

Тимофеев Ю. М., Васильев А. В.

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ АТМОСФЕРНОЙ ОПТИКИ

В монографии изложены основы атмосферной оптики в ее современном понимании, то есть как науки о распространении, трансформации и генерации в атмосфере электромагнитного излучения от ультрафиолетового до микроволнового диапазонов и различных процессах, сопровождающих это распространение в атмосферах планет. В первой части монографии приведены основные характеристики атмосфер планет солнечной системы. Особое внимание уделяется атмосфере Земли. Далее рассмотрены характеристики взаимодействия излучения с веществом, уравнение переноса излучения в различных спектральных областях, поглощение излучения атмосферными газами, молекулярное, аэрозольное и различные типы нерезонансного рассеяния, атмосферная рефракция, отражение света от поверхности, свечения в атмосфере и вызывающие их фотохимические процессы; даны основы теории переноса излучения для тепловой и солнечной областей спектра, радиационной энергетики и дистанционного зондирования атмосферы.

Монография предназначена для студентов и аспирантов, обучающихся по специальностям «физика атмосферы», «метеорология», «физическая экология и мониторинг окружающей среды». Она может также представлять интерес и для специалистов, работающих в области физики и оптики атмосферы.

The monograph outlines the principles of recent atmospheric optics in the context of propagation, transformation and generation of electromagnetic radiation (from UV to microwave range) in the atmosphere and the phenomena accompanying these processes. In the first part, principal characteristics of atmospheres of primary planets are given. An emphasis is put on the Earth atmosphere. Further, the characteristics of radiation–medium interaction, radiation absorption by various atmospheric gases, molecular, aerosol and non-resonance scattering, atmospheric refraction, reflection from surfaces, and photo-chemical processes induced the airglows are under active consideration. The principles of radiation transfer theory for thermal and solar spectral ranges, radiative energetics and remote sensing of the atmosphere are discussed.

The book is designed for students and postgraduates in the field of atmospheric physics, meteorology, physical ecology and environment monitoring. The monograph is hoped to be of use for specialists in the physics and optics of atmosphere.

ГЛАВА 1. СОЛНЕЧНАЯ СИСТЕМА: ПЛАНЕТЫ И СОЛНЦЕ	
1.1. ПЛАНЕТЫ СОЛНЕЧНОЙ СИСТЕМЫ	
1.2. ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ АТМОСФЕР ПЛАНЕТ	
1.3. ОСОБЕННОСТИ ОРБИТЫ ЗЕМЛИ.....	
1.4. СОЛНЦЕ И ЕГО ИЗЛУЧЕНИЕ.....	
ГЛАВА 2. АТМОСФЕРА ЗЕМЛИ.....	
2.1. ДЕЛЕНИЕ АТМОСФЕРЫ НА СЛОИ	
2.2. ПРОСТРАНСТВЕННАЯ И ВРЕМЕННАЯ ИЗМЕНЧИВОСТЬ СТРУКТУРНЫХ ПАРАМЕТРОВ АТМОСФЕРЫ.....	
2.3. ГАЗОВЫЙ СОСТАВ АТМОСФЕРЫ	
2.4. АТМОСФЕРНЫЙ АЭРОЗОЛЬ	
2.5. ОБЛАКА И ОСАДКИ	
ГЛАВА 3. РАСПРОСТРАНЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ В АТМОСФЕРЕ	
3.1. ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВОЛНЫ	
3.2. ИНТЕНСИВНОСТЬ И ПОТОК ИЗЛУЧЕНИЯ.....	
3.3. ХАРАКТЕРИСТИКИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ СО СРЕДОЙ	
3.4. УРАВНЕНИЕ ПЕРЕНОСА ИЗЛУЧЕНИЯ.....	
3.5. КОМПЛЕКСНЫЙ ПОКАЗАТЕЛЬ ПРЕЛОМЛЕНИЯ. ПОЛЯРИЗАЦИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ. ПАРАМЕТРЫ СТОКСА.....	
3.6. УРАВНЕНИЕ ПЕРЕНОСА ИЗЛУЧЕНИЯ С УЧЕТОМ ПОЛЯРИЗАЦИИ	
ГЛАВА 4. МОЛЕКУЛЯРНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ В АТМОСФЕРЕ	
4.1. ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА МОЛЕКУЛЯРНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ В ЗЕМНОЙ АТМОСФЕРЕ	
4.2. РАЗЛИЧНЫЕ ТИПЫ МОЛЕКУЛЯРНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ.....	
4.3. СПЕКТРЫ ПОГЛОЩЕНИЯ АТМОСФЕРНЫХ ГАЗОВ	
4.4. КОЛИЧЕСТВЕННОЕ ОПИСАНИЕ МОЛЕКУЛЯРНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ	
4.5. КОНТУР СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ ПОГЛОЩЕНИЯ	
4.6. КОЛИЧЕСТВЕННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МОЛЕКУЛЯРНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ	
4.7. МОЛЕКУЛЯРНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ В АТМОСФЕРЕ ЗЕМЛИ	
ГЛАВА 5. РАССЕЯНИЕ СВЕТА В АТМОСФЕРЕ.....	
5.1. МОЛЕКУЛЯРНОЕ РАССЕЯНИЕ	
5.2. РАССЕЯНИЕ И ПОГЛОЩЕНИЕ НА АЭРОЗОЛЬНЫХ ЧАСТИЦАХ	
5.3. АЭРОЗОЛЬНОЕ РАССЕЯНИЕ И ПОГЛОЩЕНИЕ В АТМОСФЕРЕ	
5.4. РАССЕЯНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ С ПЕРЕРАСПРЕДЕЛЕНИЕМ ПО ЧАСТОТЕ.....	
5.5. АТМОСФЕРНАЯ РЕФРАКЦИЯ	
5.6. ОПТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В АТМОСФЕРЕ.....	
ГЛАВА 6. ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПОДСТИЛАЮЩИХ ПОВЕРХНОСТЕЙ.....	
6.1. ОСНОВНЫЕ ОСОБЕННОСТИ ОТРАЖЕНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ	
6.2. КОЛИЧЕСТВЕННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ОТРАЖЕНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ (ЗЕРКАЛЬНОЕ ОТРАЖЕНИЕ)	

6.3. Количественные характеристики отражения излучения (реальные поверхности).....	
6.4. Примеры оптических характеристик подстилающих поверхностей	
6.5. Излучательные способности подстилающих поверхностей	
ГЛАВА 7. ОСНОВЫ ТЕОРИИ ПЕРЕНОСА СОБСТВЕННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ АТМОСФЕРЫ	
7.1. Перенос теплового излучения.....	
7.2. Функции пропускания атмосферных газов	
7.3. Методы получения функций пропускания	
7.4. Приближенные методики теории переноса излучения	
7.5. Потoki теплового излучения	
7.6. Неравновесное ИК излучение.....	
7.7. Свечения атмосферы	
8. ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ ТЕОРИИ ПЕРЕНОСА СОЛНЕЧНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ.....	
8.1. Многократное рассеяние излучения.....	
8.2. Аналитические методы в теории переноса излучения.....	
8.3. Численные методы в теории переноса излучения.....	
8.4. Алгоритмы и программы для расчета радиационных характеристик атмосферы (радиационные коды).....	
ГЛАВА 9. РАДИАЦИОННАЯ ЭНЕРГЕТИКА СИСТЕМЫ АТМОСФЕРА–ПОДСТИЛАЮЩАЯ ПОВЕРХНОСТЬ.....	
9.1. Солнечная инсоляция на верхней границе атмосферы	
9.2. Радиационный баланс подстилающей поверхности.....	
9.3. Радиационный баланс атмосферы	
9.4. Радиационный баланс планеты.....	
9.5. Радиационные факторы изменения климата.....	
10. ИЗЛУЧЕНИЕ КАК ИСТОЧНИК ИНФОРМАЦИИ ОБ ОПТИЧЕСКИХ И ФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРАХ АТМОСФЕР ПЛАНЕТ	
10.1. Прямые и обратные задачи теории переноса излучения и атмосферной оптики	
10.2. Дистанционные методы измерений	
10.3. Различные классификации дистанционных методов измерений	
10.4. Дистанционные методы измерений, основанные на регистрации ослабления (поглощения) излучения.....	
10.5. Дистанционные методы, использующие измерения собственного излучения	
10.6. Дистанционные методы измерений, основанные на регистрации рассеянного и отраженного солнечного излучения	
10.7. Активные дистанционные методы измерений.....	
ЛИТЕРАТУРА	
ПРИЛОЖЕНИЕ	

Глава 1. Солнечная система: планеты и Солнце

1.1. Планеты солнечной системы

При изучении физики и оптики атмосферы, полезно напомнить основные сведения о солнечной системе – Земле как планете, ее размерах и форме, особенностях ее орбиты, Солнце и его излучении, других планетах. Тем более что такие понятия, как «физика атмосферы» и «оптика атмосферы» применимы естественно, не только к Земле, но и к любой другой имеющей атмосферу планете. Поэтому целесообразно начать изучение оптики атмосферы с астрономического предисловия.

Планеты

Земля является одной из девяти планет нашей солнечной системы [16, 50, 94]. В табл.1.1 приведены основные астрономические параметры планет: R – среднее расстояние планеты от Солнца в астрономических единицах (астрономическая единица 1 а.е. = 149500000 км – среднее расстояние от Земли до Солнца), r – радиус планеты, T – период обращения планеты вокруг Солнца (в дн – днях, гд – годах), t – период обращения вокруг своей оси (в дн – днях, ч – часах, мин – минутах; знак «минус» соответствует вращению в направлении, противоположном вращению Земли); φ – угол между перпендикуляром к плоскости эклиптики и осью вращения планеты¹; g – ускорение силы тяжести на поверхности планеты, выраженное в единицах ускорения на поверхности Земли $g_0 = 9,81 \text{ м}\cdot\text{с}^{-2}$, A – интегральное альbedo планеты – доля отражаемой энергии Солнца, приходящей на планету.

¹ Плоскость эклиптики – плоскость, в которой осуществляется вращение Земли вокруг Солнца.

Таблица 1.1 Основные астрономические параметры планет.

Планета	R , а.е.	r	T	t	φ	g , ед g_0	A
Меркурий	0,387	2439	88 дн	59 дн	0°	0,37	0,056
Венера	0,723	6051	225 дн	– 243 дн	3°	0,88	0,72
Земля	1,000	6378	365 дн	23 ч 56 м	23°27'	1,00	0,29
Марс	1,524	3379	687 дн	24 ч 37 м	25°12'	0,38	0,16
Юпитер	5,203	71300	11,86 гд	9 ч 50 м	3°	2,64	0,343
Сатурн	9,555	60100	29,46 гд	10 ч 14 м	26°44'	1,15	0,342
Уран	19,22	24500	84,01 гд	17 ч 17 м	98°	1,17	0,34
Нептун	30,11	25100	164,8 гд	16 ч 7 м	28°48'	1,18	0,29
Плутон	39,44	1500 (?)	247,7 гд	6 дн 9 ч	?	0,046 (?)	0,4

Приведённые в табл.1.1 данные наглядно демонстрируют существенные отличия планет солнечной системы по различным характеристикам. В следующем параграфе мы увидим, что и атмосферы планет сильно отличаются. Этот факт имеет важное познавательное и научно–исследовательское значение. Природа предоставила человеку уникальные возможности изучения очень «контрастных» планет. Если учесть, что возможности организации направленных, тем более масштабных, натуральных экспериментов – основного способа изучения физических процессов – в физике атмосферы существенно ограничены, то изучение, в частности, атмосфер различных планет дает уникальную возможность проверки физических моделей, например, общей циркуляции атмосферы.

Наконец, говоря о планетах, нельзя не упомянуть об их спутниках. Тем более, что Земля имеет единственный и весьма крупный спутник, отражение от которого солнечного излучения в ночное время играет заметную роль в формировании поля излучения в атмосфере Земли (хотя излучение от Луны на верхней границе атмосферы Земли почти на 6 порядков меньше излучения от Солнца). У Марса два спутника (Фобос и Деймос). Планеты–гиганты имеют многочисленные спутники. Наиболее крупными спутниками, по размерам лишь незначительно уступающими Меркурию, являются шестой спутник Сатурна

– Титан и третий спутник Юпитера – Ганимед. У некоторых спутников, например, у Титана, есть довольно мощные атмосферы.

1.2. Основные параметры атмосфер планет

Основные характеристики планетных атмосфер

Все планеты солнечной системы имеют атмосферы [50, 94]. Меркурий и Плутон обладают очень разреженными атмосферами, в определенном приближении можно считать, что атмосфера на этих планетах отсутствует.

Атмосферы планет, как и сами планеты, также сильно отличаются. В табл.1.2 приведены данные о газовом составе атмосфер планет и спутников, перечень газов соответствует порядку убывания их концентраций.

Таблица 1.2. Газовый состав атмосфер планет и спутников.

Планета	Основной состав	Малые газовые компоненты
Меркурий	CO_2	
Венера	CO_2	Ar, H_2O, CO, HCl, HFr
Земля	N_2, O_2	$Ar, H_2O, CO_2, CH_4, O_3, NO$ и др.
Марс	CO_2	$N_2, O_2, CO, H_2O, H_2, O_3, NO$
Юпитер	H_2, He	$NH_3, PH_3, CH_4, C_2H_6, C_2H_4$ и др.
Сатурн	H_2, He	$NH_3, PH_3, CH_4, C_2H_6, C_2H_2, CO$
Уран	H_2, He	CH_4
Нептун	H_2, He	$CH_4, C_2H_2, C_2H_4, C_2H_6$
Плутон	CH_4	H_2, He
Ио	SO_2	S
Титан	N_2	$Ar, H_2, CH_4, C_2H_2, C_2H_4$
Тритон	N_2	CH_4

В табл.1.3 приведены основные физические параметры атмосфер планет (кроме Плутона, о котором еще мало достоверных данных): M – масса столба атмосферы над единичной

площадью поверхности; μ – средняя молекулярная масса, определяемая химическим составом атмосферы; c_p – удельная теплоемкость на единицу массы при постоянном давлении; $\kappa = c_p / c_v$ – отношение удельных теплоемкостей при постоянном давлении и объеме; γ_a – адиабатический вертикальный градиент температуры (падение температуры с высотой при адиабатическом подъеме воздушной частицы, отнесенное к единице высоты); v_s – скорость звука; T_{ee} – равновесная температура уходящего излучения планеты. Заметим, что физические параметры атмосфер планет связаны известными из термодинамики соотношениями [2, 8, 43, 77, 79]:

$$c_p = c_v + \frac{R}{\mu}, \quad c_p = \frac{-\kappa}{\kappa - 1} \frac{R}{\mu}, \quad \gamma_a = \frac{g}{c_p}, \quad v_s = \sqrt{\frac{\kappa R T}{\mu}},$$

где R – универсальная газовая постоянная, T – температура газа.

Отметим, что по аналогии с Землей под атмосферой принято понимать воздушную оболочку над твердой поверхностью планеты. Однако, у планет–гигантов может не быть поверхности в нашем понимании – согласно теоретическим моделям их водородно–гелиевая атмосфера переходит в твердое состояние на глубине более тысячи километров вследствие гигантского давления (при этом плотность газа у такой «поверхности» достигает 0,1 г/см³, а температура – нескольких тысяч градусов). Поэтому параметры планет–гигантов принято определять, используя вместо поверхности верхнюю кромку облачного слоя, целиком охватывающего эти планеты.

Таблица 1.3. Основные физические параметры атмосфер планет.

Планета	M , г/см ²	μ , г/моль	c_p , Дж/г·К	κ	γ_a , К/км	v_s , м/с	T_e , К
Меркурий	< 0,1	44	0,85	1,28	4,6	350	500
Венера	10 ⁵	44	0,85	1,28	10,5	240	230
Земля	10 ³	29	1,0	1,41	9,8	320	255
Марс	16	44	0,85	1,28	4,4	230	216
Юпитер	10 ³	2,6	10	1,45	2,5	790	134
Сатурн	2·10 ³	2,6	10	1,45	0,93	670	97
Уран	10 ³	2,2	13	1,42	0,76	540	54
Нептун	10 ³	2,2	13	1,42	1,0	450	38

Равновесная температура планеты

Важнейшим параметром, определяющим физические условия на планете, является количество получаемой ею энергии Солнца. *Солнечной постоянной планеты* S_0 называется количество солнечной энергии, приходящей за единицу времени на перпендикулярную солнечным лучам единичную площадку на среднем расстоянии планеты от Солнца. Планета поглощает и отражает приходящую энергию излучения. Последний процесс описывается ее интегральным альбедо (см. далее). Кроме того, планета генерирует собственное излучение, уходящее в космос. Предположим для простоты, что уходящее излучение планеты подчиняется законам излучения абсолютно черного тела (см. подробнее гл.3). Известно, что интегральное излучение абсолютно черного тела (АЧТ) (излучение, проинтегрированное по всем длинам волн) подчиняется закону Стефана–Больцмана. Полная энергия излучения АЧТ с единицы площади в единицу времени определяется соотношением [20, 32, 91]:

$$E_b = \sigma_B T^4$$

где σ_B – постоянная Стефана–Больцмана ($\sigma = 5,67032 \cdot 10^{-8} \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{К}^{-4}$), T – температура АЧТ. Если это выражение использовать для характеристики интегрального уходящего излучения планеты, приравняв его E_b , то соответствующее T в законе Стефана–Больцмана называется *эффективной температурой излучения планеты* – T_{ee} .

Если на планете нет внутренних источников энергии или они пренебрежимо малы, температуру излучения T_e можно определить из баланса энергии. Баланс энергии состоит в равенстве энергии излучения, приходящей от Солнца на поверхность планеты, и энергий отраженной от поверхности и уходящего собственного излучения планеты. При этом необходимо учесть, что приходящая (и отраженная) солнечная энергия излучения падает (и отражается) на площадь (и площадью) сечения планеты перпендикулярную солнечным лучам (πr^2), а уходящее излучение испускается всей поверхностью планеты (поверхностью шара – $4\pi r^2$). Тогда уравнение баланса можно записать следующим образом:

$$\pi r^2 S_0 = A \pi r^2 S_0 + 4\pi r^2 (\sigma_B T_{ee}^4), \quad (1.2.1)$$

где A – интегральное альбедо планеты (см. далее гл.6), а T_{ee} – **равновесная эффективная температура планеты**. Из (1.2.1) можно получить:

$$T_{ee} = \left(\frac{S_0 (1-A)}{4\sigma_B} \right)^{1/4}. \quad (1.2.2)$$

Величина T_{ee} может служить мерой подводимой в атмосферу энергии, т.к. она определяется величиной S_0 – солнечной постоянной и альбедо планеты: величина $(1 - A)$ – доля солнечной энергии, поглощенной планетой. Равновесная эффективная температура планеты сохраняет свой физический смысл и при наличии на планете внутренних источников тепла. Для таких планет измеренные значения T_{ee} оказываются такими, что баланс энергии (1.2.1) не выполняется даже при альбедо $A = 0$, т.е. в случае, когда вся падающая на планету солнечная энергия поглощается. В этой ситуации соотношение баланса энергий следует записать в виде:

$$4\pi r^2 (\sigma_B T_{ee}^4) = (1 - A) \pi r^2 S_0 + E_i, \quad (1.2.3)$$

где E_i – энергия внутренних источников тепла планеты. Оценки величины E_i для Земли дали величину порядка $4,3 \pm 0,6 \cdot 10^{13}$ ватт. Поглощаемая нашей планетой солнечная энергия составляет $\sim 1,2 \cdot 10^{17}$ ватт, что соответствует относительному вкладу внутренних источников тепла на Земле $\sim 3,5 \cdot 10^{-4}$. Аналогичная ситуация наблюдается для Венеры, Марса и, вероятно, Урана. Заметные источники внутреннего тепла обнаружены у Юпитера, Сатурна и Нептуна. Для этих планет уходящая энергия излучения заметно превышает ту энергию, которая необходима для достижения равновесия с поглощенной планетой солнечной радиацией.

Определим относительный радиационный баланс планеты R_0 как отношение уходящей энергии собственного излучения к поглощенной солнечной энергии. При отсутствии источников внутреннего тепла $R_0 = 1$. Для Земли относительный радиационный баланс очень близок к этой величине ($R_0 = 1,00035$). Для Юпитера, Сатурна и Нептуна радиационный баланс R_0 значительно превышает единицу ($R_0 \sim 1,7-2,8$). В таблице 1.4 приведены компоненты радиационного баланса ряда планет, а также их альбедо [94].

Таблица 1.4. Энергетические балансы внешних планет солнечной системы.

Параметр	Юпитер	Сатурн	Уран	Нептун
Альbedo	0,343+0,032	0,342+0,030	0,300+0,049	0,31+0,04
Поглощаемая солнечная энергия в 1 сек., (10 ¹⁶ ватт)	50,14+2,48	11,14+0,50	0,526+0,037	0,192+0,010
Излученная (уходящая) энергия, в 1 сек., (10 ¹⁶ ватт)	83,65+0,84	19,77+0,32	0,560+0,011	0,534+0,036
Внутренняя энергия, в 1 сек. (10 ¹⁶ ватт)	33,5+2,6	8,36+0,60	0,034+0,038	0,342+0,037
Относительный радиационный баланс R_0	1,67+0,09	1,78+0,09	1,06+0,08	2,78+0,18

Различия планетных атмосфер

Анализ данных, приведенных в табл.1.3, показывает, что основные параметры атмосфер планет очень различны. Так, масса единичного столба атмосферы Меркурия M меньше 0,1 г/см², т.е. атмосфера Меркурия очень «тонкая». Достаточно «тонкую» атмосферу имеет и Марс ($M \sim 16$ г/см²). С другой стороны, атмосфера Венеры очень «толстая». Величина M для нее порядка 10⁵ г/см², давление у поверхности Венеры достигает 90–100 атм.

Молекулярный вес воздуха у Меркурия, Венеры и Марса одинаков $\mu = 44$, что связано с тем, что их атмосферы состоят в основном из углекислого газа (табл.1.2). Земная атмосфера состоит в основном из кислорода и азота. Эта смесь имеет молекулярный вес $\mu = 29$. Заметим, что Земля – единственная из планет, имеющая среди основных газовых составляющих кислород. Малые значения молекулярных весов атмосфер планет–гигантов ($\mu = 2,2–2,6$) определяются их основными газовыми составляющими – водородом и гелием.

Удельные теплоёмкости при постоянном давлении c_p для планет земной группы (Меркурий, Венера, Земля, Марс) близки к 1 дж/г·К, в то время как для планет–гигантов они порядка 10 дж/г·К, что связано, прежде всего, с отличием в газовом составе атмосфер планет. Адиабатический градиент температуры мал у планет–гигантов: от 0,76 до 2,5 К/км и максимален у Венеры и Земли (до 10 К/км).

(Равновесная?) Эффективная температура планеты T_{ee} максимальна у Меркурия (около 500 К), что обусловлено, прежде всего, его близостью к Солнцу и, следовательно, большой величиной S_0 , а также малым значением альбедо ($A = 0,06$). Интересно отметить, что если бы Меркурий имел альбедо равное 0,72, т.е. как у Венеры, его (эффективная?) равновесная температура составляла бы 355 К. Минимальные значения равновесной температуры наблюдаются у планет–гигантов. Так, у Нептуна она составляет всего 38 К. Наблюдается почти монотонное убывание значений T_{ee} с увеличением расстояния от Солнца и, следовательно, уменьшением солнечных постоянных S_0 . Исключения из этого правила наблюдаются только для Венеры в связи с очень высоким значением ее альбедо ($A = 0,72$), обусловленного значительным отражением солнечной энергии от ее облачного покрова.

На рис.1.1 показаны средние профили температуры в атмосферах различных планет. На рисунке наглядно видны как разнообразие, так и сходство температурных профилей. Так, для всех планет характерно почти линейное падение температуры в нижних слоях атмосфер (эта область называется тропосферой). В то же время у Земли и у планет–гигантов наблюдается рост температуры в верхних слоях атмосфер, вызванный поглощением солнечного излучения различными атмосферными газами. В среднем, все температуры атмосфер планет падают с увеличением расстояния от Солнца, что обусловлено уменьшением их солнечных постоянных S_0 .

1.3. Особенности орбиты Земли

Вращение Земли

Среднее расстояние от Земли до Солнца составляет 149500000 км. Эта величина используется в астрономии как одна из единиц расстояния (1 а.е. – астрономическая единица). Это важнейшая характеристика, но не только она определяет многие особенности физического состояния атмосферы Земли. Важное значение имеют также периоды обращения планеты вокруг Солнца и собственной оси вращения, угол наклона оси к плоскости эклиптики ψ ($\psi = 90^\circ - \varphi$).

Параметры орбиты вращения Земли вокруг Солнца и вокруг собственной оси [16, 37, 43] – наиболее важные факторы, определяющие количество энергии излучения (лучистой энергии) Солнца, достигающей различных областей Земли в разные периоды времени, и, как следствие, погоду и климат планеты.

Земля каждые 24 часа совершает с запада на восток один полный оборот относительно направления на Солнце вокруг оси, проходящей через полюса. Направление оси собственного вращения Земли в течение достаточно коротких периодов времени (порядка тысячелетий) можно считать постоянным. Это вращение является причиной смены дня и ночи на нашей планете, происходящей по мере освещения Солнцем разных сторон Земли. В то же время Земля движется вокруг Солнца, совершая один полный оборот приблизительно за 365 дней. Вследствие вращения вокруг собственной оси Земля не имеет строго шарообразной формы, для определения ее формы вводят специальный термин – *геоид*. Сплюснутый эллипсоид вращения (сфероид) более точно описывает форму нашей планеты, чем сфера. Экваториальный и полярные радиусы Земли (большая и малая полуоси эллипсоида) составляют 6378,5 и 6356,0 км, соответственно, то есть различаются на 21,5 км. За средний радиус Земли принимают значение 6370 км. Ось вращения Земли не перпендикулярна к плоскости орбиты (эклиптики). Угол между осью вращения и нормалью к плоскости эклиптики составляет $23,5^\circ$. Этот угол называется *углом наклоения*. Именно эта особенность определяет наличие сезонных вариаций количества приходящего солнечного излучения на различные широты нашей планеты. При движении Земли по орбите вокруг Солнца ось вращения сохраняет (в первом приближении, см. далее) свое направление, и в разных положениях на орбите разные «точки» планеты получают разные величины энергии солнечного излучения (см. рис.1.2).

Вследствие возмущающего действия, оказываемого на вращение Земли телами солнечной системы, ось вращения Земли совершает в пространстве очень сложное движение [16, 37, 43, 49]. Прежде всего, она медленно описывает конус, оставаясь все время наклоненной к плоскости движения Земли под углом около $66,5^\circ$. Это движение земной оси называется *прецессией*. Период прецессии около 21000 лет, и она определяет среднее направление оси в пространстве в различные эпохи. Подчеркнем, что прецессия не изменяет количества солнечной энергии, приходящей на различные широты Земли, но изменяет время наступления сезонов.

Кроме прецессионного движения, ось вращения Земли совершает различные «мелкие колебания» около своего среднего положения, главные из которых имеют период $\sim 18,6$ года и называются *нутацией* земной оси (нутация есть следствие притяжения земного сфероида Луной). Существует также компонента изменения угла наклона (в пределах $\sim 1,5^\circ$ с периодом ~ 41000 лет). С течением времени за счет влияния планет происходят изменения

эксцентриситета Земли. Эти изменения имеют непериодический характер с типичным периодом порядка 100000 лет.

Современные исследования в климатологии (точнее палеоклиматологии – науки о климате Земли в прошлом), основанные, например, на анализе глубоководных донных отложений, содержащих информацию о климате нашей планеты на протяжении последних 500000 лет, подтвердили наличие 100000–, 40000– и 23000–летних составляющих климатических вариаций.

Небесная сфера

Следствием вращения Земли вокруг оси является видимое движение Солнца, Луны и звезд по небу. В астрономии по идущей с глубокой древности традиции принято описывать его как перемещение светил по *небесной сфере* – воображаемой сфере, в центре которой находится наблюдатель [16]. Касательная к поверхности Земли плоскость, проходящая через точку наблюдения, называется *плоскостью горизонта*. Угол между плоскостью горизонта и направлением на светило называется *высотой светила над горизонтом*. Этот угол может меняться от -90° до $+90^\circ$. Отрицательные значения высоты светила соответствуют его положению ниже горизонта, то есть невидимому наблюдателем². Верхняя точка небесной сферы (с высотой $+90^\circ$) называется *зенит*. Противоположная – нижняя точка небесной сферы (с высотой -90°) называется *надир*.

В оптике атмосферы, как и в астрономии, для характеристики положения Солнца и других светил используются их высоты над горизонтом. Кроме того, часто отсчитывают углы от оси «зенит – надир». Угол, отсчитываемый от зенита, называется *зенитным углом*, угол, отсчитываемый от надира – *надирным углом*. Зенитный угол чаще всего используется при наблюдениях с поверхности Земли, а надирный – при наблюдениях из космоса. Эти углы связаны очевидным соотношением $\theta = 90^\circ - \psi = 180^\circ - \theta'$, где θ – зенитный угол, ψ – высота над горизонтом, θ' – надирный угол.

Вследствие суточного вращения Земли небесные объекты в течение суток также совершают круговое перемещение по небесной сфере. Максимальная высота светила над горизонтом в течение суток называется *верхней кульминацией*, минимальная – *нижней кульминацией*. Моменты пересечения светилом плоскости горизонта называются *восходом* и *заходом*. Если нижняя кульминация светила имеет положительную высоту, то оно является *незаходящим*. В

том случае, если верхняя кульминация имеет отрицательную высоту, то такое светило *невосходящее*.

Времена года

Смена времен года на нашей планете наиболее характерная особенность климата. Она обусловлена вращением Земли вокруг Солнца, а также наклоном земной оси к плоскости эклиптики под углом $66,5^\circ$. На рис.1.2 представлена диаграмма, характеризующая положение Земли в различные сезоны года. Во время летнего солнцестояния, которое происходит примерно 22 июня, Солнце оказывается в полдень в зените на $23,5^\circ$ северной широты (Тропик Рака). В этот день наблюдается максимальное поступление лучистой энергии Солнца в северное полушарие (и наоборот – минимальное – в южное). Во время летнего солнцестояния высота Солнца над горизонтом и продолжительность дня в северном полушарии достигают максимальных значений, а к северу от Северного полярного круга ($66,5^\circ$ с.ш.) Солнце круглые сутки остается над горизонтом. В южном полушарии высота Солнца и продолжительность дня в это время минимальны. Во время июньского солнцестояния Солнце не показывается над горизонтом к югу от Южного полярного круга ($66,5^\circ$ ю.ш.), т.е. наблюдается полярная ночь³. Естественно, что это время соответствует лету в северном полушарии и зиме – в южном.

Обратная картина наблюдается во время декабрьского (зимнего для северного полушария) солнцестояния (22 декабря). 22 декабря Солнце стоит в зените уже на $23,5^\circ$ ю.ш. (тропик Козерога). В это время севернее $66,5^\circ$ в северном полушарии наблюдается полярная ночь, а в южном полушарии (южнее $66,5^\circ$) – полярный день. Во время весеннего (21 марта) и осеннего (22 сентября) равноденствий продолжительность дня и ночи везде одинакова и составляет 12 часов, а Солнце оказывается в зените в полдень на экваторе.

Тропики и полярные круги

Определения тропиков и полярных кругов Земли легко обобщить на другие планеты. Тропиком (северным или южным) называется максимальное удаление по широте от экватора, где Солнце может находиться в зените [16]. Полярным кругом (северным или

² Это утверждение не совсем точно, если принять во внимание атмосферную рефракцию, о которой пойдет речь в гл.5.

³ Здесь и далее мы опять пренебрегаем рефракцией.

южным) называется максимальное по широте удаление от полюса, где Солнце может быть невозходящим (или, что то же самое, незаходящим).

Если обратиться к таблице 1.1, то видно, что углы наклонения различны у разных планет. Так, например, для Юпитера он составляет всего 3° , т.е. ось вращения Юпитера почти перпендикулярна плоскости орбиты. Это приводит к тому, что на Юпитере не наблюдается значительных вариаций приходящей лучистой энергии Солнца на различных широтах, т.е. на этой планете нет, в нашем понимании, различных времен года. С другой стороны, для Урана угол наклонения близок к 90° , т.е. ось вращения планеты почти совпадает с плоскостью эклиптики. Соответственно, тропики на Юпитере находятся у самого экватора, а полярные круги у самого полюса. Для Урана же картина противоположна и для землян совершенно непривычна: тропики там расположены у полюсов, а полярные круги – у экватора.

Дополнительные сведения о Земле

Вращение Земли вокруг Солнца происходит по эллипсу со средним эксцентриситетом $e = 0,0167$. Ближайшая к Солнцу точка орбиты называется *перигелий*. Расстояние от Солнца до перигелия есть $a(1 - e)$, где a – большая полуось эллипса (для Земли $a = 1,4959787 \cdot 10^{11}$ м), т.е. равно $1,4709958 \cdot 10^{11}$ м (примерно 147 млн. км). Самая удаленная от Солнца точка орбиты называется *афелий* и равна $a(1 + e)$, т.е. примерно 152 млн. км. Интересно отметить, что скорость движения Земли по орбите различна – она максимальна в перигелии (30,3 км/с) и минимальна в афелии (29,3 км/с).

Наконец, укажем ряд других важных сведений о планете Земля. Поверхность Земли составляет 510098 миллионов квадратных километров. Из нее 70,8 % занимает Мировой океан. При этом в Северном полушарии Мировой океан занимает 60,7 %, а в Южном – 80,9 % площади. Последняя величина позволяет говорить иногда, что планета Земля в южном полушарии является «водной планетой». Масса Земли составляет $5,9737 \cdot 10^{24}$ кг. Масса атмосферы – всего $5,15 \cdot 10^{18}$ кг, причём 50 % массы атмосферы сосредоточено до высоты 5 км, а 99 % – до 35 км. Средняя плотность планеты Земля равна $5,5 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$. Она примерно совпадает с плотностью Меркурия, Венеры и Марса, но значительно больше плотности планет-гигантов, у которых плотность близка к $1 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$, а у Сатурна – даже меньше единицы ($0,7 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$). Впрочем, низкие значения средней плотности планет-гигантов

связаны еще и с тем, что за их радиус принимают верхнюю границу облачности (см. табл.1.3).

1.4. Солнце и его излучение

Наше Солнце

Главный источник энергии в солнечной системе – Солнце является средней по массе звездой [16, 32, 37, 42]. Его масса составляет $1,99 \cdot 10^{30}$ кг, что есть 99,87 % всей массы, сосредоточенной в солнечной системе. Радиус Солнца равен $6,96 \cdot 10^5$ км. Из этих данных легко получить среднюю плотность солнечного вещества – $1,41 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$. Говоря о размерах Солнца, отметим, что его радиус в 109 раз больше радиуса нашей планеты. С поверхности Земли Солнце видно нам в виде диска, угловые размеры которого чуть больше полградуса ($9,3 \cdot 10^{-3}$ радиана). Эти угловые размеры изменяются ($\pm 1,7 \%$) при движении Земли по эллиптической орбите.

По современным представлениям основными элементами Солнца являются водород и гелий (91 % и 9 % – по числу атомов, 73 % и 26,5 % – по массе). Кроме этих двух элементов на Солнце обнаружены многие другие. Из них наиболее распространённые – магний, железо, кальций, кремний, неон, углерод и т.д. Реакция термоядерного синтеза 4-х атомов водорода в один атом гелия является источником энергии Солнца.

Строение Солнца

Генерация энергии на Солнце происходит вблизи центра [37, 49]. При распространении фотонов к внешней границе происходят процессы поглощения излучения (атомами железа, например) и переизлучения. Другим процессом переноса энергии от центра Солнца к ее периферии является конвекция. По современным оценкам температура Солнца в центре достигает 5 млн. градусов. Температура внешних слоев – существенно меньше, минимальные значения составляют 5000–6000 К.

Видимая нами часть Солнца – *фотосфера*. Именно в фотосфере генерируется большая часть уходящего солнечного излучения. Фотосфера – сравнительно тонкий слой порядка 400–500 км. Области, расположенные выше фотосферы, называют «*солнечной атмосферой*». Они подразделяется на *хромосферу*, *переходную зону* (ПЗ) и *солнечную*

корону (рис.1.3). Хромосфера располагается над фотосферой, и ее толщина составляет 2000–4000 км.

Вертикальный профиль температуры в фотосфере и солнечной атмосфере представлен на рис.1.3. Видно, что на верхней границе фотосферы наблюдается минимум температуры – $T = 4200 \text{ K}$. Далее, в хромосфере и переходной зоне, температура растет до 20000–50000 К. В короне Солнца температура повышается до значений порядка 1500000 К на высоте равной радиусу Солнца.

Фотосфера – область весьма разреженного газа с характерной плотностью $(1-3) \cdot 10^{-7} \text{ см}^{-3}$ и давлением 5–150 мбар [49, 79]. Излучение фотосферы имеет непрерывный спектр. Слой относительно «холодных» газов в верхней части фотосферы и нижней части хромосферы поглощает часть этого излучения в спектральных линиях поглощения атомов углерода, кремния, кадмия, магния, железа и т.д. За счет этого поглощения возникает спектр поглощения Солнца. Поэтому в спектре уходящего излучения Солнца четко видны эти линии поглощения – *фраунгоферовы линии*⁴.

Если аппроксимировать спектральную зависимость уходящего излучения Солнца по формуле Планка для излучения абсолютно черного тела (см. гл.3), то наилучшее приближение дают температуры 5800–6000 К [91] (рис.1.4). Однако в различных спектральных областях подобные эквивалентные температуры оказываются разными. Это обусловлено тем, что формирование уходящего излучения Солнца в различных спектральных областях происходит на различных высотах. С другой стороны, мы видим (рис.1.3), что температура в фотосфере различна на разных высотах. «Нормальная» (невозмущенная) фотосфера имеет зернистое строение – это так называемая грануляция. *Гранулы* – это светлые «пятнышки» многоугольной формы, разделяемые более темными линиями, с диаметрами от 200 до 1300 км, яркостью на 10–30 % выше среднего окружающего фона и среднем временем жизни 8–10 минут.

Хромосфера, расположенная над фотосферой, по-видимому, сильно неоднородна и имеет волокнистое строение. В невозмущенной хромосфере постоянно наблюдаются *спикулы* и *супергранулы*. *Спикулы* – это зубцы на верхней границе хромосферы, видимые при затмениях Солнца. Они имеют толщину 500–600 км, в среднем достигая длины 7500 км на экваторе Солнца и 7800 км на полюсах. Время жизни спикул – 2–5 минут. *Супергрануляция*

⁴ Название дано по фамилии открывшего их немецкого ученого Иосифа Фраунгофера.

– это крупноячеистая структура солнечной атмосферы, прослеживаемая и в фотосфере и, особенно хорошо, в хромосфере. Диаметр супергранул около 30000 км, их общее число на диске Солнца – 2500, время жизни – около суток.

Выше хромосферы и переходной зоны расположена корона Солнца. До расстояний $z = 2R$ корона видна в спектральных линиях собственного излучения – линиях высокоионизированных железа, никеля и кальция. Корона излучает также и в рентгеновском и радиодиапазонах.

Солнечная активность

Кроме гранул, супергранул и спикул, свойственных «нормальной», невозмущенной солнечной атмосфере, в ней наблюдаются также ряд возмущений, т.е. неоднородностей с относительно коротким временем жизни. Главные из них – это *пятна, факелы, хромосферные вспышки, протуберанцы, корональные лучи и дыры*. Охарактеризуем кратко эти особенности строения солнечной атмосферы, отсылая читателей для подробного их рассмотрения к монографиям, посвященным физике Солнца (например, см. монографию Моница А.С.).

Солнечные пятна – это наиболее отчетливо видимые неоднородности на поверхности Солнца. Пятна зарождаются в виде маленьких темных «пор» с угловыми диаметрами (2–4)′′. Типичное солнечное пятно состоит из темной центральной «тени» со средним диаметром около 17500 км и яркостью в (20–30) % от яркости окружающего фона невозмущенной фотосферы. Линейные размеры пятен варьируют в очень широких пределах от 10000 км до 150000 км. Типичная площадь пятна составляет порядка 10^{-4} от всей площади видимого диска Солнца. Время существования отдельных солнечных пятен – от нескольких дней до нескольких месяцев. Солнечные пятна наблюдаются в основном в широтной зоне $\pm 40^\circ$ от солнечного экватора. Солнечные пятна кажутся темными лишь по контрасту с невозмущенной фотосферой. Средняя температура излучения «тени» больших солнечных пятен в видимой области спектра составляет 4200 К, т.е. примерно на 1600 К ниже температуры невозмущенной фотосферы. Число наблюдающихся солнечных пятен – величина очень изменчивая. Имеются периоды максимального и минимального числа пятен на солнечном диске. Средний период между появлениями максимального и минимального числа солнечных пятен составляет примерно 11 лет (так называемый 11–летний солнечный цикл). В годы максимального числа солнечных пятен (годы солнечной активности) на поверхности Солнца наиболее часто наблюдаются выбросы частиц и вспышки излучения. В

периоды минимума солнечных пятен (минимума солнечной активности) вспышки наблюдаются значительно реже. Как правило, вспышки локализуются вблизи сложных групп солнечных пятен и называются *солнечными вспышками*. Выбросы частиц и всплески излучения от больших вспышек серьезно влияют на состояние магнитного поля Земли (магнитные бури – помехи в радиосвязи), а также верхних слоев атмосферы. Например, мощные протонные вспышки оказывают влияние на слой озона.

Факелы – это сравнительно долгоживущие яркие области вблизи солнечных пятен. Яркие элементы хромосферных факелов называются *флоккулами*. Фотосферные факелы имеют гранулярную структуру. Их яркость в среднем на 10 % выше яркости невозмущенной фотосферы. В наиболее ярких факельных гранулах это превышение может достигать 40–45 %, а иногда доходить даже до 150 %.

Хромосферные вспышки – это внезапные кратковременные увеличения интенсивности излучения ограниченных областей хромосферы в окрестностях солнечных пятен. Площади вспышек, в среднем, составляют $1,6 \cdot 10^{-4}$ от площади видимого диска. Во время вспышек яркость излучения в коротковолновой части спектра Солнца может увеличиваться в 10 раз. Продолжительность вспышек меняется от нескольких минут до нескольких часов (средняя продолжительность – 20 минут). Вспышки – явление на Солнце не редкое: в среднем одна вспышка приходится на каждые 7 часов жизни группы солнечных пятен. В периоды максимальной солнечной активности вспышки на Солнце происходят в среднем каждые 2 часа. Вспышки излучения в видимой области спектра сопровождаются сильным излучением в рентгеновской и ультрафиолетовой областях, так называемыми, «большими всплесками радиоизлучения», а также испусканием корпускулярных потоков и космических лучей.

Протуберанцы – это лентообразные «холодные» сгущения газа во внутренней части короны Солнца. Типичный «спокойный» протуберанец имеет длину до 200000 км (иногда его длина доходит до 1,9 млн.км), высоту – 50000 км и ширину – не более 6000 км. В короне Солнца наблюдаются также *лучи*, которые имеют толщину у основания около 7000 км и плотность электронов впятеро большую, чем в окружающем веществе, и *корональные дыры* – области разрежения короны.

Приведенный краткий обзор различных образований на Солнце показывает сложный характер явлений в атмосфере Солнца, нестационарность и неоднородность ее и, как следствие, вариации излучения по диску Солнца. В связи с этим важной проблемой является

вопрос о постоянстве спектрального состава и интегрального (по спектру) излучения всего диска Солнца и, как следствие, о неизменности солнечной – интегральной и спектральной – постоянной.

Весь комплекс нестационарных явлений в солнечной атмосфере называют солнечной активностью. Для ее количественной характеристики используют различные показатели – индексы [49]. Наиболее распространенный индекс солнечной активности – число Вольфа W , пропорциональное сумме общего числа пятен f и удесятеренного числа их групп g

$$W = k(10g + f),$$

где k – эмпирический коэффициент приведения наблюдений к единым условиям, зависящий от качества астрономического инструмента и опыта наблюдателя.

Спектр излучения Солнца

Распределение электромагнитного излучения, испускаемого Солнцем и приходящего на верхнюю границу атмосферы Земли в зависимости от длины волны λ , называется *спектром Солнца*. В определение спектра Солнца удобно добавить требования из определения солнечной постоянной (п.1.2) как приходящей солнечной энергии в единицу времени на единичную площадку, перпендикулярную лучам, на среднем расстоянии от Земли до Солнца. Такую величину часто называют *спектральной солнечной постоянной* $S_0(\lambda)$, а для солнечной постоянной, введенной в п.1.2, используют уточняющий термин *интегральная солнечная постоянная* S_0 .

$$S_0 = \int_0^{\infty} S_0(\lambda) d\lambda. \quad (1.4.1)$$

Солнечное излучение – основной источник нагревания атмосферы и подстилающей поверхности. Поэтому измерения спектра Солнца и солнечной постоянной проводятся уже долгое время. Вначале эти измерения проводились с поверхности Земли, позднее – с высотных аэростатов. При анализе этих измерений (особенно с поверхности Земли) необходимо учитывать ослабление излучения атмосферой. В последние годы измерения $S_0(\lambda)$, и S_0 осуществляются с помощью аппаратуры, установленной на спутниках. По последним данным среднее значение интегральной солнечной постоянной Земли составляет $1366,1 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2}$ [<http://spacewx.com/wavelengthDescript.html>].

Стандартный спектр Солнца с грубым спектральным разрешением показан на рис.1.4 [91]. Для сравнений на рисунке приведена кривая излучения черного тела (функция Планка) при температуре $T = 5785$ К. Эта кривая хорошо аппроксимирует спектр Солнца в его средней части – в диапазоне длин волн 0,2 мкм–1 см. На краях солнечного спектра – в УФ и радиодиапазоне отличия от излучения черного тела при $T = 5785$ К очень велики, особенно при вспышках на Солнце. Если рассмотреть спектр Солнца при более высоком спектральном разрешении, то мы увидим наличие многих фраунгоферовых линий, обусловленных, как мы уже упоминали, поглощением различных элементов в солнечной фотосфере и хромосфере. *Из всей солнечной энергии, приходящей к нашей планете, примерно 40 % приходится на видимый диапазон (0,4–0,7 мкм), 10 % – на более короткие длины волн и 50 % на более длинноволновое излучение.*

На рис.1.5 приведены также спектры солнечного излучения, приходящего на верхнюю границу атмосферы и на поверхность Земли, т.е. излучения, ослабленного атмосферой. Видно, что значительная доля приходящей солнечной энергии не доходит до поверхности – поглощается атмосферой или рассеивается и отражается обратно в мировое пространство. Следовательно, существенную роль в атмосферных процессах играет поглощение и рассеяние излучения Солнца атмосферными газами. Как видно на рис.1.5, в спектре Солнца на поверхности Земли присутствуют полосы и линии поглощения земной атмосферы (полосы поглощения H_2O , CO_2 и O_3). Эти линии, в отличие от фраунгоферовых, называются *теллурическими*. Анализ поглощения в земной атмосфере дан в гл.4.

Хотя спектр Солнца часто аппроксимируют излучением абсолютно чёрного тела, приписывая ему различную эффективную (эквивалентную) температуру излучения, такой подход очень приближенный (см. рис.1.4 и 1.5). Он, в частности, приводит к тому, что, как мы отмечали выше, эффективная температура солнечного излучения не является постоянной, а различна для разных длин волн. Так, в области спектра от 0,1 до 0,3 мкм эквивалентная температура Солнца изменяется в широких пределах – от 4600 К до более 6000 К. Приведенная на рис.1.4 кривая при $T = 5785$ К хорошо аппроксимирует излучение Солнца в области максимума, но дает существенные ошибки в коротковолновом и радио диапазонах. Соответственно, эффективные температуры излучения на краях спектра Солнца значительно превышают 6000 К. Спектр излучения Солнца содержит большое количество линий поглощения (фраунгоферовых линий), но в его коротковолновой части (короче длины волны 130 нм) присутствуют и линии излучения. Отметим серию линий излучения Лаймана,

обусловленную переходами между возбужденными и основным состоянием атома водорода. Особенно сильной является линия излучения Лайман–альфа с длиной волны 121,5 нм.

Изменчивость солнечной постоянной и спектра Солнца

Фундаментальным вопросом для многих наук о Земле является изменчивость спектрального состава солнечного излучения $S_0(\lambda)$ и интегральной солнечной постоянной S_0 . Проведенные в последние годы чрезвычайно сложные, длительные спутниковые измерения обнаружили следующие особенности:

1. Интегральное солнечное излучение испытывает вариации различного временного масштаба. На рис.1.6 представлены вариации S_0 (в $\text{Вт}\cdot\text{м}^{-2}$, относительно значения $S_0 = 1363 \text{ Вт}\cdot\text{м}^{-2}$) за период 1978–1997 годы по данным измерений пяти спутниковых приборов. Там же приведена кривая эмпирической модели изменчивости S_0 . Как видно из рисунка, в рассматриваемый период вариации S_0 составляли приблизительно $1,5 \text{ Вт}\cdot\text{м}^{-2}$.
2. Анализ результатов долговременных измерений солнечной постоянной позволил осуществить реконструкцию значений S_0 вплоть до 1700 года. На рис.1.7 приведены результаты такой реконструкции. Заштрихованные области показывают величину неопределенности в реконструированных значениях S_0 , которая особенно велика в 18–ом и начале 19–ого столетия. Из рисунка следует, что в течение рассматриваемого периода вариации солнечной постоянной могли достигать $10 \text{ Вт}\cdot\text{м}^{-2}$. На рис.1.7 приведена также кривая, характеризующая изменчивость средней температуры суши в северном полушарии. Как следует из приведенных данных, наблюдается четкая связь между вариациями S_0 и температуры.
3. Спектр солнечного излучения очень сильно изменяется на краях электромагнитного спектра – при малых длинах волн (рентгеновское и ультрафиолетовое излучения) и в радиодиапазоне. В этих областях вариации достигают тысячи процентов. Несмотря на малый относительный вклад указанных спектральных областей в величину интегральной солнечной постоянной, эта изменчивость оказывает значительное влияние на физические процессы в верхней атмосфере. Например, рентгеновское и ультрафиолетовое излучения производят диссоциацию и ионизацию газовых составляющих верхней атмосферы, образуя ионы и радикалы, которые принимают активное участие в большом количестве химических и фотохимических реакций. Эти аспекты взаимодействия Солнца и

атмосферы мы рассмотрим в гл.8. Количественные данные об изменчивости $S_0(\lambda)$ в коротковолновой области приведены на рис.1.8 и рис.1.9.

На рис.1.8 дано отношение R величин энергии солнечного излучения, измеренных со спутника в периоды максимума (22.01.1979, число Вольфа $W = 178$) и минимума солнечной активности (июнь 1976 г., $W = 0$) для спектральной области 15–185 нм. Из рисунка видно, что относительные изменения солнечного излучения в коротковолновой области спектра превышают 10. Отметим, что на рис.1.8 показаны спектральные интервалы, излучение в которых способно диссоциировать и ионизировать различные атмосферные составляющие – He , N_2 , O_2 , O , H . Еще большие вариации солнечного излучения наблюдаются в спектральной области 1–30 нм – рис.1.9. Так, во время вспышек на Солнце излучение с длиной волны 1 нм может меняться на 3 порядка.

Учитывая описанные выше существенные вариации солнечного излучения в зависимости от солнечной активности, мы можем дополнить определение солнечной постоянной S_0 – *значение солнечной постоянной соответствует минимуму солнечной активности.*

Кроме рассмотренных выше разнообразных вариаций излучения Солнца по диску и во времени, укажем еще на одно явление, называемое в литературе эффектом «потемнения» («посветления») к краю диска. Оно состоит в том, что, двигаясь от центра Солнца к краю его диска, мы обнаружим изменения его яркости. При этом на одних длинах волн мы можем наблюдать уменьшение яркости по диску («потемнение»), на других – увеличение яркости («посветление»). Причины этого явления – наличие вертикальных температурных градиентов в фотосфере и хромосфере и тот факт, что при наблюдении разных точек диска Солнца, мы фактически наблюдаем уходящее излучение при различных углах относительно местной вертикали на Солнце. Этим углом наблюдения соответствуют разные высотные области формирования уходящего излучения Солнца. Таким образом, сканируя диск Солнца, мы сканируем фотосферу и атмосферу Солнца по высоте. При этом, в зависимости от знака вертикального градиента температуры на Солнце в областях формирования уходящего излучения (разных для разных длин волн), может наблюдаться как уменьшение яркости – «потемнение», так и увеличение яркости – «посветление» к краю диска.

Глава 2. Атмосфера Земли

2.1. Деление атмосферы на слои

Структурные параметры атмосферы

Для количественной характеристики состояния атмосферы Земли используются *метеорологические величины* [2, 43]. К ним относят широкий набор различных *параметров физического состояния* такой сложной системы как атмосфера–земная поверхность: температура, давление, плотность воздуха, содержание различных газов (например, водяного пара); скорость и направление ветра; характеристики облаков – бальность (количество), высота и толщина облаков; интенсивность осадков; метеорологическая дальность видимости; водность туманов и облаков и т.д. В круг наших интересов будет входить также ряд характеристик подстилающей поверхности – температура суши и океанов, влажность почв и т.д.

К *структурным параметрам атмосферы* относят, как правило, давление, температуру и плотность воздуха. Прежде всего, напомним, что эти величины связаны двумя соотношениями.

1. Известным из термодинамики уравнением состояния идеального газа

$$pV = \frac{m}{\mu} RT, \quad (2.1.1)$$

где p – давление, T – температура, m – масса, μ – молекулярная масса воздуха (ее строгое определение приведено в Приложении), V – объем воздуха, R – универсальная газовая постоянная. Разделив обе части (2.1.1) на объем V , получим первое соотношение связи структурных параметров

$$p = \frac{\rho}{\mu} RT, \quad (2.1.2)$$

где ρ – плотность воздуха.

2. Уравнением гидростатики.

$$dp = -\rho g dz, \quad (2.1.3)$$

где g – ускорение свободного падения, z – высота. Из уравнения гидростатики (2.1.3) плотность воздуха определяется соотношением

$$\rho = -\frac{1}{g} \frac{dp}{dz}. \quad (2.1.4)$$

Для идеального газа уравнение состояния можно также записать в виде

$$p = n k_B T, \quad (2.1.5)$$

где n – число молекул в единице объема, k_B – постоянная Больцмана. (Вывод (2.1.5) есть в Приложении).

Параметры, определяющие деление атмосферы на слои

Деление атмосферы на слои осуществляется по разным признакам [2, 43, 79]:

- 1) Распределение температуры с высотой.
- 2) Газовый состав и наличие заряженных частиц.
- 3) Характер взаимодействия с земной поверхностью.
- 4) Влияние атмосферы на летательные аппараты.
- 5) Влияние магнитного поля на состояние атмосферы.

Температурная стратификация атмосферы

Наиболее четко различие в атмосферных слоях проявляется в характере изменения температуры воздуха с высотой. По этому признаку атмосфера делится (стратифицируется) на пять основных слоев.

- 1) *Тропосфера*. Это слой атмосферы, прилегающий к поверхности Земли. Для него характерно почти линейное падение температуры с высотой. *Средняя скорость падения температуры с высотой в тропосфере составляет 6 градусов на километр*. В тропосфере сосредоточено примерно 80 % массы всей атмосферы. Это важнейший слой атмосферы – здесь формируется погода, определяющая многие стороны жизнедеятельности человека.
- 2) *Стратосфера*. Это следующий по высоте за тропосферой слой, где температура растет с высотой.
- 3) *Мезосфера*. Это слой, следующий за стратосферой, где вновь начинается падение температуры с высотой, и она достигает самых низких в атмосфере Земли значений (до 130 К на высоких широтах летом).
- 4) *Термосфера*. В этом слое, выше мезосферы, вновь начинается рост температуры и она достигает значений порядка 1000 К. Заметим, что эта температура определяется как мера средней скорости движения молекул (кинетическая температура), однако, вследствие

сильного разряжения воздуха в термосфере, там не наблюдаются привычные нам процессы теплообмена, и космическим аппаратам, летающим в ней, перегрев не грозит даже при температурах воздуха в 1000 К.

- 5) Принято выделять также часть термосферы – *экзосферу*. Это внешняя сфера атмосферы, где средняя длина свободного пробега молекул составляет сотни километров, а их средняя скорость (кинетическая температура) достаточна для того, чтобы преодолеть земное тяготение и навсегда улететь в космос – явление диссипации атмосферы.

Границы (области), отделяющие тропосферу от стратосферы, стратосферу и мезосферу, мезосферу и термосферу, термосферу и экзосферу, называются соответственно *тропопауза*, *стратопауза*, *мезопауза*, *термопауза*. Средние высоты границ слоев и переходных зон даны в табл.2.1. Отметим, что могут наблюдаться значительные отклонения от приведенных средних значений в зависимости от широты, времени года, метеорологической ситуации и т.д. В частности, высота тропопаузы зависит от широты: в тропиках она порядка 16–17 км, в средних широтах – 9–12 км, в полярных широтах – 8–9 км.

Таблица 2.1. Основные и переходные слои атмосферы.

Слой	Средние высоты верхней и нижней границ, км	Переходный слой
тропосфера	0–11	тропопауза
стратосфера	11–50	стратопауза
мезосфера	50–90	мезопауза
термосфера	Выше 90	термопауза
экзосфера	Выше 450	

Графически типичное среднее вертикальное распределение температуры атмосферы и ее слои изображены на рис.2.1. Обратите внимание, что на рисунке горизонтальными отрезками показаны вариации (возможные отклонения) реальных значений температуры от средних. Видно, что эти вариации значительны и достигают десятков градусов. В таблице 2.2 приведены средние значения основных метеорологических величин для умеренных широт в слое атмосферы 0–600 км.

Таблица 2.2. Средние значения метеорологических величин.

z , км	p , гПа	T , К	ρ , кг·м ⁻³	μ , г/моль
0	$1,01 \cdot 10^3$	288	$1,23 \cdot 10^0$	28,96
5	$5,40 \cdot 10^2$	256	$7,36 \cdot 10^{-1}$	28,96
10	$2,65 \cdot 10^2$	233	$4,14 \cdot 10^{-1}$	28,96
20	$5,53 \cdot 10^1$	217	$8,89 \cdot 10^{-2}$	28,96
40	$2,87 \cdot 10^0$	250	$4,00 \cdot 10^{-3}$	28,96
60	$2,20 \cdot 10^{-1}$	247	$3,10 \cdot 10^{-4}$	28,96
80	$1,05 \cdot 10^{-2}$	199	$1,85 \cdot 10^{-5}$	28,96
100	$3,20 \cdot 10^{-4}$	195	$5,60 \cdot 10^{-7}$	28,40
150	$4,54 \cdot 10^{-6}$	634	$2,08 \cdot 10^{-9}$	24,10
200	$8,47 \cdot 10^{-7}$	855	$2,59 \cdot 10^{-10}$	21,30
300	$8,77 \cdot 10^{-8}$	976	$1,92 \cdot 10^{-11}$	17,73
400	$1,45 \cdot 10^{-8}$	996	$2,80 \cdot 10^{-12}$	15,98
500	$3,02 \cdot 10^{-9}$	999	$5,22 \cdot 10^{-13}$	14,33
600	$8,21 \cdot 10^{-10}$	1000	$1,44 \cdot 10^{-13}$	11,51

Деление атмосферы на слои по другим признакам

По составу воздуха атмосфера делится на *гомосферу* и *гетеросферу* [3, 8, 43, 81]. В первом из этих слоев (0–95 км) относительное содержание основных атмосферных газов (азот, кислород, аргон) и молекулярная масса воздуха ($\mu = 28,9645$ г/моль) очень мало меняются с высотой.

В *гетеросфере*, выше 95 км, наряду с молекулами N_2 и O_2 появляется в заметных количествах атомарный кислород O за счет процессов диссоциации молекул O_2 коротковолновым излучением Солнца. В связи с этим молекулярная масса воздуха в гетеросфере уменьшается с высотой – см. табл.2.2.

По признаку газового состава атмосферы принято также отдельно выделять *озоносферу* (15–55 км), в которой сосредоточена основная масса такого важного атмосферного газа как озон.

Начиная с 60 км в атмосфере значительно возрастает содержание заряженных частиц (ионов и электронов). Поэтому слои атмосферы выше 60 км называют *ионосферой*. Сама ионосфера также подразделяется на отдельные слои (слои *D*, *E* и *F*).

По признаку взаимодействия атмосферы с земной поверхностью атмосферу делят на *пограничный слой* («слой трения») и *свободную атмосферу*. В пограничном слое (высотой до 1–1,5 км) на характер движений большое влияние оказывает земная поверхность. В этом же слое значительную роль играют силы турбулентного трения. В пограничном слое четко выражены суточные вариации метеорологических величин. Внутри пограничного слоя выделяют еще *приземный слой атмосферы* толщиной 50–100 м, в пределах которого метеорологические величины (например, температура и скорость ветра) могут резко изменяться с высотой. В свободной атмосфере, т.е. выше 1,0–1,5 км в первом приближении силами турбулентного трения можно пренебречь.

В связи с созданием космических летательных аппаратов атмосферу делят на *плотные слои* (собственно атмосферу) и *околоземное космическое пространство*, нижняя граница которого располагается на высоте примерно 150 км. Таким образом, околоземное космическое пространство начинается в термосфере и «захватывает», естественно, экзосферу (см. табл.2.1). Сопротивление (трение) плотных слоев атмосферы настолько велико, что в пределах этих слоев космический аппарат с выключенной двигательной установкой не может совершить даже один оборот вокруг Земли. В то же время на высотах больших 150 км время существования искусственных спутников Земли превышает время, необходимое для совершения одного оборота.

С точки зрения влияния магнитного поля Земли на состояние атмосферы принято выделять еще один слой – *магнитосферу*, которая охватывает внешнюю часть термосферы. В магнитосфере частицы газов (ионы) удерживаются не только гравитационным, но и магнитным полем Земли.

Наконец, укажем на деление атмосферы на *нижнюю* и *верхнюю*. К первой относят тропосферу, а вторая охватывает все слои, расположенные выше тропопаузы. В научной литературе и международных научных программах в последние годы используют термин *средняя атмосфера*. Под средней атмосферой понимается область атмосферы на высотах 15–120 км.

Верхняя граница атмосферы

Как следует из всего вышеизложенного, нельзя однозначно ответить на вопрос, на какой высоте кончается атмосфера Земли, то есть какова ее *верхняя граница*. Все зависит от конкретной цели, для которой нужно указать какую-то верхнюю предельную высоту.

Для задач распространения солнечного излучения в видимой области спектра верхнюю границу атмосферы можно брать совсем низкой – 50–60 км; вышележащие слои практически не оказывают влияния на рассматриваемый процесс. При исследовании уходящего теплового излучения Земли и атмосферы верхняя граница поднимается до 100–150 км. Наконец при изучении ионизации атмосферы, ее взаимодействия с коротковолновым излучением Солнца и потоками космических частиц верхняя граница атмосферы поднимается до 500–1000 км.

2.2. Пространственная и временная изменчивость структурных параметров атмосферы

Изменчивость температуры

Основные структурные параметры атмосферы меняются в пространстве (по высоте, вдоль поверхности Земли) и во времени. Физически указанные вариации определяются динамическими, радиационными (перенос солнечного и собственного излучения), фотохимическими процессами и фазовыми превращениями воды.

Достаточно очевидно, что температура, равно как и связанные с ней другие структурные параметры атмосферы, существенно зависят от географической широты (в тропиках – жарко, у полюсов – холодно). Действительно, как мы выяснили в п.1.3, от широты зависит величина энергии Солнца, получаемая атмосферой и поверхностью в разные сезоны года⁵. Поэтому в качестве простейшей характеристики пространственного поля температуры используют *зональную температуру*. Усредненную по долготе температуру (равно как и другие величины) называют зональной. Она является лишь функцией широты и высоты. На рис.2.2 приведены вертикально–меридиональные разрезы поля средней зональной температуры для января и июля.

Из рис.2.2 следует, как это и показано на рис.2.1, что в тропосфере температура падает с ростом высоты, достигая минимальных значений в тропопаузе. Высота тропопаузы и ее

температура зависят от времени года и широты. Наиболее высокая (16–17 км) и холодная (-80°C и менее) тропопауза наблюдается в экваториальной области Земли. В умеренных (средних) широтах тропопауза располагается на высотах 9–10 км зимой и 11–12 км летом. Ее температура на 50° с.ш. равна примерно -55°C в течение всего года. Наиболее низкая тропопауза (8–9 км) наблюдается в полярных областях. У поверхности Земли температура максимальна в районе экватора, а минимальна в полярных районах зимой – это все знают. Однако лишь специалистам известно, что для температуры тропопаузы наблюдается обратная картина: она максимальна зимой вблизи полюсов и минимальна на экваторе. В верхних слоях атмосферы изменчивость температуры очень велика.

Для характеристики сезонной изменчивости температуры атмосферы на различных высотах и широтах в северном полушарии в табл.2.3 даны разности температур лето–зима.

Таблица 2.3. Разность температур зима–лето (К).

Широта, град	Высота, км									
	10	20	30	40	50	60	70	80	90	100
80	12	25	5	49	35	15	-24	-57	-63	-49
60	13	11	25	32	22	6	-22	-44	-51	-32
50	13	0	12	20	14	0	-10	-23	-28	-14
30	8	2	4	5	0	4	5	0	0	4

Из данных приведенной таблицы следуют выводы:

3. Сезонная изменчивость температуры субтропической области Земли (30° с.ш.) мала на всех высотах от 10 до 100 км. Эта изменчивость максимальна для полярных широт (80° с.ш.).
4. На высотах 10–60 км температуры летом выше зимних, а на больших высотах наблюдается обратная картина для широтной области $\varphi > 30^{\circ}$.

Температурный режим нашей планеты менялся неоднократно (пример – ледниковые периоды). Изменения, происходившие в 19–20 веках, исследовались особенно тщательно в связи с наличием долговременных и достаточно точных измерений приземной температуры. На рис.2.3 приведены изменения средних полусферных и глобальных годовых температур приповерхностного воздуха за период 1856–1998 г.г. по сравнению со средними

⁵ В гл.9 мы получим формулу для этой зависимости.

температурами за период 1961–1990 г.г. Четко видны два периода значительных потеплений – 1920–1944 г.г. и 1978–1998 г.г. В первый период T возросли на $0,37^{\circ}\text{C}$, во второй период рост температур достиг почти $0,5^{\circ}\text{C}$.

В научной литературе обсуждаются различные возможные причины «потепления климата Земли» – астрономические факторы, солнечная активность, изменения газового состава атмосферы и т.д. В последнем случае предполагается (что подтверждают современные модели климата), что повышение средней температуры нашей планеты обусловлено изменением радиационных (поглощательных) свойств атмосферы за счет роста содержания в атмосфере радиационно–активных («парниковых») газов – CO_2 , H_2O , CH_4 , N_2O и т.д. (см. далее). Особенно значительные долговременные изменения температуры (тренды температуры) обнаружены в последние десятилетия в верхних слоях атмосферы в ряде регионов земного шара. Например, ракетные измерения выявили в верхней стратосфере и мезосфере отрицательные тренды температуры, достигающие $0,5\text{--}1,0$ градус/год [17].

Барометрические формулы

Вернемся к уравнению гидростатики (2.1.3). Подставляя в него плотность из (2.1.2) получим

$$\frac{dp}{dz} = -\frac{\mu g p}{RT}. \quad (2.2.1)$$

Решение этого простейшего дифференциального уравнения дает

$$p(z) = p(0) \exp\left(-\frac{1}{R} \int_0^z \frac{\mu(z) g(z)}{T(z)} dz\right), \quad (2.2.2)$$

где $p(0)$ – давление при $z = 0$. Таким образом, *вертикальные профили температуры и давления в атмосфере не являются независимыми*⁶. Зная профиль температуры $T(z)$ и давление $p(0)$ (или, в общем случае, давление на определенной высоте $p(z_0)$, от которой соответственно следует интегрировать в (2.2.2)) можно рассчитать профиль давления. И наоборот, зная профиль давления можно по (2.2.1) рассчитать профиль температуры.

В (2.2.2) мы учли зависимость от высоты температуры, молекулярной массы воздуха и ускорения свободного падения. Задавая явный вид этих зависимостей из (2.2.2), можно получать различные соотношения между профилями давления и температуры, называемые *барометрическими формулами*.

⁶ В гидростатическом приближении, то есть при пренебрежении вертикальными движениями воздуха.

В простейшем случае, пренебрегая в (2.2.2) зависимостью μ , g и T от высоты, получим

$$p(z) = p(0) \exp\left(-\frac{\mu g}{RT}z\right). \quad (2.2.3)$$

Стоящая в экспоненте константа $H = \frac{RT}{\mu g}$ имеет размерность высоты и называется *высотой однородной атмосферы или шкалой высот*. Для стандартных условий $\mu = 28,96$ г/моль, $g = 9,81$ м·с⁻² и $T = 273,16$ К получается $H = 7,966$ км, то есть примерно 8 км. Через высоту однородной атмосферы H барометрическая формула (2.2.3) записывается в удобном для практического использования виде

$$p(z) = p(0) \exp(-z/H). \quad (2.2.4)$$

Таким образом, давление в атмосфере практически убывает с высотой экспоненциально.

В тропосфере температура почти линейно убывает с высотой. Записав $T(z) = T(0) - \gamma z$, где γ – вертикальный градиент температуры, и опять не учитывая зависимость от высоты μ и g , получим из (2.2.2)

$$p(z) = p(0) \left(\frac{T(0) - \gamma z}{T(0)} \right)^{\frac{\mu g}{R\gamma}}. \quad (2.2.5)$$

Наиболее общая барометрическая формула – формула Лапласа [2] – учитывает произвольное распределение температуры по высоте, зависимость ускорения свободного падения от высоты в атмосфере и географической широты, а также присутствие водяного пара (влажность воздуха).

Заметим, что при расчетах на ЭВМ вертикальные профили температуры, μ и g задаются в виде таблицы и профиль давления рассчитывается непосредственно по (2.2.2) с использованием определенной квадратурной формулы.

2.3. Газовый состав атмосферы⁷

Все газы, составляющие земную атмосферу, принято разбивать на 3 группы – основные газовые составляющие, малые газовые составляющие (МГС) и свободные радикалы [2,30,43,79].

⁷ Прежде, чем приступать к чтению данного пункта, авторы настоятельно рекомендуют прочесть часть Приложения, посвященную единицам измерения газового состава.

Основные газовые составляющие

Основные газовые составляющие атмосферы – это *азот* – 78,1 %, *кислород* – 20,9 % и *аргон* – 0,9 % по объему. Они находятся в атмосфере примерно в постоянном соотношении до высот порядка 95 км. Отметим, что эти газы (кроме кислорода) сравнительно инертны в химическом отношении и слабо поглощают электромагнитное излучение.

В верхних слоях атмосферы содержание основных газов несколько отличается от их содержания в нижней атмосфере – см. табл.2.4. При этом сумма их процентной концентрации становится меньше 100 % вследствие разрушения части молекул N_2 и O_2 на атомарные азот и кислород.

Таблица 2.4. Содержание (в % по объему) основных газов в воздухе на больших высотах.

Высота, км	0	75	85	95	105
N_2	78,1	78,1	78,1	77,9	77,4
O_2	20,9	20,9	20,0	18,0	16,0
Ar_2	0,9	0,9	0,8	0,8	0,7

Малые газовые составляющие (МГС)

Это газовые компоненты, постоянно присутствующие в атмосфере, но их содержание может варьироваться во времени и пространстве [2, 25, 30, 37]. К МГС относят прежде всего H_2O (водяной пар), CO_2 (углекислый газ) и O_3 (озон) – соединения, сильно поглощающие электромагнитное излучение и активно участвующие в различных реакциях и химических превращениях. В силу этих свойств они играют большую роль в формировании климата нашей планеты. Полный список МГС в настоящее время включает десятки соединений.

В особую группу иногда выделяют *газы (примеси), имеющие значительные антропогенные источники*. Это соединения, поступающие в атмосферу в значительном количестве в результате хозяйственной деятельности человека, однако, во многих случаях у этих примесей могут быть и заметные естественные источники.

В таблице 2.5 приведены данные о важнейших атмосферных примесях, имеющих заметные антропогенные источники. Поясним некоторые термины в табл. 2.5: название – наиболее употребительное (в физике атмосферы) техническое обозначение (не всегда совпадающее с

номенклатурным химическим); для фреонов и их заменителей «названиями» являются технические марки; *тренд* – это общая многолетняя тенденция изменения величины, из которой исключены короткопериодические (суточные, сезонные) вариации; время жизни в атмосфере – среднее время существования молекулы газа в атмосфере (например, время, за которое число молекул уменьшается в e раз).

Таблица 2.5. Наиболее важные МГС, имеющие антропогенные источники.

Газ	Название (техн. обозначение)	Концентрация у поверхности, ppmV ⁸	Тренд концентрации в год	Время жизни, лет
<i>CO</i> ₂	Углекислый газ	350 (1989г)	0,4	250
<i>CH</i> ₄	Метан	1,7	1,0	10
<i>CO</i>	Оксид углерода	0,12 – с.ш. 0,06 – ю.ш	1,0 – с.ш. 0 – ю.ш.	0,3
<i>N</i> ₂ <i>O</i>	Закись азота	0,31	0,3	150
<i>NO</i> _x	Суммарные оксиды азота (<i>NO</i> , <i>NO</i> ₂)	(1–2)·10 ⁻⁵	?	≤ 0,02
<i>CFCl</i> ₃	«Фреон–11» (<i>CFC</i> –11)	2,6·10 ⁻⁴	4	70
<i>CF₂Cl</i> ₂	«Фреон–12» (<i>CFC</i> –12)	2,6·10 ⁻⁴	4	120
<i>C₂Cl₃F₃</i>	«Фреон–113» (<i>CFC</i> –113)	3,2 · 10 ⁻⁵	10	90
<i>CH₃CCl</i> ₃	Метилхлороформ	1,2·10 ⁻⁴	4,5	6
<i>CF₂ClBr</i>	«Н–1211»	1,0·10 ⁻⁶	12	12–15
<i>CF₃Br</i>	«Н–1301»	1,0·10 ⁻⁶	12	12–15
<i>SO</i> ₂	Диоксид серы	1–20·10 ⁻⁵	?	0,02
<i>CO</i> <i>S</i>	Карбоксид серы	5·10 ⁻⁴	≤ 3,0	2–2,5

Важность рассматриваемых примесей связана с тем, что многие из них активно поглощают тепловое излучение и участвуют в создании (и изменении) так называемого «парникового эффекта», о котором подробнее мы поговорим чуть ниже, а также в фотохимии озона.

⁸ Единицы измерений см. в Приложении.

Наконец, подчеркнем, что такие соединения как CO_2 , CH_4 , SO_2 , CO имеют также мощные естественные источники и стоки.

Свободные радикалы

Это весьма активные в химическом отношении, хотя и короткоживущие соединения. К ним относят атомарный кислород O , гидроксил OH , пергидроксил HO_2 , и т.д. Отметим также, что в литературе встречаются и другие классификации газовых примесей атмосферы, например, по величинам их отношений смеси.

Вертикальные профили газовых концентраций

На рис.2.4 изображены вертикальные профили объемных концентраций различных атмосферных газов. Учитывая наблюдающиеся вариации содержания газов, эти профили относятся к среднему, фоновому состоянию атмосферы. Рисунок демонстрирует разнообразие вертикального хода концентрации для разных газов. Так, например, кислород и углекислый газ, имеют постоянное отношение смеси до высот порядка 80–100 км (они равномерно перемешаны). Содержание водяного пара быстро убывает в тропосфере, примерно постоянно в стратосфере и вновь убывает в мезосфере. Метан равномерно перемешан в тропосфере. Максимум концентрации озона наблюдается в стратосфере. Подобный высотный ход (с максимумами содержания в стратосфере) имеют и ряд других атмосферных газов (NO , HCl и т.д.). Отношение смеси CO в нижних слоях атмосферы падает с высотой, а в стратосфере и мезосфере возрастает. Характер вертикального хода содержаний МГС определяется сложным взаимодействием процессов турбулентного перемешивания, наличием различных источников и стоков и т.д.

«Парниковый эффект» и «парниковые» газы

Остановимся более подробно на долговременных трендах в содержании ряда МГС. Эта проблема в настоящее время актуальна в связи с изменениями климата Земли, вызываемыми «парниковым эффектом», а также разрушением озонового слоя.

«Парниковым эффектом» принято называть воздействие на климат ряда газов (CO_2 , H_2O , CH_4 и др.), поглощающих тепловое излучение Земли и таким образом препятствующих ее выхолаживанию в ночные часы, когда отсутствует нагрев за счет солнечного излучения. Соответственно, эти газы иногда именуют «парниковыми газами».

В связи с бурным развитием промышленности с конца 18-го века наблюдается рост содержания в земной атмосфере углекислого газа. Если в преиндустриальную эпоху его объемная концентрация равнялась 280 ppmV, то в настоящее время она достигла примерно 360 ppmV – рис.2.5. Специальные исследования содержания CO_2 , осуществленные с конца 50-х годов 20-го столетия на обсерватории Мауна-Ло (Гавайи) позволили зарегистрировать тренд CO_2 , составивший 1,5 ppmV/год – рис.2.6. Интересно отметить, что этот тренд в 1990-х годах уменьшился, хотя причины этого до конца непонятны.

Другим важным «парниковым» газом является метан, который ответственен примерно за 15 % «парникового эффекта». Имеется целый ряд естественных источников метана, а антропогенные источники, по ряду оценок, могут достигать 50–60 % его общей эмиссии. Исследования показали, что преиндустриальное (до бурного развития промышленности) отношение смеси метана составляло 0,72–0,74 ppmV, т.е. менее чем половину современного значения (табл.2.5).

Изменения содержания метана в земной атмосфере за последние 1000 лет представлены на рис.2.7. Из рисунка видно, что, начиная примерно с 19-го века, наблюдается быстрый рост содержания метана. В 80-х годах 20-го столетия тренд метана в северном полушарии достигал 1 % в год. Это увеличение связывалось с сжиганием ископаемого топлива, газодобычей, масштабным возделыванием риса, развитием животноводства, сжиганием тропических лесов. В течение 90-х годов было зарегистрировано уменьшение величины тренда метана.

Водяной пар в атмосфере

Основной источник водяного пара в атмосфере – процесс испарения воды с поверхности морей и океанов. В основном H_2O сконцентрирован вблизи поверхности Земли, его концентрация в тропосфере быстро падает с высотой. Водяной пар является важным парниковым газом, по оценкам его вклад в «парниковый эффект» сильнее, чем у CO_2 . Важнейшим свойством водяного пара является его способность к конденсации, в результате чего образуются облака и туманы, о которых речь пойдет в п.2.5.

Концентрация водяного пара в стратосфере очень мала, однако, в последние годы обнаружен ее рост, что, при сохранении подобной тенденции, может привести к существенному изменению оптических свойств стратосферы, например за счет конденсации H_2O .

Озон в атмосфере

Особо следует остановиться на изменениях в содержании атмосферного озона – соединения чрезвычайно важного как с точки зрения радиационных свойств стратосферы, так и предохранения биосферы от опасного ультрафиолетового излучения Солнца, которое интенсивно поглощается озоном. Наиболее драматические изменения в содержании озона в последние годы произошли над Антарктидой – появились так называемые «озонные дыры». Начиная с середины 80-х годов в весенний период над Антарктидой наблюдались аномально низкие значения общего содержания озона – рис.2.8. В 90-х годах общее содержание озона в «озонных дырах» составляло менее 50 % от средних, ранее наблюдавшихся в Антарктиде значений. Уменьшение общего содержания O_3 наблюдается и в других районах земного шара, в частности, в северном полушарии, над территорией России. Оценки трендов в содержании озона по результатам наземных и спутниковых измерений показывают, что они в настоящее время достигают значений 0,1–1 % в год.

Вариации содержания озона различны на различных высотах в атмосфере. В стратосфере в периоды появления «озонных дыр» над Антарктидой измерения содержания озона обнаруживают почти полное исчезновение озона на высотах 15–20 км. Для примера, на рис.2.9 приведены результаты измерений с озонозондов вертикальных профилей содержания озона (в единицах парциального давления O_3) для двух месяцев. Статистическая обработка данных многочисленных наземных, озонозондовых и спутниковых измерений позволила обнаружить две высотные области максимальных трендов содержания озона: высоты 15–20 км и выше 40 км. С другой стороны, в ряде регионов земного шара наблюдается увеличение содержания озона в тропосфере, достигающее 1–4 %/год.

Озон и фреоны

В 70–80-х годах 20-го столетия наиболее быстро росло содержание в атмосфере чисто антропогенных примесей – различных фреонов и других соединений, выделяемых холодильными установками, используемыми в быту и промышленности. По современным представлениям, именно эти соединения ответственны за разрушение озонового слоя. В табл.2.6 приведены тренды для этих соединений по оценкам, осуществленным в 1991 и 1994 годах.

Таблица 2.6. Тренды антропогенных примесей⁹.

Соединение	Химическая формула	1991 г		1994 г	
		pptV/год	%/год	pptV/год	%/год
Фреон–11 (CFC–11)	$CFCl_3$	9,3–10,1	3,7–3,8	2,5	0,9
Фреон–12 (CFC–12)	CF_2Cl_2	16,9–18,2	3,7–4,0	13	2,6
Фреон–113 (CFC–113)	$C_2F_3Cl_3$	5,4–6,2	9,1	2,5	3,1
Четыреххлористый углерод	CCl_4	1,0–1,5	1,2	–1	–0,8
Метилхлороформ	CH_3CCl_3	4,8–5,1	3,7	3,5	2,2
HCFC–22	CHF_2Cl	5–6	6,7	7,0	6,9
HCFC–142b	$C_2H_3F_2Cl$	–	–	1	30
HCFC–141b	$C_2H_2FCl_3$	–	–	0,75	200
H–1211	CF_2ClBr	0,2–0,4	15	0,075	3
H–1301	CF_3Br	0,4–0,7	20	0,16	8

Меры по сокращению выбросов ряда фреонов, принятые по решению Международного сообщества в последние годы, принесли определенные плоды. Рост содержания фреонов–11, –12 и –13 заметно снизился и даже прекратился в тропосфере. При этом, однако, их заменители (HCFC–22, HCFC–142b, HCFC–141b), менее «опасные» для озона, значительно увеличили свое содержание.

В целом, за период наблюдений с 1965 по 1999 г. содержание отдельных газов в стратосфере заметно изменилось. Например, общий уровень содержания соединений хлора вырос с ~ 1 ppbV до ~ 3,3 ppbV. Наблюдаются также долговременные изменения в стратосферном содержании H_2O , метана, NO_2 и т.д.

⁹ Единицы измерений см. в Приложении

Следует отметить, что наблюдаемые изменения газового состава атмосферы происходят не только из-за антропогенных, но и из-за естественных факторов – вулканических извержений, солнечных протонных вспышек (СПВ) и т.д.. Например, во время мощных СПВ в верхних слоях атмосферы образуется большое количество соединений водорода (H , OH , H_2O) и азота (N , NO , NO_2 , NO_3 и т.д.).

2.4. Атмосферный аэрозоль

Аэрозоли и их роль в атмосфере Земли

Аэрозолем в физике называют смесь воздуха и частиц (твердых, жидких), находящихся в равновесии. В метеорологии и физике атмосферы под аэрозолем понимают сами частицы, взвешенные в воздухе [2, 33, 43, 79]. Таким образом, *аэрозоль* (аэрозоли) – твердые и жидкие мелкие частицы, взвешенные в воздухе, весьма разнообразного состава, формы, размеров и свойств: водяные капли и ледяные кристаллы облаков, пыль, поднятая с поверхности Земли, а также выброшенная вулканами или образовавшаяся из вулканических газов, метеоритная пыль, частицы солей морской воды, частицы, возникающие в результате производственной деятельности и т.д.. Скорость их падения (оседания) мала, а их поверхность велика, что является, в частности, причиной их активного участия в химических и фотохимических реакциях с МГС и радикалами.

Аэрозольные частицы играют существенную роль в переносе солнечного и теплового излучений, влияя на радиационный режим системы атмосфера–земная поверхность и, таким образом, на погоду и климат Земли. Особо важна роль аэрозолей в поглощении и рассеянии солнечного излучения. Их вклад в указанные процессы весьма велик, и изучение оптики и энергетики атмосферы невозможно без учета оптических свойств атмосферных аэрозолей [2, 20, 24, 26, 33].

Велика роль аэрозолей также в процессах облакообразования, возникновения туманов и т.д., где они выступают как ядра конденсации – зародыши, на которых начинается конденсация насыщенного водяного пара. Без аэрозолей этот процесс был бы затруднен, поэтому наличие на Земле облаков и осадков напрямую связано с присутствием в атмосфере аэрозолей. Заметим, что, согласно определению, частицы облаков – тоже аэрозоли, но обычно их отделяют от других, «неводных» аэрозолей. Мы последуем этой традиции, и рассмотрим свойства «неводных» аэрозолей и частиц облаков и осадков в разных параграфах.

Классификация атмосферных аэрозолей

Атмосферный аэрозоль в зависимости от его состава или источников подразделяют на следующие типы [23, 26].

1. Аэрозоль природного (естественного) происхождения:
 - а) продукты испарения морских брызг – частички соли;
 - б) поднятая в атмосферу ветром минеральная пыль;
 - в) вулканический аэрозоль, как непосредственно выброшенный в атмосферу (пепел), так и образовавшийся за счет газофазных реакций (сернокислотные частицы);
 - г) частицы биогенного происхождения, как непосредственно выброшенные в атмосферу, так и образовавшиеся в результате конденсации летучих органических соединений и химических реакций между этими соединениями;
 - д) продукты природных газофазных реакций (например, сульфаты, возникающие за счет окисления SO_2).
2. Аэрозоль антропогенного происхождения:
 - а) промышленные выбросы частиц (сажа, дым, дорожная пыль и т.д.);
 - б) продукты сельскохозяйственной деятельности (например, пыль, поднимаемая при пахоте);
 - в) продукты газофазных реакций (возникающие аналогично естественным при реакциях антропогенных МГС);

Атмосферный аэрозоль также подразделяют на тропосферный и стратосферный (по признаку нахождения в соответствующем слое атмосферы), а также на первичный – попадающий в атмосферу непосредственно – и вторичный – образующийся в ней в результате химических реакций

Размеры аэрозольных частиц в атмосфере

Реальный атмосферный аэрозоль является *полидисперсным*, т.е. состоящим из частиц различных размеров. Форма этих частиц может быть разнообразной. Одну из классификаций аэрозолей, основанную на их размерах (дисперсности) а также их роли в различных процессах предложил Х. Юнге. Схема такой классификации представлена на рис.2.10, где показаны источники аэрозольных частиц, времена жизни, а также информация об их влиянии на различные атмосферные процессы.

Диапазон размеров аэрозольных частиц очень широкий – от менее, чем 10^{-4} , до более, чем 10^2 мкм. Их нижний предел определяется размерами молекулярных комплексов, а верхний – скоростью гравитационного оседания частиц в поле силы тяжести. Различные метеорологические явления и процессы связаны с разными интервалами диапазонов размеров аэрозольных частиц. Так, например, частицы с радиусами $r < 0,1$ мкм (так называемые «частицы Айткена») существенно влияют на электрические характеристики атмосферы. Частицы с $0,1 \leq r \leq 10$ мкм оказывают значительное влияние на перенос коротковолнового и инфракрасного излучения, формирование облаков и осадков, химический состав атмосферы. При этом аэрозоли с областью размеров $0,1 \leq r \leq 1,0$ мкм оказывают наибольшее влияние на перенос коротковолнового излучения, на видимость в атмосфере.

Концентрации аэрозольных частиц в атмосфере

Различают счетную (по числу частиц) и массовую (по массе) концентрации аэрозольных частиц. Их точные определения и единицы измерения приведены в Приложении.

В таблице 2.7 приведены данные об относительных счетной и массовой концентрациях аэрозольных частиц по классификации Х. Юнге, а также об основных процессах, в которых они участвуют.

Таблица 2.7. Относительные концентрации аэрозольных частиц разных размеров по классификации Х. Юнге.

Область размеров, мкм	Тип частицы	Основные физические явления и процессы	Относит. число, %	Относит. масса, %
$r < 0,1$	Частицы Айткена	Атмосферное электричество	90,0	20
$0,1 \leq r \leq 1,0$	Большие	Ослабление и рассеяние оптического излучения. Процессы облакообразования.	9,9	31
$r > 1,0$	Гигантские	Процессы облако- и осадкообразования. Влияние на химический	0,1	49

		состав. Оптические явления.		
--	--	--------------------------------	--	--

Из приведенной таблицы видно, что преобладающими по счетной концентрации являются частицы Айткена (90 %), в то время как массовая концентрация определяется большими и гигантскими частицами (80 %).

Что касается абсолютных значений счетной концентрации аэрозольных частиц в атмосфере, то о них достаточно сложно говорить, поскольку счетная концентрация аэрозолей очень сильно варьирует и зависит от высоты в атмосфере, близости к источникам аэрозолей (например, в городе она на несколько порядков выше, чем вдали от него), времени суток. В качестве оценок счетной концентрации аэрозолей для «фоновых» условий у поверхности Земли можно дать значения 10^3 – 10^5 частиц в кубическом сантиметре [26]. Эти числа характеризуют сумму частиц всех размеров, а «расклад» их по разным типам частиц дан в табл.2.7. С ростом высоты в атмосфере концентрация аэрозолей резко падает: она уменьшается по сравнению с концентрациями аэрозолей у поверхности примерно на порядок на высоте 2 км и еще на порядок на высоте 5 км. Но это опять же «в среднем», в реальных ситуациях картина может быть совсем иной и даже наблюдаться рост концентрации с высотой; такие области роста называются *аэрозольными слоями*. Наиболее известный и стабильный аэрозольный слой – *слой Юнге* в стратосфере на высотах 17–22 км.

Источники и стоки аэрозольных частиц. Изменчивость аэрозолей

Аэрозоли можно также классифицировать с точки зрения процессов их возникновения на *конденсационные* и *дисперсионные*. Конденсационные аэрозоли образуются при объемной конденсации пересыщенных паров веществ или охлаждении газообразных продуктов горения и последующей агрегации молекул. Дисперсионные аэрозоли возникают при диспергировании (разрушении) твердой и жидкой фаз вещества, например, при дроблении горных пород и минералов и их распылении, выветривании почв, сельскохозяйственных работах, разбрызгивании капель морской воды.

Важным источником аэрозольных частиц в атмосфере являются процессы химического взаимодействия веществ, находящихся в газовой фазе, в частности, взаимодействие основных атмосферных газов (азот, кислород), а также водяного пара с некоторыми газами, например, двуокисью серы, хлором, аммиаком, озоном и т.д. Примерами могут служить образование капель серной кислоты при окислении SO_2 в SO_3 и последующем

взаимодействии его с парами воды, образование сульфата аммония при взаимодействии серной кислоты и аммиака и т.д..

Важную роль в образовании аэрозолей играют извержения вулканов, лесные пожары, биологические процессы, производственная деятельность человека и т.д.. При этом основные газы, способствующие образованию аэрозолей, – это SO_2 , H_2S и NH_3 . После мощных вулканических извержений количество аэрозольных частиц в стратосфере увеличивается во много раз, что приводит к изменению ее оптических характеристик. Эти изменения в стратосфере сохраняются в течение 1–2 лет после извержения.

Основными стоками, то есть причинами удаления аэрозолей из атмосферы, являются гравитационное осаждение (проще говоря, выпадение аэрозолей на поверхность) и вымывание осадками при захвате аэрозольных частиц каплями дождя (частицами снега).

Пожалуй, основным качеством атмосферных аэрозолей, о котором нельзя не упомянуть, является их изменчивость. Как мы отмечали выше, аэрозоли имеют различные источники, каждый из которых дает частицы разных размеров, формы и химического состава; пространственное распределение концентрации частиц имеет ярко выраженный локальный характер; источники могут «работать» не постоянно, а лишь определенное время (пример – вулканы); мощность источников и стоков также может существенно колебаться. Все это определяет сложность адекватного описания такой физической системы, как атмосферный аэрозоль, а следовательно, и сложность описания его оптических свойств.

Функция распределения аэрозольных частиц по размерам

Поскольку аэрозольные частицы имеют разные размеры (полидисперсность), то, в отличие от газов, одной суммарной концентрации для описания их количества в атмосфере недостаточно, надо указать концентрации частиц разных радиусов. Разобьем весь интервал возможных радиусов аэрозольных частиц (от 0 до ∞) на подинтервалы Δr_i и на каждом определим число частиц $N(r_i, r_i + \Delta r_i)$, зависящее, очевидно, от граничного радиуса подинтервала r_i и ширины подинтервала Δr_i (пример такого разбиения – табл.2.9). Чтобы иметь возможность сравнивать концентрации разных подинтервалов, нормируем их на ширину, то есть разделим на Δr_i . Обозначим $n(r_i) = \frac{N(r_i, \Delta r_i)}{\Delta r_i}$. Концентрация частиц в диапазоне радиусов от 0 до r_i будет очевидно

$$N(r_i) = \sum_{i=1}^M n(r_i) \Delta r_i, \quad (2.4.1)$$

где M – номер подинтервала с правой границей r_i . Устремляя Δr_i к нулю, получаем

$$N(r) = \int_0^r n(r') dr' \quad (2.4.2)$$

и

$$n(r) = \frac{dN(r)}{dr}. \quad (2.4.3)$$

Функция $n(r)$ называется *функцией распределения аэрозольных частиц по размерам*. За ее определение принимают соотношение (2.4.3). Из вышеизложенного следует, что $n(r)$ имеет смысл относительной счетной концентрации частиц различных радиусов (аналог табл.2.7), то есть показывает частиц с какими радиусами «много», а с какими «мало».

Полная концентрация всех аэрозольных частиц согласно (2.4.2) есть

$$N = \int_0^{\infty} n(r) dr. \quad (2.4.4)$$

Чтобы функция распределения $n(r)$ не зависела от общей концентрации N , нормируем ее, введя $f(r) = \frac{n(r)}{N}$. Нормированная функция распределения очень удобна, поскольку позволяет выделить зависимость концентрации только от радиуса. В дальнейшем под функцией распределения аэрозольных частиц по размерам договоримся понимать только нормированную функцию $f(r)$. Разделив (2.4.4) на N непосредственно получим условие нормировки для $f(r)$

$$\int_0^{\infty} f(r) dr = 1. \quad (2.4.5)$$

Для описания аэрозольных частиц предложен целый ряд различных функций $f(r)$. Мы рассмотрим лишь две из них.

Логарифмически нормальное распределение (кратко – логнормальное распределение). Это распределение величины, логарифм которой подчиняется нормальному (гауссовому) закону

$$f(r) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma r} \exp\left(-\frac{1}{2\sigma^2} \ln^2 \frac{r}{r_0}\right), \quad (2.4.6)$$

где r_0 и σ – параметры распределения. Логнормальное распределение теоретически получено А. Н. Колмогоровым для размеров частиц при случайном дроблении твердого вещества.

Распределение Юнге. При аппроксимации результатов экспериментальных измерений Х. Юнге установил, что, начиная с некоторого радиуса r_0 , размеры аэрозольных частиц уменьшаются по степенному закону:

$$f(r) = C r^{-b}, \quad (2.4.7)$$

где C – некоторая константа, b – параметр распределения. В отличие от теоретического логнормального распределения (2.4.6) эмпирическое распределение Юнге (2.4.7) математически некорректно, поскольку $f(r) \rightarrow \infty$ при $r \rightarrow 0$. Для устранения этой некорректности и вычисления нормировочного множителя C используют различные предположения о поведении функции при $r < r_0$, например, полагают $f(r) = \text{const}$ и т.п..

Одной из основных характеристик функции распределения является *модальный радиус* – значение радиуса, соответствующее локальному максимуму $f(r)$. Если модальный радиус один, распределение называется *одномодальным*, если их несколько (то есть $f(r)$ имеет несколько локальных максимумов), распределение называется *многомодальным* (или полимодальным). Распределения атмосферных аэрозолей в природе обычно многомодальные. Это связано с тем, что природный аэрозоль является суммой частиц из нескольких источников (рис.2.10), каждый из которых характеризуется собственным модальным радиусом. При аппроксимации функции распределения соотношениями типа (2.4.6) и (2.4.7) многомодальные распределения представляют в виде суммы отдельных одномодальных распределений – *мод* с соответствующими весами. При этом, если учитывается различный химический состав частиц от различных источников, моды обычно называют *фракциями*.

2.5. Облака и осадки

Вода в атмосфере

В земной атмосфере вода присутствует во всех трех фазах: газообразной (количество водяного пара в воздухе определяет его влажность), жидкой (в виде капель в облаках, тумане, дожде) и твердой (облачные кристаллы, снежинки, град). Облака являются важным составным элементом кругооборота воды в природе, влияют на энергетический обмен в

системе земля–атмосфера, радиационный баланс планеты, перераспределение тепла на земном шаре и общую циркуляцию атмосферы. Облака – один из важнейших погодо– и климатообразующих факторов нашей планеты. Они же оказывают влияние на фотохимические процессы в атмосфере.

