешенными в воздухе	"
Г. Ханел (1968)	1,57	—	0,589	40	Рефрактометр Аббе	"
К. Фишер (1970)	—	0,013—0,061	0,41—0,42	35	Сферический фотометр	"
К. Фишер и Г. Ханел (1972)	1,56—1,35	а) 0,04—0,073, б) 0,003—0,003	0,589	0—96	Рефрактометр Аббе и сферический фотометр; а) нормальный аэрозоль, б) с пылью Сахары	Атлантика
Ф. Вольц (1972)	1,0—2,6	0,004—0,32	2,5—40,0	0	Измерение отражения и пропускания КВ таблеток, содержащих сухой образец	Бедфорд (США), Арктика

Г. Грамс и др. (1974)	1,525	0,0011—0,0166 0,005	0,488—0,514	—	Импактор и полярный нефелометр	Техас (США)
Г. Линдберг и Л. Лауде (1974)	—	0,018—0,004	0,3—1,1	—	Измерение отражения и пропускания таблеток, содержащих сухой образец	Нью-Мексико (США)
П. Бхардава и др. (1973)	1,53	0,03	0,7	—	Аналитический в рамках степенного распределения	Сент-Луис (США)
Г. Грамс и др. (1971)	1,50	0,044—0,011	0,6943	—	Аналитический с использованием данных лазерного зондирования и импактора	Юго-восток США ( $h=13$ км)
Е. Паттерсон и др. (1975)	1,56—1,55	0,018—0,015	0,55—0,633	—	Иммерсионная техника, метод Кубелки—Мунка	Атлантика (САС)
Г. Вард и др. (1973)	1,49—1,51	0,001—0,02 0,005	0,6943	—	Ореольный фотометр и биостатический лазерный локатор	Алма-Ата
Э. Макненко и И. Наац (1976)	1,38—1,42	—	0,353—0,7	62—93	Аналитическое обращение спектральных измерений	Кардаг (Черное море)
В. Верегеников и др. (1975)	1,43—1,45	—	0,55	60	Аналитическое обращение нефелометрических измерений	Нью-Йорк (США)
К. Линн и др. (1973)	—	0,028—0,05	0,5	—	Метод «опалового стекла»	

путем обобщения результатов работ [1, 3, 4, 67] и носят предварительный характер.

Данные измерений и расчетов среднеэффективных значений  $m(\lambda)$  реальных образцов сухой фракции аэрозоля систематизированы в монографиях [15, 19, 53].

В табл. 3.4, взятой из работы [19], сведены известные результаты и методы, которыми они получены; указан также спектральный интервал и условия измерений (влажность, район). Из перечисленных измерений наиболее полные по спектру и статистиче-

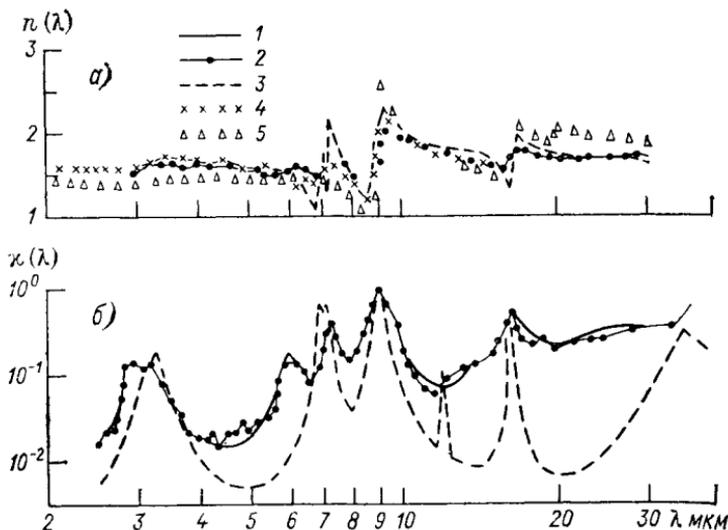


Рис. 3.1. Комплексный показатель преломления растворимой фракции частиц континентального аэрозоля.

1 — измерения [77], 2, 3 — модельные оценки [77], 4 — измерения [13], 5 — модель WCP-55 [26].

скому объему данные получены в исследованиях Фольца [71—77], выполненных на основе оценки диффузно-пропущенного и отраженного излучения специально приготовленным образцом (КВг-техника). Этот метод, следующий из результатов теории Кубелки—Мунка, подвергся впоследствии значительной модификации в работах [53, 60], в том числе работах Фольца [76, 77]. На рис. 3.1 показана средняя спектральная зависимость вещественной и мнимой части показателя преломления аэрозольных частиц характерных для центральных районов США [77]. В частности, значения мнимой части коэффициента преломления рассчитывались по соотношению

$$\kappa(\lambda) = \frac{\lambda \rho_0}{4\pi \rho_{\text{п}}} \ln \{T(\lambda) [1 + 0,12T(\lambda)]\} \xi_{\text{к}}, \quad (3.1)$$

где  $\rho_0$ ,  $\rho_{\text{п}}$  — плотность образца и КВг-подложки;  $T(\lambda)$  — спектральное пропускание (для чистой подложки  $T_0(\lambda) = 0,9$  и  $\kappa(\lambda) = 0$ );  $\xi_{\text{к}} \approx \approx 1,6$  — эмпирический коэффициент коррекции. Полагалось, что

удельная плотность  $\rho_a$  для растворимой фракции ( $r \leq 1,5$  мкм) равна  $1,86$  г/см<sup>3</sup>, для пыли  $2,1$  г/см<sup>3</sup>. Минимально обнаруживаемый фоновый уровень поглощения  $\kappa_{\min}(\lambda)$  составил  $10^{-3}$ .

Основные свойства спектрального поглощения фонового континентального аэрозоля  $\kappa(\lambda)$  в диапазоне длин волн  $2,5$ — $35$  мкм, показанные на рис. 3.1, имеют достаточно общий характер по всей совокупности проб и не противоречат известным результатам [10], а также большинству результатов, систематизированных в [59].

Обращают на себя внимание сильные полосы поглощения  $\text{SO}_4^{2-}$  ( $9,0$  и  $17,0$  мкм)  $\text{NO}_3^-$  и  $\text{NH}_4^+$  ( $7,0$  мкм) и органических веществ ( $6,0$  мкм). Эти же компоненты совместно с радикалом ОН определяют интенсивность полосы вблизи  $3,5$  мкм. В целом конфигурация спектра  $\kappa(\lambda)$  определяется доминирующим влиянием смеси  $(\text{NH}_4)_2\text{SO}_4$  и  $\text{Na}_2\text{NO}_3$ .

Спектральные кривые индекса рефракции  $n(\lambda)$  растворимой фракции частиц в интервале длин волн  $\lambda = 2,5$ — $30,0$  мкм показаны на рис. 3.1, где для сопоставления приведены также результаты [10] и характеристики  $n(\lambda)$ , принятые в рамках WCR-программы [26] в качестве модельных для растворимой фракции частиц. Отличное совпадение результатов [77] и [10], полученных независимо совершенно различными методами, доказывает их реалистичность и служит основой для их использования в качестве модельных (см. табл. 3.9, 2-я графа). Постоянные  $n(\lambda)$ , принятые в [26] дают заниженную оценку оптической активности аэрозольных частиц в видимом и среднем ИК-диапазоне волн. Подобное несоответствие в выборе эффективных значений  $n(\lambda)$  может привести к смещению оценок обратного рассеяния (включая интегральное альbedo планеты) на десятки процентов.

Для видимого излучения также получен ряд новых результатов. В первую очередь к ним следует отнести данные Паттерсона [59, 61], охватывающие разнообразные геофизические условия (океан, пустыня, континент). В работах [51, 52], наряду с измерениями  $n(\lambda)$ , выполнена дифференциация спектров  $n(\lambda)$  для различных фракций аэрозоля: тонкодисперсной ( $r \leq 0,3$  мкм), конденсационной ( $1,1$  мкм  $\leq r \leq 1,7$  мкм) и пылевой ( $r \geq 5,5$  мкм).

На рис. 3.2 показаны спектральные характеристики  $\kappa(\lambda)$ , построенные по систематизированным данным Паттерсона [59]. Приведенные результаты в значительной мере ликвидируют неопределенность (см. табл. 3.4) выбора адекватных значений  $\kappa(\lambda)$  в видимой области спектра и ближнем ультрафиолете. Несмотря на большую изменчивость малых величин  $\kappa(\lambda)$  по сравнению с  $n(\lambda)$  определяется устойчивая тенденция возрастания  $\kappa(\lambda)$  до значений  $0,03$ — $0,07$  при  $\lambda \rightarrow 0,2$  мкм. Небольшие значения  $\kappa(\lambda)$  отмечаются для сухого остатка морской соли. Напомним, что  $\kappa_{\text{NaCl}}(\lambda = 0,5$  мкм)  $\approx 10^{-7}$ , в то же время не подтверждаются непомерно высокие значения  $\kappa_{\text{NaCl}}(\lambda = 0,3 \div 1,3$  мкм)  $\approx 0,5$ , отмеченные ранее в измерениях Ханела [45]. Результаты фракционного анализа (рис. 3.2 б) подтверждают современную концепцию о том, что

поглощающие свойства аэрозоля возрастают с уменьшением эффективного размера частиц: субмикронная ( $r < 0,3$  мкм) фракция содержит заметные количества «серого» в радиационном отношении вещества, в первую очередь углеводов.

Хорошее в среднем взаимное соответствие отмеченных результатов (рис. 3.2) совместно с результатами многолетних измерений Фольца, систематизированных в [77], создают предпосылки для предварительного статистического анализа поведения характеристики  $\kappa(\lambda)$ . Результаты такого анализа, проведенного нами представлены на рис. 3.3. Исходные данные осреднялись с учетом их

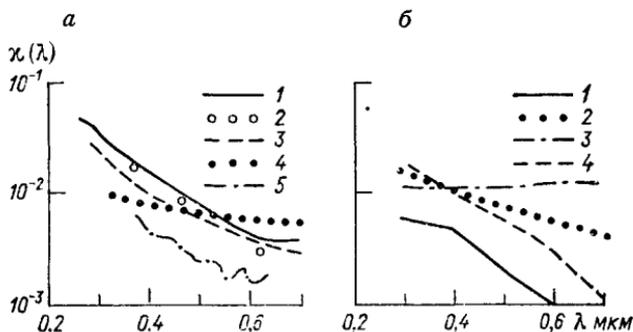


Рис. 3.2. Спектральное поведение  $\kappa(\lambda)$  тропосферного аэрозоля от различных источников (а) и от различных фракций аэрозоля [52] (б).

а) 1 и 2 — аэрозоль САС [52, 34], 3 — средние условия континента [59], 4 — субаридные районы Юго-Западной Азии [51], 5 — тропическая Атлантика [59, 60]; б) 1 —  $r > 5,5$  мкм, 2 —  $1,1$  мкм  $\leq r \leq 1,7$  мкм, 3 —  $r \leq 0,3$  мкм, 4 — интегральный образец.

типизации (континентальный, океанический, аридный и антропогенный аэрозоль), а также фракционного состава ( $r \geq 1,5$  мкм). В массив осредняемых констант  $\kappa(\lambda)$ , наряду с данными прямых измерений, включены оценки Ивлева [10, 14] для сухого остатка аэрозоля, синтезированного расчетным путем методом Крамерса—Кронига.

Несмотря на весьма ограниченный объем статистической выборки дисперсия средних распределений  $\kappa(\lambda)$  находится в разумных пределах и не нарушает сложившихся представлений о положении и уровне основных полос поглощения. Однозначно следует вывод о том, что, за исключением случаев экстремальной промышленной загрязненности, аэрозоль в глобальных масштабах достаточно хорошо перемешан и спектральные характеристики  $\kappa(\lambda)$ , полученные в различных геофизических условиях, не имеют существенных различий. Основные характерные полосы поглощения сульфатов, органики, воды и ряда поглощающих минералов в той или иной степени присутствуют во всех категориях спектров  $\kappa(\lambda)$ . Осредненные значения представлены в табл. 3.5, а также 3.9 и 3.10 (вторые графы). Оптические постоянные  $H_2SO_4$  и вулканического пепла взяты нами из [26] и предназначены для моделирования оптических свойств стратосферного слоя.

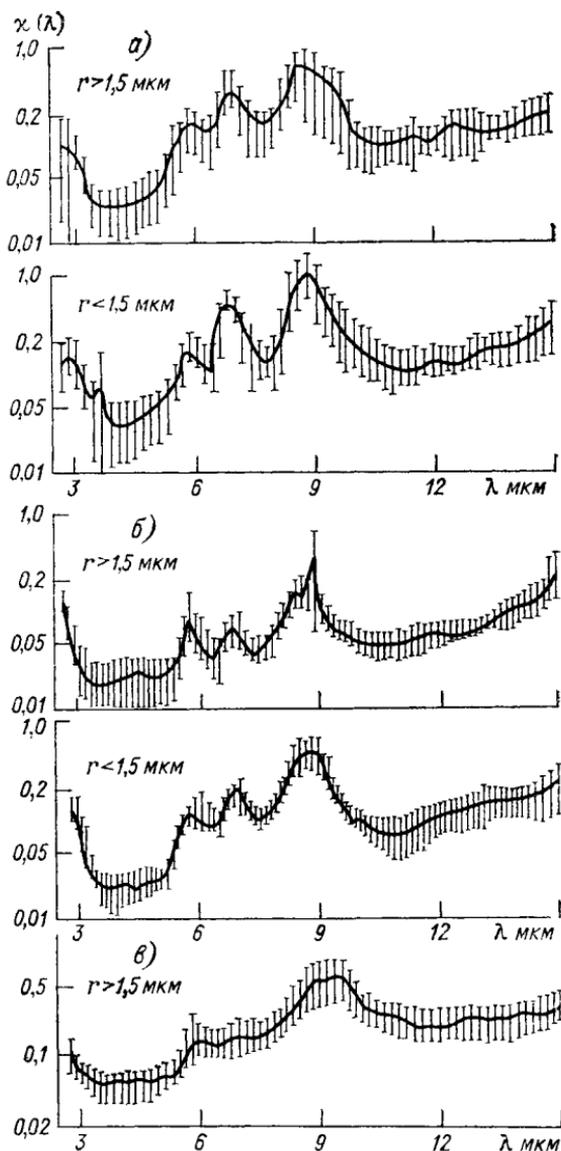


Рис. 3.3. Спектральное поведение  $\chi(\lambda)$  в инфракрасном диапазоне волн по результатам осреднения данных различных авторов.

а) континентальный аэрозоль, б) морской аэрозоль, в) аридный аэрозоль.

## Комплексные показатели преломления типовых форм атмосферного аэрозоля

λ мкм	Морская соль	Аридная пыль	Серная кислота	Вулканический пепел
0,20	1,45—4,50—03	1,52—7,00—02	1,50—1,00—08	1,50—7,00—02
0,25	1,45—2,70—03	1,52—3,00—02	1,48—1,00—08	1,50—3,00—02
0,30	1,45—1,80—03	1,52—1,00—02	1,47—1,00—08	1,50—1,00—02
0,35	1,45—1,10—03	1,52—8,00—03	1,46—1,00—08	1,50—8,00—03
0,40	1,45—5,60—03	1,52—8,00—03	1,44—1,00—08	1,50—8,00—03
0,50	1,45—1,50—04	1,52—8,00—03	1,43—1,00—08	1,50—8,00—03
0,53	1,45—3,10—05	1,51—8,00—03	1,43—1,00—08	1,50—8,00—03
0,60	1,45—5,00—05	1,51—8,00—03	1,43—1,47—08	1,50—8,00—03
0,69	1,45—5,00—05	1,51—8,00—03	1,43—2,60—08	1,50—8,00—03
0,80	1,45—5,00—05	1,51—8,00—03	1,43—8,79—08	1,50—8,00—03
0,86	1,45—5,00—05	1,50—8,00—03	1,43—1,79—07	1,50—8,00—03
0,90	1,45—6,00—05	1,50—8,00—03	1,42—8,50—07	1,50—8,00—03
1,06	1,45—6,00—05	1,50—8,00—03	1,42—1,50—06	1,50—8,00—03
1,20	1,45—1,20—04	1,50—8,00—03	1,50—1,00—08	1,50—8,00—03
1,40	1,45—1,92—04	1,49—8,00—03	1,44—1,00—08	1,50—8,00—03
1,67	1,45—2,75—04	1,48—8,00—03	1,42—1,99—08	1,50—8,00—03
1,80	1,45—3,11—04	1,48—8,00—03	1,39—5,50—04	1,48—8,00—03
2,00	1,45—1,07—03	1,46—8,00—03	1,38—1,26—03	1,46—8,00—03
2,35	1,45—1,45—03	1,46—8,50—03	1,37—1,80—03	1,46—8,00—03
2,50	1,43—1,56—02	1,46—9,00—03	1,34—3,76—03	1,46—9,00—03
3,00	1,61—1,33—01	1,49—7,54—02	1,29—9,55—02	1,48—1,30—02
3,39	1,49—1,99—02	1,50—6,35—02	1,35—9,16—02	1,49—1,20—02
3,51	1,48—1,80—02	1,50—5,52—02	1,37—9,15—02	1,49—1,10—02
3,75	1,47—1,65—02	1,51—5,12—02	1,40—9,13—02	1,50—9,00—03
4,00	1,47—1,80—02	1,51—5,14—02	1,40—9,13—02	1,50—7,00—03
4,50	1,49—2,05—02	1,53—5,29—02	1,40—9,12—02	1,52—7,50—03
5,00	1,46—2,26—02	1,58—5,94—02	1,36—9,12—02	1,51—9,00—03
5,50	1,44—3,16—02	1,46—8,50—02	1,34—9,18—02	1,51—1,20—02
6,00	1,43—6,33—02	1,45—1,41—01	1,42—9,19—02	1,48—1,50—02
6,50	1,48—3,67—02	1,44—1,31—01	1,37—9,13—02	1,45—2,40—02
7,00	1,45—7,83—02	1,46—1,52—01	1,22—9,17—02	1,43—4,50—02
7,50	1,42—4,67—02	1,40—1,54—01	1,18—9,33—02	1,41—5,85—02
8,00	1,40—7,67—02	1,19—2,18—01	1,13—9,50—02	1,35—8,18—02
8,50	1,46—1,63—01	1,05—3,97—01	1,37—9,75—02	1,62—9,12—02
9,00	1,67—1,50—02	1,86—5,35—01	1,65—9,63—02	2,20—9,21—02
9,50	1,58—6,99—02	2,60—6,16—01	1,67—9,75—02	2,25—9,27—02
10,0	1,53—5,26—02	1,84—3,70—01	1,90—9,45—02	2,30—9,32—02
10,6	1,51—4,96—02	1,70—2,59—01	1,72—9,34—02	2,20—9,30—02
11,0	1,49—5,00—02	1,83—2,14—01	1,67—9,48—02	2,15—9,27—02
11,5	1,47—5,46—02	1,81—1,88—01	1,89—9,37—02	2,05—9,24—02
12,0	1,46—6,03—02	1,78—1,81—01	1,81—9,22—02	1,93—9,20—02
12,5	1,43—6,66—02	1,75—2,05—01	1,74—9,20—02	1,80—9,55—02
13,0	1,41—7,33—02	1,75—2,15—01	1,69—9,19—02	1,76—9,15—02
13,5	1,42—9,33—02	1,71—2,11—01	1,67—9,19—02	1,73—9,15—02
14,0	1,43—1,08—01	1,65—2,28—01	1,63—9,19—02	1,70—9,14—02
15,0	1,44—2,06—01	1,55—2,79—01	1,63—9,19—02	1,77—9,15—02
20,0	1,75—3,23—01	2,25—6,12—01	1,82—9,23—02	2,25—9,32—02
25,0	1,74—3,13—01	2,90—7,42—01	1,93—9,20—02	2,60—9,40—02
30,0	1,75—3,20—01	2,40—4,95—01	1,92—9,18—02	2,40—9,45—02
35,0	1,73—3,83—01	2,50—4,35—01	1,90—9,19—02	2,30—9,52—02
40,0	1,71—5,61—01	2,30—6,50—01	1,89—9,22—02	2,25—9,65—02

В целом следует констатировать, что по-прежнему сохраняется дефицит информации о высотной структуре оптических постоянных (особенно в тропосфере), недостаточна их обеспеченность метеорологическими данными (в первую очередь данными о поле влажности в атмосфере). Определенные перспективы в эффективном решении этой проблемы следует связывать с развитием техники лазерного зондирования атмосферы.

Анализ приведенных литературных данных указывает на то, что поведение  $n(\lambda)$  в видимом диапазоне отличается достаточно нейтральным ходом с увеличением в ближней ультрафиолетовой области. Представляется разумным считать, что среднее значение  $\bar{n}(\lambda=0,5 \text{ мкм})$  равно примерно 1,58. Значения мнимой части показателя преломления в большей степени зависят от состава почвенно-эрозионного аэрозоля. Это обстоятельство выражается как в сложном спектральном поведении  $\kappa(\lambda)$ , так и в зависимости величины  $\kappa$  от размеров частиц исследуемой фракции.

Другой путь построения модели оптических постоянных, развитый преимущественно в работах [12, 14], основан на гипотезе идеальной перемешанности составляющих элементов и минералов, включая  $\text{H}_2\text{O}$ . Зная химический состав аэрозоля и оптические постоянные элементарных соединений, измеренных и затабулированных априори, можно расчетным путем прогнозировать искомые параметры смеси. Несмотря на искусственность, подобный подход позволяет устранить не поддающиеся учету ошибки экспериментальных методов, а также достаточно просто учесть влияние влагосодержания частиц, если допустить, что механизм идеальной перемешанности справедлив и для воды. Однако известные из литературы результаты [45] указывают на то, что процесс микрокапиллярной конденсации влаги в частицах, принятый в [10], не является единственным и решающим.

В табл. 3.9 и 3.10 (вторые графы) представлены эффективные значения  $n(\lambda)$ , рассчитанные в [12, 58] с помощью метода Крамера—Кронига для химического состава сухого остатка аккумулятивной (конденсационной) и пылевой (дисперсионной) фракций континентального аэрозоля средних широт (см. табл. 3.1, 2-я и 3-я графы).

Спектральный характер поведения  $n(\lambda)$  находится в хорошем количественном соответствии с показанными ранее (см. рис. 3.1) результатами Фольца [77], а также данными Паттерсона [59], что взаимно подтверждает достоверность оценки интенсивности специфических полос поглощения, в первую очередь, в области 3,0, 7,0 и 9,2 мкм. К сожалению, данная методика не обеспечивает удовлетворительной точности оценки малых значений  $\kappa(\lambda)$ , поэтому они были скорректированы с учетом данных [33, 51, 52, 59, 60].

Можно отметить еще один вариант построения оптической модели, состоящий из расчета оптических характеристик рассеяния для каждой фракции того или иного минерала и воды с последующей аддитивной компиляцией. Этот вариант весьма трудоемок, так как требует знания функции распределения по размерам

каждой химической компоненты дисперсной смеси, кроме того, он предполагает, что эти компоненты не смешиваются между собой в пределах одной частицы. Такое предположение, вообще говоря, нуждается в серьезном обосновании. В простейшем виде подобный подход реализован в расчетных работах Тороповой [24] и др. В настоящее время концепция «внешнего смешивания» химических компонент аэрозоля последовательно развивается в расчетных работах [17, 18]. Нам представляется, что эта концепция дает более адекватные результаты при расчетах оптических характеристик аэрозоля промышленного происхождения, в котором соединения углерода присутствуют, как правило, в независимом состоянии.

Подводя итоги состояния рассматриваемого вопроса следует признать, что универсальная модель комплексного показателя преломления  $m(\lambda)$  глобального аэрозоля на данном этапе исследований не может быть предложена. Однако для определенного класса задач и некоторых типовых геофизических условий возможны достаточно хорошие приближения.

Говоря о модели вертикального изменения оптических констант аэрозоля (в рамках указанного подхода) следует иметь в виду систематизированные в предыдущем разделе данные о трансформации химического состава с высотой. При этом наибольшие отличия по отношению к приземному аэрозолю следует ожидать в стратосфере и мезосфере, что объясняется специфической природой образования здесь аэрозольных частиц. Сернокислотная природа стратосферного аэрозоля в какой-то мере облегчает прогноз оптических постоянных, достаточно хорошо известных как для сульфата аммония, так и для серной кислоты [55] в широком спектральном интервале. Определенные трудности связаны с тем, что показатель преломления раствора серной кислоты оказывается зависящим как от концентрации раствора, так и от температуры смеси.

Анализ спектров поглощения  $\text{H}_2\text{SO}_4$  и  $(\text{NH}_3)_2\text{SO}_4$ , выполненный в [55], показал, что поглощение раствором серной кислоты будет незначительным в спектральном интервале 0,3—1,5 мкм, нарастает в ИК-области спектра ( $\lambda = 1,5 \div 6,5$  мкм). Интересно, что раствор  $\text{H}_2\text{SO}_4$  с концентрацией 49—73 % поглощает сильнее, чем раствор большей и меньшей концентраций (включая воду). В видимом диапазоне поглощение частицами  $(\text{NH}_3)_2\text{SO}_4$ , так же как и  $\text{H}_2\text{SO}_4$ , оказывается за пределами чувствительности использованной в [55] аппаратуры.

Тун и Поллак [68] считают, что сульфат аммония стабилен в термодинамических условиях в стратосфере, серная кислота представляет стабильное образование в форме 75 %-ного водного раствора. В зависимости от относительной влажности воздуха процентный состав  $\text{H}_2\text{SO}_4$  может изменяться, не выходя за пределы 55—85 %. В условиях тропосферы ( $T \approx -60^\circ\text{C}$ ) 75 %-ный раствор  $\text{H}_2\text{SO}_4$  должен замерзнуть. Однако серная кислота легко остается в жидкой фазе в переохлажденном состоянии, что и показали измерения [28]. Это дает достаточные основания рассматривать сернокислотный аэрозоль как ансамбль сферических частиц.

Высотное изменение содержания жидкой фракции в составе аэрозольных частиц [19]

h км	H <sub>2</sub> O %	H <sub>2</sub> SO <sub>4</sub> %	h км	H <sub>2</sub> O %	H <sub>2</sub> SO <sub>4</sub> %
0	75	0	11	0	40
0,5	60	0	12	0	50
1	55	0	13	0	70
1,5	40	0	14	0	75
2	20	0	15	0	80
2,5	5	0	16	0	80
3	0	0	18	0	90
4	0	0	20	0	85
6	0	0	22	0	20
8	0	0	24	0	5
10	0	0	26	0	0

Таблица 3.7

Оптические постоянные вещества Брудерхеймского метеорита [7]

λ мкм	Низкое содержание Fe и Ni		Высокое содержание Fe и Ni	
	n	κ	n	κ
0,280	1,579	0,00221	1,754	0,00121
0,300	1,673	0,00237	1,856	0,00134
0,325	1,633	0,00206	1,986	0,00137
0,355	1,495	0,00157	2,002	0,00079
0,370	1,642	0,00171	1,902	0,00053
0,400	1,701	0,00184	1,812	0,00043
0,433	1,693	0,00171	1,812	0,00035
0,466	1,684	0,00159	1,812	0,00035
0,500	1,676	0,00180	1,819	0,00034
0,533	1,671	0,00192	1,825	0,00034
0,566	1,666	0,00180	1,889	0,00030
0,600	1,662	0,00188	1,904	0,00031
0,633	1,644	0,00197	1,803	0,00031
0,666	1,666	0,00202	1,808	0,00031
0,700	1,668	0,00213	1,813	0,00034
0,817	1,671	0,00264	1,812	0,00053
0,907	1,672	0,00329	1,803	0,00093
1,000	1,675	0,00350	1,834	0,00090
1,105	1,705	0,00305	1,834	0,00110

В период Советско-американского аэрозольного эксперимента 1975—1976 гг. [19], наряду с прочими данными, получены уникальные в своем роде сведения о вертикальном распределении жидкой фракции аэрозольных частиц, в том числе  $H_2SO_4$  в интервале высот 0—30 км. Данные о среднем относительном содержании жидкой воды и серной кислоты в массовой концентрации аэрозольных частиц приведены в табл. 3.6.

В средней атмосфере (выше 30 км) в химическом составе аэрозольных частиц доминирует метеорная пыль, имеющая специфический состав. В качестве первого приближения  $m(\lambda)$  в этом случае можно использовать данные, полученные непосредственно на пробах метеоритов, достигших земной поверхности (табл. 3.7).

### 3.3. Трансформация оптических постоянных аэрозоля в поле переменной влажности воздуха

Решающим фактором, определяющим оптику дисперсного аэрозоля в условиях поля переменной влажности воздуха, является трансформация оптических постоянных аэрозольных частиц. Изменение диэлектрических свойств аэрозольных частиц, приводящее к изменению действительной и мнимой части показателя преломления, происходит в результате заполнения водой микрокапилляров частиц, растворения солей и обволакивания частиц оболочкой конденсируемой воды (при большой влажности). Первые попытки приближенного учета влияния влажности на действительную часть показателя преломления предприняты в работах [71, 72]. Значительное внимание этому вопросу уделено в исследованиях Ханела [43—45]. Применяя правило смеси Дейла—Гладстоуна для материалов со слабым поглощением, Ханел использовал в своих оценках следующее соотношение:

$$m = m_b + (m_0 - m_b) \left( 1 + \frac{\rho_0}{\rho_b} \bar{\mu} \frac{q}{1-q} \right), \quad (3.2)$$

где  $m_0 = m(q=0)$  — коэффициент преломления сухого образца,  $m_b$  — характеристика воды.

Уравнение (3.2) позволяет рассчитать действительную и мнимую части показателя преломления на основе измеренных характеристик  $n_0$  и  $\kappa_0$ , априорной оценки коэффициента роста массы увлажненной пробы аэрозоля  $\bar{\mu}(q)$  и средней плотности сухого материала частиц  $\rho_0$ . Хорошим приближением формулы (3.2) служит соотношение

$$m = m_0 (r/r_0)^{-3} + m_b [1 - (r/r_0)^{-3}], \quad (3.3)$$

не содержащее параметров  $\rho$  и  $\bar{\mu}(q)$ . Результаты расчетов  $n(q)$  и  $\kappa(q)$  с использованием (3.3) для длины  $\lambda = 0,55$  мкм приведены в табл. 3.8.

Значения  $n(q)$  и  $\kappa(q)$  [45]

q %	Городской аэрозоль		Морской аэрозоль	
	$n(q)$	$\kappa(q)$	$n(q)$	$\kappa(q)$
20	1,545	0,047	1,546	0,054
40	1,539	0,046	1,541	0,053
60	1,503	0,038	1,522	0,048
70	1,461	0,028	1,472	0,035
80	1,406	0,016	1,385	0,013
90	1,381	0,010	1,367	0,008
95	1,359	0,005	1,355	0,005
97,5	1,347	0,003	1,346	0,003
99	1,339	0,001	1,341	0,002

Следует заметить, что эти оценки, особенно значения  $\kappa(\lambda, q)$ , заметно расходятся с более ранними результатами Ханела [43], характеризующимися значительно меньшими значениями поглощения, а также со многими данными для сухой фракции, систематизированными в табл. 3.4.

Другой подход, основанный на априорном анализе важнейших химических соединений, входящих в дисперсную аэрозольную смесь, например, методом Крамерса—Кронига [13, 21], уже упоминался ранее. Его достоинством является возможность введения в схему расчета эффективных значений  $m(\lambda)$  воды как аддитивного химического образования в количествах, обусловленных влажностью воздуха:

$$m(\lambda) = \left( m_1 \frac{\delta_1}{\rho_1} + m_2 \frac{\delta_2}{\rho_2} + \dots + m_x \frac{\delta_x}{\rho_x} \right) \times \left( \frac{\delta_1}{\rho_1} + \frac{\delta_2}{\rho_2} + \dots + \frac{\delta_x}{\rho_x} \right)^{-1}, \quad (3.4)$$

где  $m_i$  — комплексный показатель преломления  $i$ -той компоненты в составе аэрозоля, включая  $H_2O$ ;  $\delta_i$  — удельное содержание  $i$ -той компоненты по массе;  $\rho_i$  — плотность материала  $i$ -той компоненты.

В табл. 3.9 и 3.10 приведены результаты расчетов, характеризующие спектральное изменение действительной и мнимой частей показателя преломления с увеличением содержания свободной воды в составе аэрозольных частиц  $Q$  от 0 до 70 % при допущении равномерного перемешивания. Следует отметить, что для спектрального поведения  $n(\lambda, Q)$  при увеличении  $Q$  характерно сильное уменьшение в интервалах длин волн 0,4—6,0, 7,0—8,0, 9,2—14,0 мкм. В спектральных участках 6,0—7,0 и 8,0—9,0 мкм наблюдается некоторое увеличение характеристики  $n(\lambda, Q)$ . В целом заметна тенденция к сглаживанию спектральных резонансов во всей спектральной области, за исключением участка 2,7—3,4 мкм. Уменьшение селективности спектрального хода характерно и для мнимой части показателя преломления. Таким образом,

Комплексный показатель преломления  $m(\lambda)$  вещества аэрозолей конденсационного происхождения

$\lambda$ , мкм	$q$ %				
	18—25	23—33	30—45	75—85	90—95
0,20	1,58—6,50—02	1,55—4,00—02	1,50—2,50—02	1,43—1,20—02	1,38—4,00—03
0,25	1,58—4,00—02	1,55—2,00—02	1,50—1,50—02	1,43—8,00—03	1,38—2,00—04
0,30	1,58—9,50—03	1,55—6,00—03	1,50—4,00—03	1,43—2,00—03	1,38—6,00—04
0,35	1,58—9,00—03	1,55—5,50—03	1,49—4,00—03	1,42—2,00—03	1,37—6,00—04
0,40	1,58—8,50—03	1,55—5,00—03	1,49—3,00—03	1,42—1,50—03	1,37—5,00—04
0,50	1,58—8,00—03	1,55—4,50—03	1,49—3,00—03	1,41—1,50—03	1,36—5,00—04
0,53	1,58—8,00—03	1,55—4,50—03	1,49—3,00—03	1,41—1,50—03	1,36—4,00—04
0,60	1,58—7,50—03	1,55—4,00—03	1,49—2,50—03	1,41—1,00—03	1,36—4,00—04
0,69	1,58—6,00—03	1,55—3,50—03	1,49—2,00—03	1,41—1,00—03	1,36—4,00—04
0,70	1,58—6,00—03	1,55—3,50—03	1,49—2,00—03	1,41—1,00—03	1,36—3,00—04
0,86	1,58—4,50—03	1,55—3,00—03	1,49—2,00—03	1,41—1,00—03	1,36—3,00—04
0,90	1,58—4,50—03	1,54—3,00—03	1,49—2,00—03	1,41—1,00—03	1,36—3,00—04
1,06	1,58—6,50—03	1,54—3,50—03	1,49—2,00—03	1,41—1,00—03	1,35—3,00—04
1,20	1,58—9,50—03	1,54—5,90—03	1,49—3,00—03	1,41—1,50—03	1,36—5,00—04
1,40	1,57—9,90—03	1,54—5,90—03	1,48—3,00—03	1,40—1,50—03	1,34—6,00—04
1,67	1,56—1,20—02	1,54—7,10—03	1,48—4,00—03	1,40—2,00—03	1,34—7,25—04
1,80	1,56—1,20—02	1,54—7,20—03	1,48—4,00—03	1,39—2,00—03	1,34—7,30—04
2,00	1,56—1,30—02	1,53—9,20—03	1,48—6,10—03	1,39—3,00—03	1,33—1,15—03
2,35	1,55—1,60—02	1,52—9,90—03	1,46—6,30—03	1,36—3,00—03	1,30—4,30—04
2,50	1,56—2,00—02	1,50—1,60—02	1,44—1,30—02	1,34—9,10—03	1,27—2,10—03

3,00	1,57-1,70-01	1,54-1,89-02	1,50-2,06-01	1,43-2,56-01	1,38-2,74-01
3,39	1,61-9,80-02	1,59-7,50-02	1,56-5,25-01	1,48-3,00-03	1,44-2,00-02
3,51	1,62-7,20-02	1,58-7,88-02	1,53-8,60-02	1,46-9,50-02	1,42-1,00-01
3,75	1,60-7,00-02	1,57-6,00-02	1,52-5,10-02	1,44-3,05-02	1,40-6,10-03
4,60	1,58-3,40-02	1,55-3,20-02	1,50-3,06-02	1,42-2,04-02	1,37-7,36-03
4,50	1,56-3,60-02	1,53-2,88-01	1,49-2,60-02	1,41-2,30-02	1,34-1,37-02
5,00	1,53-4,40-02	1,51-4,00-02	1,47-3,18-02	1,40-2,18-02	1,33-1,50-02
5,50	1,50-7,30-02	1,48-6,00-02	1,44-4,60-02	1,37-3,60-02	1,31-1,30-02
6,00	1,47-2,04-01	1,43-1,92-01	1,36-1,78-01	1,34-1,36-01	1,28-1,17-01
6,50	1,46-1,22-01	1,44-1,02-01	1,41-9,19-02	1,37-6,16-02	1,32-5,11-02
7,00	1,50-5,21-01	1,49-4,30-01	1,44-3,48-01	1,38-1,89-01	1,32-5,35-02
7,50	1,59-2,03-01	1,56-1,37-01	1,49-8,88-02	1,40-6,40-02	1,32-5,19-02
8,00	1,31-1,48-01	1,31-1,08-01	1,30-7,36-02	1,29-5,65-02	1,28-4,38-02
8,50	1,06-6,21-01	1,09-5,21-01	1,13-3,82-01	1,20-1,61-01	1,25-5,09-02
9,00	1,70-1,13+00	1,65-8,07-01	1,55-6,54-01	1,40-2,13-01	1,26-6,42-02
9,50	2,04-4,61-01	1,95-4,08-01	1,77-3,35-01	1,80-1,64-01	1,26-4,98-02
10,00	1,90-2,34-01	1,83-2,04-01	1,67-1,73-01	1,44-8,71-02	1,29-5,90-02
10,60	1,74-1,48-01	1,67-1,36-01	1,55-1,23-01	1,36-9,35-02	1,24-7,68-02
11,00	1,67-1,25-01	1,61-1,24-01	1,50-1,21-01	1,32-1,14-01	1,22-1,08-01
11,50	1,75-1,23-01	1,68-1,29-01	1,54-1,36-01	1,33-1,47-01	1,20-1,54-01
12,00	1,68-1,44-01	1,62-1,50-01	1,49-1,63-01	1,30-1,98-01	1,18-2,04-01
12,50	1,65-1,40-01	1,59-1,45-01	1,48-1,55-01	1,30-1,85-01	1,23-2,25-01
13,00	1,67-1,57-01	1,61-1,63-01	1,49-1,75-01	1,31-2,09-01	1,26-2,55-01
13,50	1,65-1,79-01	1,00-1,91-01	1,49-2,15-01	1,33-2,45-01	1,27-2,71-01
14,00	1,63-1,88-01	1,58-1,96-01	1,49-2,14-01	1,34-2,65-01	1,29-3,18-01
15,00	1,64-3,44-01	1,60-3,59-01	1,52-3,72-01	1,40-3,88-01	1,32-3,98-01

Комплексный показатель преломления  $m(\lambda)$  вещества аэрозолей дисперсионного происхождения

$\lambda$ , мкм	$\rho$ , %				
	40	45—65	65—75	75—85	90—95
0,20	1,650—4,50—02	1,540—3,00—02	1,467—2,00—02	1,382—1,00—02	1,342—3,00—03
0,25	1,650—2,50—02	1,540—1,50—02	1,467—1,00—02	1,382—6,80—03	1,342—1,00—03
0,30	1,650—8,50—03	1,540—5,00—03	1,467—3,50—03	1,382—1,80—03	1,342—8,00—04
0,35	1,650—8,00—03	1,540—4,50—03	1,467—3,50—03	1,382—1,80—03	1,342—7,50—04
0,40	1,650—7,00—03	1,540—4,00—03	1,467—3,00—03	1,382—1,20—03	1,342—7,50—04
0,50	1,650—6,50—03	1,540—3,50—03	1,467—2,50—03	1,382—1,00—03	1,341—6,00—04
0,53	1,650—6,00—03	1,540—3,00—03	1,467—2,00—03	1,382—1,00—03	1,341—5,00—04
0,60	1,650—5,50—03	1,540—2,50—03	1,467—1,60—03	1,381—8,50—04	1,341—4,00—04
0,69	1,650—4,00—03	1,539—2,00—03	1,466—1,50—03	1,381—7,50—04	1,340—3,00—04
0,70	1,650—3,00—03	1,539—1,50—03	1,466—1,00—03	1,381—6,50—04	1,340—2,00—04
0,86	1,649—4,00—03	1,539—2,00—03	1,465—1,50—03	1,380—6,50—04	1,339—2,00—04
0,90	1,648—4,00—03	1,539—2,00—03	1,465—1,50—03	1,380—6,50—04	1,339—2,00—04
1,06	1,647—5,10—03	1,538—2,00—03	1,464—1,50—03	1,379—6,90—04	1,338—2,00—04
1,20	1,646—5,20—03	1,537—2,50—03	1,463—1,50—03	1,377—6,50—04	1,336—2,50—04
1,40	1,645—6,80—03	1,535—3,50—03	1,463—2,00—03	1,375—7,50—04	1,335—3,50—04
1,67	1,644—7,90—03	1,531—4,00—03	1,457—2,50—03	1,371—1,00—03	1,229—4,00—04
1,80	1,643—8,80—03	1,528—5,00—03	1,454—3,50—03	1,367—1,50—03	1,324—5,00—04
2,00	1,642—1,00—02	1,524—6,00—03	1,448—4,50—03	1,361—2,50—03	1,316—1,10—03
2,35	1,641—1,40—02	1,510—8,00—03	1,430—5,50—03	1,350—2,50—03	1,291—3,60—04
2,50	1,640—1,06—01	1,499—7,12—02	1,418—4,84—02	1,328—8,06—03	1,266—1,80—03
3,00	1,646—1,29—01	1,528—1,71—02	1,457—2,00—01	1,412—2,45—01	1,412—2,67—01
3,39	1,678—6,30—02	1,568—5,14—02	1,511—4,29—02	1,426—3,14—02	1,437—1,94—02

3,51	1,654-4,20-02	1,549-5,59-02	1,501-6,90-02	1,413-8,40-02	1,418-9,64-02
3,75	1,647-2,70-02	1,530-2,09-02	1,482-1,10-02	1,403-7,20-03	1,393-5,95-03
4,00	1,637-2,60-02	1,520-1,90-02	1,461-1,59-02	1,392-8,24-03	1,378-7,15-03
4,50	1,620-2,70-02	1,490-2,20-03	1,437-1,85-02	1,374-1,50-02	1,351-1,35-02
5,00	1,592-3,48-02	1,455-2,35-02	1,423-1,96-02	1,356-1,60-02	1,340-1,42-02
5,50	1,558-7,30-02	1,404-6,65-02	1,377-4,05-02	1,326-2,02-02	1,314-1,23-02
6,00	1,515-1,52-01	1,390-1,45-01	1,357-1,37-01	1,312-1,25-01	1,292-1,15-01
6,50	1,402-1,27-01	1,386-9,62-02	1,357-6,93-02	1,348-5,60-02	1,334-4,57-02
7,00	1,528-3,73-01	1,439-3,47-01	1,400-2,45-01	1,342-1,16-01	1,326-4,80-02
7,50	1,560-1,68-01	1,537-1,28-01	1,492-9,93-02	1,381-8,70-02	1,326-4,99-02
8,00	1,269-1,56-01	1,272-1,07-01	1,275-8,92-02	1,278-5,35-02	1,280-4,15-02
8,50	1,186-4,27-01	1,200-4,07-01	1,222-2,38-01	1,249-1,42-01	1,262-5,19-02
9,00	1,650-5,50-01	1,578-4,32-01	1,422-2,71-01	1,362-1,33-01	1,268-5,30-02
9,50	2,342-3,89-01	2,060-2,94-01	1,885-2,09-01	1,562-1,30-01	1,272-4,91-02
10,00	2,140-1,53-01	1,985-1,24-01	1,782-9,87-02	1,487-7,09-02	1,254-5,81-02
10,60	1,869-9,80-02	1,900-8,82-02	1,627-8,24-02	1,404-8,03-02	1,237-7,69-02
11,00	1,750-9,40-02	1,777-9,53-02	1,547-9,72-02	1,352-9,83-02	1,212-9,90-02
11,50	1,794-1,22-01	1,642-1,30-01	1,497-1,36-01	1,362-1,42-01	1,204-1,46-01
12,00	1,756-1,06-01	1,629-1,23-01	1,467-1,47-01	1,324-1,69-01	1,197-1,90-01
12,50	1,713-1,62-01	1,545-1,88-01	1,447-1,99-01	1,302-2,17-01	1,224-1,44-01
13,00	1,790-1,28-01	1,620-1,59-01	1,497-1,96-01	1,362-2,30-01	1,252-2,57-01
12,50	1,713-1,62-01	1,545-1,88-01	1,447-1,99-01	1,302-2,17-01	1,224-1,44-01
13,00	1,700-1,28-01	1,620-1,59-01	1,497-1,96-01	1,362-2,30-01	1,252-2,57-01
13,50	1,880-1,32-01	1,752-1,81-01	1,540-2,15-01	1,347-2,44-01	1,267-2,60-01
14,00	1,754-1,50-01	1,698-1,90-01	1,495-2,51-01	1,329-2,90-01	1,287-3,19-01
15,00	1,770-1,90-01	1,720-2,18-01	1,587-2,61-01	1,395-3,10-01	1,322-3,48-01

независимо от других микрофизических превращений в поле переменной влажности очевидна сильная зависимость радиационного режима аэрозольной атмосферы от состояния влагонасыщенности за счет сильных вариаций функции  $m(\lambda, Q)$ .

Очевидно, значительные вариации спектрального поведения  $\kappa(\lambda)$  могут служить основой для экспериментальной идентификации увлажненности частиц и качественных оценок их химического состава. Подобные попытки предпринимались в работе [2]. Следует заметить, однако, что получение количественных оценок величины  $Q$  — задача достаточно сложная. В п. 2.5 указаны результаты исследований [25] зависимости содержания воды в частицах от величины относительной влажности воздуха  $q$ . Приведенные результаты позволяют с известной долей неопределенности соотнести каждой графе спектрального поведения  $n(\lambda)$  и  $\kappa(\lambda)$  в табл. 3.9 и 3.10 следующие диапазоны значений относительной влажности воздуха: 1)  $q \leq 30\%$ , 2)  $30\% \leq q \leq 50\%$ , 3)  $47\% \leq q \leq 75\%$ , 4)  $73\% \leq q \leq 87\%$ , 5)  $q \geq 92\%$ . Эти диапазоны примерно соответствуют значениям содержания свободной воды  $Q$ , равным 0, 10, 20, 40 и 70%. Сконструированная подобным образом синтетическая модель аэрозольного вещества и его комплексного показателя преломления для различных значений относительной влажности воздуха в целом удовлетворительно согласуется с известными данными [43, 74] по поведению  $m(\lambda)$  в видимом диапазоне волн и, как будет показано далее, значительно лучше объясняет особенности спектрального поведения вычисленных на их основе оптических параметров.

Следует отметить, что развитая модель  $m(\lambda, q)$  требует осторожности при прогнозе характеристик радиационной активности аэрозоля в случае присутствия источников специфичной природы частиц (смог, пыль пустынных и индустриальных районов, терпены). Кроме того, как отмечалось выше, величина  $\kappa$  может существенным образом зависеть от размера аэрозольных частиц и в значительной мере определяться их гигроскопическими свойствами. В этой связи следует указать на необходимость дальнейших исследований в этом направлении.

## ГЛАВА 4. ВЛИЯНИЕ ВЫБОРА МИКРОФИЗИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ АЭРОЗОЛЯ НА ТОЧНОСТЬ ПРОГНОЗА ОПТИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ

### 4.1. Влияние фракционного и химического состава аэрозоля

При использовании прямых микрофизических измерений функции распределения аэрозольных частиц по размерам, ограниченных по масштабу измеряемых частиц, неизбежно возникает вопрос о точности численного прогноза искомых оптических параметров.

#### 4.1.1. Мелкая фракция

В экспериментальных исследованиях структуры атмосферного аэрозоля наибольшие технические и методологические трудности связаны с оценкой концентрации и распределения по размерам частиц с  $r \leq 0,2$  мкм, так называемой мелкой фракции аэрозоля. Для анализа спектра по размерам мелких аэрозольных частиц и ядер конденсации конструируются сложные счетчики, в том числе электронные, однако, как отмечалось в гл. 2, накопленный к настоящему времени фактический материал о поведении  $f(r)$  достаточно противоречив и неоднозначен. Встречаются даже многомодовые распределения. Применение же простых механических импакторов и большинства фотоэлектрических счетчиков может быть оправдано лишь для  $r \geq 0,2$  мкм.

Первые попытки численного исследования оптической активности мелкой фракции аэрозольных частиц были предприняты в работе [11] на основе следующего модельного эксперимента.

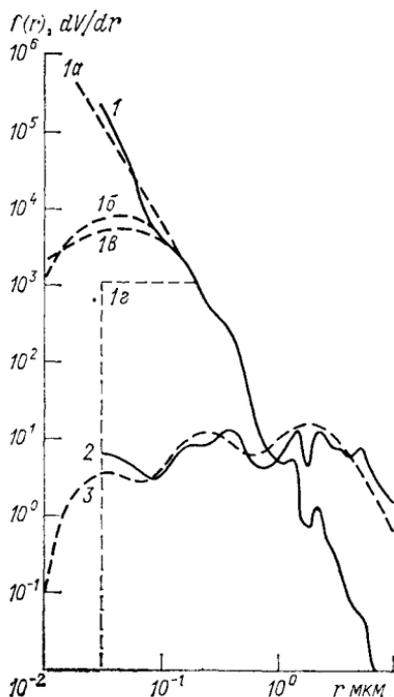


Рис. 4.1. Моделирование формы распределения «мелкой» фракции аэрозольных частиц по размерам.

1 и 2 — экспериментальная (по данным работы [11]) гистограмма распределения  $f(r)$  и  $dV/dr$  для приземного аэрозоля, 1а–1г и 3 — аналитические модели.

Кривая «типичного» распределения частиц приземного аэрозоля по размерам в условиях умеренной запыленности ( $M_3 = 0,8849$ ), показанная на рис. 4.1, в диапазоне размеров  $r < 0,2$  мкм слабо обеспечена достоверным измерительным материалом. Можно считать, что она экстраполирована в эту область. Исходя из этого обстоятельства, в работе [11] было проверено несколько гипотез о возможном поведении  $f(r \leq 0,2$  мкм) и влиянии этого поведения на численный прогноз основных оптических параметров. Выбранный класс гипотетических распределений мелкой фракции включил в себя известные в литературе экстремальные случаи: степенное распределение (2.6) с параметром  $\nu = 4,0$  (кривая 1а), «прямоугольную» модель Дейрменджана [26] (кривая 1г), а также широко используемые распределения дымок М и И (кривые соответственно

1б и 1в). Все распределения удовлетворяют одному условию ограниченной нормировки, следующему из эксперимента

$$\int_{0,2}^{10,0} f(r) dr = 100 \text{ см}^{-3}.$$

Распределения 1а—1г использовались далее для расчета полидисперсных коэффициентов взаимодействия вида

$$\beta[\lambda, m, n(r), r_1, r_2] = \int_{r_1}^{r_2} K(m, r) n(r) \pi r^2 dr.$$

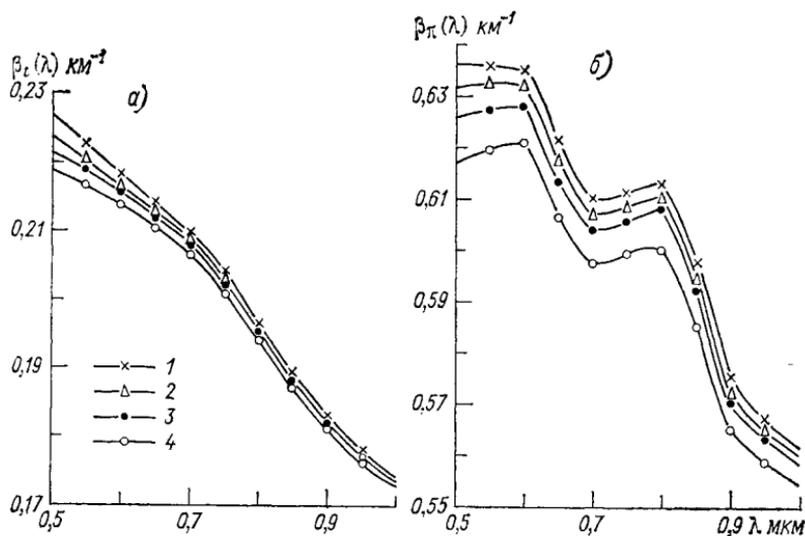


Рис. 4.2. Влияние выбора модели распределения «мелкой» фракции на спектральное ослабление (а) и обратное рассеяние (б) в области  $\lambda=0,5 \div 1,0$  мкм (кривые 1—4 соответствуют моделям  $f(r)$  на рис. 4.1).

Значения  $m(r)$  соответствовали выбранной синтетической модели состава аэрозольных частиц для случая относительной влажности  $30\% \leq q \leq 60\%$  (см. табл. 3.10).

В целом результаты расчетов подтвердили априорные предположения о том, что влияние мелкой фракции аэрозоля весьма незначительно при прогнозе его оптических свойств в видимом диапазоне волн. На рис. 4.2а в укрупненном масштабе приведены спектральные зависимости объемного коэффициента ослабления  $\beta_t(\lambda)$  в интервале 0,5—1,0 мкм. Можно заметить, что при двух наиболее отличающихся моделях распределения 1а и 1г разность значений  $\beta_t(\lambda)$  при  $\lambda=0,5$  мкм не превышает 4%; при увеличении  $\lambda$  разность уменьшается и при  $\lambda=1$  мкм практически исчезает. Совершенно аналогично ведут себя объемные коэффициенты рассеяния и поглощения. Несколько более чувствительной к вариации

мелкой фракции оказывается спектральная зависимость коэффициента обратного рассеяния  $\beta_{\pi}$ , показанная на рис. 4.2 б. В интервале 0,5—0,6 мкм наблюдается даже некоторое изменение формы зависимости. Однако и в этом случае ошибкой в оценке  $\beta_{\pi}(\lambda)$  вследствие незнания формы  $f(r)$  при  $r < 0,2$  мкм можно пренебречь по сравнению с теми изменениями  $\beta_{\pi}(\lambda)$ , которые возможны за счет вариации показателя преломления аэрозольных частиц, о чем речь пойдет далее.

Таким образом, можно отметить, что для прогноза энергетических характеристик аэрозольных частиц в видимом диапазоне волн по данным экспериментальных микроструктурных измерений достаточно информация о  $f(r)$ , которую можно получить механическим или фотоэлектрическим счетчиком с ограниченной разрешающей способностью.

#### 4.1.2. Грубодисперсная фракция

Не меньшие трудности экспериментального плана возникают иногда при оценке счетной концентрации частиц грубодисперсной фракции. Трудности эти связаны с чрезвычайно низкими уровнями концентрации пылевых частиц, особенно в чистой атмосфере. Для исследования оптической эффективности частиц аэрозоля различного размера в работе [16] выбрана аналитическая модель  $f(r)$  в форме 3-модальной суперпозиции логнормальных распределений вида (2.16). Подобная модель с варьируемыми параметрами весового содержания  $M_i$  ( $i=1, 2, 3$ ) является удобным инструментом для численного анализа в рамках поставленной задачи.

В соответствии с рекомендациями Витби [33] использована условная классификация компонент полидисперсного аэрозоля с различными физико-химическими свойствами: ядра конденсации ( $r_{q1}=0,0473$  мкм); аккумулятивная фракция ( $r_{q2}=0,302$  мкм); грубодисперсная пылевая фракция ( $r_{q3}=2,539$  мкм). Указанные численные значения среднегеометрических радиусов соответствуют естественному гармоническому разложению одной из типичных гистограмм приземного аэрозоля (см. рис. 4.1). В дисперсном составе атмосферного аэрозоля содержание грубодисперсной фракции подвержено наибольшему динамическим изменениям (см. рис. 2.5). Однако ее существование и природа происхождения как результат эрозии почвенного покрова в настоящее время не вызывает сомнений [19, 33].

В литературе, посвященной этому вопросу, пока не разработаны единые количественные критерии содержания пыли в атмосфере, необходимые для типизации аэрозолей в зависимости от метеоситуации. Для оценки оптической активности пыли в работе [16] было рассмотрено несколько гипотез относительно количественного содержания в атмосфере частиц третьей моды при неизменном содержании субмикронной фракции. Формы объемного

распределения частиц пылевой фракции для дискретного набора значений параметра представлены на рис. 4.3. На этом же рисунке для качественного сопоставления нанесены данные измерений [28] на двух высотах.

Принимая во внимание принципиальное различие химического состава субмикронной и грубодисперсной фракций, спектральная

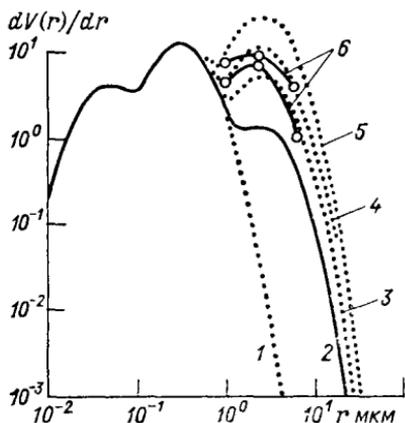


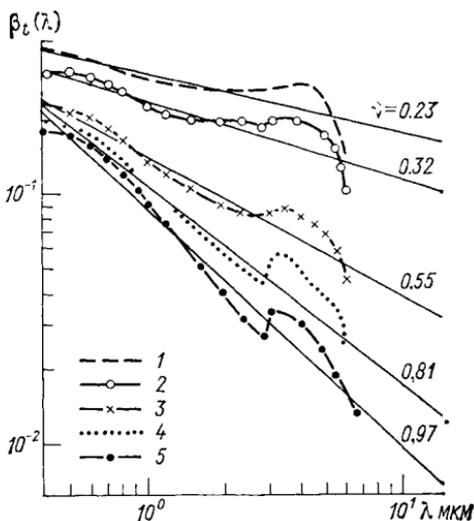
Рис. 4.3. Объемное распределение аэрозольных частиц по размерам  $dV/dr$  для  $M_3$ , равных 0, 0,09, 0,4, 0,885 и 2,0 (соответственно кривые 1—5) и результаты экспериментальных измерений [28] (6).

зависимость комплексного показателя преломления  $m(\lambda)$  для грубодисперсной фракции задавалась в соответствии с результатами оценок [12], согласно которым в составе атмосферной пыли присутствуют соединения типа  $Fe_2O_3$ ,  $Al_3^+$ ,  $Mn$ ,  $CO_3^{2-}$  и др. с общим содержанием 33 %, а также  $SiO_2$ , содержание которого достигает 35 %. Оптические постоянные обеих фракций предполагают в составе частиц наличие 20 % воды.

Все перечисленные выше предположения относительно физического состава атмосферного аэрозоля легли в основу проведенных в [16] модельных расчетов оптиче-

Рис. 4.4. Влияние пылевой фракции аэрозольных частиц на форму спектрального поведения  $\beta_t(\lambda)$ .

1—5 — для  $M_3$ , равных соответственно 1,5, 1,05, 0,4, 0,2, 0,09; сплошные кривые показывают возможность приближенной интерпретации  $\beta_t(\lambda)$  с помощью правила Ангреста (2.8).



ских характеристик в интервале длин волн  $\lambda=0,4\div 15$  мкм, результаты которых приведены на рис. 4.4 и 4.5. Расчеты выполнены для достаточно широкого набора параметра  $M_3$  в интервале значений 0,0—2,0. На рис. 4.4 отдельно выделено поведение коэффициента ослабления в видимой и ближней ИК-области спектра с целью оценить возможные вариации параметра Ангстрема (см. формулу (2.7)) при различной запыленности атмосферы. Эти вариации (значения параметра  $\nu$  указаны на кривых  $\beta_t(\lambda)$ ) оказываются весьма существенными и вы-

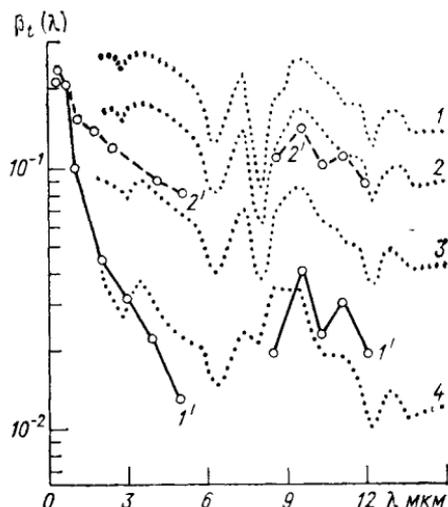


Рис. 4.5. Сопоставление рассчитанных характеристик спектрального ослабления  $\beta_t(\lambda)$  с результатами экспериментальных измерений.

1—4 — результаты расчетов для моделей  $V(r)$  (обозначенные на рис. 4.3 кривыми 2—5), 1', 2' — экспериментальные кривые [2] для двух визуально неразличимых состояний оптической погоды.

ходящими за рамки сложившихся модельных представлений [21]. Результаты показывают, что закономерность степенного спада  $\beta_t(\lambda)$  приближенно реализуется на спектральном участке 0,4—2,6 мкм и сохраняется при трансформации дисперсного состава, однако задача оценки значения показателя  $\nu$  представляется нетривиальной. На рис. 4.5 для сопоставления с систематическим набором спектральных кривых  $\beta_t(\lambda)$  приводятся результаты натурных измерений [2].

#### 4.1.3. Оптическая эффективность различных фракций

Значительное многообразие реального аэрозоля с точки зрения участия в его формировании различных фракций требует выработки определенных количественных критериев оценки их оптической эффективности. В работе [16] для этой цели предложено использовать специальный функционал вида

$$\beta[\lambda, m, f(r), \theta] = \int_0^r K[\lambda, m, f(r), \theta] f(r) dr / \int_0^\infty K[\lambda, m, f(r), \theta] f(r) dr,$$

где  $K[\lambda, m, f(r), \theta]$  — коэффициент оптического взаимодействия одной частицы размера  $r$  с показателем преломления  $m(\lambda)$  на длине волны  $\lambda$  для угла рассеяния  $\theta$  (коэффициент направленного светорассеяния).

Указанный функционал количественно определяет относительный кумулятивный вклад частиц размера  $r \in [0, r]$  в полное интегральное значение оцениваемой оптической характеристики при заданном спектре размеров аэрозоля, т. е. функции  $f(r)$ .

На рис. 4.6—4.9 приведены оценки кумулятивного формирования дифференциальных коэффициентов направленного светорас-

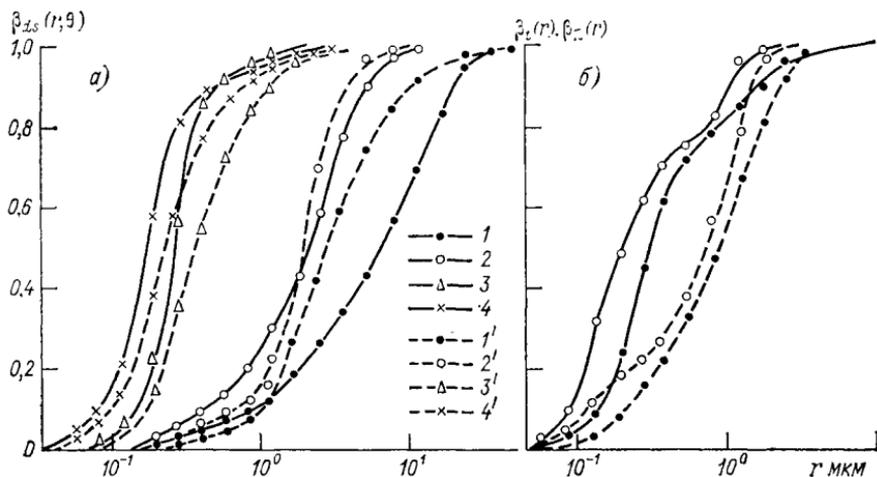


Рис. 4.6. Кумулятивный вклад частиц аэрозоля различного размера в формирование коэффициентов оптического взаимодействия на длине волны  $\lambda=0,7$  мкм. а — коэффициент направленного светорассеяния  $\beta_{ds}(r, \theta)$  для углов рассеяния  $\theta$ , равных 0, 2, 40 и  $110^\circ$  (соответственно кривые 1—4); б — интегральные коэффициенты ослабления (1, 1') и обратного рассеяния (2, 2').

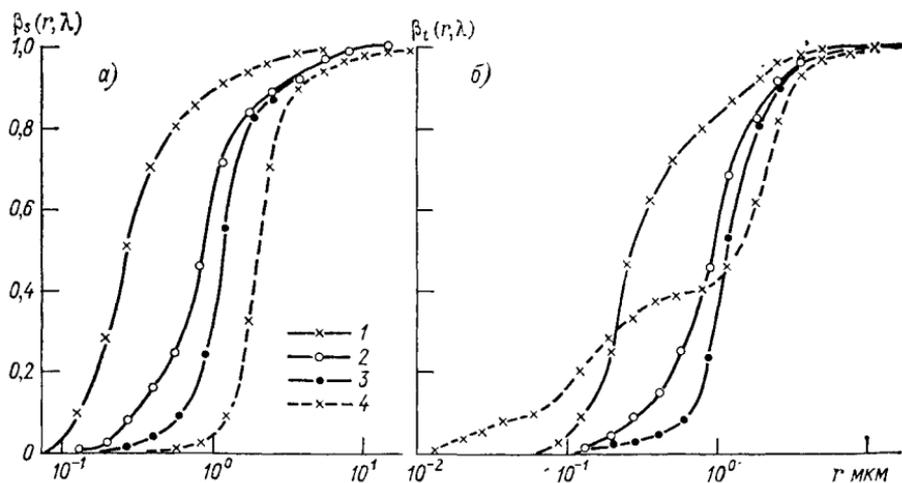


Рис. 4.7. Кумулятивные функции рассеяния (а) и ослабления (б) в зависимости от длины волны излучения ( $M_s=0,06$ ).

1 — 0,7 мкм, 2 — 1,65 мкм, 3 — 2,36 мкм, 4 — 10,6 мкм.

сеяния  $\beta(r, \theta)$ , характеризующих угловое распределение рассеянной радиации, а также полных коэффициентов ослабления  $\beta_t(r)$ , рассеяния  $\beta_s(r)$  и обратного рассеяния  $\beta_\pi(r)$ , полученных в работе [16]. Параметры трехфракционного логнормального распре-

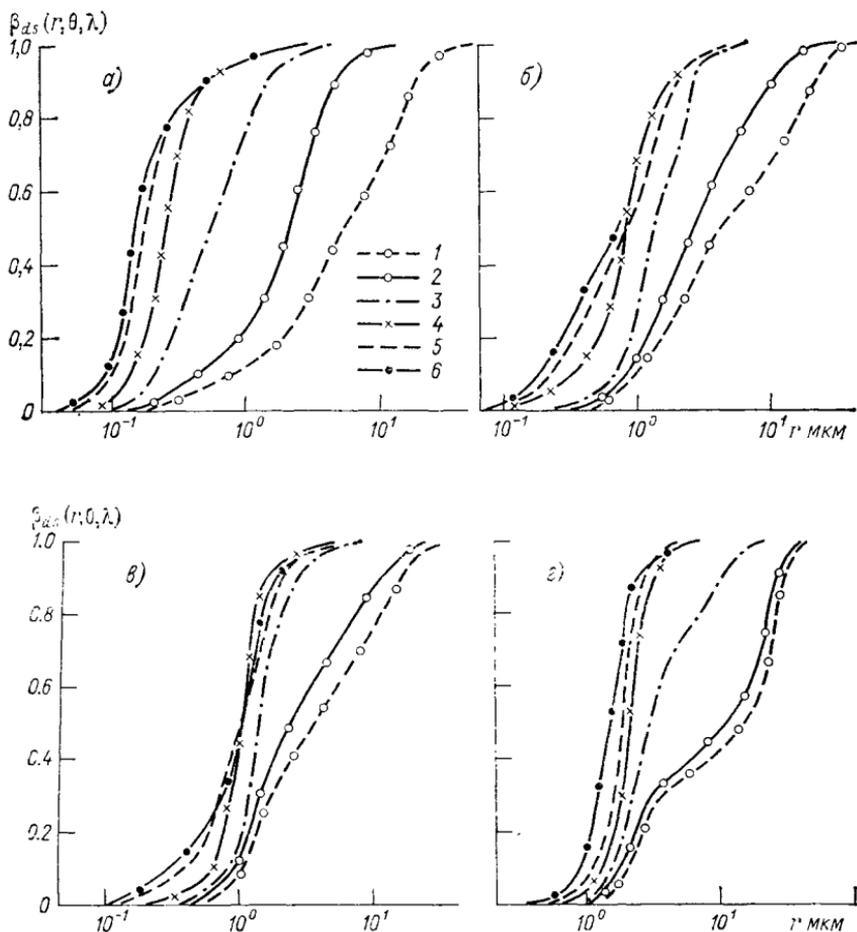


Рис. 4.8. Кумулятивные функции направленного светорассеяния в зависимости от длины волны излучения ( $M_3 = 0,06$ ).

$a - 0,7$  мкм,  $б - 1,65$  мкм,  $в - 2,36$  мкм,  $г - 10,6$  мкм; 1-6 — для углов рассеяния  $\theta$ , равных соответственно 0, 2, 10, 40, 90 и  $110^\circ$ .

