

Министерство высшего и среднего специального образования РСФСР

ЛЕНИНГРАДСКИЙ ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

А. Д. КУЗНЕЦОВ, В. В. РОЗАНОВ, Ю. М. ТИМОФЕЕВ

ДИСТАНЦИОННОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ
АТМОСФЕРЫ
ТРОПИЧЕСКОЙ ЗОНЫ

*Утверждено ученым советом института
в качестве учебного пособия*

ЛЕНИНГРАД
1988

УДК 551.521.3

Кузнецов А. Д., Розанов В. В., Тимофеев Ю. М. Дистанционное зондирование атмосферы тропической зоны. Учебное пособие. — Л., изд. ЛГМИ, 1988, с. 90.

В учебном пособии рассмотрены физические основы методов дистанционного зондирования атмосферы тропической зоны и дан анализ специфических особенностей получения метеорологической информации при использовании различных схем спутниковых дистанционных измерений.

Данное учебное пособие рекомендуется студентам и аспирантам гидрометеорологических специальностей высших учебных заведений; инженерам, разрабатывающим или использующим аппаратуру дистанционного аэрологического зондирования.

Табл. 4. Илл. 22. Библ. 6.

Рецензенты: отдел радио-метеорологических исследований Главной геофизической обсерватории им. А. И. Воейкова; М. В. Тонков, д-р физ.-мат. наук, ведущий научный сотрудник НИИФ ЛГУ им. А. А. Жданова.

Ленинградский
Гидрометеорологический ин-т
БИБЛИОТЕКА
Л-д 195196 Малоохтинский пр., 98

© Ленинградский гидрометеорологический институт (ЛГМИ), 1988.

ВВЕДЕНИЕ

Изучение процессов, протекающих в атмосфере, а также их успешное прогнозирование невозможно без надежной информации о метеорологических величинах, определяющих состояние атмосферы и подстилающей поверхности. Хорошо известны требования к первичной метеорологической информации, которые выдвигает ее главный потребитель — служба погоды. В частности, при составлении метеорологических прогнозов с заблаговременностью более двух суток должна использоваться первичная метеорологическая информация со всего земного шара. Однако вследствие целого ряда причин в настоящее время сложилась такая ситуация, когда сеть наблюдательных станций, где регулярно проводятся различные метеорологические наблюдения, крайне неравномерно распределена по территории земного шара. В значительной мере такая неравномерность объясняется особенностью распределения материков. В итоге метеорологических станций в северном полушарии оказывается в 4—5 раз больше, чем в южном, а основные белые пятна на метеорологической карте — это полярные области и тропическая зона. В то же время именно эти районы земного шара во многом определяют сложную систему движений, именуемую общей циркуляцией атмосферы (ОЦА) и в конечном итоге ответственны за формирование крупномасштабных особенностей погоды.

Из двух указанных зон, метеорологическая освещенность которых все еще недостаточна, в формировании погоды особенно велика роль тропической области земного шара, поскольку атмосфера тропической зоны и процессы, происходящие в ней, имеют целый ряд особенностей по сравнению с умеренными и высокими широтами. Причем многие из этих особенностей и в настоящее время все еще недостаточно изучены и прежде всего из-за отсутствия необходимой информации о состоянии атмосферы и подстилающей поверхности этого региона. Здесь к данным наблюдений предъявляются особые требования, которые можно проиллюстрировать на следующем примере. Для анализа процессов синоптического масштаба в умеренных и высоких широтах достаточно иметь информацию в узлах регулярной сетки с шагом 200—300 км

по горизонтали, а для выяснения меридиональной структуры внутритропической зоны конвергенции (ВЗК) соответствующее пространственное разрешение должно составлять уже 50—100 км. Таким образом малочисленность наблюдательных станций и большие расстояния между ними в настоящее время создают серьезную проблему в регулярном освещении метеорологическими данными большого пространства, занимаемого тропической зоной земного шара, и ведет к неточности анализа и ошибкам в прогнозе погоды.

Увеличение числа наблюдательных станций в рассматриваемом регионе безусловно приведет к улучшению качества метеорологической информации. Однако такой путь организации оптимальной плотности сети не позволяет получить необходимой равномерности в распределении метеоданных и экономически невыгоден. В настоящее время для решения этой задачи представляется более перспективным дополнение обычных наблюдений, получаемых с расположенной в тропической зоне сети аэрологических и метеорологических станций, данными аэростатного и спутникового зондирования. Оперативное использование данных, получаемых с помощью автоматических дрейфующих аэростатов (или, что то же самое, аэростатов сверхдавления, аэростатов с закрытой оболочкой, баллонов) и МСЗ по имеющимся оценкам позволяет достичь в тропической зоне необходимого пространственно-временного разрешения для основных метеорологических величин и требуемой точности их измерения. Однако здесь возникает другая проблема, связанная со специфическими особенностями процесса обработки результатов такого рода наблюдений, а также их последующим анализом — использованием. Данные аэростатного и спутникового зондирования отличаются от аналогичной информации, получаемой традиционными методами наблюдений. Следствием этого является необходимость корректного учета специалистом-метеорологом такого рода различий в своей оперативной работе при совместном использовании данных наблюдений, полученных традиционными или нетрадиционными методами. Для этого необходима учебная литература, которая ознакомила бы будущего специалиста с соответствующей спецификой нетрадиционных методов метеорологических наблюдений. В полном объеме рассмотрение всех этих вопросов выходит за рамки одной книги. Основные особенности сбора, обработки и анализа метеорологических данных, получаемых с помощью автоматических аэростатов, рассмотрены в работе Борисенкова Е. П., Альтер-Залика Ю. Ж. и Кузнецова А. Д. «Зондирование атмосферы метеорологическими аэростатами», вышедшей в Гидрометеоиздате в 1982 г. Математические аспекты обработки данных спутниковых спектрометрических измерений рассмотрены авторами данной работы в учебном пособии «Математическое обеспечение автоматизированной обработки данных аэрологических наблюдений, выполненных с помощью зарубежных измерительных систем». В рамках дан-

ной работы основное внимание уделено физическим основам дистанционного зондирования атмосферы тропической зоны с МСЗ а также анализу специфических особенностей получения метеорологической информации с помощью МСЗ при использовании различных схем дистанционных измерений.

Глава 1. ОСНОВЫ ТЕОРИИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ

Основу дистанционных методов зондирования составляют спектрометрические измерения электромагнитного излучения. Однако для активных и пассивных методов происхождение (природа) этого излучения различно.

Как всякое тело, имеющее температуру выше абсолютного нуля, планета Земля постоянно генерирует и излучает в мировое пространство энергию. Эта энергия представляет собой электромагнитную радиацию в весьма широком диапазоне длин волн, которая из-за своей природы и получила название собственного теплового излучения. При пассивном дистанционном зондировании регистрируется собственное тепловое излучение системы подстилающая поверхность — атмосфера или лучистая энергия от других естественных источников, например Солнца.

Спектрометрические измерения электромагнитного излучения от активных источников после его взаимодействия с природными объектами составляют основу активных методов дистанционного зондирования.

Однако как для пассивного, так и для активного дистанционного зондирования собственно спектрометрические измерения являются лишь источником информации о состоянии зондируемых объектов, для получения которой необходимо произвести соответствующую обработку данных спектрометрических наблюдений. Такая обработка при пассивном дистанционном зондировании базируется на точном количественном описании либо зависимости поля собственного теплового излучения Земли от параметров физического состояния атмосферы, океана или материковых покровов и их радиационных характеристик, либо трансформации излучения от других естественных источников лучистой энергии после его взаимодействия с нашей планетой. Аналогичная информация, и прежде всего данные, описывающие взаимодействие электромагнитного излучения с веществом, необходима и для интерпретации данных активного дистанционного зондирования атмосферы и подстилающей поверхности. Вследствие этих причин для рассмотрения схем и методов дистанционного зондирования первостепенное значение приобретает четкое понимание основ теории взаимодействия излучения с веществом, изложению которых и посвящена данная глава.

1.1. Основные термины и определения

Регистрируемая при проведении дистанционного зондирования радиация представляет собой электромагнитное излучение, которое распространяется в виде волн, причем все электромагнитные волны распространяются с одной и той же скоростью — скоростью света. В вакууме она составляет $2,99793 \cdot 10^8$ м·с⁻¹ и почти столько же в воздухе.

Одними из важнейших количественных характеристик электромагнитных волн являются три связанные между собой величины: длина волны λ (м), частота f (Гц или с⁻¹) и волновое число ν (м⁻¹). Причем последняя характеристика, т. е. ν , часто как и f носит название частоты и именно этот термин для параметра ν будет в основном использоваться ниже. Подобная кажущаяся неопределенность в терминологии не вносит путаницы, поскольку параметры f и ν четко различаются своей размерностью:

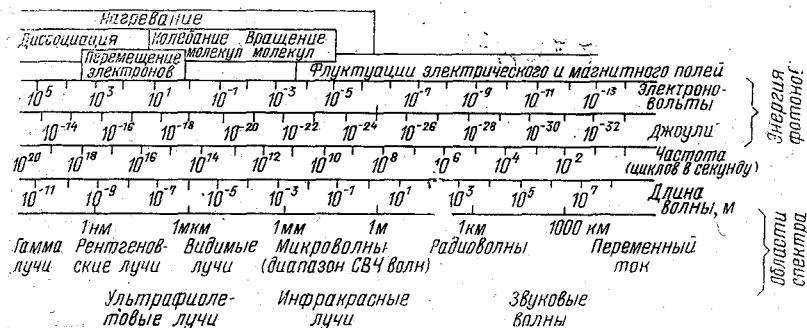


Рис. 1.1. Спектр электромагнитных волн.

Соотношения между приведенными параметрами имеют следующий вид:

$$\lambda = \frac{c}{f} = \frac{1}{\nu}; \quad f = \frac{c}{\lambda} = c \cdot \nu; \quad \nu = \frac{1}{\lambda} = \frac{f}{c}, \quad (1.1.1)$$

где c — скорость света.

Вся совокупность электромагнитных волн: видимый свет, гамма и рентгеновские лучи, ультрафиолетовая (УФ) и инфракрасная (ИК) радиация, микро- и радиоволны формируют электромагнитный спектр. Главным образом ради удобства рассмотрения электромагнитный спектр разбивают на ряд участков, носящих свои специфические названия. Схема такого разделения электромагнитного спектра представлена на рис. 1.1. При его рассмотрении важно помнить, что спектр непрерывен и поэтому его подразделение на ряд участков носит условный характер. Кроме того, границы между разными участками электромаг-

нитного спектра не точны, ряд соседствующих участков сильно перекрываются; нет к тому же точной общепринятой терминологии и разные авторы указывают пограничные значения по-разному.

В ИК, видимом и УФ-диапазонах длина волны обычно выражается в микрометрах (мкм), нанометрах (нм) и ангстремах (Å). Связь между этими единицами следующая:

$$1 \text{ мкм} = 10^{-6} \text{ м}; \quad 1 \text{ нм} = 10^{-9} \text{ м}; \quad 1 \text{ Å} = 10^{-10} \text{ м}.$$

В микроволновом и радиодиапазонах длина волны обычно задается в мм, см и м. Широкое употребление в этих диапазонах получило понятие частоты f . Здесь для частоты, наряду с герцем (Гц), применяются более крупные единицы — мегагерцы (МГц) и гигагерцы (ГГц)

$$1 \text{ МГц} = 10^6 \text{ Гц}, \quad 1 \text{ ГГц} = 10^9 \text{ Гц},$$

причем, как это следует из (1.1.1), $\lambda \text{ (см)} = 30/f \text{ (ГГц)}$.

Для волнового числа ν единицей измерения чаще всего является см^{-1} . Эта характеристика наиболее употребительна в ИК-диапазоне спектра.

Связь между различными единицами измерения легко установить с помощью соотношений (1.1.1). В частности, длина волны 10 мкм соответствует волновому числу 1000 см^{-1} , а длина волны в 1 см соответствует частота 30 ГГц.

Приведенные выше размерности либо входят в систему СИ, либо допускаются ею к использованию как производные от основных единиц. По этой причине они широко используются в учебной и научной литературе.*

Для анализа радиационных полей требуется рассмотрение количества лучистой энергии, заключенного в элементарном телесном угле $d\omega$. Телесный угол ω определяется как отношение площади поверхности A , вырезаемой на сфере радиусом r конусом с вершиной в центре этой сферы, к квадрату ее радиуса, т. е.

$$\omega = A/r^2.$$

Измеряется телесный угол в стерadians (ср). Для сферы, площадь поверхности которой составляет $4\pi r^2$, телесный угол равен 4π ср (полный телесный угол). Телесный угол 1 ср соответствует круговому конусу с углом раскрытия $65,6^\circ$.

Для вывода выражения элементарного телесного угла в полярных координатах обратимся к рис. 1.2. Здесь даны обозначения, поясняющие, что площадь закрашенной области, вырезаемой на поверхности сферы элементарным конусом, составляет

$$dA = (r \cdot d\theta) \cdot (r \cdot \sin \theta \cdot d\eta) = r^2 \cdot \sin \theta \cdot d\theta \cdot d\eta.$$

* Связь между введенными единицами элементарна и определяется соотношениями (1.1.1), однако для других спектроскопических величин (и это будет показано ниже) переход от одних размерностей к другим уже не столь тривиален.

Тогда по определению получаем

$$d\omega = dA/r^2 = \sin\theta \cdot d\theta \cdot d\eta, \quad (1.1.2)$$

где θ и η — соответственно зенитный и азимутальный углы, определяющие положение оси элементарного конуса. На рис. 1.2 стрелкой также показан узкий пучок излучения, распространяющийся через расположенную в начале координат в плоскости XU элементарную площадку dA . Это излучение распространяется под углом θ к ее нормали в направлениях, ограниченных элементарным телесным углом $d\omega$.

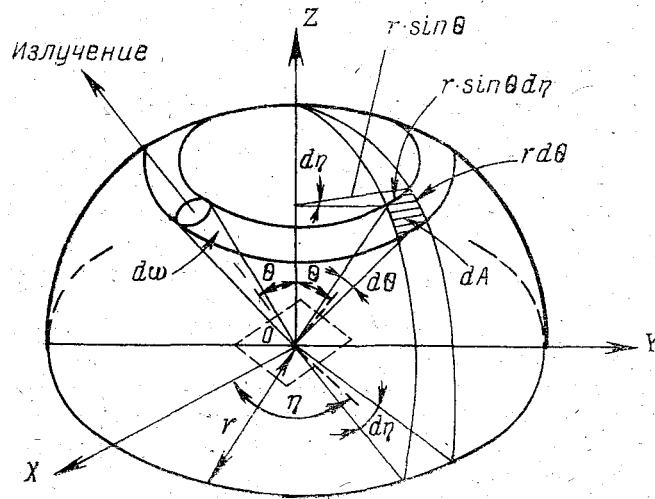


Рис. 1.2. Геометрическое представление элементарного телесного угла в полярных координатах.

Кроме телесного угла, для количественного описания поля электромагнитного излучения необходимо ввести и определить ряд радиометрических величин.

Фундаментальная величина — это энергия излучения E . Энергия излучения, испускаемая большинством источников, а также энергия электромагнитного излучения, распространяющегося в некоторой среде, зависит от частоты f , рассматриваемого направления и т. п. Поэтому кроме данной фундаментальной величины необходимы и другие. Это прежде всего ряд монохроматических радиометрических величин, т. е. таких, которые описывают количество электромагнитной энергии в бесконечно малом спектральном интервале $d\lambda$ или df , центрированном на заданной длине волны λ или частоте f^* . Их рассмотрение начнем

* В дальнейшем термин «монохроматический» часто будет опускаться, а вместо него у соответствующих характеристик индексом будет указываться длина волны λ , частота f или волновое число ν .

с таких понятий как спектральная яркость B_ν и спектральная интенсивность J_ν . Хотя обе эти величины, как будет показано ниже, имеют одинаковую размерность, между ними существует отличие. Спектральная яркость B_ν определяется количеством энергии, излучаемой с поверхности источника электромагнитного излучения в заданном направлении, тогда как спектральная интенсивность J_ν — количеством лучистой энергии, проходящим под определенным углом через некоторую площадку, расположенную на пути распространения электромагнитного излучения.

Рассмотрим элементарное количество лучистой энергии dE , которое либо проходит через элементарную поверхность dA (рис. 1.2), либо излучается этой поверхностью в направлениях, ограниченных элементарным углом $d\omega$, ориентированным под углом θ к нормали dA , за интервал времени dt в интервале волновых чисел от ν до $\nu + d\nu$. Соответственно для двух указанных случаев эта энергия выражается в терминах спектральной интенсивности J_ν или спектральной яркости B_ν , как

$$dE = J_\nu \cdot \cos \theta \cdot d\omega \cdot dA \cdot d\nu \cdot dt \quad (1.1.3)$$

и

$$dE = B_\nu \cdot \cos \theta \cdot d\omega \cdot dA \cdot d\nu \cdot dt. \quad (1.1.4)$$

Из приведенных соотношений можно определить монохроматическую интенсивность и монохроматическую спектральную яркость в общем виде:

$$J_\nu = \frac{dE}{\cos \theta \cdot d\omega \cdot dA \cdot d\nu \cdot dt}, \quad (1.1.5)$$

$$B_\nu = \frac{dE}{\cos \theta \cdot d\omega \cdot dA \cdot d\nu \cdot dt}. \quad (1.1.6)$$

Появление в формулах (1.1.5) и (1.1.6) функции $\cos \theta$ объясняется тем, что поток лучистой энергии dE в общем случае распространяется не по нормали \vec{n} к площадке dA , а в направлении, составляющем угол θ с вектором \vec{n} . По этой причине количество энергии, проходящей внутри телесного угла $d\omega$, ось которого параллельна потоку, будет определяться не площадью dA , а ее проекцией на плоскость, перпендикулярную направлению распространения, т. е. площадью $\cos \theta \cdot dA$. Очевидно, что введенные понятия спектральной интенсивности и спектральной яркости подразумевают направленность потока излучения, т. е. при использовании полярных координат (см. рис. 1.2).

$$J_\nu = J_\nu(\theta, \eta) \text{ и } B_\nu = B_\nu(\theta, \eta).$$

Из сопоставления соотношений (1.1.5) и (1.1.6) следует, что обе введенные величины, как это уже отмечалось выше, выра-

жаются в одних и тех же единицах. А именно, это количество энергии, приходящейся на единицу площади в единицу времени в единичном интервале волновых чисел в единичном телесном угле. В системе СИ $\dim J_v = \dim B_v = \text{Вт} \cdot \text{ср}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$ *. В том случае, когда размерности dA и $1/d\nu$ не совпадают, соответствующие единицы явно указываются (например, если $\dim(dA) = \text{м}^2$, а $\dim(d\nu) = \text{см}^{-1}$, то $\dim J_v = \dim B_v = \text{Вт} \cdot \text{ср}^{-1} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{см}$). Производными от основной единицы являются $\text{Вт} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{ср}^{-1} \cdot \text{см}$ и $\text{мВт} \cdot \text{мкм}^{-1} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{ср}^{-1}$.

Определения (1.1.5) и (1.1.6) даны относительно волнового числа ν . Поскольку для описания электромагнитного излучения широко используются также длина волны λ и частота f , то необходимо рассмотреть связь между значениями спектральной интенсивности и спектральной яркости для всех этих характеристик. Понятно, что элементарное количество лучистой энергии dE не должно зависеть от того, какая из трех характеристик: ν , λ или f , применяется при его расчете. Следовательно, по аналогии с (1.1.3) и (1.1.4) можно записать соотношения для dE , где в правой части вместо $d\nu$ введены значения $d\lambda$ или df и соответствующим образом изменены индексы у величин J и B (для исключения очевидного повторения запись для функции спектральной яркости ниже опускается):

$$dE = J_\lambda \cdot \cos \theta \cdot d\omega \cdot dA \cdot d\lambda \cdot dt,$$

$$dE = J_f \cdot \cos \theta \cdot d\omega \cdot dA \cdot df \cdot dt.$$

Учитывая равенство dE в левой части двух последних выражений и в соотношении (1.1.3), приравняем друг другу правые их части, после чего сократим общие члены. В результате получаем:

$$J_\nu \cdot d\nu = J_\lambda \cdot d\lambda = J_f \cdot df.$$

Из этого равенства, учитывая естественное требование совпадения знаков функций J_ν , J_λ и J_f , следует:

$$J_\nu = J_\lambda \left| \frac{d\lambda}{d\nu} \right| = J_f \left| \frac{df}{d\nu} \right|; \quad J_\lambda = J_\nu \left| \frac{d\nu}{d\lambda} \right| = J_f \left| \frac{df}{d\lambda} \right|;$$

$$J_f = J_\nu \left| \frac{d\nu}{df} \right| = J_\lambda \left| \frac{d\lambda}{df} \right|. \quad (1.1.7)$$

Учитывая соотношения (1.1.1), вычислим входящие в выражения (1.1.7) производные:

$$\frac{d\lambda}{d\nu} = \frac{d\left(\frac{1}{\nu}\right)}{d\nu} = -\frac{1}{\nu^2} = -\frac{1}{\lambda^2}; \quad \frac{df}{d\nu} = \frac{d(c\nu)}{d\nu} = c;$$

$$\frac{df}{d\lambda} = \frac{d(c/\lambda)}{d\lambda} = -\frac{c}{\lambda^2} = -\frac{f^2}{c}. \quad (1.1.8)$$

* Dim — от англ. dimension (размерность).

Тогда, подставляя модули полученных производных в соотношения (1.1.7), окончательно получаем:

$$J_\nu = \lambda^2 \cdot J_\lambda = c \cdot J_f; \quad J_\lambda = \nu^2 \cdot J_\nu = \frac{f^2}{c} \cdot J_f;$$

$$J_f = \frac{1}{c} \cdot J_\nu = \frac{\lambda^2}{c} \cdot J_\lambda. \quad (1.1.9)$$

Аналогичные соотношения справедливы и для функции спектральной яркости:

$$B_\nu = \lambda^2 \cdot B_\lambda = c \cdot B_f; \quad B_\lambda = \nu^2 \cdot B_\nu = \frac{f^2}{c} \cdot B_f;$$

$$B_f = \frac{1}{c} \cdot B_\nu = \frac{\lambda^2}{c} \cdot B_\lambda. \quad (1.1.10)$$

Важным приложением формул (1.1.9) и (1.1.10) является возможность на их основе вывода размерности и соотношений между всеми количественными характеристиками поля электромагнитного излучения, в основу определения которых положены значения J_ν или B_ν . Рассмотрению целого ряда такого рода количественных характеристик посвящена заключительная часть данного параграфа.

Наряду с понятиями спектральной интенсивности J_ν и спектральной яркости B_ν для описания поля электромагнитного излучения широко используются и другие количественные характеристики, в том числе такие как интегральная и отнесенная к конечному спектральному интервалу интенсивность и спектральная яркость, а также величины, описывающие плотность потока и поток электромагнитной энергии. Определим их.

Интегральная интенсивность $J(\theta, \eta)$ определяется выражением:

$$J(\theta, \eta) = \int_0^\infty J_\nu(\theta, \eta) \cdot d\nu. \quad (1.1.11)$$

Весьма широкое применение при решении задач дистанционного зондирования получила такая характеристика как средняя спектральная интенсивность $J_{\Delta\nu}(\theta, \eta)$ (или средняя спектральная яркость) в конечном спектральном интервале

$$\Delta\nu = \nu_2 - \nu_1, \quad (1.1.12)$$

центрированном на частоте

$$\bar{\nu} = \nu_1 + \Delta\nu/2. \quad (1.1.13)$$

Данная характеристика определяется выражением

$$J_{\Delta\nu}(\theta, \eta) = \frac{1}{\Delta\nu} \int_{\nu_1}^{\nu_2} J_\nu(\theta, \eta) \cdot d\nu. \quad (1.1.14)$$

В том случае, когда регистрация лучистой энергии производится спектральным прибором, чувствительность которого описывается спектральной аппаратной функцией $\psi(\bar{\nu}; \nu)$

$$J_{\Delta\nu}(\theta; \eta) = \left[\int_0^{\infty} \psi(\bar{\nu}; \nu) \cdot J_{\nu}(\theta, \eta) \cdot d\nu \right] / \left[\int_0^{\infty} \psi(\bar{\nu}; \nu) \cdot d\nu \right], \quad (1.1.15)$$

где центральная частота канала регистрации $\bar{\nu}$ и значение $\Delta\nu$ определяются формой аппаратной функции. Соотношения (1.1.14) и (1.1.15) совпадают в случае идеализированного представления спектральной аппаратной функции прибора в форме прямоугольника:

$$\psi(\bar{\nu}; \nu) = \begin{cases} a & \text{при } \nu_1 \leq \nu \leq \nu_2, \\ 0 & \text{при } \nu < \nu_1 \text{ или } \nu > \nu_2, \end{cases} \quad (1.1.16)$$

где a — некоторая константа.

Для средней спектральной интенсивности, кроме обозначения $J_{\Delta\nu}(\theta, \eta)$, часто используется запись $J_{\nu}(\theta, \eta)$, $J_{\Delta\nu}(\nu, \theta, \eta)$ или $J_{\nu, \Delta\nu}$.

Перейдем теперь к рассмотрению характеристик, описывающих не интенсивность, а поток электромагнитной энергии.

Плотность монохроматического потока в телесном угле $\Delta\omega$ определяется нормальной составляющей спектральной интенсивности $J_{\nu}(\theta, \eta)$, проинтегрированной по соответствующему телесному углу,

$$F_{\nu, \Delta\omega} = \int_{\Delta\omega} J_{\nu}(\theta, \eta) \cdot \cos\theta \cdot d\omega. \quad (1.1.17)$$

В полярных координатах (см. рис. 1.2) с учетом (1.1.2)

$$F_{\nu, \Delta\omega} = \int_{\eta_1}^{\eta_2} \int_{\theta_1}^{\theta_2} J_{\nu}(\theta, \eta) \cdot \cos\theta \cdot \sin\theta \cdot d\theta \cdot d\eta, \quad (1.1.18)$$

где углы η_1, η_2, θ_1 и θ_2 определяются заданным телесным углом $\Delta\omega$.

Частным случаем соотношения (1.1.18) является такая характеристика как плотность монохроматического потока в полусфере, когда угол η меняется от 0 до π , а угол θ — от 0 до $\pi/2$. В этом случае

$$F_{\nu} = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} J_{\nu}(\theta, \eta) \cdot \cos\theta \cdot \sin\theta \cdot d\theta \cdot d\eta. \quad (1.1.19)$$

Полная (или интегральная) плотность потока лучистой энергии в телесном угле $\Delta\omega$ определяется количеством электромагнитной энергии, проходящей на всех частотах ν (во всех спектральных диапазонах) за единицу времени через единичную площадку в пределах телесного угла $\Delta\omega$, и с учетом (1.1.11) и (1.1.17) равна

$$\begin{aligned} F_{\Delta\omega} &= \int_0^{\infty} F_{\nu, \Delta\omega} \cdot d\nu = \int_0^{\infty} \int_{\Delta\omega} J_{\nu}(\theta, \eta) \cdot \cos\theta \cdot d\omega \cdot d\nu = \\ &= \int_{\Delta\omega} J(\theta, \eta) \cdot \cos\theta \cdot d\omega. \end{aligned} \quad (1.1.20)$$

Полная (интегральная) плотность потока в полусфере

$$F = \int_0^{\infty} F_{\nu} \cdot d\nu = \int_0^{\infty} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} J_{\nu}(\theta, \eta) \cdot \cos \theta \cdot \sin \theta \cdot d\theta \cdot d\eta \cdot d\nu. \quad (1.1.21)$$

Особого внимания заслуживает такая характеристика как плотность потока лучистой энергии в телесном угле $\Delta\omega$ и в конечном спектральном интервале $\Delta\nu$: $F_{\Delta\nu, \Delta\omega}$. Важность этой величины в данном случае определяется тем, что это именно та характеристика поля лучистой энергии, которая может быть зарегистрирована измерительным прибором, именно она используется для оценки спектральной интенсивности электромагнитного излучения, относительно которой формируется большинство обратных задач атмосферной оптики. Иными словами, интерпретация полученных в ходе реальных (натурных) экспериментов значений $F_{\Delta\nu, \Delta\omega}$ позволяет решать конкретные задачи дистанционного зондирования.