Морфологическая классификация облаков

В основу классификации облаков положена их морфология (внешний вид) и высота расположения над земной поверхностью – табл.2.8. Деление облачности по высоте (на верхнюю, среднюю и нижнюю) определяется нижней границей облаков. В тропиках к нижнему ярусу относят облака ниже 3 км. Заметим, что одновременно могут наблюдаться облака нескольких типов и ярусов.

Таблица 2.8. Классификация облаков.

Русское название	Международное (латинское) название	Обозначение
Облака верхнего яруса (> ~ 6 км)		
перистые	Cirrus	<i>Ci</i>
перисто–слоистые	Cirrostratus	<i>Cs</i>
перисто–кучевые	Cirrocumulus	<i>Cc</i>
Облака среднего яруса (~ 2–6 км)		
высоко–слоистые	Altostratus	<i>As</i>
высоко–кучевые	Alto cumulus	<i>Ac</i>
Облака нижнего яруса (< 2 км)		
слоистые	Stratus	<i>St</i>
слоисто–кучевые	Stratocumulus	<i>Sc</i>
слоисто–дождевые	Nimbostratus	<i>Ns</i>
Облака вертикального развития		
кучевые	Cumulus	<i>Cu</i>

кучево–дождевые	Cumulonimbus	Cb
-----------------	--------------	----

Подробно полная классификация облаков с их фотографиями приведена в *Атласе облаков* [1].

В особые группы облачности выделяют *полярные стратосферные облака*, иногда образующиеся в высоких широтах на высотах 17–20 км, и *серебристые* (мезосферные) облака, образующиеся на высотах 85–90 км. Среди полярных стратосферных выделяют *перламутровые облака*, названные так за характерную радужную окраску. Все это очень тонкие, обычно невидимые глазом облака, которые обнаруживаются приборами или становятся хорошо заметными на восходе и закате Солнца, когда подсвечиваются им. По современным представлениям эти облака образуются при появлении слоев в атмосфере с очень низкой (относительно характерной для данных высот) температурой, когда влажность воздуха может достигать 100 % даже при очень малом содержании водяного пара. Химический состав их кристаллов может быть разнообразным.

Степень покрытости неба облаками характеризуют *бальностью облачности* – отношением общей площади облаков и всего неба: 0 баллов – ясное небо, 10 баллов – сплошная облачность.

Микроструктура облаков

По фазовому состоянию облака подразделяют на *жидкокапельные* (нижний и частично средний ярусы), *кристаллические* (верхний ярус) и *смешанные*, содержащие как капли, так и кристаллы льда. Фазовый состав облаков определяется, прежде всего, их температурой. При положительных температурах облако состоит из капель воды. Капли нередко присутствуют в них и при достаточно низких отрицательных температурах, вплоть до -40°C . При отрицательных температурах облака могут быть капельными, кристаллическими или смешанными.

Важными микроструктурными характеристиками облаков, как разновидностей аэрозолей, являются счетная и массовая концентрация частиц и функция распределения их по размерам. Счетная концентрация в облаках различных форм колеблется от 10 до 1000 см^{-3} . Массовая концентрация частиц в облаке называется его водностью (подробности см. в Приложении). Для аппроксимации функций распределения облачных частиц по размерам используются различные эмпирические соотношения, например, распределение Хргиана–Мазина [51]

$$f(r) = \frac{b^3}{2} r^2 \exp(-br) \quad (2.5.1)$$

с единственным параметром b . Для функции $f(r)$ также часто используют модифицированное гамма-распределение или логарифмически нормальное распределение.

Форма кристаллов в смешанных и кристаллических облаках в основном определяется температурой и влажностью облаков, при которой они образуются, и может быть самой разной [23, 51]. Разнообразие форм кристаллов затрудняет моделирование их оптических свойств.

Облака наблюдаются в атмосферах и других планет. Их физическая природа существенно отличается от земных облаков. Например, в атмосфере Венеры мощный облачный покров состоит (по крайней мере, частично) из капель концентрированного раствора серной кислоты.

Осадки

Облака определенных типов (прежде всего Ns и Cb , реже – St , Sc и As) сопровождаются осадками. В соответствии с синоптическими и термодинамическими условиями выпадения осадков последние разделяются на *морозящие*, *обложные* и *ливневые* [2, 51]. Они отличаются по интенсивности и продолжительности осадков. Морозящие осадки имеют интенсивность меньше 0,1 мм/мин и продолжительность – часы и сутки, а ливневые осадки – 0,03–0,05 мм/мин и минуты и часы, соответственно.

Наряду с интенсивностью осадков для их характеристики используется также функция распределения частиц осадков по размерам (спектр осадков), причем для осадков принято использовать ненормированные функции $n(r)$, поскольку они связаны с интенсивностью осадков. В качестве примера приведем эмпирическую формулу Маршала–Пальмера

$$n(r) = n_0 \exp(-br),$$

где $n_0 = 8 \cdot 10^3 \text{ мм}^{-1} \cdot \text{м}^{-3}$, а параметр b связан с интенсивностью осадков R следующим образом – $b = 8,2 R^{-0,21} \text{ мм}^{-1}$.

Форма жидких капель в облаках и осадках часто аппроксимируется сферами. Но для крупных капель это не так, и их форма зависит от их размеров. Капли с диаметрами менее 1 мм отличаются от сфер не очень значительно и представляют собой сплюснутые

сфероиды. С увеличением размеров капель их форма все более отличается от сферической. Форма капель влияет на их оптические свойства.

Глава 3. Распространение излучения в атмосфере

3.1. Электромагнитные волны

В основе современной оптики, включая и оптику атмосферы, лежат представления об излучении, как об электромагнитных волнах, а также как о потоке фотонов при рассмотрении квантовых явлений [39, 62]. Электромагнитная волна является поперечной и представляет собой распространяющуюся в вакууме со скоростью света систему взаимоортогональных векторов напряженности электрического \vec{E} и магнитного полей \vec{H} . Эти векторы, в свою очередь ортогональны направлению распространения волны \vec{v} . Запишем уравнение плоской электромагнитной волны, то есть волны, напряженность электрического поля E которой колеблется в одной плоскости, следующим образом (выбрав ось X вдоль направления движения):

$$E(x,t) = E_0 \cos\left(2\pi \nu t - \frac{2\pi}{\lambda} x + \delta\right). \quad (3.1.1)$$

Здесь x – пространственная координата, t – время, E_0 – амплитуда, ν – частота, λ – длина волны, δ – некоторая фаза волны, задаваемая начальным условием $E(0,0) = E_0 \cos \delta$.

Зафиксировав в (3.1.1) координату x , мы получим гармонические колебания E с течением времени с временным периодом $T = 1/\nu$. Зафиксировав в (3.1.1) время t , мы получим распределение E вдоль оси x с пространственным периодом λ . Связь между этими периодами очевидна: за один временной период волна пройдет один пространственный, то есть $\lambda = \nu T$, где ν – скорость распространения волны. Отсюда получаем связь длины волны с частотой

$$\lambda = \frac{\nu}{\nu}. \quad (3.1.2)$$

Для вакуума $\nu = c$, где c – скорость света в вакууме. В веществе скорость распространения электромагнитных волн меньше c и дается соотношением $\nu = c/n$, где n – показатель преломления вещества. Это приводит к соответствующему уменьшению длины волны излучения в веществе. Чтобы избежать путаницы, в оптике принято оперировать с длинами волн в вакууме, поэтому термин «длина волны» означает «длина волны в вакууме» ($\lambda = c/\nu$), иначе, если идет речь о длинах волн в веществе, это подчеркивают особо. *При переходе из вакуума в вещество меняется длина волны, а не частота электромагнитных волн.*

Используя (3.1.2), запишем уравнение волны (3.1.1) в менее наглядном, но зато удобном для дальнейшего анализа виде

$$E(x, t) = E_0 \cos(2\pi \nu t - \frac{2\pi n \nu}{c} x + \delta). \quad (3.1.3)$$

Длины электромагнитных волн измеряются в единицах длины, в атмосферной оптике это обычно микрометры (мкм), нанометры (нм), ангстремы (Å). Частоты волн оптического диапазона очень велики, поэтому их используют редко. Часто спектральные характеристики выражают в волновых числах – величинах, обратных длине волны¹⁰.

Электромагнитное излучение, имеющее строго одну частоту (длину волны) называется *монохроматическим*. На самом деле монохроматических волн не существует, причем, как будет показано в гл.4, невозможность их существования принципиальна. Однако, при рассмотрении многих процессов в атмосфере можно вполне обойтись монохроматическим приближением.

Шкала электромагнитных волн

В зависимости от длины волны (частоты) электромагнитные волны подразделяют на ряд диапазонов – см. табл.3.1.

¹⁰ Подробно о единицах измерений – см. Приложение.

Таблица 3.1. Диапазоны спектра электромагнитного излучения.

Диапазон	Характерные длины волн, мкм	Характерные частоты, Гц
Гамма	10^{-5}	$3 \cdot 10^{19}$
Рентгеновский	10^{-2}	$3 \cdot 10^{16}$
Ультрафиолетовый	$3 \cdot 10^{-1}$	10^{15}
Видимый	0,4–0,7	$(4,3–7,5) \cdot 10^{14}$
Инфракрасный (ИК): ближний (БИК)	1–4	$(0,8–3) \cdot 10^{14}$
средний	4–50	$10^{12}–10^{14}$
дальний	50–1000	$3 \cdot 10^{10}–10^{12}$
Микроволновый (МКВ)	10^3	$3 \cdot 10^{10}$
Телевизионный	10^7	$3 \cdot 10^7$
Радиоволновый	$10^8–10^9$	$3 \cdot 10^5–3 \cdot 10^6$

Современная оптика атмосферы изучает распространение, трансформацию, а также генерацию электромагнитных волн от ультрафиолета (УФ) до радиоволнового диапазона. Кроме указанного в табл.3.1 деления спектра, в атмосферной оптике принято весь спектр электромагнитного (э.м.) излучения в атмосферах планет разделять на солнечную и тепловую области. Солнечная область включает УФ, видимый и ближний инфракрасный (БИК) диапазоны. В этих диапазонах в дневное время энергия солнечного излучения превышает энергию собственного (в частности, теплового) излучения атмосферы и поверхности. Тепловая область простирается от БИК диапазона до радиоволн. Здесь, наоборот, энергия теплового излучения (днем и, конечно, ночью) превышает солнечную компоненту. Спектральная граница (точнее область), где энергия солнечного и теплового излучений в атмосфере Земли примерно одинаковы, расположена в районе 3–4 мкм. Для других планет эта граница сдвинута в коротковолновую или длинноволновую области в зависимости от расстояния от Солнца и равновесной эффективной температуры планеты. Отметим, что и солнечное и тепловое излучения присутствуют во всех диапазонах э.м. излучения, но их роль, например, в формировании уходящего излучения существенно разная.

Особо следует сказать о видимом диапазоне спектра – области длин волн, воспринимаемых человеческим глазом. Его границы определяются примерно как 0,4–0,7 мкм. Понятие «свет» традиционно подразумевает «видимый свет», в то время как для невидимых глазу электромагнитных волн говорят об «излучении» (УФ излучение, МКВ излучение). В научной литературе часто используют также термин «радиация» как синоним «излучения», с этим словом употребляются устойчивые словосочетания «радиационный режим атмосферы», «радиационный перенос в атмосфере», «атмосферная радиация» и т.п..

Геометрическая оптика

С древних времен известен закон прямолинейного распространения света, который объясняет наличие теней от предметов и узких пучков света, получающихся при прохождении им отверстий. Отсюда возникает понятие о лучах света – прямых линиях, вдоль которых он распространяется. Взаимодействие лучей с различными объектами с учетом законов отражения и преломления можно описывать, используя геометрические построения, поэтому оптика, оперирующая понятием «луч света», называется геометрической¹¹.

Первое обоснование геометрической оптики в рамках волновой теории было дано в 17-ом веке Гюйгенсом, сформулировавшим свой принцип: каждый элемент фронта световой волны является источником вторичных волн. Интерференция этих вторичных волн определяет дальнейшее распространение волны в пространстве. Принцип Гюйгенса позволил объяснить прямолинейность лучей света. Закон прямолинейности лучей света выводится из уравнений Максвелла как предельный случай при масштабах рассматриваемых явлений много больших длины волны света [62, 84]. Поэтому говорят о *приближении геометрической оптики*.

Геометрическая оптика неприменима к явлениям, масштабы которых сравнимы с длиной волны излучения. Более того, как мы убедимся в гл.5, она может давать неверные результаты даже для случаев, когда масштабы много больше длины волны. Отметим, что в противоположность геометрической, оптику, рассматривающую волновые свойства света, часто именуют *волновой оптикой*.

¹¹ Строгое определение геометрической оптики, а также ее обоснование как предельного случая оптики волновой дано, например, в учебнике Д.В. Сивухина [62].

Энергия электромагнитных волн

Как известно, электромагнитные волны переносят энергию в направлении своего распространения. Ее величина – вектор Пойтинга – пропорциональна векторному произведению напряженностей электрического поля \vec{E} и магнитного поля \vec{H} . Модуль вектора Пойтинга, с учетом связи \vec{H} и \vec{E} из уравнений Максвелла, пропорционален квадрату напряженности электрического поля E . Частота излучения в оптическом диапазоне столь велика (см. табл.3.1), что измерить мгновенное значение E невозможно. Действие на любые измерительные приборы оказывает лишь усредненный по времени квадрат напряженности электрического поля E [7, 26, 39, 62]. Следовательно, энергия электромагнитной волны пропорциональна среднему квадрату ее электрической напряженности. Учитывая периодичность колебаний E во времени, в качестве интервала усреднения удобно выбрать период $T = 1/\nu$ и, разделив энергию на указанный интервал T , перейти к мощности W

$$W = \frac{1}{T} \int_0^T E^2(x, t) dt. \quad (3.1.4)$$

Подстановка (3.1.1) в (3.1.4) дает

$$W = \frac{1}{T} \int_0^T E_0^2 \cos^2 \left(2\pi\nu t - \frac{2\pi}{\lambda} x + \delta \right) dt = \frac{1}{2\pi\nu T} E_0^2 \int_{-\frac{2\pi}{\lambda} x + \delta}^{2\pi - \frac{2\pi}{\lambda} x + \delta} \cos^2 y dy,$$

откуда

$$W = E_0^2. \quad (3.1.5)$$

3.2. Интенсивность и поток излучения

Интенсивность излучения

Выше мы рассматривали излучение, как электромагнитные волны. Однако, многие задачи атмосферной оптики можно решать, не ставя вопрос о природе излучения, а рассматривая его лишь как поток энергии.

Пусть в пространстве имеется *поле излучения*, то есть в общем случае в каждой точке пространства и в каждом выбранном направлении задана электромагнитная волна (луч света). Классическим примером поля излучения является освещенная солнцем атмосфера,

где в каждой точке присутствуют прямое солнечное излучение, рассеянный свет неба и излучение атмосферы и поверхности.

Основной характеристикой поля излучения является *интенсивность излучения*. Выберем в пространстве элементарную площадку с площадью dS , нормаль к ней \vec{n} и телесный угол $d\Omega$, описанный вокруг нормали – рис.3.1. Если величина площадки dS , а излучение падает в интервале длин волн от λ до $\lambda+d\lambda$ в телесном угле $d\Omega$ за время dt , то количество энергии dE_λ , падающее на площадку, будет пропорционально dS , $d\lambda$, $d\Omega$, dt , т.е. равно

$$dE_\lambda = I_\lambda dS d\lambda d\Omega dt. \quad (3.2.1)$$

Коэффициент пропорциональности I_λ , входящий в эту формулу, называется *монохроматической интенсивностью излучения* [47, 64].

То есть, *монохроматической интенсивностью излучения I_λ называется количество электромагнитной энергии dE_λ в единичном интервале длин волн, приходящее на единичную площадку (или проходящее через нее) перпендикулярно к ней из единичного телесного угла за единицу времени.*

$$I_\lambda = \frac{dE_\lambda}{dS d\Omega dt d\lambda}. \quad (3.2.2)$$

Формально–математический подход требует записать интенсивность (3.2.2) как частную производную

$$I_\lambda = \frac{\partial^4 E_\lambda}{\partial S \partial \Omega \partial t \partial \lambda}. \quad (3.2.3)$$

Индекс λ у интенсивности и энергии означает их зависимость от длины волны¹².

В общем случае интенсивность есть функция точки в пространстве (x, y, z) , направления, определяемого нормалью \vec{n} , и времени t : $I_\lambda(x, y, z, \vec{n}, t)$. Если интенсивность не зависит от времени, то поле излучения называют *стационарным*. Обычно в оптике атмосферы имеют дело со стационарными полями (точнее с полями, зависимостью интенсивности которых от времени можно пренебречь). Если интенсивность не зависит от направления \vec{n} , то поле излучения *изотропно*. Если интенсивность не зависит от всех или нескольких пространственных координат, то это *однородное* поле излучения. Так в оптике атмосферы

¹² Вместо длины волны в определении интенсивности можно использовать частоту или волновое число, см. подробнее Приложение.

часто считают поле излучения *горизонтально-однородным*, то есть не меняющимся вдоль горизонтальных координат x и y .

Поток излучения

Второй по важности характеристикой поля излучения является *поток излучения*.

Потоком (монохроматическим) излучения F_λ называется количество электромагнитной энергии dE'_λ в единичном интервале длин волн, падающее на единичную площадку (или проходящее через нее) в единицу времени со всех направлений.

То есть

$$F_\lambda = \frac{dE'_\lambda}{dS dt d\lambda}. \quad (3.2.4)$$

Очевидно, что поток должен быть связан с интенсивностью излучения. Действительно, рассмотрим направление \vec{r} – рис.3.2. По определению, интенсивность излучения из направления \vec{r} – это энергия, проходящая через площадку dS' , перпендикулярную \vec{r} . Но тогда, если θ – угол между направлением \vec{r} и нормалью \vec{n} к площадке dS , то $dS' = dS \cos \theta$, и, подставляя dS' в (3.2.1), получим

$$dE_\lambda = I_\lambda dS \cos \theta d\Omega dt d\lambda. \quad (3.2.5)$$

Теперь, чтобы вычислить необходимую в определении потока (3.2.4) энергию dE'_λ , надо проинтегрировать (3.2.5) по всем направлениям $d\Omega$, после чего, подставляя dE'_λ в (3.2.4), мы получаем искомую связь

$$F_\lambda = \int I(\vec{r}) \cos \theta(\vec{r}) d\Omega. \quad (3.2.6)$$

Вопрос о пределах интегрирования в (3.2.6) мы намеренно оставили открытым. Строго говоря, согласно определению потока, интегрировать надо по всей сфере (по полному телесному углу 4π). Такая величина называется *полным потоком*. Но в оптике атмосферы принято также рассматривать интеграл (3.2.6) по половине полного телесного угла. Действительно, в атмосфере есть выделенное вертикальное направление. Орт \vec{n} в этом случае – это нормаль к поверхности Земли. Поэтому рассматривают *полусферический нисходящий поток* – учтены все направления распространения излучения вниз – и *полусферический восходящий поток* – учтены все направления излучения вверх.

Нисходящий поток всегда отрицателен ($\cos \theta < 0$), а восходящий поток всегда положителен ($\cos \theta > 0$). Полный поток равен алгебраической сумме нисходящего и восходящего потоков.

В (3.2.6) удобно перейти к интегрированию в сферических координатах – углу θ и азимуту φ – рис.3.3. Телесный угол $d\Omega$ определяется как отношение площади dS сферической поверхности, видимой из центра сферы, к квадрату радиуса сферы r : $d\Omega = dS / r^2$. Измеряется телесный угол в стерadians (ср), и для сферы, площадь поверхности которой равна $4\pi r^2$, полный телесный угол равен 4π ср. Площадь поверхности сферы dS , соответствующая дифференциалу телесного угла $d\Omega$, как ясно из рис.3.3, равна произведению длины дуги окружности OAB , определяемой плоским углом $d\theta$, и длины дуги окружности CEF , определяемой плоским углом $d\varphi$. Длина дуги окружности равна произведению ее радиуса на плоский угол, следовательно, первая длина есть $r d\theta$, а вторая – $r \sin\theta d\varphi$, поскольку радиус окружности CEF равен $r \sin\theta$. Итак,

$$dS = r d\theta \cdot r \sin\theta d\varphi$$

что дает

$$d\Omega = \sin\theta d\theta d\varphi$$

Таким образом, интегрирование какой-либо функции $f(\Omega)$ по телесному углу можно свести к интегрированию в сферических координатах

$$\int f(\Omega) d\Omega = \int \int f(\theta, \varphi) \sin(\theta) d\theta d\varphi . \quad (3.2.7)$$

С учетом (3.2.7) получаем из (3.2.6) для полного потока

$$F_\lambda = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_{-\pi/2}^{\pi/2} I_\lambda(\theta, \varphi) \cos\theta \sin\theta d\theta , \quad (3.2.8)$$

и для нисходящего F_λ^\downarrow и восходящего потоков F_λ^\uparrow

$$F_\lambda^\downarrow = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_{\pi/2}^{\pi} I_\lambda(\theta, \varphi) \cos\theta \sin\theta d\theta , \quad (3.2.9)$$

$$F_\lambda^\uparrow = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi/2} I_\lambda(\theta, \varphi) \cos\theta \sin\theta d\theta . \quad (3.2.10)$$

Поскольку в определении интенсивности и потока излучения входит «бесконечно малый спектральный интервал» $d\lambda$, интенсивность и поток определены для монохроматического

излучения с длиной волны λ . В теоретической атмосферной оптике часто принято не указывать спектральный индекс у монохроматических величин, если только речь не идет о явной зависимости от длины волны (частоты, волнового числа). Поэтому в дальнейшем, в большинстве случаев, мы будем писать обозначения для всех величин без спектральных индексов, подразумевая при этом их монохроматические значения на определенной длине волны излучения, а также опускать у терминов прилагательные «монохроматический».

Рассмотрим частный случай, когда излучение распространяется только в одном каком-то выделенном направлении (θ, φ) . Это излучение падает на элементарную площадку dS под углом θ к ее нормали. Пусть интенсивность этого излучения равна I . Тогда при интегрировании в выражении (3.2.8) сохранится только вклад от одного направления и поток будет численно равен

$$F = I \cos \theta. \quad (3.2.11)$$

Рассмотрим случай, когда излучение приходит из ограниченного телесного угла $\delta\Omega$. Этот случай, например, соответствует излучению диска Солнца. Напомним, что его угловые размеры для Земли равны $\sim 32'$. На верхней границе атмосферы поток солнечного излучения, падающего на перпендикулярную направлению Земля–Солнце единичную площадку будет равен:

$$F_0 = \int I_0(\vec{r}) \cos \theta(\vec{r}) d\Omega \approx \bar{I}_0 d\Omega_0, \quad (3.2.12)$$

где \bar{I}_0 – средняя интенсивность излучения Солнца, а $d\Omega_0$ – телесный угол, под которым виден с Земли его диск. В данном выражении мы учли, что для выбранной перпендикулярной площадки $\cos \theta(\vec{r}) \approx 1$. Как мы отмечали ранее (см. гл.1), в атмосферной оптике величина $\bar{I}_0 d\Omega_0$ имеет специальное название – солнечная постоянная.

Приведенные выше величины и соотношения характеризуют монохроматическое излучение. На практике важную роль играют величины, отнесенные к конечным спектральным интервалам (например, к отдельным полосам поглощения) или ко всему спектру электромагнитного излучения. В этом случае их называют *интегральными*. Так, интегральный поток излучения определяется формулой:

$$F = \int_0^{\infty} F_{\lambda} d\lambda. \quad (3.2.13)$$

Рассмотрим слой (z_1, z_2) плоскопараллельной, горизонтально однородной атмосферы. Разность полных потоков излучения на границах слоя $-F(z_1) - F(z_2)$ характеризует энергию излучения, поглощенную (или излученную) слоем. Эта энергия идет на нагревание (или охлаждение) рассматриваемого слоя, т.е. на увеличение (или уменьшение) его внутренней энергии. Величина

$$H(z_1, z_2) = F(z_1) - F(z_2) \quad (3.2.14)$$

называется лучистым притоком энергии к слою (z_1, z_2) . Лучистый приток $H(z_1, z_2)$ может быть и положительным (нагревание) и отрицательным (охлаждение). Он определяет радиационные изменения температуры атмосферы со временем:

$$\left(\frac{\partial T}{\partial t}\right)_p = \frac{1}{\rho c_p} \frac{dF(z)}{dz} \quad (3.2.15)$$

Связь интенсивности излучения и мощности электромагнитной волны

Соотношение (3.1.4) дает связь между мощностью электромагнитного излучения и средним квадратом его электрической напряженности. Рассмотрим снова частный случай излучения в одном выделенном направлении (θ, φ_0) . Тогда поток энергии через перпендикулярную выделенному направлению единичную площадку можно записать через мощность W и интенсивность излучения I – формула (3.2.11). Из этого следует связь интенсивности излучения и напряженности электрического поля электромагнитной волны¹³ [62]:

$$I = W = \frac{1}{T} \int_0^T E^2(x, t) dt. \quad (3.2.16)$$

Некоторые другие характеристики энергии излучения

Если интенсивность излучения задана, то могут быть определены и другие величины, характеризующие поле излучения (например, поток излучения). Одной из них является *плотность излучения ρ* , представляющая собой *количество энергии излучения, находящееся в единице объема*.

Предположим, что излучение интенсивности I_ν в интервале частот от ν до $\nu + d\nu$ падает на площадку dS перпендикулярно к ней внутри малого телесного угла $d\Omega$ за время dt . Тогда количество энергии излучения, падающее на площадку, будет равно $I_\nu dS d\nu d\Omega dt$. За время

¹³ О единицах измерения интенсивностей и потоков – см. Приложение.

dt излучение пройдет расстояние $c dt$, где c – скорость света. Поэтому количество энергии излучения, приходящее в единицу объема, будет равно $I_\nu d\nu d\Omega / c$ ($c dS dt$ – объем, занимаемый излучением). С другой стороны, та же величина по определению равна $\rho_\nu d\nu$. Следовательно, плотность излучения

$$\rho_\nu = \frac{I_\nu d\Omega}{c}. \quad (3.2.17)$$

В общем случае, когда на рассматриваемый объем падает излучение со всех сторон, плотность излучения ρ_ν определяется выражением:

$$\rho_\nu = \frac{1}{c} \int I_\nu d\Omega. \quad (3.2.18)$$

Если разделить плотность излучения ρ_ν на энергию фотона ($E = h\nu$, где h – постоянная Планка), то плотность излучения дает количество фотонов с частотой ν в единице объема для рассматриваемого поля излучения. Эта величина определяет многие процессы взаимодействия излучения со средой, например, фотохимические действия излучения (см. гл.8).

Понятия «интенсивность» и «поток» применяются только по отношению к полю излучения. Для аналогичных характеристик энергии, приходящей на различные объекты или исходящей от таких объектов употребляют термины *освещенность* и *яркость* соответственно.

Например, говорят о яркости неба, то есть об интенсивности идущего от него рассеянного солнечного излучения; об освещенности поверхности, то есть о потоке падающего на нее излучения, об освещенности входной щели спектрального прибора и т.п.. Заметим, что понятия «освещенность» и «яркость» всегда подразумевают некоторый протяженный, не «точечный» объект.

3.3. Характеристики взаимодействия излучения со средой

При распространении электромагнитного излучения в вакууме его интенсивность не изменяется. В реальных средах (в частности, в атмосферах планет и на их поверхностях) происходят различные сложные процессы взаимодействия излучения со средой, приводящие к изменению его интенсивности. Перечислим основные из них достаточно формально, отложив более подробное их рассмотрение до последующих глав.

Основными механизмами взаимодействия излучения со средой являются

- ослабление
- рассеяние
- поглощение
- отражение
- преломление (рефракция).

К этим процессам следует добавить генерацию излучения самой средой.

В данной главе эти процессы взаимодействия будут рассматриваться формально, что достаточно для получения одного из основных уравнений теории переноса излучения – уравнения переноса излучения.

Ослабление (рассеяние и поглощение) и излучение

В результате взаимодействия излучения с веществом происходит его *ослабление*, которое возникает из-за *поглощения* излучения веществом и его *рассеяния* в стороны от направления распространения. Физическая природа поглощения связана с переходом энергии излучения во внутреннюю энергию атомов и молекул атмосферного воздуха и аэрозольных частиц [7, 39, 40, 82]. Рассеяние излучения связано с *дифракцией* электромагнитных волн на аэрозольных частицах и на флуктуациях плотности воздуха [39, 62]. Определенные типы рассеяния излучения описываются в рамках квантовой механики через взаимодействие фотонов с атомами и молекулами. К этим процессам следует добавить генерацию (эмиссию) излучения самой средой.

В общем случае внутренняя энергия молекулы E состоит из кинетической (поступательной) E_k , электронной E_e , колебательной E_v , вращательной E_r и энергий отдельных электронов и ядер молекулы (спиновой) E_s :

$$E = E_k + E_e + E_v + E_r + E_s.$$

Кинетическая энергия E_k обусловлена поступательным движением молекул, E_e – связана с положением электронов на орбитальных оболочках, E_v – с колебанием атомов, составляющих молекулу, E_r – с вращением молекулы как целого, E_s – с собственными энергиями электронов и ядер, составляющих молекулу. (В литературе встречается другое определение внутренней энергии молекулы, при котором из внутренней энергии исключается кинетическая энергия молекулы.)

Если при взаимодействии излучения с молекулой или частицей не происходит никаких изменений ее внутренней энергии, то такой процесс называют *рассеянием (простым или*

упругим рассеянием). Интенсивность взаимодействия излучения с молекулой зависит от того, с каким видом внутренней энергии молекулы взаимодействует излучение. Если излучение взаимодействует с веществом, чья внутренняя энергия обусловлена только поступательным движением, тогда соответствующие коэффициенты взаимодействия *очень малы* для условий, реализующихся в атмосферах планет. Например, если квант излучения взаимодействует со свободным электроном (рассеяние Комптона), только $5 \cdot 10^{-5}$ энергии кванта переходит в кинетическую энергию электрона (Гуди и Янг). И этот пример иллюстрирует самый эффективный процесс взаимодействия излучения с поступательными степенями свободы частиц в атмосферах планет.

Как мы отметили выше, все составляющие атмосферы (атомы, молекулы, аэрозоли), имеют электронную, колебательную, вращательную и т.д. внутренние энергии. При этом внутренняя энергия молекул и атомов газов (за исключением кинетической энергии) является квантованной, т.е. может принимать только определенные, дискретные значения.

Случай простого (упругого) рассеяния на практике реализуется, если молекула (вещество) имеет очень узкие (квантованные) состояния внутренней энергии, а взаимодействующий фотон имеет частоту, очень сильно отличающуюся от частот возможных переходов между ними. Взаимодействия фотона с молекулой может вызвать переход молекулы в более высокое энергетическое (возбужденное) состояние. Это возбужденное состояние имеет конечное время жизни и если «поглощенный» фотон переизлучится с пренебрежимо малым переходом энергии излучения во внутреннюю (электронную, колебательную и т.д.) энергию молекулы, то такой процесс также относится к процессам упругого рассеяния.

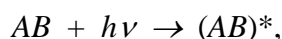
Если переход молекулы из возбужденного, верхнего состояния в нижнее исходное состояние происходит в виде единого процесса (без промежуточных переходов между другими уровнями внутренней энергии), то частота переизлученного фотона идентична частоте «поглощенного» первоначально фотона. Такой процесс является процессом *резонансного или когерентного рассеяния*, т.к. при этом не происходит изменения частоты падающего на молекулу фотона.

Процесс переизлучения «поглощенного» фотона может происходить более сложно, когда молекула переходит в исходное нижнее энергетическое состояние последовательными «шагами», проходя промежуточные энергетические состояния (смотри, более подробно гл.5). При каждом таком шаге возникает фотон. В этом случае частоты переизлученных фотонов будут отличны от частоты «поглощенного» фотона, но общие энергии при

«поглощении» и переизлучении при этом сохраняются. Такой тип рассеяния носит название *некогерентного рассеяния* или *рассеяния с изменением частоты*.

В природе часто до того, как возбужденная молекула «успела» переизлучить фотон, может произойти столкновение молекул с обменом энергии между ними. В частности, во время таких столкновений может происходить *дезактивация молекул*, т.е. переход ее в более низкое энергетическое состояние без переизлучения – *безизлучательный переход*. При этом, вообще говоря, не важно, в какой вид внутренней энергии перешла энергия излучения при таком процессе – в поступательную энергию молекулы или какие-либо другие виды внутренней энергии. Важно то, что фотон был «изъят» из поля излучения. Такие процессы носят название *поглощение излучения*. В литературе используется также термин *истинное поглощение*, под которым понимается, как правило, процесс перехода энергии излучения в кинетическую энергию молекул. Введение этих определений (поглощение или истинное поглощение) объясняет использование нами ранее кавычек для термина «поглощенный» фотон при обсуждении процессов когерентного и некогерентного рассеяния.

Остановимся несколько подробнее на физической природе этих процессов поглощения [92]. Рассмотрим для простоты взаимодействие солнечного фотона с двухатомной молекулой *AB*. Солнечный фотон с частотой ν имеет энергию $h\nu$. Взаимодействие солнечного фотона с молекулой может быть представлено в следующем виде:



где $(AB)^*$ обозначает молекулу в возбужденном состоянии, т.е. находящуюся не в основном, а более высоком энергетическом состоянии. После достаточного количества различных процессов преобразований энергии (при столкновениях с другими молекулами и переизлучении) молекула $(AB)^*$ вернется в исходное, невозбужденное состояние. Существует много возможных путей дезактивации возбужденной молекулы $(AB)^*$, о которых мы начали говорить выше. Таблица 3.2 описывает четыре возможных первоначальных этапа дезактивации молекулы. Существуют и другие пути (этапы), но приведенные в табл.3.2 достаточны для объяснения основных положений.

Таблица 3.2. Первоначальные этапы дезактивации молекулы.

№.	Процесс	Название процесса
1	$(AB)^* \rightarrow AB + h\nu$	Переизлучение фотона (радиационный распад)
2	$(AB)^* + M \rightarrow AB + M + E$	Безизлучательный переход (дезактивация)
3	$(AB)^* \rightarrow A + B$	Диссоциация
4	$(AB)^* + C \rightarrow A + BC$	Химическая реакция

Процесс 1 приводит к переизлучению поглощенного солнечного фотона и, как мы указывали выше, – это есть процесс рассеяния. При этом не происходит обмена энергией между полем излучения и молекулой. Процесс 2 – дезактивация молекулы в процессе столкновений с любой другой молекулой M . Иногда этот процесс также называют *термализацией*. В результате этого процесса энергия излучения переходит в кинетическую энергию движения молекулы E , т.е. происходит нагревание атмосферы. Оба процесса 1 и 2 приводят молекулу $(AB)^*$ в исходное состояние, но с точки зрения преобразования энергии солнечного фотона они принципиально разные. В первом случае избыточная энергия возбужденной молекулы $(AB)^*$ вновь превращается в энергию поля излучения. Во втором – эта энергия превращается во внутреннюю энергию молекулы. Процессы 3 и 4 описывают фотохимические процессы, протекающие в атмосферах планет. Для осуществления процесса 3 необходимо, чтобы солнечный квант нес в себе достаточно энергии, способной, например, диссоциировать молекулу AB на составляющие ее атомы A и B . Энергия диссоциации различна для разных молекул. Например, для диссоциации молекулярного кислорода необходимы фотоны с волновыми числами более 41660 см^{-1} (длины волн менее $242,2 \text{ нм}$), а для диссоциации молекулы озона – фотоны с частотами более 8656 см^{-1} (длины волн менее $1155,3 \text{ нм}$). Новые составляющие атмосферы, возникающие в результате фотохимических реакций, как правило, очень химически активны и вступают в новые реакции с другими составляющими атмосферы. Кроме того, продукты процессов 3 и 4 могут находиться в возбужденных состояниях и приводить к последующему переизлучению фотонов. Здесь мы лишь отметим, что в результате процессов 3 и 4, а также последующих преобразований, происходящих при столкновениях молекул, энергия первоначального солнечного фотона в конечном счете (по

крайней мере, частично) преобразуется во внутреннюю энергию составляющих атмосферу молекул и атомов. В связи с этим, с точки зрения переноса излучения, все эти процессы – есть процессы поглощения излучения. В результате этого поглощения (вообще говоря, не только солнечного, но и собственного излучения атмосферы) происходит нагревание атмосферы, т.е. изменение ее температуры.

Объемные коэффициенты ослабления, рассеяния, поглощения

Пусть излучение взаимодействует с веществом в элементарном объеме $dV = dS dl$ – рис.3.4. Для характеристики этого взаимодействия на основе анализа изменения энергии излучения, проходящей через среду, вводится *объемный коэффициент ослабления* α_λ [47, 65].

Пусть на площадку dS , расположенную перпендикулярно к направлению распространения, падает внутри телесного угла $d\Omega$ излучение с интенсивностью I_λ в интервале длин волн от λ до $\lambda + d\lambda$ в течение времени dt (рис.3.4). Количество энергии, падающей на площадку, будет равно $I_\lambda dS d\Omega d\lambda dt$. Если при распространении излучения вдоль пути dl будет происходить его ослабление (за счет поглощения и рассеяния), то на пути dl величина ослабления энергии будет пропорциональна dl . Обозначим долю ослабленной энергии излучения через $\alpha_\lambda dl$. Таким образом, количество энергии излучения, ослабленной на пути dl , будет равно

$$dE_\lambda = \alpha_\lambda E_\lambda dl = \alpha_\lambda I_\lambda dl dS d\Omega d\lambda dt. \quad (3.3.1)$$

Откуда следует определение объемного коэффициента ослабления:

$$\alpha_\lambda = \frac{dE_\lambda}{E_\lambda dl} = \frac{dE_\lambda}{I_\lambda dl dS d\Omega d\lambda dt} = \frac{dI_\lambda}{I_\lambda dl}. \quad (3.3.2)$$

Величина α_λ имеет размерность обратной длины¹⁴.

Ослабление излучения, как мы отметили выше, есть сумма процессов рассеяния и поглощения. Соответственно, ослабление энергии излучения dE_λ складывается за счет рассеяния $dE_{\lambda s}$ и поглощения $dE_{\lambda a}$. Таким образом,

$$dE_\lambda = dE_{\lambda s} + dE_{\lambda a}. \quad (3.3.3)$$

Подставляя (3.3.3) в (3.3.2), получим

$$\alpha_\lambda = \sigma_\lambda + k_\lambda, \quad (3.3.4)$$

¹⁴ Кажется нелогичным использование для величины с такой размерностью термина «объемный», вместо «линейный». Однако ниже мы выясним смысл подобной терминологии.

где σ_λ и k_λ – *объемные коэффициенты рассеяния и поглощения* соответственно. Эти коэффициенты зависят от длины (частоты) волны и рассматриваемой точки среды (т.е., например, $\sigma_\lambda = \sigma_\lambda(x, y, z)$), но не зависят от направления излучения в изотропной среде.

Сечения ослабления, рассеяния и поглощения

При рассмотрении ослабления излучения элементарным объемом dV мы приписали ослабляющие свойства ему как целому. Но в атмосфере планет излучение взаимодействует с содержащимися в объеме dV молекулами воздуха и аэрозольными частицами. Поэтому целесообразно перейти к рассмотрению процессов взаимодействия излучения с одной частицей вещества (одной молекулой или аэрозольной частицей) [6, 22].

Пусть на частицу с площадью проекции $\delta S'$ на плоскость перпендикулярную направлению распространения излучения падает в единичном телесном угле и за единицу времени направленное монохроматическое излучение с интенсивностью I_0 . За счет рассеяния и поглощения часть падающего излучения ослабляется. *Сечением ослабления C_e* частицы называют отношение

$$C_e = \frac{\delta E_e}{I_0}, \quad (3.3.5)$$

где δE_e – энергия излучения, ослабленного частицей. Воспользуемся определением интенсивности излучения (3.2.1). Для нашего случая ($dt = 1$, $d\lambda = 1$, $d\Omega = 1$) энергия излучения, падающая на площадку $\delta S'$, равна $\delta E = I_0 \delta S'$. Тогда соотношение (3.3.5) можно переписать

$$C_e = \frac{\delta E_e}{\delta E} \delta S'. \quad (3.3.6)$$

Учитывая, что энергия излучения, ослабленная частицей, складывается из энергии рассеянной и поглощенной

$$\delta E_e = \delta E_s + \delta E_a. \quad (3.3.7)$$

Аналогично сечению ослабления вводятся *сечения рассеяния C_s и поглощения C_a*

$$C_s = \frac{\delta E_s}{\delta E} \delta S', \quad C_a = \frac{\delta E_a}{\delta E} \delta S'. \quad (3.3.8)$$

По закону сохранения энергии

$$C_e = C_s + C_a. \quad (3.3.9)$$

Понятия сечений оказываются очень удобными для описания процессов взаимодействия излучения с веществом. Их универсальность состоит в том, что они определяются для одной условной частицы вещества независимо от ее природы (это может быть частица аэрозоля или молекула газа). В качестве единиц сечений взаимодействия стандартно используется квадратный сантиметр (см²).

Индикатриса рассеяния

Рассмотрим подробнее рассеяние излучения на одной частице. В общем случае энергия излучения, рассеянного в определенном направлении \vec{r} , различна для разных направлений. Обозначим эту энергию через $\delta E_{sd}(\vec{r})$. Величина этой энергии пропорциональна телесному углу $d\Omega$ (рис.3.5). Разделив ее на величину интенсивности излучения, падающего на площадку $\delta S'$ и нормировав (разделив) на величину телесного угла $d\Omega$, получим *сечение направленного рассеяния* $C_{sd}(\vec{r})$:

$$C_{sd}(\vec{r}) = \frac{\delta E_{sd}}{I_0 d\Omega}. \quad (3.3.10)$$

Поскольку полная энергия рассеянного излучения δE_{sd} равна сумме энергий δE_{sd} , рассеянных во всех направлениях, то есть интегралу по всей сфере (по телесному углу 4π), из закона сохранения энергии получаем связь сечений рассеяния и направленного рассеяния

$$C_s = \int_{4\pi} C_{sd}(\vec{r}) d\Omega. \quad (3.3.11)$$

Отметим, что иногда сечение рассеяния C_s именуют «интегральным или полным сечением рассеяния», а сечение направленного рассеяния $C_{sd}(\vec{r})$ – “дифференциальным сечением рассеяния” [24, 26].

Сечение направленного рассеяния характеризует «силу» рассеяния: чем оно больше, тем сильнее рассеивается излучение в данном направлении. Для сравнительной характеристики «силы» рассеяния в разных направлениях разными частицами удобно ввести безразмерную величину, для чего достаточно нормировать $C_{sd}(\vec{r})$ на интеграл от него по всей сфере, который согласно (3.3.11) есть C_s . Такая безразмерная характеристика называется *индикатрисой рассеяния* $x(\vec{r})$ и выражается соотношением

$$x(\vec{r}) = 4\pi C_{sd}(\vec{r}) / C_s. \quad (3.3.12)$$

Из определений (3.3.11) и (3.3.12) вытекает условие нормировки индикатрисы рассеяния

$$\frac{1}{4\pi} \int_{4\pi} x(\vec{r}) d\Omega = 1. \quad (3.3.13)$$

Если рассеяние *изотропно*, то есть одинаково по всем направлениям, то из условия (3.3.12) получаем $x(\vec{r}) \equiv 1$.

Направление рассеяния \vec{r} определяется *углом рассеяния* γ и *азимутом рассеяния* φ – рис.3.5. Тогда обозначая $x(\vec{r}) = x(\gamma, \varphi)$, условие (3.3.13) можно переписать как

$$\frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\pi x(\gamma, \varphi) \sin \gamma d\gamma = 1, \quad (3.3.14)$$

где мы воспользовались формулой (3.2.7)¹⁵.

В оптике атмосферы обычно имеют дело с такими процессами, для которых сечение направленного рассеяния и, соответственно, индикатриса зависят только от угла рассеяния и не зависят от азимута. Тогда интеграл по азимуту в (3.2.7) равен 2π и условие нормировки есть

$$\frac{1}{2} \int_0^\pi x(\lambda) \sin \gamma d\gamma = 1. \quad (3.3.15)$$

Индикатрисе рассеяния $x(\gamma)$ можно придать *вероятностный смысл*. Найдем вероятность рассеяния в интервале углов от 0 до определенного угла γ_0 . Согласно определению вероятности, для этого надо подсчитать число событий с нужным исходом и поделить на число всех событий. Событие с нужным исходом – это рассеяние на угол $0 \leq \gamma \leq \gamma_0$, все события – рассеяние на любой угол (от 0 до π). Энергию рассеяния в интервале углов $[0, \gamma_0]$ обозначим $\delta E_{sd}(0, \gamma_0)$, полную энергию рассеяния – $\delta E(0, \pi) = \delta E_s$.

Каждый фотон несет энергию $h\nu$, поэтому число фотонов, рассеянных в нужном интервале $[0, \gamma_0]$, есть $\frac{\delta E_{sd}(0, \gamma_0)}{h\nu}$, а число всех рассеянных фотонов есть $\frac{\delta E_s}{h\nu}$. Искомая вероятность

$P(\gamma_0)$ найдется как их отношение

¹⁵ Строго говоря, сечение направленного рассеяния и индикатриса не определены для угла рассеяния $\gamma = 0$, т.к. при нулевом угле нет рассеянного излучения, а есть прошедшее (см. рис.3.5). Однако, поскольку мы можем формально сделать угол рассеяния сколь угодно близким к нулю, этой неопределенностью всегда пренебрегают и считают индикатрису заданной для всех углов.

$$P(\gamma_0) = \frac{\delta E_{sd}(0, \gamma_0)}{\delta E_s} = \frac{\int_{\Omega=[0 \leq \gamma \leq \gamma_0, 0 \leq \varphi \leq 2\pi]} \delta E_{sd}(\gamma) d\Omega}{\delta E_s} = \int_0^{\gamma_0} \frac{C_{sd}(\gamma) \sin \gamma d\gamma}{C_s} = \frac{1}{2} \int_0^{\gamma_0} x(\gamma) \sin \gamma d\gamma.$$

Итак, *вероятность рассеяния в интервале углов от 0 до γ_0 равна интегралу от индикатрисы рассеяния по данному интервалу углов.* Таким образом, *индикатриса рассеяния $x(\gamma)$ есть плотность вероятности рассеяния на угол γ .* При этом наличие множителей $1/2$ и $\sin \gamma$ обусловлено интегрированием в сферической системе координат (согласно (3.2.7)). Очевидно, что, рассуждая совершенно аналогично для индикатрисы общего вида, зависящей как от угла, так и от азимута рассеяния, мы получим, что *индикатриса рассеяния есть плотность вероятности рассеяния в данном направлении.*

Локационное сечение обратного рассеяния

В задачах лидарного зондирования атмосферы нас, как правило, интересует сечение направленного рассеяния лишь для угла 180° , то есть $C_{sd}(\pi)$ (лидар – “лазерный локатор” – посылает в атмосферу лазерный импульс и регистрирует рассеянное назад излучение). В указанных задачах удобно ввести формально *локационное сечение обратного рассеяния C_π – сечение рассеяния, которое имела бы частица, если бы во всех направлениях рассеивала так же, как назад* [6]. Согласно (3.3.11) и (3.3.12) имеем

$$C_\pi = 4\pi C_{sd}(\pi) = C_s x(\pi). \quad (3.3.16)$$

Связь объемного коэффициента и сечения ослабления

Очевидно, что между объемным коэффициентом ослабления и введенными выше сечениями ослабления отдельных частиц, находящихся в объеме, должна существовать определенная связь. Предположим, что все частицы объема взаимодействуют с излучением независимо друг от друга. Рассмотрим для начала простейший случай, когда все частицы в элементарном объеме одинаковы. Тогда суммарное сечение ослабления всего объема равно сумме сечений всех его частиц. Пусть в объеме $dV = dS dl$ находится dN частиц. Согласно определению сечения ослабления (3.3.5), энергия монохроматического излучения, ослабленного (в единицу времени, в единичном телесном угле) системой частиц dN , равна

$$\delta E_e = C_e I_0 dN. \quad (3.3.17)$$

С другой стороны, в соответствии с формулой (3.3.2) та же энергия может быть записана как

$$\delta E_e = \alpha_e E dl = \alpha_e I_0 dl dS. \quad (3.3.18)$$

Приравняв оба выражения для ослабленной энергии, получим

$$\alpha_e = \frac{dN}{dl dS} C_e = \frac{dN}{dV} C_e. \quad (3.3.19)$$

Величина dN/dV есть по определению *счетная концентрация* ослабляющих частиц, т.е. число частиц в единице объема. Обозначим ее n . Окончательно получаем

$$\alpha_e = n C_e. \quad (3.3.20)$$

Объемный коэффициент ослабления равен произведению счетной концентрации частиц на сечение ослабления одной частицы, или, по-другому, он есть суммарное сечение частиц в единице объема¹⁶.

Пусть теперь в элементарном объеме присутствуют различные частицы, и мы имеем M сортов частиц с сечениями $C_{e,i}$ и концентрациями n_i и, как и выше, все они взаимодействуют с излучением независимо. Тогда совершенно аналогично найдя общее сечение ослабления как суммарное по всем частицам, получим

$$\alpha = \sum_{i=1}^M n_i C_{e,i}. \quad (3.3.21)$$

Формула (3.3.21) чрезвычайно удобна для практических расчетов, поскольку позволяет отдельно вычислять объемные коэффициенты ослабления для частиц каждого сорта как $\alpha_i = n_i C_{e,i}$, а потом просто их суммировать. В частности, стандартным является отдельный расчет *объемных коэффициентов молекулярного ослабления* α_m и *объемных коэффициентов аэрозольного ослабления* α_a и нахождение общего коэффициента ослабления как их суммы $\alpha = \alpha_m + \alpha_a$.

Из соотношений (3.3.4) и (3.3.9) непосредственно следуют аналогичные (3.3.20) и (3.3.21) формулы связи объемных коэффициентов рассеяния и поглощения с соответствующими сечениями

$$\sigma = \sum_{i=1}^M n_i C_{s,i}, \quad k = \sum_{i=1}^M n_i C_{a,i} \quad (3.3.22)$$

В частности, для сложения молекулярных и аэрозольных характеристик

$$\sigma = \sigma_m + \sigma_a, \quad k = k_m + k_a$$

¹⁶ Вот почему коэффициент все-таки не «линейный», а «объемный».

где σ_m – объемный коэффициент молекулярного рассеяния, σ_a – объемный коэффициент аэрозольного рассеяния, k_m – объемный коэффициент молекулярного поглощения, k_a – объемный коэффициент аэрозольного поглощения. Методы расчета этих коэффициентов мы обсудим в гл.4 и гл.5.

3.4. Уравнение переноса излучения

Объемный коэффициент излучения

Выше мы рассмотрели ослабление излучения элементарным объемом воздуха. Учтем теперь, что помимо ослабления, возможно еще увеличение интенсивности излучения за счет *собственного излучения* внутри объема. Примерами его могут служить тепловое излучение в ИК диапазоне, а также различные свечения в атмосфере (их мы рассмотрим в гл.8).

Для характеристики собственного излучения среды введем *объемный коэффициент излучения* Σ_λ [47, 64]. Если среда способна излучать энергию, то количество энергии, излученное объемом $dV = dS dl$ в телесном угле $d\Omega$ за время dt в интервале длин волн $d\lambda$ будет пропорционально $dV d\Omega d\lambda dt$. Обозначим это количество энергии через

$$dE_\lambda = \Sigma_\lambda dV d\Omega d\lambda dt \quad (3.4.1)$$

и назовем величину Σ_λ коэффициентом излучения. Из (3.4.1) следует, что

$$\Sigma_\lambda = \frac{dE_\lambda}{dV d\Omega d\lambda dt}. \quad (3.4.2)$$

Следовательно, объемный коэффициент излучения на длине волны λ есть количество энергии, излучаемое единичным объемом в единичный телесный угол за единицу времени. Объемный коэффициент излучения, в общем случае, зависит от длины волны, от координаты точки и, вообще говоря, от направления излучения $\Sigma_\lambda(\vec{r})$.

Несмотря на аналогичные названия, объемные коэффициенты ослабления и излучения принципиально различны: объемный коэффициент ослабления α_λ определен как отношение энергий (см. предыдущий параграф), а объемный коэффициент излучения Σ_λ – как энергия. Они имеют и разные размерности. Заметим, что из определения интенсивности излучения (3.2.1) вытекает простая связь с объемным коэффициентом излучения: $dI_\lambda = \Sigma_\lambda dl$.

Вывод уравнения переноса

Пусть теперь после прохождения излучением элементарного объема его интенсивность стала $I_\lambda + dI_\lambda$ – рис.3.4. Тогда, по определению интенсивности (3.2.1), энергия, падающая на левую грань элементарного объема равна $I_\lambda dS d\Omega dt d\lambda$. Энергия, выходящая через правую грань, равна $(I_\lambda + dI_\lambda) dS d\Omega dt d\lambda$. По закону сохранения энергии, изменение энергии внутри объема равно уменьшению энергии за счет ослабления и увеличению ее за счет излучения. Согласно определениям интенсивности (3.2.1) и объемного коэффициента ослабления (3.3.1) уменьшение энергии равно

$$dE_e = \alpha_\lambda I_\lambda dI dS d\Omega dt d\lambda ,$$

увеличение энергии за счет излучения дается формулой (3.4.1). Тогда

$$(I_\lambda + dI_\lambda) dS d\Omega dt d\lambda - I_\lambda dS d\Omega dt d\lambda = - I_\lambda \alpha_\lambda dl d\Omega dt d\lambda + \Sigma_\lambda dl dS d\Omega dt d\lambda$$

Откуда получаем *дифференциальное уравнение переноса излучения*

$$\frac{dI}{dl} = -\alpha I + \Sigma , \quad (3.4.3)$$

где спектральные индексы для монохроматических величин опущены.

Закон Бугера, оптическая толщина

Рассмотрим уравнение переноса излучения (3.4.3) применительно к атмосферно–оптическим задачам.

Начнем с простейшего случая ослабления при отсутствии излучения в среде, то есть когда $\Sigma = 0$. Дифференциальное уравнение переноса примет вид

$$\frac{dI}{dl} = -\alpha I .$$

Его общее решение есть

$$I(l) = I_0 \exp(-\alpha l) , \quad (3.4.5)$$

где I_0 – начальное значение интенсивности (при $l = 0$). Таким образом, *интенсивность в ослабляющей среде убывает по экспоненциальному закону*. Это утверждение носит название *закона Бугера* (или, точнее, *закона Бугера–Бэра–Ламберта* – по именам ученых, независимо получивших это выражение).

В уравнении переноса интенсивность I , объемные коэффициенты ослабления α и излучения ε зависят от координаты точки l . В частности, в атмосфере планет все эти величины меняются с высотой. Явный учет этого обстоятельства, например, в законе Бугера приводит к выражению:

$$I(l) = I_0 \exp\left(-\int_0^l \alpha(l') dl'\right). \quad (3.4.6)$$

Интегрирование в (3.4.6) ведется вдоль траектории распространения излучения, которая в общем случае может быть криволинейной из-за явления рефракции (связанного с изменением с высотой показателя преломления воздуха)¹⁷. Однако, в большинстве атмосферно-оптических задач рефракцией можно пренебречь и считать, что излучение распространяется в атмосфере по прямым линиям.

Рассмотрим геометрию лучей света в атмосфере – рис.3.6. В качестве вертикальной координаты удобно использовать высоту, то есть направить вертикальную ось перпендикулярно поверхности Земли. Направление луча света характеризуется зенитным углом θ (см. гл.1). Из-за сферичности атмосферы зенитный угол непрерывно меняется вдоль луча (углы θ и θ' на рис.3.6). Однако, в силу того, что радиус Земли много больше толщины атмосферы, для широкого класса задач можно использовать приближение *плоско-параллельной атмосферы* – рис.3.7. В такой атмосфере зенитный угол θ любого луча постоянен и элемент траектории вдоль луча $dl = dz \cos \theta$. Договоримся в дальнейшем, если иное не оговорено особо, использовать плоско-параллельную атмосферу. Тогда для нее уравнение переноса (3.4.3) можно переписать через высоту z

$$\cos\theta \frac{dI}{dz} = -\alpha(z)I + \Sigma(z). \quad (3.4.7)$$

А для решения уравнения (3.4.6) будем иметь

$$I(z) = I_0 \exp\left(-\sec\theta \int_0^z \alpha(z') dz'\right). \quad (3.4.8)$$

Решение (3.4.8) используется для расчетов излучения, когда, как мы отметили выше, можно пренебречь собственным излучением среды и когда, как мы покажем ниже, можно пренебречь вкладом в $I(z)$ рассеяния. К задачам такого типа относится расчет ослабления

¹⁷ Атмосферная рефракция будет рассмотрена в гл.5.

излучения от различных источников в различных диапазонах спектра: Солнца, звезд, лазеров и т.п.

Интеграл в показателе экспоненты в (3.4.8) является безразмерной величиной, которая называется *оптической толщиной (глубиной)* $\tau(z)$. В астрофизической литературе величина $\tau(z)$ часто называется оптическим расстоянием между двумя точками $(0, z)$. В атмосферной оптике принято отсчитывать оптическую толщину от верхней границы атмосферы

$$\tau(z) = \int_z^{\infty} \alpha(z') dz'.$$

Важной характеристикой является *оптическая толщина (глубина) всей атмосферы* $\tau_0 = \tau(0)$

$$\tau_0 = \int_0^{\infty} \alpha(z) dz,$$

можно говорить и об оптических толщинах отдельных атмосферных слоев. После введения оптической толщины решение уравнения переноса (3.4.8) записывается в простой форме, не зависящей явно от $\alpha(z)$:

$$I(z) = I_0 \exp(-\sec\theta \tau(z)).$$

Поскольку объемный коэффициент ослабления в общем случае определяется различными механизмами ослабления и различными ослабляющими атмосферными составляющими, то оптическая толщина есть сумма оптических толщин

$$\tau(z) = \sum_{i=1}^n \tau_i(z). \quad (3.4.9)$$

В частности, под τ_i понимают оптические толщины слоя $(0, z)$ за счет рассеяния и поглощения, молекулярного и аэрозольного рассеяния и поглощения.

Величина $P(0, z) = \frac{I(z)}{I_0}$, характеризующая долю интенсивности излучения, прошедшего через атмосферу (или слой), и равная

$$P(0, z) = \exp\left(-\sec\theta \int_0^z \alpha(z') dz'\right) \quad (3.4.10)$$

называется *функцией пропускания слоя* $(0, z)$.

Соответственно, доля поглощенного излучения $(1 - P)$ называется *функцией поглощения*.

Эти понятия широко применяются при описании процессов переноса излучения и для характеристики спектров поглощения и излучения.

Линейность процессов ослабления и излучения

Сформулированный в предыдущем параграфе основной закон ослабления – закон Бугера

$$dI = -\alpha I dl \quad (3.4.11)$$

фактически содержит важное предположение о том, что *процессы ослабления линейны* и не зависят от интенсивности падающего излучения и количества ослабляющего вещества. Это особенно наглядно видно, если перейти к сечению ослабления:

$$dI = -n C_e I dl \quad (3.4.12)$$

Из соотношения (3.4.12) следует, что величина ослабления интенсивности излучения на пути dl линейна относительно величины самой интенсивности излучения и количества ослабляющего вещества на этом пути. Такая линейная зависимость реализуется, естественно, в том случае, если само сечение ослабления не зависит ни от интенсивности падающего излучения, ни от количества ослабляющего вещества.

Первое предположение выполняется с высокой точностью для большинства задач атмосферной оптики, в частности, задач переноса солнечного и собственного излучения в атмосфере. Заметные отклонения от закона Бугера наблюдаются при распространении лазерного излучения большой мощности. В этом случае можно ожидать зависимости сечения ослабления от величины интенсивности излучения. При мощности излучения лазерного источника порядка 10^7 Вт/см² имеет место *спектроскопический эффект насыщения* для молекулярного поглощения в атмосферных газах, характеризующийся уменьшением поглощения по сравнению с поглощением, следующим из закона Бугера. В условиях насыщения закон Бугера не выполняется, а ослабление интенсивности происходит не по экспоненциальному, а по линейному закону. Существуют и другие нелинейные механизмы взаимодействия лазерного излучения большой мощности с газовой средой. Все эти нелинейные эффекты нами далее не рассматриваются.

Второй аспект выполнимости закона Бугера связан с отсутствием зависимости сечения ослабления от концентрации ослабляющего вещества. Независимость сечения ослабления от концентрации ослабляющего вещества означает, что каждая молекула или частица ослабляет излучение независимо от других молекул или частиц. Как показали многочисленные

исследования, это предположение выполняется с высокой точностью при малых концентрациях ослабляющего вещества.

На самом деле (мы это рассмотрим подробно позднее) оптические свойства отдельных молекул зависят от наличия вблизи них других молекул и состояния среды (температуры и давления). Так, столкновения молекул приводят к уширению контура линии поглощения. Тем не менее, если считать, что физическое состояние среды задано и неизменно, то и процессы взаимодействия молекул в газовой среде также зафиксированы. В этих условиях ослабление излучения подчиняется линейной зависимости от концентрации ослабляющего вещества. Если говорить о среде с изменяющимися параметрами, то можно обнаружить зависимость, например, сечения молекулярного поглощения от парциального давления поглощающего газа, т.е. от концентрации ослабляющего вещества.

Аналогично введенному предположению о линейности процессов ослабления, можно ввести предположение о линейности процессов излучения. При этом, как формальное утверждение, можно записать:

$$dI = \alpha \tilde{V} = C n \tilde{V} dl \quad (3.4.13)$$

где \tilde{V} – некоторая функция источников (источника) излучения (соотношение (3.4.13) является ее определением). Используя введенную функцию источников, уравнение переноса излучения (уравнение (3.4.3)) можно записать следующим образом:

$$\frac{dI}{dl} = -\alpha I + \alpha \tilde{V}. \quad (3.4.14)$$

Из сравнения уравнений (3.4.3) и (3.4.14) очевидна связь между коэффициентом излучения и функцией источников:

$$\Sigma = \alpha \tilde{V} \quad \text{или} \quad \tilde{V} = \frac{\Sigma}{\alpha}. \quad (3.4.15)$$

Решение уравнения переноса с учетом собственного излучения

Рассмотрим теперь ситуацию, когда имеют место и процессы ослабления, и процессы излучения в среде, но нет рассеяния излучения. Это стандартный случай при описании распространения в атмосфере собственного излучения в ИК и МКВ диапазонах, когда пренебрегают рассеянием в силу его малости. В этом варианте дифференциальное уравнение (3.4.3) имеет вид

$$\frac{dy(x)}{dx} = a(x)y(x) + b(x), \quad (3.4.16)$$

то есть это неоднородное линейное дифференциальное уравнение с переменными коэффициентами. Общее решение этого уравнения известно

$$y(x) = y(x_0) \exp\left(-\int_{x_0}^x a(x') dx'\right) + \int_{x_0}^x b(x') \exp\left(-\int_{x'}^x a(x'') dx''\right) dx'. \quad (3.4.17)$$

В нашем случае $x=z$, $y(x) = I(z)$, $a(x) = k(z) / \cos \theta$, где мы заменили α на k в силу равенства по (3.3.4) объемных коэффициентов ослабления и поглощения при отсутствии рассеяния, и $b(x) = \Sigma(z) / \cos \theta$. Просто формально подставляя эти значения в (3.4.17), получаем общее решение уравнения переноса с учетом ослабления и собственного излучения

$$I(z) = I_0 \exp\left(-\sec\theta \int_0^z k(z') dz'\right) + \sec\theta \int_0^z \Sigma(z') \exp\left(-\sec\theta \int_{z'}^z k(z'') dz''\right) dz'. \quad (3.4.18)$$

Первое слагаемое в (3.4.18) описывает поглощение исходного излучения с интенсивностью I_0 , второе слагаемое описывает генерацию собственного излучения, которое также поглощается по пути от точки испускания z' до конечной высоты z . Функции $\exp\left(-\sec\theta \int_0^z k(z') dz'\right)$ и $\exp\left(-\sec\theta \int_{z'}^z k(z'') dz''\right)$ в (3.4.18) являются функциями пропускания различных слоев атмосферы.

Различные виды собственного излучения

Атмосферы планет и их поверхности генерируют излучение, которое называют *собственным излучением*. С точки зрения классической электродинамики излучение возникает при любом ускоренном движении заряженных частиц. Так, электроны атомов и молекул движутся ускоренно по круговым орбитам, и поэтому возникает излучение.

Квантовая механика трактует возникновение излучения как процесс перехода молекулы или атома из возбужденного внутреннего квантованного состояния в более низкое энергетическое состояние. При переходе молекулы из состояния E_2 в состояние E_1 (где $E_2 > E_1$) происходит излучение кванта энергии $E_2 - E_1 = h\nu_{21}$. При такой трактовке излучение будет отсутствовать, если все молекулы будут находиться в основном (невозбужденном) состоянии. Однако, если среда не находится при температуре абсолютного нуля, всегда есть определенная доля молекул в возбужденных состояниях и, значит, будет генерироваться излучение, т.к. всегда есть не нулевая вероятность перехода молекулы из состояния E_2 в

состояние E_1 (см. гл.4). Кроме того, наличие молекул или атомов в возбужденных состояниях может быть обусловлено внешним воздействием. Поэтому собственное излучение среды можно классифицировать на основе рассмотрения процессов, приводящих к появлению молекул в возбужденных состояниях. Г.С. Ландсберг [39] дает следующую классификацию собственного излучения.

Хемиллюминесценцией называют излучение, возникающее за счет возбуждения молекул при химических реакциях. В этом случае процесс излучения сопровождается изменениями химического состава вещества и уменьшением его внутренней энергии. Мы приведем примеры таких процессов в гл.8 при рассмотрении свечений атмосферы.

Если процесс излучения среды обусловлен падающим на нее внешним э.м. излучением, то такой процесс излучения называется *фотолюминесценцией*. В этом случае для поддержания такого излучения необходимо непрерывно сообщать веществу энергию в виде излучения.

Если возбуждение среды происходит за счет электрического воздействия, то такой тип излучения называют *электролюминесценцией*. Это, например, свечение газов под действием проходящего через него электрического тока – тлеющего разряда, электрической дуги, искры. Возбуждение молекул и атомов может происходить также под воздействием различных частиц с высокими энергиями. Это также может явиться причинами различных свечений атмосферы.

Особый тип излучения, играющий фундаментальную роль в оптике атмосферы, в частности, в формировании излучения в ИК области спектра – *равновесное или тепловое излучение*. Такое излучение среды возникает при условии выполнимости в ней термодинамического (теплового) равновесия. В этом случае излучение остается неизменным, если выделение энергии излучения компенсируется притоком соответствующего равного количества энергии в виде тепла. При тепловом излучении среда находится в таком состоянии, при котором с течением времени распределение энергии между средой и полем излучения не меняется.

С этой точки зрения, упомянутые выше виды собственного излучения среды – хемиллюминесценция, фотолюминесценция и т.д. – не являются равновесными. Например, хемиллюминесценция сопровождается химическими изменениями среды. Процесс такого непрерывного излучения будет продолжаться до тех пор, пока может протекать химическая реакция, и среда все более и более удаляется от первоначального состояния.

Случай равновесного (теплового) излучения

Решение (3.4.17) следует признать формальным, поскольку мы еще не выяснили физический смысл коэффициента Σ . Собственное излучение атмосферы может быть обусловлено различными физическими причинами (напомним, что мы предполагаем, как и раньше, что в среде отсутствуют процессы рассеяния). Собственное излучение атмосферы принято подразделять, прежде всего, на два типа: *тепловое (равновесное)* и *неравновесное*. Неравновесное излучение атмосферы может быть разной природы, и мы рассмотрим его подробнее позднее (смотри гл.7). Прежде чем перейти к рассмотрению теплового излучения напомним некоторые важные определения.

Термодинамическим равновесием называют такое состояние среды, при котором температура вещества везде постоянна, отсутствуют движения его масс, и оно перемешано таким образом, что в нем не может возникнуть диффузия или какое-либо иное движение вещества [82]. Строго говоря, термодинамическое равновесие осуществляется в замкнутой полости, стенки которой нагреты до некоторой постоянной температуры T . Стенки полости будут излучать и поглощать электромагнитное излучение. Состояние термодинамического равновесия характеризуется тем, что каждый процесс уравнивается противоположным процессом. Отсюда, в частности, следует, что интенсивность излучения в такой полости (при термодинамическом равновесии) не зависит ни от места, ни от направления. Если бы это было не так, то совершался бы переход энергии из одного места в другое в некоторых направлениях. Кроме того, термодинамические рассуждения показывают, что плотность излучения в такой полости зависит только от частоты (длины волны) и температуры, но не зависит от природы излучателей – стенок этой полости и вещества, содержащегося в ней [39, 62, 80, 82]. Такое излучение называют *равновесным или тепловым*. Если представить, что в рассматриваемой полости имеется небольшое отверстие, то его можно рассматривать как отверстие в абсолютно черном теле, т.к. внешнее излучение, падающее на это отверстие, практически полностью поглотится в этом теле и не будет выходить из него. Точнее, вероятность выхода из тела падающего внешнего излучения будет ничтожно мала. Таким образом, равновесное излучение следует рассматривать как излучение *абсолютно черного тела* [39, 80, 82].

Анализ особенностей равновесного излучения сыграл исключительно важную роль в создании квантовой теории. Дело в том, что все попытки построить полностью согласующуюся с экспериментом непротиворечивую теорию равновесного излучения на основе классических представлений потерпели неудачу. Только после того, как в начале 20

века было введено понятие *кванта Планка*, была построена последовательная теория равновесного (абсолютно черного) излучения. По квантовой теории энергия излучается только дискретными порциями – квантами и интенсивность абсолютно черного излучения (формула Планка) определяется следующим выражением:

$$I_{eq}(\nu, T) = B(\nu, T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp \frac{h\nu}{k_B T} - 1}. \quad (3.4.19)$$

Интенсивность равновесного излучения не зависит от направления, т.е. равновесное излучение является изотропным. Поэтому, как это следует из формулы (3.2.18), плотность равновесного излучения равна:

$$\rho_{eq}(\nu, T) = \frac{4\pi}{c} B(\nu, T) = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \frac{1}{\exp \frac{h\nu}{k_B T} - 1}. \quad (3.4.20)$$

Полный поток равновесного излучения очевидно равен нулю.

Выражение для интенсивности абсолютно черного излучения можно записать и в следующем виде (если использовать длины волн):

$$B(\lambda, T) = \frac{\nu^2}{c} B(\nu, T) = \frac{c_1}{\pi \lambda^5 (\exp(c_2 / \lambda T) - 1)}. \quad (3.4.21)$$

Здесь

$$c_1 = 2\pi hc^2,$$

$$c_2 = hc / k_B$$

так называемые *первая и вторая радиационные постоянные*. Оба вида функции Планка приведены на рис.3.8. Отметим, что на рисунке представлены две шкалы абсцисс для разных температур излучения – 6000 К – излучение Солнца, 250 К – излучение земной атмосферы. Отметим важную особенность. При температуре абсолютно черного излучения $T = 6000$ К (солнечное излучение) только 0,4 % полной энергии излучения приходится на длины волн большие 5 мкм. При температуре излучения 250 К (излучение земной атмосферы) только 0,4 % полной энергии излучения приходится на длины волн менее 5 мкм. Таким образом, с практической точки зрения поля солнечного и атмосферного излучения можно рассматривать независимо. Функции Планка имеют единственный максимум: при значениях

$$\frac{Tc}{\nu} = 0,50995 \text{ см}\cdot\text{К}$$

для выражения (3.4.19) и

$$T\lambda = 0,28978 \text{ см}\cdot\text{К}$$

для выражения (3.4.21).

Интегрирование выражения (3.4.19) по всем частотам дает интегральную (полную) интенсивность равновесного (абсолютно черного) излучения:

$$\int_0^{\infty} B(\nu, T) d\nu = \frac{\sigma_B T^4}{\pi}. \quad (3.4.22)$$

Выражение (3.4.22) есть *закон Стефана–Больцмана*, показывающий, что интегральное равновесное излучение пропорционально четвертой степени температуры (σ_B – постоянная Стефана–Больцмана). Поведение функции Планка вдали от ее максимальных значений существенно различно. Поэтому в атмосферной оптике часто используют два приближения.

При $\lambda \rightarrow \infty$ или $\nu \rightarrow 0$

$$B(\nu, T) \rightarrow \frac{2k_B T \nu^2}{c^2}, \quad (3.4.23)$$

$$B(\lambda, T) \rightarrow \frac{2k_B T c}{\lambda^4}. \quad (3.4.24)$$

Выражения (3.4.23) и (3.4.24) известны как *закон Релея–Джинса*.

При $\lambda \rightarrow 0$ или $\nu \rightarrow \infty$

$$B(\nu, T) \rightarrow \frac{2h\nu^3}{c^2} \exp\left(-\frac{h\nu}{k_B T}\right), \quad (3.4.25)$$

$$B(\lambda, T) \rightarrow \frac{2hc^2}{\lambda^5} \exp\left(-\frac{hc}{k_B \lambda T}\right). \quad (3.4.26)$$

Эти выражения носят название *закона Вина*. Области применения этих приближений существенно зависят от температуры абсолютно черного тела.

Локальное термодинамическое равновесие

Несомненно, атмосферы планет не находятся в термодинамическом равновесии по многим причинам. Во–первых, температура атмосферы меняется от точки к точке, во–вторых,

атмосфера находится в непрерывном движении и т.д.. Как следствие, поля излучения в атмосферах планет сильно отличаются от поля излучения при термодинамическом равновесии. Наличие верхней внешней «границы» в атмосферах планет, само уходящее излучение планет свидетельствуют об отличии атмосфер от идеализированной замкнутой полости, которую использовали для получения законов равновесного излучения.

Несмотря на это, понятие термодинамического равновесия в локальном смысле применимо к атмосферам планет. Его можно с успехом применять к ограниченным объемам атмосферы в нижних, относительно плотных, слоях атмосфер планет. Обоснование этого важного предположения было сделано астрофизиками применительно к фотосферам звезд. Приведем их рассуждения [64] для атмосфер планет.

Условия в элементарном объеме атмосферы также, вообще говоря, далеки от условий термодинамического равновесия. Это обусловлено неізотропностью падающего на него излучения, например, солнечного. Однако, излучение, поглощаемое элементарным объемом, в сильной степени им «перерабатывается». Как известно из термодинамики, такая переработка идет в направлении установления термодинамического равновесия. Поэтому можно предположить, что в каждом объеме атмосферы коэффициент излучения связан с коэффициентом поглощения таким же соотношением, как и при термодинамическом равновесии с некоторой температурой T , характерной для данного места. Указанное предположение называется предположением о *локальном термодинамическом равновесии* (ЛТР) в атмосферах планет, и оно позволяет существенно упростить рассмотрение вопроса о переносе собственного излучения атмосферы. Естественно, важной проблемой является установление границ применимости выполнения ЛТР. В гл.7 мы остановимся на этом предположении более подробно. Здесь лишь отметим, что нарушения ЛТР наблюдаются на относительно больших высотах в атмосферах планет, точнее – при малых давлениях. Так, для Земли уровни нарушения ЛТР находятся, как правило, выше 30–40 км, и они разные для различных атмосферных составляющих и разных полос поглощения.

Закон Кирхгофа

Рассмотрим вновь излучение при термодинамическом равновесии (в изолированной полости). Применим к этому случаю уравнение переноса (3.4.3). Так как в этом случае $dI/dl = 0$, то $\Sigma_\lambda = \alpha_\lambda I_\lambda$. Учитывая, что в рассматриваемом случае $\alpha_\lambda = k_\lambda$, а $I_\lambda = B(\lambda, T)$, имеем:

$$\Sigma_{\lambda} = k_{\lambda} B(\lambda, T). \quad (3.4.27)$$

Формула (3.4.27) выражает закон Кирхгофа – при термодинамическом равновесии отношение коэффициента излучения к коэффициенту поглощения равно интенсивности излучения, являющейся универсальной функцией от частоты и температуры (функции Планка). Если выполняется закон Кирхгофа, то можно записать решение (3.4.18), т.е. интенсивность теплового излучения в виде:

$$I_{\lambda}(z) = I_{\lambda,0} \exp\left(-\sec\theta \int_0^z k_{\lambda}(z') dz'\right) + \int_0^z k_{\lambda}(z') B_{\lambda}(T(z')) \exp\left(-\sec\theta \int_{z'}^z k_{\lambda}(z'') dz''\right) dz' \sec\theta. \quad (3.4.28)$$

Таким образом, интенсивность теплового излучения можно вычислить, если заданы температура и коэффициент поглощения как функции высоты в атмосфере.

Учет рассеяния в уравнении переноса излучения

Рассмотрим случай рассеяния излучения в атмосферах планет при пренебрежении собственным излучением. Такие задачи возникают при расчете поля солнечного излучения в УФ, видимом и БИК диапазонах спектра.

Казалось бы, в отсутствии собственного излучения атмосферы коэффициент излучения должен быть равным нулю. Однако, это не так, поскольку теперь в среде присутствует поле рассеянного солнечного излучения. Поэтому на элементе пути dl будет происходить увеличение интенсивности излучения за счет дополнительного рассеяния излучения, приходящего в объем среды с различных направлений и рассеивающегося в направлении исходного падающего излучения I_0 (рис.3.9).

Найдем выражение для коэффициента излучения, обусловленного рассеянием. Пусть на элементарный объем среды $dV = dl \cdot dS$ (рис.3.9) падает излучение интенсивности I_0 . Чтобы найти количество энергии излучения в единичном интервале длин волн, рассеянной в произвольном направлении r в телесный угол $d\Omega$ в единицу времени, воспользуемся определением сечения направленного рассеяния. Энергия излучения, рассеянного элементарным объемом dV , содержащим dN рассеивающих частиц, в направлении r равна:

$$dE_{sd}(\vec{r}) = C_{sd}(\vec{r}) I_0 dN d\Omega. \quad (3.4.29)$$

Учитывая, что $dN = n \cdot dV$, где n – концентрация рассеивающих частиц, имеем:

$$dE_{sd}(\vec{r}) = C_{sd}(\vec{r}) I_0 n dV d\Omega. \quad (3.4.30)$$

Воспользуемся далее определением коэффициента излучения (3.4.1). По определению, энергия излучения в направлении r в телесном угле Ω есть

$$dE(\vec{r}) = \Sigma(\vec{r}) dV d\Omega. \quad (3.4.31)$$

Если излучение «возникает» в среде только за счет рассеяния (собственного излучения атмосферы нет), то можно приравнять выражения (3.4.30) и (3.4.31). Тогда для коэффициента излучения, обусловленного рассеянием излучения, следует записать

$$\Sigma(\vec{r}) = C_{sd}(\vec{r}) n I_0. \quad (3.4.32)$$

Из соотношения (3.4.32) следует, что коэффициент излучения, обусловленный рассеянием, зависит от рассматриваемого направления и от величины падающего излучения. В этом состоит его отличие от коэффициента равновесного излучения, который выражается через функцию Планка абсолютно черного излучения. Используя связь между коэффициентом направленного рассеяния и индикатрисой рассеяния (3.3.12), запишем соотношение (3.4.32) следующим образом:

$$\Sigma(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi} x(\vec{r}) \sigma I, \quad (3.4.33)$$

где σ – объемный коэффициент рассеяния. Из «правил сложения» и нормировки индикатрисы (3.3.13) следует, что для нахождения общей индикатрисы рассеяния частиц M сортов достаточно нормировать ее суммарное значение $\sum_{i=1}^M \sigma_i x_i(\vec{r})$. Отсюда следует «правило сложения» для индикатрис:

$$x(\vec{r}) = \frac{\sum_{i=1}^M \sigma_i x_i(\vec{r})}{\sum_{i=1}^M \sigma_i}. \quad (3.4.34)$$

В частности, для «суммы» молекулярной и аэрозольной индикатрис имеем:

$$x(\vec{r}) = \frac{\sigma_m x_m(\vec{r}) + \sigma_a x_a(\vec{r})}{\sigma_m + \sigma_a}$$

Для получения входящего в уравнение переноса значения Σ надо учесть интенсивность рассеянного излучения, приходящего со всех направлений, то есть проинтегрировать $\Sigma(\vec{r})$ по всей сфере. В результате получаем *уравнение переноса для рассеянного излучения*

$$\cos\theta \frac{dI}{dz} = -\alpha(z)I + \frac{1}{4\pi} \sigma(z) \int_{4\pi} x(z, \vec{r}) I(\vec{r}) d\Omega. \quad (3.4.35)$$

Для полного определения уравнения (3.4.35) необходимо ввести в него конкретную геометрию, однако, мы отложим это до гл.8.

Уравнение (3.4.35) в общем случае не имеет решения в виде явного аналитического выражения. Изучение уравнения переноса рассеянного излучения, получение его частных аналитических решений, разработка численных методов расчетов интенсивности и потоков рассеянного излучения, являются предметом *теории переноса излучения*. Некоторые основные положения этой теории мы рассмотрим в гл.8.

Наконец отметим, что в самом общем случае, когда есть и рассеяние, и собственное излучение атмосферы, уравнение (3.4.35) сохраняет свой вид, но к его правой части добавляется еще и член, ответственный за собственное излучение. В частности, для теплового излучения имеем:

$$\cos\theta \frac{dI_\lambda}{dz} = -\alpha_\lambda(z)I_\lambda + \frac{1}{4\pi} \sigma_\lambda(z) \int_{4\pi} x(z, \vec{r}) I_\lambda(\vec{r}) d\vec{r} + k_\lambda(z) B_\lambda(T(z)).$$

Подобные уравнения возникают, например, в задачах переноса излучения в спектральной области 3–5 мкм, где в дневное время для атмосферы Земли компоненты солнечного и теплового излучений имеют один порядок, а также в задачах переноса ИК и МКВ излучений в облаках и осадках.

3.5. Комплексный показатель преломления. Поляризация излучения. Параметры Стокса

Необходимость учета поляризации

Выше были определены характеристики излучения с энергетической точки зрения (интенсивность, поток), а также характеристики взаимодействия его со средой, где излучение распространяется (коэффициенты ослабления, рассеяния, поглощения, коэффициент излучения и т.д.). Во многих задачах атмосферной оптики этого достаточно, но не во всех. При рассеянии излучения в атмосфере, отражении его от поверхности планеты важен учет дополнительных свойств, определяемых электромагнитной природой излучения, – его *поляризации*. Это свойство излучения обусловлено тем, что электромагнитная волна является *поперечной*, т.е. колебания взаимно перпендикулярных напряженностей

электрического и магнитного полей, в свою очередь, перпендикулярны направлению распространения электромагнитной волны.

Комплексная форма записи электромагнитных волн

Для математического описания поляризации нам предварительно понадобятся соотношения, связанные с комплексной формой записи электромагнитных волн.

Начнем с уравнения (3.1.1) плоской электромагнитной волны.

$$E(x, t) = E_0 \cos\left(2\pi\nu t - \frac{2\pi}{\lambda} x + \delta\right). \quad (3.5.1)$$

Заметим, что функция «косинус» в (3.5.1) выбрана условно. Мы могли бы использовать синус, изменив начальную фазу δ на $\pi/2 + \delta$ или линейную комбинацию синуса и косинуса, поскольку $\sin(x + \delta) = a \sin x + b \cos x$, где $a = \cos \delta$, $b = \sin \delta$. Обычно конкретное значение начальной фазы нас не интересует. Тогда желательно записать выражение для электромагнитной волны (3.5.1) как-то единообразно и без явного использования δ . Воспользуемся для этого формулой Эйлера для комплексной экспоненты

$$e^{ix} = \cos x + i \sin x. \quad (3.5.2)$$

Использование формулы Эйлера (3.5.2) позволяет записать (3.5.1) в *комплексной форме*

$$E(x, t) = E_0 \exp\left(i\left(2\pi\nu t - \frac{2\pi}{\lambda} x\right)\right), \quad (3.5.3)$$

где $E(x, t)$ – комплексная напряженность электрического поля, для перехода от которой к имеющей физический смысл вещественной напряженности достаточно взять определяющую δ линейную комбинацию вещественной и мнимой частей (3.5.3). Обычно, для простоты, берут одну вещественную часть, то есть косинус.

Введя комплексную форму (3.5.3) мы сразу обнаружим еще одно ее преимущество перед вещественной (3.5.1). Теперь мы можем легко разделить зависимости напряженности электрического поля от пространственной координаты и времени

$$E(x, t) = E'(x) \exp(i 2\pi\nu t), \quad (3.5.4)$$

где

$$E'(x) = E_0 \exp\left(-i \frac{2\pi}{\lambda} x\right) \quad (3.5.5)$$

комплексная амплитуда напряженности электрического поля электромагнитной волны. Форма записи (3.5.5) имеет большое значение, поскольку стандартно в оптике рассматривают стационарные волны, амплитуда которых не меняется со временем. В этом случае для их анализа нам достаточно оперировать только с комплексными амплитудами $E'(x)$.

Найдем в комплексной форме записи выражение для интенсивности электромагнитной волны. Как мы договорились, физический смысл имеет вещественная часть (3.5.4), поэтому интенсивность пропорциональна квадрату вещественной части $E(x, t)$. Расписывая ее явно по (3.1.4), имеем

$$\begin{aligned} I &= \frac{1}{T} \int_0^T (\operatorname{Re}(E(x, t)))^2 dt = \frac{1}{T} \int_0^T E_0^2 \left[\cos \frac{2\pi}{\lambda} x \cos \frac{2\pi}{T} t + \sin \frac{2\pi}{\lambda} x \sin \frac{2\pi}{T} t \right]^2 dt = \\ &= E_0^2 \left[\cos^2 \frac{2\pi}{\lambda} x + \sin^2 \frac{2\pi}{\lambda} x \right] \end{aligned}$$

Как и следовало ожидать, мы вновь пришли к соотношению $I = E_0^2$. Однако при этом мы получили удобное выражение интенсивности излучения через комплексную амплитуду, которым будем широко пользоваться в дальнейшем. Действительно, $E_0^2 \left[\cos^2 \frac{2\pi}{\lambda} x + \sin^2 \frac{2\pi}{\lambda} x \right] = |E'(x)|^2 = E'(x) E'^*(x)$, где «звездочкой» обозначено комплексное сопряжение. Окончательно

$$I = E'(x) E'^*(x). \quad (3.5.6)$$

Комплексный показатель преломления

Следующее преимущество использования комплексных чисел очевидно при рассмотрении затухающих электромагнитных волн. Для них амплитуда E_0 в (3.5.1) убывает в пространстве по экспоненциальному закону

$$E_0(x) = E_0 \exp(-\beta x), \quad (3.5.7)$$

где β – коэффициент затухания.

Покажем, что соотношение (3.5.7) полностью согласуется с введенным нами ранее законом Бугера. Действительно, интенсивность излучения $I(x) = E_0^2(x)$. Тогда

$$I(x) = E_0^2 \exp(-2\beta x) = I_0 \exp(-2\beta x). \quad (3.5.8)$$

Здесь $2\beta = \alpha$, где α – введенный нами ранее объемный коэффициент ослабления, а $I_0 = E_0^2$.

Введем затухание электромагнитной волны в выражение (3.5.5)

$$E'(x) = E_0 \exp \left[-i \frac{2\pi}{\lambda} x - \beta x \right], \quad (3.5.9)$$

или, учитывая форму записи (3.1.3),

$$E'(x) = E_0 \exp \left[-i \frac{2\pi n \nu}{c} x - \beta x \right], \quad (3.5.10)$$

где n – показатель преломления среды.

Преобразуем выражение для показателя экспоненты формулы (3.5.10) следующим образом, учитывая $i^2 = -1$:

$$\begin{aligned} -i \frac{2\pi n \nu}{c} x - \beta x &= -i \frac{2\pi n \nu}{c} x + i^2 \beta x = -i \left(\frac{2\pi n \nu}{c} - i \beta x \right) x = \\ &= -i \frac{2\pi \nu}{c} \left(n - i \frac{\beta c}{2\pi \nu} \right) x \end{aligned} \quad (3.5.11)$$

Выражение в скобках $n - i \frac{\beta c}{2\pi \nu}$ называется *комплексным показателем преломления*

(сокращенно – КПП) вещества среды и обозначается $m = n - ik$. Тогда комплексная амплитуда затухающей волны запишется как

$$E'(x) = E_0 \exp \left[-i \frac{2\pi \nu m}{c} x \right],$$

то есть совершенно аналогично (3.1.3), но показатель преломления среды теперь надо брать комплексным. Итак, *смысл ввода КПП – единообразие записей уравнений электромагнитных волн в средах с поглощением и без поглощения.*

Вещественная часть КПП – это «обычный» показатель преломления. Его мнимая часть характеризует поглощение излучения в среде. Мнимая часть КПП $\kappa = \frac{\beta c}{2\pi \nu}$ связана с

объемным коэффициентом молекулярного поглощения среды k . Действительно, из приведенных выше соотношений (3.5.8)–(3.5.11) следует

$$\kappa = k \frac{c}{4\pi \nu}. \quad (3.5.12)$$

Понятие поляризации излучения

Обычно для описания явления *поляризации излучения* используют векторную запись электромагнитной волны. Используем в качестве модели волны перемещение всей кривой $y = A \sin(kx)$ вдоль X с постоянной скоростью v (для наглядности можно представить, что синусоида изготовлена из проволоки). В двумерном случае в качестве характеристики волны вводится ее амплитуда A . Однако в трехмерном пространстве синусоиду с одной и той же амплитудой можно перемещать вдоль оси X по-разному. Например, располагая ее в разных плоскостях с наклоном к плоскости XY – рис.3.10а. Можно совместить движение синусоиды вдоль оси X с вращением вокруг нее – рис.3.10б, причем имеется два направления вращения – вправо и влево. Наконец, при вращении вокруг оси можно еще и сжимать синусоиду в одной из плоскостей – рис.3.10в. Таким образом, выясняется, что волны с одной и той же амплитудой в трехмерном пространстве могут существенно различаться. Следовательно, одной амплитуды для описания волны в пространстве мало, и надо вводить дополнительные характеристики. Совокупность этих дополнительных характеристик и определяет поляризацию волны.

Случай, когда синусоида расположена в одной плоскости (рис.3.10а) соответствует *линейной поляризации*, плоскость в которой расположена синусоида есть *плоскость поляризации*. Случай вращения синусоиды без сжатия (рис.3.10б) – это *круговая поляризация*, причем в зависимости от направления вращения говорят о *правой* и *левой* поляризации. Случай вращения синусоиды со сжатием (рис.3.10в) соответствует *эллиптической поляризации*. Это общий случай, поскольку круговая поляризация является частным случаем эллиптической, а линейная – вырожденным случаем (когда при предельно сильном сжатии эллипс вырождается в отрезок).

Поляризация существенна, когда в среде, где распространяется волна, имеет место *анизотропия*, то есть различия свойств среды в зависимости от направления в пространстве. Продолжая пример с движением синусоиды, рассмотрим условный случай, когда в пространстве имеется «стенка» в плоскости XZ . Тогда единственно возможным положением синусоиды будет движение параллельное «стенке», то есть волна будет линейно поляризована в плоскости XZ .

Параметры Стокса

Перейдем от плоской электромагнитной волны к трехмерной. Уравнение (3.5.4) сохранит свой вид, но напряженность электрического поля теперь будет вектором (комплексным!) в плоскости YZ :

$$\vec{E}'(x,t) = \vec{E}'(x) \exp(i 2\pi \nu t)$$

В дальнейшем у комплексных амплитуд для простоты не будем указывать штрихи и вектора.

Вектор E в плоскости YZ , как мы выяснили, рассматривая поляризацию, описывает эллипс – рис.3.11. Его положение полностью определяется большой и малой полуосями E_a и E_b и углом ψ , отсчитываемым между осью Y и большой полуосью эллипса. Однако, подобные параметры описания трехмерной волны неудобны и для экспериментальных измерений, и для теоретического анализа, поскольку не являются однородными (имеют разные размерности). В эксперименте поляризационные характеристики измеряют обычно при пропускании света через *поляризаторы* – специальные устройства (кристаллические пластинки), пропускающие только определенным образом поляризованный свет. Поэтому вводят *вектор параметров Стокса* – вектор из четырех вещественных компонент (I, Q, U, V) , которые определяются в четырех (мысленных) экспериментах по схеме, изображенной на рис.3.12 [6].

Эксперимент 1: поляризаторы отсутствуют. Тогда первый параметр Стокса – интенсивность излучения I . Ее определение для векторной волны требует уточнения. Действительно, теперь квадрат электрического вектора надо усреднять не только по времени, но и по пространственным координатам YZ . Рассмотрим связанную с главными осями эллипса поляризации систему координат $Y'Z'$ – рис.3.11. Уравнение эллипса в ней есть

$$y' = E_a \cos \gamma, \quad z' = E_b \sin \gamma,$$

где γ – параметр, меняющийся от 0 до 2π .

Нас интересует квадрат расстояния от начала координат до точки эллипса при повороте на угол γ

$$y'^2 + z'^2 = E_a^2 \cos^2 \gamma + E_b^2 \sin^2 \gamma,$$

усредняя который по всем углам, получим

$$\frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} (E_a^2 \cos^2 \gamma + E_b^2 \sin^2 \gamma) d\gamma = E_a^2 + E_b^2.$$

Используя это выражение при выводе (3.5.6) вместо E_0^2 , получим все ту же формулу (3.5.6), но теперь под модулем следует понимать модуль комплексного вектора, а квадрат модуля, как известно из линейной алгебры, равен скалярному произведению вектора на комплексно сопряженный. То есть

$$I = (E_a E_a^* + E_b E_b^*). \quad (3.5.13)$$

Нам, однако, понадобится выражение для интенсивности не через полуоси эллипса E_a и E_b , а через проекции вектора электрического поля в любой прямоугольной системе координат YZ , повернутой относительно главных осей на угол ψ – рис.3.11. Обозначим эти проекции как E_{\parallel} и E_{\perp} и выразим их координаты в $Y'Z'$ через полуоси эллипса

$$E_{\parallel} = (E_a \cos\psi, E_b \sin\psi), \quad E_{\perp} = (E_a \sin\psi, E_b \cos\psi). \quad (3.5.14)$$

Из (3.5.14) следует, что

$$E_a E_a^* + E_b E_b^* = E_{\parallel} E_{\parallel}^* + E_{\perp} E_{\perp}^*,$$

откуда окончательно получаем выражение для интенсивности излучения

$$I = (E_{\parallel} E_{\parallel}^* + E_{\perp} E_{\perp}^*). \quad (3.5.15)$$

Поскольку угол ψ мы выбрали произвольным, формула (3.5.15) есть строгое доказательство физически очевидного утверждения, что *интенсивность не зависит от конкретного выбора системы координат в плоскости, перпендикулярной направлению распространения излучения.*

Эксперимент 2: горизонтальный и вертикальный поляризаторы. Сначала проводим измерение интенсивности, прошедшей горизонтальный поляризатор, потом – вертикальный. Вторым параметром Стокса Q – разность этих интенсивностей. Поскольку через горизонтальный поляризатор пройдет лишь E_{\parallel} , через вертикальный – E_{\perp} , то из (3.5.6) непосредственно получаем

$$Q = (E_{\parallel} E_{\parallel}^* - E_{\perp} E_{\perp}^*). \quad (3.5.16)$$

Эксперимент 3: поляризаторы, повернутые на $+45^\circ$ и -45° от горизонтали. Сначала проводим измерение интенсивности, прошедшей первый поляризатор, потом – второй. Третьим параметром Стокса U – их разность. Каждый из этих поляризаторов пропустит лишь составляющую вектора электрического поля в направлении своего поворота. Для нахождения проекции электрического вектора на направление $+45^\circ$ учтем, что проекция

вектора на направление равна его скалярному произведению на единичный вектор в данном направлении или, что то же самое, скалярному произведению на любой вектор данного направления, деленному на его длину. Направление $+45^\circ$ имеет координаты $(1, 1)$, следовательно, искомая проекция есть $\frac{E_{\parallel} + E_{\perp}}{\sqrt{1+1}} = \frac{1}{\sqrt{2}}(E_{\parallel} + E_{\perp})$. Аналогично координаты направления -45° есть $(1, -1)$ и проекция $\frac{1}{\sqrt{2}}(E_{\parallel} - E_{\perp})$. Для разности интенсивностей – параметра U получаем

$$U = \frac{1}{\sqrt{2}}(E_{\parallel} + E_{\perp}) \frac{1}{\sqrt{2}}(E_{\parallel} + E_{\perp})^* - \frac{1}{\sqrt{2}}(E_{\parallel} - E_{\perp}) \frac{1}{\sqrt{2}}(E_{\parallel} - E_{\perp})^*$$

и окончательно

$$U = (E_{\parallel} E_{\perp}^* + E_{\perp} E_{\parallel}^*). \quad (3.5.17)$$

Эксперимент 4: правый и левый круговые поляризаторы. Сначала проводим измерение интенсивности, прошедшей правый поляризатор, потом левый. Четвертый параметр Стокса V – их разность. Работа круговых поляризаторов не столь наглядна как линейных, поэтому здесь нам поможет формально–математический подход. Круговые поляризаторы «сделают» из исходной волны волну соответственно с правой и левой круговой поляризацией. На множестве комплексных чисел окружность можно рассматривать как вектор с координатами $(1, i)$. Действительно, любое комплексное число геометрически трактуется как точка окружности, угол поворота которой определяется вещественной (проекция на вектор $(1, 0)$) и мнимой (проекция на вектор $(0, i)$) частями (вспомните понятия модуля и аргумента комплексного числа). Правое вращение соответствует вектору $(1, i)$, левое – вектору $(1, -i)$. Дальнейшее элементарно: надо найти проекции электрического вектора на указанные окружности, не забывая, что на множестве комплексных чисел скалярное произведение векторов a и b определено как ab^* , а длина вектора – как $\sqrt{aa^*}$. Правый поляризатор

пропустит $\frac{E_{\parallel} \cdot 1 + E_{\perp} \cdot (-i)}{\sqrt{1 \cdot 1 + i \cdot (-i)}} = \frac{1}{\sqrt{2}}(E_{\parallel} - i E_{\perp})$, левый поляризатор –

$$\frac{E_{\parallel} \cdot 1 + E_{\perp} \cdot (i)}{\sqrt{1 \cdot 1 + i \cdot (-i)}} = \frac{1}{\sqrt{2}}(E_{\parallel} + i E_{\perp}).$$

И для параметра V согласно (3.5.6) получаем:

$$V = \frac{1}{\sqrt{2}}(E_{\parallel} - i E_{\perp}) \frac{1}{\sqrt{2}}(E_{\parallel} - i E_{\perp})^* - \frac{1}{\sqrt{2}}(E_{\parallel} + i E_{\perp}) \frac{1}{\sqrt{2}}(E_{\parallel} + i E_{\perp})^*.$$

Откуда

$$V = i(E_{\parallel} E_{\perp}^* - E_{\perp}^* E_{\parallel}). \quad (3.5.18)$$

Отметим, что, несмотря на комплексную форму записи (3.5.15)–(3.5.18), все параметры Стокса – вещественные числа. Они полностью определяют поляризованное излучение. Среди параметров Стокса только три независимых, поскольку из (3.5.15)–(3.5.18) непосредственно следует тождество

$$I^2 = Q^2 + U^2 + V^2, \quad (3.5.19)$$

соответствующее тому, что электромагнитная волна однозначно определяется тремя эллиптическими параметрами.