деления вида (2.16) задавались в этих расчетах на основе измерений [34], для которых отмечено повышенное содержание транзитивной фракции аэрозоля фотохимического происхождения, когда  $M_1 = 1,83$ .

В качестве критерия запыленности атмосферы в [16] была принята величина параметра заполнения  $\xi$ , определяемая как отношение суммарного объема частиц фракции аэрозоля к объему,

в котором эти частицы находятся. Рассмотрены два экстремальных случая, наблюдавшиеся в [34]:  $\xi=2 \cdot 10^{-10}$  (существенная запыленность) и  $\xi=3 \cdot 10^{-11}$  (слабая запыленность). В параметрическом представлении на основе логнормальной функции (2.16) это соответствует примерно  $M_3=0,5; 0,06$ . Влияние этого обстоятельства иллюстрируется рис. 5.6 а, б. Укрупнение фракционного состава (кривые 1'—4') приводит к некоторому смещению области оптически эффективных размеров вправо практически для всех

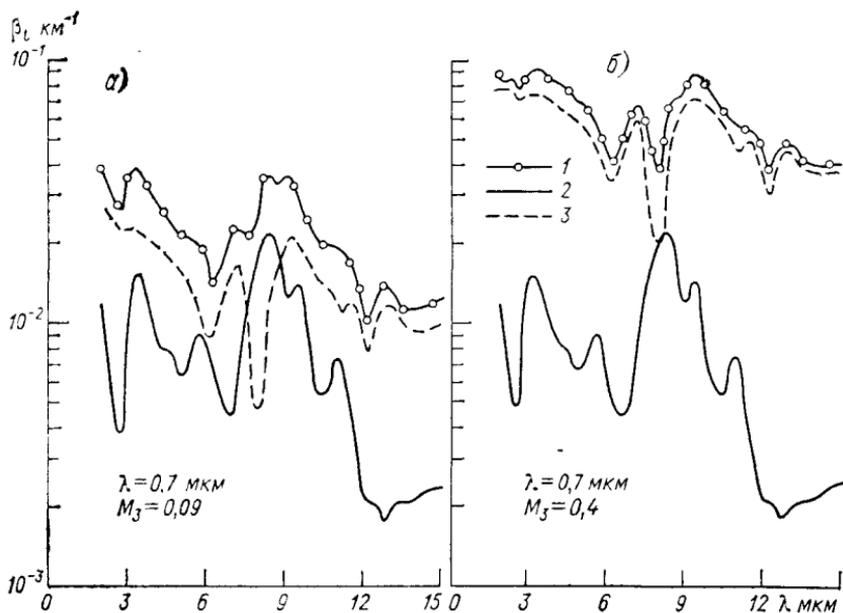


Рис. 4.9. Относительный вклад в суммарный коэффициент ослабления (1) субмикронной (2) и пылевой (3) фракций аэрозольных частиц ( $\lambda=0,7$  мкм) в районе полос поглощения ИК-радиации при  $M_3=0,09$  (а) и  $M_3=0,04$  (б).

рассмотренных оптических характеристик, кроме угловых функций рассеяния в направлениях, близких к  $0$  и  $180^\circ$ . Последнее важно при прогнозе локационных характеристик аэрозоля.

Более существенные изменения в поведении кумулятивных функций связаны с изменением длины волны излучения. Так, с увеличением длины волны происходит регулярное снижение оптической активности мелкой и субмикронной фракций. Например, для  $\lambda=0,7$  мкм определяющий вклад (в среднем более 90 %) в рассеянный поток, исключая дифракционные углы, вносят частицы с размером  $r \approx 0,1 \div 1,0$  мкм, в то же время для  $\lambda=2,36$  мкм этот вклад меньше 40 %. Такая же тенденция справедлива и для кумулятивных функций полного ослабления (рис. 4.7 б), но только вне полос поглощения. Обращает на себя внимание поведение кри-

вой 4, отнесенной к длине волны  $\lambda = 10,6$  мкм. В этом спектральном участке присутствует достаточно сильная полоса поглощения сульфатов и, как результат, аномально возрастает относительная эффективность поглощения излучения субмикронной фракцией.

Таким образом, выполненный количественный анализ указывает на необходимость учета в энергетическом ослаблении ИК-излучения всех структурных особенностей распределения аэрозольных частиц по размерам, включая фракции, остающиеся за пределами разрешающей способности обычных счетчиков частиц. Особенно значительных вариаций спектрального ослабления в зависимости от фракционного состава аэрозоля следует ожидать в области заметных полос поглощения частиц (3, 6 и 9 мкм). Этот факт иллюстрируется поведением  $\beta_t(\lambda)$  (рис. 4.9а, б), из которого следует, что в центрах указанных полос поглощения значения  $\beta_t(\lambda, r \leq 1,0$  мкм) сравнимы, а иногда и превосходят вклад грубодисперсной фракции. Следует также подчеркнуть, что при разной запыленности атмосферы изменяется не только уровень, но и ход спектрального ослабления  $\beta_t(\lambda)$ , что связано с различным химическим составом частиц, заданным в численном эксперименте. В натуральных условиях это поведение может быть более сложным.

Еще одно замечание можно сделать относительно информативности методов, использующих для определения спектра размеров частиц ореольную часть индикатрисы рассеяния [7]. Поведение кривых накопления дифференциальных коэффициентов рассеяния на рис. 4.6 показывает, что ограничение интервала углов, в которых производятся измерения, несколькими градусами может привести к неправильным выводам относительно  $f(r)$ , поскольку рассеяние в этих углах формируется в основном крупной ( $r \geq \geq 1,0$  мкм) фракцией. С другой стороны, именно ореольные методы при своей дальнейшей разработке, могут стать надежным средством индикации запыленности атмосферы и прогноза спектрального ослабления в ИК-диапазоне волн.

В задачах оптического зондирования атмосферы информативность того или иного интервала размеров частиц определяется тем, сколь существенно проявляет себя в поведении  $\beta(\lambda)$  функция распределения геометрических сечений частиц  $S(r)$ . Как показывает численный анализ, в спектральном интервале 0,53—1,06 мкм аэрозольный коэффициент обратного рассеяния  $\beta_\pi(\lambda)$  (а также полидисперсный фактор  $K_\pi(\lambda)$ ) обычно является монотонно убывающей функцией  $\lambda$  практически независимо от типа унимодального распределения. Соответствующие примеры представлены на рис. 4.10.

Рост концентрации крупных частиц в таких унимодальных распределениях, как модели дымки L и M (в классификации Дейрменджана (см. п. 2.3)), приводит к изменению наклона кривой  $K_\pi(\lambda)$  (рис. 4.10б и в). Для класса бимодальных распределений  $S(r)$ , используемых в настоящей работе, для которых вторая мода лежит левее точки  $r=1$  мкм, характеристика  $K_\pi(\lambda)$  может становиться как выпуклой, так и вогнутой (рис. 4.10г и д).

Последнее обстоятельство является решающим в обосновании возможности выявления бимодальности исследуемой микроструктуры при многочастотном лазерном зондировании. Действительно, если функция  $\beta_{\pi}(\lambda)$  вогнута в спектральном интервале зондирова-

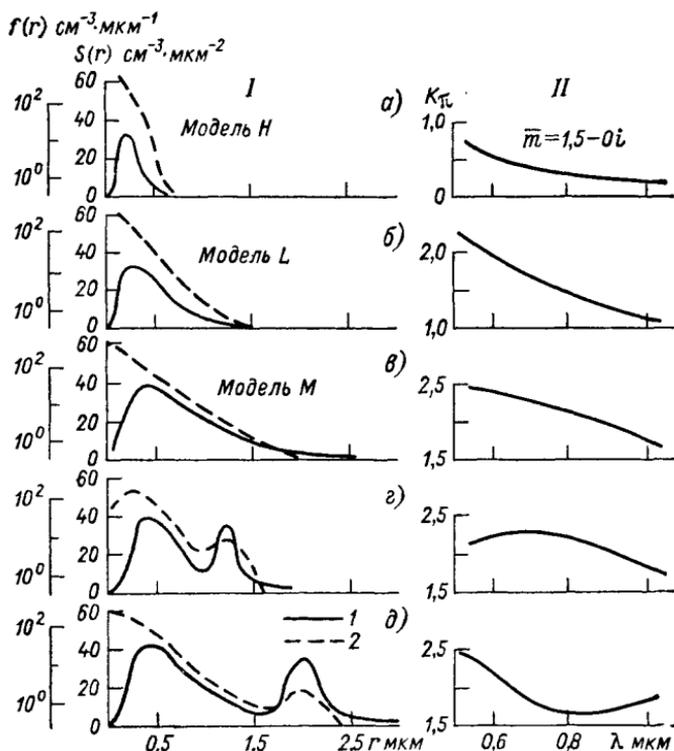


Рис. 4.10. Зависимость спектрального поведения фактора обратного рассеяния  $K_{\pi}(\lambda)$  от конфигурации модельных распределений: I — модели  $S(r)$  (1),  $f(r)$  (2); II — соответствующие им зависимости  $K_{\pi}(\lambda)$ .

ния, что может быть уверенно зарегистрировано даже по трем измерениям в точках  $\lambda_i$ , то не представляется возможным в классе унимодальных распределений подобрать соответствующее квази-решение.

#### 4.1.4. Химический состав частиц

Важным обстоятельством, затрудняющим прогноз радиационных характеристик аэрозоля, является сложная химическая природа аэрозольных частиц. Изучению этого фактора посвящено значительное количество работ, систематизированных в предыдущей главе, где, в частности, указано, что для установления достаточно корректного спектрального поведения комплексного показателя

преломления аэрозольной субстанции необходимо учитывать оптический вклад до десятка и более химических соединений.

Спектральные характеристики ослабления в ИК-диапазоне волн, приведенные на рис. 4.5, а также 4.9, убедительно демонстрируют решающее влияние расположения и интенсивности известных полос поглощения  $H_2O$ ,  $(NH_4)_2SO_4$  и других минеральных образований на особенности формирования оптических свойств аэрозоля различной химической природы.

Наибольшие трудности методологического характера при прогнозировании спектрального хода оптических постоянных аэрозоля как комплексного соединения связаны с учетом слабых полос поглощения различных минералов в видимой и ближней ИК-области спектра. Многие авторы либо пренебрегают поглощающим влиянием аэрозоля в указанных участках спектра, либо принимают величину мнимой части комплексного показателя преломления  $m = n - ik$  как некоторую малую константу, либо используют значения  $\kappa(\lambda)$ , заданные с большей погрешностью. В частности, в рекомендованной нами ранее синтетической модели аэрозольного вещества предложено принимать  $\kappa = 0,005$  в интервале  $0,4 \text{ мкм} \leq \lambda \leq 1,0 \text{ мкм}$ . Одновременно некоторые компоненты аэрозольного вещества минерального происхождения, например гематит  $Fe_2O_3$ , могут иметь достаточно сильные полосы поглощения со значениями 0,55 в видимой части спектра.

В этой связи в работах [11, 16] выполнен цикл расчетов с целью установления возможных влияний неточно заданных оптических постоянных  $\kappa(\lambda)$  на параметры рассеяния и поглощения полидисперсного атмосферного аэрозоля.

В табл. 4.1 приведены использованные в расчетах модельные значения комплексного показателя преломления  $m(\lambda)$  в диапазоне  $0,4 \text{ мкм} \leq \lambda \leq 0,95 \text{ мкм}$ . При этом спектральный ход дейст-

Таблица 4.1

Модель спектрального поведения  $\kappa(\lambda)$ , использованная в численных экспериментах [14]

$\lambda$ мкм	$n(\lambda)$	$\kappa_1(\lambda)$	$\kappa_2(\lambda)$	$\kappa_3(\lambda)$	$\lambda$ мкм	$n(\lambda)$	$\kappa_1(\lambda)$	$\kappa_2(\lambda)$	$\kappa_3(\lambda)$
0,33	1,649	0,001	0,0050	0,09	0,67	1,648	0,001	0,0102	0,0070
0,40	1,649	0,001	0,0082	0,08	0,68	1,648	0,001	0,0105	0,0068
0,42	1,650	0,001	0,0080	0,065	0,70	1,648	0,001	0,0107	0,0060
0,45	1,649	0,001	0,0080	0,040	0,72	1,648	0,001	0,0110	0,0059
0,47	1,648	0,001	0,0079	0,018	0,75	1,648	0,001	0,0113	0,0058
0,50	1,647	0,001	0,0079	0,016	0,77	1,648	0,001	0,0117	0,0061
0,52	1,647	0,001	0,0083	0,016	0,80	1,648	0,001	0,0120	0,0070
0,55	1,647	0,001	0,0088	0,016	0,82	1,648	0,001	0,0130	0,0072
0,57	1,647	0,001	0,0090	0,015	0,85	1,649	0,001	0,0137	0,0065
0,60	1,647	0,001	0,0093	0,014	0,87	1,649	0,001	0,0145	0,0060
0,62	1,647	0,001	0,0097	0,0135	0,90	1,649	0,001	0,0152	0,0055
0,64	1,648	0,001	0,0100	0,0105	0,92	1,649	0,001	0,0158	0,0050
0,65	1,648	0,001	0,0101	0,0095	0,95	1,649	0,001	0,0165	0,0045

вительной части коэффициента преломления  $n(\lambda)$  фиксировался и соответствовал синтетической модели аэрозоля при влажности  $q \leq 10\%$  (см. табл. 3.1), в то же время функциональная зависимость  $\kappa(\lambda)$  задавалась одной из трех возможных моделей  $\kappa_1(\lambda)$ ,  $\kappa_2(\lambda)$ ,  $\kappa_3(\lambda)$ . Модель  $\kappa_1(\lambda)$  характеризуется предположением нейтральной спектральной зависимости  $\kappa(\lambda)$  в выбранном интервале волн, модель  $\kappa_2(\lambda)$  приближенно соответствует гипотезе синтетического аэрозоля и модель  $\kappa_3(\lambda)$  характерна для кристаллического гематита, присутствие которого неоднократно отмечалось в пробах космической пыли, а также приземного аэрозоля почвенного и промышленного происхождения.

Результаты расчетов объемных коэффициентов ослабления  $\beta_{t_i}(\lambda)$  для указанных моделей  $\kappa_i(\lambda)$  ( $i=1, 2, 3$ ) приведены в табл. 4.2. Микроструктурные характеристики полидисперсного аэрозоля, использованные в расчетах, адекватны модели приземной атмосферы (см. рис. 2.16, кривая 1).

Таблица 4.2  
Результаты расчета коэффициентов ослабления  $\beta_{t_i}(\lambda)$   
по модельным значениям  $\kappa_i(\lambda)$  из табл. 4.1 (км<sup>-1</sup>)

$\lambda$ мкм	$\beta_{t_1}(\lambda)$	$\beta_{t_2}(\lambda)$	$\beta_{t_3}(\lambda)$
0,33	0,2385	0,2382	0,2335
0,40	0,2347	0,2347	0,2327
0,45	0,2333	0,2327	0,2321
0,50	0,2323	0,2321	0,2319
0,55	0,2331	0,2325	0,2321
0,60	0,2332	0,2324	0,2320
0,65	0,2327	0,2319	0,2319
0,70	0,2302	0,2295	0,2298
0,75	0,2275	0,2263	0,2268
0,80	0,2239	0,2227	0,2230
0,85	0,2207	0,2195	0,2201
0,90	0,2166	0,2155	0,2160
0,95	0,2131	0,2121	0,2129

Как показывают данные табл. 4.2, коэффициент ослабления видимого излучения аэрозолем  $\beta_t(\lambda)$  оказывается практически нечувствительным к вариации величины мнимой части комплексного показателя преломления при значениях последнего, представленных в табл. 4.1. Расчеты  $\beta_{t_i}(\lambda)$ , выполненные для других форм распределения частиц по размерам, дали идентичный результат.

Совершенно иная ситуация возникает при оценке параметров обратного рассеяния, имеющих важное значение для многих практических задач. На рис. 4.11 приведены значения объемных коэффициентов обратного рассеяния  $\beta_{\pi_2}(\lambda)$ . Кривые 1, 2, 3 соответствуют модельным значениям  $\kappa_1(\lambda)$ ,  $\kappa_2(\lambda)$ ,  $\kappa_3(\lambda)$  (см. табл. 4.1).

Значения параметров  $\beta_{\pi}(\lambda)$  оказываются чрезвычайно чувствительны к изменениям  $\kappa(\lambda)$ . Важно подчеркнуть тот факт, что учет даже слабых полос поглощения, как, например, полосы поглощения гематита для  $\lambda=0,4$  мкм, может служить причиной серьезных ошибок при интерпретации результатов лазерного зондирования.

С другой стороны, величину  $\beta_{\pi}(\lambda)$  трудно рекомендовать в качестве критерия наличия в свободной атмосфере поглощающих субстанций, поскольку зависимость  $\beta_{\pi}(\lambda)$  не является однозначной. На рис. 4.11 кривыми 1',

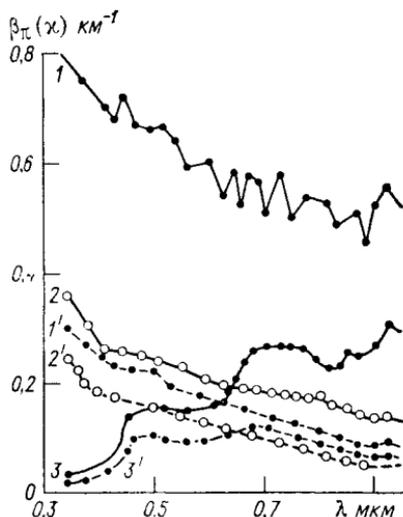


Рис. 4.11. Влияние вариаций мнимой части показателя преломления на спектральное поведение объемного коэффициента обратного рассеяния аэрозоля «приземной» (1, 2, 3) и «верхней» (1', 2', 3') атмосферы.

2', 3' показано также поведение  $\beta_{\pi}(\kappa_i)$  для другой формы спектра распределения аэрозольных частиц по размерам, а именно модели «верхняя атмосфера» (рис. 2.16, кривая б). Эта форма спектра характеризуется меньшим относительным содержанием крупных частиц и, как результат, более слабой зависимостью  $\beta_{\pi}(\kappa_i)$ , особенно вне полосы поглощения. Общая картина формирования обратного рас-

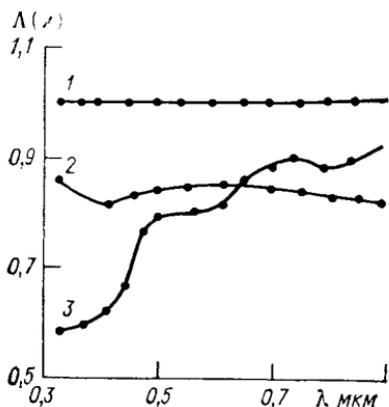


Рис. 4.12. Влияние мнимой части показателя преломления на спектральные значения вероятности выживания кванта  $\Lambda(\lambda) = \beta_s(\lambda)/\beta_i(\lambda)$  (цифры на кривых соответствуют данным табл. 4.1).

сеяния усложняется к тому же тем фактором, что, например,  $\beta_{\pi}(\lambda)$  не менее сильно зависит от вариации действительной части показателя преломления.

Наконец, определенное представление о том, как происходит перераспределение рассеянной и поглощенной долей радиации при разных априорных предположениях о поглощающих свойствах аэрозольных частиц могут дать зависимости вероятности выжива-

ния кванта  $\Lambda(\lambda_i)$ , показанные на рис. 4.12 для тех же исходных данных, что и на рис. 4.11 (кривые 1, 2, 3). Количественный анализ этих результатов, в частности, говорит о том, что природа изменения характеристик обратного рассеяния в полосах поглощения аэрозоля связана как с изменением полного коэффициента рассеяния, так и формы индикатрисы рассеяния. Корреляция результатов особенно сильна в случае сильного поглощения (кривые 3 на рис. 4.11 и 4.12).

К числу важных микроструктурных характеристик, обуславливающих формирование поля рассеянной радиации в аэрозольной среде, относятся, наряду с рассмотренными, форма рассеивающих частиц и их внутренняя структура.

Систематический анализ учета влияния несферичности частиц на адекватное описание их радиационных свойств выполнен в работе [6]. Получен вывод о том, что влияние несферичности по сравнению с подобным случаем сфер эквивалентного радиуса будет заметным для достаточно крупных частиц, например частиц кристаллических облаков.

Существенную роль, как показывают результаты численных экспериментов, особенно для формирования рассеянного поля в заднюю полусферу, играет внутренняя структура частиц. Большое распространение во многих исследованиях приобретает подход, основанный на модели концентрических сфер, позволяющий исследовать влияние возможных ядер конденсации при образовании жидкокапельных аэрозолей и туманов, а также сложных конгломератов, типичных для условий верхней атмосферы.

Поскольку разработанный в [13, 14, 16] и реализованный на практике алгоритм расчета оптических характеристик полидисперсного ансамбля концентрации неоднородных частиц содержит ряд оригинальных элементов и отличается повышенной эффективностью, сформулируем далее основные принципы его построения.

#### **4.2. Оптические параметры двухслойных частиц и влияние ядер конденсации**

Формальное решение задачи рассеяния электромагнитных волн сферическими поглощающими частицами, окруженными концентрическими слоями из различных материалов, получено Аденом и Керкером [25]. Большинство выполненных к настоящему времени численных исследований рассеивающих объектов, которые можно трактовать как концентрически неоднородные, относятся к мезосферным аэрозольным частицам [8]. В последние годы увеличивается количество работ, связанных с ролью нерастворимых ядер конденсации в оптике тропосферных гидрометеоров.

В работе [13] приводится ряд преобразований, которые позволяют перейти от формальных выражений в рамках теории Ми к экономичным вычислительным алгоритмам. Результаты обобщены на случай полидисперсных рассеивающих систем и численно

проиллюстрированы. В работе [31] получены упрощенные асимптотические выражения для малых частиц ( $\rho \ll 1$ ) и очень тонких оболочек.

Согласно дифракционной теории рассеяния Ми [9], выражения для членов ряда, как отмечалось в п. 1.2, являются осциллирующими функциями радиуса и показателя преломления частиц за счет присутствия в них сферических функций Бесселя от комплексного аргумента и производных полинома Лежандра. Для оценки коэффициентов  $a_n$  и  $b_n$ , входящих в выражения (1.6) для комплексных амплитуд рассеяния, в случае двухслойных частиц Фэнн [27] использует следующие выражения\*, полученные преобразованием точных формул Ми для соответствующих граничных условий:

$$a_n(\rho, m) = \frac{\eta_n^1(x_4)[Y_2^2 B_1 + Y_1 Y_2 B_2] + z_n^1(x_4) Y_3 [Y_2 B_3 + Y_1 B_4]}{\eta_n^3(x_4)[Y_2^2 B_1 + Y_1 Y_2 B_2] + z_n^3(x_4) Y_3 [Y_2 B_3 + Y_1 B_4]},$$

$$b_n(\rho, m) = \frac{z_n^1(x_4)[Y_2^2 B_4 + Y_1 Y_2 B_3] + \eta_n^1(x_4) Y_3 [Y_2 B_2 + Y_1 B_1]}{z_n^3(x_4)[Y_2^2 B_4 + Y_1 Y_2 B_3] + \eta_n^3(x_4) Y_3 [Y_2 B_2 + Y_1 B_1]}, \quad (4.1)$$

где

$$B_1 = \eta_n^1(x_1) [z_n^3(x_2) z_n^1(x_3) - z_n^1(x_2) z_n^3(x_3)],$$

$$B_2 = z_n^1(x_1) [\eta_n^1(x_2) z_n^3(x_3) - \eta_n^3(x_2) z_n^1(x_3)],$$

$$B_3 = \eta_n^1(x_1) [z_n^1(x_2) \eta_n^1(x_3) - z_n^3(x_2) \eta_n^1(x_3)],$$

$$B_4 = z_n^1(x_1) [\eta_n^1(x_3) \eta_n^3(x_2) - \eta_n^1(x_2) \eta_n^3(x_3)]. \quad (4.2)$$

Для подсчета функций  $B_i$  ( $i=1, 2, 3, 4$ ) используются функции вида

$$z_n^1(y) = [\pi/(2y)]^{1/2} J_{n+1/2}(y), \quad z_n^3(y) = [\pi/(2y)]^{1/2} H_{n+1/2}(y), \quad (4.3)$$

где  $J_{n+1/2}(y)$  — сферическая функция Бесселя 1-го рода;  $H_{n+1/2}(y)$  — сферическая функция Ханкеля 2-го рода. Обе функции удовлетворяют рекуррентному соотношению

$$z_n(y) = (2n-1) z_{n-1}(y)/y - z_{n-2}(y). \quad (4.4)$$

Кроме того, в формулах содержатся функции

$$\eta_n^1(y) = d [y z_n^1(y)](y dy), \quad \eta_n^3(y) = d [y z_n^3(y)](y dy), \quad (4.5)$$

причем

$$\eta_n(y) = -n z_n(y)/y + z_{n-1}(y). \quad (4.6)$$

Далее,  $Y_i = (\epsilon_i/\mu_i)^{1/2}$ ,  $i=1, 2, 3$ ;  $x_1 = \alpha(m_1/m_3)$ ;  $x_2 = \alpha(m_2/m_3)$ ;  $x_3 = \beta(m_2/m_3)$ ;  $x_4 = \beta$ ;  $\alpha = 2\pi a/\lambda$ ;  $\beta = 2\pi b/\lambda$ .

\* В оригинале [27] допущена ошибка в формуле: в числителе выражения для  $b_n$  вместо  $z_n^1$  стоит  $\eta_n^1$ .

Здесь  $\varepsilon_i$  — диэлектрическая постоянная;  $\mu_i$  — магнитная проницаемость,  $m_i$  — комплексный показатель преломления;  $i=1$  соответствует материалу внутренней сферы радиуса  $a$ ,  $i=2$  — материалу оболочки с внешним радиусом  $b$ ,  $i=3$  — внешней среде, окружающей частицу.

Однако непосредственное применение выражения (4.1) сопряжено с большим объемом вычислительной работы даже для скоростных ЭВМ. Главным образом это обусловливается необходимостью циклического вычисления 16 независимых функций Бесселя и их производных от комплексного аргумента. К тому же применение большого количества параллельных рекурсий увеличивает накопление ошибки, на которую указал Дейрменджан [9]. Ряд несложных преобразований, которые будут показаны ниже, позволяют существенно упростить алгоритмы и в несколько раз повысить быстродействие расчетной программы.

Запишем выражение для  $a_n(\rho, m)$  в (4.1) следующим образом:

$$a_n = \frac{\eta_n^1(x_4) + \frac{Y_3}{Y_4} \left[ \frac{B_3 Y_2 + B_4 Y_1}{B_1 Y_2 + B_2 Y_1} \right] z_n^1(x_4)}{\eta_n^3(x_4) + \frac{Y_3}{Y_2} \left[ \frac{B_3 Y_2 + B_4 Y_1}{B_1 Y_2 + B_2 Y_1} \right] z_n^3(x_4)}. \quad (4.7)$$

Теперь все функции от комплексного аргумента, расчет которых наиболее трудоемок, объединены выражением в квадратных скобках. Обозначим его через  $T$  и преобразуем с учетом (4.2) к виду

$$T = \frac{B_3 + (Y_1/Y_2) B_4}{B_2 + (Y_1/Y_2) B_2} =$$

$$\begin{aligned} & \frac{\eta_n^1(x_1)}{z_n^1(x_1)} \left[ \frac{\eta_n^3(x_3)}{z_n^3(x_3)} - \frac{z_n^3(x_2) \eta_n^1(x_3)}{z_1^1(x_2) z_1^1(x_3)} \right] + \\ & + \frac{Y_1}{Y_2} \left[ \frac{\eta_n^1(x_3) \eta_n^3(x_2)}{z_n^1(x_3) z_n^1(x_2)} - \frac{\eta_n^1(x_2) \eta_n^3(x_3)}{z_n^1(x_2) z_n^1(x_3)} \right] \\ = & \frac{\eta_n^1(x_1)}{z_n^1(x_1)} \left[ \frac{z_n^3(x_2)}{z_n^1(x_2)} - \frac{z_n^3(x_3)}{z_n^1(x_3)} \right] + \frac{Y_1}{Y_2} \left[ \frac{\eta_n^1(x_2) z_n^3(x_3)}{z_n^1(x_2) z_n^1(x_3)} - \frac{\eta_n^3(x_2)}{z_n^1(x_2)} \right]. \end{aligned} \quad (4.8)$$

Рассмотрим отношение  $\eta_n^1(x_1)/z_n^1(x_1)$ , которое обозначим  $C_n^1(x_1)$ . Для него, используя рекуррентные соотношения (4.4), (4.6), можно записать

$$\begin{aligned} C_n^1(x_1) &= \eta_n^1(x_1)/z_n^1(x_1) = -n/x_1 + z_{n-1}^1(x_1) \times \\ & \times [(2n-1) z_{n-1}^1(x_1)/x_1 - z_{n-2}^1(x_1)]^{-1} = -n/x_1 [n/x_1 - C_{n-1}^1(x_1)]^{-1}. \end{aligned} \quad (4.9)$$

Аналогичные рекуррентные соотношения, очевидно, справедливы и для функции  $C_n^2(x_2)$  и  $C_n^3(x_3)$ . Осталось исследовать отношения вида  $\eta_n^3(y)/z_n^1(y)$  и  $z_n^3(y)/z_n^1(y)$ . Прежде чем получить рекуррентные взаимосвязи, рассмотрим функции  $\eta_n^3(y)$  и  $z_n^3(y)$ . Из уравнений (4.5) при использовании определения сферических функций Бесселя 2-го рода следует

$$\begin{aligned} \eta_n^3(y) &= [z_n^1(y) + i\kappa_n^1(y)](-n/y) + [z_{n-1}^1(y) + i\kappa_{n-1}^1(y)] = \\ &= \eta_n^1(y) + i[-n\kappa_n^1(y)/y + \kappa_{n-1}^1(y)]. \end{aligned} \quad (4.10)$$

На основании этого

$$\frac{\eta_n^3(y)}{z_n^1(y)} = C_n(y) + i \left[ -\frac{n}{y} \frac{\kappa_n^1(y)}{z_n^1(y)} + \frac{\kappa_{n-1}^1(y)}{z_n^1(y)} \right]. \quad (4.11)$$

Введем еще одну функцию  $D_n(y) = \kappa_n^1(y)/z_n^1(y)$ . С учетом тех же начальных рекурсий после некоторых преобразований получаем

$$\begin{aligned} D_n(y) &= \{[(2n-1)/y]D_{n-1}(y) - D_{n-2}(y)[C_{n-1}(y) + \\ &+ (n-1)/y]\}/[n/y - C_{n-1}(y)]. \end{aligned} \quad (4.12)$$

Итак, для отношения  $\eta_n^3(y)/z_n^1(y)$  получаем следующее уравнение:

$$\eta_n^3(y)/z_n^1(y) = C_n(y) + i\{-nD_n(y)/y + D_{n-1}(y)[C_n(y) + n/y]\}. \quad (4.13)$$

Подобным образом получается выражение и для последнего отношения, причем оно имеет еще более простой вид

$$z_n^3(y)/z_n^1(y) = 1 + iD_n(y). \quad (4.14)$$

Переход к рекуррентным формулам для отношений функций позволяет не только уменьшить количество необходимых оценок почти вдвое, но и упростить начальный вид рекурсий. Так, оказывается, что

$$\begin{aligned} C_0(y) &= D_0(y) = \operatorname{ctg}(y), \\ D_1(y) &= (\cos y/y + \sin y)/(\sin y/y - \cos y). \end{aligned} \quad (4.15)$$

Не менее важно, что предлагаемые рекурсии отношений функций Рикатти—Бесселя устраняют многоуровневые осцилляции указанных функций с ростом  $y$  и ликвидируют трудноустраняемые сбои, возникающие за счет ограниченности разрядной сетки ЭВМ.

Таким образом, последовательность формул (4.7)—(4.15) определяет легко реализуемый на ЭВМ алгоритм расчета величины  $a_n$ .

Коэффициент  $b_n$  оценивается по тем же рекуррентным формулам с необходимой перестановкой членов в итоговом выражении.

Если требуется рассчитать лишь факторы рассеяния и ослабления  $K_s$  и  $K_t$ , они могут быть получены непосредственно с использованием формул (1.22), (1.23). Для контроля предложенного вычислительного алгоритма, реализованного в виде программ для ЭВМ БЭСМ-6 и М-4030, был выполнен ряд сравнительных расчетов.

В табл. 4.3 приведены значения коэффициентов поглощения для одной двухслойной частицы при двух значениях радиуса ядра и набора длин волн. Для сравнения приведены подобные величины, полученные Фэнном для двухслойных сфер, состоящих из угля (ядро) и воды.

Таблица 4.3

Оценки  $K_c(\lambda)$  для двухслойных частиц, рассчитанные и полученные в работе [27]

$\lambda$ мкм	$a=0,171$ мкм, $b=6,265$ мкм		$a=0,215$ мкм, $c=6,265$ мкм	
	расчет	данные [27]	расчет	данные [27]
1,35	0,00521	0,0051	0,00618	0,0062
1,5	0,04280	0,0443	0,04388	0,0440
3,0	1,11853	1,1185	1,18537	1,1846
4,5	0,50032	0,5004	0,50059	0,5005
5,5	0,37172	0,3716	0,37193	0,3719
6,0	1,13145	1,1311	1,13152	1,1311

Расчеты матрицы рассеяния для систем полидисперсных концентрических сфер в литературе отсутствуют, исключая работу [20], поэтому для контроля алгоритма мы провели сравнения с подобными оценками для однородных сфер, задав коэффициенты преломления ядра и оболочки двухслойных частиц очень близкими по величине.

В табл. 4.4 приведены значения индикатрисы рассеяния, рассчитанные Дейрменджаном и по нашей программе для  $\lambda=0,441$  мкм. Спектр частиц в том и другом случае описывается обобщенным гамма-распределением (2.1) с параметрами  $a=4,0 \cdot 10^5$ ;  $\alpha=2,0$ ,  $\gamma=1,0$ ;  $b=20,0$ , что соответствует модели дымки Н, рекомендуемой Дейрменджаном для высотного аэрозоля.

Результаты контрольных расчетов, показанные в табл. 4.3 и 4.4, полностью подтвердили правильность работы предложенного алгоритма расчета радиационных характеристик атмосферного аэрозоля сложного состава. Уже первые предварительные расчеты показали необходимость учета даже малых поглощающих ядер аэрозольных частиц. Особенно чувствительными к неоднородному строению рассеивающих частиц оказываются такие важные оптические параметры, как коэффициенты обратного рассеяния и ве-

Расчетные оценки функции рассеяния  $(P_1 + P_2)/4\pi$  для однородных ( $m = 1,28 - 1,37i$ ) и двухслойных ( $m_1 = 1,28 - 1,37i$ ,  $m_2 = 1,20 - 1,30i$ ) частиц

$\theta^\circ$	Частица		$\theta^\circ$	Частица	
	однородная	двухслойная		о днородная	двухслойная
0	3,144	3,2062	60	0,0892	0,0861
5	2,950	2,9894	70	0,0654	0,0625
10	2,396	2,4445	80	0,0524	0,0498
15	1,7614	1,7960	100	0,0403	0,0382
20	1,2045	1,2263	120	0,0355	0,0344
30	0,5236	0,5290	140	0,0336	0,0330
40	0,2466	0,2455	160	0,0333	0,0329
50	0,1372	0,1342	180	0,0340	0,0335

роятность выживания кванта. Существенно изменяются поляризационные характеристики рассеянного излучения.

В качестве одного из практических приложений разработанной методики были проведены комплексные теоретико-экспериментальные исследования ядер конденсации на оптические свойства жидкокапельного аэрозоля «туманных дымок» [15].

Оценки ниже приводятся для длины волны  $\lambda = 0,6943$  мкм. Комплексный показатель преломления ядра  $m_{\text{я}} = 1,51 - i10^{-2}$ , т. е. среднеэффективный для сухого остатка. Показатель преломления оболочки частицы  $m_0 = 1,408 - i10^{-8}$ , что соответствует 50 %-ому раствору серной кислоты (см. п. 2.3). Среднеэффективный показатель преломления частиц при расчетах для однородной модели принимался из пропорций радиуса, поверхности или объема компоненты:

$$m_{\text{эф}} = \frac{m_{\text{я}} + m_0(\epsilon^i - 1)}{\epsilon^i}, \quad (4.16)$$

где  $i$  равно соответственно 1, 2 или 3,  $\epsilon = r_{\text{внеш}}/r_{\text{внут}}$ .

Результаты расчетов объемных коэффициентов взаимодействия и лидарного отношения для различных значений  $\epsilon$  и различных способов оценки  $m_{\text{эф}}$  в однородных сферах представлены в табл. 4.5 и 4.6. Из результатов, приведенных в этих таблицах, следует вывод о том, что для оценки основных энергетических характеристик  $\beta_t$  и  $\beta_s$  можно уверенно пользоваться моделью однородных частиц, предполагая равномерной перемешанность химических соединений, т. е. расчеты проводить по теории Ми с эффективным показателем преломления, вычисленным в соответствии с объемным содержанием компонент. Различие значений  $\beta_t$  и  $\beta_s$  между однородной и неоднородной моделями составляет 1—2 %. Иначе обстоит дело

Таблица 4.5

Влияние неоднородной структуры частиц на их радиационные свойства  
 ( $\lambda=0,6943$  мкм,  $h=5$  км,  $m_N=1,51-i0,01$ ,  $m_s=1,408-10^{-8}i$ )

$\varepsilon$	$\beta_f \cdot 10^{-3}$ км $^{-1}$	$\beta_s \cdot 10^{-3}$ км $^{-1}$	$\beta_{\pi} \cdot 10^{-4}$ км $^{-1}$	$g_{\pi} \cdot 10^{-2}$ ср $^{-1}$	$\rho$ (90°)
1,03	2,74	2,46	16,71	5,39	0,390
1,1	2,65	2,40	14,07	4,64	0,400
1,25	2,54	2,37	15,25	5,10	0,403
1,5	2,52	2,42	19,09	6,20	0,379
1,75	2,52	2,45	16,04	5,19	0,391
2,0	2,52	2,47	13,35	4,23	0,414
4,0	2,49	2,48	7,67	2,45	0,400

Таблица 4.6

Модель среднеэффективного показателя преломления (4.16) для тех же условий

$i$	$\varepsilon$	$\beta_f \cdot 10^{-3}$ км $^{-1}$	$\beta_s \cdot 10^{-3}$ км $^{-1}$	$\beta_{\pi} \cdot 10^{-4}$ км $^{-1}$	$g_{\pi} \cdot 10^{-2}$ ср $^{-1}$	$\rho$ (90°)
3	1,03	2,74	2,47	17,10	5,50	0,394
	1,1	2,65	2,43	14,81	4,83	0,403
	1,25	2,56	2,41	11,61	3,83	0,409
	1,5	2,57	2,42	9,39	3,08	0,406
	1,75	2,50	2,43	8,73	2,90	0,405
	2,0	2,48	2,44	8,01	2,60	0,404
2	1,03	2,76	2,47	17,50	5,61	0,392
	1,1	2,70	2,45	15,87	5,15	0,399
	1,25	2,61	2,42	13,28	4,36	0,407
	1,5	2,54	2,41	10,88	3,59	0,408
	1,75	2,51	2,41	9,70	3,19	0,407
	2,0	2,50	2,42	9,02	2,95	0,406
1	1,03	2,78	2,48	17,89	5,72	0,390
	1,1	2,74	2,47	17,02	5,48	0,394
	1,25	2,68	2,44	15,50	5,04	0,401
	1,5	2,62	2,42	13,63	4,47	0,407
	1,75	2,58	2,41	12,36	4,07	0,408
	2,0	2,56	2,41	11,51	3,79	0,409

с локационными характеристиками аэрозоля. Так, уже при значении  $n=1,5$  модельные оценки величин  $g(\pi)$  и  $\beta_\pi$  для однородных сфер отклоняются от абсолютных значений более чем на 50 %.

На рис. 4.13 а представлена индикатриса рассеяния  $g(\theta)$  для частиц двухслойной структуры для той же микрофизической модели  $f(r_i)$ . Расчеты выполнены для  $\epsilon=1,1, 2$  и 4. Аналогичные результаты для частиц однородной структуры с эффективным показателем преломления представлены на рис. 4.13 б. Сопоставление результатов показывает, что в случае преимущественного содержания химической компоненты характер локационного рассеяния

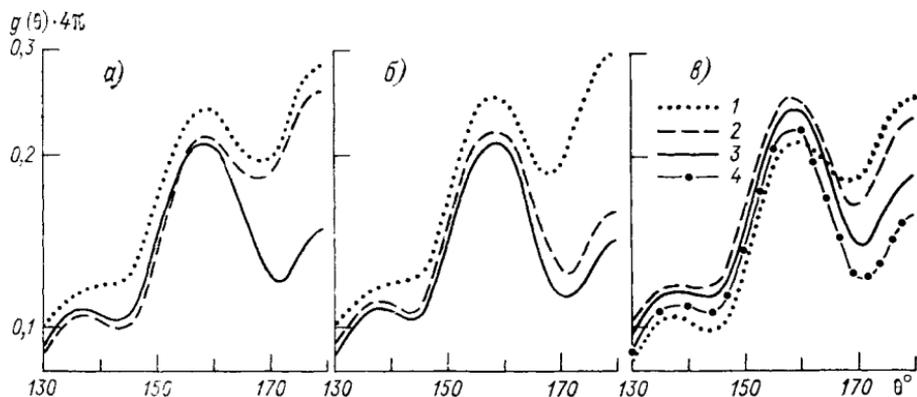


Рис. 4.13. Расчетные оценки  $g(\theta)$ , выполненные для полидисперсных сфер однородной и concentрически неоднородной структуры.

а — двухслойные частицы ( $m_N=1,51 - 0,01i$ ,  $m_s=1,408 - 2 \cdot 10^{-3}i$ ) с различным отношением радиусов  $\epsilon=1,1, 2, 4$  (кривые соответственно 1, 2, 3); б — однородные частицы (с  $m=1,4846 - 7,5 \cdot 10^{-3}i$  (1),  $m=1,421 - 1,25 \cdot 10^{-3}i$  (2),  $m=1,4096$  (3)); в — двухслойные частицы с  $m_N=1,51 - 0,01i$  и  $m_s=1,408 - 2 \cdot 10^{-3}i$  (1) и частицы однородного состава с  $m_{эф}$ , осредненным по радиусу (2), поверхности (3) и объему (4).

для однородной и неоднородной структуры различаются незначительно. Иная ситуация, когда размер ядра составляет примерно половину внешнего размера частицы (кривые 1) особенно это ярко проявляется для углов  $\theta > 165^\circ$ . В этом случае не удается подобрать эффективный показатель преломления. На рис. 4.13 в показаны расчеты индикатрисы при значении  $\epsilon=2$  для модели неоднородных частиц (кривая 1) однородных (кривые 2, 3, 4) с эффективным показателем преломления вычисленным по формуле (4.16). Значения  $g(\theta)$  для случая  $\epsilon=2$  наиболее близки к значениям индикатрисы рассеяния для неоднородных частиц в области углов  $\theta > 170^\circ$ , однако в этом случае  $g(\theta)$  имеет наибольшие различия для углов  $\theta < 165^\circ$ . Наоборот, кривая 4 близка к модели двухслойной для углов  $\theta < 165^\circ$  и имеет максимальные различия для  $\theta > 165^\circ$ , подтверждая таким образом заключение о качественных особенностях локационного рассеяния частиц двухслойной структуры.

### 4.3. Трансформация оптических свойств аэрозоля в поле переменной влажности воздуха

Полное описание закономерностей рассеяния и поглощения света аэрозольными частицами подразумевает, как мы установили, предварительное изучение и определение следующих микрофизических характеристик: счетной концентрации, спектра размеров, химического и физического строения (которые определяют эффективный показатель преломления), формы и внутренней структуры частиц. При этом все микрофизические характеристики зависят от состояния увлажнения атмосферы. Это обстоятельство обуславливает то внимание, которое уделяется специалистами вопросам взаимосвязи оптических свойств атмосферы с влажностью воздуха как первичным метеорологическим фактором [1, 5, 18, 22, 24].

Исследования влияния влажности атмосферы на различные оптические характеристики аэрозолей и прежде всего на объемный коэффициент ослабления (рассеяния), выполненные многими авторами, однозначно показывают, что указанное влияние начинает проявляться уже при небольших значениях относительной влажности (20—30 %). Эффективность этого влияния неоднозначна и по разному проявляется в зависимости от климатических условий и времени года. Кроме того, она существенно зависит от физико-химической природы первичного аэрозоля и его источников.

Результаты соответствующих наиболее статистически обеспеченных измерений [5, 22] приводят к заключению, что в широком интервале значений относительной влажности воздуха  $q = 20 \div \div 100\%$  для  $\beta_t(q)$  в среднем характерно монотонное возрастание. Однако в ряде случаев наблюдались экстремальные зависимости  $\beta_t(q)$ , в основном обусловленные соответствующим изменением метеорологических условий в процессе измерений. На необходимость тщательного контроля метеорологических условий измерений указывается в работе [5], где выполнена классификация массива измеренных характеристик по критерию стабильности атмосферы.

На рис. 4.14 результаты измерений [5], проведенных в условиях устойчивой воздушной массы, сопоставлены с результатами наших модельных расчетов, выполненных с учетом динамической перестройки спектра частиц  $f(r, q)$  и изменения комплексного показателя преломления  $m(q)$ . Здесь же показаны результаты других экспериментальных исследований  $\beta_t(q)$  в свободной атмосфере, включая данные [1], которые выпадают из приведенного ансамбля данных.

Рассмотрим результаты численного моделирования тех возможных механизмов трансформации ансамбля аэрозольных частиц во влажной атмосфере, которые выдвинуты в работе [1] в качестве физических гипотез. Самый естественный механизм, по мнению авторов [1], может состоять в том, что при определенном значении влажности ( $q \approx 65\%$ ) оптический эффект укрупнения частиц подавляется уменьшением показателя преломления  $m(q)$ .

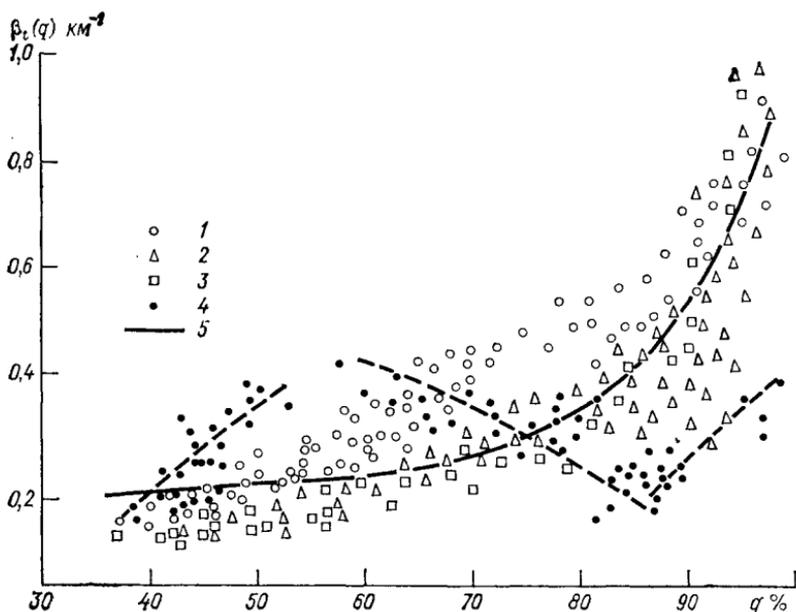


Рис. 4.14. Влияние влажности на величину объемного коэффициента ослабления  $\beta_v(q)$  в видимом диапазоне волн.

1 и 2 — данные измерений [36], выполненные соответственно в летних и осенних условиях стабильной атмосферы ( $\lambda=0,59$  мкм); 3 — измерения Г. В. Розенберга и др. [7] (апрель 1969 г.) на длине волны  $\lambda=0,5$  мкм; 4 — измерения в Томске [1] в 1972 г. ( $\lambda=0,59$  мкм); 5 — настоящие расчеты ( $\lambda=0,53$  мкм).

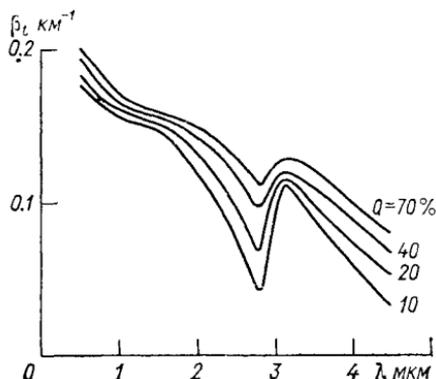


Рис. 4.15. Зависимость спектрального поведения коэффициента ослабления  $\beta_\lambda(\lambda)$  от эффективного значения коэффициента преломления  $m(\lambda, q)$ .

На рис. 4.15 показаны результаты расчетов спектрального поведения  $\beta_\lambda(\lambda, q)$  полидисперсного ансамбля частиц (значения гистограммы распределения частиц по размерам  $f(r)$  взяты из работы [1], где обсуждаются данные того же комплексного эксперимента) при условии изменения только показателя преломления  $m(\lambda, q)$ . Соответствующие значения  $m(\lambda, q)$  приведены в табл. 3.10. Нетрудно заметить, что вариации  $\beta_\lambda(q)$  для  $\lambda=0,59$  (соответствующим

щие данным [1]) весьма незначительны; они будут компенсированы увеличением размеров частиц даже в небольших пределах. Кроме того, эти вариации были бы более заметны при длинах волн  $2,0 \div 2,5$  мкм. Следовательно, изменения  $m$  не могут служить причиной обнаруженных инверсий.

В этой связи интересно проследить специфичность влияния растворимых и нерастворимых ядер конденсации аэрозоля. Такие расчеты проводились в работах [3, 4]; при этом рассмотрены три возможных механизма взаимодействия: 1) равномерное набухание всего объема частицы с уменьшением  $m(q)$ ; 2) укрупнение частиц с частичным растворением первоначально сухого ядра ( $m=1,54-i0,005$ ); 3) обводнение частицы с нерастворимым ядром. Оказалось, что ни один из этих механизмов не оказывает заметного влияния на кривые монотонного роста  $\beta_i(q)$ . Эти выводы хорошо согласуются с расчетами [20], где также показано, что внутренняя структура частиц и ее преобразования не оказывают заметного влияния на энергетические характеристики излучения.

Были продемонстрированы и другие условия, при которых могло наступить просветление аэрозольной толщи. Однако ни одно из этих условий не нарушило монотонной зависимости  $\beta_i(q)$ . Интересно рассмотреть также, как проявляют себя отмеченные тенденции влияния влажности на параметры энергетического ослабления радиации в более широких спектральных интервалах, а также установить особенности трансформации других оптических характеристик. Экспериментальные исследования на этот счет недостаточны. Спектральные характеристики аэрозольного ослабления изучались в работах [2, 5, 18, 24], но в ограниченных масштабах изменения влажности.

Результаты численного исследования влияния влажности на спектральное поведение коэффициентов оптического взаимодействия приведены на рис. 4.16. Расчеты выполнены для современной модели пограничного слоя атмосферы (см. табл. 2.10 и 3.10). Тенденция возрастания коэффициентов ослабления (рис. 4.16 а) и рассеяния (рис. 4.16 б) сохраняется практически во всем рассмотренном спектральном интервале  $\lambda=0,3 \div 15,0$  мкм, хотя процесс укрупнения частиц слабее проявляется в ИК-диапазоне. Характеристики поглощения и локационного рассеяния (рис. 4.15 в, г) в большей степени определяются особенностями спектрального изменения оптических постоянных  $n(\lambda)$  и  $k(\lambda)$ , влияние которых в большинстве случаев противоположно эффектам структурной перестройки дисперсной смеси.

Достаточно высокое спектральное разрешение ( $\Delta\lambda=0,05$  мкм) представленных расчетных оценок позволило получить картину динамических изменений поглощающих и рассеивающих свойств аэрозоля для известных полос поглощения различных минеральных образований. На рис. 4.16 а, б отчетливо идентифицируются инверсии спектрального поведения  $\beta_i(\lambda)$ , обязанные влиянию силикатов и кальцитов в области длин волн  $9,0-11,0$  мкм. Подобные экстремумы характерны для аэрозолей континента. В области

длин волн, равных 2,7—3,1 и 6,0 мкм сказываются в основном эффекты увеличения количества свободной воды в частицах.

Расчеты, выполненные для микрофизических данных, близких к реально регистрируемым, например, в комплексном эксперименте

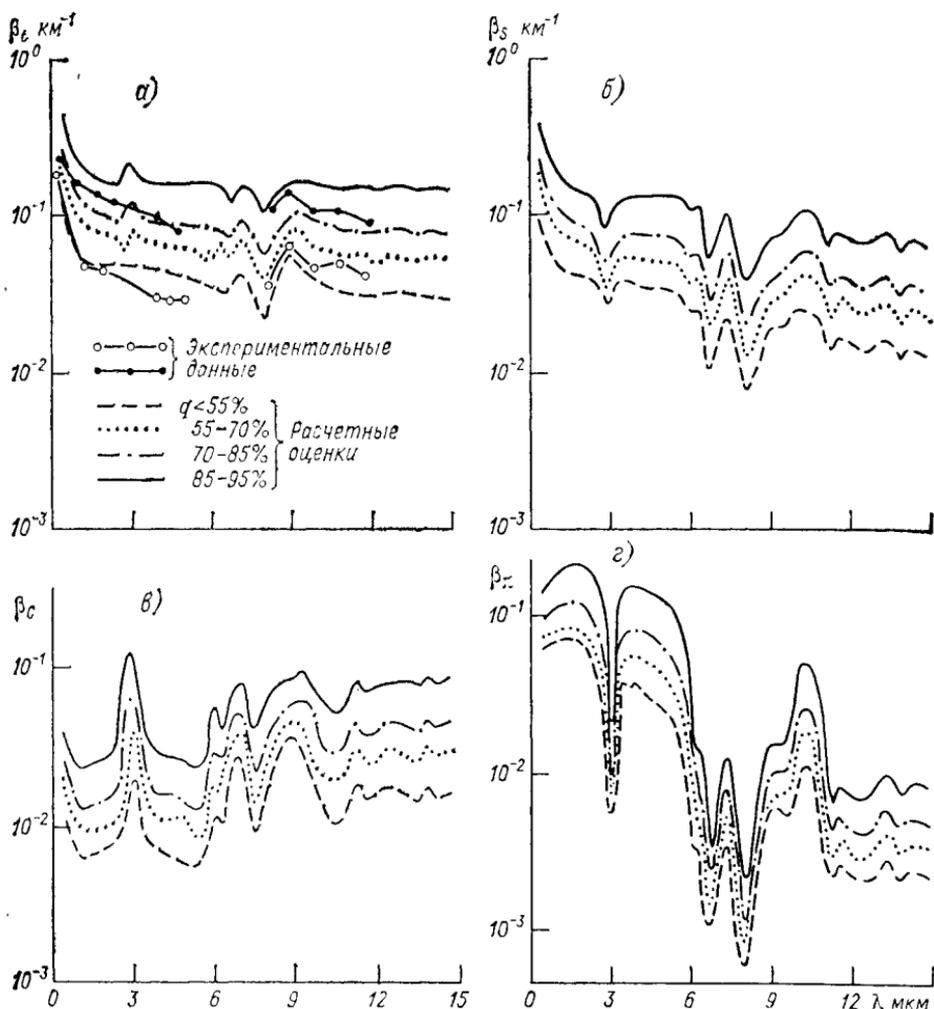


Рис. 4.16. Зависимость спектрального поведения аэрозольных коэффициентов ослабления (а), рассеяния (б), поглощения (в) и обратного рассеяния (г) приземного слоя атмосферы от  $q$  и  $\lambda$ .

[2], оказываются в хорошем не только качественном, но и количественном соответствии (рис. 4.16 а).

Спектральные зависимости  $\beta_s(\lambda)$ , как и  $\beta_e(\lambda)$ , отличаются сложным поведением, коррелирующим с положением основных полос поглощения воды, солей и минералов, входящих в состав частиц. В окне прозрачности 8—12 мкм доля рассеяния может

достигать 50 % общего ослабления, в видимой части спектра — 95 %; вблизи полос поглощения определяющую роль начинает играть истинное поглощение.

Для прогноза спектрального поведения коэффициента обратного рассеяния важное значение приобретает выбор корректной модели комплексного показателя преломления и его изменения во влажной атмосфере.

Полученные модельные оценки  $\beta_{\pi}(\lambda)$  (рис. 4.16) указывают, что в ряде спектральных интервалов, где изменение влажности наиболее существенно проявляется в постоянных  $m(\lambda, q)$ , поведение  $\beta_{\pi}(\lambda, q)$  трудно поддается априорному прогнозу, т. е. в среднем увеличение влажности приводит к уменьшению обратного рассеяния; однако для некоторых форм химического состава аэрозоля и различных спектральных интервалов оптического зондирования будет наблюдаться противоположная картина. Не исключена возможность экстремального поведения  $\beta_{\pi}(\lambda)$ .

Важную оптическую характеристику, определяющую угловое распределение радиации в элементарном акте рассеяния, представляет значение индикатрисы рассеяния  $g(\theta)$ . В среде без поглощения  $g(\theta)$  ( $\theta$  — угол рассеяния) характеризует количественное соотношение излучения, рассеянного в заданном направлении к полному интегральному рассеянию. Рассмотрим некоторые общезначимые моменты трансформации индикатрисы рассеяния  $g(\theta)$  и степени поляризации  $p(\theta)$  в условиях переменной влажности воздуха.

Для того чтобы показать значение различных микрофизических характеристик в трансформации формы индикатрисы рассеяния с относительной влажностью, были проведены соответствующие расчеты при изменении только оптических постоянных (рис. 4.17 а), а затем дополнительно в схеме расчетов была учтена эволюция дисперсного состава. Результаты второй серии расчетов показаны на рис. 4.17 б. Длина волн излучения  $\lambda = 0,6943$  мкм, гистограмма  $f(r)$  средняя для приземного слоя (см. рис. 2.16 (кривая 1)) с повышенным содержанием пылевых частиц.

Анализ результатов показывает, что деформация индикатрисы в основном определяется изменением средних оптических постоянных. Так, с ростом относительной влажности увеличивается асимметрия индикатрисы рассеяния за счет уменьшения доли рассеянной радиации в заднюю полусферу. Трансформация спектра размеров аэрозольных частиц с увеличением влажности усиливает этот процесс. Поведение индикатрисы рассеяния для углов, близких к  $150^\circ$ , подвержено наименьшим колебаниям при изменении влажности.

Любопытно также сравнить рассматриваемую модель синтетических набухающих частиц с моделью двуслойных частиц, образующихся в предположении конденсации влаги на нерастворимом ядре при тех же масштабах укрупнения (рис. 4.17 в). При таком механизме взаимодействия аэрозольных частиц с влагой индикатриса рассеяния деформируется с изменением влажности

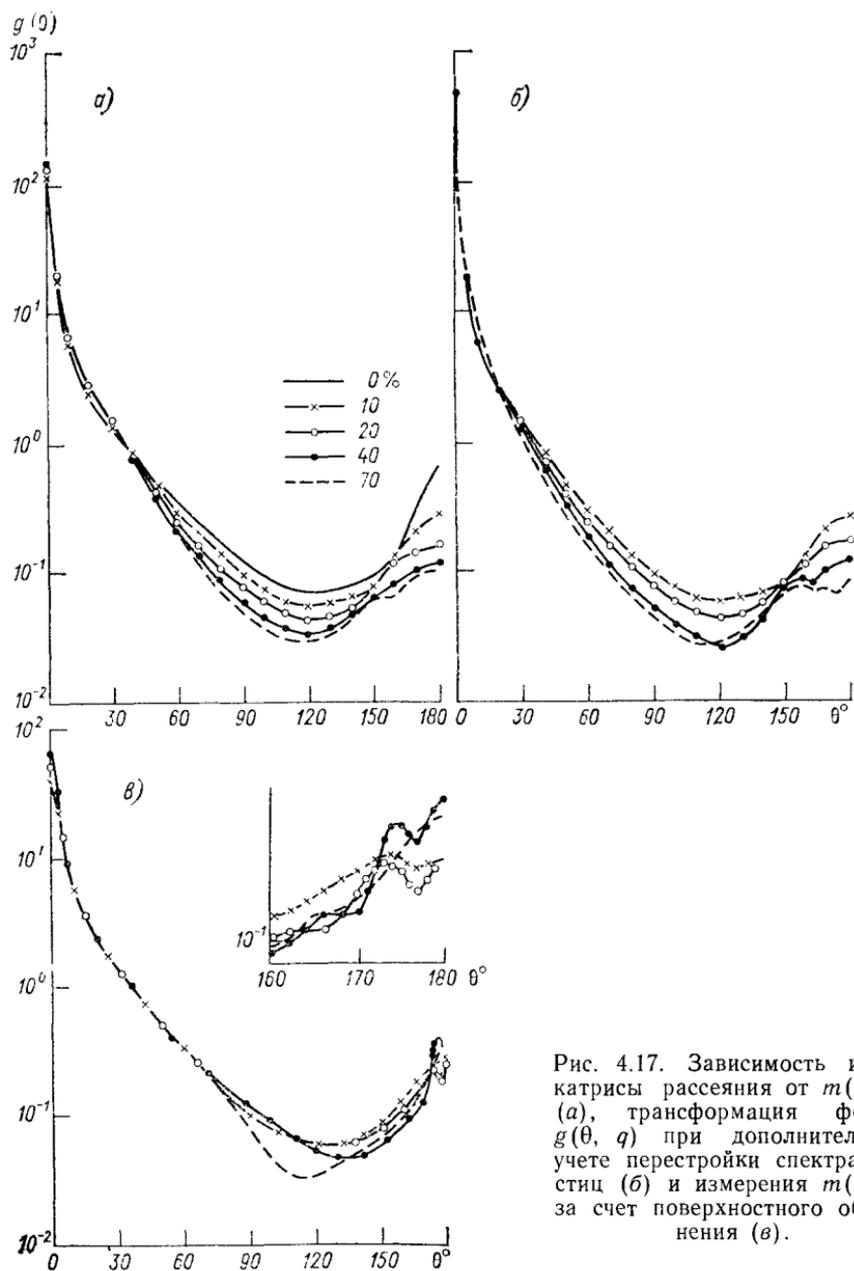


Рис. 4.17. Зависимость индикатрисы рассеяния от  $m(\lambda, q)$  (а), трансформация формы  $g(\theta, q)$  при дополнительном учете перестройки спектра частиц (б) и измерения  $m(\lambda, q)$  за счет поверхностного обводнения (в).

качественно иначе, чем в первом случае. Во-первых, значения  $g(\theta)$  для углов  $2^\circ < \theta < 90^\circ$  остаются практически неизменными; во-вторых, поведение индикатрисы рассеяния в локационных углах существенно расходится с данными экспериментальных измерений. К этому можно добавить, что единая тенденция изменения  $g(\theta)$  по мере укрупнения частицы за счет водной оболочки отсутствует.

Экспериментальный материал, касающийся подобных исследований, пока весьма ограничен. Для качественного сопоставления можно указать результаты работы авторов [30], выполнивших лабораторные измерения угловых характеристик аэрозольного рассеяния с абсолютным контролем влажности. Качественное поведение индикатрисы рассеяния для  $\lambda = 0,6328$  мкм, показанное в работе [30] для диапазона  $q = 77 \div 99$  %, вполне согласуется с нашими расчетами для синтетической модели набухания (см. рис. 4.17 б).

В целом изменение формы индикатрисы рассеяния для излучения в диапазоне  $0,3 \text{ мкм} \leq \lambda \leq 1,5 \text{ мкм}$  с увеличением влажности не имеет заметных качественных особенностей. Исключение составляет интервал углов  $\theta = 150 \div 180^\circ$ , где наблюдается определенная нерегулярность. Отдельные моменты, касающиеся высотного поведения индикатрисы рассеяния, будут рассмотрены далее. Нормированная индикатриса характеризует скалярные свойства рассеянного электромагнитного излучения.

Простейшей характеристикой, на основании которой можно оценить распределение рассеянного излучения по векторам компонент поляризации, может служить величина степени поляризации, определяемая как отношение  $[P_1(\theta) - P_2(\theta)] / [P_1(\theta) + P_2(\theta)]$ . Зависимость этой величины от направления рассеяния поддается оценкам в экспериментальных измерениях.

Как показывают результаты экспериментальных исследований [30], степень поляризации служит наиболее чувствительной характеристикой, отражающей все микрофизические изменения в аэрозольной среде, в том числе и в условиях роста относительной влажности воздушной среды.

Как и в случае с нормированной индикатрисой рассеяния, расчеты степени поляризации были выполнены для длины волны  $\lambda = 0,6943$  мкм (рис. 4.18). Анализ результатов показал, что для формы поляризационной зависимости важное значение имеет комплексный показатель преломления, являющийся в данном случае функцией относительной влажности  $q$ . Для частиц двуслойной структуры характерны кривые поляризации с более осциллирующим характером поведения, особенно для локационных углов  $\theta > 170^\circ$ .

В заключение подчеркнем, что, кроме рассмотренных структурных особенностей частиц, для поляризации важное значение имеет их форма. Предварительные оценки компонент поляризации рассеянного поля на системе несферических частиц, сделанные авторами [6], а также результаты многих других исследований свиде-

тельствуют о большой значимости фактора несферичности, ориентации и, как результат, функции распределения частиц по направлениям оси симметрии для прогноза средних угловых зависимостей

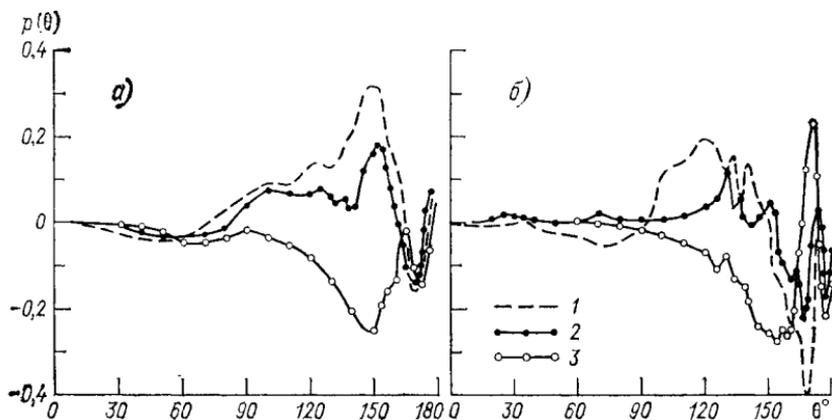


Рис. 4.18. Зависимость формы поляризационной индикатрисы рассеяния  $p(\theta)$  от  $m(\lambda, Q)$  (а) и трансформация формы  $p(\theta)$  за счет поверхностного обводнения частиц (б).

1, 2 и 3 — для  $Q$ , равных соответственно 70, 40 и 20 %.

степени поляризации. Например, общеизвестный факт деполяризации излучения при лазерной локации некоторых рассеивающих сред малой оптической плотности можно объяснить только отклонением аэрозольных частиц от сферической симметрии.

#### 4.4. Влияние влажности на характеристики локационного рассеяния атмосферного аэрозоля

Отсутствие достоверной количественной информации о характеристиках локационного рассеяния аэрозоля (под последним подразумевается коэффициент обратного рассеяния  $\beta_{\pi}$  и значение нормированной индикатрисы в направлении угла рассеяния  $180^\circ$   $g(\pi)$ ) является одним из основных источников неопределенности при интерпретации данных оптического зондирования.

Не вдаваясь более в детали возможных механизмов взаимодействия мелких частиц с водяным паром, отметим, что установленным фактом являются два процесса: 1) укрупнение частиц с ростом относительной влажности  $q$  и 2) регулярное изменение результирующего показателя преломления:  $m(\lambda) \rightarrow m_{H_2O}(\lambda)$  при  $q \rightarrow 100\%$ .

Указанные процессы приводят к взаимно противоположным изменениям радиационных характеристик аэрозоля и в первую очередь локационного рассеяния [3, 11]. В зависимости от того, какой из процессов будет превалировать при изменении влажности,

можно ожидать как уменьшения, так и увеличения значений коэффициентов обратного рассеяния. Это, по-видимому,— одна из главных причин существенных количественных расхождений в данных экспериментах, выполненных в различных географических районах на аэрозолях разной химической природы, включая искусственные [1, 4, 17, 32].

Таким образом, в вопросе о влиянии влажности на характеристики рассеяния можно говорить лишь об установлении некоторых общих тенденций; осредненные количественные критерии могут быть определены лишь для частных геофизических ситуаций на основе конкретного экспериментального материала.

Проведенная нами серия численных экспериментов на ЭВМ была направлена на поиск наиболее адекватной оценочной модели атмосферного аэрозоля в переменном поле влажности. Вариация спектра  $f(r)$  осуществлялась на основе экспериментальных данных, приведенных в работе [29] для весенне-летнего периода. Выбор этой модели обусловлен тем, что указанные данные неплохо согласуются с существующими представлениями о том, что именно мелкодисперсная фракция аэрозоля в большей мере ответственна за помутнение атмосферы с ростом относительной влажности.

В качестве исходного распределения частиц по размерам также использовалась осредненная экспериментальная гистограмма сухой фракции аэрозольных частиц, полученная в результате забора проб в приземном слое атмосферы [3]. Расчеты производились для различных возможных механизмов изменения оптических констант аэрозольной субстанции.