По аналогии с (1.1.14) и учитывая (1.1.18), для $F_{\Delta\nu, \Delta\omega}$ можно записать

$$\begin{aligned} F_{\Delta\nu, \Delta\omega} &= \int_{\nu_1}^{\nu_2} F_{\nu, \Delta\omega} \cdot d\nu = \\ &= \int_{\nu_1}^{\nu_2} \int_{\Delta\omega} J_{\nu}(\theta, \eta) \cdot \cos \theta \cdot d\omega \cdot d\nu = \Delta\nu \cdot \int_{\Delta\omega} J_{\Delta\nu}(\theta, \eta) \cdot \cos \theta \cdot d\omega. \end{aligned} \quad (1.1.22)$$

В том случае, когда регистрация теплового излучения осуществляется прибором, спектральная и пространственная чувствительность которого определяется соответственно аппаратными функциями $\psi(\bar{\nu}, \nu)$ и $\chi(\theta_0, \eta_0, \theta, \eta)$, где $\bar{\nu}$ — центральная частота канала регистрации, а углы θ_0 и η_0 определяют положение оптической оси

$$F_{\Delta\nu, \Delta\omega} = \int_0^{\infty} \int_{\Omega} J_{\nu}(\theta, \eta) \cdot \cos \theta \cdot \psi(\bar{\nu}, \nu) \cdot \chi(\theta_0, \eta_0, \theta, \eta) \cdot d\omega \cdot d\nu, \quad (1.1.23)$$

где Ω — полный телесный угол. Соотношения (1.1.23) и (1.1.22) совпадают, если спектральная аппаратная функция определяется соотношением (1.1.16), а пространственная аппаратная функция — соотношением

$$\chi(\theta_0, \eta_0, \theta, \eta) = \begin{cases} 1 & \text{для } \theta \text{ и } \eta, \text{ принадлежащих телесному} \\ & \text{углу } \Delta\omega(\theta_0, \eta_0); \\ 0 & \text{для } \theta \text{ и } \eta, \text{ вне телесного угла } \Delta\omega(\theta_0, \eta_0). \end{cases} \quad (1.1.24)$$

Важным частным случаем (1.1.23) является выражение

$$\begin{aligned} J_{\Delta\nu}(\theta_0, \eta_0) &= \frac{1}{\cos \theta_0} \cdot \frac{F_{\Delta\nu, \Delta\omega}}{\left[\int_0^{\infty} \psi(\bar{\nu}, \nu) \cdot d\nu \right] \cdot \left[\int_{\Omega} \chi(\theta_0, \eta_0, \theta, \eta) \cdot d\omega \right]} = \\ &= \frac{\sec \theta_0}{\Delta\nu \cdot \Delta\omega} \cdot F_{\Delta\nu, \Delta\omega}, \end{aligned} \quad (1.1.25)$$

которое может быть получено из (1.1.23) с учетом (1.1.16) и (1.1.24) при дополнительном предположении, что в пределах телесного угла $\Delta\omega$, положение оси которого задают углы θ_0 и η_0 , значение

$$J_{\Delta\nu}(\theta, \eta) = J_{\Delta\nu}(\theta_0, \eta_0) = \text{const}, \quad (1.1.26)$$

а диапазон изменения угла θ в пределах телесного угла $\Delta\omega$ обеспечивает выполнение соотношения

$$\frac{1}{\cos\theta} \Big|_{\theta \in \Delta\theta} \approx \frac{1}{\cos\theta_0} = \sec\theta_0. \quad (1.1.27)$$

В этом частном случае измеряемые в эксперименте значения $F_{\Delta\nu, \Delta\omega}$ могут быть интерпретированы с учетом соотношения (1.1.26) как значения средней интенсивности в спектральном интервале $\Delta\nu$. Понятно, что соотношение (1.1.26) в реальных условиях будет, вообще говоря, выполняться тем лучше, чем меньше величина телесного угла $\Delta\omega$. Именно из-за этого, а также с целью повышения пространственного разрешения используемые для решения задач дистанционного зондирования приборы имеют малый угол зрения.

Если же можно считать, что в пределах спектрального интервала $\Delta\nu$

$$J_\nu(\theta, \eta) \Big|_{\nu \in \Delta\nu} = J_\nu^-(\theta, \eta), \quad (1.1.28)$$

т. е. J_ν не зависит от ν , то из (1.1.25) получаем

$$J_\nu^-(\theta_0, \eta_0) = F_{\Delta\nu, \Delta\omega} \cdot \frac{\sec\theta_0}{\Delta\nu \cdot \Delta\omega}. \quad (1.1.29)$$

Следовательно, полученные из эксперимента значения $F_{\Delta\nu, \Delta\omega}$ можно считать оценкой численного значения спектральной интенсивности на частоте ν для направления, определяемого положением оптической оси прибора, т. е. углами θ_0 и η_0 . Именно с точки зрения такой оценки, если не оговорено другого, следует рассматривать излагаемые схемы и методы интерпретации данных измерений $J_\nu(\theta, \eta)$ при решении задач дистанционного зондирования. Здесь еще раз подчеркнем, что выражение (1.1.29) является точным лишь в том абсолютно идеализированном случае, когда функции ψ и χ , входящие в соотношение (1.1.23), являются δ -функциями. Во всех остальных случаях, даже при выполнении соотношений (1.1.16) и (1.1.24) формула (1.1.29) — это приближенная оценка численного значения спектральной интенсивности. Точность этой оценки определяется степенью выполнения тех допущений, которые были сделаны при ее получении.

Последняя из рассматриваемых в данном пункте характеристик это полный (или интегральный) поток электромагнитного излучения в телесном угле ω , проходящий через заданную поверхность A конечных размеров. Эта величина определяет количество энергии, проходящее через поверхность A в единицу времени,

$$\Phi_\omega = \int_A F_\omega \cdot dA. \quad (1.1.30)$$

Для излучающих поверхностей соответствующие энергетические характеристики получаются при замене в формулах (1.1.11), ... (1.1.30) значений J_ν на B_ν .

Как следует из приведенных соотношений, для расчета потоков лучистой энергии необходимо знать зависимость J_ν или B_ν от угловых координат θ и η . Если же функции J_ν или B_ν не зависят от направления, то такое поле излучения называется изотропным. В этом частном случае, когда $J_\nu(\theta, \eta) = J_\nu^- = \text{const}$, вынося значение J_ν^- за знак интегралов и выполняя интегрирование в (1.1.17), можно получить следующую формулу, связывающую значения F_ν и J_ν^- :

$$F_\nu = \pi \cdot J_\nu^-. \quad (1.1.31)$$

Последнее выражение, справедливое для изотропного поля излучения, часто называют законом Ламберта.

Для изотропного поля плотность монохроматического потока в телесном угле $\Delta\omega$ (т. е. проходящего только через часть полусферического угла, охватывающего элементарную площадку) и ограниченного углами η_1 и η_2 , θ_1 и θ_2

$$F_{\nu, \Delta\omega} = \int_{\eta_1}^{\eta_2} d\eta \int_{\theta_1}^{\theta_2} J_\nu \cdot \cos \theta \cdot \sin \theta \cdot d\theta = J_\nu \int_{\eta_1}^{\eta_2} d\eta \int_{\sin \theta_1}^{\sin \theta_2} \sin \theta \cdot d(\sin \theta) =$$

$$= J_\nu \cdot (\eta_2 - \eta_1) \frac{\sin^2 \theta_2 - \sin^2 \theta_1}{2}. \quad (1.1.32)$$

Из последнего соотношения в частном случае, когда $\eta_1=0$, $\eta_2=2\pi$, $\theta_1=0$ и $\theta_2=\pi/2$, следует и формула (1.1.31).

Для излучающих поверхностей, создающих изотропное поле электромагнитного излучения, плотность монохроматического потока лучистой энергии по аналогии с (1.1.18) будет равна

$$F_\nu = \pi \cdot B_\nu. \quad (1.1.33)$$

Поверхность, для которой значение F_ν определяется соотношением (1.1.33), называется ламбертовой или идеально диффузной поверхностью.

В заключение данного параграфа подчеркнем важное различие между потоком лучистой энергии и ее интенсивностью. Оно заключается в том, что в «пустом» пространстве интенсивность луча вдоль пути его распространения остается постоянной, а значение потока электромагнитной энергии может меняться. Так, например, если рассматривать Солнце как точечный источник тепловой радиации, то значение интенсивности солнечного излучения одинаково в окрестностях Солнца и на границе солнечной системы, а величина потока лучистой энергии от Солнца изменяется обратно пропорционально квадрату расстояния.

1.2. Излучение абсолютно черного тела

Из опыта известно, что все вещества непрерывно излучают электромагнитные волны. Такое электромагнитное излучение охватывает практически весь диапазон длин волн и вследствие природы своего формирования получило название собственного теплового излучения, так как с позиции классической электромагнитной волновой теории порождается сторонними флуктуационными токами, вызванными случайными тепловыми колебаниями положения и скорости движения собственных, т. е. имеющих в веществе, зарядов. Поэтому понятно, что интенсивность собственного теплового излучения должна быть связана с внутренней энергией вещества, которая в состоянии термодинамического равновесия прямо пропорциональна температуре, и должна зависеть от его физического строения.

Законы формирования поля собственного теплового излучения, позволяющие получить важную для решения задач дистанционного зондирования аналитическую форму зависимости количества излучаемой объектом на различных длинах волн и в различных

направлениях лучистой энергии от параметров, характеризующих его физическое состояние, весьма просты лишь для случая идеального поглотителя и идеального излучателя электромагнитных волн — абсолютно черного тела (АЧТ). Определить АЧТ можно следующим образом: абсолютно черным называется такое идеальное тело, которое поглощает без какого бы то ни было отражения все падающие на него лучи, т. е. электромагнитное излучение, соответствующее всем длинам волн и всем углам падения.

По аналогии с соотношением (1.1.4) спектральная яркость АЧТ в диапазоне частот ν и $\nu + d\nu$ определяется посредством количества лучистой энергии dE , излучаемой элементом поверхности АЧТ dA за интервал времени dt и в телесном угле $d\omega$. Здесь опущено указание об угле θ , поскольку излучение АЧТ подчиняется закону Ламберта, т. е. поверхность АЧТ является идеальной диффузной поверхностью. В соответствии с законом Планка, полученным исходя из введенного Планком представления о квантах, в вакууме для АЧТ коэффициент пропорциональности B_ν в соотношении (1.1.4) является функцией только двух переменных: абсолютной температуры АЧТ T и частоты ν (либо эквивалентных характеристик λ или f): $B_\nu = B[\nu, T]$. Конкретный вид такой зависимости определяется формулой Планка, которая с учетом соотношений (1.1.1) и (1.1.10) для спектральной яркости АЧТ в вакууме может быть записана в одной из следующих форм:

$$B[\nu, T] = 2hc^2\nu^3 \left[\exp\left(\frac{hc\nu}{kT}\right) - 1 \right]^{-1} = a_\nu \cdot \nu^3 \times \\ \times \left[\exp\left(\frac{b_\nu \cdot \nu}{T}\right) - 1 \right]^{-1}; \quad (1.2.1)$$

$$B[\lambda, T] = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \left[\exp\left(\frac{hc}{k\lambda T}\right) - 1 \right]^{-1} = a_\lambda \cdot \lambda^{-5} \times \\ \times \left[\exp\left(\frac{b_\lambda}{\lambda T}\right) - 1 \right]^{-1}; \quad (1.2.2)$$

$$B[f, T] = \frac{2hf^3}{c^2} \left[\exp\left(\frac{hf}{kT}\right) - 1 \right]^{-1} = a_f \cdot f^3 \times \\ \times \left[\exp\left(\frac{b_f \cdot f}{T}\right) - 1 \right]^{-1}; \quad (1.2.3)$$

Здесь: h — постоянная Планка; k — постоянная Больцмана; c — скорость света в вакууме; a и b — соответственно первый и второй коэффициенты излучения:

$$a_\nu = 1,19105 \cdot 10^{-5} \text{ мВт/(ср} \cdot \text{м}^2 \cdot \text{см}^{-1}), \quad b_\nu = 1,43874 \cdot \text{К/см}^{-1}. \quad (1.2.4)$$

Функцию B , представляющую собой спектральную (или монохроматическую) яркость АЧТ, в дальнейшем будем называть функцией Планка и обозначать именно этим символом. Функция Планка определяет в непосредственной близости от АЧТ интенсивность J_ν , распространяющегося в вакууме монохроматического излучения, т. е.

$$J_\nu = B[\nu, T]. \quad (1.2.5)$$

Положение максимума функции Планка с количественной точки зрения определяется законом Вина, математической формулировкой которого является уравнение

$$\lambda_{\max} \cdot T = c_\lambda = \text{const}, \quad (1.2.6)$$

где λ_{\max} — длина волны, на которой при данной абсолютной температуре T спектральная яркость АЧТ максимальна, а c_λ — так называемый третий коэффициент излучения. Численное значение этого коэффициента в том случае, когда единицей измерения λ является мкм, равно

$$c_\lambda = 2,8978 \cdot 10^{-3} \text{ К} \cdot \text{м} = 2,8978 \cdot 10^3 \text{ К} \cdot \text{мкм}. \quad (1.2.7)$$

Для целого ряда приложений, связанных с решением задач дистанционного зондирования, необходимо ввести величину средней спектральной яркости АЧТ, которая в соответствии с (1.1.14) определяется как

$$B_{\Delta\nu}[\bar{\nu}, T] = \frac{1}{\Delta\nu} \int_{\nu_1}^{\nu_2} B[\nu, T] \cdot d\nu, \quad (1.2.8)$$

где $\bar{\nu}$ — центральная частота интервала, определяемая из (1.1.13). Поскольку стоящий в правой части этого соотношения интеграл аналитически не вычисляется, то во многих приложениях для «достаточно» узких спектральных интервалов $\Delta\nu$ численное значение функции описывается как

$$B_{\Delta\nu}[\bar{\nu}, T] \approx B[\bar{\nu}, T]. \quad (1.2.9)$$

Кроме своего «прямого» назначения — описание спектральной яркости АЧТ — функция Планка позволяет количественно описать и весьма наглядно представить спектральное распределение интенсивности электромагнитного излучения J_ν различной природы, в том числе и того, которое формируется такой сложной системой как подстилающая поверхность — атмосфера. Такая наглядность достигается на основе предположения, что значение интенсивности тепловой радиации J_ν есть следствие излучения не реальной среды, как это есть в действительности, а излучения АЧТ.

Основным удобством такого предположения является возможность каждому значению J_ν однозначно сопоставить определенное

значение температуры. А такая характеристика как температура, вообще говоря, является более наглядной и удобной для интерпретации по сравнению со спектральной интенсивностью. Поскольку получаемая в случае описанного выше искусственного приема температура является не термодинамической температурой АЧТ, а представляет собой просто удобную количественную характеристику для описания поля излучения, она получила название яркостной температуры T_r , т. е. температуры, описывающей спектральную яркость гипотетического АЧТ. В радиодиапазоне эта температура обычно называется радиояркостной температурой.

Кроме того, переход от спектральной интенсивности или яркости реальных объектов к соответствующим им яркостной температуре делает более удобными графическое представление спектра в широком диапазоне длин волн и сопоставление между собой данных, расположенных в различных областях спектра. Все это объясняется тем, что для собственного теплового излучения при прочих равных условиях спектральная изменчивость величины яркостной температуры значительно меньше, чем изменчивость описываемых ею значений спектральной интенсивности или яркости, а в предельном случае, т. е. когда реальный объект излучает как АЧТ, эта изменчивость вообще исчезает. Для такого предельного случая контраст спектральной изменчивости особенно велик и, например, если АЧТ имеет температуру 7000 К, то $T_r = 7000 \text{ К} = \text{const}$ на всех длинах волн, в то время как в диапазоне 0,1...5 мкм величина $B[\lambda, T]$ меняется на девять порядков.

Для получения аналитического выражения, связывающего значения J_ν и яркостной температуры T_r , воспользуемся соотношением (1.2.5), где в правой части заменим термодинамическую температуру АЧТ T на T_r . Тогда с учетом (1.2.1) можно записать:

$$J_\nu = B[\nu, T_r] = a_\nu \cdot \nu^3 \left[\exp\left(\frac{b_\nu \cdot \nu}{T_r}\right) - 1 \right]^{-1}. \quad (1.2.10)$$

Из соотношения (1.2.10) после несложных преобразований получим

$$T_r = b_\nu \cdot \nu [\ln(1 + a_\nu \cdot \nu^3 / J_\nu)]^{-1}. \quad (1.2.11)$$

Широкое использование термина «яркостная температура» при решении задач дистанционного зондирования атмосферы требует более подробного обсуждения ряда его свойств.

Прежде всего из самого определения T_r следует тот факт, что если значение J_ν действительно является излучением от АЧТ на частоте ν , то тогда

$$T_r = T,$$

где T — термодинамическая абсолютная температура АЧТ. Во всех остальных случаях в отличие от обычной (термодинамиче-

ской) температуры яркостная температура является функцией всего того набора параметров, от которых зависит спектральная интенсивность: волнового числа ν , угловых координат θ и η , пространственных координат площадки dA , времени, т. е.

$$T_r = T_r[\nu, \theta, \eta, t]. \quad (1.2.12)$$

1.3. Перенос радиации в атмосфере

Перейдем теперь к рассмотрению процесса формирования поля излучения в атмосфере, уделяя основное внимание соотношениям, позволяющим количественно описать этот процесс, т. е. уравнениям переноса электромагнитного излучения. Такие уравнения, а в зависимости от характера принимаемых при их выводе приближений процесс формирования тепловой радиации в атмосфере описывается целым рядом уравнений, должны описывать как формирование излучения в системе подстилающая поверхность — атмосфера, так и его трансформацию при распространении в такой неоднородной и многокомпонентной газовой среде, которой является атмосфера нашей планеты. Изучением изменения характеристик электромагнитного излучения в процессе его распространения в атмосфере занимается атмосферная оптика.

В общем случае при выводе уравнения переноса излучения в среде необходимо учитывать все формы взаимодействия радиации со средой, проявляющиеся в процессах поглощения, излучения и рассеяния лучистой энергии. Точное количественное описание всех этих процессов для различных природных сред представляет собой довольно сложную задачу. Поэтому в дальнейшем ограничимся выводом уравнения переноса излучения при ряде упрощающих предположений, а именно:

- 1) поле излучения стационарно, а само излучение монохроматично;
- 2) можно не учитывать поляризацию излучения и влияние рефракции;
- 3) выполняется условие локального термодинамического равновесия.

Остановимся кратко на обсуждении сделанных предположений.

Монохроматичность. Это предположение связано с представлением поля излучения электромагнитным колебанием единственной частоты ν . Имеет весьма широкое применение в теоретических исследованиях проблем переноса излучения.

Стационарность. Как мы уже отмечали выше, интенсивность излучения в общем случае является функцией многих переменных и, в частности, может зависеть от времени. Предположение о стационарности сводится к требованию равенства нулю частной производной от интенсивности поля излучения по времени $dI_\nu/dt=0$.

Поляризация излучения. В общем случае для полного описания поля излучения требуется введение четырех параметров (век-

тор-параметр Стокса). Не учитывая поляризацию, мы предполагаем, что рассматривается лишь некоторая комбинация параметров Стокса, представляющая собой скаляр — интенсивность излучения I_0 .

Рефракция. Явление рефракции — это искривление направления распространения излучения при прохождении неоднородной среды. Может быть значительным при распространении излучения вдоль трасс, касательных к земной поверхности или близким к ним.

Условие локального термодинамического равновесия (ЛТР). В реальной атмосфере строгое термодинамическое равновесие не может осуществляться, поскольку существуют три основных фактора, его нарушающих. Такими факторами являются:

- 1) наличие в атмосфере температурного градиента и, следовательно, отсутствие изотермичности поглощающей среды;
- 2) непланковский характер распределения энергии в спектре излучения, выражающийся в зависимости температуры излучения в данной точке и в данном направлении от частоты;
- 3) отличие кинетической температуры, входящей в формулу для максвелловского закона распределения скоростей молекул, от температуры излучения.

Отсутствие строгого термодинамического равновесия чрезвычайно осложняет решение задачи о переносе теплового излучения в атмосфере. Однако эти трудности могут быть преодолены путем введения понятия локального термодинамического равновесия (ЛТР). Под ЛТР понимается такое состояние среды, при котором излучение и поглощение каждой малой частью среды, имеющей температуры T , таково, как если бы она образовывала находящуюся в равновесии абсолютно черную полость при температуре T . При этом, очевидно, нет необходимости в том, чтобы среда была изотермической, как при выполнении условий термодинамического равновесия. Температура может изменяться от точки к точке, но каждый элемент среды ведет себя так, как если бы он находился в состоянии термодинамического равновесия при температуре данной точки.

Решение задачи об условиях наличия локального термодинамического равновесия и отклонениях от такого равновесия является очень сложным. До настоящего времени она не получила еще своего корректного решения даже для всех основных полос поглощения атмосферных газовых составляющих. Наиболее подробно проблема выполнимости условий ЛТР рассмотрена лишь для полос поглощения углекислого газа при 4,3 и 15 мкм и линий поглощения кислородом при 0,5 см: для полосы поглощения углекислого газа при 4,3 мкм условие ЛТР выполняется до высот порядка 40 км, для 15 мкм полосы — до высот 70—80 км, а для линий поглощения кислородом — до ≈ 100 км. Эти данные для указанных спектральных диапазонов явно, а для других полос поглощения — косвенно, указывают на возможность применения

приближения ЛТР в тех случаях, когда используемое для решения задач дистанционного зондирования излучение формируется в основном в нижних слоях атмосферы (в тропосфере и стратосфере), т. е. при дистанционном измерении метеорологических величин в этих слоях. Используя сделанные предположения приступим к выводу уравнения переноса излучения:

Выберем в некоторой системе координат направление с радиус-вектором \vec{r} и рассмотрим элемент среды в виде цилиндра единичного сечения, ось которого совпадает с направлением луча. Пусть луч пересекает перпендикулярные ему основания выделенного цилиндра в точках M и M' , находящихся друг от друга на расстоянии ds . Интенсивность излучения в этих точках равна $J_\nu(M, \vec{r})$ и $J_\nu(M', \vec{r})$ соответственно.

В линейном приближении изменение интенсивности на пути ds может быть представлено как

$$J_\nu(M', \vec{r}) = J_\nu(M, \vec{r}) + \frac{\partial J_\nu}{\partial s} ds. \quad (1.3.1)$$

Отметим, что приведенное соотношение будет тем точнее, чем ближе друг к другу точки M и M' (чем меньше расстояние ds) и чем меньше изменчивость интенсивности излучения в пространстве. Обозначим суммарное изменение интенсивности излучения на пути ds как dJ_ν . Количественно это суммарное изменение будет определяться разностью между значениями интенсивности в точках M и M' , т. е.

$$dJ_\nu = J_\nu(M', \vec{r}) - J_\nu(M, \vec{r}). \quad (1.3.2)$$

Изменение интенсивности может быть следствием следующих физических процессов:

1) истинным поглощением — энергия квантов переходит во внутреннюю энергию: химическую и энергию возбуждения атомов и молекул;

2) истинным излучением — энергия возбужденных атомов и молекул и химическая энергия переходит в излучение;

3) рассеянием — меняется направление распространения квантов при взаимодействии электромагнитной волны с флуктуациями плотности молекул, аэрозольными частицами, гидрометеорами, т. е. с оптическими неоднородностями, которые с учетом атомарного строения являются характерной особенностью любого вещества.

Произведем количественное описание влияния каждого из указанных процессов на изменение интенсивности излучения при переходе от точки M к точке M' , предполагая, что изменение интенсивности при поглощении пропорционально ее первоначальной величине, пройденному пути и плотности среды.

1. Уменьшение излучения вследствие поглощения энергии. Такое уменьшение может быть выражено как

$$dJ_{\nu}^{(1)} = -k_{\nu}(M) \cdot J_{\nu}(M, \vec{r}) \cdot \rho(M) \cdot ds, \quad (1.3.3)$$

где $\rho(M)$ — плотность среды в точке M ; $k_{\nu}(M)$ — массовый коэффициент поглощения среды в этой же точке.

2. Увеличение интенсивности за счет излучения рассматриваемым элементом среды в направлении \vec{r}

$$dJ_{\nu}^{(2)} = \eta_{\nu}(M) \cdot \rho(M) \cdot ds, \quad (1.3.4)$$

где $\eta_{\nu}(M)$ — массовый коэффициент излучения среды в точке M на частоте ν .

3. Уменьшение вследствие рассеяния электромагнитного излучения рассматриваемым элементом среды *

$$dJ_{\nu}^{(3)} = -\sigma_{\nu}(M) \cdot J_{\nu}(M, \vec{r}) \cdot \rho(M) \cdot ds, \quad (1.3.5)$$

где $\sigma_{\nu}(M)$ — массовый коэффициент рассеяния.

4. Увеличение интенсивности излучения благодаря процессу рассеяния, обусловленное присоединением части рассеянного в направлении \vec{r} излучения от лучей всевозможных направлений, проходящих через рассматриваемый элементарный цилиндр. Рассмотрим луч произвольного направления \vec{r}' с интенсивностью $J_{\nu}(M, \vec{r}')$, проходящий через элемент среды. Изменение интенсивности, обусловленное рассеянием, составит:

$$\sigma_{\nu}(M) \cdot J_{\nu}(M, \vec{r}') \cdot \rho(M) \cdot ds.$$

Поскольку рассеяние излучения произойдет во всех направлениях (т. е. в пределах телесного угла 4π), а значит и в направлении \vec{r} , то из общей рассеянной энергии некоторое ее количество, равное

$$\frac{f_{\nu}(M, \vec{r}, \vec{r}')}{4\pi} \sigma_{\nu}(M) \cdot J_{\nu}(M, \vec{r}') \cdot \rho(M) \cdot ds,$$

увеличит интенсивность излучения, распространяющегося в направлении \vec{r} .

Так как направление \vec{r}' было выбрано произвольно, то общее увеличение интенсивности можно найти, интегрируя последнее выражение по всем возможным направлениям. Тогда

$$dJ_{\nu}^{(4)} = \frac{\sigma_{\nu}(M)}{4\pi} \int_{\Omega} J_{\nu}(M, \vec{r}') \cdot f_{\nu}(M, \vec{r}, \vec{r}') \cdot \rho(M) \cdot ds \cdot d\Omega. \quad (1.3.6)$$

* Процессы рассеяния могут приводить не только к уменьшению интенсивности излучения, но и к ее увеличению.

В двух последних выражениях функция f_ν есть индикатриса рассеяния. Связанная с ней величина $f_\nu(M, \vec{r}, \vec{r}')/4\pi$ равна вероятности того, что квант излучения, распространяющийся в направлении \vec{r}' , в точке M будет рассеян средой в единицу телесного угла, ось которого будет определяться направлением \vec{r} .

Подставляя в правую часть уравнения (1.3.2) ее значение из (1.3.1), заменяя левую часть суммой слагаемых $dJ_\nu^{(i)}$, где $i=1, \dots, 4$, и деля левую и правую части полученного уравнения на произведение $\rho(M) \cdot ds$, получаем (опуская в ряде мест индекс M):

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial J_\nu}{\partial s} = \eta_\nu - (k_\nu + \sigma_\nu) \cdot J_\nu + \frac{\sigma_\nu}{4\pi} \int_{\Omega} J_\nu(M, \vec{r}') \cdot f_\nu(M, \vec{r}, \vec{r}') \cdot d\Omega, \quad (1.3.7)$$

где суммарное значение коэффициентов поглощения и рассеяния, т. е. величина $\beta_\nu = k_\nu + \sigma_\nu$, есть массовый коэффициент ослабления.