Естественное и поляризованное излучение. Степень поляризации

Выше мы рассмотрели характеристики поляризованного излучения. Однако, в процессе генерации излучения электромагнитные волны от каждой точки источника независимы (некогерентны), поэтому эллипсы поляризации ориентированы хаотически. Такое излучение называется *неполяризованным* или *естественным*. Проведя для него мысленные эксперименты по измерению параметров Стокса, учитывая усреднение хаотической ориентации по времени, мы, очевидно, получим нули для всех разностей интенсивностей. Таким образом, для неполяризованного излучения вектор Стокса есть $(I, 0, 0, 0)$, где I – интенсивность неполяризованного излучения.

В противоположность естественному, излучение, для которого все эллипсы поляризации ориентированы одинаково, называется *полностью поляризованным*. Общий случай – *частично поляризованное излучение*, которое можно рассматривать как смесь естественного и полностью поляризованного. Для полностью поляризованного излучения выполняется соотношение (3.5.19) и для его описания достаточно трех параметров Стокса Q , U и V . Для описания неполяризованного излучения достаточно одной интенсивности I . Таким образом, для описания любого излучения (частично поляризованного) необходимы все четыре параметра Стокса, которые в общем случае независимы.

Для любого излучения отношение частей выражения (3.5.19) называется *степенью поляризации*

$$P = \frac{\sqrt{Q^2 + U^2 + V^2}}{I}. \quad (3.5.20)$$

Для полностью поляризованного излучения $P = 1$, для естественного $P = 0$, для частично поляризованного $0 < P < 1$, и, чем ближе P к 1, тем сильнее поляризовано излучение. Степень поляризации обычно выражают в процентах. Соотношение (3.5.20) не всегда удобно на практике, поскольку требует измерения всех параметров Стокса. Часто поступают проще: измеряют зависимость интенсивности излучения при его прохождении через линейный поляризатор от угла поворота поляризатора, делающего полный оборот, и вычисляют

$$P_l = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}, \quad (3.5.21)$$

где I_{\max} и I_{\min} – максимальное и минимальное значение интенсивности. Величина P_l для полностью поляризованного излучения, очевидно, определяется различием между большой и малой полуосями эллипса. Ее часто также называют степенью поляризации, но во избежание путаницы, лучше употреблять уточняющий термин *степень линейной поляризации* (или степень линейности поляризации). Действительно, для полностью линейно поляризованного излучения $P_l = 1$, но для эллиптически поляризованного $P_l < 1$, а для круговой поляризации вообще $P_l = 0$. Поэтому для любого излучения (3.5.21) совпадает с (3.5.20) лишь в случае его линейной поляризации.

3.6. Уравнение переноса излучения с учетом поляризации

Матрица взаимодействия

Поскольку параметры Стокса определены как линейные комбинации интенсивностей, то любое изменение их состояния при элементарном взаимодействии с оптическим элементом (отражателем, рассеивателем и т.д.) будет также линейной комбинацией. Это дает чрезвычайно удобный математический аппарат

$$\begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} D_{11} & D_{12} & D_{13} & D_{14} \\ D_{21} & D_{22} & D_{23} & D_{24} \\ D_{31} & D_{32} & D_{33} & D_{34} \\ D_{41} & D_{42} & D_{43} & D_{44} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I_0 \\ Q_0 \\ U_0 \\ V_0 \end{pmatrix}, \quad (3.6.1)$$

где (I_0, Q_0, U_0, V_0) – вектор Стокса до взаимодействия, (I, Q, U, V) – вектор Стокса после взаимодействия, \mathbf{D}_{ij} – *матрица взаимодействия*, для которой иногда употребляется термин «матрица Мюллера».

Пусть комплексные проекции компонентов электрических векторов после взаимодействия E_{\parallel} и E_{\perp} связаны с компонентами до взаимодействия $E_{0,\parallel}$ и $E_{0,\perp}$ соотношениями

$$E_{\parallel} = S_1 E_{0,\parallel} + S_2 E_{0,\perp}, \quad E_{\perp} = S_3 E_{0,\parallel} + S_4 E_{0,\perp}, \quad (3.6.2)$$

где S_1, S_2, S_3, S_4 – некие коэффициенты (в общем случае комплексные). Тогда, подставив (3.6.2) в определения компонент вектора Стокса (3.5.15)–(3.5.18), разбивая произведения на «половинки» и группируя члены в правой части, легко получить выражения для элементов матрицы взаимодействия (3.6.1) через коэффициенты S_1 – S_4 преобразования комплексных векторов [6]. Нас, однако, далее будет интересовать лишь частный случай (3.6.2), когда параллельная и перпендикулярная составляющие векторов преобразуются независимо, то есть

$$E_{\parallel} = S_1 E_{0,\parallel}, \quad E_{\perp} = S_4 E_{0,\perp}. \quad (3.6.3)$$

Проделав для (3.6.3) описанный выше прием, получим, что матрица взаимодействия в этом случае имеет вид:

$$\begin{pmatrix} D_{11} & D_{12} & 0 & 0 \\ D_{12} & D_{11} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & D_{33} & D_{34} \\ 0 & 0 & -D_{34} & D_{33} \end{pmatrix}, \quad (3.6.4)$$

где

$$\begin{aligned} D_{11} &= \frac{1}{2} (S_1 S_1^* + S_4 S_4^*), & D_{12} &= \frac{1}{2} (S_1 S_1^* - S_4 S_4^*), \\ D_{33} &= \frac{1}{2} (S_1^* S_4 + S_1 S_4^*), & D_{34} &= \frac{i}{2} (S_1^* S_4 - S_1 S_4^*) \end{aligned} \quad (3.6.5)$$

Таким образом, в рассмотренном частном случае матрица взаимодействия определяется всего четырьмя параметрами. Обратите внимание, что выражения для параметров (3.6.5) математически эквивалентны определениям параметров Стокса (3.5.15)–(3.5.18). В частности, имеет место тождество

$$D_{11}^2 = D_{12}^2 + D_{33}^2 + D_{34}^2, \quad (3.6.6)$$

следовательно, лишь три параметра являются независимыми.

Матрица рассеяния

Одним из важнейших для оптики атмосферы случаев взаимодействия излучения с веществом является рассеяние излучения. Рассмотрим его подробнее. В этом случае матрица (3.6.1) носит специальное название – *матрица рассеяния*. Ее элементы зависят от направления рассеяния \vec{r} . Конкретные примеры матриц рассеяния (молекулярного и аэрозольного) будут приведены в гл.5, а сейчас мы рассмотрим лишь связанные с ними общие понятия.

Рассмотрим рассеяние исходного неполяризованного излучения. Для него вектор Стокса есть $(I_0, 0, 0, 0)$, где I_0 – интенсивность до рассеяния. Подставляя его в (3.6.1), мы получим $I(\vec{r}) = D_{11}(\vec{r})I_0$. Но это значит, что $D_{11}(\vec{r})$ имеет смысл сечения направленного рассеяния, если речь идет о рассеянии на одной частице. Обычно (как мы выяснили в п.3.3) удобно разделить сечение рассеяния и индикатрису рассеяния. То есть

$$D_{11}(\vec{r}) = C_{sd}(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi} x(\vec{r}) C_s.$$

Но ту же процедуру можно проделать и в общем случае, записав

$$\begin{pmatrix} D_{11}(\vec{r}) & D_{12}(\vec{r}) & D_{13}(\vec{r}) & D_{14}(\vec{r}) \\ D_{21}(\vec{r}) & D_{22}(\vec{r}) & D_{23}(\vec{r}) & D_{24}(\vec{r}) \\ D_{31}(\vec{r}) & D_{32}(\vec{r}) & D_{33}(\vec{r}) & D_{34}(\vec{r}) \\ D_{41}(\vec{r}) & D_{42}(\vec{r}) & D_{43}(\vec{r}) & D_{44}(\vec{r}) \end{pmatrix} = \frac{1}{4\pi} C_s \begin{pmatrix} d_{11}(\vec{r}) & d_{12}(\vec{r}) & d_{13}(\vec{r}) & d_{14}(\vec{r}) \\ d_{21}(\vec{r}) & d_{22}(\vec{r}) & d_{23}(\vec{r}) & d_{24}(\vec{r}) \\ d_{31}(\vec{r}) & d_{32}(\vec{r}) & d_{33}(\vec{r}) & d_{34}(\vec{r}) \\ d_{41}(\vec{r}) & d_{42}(\vec{r}) & d_{43}(\vec{r}) & d_{44}(\vec{r}) \end{pmatrix}, \quad (3.6.7)$$

где матрица \mathbf{d}_{ij} – *нормированная матрица рассеяния*, полученная из \mathbf{D}_{ij} делением всех элементов на константу $\frac{1}{4\pi} \int_{4\pi} D_{11}(\vec{r}) d\Omega$ для выполнения условия нормировки индикатрисы

(3.3.13). Аналогичное соотношение с заменой сечения C_s на объемный коэффициент рассеяния σ запишется и для рассеяния элементарным объемом. Именно в нормированном виде на практике обычно и вычисляются матрицы рассеяния. Элемент d_{11} нормированной матрицы рассеяния есть *индикатриса рассеяния для неполяризованного излучения*. Разумеется, для частного вида матрицы рассеяния (3.6.4) все вышеизложенное остается в силе.

Вывод уравнения переноса с учетом поляризации

Рассмотрим опять как в п.3.3 и п.3.4 взаимодействие излучения с элементарным объемом. Пусть, для начала, в объеме происходят только процессы ослабления излучения и нет процессов собственного излучения. Обозначим через \mathbf{L} вектор Стокса излучения, падающего на элементарный объем. Его изменение $d\mathbf{L}$ после прохождения элемента пути dl согласно (3.6.1) линейно связано с \mathbf{L} , и его можно записать в виде произведения исходного вектора \mathbf{L} на некоторую матрицу взаимодействия $\mathbf{D}(dl)$:

$$d\mathbf{L} = \mathbf{D}(dl)\mathbf{L}, \quad (3.6.8)$$

где запись $\mathbf{D}(dl)$ означает зависимость матрицы взаимодействия \mathbf{D} от пути dl .

Соотношение (3.6.8) должно выполняться для любого, в том числе и неполяризованного излучения. Подставляя в (3.6.8) вектор Стокса $(I, 0, 0, 0)$, получим $dI = D_{11}(dl)I$, откуда из уравнения переноса без учета поляризации (3.4.3) получаем $D_{11}(dl) = -\alpha dl$, где α – объемный коэффициент ослабления. Матрица \mathbf{D} однородна, то есть все ее элементы имеют одинаковые размерности. Следовательно, все они подобно D_{11} должны быть произведением некоторой величины с размерностью обратной длины на dl . Вынося dl из матрицы, можно записать $\mathbf{D}(dl) = -\mathbf{A} dl$ и

$$d\mathbf{L} = -\mathbf{A}\mathbf{L}dl, \quad (3.6.9)$$

где \mathbf{A} – некоторая матрица, которую уместно назвать *матрицей ослабления* (поскольку $A_{11} = \alpha$).

Перейдем теперь к общему случаю с наличием в элементарном объеме собственного излучения. Искомое уравнение переноса в случае неполяризованного излучения должно переходить в (3.4.3). То есть в этом случае к $d\mathbf{L}$ в (3.6.9) должен быть прибавлен Σ . В силу однородности параметров Стокса, обобщением этого может быть лишь прибавление к правой части (3.6.8) некоторого вектора \mathbf{E} , который уместно назвать *вектор излучения* (поскольку $E_1 = \Sigma$).

Окончательно получаем *уравнение переноса с учетом поляризации*

$$\frac{d\mathbf{L}}{dl} = -\mathbf{A}\mathbf{L} + \mathbf{E}. \quad (3.6.10)$$

Заметим, что (3.6.10) эквивалентно уравнению без учета поляризации (3.4.3), если заменить все скаляры на соответствующие векторы и матрицы. Часто уравнение (3.4.3) называют

скалярным уравнением переноса, а более общее уравнение (3.6.10) – векторным уравнением переноса.

Структура матрицы ослабления и вектора излучения

Процесс ослабления, как мы выяснили в п.3.3, включает в себя поглощение и рассеяние. Разобьем в соответствии с этим матрицу ослабления на *матрицу поглощения* и *матрицу рассеяния*. Поглощение атмосферными газами можно считать изотропным, то есть одинаковым для любых ориентаций эллипса поляризации¹⁸. Рассматривая прохождение излучения через элементарный объем, где присутствует только поглощение, мы получим одинаковое уменьшение всех интенсивностей, входящих в определение вектора Стокса. Но это значит, что матрица поглощения диагональна, и все стоящие на диагонали элементы равны. Поскольку ее первый элемент равен объемному коэффициенту поглощения k , то *матрица поглощения есть произведение объемного коэффициента поглощения на единичную матрицу*. Аналогично матрица рассеяния есть произведение объемного коэффициента рассеяния σ на нормированную матрицу рассеяния \mathbf{d} (3.6.7).

Итак

$$\mathbf{A} = \alpha \|\mathbf{1}\| + \sigma \mathbf{d}, \quad (3.6.11)$$

где $\|\mathbf{1}\|$ – единичная матрица.

Для теплового излучения, в предположении его изотропии, все фигурирующие в определении параметров Стокса интенсивности получают равное приращение после прохождения элементарного объема. Но это значит, что все разности интенсивностей не изменятся за счет излучения. Следовательно, в этом случае *первый элемент вектора излучения есть объемный коэффициент излучения, а остальные элементы равны нулю*.

Однако, для дополнительного излучения, вызванного рассеянием излучения, ситуация уже иная. Здесь появится аналогичный скалярному случаю (3.4.35) интеграл, однако в нем будут фигурировать уже вектор Стокса и матрица рассеяния, а также дополнительные матрицы поворота, пересчитывающие вектора Стокса для каждого азимута рассеяния (мы не будем получать явный вид этого уравнения; см., например, [47]).

¹⁸ Эффекты анизотропии поглощения наблюдаются в верхней атмосфере в МКВ диапазоне за счет явления Зеемана – расщепления уровней энергии молекул в магнитном поле Земли.

Как отмечено выше, существенно анизотропным процессом при переносе излучения в атмосфере, для которого матрица взаимодействия не диагональна, является рассеяние излучения. Доказательство этому будет дано в гл.5. А в гл.6 мы покажем анизотропию отражения излучения от поверхности.

Из возможности записи матрицы ослабления в виде (3.6.11), совпадения элемента A_{11} с соответствующими скалярными характеристиками и однородности матрицы, для нее вытекают все те же следствия, что и для скалярных величин. А именно: возможность сложения матриц ослабления частиц различных сортов, в частности, рассчитанных отдельно для молекулярных и аэрозольных характеристик – матричный аналог соотношений (3.3.21)–(3.3.22) и возможность сложения нормированных матриц рассеяния с весами, равными отношению объемных коэффициентов рассеяния – матричный аналог соотношения (3.4.34).

Проблема учета поляризации в атмосферно–оптических задачах

Для скалярного уравнения переноса мы получили в некоторых частных случаях достаточно простые аналитические решения. Для векторного уравнения, если его параметры меняются с высотой в атмосфере и матрица \mathbf{A} не диагональна, невозможно получить общее аналитическое решение даже для простейшего случая расчета прямого поляризованного излучения. То есть, аналога закона Бугера для поляризованного излучения нет. Разумеется, нет аналитических решений для уравнений переноса поляризованного излучения с учетом рассеяния. Исследование процессов переноса поляризованного излучения в рассеивающей и поглощающей атмосфере представляет собой очень сложную и громоздкую задачу. Однако актуальность ее решения в последние годы заметно возросла в связи с естественным желанием использовать измерения характеристик поляризации для получения дополнительной информации о различных параметрах атмосферы и подстилающей поверхности.

Заметим также, что рассмотрение процессов многократного рассеяния излучения без учета поляризации является *приближенным, даже если нас интересует только интенсивность излучения*. Действительно, согласно (3.6.1), естественное излучение после первого рассеяния становится частично поляризованным, и при последующих рассеяниях его интенсивность зависит уже не только от I , но и от остальных компонент вектора Стокса. Следовательно, вторые и последующие рассеяния излучения обусловлены не одной лишь индикатрисой, а всей матрицей рассеяния. Поэтому классическая теория переноса неполяризованного

излучения с учетом многократного рассеяния, основы которой мы рассмотрим в гл.8, несмотря на всю свою сложность – лишь приближенное описание явлений рассеяния.

Упрощенное описание поляризации

Роль поляризации, как мы отметили выше, существенна в процессах рассеяния и отражения излучения. Зачастую матрицы рассеяния и отражения имеют простую структуру (3.6.4). Таковы, как мы покажем в гл.5 и гл.6, матрица молекулярного рассеяния, матрица рассеяния на сферических аэрозольных частицах и матрица отражения. Для матриц такой структуры *при неизменной системе координат* компоненты (I, Q) и (U, V) вектора Стокса очевидно будут преобразовываться независимо. Но это значит, что если исходное излучение естественное ($\mathbf{L} = (I, 0, 0, 0)$), то при умножении на подобные матрицы ненулевыми всегда будут лишь компоненты (I, Q) вектора Стокса. Тогда можно ограничиться рассмотрением вектора Стокса из двух компонент (I, Q) , матриц ослабления, рассеяния и отражения размерности 2×2 и двухкомпонентного вектора излучения [22].

Векторное уравнение переноса (3.6.10) – это система линейных дифференциальных уравнений. В рассматриваемом упрощенном случае этих уравнений два – для I и Q . Стандартным приемом решения систем линейных дифференциальных уравнений является приведение матрицы системы к диагональному виду, в результате чего система распадается на независимые уравнения. Чтобы проделать это в нашем случае, вспомним некоторые положения линейной алгебры.

Переход от одной системы координат к другой есть линейное преобразование, то есть

$$\mathbf{X}' = \mathbf{T}\mathbf{X},$$

где \mathbf{X} – координаты вектора в исходной системе, \mathbf{X}' – координаты в новой системе \mathbf{T} – матрица перехода. Если векторы \mathbf{X} и \mathbf{Y} в исходных координатах связаны соотношением

$$\mathbf{Y} = \mathbf{B}\mathbf{X},$$

то в новых координатах:

$$\mathbf{Y}' = \mathbf{B}'\mathbf{X}', \quad \text{где} \quad \mathbf{B}' = \mathbf{T}\mathbf{B}\mathbf{T}^{-1}$$

Существует такой базис, в котором матрица \mathbf{B}' диагональна, он называется собственным. Столбцы матрицы \mathbf{T} приведения к собственному базису есть собственные вектора матрицы \mathbf{B} , а на диагонали \mathbf{B}' стоят собственные числа \mathbf{B} . Собственные числа λ матрицы \mathbf{B} находятся из уравнения для определителя

$$\|\mathbf{B} - \lambda \mathbf{1}\| = 0,$$

матрица размерности n имеет n собственных чисел. Собственные вектора \mathbf{t} находятся из уравнений

$$\mathbf{B} \mathbf{t} = \lambda \mathbf{t}$$

Матрица из собственных векторов ортогональна, то есть $\mathbf{T}^{-1} = \mathbf{T}^+$, где \mathbf{T}^+ – транспонированная матрица.

Найдем теперь преобразование вектора Стокса, приводящее матрицу ослабления \mathbf{A} для двухкомпонентной поляризации к диагональному виду. Матрица \mathbf{A} имеет вид (3.6.4):

$$\begin{pmatrix} a_1 & a_2 \\ a_2 & a_1 \end{pmatrix}$$

Уравнение для ее собственных чисел

$$(a_1 - \lambda)(a_1 - \lambda) - a_2^2 = 0$$

дает $\lambda_1 = a_1 + a_2$, $\lambda_2 = a_1 - a_2$. Собственный вектор для λ_1 получается из условия

$$\begin{aligned} a_1 t_{11} + a_2 t_{21} &= (a_1 + a_2) t_{11} \\ a_2 t_{11} + a_1 t_{21} &= (a_1 + a_2) t_{21} \end{aligned}$$

что дает $t_{11} = t_{21}$, то есть элементы первого столбца матрицы \mathbf{T} одинаковы. Аналогично для второго собственного вектора $t_{12} = -t_{22}$. Таким образом, искомая матрица преобразования имеет вид

$$\mathbf{T} = \begin{pmatrix} t_1 & t_2 \\ t_1 & -t_2 \end{pmatrix}.$$

Она определена с точностью до константных множителей t_1 и t_2 . В линейной алгебре требуют, чтобы собственные векторы имели единичную длину, откуда $t_1 = t_2 = 1/\sqrt{2}$. Но в нашем случае удобно нарушить формальные требования и выбрать нормировку собственных векторов, исходя из физического смысла. Положим $t_1 = t_2 = t$. До преобразования мы имеем естественный свет с вектором Стокса $(I, 0)$. После преобразования получим $(t(I+Q), t(I-Q))$. Согласно определению параметров Стокса (3.5.15), (3.5.16)

$$t(I+Q) = 2t E_{\parallel} E_{\parallel}^*; \quad t(I-Q) = 2t E_{\perp} E_{\perp}^*.$$

Но $E_{\parallel} E_{\parallel}^*$ – это интенсивность, пропущенная горизонтальным поляризатором, обозначим ее I_{\parallel} . Аналогично $E_{\perp} E_{\perp}^*$ – интенсивность, пропущенная вертикальным поляризатором. Значит,

исходя из физического смысла, удобно положить $t = 1/2$ [22]. Осталось найти диагональ матрицы ослабления при такой нормировке

$$\begin{pmatrix} \frac{1}{2} & \frac{1}{2} \\ \frac{1}{2} & -\frac{1}{2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1 & a_2 \\ a_2 & a_1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{1}{2} & \frac{1}{2} \\ \frac{1}{2} & -\frac{1}{2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{1}{2}(a_1 + a_2) & \frac{1}{2}(a_2 + a_1) \\ \frac{1}{2}(a_1 - a_2) & -\frac{1}{2}(a_2 - a_1) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{1}{2} & \frac{1}{2} \\ \frac{1}{2} & -\frac{1}{2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{1}{2}(a_1 + a_2) & 0 \\ 0 & \frac{1}{2}(a_1 - a_2) \end{pmatrix}.$$

Окончательно: матрица ослабления становится диагональной и принимает вид

$$A = \begin{pmatrix} \frac{1}{2}(a_1 + a_2) & 0 \\ 0 & \frac{1}{2}(a_1 - a_2) \end{pmatrix} \quad (3.6.12)$$

при переходе от параметров Стокса (I, Q) к новым параметрам (I_{\parallel}, I_{\perp}) по формулам

$$I_{\parallel} = \frac{1}{2}(I + Q); \quad I_{\perp} = \frac{1}{2}(I - Q). \quad (3.6.13)$$

Новые параметры (I_{\parallel}, I_{\perp}) имеют смысл интенсивностей во взаимно-перпендикулярных направлениях, причем $I = I_{\parallel} + I_{\perp}$.

После указанного преобразования векторное уравнение переноса распадается на пару скалярных и для них можно получить явные аналитические решения для случаев ослабления света, переноса теплового излучения в атмосфере с учетом отражения от поверхности и ряда других, где не требуется расчет рассеянного излучения.

Глава 4. Молекулярное поглощение в атмосфере

4.1. Общая характеристика молекулярного поглощения в земной атмосфере

В предыдущей главе мы ввели, в основном формально, различные характеристики взаимодействия излучения со средой: коэффициенты (и сечения) ослабления и рассеяния, индикатрису рассеяния, коэффициент излучения. В этой и последующей главе мы рассмотрим конкретные физические механизмы, обуславливающие эти процессы. Это позволит нам определить зависимости различных характеристик взаимодействия от параметров физического состояния среды – температуры, давления, концентрации различных газовых компонент, числа аэрозольных частиц и т.д. Эти зависимости необходимы для проведения расчетов различных характеристик полей излучения в атмосферах планет (гл.7–9), а также для решения обратных задач атмосферной оптики (гл.10).

Мы определили, что ослабление излучения обусловлено двумя процессами – поглощением и рассеянием. При этом показали принципиальное различие этих двух механизмов ослабления излучения с точки зрения преобразований энергии излучения. При поглощении излучения атомами, молекулами или частицами энергия излучения переходит во внутреннюю энергию среды, т.е. фотон «прекращает свою жизнь». При рассеянии фотон меняет направление своего движения, но заметных переходов энергий от поля излучения к энергии атомов, молекул или частиц не происходит. Некоторым исключением является случай комбинационного рассеяния (см. гл.5).

Фундаментальное значение во многих задачах атмосферной оптики имеет один из механизмов ослабления излучения – поглощение излучения атомами и молекулами, входящими в состав планетных атмосфер. В дальнейшем, для простоты, мы будем называть этот механизм *молекулярным поглощением*, хотя в атмосферах планет определенную роль играет и поглощение различных атомов [20, 24, 27, 33, 37, 52, 102].

Спектр молекулярного поглощения земной атмосферы

Прежде всего дадим общую характеристику *спектра поглощения* земной атмосферы, понимая под этим спектральное поведение функции пропускания P_λ (3.4.10) или функции

поглощения $A(\lambda) = 1 - P(\lambda)$ различных атмосферных слоев. Более подробная информация о количественных характеристиках молекулярного поглощения будет дана в п.4.6.

На рис.4.1 дано спектральное поведение функций поглощения в широкой области длин волн от 0,1 мкм до 100 мкм [91]. В верхней части рисунка (рис.4.1а) даны кривые абсолютно черного излучения для двух температур: $T = 6000$ К и $T = 250$ К. Первая температура соответствует излучению Солнца, вторая – излучению атмосферы Земли. Эти кривые (даны нормированные на максимальные значения величины $B(\nu, T)$) наглядно демонстрируют спектральные области переноса солнечного и атмосферного излучений. Как мы отмечали ранее (гл.2), энергия солнечного излучения в атмосфере Земли сосредоточена, в основном, в УФ, видимой и БИК областях спектра, а энергия собственного излучения атмосферы – в средней ИК области. При этом напомним, что речь идет не об интенсивностях излучения, а потоках излучения. (Интенсивность солнечного излучения во много раз больше интенсивности собственного излучения атмосферы или поверхности в любой спектральной области).

В средней части рисунка (рис.4.1б) приведены функции поглощения (меняющиеся от 0 – отсутствие поглощения в атмосфере до 100 % – полное поглощение излучения) всей толщи атмосферы при зенитном угле 40 градусов, а на рис.4.1в – слоя атмосферы от ее верхней границы до высоты 11 км. Подчеркнем, что приведенные функции поглощения относятся к случаю безоблачной атмосферы. Из приведенного рисунка следует, что как вся атмосфера, так и ее часть выше тропопаузы, полностью поглощает солнечное УФ излучение. Это обусловлено поглощением, прежде всего, молекулами кислорода и озона, играющими роль «щита» для биосферы от излучения фотонов с высокой энергией, а также важную роль в формировании профиля температуры в стратосфере и мезосфере. Более подробная информация о проникновении солнечного УФ излучения в атмосферу Земли дана на рис.4.2, где изображены высоты в атмосфере, для которых оптическая толщина ее (от верхней границы) равна единице. Из рисунка следует, что большая часть солнечного излучения для длин волн 1 – 150 нм поглощается в слоях атмосферы выше 100 км. Для длин волн 200–300 нм основное поглощение происходит в слое атмосферы с нижней границей при 30–40 км. На рис.4.2 указаны основные газовые составляющие, ответственные за поглощение солнечного излучения в УФ области спектра (O_2 , O , N_2 , N , NO , O_3).

Солнечное излучение начинает достигать поверхности Земли, начиная с длин волн, больших 300 нм (рис. 4.1а и 4.2). Начиная приблизительно с этих длин волн, атмосферное поглощение

быстро уменьшается, и мы видим, что для длин волн 0,3 – 0,9 мкм (300–900 нм) большая часть солнечного излучения достигает поверхности Земли (и тем более высоты 11 км). Такие спектральные области, где атмосферное поглощение невелико, принято называть *окнами прозрачности атмосферы*. Указанная спектральная область соответствует окну прозрачности в видимой области спектра.

Начиная приблизительно с 1 мкм, атмосферное поглощение в среднем увеличивается, достигая 100 % в отдельных *полосах поглощения* различных атмосферных газов (они указаны на рис.4.1). Эти полосы поглощения особенно наглядно видны на рис.4.1в. Сравнивая рис.4.1б и рис.4.1в, можно видеть, что в ИК области спектра атмосферное поглощение наблюдается, прежде всего, в тропосфере (поглощение существенно меньше для уровня 11 км, чем для поверхности Земли). Это связано с тем, что именно в тропосфере содержится большая часть таких важных поглощающих ИК излучение молекул как H_2O и CO_2 . Спектральные области между полосами поглощения образуют *окна прозрачности* атмосферы в ИК области спектра. Начиная примерно с 13–14 мкм, функции поглощения всей толщи атмосферы приближаются к 100 %, т.е. наблюдается полное поглощение. Это связано, в основном, с поглощением молекулами CO_2 и H_2O .

Для иллюстрации спектров поглощения отдельных атмосферных газов в ИК области спектра приведем рис.4.3, где даны функции пропускания для таких газов как CO , CH_4 , N_2O , O_3 , CO_2 , HDO , H_2O и всей многокомпонентной атмосферы.

Как мы отмечали в гл.2, содержание различных атмосферных газов претерпевает существенные пространственные и временные вариации. Это приводит к соответствующим вариациям молекулярного поглощения в земной атмосфере. Особенно значительные вариации атмосферных функций пропускания наблюдаются в полосах поглощения водяного пара, что связано со значительными пространственно–временными вариациями его содержания в земной атмосфере. Т.к. наиболее интенсивные полосы поглощения этого газа расположены в средней ИК области, наибольшие вариации функций пропускания наблюдаются при длинах волн больших 3 мкм.

4.2. Различные типы молекулярного поглощения

Молекулярное поглощение, возникающее в результате процессов 2, 3, 4 и последующих превращений энергии (см. п.3.3, табл.3.2), подразделяется для удобства на различные типы [33, 37, 91]. Если поглощение излучения приводит к диссоциации (или ионизации)

молекулы, то соответствующие спектры поглощения называются *спектрами фотодиссоциации (или фотоионизации)*. Характерной особенностью этих спектров является относительно слабая спектральная зависимость (за некоторыми исключениями) соответствующих коэффициентов поглощения. Это связано с тем, что, как мы отмечали выше, такие виды энергии молекулы, как электронная, колебательная, имеют дискретные значения, а энергии поступательного движения непрерывны. Следовательно, переход молекулы, например, из электронного (дискретного) состояния возможен на любой уровень энергии поступательного движения. Поэтому и поглощение при фотодиссоциации (или фотоионизации) может наблюдаться при любой частоте, большей ее граничного значения, определяемого минимальной энергией фотона, необходимой для осуществления этих процессов.

Поглощение излучения, обусловленное переходами между электронными, колебательными и вращательными уровнями энергии молекулы, имеет четкую спектральную структуру. Каждый такой переход, в силу дискретности уровней энергий, приводит к появлению отдельной *линии поглощения*, центр которой ν_{ij} соответствует известному соотношению

$$h\nu_{ij} = E_j - E_i, \quad (4.2.1)$$

где E_i и E_j – энергии нижнего и верхнего состояния молекулы. Спектры поглощения подразделяются на *электронные, колебательные и вращательные* в зависимости от участвующих во взаимодействии излучения с молекулой состояний внутренней энергии. На самом деле, поскольку электронные состояния молекулы «расщепляются» на колебательные подуровни, а колебательные подуровни на вращательные подуровни, при изменениях электронных состояний молекул происходит и изменения их колебательных и вращательных состояний. Поэтому более корректно называть электронные спектры поглощения *электронно–колебательно–вращательными*, но такой длинный термин, как правило, не используется. Соответственно, колебательные спектры поглощения более правильно называть *колебательно–вращательными*.

Наглядное представление о различных видах внутренней энергии молекул и различных взаимодействиях излучения с молекулами, а также о соответствующих этим взаимодействиям спектральных областях, дает рис.4.4. Этот рисунок демонстрирует следующие особенности:

- 1) Наибольший обмен энергией между электромагнитным полем и молекулой происходит при изменениях конфигурации ядер, составляющих атомы и молекулы. Это способны сделать только фотоны очень большой энергии, соответствующей γ -излучению.

- 2) Переходы между различными уровнями электронной энергии могут происходить под действием рентгеновского, ультрафиолетового и видимого излучений. В первом случае, рентгеновское излучение, фотоны которого обладают очень большой энергией, может приводить к изменению положения внутренних электронов. Поглощение ультрафиолетового и видимого излучений приводит к переходам внешних электронов молекул и атомов.
- 3) Колебания атомов, составляющих молекулы, ответственны за наличие колебательных уровней энергии и поглощение инфракрасного излучения.
- 4) Изменения ориентации молекулы (вращение молекулы) связаны с поглощением дальнего ИК и микроволнового излучения.
- 5) Наконец, изменения в ориентации спинов ядер и электронов молекул, сопровождаемые очень малыми изменениями внутренней энергии молекулы, обусловлены поглощением сантиметрового и метрового радиоизлучения.

Дискретность уровней внутренней энергии молекулы

Конкретные значения внутренней энергии молекулы (электронной, колебательной, вращательной и т.д.) зависят от ее химической природы (составляющих ее атомов) и структуры. Они определяют возможные переходы молекулы из одного состояния в другое, сопровождаемые поглощением (или эмиссией) излучения, т.е. *спектр поглощения (излучения) молекулы*. Поскольку каждая молекула состоит из конкретных атомов и имеет определенную структуру, спектр ее поглощения (и излучения) строго индивидуален. Это особенность является физической основой использования спектров поглощения (или излучения) молекул для отождествления их химической природы и структуры.

Для примера на рис.4.5 показаны уровни внутренней энергии гипотетической двухатомной молекулы – электронные, колебательные и вращательные. Совокупности горизонтальных линий *A* и *B* на рисунке представляют собой два электронных состояния молекулы. Индексы *v* и *j* характеризуют колебательные и вращательные энергии, соответственно. Поглощение, в общем случае, происходит при переходе молекулы из состояния *A*, v'', j'' в состояние *B*, v', j' . Каждый такой переход приводит к возникновению электронно–колебательно–вращательной линии поглощения. Таких переходов между различными состояниями энергии может происходить очень много (они ограничены специальными *правилами отбора*). Совокупность линий поглощения, возникающих при переходах между двумя конкретными электронными уровнями и множеством колебательных и вращательных подуровней,

формирует *электронную полосу поглощения*. Если электронное состояние молекулы не изменяется (энергия фотона для этого не достаточна), но происходит изменения колебательных энергий молекулы, то говорят о *колебательных полосах поглощения*. С учетом расщепления колебательных уровней энергии на вращательные подуровни энергии, переходы между колебательными состояниями сопровождаются и изменениями вращательной энергии молекулы. Все эти переходы образуют линии, составляющие *колебательно–вращательную полосу поглощения*.

4.3. Спектры поглощения атмосферных газов

Поглощение атмосферными составляющими можно характеризовать с помощью спектральной зависимости коэффициентов молекулярного поглощения. Для атмосферных приложений более наглядно использовать такие характеристики молекулярного поглощения как функции пропускания (или функции поглощения). Примеры таких функций были приведены на рис.4.1, 4.3 при значительном спектральном усреднении. В данном разделе мы рассмотрим монохроматические функции, наиболее наглядно характеризующие сложный спектральный характер молекулярного поглощения.

Монохроматическая функция пропускания определяется соотношением (3.4.10):

$$P(\nu) = \exp \left(- \sec \theta \int_{z_1}^{z_2} \alpha(\nu, z) dz \right),$$

где $\alpha(\nu, z)$ – объемный коэффициент ослабления, зависящий от частоты излучения. В рассматриваемом случае, когда речь идет о молекулярном поглощении в атмосфере, коэффициент ослабления равен объемному коэффициенту молекулярного поглощения $k(\nu)$.

Если использовать массовый коэффициент поглощения¹⁹ $k(\nu, z)$, функцию пропускания можно записать в следующем виде:

$$P(\nu) = \exp \left[- \sec \theta \int_{z_1}^{z_2} k(\nu, z) \rho(z) dz \right], \quad (4.3.1)$$

где $\rho(z)$ - плотность поглощающего газа. (Далее для обозначения коэффициента молекулярного поглощения мы будем использовать один символ k вне зависимости от используемых единиц.)

¹⁹ см. Приложение.

На рис.4.6 приведен пример рассчитанных мономатических функций пропускания (как функций волнового числа) для H_2O [91]. Четко видны минимумы в значениях $P(\nu)$, соответствующие различным линиям поглощения рассматриваемого газа. Из рисунка наглядно видна очень сильная зависимость $P(\nu)$ от волнового числа – излучение сильно поглощается вблизи центров линий и слабо – между ними. Такой спектральный характер молекулярного поглощения, обусловленный сильной изменчивостью коэффициентов молекулярного поглощения, является причиной использования термина *селективное поглощение* (то есть избирательное). Спектральное поведение коэффициентов поглощения и функций пропускания атмосферы при фотодиссоциации и фотоионизации молекул заметно отличается от примера, приведенного на рис.4.6. Они характеризуются относительно слабой зависимостью коэффициентов поглощения от частоты и носят название *неселективного (континуального) поглощения*. Такой же тип спектральной зависимости наблюдается также при наличии очень большого числа перекрывающихся (накладывающихся друг на друга) спектральных линий поглощения. Это явление характерно, например, для электронных полос поглощения различных атмосферных газов в ультрафиолетовой и видимой областях спектра, где присутствует огромное количество спектральных линий поглощения, обусловленных наличием у молекул колебательно–вращательных подуровней. Такой же тип спектральной зависимости коэффициентов поглощения имеет так называемое молекулярное *индуцированное* поглощение различных газов, а также аэрозольное поглощение.

4.4. Количественное описание молекулярного поглощения

Учитывая наличие в спектрах молекулярного поглощения большого количества отдельных линий поглощения, возникающих при переходах молекул из одного энергетического состояния в другое, суммарный коэффициент поглощения для конкретной молекулы можно записать как

$$k_k(\nu) = \sum_i k_{ik}(\nu), \quad (4.4.1)$$

где $k_i(\nu)$ – коэффициент поглощения в отдельной i -ой спектральной линии. Следует подчеркнуть, что соотношение (4.4.1), кажущееся очевидным, на самом деле является приближенным. В основе соотношения (4.4.1) лежит предположение, что отдельные спектральные линии поглощения формируются независимо друг от друга. Иными словами, переходы молекул между разными энергетическими состояниями осуществляются независимо. На самом деле, как это следует из общей теории молекулярного поглощения в

газах, это не совсем так [91, 117]. Принцип аддитивности (4.4.1) особенно явно нарушается, если соответствующие линии поглощения существенно перекрываются. Этот эффект в молекулярной спектроскопии называется *интерференцией спектральных линий*. В дальнейшем в большинстве случаев, для простоты, мы будем пользоваться соотношением (4.4.1), не забывая, однако, о его приближенности, и использовать более строгое выражение для поглощения совокупности близко расположенных спектральных линий в особых случаях (смотри, п.4.5).

Если учесть, что в атмосферах планет, например Земли, присутствует большое количество различных атмосферных газов (см. гл.2), то коэффициент молекулярного поглощения воздуха, следует записать как

$$k(\nu) = \sum_k k_{ik}(\nu) = \sum_k \sum_i k_{ik}, \quad (4.4.2)$$

где индекс суммирования k соответствует разным газам, входящим в состав воздуха, а индекс i – отдельным линиям каждого газа. Таким образом, общий коэффициент молекулярного поглощения в атмосферах планет представляет собой, в первом приближении, сумму коэффициентов поглощения в отдельных линиях поглощения различных атмосферных газов.

Интенсивность и контур спектральной линии

Коэффициент молекулярного поглощения в отдельной спектральной линии принято записывать в виде [20, 27, 37, 91, 102]

$$k_{ij}(\nu) = S_{ij} f_{ij}(\nu - \nu_{ij}), \quad (4.4.3)$$

где S_{ij} – интенсивность спектральной линии поглощения, обусловленной переходом молекулы из одного состояния внутренней энергии (i) в другое (j), f_{ij} – контур линии поглощения, описывающий спектральное (частотное) распределение коэффициента поглощения. Аналогичным образом можно ввести контур линии излучения. При этом контур линии определяется таким образом, что выполняется условие нормировки

$$\int_{-\infty}^{\infty} f(\nu - \nu_{ij}) d\nu = 1, \quad (4.4.4)$$

из которого следует соотношение, связывающее интенсивность линии и ее коэффициент поглощения

$$\int_{-\infty}^{\infty} k_{ij}(\nu) d\nu = S_{ij}. \quad (4.4.5)$$

Коэффициенты Эйнштейна (вероятности переходов)

Рассмотрим процессы молекулярного поглощения и излучения с точки зрения квантово–механического подхода для простейшей модели двухуровневой молекулы или атома (рис.4.7а). Эйнштейн ввел понятие вероятностей переходов молекулы (атома) из одного состояния в другое. В нашем случае, это переходы между состояниями 1 и 2 – основным состоянием с энергией E_1 и возбужденным состоянием с энергией E_2 .

Эйнштейн постулировал, что все взаимодействия молекулы с излучением можно описать с помощью процессов спонтанного и вынужденного испускания и поглощения. Число спонтанных (самопроизвольных) переходов из состояния 2 в состояние 1 в единице объема за время dt равно

$$N_2 A_{21} dt, \quad (4.4.6)$$

где N_2 – число молекул в состоянии 2 (населенность или заселенность состояния 2), A_{21} – коэффициент Эйнштейна для спонтанного испускания. Коэффициент A_{21} выражает вероятность того, что молекула из состояния 2 перейдет спонтанно в состояние 1 в единицу времени.

Предположим, что рассматриваемый объем среды находится в поле излучения с плотностью излучения $\rho(\nu)$ вблизи частоты, соответствующей разности энергий между уровнями 1 и 2 – $h\nu = E_2 - E_1$. Число поглощенных фотонов за время dt (число переходов из состояния 1 в состояние 2) можно определить как

$$N_1 B_{12} \rho(\nu_{12}) dt, \quad (4.4.7)$$

где B_{12} – коэффициент Эйнштейна для поглощения, N_1 – населенность состояния 1. Число актов вынужденного излучения (под действием падающего на среду излучения) можно представить как

$$N_2 B_{21} \rho(\nu_{21}) dt, \quad (4.4.8)$$

где B_{21} – коэффициент Эйнштейна для вынужденного излучения.

Эйнштейн постулировал, что три введенных коэффициента A_{21} , B_{12} и B_{21} отражают определенные свойства атомов и молекул и *не зависят от внешних условий (например, от температуры и давления)*. В этом случае соотношения между этими коэффициентами носят универсальный характер, т.е. справедливы для любых условий.

Соотношения между коэффициентами Эйнштейна

Эти соотношения можно получить, рассматривая случай термодинамического (теплого) равновесия в среде, при котором выполняются три условия [81, 91]:

1. *Детальный баланс*, т.е. предполагается, что число переходов $1 \rightarrow 2$ в точности равно числу переходов $2 \rightarrow 1$. В этом случае можно записать соотношение

$$N_1 B_{12} \rho(\nu_{12}) dt = N_2 B_{21} \rho(\nu_{21}) dt + N_2 A_{21} dt \quad (4.4.9)$$

или

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{B_{12} \rho(\nu_{12})}{B_{21} \rho(\nu_{21}) + A_{21}}. \quad (4.4.10)$$

2. При тепловом (термодинамическом) равновесии каждый элемент среды излучает как черное тело, температура которого и есть температура среды. В этом случае излучение изотропно и описывается законом Планка. Для плотности излучения черного тела справедливо соотношение (см. п.3.4):

$$\rho(\nu_{21}) = \frac{8\pi h \nu_{21}^3}{c^3} \frac{1}{\exp\left[\frac{h \nu_{21}}{k_B T}\right] - 1}. \quad (4.4.11)$$

3. Относительная населенность состояния 1 и 2 описывается уравнением Больцмана

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{g_2}{g_1} \exp\left[-\frac{E_{21}}{k_B T}\right], \quad (4.4.12)$$

где $E_{21} = E_2 - E_1$, а g_1 и g_2 – статистические веса состояний, характеризующие их степень вырожденности (т.е. наличие нескольких внутренних состояний молекулы с одинаковыми энергиями).

Из соотношения (4.4.10) и (4.4.12) можно получить выражение для плотности излучения

$$\rho(\nu_{21}) = \frac{A_{21}}{\frac{g_1}{g_2} \exp\left[\frac{E_{21}}{k_B T}\right] B_{12} - B_{21}}. \quad (4.4.13)$$

Это выражение должно (в условиях теплового равновесия) совпадать с плотностью излучения абсолютно черного тела (4.4.11). Для того чтобы они совпадали, необходимо

$$A_{21} = \frac{8\pi h \nu_{21}^3}{c^3} B_{21}. \quad (4.4.14)$$

$$g_1 B_{12} = g_2 B_{21}. \quad (4.4.15)$$

Таким образом, зная один любой коэффициент Эйнштейна, можно получить два других.

Из квантовой механики известно, что коэффициент Эйнштейна для спонтанного излучения выражается через матричный элемент дипольного момента молекулы R_{21} [20, 27, 91]

$$A_{21} = \frac{64\pi^4 \nu^3}{3hc^2} |R_{21}|^2. \quad (4.4.16)$$

Тем самым знание матричных элементов дипольного момента молекул позволяет определять коэффициенты Эйнштейна и, как мы покажем далее, интенсивности спектральных линий.

Эквивалентность контуров спектральных линий поглощения и излучения

Описанные выше оптические процессы излучения и поглощения радиации происходят в конечных интервалах частот за счет различных механизмов *уширения спектральных линий* (см. подробнее следующий параграф).

Поэтому можно ввести спектральные аналоги коэффициентов Эйнштейна, учитывающие это обстоятельство, по формулам

$$\begin{aligned} A_{21}(\nu) &= A_{21} f_s(\nu), \\ B_{12}(\nu) &= B_{12} f_i(\nu), \\ B_{21}(\nu) &= B_{21} f_a(\nu), \end{aligned} \quad (4.4.17)$$

где f_s , f_i и f_a – контуры линий спонтанного и вынужденного излучений и поглощения. Введенные спектральные коэффициенты Эйнштейна имеют тот же физический смысл вероятностей соответствующих переходов, но отнесенных к единичному интервалу частот.

Аналогично соотношениям (4.4.14) и (4.4.15) можно записать спектральные аналоги соотношений между коэффициентами Эйнштейна

$$A_{21}(\nu) = \frac{8\pi h \nu_{21}^3}{c^3} B_{21}(\nu), \quad (4.4.14a)$$

$$g_1 B_{12}(\nu) = g_2 B_{21}(\nu). \quad (4.4.15a)$$

Введенные ранее коэффициенты Эйнштейна A_{21} , B_{12} и B_{21} есть коэффициенты для всей линии поглощения или излучения. Покажем, что для всех трех типов рассмотренных выше оптических процессов контур линий одинаков. Для этого воспользуемся формулами (4.4.17) и запишем соотношения между коэффициентами Эйнштейна в виде:

$$A_{21} f_s(\nu) = \frac{8\pi h \nu_{21}^3}{c^3} B_{21} f_a(\nu), \quad (4.4.146)$$

$$g_1 B_{12} f_i(\nu) = g_2 B_{21} f_a(\nu). \quad (4.4.156)$$

Из соотношения (4.4.156) непосредственно следует, что

$$f_i(\nu) = f_a(\nu) = f(\nu). \quad (4.4.18)$$

Далее, учтем, что в большей части рассматриваемого спектра э.м. излучения (от УФ до далекого ИК) ширины спектральных линий малы по сравнению с величиной частоты ν . Поэтому на протяжении спектральных линий величина $8\pi h \nu^3 / c^3$ практически не меняется. Поэтому из соотношения (4.4.14б) следует

$$f_s(\nu) = f_a(\nu) = f(\nu). \quad (4.4.19)$$

Уравнение переноса излучения при квантово–механическом рассмотрении

Исходя из рассмотренных выше элементарных оптических процессов взаимодействия излучения с молекулой (атомом), запишем изменение интенсивности излучения dI , распространяющегося в произвольном направлении dl на единице длины. Чтобы получить величины излучения – поглощенного, вынужденного и спонтанного – необходимо число переходов различного типа (формулы 4.4.6–4.4.8) умножить на энергию фотона $h\nu$. Учтем, что плотность излучения, распространяющегося в направлении dl в единичном телесном угле, равна $\rho(\nu) = I_\nu / c$.

$$\frac{dI_\nu}{dl} = \frac{1}{4\pi} N_2 A_{21} f(\nu) h\nu_{21} + N_2 B_{21} \frac{I_\nu}{c} f(\nu) h\nu_{21} - N_1 B_{12} \frac{I_\nu}{c} f(\nu) h\nu_{21}. \quad (4.4.20)$$

Множитель $\frac{1}{4\pi}$ в первом члене правой части выражения (4.4.20) учитывает тот факт, что интенсивность излучения определяется как энергия излучения, распространяющегося в единичном телесном угле. Соотношение (4.4.20) есть, по сути, то же уравнение переноса излучения, но в квантово–механическом виде. Перепишем соотношение (4.4.20) в форме, удобной для сравнения с уравнением переноса, введенным нами ранее – соотношением (3.4.3).

$$\frac{dI_\nu}{dl} = -\frac{h\nu_{21}}{c} [N_1 B_{12} - N_2 B_{21}] I_\nu f(\nu) + \frac{h\nu_{21}}{4\pi} N_2 A_{21} f(\nu). \quad (4.4.21)$$

Квантово–механические формулы для коэффициентов поглощения и излучения

Сравнение двух видов уравнений переноса излучения – соотношений (3.4.3) и (4.4.21) – позволяет записать важные выражения для коэффициентов поглощения и излучения с точки зрения квантовой механики:

$$k(\nu) = \frac{h\nu_{21}}{c} N_1 B_{12} \left[1 - \frac{g_1}{g_2} \frac{N_2}{N_1} \right] f(\nu), \quad (4.4.22)$$

$$\Sigma(\nu) = \frac{h\nu_{21}}{4\pi} N_2 A_{21} f(\nu). \quad (4.4.23)$$

При записи формулы (4.4.22) мы использовали соотношение между коэффициентами Эйнштейна (4.4.15). (Здесь и далее мы предполагаем для простоты, что рассматриваемые линии узкие, т.е. можно считать, что $\nu_{ij} = \text{const.}$)

Кроме того, можно записать и выражение для функции источника (3.4.13):

$$\tilde{I}(\nu) = \frac{\Sigma(\nu)}{k(\nu)} = \frac{2h\nu_{21}}{c^2} \left[\frac{g_2}{g_1} \frac{N_1}{N_2} - 1 \right]^{-1}. \quad (4.4.24)$$

Если предположить, что среда находится в состоянии термодинамического равновесия, и воспользоваться законом Больцмана, то для коэффициента поглощения получим

$$k(\nu) = \frac{h\nu_{21}}{c} N_1 B_{12} \left[1 - \exp\left(-\frac{E_{21}}{k_B T}\right) \right] f(\nu). \quad (4.4.25)$$

Интенсивности линий

Зная выражение для коэффициента молекулярного поглощения, можно получить выражение для интенсивности линии, соответствующей переходу $2 \rightarrow 1$:

$$S_{12} = \frac{h\nu_{21}}{c} N_1 B_{12} \left[1 - \exp\left(-\frac{h\nu_{21}}{k_B T}\right) \right]. \quad (4.4.26)$$

Это же выражение можно переписать в другом виде, воспользовавшись соотношениями между коэффициентами Эйнштейна:

$$S_{12} = \frac{c^2}{8\pi\nu_{21}^2} \frac{g_1}{g_2} N_1 A_{21} \left[1 - \exp\left(-\frac{h\nu_{21}}{k_B T}\right) \right]. \quad (4.4.27)$$

В общем случае молекула (или атом) имеет много состояний внутренней энергии (много уровней), переходы между которыми приводят к возникновению совокупности линий поглощения или излучения (рис.4.76). С учетом этого обстоятельства интенсивность линии поглощения при переходе из i -ого в j -ое состояние, можно записать следующим образом:

$$S_{ij} = \frac{h\nu_{ji}}{c} N_i B_{ij} \left[1 - \frac{g_i}{g_j} \frac{N_j}{N_i} \right]. \quad (4.4.28)$$

В соответствии с законом Больцмана

$$\frac{g_i N_i}{g_j N_j} = \exp\left[-\frac{(E_j - E_i)}{k_B T}\right] = \exp\left[-\frac{h\nu_{ji}}{k_B T}\right]. \quad (4.4.29)$$

Следовательно, интенсивность спектральной линии на одну поглощающую и излучающую молекулу, с учетом соотношений между коэффициентами Эйнштейна, можно представить как

$$S_{ij} = \frac{h\nu_{ji}}{c} \frac{N_i}{N} B_{ij} \left[1 - \exp\left(-\frac{h\nu_{ji}}{k_B T}\right) \right], \quad (4.4.30)$$

где $N = \sum_j N_j$ – полное число поглощающих и излучающих молекул.

Используя закон Больцмана, можно записать

$$\frac{N_i}{N} = \frac{g_i \exp\left(-\frac{E_i}{k_B T}\right)}{\sum g_i \exp\left(-\frac{E_i}{k_B T}\right)} = \frac{g_i \exp\left(-\frac{E_i}{k_B T}\right)}{Q(T)}, \quad (4.4.31)$$

где

$$Q(T) = \sum g_k \exp\left(-\frac{E_k}{k_B T}\right) \quad (4.4.32)$$

есть *статистическая сумма* (сумма по состояниям). Отметим, что энергии E_i отсчитываются от основного состояния молекулы.

Окончательно, для интенсивности линии можно записать выражение

$$S_{ij} = \frac{c^2}{8\pi\nu_{ij}^2} \frac{g_j \exp\left(-\frac{E_i}{k_B T}\right)}{Q(T)} A_{ji} \left[1 - \exp\left(-\frac{h\nu_{ji}}{k_B T}\right) \right]. \quad (4.4.33)$$

Экспоненциальный член в квадратных скобках в выражении (4.4.33) обусловлен учетом механизма индуцированного излучения и, как показывают численные оценки, он для атмосферных условий часто очень мал. Так, для колебательной полосы CO_2 при 15 мкм ($\nu = 667 \text{ см}^{-1}$) эта экспонента равна 0,0082 при температуре $T = 200 \text{ К}$ и 0,041 при $T = 300 \text{ К}$. Поэтому во многих расчетах для условий Земли этим членом пренебрегают. Однако понятно, что это упрощение справедливо далеко не всегда. Так, например, при рассмотрении молекулярного поглощения в атмосфере Венеры, где температуры достигают 600–700 К, вклад этого экспоненциального члена может быть существенным.

Распределение молекул по возбужденным состояниям внутренней энергии

В выражениях для коэффициента поглощения и интенсивности линии фигурируют населенности различных состояний молекул (атомов). Эти населенности при термодинамическом равновесии определяются законом Больцмана. Рассмотрим заселение

различных возбужденных состояний более подробно на примере колебательных состояний различных молекул. В табл.4.1 приведены значения отношений населенностей первых колебательных состояний к полной концентрации для ряда двухатомных молекул при температуре $T = 300$ К.

Таблица 4.1. Равновесные населенности²⁰ колебательных уровней различных молекул при температуре 300К.

Молекула	$G_{10}, \text{ см}^{-1}$	N_1/N	N_2/N	N_3/N	N_4/N	N_5/N
<i>CH</i>	2733,0	$2,00 \cdot 10^{-6}$	$7,45 \cdot 10^{-12}$	$5,13 \cdot 10^{-17}$	$6,55 \cdot 10^{-22}$	$1,55 \cdot 10^{-26}$
<i>Cl₂</i>	556,9	$6,42 \cdot 10^{-2}$	$4,61 \cdot 10^{-3}$	$3,43 \cdot 10^{-4}$	$2,66 \cdot 10^{-5}$	$2,14 \cdot 10^{-6}$
<i>CN</i>	2042,4	$5,52 \cdot 10^{-5}$	$3,45 \cdot 10^{-9}$	$2,45 \cdot 10^{-13}$	$1,97 \cdot 10^{-17}$	$1,80 \cdot 10^{-21}$
<i>CO</i>	2143,3	$3,40 \cdot 10^{-5}$	$1,32 \cdot 10^{-9}$	$5,79 \cdot 10^{-14}$	$2,90 \cdot 10^{-18}$	$1,65 \cdot 10^{-22}$
<i>H₂</i>	4167,4	$2,05 \cdot 10^{-9}$	$1,25 \cdot 10^{-17}$	$2,28 \cdot 10^{-25}$	$1,24 \cdot 10^{-32}$	0
<i>HCl</i>	2885,7	$9,63 \cdot 10^{-7}$	$1,53 \cdot 10^{-12}$	$3,99 \cdot 10^{-18}$	$1,72 \cdot 10^{-23}$	$1,22 \cdot 10^{-28}$
<i>N₂</i>	2330,7	$1,38 \cdot 10^{-5}$	$2,20 \cdot 10^{-10}$	$4,01 \cdot 10^{-15}$	$8,41 \cdot 10^{-20}$	$2,03 \cdot 10^{-24}$
<i>O₂</i>	1556,3	$5,69 \cdot 10^{-4}$	$3,64 \cdot 10^{-7}$	$2,61 \cdot 10^{-10}$	$2,10 \cdot 10^{-13}$	$1,90 \cdot 10^{-16}$
<i>OH</i>	3569,6	$3,61 \cdot 10^{-8}$	$2,89 \cdot 10^{-15}$	$5,12 \cdot 10^{-22}$	$2,01 \cdot 10^{-28}$	$1,74 \cdot 10^{-34}$
<i>NO</i>	1876,1	$1,23 \cdot 10^{-4}$	$1,72 \cdot 10^{-8}$	$2,76 \cdot 10^{-12}$	$5,05 \cdot 10^{-16}$	$1,06 \cdot 10^{-19}$

Данные табл.4.1 наглядно показывают, что при температурах, реализующихся в земной атмосфере, можно иногда пренебречь колебательным возбуждением молекул, если не требуется очень высокой точности расчетов. Так, например, для молекулы *CO* относительная населенность первого колебательного состояния N_1/N равна $3,4 \cdot 10^{-5}$ при $T = 300$ К. Если отношение смеси *CO* равно 1 млн^{-1} (ppm), то концентрация молекул *CO* в первом возбужденном колебательном состоянии при нормальных условиях равна приблизительно $9,15 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$. Однако, для многих газов и соответствующих условий (относительно высокие температуры среды) колебательное возбуждение атмосферных молекул следует учитывать. Полосы поглощения (и соответствующие линии поглощения), возникающие при переходах между возбужденными колебательными уровнями (например, 1 и 2 колебательными состояниями), называют "горячими" полосами поглощения, очевидно, в связи именно с тем обстоятельством, что они проявляются в спектрах поглощения газов при высоких температурах. Так, например, в спектре излучения Солнца проявляются "горячие"

²⁰ Очевидно, что в некоторых случаях населенности уровней настолько малы, что для всех практических целей их можно считать равными 0. По существу это справедливо при $N_m/N < 10^{-19}$.

полосы CO , т.к. при температуре $T = 5000$ К относительные населенности первого и второго колебательных уровней составляют 0,29 и 0,18, соответственно.

Если говорить о распределении молекул по вращательным энергиям, то необходимо учесть, что эти энергии существенно меньше колебательных. Это распределение описывается тем же уравнением Больцмана, которое в этом случае может быть представлено в виде

$$N_{vj} = N_v g_j \exp\left[-\frac{(E_j - E_0)}{k_B T}\right], \quad (4.4.34)$$

где N_v – заселенность v -ого колебательного уровня, g_j – статистический вес j -ого вращательного уровня (вырождение), а E_0 и E_j – энергии основного и возбужденного вращательных состояний молекул.

На рис.4.8 приведена кривая относительной равновесной населенности вращательных уровней основного состояния молекулы CO при разных температурах как функция вращательного квантового числа j . Из приведенного рисунка следует, что молекулы CO распределены "относительно равномерно" по возбужденным вращательным состояниям (по сравнению с распределением по колебательным состояниям) и имеется вращательное число j , и соответствующий уровень энергии, для которого наблюдается максимальная населенность. Положение этого максимума зависит от температуры среды и вращательной постоянной молекулы B .

Статистические суммы по энергетическим состояниям энергии молекул

Для расчета интенсивностей спектральных линий для различных температур требуется знание статистических сумм $Q(T)$. Для этого необходимо знать все разрешенные уровни внутренней энергии молекулы и степень вырождения энергетических состояний (статистические веса). Расчет этих энергий осуществляется на основе решения уравнения Шредингера. При этом необходимо задаться определенной моделью молекулы и формой (видом) зависимости потенциальной энергии молекулы от параметров молекулы. Например, в приближении гармонического осциллятора решение уравнения Шредингера дает для колебательных энергий двухатомной молекулы (без учета вращения) следующее простое выражение [20, 24, 91]:

$$E(v) = h\nu_m \left(v + \frac{1}{2}\right); \quad v = 0, 1, 2, \dots \quad (4.4.35)$$

где ν_m – собственная частота колебания молекулы, ν – колебательное квантовое число. Для многоатомных молекул соотношение (4.4.35) заменяется соответствующей суммой по всем собственным частотам колебаний молекулы.

После несложных преобразований для колебательной статистической суммы двухатомной молекулы получим:

$$Q_\nu(T) = \sum_{\nu=0}^{\infty} \exp\left(-\frac{h\nu_m}{k_B T}\right) = \left[1 - \exp\left(-\frac{h\nu_m}{k_B T}\right)\right]^{-1}, \quad (4.4.36)$$

где учтено, что статистические веса такой молекулы равны единице.

Для не очень больших температур (атмосферы планет) колебательная статистическая сумма близка к единице, т.к. почти все молекулы находятся в основном состоянии (см. табл.4.1). Поэтому в большинстве атмосферных приложений колебательная статистическая сумма полагается равной единице. Погрешности этого приближения наибольшие для молекул, имеющих относительно малые значения частот собственных колебаний (*колебательных мод*), таких как CO_2 , O_3 , N_2O , NO_2 , SO_2 , COF_2 и, в наибольшей степени, для HNO_3 . Для молекулы CO_2 это приближение может приводить к ошибкам в значениях $Q(T)$ до 19 % в рассматриваемом диапазоне температур, для HNO_3 эти погрешности могут достигать 26 %.

Вращающуюся молекулу приближенно можно рассматривать как вращающееся твердое тело (жесткий волчок). Для такой модели все молекулы могут быть отнесены к четырем различным группам, в зависимости от соотношения между тремя главными моментами инерции относительно трех главных осей инерции молекулы:

- линейные молекулы (например, CO_2 , CO , N_2O , O_2 , N_2),
- симметричный волчок (NH_3 , C_2H_6 , C_3H_4),
- сферический волчок (CH_4)
- и асимметричный волчок (H_2O , O_3 , HDO , SO_2).

Например, для линейной молекулы квантовая механика дает следующее выражение для вращательных энергий молекулы:

$$E_j = \frac{h^2}{8\pi^2 J} j(j+1) = hc V_j j(j+1) \quad , \quad (4.4.37)$$

где J – момент инерции молекулы относительно оси вращения, перпендикулярной оси молекулы и проходящей через ее центр тяжести; $V = \frac{h}{8\pi^2 c J}$ – вращательная постоянная

молекулы, j – вращательное квантовое число. Правилами отбора разрешены вращательные

переходы при $j = 0, \pm 1$. Из этого следует, что частоты последовательных вращательных переходов отличаются на величину $2B$. В результате этого чисто вращательный спектр линейной молекулы в приближении жесткого волчка состоит из равноотстоящих линий (по шкале частот).

$$\Delta E_j = h\nu_j = 2Vhc(j+1). \quad (4.4.38)$$

При относительно невысоких температурах, реализующихся в атмосферах планет, вращательная статистическая сумма может быть заменена интегралом и для линейных молекул равна

$$Q_{rot}(T) = \frac{k_B T}{hcV}. \quad (4.4.39)$$

Для других молекул, имеющих три степени свободы для вращательного движения, аналогичная аппроксимация вращательной суммы дается выражением:

$$Q_{rot}(T) = \frac{k_B T^{3/2}}{hcV}. \quad (4.4.40)$$

Рассмотренные примеры относятся к идеализированным, упрощенным моделям молекул. На самом деле необходимо рассматривать эффекты отклонений от гармоничности колебаний, взаимодействия различных движений (колебательного и вращательного), не жесткости молекул и т.д. Эти вопросы подробно рассматриваются в курсах молекулярной спектроскопии.

4.5. Контур спектральных линий поглощения

Конкретный вид функции $f_{ji}(\nu - \nu_0)$, описывающей распределение коэффициента поглощения по частоте, определяется процессами, приводящими к формированию контура линий. Эти процессы часто называют процессами *уширения спектральных линий*. Среди разнообразных процессов уширения рассмотрим наиболее важные для атмосфер планет.

Естественное уширение спектральных линий

Его можно объяснить на основе известного из квантовой механики соотношения неопределенности Гейзенберга:

$$\Delta E \cdot \Delta t > \hbar, \quad (4.5.1)$$

где ΔE и Δt – неопределенности энергий и времени, а $\hbar = h/2\pi$. Применяя (4.5.1) к молекулярному поглощению, положим ΔE – неопределенность в разности энергий верхнего

E_2 и нижнего E_1 состояний молекулы, переход между которыми обуславливает рассматриваемую линию, t – время жизни возбужденного состояния молекулы. Из неопределенности энергии следует, что и частоты излучения (или поглощения) не определены точно (могут быть в соответствующих пределах различны). Тогда, воспользовавшись соотношением для кванта излучения (4.2.1), легко получить частотный интервал, в котором будет происходить излучение или поглощение энергии в спектральной линии:

$$\Delta \nu = \frac{\Delta E}{h}. \quad (4.5.2)$$

Величина $\Delta \nu$ в (4.5.2) и характеризует *естественное уширение спектральных линий*. Оно, по сравнению с другими механизмами уширения линий в атмосферах планет, не играет заметной роли и им обычно можно пренебречь, но оно важно, т.к. определяет нижний предел "сужения" спектральных линий в атмосферах планет.

Форма линии поглощения для естественного уширения может быть получена из решения уравнения Шредингера (квантово–механический подход), а также на основе классического рассмотрения. В последнем случае принимается во внимание, что криволинейное ускоренное движение электронов на орбитах является причиной возникновения излучения. При этом излучающая молекула непрерывно теряет внутреннюю энергию. Потери энергии приводят к необходимости введения в уравнения движения связанного электрона члена, описывающего эффект *радиационного торможения*. Это приводит к изменениям от времени (уменьшению) амплитуды вектора электрической напряженности, которую мы обозначим здесь как A (чтобы не путать с энергией E). Тогда можно записать

$$A(t) = A_0 \exp(-t/\tau). \quad (4.5.3)$$

Записывая уравнение электромагнитной волны в комплексной форме (3.5.4) и принимая за начало отсчета времени момент начала излучения, получим

$$A(t) = \begin{cases} 0, & \text{если } t < 0 \\ A_0 \exp(-t/\tau) \exp(i2\pi\nu_0 t), & \text{если } t \geq 0 \end{cases}, \quad (4.5.4)$$

где ν_0 – частота излучения, τ – среднее время жизни возбужденного состояния.

Если имеется зависимость конкретной величины от времени, то, как известно, ее частотный спектр определяется преобразованием Фурье

$$A(\nu) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} A(t) \exp(-2\pi i \nu t) dt = \frac{A_0}{\sqrt{2\pi}} \int_0^{\infty} \exp[-(1/\tau) - 2\pi i(\nu - \nu_0)t] dt = \quad (4.5.5)$$

$$= \frac{A_0}{\sqrt{2\pi}} \frac{1}{1/\tau - 2\pi i(\nu - \nu_0)}$$

Интересующая нас энергия электромагнитной волны на частоте ν , есть согласно (3.5.6)

$$E(\nu) = A(\nu) A^*(\nu) = \frac{A_0^2}{2\pi} \frac{1}{(1/\tau)^2 + 4\pi^2(\nu - \nu_0)^2}. \quad (4.5.6)$$

Значение $E(\nu)$ максимально при $\nu = \nu_0$, то есть на центральной частоте линии излучения.

Выражение (4.5.6) – это спектр излучения молекулы за счет потери энергии при излучении и описывает зависимость энергии излучения от частоты, то есть контур линии излучения. Как следует из формулы (4.4.19), контуры линий излучения и поглощения идентичны. Следовательно, полученное нами выражение (4.5.6) соответствует и контуру линии поглощения, обусловленному механизмом естественного уширения.

Применяя к (4.5.6) нормировочное соотношение (4.4.4), получим

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{A_0^2}{2\pi} \frac{1}{(1/\tau)^2 + 4\pi^2 x^2} dx = \frac{A_0^2}{2\pi} \frac{\tau}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dy}{1 + y^2} = \frac{A_0^2 \tau}{4\pi^2} \operatorname{arctg} y \Big|_{-\infty}^{\infty} = \frac{A_0^2 \tau}{4\pi}, \quad (4.5.7)$$

где введены обозначения $x = \nu - \nu_0$, $y = 2\pi x \tau$.

Разделив (нормировав) на вычисленный интеграл контур (4.5.6), имеем:

$$f(\nu - \nu_0) = \frac{2}{\tau} \frac{1}{(1/\tau)^2 + 4\pi^2(\nu - \nu_0)^2} = \frac{1}{\pi} \frac{1/2\pi \tau}{(1/2\pi \tau)^2 + (\nu - \nu_0)^2}. \quad (4.5.8)$$

Введем *полуширину контура спектральной линии* α_l , то есть такое значение $x = (\nu - \nu_0)$, для которого $f(x) = 1/2 f(0)$. Для (4.5.8) легко найти, что

$$\alpha_l = \frac{1}{2\pi \tau}. \quad (4.5.9)$$

Окончательно, контур линии излучения (или поглощения) Лоренца (*лоренцовский или дисперсионный контур*) имеет следующий вид:

$$f_l(\nu - \nu_0) = \frac{1}{\pi} \frac{\alpha_l}{(\nu - \nu_0)^2 + \alpha_l^2}. \quad (4.5.10)$$

Полуширина линии α_l при естественном уширении обратно пропорциональна времени жизни возбужденного состояния τ (соотношение (4.5.9)). Для спонтанных переходов время жизни τ обратно пропорционально коэффициенту Эйнштейна для спонтанного излучения

A_{21}

$$\tau \sim \frac{1}{A_{21}}. \quad (4.5.11)$$

В реальном случае, для молекулы со многими уровнями $A_i = \sum_k A_{ik}$, где A_{ik} – коэффициенты Эйнштейна для спонтанного перехода молекулы с уровня i на различные уровни k .

Полуширины спектральных линий, обусловленных процессом естественного уширения, очень малы и, например, для ИК диапазона спектра составляют порядка 10^{-7} см⁻¹. Приведенные рассуждения и формулы доказывают отмеченную ранее невозможность существования монохроматических электромагнитных волн.

Уширение за счет столкновений молекул

Этот вид уширения играет значительную роль при формировании контуров линий поглощения и излучения в атмосферах планет. Детальная теория уширения линий за счет столкновений достаточно сложна, продолжает развиваться и совершенствоваться, а ее подробное изложение дается в монографиях по молекулярной спектроскопии.

При рассмотрении этого типа уширения используются как классическое, так и квантово-механическое приближения. При этом рассмотрение часто проводится для контура линии излучения. Различные теории уширения линий за счет столкновений дают различные, часто очень сложные, выражения для контуров линий излучения и поглощения. Теория Майкельсона–Лоренца, одна из наиболее простых теорий, дает то же дисперсионное выражение (4.5.10), но уже с лоренцевской полушириной α_L . В этой теории молекула (или атом) моделируется простым гармоническим осциллятором с собственной частотой ν_0 . Столкновения молекул приводят к мгновенному прекращению ("обрыву") излучения. Ограниченный период испускания электромагнитной энергии приводит к конечной спектральной ширине линии излучения и лоренцевскому контуру. Предположим, что напряженность электрического поля возбужденной молекулы описывается как [44]

$$A(t) = \begin{cases} A_0 \exp[i2\pi\nu_0 t], & \text{при } 0 < t < T \\ 0, & \text{при } t \leq 0 \text{ и } t \geq T, \end{cases} \quad (4.5.12)$$

где T – время жизни возбужденного состояния, обусловленное в рассматриваемом случае временем между столкновениями молекул. Таким образом, запись (4.5.12) предполагает, что столкновения прерывают процесс излучения возбужденных молекул. Соответствующее

Фурье–преобразование временной зависимости напряженности электрического поля, дающее спектр излучения, равно:

$$A(\nu, T) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} A(t) \exp(-i 2\pi\nu t) dt = \frac{A_0}{\sqrt{2\pi}} \int_0^T \exp(-i 2\pi(\nu - \nu_0)t) dt = \frac{A_0}{\sqrt{\pi}} \left[\frac{\sin(2\pi(\nu - \nu_0)T/2)}{2\pi(\nu - \nu_0)} \right] \exp[-i 2\pi(\nu - \nu_0)T/2] \quad (4.5.13)$$

Формирование линии излучения происходит за счет излучения ансамбля молекул. Если через τ обозначить среднее время жизни для статистического ансамбля излучающих молекул, тогда изменение со временем числа таких молекул можно записать как

$$N(t) = N(0) \exp(-t/\tau), \quad (4.5.14)$$

где $N(t)$ – концентрация возбужденных молекул в момент времени t . При этом вероятность того, что любая возбужденная молекула совершит переход во временном интервале $(t, t + dt)$ равна

$$P(t) dt = - \frac{dN(t)}{N(0)} = \exp(-t/\tau) \frac{dt}{\tau}. \quad (4.5.15)$$

Наблюдаемая интенсивность излучения складывается из интенсивности излучения всех возбужденных молекул с весами, равными приведенной выше вероятности. Таким образом, спектральная интенсивность излучения оказывается равной

$$I(\nu) = \int_0^{\infty} A(\nu, t) A^*(\nu, t) P(t) dt. \quad (4.5.16)$$

Подстановка выражений (4.5.13) и (4.5.15) в интеграл (4.5.16) дает

$$I(\nu) = \frac{\alpha A}{b^2} \int_0^{\infty} \sin^2 \alpha \left(\frac{bt}{2} \right) e^{-\alpha t} dt, \quad (4.5.17)$$

где введены обозначения $\alpha = 1/\tau$, $b = 2\pi(\nu - \nu_0)$ и коэффициент пропорциональности A . Интегрирование выражения (4.5.17) позволяет окончательно получить

$$I(\nu) = \frac{A}{4\pi^2(\nu - \nu_0)^2 + (1/\tau)^2}. \quad (4.5.18)$$

Коэффициент пропорциональности можно выразить через полную интенсивность излучения I_0 , проинтегрировав выражение (4.5.18) по всем частотам:

$$I_0 = \int_{-\infty}^{\infty} I(\nu) d\nu = \frac{\pi A}{\alpha}. \quad (4.5.19)$$

Следовательно, контур линии излучения можно записать следующим образом:

$$f_L(\nu - \nu_0) = \frac{1}{\pi} \frac{\alpha_L}{(\nu - \nu_0)^2 + \alpha_L^2}, \quad (4.5.20)$$

где $\alpha_L = 1/2\pi\tau$ – полуширина линии, обусловленная соударениями молекул. Как мы видим, этот контур так же, как и в случае естественного уширения, лоренцовский (дисперсионный), но его полуширина (лоренцовская полуширина) обусловлена конечным временем жизни возбужденных состояний за счет столкновений молекул.

Лоренцовские полуширины линий

Для лоренцовской полуширины линий [24, 27, 44, 52, 91] можно записать выражение:

$$\alpha_L = \frac{1}{2\pi\tau} = \frac{\tilde{\nu}}{2\pi}, \quad (4.5.21)$$

где $\tilde{\nu}$ – частота столкновений (среднее число столкновений в единицу времени).

Среднее время между столкновениями молекул при давлении и температуре у поверхности Земли составляет порядка 10^{-10} сек, что дает оценку для $\alpha_L = 0,05 \text{ см}^{-1}$.

Из кинетической теории газов частота столкновения для однокомпонентного газа дается выражением:

$$\tilde{\nu} = 4n\rho_k \left(\frac{\pi k_B T}{m} \right)^{1/2}, \quad (4.5.22)$$

где n и m – концентрация и масса сталкивающихся молекул, ρ_k – газокинетический радиус молекулы (ρ_k^2 пропорционально газокинетическому поперечному сечению соударений молекул).

Тогда лоренцовская полуширина определяется выражением:

$$\alpha_L = 2n\rho_o^2 \left(\frac{k_B T}{\pi m} \right)^{1/2}. \quad (4.5.23)$$

При оптических переходах радиус взаимодействия (или соответствующее сечение) определяется не газокинетическими характеристиками, а возмущением вращательных состояний, которые характеризуются другими межмолекулярными расстояниями. Поэтому величина ρ_o в этой формуле обычно заметно больше газокинетического радиуса молекулы. При изменениях, например, вращательной энергии молекул, которая по своим величинам, как правило, существенно меньше энергии поступательного движения молекул, "оптические соударения" более эффективны, чем газокинетические.

Учитывая, что концентрация молекул $n = p / k_B T$, лоренцовская полуширина должна подчиняться следующей зависимости от давления и температуры:

$$\alpha_L = \alpha_{0L} \left(\frac{p}{p_0} \right) \left(\frac{T_0}{T} \right)^{1/2}, \quad (4.5.24)$$

где α_{0L} – лоренцовская полуширина при давлении p_0 и температуре T_0 .

Следует отметить, что выражение (4.5.24) в части температурной зависимости полуширин лоренцовских линий является приближенным. Поэтому в формуле (4.5.24) температурная зависимость полуширин линий аппроксимируется, в более общем виде, с помощью множителя $(T_0/T)^{m_{ij}}$, где показатель m_{ij} зависит от вида газа, полосы поглощения и конкретной спектральной линии. Как показывают эксперименты и расчеты на основе современных теорий уширения спектральных линий за счет соударений, показатель m_{ij} меняется в диапазоне значений от 0,5 до 1,0. В среднем, для всех газов можно положить $m = 0,7$.

В общем случае многокомпонентной газовой смеси уширение спектральных линий осуществляется как за счет столкновений самих поглощающих (и излучающих) молекул, так и "посторонних" молекул (например, молекул азота и кислорода – основных газовых составляющих атмосферы Земли). В первом случае говорят о *самоуширении*, во втором – об уширении "посторонним" газом или *взаимоуширении*. Существенно, что эффективность соударений различных молекул может быть различной, и соответствующие полуширины также отличаются при уширении различными газами. Поэтому полуширины одних и тех же линий, вообще говоря, различны в атмосферах разных планет.

Учет уширения линий при столкновениях различных молекул может быть осуществлен использованием аналога соотношения (4.5.23) для многокомпонентной смеси газов [24, 91]

$$\alpha_L = \sum_i n_i \rho_{o,i}^2 \left[\frac{k_B T}{\pi} \left(\frac{1}{m} + \frac{1}{m_i} \right) \right]^{1/2}, \quad (4.5.25)$$

где n_i и m_i – концентрации и массы различных взаимодействующих атмосферных молекул, $\rho_{o,i}$ – соответствующие оптические радиусы соударений, m – масса поглощающей молекулы. Из выражения (4.5.25) следует, что в общем случае лоренцовская полуширина зависит не только от общего давления, но и от парциальных давлений различных атмосферных газов.

Указанные эффекты самоуширения и взаимоуширения можно учесть, вводя в выражение (4.5.24) в той или иной форме зависимость лоренцовской полуширины от парциальных давлений поглощающего p_a и уширяющего p_b газов:

$$\alpha_L(p_a, p_b) = (\alpha_a p_a + \alpha_b p_b) = \alpha_b \left(\frac{\alpha_a}{\alpha_b} p_a + p_b \right) = \alpha_b (b p_a + p_b), \quad (4.5.26)$$

где α_b и α_a – полуширины линий за счет столкновений "посторонних" (взаимоуширение) и поглощающих (самоуширение) молекул, b – фактор самоуширения.

Учитывая, что полное давление $p = p_a + p_b$, имеем

$$\alpha_L(p, p_a) = \alpha_b (p + (b - 1) p_a). \quad (4.5.27)$$

Факторы самоуширения b могут достигать больших значений. Например, для спектральных линий водяного пара фактор самоуширения может достигать значений 5–20 и более. В связи с этим учет эффектов самоуширения может быть важен для ряда атмосферных газов, например, водяного пара в атмосфере Земли.

Особо обратим внимание на линейную зависимость полуширин лоренцовских линий от давления атмосферы. Это приводит к тому, что контур $f_L(\nu - \nu_0)$ сильно зависит от давления. На рис.4.9 приведены контуры лоренцовских линий при трех различных давлениях. Из рисунка видно, что с уменьшением давления (увеличением высоты в атмосфере) происходит сужение спектральных линий поглощения. При этом значение коэффициента поглощения (или излучения) в *центре линии* возрастает, а в *крыльях линии* – удаленных от центра участках – уменьшается. Эта зависимость следует из простого анализа выражений (4.5.20) и (4.5.24). Действительно, в центре линии при $\nu = \nu_0$, $f_L(\nu_0) = 1/\pi\alpha_L$, а в крыле линии при

$$(\nu - \nu_0) \gg \alpha_L, \quad f_L(\nu_0) = \frac{\alpha_L}{\pi(\nu - \nu_0)^2}.$$

Зависимость лоренцовского контура от давления означает, что на каждой высоте в атмосфере линии поглощения и излучения имеют различный контур.

Отклонения от лоренцовского контура

Лоренцовский контур достаточно хорошо описывает контур спектральных линий вблизи их центров. Эта его особенность, а также простота лоренцовского выражения и являются причинами его широкого использования в атмосферной оптике. Однако в крыльях линий этот контур очень часто плохо согласуется с экспериментальными данными. Причем для

линий поглощения разных молекул лоренцовский контур может как завышать, так и занижать коэффициент поглощения в крыльях спектральных линий. Для учета этих отклонений в атмосферной оптике часто используют корректирующие функции $\chi(\nu)$, определяемые для разных молекул и полос поглощения, как правило, из экспериментальных данных.

В этом случае коэффициент поглощения в спектральной линии аппроксимируется, например, выражением

$$k(\nu) = S f_L(\nu - \nu_0) \chi(\nu - \nu_0). \quad (4.5.28)$$

Приведем для примера корректирующую функцию для полос поглощения углекислого газа (контур Бенедикта) [27, 37, 91]

$$\chi(\nu - \nu_0) = \begin{cases} \exp[-0,46(|\nu - \nu_0| - 5)], & \text{для } |\nu - \nu_0| > 5 \text{ см}^{-1} \\ 1, & \text{для } |\nu - \nu_0| \leq 5 \text{ см}^{-1} \end{cases}. \quad (4.5.29)$$

Из приведенного соотношения видно, что корректирующая функция уменьшает коэффициент поглощения в крыльях линий углекислого газа.

Выражение (4.5.20) справедливо для ИК области спектра. Для микроволновой области спектра, где ширины вращательных линий поглощения сопоставимы по величине с величинами ν_0 , теория дает следующее выражение для *полного лоренцовского контура* (контур Ван–Флека–Вейскопфа) [91]:

$$f(\nu - \nu_0) = \frac{1}{\pi} \left(\frac{\nu}{\nu_0} \right)^2 \left[\frac{\alpha_L}{(\nu - \nu_0)^2 + \alpha_L^2} + \frac{\alpha_L}{(\nu + \nu_0)^2 + \alpha_L^2} \right]. \quad (4.5.30)$$

Легко видеть, что выражение (4.5.30) переходит в (4.5.20) при больших значениях ν и ν_0 . Так, уже при $\nu = 100 \text{ см}^{-1}$ отличия между ними составляют менее 1 %.

Сдвиг центров спектральных линий

Теория уширения спектральных линий Линдхольма (теория адиабатических столкновений) дает более общее выражение, чем контур Лоренца [91]:

$$f'_L(\nu - \nu_0) = \frac{1}{\pi} \frac{\alpha_L}{(\nu - \nu_0 - \beta)^2 + \alpha_L^2}, \quad (4.5.31)$$

где параметр β описывает сдвиг центра линии в зависимости от давления.

Это явление сдвига центров линий наблюдается для многих газов. Как и полуширина, параметр сдвига пропорционален частоте соударений молекул и, следовательно, давлению.

Полуширины и параметры сдвига линий для некоторых газов имеют один порядок величин. Например, полуширины линий аммиака (самоуширение) составляют $0,2-0,5 \text{ см}^{-1} \cdot \text{атм}^{-1}$, а параметры сдвига – $0,04-0,1 \text{ см}^{-1} \cdot \text{атм}^{-1}$. Эффекты сдвига спектральных линий могут быть существенны при рассмотрении переноса излучения в узких спектральных интервалах, например, при поглощении лазерного квазимонохроматического излучения. Неучет этого явления может приводить к заметным погрешностям как расчетов молекулярного поглощения, так и при дистанционных измерениях, например, характеристик газового состава атмосферы. Так, при спектральном разрешении измерений функций пропускания атмосферы лучше, чем $0,01 \text{ см}^{-1}$, необходимо учитывать, например, сдвиг центров линий для полос поглощения *HCl* и *HF*, а также линий водяного пара в ближней ИК области [93, 97].

Явление интерференции спектральных линий

Мы отмечали ранее, что простое суммирование коэффициентов поглощения отдельных спектральных линий не всегда является корректным. В случае перекрывающихся спектральных линий наблюдается "интерференция" линий (взаимовлияние). Этот эффект при расчетах контуров лоренцовских линий приближенно учитывается с помощью методики, предложенной Розенкранцем [91, 103]:

$$f_R(\nu - \nu_0) = \frac{1}{\pi} \frac{\tilde{\beta}(\nu - \nu_0) + \alpha_L}{(\nu - \nu_0)^2 + \alpha_L^2}, \quad (4.5.32)$$

где $\tilde{\beta}$ – параметр интерференции, зависящий от температуры, вида молекул и рассматриваемой линии поглощения.

Эффект "интерференции" спектральных линий существенно влияет на значения коэффициентов поглощения в отдельных спектральных интервалах в полосах поглощения *CO*₂, метана, озона и т.д. в ИК области спектра, в полосе поглощения кислорода в МКВ области спектра, когда расстояние между спектральными линиями мало по сравнению с их полуширинами. Для примера приведем рис.4.10, где дано сравнение экспериментальных функций пропускания углекислого газа в спектральном интервале $740,5-742,5 \text{ см}^{-1}$ с расчетными, полученными с учетом и без учета эффектов интерференции линий. Из приведенного рисунка наглядно видно, что учет интерференции спектральных линий позволяет значительно лучше воспроизводить результаты измерений.

Доплеровское уширение

Даже если предположить, что отсутствуют такие механизмы уширения как естественное уширение и уширение за счет соударений, то и тогда линия поглощения совокупности молекул не будет бесконечно узкой (монохроматической). Это связано с движением молекул и известным эффектом Доплера [24, 32, 37, 91]. Если молекула обладает составляющей скорости v в направлении луча зрения и если $v \ll c$, где c – скорость света, то с точки зрения покоящегося наблюдателя частота излучения (поглощения) молекулы ν_0 заменится на частоту

$$\nu = \nu_0 (1 \pm v/c). \quad (4.5.33)$$

Знак в выражении (4.5.33) зависит от направления движения молекулы – плюс соответствует движению по направлению к наблюдателю, минус – от него.

В случае термодинамического равновесия вероятность того, что составляющая скорости лежит в пределах от v до $v + dv$, описывается распределением Максвелла:

$$dP(v) = \left(\frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{mv^2}{2k_B T} \right) dv, \quad (4.5.34)$$

при этом (см. Приложение)

$$\frac{k_B}{m} = \frac{k_B N_A}{\mu} = \frac{R}{\mu}.$$

Выражение (4.5.34) в соответствии с (4.5.33) дает относительное число молекул, излучающих (поглощающих) на частоте ν . Подставляя в (4.5.34) v из (4.5.33) получаем контур Доплера

$$f_D(\nu - \nu_0) = \frac{1}{\alpha_D \sqrt{\pi}} \exp\left[-\frac{(\nu - \nu_0)^2}{\alpha_D^2} \right], \quad (4.5.35)$$

где

$$\alpha_D = \frac{\nu_0}{c} \sqrt{\frac{2RT}{\mu}} \quad (4.5.36)$$

параметр доплеровской ширины (не путать с полушириной!) *линии*. Заметим, что (4.5.35) есть в точности нормальное (гауссово) распределение с дисперсией α_D^2 , следовательно, условие нормировки (4.2.5) для него выполнено. Полуширина контура Доплера равна

$$\alpha'_D = \alpha_D \sqrt{\ln 2}. \quad (4.5.37)$$

На рис.4.11 дано сравнение лоренцовского и доплеровского контуров при одинаковых интенсивностях и полуширинах линий. Если $f_D(\nu) > f_L(\nu)$ в центре линии, то в крыльях линии наблюдается обратная картина: $f_D(\nu) < f_L(\nu)$. Обратим внимание также на зависимость доплеровской ширины от частоты излучения ν_0 . Это приводит к тому, что доплеровские ширины сильно меняются по спектру. При переходе от видимой области спектра (ν_0 порядка $20\,000\text{ см}^{-1}$) к микроволновой (ν_0 порядка 10 см^{-1}) α_D меняется более чем в 1000 раз. Например, доплеровская полуширина линии атомарного кислорода на $\lambda = 5577\text{ \AA}$ при $T = 300\text{ К}$ равна $3,3 \cdot 10^{-2}\text{ см}^{-1}$, а полуширина линии водяного пара на $\lambda = 500\text{ мкм}$ и при той же температуре равна всего $3,5 \cdot 10^{-5}\text{ см}^{-1}$. Таким образом, доплеровское уширение наиболее существенно для видимой и близкой ИК области спектра и вносит очень малый вклад в уширение спектральных линий в микроволновом диапазоне. Отметим также, что в отличие от лоренцовской полуширины, значение α_D не зависит от давления воздуха, поэтому доплеровское уширение становится существенным в стратосфере и выше, где лоренцовская полуширина (4.5.23) мала вследствие малости давления воздуха.

Комбинированный контур спектральных линий (контур Фойгта)

В атмосферах планет линии поглощения и излучения определяются двумя важнейшими механизмами уширения спектральных линий – уширением за счет столкновений молекул и уширением за счет эффекта Доплера. Эти механизмы действуют одновременно, и при определенных условиях их необходимо учитывать одновременно. Для учета этого обстоятельства мы должны для каждой молекулы, имеющей скорость ν в распределении Максвелла (4.5.34) и, следовательно, для каждой частоты ν в контуре Доплера (4.5.34) написать контур Лоренца (4.5.31), где ν будет выступать уже в роли ν_0 , и далее найти суммарный контур линии поглощения. В результате получаем *комбинированный (смешанный) контур линии поглощения (или излучения) – контур Фойгта* [20, 32, 91]:

$$f_\nu(\nu - \nu_0) = \int_{-\infty}^{\infty} f_D(\nu' - \nu_0) f_L(\nu - \nu') d\nu'. \quad (4.5.38)$$

После несложных преобразований контур Фойгта можно записать в виде:

$$f_\nu(\nu - \nu_0) = \frac{1}{\pi \alpha_D} K(x, y), \quad (4.5.39)$$

где

$$K(x, y) = \frac{y}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{y^2 + (x-t)^2} \exp(-t^2) dt, \quad (4.5.40)$$

$$t = \frac{(v' - v_0)}{\alpha_D}, \quad x = \frac{(v - v_0)}{\alpha_D}, \quad y = \frac{\alpha_L}{\alpha_D}.$$

Интеграл $K(x, y)$ фойгтовского контура не выражается через элементарные функции. Однако, его расчет на ЭВМ не представляет в настоящее время принципиальных трудностей, т.к. разработаны эффективные алгоритмы вычисления $K(x, y)$, а также предложены различные приближенные аппроксимационные формулы контура Фойгта.

Отклонения от контура Фойгта – эффект Дике

При выводе контура Фойгта, приведенного выше, предполагалась независимость двух механизмов уширения спектральных линий – за счет столкновений и эффекта Доплера, – т.е. предполагалось отсутствие каких-либо изменений скорости молекул при их столкновениях. Учет изменений скоростей молекул при столкновениях приводит к сужению контуров линий и возрастанию величины поглощения в центре линий в некотором диапазоне давлений. При этом при определенных условиях ширины линий могут оказаться меньше доплеровских. Впервые эффект столкновительного сужения доплеровского контура спектральных линий был предсказан Дике, а затем был обнаружен в экспериментах для спектральных линий ряда атмосферных газов (например, для водорода и паров воды).

Учет эффекта Дике может быть осуществлен путем использования контура Раутиана или контура Галатри. Например, контур Галатри [93, 97] можно записать следующим образом:

$$f(x, y, z) = \frac{1}{\alpha_D \pi} \int_0^{\infty} \cos(xt) \exp \left\{ -yt - \frac{1}{2z^2} (zt - 1 + \exp(-zt)) \right\} dt, \quad (4.5.41)$$

где новый параметр контура $z = b / \alpha_D$, $b = \beta_0 p$ – параметр сужения, а β_0 – константа, различная для разных газов.

Влияние эффекта Дике становится важным при рассмотрении поглощения в узких спектральных интервалах, например, при изучении поглощения квазимонохроматического излучения лазеров. Если рассматривать распространение излучения CO_2 лазера с длиной волны 10,6 мкм на трассах длиной ~ 10 км при зенитном угле 85° , неучет эффекта Дике приводит к 20 %-ной ошибке в вычислении ослабления лазерного излучения.

Кроме перечисленных выше механизмов в формировании контура спектральных линий могут участвовать такие явления, как эффекты Штарка и Зеемана (влияние электрического и

магнитного поля на уровне энергии молекул). Эти эффекты заметно проявляются в верхних слоях атмосфер планет, где спектральные линии достаточно узкие. В частности, это проявляется для линий молекулярного кислорода в микроволновой области спектра.