На рис. 4.19 результаты расчетов функций  $\beta_t(q)$  и  $g_\pi(q)$  для длины волны излучения  $\lambda=0,69$  мкм показаны соответственно кривыми 4 и 3. При расчете зависимостей, показанных кривыми 3а и 4а, коэффициент преломления аэрозольных частиц  $m=1,54-0,005i$  изменялся непрерывно от исходного значения до  $1,33-10^{-4}i$  с увеличением влажности  $q$  от 30 до 95 %. При этом, как и ранее, допускался механизм равномерного распределения жидкой воды в пределах частицы за счет микрокапиллярного проникновения, растворения солей и других возможных явлений. Зависимости 3б и 4б получены для подобной по спектру системы частиц, но с частично растворимым ядром. Имелось в виду, что укрупнение частиц происходит за счет появления оболочки с переменным по мере роста относительной влажности показателем преломления. Показатель преломления ядра полагался фиксированным  $m_\pi=1,54-0,005i$ . Кривые 3в и 4в моделируют поведение аэрозольных коэффициентов обратного и полного рассеяния для той же системы концентрических структур, но состоящих из нерастворимого ядра, покрытого чисто водной оболочкой ( $m=1,38-10^{-6}i$ ), возрастающей по мере увеличения влажности.

Нетрудно заметить, что наилучшее качественное совпадение функций  $\beta_t(q)$  и  $g_\pi(q)$ , полученных расчетным и экспериментальным путем, наблюдается в первом варианте. На наш взгляд, этот факт может служить еще одним косвенным подтверждением по-

ложений работ [2, 12], основанных на представлениях о том, что рыхлые конгломераты аэрозольных частиц взаимодействуют с водяным паром в целом, процессы концентрического обводнения становятся определяющими, возможно, лишь при очень высоких значениях влажности воздуха.

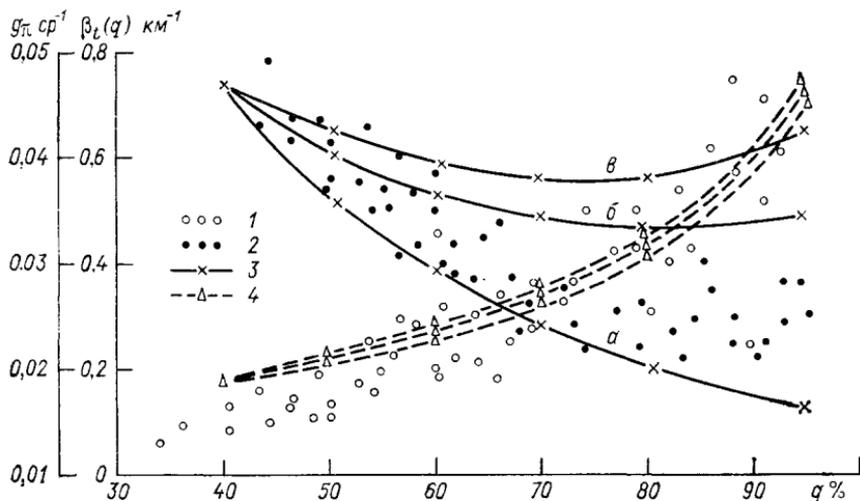


Рис. 4.19. Зависимость коэффициента аэрозольного ослабления и индикатрисы рассеяния от относительной влажности воздуха.

1 и 4 — экспериментальная и расчетная зависимости  $\beta_l(q)$ . 2 и 3 — экспериментальная и расчетная зависимости  $g_\pi(q)$ :

*а, б, в* — типы расчетной модели.

Другой достаточно очевидный вывод, уже отмечавшийся в п. 4.3, состоит в том, что характеристики локационного рассеяния более чувствительны к вариациям микрофизических характеристик, чем интегральные коэффициенты взаимодействия. Это в определенной степени осложняет задачу количественной интерпретации данных лазерного зондирования, но сохраняет перспективы более информативной постановки обратных задач аэрозольного рассеяния.

## ГЛАВА 5. ВЫСОТНАЯ ОПТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ АТМОСФЕРНОГО АЭРОЗОЛЯ

Адекватность математического моделирования процессов переноса электромагнитной радиации в планетных атмосферах основана на правильном численном прогнозировании актов элементарного взаимодействия радиации с рассматриваемой дисперсной

средой. Энергетическое ослабление видимого и инфракрасного излучения в земной атмосфере обусловлено поглощением атмосферными газами и парами воды, поглощением и рассеянием частицами твердой и жидкой фракции (аэрозолям) и рассеянием на мелкомасштабных и крупномасштабных флуктуациях плотности воздуха. Каждый из этих отдельных вопросов представляет собой фундаментальную проблему для изучения и имеет длительную предысторию как в экспериментальных, так и теоретических исследованиях. В задачах диффузного переноса излучения в атмосфере основную роль, как известно, играют частицы аэрозоля, моделированием оптических свойств которого мы и ограничим наше внимание в настоящей главе. Вопросы учета спектроскопических эффектов, необходимые в ряде ситуаций, будут рассмотрены в следующих главах.

### **5.1. Развитие методологии построения высотных оптических моделей атмосферного аэрозоля**

Многообразие форм атмосферного аэрозоля как в отношении химического состава, так и размеров отдельных составляющих фракций делает задачу численного прогноза оптических параметров достаточно сложной. В литературе [6, 9] сложилась определенная классификация возможных форм существования аэрозоля, основанная на характерных типах оптической погоды (наличие осадков, облаков, туманов или дымки). В рамках этих характерных типов обычно и ставится задача моделирования, хотя, очевидно, что каждый из них также отличается достаточным многообразием. Сам термин «аэрозоль» часто используется для идентификации состояния безоблачной атмосферы.

Построение корректной оптической модели аэрозоля, под которой мы будем понимать упорядоченный по высоте и спектру частот (длин волн) числовой массив объемных коэффициентов взаимодействия компонент матрицы рассеяния, невозможно осуществить без достоверной количественной информации о микрофизических свойствах ансамбля аэрозольных частиц, статистически обоснованного для заданной геофизической ситуации. Основу такой информации должны составлять экспериментальные измерения и полученные на их основе математические модели концентрации и функции распределения аэрозольных частиц по размерам, формы частиц и их химического состава.

Если в случае жидкокапельных облаков и туманов, находящихся в квазистационарном состоянии, вопрос о функциональном описании материала и спектра частиц по размерам не вызывает особых дискуссий в литературе [6], то проблема построения достоверных математических моделей для других форм атмосферного аэрозоля (в первую очередь дымок) является нетривиальной. Накопленный к настоящему времени экспериментальный материал, например [4, 47], свидетельствует о наличии в атмосфере устой-

чивых по высоте инверсий аэрозольной концентрации. В частности, не вызывает сомнений существование стабильного аэрозольного слоя на высотах 15—30 км, так называемого слоя Юнге, который, как выяснилось [48], обладает заметным сезонным и широтным ходом.

Нельзя упускать из виду, кроме того, что наиболее активные в оптическом отношении частицы аэрозоля с радиусом  $r > 0,2$  мкм представляют собой сложные химические конгломераты, объединяющие целый набор минералов, солей и кислот. Как отмечается в работе [16], 50—80 % твердой фракции аэрозольных частиц генерируется почвенным покровом земной поверхности. Наблюдаются значительные сезонные и синоптические вариации концентрации аэрозоля в аридных и субаридных зонах [25].

В последние десятилетия существенным стал процент аэрозоля антропогенного происхождения [1, 2]. Несомненно влияние обширной океанической поверхности [15, 16, 23, 31]. Таким образом, химический состав аэрозольных частиц отличается крайним разнообразием и, очевидно, невозможно предложить универсальную модель комплексного показателя преломления  $m(\lambda)$ . Построение же региональных и высотных моделей требует тщательной систематизации фактического материала.

С позиции прикладных проблем достаточную известность приобрела аэрозольная модель Макклатчи и др. [42], выполненная в комплексе с моделью нормальной молекулярной атмосферы для достаточно широкого набора лазерных длин волн: 0,3371, 0,6328, 0,86, 1,06, 1,536, 3,59 225, 10,591, 27,9 и 337 мкм. Модель молекулярного поглощения и рассеяния классифицируется в зависимости от географической широты и времени года: тропики (Т), лето средних (SM) и арктических (SA) широт, зима средних (WM) и арктических (WA) широт. Основные характеристики моделей определены на основе стандартной модели США 1962 г. [58] с шагом 1 км до высоты 25 км, далее с шагом 5 км до высоты 50 км.

Некоторые из указанных характеристик приведены в табл. 5.1, заимствованной из [5]. Предложенные в [42] две аэрозольные модели различаются состоянием метеорологической дальности видимости у поверхности земли ( $S_m = 5$  км и  $S_m = 23$  км). Поскольку функция распределения аэрозольных частиц по размерам предполагается одинаковой для указанных моделей и задана в виде

$$f(r) = \begin{cases} 0, & r < 0,02 \text{ мкм}, \quad r > 10 \text{ мкм}, \\ c_1 \cdot 10^4, & 0,02 \text{ мкм} \leq r \leq 0,1 \text{ мкм}, \\ c_1 \cdot r^{-4}, & 0,1 \text{ мкм} < r \leq 10 \text{ мкм}, \end{cases} \quad (5.1)$$

рекомендованном Дейрменджаном [3] для континентальной дымки, модели отличаются друг от друга лишь высотным профилем концентрации частиц  $N(h)$  в интервале высот  $h = 0 \div 4$  км. Соответствующие профили  $N(h)$  приведены в табл. 5.2. Функция распределения (5.1) нормирована на интервале  $\Delta r = 1$  мкм и  $c_1 =$

Коэффициенты молекулярного поглощения  $\beta_{SM}$  и рассеяния  $\beta_{SM}$  ( $\text{км}^{-1}$ ) основных моделей нормальной молекулярной атмосферы [42]

Модель	h км	$\lambda$ мкм				
		0,488	0,69		1,06	
		$\beta_{SM}$	$\beta_{SM}$	$\beta_{SM}$	$\beta_{SM}$	$\beta_{SM}$
T	0—1	1,74—02	6,04—03	4,10—03	7,64—04	5,178—01
	5—6	1,04—02	3,09—03	2,60—03	4,68—04	5,018—02
	10—11	6,16—03	5,28—05	1,45—03	2,72—04	1,431—02
	20—21	1,31—03	<—06	3,16—04	6,90—05	6,279—03
	30—35	2,96—04	<—06	4,80—05	9,20—06	1,160—02
	50—70	6,34—06	<—06	3,17—06	<—06	8,607—04
SM	0—1	1,77—02	5,07—02	4,16—03	7,61—04	3,256—01
	5—6	1,06—02	2,04—03	2,30—03	4,60—04	4,463—02
	10—11	5,86—03	6,68—05	1,44—03	2,60—04	1,574—02
	20—21	1,36—03	<—06	3,21—04	6,02—05	9,194—03
	30—35	3,24—04	<—06	3,27—05	9,80—06	1,319—02
	50—70	1,01—06	<—06	3,38—06	<—06	1,077—03
WM	0—1	1,61—02	1,28—02	4,50—03	8,41—04	7,312—02
	5—6	1,08—02	7,41—04	2,56—03	4,80—04	2,623—02
	10—11	5,86—03	6,07—06	1,30—03	2,50—04	9,813—03
	20—21	1,26—03	<—06	2,94—04	5,51—05	8,104—03
	30—35	1,09—04	<—06	4,69—05	8,70—06	6,848—03
	50—70	7,47—05	<—06	1,76—06	<—06	2,744—04
SA	0—1	1,86—02	3,18—02	4,23—03	7,90—04	1,818—01
	5—6	1,07—02	1,95—03	2,51—03	4,71—04	3,737—02
	10—11	5,67—03	1,43—05	1,41—03	2,64—04	1,196—02
	20—21	1,31—03	<—06	3,09—04	5,80—05	1,196—02
	30—35	3,76—04	<—06	5,32—05	8,98—06	2,007—02
	50—70	1,05—05	<—06	2,47—06	<—06	1,097—03
WA	0—1	1,93—02	4,10—03	4,88—03	8,77—04	4,142—02
	5—6	1,06—02	3,06—04	2,57—03	4,82—04	1,933—02
	10—11	5,57—03	4,63—06	1,31—03	2,46—04	8,921—03
	20—21	1,17—03	<—06	2,76—04	5,17—05	7,764—03
	30—35	1,84—04	<—06	4,34—05	8,14—06	5,785—03
	50—70	6,66—06	<—06	1,50—06	<—06	7,761—04

Концентрация ( $\text{см}^{-3}$ ) аэрозольных частиц  $N(h)$  в модели Макклатчи и др. [42]

$h$ км	$S_M$ км		$h$ км	$S_M$ км	
	23	5		23	5
0	2,828+03	1,378+04	15	4,744+01	4,744+01
1	1,244+03	5,030+03	16	4,511+01	4,511+01
2	5,371+02	1,844+03	17	4,458+01	4,458+01
3	2,256+02	6,731+02	18	4,314+01	4,314+01
4	1,192+02	2,453+02	19	3,634+91	3,634+01
5	8,987+01	8,987+01	20	2,667+01	2,667+01
6	6,337+01	6,337+01	25	7,429+00	7,429+00
7	5,890+01	5,890+01	30	2,238+00	2,238+00
8	6,069+01	6,069+01	35	5,890-01	5,890-01
9	5,818+01	5,818+01	40	1,550-01	1,550-01
10	5,675+01	5,675+01	45	4,082-02	4,082-02
11	5,317+01	5,317+01	50	1,078-02	1,078-02
12	5,585+01	5,585+06	70	5,550-05	5,550-02
13	5,156+01	5,156+01	100	1,969-08	1,969-02
14	5,048+01	5,048+01			

Таблица 5.3

Коэффициенты поглощения  $\beta_c$  и рассеяния  $\beta_s$   
аэрозольных моделей для единичной концентрации  
 $N=1 \text{ см}^{-3}$

$\lambda$ мкм	$\beta_c \text{ км}^{-1}$	$\beta_s \text{ км}^{-1}$
0,3371	$<10^{-9}$	$0,829 \cdot 10^{-4}$
0,488	$<10^{-9}$	$0,621 \cdot 10^{-4}$
0,5145	$<10^{-9}$	$0,595 \cdot 10^{-4}$
0,6328	$0,111 \cdot 10^{-5}$	$0,481 \cdot 10^{-4}$
0,6943	$0,268 \cdot 10^{-5}$	$0,424 \cdot 10^{-4}$
0,86	$0,539 \cdot 10^{-5}$	$0,319 \cdot 10^{-4}$
1,06	$0,699 \cdot 10^{-5}$	$0,240 \cdot 10^{-4}$
1,536	$0,834 \cdot 10^{-5}$	$0,747 \cdot 10^{-5}$
3,3923	$0,559 \cdot 10^{-5}$	$0,655 \cdot 10^{-5}$
10,591	$0,194 \cdot 10^{-5}$	$0,244 \cdot 10^{-5}$
27,9	$0,398 \cdot 10^{-6}$	$0,274 \cdot 10^{-6}$
337,0	$<10^{-9}$	$<10^{-9}$

$=0,883 \cdot 10^{-3}$ . Чтобы получить фактическое распределение размеров частиц по высоте, достаточно умножить значение функции  $f(r)$  на соответствующее значение  $N(h)$  из табл. 5.2. То же самое справедливо и для любого прогнозируемого оптического параметра: достаточно рассчитать его для единичной концентрации частиц  $N=1 \text{ см}^{-3}$  и затем произвести соответствующую коррекцию для требуемой высоты. В табл. 5.3 приведены значения коэффициентов аэрозольного поглощения и рассеяния, нормированные на единичную концентрацию [42].

Преимуществом рассмотренной модели является ее компактность, которая, однако, следует из достаточно грубого предположения о том, что структурный состав аэрозоля неизменен с высотой. Не менее прямолинейное предположение в [42] сделано и относительно оптических постоянных частиц: показатель преломления считался величиной действительной — для  $\lambda < 0,6$  мкм значение  $\kappa(\lambda) = 0$ , а для  $\lambda = 0,6 \div 2,0$  мкм значение  $\kappa(\lambda)$  линейно возрастает до 0,1.

Остановимся далее кратко на проблеме региональных моделей спектрального поведения оптических параметров аэрозоля. В работе [34] предложено различать характерные формы  $f(r)$  фонового, континентального, морского (в том числе с учетом пыли САС) аэрозолей. Хёнел [39] усложнил классификацию, предложив учитывать специфику аэрозоля прибрежных, горных и промышленных районов. Он всесторонне обосновал решающее влияние влажности воздуха на формирование микрофизических параметров аэрозоля в реальной атмосфере. Однако отдельные эпизодические измерения, выполненные в указанных типовых условиях, не давали возможности выделить даже эмпирические признаки предложенных типовых форм.

В последующих работах Хёнел [40] вернулся к первоначальной крупномасштабной классификации как физически более адекватной для современного уровня развития техники и масштабов оптико-метеорологических исследований. Шеттл и Фенн [53, 54] предприняли дальнейшую детализацию модели. Их версия предусматривает следующую условную классификацию оптического состояния аэрозольной атмосферы:

а) в пограничном слое атмосферы (0—2 км) предложено 10 вариантов профилей  $\beta_i(h)$ , характеризующих морской, континентальный и городской аэрозоль при значениях  $S_m$ , равных 2, 5, 10, 23 и 50 км (в составе городского аэрозоля предполагается 35 % углерода);

б) в тропосфере и стратосфере выделено два сезонных состояния (весна—лето и осень—зима); кроме того, выполнен приближенный учет влияния вулканических извержений;

в) в средней атмосфере (30—90 км) аэрозоль характеризуют две модели: фоновая и экстремально запыленная.

Несомненным достоинством модели Шеттла и Фенна с методологической точки зрения является учет средних профилей относительной влажности воздуха в нижней тропосфере.

Оптическая модель Шеттла и Фенна нашла практическое отражение в пакете прикладных программ LOWTRAN-5 [41], а также включена в состав предварительной модели безоблачной атмосферы на основании решения рабочей группы экспертов по проблеме «Аэрозоли и их климатические воздействия» [30]. В своей первооснове модель [53] содержит материал по спектральному поведению коэффициентов взаимодействия, индикатрисы рассеяния и степени поляризации в диапазоне волн  $\lambda = 0,2 \div 40,0$  мкм. К числу ее недостатков следует отнести достаточно произвольный выбор параметров распределения аэрозольных частиц по размерам и относительный характер параметров спектрального ослабления и рассеяния, следующий из первого обстоятельства.

Следуя той же логике регионального моделирования, К. Я. Кондратьев и др. [16, 17, 22] предложили снова вернуться к усложненной геофизической классификации типовых форм аэрозоля, выделив как самостоятельные аридные и субаридные формации: лесные и болотистые районы, полярные широты. В отличие от работ [53, 54], в работах [16, 17] в основу глобальной микрофизической модели положено параметрическое семейство обобщенных гамма-распределений [3]. При этом сохраняется та же проблема адекватного прогноза входных параметров модели  $f(r)$ . В работе [15] приведен большой объем расчетного материала, касающегося спектрального ( $\lambda = 0,13 \div 20,0$  мкм) и высотного поведения коэффициентов рассеяния и поглощения, индикатрис рассеяния; проанализированы оптические свойства составляющих компонент аэрозоля (сульфатов, хлоридов, пылевых фракций различной природы).

Следующим шагом в развитии методологии построения оптических моделей явился прямой учет вертикальной неоднородности аэрозольного заполнения тропосферы и стратосферы. Такова модель [8], построенная на основе обобщения комплекса данных прямых микрофизических измерений, выполненных с помощью подъемных средств. Исходя из физических особенностей генерации и стока аэрозолей, выделены следующие высотные уровни в атмосфере: приземный слой (0—1,5 км), тропосфера (1,5—9,0 км), тропопауза (9,0—13 км), нижняя стратосфера (13—22 км), верхняя стратосфера (22—30 км) и верхняя атмосфера (30—100 км). Указанная градация не претерпела серьезных изменений и в современных работах [16, 18, 19, 30, 53]. В пределах каждого уровня оценивались и использовались в расчетах средние гистограммы распределения частиц по размерам  $\bar{f}(r_i)$  (см. рис. 2.15). Оптические постоянные материала аэрозольных частиц задавались согласно синтетической модели [14]. В модели [8] впервые выполнен приближенный учет среднего вертикального распределения относительной влажности воздуха  $q(h)$ . Дальнейшее развитие методологии, связанной с использованием в качестве входных параметров данных прямых измерений в реальной атмосфере [8], связывалось с привлечением более полного объема измерительной информации и новых средств зондирования [11, 13, 26].

Так, уже первые систематические исследования тропосферы средствами лазерного зондирования привели к пересмотру качественных представлений о вертикальной структуре аэрозоля в нижней тропосфере, выявили решающую роль температурных инверсий и конвективных потоков. Установлено, что не менее типичной ситуацией, наряду с общепринятой закономерностью экспоненциального спада  $N(h)$ , является нейтральное поведение  $N(h)$  в слое турбулентного перемешивания ( $0,5 \text{ км} \leq h \leq 4,0 \text{ км}$ ).

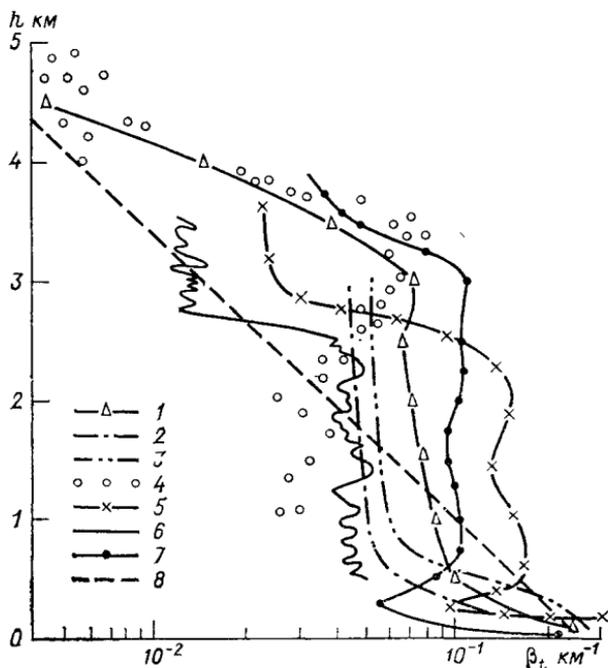


Рис. 5.1. Антициклоническая модель  $\beta_t(h)$  в слое турбулентного перемешивания (1) в сравнении с данными лазерного зондирования, систематизированными в [19] (2—7) и моделью Эльтермана [35] при  $\lambda=0,6943 \text{ мкм}$  (8).

Как показано в работе [4], вертикальная протяженность и границы ( $h_1, h_2$ ) квазипостоянного слоя имеют хорошо выраженную зависимость от сезона и широты, а также от метеоусловий (облачность, циклон, антициклон). В частности, отметим, что вопросы сезонной изменчивости аэрозольного ослабления в приземной атмосфере детально изучаются в работах Филиппова [22, 29].

Уникальные данные о высотном (с шагом  $\Delta h \approx 0,25 \text{ км}$ ) распределении  $N(h)$ ,  $f(r, h)$  и химическом составе частиц над континентом были получены при проведении Советско-американского аэрозольного эксперимента (Рыльск—Ларами, 1975—1976 гг.) с помощью комплекса самолетного и аэростатного зондирования [19]. Эти данные в совокупности с нашими результатами лазерного зондирования [61] и данными высотного самолетного зонди-

рования [36] послужили основой для следующей версии оптической модели аэрозоля [19]. В монографии [19] приведен обширный расчетный материал, отражающий высотную стратификацию оптико-локационных характеристик аэрозоля в спектральном диапазоне  $\lambda = 0,34 \div 15,0$  мкм. Учтено влияние влажности на оцениваемые характеристики; впервые представлены данные о высотной трансформации компонент матрицы рассеяния, рассмотрены специфичные формы аэрозоля (городской, серебристые облака). Проведены сопоставления с данными оптического зондирования в указанный отрезок времени и многолетними измерениями спектральной толщи атмосферы на полигоне Института оптики атмосферы.

Сопоставления показали достаточную физическую адекватность модели [19]. В частности, на рис. 5.1 показан результат сравнения модельной характеристики  $\beta_i(h)$  с соответствующими оценками Эльтермана [35] и данными лазерного зондирования, систематизированными в [19] для условий антициклонической погоды. Одновременно отметим, что модель не свободна от недостатков. Во-первых, статистический объем используемой микрофизической информации недостаточен, что затрудняет возможности статистического анализа; во-вторых, самолетные и аэростатные измерения, результаты которых использованы в модели, выполнены в период после двух достаточно мощных вулканических извержений (Фуэго и Толбачек), что не могло не привести к завышенным, по сравнению с фоновыми, значениям  $N(h)$  в стратосфере; наконец, концепция квазипостоянного присутствия однородного по концентрации частиц слоя в СТП, не может рассматриваться как единственная в масштабах глобального аэрозольного поля. Указанные моменты, а также появление новых статистически более представительных микрофизических данных обусловили дальнейшую модификацию описанной модели атмосферного аэрозоля.

## 5.2. Вертикальная стратификация оптических характеристик аэрозоля в диапазоне волн 0,248—10,6 мкм

Анализ литературных данных и серия численных экспериментов, выполненных в предыдущих параграфах, позволил сформулировать основные требования к микрофизической модели аэрозоля, необходимые для прогноза его оптических характеристик, и определить предпосылки создания модели вертикальной стратификации указанных характеристик. Выбор спектрального диапазона видимого и ИК-излучения 0,248—10,6 мкм в настоящей модели оптических характеристик аэрозоля обусловлен в первую очередь диапазоном рабочих длин волн наиболее распространенных образцов оптических квантовых генераторов [7], которые приняты далее в качестве опорных точек при построении вертикальных профилей основных оптических характеристик.

При необходимости высотные характеристики ослабления и рассеяния для других длин волн могут быть получены с использо-

ванием приведенных далее данных спектрального поведения  $\beta_l(\lambda)$ ,  $\beta_c(\lambda)$  и  $\beta_\pi(\lambda)$  в наиболее характерных по своим физико-химическим свойствам высотных интервалах. Интервал высот в предлагаемых ниже таблицах ограничен высотой 90 км ввиду того, что оптическая плотность более высоких слоев атмосферы существенно меньше возможных вариаций подобных модельных значений для тропосферы и стратосферы, вносящих определяющий вклад в оценку энергетики коротковолнового излучения.

Как и ранее [19], мы отказались при построении оценочной оптической модели от упрощающих аналитических описаний микрофизической структуры аэрозольных частиц как функции высоты. В первую очередь это касается профиля счетной концентрации  $N(h)$ , где вместо упрощенных априорных предположений, рекомендуемых, например, в [30], приняты результаты осреднения данных многочисленных прямых и локационных методов зондирования тропосферного аэрозоля. Качественной особенностью многих результатов, отмеченных в гл. 3, является существование пограничного слоя ( $h \leq 0,5$  км) у поверхности земли с быстрым уменьшением  $N(h)$  в условиях континентальной атмосферы и, наоборот, достаточно однородным в условиях океанической атмосферы. Профиль  $N(h)$  до уровня так называемого слоя перемешивания, высота которого  $h \approx 2 \div 4$  км, отличается наиболее динамичным состоянием; его поведение часто связывается с присутствием температурных инверсий или аномалий вертикального хода  $q(h)$  [28].

Спектр размеров частиц с высотой  $f(r, h)$  также не может быть удовлетворительно описан простой мономодальной единой аналитической моделью, как, например, в работе [42]. В гл. 2 приведены данные, убедительно свидетельствующие о заметных трансформациях функции  $f(r, h)$  с высотой. Так, в целом ряде измерений зафиксировано, что содержание грубодисперсной фракции частиц в слое перемешивания ( $h \approx 3$  км) и в узком слое над тропопаузой ( $h \approx 11$  км) повышенное, а в «сульфатном слое» ( $h = 16 \div 20$  км), наоборот, пониженное. В основу настоящей версии оптической модели атмосферного аэрозоля положены микрофизические данные, осредненные по ряду крупных комплексных программ. Для континентальной тропосферы проведена статистическая интерпретация серии наших самолетных контактных измерений  $N(h)$  и  $f(r, h)$ , осуществленных в период 1981—1983 гг. над территорией Западной Сибири и Казахстана (около 700 полетов). В процессе статистической обработки проведена оценка первых моментов высотного распределения  $N(h)$  и параметров распределения частиц по размерам  $f(r, h)$ , выбранного в форме суперпозиции логнормальных распределений (2.26). В гл. 2 было выполнено сопоставление полученных параметров  $f(r, h)$  с известными результатами измерений других авторов (см. табл. 2.10) и на основе вторичного осреднения установлены модельные значения параметров  $\bar{r}_{V_i}$  и  $\bar{\sigma}_{V_i}$ , принятые в расчетах оптических характеристик. Результаты подобного осреднения для океанических условий

приведены в табл. 2.11. Микрофизические свойства аэрозоля в тропосфере над континентом и океаном считаются одинаковыми, основанием для этого являются данные многих работ, обсуждаемых в п. 2.4 (см. табл. 2.12).

Результаты 13-летнего цикла исследований, проводимых сотрудниками университета штата Вайоминг, в том числе в 12 точках земного шара (от Южного полюса до Аляски), приняты нами в качестве базовых при построении микрофизической модели верхней тропосферы и стратосферы ( $h = 5 \div 30$  км). Напомним, что в гл. 2 выполнено обоснование выбора двух среднестатистических моделей вертикального профиля  $N(h) \pm \delta N(h)$  для фоновых условий 1978—1979 гг. [47] и средних условий по многолетнему ряду измерений между двумя крупными вулканическими возмущениями стратосферы. Выполнена оценка средних значений параметров распределения в рамках того же логнормального распределения (2.26). Высотное изменение  $r_V(h)$  и  $\sigma_V(h)$  с приближенной оценкой доверительных интервалов показано в табл. 2.13. Отмечены границы сезонных и широтных колебаний  $\delta N(h)$  в стратосфере. Проведено сопоставление выбранной модели  $f(r, h)$  с представительными данными прямых импакторных измерений [37] и ряда других исследований (см. п. 2.3).

Обоснование достоверной микрофизической модели аэрозоля средней атмосферы остается проблематичным ввиду дефицита измерительной информации. Мы принимаем в качестве модельных результаты теоретического моделирования Туна и Турко [57], которые оказались в хорошем соответствии с другими данными для уровня стратосферы. Об их адекватности можно судить только по итогам сопоставления рассчитанных оптических характеристик с результатами прямых оптических измерений (лидарных, ракетных). Наибольшие трудности в обосновании микрофизической модели аэрозоля, как оптически активного вещества, связаны с выбором значений комплексного показателя преломления и учета пространственно-высотных изменений. Многообразии источников аэрозоля, сложный химический состав аэрозольных частиц, несовершенство методов измерения оптических постоянных обуславливают эти трудности.

Важное значение в формировании эффективных значений  $m(\lambda, h)$  играет постоянное присутствие в свободной атмосфере значительных количеств паров воды, а также жидкокапельной (в том числе серноокислотной) фракции. В монографии [19] численно учтены эти моменты на основе экспериментальных результатов Мессарош [43] для континентальной тропосферы, а также более реалистических данных о среднем распределении водяного пара [10]. Исползованная «стандартная модель» высотного поведения  $q(h)$  для средних широт, рекомендованная в [10], близка к средним данным сопровождающих метеорологических измерений в период первого этапа Советско-американского аэрозольного эксперимента (Рыльск, август 1975 г.). Соответствующий профиль относительной влажности приведен в табл. 3.6 совместно с количе-

ственными оценками содержания  $\text{H}_2\text{SO}_4$  в нижней стратосфере, любезно предоставленными нам Л. С. Ивлевым [19].

Выполненные выше численные эксперименты (см., например, рис. 4.16) показывают хорошую физическую достоверность принятой модели минерального состава частиц (см. табл. 3.1) при оценках спектрального ослабления во влажной аэрозольной атмосфере. Современные результаты Фольца [60] и Паттерсона [44] позволили не только сократить известную неопределенность достоверного выбора мнимой части показателя преломления в видимом диапазоне волн, но и создать основу для статистической оценки возможных интервалов разброса величин  $\kappa(\lambda)$  в инфракрасном интервале спектра для различных типовых форм природного аэрозоля (см. рис. 3.3).

Проведенные статистические оценки  $\overline{\kappa(\lambda)}$  позволили нам, в свою очередь, уточнить модели, регламентирующие изменение  $\kappa(\lambda, q)$  в динамике относительной влажности воздуха (см. табл. 3.9 и 3.10). Важность корректной оценки величин  $\kappa(\lambda, q)$  и их высотного поведения особенно проявляется в прогнозе локационных характеристик аэрозольного рассеяния, поскольку «малые» вариации этой величины оказывают существенное влияние на точность прогноза характеристик лидарного рассеяния и поглощения, на форму поляризационных индикатрис рассеяния. В этих случаях достоверность расчетов также должна следовать из сопоставления с экспериментальными измерениями рассчитываемых характеристик.

Обратимся к результатам модельных оценок. Особенности математического аппарата, лежащего в основе расчетных программ для ЭВМ указывались в п. 1.2 и 4.2. Алгоритм расчета оптических параметров для однородных полидисперсных сфер внедрен в Государственный фонд алгоритмов и программ [19]. В табл. 5.4 сгруппированы оптические характеристики, определяющие энергетику монохроматического лазерного излучения при распространении в аэрозольной атмосфере и оптико-локационные характеристики аэрозоля, необходимые для оценки потенциальных возможностей лазерных локаторов или фонов обратного рассеяния в оптических системах связи. В табл. 5.4 приведены статистические модели вертикального профиля объемных коэффициентов ослабления ( $\beta_t$ ), поглощения ( $\beta_c$ ) и обратного рассеяния ( $\beta_\pi$ ) для фоновой модели глобального аэрозоля, а также указаны соответствующие среднеквадратичные отклонения ( $\pm \delta\beta$ ), возникающие за счет вариации профиля  $N(h)$  в соответствии с масштабом  $\pm \delta N(h)$ . Результаты приведены для наиболее употребительных длин волн лазерного зондирования  $\lambda = 0,53; 0,6943; 1,06$  и  $10,6$  мкм.

Более подробное спектральное поведение коэффициентов, соответственно  $\beta_t(\lambda)$ ,  $\beta_c(\lambda)$  и  $\beta_\pi(\lambda)$  для тех же условий показано в табл. 5.5. Напомним, что в качестве глобальной модели  $f(r, h)$  в нижней тропосфере адаптированы характеристики океанического аэрозоля, содержащего заметное количество гигантских частиц.

Высотный профиль оптических характеристик атмосферного аэрозоля,  
фоновая модель (км<sup>-1</sup>)

h км	$\beta_f$	$\delta\beta_f$	$\beta_c$	$\delta\beta_c$	$\beta_{\text{л}}$	$\delta\beta_{\text{л}}$
$\lambda = 0,53 \text{ мкм}$						
0,0	6,92-02	5,36-02	1,75-02	1,40-02	7,41-03	5,55-03
0,1	6,07-02	4,69-02	1,46-02	1,16-02	6,97-03	5,21-03
0,2	5,16-02	3,98-02	1,12-02	8,94-03	6,55-03	4,90-03
0,4	4,46-02	3,42-02	8,95-03	7,14-03	6,03-03	4,50-03
0,6	3,85-02	2,94-02	7,01-03	5,58-03	5,53-03	4,12-03
0,8	3,27-02	2,49-02	5,35-03	4,26-03	4,97-03	3,69-03
1,0	2,77-02	2,10-02	3,97-03	3,16-03	4,42-03	3,27-03
1,5	1,89-02	1,40-02	2,12-03	1,67-03	4,52-03	3,31-03
2,0	1,03-02	7,49-03	9,99-04	7,79-04	2,90-03	2,10-03
2,5	7,60-03	5,43-03	7,49-04	5,78-04	3,59-03	2,66-03
3,0	4,69-03	3,34-03	5,41-04	4,18-04	2,65-03	1,98-03
3,5	3,15-03	2,29-03	3,87-04	3,01-04	1,78-03	1,34-03
4,0	1,34-03	7,21-04	2,66-04	1,56-04	3,54-04	1,80-04
4,5	1,40-03	7,67-04	2,28-04	1,33-04	5,04-04	2,73-04
5,0	9,46-04	4,17-04	1,04-04	4,95-05	4,14-04	1,86-04
5,5	7,74-04	3,37-04	7,35-05	3,43-05	3,52-04	1,57-04
6,0	5,88-04	2,40-04	4,15-05	1,78-05	2,75-04	1,15-04
6,5	4,65-04	1,95-04	2,23-05	9,24-06	2,29-04	1,00-04
7,0	3,97-04	1,70-04	1,93-05	8,18-06	1,97-04	8,80-05
8,0	2,91-04	1,05-04	1,44-05	5,13-06	1,44-04	5,43-05
9,0	2,78-04	9,47-05	1,29-05	4,34-06	1,40-04	4,99-05
10,0	2,64-04	7,19-05	1,26-05	3,46-06	1,35-04	3,90-05
11,0	2,81-04	6,79-05	1,39-05	3,40-06	1,56-04	4,00-05
12,0	1,58-04	3,81-05	3,60-06	7,84-07	4,08-05	8,62-06
13,0	1,31-04	3,50-05	3,81-06	8,68-07	3,09-05	7,14-06
14,0	1,31-04	3,86-05	3,32-06	9,03-07	2,78-05	7,66-06
15,0	1,19-04	3,42-05	2,98-06	8,13-07	2,06-05	5,68-06
16,0	1,39-04	3,59-05	3,28-06	8,24-07	2,31-05	5,86-06
17,0	1,71-04	3,77-05	3,91-06	8,44-07	2,76-05	6,01-06
18,0	1,90-04	3,04-05	4,23-06	6,70-07	3,01-05	4,80-06
19,0	2,10-04	2,73-05	4,60-06	5,94-07	3,30-05	4,28-06
20,0	1,44-04	1,59-05	2,95-06	3,22-07	2,56-05	2,81-06
22,0	9,19-05	9,19-06	2,07-06	2,06-07	1,52-05	1,52-06
24,0	6,06-05	1,39-05	1,36-06	3,13-07	1,00-05	2,30-06
26,0	3,48-05	1,11-05	7,84-07	2,50-07	5,78-06	1,84-06
28,0	1,57-05	7,08-06	3,70-07	1,66-07	2,75-06	1,23-06
30,0	2,10-05	1,02-05	5,30-07	2,59-07	4,02-06	1,96-06
35,0	5,98-06	2,99-06	1,51-07	7,54-08	1,14-06	5,72-07
40,0	2,45-06	1,22-06	5,35-08	2,66-08	3,95-07	1,97-07
45,0	7,01-07	3,50-07	1,52-08	7,61-09	1,12-07	5,62-08
50,0	1,82-07	9,13-08	4,05-09	2,01-09	2,98-08	1,49-08
60,0	1,37-08	6,84-09	3,14-10	1,56-10	2,32-09	1,16-09
70,0	9,72-10	4,85-10	2,39-11	1,18-11	1,78-10	8,91-11
77,0	1,67-10	8,34-11	4,12-12	2,03-12	3,07-11	1,53-11
79,0	1,00-10	5,04-11	2,49-12	1,22-12	1,86-11	9,25-12
80,0	7,84-11	3,91-11	1,93-12	9,53-13	1,44-11	7,19-12
81,0	6,09-11	3,04-11	1,50-12	7,40-13	1,12-11	5,58-12
83,0	3,69-11	1,84-11	9,14-13	4,48-13	6,80-12	3,38-12
85,0	2,23-11	1,11-11	5,54-13	2,71-13	4,12-12	2,04-12
90,0	6,32-12	3,15-12	1,57-13	7,68-14	1,16-12	5,79-13

$h$ км	$\beta_f$	$\delta\beta_f$	$\beta_c$	$\delta\beta_c$	$\beta_{\pi}$	$\delta\beta_{\pi}$
--------	-----------	-----------------	-----------	-----------------	---------------	---------------------

$\lambda = 0,6943$  МКМ

0,0	6,30-02	4,94-02	1,60-02	1,27-02	8,89-03	6,84-03
0,1	5,49-02	4,29-02	1,32-02	1,05-02	8,11-03	6,22-03
0,2	4,61-02	3,60-02	1,00-02	8,06-03	7,27-03	5,58-03
0,4	3,95-02	3,08-02	8,02-03	6,40-03	6,52-03	4,99-03
0,6	3,37-02	2,62-02	6,23-03	4,98-03	5,83-03	4,45-03
0,8	2,84-02	2,20-02	4,72-03	3,77-03	5,14-03	3,91-03
1,0	2,37-02	1,84-02	3,47-03	2,77-03	4,52-03	3,43-03
1,5	1,63-02	1,24-02	1,79-03	1,42-03	3,89-03	2,91-03
2,0	9,15-03	6,90-03	8,22-04	6,48-04	2,49-03	1,85-03
2,5	6,89-03	5,16-03	5,91-04	4,63-04	2,71-03	2,04-03
3,0	4,39-03	3,30-03	4,33-04	3,40-04	2,13-03	1,62-03
3,5	2,98-03	2,27-03	3,13-04	2,46-04	1,45-03	1,11-03
4,0	1,13-03	6,37-04	2,31-04	1,37-04	3,45-04	1,87-04
4,5	1,22-03	6,98-04	1,92-04	1,13-04	4,50-04	2,53-04
5,0	7,90-04	3,67-04	8,12-05	3,95-05	3,52-04	1,63-04
5,5	6,35-04	2,93-04	5,49-05	2,64-05	2,89-04	1,33-04
6,0	4,65-04	2,02-04	2,80-05	1,25-05	2,14-04	9,30-05
6,5	3,59-04	1,61-04	1,19-05	5,20-06	1,70-04	7,65-05
7,0	3,07-04	1,41-04	1,04-05	4,63-06	1,47-04	6,75-05
8,0	2,23-04	8,75-05	7,81-06	2,93-06	1,06-04	4,17-05
9,0	2,12-04	7,86-05	7,55-06	2,67-06	1,02-04	3,77-05
10,0	2,03-04	6,05-05	7,52-06	2,17-06	1,00-04	2,98-05
11,0	2,27-04	5,94-05	8,45-06	2,15-06	1,18-04	3,10-05
12,0	1,12-04	2,89-05	2,69-06	5,96-07	2,92-05	6,59-06
13,0	9,10-05	2,57-05	2,77-06	6,39-07	2,19-05	5,40-06
14,0	9,29-05	2,77-05	2,42-06	6,58-07	2,01-05	5,70-06
15,0	8,16-05	2,34-05	2,16-06	5,90-07	1,55-05	4,33-06
16,0	9,48-05	2,45-05	2,37-06	5,96-07	1,72-05	4,41-06
17,0	1,18-04	2,59-05	2,82-06	6,10-07	2,06-05	4,51-06
18,0	1,31-04	2,09-05	3,06-06	4,84-07	2,24-05	3,58-06
19,0	1,43-04	1,86-05	3,32-06	4,28-07	2,44-05	3,17-06
20,0	9,05-05	9,95-06	2,08-06	2,27-07	1,82-05	2,00-06
22,0	5,33-05	5,33-06	1,45-06	1,45-07	1,11-05	1,11-06
24,0	3,46-05	7,97-06	9,54-07	2,19-07	7,31-06	1,68-06
26,0	1,97-05	6,33-06	5,48-07	1,74-07	4,19-06	1,34-06
28,0	8,70-06	3,91-06	2,58-07	1,15-07	2,02-06	9,09-07
30,0	1,12-05	5,52-06	3,68-07	1,80-07	2,98-06	1,46-06
35,0	3,21-06	1,60-06	1,04-07	5,23-08	8,50-07	4,25-07
40,0	1,46-06	7,30-07	3,76-08	1,87-08	2,84-07	1,42-07
45,0	4,16-07	2,08-07	1,07-08	5,35-09	8,10-08	4,05-08
50,0	1,06-07	5,31-08	2,84-09	1,41-09	2,15-08	1,07-08
60,0	7,83-09	3,91-09	2,20-10	1,09-10	1,69-09	8,46-10
70,0	5,36-10	2,68-10	1,66-11	8,22-12	1,31-10	6,55-11
77,0	9,22-11	4,60-11	2,87-12	1,41-12	2,25-11	1,12-11
79,0	5,57-11	2,78-11	1,73-12	8,54-13	1,36-11	6,80-12
80,0	4,32-11	2,16-11	1,34-12	6,63-13	1,06-11	5,28-12
81,0	3,36-11	1,67-11	1,04-12	5,15-13	8,23-12	4,10-12
83,0	2,03-11	1,01-11	6,37-13	3,12-13	4,99-12	2,48-12
85,0	1,23-11	6,16-12	3,86-13	1,89-13	3,02-12	1,50-12
90,0	3,49-12	1,74-12	1,09-13	5,34-14	8,55-13	4,26-13

$\lambda = 1,06$  МКМ

0,0	5,55-02	4,40-02	1,34-02	1,07-02	1,04-02	8,24-03
0,1	4,76-02	3,77-02	1,10-02	8,82-03	9,57-03	7,52-03

$h$ км	$\beta_t$	$\delta\beta_t$	$\beta_c$	$\delta\beta_c$	$\beta_{\pi}$	$\delta\beta_{\pi}$
0,2	3,89-02	3,08-02	8,37-03	6,69-03	8,76-03	6,89-03
0,4	3,27-02	2,58-02	6,62-03	5,29-03	8,04-03	6,32-03
0,6	2,72-02	2,15-02	5,12-03	4,09-03	7,38-03	5,80-03
0,8	2,23-02	1,76-02	3,86-03	3,08-03	6,72-03	5,28-03
1,0	1,80-02	1,42-02	2,82-03	2,25-03	6,05-03	4,76-03
1,5	1,19-02	9,34-03	1,43-03	1,13-03	4,43-03	3,45-03
2,0	6,78-03	5,29-03	6,51-04	5,15-04	2,45-03	1,90-03
2,5	5,29-03	4,12-03	4,62-04	3,64-04	1,96-03	1,51-03
3,0	3,70-03	2,89-03	3,43-04	2,70-04	1,39-03	1,08-03
3,5	2,55-03	2,01-03	2,49-04	1,96-04	9,74-04	7,60-04
4,0	9,59-04	5,63-04	1,89-04	1,12-04	4,04-04	2,35-04
4,5	1,01-03	5,99-04	1,55-04	9,25-05	4,10-04	2,39-04
5,0	6,04-04	2,94-04	6,40-05	3,13-05	2,69-04	1,30-04
5,5	4,68-04	2,27-04	4,27-05	2,07-05	2,02-04	9,71-05
6,0	3,16-04	1,45-04	2,10-05	9,58-06	1,28-04	5,81-05
6,5	2,27-04	1,08-04	8,17-06	3,60-06	8,62-05	3,99-05
7,0	1,96-04	9,58-05	7,15-06	3,22-06	7,47-05	3,53-05
8,0	1,41-04	5,93-05	5,36-06	2,04-06	5,43-05	2,19-05
9,0	1,34-04	5,36-05	5,19-06	1,87-06	5,20-05	1,99-05
10,0	1,31-04	4,22-05	5,21-06	1,53-06	5,16-05	1,60-05
11,0	1,56-04	4,35-05	5,89-06	1,52-06	6,15-05	1,66-05
12,0	5,85-05	1,59-05	1,71-06	3,86-07	1,71-05	4,30-06
13,0	4,42-05	1,31-05	1,67-06	3,88-07	1,22-05	3,34-06
14,0	4,49-05	1,36-05	1,44-06	3,91-07	1,16-05	3,43-06
15,0	3,74-05	1,07-05	1,28-06	3,50-07	9,58-06	2,73-06
16,0	4,30-05	1,11-05	1,39-06	3,50-07	1,05-05	2,71-06
17,0	5,40-05	1,18-05	1,66-06	3,58-07	1,26-05	2,76-06
18,0	5,94-05	9,50-06	1,79-06	2,83-07	1,36-05	2,18-06
19,0	6,41-05	8,33-06	1,93-06	2,49-07	1,47-05	1,92-06
20,0	3,47-05	3,81-06	1,16-06	1,27-07	1,05-05	1,16-06
22,0	1,87-05	1,87-06	8,19-07	8,16-08	6,72-06	6,71-07
24,0	1,18-05	2,73-06	5,35-07	1,23-07	4,45-06	1,02-06
26,0	6,67-06	2,13-06	3,07-07	9,80-08	2,54-06	8,14-07
28,0	2,84-06	1,27-06	1,44-07	6,48-08	1,19-06	5,38-07
30,0	3,57-06	1,75-06	2,07-07	1,01-07	1,68-06	8,24-07
35,0	1,01-06	5,09-07	5,91-08	2,94-08	4,79-07	2,39-07
40,0	5,28-07	2,64-07	2,12-08	1,05-08	1,71-07	8,58-08
45,0	1,50-07	7,53-08	6,06-09	3,02-09	4,89-08	2,44-08
50,0	3,72-08	1,86-08	1,60-09	7,96-10	1,30-08	6,53-09
60,0	2,69-09	1,34-09	1,24-10	6,14-11	1,00-09	5,03-10
70,0	1,76-10	8,83-11	9,40-12	4,63-12	7,52-11	3,75-11
77,0	3,04-11	1,51-11	1,62-12	7,96-13	1,29-11	6,45-12
79,0	1,83-11	9,18-12	9,81-13	4,81-13	7,81-12	3,90-12
80,0	1,42-11	7,13-12	7,60-13	3,74-13	6,06-12	3,03-12
81,0	1,10-11	5,53-12	5,91-13	2,90-12	4,71-12	2,35-12
83,0	6,72-12	3,35-12	3,60-13	1,75-13	2,85-12	1,42-12
85,0	4,07-12	2,03-12	2,18-13	1,06-13	1,72-12	8,63-13
90,0	1,15-12	5,74-13	6,21-14	3,01-14	4,89-13	2,44-13

$\lambda = 10,6$  МКМ

0,0	6,42-02	5,13-02	2,23-02	1,78-02	3,02-03	2,41-03
0,1	5,28-02	4,22-02	1,83-02	1,46-02	2,51-03	2,01-03
0,2	3,96-02	3,16-02	1,37-02	1,09-02	1,96-03	1,56-03
0,4	3,09-02	2,47-02	1,07-02	8,57-03	1,59-03	1,27-03

$h$ км	$\beta_z$	$\delta\beta_z$	$\beta_c$	$\delta\beta_c$	$\beta_\pi$	$\delta\beta_\pi$
0,6	2,35-02	1,88-02	8,24-03	6,55-03	1,27-03	1,02-03
0,8	1,73-02	1,38-02	6,12-03	4,86-03	1,01-03	8,08-04
1,0	1,22-02	9,77-03	4,40-03	3,49-03	7,81-04	6,25-04
1,5	5,69-03	4,53-03	2,14-04	1,68-03	4,28-04	3,42-04
2,0	2,49-03	1,97-03	9,82-04	7,64-04	1,98-04	1,58-04
2,5	1,68-03	1,33-03	6,62-04	5,15-04	1,38-04	1,10-04
3,0	1,28-03	1,02-03	5,04-04	3,93-04	9,88-05	7,90-05
3,5	9,42-04	7,47-04	3,66-04	2,86-04	7,18-05	5,74-05
4,0	7,95-04	4,74-04	2,91-04	1,71-04	5,19-05	3,11-05
4,5	6,36-04	3,79-04	2,37-04	1,39-04	4,33-05	2,60-05
5,0	2,33-04	1,14-04	9,36-05	4,49-05	1,91-05	9,57-06
5,5	1,50-04	7,34-05	6,26-05	2,96-05	1,26-05	6,34-06
6,0	6,72-05	3,07-05	3,13-05	1,35-05	6,00-06	2,87-06
6,5	1,74-05	7,34-06	1,25-05	4,87-06	2,12-06	1,06-06
7,0	1,53-05	6,64-06	1,08-05	4,34-06	1,88-06	9,57-07
8,0	1,18-05	4,33-06	8,33-06	2,77-06	1,38-06	6,08-07
9,0	1,15-05	3,99-06	8,09-06	2,52-06	1,34-06	5,61-07
10,0	1,17-05	3,31-06	7,99-06	2,03-06	1,39-06	4,73-07
11,0	1,25-05	3,12-06	8,49-06	1,94-06	1,71-06	4,96-07
12,0	1,03-05	1,90-06	9,60-06	1,69-06	3,76-07	1,08-07
13,0	7,34-06	1,45-06	7,06-06	1,36-06	1,99-07	6,31-08
14,0	5,96-06	1,51-06	5,79-06	1,45-06	1,75-07	5,42-08
15,0	4,44-06	1,17-06	4,33-06	1,14-06	1,07-07	3,11-08
15,0	4,83-06	1,18-06	4,74-06	1,16-06	1,00-07	2,60-08
17,0	5,66-06	1,20-06	5,56-06	1,18-06	1,15-07	2,53-08
18,0	6,09-06	9,58-07	5,99-06	9,43-07	1,17-07	1,88-08
19,0	6,63-06	8,50-07	6,54-06	8,38-07	1,16-07	1,51-08
20,0	5,19-06	5,65-07	5,15-06	5,61-07	5,28-08	5,81-09
22,0	3,16-06	3,15-07	3,15-06	3,13-07	1,59-08	1,59-09
24,0	2,08-06	4,78-07	2,07-06	4,76-07	8,66-09	1,99-09
26,0	1,20-06	3,82-07	1,19-06	3,81-07	4,31-09	1,38-09
28,0	5,80-07	2,59-07	5,79-07	2,58-07	1,71-09	7,69-10
30,0	8,53-07	4,16-07	8,51-07	4,15-07	2,20-09	1,07-09
35,0	2,43-07	1,21-07	2,42-07	1,20-07	6,27-10	3,13-10
40,0	8,05-08	4,00-08	8,02-08	3,99-08	4,44-10	2,22-10
45,0	2,29-08	1,14-08	2,28-08	1,13-08	1,26-10	6,34-11
50,0	6,15-09	3,05-09	6,13-09	3,04-09	2,84-11	1,42-11
60,0	4,85-10	2,40-10	4,84-10	2,39-10	2,02-12	1,01-12
70,0	3,80-11	1,87-11	3,79-11	1,86-11	1,23-13	6,17-14
77,0	6,58-12	3,21-12	6,56-12	3,20-12	2,13-14	1,06-14
79,0	3,98-12	1,94-12	3,97-12	1,93-12	1,28-14	6,44-15
80,0	3,08-12	1,50-12	3,07-12	1,50-12	1,00-14	5,01-15
81,0	2,39-12	1,17-12	2,39-12	1,16-12	7,75-15	3,87-15
83,0	1,46-12	7,09-13	1,46-12	7,07-13	4,73-15	2,36-15
85,0	8,88-13	4,29-13	8,86-13	4,28-13	2,86-15	1,43-15
90,0	2,53-13	1,21-13	2,52-13	1,21-13	8,06-16	4,03-16

Спектральное поведение объемных коэффициентов оптического взаимодействия, фоновая модель

$h$ , км	$\lambda$ , мкм										
	0,24	0,3471	0,53	0,6943	0,86	1,06	1,17	2,3	3,39	5,3	10,6
0,0	7,86-02	7,73-02	6,92-02	6,30-02	5,87-02	5,55-02	5,32-02	6,11-02	6,44-02	5,26-02	6,42-02
1,0	3,32-01	3,29-02	2,77-02	2,37-02	2,07-02	1,80-02	1,59-01	1,58-02	1,49-02	8,78-03	1,22-02
2,0	1,23-02	1,15-02	1,03-02	9,15-03	8,02-03	6,78-03	5,15-03	3,98-03	3,41-03	1,76-03	2,49-03
3,0	5,77-03	5,17-03	4,69-03	4,39-03	4,08-03	3,70-03	2,90-03	2,06-03	1,71-03	9,67-04	1,28-03
4,0	1,46-03	1,14-03	9,36-04	8,75-04	8,55-04	8,53-04	9,33-04	9,33-04	8,92-04	6,11-04	7,87-04
5,0	8,06-04	5,52-04	3,80-04	3,27-04	3,06-04	2,98-04	3,23-04	2,86-04	2,61-04	1,61-04	2,15-04
6,0	5,13-04	3,60-04	1,57-04	1,11-04	9,19-05	8,15-05	7,96-05	6,89-05	6,39-05	3,87-05	5,34-05
7,0	3,36-04	1,76-04	7,07-05	3,70-05	2,25-05	1,40-05	6,52-06	3,79-06	4,30-06	1,75-06	4,20-06
8,0	2,81-04	1,44-04	5,66-05	2,92-05	1,76-05	1,10-05	5,38-06	3,34-05	2,85-06	1,65-06	3,80-06
9,0	2,87-04	1,48-04	5,82-05	3,02-05	1,81-05	1,12-05	5,41-06	3,34-06	3,88-06	1,66-06	3,83-06
10,0	2,80-04	1,46-04	5,83-05	3,05-05	1,85-05	1,16-05	5,70-06	3,53-06	3,98-06	1,73-06	3,87-06
11,0	5,18-04	3,90-04	2,81-04	2,27-04	1,90-04	1,56-04	9,70-05	4,36-05	2,77-05	7,22-06	1,25-05
12,0	3,65-04	2,64-04	1,58-04	1,12-04	8,36-05	5,85-05	2,45-05	8,92-06	2,62-05	1,35-05	1,03-05
14,0	2,51-04	2,01-04	1,31-04	9,29-05	6,69-05	4,49-05	1,64-05	5,40-06	1,61-05	9,83-06	5,96-06
16,0	3,15-04	2,14-04	1,39-04	9,48-05	6,57-05	4,30-05	1,43-05	4,44-06	1,04-05	8,34-06	4,83-06
18,0	2,91-04	2,42-04	1,44-04	9,05-05	5,83-05	3,47-05	9,57-06	2,82-06	1,38-05	8,67-06	5,19-06
20,0	2,27-04	1,76-04	9,19-05	5,33-05	3,24-05	1,87-05	4,79-06	1,38-06	1,33-05	5,43-06	3,16-06
22,0	1,52-04	1,18-04	6,06-05	3,46-05	2,08-05	1,18-05	2,93-06	8,40-07	4,10-06	3,57-06	2,08-06
24,0	4,41-05	3,26-05	1,57-05	8,70-06	5,10-06	2,84-06	6,72-07	4,59-07	2,29-06	2,05-06	1,20-06
26,0	8,85-05	6,83-05	3,48-05	4,16-06	2,38-06	1,30-06	3,02-07	8,93-08	5,91-07	5,44-07	3,19-07
28,0	2,50-05	1,75-05	7,80-06	3,13-06	1,93-06	1,13-06	2,90-07	8,32-08	3,38-07	2,96-07	1,72-07
30,0	5,07-06	4,00-06	2,14-06	1,25-06	7,66-07	4,44-07	1,13-07	3,25-08	1,39-07	1,23-07	7,16-08
40,0	1,18-05	9,56-06	5,27-06	6,01-07	3,69-07	2,15-07	5,64-08	1,65-08	7,00-08	6,18-08	3,60-08
60,0	2,56-06	1,97-06	1,02-06	6,01-07	1,50-07	9,04-08	2,56-08	7,76-09	2,99-08	2,99-08	1,52-08
70,0	1,07-06	7,94-07	4,04-07	2,39-07	1,50-07	9,04-08	2,56-08	7,76-09	2,99-08	2,61-08	1,52-08
80,0	1,07-06	7,94-07	4,04-07	2,39-07	1,50-07	9,04-08	2,56-08	7,76-09	2,99-08	2,61-08	1,52-08
90,0	1,07-06	7,94-07	4,04-07	2,39-07	1,50-07	9,04-08	2,56-08	7,76-09	2,99-08	2,61-08	1,52-08

## λ MKMK

h KM	λ MKMK										
	0,248	0,3471	0,53	0,6943	0,86	1,06	1,67	2,36	3,39	5,3	10,6
0,0	2,67-02	1,97-02	1,75-02	1,60-02	1,47-02	1,34-02	8,45-03	8,11-03	8,82-03	7,66-08	2,23-02
1,0	9,45-03	4,82-03	3,97-03	3,47-03	3,17-03	2,82-03	1,65-03	1,50-03	1,80-03	1,39-03	4,40-03
2,0	3,34-03	1,43-03	9,99-04	8,22-04	7,49-04	6,51-04	3,70-04	3,24-04	5,17-04	3,22-04	9,82-04
3,0	1,62-03	7,62-04	5,41-04	4,33-04	3,87-04	3,43-04	1,95-04	1,73-04	2,30-04	1,60-04	5,04-04
4,0	4,49-04	3,00-04	2,54-04	2,25-04	2,05-04	1,85-04	1,10-04	1,02-04	1,11-04	9,57-05	2,83-04
5,0	2,02-04	1,00-04	7,94-05	6,75-05	6,11-05	5,47-05	3,14-05	2,86-05	3,30-05	2,65-05	8,09-05
6,0	9,94-05	3,20-05	2,21-05	1,73-05	1,55-05	1,38-05	7,91-06	7,11-06	9,49-06	6,68-06	2,15-05
7,0	5,50-05	9,50-06	4,11-06	2,00-06	1,60-06	1,35-06	7,46-07	5,72-07	2,00-06	6,20-07	3,10-06
8,0	4,66-05	8,04-06	3,51-06	1,75-06	1,40-06	1,19-06	6,62-07	5,14-07	1,73-06	5,55-07	2,72-06
9,0	4,34-05	8,20-06	3,28-06	1,77-06	1,42-06	1,20-06	6,69-07	5,18-07	1,72-06	5,61-07	2,75-06
10,0	4,22-05	8,06-06	3,25-06	1,77-06	1,42-06	1,21-06	6,73-07	5,24-07	1,72-06	5,62-07	2,72-06
11,0	1,02-04	2,82-05	1,39-05	8,45-06	7,02-06	5,89-06	2,93-06	2,16-06	5,94-06	1,98-06	8,49-06
12,0	6,17-05	3,94-05	3,60-06	2,69-06	2,16-06	1,71-06	9,15-07	6,53-07	2,27-05	1,24-05	9,60-06
14,0	4,69-05	2,96-05	3,28-06	2,42-06	1,82-06	1,44-06	7,76-07	5,17-07	1,43-05	9,41-05	5,79-06
16,0	5,05-05	3,22-05	3,28-06	2,37-06	1,87-06	1,39-06	7,57-07	4,99-07	8,74-06	8,04-06	4,74-06
18,0	6,35-05	4,12-05	4,23-06	3,06-06	2,34-06	1,79-06	9,66-07	6,28-07	1,11-05	1,02-05	5,99-06
20,0	4,66-05	2,92-05	2,95-06	2,08-06	1,56-06	1,16-06	6,28-07	4,11-07	1,30-05	8,52-06	3,15-06
22,0	3,76-05	2,29-05	2,07-06	1,45-06	1,08-06	8,19-07	4,51-07	3,00-07	5,72-06	5,37-06	5,15-06
24,0	2,50-05	1,52-05	1,36-06	9,54-07	7,13-07	5,35-07	2,95-07	1,97-07	3,76-06	3,53-06	2,07-06
26,0	1,44-05	8,78-06	7,84-07	5,48-07	4,09-07	3,07-07	1,69-07	1,13-07	2,16-06	2,04-06	1,19-06
28,0	7,05-06	4,23-06	3,70-07	2,58-07	1,92-07	1,44-07	8,06-08	5,42-08	1,04-06	9,84-07	5,79-07
30,0	3,92-06	2,31-06	1,98-07	1,37-07	1,02-07	7,73-08	4,35-08	2,95-08	5,70-07	5,41-07	3,18-07
40,0	2,02-06	1,24-06	1,14-07	8,06-08	6,05-08	4,54-08	2,49-08	1,64-08	3,12-07	2,92-07	1,71-07
50,0	8,49-07	5,20-07	4,73-08	3,32-08	2,49-08	1,87-08	1,02-08	6,82-09	1,29-07	1,21-07	7,13-08
60,0	4,26-07	2,60-07	2,35-08	1,65-08	1,23-08	9,34-09	5,15-09	3,43-09	6,50-08	6,10-08	3,58-08
70,0	1,78-07	1,08-07	9,82-09	6,91-09	5,20-09	3,94-09	2,18-09	1,46-09	2,74-08	2,57-08	1,51-08
80,0	1,78-07	1,08-07	9,82-09	6,90-09	5,20-09	3,94-09	2,18-09	1,46-09	2,74-08	2,57-08	1,51-08
90,0	1,78-07	1,08-07	9,82-09	6,90-09	5,20-09	3,94-09	2,18-09	1,46-09	2,74-08	2,57-08	1,51-08

 $\beta_c(\lambda)$  KM<sup>-1</sup>

λ MEM

<i>h</i> KM	0,248	0,3471	0,53	0,6943	0,86	1,06	1,67	2,36	3,39	5,3	10,6
0,0	3,72-03	6,41-03	7,41-03	8,89-03	1,00-02	1,04-02	1,61-02	3,56-03	2,72-03	1,16-03	3,00-03
1,0	2,18-03	4,35-03	4,42-03	4,52-03	5,22-03	6,05-03	4,36-03	7,58-04	7,40-04	3,48-04	7,81-04
2,0	1,73-03	3,37-03	2,90-03	2,49-03	2,44-03	2,45-03	1,17-03	3,47-04	2,75-04	1,09-04	1,98-04
3,0	1,32-03	2,97-03	2,65-03	2,13-03	1,74-03	1,39-03	6,27-04	3,28-04	1,59-04	6,17-05	9,88-05
4,0	1,56-04	1,79-04	2,24-04	2,61-04	3,19-04	3,66-04	2,27-04	4,26-05	3,86-05	1,92-05	5,18-05
5,0	1,13-04	1,26-04	1,80-04	1,38-04	1,53-04	1,60-04	7,14-05	1,40-05	1,25-05	6,48-06	1,65-05
6,0	8,97-05	8,20-05	5,71-05	4,85-05	4,62-05	4,37-05	1,86-05	3,96-06	3,22-06	1,57-06	3,91-06
7,0	6,58-05	5,46-05	2,85-05	1,78-05	1,19-05	7,75-06	2,46-06	7,75-07	3,86-07	1,09-07	1,62-07
8,0	5,59-05	4,51-05	2,32-05	1,44-05	9,63-06	6,28-06	1,99-06	5,98-07	3,02-07	9,02-08	1,50-07
9,0	5,89-05	4,62-05	2,39-05	1,48-05	9,97-06	6,43-06	2,04-06	6,12-07	3,06-07	9,02-08	1,50-07
10,0	5,71-05	4,53-05	2,37-05	1,48-05	9,97-06	6,54-06	2,10-06	6,37-07	3,23-07	9,64-08	1,59-07
11,0	1,29-04	2,05-04	1,56-04	1,18-04	8,82-05	6,15-05	1,99-05	9,49-06	6,18-06	2,02-06	1,71-06
12,0	5,72-05	4,63-05	4,08-05	2,92-05	2,31-05	1,71-05	6,30-06	2,70-06	1,39-06	5,78-07	3,76-07
14,0	3,21-05	2,89-05	2,78-05	2,01-05	1,58-05	1,16-05	4,83-06	2,12-06	1,09-06	3,66-07	1,75-07
16,0	2,21-05	2,22-05	2,31-05	1,72-05	1,38-05	1,05-05	4,68-06	2,00-06	1,20-06	3,08-07	1,00-07
18,0	2,59-05	2,73-05	3,01-05	2,24-05	1,78-05	1,36-05	6,41-06	2,80-06	1,69-06	4,14-07	1,17-07
20,0	3,17-05	2,86-05	2,56-05	1,82-05	1,41-05	1,05-05	4,70-06	1,79-06	7,56-07	1,79-07	5,28-08
22,0	1,81-05	1,73-05	1,52-05	1,11-05	8,81-06	6,72-06	2,79-06	9,48-07	4,40-07	7,98-08	1,59-08
24,0	1,21-05	1,15-05	1,00-05	7,31-06	5,81-06	4,45-06	1,83-06	6,03-07	2,70-07	4,65-08	8,66-09
26,0	7,03-06	6,69-06	5,78-06	4,19-06	3,32-06	2,54-06	1,05-06	3,42-07	1,49-07	2,46-08	4,31-09
28,0	3,56-06	3,29-06	2,75-06	4,02-06	1,59-06	1,19-06	4,61-07	1,43-07	6,09-08	9,85-09	1,71-09
30,0	2,07-06	1,84-06	1,49-06	1,11-06	8,63-07	6,25-07	2,18-07	6,41-08	2,63-08	4,19-09	7,29-10
40,0	9,40-07	9,25-07	8,46-07	6,09-07	4,79-07	3,68-07	1,63-07	5,80-08	2,74-08	4,91-09	9,38-10
50,0	4,01-07	3,90-07	3,49-07	2,53-07	1,99-07	1,53-07	6,56-08	2,26-08	1,05-08	1,88-09	3,66-10
60,0	2,05-07	1,96-07	1,74-07	1,27-07	1,00-07	7,60-08	3,12-08	1,07-08	5,12-09	9,73-10	2,08-10
70,0	8,80-08	8,21-08	7,29-08	5,42-08	4,26-08	3,15-08	1,22-08	4,31-09	2,22-09	4,83-10	1,21-10
80,0	8,80-08	8,21-08	7,29-08	5,42-08	4,26-08	3,15-08	1,22-08	4,31-09	2,22-09	4,83-10	1,21-10
90,0	8,80-08	8,21-08	7,29-08	5,42-08	4,26-08	3,15-08	1,22-08	4,31-09	2,22-09	4,83-10	1,21-10

$\beta_T(\lambda)$  KM<sup>-1</sup>

Высотный профиль оптических характеристик атмосферного аэрозоля,  
среднецикличная модель (км<sup>-1</sup>)