Вследствие предположения выполнимости условия локального термодинамического равновесия в точке M , для которой записано уравнение (1.3.7), выполняется и закон Кирхгофа. Согласно этому закону отношение коэффициентов излучения и поглощения равно функции Планка, т. е.

$$\eta_\nu(M)/k_\nu(M) = B[\nu, T(M)],$$

где $B[\nu, T(M)]$ — значение функции Планка в точке M среды, т. е. при $T=T(M)$. Выражая из последнего равенства значение $\eta_\nu(M)$ и подставляя его в уравнение (1.3.7), находим:

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial J_\nu}{\partial s} = k_\nu \cdot B[\nu, T(M)] - (k_\nu + \sigma_\nu) \cdot J_\nu + \frac{\sigma_\nu}{4\pi} \int_{\Omega} J_\nu(M, \vec{r}') \cdot f_\nu(M, \vec{r}, \vec{r}') \cdot d\Omega. \quad (1.3.8)$$

При сделанных выше предположениях, полученное соотношение представляет собой общую форму записи уравнения переноса электромагнитного излучения. Из соотношения (1.3.8) видно, что это уравнение является сложным интегро-дифференциальным уравнением относительно распределения искомой интенсивности излучения $J_\nu(M, \vec{r})$ в среде. Оставляя пока открытым вопрос о возможности вычисления значений введенных выше коэффициентов рассеяния, поглощения и ослабления, и их связи с конкретными физическими параметрами среды и процессами,

протекающими в атмосфере, рассмотрим различные модификации основной формы уравнения переноса (1.3.8). Такого рода модификации могут быть получены при использовании различных общих предположений о физических процессах, определяющих взаимодействие излучения с веществом.

В зависимости от соотношения между длиной волны и размерами частиц (с учетом их коэффициента преломления) влияние рассеяния на перенос излучения может быть значительным или же пренебрежимо малым. Для диапазона длин волн, охватывающего УФ, видимый и ближний ИК-участки спектра, учет рассеяния необходим даже при отсутствии облачности. В ИК-диапазоне рассеяние сказывается на переносе радиации, когда в атмосфере присутствуют облака, туман, крупные аэрозольные частицы. В СВЧ-диапазоне рассеяние излучения существенно только при наличии осадков.

Таким образом, в атмосфере довольно часто реализуются условия, когда при изучении переноса электромагнитного излучения в ИК- и СВЧ-участках спектра можно принимать во внимание только процессы поглощения и излучения. С этой целью более простой для анализа ситуации ($\sigma_v = 0$) и начнем рассмотрение решения уравнения (1.3.8) применительно к переносу собственного теплового излучения.

Уравнение переноса при отсутствии рассеяния (безоблачный случай). Введем плоскопараллельную горизонтально-однородную модель атмосферы, для которой $ds = dz / \cos \theta$, где z — вертикальная координата, θ — зенитный угол, и перепишем уравнение (1.3.8) для случая $\sigma_v = 0$ в следующем виде:

$$\frac{\cos \theta}{\rho} \frac{\partial J_v}{\partial z} = k_v \cdot (B_v - J_v). \quad (1.3.9)$$

Будем различать поле уходящего излучения J_v^\uparrow , для которого $0 \leq \theta < \pi/2$ (направления лучей \vec{r} образуют верхнюю полусферу направлений), и поле нисходящего излучения J_v^\downarrow , для которого $\pi/2 \leq \theta < \pi$ (нижняя полусфера направлений). Используя функции J_v^\uparrow и J_v^\downarrow , перепишем последнее уравнение в виде двух, для каждого из которых угол θ будет положительным

$$\begin{aligned} \frac{\cos \theta}{\rho} \frac{\partial J_v^\uparrow}{\partial z} &= k_v \cdot (J_v^\uparrow - B_v), \\ \frac{\cos \theta}{\rho} \frac{\partial J_v^\downarrow}{\partial z} &= k_v \cdot (B_v - J_v^\downarrow). \end{aligned} \quad (1.3.10)$$

Если входящие в (1.3.10) параметры и переменные задать в виде функции, зависящей от высоты z , то можно получить уравнение переноса в интегральной форме.

Действительно, уравнение (1.3.10) представляет собой линейное дифференциальное уравнение первого порядка вида

$$\frac{dy(x)}{dx} + A(x) \cdot y(x) + B(x) = 0. \quad (1.3.11)$$

Решение (1.3.11) может быть записано в следующей форме:

$$y(x) = \exp \left[- \int_{x_0}^x A(u) \cdot du \right] \cdot \left\{ y_0 - \int_{x_0}^x B(v) \cdot \exp \left[- \int_v^{x_0} A(u) \cdot du \right] \cdot dv \right\}, \quad (1.3.12)$$

где u и v — независимые переменные интегрирования; y_0 — константа, определяемая из граничных условий для функции $y(x)$ при $x=x_0$. Убедиться в том, что (1.3.12) есть решение уравнения (1.3.11) можно подстановкой. Однако искомое решение можно получить и непосредственно из (1.3.11). Действительно, перепишем прежде всего уравнение (1.3.11) так, чтобы оно содержало неизвестную функцию только под знаком производной:

$$\frac{d}{dx} [C(x) \cdot y(x)] + C(x) \cdot B(x) = 0, \quad (1.3.13)$$

где $C(x)$ пока неизвестная функция. Раскрывая производную в (1.3.13), получим

$$C(x) \frac{dy(x)}{dx} + y(x) \frac{dC(x)}{dx} + C(x) \cdot B(x) = 0,$$

Отсюда видно, что для эквивалентности уравнений (1.3.11) и (1.3.13) нужно, чтобы выполнялось условие

$$\frac{dC(x)}{dx} / C(x) = A(x).$$

Это будет выполнимо, если положить

$$C(x) = \exp \left(\int_{x_0}^x A(u) \cdot du \right),$$

так как

$$\frac{dC(x)}{dx} = C(x) \cdot A(x).$$

Зная $C(x)$, теперь просто записать и решение (1.3.13).

Из сопоставления уравнений (1.3.10) и (1.3.11) получаем по аналогии с (1.3.12) для значений J_{ν}^{\downarrow} и J_{ν}^{\uparrow} на уровне z :

$$\begin{aligned} J_{\nu}^{\downarrow}(z, \theta) = & \exp \left[\int_z^{\infty} \frac{k_{\nu}(u)}{\cos \theta} \cdot \rho(u) \cdot du \right] \times \\ & \times \left\{ c_1 - \int_z^{\infty} \frac{k_{\nu}(v)}{\cos \theta} \cdot \rho(v) \cdot B[\nu, T(v)] \times \right. \\ & \left. \times \exp \left[- \int_v^{\infty} \frac{k_{\nu}(u)}{\cos \theta} \cdot \rho(u) \cdot du \right] \cdot dv \right\}; \end{aligned} \quad (1.3.14)$$

$$\begin{aligned}
J_v^\uparrow(z, \theta) = & \exp \left[\int_0^z \frac{k_v(u)}{\cos \theta} \cdot \rho(u) \cdot du \right] \times \\
& \times \left\{ c_2 - \int_0^z \frac{k_v(v)}{\cos \theta} \cdot \rho(v) \cdot B[v, T(v)] \times \right. \\
& \times \left. \exp \left[- \int_0^v \frac{k_v(u)}{\cos \theta} \cdot \rho(u) \cdot du \right] \cdot dv \right\}. \quad (1.3.15)
\end{aligned}$$

В качестве граничного условия для функции J_v^\uparrow , позволяющего определить константу c_1 в уравнении (1.3.14), обычно используется следующее соотношение:

$$J_v^\uparrow(z = \infty, \theta) = 0, \quad (1.3.16)$$

справедливое в том случае, если в направлении \vec{r} , определяемом углами θ и η , отсутствуют внешние источники теплового излучения (Солнце, Луна, космическое излучение). В противном случае значение $J_v^\uparrow(z = \infty, \theta)$ следует положить равным интенсивности внешнего космического излучения:

$$J_v^\uparrow(z = \infty, \theta) = J_v^*.$$

Чтобы задать граничное условие для функции J_v^\uparrow на уровне $z=0$ необходимо учесть собственное тепловое излучение поверхности. Кроме того, поскольку излучательная способность любой реальной поверхности ϵ_v всегда отлична от единицы, то отличается от нуля и отраженный ею поток нисходящего теплового излучения на уровне $z=0$. С учетом этих двух слагаемых для значения $J_v^\uparrow(z=0, \theta)$ можно записать

$$J_v^\uparrow(z=0, \theta) = \epsilon_v(\theta) \cdot B[v, T_0] + r_v(\theta) \int_{\Omega_0} J_v^\downarrow(z=0, \theta) \cdot \cos \theta \cdot d\omega, \quad (1.3.17)$$

где интегрирование по телесному углу ω производится в пределах всей нижней полусферы в направлении Ω_0 . Значение $r(\theta)$, определяемое соотношением $r_v(\theta) = [1 - \epsilon_v(\theta)]$, является коэффициентом отражения поверхности в направлении θ , T_0 — температура подстилающей поверхности. При решении задач дистанционного зондирования граничное условие (1.3.17) обычно упрощается и записывается в предположении выполнения зеркального отражения в следующей форме:

$$J_v^\uparrow(z=0, \theta) = \epsilon_v(\theta) \cdot B[v, T_0] + r_v(\theta) \cdot J_v^\downarrow(z=0, \theta). \quad (1.3.18)$$

Таким образом, использование граничных условий (1.3.16) и (1.3.18) позволяет определить константы c_1 и c_2 в формулах (1.3.14) и (1.3.15).

Для компактной записи полученных выше выражений введем следующие монохроматические функции.

1. Оптическую толщину τ_v слоя атмосферы, расположенного между высотами z_1 и z_2 в направлении θ :

$$\tau_v(\theta, z_1, z_2) = \int_{z_1}^{z_2} \frac{k_v(z)}{\cos \theta} \cdot \rho(z) \cdot dz = \sec \theta \cdot \tau_v(z_1, z_2), \quad (1.3.19)$$

где $\tau_v(z_1, z_2)$ — оптическая толщина при $\theta=0$.

2. Функцию пропускания слоя в направлении θ

$$P_v(\theta, z_1, z_2) = \exp[-\tau_v(\theta, z_1, z_2)]. \quad (1.3.20)$$

Величина функции пропускания характеризует долю радиации, пропущенную под углом θ к вертикали, слоем атмосферы, расположенным между уровнями z_1 и z_2 . Эта доля изменяется от нуля (полное поглощение, оптическая толщина $\tau_v = \infty$) до единицы (полное пропускание, то есть слой атмосферы прозрачен и никак не влияет на прохождение радиации, $\tau_v = 0$).

Выражения (1.3.19) и (1.3.20) записаны в предположении, что на длине волны $\lambda = 1/\nu$ поглощение осуществляется лишь одной газовой компонентой, высотное распределение плотности которой определяется функцией $\rho(z)$. В действительности земная атмосфера представляет собой многокомпонентную среду, в которой поглощение теплового излучения складывается из поглощения целым набором «оптически активных» на данной волне газов. В зависимости от рассматриваемого участка спектра такими газами являются: H_2O , CO_2 , O_3 , NO , NO_2 и другие. С учетом одновременного поглощения N газовыми компонентами атмосферы формула (1.3.19) примет следующий вид:

$$\tau_v(\theta, z_1, z_2) = \sum_{i=1}^N \tau_v^{(i)}(\theta, z_1, z_2), \quad (1.3.21)$$

где

$$\tau_v^{(i)}(\theta, z_1, z_2) = \int_{z_1}^{z_2} \frac{k_v^{(i)}(z)}{\cos \theta} \cdot \rho^{(i)}(z) \cdot dz; \quad (1.3.22)$$

$\rho^{(i)}(z)$ и $k_v^{(i)}(z)$ — соответственно высотные профили содержания и коэффициента поглощения i -й газовой составляющей. Если по аналогии с (1.3.20) ввести монохроматическую функцию пропускания для i -й газовой составляющей

$$P_v^{(i)}(\theta, z_1, z_2) = \exp[-\tau_v^{(i)}(\theta, z_1, z_2)], \quad (1.3.23)$$

то, как следует из формулы (1.3.21), для смеси N газов

$$P_v(\theta, z_1, z_2) = \prod_{i=1}^N P_v^{(i)}(\theta, z_1, z_2); \quad (1.3.24)$$

Окончательно, используя функцию пропускания, получаем для J_v^\downarrow и J_v^\uparrow :

$$J_v^\downarrow(z, \theta) = - \int_z^\infty B[\nu, T(\nu)] \frac{\partial P_v(\theta, z, \nu)}{\partial \nu} \cdot d\nu \quad (1.3.25)$$

и

$$J_v^\uparrow(z, \theta) = \varepsilon_v(\theta) \cdot B[\nu, T_0] \cdot P_v(\theta, 0, z) + [1 - \varepsilon_v(\theta)] \cdot J_v^\uparrow(0, \theta) \cdot P_v(\theta, 0, z) + \int_0^z B[\nu, T(\nu)] \frac{\partial P_v(\theta, \nu, z)}{\partial \nu} \cdot d\nu. \quad (1.3.26)$$

Выражения (1.3.25) и (1.3.26) справедливы и в ИК, и в СВЧ-участках спектра. Однако для СВЧ-диапазона можно получить более простые уравнения, опираясь на формулу Релея — Джинса и введенное ранее понятие радиояркостной температуры. Запишем выражения для радиояркостных температур нисходящего $T_{\downarrow}^{\nu}(z, \theta)$ и восходящего $T_{\uparrow}^{\nu}(z, \theta)$ излучения в предположении, что на верхнюю границу атмосферы падает поток космического излучения, интенсивность которого на частоте ν характеризуется яркостной температурой T_{ν}^k . В результате получим

$$T_{\downarrow}^{\nu}(z, \theta) = - \int_z^{\infty} T(u) \frac{\partial}{\partial u} P_{\nu}(\theta, u, z) \cdot du + T_{\nu}^k \cdot P_{\nu}(\theta, z, \infty), \quad (1.3.27)$$

$$T_{\uparrow}^{\nu}(z, \theta) = \epsilon_{\nu}(\theta) \cdot T_0 \cdot P_{\nu}(\theta, 0, z) + [1 - \epsilon_{\nu}(\theta)] \cdot T_{\downarrow}^{\nu}(0, \theta) \cdot P_{\nu}(\theta, 0, z) + \int_0^z T(u) \frac{\partial}{\partial u} P_{\nu}(\theta, u, z) \cdot du. \quad (1.3.28)$$

Здесь T_0 — температура подстилающей поверхности; v и u — переменные интегрирования.

Из соотношений (1.3.26) и (1.3.28), в частности, следует, что спектральная интенсивность (яркостная температура) уходящего теплового излучения на уровне полета МСЗ (в этом случае можно считать $z = \infty$) описывается тремя членами. Физический смысл каждого из них достаточно прост: первый член представляет собой излучение поверхности, ослабленное атмосферой; второй — нисходящее излучение атмосферы, отраженное поверхностью и ослабленное атмосферой; третий — восходящее излучение атмосферы (рис. 1.3).

Наряду с выражениями (1.3.25), ..., (1.3.28) при рассмотрении задач дистанционного зондирования используется и другая форма записи, получаемая при их интегрировании по частям. Так, вместо выражения (1.3.26) при $\epsilon_{\nu}(\theta) = 1$ после реализации такой процедуры получим

$$I_{\downarrow}^{\nu}(z, \theta) = B[\nu, T(z)] + \int_0^z P_{\nu}(\theta, v, z) \frac{\partial B[\nu, T(v)]}{\partial v} dv. \quad (1.3.29)$$

Формулы (1.3.25), ..., (1.3.29) представляют собой интегральную форму уравнения переноса собственного нисходящего и уходящего теплового излучения, когда можно пренебречь процессом рассеяния, а атмосферу считать плоскопараллельной. Последнее обстоятельство связано с наличием в уравнениях (1.3.25), ..., (1.3.28) косинуса угла θ , обращающегося в нуль при $\theta = \pi/2$. Это накладывает ограничения на величину угла θ при использовании

приведенных уравнений. Достаточно хорошее приближение приведенные уравнения дают для интенсивности излучения в диапазоне углов $0-86^\circ$. Для расчетов интенсивности излучения при больших значениях угла θ требуется учет сферичности атмосферы:

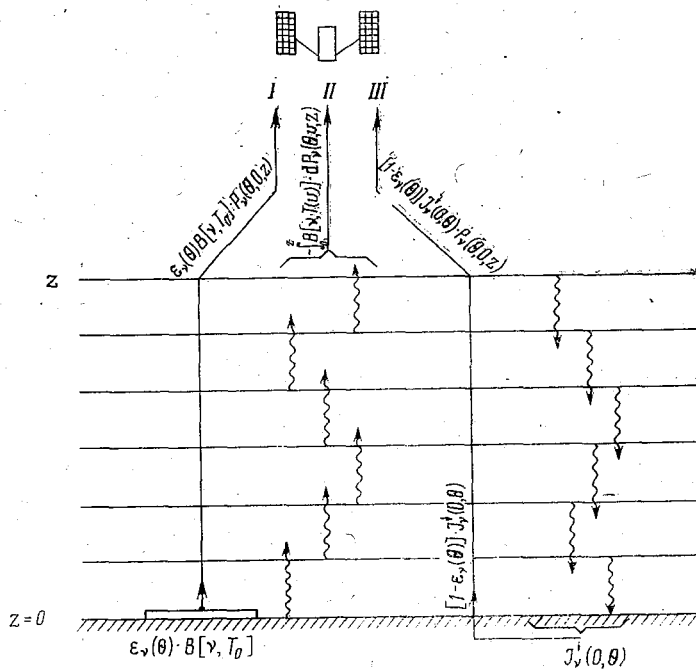


Рис. 1.3. Иллюстрация вкладов различных составляющих в регистрируемое на спутнике излучение.

Как уже отмечалось выше, полученные нами уравнения переноса излучения справедливы для монохроматического случая. Однако для дистанционного зондирования атмосферы используются данные измерений теплового излучения реальными спектральными приборами, имеющими конечное спектральное разрешение $\Delta\nu$. С формальной точки зрения получить уравнение переноса немонахроматического излучения не представляет труда: следует только лишь проинтегрировать уже полученные уравнения (например, (1.3.26)) по спектральному интервалу $\Delta\nu$ с учетом спектральной аппаратной функции прибора. Следует тем не менее отметить, что даже в случае простейшей прямоугольной спектральной аппаратной функции уравнение переноса для осредненного по интервалу $\Delta\nu$ значения интенсивности излучения

$$J_{\Delta\nu} = \frac{1}{\Delta\nu} \int_{\Delta\nu} J_\nu \cdot d\nu, \quad (1.3.30)$$

будет иметь следующий вид:

$$\begin{aligned}
 J_{\Delta\nu}^{\uparrow}(\bar{\nu}, z, \theta) = & \frac{1}{\Delta\nu} \int_{(\Delta\nu)} \varepsilon_{\nu}(\theta) \cdot B[\nu, T_0] \cdot P_{\nu}(\theta, 0, z) \cdot d\nu + \\
 & + \frac{1}{\Delta\nu} \int_{(\Delta\nu)} [1 - \varepsilon_{\nu}(\theta)] \cdot J_{\nu}^{\downarrow}(0, \theta) \cdot P_{\nu}(\theta, 0, z) \cdot d\nu + \\
 & + \int_{(\Delta\nu)} \int_0^z B[\nu, T(\nu)] \frac{\partial P_{\nu}(\theta, \nu, z)}{\partial \nu} d\nu. \quad (1.3.31)
 \end{aligned}$$

Для того чтобы полученное уравнение свести к такому же виду как и уравнение (1.3.26) и, таким образом, избавиться от необходимости интегрирования по частоте, придется сделать одно дополнительное допущение: будем считать, что функция Планка практически не меняется в малом интервале $\Delta\nu$ и заменим ее под знаком интеграла по частоте средним значением. В задачах дистанционного зондирования атмосферы сделанное допущение достаточно хорошо «работает», так как в большинстве случаев величина $\Delta\nu$ не превосходит, как правило, десятка см^{-1} . Это позволяет, приближенно учитывая зависимость ε_{ν} от частоты и введя среднее значение функции пропускания $P_{\Delta\nu}$, аналогично (1.3.30), записать уравнение переноса в следующем виде:

$$\begin{aligned}
 J_{\Delta\nu}^{\uparrow}(\bar{\nu}, z, \theta) = & \varepsilon_{\Delta\nu}(\bar{\nu}, \theta) \cdot B_{\Delta\nu}[\bar{\nu}, T_0] \cdot P_{\Delta\nu}(\bar{\nu}, \theta, 0, z) + \\
 & + [1 - \varepsilon_{\Delta\nu}(\bar{\nu}, \theta)] \cdot P_{\Delta\nu}(\bar{\nu}, \theta, 0, z) \cdot J_{\Delta\nu}^{\downarrow}(\bar{\nu}, 0, \theta) + \\
 & + \int_0^z B_{\Delta\nu}[\bar{\nu}, T(\nu)] \frac{\partial P_{\Delta\nu}(\bar{\nu}, \theta, \nu, z)}{\partial \nu} d\nu, \quad (1.3.32)
 \end{aligned}$$

где первый член, как и в (1.3.26) описывает вклад в $J_{\Delta\nu}^{\uparrow}$ излучения подстилающей поверхности, а второй (в дальнейшем, ввиду его малости, исключаемый нами из рассмотрения) — долю нисходящего излучения, отраженного подстилающей поверхностью и дошедшего до уровня z , а третий — вклад излучения атмосферы.

Уравнение переноса при отсутствии рассеяния в случае наличия облачности. Перейдем далее к выводу уравнения переноса теплового излучения в случае наличия облачности в поле зрения прибора. Этот случай имеет важное практическое значение, так как уже первые реальные спутниковые измерения уходящего излучения наглядно продемонстрировали, что в поле зрения прибора очень часто находятся различные облачные образования.

Облака оказывают большое влияние на трансформацию собственного теплового излучения. Это влияние по разному проявляется в различных областях спектра (в частности, в микроволновом диапазоне длин волн оказывается существенно меньшим, чем в ИК-диапазоне) и зависит от большого числа параметров, описывающих оптические свойства и строение облаков.

Точный количественный учет влияния облачности на перенос собственного теплового излучения имеет важное значение прежде всего для решения задач дистанционного зондирования параметров облачности. При решении большинства других типов обратных задач влияние облачности обычно учитывается приближенно. По этой причине здесь уместно ограничиться рассмотрением лишь одной из возможных форм такого приближенного количественного описания переноса излучения в облачной атмосфере. Оно основано на очевидных геометрических представлениях и где, как и в ранее выведенных уравнениях переноса, пренебрегается процессами рассеяния (хотя последние и могут быть частично учтены в рамках этого подхода на основе соответствующего изменения числовых значений введенных ниже коэффициентов).

Выражение для интенсивности уходящего излучения при наличии в поле зрения прибора однослойной облачности может быть представлено в следующем виде:

$$J_{\Delta\nu}^{(o/s)}(\bar{\nu}, z, \theta) = N \cdot J_{\Delta\nu}^{(обл)}(\bar{\nu}, z, \theta) + (1 - N) J_{\Delta\nu}^{\uparrow}(\bar{\nu}, z, \theta), \quad (1.3.33)$$

где N — степень покрытия поля зрения прибора облаками (при $N=1$ — сплошная облачность в поле зрения прибора, при $N=0$ — безоблачная атмосфера), а $J_{\Delta\nu}^{(обл)}$ и $J_{\Delta\nu}^{\uparrow}$ — значения интенсивности уходящего излучения в условиях сплошной облачности и безоблачной атмосферы соответственно. Выражение для $J_{\Delta\nu}^{\uparrow}$ описывается формулой (1.3.26), а для значения $J_{\Delta\nu}^{(обл)}$ может быть записано следующее соотношение:

$$J_{\Delta\nu}^{(обл)}(\bar{\nu}, z, \theta) = J_{\Delta\nu}^{\uparrow}(\bar{\nu}, z_{обл} + z, \theta) + \{ r_{\Delta\nu}^{(обл)}(\bar{\nu}, \theta) \cdot J_{\Delta\nu}^{\downarrow}(\bar{\nu}, z_{обл}, \theta) + \varepsilon_{\Delta\nu}^{(обл)}(\bar{\nu}, \theta) \cdot B_{\Delta\nu}[\bar{\nu}, T(z_{обл})] + \tau_{\Delta\nu}^{(обл)}(\bar{\nu}, \theta) \bar{J}_{\Delta\nu}^{\uparrow}(\bar{\nu}, 0 + z_{обл}, \theta) \} \times \\ \times P_{\Delta\nu}(\bar{\nu}, \theta, z_{обл}, z). \quad (1.3.34)$$

Здесь $r_{\Delta\nu}^{(обл)}$, $\varepsilon_{\Delta\nu}^{(обл)}$ и $\tau_{\Delta\nu}^{(обл)}$ — оптические свойства облачного слоя, а именно: отражательная и излучательная способности и пропускание облаков в спектральном интервале $\Delta\nu$, центрированном на частоте $\bar{\nu}$; $J_{\Delta\nu}^{\downarrow}(\bar{\nu}, z_{обл}, z, \theta)$ — излучение слоя атмосферы, расположенного выше облаков; $J_{\Delta\nu}^{\uparrow}$ — нисходящее тепловое излучение на уровне облачности; $B_{\Delta\nu}[\bar{\nu}, T(z_{обл})]$ — значение функции Планка при температуре на уровне облачности $z_{обл}$; $\bar{J}_{\Delta\nu}^{\uparrow}$ — восходящее излучение подоблачной части атмосферы; $P_{\Delta\nu}(\bar{\nu}, \theta, z_{обл}, z)$ — функция пропускания слоя от верхней границы атмосферы до верхней границы облачности, т. е. от $z_{обл}$ до z .