"Запрещенное" и индуцированное поглощение молекул

Рассмотренное выше молекулярное поглощение обусловлено так называемыми *разрешенными переходами* [20, 82, 91]. Они наблюдаются для молекул, имеющих постоянный электрический дипольный момент, а также молекул, при колебаниях которых возникает дипольный момент. Двухатомные молекулы, состоящие из одинаковых атомов, например O_2 , N_2 , H_2 и т.д., не имеют постоянного электрического дипольного момента и, по классическим представлениям, не должны взаимодействовать с полем излучения. На самом деле взаимодействие молекул с полем излучения возможно и при наличии у молекул постоянного магнитного дипольного момента или квадрупольных дипольных моментов разной природы (электрических или магнитных). Другое дело, что интенсивность взаимодействия излучения с молекулами, имеющими постоянный магнитный дипольный момент или электрические квадрупольные моменты, существенно слабее (соответственно, в 10^5 и 10^8 раз), чем в случае с электрическим дипольным моментом. Переходы, обусловленные этими типами взаимодействия, условно называются *запрещенными переходами*. Этим переходам соответствуют реальные линии и полосы поглощения различных атомов и молекул. Хотя, как правило, интенсивности этих линий очень малы, они проявляются в спектрах поглощения атмосферы в случае больших содержаний этих молекул в атмосферах планет (как в случае запрещенных линий O_2 и N_2 в атмосфере Земли, запрещенных линий водорода в атмосферах планет-гигантов). С энергетической точки зрения эти линии не играют заметной роли в атмосфере Земли, например, в поглощении солнечного излучения или переносе собственного излучения атмосферы. Однако, эти полосы поглощения могут играть заметную роль в формировании различных свечений атмосферы, а также в задачах дистанционного зондирования атмосферы. Так, например, полоса поглощения кислорода в микроволновой области спектра, обусловленная наличием у молекулы кислорода большого магнитного дипольного момента, используется для температурного зондирования атмосферы (см. гл.10).

Существует еще один тип молекулярного поглощения, часто называемый в литературе *поглощением, индуцированным давлением (или поглощением, индуцированным столкновениями)* [20, 91]. Молекулы, не имеющие постоянных дипольных моментов, могут

его "приобретать" при столкновениях с окружающими молекулами. В те короткие периоды времени, когда структура молекулы возмущена столкновениями, она может иметь электрический дипольный момент и, следовательно, взаимодействовать с полем излучения. Другое объяснение индуцированного поглощения состоит в образовании димеров и более сложных образований молекул при взаимодействии (столкновениях) молекул. При этом также может возникать *индуцированный электрический момент* у таких образований и, следовательно, возможно взаимодействие их с полем излучения, т.е. поглощение и излучение э.м. энергии.

Особенностью рассматриваемого типа поглощения является то, что интенсивности полос индуцированного давлением поглощения, в отличие от обычных полос, зависят прямо пропорционально от давления в газовой среде. Поэтому объемный коэффициент поглощения в таких полосах пропорционален концентрации поглощающих молекул n_a и концентрации постороннего (уширяющего) газа n_b .

В случае однокомпонентной смеси, состоящей из поглощающего газа, объемный коэффициент пропорционален квадрату концентрации этого газа. Отметим, что такая же зависимость характерна для крыльев линий в контуре линии, обусловленной соударениями молекул. Поэтому обычно для характеристики индуцированного давлением поглощения вводят *бинарные коэффициенты поглощения* [20, 91]:

$$k_{ab} = \frac{k_v}{n_a n_b} \quad (4.5.42)$$

для смеси двух газов, и

$$k_{aa} = \frac{k_v}{n_a^2} \quad (4.5.43)$$

для однокомпонентной смеси. Отметим, что размерности коэффициентов k_{ab} и k_{aa} – см⁵.

4.6. Количественные характеристики молекулярного поглощения

Количественные характеристики молекулярного поглощения получают экспериментальным путем, а также на основе специальных расчетов. Форма представления количественных характеристик молекулярного поглощения может быть различной:

- в виде коэффициентов молекулярного поглощения как функций длины волны (или частоты), температуры и давления;

- в виде параметров тонкой структуры спектра различных полос поглощения и различных атмосферных газов (*спектроскопических параметров*) – положений отдельных спектральных линий, их интенсивностей, полуширин и т.д.,
- в виде зависимостей функций пропускания для конечных спектральных интервалов (различной ширины) от содержания поглощающего газа, давления (иногда давлений поглощающего и постороннего газа), температуры, положения и ширины спектрального интервала.

Коэффициенты молекулярного поглощения

Эта форма представления количественных характеристик молекулярного поглощения используется, как правило, для полос поглощения, имеющих относительно слабую спектральную зависимость коэффициентов поглощения. Как мы отмечали ранее, такой тип зависимости в атмосферной оптике принято называть неселективным (или континуальным). На самом деле между селективным и неселективным типами поглощения нет принципиальной разницы. Так, селективное поглощение (поглощение в четко выраженных спектральных линиях) превращается в неселективное при увеличении давления либо поглощающего, либо уширяющего газов. Действительно, при увеличении давления увеличиваются полуширины лоренцовских линий (4.5.24) и отдельные линии все более перекрываются. При этом спектральное поведение суммарного коэффициента поглощения становится все более гладким и реализуется случай неселективного поглощения. Так, колебательно–вращательные полосы углекислого газа, имеющие в атмосферах Земли и Марса ярко выраженный селективный характер, в нижних слоях атмосферы Венеры при больших давлениях и высоких температурах имеют континуальный характер. Неселективный характер спектрального поведения коэффициента молекулярного поглощения наблюдается даже при относительно малых атмосферных давлениях (0,01–1 атм) для полос поглощения с очень близко расположенными спектральными линиями.

Таким образом, слабая спектральная зависимость молекулярного поглощения реализуется для спектров поглощения, обусловленных процессами фотоионизации и фотодиссоциации (см. п.4.2), при сильном перекрывании отдельных спектральных линий в полосах поглощения (электронно–колебательно–вращательные полосы поглощения в УФ, видимой и БИК областях спектра, колебательно–вращательные спектры поглощения "тяжелых" молекул, таких как, например, хлорофлюорокарбонаты (*CFC*), гидрофлюорокарбоны (*HCFC*),

молекул CF_4 , N_2O_5 и т.д. в ИК области спектра. Для примера на рис.4.12 приведены сечения молекулярного поглощения в УФ и видимой областях спектра для многих атмосферных молекул [54].

Параметры тонкой структуры полос поглощения

В последние годы созданы специальные банки данных по параметрам тонкой структуры, включающие различные характеристики отдельных спектральных линий разных атмосферных газов. Эти данные были получены на основе лабораторных измерений, как правило, высокого спектрального разрешения, а также с помощью расчетов на основе методов квантовой механики. Современные банки данных параметров тонкой структуры включают в себя информацию для многих атмосферных газов и их полос поглощения. Для количественного описания молекулярного поглощения используются все большее число параметров тонкой структуры. Необходимое число параметров для адекватного описания молекулярного поглощения в спектральных линиях зависит от требований к точности соответствующих расчетов в той или иной задаче атмосферной оптики. Чем большая точность необходима, тем более детально приходится рассматривать различные физические механизмы, определяющие селективное молекулярное поглощение. Кроме того, величина спектрального разрешения (ширина рассматриваемого спектрального интервала) в определенной степени влияет на необходимый уровень детализации. Например, в задачах радиационной энергетики (рассмотрение широких спектральных интервалов) учет такого "тонкого" эффекта как зависимость центральной частоты линии от давления излишен, но необходим, например, при изучении поглощения квазимонохроматического лазерного излучения в атмосфере. Наконец, отметим, что проведение все новых измерений, а также совершенствование квантово-механических методов расчетов, приводит к тому, что эти банки данных постоянно расширяются и уточняются.

Банки данных о параметрах тонкой структуры

В настоящее время существуют несколько банков данных о параметрах тонкой структуры, например, банки данных HITRAN, GEISA, банк данных Института оптики атмосферы СО РАН, специальный банк данных для спектральных линий поглощения в микроволновой области спектра и т.д.

Как следует из приведенной выше информации о закономерностях молекулярного поглощения в отдельных спектральных линиях, для количественного описания требуется

задание целого ряда параметров. Например, в банке данных HITRAN такими параметрами являются:

- индекс молекулы,
- индекс изотопа молекулы,
- центральная частота (положение центра линии) спектральной линии,
- интенсивность линии,
- матричный элемент дипольного момента перехода,
- лоренцовская полуширина при уширении воздухом (смесь молекул N_2 и O_2 в соответствующей земной атмосфере пропорции) при давлении в 1 атм. и температуре 296 К,
- лоренцовская полуширина при самоуширении при $p = 1$ атм. и $T = 296$ К,
- энергия нижнего состояния соответствующего перехода,
- показатель температурной зависимости полуширины линии (4.5.24),
- параметр сдвига центра линии при $p = 1$ атм. и $T = 296$ К,
- квантовые числа верхнего и нижнего состояния соответствующего перехода.

В настоящее время в банки данных стали включать параметры линий для описания явления интерференции спектральных линий. В банках данных также приводятся оценки погрешностей затабулированных параметров.

В табл.4.2 приведена общая справка о базе данных HITRAN–96 (цифра 96 указывает на год выпуска банка данных) – рассмотренные молекулы и число их изотопов, число полос, включенных в банк данных для данной молекулы, число линий в полосах и общий спектральный диапазон, где расположены эти линии.

Таблица 4.2. Газы, представленные в базе HITRAN–96.

Молекула	Число изотопов	Число полос	Число линий	Спектральный интервал, см ⁻¹
<i>H₂O</i>	4	137	49444	0 – 22657
<i>CO₂</i>	8	589	60802	442 – 9649
<i>O₃</i>	5	106	275133	0 – 4033
<i>N₂O</i>	5	164	26174	0 – 5132
<i>CO</i>	6	47	4477	3 – 6418
<i>CH₄</i>	3	51	48032	0 – 6185
<i>O₂</i>	3	19	6292	0 – 15928
<i>NO</i>	3	50	15331	0 – 3967
<i>SO₂</i>	2	9	38853	0 – 4093
<i>NO₂</i>	1	12	100680	0 – 2939
<i>NH₃</i>	2	40	11152	0 – 5295
<i>HNO₃</i>	1	13	165426	0 – 1770
<i>OH</i>	3	103	8676	0 – 9997
<i>HF</i>	1	6	107	41 – 11530
<i>HCl</i>	2	17	533	20 – 13458
<i>HBr</i>	2	16	576	16 – 9759
<i>HI</i>	1	9	237	12 – 8488
<i>ClO</i>	2	12	7230	0 – 1208
<i>OCS</i>	4	7	858	0 – 2089
<i>H₂CO</i>	3	10	2702	0 – 2999
<i>HOCl</i>	2	6	15565	0 – 3800
<i>N₂</i>	1	1	120	1922 – 2626
<i>HCN</i>	3	8	772	2 – 3422
<i>CH₃Cl</i>	2	8	9355	679 – 3173
<i>H₂O₂</i>	1	2	5444	0 – 1500
<i>C₂H₂</i>	2	11	1688	604 – 3375
<i>C₂H₆</i>	1	2	4749	720 – 3001
<i>PH₃</i>	1	2	2886	708 – 1411
<i>COF₂</i>	1	7	54866	725 – 1982
<i>SF₆</i>	1	1	11520	940 – 953
<i>H₂S</i>	3	15	7151	2 – 2892
<i>HCOOH</i>	1	1	3388	1060 – 1162
<i>HO₂</i>	1	4	26963	0 – 3676
<i>O</i>	1	1	2	68 – 159
<i>ClONO₂</i>	2	3	32199	763 – 798
<i>NO⁺</i>	1	6	1206	1634 – 2531
<i>HOBr</i>	2	2	4358	0 – 316

Для наглядной иллюстрации на рис.4.13 изображены спектральные области, где расположены линии поглощения различных газов. (Индекс JPL для *O₃*, *O* и *HO₂* указывает,

что соответствующая информация заимствована из банка данных JPL (Jet Propulsion Laboratory, США)). Обратим внимание, что линии поглощения водяного пара расположены, практически, во всей рассматриваемой спектральной области от 0 до 10000 см^{-1} . Отметим также, что на рис.4.13 указано положение линий CO в спектре солнечного излучения.

Современные банки данных спектроскопических параметров содержат информацию об огромном количестве отдельных спектральных линий. Для иллюстрации приведем рис.4.14, где для относительно узкого спектрального интервала ($1200\text{--}1250\text{ см}^{-1}$) даны положения и интенсивности спектральных линий различных атмосферных газов из банка данных HITRAN-96. Из приведенного рисунка наглядно видно значительное количество линий поглощения в рассмотренном спектральном интервале, "индивидуальность" спектров различных молекул, а также сильное перекрытие спектральных линий поглощения таких молекул как $C_2Cl_3F_3$, $C_2Cl_2F_4$ и N_2O_5 .

В банках данных, например в банке HITRAN-96, приведены, кроме параметров тонкой структуры, количественные характеристики континуального типа поглощения в виде коэффициентов поглощения для различных молекул (так называемые, "спектрально неразрешенные" полосы поглощения). Для примера на рис.4.15 приведено положение полос поглощения такого типа в спектральной области $700\text{--}1800\text{ см}^{-1}$. Такие данные, полученные экспериментальным путем, приводятся в банках данных для различных температур, как правило, перекрывающих диапазон изменения температур в атмосферах планет. Это позволяет при расчетах характеристик поглощения атмосфер планет учесть температурную зависимость коэффициентов поглощения. При относительно малых давлениях начинает проявляться в "спектрально неразрешенных" полосах поглощения и зависимость коэффициентов поглощения от давления.

4.7. Молекулярное поглощение в атмосфере Земли

УФ и видимая области спектра

На рис. 4.12 были приведены коэффициенты поглощения большого числа различных атмосферных составляющих. При этом реальное влияние этих составляющих на перенос, например, солнечного излучения определяется их содержанием в земной атмосфере. В табл.4.3 приведены основные полосы поглощения различных атмосферных газов (с учетом их содержания) в УФ и видимой областях спектра.

Таблица 4.3. Основные полосы поглощения земной атмосферы в УФ и видимой областях спектра.

Газ	Спектральная область, нм	Название полосы	Поглощение
N	1 – 100	полосы ионизации	слабое
O	1 – 100	полосы ионизации	очень сильное
N_2	< 80	ионизационный континуум	слабое
	80 – 100	Танака – Уорли	очень сильное
	100 – 140	Лайман – Берджа – Хопфилда	сильное
O_2	< 100	Хопфилда	очень сильное
	100 – 125		очень сильное
	125 – 200	Шумана – Рунге	сильное
	200 – 260	Герцберга	слабое
O_3	200 – 300	Хартли	сильное
	300 – 360	Хюггинса	среднее
	450 – 700	Шапнюи	слабое
NO_2	400 – 600		слабое

Как следует из таблицы, атмосферные азот и кислород ответственны за поглощение в области жесткого ультрафиолета. Молекулы O_2 и N_2 сильно поглощают солнечное излучение в спектральном диапазоне от 100 до 200 нм. Все эти составляющие играют важную роль в поглощении солнечного излучения в верхней атмосфере и ответственны за ее тепловой режим, а также за формирование ионосферы. Значительную роль в поглощении солнечного УФ излучения играют молекулы озона. Так, именно полосы Хартли и Хюггинса очень важны при формировании теплового режима мезосферы и стратосферы (максимум температуры около высоты 50 км (стратопауза) обусловлен именно радиационным нагреванием), а также в предохранении поверхности Земли от опасного для биосферы УФ излучения. Именно поэтому разрушение озонового слоя (уменьшение содержания озона в стратосфере) может оказывать серьезное влияние на климат Земли и условия существования

биосферы. Полосы поглощения O_3 Шапнюи и NO_2 относительно слабы в земной атмосфере, но измерения в этих полосах, так же как и в полосах Хартли–Хюггинса, используются для изучения газового состава атмосферы со спутников и с поверхности Земли.

Наглядной иллюстрацией поглощения в земной атмосфере в УФ области спектра служит приведенный ранее рис.4.2. Видно, что в коротковолновой области солнечное излучение значительно ослабляется уже на высотах 60–100 км (поглощение O , N , N_2 и O_2), а, начиная с длины волны 220 нм, основной поглотитель – озон. Как следует из рис.4.12, в УФ и видимой областях спектра поглощают и другие атмосферные молекулы. Однако, за исключением O_2 и O_3 , поглощение остальными газами в земной атмосфере в обычных условиях мало (либо мала концентрация соответствующих газов, либо их полосы поглощения лежат в спектральных областях очень сильных полос поглощения O_2 или O_3 , которые их полностью экранируют). Некоторые из этих полос используются для определения содержания атмосферных газов оптическими методами (например, при регистрации солнечного излучения) в наземных и спутниковых экспериментах при специальной геометрии наблюдений (например, в сумеречных условиях или на касательных трассах при наблюдениях из космоса – см. гл.10).

Инфракрасная область спектра

В ИК области спектра расположено огромное число линий поглощения различных колебательно–вращательных и вращательных полос атмосферных составляющих.

Приведем табл.4.4, где дана информация о положении основных полос поглощения различных атмосферных газов в ИК области спектра и участках максимальной интенсивности поглощения – центрах полос (когда такие максимумы можно четко выделить).

Таблица 4.4. Важнейшие полосы и области поглощения атмосферных газов.

Газы	Полоса	Центр полосы, см ⁻¹	Область расположения, см ⁻¹
<i>CO</i> ₂	15 мкм	667	550–800
	10,6 мкм	961,0 и 1063,8	850–1100
	4,3 мкм	2349	2100–2400
<i>H</i> ₂ <i>O</i>	Вращательная		0–1000
	6,3 мкм	1594,8	640–2800
	континуум		400–1200
<i>O</i> ₃	9,6 мкм	1043 и 1110	950–1200
	14,2 мкм	705	600–800
	4,8 мкм	2105	2000–2200
<i>CH</i> ₄	7,6 мкм	1306,2	950–1650
	3,3 мкм	3018,9	2700–3300
<i>N</i> ₂ <i>O</i>	7,9 мкм	1285,6	1200–1350
	17,0 мкм	588,8	520–660
	4,5 мкм	2223,5	2120–2270
<i>CO</i>	4,7 мкм	2143,3	2000–2250
Фреоны	8-12 мкм		700–1300

Наиболее сильное поглощение водяного пара наблюдается в районе 6 мкм и в области вращательной полосы (20–150 мкм), хотя вращательные линии "начинаются" от микроволновой области спектра ($\lambda = 1,35$ см) и расположены также в "окне прозрачности" (области малого поглощения) 8–12 мкм. Указанные полосы поглощения водяного пара играют важную роль в радиационном теплообмене, измерения в этих полосах используются для дистанционного (наземного и спутникового) определения содержания паров *H*₂*O* в атмосфере (см. гл.10).

Молекула *CO*₂ имеет в ИК области спектра две интенсивные полосы поглощения – 4,3 и 15 мкм. Длинноволновая полоса поглощения играет важную роль в радиационном режиме

стратосферы и более высоких слоев атмосферы. Измерения уходящего излучения в обеих полосах используются для определения профиля температуры атмосферы (для термического зондирования атмосферы) из космоса (см. гл.10).

Полосы поглощения озона находятся вблизи 4,8; 9,6 и 15 мкм. Наиболее важна из них полоса поглощения 9,6 мкм. Она играет заметную роль в радиационном теплообмене в стратосфере и мезосфере и используется для дистанционного определения вертикальных профилей и общего содержания O_3 .

Важные полосы поглощения CH_4 и N_2O расположены вблизи 7,6; 3,3 и 7,8 мкм. Хотя их вклад в радиационный теплообмен не велик, измерения уходящего излучения в них можно использовать для определения общего содержания этих газов. Достаточно интенсивная полоса CO находится вблизи 4,7 мкм, и уже использовалась для спутникового картирования общего содержания CO в глобальном масштабе. Полосы поглощения фреонов, важных парниковых и озоноразрушающих газов расположены в окне прозрачности 8–12 мкм.

Кроме полос поглощения различных газов в ИК области спектра, следует указать на спектральные интервалы, где атмосферное поглощение относительно невелико. Эти интервалы принято называть "*окнами прозрачности*" атмосферы. Кроме уже упоминавшегося очень важного окна прозрачности 8–12 мкм, имеются окна прозрачности вблизи 4,0 мкм и в ближнем ИК (БИК) диапазоне спектра (часто как окно прозрачности рассматривают также всю видимую область спектра). Измерения уходящего излучения в этих окнах прозрачности используются для дистанционного изучения поверхности Земли и облаков. Окно прозрачности 8–12 мкм играет важную роль в радиационном теплообмене. Примерно в этом спектральном диапазоне расположен максимум теплового излучения при температурах атмосферы, реализующихся на нашей планете. Именно окно прозрачности в существенной степени ответственно за выхолаживание земной поверхности и атмосферы за счет их излучения в мировое пространство. Наличие полос поглощения CH_4 , N_2O и фреонов в окне прозрачности 8–12 мкм и увеличение их содержания в земной атмосфере за счет антропогенных факторов приводят к дополнительному "парниковому" эффекту и изменению климата Земли: появление дополнительного атмосферного поглощения уменьшает лучистое выхолаживание атмосферы и поверхности.

Упомянем также о полосах поглощения O_2 , H_2O и CO_2 в БИК области спектра. Эти полосы достаточно слабые, но они поглощают приходящее на поверхность Земли солнечное

излучение и потому также играют важную роль в радиационной энергетике атмосферы и поверхности. Как на иллюстрацию этого, сошлемся на рис.1.5, 4.1 и 4.3.

Микроволновая область спектра

Хотя излучение в этой области спектра не играет заметной роли в процессах радиационного теплообмена из-за малости доли теплового излучения при длинах волн $\lambda > 100$ мкм, она важна для дистанционного (спутникового) исследования атмосферы и земной поверхности. Основными поглотителями в этой области являются O_2 и H_2O – рис.4.16. Для дистанционных измерений профиля температуры используются полоса O_2 при $\lambda = 0,5$ см (60 ГГц) и отдельная линия поглощения $\lambda = 0,25$ см (120 ГГц). Линии поглощения H_2O , расположенные вблизи $\lambda = 1,35$ см (22,2 ГГц) и $\lambda = 0,16$ см (187,5 ГГц), удобны для дистанционных измерений профиля водяного пара.

В микроволновой области спектра имеется также большое количество вращательных линий многих атмосферных газов [109] (например, озона, ClO , NO , N_2O , NO_2 , HNO_3 и т.д.). Хотя они проявляются в спектрах поглощения земной атмосферы относительно слабо, при определенной геометрии измерений и при наличии высокочувствительных приборов их используют для дистанционных измерений характеристик газового состава атмосферы.

Глава 5. Рассеяние света в атмосфере

5.1. Молекулярное рассеяние

В современной оптике существуют две физические модели, объясняющие природу рассеяния света газами: свет рассеивается непосредственно на молекулах (атомах) газов (теория Рэлея–Тиндаля); свет рассеивается на тепловых флуктуациях плотности газа, приводящих к аналогичным флуктуациям его показателя преломления (теория Эйнштейна–Смолуховского). Флуктуационная теория рассеяния более общая, случай молекулярной теории содержится в ней как частный. В оптике атмосферы, однако, по традиции, идущей от Рэлея, принято пользоваться молекулярной теорией рассеяния [20, 24, 26, 33, 37], поэтому именно ее мы и будем излагать²¹.

Вывод формул молекулярного рассеяния

Рассмотрим взаимодействие электромагнитной волны с молекулами воздуха. Пусть на отдельную молекулу падает электромагнитная волна. Поскольку размеры молекулы много меньше длины волны, то все участки молекулы будут находиться в электромагнитном поле единой напряженности, поскольку пространственным изменением напряженности на расстояниях, равных размеру молекулы мы пренебрегаем. Таким образом, внешнее поле, действующее на молекулу, можно считать *однородным*. Под действием электрического поля падающей волны произойдет разделение зарядов частиц, составляющих молекулу (явление поляризуемости вещества), и молекула приобретет собственное электрическое поле. Аппроксимируем его как поле электрического диполя. Колебания внешнего поля (во времени) приведут к аналогичным колебаниям диполя, т.е. его движению с ускорением, в результате чего диполь сам станет вторичным центром генерации электромагнитной волны. Эта вторичная волна и есть рассеянное излучение.

Пусть на молекулу падает внешнее поле с напряженностью E_0 и индуцирует дипольный момент молекулы P . Предположим, для начала, что падающая волна поляризована линейно (см. гл.3). Тогда векторы E_0 и P будут все время лежать в одной плоскости. Направления их колебаний при этом будут параллельны. Используем известную из электродинамики формулу для поля колеблющегося диполя E_1 в дальней зоне (т.е. при $r \gg \lambda$):

²¹ Флуктуационная теория рассеяния приведена, например, в учебнике Д. В. Сивухина «Общий курс физики. Оптика».

$$E_1(\theta) = \frac{1}{2c^2 r} \frac{\partial^2 P}{\partial t^2} \sin \theta, \quad (5.1.1)$$

где θ – угол между осью диполя и направлением рассеянного излучения, r – расстояние от диполя до точки наблюдения.

Учтем связь дипольного момента с внешним полем

$$P = \tilde{\alpha} E_0$$

где $\tilde{\alpha}$ – поляризуемость среды (в нашем случае – газа). Тогда, вспоминая (3.1.1),

$$E_0(x, t) = E_{0,0} \cos\left(2\pi \nu t - \frac{2\pi}{\lambda} x + \delta\right),$$

$$E_1 = -\tilde{\alpha} \frac{1}{c^2 r} (2\pi \nu)^2 E_0 \sin \theta. \quad (5.1.2)$$

Нас, в конечном итоге, будет интересовать интенсивность рассеянного излучения. В гл.3 мы доказали, что интенсивность излучения в вакууме не зависит от расстояния. Следовательно, и *интенсивность рассеянного излучения от расстояния зависеть не будет* ни непосредственно, ни косвенно (через константы, зависящие от r). Поэтому мы имеем полное право уже на начальном этапе проигнорировать зависимость рассматриваемых величин от r , не дожидаясь, пока r «сократится», и записать (5.1.2) в виде

$$E_1 = -\tilde{\alpha} \frac{1}{c^2} (2\pi \nu)^2 E_0 \sin \theta. \quad (5.1.3)$$

Пусть теперь падающая волна имеет, в общем случае, эллиптическую поляризацию. В этом случае, как показано в гл.3, вектор ее электрического поля можно разложить на две взаимно перпендикулярные составляющие. Выберем (см. рис.5.1) составляющую $E_{0,\parallel}$ лежащей в плоскости, образованной направлением падающей волны E_0 и рассеянной волны $E_1(\gamma)$. Эта плоскость называется *плоскостью рассеяния*. Составляющая $E_{0,\perp}$ расположится перпендикулярно плоскости рассеяния. Но тогда для $E_{0,\perp}$ угол между ней и направлением рассеяния всегда будет $\pi/2$ и $\sin \theta = 1$. Учтем также, что *угол рассеяния* γ есть угол между направлениями падающего и рассеянного излучения, то есть (см. рис.5.1) угол $\gamma = \pi/2 - \theta$, следовательно, $\sin \theta = \cos \gamma$. Учитывая это, из (5.1.3) получаем

$$\begin{aligned}
E_{1,\parallel} &= -\tilde{\alpha} \frac{1}{c^2} (2\pi\nu)^2 E_{0,\parallel} \cos\gamma \\
E_{1,\perp} &= -\tilde{\alpha} \frac{1}{c^2} (2\pi\nu)^2 E_{0,\perp}
\end{aligned}
\tag{5.1.4}$$

Полученные формулы (5.1.4) есть формулы (3.6.3) для соотношения между электрическими векторами падающей и рассеянной волны. Следовательно, коэффициенты этого соотношения есть

$$S_1 = -\tilde{\alpha} \frac{1}{c^2} (2\pi\nu)^2 \cos\gamma, \quad S_4 = -\tilde{\alpha} \frac{1}{c^2} (2\pi\nu)^2 . \tag{5.1.5}$$

Матрица и индикатриса молекулярного рассеяния

Согласно (3.6.5) получаем элементы *матрицы молекулярного рассеяния*

$$\begin{aligned}
D_{11}(\gamma) &= \frac{1}{2} (S_1 S_1^* + S_4 S_4^*) = A(1 + \cos^2 \gamma); \\
D_{12}(\gamma) &= \frac{1}{2} (S_1 S_1^* - S_4 S_4^*) = A(\cos^2 \gamma - 1) = -A \sin^2 \gamma; \\
D_{33}(\gamma) &= \frac{1}{2} (S_1^* S_4 + S_1 S_4^*) = 2A \cos\gamma; \\
D_{34}(\gamma) &= \frac{i}{2} (S_1^* S_4 - S_1 S_4^*) = 0
\end{aligned}
\tag{5.1.6}$$

где (учитывая, что длина волны света в вакууме есть $\lambda = c / \nu$)

$$A = \frac{\tilde{\alpha}^2 8\pi^4 \nu^4}{c^4} = \frac{\tilde{\alpha}^2 8\pi^4}{\lambda^4} . \tag{5.1.7}$$

Нормируем теперь матрицу рассеяния, для чего, напомним, надо разделить все ее элементы на интеграл

$$\frac{1}{4\pi} \int_{4\pi} D_{11} d\Omega = \frac{1}{2} \int_0^\pi D_{11} \gamma \sin \gamma d\gamma ,$$

вычисляя который, получаем

$$\frac{1}{2} \int_0^\pi A(1 + \cos^2 \gamma) \sin \gamma d\gamma = \frac{1}{2} A \int_{-1}^1 (1 + x^2) dx = \frac{4}{3} A . \tag{5.1.8}$$

Таким образом, мы получили *нормированную матрицу молекулярного рассеяния*

$$\frac{3}{4} \begin{pmatrix} 1+\cos^2 \gamma & -\sin^2 \gamma & 0 & 0 \\ -\sin^2 \gamma & 1+\cos^2 \gamma & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 2\cos \gamma & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 2\cos \gamma \end{pmatrix}, \quad (5.1.9)$$

первый элемент которой есть *индикатриса молекулярного рассеяния*

$$x(\gamma) = \frac{3}{4}(1+\cos^2 \gamma). \quad (5.1.10)$$

Согласно (5.1.10) молекулярное рассеяние не является изотропным. Оно больше в направлении вперед и назад и меньше в направлении вбок. Индикатриса (5.1.10) – рис.5.2 – называется *релеевской индикатрисой рассеяния*, а само молекулярное рассеяние часто именуют *релеевским рассеянием*.

Сечение и объемный коэффициент молекулярного рассеяния

Вернемся к значению нормировочного интеграла (5.1.8). В гл.3 (см. п.3.6) мы выяснили, что матрица рассеяния на частице (в нашем случае – молекуле) представляется в виде произведения сечения рассеяния и нормированной матрицы рассеяния – соотношение (3.6.7). Следовательно, нормировочный коэффициент (5.1.8) есть не что иное, как

$$\frac{4}{3} A = \frac{1}{4\pi} C_s,$$

где C_s – *сечение молекулярного рассеяния*, откуда

$$C_s = 4\pi \frac{4}{3} A = \frac{128\pi^5 \tilde{\alpha}^2}{3\lambda^4}. \quad (5.1.11)$$

Воспользуемся далее известным из электростатики выражением для поляризуемости однородного диэлектрика в однородном поле

$$\tilde{\alpha} = \frac{\varepsilon - 1}{4\pi N} = \frac{n^2 - 1}{4\pi N}, \quad (5.1.12)$$

где $\varepsilon = n^2$ – диэлектрическая проницаемость, связанная с показателем преломления газа n , а N – число молекул газа в единице объема, т.е. его счетная концентрация. Окончательно получаем для сечения молекулярного рассеяния

$$C_s = \frac{8\pi^3 (n^2 - 1)^2}{3N^2 \lambda^4}. \quad (5.1.13)$$

Полагая, что все молекулы взаимодействуют с излучением независимо, получаем для *объемного коэффициента молекулярного рассеяния* $\sigma = N C_s$ формулу

$$\sigma = \frac{8\pi^3 (n^2 - 1)^2}{3N \lambda^4}. \quad (5.1.14)$$

Соотношения (5.1.13) и (5.1.14) имеют обманчивый вид, поскольку концентрация частиц N стоит в них в знаменателе, то есть, казалось бы, чем меньше концентрация N , тем сильнее должно быть молекулярное рассеяние, что, очевидно, противоречит физике процесса. Заметим, однако, что поляризуемость $\tilde{\alpha}$ в исходной формуле (5.1.11) есть характеристика молекулы вещества, то есть она не зависит от концентрации. Зависимость же от N проявляется для показателя преломления газа, поскольку согласно (5.1.12) $(n^2 - 1)$ пропорционален N . Поэтому в полном соответствии с (5.1.11) и физическим смыслом, сечение молекулярного рассеяния (5.1.13) не зависит от концентрации частиц, а объемный коэффициент молекулярного рассеяния (5.1.14) прямо пропорционален концентрации.

Закон Релея

Согласно (5.1.14) *объемный коэффициент молекулярного рассеяния обратно пропорционален четвертой степени длины волны света*. Это утверждение носит название *закон Рэля*. Согласно закону Рэля голубые и синие лучи света (примерно 0,45 мкм) рассеиваются в воздухе значительно (почти в 4 раза) сильнее, чем оранжевые и красные лучи (0,65 мкм). Этим и объясняется голубой цвет безоблачного неба, определяемый рассеянным солнечным излучением, где преобладают голубые и синие лучи.

Ослабление света за счет молекулярного рассеяния также сильнее для голубых и синих лучей, чем для оранжевых и красных, что прямо следует из закона Бугера (3.4.5). Этим объясняется красный цвет зари, а также красный цвет заходящих Солнца и Луны: при больших зенитных углах θ показатель экспоненты становится большим и ослабление в атмосфере – значительным, поэтому в спектре прямого и рассеянного излучения «остаются» в основном красные и оранжевые лучи.

Объемные коэффициенты и оптические толщины релеевского рассеяния

Для количественной характеристики релеевского рассеяния и ослабления приведем табл.5.1, где даны объемные коэффициенты молекулярного рассеяния σ при давлении $p = 1$ атм. и

$T = 15^{\circ}\text{C}$ и соответствующие оптические толщины (по вертикали) $\tau(0, \infty)$ всей земной атмосферы.

Таблица 5.1. Коэффициенты молекулярного рассеяния и оптические толщины атмосферы по вертикали.

Длина волны, мкм	$\sigma, \text{км}^{-1}$	$\tau(0, \infty)$	Длина волны, мкм	$\sigma, \text{км}^{-1}$	$\tau(0, \infty)$
0,30	$1,446 \cdot 10^{-1}$	1,2237	0,65	$5,893 \cdot 10^{-3}$	0,0499
0,32	$1,098 \cdot 10^{-1}$	0,9290	0,70	$4,364 \cdot 10^{-3}$	0,0369
0,34	$8,494 \cdot 10^{-2}$	0,7188	0,80	$2,545 \cdot 10^{-3}$	0,0215
0,36	$6,680 \cdot 10^{-2}$	0,5653	0,90	$1,583 \cdot 10^{-3}$	0,0134
0,38	$5,327 \cdot 10^{-2}$	0,4508	1,06	$8,458 \cdot 10^{-4}$	0,0072
0,40	$4,303 \cdot 10^{-2}$	0,3641	1,26	$4,076 \cdot 10^{-4}$	0,0034
0,45	$2,644 \cdot 10^{-2}$	0,2238	1,67	$1,327 \cdot 10^{-4}$	0,0011
0,50	$1,726 \cdot 10^{-2}$	0,1452	2,17	$4,586 \cdot 10^{-5}$	0,0004
0,55	$1,162 \cdot 10^{-2}$	0,0984	3,50	$6,830 \cdot 10^{-6}$	0,0001
0,60	$8,157 \cdot 10^{-3}$	0,0690	4,00	$4,002 \cdot 10^{-6}$	0,0000

Таблица наглядно демонстрирует сильную спектральную зависимость коэффициента релеевского рассеяния и оптической толщины всей атмосферы. Если для длины волны 0,30 мкм оптическая толщина атмосферы больше единицы, то в ближней ИК области она не превышает сотых долей. Это свидетельствует о важной роли релеевского рассеяния в ослаблении, например, солнечного излучения в УФ области спектра и его малости в ИК и, тем более, в МКВ спектральных областях. Как правило, в указанных длинноволновых спектральных областях молекулярным рассеянием пренебрегают при решении различных атмосферно–оптических задач.

Значительное влияние молекулярного рассеяния наблюдается в атмосфере Венеры, где оптические толщины молекулярного рассеяния могут достигать сотен единиц.

Поляризация света при молекулярном рассеянии

Имея матрицу рассеяния (5.1.9), нетрудно рассчитать поляризацию света при релеевском рассеянии. Преобразуем правый верхний квадрат 2×2 матрицы к диагональному виду по формулам (3.6.12)–(3.6.13)

$$\begin{pmatrix} \frac{1}{2}(1 + \cos^2 \gamma - \sin^2 \gamma) & 0 \\ 0 & \frac{1}{2}(1 + \cos^2 \gamma + \sin^2 \gamma) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos^2 \gamma & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (5.1.15)$$

Элементы матрицы (5.1.15), как мы выяснили в п.3.6, имеют смысл коэффициентов преобразования составляющих интенсивности рассеянного излучения в плоскости рассеяния $I_{0,\parallel}$ и в перпендикулярном ей направлении $I_{0,\perp}$. Часто коэффициенты матрицы (5.1.15) называют индикатрисами рассеяния для света, линейно поляризованного в плоскости рассеяния ($x(\gamma) = \cos^2 \gamma$) и линейно поляризованного в плоскости, перпендикулярной плоскости рассеяния ($x(\gamma) = 1$). Обратите внимание, что в последнем случае имеет место изотропное рассеяние. Эти индикатрисы рассеяния приведены на рис.5.2 пунктиром.

Пусть падающий свет с интенсивностью I_0 не поляризован. Тогда, согласно преобразованию (3.6.13), обе взаимоперпендикулярные компоненты для него равны $I_{0,\parallel} = I_{0,\perp} = \frac{1}{2} I_0$. Вспомним определение степени линейной поляризации (3.5.21) как отношения разности максимальной и минимальной интенсивности к их сумме. После рассеяния максимальной будет интенсивность $I_{\perp} = 1 \cdot \frac{1}{2} I_0$, а минимальной – $I_{\parallel} = \frac{1}{2} I_0 \cos^2 \gamma$ (поскольку всегда $\cos^2 \gamma \leq 1$). Тогда степень линейной поляризации рассеянного света (3.5.21) есть

$$P_i = \frac{1 - \cos^2 \gamma}{1 + \cos^2 \gamma} = \frac{\sin^2 \gamma}{1 + \cos^2 \gamma}. \quad (5.1.16)$$

Таким образом, степень линейной поляризации при релеевском рассеянии равна нулю при $\gamma = 0$ и $\gamma = 180^\circ$ и составляет 100 % при $\gamma = 90^\circ$, то есть *в направлениях, перпендикулярных падающему свету, рассеянный свет является полностью линейно поляризованным.*

Поляризация рассеянного излучения безоблачного неба

В атмосфере Земли и планет, как мы подробно обсудим в гл.8, рассеяние является многократным, поэтому выражение (5.1.16) справедливо лишь для первого рассеяния. Кроме того, помимо молекулярного, присутствует еще и аэрозольное рассеяние. Поэтому картина

поляризации рассеянного света безоблачного неба, получаемая из измерений, отличается от нарисованной выше идеальной схемы. Во-первых, поляризация действительно максимальна в точках, отстоящих на 90° от Солнца, однако реальные значения степени линейной поляризации в этих точках около 60–70 %. Во-вторых, нулевое значение поляризации достигается не в точках 0 и 180° , а на «расстоянии» примерно $15\text{--}20^\circ$ от них. Верхняя точка нулевой поляризации (20° выше Солнца) называется *точка Бабине*, нижняя (20° ниже Солнца) – *точка Брюстера*. При низком Солнце появляется третья точка нулевой поляризации – *точка Араго*, находящаяся на 20° выше противосолнечной точки (угол рассеяния 160°).

Уточнения в теории молекулярного рассеяния

При выводе формул молекулярного рассеяния мы считали молекулы идеальными сферами. Однако, в силу анизотропии в строении молекул, строгая теория дает поправку к полученным соотношениям в виде множителя, зависящего от *фактора деполяризации* δ [20]. Оказывается, что при молекулярном рассеянии степень линейной поляризации (5.1.16) для угла 90° теоретически не равна единице, а меньше ее на величину δ . Значение δ зависит от типа газа, для воздуха $\delta = 0,035$. Через δ выражается поправочный множитель в формулах молекулярного рассеяния:

для объемного коэффициента

$$\sigma = \frac{8\pi^3 (n^2 - 1)^2}{3N \lambda^4} \frac{6 + 3\delta}{6 - 7\delta} \quad (5.1.17)$$

и индикатрисы

$$x(\gamma) = \frac{3}{4 + 2\delta} (1 + \delta + (1 - \delta) \cos^2 \gamma).$$

Заметим, что для воздуха $\frac{6 + 3\delta}{6 - 7\delta} = 1,06$, поэтому (5.1.17) точнее, чем (5.1.14) на 6 %.

Молекулярное рассеяние при наличии поглощения

Выше мы рассматривали молекулярное рассеяние в чистом виде. Однако оно может сопровождаться и поглощением излучения. Рассмотрим вновь молекулу воздуха и падающую на нее электромагнитную волну с напряженностью E_0 . Пусть поглощение молекулы обусловлено переходами между энергетическими уровнями только одного

электрона. Оставаясь в рамках классической электродинамики, рассмотрим этот электрон как затухающий гармонический осциллятор, колеблющийся под действием внешнего поля E_0 [62]. Согласно второму закону Ньютона, уравнение движение электрона можно записать в виде

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = -kx - q \frac{dx}{dt} + e E_0, \quad (5.1.18)$$

где m – масса, e – заряд электрона, $-kx$ – квазиупругая возвращающая сила, стремящаяся вернуть электрон в положение равновесия, $q \frac{dx}{dt}$ – сила, аналогичная силе трения и введенная для учета поглощения света. Разделив на m , преобразуем (5.1.18) к виду

$$\frac{d^2 x}{dt^2} + \gamma \frac{dx}{dt} + \omega_0^2 x = \frac{e}{m} E_0, \quad (5.1.19)$$

где $\gamma = q/m$ – коэффициент затухания, а $\omega_0^2 = k/m$ – собственная циклическая частота колебаний электрона $\omega_0 = 2\pi \nu_0$.

Пусть теперь поле падающего излучения вновь представляется линейно поляризованной волной, пространственным изменением амплитуды которой на масштабах молекулы мы, как и раньше, пренебрегаем. Молекула вновь будет являться колеблющимся диполем, совершающим вынужденные колебания с частотой внешнего поля $\omega_0 = 2\pi \nu$, следовательно, используя комплексную форму записи (3.5.4), получим

$$x = x_0 \exp(i 2\pi \nu t). \quad (5.1.20)$$

Подстановка (5.1.20) в (5.1.19) дает

$$-4\pi^2 \nu^2 x + 2\pi i \nu x + 4\pi^2 \nu_0^2 x = \frac{e}{m} E_0,$$

откуда

$$x = \frac{e/m}{4\pi^2 (\nu_0^2 - \nu^2) + 2\pi i \nu \gamma} E_0.$$

Согласно определению дипольного момента $P = ex$, с другой стороны, $P = \tilde{\alpha} E_0$, откуда получаем для поляризуемости одной молекулы

$$\tilde{\alpha} = \frac{e^2/m}{4\pi^2 (\nu_0^2 - \nu^2) + 2\pi i \nu \gamma}. \quad (5.1.21)$$

Дальше мы можем, как и раньше, использовать полученное значение $\tilde{\alpha}$ во всех выкладках, в результате чего нормированные матрица и индикатриса рассеяния останутся без изменений, а формула для сечения рассеяния (5.1.11) перейдет в

$$C_s = \frac{128\pi^5 \tilde{\alpha} \tilde{\alpha}^*}{3\lambda^4}. \quad (5.1.22)$$

Заметим, что зависимость сечения от длины волны (5.1.22) теперь имеет сложный характер, поскольку $\tilde{\alpha}$ зависит от $\nu = c/\lambda$.

Учитывая связь поляризуемости и показателя преломления (5.1.12) и используя введенный в гл.3 комплексный показатель преломления (КПП), запишем $n - i\kappa$ в следующем виде:

$$(n - i\kappa)^2 = 1 + 4\pi N \tilde{\alpha} = 1 + \frac{2Ne^2}{m} \frac{1}{2\pi(\nu_0^2 - \nu^2) + i\nu\gamma}. \quad (5.1.23)$$

Выделяя из (5.1.23) вещественную n и мнимую κ части КПП, нетрудно получить для них явные выражения, однако они окажутся очень громоздкими. Мы поступим проще: учтем, что для газов КПП очень близок к единице, поэтому можно записать

$$(n - i\kappa)^2 - 1 = (n - i\kappa - 1)(n - i\kappa + 1) \approx 2(n - i\kappa - 1).$$

Тогда, выделяя вещественную и мнимую части у дроби (5.1.23), получаем

$$n - i\kappa = 1 + \frac{Ne^2}{m} \frac{2\pi(\nu_0^2 - \nu^2) - i\nu\gamma}{4\pi^2(\nu_0^2 - \nu^2)^2 + \nu^2\gamma^2}. \quad (5.1.24)$$

Поглощение в нашей модели существенно только вблизи резонансной частоты ν_0 . Поэтому положим $\nu \approx \nu_0$. Тогда $\nu_0^2 - \nu^2 = (\nu_0 - \nu)(\nu_0 + \nu) \sim 2\nu_0(\nu_0 - \nu)$. В результате получаем для вещественной и мнимой части КПП

$$n = 1 + \frac{4\pi Ne^2}{m\nu_0} \frac{\nu_0 - \nu}{16\pi^2(\nu_0 - \nu)^2 + \gamma^2}, \quad \kappa = \frac{Ne^2}{m\nu_0} \frac{\gamma}{16\pi^2(\nu_0 - \nu)^2 + \gamma^2}. \quad (5.1.25)$$

Обратим внимание на формулу (5.1.25) для мнимой части КПП κ . Ее зависимость от частоты аналогична лоренцовскому контуру спектральной линии. Объемный коэффициент поглощения (который здесь обозначим как β_ν) в спектральной линии с лоренцовским контуром записывается как

$$\beta_\nu = k_\nu N = N S f_L(\nu - \nu_0) = N S \frac{1}{\pi} \frac{\alpha_L}{(\nu - \nu_0)^2 + \alpha_L^2}.$$

С другой стороны в гл.3 мы установили связь между объемным коэффициентом поглощения и мнимой частью КПП (3.5.12):

$$\kappa = \beta_v \frac{c}{4\pi\nu} = \frac{N S c}{4\pi^2 \nu} \frac{\alpha_L}{(\nu - \nu_0)^2 + \alpha_L^2}. \quad (5.1.26)$$

Сравнивая (5.1.26) с (5.1.25) и учитывая $\nu \approx \nu_0$, формально получаем

$$\gamma = 4\pi\alpha_L, \quad \frac{e^2}{m} = \frac{c S}{\pi}. \quad (5.1.27)$$

Подставляя (5.1.27) в (5.1.25), получаем выражение для КПП газа через спектроскопические параметры

$$n = 1 + N \frac{S c}{4\pi^2 \nu_0} \frac{\nu_0 - \nu}{(\nu_0 - \nu)^2 + \alpha_L^2}, \quad \kappa = N \frac{S c}{4\pi^2 \nu_0} \frac{\alpha_L}{(\nu - \nu_0)^2 + \alpha_L^2}. \quad (5.1.28)$$

Мы получили соотношения (5.1.28) в рамках классической механики. Однако, и квантовая механика, при условии выполнения введенных выше приближений и при обсуждавшейся в гл.4 эквивалентности контуров линий поглощения и излучения, приводит к таким же выражениям, только с добавлением суммирования по всем линиям в пределах некоторого близкого к ν_0 интервала. Таким образом, знание спектроскопических параметров газов позволяет рассчитывать и объемный коэффициент поглощения, и объемный коэффициент рассеяния²².

Вдали от линии поглощения ν_0 формулы (5.1.28) уже не применимы. Но в этом случае мы имеем противоположное использованному выше условие $|\nu_0^2 - \nu^2| = |(\nu_0 - \nu)(\nu_0 + \nu)| \gg \nu$, можем пренебречь в (5.1.23) членом $i\nu\gamma$ в знаменателе и сразу записать уже для вещественного показателя преломления n

$$n^2 = 1 + N \frac{e^2}{\pi m} \frac{1}{\nu_0^2 - \nu^2}$$

или, учитывая $n + 1 \approx 2$,

$$n = 1 + N \frac{e^2}{2\pi m} \frac{1}{\nu_0^2 - \nu^2}, \quad (5.1.29)$$

где опять следует провести суммирование по всем линиям поглощения.

²² Из полученных соотношений следует вывод, что спектральные зависимости вещественной и мнимой частей КПП являются взаимосвязанными. В оптике (иным путем, с получением несколько других итоговых формул – соотношений Крамерса–Кронига) доказывается, что это утверждение верно для любого вещества [6].

Показатель преломления воздуха

Расчеты КПП по (5.1.28) достаточно сложны и громоздки. Учтем, однако, что молекулярное рассеяние, как отмечалось выше, существенно лишь в УФ и видимой областях спектра. Поэтому при практических расчетах не учитывают влияние на показатель преломления воздуха молекулярного поглощения в ИК области, пренебрегая таким образом вносимой этим погрешностью. В УФ и видимой областях учитывают поглощение воздухом в далеком ультрафиолете (см. рис.4.14) и применяют различные модификации формулы (5.1.29). В частности, достаточно популярным является приближенное эмпирическое соотношение [20]

$$(n_0 - 1) = 10^{-6} \left(64,328 + \frac{29498,1}{146 - \lambda^{-2}} + \frac{255,4}{41 - \lambda^{-2}} \right), \quad (5.1.30)$$

где λ – длина волны в мкм, n_0 – показатель преломления при давлении $p_0 = 1000$ мбар, температуре $T_0 = 15^\circ \text{C}$ и нулевой влажности.

Наконец, основываясь на (5.1.28), (5.1.29), используют различные соотношения для зависимости показателя преломления воздуха от концентрации молекул N . Простейшей является формула [24]

$$n - 1 = (n_0 - 1) \frac{\rho}{\rho_0}, \quad (5.1.31)$$

где ρ – плотность воздуха, ρ_0 – плотность сухого воздуха при p_0 и T_0 ($\rho_0 = 1,20903 \cdot 10^{-3} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$).

5.2. Рассеяние и поглощение на аэрозольных частицах

Оптика аэрозолей

Для нахождения характеристик взаимодействия аэрозольных частиц с излучением они математически моделируются телами определенной геометрической формы, что позволяет решать для таких тел задачу о дифракции на них электромагнитных волн. Таким образом, оптика аэрозолей в теоретическом плане тесно связана с классической электродинамикой.

Основная сложность при теоретическом анализе рассеяния на аэрозольных частицах связана с тем, что их размеры, в общем случае, уже не малы по сравнению с длиной волны падающего излучения (см. гл.2 – характерные размеры аэрозолей). Поэтому мы не можем, как при молекулярном рассеянии, пренебрегать изменениями вектора электрической

напряженности падающей волны на поверхности частицы. В связи с этим возникает проблема нахождения неоднородного электромагнитного поля *внутри частицы*, которое с учетом граничных условий на ее поверхности связано с интересующим нас полем рассеянного излучения [6]. Для строгого решения этой задачи необходимо решать уравнения Максвелла, что даже в простейших случаях приводит к очень громоздким выкладкам. После записи уравнений Максвелла и граничных условий, их решение превращается в чисто математическую задачу. Сами решения, как мы увидим, приводят к столь сложным зависимостям характеристик рассеяния от исходных параметров, что понять «физический смысл» результатов весьма затруднительно.

Однако, в оптике аэрозолей можно использовать приближения, позволяющие в ряде случаев получить простые решения задачи рассеяния [5]. Так приближение Рэля–Ганса–Джинса основано на предположении, что поле внутри частицы однородно и формируется одинаково ориентированными диполями; тогда внешнее поле можно найти как суперпозицию полей всех диполей. Это приближение хорошо выполняется для частиц с размерами много меньшими длины волны. В приближении «мягких» частиц Ван де Хюлста считается, что внутреннее поле частицы совпадает с внешним полем падающей волны. Это выполняется для частиц с показателем преломления близким к единице, в частности, для водных частиц. Рассмотрение с использованием приближений дает возможность провести физический анализ процессов рассеяния.

Теория Ми

Простейшим случаем, для которого получено общее решение задачи дифракции, является рассеяние света *однородным шаром*. Это решение носит название *теория Ми*²³. Мы приведем формулы Ми в виде готовых результатов, опуская вывод из-за его громоздкости.

Вкратце схема вывода формул Ми такова [6]. Записываются уравнения Максвелла для падающей, рассеянной, прошедшей внутрь частицы волн и граничные условия для них. Затем известным приемом теоретической электродинамики – введением скалярного и векторного потенциалов – система уравнений преобразуется из векторной в скалярную форму. В силу сферической симметрии частицы решение ищется в виде разложения в ряд по сферическим функциям, к такому же виду преобразуются падающая волна и граничные условия. В результате переменные в уравнениях разделяются, уравнения сводятся к случаям с известными решениями и для коэффициентов рядов получаются системы линейных

алгебраических уравнений, которые легко решаются. Результаты выражаются через функции Бесселя с полуцелым индексом и полиномы Лежандра. Все математические операции при выводе формул Ми не сложны, однако сопровождаются очень громоздкими преобразованиями. Наиболее полно этот вывод изложен в книге [6].

Поглощение и рассеяние света однородной сферической частицей характеризуется тремя безразмерными параметрами: отношением $x = \frac{2\pi r}{\lambda}$, где r – радиус частицы и m – комплексным показателем преломления (КПП) вещества частицы²⁴ (КПП – пара чисел, поэтому параметров три).

Выражения для характеристик взаимодействия строятся на основе коэффициентов комплексных рядов a_n и b_n :

$$\begin{aligned} a_n &= \frac{m\psi_n(mx)\psi'_n(x) - \psi_n(x)\psi'_n(mx)}{m\psi_n(mx)\xi'_n(x) - \xi_n(x)\psi'_n(mx)}, \\ b_n &= \frac{\psi_n(mx)\psi'_n(x) - m\psi_n(x)\psi'_n(mx)}{\psi_n(mx)\xi'_n(x) - m\xi_n(x)\psi'_n(mx)} \end{aligned} \quad (5.2.1)$$

здесь $\psi_n(z)$ и $\xi_n(z)$ – функции Риккати–Бесселя, в общем случае от комплексного аргумента, $\psi'_n(z)$ и $\xi'_n(z)$ – производные от них. Рекуррентные формулы для вычисления функций Риккати–Бесселя будут приведены ниже.

В оптике аэрозолей, помимо сечений ослабления, рассеяния и поглощения, вводят еще *факторы ослабления, рассеяния и поглощения* Q_e , Q_s , Q_a , которые определяются как *отношения сечений к площади проекции частицы, перпендикулярной падающей волне*. Для

шара эта площадь πr^2 , следовательно $Q_e = \frac{C_e}{\pi r^2}$, $Q_s = \frac{C_s}{\pi r^2}$, $Q_a = \frac{C_a}{\pi r^2}$. Факторы –

безразмерные величины, поэтому позволяют сравнивать относительные характеристики взаимодействия частиц разных размеров (в этом смысл их введения). Теория Ми для

факторов рассеяния $Q_s = \frac{C_s}{\pi r^2}$ и ослабления $Q_e = \frac{C_e}{\pi r^2}$ дает

²³ По имени немецкого ученого Густава Ми, получившего его в 1908г.

²⁴ Точнее: если под длиной волны света понимается длина волны в вакууме, то m – отношение КПП частицы к вещественной части показателя преломления среды. Для частиц в атмосфере вещественную часть показателя преломления среды всегда считают равным единице, однако, например, для частиц в воде (гидрозолей) надо брать именно отношение.

$$\begin{aligned}
Q_s &= \frac{2}{x^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) (|a_n|^2 + |b_n|^2), \\
Q_e &= \frac{2}{x^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) \operatorname{Re}(a_n + b_n)
\end{aligned}
\tag{5.2.2}$$

Фактор поглощения есть $Q_e - Q_s$.

Матрица рассеяния на однородной сферической частице имеет вид (3.6.4). Ее элементы зависят только от угла рассеяния γ . Матрица рассчитывается по (3.6.3) для комплексных коэффициентов S_1 и S_4 , для которых, как и при молекулярном рассеянии, вектор E_{\parallel} лежит в плоскости рассеяния и зависимость которых от γ связана с «угловыми» функциями $\pi_n(\gamma)$ и $\tau_n(\gamma)$:

$$\begin{aligned}
S_1(\gamma) &= \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} (a_n \tau_n(\gamma) + b_n \pi_n(\gamma)), \\
S_4(\gamma) &= \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} (a_n \pi_n(\gamma) + b_n \tau_n(\gamma)).
\end{aligned}
\tag{5.2.3}$$

Поскольку мы договорились использовать только нормированные матрицы рассеяния, в (5.2.3) опущены константные множители.

Теперь осталось только привести рекуррентные формулы для расчета функций Риккати–Бесселя и угловых функций $\pi_n(\gamma)$ и $\tau_n(\gamma)$:

$$\begin{aligned}
\psi_{n+1}(z) &= \frac{2n+1}{z} \psi_n(z) - \psi_{n-1}(z), & \psi_{-1} &= \cos z, & \psi_0 &= \sin z; \\
\xi_{n+1}(z) &= \frac{2n+1}{z} \chi_n(z) - \chi_{n-1}(z), & \chi_{-1} &= -\sin z, & \chi_0 &= \cos z; \\
\xi_n(z) &= \psi_n(z) + i \chi_n(z); \\
\pi_n(\gamma) &= \frac{(2n-1)\cos\gamma}{n-1} \pi_{n-1}(\gamma) - \frac{n}{n-1} \pi_{n-2}(\gamma), & \pi_0(\gamma) &= 0, & \pi_1(\gamma) &= 1; \\
\tau_n(\gamma) &= n \cos\gamma \pi_n(\gamma) - (n+1) \pi_{n-1}(\gamma)
\end{aligned}
\tag{5.2.4}$$

Как мы уже отмечали, формулы Ми (5.2.1)–(5.2.4) получены как чисто математическое решение задачи дифракции на однородном шаре и не дают возможности разобраться в физике процесса. Ниже мы приведем некоторые результаты расчетов по ним, но пока продолжим теоретическое исследование аэрозольного рассеяния и рассмотрим предельные случаи, которые позволят нам выявить важные физические закономерности.

Малые частицы

Пусть размеры частиц, которые по–прежнему считаем однородными шарами, много меньше длины волны излучения. В этом случае мы можем, рассуждая как при молекулярном рассеянии, пренебречь неоднородностями внешнего поля, падающего на частицу. Предположим, кроме того, что вещество частицы – диэлектрик, то есть проводимость вещества либо отсутствует, либо пренебрежимо мала. В силу явления поляризуемости диэлектрика (вещества частицы), на поверхности частицы появятся наведенные внешним полем заряды. Из–за сферической симметрии частицы, однородности внешнего поля и отсутствия проводимости, положительные и отрицательные заряды окажутся в разных полушариях частицы и распределятся строго симметрично друг другу. Разделение зарядов означает, что мы имеем *излучающий диполь* [6]. Далее, очевидно, следует повторить все рассуждения, использованные при выводе формул молекулярного рассеяния, в результате чего для малых аэрозольных частиц окажутся справедливыми все соотношения (5.1.1)–(5.1.11).

Для получения сечения рассеяния малой частицы воспользуемся известным из электростатики выражением для поляризуемости $\tilde{\alpha}$ однородного шара в однородном поле

$$\tilde{\alpha} = r^3 \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} = r^3 \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2}, \quad (5.2.5)$$

где r – радиус шара, n – показатель преломления его вещества. Подставляя (5.2.5) в (5.1.11) находим

$$C_s = \frac{128\pi^5}{3} \frac{r^6}{\lambda^4} \left(\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \right)^2. \quad (5.2.6)$$

Выражение (5.2.6) дает ту же обратную пропорциональность сечения рассеяния четвертой степени длины волны, что и молекулярное рассеяние. То есть для малых аэрозольных частиц справедлив закон Рэлея. Кроме того, выше мы отметили, что индикатриса и матрица рассеяния малых частиц, а, следовательно, и их поляризационные характеристики, также идентичны молекулярным. В силу этого говорят о *релеевских аэрозольных частицах* (для которых выполнено рассматриваемое приближение), *релеевской индикатрисе рассеяния* (индикатрисе $x(\gamma) = \frac{3}{4}(1 + \cos^2 \gamma)$ – рис.5.2), *области релеевского рассеяния* (диапазоне длин волн и размеров частиц, где выполнено релеевское приближение). Поскольку границы приближения релеевского рассеяния зависят от длины волны света, в дальнем ИК и МКВ

диапазонах релеевское рассеяние реализуется и для очень крупных частиц облаков и осадков.

Отметим, что совпадение закономерностей рассеяния для молекул и малых частиц не случайно. Его физической основой является приближение однородности падающего на частицу поля. Это приближение называется в литературе дипольным, или электростатическим, или релеевским, или приближением Релея–Ганса–Джинса. Поскольку флуктуации плотности воздуха в обычных условиях также малы по сравнению с длиной волны света, то это приближение выполнено и для них, что является физической причиной совпадения формул молекулярной и флуктуационной теорий рассеяния газами.

Малые частицы как предельный случай теории Ми

Полученные выше выводы о рассеянии малыми частицами очевидно должны подтверждаться общей теорией – теорией Ми. Пусть $|mx| \ll 1$, то есть $\left| \frac{2\pi m r}{\lambda} \right| \ll 1$.

Поскольку значение КПП для аэрозольных веществ не слишком отличается от единицы, то рассмотренное условие переходит в $r \ll \lambda$, то есть мы рассматриваем частицы, *малые по сравнению с длиной волны света*. Но это совпадает с изложенным выше релеевским приближением.

Подставляя в (5.2.4) разложения синусов и косинусов в ряд в окрестности нуля

$$\begin{aligned}\sin z &= z - \frac{z^3}{6} + \frac{z^5}{120} - O(z^7), \\ \cos z &= 1 - \frac{z^2}{2} + \frac{z^4}{24} - O(z^6),\end{aligned}$$

получим для первых двух функций Риккати–Бесселя следующие асимптотики

$$\begin{aligned}\psi_1(z) &= \frac{z^2}{3} - \frac{z^4}{30} + O(z^6), & \psi_2(z) &= \frac{z^3}{15} + O(z^5); \\ \chi_1(z) &= \frac{1}{z} + \frac{z}{2} - \frac{z^3}{8} + O(z^5), & \chi_2(z) &= \frac{3}{z^2} + \frac{1}{2} + \frac{z^2}{8} + O(z^4)\end{aligned}\tag{5.2.7}$$

Далее, подставляя (5.2.7) в (5.2.1), получим для a_1

$$a_1 = \frac{\frac{2}{9}x^3(m^2-1) + \frac{2}{90}x^5(1-m^4) + O(x^7)}{-\frac{i}{3}(m^2+2) + \frac{i}{30}x^2(m^2-1)(m^2+10) + \frac{2}{9}x^3(m^2-1) + O(x^4)}.$$

Умножая числитель и знаменатель на комплексно сопряженную знаменателю величину и пренебрегая малыми по сравнению с не зависящими от x членами в знаменателе, имеем

$$a_1 = \frac{2i}{3} x^3 \frac{m^2-1}{m^2+2} + \frac{2i}{5} x^5 \frac{(m^2-2)(m^2-1)}{(m^2+2)^2} + \frac{4}{9} x^6 \left(\frac{m^2-1}{m^2+2} \right)^2 + O(x^7). \quad (5.2.8)$$

Проделав аналогичные процедуры для коэффициентов b_1 , a_2 и b_2 и пренебрегая членами порядка x^7 , окончательно получим асимптотики

$$b_1 = \frac{i}{45} x^5 (m^2-1) + O(x^7), \quad a_2 = \frac{i}{15} x^5 \frac{m^2-1}{2m^2+3} + O(x^7), \quad b_2 = O(x^7). \quad (5.2.9)$$

Для характеристик рассеяния мы должны вычислять квадраты модулей коэффициентов. При этом, учитывая $x \rightarrow 0$, можно пренебречь членами более высокого порядка малости по сравнению с x^3 в a_1 . Подставляя a_1 в (5.2.2), получим

$$Q_s = \frac{2}{x^2} 3|a_1|^2 = \frac{8}{3} x^4 \left| \frac{m^2-1}{m^2+2} \right|^2.$$

Учитывая, что $x = \frac{2\pi r}{\lambda}$ и $C_s = \pi r^2 Q_s$, получим для сечения рассеяния

$$C_s = \frac{128}{3} \pi^5 \frac{r^6}{\lambda^4} \left| \frac{m^2-1}{m^2+2} \right|^2. \quad (5.2.10)$$

Формула (5.2.10) полностью совпадает с (5.2.6), если показатель преломления m брать чисто вещественным (что мы и предполагали при выводе (5.2.6)). Таким образом, релеевское приближение находит обоснование как предельный случай теории Ми. С другой стороны, из теории Ми мы получили общую формулу (5.2.10), справедливую для частиц с любым КПП, в том числе и проводников.

Проверим совпадение матрицы рассеяния с релеевским приближением. Для комплексных векторов из (5.2.3), учитывая $\pi_1(\gamma) = 1$ и $\tau_1(\gamma) = \cos \gamma$, имеем $S_1 = \frac{3}{2} a_1 \cos \gamma$, $S_4 = \frac{3}{2} a_1$.

Дальше можно обойтись без вычислений: поскольку угловые зависимости S_1 и S_4 полностью аналогичны (5.1.5), при нормировке матрицы мы получим (5.1.9). Таким образом, и все особенности рассеяния и поляризации малых сферических частиц (с любым КПП) эквивалентны случаю молекулярного рассеяния.

Хотя релеевское приближение и имеет ясный физический смысл, в рамках общей теории, причем чисто математически, можно получить результаты, которые из простых

приближений уже не следуют. Рассмотрим фактор ослабления малых частиц Q_e . Для него вновь подставим в (5.2.2) асимптотические соотношения (5.2.8), (5.2.9), только теперь необходимо, чтобы итоговое выражение не обращалось в нуль для вещественного m , а единственный член с ненулевой вещественной частью в (5.2.8), (5.2.9) – член с x^6 – в a_1 . Следовательно, для Q_e придется учесть все слагаемые до шестой степени x включительно:

$$\begin{aligned}
Q_e &= \frac{2}{x} (3 \operatorname{Re}(a_1) + 3 \operatorname{Re}(b_1) + 5 \operatorname{Re}(b_2)) = \\
&= -\operatorname{Im} \left(4x \frac{m^2-1}{m^2+2} + \frac{12}{5} x^3 \frac{(m^2-2)(m^2-1)}{(m^2+2)^2} + \frac{2}{15} x^3 (m^2-1) + \frac{2}{3} x^3 \frac{m^2-1}{2m^2+3} \right) + \\
&\quad + \frac{8}{3} x^4 \operatorname{Re} \left(\left(\frac{m^2-1}{m^2+2} \right)^2 \right) = \\
&= -\operatorname{Im} \left(4x \frac{m^2-1}{m^2+2} \left(1 + x^2 \frac{18(m^2-2)(2m^2+3) + (m^2+2)^2(2m^2+3) + 5(m^2+2)^2}{30(m^2+2)(2m^2+3)} \right) \right) + \\
&\quad + \frac{8}{3} x^4 \operatorname{Re} \left(\left(\frac{m^2-1}{m^2+2} \right)^2 \right).
\end{aligned}$$

Преобразуя знаменатель при члене с x^2 ,

$$\begin{aligned}
&2(9(m^2-2)(2m^2+3) + (m^2+2)^2(m^2+4)) = \\
&2(9(m^2-2)(2m^2+3) + (m^2+2)^2(2m^2+3) - (m^2+2)^2(m^2-1)) = \\
&2((2m^2+3)(m^4+13m^2-14) - (m^2+2)^2(m^2-1)) = \\
&2((2m^2+3)(m^2-1)(m^2+14) - (m^2+2)^2(m^2-1))
\end{aligned}$$

окончательно получим

$$\begin{aligned}
Q_e &= -4x \operatorname{Im} \left(\frac{m^2-1}{m^2+2} \left(1 + \frac{x^2}{15} \left(\frac{m^2-1}{m^2+2} \right) \frac{m^4+27m^2+38}{2m^2+3} \right) \right) + \\
&\quad + \frac{8}{3} x^4 \operatorname{Re} \left(\left(\frac{m^2-1}{m^2+2} \right)^2 \right). \tag{5.2.11}
\end{aligned}$$

Для вещественного КПП первое слагаемое в (5.2.11), очевидно, ноль, следовательно, оно в общем случае – фактор поглощения Q_a . Знак «минус» перед мнимой частью в (5.2.11) не должен вводить в заблуждение. Поскольку в оптике (см. гл.3) мы используем КПП в виде $m = n - ik$, то несложно показать, что Q_a положителен. Второе слагаемое в (5.2.11) столь однозначно не интерпретируется. Для вещественного КПП оно, как и весь фактор ослабления, совпадает с фактором рассеяния (5.2.10). В общем случае поглощающих частиц совпадения второго слагаемого в (5.2.11) и фактора рассеяния (5.2.10) уже нет,

следовательно, второе слагаемое описывает вклад в ослабление как рассеяния, так и поглощения. Заметим, что для поглощающих частиц фактор поглощения Q_a обратно пропорционален первой степени длины волны, в то время как фактор рассеяния Q_s – по-прежнему четвертой. Поэтому с ростом длины волны поглощающие свойства аэрозольных частиц становятся все более значимыми по сравнению с рассеивающими.

Крупные частицы

Рассмотрим теперь противоположный случай – случай частиц, много больших длины волны света, то есть таких, для которых $x = \frac{2\pi r}{\lambda} \gg 1$. Для них, очевидно, в пределе должна быть верной геометрическая оптика, в рамках которой можно считать, что частица рассеивает и поглощает весь свет, падающий на ее поверхность. Тогда, по определению сечения ослабления, оно равно πr^2 . Соответственно, для фактора ослабления должно быть $Q_e = 1$. Однако на самом деле этот результат неверен. Действительно, в рамках геометрической оптики мы не можем учесть дополнительное ослабление, вызванное дифракцией (рассеянием) на краях частицы лучей, идущих мимо нее. А эта дифракция будет иметь место вследствие волновой природы света.

Следовательно, реальное сечение ослабления должно быть равно сумме геометрического и некоторого дополнительного. Чтобы получить количественное значение этого дополнительного сечения дифракции используют оптическую теорему Бабиня, вытекающую, например, из дифракционной формулы Френеля–Кирхгофа [7, 62]. По теореме Бабиня – сечение рассеяния за счет дифракции у крупной частицы равно ее геометрическому сечению. Суммируя его с геометрическим, находим, что для любых частиц с размерами, много большими длины волны, сечение ослабления равно удвоенной площади проекции частицы на плоскость перпендикулярную лучам света (точнее, асимптотически стремится к удвоенной площади при стремлении ее размеров к бесконечности). В частности, для сферических частиц получаем $S_e = 2\pi r^2$ ($Q_e = 2$). Поскольку с дифракцией связано исключительно рассеяние света, из вышеизложенного следует простое следствие: сечение поглощения крупной частицы не может превосходить ее сечение рассеяния, иными словами, крупная частица поглощает не больше энергии излучения, чем ее рассеивает.

Парадокс ослабления

Итак, крупная частица (любой формы) изымает из пучка света энергии вдвое больше, чем падает на ее поверхность. Этот удивительный факт, противоречащий геометрической оптике и основанному на ней здравому смыслу, носит название «парадокс ослабления». Наличие этого парадокса подчеркивает, что *к процессам рассеяния излучения геометрическая оптика, вообще говоря, неприменима, и любые полученные с ее помощью результаты требуют проверки в рамках волновой оптики*. Примирить же парадокс ослабления с житейским опытом и здравым смыслом нам поможет простое объяснение, предложенное Ван де Хюлстом. Парадокс связан с тем, что при строгом рассмотрении явления дифракции мы считаем изменившимися направление и, следовательно, удаленными из пучка прошедшего света любые лучи, в том числе и рассеянные на предельно малые углы. Следовательно, наблюдать дифракционную картину и измерять сечение ослабления мы должны на очень большом (в пределе – бесконечно большом) расстоянии от частицы, где мы сумеем учесть вклад этих малых углов. Поэтому, наблюдая тень от камня, лежащего на окне комнаты, мы ни глазом, ни прибором не сможем отделить прошедшее мимо камня излучение от излучения, рассеянного камнем на очень малые углы, и в полном соответствии с геометрической оптикой и здравым смыслом получим для него фактор ослабления $Q_e = 1$. Но если тот же камень – это метеорит, находящийся в сотнях миллионах километров от Земли, то лучи света, рассеянные на очень малые углы, уже пройдут мимо нашего прибора, и мы зафиксируем фактор ослабления, близкий к $Q_e = 2$.

Возвращаясь к формулам Ми (5.2.2) можно утверждать, что должно выполняться соотношение

$$\lim_{x \rightarrow \infty} Q_e(x, m) = 2. \quad (5.2.12)$$

Соотношение (5.2.12) подтверждается в численных расчетах и используется для тестирования алгоритмов и компьютерных программ вычислений по теории Ми.

Аномальная дифракция

В рамках геометрической оптики были получены и другие, относительно простые, приближенные выражения для оптических характеристик аэрозольных частиц. В теории рассеяния, развитой Ван де Хюлстом, предполагается, что

$$m-1 \ll 1 \quad \text{и} \quad x = 2\pi r / \lambda \gg 1. \quad (5.2.13)$$

Это приближение Ван де Хюлст назвал *аномальной дифракцией*. Первое условие, строго говоря, означает, что $m \rightarrow 1$, однако, оказалось, что полученными выражениями можно пользоваться и для случая $m \rightarrow 2$. Второе условие означает, что радиус частиц должен быть в несколько раз больше длины волны. Поскольку частицы туманов и облаков имеют радиусы больше нескольких микрон, то для видимого диапазона спектра подобные частицы могут служить примером применения приближения аномальной дифракции в атмосферной оптике. Для непоглощающих частиц рассматривается фактор рассеяния Q_s , для поглощающих – Q_e . Основным параметром в теории аномальной дифракции является параметр

$$\rho = 2x(m-1) = \frac{4\pi r}{\lambda}(m-1), \quad (5.2.14)$$

в котором объединены три основных параметра рассеяния.

С учетом сделанных предположений Ван де Хюлст получил из принципа Гюйгенса – Френеля выражение для фактора рассеяния

$$Q_s = 2 - \frac{4}{\rho} \sin \rho + \frac{4}{\rho^2} (1 - \cos \rho). \quad (5.2.15)$$

Как мы отмечали ранее, эта формула на практике описывает основные свойства фактора рассеяния (и ослабления для непоглощающих частиц) не только при $m \approx 1$, но и для случая $m \approx 2$.

Для поглощающих частиц вводят дополнительный параметр b , определяемый соотношением

$$\operatorname{tg} b = \frac{\kappa}{(m-1)}, \quad (5.2.16)$$

где κ – мнимая часть показателя преломления.

Фактор ослабления дается следующей формулой:

$$Q_e = 2 - 4 \exp(-\rho \operatorname{tg} b) \frac{\cos b}{\rho} \sin(\rho - b) - \\ - 4 \exp(-\rho \operatorname{tg} b) \left(\frac{\cos b}{\rho} \right)^2 \cos(\rho - 2b) + 4 \left(\frac{\cos b}{\rho} \right)^2 \cos 2b. \quad (5.2.17)$$

Это выражение сводится к формуле (5.2.15) при $b = 0$, что соответствует $\kappa = 0$, т.е. непоглощающей частице. Позднее были предложены эмпирические поправочные

множители в выражении (5.2.17), повышающие точность расчета оптических характеристик аэрозольных частиц в приближении аномальной дифракции.

Комплексные показатели преломления

Для расчетов оптических характеристик аэрозольных частиц необходимо располагать информацией о комплексном показателе преломления вещества частиц. С учетом разнообразия физико–химических свойств атмосферного аэрозоля, его временной и пространственной изменчивости, получение этих данных является достаточно громоздкой и объемной задачей. К настоящему времени измерены показатели преломления многих веществ, входящих в состав атмосферных аэрозолей. В частности, обширные данные о спектральном поведении действительной и мнимой части показателя преломления различных веществ приведены в монографиях, справочниках и базах данных. Приведем, для примера, табл.5.2, характеризующую информацию о показателях преломления различных веществ, содержащуюся в базе данных HITRAN–96 (гл.4).

Таблица 5.2. Сведения о показателе преломления различных веществ в базе данных HITRAN-96 [96].

Вещество	Примечания
Вода (жидкая)	Спектральная область 0,65–1000 мкм
Вода (лед)	0,04–8·10 ⁶ мкм
Раствор H_2SO_4/H_2O	Комнатная температура, 0,35–25 мкм, 25, 38, 50, 75, 84,5, 95,6 % растворы H_2SO_4 по весу; 6,4–13 мкм, 90 % раствор H_2SO_4 по весу
Раствор HNO_3/H_2O	Комнатная температура, 2–32 мкм, 3, 12, 22, 40, 70 % HNO_3 по весу
NAT ($HNO_3 \cdot 3H_2O$)	1,4–20 мкм, тригидрат азотной кислоты при 181 и 196 К
NAD ($HNO_3 \cdot 2H_2O$)	1,4–20 мкм, дигидрат азотной кислоты при 184 К
NAM ($HNO_3 \cdot H_2O$)	1,4–20 мкм, моногидрат азотной кислоты при 179 К
Вода (лед)	Пластинка льда при 163 К
NAT	Твердая пленка раствора аморфного NAT при 153 К
NAD	Твердая пленка раствора аморфного NAD при 153 К
NAM	Твердая пленка раствора аморфного NAM при 153 К
$NaCl$	Комнатная температура, 0,2–30000 мкм
Морская соль	Комнатная температура, 0,2–30000 мкм
Сульфат аммония	Комнатная температура, 0,2–40 мкм
Углеродный материал	Комнатная температура, 0,2 – 40 мкм
Вулканическая пыль	Комнатная температура, 0,2–40 мкм
Метеорная пыль	Комнатная температура, 0,2–40 мкм
Кварц	Комнатная температура, 0,2–300 мкм
Окись железа	Комнатная температура, 0,2–300 мкм
Песок	Комнатная температура, 0,2–300 мкм

Как следует из приведенной таблицы и других многочисленных данных, показатели преломления задаются в широких областях спектра, что позволяет рассчитывать различные

оптические характеристики аэрозольных частиц в соответствующих областях. Например, показатель преломления льда в диапазоне от 0,04 до $8 \cdot 10^6$ мкм, т.е. от 40 нм до 8 метров. В общем случае, показатели преломления есть функции температуры, поэтому в базе данных HITRAN–96 приведены показатели преломления некоторых веществ для ряда температур.

На рис.5.3 дан для примера спектральный ход действительной и мнимой части показателя преломления воды и льда – наиболее распространенных в земной атмосфере аэрозольных веществ. Рисунок демонстрирует спектральную изменчивость n и k , особенно сильную для мнимой части показателя преломления.

Сравнение мнимых частей показателя преломления в широкой области спектра от 0,1 до 100 мкм для различных атмосферных аэрозолей дано на рис.5.4. Напомним, что мнимая часть в значительной степени определяет поглощательные свойства атмосферного аэрозоля. Из рисунка следует, что мнимые части показателя преломления для различных веществ отличаются на порядки величин – от значений близких к единице до 10^{-6} и менее. Кроме того, для отдельных веществ характерна сильная спектральная зависимость $k(\lambda)$. В нижней части рисунка приведены спектральные области, где для воды, кварца, сульфата аммония и $NaCl$ мнимые части показателя преломления менее 10^{-6} . Например, для воды эта область охватывает часть УФ, видимый и часть ближнего ИК диапазона. С другой стороны, вода характеризуется значительными величинами k в инфракрасной области спектра.

Примеры расчетов по теории Ми

Говоря о расчетах по формулам Ми, надо заметить, что успех теории Ми и вообще оптики аэрозолей наступил с появлением ЭВМ, поскольку ряды Ми медленно сходятся, и в общем случае в них надо учитывать десятки, сотни, а иногда и тысячи членов, что было невозможно в эпоху ручных вычислений. При создании вычислительных алгоритмов для ЭВМ потребовалось преобразовать формулы (5.2.1) к несколько иному виду и создать алгоритмы, устойчивые к накоплению машинной ошибки. Мы не будем останавливаться на этих проблемах, отметив лишь, что в настоящее время имеются алгоритмы и программы, устойчиво работающие во всем диапазоне возможных в задачах атмосферной оптики вариаций x и m [4, 6, 10].

Проанализируем характерное поведение характеристик ослабления, поглощения и рассеяния аэрозольных частиц на примере результатов расчетов по теории Ми.

На рис.5.5 приведены зависимости факторов ослабления от параметра x для трех веществ: воды ($m = 1,33 - i \cdot 1 \cdot 10^{-9}$), кварца ($m = 1,535 - i \cdot 5 \cdot 10^{-4}$) и сажи ($m = 1,82 - i \cdot 0,74$) при условии постоянства КПП. Последнее условие физически соответствует изменению только радиуса частицы при фиксации длины волны. Зависимости $Q_e(x)$ для воды и кварца носят характер затухающих колебаний, сходящихся к асимптотическому значению 2. Периодичность зависимости следует из определения функций Риккати–Бесселя (5.2.4) через синусы и косинусы параметров mx и x , четко выраженный период колебаний отсутствует, что объясняется их наложением при суммировании рядов. Этим же объясняются высокочастотные колебания («рябь») на кривых для воды и кварца. На иллюстрации видна также сильная изменчивость характера зависимости $Q_e(x)$ от КПП: кривые для трех веществ существенно различны, в частности, для сажи из-за очень сильного поглощения колебательный характер зависимости вообще не проявляется, а имеется плавный ход $Q_e(x)$, поскольку большая мнимая часть КПП при вычислении синусов и косинусов комплексного аргумента в (5.2.4) дает экспоненциальный множитель, «гасящий» колебательные члены. Отсюда можно сделать вывод, что чем больше мнимая часть КПП, тем слабее осцилляции факторов ослабления $Q_e(x)$ и рассеяния Q_s . Интересно заметить, что максимальное ослабление частиц в 3–4,5 раза больше, чем их геометрическая площадь: это результат дифракционного ослабления.

Для непоглощающих веществ (вода) и слабопоглощающих (кварц) кривые для факторов рассеяния практически совпадают с фактором ослабления $Q_e(x)$. Для кварца на рис.5.5 показан фактор поглощения, а для сажи – рассеяния и поглощения. Видно, что у фактора поглощения кварца отсутствуют низкочастотные колебания, но имеется «рябь». У сажи факторы рассеяния и поглощения имеют такой же плавный ход, как $Q_e(x)$.

Индикатрисы рассеяния в зависимости от x для воды, сажи и кварца приведены на рис.5.6а. Для малых частиц, как мы выяснили выше, индикатриса близка к релеевской. С ростом размера частицы индикатриса вытягивается в направлении вперед. Это обусловлено тем, что рассеянное излучение – это дифрагированное излучение. Из теории дифракции известно, что чем больше препятствие (размеры частицы), тем в более малом телесном угле вблизи направления распространения первоначального излучения «концентрируется» дифрагированное излучение. Это следует также из формулы (5.2.4): косинус угла рассеяния в районе нуля максимален, следовательно, максимальна функция τ_n , и при суммировании рядов M_i эти максимумы складываются. Поэтому индикатрисы аэрозольных частиц – вытянутые, и тем сильнее, чем крупнее частицы. Поскольку такие индикатрисы получаются

из расчетов по теории Ми, они называются, в отличие от релеевских, *индикатрисы Ми*. Как противоположность релеевскому рассеянию используют термин *рассеяние Ми* (то есть рассеяние, для описания которого требуются расчеты по общей теории).

Для сравнительно малых частиц форма индикатрисы практически не зависит от КПП. Так на рис.5.6а индикатрисы для $x = 1$ практически совпадают. С ростом x в индикатрисе рассеяния начинают появляться вторичные максимумы: *максимум обратного рассеяния* при угле 180° и боковые максимумы. Величина и форма этих максимумов уже сильно зависит от типа вещества. Это видно на рис.5.6а, а также на рис.5.6б, где отдельно изображена область углов $90-180^\circ$. Для кварца максимум обратного рассеяния и боковые максимумы выражены очень сильно, для воды и сажи – значительно слабее, но при этом индикатриса воды имеет наиболее сильные минимумы. Боковые максимумы воды представляют особый интерес, поскольку «отвечают» за такие атмосферные явления как радуги, глории и т.п. Позднее мы еще вернемся к ним. Отметим лишь, что, как видно из рис.5.6б, радужные явления не являются исключительной привилегией водяных капель, они, в принципе, сопровождают рассеяние на частицах любого вещества, просто мы никогда не наблюдаем их в природе из-за сравнительно малой концентрации крупных неводных частиц.

Для матрицы рассеяния (элементов, отличных от индикатрисы) и, в частности, для характеристик поляризации аэрозольного рассеяния, зависимости от x и КПП носят сложный и разнообразный характер.

5.3. Аэрозольное рассеяние и поглощение в атмосфере

Оптические характеристики ансамблей аэрозольных частиц

В предыдущем параграфе мы достаточно подробно рассмотрели взаимодействие излучения с одиночными аэрозольными частицами. Однако, этим задача описания аэрозольного рассеяния в атмосфере не исчерпывается хотя бы потому, что реальные атмосферные аэрозоли состоят из различных веществ и имеют разные размеры (гл.2).

Начнем с последнего обстоятельства. Как мы отмечали в гл.2, характеристикой разницы в размерах – дисперсности аэрозолей – является функция распределения частиц по размерам $n(r)$, где n – концентрация частиц, r – радиус. По определению функции распределения число частиц dN с размерами от r до $r + dr$ в единице объема есть $dN = n(r) dr$. Как показано

в гл.3, объемный коэффициент аэрозольного ослабления α_a для частиц в указанном диапазоне радиусов согласно (3.3.20) есть

$$\alpha_a(r) = dN C_e(r) = n(r) C_e(r) dr,$$

Для получения суммарного объемного коэффициента всех аэрозольных частиц мы должны, согласно (3.3.21), сложить все $\alpha_a(r)$, откуда сразу получаем

$$\alpha_a = \int_0^{\infty} n(r) C_e(r) dr. \quad (5.3.1)$$

Будем по-прежнему моделировать аэрозольные частицы однородными сферами. Тогда (5.3.1) удобнее переписать несколько иначе. Учтем, что $C_e(r) = \pi r^2 Q_e(r, m)$ и запишем функцию распределения в виде $n(r) = N f(r)$, где N – полная концентрация аэрозольных частиц (всех размеров), а $f(r)$ соответственно нормированная функция распределения (см. гл.2). В результате (5.3.1) запишется в виде

$$\alpha_a = N \int_0^{\infty} \pi r^2 Q_e(r, m) f(r) dr. \quad (5.3.2)$$

Из (3.3.22) следует, что соотношения, совершенно аналогичные (5.3.2), получатся и для объемных коэффициентов аэрозольного рассеяния и поглощения

$$\sigma_a = N \int_0^{\infty} \pi r^2 Q_s(r, m) f(r) dr, \quad k_a = N \int_0^{\infty} \pi r^2 Q_a(r, m) f(r) dr. \quad (5.3.3)$$

Для индикатрисы аэрозольного рассеяния, мы, как выяснили в гл.3, должны суммировать произведения индикатрис на объемные коэффициенты рассеяния. В диапазоне от r до $r + dr$ оно есть $n(r) \sigma(r) x(r, \gamma) dr = N f(r) \sigma(r) x(r, \gamma) dr$. Теперь для индикатрисы мы должны воспользоваться "правилами сложения" (3.4.34), откуда получаем

$$x_a(\gamma) = \frac{\int_0^{\infty} \pi r^2 Q_s(r, m) x(r, m, \gamma) f(r) dr}{\int_0^{\infty} \pi r^2 Q_s(r, m) f(r) dr}, \quad (5.3.4)$$

где $x_a(\gamma)$ – суммарная аэрозольная индикатриса рассеяния, а $x(r, m, \gamma)$ – индикатриса частицы радиуса r .

Аэрозольные частицы в атмосфере, с учетом их дисперсности, принято именовать ансамблем частиц. Полученные формулы (5.3.1)–(5.3.4) полностью решают задачу

определения оптических характеристик ансамбля сферических однородных частиц: необходимо знать концентрацию частиц, функцию их распределения по размерам и комплексный показатель преломления (КПП) вещества частиц (плюс уметь рассчитывать характеристики взаимодействия излучения с одиночной частицей, например, по теории Ми). Если же в атмосфере присутствуют аэрозольные частицы нескольких сортов (с разными $f(r)$ и КПП), мы всегда можем вычислять оптические характеристики для каждого сорта отдельно, а потом пользоваться правилами сложения (3.3.21), (3.3.22), (3.4.34).

Формула Ангстрема. Аэрозольные оптические эффекты

Влияние аэрозольных частиц на перенос излучения наиболее значимо в видимой области спектра, где почти нет полос поглощения атмосферных газов, и решающими механизмами трансформации солнечного излучения в атмосфере являются молекулярное рассеяние и аэрозольное ослабление. В видимой области КПП основных аэрозольных веществ меняются по спектру мало, и их можно считать константами. Аппроксимируем функцию распределения аэрозольных частиц по размерам распределением Юнге (2.4.7), то есть положим $f(r) = c r^{-b}$, где b – параметр распределения, D – постоянный коэффициент. Тогда (5.3.2) примет вид

$$\alpha_a = \pi N D \int_0^{\infty} r^{2-b} Q_e(r) dr.$$

Согласно теории Ми, Q_e зависит от $\frac{2\pi r}{\lambda}$, где λ – длина волны света. Введем в интеграл подстановку $x = \frac{2\pi r}{\lambda}$, тогда $r = \frac{\lambda x}{2\pi}$, $dr = \frac{\lambda}{2\pi} dx$ и

$$\alpha_a = \frac{\pi N D}{2\pi^{2-b}} \int_0^{\infty} \lambda^{2-b} x^{2-b} Q_e \frac{\lambda}{2\pi} dx,$$

откуда

$$\alpha_a = A \lambda^{-\beta}, \quad (5.3.5)$$

где A – не зависящая от λ константа, а показатель степени β связан с параметром распределения Юнге как $\beta = b - 3$ (часто распределение Юнге записывают в виде $f(r) = D r^{-1-b'}$, тогда, соответственно, $\beta = b' - 2$).

Формула (5.3.5) называется *формулой Ангстрема* [86]. Согласно ей аэрозольное ослабление обратно пропорционально некоторой степени длины волны света. Этим оно похоже на

молекулярное рассеяние, для которого $\beta = 4$. Как мы выяснили в предыдущем пункте, такой же показатель пропорциональности имеет сечение ослабления для малых (релеевских) частиц, следовательно, согласно (5.3.1) и объемный коэффициент ослабления таких частиц. Поскольку случай релеевских частиц предельный, для атмосферного аэрозоля $\beta \leq 4$. Из связи β с распределением Юнге следует, что чем меньше параметр b , то есть чем больше в воздухе крупных частиц, тем меньше показатель степени β . Таким образом, присутствие крупных частиц делает спектральную зависимость аэрозольного ослабления менее выраженной, вплоть до ее отсутствия ($\beta = 0$ при $b = 3$).

В видимой области спектра аэрозольное поглощение много меньше аэрозольного рассеяния (мнимые части КПП многих аэрозольных веществ близки к нулю). Поэтому все сказанное выше о зависимости β от размеров частиц относится и к аэрозольному рассеянию. Таким образом, в отличие от молекулярного рассеяния, аэрозольное рассеяние уменьшается с длиной волны более слабо, а для крупных частиц вообще практически не меняется, и свет разных длин волн рассеивается аэрозолем примерно одинаково. Этим объясняется нейтральный цвет аэрозольных образований: облака, туманы, скопления пыли, дым, выглядят белыми, серыми, черными, в то время как голубой цвет неба связан, как мы выяснили в п.5.1 с $\beta = 4$ для молекулярного рассеяния.

Если показатель β в (5.3.5) достаточно велик, то есть преобладают мелкие аэрозольные частицы, синие лучи ослабляются сильнее красных. Тогда при наблюдении светящихся объектов, в частности Солнца и Луны, будет наблюдаться их покраснение. Мы уже обсуждали подобные эффекты для молекулярного рассеяния в п.5.1, но для аэрозолей разница в том, что ослабление прямо пропорционально их концентрации, поэтому если концентрация мелких частиц в атмосфере велика, эффекты покраснения наблюдаются не только на восходах и закатах, но и при относительно высоком положении Солнца и Луны над горизонтом.

При выводе формулы Ангстрема (5.3.5) были сделаны два допущения: независимость КПП от длины волны и соответствие функции распределения формуле Юнге. Эти допущения накладывают весьма серьезные ограничения на практическое использование (5.3.5): она неверна в ИК диапазоне, где КПП существенно меняется с длиной волны; для распределений, отличных от Юнге; наконец, при наличии в атмосфере аэрозолей разной природы с различными КПП. Ниже, при обсуждении расчетов оптических характеристик аэрозольных ансамблей на ЭВМ, мы несколько уточним наши знания о спектральном ходе

объемного коэффициента аэрозольного ослабления. Здесь же отметим, что, несмотря на все допущения, формулой Ангстрема достаточно часто пользуются при обработке результатов натуральных измерений. Действительно, измеряя спектральную зависимость объемного коэффициента аэрозольного ослабления в видимой области спектра (хотя бы на двух длинах волн) и аппроксимируя ее (5.3.5), очень легко определить параметр b распределения Юнге, то есть фактически получить информацию о функции распределения аэрозольных частиц по размерам.

Расчеты оптических характеристик атмосферных аэрозолей. Особые и аномальные аэрозольные оптические эффекты

Основные особенности оптических характеристик полидисперсного аэрозоля обусловлены сглаживанием обсуждавшихся в предыдущем параграфе осцилляций факторов ослабления, рассеяния и индикатрис рассеяния за счет интегрирования по ансамблю аэрозольных частиц. Поэтому зависимость оптических аэрозольных характеристик от длины волны света получается достаточно гладкой, что косвенно подтверждает и полученная аналитически формула Ангстрема (5.3.5). Это сглаживание тем сильнее, чем больше разброс размеров частиц, то есть дисперсность их функции распределения. В случаях, когда преобладают частицы одного размера, сглаживание слабое, и в оптических характеристиках аэрозольных ансамблей начинают проявляться особенности, присущие отдельным частицам. Это вызывает "особые" оптические явления: радуги, гало и т.п. Подробно мы обсудим их в п.5.6. Здесь отметим лишь, что малую дисперсность имеют капли воды во время дождя, поэтому на них мы отчетливо наблюдаем радугу, иногда даже двойную. Малую дисперсность имеют ледяные частицы перистых и перисто-слоистых облаков, поэтому в таких облаках наблюдается гало. Таким образом, наблюдение особых оптических явлений в облаках есть свидетельство малой дисперсности частиц, составляющих их, следовательно, даже по чисто визуальным наблюдениям можно сделать определенные выводы о размерах облачных частиц.

При выводе формулы Ангстрема (5.3.5) мы использовали распределение Юнге. Однако, реальные ансамбли аэрозольных частиц имеют определенный максимум размеров, от которого идет спад как в область крупных, так и в область мелких частиц. Примером такого, более адекватного, распределения является логнормальное (2.4.6). Для распределений такого типа получить зависимость аэрозольного ослабления от длины волны в явном

аналитическом виде уже нельзя, однако, результаты численных расчетов позволяют внести определенные дополнения к анализу, сделанному нами по формуле Ангрема.

Характерной особенностью спектрального хода аэрозольного ослабления становится наличие максимума, определяемого параметрами функции распределения. Это иллюстрирует рис.5.7, где приведены три спектральные кривые объемного коэффициента аэрозольного ослабления для пыли ($m = 1,5 - i \cdot 0,008$). Использовано логнормальное распределение (2.4.6) с $\sigma = 0,7$ и различными значениями r_0 : 0,1, 0,25 и 0,5 мкм. Для удобства анализа приведены относительные (нормированные на значение при 0,5 мкм) кривые. Хорошо заметно наличие максимума у кривой $r_0 = 0,25$. Аналогичные максимумы есть и у остальных кривых, но они находятся вне рисунка: у $r_0 = 0,1$ в УФ области, у $r_0 = 0,5$ – в ИК. Таким образом, при преобладании крупных частиц над мелкими аэрозольное ослабление может возрастать от коротких волн к длинным. Такие явления, иногда наблюдаемые при измерениях в атмосфере, получили название "аномальный спектральный ход аэрозольного ослабления".

Если концентрация аэрозоля достаточно велика и аэрозольное ослабление преобладает над молекулярным рассеянием, аномальный спектральный ход может приводить к интересным оптическим эффектам. Так на снимках ландшафтов, полученных при посадке на Марс американских станций "Викинг", марсианское небо оказалось не голубым и не черным, а желтым [47]. Это не трудно объяснить, если учесть, что на Марсе из-за очень тонкой атмосферы (см. табл.1.3) молекулярное рассеяние слабое, но песчаная поверхность пустынь Марса и периодически происходящие там сильные пылевые бури создают высокую концентрацию аэрозольных частиц. В песчаных аэрозолях же, как показывают измерения для пустынь Земли, преобладают частицы размеров, вызывающих аномальный спектральный ход аэрозольного рассеяния, при котором максимально рассеиваются желтые и красные лучи. На Земле эти эффекты подавляются сильным молекулярным рассеянием, но все же в пустынях цвет неба и Солнца не столь насыщен красками. При аномальном аэрозольном ослаблении, если концентрация крупных частиц достаточно велика, красные лучи могут ослабляться сильнее синих, и тогда наблюдается крайне редкое явление "посинения" светящихся объектов [6].