$h$ км	$\beta_t$	$\delta\beta_t$	$\beta_c$	$\delta\beta_c$	$\beta_{\Sigma}$	$\delta\beta_{\Sigma}$
$\lambda = 0,53$ мкм						
0,0	1,08-01	8,49-02	1,80-02	1,43-02	1,29-02	9,95-03
0,1	1,02-01	7,99-02	1,50-02	1,20-02	1,27-02	9,86-03
0,2	9,51-02	7,45-02	1,16-02	9,33-03	1,26-02	9,81-03
0,4	8,69-02	6,80-02	9,43-03	7,52-03	1,20-02	9,28-03
0,6	8,00-02	6,26-02	7,48-03	5,96-03	1,14-02	8,84-03
0,8	7,27-02	5,69-02	5,81-03	4,63-03	1,06-02	8,25-03
1,0	5,88-02	4,59-02	4,34-03	3,45-03	8,89-03	6,85-03
1,5	4,49-02	3,48-02	2,62-03	2,07-03	1,10-02	8,57-03
2,0	2,28-02	1,74-02	1,29-03	1,01-03	6,72-03	5,16-03
2,5	1,43-02	1,08-02	9,85-04	7,66-04	7,49-03	5,79-03
3,0	9,27-03	7,01-03	7,61-04	5,94-04	6,08-03	4,73-03
3,5	5,39-03	4,08-03	4,96-04	3,88-04	3,47-03	2,70-03
4,0	2,86-03	1,63-03	3,29-04	1,93-04	1,17-03	6,72-04
4,5	2,25-03	1,27-03	2,12-04	1,23-04	9,91-04	5,66-04
5,0	1,78-03	8,37-04	1,41-04	6,82-05	8,36-04	3,97-04
5,5	1,52-03	7,11-04	1,07-04	5,13-05	7,33-04	3,47-04
6,0	1,22-03	5,44-04	7,01-05	3,15-05	5,96-04	2,69-04
6,5	1,02-03	4,76-04	4,81-05	2,21-05	5,18-04	2,44-04
7,0	8,80-04	4,16-04	4,17-05	1,96-05	4,47-04	2,15-04
8,0	6,32-04	2,55-04	3,03-05	1,21-05	3,20-04	1,31-04
9,0	6,00-04	2,30-04	2,70-05	1,02-05	3,10-04	1,21-04
10,0	5,71-04	1,76-04	2,67-05	8,24-06	3,03-04	9,59-05
11,0	6,21-04	1,66-04	3,04-05	8,18-06	3,58-04	9,84-05
12,0	3,47-04	9,27-05	9,51-06	2,38-06	8,14-05	2,04-05
13,0	2,88-04	8,52-05	7,16-06	1,96-06	6,31-05	1,74-05
14,0	3,09-04	9,38-05	6,93-06	2,02-06	6,30-05	1,85-05
15,0	2,80-04	8,08-05	6,24-06	1,76-06	4,72-05	1,34-05
16,0	3,29-04	8,53-05	7,68-06	1,81-06	5,41-05	1,39-05
17,0	4,06-04	8,92-05	8,51-06	1,85-06	6,51-05	1,42-05
18,0	4,50-04	7,19-05	9,27-06	1,47-06	7,12-05	1,13-05
19,0	5,00-04	6,50-05	1,01-05	1,32-06	7,86-05	1,02-05
20,0	3,43-04	3,77-05	6,49-06	7,12-07	6,04-05	6,64-06
22,0	2,18-04	2,18-05	4,61-06	4,60-07	3,64-05	3,64-06
24,0	1,45-04	3,35-05	3,07-06	7,07-07	2,42-05	5,57-06
26,0	8,51-05	2,72-05	1,79-06	5,73-07	1,41-05	4,52-06
28,0	3,83-05	1,72-05	8,46-07	3,80-07	6,72-06	3,02-06
30,0	1,24-05	6,08-06	2,95-07	1,44-07	2,39-06	1,17-06
35,0	7,79-06	3,89-06	1,85-07	9,21-08	1,50-06	7,49-07
40,0	5,27-06	2,63-06	1,07-07	5,37-08	8,49-07	4,24-07
45,0	5,27-06	2,63-06	1,07-07	5,37-08	8,49-07	4,24-07
50,0	2,14-06	1,07-06	4,44-08	2,22-08	3,50-07	1,75-07
60,0	1,02-06	5,14-07	2,21-08	1,10-08	1,74-07	8,73-08
70,0	4,04-07	2,02-07	9,23-09	4,60-09	7,31-08	3,65-08
77,0	5,94-07	2,86-07	1,96-08	6,54-09	1,20-07	5,21-08
79,0	1,00-06	4,56-07	4,91-08	1,04-08	2,37-07	8,34-08
80,0	1,40-06	6,25-07	7,64-08	1,42-08	3,48-07	1,14-07
81,0	1,63-06	7,09-07	9,99-08	1,62-08	4,28-07	1,30-07
83,0	1,17-06	5,40-07	5,51-08	1,23-08	2,74-07	9,90-08
85,0	7,74-07	3,71-07	2,69-08	8,47-09	1,60-07	6,77-08
90,0	4,05-07	2,02-07	9,47-09	4,60-09	7,37-08	3,65-08

$h$ км	$\beta_f$	$\delta\beta_f$	$\beta_c$	$\delta\beta_c$	$\beta_\pi$	$\delta\beta_\pi$
--------	-----------	-----------------	-----------	-----------------	-------------	-------------------

$\lambda = 0,69$  МКМ

0,0	9,03-02	7,12-02	1,61-02	1,29-02	1,29-02	1,00-02
0,1	8,40-02	6,62-02	1,34-02	1,07-02	1,24-02	9,66-03
0,2	7,74-02	6,10-02	1,03-02	8,23-03	1,18-02	9,27-03
0,4	7,01-02	5,53-02	8,23-03	6,57-03	1,10-02	8,61-03
0,6	6,42-02	5,06-02	6,45-03	5,15-03	1,03-02	8,06-03
0,8	5,80-02	4,57-02	4,93-03	3,93-03	9,55-03	7,44-03
1,0	4,71-02	3,70-02	3,64-03	2,90-03	8,01-03	6,22-03
1,5	3,75-02	2,94-02	2,04-03	1,62-03	8,34-03	6,47-03
2,0	2,00-02	1,56-02	9,79-04	7,74-04	5,25-03	4,05-03
2,5	1,31-02	1,01-02	7,16-04	5,63-04	5,31-03	4,11-03
3,0	8,85-03	6,86-03	5,63-04	4,44-04	4,70-03	3,68-03
3,5	5,16-03	4,01-03	3,77-04	2,98-04	2,72-03	2,13-03
4,0	2,43-03	1,41-03	2,68-04	1,59-04	9,56-04	5,53-04
4,5	1,87-03	1,08-03	1,60-04	9,47-05	8,08-04	4,67-04
5,0	1,47-03	7,11-04	1,01-04	4,96-05	6,71-04	3,23-04
5,5	1,25-03	6,01-04	7,35-05	3,57-05	5,79-04	2,78-04
6,0	9,84-04	4,52-04	4,36-05	2,00-05	4,57-04	2,09-04
6,5	8,22-04	3,93-04	2,62-05	1,23-05	3,90-04	1,86-04
7,0	7,06-04	3,45-04	2,29-05	1,09-05	3,37-04	1,64-04
8,0	5,04-04	2,11-04	1,66-05	6,81-06	2,41-04	1,00-04
9,0	4,79-04	1,90-04	1,60-05	6,23-06	2,30-04	9,16-05
10,0	4,61-04	1,48-04	1,61-05	5,09-06	2,27-04	7,32-05
11,0	5,24-04	1,45-04	1,86-05	5,12-06	2,73-04	7,62-05
12,0	2,56-04	7,03-05	7,05-06	1,78-06	6,05-05	1,56-05
13,0	2,06-04	6,25-05	5,23-06	1,44-06	4,61-05	1,31-05
14,0	2,19-04	6,71-05	5,03-06	1,47-06	4,59-05	1,36-05
15,0	1,89-04	5,46-05	4,50-06	1,27-06	3,52-05	1,00-05
16,0	2,22-04	5,76-05	5,10-06	1,30-06	4,02-05	1,03-05
17,0	2,77-04	6,09-05	6,14-06	1,34-06	4,83-05	1,06-05
18,0	3,06-04	4,90-05	6,68-06	1,06-06	5,26-05	8,41-06
19,0	3,38-04	4,40-05	7,33-06	9,50-07	5,78-05	7,51-06
20,0	2,11-04	2,32-05	4,56-06	5,00-07	4,27-05	4,69-06
22,0	1,24-04	1,24-05	3,22-06	3,22-07	2,64-05	2,64-06
24,0	8,26-05	1,90-05	2,15-06	4,94-07	1,76-05	4,05-06
26,0	4,82-05	1,54-05	1,25-06	4,00-07	1,02-05	3,28-06
28,0	2,11-05	9,52-06	5,88-07	2,64-07	4,93-06	2,22-06
30,0	6,61-06	3,24-06	2,04-07	1,00-07	1,77-06	8,68-07
35,0	4,15-06	2,07-06	1,28-07	6,40-08	1,11-06	5,55-07
40,0	3,12-06	1,56-06	7,56-08	3,77-08	6,10-07	3,05-07
45,0	3,12-06	1,56-06	7,56-08	3,77-08	6,10-07	3,05-07
50,0	1,25-06	6,25-07	3,11-08	1,55-08	2,53-07	1,26-07
60,0	6,00-07	3,00-07	1,55-08	7,74-09	1,27-07	6,38-08
70,0	2,39-07	1,19-07	6,48-09	3,23-09	5,43-08	2,71-08
77,0	3,41-07	1,65-07	1,40-08	4,58-09	8,35-08	3,86-08
79,0	5,58-07	2,58-07	3,56-08	7,27-09	1,50-07	6,15-08
80,0	7,72-07	3,50-07	5,55-08	9,95-09	2,14-07	8,44-08
81,0	8,94-07	3,96-07	7,28-08	1,13-08	2,56-07	9,59-08
83,0	6,54-07	3,04-07	3,99-08	8,61-09	1,75-07	7,30-08
85,0	4,39-07	2,12-07	1,93-08	5,92-09	1,09-07	5,01-08
90,0	2,40-07	1,19-07	6,67-09	3,23-09	5,46-08	2,71-08

$\lambda = 1,06$  МКМ

0,0	6,79-02	5,39-02	1,35-02	1,08-02	1,28-02	1,01-02
0,1	6,10-02	4,84-02	1,11-02	8,93-03	1,21-02	9,57-03

$\lambda$ км	$\beta_f$	$\delta\beta_f$	$\beta_c$	$\delta\beta_c$	$\beta_\pi$	$\delta\beta_\pi$
0,2	5,37-02	4,27-02	8,52-03	6,81-03	1,15-02	9,09-03
0,4	4,73-02	3,76-02	6,77-03	5,41-03	1,07-02	8,50-03
0,6	4,20-02	3,33-02	5,27-03	4,21-03	1,01-02	7,98-03
0,8	3,69-02	2,92-02	4,01-03	3,20-03	9,41-03	7,42-03
1,0	2,98-02	2,36-02	2,94-03	2,35-03	8,20-03	6,47-03
1,5	2,38-02	1,88-02	1,58-03	1,26-03	6,78-03	5,33-03
2,0	1,38-02	1,09-02	7,53-04	5,97-04	3,99-03	3,13-03
2,5	9,71-03	7,65-03	5,44-04	4,29-04	3,11-03	2,43-03
3,0	7,37-03	5,83-03	4,33-04	3,42-04	2,67-03	2,10-03
3,5	4,36-03	3,45-03	2,93-04	2,32-04	1,61-03	1,27-03
4,0	1,86-03	1,10-03	2,14-04	1,27-04	7,28-04	4,29-04
4,5	1,39-03	8,24-04	1,25-04	7,43-05	5,79-04	3,40-04
5,0	1,06-03	5,26-04	7,79-05	3,82-05	4,43-04	2,16-04
5,5	8,89-04	4,37-04	5,56-05	2,71-05	3,61-04	1,76-04
6,0	6,69-04	3,15-04	3,18-05	1,47-05	2,61-04	1,21-04
6,5	5,46-04	2,68-04	1,80-05	8,53-06	2,06-04	1,00-04
7,0	4,72-04	2,36-04	1,57-05	7,62-06	1,79-04	8,88-05
8,0	3,36-04	1,44-04	1,14-05	4,73-06	1,28-04	5,45-05
9,0	3,19-04	1,31-04	1,10-05	4,34-06	1,22-04	4,97-05
10,0	3,14-04	1,04-04	1,12-05	3,58-06	1,23-04	4,02-05
11,0	3,78-04	1,07-04	1,31-05	3,62-06	1,49-04	4,20-05
12,0	1,36-04	3,84-05	3,38-06	8,70-07	3,75-05	1,02-05
13,0	1,02-04	3,18-05	3,33-06	9,17-07	2,68-05	7,98-06
14,0	1,06-04	3,25-05	3,15-06	9,22-07	2,66-05	8,07-06
15,0	8,48-05	2,45-05	2,81-06	7,94-07	2,13-05	6,14-06
16,0	9,87-05	2,56-05	3,17-06	8,12-07	2,41-05	6,26-06
17,0	1,24-04	2,73-05	3,81-06	8,32-07	2,92-05	6,41-06
18,0	1,36-04	2,18-05	4,14-06	6,60-07	3,17-05	5,07-06
19,0	1,49-04	1,94-05	4,53-06	5,87-07	3,47-05	4,51-06
20,0	7,91-05	8,70-06	2,71-06	2,97-07	2,47-05	2,72-06
22,0	4,30-05	4,30-06	1,93-06	1,93-07	1,59-05	1,59-06
24,0	2,79-05	6,42-06	1,28-06	2,95-07	1,07-05	2,46-06
26,0	1,62-05	5,20-06	7,48-07	2,39-07	6,21-06	1,98-06
28,0	6,90-06	3,10-06	3,52-07	1,58-07	2,91-06	1,31-06
30,0	2,06-06	1,01-06	1,23-07	6,00-08	9,98-07	4,89-07
35,0	1,30-06	6,51-07	7,73-08	3,84-08	6,25-07	3,12-07
40,0	1,13-06	5,65-07	4,54-08	2,27-08	3,68-07	1,84-07
45,0	1,13-06	5,65-07	4,54-08	2,27-08	3,68-07	1,84-07
50,0	4,44-07	2,22-07	1,87-08	9,35-09	1,53-07	7,66-08
60,0	2,15-07	1,07-07	9,34-09	4,66-09	7,60-08	3,80-08
70,0	9,04-08	4,52-08	3,94-09	1,96-09	3,15-08	1,57-08
77,0	1,24-07	6,01-08	8,88-09	2,77-09	4,58-08	2,23-08
79,0	1,98-07	8,99-08	2,32-08	4,38-09	7,62-08	3,54-08
80,0	2,70-07	1,19-07	3,64-08	5,99-09	1,06-07	4,84-08
81,0	3,12-07	1,34-07	4,80-08	6,80-09	1,23-07	5,50-08
83,0	2,29-07	1,04-07	2,59-08	5,19-09	8,97-08	4,19-08
85,0	1,56-07	7,50-08	1,22-08	3,58-09	5,96-08	2,88-08
90,0	9,05-08	4,52-08	4,07-09	1,96-09	3,15-08	1,57-08

$\lambda=10,6$  мкм

0,0	6,48-02	5,18-02	2,29-02	1,83-02	3,03-03	2,42-03
0,1	5,34-02	4,27-02	1,89-02	1,50-02	2,52-03	2,02-03
0,2	4,02-02	3,21-02	1,43-02	1,14-02	1,97-03	1,58-03
0,4	3,16-02	2,52-02	1,13-02	9,07-03	1,60-03	1,28-03

$h$ KM	$\beta_f$	$\delta\beta_f$	$\beta_c$	$\delta\beta_c$	$\beta_{\pi}$	$\delta\beta_{\pi}$
0,6	2,41—02	1,93—02	8,85—03	7,04—03	1,29—03	1,03—03
0,8	1,79—02	1,43—02	6,72—03	5,34—03	1,02—03	8,21—04
1,0	1,27—02	1,01—02	4,87—03	3,86—03	7,96—04	6,37—04
1,5	6,09—03	4,85—03	2,52—03	1,99—03	4,48—04	3,58—04
2,0	2,73—03	2,16—03	1,20—03	9,40—04	2,19—04	1,75—04
2,5	1,80—03	1,43—03	7,74—04	6,04—04	1,54—04	1,23—04
3,0	1,42—03	1,13—03	6,14—04	4,80—04	1,26—04	1,01—04
3,5	1,01—03	8,02—04	4,20—04	3,29—04	8,57—05	6,85—05
4,0	8,41—04	5,02—04	3,24—04	1,91—04	5,95—05	3,57—05
4,5	4,50—04	2,67—04	1,83—04	1,07—04	3,66—05	2,19—05
5,0	2,59—04	1,27—04	1,12—04	5,43—05	2,30—05	1,15—05
5,5	1,74—04	8,55—05	7,99—05	3,82—05	1,63—05	8,18—06
6,0	8,75—05	4,05—05	4,58—05	2,05—05	9,06—06	4,34—06
6,5	3,62—05	1,67—05	2,57—05	1,14—05	5,00—06	2,49—06
7,0	3,19—05	1,50—05	2,24—05	1,02—05	4,42—06	2,25—06
8,0	2,36—05	9,50—06	1,65—05	6,36—06	3,18—06	1,39—06
9,0	2,29—05	8,75—06	1,59—05	5,81—06	3,08—06	1,29—06
10,0	2,35—05	7,33—06	1,58—05	4,71—06	3,24—06	1,10—06
11,0	2,62—05	7,08—06	1,75—05	4,57—06	4,05—06	1,17—06
12,0	1,89—05	4,40—06	1,77—05	4,04—06	8,27—07	2,39—07
13,0	1,36—05	3,46—06	1,30—05	3,29—06	4,46—07	1,42—07
14,0	1,27—05	3,61—06	1,24—05	3,50—06	3,76—07	1,16—07
15,0	9,78—06	2,72—06	9,60—06	2,66—06	1,98—07	5,75—08
16,0	1,10—05	2,79—06	1,08—05	2,75—06	2,00—07	5,21—08
17,0	1,30—05	2,83—06	1,28—05	2,79—06	2,41—07	5,32—08
18,0	1,41—05	2,25—06	1,39—05	2,22—06	2,49—07	3,99—08
19,0	1,56—05	2,01—06	1,54—05	1,99—06	2,53—07	3,29—08
20,0	1,21—05	1,33—06	1,21—05	1,32—06	1,04—07	1,14—08
22,0	7,51—06	7,50—07	7,49—06	7,47—07	3,16—08	3,16—09
24,0	5,02—06	1,15—06	5,00—06	1,15—06	1,86—08	4,29—09
26,0	2,92—06	9,34—07	2,91—06	9,32—07	1,04—08	3,34—09
28,0	1,40—06	6,32—07	1,40—06	6,31—07	4,08—09	1,83—09
30,0	5,08—07	2,47—07	5,07—07	2,47—07	1,12—09	5,52—10
35,0	3,19—07	1,58—07	3,18—07	1,58—07	7,29—10	3,64—10
40,0	1,72—07	8,59—08	1,71—07	8,56—08	9,38—10	4,69—10
45,0	1,72—07	8,59—08	1,71—07	8,56—08	9,38—10	4,69—10
50,0	7,16—08	3,58—08	7,13—08	3,56—08	3,66—10	1,83—10
60,0	3,60—08	1,79—08	3,58—08	1,79—08	2,08—10	1,04—10
70,0	1,52—08	7,59—09	1,51—08	7,55—09	1,21—10	6,05—11
77,0	3,94—08	1,08—08	3,93—08	1,08—08	1,38—10	6,92—11
79,0	1,11—07	1,74—08	1,11—07	1,73—08	1,74—10	8,66—11
80,0	1,78—07	2,39—08	1,77—07	2,38—08	2,09—10	1,03—10
81,0	2,37—07	2,72—08	2,37—07	2,71—08	2,28—10	1,12—10
83,0	1,24—07	2,06—08	1,24—07	2,06—08	1,91—10	9,52—11
85,0	5,54—08	1,41—08	5,53—08	1,40—08	1,56—10	7,79—11
90,0	1,59—08	7,59—09	1,58—08	7,55—09	1,21—10	6,05—11

Спектральное поведение объемных коэффициентов оптического взаимодействия, среднецикличная модель

$\lambda, \text{км}$	$\lambda, \text{Мкм}$										
	0,248	0,3471	0,53	0,6943	0,83	1,03	1,67	2,36	3,39	5,3	10,6
0,0	1,29-01	1,29-01	1,08-01	9,03-02	7,73-02	6,71-02	5,70-02	6,22-62	6,55-02	5,27-02	6,48-02
1,0	6,96-02	7,04-02	5,88-02	4,71-02	3,75-02	2,92-02	1,99-02	1,70-02	1,60-02	8,92-03	1,27-02
2,0	2,39-02	2,42-02	2,28-02	2,00-02	1,70-02	1,36-02	8,25-03	5,25-03	4,26-03	1,91-03	1,42-03
3,0	9,78-03	9,50-03	9,27-03	8,85-03	8,22-03	7,30-03	5,09-03	2,97-03	2,21-03	1,05-03	2,72-03
4,0	1,50-03	1,18-03	9,68-04	9,01-04	8,77-04	8,70-04	9,42-04	9,37-04	8,95-04	6,11-04	7,88-04
5,0	8,28-04	5,72-04	3,96-04	3,40-04	3,17-04	3,07-04	3,28-04	2,88-04	2,63-04	1,61-04	2,16-04
6,0	5,28-04	3,14-04	1,68-04	1,20-04	9,94-05	8,75-05	8,31-05	7,03-05	6,48-05	3,89-05	5,38-05
7,0	3,48-04	1,86-04	7,95-05	4,43-05	2,85-05	1,89-05	9,41-06	5,04-06	5,06-06	1,93-06	4,50-06
8,0	2,88-04	1,51-04	6,22-05	3,39-05	2,15-05	1,41-05	7,21-06	4,13-06	4,33-06	1,77-06	3,99-06
9,0	2,94-04	1,55-04	6,36-05	3,46-05	2,18-05	1,42-05	7,19-06	4,12-06	4,35-06	1,77-06	4,02-06
10,0	2,88-04	1,54-04	6,43-05	3,56-05	2,28-05	1,51-05	7,80-06	4,45-06	4,54-06	1,87-06	4,09-06
11,0	9,17-04	7,77-04	6,21-04	5,24-04	4,49-04	3,73-04	2,33-04	1,03-04	6,38-05	1,57-05	2,62-05
12,0	6,55-04	5,19-04	3,47-04	2,55-04	1,92-04	1,36-04	5,69-05	1,99-05	4,97-05	2,50-05	1,89-05
14,0	5,45-04	4,57-04	3,09-04	2,19-04	1,58-04	1,06-04	3,79-05	1,22-05	3,50-05	2,11-05	1,27-05
16,0	6,02-04	5,10-04	3,29-04	2,22-04	1,52-04	1,06-04	3,18-05	9,76-05	2,37-05	1,90-05	1,10-05
18,0	7,54-04	6,66-04	3,43-04	3,06-04	2,11-04	1,36-04	4,34-05	1,31-05	3,09-05	2,45-05	1,41-05
20,0	7,00-04	5,81-04	3,43-04	2,11-04	1,34-04	7,91-05	2,10-05	6,13-06	3,22-05	2,03-05	1,21-05
22,0	5,48-04	4,23-04	2,18-04	1,25-04	7,53-05	4,30-05	1,06-05	3,05-06	1,44-05	1,28-05	7,51-06
24,0	3,71-04	2,86-04	1,46-04	8,27-05	4,93-05	2,79-05	6,77-06	1,93-06	9,59-06	8,60-06	5,02-06
26,0	2,16-04	1,66-04	8,52-05	4,83-05	2,88-05	1,62-05	3,92-06	1,11-06	5,58-06	5,01-06	2,92-06
28,0	1,07-04	2,79-05	3,84-05	2,11-05	1,24-05	6,90-06	1,62-06	4,68-07	2,65-06	2,40-06	1,40-06
30,0	3,99-05	2,79-05	1,24-05	6,62-06	3,79-06	2,06-06	4,78-07	1,40-07	9,41-07	8,66-07	5,08-07
40,0	1,18-05	9,56-06	5,27-06	3,13-06	1,93-06	1,13-06	2,90-07	8,32-08	3,38-07	2,96-07	1,72-07
50,0	5,07-06	4,00-06	2,14-06	1,25-06	7,66-07	4,44-07	1,13-07	3,25-08	1,39-07	1,23-07	7,16-08
60,0	2,56-06	1,97-06	1,02-06	6,01-07	3,69-07	2,15-07	5,64-08	1,65-08	7,00-08	6,18-08	3,60-08
70,0	1,07-06	7,94-07	4,04-07	2,39-07	1,50-07	9,04-08	2,56-08	7,76-09	2,99-08	2,61-08	1,52-08
80,0	6,27-06	3,73-06	1,40-06	7,76-07	4,65-07	2,70-07	7,72-08	2,94-08	3,16-07	3,01-07	1,78-07
90,0	1,08-06	8,00-07	4,05-07	2,40-07	1,50-07	9,05-08	2,57-08	7,82-09	3,11-08	2,72-08	1,59-08

 $\beta_L(\lambda) \text{ км}^{-1}$

$h, \text{KM}$	0,248	0,3471	0,53	0,6943	0,86	1,06	1,67	2,36	3,39	5,3	10,6
0,0	3,60-02	2,08-02	1,80-02	1,61-02	1,49-02	1,35-02	8,53-03	8,16-03	9,39-03	7,73-03	2,29-02
1,0	1,68-02	5,74-03	4,34-03	3,64-03	3,35-03	2,94-03	1,73-03	1,55-03	2,29-03	1,45-03	4,87-03
2,0	6,36-03	2,18-03	1,29-03	9,79-04	8,99-04	7,52-04	4,30-04	3,63-04	8,29-04	3,92-04	1,20-03
3,0	2,87-03	1,18-03	7,61-04	5,63-04	4,93-04	4,32-04	2,38-04	2,02-04	3,21-04	1,84-04	6,14-04
4,0	4,58-04	3,02-04	2,55-04	2,26-04	2,06-04	1,86-04	1,10-04	1,02-04	1,11-04	9,59-05	2,84-04
5,0	2,07-04	1,01-04	8,01-05	6,79-05	6,14-05	5,50-05	3,15-05	2,87-05	3,33-05	2,66-05	8,12-05
6,0	1,02-04	3,30-05	2,26-05	1,76-05	1,57-05	1,40-05	8,00-06	7,17-06	9,67-06	6,74-06	2,17-05
7,0	5,77-05	1,02-05	4,52-06	2,23-06	1,79-06	1,50-06	8,22-07	6,26-07	2,15-06	6,69-07	3,31-06
8,0	4,83-05	8,52-06	3,77-06	1,89-06	1,52-06	1,29-06	7,10-07	5,49-07	1,83-06	5,86-07	2,85-06
9,0	4,49-05	8,67-06	3,51-06	1,91-06	1,53-06	1,30-06	7,16-07	5,53-07	1,85-06	5,91-07	2,88-06
10,0	4,39-05	8,59-06	3,53-06	1,94-06	1,56-06	1,32-06	7,29-07	5,65-07	1,83-06	5,99-07	2,87-06
11,0	1,99-04	5,94-05	3,04-05	1,86-05	1,56-05	1,30-05	6,41-06	4,70-06	1,24-05	4,19-06	1,75-05
12,0	1,13-04	7,48-05	7,16-06	5,35-06	4,29-06	3,38-06	1,76-06	1,23-06	4,22-05	2,29-05	1,77-05
14,0	1,01-04	6,48-05	7,35-06	5,33-06	4,12-06	3,15-06	1,68-06	1,10-06	3,09-05	2,02-05	1,24-05
16,0	1,17-04	7,47-05	7,53-06	5,42-06	4,16-06	3,17-06	1,71-06	1,12-06	2,00-05	1,84-05	1,08-05
18,0	1,49-04	9,69-05	9,86-06	7,11-06	5,44-06	4,14-06	2,2-06	1,45-06	2,60-05	2,38-05	1,39-05
20,0	1,10-04	6,91-05	6,92-06	4,86-06	3,63-06	2,71-05	1,46-06	9,57-07	3,06-05	2,00-05	1,21-05
22,0	9,00-05	5,47-05	4,91-06	3,43-06	2,57-06	1,93-05	1,06-06	7,11-07	1,35-05	1,27-05	7,49-06
24,0	6,05-05	3,67-05	3,28-06	2,29-06	1,71-06	1,28-06	7,09-07	4,73-07	5,28-06	4,96-06	5,00-06
26,0	3,52-05	2,14-05	1,91-06	1,33-06	9,97-07	7,48-07	4,13-07	2,75-07	5,28-06	4,96-06	2,91-06
28,0	1,71-05	1,02-05	9,02-07	6,27-07	4,68-07	3,52-07	1,95-07	1,31-07	2,53-06	2,39-06	1,40-06
30,0	6,26-06	3,68-06	3,15-07	2,18-07	1,63-07	1,23-07	6,92-08	4,69-08	9,08-07	8,61-07	5,07-07
40,0	2,02-06	1,24-06	1,14-07	8,06-08	6,05-08	4,54-08	2,49-08	1,64-08	3,12-07	2,92-07	7,13-08
50,0	8,49-07	5,20-07	4,73-08	3,32-08	2,49-08	1,87-08	1,02-08	6,82-09	1,29-07	1,21-07	3,58-08
60,0	4,26-07	2,60-07	2,35-08	1,65-08	1,23-08	9,34-09	3,43-09	1,46-09	6,50-08	6,10-08	1,51-08
70,0	1,78-07	1,08-07	9,82-09	6,91-09	5,20-09	3,94-09	2,18-09	1,46-09	2,74-08	2,57-08	1,51-08
80,0	1,75-06	9,68-07	8,15-08	5,92-08	4,62-08	3,64-08	2,22-08	1,57-08	3,11-07	3,00-07	1,77-07
90,0	1,84-07	1,11-07	1,00-08	7,10-09	5,36-09	4,07-09	2,26-09	1,51-09	2,85-08	2,68-08	1,58-08

$\beta_c(\lambda) \text{ KM}^{-1}$

$h_r$ KM	0,248	0,3471	0,53	0,6943	0,86	1,06	1,67	2,36	3,39	5,3	10,6
0,0	7,78-03	1,40-02	1,29-02	1,29-02	1,29-02	1,27-02	1,74-02	4,26-03	3,17-08	1,24-03	3,03-03
1,0	5,25-03	1,05-02	8,89-03	8,01-03	7,91-03	8,06-03	5,50-03	1,36-03	1,19-08	4,42-04	7,96-04
2,0	3,96-03	8,37-03	6,72-03	5,25-03	4,46-03	3,90-03	1,85-03	7,80-04	5,60-04	1,82-04	2,19-04
3,0	2,76-03	6,93-03	6,08-03	4,70-03	3,57-03	2,58-03	1,03-03	4,31-04	3,13-04	1,10-04	1,26-04
4,0	1,68-04	2,01-04	2,40-04	2,73-04	3,28-04	3,72-04	2,29-04	4,37-05	2,92-05	1,94-05	5,19-05
5,0	1,19-04	1,37-04	1,38-04	1,44-04	1,57-04	1,63-04	1,24-05	1,45-05	1,28-05	6,59-06	1,65-05
6,0	9,35-05	8,96-05	6,27-05	5,28-05	4,93-05	4,59-05	1,94-05	4,33-06	3,45-06	1,64-06	3,96-06
7,0	6,88-05	6,07-05	3,30-05	2,13-05	1,45-05	9,55-06	3,07-06	1,07-06	5,79-07	1,69-07	2,09-07
8,0	5,79-05	4,90-05	2,61-05	1,66-05	1,12-05	7,42-06	2,38-06	7,90-07	4,24-07	1,28-07	1,79-07
9,0	6,09-05	4,99-05	2,67-05	1,69-05	1,14-05	7,54-06	2,42-06	7,96-07	4,24-07	1,27-07	1,79-07
10,0	5,93-05	4,95-05	2,69-05	1,73-05	1,18-05	7,85-06	2,54-06	8,48-07	4,60-07	1,40-07	1,95-07
11,0	2,46-04	4,51-04	3,58-04	2,73-04	2,05-04	1,44-04	4,67-05	2,27-05	1,49-05	4,90-06	4,05-06
12,0	9,68-05	8,36-05	8,33-05	6,14-05	4,99-05	3,75-05	1,41-05	6,31-06	3,28-06	1,36-06	8,27-07
14,0	6,58-05	6,17-05	6,27-05	4,57-05	3,60-05	2,66-05	1,13-05	5,05-06	2,58-06	8,48-07	3,76-07
16,0	5,04-05	5,14-05	5,39-05	4,00-05	3,17-05	2,41-05	1,09-05	4,66-06	2,76-06	6,75-07	2,00-07
18,0	6,11-05	6,47-05	7,09-05	5,25-05	4,14-05	3,17-05	1,50-05	6,53-06	3,87-06	9,23-07	2,49-07
20,0	7,57-05	6,81-05	6,02-05	4,26-05	3,31-05	2,47-05	1,10-05	4,14-06	1,69-06	3,79-07	1,04-07
22,0	4,35-05	4,16-05	3,63-05	2,64-05	2,08-05	1,59-05	6,59-06	2,19-06	9,85-07	1,69-07	3,16-08
24,0	2,93-05	2,80-05	2,41-05	1,76-05	1,39-05	1,07-05	4,39-06	1,42-06	6,25-07	1,04-07	1,86-08
26,0	1,71-05	1,63-05	1,41-05	1,02-05	8,12-06	6,21-06	2,56-06	8,35-07	3,64-07	5,99-08	1,04-08
28,0	8,65-06	8,01-06	6,71-06	4,92-06	3,89-06	2,91-06	1,12-06	3,49-07	1,47-07	2,37-08	4,08-09
30,0	3,31-06	2,95-06	2,38-06	1,77-06	1,37-06	9,98-07	3,48-07	3,49-07	4,16-08	6,56-09	1,12-09
40,0	9,40-07	9,25-07	8,46-07	6,09-07	4,79-07	3,68-07	1,63-07	5,80-08	2,74-08	4,91-09	9,38-10
50,0	4,01-07	3,90-07	3,49-07	2,53-07	1,99-07	1,53-07	6,56-08	2,26-08	1,05-08	1,88-09	3,66-10
60,0	2,05-07	1,96-07	1,74-07	1,27-07	1,00-07	7,60-08	3,12-08	1,07-08	5,12-09	9,73-10	2,08-10
70,0	8,80-08	8,21-08	7,29-08	5,42-08	4,26-08	3,15-08	1,22-08	4,31-09	2,22-09	4,83-10	1,21-10
80,0	1,27-06	7,20-07	3,48-07	2,14-07	1,52-07	1,06-07	3,79-08	1,20-08	5,47-09	1,00-09	2,09-10
90,0	9,31-08	8,44-08	7,35-08	5,45-08	4,27-08	3,15-08	1,22-08	4,31-09	2,22-09	4,83-10	1,21-10

 $\beta_{\pi}(\lambda)$  KM<sup>-1</sup>

## Широтные вариации коэффициентов взаимодействия аэрозольного светорассеяния

$h, \text{ км}$	$\varphi = 70^\circ$			$\varphi = 60^\circ$			$\varphi = 50^\circ$			$\varphi = 40^\circ$		
	$\beta_t$	$\beta_s$	$\beta_\pi$	$\beta_t$	$\beta_s$	$\beta_\pi$	$\beta_t$	$\beta_s$	$\beta_\pi$	$\beta_t$	$\beta_s$	$\beta_\pi$
	$\lambda = 0,6943 \text{ мкм}$											
10,0	1,47-03	7,08-05	7,54-04	1,51-03	7,30-05	7,77-04	1,29-03	6,22-05	6,63-04	1,25-03	6,01-05	6,40-04
11,0	1,50-03	7,49-05	8,38-04	1,29-03	6,42-05	7,18-04	1,20-03	5,99-05	6,70-04	1,16-03	5,77-05	6,46-04
12,0	7,85-04	2,41-05	2,00-04	6,76-04	2,07-05	1,72-04	5,89-04	1,80-05	1,50-04	5,23-04	1,60-05	1,33-04
13,0	6,46-04	1,80-05	1,55-04	5,46-04	1,52-05	1,31-04	4,14-04	1,15-05	9,97-05	3,64-04	1,01-05	8,77-05
14,0	5,35-04	1,33-05	1,17-04	4,40-04	1,09-05	9,62-05	3,33-04	8,28-06	7,28-05	2,49-04	6,21-06	5,46-05
15,0	4,58-04	1,12-05	8,09-05	3,18-04	7,80-06	5,63-05	2,53-04	6,20-06	4,47-05	1,79-04	4,40-06	3,17-05
16,0	4,45-04	1,01-05	7,51-06	3,20-04	7,26-06	5,39-05	2,43-04	5,52-06	4,10-05	1,94-04	4,42-06	3,28-05
17,0	4,36-04	9,47-06	7,10-05	3,67-04	7,96-06	5,97-05	2,53-04	5,49-06	4,12-05	2,02-04	4,39-06	3,29-05
18,0	3,37-04	7,12-06	5,38-05	3,48-04	7,35-06	5,56-05	2,67-04	5,62-06	4,25-05	2,07-04	4,36-06	3,30-05
19,0	2,35-04	4,87-06	3,72-06	2,67-04	5,53-06	4,22-05	2,49-04	5,15-06	3,94-05	2,08-04	4,31-06	3,29-05
20,0	1,07-04	2,06-06	1,91-05	1,35-04	2,59-06	2,40-05	1,43-04	2,75-06	2,55-05	1,60-04	3,07-06	2,85-05
22,0	2,64-05	5,59-07	4,40-06	4,55-05	9,63-07	7,58-06	6,60-05	1,39-06	1,10-05	7,92-05	1,67-06	1,32-05
24,0	8,13-06	1,71-07	1,34-06	1,72-05	3,64-07	2,86-06	3,15-05	6,65-07	5,23-06	4,77-05	1,00-06	7,93-06
26,0	3,75-06	7,91-08	6,23-07	5,89-06	1,24-07	9,78-07	1,32-05	2,79-07	2,20-06	2,50-05	5,27-07	4,15-06
28,0	1,53-06	3,39-08	2,69-07	2,16-06	4,77-08	3,79-07	4,33-06	9,55-08	7,59-07	1,01-05	2,22-07	1,77-06
30,0	4,03-07	9,60-09	7,77-08	9,61-07	2,28-08	1,85-07	1,55-06	3,69-08	2,98-07	2,79-06	6,64-08	5,38-07
35,0	7,02-08	1,68-09	1,35-08	7,02-08	1,68-09	1,35-08	1,40-07	3,36-09	2,70-08	3,51-07	8,40-09	6,75-08

$h, \text{KM}$	$\varphi = 30^\circ$			$\varphi = 20^\circ$			$\varphi = 10^\circ$			$\varphi = 0^\circ$		
	$\beta_l$	$\beta_s$	$\beta_\pi$	$\beta_l$	$\beta_s$	$\beta_\pi$	$\beta_l$	$\beta_s$	$\beta_\pi$	$\beta_l$	$\beta_s$	$\beta_\pi$
	10,0	1,16-03	5,58-05	5,94-04	1,07-03	5,15-05	5,48-04	9,82-04	4,72-05	5,03-04	8,93-04	4,29-05
11,0	9,89-04	4,92-05	5,51-04	8,60-04	4,28-05	4,79-04	8,17-04	4,96-05	4,55-04	7,74-04	3,85-05	4,31-04
12,0	4,36-04	1,34-05	1,11-04	3,71-04	1,13-05	9,46-05	3,49-04	1,07-05	8,90-05	3,27-04	1,00-05	8,35-05
13,0	2,98-04	8,33-06	7,17-05	2,65-04	7,41-06	6,38-05	2,48-04	6,94-06	5,98-05	2,31-04	6,48-06	5,58-05
14,0	1,78-04	4,44-06	3,90-05	1,66-04	4,14-06	3,64-05	1,54-04	3,84-06	3,38-05	1,42-04	3,55-06	3,12-05
15,0	9,81-05	2,40-06	1,73-05	8,99-05	2,20-06	1,58-05	8,99-05	2,20-06	1,58-05	8,17-05	2,00-06	1,44-05
16,0	9,05-05	2,05-06	1,52-05	5,57-05	1,26-06	9,38-06	4,87-05	1,10-06	8,21-06	6,26-05	1,42-06	1,05-05
17,0	1,20-04	2,61-06	1,95-05	7,59-05	1,64-06	1,23-05	6,33-05	1,37-06	1,03-05	4,43-05	9,61-07	7,21-06
18,0	1,74-04	3,67-06	2,78-05	1,03-04	2,18-06	1,65-05	6,54-05	1,37-06	1,04-05	7,08-05	1,49-06	1,13-05
19,0	1,95-04	4,03-06	3,08-05	1,58-04	3,28-06	2,50-05	1,08-04	2,25-06	1,72-05	9,97-05	2,06-06	1,57-05
20,0	1,55-04	2,96-06	2,75-05	1,30-04	2,48-06	2,31-05	9,96-05	1,90-06	1,77-05	8,58-05	1,64-06	1,52-05
22,0	9,83-06	2,08-06	1,64-05	9,54-05	2,02-06	1,59-05	8,22-05	1,74-06	1,37-05	7,78-05	1,64-06	1,29-05
24,0	7,42-05	1,56-06	1,23-05	7,82-05	1,65-06	1,29-05	7,42-05	1,56-06	1,23-05	7,21-05	1,52-06	1,19-05
26,0	4,86-05	1,02-06	8,07-06	5,89-05	1,24-06	9,78-06	6,04-05	1,27-06	1,00-05	6,04-05	1,27-06	1,00-05
28,0	1,58-05	3,50-07	2,78-06	3,07-05	6,79-07	5,39-06	3,60-05	7,96-07	6,32-06	3,75-05	8,27-07	6,58-06
30,0	4,34-06	1,03-07	8,37-07	1,11-05	2,65-07	2,15-06	1,52-05	3,61-07	2,92-06	1,76-05	4,20-07	3,40-06
35,0	4,07-07	9,75-09	7,84-08	5,90-07	1,41-08	1,13-07	8,42-07	2,01-08	1,62-07	1,26-06	3,02-08	2,43-07

$\lambda = 0,6943 \text{ MKM}$

h км	$\varphi=70^\circ$			$\varphi=60^\circ$			$\varphi=50^\circ$			$\varphi=40^\circ$		
	$\beta_t$	$\beta_s$	$\beta_\pi$									
	10,0	1,12-03	4,20-05	5,56-04	1,16-03	4,33-05	5,72-04	9,91-04	3,69-05	4,88-04	9,57-04	3,56-05
11,0	1,21-03	4,52-05	6,31-04	1,04-03	3,88-05	5,40-04	9,72-04	3,62-05	5,04-04	9,37-04	3,49-05	4,86-04
12,0	5,55-04	1,78-05	1,43-04	4,78-04	1,53-05	1,23-04	4,16-04	1,33-06	1,07-04	3,70-04	1,19-05	9,56-05
13,0	4,45-04	1,31-05	1,09-04	3,76-04	1,11-05	9,28-05	2,85-04	8,43-06	7,03-05	2,51-04	7,42-06	6,18-05
14,0	3,76-04	9,69-06	8,43-05	3,09-04	7,97-06	6,93-05	2,34-04	6,03-06	5,24-05	1,75-04	4,52-06	3,93-05
15,0	3,14-04	8,17-06	6,10-05	2,18-04	5,68-06	4,25-05	1,73-04	4,52-06	3,38-05	1,23-04	3,20-06	2,39-05
16,0	3,05-04	7,32-06	5,62-05	2,19-04	5,26-06	4,04-05	1,67-04	4,00-06	3,07-05	1,33-04	3,20-06	2,46-05
17,0	3,02-04	6,86-06	5,31-05	2,54-04	5,77-06	4,47-05	1,75-04	3,98-06	3,08-05	1,40-04	3,18-06	2,46-05
18,0	2,33-04	5,15-06	4,01-05	2,41-04	5,31-06	4,14-05	1,84-04	4,07-06	3,17-05	1,43-04	3,15-06	2,46-05
19,0	1,61-04	3,52-06	2,75-05	1,83-04	3,99-06	3,12-05	1,70-04	3,72-06	2,91-05	1,42-04	3,11-06	2,43-05
20,0	6,73-05	1,45-06	1,35-05	8,45-05	1,82-06	1,70-05	8,97-05	1,93-06	1,81-05	1,00-04	2,16-06	2,02-05
22,0	1,52-05	3,91-07	3,20-06	2,62-05	6,74-07	5,52-06	3,81-05	9,79-07	8,01-06	4,58-05	1,17-06	9,62-06
24,0	4,62-06	1,19-07	9,82-07	9,82-06	2,54-07	2,08-06	1,79-05	4,64-07	3,80-06	2,71-05	7,04-07	5,77-06
26,0	2,12-06	5,52-08	4,53-07	3,34-06	8,67-08	7,10-07	7,51-06	1,95-07	1,59-06	1,41-05	3,68-07	3,02-06
28,0	8,49-07	2,36-08	1,98-07	1,19-06	3,32-08	2,78-07	2,38-06	6,64-08	5,57-07	5,57-06	1,55-07	1,29-06
30,0	2,14-07	6,64-09	5,75-08	5,12-07	1,58-08	1,37-07	8,26-07	2,55-08	2,21-07	1,48-06	4,60-08	3,98-07
35,0	3,76-08	1,16-09	1,00-08	3,76-08	1,16-09	1,00-08	7,52-08	2,33-09	2,00-08	1,88-07	5,83-09	5,00-08

$\lambda=1,06$  МКМ

h км	$\varphi = 30^\circ$				$\varphi = 20^\circ$				$\varphi = 10^\circ$				$\varphi = 0^\circ$											
	$\beta_t$		$\beta_\pi$		$\beta_t$		$\beta_\pi$		$\beta_t$		$\beta_\pi$		$\beta_t$		$\beta_\pi$									
	$\beta_t$	$\beta_s$	$\beta_t$	$\beta_s$	$\beta_t$	$\beta_s$	$\beta_t$	$\beta_s$	$\beta_t$	$\beta_s$	$\beta_t$	$\beta_s$	$\beta_t$	$\beta_s$	$\beta_t$	$\beta_s$								
10,0	8,89-04	3,31-05	4,38-04	8,20-04	3,05-05	4,04-04	7,52-04	2,80-05	3,70-04	6,83-04	2,54-05	3,37-04	7,98-04	2,97-05	4,14-04	6,59-04	2,45-05	3,42-04	6,24-04	2,32-05	3,24-04			
11,0	7,98-04	2,97-05	4,14-04	6,94-04	2,58-05	3,60-04	6,59-04	2,45-05	3,42-04	6,24-04	2,32-05	3,24-04	8,08-04	2,97-05	4,14-04	6,59-04	2,45-05	3,42-04	6,24-04	2,32-05	3,24-04			
12,0	3,08-04	9,91-06	7,97-05	2,62-04	8,43-06	6,77-05	2,47-04	7,93-06	6,37-05	2,31-04	7,43-06	5,97-05	2,05-04	6,07-06	5,06-05	1,71-04	5,06-06	4,21-05	1,59-04	4,72-06	3,93-05			
13,0	2,05-04	6,07-06	5,06-05	1,82-04	5,39-06	4,50-05	1,71-04	5,06-06	4,21-05	1,59-04	4,72-06	3,93-05	1,25-04	3,23-06	2,81-05	1,08-04	2,80-06	2,43-05	1,00-04	2,58-06	2,24-05			
14,0	1,25-04	3,23-06	2,81-05	1,17-04	3,01-06	2,62-05	1,08-04	2,80-06	2,43-05	1,00-04	2,58-06	2,24-05	6,73-05	1,75-06	1,30-05	6,17-05	1,60-06	1,19-05	5,61-05	1,45-06	1,09-05			
15,0	6,20-05	1,48-06	1,14-05	3,81-05	9,15-07	7,03-06	3,34-05	8,00-07	6,15-06	4,29-05	1,02-06	7,91-06	6,20-05	1,48-06	1,14-05	3,81-05	9,15-07	7,03-06	3,34-05	1,02-06	7,91-06			
16,0	8,33-05	1,89-06	1,46-05	5,26-05	1,19-06	9,25-06	4,38-05	9,95-07	7,70-06	3,06-05	6,96-07	5,39-06	8,33-05	1,89-06	1,46-05	5,26-05	1,19-06	9,25-06	4,38-05	6,96-07	5,39-06			
17,0	1,20-04	2,65-06	2,07-05	7,15-05	1,57-06	1,23-05	4,51-05	9,97-07	7,77-06	4,89-05	1,08-06	8,42-06	1,20-04	2,65-06	2,07-05	7,15-05	1,57-06	1,23-05	4,51-05	9,97-07	7,77-06	8,42-06		
18,0	1,33-04	2,91-06	2,28-05	1,08-04	2,36-06	1,85-05	7,45-05	1,62-06	1,27-05	6,83-05	1,48-06	1,16-05	1,33-04	2,91-06	2,28-05	1,08-04	2,36-06	1,85-05	7,45-05	1,62-06	1,27-05	6,83-05	1,16-05	
19,0	9,66-05	2,08-06	1,95-05	8,11-05	1,75-06	1,63-05	6,21-05	1,34-06	1,25-05	5,35-05	1,15-06	1,07-05	9,66-05	2,08-06	1,95-05	8,11-05	1,75-06	1,63-05	6,21-05	1,34-06	1,25-05	5,35-05	1,07-05	
20,0	5,68-05	1,45-06	1,19-05	5,51-05	1,41-06	1,15-05	4,74-05	1,21-06	9,98-06	4,49-05	1,15-06	9,44-06	5,68-05	1,45-06	1,19-05	5,51-05	1,41-06	1,15-05	4,74-05	1,21-06	9,98-06	4,49-05	1,15-06	9,44-06
22,0	4,21-05	1,09-06	8,96-06	4,44-05	1,15-06	9,45-06	4,21-05	1,09-06	8,96-06	4,10-05	1,06-06	8,71-06	4,21-05	1,09-06	8,96-06	4,44-05	1,15-06	9,45-06	4,21-05	1,09-06	8,96-06	4,10-05	1,06-06	8,71-06
24,0	2,75-05	7,15-07	5,86-06	3,34-05	8,67-07	7,10-06	3,42-05	8,89-07	7,28-06	3,42-05	8,89-07	7,28-06	2,75-05	7,15-07	5,86-06	3,34-05	8,67-07	7,10-06	3,42-05	8,89-07	7,28-06	3,42-05	8,89-07	7,28-06
26,0	8,75-06	2,43-07	2,04-06	1,69-05	4,72-07	3,96-06	1,98-05	5,53-07	4,64-06	2,06-05	5,75-07	4,82-06	8,75-06	2,43-07	2,04-06	1,69-05	4,72-07	3,96-06	1,98-05	5,53-07	4,64-06	2,06-05	5,75-07	4,82-06
28,0	2,31-06	7,16-08	6,20-07	5,94-06	1,84-07	1,59-06	8,09-06	2,50-07	2,17-06	9,41-06	2,91-07	2,52-06	2,31-06	7,16-08	6,20-07	5,94-06	1,84-07	1,59-06	8,09-06	2,50-07	2,17-06	9,41-06	2,91-07	2,52-06
30,0	2,18-07	6,76-09	5,80-08	3,16-07	9,79-09	8,41-08	4,51-07	1,39-08	1,20-07	6,77-07	2,09-08	1,80-07	2,18-07	6,76-09	5,80-08	3,16-07	9,79-09	8,41-08	4,51-07	1,39-08	1,20-07	6,77-07	2,09-08	1,80-07

$\lambda = 1,06$  МКМ

Высотный профиль значений нормированной индикатрисы рассеяния  $g(\theta)$ 

h, км	$\theta^\circ$										
	0	5	15	40	90	120	150	165	170	180	
0,0	9,04-02	1,00+01	3,82+00	7,38-01	5,79-02	3,29-02	4,09-02	6,06-02	6,10-02	6,62-02	
1,0	5,45-02	1,17+01	4,99+00	8,41-01	6,61-02	3,90-02	5,43-02	7,38-02	7,56-02	7,85-02	
2,0	2,15-02	1,12-01	4,76+00	8,89-01	9,12-02	5,61-02	9,30-02	1,16-01	1,17-01	1,51-01	
3,0	8,51-03	1,26+01	4,22+00	8,39-01	1,11-01	6,73-02	1,18-01	1,67-01	2,05-01	3,46-01	
4,0	2,53-03	1,16+01	3,36+00	8,87-01	1,18-01	6,93-02	9,38-02	1,35-01	1,61-01	2,22-01	
5,0	1,64-03	1,07+01	3,70+00	9,55-01	1,27-01	7,60-02	1,04-01	1,44-01	1,71-01	2,47-01	
6,0	1,15-03	9,23+00	3,86+00	1,00+00	1,34-01	8,11-02	1,11-01	1,44-01	1,70-01	2,53-01	
7,0	8,38-04	1,58+01	3,97+00	1,01+00	1,36-01	8,27-02	1,14-01	1,46-01	1,72-01	2,61-01	
8,0	6,02-04	1,62+01	3,94+00	1,01+00	1,38-01	8,40-02	1,15-01	1,47-01	1,73-01	2,60-01	
9,0	5,73-04	1,65+01	3,92+00	1,01+00	1,38-01	8,45-02	1,16-01	1,49-01	1,76-01	2,65-01	
10,0	2,38-04	1,88+01	3,70+00	1,02+00	1,50-01	9,41-02	1,25-01	1,57-01	1,82-01	2,64-01	
11,0	2,59-04	1,91+01	3,88+00	9,91-01	1,42-01	8,80-02	1,23-01	1,61-01	1,88-01	2,87-01	
12,0	1,40-04	1,09+01	4,28+00	1,04+00	1,24-01	7,82-02	1,02-01	1,19-01	1,14-01	1,29-01	
14,0	9,27-05	8,23+00	4,50+00	1,06+00	1,11-01	6,73-02	8,68-02	9,94-02	9,74-02	1,10-01	
16,0	1,00-04	8,20+00	4,82+00	1,06+00	9,42-02	5,44-02	6,83-02	7,82-02	7,67-02	8,44-02	
18,0	1,46-04	7,64+00	4,97+00	1,05+00	8,81-02	5,03-02	6,38-02	7,24-02	7,16-02	7,97-02	
20,0	1,57-04	5,51+00	4,13+00	1,19+00	1,12-01	6,11-02	6,80-02	7,75-02	8,11-02	8,89-02	
22,0	1,07-04	5,02+00	3,92+00	1,24+00	1,16-01	6,05-02	6,50-02	7,53-02	7,88-02	8,38-02	
24,0	8,90-05	4,80+00	3,83+00	1,26+00	1,17-01	6,07-02	6,44-02	7,49-02	7,87-02	8,34-02	
26,0	6,44-05	4,77+00	3,83+00	1,26+00	1,17-01	6,08-02	6,43-02	7,48-02	7,88-02	8,35-02	
28,0	3,58-05	4,41+00	3,60+00	1,27+00	1,28-01	6,63-02	6,95-02	8,02-02	8,40-02	8,83-02	
30,0	1,36-05	3,96+00	3,30+00	1,28+00	1,44-01	7,60-02	7,92-02	9,01-02	9,36-02	9,73-02	
40,0	5,16-06	5,60+00	4,15+00	1,21+00	1,07-01	5,67-02	6,18-02	7,16-02	7,53-02	8,08-02	
50,0	2,09-06	5,38+00	4,02+00	1,23+00	1,11-01	5,85-02	6,32-02	7,33-02	7,69-02	8,22-02	
60,0	1,00-06	5,36+00	3,95+00	1,22+00	1,16-01	6,16-02	6,69-02	7,70-02	8,01-02	8,53-02	
70,0	3,95-07	5,61+00	3,91+00	1,20+00	1,23-01	6,66-02	7,39-02	8,39-02	8,55-02	9,09-02	
80,0	1,32-06	4,50+00	3,43+00	1,21+00	1,49-01	9,49-02	1,08-01	1,21-01	1,25-01	1,29-01	
90,0	3,96-07	5,61+00	3,90+00	1,20+00	1,24-01	6,70-02	7,44-02	8,46-02	8,62-02	9,16-02	

 $\lambda = 0,53$  мкм

$h$ км	$\beta_s$	$\theta^\circ$									
		0	5	15	40	90	120	150	165	170	180
$\lambda = 0,69$ МКМ											
0,0	7,41-02	3,64+02	1,22+01	3,06+00	7,81-01	6,52-02	3,38-02	3,89-02	7,66-02	7,92-02	8,13-02
1,0	4,34-02	9,17+01	1,29+01	4,35+00	9,33-01	7,41-02	4,04-02	5,08-02	8,14-02	9,21-02	8,91-02
2,0	1,90-02	4,42+01	1,09+01	4,50+00	9,63-01	9,40-02	5,63-02	8,08-02	1,02-01	1,12-01	1,34-01
3,0	8,28-03	6,17+01	1,13+01	4,21+00	9,06-01	1,12-01	6,94-02	1,11-01	1,49-01	1,83-01	2,76-01
4,0	2,16-03	1,46+02	1,34+01	3,27+00	8,86-01	1,17-01	6,97-02	9,32-02	1,41-01	1,67-01	2,13-01
5,0	1,37-03	6,42+01	1,10+01	3,63+00	9,68-01	1,29-01	7,80-02	1,05-01	1,46-01	1,73-01	2,37-01
6,0	9,40-04	2,94+01	8,76+00	3,80+00	1,02+00	1,37-01	8,40-02	1,12-01	1,44-01	1,68-01	2,37-01
7,0	6,83-04	1,22+01	7,82+00	3,92+00	1,04+00	1,39-01	8,60-02	1,16-01	1,43-01	1,68-01	2,42-01
8,0	4,88-04	1,25+01	7,81+00	3,90+00	1,04+00	1,40-01	8,70-02	1,17-01	1,44-01	1,69-01	2,42-01
9,0	4,63-04	1,28+01	7,87+00	3,89+00	1,04+00	1,41-01	8,72-02	1,17-01	1,45-01	1,70-01	2,44-01
10,0	1,84-04	1,50+01	7,84+00	3,75+00	1,03+00	1,49-01	9,50-02	1,26-01	1,55-01	1,79-01	2,51-01
11,0	2,11-04	1,47+01	8,46+00	3,93+00	1,01+00	1,40-01	8,87-02	1,23-01	1,54-01	1,81-01	2,64-01
12,0	9,89-05	9,59+00	7,10+00	4,21+00	1,06+00	1,26-01	7,99-02	9,92-02	1,11-01	1,13-01	1,30-01
14,0	6,51-05	7,03+00	6,41+00	4,23+00	1,11+00	1,20-01	7,23-02	8,66-02	9,68-02	9,90-02	1,12-01
16,0	6,85-05	6,85+00	6,43+00	4,40+00	1,12+00	1,09-01	6,20-02	7,18-02	8,10-02	8,31-02	9,26-02
18,0	1,01-04	6,70+00	6,35+00	4,46+00	1,13+00	1,04-01	5,78-02	6,64-02	7,50-02	7,77-02	8,63-02
20,0	9,80-05	4,53+00	4,39+00	3,49+00	1,24+00	1,42-01	7,71-02	8,16-02	9,19-02	9,58-02	1,01-01
22,0	5,15-05	3,98+00	3,87+00	3,20+00	1,27+00	1,54-01	8,45-02	8,89-02	9,94-02	1,02-01	1,06-01
24,0	5,03-05	3,71+00	3,63+00	3,07+00	1,28+00	1,60-01	8,66-02	9,05-02	1,01-01	1,04-01	1,07-01
26,0	3,63-05	3,64+00	3,57+00	3,04+00	1,29+00	1,60-01	8,68-02	9,05-02	1,01-01	1,04-01	1,07-01
28,0	1,96-05	3,36+00	3,30+00	2,85+00	1,28+00	1,74-01	9,72-02	1,01-01	1,12-01	1,15-01	1,18-01
30,0	7,21-06	3,02+00	2,97+00	2,60+00	1,26+00	1,94-01	1,14-01	1,20-01	1,31-01	1,34-01	1,37-01
40,0	3,05-06	4,25+00	4,14+00	3,40+00	1,27+00	1,42-01	7,65-02	8,04-02	9,11-02	9,46-02	9,87-02
50,0	1,22-06	4,10+00	3,99+00	3,29+00	1,27+00	1,49-01	8,05-02	8,46-02	9,52-02	9,86-02	1,02-01
60,0	5,85-07	4,20+00	4,07+00	3,29+00	1,25+00	1,53-01	8,48-02	8,99-02	1,00-01	1,03-01	1,07-01
70,0	2,33-07	4,68+00	4,49+00	3,43+00	1,20+00	1,55-01	8,97-02	9,73-02	1,06-01	1,09-01	1,15-01
80,0	7,17-07	3,62+00	3,52+00	2,90+00	1,21+00	1,81-01	1,15-01	1,28-01	1,40-01	1,44-01	1,48-01
90,0	2,33-07	4,67+00	4,49+00	3,42+00	1,20+00	1,55-01	9,00-02	9,77-02	1,07-01	1,10-01	1,15-01

h, км	$\beta_s$	$\theta^\circ$									
		0	5	15	40	90	120	150	165	170	180
$\lambda = 1,06 \text{ MKM}$											
0,0	5,43-02	2,27+02	2,45+01	2,24+00	7,27-01	8,00-02	3,84-02	4,40-02	1,15-01	1,56-01	1,13-01
1,0	2,68-02	6,61+01	1,80+01	3,23+00	9,75-01	9,94-02	5,05-02	6,04-02	1,25-01	1,52-01	1,48-01
2,0	1,31-02	2,92+01	1,13+01	3,82+00	1,05+00	1,10-01	6,14-02	7,37-02	1,12-01	1,27-01	1,49-01
3,0	6,94-03	3,44+01	1,07+01	3,94+00	1,00+00	1,18-01	7,05-02	9,29-02	1,26-01	1,48-01	1,88-01
4,0	1,65-03	8,74+01	1,75+01	3,17+00	8,71-01	1,18-01	6,88-02	9,01-02	1,55-01	1,83-01	2,14-01
5,0	9,90-04	4,09+01	1,22+01	3,54+00	9,75-01	1,32-01	7,96-02	1,04-01	1,50-01	1,71-01	2,18-01
6,0	6,38-04	2,02+01	8,58+00	3,67+00	1,05+00	1,43-01	8,72-02	1,09-01	1,39-01	1,56-01	2,00-01
7,0	4,56-04	8,88+00	6,71+00	3,78+00	1,08+00	1,46-01	9,01-02	1,12-01	1,33-01	1,48-01	1,93-01
8,0	3,24-04	9,15+00	6,75+00	3,77+00	1,08+00	1,47-01	9,06-02	1,13-01	1,34-01	1,49-01	1,94-01
9,0	3,08-04	9,33+00	6,82+00	3,78+00	1,08+00	1,47-01	9,06-02	1,13-01	1,35-01	1,50-01	1,95-01
10,0	1,19-04	1,10+01	7,15+00	3,73+00	1,06+00	1,49-01	9,45-02	1,19-01	1,43-01	1,58-01	2,05-01
11,0	1,47-04	1,03+01	7,31+00	3,88+00	1,06+00	1,42-01	8,86-02	1,14-01	1,38-01	1,54-01	2,04-01
12,0	5,09-05	7,57+00	5,98+00	3,86+00	1,11+00	1,38-01	8,73-02	1,04-01	1,20-01	1,27-01	1,50-01
14,0	3,14-05	5,26+00	4,95+00	3,64+00	1,16+00	1,46-01	8,87-02	1,00-01	1,13-01	1,19-01	1,35-01
16,0	3,12-05	4,77+00	4,59+00	3,55+00	1,19+00	1,46-01	8,73-02	9,71-02	1,08-01	1,13-01	1,24-01
18,0	4,60-05	4,53+00	4,39+00	3,49+00	1,22+00	1,45-01	8,45-02	9,22-02	1,03-01	1,08-01	1,16-01
20,0	3,70-05	3,10+00	3,04+00	2,61+00	1,21+00	2,02-01	1,27-01	1,36-01	1,48-01	1,52-01	1,56-01
22,0	2,11-05	2,61+00	2,57+00	2,27+00	1,17+00	2,29-01	1,54-01	1,68-01	1,81-01	1,84-01	1,87-01
24,0	1,67-05	2,37+00	2,34+00	2,11+00	1,17+00	2,41-01	1,64-01	1,79-01	1,91-01	1,94-01	1,97-01
26,0	1,20-05	2,29+00	2,26+00	2,05+00	1,17+00	2,44-01	1,66-01	1,81-01	1,93-01	1,96-01	1,98-01
28,0	6,25-06	2,12+00	2,10+00	1,92+00	1,13+00	2,58-01	1,83-01	2,02-01	2,16-01	2,18-01	2,21-01
30,0	2,18-06	1,94+00	1,92+00	1,77+00	1,08+00	2,76-01	2,08-01	2,34-01	2,49-01	2,52-01	2,55-01
40,0	1,08-06	2,73+00	2,68+00	2,37+00	1,21+00	2,16-01	1,39-01	1,50-01	1,62-01	1,65-01	1,68-01
50,0	4,25-07	2,66+00	2,62+00	2,31+00	1,19+00	2,24-01	1,47-01	1,60-01	1,72-01	1,75-01	1,78-01
60,0	2,06-07	2,84+00	2,79+00	2,41+00	1,17+00	2,21-01	1,49-01	1,63-01	1,75-01	1,78-01	1,82-01
70,0	8,64-08	3,40+00	3,31+00	2,74+00	1,15+00	2,04-01	1,41-01	1,53-01	1,70-01	1,74-01	1,80-01
80,0	2,33-07	2,54+00	2,49+00	2,18+00	1,12+00	2,43-01	1,79-01	2,02-01	2,17-01	2,21-01	2,25-01
90,0	8,65-08	3,39+00	3,31+00	2,74+00	1,15+00	2,04-01	1,41-01	1,58-01	1,70-01	1,74-01	1,80-01



Это объясняет близкий к нейтральному спектральный ход коэффициента ослабления  $\beta_t(\lambda)$ .

Аналогичные характеристики для среднециклической модели глобального аэрозоля приведены в табл. 5.6 и 5.7. Модель отражает более высокий уровень средней концентрации на всех высотах. В средней атмосфере учитывается количество ядер конденсации космического происхождения, выделен уровень повышенной концентрации и специфического дисперсного состава аэрозолей (концентрические ледяные частицы с металлическим ядром [19]) в зоне появления серебристых облаков ( $h \approx 77 \div 85$  км).

Заметим, что при необходимости характеризовать чисто континентальные условия модель допускает замену соответствующих значений в пограничном слое атмосферы  $h \leq 4$  км эквивалентными характеристиками из работы модели [19].

Таблица 5.8 иллюстрирует качественные особенности широтных вариаций высотных профилей коэффициентов взаимодействия ( $\varphi$  — широта) для  $\lambda$ , равных 1,06 и 0,6943 мкм. Оценки построены для единичных реализаций  $f(r, h)$ , показанных на рис. 2.20 б, которые, вообще говоря, отличны от средних.

Схематичное (по 10 углам рассеяния) изменение формы нормированной индикатрисы рассеяния  $g(\theta)$ ,  $\left( \frac{1}{2} \int_0^\pi g(\theta) d \cos \theta = 1 \right)$

показано в табл. 5.9 для длин волн  $\lambda = 0,53, 0,6943, 1,06$  и  $10,6$  мкм. Учитывая развитую в настоящее время технику расчетов по формулам дифракционной теории Ми, авторы не стремились поместить непомерно большой объем таблиц. Главная задача состояла в показе правомерности построенной микрофизической модели  $N(h)$ ,  $f(r, h, q)$  и  $m(\lambda, h, q)$  для прогноза необходимых оптических характеристик. К анализу этого вопроса мы и переходим далее.

### 5.3. Адекватность моделируемых оптических параметров свойствам реальной атмосферы

Вопросы адекватности модельных оценок реальным свойствам изучаемого объекта играют определяющую роль в задачах численного моделирования. Несмотря на то, что в данном рассмотрении модельные расчеты оптических параметров проведены на базе реально измеренных функций микрофизического состояния атмосферного аэрозоля, комплекс возможных аппаратурных и методологических погрешностей, отмеченных ранее, способен исказить физическую достоверность результатов. Кроме того, стохастическая природа изучаемого объекта требует оценить место прогнозируемой модели в существующем массиве реально измеренных характеристик подобного содержания. Следовательно, одним из важных критериев правдоподобия установленных численных моделей высотной стратификации оптических свойств аэрозоля

в неоднородной атмосфере должен служить результат сравнительного анализа, выполненного с привлечением экспериментальных и расчетных данных, полученных другими средствами. В первую очередь это касается новых качественных особенностей поведения оптических параметров, не принимаемых во внимание в предыдущих работах подобного направления.

Перейдем непосредственно к оценке наших результатов. Основной характеристикой, используемой при оценке энергетических

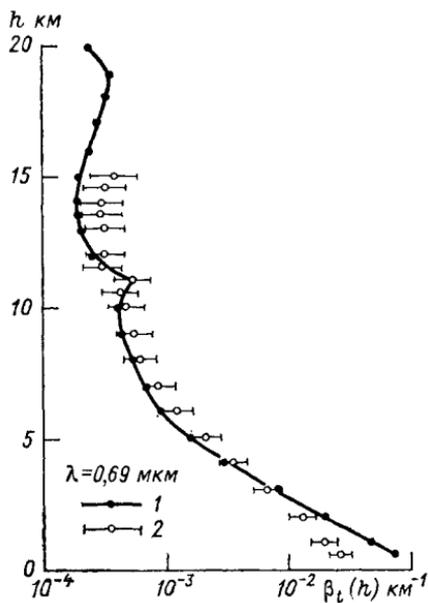


Рис. 5.2. Модельный профиль  $\beta_t(h)$  в сравнении с результатами лазерного зондирования.