Одной из наиболее простых оптических моделей облачности является такая, где $r_{\Delta\nu}^{(обл)}(\bar{\nu}, \theta) = \tau_{\Delta\nu}^{(обл)}(\bar{\nu}, \theta) = 0$, а величина $\varepsilon_{\Delta\nu}^{(обл)}(\bar{\nu}, \theta)$ близка к единице, т. е. излучение облака рассматри-

вается как излучение подстилающей поверхности, имеющей излучательную способность $\varepsilon_{\Delta v}^{(обл)}$ (\bar{v}, θ) и расположенной на уровне $z_{обл}$ при температуре $T(z_{обл})$. В этом случае выражение (1.3.33) существенно упрощается:

$$\begin{aligned}
 J_{\Delta v}^{(0/\delta)}(\bar{v}, z, \theta) = & N \cdot \varepsilon_{\Delta v}^{(обл)}(\bar{v}, \theta) \cdot B_{\Delta v}[\bar{v}, T(z_{обл})] \cdot P_{v\Delta}(\bar{v}, \theta, z_{обл}, z) + \\
 & + N \int_{z_{обл}}^z B_{\Delta v}[\bar{v}, T(v)] \frac{\partial P_{\Delta v}(\bar{v}, \theta, z_{обл}, v)}{\partial v} dv + \\
 & + (1 - N) \cdot \varepsilon_{\Delta v}(\bar{v}, \theta) \cdot B_{\Delta v}[\bar{v}, T_0] \cdot P_{\Delta v}(\bar{v}, \theta, 0, z) + \\
 & + (1 - N) \int_0^z B_{\Delta v}[\bar{v}, T(v)] \frac{\partial P_{\Delta v}(\bar{v}, \theta, v, z)}{\partial v} dv. \quad (1.3.35)
 \end{aligned}$$

Для решения обратных задач спутниковой метеорологии при отсутствии конкретных данных об излучательной способности облаков нижнего яруса обычно предполагается, что $\varepsilon_{\Delta v}^{(обл)}(\bar{v}, \theta) = 1$. Из анализа экспериментальных данных следует, что это приближение справедливо для капельножидких облаков. В этом случае выражение (1.3.35) может быть преобразовано к более компактному виду, весьма удобному для последующей формулировки соответствующей обратной задачи (дистанционное восстановление параметров облачности) путем введения ступенчатой функции $\psi(N, z_{обл}, z)$, однозначно описывающей распределение облачности в поле зрения прибора;

$$\psi(N, z_{обл}, z) = \begin{cases} 1 & \text{при } z \geq z_{обл}, \\ 1 - N & \text{при } z < z_{обл}. \end{cases} \quad (1.3.36)$$

В этом случае выражение (1.3.31) (при $\varepsilon_{\Delta v}(\bar{v}, \theta) = \varepsilon_{\Delta v}^{(обл)}(\bar{v}, \theta) = 1$) преобразуется к следующему виду*:

$$\begin{aligned}
 J_{\Delta v}^{(0/\delta)}(\bar{v}, z, \theta) = & B_{\Delta v}[\bar{v}, T(z)] - \int_0^z \psi(N, z_{обл}, v) \times \\
 & \times P_{\Delta v}(\bar{v}, \theta, v, z) \frac{\partial B_{\Delta v}[\bar{v}, T(v)]}{\partial v} dv. \quad (1.3.37)
 \end{aligned}$$

Причем аналогично преобразование уравнения (1.3.35) для указанной простейшей оптической модели облака возможно и при наличии многослойной облачности путем введения многоступенчатой функции $\psi(N^i, z_{обл}^i, z)$ ($i=1, 2, \dots, M$; M — число слоев облачности в поле зрения прибора).

* При выводе соотношения (1.3.37) использовалось интегральное уравнение, получаемое из соотношения (1.3.32) при $\varepsilon_{\Delta v}(\bar{v}, \theta) = 1$ путем его интегрирования по частям.

Уравнение переноса при учете эффектов рассеяния. Рассмотрим теперь возможности решения уравнения (1.3.8) для УФ и видимой областей спектра, где учет эффектов, связанных с рассеянием излучения, обязателен. В общем случае решение уравнения (1.3.8) в рассматриваемом диапазоне спектра требует привлечения специальных численных методов решения и является весьма трудоемким. Однако, используя определенные упрощения, и здесь можно получить решение уравнения (1.3.8) в виде, удобном для использования при интерпретации дистанционных измерений рассеянного атмосферой излучения. Для этого учтем, во-первых, то обстоятельство, что в УФ и видимой области спектра можно

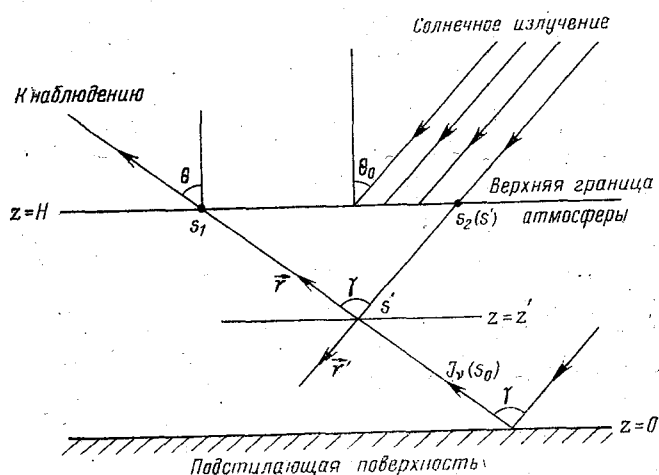


Рис. 1.4. К выводу уравнения для однократно рассеянного света.

пренебречь собственным тепловым излучением атмосферы по сравнению с интенсивностью излучения Солнца. Это позволяет в уравнении (1.3.8) пренебречь первыми слагаемыми в правой части. Во-вторых, будем предполагать, что выбраны такие участки спектра и такая геометрия измерений, при которых можно с достаточной для рассматриваемой задачи точностью ограничиться приближением однократного рассеяния. Оставляя до конкретных приложений анализ выполнимости этого предположения, получим уравнение переноса излучения, описывающее поле излучения в случае применимости приближения однократного рассеяния света и отсутствия внутренних источников.

В этом случае вклад рассеянного излучения в элементарном объеме с координатой s' на трассе $s_0 s_1$ (рис. 1.4) можно записать следующим образом:

$$\epsilon_{\nu p}(s') = J_{\nu}(s', \vec{r}') \cdot f_{\nu}(s', \vec{r}, \vec{r}') \frac{\sigma_{\nu}(s')}{4\pi}, \quad (1.3.38)$$

где $J_\nu(s', \vec{r}')$ — интенсивность прямых солнечных лучей в точке с координатой s' в направлении \vec{r}' . Воспользуемся теперь понятием оптической толщины (1.3.19) и запишем выражение для $J_\nu(s', \vec{r}')$:

$$J_\nu(s', \vec{r}') = J_\nu(0) \cdot \exp[-\tau_\nu(s', s_2(s'))], \quad (1.3.39)$$

где $J_\nu(0)$ — интенсивность внеатмосферного солнечного излучения.

Подставляя (1.3.39) в (1.3.38), можно записать дифференциальное уравнение переноса излучения в приближении однократного рассеяния следующим образом:

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial J_\nu}{\partial s} = -\beta_\nu(s) \cdot J_\nu(s) + \frac{\sigma_\nu(s)}{4\pi} J_\nu(0) \cdot f(s, \vec{r}, \vec{r}') \times \\ \times \exp[-\tau_\nu(s, s_2(s))]. \quad (1.3.40)$$

Для решения этого уравнения необходимо еще задать граничное условие, т. е. величину интенсивности излучения в точке с координатой s_0 (см. рис. 1.4).

Пусть $J_\nu(s_0)$ — интенсивность отраженного солнечного излучения, тогда решение уравнения (1.3.40) можно записать в виде

$$J_\nu(s_1) = \int_{s_0}^{s_1} J_\nu(0) \frac{f(s, \vec{r}, \vec{r}') \cdot \sigma_\nu(s)}{4\pi} \exp\{-\tau_\nu[s_1, s] - \tau_\nu[s, s_2(s)]\} ds + \\ + J_\nu(s_0) \cdot \exp[-\tau_\nu(s_1, s_0)]. \quad (1.3.41)$$

Полученное уравнение описывает интенсивность однократно рассеянного света как для плоской, так и для сферической атмосферы, если соответствующим образом выбрать элемент длины ds в (1.3.41). Если ограничиться случаем плоско-параллельной атмосферы, то

$$\tau_\nu[s_1, s] = \sec \theta \int_z^H \beta_\nu(z) \cdot dz, \\ \tau_\nu[s, s_2(s)] = \sec \theta_0 \int_z^H \beta_\nu(z) \cdot dz, \quad (1.3.42) \\ \tau_\nu[s_1, s_0] = \sec \theta \int_0^H \beta_\nu(z) \cdot dz,$$

Решение (1.3.41) запишется в следующем виде:

$$J_\nu(H) = \sec \theta \int_0^H J_\nu(0) \frac{f(z, \vec{r}) \cdot \sigma_\nu(z)}{4\pi} \exp \left[-\sec \theta \int_z^H \beta_\nu(z') \cdot dz' - \sec \theta_0 \times \right. \\ \left. \times \int_z^H \beta_\nu(z') \cdot dz' \right] \cdot dz + J_\nu(z=0) \cdot \exp \left[-\sec \theta \int_0^H \beta_\nu(z') \cdot dz' \right]. \quad (1.3.43)$$

где γ — угол рассеяния, определение которого очевидно из рис. 1.4, если совпадают азимутальные углы Солнца и направления наблюдения, задаваемого направлением вектора r .

Несмотря на разнообразие полученных уравнений, легко заметить, что для всех их решений необходимо задать две различные группы параметров. К первой группе относятся вертикальные профили давления, температуры, концентраций поглощающих газов, а в случае наличия облачности — ее высоту и степень покрытия поля зрения прибора. Ко второй группе параметров следует отнести коэффициенты поглощения, ослабления, излучательные способности подстилающей поверхности и облаков. Совокупность элементов первой группы представляет собой так называемую физическую модель атмосферы, второй группы — радиационную или оптическую модель атмосферы.

Глава 2. СПЕКТР ПОГЛОЩЕНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ В АТМОСФЕРЕ

2.1. Природа образования полос поглощения атмосферных газов

Если регистрировать прошедшее через атмосферу излучение непрерывного по спектру источника (например, такого, излучение которого по своим свойствам близко к излучению АЧТ), то легко обнаружить, что в большинстве участков спектра оно значительно ослабляется средой.* Причиной этого ослабления является поглощение и рассеяние излучения молекулами атмосферных газов, физический механизм которого несколько различается для различных участков спектра.

Для анализа физических процессов взаимодействия излучения с веществом целесообразно напомнить, что электромагнитные волны могут интерпретироваться и как волновой, и как корпускулярный процесс. По этой причине имеет место тесная связь между частотой излучения и энергией, которую можно записать в следующем виде:

$$E = hf = h \frac{c}{\lambda} . \quad (2.1.1)$$

Таким образом, используя соотношение (2.1.1), спектру электромагнитных волн можно сопоставить энергетический спектр, из которого видно, что чем больше длина волны излучения, тем меньше его энергия.

* Спектр электромагнитных волн с указанием установившихся названий для отдельных участков спектра в длинах волн (мкм) и волновых числах (см⁻¹), часто применяемых в спектроскопии, приведен на рис. 1.1.

Физической основой наблюдаемого в атмосфере поглощений электромагнитного излучения в широком диапазоне длин волн — от ультрафиолетового до радиодиапазона спектра — являются квантовые процессы, связанные с электронными переходами, колебаниями и вращением молекул. Следует иметь в виду, что в реальной ситуации все эти процессы происходят одновременно. С целью совместного рассмотрения этих процессов обратимся к понятию внутренней энергии изолированной молекулы. Согласно квантовой теории, рассматриваемая система (молекула) характеризуется совокупностью энергетических состояний, в которых она может находиться. Для каждого из возможных состояний общая энергия молекул складывается из нескольких частей и может быть представлена в следующем виде:

$$E \approx E_{\text{пос}} + E_{\text{эл}} + E_{\text{кол}} + E_{\text{вр}} + E_{\text{эл-кол}} + E_{\text{эл-вр}} + E_{\text{кол-вр}}. \quad (2.1.2)$$

Здесь $E_{\text{пос}}$ — энергия поступательного движения молекулы, которая зависит от скорости ее движения. Значения $E_{\text{эл}}$, $E_{\text{кол}}$, $E_{\text{вр}}$ — соответственно энергия электронов, колебательная и вращательная энергия. Три последних слагаемых в уравнении (2.1.2) обязаны учету взаимодействия различных видов движения молекулы: энергии электронов и колебательной энергии ($E_{\text{эл-кол}}$), энергии электронов и вращательной энергии ($E_{\text{эл-вр}}$), энергии колебательного и вращательного движения ($E_{\text{кол-вр}}$). За исключением $E_{\text{пос}}$, которая может принимать любые (имеется в виду не дискретные) значения и в дальнейшем из рассмотрения исключается, все остальные составляющие энергии молекулы в формуле (2.1.2) могут принимать только дискретные значения, а их изменения могут происходить лишь скачком, сопровождающимся или поглощением, или испусканием кванта электромагнитной энергии определенной частоты.

Дискретный набор возможных значений энергии молекулы дает решение уравнения Шредингера для рассматриваемой квантомеханической системы (молекулы). Так называемые правила отбора определяют разрешенные значения, на которые могут изменяться слагаемые в формуле (2.1.2)

$$\Delta E_{ij} = E_i - E_j,$$

где E_i и E_j — начальное и конечное значения энергии молекулы. В соответствии с известным соотношением Планка

$$\Delta E_{ij} = hf_{ij} \quad (2.1.3)$$

этим разрешенным значениям ΔE_{ij} будут соответствовать строго определенные значения частот f_{ij} , определяющих положение спектральных линий данной изолированной молекулы. Отложив по горизонтальной оси частоту излучения, а по вертикальной — интенсивность, с которой молекула поглощает электромагнитную энергию, получим спектр поглощения данной молекулы,

где каждому разрешенному значению f_{ij} будет соответствовать линия поглощения. Схематическое изображение дискретного спектра поглощения молекулы представлено в нижней части рис. 2.1.

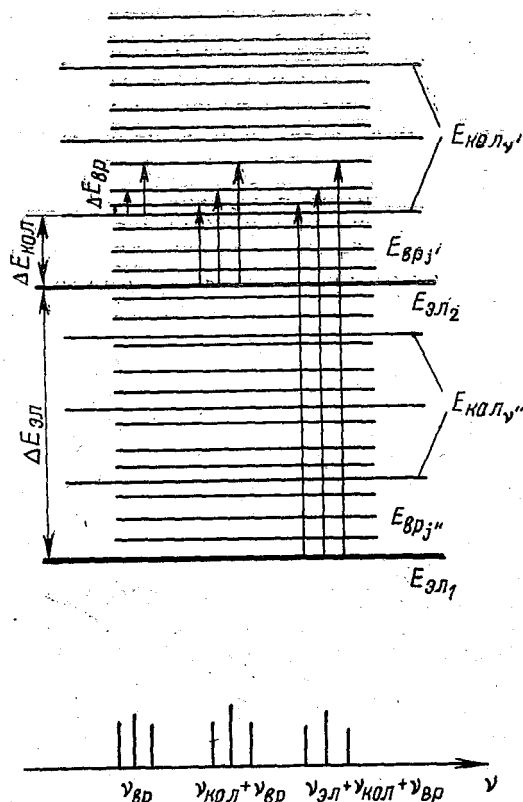


Рис. 2.1. Схематическое расположение энергетических уровней молекулы.

Величины электронной, колебательной и вращательной энергии молекулы сильно различаются между собой. В относительных единицах $E_{эл} \approx 10^4$; $E_{кол} \approx 10^3, \dots, 10^2$; $E_{вр} \approx 10^1, \dots, 10^0$. Аналогичное отличие имеют и соответствующие разрешенные значения изменений этих видов энергии: $\Delta E_{эл}$, $\Delta E_{кол}$, $\Delta E_{вр}$. По этой причине, как следует из формулы (2.1.3), электронные спектры занимают УФ и видимую область спектра, колебательные — близкую ИК, вращательные — ИК и микроволновую (СВЧ) области длин волн.

Рассмотрим теперь некоторые особенности формирования разрешенных значений ΔE_{ij} . Из соотношения (2.1.2) следует, что молекула обладает электронной, колебательной и вращательной

энергией, которые, вообще говоря, при излучении или поглощении изменяются одновременно, т. е. молекула, находящаяся в возбужденном электронном состоянии, может одновременно находиться и в колебательном, и во вращательном движениях.

На рис. 2.1 показано схематическое расположение энергетических уровней молекулы. Из рисунка видно, что каждый электронный переход может сопровождаться колебательными и вращательными переходами, а колебательные переходы — вращательными. Поэтому в электронных и колебательных спектрах наблюдается тонкая структура, связанная в первом случае с колебательно-вращательными, а во втором случае — с вращательными переходами. В конечном итоге в зависимости от рассматриваемого диапазона длин волн проявляются либо электронно-колебательно-вращательные, либо колебательно-вращательные, либо чисто вращательные спектры молекулы. Для краткости эти спектры обычно называют электронными, колебательными и вращательными соответственно.

Колебательные и вращательные спектры представляют собой набор полос поглощения. Полосы поглощения формируются следующим образом. При изменении электронной энергии молекулы одновременно меняются колебательная и вращательная энергия. Причем возможное число различных значений $\Delta E_{\text{кол}}$, сопровождающих изменение $E_{\text{эл}}$, и возможное число различных изменений $E_{\text{вр}}$, связанных с изменением $E_{\text{кол}}$ на величину $\Delta E_{\text{кол}}$, может быть очень большим. Соответственно очень большим может быть и число различных значений общего (суммарного) изменения энергии молекулы, которым в соответствии с формулой (2.1.3) будут соответствовать большое число близко расположенных друг от друга частот поглощения ν_{ij} . Вся эта совокупность частот поглощения, занимая в спектре поглощения некоторый диапазон (полосу) длин волн, и образует электронную полосу поглощения.

Аналогичным образом формируются и колебательные полосы поглощения. Здесь каждая полоса, т. е. большое число близко расположенных друг от друга линий поглощения, формируется за счет большого числа возможных изменений вращательной энергии молекулы, сопровождающих изменение колебательной энергии $E_{\text{кол}}$.

Понятно, что такой сложный характер изменения общей энергии молекулы обуславливает и весьма сложную структуру молекулярных спектров. Эту особенность молекулярных спектров поглощения иллюстрирует рис. 2.2, где представлен лишь небольшой участок колебательно-вращательной полосы поглощения CO_2 в области 15 мкм. По сравнению со схемой на рис. 2.1 здесь не только весьма отчетливо проявляется сложный характер молекулярного спектра поглощения, но показана и еще одна его важная особенность — уширение монохроматических линий поглощения. Кратко поясним причины этого явления.

До сих пор рассматривалась изолированная молекула, которой соответствовал дискретный спектр поглощения, состоящий из отдельных монохроматических линий. В действительности, если учесть взаимодействие различных молекул между собой, конечное время перехода молекулы из состояния с одним значением энергии в другое, действие эффекта Доплера и ряд других эффектов, то реальные линии уже не будут монохроматическими. Из-за перечисленных механизмов каждая такая линия «расплывется» (уширится) обретя вполне определенный контур, форма которого зависит от тех условий в атмосфере, в которых происходит поглощение или излучение света молекулами. Из-за этого изменится и спектр поглощения — из дискретного он превратится в непрерывный. Причем близко расположенные линии, поскольку теперь они будут иметь некоторую «толщину», станут перекрываться; их контуры в результате этого будут взаимно искажаться, все это еще больше усложняет и без того не простую структуру спектра поглощения.

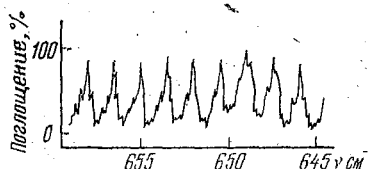


Рис. 2.2. Участок колебательно-вращательной полосы поглощения CO_2 в области 15 мкм.

Электронный спектр. Рассмотрение природы поглощения света атмосферой начнем с ультрафиолетовой и видимой областей спектра. Физические основы поглощения электромагнитного излучения в этом диапазоне спектра проиллюстрируем на примере самого простого атома — атома водорода. Как известно, атом водорода состоит из ядра, включающего в себя один протон и один нейтрон, и электрона с зарядом e и массой m , вращающегося вокруг ядра по круговой орбите со скоростью v . Для объяснения ряда экспериментальных закономерностей Н. Бором была предложена гипотеза о том, что электрон может находиться не на любой орбите, а лишь на ряде определенных, таких, что момент количества движения электрона кратен $h/(2\pi)$, т. е., как говорят, квантуется.

Так как момент количества движения электрона равен произведению массы электрона m на его скорость v и на радиус орбиты r , то условие квантования можно записать следующим образом:

$$mvr = n \left(\frac{h}{2\pi} \right), \quad (2.1.4)$$

где n — любое целое число от 1 до ∞ .

Это соотношение выражает суть первого постулата Бора: электроны в атоме находятся только на вполне определенных, стационарных орбитах, отвечающих определенным квантовым значениям момента количества движения.

Второй постулат Бора связан с энергией электронов и записывается следующим образом: электроны, двигаясь по стационарным орбитам, энергии не излучают, и их общий запас энергии остается постоянным.

Эти два постулата Бора позволяют вычислить в классическом представлении радиусы и скорости движения электрона любой стационарной орбиты. Для этого воспользуемся соотношением (2.1.4) и условием устойчивости движения электрона по кругу (центростремительное ускорение определяется Кулоновской силой), т. е.

$$\frac{mv^2}{r} = \frac{e^2}{r^2} \quad (2.1.5)$$

Для радиуса любой орбиты, обозначим ее номер через n , используя соотношение (2.1.4), получим

$$r_n = \frac{n^2 h^2}{4\pi^2 m e^2}, \quad (2.1.6)$$

а для скоростей движения электрона, подставив (2.1.6) в (2.1.5), будем иметь

$$v_n = \frac{2\pi e^2}{nh}. \quad (2.1.7)$$

Получим выражение для энергии электрона в атоме. Она состоит из двух частей: энергии взаимодействия W_n и кинетической энергии электрона W_k

$$E = W_n + W_k. \quad (2.1.8)$$

Для энергии взаимодействия электрона, находящегося на расстоянии r_n от ядра, справедлива формула

$$W_n = -e^2/r_n. \quad (2.1.9)$$

Выражение для кинетической энергии электрона получим с учетом (2.1.5) в следующем виде:

$$W_k = mv_n^2/2 = \frac{1}{2} \frac{e^2}{r_n}. \quad (2.1.10)$$

Подставляя две последние формулы в выражение для E , получим следующее соотношение, определяющее полную энергию электрона в атоме:

$$E = -\frac{e^2}{r_n} + \frac{1}{2} \frac{e^2}{r_n} = -\frac{1}{2} \frac{e^2}{r_n} = -\frac{mv_n^2}{2}. \quad (2.1.11)$$

Подставляя в этом выражении значение v_n из (2.1.7) окончательно получим следующую формулу:

$$E_n = -\frac{2\pi m e^4}{n^2 h^2}. \quad (2.1.12)$$

Из этой формулы следует, что когда электрон находится на первой стационарной орбите ($n=1$), запас его энергии E_1 минимален, и такое состояние наиболее устойчиво. Однако, если атому сообщить энергию извне, он переходит в возбужденное состояние, которому соответствует более удаленная орбита ($n=2, 3, \dots$) и, соответственно, больший запас энергии. Так как возбужденные состояния менее устойчивы, то электрон будет стремиться перейти на более устойчивую орбиту.

Число n , определяющее номер стационарной орбиты и характеризующее запас энергии электрона на этой орбите, называют главным квантовым числом, а орбиту с данным квантовым числом — энергетическим уровнем.

Третий постулат Бора объясняет процессы поглощения и испускания света атомом: при переходе электрона с более удаленной орбиты на более близкую он испускает квант энергии в виде электромагнитного излучения. При этом частота испускаемого кванта будет определяться разностью энергий, которой обладал электрон на этих орбитах, т. е.

$$E_m - E_n = hf, \quad m > n. \quad (2.1.13)$$

Из формулы (2.1.12) тогда следует, что

$$hf = \frac{2\pi e^4 m}{h^2} \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (2.1.14)$$

а для частоты излучения атома в Гц (s^{-1}) получаем

$$f = \frac{2\pi e^4 m}{h^3} \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right). \quad (2.1.15)$$

Если подставить численные значения для m , e и h , то частота излучения атомом при электронном переходе будет определяться следующим выражением:

$$f = 3,29 \cdot 10^{15} \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right). \quad (2.1.16)$$

Подставляя в эту формулу различные значения m и n , можно получить значения частот всего электронного спектра поглощения ($m < n$) или излучения ($m > n$) атома водорода. В частности, используя соотношение (2.1.16), можно получить длину волны перехода $1 \rightarrow 2$, которая оказывается равной $\approx 0,12$ мкм и, как видно из рис. 1.1, лежит в дальней ультрафиолетовой области спектра.

Полученные по формуле (2.1.16) значения частот f хорошо совпадают с экспериментально найденными значениями для линий спектра водорода.

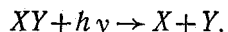
Следует отметить, что приведенное рассмотрение поясняет лишь основные физические принципы поглощения и излучения энергии атомом, но не позволяет найти все физические характеристики, описывающие процесс поглощения, в частности не дает возможности определения интенсивности соответствующих линий и формы контура.

Расчет этих характеристик наряду с энергией нижнего уровня электронного перехода и частотой перехода является предметом квантовой механики и для многоэлектронных атомов и молекул атмосферных газов представляет до настоящего времени не решенную до конца задачу.

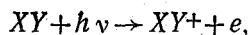
В связи с этим для расчета поглощения излучения в указанной выше области спектра обычно пользуются полученными экспериментально коэффициентами поглощения, для которых в этой области частот наиболее часто используется понятие сечение поглощения σ , измеряемое в $см^2$, которое при умножении на число поглощающих молекул в единице объема дает объемный коэффициент поглощения.

Наряду с рассмотренными электронными переходами, приводящими к дискретной структуре спектра поглощения, в УФ-области спектра может происходить еще целый ряд процессов, приводящих к образованию непрерывного (континуального) поглощения излучения. Мы здесь остановимся кратко лишь на двух из них — фотодиссоциации и фотоионизации.

При достаточно большой энергии кванта в результате его поглощения молекула может прийти в неустойчивое (метастабильное) состояние и диссоциировать на составляющие ее атомы. Схематически для молекулы XU процесс диссоциации может быть описан следующим уравнением:



Другим возможным процессом, приводящим молекулу в устойчивое состояние, может выступать фотоионизация, связанная с испусканием электрона и превращением нейтральной молекулы в положительно заряженный ион. Схематически указанный процесс записывается в следующем виде:



где XU^+ — представляет собой положительный ион.

Сечения поглощения соответствующих процессов для различных атмосферных составляющих, так же как и для электронных переходов, в настоящее время получают на основе экспериментальных данных.

Колебательный спектр. Перейдем теперь к рассмотрению физических процессов, приводящих к поглощению излучения в ближней инфракрасной и в инфракрасной областях спектра, которые, как видно из рис. 1.1, можно считать расположенными от 1 мкм до 50 мкм.

Следует напомнить, что большинство газовых составляющих атмосферы представляют собой молекулы, т. е. два или более атомов, объединяемых химической связью. Рассмотрим процессы, связанные с поглощением излучения в этой области спектра, на примере простейшей двухатомной молекулы водорода.

Известно, что между атомами действует как сила отталкивания, так и сила притяжения, зависимость которых, однако, от расстояния между атомами различна. При достаточно «малых» ($r < 1 \text{ \AA}$) и «больших» ($r > 2,5 \text{ \AA}$) расстояниях между атомами преобладают силы отталкивания, однако при значении $r = 0,74 \text{ \AA}$ результирующая сила обращается в нуль. Это расстояние соответствует минимуму энергии молекулы водорода и дает, таким образом, наиболее устойчивое состояние системы.

Вывести из состояния равновесия атомы водорода может, например, соударение с другой молекулой. Это соударение приведет к тому, что атомы водорода начнут двигаться друг к другу. Сближение прекратится, когда приобретенная за счет удара кинетическая энергия превратится в потенциальную энергию взаимодействия атомов. Однако новое состояние является неустойчивым, и атомы снова начнут расходиться, пока в другой, крайней точке, приобретенная кинетическая энергия снова не перейдет в потен-

циальную энергию взаимодействия. Таким образом атомы водорода в молекуле совершают колебательное движение вблизи своего состояния равновесия.

Энергия колебательного движения, точно так же как и электронная энергия, принимает лишь определенные значения, т. е. квантуется. Соответственно и изменение энергии колебательного движения молекулы происходит определенными квантами, а сам процесс такого изменения энергии носит название колебательного перехода.

На рис. 2.3 представлена зависимость потенциальной энергии молекулы U от межядерного расстояния r , где горизонтальные линии соответствуют уровням энергии колебательного движения атомов в молекуле. Абсциссы точек пересечения этих горизонтальных линий с кривой энергии представляют собой максимальные расстояния, на которые приближаются или удаляются атомы водорода в своем колебательном движении.