Выше мы говорили в основном об аэрозольном рассеянии. Это не случайно. Хотя аэрозоль и поглощает излучение, но этот процесс не существен: в видимой области спектра аэрозольное поглощение мало, а в ИК области им обычно пренебрегают по сравнению с поглощением газовым. Отметим, однако, что все это справедливо лишь для "стандартных"

условий на Земле. Мощные извержения вулканов, падение крупных метеоритов, обширные лесные пожары, войны, могут привести к выбросу в атмосферу очень большого количества поглощающих излучение аэрозолей (в основном сажи и пепла), что приведет к серьезным изменениям оптических свойств атмосферы Земли.

Другие примеры полидисперсных оптических характеристик для случая кучевых облаков приведены на рис.5.8 и 5.9. На рис.5.8а и 5.8б даны индикатрисы рассеяния $x(\gamma)$ и степень линейной поляризации этого типа облаков для различных длин волн в видимой и ИК областях спектра. В видимой области спектра на $\lambda = 0,5$ мкм наблюдается сильное рассеяние вперед (большие значения параметра $x = \frac{2\pi r}{\lambda}$). В ИК области ($\lambda = 10$ мкм) относительный вклад в рассеяние «вперед» существенно меньше. Как следует из рис.5.8б, степень линейной поляризации при рассеянии в кучевых облаках может достигать 60–80 % при некоторых углах рассеяния.

На рис.5.9 для тех же кучевых облаков приведен спектральный ход нормированных коэффициента ослабления $\sigma_e(0,5)$, альbedo однократного рассеяния $\tilde{\omega}_0 = \frac{\sigma_a}{\alpha_a}$ и параметра асимметрии g (о нем – более подробно в следующем параграфе). Отметим, что, в среднем, коэффициент ослабления кучевых облаков растет при переходе от видимой области спектра в ИК область (примерно до $\lambda = 6$ мкм), а затем падает. Спектральное поведение альbedo однократного рассеяния обусловлено, в основном, спектральным ходом мнимой части показателя преломления воды. В частности, в спектральном ходе $\tilde{\omega}_0$ наблюдаются три минимума на длинах волн приблизительно 3, 6 и 10 мкм. Параметр асимметрии g примерно постоянен (0,82–0,86) для длин волн вплоть до ~ 10 мкм (за исключением $\lambda \sim 3$ –6 мкм, где преобладает эффект дифракции, приводящий к сильному рассеянию вперед). С дальнейшим ростом длины волны уменьшение параметра рассеяния x приводит к значительному уменьшению параметра асимметрии.

Аппроксимация индикатрис рассеяния

Индикатрисы рассеяния, как функции угла рассеяния часто аппроксимируются с помощью полиномиальных разложений, в частности, при решении задач переноса солнечного излучения в атмосферах планет (см. гл.8). Обычно в теории рассеяния в качестве ортогонального базиса используются полиномы Лежандра

$$x(\cos \gamma) = \sum_{l=0}^N x_l P_l(\cos \gamma), \quad (5.3.6)$$

где $P_l(\cos \gamma)$ – полиномы Лежандра l – ого порядка, а x_l – коэффициенты разложения. Выбор в качестве ортогонального базиса полиномов Лежандра обусловлен, в частности тем, что нулевой полином Лежандра равен единице, а первый – $\cos \gamma$. Таким образом, нулевой и второй члены разложения позволяют учитывать вклад в индикатрису рассеяния молекулярного (релеевского) рассеяния.

В таблице 5.3 даны примеры простейших разложений индикатрисы рассеяния и их первые четыре коэффициента разложения. Один из коэффициентов разложения для двух аналитических функций приведен в виде специального коэффициента – *параметра асимметрии* $g = 1/3 x_1$. Отметим, что $g = 1$ соответствует случаю полного рассеяния вперед (угол рассеяния – 0 градусов), $g = -1$ – случаю полного рассеяния назад (угол рассеяния – 180 градусов), а при $g = 0$ наблюдается изотропное или симметричное рассеяние (например, релеевское).

Таблица 5.3. Примеры аппроксимаций индикатрис рассеяния и их коэффициенты разложения.

Тип рассеяния	Формула для индикатрисы	Коэффициенты разложения			
		x_0	x_1	x_2	g
Изотропное	1	1	0	0	0
Релеевское	$\frac{3}{4}(1 + \cos^2 \gamma)$	1	0	$\frac{1}{2}$	0
Хеньи– Гринстейна	$\frac{1 - g^2}{(1 + g^2 - 2g \cos \gamma)^{3/2}}$	1	$3g$	$5g^2$	g
Рассеяние вперед и назад	$(1 + g)\delta^+ + (1 - g)\delta^-$	1	$3g$	$5g^2$	g

Примечание: значения $\delta^+ = 1$ при $\gamma = 0$ градусов и ноль при других углах, $\delta^- = 1$ при $\gamma = 180$ градусов и ноль при других углах.

Отметим, что чем больше частица и чем больше пик индикатрисы при рассеянии вперед, тем больше приходится брать членов разложения в выражении (5.3.6) для приемлемой точности аппроксимации.

Оптические аэрозольные модели

Объемные коэффициенты аэрозольного рассеяния и поглощения, индикатриса (матрица) аэрозольного рассеяния, согласно уравнению переноса (3.4.35), используются как параметры при расчете поля излучения в атмосфере. Возникает проблема определения численных значений этих компонент. На основе (5.3.2)–(5.3.4) ее решают путем вычислений оптических характеристик аэрозолей по заданным комплексному показателю преломления, функции распределения частиц по размерам и концентрации частиц, а они, в свою очередь, получаются из экспериментальных измерений. Совокупность указанных характеристик и рассчитанных по ним характеристик оптических называется *аэрозольной оптической моделью* [26].

Проблема несферичности в оптике аэрозоля

Завершая разговор об аэрозольном рассеянии, вернемся к тому, с чего мы начали. В первом абзаце предыдущего параграфа было указано, что для решения задач дифракции света на аэрозольных частицах они моделируются телами определенной геометрической формы. Однако, далее всюду речь шла только об однородных сферических частицах. Как мы отмечали в гл.2, форма частиц в атмосферах планет может быть самая разная. Форму, близкую к сферической, имеют лишь жидкие аэрозоли. Да и ее, например, для жидких облачных частиц больших размеров более правильно следует моделировать эллипсоидами вращения (сфероидами). Пылевые и сажевые частицы, ледяные кристаллы облаков имеют формы, существенно отличающиеся от сфер.

Описание рассеяния излучения на несферических частицах приводит, в общем случае, к столь сложным уравнениям электродинамики, что их решения получены лишь для некоторых моделей. Так, имеются формулы, похожие на формулы Ми, для расчета оптических характеристик двухслойных сфер («шар в оболочке») [6]. Они достаточно широко используются для описания оптических свойств обводненных аэрозолей в атмосфере [11, 26] (при конденсации жидкой воды на аэрозольных частицах при высокой относительной влажности воздуха). Имеются решения для эллипсоидов вращения (сфероидов) [76, 87, 91], которыми можно моделировать крупные жидкие частицы в облаках и осадках. На рис.5.10 представлены примеры расчетов факторов эффективности рассеяния для вытянутых и сплюснутых сфероидов. На рисунках приведена форма этих частиц, характеризующаяся двумя параметрами – a и b , и их ориентация по отношению к направлению распространения излучения. В этом случае нормировка фактора эффективности рассеяния

осуществляется по отношению к их площадям b^2 и a^2 . Приведенные кривые соответствуют различным отношениям a/b . Оптические характеристики сфероидов подобны соответствующим характеристикам для сфер. В пределе малых сфероидов мы приходим к релеевскому типу рассеяния. Для больших сфероидов характерны интерференционные и резонансные особенности в рассеянии. Сфероиды используются иногда для моделирования оптических свойств ледяных частиц («игл» и «дисков»).

Следует отметить, что при переходе к несферическим частицам многократно возрастают трудности описания их ансамблей, поскольку теперь надо интегрировать не только по радиусу сфер, но и ряду геометрических параметров формы, учитывая ориентацию частиц относительно направления распространения излучения. Индикатриса рассеяния ансамбля таких частиц уже зависит не только от угла, но и от азимута рассеяния. Это резко усложняет и без того непростое уравнение переноса излучения при учете многократного рассеяния для таких частиц.

Ледяные частицы перистых облаков часто моделируются частицами гексагональной формы. При этом размеры гексагональных кристаллов обычно имеют порядок нескольких сотен микрометров. В этом случае, т.к. размеры частиц много больше длины волны излучения, можно использовать приближение геометрической оптики. В этом методе рассматривается распространение отдельных лучей света с учетом процессов отражения и преломления света на гранях кристалла. Лучи, выходящие из кристаллов в различных направлениях, имеют различные амплитуды и фазы. При многократных отражениях и преломлениях используется закон Снеллиуса. Энергии отраженного и преломленного полей описываются формулами Френеля (см. подробнее гл.6).

Рассеяние на несферических частицах имеет свои специфические угловые и поляризационные особенности. Картина поляризации для несферических частиц значительно отличается от поляризации, наблюдаемой для сфер. Значительные отличия в поляризационных характеристиках рассеянного излучения для различных облачных частиц являются физической основой дистанционных методов изучения формы облачных частиц.

Приближения в теории рассеяния в атмосфере

Рассеяние в атмосфере зависит от многих параметров:

- числа частиц,
- размеров и формы частиц (функции распределения),
- показателя преломления частиц (его действительной и мнимой части),

– длины волны излучения.

Так как рассеяние на сферических частицах зависит от параметра $x = \frac{2\pi r}{\lambda}$, то все частицы ведут себя по-разному в различных областях спектра. Этот факт наглядно демонстрирует рис.5.11, на котором показаны спектральные области применимости приближений геометрической оптики, рассеяния Ми, релеевского рассеяния и пренебрежимо малого рассеяния для различных частиц. По вертикальной оси даны размеры частиц – от капель дождя до молекул воздуха, по горизонтальной – длина волны. Очевидно, например, что в зависимости от длины волны частицы атмосферной дымки могут быть и частицами Ми, и релеевскими частицами. А в микроволновой области эти частицы практически не рассеивают.

Изменчивость аэрозольного ослабления

В связи с огромными вариациями характеристик аэрозольных частиц – их концентраций, формы, функции распределения частиц по размерам и т.д. – оптические характеристики аэрозолей очень изменчивы.

На рис.5.12 представлен спектральный ход коэффициентов ослабления для различных типов атмосферных аэрозолей. Видно, что максимальное ослабление ($\sim 10^{-2} \text{ м}^{-1}$) характерно для кучевых облаков. Отметим относительно слабую спектральную зависимость коэффициента ослабления для этого типа облаков в рассматриваемой области спектра 0,1–10 мкм.

Коэффициент ослабления облаков высокого яруса на порядок меньше и сильно варьирует в спектральной области 7–12 мкм. Коэффициенты ослабления дымок различных типов изменяются в широких пределах от $\sim 10^{-4}$ до $5 \cdot 10^{-7} \text{ м}^{-1}$. Для сравнения на рис.5.12 приведена также кривая спектрального хода коэффициента релеевского молекулярного ослабления. Видно, что при $\lambda \geq 3\text{--}5$ мкм релеевским ослаблением в земной атмосфере можно пренебречь.

5.4. Рассеяние излучения с перераспределением по частоте

Рассмотренные ранее механизмы рассеяния излучения в атмосферах планет (молекулярное и аэрозольное) характерны тем, что рассеянное излучение имеет ту же длину волны (частоту), что и падающее. Такой тип рассеяния именуется *упругим или когерентным рассеянием*. Однако, в оптике известны и другие типы рассеяния, при которых частота излучения после рассеяния изменяется. Такой тип рассеяния в теории переноса излучения носит название

рассеяние излучения с перераспределением по частоте. В ряде ранних учебниках и монографиях для обозначения этого типа рассеяния часто использовали термин *неупругое рассеяние*. Терминология «упругое – неупругое» рассеяние связана с рассмотренной в гл.4 трактовкой рассеяния как столкновения фотонов с молекулами. Этот термин нельзя признать удачным, т.к., например, при упругих столкновениях частиц не происходит передачи энергии поступательного движения во внутренние степени свободы. В то же время, при аэрозольном рассеянии в случае, когда мнимая часть показателя преломления не равна нулю, часть энергии излучения поглощается, хотя рассеяние происходит при той же частоте и может называться упругим. То же самое можно сказать, в общем случае, и о молекулярном рассеянии.

Более правильно называть рассеяние с изменением частоты рассеянного излучения *некогерентным*, понимая под нарушением когерентности изменение частоты излучения. Если выше при рассмотрении молекулярного и аэрозольного рассеяния достаточно было использовать классическую электродинамику, то некогерентные типы рассеяния требуют привлечения квантово–механических представлений.

Комбинационное рассеяние

Наиболее известный тип некогерентного рассеяния – *комбинационное или рамановское рассеяние*. Пусть молекула имеет систему уровней внутренней энергии, изображенную на рис.5.13 и состоящую из двух электронных уровней, расщепленных на колебательные подуровни. Прежде всего, на рис.5.13а схематически изображен процесс релеевского рассеяния, когда частота падающего излучения не совпадает с частотами, соответствующими переходам молекулы из нижних в верхние состояния молекулы. При этом, как мы отмечали ранее, частота при релеевском рассеянии остается та же, т.е. $\nu = \nu_0$. Это проиллюстрировано в средней части рис.5.13а в столбце – спектральное проявление.

Кроме процесса релеевского рассеяния может наблюдаться другой тип рассеяния, изображенный на рис.5.13б. Оказывается, если молекула находится в поле излучения с частотой ν_0 , не совпадающей с частотами, соответствующими переходам молекулы из нижних в верхние состояния молекулы, возможен так называемый *виртуальный переход*, т.е. переход в *виртуальное состояние* внутренней энергии молекулы, не совпадающее с изображенными на рис.5.13 разрешенными квантовыми состояниями. (Виртуальный уровень молекулы на рис. 5.13б изображен пунктирной линией.) Несмотря на то, что частота падающего излучения не соответствует разности между разрешенными квантовыми

состояниями молекулы, происходит слабое взаимодействие падающего излучения с рассматриваемой молекулой. При этом часть энергии излучения может переходить во внутреннюю энергию молекулы, а молекула, «уходя» с виртуального уровня, может излучать частоту $\nu_1 < \nu_0$. При определенных условиях молекула может переходить в основное электронное состояние, но на уровень, соответствующий частоте излучения $\nu_2 > \nu_0$. При этом, естественно, часть внутренней энергии молекулы переходит в энергию излучения. Описанный процесс взаимодействия излучения с молекулой называется *обыкновенным комбинационным рассеянием*, и он приводит к появлению в спектре рассеянного излучения, кроме линии с частотой ν_0 , двух дополнительных линий, так называемых, *стоксовской и антистоксовской компонент*. При этом эти компоненты находятся с разных «сторон» от основной линии рассеяния с частотой ν_0 . Существенно, что положение этих дополнительных линий в рассеянном излучении относительно частоты падающего излучения с частотой ν_0 полностью определяется системой уровней внутренней энергии молекулы. В рассмотренном на рис.5.13б случае это определяется разностью энергий между колебательными подуровнями основного электронного состояния молекулы. Тем самым комбинационный спектр рассеянного излучения индивидуален для каждой конкретной молекулы. Другими словами «сдвиги» стоксовской и антистоксовской компонент относительно частоты падающего излучения индивидуальны для каждой молекулы. Эффективность процесса взаимодействия излучения с молекулой, приводящего к обыкновенному комбинационному рассеянию и схематически изображенного на рис.5.13б, невелика. Другими словами, вероятность перехода молекулы в виртуальное состояние мала. Это приводит к тому, что сечение обыкновенного комбинационного рассеяния меньше, например, сечения молекулярного (релеевского) рассеяния на три порядка. Интенсивность комбинационного рассеяния пропорциональна числу молекул в начальном состоянии, переходы с которого в виртуальное состояние порождают данную линию рассеяния. Это является физической основой для определения концентраций в атмосфере различных молекул по спектрам обыкновенного комбинационного рассеяния.

Когда частота падающего излучения очень близка к частотам, соответствующим переходам молекул с основного состояния в возбужденные, то интенсивность взаимодействия излучения с молекулой существенно возрастает. Другим словами, этой ситуации соответствуют случаи, когда виртуальный уровень молекул близок к разрешенным квантовым состояниям молекул. Такой тип рассеяния принято называть *резонансным*

комбинационным рассеянием – рис.5.13в. При этом происходит увеличение сечения рассеяния на три–шесть порядков по сравнению с сечением обыкновенного (внезонансного) комбинационного рассеяния.

Флуоресценция

Другой важный процесс взаимодействия излучения с молекулой изображен на рис.5.13г. Частота падающего излучения ν_0 соответствует разности энергий основного и возбужденного состояний. При этом происходит поглощение молекулой падающего излучения, и она переходит в возбужденное состояние на какое–то время. Если за это время не происходят безизлучательные переходы за счет столкновений молекул («тушение» возбуждения), то молекула может перейти в основное электронное состояние, переизлучив энергию. При этом, в связи с наличием колебательных подуровней основного состояния, эти переходы могут дать излучение на различных частотах ν_i . Эти частоты, естественно, определяются системой этих подуровней. Тогда в спектре рассеянного излучения (который можно назвать и спектром излучения молекулы) мы можем наблюдать много линий. Описанный процесс носит название *флуоресценции* (иногда его называют *резонансной флуоресценцией*).

Часто выделяют еще один процесс взаимодействия излучения с молекулой – *широкополосную флуоресценцию* – рис. 5.13д. Он отличается от простой флуоресценции тем, что во время нахождения молекул в возбужденном состоянии за счет их столкновений происходят безизлучательные переходы на различные колебательные подуровни возбужденного электронного состояния молекул. После этих безизлучательных переходов и «распределения» молекул по дополнительным колебательным подуровням возбужденного электронного состояния молекула может перейти в основное электронное состояния (опять таки – на разные подуровни), и спектр рассеяния (излучения) будет состоять из еще большего количества линий рассеяния по сравнению, например, со случаем резонансной флуоресценции. Эта совокупность большого количества линий рассеяния будет занимать широкую спектральную область, а сам спектр, при регистрации его аппаратурой невысокого спектрального разрешения, будет «выглядеть» как широкая полоса рассеяния (излучения).

Флуоресценция в оптике обычно рассматривается как совокупность двух однофотонных процессов, т.е. как двухступенчатое взаимодействие излучения с молекулой, состоящее в поглощении отдельного фотона с частотой ν_0 с последующим спонтанным испусканием

фотона с другой частотой ν_i . Разность $\nu_i - \nu_0$ определяется расположением подуровней основного и возбужденного состояния молекулы и зависит от ее структуры (строения). Тем самым, очевидно, что и спектры флуоресценции строго индивидуальны для каждой молекулы и позволяют идентифицировать тип молекулы.

Рассматривая процессы флуоресценции как два однофотонных процесса, важно обратить внимание на то, что между актами поглощения и излучения фотона имеется определенный временной интервал. Поэтому интенсивность флуоресценции после облучения есть функция времени, в частности, при низких давлениях интенсивность флуоресценции убывает экспоненциально со временем.

Все виды флуоресценции в атмосфере подвержены "тушению" (т.е. безизлучательному девозбуждению), вызванному неупругими столкновениями с окружающими молекулами. Поэтому интенсивность флуоресценции при низком давлении (в верхних слоях атмосферы), т.е. при малом числе столкновений молекул, на несколько порядков выше, чем при высоком давлении (в нижних слоях атмосферы). Тем не менее, сечение "потушенной" флуоресценции обычно остается все еще большим, чем сечение релеевского или обычного комбинационного рассеяния. Это связано с резонансным характером взаимодействия излучения с молекулой, т.к. частота падающего излучения ν_0 соответствует разности энергии внутренних состояний молекулы. Напомним, что процессы соударений молекул приводят не только к тушению флуоресценции, но и к обсуждавшимся уже явлениям уширения спектральных линий (гл.4).

Как мы уже отмечали, процессы флуоресценции можно рассматривать как два однофотонных процесса. С другой стороны, рассеяние на изолированном (отдельном) атоме или молекуле (например, релеевское или комбинационное) обычно рассматривается как двухфотонный процесс, описываемый одноступенчатым взаимодействием. Этот процесс приводит одновременно к исчезновению фотона с частотой ν_0 и появлению фотона с той же частотой ν_0 или с иной частотой ν . Все экспериментальные данные говорят о том, что тушащие столкновительные процессы, рассмотренные нами в связи с флуоресценцией, не играют никакой роли для двухфотонного рассеяния, поскольку этот процесс является практически мгновенным.

На рис.5.13е изображен еще один процесс, состоящий в возбуждении молекулы резонансным излучением с частотой ν_0 (резонансной в смысле выполнения условия $h\nu_0 = E_2 - E_1$, где E_1 и E_2 – энергии основного и возбужденного состояний молекул) и практически одновременным испусканием фотона с частотой равной или очень близкой к

частоте ν_0 . В научной литературе этот процесс также иногда называют *резонансной флуоресценцией*. Так как мы рассматривали флуоресценцию как совокупность двух однофотонных процессов, применение этого термина нельзя считать удачным. Более логичным называть этот процесс *резонансным рассеянием*.

Поскольку частота излучения резонансного рассеяния на молекулах совпадает с частотой аэрозольного рассеяния или близка к ней, как и в случае резонансной флуоресценции, встает проблема разделения этих различных компонент рассеяния. Это разделение является несложным в верхних слоях атмосферы, где вклад аэрозольного рассеяния очень мал. Отметим, что хотя по формальным признакам релеевское и резонансное рассеяние (рис.5.13а и рис.5.13е) похожи (частота рассеяния равна частоте падающего света), релеевское отличается от резонансного тем, что частота падающего излучения ν_0 "не совпадает" с разностями внутренних энергий молекулы. Оба эти типа рассеяния по нашему определению относятся к когерентному рассеянию²⁵.

Сравнение различных типов рассеяния

Хотя ранее мы уже говорили об интенсивностях различных процессов рассеяния и временах их осуществления, полезно привести табл.5.4. В этой таблице для видимой области спектра приведены характерные значения дифференциальных сечений рассеяния назад и времени процессов для различных типов рассеяния и различных атмосферных молекул.

²⁵ Вообще говоря, и релеевское, и резонансное рассеяние имеют узкий спектр рассеяния за счет, например, теплового движения молекул – вспомните об эффекте Доплера и доплеровском контуре линии (гл.4).

Таблица 5.4. Характеристики различных типов рассеяния.

Тип рассеяния	Дифференциальное сечение рассеяния назад, $\text{см}^2 \cdot \text{ср}^{-1}$	Время процесса, сек
Релеевское	10^{-27}	10^{-14}
Аэрозольное	$10^{-27} - 10^{-8}$	10^{-14}
Обыкновенное комбинационное	$10^{-30} - 10^{-29}$	10^{-14}
Резонансное комбинационное	$10^{-30} - 10^{-23}$	$10^{-14} - 10^{-8}$
Резонансная флуоресценция	$10^{-23} - 10^{-16}$	$10^{-8} - 10^{-1}$
Широкополосная флуоресценция	10^{-16}	10^{-8}
Резонансное рассеяние	$10^{-27} - 10^{-20}$	$10^{-14} - 10^{-6}$

Из приведенной таблицы наглядно видны многие отмеченные выше особенности различных типов рассеяния – широкий диапазон значений дифференциальных сечений рассеяния для аэрозольного рассеяния, а также резонансного комбинационного рассеяния и резонансной флуоресценции, почти «мгновенность» таких процессов как релеевское, аэрозольное и обыкновенное комбинационное рассеяния, относительная длительность других процессов рассеяния.

Роль некогерентного рассеяния в атмосферной оптике

Некогерентные типы рассеяния играют очень малую роль в радиационной энергетике нижних слоев атмосфер планет. Это связано с тем, что большое число столкновений молекул и интенсивное «тушение» возбужденных состояний приводит к пренебрежимо малой роли различных типов флуоресценции. Комбинационное рассеяние также не играет существенной роли в большинстве случаев. Это связано с тем, что солнечное излучение имеет широкий спектр. Поэтому происходящее при некогерентном рассеянии перераспределение излучения по частотам происходит «непрерывно» по спектру (т.е. для каждой частоты солнечного излучения). Влияние этого перераспределения можно обнаружить в случае наличия в спектре солнечного излучения или в спектре поглощения атмосферы значительных спектральных неоднородностей (минимум или максимумов излучения или поглощения). Действительно, при наличии, например, фраунгоферовых линий в солнечном спектре, экспериментально обнаруживается так называемый *эффект*

Ринга, приводящий к сглаживанию спектральных линий поглощения в спектрах рассеянного земной атмосферой излучения²⁶. Можно предположить, что эффекты некогерентного рассеяния могут быть значимы при расчетах полей рассеянного солнечного излучения в УФ и видимой области спектра, где наблюдаются многочисленные фраунгоферовые линии. Этот же эффект можно ожидать в спектрах рассеяния атмосферы в областях сильных линий и полос поглощения атмосферных газов.

В верхних атмосферах планет различные типы некогерентного рассеяния играют существенную роль. В частности, процессы формирования собственного излучения атмосферы при нарушениях локального термодинамического равновесия и взаимодействие солнечного излучения с верхними слоями атмосферы в существенной степени связаны с рассмотренными выше процессами флуоресценции (см. также гл.8).

Процессы некогерентного рассеяния излучения очень важны при интерпретации данных оптических измерений характеристик естественных и искусственных полей излучения. Особое значение различные некогерентные процессы рассеяния имеют в лазерном дистанционном зондировании атмосферы, где их можно эффективно использовать для получения разнообразной информации о параметрах физического состояния атмосферы. Так, комбинационное рассеяние лежит в основе ряда лазерных методов определения концентраций различных атмосферных газов и температуры атмосферы.

5.5. Атмосферная рефракция

Явление рефракции

Пространственные неоднородности в значениях коэффициента преломления атмосферного воздуха, вызванные пространственными изменениями его физических параметров, приводят к отклонениям в прямолинейном распространении света. Это явление получило название *рефракции* – искривления траекторий лучей света в неоднородной атмосфере²⁷ [18, 43, 47].

Принято подразделять рефракцию на ряд видов:

- *астрономическая рефракция* – явление изменения видимого положения внеземных источников света относительно истинного положения их на небесной сфере;

²⁶ Более правильно назвать этот эффект эффектом Шефова–Ринга, т.к. он был впервые обнаружен независимо двумя учеными, причем работа Шефова появилась ранее работы Ринга.

²⁷ Вообще говоря, рефракция не связана с рассеянием света. Мы поместили данный параграф в главу о рассеянии просто как близкую по теме.

- *земная (атмосферная) рефракция* – явления, связанные с изменением видимого положения источника света (или предмета), находящегося в атмосфере, при наблюдениях его с поверхности Земли или из другой точки в атмосфере.
- *космическая рефракция* – эффект изменения положения источников света при их наблюдениях из космоса через земную атмосферу.

В литературе можно встретить еще определения *регулярной (нормальной)* и *случайной* рефракции. Регулярная рефракция обусловлена плавными изменениями параметров атмосферы и, соответственно, плавными изменениями коэффициента преломления. Случайная рефракция обусловлена относительно мелкомасштабными пространственными вариациями параметров атмосферы и коэффициента преломления. Эти вариации имеют разные пространственные масштабы – от сантиметров до десятков метров. Они обусловлены, например, турбулентностью в атмосфере. Случайная рефракция приводит к хорошо известному явлению *мерцаний* точечных источников света, например, мерцанию звезд при их наблюдениях с поверхности Земли. Наконец, отметим явление *аномальной рефракции* – устойчивые, длительные (до нескольких часов) отклонения показателя преломления воздуха от его среднего значения. Аномальная рефракция ответственна за такие явления как миражи, о чем мы еще поговорим ниже.

Уравнение рефракции

Явления рефракции можно объяснить с помощью преломления света на границах слоев с различными оптическими свойствами. Рассмотрим распространение света от внеземного источника – рис.5.14. Разобьем атмосферу на несколько концентрических слоев, достаточно тонких, чтобы считать их однородными, с постоянным показателем преломления. Обозначим соответствующие этим слоям показатели преломления n_1, n_2, n_3 и т.д. Показатель преломления согласно (5.1.31) связан с плотностью воздуха, которая с высотой убывает, поэтому: $n_1 < n_2 < n_3 < \dots$. Углы падения θ и преломления ψ на границе двух соседних слоев связаны законом Снеллиуса:

$$\frac{\sin \theta_1}{\sin \psi_1} = \frac{n_2}{n_1}, \quad \frac{\sin \theta_2}{\sin \psi_2} = \frac{n_3}{n_2}, \quad \frac{\sin \theta_3}{\sin \psi_3} = \frac{n_4}{n_3}, \quad \dots \quad (5.5.1)$$

Из треугольника $1O2$, согласно теореме синусов, следует, что

$$\frac{r_1}{\sin(\pi - \theta_2)} = \frac{r_2}{\sin \psi_1}$$

где r_1 и r_2 – расстояния от точек 1 и 2 до точки O (центра Земли). Аналогично из треугольников $2O3$, $3O4$ и т.д. следует

$$\frac{\sin \psi_1}{\sin \theta_2} = \frac{r_2}{r_1}, \quad \frac{\sin \psi_2}{\sin \theta_3} = \frac{r_3}{r_2}, \quad \frac{\sin \psi_3}{\sin \theta_4} = \frac{r_4}{r_3}, \quad \dots \quad (5.5.2)$$

Перемножив попарно равенства (5.5.1) и (5.5.2) получаем

$$\frac{\sin \psi_1}{\sin \theta_2} = \frac{n_2 r_2}{n_1 r_1}, \quad \frac{\sin \psi_2}{\sin \theta_3} = \frac{n_3 r_3}{n_2 r_2}, \quad \frac{\sin \psi_3}{\sin \theta_4} = \frac{n_4 r_4}{n_3 r_3}, \quad \dots$$

откуда

$$n_1 r_1 \sin \theta_1 = n_2 r_2 \sin \theta_2 = n_3 r_3 \sin \theta_3 = \dots$$

Таким образом, в любой точке траектории луча выполняется соотношение

$$n(r) r \sin \theta = \text{const}, \quad (5.5.3)$$

где r – расстояние до центра Земли, $n(r)$ – показатель преломления воздуха, θ – зенитный угол луча света. Уравнение (5.5.3) и есть *уравнение траектории луча света в атмосфере* или *уравнение рефракции*. Константа в (5.5.3), очевидно, равна $r_0 \cdot \sin \theta_0$, где r_0 – расстояние от центра Земли до верхней границы атмосферы (где $n \equiv 1$), θ_0 – угол падения луча на верхнюю границу.

Астрономическая рефракция

Астрономическая рефракция приводит к тому, что все внеземные источники света – Солнце, планеты, звезды – кажутся приподнятыми над горизонтом на некоторый угол. Важной характеристикой является *угол астрономической рефракции* β – угол между истинным S и видимым S' направлениями на источник света – рис.5.14. В табл. 5.5 приведены расчетные значения угла астрономической рефракции для видимых высот источника излучения h над горизонтом.

Таблица 5.5. Углы астрономической рефракции β (в минутах дуги) для различных видимых высот h (в градусах) светил над горизонтом.

h , град	– 0,10	0,00	0,10	0,30	1,0	3,0	10,0	30,0	90,0
β , мин	36,8	34,3	32,3	28,7	24,3	14,3	5,3	1,7	0

Максимальные углы астрономической рефракции достигаются в моменты восхода и захода светил и при небольших отрицательных высотных углах. При средних атмосферных условиях они достигают значений $35'$, но при низких температурах и высоком давлении у земной поверхности изменения показателя преломления воздуха могут стать значительными и углы рефракции увеличиваются до 2–3-х градусов. За счет этого явления происходит *увеличение продолжительности дня* (светлого времени суток). В высоких широтах это увеличение может достигать часов и дней. Так, на полюсе продолжительность полярных дней (когда Солнце не заходит за горизонт) больше на 14 суток, чем продолжительность полярной ночи.

Астрономическая рефракция приводит, также, к *сплющиванию диска Солнца* (или Луны) при его заходах и восходах, поскольку лучи от верхнего и нижнего краев Солнца имеют разные углы рефракции. Эффект сплющивания достигает 7 минут при угловых размерах Солнца 32 минуты. Заметим, что согласно (5.1.30) показатель преломления воздуха имеет спектральную зависимость, поэтому угол рефракции для разных участков спектра несколько различен. С этим связано очень редкое и красивое явление *зеленого луча*, когда, обычно на закате Солнца, последняя видимая точка его диска окрашивается в зеленый цвет. Наблюдать зеленый луч удастся только в очень спокойной атмосфере над идеально ровным краем горизонта: обычно это море в условиях полного штиля.

Земная рефракция. Миражи

Лучи света от наземных предметов также распространяются по криволинейным траекториям. Углом земной рефракции называется угол между направлениями на видимое и действительное положение предмета. Значения этого угла зависят от расстояния до наблюдаемого предмета и температурной стратификации приземного слоя воздуха. В зависимости от характера вертикального градиента температуры, которым, согласно (5.1.31), определяется градиент показателя преломления, в приземном слое атмосферы может происходить *поднятие и расширение* или *опускание и сужение видимого горизонта*. Следствием этого эффекта является увеличение (при расширении) или уменьшение (при сужении) геометрической дальности видимости предметов.

Будем считать атмосферу горизонтально однородной, т.е. давление p и температура T изменяются в ней только с высотой. В первом приближении (без учета влажности атмосферы) можно записать (5.1.31) в виде

$$n - 1 = (n_0 - 1) \frac{\rho}{\rho_0} = (n_0 - 1) \frac{T_0 p(z)}{T(z) p_0}. \quad (5.5.4)$$

Дифференцируя (5.5.4) по высоте имеем:

$$\frac{dn}{dz} = (n_0 - 1) \frac{dp(z)}{dz} \frac{T_0}{T(z) p_0} - (n_0 - 1) \frac{dT(z)}{dz} \frac{T_0 p(z)}{T^2(z) p_0}.$$

Обозначим $\gamma = -\frac{dT(z)}{dz}$ – вертикальный градиент температуры. Далее, воспользовавшись уравнением гидростатики (2.2.1)

$$\frac{dp}{dz} = -\rho \frac{\mu g}{RT(z)},$$

окончательно получаем

$$\frac{dn}{dz} = (n_0 - 1) \frac{\rho(z)}{\rho_0 T(z)} (\gamma - \gamma_0), \quad (5.5.5)$$

где $\gamma_0 = \mu g / R = 34,2$ К/км – константа.

Проанализируем выражение (5.5.5) при различных условиях в приземном слое атмосферы.

Пусть градиент температуры положителен, но меньше γ_0 . При этих условиях $\frac{dn}{dz} < 0$ – показатель преломления убывает с высотой, траектория светового луча обращена к земной поверхности вогнутой стороной. Следовательно, горизонт приподнят (по сравнению с истинным) на некоторый угол. Такую рефракцию называют *положительной*. При средних метеорологических условиях расширение горизонта составляет 6–7 %, радиус кривизны траектории распространения излучения примерно в 6 раз больше радиуса Земли. В случае не убывания, а роста температуры с высотой, плотность воздуха и его показатель преломления могут быстро убывать и радиус кривизны луча становится равным радиусу Земли. Видимый горизонт как бы поднимается и Земля "распрямляется" и становится плоской. В случае еще более сильного роста температуры кривизна луча может стать меньше кривизны Земли. Видимый горизонт поднимается еще выше и наблюдателю кажется, что он находится на дне огромной котловины. Из-за видимого горизонта поднимаются и становятся видимыми предметы, находящиеся далеко за "настоящим" горизонтом. Так с канадского берега через пролив Смита (около 70 км) иногда виден берег Гренландии со всеми деталями рельефа и строениями.

При подобных условиях возникают *верхние миражи*, когда видимое изображение предмета, нередко увеличенное и искаженное, располагается над ним, при этом сам предмет часто не виден, поскольку он находится далеко за горизонтом. Верхние миражи обычно наблюдаются в полярных районах, где воздух у поверхности бывает холоднее, чем на небольших высотах в тропосфере.

Если градиент температуры γ в (5.5.5) равен γ_0 , то $\frac{dn}{dz} = 0$ и рефракция, очевидно, отсутствует.

Пусть, наконец, $\gamma > \gamma_0$, в частности, температура резко убывает с высотой, тогда $\frac{dn}{dz} > 0$.

Траектория луча обращена к земной поверхности выпуклой стороной, эта рефракция называется *отрицательной*. Такое распределение температуры наблюдается наиболее часто в степях и пустынях в дневные часы летом при перегреве солнцем земной поверхности. При подобных условиях образуются *нижние миражи*. При нижних миражах возникают изображения "озер": кажется, что под реальным предметом располагается водная поверхность, и он отражается в ней. Нижний мираж легко наблюдать в жаркий летний день над асфальтовыми дорогами, когда кажется, что совершенно сухой асфальт вдалеке покрыт лужами, в которых видны отражения автомобилей.

Космическая рефракция

Разработка космических методов измерений параметров атмосферы сделала актуальным рассмотрение явлений рефракции при наблюдении внеземных источников через атмосферу из космоса – рис.5.15. Хотя атмосфера – это трехмерная неоднородная среда, при рассмотрении многих задач рефракции используется модель локальной сферически симметричной атмосферы вблизи, например, перигея (ближайшей к поверхности Земли точке) траектории распространения излучения. При этом учитывают, что показатель преломления n меняется с высотой значительно быстрее, чем по горизонтали, поэтому, пренебрегая горизонтальными неоднородностями, можно считать n функцией только расстояния от центра Земли r .

Найдем угол космической рефракции β , равный углу отклонения луча, прошедшего атмосферу, θ_2 (точка 2 на рис.5.15) от первоначального направления θ_1 (точка 1). Он определяется выражением

$$\beta = \int_1^2 \frac{dl}{R(l)}, \quad (5.5.6)$$

где интегрирование ведется по трассе луча от точки 1 до точки 2, а R – радиус кривизны луча. Формула (5.5.6) очевидна, если вспомнить определение радиуса кривизны кривой: R это радиус окружности, соприкасающейся с кривой в данной точке, иными словами, кривая представляется как совокупность элементарных кусочков окружностей; следовательно, отношение dl/R есть плоский угол поворота траектории луча света, и для нахождения β надо просуммировать углы поворота по всей траектории.

Задачу нахождения радиуса кривизны R можно решать строго (на основе известного принципа Ферма), но такое решение весьма громоздко. Мы получим значение R , используя простую механическую аналогию [62]. Рассмотрим свет как поток фотонов – частиц массой m , движущихся со скоростью $v = c/n$ (n – показатель преломления воздуха). Изменение направления движения фотона, согласно второму закону Ньютона, вызывается действием на него некой силы. Запишем формально

$$m a_R = F_R,$$

где индекс R обозначает интересующие нас составляющие ускорения a и силы F , действующие вдоль радиуса к мгновенной окружности R . Как известно из механики, при равномерном вращении по окружности $a_R = m v^2 / R$, а сила есть изменение потенциальной энергии U , следовательно

$$\frac{m v^2}{R} = \frac{\partial U}{\partial R}. \quad (5.5.7)$$

По закону сохранения энергии $m v^2 / 2 + U = \text{const}$. Откуда находим дифференцированием

$$-\frac{\partial U}{\partial R} = m v \frac{\partial v}{\partial R}. \quad (5.5.8)$$

Подставляя (5.5.8) в (5.5.7) и учитывая $v = c/n$, получаем

$$\frac{1}{R} = -\frac{1}{v} \frac{\partial v}{\partial R} = \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial R} = \frac{\partial}{\partial R} \ln n(r),$$

откуда

$$\frac{1}{R} = \frac{d}{dr} (\ln n(r)) \frac{\partial r}{\partial R}.$$

Производную $\frac{\partial r}{\partial R}$ легко найти, рассматривая дифференциально малые отрезки траектории

dl . Радиус мгновенной окружности – перпендикуляр к dl , дальнейшее очевидно из рис.5.15: $dR = dr / \cos(\pi/2 - \theta)$, откуда $dr = dR \sin \theta$, где θ – зенитный угол луча света в точке r .

Окончательно

$$\frac{1}{R} = \frac{d}{dr} (\ln n(r)) \sin \theta. \quad (5.5.9)$$

Разобьем искомый интеграл (5.5.6) на два, используя точку перигея луча r_0

$$\beta = \int_{r_0}^{r_1} \frac{dl}{R(l)} + \int_{r_0}^{r_2} \frac{dl}{R(l)}.$$

При наблюдениях из космоса и точка 1, и точка 2 лежат вне пределов атмосферы. Тогда выражение для β запишется в симметричной форме

$$\beta = 2 \int_{r_0}^{r_a} \frac{dl}{R(l)},$$

где r_a – высота верхней границы атмосферы. Далее, учитывая (см. рис.5.15), что $dl = dr / \cos \theta$, и что согласно уравнению рефракции (5.5.3)

$$\sin \theta = \frac{r_0 n(r_0)}{r n(r)}$$

(поскольку $\sin \theta = 1$), окончательно получаем

$$\beta = 2 \int_{r_0}^{r_a} \frac{d}{dr} (\ln n(r)) \frac{\sin \theta}{\cos \theta} dr = 2 n(r_0) r_0 \int_{r_0}^{r_a} \frac{d}{dr} (\ln n(r)) \frac{dr}{\sqrt{n^2(r) r^2 - n^2(r_0) r_0^2}}.$$

Важным эффектом космической рефракции является *рефракционное удлинение* элемента луча dl . Действительно, как мы определили выше, при наличии рефракции

$$dl = \frac{dr}{\cos \theta} = dr \frac{r n(r)}{\sqrt{n^2(r) r^2 - n^2(r_0) r_0^2}},$$

а при отсутствии рефракции, формально полагая $n(r) = \text{const}$, имеем

$$dl = dr \frac{r}{\sqrt{r^2 - r_0^2}}.$$

В табл.5.6 приведены рассчитанные значения рефракционного удлинения элемента длины луча как отношения dl при наличии и отсутствии рефракции. Высоты H_0 в табл.5.6 отсчитываются от поверхности земли, то есть $H_0 = r - R_0$, где R_0 – радиус Земли. Из приведенных в табл.5.6 данных следует, что при малых H_0 рефракционное удлинение может достигать 5–15 %, что несомненно необходимо учитывать при решении различных атмосферных оптических задач.

Таблица 5.6. Зависимость рефракционного удлинения от высоты перигея H_0 и текущей высоты H .

H_0 , км	$H - H_0$, км				
	0	5	10	15	20
0	1,159	1,108	1,079	1,060	1,048
5	1,073	1,051	1,038	1,030	1,024
10	1,035	1,025	1,019	1,015	1,012
15	1,018	1,013	1,010	1,008	1,006
20	1,009	1,007	1,005	1,004	1,003

При наблюдениях сквозь атмосферу диска Солнца или Луны изменение угла рефракции β с высотой луча r приводит к *рефракционной расходимости* – изменению угла между лучами, исходящими от разных краев диска [18]. Это изменение может быть весьма существенным при достаточном удалении точки наблюдения (космического аппарата) от перигеев распространяющихся через атмосферу лучей. При этом атмосфера может действовать как рассеивающая линза, что приводит к видимому уменьшению яркости диска Солнца (Луны) – явление *рефракционного ослабления*. Возможны и обратные ситуации *рефракционного усиления*, когда атмосфера действует как собирающая линза, уменьшая угловые размеры Солнца (Луны). Особенно сильны эти явления при малых r_0 , то есть при наблюдениях через нижние слои атмосферы. Там могут происходить разнообразные искажения изображений Солнца и Луны, включая даже их "разрывы".

Отметим, что по измерениям угла рефракции можно определить вертикальный профиль показателя преломления воздуха и из него – плотность воздуха. В радиодиапазоне показатель преломления начинает сильно зависеть от парциального давления водяного пара, что позволяет определять из космоса влажность атмосферы.

При наблюдениях излучения, проходящего через атмосферу из космоса, от точечных источников наблюдается также явление мерцаний. Это явление было подробно изучено учеными Института физики атмосферы РАН (Москва) и космонавтами под руководством А.С. Гурвича в серии экспериментов на Долговременных Орбитальных Станциях (ДОС) «Салют» и «Мир» [21]. Наблюдения из космоса через атмосферу (во время захода (или восхода) звезды за горизонт планеты) отличаются от наземных наблюдений тем, что, во-

первых, наблюдатель находится далеко от атмосферы (сотни и тысячи километров), а, во-вторых, влияние более плотных слоев атмосферы ниже перигея луча автоматически исключается. Первое обстоятельство приводит к значительному усилению мерцаний при распространении излучения в свободном пространстве за атмосферой. В результате наблюдаемые флуктуации потока излучения от звезды становятся достаточно сильными даже при наличии очень малых возмущений плотности воздуха. Второе обстоятельство также способствует исследованию неоднородностей плотности воздуха на больших высотах, недоступных для зондирования с поверхности Земли из-за экранирующего действия более плотных низких турбулизированных слоев атмосферы.

Для примера на рис.5.16 даны результаты космического эксперимента по измерениям проходящего через атмосферу Земли излучения звезды. На рисунке приведены временные изменения потока излучения звезды (в относительных единицах). Увеличение времени соответствует «погружению» звезды во все более низкие плотные слои атмосферы. Из рисунка следует, что на фоне плавного уменьшения сигнала от звезды, обусловленного релеевским и аэрозольным ослаблением в атмосфере, наблюдаются резкие флуктуации излучения, достигающие сотен процентов. Явления ослабления излучения звезды, рефракционные характеристики, статистические свойства мерцаний используются для изучения различных параметров атмосферы Земли и других планет.

Уравнение переноса с учетом рефракции

Рефракционную расходимость необходимо учитывать не только для дисков Солнца (Луны), но даже и для интенсивности точечных источников. Действительно, при выводе уравнения переноса в гл.3 мы рассматривали энергию, проходящую через грани элементарного объема $dl dS$, но теперь часть энергии может дополнительно уходить из объема (или приходить в него) за счет рефракции, вызванной изменением показателя преломления n вдоль пути dl [47]. Получим уравнение переноса для данного случая, вновь используя механическую аналогию.

Пусть свет есть поток фотонов массой m и скоростью $v = c / n$. Очевидно, что интенсивность I , как мера энергии излучения (см. гл.3), пропорциональна суммарному количеству фотонов, прошедших сквозь грань dS , следовательно, их суммарной массе. Но энергия фотона есть $E = mv^2 / 2$, следовательно, можно написать

$$E = I \frac{v^2}{2} = \frac{c^2}{2} \frac{I}{n^2}.$$

Согласно определению объемного коэффициента ослабления α , ослабление энергии в объеме есть

$$d E_e = \alpha E dl .$$

Вспоминая определение объемного коэффициента излучения (гл.3) и его связь с интенсивностью $d I = \Sigma dl$, заключаем, что изменение энергии собственного излучения объема есть

$$d E_r = d I \frac{v^2}{2} \Sigma dl = \frac{v^2}{2} \Sigma dl = \frac{c^2}{2} \frac{\Sigma}{n^2} dl .$$

Теперь, как и в гл.3, записываем закон сохранения энергии

$$dE = - dE_e + dE_r ,$$

$$\frac{c^2}{2} d \left(\frac{I}{n^2} \right) = - \frac{c^2}{2} \alpha \frac{I}{n^2} dl + \frac{c^2}{2} \frac{\Sigma}{n^2} dl .$$

Окончательно получаем *дифференциальное уравнение переноса с учетом рефракции*

$$n^2 \frac{d}{dl} \left(\frac{I}{n^2} \right) = - \alpha I + \Sigma . \quad (5.5.10)$$

Заметим, что (5.5.10) переходит в "обычное" дифференциальное уравнение переноса, если положить $n = \text{const}$, то есть (5.5.10) есть обобщение "обычного" уравнения (3.4.3).

Влияние эффектов рефракции на перенос излучения подробно изучалось И. Н. Мининым [47]. Он получил простой параметр, позволяющий оценивать вклад рефракции при переносе рассеянного излучения. Введем, следуя И. Н. Минину, *длину свободного пробега фотона* при молекулярном рассеянии $l_m = 1 / \sigma_m$, где σ_m – объемный коэффициент молекулярного рассеяния. Смысл l_m следует из закона Бугера: это расстояние, на котором интенсивность ослабляется за счет молекулярного рассеяния в e раз. Аппроксимируя длину свободного пробега фотона при движении в атмосфере с учетом рефракции дугой окружности с радиусом кривизны, определяемым соотношением (5.5.9), получим для угла отклонения

$$b = \frac{l_m}{R} = \frac{1}{\sigma_m} \frac{d}{dr} (\ln n(r)) \sin \theta .$$

Поскольку нас интересует оценка максимального вклада рефракции, положим $\sin \theta$ максимальным, то есть $\sin \theta = 1$. Окончательно

$$b = \frac{1}{\sigma_m} \frac{d}{dr} (\ln n(r)) . \quad (5.5.11)$$

Параметр b дает угол поворота луча на длине свободного пробега фотона. Если величина b мала, то свет между актами взаимодействия с атмосферой распространяется практически прямолинейно и эффектами рефракции можно пренебрегать. Расчеты по (5.5.11) показали, что при стандартных условиях в атмосфере Земли для рассеянного излучения значение b составляет 3–4 минуты дуги, следовательно, при расчетах поля рассеянного излучения рефракцией практически всегда можно пренебрегать.

5.6. Оптические явления в атмосфере

Сумерки

Под *сумерками* понимают весь комплекс оптических явлений, совершающихся в атмосфере, когда Солнце восходит или заходит за горизонт. Дважды в сутки происходит огромные изменения освещенности земной поверхности (примерно в миллиард раз!), ведущие к качественной перестройке радиационного режима земной поверхности и окружающей ее атмосферы. Атмосфера, благодаря рассеянию, смягчает этот переход. Он совершается не мгновенно, а растягивается на более или менее длительный период, охватываемый понятием сумерки.

Объяснение явления сумерек очень простое – рис.5.17. После захода Солнца его высота h становится отрицательной и лучи Солнца не освещают земную поверхность (точка A). Однако они освещают атмосферу на некоторой высоте H от поверхности – точка B . Излучение в точке B и выше рассеивается (по всем направлениям), и часть его достигает поверхности. Для нахождения связи высоты H с углом h аппроксимируем Солнце точечным источником, освещающим Землю параллельным потоком лучей (поскольку расстояние от Земли до Солнца много больше радиуса Земли, расходимость лучей можно не учитывать) и пренебрежем рефракцией. Из рис.5.17 очевидно следует, что $(R+H) = R / \cos h$, где R – радиус Земли, откуда

$$H = R \left(\frac{1}{\cos h} - 1 \right). \quad (5.6.1)$$

Согласно (5.6.1), чем ниже Солнце, тем сильнее оно освещает верхние, следовательно, менее плотные, слои атмосферы, поэтому тем слабее доходящее до поверхности рассеянное излучение. С этим и связан плавный переход от дня к ночи на Земле. Мы выбрали для анализа сумерек точку B – зенит – для простоты объяснения влияния рассеянного света в точке A ; на самом деле, конечно, рассеяние происходит на всем пути луча солнца через

атмосферу, причем наиболее низким слоям атмосферы соответствует направление на горизонт.

Заметим, что, как мы выяснили в предыдущем параграфе, рефракция может вносить существенные поправки в формулу (5.6.1). Так в полярных районах при сильной положительной рефракции иногда наблюдаются *ложные восходы солнца*, когда во время полярной ночи солнце показывается на короткое время из-за горизонта, хотя реально его высота меньше нуля.

О биологическом, геофизическом, социальном и экономическом значении сумерек можно судить хотя бы по их масштабам [61]. Если взглянуть на земной шар из космоса, то он окажется опоясанным широкой полосой сумеречной полутени, неизменно захватывающей от 20 до 25 % земной поверхности в зависимости от состояния атмосферы. По одну ее сторону, на 42–45 % площади земного шара, господствует день, по другую сторону – 33–35 % земной поверхности погружено в ночь. Длительность сумерек в тропиках, где Солнце круто опускается к горизонту, составляет 10–15 % длительности года, тогда как на высоких широтах она возрастает до 30–40 %, причем в полярных районах в весенний и осенний периоды непрерывные сумерки – *белые ночи* – длятся неделями.

Основной фактор, определяющий ход сумерек, – рассеяние солнечного света в земной атмосфере и связанное с ним ослабление прямых лучей Солнца. Когда Солнце приближается к горизонту, то путь его лучей через атмосферу увеличивается, и их яркость уменьшается, что ведет к уменьшению освещенности земной поверхности как прямым светом Солнца, так и светом, рассеянным атмосферой. В дневных условиях эта зависимость освещенности от высоты Солнца невелика. Но когда Солнце опускается до 5–10° над горизонтом, процесс убывания освещенности резко ускоряется. Наступление ускоренного убывания освещенности и принято считать *началом сумерек*. Одновременно начинает уменьшаться и относительная роль быстро ослабевающих прямых лучей Солнца в освещении земной поверхности. Источником освещения все в большей степени становится атмосфера, пронизываемая лучами заходящего Солнца и рассеивающая это излучение. С момента захода Солнца за горизонт атмосфера остается единственным источником света и, как мы отметили выше, постепенное убывание рассеянного ею излучения определяет уменьшение освещенности земной поверхности. При погружении Солнца примерно на 10–15° ниже горизонта рассеяние становится так мало, что начинают сказываться уже свечения, генерируемые верхними слоями атмосферы (о них – в гл.8), и излучения звезд:

освещенность постепенно приближается к ночной. Переход к ночи завершается обычно при глубине погружения Солнца на 17–19 градусов под горизонт, но иногда, при повышенной концентрации аэрозолей в стратосфере или наличии серебристых облаков, затягивается до 22–23 градусов. Таким образом, границы сумеречного периода сильно размыты и зависят от атмосферных условий.

Исходя из практической потребности оценивать условия видимости в различное время суток, исторически сложилась традиция разделять сумерки на три стадии в зависимости от величины освещенности. Наиболее светлая часть сумерек, когда естественное освещение на открытом месте позволяет, например, чтение, называется *гражданскими сумерками*. Гражданские сумерки соответствуют погружению Солнца за горизонт до 6–8°. Затем наступают *морские*, или *навигационные сумерки*, во время которых темнота уже скрадывает мелкие детали, но силуэты крупных объектов, например, береговой линии, видны достаточно отчетливо. В качестве их границ принимают углы погружения Солнца 6° и 12°. Наконец, морские сумерки сменяются *астрономическими* (когда становятся видны звезды), продолжающимися до погружения Солнца под горизонт на 18°, т.е. до наступления *ночи*.

"Особые" оптические явления в атмосфере

К "особым" оптическим явлениям в атмосфере традиционно относят ряд явлений, для которых требуется наличие специальных условий (особых состояний атмосферы). Это радуги, гало, ложные солнца, миражи.

За исключением рассмотренных в предыдущем параграфе миражей указанные явления связаны с рассеянием видимого света водными каплями и ледяными частицами. Их можно рассматривать как часть оптики аэрозолей [6]. Так для радуги, как мы указывали в п.5.2, приближение сферических частиц и теория Ми позволяют как проиллюстрировать это явление, так и получить его количественные характеристики.

Для исследования оптических явлений мы можем применить геометрическую оптику, поскольку длина волны видимого света много меньше размеров водных капель и ледяных кристаллов в атмосфере. Геометрическая оптика, как показано в п.5.2, не может быть использована для получения количественных характеристик рассеяния, однако на практике для радуг и гало значения их интенсивностей обычно не требуются и нам достаточно ограничиться просто истолкованием этих явлений, *понять, почему они происходят*.

Радуга

Радуга возникает при рассеянии солнечных лучей на крупных каплях дождя. Рассмотрим падение лучей света на водную каплю, считая ее шарообразной – рис.5.18. Пусть луч падает на каплю в точке A . При взаимодействии с границей воздуха и воды свет испытывает отражение и преломление. Свет, преломленный в точке A , вновь падает на поверхность шара уже изнутри в точке B , опять испытывает отражение (внутри) и преломление (наружу); отраженный луч снова падает изнутри на поверхность в точке C , там отражается и преломляется и т.д. Согласно закону о расположении падающего, отраженного и преломленного лучей в одной плоскости, сколько бы ни было отражений, картина по-прежнему останется плоской, то есть окружность на рис.5.18 вполне адекватна всей сфере.

Пусть падающий извне на каплю луч в точке A имеет угол падения ϑ_0 . По закону Снеллиуса для угла преломления ϑ_1 можно записать

$$\sin \vartheta_1 = \frac{1}{n} \sin \vartheta_0, \quad (5.6.2)$$

где n – показатель преломления вещества шара, который будем считать вещественным.

По определению, угол рассеяния света ϑ – это *отклонение* его от первоначального направления. То есть для нахождения углов рассеяния в рассматриваемой геометрии нас должно интересовать изменение углов относительно исходного направления падения, показанного на рис.5.18 пунктирной линией.

В силу равенства углов падения и отражения, луч первого отражения вовне в точке A даст, как ясно из рисунка, $\vartheta = \pi - 2\vartheta_0$. Отклонение преломленного в этой же точке луча составит $\vartheta_0 - \vartheta_1$. Угол падения изнутри в точке B равен углу преломления ϑ_1 в точке A как углы в основании равнобедренного треугольника AOB . Но тогда угол преломления в точке B – угол выхода луча из шара – должен быть согласно закону Снеллиуса равен ϑ_0 . Применяя аналогичное рассуждение к точке C и дальнейшим точкам пересечения луча с шаром, приходим к выводу, что всегда угол падения луча изнутри равен ϑ_1 , а угол выхода из шара равен ϑ_0 .

Тогда в любой точке, так же как в A , изменение направления относительно падающего (в этой же точке!) луча под углом ψ при отражении есть $\pi - 2\psi$, только в точке A $\psi = \vartheta_0$, а в других точках $\psi = \vartheta_1$. При преломлении в точке A имеем изменение направления $\vartheta_0 - \vartheta_1$, но и в остальных точках такое же, что очевидно из рисунка (пунктирная линия в точке B). Угол

рассеяния в точке B есть сумма отклонений при преломлениях в точках A и B : $\vartheta = 2\vartheta_0 - 2\vartheta_1$.
 Направление отражения в B имеет отклонение $\vartheta_0 - \vartheta_1 + \pi - 2\vartheta_1$. Угол рассеяния в точке C –
 сумма этого отклонения и $\vartheta_0 - \vartheta_1$, то есть $2\vartheta_0 - 4\vartheta_1 + \pi$ и т.д.. Таким образом, при каждом
 отражении к направлению отклонения добавляется $\pi - 2\vartheta_1$, поэтому после k отражений,
 считая $k = 1$ в точке B , будем иметь направление падения $\vartheta_0 - \vartheta_1 + k(\pi - 2\vartheta_1)$. Прибавляя к
 нему отклонение при преломлении $\vartheta_0 - \vartheta_1$, окончательно получаем угол рассеяния

$$\vartheta = k\pi + 2\vartheta_0 - 2(k+1)\vartheta_1 .$$

В этом выражении угол рассеяния ϑ следует еще привести к интервалу $[0, \pi]$, но для наших
 целей это не требуется. Учитывая (5.6.2), окончательно получим

$$\vartheta = k\pi + 2\vartheta_0 - 2(k+1)\arcsin\frac{1}{n}\sin\vartheta_0 . \quad (5.6.3)$$

Мы рассмотрели рассеяние в одной точке A . При падении прямых солнечных лучей на всю
 поверхность капли (то есть пучка лучей, параллельных лучу, падающему в A) угол падения
 ϑ_0 очевидно будет меняться от 0 до $\pi/2$. Таким образом, выражение (5.6.3) есть функция
 угла рассеяния от угла падения $\vartheta(\vartheta_0)$, где $0 \leq \vartheta_0 \leq \pi/2$. Рассмотрим производную этой
 функции $\frac{d\vartheta}{d\vartheta_0}(\vartheta_0)$. Ее можно трактовать как изменение угла рассеяния ($d\vartheta$) при изменении
 угла падения на $d\vartheta_0$. Если эта производная при определенном угле падения равна нулю, это
 означает, что угол рассеяния не меняется при изменении угла падения на $d\vartheta_0$, то есть все
 падающие лучи из некоторого интервала направлений соберутся (сфокусируются) в одном
 угле рассеяния. Соответственно, этот угол должен отвечать максимуму интенсивности
 рассеянного света. Дифференцируя (5.6.3), получаем

$$2 - 2(k+1) \frac{\frac{1}{n}\cos\vartheta_0}{\sqrt{1 - \frac{1}{n^2}\sin^2\vartheta_0}} = 0 ,$$

$$\frac{\cos^2\vartheta_0}{n^2 - 1 + \cos^2\vartheta_0} = \frac{1}{(k+1)^2} .$$

Откуда

$$\cos \vartheta_0 = \sqrt{\frac{n^2 - 1}{k(k+2)}}. \quad (5.6.4)$$

Средний показатель преломления воды в видимом диапазоне $n = 1,333$. Используя это значение в (5.6.4), положив $k = 1$, найдем из (5.6.4) ϑ_0 и затем из (5.6.3) соответствующий ему угол рассеяния ϑ . Аналогичную процедуру сделаем для $k = 2$. Получим $\vartheta = 138^\circ$ для *первой радуги* ($k = 1$) и $\vartheta = 129^\circ$ для *второй радуги* ($k = 2$). Эти две радуги наблюдаются в атмосфере (вторая реже, чем первая), располагаясь вокруг противосолнечной точки небесной сферы соответственно под углами 42° и 51° . Поскольку противосолнечная точка находится ниже горизонта, хорошо наблюдать радугу можно лишь при достаточно низком положении Солнца. Обычно она видна вечером на фоне уходящего грозового облака. Радуги более высоких порядков (с $k > 2$) в атмосфере не наблюдаются – их интенсивность слишком мала. Однако в лабораторных условиях и при использовании различных жидкостей удается наблюдать радуги высоких порядков. Рекорд здесь принадлежит раствору сахарного сиропа, при распылении которого в виде капель зафиксированы радуги до 17-го порядка [6]. Окраска радуги (знаменитые семь цветов) связана с зависимостью показателя преломления воды от длины волны. Так для фиолетовых лучей он равен $n = 1,343$, а для красных $n = 1,331$. Подстановка этих значений в (5.6.4), (5.6.3) дает ширину радуги $1,7^\circ$ и $3,1^\circ$ для первого и второго порядка соответственно. В полосе этих углов и располагается цветная картина, называемая радугой.

Гало

Гало – радужное кольцо вокруг солнца – наблюдается при рассеянии прямых солнечных лучей на ледяных кристаллах в облаках (обычно в перистых и высоко-слоистых). Интересно заметить, что гало является наглядным свидетельством неэквивалентности рассеяния на ансамбле хаотически ориентированных ледяных кристаллов рассеянию на ансамбле ледяных сфер: для сфер теория Ми гало не воспроизводит.

Рассмотрим в качестве модели кристалла треугольную призму с показателем преломления n и углом Δ при вершине, на которую падает луч, образуя с нормалью к боковой поверхности угол ϑ_0 , – рис.5.19. Луч испытает два преломления: с углом ϑ_1 после первого, который определит угол падения изнутри ϑ_2 , и углом ϑ_3 после второго, который есть угол выхода луча из призмы. Для изменения направления лучей при преломлении очевидно справедливы те же формулы, что получены для сферы, поэтому угол рассеяния ϑ есть

$$\mathcal{D} = \mathcal{D}_0 - \mathcal{D}_1 + \mathcal{D}_3 - \mathcal{D}_2.$$

Углы \mathcal{D}_0 , \mathcal{D}_1 и углы \mathcal{D}_3 , \mathcal{D}_2 связаны соотношением (5.6.2). Выразим \mathcal{D}_2 через \mathcal{D}_1 . Оба эти угла дополнительные к углам BAC и BCA треугольника ABC . Поскольку сумма углов треугольника равна π , получаем $\pi/2 - \mathcal{D}_1 + \Delta + \pi/2 - \mathcal{D}_2 = \pi$, то есть $\mathcal{D}_2 = \Delta - \mathcal{D}_1$. Теперь

$$\mathcal{D} = \mathcal{D}_0 + \mathcal{D}_3 - \Delta, \quad (5.6.5)$$

причем \mathcal{D} зависит только от \mathcal{D}_0 , но, чтобы избежать нагромождений синусов и арксинусов, мы не будем писать эту зависимость в явном виде.

Хаотическая ориентация кристаллов эквивалентна изменению угла падения \mathcal{D}_0 от 0 до $\pi/2$. Но тогда рассуждая точно так же, как для сферы, приходим к выводу, что максимуму интенсивности рассеянного света должен соответствовать нуль производной функции $\mathcal{D}(\mathcal{D}_0)$. Дифференцируя (5.6.5) по правилам сложной функции и приравнивая производную нулю, получаем

$$1 + \frac{d\mathcal{D}_3}{d\mathcal{D}_2} \frac{d\mathcal{D}_2}{d\mathcal{D}_1} \frac{d\mathcal{D}_1}{d\mathcal{D}_0} = 0,$$

$$1 - \frac{d}{d\mathcal{D}_2} \arcsin(n \sin \mathcal{D}_2) \frac{d}{d\mathcal{D}_0} \arcsin\left(\frac{1}{n} \sin \mathcal{D}_0\right) = 0,$$

$$1 - \frac{\cos \mathcal{D}_2 \cos \mathcal{D}_0}{\sqrt{1 - n^2 \sin^2 \mathcal{D}_2} \sqrt{1 - \frac{1}{n^2} \sin^2 \mathcal{D}_0}} = 0.$$

Возводя в квадрат (5.6.2), получим $1 - \cos^2 \mathcal{D}_1 = d \frac{1}{n^2} \sin^2 \mathcal{D}_0$ и, выражая из того же соотношения косинус угла преломления, — $1 - \cos^2 \mathcal{D}_3 = n^2 \sin^2 \mathcal{D}_2$. Учитывая это, окончательно имеем

$$\frac{\cos \mathcal{D}_0 \cos \mathcal{D}_2}{\cos \mathcal{D}_1 \cos \mathcal{D}_3} = 1.$$

Равенство будет выполняться при $\cos \mathcal{D}_2 = \cos \mathcal{D}_1$, то есть $\mathcal{D}_2 = \mathcal{D}_1$, при этом автоматически получим второе равенство $\cos \mathcal{D}_3 = \cos \mathcal{D}_0$, то есть $\mathcal{D}_3 = \mathcal{D}_0$. Из условия следует, что преломленный луч должен идти в призме параллельно ее основанию. Эта геометрия хорошо известна в оптике, она соответствует минимальному отклонению луча при выходе из призмы [62]. Для нее из (5.6.5) получаем $\mathcal{D} = 2\mathcal{D}_0 - \Delta$, угол падения \mathcal{D}_0 должен быть таким,

чтобы треугольник ABC был равнобедренным, то есть угол BAC был $\frac{1}{2}(\pi - \Delta)$, но он же есть $\pi/2 - \vartheta_1$, откуда $\vartheta_1 = \Delta/2$ и искомый угол рассеяния окончательно есть

$$\vartheta = 2 \arcsin(n \sin \frac{\Delta}{2}) - \Delta. \quad (5.6.6)$$

Кристаллы льда имеют форму призмы, в основании которой лежит правильный шестигранник (гексагональная кристаллическая структура) – рис.5.20. Соответственно, при падении через боковые грани $\Delta = 60^\circ$, а через основание $\Delta = 90^\circ$. Средний показатель преломления льда в видимом диапазоне $n = 1,313$ и формула (5.6.6) дает углы гало 22° и 46° , причем более распространенным в природе является гало 22° . Вариации показателя преломления льда составляют от $n = 1,318$ для фиолетовых лучей до $n = 1,308$ для красных, что делает гало радужно окрашенным и дает ширину цветной полосы $0,7^\circ$ для гало 22° и $2,2^\circ$ для гало 46° . Заметим, что ширина первого гало невелика, поэтому его радужная окраска зачастую плохо различима.

Гало – довольно распространенное оптическое явление в атмосфере, оно почти всегда возникает при просвечивании солнца через перистые и перисто–слоистые облака. Другое дело, что обычно яркость гало невелика, и непрофессиональные наблюдатели его на небе просто не замечают. Появление перистых и высоко–слоистых облаков связано с приближением теплого атмосферного фронта, поэтому возникновение гало является довольно надежной приметой скорого ухудшения погоды. Гало может наблюдаться и на ледяных кристаллах в тропосфере, образующихся при низких температурах и большой влажности воздуха. Такие гало зачастую весьма яркие. Обычно они наблюдаются в полярных районах, но при сильных морозах возможны и в умеренных широтах.

Ложные солнца, солнечные столбы и кресты

Иногда на гало с углом 22° возникают яркие пятна – *ложные солнца*. Они располагаются сбоку и сверху от "настоящего" солнца – рис.5.21. При этом они часто соединены с солнцем яркими линиями, образующими *солнечный крест*. Они наблюдаются не всегда и не все сразу: чаще видны горизонтальные ложные солнца и вертикальная линия, называемая *солнечный столб*. Исчерпывающего объяснения этих явлений до сих пор не дано. Предполагается, что они возникают тогда, когда ориентация ледяных кристаллов в атмосфере не является чисто хаотической и, следовательно, начинают проявляться эффекты

усиления интенсивности света за счет одинакового преломления в одинаково ориентированных кристаллах. При значительной яркости этих явлений вокруг ложных солнц могут стать заметными собственные гало, столбы, кресты, вторичные ложные солнца, касательные к основному гало дуги [43]. Вероятно, все они вызваны повторными преломлениями уже преломленного на ледяных кристаллах света.

Венцы и gloria

Венцы – это цветные кольца, иногда образующиеся вокруг солнца при просвечивании его через тонкие облака и располагающиеся под малыми углами рассеяния (обычно менее 5°). *Глория* – аналогичные цветные кольца, но наблюдающиеся при отражении от облаков вокруг противосолнечной точки. Поскольку эта точка находится ниже горизонта, глаорию обычно можно наблюдать лишь с самолета (радужные кольца вокруг тени от самолета на облаках). Однако, при определенном освещении gloria наблюдается также и в горах на фоне лежащих ниже или сбоку облаков (тумана).

Физически венцы и gloria – есть дифракционная картина рассеяния света на водных каплях, наблюдаемая, в прошедшем или отраженном свете, соответственно. Это явление связано с волновой природой света, следовательно, его "объяснением" является теория Ми, описывающая дифракцию на шаре. Расчеты по формулам Ми действительно дают углы венцов и глаории.

Как обобщение, приведем рис.5.22, на котором показаны точки "особых" атмосферно–оптических явлений. Отметим еще, что источником света в атмосфере помимо солнца является и луна. Интенсивность лунного света слишком слаба, чтобы можно было наблюдать явления в отраженном свете – радуго и глаорию, но явления в прошедшем свете – венцы, гало и ложные луны наблюдаются.

Глава 6. Оптические свойства подстилающих поверхностей

6.1. Основные особенности отражения излучения

У многих планет атмосфера ограничена твердой или жидкой средой – поверхностью планеты. Естественно, эта поверхность существенно влияет на перенос солнечного излучения в атмосферах планет, а также генерируют собственное тепловое излучение.

Поверхность планеты в атмосферной оптике принято называть *подстилающей поверхностью*. На Земле, а ниже мы будем вести в основном речь только о ней, поверхность с точки зрения ее оптических свойств весьма разнообразна. Прежде всего, это может быть поверхность суши или водная поверхность. Очевидно, что вода, снег, растительность, открытые участки грунта и т.д. имеют различные оптические свойства. Для некоторых практических задач (например, космической фотосъемки) удобно относить к подстилающей поверхности также облака.

Роль подстилающих поверхностей в атмосферной оптике велика: в видимой области спектра поверхность отражает и поглощает солнечное излучение. Причем для водной поверхности часть солнечного излучения проникает в водную среду, и в этом случае мы, фактически, имеем перенос излучения в сложной системе атмосфера–водная среда.

В тепловой области спектра (ИК и МКВ диапазоны) поверхности излучают э.м. энергию, а также отражают падающее на нее излучение – солнечное и нисходящее собственное излучение атмосферы. В длинноволновой области спектра (радиоволны) формирование излучения осуществляется не в тонком слое раздела двух сред, а в конечной толще подстилающей поверхности, и здесь так же, как и в случае водной поверхности, мы имеем дело с формированием и распространением излучения, как минимум, в системе двух сред.

Различные типы отражений

Структура поверхности раздела двух сред – атмосферы и подстилающей поверхности – определяет различные типы отражения. Простейший случай отражения наблюдается для идеально гладкой поверхности – он часто называется *зеркальным* (рис.6.1а). Такой модели наиболее близка ровная поверхность воды (без волнения) или льда (без неровностей).

Однако, реальным поверхностям всегда присущи различные отклонения от плоской поверхности, связанные с наличием на них неоднородностей. Даже водная поверхность уже при относительно малом приводном ветре покрывается рябью. Все реальные поверхности изобилуют неровностями: комья земли на почвах, песчинки и камни, элементы растительного покрова – от травинки до деревьев. Если влияние неоднородностей поверхности невелико, то наблюдается второй тип отражения – *квазизеркальный* (рис.6.1б). Такой тип отражения часто наблюдается при отражении водной поверхностью при наличии волнения. В этом случае почти всё отражение излучения происходит в относительно небольшом телесном угле вокруг направления зеркального отражения (в пределах 15–25 градусов по высотному и азимутальным углам).

Пусть на неровную поверхность падает параллельный пучок лучей. Тогда, отражаясь от каждого малого элемента поверхности (который можно рассматривать как плоский) по законам для плоской поверхности, излучение от каждой неровности и шероховатости будет отражаться в разных, практически во всех направлениях. Такой тип отражения называется *диффузным*. Строго говоря, к диффузному отражению можно отнести и случай

квазизеркального отражения, а также другие типы отражения от реальных поверхностей, которые мы рассмотрим ниже.

Особый случай диффузного отражения, когда отражение происходит одинаково во всех направлениях, называется *ортотропным (ламбертовым)* отражением (рис.6.1в). Практически, как и случай зеркального отражения, в большинстве ситуаций это есть идеализация реального отражения даже для специально приготовленных поверхностей. Однако, этот тип отражения часто используется в теории переноса излучения. Реальные поверхности не являются ортотропными отражающими поверхностями, и поэтому часто вводят еще один тип отражения – *квазиортотропное* отражение (рис.6.1г).

Наконец, укажем еще на один тип диффузного отражения – *обратное* (рис.6.1д). Обратное отражение свойственно многим природным поверхностям. Для них максимум отражения происходит в направлении обратном падающему излучению. Поясним этот эффект с помощью рис.6.2. На нем шероховатости поверхности изображены «буграми», которые при освещении (положение Солнца, например, в точке *A*) отбрасывают тени. При визировании с разных направлений прибор будет видеть площади этих теней различными. В направлении зеркального отражения (позиция 1) – максимальными, поскольку в поле зрения прибора будет попадать вся тень, в том числе и находящаяся на обратных к источнику света склонах «бугров». В направлении позиции 2 площадь затенения уменьшится, поскольку мы не будем видеть обратные склоны. Наконец, в направлении обратного отражения (позиция 3) площадь затенения минимальна, поскольку тень закрыта от нас освещенными склонами «бугров». Таким образом, рассмотренные поверхности с шероховатостями имеют минимум отражения в направлении зеркального отражения и максимум – в направлении обратного отражения. Измерения показывают, что величина минимума невелика, а в максимуме интенсивность отражения в 1,5–2 раза больше, чем отражение в надир.

Наличие рассмотренных выше теней от неровностей и шероховатостей, приводит к появлению суточного хода, т.е. зависимости от высоты Солнца, различных оптических характеристик подстилающих поверхностей. Это легко уяснить из того же рис.6.2. Действительно, если Солнце находится в положении *B*, ниже, чем в положении *A*, то и площадь отбрасываемых теней, слабо заштрихованных на рисунке, больше, а следовательно, меньше величина отраженного в направлении наблюдателя излучения. Что касается, ортотропных поверхностей, то наиболее близок к ортотропной поверхности с малыми размерами шероховатостей снежный покров [13].

6.2. Количественные характеристики отражения излучения (зеркальное отражение)

Хотя модель зеркального отражения достаточно редко встречается в природе, она важна как некоторый идеализированный случай, для которого получены строгие выражения, и используется для моделирования оптических свойств реальных поверхностей.

Пусть мы имеем идеально плоскую границу раздела двух сред: воздух, для которого будем полагать комплексный показатель преломления (КПП) равным единице, и среду с КПП равным $m = n - ik$. Назовем плоскостью отражения плоскость, образованную направлением падающей электромагнитной волны и нормалью к поверхности раздела двух сред. Исходный вектор напряженности электрического поля E_0 в общем случае эллиптически поляризованной волны разложим на две взаимно перпендикулярные составляющие (гл.3): $E_{0\parallel}$ – параллельную, лежащую в плоскости отражения, и $E_{0\perp}$ – перпендикулярную ей. На аналогичные компоненты разложим и вектор напряженности электрического поля

отраженной волны. При рассмотрении отражения от горизонтальной поверхности часто используют другую терминологию: $E_{0,\parallel} = E_{0,v}$ - вертикальная компонента поля, $E_{0,\perp} = E_{0,h}$ - горизонтальная компонента поля.

Связь между падающей, отраженной и преломленной компонентами напряженности электрического поля дается формулами Френеля. Они выводятся при рассмотрении граничных условий в электродинамике [6, 62]. В процессе вывода доказываем существование отраженной и преломленной волн, равенство частот падающей, отраженной и преломленной волн (для неподвижной границы раздела двух сред), а также три известных закона отражения и преломления:

1. Падающая, отраженная, преломленная волны и нормаль к поверхности лежат в одной плоскости.
2. Угол падения θ_0 (между падающей волной и нормалью) равен углу отражения (угол между отраженной волной и нормалью).
3. Закон Снеллиуса: угол преломления θ_r (между преломленной волной и нормалью) связан с углом падения θ_0 соотношением

$$\sin \theta_0 = m \cdot \sin \theta_r, \quad (6.2.1)$$

где θ_r - угол преломления.

Формулы Френеля для отраженной волны записываются следующим образом [6, 7, 39]

$$E_{\parallel} = \frac{m \cos \theta_0 - \cos \theta_r}{m \cos \theta_0 + \cos \theta_r} E_{0,\parallel}; \quad E_{\perp} = \frac{\cos \theta_0 - m \cos \theta_r}{\cos \theta_0 + m \cos \theta_r} E_{0,\perp}. \quad (6.2.2)$$

Выражение (6.2.1) можно записать в форме

$$\cos \theta_r = \frac{1}{m} \sqrt{m^2 - 1 + \cos^2 \theta_0}. \quad (6.2.3)$$

Подстановка (6.2.3) в (6.2.2) дает

$$E_{\parallel} = \frac{m^2 \cos \theta_0 - \sqrt{m^2 - 1 + \cos^2 \theta_0}}{m^2 \cos \theta_0 + \sqrt{m^2 - 1 + \cos^2 \theta_0}} E_{0,\parallel}; \quad E_{\perp} = \frac{\cos \theta_0 - \sqrt{m^2 - 1 + \cos^2 \theta_0}}{\cos \theta_0 + \sqrt{m^2 - 1 + \cos^2 \theta_0}} E_{0,\perp}. \quad (6.2.4)$$

Формулы (6.2.4) удобны на практике, поскольку дают явную зависимость отражения от угла падения и КПП. Отметим, что величина $\varepsilon = m^2$ называется диэлектрической проницаемостью среды. В радиодиапазоне комплексная диэлектрическая проницаемость представляется в виде [5, 85]

$$\varepsilon = \varepsilon_1 - i \varepsilon_2 = \varepsilon_1 - i 60 \sigma \lambda, \quad (6.2.5)$$

где ε_1 и ε_2 - ее действительная и мнимая ($60 \sigma \lambda$) части, σ - проводимость, λ - длина волны. Очевидно, что при $\lambda \rightarrow 0$ ($\nu \rightarrow \infty$) ε стремится к ее действительной части, т.е. $\varepsilon = \varepsilon_1$. Поэтому ее часто обозначают в радиофизике как ε_{∞} .

Выражение (6.2.1) можно переписать в виде

$$\varepsilon = \varepsilon_1 \left(1 - i \frac{60 \sigma \lambda}{\varepsilon_1} \right) = \varepsilon_1 (1 - i \operatorname{tg} \delta), \quad (6.2.6)$$

где $\operatorname{tg} \delta$ - тангенс угла потерь.

Формулы (6.2.2) и (6.2.4) имеют вид соотношений, введенных в гл.3 (3.6.3),

$$E_{\parallel} = S_1 E_{0,\parallel}; \quad E_{\perp} = S_4 E_{0,\perp}. \quad (6.2.7)$$

По аналогии, по формулам (3.6.5) можно определить матрицу отражения, которая имеет вид (3.6.4). Таким образом, формулы Френеля полностью определяют задачу описания отражения излучения от идеально плоской границы двух сред, в частности, матрицу отражения.

Пусть на поверхность раздела падает неполяризованное, направленное излучение с интенсивностью I_0 (численно равно потоку излучения). Тогда отражение определяется элементом D_{11} матрицы D (гл.3)

$$D_{11} = \frac{1}{2}(S_1 S_1^* + S_4 S_4^*). \quad (6.2.8)$$

Обозначив $D_{11} = R(\theta)$ – коэффициент отражения, имеем

$$I(\theta) = R(\theta)I_0. \quad (6.2.9)$$

Тогда для коэффициента отражения справедливо соотношение

$$R(\theta) = \frac{1}{2} \left(\left| \frac{m^2 \cos \theta_0 - \sqrt{m^2 - 1 + \cos^2 \theta_0}}{m^2 \cos \theta_0 + \sqrt{m^2 - 1 + \cos^2 \theta_0}} \right|^2 + \left| \frac{\cos \theta_0 - \sqrt{m^2 - 1 + \cos^2 \theta_0}}{\cos \theta_0 + \sqrt{m^2 - 1 + \cos^2 \theta_0}} \right|^2 \right). \quad (6.2.10)$$

Слагаемые в формуле (6.2.10) – коэффициенты отражения для параллельной и перпендикулярной компонент излучения.

Данные о комплексных диэлектрической проницаемости и показателе преломления для различных естественных сред приведены во многих монографиях и справочниках [2, 5, 22, 26, 78, 85, 94, 115] (смотри также гл.5). Для примера на рис.6.3 даны действительная и мнимая части ε для пресной и морской воды в микроволновом диапазоне. Наличие спектральной зависимости диэлектрической проницаемости и показателя преломления различных веществ приводит к спектральной зависимости характеристик отражения.

Рассмотрим случай нормального падения ($\theta_0 = 0$). Воспользовавшись формулой (6.2.10), можно получить следующие соотношения:

$$R = R_h = R_v = \left| \frac{m-1}{m+1} \right|^2 = \frac{(n-1)^2 + \kappa^2}{(n+1)^2 + \kappa^2} = 1 - \frac{4n}{(n+1)^2 + \kappa^2}. \quad (6.2.11)$$

В том случае, если поглощение в среде **отсутствует** ($\kappa = 0$), коэффициент отражения определяется действительной частью показателя преломления

$$R = \left(\frac{n-1}{n+1} \right)^2. \quad (6.2.12)$$

В случае $\kappa \gg n$ (**полосы поглощения**), R – стремится к единице. Так, если поверхность освещена излучением в достаточно широкой спектральной области, то в спектре отражения будут наблюдаться максимумы, соответствующие положению полос поглощения веществ, входящих в состав подстилающей поверхности. Этот эффект назван в литературе эффектом *переизлучения* и позволяет по спектрам отражения определять физико–химическую природу подстилающей поверхности.

Существует особый угол θ_B – угол Брюстера, при котором $R_v = 0$. Под этим углом отражается только то излучение, для которого напряженность электрического поля перпендикулярна плоскости падения. Поэтому при падении неполяризованного солнечного

излучения на плоскую поверхность под углом Брюстера отраженный свет полностью поляризован параллельно этой плоскости. Угол Брюстера определяется соотношением $\operatorname{tg}\theta_B = n$.

На рис.6.4 приведен пример угловой зависимости коэффициентов отражения гладкой морской поверхности как функции угла падения для двух длин волн – в видимой области ($\lambda = 0,55$ мкм) и в микроволновой ($\lambda = 3$ см). В видимой области показатель преломления близок к 1,2–1,3 и коэффициенты отражения при надирном (вертикальном) падении очень малы – 0,01–0,02 вплоть до углов падения в 40–60 градусов. При больших углах падения ($\theta > 80^\circ$) коэффициенты отражения быстро возрастают, а при приближении угла падения к 90° коэффициенты отражения стремятся к единице. На рис.6.4 для вертикальной (параллельной) поляризации виден угол Брюстера ($\sim 53^\circ$), при котором отражение для этой компоненты равно нулю. В микроволновой области на $\lambda = 3$ см комплексный показатель преломления приблизительно равен $m = 52 - 37i$ и коэффициент отражения для вертикального падения значителен и равен 0,61. Угол Брюстера составляет примерно 82° .

6.3. Количественные характеристики отражения излучения (реальные поверхности)

Существуют разнообразные способы описания оптических характеристик реальных подстилающих поверхностей в теории переноса и в атмосферной оптике. Начнем, как и в случае плоской поверхности раздела двух сред (формулы Френеля), со случая освещения поверхности излучением в одном направлении (с интенсивностью I_0 или численно равным ей потоком излучения F_0). Углы, определяющие направление падающего излучения, обозначим через θ_0 – зенитный угол падения, φ_0 – азимут падения; углы, определяющие направления отражения, обозначим θ и φ . Как мы отмечали ранее, в общем случае отражение от поверхности является диффузным. Наиболее общей характеристикой отражения является *двунаправленный коэффициент отражения* r , зависящий как от углов падения (θ_0, φ_0), так и от направления отражения (θ, φ). Он определяется формулой

$$I(\theta, \varphi) = r(\theta, \varphi, \theta_0, \varphi_0) I_0, \quad (6.3.1)$$

где $I(\theta, \varphi)$ – интенсивность излучения, отраженная поверхностью в направлении (θ, φ). В силу произвольности выбора отсчета азимута физическая величина (двунаправленный коэффициент отражения) не может зависеть от его абсолютного значения. Поэтому двунаправленный коэффициент отражения есть функция трех переменных: $r(\theta, \varphi, \theta_0, \varphi_0) = r(\theta, \theta_0, \varphi - \varphi_0)$. Обычно полагают $\varphi_0 = 0$, т.е. отсчитывают все азимуты от азимута падения. Тогда окончательно

$$I(\theta, \varphi) = r(\theta, \theta_0, \varphi) I_0. \quad (6.3.2)$$

Рассмотренный ранее частный случай – зеркальное отражение – записывается в виде:

$$r(\theta, \varphi, \theta_0, \varphi_0) = \begin{cases} R(\theta_0) & \text{при } \theta = \theta_0, \varphi = \varphi_0 \\ 0 & \text{при } \theta \neq \theta_0 \end{cases}, \quad (6.3.3)$$

где $R(\theta_0)$ – *френелевский коэффициент отражения* (формула (6.2.10)) Часто формулу (6.3.3) записывают в виде

$$r(\theta, \varphi, \theta_0, \varphi_0) = r(\theta_0) \delta(\theta_0 - \theta) \delta(\varphi - \varphi_0). \quad (6.3.4)$$

где $\delta(\varphi - \varphi_0)$ – функция Дирака.

Часто удобно рассматривать не интенсивность излучения или поток, направленные на перпендикулярную направлению излучения площадку, а поток излучения, падающего на горизонтальную площадку – $F = F_0 \cos \theta_0$. Соответствующая ему характеристика носит название *коэффициента (спектральной) яркости (КСЯ) поверхности* и определяется выражением [47, 64, 65]

$$I(\theta, \theta_0, \varphi) = \frac{1}{\pi} \rho(\theta, \theta_0, \varphi) F_0 \cos \theta_0 . \quad (6.3.5)$$

Легко получить связь между введенными выше характеристиками отражения

$$r(\theta, \theta_0, \varphi) = \rho(\theta, \theta_0, \varphi) \frac{\cos \theta_0}{\pi} . \quad (6.3.6)$$

В теории переноса излучения для характеристики отражения (в том числе не только поверхностью, но и всей системой атмосфера–поверхность) используют *функцию отражения* $y(\theta, \theta_0, \varphi)$ [65], определяемую соотношением

$$I(\theta, \varphi) \cos \theta = \frac{1}{2\pi} y(\theta, \theta_0, \varphi) I_0 \cos \theta_0 . \quad (6.3.7)$$

Используя определения различных характеристик отражения, имеем

$$\rho(\theta, \theta_0, \varphi) = \frac{1}{2 \cos \theta} y(\theta, \theta_0, \varphi) . \quad (6.3.8)$$

$$r(\theta, \theta_0, \varphi) = \frac{1}{2\pi} y(\theta, \theta_0, \varphi) \frac{\cos \theta_0}{\cos \theta} . \quad (6.3.9)$$

Во многих задачах теории переноса излучения и атмосферной оптики интерес представляют не детальные (угловые) характеристики отражения, а полная энергия отраженного излучения, т.е. *восходящий поток излучения на поверхности*

$$F^\uparrow = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi/2} I(\theta, \varphi) \cos \theta \sin \theta d\theta . \quad (6.3.10)$$

Отношение восходящего и нисходящего (падающего) потоков излучения называется *альбедо поверхности*

$$A = \frac{F^\uparrow}{F^\downarrow} , \quad (6.3.11)$$

где F^\downarrow и F^\uparrow – потоки падающего и отраженного излучения.

Альbedo поверхности, выраженное часто в процентах, дает долю падающей энергии, отраженной поверхностью. Соответственно, величина $(1 - A)$ – доля поглощенной (и в общем случае прозрачных сред – пропущенной) энергии. Случай $A = 1$ соответствует абсолютно «белой» поверхности, $A = 0$ – абсолютно «черной» поверхности.

Исходя из определения альbedo, имеем следующие соотношения связи между введенными характеристиками отражения

$$A = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi/2} \rho(\theta, \theta_0, \varphi) \cos \theta \sin \theta d\theta . \quad (6.3.12)$$

$$A = \frac{1}{\cos\theta} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi/2} r(\theta, \theta_0, \varphi) \cos\theta \sin\theta d\theta. \quad (6.3.13)$$

$$A = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi/2} y(\theta, \theta_0, \varphi) \sin\theta d\theta. \quad (6.3.14)$$

Рассмотрим случай ортотропного отражения, для которого по определению $I(\theta, \varphi) = \text{const}$. Согласно формуле (6.3.5) это означает отсутствие угловой зависимости КСЯ от углов θ и φ . Тогда имеем $\rho(\theta, \theta_0, \varphi) = A$, т.е. для ортотропной поверхности коэффициент спектральной яркости поверхности численно равен её альбедо.

Из соотношения (6.3.14) следует физический смысл функции отражения $y(\theta, \theta_0, \varphi)$. Поскольку интеграл от $y(\theta, \theta_0, \varphi)$ по всем направлениям есть альбедо поверхности, которое в силу формулы (6.3.11) можно трактовать как вероятность отражения, то функция отражения $y(\theta, \theta_0, \varphi)$ есть *плотность вероятности отражения в направлении (θ, φ)* . В этом смысле функция $y(\theta, \theta_0, \varphi)$ есть некий аналог индикатрисы рассеяния (см. гл.3).

Поэтому ее или нормированную величину $\frac{1}{A} y(\theta, \theta_0, \varphi)$ иногда называют *индикатрисой отражения*.

Важным свойством коэффициента спектральной яркости является его симметрия (правило обратимости или взаимности, правило Гельмгольца):

$$\rho(\theta, \theta_0, \varphi) = \rho(\theta_0, \theta, \varphi). \quad (6.3.15)$$

Это соотношение может быть доказано с помощью простых рассуждений. Разобьем всю реальную отражающую поверхность на совокупность элементарных площадок, для каждой из которых происходит зеркальное отражение. Тогда направление отражения (θ, φ) будет определяться ориентацией соответствующей элементарной площадки. В системе координат, в которой элементарная площадка горизонтальна, из формул Френеля и закона «угол отражения равен углу падения» очевидно равенство отраженных интенсивностей при замене направления отражения на направление падения. Это равенство должно сохраняться и в исходной системе координат. Однако, при этом следует учесть, что интенсивность излучения определена как энергия на единицу площади поверхности. Поэтому равенство интенсивностей следует понимать с учетом приведения их к единичной площади отражающей поверхности, что, как следует из элементарной геометрии, приводит к соотношению

$$\frac{I(\theta, \theta_0, \varphi)}{\cos\theta_0} = \frac{I(\theta_0, \theta, \varphi)}{\cos\theta}. \quad (6.3.16)$$

Из этого соотношения, с учетом формулы (6.3.5), непосредственно следует правило взаимности (6.3.15). Исходя из формулы (6.3.15), для остальных детальных характеристик отражения справедливы следующие соотношения:

$$r(\theta, \theta_0, \varphi) \cos\theta = r(\theta_0, \theta, \varphi) \cos\theta_0, \quad (6.3.17)$$

$$y(\theta, \theta_0, \varphi) \cos\theta_0 = y(\theta_0, \theta, \varphi) \cos\theta, \quad (6.3.18)$$

Другой характеристикой отражения от подстилающих поверхностей является *параметр анизотропии отражения*, определяемый следующей формулой:

$$\gamma(\theta, \varphi, \theta_0, \varphi_0) = \frac{\pi}{A} r(\theta, \varphi, \theta_0, \varphi_0). \quad (6.3.19)$$

Предположим, что мы имеем дело с неламбертовской поверхностью с альбедо A . Тогда параметр $\gamma(\theta, \varphi, \theta_0, \varphi_0)$ дает отношение интенсивности излучения, отраженного этой поверхностью, к интенсивности излучения, отраженного от ламбертовской поверхности с тем же альбедо A . Этот параметр может быть больше единицы для поверхностей, отражающих в определенных направлениях больше ламбертовских, и наоборот.

Следует сделать важное напоминание, что все рассмотренные выше оптические характеристики отражения являются функциями длины волны, как мы это и продемонстрировали на примере коэффициентов отражения Френеля. Поэтому, говоря об оптических характеристиках какой-то поверхности, следует указывать к какому спектральному интервалу или спектральной области оно относится.

Ранее мы предполагали, что на поверхность падает направленное излучение. Рассмотрим более общий и более соответствующий реальности случай, когда поверхность освещается диффузным излучением, состоящим из прямого и рассеянного небосводом солнечного излучения. Для этого случая также вводятся понятия коэффициента спектральной яркости и альбедо, но при этом под падающим потоком понимается полный поток, состоящий из прямого и рассеянного солнечного излучения. Иногда эти разные определения КСЯ и альбедо используются без учета их различий. Если под падающим потоком понимать полное излучение, то КСЯ и альбедо будут зависеть не только от свойств поверхности, но и от свойств атмосферы. Например, если подробно расписать поток излучения, падающий на поверхность (аналогично формуле (6.3.10) для восходящего потока), то из определений КСЯ и альбедо будут непосредственно следовать их зависимости от углового распределения нисходящего излучения $I^\downarrow(\theta_0, \varphi_0)$, падающего из атмосферы на поверхность. Естественно, в связи с этими же соображениями, альбедо, определенное для полного потока падающего излучения, есть функция зенитного угла Солнца. Поэтому, хотя это не всегда делается, все измерения альбедо должны сопровождаться, по крайней мере, качественным описанием состояния атмосферы и указанием зенитного угла Солнца. Таким образом, при наблюдениях на поверхностях планет альбедо поверхности не является однозначной характеристикой оптических свойств подстилающих поверхностей, а есть функция состояния атмосферы и условий освещения системы подстилающая поверхность–атмосфера. Отметим, что в реальных экспериментах по изучению оптических свойств подстилающих поверхностей измеряются именно эти величины (отнесенные к полному потоку падающего излучения). Определенное таким образом альбедо не очень сильно зависит от состояния атмосферы (наличия облаков, аэрозолей), в то время как КСЯ может сильно отличаться для различных условий.

В теории переноса излучения рассматриваются характеристики отражения всей системы атмосфера–подстилающая поверхность [47, 65]. При этом эти характеристики можно рассматривать как функции высоты в атмосфере, например

$$\bar{A}(z) = \frac{F^\uparrow(z)}{F^\downarrow(z)}, \quad (6.3.20)$$

$$\bar{\rho}(\theta, \theta_0, \varphi, z) = \pi \frac{I(\theta, \varphi)}{F^\downarrow(z)}. \quad (6.3.21)$$

При таком определении альbedo $\bar{A}(z=0) \neq A$ – т.е. альbedo системы атмосфера–подстилающая поверхность, не есть альbedo поверхности, хотя часто это не принимается во внимание.