1 — настоящая модель, 2 — средний профиль по [55].

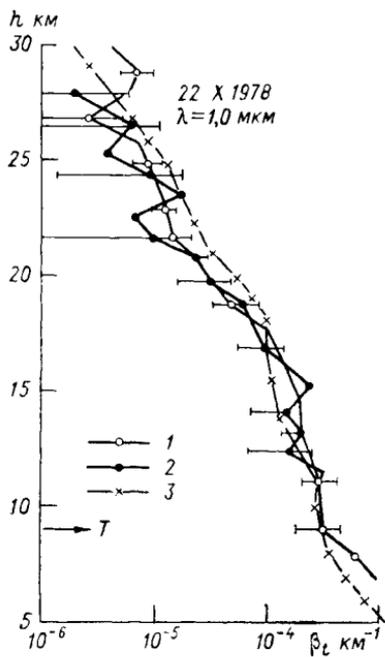


Рис. 5.3. Расчетный профиль  $\beta_t(h)$  в сравнении с данными шар-зондового и спутникового измерений.

1 — результаты SAGE [49, 50], 2 — результаты аэрозольного зонда [47, 49]; 3 — модельный профиль.

возможностей лазерных систем и радиационного бюджета атмосферы, является вертикальный профиль объемного коэффициента ослабления  $\beta_t(h)$ . На рис. 5.2 приведены модельный средний профиль  $\beta_t(h)$  и результаты лазерного зондирования ( $\lambda=0,6943$  мкм), выполненные в период 1975—1976 гг. в Институте атмосферной физики (США) [55]. Из приведенных экспериментальных данных следует, что коэффициенты вариации увеличиваются с высотой от 0,2 до 0,4; можно проследить не только качественное, но и количественное соответствие результатов.

На рис. 5.3 сопоставляются модельные профили  $\beta_t(h)$  для  $\lambda=1,06$  мкм с результатами восстановления  $\beta_t(h)$  (кривая 1) по

данным затменных измерений при помощи одноканального ( $\lambda = 1,0$  мкм) фотометра для стратосферного аэрозольного мониторинга, установленного на метеорологическом спутнике «Нимбус-7» [49, 50]. Приведенные данные получены на о. Гренландия ( $67^\circ$  с. ш.,  $51^\circ$  з. д.), где осуществлялись квазисинхронные подспутниковые измерения (кривая 2) при помощи аэрозольного зонда [49, 47], вошедшие в массив осредняемых нами данных.

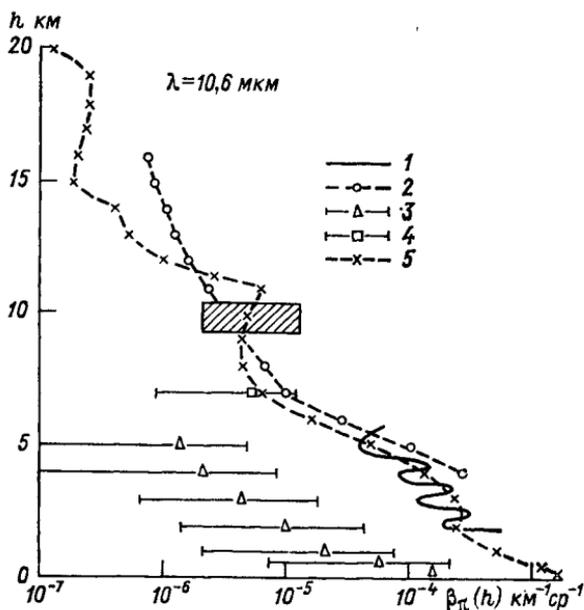


Рис. 5.4. Обобщение известных модельных и расчетных оценок локационного рассеяния  $\beta_{\pi}(h)$  для  $\text{CO}_2$ -лидара.

1 — данные NASA по [59]; 2 — среднегеометрический профиль гетеродинного лазерного зондирования [46]; 3 и 4 — самолетные [52] и наземные [38] лидарные измерения, 5 — настоящая модель.

Критерием правильности модельных представлений относительно содержания грубодисперсной фракции аэрозольных частиц могут служить высотные распределения  $\beta_{\pi}(h)$  в инфракрасном диапазоне волн [59], где практический интерес представляют перспективные разработки гетеродинных  $\text{CO}_2$ -лидаров.

На рис. 5.4 результаты численного моделирования поведения  $\beta_{\pi}(h)$  на длине волны  $\lambda = 10,6$  мкм сравниваются с известными (пока весьма немногочисленными) данными лазерного гетеродинного зондирования и существующими модельными оценками. Обращает внимание большой разброс данных, полученных средствами наземного [38, 46] и самолетного зондирования [52], который трудно объяснить различием воздушных масс в районах измерения (штат Колорадо). Наши оценки адекватны большинству приведенных данных.

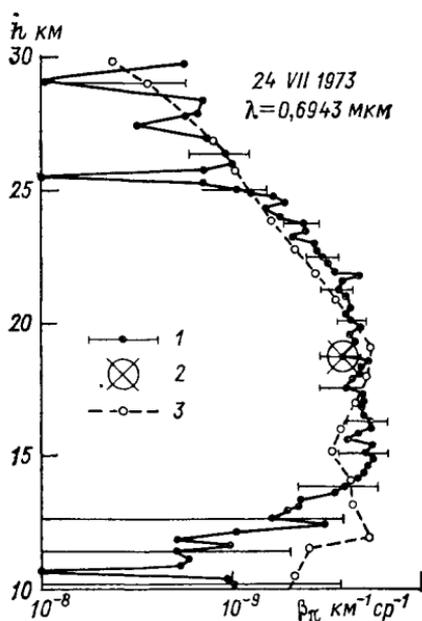
Результаты лазерного зондирования (в видимом диапазоне волн) стратосферы более многочисленны. Достаточно упомянуть материалы шестилетнего цикла исследований Лэнгли [56] и систематические наблюдения, проводимые в Институте оптики атмосферы (Томск) [61]. Для сопоставления с нашими оценками высотного профиля коэффициента обратного рассеяния мы выбрали данные лидарных измерений [51], выполненные в период относительно чистой стратосферы и контролируемые самолетными измерениями *in situ*. Расчетные и экспериментальные профили  $\beta_{\pi}(\lambda = 0,6943 \text{ мкм})$  находятся в хорошем соответствии (рис. 5.5).

Сравнение теоретических и экспериментальных оценок спектрального поведения коэффициентов ослабления выполнено в гл. 4 для условий, характеризующихся различной концентрацией водяного пара в атмосфере. Достаточно подробно вопросы адекватности оценок  $\beta(\lambda)$  в приземной атмосфере рассмотрены в мо-

Рис. 5.5. Характеристики локационного рассеяния в видимом диапазоне волн.

Рис. 5.5. Характеристики локационного рассеяния в видимом диапазоне волн.

1 и 2 — лидарные и самолетные измерения [51], 3 — расчетный профиль.



нографии [19]. Все это дает основание для утверждения того, что принятая нами версия микроструктуры и химического состава аэрозоля до высот средней атмосферы в достаточной мере отражает свойства реальной атмосферы.

Более сложно обстоит вопрос с оценкой достоверности результатов, полученных для средней атмосферы в интервале высот  $h = 30 \div 90 \text{ км}$ . Причина состоит в ограниченности результатов прямых контактных измерений микроструктуры и химической природы частиц. Известные результаты, полученные средствами ракетного, лидарного и сумеречного зондирования, достаточно противоречивы в оценке оптической плотности средней атмосферы (см. [20]). Более состоятельны и информативны данные, касающиеся оценки относительных радиационных характеристик: индикатрисы рассеяния и степени поляризации.

На рис. 5.6 приведены индикатрисы рассеяния в относительных единицах, полученные Дивари [33] сумеречным методом, инди-

катриса молекулярного рассеяния и ряд модельных оценок, включая наши расчетные данные для высоты  $h \approx 80$  км.

На рис. 5.7 показан высотный ход степени поляризации  $p(h, \theta = 90^\circ)$  по данным различных авторов, систематизированных в [20]. Наши расчетные профили  $p$  не противоречат указанным, но дают несколько заниженные значения в верхней стратосфере.

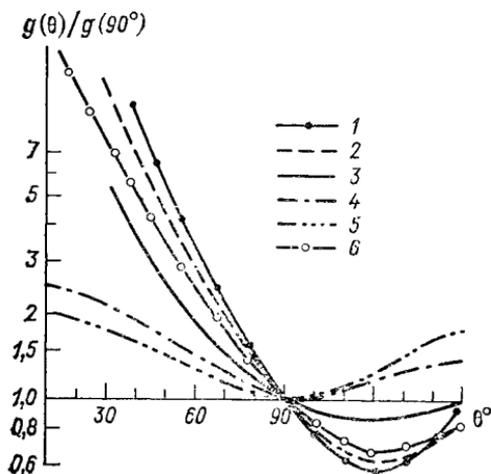


Рис. 5.6. Относительные индикатрисы рассеяния аэрозоля в средней атмосфере ( $h \approx 80$  км).

1 — модель ЛГУ [15], 2 — модель Эльтермана [35], 3 — сумеречные измерения Дивари [33], 4 — модель [27], 5 — молекулярная атмосфера, 6 — настоящая модель.

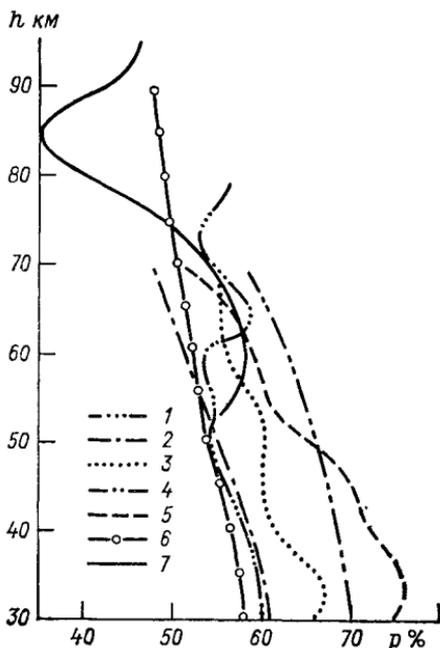


Рис. 5.7. Высотный ход поляризации  $p(90^\circ)$  в средней атмосфере.

1 — по данным [20], 2, 4 — по [32], 3, 5 — по [27], 6 — настоящая модель, 7 — по [21].

Возможная причина состоит в завышенных оценках среднего размера частиц, хотя в эпизодических микрофизических измерениях [12] отмечались еще более высокие весовые содержания пылевой фракции.

## ГЛАВА 6. ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА ПОГЛОЩЕНИЯ ЭНЕРГИИ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛН ГАЗОВОЙ АТМОСФЕРОЙ

Основной оптической характеристикой поглощательных свойств газовой среды является мономатрический коэффициент поглощения, зависящий от параметров спектральных линий поглощаю-

щих газов (положений центров, интенсивностей, формы и ширины) и макрофизических условий среды (общего и парциального давления газов, температуры).

Основная задача данной главы состоит в анализе состояния теоретических и экспериментальных исследований параметров линий и коэффициентов поглощения газовой атмосферы. Что касается моделей макрофизических условий среды, то они подробно рассмотрены в монографии [26].

Вопросы происхождения и общая характеристика спектров поглощения газов, присутствующих в атмосфере в планетарном масштабе или наиболее часто встречающихся в отходах индустриальной деятельности человека, подробно рассмотрены в монографиях одного из авторов [27, 28].

## 6.1. Вычисление параметров линий и коэффициентов поглощения молекул атмосферных газов

### 6.1.1. Колебательно-вращательное уравнение Шредингера

Колебательно-вращательные состояния молекулы определяются из уравнения Шредингера

$$H\Psi = E\Psi. \quad (6.1)$$

Уотсон [100], используя свойства обратного тензора инерции, получил колебательно-вращательный (КВ) гамильтониан нелинейной молекулы в наиболее простом виде

$$H = \frac{1}{2} \sum_{\alpha\beta} (\mathcal{P}_\alpha - P_\alpha) \mu_{\alpha\beta} (\mathcal{P}_\beta - P_\beta) + \\ + \frac{1}{2} \sum_{s\sigma} P_{s\sigma}^2 - \frac{1}{8} \sum_{\alpha} \mu_{\alpha\alpha} + U. \quad (6.2)$$

Здесь  $U$  — потенциальная функция системы ядер с учетом эффективного поля электронов;  $\mathcal{P}_\alpha$ ,  $\mathcal{P}_\beta$ ,  $P_\alpha$ ,  $P_\beta$  — проекции полного и колебательного угловых моментов на оси фиксированной в молекуле системы координат ( $\alpha, \beta = X, Y, Z$ );  $\mu_{\alpha\beta}$  — компоненты обратного тензора инерции;  $P_{s\sigma}$  — импульсы, сопряженные нормальным координатам  $q_{s\sigma}$ .

В замкнутой форме собственные значения и собственные функции оператора (6.2) найти не удастся, поэтому приходится применять приближенные методы. Первый шаг — выделение из  $H$  некоторого разумного нулевого приближения и малого оператора возмущения. Ввиду особенностей операторов  $\mu_{\alpha\beta}$  и  $U$  оператор возмущения оказывается неоднозначным и его можно представить в виде разложения по малому параметру, отношению  $\kappa(m/M)^{1/4} \sim (B/\omega)^{1/2}$ , где  $B$  — средняя вращательная постоянная,  $\omega$  — средняя основная частота,  $m$  — масса электрона,  $M$  — средняя масса

ядер в молекуле,  $\kappa$  — параметр Борна—Оппенгеймера. Разложение оператора  $H$  по степеням  $\kappa$  достигается соответствующим разложением операторов  $\mu_{\alpha\beta}$  и  $U$ . Коэффициенты разложения можно вычислить по формулам [100]. При проведении конкретных расчетов существенную пользу могут оказать свойства коэффициентов, вытекающие из симметрии молекулы.

Для линейных молекул волновые функции и колебательно-вращательные уровни энергии получаются из решения системы уравнений [101]

$$\left\{ \mu [(\mathcal{P}'_x - P_x)^2 + (\mathcal{P}'_y - P_y)^2] + \frac{1}{2} \sum_{s\sigma} \omega_{s\sigma} P_{s\sigma}^2 + U \right\} \Phi = E\Phi, \quad (6.3)$$

$$(\mathcal{P}'_z - P_z)\Phi = 0, \quad (6.4)$$

где

$$\Phi = (2\pi)^{1/2} W^{-1} \Psi, \quad W = \exp \{i [X' - X(\eta, \varphi)] P_z\}.$$

Обычно (6.1) решается в приближении Борна—Оппенгеймера в предположении, что движение ядер происходит в поле с некоторым эффективным потенциалом, получаемым из решения электронной задачи.

### 6.1.2. Методы решения уравнения Шредингера

После выделения нулевого приближения и разложения оператора возмущения по порядкам малости, можно найти приближенные собственные значения и собственные функции оператора  $H$ , используя различные методы. Для решения (6.1) применяют следующий прием.

Оператор  $H$  приводят к виду  $\hat{H}$ , диагональному в базисе колебательных волновых функций, так, что для фиксированного колебательного состояния  $\hat{H}$  является чисто вращательным оператором. Эта процедура позволяет искусственно разделить колебательную и вращательную задачи, которые затем могут быть решены независимо. Для реализации описанного приема применяют различные операторные методы теории возмущений.

Оператор  $\hat{H}$  или его отдельный «блок», соответствующий одному или группе колебательных состояний, называют эффективными гамильтонианами. Детальное рассмотрение методов операторной теории возмущений и эффективных гамильтонианов в молекулярной спектроскопии приведено в работе [36]. Здесь же мы кратко рассмотрим метод контактных преобразований (КП), суть которого может быть представлена следующим образом [36]. Пусть требуется привести оператор

$$H = H_0 + \sum_{n=1}^{\infty} \kappa^n H_n \quad (6.5)$$

к виду  $\hat{H} = T^+ H T$ , диагональному в базисе собственных функций оператора  $H_0$ . Предполагаем, что в (6.5) удалось так выделить

оператор нулевого приближения  $H_0$  и операторы  $H_n$ , что применима теория возмущений.

Операторный вариант теории возмущений, при котором

$$T = T_1 T_2 \dots T_k \quad (6.6)$$

и преобразование  $T_k \doteq \exp(-i\chi^k S_k)$  диагонализует  $k$ -тый член гамильтониана, подвергнутого всем предыдущим преобразованиям, называют методом КП. Используем в дальнейшем обозначение [2]

$$H^{(k)} = \exp(i\chi^k S_k) H^{(k-1)} \exp(-i\chi^k S_k), \quad H^0 \equiv H_0 \quad (6.7)$$

где  $k$  — кратно преобразованного гамильтониана

$$H^{(k)} = \sum_{n=0}^{\infty} \chi^n H_n^{(k)}. \quad (6.8)$$

Определение (6.7) в сочетании с формулой Хаусдорфа позволяет получить соотношение между членами разложения по  $\chi$   $k$ -кратно и  $(k-1)$ -кратно преобразованных гамильтонианов:

$$H_n^{(k)} = \sum_{m=0}^{[[n/k]]} \frac{i^m}{m!} \{S_k^{(m)}, H_{n-km}^{(k-1)}\}, \quad (6.9)$$

где использованы следующие обозначения:  $[[x]]$  — целая часть  $x$ ,

$$\{S^{(m)}, A\} = \underbrace{[S, [S, \dots, [S, A] \dots]]}_m.$$

Оператор  $S_k$  определяется требованием диагональности  $H_k^{(k)}$  в базисе собственных функций оператора  $H_0$ . По (6.6) и (6.8)

$$H_n^{(k)} = H_n^{(n)} \quad (k \geq n). \quad (6.10)$$

Эта схема успешно использована для колебательной диагонализации КВ гамильтониана, преобразования оператора дипольного момента двухатомных молекул и оператора дипольного момента в молекулярной системе координат для многоатомных молекул. В теории КВ переходов в многоатомных молекулах описанный метод применяют для частичной диагонализации по колебательным квантовым числам полного КВ гамильтониана. В этом случае по-прежнему используют (6.7), но в отличие от обычной схемы условие диагональности  $H_k^{(k)}$  в базисе собственных функций  $H_0$  заменяется требованием диагональности  $H_k^{(k)}$  в базисе только гармонических колебательных функций.

В монографии [36] предложена обобщенная формулировка метода КП, позволяющая единообразным способом находить  $S$ -функции и  $\tilde{H}$  для широкого круга задач, в том числе для не жестких молекул в случаях, когда  $S$ -функции не являются полиномами по угловому моменту и т. д. Согласно [36, 95], общее условие накладываемое на  $\tilde{H}$ , объединяющее разнородные задачи молеку-

лярной спектроскопии, можно записать в виде  $[H, A] = 0$ . Здесь  $A$  — моделирующий оператор метода КП, который является интегралом движения нулевого приближения и не расщепляет собственных значений  $H_0$ . Различным образом выбирая  $A$ , можно получить эффективные гамильтонианы для различных групп энергетических уровней.

В обобщенном методе КП переход от исходного гамильтониана к эффективному рассматривается как линейное преобразование в пространстве операторов. В этом пространстве можно ввести супероператоры, т. е. операторы, действующие на операторы, которые позволяют найти общее решение уравнений КП:

$$iS_n = \frac{1}{D'}(H_n^{(n-1)}) + \langle Z_n \rangle',$$

$$\Delta \tilde{H}_n = \langle H^{[1n/2]} \rangle' + \langle [H_0, Z_n] \rangle',$$

где  $Z_n$  — произвольные антиэрмитовы операторы ( $Z_n \sim \kappa^n$ ), описывающие неоднозначность эффективных гамильтонианов. Супероператоры  $\langle \dots \rangle'$  и  $\frac{1}{D'}(\dots)$  имеют смысл операций выделения блочно-диагональной части и операции обратной к операции коммутирования с  $H_0$ . Их определения в интегральной либо проекторной форме приведены в [36]. В частном случае при  $A = H_0$  они переходят в супероператоры Розенблюма—Примаса [84].

Общие формулы для высоких приближений метода КП приведены в [47, 36]. Они могут быть практически без изменений использованы для нахождения эффективных гамильтонианов для групп взаимодействующих (резонирующих) состояний. В этом случае в качестве  $A$  выбирается оператор, имитирующий ситуацию, при которой все уровни квазивырожденного кластера «слипаются» в один чисто вырожденный уровень. Определенным образом фиксируя произвольные операторы  $Z_n$ , можно получить из обобщенного метода КП в частных случаях разложения других методов теории возмущений, в том числе проекционных, адиабатических и т. д.

Практические расчеты существенно облегчаются, если выбрано каноническое представление. Для колебательной задачи — это представление вторичного квантования. Поскольку действия операций  $\frac{1}{D}(\dots)$  и  $\langle \dots \rangle$  в этом представлении сводятся к умножению каждого многочлена на числовой множитель, схема метода КП становится высокоалгоритмизированной. На этой основе разработана система аналитических вычислений (САВ) на ЭВМ [9].

### 6.1.3. Некоторые результаты теории КВ-спектров молекул

Как следует из вышеизложенного, вычисление энергии КВ-уровней молекул и положений центров линий сводится к вычислению колебательной энергии и нахождению собственных значений

эффективного вращательного гамильтониана. Вычислять колебательно-вращательную энергию удобно с учетом особенностей конкретных типов молекул, тогда в ряде интересных случаев удастся получить результаты в аналитическом виде.

**Двухатомные молекулы.** Для этого класса молекул с помощью метода КП найдена формула для преобразованного гамильтониана [2]

$$H = \sum_{lj} X_{lj} (P^2 + q^2) \mathcal{P}^{2l}, \quad (6.11)$$

являющаяся операторным аналогом формулы Данхема для колебательно-вращательной энергии

$$E = \sum_{lj} Y_{lj} \left( V + \frac{1}{2} \right)^l J^l (J + 1)^l, \quad Y_{lj} = 2^l X_{lj}. \quad (6.12)$$

Формулы для первых пятнадцати коэффициентов  $Y_{lj}$  впервые получены Данхемом. В последующие годы в связи с непрерывно возрастающей точностью эксперимента различными авторами получены формулы для других постоянных  $Y_{lj}$  [53, 102]. Вместе с тем из современных экспериментальных данных [87] следует, что имеющиеся в литературе формулы не могут объяснить некоторые экспериментальные результаты. Это свидетельствует об актуальности вычисления колебательно-вращательной энергии молекул в высоких порядках. Особый интерес в связи с этим представляет САВ [9], позволяющая использовать для вывода формул ЭВМ. Наибольший порядок теории возмущений, учтенный в этих расчетах  $N_{\max} = 18$ , наиболее высокий порядок ангармоничности  $k_n q^n$  в потенциальной функции  $n_{\max} = 14$  [73]. Результаты в виде формул вплоть до 10-го порядка приводятся в [21].

В табл. 6.1 приведен найденный с помощью ЭВМ перечень спектроскопических постоянных. Они являются наиболее полными и точными в настоящее время и включают в себя как частные случаи имеющиеся в литературе данные.

Формулы для всех спектроскопических констант  $Y_{mj}^{(n)}$  (табл. 6.1) в случае потенциалов Симонса—Парра—Финлана, Таккара, Огилвье—Типпинга, полученные с помощью САВ, приведены в [16]. Использование выше перечисленных потенциалов позволяет на несколько порядков повысить устойчивость вычислений в рамках прямой спектроскопической задачи по сравнению с представлением потенциала в форме Данхема. В [15, 73] проведено исследование сходимости прямой и обратной спектроскопической задачи, потенциальные функции ряда молекул получены в [73, 83, 96]. Росс и др. [87], Уотсон [103] и Банкер [54] исследовали изотопическую зависимость постоянных Данхема  $Y_{mj}$  и указали на возможность одновременного описания спектров различных изотопов с использованием изотопически инвариантных параметров  $U_{mj}$ . Существуют точные соотношения, связывающие различные группы параметров  $U_{mj}$  между собой. Полная система таких

Таблица 6.1  
 Перечень спектроскопических констант  $Y_{m,l}^{(n)}$ , для которых с помощью САВ получены аналитические выражения

$m$	$l$																	
	0	1		2		3		4		5	6	7	8	9	10			
0	$Y_{00}^2$	$Y_{00}^6$	$Y_{00}^{10}$	$Y_{01}^0$	$Y_{01}^8$	$Y_{02}^2$	$Y_{02}^6$	$Y_{02}^{10}$	$Y_{03}^4$	$Y_{03}^8$	$Y_{04}^6$	$Y_{04}^{10}$	$Y_{05}^8$	$Y_{06}^{10}$	$Y_{07}^{12}$	$Y_{08}^{14}$	$Y_{09}^{16}$	$Y_{10}^{18}$
1	$Y_{10}^0$	$Y_{10}^4$	$Y_{10}^8$	$Y_{11}^2$	$Y_{11}^6$	$Y_{12}^4$	$Y_{12}^8$	$Y_{13}^{10}$	$Y_{13}^8$	$Y_{14}^8$	$Y_{15}^{10}$	$Y_{16}^{12}$	$Y_{17}^{14}$	$Y_{18}^{16}$				
2	$Y_{20}^2$	$Y_{20}^6$	$Y_{20}^{10}$	$Y_{21}^4$	$Y_{21}^8$	$Y_{22}^6$	$Y_{22}^{10}$	$Y_{23}^8$	$Y_{24}^{10}$	$Y_{25}^{12}$	$Y_{26}^{14}$							
3	$Y_{30}^4$	$Y_{30}^8$	$Y_{30}^{10}$	$Y_{31}^6$	$Y_{31}^{10}$	$Y_{32}^8$	$Y_{33}^{10}$											
4	$Y_{40}^6$	$Y_{40}^{10}$	$Y_{40}^{10}$	$Y_{41}^8$	$Y_{42}^{10}$													
5	$Y_{50}^8$	$Y_{51}^{10}$																
6	$Y_{60}^{10}$																	
7	$Y_{70}^{12}$																	

соотношений, полученная с помощью САВ [96], позволяет, в частности, рассчитывать энергии колебательных уровней исходя из экспериментальных частот чисто вращательных переходов.

**Линейные молекулы.** В настоящее время выполнено много работ по расчету отдельных линейных молекул в высоких порядках теории возмущений. Полученные аналитические и численные результаты хорошо объясняют экспериментальный спектр, обусловленный вращательными переходами в основном колебательном состоянии, в основных и некоторых обертоновых полосах.

Энергии КВ-состояний, квантовые числа которых отвечают соотношениям

$$\left. \begin{array}{l} V_t = V'_t = \dots = 0 \\ V_t = 1; \quad l_t = \pm 1 \\ V_t = 2; \quad l_t = 0, \pm 2 \\ V_t = 3; \quad l_t = \pm 1, \pm 3 \\ \\ V_t = V_{t'} = 1 \left\{ \begin{array}{l} l_t = l_{t'} = \pm 1 \\ l_t = -l_{t'} = \pm 1 \end{array} \right. \end{array} \right\} V'_t = \dots = 0 \left. \vphantom{\begin{array}{l} V_t = 1; \\ V_t = 2; \\ V_t = 3; \\ \\ V_t = V_{t'} = 1 \end{array}} \right\} V_n, V'_n \text{ произвольные,} \quad (6.13)$$

приведены в монографии [51]. Для колебательных состояний, где возбуждены только невырожденные колебания, КВ-энергия имеет вид

$$E_{VR} = E_V + B_V J(J+1) - D_V J^2(J+1)^2 + \dots \quad (6.14)$$

Здесь  $E_V$  — энергия ангармонических колебаний,  $B_V$  и  $D_V$  — вращательная и центробежная постоянные.

Если возбуждено одно дважды вырожденное колебание, то под влиянием кориолисова взаимодействия уровни  $l = \pm 1$  расщепляются и

$$E_{VR}^{\pm} = E_V + B_V J(J+1) - D_V J^2(J+1)^2 \pm 2q_t^{\text{eff}} J(J+1) + \dots, \quad (6.15)$$

где  $q_t^{\text{eff}}$  — постоянная  $l$ -удвоения.

Для более высоких колебательных состояний картина расщепления значительно искажается сильным вращательным резонансом  $l$ -типа. Необходимые для анализа вращательных уровней формулы приведены в [51].

Практическое использование формул (6.14) и (6.15) затрудняется громоздкостью выражений, связывающих вращательные и центробежные постоянные и константы удвоения с молекулярными параметрами. В [58, 59] предложено использовать для вывода этих выражений ЭВМ, получены формулы и проведен анализ спектра молекулы  $\text{CO}_2$ . В спектрах линейных молекул существенную роль играют колебательные случайные резонансы типа Ферми.

**Симметричный волчок.** В связи с проблемой контроля загрязнения атмосферы молекулы такого типа привлекают внимание специалистов по атмосферной оптике. Основное внимание в литературе уделяется молекулам симметрии  $C_{3v}$ ,  $D_3$ ,  $D_{3h}$  и  $D_{3d}$  и значи-

тельно меньшее —  $C_{4V}$  и  $D_{2\alpha}$ . Наиболее полно общие формулы для КВ-энергии молекул перечисленных выше типов представлены в [51], где вычислены значения КВ-энергии для следующих колебательных состояний:

$$\left. \begin{array}{l} V_t = V_{t'} = \dots = 0 \\ V_t = 1; \quad l_t = \pm 1 \\ V_t = 2; \quad l_t = 0 \\ V_t = 2; \quad l_t = \pm 2 \\ V_t = 3; \quad l_t = \pm 1; \pm 3 \end{array} \right\} V_{t'} = \dots = 0$$

$$\left. \begin{array}{l} V_t = V_{t'} = 1; \quad l_t = -l_{t'} = \pm 1 \\ V_t = V_{t'} = 1; \quad l_t = l_{t'} = \pm 1 \end{array} \right\} V_{t''} = \dots = 0$$

$$\left. \begin{array}{l} V_t = V_{t'} = \dots = 0 \\ V_t = 1; \quad l_t = \pm 1 \\ V_t = 2; \quad l_t = 0 \\ V_t = 2; \quad l_t = \pm 2 \\ V_t = 3; \quad l_t = \pm 1; \pm 3 \end{array} \right\} V_n, V'_n \text{ произвольные.}$$

(6.16)

Согласно [51], величины вкладов в энергию от различных членов гамильтониана существенно зависят от значений вращательных квантовых чисел  $J$  и  $K$ .

В последнее время большой интерес вызывает исследование спектров нежестких молекул с инверсионным колебанием типа  $\text{NH}_3$ . Расчет колебательно-вращательно-инверсионных энергий на основе гамильтониана Хоугена и др. [75] и интерпретация спектров  $\text{NH}_3$  проведены в серии работ Папоушека, Шпирко и соавторов [85, 98]. В работе [44] исследована зависимость спектроскопических постоянных молекул с инверсией от высоты потенциального барьера и теоретически объяснено их аномальное поведение при возбуждении инверсионной моды.

**Сферический волчок.** Уровни энергии данного типа молекул в приближении жесткого волчка и гармонического осциллятора определяются набором колебательных квантовых чисел  $\{V_i\}$  и вращательным квантовым числом  $J$

$$E_{VJ} = \sum_i \omega_i \left( V_i + \frac{q_i}{2} \right) + BJ(J+1). \quad (6.17)$$

В этом приближении уровни энергии вырождены по всем проекциям полного углового момента на выделенную ось молекулярно-фиксированной системы координат и по всем квантовым числам колебательного момента.

При больших значениях квантового числа  $J$  наблюдается тенденция к слипанию отдельных уровней, т. е. к образованию кластеров [77].

Расчет колебательно-вращательных уровней энергии проводится в два этапа. На первом этапе с помощью вырожденной теории возмущений строится эффективный центробежный гамильтониан для изолированного колебательного состояния или группы

взаимодействующих колебательных состояний. На втором этапе диагонализацией эффективного центробежного гамильтониана в базисе собственных функций гармонического осциллятора и жесткого сферического волчка находятся энергетические уровни.

**Асимметричный волчок.** Молекулы этого типа играют чрезвычайно важную роль во взаимодействии ИК-излучения с атмосферой, что объясняет постоянный интерес к изучению спектров  $\text{H}_2\text{O}$  и  $\text{O}_3$  как теоретическими, так и экспериментальными методами. Исследования КВ-спектров этих молекул ведутся уже более 40 лет. Ссылки на ранние работы можно найти в [23]. В середине 60-х годов снова возрос интерес к теоретическому исследованию КВ-спектров этих молекул, что было вызвано появлением спектральных приборов высокого и сверхвысокого разрешения. В этот период было показано, что для удовлетворительного объяснения экспериментальных данных по центрам линий требуется учесть в КВ-гамильтониане члены 12-го порядка по  $\kappa$ . Для улучшения сходимости разложений в [60, 76] предложены новые формы эффективных гамильтонианов для молекулы  $\text{H}_2\text{O}$ . Расчет спектров молекул типа  $\text{H}_2\text{O}$  еще более осложняется наличием сильных случайных возмущений, вследствие чего оказывается необходимым одновременное описание уровней резонирующих состояний [70]. Эффективный гамильтониан для резонирующих состояний с параметрами однозначно восстанавливаемыми из экспериментальных данных получен в [86]. Формулы связи спектроскопических констант молекул типа асимметричного волчка с потенциалом молекулы найдены в [9, 50].

При сильном возбуждении изгибной моды  $\omega_2$  молекула типа  $\text{H}_2\text{O}$  испытывает тенденцию к линеаризации, вследствие этого часть спектроскопических постоянных резко изменяется и не описывается обычным сериальным разложением по  $(V+1/2)$ . Этот факт установлен в [61, 70] при обработке экспериментальных спектров. Количественные расчеты зависимости вращательных и центробежных постоянных в состояниях  $(0, V_2, 0)$  проведены в [45], функциональный вид аномальной  $V_2$ -зависимости исследован в [92].

#### 6.1.4. Интенсивность спектральной линии

Выражение для интенсивности линии поглощения, обусловленной переходом между КВ-состояниями молекулы  $V'R'$  и  $V''R''$ , можно записать в виде

$$S_{V'R', V''R''}^{V''R''} = \frac{8\pi^3 N_0}{3hcQ_{V''R''}} \nu_{V'R', V''R''} q_{V''R''} \exp\left[-\frac{hc}{kT} E_{V''R''}\right] \times \\ \times \left[1 - \exp\left(-\frac{hc}{kT} \nu_{V'R', V''R''}\right)\right] |\langle V'R' | M_z | V''R'' \rangle|^2, \quad (6.18)$$

где  $\langle V'R' |$ ,  $| V''R'' \rangle$  — волновые функции,  $\nu_{V'R', V''R''} = (E_{V'R'} - E_{V''R''})/h$  — частота перехода,  $E_{V'R'}$ ,  $E_{V''R''}$  — значения энергии

уровней,  $M_z$  — компонента вектора электрического момента в неподвижной системе отсчета,  $N_0$  — плотность молекул поглощающего газа,  $Q_{V'R'}$  — колебательно-вращательная статсумма,  $g_{V''R''}$  — статвес нижнего колебательно-вращательного состояния,  $h$  — постоянная Планка,  $c$  — скорость света,  $k$  — постоянная Больцмана,  $T$  — абсолютная температура.

В нулевом приближении интенсивность колебательно-вращательных линий определяется выражением

$$S_0 = S_V S_R \frac{1}{Q_{V''R''}} \frac{\nu_{V'R'}, \nu''R''}{\nu_{V'V''}}, \quad (6.19)$$

где  $\nu_{V'V''}$  — центр колебательной полосы,

$$S_R = g_R \exp\left(-\frac{E_{R''}}{kT}\right) L_{R'R''} \left\{1 - \exp\left(-\frac{hc}{kT} \nu_{V'R'}, \nu''R''\right)\right\}. \quad (6.20)$$

$L_{R'R''} = 3 \sum_{m''m'''} |\langle R'' | \Phi(Z_g) | R' \rangle|^2$  — сила линии вращательного

перехода;  $m'$ ,  $m''$  — магнитные квантовые числа,  $\Phi(Z_g)$  — направляющие косинусы,  $S_V$  — фактор нормировки полосы, не зависящий от вращательных квантовых чисел.

Ввиду того, что  $\sum_{R'R''} L_{R'R''} = 1$ , в нулевом приближении  $S_V$  есть интегральная интенсивность КВ-полосы, КВ взаимодействие изменяет энергии уровней  $E_{V''R''}$ ,  $E_{V'R'}$  и волновые функции  $\langle V''R'' |$ ,  $\langle V'R' |$ , а следовательно, и  $Q_{VR}$ ,  $\nu_{V'R'}$ ,  $\nu''R''$  и матричный элемент дипольного момента  $\langle V'R' | M_z | V''R'' \rangle$ .

Учет колебательно-вращательного взаимодействия приводит к формуле для  $S_{V'R'}^{V''R''}$  вида

$$S_{V'R'}^{V''R''} = S_0 F, \quad (6.21)$$

при этом величина  $S_V$  уже не является интегральной интенсивностью колебательной полосы. Формулы для  $F$ -фактора получаются полуклассическим методом эффективного нежесткого волчка [17] и др.

Рассмотрим вкратце вопрос о влиянии случайных резонансов на вероятности переходов. Пусть совершается переход между КВ-состояниями, одно из которых не искажено случайными резонансами, а второе искажается как колебательным (Ферми, Дарлинг—Деннисона и др.), так и КВ (Кориолиса) резонансом. Полный  $F$ -фактор в формуле (6.21) может быть представлен в виде

$F_{li} = F_1^{li} F_2^{li} F_3^{li}$ , где  $F_1^{li} = (1 + \Phi_{li})^2$  — множитель, возникающий за счет регулярного КВ-взаимодействия для перехода ( $l \rightarrow i$ );

$$F_2^{li} = F_{li}^{DD} = |C_{ii}^{DD}|^2 \left\{ 1 + \sum_{k \neq i} \frac{C_{ik}^{DD}}{C_{ii}^{DD}} \frac{\langle k | M_z | l \rangle_0}{\langle i | M_z | l \rangle_0} \frac{1 + \Phi_{ki}}{1 + \Phi_{li}} \right\}^2; \quad (6.22)$$

$$F_3^{li} = F_{li}^{\text{КОР}} = |C_{ii}^{\text{КОР}}|^2 \left\{ 1 + \sum_{n \neq i} \frac{C_{in}^{\text{КОР}}}{C_{ii}^{\text{КОР}}} \frac{\langle n | M_z | l \rangle_0}{\langle i | M_z | l \rangle_0} \frac{(1 + \Phi_{ln}) \sqrt{F_{ln}^{DD}}}{(1 + \Phi_{li}) \sqrt{F_{li}^{DD}}} \right\}^2; \quad (6.23)$$

$C_{ik}$  — коэффициенты разложения волновой функции с учетом резонанса по базисным функциям нулевого приближения. Если какой-либо эффект (тип резонанса) не проявляется, соответствующий фактор полагается равным 1.

### 6.1.5. Полуширина и сдвиг линий поглощения в КВ-спектрах

В нижних слоях атмосферы определяющим фактором в формировании контура линии является столкновение молекул. Рассматривая поглощение в центральной части линии, обычно используют ударное приближение, что приводит к дисперсионной зависимости формы контура линии на КВ переходе  $i \rightarrow f$  от частоты с полушириной и сдвигом центра линии, определяемыми формулами [10]

$$\gamma_{if} = - (2\pi c)^{-1} \text{Im } \Lambda_{if, if}, \quad (6.24)$$

$$\delta_{if} = (2\pi c)^{-1} \text{Re } \Lambda_{if, if}, \quad (6.25)$$

где  $\Lambda_{if, if}$  — диагональный матричный элемент релаксационного оператора [55]:

$$\Lambda_{if, if} = -i\eta_b \int d\nu \sum_{\beta l} \rho_{\beta l} S(b), \quad (6.26)$$

$$S(b) = \sum_{\beta' l'} \sum_{\substack{(m_i, m_f, \mu) \\ M}} \frac{(J_f 1 m_f M | J_i m_i)(J_f 1 m_f' M | J_i m_i')}{(2J_i + 1)(2l + 1)} \times \\ \times \{ 1 - \langle \alpha_i J_i m_i(\beta l \mu) | S | (\beta' l' \mu') \alpha_i J_i m_i' \rangle \langle \alpha_f J_f m_f'(\beta' l' \mu') \times \\ \times | S^+ | (\beta l \mu) \alpha_f J_f m_f \rangle \}, \quad (6.27)$$

$\eta_b$  — плотность частиц уширяющего газа, играющего роль термостата;  $\int d\nu$  — оператор усреднения по классическим параметрам столкновения;  $S$  — матрица рассеяния;  $|\alpha J_m\rangle$  — собственные функции поглощающей молекулы;  $|\beta l \mu\rangle$  — молекулы термостата;  $J(l)$  — квантовое число, соответствующее полному угловому моменту поглощающей молекулы (молекулы термостата);  $m(\mu)$  —

квантовое число, соответствующее проекции полного момента на пространственно фиксируемую ось;  $\alpha(\beta)$  — символическое обозначение совокупности остальных квантовых чисел. В (6.27)  $M=0, \pm 1$ , а круглые скобки у индексов суммирования означают, что суммирование проводится как по нештрихованным, так и по штрихованным заключенным в них индексам. Расчет производится по схеме [97] и с точностью до членов второго порядка по взаимодействию приводит к результату

$$S_0(b) = 1, \quad S_1(b) = 0, \\ S_2(b) = S_2(b)_{\text{middle}} + S_2(b)_{\text{outer}}. \quad (6.28)$$

Здесь

$$S_2(b)_{\text{outer}} = \frac{1}{2} \left\{ \sum_{m_i \mu} \frac{\langle \alpha_i J_i m_i(\beta l \mu) | P^2 | (\beta l \mu) \alpha_i J_i m_i \rangle}{(2J_i + 1)(2l + 1)} + (i \rightarrow f) \right\}, \quad (6.29)$$

$$S_2(b)_{\text{middle}} = - \sum_{\substack{m_i m_f \mu \\ M}} \sum_{\beta' l'} \frac{(J_f 1 m_f M | J_i m_i)(J_f 1 m_f' M | J_i m_i')}{(2J_i + 1)(2l + 1)} \times$$

$$\times \langle \alpha_i J_i m_i(\beta l \mu) | P | (\beta' l' \mu') \alpha_i J_i m_i' \rangle \langle \alpha_f J_f m_f(\beta' l' \mu') | P | (\beta l \mu) \alpha_f J_f m_f \rangle, \quad (6.30)$$

где введено обозначение

$$P = \frac{1}{\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} (U^0)^{-1} H_c(t') U^0 dt'. \quad (6.31)$$

Оператор эволюции  $U^0$  удовлетворяет уравнению

$$i\hbar \frac{\partial U^0}{\partial t} = (H_s + H_b) U^0. \quad (6.32)$$

Гамильтониан взаимодействия  $H_c(t)$  имеет вид

$$H_c(t) = \sum_{\substack{\kappa_1 \kappa_2 \\ q_1 q_2}} C_{q_1 q_2}^{\kappa_1 \kappa_2}(t) T_{q_1}^{\kappa_1}(t) T_{q_2}^{\kappa_2}(t), \quad (6.33)$$

где  $T_q^\kappa$  — сферическая компонента  $2\kappa$ -польного момента молекулы;  $q=0, \pm 1, \dots, \pm \kappa$ ;  $C_{q_1 q_2}^{\kappa_1 \kappa_2}$  — коэффициенты, зависящие от расстояния между молекулами.

Подставляя (6.33) в (6.31), затем в (6.29) и (6.30), а также используя теорему Вигнера—Экарта, согласно которой

$$\langle \alpha J m | T_q^\kappa | \alpha' J' m' \rangle = (2J + 1)^{-1/2} (J' \kappa m' q | J m) \langle \alpha J || T^\kappa || \alpha' J' \rangle, \quad (6.34)$$

$(\alpha J \| T^* \| \alpha' J')$  — приведенный матричный элемент, после суммирования по магнитным квантовым числам найдем

$$S_2(b)_{\text{outer}} = \sum_{\kappa_1 \kappa_2} \frac{C_{\kappa_1 \kappa_2}}{2\hbar^2} \sum_{\beta' l'} \left\{ \sum_{\alpha_i J_i} |D(\alpha_i J_i \rightarrow \alpha_i' J_i' | \kappa_1)|^2 f_{\kappa_1 \kappa_2} + \right. \\ \left. + (i \rightarrow f) \right\} |D(\beta l \rightarrow \beta' l' | \kappa_2)|^2, \quad (6.35)$$

$$S_2(b)_{\text{middle}} = \sum_{\kappa_1 \kappa_2} \frac{C_{\kappa_1 \kappa_2}}{\hbar} (-1)^{J_i + J_f + \kappa_1} [(2J_i + 1)(2J_f + 1)]^{1/2} \times \\ \times \sum_{\beta' l'} D(\alpha_i J_i \rightarrow \alpha_i J_i | \kappa_1) D(\alpha_f J_f \rightarrow \alpha_f J_f | \kappa_1) |D(\beta l \rightarrow \beta' l' | \kappa_2)|^2 \times \\ \times W(J_i J_f J_i J_f; 1 \kappa_1) f_{\kappa_1 \kappa_2}. \quad (6.36)$$

Здесь обозначено

$$D(\alpha J \rightarrow \alpha' J' | \kappa) = \frac{(\alpha J \| T^* \| \alpha' J')}{[(2\kappa + 1)(2J + 1)]^{1/2}}, \\ C_{\kappa_1 \kappa_2} f_{\kappa_1 \kappa_2} = \sum_{q_1 q_2} |a_{q_1 q_2}^{\kappa_1 \kappa_2}(\omega_{mn})|^2. \quad (6.37)$$

Коэффициент  $C_{\kappa_1 \kappa_2}$  можно выбрать таким, чтобы функция  $f_{\kappa_1 \kappa_2}$  совпадала с соответствующей функцией  $f$  работы [97],  $\omega_{mn} = \hbar^{-1} \{E_{\alpha J} - E_{\alpha' J'} + E_{\beta l} - E_{\beta' l'}\}$ , величины  $a_{q_1 q_2}^{\kappa_1 \kappa_2}$  есть результат интегрирования коэффициентов  $C_{q_1 q_2}^{\kappa_1 \kappa_2}(t)$  по времени;  $W(a, b, c, d, e, f)$  — коэффициент Рака.

Выражения (6.35) и (6.36) являются основными расчетными формулами. Они позволяют, в частности, учесть влияние внутримолекулярных взаимодействий на полуширины и сдвиги линий.

Величина  $|D(\alpha J \rightarrow \alpha' J' | \kappa)|^2$  играет роль обобщенной силы линии  $2\kappa$ -польного перехода между уровнями  $\alpha J$  и  $\alpha' J'$ , поделенной на  $(2J + 1)$  и может быть представлена в виде

$$|D(\alpha J \rightarrow \alpha' J' | \kappa)|^2 = D^0(\alpha J \rightarrow \alpha' J' | \kappa)^2 F(\alpha J \rightarrow \alpha' J' | \kappa), \quad (6.38)$$

где  $F$  — учитывает влияние внутримолекулярных взаимодействий и определяется (6.22) — (6.23). Рассмотренный выше аппарат пригоден для описания уширения и сдвига изолированной спектральной линии.

В тех случаях, когда столкновения приводят к образованию свободной релаксационной связи между перекрывающимися линиями в спектре [10], необходимо использовать квантовомеханическую теорию уширения перекрывающихся спектральных линий, развитую в рамках ударного приближения Фано [72], согласно

работам которого коэффициент поглощения после введения ударного приближения может быть записан как

$$k(\omega) = -\frac{4\pi\omega\eta}{3c\hbar n_0} (1 - e^{-\hbar\omega/kT}) \operatorname{Im} \sum_{i < f} \sum_{i' f'} \rho_{ii} P_{if}^{(1)} P_{f'i'}^{(1)} \times \\ \times \left[ \left( \frac{1}{\omega - \widehat{L}_s - \Lambda} \right)_{i' f', if} + \left( \frac{1}{\omega - \widehat{L}_s - \Lambda} \right)_{i' f', fi} \right], \quad (6.38')$$

где  $\widehat{L}_s$  — оператор Лиувилля, соответствующий гамильтониану поглощающей частицы  $H_s$ , определяемый формулой  $\widehat{L}_s(x) = \hbar^{-1} \times [H_s, X]$  для любого произвольного оператора  $X$ ;  $\rho_{ii}$  — заселен-

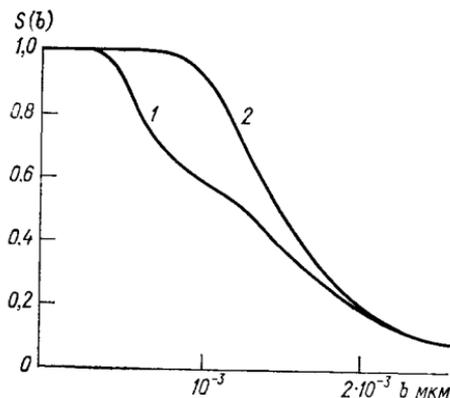


Рис. 6.1. Дифференциальное сечение столкновений  $S(b)$  как функция прицельного параметра с учетом интерференционных эффектов (1) и в приближении изолированной линии (2).

ность начального состояния;  $P_{if}^{(1)}$  — приведенный матричный элемент неприводимого тензорного оператора дипольного момента поглощающей молекулы;  $\eta$  — плотность молекул поглощающего газа;  $n_0$  — показатель преломления среды. Суммирование в первой сумме проводится только по тем уровням, где  $E_i < E_f$ .

Если оператор  $\Lambda$  диагонален, то  $k(\omega)$  сводится к простой суперпозиции коэффициентов  $k_i(\omega)$ , соответствующих отдельным линиям поглощения, каждая из которых уширяется независимо от остальных.

Наличие отличных от нуля недиагональных матричных элементов у релаксационного оператора  $\Lambda$  обуславливает перекрывание [71] соответствующих линий, вызванное столкновениями, и приводит к некоторым аномалиям в трансформации спектра давлением [11]. Например, с ростом давления перекрывающиеся линии начинают сближаться с скоростью, пропорциональной квадрату давления, затем сливаются в центре тяжести спектра, образуя однородно уширенную линию.

Проведенный на основе строгой ударной теории анализ [39] показал, что в случае уширения линий инверсионного спектра  $\text{NH}_3$  интерференционные эффекты являются существенными (рис. 6.1).

Расхождение между кривыми на рисунке обусловлено столкновениями, обращающими инверсионный подход без нарушения когерентности излучения.

Отмеченный эффект может быть весьма существенным, что хорошо видно из рис. 6.2, на котором представлены результаты расчетов полуширин линий вращательного спектра аммиака, выполненных в сопоставлении этих результатов с экспериментальными

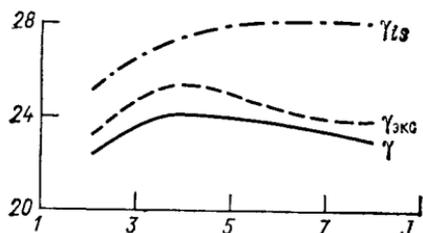


Рис. 6.2. Результаты расчета полуширин линий вращательного спектра аммиака при самоуширении ( $I=K$ ).

$\gamma$  — расчет с учетом релаксационной связи между дублетными линиями,  $\gamma_{ис}$  — расчет в приближении изолированной линии,  $\gamma_{экс}$  — экспериментальные данные [41].

данными [41] и результатами расчетов в приближении изолированной линии.

Роль явления спектрального обмена, приводящего к трансформации спектра, иллюстрируется рис. 6.3, на котором приведены результаты расчета зависимости формы контура вращательного дублета  $J \rightarrow J' = 4 \rightarrow 5$  аммиака от давления уширяющего газа азота [40] и экспериментальных измерений. Увеличение давления постороннего газа приводит к сдвигу центра тяжести спектра каж-

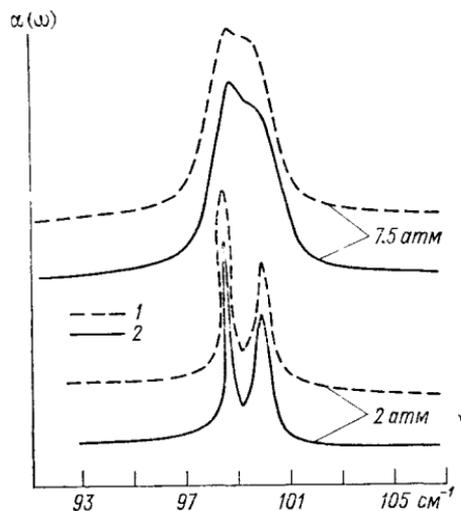


Рис. 6.3. Форма контура для вращательного перехода  $J \rightarrow J' = 4 \rightarrow 5$  в аммиаке при уширении азотом.

1 — расчет с учетом спектрального обмена, 2 — эксперимент [41].

дой из линий навстречу друг другу. Для большинства молекул типа симметричного волчка, в которых туннельный инверсионный эффект, в отличие от  $\text{NH}_3$ , практически отсутствует, между компонентами вращательных дублетов будет происходить интенсивный спектральный обмен и линии молекул будут уширяться взаимосвязанно. Форма контура этих линий будет иметь дисперсионный вид [40] с полушириной, пропорциональной разности  $\text{Im}(\Lambda_{if, if} - \Lambda_{if, i'f'})$ . В силу того что для данного типа процессов  $\text{Im} \Lambda_{if, i'f'} > 0$ , истинная полуширина вращательных переходов мо-

лекул типа симметричного волчка будет меньше, чем рассчитанная в приближении изолированной линии.

Эффект влияния спектрального обмена при трансформации контуров перекрывающихся линий давлением в настоящее время находится в начальной стадии исследований и при построении оптических моделей поглощающей молекулярной атмосферы практически не учитывается.

### 6.1.6. Форма контура спектральной линии

В условиях земной атмосферы форма контура отдельной спектральной линии определяется процессами радиационного затухания, эффектом Доплера и эффектами столкновений молекул.

Радиационное или естественное уширение спектральных линий обусловлено взаимодействием квантовой системы с нулевыми колебаниями электромагнитного поля. Форма контура линии в этом случае описывается дисперсионным контуром с полушириной  $\gamma_R = \frac{1}{2} \left( \frac{1}{2\pi\tau_i} + \frac{1}{2\pi\tau_f} \right)$ , где  $\tau_i$  и  $\tau_f$  — время жизни начального и конечного состояния перехода  $i \rightarrow f$ . Величина  $\gamma_R$  для атмосферных газов пренебрежимо мала по сравнению с вкладом в ширину линии за счет эффекта Доплера и столкновений.

Уширение спектральной линии за счет эффекта Доплера обусловлено тем, что частота  $\nu_0$  квантового перехода в движущейся молекуле, составляющая скорости которой в направлении луча зрения равна  $v$ , в соответствии с принципом Доплера смещена на величину  $\Delta\nu = \nu_0 v/c$ . При максвелловском распределении молекул по скоростям доплеровский контур имеет вид гауссовского распределения

$$k(\nu) = \frac{S}{\pi^{1/2}} \frac{(\ln 2)^{1/2}}{\gamma_D} \exp \left[ -\ln 2 \frac{\nu - \nu_0}{\gamma_D} \right], \quad (6.39)$$

где

$$\gamma_D = \frac{\nu_0}{c} (\ln 2)^{1/2} \sqrt{\frac{2kT}{m}} \quad (6.40)$$

— доплеровская полуширина линии;  $T$  — абсолютная температура,  $m$  — масса молекулы,  $c$  — скорость света,  $k$  — постоянная Больцмана. Для большинства атмосферных молекул контур линии в оптическом диапазоне можно считать доплеровским при давлении ниже 1,3 кПа (10 мм рт. ст.), когда действие столкновений пренебрежимо мало.

Экспериментальные измерения формы контура линий поглощения при малых давлениях выполнены для десяти газов. Значения полуширин доплеровски уширенных линий в интересующем нас диапазоне длин волн имеют порядок величины  $10^{-2}$ — $10^{-4}$  см $^{-1}$ . Во всех случаях измеренные и расчетные полуширины совпадают с высокой точностью.

Задача о форме контура спектральной линии, когда столкновения молекул являются основной причиной уширения, известна достаточно хорошо, поэтому рассмотрим лишь основные ее моменты. Коэффициент поглощения света частоты  $\omega$  можно выразить через спектр корреляционной функции

$$\Phi = \operatorname{Re} \int_0^{\infty} dt [\exp(i\omega t)] (S \rho \rho S^{-1}(t) M S(t) M)_{av} \quad (6.41)$$

дипольного момента  $M$  поглощающей молекулы. Рассматриваются бинарные столкновения:  $\rho$  — гиббсовская матрица плотности двух молекул (первой — поглощающей свет, второй — возмущающей состояния первой),  $S(t)$  — решение уравнения Шрёдингера для сталкивающихся молекул,  $S\rho$  — операция «шпур» по квантовым переменным обеих молекул. Общее приближение — классическое описание движения центров масс. Оно определяет вид гамильтониана уравнения для  $S$  и содержание символа  $(\dots)_{av}$ , обозначающего усреднение по столкновениям. Последняя операция включает интегрирование по начальным условиям классических траекторий центров масс с учетом их вероятности, а эту вероятность определяет управляющий перемещением молекул классический потенциал межмолекулярного взаимодействия.

Необходимо решить четыре задачи: 1) квантовую — решение уравнения для  $S(t)$ ; 2) классическую — усреднение по столкновениям; 3) расчет корреляционной функции — интегрирование по  $t$  в (6.41) и, наконец, 4) вычисление  $S\rho$ . Последнюю задачу технически часто связывают с кинетическими уравнениями [106]: существует представление  $\Phi = \sum_{nm} \Phi_{nm}(\omega)$  ( $n, m$  — наборы квантовых ин-

дексов состояний первой молекулы, переходы между которыми образуют линию с центром  $\omega_{nm}$ ), и можно написать систему, формальным решением которой будут  $\Phi_{nm}(\omega)$ .

При анализе спектральной зависимости  $\Phi_{nm}(\omega)$  переменной оказывается смещенная частота  $\Delta\omega_{nm} = \omega - \omega_{nm}$  и характерным параметром — полуширина линии  $\gamma_{nm}$ . Крыло линии можно определить условием  $|\Delta\omega_{nm}| \gg \gamma_{nm}$ , центральную часть —  $|\Delta\omega_{nm}| < \gamma_{nm}$ ; промежуточные значения  $|\Delta\omega_{nm}|$  относятся к средней части контура.

При описании формы контура центральной части линии [14] вводится ударное приближение, что приводит к дисперсионному контуру. Для крыла линии [37, 32, 48] сразу же решается третья из ранее перечисленных задач, так как появляется возможность оценить интервал по  $t$  методом стационарной фазы. Это влечет за собой радикальное упрощение и квантовой и классической задач. Первая сводится только к решению уравнения (эквивалентного «золотому» правилу Ферми)  $E_n(t) - E_m(t) = \hbar\omega$  с  $E_n, E_m$  — собственными значениями гамильтониана взаимодействующих молекул.

Для классической задачи уже не нужно знать всю траекторию — достаточно ее малая часть около корня последнего урав-

нения, где возможна аппроксимация прямолинейным участком. Наконец, в рассматриваемой асимптотике система уравнений для  $\Phi_{nm}$  распадается на отдельные уравнения, в каждое из которых входит только одно  $\Phi_{nm}(\omega)$ .

Оказывается возможным построить «сплайн-контур», плавно переходящий из области  $|\Delta\omega_{nm}| < \gamma_{nm}$  в область  $|\Delta\omega_{nm}| \gg \gamma_{nm}$ . Здесь следует добавить, что весьма общие соображения свидетельствуют об относительной малости этой переходной области.

Итоги проведенного выше анализа иллюстрирует рис. 6.4. Область дисперсионного контура *I* не требует комментария. Область

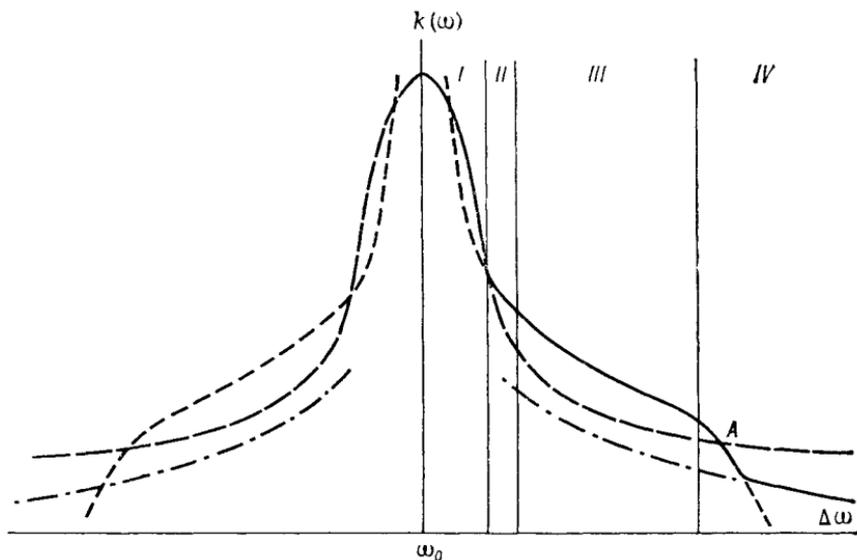


Рис. 6.4. Схематическое изображение контура спектральной линии.

«сплайн-контура» *II* характеризуется превышением над дисперсионным контуром. Далее начинаются области крыла линии *III* и *IV*, для которых существенными оказываются два обстоятельства. Во-первых, выражение для формы линии (6.41) после асимптотической оценки интеграла по  $t$  становится зависящим от смещенной частоты, с изменением которой определяющими оказываются различные участки потенциала межмолекулярного взаимодействия (область *III*). Точка *A* соответствует такому переходу. Во-вторых, при достаточно больших смещенных частотах, когда определяющими оказываются столкновения молекул на малых расстояниях, в «игру» вступает множитель, подчеркивающий малую вероятность таких событий (область *IV*).

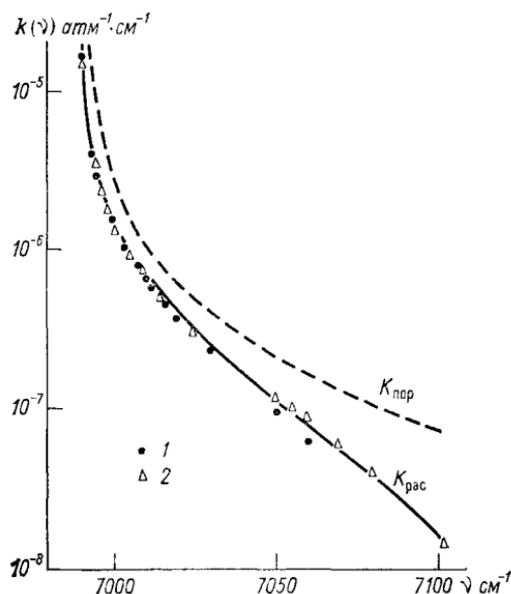
Рисунки (6.5)—(6.7) иллюстрируют возможности количественного описания спектрального хода коэффициента поглощения. На этих рисунках представлены экспериментальные результаты по коэффициенту поглощения  $\text{CO}_2$  при самоуширении и уширении  $\text{N}_2$

и  $O_2$  для полос  $1,4 \mu$  и  $2,7 \mu$  и их интерпретация согласно теории контура крыльев спектральной линии. Непременно следует подчеркнуть, что речь идет не об аппроксимации экспериментальных кривых, хотя при конкретных расчетах используется небольшое

число параметров. Их появление не вызвано внутренними проблемами самой теории, а связано с общими трудностями вычисления характеристик свободных молекул и особенно квантового потенциала межмолекулярного взаимодействия.

Рис. 6.5. Коэффициент поглощения  $CO_2$  в крыле полосы  $1,4 \mu$  при самоуширении.

1 и 2 — экспериментальные данные из работ соответственно [8, 56];  $K_{рас}$  — результаты расчета по теории крыла линии,  $K_{пор}$  — дисперсионный контур.

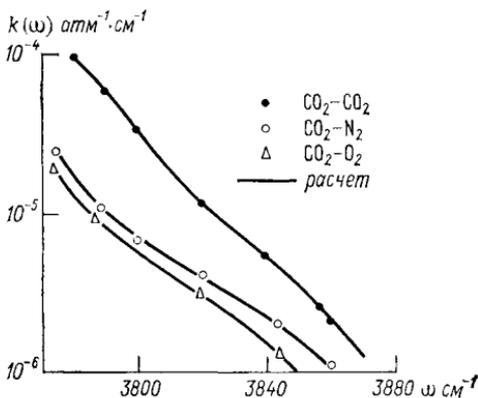


Ситуация с вычислением коэффициента поглощения в смеси газов для центральной части линии известна достаточно хорошо. Независимо от состава смеси контур линии всегда дисперсионный, его полуширина связана с давлением поглощающего и уширяющего газа  $P_1$  и  $P_2$  соотношением

$$\gamma = P_1 \gamma_1 + P_2 \gamma_2. \quad (6.42)$$

Величины  $\gamma_1$  и  $\gamma_2$  не зависят от  $\omega$ ; постоянную ( $\gamma_1/\gamma_2$ ) называют коэффициентом

Рис. 6.6. Коэффициент поглощения  $CO_2$  в бинарных смесях [56].

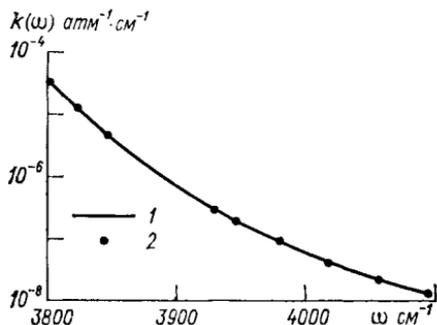


самоуширения. Специфика крыльев линий такова, что здесь коэффициент поглощения  $k(\omega) = P_1^2 k_1(\omega) + P_1 P_2 k_2(\omega)$ , и разный ход кривых  $k_1(\omega)$ ,  $k_2(\omega)$  обусловлен явными различиями взаимодействия молекул поглощающего газа между собой и поглощающей молекулы с буферной. Теперь коэффициентом самоушире-

ния можно назвать отношение  $k_1(\omega)/k_2(\omega)$ , которое зависит от смещенной частоты и может оказаться значительно больше, чем для центральной части. Существенная зависимость коэффициента самоуширения водяного пара от смещенной частоты и его высокое значение позволяют понять физическую причину обнаруженного в различных экспериментах эффекта нелинейной зависимости оптической толщи от влагосодержания в атмосфере в диапазоне 8—12 мкм [29].

Рассматривая вопрос о температурной зависимости коэффициента поглощения в крыле,

Рис. 6.7. Коэффициент поглощения чистого  $\text{CO}_2$  в области  $3770\text{--}4100\text{ см}^{-1}$  по экспериментальным [56] (1) и рассчитанным [37] (2) данным.



предварительно следует сделать два замечания. В комментариях к рис. 6.4 уже отмечалась роль гиббсовского множителя из выражения для вероятности классических траекторий в формировании спектрального коэффициента поглощения. Этот множитель пропорционален  $\exp(-V/kT)$ , где  $V$  — классический потенциал межмолекулярного взаимодействия. Кроме того, энергия межмолекулярного потенциала  $V$  входит в матрицу плотности  $\rho$  [74], и поэтому зависит от температуры  $T$ . Эти моменты и оказываются определяющими при расчете зависимости  $k(\omega)$  в крыле. Ситуацию поясняет рис. 6.8, на котором приведены значения

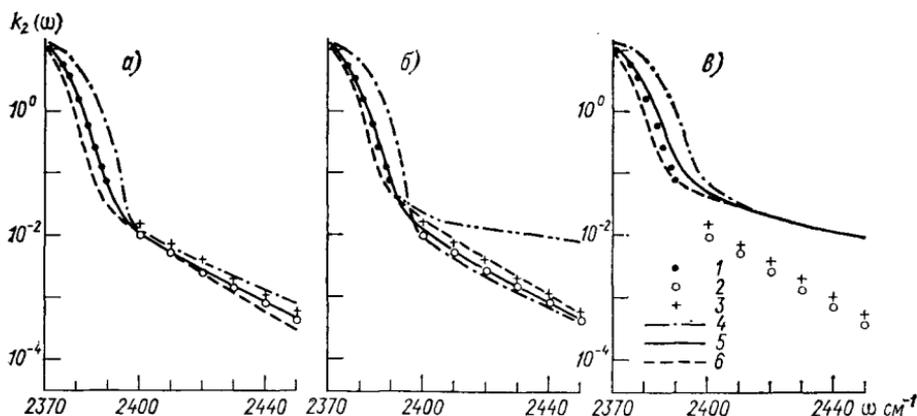


Рис. 6.8. Коэффициент поглощения  $\text{CO}_2$  при самоуширении за кантом полосы  $4,3\text{ мкм}$ , полученные экспериментально для температур  $300\text{ К}$  [8, 24, 56] (1),  $310\text{ К}$  [13] (2) и  $213\text{ К}$  [13] (3) и рассчитанные для  $500\text{ К}$  (4),  $310\text{ К}$  (5) и  $213\text{ К}$  (6) без учета зависимости потенциала межмолекулярного взаимодействия  $V$  от температуры (а), с учетом этой зависимости (б) и для дисперсионного контура (в).

коэффициента поглощения  $k_2 = k(\theta/273)^2$  для температур 213, 310 и 500 К, рассчитанные с дисперсионным контуром и контуром крыла линии с потенциалом, зависящим и не зависящим от температуры. На этом же рисунке для сравнения приведены экспериментальные данные. Видно, что если для участков спектра, соответствующих микроокнам (близкие крылья) все три контура приводят к качественно одинаковым зависимостям от температуры, то для участков за кантом полосы (далекие крылья) только данные расчета, выполненные с использованием потенциала, зависящего от температуры, соответствуют экспериментальным.