Для количественной характеристики уровней энергии используется так называемое колебательное квантовое число ν , которое может принимать только целые значения: $\nu=0, 1, 2, \dots$. Введение одного квантового числа для описания энергии двухатомной молекулы основано на том, что энергия колебаний однозначно определяется заданием ν . Так, например, используя одно из возможных аналитических выражений для аппроксимации потенциальной кривой (потенциала Морзе) при расчете полной колебательной энергии, можно воспользоваться следующим соотношением:

$$E_{\text{кол}} = E_{\text{кол}}(\nu) = \left(\nu + \frac{1}{2} \right) h\nu_0 - \frac{h^2 \nu_0^2}{4D} \left(\nu + \frac{1}{2} \right)^2, \quad (2.1.17)$$

где ν_0 и D — константы, характерные для каждой молекулы; $\nu=0, 1, 2, \dots$.

Из анализа уравнения (2.1.17) следует, что даже в невозбужденном состоянии, т. е. при $\nu=0$, молекула имеет не нулевую колебательную энергию. Такие колебания, совершаемые молекулой в нормальном, невозбужденном состоянии, называют нулевыми колебаниями. Объяснение этого явления находит место только при квантомеханическом рассмотрении процессов колебания молекулы.

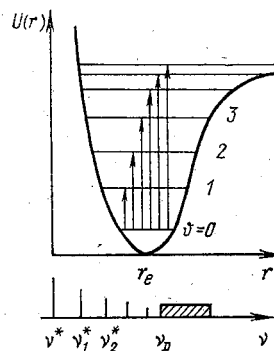


Рис. 2.3. Зависимость потенциальной энергии молекулы от межядерного рассеяния: ν^* — основная (фундаментальная) частота, ν_1^* , ν_2^* — обертоны, ν_D — частота диссоциации.

Для перехода молекулы из нормального состояния $v=0$ в первое возбужденное, помеченное на рис. 2.3 как $v=1$, молекуле водорода необходимо сообщить квант энергии, равной разности энергии уровней $E_{\text{кол}_1}$ и $E_{\text{кол}_0}$. Такие переходы ($v=0 \rightarrow v=1$) носят название основной или фундаментальной полосы и имеет частоту ν^* .

Переходы с нулевого колебательного уровня $v=0$ на уровни с колебательными квантовыми числами $v \geq 2$ (т. е. $v=0 \rightarrow v=2$; $v=0 \rightarrow v=3$ и т. д.) носят название обертонов. Первый обертон ($v=0 \rightarrow v=2$) имеет частоту, которая чуть меньше $2\nu^*$; второй обертон ($v=0 \rightarrow v=3$) имеет частоту, по своей величине близкую к значению $3\nu^*$ и т. д.

Схематически положение основной частоты и обертонов показано в нижней части рис. 2.3.

Таким образом, приведенное качественное рассмотрение показывает, что при пропускании через вещество, находящееся в газовой фазе, полихроматического пучка света у молекул, обладающих постоянным дипольным моментом, появляется возможность «выбирать» (т. е. поглощать) те световые кванты, которые способны возбуждать их колебательное движение. Так образуется молекулярный колебательный спектр поглощения.

Для двухатомных молекул возможен только один вид колебания — вдоль линии связи. Для более сложных молекул число возможных колебаний возрастает. В качестве примера на рис. 2.4 приведены возможные колебания для линейной и угловой трехатомных молекул, которые в атмосфере представлены, например, такими молекулами как CO_2 и H_2O . Стрелками на этом рисунке показаны смещения атомов в молекулах при различных типах колебаний. Для всех видов приведенных колебаний центр тяжести молекулы не смещается, а атомы колеблются в одной фазе и с одинаковой частотой. Такого рода колебания носят название нормальных колебаний.

Следует отметить, что все возможные колебательные движения атомов молекулы можно свести (или разложить) на сравнительно небольшое число нормальных колебаний. Число нормальных колебаний зависит от структуры и симметрии молекулы. Чем сложнее молекула, тем большее число нормальных колебаний она имеет.

Нормальные колебания молекул бывают двух типов.

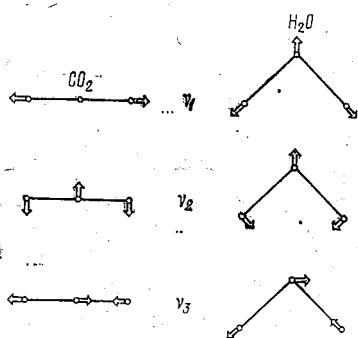


Рис. 2.4. Нормальные типы колебаний для линейной и треугольной (угловой) трехатомных молекул.

Если при нормальном колебании преобладает изменение длин связей между атомами, то такие колебания называют валентными. Так, на рис. 2.4 валентными являются колебания ν_1 и ν_2 . Если же, наоборот, преобладают изменения углов между связями, то такие нормальные колебания носят название деформационных.

Для количественного описания колебательных уровней энергии многоатомной молекулы уже недостаточно одного колебательного квантового числа. Здесь для однозначного описания уровней энергии необходимо ввести столько колебательных квантовых чисел, сколько нормальных колебаний имеет данная молекула.

Рассмотрим схему задания колебательных уровней энергии на примере трехатомной молекулы H_2O , которая имеет три нормальных колебания и для которой, следовательно, необходимо определить три колебательных квантовых числа ν_1 , ν_2 и ν_3 . В основном (невозбужденном) колебательном состоянии все три квантовых числа равны нулю. Это состояние будем кратко обозначать следующим образом: (000). Переход молекулы из одного колебательного состояния в другое может осуществляться как при изменении только одного из колебательных квантовых чисел, так и при изменении сразу двух или всех трех.

Переходы из основного состояния в первое возбужденное образуют так называемые основные (фундаментальные) полосы.

Для трехатомной молекулы основные полосы образуют следующие три перехода:

$$(000) \longrightarrow (100),$$

$$(000) \longrightarrow (010),$$

$$(000) \longrightarrow (001).$$

Переход из основного состояния во второе и более возбужденные состояния образуют, как и в случае двухатомной молекулы, полосы обертонов:

$$(000) \longrightarrow (\nu_1 00), \quad \nu_1 = 2, 3, \dots;$$

$$(000) \longrightarrow (0 \nu_2 0), \quad \nu_2 = 2, 3, \dots;$$

$$(000) \longrightarrow (00 \nu_3), \quad \nu_3 = 2, 3, \dots$$

При одновременном изменении сразу нескольких квантовых чисел образуются так называемые составные полосы. Примером перехода, образующего составную полосу, является следующий:

$$(000) \longrightarrow (120).$$

Все переходы, происходящие в более возбужденное состояние, называются «горячими» переходами.

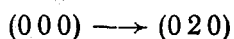
Следует отметить, что, кроме указанной терминологии обозначения переходов, в научной литературе встречается и ряд других терминов. Наиболее распространенной в прикладных исследованиях является следующая система обозначений.

1. Фундаментальные переходы обозначаются символом ν_j ($j=1, 2, 3, \dots$), где индекс j указывает номер того квантового числа, по которому произошел переход. Например, переходу

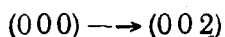


соответствует обозначение ν_3 .

2. Обертоны обозначаются как $k\nu_j$ ($k=1, 2, \dots; j=1, 2, \dots$), где k — квантовое число верхнего состояния. Например, переходу

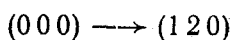


соответствует обозначение $2\nu_2$, а для перехода

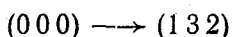


соответствующий обертон обозначается как $2\nu_3$.

3. Составные переходы представляются в форме $k\nu_1 + l\nu_2 + m\nu_3$ ($k=1, 2, \dots; l=1, 2, \dots; m=1, 2, \dots$), Например, для перехода



в этих обозначениях получим $\nu_1 + 2\nu_2$, а для перехода



соответствующий переход обозначается как $\nu_1 + 3\nu_2 + 2\nu_3$.

Вращательный спектр. Кроме колебательного движения, любая молекула может совершать и вращательное движение вокруг различных осей. Вращательные уровни энергии, так же как и колебательные квантованы, т. е. принимают только определенные дискретные значения. Для того, чтобы излучение могло сообщить молекуле вращательную энергию (т. е. поглотиться молекулой), молекула, как правило, должна обладать постоянным дипольным моментом, т. е. должна иметь некоторую несимметрию в пространственном расположении зарядов. Подобная несимметрия может отсутствовать у изолированной молекулы, но появиться при определенных внешних воздействиях, например, за счет столкновения с другими молекулами. В этом случае образующиеся дипольные моменты принято называть индуцированными дипольными моментами.

Кванты вращательной энергии очень малы — они, как уже отмечалось выше, почти на порядок по величине энергии меньше колебательных, поэтому соответствующие частоты вращательных переходов расположены в далекой инфракрасной области спектра или в радиодиапазоне.

2.2. Общая характеристика полос поглощения основных оптически активных газов атмосферы

В п. 2.1 были рассмотрены физические причины молекулярного поглощения излучения в атмосфере. Было установлено, что поглощение в видимом и УФ, в инфракрасном (ИК) и радиодиапазонах (СВЧ) спектра обусловлено электронными переходами, колебательными и вращательными движениями молекул. В этом параграфе остановимся на спектрах поглощения конкретных атмосферных газовых составляющих (с точки зрения характеристик положения наиболее сильных полос поглощения и их сечений или интегральной интенсивности).

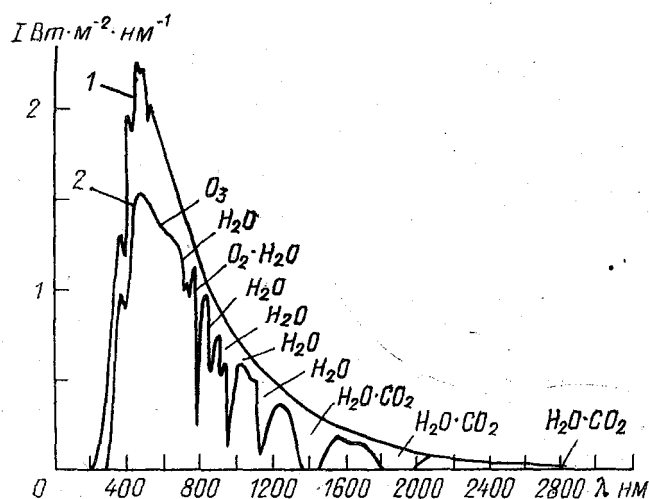


Рис. 2.7. Спектр солнечного излучения (УФ, видимый, ближний ИК).

Видимый и УФ-диапазон спектра. Для целей дистанционного зондирования атмосферы представляет в настоящее время интерес диапазон длин волн более 0,3 мкм. Это обусловлено тем, что солнечное излучение на более коротких длинах волн полностью поглощается атмосферой и не достигает земной поверхности. Это обстоятельство иллюстрирует рис. 2.7, на котором представлен спектр солнечного излучения (УФ, видимый и ближний ИК-диапазон) за пределами земной атмосферы (1) и на уровне моря (2). Из рисунка видно, что интенсивность солнечного излучения на уровне земной поверхности практически обращается в нуль вблизи $\lambda \approx 0,3$ мкм, а основное молекулярное поглощение обусловлено озоном. Кроме поглощения озоном в рассматриваемом участке спектра может играть роль поглощение двуокиси азота (NO_2).

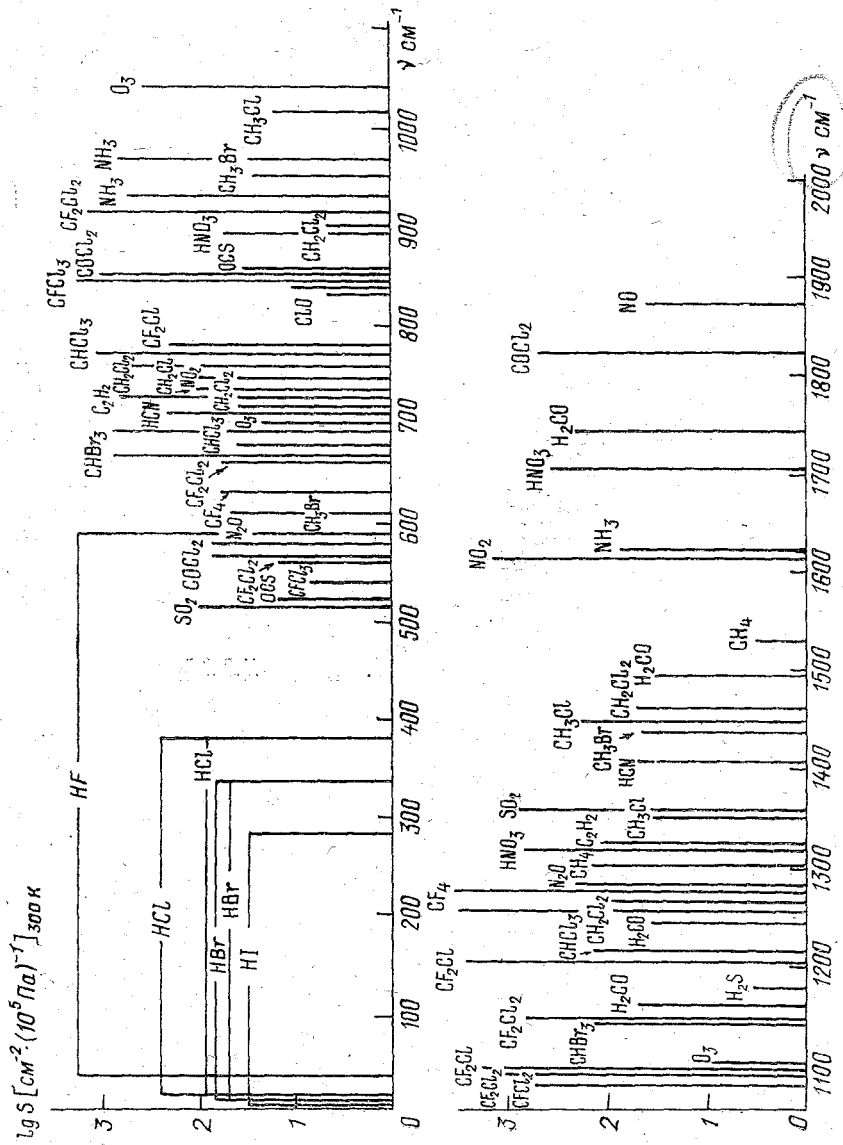


Рис. 2.8. Общая картина спектра поглощения малыми газовыми составляющими.

В области спектра $0,2 \div 0,6$ мкм имеют место и полосы поглощения ряда других малых газовых составляющих атмосферы. Однако в связи с малыми значениями либо сечений поглощения, либо концентрации их влияние на поглощение солнечного излучения на сегодняшний день можно не принимать во внимание. В связи с этим остановимся лишь на характеристике полос поглощения озона и двуокиси азота.

Озон. Основное поглощение озоном происходит в полосе Хартли ($0,2—0,31$ мкм). Сечение поглощения максимально в области $0,25—0,26$ мкм и составляет 10^{-17} см². Температурная зависимость сечения поглощения в полосе Хартли незначительна.

Около $0,3$ мкм полоса Хартли становится слабой и в области $0,31—0,35$ мкм она перекрывается сильно зависящими от температуры полосами Хюггинса. Для полос Хюггинса важен учет температурной зависимости сечения поглощения особенно для больших длин волн.

В видимой части спектра озон поглощает солнечное излучение в полосе Шапюи. Максимум поглощения в этой полосе приходится на длины волн вблизи $\approx 0,6$ мкм. Хотя эта полоса поглощения значительно более слабая чем полоса Хартли, однако, она играет доминирующую роль в нижней стратосфере и тропосфере.

Двуокись азота. Молекула NO_2 обладает весьма богатым спектром поглощения. В рассматриваемой области спектра поглощения NO_2 максимально в диапазоне $0,39—0,41$ мкм и спадает в коротковолновую и длинноволновую части спектра. Обращает внимание значительная «изрезанность» поглощения вблизи максимума полосы и весьма значительные величины сечения, достигающие $\approx 6 \cdot 10^{-19}$ см².

Инфракрасный диапазон. В ИК-диапазоне спектра радиацию поглощает большое число малых газовых компонент. При этом степень влияния каждого газа на поглощение теплового излучения зависит от концентрации этого газа, величины и спектральной структуры коэффициента поглощения. В земной атмосфере основными поглощающими ИК-излучение газами являются водяной пар, углекислый газ и озон. Вклад в интегральное поглощение тепловой радиации других газов менее существенен (ввиду малости коэффициентов поглощения или малой концентрации), хотя его учет и необходим при разработке прецизионных радиационных моделей атмосферы, предназначенных для решения обратных задач атмосферной оптики и оценке климатических последствий антропогенных загрязнений.

Интенсивность переходов и положение полос поглощения для ряда атмосферных газовых составляющих в ИК-диапазоне длин волн наиболее полно представлены в таблице параметров тонкой структуры Макклаци. Общая картина спектра поглощения земной атмосферы в рассматриваемом спектральном диапазоне малыми газовыми составляющими (МГС) представлена на рис. 2.8 и, как видно из рисунка, имеет весьма сложную структуру. Не останав-

ливаясь подробно на анализе спектров всех газов, рассмотрим лишь спектры основных компонент.

Водяной пар. Молекула водяного пара имеет угловую структуру (см. рис. 2.4) и относится к молекулам типа асимметричного волчка. Наличие у нее постоянного дипольного момента приводит к достаточно сильному колебательно-вращательному спектру весьма сложной структуры и чисто вращательному спектру, простирающемуся от ≈ 8 мкм до нескольких сантиметров.

Колебательно-вращательные полосы поглощения водяного пара обязаны своим происхождением как основным колебаниям с частотами ν_1 , ν_2 и ν_3 , так и наличию значительного количества полос обертонов и составных частот. При этом наиболее интенсивной и широкой полосой поглощения является основная полоса ν_2 , соответствующая деформационному колебанию молекулы (см. п. 2.1). Центр этой полосы располагается вблизи длины волны 6,25 мкм, а в литературе эта полоса часто именуется полосой 6,3 мкм. В рассматриваемом диапазоне спектра расположена также полоса $2\nu_2$, центрированная при 3,17 мкм, перекрывающаяся полосами ν_1 и ν_3 . Все вместе они образуют общую широкую полосу поглощения от 2,3 до 3,9 мкм.

Поглощение водяным паром играет важную роль в «окнах» прозрачности атмосферы: оно обусловлено слабыми линиями поглощения паров H_2O и континуальным поглощением крыльями сильных спектральных линий, расположенных в окрестности центров полос поглощения. Наибольшее влияние континуальное поглощение паров H_2O оказывает в области окна прозрачности 8—12 мкм, где расположены слабые линии полосы ν_2 и вращательного спектра.

Тонкая структура спектра поглощения водяного пара чрезвычайно сложна. Каждая полоса этого спектра состоит из сотен и даже тысяч отдельных линий. Идентификация этих линий представляет собой весьма сложную задачу, так как использование спектральных приборов даже наиболее высокого разрешения не всегда позволяет полностью разрешить все линии тонкой структуры, а теоретический расчет положения центров, интенсивностей и полуширин отдельных линий требует корректного учета сложного взаимодействия колебательных и вращательных уровней молекулы.

Наряду с поглощением ИК-радиации парами H_2O , на оптические свойства атмосферы в рассматриваемом диапазоне спектра могут оказывать влияние молекулы димера водяного пара.

Оптические свойства димера водяного пара исследованы пока недостаточно и в настоящее время являются предметом пристального изучения специалистов. Тем не менее данные, представленные в ряде работ, уже сейчас позволяют заключить, что в области 2,7 мкм расположены весьма интенсивные полосы валентных колебаний димера, в центре которых вклад димера может составлять до 10% от полного поглощения водяным паром. Отмечается

наличие полосы поглощения димера и в области 6,3 мкм, а из рассмотрения общих свойств колебательных спектров многоатомных молекул делается вывод о большой вероятности существования составных полос поглощения димера в области 8—12 мкм.

Углекислый газ. Молекула CO_2 является линейной молекулой и в связи с этим имеет лишь два оптически активных основных колебания — ν_2 и ν_3 .

Основная колебательно-вращательная полоса ν_2 , центрированная вблизи 15 мкм, вместе с 14 полосами верхних состояний занимает довольно широкий интервал спектра, примерно от 12 до 20 мкм. Район полосы 15 мкм весьма богат линиями тонкой структуры. Вторая основная колебательно-вращательная полоса ν_3 обуславливает сильное поглощение ИК-излучения в атмосфере при длине волны 4,3 мкм. Полоса 4,3 мкм достаточно узкая, но интенсивность ее весьма велика.

Помимо уже перечисленных, углекислый газ имеет менее интенсивные полосы поглощения, расположенные около 10,4; 9,4; 5,2; 4,8; 2,7 мкм.

Озон. Молекула озона, как и молекула водяного пара, относится к асимметричным волчкам. В связи с этим она имеет весьма богатую колебательно-вращательную структуру полос поглощения.

Обертоны и составные частоты колебаний O_3 создают колебательно-вращательные полосы этой молекулы в районах 2,7; 3,27; 3,59; 4,75 и 5,75 мкм, из которых наиболее интенсивной является составная полоса ($\nu_2 + \nu_3$) 4,75 мкм. Ширина всех этих полос порядка 0,1 см^{-1} .

При рассмотрении поглощения озоном обычно принимается во внимание только поглощение полосы 9,6 мкм, которая находится в центре длинноволнового «окна» прозрачности атмосферы 8—12 мкм.

Закись азота. Все три основные частоты колебаний N_2O : 7,8 мкм ($\nu_1 = 1284,8 \text{ см}^{-1}$); 17,0 мкм ($\nu_2 = 588,767 \text{ см}^{-1}$) и 4,5 мкм ($\nu_3 = 2223,759 \text{ см}^{-1}$) активны в ИК-спектрах.

Кроме того, молекула имеет много полос обертонов, составных частот и полос верхнего состояния, большинство из которых очень слабы.

Метан. Молекула метана CH_4 имеет четыре основных колебания, два из которых проявляются в ИК-области: это полосы при $\nu_3 = 3020,3 \text{ см}^{-1}$ (3,3 мкм) и $\nu_4 = 1306,2 \text{ см}^{-1}$ (7,7 мкм) (две основные колебательно-вращательные полосы метана). Из-за отсутствия постоянного дипольного момента чисто вращательного спектра метан не имеет.

Окись углерода. Спектр окиси углерода CO из-за своей простоты изучен достаточно подробно. В ИК-диапазоне спектра около 2143,2 см^{-1} (4,67 мкм) находится основная колебательно-вращательная полоса молекулы $\text{C}^{12}\text{O}^{16}$, а также первый обертоны при 2,33 мкм.

Аммиак. Из всех в настоящее время изученных атмосферных газов аммиак имеет наиболее богатый спектр поглощения. В ИК-диапазоне спектра NH_3 имеет полосы поглощения при 789,5; 949,9 и 1630 см^{-1} .

Полоса поглощения аммиака вблизи 10 мкм является наиболее сильной.

Азотная кислота. Химическая активность HNO_3 , пары которой в малых количествах обнаружены в атмосфере Земли, затрудняет проведение подробных экспериментальных исследований ее оптических свойств в лабораторных условиях. Наиболее сильными колебательно-вращательными полосами поглощения азотной кислоты являются полосы 11,16; 7,55; 5,85 мкм.

Двуокись азота. Наиболее сильная полоса поглощения молекулы NO_2 с центром $1616,85 \text{ см}^{-1}$ обусловлена фундаментальными переходами ν_3 , а полоса с центром $749,85 \text{ см}^{-1}$ — фундаментальными переходами ν_2 . Полоса ν_1 является слабой и расположена в окрестности 1320 см^{-1} .

Двуокись серы. Молекула SO_2 имеет основные колебательные частоты при $1151,7 \text{ см}^{-1}$ (ν_1), $517,8 \text{ см}^{-1}$ (ν_2) и 1362 см^{-1} (ν_3). Все три основные частоты являются довольно сильными и проявляются в ИК-спектрах. Другие полосы расположены в районе 606, 1871, 2305 и 2499 см^{-1} .

Полосы поглощения других многочисленных малых газовых составляющих атмосферы представлены на рис. 2.8. Там же приведены оценочные значения их интенсивностей.

Сверхвысокочастотный (СВЧ) диапазон. Схематический спектр поглощения в области $5\text{--}50 \text{ см}^{-1}$ (2000—200 мкм) представлен на рис. 2.9. Основными молекулярными составляющими атмосферы, поглощающими в СВЧ-диапазоне, являются кислород и водяной пар. На миллиметровых волнах в узких спектральных интервалах небольшое влияние на перенос излучения может оказывать поглощение целого ряда примесных газов — прежде всего озона. Наряду с озоном в представленном на рис. 2.9 участке спектра имеются и ряд линий поглощения SO_2 , N_2O , CO , HNO_3 , а также отдельные линии галогеноводородов: HF , HCl , HBr и HI .

Молекулярный кислород. Поглощение в молекулярном кислороде в СВЧ-диапазоне обусловлено резонансными и нерезонансными эффектами и сильно зависит от частоты.

Резонансная часть поглощения возникает не из-за переходов между различными вращательными уровнями, а вследствие переходов между составляющими тонкой структуры данного вращательного уровня и состоит из большого числа близко расположенных линий, сгруппированных около $\lambda \approx 5 \text{ мм}$, и одиночной линии на длине волны 2,53 мм. Линии в окрестности 5 мм при условиях, которые наблюдаются на малых высотах от поверхности Земли, расширены за счет соударений до такой степени, что перекрываются и образуют кажущуюся одиночную линию. Однако при других условиях, когда с увеличением высоты уширение за счет

давления становится менее существенным, начинает проявляться тонкая структура полосы.

Водяной пар. В СВЧ-диапазоне поглощение в водяном паре определяется действием двух резонансных переходов, центрированных на частотах 22,235 и 183,3 ГГц, и суммарным вкладом низкочастотных крыльев многочисленных переходов с резонансными частотами, превышающими 300 ГГц.

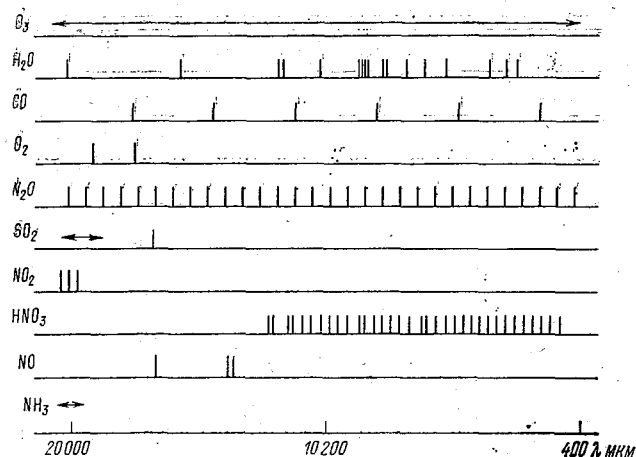


Рис. 2.9. Схематический спектр поглощения в области 5–51 см⁻¹ (2000–200 мкм).

Сопоставление экспериментальных и теоретических значений поглощения в водяном паре вне резонансных областей показывает, что результаты измерений лежат выше данных теоретических расчетов. По этой причине при интерпретации данных измерений и проведении модельных расчетов используются аппроксимационные формулы, а значения входящих в эти формулы параметров подбираются, исходя из условий наилучшего согласия с экспериментом.

Озон и другие примесные газы.

В СВЧ-диапазоне расположено значительное количество линий поглощения примесных газов: озона O₃, окиси углерода CO, закиси азота N₂O, окиси азота NO, аммиака NH₃ и ряда других (см. рис. 2.9). Интенсивность линий поглощения примесных газов заметно ниже, чем у молекулярного кислорода и водяного пара, однако возросшие технические характеристики СВЧ-радиометров дают возможность проводить дистанционные измерения и слабых линий.