Важное значение в атмосферной оптике имеют альbedo и КСЯ на верхней границе атмосферы. По определению

$$I(\theta, \varphi, z=\infty) = \frac{1}{\pi} \bar{\rho}(\theta, \theta_0, \varphi, z=\infty) F_0 \cos \theta_0, \quad (6.3.22)$$

$$\bar{A}(z=\infty) = \frac{F^\uparrow(z=\infty)}{F_0 \cos \theta_0}, \quad (6.3.23)$$

где $F_0 \cos \theta_0$ – внеатмосферный поток солнечного излучения, падающего на горизонтальную площадку. Величина $\bar{A}(z=\infty)$ есть доля энергии, отраженной планетой в космос, и называется *плоским альbedo* [47, 65]

$$\bar{A}(z=\infty) = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi/2} \bar{\rho}(\theta, \theta_0, \varphi, z=\infty) \cos \theta \sin \theta d\theta. \quad (6.3.24)$$

Плоское альbedo зависит от рассматриваемой точки планеты и углов падения солнечного излучения. Для характеристики отражения солнечного излучения от планеты в целом вводят понятие *сферического альbedo* A_s [47, 65]. Если рассматривать планету как сферу, то угол падения солнечных лучей θ_0 для неё будет меняться от 0 до 90 градусов. Тогда отношение отраженного солнечного излучения от всей планеты ко всему падающему на планету солнечному излучению, т.е. сферическое альbedo, определяется соотношением:

$$A_s = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi/2} \int_0^{\pi/2} \bar{\rho}(\theta, \theta_0, \varphi, z=\infty) \cos \theta \cos \theta_0 \sin \theta \sin \theta_0 d\theta d\theta_0. \quad (6.3.25)$$

В заключение параграфа приведем таблицу 6.1, где охарактеризованы различные способы описания оптических характеристик поверхности или системы атмосфера–подстилающая поверхность.

Таблица 6.1. Способы описания оптических характеристик поверхности или системы атмосфера–подстилающая поверхность.

Падающее излучение	Отраженное излучение	Характеристика
Интенсивность (поток направленного излучения)	Интенсивность	Двунаправленный коэффициент отражения Коэффициент (спектральной) яркости Функция отражения
Поток (полный)	Интенсивность	Коэффициент (спектральной) яркости
Интенсивность (поток направленного солнечного излучения)	Поток, отраженный в определенной точке планеты	Плоское альbedo
Интенсивность (поток направленного солнечного излучения)	Поток, отраженный от всей планеты	Сферическое альbedo
Поток (полный)	Поток	Альbedo

6.4. Примеры оптических характеристик подстилающих поверхностей

Мы привели ранее френелевские коэффициенты отражения для гладких поверхностей, в частности, для водной поверхности. Проанализируем более подробно оптические характеристики различных поверхностей, обращая внимание на их сложные зависимости от физико–химических свойств поверхностей, высоты Солнца и состояния атмосферы. Данные для реальных поверхностей получаются при теоретическом и численном моделировании этих поверхностей, а также с помощью измерений в натуральных и лабораторных условиях.

Теоретические модели

Опишем кратко схему получения теоретических отражательных характеристик для случая взволнованной водной поверхности. Моделирование такой поверхности может производиться различными способами. Можно указать на два подхода к описанию сложной пространственно–временной картины волнения водной поверхности.

Первый из них состоит в представлении рельефа морской поверхности регулярными функциями пространственно–временных переменных [85]. Так, в предположении, что амплитуда волны бесконечно мала по сравнению с ее длиной, можно аппроксимировать профиль волны в виде синусоиды.

Другой подход, статистический, заключается в описании характеристик поверхности моря в виде вероятностных законов распределения различных элементов волн – высот, периодов, длин, углов наклона и т.д.. Так, модель Кокса и Мунка [85] дает вероятность распределения наклонов поверхностей волн в виде гауссовского распределения (в предположении о независимости распределения от направления ветра – изотропный случай):

$$P(z_x, z_y) = \frac{1}{\pi \sigma^2} \exp \left[-\frac{(z_x^2 + z_y^2)}{\sigma^2} \right], \quad (6.4.1)$$

где z_x и z_y – характеристики наклонов по двум ортогональным направлениям, σ – дисперсия наклонов (не зависящая от направления) определяется скоростью ветра v :

$$\sigma^2 = 0,003 + 0,00512 v \pm 0,004 . \quad (6.4.2)$$

Аппроксимации для $P(z_x, z_y)$ и σ^2 найдены из экспериментальных данных и справедливы в диапазоне скоростей ветра от 0 до 14 м/с. Далее рассматривается отражение (или излучение) от произвольно ориентированной площадки взволнованной поверхности воды. Характеристики отражения взволнованной поверхности моря получаются усреднением с учетом вероятности распределения уклонов водной поверхности. В случае наличия пены на водной поверхности, возникающей при больших скоростях ветра, модель усложняется, и приводная среда рассматривается как неоднородная среда, состоящая из разных компонент, – воды и воздуха.

При рассмотрении оптических характеристик реальных поверхностей суши строятся различные модели поверхностного слоя суши. Эти модели включают характеристики пространственного распределения неоднородностей и диэлектрическую проницаемость различных компонент. Далее используются различные модели переноса излучения в таких средах. В простейшем случае для ИК и МКВ диапазонов излучательные способности поверхностей находят путем решения интегрального уравнения переноса излучения без учета рассеяния. В более обобщенных моделях учитываются эффекты рассеяния в рассматриваемых неоднородных средах.

Классификация спектров отражения природных поверхностей

К настоящему времени получен большой массив экспериментальных данных о различных оптических характеристиках разнообразных подстилающих поверхностей. Наиболее полно представлены данные по альбедо и КСЯ различных поверхностей, что связано с относительной простотой проведения соответствующих измерений. Приведем для примера значения альбедо различных поверхностей в зависимости от высоты Солнца (рис.6.5). Из рисунка следует, что вариации альбедо наиболее значительны при малых высотах Солнца. На рисунке также показана сильная изменчивость альбедо снега при больших высотах Солнца.

Спектральные особенности альбедо и КСЯ достаточно разнообразны. Однако, оказалось, что, несмотря на все разнообразие спектральных альбедо подстилающих поверхностей, в видимой и БИК областях спектра их можно сгруппировать в 4 основных класса. Эта классификация была предложена Е.В. Криновым по результатам первых самолетных измерений альбедо, выполненных в СССР в 40–е годы прошлого столетия [36]. Характерные спектры альбедо четырех классов приведены на рис.6.6. К первому классу относят снег и облака. Их альбедо велико и незначительно растет по спектру от УФ до начала БИК области спектра. Второй класс – почвы, песок и открытые горные породы. Для них характерен плавный, близкий к линейному, рост альбедо с ростом длины волны. Третий класс – водная поверхность. Альбедо воды мало и либо почти не меняется по спектру, либо слабо уменьшается с ростом длины волны. Наконец, четвертый класс – растительность. Для альбедо зеленой растительности характерен сложный спектральный ход: локальный максимум в районе 0,55 мкм, обуславливающий ее зеленый цвет, затем спад и резкий рост после 0,7 мкм, где альбедо растительности близко к альбедо снега и облаков. Желтая

растительность (сухая трава степей, осенние лиственные леса) имеют схожий спектральный ход, однако максимум альbedo вблизи 0,55 мкм менее выражен.

Для более полной характеристики альbedo и его спектральных зависимостей приведем табл.6.2 и рис.6.7.

Таблица 6.2. Значения альbedo поверхностей (в процентах) для видимой области спектра.

Тип поверхности	Условия	Альbedo
Водные поверхности	0° широты	6
	Зима, 30° широты	9
	Зима, 60° широты	21
	Лето, 30° широты	6
	Лето, 60° широты	7
Снег	Свежевыпавший	75–95
	Старый	40–70
Морской лед		30–40
Песок (дюны)	Сухой	35–45
	Влажный	20–30
Почва	Темная	5–15
	Серая, влажная	10–20
	Сухая глина, серая	25–35
	Сухой светлый песок	25–45
Бетон	Сухой	17–27
Дорога	Черная	5–10
Пустыня		25–30
Саванна	Сухой сезон	25–30
	Влажный сезон	15–20
Кустарник		15–20
Луг	Зеленый	10–20
Лес	Лиственный	10–20
	Хвойный	5–15
Тундра		15–20
Зерновые культуры		15–25

Изменчивость альbedo

Как мы уже отмечали, альbedo поверхностей зависит от их типа и состояния, высоты Солнца, а также состояния атмосферы (наличия облаков). Рассмотрим изменчивость альbedo в зависимости от различных факторов, имея в виду альbedo для солнечной области спектра. Практически для всех поверхностей характерна одна особенность – наибольшие изменения альbedo происходят от восхода Солнца до высот Солнца в 20–30 градусов. Резкие изменения альbedo подстилающей поверхности наблюдаются лишь в периоды схода и установления снежного покрова, т.е. фактически при изменениях типа подстилающей поверхности. В такие периоды разность между значениями альbedo в соседние дни может достигать 20–30 %.

Альbedo сухого снежного покрова при безоблачной погоде колеблется в пределах 52–99 %. Альbedo грязного, влажного снега может уменьшаться до 20–30 %. С увеличением

облачности альbedo снежной поверхности возрастает. При сплошном облачном покрове оно может увеличиться на 2–10 %. Альbedo талого снега снижается до 30–40 %.

Альbedo травяного покрова колеблется от 12 до 28 % в зависимости от густоты, цвета и сочности травы. Альbedo влажной травы меньше альbedo сухой на 2–3 %. Отражательная способность травяного покрова также обладает зависимостью от высоты Солнца, в результате чего альbedo сухой зеленой травы в утренние и вечерние часы больше, чем в полдень, на 2–9 %. Весной альbedo сухого травяного покрова и прошлогодней травы колеблется в пределах 10–24 %.

Отражательные свойства поверхностей, свободных от растительного покрова, зависят от типа почв, структуры и влажности. Альbedo неувлажненных почв составляет 8–26 %. Самым большим альbedo обладает белый песок – до 40 %. Альbedo влажной почвы меньше альbedo сухой на 3–8 %, белого песка – на 18–20 %. С уменьшением шероховатости почвы альbedo увеличивается. В дневном ходе альbedo почвы изменяется от максимальных значений при малых высотах Солнца до минимальных значений в полдень. Амплитуда дневных вариаций альbedo почвы составляет 11–17 %.

Альbedo поверхности воды зависит от ряда факторов: высоты Солнца над горизонтом, соотношения между прямой и диффузной компонентой солнечного излучения, количества облаков, степени волнения и характеристик водоемов – глубины, прозрачности воды и т.д.. Дневной ход альbedo водной поверхности наиболее четко выражен при отсутствии волнения, когда его амплитуда может достигать 30 % и более. При сильном волнении альbedo остается практически неизменным в течение дня. При сплошном облачном покрове дневной ход альbedo также минимален. Волнение и облачность уменьшают альbedo водной поверхности при высотах Солнца менее 30°. При большей высоте Солнца облачность и волнение оказывают обратное действие, но в значительно меньшей степени.

Приведем ряд конкретных примеров спектральных отражательных свойств различных подстилающих поверхностей [114, 115]. На рис.6.8а дано спектральное поведение альbedo двух сельскохозяйственных культур – пшеницы до периода колошения и соевых бобов в сравнении со спектральными характеристиками двух типов голой почвы – сухой и влажной. Приведенный рисунок наглядно демонстрирует изменчивость оптических характеристик почв (влажная почва имеет меньшие значения альbedo) и различных типов растительности. На рис.6.8б приведены спектральные характеристики отражения поля люцерны в различные периоды ее жизненного цикла. Кривые, приведенные на рисунке, соответствуют различным количествам биомассы и различной степени покрытия люцерной почвы – случай голой почвы соответствует нулевым значениям биомассы и покрытия. Трансформация спектральных кривых отражения при увеличении биомассы и покрытия позволяет использовать измерения отраженного солнечного излучения для контроля за состоянием сельскохозяйственных культур. Отметим важную особенность спектрального поведения отражения от растительных покровов, наглядно представленную на рис.6.8а и 6.8б, – резкое увеличение альbedo вблизи 0,7 мкм. Именно с этой особенностью связан зеленый цвет растительности. Присутствие хлорофилла в растениях приводит к сильному поглощению солнечного излучения для длин волн короче 0,7 мкм.

Изменчивость спектральных характеристик отражения листьев платана в зависимости от содержания в них влаги демонстрирует рис.6.9. С увеличением влагозапаса альbedo листьев существенно уменьшается в БИК области спектра. Отметим, что на этом рисунке значения альbedo приведены к альbedo специально приготовленной пластинки окиси магния.

Для характеристики двунаправленных коэффициентов отражения приведем рис.6.10, где даны факторы анизотропии отражения для системы атмосфера–подстилающая поверхность, полученные в результате спутниковых измерений. (Мы отмечали ранее, что понятие альbedo

и другие характеристики отражения можно применять как к непосредственно к подстилающим поверхностям, так и ко всей системе атмосфера–поверхность). На рисунках рассмотрены два случая подстилающих поверхностей – океан (рис.10а) и снежный покров (рис.10б). Факторы анизотропии отражения даны как функции зенитного угла наблюдения спутниковых приборов (относительно местной вертикали) для восьми подинтервалов азимутального угла относительно азимута Солнца. Приведенные данные измерений относятся к случаям, когда зенитный угол Солнца находился в пределах 25,84–36,87°. Максимальные значения фактора анизотропии отражения над безоблачным океаном наблюдаются для углов наблюдений вблизи 30° и диапазона азимутальных углов 0–30° и соответствует наблюдениям солнечной дорожки (квазизеркальному отражению). Другая особенность отражения – увеличение фактора анизотропии отражения при увеличении угла наблюдений (при приближении к горизонту планеты), когда азимуты наблюдений находятся в диапазоне углов 90–180°, т.е. при приближении к противоположному направлению от Солнца. Рис.6.10б соответствует аналогичным наблюдениям для снежной поверхности. В этом случае характеристики отражения более однородны по сравнению с водной поверхностью.

6.5. Излучательные способности подстилающих поверхностей

В ИК и микроволновой областях спектра подстилающие поверхности планет являются важными источниками генерации собственного излучения. Для их характеристик как излучателей вводятся коэффициенты излучения или излучательные способности поверхностей [34, 45, 85, 115, 118]. *Излучательной способностью поверхности* $\Sigma(\lambda, T)$ называется отношение интенсивности излучения поверхности с температурой T к излучению абсолютно черного тела при той же температуре

$$\Sigma(\lambda, T) = \frac{I_s(\lambda, T)}{B(\lambda, T)}. \quad (6.5.1)$$

Излучение черного тела изотропно, что нельзя сказать об излучении реальных поверхностей. Поэтому, в общем случае, излучательные способности зависят от направления излучения, длины волны, а в ряде случаев, и самой температуры. Разумеется, излучательные способности в значительной степени зависят от физико–химических свойств поверхности – ее природы, формы поверхности и т.д..

Важное соотношение, широко используемое в атмосферной оптике, – связь между поглощательными, отражательными и излучательными свойствами среды. Для вывода такого соотношения рассматривают преобразование энергии излучения при его взаимодействии со средой. Падающее излучение может отразиться от среды, поглотиться ею, а также часть излучения может пройти в среду. Для характеристики этих процессов вводят, соответственно, – *коэффициент отражения* R_λ , *поглощательную способность* A_λ , *функцию пропускания* P_λ , которые являются отношениями соответствующих компонент излучения к падающему излучению. По закону сохранения энергии сумма этих трех величин должна равняться единице:

$$R_\lambda + A_\lambda + P_\lambda = 1. \quad (6.5.2)$$

При этом неявно предполагается, что в этих процессах можно пренебречь такими явлениями как комбинационное рассеяние и флуоресценция (см. гл.5), которые приводят к перераспределению энергии излучения по длинам волн.

В предположении, что все попадающее в среду излучение поглощается ($P_\lambda = 0$), имеем более простое соотношение

$$R_\lambda + A_\lambda = 1. \quad (6.5.3)$$

Далее при рассмотрении взаимосвязи между различными характеристиками среды используется закон Кирхгофа, устанавливающий связь между излучательными и поглощательными свойствами среды. При этом доказывается, что $A_\lambda = \Sigma_\lambda$. Тогда из соотношения (6.4.3) следует связь между излучательными и отражательными характеристиками среды

$$\Sigma_\lambda = 1 - R_\lambda. \quad (6.5.4)$$

При этом не следует забывать, что это соотношение справедливо на фиксированной длине волны.

Излучательные способности подстилающих поверхностей существенно меняются от ее вида, формы поверхности, длины волны и углов наблюдений. Для определения Σ_λ используются экспериментальные и численные методы. В последнем случае широко применяется соотношение (6.4.4). Так, например, френелевские коэффициенты отражения для гладкой поверхности (рассмотренные нами в п.6.2) позволяют получать ее излучательные способности.

Излучательные способности поверхностей в ИК области спектра

Приведем примеры излучательных способностей различных подстилающих поверхностей в ИК области спектра. Наиболее подробные данные по этим характеристикам имеются для «окон прозрачности» атмосферы, которые в спутниковой метеорологии используются для определения температуры подстилающих поверхностей (см. гл.10). В табл.6.3 приведены излучательные способности Σ в спектральном интервале 8–14 мкм [45].

Таблица 6.3. Излучательные способности различных поверхностей в ИК диапазоне.

Поверхность	Σ	Поверхность	Σ
Гранит	0,898	Глина	0,963–0,968
Базальт	0,934	Асфальт	0,956
Доломит	0,958	Трава, густой покров	0,976
Песчаник	0,935–0,985	Снег	0,99
Гравий	0,943	Вода	0,98–0,993
Песок, кварцевый, сухой	0,914	Вода, с тонкой нефтяной пленкой	0,954–0,972
Песок, мокрый	0,934	Бетон	0,942–0,966
Черная зола	0,965	Вода, с пленкой машинного масла	0,960
Почва, суглинок	0,98		

В последние годы проведены многочисленные теоретические и экспериментальные исследования спектральных зависимостей излучательных способностей различных

поверхностей в ИК области спектра. Для примера на рис.6.11 приведены спектральные зависимости излучательной способности водной поверхности, измеренные (при различных скоростях ветра вблизи водной поверхности) и рассчитанные по модели, сходной с описанной выше в подразделе «Теоретические модели» [107]. Приведенный рисунок демонстрирует достаточно хорошее согласие эксперимента и расчета.

В настоящее время имеются специальные банки данных по спектральным зависимостям излучательных способностей различных поверхностей, полученных экспериментальными методами. Эти данные используются для моделирования полей излучения в системе атмосфера–подстилающая поверхность, а также для дистанционного измерения характеристик подстилающих поверхностей, прежде всего, – их температуры.

Излучательные способности поверхностей в микроволновой области спектра

Основная особенность излучательных способностей естественных поверхностей в МКВ области спектра – их существенная изменчивость по сравнению с ИК областью спектра. Так, водная поверхность имеет излучательную способность в диапазоне значений 0,2–0,95 в зависимости от ее температуры, солёности, скорости приводного ветра, состояния поверхности и угла визирования. Она зависит также и от поляризационных характеристик излучения (см., например, рис.6.4, где изображен коэффициент отражения гладкой морской поверхности для длины волны 3 см.). С другой стороны, ряд поверхностей суши имеет излучательную способность близкую к единице (см. табл.6.4) [45, 118].

Таблица 6.4. Излучательные способности различных поверхностей на $\lambda = 3,2$ см.

Поверхность	Краткое описание	Температура воздуха, °0	Коэффициент излучения
Почва (образец)	Толщина слоя 20 см		
	Влажность 6,4 %	21	0,947
Почва	Влажность 19,5 %	20	0,919
	Влажность на поверхности 21 %, на глубине 20 см 17,5 %	23	0,923
Почва	Влажность на поверхности 34,6 %, на глубине 20 см 17,5 %	22,5	0,668
Мерзлая почва (образец)	Температура 0,4°С,	1,2	0,923
	Влажность 13,9 %		
Оттаявшая почва (образец)	Температура 0,4°С,	0	0,892
	Влажность 14 %		
Снежный покров	Снег на почве, толщина слоя 20–30 см, плотность 0,408 г/см ²	1,2	0,956
Мерзлый грунт	Толщина мерзлого слоя 11–12 см, влажность у поверхности 45,6 %	0,4	0,941
Торф	Влажность 114 %	18	0,943
	Влажность 159 %	15	0,918
Глина	Влажность 9 %	15	0,902
Фанера	Толщина слоя листа 8 мм	21	0,829
Фанера	Лист покрыт алюминиевой краской	23	0,728
Бетон, покрытый снегом	Толщина снега 8–10 см,	0	0,906
	Плиты – 20 см		
Мокрый бетон		0	0,669
Асфальт	Шоссейная дорога	15	0,974

Для описания излучательных способностей взволнованной поверхности моря был разработан ряд полуэмпирических моделей, учитывающих как сам процесс волнения, так и возможное наличие на поверхности пенных образований, возникающих при обрушивании волн [85, 118]. По данным различных авторов процесс обрушения волн начинается при скоростях приводного ветра 3–7 м/с. Установление связи между излучательными способностями морской поверхности и, например, скоростью приводного ветра позволило разработать дистанционные методы определения этой скорости.

Глава 7. Основы теории переноса собственного излучения атмосферы

Собственное излучение атмосферы

В гл.3 мы рассмотрели различные типы собственного излучения атмосферы. Ввели важное понятие теплового (равновесного) излучения и привели его основные законы. Формально говоря, все другие типы генерации излучений атмосферы можно отнести к другому широкому классу – *неравновесного излучения атмосферы*.

В настоящее время принято подразделять неравновесное излучения на неравновесное ИК излучение и свечения атмосферы. Это деление основывается на спектральном принципе – неравновесное излучение в УФ, видимой и ближней ИК областях спектра принято относить к свечениям атмосферы, а неравновесное излучение в средней и далекой ИК области – к неравновесному ИК излучению.. Другое отличие состоит в том, что основные механизмы формирования свечений атмосферы и неравновесного ИК излучения различны. Свечения атмосферы чаще всего обусловлены процессами возбуждения электронных состояний молекул и атомов за счет поглощения высокоэнергетического излучения Солнца в УФ и видимой области и энергии потоков различных частиц. Неравновесное ИК излучение возникает из-за нарушений локального термодинамического равновесия (ЛТР) в верхних слоях атмосферы. В этом случае причинами возникновения неравновесного излучения являются относительно малое количество соударений молекул (приводящих систему в нижних слоях атмосферы в равновесное состояние), неизотермичность атмосферы и потери энергии системы за счет уходящего в космос излучения атмосферы. Важным фактором, однако, и в этом случае может быть поглощение приходящего в атмосферу солнечного излучения.

В настоящей главе основное внимание будет уделено основам теории переноса теплового излучения атмосферы [24, 34, 37, 91, 103]. В последних параграфах главы будут кратко рассмотрены неравновесное ИК излучение и свечения атмосферы.

7.1. Перенос теплового излучения

В гл.3 получено выражение (3.4.28) для интенсивности монохроматического собственного теплового излучения $I_v^\uparrow(z)$ на произвольной высоте z . Пользуясь этим соотношением, можно записать для интенсивности восходящего излучения на высоте z следующее выражение:

$$I_v^\uparrow(z, \theta) = I_{v,0} \exp\left(-\sec \theta \int_0^z k_v(z') dz'\right) + \sec \theta \int_0^z k_v(z') B_v[T(z')] \exp\left(-\sec \theta \int_{z'}^z k_v(z'') dz''\right) dz' \quad (7.1.1)$$

Здесь $I_{v,0}$ – излучение подстилающей поверхности, которое надо определить особо. Это выражение соответствует *восходящему излучению* (т.е. излучению в верхнюю полусферу) для модели плоскопараллельной горизонтально однородной атмосферы. Аналогично можно

записать выражение для интенсивности монохроматического нисходящего теплового излучения для такой же модели атмосферы:

$$I_v^\downarrow(z, \theta) = I_{v, \infty} \exp\left(-\sec \theta \int_z^\infty k_v(z') dz'\right) + \sec \theta \int_z^\infty k_v(z') B_v[T(z')] \exp\left(-\sec \theta \int_z^{z'} k_v(z'') dz''\right) dz', \quad (7.1.2)$$

где $I_{v, \infty}$ – интенсивность излучения на верхней границе атмосферы. Как правило, для ИК области спектра это излучение полагается равным нулю. Для МКВ области спектра в выражении (7.1.2) следует учесть *реликтовое МКВ излучение*, приходящее из космоса. Его яркостная температура в настоящее время принята равной 2,7 К.

В выражениях (7.1.1) и (7.1.2) фигурирует функция пропускания атмосферного слоя (z_1, z_2):

$$P_v(\theta, z_1, z_2) = \exp\left(-\sec \theta \int_{z_1}^{z_2} k_v(z') dz'\right). \quad (7.1.3)$$

С помощью этих функций пропускания выражения (7.1.1) и (7.1.2) можно записать более компактно

$$I_v^\uparrow(z, \theta) = I_{v, 0} P_v(0, z) + \int_0^z B_v[T(z')] \frac{dP_v(z', z)}{dz'} dz', \quad (7.1.4)$$

$$I_v^\downarrow(z, \theta) = I_{v, \infty} P_v(z, \infty) - \int_z^\infty B_v[T(z')] \frac{dP_v(z, z')}{dz'} dz'. \quad (7.1.5)$$

Далее в этой главе мы подробно рассмотрим методы получения функций пропускания атмосферы.

Излучение подстилающей поверхности в выражениях (7.1.1) и (7.1.4) часто представляется с помощью излучательной способности поверхности Σ (см. подробнее гл.6), т.е.

$$I_{v, 0} = \Sigma_v B_v(T_0), \quad (7.1.6)$$

где T_0 – температура поверхности.

Однако, отличие излучательной способности поверхности от единицы предполагает наличие отражения нисходящего теплового излучения атмосферы от поверхности. Интенсивность отражения может быть записана в разной форме в зависимости от используемой модели отражения (см. гл.6). В простейшем случае зеркального отражения ее можно представить как

$$I_v(\theta) = (1 - \Sigma_v) I_v^\downarrow(0), \quad (7.1.7)$$

где $I_v^\downarrow(0)$ – интенсивность нисходящего теплового излучения. Таким образом,

$$I_{v, 0} = \Sigma_v B_v(T_0) + (1 - \Sigma_v) I_v^\downarrow(0) \text{ . – исправлено!}$$

В различных практических задачах атмосферной оптики нас довольно редко интересует перенос монохроматического излучения (за исключением, например, теоретического изучения особенностей переноса излучения, или при распространении «почти» монохроматического излучения лазеров). Действительно, рассчитывая, например, величины радиационных притоков тепла для определения изменений температуры атмосферы за счет радиационного теплообмена, мы должны проинтегрировать соответствующие притоки

излучения по частоте (или длине волны). Точно так же, анализируя данные измерений тех или иных характеристик поля излучения, мы имеем дело с величинами излучения в конечных спектральных интервалах. Для получения интенсивностей теплового излучения в конечных спектральных интервалах нужно проинтегрировать монохроматические интенсивности по частоте (или длине волны)

$$I_{\Delta\nu} = \int_{\Delta\nu} I_\nu d\nu, \quad (7.1.8)$$

где $I_{\Delta\nu}$ – интенсивность в спектральном интервале $\Delta\nu$.

Подставив в выражение (7.1.8), например, выражение (7.1.4) и опустив для простоты зависимость от θ , получим интенсивность восходящего излучения в конечном спектральном интервале $\Delta\nu$.

$$I_{\Delta\nu}^\uparrow(z) = \int_{\Delta\nu} I_{\nu,0} P_\nu(0, z) d\nu + \int_{\Delta\nu} \int_0^z B_\nu[T(z')] \frac{dP_\nu(z', z)}{dz'} dz' d\nu. \quad (7.1.9)$$

Выражение (7.1.9) или аналогичные выражения для нисходящего излучения можно использовать для расчетов интенсивности теплового излучения в конечных спектральных интервалах, но его можно существенно упростить. Для этого учитываются особенности спектрального поведения функции Планка и монохроматических функций пропускания, фигурирующих во всех членах выражения (7.1.9). Как мы продемонстрировали в гл.4 (см. рис.4.6), монохроматические функции пропускания являются очень быстро меняющимися функциями частоты (или длины волны). В то же время функция Планка меняется с частотой достаточно медленно. Поэтому, если рассматривать достаточно узкие спектральные интервалы ($\sim 50\text{--}100 \text{ см}^{-1}$), в которых изменениями функции Планка можно пренебречь, можно записать *приближенное выражение* для интенсивности теплового излучения в конечных спектральных интервалах. Для восходящего излучения, например,

$$I_{\Delta\nu}^\uparrow(z) = I_{\bar{\nu},0} \int_{\Delta\nu} P_\nu(0, z) d\nu + \int_0^z B_{\bar{\nu}}[T(z')] \int_{\Delta\nu} \frac{dP_\nu(z', z)}{dz'} dz' d\nu, \quad (7.1.10)$$

здесь $B_{\bar{\nu}}[T(z')]$ и $I_{\bar{\nu},0}$ – функция Планка и вклад подстилающей поверхности при некоторой средней частоте $\bar{\nu}$ рассматриваемого спектрального интервала. Фигурирующие в выражении (7.1.10) интегралы по частоте определяют функции пропускания и их производные для конечных спектральных интервалов. Поэтому выражение (7.1.10) можно переписать следующим образом:

$$I_{\Delta\nu}^\uparrow(z) = I_{\bar{\nu},0} P_{\Delta\nu}(0, z) \Delta\nu + \Delta\nu \int_0^z B_{\bar{\nu}}[T(z')] \frac{dP_{\Delta\nu}(z', z)}{dz'} dz'. \quad (7.1.11)$$

Отметим особо, что использование предположения о слабой зависимости функции Планка от частоты позволяет записать выражение для интенсивности теплового излучения в конечных спектральных интервалах в той же форме, что и для монохроматической интенсивности. Отличие между выражениями (7.1.4) и (7.1.11) состоит в том, что в выражении (7.1.11) фигурируют функции пропускания для конечных спектральных интервалов в отличие от монохроматических функций пропускания в выражении (7.1.4). Это приближение позволяет свести проблему интегрирования монохроматического излучения (формула (7.1.8)) к проблеме получения функций пропускания для конечных спектральных интервалов. Естественно, подобные же выражения можно получить и для нисходящего теплового излучения.

7.2. Функции пропускания атмосферных газов

Функции пропускания атмосферы имеют фундаментальное значение в атмосферной оптике. Это обусловлено тем, что они используются при решении разнообразных прямых задач атмосферной оптики – расчетах интенсивностей, потоков и притоков излучения. Их же применяют и при интерпретации данных измерений, например, при реализации различных дистанционных методов измерений параметров атмосферы и поверхности.

Определение функций пропускания

Вернемся теперь к описанию процессов ослабления излучения в атмосферах планет. В соответствии с законом Бугера (формула (3.4.5)) монохроматическая интенсивность излучения, прошедшего через однородный слой атмосферы, содержащий количество поглощающего вещества $u = \rho l$, равна

$$I_\nu(u) = I_{0,\nu} \exp(-k_\nu u), \quad (7.2.1)$$

где в данном случае k_ν – массовый молекулярный коэффициент поглощения.

Если коэффициент ослабления обусловлен молекулярным поглощением в многокомпонентной газовой атмосфере, то в соответствии с формулами (4.4.1) и (4.4.3), приведенными ранее, соотношение (7.2.1) можно записать следующим образом:

$$I_\nu(u) = I_{0,\nu} \exp\left(-\sum_j \sum_i S_{ij}(T) f_{ij}(p, T, \nu - \nu_{0,ij}) u_j\right), \quad (7.2.2)$$

где u_j – содержание поглощающего j -го газа.

Отношение

$$P_\nu(u) = \frac{I_\nu(u)}{I_{0,\nu}} = \exp\left(-\sum_j \sum_i S_{ij}(T) f_{ij}(p, T, \nu - \nu_{0,ij}) u_j\right) \quad (7.2.3)$$

называется монохроматической функцией пропускания для молекулярного поглощения. Функцию пропускания выражают либо в процентах, либо в долях единицы. Случай $P_\nu = 1$ (или 100 %) соответствует отсутствию поглощения, а случай $P_\nu = 0$ – полному поглощению излучения на рассматриваемой трассе.

Выражение (7.2.3) описывает поглощение на *однородной трассе*, содержащей j поглотителей (разных газов), т.е. на трассе, характеризующейся постоянным давлением p и температурой T . (Более строго – при постоянных парциальных давлениях поглощающих газов p_j и постоянном давлении посторонних газов). Хорошим приближением к однородным трассам являются горизонтальные трассы вдоль поверхности Земли длиной до 5–10 км. В общем случае, когда излучение распространяется по вертикальным (или наклонным) трассам, мы имеем дело с распространением излучения в средах с изменяющимися от точки к точке давлением и температурой. В этом случае формула (7.2.3) обобщается для монохроматической функции пропускания *неоднородной среды* следующим образом:

$$P_\nu(l) = \exp\left(-\sum_j \sum_i \int_0^l S_{ij}(T(l)) f_{ij}(p(l), T(l), \nu - \nu_{0,ij}) du_j(l)\right). \quad (7.2.4)$$

Именно эти монохроматические функции пропускания и фигурируют в выражении (7.1.4).

Дифференциал содержания поглощающего газа du можно представить в различной форме в зависимости от используемых характеристик содержания газа в атмосфере. Для молекулярного поглощения принято выражать его через плотность поглощающего газа ρ_j :

$$du_j(l) = \rho_j(l) dl. \quad (7.2.5)$$

Как мы отмечали выше, для практических задач интерес представляют различные величины, (например, интенсивность излучения) рассчитанные для конечных спектральных интервалов. В этом случае, как это следует из выражения (7.1.9), мы имеем дело с функциями пропускания (или их производными) в конечных спектральных интервалах. Например, пусть наш прибор регистрирует солнечное излучение, проходящее в атмосфере путь l . Тогда регистрируемый прибором сигнал согласно (7.2.1) и (7.2.4) можно записать как

$$I_{\Delta\nu}(\bar{\nu}, l) = \int_{\Delta\nu} \varphi(\bar{\nu} - \nu') I_0(\nu') \exp\left(-\sum_j \sum_i \int_0^l k_{ij}(\nu', p(l'), T(l')) \rho_j(l') dl'\right) d\nu', \quad (7.2.6)$$

где $\Delta\nu$ – интервал частот, определяемый *спектральным разрешением* прибора, $\bar{\nu}$ – некая средняя частота интервала, которой приписывается значение измеренной интенсивности, $I_0(\nu')$ – интенсивность солнечного излучения на верхней границе атмосферы, $\varphi(\bar{\nu} - \nu')$ – *аппаратная функция прибора*, характеризующая чувствительность прибора к излучению на различных частотах внутри интервала $\Delta\nu$. (Строго говоря, прибор интегрирует излучение не только по частоте, но и телесному углу и времени измерений, но для простоты мы это не учитываем в выражении (7.2.6)). Аналогично (7.2.3) и (7.2.4) можно ввести понятие функций пропускания для *конечных спектральных интервалов*. Например, для неоднородной среды

$$P_{\Delta\nu}(\bar{\nu}, l) = \frac{I_{\Delta\nu}(\bar{\nu}, l)}{I_{\Delta\nu}(\bar{\nu}, 0)} =$$

$$\text{имеем } \frac{\int_{\Delta\nu} \varphi(\bar{\nu} - \nu') I_0(\nu') \exp\left(-\sum_j \sum_i \int_0^l k_{ij}(\nu', p(l'), T(l')) \rho_j(l') dl'\right) d\nu'}{\int_{\Delta\nu} \varphi(\bar{\nu} - \nu') I_0(\nu') d\nu'}. \quad (7.2.7)$$

Если предположить, что в рассматриваемом спектральном интервале $\Delta\nu$ падающее на слой излучение неселективно, т.е. $I_0(\nu) = \text{const}$, то получим при учете стандартной *нормировки аппаратной функции прибора*

$$\int_{\Delta\nu} \varphi(\bar{\nu} - \nu') d\nu' = \Delta\nu \quad (7.2.8)$$

из (7.2.7) более простое выражение для функции пропускания, часто используемое в атмосферной оптике:

$$P_{\Delta\nu}(\bar{\nu}, l) = \frac{1}{\Delta\nu} \int_{\Delta\nu} \varphi(\bar{\nu} - \nu') \exp\left(-\sum_j \sum_i \int_0^l k_{ij}(\nu', p(l'), T(l')) \rho_j(l') dl'\right) d\nu'. \quad (7.2.9)$$

Естественно, при расчетах энергий излучения, например, радиационных потоков в атмосфере, аппаратная функция отсутствует, или формально, она равна единице. С другой стороны, при анализе данных измерений различных характеристик поля излучения, необходимо учитывать аппаратную функцию конкретного прибора.

7.3. Методы получения функций пропускания

В связи с широким использованием функций пропускания в атмосферной оптике, их получению уделялось и уделяется большое внимание. Разработаны различные – экспериментальные и расчетные – методы их получения. Важнейшими из них являются [34]:

- прямой метод расчета,
- метод моделей полос поглощения,
- метод интегрирования по коэффициенту поглощения,
- экспериментальные методы (лабораторные и натурные).

Прямой метод расчета функций пропускания

При наличии информации о параметрах тонкой структуры (положений, интенсивностей, полуширин линий и т.д.) для различных полос поглощения, функции пропускания могут быть рассчитаны по приведенным выше выражениям. Для получения функций пропускания в конечных спектральных интервалах этот метод требует интегрирования по частоте монохроматических функций пропускания. Такой подход носит название *прямого метода расчета (line-by-line)* функций пропускания.

Преимуществами такого подхода являются:

- 1) Возможность получения функций пропускания для однородной и неоднородной среды для различных геометрий распространения излучения для любых смесей газов, произвольных аппаратных функций спектральных приборов и т.д. В этом смысле прямой метод является универсальным. Разумеется, при этом мы должны располагать информацией не только обо всех параметрах тонкой структуры, описывающих молекулярное поглощение, но и об их зависимостях от параметров физического состояния среды – температуры, давления и т.д..
- 2) Наибольшая потенциальная точность, т.к. прямой метод не требует введения каких-либо упрощений (например, приближенного учета неоднородности атмосферы и т.д. – см. далее). Реальная точность метода определяется точностью исходной информации о параметрах тонкой структуры и точностью задания их функциональных зависимостей от параметров физического состояния среды.

Основным недостатком прямого метода является необходимость проведения большого, даже по меркам современных ЭВМ, объема расчетов. Причем значительные затраты времени ЭВМ связаны с расчетами монохроматических коэффициентов поглощения и численным интегрированием монохроматического пропускания по частоте. Если учесть, что операция интегрирования должна осуществляться при строгом подходе для каждой новой модели атмосферы, трассы распространения излучения, аппаратной функции прибора и т.д., то понятно, почему наряду с прямым методом при решении многих задач атмосферной оптики используются и другие методы получения функций пропускания.

Метод моделей полос поглощения

Идея подхода состоит в замене реальной спектральной структуры полосы поглощения на определенную *аналитическую или статистическую модель* взаимного расположения линий поглощения, распределения их интенсивностей и т.д. [20, 91, 102]. Введение этих приближений в ряде случаев позволяет осуществить интегрирование по частоте монохроматических функций пропускания аналитическим образом. Существенно, что аналитические выражения для функций пропускания при модельном подходе зависят от малого числа параметров, иногда 2–3. В силу огромной экономии при этом вычислительных ресурсов ЭВМ быстрое действие этого метода на несколько порядков выше, чем прямого метода расчетов. Естественно, что используемые параметризации спектров поглощения вносят дополнительные погрешности в получаемые значения функций пропускания. В связи с этим встает проблема оптимального выбора модели полосы поглощения для конкретной спектральной области или спектрального интервала и анализа точности используемого подхода.

При использовании моделей полос поглощения часто учитывают современные данные о параметрах тонкой структуры конкретной рассматриваемой полосы для определения параметров модели. В ряде случаев выражения для функций пропускания, полученные в рамках того или иного модельного подхода, используются как аппроксимации для функций пропускания, полученных в эксперименте или при прямых расчетах. К настоящему времени предложено много различных моделей полос поглощения – модель изолированных линий, модель Эльзассера (регулярная модель), различные случайные модели, квазислучайная модель Пласса и многие другие. Подробный обзор и анализ различных моделей полос содержится, например, в монографиях [20, 37, 91]. Приведем только наиболее часто используемые модели полос поглощения.

Модель изолированной линии

Простейшей моделью полосы поглощения является *модель изолированной спектральной линии*. Если предположить, что основным фактором уширения линии являются столкновения и соответствующий контур – лоренцовский, то имеем:

$$P_{\Delta\nu} = \frac{1}{\Delta\nu} \int_{\Delta\nu} \exp\left(-\frac{1}{\pi} \frac{S\alpha_L u}{(\nu-\nu_0)^2 + \alpha_L^2}\right) d\nu. \quad (7.3.1)$$

Как явствует из названия метода, предполагается, что в интервале $\Delta\nu$ находится только одна спектральная линия.

Преобразуем выражение (7.3.1). Введем новые переменные

$$x = \frac{\nu-\nu_0}{\Delta\nu}, \quad y = \frac{\alpha_L}{\Delta\nu}, \quad z = \frac{Su}{2\pi\alpha_L}. \quad (7.3.2)$$

Предположим, что рассматриваемая линия изолированная, т.е. не перекрывается ни с какими другими линиями, что дает возможность расширить пределы интегрирования от $-\infty$ до $+\infty$. Введем функцию поглощения

$$A_{\Delta\nu} = 1 - P_{\Delta\nu} = \frac{1}{\Delta\nu} \int_{\Delta\nu} \left(1 - \exp\left(-\frac{1}{\pi} \frac{S\alpha_L u}{(\nu-\nu_0)^2 + \alpha_L^2}\right)\right) d\nu$$

Тогда для функции поглощения в интервале $\Delta\nu$ можно записать

$$A_{\Delta\nu} = \int_{-\infty}^{+\infty} \left(1 - \exp\left(-\frac{2zy^2}{x^2+y^2}\right) \right) dx. \quad (7.3.3)$$

Интеграл (7.3.3) для функции поглощения $A_{\Delta\nu}$ выражается через специальные функции – цилиндрические функции первого рода, называемые также функциями Бесселя:

$$A_{\Delta\nu} = 2\pi yz e^{-z} (J_0(iz) - iJ_1(iz)) = 2\pi yL(z), \quad (7.3.4)$$

где $J_0(iz)$ и $J_1(iz)$ – нулевая и первая функции Бесселя от чисто мнимого аргумента.

Функция

$$L(z) = ze^{-z} (J_0(iz) - iJ_1(iz)) \quad (7.3.5)$$

носит название *функция Ладенбурга–Рейхе*.

Рассматривая асимптотическое поведение функции $L(z)$, можно получить важные приближения для поглощения в изолированной линии. При малых значениях z члены e^{-z} и $J_0(iz)$ в (7.3.5) стремятся к единице, а $J_1(iz)$ – к нулю. Следовательно, $L(z) \sim z$ и мы имеем

$$A_{\Delta\nu} = 2\pi yz = \frac{Su}{\Delta\nu}. \quad (7.3.6)$$

Малые значения z соответствуют малым значениям произведения Su , то есть случаю *слабого поглощения*. Это случай еще называют *областью линейного поглощения* из-за линейной зависимости $A_{\Delta\nu}$ от u . Отметим, что в этом предельном случае поглощение не зависит от давления.

Закон линейного поглощения можно получить и непосредственно из формулы (7.3.1). Запишем ее в следующем виде

$$P_{\Delta\nu} = \frac{1}{\Delta\nu} \int_{\Delta\nu} \exp(-k(\nu)u) d\nu.$$

Предположим, что величина $k(\nu)u$ очень мала даже в центре линии поглощения (при $\nu = \nu_0$). Тогда разлагая экспоненту в ряд ($e^x = 1 + x + \dots$) и сохраняя только два первых члена разложения, имеем

$$P_{\Delta\nu} = \frac{1}{\Delta\nu} \int_{\Delta\nu} (1 - k(\nu)u) d\nu = 1 - \frac{1}{\Delta\nu} \int_{\Delta\nu} k(\nu)u d\nu = 1 - \frac{u}{\Delta\nu} \int_{\Delta\nu} k(\nu) d\nu.$$

Переходя, как и ранее, к бесконечным пределам интегрирования по частоте и учитывая нормировку (4.4.5), получаем

$$A_{\Delta\nu} = \frac{Su}{\Delta\nu}.$$

Отметим, что приведенный вывод показывает, что закон линейного поглощения при малых Su справедлив *для любого*, а не только лоренцовского контура линии поглощения.

При больших значениях z воспользуемся известной асимптотической формулой для функций Бесселя

$$J_m(x) = \sqrt{\frac{2}{\pi x}} \sin\left(x - \frac{m\pi}{2} + \frac{\pi}{4}\right) \quad \text{при } x \rightarrow \infty$$

Тогда

$$\begin{aligned}
L(z) &= z e^{-z} |J_0(iz) - iJ_1(iz)| = \\
&= z e^{-z} \left| \sqrt{\frac{2}{\pi iz}} \left(\sin(iz) \frac{\sqrt{2}}{2} + \cos(iz) \frac{\sqrt{2}}{2} - i \sin(iz) \frac{\sqrt{2}}{2} + i \cos(iz) \frac{\sqrt{2}}{2} \right) \right| = \\
&= \sqrt{\frac{2z}{\pi}} e^{-z} \frac{\sqrt{2}}{2} \left| \sqrt{-i} \left((1-i) \frac{e^{i(iz)} - e^{-i(iz)}}{2i} + (1+i) \frac{e^{i(iz)} - e^{-i(iz)}}{2} \right) \right|
\end{aligned}$$

Пренебрегая членами e^{-z} под модулем, получим

$$\begin{aligned}
L(z) &= \sqrt{\frac{2z}{\pi}} e^{-z} e^z \frac{\sqrt{2}}{2} \left| \sqrt{-i} \frac{i-1+i-1}{2i} \right| = \sqrt{\frac{2z}{\pi}} \frac{\sqrt{2}}{2} \left| \sqrt{-i} (1+i) \right| = \\
&= \sqrt{\frac{2z}{\pi}} \frac{\sqrt{2}}{2} \left| \left(\frac{\sqrt{2}}{2} - i \frac{\sqrt{2}}{2} \right) (1+i) \right| = \sqrt{\frac{2z}{\pi}}
\end{aligned}$$

Следовательно

$$A_{\Delta\nu} = 2\pi y \sqrt{\frac{2z}{\pi}} = \frac{2\sqrt{Su\alpha_L}}{\Delta\nu}. \quad (7.3.7)$$

Соотношение (7.3.7) соответствует случаю *сильного поглощения* или *закону квадратного корня*. Последнее название связано с тем, что зависимость поглощения от количества поглощающего вещества и давления (напомним, что α_L пропорционально p) представляется как $\sqrt{u p}$. Отметим также, что при сильном поглощении в центре линии (когда $P_{v_0} = 0$), изменение поглощения $A_{\Delta\nu}(u)$ происходит за счет изменения величины поглощения только в крыльях изолированной спектральной линии. Это справедливо не только для лоренцевской, но и фойгтовской линии, поскольку крылья фойгтовской линии определяются, в основном, лоренцевским контуром.

Рассмотренная нами модель изолированной линии находит свое применение для верхних слоев атмосферы, где спектральные линии очень узки и могут считаться изолированными.

Модель Эльзассера

Анализ спектров поглощения различных линейных молекул обнаруживает наличие регулярной структуры в расположении линий, соответствующих одному и тому же колебательному переходу, причем интенсивности этих линий меняются относительно медленно. В связи с этим была предложена *регулярная модель полосы поглощения* или *модель Эльзассера* – рис.7.1.

Для регулярной модели, состоящей из бесконечной последовательности одинаковых спектральных лоренцевских линий, расположенных на расстоянии $\Delta\nu$ друг от друга, коэффициент поглощения можно записать следующим образом:

$$k(\nu) = \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} \frac{1}{\pi} \frac{S\alpha_L}{(\nu - n\Delta\nu)^2 + \alpha_L^2}. \quad (7.3.8)$$

Переходя в (7.3.8) к функции поглощения и используя введенные для модели изолированной линии переменные x, y, z получаем

$$A_{\Delta\nu} = \int_{-1/2}^{+1/2} \left[1 - \exp \left(- \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} \frac{2zy^2}{(x-n)^2 + y^2} \right) \right] dx,$$

где пределы интегрирования теперь соответствуют интервалу $[v_0 - \frac{\Delta v}{2}, v_0 + \frac{\Delta v}{2}]$.

Для стоящей в экспоненте суммы известно аналитическое выражение (получается из теории рядов Лорана). В результате имеем:

$$A_{\Delta v} = 1 - E(y, z),$$

где $E(y, z)$ – функция Эльзассера.

$$E(y, z) = \int_{-1/2}^{+1/2} \exp\left(-\frac{2\pi yz \operatorname{sh} 2\pi y}{\operatorname{ch} 2\pi y - \cos 2\pi x}\right) dx. \quad (7.3.9)$$

Напомним, что гиперболические синус и косинус определены как

$$\operatorname{sh} x = \frac{1}{2}(e^x - e^{-x}); \quad \operatorname{ch} x = \frac{1}{2}(e^x + e^{-x}). \quad (7.3.10)$$

Пусть $y \rightarrow \infty$, тогда согласно (7.3.10) $\frac{\operatorname{sh} 2\pi y}{\operatorname{ch} 2\pi y} \rightarrow 1$ и из (7.3.9) мы получаем

$$A_{\Delta v} = 1 - \exp(-2\pi yz) = 1 - \exp\left(-\frac{Su}{\Delta v}\right). \quad (7.3.11)$$

Рассматриваемый случай соответствует ситуации, когда $\alpha_L \gg \Delta v$, т.е. линии расположены очень близко друг от друга и *сильно перекрываются*. При этом, как видно из (7.3.11), функция пропускания экспоненциально зависит от u , точно так же, как и для монохроматического излучения, и отсутствует спектральная зависимость пропускания. Отметим также, что функция пропускания не зависит от давления. Рассмотренная ситуация реально наблюдается, когда полуширины линий заметно больше расстояний между ними, например, в условиях больших давлений (напомним, что α_L пропорциональна p). Такие особенности поглощения в данном случае характерны для всех моделей полос поглощения. Они, в частности, наблюдаются (с разной степенью приближения) в электронных полосах поглощения, а также в ИК спектрах тяжелых молекул, состоящих из очень близко расположенных линий поглощения.

Если параметр y мал ($y \rightarrow 0$), то, как видно непосредственно из (7.3.9), (7.3.10), функция Эльзассера переходит в рассмотренную выше модель изолированной линии. Условие $y \ll 1$ означает, что расстояние между линиями много больше их ширины. Этот случай соответствует малым давлениям. При этом, однако, надо вспомнить, что при малых давлениях может стать значительным вклад доплеровского уширения по сравнению с лоренцовским, и соотношения (7.3.8) для фойгтовского контура будут уже несправедливы.

Приближение сильных линий реализуется, когда в центре лоренцовских линий наблюдается полное поглощение. В этом случае изменение функции пропускания происходит за счет изменения величины поглощения в крыльях линий и в выражении (7.3.8) можно пренебречь в знаменателе величиной y^2 . Тогда для бесконечной суммы известно аналитическое выражение, и после ряда математических преобразований с использованием специальных функций функция Эльзассера выражается через хорошо известный интеграл вероятности

$$\begin{aligned} E(y, z) &= 1 - \operatorname{erf}(\pi y \sqrt{2z}), \\ A_{\Delta v} &= \operatorname{erf}(\pi y \sqrt{2z}), \end{aligned} \quad (7.3.12)$$

где

$$\operatorname{erf}(x) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_0^x \exp(-\xi^2) d\xi$$

Подставляя в (7.3.12) параметры y и z из (7.3.2), имеем

$$A_{\Delta\nu} = \operatorname{erf}\left(\frac{\sqrt{\pi}}{\Delta\nu} \sqrt{Su\alpha_L}\right). \quad (7.3.13)$$

Мы видим, что в приближении сильной линии функция поглощения зависит от произведения $Su\alpha_L$. Так как лоренцовская полуширина пропорциональна давлению, из соотношения (7.3.13) следует, что поглощение зависит от произведения $S \cdot u \cdot p$. Учитывая, что в (7.3.13) произведение стоит под корнем, это обстоятельство по аналогии с (7.3.7) также иногда называют "законом квадратного корня".

Случайные модели

Исследования спектров поглощения различных атмосферных газов (H_2O , O_3 и др.) выявили "случайное" расположение отдельных линий поглощения. Поэтому были развиты различные модели полос поглощения с определенными случайными свойствами. Наиболее известна и широко используется *случайная модель Гуди*, предложенная американским ученым Р.М. Гуди в 1952 году [20]. Справедливости ради стоит отметить, что ранее эта модель была разработана Майером, участником известного американского проекта по созданию атомного оружия "Аламос", при решении задачи распространения излучения в атмосфере после ядерного взрыва. Естественно, работа Майера была засекречена, и мы узнали о ней много позже. Правильнее было бы называть рассматриваемую модель статистической моделью Майера–Гуди.

Пусть $\Delta\nu$ – спектральный интервал, содержащий n линий, расположенных на среднем расстоянии δ друг от друга, т.е. $\Delta\nu = n\delta$. Пусть $p(S_i)$ – плотность вероятности того, что i -ая линия имеет интенсивность S . Тогда

$$\int_0^{\infty} p(S_i) dS = 1 \quad (7.3.14)$$

(вероятность, что S лежит в интервале от 0 до ∞ равна единице).

Предполагается, что любая линия может с равной вероятностью находиться в любом месте в пределах интервала $\Delta\nu$ и иметь любую интенсивность. Тогда согласно теории вероятности функция пропускания в спектральном интервале $\Delta\nu$ находится осреднением по всем возможным интенсивностям и положениям линий:

$$P_{\Delta\nu} = \frac{1}{(\Delta\nu)^n} \int_{\Delta\nu} d\nu_1 \cdots \int_{\Delta\nu} d\nu_n \int_0^{\infty} p(S_1) e^{-k_1\nu} dS_1 \cdots \int_0^{\infty} p(S_n) e^{-k_n\nu} dS_n, \quad (7.3.15)$$

где k_n – коэффициент поглощения в n -ой линии. По приведенному выше предположению о равной вероятности положения и интенсивностей линий, все интегралы в (7.3.15) одинаковы. Следовательно, воспользовавшись соотношением (7.3.14), можно записать:

$$P_{\Delta\nu} = \left(\frac{1}{\Delta\nu} \int_{\Delta\nu} d\nu \int_0^{\infty} p(S) e^{-k\nu} dS \right)^n = \left(1 - \frac{1}{\Delta\nu} \int_{\Delta\nu} d\nu \int_0^{\infty} p(S) (1 - e^{-k\nu}) dS \right)^n. \quad (7.3.16)$$

Учитывая, что $\Delta\nu = n\delta$, легко показать, что выражение (7.3.16) при больших n стремится к экспоненциальной функции. Действительно, согласно одному из определений экспоненты $\lim_{n \rightarrow \infty} (1 + x/n)^n = e^x$, следовательно, $(1 - x/n)^n \rightarrow e^{-x}$. Далее формально при $n \rightarrow \infty$ интервал $\Delta\nu \rightarrow \infty$, поэтому пределы интегрирования по частоте можно установить от $-\infty$ до $+\infty$. Учитывая это, находим

$$P_{\Delta\nu} = \exp \left[-\frac{1}{\delta} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_0^{\infty} p(S)(1 - \exp[-k(S, \nu)u]) dS d\nu \right]. \quad (7.3.17)$$

Различные варианты статистической модели можно получить, задавая разные выражения для плотности вероятности $p(S)$.

В модели Гуди использовалось простое экспоненциальное распределение

$$p(S) = \frac{1}{S_0} \exp(-S/S_0), \quad (7.3.18)$$

где S_0 – средняя интенсивность линии. Подставляя (7.3.18) в (7.3.17), учитывая, что $k(S, \nu) = S \cdot f(\nu - \nu_0)$, и выполняя интегрирование по S , получаем

$$\begin{aligned} P_{\Delta\nu} &= \exp \left[-\frac{1}{\delta} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_0^{\infty} \frac{1}{S_0} \exp[-S/S_0] (1 - \exp[-Su f(\nu - \nu_0)]) dS d\nu \right] = \\ &= \exp \left[-\frac{1}{\delta} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{S_0 u f(\nu - \nu_0)}{1 + S_0 u f(\nu - \nu_0)} d\nu \right]. \end{aligned}$$

Далее, используя для $f(\nu - \nu_0)$ контур Лоренца, окончательно находим

$$P_{\Delta\nu} = \exp \left[-\frac{S_0 u}{\delta} \left(1 + \frac{S_0 u}{\pi \alpha_L} \right)^{-1/2} \right]. \quad (7.3.19)$$

Если предположить, что для интенсивностей линий выполняется распределение Малкмуса $p(S) = \frac{1}{S} \exp(-S/S_0)$, то тогда выражение для функции пропускания примет вид (*статистическая модель Малкмуса*) [20, 91]:

$$P_{\Delta\nu} = \exp \left(-\frac{\pi \alpha_L}{2\delta} \left[\left(1 - \frac{4S_0 u}{\pi \alpha_L} \right)^{1/2} - 1 \right] \right). \quad (7.3.20)$$

Полученные функции пропускания являются функциями двух параметров: $\frac{S_0}{\delta}$ и $\frac{\pi \alpha_L}{\delta}$. Для заданной полосы поглощения или спектрального интервала эти два параметра можно получить, аппроксимируя данные лабораторных измерений функций пропускания в зависимости от содержания поглощающего газа и давления. Кроме того, их можно получить и аппроксимируя параметры тонкой структуры спектральных линий конкретных полос поглощения.

В случае слабого поглощения, когда $S_0 u \ll 1$, из (7.3.19) снова имеем

$$P_{\Delta\nu} = 1 - \frac{S_0 u}{\delta}; \quad A_{\Delta\nu} = \frac{S_0 u}{\delta},$$

т.е. линейную зависимость поглощения от содержания газа u .

В режиме сильного поглощения $\frac{S_0 u}{\pi \alpha_L} \ll 1$ (7.3.19) переходит в

$$P_{\Delta\nu} = \exp \left[-\frac{\sqrt{\pi S_0 u \alpha_L}}{\delta} \right],$$

то есть по-прежнему выполняется "закон квадратного корня".

Сравнивая эти соотношения с приведенными выше аналогичными предельными случаями для других моделей, можно сделать вывод, что закон линейного поглощения (слабое поглощение) и закон квадратного корня (сильное поглощение) имеют универсальный характер.

Благодаря вычислительной простоте, относительно высокой точности статистической модели, возможности ее "калибровки" на основе лабораторных данных или предварительных точных прямых расчетов функций пропускания и, наконец, возможности получения ее параметров на основе параметров тонкой структуры, случайная модель широко используется в разнообразных расчетах в атмосферной оптике.

Хотя любая модель полосы поглощения приближенно описывает реальную спектральную структуру поглощения атмосферного газа, в силу высокой вычислительной эффективности, модельный подход широко используется в атмосферной оптике, особенно в ИК области спектра. Это связано с тем, что, несмотря на используемые упрощения, модели позволяют описать основные свойства спектра поглощения и закономерности молекулярного поглощения атмосферными газами. Конечно, существуют определенные принципиальные ограничения при использовании моделей полос поглощения. Например, их точность в ряде случаев существенно снижается для относительно узких спектральных интервалов. Кроме того, большинство моделей развито для условий поглощения излучения в однородной среде.

Метод интегрирования функций пропускания по коэффициенту поглощения (k -метод)

Прямой метод расчета функций пропускания в случае селективного газового поглощения, когда спектральные линии поглощения, особенно при малых давлениях, очень узкие, а расчеты радиационных характеристики атмосферы необходимо проводить для широких спектральных интервалов, чрезвычайно трудоемок даже при использовании современных ЭВМ. Существует принципиально другой подход к получению функций пропускания, предложенный еще в 30-х годах прошлого столетия [20, 32, 102]. Суть его – в замене интегрирования по частоте на интегрирование по коэффициенту поглощения. В последние десятилетия этот метод (k -метод) был существенно усовершенствован и нашел достаточно широкое применение в различных расчетах радиационных характеристик атмосферы [20, 37, 91, 103].

При интегрировании прямым методом выражения для функции пропускания по частоте

$$P_{\Delta\nu}(u) = \frac{1}{\Delta\nu} \int_{\Delta\nu} \exp[-k(\nu)u] d\nu \quad (7.3.21)$$

мы вынуждены вычислять монохроматические функции пропускания для большого числа точек. При этом во многих этих точках, расположенных в разных подинтервалах

спектрального интервала $\Delta \nu$, наблюдаются близкие значения коэффициента поглощения. Рассмотрим для иллюстрации k -метода рис.7.2. Из рис.7.2. видно, что значения коэффициента поглощения в произвольном диапазоне $[k_i, k_i + \Delta k]$ наблюдаются в целом ряде спектральных интервалах – d_{i1}, d_{i2}, d_{i3} и т.д.. Просканировав весь диапазон значений коэффициента поглощения от k_{\max} до k_{\min} , реализующийся в рассматриваемом спектральном интервале $\Delta \nu$ (при данных давлении и температуре), можно построить (воспользовавшись предельным переходом) плотность распределения («плотность вероятности») значений коэффициента поглощения в рассматриваемом спектральном интервале:

$$f(k)dk = \lim_{\Delta k_i \rightarrow 0} \frac{1}{\Delta \nu} \sum_{i=1}^N \left(\frac{\Delta \nu_j}{\Delta k_i} \right) w(k_i, k_i + \Delta k_i), \quad (7.3.22)$$

где функция $w(k_i, k_i + \Delta k_i)$ равна нулю везде, кроме интервала $(k_i, k_i + \Delta k_i)$, где она равна единице. Фактически функция $f(k)dk$ показывает, какую относительную часть спектрального интервала занимают подинтервалы Δk_i с коэффициентом поглощения $(k_i, k_i + \Delta k_i)$.

Следующий шаг в рассматриваемом k -методе – переход от интегрирования в функции пропускания по частоте к интегрированию по коэффициенту поглощения. Это можно сделать на основе последовательности соотношений:

$$\begin{aligned} P_{\Delta \nu}(u) &= \frac{1}{\Delta \nu} \int \exp(-k_\nu u) d\nu = \frac{1}{\Delta \nu} \lim_{\Delta \nu_j \rightarrow 0} \sum_{j=1}^N \exp(-k_\nu u) \Delta \nu_j = \\ &= \frac{1}{\Delta \nu} \lim_{\Delta k_i \rightarrow 0} \sum_{i=1}^N \left(\frac{\Delta \nu_j}{\Delta k_i} \right) w(k_i, k_i + \Delta k_i) \exp(-k_i u) \Delta k_i = \\ &= \int_0^\infty f(k) \exp[-k u] dk, \end{aligned} \quad (7.3.23)$$

где мы использовали для удобства записи переход $k_{\min} \rightarrow 0$ и $k_{\max} \rightarrow \infty$.

Из определения плотности вероятности $f(k)$ следует:

$$\int_0^\infty f(k) dk = 1. \quad (7.3.24)$$

Распределение вероятности коэффициента поглощения в рассматриваемом спектральном интервале можно охарактеризовать также *функцией распределения* (иногда ее называют *интегральной функцией распределения*)

$$g(k) = \int_0^k f(k) dk. \quad (7.3.25)$$

При этом справедливо: $g(0) = 0$, $g(k \rightarrow \infty) \rightarrow 1$, $dg(k) = f(k)dk$.

Тогда функцию пропускания можно записать еще в одной форме:

$$P_{\Delta \nu}(u) = \int_0^1 \exp[-k(g)u] dg, \quad (7.3.26)$$

Подчеркнем, что выражения (7.3.21), (7.3.23) и (7.3.26) для функций пропускания эквивалентны. Но если в выражении (7.3.21) интегрирование осуществляется по частоте, то

в выражении (7.3.23) – по коэффициенту поглощения, а в выражении (7.3.26) – по интегральной функции распределения g .

Рассмотрим рис.7.3а, где изображено поведение коэффициента поглощения в спектральном интервале $980\text{--}1100\text{ см}^{-1}$ в полосе поглощения озона при $9,6\text{ мкм}$ (давление – 30 мб , температура газа $T = 220\text{ К}$) в логарифмическом масштабе [103]. Мы видим, что значения коэффициента поглощения в этом интервале (при заданных давлении и температуре) находятся в диапазоне от 10^{-3} до $10^2\text{ см}^{-1}\text{атм}^{-1}$. При этом изменения коэффициента поглощения с частотой очень «быстрые». Им будут соответствовать такие же быстрые изменения монохроматической функции пропускания в выражении (7.3.21). На рис.7.3б и 7.3в приведены функции $f(k)$ и $g(k)$ для рассматриваемого спектрального интервала. Сравнения функций $k(\nu)$, $f(k)$ и $g(k)$ наглядно показывают преимущества записи функции пропускания в виде (7.3.23) или (7.3.26). Если функция $k(\nu)$ очень быстро меняется, и поэтому при интегрировании монохроматического пропускания мы вынуждены использовать много точек по частоте, то функция $f(k)$ и, особенно, функция $g(k)$ – существенно более гладкие. Можно формально сказать, что переход к интегрированию по коэффициенту поглощения или по функции распределения g , привел к тому, что мы интегрируем единственную, эквивалентную «линию» поглощения $k(g)$ (рис.7.3г)

В случае использования выражений (7.3.23) и (7.3.26), т.к. функции $f(k)$ и $g(k)$ – более гладкие (особенно $g(k)$), при численном вычислении функций пропускания можно ограничиться квадратурами с небольшим числом узлов (или подинтервалов коэффициента поглощения). Это и делается в рассматриваемом k -методе:

$$P_{\Delta\nu}(u) \cong \sum_{k=1}^L f(k_k) e^{-k_k u} \Delta k_k \approx \sum_{k=1}^L e^{-k_k(g)u} \Delta g_k . \quad (7.3.27)$$

При этом число членов в выражении (7.3.27) для вычисления функций пропускания оказывается относительно небольшим ($\sim 5\text{--}10$) по сравнению с сотнями и тысячами точек по частоте при использовании выражения для функции пропускания (7.3.21).

Метод расчета функций пропускания с помощью выражения (7.3.27) часто называют *приближением экспоненциального разложения функций пропускания*. Для его использования необходимо знать для конкретных спектральных интервалов (и физических условий) значения k_k и веса g_k (квадратурные коэффициенты). Для решения этой задачи существует ряд подходов [91]:

1. Можно провести подробные расчеты $k(\nu)$ для рассматриваемого спектрального интервала и построить с помощью «сортировки» коэффициента поглощения выборочные функции $f(k)$ и $g(k)$. Тогда соответствующие k_k и g_k можно получить, разбивая тем или иным образом весь интервал $g(k)$ на подинтервалы. Пример такого разбиения на десять подинтервалов приведен на рис.7.4. На рисунке рассмотрен пример, соответствующий случайной модели Малкмуса при трех значениях параметра $y = \frac{\pi \alpha_L}{\delta}$ (т.е. при трех значениях давления). Обратим внимание на то, что выбранные десять подинтервалов по переменной g одинаковы для всех трех давлений.

2. Можно рассчитать функции пропускания $P_{\Delta\nu}(u)$, например, прямым методом для набора значений поглощающей массы u_i и аппроксимировать $P_{\Delta\nu}(u_i)$ выражением (7.3.26). При этом тем или иным численным методом решается задача минимизации функции

$$R(k_1, k_2, \dots, k_L, g_1, g_2, g_L) = \sum_i [P(u_i) - g_k \exp(-k_k u_i)]^2 \rightarrow \min, \quad (7.3.28)$$

т.е. минимизации среднеквадратических погрешностей аппроксимации рассчитанных прямым методом функций пропускания для различных значений поглощающих масс (в общем случае и давлений) выражением (7.3.26).

3. Выражение (7.3.23) можно представить как преобразование Лапласа функции $f(k)$

$$P(u) = \mathbf{L}[f(k)], \quad (7.3.29)$$

где \mathbf{L} – оператор Лапласа. Т.к. функция $P(u)$ является непрерывной, должно существовать обратное преобразование Лапласа, т.е.

$$f(k) = \mathbf{L}^{-1}[P(u)], \quad (7.3.30)$$

с помощью которого можно получить $f(k)$ для ряда аналитических представлений функций пропускания, определенных с помощью метода моделей полос поглощения.

Аналитические выражения для $f(k)$ существуют и для ряда других моделей – моделей Эльзассера, Шнайдта и т.д. При отсутствии аналитического представления для функций пропускания или отсутствия их обратных преобразований Лапласа, можно воспользоваться современными численными методами вычислений обратных преобразований Лапласа.

Можно отметить следующие преимущества и недостатки метода интегрирования функций пропускания по коэффициенту поглощения [91]:

1. k -метод позволяет осуществлять строгий учет селективности излучения (поглощения) в задачах рассеяния. Модели полос поглощения достаточно строго учитывают селективность поглощения в расчетах теплового излучения (из-за слабой спектральной зависимости функции Планка) в конечных спектральных интервалах. Однако они неприменимы в задачах рассеяния, т.к. функция источника в этих задачах имеет сильную спектральную зависимость. Эта особенность k -метода и явилась одной из причин достаточно широкого его использования в последние годы.
2. k -метод эффективен для достаточно широких спектральных интервалов, в то время как модельный подход имеет в этом смысле определенные ограничения или требования к однородности статистического распределения (строения) полос поглощения. Так вся полоса CO_2 при 15 мкм «статистически неоднородна» – она включает совокупности линий в P и R ветвях с характерным строением и Q ветви, имеющие совсем другую структуру.
3. Важным достоинством k -метода является высокая точность аппроксимации функций пропускания с помощью ряда с относительно небольшим числом экспоненциальных членов.
4. С другой стороны, следует отметить, что модельный подход позволяет явно описывать зависимость функций пропускания от давления и температуры. k -метод в большинстве случаев «нивелирует» эти зависимости. Это приводит к тому, что, вообще говоря,

функции $f(k)$ и $g(k)$ необходимо рассчитывать для каждой пары p и T , т.е. для различных слоев атмосферы. Однако в том случае, когда для аналитических выражений для функций пропускания в модельном подходе существует аналитическое обратное преобразование Лапласа зависимость $f(k)$ и $g(k)$ от p и T в явной форме сохраняется.

5. k -метод и модели полос поглощения развиты для однородных сред. Расчет различных радиационных характеристик связан, в большинстве случаев, с распространением излучения в неоднородной среде. Оба метода используют в этом случае приближенное сведение неоднородных сред к однородным. Если для функций пропускания в традиционной записи (интегрирование по частоте) переход от неоднородных трасс к однородным может быть осуществлен с помощью физически обоснованных приближений, то в k -методе такой переход затруднен. Этот вопрос более подробно будет рассмотрен в параграфе 7.4.

Экспериментальные методы

Рассмотренные выше методы получения функций пропускания следует отнести к *расчетным методам*. Другой класс методов основан на использовании экспериментальных данных. Это, прежде всего, *лабораторные методы*, в которых исследуется поглощение излучения в специальных оптических кюветах при строго контролируемых физических условиях состояния газовой смеси. Задача полного исследования функций пропускания при таком подходе является очень сложной, дорогостоящей и громоздкой. Действительно, в идеале нам нужно изучить зависимости поглощения излучения как функции следующих переменных:

- количества и типа поглощающего газа;
- спектрального интервала $\Delta \nu$;
- давлений поглощающего и уширяющего газа;
- температуры.

Такие исследования необходимо провести для всех атмосферных газов и всех спектральных интервалов $\Delta \nu$ в интересующей нас (возможно очень широкой) области спектра.

Несмотря на сложности эксперимента и трудности полного исследования функций пропускания, лабораторный метод интенсивно использовался еще до недавнего времени. В настоящее время он используется, в основном, для получения параметров тонкой структуры отдельных спектральных линий – их положений, интенсивностей, полуширин и т.д..

Результаты лабораторных исследований функций пропускания часто аппроксимировались с помощью тех или иных аналитических выражений как функции от количества поглощающего газа, давления и температуры. Например, достаточно популярным являлось представление:

$$P_{\Delta \nu} = \exp(-\beta_{\nu} u^m p^n T^l), \quad (7.3.32)$$

где β_ν – обобщенный коэффициент поглощения, m , n и l – эмпирические параметры, приближенно учитывающие зависимость функций пропускания от содержания поглощающего газа, давления и температуры. Иногда эти аппроксимирующие выражения выбирались по результатам применения модельного подхода. Необходимо помнить при этом, что область применимости аппроксимации (7.3.32) ограничена, как минимум, диапазонами измерений u , p и T в проведенных лабораторных исследованиях. Применение выражения (7.3.32) для других физических условий может приводить к большим погрешностям в расчетах функций пропускания. Кроме того, не надо забывать, что экспериментальные функции пропускания получаются с помощью конкретных спектральных приборов и, следовательно, эти функции пропускания соответствуют конкретным аппаратным функциям прибора (см., например, выражение (7.2.6)).

Натурные исследования функций пропускания осуществляются в реальной атмосфере на различных трассах (горизонтальных и наклонных) при использовании искусственных источников излучения или излучения Солнца. Основное преимущество такого подхода состоит в том, что перенос излучения изучается в реальной атмосфере (а не в искусственных смесях), в том числе, при использовании Солнца как источника излучения, для неоднородной атмосферы. Недостатки обусловлены тем, что контроль состояния атмосферы представляет собой сложную задачу и требует значительных дополнительных затрат средств. Натурные измерения функций пропускания часто используются для анализа точности различных методов расчета функций пропускания. Кроме того, они полезны для анализа вкладов в ослабление различных механизмов ослабления в реальной атмосфере, например, континуального молекулярного и аэрозольного ослабления.

7.4. Приближенные методики теории переноса излучения

Приближенные методы учета неоднородности атмосферы

Большинство методов получения функций пропускания дают информацию о характеристиках поглощения однородных сред, т.е. сред с постоянными давлением и температурой. В реальной атмосфере перенос излучения осуществляется в большинстве случаев вдоль трасс, на которых давление, температура и содержание поглощающего газа не остаются постоянными. Давление и температура влияют на полуширины и интенсивности спектральных линий и, тем самым, на коэффициенты поглощения. Таким образом, перенос излучения в реальной атмосфере осуществляется в среде с изменяющимися контурами и значениями коэффициента поглощения спектральных линий. Эта особенность переноса отражена в формуле (7.2.4) интегралом по пространственной переменной в показателе экспоненты. При этом, как мы уже отмечали, спектральное интегрирование монохроматических функций пропускания – это завершающая операция при получении функций пропускания в конечных спектральных интервалах $\Delta\nu$. Следовательно, это интегрирование, строго говоря, необходимо осуществлять для каждой новой модели атмосферы.

Естественное желание, с одной стороны, повысить эффективность расчетов различных радиационных характеристик, а с другой, – использовать функции пропускания однородных сред, которые нам дают лабораторные измерения и модели полос поглощения, стимулировало разработку специальных *приближенных методик учета неоднородности атмосферы* [20, 32, 34, 37, 91, 102]. Суть всех этих методик состоит в том, чтобы указать правило, по которому можно заменить неоднородный атмосферный слой, т.е. слой с переменными p и T на однородный слой при постоянных давлении и температуре.

Формально это означает, что эти постоянные давление \tilde{p} , температура \tilde{T} и содержание газа \tilde{u} могут быть найдены из очевидного условия, которое для одного газа можно записать в виде:

$$\int_{\Delta\nu} \exp \left(- \int_{l_1}^{l_2} k(\nu, p(l), T(l)) \rho(l) dl \right) d\nu = \int_{\Delta\nu} \exp \left(-k(\nu, \tilde{p}, \tilde{T}) \tilde{u} \right) d\nu, \quad (7.4.1)$$

где $k(\nu, p(l), T(l))$ – массовый коэффициент поглощения.

Изложим наиболее распространенные приближенные методики учета неоднородности атмосферы.

1. Метод эффективной массы. Рассмотрим левую часть равенства (7.4.1) для лоренцовского контура линии поглощения

$$P_{\Delta\nu}(l_1, l_2) = \frac{1}{\Delta\nu} \int_{\Delta\nu} \exp \left(- \int_{l_1}^{l_2} \frac{S(T(l))}{\pi} \frac{\alpha_L(p(l), T(l)) \rho(l)}{(\nu - \nu_0)^2 + \alpha_L^2(p(l), T(l))} dl \right) d\nu. \quad (7.4.2)$$

В случае сильного поглощения, когда перенос излучения происходит только в крыльях линии, можно положить $|\nu - \nu_0| \gg \alpha_L(p(l), T(l))$ и пренебречь членом α_L^2 в знаменателе.

Используем далее зависимость лоренцовской полуширины от давления и температуры (4.5.24)

$$\alpha_L(p, T) = \alpha_L(p_0, T_0) \left(\frac{p}{p_0} \right) \left(\frac{T_0}{T} \right)^m, \quad (7.4.3)$$

С учетом (7.4.3) функция пропускания неоднородной среды (7.4.2) запишется как

$$P_{\Delta\nu}(l_1, l_2) = \frac{1}{\Delta\nu} \int_{\Delta\nu} \exp \left(- \frac{\alpha_L(p_0, T_0)}{\pi (\nu - \nu_0)^2} \int_{l_1}^{l_2} S(T(l)) \left(\frac{T_0}{T(l)} \right)^m \left(\frac{p(l)}{p_0} \right) \rho(l) dl \right) d\nu. \quad (7.4.4)$$

Выражение (7.4.4) можно рассматривать как функцию пропускания однородной среды при давлении p_0 и температуре T_0 с *эффективным (приведенным)* количеством поглощающего газа \tilde{u} :

$$\tilde{u} S(\tilde{T}) = \int_{l_1}^{l_2} S(T(l)) \left(\frac{T_0}{T(l)} \right)^m \left(\frac{p(l)}{p_0} \right) \rho(l) dl. \quad (7.4.5)$$

Это становится очевидным, если аналогично (7.4.4) расписать правую часть равенства (7.4.1).

Формула (7.4.5), а, точнее, ее обобщенный вид

$$\tilde{u} = \int_{l_1}^{l_2} \left(\frac{T_0}{T(l)} \right)^{m_1} \left(\frac{p(l)}{p_0} \right)^n \rho(l) dl \quad (7.4.6)$$

соответствует приближенному методу учета неоднородности атмосферы, который в литературе называют *методом эффективной (приведенной) поглощающей массы*. Переход от полученного нами выражения (7.4.5) к выражению (7.4.6) обоснован тем, что удобно аппроксимировать температурные зависимости интенсивности линии и ее полуширины

единым образом в виде весового множителя $\left(\frac{T_0}{T} \right)^{m_1}$. При этом отметим, что показатель m_1 не

равен показателю m , введенному нами ранее для аппроксимации зависимости $\alpha_L(T)$

(формула (7.4.3)). Наконец, появление показателя n в формуле (7.4.6) для описания зависимости поглощения от давления, связано с тем, что выражение (7.4.4) получено нами для случая сильного поглощения. Для другого предельного случая – слабого поглощения – зависимости от давления нет (см. предыдущий параграф), следовательно, $n = 0$. Для некоторой "компенсации" этого противоречия и предлагается использовать выражение для нахождения эффективной поглощающей массы в виде (7.4.6). Параметры m_1 и n часто находят для конкретных спектральных интервалов $\Delta\nu$ из анализа лабораторных измерений зависимостей $P_{\Delta\nu}(u, p, T)$ или прямых расчетов функций пропускания. В ряде приложений, где не требуется высокая точность расчетов радиационных характеристик атмосферы, можно пренебречь температурной зависимостью функций пропускания, т.е. в формуле (7.4.6) положить $m_1 = 0$.

В силу своей простоты метод эффективной массы нашел широкое применение при решении различных задач атмосферной оптики. Однако, точность этого приближенного метода в ряде случаев невысока, погрешности вычислений функций пропускания неоднородной атмосферы могут достигать 10–20 %, что неприемлемо, например, при решении обратных задач атмосферной оптики.

2. Метод Куртиса–Годсона. Метод приведенной массы иногда называют *однопараметрическим*, т.к. при его использовании надо вычислить только один параметр – \tilde{u} . Его относительно невысокая точность стимулировала разработку других, *многопараметрических, методов* учета неоднородности атмосферы. Наиболее известным и распространенным методом этого класса является *двухпараметрический метод Куртиса–Годсона*.

В методе Куртиса–Годсона неоднородный атмосферный слой заменяется однородным слоем с приведенными давлением \tilde{p} и содержанием поглощающего вещества \tilde{u}

$$\tilde{p} = \frac{\int_{l_1}^{l_2} p(l) \rho(l) f(T(l)) dl}{\int_{l_1}^{l_2} \rho(l) f(T(l)) dl}; \quad \tilde{u} = \int_{l_1}^{l_2} \psi(T(l)) \rho(l) dl.$$

В простейшем варианте метода температурная зависимость функции пропускания не учитывается и $f(T) = \psi(T) = 1$. Теоретическое обоснование метода показало: 1) метод справедлив для предельных случаев сильного и слабого поглощения, 2) температурные зависимости функций пропускания должны учитываться следующим образом:

$$f(T) = \frac{\sum_i S_i(T)}{\sum_i S_i(T_0)}; \quad \psi(T) = \left(\frac{\sum_i \sqrt{S_i(T) \alpha_{L,i}(T)}}{\sum_i \sqrt{S_i(T_0) \alpha_{L,i}(T_0)}} \right)^2.$$

Метод Куртиса–Годсона значительно точнее метода приведенной массы, хотя и требует вычисления двух параметров \tilde{u} и \tilde{p} и знания функции пропускания как функции двух переменных $P_{\Delta\nu}(\tilde{u}, \tilde{p})$.

3. Учет неоднородности атмосферы в k-методе осуществляется следующим образом. Как мы указывали ранее, *k-метод* получения функций пропускания был развит для однородных сред. Поэтому необходимо рассмотреть вопрос – как применять эти функции пропускания для неоднородных сред. Прежде всего, достаточно очевидно, что в этом случае можно применять метод эффективной (эквивалентной) массы. Действительно, с помощью

соотношений (7.4.4) неоднородный слой атмосферы сводится к однородному, для которого необходимо найти соответствующие коэффициенты поглощения k_k и квадратурные коэффициенты g_k в разложении (7.3.26). Единственное отличие, что при использовании этого метода для неоднородной атмосферы, мы имеем дело не с истинным содержанием поглощающего газа, а с его приведенным значением. Можно показать, что k -метод применим для неоднородных сред также в случаях слабого поглощения, моделей полос поглощения Эльзассера и Шнайда. Для более общего случая был предложен специальный подход, названный в литературе коррелированный k -метод (kk -метод). Проиллюстрируем его на основе вывода, данного К.Н. Лиоу [103].

По определению, оптическая толщина для однородной среды дается выражением

$$\tau_\nu = \int_0^{u_0} k(\nu) du = \sum_i k_i(u) \Delta u_i, \quad (7.4.7)$$

где суммирование осуществляется по i однородным слоям, u_0 – общее содержание поглощающего газа в рассматриваемом слое атмосферы. Представим функцию пропускания неоднородной среды в виде:

$$P_{\Delta\nu}(u) = \frac{1}{\Delta\nu} \int_{\Delta\nu} \exp(-\tau_\nu) d\nu = \int_0^\infty \exp(-ku) f(k) dk, \quad (7.4.8)$$

где $k = \frac{\tau_\nu}{u} = \sum_i k_i a_i = \sum_i \frac{k_i \Delta u_i}{u}$, $a_i = \frac{\Delta u_i}{u}$, а $f(k)$ – плотность распределения коэффициента поглощения k , зависящая в неоднородной среде от распределений давления и температуры вдоль трассы распространения излучения.

Интегральная функция распределения для коэффициента поглощения определяется соотношением

$$g(k) = \int_0^k f(k) dk. \quad (7.4.9)$$

Для заданных давления и температуры интегральная функция распределения

$$g_i(k_i) = \int_0^{k_i} f(k_i) dk_i, \quad (7.4.10)$$

и функцию пропускания можно записать как

$$P_{\Delta\nu}(u) = \int_0^1 \exp\left(-u \sum_i k_i(g_i) a_i\right) dg_i. \quad (7.4.11)$$

В выражении (7.4.11) интегральная функция распределения g_i , определяемая выражением (7.4.10), зависит от давления и температуры вдоль неоднородной трассы распространения излучения. Основное предположение kk -метода – интегральная функция не зависит от p и T , т.е.

$$P_{\Delta\nu}(u) = \int_0^1 \exp\left(-u \sum_i k_i(g) a_i\right) dg. \quad (7.4.12)$$

Таким образом, kk -метод требует знания зависимости коэффициента поглощения от функции g для различных слоев атмосферы (различных давлений и температуры, реализующихся вдоль трассы распространения излучения). Окончательно, разбивая

интервал интегрирования по g от 0 до 1 на одинаковые подинтервалы Δg_j (см. рис.7.4) можно записать

$$P_{\Delta v}(u) = \sum_j \exp\left(-u \sum_j k_{ij}(g) \Delta u_i\right) \Delta g_j. \quad (7.4.13)$$

Многочисленные проверки точности kk -метода на основе сопоставлений с результатами прямых эталонных расчетов функций пропускания, потоков и притоков излучения показали его высокую точность и экономичность. Для примера на рис.7.5 приведены скорости радиационных изменений температуры атмосферы в полосах поглощения озона 9,6 мкм (рис.7.5а, спектральный интервал 975–1175 см⁻¹) и углекислого газа (рис.7.5б, спектральный интервал 500–1000 см⁻¹), полученные прямым (“точным”) методом и kk -методом [91]. Рисунки демонстрируют хорошее согласие между двумя типами расчетов.

Как мы указали, многочисленные проверки точности коррелированного k -метода на основе сравнений с эталонными расчетами интенсивностей, потоков и притоков теплового излучения с помощью прямого метода показали его высокую точность и вычислительную эффективность (смотри, например, рис.7.5). Именно поэтому в последние годы этот метод нашел широкое применение при решении различных задач атмосферной оптики как в тепловой области, так и при анализе переноса солнечного излучения [91].

Особенно привлекательным является использование k -метода в задачах расчета рассеяния солнечного излучения (см. гл.8). В этом случае требуется решение интегро-дифференциального уравнения переноса излучения для монохроматических величин. Это связано с тем, что в задачах рассеяния функция источников (в отличие от случая теплового излучения, где функция источников есть функция Планка) чрезвычайно селективна, как и монохроматические функции пропускания. Поэтому операция перехода, которую мы осуществили для интенсивности теплового излучения в конечных спектральных интервалах (переход от выражения (7.1.10) к выражению (7.1.11)), для задач рассеяния не является корректной. Расчет интенсивности рассеянного солнечного излучения в общем случае учета многократного рассеяния, достаточно трудоемок, поэтому k -метод, сводящий интегрирование монохроматических величин по многим тысячам спектральных точек к вычислению 5–10 компонент излучения для 5–10 значений коэффициента поглощения, чрезвычайно вычислительно эффективен.

При этом, однако, не следует забывать, что практическая реализация k -метода требует значительных предварительных расчетов. Ранее мы указали, каким способом можно получать необходимые для реализации k -метода функции плотности распределений $f(k)$ или интегральные функции распределения $g(k)$. Полная схема применения k -метода в расчетах радиационных характеристик атмосферы, используемая в настоящее время, дана на рис.7.6. Как следует из приведенной схемы, основой подхода является использование современных данных о количественных характеристиках молекулярного поглощения в форме параметров тонкой структуры полос поглощения атмосферных газов (например, банка данных HITRAN) и коэффициентов континуального поглощения. Эти исходные данные используются для расчетов монохроматических коэффициентов поглощения для рассматриваемого спектрального интервала при различных давлениях и температурах. Рассчитанные коэффициенты поглощения используются для получения тем или иным способом функций плотности распределений $f(k)$ или интегральных функций распределения $g(k)$. Далее осуществляется расчет различных радиационных характеристик – функций пропускания, интенсивностей, потоков и притоков излучения – с помощью прямого метода (эталонные расчеты) и k -метода. Сравнение результатов расчета по двум

методам позволяет контролировать точность k -метода и оптимизировать его схему расчетов. Из приведенной схемы видны вычислительные преимущества k -метода. Для рассмотренного конкретного примера прямой метод расчета радиационных характеристики атмосферы требует вычисления 10^6 монохроматических величин. В k -методе используются только 16 коэффициентов поглощения и соответствующих весов в квадратуре типа (7.3.26) для каждой полосы поглощения атмосферных газов.

Пропускание смеси газов

Перекрытие полос поглощения различных атмосферных газов создает проблему расчетов функций пропускания *смеси газов* (см. выражение (4.4.2)). Типичным примером перекрытия полос поглощения является спектральная область “крыла” 15 мкм полосы CO_2 , содержащая также многочисленные линии поглощения водяного пара. Учет перекрытия не представляет принципиальных трудностей в прямых расчетах функций пропускания. Однако лабораторные измерения и метод моделей полос поглощения дают функции пропускания только отдельных атмосферных газов. В связи с этим встает проблема: как, имея функции пропускания, например, двух газов CO_2 и H_2O , получить функцию пропускания их смеси. Экспериментальные исследования и численные расчеты показали, что с хорошей точностью выполняется простое “правило перемножения” [20, 37, 91]. В соответствии с этим правилом функция пропускания смеси газов P_{1+2} равна произведению функций пропускания отдельных газов

$$P_{1+2} = P_1 \cdot P_2 . \quad (7.4.14)$$

Для монохроматического излучения соотношение (7.4.14) является точным. Можно привести один тривиальный случай выполнимости соотношения (7.4.14) для конечных спектральных интервалов. Правило перемножения справедливо, если хотя бы у одного газа коэффициент поглощения в рассматриваемом спектральном интервале не зависит от частоты. Близкая к указанному случаю ситуация наблюдается для достаточно узких спектральных интервалов, где поглощение одного из газов обусловлено в основном крыльями далеких спектральных линий или другим видом континуума, спектральная зависимость коэффициента поглощения которого слаба. Доказано также, что правило перемножения выполняется, если поглощение обоих газов описывается случайной моделью полосы поглощения. Численный анализ показал, что правило перемножения выполняется с хорошей точностью и для спектральных интервалов, содержащих заметное ($N \gg 1$) количество линий поглощения разных газов. По этим причинам правило перемножения широко используется при решении самых разнообразных задач атмосферной оптики.

Проиллюстрируем методику вычисления пропускания смеси газов на примере k -метода [103]. В k -методе, как и при традиционном подходе при расчете радиационных характеристик атмосферы, возникает проблема учета перекрытия полос поглощения различных атмосферных газов. В этом случае, используя правило перемножения (7.4.14), мы приходим к аппроксимации функций пропускания для 2-х газов в виде двойной суммы

$$P_{\Delta\nu}(u_a, u_b) = \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^M \exp[-(k_i u_a + k_j u_b)] \Delta g_i \Delta g_j . \quad (7.4.15)$$

Такой подход требует существенного увеличения времени вычислений, и поэтому были предложены методики расчета, значительно ускоряющие расчеты функций пропускания смеси газов. Один из них основан на идее введения одного эффективного поглощающего газа. В этом случае выражение (7.4.15) заменяется на следующее

$$P_{\Delta v}(u_a, u_b) = \sum_{i=1}^N \exp[-k_i(u_a + fu_b)\Delta g_i] = \sum_{i=1}^N \exp[-k_i u_c]\Delta g_i, \quad (7.4.16)$$

где $u_c = (u_a + fu_b)$ – количество эффективного поглощающего газа, а параметр f , определяющий относительный вклад в поглощение обоих газов, может задаваться в форме – $f = S_b / S_a$, где S_a и S_b – интенсивности рассматриваемых перекрывающихся полос.

Отметим, что такой же подход при расчете функций пропускания смеси газов – введение эффективного поглощающего газа – используется и при традиционном методе расчетов функций пропускания, например, при расчете интегральных функций пропускания. Параметр f часто рассматривается как параметр подгонки, и его определяют, добиваясь хорошего соответствия результатов вычислений по формуле (7.4.16) эталонным расчетам.

7.5. Поток теплового излучения

Выражения для интенсивностей (7.1.1), (7.1.2) можно упростить, если воспользоваться введенным в гл.3 понятием оптической толщины $\tau(z)$ [37, 102, 103]:

$$\tau(z) = \int_z^{\infty} \alpha(z') dz', \quad (7.5.1)$$

где α – объемный коэффициент ослабления, совпадающий для рассматриваемого случая с объемным коэффициентом молекулярного поглощения k . Дифференцируя (7.5.1), получаем $\frac{d\tau(z)}{dz} = -\alpha(z)$ или $-\alpha(z) dz = d\tau(z)$. Поскольку объемный коэффициент ослабления $\alpha(z)$ неотрицателен, из (7.5.1) следует, что $\tau(z)$ монотонно убывает с высотой от значения

$\tau_0 = \int_0^{\infty} \alpha(z) dz$ на нижней границе атмосферы (подстилающей поверхности при $z = 0$) до

значения 0 на верхней границе атмосферы. Но, следовательно, существует и обратная функция $z(\tau)$. Подставим, формально, функцию $z(\tau)$ всюду вместо зависимости от z .

Далее, вводя обозначение $\cos \theta = \frac{1}{\sec \theta} = \eta$ и учитывая $\sin \theta d\theta = -d(\cos \theta)$, получаем

$$I_{\lambda}^{\downarrow}(\tau, \eta) = I_{\lambda}^{\downarrow}(\infty) \exp(-\tau/\eta) + \int_0^{\tau} B_{\lambda}[T(\tau')] \exp[-(\tau - \tau')/\eta] \frac{d\tau'}{\eta},$$

$$I_{\lambda}^{\uparrow}(\tau, -\eta) = I_{\lambda}^{\uparrow}(\tau_0, -\eta) \exp[-(\tau_0 - \tau)/\eta] + \int_{\tau}^{\tau_0} B_{\lambda}[T(\tau')] \exp[-(\tau' - \tau)/\eta] \frac{d\tau'}{\eta}. \quad (7.5.2)$$

Для получения нисходящего и восходящего потоков следует проинтегрировать (7.5.2) по полусферам (верхней и нижней), что согласно (3.2.9), (3.2.10) дает

$$F_{\lambda}^{\downarrow}(\tau) = \int_0^{2\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} I_{\lambda}^{\downarrow}(\tau, \eta) \cos \theta \sin \theta d\theta; \quad F_{\lambda}^{\uparrow}(\tau) = \int_0^{2\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} I_{\lambda}^{\uparrow}(\tau, -\eta) \cos \theta \sin \theta d\theta$$

Учитывая, что $\sin \theta d\theta = d\eta$ и пренебрегая, как мы отмечали выше, членом с $I_{\lambda}^{\downarrow}(\infty)$ для ИК области спектра, а также отражением падающего излучения от поверхности получим из (7.5.2)

$$F_{\lambda}^{\downarrow}(\tau) = 2\pi \int_0^{\tau} \int_0^{\tau} B_{\lambda}(T(\tau')) \exp(-(\tau - \tau')/\eta) d\eta d\tau'; \quad (7.5.3)$$

$$F_{\lambda}^{\uparrow}(\tau) = 2\pi \Sigma_{\lambda} B_{\lambda}(T_0) \int_0^1 \exp(-(\tau_0 - \tau)/\eta) \eta d\eta + 2\pi \int_0^{\tau_0} \int_{\tau}^{\tau_0} B_{\lambda}(T(\tau')) \exp(-(\tau' - \tau)/\eta) d\eta d\tau'$$

Интегрирование по η в (7.5.3) может быть выполнено аналитически. Воспользуемся одной из специальных функций – интегральной показательной функцией порядка n , которая определяется как

$$E_n(x) = \int_1^{\infty} \frac{\exp(-xy)}{y^n} dy = \int_0^1 \frac{\exp(-x/y)}{y^{2-n}} dy.$$

Заметим, что, применяя к $E_n(x)$ формулу интегрирования по частям, можно получить рекуррентную формулу

$$n E_{n+1}(x) = e^{-x} - E_n(x).$$

Таким образом, все интегральные показательные функции выражаются через $E_1(x)$, алгоритмы вычисления которой хорошо известны.

С использованием интегральных показательных функций выражения для потоков теплового излучения окончательно запишутся в виде

$$F_{\lambda}^{\downarrow}(\tau) = 2\pi \int_0^{\tau} B_{\lambda}(T(\tau')) E_2(\tau - \tau') d\tau'; \quad (7.5.4)$$

$$F_{\lambda}^{\uparrow}(\tau) = 2\pi \Sigma_{\lambda} B_{\lambda}(T_0) E_3(\tau_0 - \tau) + 2\pi \int_{\tau}^{\tau_0} B_{\lambda}(T(\tau')) E_2(\tau' - \tau) d\tau'$$

Сравнивая (7.5.4) с (7.1.1) и (7.1.2), можно заметить подобие выражений для потоков и интенсивностей, только для потоков роль экспонент (функций пропускания) играют интегральные экспоненты $E_2(x)$ и $E_3(x)$, которые можно назвать *функциями пропускания* (и их производными) для потоков излучения (диффузная функция пропускания и ее производная).