Совместное действие эффектов Доплера и столкновений молекул, которые в атмосфере действуют одновременно, но с разным вкладом для различных высот, детально рассмотрено в [27, 28]. Совместное действие этих двух эффектов уширения спектральных линий приводит к фойгтовскому контуру линии поглощения

$$k(\nu) = \frac{k_0 y}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-t^2}}{y^2 + (x-t)^2} dt, \quad (6.43)$$

где

$$k_0 = \frac{S}{\gamma_D} (\ln 2/\pi)^{1/2}, \quad y = \frac{\gamma^L}{\gamma_D} (\ln 2)^{1/2}, \quad x = \frac{\nu - \nu_0}{\gamma_D} (\ln 2)^{1/2}. \quad (6.44)$$

При выводе (6.43) предполагается отсутствие каких-либо изменений скорости при столкновениях. Учет изменения скорости при столкновениях приводит к сужению линии и возрастанию ее интенсивности в центре, причем при определенных условиях ширина линии может оказаться меньше доплеровской. Впервые эффект столкновительного сужения доплеровского контура линии был предсказан Дике [66] и наблюдался в эксперименте для линейного поглощения в парах  $H_2O$  [68] и в  $Q$ -ветви комбинационного рассеяния в водороде [80]. В работе [52] выполнены оценки влияния эффекта Дике на молекулярное поглощение в атмосфере при распространении излучения  $CO_2$ -лазера по наклонным трассам. Если для излучения  $\lambda = 10,6$  мкм пренебречь сужением из-за столкновений, то на трассах длиной около 10 км при зенитном угле  $85^\circ$  появляется 20 %-ая ошибка в прогнозировании ослабления излучения в атмосфере.

Помимо эффекта Дике, существуют более тонкие эффекты, влияющие на форму контура спектральной линии, такие, как рассмотренный выше эффект интерференции перекрывающихся спектральных линий и эффект анизотропии столкновений молекул. Остановимся кратко на последнем. При расчете формы столкновительного контура спектральной линии возмущение поглощающей молекулы частицами буферного газа считается изотропным. Строго говоря, это приближение справедливо лишь для покоящихся молекул. Переход в систему координат движущейся поглощающей молекулы приводит к появлению «ветра» молекул и анизотропии межмолекулярных столкновений, что обуславливает зависимость

константы уширения  $\gamma_L$  от скорости движения молекул [1, 43]. Теоретический анализ [104] показал, что изменения контура, вызванные этим эффектом, заметны лишь при выполнении условия  $m_{\text{пог}} \ll m_{\text{воз}}$ , ( $m_{\text{пог}}$  и  $m_{\text{воз}}$  — масса поглощающих и возмущающих молекул). В атмосфере, где выполняется условие  $m_{\text{воз}}/m_{\text{пог}} < 2$ , этот эффект можно не учитывать.

## 6.2. Экспериментальные методы определения коэффициентов поглощения атмосферных газов

Высокая монохроматичность излучения лазерных источников, используемых в атмосферно-оптических устройствах, в сочетании с ярко выраженной селективностью коэффициентов поглощения в колебательно-вращательных полосах атмосферных газов требует для решения практических задач качественно новой исходной спектроскопической информации.

При полуширинах линий поглощения атмосферных газов в нижних слоях атмосферы порядка  $10^{-1}$ — $10^{-2}$  см<sup>-1</sup> для получения неискаженных спектров поглощения требуется иметь спектральную аппаратуру с разрешением по крайней мере на порядок выше, т. е.  $10^{-3}$  см<sup>-1</sup>. Обеспечение количественного прогноза энергетических потерь лазерного излучения на протяженных трассах в атмосфере возможно при точности определения абсолютных значений коэффициентов молекулярного поглощения не хуже нескольких процентов [27]. Классические методы не удовлетворяют этим требованиям. Так, метод регистрации солнечного спектра, широко применяемый в атмосферной оптике для оценки спектральной прозрачности, позволяет получать информацию о положении центров линий поглощения с невысоким ( $\Delta\lambda/\lambda \approx 10^5$ ) спектральным разрешением. Регистрируемая величина — спектральное пропускание всей толщи земной и солнечной атмосфер — зависит от зенитного угла солнца, распределения поглощающей компоненты в атмосфере, присутствия аэрозоля и т. д. Точное определение профиля коэффициента поглощения, получение количественной информации о ширине и форме контура спектральной линии крайне затруднительно или вообще невозможно.

Поэтому в последние годы для обеспечения практических потребностей атмосферной оптики разрабатываются методы лазерной и фурье-спектроскопии высокого разрешения, которые позволяют реализовать требуемые точность и спектральное разрешение. Дадим краткий обзор этих методов и их возможностей.

### 6.2.1. Лазерная спектроскопия

Методы лазерной спектроскопии могут быть классифицированы на основе выявления наиболее удобных для регистрации физических эффектов, сопровождающих взаимодействие лазерного излучения с исследуемой средой. Первичным эффектом в поглощающей

среде под воздействием излучения является заселение верхних уровней резонансного перехода. В зависимости от способа регистрации поглощенной веществеом мощности, можно выделить три основные группы методов лазерной спектроскопии.

1. Лазерный спектрофотометрический метод основан на сравнении потоков излучения до и после его прохождения через поглощающую среду. Предельная чувствительность метода определяется длиной оптического пути излучения в поглощающей среде и способностью системы регистрации фиксировать малые изменения интенсивности излучения на выходе из среды. Для оптимального случая гетеродинного детектирования при штарковской модуляции лазерного излучения возможна регистрация коэффициента поглощения на уровне  $10^{-10} \text{ см}^{-1}$  [78].

В работе [25] отмечается, что в большинстве практических случаев чувствительность метода снижается на 3—4 порядка из-за флуктуаций лазерного излучения, различного рода фоновых сигналов и несовершенства приемно-передающей системы. Этот метод применяется для определения спектрального пропускания атмосферы на горизонтальных и слабонаклонных трассах при длине трассы 10 км и более. Атмосферный спектрофотометр состоит из лазерного (или теплового) источника и приемной системы в конечной точке трассы (возможно возвращение луча к месту расположения источника поворотным зеркалом, расположенным в средней точке трассы). Серьезной проблемой в таких измерениях является перехват всего пучка, прошедшего через трассу, так как размеры пучка и его положение на входной апертуре приемника флуктуируют из-за рефракции и турбулентности.

Использование многоходовых кювет [79] при длине луча в кювете  $\sim 10$  км позволяет достичь порога чувствительности по коэффициенту поглощения  $\sim 10^{-7} \text{ см}^{-1}$ , исключить влияние аэрозоля и турбулентности и получить возможность моделирования газовых сред. Многоходовая кювета в сочетании с узкополосным лазерным источником, перестраиваемым по частоте, значительно расширяет возможности спектрофотометрического метода и позволяет регистрировать спектры поглощения с высоким разрешением. Спектральное разрешение лазерного спектрометра определяется шириной линии генерации лазера и точностью перестройки частоты и может достигать  $10^{-3}$ — $10^{-6} \text{ см}^{-1}$ . Максимальная точность измерения абсолютного значения коэффициента поглощения  $\Delta k/k$  реализуется для значений оптической плотности  $D = kL = 0,4 \div 1,5$  [30], при этом  $\Delta k(V)/k(V)$  обычно составляет 1—5 %.

Метод скоростной лазерной спектрофотометрии [31], основанный на использовании лазеров с перестраиваемой в течение импульса генерации частотой позволяет производить запись контура отдельной спектральной линии с временным разрешением  $\sim 10^{-3}$  с.

Особенно эффективно применение лазеров с широкой областью перестройки частоты, таких, как полупроводниковые с шириной спектра генерации  $\Delta\nu \leq 10^{-4} \text{ см}^{-1}$  [69] или жидкостных на растворах органических красителей с  $\Delta\nu \leq 10^{-3} \text{ см}^{-1}$  [3].

В табл. 6.2 приведены технические характеристики семейства уникальных лазерных спектрофотометров созданных на базе тридцатиметровой многоходовой газовой кюветы и лазеров видимого диапазона [3]. Так, в работе [69] выполнены измерения параметров линий поглощения водяного пара в смеси с  $N_2$  в области от 10 до 15 мкм с помощью перестраиваемого диодного лазера и многоходовой кюветы при разрешении  $10^{-4}$  см $^{-1}$ .

Таблица 6.2

Технические характеристики комплекса спектрометров на базе тридцатиметровой многоходовой газовой кюветы [3]

Характеристика	a	b	c
Спектральный диапазон, нм	580—630	694,2—694,5	694,2—694,5
Ширина спектра излучения, см $^{-1}$	$10^{-4}$	$10^{-3}$	$6 \cdot 10^{-3}$
Скорость перестройки частоты, Гц/мкс	0— $10^2$	0— $10^7$	—
Диапазон длительности импульса, с	Непрерывный	$10^{-4}$ — $10^{-3}$	$(2-15) \cdot 10^{-9}$
Число импульсов в серии	—	—	3—15
Мощность излучения, Вт	$20 \cdot 10^{-3}$	$10^2$	$5 \cdot 10^7$
Пауза между импульсами, нс	—	—	2—15
Длина оптического хода луча, м	60—4000	60—2000	60—2000
Диапазон давлений исследуемого газа, Па	—	$10^{-2}$ — $10^5$	—

2. Лазерный внутрирезонаторный метод является модификацией метода лазерной абсорбционной спектроскопии и в зависимости от режима генерации лазера подразделяется на широко- и узкополосный.

а) При широкополосном методе внутрь резонатора многоходового лазера с широкой линией усиления помещают ячейку с селективно поглощающим газом. Собственные колебания оптического резонатора лазера, попадающие в область контура линии поглощения, подавляются, что приводит к образованию резких провалов в спектре излучения лазера, фиксируемых с помощью обычной спектральной аппаратуры. Высокая чувствительность широкополосного метода связана с многократностью прохода лазерного излучения через поглощающую ячейку за время генерации, т. е. с реализацией эффективной длины оптического хода до  $10^9$  см.

Высокая чувствительность ( $10^{-8}$ — $10^{-9}$  см $^{-1}$ ) и высокое быстродействие (за  $10^{-3}$  с регистрируется участок спектра до  $10^2$  см $^{-1}$ ) широкополосного метода эффективно используются для обнаружения слабых линий поглощения с разрешением  $\geq 10^{-2}$  см $^{-1}$  и исследования уширения этих линий давлением [22] с погрешностью 10—15 %. К недостаткам метода следует отнести сложность получения количественной информации об интенсивности и форме контура спектральной линии. В табл. 6.3 дана сводка характеристик

Параметры ВР-спектрометров [35]

Спектрометры	Спектральный диапазон, см <sup>-1</sup>	Спектральное разрешение, см <sup>-1</sup>	Пороговая чувствительность, см <sup>-1</sup>	Спектральный диапазон за импульс, см <sup>-1</sup>	Погрешность измерения, см <sup>-1</sup>
Неодимовый	9 100—9 500	0,08	10 <sup>-7</sup>	20—100	0,08
	10 400—11 600	0,08	5·10 <sup>-7</sup>	50—200	0,08
	8 550—9 100	0,08	10 <sup>-7</sup>	50—300	0,08
На родамине 6Ж	16 400—16 900	0,05	5·10 <sup>-7</sup>	50—100	0,05

широкополосных ВР-спектрометров, применяемых для исследования спектров поглощения атмосферных газов в видимом и ИК-диапазоне с разрешением 0,05—0,08 см<sup>-1</sup>.

б) В случае узкополосного метода кювета с поглощающим веществом помещается в резонатор однододового лазера. При перестройке частоты однододовой генерации происходит изменение мощности генерации в области линии поглощения, что приводит к появлению провала во временной развертке интенсивности излучения [62]. Спектрометры, работающие по узкополосному методу, позволяют с разрешением  $\sim 10^{-4}$  см<sup>-1</sup>, но при меньшей на 1—3 порядка чувствительности, чем в широкополосном методе, измерять абсолютные значения коэффициентов поглощения и трансформацию контура отдельных спектральных линий. Тем не менее узкополосный внутрирезонаторный спектрометр с СО-лазером [63] позволяет в 250 раз увеличить чувствительность по сравнению с внерезонаторным спектрометрическим методом и обеспечивает с кюветой 30 см регистрацию коэффициентов поглощения на уровне  $\sim 10^{-5}$  см<sup>-1</sup>.

3. В методе конкурирующих пучков [7] сочетаются преимущества внутрирезонаторных методов, а именно высокое разрешение узкополосного и высокая чувствительность широкополосного. Исследуемое вещество в этом методе размещается в дисперсионном (основном) резонаторе лазера, генерирующего узкую спектральную линию, которая может плавно перестраиваться по спектру. Высокая чувствительность генерации к малым потерям обеспечивается дополнительным неселективным резонатором. Основной и дополнительный резонаторы имеют общую активную среду. Линии поглощения регистрируются фотоэлектрическим способом при сравнении интенсивности излучения, выходящего из основного и дополнительного резонаторов при наличии и отсутствии исследуемого вещества в дисперсионном резонаторе лазера.

Методом внутрирезонаторного поглощения измерены положения центров линий поглощения атмосферных газов в областях излучения ряда распространенных лазеров. При регистрации спектров атмосферных и загрязняющих атмосферу газов в области широкополосных лазеров на стекле с неодимом [46] зарегистриро-

ваны впервые не только отдельные линии, но и целые колебательно-вращательные полосы.

**Оптико-акустический метод.** В основе метода лежит оптико-акустический эффект, заключающийся в генерации акустических колебаний газом, поглощающим модулированное излучение. В оптико-акустическом спектрометре излучение лазера с перестраиваемой частотой проходит через ячейку оптико-акустического детектора, заполненную поглощающим газом. При совпадении линии излучения лазера с полосой поглощения исследуемых молекул газ поглощает часть энергии лазерного излучения, нагревается и увеличивает давление (акустический сигнал) в замкнутом объеме. Этот сигнал несет информацию о спектральном коэффициенте поглощения молекулярного газа [3]. Акустический сигнал с помощью установленного в боковой стенке ячейки микрофона преобразуется в электрический, поступающий далее в канал усиления и обработки.

Оптико-акустический метод применялся и с тепловыми источниками света [25], однако при использовании лазерных источников чувствительность и спектральное разрешение метода увеличивается на несколько порядков.

Основные преимущества оптико-акустического метода состоят в следующем:

1. Сигнал оптико-акустического спектрометра пропорционален спектральному коэффициенту поглощения; линейность характеристики сохраняется при изменении в диапазоне, охватывающем 4—5 порядков величины.

2. Измеряемая величина — прирост давления в исследуемом газе — является интенсивным параметром образца, т. е. не зависит от его размеров. В силу этой особенности оптико-акустический спектрометр позволяет на ячейке длиной в несколько сантиметров получать спектры слабого поглощения, для измерения которых при спектрофотометрическом методе потребовалась бы трасса длиной в несколько километров.

3. Малый объем и длина измерительной камеры представляют большие преимущества при исследовании нелинейных эффектов, требующих высокой плотности мощности по сечению лазерного пучка. В короткой ячейке сравнительно легко (например, с помощью длиннофокусной линзы) можно получить интенсивности вплоть до значений, вызывающих оптический пробой исследуемого газа.

Основными недостатками метода являются чувствительность к вибрациям и акустическим помехам; зависимость чувствительности оптико-акустических спектрометров от давления исследуемого газа, некоторая сложность калибровки и большая, по сравнению со спектрофотометрическим способом, погрешность абсолютных измерений значений коэффициентов поглощения.

В табл. 6.4 приведены характеристики оптико-акустических спектрометров с непрерывными и импульсными лазерами видимого и ИК-диапазона, предназначенных для исследований

Характеристики оптико-акустических спектрометров с импульсными лазерами видимого и ИК-диапазона [3, 25]

Характеристика	Спектральная область, мкм			
	0,6	0,69	10,6	10,6
1. Порог чувствительности по коэффициенту поглощения при энергии в импульсе 1 Дж, см <sup>-1</sup>	10 <sup>-8</sup>	10 <sup>-9</sup>	10 <sup>-9</sup>	10 <sup>-8</sup>
2. Спектральное разрешение, см <sup>-1</sup>	10 <sup>-3</sup>	10 <sup>-2</sup>	5·10 <sup>-3</sup>	10 <sup>-2</sup>
3. Область перестройки длины волны, нм	40,0	0,4	1,0	Измерения проводятся на фиксированных длинах волн
4. Длительность лазерного импульса, нс	Непрерывный	40±5	20—30	150—300
5. Интенсивность лазерного излучения, Вт/см <sup>2</sup>	10 <sup>-2</sup>	5·10 <sup>7</sup>	10 <sup>8</sup>	2·10 <sup>7</sup>

в области линейной и нелинейной спектроскопии атмосферных газов [3, 25].

Оптико-акустический метод очень широко используется для получения количественной информации о спектрах поглощения и параметрах отдельных линий, порогах нелинейных спектроскопических эффектов. Так, с его помощью выполнены измерения коэффициентов поглощения атмосферного водяного пара и метана на отдельных линиях генерации СО<sub>2</sub>-лазеров [93], СО-лазеров [81] и (HeNe)-лазеров [57], проведены исследования контуров линий поглощения метана [4] и водяного пара [49] в области перестройки длины волны гелий-неонового (3,39 мкм) и рубинового (0,69 мкм) лазеров при вариации давления и состава газовой смеси.

С помощью непрерывного лазера на органическом красителе с шириной спектра  $7 \cdot 10^{-4}$  см<sup>-1</sup> был исследован спектр поглощения атмосферного водяного пара в области 0,59 мкм [3] и аммиака в области 1,06 мкм [34]. На оптико-акустических спектрометрах с импульсными лазерами на рубине и СО<sub>2</sub> были измерены пороги нелинейных спектроскопических эффектов в парах Н<sub>2</sub>О и СО<sub>2</sub> [5], проведены исследования формы контура спектральной линии Н<sub>2</sub>О в сильном поле резонансного лазерного излучения [3], обнаружено уменьшение поглощательной способности в далеком крыле линии Н<sub>2</sub>О при возрастании интенсивности излучения [6].

Дополнительные возможности оптико-акустического метода связаны с использованием частотной модуляции излучения и двухчастотного возбуждения исследуемого газа таким образом, что разностная частота  $\Omega = \nu_1 - \nu_2$  ( $\nu_1, \nu_2$  — частоты лазерных импульсов, посылаемых в оптико-акустическую ячейку) совпадает с частотой комбинационно-активного колебательно-вращательного или вращательного перехода [38]. При использовании источников видимого диапазона применение двухчастотной накачки с плавной перестройкой  $\Omega$  позволяет измерять спектры КР в ИК-области вплоть до частот, соответствующих вращательным переходам [105].

Детальное исследование оптико-акустического метода и результатов его применения в спектроскопии атмосферных газов содержится в [3, 25].

### 6.2.2. Фурье-спектроскопия

Уникальные спектроскопические результаты получены с помощью фурье-спектроскопии: измерены абсолютные значения положений центров линий различных газов с точностью  $10^{-4}$  см $^{-1}$  в широком интервале от дальней ИК до видимой области спектра [33]. Это достигнуто в первую очередь благодаря прогрессу вычислительной техники и качественному скачку в развитии алгоритмов фурье-преобразования, обеспечившим обработку в реальном масштабе времени  $10^6$  спектральных элементов в течение нескольких минут [64].

В фурье-спектроскопии спектр получается в два этапа: 1) измерение интерферограммы путем регистрации сигнала как функции оптической разности хода в интерферометре Майкельсона:

$$I(\delta) = \int_{\nu_1}^{\nu_2} B(\nu) \cos(2\pi\nu\delta) d\nu;$$

2) восстановление спектра  $B(\nu)$  путем фурье-преобразования интерферограммы [33]:

$$B(\nu) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} I(\delta) \cos(2\pi\nu\delta) d\delta.$$

Для измерения спектров поглощения могут быть использованы три варианта схем интерферометра Майкельсона в зависимости от расположения кюветы с поглощающим газом: 1) однолучевая — кювета расположена до или после светоделителя; 2) двухлучевая — используются опорный и исследуемый лучи; 3) асимметричная — кювета помещается в одном из плеч интерферометра.

В однолучевой схеме спектр измеряется без образца и с образцом и пропускание определяется отношением их восстановленных спектров. Поглощение образца вносит в интерферограмму незначительные изменения. Вся информация о линиях поглощения [12]

содержится в окрестностях всплесков, величина которых составляет малую часть (около 1%) от первого максимума и убывает с увеличением разности хода, поэтому для определения коэффициентов поглощения требуется большой динамический диапазон регистрирующей аппаратуры (свыше  $10^4$ ).

Указанная трудность может быть преодолена в двухлучевой фурье-спектроскопии, в которой регистрируется только отличие интерферограммы без образца от интерферограммы с образцом. Однако в техническом исполнении это пока очень сложная задача, которая не получила достаточного развития [67].

При использовании асимметричной схемы восстановление спектра производится комплексным фурье-преобразованием, оперирующим не с интенсивностями, а с амплитудами падающих и прошедших волн (так называемая амплитудная спектроскопия).

Коэффициент поглощения образца выражается через действительные и мнимые части обратного комплексного фурье-преобразования с образцом ( $P, Q$ ) и без образца ( $P_0, Q_0$ ) [94]:

$$k(\nu) = \frac{1}{L} \ln \left[ \frac{P_0^2(\omega) + Q_0^2(\omega)}{P^2(\omega) + Q^2(\omega)} \right]^{1/2}.$$

Метод позволяет измерять малые пропускания (примерно 1%).

При измерениях спектров поглощения на фурье-спектрометрах возникает много проблем, отсутствующих в обычной спектрометрии. Прежде всего здесь необходимо производить калибровку результатов измерений  $k(\nu)$ , так как спектр восстанавливается с точностью до постоянного множителя; кроме того, требуется иметь большой динамический диапазон регистрирующей системы. Ошибки в измерении интерферограммы приводят к серьезным искажениям в вычислении спектра.

Различные типы ошибок фурье-спектроскопии проанализированы в работах [33, 94], в которых также предложены методы их устранения, однако задача точного определения коэффициентов поглощения пока не решена.

Фурье-спектрометры обладают широким спектральным интервалом (до  $10^6$  спектральных элементов), большим быстродействием, высоким спектральным разрешением, которое определяется максимальной оптической разностью хода  $\Delta v = 1/\delta_{\max}$  и в настоящее время достигает  $5 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$ , а в разрабатываемом интерферометре с разностью хода до 20 м оно достигает  $5 \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-1}$  [64]. Используемые кюветные трассы длиной 100 м обеспечивают чувствительность  $10^{-5} \text{ см}^{-1}$ .

### 6.2.3. Сравнение различных методов измерения коэффициентов поглощения

Как следует из проведенного анализа, наибольшее распространение для измерения спектральных коэффициентов поглощения получил лазерный спектрофотометрический метод, с помощью которого измерены спектры поглощения ряда атмосферных газов ( $\text{H}_2\text{O}$ ,

CO<sub>2</sub>, CO, CH<sub>4</sub>, ...) с разрешением  $10^{-3}$ — $10^{-6}$  см<sup>-1</sup> в областях излучения различных лазеров. Недостатком метода является сравнительно невысокая чувствительность (примерно  $10^{-6}$  см<sup>-1</sup>).

Более высокой чувствительностью ( $10^{-7}$ — $10^{-9}$  см<sup>-1</sup>) обладают развивающиеся в последнее время другие лазерные методы (оптико-акустический и внутрирезонаторного поглощения), которые позволяют распространить спектроскопические измерения на область слабых линий поглощения. Метод производной наиболее эффективен для измерения малых изменений коэффициента поглощения  $\Delta k(\nu)$  на фоне больших  $k(\nu)$ , но не позволяет измерять континуальную составляющую коэффициента поглощения.

Оптико-акустический метод более прост в реализации, но применим только для переходов в молекулах с безызлучательной релаксацией возбуждения. Метод внутрирезонаторного поглощения позволяет за короткое время ( $\sim 10^{-3}$  с) регистрировать спектр поглощения в широком диапазоне ( $\sim 70$  см<sup>-1</sup>), однако он пока применим только в видимой области, где доступны лазеры с широкими линиями усиления.

Методы фурье-спектрометрии позволяют регистрировать спектры поглощения в более широком спектральном интервале, но обладают меньшим разрешением ( $\sim 10^{-3}$  см<sup>-1</sup>) и чувствительностью ( $10^{-5}$  см<sup>-1</sup>), чем лазерные методы.

Как видно, ни один из рассмотренных методов измерения спектральных коэффициентов поглощения не является универсальным, поэтому все они скорее дополняют, чем дублируют друг друга.

### 6.3. Таблицы параметров спектральных линий атмосферных газов

Параметры спектральных линий поглощения различных соединений служат исходной информацией в задачах астрофизики, химии, спектроскопии, оптики газовых сред. За последнее время особую актуальность приобрели данные по спектральным характеристикам газов, полученных при исследовании планетных атмосфер и в первую очередь атмосферы Земли.

Развитие и совершенствование вычислительной техники, бурный прогресс в спектроскопии высокого и сверхвысокого разрешения привели к созданию автоматизированных систем формирования и управления базами данных по параметрам спектральных линий атмосферных и примесных газов [89—91]. Фундаментальное назначение такой системы заключается в накоплении имеющихся данных по спектральным характеристикам, их анализе, оценке достоверности, систематизации и выдаче в виде, удобном для потребителя.

Подробные сведения по параметрам спектральных линий атмосферных газов содержатся в атласе [82, 89], включающем в рассмотрение полосы поглощения семи газов: водяного пара, углекислого газа, окисей азота и углерода, метана и кислорода.

Подробно представлены полосы поглощения водяного пара и углекислого газа (охвачен спектральный диапазон от микроволновой до видимой области). Для водяного пара рассчитаны параметры 66 полос, 32 из которых отвечают основной изотопической модификации молекулы. Центры линий  $\text{H}_2\text{O}$  определены на базе эмпирических уровней энергии с точностью  $\pm(0,005\dots 0,5)$   $\text{см}^{-1}$  для полос основного изотопа. Для линий неосновных изотопов водяного пара точность гораздо ниже. Интенсивности колебательно-вращательных линий водяного пара находились из эксперимента или же рассчитывались по модели жесткого волчка. В ряде линий учтено влияние нежесткости на интенсивность линии путем введения полуэмпирического множителя  $F$ -фактора. Точность расчета интенсивностей линий фундаментальных полос водяного пара принимается авторами [89] равной 10 %.

Для углекислого газа рассмотрено семь изотопических модификаций молекулы. Уровни энергий рассчитывались по общеизвестной полуэмпирической формуле:  $E_{VR} = B_V J(J+1) - D_V J^2(J+1)^2 + \dots$  при этом вращательные и центробежные постоянные  $B_V$ ,  $D_V$  и колебательные термы определены из экспериментальных данных. В результате центры линий  $\text{CO}_2$  представлены с точностью  $0,01$   $\text{см}^{-1}$ . Интенсивности линий рассчитаны по модели жесткого волчка. Кориолисово взаимодействие учитывалось введением множителя  $F = (1 + \xi_V m)^2$ , где  $\xi$  — эмпирическая константа,  $m$  — множитель, определяемый вращательным квантовым числом нижнего уровня перехода. В случае полос, образованных переходами с разностью квантовых чисел  $\Delta l = \pm 2$ , учитывалась квадратичная зависимость  $F$ -фактора от вращательных квантовых чисел.

В атлас включены 12 колебательно-вращательных полос поглощения молекулы озона, из которых 10 относятся к основной изотопической модификации молекулы  $^{16}\text{O}_3$ . Табулирование проведено для колебательно-вращательных переходов до  $j=60$  с учетом интенсивностей линий, превышающих значение  $3,5 \cdot 10^{-23}$   $\text{мол}^{-1} \times \text{см}^{-2}$ . Точность определения центров линий составила  $\pm 0,01$   $\text{см}^{-1}$  (в полосах  $\nu_1, \nu_3^{16}\text{O}_3$ ) и  $\pm 1$   $\text{см}^{-1}$  (в полосе  $\nu_2 + \nu_3 - \nu_2$ ). Для ряда линий горячих полос точность определения центров не оценена вообще. Интенсивности линий рассчитаны по модели жесткого волчка, так как отсутствие экспериментальных данных не позволило определить значение  $F$ -фактора.

Для  $\text{N}_2\text{O}$  в атлас включено пять изотопных модификаций молекулы, а параметры линий определялись по формулам, приведенным ранее для линейных молекул с учетом  $l$ -удвоения.

Данные по  $\text{CO}$  представлены для колебательно-вращательных полос четырех изотопов этой молекулы. Точность определения центров линий в спектре основного изотопа составляет  $\pm 0,001$   $\text{см}^{-1}$ , для других изотопов  $\pm 0,01$   $\text{см}^{-1}$ . Интенсивности линий фундаментальной полосы имеют погрешность  $\pm 2$  %, для первого обертона  $\pm 10$  %, для второго  $\pm 4$  %. Для  $\text{CH}_4$  в описываемые таблицы включены параметры линий колебательно-вращательных полос,

расположенных в области от 3 до 8,5 мкм, в том числе пять полос основного изотопа и две полосы изотопа  $^{13}\text{C}\text{H}_4$ .

Значительные уточнения внесены в последний вариант атласа параметров спектральных линий атмосферных газов [90], являющегося модификацией [82]. Эти уточнения касаются параметров линий  $\text{H}_2\text{O}$  в районе  $0\text{--}4300\text{ см}^{-1}$  и центров линий поглощения в спектре  $\text{CO}_2$ . Включены новые данные по линиям полос поглощения  $\text{O}_3$  в ИК-области и  $\text{CH}_4$  в областях 7 и 2,3 мкм. Общее число линий в диапазоне от 0 до  $17\,900\text{ см}^{-1}$ , включенных в [90], составляет 181 000.

Количественная информация по спектрам поглощения малых примесей атмосферы (13 газов) содержится на магнитной ленте атласа [91]. В нем имеется информация о характеристиках 33 737 колебательно-вращательных переходов 13 газов. Сообщение о новой редакции этого атласа, включающего в себя параметры спектральных линий 21 примесного газа, поглощающих в области  $0\text{--}10\,000\text{ см}^{-1}$ , опубликовано в [88]. Приведены изотопическая модификация молекулы; колебательная идентификация полосы; спектральный район, перекрываемый полосой; число линий, включенных в расчет, и суммарная интенсивность полосы. Полосы поглощения примесных газов, включенных в расчет, представлены в табл. 6.5. Следует также упомянуть банк данных по параметрам линий, созданный в лаборатории динамической метеорологии национального центра научных исследований во Франции [65] на основе [89] и включающий дополнительно спектральные характеристики тригидрида фосфора ( $\text{PH}_3$ ) и этана ( $\text{C}_2\text{H}_6$ ).

Дальнейшее совершенствование банков данных по параметрам спектральных линий (ПСЛ) предпринято в [99] на основе использования современных достижений теории колебательно-вращательных спектров [18], позволяющих более строго учесть влияние внутримолекулярных (спин-вращательного, спин-колебательного, колебательно-вращательного) взаимодействий на ПСЛ. Источниками разработки алгоритмов послужили методики расчета ПСЛ, созданные в Институте оптики атмосферы СО АН СССР [19, 20]. В банке данных содержится информация о ПСЛ для следующих типов молекул: двухатомных гетероядерных с нулевым и полуцелым спином; гомоядерных с отличным от нуля целым спином; трехатомных линейных симметрии  $C_{\infty v}$ ,  $D_{\infty h}$ ; трехатомных асимметричных, в том числе с полуцелым спином и четырехатомных симметрии  $C_{3v}$ . В банк данных заносится как информация о ПСЛ, полученная расчетными методами, так и являющаяся результатом обработки измерений, выполненных на спектрометрах высокого разрешения.

В табл. 6.6 приведен образец содержащейся в банке спектральных данных информации об интенсивностях линий основного изотопа  $\text{H}_2\text{O}$  в районе 1,06 мкм. Экспериментальные данные получены на узкополосном внутривибрационном лазерном спектрометре на стекле с неодимом. В таблице для сравнения приведены данные, считанные с ленты атласа [90]. Видно, что для некоторых

## Полосы поглощения примесных газов, представленные в расчетах

Молекула, изотоп	Полоса $\nu'$ $\nu''$		Центр полосы, $\text{см}^{-1}$	Район, $\text{см}^{-1}$	Число линий	$S_i^*$
NO						
46	0	0		0—99	599	3,441
46	5	4	1763,8766	1463—2020	416	7,7—33
46	4	3	1791,8403	1488—2051	416	3,8—29
46	3	2	1819,8392	1514—2081	416	2,0—25
46	1	0	1827,2844	1601—2039	679	1,054
46	1	0	1842,9177	1609—2061	699	1,917
46	2	1	1847,8808	1540—2112	831	0,108
45	1	0	1875,9711	1566—2142	833	500,284
46	6	4	3499,8115	3177—3733	416	3,3—34
46	5	3	3555,7169	3231—3791	416	1,3—30
46	4	2	3611,6795	3285—3849	416	5,4—27
46	3	1	3667,7198	3339—3908	416	1,4—23
46	2	0	3723,8526	3392—3967	832	8,079
SO <sub>2</sub>						
626	000	000		0—175	4132	238,984
626	010	000	517,75	433—617	3326	389,914
626	100	000	1151,7135	1047—1262	5812	351,914
626	001	000	1362,0295	1316—1394	2075	3080,023
646	101	000	2475,8300	2463—2497	287	0,603
626	111	010	2492,4438	2463—2516	654	2,110
626	101	000	2499,8701	2463—2527	1883	39,542
NO <sub>2</sub>						
646	010	000	749,6541	599—900	4594	52,989
646	001	000	1616,852	1550—1657	3276	6112,775
646	101	000	2906,0691	2833—2938	1586	257,910
NH <sub>3</sub>						
4111	0000	0000		0—415	490	1773,197
4111	0100	0100		4—477	593	29,063
5111	0000	0000		0—408	377	6,563
4111	0200	0100	789,537	309—1244	655	23,462
5111	0100	0000	945,282*	637—1244	584	7,967
4111	0100	0000	949,878*	608—1266	721	2151,304
4111	0001	0000	1630,165	1263—2056	1523	410,065
4111	0200	0000	1739,425	1239—2154	613	4,168
HNO <sub>3</sub>						
146	Pure rot.			0—43	4182	58,191
146	2		896,4187	891—899	1079	189,975
146			1324,9	1326—1336	24	2744,290
146			1709,5676	1670—1750	7492	2014,242
OH						
61	0	0		0—84	113	313,105
81	0	0		0—7	65	9,3—26
62	0	0		0—2	90	1,1—27
61	9	8	2237,0640	1287—2812	352	6,5—68
61	8	7	2414,6890	1429—3048	352	3,8—63
61	7	6	2585,4810	1560—3268	352	3,9—58

Молекула, изотоп	Полоса $\nu'$ $\nu''$		Центр полосы, $\text{см}^{-1}$	Район, $\text{см}^{-1}$	Число линий	$S_i^*$
61	6	5	2751,7015	1687—3482	352	6,7—53
61	5	4	2915,2998	1810—3690	352	5,6—47
61	4	3	3077,7771	1931—3895	352	2,5—40
61	3	2	3240,3604	2052—4099	352	2,5—33
61	2	1	3404,0410	2172—4303	352	4,1—26
61	1	0	3569,6432	2293—4509	352	96,995
61	9	7	4651,7530	3503—5080	352	3,7—63
61	8	6	5000,1700	3821—5483	352	1,0—57
61	7	5	5337,1825	4123—5874	352	5,3—52
61	6	4	5667,0013	4416—6253	352	5,6—46
61	5	3	5993,0769	4703—6624	352	1,2—39
61	4	2	6318,1375	4986—6991	352	4,7—33
61	3	1	6644,4014	5268—7358	352	3,4—26
61	2	0	6973,6842	5552—7726	352	36,183
61	9	6	7237,2340	5895—7582	352	2,7—58
61	8	5	7751,8715	6384—8136	352	9,7—53
61	7	4	8252,4823	6852—8674	352	7,0—47
61	6	3	8744,7784	7308—9204	352	1,1—40
61	5	2	9233,4373	7757—9730	352	3,2—34
61	4	1	9722,1785	8202—9985	326	1,8—27
61	3	0	10214,046	8648—9998	152	6,6—22
HF						
19	0	0		41—589	15	5703,728
19	1	0	3961,4429	3381—4339	25	1547,412
19	2	0	7750,7949	7143—7993	22	49,615
HCl						
17	0	0		20—383	19	262,030
15	0	0		20—383	19	806,803
17	1	0	2883,8850	2486—3136	33	147,189
15	1	0	2885,9765	2459—3139	34	452,786
17	2	0	5663,9276	5303—5824	27	3,480
15	2	0	5667,9832	5271—5830	29	10,707
17	3	0	8340,9407	8124—8449	10	2,3—22
15	3	0	8346,7771	8058—8455	21	7,1—22
HBr						
11	0	0		16—339	21	234,581
19	0	0		16—339	21	239,782
11	1	1		64—130	5	6,7—24
19	1	1		64—130	5	6,8—24
11	1	0	2558,5308	2195—2773	36	72,324
19	1	0	2558,9105	2195—2773	36	73,916
11	2	0	5026,6005	4712—5160	28	0,755
19	2	0	5027,3408	4713—5161	28	0,771
11	3	0	7404,1928	7204—7495	20	1,9—22
19	3	0	7405,2610	7205—7496	20	2,0—22
11	4	0	9690,9914	9506—9758	18	9,5—23
19	4	0	9692,3579	9507—9759	18	9,7—23
HI						
17	0	0		12—286	23	106,693
17	1	1		49—137	8	1,8—23

Молекула, изотоп	Полоса $\nu'$ $\nu''$		Центр полосы, $\text{см}^{-1}$	Район, $\text{см}^{-1}$	Число линий	$S_i^*$
17	1	0	2229,5817	2117—2398	26	1,758
17	2	0	4379,2261	4117—4489	32	0,633
17	3	0	6448,0348	6176—6520	30	0,343
17	4	0	8434,7076	8190—8488	26	5,9—22
<b>ClO</b>						
76	0	0		0—100	2607	18,673
56	0	0		0—100	2575	58,302
76	1	0	835,4802	763—883	402	11,861
56	1	0	842,5595	769—891	436	36,979
<b>OCS</b>						
622	00 <sup>0</sup> 0	00 <sup>0</sup> 0		0—40	99	8,034
624	00 <sup>0</sup> 0	00 <sup>0</sup> 0		0—40	99	0,365
632	00 <sup>0</sup> 0	00 <sup>0</sup> 0		0—38	93	9,4—22
822	00 <sup>0</sup> 0	00 <sup>0</sup> 0		0—32	84	1,6—22
622	10 <sup>0</sup> 0	00 <sup>0</sup> 0	858,9669	817—891	181	109,782
622	00 <sup>0</sup> 1	00 <sup>0</sup> 0	2062,2	2016—2089	181	7881,287
<b>H<sub>2</sub>CO</b>						
126	000000	000000		0—100	610	310,095
136	000030	000000		0—73	563	5,633
128	000000	000000		0—48	367	0,694
126	000002	000000	2500	2743—2812	5	4,548
126	001100	000000	2655	2734—2735	1	0,589
126	001001	000000	2719,156	2700—2879	105	138,588
126	100000	000000	2782,457	2723—2843	424	828,793
126	000010	000000	2843,326	2703—2982	595	974,235
126	010100	000000	2905	2734—2999	28	38,133
126	010001	000000	3000,066	2896—2957	3	8,550
<b>HOCl</b>						
167	010	000	1238,1208	1179—1303	1240	291,656
165	010	000	1238,6242	1174—1311	1463	896,245
165	100	000	3609,4801	3400—3800	2675	304,351
167	100	000	3609,4851	3400—3800	2345	97,686
<b>H<sub>2</sub></b>						
44	1	0	2329,9168	2001—2620	117	6,4—27
<b>HCN</b>						
124	00 <sup>0</sup> 0	00 <sup>0</sup> 0		2—132	47	1026,457
134	00 <sup>0</sup> 0	00 <sup>0</sup> 0		2—98	34	12,226
125	00 <sup>0</sup> 0	00 <sup>0</sup> 0		2—101	35	4,036
124	02 <sup>0</sup> 0	01 <sup>1</sup> 0	697,957	587—823	119	24,979
124	02 <sup>0</sup> 0	01 <sup>1</sup> 0	713,076	595—851	232	103,278
124	01 <sup>1</sup> 0	00 <sup>0</sup> 0	713,459	579—844	134	823,016
124	02 <sup>0</sup> 0	00 <sup>0</sup> 0	1426,535	1298—1537	81	139,947
124	00 <sup>0</sup> 1	00 <sup>0</sup> 0	3311,4772	3158—3422	90	951,594
<b>CH<sub>3</sub>Cl</b>						
217			2967,745	2965—2969	229	4,919
215			2967,777	2965—2969	255	15,432
217			3039,1761	2986—3162	1260	20,164

Молекула, изотоп	Полоса $\nu'$ $\nu''$		Центр полосы, см <sup>-1</sup>	Район, см <sup>-1</sup>	Число линий	$S_i^*$
215			3039,2864	2978—3173	1844	58,776
217			3041,8005	2916—3128	1221	19,276
215			3042,8736	2907—3157	1878	66,582
H <sub>2</sub> O <sub>2</sub> 1661	000001	000000	1269,136	1186—1350	2389	1283,539
C <sub>2</sub> H <sub>2</sub> 1221	0000011	0000000	730,3341	646—811	104	2979,844
1221	0101111	0000000	3281,9020	3151—3387	101	507,407
1221	0010000	0000000	3294,8406	3162—3398	101	429,348
C <sub>2</sub> H <sub>6</sub> 1221			821,737	720—933	4328	145,556
PH <sub>3</sub> 1111	0100	0000	992,1301	708—1211	972	330,604
1111	0001	0000	1118,3131	828—1411	1914	411,320

\* — сумма интенсивностей всех линий в см<sup>-1</sup>/(мол.см<sup>-2</sup>) ( $\times 10^{20}$  или порядок указан).

\*\* — получен усреднением по центрам двух подполос (NH<sub>3</sub>).

Таблица 6.6

Параметры линий H<sub>2</sub>O в области 1,06 мкм ( $S$  в [см<sup>-1</sup>/(мол.см<sup>-2</sup>)] $\cdot 10^{25}$ ,  
 $T = 296$  К)

$\nu_0$ см <sup>-1</sup>	$\nu_1\nu_2\nu_3$	$j''k''a''c''$	$j'k'a'c'$	$S_{\text{эксп.}}$ (данные ИОА)	$S_{\text{расч}}$		
					жесткий волчок	[89, 90]	данные ИОА
9251,2366	111	837	946	7,92±0,28	10,2	10,8	7,22
9253,5810	012	533	642	10,85±0,37	18,0	28,6	11,2
9257,0521	012	440	551	16,28±2,08	28,2	49,0	17,0
9257,0813	012	441	550	53,19±2,2	84,7	14,7	51,2
9260,9120	011	818	937	5,9±0,58	7,6	8,0	6,4
9263,4294	012	633	744	5,25±0,24	8,38	9,59	5,37
9272,2696	111	836	955	4,74±0,31	6,97	7,35	6,16
9274,6446	012	734	845	5,92±0,21	10,3	9,09	5,76
9280,0295	012	634	743	15,58±1,43	23,8	40,9	16,4
9280,8090	012	541	652	33,15±1,55	45,2	75,3	30,0
9281,0820	012	542	651	9,55±0,27	15,1	25,3	10,0
9283,5903	012	625	734	4,18±0,47	12,8	33,8	9,0
9289,9265	210	625	752	4,23±0,32	0,07	—	—
9303,1354	012	642	753	5,17±0,21	7,17	11,2	5,17
9304,4030	012	643	752	15,65±0,41	21,5	35,0	15,56
9305,4474	012	550	661	25,24±1,11	30,4	56,0	21,5
	012	551	660		10,2	19,0	7,2
9319,8997	012	505	634	4,42±0,34	4,87	13,9	3,54
9323,1785	012	743	854	7,13±0,38	8,9	12,6	6,95
9325,0810	012	651	762	1,85±0,32	4,85	8,66	3,73
9325,1145	012	652	761	5,19±0,33	14,5	26,0	11,1
9327,4400	012	744	853	2,30±0,33	3,18	4,8	2,5

переходов расхождение результатов, полученных в Институте оптики атмосферы СО АН СССР, с результатами, рекомендуемыми [90], составляет несколько сотен процентов.

## ГЛАВА 7. ОПТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ ГАЗОВОЙ АТМОСФЕРЫ

Специфические особенности явления молекулярного поглощения оптического излучения газовой атмосферой, связанные прежде всего с резко выраженной спектральной селективностью коэффициентов поглощения, обуславливают высокие требования к проблеме создания соответствующих надежных оптических моделей атмосферы, естественно зависящие от тех задач, для которых эти модели создаются.

Все многообразие задач оптики газовой атмосферы можно разделить на два класса. К первому классу относятся задачи, требующие высокоточных данных о мономатических коэффициентах поглощения, в частности задачи количественной оценки поглощения лазерного излучения в молекулярной атмосфере.

Для второго класса задач требуется знание функций пропускания (поглощения) в спектральных интервалах, ширина которых может варьироваться в весьма больших пределах. Сюда относятся, например, все задачи, связанные с расчетом радиационного поля в атмосфере.

В данной главе последовательно излагаются принципиальные основы оптических моделей газовой атмосферы с учетом их построения для решения разнообразных прикладных задач. Приводятся конкретные модели как иллюстрация возможности их построения.

### 7.1. Основные определения. Коэффициент поглощения, спектральное пропускание. Функция пропускания

*Коэффициентом поглощения*  $k(\nu, l)$  для излучения частоты  $\nu$  называется коэффициент пропорциональности в законе Бугера, записанном в дифференциальной форме [19, 20]

$$dI(\nu) = -k(\nu, l) I(l) dl, \quad (7.1)$$

где  $dI$  — ослабление направленного излучения интенсивности  $I(\nu)$ , прошедшего слой среды толщиной  $dl$ .

Интегрируя (7.1) по трассе луча, получим известное выражение закона Бугера в интегральной форме

$$I(\nu) = I_0(\nu) \exp \left[ - \int_0^L k(\nu, l) dl \right]. \quad (7.2)$$

Показатель экспоненты

$$\tau = \int_0^L k(\nu, l) dl, \quad (7.3)$$

принято называть *оптической плотностью* среды, а величины

$$T(\nu) = \exp \left[ - \int_0^L k(\nu, l) dl \right] \text{ и } A(\nu) = 1 - T(\nu) \quad (7.4)$$

— *спектральным пропусканием и спектральным поглощением* слоя толщины  $L$ . Величины  $T(\nu)$  и  $A(\nu)$  характеризуют долю прошедшей и поглощенной энергии излучения частоты  $\nu$ .

Объемный коэффициент поглощения  $k$  в зависимости от единиц концентрации газа может быть записан несколькими способами:

$$k = k_1 p, \quad k = k_2 \rho, \quad k = k_3 N, \quad (7.5)$$

где  $k_1$  в  $\text{атм}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ ,  $k_2$  в  $\text{см}^2/\text{г}$  и  $k_3$  в  $\text{см}^2$ ;  $p$ ,  $\rho$  и  $N$  — соответственно давление (атм), плотность ( $\text{г}/\text{см}^3$ ) и счетная концентрация ( $\text{см}^{-3}$ ) поглощающего газа. Наряду с величинами  $T(\nu)$  и  $A(\nu)$  вводятся функции пропускания и поглощения, характеризующие долю прошедшего через данный слой среды и поглощенного этим слоем излучения, содержащегося в спектральном интервале  $\Delta\nu = \nu_2 - \nu_1$ . В соответствии с этим определением эти величины записываются как

$$T_{\Delta\nu} = \frac{\int_{\nu_1}^{\nu_2} I(\nu) d\nu}{\int_{\nu_1}^{\nu_2} I_0(\nu) d\nu}; \quad A_{\Delta\nu} = \frac{\int_{\nu_1}^{\nu_2} [I_0(\nu) - I(\nu)] d\nu}{\int_{\nu_1}^{\nu_2} I_0(\nu) d\nu}. \quad (7.6)$$

Любой спектральный прибор, используемый для регистрации частотного распределения интенсивности излучения, характеризуется аппаратной функцией  $g(\nu - \nu')$ , искажающей реальный спектр  $F(\nu')$  на каждой частоте  $\nu'$  на величину  $g(\nu - \nu')$ . Аппаратные функции типовых спектральных приборов могут иметь вид прямоугольника, трапеции, гауссовской кривой, функции Эйри, а также других форм аналитической зависимости от частоты. Экспериментально измеренная функция пропускания для излучения  $I_0(\nu)$  определяется выражением

$$T_{\Delta\nu} = \frac{\int_{\nu - \Delta\nu_a}^{\nu + \Delta\nu_a} g(\nu - \nu') I_0(\nu') T(\nu') d\nu'}{\int_{\nu - \Delta\nu_a}^{\nu + \Delta\nu_a} g(\nu - \nu') I_0(\nu') d\nu'}, \quad (7.7)$$

где  $2\Delta\nu_a$  — ширина аппаратной функции прибора.

В том случае, когда функция  $g(v - v')$  имеет форму прямоугольника, выражения (7.7) и (7.6) совпадают, причем  $v_1 = v - \Delta v_a$ ,  $v_2 = v + \Delta v_a$ . Для случая монохроматического лазерного излучения  $I_0(v') = I_0(v) \delta(v - v')$ , где  $\delta(v - v')$  — дельта-функция, и выражение для функции пропускания принимает вид

$$T_{\Delta v} = T(v) = \exp[-k(v)l]. \quad (7.8)$$

Если регистрация излучения в конечной точке трассы ведется с помощью спектрального прибора с высоким разрешением, таким, что  $k(v)$  в интервале частот  $2\Delta v_a$  не изменяется, то такой прибор регистрирует неискаженные спектральные характеристики среды, а не интегральные. Связь между  $T_{\Delta v}$  и  $A_{\Delta v}$  имеет простой вид

$$A_{\Delta v} = 1 - T_{\Delta v}. \quad (7.9)$$

В соответствии с (7.5) одно из выражений для объемного коэффициента поглощения имеет вид

$$k(v, l) = k_2(v, l) \rho(l) = k(v, l) \rho(l), \quad (7.10)$$

где  $\rho$  — массовая плотность газа, а  $k(v, l)$  — массовый коэффициент поглощения, который определяется суммой вкладов от каждой линии поглощения (в пренебрежении эффектами спектрального обмена, рассматривавшимися ранее)

$$k(v, l) = \sum_{i=1}^N k_i(v, l), \quad (7.11)$$

где  $N$  — число линий поглощения. Величина  $k_i(v, l)$  выражается через характеристики  $i$ -й спектральной линии

$$k_i(v, l) = S_i(l) f(v - v_i, l). \quad (7.12)$$

Здесь  $v_i$ ,  $S_i$  — частота центра и интенсивность линии.

Функция  $f(v - v_i, l)$  описывает форму контура линии поглощения в точке  $l$ . В настоящее время не существует универсального выражения для  $f$  при произвольных расстройках  $v - v_i$  и различных типах взаимодействия между молекулами поглощающего и уширяющего газа. В предыдущей главе рассмотрены все виды формы контура центральной части линии (лоренцовская, фойгтовская и доплеровская) при расстройках  $|v - v_i| \sim \gamma$ , где  $\gamma$  — ширина линии поглощения, а также особенности формы крыльев линий поглощения.

Объемный коэффициент поглощения многокомпонентной газовой смеси (атмосферного воздуха) для атмосферных условий является суммой коэффициентов поглощения отдельных газов

$$k(v, l) = \sum_{i=1}^m k_i(v, l), \quad (7.13)$$

где  $m$  — число газов, дающих вклад в поглощение.

## 7.2. Методы расчета функций пропускания

К настоящему времени физические механизмы ослабления оптического излучения с интенсивностью, недостаточной для появления нелинейных спектроскопических эффектов, изучены достаточно детально. Это создало основу для разработки многочисленных методов расчета функций пропускания [19, 14, 13, 18, 12], которые можно разделить на четыре группы:

- 1) эмпирические методы;
- 2) методы расчета, основанные на модельном представлении спектров поглощения;
- 3) методы прямого расчета;
- 4) методы быстрого расчета.

Первые два метода были созданы в «долазерную эпоху» и применяются для расчета ослабления излучения тепловых источников. Отличительной особенностью таких источников является широкая полоса испускаемых частот, что приводит к необходимости расчета широкополосных функций пропускания. Первый и второй методы относятся к приближенным.

Метод прямого расчета (line by line) является наиболее точным. Он начал широко использоваться с момента появления мощных ЭВМ. Успехи молекулярной спектроскопии высокого и сверхвысокого разрешения позволили создать атласы параметров спектральных линий атмосферных и примесных газов. Это в свою очередь стимулировало дальнейшее развитие метода line by line и привело к появлению методов быстрого расчета. Дадим краткое описание всех вышеупомянутых методов.

### 7.2.1. Приближенные методы расчета функций пропускания

В настоящее время наиболее широкое распространение среди эмпирических методов получил параметрический метод [14], который позволяет рассчитывать функцию пропускания с разрешением  $20 \text{ см}^{-1}$  в спектральном диапазоне  $0,25\text{—}25 \text{ мкм}$ . Суть метода состоит в следующем. Функция пропускания, усредненная по спектральному интервалу  $20 \text{ см}^{-1}$ , представляется в виде

$$T_{\Delta\nu} = f(c_\nu, W), \quad (7.14)$$

$$W = \int_{z_1}^{z_2} \left[ \frac{p(z)}{p_0} \right]^n \left[ \frac{T_0}{T(z)} \right]^m \omega(z) dz, \quad (7.15)$$

где  $W(z)$  — эффективное содержание газа в слое  $z_2 - z_1$ ,  $p(z)$ ,  $T(z)$ ,  $\omega(z)$  — давление, температура и концентрация поглощающего газа на высоте  $z$ . Значения параметров  $c_\nu$ ,  $n$ ,  $m$  и конкретная функциональная зависимость  $f$  от параметра  $W$  определяются на основе экспериментальных либо рассчитанных методов line by line данных по пропусканию.

На первой стадии развития этот метод был реализован в виде номограмм [14], с помощью которых по заданному значению

эффективного содержания  $W$  можно определить пропускание отдельно для  $H_2O$ , озона и равномерно перемешанных газов. Эффективное содержание предварительно определяется по графикам для одной из пяти метеорологических моделей (полярные широты — зима, лето; средние широты — зима, лето; тропики). При необходимости значение  $W$  может быть рассчитано для любых реальных профилей  $\rho(z)$ ,  $T(z)$ ,  $\omega(z)$ ; при этом для горизонтальной трассы интегрирование по  $z$  в (7.15) заменяется умножением на длину трассы, а для наклонной трассы рассчитанное  $W$  по формуле (7.15) необходимо умножить на функцию зенитного угла. Значения параметров  $m$  и  $n$  для расчета  $W$  приведены в [14].

Дальнейшее развитие этого метода связано с разработкой вычислительного комплекса программ, который получил название Computer Code LOWTRAN. Одна из последних версий этого пакета (LOWTRAN-5 [13]) позволяет рассчитывать атмосферное пропускание в спектральном диапазоне 0,25—28,5 мкм с шагом 5 см<sup>-1</sup> и разрешением 20 см<sup>-1</sup>. Код использует однопараметрическую модель полосы поглощения, позволяет учитывать континуальное поглощение, молекулярное рассеяние и аэрозольное ослабление.

В монографии [19] описан метод, в котором выражение для функции пропускания записывают в виде

$$T_\lambda = \exp\left(-\beta_\lambda \omega^\lambda P^{n_\lambda}\right), \quad (7.16)$$

где  $\beta_\lambda$ ,  $m_\lambda$ ,  $n_\lambda$  — эмпирически подобранные параметры для спектральных интервалов различной ширины  $\Delta\lambda$ ,  $\omega$  — толщина осадочного слоя.

Наряду с эмпирическими методами важную роль в изучении поглощения излучения сыграли теоретические приближенные методы, основанные на модельном представлении полос поглощения. Подробное описание этих методов и их классификация даны в [16, 19].

### 7.2.2. Метод прямого расчета

Выше отмечалось, что приближенные методы расчета атмосферного пропускания были разработаны применительно к широкополосным источникам оптического излучения. Эти методы сыграли свою революционную роль в долазерную эпоху и до сих пор используются при решении задач атмосферной оптики. Период широкого развития и использования приближенных методов характеризовался отсутствием мощных вычислительных машин.

С появлением лазерных источников стало необходимым, а с развитием вычислительной техники — возможным использование метода прямого расчета функций пропускания, учитывающих значимые вклады всех линий поглощения, так называемого метода line by line. Он является самым точным из существующих ныне.

Для расчетов функций поглощения и пропускания по формулам (7.6)—(7.13) необходимы следующие характеристики:

1) спектральные линии атмосферных газов ( $\nu_i$ ,  $S_i$ ,  $\gamma_i$ ,  $E_i''$ ), получаемые с высоким спектральным разрешением на современных спектрометрах высокого и сверхвысокого разрешения, включая их лазерные модификации;

2) распределение вдоль атмосферной трассы метеопараметров и концентрации поглощающего газа;

3) геометрия трассы;

4) форма контура линии поглощения для произвольных смещенных частот;

5) зависимость параметров спектральных линий от метеопараметров и вида межмолекулярных взаимодействий.

Наиболее полную информацию о параметрах линий поглощения атмосферных газов содержат атласы [16, 17], которые постоянно пополняются новыми данными (см. гл. 6). Заметим, что все они получены путем компиляции различных методов расчета в разных спектральных участках, вследствие чего в них имеются ошибки.

Вопросы о выборе метеорологических моделей обсуждены в [7]. С точки зрения учета энергетических потерь оптического излучения за счет поглощения молекулярными газами необходимо иметь информацию о распределении по трассе луча (наряду с основными поглощающими компонентами  $H_2O$ ,  $CO_2$ ,  $O_3$ ,  $O_2$ ) малых примесей.

При расчете функций пропускания для монохроматического и узкополосного излучения одной из основных является проблема выбора формы контура линии поглощения. В центральной части линии поглощения, как уже отмечалось выше, ее форма хорошо описывается контуром Фойгта, переходящим при малых давлениях в доплеровский, а при больших — в лоренцовский контур. Существующие теории далекого крыла линий поглощения хорошо описывают особенности поглощения в далеких крыльях атмосферных  $H_2O$  и  $CO_2$ . Правда, все они требуют соответствующих параметров подгонки.

Спектроскопические аспекты расчета функций пропускания для широкого спектрального интервала (далее для краткости будем называть их широкополосными функциями пропускания) хорошо исследованы. Создан ряд методик, позволяющих рассчитывать широкополосную функцию пропускания в любом спектральном участке ИК-диапазона. При проведении подобных расчетов обычно учитывают поглощение крыльями линий (континуальное поглощение)  $H_2O$  и  $CO_2$  и резонансное поглощение попадающих в полосу частот излучения различных газов, считая контур линии поглощения фойгтовским.

Использование метода прямого счета для произвольных ширин спектра излучения источника сопряжено с рядом трудностей, которые связаны с большим числом спектральных линий, требующих учета, и обусловленным этим большим временем счета. В связи

с этим в последние годы стали развиваться методы быстрого счета. Идея метода, предложенного в [18], состоит в следующем. Предварительно рассчитываются значения пропускания для различных метеорологических ситуаций на каждой выделенной высоте. Результаты расчета представляются в виде массивов-векторов для тех частот, которые являются узлами интегрирования по частоте. Далее оценка величины атмосферного пропускания для заданных метеоусловий проводится путем интерполяции данных о пропускании, а затем проводится интегрирование по интервалу частот излучения. Подобная процедура позволила авторам [18] в 40—50 раз ускорить счет при оперативной обработке результатов спутниковых измерений.

В [15] предложен способ расчета функций пропускания, основанный на итерационной схеме. Вся атмосферная толща разбивается на  $n$  однородных слоев. Функция пропускания для  $n$ -го слоя выражается через функцию пропускания для  $(n - 1)$  слоев с помощью полинома, аргументом которого являются температура и концентрации поглощающих газов; коэффициенты полинома заранее вычисляются для каждого из  $n$  слоев. Этот оригинальный метод позволяет производить расчет функций пропускания с достаточной точностью и высокой скоростью при минимальном количестве исходной информации.

### 7.3. Расчет атмосферного пропускания для узкополосных лазерных источников

#### 7.3.1. Особенности поглощения лазерного излучения в атмосфере

Большинство лазерных источников генерируют узкополосное излучение с шириной спектра  $\Delta\nu \leq 2\gamma$ , где  $\gamma$  — ширина линии поглощения. В этом случае (в отличие от случая монохроматического излучения  $\Delta\nu \ll 2\gamma$ ) уже нельзя пренебречь зависимостью  $k$  от  $\nu$  и энергетические потери лазерного излучения за счет поглощения атмосферными газами вычисляются по общим формулам (7.2) и (7.7). Другими словами, для количественной оценки поглощения узкополосного излучения необходимо производить расчет функций поглощения (пропускания) так же, как и в случае излучения с широким спектром. Вместе с тем следует отметить некоторые особенности, характеризующие случай  $\Delta\nu \leq 2\gamma$ .

Первая особенность связана с выбором формы контура линии поглощения. В случае прохождения через атмосферу излучения с широким спектром  $\Delta\nu \gg 2\gamma$  отклонение формы контура линии поглощения от лоренцовского следует учитывать лишь в макроокнах прозрачности. Для узкополосного излучения эти отклонения требуют учета даже при работе в полосе поглощения. В [5] показано, что в узких спектральных участках полосы  $\text{CO}_2$  4,3 мкм спектральная зависимость измеренного коэффициента поглощения  $k(\nu)$  заметно отклоняется от лоренцовской.

Вторая особенность расчета функций пропускания для узкополосных источников связана с учетом вклада слабых линий. Как показывают экспериментальные исследования спектров поглощения атмосферных газов, выполненные с аппаратурой сверхвысокого разрешения и чувствительности, линиями поглощения довольно плотно заполнены не только районы, занятые полосами поглощения, но и окна прозрачности атмосферы. В частности, большое количество линий, обязанных своим происхождением переходам между высокими колебательными и вращательными уровнями молекул, обнаружено в видимой области спектра [1] и в окнах прозрачности инфракрасного диапазона длин волн [20]. Очевидно, что при распространении излучения с широким спектром вклад слабых линий будет незначителен. В случае узкополосного излучения вклад этих линий в резонансных условиях может стать очень заметным.

Третьей особенностью расчета функций пропускания для

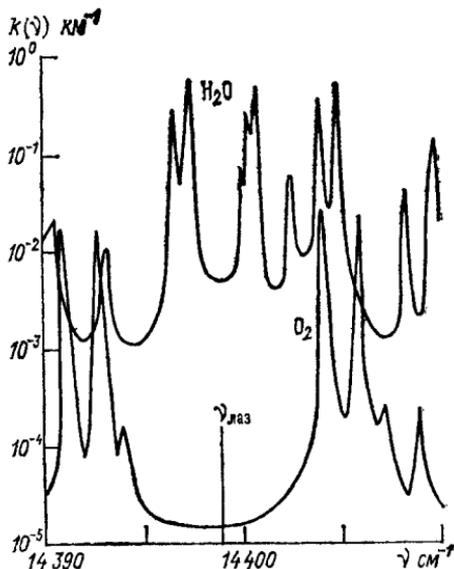


Рис. 7.1. Спектр поглощения атмосферного  $\text{H}_2\text{O}$  и  $\text{O}_2$  в области генерации рубинового лазера.

узкополосных лазерных источников является чрезвычайная чувствительность результатов расчета к точности задания исходной спектральной информации и прежде всего к точности определения длин волн линий атмосферного поглощения и линий лазерной генерации. При детальном рассмотрении этого вопроса в [19] показано, что точности определения положения центров линий поглощения  $0,05\text{--}0,1 \text{ cm}^{-1}$  совершенно недостаточно для количественных расчетов атмосферного пропускания и поглощения (рис. 7.1). На рисунке приведены рассчитанные нами значения коэффициентов поглощения  $\text{H}_2\text{O}$  и  $\text{O}_2$  в области генерации рубинового лазера. Вертикальной линией обозначено положение центра линии генерации при температуре рубина 300 К. Очевидно, что для излучения с шириной спектра  $\Delta\nu \sim \nu$  неточность в определении взаимного положения  $\nu_{\text{пог}}$  и  $\nu_{\text{изл}}$  существенно скажется на значении пропускания. Для летних условий и горизонтальной трассы длиной 2 км значения пропускания (при вариации  $\nu_{\text{изл}}$  в пределах  $\nu_{\text{H}_2\text{O}}$  могут изменяться от 0,3 до 0,5.

При распространении лазерного излучения по наклонной трассе в атмосфере условия поглощения молекулами атмосферных газов непрерывно изменяются. Эти изменения связаны с целой серией рассмотренных выше факторов, из которых наиболее существенными являются: 1) зависимость полуширин линий поглощения от общего и парциального давлений газов и температуры; 2) зависимость положения центров линий от общего давления и температуры; 3) зависимость интенсивности от температуры; 4) зависимость коэффициентов континуального поглощения (крыльями линий) от температуры, общего давления и парциального давления поглощающего газа. Все перечисленные зависимости были рассмотрены в предыдущих параграфах, что позволяет сделать вывод о возможности прямого расчета поглощения лазерного излучения в атмосфере по неоднородным трассам.

В качестве основных расчетных формул должны использоваться формулы для спектрального поглощения (пропускания), содержащие зависимость параметров спектральных линий от термодинамических параметров среды. Если спектр поглощения лазерного излучения попадает в район, где существенное значение имеет учет сплошного поглощения, обязанного крыльям далеких линий, то коэффициент поглощения должен быть представлен в виде

$$k(v, l) = k_p(v, l) + k_k(v, l), \quad (7.17)$$

где  $k_p(v, l)$  описывает форму контура линий поглощения вблизи резонанса с учетом совместного действия доплеровского и столкновительного механизма уширения. Характеризующие контур линии параметры зависят от координат трассы и термодинамических параметров среды. При проведении практических расчетов их обычно представляют в виде

$$\begin{aligned} S_i(l) &= S_{oi} \varphi_s [T(l), E_i''], \\ \gamma_{Li}(l) &= \gamma_{oi} \varphi_L [p_a(l), p_b(l), T(l)], \\ \nu_{oi}(l) &= \nu_{oi} \varphi_v [p_a(l), p_b(l), T(l)]. \end{aligned} \quad (7.18)$$

Здесь  $S_{oi}$ ,  $\gamma_{oi}$ ,  $\nu_{oi}$  — интенсивность, полуширина и координата центра линии поглощения, определенные для стандартных условий,  $\varphi_s [T(l), E_i'']$  — функция температуры и энергии нижнего состояния  $i$ -го молекулярного перехода;  $\varphi_L [p_a(l), p_b(l), T(l)]$ ;  $\varphi_v [p_a(l), p_b(l), T(l)]$  — некоторые функции давления поглощающего  $p_a(l)$  и уширяющего  $p_b(l)$  газа и температуры.

Второе слагаемое в (7.17) существенным образом зависит от температуры и парциального давления поглощающего газа, а также от общего давления. Вид зависимости  $k_k [p_a(l), p_b(l), T(l)]$  может изменяться при переходе от одного спектрального диапазона к другому и требует конкретизации для каждого отдельного случая.

При расчете составляющей селективного коэффициента поглощения  $k_p(v, l)$  в [19, 20] отмечается необходимость прежде всего

учитывать зависимость полуширин линий от давления и интенсивностей от температуры. Обширная информация по этим зависимостям для колебательно-вращательных переходов более чем 20 молекул, включая CO, CO<sub>2</sub>, NH<sub>3</sub>, H<sub>2</sub>O, NO, N<sub>2</sub>O, NO<sub>2</sub>, CH<sub>4</sub> и др. систематизирована в обзоре [6] и может быть использована в практических расчетах.

При расчете составляющих селективного коэффициента поглощения для лазерных источников с шириной спектра  $\Delta\nu \ll \gamma$ , настраиваемых на центр линии поглощения, также важен учет сдвига центра линии поглощения давлением. Однако при построении оптических моделей атмосферы этим фактором, как правило, пренебрегают. Причина тому — скудость информации о значениях коэффициентов сдвига центров колебательно-вращательных линий молекул атмосферных газов. В [6] приведены результаты из-

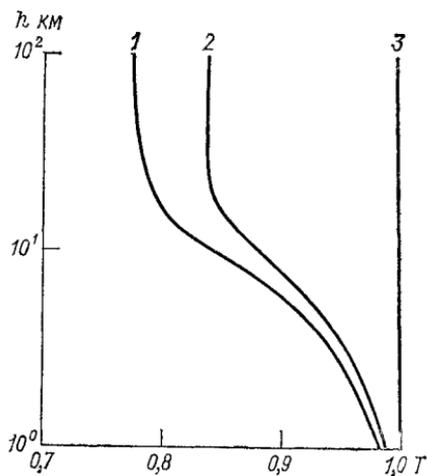


Рис. 7.2. Атмосферное пропускание [8].

1)  $\lambda = 1,06415$  мкм,  $\Delta\nu = 0,001$  см<sup>-1</sup>; 2)  $\lambda = 1,06415$  мкм,  $\Delta\nu = 0,1$  см<sup>-1</sup>; 3)  $\lambda = 1,0641$  мкм,  $\Delta\nu = 0,001$  см<sup>-1</sup>.