СВЧ-спектр поглощения озона, как и в случае водяного пара, обусловлен электрическими дипольными переходами между вращательными состояниями молекул. Однако в отличие от H_2O молекула O_3 имеет много переходов, попадающих в СВЧ-диапазон.

Спектральные линии поглощения линейных молекул N_2O и CO образуются при переходах между соседними вращательными уровнями $J \rightarrow J' = J + 1$. Резонансные частоты могут быть приближенно найдены по следующим простым соотношениям:

$$\nu_{JJ'} = 25,12 \cdot J', \quad J' = 1, 2, \dots, 12 \text{ для } \text{N}_2\text{O};$$

$$\nu_{JJ'} = 115,27 \cdot J', \quad J' = 1, 2 \text{ для } \text{CO}.$$

Соответствующие этим частотам значения коэффициентов поглощения возрастают с ростом J (с ростом частоты).

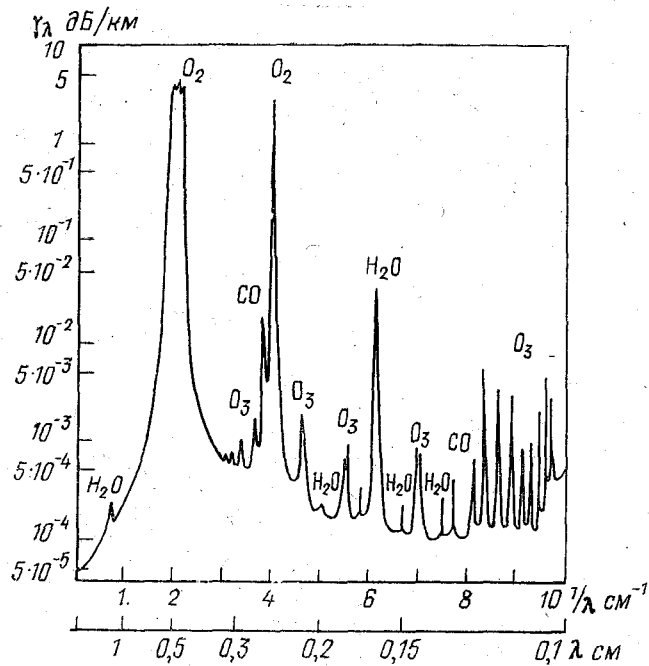


Рис. 2.10. Суммарный спектр поглощения атмосферы для высоты 20 км.

Молекула аммиака NH_3 имеет около 250 довольно слабых линий между 2 и 40 ГГц, причем 10 наиболее сильных попадает в диапазон 21—28 ГГц.

Примерно 350 резонансных переходов в диапазоне 0,8—229 ГГц содержится в спектре молекулы двуокиси серы. Еще более бога-

тым спектром обладает молекула HNO_3 — около 600 линий в диапазоне 0,4—287 ГГц. У молекулы NO также зарегистрировано значительное количество резонансных переходов в СВЧ-диапазоне.

Из-за очень низкой концентрации малых газовых составляющих в тропосфере обнаружение их методами СВЧ-радиометрии представляет собой исключительно сложную задачу. Однако в стратосфере и мезосфере, где линии становятся узкими, а концентрация ряда газов возрастает, более «сильные» линии примесных газов влияют на перенос излучения. В целях иллюстрации такого влияния на рис. 2.10 приведен суммарный спектр поглощения атмосферы, рассчитанный для высот 20 км (стандартная атмосфера). Анализ этого рисунка показывает, что основной вклад в коэффициент поглощения вносят линии поглощения O_2 и H_2O , а в ряде спектральных интервалов проявляются линии поглощения CO и, особенно, O_3 .

Глава 3. Дистанционное измерение характеристик атмосферы

Рассмотренные в первой главе пособия различные случаи решения уравнения переноса излучения вместе с информацией о способах задания и вычисления коэффициентов рассеяния, поглощения и ослабления дают возможность постановки и решения так называемой прямой задачи оптики атмосферы, под которой обычно понимают получение характеристик поля излучения системы подстилающая поверхность — атмосфера на основе заданной радиационной и физической модели атмосферы. В этой главе мы рассмотрим различные подходы к решению обратных задач атмосферной оптики, под которыми будем понимать задачи определения тех или иных параметров физического состояния атмосферы по результатам измерений характеристик поля уходящего излучения атмосферы и заданной радиационной модели. Учитывая, что физическое состояние атмосферы характеризуется целым рядом параметров, среди которых следует отметить газовый состав, термическую структуру, наличие облачности, аэрозольное состояние, поле ветра и т. д., мы здесь ограничимся лишь рассмотрением обратных задач относительно газового состава атмосферы. В качестве характеристик поля излучения, необходимых для решения рассматриваемого класса обратных задач, будут использованы измерения прозрачности и теплового излучения атмосферы на касательных трассах.

3.1. Измерения прозрачности атмосферы как источник информации о газовом составе

Одним из наиболее чувствительных и точных дистанционных методов определения содержания малых газовых составляющих (МГС) атмосферы является метод, основанный на интерпретации измерений спектров прозрачности. Измерения прозрачности атмосферы с МСЗ возможно во время заходов или восходов Солнца или других естественных источников излучения. Такого рода измерения обычно выполняются с высоким спектральным разрешением, причем в зависимости от типа решаемой задачи каналы регистрации излучения от внеатмосферного источника могут выбираться в широком диапазоне длин волн: от ультрафиолетовой

области спектра до радиодиапазона. Геометрия подобных измерений показана на рис. 3.1 и получила название касательной или лимбовой, а сами такого рода измерения — измерениями на касательных трассах. Из рисунка видно, что излучение от внешнего источника как бы сканирует атмосферу по различным трассам, доставляя информацию о содержании исследуемого газа в различных слоях атмосферы. Именно с помощью этого метода измерений было обнаружено присутствие многих МГС в атмосфере. В настоящее время этот метод нашел широкое применение в самолетных и аэростатных экспериментах.

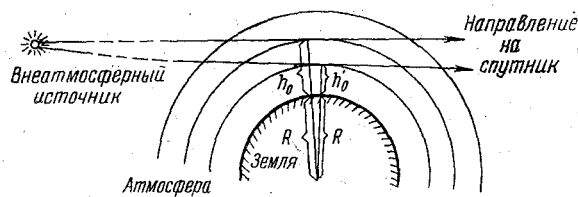


Рис. 3.1. Геометрия измерений на касательных трассах.

Информация о составе атмосферы в этом методе извлекается из измерений излучения внеатмосферного источника, прошедшего через толщу атмосферы по различным траекториям. Считая для простоты изложения поле зрения спектрального прибора, установленного на МСЗ, бесконечно узким, траекторию распространения излучения можно характеризовать величиной так называемого прицельного расстояния h_0 — минимальным расстоянием луча от поверхности Земли.*

Из соотношения (1.3.8), пренебрегая вкладом теплового излучения и многократным рассеянием, получим основное уравнение, описывающее процесс трансформации излучения от внешнего источника в атмосфере

$$J_\nu(h_0) = J_\nu(0) \cdot \exp \left[- \int_{s_1}^{s_2} \beta_\nu(s') \cdot \rho(s') \cdot ds' \right], \quad (3.1.1)$$

где $J_\nu(0)$ — интенсивность внеатмосферного источника излучения; s_1 и s_2 — координаты входа и выхода луча из атмосферы на трассе визирования (см. рис. 3.1); $\beta_\nu(s') = \sigma_\nu(s') + k_\nu(s')$ — коэффициент ослабления излучения атмосферой на частоте ν .

Учитывая тот факт, что измерения излучения любыми реальными спектральными приборами осуществляется в конечных спек-

* Другое название параметра h_0 — тангенциальная высота.

тральных интервалах $\Delta \nu$, определяемых спектральной аппаратной функцией прибора $\psi(\nu, \nu)$, а также представляя общее ослабление в виде суперпозиции интересующего нас ослабления от МГС и остаточного ослабления, из (3.1.1) имеем

$$J_{\Delta \nu}(h_0) = \int_{\Delta \nu} J_{\nu}(0) \cdot \psi(\nu, \nu) \times \exp \left[- \int_{s_1}^{s_2} \beta_{\nu}(s') \cdot \rho(s') \cdot ds' - \tau_{\nu}^{\text{ост}}(h_0) \right] d\nu, \quad (3.1.2)$$

где $\tau_{\nu}^{\text{ост}}(h_0)$ — оптическая толщина ослабления, обусловленная «сторонними» факторами — аэрозольным ослаблением, молекулярным рассеиванием, поглощением других молекулярных составляющих и т. д.

Для проведения расчетов в уравнении (3.1.2) целесообразно перейти от координаты s , отсчитываемой вдоль траектории луча, к высоте z над поверхностью Земли. В этом случае из простых геометрических соображений получаем следующее соотношение между длиной трассы s , отсчитываемой вдоль траектории луча, и ее высотой z (без учета рефракции):

$$s^2 = (R+z)^2 - (R+h_0)^2, \quad (3.1.4)$$

где R — радиус Земли; z — высота над поверхностью земли точки s траектории; h_0 — минимальное расстояние луча от поверхности земли.

Дифференцируя соотношение (3.1.4), получаем связь между элементом длины пути ds и приращением высоты dz :

$$ds = \frac{R+z}{\sqrt{(R+z)^2 - (R+h_0)^2}} dz. \quad (3.1.5)$$

Используя полученные соотношения, рассмотрим, какие возможности предоставляют измерения прозрачности на наклонных трассах.

Хорошо известно, что малые газовые составляющие имеют, как правило, весьма незначительные концентрации; в связи с этим с целью повышения их влияния на поглощение излучения от внеатмосферного источника целесообразно выбирать такие геометрии наблюдений, чтобы длина трассы, на которой происходит поглощение солнечного излучения, была бы по возможности максимальной (наиболее длинной). Использование измерений на наклонных трассах как раз и позволяет реализовать эту возможность. Для иллюстрации сравним длину трассы формирования поглощения в случае измерения прозрачности атмосферы в надир с прицельной высоты $h_0 = 5$ км и аналогичных измерений на каса-

тельной трассе с той же прицельной высотой. Примем, что высота верхней «радиационной» границы атмосферы составляет $H = 100$ км. Тогда длина трассы формирования поглощения для измерений в надир составит 95 км (длина прямой от $z = 100$ км до $z = 5$ км). Длину трассы формирования поглощения для измерения на наклонных трассах получим из (3.1.4), заменяя здесь z на $H = 100$ км и учитывая, что R можно положить равным 6371 км. Вычисления показывают, что длина трассы в этом случае составляет уже около 1100 км (длина касательной от $z = 100$ км до $z = 5$ км).

При измерениях на этой же прицельной высоте со спутников длина трассы формирования излучения удваивается (чтобы дойти до МСЗ излучение проходит вторую часть касательной от $z = 5$ км до $z = 100$ км). Таким образом, использование измерений прозрачности на наклонных трассах позволяет более чем на порядок увеличить длину трассы формирования поглощения и, следовательно, значительно упростить проблему обнаружения и измерения концентрации примесей, слабо влияющих на перенос излучения от внеатмосферного источника.

Другим важным преимуществом рассматриваемой геометрии измерений является возможность непосредственного измерения на МСЗ величины $J_v(0)$, которая представляет собой внеатмосферную интенсивность излучения от внешнего источника. Эта возможность позволяет относительно просто осуществлять абсолютные измерения прозрачности атмосферы в том случае, когда с МСЗ производится раздельная регистрация и $J_v(0)$ и $J_v(h_0)$.

Отметим, наконец, еще одно преимущество касательных измерений. Как известно, основная масса аэрозоля, а также водяного пара находятся в тропосфере. Поэтому при зондировании верхней тропосферы и стратосферы на касательных трассах влияние дополнительного поглощения этими составляющими будет существенно более слабым, чем при зондировании этих же слоев с земной поверхности. Таким образом, это обстоятельство позволяет надеяться, что остаточным членом $\tau_v^{\text{ост}}(h_0)$ в уравнении (3.1.2) для касательной геометрии измерений в ряде случаев можно пренебречь.

Рассматривая различные подходы к интерпретации измерений прозрачности на касательных трассах, будем считать, что интенсивность внеатмосферного источника излучения $J_v(0)$ известна. Сделаем также в методических целях ряд предположений, от которых в значительной степени зависит возможность применения различных методик интерпретации.

1. Влиянием спектральной аппаратной функции и рассеиванием можно пренебречь.

2. $\tau_v^{\text{ост}}(h_0)$ известна точно либо равна нулю. —

В этом случае можно записать уравнение, аналогичное (3.1.1), но с учетом того факта, что теперь $\beta_v(s) = k_v(s)$, т. е. ослабление

излучения атмосферой определяется только поглощением искомой МГС, в следующем виде:

$$\tilde{J}_v(h_0) = J_v(0) \cdot \exp \left[- \int_{s_1}^{s_2} k_v(s) \cdot \rho_i(s) \cdot ds \right], \quad (3.1.6)$$

где $\rho_i(s)$ — плотность поглощающего газа в точке s ;

$$\tilde{J}_v(h_0) = \begin{cases} J_v(h_0) & \text{при } \tau_v^{\text{ост}}(h_0) = 0, \\ J_v(h_0) / \exp \left[- \tau_v^{\text{ост}}(h_0) \right] & \text{при } \tau_v^{\text{ост}}(h_0) \neq 0. \end{cases}$$

Поделив обе части уравнения (3.1.6) на $J_v(0)$ и прологарифмировав, получим следующее интегральное уравнение, связывающее измеряемую величину и искомый профиль $\rho_i(s)$:

$$\ln [J_v(0) / \tilde{J}_v(h_0)] = \int_{s_1}^{s_2} k_v(s) \cdot \rho_i(s) \cdot ds. \quad (3.1.7)$$

Если для характеристики поглощающегося газа ввести массовое отношение смеси $q_i(z)$, связанное с плотностью воздуха $\rho(z)$ следующим соотношением:

$$q_i(z) = \rho_i(z) / \rho(z), \quad (3.1.8)$$

и предположить, что отношение смеси искомого газа с высотой не изменяется ($q_i(z) = q_i = \text{const}$), то, подставляя (3.1.8) в (3.1.7), можно непосредственно получить величины q_i на основе измерений прозрачности атмосферы на наклонных трассах в виде

$$q_i = \frac{\ln [J_v(0) / \tilde{J}_v(h_0)]}{\int_{s_1}^{s_2} k_v(s) \cdot \rho(s) \cdot ds}. \quad (3.1.9)$$

Если сделанное предположение о постоянстве $q_i(z)$ не выполняется, то естественно, что оценка (3.1.9) будет зависеть от прицельной высоты h_0 и может рассматриваться как приближенная оценка концентрации поглощающего газа вблизи прицельной высоты h_0 .

Учитывая, что в общем случае отношение смеси большинства малых газовых составляющих более или менее значительно изменяется с высотой, представляет интерес рассмотреть возможности решения непосредственно уравнения (3.1.7). С этой целью прежде всего перейдем в уравнении (3.1.7) под знаком интеграла от переменной s к переменной z с помощью соотношения (3.1.5). Тогда

$$f(h_0) = 2 \int_{h_0}^H k_v(z) \cdot \rho_i(z) \frac{(R+z) \cdot dz}{\sqrt{(R+z)^2 - (R+h_0)^2}}, \quad (3.1.10)$$

где принято обозначение $f(h_0) = \ln [J_v(0) / \tilde{J}_v(h_0)]$.

С помощью соответствующей квадратурной формулы представим интеграл в уравнении (3.1.10) в виде следующей суммы:

$$f(h_0) = \sum_{j=k}^N 2\omega_j \cdot k_v(z_j) \frac{(R+z_j) \cdot \rho_i(z_j)}{\sqrt{(R+z_j)^2 - (R+h_0)^2}}, \quad (3.1.11)$$

где ω_j — квадратурные коэффициенты; z_j — узлы пространственной сетки.

Считая для упрощения, что измерения производятся для значений прицельных высот, совпадающих с узлами пространственной сетки из (3.1.11), получим

$$f(h_0^{(l)}) = \sum_{j=l}^N 2\omega_j \cdot k_v(z_j) \frac{(R+z_j) \cdot \rho_i(z_j)}{\sqrt{(R+z_j)^2 - (R+h_0^{(l)})^2}}, \quad l=1, \dots, N. \quad (3.1.12)$$

Если теперь ввести вектор «измерений» \vec{f} , элементы которого имеют значения $f(h_0^{(l)})$ ($l=1, \dots, N$), и искомый вектор $\vec{\rho}$, элементы которого — значения функции $\rho_i(z_j)$ в узлах сетки, то уравнение (3.1.12) можно записать в виде следующей системы линейных уравнений:

$$\vec{f} = A \vec{\rho}, \quad (3.1.13)$$

где матрица A составлена из элементов вида

$$a_{jl} = \frac{2\omega_j \cdot k_v(z_j) \cdot (R+z_j)}{\sqrt{(R+z_j)^2 - (R+h_0^{(l)})^2}}$$

и является при сделанном предположении треугольной.

Таким образом, задача нахождения искомого профиля поглощающего газа свелась к решению линейной системы (3.1.13).

Откажемся теперь от предположения о том, что влияние спектральной аппаратной функции пренебрежимо мало. Тогда для интерпретации измерений прозрачности необходимо опираться на общее выражение для немонахроматической функции пропускания с учетом конкретного вида аппаратной функции. Используя известную формулу для коэффициента поглощения, функцию пропускания в этом случае можно представить в виде

$$P_{\Delta\nu}(h_0) = \int_{(\Delta\nu)} \psi(\bar{\nu}, \nu') \times \\ \times \exp \left[- \int_{s_1}^{s_2} q_i(s') \cdot \rho(s') \cdot S(s') \cdot f(\nu', \bar{\nu}, s') \cdot d s' \right] d \nu', \quad (3.1.14)$$

где, как и раньше, $S(s')$ — интенсивность линии поглощения; $f(\nu', \bar{\nu}, s')$ — форм контура; $P_{\Delta\nu}(h_0) = J_{\Delta\nu}(h_0) / J_{\Delta\nu}(0)$.

Как видно из соотношения (3.1.14), для определения профиля $q_i(s)$ уже не удастся получить линейного уравнения вида (3.1.7).

Кроме того следует отметить, что и известное остаточное ослабление можно учесть в рассматриваемом примере с помощью использованного выше приема, если только $\tau_v^{\text{ост}}(h_0)$ неселективно в интервале Δv , так как только тогда можно вынести из-под знака интеграла по частоте множитель $\exp[-\tau_v^{\text{ост}}(h_0)]$. Обычным в таких случаях (как и в случае восстановления вертикального профиля температуры) является подход, основанный на линеаризации исходного уравнения. С этой целью находится уравнение, связывающее вариации $\delta P_{\Delta v}(h_0)$ с вариациями искомого профиля δq_i . Вычисление вариационной производной $\delta P_{\Delta v}(h_0)/\delta q_i(s)$ позволяет получить следующее линеаризованное уравнение для определения $\delta q_i(s)$:

$$\delta P_{\Delta v}(h_0) = \int_{s_1}^{s_2} \left\{ \int_{\Delta v} \bar{P}_{v'}(h_0) \cdot \rho(s') \cdot S(s') \cdot f(v', \bar{v}, s') \times \right. \\ \left. \times \psi(\bar{v}, v') \cdot d v' \right\} \delta q_i(s') \cdot ds'. \quad (3.1.15)$$

Здесь

$$\delta P_{\Delta v}(h_0) = P_{\Delta v}(h_0) - \bar{P}_{\Delta v}(h_0), \quad (3.1.16)$$

отклонение измеренного значения величины пропускания атмосферы от среднего, соответствующего некоторому известному среднему значению отношения смеси $q_i(s)$, а вариации концентрации МГС, т. е. отклонение истинного профиля поглощающего газа от среднего, определяются соотношением

$$\delta q_i(s) = q_i(s) - \bar{q}_i(s). \quad (3.1.17)$$

Уравнение (3.1.15) является исходным для построения конечномерной линейной математической модели, которая, после применения к (3.1.15) (как и при выводе (3.1.13)) соответствующих квадратурных формул, принимает вид

$$\delta \vec{P} = A \cdot \delta \vec{q}, \quad (3.1.18)$$

где $\delta \vec{P}$ — вектор, число компонент которого m равно числу целевых высот $h_0^{(l)}$, для которых выполнены измерения излучения и, следовательно, для которых известно значение $\delta P_{\Delta v}(h_0^{(l)})$ ($l=1, 2, \dots, m$); $\delta \vec{q}$ — искомый вектор размерности n ; A — матрица размерности $m \times n$.

Как видно из соотношения (3.1.18), решение поставленной задачи интерпретации измерений прозрачности снова сводится к решению системы линейных алгебраических уравнений.

Рассмотрим возможности использования изложенного подхода для интерпретации измерений прозрачности в миллиметровом и

субмиллиметровом диапазонах спектра. Использование этих диапазонов спектра обусловлено, с одной стороны, наличием здесь большего количества вращательных линий поглощения, таких МГС как SO_2 , NO_2 , CO , N_2O , NH_3 и многих других, а с другой стороны, — возможностью измерения пропускания атмосферы с достаточно высоким спектральным разрешением.

Анализ возможностей интерпретации измерений прозрачности атмосферы в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах спектра для определения профиля концентрации МГС дополним рассмотрением важного и широко применяемого подхода к исследованию задач дистанционного зондирования — осуществлением математического моделирования на основе так называемых замкнутых численных экспериментов. Подобный подход, предусматривающий выполнение большого объема вычислений на ЭВМ, позволяет исследовать влияние всей совокупности факторов, определяющих точность дистанционного измерения интересующего метеорологического параметра без проведения длительных и дорогостоящих работ по созданию соответствующей измерительной аппаратуры и выполнения натуральных измерений. Более того, в подавляющем большинстве случаев именно данные, полученные в ходе численных экспериментов, позволяют сформулировать как оптимальные требования к измерительной аппаратуре, так и определить оптимальные схемы выполнения натуральных экспериментов, оценить точность данных, полученных на основе дистанционных измерений.

Учитывая важное место, которое отводится численному моделированию при решении обратных задач, остановимся кратко на описании его идеологии, опираясь на рассматриваемый здесь пример.

Численное моделирование по замкнутой схеме включает в себя обычно два этапа: на первом этапе на основе заданной радиационной модели и некоторых принятых в качестве средних значений параметров физической модели (температуры, давления, концентрации поглощающих газов) решается «прямая» задача, т. е. на основе (3.1.14) рассчитывается функция пропускания для «среднего» состояния атмосферы, а затем для «возмущенного», отличающегося от среднего, например, другим значением вертикального профиля поглощающего газа $q(s)$, который и принимается за искомый; на втором этапе многократно решается уравнение (3.1.18) с различными реализациями случайной ошибки, генерируемой, например с использованием датчика случайных чисел. Реализация второго этапа моделирования позволяет для каждой совокупности случайной ошибки получить соответствующую оценку искомого профиля $q_k(s)$, где k — номер совокупности случайной реализации ошибки измерения. Полученный набор оценок $q_k(s)$ используется для вычисления статистических характеристик полученного решения, например среднеквадратичного отклонения.

В данном случае для проведения численных экспериментов по замкнутой схеме будем использовать следующую исходную информацию.

1. В качестве исследуемых газов примем окись углерода (CO) и закись азота (N₂O).

2. Вследствие линейности этих молекул, как отмечалось в п. 2.2, расчет параметров их спектральных линий не представляет большой сложности.

3. Вертикальные профили температуры, плотности воздуха и содержания водяного пара соответствуют модели стандартной атмосферы. Вертикальные профили распределения N₂O и CO представлены на рис. 3.2.

Точность определения вертикальных профилей содержания МГС зависит от целого ряда факторов: погрешностей измерения прозрачности атмосферы, ошибок линеаризации и ошибок решения линейной системы (3.1.18), точности расчета параметров тонкой структуры линий поглощения МГС и точности задания радиационной модели. На данном этапе будем рассматривать лишь первые два фактора, лимитирующие точность решения. Это позволяет записать исходное линеаризованное уравнение для определения $q(s)$ в следующем виде:

$$\delta \vec{P} = A \cdot \delta \vec{q} + \vec{\varepsilon}_1 + \vec{\varepsilon}_2, \quad (3.1.19)$$

где $\vec{\varepsilon}_1$ — вектор ошибок измерений прозрачности атмосферы размерности m ; $\vec{\varepsilon}_2$ — вектор ошибок линеаризации той же размерности.

Для количественной характеристики точности восстановления профилей отношения смеси CO и N₂O будем использовать относительную среднеквадратическую ошибку восстановления:

$$\delta(z) = \frac{\sqrt{\frac{1}{M} \sum_{k=1}^M [q^{\text{ист}}(z) - \hat{q}_k(z)]^2}}{q^{\text{ист}}(z)}, \quad (3.1.20)$$

где $\hat{q}_k(z)$ — значение восстановленного профиля отношения смеси в k -й реализации случайной ошибки; $q^{\text{ист}}(z)$ — истинное значение восстанавливаемого профиля; M — число реализаций восстановления одного и того же профиля, но с различной случайной ошибкой ($M=10$).

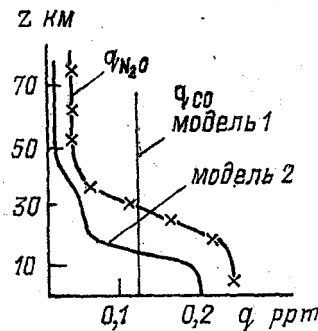


Рис. 3.2. Вертикальные профили содержания CO и N₂O, использованные в численных экспериментах (1 ppm = 10⁻⁶ г/г).

Для уровня случайной ошибки измерения прозрачности заданым значением абсолютной ошибки измерения на всех высотах h_0 , равной 0,01.

На рис. 3.3 приведены зависимости $\delta(z)$, полученные в результате расчетов на ЭВМ при указанном выше уровне ошибки измерения прозрачности для различных условий численных экспериментов. Общей особенностью поведения высотных зависимостей $\delta(z)$, как видно из рис. 3.3, является заметное увеличение ошибок

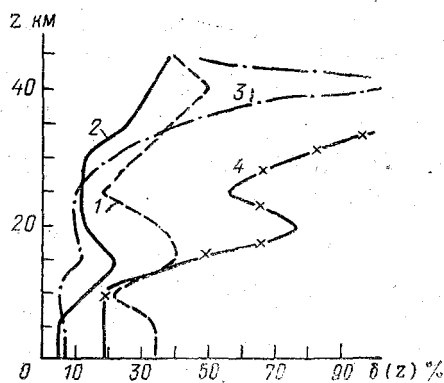


Рис. 3.3. Относительные ошибки восстановления вертикальных профилей CO (1, 2, 4) и N₂O (3).

восстановления при $z > 30$ км: если в диапазоне высот 5—30 км относительные погрешности составляют 10—30%, то при $z > 30$ км $\delta(z)$ увеличивается до 50% и более. Это возрастание $\delta(z)$ весьма просто объяснить, учитывая, что для значений прицельных высот h_0 , превышающих 30 км, происходит быстрое увеличение прозрачности атмосферы с дальнейшим ростом прицельной высоты. Это и приводит к заметному понижению относительной точности измерения. Повышение точности восстановления при $z > 30$ км может быть достигнуто путем увеличения спектрального разрешения (т. е. за счет уменьшения значения $\Delta \nu$) или за счет использования более интенсивных линий поглощения, т. е. изменяя положение центра спектрального интервала $\bar{\nu}$. На рис. 3.3 это изменение точности иллюстрируют два профиля $\delta(z)$ для измерений прозрачности в двух линиях поглощения CO: линии ($J=2 \rightarrow 3$) и в более интенсивной линии поглощения ($J=10 \rightarrow 11$) (сравнить кривые 2 и 4 на рис. 3.3). Сравнение кривых 1 и 4 позволяет оценить влияние вида искомого профиля на точность восстановления: относительные ошибки восстановления переменного по высоте профиля CO (модель 2) могут быть в несколько раз больше, чем постоянного (модель 1). Это явление в данном случае обусловлено прежде всего тем, что модели 2 при $z > 10$ км соответствуют значительно

большие величины пропускания, что и приводит к увеличению влияния случайных ошибок измерения.