Найдем связь между функциями пропускания для потоков излучения и функциями пропускания для интенсивности излучения. Это тем более важно, что мы ранее рассмотрели подробно различные методы получения функций пропускания для интенсивности излучения. Запишем функцию пропускания для интенсивности излучения в виде

$$P(\tau) = \exp\left(-\frac{\tau}{\eta}\right). \quad (7.5.5)$$

Тогда функцию пропускания для потока излучения и ее производную можно записать как

$$P^F(\tau) = 2 \int_0^1 \exp\left(-\frac{\tau}{\eta}\right) \eta d\eta = 2 E_3(\tau), \quad (7.5.6)$$

$$\frac{dP^F(\tau)}{d\tau} = 2 \int_0^1 \exp\left(-\frac{\tau}{\eta}\right) d\eta = 2 E_2(\tau). \quad (7.5.7)$$

Учитывая изотропность функции Планка (т.е. независимость ее от переменной η), можно выражения для монохроматических потоков теплового излучения записать в том же виде, как и для интенсивности излучения (формулы (7.1.4) и (7.1.5)), но используя функции пропускания для потоков излучения.

При строгом подходе к расчету потоков излучения для конечных спектральных интервалов $\Delta\nu$ можно воспользоваться выражениями аналогичными (7.1.8), проинтегрировав монохроматические потоки по частоте в пределах рассматриваемого интервала. Однако, можно снова воспользоваться существенным различием в спектральной зависимости функции Планка и монохроматических функций пропускания. В этом случае выражения для потоков теплового излучения для конечных спектральных интервалов будут аналогичны выражениям для интенсивности излучения, но в этих выражениях будут фигурировать диффузные функции пропускания.

Приближенный учет диффузности излучения

В общем случае при расчете потоков теплового излучения необходимо осуществлять многочисленные интегрирования – по частоте, по телесному углу, по пространственной переменной в функции пропускания. При этом для каждой новой модели атмосферы все эти интегрирования необходимо осуществлять заново. В связи с многочисленностью расчетов потоков излучения в различных численных моделях атмосферы, такой строгий подход чаще всего оказывается неприемлемым с вычислительной точки зрения. Именно поэтому для упрощения расчетов были получены выражения для интенсивности и потоков излучения в конечных спектральных интервалах с использованием функций пропускания в конечных спектральных интервалах. Для упрощения расчетов потоков излучения диффузные функции пропускания заменяются на функции пропускания для интенсивности излучения при некотором зенитном угле распространения излучения. В этом случае можно записать простую связь между диффузной функцией пропускания и функцией пропускания для интенсивности (например, как функций поглощающего вещества u .)

$$P_{\Delta\nu}^F(u) = P_{\Delta\nu}(\beta u), \quad (7.5.8)$$

где β называется *фактором диффузности*. Многочисленные расчеты и анализ поведения диффузной функции пропускания показал, что хотя фактор диффузности зависит от состояния атмосферы и рассматриваемого спектрального интервала, с хорошей точностью можно положить $\beta = 1,66$.

Различные методы расчета потоков излучения

Анализ приведенного выше материала показывает, что потоки излучения можно рассчитывать различными способами. Перечислим основные из них, используемые в настоящее время. При этом удобно для классификации различных подходов в качестве критерия взять способы спектрального интегрирования радиационных величин.

1. Эталонные расчеты. В этом случае используются строгие выражения для монохроматической интенсивности теплового излучения, прямой метод расчета монохроматических функций пропускания для неоднородной атмосферы, интегрирование интенсивностей по частоте и зенитному углу. Этот подход требует значительных затрат времени ЭВМ и, как правило, используется для создания банков эталонных значений потоков излучения для небольшого числа моделей атмосферы. Этот банк, в частности, бывает полезен для проверки других приближенных методов расчета потоков излучения.

2. Узкополосные модели. В этом случае вся спектральная область теплового излучения (разная для разных планет) разбивается на значительное количество подинтервалов шириной $\sim 50\text{--}100\text{ см}^{-1}$. Интегральные потоки излучения получают суммированием излучения в этих подинтервалах. При этом используют различные приближения для функций пропускания

конечного спектрального разрешения (модели полос, эмпирические формулы, экспоненциальные разложения и т.д.). Различные модели такого типа отличаются спектральным разбиением на подинтервалы, а также использованием других различных приближенных методов теории переноса теплового излучения – методами учета неоднородности атмосферы, учетом диффузности излучения и т.д.. Отметим, что, как правило, спектральное разбиение осуществляется с учетом расположения полос поглощения атмосферных газов.

3. *Широкополосные модели.* В этом подходе используется относительно небольшое число спектральных подинтервалов, соответствующих расположению полос поглощения основных атмосферных поглощающих газов (для Земли – H_2O , CO_2 и O_3). Для функций пропускания (или поглощения) в полосах поглощения используются модельные представления или эмпирические выражения. В качестве примера приведем выражение для функции поглощения для такого типа моделей [8, 37]:

$$A(u) = 2 A_0 \ln \left[1 + \frac{w}{\left(4 + u \left(1 + \frac{1}{\beta} \right) \right)^{1/2}} \right], \quad (7.5.9)$$

где $w = \frac{S \cdot u}{A_0}$, $\beta = \frac{4\alpha_L}{d}$, A_0 – эффективная ширина полосы поглощения ($см^{-1}$), S – интенсивность полосы ($см^{-2} \cdot атм^{-1}$). Для 15 мкм полосы поглощения углекислого газа и лоренцовского контура спектральных линий эти параметры полагаются равными $A_0 = 21,3 \cdot (T/273)^{0,5} см^{-1}$, $S(300 K) = 194 см^{-2} \cdot атм^{-1}$, $d = 1,56 см^{-1}$, $\alpha_L = 0,064 (273/T)^{0,5} \cdot (p/1013)$

Интегральные функции пропускания, интегральная излучательная способность

Запишем оптическую толщину атмосферы через массовый коэффициент молекулярного поглощения [37, 103]

$$\tau_\nu(z) = \int_z^\infty k_\nu(z') \rho(z') dz', \quad (7.5.10)$$

где $\rho(z')$ – плотность поглощающего газа на высоте z' , $du = \rho(z') dz'$. Соответственно можно записать для интегрального (полного) содержания поглощающего газа во всей толще атмосферы u_0 :

$$u_0 = \int_0^\infty \rho(z') dz' \quad (7.5.11)$$

Перейдя в формулах для потоков теплового излучения к переменной u и проведя интегрирование монохроматических потоков излучения по всему частотному интервалу, получим

$$F_\nu^\uparrow(u) = \int \pi B_\nu(T_0) P_\nu^F(u) d\nu + \int_0^u \int_0^u \pi B_\nu[T(u')] \frac{dP_\nu^F(u-u')}{du'} du' d\nu, \quad (7.5.12)$$

$$F_v^\downarrow(u) = \int_0^u \int_{u_0}^\infty \pi B_v[T(u')] \frac{dP_v^F(u'-u)}{du'} du' dv. \quad (7.5.13)$$

Для простоты в выражениях (7.5.12) и (7.5.13) предполагается отсутствие падающего на верхнюю границу излучения из космоса и равенство излучательной способности подстилающей поверхности единице.

Из закона Стефана–Больцмана следует, что

$$\int_0^\infty \pi B_v(T) dv = \sigma_B T^4. \quad (7.5.14)$$

Используя (7.5.14), выражения для интегральных потоков восходящего и нисходящего теплового излучения (формулы (7.5.12) и (7.5.13)) можно записать следующим образом:

$$F^\uparrow(u) = \sigma_B T_0^4 \tilde{P}^F(u, T_0) + \int_0^u \sigma_B T^4(u') \frac{d\tilde{P}^F(u-u', T)}{du'} du', \quad (7.5.15)$$

$$F^\downarrow(u) = \int_0^u \sigma_B T^4(u') \frac{d\tilde{P}^F(u'-u, T)}{du'} du'. \quad (7.5.16)$$

В формулах (7.5.15) и (7.5.16) введена величина $\tilde{P}^F(u, T)$ – *интегральная (потокковая) функция пропускания*. Она является функцией температуры и содержания поглощающего вещества и определяется соотношением

$$\tilde{P}^F(u, T) = \frac{1}{\sigma_B T^4} \int_0^\infty \pi B_v(T) P_v^F(u) dv. \quad (7.5.17)$$

Можно также ввести *интегральную (потокковую) излучательную способность*

$$\Sigma^F(u, T) = 1 - \tilde{P}^F(u, T) = \frac{1}{\sigma_B T^4} \int_0^\infty \pi B_v(T) [1 - P_v^F(u)] dv. \quad (7.5.18)$$

Интегральные функции пропускания или интегральные излучательные способности можно получить с помощью специальных экспериментов или расчетным путем. Так, например, если имеются теоретические или экспериментальные функции пропускания для конечных спектральных интервалов Δv для слоя атмосферы с количеством поглощающего вещества u при температуре T , интегральная излучательная способность определяется как

$$\Sigma^F(u, T) = \frac{1}{\sigma_B T^4} \sum_{i=1}^N \pi B_{\bar{\nu}_i}(T) [1 - P_{\bar{\nu}_i}^F(u)] \Delta \nu_i, \quad (7.5.19)$$

где инфракрасный спектр разделен на N спектральных интервалов $\Delta \nu_i$ ($i = 1, 2, \dots, N$).

Потоковые интегральные излучательные способности для H_2O , CO_2 и O_3 были эмпирически определены Эльзассером и Калбертсоном, А.М. Броунштейном, расчетным путем – Е.М.Фейгельсон с сотрудниками [20, 32, 33, 37, 91, 102, 103]. На рис.7.7 показана зависимость интегральных излучательных способностей для водяного пара и углекислого газа от содержания поглощающего газа при различных температурах. Видно, например, что при больших значениях u интегральные излучательные способности углекислого газа весьма сильно зависят от температуры. Для того чтобы учесть эффект перекрывания различных полос поглощения атмосферных газов, используют следующий приближенный метод. Пусть u_1 и u_2 – содержания водяного пара и углекислого газа. Тогда при перекрывании полос

поглощения H_2O и CO_2 , для монохроматических диффузных функций пропускания можно записать

$$P_v^F(u_{H_2O}, u_{CO_2}) = P_v^F(u_{H_2O}) P_v^F(u_{CO_2}). \quad (7.5.20)$$

Тогда выражение (7.5.18) для интегральной излучательной способности смеси газов можно приближенно представить следующим образом:

$$\Sigma^F(u_{H_2O}, u_{CO_2}, T) = \Sigma^F(u_{H_2O}, T) \Sigma^F(u_{CO_2}, T) - \Delta \Sigma^F(u_{H_2O}, u_{CO_2}, T), \quad (7.5.21)$$

где последний член – поправка на перекрытие полос поглощения водяного пара и углекислого газа:

$$\Delta \Sigma^F(u_{H_2O}, u_{CO_2}, T) = \frac{1}{\sigma_B T^4} \int_0^\infty \pi B_\nu(T) [1 - P_\nu^F(u_{H_2O})] [1 - P_\nu^F(u_{CO_2})] d\nu. \quad (7.5.22)$$

Использование интегральных функций пропускания или интегральных излучательных способностей позволяет записать потоки теплового излучения в компактной форме. При наличии этих характеристик трансформации теплового излучения расчет интегральных потоков излучения можно осуществить относительно просто. Однако, для многих современных задач точность данного подхода неудовлетворительна. Кроме того, присутствие в земной атмосфере многих поглощающих газов существенно усложняет метод интегральной функции пропускания.

7.6. Неравновесное ИК излучение

В предыдущих параграфах данной главы рассмотрены различные аспекты проблемы расчета различных характеристик теплового излучения атмосферы. Ранее мы показали, что условием применимости функции Планка абсолютно черного излучения в качестве функции источников является выполнимость локального термодинамического равновесия (ЛТР). Другими словами, в случае ЛТР выполняется закон Кирхгофа, связывающий коэффициент собственного излучения и коэффициент поглощения атмосферы через функцию Планка (формула (3.4.27)). ЛТР выполняется, как правило, в нижних слоях атмосфер планет. В этом случае большая частота молекулярных столкновений приводит к тому, что распределение возбужденных молекул подчиняется закону Больцмана при кинетической температуре среды. В связи с тем, что количество столкновений молекул пропорционально концентрации молекул воздуха, в верхних слоях атмосферы, где этих столкновений становится меньше, населенности возбужденных состояний уже могут не подчиняться закону Больцмана, что означает нарушение ЛТР.

Введем *столкновительное время жизни* возбужденной молекулы

$$\tau_c = \frac{1}{\nu}, \quad (7.6.1)$$

где ν – частота столкновений, приводящих к деактивации молекул. *Радиативное время жизни* возбужденных молекул равно

$$\tau_r = \frac{1}{A}, \quad (7.6.2)$$

где A – коэффициент Эйнштейна для спонтанного излучения.

Простые количественные оценки показывают, что если столкновительное время жизни соизмеримо или больше, чем радиативное время жизни возбужденных состояний, то в атмосфере могут наблюдаться отклонения от ЛТР.

Радиативное время жизни колебательных состояний, имеющих основное значение при переносе ИК излучения, имеет порядок $1-10^{-1}$ сек ($8 \cdot 10^{-1}$ с для 15 мкм полосы CO_2 , $8 \cdot 10^{-2}$ с для полосы озона при 9,6 мкм, $5 \cdot 10^{-2}$ с для полосы водяного пара при 6,3 мкм). Столкновительное время жизни молекул на уровне Земли значительно меньше и, например, для полосы углекислого газа при 15 мкм составляет примерно $2,5 \cdot 10^{-5}$ с в диапазоне температур 150–200 К. Поскольку это время жизни изменяется обратно пропорционально атмосферному давлению, радиативное и столкновительное времена жизни становятся примерно равными на высоте 70 км. Эта высота и является грубой оценкой высотного уровня нарушения ЛТР для колебательных состояний, участвующих в формировании 15 мкм полосы CO_2 .

Аналогичный анализ столкновительного и радиативного времен жизни для вращательных уровней энергий молекул показывает, что высотные уровни нарушений вращательного ЛТР (т.е. нарушение закона Больцмана для населенностей вращательных уровней) наблюдаются значительно выше в земной атмосфере (выше 100 км). Именно поэтому большинство исследований собственного неравновесного ИК излучения атмосферы проведено для нарушений только колебательного ЛТР (молекул CO_2 , H_2O , O_3 и т.д.).

Решение задач переноса неравновесного ИК излучения проводится в два этапа:

- сначала рассчитываются населенности колебательных состояний молекулы на основе решения системы кинетических уравнений, включающих различные процессы возбуждения и девозбуждения колебательных состояний рассматриваемой молекулы,
- затем проводится расчет интенсивности и других характеристик поля излучения собственного неравновесного ИК излучения.

Кинетическое уравнение для населенности колебательного состояния, описываемого совокупностью квантовых чисел l в общем виде можно записать следующим образом:

$$n_l \sum_{l'} (R_{ll'} + C_{ll'}) = \sum_{l'} n_{l'} (R_{l'l} + C_{l'l}) + Y_l, \quad (7.6.3)$$

где n_l – концентрация молекул в состоянии l , $R_{ll'}$ и $C_{ll'}$ – скорости радиативных и столкновительных процессов, приводящих к переходу из состояния l в состояние l' , Y_l – член, описывающий скорость возбуждения состояния l за счет других процессов, например, получение возбужденных молекул в результате химических реакций.

Проиллюстрируем результаты расчетов неравновесных населенностей колебательных состояний для ряда атмосферных молекул с помощью колебательных температур T_v . Колебательные температуры вводятся на основе закона Больцмана (4.4.12). При неравновесной населенности уровней T_v заменяет кинетическую температуру. На рис.7.8 приведены колебательные температуры для различных колебательных состояний основного изотопа CO_2 ($^{12}C^{16}O_2$) для ночных условий [112]. Видно, что отклонения колебательных температур различных колебательных состояний от кинетической температуры (нарушения ЛТР) начинаются на высотах около 60–70 км. На рис.7.9 приведены колебательные температуры для молекулы озона [106]. В этом случае нарушения ЛТР в дневное время начинаются уже на высотах около 30 км.

К настоящему времени подобные расчеты проведены для главных полос поглощения малых газовых составляющих атмосферы Земли и других планет. Существенно подчеркнуть, что

как интенсивности и потоки ИК излучения, так и лучистые притоки собственного излучения в неравновесных условиях могут существенно отличаться от соответствующих значений, полученных в предположении колебательного ЛТР.

Подчеркнем, что высотные уровни нарушения колебательного ЛТР существенно зависят от изотопической разновидности молекулы, энергии колебательного состояния, для некоторых колебательных состояний – также от зенитного угла Солнца. Например, для колебательных состояний молекулы O_3 они сильно отличаются для дневных и ночных условий. Для общей характеристики приведем табл.7.1, где приведены оценки высотных уровней нарушений ЛТР для ряда атмосферных газов и их полос.

Таблица 7.1 Высотные уровни нарушения колебательного ЛТР.

Газ	Полоса	Колебательное состояние (изотоп)	Приблизительный высотный уровень нарушения, км
CO_2	15 мкм	01 ¹ 0	70
	4,3 мкм	00 ⁰ 1	60 (ночь) 50 (день)
	2,0 мкм	12 ⁰ 1	10 (день)
H_2O	6,3 мкм	010	65 (ночь)
		020	40 (день)
	2,7 мкм	001	25 (день)
O_3	9,6 мкм	010	70 (ночь)
		111	30 (день)
		003	25 (день)
CH_4	7,6 мкм	состояние колебания ν_4	60
	6,5 мкм	состояние колебания ν_2	60
N_2O	17 мкм	01 ¹ 0	70 (ночь)
CO	4,7 мкм	первое возбужденное состояние	40
NO	5,3 мкм	первое возбужденное состояние	55 (ночь)
			15 (день)

Как показали расчеты и эксперименты по измерениям собственного излучения атмосферы, в земной атмосфере наблюдаются отклонения от ЛТР не только для колебательных состояний, но и для вращательных и спиновых состояний некоторых молекул (например, CO , OH , NO) Эти отклонения становятся, как правило, более существенными (за исключением, например, молекулы NO) на больших высотах, чем отклонения для колебательных состояний.

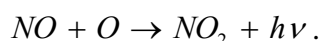
7.7. Свечения атмосферы

Как мы отмечали ранее, к свечениям атмосферы относят собственное неравновесное излучение атмосферы в УФ, видимой и ближней ИК областей спектра [3, 8, 48, 81, 82]. Эти свечения связаны с переходами молекул и атомов между электронными и колебательными состояниями и, как правило, наблюдаются в той же спектральной области, где происходит перенос солнечного излучения. В силу больших вероятностей электронных переходов, радиационное время жизни этих состояний очень мало (исключение составляют, так называемые, «запрещенные» электронные переходы), составляя порядка 10^{-8} с. Это означает, что для таких состояний условия выполнимости ЛТР могут нарушаться уже на малых высотах. Другое дело, что на малых высотах зарегистрировать эти свечения в большинстве случаев не удастся, т.к. различные источники возбуждений электронных состояний (солнечное и корпускулярное излучения, фотохимические и химические реакции), в основном, наблюдаются в верхних слоях атмосферы.

Типы свечений атмосферы

Имеются разные классификации свечений (эмиссий) атмосферы [8, 82]. В свечения атмосферы не включают не только собственное тепловое излучение атмосферы, но и часто, *полярные сияния*. Полярные сияния также являются, строго говоря, свечением атмосферы. Но они вызываются другим источником возбуждения молекул и атомов в верхней атмосфере – высокоэнергетическими электронами и ионами, приходящими в атмосферу извне. При этом, кроме того, учитывается, что полярные сияния имеют спорадический характер (в отличие от постоянных свечений атмосферы) и наблюдаются чаще всего в полярных и субполярных районах. Такое выделение полярных сияний не всегда оправданно, т.к. есть и свечения атмосферы, которые усиливаются при осаждении электронов во время полярных сияний.

Свечения атмосферы происходят в основном при дискретных атомных или молекулярных переходах и имеют линейчатый характер (полосы излучения) за счет наличия колебательных и вращательных подуровней электронных состояний молекул. Исключение составляет относительно слабое континуальное излучение с максимумом в зеленой части видимой области спектра. Предполагается, что это излучение связано с процессом радиативной ассоциации, а именно



Исторически свечения атмосферы были открыты как компонента *свечения ночного неба*, которое включает в себя также *диффузный галактический свет* – излучение звезд, рассеянное на космической пыли, и *зодиакальный свет* – солнечное излучение, рассеянное межпланетными частицами. Свечения атмосферы в безлунное время составляют 40–50 % полной освещенности ночного неба. Основные атмосферные составляющие, ответственные за свечения ночного неба – это молекулярный и атомарный кислород, азот, гидроксил, и водород, а также атомы натрия, железа и т.д.. Позднее наиболее яркие свечения были зарегистрированы и в сумерках – из районов атмосферы, освещенных прямым солнечным излучением. В некоторых случаях свечения атмосферы можно наблюдать и днем, но это трудно делать, учитывая значительность компоненты рассеянного солнечного излучения на молекулах воздуха и аэрозолях.

С точки зрения атмосферной химии и физики свечения атмосферы часто разбивают на ряд классов [82]:

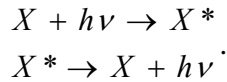
- а) излучение, возникающее от прямого рассеяния солнечной радиации,
- б) излучение, связанное с ионизацией атомов и молекул и их нейтрализацией,
- в) излучение, обусловленное фотохимическими процессами нейтральных составляющих атмосферы.

Отметим, что некоторые свечения могут принадлежать к более чем одной из указанных выше категорий. Для характеристики свечений атмосферы часто используется специальная единица – *релей*. Один релей равен 10^6 фотон/см²·с.

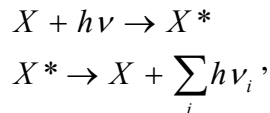
Свечения дневного или сумеречного неба (т.е. части атмосферы, освещенной Солнцем при восходах или заходах) подразделяются на два типа:

- а) резонансное рассеяние,
- б) флуоресцентное рассеяние.

Эти процессы кратко рассматривались нами в гл.5. При резонансном рассеянии наличие эмиссионных линий в спектре Солнца, совпадающих с линиями поглощения атмосферных составляющих, приводит к поглощению солнечного излучения и последующему высвечиванию фотонов с той же длиной волны. Этот процесс можно представить следующей схемой:

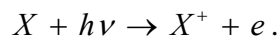


Процесс флуоресцентного рассеяния связан с переизлучением фотонов (после их возбуждения) в более длинноволновой части спектра, чем длина волны поглощенного солнечного фотона. Этот процесс можно представить следующим образом:

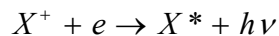


где $\sum_i h\nu_i$ – совокупность фотонов при переходах атома или молекулы на промежуточные уровни энергий.

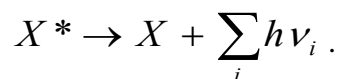
Под воздействием жесткого УФ и рентгеновского излучений Солнца (0,1–175 нм) может происходить фотоионизация атмосферных составляющих. Пороги ионизации (или ионизационные потенциалы) для атмосферных составляющих находятся в диапазоне 50,4 нм (He) – 134 нм (NO). Процесс ионизации можно представить следующим соотношением:



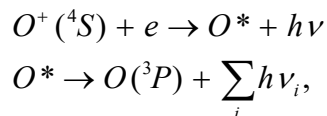
Обратный процесс – *радиативная рекомбинация*, является причиной создания возбужденных атомов и молекул и возникновения различных свечений



и далее

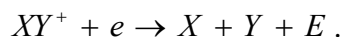


В качестве примера можно привести реакции, ответственные за излучение атомарного кислорода



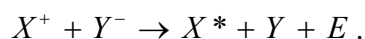
где в скобках даны обозначения электронных состояний атомов.

Другой процесс – *диссоциативная рекомбинация*, создает обычно большой избыток энергии E

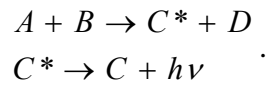


Этот тип реакции приводит к продуктам диссоциации, находящимся в возбужденном состоянии. Их переход в основное состояние (или промежуточные) приводит к свечениям.

Причинами возникновения свечений может быть реакция *ион – ионной рекомбинации*, также приводящая к возбуждению атмосферных составляющих

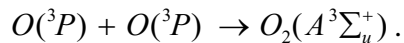


Важной причиной возникновения свечений атмосферы являются химические реакции, при которых возникают те или иные возбужденные составляющие атмосферы. Этот тип свечений в литературе часто называют *хемиллюминесценцией*. Его можно представить следующей записью



Свечения ночного неба

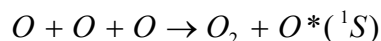
Эти свечения для атмосферы Земли изучены наиболее подробно, вначале при наблюдениях с поверхности, а затем и с помощью космических аппаратов. В далекой УФ области спектра обнаружены свечения, обусловленные наличием возбужденных нейтральных и ионизированных атомов *O*, *H* и *He*. В УФ и видимой областях спектра, начиная, примерно с 250 нм и до 480 нм присутствует система полос молекулярного кислорода Герцберга (табл.4.3). Наиболее интенсивное свечение наблюдается в системе полос Герцберг I, возникающей при переходе молекулы из возбужденного состояния $O_2(A^3\Sigma_u^+)$ в основное состояние $O_2(X^3\Sigma_g^-)$. Причиной возникновения возбужденных молекул кислорода является реакция радиативной рекомбинации, в которой участвуют атомы кислорода, находящиеся в основном состоянии



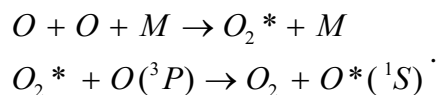
Переход возбужденной молекулы кислорода в основное электронное состояние и дает полосу Герцберг I. Интегральное излучение в полосах молекулярного кислорода (спектральный интервал 250–390 нм) составляет 300–1000 релей. В отдельных полосах оно достигает 10 релей.

В этой же примерно спектральной области (190–270 нм) наблюдаются свечения *NO* – полосы γ и δ . Эти полосы проявляются также в свечениях дневного неба и в сумерках за счет флуоресцентного рассеяния.

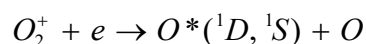
Свечения атомарного кислорода проявляются в отдельных линиях. Наиболее известны зеленая (557,7 нм) и красная (630 нм) линии. Многие годы причиной свечения в зеленой линии *O* объяснялась *механизмом Чепмена*



В настоящее время для объяснения возбуждения атома кислорода предложен двухступенчатый *механизм Барта*



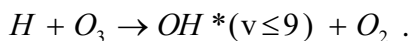
Дополнительная, но слабая эмиссия зеленой линии, связана с процессом ионосферной рекомбинации



В этой реакции выход возбужденного атома кислорода в состоянии 1D близок к единице, а в состоянии 1S – около 10 %. Этот механизм определяет свечение красной линии атомарного кислорода.

В свечении ночного неба проявляются полосы гидроксила – *полосы Мейнела*. Эти полосы возникают при колебательно–вращательных переходах молекул *ОН*, находящихся в основном электронном состоянии. Самая сильная полоса *ОН* наблюдается в районе 1,5 мкм.

Излучение в ней достигает 10^5 релей. Колебательно возбужденные молекулы *ОН* возникают в реакции



Энергия в 3,34 электронвольт, возникающая в этой реакции, достаточна для возбуждения колебательных состояний до девятого, что и указано в скобках при молекуле гидроксила. Свечения гидроксила наблюдается в широкой спектральной области, начиная от примерно 510 нм, и охватывает ближнюю инфракрасную область.

Молекулярный кислород, кроме указанных выше полос, имеет полосы излучения в ближней инфракрасной области спектра – так называемую *атмосферную полосу* (центрированную вблизи 760 нм) и *инфракрасные атмосферные полосы* (вблизи 1,27 мкм), – которые обусловлены переходами молекул между различными колебательными состояниями. Полное излучение в атмосферной полосе составляет примерно 30 килорелей, а в инфракрасной атмосферной полосе – 75 килорелей. Относительные распределения интенсивностей свечения в отдельных вращательных линиях этих полос подчиняются больцмановскому распределению населенностей вращательных состояний при кинетической температуре атмосферного слоя, где формируется это свечение (другими словами, выполняется вращательное ЛТР). Эта особенность свечений молекулярного кислорода позволяет их использовать для определения кинетической температуры в слоях формирования этих эмиссий.

В свечении ночного неба проявляется интенсивная линия атома натрия (589,4 нм), излучение в которой имеет значительные сезонные вариации. Она существенно усиливается во время сумерек за счет процесса резонансного рассеяния.

Свечения дневного и сумеречного неба

Ранее мы указали на резонансное и флуоресцентное свечения (под воздействием солнечного излучения) атомов натрия и молекул *NO*. Резонансное рассеяние в γ полосе *NO* достигает 1000 релей.

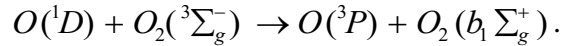
Другим важным свечением в условиях дневного времени являются свечения водорода. Эмиссия Лайман– α была обнаружена в свечениях ночного неба в ракетных экспериментах, и первоначально предполагалось, что это есть свечение атомарного водорода в межпланетной среде. Более поздний анализ показал, что эта эмиссия возникает за счет резонансного рассеяния атомов водорода на очень больших высотах в атмосфере Земли. Во внешних слоях атмосферы водород становится основной компонентой атмосферы Земли из-за диффузионного разделения и, с учетом высоких температур и малой массы, высота однородной атмосферы $RT / \mu g$ достигает величины порядка радиуса планеты.

При наблюдениях из космоса резонансное рассеяние создает интенсивное корональное свечение. Эта *планетарная корона* наблюдается для всех планет – от Меркурия до Урана и Титана. Эмиссия Лайман– α (1215 Å) – самое сильное излучение водорода и достигает 8 килорелей на дневной стороне планеты. Другими свечениями водорода являются резонансное рассеяние Лайман– β (1025 Å) и Бальмеровская флуоресценция в районе 6563 Å.

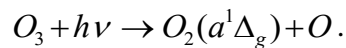
В спектрах свечения дневного неба присутствуют резонансные линии гелия – при 584 Å (нейтральный гелий) и при 304 Å (ионизированный гелий). Свечения гелия в указанных линиях были обнаружены в космических экспериментах на Юпитере и Венере. В первом случае это свечение достигало 1–5 килорелей, во втором – 600 релей для линии 584 Å.

В спектрах свечения дневного неба земной атмосферы обнаружена эмиссия резонансного триплета атомарного кислорода при 1302, 1304 и 1306 Å. Это свечение наблюдается, в основном, на высотах ~ 190 км и достигает значений ~ 7,5 килорелей.

Свечение молекулярного кислорода, обусловленное резонансной флюоресценцией, наблюдается в атмосферной и ИК атмосферной полосах. Есть, однако и другие причины этих свечений в дневное время. Например, возбужденные молекулы кислорода (состояние $b_1 \Sigma_g^+$) возникают в следующей реакции



Возбужденные атомы кислорода при этом возникают за счет диссоциации молекул кислорода под действием излучения в области континуума Шумана–Рунге. Наиболее важный источник возбужденных молекул $O_2(a^1\Delta_g)$ – реакция фотодиссоциации



В атмосфере Земли в дневное время наблюдаются также эмиссии нейтрального и ионизированного молекулярного азота, атомов *Na*, ионизированных *Ca*, *Li* и *K*. В атмосферах Марса и Венеры обнаружены различные свечения молекул *CO* и иона CO_2^+ , атома кислорода.

Измерения различных свечений атмосфер планет представляют собой важный источник информации о температуре и газовом составе верхних слоев их атмосфер.

Глава 8. Основные понятия теории переноса солнечного излучения

8.1. Многократное рассеяние излучения

В гл.3 мы привели интегро–дифференциальное уравнение переноса для рассеянного солнечного излучения (3.4.35)

$$\frac{dI}{dz} \cos\theta = -\alpha(z)I + \frac{1}{4\pi} \sigma(z) \int_{4\pi} x(z, \vec{r}) I(\vec{r}) d\Omega. \quad (8.1.1)$$

где I – интенсивность излучения, падающего под зенитным углом θ , на высоте z , $\alpha(z)$ – объемный коэффициент ослабления, $\sigma(z)$ – объемный коэффициент рассеяния, $x(z, \vec{r})$ – индикатриса рассеяния; все величины считаются монохроматическими на определенной длине волны. Там же мы подчеркнули, что уравнение (8.1.1) следует рассматривать как формальное до определения геометрии рассеяния.

Рассмотрим модель плоско–параллельной атмосферы – рис.8.1. Ось Z – ось высоты – направим стандартно вверх перпендикулярно поверхности. Азимут φ отсчитывается в плоскости, перпендикулярной оси Z от некоторого выделенного направления; стандартно принято выбирать его так, чтобы азимут падающих на верхнюю границу атмосферы солнечных лучей был нулевым, то есть отсчитывать азимут "от солнца". Теперь для интенсивности рассеянного излучения, приходящего на уровень z из направления (θ, φ) получим уравнение переноса с уже определенной геометрией

$$\begin{aligned} \frac{dI(z, \theta, \varphi)}{dz} \cos\theta = & -\alpha(z)I(z, \theta, \varphi) + \\ & + \frac{1}{4\pi} \sigma(z) \int_0^{2\pi} d\varphi' \int_0^\pi x(z, (\theta, \varphi), (\theta', \varphi')) I(z, \theta', \varphi') \sin\theta' d\theta' \end{aligned} \quad (8.1.2)$$

Переход к косинусам углов и оптической толщине

Чтобы уравнение (8.1.2) выглядело не столь громоздко, преобразуем его следующим образом. Обозначим $\cos\theta$ через η (и аналогично $\cos\theta'$ через η'). Поскольку угол θ меняется от 0 до π , то $\cos\theta$, то есть η , монотонно меняется от -1 до 1 . Благодаря этой монотонности мы можем в выражениях для интенсивности и индикатрисы вместо зависимости от θ перейти к зависимости от η (формальной подстановкой $\theta = \arccos\eta$), то есть рассматривать их не как функции угла, а как функции переменной η .

Разделим обе части на $\alpha(z)$. В знаменателе левой части появится дифференциал $\alpha(z)dz$. Вводя оптическую толщину τ (гл.3) имеем $\alpha(z)dz = d\tau(z)$. Вновь рассмотрим обратную функции $z(\tau)$ и используем ее всюду вместо высоты z . Тогда все функции в уравнении (8.1.2) станут функциями оптической толщины, а сама τ – вертикальной координатой задачи.

Альbedo однократного рассеяния

После деления на $\alpha(z)$ перед интегралом появится отношение

$$\Lambda(\tau) = \frac{\sigma(\tau)}{\alpha(\tau)} = \frac{\sigma(\tau)}{\sigma(\tau) + k(\tau)}, \quad (8.1.3)$$

где $k(\tau)$ – объемный коэффициент поглощения. Величина Λ называется *альбедо однократного рассеяния* или, иначе, *вероятность выживания кванта*.

Смысл первого названия следует из (8.1.3): если поглощения нет, то $\Lambda = 1$; если рассеяния нет, то $\Lambda = 0$; то есть Λ выражает долю рассеяния в общем ослаблении аналогично тому, как альбедо поверхности выражает долю отражения. Смысл второго названия: если принять поглощение кванта света как акт его гибели, то Λ выражает вероятность не поглотиться, то есть выжить.

Угол между двумя направлениями

Теперь мы можем переписать (8.1.2) в новых обозначениях, но прежде введем одно стандартное упрощение. В (8.1.1) и (8.1.2) мы записали индикатрису рассеяния в общем виде. Но обычно индикатриса зависит только от угла рассеяния, таковы, например, молекулярная индикатриса и аэрозольная индикатриса для сферических частиц (см. гл.5). Будем далее всюду вести речь только о такой индикатрисе $x(\omega)$, где ω – косинус угла рассеяния (напомним, что выше мы обосновали переход от углов к их косинусам). Теперь для подстановки в уравнение (8.1.2) нам надо определить этот косинус ω , то есть косинус угла между направлениями (θ, φ) и (θ', φ') . Косинус угла между единичными векторами равен их скалярному произведению. Проекции вектора с направлением (θ, φ) на оси Z , X и Y очевидно равны $\cos\theta$, $\sin\theta\cos\varphi$, $\sin\theta\sin\varphi$. Для направления (θ', φ') получим аналогичные проекции. Теперь

$$\begin{aligned} \omega &= \cos\theta\cos\theta' + \sin\theta\cos\varphi\sin\theta'\cos\varphi' + \sin\theta\sin\varphi\sin\theta'\sin\varphi' = \\ &= \cos\theta\cos\theta' + \sin\theta\sin\theta'\cos(\varphi-\varphi') \end{aligned}$$

Переходя к переменным η и η' , получим

$$\omega = \eta\eta' + \sqrt{(1-\eta^2)(1-(\eta')^2)}\cos(\varphi-\varphi'). \quad (8.1.4)$$

Уравнение переноса и граничные условия

Теперь, наконец, мы можем записать уравнение переноса в новых обозначениях

$$\eta \frac{I(\tau, \eta, \varphi)}{d\tau} = -I(\tau, \eta, \varphi) + \frac{\Lambda(\tau)}{4\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi' \int_{-1}^1 x(\tau, \omega) I(\tau, \eta', \varphi') d\eta', \quad (8.1.5)$$

где ω определена формулой (8.1.4).

Однако само по себе уравнение переноса (8.1.5) еще не достаточно для описания рассеяния света. К нему необходимо добавить граничные условия. На верхнюю границу атмосферы падает солнечное излучение с зенитным углом $\theta_0 = \arccos\eta_0$. Представим интенсивность солнечного излучения в уравнении (8.1.5) как сумму интенсивностей прямого (т.е. не рассеивающегося в атмосфере) и рассеянного излучения $I(\tau, \eta, \varphi) = I_1(\tau, \eta, \varphi) + I_2(\tau, \eta, \varphi)$. Пусть поток, падающий на площадку, перпендикулярную солнечным лучам, на верхней границе атмосферы есть πS – рис.8.1 (т.е. πS – спектральная солнечная постоянная). Тогда (см. гл.3) $I_1 = \pi S \delta(\eta - \eta_0) \delta(\varphi - 0)$, где $\delta(x)$ – δ -функция. Подстановка суммы в уравнение переноса (8.1.5) дает:

$$\eta \frac{I_1(\tau, \eta, \varphi)}{d\tau} + \eta \frac{I_2(\tau, \eta, \varphi)}{d\tau} = -I_1(\tau, \eta, \varphi) - I_2(\tau, \eta, \varphi) + \frac{\Lambda(\tau)}{4\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi' \int_{-1}^1 x(\tau, \omega) (I_2(\tau, \eta, \varphi) + I_1(\tau, \eta, \varphi)) d\eta' \quad (8.1.6)$$

Заметим, что для прямого излучения $I_1(\tau, \eta, \varphi)$ справедливо уравнение переноса – закон Бугера (3.4.5):

$$\eta \frac{I_1(\tau, \eta, \varphi)}{d\tau} = -I_1(\tau, \eta, \varphi), \quad (8.1.7)$$

откуда

$$I_1(\tau, \eta, \varphi) = \pi S \exp(-\tau/\eta_0) \delta(-\eta - \eta_0) \delta(\varphi - \varphi_0). \quad (8.1.8)$$

В теории переноса принято не включать в уравнение переноса *прямое солнечное излучение* (8.1.7), поскольку расчет его по формуле (8.1.8) элементарен. Тогда, вычитая из уравнения (8.1.6) уравнение (8.1.7), подставляя в него (8.1.8) и учитывая основное свойство δ -функции $\int f(x) \delta(x-a) = f(a)$, получим:

$$\eta \frac{I(\tau, \eta, \eta_0, \varphi)}{d\tau} = -I(\tau, \eta, \eta_0, \varphi) + \frac{\Lambda(\tau)}{4\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi' \int_{-1}^1 x(\tau, \omega) I(\tau, \eta', \eta_0, \varphi') d\eta' + \frac{\Lambda(\tau)}{4} S x(\tau, \omega_0) \exp(-\tau/\eta_0), \quad (8.1.9)$$

где

$$\begin{aligned} \omega &= \eta\eta' + \sqrt{(1-\eta^2)(1-(\eta')^2)} \cos(\varphi - \varphi'), \\ \omega_0 &= \eta\eta_0 + \sqrt{(1-\eta^2)(1-\eta_0^2)} \cos(\varphi) \end{aligned} \quad (8.1.10)$$

На нижней границе атмосферы находится подстилающая поверхность, которая отражает свет. Используя результаты гл.6, было бы не трудно написать для нее граничные условия. Однако в теории переноса поступают иначе: здесь принято отдельно рассматривать процессы рассеяния в атмосфере и отражения от поверхности. Поэтому отражение от поверхности не учитывают, или, что то же самое, считают поверхность абсолютно черной. Дело в том, что после расчета интенсивности рассеянного излучения имеются сравнительно простые средства учесть вклад, вносимый отражением от поверхности, о чем мы еще поговорим в следующем параграфе. Таким образом, интенсивность $I(\tau, \eta, \eta_0, \varphi)$ в (8.1.9) – это интенсивность *исключительно рассеянного излучения*, без учета прямого и отраженного. Теперь мы можем написать для нее граничные условия: отсутствие приходящего извне рассеянного излучения как на верхней, так и на нижней границах атмосферы:

$$\begin{aligned} I(0, \eta, \eta_0, \varphi) &= 0, \quad \text{если } \eta > 0, \\ I(\tau_0, \eta, \eta_0, \varphi) &= 0, \quad \text{если } \eta < 0 \end{aligned} \quad (8.1.11)$$

Соотношения (8.1.9)–(8.1.11) есть окончательный вид уравнения переноса рассеянного солнечного излучения в плоско-параллельной атмосфере.

Функция источников. Однократное и многократное рассеяние

За вклад в интенсивность рассеяния в (8.1.9) отвечают два последних слагаемых в правой части. Как показано в гл.3, этот вклад аналогичен наличию дополнительных источников света в среде. Введем *функцию источников* $\tilde{B}(\tau, \eta, \eta_0, \varphi)$, определив ее как

$$\begin{aligned} \tilde{B}(\tau, \eta, \eta_0, \varphi) = & \frac{\Lambda(\tau)}{4\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi' \int_{-1}^1 x(\tau, \omega) I(\tau, \eta', \eta_0, \varphi') d\eta' + \\ & + \frac{\Lambda(\tau)}{4} S x(\tau, \omega_0) \exp(-\tau/\eta_0) \end{aligned} \quad (8.1.12)$$

Внеинтегральный член в (8.1.12) связан с рассеянием прямого солнечного излучения. Такое рассеяние, то есть рассеяние прямого излучения, есть *однократное рассеяние*. Интегральный же член в (8.1.12) связан с рассеянием уже рассеянного ранее излучения $I(\tau, \eta', \eta_0, \varphi')$, такое рассеяние есть *многократное рассеяние*²⁸. Физический смысл этих членов достаточно прост: внеинтегральный член – это прямое солнечное излучение, дошедшее до уровня τ , с учетом доли рассеяния в общем ослаблении $\Lambda(\tau)$ (вот откуда термин "альбеда однократного рассеяния!") и индикатрисы – "силы" рассеяния на определенный угол ω . Интегральный член – аналогичный учет вклада для рассеянного излучения, дошедшего до уровня τ со всех возможных направлений.

После ввода функции $\tilde{B}(\tau, \eta, \eta_0, \varphi)$, уравнение переноса примет вид

$$\eta \frac{dI(\tau, \eta, \eta_0, \varphi)}{d\tau} = -I(\tau, \eta, \eta_0, \varphi) + \tilde{B}(\tau, \eta, \eta_0, \varphi). \quad (8.1.13)$$

Но (8.1.13) есть линейное дифференциальное уравнение для интенсивности $I(\tau, \eta, \eta_0, \varphi)$ вида $\frac{dy}{dx} = a(x)y(x) + b(x)$, общее решение которого (с ним мы уже встречались в гл.3) есть

$$y(x) = y(x_0) \exp\left(\int_{x_0}^x a(x') dx'\right) + \int_{x_0}^x b(x') \exp\left(\int_{x'}^x a(x'') dx''\right).$$

В нашем случае $a(x) = -\frac{1}{\eta}$, $b(x) = \frac{1}{\eta} \tilde{B}(\tau, \eta, \eta_0, \varphi)$, переменная интегрирования – оптическая толщина τ , начальное значение x_0 есть 0 для направления от верхней границы ($\eta > 0$) и τ_0 для направления от нижней границы ($\eta < 0$), значения $y(x_0)$ согласно (8.1.11) равны нулю.

Таким образом, имеем

²⁸ Необходимо заметить, что понятия "однократное рассеяние" и "многократное рассеяние" помимо теории переноса употребляются еще и в оптике аэрозолей, причем совершенно в ином смысле, что нередко вызывает путаницу и недоразумения. В оптике аэрозолей "однократное рассеяние" означает рассеяние на частице, описываемое независимо от присутствия других частиц, например, как в теории Ми. "Многократное рассеяние" есть совместная дифракция электромагнитных волн на нескольких частицах. В теории переноса "многократное рассеяние" означает учет излучения, испытавшего при пути через атмосферу несколько рассеяний. Как видно, смысл понятия совершенно иной. Заметим, что стандартно объемные коэффициенты аэрозольного рассеяния вычисляются в приближении однократного рассеяния в смысле оптики аэрозолей, но используются для расчетов многократно рассеянного излучения в смысле теории переноса.

$$\begin{aligned}
I(\tau, \eta, \eta_0, \varphi) &= \frac{S}{4\eta_0} \int_0^\tau \tilde{B}(\tau', \eta, \eta_0, \varphi) \exp\left(-\frac{\tau-\tau'}{\eta}\right) d\tau', \quad \text{если } \eta > 0, \\
I(\tau, \eta, \eta_0, \varphi) &= -\frac{S}{4\eta} \int_\tau^{\tau_0} \tilde{B}(\tau', \eta, \eta_0, \varphi) \exp\left(-\frac{\tau-\tau'}{\eta}\right) d\tau', \quad \text{если } \eta < 0
\end{aligned} \quad (8.1.14)$$

Выражения (8.1.14) конечно же не являются решениями уравнения переноса, поскольку в общем случае функция источников $\tilde{B}(\tau, \eta, \eta_0, \varphi)$ согласно (8.1.12) сама зависит от интенсивности. Но они дают явное выражение для искомой интенсивности через функцию источников, что весьма важно. Например, из (8.1.14) мы можем сразу записать общее решение уравнения переноса в *приближении однократного рассеяния*, то есть когда в функции источников учитывается только внеинтегральный член $\tilde{B}(\tau, \eta, \eta_0, \varphi) = \frac{\Lambda(\tau)}{4} S x(\tau, \omega_0) \exp(-\tau/\eta_0)$:

$$\begin{aligned}
I(\tau, \eta, \eta_0, \varphi) &= \frac{S}{4\eta_0} \int_0^\tau \Lambda(\tau') x(\tau', \omega_0) \exp\left(-\frac{\tau'}{\eta_0} - \frac{\tau-\tau'}{\eta}\right) d\tau', \quad \text{если } \eta > 0, \\
I(\tau, \eta, \eta_0, \varphi) &= -\frac{S}{4\eta} \int_\tau^{\tau_0} \Lambda(\tau') x(\tau', \omega_0) \exp\left(-\frac{\tau'}{\eta_0} - \frac{\tau-\tau'}{\eta}\right) d\tau', \quad \text{если } \eta < 0
\end{aligned} \quad (8.1.15)$$

Приближение однократного рассеяния (8.1.15) часто используется в задачах, где не требуется высокая точность расчета рассеянного излучения.

Интегральное уравнение для функции источников

Подставим теперь выражения для интенсивности (8.1.14) в определение функции источников (8.1.12). Получим

$$\begin{aligned}
\tilde{B}(\tau, \eta, \eta_0, \varphi) &= \frac{\Lambda(\tau)}{4\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi' \left(\int_0^1 x(\tau, \omega) \frac{d\eta'}{\eta'} \int_0^\tau \tilde{B}(\tau', \eta', \eta_0, \varphi') \exp\left(-\frac{\tau-\tau'}{\eta'}\right) d\tau' - \right. \\
&\quad \left. - \int_{-1}^0 x(\tau, \omega) \frac{d\eta'}{\eta'} \int_\tau^{\tau_0} \tilde{B}(\tau', \eta', \eta_0, \varphi') \exp\left(-\frac{\tau-\tau'}{\eta'}\right) d\tau' \right) + \frac{\Lambda(\tau)}{4} S x(\tau, \omega_0) \exp\left(-\frac{\tau}{\eta_0}\right)
\end{aligned} \quad (8.1.16)$$

В (8.1.16) входит только функция $\tilde{B}(\tau, \eta, \eta_0, \varphi)$, следовательно, мы получили уравнение для функции источников, решение которого связано с искомой интенсивностью простыми соотношениями (8.1.14). Несмотря на громоздкий вид, математическое уравнение (8.1.16) удобнее, чем уравнение для интенсивности (8.1.9), поскольку оно является интегральным уравнением, а не интегро-дифференциальным. Поэтому в теории переноса обычно имеют дело именно с (8.1.16) [47, 65].

Полученное уравнение (8.1.16) – это интегральное уравнение Фредгольма второго рода. Математическая теория этих уравнений достаточно хорошо разработана, в частности, для них доказано существование и единственность решения. В "операторной" форме уравнение (8.1.16) можно записать в виде [46, 53]

$$\tilde{B} = \mathbf{K} \tilde{B} + q,$$

где \tilde{B} – искомая функция источников $\tilde{B}(\tau, \eta, \eta_0, \varphi)$, \mathbf{K} – интегральный оператор рассеяния с ядром

$$\mathbf{K}(\tau, \eta, \varphi, \tau', \eta', \varphi') = \begin{cases} \frac{\Lambda(\tau)}{4\pi\eta'} x(\tau, \omega) \exp\left(-\frac{\tau-\tau'}{\eta'}\right), \\ \text{в области } 0 \leq \tau' \leq \tau, \quad 0 \leq \eta' \leq 1 \\ -\frac{\Lambda(\tau)}{4\pi\eta'} x(\tau, \omega) \exp\left(-\frac{\tau-\tau'}{\eta'}\right), \\ \text{в области } \tau \leq \tau' \leq \tau_0, \quad -1 \leq \eta' \leq 0 \end{cases}$$

q – свободный член:

$$q(\tau, \eta, \eta_0, \varphi) = \frac{\Lambda(\tau)}{4} S x(\tau, \omega_0) \exp(-\tau/\eta_0).$$

Формальным решением уравнения Фредгольма второго рода является ряд Неймана

$$\tilde{B} = q + \mathbf{K}q + \mathbf{K}^2q + \mathbf{K}^3q + \dots \quad (8.1.17)$$

Члены этого ряда имеют простой физический смысл: первый (q), как мы уже выяснили, соответствует вкладу однократно рассеянного света; второй ($\mathbf{K}q$) – применение оператора рассеяния к однократно рассеянному свету, то есть вклад двукратно рассеянного света; аналогично, третий ($\mathbf{K}^2q = \mathbf{K}(\mathbf{K}q)$) – вклад трехкратно рассеянного света и т.д. То есть ряд Неймана (8.1.17) – *разложение вклада рассеянного света по кратности рассеяния*.

Заметим, что ядро \mathbf{K} и свободный член q прямо пропорциональны альбедо однократного рассеяния $\Lambda(\tau)$. Пусть Λ не зависит от τ . Тогда при n -ом члене ряда (8.1.17) будет коэффициент Λ^n , определяющий, очевидно, скорость сходимости: чем ближе Λ к единице, то есть чем меньше поглощение по сравнению с рассеянием, тем медленнее сходится ряд и тем большие кратности рассеяния следует учитывать при расчетах. Из (8.1.17), поскольку q прямо пропорциональна параметру S , а \mathbf{K} от S не зависит, следует, что функция источников \tilde{B} и, согласно (8.1.14), интенсивность рассеянного излучения прямо пропорциональны величине S . Следовательно, в полном соответствии с физикой процессов, интенсивность рассеянного света прямо пропорциональна потоку на верхней границе атмосферы. Поэтому для простоты часто при решении уравнения переноса полагают $S = 1$, а потом умножают найденную интенсивность на конкретное значение S .

8.2. Аналитические методы в теории переноса излучения

Разложение индикатрисы рассеяния в ряд по полиномам Лежандра

В предыдущем параграфе были получены основные уравнения переноса излучения с учетом многократного рассеяния. Важнейшей частью теории переноса излучения является их математический анализ и получение решений как в частных, так и в общих случаях. Математический аппарат теории переноса изложен во многих монографиях [47, 64, 65]. Мы приведем лишь самые простейшие, но важные для практических задач, примеры преобразований уравнения переноса.

Стандартным приемом решения дифференциальных и интегральных уравнений является разложение их параметров в ряд по ортогональным функциям. Для уравнения переноса (8.1.16) удастся достичь определенных упрощений при разложении индикатрисы рассеяния

в ряд по полиномам Лежандра. Приведем поэтому краткую справку о полиномах Лежандра²⁹.

Полиномы Лежандра $P_n(x)$ определяются формулой:

$$P_n(x) = \frac{1}{2^n n!} \frac{d(x^2-1)^n}{dx^n}. \quad (8.2.1)$$

Для их практических вычислений удобно рекуррентное соотношение

$$P_n(x) = \frac{2n-1}{n} x P_{n-1}(x) - \frac{n-1}{n} P_{n-2}(x), \quad (8.2.2)$$

(где $P_0(x) = 1$, $P_1(x) = x$), которое позволяет последовательно вычислять P_n , в частности из

$$(8.2.2): \quad P_2(x) = \frac{1}{2}(3x^2-1), \quad P_3(x) = \frac{1}{2}(5x^3-3x).$$

Полиномы Лежандра образуют ортогональную систему функций на интервале $[-1, 1]$ (основное свойство), для них

$$\int_{-1}^1 P_n(x) P_m(x) dx = 0, \quad \text{если } n \neq m; \quad \int_{-1}^1 P_n^2(x) dx = \frac{2}{2n+1}.$$

Соответственно, любая непрерывная на интервале $[-1, 1]$ функция $f(x)$ может быть разложена в ряд по полиномам Лежандра

$$f(x) = \sum_{k=0}^{\infty} c_k P_k(x), \quad (8.2.3)$$

где

$$c_k = \frac{2k+1}{2} \int_{-1}^1 f(x) P_k(x) dx. \quad (8.2.4)$$

Применяя (8.2.2) и (8.2.3) к индикатрисе рассеяния, получим

$$x(\omega) = \sum_{i=0}^{\infty} x_i P_i(\omega), \quad (8.2.5)$$

где

$$x_i = \frac{2i+1}{2} \int_{-1}^1 x(\omega) P_i(\omega) d\omega. \quad (8.2.6)$$

Заметим, что $x_0 = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 x(\omega) d\omega$, но это есть условие нормировки (3.3.13) с учетом замены

угла на косинус. Следовательно, всегда $x_0 = 1$. Важной характеристикой индикатрисы является коэффициент разложения x_1 :

$$x_1 = \frac{3}{2} \int_{-1}^1 x(\omega) \omega d\omega.$$

Поскольку ω есть косинус угла рассеяния, величина $x_1/3$ есть *средний косинус рассеяния для данной индикатрисы*. Он характеризует ее вытянутость вперед: чем больше средний косинус, тем сильнее вытянута индикатриса. Для практических вычислений представляют

²⁹ Подробно о полиномах Лежандра, сферических функциях, присоединенных функциях Лежандра и теореме сложения можно прочесть, например, в учебнике В.И. Смирнова [63].

интерес конечные ряды, то есть обрыв (8.2.5) на некотором числе членов N . К сожалению, для сильно вытянутых аэрозольных индикатрис в (8.2.5) необходимо учитывать десятки и даже сотни членов. Поэтому при практических расчетах с использованием разложения индикатрис в ряд по полиномам Лежандра возникает проблема аппроксимации вытянутых индикатрис [53]. Заметим, что для релеевской индикатрисы $x(\omega) = \frac{3}{4}(1+\omega^2)$ непосредственно имеем $x(\omega) = P_0 + \frac{1}{2}P_2(\omega)$.

В уравнении переноса индикатриса является функцией углов падающего и рассеянного излучения. Для подобных зависимостей применима теорема сложения, согласно которой

$$P_i\left(\eta\eta' + \sqrt{(1-\eta^2)(1-\eta'^2)} \cos(\varphi-\varphi')\right) = P_i(\eta)P_i(\eta') + 2 \sum_{m=1}^i \frac{(i-m)!}{(i+m)!} P_i^m(\eta)P_i^m(\eta') \cos m(\varphi-\varphi'), \quad (8.2.7)$$

где $P_i^m(x)$ – присоединенные функции Лежандра, определяемые соотношением

$$P_i^m(x) = (1-x)^{\frac{m}{2}} \frac{d^m P_i(x)}{dx^m}. \quad (8.2.8)$$

Для практических вычислений присоединенных функций Лежандра удобны рекуррентные формулы

$$P_{n+1}^m(x) = \frac{2n+1}{n-m+1} x P_n^m(x) - \frac{n+m}{n-m+1} P_{n-1}^m(x), \quad \text{при } 0 \leq m \leq n-1$$

$$P_n^{m+2}(x) = 2(m+1) \frac{x}{\sqrt{1-x^2}} P_n^{m+1}(x) - (n(n+1) - m(m+1)) P_n^m(x), \quad (8.2.9)$$

при $0 \leq m \leq n-2$

где $P_n^0(x) = P_n(x)$, $P_1^1(x) = \sqrt{1-x^2}$.

С учетом (8.2.7) выражение для индикатрисы рассеяния примет вид

$$x(\omega) = \sum_{i=0}^N x_i P_i(\eta)P_i(\eta') + \sum_{i=1}^N 2x_i \sum_{m=1}^i \frac{(i-m)!}{(i+m)!} P_i^m(\eta)P_i^m(\eta') \cos m(\varphi-\varphi').$$

Сгруппируем в двойной сумме члены с одинаковым индексом m : с $m=1$ будут члены при всех i от 1 до N , с $m=2$ – при всех i от 2 до N и т.д. То есть

$$x(\omega) = \sum_{i=0}^N x_i P_i(\eta)P_i(\eta') + 2 \sum_{m=1}^N \cos m(\varphi-\varphi') \sum_{i=m}^N x_i \frac{(i-m)!}{(i+m)!} P_i^m(\eta)P_i^m(\eta')$$

или, в компактной записи

$$x(\omega) = p^0(\eta, \eta') + 2 \sum_{m=1}^N p^m(\eta, \eta') \cos m(\varphi-\varphi'), \quad (8.2.10)$$

где

$$p^m(\eta, \eta') = \sum_{i=m}^N x_i \frac{(i-m)!}{(i+m)!} P_i^m(\eta)P_i^m(\eta'). \quad (8.2.11)$$

Запишем формально для неизвестных интенсивности и функции источников аналогичные (8.2.10) разложения

$$I(\tau, \eta, \eta_0, \varphi) = I^0(\tau, \eta, \eta_0) + 2 \sum_{m=1}^N I^m(\tau, \eta, \eta_0) \cos m\varphi, \quad (8.2.12)$$

$$\tilde{B}(\tau, \eta, \eta_0, \varphi) = \tilde{B}^0(\tau, \eta, \eta_0) + 2 \sum_{m=1}^N \tilde{B}^m(\tau, \eta, \eta_0) \cos m\varphi, \quad (8.2.13)$$

где $I^m(\tau, \eta, \eta_0)$ и $\tilde{B}^m(\tau, \eta, \eta_0)$ – некие подлежащие определению функции, $m = 0, \dots, N$. Подставляя (8.2.12), (8.2.13) в уравнение переноса (8.1.13) и приравнивая члены с одинаковым m , получим

$$\eta \frac{I^m(\tau, \eta, \eta_0)}{d\tau} = -I^m(\tau, \eta, \eta_0) + \tilde{B}^m(\tau, \eta, \eta_0). \quad (8.2.14)$$

Подставим теперь (8.2.10), (8.2.12), (8.2.13) в выражение функции источников через интенсивность (8.1.12) и вычислим в полученном выражении интегралы по азимуту. Произведение нулевых членов от азимута не зависит и интеграл равен 2π . Остальные члены при перемножении рядов (8.2.10) для индикатрисы и (8.2.12) для интенсивности дадут интегралы вида

$$\begin{aligned} \int_0^{2\pi} \cos m_1(\varphi - \varphi') \cos m_2 \varphi' d\varphi' &= \cos m_1 \varphi \int_0^{2\pi} \cos m_1 \varphi' \cos m_2 \varphi' d\varphi' + \\ &+ \sin m_1 \varphi \int_0^{2\pi} \sin m_1 \varphi' \cos m_2 \varphi' d\varphi' \end{aligned}$$

Но $\int_0^{2\pi} \cos m_1 \varphi' \cos m_2 \varphi' d\varphi'$ равен нулю если $m_1 \neq m_2$ и равен π если $m_1 = m_2$, а

$\int_0^{2\pi} \sin m_1 \varphi' \cos m_2 \varphi' d\varphi'$ равен нулю для всех m_1 и m_2 . Таким образом, после перемножения

рядов и интегрирования по азимуту в (8.1.12) останутся только члены с равными индексами, причем при нулевом члене будет коэффициент 2π , а при остальных – $4\pi \cos m\varphi$.

Приравнивая теперь члены с одинаковыми m в правой и левой частях, получим

$$\begin{aligned} \tilde{B}^m(\tau, \eta, \eta_0) &= \frac{\Lambda(\tau)}{2} \int_{-1}^1 p^m(\tau, \eta, \eta') I^m(\tau, \eta, \eta') d\eta' + \\ &+ \frac{\Lambda(\tau)}{4} S p^m(\tau, \eta, \eta') \exp\left(-\frac{\tau}{\eta_0}\right) \end{aligned} \quad (8.2.15)$$

Наконец, для граничных условий (8.1.10) получаем

$$\begin{aligned} I^m(0, \eta, \eta_0) &= 0, \quad \text{если } \eta > 0, \\ I^m(\tau_0, \eta, \eta_0) &= 0, \quad \text{если } \eta < 0 \end{aligned} \quad (8.2.16)$$

Таким образом, мы сократили число переменных в неизвестных функциях, убрав зависимость от азимута и перейдя от уравнения переноса (8.1.9) к $N + 1$ уравнениям (8.2.14) – (8.2.16), чем конечно же упростили задачу его решения. При этом полученные уравнения математически эквивалентны исходным, в частности, из них следуют выражения для интенсивности через функции источников, аналогичные (8.1.14)

$$\begin{aligned}
I^m(\tau, \eta, \eta_0) &= \frac{1}{\eta_0} \int_0^\tau \tilde{B}(\tau', \eta, \eta_0) \exp\left(-\frac{\tau - \tau'}{\eta}\right) d\tau', \quad \text{если } \eta > 0, \\
I^m(\tau, \eta, \eta_0) &= -\frac{1}{\eta} \int_\tau^{\tau_0} \tilde{B}(\tau', \eta, \eta_0) \exp\left(-\frac{\tau - \tau'}{\eta}\right) d\tau', \quad \text{если } \eta < 0
\end{aligned} \tag{8.2.17}$$

подстановка которых в (8.2.15) дает интегральное уравнение для функции источников

$$\begin{aligned}
\tilde{B}^m(\tau, \eta, \eta_0) &= \frac{\Lambda(\tau)}{2} \left(\int_0^1 p^m(\tau, \eta, \eta') \frac{d\eta'}{\eta'} \int_0^\tau \tilde{B}^m(\tau', \eta', \eta_0) \exp\left(-\frac{\tau - \tau'}{\eta'}\right) d\tau' - \right. \\
&\quad \left. - \int_{-1}^0 p^m(\tau, \eta, \eta') \frac{d\eta'}{\eta'} \int_\tau^{\tau_0} \tilde{B}^m(\tau', \eta', \eta_0) \exp\left(-\frac{\tau - \tau'}{\eta'}\right) d\tau' \right) + \\
&\quad + \frac{\Lambda(\tau)}{4} S p^m(\tau, \eta, \eta_0) \exp\left(-\frac{\tau}{\eta_0}\right)
\end{aligned} \tag{8.2.18}$$

Разложения (8.2.12) и (8.2.13) часто называют разложением по азимутальным гармоникам, а сами функции $I^m(\tau, \eta, \eta_0)$ и $\tilde{B}^m(\tau, \eta, \eta_0)$ – азимутальными гармониками. Обычно в теории переноса предпочитают оперировать именно с азимутальными гармониками и уравнениями для них.

Коэффициенты отражения и пропускания атмосферы

Во многих задачах не требуется расчет интенсивности рассеянного света в толще атмосферы, то есть в зависимости от τ , а достаточно знать лишь интенсивность выходящего из атмосферы излучения. Например, подобные задачи возникают при интерпретации измерений интенсивности рассеянного излучения со спутников и яркости неба с поверхности земли. В этом случае искомые интенсивности удобно представить в виде [47, 65]

$$\begin{aligned}
I(0, -\eta, \eta_0, \varphi) &= S \eta_0 \rho(\eta, \eta_0, \varphi) \\
I(\tau_0, \eta, \eta_0, \varphi) &= S \eta_0 \sigma(\eta, \eta_0, \varphi)
\end{aligned} \tag{8.2.19}$$

Величины $\rho(\eta, \eta_0, \varphi)$ и $\sigma(\eta, \eta_0, \varphi)$ называются соответственно *коэффициентами отражения и пропускания атмосферы*. Поскольку величина $F = \pi S \eta_0$ есть поток, падающий на площадку, параллельную поверхности на верхней границе атмосферы, то $\rho(\eta, \eta_0, \varphi) = \pi \frac{I(0, -\eta, \eta_0, \varphi)}{F}$, но это определение в точности совпадает с определением (6.3.21) коэффициента спектральной яркости.

Разлагая $\rho(\eta, \eta_0, \varphi)$ и $\sigma(\eta, \eta_0, \varphi)$ по азимутальным гармоникам,

$$\begin{aligned}
\rho(\eta, \eta_0, \varphi) &= \rho^0(\eta, \eta_0) + 2 \sum_{m=1}^N \rho^m(\eta, \eta_0) \cos m\varphi \\
\sigma(\eta, \eta_0, \varphi) &= \sigma^0(\eta, \eta_0) + 2 \sum_{m=1}^N \sigma^m(\eta, \eta_0) \cos m\varphi
\end{aligned} \tag{8.2.20}$$

очевидно, получим

$$\begin{aligned}
I^m(0, -\eta, \eta_0) &= S \eta_0 \rho^m(\eta, \eta_0) \\
I^m(\tau_0, \eta, \eta_0) &= S \eta_0 \sigma^m(\eta, \eta_0)
\end{aligned} \tag{8.2.21}$$

Отражение рассеянного излучения от ортотропной поверхности

Выше были приведены уравнения для переноса исключительно рассеянного излучения. Учтем теперь наличие отражения света от подстилающей поверхности. Рассмотрим для простоты ортотропную поверхность с альбедо, равным A . В этом случае при решении уравнения переноса наличие отражающей поверхности скажется лишь на нулевых азимутальных гармониках. Для доказательства этого утверждения достаточно применить принцип "от противного": действительно, если бы ортотропная поверхность влияла на ненулевые гармоники интенсивности, то согласно (8.2.12) она влияла бы и на зависимость ее от азимута (через $\cos m\varphi$), что противоречит тому, что поверхность ортотропная – отражающая одинаково во всех азимутах.

Учитывая это утверждение, будем опускать далее у коэффициентов отражения и пропускания индексы "ноль". При "добавлении" отражения от подстилающей поверхности, очевидно изменятся коэффициенты отражения и пропускания атмосферы. Введем следующие обозначения. Коэффициенты отражения и пропускания без учета поверхности, как и раньше, обозначим $\rho(\eta, \eta_0)$ и $\sigma(\eta, \eta_0)$. Аналогичные коэффициенты, но уже с учетом отражения от поверхности, обозначим как $\bar{\rho}(\eta, \eta_0)$ и $\bar{\sigma}(\eta, \eta_0)$. Нам также потребуются коэффициенты отражения и пропускания при освещении атмосферы снизу в отсутствии поверхности, то есть со стороны τ_0 , обозначим их как $\tilde{\rho}(\eta, \eta_0)$ и $\tilde{\sigma}(\eta, \eta_0)$. Соответствующие обозначения введем и для интенсивностей.

Отметим, что в общем случае для коэффициентов отражения и пропускания атмосферы справедливы соотношения симметрии:

$$\begin{aligned}\rho(\eta, \eta_0, \varphi) &= \rho(\eta_0, \eta, \varphi), \\ \tilde{\rho}(\eta, \eta_0, \varphi) &= \tilde{\rho}(\eta_0, \eta, \varphi), \\ \sigma(\eta, \eta_0, \varphi) &= \tilde{\sigma}(\eta_0, \eta, \varphi).\end{aligned}\tag{8.2.22}$$

Мы примем их без доказательства, оно требует достаточно детального анализа интегрального уравнения для функции источников (8.2.18) [65], что увело бы нас слишком далеко от рассматриваемой темы учета отражения от поверхности. Укажем лишь, что в гл.6 была доказана симметрия коэффициента спектральной яркости поверхности (6.3.15). Этот принцип сохраняется и в сложных процессах многократного рассеяния света.

Найдем нисходящий из атмосферы на поверхность поток

$$F^\downarrow(\eta_0, \tau_0) = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^1 I(\tau_0, \eta', \eta_0) \eta' d\eta' + \pi S \eta_0 \exp\left(-\frac{\tau_0}{\eta_0}\right).\tag{8.2.23}$$

Первый член в (8.2.23) – полусферический поток рассеянного излучения согласно (3.2.9), второй – учет прямого солнечного излучения, согласно закону Бугера. Прямое излучение необходимо добавить, поскольку мы договорились рассматривать уравнение переноса, следовательно, определять интенсивности и коэффициенты отражения и пропускания (по (8.2.19)) только для рассеянного излучения. Так как по определению альбедо поверхности (6.3.11) восходящий поток $F^\uparrow(\eta_0, \tau_0)$ есть $F^\uparrow(\eta_0, \tau_0) = A F^\downarrow(\eta_0, \tau_0)$, то, выражая интенсивность через коэффициент пропускания согласно (8.2.21), получим

$$F^\uparrow(\eta_0, \tau_0) = A \left(2\pi S \eta_0 \int_0^1 \bar{\sigma}(\eta', \eta_0) \eta' d\eta' + \pi S \eta_0 \exp\left(-\frac{\tau_0}{\eta_0}\right) \right).\tag{8.2.24}$$

Наличие поверхности эквивалентно освещению атмосферы снизу. Расчет создаваемой таким освещением интенсивности на границах атмосферы осложняется тем, что в отличие от освещения сверху, свет снизу приходит с разных направлений. Чтобы свести этот случай к уже изученному, рассмотрим для начала освещение снизу только под одним углом с косинусом η' – рис.8.2, причем здесь $\eta' > 0$, поскольку мы работаем в "перевернутой" геометрии (картина должна быть эквивалентной освещению сверху). Мы можем ввести, пока формально, поток, падающий на площадку перпендикулярную лучам и равный, как и для потока сверху, $\pi \tilde{S}(\eta')$. Теперь, согласно (8.2.19), интенсивность рассеянного излучения на верхней границе есть $\tilde{S}(\eta')\eta' \tilde{\sigma}(\eta, \eta')$. Но атмосфера освещена снизу не только с одного направления η' , поэтому для получения интенсивностей на верхней и нижней границах это выражение надо проинтегрировать по всем направлениям. Кроме того, для верхней границы надо учесть прямое излучение, идущее от поверхности, точно так же, как мы его учли при освещении сверху. Следовательно, мы можем записать

$$\begin{aligned}\tilde{I}(0, \eta) &= \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^1 \tilde{S}(\eta')\eta' \tilde{\sigma}(\eta, \eta') d\eta' + \pi \tilde{S}(\eta) \exp\left(-\frac{\tau_0}{\eta}\right), \\ \tilde{I}(\tau_0, \eta) &= \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^1 \tilde{S}(\eta')\eta' \tilde{\rho}(\eta, \eta') d\eta'.\end{aligned}$$

Теперь легко написать интенсивности на границах атмосферы при наличии поверхности. Действительно, интенсивность на верхней границе есть сумма интенсивности за счет только рассеяния в атмосфере $I(0, \eta, \eta_0)$ и интенсивности за счет освещения атмосферы отраженным от поверхности светом $\tilde{I}(0, \eta)$. Аналогично, интенсивность на нижней границе есть сумма интенсивности света, рассеянного в атмосфере $I(\tau_0, \eta, \eta_0)$ и интенсивности за счет освещения отраженным светом $\tilde{I}(\tau_0, \eta)$. Итак

$$\begin{aligned}\bar{I}(0, \eta, \eta_0) &= S \eta_0 \rho(\eta, \eta_0) + 2\pi \int_0^1 \tilde{S}(\eta')\eta' \tilde{\sigma}(\eta, \eta') d\eta' + \pi \tilde{S}(\eta) \exp\left(-\frac{\tau_0}{\eta}\right) \\ \bar{I}(\tau_0, \eta, \eta_0) &= S \eta_0 \sigma(\eta, \eta_0) + 2\pi \int_0^1 \tilde{S}(\eta')\eta' \tilde{\rho}(\eta, \eta') d\eta'\end{aligned} \quad (8.2.25)$$

Найдем теперь $\tilde{S}(\eta')$. Из того факта, что поток на площадку, перпендикулярную лучам, численно равен интенсивности (гл.3), заключаем, что $\pi \tilde{S}(\eta') = I_r(\eta')$, где $I_r(\eta')$ – интенсивность отраженного от поверхности света в направлении η' . Но для ортотропной поверхности отраженная интенсивность не зависит от направления (гл.6), то есть $I_r(\eta') \equiv I_r$ – константа. Тогда $\int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^1 I_r \eta' d\eta' = F^\uparrow(\eta_0, \tau_0)$, откуда $I_r = F^\uparrow(\eta_0, \tau_0)/\pi$ и $\tilde{S}(\eta') = I_r/\pi = F^\uparrow(\eta_0, \tau_0)/\pi^2$. Подставляя это выражение в (8.2.25), получим

$$\begin{aligned}\bar{I}(0, \eta, \eta_0) &= S \eta_0 \rho(\eta, \eta_0) + \frac{F^\uparrow(\eta_0, \tau_0)}{\pi} \left(2 \int_0^1 \tilde{\sigma}(\eta, \eta') \eta' d\eta' + \exp\left(-\frac{\tau_0}{\eta}\right) \right) \\ \bar{I}(\tau_0, \eta, \eta_0) &= S \eta_0 \sigma(\eta, \eta_0) + \frac{F^\uparrow(\eta_0, \tau_0)}{\pi} 2 \int_0^1 \tilde{\rho}(\eta, \eta') \eta' d\eta'\end{aligned}$$

Разделив обе части равенств на $S\eta_0$, согласно определениям (8.2.19) получим

$$\begin{aligned}\bar{\rho}(\eta, \eta_0) &= \rho(\eta, \eta_0) + \beta(\eta_0, \tau_0) \left(2 \int_0^1 \tilde{\sigma}(\eta, \eta') \eta' d\eta' + \exp\left(-\frac{\tau_0}{\eta}\right) \right) \\ \bar{\sigma}(\eta, \eta_0) &= \sigma(\eta, \eta_0) + 2\beta(\eta_0, \tau_0) \int_0^1 \tilde{\rho}(\eta, \eta') \eta' d\eta'\end{aligned}\quad (8.2.26)$$

где $\beta(\eta_0, \tau_0) = F^\uparrow(\eta_0, \tau_0)/(\pi S\eta_0)$ и, в соответствии с (8.2.24)

$$\beta(\eta_0, \tau_0) = A \left(2 \int_0^1 \bar{\sigma}(\eta', \eta_0) \eta' d\eta' + \exp\left(-\frac{\tau_0}{\eta_0}\right) \right). \quad (8.2.27)$$

Теперь мы можем выразить коэффициенты отражения и пропускания атмосферы с поверхностью через аналогичные коэффициенты для случая без учета поверхности. Подставляя (8.2.26) в (8.2.27), получим

$$\begin{aligned}\beta(\eta_0, \tau_0) &= A \left(2 \int_0^1 \sigma(\eta', \eta_0) \eta' d\eta' + \right. \\ &\left. + 4\beta(\eta_0, \tau_0) \int_0^1 \eta' d\eta' \int_0^1 \tilde{\rho}(\eta', \eta'') \eta'' d\eta'' + \exp\left(-\frac{\tau_0}{\eta_0}\right) \right).\end{aligned}$$

Откуда

$$\beta(\eta_0, \tau_0) = \frac{A \left(2 \int_0^1 \sigma(\eta', \eta_0) \eta' d\eta' + \exp\left(-\frac{\tau_0}{\eta_0}\right) \right)}{1 - 4A \int_0^1 \eta d\eta \int_0^1 \tilde{\rho}(\eta, \eta') \eta' d\eta'}.$$

Введем для краткости обозначения [65]

$$\begin{aligned}\tilde{C} &= 4 \int_0^1 \eta d\eta \int_0^1 \tilde{\rho}(\eta, \eta') \eta' d\eta', \\ \tilde{E}(\eta) &= 2 \int_0^1 \tilde{\rho}(\eta, \eta') \eta' d\eta', \\ V(\eta_0, \tau_0) &= 2 \int_0^1 \sigma(\eta, \eta_0) \eta d\eta + \exp\left(-\frac{\tau_0}{\eta_0}\right), \\ \tilde{V}(\eta, \tau_0) &= 2 \int_0^1 \tilde{\sigma}(\eta, \eta') \eta' d\eta + \exp\left(-\frac{\tau_0}{\eta_0}\right) = \\ &= 2 \int_0^1 \sigma(\eta', \eta) \eta' d\eta' + \exp\left(-\frac{\tau_0}{\eta_0}\right) = V(\eta, \tau_0),\end{aligned}\quad (8.2.28)$$

где при получении равенства $\tilde{V}(\eta, \tau_0) = V(\eta, \tau_0)$ мы учли соотношение симметрии (8.2.22).

Теперь формулы (8.2.26) и (8.2.27) дают

$$\begin{aligned}\bar{\rho}(\eta, \eta_0, \tau_0) &= \rho(\eta, \eta_0, \tau_0) + \frac{AV(\eta, \tau_0)V(\eta_0, \tau_0)}{1 - A\tilde{C}} \\ \bar{\sigma}(\eta, \eta_0, \tau_0) &= \sigma(\eta, \eta_0, \tau_0) + \frac{A\tilde{E}(\eta)V(\eta_0, \tau_0)}{1 - A\tilde{C}}.\end{aligned}\quad (8.2.29)$$

Заметим, что для коэффициента отражения атмосферы свойство симметрии сохраняется и при учете отражения от поверхности

$$\bar{\rho}(\eta, \eta_0, \tau_0) = \bar{\rho}(\eta_0, \eta, \tau_0).$$

Таким образом, решив уравнение переноса и найдя коэффициенты отражения и пропускания без учета наличия поверхности, далее по (8.2.28), (8.2.29) можно легко найти их уже с учетом ортотропной поверхности. Правда, для этого придется решать еще уравнение для "перевернутой" атмосферы, чтобы найти $\tilde{\rho}(\eta, \eta')$, но только для нулевой гармоники, когда уравнение переноса наиболее простое. В общем случае расчета интенсивности внутри атмосферы, а также расчета ее при отражении от неортотропной поверхности, используя аналогичный прием суммирования интенсивностей при освещении сверху и снизу, удастся также выразить параметры системы "атмосфера плюс поверхность" через параметры атмосферы "без поверхности" [65]. Таким образом, в современной теории переноса проблема отражения от поверхности решена аналитически, и можно рассматривать перенос исключительно рассеянного излучения без учета прямого и отраженного.

8.3. Численные методы в теории переноса излучения

Специфика численных методов

Практически важной задачей теории переноса излучения является разработка численных алгоритмов расчета на ЭВМ интенсивности излучения с учетом многократного рассеяния. Актуальность этой задачи связана с необходимостью интерпретации результатов измерений интенсивности рассеянного света, а также расчета полусферических потоков солнечного излучения, определяющих энергетический режим атмосферы.

Следует заметить, что сложность и специфические особенности уравнения переноса делают неэффективным использование для его численного решения стандартных вычислительных методов (замены производных конечными разностями, а интегралов – конечными суммами). Поэтому для него разработаны специальные алгоритмы, причем идеи, положенные в их основу, крайне разнообразны. В настоящее время насчитывается более десятка методов численного решения уравнения переноса, принципиально различных по своей идеологии [53]. Мы выберем из них лишь четыре, проиллюстрировав на их примере отмеченное разнообразие идей. Заметим, что в силу отмеченной выше специфики уравнения переноса, разработка численных методов его решения тесно связана с аналитическими методами и разграничить эти два подхода зачастую сложно, в чем мы убедимся на примерах методов сферических гармоник и сложения слоев.

Метод сферических гармоник

В практическом плане этот метод применяется для нахождения интенсивностей из интегро-дифференциального уравнения (8.1.9), однако мы уясним его идею, используя более простое интегральное уравнение для функции источников (8.2.18). Будем искать неизвестные

функции $\tilde{B}^m(\tau, \eta, \eta_0)$ в виде разложения в ряд по присоединенным функциям Лежандра, аналогичного (8.2.11), разделив таким образом переменные η и τ

$$\tilde{B}^m(\tau, \eta, \eta_0) = \sum_{i=m}^N c_i^m P_i^m(\eta) \tilde{B}_i^m(\tau, \eta_0), \quad (8.3.1)$$

где $c_i^m = x_i \frac{(i-m)!}{(i+m)!}$. Подлежащими нахождению функциями являются $\tilde{B}_i^m(\tau, \eta_0)$. Подставляя (8.2.11) и (8.3.1) в интегральное уравнение (8.2.18) и приравнивая коэффициенты при $\tilde{B}_i^m(\tau, \eta_0)$ с равными m и i , получаем

$$\begin{aligned} \tilde{B}_i^m(\tau, \eta_0) = & \\ = & \frac{\Lambda(\tau)}{2} \sum_{j=m}^N c_j^m \left(\int_0^1 P_i^m(\eta') P_j^m(\eta') \frac{d\eta'}{\eta'} \int_0^\tau \tilde{B}_j^m(\tau, \eta_0) \exp\left(-\frac{\tau-\tau'}{\eta'}\right) d\tau' - \right. \\ & \left. - \int_{-1}^0 P_i^m(\eta') P_j^m(\eta') \frac{d\eta'}{\eta'} \int_\tau^{\tau_0} \tilde{B}_j^m(\tau, \eta_0) \exp\left(-\frac{\tau-\tau'}{\eta'}\right) d\tau' \right) + \\ & + \frac{\Lambda(\tau)}{4} S P_i^m(\eta_0) \exp\left(-\frac{\tau}{\eta_0}\right) \end{aligned}, \quad (8.3.2)$$

где $m = 0, \dots, N, i = m, \dots, N$.

Соотношения (8.3.2) представляют собой систему интегральных уравнений для нахождения неизвестных функций $\tilde{B}_i^m(\tau, \eta_0)$. Казалось бы, мы ничего не выиграли, получив вместо N независимых уравнений (8.2.18) систему из $\frac{1}{2}(N+1)(N+2)$ уравнений. Однако, во-первых, система (8.3.2), как легко видеть, является "треугольной": в уравнение с $m = N$ входит лишь одна неизвестная функция ($\tilde{B}_N^N(\tau, \eta_0)$), в уравнение с $m = N-1, i = N$ — лишь две ($\tilde{B}_N^{N-1}(\tau, \eta_0)$ и $\tilde{B}_N^N(\tau, \eta_0)$) и т.д. Таким образом, решать систему следует "методом обратного хода": сначала определить $\tilde{B}_N^N(\tau, \eta_0)$, потом $\tilde{B}_N^{N-1}(\tau, \eta_0)$ и т.д. Во-вторых, поменяв местами интегрирование по η' и τ' и учитывая явные выражения для присоединенных функций Лежандра по (8.2.9), интегрирование по η' можно выполнить аналитически. Его результат выразится в виде ряда из уже знакомых нам специальных функций — интегральных экспонент $E_n(x)$ (см. п.7.5) от аргумента $(\tau - \tau')$. Вывод формул для коэффициентов ряда в общем случае весьма громоздкий, не менее громоздкими получаются и результаты, поэтому мы не будем на этом останавливаться, а только констатируем возможность оставить в уравнениях (8.3.2) лишь интегрирование по τ . Тогда, в-третьих, получившиеся интегралы будут одномерными, и к ним уже легко применить стандартные численные методы решения интегральных уравнений Фредгольма второго рода: сведение к системе алгебраических линейных уравнений путем перехода к заданию функции в дискретных значениях τ или итерационный метод, основанный на разложении в ряд Неймана (8.1.17).

Метод дискретных ординат

Этот метод наиболее близок к "стандартным" схемам численного решения дифференциальных уравнений. Он основан на замене в интегро-дифференциальном уравнении (8.2.18) интеграла по углам квадратурной формулой Гаусса, то есть переходу к дискретной сетке по углам рассеяния (отсюда и название метода). В результате уравнение (8.2.18) переходит в систему обыкновенных дифференциальных уравнений первого порядка.

Методы решения таких систем хорошо известны и основаны на нахождении собственных чисел и векторов ее матрицы. В случае уравнения переноса эта матрица может быть преобразована к специальному виду, значительно упрощающему процедуру решения [37].

Метод сложения слоев

Рассмотрим частную задачу нахождения интенсивности излучения на границах атмосферы. Метод сложения слоев основан на методике сложения интенсивностей, если они известны для каждого слоя в отдельности, при объединении двух атмосферных слоев. Это, пожалуй, самый простой и, в то же время, достаточно эффективный метод расчета интенсивностей [53].

Если прибавлять к слою с многократным рассеянием очень тонкий слой, параметры которого можно считать постоянными по τ , и в котором рассеяние можно считать лишь однократным, выражения для интенсивностей на границах объединенного слоя получаются в явном виде. Разделив на такие тонкие слои всю атмосферу, их можно последовательно складывать. Для изложения метода нам предварительно понадобятся формулы интенсивностей для слоя при однократном рассеянии и при освещении его с разных направлений. Все рассуждения будем проводить для разложения интенсивностей по азимутальным гармоникам.

В случае однократного рассеяния света и постоянства параметров слоя, функция источников (8.2.15) имеет вид

$$\tilde{B}^m(\tau, \eta, \eta_0) = \frac{\Lambda}{4} S p^m(\eta, \eta_0) \exp(-\tau/\eta_0).$$

Подставим ее в выражения для интенсивности через функцию источников (8.2.17) на границах слоя ($\tau = 0$ и $\tau = \Delta\tau$) и, чтобы подчеркнуть приближение однократного рассеяния, обозначим интенсивности маленькими буквами i . Получим

$$\begin{aligned} i^m(0, -\eta, \eta_0) &= \frac{1}{\eta} \frac{\Lambda}{4} S p^m(\eta, \eta_0) \int_0^{\Delta\tau} \exp(-\tau'/\eta_0) \exp(-\tau'/\eta) d\tau' = \\ &= \frac{1}{\eta} \frac{\Lambda}{4} S p^m(\eta, \eta_0) \frac{1 - \exp(-\Delta\tau(1/\eta_0 + 1/\eta))}{1/\eta_0 + 1/\eta}, \\ i^m(\Delta\tau, \eta, \eta_0) &= \frac{1}{\eta} \frac{\Lambda}{4} S p^m(\eta, \eta_0) \int_0^{\Delta\tau} \exp(-\tau'/\eta_0) \exp\left(-\frac{\Delta\tau - \tau'}{\eta}\right) d\tau' = \\ &= \frac{1}{\eta} \frac{\Lambda}{4} S p^m(\eta, \eta_0) \exp(-\Delta\tau/\eta) \frac{1 - \exp(-\Delta\tau(1/\eta_0 - 1/\eta))}{1/\eta_0 - 1/\eta} \end{aligned}$$

Окончательно

$$\begin{aligned} i^m(0, -\eta, \eta_0) &= \frac{\Lambda}{4} S \eta_0 p^m(\eta, \eta_0) \frac{1 - \exp(-\Delta\tau(1/\eta_0 + 1/\eta))}{\eta + \eta_0} \\ i^m(\Delta\tau, \eta, \eta_0) &= \frac{\Lambda}{4} S \eta_0 p^m(\eta, \eta_0) \frac{\exp(-\Delta\tau/\eta) - \exp(-\Delta\tau/\eta_0)}{\eta - \eta_0} \end{aligned} \quad (8.3.3)$$

Очевидно, что в силу постоянства параметров слоя при освещении снизу, $\tilde{i}^m(0, -\eta, \eta_0) = i^m(0, -\eta, \eta_0)$ и $\tilde{i}^m(\Delta\tau, \eta, \eta_0) = i^m(\Delta\tau, \eta, \eta_0)$.

Рассмотрим теперь слой, освещенный не прямыми лучами, а излучением с интенсивностью $I_0^m(\eta)$ и, считая заданными коэффициенты отражения и пропускания слоя $\rho^m(0, \eta, \eta_0)$ и

$\sigma^m(\Delta\tau, \eta, \eta_0)$, найдем интенсивности на верхней и нижней границах слоя $I^m(0, -\eta)$, $I^m(\Delta\tau, \eta)$. Отметим, что, вообще говоря, рассеяние в слое многократное. Эта задача уже решалась в предыдущем параграфе, но результаты не были представлены в явном виде. Рассмотрим одно направление падающего на слой излучения η' и введем формально для него величину падающего потока $\pi S^m(\eta')$. Тогда, согласно (8.2.21) имеем

$$\begin{aligned} I^m(0, -\eta, \eta') &= S^m(\eta') \eta' \rho^m(\eta, \eta') \\ I^m(\Delta\tau, \eta, \eta') &= S^m(\eta') \eta' \sigma^m(\eta, \eta') \end{aligned}$$

Для получения полной интенсивности интегрируем по всем направлениям падения и для пропускания учитываем прямое излучение

$$\begin{aligned} I^m(0, -\eta) &= \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^1 S^m(\eta') \eta' \rho^m(\eta, \eta') d\eta' \\ I^m(\Delta\tau, \eta) &= \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^1 S^m(\eta') \eta' \sigma^m(\eta, \eta') d\eta' + \pi S(\eta) \exp(-\Delta\tau/\eta) \end{aligned} \quad (8.3.4)$$

Далее, учитывая, что $\pi S(\eta', \varphi) = I_0(\eta', \varphi)$, и разлагая обе части по азимутальным гармоникам, приходим к $S^m(\eta') = \frac{1}{\pi} I_0^m(\eta')$, подстановка чего в (8.3.4) дает искомый результат

$$\begin{aligned} I^m(0, -\eta) &= 2 \int_0^1 I_0^m(\eta') \eta' \rho^m(\eta, \eta') d\eta' \\ I^m(\Delta\tau, \eta) &= 2 \int_0^1 I_0^m(\eta') \eta' \sigma^m(\eta, \eta') d\eta' + I_0^m(\eta) \exp(-\Delta\tau/\eta) \end{aligned} \quad (8.3.5)$$

Для метода сложения слоев, однако, удобно записать (8.3.5) не через коэффициенты отражения и пропускания, а через интенсивности излучения, выходящего из слоя при освещении прямыми лучами с косинусом угла η' . Из (8.2.21) имеем $\rho^m(\eta, \eta') = \frac{1}{S\eta'} I^m(0, -\eta, \eta')$ и $\sigma^m(\eta, \eta') = \frac{1}{S\eta'} I^m(0, -\eta, \eta')$, откуда

$$\begin{aligned} I^m(0, -\eta) &= \frac{2}{S} \int_0^1 I_0^m(\eta') I^m(0, -\eta, \eta') d\eta' \\ I^m(\Delta\tau, \eta) &= I_0^m(\eta) \exp(-\Delta\tau/\eta) + \frac{2}{S} \int_0^1 I_0^m(\eta') I^m(\Delta\tau, \eta, \eta') d\eta' \end{aligned} \quad (8.3.6)$$

Отметим, что в (8.3.6) слева стоят интенсивности при освещении излучением $I_0^m(\eta')$, а под интегралами – при освещении прямыми лучами с направления η' . Мы не стали вводить для вторых специальные обозначения, будем различать их по числу аргументов.

При освещении слоя снизу все рассуждения, очевидно сохраняются. Но чтобы остаться в той же системе координат, что и для прямого излучения, надо "перевернуть" координатные оси (поменять $\Delta\tau$ и 0 местами) и все интенсивности обозначить как \tilde{I} .

$$\begin{aligned}\tilde{I}^m(\Delta\tau, \eta) &= \frac{2}{S} \int_0^1 \tilde{I}_0^m(\eta') \tilde{I}^m(\Delta\tau, \eta, \eta') d\eta' \\ \tilde{I}^m(0, -\eta) &= \tilde{I}_0^m(\eta) \exp(-\Delta\tau/\eta) + \frac{2}{S} \int_0^1 \tilde{I}_0^m(\eta') \tilde{I}^m(0, \eta, \eta') d\eta'\end{aligned}\quad (8.3.7)$$

Перейдем теперь непосредственно к методу сложения слоев – рис.8.3. Пусть первый слой имеет оптическую толщину τ и освещен прямым солнечным излучением с косинусом зенитного угла η_0 . Пусть мы, вообще говоря с учетом многократного рассеяния, определили выходящие из слоя интенсивности при освещении сверху и снизу – $I_1^m(0, -\eta, \eta_0)$, $I_1^m(\tau, \eta, \eta_0)$, $\tilde{I}_1^m(0, -\eta, \eta_0)$ и $\tilde{I}_1^m(\tau, \eta, \eta_0)$. Добавим к нему *снизу* тонкий слой толщиной $\Delta\tau$, рассеяние в котором считаем однократным, параметры слоя не зависящими от τ , следовательно, выходящие из этого слоя интенсивности определяются формулами (8.3.3). Требуется найти интенсивности излучения, выходящего из объединенного слоя – $I^m(0, -\eta, \eta_0)$, $I^m(\tau + \Delta\tau, \eta, \eta_0)$, $\tilde{I}^m(0, -\eta, \eta_0)$ и $\tilde{I}^m(\tau + \Delta\tau, \eta, \eta_0)$.

Ключом к решению задачи является нахождение интенсивностей на границе соприкосновения слоев. Найдем $I^m(\tau, -\eta, \eta_0)$ – интенсивность излучения, выходящего из второго слоя в первый. Второй слой теперь освещен сверху прямым излучением, но ослабленным по закону Бугера при прохождении через первый слой, то есть вместо S для второго слоя теперь надо брать $S \exp(-\tau/\eta_0)$. Кроме того, второй слой освещен сверху излучением от первого слоя $I_0^m(\eta) = I_1^m(\tau, \eta, \eta_0)$. Вообще говоря, эта интенсивность должна измениться из-за рассеяния в первом слое излучения, пришедшего из второго. Но если учесть это изменение, то рассеяние во втором слое будет уже не однократным (мы учтем рассеяние излучения, изменение которого уже вызвано рассеянием во втором слое). Таким образом, оставаясь в рамках приближения однократного рассеяния во втором слое, мы получаем для интенсивности $I^m(\tau, -\eta, \eta_0)$ не уравнение, а явное соотношение

$$I^m(\tau, -\eta, \eta_0) = i^m(0, -\eta, \eta_0) \exp(-\tau/\eta_0) + \frac{2}{S} \int_0^1 I_1^m(\tau, \eta', \eta_0) i^m(0, -\eta, \eta') d\eta'. \quad (8.3.8)$$

Первое слагаемое – интенсивность прямого излучения, отраженного вторым слоем, с учетом ослабления падающего прямого излучения первым слоем, второе слагаемое – отраженное излучение согласно (8.3.6).

Найдем $\tilde{I}^m(\tau, -\eta, \eta_0)$ – интенсивность излучения, прошедшего второй слой при освещении снизу. Второй слой освещен снизу прямым излучением, падающем непосредственно на его границу (без ослабления), а сверху – излучением первого слоя с интенсивностью $\tilde{I}_0^m(\eta) = \tilde{I}_1^m(\tau, \eta, \eta_0)$. Искомая интенсивность есть сумма прошедшей при освещении снизу и отраженной при освещении сверху:

$$\tilde{I}^m(\tau, -\eta, \eta_0) = i^m(\Delta\tau, -\eta, \eta_0) + \frac{2}{S} \int_0^1 \tilde{I}_1^m(\tau, \eta', \eta_0) i^m(0, -\eta, \eta') d\eta'. \quad (8.3.9)$$

Теперь находим на границе слоев интенсивности, выходящие из первого слоя. Для определения $I^m(\tau, \eta, \eta_0)$ учтем, что к освещению слоя сверху, дающему $I_1^m(\tau, \eta, \eta_0)$, еще добавилось освещение снизу с определенной выше $\tilde{I}_0^m(\eta) = I^m(\tau, -\eta, \eta_0)$, для которого надо учесть отражение по (8.3.7). Следовательно,

$$I^m(\tau, \eta, \eta_0) = I_1^m(\tau, \eta, \eta_0) + \frac{2}{S} \int_0^1 I^m(\tau, -\eta, \eta_0) \tilde{I}_1^m(\tau, \eta, \eta') d\eta' . \quad (8.3.10)$$

Для определения $\tilde{I}^m(\tau, \eta, \eta_0)$ надо учесть падающее снизу на первый слой прямое излучение, ослабленное, однако, за счет прохождения второго слоя в $\exp(-\Delta\tau/\eta_0)$ раз, и освещение первого слоя с той же стороны с интенсивностью $\tilde{I}^m(\tau, -\eta, \eta_0)$. В обоих случаях имеем отражение, следовательно

$$\tilde{I}^m(\tau, \eta, \eta_0) = \tilde{I}_1^m(\tau, \eta, \eta_0) \exp(-\Delta\tau/\eta_0) + \frac{2}{S} \int_0^1 \tilde{I}^m(\tau, -\eta, \eta_0) \tilde{I}_1^m(\tau, \eta, \eta') d\eta' . \quad (8.3.11)$$

При помощи определенных выше интенсивностей на уровне соприкосновения слоев находим искомые интенсивности на границах уже объединенного слоя. Здесь опять будут четыре случая.