мерения сдвига линии  $asR(0,0)$  полосы  $\nu_2$  аммиака, обусловленного давлением собственного газа, значение которого  $(0,10 \pm 0,003)$  см<sup>-1</sup> × атм<sup>-1</sup> вдвое меньше коэффициента самоуширения той же линии; коэффициент сдвига центра линии CH<sub>4</sub> 3,39 мкм давлением воздуха на порядок меньше [2].

Лишь недавно на внутрирезонаторном и многоканальном оптико-акустических спектрометрах высокого разрешения были измерены сдвиги центров линий основного поглощающего газа атмосферы (паров H<sub>2</sub>O) в видимом и ближнем диапазоне спектра давлением воздуха. Коэффициент сдвига центра линии поглощения 694,38 нм (переход 4<sub>-2</sub>—5<sub>-4</sub> полосы 000—103) давлением воздуха оказался равным  $0,017 \pm 0,006$  см<sup>-1</sup> · атм<sup>-1</sup> и сравним с доплеровской шириной 0,022 см<sup>-1</sup> той же линии при комнатной температуре.

Таким образом, для колебательно-вращательных переходов молекул атмосферных газов, особенно обладающих дипольным моментом, явление сдвига должно учитываться при построении оптических моделей атмосферы. Актуальность скорейшего накопления количественной информации по сдвигам линий для основных поглощающих молекул атмосферы весьма велика.

Необходимость знания положения центра линии поглощения с очень высокой точностью иллюстрируются результатами расче-

тов атмосферного пропускания для двух длин волн, соответствующих линиям генерации лазера на итрий-алюминиевом гранате  $Y_3Al_5O_{12}$ , активированном неодимом ( $\lambda=1,06415$  мкм) и хромом ( $\lambda=1,0641$  мкм) [10], приведенными на рис. 7.2. Расчеты выполнены для узкополосного ( $\Delta\nu=0,1$  см $^{-1}$ ) и квазимонохроматического излучения ( $\Delta\nu=0,001$  см $^{-1}$ ) для летней среднеширотной модели атмосферы. Основной вклад в поглощение в этом узком спектральном диапазоне дает  $O_2$ , причем излучение с  $\lambda=1,06415$  мкм попадает в линию поглощения, тогда как излучение с  $\lambda=1,0641$  мкм находится в промежутке между линиями и практически не поглощается при прохождении через вертикальный столб атмосферы.

### 7.3.3. Атмосферное пропускание резонансного узкополосного лазерного излучения с гауссовским спектром

Если спектр частот распространяющегося лазерного излучения попадает в промежуток между линиями поглощения, т. е. в интервал, где  $k(\nu)$  не изменяется, то нет необходимости учитывать форму спектра генерации лазера. Если же контур линии излучения  $I(\nu)$  перекрывается с контуром линии поглощения  $k(\nu)$  (резонансный случай), то значение пропускания атмосферной трассы определяется параметром  $a=\Delta\nu/2\gamma$ , где  $\Delta\nu$  — ширина линии излучения. Подобная ситуация реализуется для излучения лазеров на  $CO_2$  и  $CO$ , а также для излучения лазеров, в которых в качестве рабочей среды используются молекулы, присутствующие в естественной атмосфере.

Вопросы прохождения через резонансно поглощающую атмосферу узкополосного излучения с гауссовским спектром были рассмотрены в [8]. Там же была получена приближенная аналитическая формула, позволяющая учитывать конечность ширины спектра излучения. Суть идеи ее получения состоит в замене частотной зависимости оптической толщины полиномом Лагранжа и подходящим выбором узлов аппроксимации. При этом возникает один неизвестный параметр  $\gamma$  — среднее значение полуширины в слое  $0-h$ , который находится путем численного моделирования. В результате получено следующее выражение для функции пропускания излучения с гауссовским спектром шириной  $\Delta\nu$ , настроенного точно в резонанс

$$T_{\Delta\nu} = e^{-\tau_0} \varphi(x, y), \quad (7.19)$$

где

$$\varphi(x, y) = \frac{e^{x^2}}{p} [\operatorname{erf}(2p-x) + \operatorname{erf}(x)],$$

$$y = 2p - x; \quad x = Aa\tau_0/2p; \quad p = \sqrt{1 + Ba^2\tau_0};$$

$$a = a_0 b(h); \quad a_0 = \Delta\nu/2\gamma_0; \quad A = 0,6; \quad B = 0,1;$$

$\gamma_0 = \gamma(h=0)$ ;  $\operatorname{erf}$  — интеграл ошибок;  $\tau_0$  — оптическая толщина

в центре линии;  $b(h) = \gamma_0 / \bar{\gamma}(h)$  — функция высоты, которая определяется численным моделированием.

Выражение (7.19) допускает довольно простую интерпретацию: первый множитель описывает спектральное пропускание резонансного монохроматического излучения, а второй дает поправку

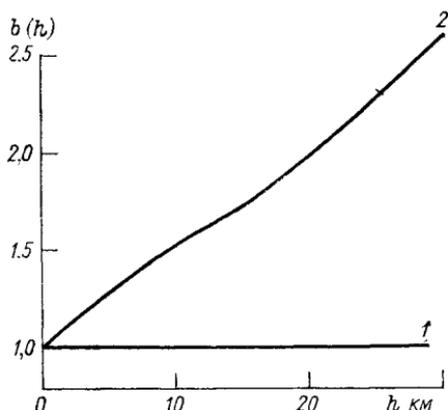


Рис. 7.3. Зависимость параметра  $b(h)$  от высоты для различных профилей (1 и 2); модель атмосферы средних широт [7].

на некогерентность. Зная  $b(h)$ , по формуле (7.19) можно скорректировать пропускание для излучения шириной  $\Delta\nu$ .

На рис. 7.3 приведен график функции  $b(h)$ , рассчитанной для длины волны  $\lambda = 10,6$  мкм. Значения  $b(h)$  для зимы и лета сред-

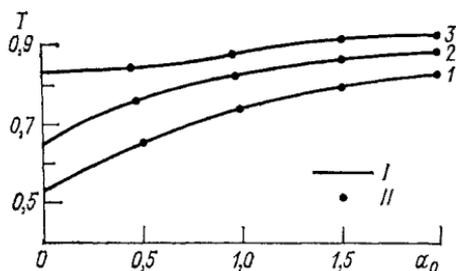


Рис. 7.4. Рассчитанные значения пропускания  $\text{CO}_2$  по точной (I) и аппроксимационной (II) формулам.

I — расчет для высоты 20 км (лето средних широт) [62] и высот 30 и 15 км; 2 и 3 — расчет для зимней модели атмосферы и соответственно для высот 30 и 5 км.

них широт оказались одинаковыми (кривая 2). Для горизонтальной трассы приземного слоя  $b(h) = \text{const} = 1$  (кривая 1).

На рис. 7.4 дано сравнение расчета пропускания ( $\lambda = 10,6$  мкм) по точной формуле и по формуле (7.19). Расчет выполнен для зимней и летней моделей атмосферы.

В табл. 7.1 приведены спектральные характеристики лазеров на  $\text{CO}_2$  и лазера на рубине, а также максимальные длины трасс  $L_{\text{max}}$ , для которых с погрешностью не более 10 % можно использовать монохроматическое приближение при оценке энергетических потерь.

Спектральные характеристики лазеров

Тип лазера	$\lambda$ мкм	$\Delta\nu$ см <sup>-1</sup>	Поглощающий газ в атмосфере	$k$ ( $\nu, a$ ) км <sup>-1</sup>	$L_{\max}$ км
Импульсный на CO <sub>2</sub> с частотным селектором	10,6	0,01—0,005	CO <sub>2</sub>	0,1	20—40
Импульсный на CO <sub>2</sub> , работающий на фиксированных длинах волн	10,6	0,05	CO <sub>2</sub>	0,1	5
Импульсный на рубине, работающий в режиме свободной генерации	0,69	0,1—0,01	H <sub>2</sub> O	0,5	0,6—6

#### 7.4. Влияние вариаций метеопараметров на прозрачность атмосферы

Для изучения закономерностей распространения излучения в атмосфере необходимо знать распределение метеопараметров по трассе луча.

В зависимости от поставленной задачи распределения метеопараметров должны быть известны на момент расчета характеристик прозрачности, либо заданы в виде моделей, адекватно описывающих данный географический район и сезон года. В последнем случае необходимо иметь усредненную по многолетним наблюдениям метеомодель. Тогда рассчитанные по этим моделям характеристики прозрачности атмосферы описывают некую усредненную оптическую ситуацию над данным географическим районом для данного сезона года. В связи с этим возникает задача о точности соответствующего прогноза, которая связана с вариациями метеопараметров и концентраций поглощающих газов. Для решения этой задачи необходимо использовать метеомодели, включающие не только средние профили температуры и концентрации, как, например, в [13], но и их ковариации по высоте.

Наибольшими изменениями характеризуются температура, влажность, содержание озона. Другие поглощающие молекулярные компоненты атмосферы, такие, как CO<sub>2</sub>, CH<sub>4</sub> и др., также подвержены случайным изменениям, однако наблюдения за этими изменениями во многих случаях носят спорадический характер. Поэтому до настоящего времени при проведении расчетов эти газы чаще всего считаются равномерно перемешанными. Наиболее полное описание [11] известно для таких параметров, как температура и влажность. Именно для них выделены квазиоднородные районы по всему северному полушарию, а также применительно к каждому из этих районов по результатам многолетних наблюдений вычислены средние профили и корреляционные матрицы.

Рассмотрим для примера вопрос о влиянии вариации метеопараметров на атмосферное пропускание для излучения широко распространенного лазера на  $\text{CO}_2$  с длиной волны 10,6 мкм (переход  $P(20)$ ), следуя работе [9], в которой рассчитаны ковариационные матрицы  $V_k(h, h')$  объемного коэффициента поглощения  $k$  и  $V_\tau(h, h')$  — оптической толщины. В качестве метеомодели при проведении вычислений бралась летняя модель района, охватывающего территорию СССР [11]. Для излучения с длиной волны 10,6 мкм учитывалось селективное поглощение  $\text{CO}_2$  и неселективное —  $\text{H}_2\text{O}$ .

Анализ ковариационной матрицы  $V_\tau$  показал сравнительно высокую коррелированность оптической толщины (коэффициент вер-

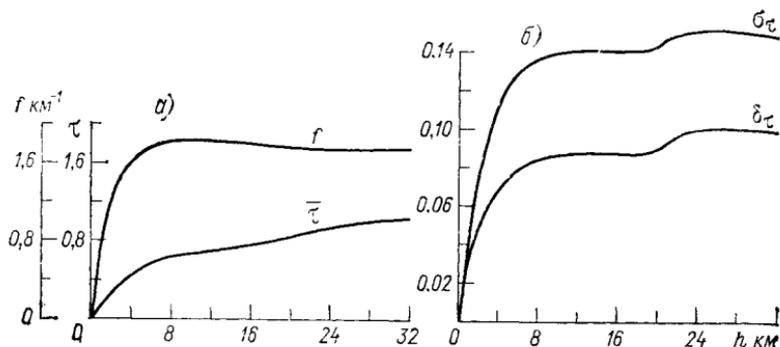


Рис. 7.5. Зависимость от высоты средней оптической толщины  $\tau$  и функции  $f(h) = R_\tau(0, h) \sigma_\tau(h) / \sigma_a(h_0)$  (а), а также среднеквадратической ошибки  $\sigma_\tau(h)$  и ошибки экстраполяции  $\delta_\tau(h)$  (б).

тикальной корреляции медленно убывает с высотой, не выходя за пределы 0,7). Физический смысл такого поведения этого коэффициента состоит в следующем: плотность поглощающего газа убывает с высотой, и поэтому основной вклад в оптическую толщину определяется нижними слоями атмосферы. Поглощение верхними слоями мало, поэтому влияние вариаций температуры и влажности на верхних уровнях становится пренебрежимо малым.

На рис. 7.5а приведен средний вертикальный профиль оптической толщины  $\tau$  для  $\lambda = 10,6$  мкм до высоты 30 км. Здесь же приведено среднее значение коэффициента поглощения на уровне земли ( $h=0$ ). На рис. 7.6б дан профиль стандартного отклонения  $\sigma_\tau$ . Величина  $\sigma_\tau$  характеризует ошибку в определении  $\tau$ , связанную с вариациями температуры и влажности. Из рис. 7.5б следует, что на высоте 22 км  $\sigma_\tau$  достигает значения 0,15 и далее с высотой не изменяется. Ошибка в определении пропускания слоя 0—30 км составляет 15 %.

При использовании дополнительной информации о коэффициенте поглощения на высоте  $h=0$ , удается уменьшить указанную ошибку. Используя метод статистической экстраполяции [9],

можно получить выражение для оптической толщи  $\hat{\tau}(h)$  слоя  $0-h$  в зависимости от коэффициентов поглощения  $k_0$  (при  $h=0$ )

$$\hat{\tau}(h) = \bar{\tau}(h) + f(h)(\bar{k} - \bar{k}_0), \quad (7.20)$$

где  $\bar{\tau}(h)$  — среднее значение оптической толщины слоя  $0-h$ ;  $\bar{k}_0$  — измеренное значение коэффициента поглощения в приземном слое ( $h=0$ ) или рассчитанное для измеренных значений влажности и температуры;  $\bar{k}_0$  — среднее значение  $k_0$ ,  $f(h)$  — функция высоты, связанная со стандартными отклонениями  $\sigma_{\tau}(h)$  оптической толщины, коэффициентом поглощения  $\sigma_k(0)$  при  $h=0$  и коэффициентом корреляции  $R_{k\tau}(0, h)$  между  $k(0)$  и  $\tau(h)$ :

$$f(h) = \frac{\sigma_{\tau}(h)}{\sigma_k(h)} R_{k\tau}(0, h). \quad (7.21)$$

Изменение  $f$  с высотой для  $\lambda=10,6$  мкм показано на рис. 7.5а.

С учетом сказанного выше погрешность расчета  $\tau$  теперь будет определяться величиной

$$\delta_{\tau}(h) = \sigma_{\tau}(h) [1 - R_{k\tau}(0, h)]^{1/2}, \quad (7.22)$$

изменение которой с высотой показано на рис. 7.5б. Из этого рисунка следует, что привлечение дополнительной информации о коэффициенте поглощения в приземном слое позволяет уменьшить ошибку в определении оптической толщины вертикального слоя  $0-30$  км в 1,5 раза.

## 7.5. Поглощение интенсивного лазерного излучения в атмосфере

При распространении в молекулярных газах и атмосфере интенсивного лазерного излучения коэффициент поглощения  $k$  может зависеть от интенсивности в силу действия целого ряда нелинейных спектроскопических эффектов таких, как спектроскопический эффект насыщения, динамический эффект Штарка, изменение потенциала межмолекулярного взаимодействия в сильном электромагнитном поле резонансной и нерезонансной частоты, воздействие поля электромагнитного излучения на динамику столкновений, многофотонные процессы и т. д.

Детальному рассмотрению всех нелинейных эффектов, сопровождающих распространение высокоэнергетического оптического излучения в атмосфере, будет посвящена специальная монография этой серии. Здесь мы приведем лишь несколько примеров нелинейного взаимодействия излучения с газовой атмосферой, иллюстрирующих практическую значимость вопроса.

В реальных атмосферных условиях в первую очередь будут существенными лишь те эффекты, для которых пороговые значения интенсивности меньше, чем пороговые значения интенсивности оп-

тического пробоя. Для световых пучков малой апертуры 1 см при длительности импульсов лазерного излучения  $10^{-5}$ — $10^{-7}$  с пробой в воздухе, содержащем пылевые частицы размером  $\leq 20$  мкм наступает при  $I_{пр} \geq 10^7 \div 10^8$  Вт/см<sup>2</sup> [20].

При интенсивностях  $I < 10^7$  Вт/см<sup>2</sup> для импульсов излучения CO<sub>2</sub>-лазеров, характеризующихся длительностью  $\tau < 10^{-6}$  с, экспериментально наблюдались для условий реальной атмосферы по крайней мере два нелинейных эффекта, приводящих к уменьшению  $h$  с ростом интенсивности излучения. Это, во-первых, насыщение поглощения в линиях Р-ветви атмосферного углекислого газа под действием резонансного излучения CO<sub>2</sub>-лазера, генерирующего на тех же переходах с порогом  $I_{нас} \sim 0,5 \cdot 10^6$  Вт/см<sup>2</sup> для импульса длительностью 300 нм [3], и, во-вторых, нерезонансное просветление далекого крыла линии Н<sub>2</sub>О под действием излучения CO<sub>2</sub>-лазера интенсивностью  $I \geq (2 \div 5) \cdot 10^6$  Вт/см<sup>2</sup> [4]. Наиболее существенным может оказаться первый механизм, так как порог его возникновения уменьшается с уменьшением давления по мере подъема в верхние слои атмосферы.

Действительно, для насыщения КВ-перехода коротким импульсом длительностью  $T_{и}$ , удовлетворяющей условию  $\tau_R \ll T_{и} < \tau_V$ , где  $\tau_R$ ,  $\tau_V$  — времена вращательной и колебательной релаксации соответственно, значение энергии насыщения оценивается выражением

$$E_s = -1/2S,$$

где  $S$  — функция сечения резонансного поглощения  $\sigma$ , фактора заселенности вращательных подуровней, резонансно взаимодействующих с излучением и времен релаксации  $\tau_R$  и  $\tau_V$ :

$$S = -\frac{\sigma}{h\nu} \left\{ 1 + \frac{2(1-q)\tau_R}{qT_{и}} - \frac{2(1-q)}{q} \left( \frac{\tau_R}{T_{и}} \right)^2 \left[ 1 - e^{-\frac{T_{и}}{\tau_R}} \right] \right\}. \quad (7.23)$$

При уменьшении давления время  $\tau_R$  увеличивается, функция  $S$  увеличивается, а энергия  $E_s$  уменьшается. Таким образом, при распространении излучения CO<sub>2</sub>-лазера по вертикальной трассе эффект насыщения поглощения может давать существенную поправку к величине объемного коэффициента поглощения.

Чтобы выяснить значение этой поправки был выполнен численный эксперимент по анализу вертикального профиля коэффициента поглощения атмосферного воздуха для длины волны 10,6 мкм. Учитывалось неселективное поглощение парами Н<sub>2</sub>О, которое считалось независимым от  $I$ , и селективное поглощение атмосферным СО<sub>2</sub>. Вид зависимости  $k_{CO_2}(h, I)$  получен по результатам [8] для прямоугольного импульса длительностью  $T_{и}$ :

$$k_{CO_2}(h, I) = k_{CO_2}^0(h) \left[ c_1 e^{-\tau_1 T_{и}} + c_2 e^{-\tau_2 T_{и}} \right], \quad (7.24)$$

где

$$k_{\text{CO}_2}^0(h) = 420 [T(h)]^{-1,5} \exp \left[ 7,544 \left( 1 - \frac{296}{T(h)} \right) \right]$$

— коэффициент резонансного поглощения  $\text{CO}_2$  в точке с координатой  $h$ , а

$$\lambda_{12} = \frac{1}{2} \left( 2\sigma l + \frac{1}{\tau_R} \right) \pm \left[ \frac{1}{4} \left( 2\sigma l + \frac{1}{\tau_R} \right)^2 - 2q\sigma l / \tau_R \right]^{1/2},$$

$$c_1 = \frac{\lambda_2 - 2\sigma l}{\lambda_2 - \lambda_1}; \quad c_2 = \frac{2\sigma l - \lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1}.$$

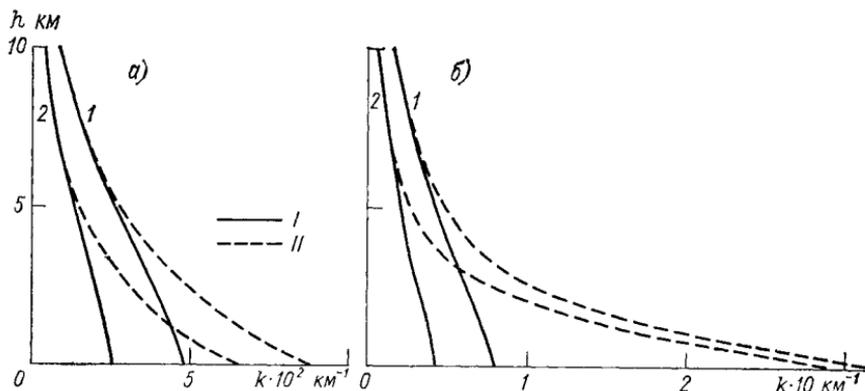


Рис. 7.6. Вертикальные профили  $k_{\text{CO}_2}(I)$  и  $K(h)$  (II) для зимней (а) и летней (б) среднеширотных моделей при  $B_0=100$ .  
1)  $I=10^{22}$  фот/(с·см<sup>2</sup>), 2)  $I=10^{26}$  фот/(с·см<sup>2</sup>).

Континуальное поглощение парами  $\text{H}_2\text{O}$  так же как и в [8], определялось формулой

$$k_{\text{H}_2\text{O}}(h) = 1,76 \cdot 10^{-3} [1 + 1,78 \cdot 10^{-3} p(h)] \rho_{\text{H}_2\text{O}}(h) + 0,42 \cdot 10^{-6} \rho_{\text{H}_2\text{O}}^2(h) \exp \left[ \frac{273}{T(h)} \right], \quad (7.25)$$

где  $\rho_{\text{H}_2\text{O}}(h)$  — концентрация водяного пара,  $p(h)$  и  $T(h)$  — давление и температура на высоте  $h$ .

На рис. 7.6 и 7.7 приведены вертикальные профили коэффициента  $k_{\text{CO}_2}$  резонансного поглощения  $\text{CO}_2$  и суммарного коэффициента поглощения  $k = k_{\text{CO}_2} + k_{\text{H}_2\text{O}}$  для двух различных уровней интенсивности излучения, соответствующих случаю линейного и нелинейного поглощения при различных значениях параметра  $B_0 = \tau / \tau_R(h=0)$ .

Выше уже отмечалось, что неселективное поглощение в далеком крыле водяного пара также может зависеть от интенсивности излучения того же лазера на  $\text{CO}_2$ , однако отсутствие расчетных и экспериментальных данных по зависимости  $k_{\text{H}_2\text{O}}$  при больших  $h$

от давления воздуха, парциального давления  $\text{H}_2\text{O}$  и температуры не дает возможности провести учет и этого эффекта при построении вертикального профиля коэффициента неселективного поглощения.

В целом можно сделать вывод, что для излучения с  $\lambda = 10,6$  мкм и интенсивностью  $I \geq 10^6$  Вт/см<sup>2</sup> потери энергии за счет молеку-

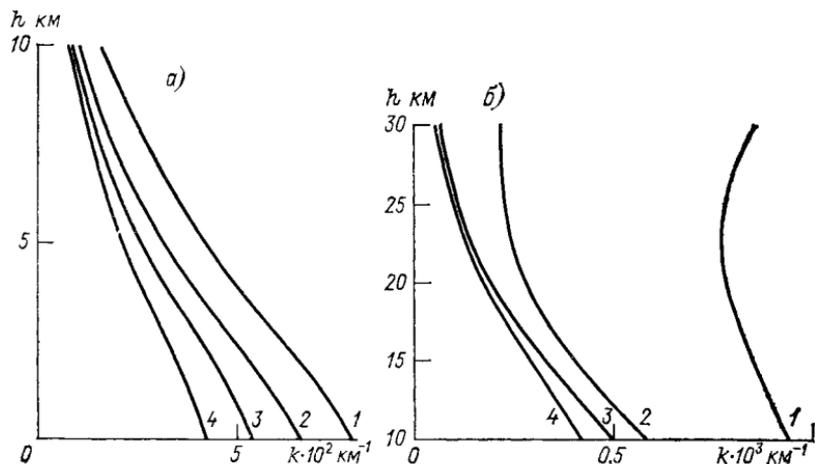


Рис. 7.7. Вертикальный профиль  $k_{\text{CO}_2}(h)$  для летней (а) и зимней (б) среднеширотных моделей.

1)  $I = 10^{22}$  фот/(с·см<sup>2</sup>),  $B_0 = 10, 50, 100$ ; 2)  $I = 10^{28}$  фот/(с·см<sup>2</sup>),  $B_0 = 10$ ; 3)  $I = 10^{28}$  фот/(с·см<sup>2</sup>),  $B_0 = 50$ ; 4)  $I = 10^{26}$  фот/(с·см<sup>2</sup>),  $B_0 = 100$ .

лярного поглощения могут снижаться в результате включения нелинейных эффектов.

Для колебательно-вращательных переходов  $\text{H}_2\text{O}$  в видимом и ближнем ИК-диапазоне спектра, частоты которых попадают в область генерации импульсных лазеров на рубине и стекле с неодимом, пороговые значения интенсивности, при которых наблюдается насыщение поглощения на один-два порядка больше [1], и нелинейность поглощательной способности воздуха для  $I \leq 10^7$  Вт/см<sup>2</sup> при решении задач распространения можно не учитывать.

## 7.6. Примеры оптических моделей газовой атмосферы

Приведем примеры использования разработанных методов для построения оптической модели поглощающей молекулярной атмосферы в хорошо изученной области спектра около 10,6 мкм. В эту область попадают длины волн отдельных колебательно-вращательных линий Р-ветви генерации  $\text{CO}_2$ -лазера. Основной вклад в поглощение излучения дают атмосферные компоненты  $\text{H}_2\text{O}$  и  $\text{CO}_2$ . Континуальное поглощение  $\text{H}_2\text{O}$  является сравнительно сильным. Для летних условий умеренной зоны коэффициент поглощения  $\text{H}_2\text{O}$

Атмосферное поглощение излучения CO<sub>2</sub>-лазера для разных моделей  
и переходов P<sub>10</sub>

h км	Коэффициент поглощения, км <sup>-1</sup>	Оптическая толщина	Пропускание
------	--	--------------------	-------------

Переход P<sub>10</sub> (18)*Зима*

0	1,184-01	0,000+00	1,000+00
1	8,457-02	1,005-01	9,043-01
2	6,197-02	1,730-01	8,412-01
3	4,982-02	2,288-01	7,955-01
4	3,871-02	2,727-01	7,613-01
5	3,097-02	3,075-01	7,353-01
6	2,422-02	3,350-01	7,154-01
7	1,889-02	3,564-01	7,002-01
8	1,505-02	3,733-01	6,884-01
9	1,191-02	3,867-01	6,793-01
10	1,043-02	3,978-01	6,718-01
11	9,443-03	4,077-01	6,652-01
12	9,237-03	4,170-01	6,590-01
13	9,149-03	4,262-01	6,530-01
14	8,705-03	4,351-01	6,472-01
15	8,277-03	4,436-01	6,417-01
16	7,864-03	4,516-01	6,366-01
17	7,778-03	4,595-01	6,316-01
18	8,010-03	4,674-01	6,266-01
19	8,043-03	4,754-01	6,216-01
20	8,065-03	4,835-01	6,166-01
21	8,406-03	4,917-01	6,116-01
22	8,396-03	5,001-01	6,065-01
23	8,703-03	5,087-01	6,013-01
24	8,987-03	5,175-01	5,960-01
25	9,226-03	5,266-01	5,906-01
26	9,424-03	5,360-01	5,851-01
27	9,564-03	5,455-01	5,796-01
28	9,634-03	5,551-01	5,740-01
29	9,627-03	5,647-01	5,685-01
30	9,333-03	5,742-01	5,632-01
35	9,707-03	6,218-01	5,370-01
40	8,125-03	6,666-01	5,134-01
45	5,892-03	7,018-01	4,957-01
50	3,308-03	7,245-01	4,846-01
55	1,531-03	7,362-01	4,789-01
60	6,784-04	7,415-01	4,764-01
65	2,405-04	7,437-01	4,753-01
70	8,781-05	7,445-01	4,750-01
80	1,316-05	7,450-01	4,748-01
90	1,934-06	7,450-01	4,747-01
100	2,787-07	7,450-01	4,747-01

Переход P<sub>10</sub> (18)*Лето*

0	2,839-01	0,000+00	1,000+00
1	1,861-01	2,320-01	7,930-01
2	1,247-01	3,853-01	6,803-01

$h$ км	Коэффициент поглощения, км <sup>-1</sup>	Оптическая толщина	Пропускание
3	8,837—02	4,907—01	6,122—01
4	6,545—02	5,669—01	5,673—01
5	5,088—02	6,248—01	5,354—01
6	3,996—02	6,699—01	5,118—01
7	3,142—02	7,054—01	4,939—01
8	2,505—02	7,335—01	4,802—01
9	2,030—02	7,561—01	4,695—01
10	1,683—02	7,745—01	4,609—01
11	1,431—02	7,901—01	4,538—01
12	1,211—02	8,032—01	4,479—01
13	1,071—02	8,146—01	4,428—01
14	9,813—03	8,248—01	4,383—01
15	9,343—03	8,344—01	4,341—01
16	8,889—03	8,435—01	4,302—01
17	8,795—03	8,523—01	4,264—01
18	9,050—03	8,612—01	4,227—01
19	9,457—03	8,704—01	4,188—01
20	1,025—02	8,803—01	4,147—01
21	1,067—02	8,908—01	4,103—01
22	1,108—02	9,016—01	4,059—01
23	1,191—02	9,132—01	4,013—01
24	1,229—02	9,253—01	3,964—01
25	1,263—02	9,377—01	3,915—01
26	1,338—02	9,507—01	3,865—01
27	1,361—02	9,642—01	3,813—01
28	1,422—02	9,781—01	3,760—01
29	1,428—02	9,924—01	3,707—01
30	1,437—02	1,007+00	3,654—01
35	1,439—02	1,080+00	3,397—01
40	1,193—02	1,146+00	3,180—01
45	8,799—03	1,198+00	3,018—01
50	4,999—03	1,232+00	2,918—01
55	2,465—03	1,250+00	2,865—01
60	1,093—03	1,258+00	2,841—01
65	3,238—04	1,262+00	2,832—01
70	8,267—05	1,262+00	2,830—01
80	1,232—05	1,263+00	2,829—01
90	1,891—06	1,263+00	2,828—01
100	2,787—07	1,263+00	2,828—01

Переход  $P_{10}$  (20)

*Зима*

0	1,183—01	0,000+00	1,000+00
1	8,402—02	1,002—01	9,046—01
2	6,108—02	1,719—01	8,421—01
3	4,877—02	2,267—01	7,971—01
4	3,757—02	2,696—01	7,637—01
5	2,984—02	3,032—01	7,384—01
6	2,313—03	3,296—01	7,192—01
7	1,790—02	3,500—01	7,047—01
8	1,416—02	3,659—01	6,936—01
9	1,112—02	3,784—01	6,849—01
10	9,685—03	3,888—01	6,779—01
11	8,741—03	3,979—01	6,717—01
12	8,540—03	4,066—01	6,659—01

$h$ км	Коэффициент поглощения, км <sup>-1</sup>	Оптическая толщина	Пропускание
13	8,458—03	4,151—01	6,603—01
14	8,038—03	4,233—01	6,549—01
15	7,633—03	4,312—01	6,497—01
16	7,242—03	4,386—01	6,449—01
17	7,162—03	4,458—01	6,403—01
18	7,382—03	4,531—01	6,357—01
19	7,410—03	4,605—01	6,310—01
20	7,428—03	4,678—01	6,263—01
21	7,746—03	4,755—01	6,216—01
22	7,732—03	4,832—01	6,168—01
23	8,017—03	4,911—01	6,120—01
24	8,280—03	4,992—01	6,070—01
25	8,501—03	5,076—01	6,019—01
26	8,683—03	5,162—01	5,968—01
27	8,811—03	5,249—01	5,916—01
28	8,874—03	5,338—01	5,864—01
29	8,866—03	5,427—01	5,812—01
30	8,595—03	5,514—01	5,761—01
35	9,011—03	5,962—01	5,509—01
40	7,604—03	6,380—01	5,284—01
45	5,558—03	6,711—01	5,112—01
50	3,126—03	6,925—01	5,003—01
55	1,440—03	7,035—01	4,948—01
60	6,352—04	7,084—01	4,924—01
65	2,228—04	7,104—01	4,915—01
70	8,057—05	7,111—01	4,911—01
80	1,200—05	7,114—01	4,909—01
90	1,752—06	7,115—01	4,909—01
100	2,509—07	7,115—01	4,909—01

Переход  $P_{10}$  (20)

*Лето*

0	2,888—01	0,000+00	1,000+00
1	1,884—01	2,354—01	7,902—01
2	1,253—01	3,901—01	6,770—01
3	8,811—02	4,957—01	6,091—01
4	6,469—02	5,714—01	5,647—01
5	4,987—02	6,284—01	5,335—01
6	3,884—02	6,724—01	5,105—01
7	3,028—02	7,068—01	4,932—01
8	2,396—02	7,338—01	4,801—01
9	1,927—02	7,553—01	4,699—01
10	1,587—02	7,728—01	4,617—01
11	1,341—02	7,874—01	4,550—01
12	1,129—02	7,996—01	4,495—01
13	9,945—03	8,102—01	4,448—01
14	9,093—03	8,197—01	4,406—01
15	8,646—03	8,286—01	4,367—01
16	8,216—03	8,370—01	4,330—01
17	8,128—03	8,451—01	4,295—01
18	8,371—03	8,534—01	4,260—01
19	8,754—03	8,619—01	4,224—01
20	9,508—03	8,711—01	4,185—01
21	9,903—03	8,808—01	4,145—01

$h$ км	Коэффициент поглощения, км <sup>-1</sup>	Оптическая толщина	Пропускание
22	1,029-02	8,908-01	4,103-01
23	1,107-02	9,015-01	4,059-01
24	1,142-02	9,128-01	4,014-01
25	1,174-02	9,243-01	3,968-01
26	1,245-02	9,365-01	3,920-01
27	1,266-02	9,490-01	3,871-01
28	1,324-02	9,620-01	3,821-01
29	1,329-02	9,752-01	3,771-01
30	1,338-02	9,886-01	3,721-01
35	1,347-02	1,057+00	3,476-01
40	1,123-02	1,119+00	3,267-01
45	8,336-03	1,168+00	3,110-01
50	4,739-03	1,200+00	3,012-01
55	2,330-03	1,217+00	2,960-01
60	1,028-03	1,225+00	2,937-01
65	2,995-04	1,228+00	2,928-01
70	7,500-05	1,229+00	2,926-01
80	1,115-05	1,229+00	2,925-01
90	1,707-06	1,229+00	2,925-01
100	2,509-07	1,229+00	2,925-01

### Переход $P_{10}$ (22)

*Зима*

0	1,126-01	0,000+00	1,000+00
1	7,894-02	9,482-02	9,095-01
2	5,662-02	1,617-01	8,507-01
3	4,486-02	2,124-01	8,087-01
4	3,423-02	2,516-01	7,775-01
5	2,705-02	2,822-01	7,541-01
6	2,085-02	3,061-01	7,363-01
7	1,604-02	3,244-01	7,230-01
8	1,262-02	3,386-01	7,128-01
9	9,856-03	3,497-01	7,049-01
10	8,556-03	3,589-01	6,984-01
11	7,704-03	3,670-01	6,928-01
12	7,520-03	3,746-01	6,876-01
13	7,448-03	3,821-01	6,824-01
14	7,072-03	3,894-01	6,775-01
15	6,711-03	3,962-01	6,728-01
16	6,362-03	4,028-01	6,685-01
17	6,292-03	4,091-01	6,643-01
18	6,492-03	4,155-01	6,600-01
19	6,517-03	4,220-01	6,558-01
20	6,534-03	4,285-01	6,515-01
21	6,822-03	4,352-01	6,472-01
22	6,811-03	4,420-01	6,428-01
23	7,071-03	4,489-01	6,383-01
24	7,311-03	4,561-01	6,337-01
25	7,515-03	4,635-01	6,291-01
26	7,684-03	4,711-01	6,243-01
27	7,805-03	4,789-01	6,195-01
28	7,869-03	4,867-01	6,146-01
29	7,869-03	4,946-01	6,098-01
30	7,634-03	5,023-01	6,051-01

$\lambda$ км	Коэффициент поглощения, км <sup>-1</sup>	Оптическая толщина	Пропускание
35	8,098—03	5,424—01	5,814—01
40	6,905—03	5,801—01	5,598—01
45	5,093—03	6,103—01	5,432—01
50	2,871—03	6,299—01	5,326—01
55	1,318—03	6,401—01	5,273—01
60	5,782—04	6,446—01	5,249—01
65	2,005—04	6,463—01	5,240—01
70	7,176—05	6,470—01	5,236—01
80	1,062—02	6,473—01	5,235—01
90	1,540—06	6,473—01	5,234—01
100	2,189—07	6,473—01	5,234—01

Переход  $P_{10}$  (22)

*Лето*

0	2,764—01	0,000+00	1,000+00
1	1,789—01	2,246—01	7,988—01
2	1,180—01	3,710—01	6,901—01
3	8,216—02	4,699—01	6,251—01
4	5,980—02	5,402—01	5,826—01
5	4,577—02	5,927—01	5,528—01
6	3,538—02	6,330—01	5,310—01
7	2,741—02	6,642—01	5,147—01
8	2,160—02	6,685—01	5,023—01
9	1,728—02	7,079—01	4,927—01
10	1,417—02	7,235—01	4,850—01
11	1,192—02	7,365—01	4,788—01
12	9,997—03	7,474—01	4,736—01
13	8,785—03	7,568—01	4,692—01
14	8,020—03	7,652—01	4,653—01
15	7,620—03	7,730—01	4,616—01
16	7,235—03	7,804—01	4,582—01
17	7,158—03	7,876—01	4,550—01
18	7,379—03	7,948—01	4,517—01
19	7,725—03	8,023—01	4,483—01
20	8,406—03	8,104—01	4,447—01
21	8,764—03	8,190—01	4,409—01
22	9,115—03	8,279—01	4,370—01
23	9,828—03	8,374—01	4,328—01
24	1,015—02	8,474—01	4,285—01
25	1,044—02	8,577—01	4,241—01
26	1,110—02	8,685—01	4,196—01
27	1,130—02	8,797—01	4,149—01
28	1,184—02	8,913—01	4,101—01
29	1,189—02	9,031—01	4,053—01
30	1,200—02	9,151—01	4,005—01
35	1,219—02	9,764—01	3,766—01
40	1,025—02	1,033+00	3,560—01
45	7,669—03	1,078+00	3,403—01
50	4,366—03	1,108+00	3,304—01
55	2,141—03	1,123+00	3,252—01
60	9,395—04	1,131+00	3,228—01
65	2,691—04	1,133+00	3,219—01
70	6,597—05	1,134+00	3,217—01
80	9,775—06	1,134+00	3,216—01
90	1,494—06	1,134+00	3,216—01
100	2,189—07	1,134+00	3,216—01

в приземном слое атмосферы в 2,5 раза превышает коэффициент поглощения в центре линии атмосферного  $\text{CO}_2$ . Для зимних среднеширотных условий вклады в величину коэффициента поглощения от  $\text{H}_2\text{O}$  и  $\text{CO}_2$  примерно одинаковы. В целом же вклад в поглощение всей толщи атмосферы за счет линий  $\text{CO}_2$  приблизительно в 2 раза больше вклада континуального поглощения  $\text{H}_2\text{O}$  для лета и почти в 5 раз больше — для зимы.

В табл. 7.2 приведены рассчитанные в ИОА СО АН СССР вертикальные профили объемного коэффициента поглощения, оптической толщины и пропускания для двух типов атмосферных моделей и значений длин волн  $\text{CO}_2$ -лазера, соответствующих переходам  $P(18)$  и  $P(22)$  вблизи 10,6 мкм. Результаты расчета, содержащиеся в этих таблицах получены для случая монохроматического излучения.

В табл. 7.3 приведены рассчитанные значения атмосферного пропускания для узкополосного излучения с гауссовским спектром на двух длинах волн в области 10,6 мкм; ширина спектра излучения  $\delta\nu \approx 2\gamma_{\text{л}}$ , где  $\gamma_{\text{л}}$  — ширина линии поглощения атмосферного  $\text{CO}_2$  на уровне земли. Расчеты пропускания выполнены для различных зенитных углов и двух моделей атмосферы — зима и лето средних широт [7]. Из сопоставления приведенных данных следует, что

Таблица 7.3

Модель атмосферного поглощения для узкополосного излучения

h км	Зенитный угол					
	0°		30°		60°	
	зима	лето	зима	лето	зима	лето
Частота 944,19 см <sup>-1</sup>						
2	0,850	0,688	0,829	0,649	0,723	0,474
4	0,780	0,584	0,751	0,537	0,609	0,341
6	0,743	0,537	0,710	0,488	0,553	0,289
8	0,724	0,513	0,689	0,463	0,525	0,265
10	0,714	0,500	0,677	0,450	0,511	0,252
20	0,694	0,482	0,656	0,431	0,483	0,234
30	0,687	0,475	0,648	0,424	0,475	0,229
100	0,676	0,469	0,638	0,419	0,466	0,227
Частота 945,976 см <sup>-1</sup>						
2	0,849	0,691	0,828	0,652	0,721	0,477
4	0,777	0,585	0,747	0,539	0,604	0,343
6	0,739	0,537	0,705	0,488	0,547	0,289
8	0,718	0,513	0,683	0,462	0,517	0,264
10	0,707	0,499	0,671	0,448	0,502	0,250
20	0,686	0,479	0,647	0,428	0,473	0,232
30	0,678	0,471	0,639	0,420	0,464	0,226
100	0,665	0,469	0,626	0,418	0,459	0,226

для излучения с конечной шириной спектра, сравнимой с шириной линии поглощения, пропускание вертикального столба атмосферы увеличивается в 1,5 раза для летних условий и в 1,3 раза для зимних.

Описанная методика расчетов молекулярного поглощения позволяет строить оптические модели для любых спектральных участков оптического диапазона длин волн. Отметим здесь основные направления дальнейшего развития исследований, связанных с построением и уточнением оптических моделей поглощения. Первое из них связано с усовершенствованием и разработкой новых методов получения спектроскопической информации. Второе направление касается развития методов расчета корреляционных функций характеристик поглощения. Эта информация необходима для оценки влияния вариаций метеорологических параметров на поглощение, а также для создания статистических методов расчета атмосферного поглощения. Третье направление исследований в этой области связано с разработкой методов пространственного и временного прогноза молекулярного поглощения оптического излучения в атмосфере.

# СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

## К главе 1

1. Белов В. Ф., Креков Г. М. Процедура расчета амплитудных функций и факторов эффективности ослабления и рассеяния по Ми.—Алгоритмы и программы. Информационный бюллетень. ВИНТИ, 1977, № 2 (16).—20 с.
2. Ванде Хюлст Г. Рассеяние света малыми частицами.—М.: Изд-во иностр. лит., 1961.—535 с.
3. Гуди Р. М. Атмосферная радиация.—М.: Мир, 1966.—522 с.
4. Дейрменджан Д. Рассеяние электромагнитного излучения сферическими полидисперсными частицами.—М.: Мир, 1971.—165 с.
5. Захаров В. М., Костко О. К. Метеорологическая лазерная локация.—Л.: Гидрометеоздат, 1977.—222 с.
6. Инаба Х. Обнаружение атомов и молекул посредством комбинационного рассеяния и резонансной флуоресценции.—В кн.: Лазерный контроль атмосферы/Под ред. Э. Хинкли. М.: Мир, 1979, с. 181—279.
7. Мак-Картни Э. Оптика атмосферы.—М.: Мир, 1979.—421 с.
8. Планк Г. Рэлеевское рассеяние и раман-эффект.—Киев: ОНТИУ, 1935.—237 с.
9. Розенберг Г. В. Сумерки.—М.: Физматгиз, 1963.—380 с.
10. Сушинский М. М. Спектры комбинационного рассеяния молекул и кристаллов.—М.: Наука, 1969.—576 с.
11. Bolle H.-J. Radiation and energy transport in the Earth atmosphere system.—In: The handbook of environmental chemistry. Vol. 1. Ed. by O. Hutzinger. Berlin—Heidelberg: Springer-Verlag, 1982, p. 132—303.
12. Debye P. The light pressure upon a sphere of arbitrary material.—Annal. Phys., 1909, vol. 30, N 4, p. 57—68.
13. Mie G. A contribution to the optics of turbid media, especially colloidal metallic suspensions.—Annal. Phys., 1908, vol. 25, N 4, p. 377—445.
14. Pendorf R. Tables of refractive index for standard air and the Rayleigh scattering coefficient for the spectral region between 0.2 and 20.0 and their application to atmospheric optics.—J. Opt. Soc. Am., 1957, vol. 47, p. 176—182.
15. Sekera Z. Scattering matrix for spherical particles and its transformation in investigation of skylight polarization.—Final Report, Contr. AF-19(122)-239. University of California, 1955.—68 p.

## К главе 2

1. Атмосферный аэрозоль и его влияние на перенос излучения/Под ред. К. Я. Коидратьева.—Л.: Гидрометеоздат, 1978.—119 с.
2. Аэрозоль и климат (Первый глобальный эксперимент ПИГАП), т. 1.—Л.: Гидрометеоздат, 1981.—152 с.
3. Батчер С., Чарлсон Р. Введение в химию атмосферы.—М.: Мир, 1977.—270 с.
4. Бронштэн В. А., Гришин Н. И. Серебристые облака.—М.: Наука, 1970.
5. Дейрменджан Д. Рассеяние электромагнитного излучения сферическими полидисперсными частицами.—М.: Мир, 1971.—165 с.
6. Дябин Ю. П., Танташев М. В., Мирумянц С. О., Марусьяк В. Д. Сезонные вариации вертикальных профилей атмосферного аэрозоля в ниж-

- ней тропосфере.—Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1977, т. 13, № 11, с. 1205—1211.
7. Жуланов Ю. В., Садовский Б. Ф., Никитин О. Н., Петрянов И. В. Исследование морских субмикронных аэрозолей.—ДАН СССР, 1978, т. 242, № 4, с. 800—803.
  8. Зуев В. Е., Белов В. Ф., Ивлев Л. С., Креков Г. М., Рахимов Р. Ф. Расчет стратифицированной модели атмосферного аэрозоля для длин волн оптического зондирования  $\lambda=0,6943; 1,06; 2,36$  и  $10,6$  мкм.—Изв. вузов СССР. Физика, 1974, № 11, с. 30—38.
  9. Зуев В. Е., Ивлев Л. С., Кондратьев К. Я. Новые результаты исследований атмосферного аэрозоля.—Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1973, т. 9, № 4, с. 371—385.
  10. Зуев В. Е., Кабанов М. В. Перенос оптических сигналов в земной атмосфере (в условиях помех).—М.: Сов. радио, 1977.—368 с.
  11. Зуев В. Е., Наац И. Э. Обратные задачи лазерного зондирования атмосферы.—Новосибирск: Наука, 1982.—241 с.
  12. Ивлев Л. С. Аэрозольная модель атмосферы.—Проблемы физики атмосферы, 1969, вып. 7.
  13. Ивлев Л. С. Химический состав и структура атмосферных аэрозолей.—Л.: Изд. ЛГУ, 1982.—366 с.
  14. Ивлев Л. С., Огородников Б. И. О природе аэрозоля в высоких слоях атмосферы.—Метеорологические исследования, 1973, вып. 22, с. 26—33.
  15. Ивлев Л. С., Федынский А. В. Исследование структуры аэрозоля в верхней атмосфере.—Метеорологические исследования, 1973, вып. 22, с. 17—25.
  16. Колмогоров А. Н. О логарифмически нормальном законе распределения частиц при дроблении.—ДАН СССР, 1941, т. 31, № 2.
  17. Комплексный энергетический эксперимент (Результаты исследований 1970—1972 гг.)/Под ред. К. Я. Кондратьева и Л. Р. Орленко.—Л.: Гидрометеиздат, 1973.—84 с.
  18. Комплексный энергетический эксперимент (КЭНЭКС-71)/Под ред. К. Я. Кондратьева и Л. Р. Орленко.—Л.: Гидрометеиздат, 1973.—140 с.
  19. Кондратьев К. Я., Марчук Г. И., Бузников А. А. и др. Поле излучения сферической атмосферы.—Л.: Изд. ЛГУ, 1977.—209 с.
  20. Кондратьев К. Я., Москаленко Н. И., Поздняков Д. В. Атмосферный аэрозоль.—Л.: Гидрометеиздат, 1983.—224 с.
  21. Кондратьев К. Я., Поздняков Д. В. Аэрозольные модели атмосферы.—М.: Наука, 1981.—103 с.
  22. Креков Г. М., Рахимов Р. Ф. Оптико-локационная модель континентального аэрозоля.—Новосибирск: Наука, 1982.—198 с.
  23. Креков Г. М., Рахимов Р. Ф. О параметрическом описании дисперсной структуры атмосферной дымки.—Изв. АН СССР, Физика атмосферы и океана, 1984, т. 20, № 12, с. 1215—1218.
  24. Лебединец В. Н. Аэрозоль в верхней атмосфере и космическая пыль.—Л.: Гидрометеиздат, 1981.—271 с.
  25. Макиенко Э. В., Наац И. Э. Обратные задачи аэрозольного светорассеяния применительно к лазерной локации атмосферных загрязнений приземного слоя.—В кн.: Проблемы дистанционного зондирования атмосферы. Томск: Изд. ИОА СО АН СССР. 1976, с. 41—51.
  26. Микиров А. Е., Смеркалов В. А. Исследование рассеянного излучения верхней атмосферы Земли.—Л.: Гидрометеиздат, 1981.—208 с.
  27. Орлов В. М., Самохвалов И. В., Матвиенко Г. Г. и др. Элементы теории светорассеяния и оптической локации.—Новосибирск: Наука, 1982.—224 с.
  28. Петров М. П. Пустыни земного шара.—Л.: Наука, 1973.—435 с.
  29. П И Г А П — климат. Климат и аэрозоль/Под ред. Е. П. Борисенкова, К. Я. Кондратьева.—Тр. ГГО, 1976, вып. 381.—130 с.
  30. Розенберг Г. В. Определение микрофизических параметров аэрозоля по данным комплексных оптических измерений.—Изв. АН СССР, Физика атмосферы и океана, 1976, т. 12, № 11, с. 1159—1167.

31. Смеркалов В. А. Аппроксимация среднего распределения аэрозольных частиц по размерам.—Изв. АН СССР, Физика атмосферы и океана, 1984, т. 20, № 4, с. 317—321.
32. Смирнов В. В. Фоновая изменчивость аэрозольного и ионного состава приземного слоя воздуха.— В кн.: Мониторинг фонового загрязнения природной среды. Л.: Гидрометеиздат, 1982, вып. 1, с. 137—147.
33. Смирнов В. И. Решение семейства уравнений стационарной коагуляции и модель спектра размеров аэрозольных частиц.—Изв. АН СССР, Физика атмосферы и океана, 1977, т. 13, № 3, с. 274—286.
34. Суетин П. К. Классические ортогональные многочлены.—М.: Наука, 1976.— 327 с.
35. Химия нижней атмосферы/Под ред. С. Расула.— М.: Мир, 1976.— 408 с.
36. Чайковский А. П. Статистический анализ оптических характеристик тропосферного аэрозоля в условиях пустыни.—Изв. АН СССР, Физика атмосферы и океана, 1984, т. 20, № 8, с. 725—731.
37. Юнге Х. Химический состав и радиоактивность атмосферы.— М.: Мир, 1965.— 424 с.
38. Aerosol and their climatic effects. Report of WMO (CAS) radiation comision of IAMAP Meeting of Experts. WCP-55, Williamsburg, 1983.— 110 p.
39. Alkezweeny A. J., Laulainen N. S. Comparison between polluted and clean air masses over Lake Michigan.— J. Appl. Met., 1981, vol. 20, p. 209—212.
40. Ångström A. The parameters of atmospheric turbidity.— Tellus, 1964, vol. 16, N 1, p. 64—75.
41. Bigg E. K. Size distribution of stratospheric aerosols and their variations with altitude and time.— J. Atmosph. Sci., 1976, vol. 33, p. 1080—1086.
42. Bigg E. K., Ono A. Size distribution and nature of stratospheric aerosols.— Proc. Intern. Conf. on Structure, Composition and General Circulation of the Upper and Lower Atmosphere. Toronto, 1974.— Amer. Met. Soc., 1974, vol. 1, p. 144—157.
43. Blanchard D. E., Woodcock A. D. The production, concentration and vertical distribution of sea salt aerosol.— Ann. New York Acad. Sci., 1980, vol. 338, p. 330—341.
44. Bravo J. L., Salazar S., Muhlia A. Mineral and sea salt aerosol concentrations over low latitude Tropical Atlantic and Pacific Oceans during FGGE.— Geophysica Intern., 1981, vol. 20, N 4, p. 303—317.
45. Butor J. F. Contribution to the study of the atmospheric aerosol in urban, maritime and oceanic areas.— Idojaras, 1981, vol. 85, N 3, p. 117—125.
46. Butor J. F., LeGac J., Renoux A. et al. Size distribution of marine aerosols.— Chemosphere, 1978, vol. 8, p. 687—690.
47. Carnuth W. Zur Abhängigkeit des Aerosolparticelspectrums von meteorologischen Vorgängen und Zuständen.— Arch. Met. Geoph. Biokl., 1967, Bd 16, N 4.
48. Clark W. E., Whitby K. T. Concentration and size distribution measurements of atmospheric aerosols and a test of the theory of self-preserving size distribution.— J. Atmosph. Phys., 1967, vol. 24, p. 677—687.
49. Clement A. J. Chebyshev approach to fit atmospheric aerosol size distributions.— Contrib. Atmosph. Phys., 1980, vol. 53, N 4, p. 469—485.
50. Gress T. S. Airborne measurement of aerosol size distributions over Northern Europe. Vol. 1.— Environm. Res. Paper, 1980, N 702.
51. Davies C. N. Size distribution of atmospheric particles.— J. Aerosol Sci., 1974, vol. 5, p. 293—300.
52. DeLuisi J. J., Furukawa P. M., Gillette D. A. et al. Results of a comprehensive aerosol-radiation experiment in the southwestern United States. Pt. I.— J. Appl. Met., 1976, vol. 15, p. 441—454; Pt II.— J. Appl. Met., 1976, vol. 15, p. 454—463.
53. Fairal C. W. Total optical depth and mixed layer visibility in the marine regime.— Optical Eng., 1983, vol. 22, N 1, p. 50—56.
54. Farlow N. H., Ferry G. V. Cosmic dust in the mesosphere.— Space Res., 1972, vol. 12, p. 369—380.
55. Fitch B. W., Gress T. S. Measurements of aerosol size distributions in the lower troposphere over northern Europe.— J. Appl. Met., 1981, vol. 20.

56. Fitch B. W., Cress T. S. Spatial and temporal variations of tropospheric aerosol volume distributions.—*J. Climate and Appl. Met.*, 1983, vol. 22, p. 1262—1269.
57. Fitzgerald J. W. Effect of relative humidity on the aerosol backscattering coefficient at 0.694- and 10.6 m wavelengths.—*Appl. Optics*, 1984, vol. 23, N 3, p. 411—418.
58. Friedlander S. K., Wang C. S. The self-preserving particles size distribution for coagulation by Brownian motion.—*J. Colloid. Interface Sci.*, 1966, vol. 22, p. 126—132.
59. Gillette D. A., Blifford J. H., Fenster C. R. Measurements of aerosol size distributions and vertical fluxes of aerosols on land subjects to wind erosion.—*J. Appl. Met.*, 1972, vol. 11, p. 977—987.
60. Gras J. L., Laby J. E. Southern hemisphere stratospheric aerosol measurements. 3. Size distribution 1974—1979.—*J. Geophys. Res.*, 1981, vol. 86, N C10, p. 9767—9775.
61. Green A. E. S., Deepak A., Lipofsky. Interpretation of the sun's aureole based on atmospheric aerosol models.—*Appl. Optics*, 1971, vol. 10, p. 1263—1279.
62. Hänel G. Computation of the extinction of visible radiation by atmospheric aerosol particles as a function of the relative humidity, based upon measured properties.—*Aerosol Sci.*, 1972, vol. 3, p. 377—386.
63. Hänel G. The properties of atmospheric aerosol particles as functions of the relative humidity at thermodynamic equilibrium with the surrounding moist air.—*Advances in Geophys.*, 1976, vol. 19, p. 74—183.
64. Hänel G., Bullrich K. Physico-chemical property models of tropospheric aerosol particles.—*Beitr. Phys. Atm.*, 1978, Bd. 51, S. 129—138.
65. Hobbs P. V., Bowdle D. A., Radke L. F. Aerosol over the high plains of the United States.—*Res. Report N 12*, University Wash., Seattle, 1977.—67 p.
66. Hobbs P. V., Radke L. F., Hindman E. E. An integrated airborne particle measuring facility and its preliminary use in atmospheric aerosol studies.—*J. Aerosol Sci.*, 1978, vol. 9, p. 195—211.
67. Hofmann D. J., Rosen J. M. Balloon-borne observations of stratospheric aerosol and condensation nuclei during the year following the Mt. St. Helens eruption.—*J. Geophys. Res.*, 1982, vol. 87, N C12, p. 11,039—11,061.
68. Hofmann D. J., Rosen J. M. Sulfuric acid droplet formation and growth in the stratosphere after 1982 eruption of El Chichon.—*Science*, 1983, vol. 222, N 4621, p. 325—327.
69. Hofmann D. J., Rosen J. M. Balloon-borne particle counter observations of the El Chichon aerosol layers in the 0.01—1.8 m radius range.—*Papers 18th Gen. Assem. IUGG, Hamburg*, 1983. Laramie, 1983, p. 1—50.
70. Hofmann D. J., Rosen J. M. Balloon observations of the time development of the stratospheric aerosol event of 1974—1975.—*J. Geophys. Res.*, 1977, vol. 82, N 9, p. 1435—1440.
71. Hofmann D. J., Rosen J. M., Kierman J. M., Laby J. Stratospheric aerosol measurements. IV. Global time variations of the aerosol burden and source considerations.—*J. Atmosph. Sci.*, 1976, vol. 33, p. 1782—1788.
72. Hofmann D. J., Rosen J. M., Pepin T. J., Pinnick R. G. Stratospheric aerosol measurements. I. Time variation at northern midlatitudes.—*J. Atmosph. Sci.*, 1975, vol. 32, p. 1446—1456.
73. Hogan A. W., Barnard S. C., Kebschull K. et al. Aerosol variation in the western hemisphere Arctic.—*J. Aerosol Sci.*, 1984, vol. 15, N 1, p. 13—33.
74. Jaenicke R. Ueber die Dynamik atmosphärischer Aitkenteilchen.—*Ber. Bunsenges. Phys. Chem.*, 1978, Bd 82, S. 1198—1202.
75. Jaenicke R. The role of organic material in atmospheric aerosols.—*Paigeoph.*, 1978, vol. 116, p. 283—292.
76. Jaenicke R. Measurements of Aitken nuclei in extremely clean air in Tasmania (Australia).—*J. Aerosol Sci.*, 1979, vol. 10, p. 205—207.
77. Jaenicke R. Atmospheric aerosols and global climate.—*J. Aerosol Sci.*, 1980, vol. 11, p. 577—588.

78. Junge C. Der Stoffkreislauf der Atmosphäre.— In: Jahrbuch der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften.— E. V., 1971, S. 149—181.
79. Junge C. Comments on "concentration and size distribution measurements of atmospheric aerosols and a test of the theory of self-preserving size distributions".— *J. Atmosph. Sci.*, 1969, vol. 26, N 3.
80. Kaselau K. H. Measurements of aerosol concentration up to height of 27 km.— *Pure Appl. Geophys.*, 1974, vol. 112, p. 877—885.
81. Kent G. S. Deduction of aerosol concentrations from 1.06 m lidar measurements.— *Appl. Optics*, 1978, vol. 17, N 23, p. 3763—3773.
82. Kent G. S., Keenliside W. Laser radar observations of seasonal changes in atmospheric density in the mesosphere and lower thermosphere.— *J. Atm. Sci.*, 1974, vol. 31, N 5, p. 1409—1412.
83. Ketseridis G., Hahn J., Jaenicke R., Junge C. The organic constituents of atmospheric particulate matter.— *Atmosph. Environm.*, 1976, vol. 10, p. 274—282.
84. Kuhn P. M., Stearns L. Radiative transfer observations during BOMEX.— Boulder, Colorado, 1971.— 97 p.
85. Laulainen N. S., Alkezweeny A. J., Thorp J. M. Simultaneous aerosol size distribution and turbidity measurements over St. Louis during METROMEX 1975.— *J. Appl. Met.*, 1978, vol. 17, N 5, p. 615—626.
86. Lindblat B. A., Arinder G., Wesel T. Continued rocket observations of micrometeoroids.— *Space Res.*, 1973, vol. 13, p. 1113—1120.
87. Lurzer C. Trimodal mass-size distributions of urban aerosol measured by cascade impactors.— *J. Aerosol Sci.*, 1980, vol. 11, N 3, p. 265—266.
88. Meszaros E., Renoux A. Un constituant fondamental de la pollution de fond: l'aerosol marin.— *Pollut. Atmosph.*, 1979, N 2, p. 177—181.
89. Meszaros A., Vissay K. Concentrations, size distribution and chemical nature of atmospheric aerosol particles in remote oceanic areas.— *J. Aerosol Sci.*, 1974, vol. 5, p. 101—109.
90. Miranda H. A., Dulchines J. Balloon measurements of stratospheric aerosol size distribution following a volcanic dust incursion.— *Tech. Rep. AFCRL-TR-75-0518*, Hansom A. F. B., 1975.— 87 p.
91. Nukiyama S., Tanasawa Y.— *Trans. Soc. Mech. Eng. Japan*, 1939, vol. 5, p. 62—68.
92. Patterson E. M., Gillette D. A. Commonalities in measured size distribution for aerosols having a solid-derived component.— *J. Geophys. Res.*, 1977, vol. 15, p. 2074—2082.
93. Dinnick R. G., Rosen J. M., Hofmann D. J. Stratospheric aerosol measurements. III. Optical model calculations.— *J. Atmosph. Sci.*, 1976, vol. 33, p. 304—314.
94. Prahm L. P., Torp U., Stern R. M. Deposition and transformation rates of sulfur dioxide during atmospheric transport over Atlantic.— *Tellus*, 1976, vol. 28, p. 355—372.
95. Prospero J. A. Atmospheric dust studies on Barbados.— *Bull. Amer. Met. Soc.*, 1968, vol. 49, p. 645—652.
96. Reagan J. A., Spiegel R. J., Herman B. M. Determination of aerosol size distribution parameters by optimization technique.— In: 4th Conf. Laser Atmospheric Studies, Conf. Abstrs., University of Arizona, Inst. Atmosph. Phys., 1972, p. 92—93.
97. Reiter R., Sladkovic R., Carnuth W. Results of 11-years' measurements of aerosol particle spectra at 0.7, 1.8, and 3.0 km altitude.— *Phys.-Chem. Behav. Atmosph. Pollutants. Proc. 2nd Eur. Symp.*, Varese, 1981. Dordrecht, 1982, p. 236—241.
98. Rodhe H. A study of the sulfur budget for the atmosphere over Northern Europe.— *Tellus*, 1972, vol. 24, N 2, p. 128—138.
99. Rosen J. M., Hofmann D. J. Balloon-borne measurements of condensation nuclei.— *J. Appl. Met.*, 1977, vol. 16, p. 56—62.
100. Rosen J. M., Hofman D. J. On the background stratospheric aerosol layer.— *J. Atmosph. Sci.*, 1981, vol. 38, p. 168—181.
101. Rosen J. M., Hofmann D. I., Kaselau K. H. Vertical profiles of condensation nuclei.— *J. Appl. Met.*, 1978, vol. 17, p. 1737—1740.

102. Rosen J. M., Hofmann D. J., Laby J. Stratospheric aerosol measurements. II. The worldwide distribution.—*J. Atmosph. Sci.*, 1975, vol. 32, p. 1457—1462.
103. Rosen J. M., Hofmann D. J., Kondratyev K. Ya. et al. Comparison of results obtained during the USSR—USA cooperative aerosol measurement program in Laramie.—*WMO Bull.*, 1976, vol. 27, p. 181—184.
104. Rosen J. M., Hofmann D. J., Singh S. P. A steady-state stratospheric aerosol model.—*J. Atmosph. Sci.*, 1978, vol. 35, p. 1304—1313.
105. Rosen H., Novakov T., Bodhaine B. A. Soot in the Arctic.—*Atmosph. Environ.* 1981, vol. 15, p. 1371—1374.
106. Russell P. B., Swissler T. J., McCormick M. P. et al. Satellite and correlative measurements of the stratosphere aerosol. I. An optical model for data conversions.—*J. Atmosph. Sci.*, 1981, vol. 38, p. 1279—1294.
107. Sahara Dust. Mobilization, Transport, Deposition/Ed. by C. Moreles (SCOPE 14). Chichester: J. Willey & Sons, 1979.—297 p.
108. Shaw G. E. Atmospheric turbidity in the polar regions.—*J. Appl. Met.*, 1982, vol. 21, N 8, p. 1080—1088.
109. Schulz A., Fritz G., Schuman G. Size distribution of Aitken nuclei over the North Atlantic Ocean.—*Met. Forsch. Erg.*, 1978, Bd 13, s. 10—13.
110. The stratospheric aerosol layer/Ed. by R. C. Whitten. Springer Verlag, Berlin Heidelberg N.Y., 1982.—156 p.
111. Swissler T. J., Hamill P., Osborn M. et al. A comparison of lidar and balloon-borne particle counter measurements of the stratospheric aerosol 1974—1980.—*J. Atmosph. Sci.*, 1982, vol. 39, N 4, p. 909—916.
112. Tanaka M., Nakajima T., Takamura T. Simultaneous determination of complex refractive index and size distribution of airborne and water-suspended particles from light scattering measurements.—*J. Met. Soc. Japan*, 1982, vol. 60, N 6, p. 1259—1272.
113. Tanner R. L., Marlow W. M. Size distribution and chemical composition of ambient airborne sulfate particles by diffusion sampling.—*Atmosph. Environ.*, 1977, vol. 11, p. 1143—1150.
114. Tomasi C., Prodi F. Measurements of atmospheric turbidity and vertical mass loading of particulate matter in marine environments.—*J. Geophys. Res.*, 1982, vol. 87, N C2, p. 1279—1286.
115. Toon O. B., Farlow N. H. Particles above the tropopause: measurements and models of stratospheric aerosols, meteoric debris, nucleous clouds, and noctilucent clouds.—*Ann. Rev. Earth Planet Sci.*, 1981, vol. 9, p. 19—58.
116. Toon O. B., Pollack J. B. A global average model of atmospheric aerosols for radiative transfer calculations.—*J. Appl. Met.*, 1976, vol. 15, p. 225—246.
117. Toon O. B., Turco R. P., Hamill P. et al. A one-dimensional model describing aerosol formation and evolution in the stratosphere. II. Sensitivity studies and comparison with observations.—*J. Atmosph. Sci.*, 1979, vol. 36, p. 718—736.
118. Tuomi T. J. The influence of relative humidity and its stratification on lidar backscattering.—*Beitr. Physik Atmosph. Bd 49, S. 98—113.*
119. Turco R. P., Toon O. B., Hamill P. et al. A one-dimensional model describing aerosol formation and evolution in the stratosphere. I. Physical processes and numerical analogs.—*J. Atmosph. Sci.*, 1979, vol. 36, p. 699—717.
120. Turco R. P., Toon O. B., Hamill P. et al. Effects of meteoric debris on stratospheric aerosols and gases.—*J. Geophys. Res.*, 1981, vol. 86, N C2, p. 1113—1128.
121. Tymen G., Butor J. F., Rensux A. Quelques caracteristiques de l'aerosol situe au-dessus de l'Atlantique.—*Chemosphere*, 1975, vol. 4, p. 357—360.
122. Uthe E. E., Johnson W. B. Lidar observations of the lower tropospheric aerosol structure during BOMEX. SRI Final Report, Contract AT(04-3)-115, ORI Menlo Park, 1971.
123. Walter H. Coagulation and size distribution of condensation aerosols.—*Aerosol Sci.*, 1973, vol. 4, p. 1—15.
124. Wells W. C., Gal G., Munn M. W. Aerosol distributions in maritime air and predicted scattering coefficients in the infrared.—*Appl. Optics*, 1977, vol. 16, N 3, p. 654—659.

125. Willcke K., Whitby K. T. Atmospheric aerosols: size distribution interpretation.— J. Air Poll. Contr. Ass., 1975, vol. 25, p. 529—534.
126. Whitby K. T., Clark W. E., Marple V. A. et al. Characterisation of California aerosols. I. Size distributions of free-way aerosol.— Atmosph. Environ., 1975, vol. 9, p. 463—482.
127. Whitby K. T. Modeling of atmospheric aerosol particle size distributions.— Progress Report, Particle Technology Lab., Mech. Eng. Dep., Univ. of Minnesota, 1975.— 42 p.
128. Whitby K. T. The physical characteristics of sulfate aerosols.— Atmosph. Environ., 1978, vol. 13, p. 135—159.
129. Whitby K. T., Husar R. B., Lin B. Y. H. The aerosol size distribution of Los Angeles smog.— J. Colloid & Interface Sci., 1972, vol. 39, N 1, p. 177—204.
130. Woodcock A. H. In: The Sea/Ed. by M. N. Hill. Vol. 1, N. Y.: Wiley-Interscience, p. 305—312.