В приведенной выше схеме восстановления никак не учитывалось влияние величины $\tau_{\text{ост}}$ на точность восстановления. Следует отметить, что в рассматриваемом диапазоне спектра в формировании $\tau_{\text{ост}}$ могут вносить вклад крылья линий поглощения водяного пара и озона, а также влияние погрешностей в задании профиля температуры, который используется для расчета интенсивности спектральных линий.

Изучение влияния этих факторов показывает, что при $h_0 \geq 20$ км поглощение излучения крыльями линий H_2O и O_3 может быть учтено с достаточной точностью на основе средноклиматических данных о высотном распределении этих МГС. При меньших высотах перигей луча необходима более полная информация о содержании H_2O и O_3 , которая может быть получена при одновременных измерениях прозрачности и в линиях поглощения этих газовых компонент, значение же вертикального профиля распределения температуры может быть получено на основе решения соответствующей обратной задачи.

Таким образом, приведенный пример решения обратной задачи интерпретации измерений прозрачности, выполненной с конечным спектральным разрешением, указывает на необходимость комплексного подхода к решению подобных задач, связанного с одновременным определением всего набора параметров, оказывающих влияние на ослабление солнечного излучения. Естественно, что реализация такого подхода требует проведения многоспектральных измерений прозрачности на каждой прицельной высоте h_0 , которые позволили бы оценивать наряду с искомым профилем поглощающего газа и величину остаточного ослабления.

Рассмотрим в связи с этим возможности, представляемые многоспектральными измерениями прозрачности для решения обратных задач. В качестве основы реализации подобного подхода рассмотрим использование аппаратуры, разрабатываемой в ЛГУ им. А. А. Жданова. В этом случае измерительный комплекс представляет собой сканирующий спектрометр высокого разрешения для области спектра 0,25—1,03 мкм. В приборе осуществляется сканирование в отдельных областях спектра, центрированных вблизи 0,27; 0,38; 0,63 и 1,0 мкм с разрешением от 2—3 Å (УФ-область) до ≈ 8 Å в ближней ИК-области. В каждом из указанных выше диапазонов производятся измерения прозрачности в 30 спектральных интервалах. Таким образом, использование описываемой аппаратуры позволит на каждой прицельной высоте осуществлять измерения прозрачности в 120 участках спектра.

В этом случае уравнение, описывающее связь измеряемой спектральной прозрачности с параметрами атмосферы, будет иметь вид, аналогичный (3.1.2). Однако здесь наличие большого числа

спектральных измерений позволяет отказаться от сделанного выше предположения об отсутствии остаточного ослабления $\tau_v^{\text{ост}}$. Так как в этом диапазоне спектра основное влияние на трансформацию излучения оказывает поглощение в полосах O_3 и NO_2 (см. п. 2.2), а также молекулярное ослабление и ослабление аэрозолем, то исходное уравнение может быть записано следующим образом:

$$J_{\Delta\nu}(h_0) = \int_{(\Delta\nu)} J_\nu(0) \cdot \exp \left[- \sum_{i=1}^2 \int_{s_1}^{s_2} N_i(s') \cdot \sigma_i(\nu, s') \cdot ds' - \sum_{k=1}^2 \int_{s_1}^{s_2} \beta_k(\nu, s') \cdot ds' \right] \psi(\bar{\nu}, \nu) \cdot d\nu. \quad (3.1.21)$$

Здесь $N_i(s)$ и $\sigma_i(\nu, s)$ — соответственно концентрация (число молекул в единице объема) и сечение поглощения i -й МГС: $i=1$ — O_3 , $i=2$ — NO_2 ; а параметр $\beta_k(\nu, s)$ — коэффициент ослабления: $k=1$ — молекулярный, $k=2$ — аэрозольный. Из сравнения (3.1.2) и (3.1.21) видно, что в случае восстановления вертикального профиля содержания озона выражение для остаточного члена имеет вид

$$\tau_v^{\text{ост}} = \int_{s_1}^{s_2} N_2(s') \cdot \sigma_2(\nu, s') \cdot ds' + \sum_{k=1}^2 \int_{s_1}^{s_2} \beta_k(\nu, s') \cdot ds'. \quad (3.1.22)$$

Итак, из приведенных данных следует, что решение комплексной обратной задачи сводится к определению на основе измерений $J_{\Delta\nu}(h_0)$ четырех вертикальных профилей: концентраций O_3 и NO_2 , коэффициентов молекулярного $\beta_1(\nu, s)$ и аэрозольного $\beta_2(\nu, s)$ ослабления. Существенно отметить, что спектральная зависимость $\beta_1(\nu, s)$ (см. п. 2.3) известна априори с высокой точностью, поэтому восстановления молекулярного коэффициента рассеяния сводится лишь к определению высотной зависимости некоторого постоянного по длине волны множителя. Что касается спектрального хода аэрозольного коэффициента ослабления, то соответствующие данные об $\beta_2(\nu, s)$ отсутствуют и, вообще говоря, определяются неизвестной функцией распределения частиц по размерам и комплексным показателем преломления. Эта особенность существенно усложняет корректное решение поставленной комплексной обратной задачи. Расчеты показывают, что информативность измерений оптической толщи аэрозоля в указанной спектральной области относительно определения функций распределения частиц по размерам и комплексного показателя преломления для стратосферного аэрозоля невелика, что затрудняет независимое определение этих параметров. В связи с этим приходится априори задаваться той или иной зависимостью коэффициента $\beta_2(\nu, s)$ от длины волны. Наиболее просто эта зависи-

мость определяется в виде линейной функции. В этом случае для $\beta_2(v, s)$ можно записать следующее выражение:

$$\beta_2(v, s) = a(s) + b(s) \cdot \frac{1}{v} = a(s) + b(s) \cdot \lambda, \quad (3.1.23)$$

где $a(s)$ и $b(s)$ — коэффициенты, не зависящие от длины волны. Оценки показывают, что линейная аппроксимация достаточно хорошо описывает спектральный ход аэрозольного коэффициента ослабления для стандартных моделей в диапазоне длин волн 0,4—1,0 мкм.

Таким образом, с учетом сделанных предположений и соотношения (3.1.23) решение обратной задачи сводится к определению пяти вертикальных профилей различных атмосферных параметров.

Для сокращения записи математической формулировки обратной задачи введем следующие обозначения: \vec{y} — вектор измеренных значений пропускания, число компонент которого соответствует произведению числа прицельных высот на число частот; $\vec{x}_i = x_i(z)$ — высотные профили искомых параметров, причем при $i=1$ это профиль $N_{O_3}(z)$, при $i=2$ — $N_{NC_2}(z)$, при $i=3$ — $\rho(z)$, при $i=4$ — $a(z)$ и при $i=5$ — $b(z)$. Здесь $\rho(z)$ — плотность воздуха на высоте z , которая как раз и определяет высотный ход коэффициента $\beta_1(v, z)$. При сделанных предположениях исходное уравнение (3.1.21) с учетом ошибок измерения можно записать следующим образом:

$$\vec{y} = A[x_1(z), \dots, x_5(z)] + \vec{\varepsilon}, \quad (3.1.24)$$

где A — нелинейный оператор; $\vec{\varepsilon}$ — вектор ошибок измерения. Действуя как и раньше, линеаризуем уравнение (3.1.24) относительно искомых профилей $x_i(z)$. Линеаризованный аналог (3.1.24) может быть представлен в виде

$$\Delta \vec{y} \approx \sum_{i=1}^5 A \Big|_{\vec{x}_i} \cdot \Delta \vec{x}_i + \vec{\varepsilon}, \quad (3.1.25)$$

где $\Delta \vec{y} = \vec{y} - \bar{y}$ — отклонение измеренного значения пропускания от среднего, вычисленного при средних значениях вертикальных профилей $\bar{x}_i(z)$ ($i=1, \dots, 5$); $\Delta \vec{x}_i = \vec{x}_i - \bar{x}_i$ ($i=1, \dots, 5$ — вектор отклонений истинных значений вертикальных профилей от средних для различных высот z_j ($j=1, 2, \dots, n$); $A \Big|_{\vec{x}_i}$ — матрица, составленная из соответствующих производных, элементы которой определяются следующим выражением:

$$\left(A \Big|_{\vec{x}_i} \right)_{ij} = \frac{\partial A[x_1(z), \dots, x_5(z)]}{\partial x_{ij}}. \quad (3.1.26)$$

Таким образом, из (3.1.25) видно, что задача определения вертикальных профилей искомого параметра снова свелась к решению системы алгебраических уравнений. Приведем некоторые результаты решения этой системы методом статистической регуляризации в цикле последовательных приближений, когда в качестве ковариационных матриц использовались модельные ковариационные матрицы с радиусом корреляции $R=5,4$ км для O_3 и NO_2

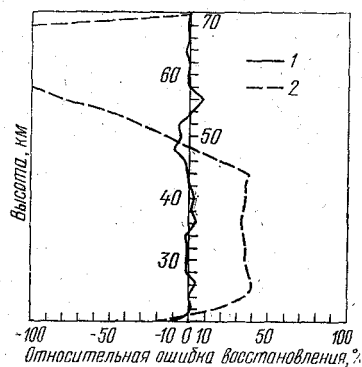


Рис. 3.4. Относительные ошибки восстановления вертикального профиля O_3 :
1 — $\delta_1(z)$; 2 — $\delta_1^0(z)$.

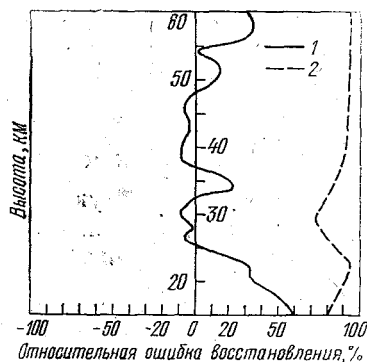


Рис. 3.5. Относительные ошибки восстановления вертикального профиля NO_2 :
1 — $\delta_2(z)$; 2 — $\delta_2^0(z)$.

и диагональные матрицы для остальных параметров (в последнем случае с диагональными элементами, соответствующими 50%-ной априорной неопределенности задания исходных величин).

На рис. 3.4 приведены величины $\delta(z)$ (см. (3.1.20)) при $M=1$ для одной из моделей вертикального распределения озона. Здесь же представлены и начальные отклонения

$$\delta_i^0(z_j) = \frac{\bar{x}_i(z_j) - x_i(z_j)}{\bar{x}_i(z_j)} \cdot 100\%; \quad j=1, 2, \dots, n, \quad (3.1.27)$$

которые характеризуют насколько удалено от точного значения (искомого профиля) среднее распределение, использованное при линеаризации уравнения (3.1.24). Естественно, что при достаточно значительных отклонениях $\delta_i^0(z)$ для достижения высокой точности восстановления требуется большее число итераций (на рисунках все примеры восстановления приведены для четвертой итерации).

Как видно из рисунка, величина $\delta_1(z)$ в интервале высот 20—70 км не превышает 10%, несмотря на то, что начальное откло-

нение $\delta^0(z)$ на ряде уровней превышает и 100%. Следует отметить, что именно использование многоспектральных измерений прозрачности атмосферы позволяет получить равномерно высокую точность восстановления содержания озона в таком широком диапазоне высот.

В качестве другого примера, иллюстрирующего результаты работы алгоритма интерпретации многоспектральных измерений прозрачности, рассмотрим характеристики точности восстановления вертикального профиля содержания NO_2 . На рис. 3.5 приведены значения $\delta_2(z)$ ($M=1$) при уровне случайной ошибки измерения в 1%. Эти примеры восстановления показывают, что в области высот 25—55 км ошибки восстановления не превышают 15—20%. Для высот, меньших ≈ 20 км, ошибки восстановления значительно выше и достигают 20—60% вблизи ≈ 15 км. Подобное поведение $\delta_2(z)$ обусловлено значительным уменьшением на этих высотах влияния вариаций содержания NO_2 на прозрачность атмосферы, а также значительным увеличением здесь вклада молекулярного и аэрозольного ослабления. Последнее обстоятельство приводит к тому, что в области полосы поглощения NO_2 ($\approx 0,4$ мкм) атмосфера становится практически полностью поглощающей для прицельных высот, лежащих ниже 15 км.

Рассмотренные выше подходы к интерпретации измерений прозрачности естественно могут быть использованы и при анализе измерений прозрачности с земной поверхности. Однако в этом случае при любых углах измерения солнечное излучение пронизывает всю толщу атмосферы. В связи с этим при такой геометрии измерений весьма сложной становится задача определения профиля поглощающего газа и, как правило, результатом подобных измерений является интегральное содержание поглощающего газа во всей толще атмосферы.

Для интерпретации подобного рода измерений с земной поверхности наряду со значениями абсолютной прозрачности атмосферы используется так называемый дифференциальный метод, основанный на измерении отношений пропускания в различных спектральных интервалах: соответственно в области сильного и слабого поглощения исследуемой МГС. Основная идея этого метода заключается в попытке исключить влияние мешающего фонового поглощения ($\tau_v^{\text{ост}}$ в (3.1.2)) на результаты восстановления содержания исследуемой МГС. Из (3.1.2) видно, что если составить отношение $J_{\Delta\nu_1}/J_{\Delta\nu_2}$ для двух значений длин волн, то при предположении о неселективности остаточного поглощения результирующее отношение не зависит от $\tau_v^{\text{ост}}$.

Однако, как правило, спектральный ход остаточной оптической толщи имеет место. Его принято называть наклоном нулевой линии в интервале измеряемых длин волн. Наклон нулевой линии обусловлен спектральным ходом внеатмосферного излучения и аэрозольного поглощения. Как правило, величина наклона тем

больше, чем дальше удалены друг от друга длины волн, т. е. ν_1 и ν_2 .

С целью учета наклона нулевой линии при определении интегрального содержания МГС вводится следующая величина:

$$Q_{\text{изм}} = (P_{\Delta\nu_1} + P_{\Delta\nu_2}) / (2 \cdot P_{\Delta\nu_3}), \quad (3.1.28)$$

где $P_{\Delta\nu_1}$ и $P_{\Delta\nu_2}$ — среднее пропускание в спектральных интервалах, центрированных соответственно при ν_1 и ν_2 , приходящиеся на окна прозрачности; $P_{\Delta\nu_3}$ — пропускание в линии (или полосе) поглощения исследуемой МГС.

Использование $Q_{\text{изм}}$ позволяет свести к минимуму влияние ошибок в задании нулевой линии на точность восстановления интегрального содержания МГС.

Кроме параметра $Q_{\text{изм}}$, для учета наклона нулевой линии используются и более сложные комбинации измеренных величин пропусканий в различных участках спектра. В частности, такой параметр как

$$Q = \left[\sum_{i=1}^n (P_i \cdot \Delta\nu_i') / \sum_{i=1}^n \Delta\nu_i' \right] / \left[\sum_{j=1}^k P_j'' \cdot \Delta\nu_j'' / \sum_{j=1}^k \Delta\nu_j'' \right],$$

где P_i и $\Delta\nu_i$ — соответственно среднее пропускание и ширина i -го спектрального интервала; n и k — количество спектральных интервалов, включенных в суммы.

Числитель величины Q содержит среднее пропускание только таких спектральных интервалов, в которых нет сильных линий искомой МГС, а в знаменателе включены интервалы, содержащие сильные линии поглощения этой МГС.

Использование подобного подхода позволяет минимизировать и «мешающие» влияния поглощения водяного пара.

Измерения прозрачности атмосферы с земной поверхности с целью определения интегрального содержания таких компонент как CO , CH_4 , CO_2 , N_2O достаточно давно и успешно используются в отдельных исследованиях газового состава атмосферы. При использовании спектральной аппаратуры с разрешением $0,2 \text{ см}^{-1}$ В. И. Дианов-Клоков с сотрудниками достигли следующих точностей определения интегральных содержаний МГС: для единичных измерений в худшем случае ± 16 — 18% для CO и CH_4 и ± 11 — 13% для N_2O . При усреднении по 10—15 спектрограммам для CO и CH_4 и 4—6 спектрограммам для N_2O , измеряемым в течение дня, точность определения среднедневных значений интегрального содержания составила $\pm (12$ — $15)\%$ для CO и CH_4 и $\pm 8\%$ для N_2O . Для регистрации прозрачности использовались при этом следующие линии поглощения: 4,6 мкм — CO ; 3,9 мкм — N_2O ; 3,3 мкм — CH_4 .

Исследование точности восстановления общего содержания CO_2 на основе измерений в области 2,06 мкм дифференциальным методом позволила А. М. Броунштейну оценить погрешность единич-

ного измерения концентрации CO_2 в $\approx 3\%$. При этом среднегодовые значения могут быть определены с точностью $\approx 0,05\%$, что позволяет использовать подобные измерения для оценки трендов CO_2 .

В заключение рассмотрим некоторые результаты натуральных измерений прозрачности атмосферы на наклонных трассах, проводимых на спутниках, аэростатах и самолетах.

В качестве типичных экспериментов по одновременному определению содержания ряда МГС рассмотрим эксперименты, осуществленные при подъемах спектральной аппаратуры на аэростатах. Первый подъем аэростата в рассматриваемых экспериментах был осуществлен весной 1976 г. в Полстайне (США), второй — в конце лета 1977 г. в Бронен-Халле (Австралия). В первом случае были проведены одновременные измерения профилей содержания O_3 , CO , CO_2 , CH_4 , N_2O , H_2O и HCl ; во втором — O_3 , CO_2 , CH_4 , N_2O , H_2O , HCl и HF . Измерения осуществлялись с помощью интерферометра Майкельсона со спектральным разрешением, $0,13 \text{ см}^{-1}$. Получены следующие оценки погрешностей определения различных МГС:

O_3 — $\pm 25\%$; H_2O — $\pm 20\%$; N_2O — $\pm 30\%$ (верхняя стратосфера);

HCl — $\pm 20\%$ (24—32 км); HF — $\pm 20\%$;

CH_4 — $\pm 15\%$ (21 км) и $\pm 25\%$ (37 км); CO — $\pm 20\%$ (21 км) и $\pm 50\%$ (30 км); CO_2 — $\pm 10\%$.

Относительно высокие погрешности измерений для ряда компонент обусловлены неоптимальными спектральными характеристиками используемого прибора и, в частности, недостаточным высоким разрешением.

Первый спутниковый эксперимент по определению состава атмосферы был осуществлен в 1964 г. Измерения прозрачности атмосферы по Солнцу в УФ-области спектра ($\lambda \approx 0,38 \text{ мкм}$) позволили определить вертикальный профиль содержания озона и обнаружить заметное влияние в этой области спектра аэрозольного ослабления, затрудняющее корректную интерпретацию данных измерений. В последствии подобные эксперименты проводились большим числом исследователей как при использовании ракет, так и спутников. Они, эти эксперименты, в частности, выявили необходимость многоканальных измерений, позволяющих одновременно определить вклады различных составляющих в ослабление солнечного излучения. Первый подобный спутниковый эксперимент был осуществлен в феврале 1979 г. Для определения характеристик аэрозоля, содержания O_3 и NO_2 здесь использовался четырехканальный фотометр с каналами измерения, центрированными при 0,385; 0,45; 0,63; 1 мкм. Точность определения коэффициента ослабления за счет озонного поглощения составила приблизительно 10%, а для поглощения NO_2 в диапазоне высот 25—40 км — 25%. Точность же определения абсолютных значений отношения смеси этих газов оказалась несколько хуже из-за

погрешностей в задании соответствующих коэффициентов поглощения.

В Советском Союзе подобные измерения проводились в феврале 1975 г. на орбитальной станции «Салют-4» с помощью ИК-спектрометра, а также в сентябре 1978 г. с орбитальной пилотируемой станции «Салют-6» в УФ-области спектра. В первом эксперименте измерялась прозрачность атмосферы на скользящих трассах в области полосы поглощения водяного пара 2,7 мкм. В области прицельных высот 30—60 км абсолютная ошибка дистанционных измерений оказалась сравнимой с определяемой величиной. Во втором эксперименте измерения проводились в полосе поглощения озона вблизи 0,256 мкм.

3.2. Дистанционное зондирование атмосферы по измерениям теплового излучения на касательных трассах

При использовании измерений собственного теплового излучения системы подстилающая поверхность — атмосфера для определения содержания МГС атмосферы возникает целый ряд трудностей. Причиной этого являются прежде всего чрезвычайно малые концентрации, как правило, на несколько порядков ниже. Кроме того, при определении содержания МГС на основе измерений уходящего излучения в качестве мешающих параметров будет выступать не только неизвестный профиль температуры, но и вариации содержания водяного пара, полосы поглощения которого (см. п. 2.2) присутствуют практически во всем ИК-диапазоне спектра. Все это указывает либо на необходимость комплексного подхода к решению задачи восстановления метеопараметров атмосферы, либо на определение таких условий проведения экспериментов, которые позволили бы максимально подавить влияние мешающих факторов при определении содержания МГС атмосферы. Остановимся в настоящем параграфе на возможных путях реализации такого подхода.

Выберем в качестве источника информации о содержании МГС измерения уходящего собственного теплового излучения атмосферы на касательных трассах. Геометрия проведения подобных измерений сходна со схемой, указанной на рис. 3.1. Рассмотрим те преимущества, которые имеет подобная геометрия наблюдений по сравнению с надирными измерениями, широко используемыми для определения вертикальных профилей температуры и водяного пара. Запишем уравнение переноса теплового излучения для рассматриваемой геометрии. Учитывая, что в случае измерений на касательных трассах «подстилающей поверхностью» является космическое пространство, соответствующее уравнение получим из (1.3.32), положив в нем $B_{\Delta, \nu} = 0$ и $I_{\Delta, \nu}(\nu, 0, \theta) = 0$. Эти условия характеризуют отсутствие излучения, падающего на верхнюю

границу атмосферы. Уравнение переноса в этом случае принимает следующий вид:

$$J_{\Delta\nu}(h_0) = - \int_{s_1}^{s_2} B_{\Delta\nu}[\bar{\nu}, T(x)] \frac{\partial P_{\Delta\nu}[\bar{\nu}, h_0, s_1, x]}{\partial x} dx, \quad (3.2.1)$$

где $B_{\Delta\nu}[\bar{\nu}, T(x)]$ — функция Планка для средней частоты $\bar{\nu}$ в рассматриваемом интервале частот $\Delta\nu$; $P_{\Delta\nu}[\bar{\nu}, h_0, s_1, x]$ — функция пропускания от точки наблюдения s_1 (верхней границы атмосферы) до произвольной точки x вдоль линии визирования; $T(x)$ — профиль температуры вдоль линии визирования; h_0 — минимальное расстояние луча от поверхности земли (прицельное расстояние); s_2 — расстояние от точки s_1 до точки пересечения лучом визирования верхней границы атмосферы.

Уравнение (3.2.1) по своему виду аналогично уравнению (1.3.25) для нисходящего излучения. Однако в данном случае роль угла визирования выполняет прицельная высота h_0 , а вместо высоты z используется координата x , отсчитываемая вдоль луча визирования.

Для упрощения анализа информационных возможностей измерения $J_{\Delta\nu}$ на касательных трассах предположим вначале, что температура $T(x)$ не меняется вдоль луча визирования и равна \bar{T} . Тогда уравнение (3.2.1) существенно упрощается и может быть записано в следующем виде:

$$J_{\Delta\nu}(h_0) = B_{\Delta\nu}[\bar{\nu}, \bar{T}] \{1 - P_{\Delta\nu}[\bar{\nu}, h_0, s_1, s_2]\}, \quad (3.2.2)$$

где $P_{\Delta\nu}[\bar{\nu}, h_0, s_1, s_2]$ — функция пропускания всей трассы визирования, соответствующей прицельной высоте h_0 .

Из анализа формулы (3.2.2) следует, что при отсутствии полос поглощения «мешающих» газов, искомая МГС может быть обнаружена по измерениям теплового излучения на наклонных трассах только в том случае, когда величина $J_{\Delta\nu}(h_0)$ превосходит ошибку измерения уходящего излучения. Задаваясь величиной ошибки измерения интенсивности $\Delta J_{\Delta\nu}(h_0)$, на основе (3.2.2) можно получить оценку величины функции пропускания, позволяющую обнаружить ту или иную МГС в виде

$$P_{\Delta\nu}[\bar{\nu}, h_0, s_1, s_2] = 1 - \Delta J_{\Delta\nu}(h_0) / B_{\Delta\nu}[\bar{\nu}, \bar{T}]. \quad (3.2.3)$$

Примем в качестве оценки величины $\Delta J_{\Delta\nu}(h_0)$ значение $\approx 0,5$ эрг/(см²·с·ср·см⁻¹) и определим для температуры \bar{T} минимально возможное значение в ≈ 200 К. Тогда в области $\lambda \approx 10$ мкм $B_{\Delta\nu}[10 \text{ мкм}, 200 \text{ К}] = 8,95$ эрг/(см²·с·ср·см⁻¹), а в области $\lambda \approx 6,3$ мкм $B_{\Delta\nu}[6,3 \text{ мкм}, 200 \text{ К}] = 0,52$ эрг/(см²·с·ср·см⁻¹). Подставляя эти значения в формулу (3.2.3), получим следующие оценки значения $P_{\Delta\nu}$, необходимые для обнаружения МГС при заданном уровне случайных ошибок измерения: в области спектра

$\lambda \approx 10$ мкм необходимо, чтобы функция пропускания была меньше 0,94, а в области спектра $\lambda \approx 6,3$ мкм требуется уже, чтобы функция пропускания была не более 0,1. Полученные простые оценки показывают, что даже только для обнаружения присутствия МГС в атмосфере (не говоря уже о дистанционном измерении профиля концентрации) на основе измерений собственного теплового излучения на касательных трассах нужно стремиться к уменьшению функции пропускания, что и позволяет сделать выбор рассматриваемой геометрии измерений. Как показано в п. 3.1 в этом случае удастся за счет увеличения длины трассы значительно уменьшить при прочих равных условиях величину функции пропускания по сравнению с надирной геометрией.

Другим важным преимуществом используемой геометрии измерений является возможность определения содержания МГС в верхних слоях тропосферы и в стратосфере при полном отсутствии влияния слоев атмосферы, расположенных ниже прицельной высоты h_0 . Остановимся более подробно на анализе этого преимущества.

Как уже упоминалось выше, для численного решения интегрального уравнения необходимо в соответствующих уравнениях заменить интегралы суммами, воспользовавшись для этой цели какими-либо квадратурными формулами. Разобьем всю атмосферу на ряд слоев и перепишем уравнение (3.2.1) в следующем эквивалентном виде:

$$J_{\Delta\nu}(h_0) = - \int_{s_1}^{s_2} B_{\Delta\nu}[\bar{\nu}, T(x)] \cdot dP_{\Delta\nu}[\bar{\nu}, h_0, s_1, x]. \quad (3.2.4)$$

Применим к интегралу в уравнении (3.2.4) формулу трапеций. Тогда его можно записать в следующей форме, пригодной для численных расчетов величины уходящего излучения:

$$J_{\Delta\nu}(h_0) = \sum_{i=1}^{n-1} \bar{B}_i \cdot \Delta P_{\Delta\nu}[\bar{\nu}, h_0, s_i, s_{i+1}]. \quad (3.2.5)$$

Здесь введем следующие обозначения: \bar{B}_i — среднее значение функции Планка в слое от s_i до s_{i+1} —

$$\bar{B}_i = \{B_{\Delta\nu}[\bar{\nu}, T(s_i)] + B_{\Delta\nu}[\bar{\nu}, T(s_{i+1})]\}/2; \quad (3.2.6)$$

$\Delta P_{\Delta\nu}$ — разность функций пропускания от точки s_1 до точек s_i и s_{i+1} (на трассе от s_1 до s_2) соответственно —

$$\Delta P_{\Delta\nu}[\bar{\nu}, h_0, s_i, s_{i+1}] = P_{\Delta\nu}[\bar{\nu}, h_0, s_1, s_i] - P_{\Delta\nu}[\bar{\nu}, h_0, s_1, s_{i+1}]. \quad (3.2.7)$$

Каждый член суммы в уравнении (3.2.5) имеет простой физический смысл — это вклад в уходящее излучение различных слоев атмосферы вдоль трассы от точки s_1 до s_2 . Рассмотрим в качестве примера величину вклада в суммарное значение $J_{\Delta\nu}(h_0)$ раз-

личных слоев атмосферы при формировании теплового излучения в области 7,8 мкм полосы поглощения метана (CH_4). На рис. 3.6 приведены соответствующие величины для прицельной высоты $h_0=5$ км и трех частот: $\bar{\nu}_1=1305$ см^{-1} ; $\bar{\nu}_2=1220$ см^{-1} и $\bar{\nu}_3=1260$ см^{-1} . Из рисунка видно, что в центре полосы поглощения (частота $\bar{\nu}_1$) основная часть излучения формируется в слоях от точки $s(h_0)$ до s_1 , т. е. в пределах половины трассы, расположенной ближе к приемнику излучения, а вклад в поглощение той части

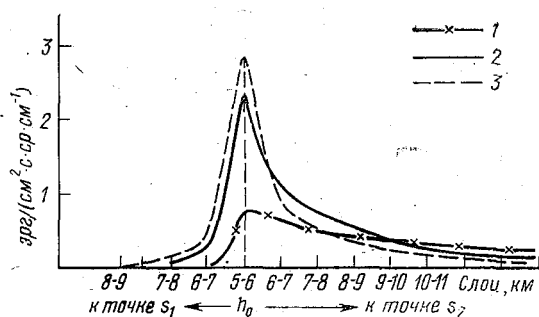


Рис. 3.6. Формирование уходящего теплового излучения на наклонной трассе ($h_0=5$ км) в полосе поглощения метана:
1 — $\bar{\nu}_1=1305$ см^{-1} ; 2 — $\bar{\nu}_2=1260$ см^{-1} ;
3 — $\bar{\nu}_3=1220$ см^{-1} .

трассы, которая расположена за прицельной высотой h_0 (от s_2 до h_0) — незначителен. Переход к участку спектра с меньшим значением коэффициента поглощения, т. е. к частоте $\bar{\nu}_2$ или, что еще более заметно — к частоте $\bar{\nu}_3$, приводит к увеличению прозрачности атмосферы и, как следствие этого, — к увеличению доли излучения, формируемого слоями атмосферы, расположенными вблизи точки h_0 .

Таким образом, приведенный пример показывает, что положение слоев на трассе формирования излучения от точки s_1 до точки s_2 , дающих максимальный вклад в уходящее излучение, существенным образом зависит от значения коэффициента поглощения в рассматриваемом участке спектра. Для достаточно прозрачных участков спектра основная часть излучения формируется в слоях вблизи точки h_0 , а с увеличением коэффициента поглощения слои, дающие максимальный вклад в излучение, как бы «отрываются» от прицельной точки и смещаются в сторону приемника излучения. Полученную закономерность весьма просто объяснить, считая, что в прицельной точке h_0 помещена некоторая фиктивная граница раздела между левой и правой частями трассы

s_1, \dots, s_2 . В этом случае уравнение (3.2.4) можно записать следующим образом:

$$J_{\Delta\nu}(h_0) = - \int_{s_1}^{s(h_0)} B_{\Delta\nu}[\bar{\nu}, T(s)] \cdot dP_{\Delta\nu}[\bar{\nu}, h_0, s_1, s] - P_{\Delta\nu}[\bar{\nu}, h_0, s_1, s(h_0)] \times \\ \times \int_{s(h_0)}^{s_2} B_{\Delta\nu}[\bar{\nu}, T(s)] \cdot dP_{\Delta\nu}[\bar{\nu}, h_0, s(h_0), s]. \quad (3.2.8)$$

Из соотношения (3.2.8) видно, что уходящее тепловое излучение можно рассматривать состоящим из двух слагаемых: излучения, сформированного ближайшей к приемнику половиной трассы, и излучения, сформированного удаленной частью трассы, умноженного на функцию пропускания половины трассы $P_{\Delta\nu}[\bar{\nu}, h_0, s_1, s(h_0)]$. Сравнивая выражение (3.2.8) с уравнением (1.3.32) при $\varepsilon_{\Delta\nu} = 1$, можно увидеть, что интегральный член во втором слагаемом уравнения (3.2.8) аналогичен излучению подстилающей поверхности в соотношении (1.3.32) для уходящего излучения в надир. Следовательно, если величина $P_{\Delta\nu}[\bar{\nu}, h_0, s_1, s(h_0)]$ становится достаточно малой, то и вкладом в полное излучение второго слагаемого в уравнении (3.2.8) можно пренебречь, и все излучение будет формироваться на трассе от точки s_1 до точки $s(h_0)$. Ясно, что указанное выше условие будет выполняться только при достаточно значительных по своей величине коэффициентах поглощения.

Приведенные рассуждения указывают на целесообразность рассмотрения двух основных случаев формирования уходящего излучения на наклонных трассах.

В первом случае атмосфера достаточно прозрачна и основная часть излучения формируется вблизи точки h_0 . Тогда вариации уходящего излучения в соответствии с уравнением (3.2.2) определяются (при известном профиле температуры) вариациями функции пропускания.

Во втором случае атмосфера непрозрачна и основная часть излучения формируется в пределах половины трассы, ближайшей к приемнику излучения. Здесь вариации излучения определяются в основном температурными вариациями из-за смещения вдоль трассы положения слоя, дающего максимальный вклад в регистрируемое значение $J_{\Delta\nu}(h_0)$. Действительно, смещение вдоль трассы положения основного излучающего слоя приводит как это следует из соотношения (3.1.4), и к изменению его высоты z . А поскольку на различных высотах температура различна, то указанные вариации будут определяться характером фактического изменения температуры с высотой, т. е. ее градиентом.

Последнее обстоятельство приводит, например, к тому, что в случае прохождения трассы в тропосфере, где наблюдается, как правило, уменьшение температуры с высотой, увеличение коэффициента поглощения (или содержания поглощающего газа) вы-

зовет смещение эффективного слоя, где в основном формируется регистрируемое излучение, вверх в более «холодную» область. Действительно, в этом случае его расстояние от точки h_0 увеличится и; следовательно, увеличится и его вертикальная координата z , а при указанном градиенте температуры это вызовет понижение последней, т. е. температура излучающего слоя понизится. Это в свою очередь приведет к уменьшению величины уходящего излучения.

На основе анализа уравнения (3.2.8) можно показать, что в том случае, когда эффективные излучающие слои перемещаются в область с постоянным значением температуры (локальная изо-терма), вариации состава атмосферы практически не будут сказываться на изменениях уходящего излучения.

Рассмотрим теперь вариации уходящего излучения на наклонных трассах в зависимости от вариаций содержания МГС и вариаций «мешающих» параметров. В качестве «мешающих» параметров в этом случае будут выступать прежде всего вариации температуры и содержания водяного пара.

На рис. 3.7 приведены результаты расчетов вариаций излучения при увеличении на 50% от среднего значения содержания метана и закиси азота в ряде спектральных интервалов, выполненные на основе уравнения (3.2.1). В качестве средних модельных значений отношений смеси этих газов приняты величины $q_{\text{CH}_4} = 6 \cdot 10^{-7}$ г/г, $q_{\text{N}_2\text{O}} = 4,5 \cdot 10^{-7}$ г/г, постоянные по высоте.

Из рис. 3.7 видно, что в тропосфере ($h_0 \leq 10$ км) вариации излучения отрицательны, а в стратосфере положительны. Этот результат находится в полном согласии с рассмотренными выше двумя случаями формирования излучения: наличие отрицательных величин для вариаций уходящего излучения указывает на то, что в тропосфере для указанных участков спектра имеет место второй из рассмотренных выше случаев формирования $J_{\Delta}(h_0)$, а для стратосферы — первый случай. Сами величины вариаций излучения составляют 0,1—0,5 эрг/(см²·с·ср·см⁻¹).

Рассмотрим теперь результаты численных оценок влияния мешающих параметров.

Как показывают численные расчеты, изменение влажности атмосферы при переходе от одной средноклиматической модели к другой приводит к вариациям излучения в рассматриваемом диапазоне спектра, не превышающем 0,05 эрг/(см²·с·ср·см⁻¹) при $h_0 > 10$ км. Это говорит о том, что при решении обратной задачи на основе интерпретации измерений уходящего излучения на наклонных трассах при $h_0 > 10$ км можно пользоваться довольно грубой информацией о влажности атмосферы.

Влияние вариаций температуры на уходящее излучение оказывается значительно более заметным. Современная точность косвенного определения вертикального профиля температуры составляет 1—2° С. В связи с этим представляется целесообразным оце-

нить возможное влияние подобных неточностей в задании температуры на величину вариаций уходящего излучения. В табл. 3.1 приведены эти значения вариаций $\delta J_{\Delta, \nu}(h_0)$ при систематической ошибке в задании профиля температуры в 1° при среднем профиле, соответствующем модели средних широт для ряда спектральных интервалов в полосах поглощения CH_4 и N_2O .

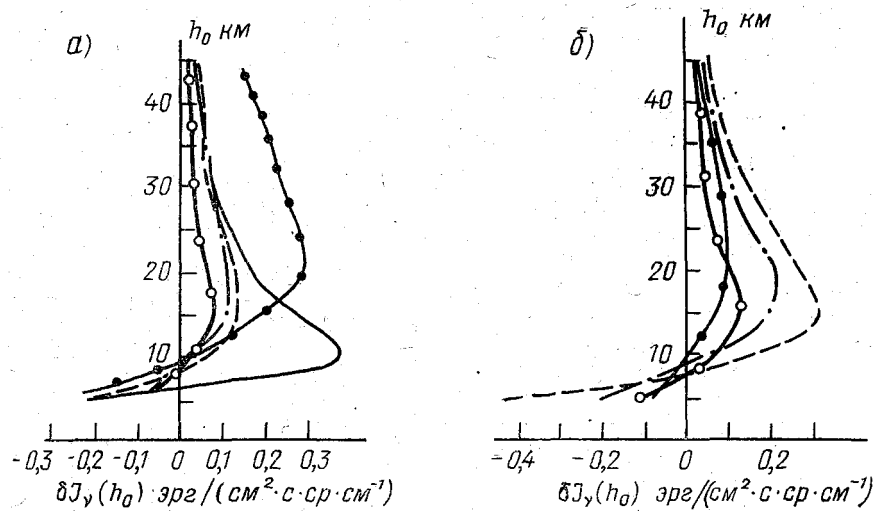


Рис. 3.7. Вариации уходящего излучения на наклонных трассах при 50%-ном изменении содержания в атмосфере метана (а) и закиси азота (б) ($\nu=1220 \text{ см}^{-1}$ — сплошная линия; $\nu=1250 \text{ см}^{-1}$ — пунктирная линия; $\nu=1275 \text{ см}^{-1}$ — штрих-пунктирная линия; $\nu=1305 \text{ см}^{-1}$ — черные точки; $\nu=1320 \text{ см}^{-1}$ — кружки).

Таблица 3.1

Величины вариаций излучения ($\text{эрг}/(\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср} \cdot \text{см}^{-1})$) при систематической ошибке в задании профиля температуры в 1°

$h_0, \text{ км}$	$\bar{\nu}, \text{ см}^{-1}$		
	1220	1265	1305
5	0,4	0,24	0,21
15	0,09	0,19	0,17
20	0,05	0,14	0,14
30	0,02	0,06	0,07
40	0,01	0,02	0,03

Сопоставление данных табл. 3.1 и рис. 3.7 позволяет утверждать, что даже при такой точности задания вертикального профиля температуры вариации излучения $\delta J_{\Delta\nu}$ (δT) и $\delta J_{\Delta\nu}$ (δq_{h_0}) имеют один и тот же порядок величины.

Большие значения вариаций $\delta J_{\Delta\nu}$ (δT) обусловлены сильной температурной зависимостью функции Планка в рассматриваемом диапазоне спектра. Как показывают оценки, при $T=225$ К изменчивость функции Планка для $\bar{\nu}=20$ мкм уменьшается в три раза по сравнению с рассматриваемым диапазоном, а для $\lambda=1$ см (микроволновый диапазон) — на порядок. А раз это так, то с точки зрения влияния погрешностей в задании профиля температуры на точность решения обратных задач рассматриваемого класса более благоприятные условия будут иметь место при регистрации значений $J_{\Delta\nu}(h_0)$ в более длинноволновых областях спектра.

Указанная особенность формирования вариаций уходящего излучения, выраженная в сильной чувствительности последних к неточности в задании вертикального профиля температуры, требует привлечения специальных методов при интерпретации измерений уходящего теплового излучения с целью определения газового состава атмосферы. Рассмотрим здесь использование специальной методики исключения влияния температуры, предложенной В. В. Розановым и Ю. М. Тимофеевым, основанной на проведении одновременных измерений излучения в полосе поглощения исследуемой МГС и в полосе поглощения CO_2 . Для рассмотрения тех преимуществ, которые возникают при такой схеме выполнения измерений, в качестве основного соотношения будем использовать формулу (3.2.2). Из ее анализа следует, что при известной температуре атмосферы \bar{T} измерения теплового излучения позволяют определить функцию пропускания $P_{\Delta\nu}[\bar{\nu}, h_0, s_1, s_2]$ на всей трассе формирования излучения. Это дает возможность свести исходную задачу интерпретации измерений уходящего теплового излучения к более «простой» задаче — определению $q(s)$ по измерениям прозрачности всей толщи атмосферы. Но указанный переход от задачи интерпретации значений $J_{\Delta\nu}(h_0)$ к более «простой» задаче интерпретации значений $P_{\Delta\nu}$ требует задания температуры \bar{T} , а в реальной неизотермической атмосфере она, вообще говоря, не известна. Следовательно, для перехода от одной задачи к другой необходимо разработать методику оценки параметра \bar{T} . Для этого заметим, что и в условиях реальной неизотермической атмосферы соотношение (3.2.2) выполняется так же, как и для изотермической, но здесь \bar{T} — это некоторая температура $T(s')$ в точке s' трассы, причем положение этой точки в общем случае неизвестно. А раз так, то успех нахождения значения функции пропускания в этом случае зависит от того, насколько точно будет определена величина $T(s')$, зависящая естественно и от h_0 . Для определения $T[s'(h_0)]$ привлекаются измерения в полосах поглощения газов,

концентрация которых в атмосфере известна и относительно стабильна (например, в полосах поглощения CO_2 или O_2). В этом случае выражение (3.2.2) позволяет при заранее известной величине $P_{\Delta\nu}[\nu, h_0, s_1, s_2]$ определить значение $T[s''(h_0)]$. Рассмотрим возможность использования подобных измерений в спектральных интервалах 15 мкм полосы CO_2 , точнее — в ее высокочастотном крыле. Пусть на основе измерений излучения в 15 мкм полосе поглощения CO_2 получено некоторое значение температуры $T[s''(h_0)]$. Сделаем предположение, что выполняется следующее равенство:

$$T[s'(h_0)] = T[s''(h_0)], \quad (3.2.9)$$

т. е. значения эффективных температур, полученных из (3.2.2) для полосы поглощения исследуемого газа и 15 мкм полосы CO_2 , совпадают. Оправданность такого предположения наиболее очевидна прежде всего тогда, когда условия формирования уходящего излучения соответствуют случаю слабого поглощения как в полосе МГС, так и в выбранном участке CO_2 . Так как эффективные излучающие слои и в том, и в другом случаях расположены вблизи точки h_0 , то естественно, что и температуры $T[s'(h_0)]$ и $T[s''(h_0)]$ будут очень близки. Кроме того, при прочих равных условиях для фиксированной частоты в полосе поглощения МГС сделанное предположение тем более оправдано, чем больше величина $P_{\Delta\nu}$.

Специальные расчеты, проведенные с целью выяснения применимости выражения (3.2.9), позволяют сделать вывод, что в области прицельных высот $h_0 = 28 \div 48$ км величины $T[s'(h_0)]$ и $T[s''(h_0)]$ не отличаются более чем на 1,5 К, а в среднем их различие не превосходит $\approx 0,8$ К. Следует еще раз отметить, что положение точки s' зависит при фиксированном h_0 от выбора положения спектрального интервала $\Delta\nu$, а также от концентрации поглощающего газа.

Приведенный анализ и сделанные оценки показывают, что различие значений двух указанных температур не велико. Однако к решению поставленной задачи можно подойти и по-другому. А именно — определить такие две частоты ν_1 и ν_2 в выбранном спектральном участке, когда при регистрации излучения на этих частотах (соответственно в полосах поглощения МГС и CO_2) выполняется соотношение:

$$|T[s'(h_0)] - T[s''(h_0)]| = \min. \quad (3.2.10)$$

Основные трудности, в соответствии с вышеизложенным, будут возникать при отыскании частоты ν_2 в полосе поглощения CO_2 (или O_2) при $h_0 < 28$ км.

Рассмотрим в качестве примера, иллюстрирующего возможности использования изложенной методики, данные, полученные при определении вертикальных профилей содержания CH_4 , N_2O , HNO_3 и O_3 в численных экспериментах по замкнутой схеме. Для проведения этих расчетов использовалась эмпирическая форма представления функций пропускания, а учет неоднородности атмосферы производился по методу Куртиса — Годсона.

Численные эксперименты осуществлялись в два этапа. На первом этапе по заданным параметрам состояния атмосферы рассчитывалось уходящее излучение в полосах поглощения МГС для условий, приведенных в табл. 3.2.

Таблица 3.2

Положение полос поглощения исследуемых МГС и спектральное разрешение

Газ	CH_4	N_2O	HNO_3	O_3	CO_2
Полоса поглощения (мкм)	7,6	7,8	11,2	9,6	15
Разрешение (см^{-1})	10	7	10	10	15—10

Следует обратить внимание на тот факт, что полосы поглощения CH_4 и N_2O из-за близости своего расположения существенно перекрываются. В связи с этим для определения этих МГС требуется одновременное решение задачи восстановления двух вертикальных профилей: $q_{\text{CH}_4}(s)$ и $q_{\text{N}_2\text{O}}(s)$.

На втором этапе осуществлялось решение обратной задачи. При этом, как обычно, атмосфера разбивается на n сферических симметричных слоев и предполагается, что для искомого профиля концентрации его значения меняются только при переходе от одного слоя к другому. Отличительная черта этого этапа заключалась в том, что здесь не только осуществлялось решение обратной задачи, но и при $h < 28$ км производился оптимальный подбор частот зондирования в полосе поглощения CO_2 . С этой целью для каждого значения прицельной высоты проводились предварительные расчеты величины $T[s_{\nu_j}^-(h_0)]$ для различных частот $\{\nu_j\}$ в полосе поглощения CO_2 и их сравнение с величиной $T[s'(h_0)]$, вычисленной в предположении $q(s_i) = q(s_{i-1})$. Для дальнейших расчетов выбиралась та частота ν_j , для которой выполнялось условие (3.2.10).

Приведем характеристики точности восстановления указанных выше МГС для условий численных экспериментов, представленных в табл. 3.3.

Таблица 3.3

Условия проведения численных экспериментов: характеристики точности регистрации излучения, оптимальное значение частоты ν_2 в полосе CO_2

МГС	$\sigma_{\text{МГС}}$ эрг/(см ² · с · ср · см ⁻¹)	ν_2 (см ⁻¹)	σ_{CO_2} эрг/(см ² · с · ср · см ⁻¹)
O ₃	0,05	750	0,5
O ₃	0,15	750	0,5
O ₃	0,5	750	0,5
CH ₄	0,05	747	0,1
CH ₄	0,05	747	0,25
CH ₄	0,05	747	0,5
HNO ₃	0	747	0
HNO ₃	0,02	747	0,5
HNO ₃	0,05	747	0,5
CH ₄	0,03	730	0,05
N ₂ O	0,05	730	0,05

В табл. 3.3 символами $\sigma_{\text{МГС}}$ и σ_{CO_2} обозначены среднеквадратичные величины моделируемых случайных ошибок измерения излучения в полосе поглощения МГС и CO_2 соответственно, имеющие нулевое среднее и дисперсию σ^2 .

В качестве характеристики точности решения обратной задачи использовалась величина $\delta(z)$, аналогичная (3.1.20).

На рис. 3.8 приведены высотные распределения величины $\delta(z)$ для указанных в табл. 3.2 и 3.3 МГС и условий проведения численного эксперимента.

Рассмотренные выше возможности использования уходящего теплового излучения на наклонных трассах были реализованы на спутнике «NIMBUS-7» в эксперименте LIMS*. В период с октября 1978 г. по май 1979 г. на спутнике проводились измерения уходящего теплового излучения шестиканальным прибором в спектральном диапазоне от 6 до 16 мкм. На основе обработки данных спутниковых измерений были получены вертикальные профили температуры, озона, водяного пара, азотной кислоты и двуокиси азота для различных широтных зон и сезонов.

* Сокращение от английского limb infrared monitor of the stratosphere (LIMS).

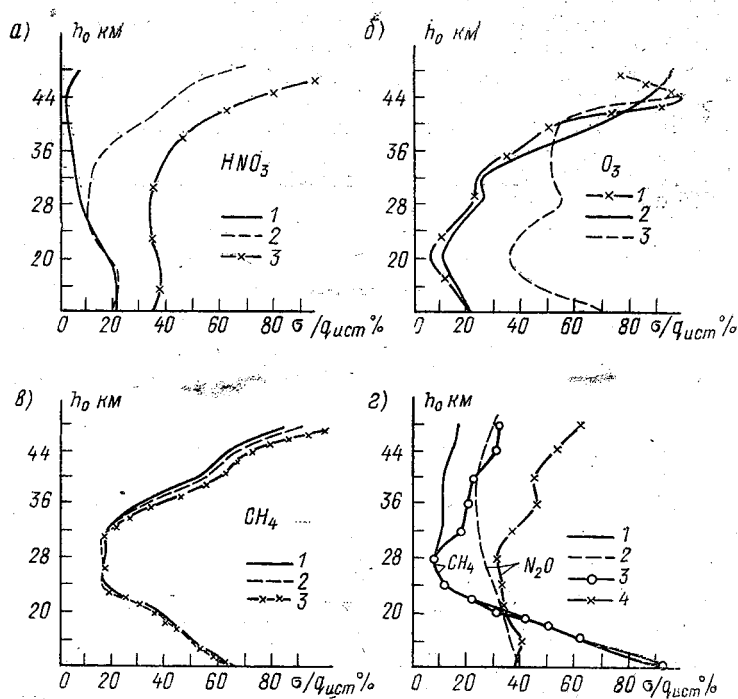


Рис. 3.8. Относительная точность восстановления малых газовых составляющих:

а — HNO_3 при $\nu_{\text{CO}_2} = 747 \text{ см}^{-1}$ и $\nu_{\text{HNO}_3} = 893 \text{ см}^{-1}$ (1: $\sigma_{\text{CO}_2} = \sigma_{\text{HNO}_3} = 0$; 2: $\sigma_{\text{CO}_2} = 0,5$ и $\sigma_{\text{HNO}_3} = 0,02$; 3: $\sigma_{\text{CO}_2} = 0,5$ и $\sigma_{\text{HNO}_3} = 0,05$); б — O_3 при $\nu_{\text{CO}_2} = 750 \text{ см}^{-1}$ и $\nu_{\text{O}_3} = 1115 \text{ см}^{-1}$ и $\sigma_{\text{CO}_2} = 0,5$ (1: $\sigma_{\text{O}_3} = 0,5$; 2: $\sigma_{\text{O}_3} = 0,15$; 3: $\sigma_{\text{O}_3} = 0,5$); в — CH_4 при $\nu_{\text{CO}_2} = 747 \text{ см}^{-1}$ и $\nu_{\text{CH}_4} = 1302 \text{ см}^{-1}$ (1: $\sigma_{\text{CO}_2} = 0,1$ и $\sigma_{\text{CH}_4} = 0,05$; 2: $\sigma_{\text{CO}_2} = 0,25$ и $\sigma_{\text{CH}_4} = 0,05$; 3: $\sigma_{\text{CO}_2} = 0,5$ и $\sigma_{\text{CH}_4} = 0,05$); г — CH_4 и N_2O при $\nu_{\text{CO}_2} = 730 \text{ см}^{-1}$ и $\nu_{\text{CH}_4} = 1305 \text{ см}^{-1}$ и $\nu_{\text{N}_2\text{O}} = 1265 \text{ см}^{-1}$ для $\sigma_{\text{CO}_2} = 0,05$ (1 и 2: $\sigma_{\text{CH}_4} = \sigma_{\text{N}_2\text{O}} = 0,025$; 3 и 4: $\sigma_{\text{CH}_4} = \sigma_{\text{N}_2\text{O}} = 0,05$). Размерность σ : эрг/($\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср} \cdot \text{см}^{-1}$).

ЛИТЕРАТУРА

1. Борисенков Е. П., Альтер-Залик Ю. Ж., Кузнецов А. Д. Зондирование атмосферы метеорологическими аэростатами. — Л.: Гидрометеоздат, 1982. — 176 с.
2. Зуев В. Е., Макушкин Ю. С., Пономарев Ю. Н. Спектроскопия атмосферы. — Л.: Гидрометеоздат, 1987. — 247 с.
3. Король И. Л., Розанов В. В., Тимофеев Ю. М. Газовые примеси в атмосфере. — Л.: Гидрометеоздат, 1983. — 192 с.
4. Кондратьев К. Я., Тимофеев Ю. М. Метеорологическое зондирование атмосферы из космоса. — Л.: Гидрометеоздат, 1978. — 280 с.
5. Ку-Нан Лиоу. Основы радиационных процессов в атмосфере. — Л.: Гидрометеоздат, 1984. — 376 с.
6. Межерис Р. Лазерное дистанционное зондирование. — М.: Мир, 1987. — 550 с.

ОГЛАВЛЕНИЕ

	Стр.
Введение	3
Глава 1. Основы теории взаимодействия излучения с веществом	5
1.1. Основные термины и определения	6
1.2. Излучение абсолютно черного тела	15
1.3. Перенос радиации в атмосфере	19
Глава 2. Спектр поглощения излучения в атмосфере	35
2.1. Природа образования полос поглощения атмосферных газов	35
2.2. Общая характеристика полос поглощения основных оптически активных газов атмосферы	51
Глава 3. Дистанционное измерение характеристик атмосферы	59
3.1. Измерения прозрачности атмосферы как источник информации о газовом составе	59
3.2. Дистанционное зондирование атмосферы по измерениям тепло- вого излучения на касательных трассах	76
Литература	88

*КУЗНЕЦОВ АНАТОЛИЙ ДМИТРИЕВИЧ,
РОЗАНОВ ВЛАДИМИР ВЛАДИМИРОВИЧ
ТИМОФЕЕВ ЮРИЙ МИХАЙЛОВИЧ*

**ДИСТАНЦИОННОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ
АТМОСФЕРЫ ТРОПИЧЕСКОЙ ЗОНЫ**

Учебное пособие

Редактор *З. Б. Ваксенбург*

Корректор *Л. В. Ломакина*

Обложка художника *Р. П. Костылева*

Сдано в набор 25.12.87. Подписано в печать 02.12.88. М-27221.
Формат 67×90¹/₁₆. Бумага тип. № 2. Лит. гарн. Печать высокая.
Печ. л. 5,5. Уч.-изд. л. 5,0. Тираж 500 экз. Темплан 1988 г., поз. 267.
Зак. 57. Цена 35 коп.

ЛГМИ, 195196, Ленинград, Малоохтинский пр., 98.

Типография ВСОК ВМФ