### К главе 3

1. Андреев С. Д., Ивлев Л. С. Поглощение инфракрасного излучения различными фракциями атмосферных аэрозолей.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1980, т. 16, № 9, с. 907—916.
2. Андреев С. Д., Ивлев Л. С., Янченко Е. Л. Некоторые вопросы вертикального профиля коэффициента аэрозольного ослабления в атмосфере для диапазона длин волн 0,5—6 мкм.— Изв. вузов СССР. Физика, 1972, № 5.
3. Габелко Л. Б., Любовцева Ю. С. Показатель поглощения аэрозоля в ИК-области спектра.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1984, т. 20, № 8, с. 715—724.
4. Галкина Л. Б., Любовцева Ю. С., Шишкина М. В. и др. Поглощение природным органическим аэрозолем в ИК-области спектра.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1983, т. 19, № 7, с. 683—695.
5. Гринберг М. Межзвездная пыль.— М.: Мир, 1970.— 200 с.
6. Довгалак Ю. А., Ивлев Л. С. Физика водных и других атмосферных аэрозолей.— Л.: Изд. ЛГУ, 1977. 252 с.
7. Золотарев В. М., Морозов В. Н., Смирнова Е. В. Оптические постоянные природных и технических сред.— Л.: Химия. 1984.— 215 с.
8. Зуев В. Е. Распространение видимых и инфракрасных волн в атмосфере.— М.: Сов. радио, 1970.— 496 с.
9. Зуев В. Е., Белов В. Ф., Ивлев Л. С., Креков Г. М., Рахимов Р. Ф. Расчет стратифицированной модели атмосферного аэрозоля для длин волн оптического зондирования  $\lambda = 0,6943; 1,06; 2,36$  и  $10,6$  мкм.— Изв. вузов СССР. Физика, 1974, № 11, с. 30—38.
10. Ивлев Л. С. Химический состав и структура атмосферных аэрозолей.— Л.: Изд. ЛГУ, 1982.— 366 с.
11. Ивлев Л. С., Попова С. И. Оптические константы вещества атмосферного аэрозоля. Изв. вузов СССР. Физика, № 5, 1972, с. 91—97.
12. Ивлев Л. С., Попова С. И. Комплексный показатель преломления диспергированной фазы атмосферного аэрозоля.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1973, 9, № 8.
13. Кендал Д. Прикладная инфракрасная спектроскопия.— М.: Мир, 1970.— 587 с.
14. Кондратьев К. Я., Васильев О. Б., Ивлев Л. С. и др. Влияние аэрозоля на перенос излучения, возможные климатические последствия.— Л.: Изд. ЛГУ, 1973.— 266 с.
15. Кондратьев К. Я., Москаленко Н. И., Поздняков Д. В. Атмосферный аэрозоль.— Л.: Гидрометеиздат, 1983.— 224 с.
16. Кондратьев К. Я., Поздняков Д. В. Аэрозольные модели атмосферы.— М.: Наука, 1981.— 103 с.
17. Кондратьев К. Я., Москаленко Н. И., Терзи В. Ф. Моделирование оптических характеристик атмосферного аэрозоля в промышленных зонах.— ДАН СССР, 1981, т. 259, № 4, с. 814—817.

18. Кондрагьев К. Я., Москаленко Н. И., Терзи В. Ф. Моделирование оптических характеристик атмосферного аэрозоля над континентом.— ДАН СССР, т. 260, № 1, 1981, с. 56—59.
19. Креков Г. М., Рахимов Р. Ф. Оптико-локационная модель континентального аэрозоля.— Новосибирск: Наука, 1982.— 196 с.
20. Любовева Ю. С. О фотохимической и конденсационной изменчивости субмикронной фракции природного аэрозоля.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1978, т. 15, с. 229—233.
21. Мосс Т. С. Оптические свойства полупроводников.— М.: Изд-во иностр. лит., 1961.— 304 с
22. Петренчук О. П. Экспериментальные исследования атмосферного аэрозоля.— Л.: Гидрометеиздат, 1979.— 264 с.
23. Современное состояние исследования озоносферы в СССР.— М.: Наука, 1980.— 314 с.
24. Торопова Т. П. О некоторых оптических свойствах полидисперсных сред разного состава.— В кн.: Пыль в атмосфере и околоземном космическом пространстве.— М.: Наука, 1973, с. 141—151.
25. Abel N., Winkler P., Junge C. Studies of size distributions and growth with humidity of natural aerosol particles.— Final Sci. Rept., Contract AF 61 (052)-965, 1969, AFCRL-69-0205.
26. Aerosols and their Climatic Effects.— Report of WMO (CAS) Radiation Commission of IAMAP Meeting of Experts. WCP-55, Williamsburg, 1983.— 110 p.
27. Bigg E. K., Ono A., Williams J. A. Chemical tests for individual sub-micron aerosol particles.— Atmosph. Environm., 1974, vol. 8, p. 1—13.
28. Bigg E. K., Ono A. Size distribution and nature of stratospheric aerosols.— In: Proc. Intern. Conf. on Structure, Composition and General Circulation of the Upper and Lower Atmosphere.— Toronto, 1974. Amer. Met. Soc., 1974, vol. 1, p. 144—157.
29. Blanchard D. C. Surface active organic material on airborne salt particles.— Proc. Intern. Conf. Cloud Physics, Toronto, Amer. Met. Soc., 1968, p. 25—28.
30. Cadle R. D. et al. Trace constituents emitted to the atmosphere by Hawaiian volcanoes.— Chemosphere, 1973, N 6, p. 231—234.
31. Cadle R. D. Composition of stratospheric "sulfate" layer.— Eos Trans., AGU, 1972, vol. 53, p. 812—820.
32. Cadle R. D., Grams G. W. Stratospheric aerosol particles and their optical properties.— Rev. Geophys. Space Physics, 1975, vol. 13, p. 475—501.
33. Carlson T. N., Caverty R. S. Radiative characteristics of Saharan dust at solar wavelengths.— J. Geophys. Res., 1977, vol. 82, p. 3141—3152.
34. Delany A. C., Parkin D. W., Griffin J. J. et al. Airborne dust collected at Barbados.— Geochim. Cosmochim. Acta, 1967, vol. 31, p. 885—909.
35. Delany A. C., Pollock W. H., Shedlovsky J. P. Tropospheric aerosol: the relative contribution of maritime and continental components.— J. Geophys. Res., 1973, vol. 78, p. 6249—6265.
36. Delany A. C., Zenchelsky S. The organic component of wind-erosion-generated aerosol.— Solid. Sci., 1976, vol. 121, N 3, p. 146—155.
37. Duce R. A. Organic material in the global troposphere.— Rev. Geophys. Space Res., 1983, vol. 21, p. 921—952.
38. Brikson E. The chemical composition of Hawaiian rainfall.— Tellus, 1957, v. 9, p. 509—520.
39. Farlow N. H., Ferry G. V., Lem H. Y., Hayes D. M. Latitudinal variations of stratospheric aerosols.— J. Geophys. Res., 1979, vol. 84, N C2, p. 733—743.
40. Gillette D. A., Blifford I. Composition of tropospheric aerosol as function of altitude.— J. Atmosph. Sci., 1971, vol. 28, N 7, p. 1199—1210.
41. Gras J. L., Laby J. E. Southern hemisphere stratospheric aerosol measurements. I. Simultaneous impactor and in situ single-particle (light scatter) detection.— J. Geophys. Res., 1978, vol. 83, p. 1869—1874.
42. Gras J. L., Laby J. E. Southern hemisphere stratospheric aerosol measurements. I. Time variation and the 1974-5 aerosol events.— J. Geophys. Res., 1979, vol. 84, N C1, p. 303—307.

43. Hänel G. Computation of the extinction of visible radiation by atmospheric aerosol particles as a function of the relative humidity, based upon measured properties.— *Aerosol Sci.*, 1972, vol. 3, p. 377—386.
44. Hänel G. Physikalisch-chemische und optische Eigenschaften von Aerosolteilchen.— *Met. Fortbildung*, 1975, N 3, S. 11—14.
45. Hänel G. The properties of atmospheric aerosol particles as functions of the relative humidity at thermodynamic equilibrium with the surrounding moist air.— *Advances in Geophys.*, 1976, vol. 19, p. 74—183.
46. Hidy G. M., Mueller P. K., Wange H. H. et al. Observation of aerosols over Southern California coastal waters.— *J. Appl. Met.*, 1974, vol. 13, p. 96—107.
47. Hoppel W. A., Dinger J. E., Rushkin R. E. Vertical profiles of CCN at various geographical locations.— *J. Atmosph. Sci.*, 1973, vol. 30, p. 1410—1419.
48. Irvine W. M., Pcellack J. B. Infrared optical properties of water and ice spheres.— *Icarus*, 1968, vol. 8, p. 324—332.
49. Kondratyev K. Ya., Ivlev L. S., Nikolsky G. A. Investigations of the stratospheric aerosol.— *Proc. Third Conf. CIAP*, 1974, p. 143—151.
50. Lazrus A. L., Gandrud B. W. Stratospheric sulfate at high altitudes.— *Geophys. Res. Letters*, 1977, vol. 4, p. 521—522.
51. Levin Z., Lindberg J. D. Size distribution, chemical composition and optical properties of urban and desert aerosols in Israel.— *J. Geophys. Res.*, 1979, vol. 84, p. 6941—6950.
52. Lindberg J. D., Gillespie J. B. Relationship between particle size and imaginary refractive index in atmospheric dust.— *Appl. Optics*, 1977, vol. 16, p. 2628—2630.
53. Lin B. Y. H. (Ed.). *Fine Particles*.— N. Y.: Academic Press, 1976.— 837 p.
54. Meszaros E. Some data on the chemical composition of atmospheric particles in submicroscopic range of sizes.— *Idojaros*, 1966, vol. 10, N 5, p. 257—261.
55. Neumann J. Radiation absorption by droplets of sulfuric acid water solutions and by ammonia sulfate particles.— *J. Atmosph. Sci.*, 1973, vol. 30, p. 95—100.
56. Palmer K. F., Williams D. Optical constants of sulfuric acid: Application to the clouds of Venus.— *Appl. Optics*, 1975, vol. 14, p. 208—219.
57. Petrenchuk O. P. On the budget of sea salt and sulfur in the atmosphere.— *J. Geophys. Res.*, 1980, vol. 85, N C12, p. 7439—7444.
58. Patterson E. M. Optical absorption coefficients of aerosol particles and volcanic ash between 1 and 16 nm.— *Science*, 1975, vol. 189, p. 177—180.
59. Patterson E. M. Optical properties of the crustal aerosol: relation to chemical and physical characteristics.— *J. Geophys. Res.*, 1981, vol. 86, N C4, p. 3236—3246.
60. Patterson E. M., Gillette D. A., Stochton B. H. Complex index of refraction between 300 and 700 nm for Saharan aerosols.— *J. Geophys. Res.*, 1977, vol. 82, N 21, p. 3153—3160.
61. Patterson E. M., Marshall B. T. Diffuse reflectance transmission measurements of aerosol absorption at the First International Workshop on Light absorption by aerosol particles.— *Appl. Optics*, 1982, vol. 21, N 3, p. 387—393.
62. Prospero J. M., Bonatti Z. Continental dust in the atmosphere of the eastern equatorial Pacific.— *J. Geophys. Res.*, 1969, vol. 74, p. 3362—3371.
63. Toon O. B., Khare B. N. The optical constants of several atmospheric aerosol species: ammonium sulfate, aluminum oxide, and sodium chloride.— *J. Geophys. Res.*, 1976, vol. 81, p. 5733—5748.
64. Saito O., Yamada K., Nakaya S. Chemical composition of oceanic aerosol.— *J. Geophys. Res.*, 1972, vol. 77, N 27, p. 5283—5292.
65. Savoije D. L., Prospero J. M. Aerosol concentration statistics for the northern tropical Atlantic.— *J. Geophys. Res.*, 1977, vol. 82, N 37, p. 5954—5964.
66. Shipley S. T., Yosiph J. H., Trauger J. T. et al. The evaluation of a lidar experiment to obtain meteorological and air quality measurements of

- the optical properties.—Final Report NASA Grant NSG-1057. Dept. Meteorol. Univ. Wisconsin, 1965.—60 p.
67. Shryer D. R. (ed.) Heterogeneous atmospheric chemistry. Geophys. Monograph. Ser., vol. 26. Washington, 1982.—273 p.
  68. Toon O. B., Pollack G. B. Physical properties of the stratospheric aerosol.—J. Geophys. Res., 1973, vol. 78, p. 7051—7056.
  69. Toon O. B., Pollack J. B. A global average model of atmospheric aerosols for radiative transfer calculations.—J. Appl. Met., 1976, vol. 15, p. 225—246.
  70. Twitty J. T., Weinmann J. A. Radiative properties of carbonaceous aerosol.—J. Appl. Met., 1971, vol. 10, p. 725—731
  71. Volz F. E. Die Optik und Meteorologie der atmosphärischen Trübung.—Ber. Deutscher Wetterdienst, 1954, Bd 13, S. 1—47.
  72. Volz F. E. Die spektralen Eigenschaften der Dunstsubstanz: UV-Absorption von Niederschlagswasser und der Dunsteinfluss auf die langwellige atmosphärische Strahlung.—Ann. Mat., 1957, Bd 8, S. 34—39.
  73. Volz F. E. Infrared absorption by atmospheric aerosol substances.—J. Geophys. Res., 1972, vol. 77, p. 1017—1031.
  74. Volz F. E. Infrared refractive index of atmospheric aerosol substances.—Appl. Optics, 1972, vol. 11, p. 755—759.
  75. Volz F. E. Infrared optical constants of ammonium sulfate, Sahara dust, volcanic pumice, and flyash.—Appl. Optics, 1973, vol. 12, N 3, p. 564—568.
  76. Volz F. E. Infrared specular reflectance of pressed crystal powders and mixtures.—Appl. Optics, 1983, vol. 22, N 11, p. 1842.
  77. Volz F. E. Infrared optical constants of aerosols at some locations.—Appl. Optics, 1983, vol. 22, N 23, p. 3690—3700.
  78. Winkler P. Chemical analysis of Aitken particles over the Atlantic Ocean.—Geophys. Res. Lett., 1975, vol. 2, p. 45—48.

#### К главе 4

1. Андреев С. Д., Ивлев Л. С., Кабанов М. В., Пхалагов Ю. А. Влияние относительной влажности на аэрозольное ослабление оптической радиации в атмосфере.—Изв. вузов СССР, 1974, № 5, с. 54—57.
2. Андреев С. Д., Зуев В. Е., Ивлев Л. С. и др. О некоторых особенностях спектрального пропускания дымок в видимой и инфракрасной областях спектра.—Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1972, т. 8, № 12.
3. Балин Ю. С., Креков Г. М., Самохвалов И. В., Рахимов Р. Ф. Влияние влажности на локационное рассеяние в атмосфере.—Метеорология и гидрология, 1978, № 8, с. 114—119.
4. Балин Ю. С., Креков Г. М., Самохвалов И. В., Рахимов Р. Ф. К учету влажности при лазерном зондировании атмосферного аэрозоля.—В кн.: Дистанционное зондирование атмосферы. Новосибирск: Наука, 1978, с. 47—59.
5. Георгиевский Ю. С., Розенберг Г. В. Влажность как фактор изменчивости аэрозоля.—Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1973, т. 9, № 2, с. 126—137.
6. Волковицкий О. А., Павлова Л. Н., Петрушин А. Г. Оптические свойства кристаллических облаков.—Л.: Гидрометеиздат, 1984.—195 с.
7. Горчаков Г. И., Исаков А. А. Ореольные индикатрисы дымки.—Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1974, т. 10, с. 504—511.
8. Гринберг М. Межзвездная пыль.—М.: Мир, 1970.—200 с.
9. Дейрменджан Д. Рассеяние электромагнитного излучения сферическими полидисперсными частицами.—М.: Мир, 1971.—165 с.
10. Зуев В. Е., Белов В. Ф., Ивлев Л. С., Креков Г. М., Рахимов Р. Ф. Расчет стратифицированной модели атмосферного аэрозоля для длин волн оптического зондирования  $\lambda = 0,6943; 1,06; 2,36$  и  $10,6$  мкм.—Изв. вузов СССР. Физика, 1974, № 11, с. 30—38.
11. Зуев В. Е., Ивлев Л. С., Креков Г. М., Рахимов Р. Ф. Влияние микрофизических характеристик аэрозоля на прогнозирование его оптических

- свойств: I. Мелкая фракция аэрозольных частиц.— Изв. вузов СССР. Физика, 1974, № 11, с. 128—131; II. Комплексный показатель преломления.— Изв. вузов СССР. Физика, 1975, № 4, с. 149—151.
12. Ивлев Л. С., Попова С. И. Оптические константы вещества атмосферного аэрозоля.— Изв. вузов СССР. Физика, 1972, № 5, с. 91—97.
  13. Креков Г. М., Рахимов Р. Ф. К расчету радиационных характеристик полидисперсных концентрических сфер.— Изв. вузов СССР, Физика, 1973, № 6, с. 30—35.
  14. Креков Г. М., Рахимов Р. Ф. Оптические характеристики некоторых типов мезосферного аэрозоля двуслойной структуры.— В кн.: Физика мезосферы и мезосферных облаков. М.: Наука, 1975, с. 84—91.
  15. Креков Г. М., Рахимов Р. Ф., Савельев Б. А. и др. Влияние центров конденсации на оптические свойства атмосферного водного аэрозоля.— Изв. вузов СССР. Физика, 1976, № 1, с. 128—131.
  16. Креков Г. М., Рахимов Р. Ф. Оптико-локационная модель континентального аэрозоля.— Новосибирск: Наука, 1982.— 198 с.
  17. Лифшиц Г. Ш., Соловьева А. Н., Травина Т. Б. О связи коэффициента рассеяния атмосферной дымки с относительной влажностью.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1974, т. 10, с. 991—993.
  18. Поле рассеянного излучения в земной атмосфере.— Алма-Ата: Наука, 1974.— 111 с.
  19. Полный радиационный эксперимент/Под ред. К. Я. Кондратьева.— Л.: Гидрометеоздат, 1976.— 239 с.
  20. Пришивалко А. П. Влияние относительной влажности воздуха на элементы матрицы рассеяния света системами однородных и неоднородных частиц атмосферного аэрозоля.— Тр. ИЭМ, 1978, вып. 18(71), с. 128—140.
  21. Рассеяние света в атмосфере. А. И. Иванов, Г. Ш. Лифшиц, В. Е. Павлов и др.— Алма-Ата; Наука, 1968.— 115 с.
  22. Розенберг Г. В., Татарский В. И., Дианов-Клоков В. И. Некоторые особенности распространения света в различных слоях атмосферы.— Вестн. АН СССР, 1970, № 2.
  23. Филиппов В. Л., Макаров А. С. Ослабление излучения атмосферным аэрозолем в полосах поглощения увлажненных частиц.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1978, т. 14, № 5, с. 557—562.
  24. Филиппов В. Л., Мирумянц С. О. К вопросу об аэрозольном ослаблении ИК радиации в областях спектра, совпадающих с положением полос поглощения жидкой воды.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1971, т. 7, № 1, с. 88—93.
  25. Aden A. D., Kerker M. Scattering of electromagnetic waves from two concentric spheres.— J. Appl. Phys., 1951, vol. 22, N 10, p. 1242—1245.
  26. Deirmendjian D. Scattering and polarization properties of polydispersed suspension with partial absorption.— Proc. Intern. Conf. on Electromagnetic Scat/Ed. by M. Kerker. N. Y., 1963, p. 168—175.
  27. Fenn R. W., Oser H. Scattering properties of concentric soot-water spheres for visible and infrared light.— Appl. Optics, 1965, vol. 4, N 11, p. 1504—1509.
  28. Gillette D. A., Blifford I. Composition of tropospheric aerosol as function of altitude.— J. Atmosph. Sci., 1971, vol. 28, N 7, p. 1199—1210.
  29. Meszaros A. On the variation of the size distribution of large and giant atmospheric particles as a function of the relative humidity.— Tellus, 1971, vol. 4—5, p. 436—440.
  30. Quiney R. G., Carswell A. I. Laboratory measurements of light scattering by simulated atmospheric aerosols.— Appl. Optics, 1972, vol. 11, N 7, p. 1611—1618.
  31. Roth J., Dignam M. J. Scattering and extinction cross-sections for a spherical particle coated with an oriented molecular layer.— J. Opt. Soc. Amer., 1973, vol. 63, N 3, p. 308—311.
  32. Waggener A. P., Ahlquist N. C., Charlson R. J. Measurement of the aerosol total scatter ratio.— Appl. Optics, 1972, vol. 11, p. 2826—2831.
  33. Whitby K. T. Modeling of atmospheric aerosol particle size distributions.— Progress Report, Particle Technology Lab., Mech. Eng. Dept., Univ. of Minnesota, 1975.— 42 p.

34. Whitby K. T., Clark W. E., Marple V. A. et al. Characterization of California aerosols. I. Size distributions of free-way aerosol.— Atmosph. Environ., 1975, vol. 9, p. 463—482.

## К главе 5

1. Аэрозоль и климат/Под ред. В. И. Биненко, К. Я. Кондратьева, В. Ф. Жвалева и др.— Обзор ВНИИГМИ—МЦД, 1980, вып. 1.— 54 с.
2. Будыко М. И. Изменения климата.— Л.: Гидрометеиздат, 1974.— 280 с.
3. Дейрменджан Д. Рассеяние электромагнитного излучения сферическими полидисперсными частицами.— М.: Мир, 1971.— 165 с.
4. Дябин Ю. П., Танташев М. В., Мирумян С. О., Марусяк В. Д. Сезонные вариации вертикальных профилей атмосферного аэрозоля в нижней тропосфере.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1977, т. 13, № 11, с. 1205—1211.
5. Зуев В. В., Пьяных Н. И., Сальников И. М. Распространение лазерных излучений в атмосфере.— Зарубежная радиоэлектроника, 1978, № 7, с. 3—18.
6. Зуев В. Е. Распространение видимых и инфракрасных волн в атмосфере.— М.: Сов. радио, 1970.— 496 с.
7. Зуев В. Е. Распространение лазерного излучения в атмосфере.— М.: Радио и связь, 1981.— 288 с.
8. Зуев В. Е., Белов В. Ф., Ивлев Л. С., Креков Г. М., Рахимов Р. Ф. Расчет стратифицированной модели атмосферного аэрозоля для длин волн оптического зондирования  $\lambda=0,6943; 1,06; 2,36$  и  $10,6$  мкм.— Изв. вузов СССР. Физика, 1974, № 11, с. 30—38.
9. Зуев В. Е., Кабанов М. В. Перенос оптических сигналов в земной атмосфере (в условиях помех).— М.: Сов. радио, 1977.— 368 с.
10. Зуев В. Е., Комаров В. С. Статистические модели температуры и газовых компонент атмосферы.— Л.: Гидрометеиздат, 1986.— 320 с.
11. Зуев В. Е., Креков Г. М., Белов В. Ф. Вычисленные значения компонент матрицы рассеяния для некоторых моделей мезосферного аэрозоля.— В кн.: Материалы исследования мезосферных облаков.— М.: Изд. АН СССР, 1975, с. 75—111.
12. Ивлев Л. С. Химический состав и структура атмосферных аэрозолей.— Л.: Изд. ЛГУ, 1982.— 366 с.
13. Ивлев Л. С., Креков Г. М., Попова С. И. и др. Оптические свойства некоторых типов городского аэрозоля.— В кн.: Исследование атмосферного аэрозоля методами лазерного зондирования.— Новосибирск: Наука, 1980, с. 211—215.
14. Ивлев Л. С., Попова С. И. Оптические константы вещества атмосферного аэрозоля.— Изв. вузов СССР. Физика, 1972, № 5, с. 91—97.
15. Кондратьев К. Я. Радиационные факторы современных изменений глобального климата.— Л.: Гидрометеиздат, 1980.— 279 с.
16. Кондратьев К. Я., Москаленко Н. И., Поздняков Д. В. Атмосферный аэрозоль.— Л.: Гидрометеиздат, 1983.— 224 с.
17. Кондратьев К. Я., Москаленко Н. И., Терзи В. Ф. Замкнутое моделирование оптических характеристик атмосферного аэрозоля.— ДАН СССР, 1980, т. 253, № 6, с. 1354—1356.
18. Кондратьев К. Я., Прокофьев М. А. Типизация атмосферного аэрозоля для оценок его воздействия на климат.— Изв. АН СССР, Физика атмосферы и океана, 1984, т. 20, № 5, с. 339—348.
19. Креков Г. М., Рахимов Р. Ф. Оптико-локационная модель континентального аэрозоля.— Новосибирск: Наука, 1982.— 196 с.
20. Микиров А. Е., Смеркалов В. А. Исследование рассеянного излучения верхней атмосферы Земли.— Л.: Гидрометеиздат, 1981.— 208 с.
21. Микиров А. Е., Исякаев В. Я. Ракетные исследования высотного и углового излучения атмосферы.— Тр. ИПГ, 1979, вып. 36, с. 66—73.
22. Первый глобальный эксперимент ПИГАП, т. 1.— Аэрозоль и климат.— Л.: Гидрометеиздат, 1981, с. 130—153.

23. Петренчук О. П. Экспериментальные исследования атмосферного аэрозоля.— Л.: Гидрометеоздат, 1979.— 264 с.
24. Поле излучения сферической атмосферы/К. Я. Кондратьев, Г. И. Марчук, А. А. Бузников и др.— Л.: Изд. ЛГУ, 1977.— 214 с.
25. Полный радиационный эксперимент/Под ред. К. Я. Кондратьева.— Л.: Гидрометеоздат, 1976.— 239 с.
26. Рахимов Р. Ф., Креков Г. М. Спектральное поведение коэффициента аэрозольного ослабления по данным модельных оценок.— В кн.: Исследование атмосферного аэрозоля методами лазерного зондирования.— Новосибирск: Наука, 1980, с. 216—235.
27. Розенберг Г. В., Сандомирский А. В. Оптическая стратификация атмосферного аэрозоля.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1971, т. 7, № 7, с. 737—749.
28. Фарапонова Г. П. О связи прозрачности свободной атмосферы с некоторыми метеорологическими характеристиками.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1965, т. 1, № 6, с. 605—614.
29. Филиппов В. Л. Атмосферные аэрозольные образования; морфология и сезонные градации.— Изв. вузов СССР. Физика, 1976, № 5, с. 34—42.
30. Aerosols and their climatic effects/Ed. by A. Deepak and H. E. Gerber.— Rep. WMO (CAS) Radiation Commission of IAMAP Meeting, WCP-55, Williamsburg, 1983.— 107 p.
31. Delany A. C., Pollack W. H., Sheddlovsky J. P. Tropospheric aerosol: the relative contribution of marine and continental compounds.— J. Geophys. Res., 1973, vol. 78, N 27, p. 6219—6245.
32. Dietze G. On the aerosol factor in the twilight method.— Pure Appl. Geophys., 1969, vol. 77, N 6, p. 15—18.
33. Divary N. B. The results of investigation of dust in the upper atmosphere by the twilight method.— Space Res., 1971, vol. 11, N 1, p. 351—355.
34. Eiden R., Eschelbach D. Das atmosphärische Aerosol und seine Bedeutung für den Energiehaushalt der Atmosphäre.— Z. Geophys., 1973, Bd 39, S. 189—228.
35. Elterman L. UV, visible and IR attenuation to 50 km.— Report AFCRL-68-0153, AFCRL, Bedford, 1968.— 58 p.
36. Farlow N. H., Ferry G. V., Lem H. Y. et al. Latitudinal variations of stratospheric aerosols.— J. Geophys. Res., 1979, vol. 84, N 2, p. 733—743.
37. Gras J. L., Laby J. E. Southern hemisphere stratospheric aerosol measurements. 3. Size distribution 1974-79.— J. Geophys. Res., 1981, vol. 86, N 10, p. 9767—9775.
38. Hall F. F., Davis D. L., Hardesty R. M. et al. NOAA's infrared pulsed Doppler lidar; applications to atmospheric physics problems.— 12th Intern. Laser Radar Conf., Conf. Abstr., Paris, 1983, p. 161—164.
39. Hanel G. The properties of atmospheric aerosol particles as functions of the relative humidity at thermodynamic equilibrium with the surrounding moist air.— Advances in Geophys., 1976, vol. 19, p. 74—183.
40. Hänel G., Bullrich K. Physico-chemical property models of tropospheric aerosol particles.— Beitr. Phys. Atmosph., 1978, Bd 51, S. 129—138.
41. Kneizys F. X., Shettle E. P., Gallery W. O. et al. Atmospheric transmittance/radiance: computer code LOWTRAN-5.— AFCRL-TR-80-0067, ERP N 697, 1980 — 245 p.
42. McClatche R. A., Fenn R. W., Selby J. E. A. et al. Optical properties of the atmosphere (revised).— Report AFCRL-71-0279, AFCRL, Bedford, 1971.— 98 p.
43. Meszaros A. On the variation of the size distribution of large and giant atmospheric particles as a function of relative humidity.— Tellus, 1971, vol. 4, 5, p. 436—440.
44. Patterson E. M. Optical properties of the crystal aerosol: relation to chemical and physical characteristics.— J. Geophys. Res., 1981, vol. 86, N 4, p. 3236—3246.
45. Perkins P. An automated atmospheric sampling system operating on 747 airliners.— NASA Tech. Memo., TMX-71790, 1975.— 120 p.

46. Post M. J., Hall F. F., Richter R. A. et al. Aerosol backscattering profiles at  $\lambda=10.6 \mu\text{m}$ .— *Appl. Optics*, 1982, vol. 21, N 13, p. 2442—2446.
47. Rosen J. M., Hoffmann D. J. On the background stratospheric aerosol layer.— *J. Atmosph. Sci.*, 1981, vol. 38, N 1, p. 168—181.
48. Rosen J. M., Hoffmann D. J., Laby J. Stratospheric aerosol measurements. II. The worldwide distribution.— *J. Atmosph. Sci.*, 1975, vol. 32, p. 1457—1462.
49. Russel P. B., McCormick M. P., Swisler T. J. et al. Satellite and correlative measurements of the stratospheric aerosol. II. Comparison of measurements made by SA MII, distsondes, and airborne lidar.— *J. Atmosph. Sci.*, 1981, vol. 38, p. 1296—1302.
50. Russel P. B., McCormick M. P., Swisler T. J. Validation of aerosol measurements by the satellite sensors SAM III and SAGE.— *Draft Preprint, COSPAR XXIV, Section A.1.4.6, Ottawa, 1982.—9 p.*
51. Russel P. B., Vieu W., Hake R. D. Lidar measurements of the variability of stratospheric particulates.— *Report on Contr. NAS 2-7261, SRI, Menlo Park, 1973.—39 p.*
52. Schwiesow R. L., Cupp R. E., Derr V. E. et al. Aerosol backscatter coefficients profiles measured at  $10.6 \mu\text{m}$ .— *J. Appl. Met.*, 1981, vol. 20, N 2, p. 184—194.
53. Shettle E. P., Fenn R. W. Models of the atmospheric aerosols and their optical properties.— *AGARD Conf. Proc., AGARD-CP-183, US N.T.J.S., AD-A028-615.—183 p.*
54. Shettle E. P., Fenn R. W. Models for the aerosols of the lower atmosphere and the effects of humidity variations on their optical properties. *AFGL-TR-79-0214, 1979.—94 p.*
55. Spinhirne J. Monitoring of tropospheric aerosol optical properties by lidar.— *In: Atmospheric aerosols: their optical properties and effects. NASA CP-2004, Williamsburg, 1976.*
56. Swisler T. J., Hamill P., Osborn M. et al. A comparison of lidar and balloon-borne particle counter measurements of the stratospheric aerosol 1974-80.— *J. Atmosph. Sci.*, 1982, vol. 39, N 4, p. 909—916.
57. Toon O. B., Turco R. P. A one-dimensional model describing aerosol formation and evolution in the stratosphere. II. Sensitivity studies and comparison with observations.— *J. Atmosph. Sci.*, 1979, vol. 36, p. 718—736.
58. Valley S. L. (ed.). *Handbook of geophysics and space environments. Ch. 2. AFCRL, Bedford, 1965.—22 p.*
59. You G. K., Kent G. S., Farrukh U. O. et al. Modeling atmospheric aerosol backscatter at  $\text{CO}_2$  laser wavelength. III. Effects of changes in wavelength and ambient conditions.— *Appl. Optics*, 1983, vol. 22, N 11, p. 1671—1678.
60. Volz F. E. Infrared optical constants of aerosols at some locations.— *Appl. Optics*, 1983, vol. 22, N 23, p. 3690—3700.
61. Zuev V. E. *Laser beam in the atmosphere.— N. Y.: Plenum Publ. Co., 1981.—475 p.*

## К главе 6

1. Алексеев В. А., Андреев Т. Л., Собельман И. И. Метод квантового кинетического уравнения для атомов и молекул и его приложения к вычислению оптических характеристик газов.— *ЖЭТФ*, 1972, т. 62, вып. 2, с. 614—626.
2. Алиев М. Р., Александян В. Т. Вычисление колебательно-вращательной энергии молекул. I. Метод контактных преобразований и его применение в двухатомной молекуле.— *Оптика и спектроскопия*, 1968, т. 24, вып. 4, с. 520—529.
3. Антипов А. Б., Капитанов В. А., Пономарев Ю. Н., Сапожникова В. А. *Оптико-акустический метод в лазерной спектроскопии молекулярных газов.— Новосибирск: Наука, 1984.—128 с.*

4. Антипов А. Б., Сапожникова В. А.—Опико-акустический метод в лазерной спектроскопии высокого разрешения.—ЖПС, 1978, т. 28, № 4, с. 636—641.
5. Агеев Б. Г., Пономарев Ю. Н., Чистякова Л. К. Исследование поглощения импульсного излучения  $\text{CO}_2$ -лазера воздухом и углекислым газом.—Изв. вузов СССР. Физика, 1982, № 10, с. 49—51.
6. Агеев Б. Г., Гордов Е. П., Пономарев Ю. Н., Творогов С. Д., Чистякова Л. К. Влияние лазерного излучения на поглощение в далеких крыльях спектральных линий.—ДАН СССР, 1983, т. 268, № 5, с. 1105—1107.
7. Батище С. А., Мостовников В. А., Рубинов А. Н. Спектроскопия слабопоглощающих объектов с высоким разрешением на основе метода конкурирующих пучков.—Квантовая электроника, 1976, т. 3, № 11, с. 2516—2519.
8. Баранов Ю. И., Буланин М. О., Тонков М. В. Исследование крыльев линий колебательно-вращательной полосы  $\text{CO}_2$ .—Оптика и спектроскопия, 1981, т. 50.—с. 613.
9. Брюханов В. Н., Галин В. Я., Зуев В. Е., Макушин Ю. С., Тюттерев Вл. Г. Аналитические вычисления с помощью ЭВМ в молекулярной спектроскопии.—ДАН СССР, 1980, т. 254, № 4, с. 842—846.
10. Быков А. Д., Макушин Ю. С., Черкасов М. Р. Учет эффектов внутримолекулярных взаимодействий в ударной теории уширения изолированной спектральной линии давлением.—Оптика и спектроскопия, 1975, т. 39, вып. 5, с. 880—885.
11. Бурштейн А. И., Стрекалов М. Л., Темкин С. И. Спектральный обмен при уширении столкновениями вращательной структуры.—ЖЭТФ, 1974, т. 66, вып. 3, с. 894—906.
12. Белл Р. Дж. Введение в фурье-спектроскопии/Под ред. Г. Н. Жижина.—М.: Мир, 1975.—380 с.
13. Буланин М. О., Булычев В. П., Гранский П. В., Коузов А. П., Тонков М. В. Исследование функции пропускания  $\text{CO}_2$  в области полос 4, 3 и 15 мкм.—В кн.: Проблемы физики атмосферы.—Л.: Изд. ЛГУ, 1976, с. 14—24.
14. Вайнштейн Л. А., Собельман И. И., Юков Е. А. Возбуждение атомов и уширение спектральных линий.—М.: Наука, 1979.—320 с.
15. Величко Т. И., Тюттерев Вл. Г. Исследование устойчивости прямой спектроскопической задачи для двухатомных молекул.—Изв. вузов СССР. Физика, 1982, т. 10, с. 58—62.
16. Величко Т. И., Тюттерев В. Г. Расчет спектральных параметров двухатомных молекул при задании потенциала в форме Огильве—Типпинга.—Деп. ВИНТИ, № 432—82, 52 с; Представление спектральных параметров двухатомных молекул через потенциальные параметры Симонса—Парра—Финлана и Таккара.—Деп. ВИНТИ, № 1989, 1982. 49 с.
17. Войцеховская О. К., Зуев В. Е., Ипполитов И. И. и др. Расчет интенсивности спектральных линий водяного пара с учетом колебательно-вращательного взаимодействия.—ЖПС, 1972, т. 17, № 1, с. 164—167.
18. Войцеховская О. К., Макушкин Ю. С., Сулакшина О. Н., Черепанов В. Н. Вероятности мультиплетных переходов в колебательно-вращательных спектрах.—В кн.: Спектроскопия атмосферных газов. Новосибирск: Наука, 1982, с. 90—119.
19. Войцеховская О. К., Макушкин Ю. С., Трифонова Н. Н., Черепанов В. Н. Программа расчета центров и интенсивностей КВ-линий молекул типа асимметричного волчка. ГОСФАН, № П004348, 1980.—43 с.
20. Войцеховская О. К., Сулакшина О. Н., Трифонова Н. Н. Программа расчета параметров колебательно-вращательных линий трехатомных молекул. ГОСФАН, № П005038, 1981.—24 с.
21. Галин В. Я., Макушкин Ю. С., Тюттерев Вл. Г. Колебательно-вращательные энергии и волновые функции двухатомных молекул, ч. I, II.—Томск: Изд. ИОА СО АН СССР, 1975.
22. Годлевский А. П., Лопасов В. П., Лукьяненко С. Ф. Получение количественной информации о параметрах линий поглощения в методе вну-

- трирезонаторной спектроскопии.— Квантовая электроника, 1977, т. 4, № 8, с. 1771—1778.
23. Герцберг Г. Колебательные и вращательные спектры многоатомных молекул/Пер. с англ. Я. С. Бобовича, Б. И. Степанова.— М.: Изд-во иностр. лит., 1949.— 644 с.
  24. Докучаев А. Е., Тонков В. В., Фомин В. В., Фирсов К. М. Исследование пропускания в микроокнах прозрачности полосы 4,3 мкм  $\text{CO}_2$ .— В кн.: V Всесоюзный симпозиум по распространению лазерного излучения в атмосфере. Томск, 1979, ч. III, с. 157—162.
  25. Жаров В. П., Летохов В. С. Лазерная оптико-акустическая спектроскопия.— М.: Наука, 1984.— 320 с.
  26. Зуев В. Е., Комаров В. С. Статистические модели температуры и газовых компонент земной атмосферы.— Л.: Гидрометеиздат, 1986.
  27. Зуев В. Е. Распространение видимых и инфракрасных волн в атмосфере.— М.: Сов. радио, 1970.— 496 с.
  28. Зуев В. Е. Распространение лазерного излучения в атмосфере.— М.: Радио и связь, 1981.— 288 с.
  29. Зуев В. Е. Исследования по спектроскопии атмосферы.— ЖПС, 1982, т. 37, № 6, с. 923—941.
  30. Зайдель А. Н., Островская Г. В., Островский Ю. И. Техника и практика спектроскопии.— М.: Наука, 1972.— 197 с.
  31. Зуев В. Е., Лопасов В. П., Макогон М. М. Исследование тонкой структуры спектра поглощения атмосферных газов методом скоростной лазерной спектроскопии.— ДАН СССР, 1971, т. 199, № 5, с. 1041—1043.
  32. Иванцова Н. В., Творогов С. Д. Контур спектральных линий при произвольных смещенных частотах.— Изв. вузов СССР. Физика, 1982, № 10.— 124 с.
  33. Инфракрасная спектроскопия высокого разрешения/Пер. с англ.— М.: Мир, 1972.— 468 с.
  34. Иванов Н. А., Пономарев Ю. Н., Тихомиров Б. А., Чепурной В. А. Перестраиваемый по частоте узкополосный лазер на стекле с неодимом с пассивным модулятором добротности на кристалле  $\text{LiF}$ .— Квантовая электроника, 1983, т. 10, № 8, с. 1717—1719.
  35. Лукьяненко С. Ф., Макогон М. М., Синица Л. Н. Внутриврезонаторная лазерная спектроскопия. Основы метода и применения.— Новосибирск: Наука, 1985.— 130 с.
  36. Макушкин Ю. С., Тютюрев Вл. Г. Методы возмущений и эффективные гамльтоннаны в молекулярной спектроскопии.— Новосибирск: Наука, 1984.— 280 с.
  37. Несмелова Л. И., Творогов С. Д., Фомин В. В. Спектроскопия крыльев линий.— Новосибирск: Наука, 1977.— 142 с.
  38. Нечаев С. Ю., Пономарев Ю. Н.— ВКР-спектрометр высокого разрешения.— Квантовая электроника, 1975, т. 2, № 7, с. 1400—1402.
  39. Петрова А. И., Черкасов М. Р. Ударное уширение линий инверсионного спектра аммиака. Уширение собственным газом.— Оптика и спектроскопия, 1980, т. 48, № 5, с. 870—875.
  40. Петрова А. И. Форма спектральных линий  $\text{NH}_3$  в ударном приближении и аналитические выражения релаксационных параметров.— Изв. вузов СССР. Физика, 1984, № 6, с. 3—8.
  41. Петрова А. И., Черкасов М. Р. К теории ударного уширения линий вращательного спектра аммиака.— Оптика и спектроскопия, 1982, т. 53, вып. 3, с. 429—434.
  42. Раутиан С. Г., Собельман И. И. Влияние столкновений на доплеровское уширение спектральных линий.— УФН, 1966, т. 90, с. 209—236.
  43. Раутиан С. Г., Смирнов Г. И., Шалагин А. М. Нелинейные резонансы в спектрах атомов и молекул.— Новосибирск: Наука, 1979. 320 с.
  44. Стариков В. И., Тютюрев Вл. Г. Влияние инверсного движения на центробежное искажение и К-удвоенное вращательных уровней молекулы типа аммиака.— Оптика и спектроскопия, 1981, т. 51, № 2, с. 268—277.
  45. Стариков В. И., Маханчев Б. Н., Тютюрев Вл. Г. Эффект нежесткости во вращательной структуре спектров молекул водяного пара и ам-

- миака. Вычисление зависимости вращательных и центробежных постоянных от колебания с большой амплитудой.— В кн.: Спектроскопия атмосферных газов.— Новосибирск: Наука, 1982, с. 34—54.
46. С и н и ц а Л. Н. Внутррезонаторный лазерный спектрометр на стекле с неодимом с дисперсионным резонатором.— Квантовая электроника, 1977, т. 4, № 1, с. 148—150.
  47. Г ю т е р е в В. л. Г. Эффективные гамильтонианы.— В кн.: Внутримолекулярные взаимодействия и ИК спектры атмосферных газов.— Томск: ИОА СО АН СССР, 1975, с. 3—47.
  48. Т в о р о г о в С. Д. Об асимптотических вариантах в теории контура спектральных линий.— В кн.: Спектральные проявления межмолекулярного взаимодействия в газах.— Новосибирск: Наука, 1982.— 176 с.
  49. Т и х о м и р о в Б. А., П о н о м а р е в Ю. Н., Д о л г и х В. А. Исследование параметров линий поглощения атмосферного водяного пара 694,15; 694,237; 694,38 нм.— ЖПС, 1982, т. 36, № 4, с. 653—656.
  50. A l i e v M. R., W a t s o n J. K. G. Calculated sextic centrifugal distortion constants of polyatomic molecules.— J. Mol. Spectrosc., 1976, vol. 61, p. 29—52.
  51. A m a t G., N i e l s e n H. H., T o r r a g o G. Rotation-vibration of polyatomic molecules.— New York: M. Dekker, Inc., 1971.— 488 p.
  52. A r m s t r o n g R. L. Effect of collisions narrowing on atmospheric transmittance.— Appl. Opt., 1975, vol. 14, N 1, p. 56—60.
  53. B o u a n i c h J. P. Higher-order contributions to the Dunham coefficients.— J. Quant. Spectr. Radiative Transfer, 1978, vol. 19, p. 381.
  54. B u n k e r P. R. The nuclear mass dependence of the Dunham coefficients.— J. Mol. Spectrosc., 1977, vol. 68, p. 367.
  55. B e n - R e u v e n A. Transition from resonant to nonresonant line shape in microwave absorption.— Phys. Rev. Letts., 1965, vol. 14, N 10, p. 349—351.
  56. B u r c h D. W., G r y v n a k D. A., P a t l y R. R. et al. Absorption of infrared radiant energy by CO<sub>2</sub> and H<sub>2</sub>O. IV Shapes collision broadened CO<sub>2</sub> lines.— JOSA, 1969, vol. 59, p. 267.
  57. B r u c e C. W., S o i k a B. S., H u r d E. C., W a t k i n s W., W h i t e K., D e r s k o Z. Application of pulsed-source spectrophone to absorption by methane at DF laser wavelengths.— Appl. Optics, 1976, vol. 15, N 12, p. 2970—2972.
  58. C i h l a Z., C h e d i n A. Mechanization of operations within an algebraic structure definition of a T-system, theory and examples.— J. Mol. Spectrosc., 1973, vol. 47, N 3, p. 531—541.
  59. C h e d i n A. Calculs algebruiques ordinateurs. Application a la determination precise de la fonction energie potentielle de la molecule de gaz carbonique: these de doctorat d'etat es sciences physiques.— L'Universite de Paris vi, 1971.
  60. С а м у - P e y r e t C., F l a u d J.-M., S t a r i k o v V. I., T y u t e r e v V. G. A new approach to the calculation of the anomalous centrifugal distortion in non-rigid molecules: the (OV<sub>2</sub>O) states of H<sub>2</sub>O.— In: International Symposium on Symmetries and Properties of Non-Rigid Molecules. Abstracts, Paris, 1982.
  61. С а м у - P e y r e t C., F l a u d J. M. Line positions and intensities in the  $\nu_2$  band of H<sub>2</sub><sup>16</sup>O.— Mol. Phys., 1976, vol. 32, N 2, p. 523—537.
  62. C e l l a r R. A., Z a l e w s k i E. F., P e t e r s o n N. S. Enhancement of absorption spectra by dye laser quenching.— J. Opt. Soc. Amer., 1972, vol. 62, p. 319—326.
  63. C h a c k e r i a n C., W e i s b a c h M. F. Amplified laser absorption: detection of nitric oxide.— J. Opt. Soc. Amer., 1973, vol. 63, N 3, p. 342—345.
  64. C o n n e s P., M i c h e l G. Astronomical Fourier spectrometer.— Appl. Optics, 1975, vol. 14, N 9, p. 2067—2084.
  65. C h e d i n A., H u s s o n N., S c o t t N. et al. La banque de donnees "GEISA". Description et logiciel d'utilisation.— Laboratoire de meteorologie dynamique du C. N. R. S. Note interne L. M. D. N 108, 1980.
  66. D i c k e R. H. The effect of collisions upon the Doppler width of spectral lines.— Phys. Rev., 1953, vol. 89, N 2, p. 472—473.
  67. D o w l i n g J. Double beaming in Fourier spectroscopy.— In: Aspen. Int. Conf. on Fourier Spectroscopy. AFCRL-71-0019, Spec. Rep. N 114, 1971.

68. Eng R. S., Galawa A. R., Harman T. C. et al. Collision narrowing of infrared water-vapor transitions.— *Appl. Phys. Lett.*, 1972, vol. 21, p. 303—305.
69. Eng R. S., Mantz A. W. Tunable diode laser measurements of water vapor line parameters in the 10 to 15  $\mu\text{m}$  spectral region.— *J. Molec. Spectrosc.*, 1979, vol. 74, p. 331—344, 388—399.
70. Flaud J. M., Camy-Peyret C. The interacting states (020), (100) and (001) of  $\text{H}_2^{16}\text{O}$ .— *J. Mol. Spectr.*, 1974, vol. 51, p. 142—150.
71. Fiutak J. Overlapping and splitting of spectral lines.— *Acta Phys. Polon.*, 1965, vol. 27, pt. 5, p. 773—761.
72. Faou U. Pressure broadening as a prototype of relaxation.— *Phys. Rev.*, 1963, vol. 131, N 1, p. 259—268.
73. Galin V. Ya., Golovko V. F., Makushkin Yu. S., Tyuterev V. G. Proceedings of the XVIIth Europe Congress on Molecular Spectroscopy, Sofia, Bulgaria, 1983.
74. Gordov E. P., Tvorogov S. D. Semiclassical representative method in statistical physics of interacting molecules. *Physica*, 1983, vol. 119A, p. 339—355.
75. Hougen J. T., Bunker P. R., Johns J. W. G. The vibration-rotation problem in triatomic molecules for a large-amplitude bending vibration.— *J. Mol. Spectrosc.*, 1970, vol. 34, p. 136—172.
76. Hoy A. R., Bunker P. R. The effective rotation-bending Hamiltonian of a triatomic molecule and its application to extreme centrifugal distortion in the water molecule.— *J. Mol. Spectr.*, 1974, vol. 52, N 3, p. 439—456.
77. Harter W. G., Patterson C. W., Galbraith H. W. The centrifugal and Coriolis effects on level cluster patterns for  $T(v_3)$  rovibrational bands in spherical top molecules.— *J. Chem. Phys.*, 1978, vol. 69, N 11, p. 4896—4907.
78. High-resolution laser spectroscopy/Ed. Chimoda—Topics in Appl. Phys., vol. 13, Springer-Verlag, 1976. 268 p.
79. Long R. K. Atmospheric absorption of laser radiation.— Columbus, Ohio: Ohio State Univ. Engineering Publication Bull., 1966, N 199. 24 p.
80. Murray J. R., Javan A. Effect of collisions on Raman line profile of hydrogen and deuterium gas.— *J. Molec. Spectrosc.*, 1972, vol. 42, p. 1—26.
81. Menzies R. T., Shumate M. S. Optoacoustic measurements of water vapor absorption at selected CO-laser wavelengths in the 5  $\mu$  region.— *Appl. Opt.*, 1976, vol. 15, N 9, p. 2025—2027.
82. McClatchey R. A., Benedict W. S., Clough S. A., et al. AFCRL Atmospheric Absorption Line Parameters Compilation. AFCRL-TR-73-0096, Environmental research papers, N 434. Bedford, 1973.— 80 p.
83. Ogilvie J. F. Dunham energy parameters of isotopic carbon monoxide, hydrogen halide and hydroxyl radical molecules.— *J. Mol. Spectr.*, 1978, vol. 69, p. 169.
84. Primas H. Fine verallgemeinerte Störungstheorie für quantenmechanische Mehrteilchenprobleme.— *Helv. Phys. Acta*, 1961, Bd 34, N 4, p. 331—351.
85. Papousek D., Stone J. M. R., Spirko V. Vibration-inversion-rotation spectra of ammonia. A vibration-inversion-rotation Hamiltonian for  $\text{NH}_3$ .— *J. Mol. Spectrosc.*, 1973, vol. 48, p. 17—37.
86. Perevalov V. I., Tyuterev V. G. Reduction of the centrifugal distortion Hamiltonian of asymmetric top molecules in the case of accidental resonances.— *J. Mol. Spectrosc.*, 1982, v. 96, p. 56—76.
87. Ross A. H. M., Eng R. S., Kildal H. Infrared spectra of CO-isotopes.— *Opt. Commun.*, 1974, vol. 12, p. 433.
88. Rothman L. S., Goldman A., Gillis J. R. et al. AFGL trace gas compilation: 1982 version.— *Appl. Opt.*, 1983, vol. 22, N 11, p. 1616—1627.
89. Rothman L. S. AFGL atmospheric absorption line parameters compilation (main data base), 1980.
90. Brown L. R., Toth R. A., Flaud J.-M., Camy-Peyret C.— *Appl. Opt.*, 1983, vol. 22, N 15, p. 2247.
91. AFGL trace gas compilation: 1980 version/L. S. Rothman, A. Goldman, J. R. Gillis et al. *Appl. Opt.*, 1981, vol. 20, N 8, p. 1323.
92. Starikov V. L., Tyuterev V. G. New functional form of the dependence

- of rotation and centrifugal distortion parameters of the water molecule on bending vibration.— *J. Mol. Spectrosc.*, 1982, vol. 95, p. 288—296.
93. Shumate M. S., Menzies R. T., Margolis J. S., Rosengren L. G. Water vapor absorption of carbon dioxide laser radiation.— *Appl. Opt.*, 1976, vol. 15, N 10, p. 2480—2488.
  94. Sakai H., Vanasse G. A., Forman M. L. Spectral recovery in fourier spectroscopy.— *J. Opt. Soc. Amer.*, 1968, vol. 58, N 1, p. 84—90.
  95. Tuyterev V. G., Perevalov V. I. Generalized contact transformations of a Hamiltonian with a quasi-degenerate zero-order approximation. Application to accidental vibration—rotation resonances in molecules.— *Chem. Phys. Lett.*, 1980, vol. 74, N 3, p. 494—502.
  96. Tuyterev V. G., Velichko T. I. High-order anharmonicity parameters in various representations of the diatomic potential function and exact relations between spectroscopic constants. Application to the CO molecules.— *Chem. Phys. Lett.*, 1984.
  97. Tsa o C. J., Curnutte B. Line-width of pressure-broadened spectral lines.— *J. Quant. Spectr. Rad. Transf.*, 1962, vol. 2, N 1, p. 41—91.
  98. Urban S., Spirko V., Papousek D. et al. Coriolis and *l*-type interaction in the  $\nu_2$ ,  $2\nu_2$  and  $\nu_4$  states of  $^{14}\text{NH}_3$ .— *J. Mol. Spectr.*, 1980, vol. 79, N 2, p. 455—495.
  99. Voitsekhovskaya O. K., Makushkin Yu. S., Popkov A. I. et al. Software system for calculation and manipulation of spectral line parameters, CES, 1984, vol. 2, N 3, p. 101—106.
  100. Watson J. K. G. Simplification of the molecular vibration—rotation hamiltonian.— *Mol. Phys.*, 1968, vol. 15, N 5, p. 479—490.
  101. Watson J. K. G. The vibration-rotation Hamiltonian of linear molecules.— *Mol. Phys.*, 1970, vol. 19, N 4, p. 465—487.
  102. Wollley H. W. Realistic diatomic potential functions.— *J. Chem. Phys.*, 1962, vol. 37, p. 1307.
  103. Watson J. K. G. The isotope dependence of diatomic Dunham coefficients.— *J. Mol. Spectr.*, 1980, vol. 80, p. 411.
  104. Ward I., Cooper I., Smith E. M. Correlation effects in the theory of combined Doppler and pressure broadening. I. Classical theory.— *J. Quant. Spectr. Rad. Transf.*, 1974, vol. 14, N 7, p. 555.
  105. West G. A., Barret J. J., Siebert D. R., Reddy K. V. Photoacoustic spectroscopy.— *Rev. Sci. Instrum.*, 1983, vol. 54, N 7, p. 797—817.

## К главе 7

1. Антипов А. Б., Капитанов В. А., Пономарев Ю. Н., Сапожникова В. А. Оптико-акустический метод в лазерной спектроскопии молекулярных газов.— Новосибирск: Наука, 1984.— 128 с.
2. Антипов Б. А., Пырсыкова П. Д., Сапожникова В. А. Исследование влияния температуры и давления на контур линий поглощения метана с центром  $\nu_0 = 2947,9 \text{ см}^{-1}$ .— *Оптика и спектрометрия*, 1976, 40, № 5, с. 795—798.
3. Агеев Б. Г., Пономарев Ю. Н., Чистякова Л. К. Исследование поглощения импульсного излучения  $\text{CO}_2$ -лазера воздухом и углекислым газом.— *Изв. ВУЗов, сер. Физика*, 1982, № 11, с. 49—51.
4. Агеев Б. Г., Гордов Е. П., Пономарев Ю. Н., Творогов С. Д., Чистякова Л. К. Влияние лазерного излучения на поглощение в далеких крыльях спектральных линий.— *ДАН СССР*, 1983, т. 268, № 5, с. 1105—1107.
5. Баранов Ю. И., Буланин М. О., Тонков М. В. Исследование крыльев линий колебательно-вращательной полосы  $3\nu_3\text{CO}_2$ .— *Оптика и спектроскопия*, 1981, т. 50.— 613 с.
6. Буланин М. О., Бульчев В. П., Ладвищенко Ю. М. Определение параметров колебательно-вращательных линий молекул методами лазерной спектроскопии.— В сб.: *Колебательно-вращательные спектры молекул*. М.: Изд. АН СССР, 1982, с. 46—90.
7. Зуев В. Е., Комаров В. С. Статистические модели температуры и газовых компонент земной атмосферы.— Л.: Гидрометеониздат, 1986.

8. Мицель А. А., Пономарев Ю. Н., Фирсов К. М. Резонансное поглощение атмосферными газами узкополосного лазерного излучения.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1980, т. 20, № 3, с. 327—329.
9. Макушкин Ю. С., Мицель А. А., Фирсов К. М. Статистический метод расчета молекулярного поглощения.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1983, т. 19, № 8, с. 824—830.
10. Справочник по лазерам, т. 1/Под ред. А. М. Прохорова.— М.: Советское радио, 1978.— 504 с.
11. Справочник. Статистические характеристики полей температуры и влажности в атмосфере северного полушария. ч. IV. Локальные модели атмосферы/Под ред. В. С. Комарова.— М.: Гидрометеониздат, 1981.— 86 с.
12. The Infrared Handbook/Ed. W. L. Wolf, G. J. Zissis. Atmospheric absorption. Washington, 1978, p. 5—132.
13. Kneizys F. X., Shettle E. P., Gallery W. O. et al. Atmospheric Transmittance/Radiance: Computer Code LOWTRAN-5. Air Force Geophysics Laboratory, AFCRL-RT-80-0067, Environmental Research Papers, N 697, 1980.
14. McClatchey R. A., Fenn R. W., Selby J. E. A. et al. Optical Properties of the Atmosphere (revised). Report-AFCRL-71-0279, AFCRL, Bedford, 1971.— 88 p.
15. McMillin L. M., Fleming H. E., Hill M. L. Atmospheric transmittance of an absorbing gas. 3. A computationally fast and accurate transmittance model for absorbing gases with variable mixing ratios.— Appl. Opt., 1979, vol. 18, N 10, p. 1600—1606.
16. AFCL Atmospheric absorption line parameters compilation (main data base). Compiled by L. S. Rothman. AFCL. 1980.
17. AFCL Atmospheric absorption line parameters compilation. 1982 edition/L. S. Rothman, R. R. Gamache, A. Barbe et al. Appl. Opt., 1983, vol. 22, N 15, p. 2247.
18. Scott N. A., Chedin A. A fast line-by-line method for atmospheric absorption computations: The automatized atmospheric absorption atlas.— J. Appl. Met., 1981, vol. 20, N 7, p. 802—812.
19. Zuev V. E. Propagation of visible and infrared waves in the atmosphere.— National Technical Information Service, 1970—420 p.
20. Zuev V. E. Laser beams in the atmosphere.— New York: Plenum Publ. Corp., 1982.— 504 p.

## ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

- Айткена частицы (ядра) 27, 29, 48, 74  
Ангстрема формула 42  
Аэрозоль аридный 26, 28, 62, 80, 90, 139  
— вулканический 78, 81  
— континентальный 44, 58, 74, 81, 89, 142  
— морской (океанический) 26, 28, 44, 60, 80, 97  
— органический 28, 79, 81, 83  
— полярный 32, 139  
— стратосферный 33, 36, 44, 65, 68, 81, 90, 96, 139  
— тропосферный 33, 36, 63, 78, 80, 139, 143  
— фоновый 26, 28
- Бугера закон 11, 209
- Вероятность выживания кванта 17, 115  
Влажность 72, 88, 93, 96, 124  
— относительная 73, 76, 102, 131, 144
- Данхема формула 176
- Индикатриса рассеяния 11, 19, 56, 105, 120, 128, 145, 172  
Интенсивность излучения 10  
— линии поглощения 172, 180, 202, 216
- Контур спектральной линии 187, 213  
— — — дисперсионный 187—189  
— — — доплеровский 187  
— — — Фойгта 192, 213
- Концентрация молекул 18  
— частиц 25, 29, 41, 62  
— — — массовая 25, 27, 46, 55, 62, 68, 82  
— — — счетная 25, 38, 46, 55  
— ядер конденсации 33
- Коэффициент рассеяния 14  
— — — аэрозольный 109, 121, 136  
— — — молекулярный 18  
— — — направленный 17, 108  
— — — обратного 20, 109, 132, 144  
— — — ослабления 109, 121, 144, 168  
— — — поглощения аэрозольный 120, 136 144  
— — — молекулярный 171, 189, 200, 209, 216, 222  
— — — массовый 209
- Крамерса—Кронига метод 90, 93, 97
- Лазерная спектроскопия 193  
— — — спектрофотометрический метод 194  
— — — оптико-акустический метод 197  
— — — внутрирезонаторный метод 195
- Лазерное зондирование аэрозоля 139, 170
- Лоренца—Лоренца уравнение 17
- Матрица рассеяния 11, 12, 19, 56, 120
- Ми коэффициент 13, 15  
— теория 13, 117  
— частицы 35
- Модели функций распределений частиц 42, 56, 65, 103, 135  
— химического состава 80, 81, 102, 105, 144  
— оптических постоянных 83, 89, 93, 123, 128, 143
- Оптическая толщина 12, 25, 218, 221, 226—231  
— — — пограничного слоя 59  
— модель 36, 80, 93, 135  
— — — аэрозоля 36, 134, 138, 142  
— — — фоновая 37, 69, 144  
— — — среднециклическая 38, 69, 145  
— — — газовой атмосферы 208, 212, 225
- Параметр Борна—Опенгеймера 173  
— заполнения 109

Параметры спектральных линий 201, 212, 216  
— — — банк данных 203, 212  
Поглощение лазерного излучения 214, 222  
— — — — наклонные трассы 216  
— — — — нелинейное 223  
— — — — резонансное 218, 223  
Пограничный слой атмосферы 24, 26, 58, 77, 114, 138  
Показатель преломления частиц 78, 90, 96  
Полосы поглощения газов 201, 203  
Полуширина линии 182, 193, 216  
Поляризации степень 11, 17, 19, 23, 56, 130, 170  
— эллипс 10  
Поляризуемость 17, 21  
Профиль концентрации частиц 30, 37, 40, 56, 135, 142  
  
Рассеяние аэрозольное 8  
— комбинационное 9, 21  
— молекулярное (рэлеевское) 18  
Рауля закон 74  
  
Сдвиг линии 182, 217  
Серебристые облака 38, 139  
Сечение рассеяния 12, 18, 23  
— поглощения 223  
Слой инверсионный 32, 63, 142  
— турбулентного перемешивания 24, 28, 62, 140  
Спектр поглощения газов 172, 175, 200  
— размеров частиц 41, 49, 58, 62, 72  
Спектральное ослабление аэрозольное 111, 114, 125, 145  
— поглощение аэрозольное 145, 189  
— — молекулярное 209  
— поведение коэффициентов рассеяния 115, 127, 145  
— пропускание атмосферы 208  
Спектроскопические постоянные молекул 176, 201  
Средняя атмосфера 24, 37, 72, 115, 138, 143, 170

Стокса вектор-параметр 10  
— линии 22

Тензор инерции 172  
— рассеяния 22  
Теория возмущения 174  
— Кубелки—Мунка 88  
— Ми 13  
— самосохранения спектра 42

Фактор асимметрии 16  
— обратного рассеяния 16  
— радиационного давления 16  
— эффективности рассеяния 15  
— — ослабления 15, 50  
Фитцджеральда формула 75  
Фракция частиц аккумулятивная 28, 53, 58, 60, 64, 74, 83, 93, 105  
— — грубодисперсная 37, 53, 58, 71, 93, 105, 169  
— — субмикронная (мелкая) 73, 75, 90, 103  
— — транзитивная 53, 58, 65, 71  
— — фоновая 47  
— поглощения 209  
— пропускания 208, 218, 225  
— — методы расчета 211  
— распределения частиц по объемам 53, 55, 77  
— — — — размерам 42  
— — — — — гамма 43, 139  
— — — — — логнормальная 45, 58, 62, 66, 105, 142  
— — — — — степенная 42  
— — — — — экспоненциальная 43  
— — — — — эмпирическая 50, 66  
— — — по сечениям 111  
Фурье-спектроскопия газов 199

Химический состав частиц 78, 112, 135

Чандрасекара формула 19

Шредингера уравнение 172

Ядра конденсации 33, 39, 105, 116, 120

— — нерастворимые 116, 126  
— — растворимые 126

# ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие . . . . .	5
<b>Глава 1. Общая характеристика проблемы распространения оптического излучения в атмосфере . . . . .</b>	<b>7</b>
1.1. Основные явления и эффекты взаимодействия оптического излучения с атмосферой . . . . .	—
1.1.1. Молекулярное поглощение . . . . .	—
1.1.2. Аэрозольное рассеяние . . . . .	—
1.1.3. Молекулярное (рэлеевское) рассеяние . . . . .	—
1.1.4. Комбинационное рассеяние . . . . .	9
1.2. Математическое описание взаимодействия оптического излучения с атмосферой . . . . .	—
1.3. Методика расчета аэрозольных оптических параметров . . . . .	12
1.4. Рэлеевское рассеяние . . . . .	18
1.5. Комбинационное рассеяние света . . . . .	21
<b>Глава 2. Микрофизическая модель атмосферного аэрозоля . . . . .</b>	<b>24</b>
2.1. Концентрация аэрозольных частиц . . . . .	—
2.1.1. Пограничный слой атмосферы . . . . .	25
2.1.2. Слой турбулентного перемешивания . . . . .	28
2.1.3. Тропосфера и стратосфера . . . . .	33
2.1.4. Средняя атмосфера . . . . .	38
2.2. Спектры размеров частиц . . . . .	41
2.2.1. Аналитические модели функции распределения . . . . .	42
2.2.2. Эмпирическая параметризация функций распределений аэрозольных частиц . . . . .	47
2.3. Глобальные модели распределения частиц по размерам . . . . .	56
2.3.1. Пограничный слой атмосферы . . . . .	58
2.3.2. Слой турбулентного перемешивания . . . . .	62
2.3.3. Верхняя тропосфера и стратосфера . . . . .	65
2.4. Влияние влажности на микроструктуру аэрозоля . . . . .	73
<b>Глава 3. Оптические постоянные аэрозольных частиц . . . . .</b>	<b>77</b>
3.1. Химический состав атмосферных аэрозолей . . . . .	78
3.2. Обоснование модели оптических постоянных . . . . .	83
3.3. Трансформация оптических постоянных аэрозоля в поле переменной влажности воздуха . . . . .	96
<b>Глава 4. Влияние выбора микрофизической модели аэрозоля на точность прогноза оптических параметров . . . . .</b>	<b>102</b>
4.1. Влияние фракционного и химического состава аэрозоля . . . . .	—
4.1.1. Мелкая фракция . . . . .	103
4.1.2. Грубодисперсная фракция . . . . .	105
4.1.3. Оптическая эффективность различных фракций . . . . .	107
4.1.4. Химический состав частиц . . . . .	112
4.2. Оптические параметры двухслойных частиц и влияние ядер конденсации . . . . .	116
	255

4.3. Трансформация оптических свойств аэрозоля в поле переменной влажности воздуха . . . . .	124
4.4. Влияние влажности на характеристики локационного рассеяния атмосферного аэрозоля . . . . .	131
<b>Глава 5. Высотная оптическая модель атмосферного аэрозоля . . . . .</b>	<b>133</b>
5.1. Развитие методологии построения высотных оптических моделей атмосферного аэрозоля . . . . .	134
5.2. Вертикальная стратификация оптических характеристик аэрозоля в диапазоне волн 0,248—10,6 мкм . . . . .	141
5.3. Адекватность моделируемых оптических параметров свойствам реальной атмосферы . . . . .	167
<b>Глава 6. Общая характеристика поглощения энергии оптических волн газовой атмосферой . . . . .</b>	<b>171</b>
6.1. Вычисление параметров линий и коэффициентов поглощения молекул атмосферных газов . . . . .	172
6.1.1. Колебательно-вращательное уравнение Шредингера . . . . .	—
6.1.2. Методы решения уравнения Шредингера . . . . .	173
6.1.3. Некоторые результаты теории КВ-спектров молекул . . . . .	175
6.1.4. Интенсивность спектральной линии . . . . .	180
6.1.5. Полуширина и сдвиг линий поглощения в КВ-спектрах . . . . .	182
6.1.6. Форма контура спектральной линии . . . . .	187
6.2. Экспериментальные методы определения коэффициентов поглощения атмосферных газов . . . . .	193
6.2.1. Лазерная спектроскопия . . . . .	—
6.2.2. Фурье-спектроскопия . . . . .	199
6.2.3. Сравнение различных методов измерения коэффициентов поглощения . . . . .	200
6.3. Таблицы параметров спектральных линий атмосферных газов . . . . .	201
<b>Глава 7. Оптические модели газовой атмосферы . . . . .</b>	<b>208</b>
7.1. Основные определения. Коэффициент поглощения, спектральное пропускание. Функция пропускания . . . . .	—
7.2. Методы расчета функций пропускания . . . . .	211
7.2.1. Приближенные методы расчета функций пропускания . . . . .	—
7.2.2. Метод прямого расчета . . . . .	212
7.3. Расчет атмосферного пропускания для узкополосных лазерных источников . . . . .	214
7.3.1. Особенности поглощения лазерного излучения в атмосфере . . . . .	—
7.3.2. Поглощение лазерного излучения по наклонным трассам . . . . .	216
7.3.3. Атмосферное пропускание резонансного узкополосного лазерного излучения с гауссовским спектром . . . . .	218
7.4. Влияние вариаций метеопараметров на прозрачность атмосферы . . . . .	220
7.5. Поглощение интенсивного лазерного излучения в атмосфере . . . . .	222
7.6. Примеры оптических моделей газовой атмосферы . . . . .	225
Список литературы . . . . .	233
Предметный указатель . . . . .	253