Для $I^m(\tau + \Delta\tau, \eta, \eta_0)$ надо учесть пропускание вторым слоем падающего прямого излучения, ослабленного первым слоем, плюс пропускание излучения с $I_0^m(\eta) = I^m(\tau, \eta, \eta_0)$. Получаем

$$I^m(\tau + \Delta\tau, \eta, \eta_0) = i^m(\Delta\tau, \eta, \eta_0) \exp(-\tau/\eta_0) + I^m(\tau, \eta, \eta_0) \exp(-\Delta\tau/\eta) + \frac{2}{S} \int_0^1 I^m(\tau, \eta', \eta_0) i^m(\Delta\tau, \eta, \eta') d\eta' . \quad (8.3.12)$$

Для $\tilde{I}^m(\tau + \Delta\tau, \eta, \eta_0)$ имеем падающее непосредственно на второй слой прямое излучение, для которого учитываем отражение, к чему следует добавить пропускание от излучения с $I_0^m(\eta) = \tilde{I}^m(\tau, \eta, \eta_0)$:

$$\tilde{I}^m(\tau + \Delta\tau, \eta, \eta_0) = i^m(0, -\eta, \eta_0) + \tilde{I}^m(\tau, \eta, \eta_0) \exp(-\Delta\tau/\eta) + \frac{2}{S} \int_0^1 \tilde{I}^m(\tau, \eta', \eta_0) i^m(\Delta\tau, \eta, \eta') d\eta' . \quad (8.3.13)$$

Для $I^m(0, -\eta, \eta_0)$ учитываем отражение излучения при непосредственном освещении сверху и пропускание при освещении снизу с $\tilde{I}_0^m(\eta) = \tilde{I}^m(\tau, -\eta, \eta_0)$:

$$I^m(0, -\eta, \eta_0) = I_1^m(0, -\eta, \eta_0) + I^m(\tau, -\eta, \eta_0) \exp(-\tau/\eta) + \frac{2}{S} \int_0^1 I^m(\tau, -\eta', \eta_0) \tilde{I}_1^m(0, \eta, \eta') d\eta' . \quad (8.3.14)$$

Наконец, для $\tilde{I}^m(0, -\eta, \eta_0)$ имеем освещение снизу с ослаблением при прохождении второго слоя и освещение опять же снизу с $\tilde{I}_0^m = I^m(\tau, -\eta, \eta_0)$:

$$\tilde{I}^m(0, -\eta, \eta_0) = \tilde{I}_1^m(0, -\eta, \eta_0) \exp(-\Delta\tau/\eta_0) + \tilde{I}^m(\tau, -\eta, \eta_0) \exp(-\tau/\eta) + \frac{2}{S} \int_0^1 \tilde{I}^m(\tau, -\eta', \eta_0) \tilde{I}_1^m(0, \eta, \eta') d\eta' . \quad (8.3.15)$$

Формулы (8.3.3), (8.3.8)–(8.3.15) заключают алгоритм метода сложения слоев. Действительно, взяв в качестве первого слоя верхний тонкий слой атмосферы и найдя интенсивности на его границах в приближении однократного рассеяния (8.3.3), мы далее

можем последовательно прибавлять к нему тонкие слои, пока не будет исчерпана вся атмосфера. При этом следует учесть, что метод дает верные результаты только для границ, получаемые интенсивности внутри атмосферы носят вспомогательный характер и не могут быть использованы для получения вертикальной зависимости интенсивности. Действительно, для этого надо было бы пересчитывать все промежуточные интенсивности при добавлении каждого нового слоя, а мы этого не делаем (и не можем сделать в рамках этого метода). Отметим еще, что обычно в качестве тонких слоев с однократным рассеянием берут слои с $\Delta\tau$ порядка 0,01–0,05.

Метод Монте–Карло³⁰

Это один из наиболее мощных вычислительных методов теории переноса, позволяющий численно решать задачи, которые "не решаются" другими методами [46]. Мы, однако, рассмотрим простейшую реализацию метода Монте–Карло на примере расчета полусферических потоков. Конечно, можно вычислять потоки после расчета интенсивностей, интегрируя их по углам, однако в теории переноса имеются и более простые способы, позволяющие рассчитывать полусферические потоки непосредственно. Одним из них является метод Монте–Карло.

Идея метода Монте–Карло – представление переноса излучения в атмосфере в виде случайного процесса и моделирование этого процесса на ЭВМ. Для статистического моделирования на ЭВМ необходимо иметь некоторое устройство, которое будет играть роль "слепого случая". Подобные алгоритмы, называемые "генераторами случайных чисел", в настоящее время хорошо известны, и мы не будем останавливаться на них. Для реализации метода Монте–Карло необходим генератор равномерно распределенных случайных чисел на интервале $[0,1]$. Договоримся обозначать указанные случайные числа буквой α и при каждом ее появлении в тексте подразумевать новое случайное число.

В методе Монте–Карло перенос излучения рассматривается как движение через среду фотонов – отдельных частиц света. Для уяснения идеи метода разберем простейший пример. Пусть атмосфера с оптической толщиной τ_0 освещается Солнцем под углом с косинусом η_0 и потоком πS на площадку, перпендикулярную лучам. Мы знаем из закона Бугера, что ослабление прямого излучения при прохождении через такую атмосферу равно $P = \exp(-\tau_0/\eta_0)$. Но величину P мы можем трактовать и как *вероятность* p того, что фотон пройдет атмосферу без взаимодействия с ней. Будем последовательно рассматривать движение фотонов через атмосферу. Для каждого возьмем случайное число $a = \alpha$ (каждый раз – новое) и если $a < p$, то фотон пролетел атмосферу без взаимодействия (а если $a > p$, то нет). Будем подсчитывать число таких пролетевших фотонов: пусть их $N(\tau_0)$, а всего фотонов N . В силу равномерности генератора случайных чисел можно утверждать, что при больших N доля пролетевших фотонов равна p , но это значит, что $N(\tau_0) = N \exp(-\tau_0/\eta_0)$, то есть $N(\tau_0)$ – поток прямого (не взаимодействовавшего с атмосферой) излучения на нижней границе, но только в единицах числа фотонов N . Для приведения к энергетическим

³⁰ Другое, более точное, название – метод статистического моделирования, но предпочитают говорить и писать "метод Монте–Карло". Название дано по имени средиземноморского курорта, известного своими казино, поскольку в основе метода лежит математическое моделирование случайных процессов, аналогичное вращению рулетки или тасованию карт перед игрой.

единицам, очевидно нужно умножить его на выражение потока на верхней границе для одного фотона, то есть на $\pi S \eta_0 / N$. Итак, для прямого излучения имеем

$$F^\downarrow(\tau_0) = \frac{N(\tau_0)}{N} \pi S \eta_0. \quad (8.3.16)$$

Конечно, результат (8.3.16) был известен заранее. Но зато с его помощью мы уяснили, что, моделируя перенос излучения через атмосферу как случайный процесс, и подсчитывая фотоны, можно при достаточно большом их числе получать искомые значения потоков. Чтобы распространить этот результат на случай многократного рассеяния нам надо научиться моделировать всего три процесса: свободный пробег фотона; его взаимодействие с атмосферой (поглощение и рассеяние) и его взаимодействие с поверхностью (поглощение и отражение).

Свободный пробег фотона – это его перемещение без взаимодействия с атмосферой. Фактически выше мы уже упоминали об этом. Пусть фотон находится на уровне τ_1 и имеет косинус угла η . Вероятность пройти путь $\Delta\tau$ есть $\exp(-\Delta\tau/|\eta|)$. Но мы можем трактовать это соотношение и обратно: возьмем случайное число $a = \alpha$, будем считать его заданной вероятностью и определим по нему $\Delta\tau$: $\exp(-\Delta\tau/|\eta|) = a$; $\Delta\tau = -\eta \ln a$. Это и есть случайная модель свободного пробега. Теперь новое положение фотона в атмосфере τ_2 определится по формуле:

$$\tau_2 = \tau_1 - \eta \ln a, \quad (8.3.17)$$

причем, учитывая, что всегда $\ln a < 0$, формула (8.3.17) верна и при движении вниз ($\eta > 0$), и при движении вверх ($\eta < 0$). Если при моделировании по (8.3.17) $\tau_2 < 0$, то фотон вылетел из атмосферы и надо "запускать" следующий, если $\tau_2 > \tau_0$, то фотон достиг поверхности и надо моделировать взаимодействие с ней; иначе ($0 < \tau_2 < \tau_0$) – фотон остался в атмосфере и надо моделировать его поглощение или рассеяние в ней.

Рассмотрим теперь взаимодействие фотона с ортотропной поверхностью. По определению альбедо, оно есть доля отраженного излучения. Переводя это утверждение на язык вероятностей, аналогично сделанному выше для доли прямого излучения, сразу получаем, что альбедо A есть вероятность отражения фотона от поверхности. Но тогда, если $\alpha < A$, то фотон отразился, иначе – поглотился поверхностью и надо переходить к моделированию нового. При отражении фотона он приобретает новое направление $\arccos \eta_2$ и φ_2 . Поскольку поверхность ортотропна, все они равновероятны и не зависят от направления падения на поверхность η_1 и φ_1 . Но тогда для их моделирования достаточно просто использовать равномерное распределение:

$$\eta_2 = -\cos\left(\frac{\pi}{2}\alpha\right), \quad \varphi_2 = 2\pi\alpha,$$

где буквы α обозначают два различных случайных числа.

Несколько сложнее случай взаимодействия с атмосферой. Пусть оно происходит на уровне τ_1 и фотон имеет направление (η_1, φ_1) . Смысл альбедо однократного рассеяния $\Lambda(\tau_1)$, как мы указывали при пояснении этого термина в п.8.1, вполне аналогичен смыслу альбедо поверхности: $\Lambda(\tau_1)$ – есть вероятность рассеяния фотона. Стало быть, если $\alpha < \Lambda(\tau_1)$, то происходит рассеяние, иначе – происходит поглощение фотона в атмосфере и надо начинать моделирование траектории следующего.

В случае рассеяния надо определить угол и азимут рассеяния. Вспомним вероятностную трактовку индикатрисы рассеяния (см. гл.3): индикатриса $x(\gamma)$ есть плотность вероятности рассеяния света на угол γ . По определению плотности вероятности, вероятность рассеяния в интервале углов от 0 до γ есть

$$p = \frac{1}{2} \int_0^\gamma x(\gamma) \sin \gamma d\gamma,$$

где $\frac{1}{2}$ присутствует из условия нормировки (3.3.13). "Обратим" это соотношение, взяв в качестве вероятности случайное число $a = \alpha$, и перейдем от углов к косинусам (см. п.8.1). Получим уравнение для определения косинуса угла рассеяния η при его случайном моделировании

$$\int_{-1}^{\eta} x(\tau_1, \omega) d\omega = 2\alpha. \quad (8.3.18)$$

Обычно в методе Монте–Карло индикатрису задают в форме таблицы по аргументу ω : $x(\omega_i)$, $i = 1, \dots, M$, $\omega_1 = -1$, $\omega_M = 1$. Тогда, записывая по этой сетке интеграл (8.3.18) через квадратурную формулу трапеций, легко получить явное выражение для η . Действительно, рассмотрим таблицу из величин

$$S_i = \int_{-1}^{\omega_i} x(\tau_1, \omega') d\omega' = \sum_{j=1}^{i-1} \frac{1}{2} (x(\tau_1, \omega_{j+1}) + x(\tau_1, \omega_j)) (\omega_{j+1} - \omega_j).$$

Определим номер k из условия $S_k \leq 2a < S_{k+1}$. Очевидно, что искомая точка η лежит между ω_k и ω_{k+1} и

$$2a = S_k + \int_{\omega_k}^{\eta} x(\tau_1, \omega') d\omega' = S_k + \frac{1}{2} (x(\tau_1, \eta) + x(\tau_1, \omega_k)) (\eta - \omega_k)$$

В формуле трапеций подынтегральная функция аппроксимируется линейной, следовательно, используя линейную интерполяцию, имеем

$$x(\tau_1, \eta) = x(\tau_1, \omega_k) + \frac{x(\tau_1, \omega_{k+1}) - x(\tau_1, \omega_k)}{\omega_{k+1} - \omega_k} (\eta - \omega_k)$$

и получаем для нахождения η квадратное уравнение

$$d_k (\eta - \omega_k)^2 + 2x_k (\eta - \omega_k) + (2S_k - 4a) = 0,$$

где введены обозначения

$$d_k = \frac{x(\tau_1, \omega_{k+1}) - x(\tau_1, \omega_k)}{\omega_{k+1} - \omega_k}, \quad x_k = x(\tau_1, \omega_k).$$

Решение уравнения дает

$$\eta = \omega_k + \frac{-x_k + \sqrt{x_k^2 + d_k (4a - 2S_k)}}{d_k}, \quad (8.3.19)$$

где знак "плюс" перед корнем выбран из условия $\omega_k < \eta \leq \omega_{k+1}$. Что касается азимута рассеяния φ , то поскольку индикатриса от азимута не зависит, то как и в случае отражения от поверхности

$$\varphi_2 = 2\pi \alpha. \quad (8.3.20)$$

После моделирования по (8.3.19), (8.3.20) угла и азимута рассеяния, осталось найти новое направление фотона (η_2, φ_2) . Оно определяется по известным формулам сферической тригонометрии [67]:

$$\eta_2 = \eta_1 \eta - \sqrt{(1-\eta_1^2)(1-\eta^2)} \cos \varphi. \quad (8.3.21)$$

$$\varphi_2 = \varphi_1 + \arccos \left(\frac{\eta - \eta_1 \eta_2}{\sqrt{(1-\eta_1^2)(1-\eta_2^2)}} \right). \quad (8.3.22)$$

Итак, мы научились моделировать все процессы взаимодействия фотона в атмосфере. Теперь последовательно моделируем N траекторий фотонов (обычно для потоков берут N порядка тысячи). В начале траектории каждый фотон имеет координаты $\tau = 0$, $\eta = \eta_0$, $\varphi = 0$. Моделируем его свободный пробег, затем взаимодействие с атмосферой или поверхностью, новый свободный пробег и т.д., пока фотон не вылетит через верхнюю границу атмосферы или не поглотится в ней или на поверхности. Для вычисления потоков на уровне τ подсчитываем число фотонов, пролетевших данный уровень, то есть число случаев, когда $\tau_2 < \tau < \tau_1$ при $\eta > 0$ для $F^\downarrow(\tau)$ и когда $\tau_2 > \tau > \tau_1$ при $\eta < 0$ для $F^\uparrow(\tau)$. После моделирования искомые потоки окончательно определяются из соотношений, аналогичных (8.3.16). Заметим, что при вычислении потоков над ортотропной поверхностью и с независимой от азимута индикатрисой, координату "азимут" можно вообще не использовать. Физически это следует из того, что в модели переноса и вычисления потоков (интегралов по азимуту) отсутствуют процессы, имеющие азимутальную анизотропию. Математически мы явно доказали это утверждение, показав, что зенитные углы рассеяния в атмосфере и отражения от поверхности не зависят от азимута φ_1 фотона до взаимодействия, а лишь зенитный угол участвует в моделировании пробега фотона и, соответственно, лишь он влияет на подсчет фотонов.

8.4. Алгоритмы и программы для расчета радиационных характеристик атмосферы (радиационные коды)

Мы рассмотрели ранее различные методы расчета функций пропускания, интенсивностей и потоков излучения (теплового и солнечного) в атмосфере. На основе этих методов за последние годы было создано много алгоритмов и программ расчета (*радиационных кодов*). Эти коды во многих случаях доступны для массового использования и широко применяются для решения различных прикладных и научных задач – расчета функций пропускания для различных трасс распространения излучения, расчета интенсивностей и потоков для различной геометрии и т.д.. Опишем кратко наиболее распространенные коды. Подчеркнем при этом, что мы не ставим перед собой задачу делать полный обзор существующих в настоящее время радиационных кодов, которых создано очень много, а лишь иллюстрируем их на типичных примерах [93, 97].

На основе прямого метода расчетов были созданы программы во многих научных учреждениях (например, СПбГУ, ГОИ им. А.И. Вавилова, Институт оптики атмосферы РАН, ИФА РАН, Институт атомной энергии им. Курчатова, Геофизическая лаборатория Военно-воздушных сил США и т.д.). Приведем типичные примеры современных радиационных кодов.

Программа FASCOD-3 (The Fast Atmospheric Signature Code – version 3) использует эффективный алгоритм прямого расчета функций пропускания (для однородных и неоднородных условий) и расчета интенсивностей излучения в спектральной области от УФ до МКВ диапазона ($0 - 50000 \text{ см}^{-1}$) в диапазоне высот от 0 до 120 км. При расчете излучения можно учитывать процессы многократного рассеяния излучения, эффекты интерференции спектральных линий, отклонения от ЛТР, поглощение кислорода и озона в УФ и видимой областях спектра. Кроме этого, возможны расчеты так называемых *весовых функций*, используемых при решении обратных задач атмосферной оптики (см. гл.10). При расчетах предполагается Фойгтовский контур спектральных линий. Отклонения от лоренцовских линий учитываются с помощью континуального поглощения H_2O и поправочной функции для CO_2 . Параметры спектральных линий выбираются из базы данных HITRAN. В радиационный код включены различные модели аэрозоля и облаков. Модели атмосферы охватывают 6 климатологических районов Земли (включая изменяющиеся профили содержаний H_2O , O_3 , CH_4 , CO и NO_2) и среднеглобальные профили еще 20 других газов атмосферы. В расчетах можно учитывать спектральные характеристики отражения от подстилающей поверхности. Качество расчетов по программе FASCOD-3 проверялось на основе сравнений с расчетами по другим программам и экспериментальными данными.

Программа RADTRAN предназначена для расчетов атмосферного ослабления и яркостной температуры теплового излучения в спектральной области 1–300 ГГц. При расчетах учитывается молекулярное поглощение кислорода, водяного пара (линии и континуум), ослабление в облаках и осадках. Модели атмосферы заимствованы из программы LOWTRAN (см. далее) или вводятся в программу ее пользователем. Геометрия измерений и излучательные способности поверхности также задаются пользователем. Кроме этого, программа содержит излучательные способности девяти типов поверхностей (с учетом их поляризационных характеристик). При расчете радиационных характеристик в осадках учитывается многократное рассеяние.

Программа GENLN-2 позволяет рассчитывать функции пропускания и интенсивность теплового излучения для различной геометрии. Учитывается рефракция в атмосфере и сферичность самой атмосферы. Форма спектральных линий – фойгтовская. При этом учитывается отклонения формы от Фойгтовской для крыльев линий. Параметры линий заимствуются из базы данных HITRAN. Учитывается явления интерференции линий в полосах поглощения CO_2 . Последние версии программы GENLN-2 позволяют проводить расчеты для неравновесной атмосферы.

Программа SHARC была специально создана для расчетов неравновесного излучения в ИК области спектра (2–40 мкм) для высот в атмосфере от 60 до 300 км. В программе учитывается излучение пяти наиболее важных атмосферных газов для рассматриваемых высот – CO_2 , NO , O_3 , H_2O и CO . В самой программе осуществляются расчеты населенностей возбужденных состояний указанных выше молекул. Кроме того, программа содержит модуль, позволяющий рассчитывать характеристики газового состава атмосферы. Учет селективности поглощения осуществляется с помощью модели изолированной линии, что ограничивает предельное спектральное разрешение расчетов до значения $0,1 \text{ см}^{-1}$. Форма линий поглощения – фойгтовская. Исходные параметры линий заимствуются из базы данных HITRAN.

Программа СПбГУ предназначена для расчетов функций пропускания и интенсивностей излучения в ИК области спектра с учетом отклонений от условий ЛТР. Геометрия наблюдений – на горизонт планеты. Параметры спектральных линий – из базы HITRAN. Контур линий – фойгтовский. Учитывается интерференция линий CO_2 . В программе имеется блок расчета частных производных интенсивности излучения по различным параметрам

физического состояния атмосферы (кинетической температуре, колебательным температурам, содержанию поглощающих газов). Расчеты для неравновесных условий осуществляются при наличии профилей колебательных переходов соответствующих уровней молекул. Программа СПбГУ наиболее интенсивно используется для решения обратных задач в условиях нарушений ЛТР.

Программа GOMETRAN предназначена для расчетов интенсивности уходящего отраженного и рассеянного солнечного излучения в спектральной области 240–790 нм. Последующие версии программы, например, SCIATRAN, позволяют рассчитывать уходящее излучение и в более длинноволновой области. GOMETRAN, в частности, предназначался для интерпретации измерений спутникового многоканального спектрометра GOME (европейский спутник ERS-2) и поэтому в ней предусмотрен расчет частных производных уходящего излучения по различным параметрам атмосферы – содержанию поглощающих газов и оптическим характеристикам аэрозоля. Для решения уравнения переноса излучения в плоскопараллельной модели атмосферы с учетом многократного рассеяния используется метод дискретных ординат. Приближенный учет сферичности атмосферы производится только с помощью учета сферичности при расчете прямого солнечного излучения. Первоначальная версия программы предназначалась для использования для безоблачной атмосферы. В дальнейшем появились версии и для облачной атмосферы. Для учета селективного молекулярного поглощения используется k -метод. Дополнительно авторами программ GOMETRAN (Бременский университет, Германия) созданы программы расчета уходящего солнечного излучения для сферической модели (наблюдения горизонта планеты).

Две следующие программы расчета не используют прямой метод расчета радиационных характеристик атмосферы.

Программа LOWTRAN. Существуют различные версии данной программы, которая постоянно совершенствовалась. Опишем версию LOWTRAN-7. Программа позволяет рассчитывать функции пропускания и интенсивности излучения для достаточно низкого спектрального разрешения (начиная с 20 см^{-1}) в широкой спектральной области от 0 до 50000 см^{-1} . Расчет интенсивностей излучения (теплого и солнечного) может осуществляться с учетом многократного рассеяния. В расчетах используются функции пропускания для конечных спектральных интервалов в виде экспоненциальных функций. Учитывается селективное и континуальное молекулярное поглощение, молекулярное рассеяние, аэрозольное рассеяние и поглощение, поглощение и рассеяние на облаках и осадках. Расчеты можно производить для различной геометрии измерений в сферической атмосфере с учетом эффектов рефракции. При расчетах можно использовать шесть среднеклиматических моделей атмосферы, либо произвольные модели, вводимые пользователем. Молекулярное поглощение учитывается с помощью функции пропускания в виде

$$P_{\Delta\nu}(\nu) = \exp \left[-C_{\nu} u \left(\frac{p}{p_0} \right)^n \left(\frac{T_0}{T} \right)^m \right]^a, \quad (8.4.1)$$

где параметры C , n , m и a определены для каждого спектрального интервала шириной 20 см^{-1} на основе аппроксимации расчетов функций пропускания для различных давлений, температур и содержаний поглощающих газов прямым методом (программа FASCOD) для тех же спектральных интервалов.

Аэрозольные модели представляют собой четырехслойную атмосферу – пограничный слой (0–2 км), тропосфера (2–10 км), стратосфера (10–30 км) и мезосфера (30–120 км). Для пограничного слоя имеются различные типы аэрозольных моделей – сельский, городской, морской, тропосферный, пустынный и «военно-морской». Модели облаков включают в себя

пять типов водных облаков, а также ряд кристаллических облаков. В силу достаточно простой аппроксимации молекулярного поглощения и приближенного рассмотрения эффектов многократного рассеяния программа LOWTRAN-7 характеризуется средней точностью и, как правило, используется для прикладных расчетов.

Программа MODTRAN была создана как усовершенствованная версия программы LOWTRAN, и она отличается от последней, прежде всего, возможностью осуществлять расчеты с более высоким спектральным разрешением (начиная с 2 см^{-1}). Кроме того, в этой программе используется более совершенный подход при учете молекулярного поглощения (использование фойгтовского контура, температурной зависимости функций пропускания и т.д.). По своему качеству и возможностям она занимает промежуточное положение между программами LOWTRAN и FASCOD.

Глава 9. Радиационная энергетика системы атмосфера– подстилающая поверхность

Приток тепла в виде лучистой энергии (энергии э.м. излучения) является важнейшей составной частью общего притока тепла, под влиянием которого изменяется термический режим атмосферы и подстилающей поверхности [20, 32, 33, 37, 43, 51, 92, 102, 103]. Радиационным балансом или балансом лучистой энергии системы называется разность между поглощенной ею радиацией и собственным ее излучением. В метеорологии и физике атмосферы рассматривается радиационный баланс различных систем: поверхности, атмосферы, системы атмосфера –подстилающая поверхность. Начнем с анализа важной компоненты радиационного баланса (РБ) – приходящей от Солнца радиации на верхней границе атмосферы.

9.1. Солнечная инсоляция на верхней границе атмосферы

Инсоляция Q – это поток солнечного излучения, падающий на единичную горизонтальную площадку, в течение заданного отрезка времени $(t_2 - t_1)$ [32, 37, 79]:

$$Q = \int_{t_1}^{t_2} F^\downarrow(t) dt. \quad (9.1.1)$$

Эти потоки можно рассматривать вблизи подстилающей поверхности, на различных уровнях в атмосфере и т.д.. Подчеркнем, что эти потоки относятся ко всему спектру солнечного излучения.

Естественно начать рассмотрение с инсоляции на верхней границе атмосферы, т.к. эта величина определяет величины энергии, приходящей от Солнца на различных широтах и в различное время года. Поток солнечного излучения на верхней границе атмосферы определяется формулой

$$F^\downarrow(t) = F_0^\downarrow \cos\theta(t), \quad (9.1.2)$$

где F_0^\downarrow – поток на перпендикулярную направлению распространения солнечного излучения единичную площадку на верхней границе атмосферы, θ – зенитный угол Солнца в рассматриваемой точке и в рассматриваемое время. Если учесть, что расстояние между Землей и Солнцем меняется при движении Земли по орбите, то можно записать

$$F_0^\downarrow = \frac{r_0^2}{r^2} \cdot S_0, \quad (9.1.3)$$

где r_0 и r – среднее и мгновенное расстояния Земли от Солнца, S_0 – поток солнечного излучения, соответствующий среднему расстоянию (солнечная постоянная для Земли).

Относительные изменения солнечного потока на верхней границе атмосферы $d = \frac{F_0^\downarrow - S_0}{S_0}$

приведены в табл.9.1 для различных месяцев года.

Таблица 9.1. Относительные изменения (d , в %) потока на верхней границе атмосферы в зависимости от номера месяца N .

N	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
-----	---	---	---	---	---	---	---	---	---	----	----	----

d	3,4	2,8	1,8	0,2	-1,5	-2,8	-3,5	-3,1	-1,7	-0,3	1,6	1,8
-----	-----	-----	-----	-----	------	------	------	------	------	------	-----	-----

Отметим, что зимой в северном полушарии Земля получает от Солнца почти на 7 % больше энергии, чем летом.

Полная солнечная энергия, приходящая за день на единичную площадку, может быть получена интегрированием в выражении (9.1.3) по «светлому» времени суток, т.е. от восхода до захода Солнца

$$Q = S_0 \frac{r_0^2}{r^2} \int_{\text{восход}}^{\text{заход}} \cos\theta(t) dt. \quad (9.1.4)$$

В выражении (9.1.4) мы пренебрегли изменением отношения d в течение дня. Зенитный угол Солнца можно выразить через другие углы – склонение Солнца δ , часовой угол h и широту φ :

$$\cos\theta = \sin\varphi \cdot \sin\delta + \cos\varphi \cdot \cos\delta \cdot \cos h. \quad (9.1.5)$$

Подставляя выражение (9.1.5)³¹ в формулу (9.1.4) и обозначая угловую скорость вращения Земли ω через dh/dt (2π рад/сут), получаем

$$Q = S_0 \left(\frac{r_0}{r}\right)^2 \int_{-H}^H (\sin\varphi \cdot \sin\delta + \cos\varphi \cdot \cos\delta \cdot \cos h) \cdot \frac{dh}{\omega} \quad (9.1.6)$$

где H – половина светлого времени суток, т.е. время от восхода или захода Солнца до солнечного полудня. Произведя интегрирование формулы (9.1.6), получим

$$Q = \frac{S}{\pi\omega} \left(\frac{r_0}{r}\right)^2 (\sin\varphi \cdot \sin\delta \cdot H + \cos\varphi \cdot \cos\delta \cdot \sin H). \quad (9.1.7)$$

В уравнении (9.1.7) величина H во втором члене справа выражена в радианах ($180 = \pi$ рад). Результаты расчетов по формуле (9.1.7) суточных сумм солнечной энергии, приходящих на единичную площадку на верхней границе атмосферы, в зависимости от широты и дня года приведены на рис.9.1.

Поскольку Солнце ближе всего подходит к Земле в январе (зима северного полушария), распределение суточных сумм солнечной энергии происходит не совсем равномерно. Южное полушарие получает больше радиации, чем северное. Максимальная инсоляция имеет место летом на полюсах, что связано с длительностью светлого времени суток (24 часа). Минимальное количество, естественно равно нулю во время полярных ночей, – на обоих полюсах.

После интегрирования уравнения (9.1.7) по годовичному временному интервалу можно показать, что полная годовая инсоляция одинакова для соответствующих широт северного и южного полушарий.

9.2. Радиационный баланс подстилающей поверхности

Радиационный баланс поверхности R_s , по определению, есть разность между поглощенной ею радиацией F_a , и собственным ее излучением F_e ,

$$R_s = F_a - F_e, \quad (9.2.1)$$

³¹ Полный вывод соотношения (9.1.5) содержится, например, в книгах Хргиана А.Х. и Ку–Нан Лиоу [37, 39].

Поглощенная радиация состоит из двух компонент – поглощенной солнечной радиации $Q(1-A)$ и поглощенной нисходящей длинноволновой радиации атмосферы F_a^\downarrow (рис.9.2):

$$F_a = Q(1-A) + F_a^\downarrow, \quad (9.2.2)$$

где Q – суммарная солнечная радиация, состоящая из прямой Q_d и рассеянной Q_s солнечной радиации ($Q = Q_d + Q_s$), A – альbedo поверхности, F_a^\downarrow – нисходящее тепловое излучение атмосферы, поглощенное поверхностью. Если поверхность «абсолютно черная», то она будет поглощать все нисходящее тепловое излучение атмосферы F^\downarrow (его часто называют – *противоизлучением атмосферы*), т.е. $F_a^\downarrow = F^\downarrow$. Если поверхность имеет излучательную способность Σ , то она будет отражать часть противоизлучения атмосферы $(1-\Sigma)F^\downarrow$ и тогда $F_a^\downarrow = \Sigma F^\downarrow$. Таким образом, для «нечерной» поверхности

$$F_a^\downarrow = Q(1-A) + \Sigma F^\downarrow. \quad (9.2.3)$$

Т.к. мы рассматриваем в выражениях (9.2.2) и (9.2.3) интегральные по спектру величины, то и альbedo поверхности и излучательная способность также относятся ко всему спектру солнечного и теплового излучения, соответственно.

Поток собственного излучения поверхности F_s^\uparrow определяется ее температурой и излучательной способностью и может быть представлен как $\Sigma \sigma_B T_s^4$, где T_s – температура подстилающей поверхности.

Нисходящее тепловое излучение приближенно можно записать как

$$F^\downarrow = \sigma_B \bar{T}_a^4 (1 - P_a), \quad (9.2.4)$$

где \bar{T}_a – средняя температура атмосферы, а P_a – интегральная функция пропускания для всей толщи атмосферы (для потока излучения).

Иногда радиационный баланс подразделяют на его коротковолновую R_{s-w} и длинноволновую R_{l-w} части. Если ввести понятие эффективного теплового излучения на поверхности F_{eff}

$$F_{eff} = F_s^\uparrow - F^\downarrow,$$

$$(9.2.5)$$

то радиационный баланс для нечерной поверхности можно представить как

$$R_s = R_{s-w} + R_{l-w} = Q(1-A) - \Sigma F_{eff} = Q(1-A) - \Sigma \sigma_B T_s^4 + \Sigma \sigma_B \bar{T}_a^4 (1 - P_a). \quad (9.2.6.)$$

Расчеты и измерения радиационного баланса поверхности

Радиационный баланс подстилающей поверхности существенно влияет на ее температуру, распределение температуры в почве, приземную температуру атмосферы, процессы испарения и снеготаяния, образование туманов и заморозков, процессы трансформации свойств воздушных масс. Радиационный баланс подстилающей поверхности очень изменчив и зависит от широты, времени года и суток, погодных условий, свойств самой подстилающей поверхности. Расчеты радиационного баланса осуществляют для различных промежутков времени – часов, суток, месяцев, сезонов и для года. Методы расчета входящих

в определении радиационного баланса подстилающей поверхности величин были рассмотрены в гл.7 и 8.

Как пример, суточный ход радиационного баланса, его коротковолновой и длинноволновой составляющих по данным наблюдений в степи приведен на рис.9.3. В дневное время радиационный баланс положителен, в ночное время – отрицателен. То-есть днем происходит нагревание поверхности за счет солнечного излучения, а ночью – остывание за счет теплового длинноволнового излучения – *радиационное выхолаживание поверхности*. Переход радиационного баланса через нуль происходит, по данным наблюдений, при высоте Солнца 10–15 градусов. Длинноволновая составляющая радиационного баланса всегда отрицательна, т.е. излучение подстилающей поверхности всегда больше поглощенного этой поверхностью излучения атмосферы (противоизлучения атмосферы). Это обусловлено, в частности, наличием в средней ИК области спектра «окна прозрачности» атмосферы 8–12 мкм с малыми значениями коэффициентов поглощения и, как следствие, малым противоизлучением атмосферы. Противоизлучение атмосферы зависит от содержания поглощающих компонент атмосферы (прежде всего от содержания водяного пара), профиля температуры и, сильнее всего, от облачного состояния атмосферы. Максимальное противоизлучение атмосферы (и, следовательно, минимальное значение длинноволновой составляющей радиационного баланса) наблюдается при наличии облаков нижнего яруса.

Измерения и расчеты радиационного баланса подстилающей поверхности проводятся уже длительное время. Для примера приведем в таблице 9.2 расчеты среднего широтного распределения годовых сумм радиационного баланса для различных поверхностей (суша, океан) и всей поверхности земного шара [43].

Таблица 9.2. Средние широтные распределения радиационного баланса подстилающей поверхности (ккал/см²·год).

Широта, град	Океан	Суша	Среднее
70–60 с.ш.	23	20	21
60–50	29	30	30
50–40	51	45	48
40–30	83	60	73
30–20	113	69	96
20–10	119	71	106
10–0	115	72	105
0–10 ю.ш.	115	72	105
10–20	113	73	104
20–30	101	70	94
30–40	82	62	80
40–50	57	41	56
50–60	28	31	28
Весь земной шар	82	49	72

Примечание: 1 ккал = 4186,8 джоулей

Из таблицы 9.2 следует, что среднегодовые значения радиационного баланса подстилающей поверхности положительны, т.е. происходит радиационное разогревание поверхности. Максимальные годовые значения радиационного баланса подстилающей поверхности наблюдаются в тропических областях поверхности океана.

На основании большого числа измерений и расчетных данных были построены карты географического распределения радиационного баланса поверхности. Пример таких расчетов приведен на рис.9.4. Из рис.9.4 видно, что годовой радиационный баланс положителен на всей территории земного шара и изменяется от значений, близких к нулю, в Центральной Арктике (10 ккал/см²·год) вблизи границы вечных льдов до 80–120 ккал/см²·год в тропических широтах. Тем не менее, годовые суммы радиационного баланса могут быть и отрицательными в районах с постоянным или очень продолжительным ледяным или снежным покровами, т.е. в арктических и антарктических районах. Анализ карты, приведенной на рис.9.4, показывает, что изменение радиационного баланса при переходе от суши к океану происходит скачкообразно, что выражается в разрыве изолиний вблизи береговых линий. Это обусловлено, прежде всего, резким изменением альbedo подстилающих поверхностей. Величины альbedo океанов существенно меньше альbedo суши. Тем самым возрастает величина поглощенной суммарной солнечной радиации и радиационный баланс океанов. Вторая причина резких изменений радиационного баланса при переходе от океана к суше – отличия в температурах этих поверхностей, что приводит к отличиям в длинноволновом излучении поверхностей.

9.3. Радиационный баланс атмосферы

Приходная часть радиационного баланса атмосферы R_a формируется за счет поглощения атмосферой длинноволнового излучения подстилающей поверхности $F_{s,a}^\uparrow$ и поглощенной прямой и рассеянной солнечной радиации Q_a (рис.9.5). Строго говоря, в приходную часть радиационного баланса надо включить поглощенное атмосферой отраженное от поверхности солнечное излучение. Поэтому под Q_a будем в дальнейшем понимать всю поглощенную атмосферой солнечную радиацию.

Расходная часть радиационного баланса определяется длинноволновым собственным излучением атмосферы в направлении поверхности (противоизлучение атмосферы) F_a^\downarrow и в космическое пространство $F_{a,\infty}^\uparrow$. Таким образом, формула для радиационного баланса атмосферы может быть записана в виде

$$R_a = Q_a + F_{s,a}^\uparrow - F_a^\downarrow - F_{a,\infty}^\uparrow. \quad (9.3.1)$$

Если обозначить интегральную функцию пропускания всей толщи атмосферы через P_a , то

$$F_{s,a}^\uparrow = (1 - P_a) F_s^\uparrow = (1 - P_a) \Sigma \sigma_B T_s^4, \quad (9.3.2)$$

Сумма $F_\infty^\uparrow = F_s^\uparrow P_a + F_{a,\infty}^\uparrow$ – уходящее излучение системы атмосфера–подстилающая поверхность. С учетом этого для радиационного баланса атмосферы можно записать:

$$R_a = Q_a + \underbrace{F_{s,a}^\uparrow - F_a^\downarrow}_{F_{eff}} - \underbrace{F_s^\uparrow P_a - F_{a,\infty}^\uparrow}_{F_\infty^\uparrow} = Q_a + F_{eff} - F_\infty^\uparrow. \quad (9.3.3)$$

Расчеты показывают, что радиационный баланс атмосферы на всех широтах в среднем за год отрицателен, т.е. атмосфера в среднем «выхолаживается» за счет радиационного переноса излучения. Это связано с тем, что поглощение солнечного излучения атмосферой относительно невелико, а поглощение атмосферой теплового излучения поверхности не компенсирует атмосферного нисходящего излучения и излучения уходящего в космос.

Изменение радиационного баланса атмосферы с широтой для северного полушария иллюстрируют данные табл.9.3.

Таблица 9.3. Радиационный баланс атмосферы (средний за год) для различных широтных поясов (Вт/м²).

Широта	0–10	10–20	20–30	30–40	40–50	50–60	60–70
R_a	–101	–110	–109	–92	–80	–80	–93

Как следует из табл.9.3, максимальное выхолаживание наблюдается в тропиках, а минимальное – в средних широтах. Это радиационное выхолаживание атмосферы компенсируется турбулентным притоком тепла от земной поверхности, а главное – притоком тепла за счет конденсации водяного пара.

Радиационные притоки

При исследовании энергетики атмосферы необходимо рассматривать энергию, непосредственно поглощенную и излученную не только атмосферой в целом, но и ее

отдельными слоями. Принято радиационный баланс отдельных слоев (или уровней) атмосферы выражать в скоростях радиационного нагревания за счет поглощения солнечного излучения или в скоростях радиационного выхолаживания за счет собственного излучения атмосферы.

На рис.9.6 приведены результаты расчетов профилей скоростей радиационного нагревания в безоблачной атмосфере за счет поглощения солнечного излучения. В расчетах учитывалось поглощение O_3 , H_2O , O_2 и CO_2 , многократное молекулярное рассеяние и отражение от подстилающей поверхности (альбедо $A = 0,15$). Видно, что в тропической модели атмосферы нагревание тропосферы осуществляется с более высокой скоростью, чем для модели средних широт. Это объясняется более высоким содержанием водяного пара в тропиках и, соответственно, большим поглощением солнечного излучения. Максимум скорости радиационного нагревания расположен на высоте около 3 км и составляет более 4 град/сутки. Для модели средние широты он превышает 3 град/сутки на этой высоте. Выше рассматриваемой высоты скорости радиационного нагревания резко уменьшаются, что обусловлено быстрым падением концентрации водяного пара с ростом высоты, и достигают минимальных значений на высотах 10–20 км. В более высоких слоях атмосферы скорости радиационного нагревания увеличиваются, что связано с поглощением солнечного излучения в полосах поглощения озона, концентрация которого достигает максимальных значений примерно на высотах 25–30 км.

Скорости радиационного нагревания за счет поглощения солнечного излучения очень изменчивы и зависят от многих параметров, прежде всего, от состояния атмосферы (содержания поглощающих газов, наличия облаков различных типов, содержания и природы аэрозольных частиц), зенитного угла Солнца (широты, сезона, времени суток), альбедо поверхности. Для характеристики пространственной изменчивости скоростей радиационного нагревания за счет поглощения солнечного излучения озоном и молекулярным кислородом приведем рис.9.7. На рисунке дано меридиональное распределение скоростей нагревания верхней атмосферы от 20 до 100 км. Из приведенного рисунка следует, например, что эти скорости в летнее время имеют две области максимальных значений – вблизи высоты 50 км, где они достигают 18 град/сутки, и вблизи 100 км, где они достигают 40 град/сутки. В первом случае нагревание обусловлено поглощением озона, во втором – поглощением кислорода. В зимнее время скорости радиационного нагревания существенно меньше, чем летом.

Если солнечное излучение нагревает всю земную атмосферу, то роль инфракрасного излучения более сложна. Тепловое излучение главным образом выхолаживает атмосферу, поскольку оно уносит в космическое пространство энергию за счет уходящего излучения. Однако, при определенных условиях на некоторых уровнях в атмосфере и в некоторых областях ИК излучение может приводить к нагреванию атмосферы.

Радиационное выхолаживание атмосферы обусловлено в основном излучением водяного пара, углекислого газа и озона. На рис.7.5 мы приводили примеры расчетов скоростей радиационных изменений температуры атмосферы для полос поглощения озона и углекислого газа. Зонально осредненные меридиональные распределения скоростей радиационных изменений температуры для января и июля представлены на рис.9.8. Максимальное выхолаживание наблюдается в летней стратосфере и обусловлено исключительно переносом излучения в полосах озона и углекислого газа. Это вызвано тем, что вклад водяного пара на этих высотах очень мал из-за его малых концентраций на этих высотах. Озон, кроме того, отвечает за небольшое нагревание стратосферы инфракрасным излучением. Этот эффект хорошо прослеживается в тропических и субтропических широтах выше тропопаузы как летом, так и зимой. Это нагревание обусловлено ростом концентрации озона с высотой в стратосфере и низкими температурами в области тропопаузы.

Скорости радиационных изменений температуры за счет переноса ИК излучения зависят, в основном, от термической структуры атмосферы, количества поглощающих газов, наличия облаков разного типа. На рис.9.9 представлены меридиональные распределения зонально осредненных полных скоростей радиационных изменений температуры (за счет солнечного и ИК излучений) для января и июля. Расчеты были проведены с использованием климатических моделей земной атмосферы с учетом облаков. ИК охлаждение превышает солнечное нагревание практически по всей атмосфере. В верхней стратосфере, выше приблизительно 25 км, наблюдается сильное охлаждение (4–5 град/сутки) за счет излучения CO_2 и O_3 , которое больше по величине, чем нагревание за счет поглощения солнечного излучения озоном. Охлаждение в тропосфере связано, прежде всего, с излучением водяного пара, и оно максимально в тропиках. Присутствие облаков (см. далее) приводит к небольшому охлаждению на нижних уровнях атмосферы. Влияние облаков меняется с широтой и сезоном из-за их изменчивости. Область слабого нагревания простирается от летних полярных районов к тропическим широтам в зимней полушарии на уровнях вблизи 5 км и связана с поглощением солнечной радиации водяным паром. Эта особенность также вызвана и нагреванием за счет наличия облаков. Максимальные значения нагревания наблюдаются в рассматриваемом районе вблизи летнего полюса, где длительность солнечного освещения атмосферы пересиливает эффект больших солнечных зенитных углов. ИК охлаждение в этих же районах относительно невелико из-за низких температур атмосферы и влияния облаков. В обоих полушариях максимальное охлаждение наблюдается в пограничном слое в районе тропиков, зимой. Это связано со значительным содержанием водяного пара вблизи поверхности и, частично, с относительно малым количеством облаков в тропиках зимой по сравнению с количеством облаков летом.

Влияние облачности на радиационный баланс

Облака в земной атмосфере наблюдаются, в среднем, на 50 % поверхности земного шара. Они являются мощным «регулятором» радиационного баланса поверхности и самой атмосферы. Наличие облаков существенно увеличивает отражение солнечного излучения в космос. Альbedo облаков, как правило, больше альbedo океанов и поверхности суши. Исключением являются поверхности покрытые снегом и льдом. Этот эффект, названный в англоязычной литературе *эффектом солнечного альbedo*, уменьшает количество солнечной энергии, доступной для преобразований в системе атмосфера–поверхность, и приводит к охлаждению этой системы.

С другой стороны, облака уменьшают количество теплового излучения, уходящего в космос за счет поглощения теплового излучения земной поверхности и подоблачных слоев атмосферы. Это уменьшение связано с тем, что в этом случае уходящее излучение формируется при более низких температурах, наблюдающихся на верхних границах облаков. Этот эффект носит название *парникового эффекта*, и он приводит к увеличению радиационного баланса поверхности и атмосферы и к нагреванию системы атмосфера–поверхность. Результирующее влияние облаков на радиационный баланс в существенной степени зависит от горизонтальных и вертикальных характеристик облаков, их фазового состояния, содержания жидкой или твердой фазы воды, функции распределения облачных частиц по размерам и температуры облаков.

Для количественной характеристики влияния облаков на скорости радиационного изменения температуры атмосферы приведем результаты расчетов (рис.9.10 и 9.11). На рис.9.10 даны вертикальные профили скоростей радиационного выхолаживания за счет переноса ИК излучения для безоблачной атмосферы и атмосферы с облаками верхнего, среднего и нижнего ярусов для стандартной модели атмосферы. Облака располагались между

уровнями: для верхнего яруса – 200–450 мб, для среднего – 450–735 мб и для нижнего – 735–950 мб. Положения облаков показаны на рисунках. Учитывалось поглощение H_2O , CO_2 и O_3 . Скорости радиационного выхолаживания для облачных условий даны для бальности облаков в 100 %.

В безоблачной атмосфере скорости ИК выхолаживания максимальны (~ 2 град/сутки) у поверхности Земли. Они уменьшаются с ростом высоты до ~ 12 км, а затем увеличиваются из-за поглощения и излучения в полосах углекислого газа и озона. При наличии облаков высокого яруса максимальные скорости выхолаживания (~ 4 град/сутки) наблюдаются на верхней границе облаков. Имеет место также слабое нагревание вблизи основания облаков.

В случае облаков среднего яруса наблюдается сильное выхолаживание (~ 11 град/сутки) на верхней границе облаков и значительное нагревание (~ 4 град/сутки) у их основания. Небольшое нагревание происходит и в прилегающем слое атмосферы вблизи нижней границы облаков среднего яруса.

Подобная же картина наблюдается и для облаков нижнего яруса. Из приведенных рисунков наглядно видно, что присутствие облаков существенно изменяет вертикальные профили ИК радиационных изменений температуры. Основные особенности при этом состоят в сильном охлаждении верхней части облаков и заметном нагревании основания облаков.

Скорости нагревания за счет поглощения солнечного излучения представлены на рис.9.11. Расчеты были проведены для величины солнечной постоянной 1365 ватт/м², альбедо поверхности 0,2 и косинуса солнечного зенитного угла 0,8. Скорости нагревания в безоблачной атмосфере в основном меньше, чем ~ 1,5 град/сутки. При наличии облаков верхнего яруса скорости нагревания составляют ~ 2 град/сутки на верхней границе облаков. Для облаков среднего и нижнего ярусов эти скорости составляют ~ 8 град/сутки на верхней границе облаков.

9.4. Радиационный баланс планеты

Значительный интерес представляет изучение радиационного баланса всей системы атмосфера–подстилающая поверхность, характеризующего баланс энергии излучения в вертикальном столбе, включающем деятельный слой поверхности и всю атмосферу. Другими словами радиационный баланс Земли как планеты.

«Приходная часть» этого баланса состоит из поглощенной земной поверхностью и атмосферой прямой и рассеянной солнечной радиации, «расходную часть» составляет уходящее длинноволновое излучение:

$$R = Q(1-A) + Q_a - F_\infty^\uparrow. \quad (9.4.1)$$

Уравнение (9.4.1) получается как сумма радиационных балансов поверхности (9.2.6) и атмосферы (9.3.3).

Формулу для R можно также записать в виде:

$$R = Q_\infty (1-A) - F_\infty^\uparrow, \quad (9.4.2)$$

где Q_∞ – средний за год поток прямой солнечной радиации на верхней границе атмосферы, A – альбедо Земли как планеты. Значение среднего потока солнечного излучения Q_∞ легко рассчитать. Действительно, на Землю за единицу времени поступает количество солнечной энергии, равное произведению солнечной постоянной S_0 на площадь поперечного сечения Земли πR^2 (R – средний радиус Земли). Эта энергия распределяется по всей поверхности земного шара, которая равна $4 \pi R^2$. Таким образом, среднее значение потока солнечного

излучения на единицу горизонтальной поверхности Земли на верхней границе атмосферы равно – $\frac{1}{4} S_0$. Первый член в правой части соотношения (9.4.2) представляет солнечное излучение, поглощенное всей системой атмосфера–подстилающая поверхность. Подчеркнем, что здесь A – альbedo не поверхности, а всей системы атмосфера–подстилающая поверхность – *альbedo планеты*.

Исследования радиационного баланса (РБ) планеты и его компонент осуществляются расчетными методами и с помощью специальной аппаратуры на спутниках. Эти спутниковые приборы позволяют измерять солнечную постоянную S_0 , компоненту солнечного излучения, отраженного и рассеянного системой атмосфера–подстилающая поверхность, (характеризуемую альbedo планетой A) и уходящее длинноволновое излучение. Наблюдения с помощью ИСЗ компонент радиационного баланса Земли проводятся уже длительное время, начиная с 1959 года (спутник «Тайрос»). При этом полярные спутники позволяют за достаточно короткие промежутки времени охватывать наблюдениями весь земной шар, а геостационарные спутники – практически непрерывно исследовать радиационный баланс в определенных географических районах (тропические и средние широты).

Достаточно высокая устойчивость климата нашей планеты свидетельствует о том, что в среднем по земному шару потеря тепла за счет уходящей длинноволновой радиации приблизительно уравнивает поглощенную солнечную радиацию. Среднее глобальное альbedo, по современным оценкам, составляет около 30 %, средний поток уходящего длинноволнового излучения – 229 Вт/м².

На рис.9.12 представлены сезонные вариации глобальных альbedo планеты, уходящего теплового излучения и радиационного баланса Земли. Эти данные были получены на основе 48 среднемесячных карт, построенных по данным спутниковых измерений. Среднемесячное альbedo планеты имеет максимальное значение (около 32 %) в период декабрьского солнцестояния. Сезонные вариации частично связаны с различиями поверхностей суши и океана, облачного покрова и распределениями снежного и ледяного покровов для северного и южного полушарий. Сезонные вариации F_{∞}^{\uparrow} показывают максимум вблизи июня–июля. Это связано с большими площадями суши в северном полушарии и большими ее температурами в летнее время. Так, глобальная средняя температура поверхности земного шара максимальна в июле (~ 16,7 С) и минимальна в январе (~ 13,1 С). Сезонные вариации температуры поверхности в значительной степени определяют сезонный ход уходящего теплового излучения. В районах с большой влажностью другим фактором, определяющим сезонный ход F_{∞}^{\uparrow} , является сезонный ход количества облаков.

В нижней части рис.9.12 показан сезонный ход (в виде отклонений от среднего годового значения) солнечной инсоляции на верхней границе атмосферы, обусловленный изменением расстояния Земли от Солнца. Сезонный ход радиационного баланса нашей планеты повторяет сезонный ход солнечной инсоляции. Отметим, что максимальная разность в солнечной инсоляции (январь–июль) достигает 22 Вт/м². Сезонные вариации солнечного излучения, поглощенного системой атмосфера–поверхность, приблизительно в два раза меньше, чем вариации солнечной инсоляции, что связано с увеличением альbedo планеты с ростом солнечной инсоляции. Сезонные вариации уходящего теплового излучения такого же порядка, что и вариации поглощенного солнечного излучения, но по фазе сдвинуты на 180 градусов.

Широтные вариации среднегодового и сезонных (зима и лето) радиационных балансов системы атмосфера–подстилающая поверхность представлены на рис.9.13. Среднегодовой радиационный баланс приблизительно симметричен в северном и южном полушариях с

максимальным значением на экваторе. Этот максимум связан с минимальными значениями уходящего длинноволнового излучения в тропиках, обусловленными наличием мощных кучевых облаков, и с большим поглощением солнечного излучения в экваториальных районах. Эта особенность наиболее наглядно видна на рис.9.14, где приведены широтные распределения зонально осредненных значений поглощенного солнечного излучения и уходящего длинноволнового излучения. В полярных районах отрицательный радиационный баланс связан с тем, что величины уходящего теплового излучения заметно больше поглощенного солнечного излучения. Малые значения поглощения обусловлены высокими значениями альbedo снега и льда. Широтные изменения радиационного баланса обусловлены также изменениями средних зенитных углов Солнца с широтой. В зимнее время радиационный баланс имеет максимум вблизи 30°ю.ш., в то время как летом – вблизи 15–20°с.ш..

Глобальные карты средних значений уходящего длинноволнового излучения, альbedo планеты и радиационного баланса системы атмосфера–поверхность, полученные на основе спутниковых наблюдений за пятилетний период (1979–1983 г.г.), приведены на рис.9.15. Значения альbedo претерпевают значительные вариации на границах суша–океан в широтном поясе 30°с.ш.–30°ю.ш. за счет наличия высоких конвективных облаков с высоким альbedo и низкими значениями теплового излучения. В районах к полюсам от 30°с.ш. и 30°ю.ш. радиационный баланс относительно зонально однороден, особенно в южном полушарии. В низких широтах выделяются отдельные области прихода и потерь энергии излучения. Значительные вариации в радиационном балансе наблюдаются в тропических и субтропических областях, где области пустынь в Африке и Аравии характеризуются отрицательными или небольшими положительными аномалиями. В областях вблизи Азии, с интенсивными конвективными процессами, наблюдаются большие положительные значения радиационного баланса. В целом, коэффициент корреляции между альbedo системы и уходящим длинноволновым излучением отрицателен, прежде всего, за счет влияния облаков на эти величины. Исключением являются районы пустынь, где количество облаков минимально, а поверхность относительно сильно отражает и является теплой. Для широт больших 40 градусов радиационный баланс планеты в основном отрицателен. Этот сток энергии излучения увеличивается с приближением к полюсам. Радиационный баланс планеты определяется, прежде всего, полями температур и облачности.

Компоненты радиационного баланса зависят от времени суток. Поглощенное солнечное излучение и альbedo меняются в течение дня в результате зависимости процессов рассеяния и поглощения от зенитного угла Солнца, а также от состояния атмосферы – прежде всего, от изменений со временем типа и количества облаков. Уходящее длинноволновое излучение изменяется в течение суток из-за суточных вариаций в количестве и типах облаков, влажности и содержания поглощающих газов и аэрозоля, температурной стратификации атмосферы.

Для количественной характеристики влияния облаков используется специальный параметр *облачного радиационного воздействия* [103]. Если представить уходящее длинноволновое излучение системы атмосфера–подстилающая поверхность в условиях частичной облачности как сумму излучений для безоблачной F_1 и облачной атмосферы F_2

$$F = (1-n)F_1 + nF_2, \quad (9.4.3)$$

где n – бальность облаков, то параметр облачного радиационного воздействия облаков C определяется по формуле:

$$C = F - F_1 = n(F_2 - F_1).$$

Иногда этот параметр определяется отдельно для солнечного и теплового излучений – C_s и C_e , соответственно. Глобальные среднегодовые значения C_s и C_e составляют – 48 Вт/м² и 31 Вт/м², соответственно, что соответствует параметру полного радиационного воздействия облаков $C = -17$ Вт/м².

Глобальный радиационный баланс

Рассмотрим глобальный радиационный баланс системы атмосфера–подстилающая поверхность, полученный расчетным путем. Основные входные параметры при расчетах глобального радиационного баланса системы атмосфера–подстилающая поверхность – это вертикальные профили распределения различных характеристик атмосферы (температура, газовый и аэрозольный состав), геометрические и физические свойства облачности, глобальный балл облачности каждого типа (нижнего, среднего и верхнего ярусов), альbedo поверхности Земли, продолжительность солнечного сияния, зенитный угол Солнца. Результаты анализа для глобального среднего состояния атмосферы представлены на рис.9.16.

Рис.9.16 состоит из трех частей: во–первых, показано, каким образом распределяется в атмосфере солнечное излучение, во–вторых – дано распределение теплового инфракрасного излучения, в–третьих – приводится вклад нерадиационных процессов в перенос энергии (турбулентность, конвекция и конденсация водяного пара). Осредненное за год излучение, приходящее на верхнюю границу атмосферы от Солнца, принято за 100 %. Это солнечное излучение подразделяется на три компонента – компоненту, распространяющуюся в безоблачной атмосфере (52 %), компоненту, распространяющуюся в облачной атмосфере (43 %), и компоненту, непосредственно поступающую на подстилающую поверхность (5 %). Из приходящего солнечного излучения 26 % поглощается атмосферой, причем 22 % – в условиях безоблачной атмосферы (поглощение атмосферными газами и аэрозолем) и 4 % – облаками. Земная поверхность поглощает 44 %. Общее поглощение солнечного излучения системой атмосфера–подстилающая поверхность составляет 70 %. 30 % солнечного излучения отражается обратно в космическое пространство, включая 7 %, отраженных безоблачной атмосферой, 17 % – облаками и 6 % – земной поверхностью.

В то же время атмосфера и подстилающая поверхность генерируют собственное тепловое излучение. Уходящее тепловое излучение составляет 34 % для безоблачной атмосферы и 36 % для облачной, что в сумме дает 70 %. Таким образом, потери энергии системой за счет уходящего теплового излучения равны поглощенному солнечному излучению. Восходящий поток теплового излучения на уровне земной поверхности в используемых нами единицах составляет 115 %. Противоизлучение атмосферы составляет 100 % (противоизлучение безоблачной атмосферы – 33 %, противоизлучение облачной атмосферы – 67 %). Эффективный поток излучения на поверхности, таким образом, составляет – 15 %. Суммируя с учетом знаков потоки теплового излучения, поступающие и уходящие из атмосферы, можно получить, что за счет теплового излучения атмосфера теряет 55 % лучистой энергии, поступающей от Солнца. Если учесть, что атмосфера поглощает только 26 % приходящего солнечного излучения, радиационные потери атмосферы составляют 29 %. Эти потери компенсируются выделением тепла за счет конденсации водяного пара, испаряющего с поверхности (скрытый поток тепла), и потоком тепла от подстилающей поверхности за счет турбулентности и ячейковой конвекции. Эти восходящие потоки тепла составляют 23 % и 6 %, соответственно.

9.5. Радиационные факторы изменения климата

Климат и его изменения

Наиболее известным свидетельством того, что климат нашей планеты подвержен изменениям, являются ледниковые эпохи – последовательные наступления и отступления ледяных щитов в умеренных широтах, наблюдавшиеся за последний миллион лет. Отметим, что последнее оледенение закончилось примерно 10 тысяч лет назад. Исследованиям прошлых климатов Земли посвящен специальный раздел климатологии – *палеоклиматология*.

Факторы изменения климата

Изменения климата, наблюдающиеся последние десятилетия и проявляющиеся различным образом – ростом средней глобальной температуры нашей планеты, уменьшением полярных «ледяных шапок», подъемом уровня мирового океана, – оказывают заметное влияние на различные стороны жизни человека и функционирование различных отраслей экономики. Это явилось основной причиной значительного внимания к проблемам климата Земли в последние десятилетия. Задача прогноза климатических изменений является одной из приоритетных в современной науке. Для ее решения созданы и создаются новые модели климата на основе теории климата, которая является очень сложной из-за значительного числа факторов, могущих оказывать влияние на климат планеты и сложности количественного описания разнообразных физических, химических, биологических процессов, контролирующих состояние планеты. Среди факторов изменения климата можно указать астрономические причины (гл.1), дрейф континентов, изменения положения геомагнитного полюса и многие другие. Для относительно кратковременных (несколько сотен лет) прогнозов изменений климата наиболее важными факторами, по современным представлениям, являются *радиационные факторы* – особенности распределения по земной поверхности радиационного баланса. А они, в свою очередь, как мы показали ранее, связаны с особенностями состава атмосферы: содержанием поглощающих излучение газов и аэрозолей, характеристиками и количеством облаков, свойствами подстилающей поверхности.

Прежде всего, подчеркнем, что климат Земли в значительной степени определяется *естественным парниковым эффектом* (ПЭ) [95]. Этот эффект обусловлен относительно высокой прозрачностью атмосферы для коротковолнового солнечного излучения и значительным поглощением длинноволнового излучения поверхности Земли такими атмосферными газами как водяной пар, углекислый газ, озон и облаками. Это поглощение приводит к тому, что значительная часть излучения поверхности не уходит в космическое пространство, а нагревает атмосферу. Если бы поглощение длинноволнового излучения отсутствовало, то, как показывают простые оценки, средняя температура Земли составляла бы около 255 К. Средняя температура поверхности Земли выше этой температуры на 20–30 К.

При изучении климата Земли возникают два важных вопроса – как естественный ПЭ может изменяться со временем и как антропогенная деятельность может изменять естественный ПЭ. При анализе этих проблем принято подразделять процессы, определяющие ПЭ системы атмосфера–поверхность, на два класса:

А) *процессы воздействия*, рассматриваемые как внешние воздействия на климатическую систему

Б) *процессы обратных связей* в климатической системе.

К процессам воздействия принято относить изменения содержания оптически активных газов (CO_2 , метан и т.д.), естественных и антропогенных аэрозолей, продуктов вулканических извержений и солнечной постоянной. Как прямое следствие этих воздействий могут наблюдаться изменения температуры в системе и ее циркуляции. В результате вариаций температуры могут наблюдаться и другие изменения радиационных свойств атмосферы и поверхности. Например, увеличение температуры может привести к росту испарения водяного пара с поверхности океанов. Увеличение содержания водяного пара в атмосфере, т.к. он является важнейшим парниковым газом, может привести к дальнейшему росту температуры системы. Этот пример воздействия иллюстрирует положительную обратную связь. Другие обратные связи могут быть ассоциированы с изменениями количества, высоты и типа облаков, планетарного альbedo за счет вариаций снежного и ледяного покрова, с изменениями растительного покрова и альbedo суши. Наконец, в качестве обратной связи следует рассматривать достаточно медленные, но очень значительные потенциальные изменения в потоках тепла и накопления энергии океанами. Отметим, что разделение процессов на воздействующие процессы и процессы обратных связей не всегда является однозначным. Например, изменения альbedo суши можно трактовать как процессы обратных связей, но и как процессы воздействия на климатическую систему, имея в виду, например, изменения альbedo суши за счет вырубки лесов.

Примеров различных воздействий, как и обратных связей в климатической системе, можно привести очень много и это, в частности, объясняет сложность простых оценок современных изменений климата Земли. Другой причиной трудности и неопределенности таких оценок является тот факт, что многие процессы, в том числе и радиационные, еще недостаточно изучены. Так, например, мало исследованы процессы поглощения солнечного излучения различными типами облаков. Оценки этой компоненты радиационного баланса атмосферы варьируют в настоящее время от 3 % до 10 %.

Влияние парниковых газов

О вариациях состава атмосферы мы говорили в гл.2, где отмечали, что они могут быть вызваны как естественными, так и *антропогенными причинами*. Например, хозяйственной деятельностью человека вызван рост содержания в атмосфере углекислого газа. Таким образом, задача прогноза климата осложняется необходимостью отделить естественные причины его изменения (на которые наше влияние в большинстве случаев может быть мало или невозможно) от антропогенных причин, которые могут поддаваться контролю.

В атмосфере Земли наблюдаются также изменения и других, оптически активных в ИК области спектра атмосферных газов, – метана, N_2O , различных фреонов. Увеличение их содержания будет приводить к усилению парникового эффекта. Для характеристики этих процессов приведем табл.9.4, где даны характеристики вкладов в парниковый эффект различных атмосферных газов.

Таблица 9.4. Эффективность парникового эффекта различных газов.

Газ	Отношение смеси, 1992 г., ppb	Эффективность ПЭ ³²	Примечания
O_3	10–200		Поглощает УФ и ИК излучения

³² Парниковый эффект приводится по отношению к ПЭ углекислого газа.

CO_2	356000	1	Поглощает ИК излучение, влияет на стратосферный озон
CH_4	1714	21	Поглощает ИК излучение, влияет на тропосферные O_3 и OH , на стратосферные O_3 и H_2O
N_2O	311	206	Поглощает ИК излучение, влияет на стратосферный озон
$CFCl_3$ (CFC-11)	0,268	12400	Поглощает ИК излучение, влияет на стратосферный озон
CF_2Cl_2 (CFC-12)	0,503	15800	Поглощает ИК излучение, влияет на стратосферный озон
CF_2HCl (HCFC-22)	0,105	10660	Поглощает ИК излучение, влияет на стратосферный озон
CH_3CCl_3	0,160	2730	Поглощает ИК излучение, влияет на стратосферный озон
CF_3Br (H-1301)	0,002	16000	Поглощает ИК излучение, влияет на стратосферный озон

В табл.9.4 кроме парникового эффекта (на одну молекулу по отношению к одной молекуле CO_2) приведена информация о средних отношениях смеси газов (в долях 10^{-9}) на 1992 год, а также возможное влияние на поглощение излучения и газовый состав атмосферы. Из приведенных данных следует, что многие малые газовые составляющие по влиянию на парниковый эффект в атмосфере (на одну молекулу!) существенно более эффективны, чем «традиционный» парниковый газ – CO_2 .

Для характеристики влияния изменений содержания парниковых газов в атмосфере приведем в табл.9.5 оценки изменений температуры поверхности при соответствующих изменениях в их содержании. Эти оценки получены с использованием достаточно простой одномерной модели атмосферы, без учета обратных связей в климатической системе.

Таблица 9.5. Изменения температуры поверхности.

Механизм воздействия	T , градусы
Увеличение содержания CO_2 (300–600 ppm)	1,31
Увеличение содержания CH_4 (0,28 –0,56 ppm)	0,16
Увеличение содержания N_2O (0,16–0,32 ppm)	0,27
Увеличение содержания CFC-11 (0–1 ppb)	0,07
Увеличение содержания CFC-12 (0–1 ppb)	0,08
50 % уменьшение содержания озона на всех высотах	– 0,38
Увеличение солнечной постоянной на 2 %	1,35
Добавление стратосферного слоя аэрозоля с оптической толщиной 0,15	– 0,99

Для сравнения в таблице приведены также изменения температуры поверхности, обусловленные уменьшением содержания озона, увеличением на 2 % солнечной постоянной и добавлением стратосферного слоя аэрозоля с оптической толщиной 0,15. Из данных

табл.9. наглядно видно, что основным парниковым газом (за исключением водяного пара), изменение содержания которого может привести к существенным климатическим изменениям, является углекислый газ.

Водяной пар, облака и осадки

Мы уже упоминали, что водяной пар является основным парниковым газом в атмосфере Земли и увеличение температуры системы атмосфера–поверхность может привести к росту испарения воды с поверхностей океанов, увеличению влажности атмосферы и увеличению парникового эффекта водяного пара. Однако помимо этого при увеличении влажности атмосферы можно ожидать роста количества облаков вследствие конденсации водяного пара в атмосфере. Увеличение количества облаков влияет на радиационный баланс двояко – с одной стороны, увеличивается отражение поступающей солнечной радиации на поверхность Земли, с другой стороны, – уменьшается величина уходящего теплового излучения системы атмосферы–подстилающая поверхность. Мы обсуждали эти эффекты в п.9.4 и показали, что суммарный эффект в среднем должен приводить к охлаждению климатической системы. Однако, в отдельных ситуациях, например, в областях с высокими значениями альбедо подстилающей поверхности (снег или лед), суммарный эффект равен нулю или даже может наблюдаться нагревание климатической системы.

Процессы конденсации водяного пара и выпадение осадков на поверхность Земли являются важными факторами регуляции климата. Увеличение испарения с поверхности океанов, усиление процессов конденсации водяного пара и образования облаков изменяют количество тепла, приходящего в атмосферу. Осадки, особенно в виде снега могут существенно изменить альбедо поверхности и, как следствие, ее радиационный баланс.

Атмосферный аэрозоль

Изучение данных наземных измерений прямого и рассеянного солнечного излучения показывает, что количество коротковолновой радиации, приходящей в условиях безоблачной атмосферы к поверхности, заметно изменяется год от года. Главная причина этих изменений – сильные вариации содержания аэрозольных частиц в атмосфере. Аэрозоль ослабляет солнечную радиацию, приходящую на поверхность, усиливает процессы рассеяния в атмосфере, в том числе – назад, т.е. может увеличивать компоненту отраженного в космос солнечного излучения. Если аэрозоль поглощающий, то это приводит к увеличению поглощения солнечной радиации в атмосфере. В меньшей степени, но все же заметно аэрозоль может влиять на потоки теплового излучения. Так, рассеяние и, особенно поглощение, на аэрозолях ИК излучения приводит к уменьшению уходящего теплового излучения. Суммарный эффект аэрозоля очень изменчив, что связано с большой изменчивостью концентрации аэрозольных частиц, их микрофизических и, как следствие, оптических свойств. В среднем, по современным представлениям, увеличение аэрозоля в атмосфере приводит к охлаждению климатической системы.

Важную роль в воздействии на климат играет стратосферный аэрозоль (см. табл.9.5). Его концентрация в стратосфере может возрастать на несколько порядков в результате сильных вулканических извержений. Поэтому предполагается, что эпохам повышенной вулканической активности нашей планеты соответствуют эпохи похолодания.

Изменения характеристик подстилающей поверхности

Изменение радиационных свойств подстилающих поверхностей может также существенно влиять на радиационный баланс как самой поверхности, так и всей планеты. Как следствие, естественные и антропогенные изменения поверхностей могут быть причинами изменения климата Земли. Эти изменения могут выступать как процессы воздействия (например, антропогенного – вырубка лесов, сельскохозяйственное использование, рост мегаполисов), так и обратных связей. В обоих случаях происходят изменения альbedo подстилающих поверхностей. К процессам обратных связей в климатической системе следует отнести такие, как изменение площади, покрытой снегом и льдом за счет потепления климата, опустынивание, подъем уровня мирового океана и затопление участков суши. Увеличение альbedo подстилающей поверхности или планетарного альbedo увеличивает отражение в космос падающей солнечной радиации и, как следствие, может привести к похолоданию климата Земли.

10. Излучение как источник информации об оптических и физических параметрах атмосфер планет

10.1. Прямые и обратные задачи теории переноса излучения и атмосферной оптики

В теории переноса излучения и атмосферной оптики мы имеем дело с двумя типами задач, которые принято называть *прямыми и обратными задачами* [47, 71]. Прямые задачи посвящены определению тех или иных характеристик излучения. В обратных – по известным характеристикам излучения определяются оптические или физические параметры атмосферы или подстилающей поверхности.

Отметим, что понятия прямых и обратных задач присуще многим разделам математической физики. Понятия прямых и обратных задач математической физики основываются на направленности исследуемых причинно–следственных связей. Прямые задачи ориентированы по ходу *причинно–следственной связи*, т. е. представляют собой задачи отыскания *следствия* известных *причин*. Таковыми являются задачи определения полей во времени и пространстве при заданных источниках, вычисление реакции прибора по известному сигналу на входе и т. д.

Обратные задачи связаны с *обращением причинно–следственной связи*, т. е. отысканием неизвестных *причин* по известным *следствиям* – определение характеристик источников поля в некоторых точках или областях пространства по результатам измерения параметров поля, восстановление входного сигнала по реакции на выходе прибора и т. д. [75]

Приведем простейший пример обратной задачи. Закон Бугера описывает процессы ослабления излучения при его распространении в атмосфере. Простейшей характеристикой такого ослабления является оптическая толщина рассматриваемого слоя. Зная входящее в него I_0 и выходящее из этого слоя излучение I , легко получить важную оптическую характеристику – оптическую толщину слоя.

$$\tau = \ln \left(\frac{I_0}{I} \right). \quad (10.1.1)$$

Соотношение (10.1.1) и есть простейший пример решения *обратной задачи теории переноса излучения*.

Если мы знаем физические причины наблюдаемого ослабления излучения, например, оно обусловлено истинным поглощением, то можно записать явное выражение для оптической толщины слоя – $\tau = ku$, где k – коэффициент поглощения, u – количество поглощающего вещества. Если нам известны значения коэффициента поглощения, например, мы его измерили заранее в лабораторных условиях, то следующим простым шагом состоит в определении количества поглощающего вещества u . Это пример решения обратной задачи атмосферной оптики.

Дистанционные методы уже достаточно давно и успешно применяются для изучения атмосфер Земли и других планет. Г.В. Розенберг в своей монографии «Сумерки» [61] приводит интересный пример вероятно одного из первых дистанционных измерений характеристик атмосферы. Средневековый философ и ученый Эль Хасан (Альгазен)

определил вертикальные размеры земной атмосферы (52 тысячи шагов), анализируя сумеречные явления.

В настоящее время в исследованиях Земли дистанционные методы применяются как при наблюдениях из космоса, так и с поверхности Земли или при использовании различных летательных средств. Современные дистанционные методы измерений используют измерения излучения в очень широкой спектральной области – от УФ до радиодиапазона.

Все дистанционные методы измерений – суть обратные задачи атмосферной оптики. Покажем, однако, что обратные задачи атмосферной оптики – это более широкое понятие [71].

В атмосферной оптике при решении прямых и обратных задач мы имеем дело со следующими величинами и характеристиками (таблица 10.1):

- а) характеристики поля излучения (используем для обозначения символ J);
- б) параметры физического состояния среды (X);
- в) параметры взаимодействия излучения со средой (оптические параметры) (A);
- г) граничные условия (G);
- д) геометрия рассматриваемой среды (S).

Таблица 10.1. Основные характеристики, используемые в атмосферной оптике.

Параметр или характеристика	Примеры	Обозначение
Характеристики поля э.м. излучения	Вектор–параметр Стокса, интенсивность излучения и т.д.	J
Параметры физического состояния среды	Температура атмосферы и подстилающей поверхности, концентрации поглощающих, рассеивающих и излучающих молекул и аэрозольных частиц, скорость ветра, влажность почв и т.д.	X
Параметры взаимодействия излучения со средой (оптические параметры)	Коэффициенты Эйнштейна, коэффициенты поглощения, рассеяния и излучения, индикатриса рассеяния и т.д.	A
Граничные условия	Солнечное излучение на верхней границе атмосферы, излучение подстилающей поверхности и т.д.	G
Геометрия среды	Плоско–параллельная атмосфера, сферическая атмосфера и т.д.	S

При решении прямых задач атмосферной оптики предполагается, что известны параметры физического состояния среды и параметры взаимодействия излучения со средой, заданы граничные условия и геометрия среды – требуется определить те или иные характеристики поля излучения. То есть схематически прямую задачу можно изобразить следующим образом

$$X + A + G + S \rightarrow J.$$

Обратные задачи атмосферной оптики можно сформулировать различным образом. Классификация различных обратных задач атмосферной оптики дана в табл.10.2. При этом мы считаем, что для всех них задана геометрия среды, как это и бывает на практике.

Таблица 10.2. Классификация обратных задач атмосферной оптики.

Тип	Задано	Определяется	Примечания
1	J, A, G	X	Дистанционные методы измерений физических параметров среды
2	J, X, G	A	Определение оптических параметров среды
3	J, X, A	G	Определение граничных условий

1 тип обратных задач – это разнообразные дистанционные методы измерений. Их можно изобразить следующей схемой

$$J + A + G \rightarrow X.$$

По измеренным характеристикам поля излучения и заданным параметрам взаимодействия излучения со средой и граничным условиям определяются различные параметры физического состояния атмосферы и подстилающей поверхности. Простейший пример подобной задачи (определение содержания поглощающего газа) мы привели выше.

Второй тип обратных задач атмосферной оптики направлен на определение тех или иных оптических характеристик атмосферы. Этот тип обратных задач можно изобразить схемой:

$$J + X + G \rightarrow A.$$

Укажем, что этот подход является традиционным в лабораторных исследованиях оптических характеристик атмосферных газов. Применяется этот подход и при определении оптических свойств реальной атмосферы.

Третий тип обратных задач атмосферной оптики формулируется относительно граничных условий следующим образом:

$$J + X + A \rightarrow G.$$

Наиболее известным примером такого типа является задача определения интегральной или спектральной солнечной постоянной по наземным или аэростатным измерениям прямого солнечного излучения.

10.2. Дистанционные методы измерений

Для измерений параметров атмосферы и подстилающей поверхности используются два типа методов: *контактные измерения* и *дистанционные измерения*. Контактные измерения – это измерения параметра в определенной «точке» (ограниченном объеме) атмосферы или поверхности (ограниченной площади). При контактных измерениях чувствительный датчик вступает в непосредственный контакт с исследуемым объектом. Пример – измерения температуры атмосферы с помощью термометра. С помощью контактных измерений осуществляется большое количество измерений различных параметров атмосферы и поверхности. Но получить с помощью таких измерений информацию о состоянии атмосферы в региональном или глобальном масштабах практически невозможно. В еще большей степени это относится к другим планетам. Поэтому в науках об атмосфере очень большое значение имеют дистанционные измерения.

В общем случае дистанционные измерения основаны на регистрации характеристик различных полей – гравитационных, электрических, магнитных, электромагнитных, акустических. В этих методах измерения характеристик среды осуществляются на расстоянии от исследуемого объема атмосферы или площади поверхности. При этом эти расстояния могут быть очень велики – например, для спутниковых измерений или при исследовании планет с поверхности Земли. В данной монографии мы будем рассматривать дистанционные методы, основанные на регистрации характеристик электромагнитного поля (излучения). Процессы генерации излучения или его трансформации зависят от оптических и физических параметров среды. Эти зависимости и являются физической основой рассматриваемых дистанционных методов измерений.

На рис.10.1 представлена общая блок–схема дистанционных измерений. Важнейшим элементом этих измерений является измерительный прибор. На вход прибора поступает э.м. излучение. Приборы измеряют различные характеристики поля излучения – угловые, спектральные, поляризационные – в зависимости от времени и, часто, от точки пространства. На выходе прибора сигналы пропорциональны тем или иным функционалам

поля излучения. Например, при спектральных измерениях мы получаем информацию о спектральной зависимости излучения с определенным спектральным разрешением:

$$I_{\Delta\nu}(\nu) = \int_{\Delta\nu} I(\nu) \varphi(\nu - \nu') d\nu, \quad (10.2.1)$$

где $\Delta\nu$ – разрешаемый спектральный интервал, $\varphi(\nu - \nu')$ – спектральная аппаратная функция прибора, которая количественно описывает реакцию (отклик) прибора на излучение с разной частотой.

Аналогично прибор осуществляет угловое и временное усреднения интенсивности излучения, описываемые соответствующими аппаратными функциями. Важно подчеркнуть, что для последующей интерпретации измерений, т.е. получения интересующих нас оптических или физических параметров среды, мы должны знать различные характеристики прибора. Эти характеристики, как правило, заранее исследуются в лаборатории.

Для решения обратных задач атмосферной оптики, в том числе и при дистанционном зондировании среды, как это следует из табл.10.2 и рис.10.1, необходимо не только измерить ту или иную характеристику излучения, но и задать определенное количество информации, которую принято называть *априорной*. В зависимости от типа обратной задачи априорная информация различна. Таким образом, дистанционные методы измерений параметров атмосферы и подстилающей поверхности включают в себя не только измерительное устройство, но и определенный объем априорной информации, а также – алгоритм получения искомого параметра. В связи с этим точность дистанционного зондирования среды зависит не только от точности измерений тех или иных характеристик поля излучения, но и от точности задания априорной информации.

Непосредственные измерения прибора – лишь начальный этап реализации дистанционных измерений, они не решают поставленной задачи – определения параметров среды. Это осуществляется в алгоритме обработки данных измерений (алгоритме интерпретации) – специальной системе программ вычислений, реализованной на ЭВМ. Этот алгоритм включает в себя априорную информацию о модели переноса излучения, параметрах взаимодействия излучения со средой, граничных условиях и геометрии среды. Эта информация, включенная в уравнение переноса излучения, формирует *физико-математическую модель дистанционных методов измерений параметров атмосферы и подстилающей поверхности*. Как мы отмечали ранее, в этой модели должны также присутствовать различные характеристики измерительного устройства – спектральное и угловое разрешение, соответствующие аппаратные функции, различные погрешности измерений и т. д..

Можно показать, что большинство обратных задач атмосферной оптики с математической точки зрения сводятся к решению интегральных уравнений особого типа – интегральным уравнениям Фредгольма первого рода [75]:

$$y(x) = \int_a^b K(x, y) f(y) dy, \quad (10.2.2)$$

где $y(x)$ – известная (измеряемая) функция, $K(x, y)$ – ядро интегрального уравнения, $f(y)$ – искомая функция. В нашем случае $y(x)$ – характеристики излучения, $f(y)$ – искомые параметры атмосферы или поверхности. К такого типа уравнениям принадлежит и соотношение (10.2.1). Действительно, если мы хотим получить из измерений интенсивности излучения в конечных спектральных интервалах $I_{\Delta\nu}(\nu)$ монохроматическую интенсивность на входе прибора $I(\nu)$ при известном ядре уравнения $K(x, y) = \varphi(\nu - \nu')$, то нужно решить уравнение типа (10.2.1). Простым примером, относящимся к атмосферной оптике, может

быть пример, приведенный выше для оптической толщины атмосферы. В общем случае, для неоднородной атмосферы оптическая толщина записывается в виде

$$\tau(\nu) = \int k(\nu, z) \rho(z) dz . \quad (10.2.3)$$

Если нам известна оптическая толщина, то для определения вертикального распределения плотности поглощающего газа (при заданном коэффициенте поглощения $k(\nu, z)$) необходимо решить интегральное уравнение Фредгольма (10.2.2).

Общей особенностью этих уравнений является их некорректность в классическом смысле (по Адамару), что приводит, в частности, к необходимости задания еще одного типа априорной информации – класса искомого решения. Исключение составляют обратные задачи дистанционной рефрактометрии, которые сводятся к решению интегральных уравнений Вольтера первого рода, которые корректны по Адамару. Отмеченные особенности решения обратных задач приводят к необходимости использования специальных алгоритмов интерпретации данных измерений.

Как и любые другие методы измерений, дистанционные измерения характеризуются погрешностями (случайными и систематическими) измерений рассматриваемого параметра атмосферы или подстилающей поверхности. Кроме этого, измерения в физике атмосферы, метеорологии, климатологии и т.д. (в том числе и дистанционные измерения) характеризуются пространственным (горизонтальным и вертикальным) разрешением, периодичностью измерений, скоростью передачи данных измерений потребителям.

Поскольку дистанционные измерения представляют собой совокупность измерительного устройства (со своими погрешностями измерений), определенного объема априорной информации и алгоритма интерпретации, все эти составляющие определяют точностные характеристики дистанционных измерений.

10.3. Различные классификации дистанционных методов измерений

В связи с многообразием дистанционных методов измерений в атмосферной оптике целесообразно рассмотреть их общую классификацию. Дистанционные методы измерений параметров окружающей среды классифицируются по различным признакам:

- по используемому излучению (природе излучения, источнику излучения),
- по основным процессам взаимодействия излучения с исследуемой средой,
- по условиям освещения (времени суток),
- по области спектра,
- по определяемому параметру,
- по используемому носителю.

Прежде всего дистанционные методы измерений принято подразделять на пассивные и активные (по природе используемого излучения). К пассивным методам, использующим измерения характеристик естественных полей излучения, относятся:

1. методы собственного излучения атмосферы (равновесного и неравновесного),
2. методы рассеянного излучения (солнечного и отраженного от Луны),
3. методы ослабления и поглощения (прозрачности), прежде всего, солнечного излучения, но и Луны и звезд,

4. методы рефракции,
5. методы отраженного излучения.

Часто второй и пятый пассивные методы объединяют в один – метод рассеянного и отраженного излучения.

Активными методами зондирования, использующими искусственные источники электромагнитного (э.м.) излучения, являются:

- лазерное зондирование,
- радиолокационное зондирование,
- метод рефракции,
- метод ослабления и поглощения.

Классификация дистанционных методов измерений по основным процессам взаимодействия излучения с исследуемой средой близка к приведенной выше. В этой классификации выделяются:

- методы рассеяния (различных типов – молекулярного (релеевского), аэрозольного, комбинационного и т.д.),
- методы ослабления (поглощения),
- методы собственного излучения,
- методы рефракции и т.д..

В этой классификации методы поглощения, рассеяния и рефракции используются и в пассивных и активных методах измерений.

По условиям освещения (времени суток) дистанционные методы можно подразделить на 1) дневные (над освещенной стороной планеты), 2) ночные и 3) методы, используемые в области терминатора (область перехода от дневной к ночной стороне планеты). Последние методы, особенно при наземной схеме измерений, часто называют методами сумеречного зондирования. Первый и третий из пассивных методов связаны с использованием солнечного излучения как источника информации о состоянии среды и применимы для дневной стороны планеты. В ночное время дистанционные методы, кроме того, могут быть основаны на измерениях излучения звезд и отраженного от Луны солнечного излучения, а также различных свечений атмосферы.

Активные методы зондирования можно, в принципе, также использовать в любое время суток. Однако, наличие днем значительного уровня отраженного и рассеянного солнечного излучения затрудняет использование, например, лазерных методов в видимой и ближней инфракрасной областях спектра над дневной стороной планеты.

С точки зрения используемого носителя дистанционные методы подразделяются на наземные, самолетные, аэростатные, ракетные и космические.

По геометрии измерений космические методы измерений можно подразделить на методы надирного и касательного (лимбового, на горизонт планеты) зондирования. На рис.10.2 изображены различные типы геометрии и различные методы космических измерений. При надирной геометрии измерений (или близкой к ней – наклонной) уходящее излучение регистрируется в направлениях вблизи местного вертикала. При этом большинство современных спутниковых приборов осуществляет угловое сканирование вблизи надира (в

большинстве случаев перпендикулярно плоскости орбиты), что позволяет получать горизонтальные поля исследуемых характеристик. Аналогичный результат может быть получен при использовании специальных приемников – линейчатого или матричного типов. Диапазон углов сканирования, угловая апертура приборов, тип сканирования и высота космического носителя определяют пространственную область измерений и горизонтальное разрешение дистанционных измерений.

Для некоторых пассивных методов можно использовать оба типа геометрии измерений, для методов прозрачности и рефракции – только лимбовую геометрию (касательные трассы). Активные методы зондирования осуществляются при различной геометрии измерений, но лазерные и радиолокационные методы используют в основном надирную и наклонную (наблюдения под определенным углом к местному вертикалу) геометрию измерения, а методы поглощения и рефракции – касательную.

Дистанционные методы измерений параметров атмосферы и подстилающей поверхности можно классифицировать по определяемому параметру. По этой классификации выделяются дистанционные методы для определения:

- температуры, плотности и давления атмосферы,
- характеристик облаков – бальности, высоты верхней и нижней границ (вертикальной структуры), температуры верхней границы (В.Г.), водности, фазового состава, микрофизики облаков,
- интенсивности осадков,
- содержания поглощающих газов – водяного пара, озона и других малых газовых составляющих (МГС),
- поля ветра,
- характеристик аэрозолей (оптических и микрофизических),
- свойств подстилающей поверхности – температуры, влажности и оптических характеристик подстилающих поверхностей (отражательных и излучательных способностей).

10.4. Дистанционные методы измерений, основанные на регистрации ослабления (поглощения) излучения

Об этих методах мы уже говорили ранее, иллюстрируя понятия обратных задач теории переноса и атмосферной оптики. В большинстве случаев в этих методах используется излучение Солнца, и они применимы в дневное время суток, хотя все больше примеров в последние годы связано с использованием излучения звезд и отраженного от Луны солнечного излучения. Два последних случая позволяют использовать этот дистанционный метод ночью.

Рассматриваемые методы наиболее эффективны при изучении характеристик газового и аэрозольного состояния атмосферы, а также, в ряде случаев, облаков. Кроме того, используя температурную зависимость характеристик молекулярного поглощения, имеется возможность определять температуру атмосферы. Выбирая различные спектральные

области и спектральные интервалы от УФ области до радиодиапазона при измерениях, например, солнечного излучения, можно получать информацию о содержании в атмосфере десятков различных газов. Такие эксперименты проводятся с поверхности Земли уже очень долгое время. Интересно отметить, что именно с помощью этих дистанционных методов было обнаружено присутствие в земной атмосфере озона, как и многих других газов. Рассматриваемые дистанционные методы часто называют *методами прозрачности*, т.к. информация о параметрах физического состояния извлекается, фактически, из функций пропускания атмосферы (прозрачности атмосферы).

С учетом различных ослабляющих излучение факторов оптическая толщина может быть представлена в виде:

$$\tau(\nu, s_1, s_2) = \int_{s_1}^{s_2} \sum_{i=1}^N k_i(\nu, s) \rho_i(s) ds + \tau_R(\nu, s_1, s_2) + \tau_a(\nu, s_1, s_2), \quad (10.4.1)$$

где $k_i(\nu, s)$ – коэффициент поглощения i -й газовой составляющей, $\rho_i(s)$ – ее плотность, $\tau_R(\nu, s_1, s_2)$ и $\tau_a(\nu, s_1, s_2)$ – оптические толщи релеевского и аэрозольного ослабления. Отметим, что выражение (10.4.1) записано для случая монохроматической оптической толщины. В реальных экспериментах следует учесть конечное спектральное разрешение приборов. Таким образом, проводимое нами рассмотрение является идеализированным, так как измерения строго монохроматического излучения невозможны. Однако, существуют приборы сверхвысокого спектрального разрешения (например, гетеродинные спектрометры), для которых рассмотрение монохроматического случая представляет и практический интерес.

Из выражения (10.4.1) видно, что ослабление излучения, в общем случае, обусловлено различными физическими причинами – истинным поглощением атмосферными газами, ослаблением за счет молекулярного (релеевского) рассеяния, поглощением и рассеянием на атмосферных аэрозолях. Используя различную спектральную зависимость разных механизмов ослабления, можно выделить различные компоненты этого ослабления. В зависимости от спектральной области измерений, характеристик прибора и целей интерпретации соотношения (10.4.1) может лежать в основе различных дистанционных методов:

- определения характеристик газового состава атмосферы;
- определения температуры атмосферы;
- измерений скорости ветра;
- определения плотности атмосферы;
- измерений различных характеристик атмосферных аэрозолей.

Рассмотрим различные дистанционные методы измерений, предполагая для простоты, что тем или иным методом можно осуществить в выражении (10.4.1) разделение различных компонент ослабления излучения.

Определение характеристик газового состава атмосферы методом прозрачности

Прежде всего отметим, что при наземной схеме экспериментов встает проблема определения интенсивности внеатмосферного солнечного излучения $I_0(\nu)$. Это осуществляется с помощью *долгого или короткого методов Бугера*. Запишем для модели плоскопараллельной горизонтально однородной атмосферы выражение для оптической толщины:

$$\tau_{\rho}(\nu) = \frac{1}{\cos\theta} \int_0^{\infty} k(\nu, z) \rho(z) dz. \quad (10.4.2)$$

Успех решения обратной задачи – определения вертикального профиля плотности поглощающего газа $\rho(z)$ из уравнения (10.4.2) – зависит от поведения ядра уравнения (в данном случае коэффициента поглощения $k(\nu, z)$) в зависимости от высоты на различных частотах. Пусть, например, коэффициент поглощения не зависит от высоты. Тогда можно сделать очевидные преобразования:

$$\tau_{\rho}(\nu) = \frac{k(\nu)}{\cos\theta} \int_0^{\infty} \rho(z) dz = \frac{k(\nu)}{\cos\theta} u; \quad u = \int_0^{\infty} \rho(z) dz. \quad (10.4.3)$$

Из соотношений (10.4.3) следует, что в рассматриваемом случае мы не можем получить информацию о вертикальном профиле плотности поглощающего газа, а только о его интегральном содержании во всей толще атмосферы. Отметим, что определение величины общего содержания u различных газов во многих случаях представляет большой практический интерес. Например, наземные измерения поглощения УФ солнечного излучения позволяют с высокой точностью (1–3 %) определять интегральное (общее) содержание озона. Это связано с тем, что в УФ области спектра коэффициенты поглощения озона не зависят от давления атмосферы и слабо зависят от ее температуры. Наземные станции для измерений общего содержания озона функционируют во многих странах мира. Так, в России и СНГ в настоящее время такие измерения осуществляются на ~ 40 озонметрических станциях. Кроме этого, имеется сеть станций, в том числе и в России, где осуществляются наземные спектроскопические измерения общих содержаний CH_4 , CO , H_2O , CO_2 , N_2O в ИК области спектра. В ИК области спектра закономерности молекулярного поглощения атмосферных газов в большинстве случаев другие. Как мы показали ранее (см. гл.4), молекулярный коэффициент поглощения в спектральной линии $k(\nu, z) = k(\nu, p(z), T(z))$. Из приведенных в гл.4 соотношений для лоренцевской линии (выведенных из анализа формул (4.5.20) и (4.5.24)) видно, что в центре и в крыле линии зависимость коэффициента поглощения от давления и, следовательно, высоты в атмосфере существенно различна. Коэффициент поглощения в крыле линии прямо, а в центре линии – обратно пропорционален давлению. Таким образом, вклад в оптическую толщину молекулярного поглощения различных слоев атмосферы в различных частях лоренцевской линии существенно различен и интуитивно ясно, что решение интегрального уравнения (10.4.2) может позволить получить информацию именно о вертикальном профиле плотности поглощающего газа. Такая информация может быть получена из измерений с высоким спектральным разрешением, позволяющем сканировать отдельные спектральные линии, что реализуется в микроволновой области спектра. При среднем спектральном разрешении в основе большинства методов интерпретации лежит использование модельного (среднего) вертикального профиля содержания поглощающего газа и решается задача по определению общего содержания газа.

Рассмотрим другой пример использования измерений прозрачности атмосферы. На рис.10.3 изображена геометрия космических измерений солнечного излучения. При движении спутника по орбите Солнце восходит или заходит за горизонт планеты относительно спутника. В эти моменты с помощью спектральных приборов, установленных на спутнике, можно проводить измерения солнечного излучения как при прохождении его через атмосферу, так и вне ее. В этом случае можно получить функцию пропускания атмосферы на касательных (скользящих) трассах, т. е. отношение $I(\nu)/I_0(\nu)$. Такие методы зондирования атмосферы часто называют затменными, поскольку они осуществляются во время «затмения» Землей источника излучения (в нашем случае Солнца).

Закон Бугера для рассматриваемого случая можно записать в виде:

$$I(\nu, h_0) = I_0(\nu) \exp \left(-2 \int_{h_0}^{\infty} w(z, h_0) k(\nu, z) \rho(z) dz \right), \quad (10.4.4)$$

где h_0 – прицельная высота, т. е. минимальное расстояние траектории распространения луча света от поверхности Земли (рис.10.3), $w(z, h_0)$ – якобиан перехода от координаты s вдоль трассы распространения излучения к высоте z . Множитель 2 возникает из-за разбиения трассы на два одинаковых участка интегрирования, что справедливо для модели сферически однородной (слоисто-стратифицированной) атмосферы.

Отметим, что измерения солнечного излучения можно осуществлять как функцию частоты и траектории распространения излучения, характеризуемой, например, прицельной высотой h_0 . Существенно также отметить, что в космическом эксперименте (в противоположность наземной схеме измерений, когда существует проблема определения внеатмосферной величины солнечного излучения $I_0(\nu)$, решаемая специальными методами) имеется возможность непосредственного измерения внеатмосферного излучения при больших значениях прицельной высоты h_0 .

Переходя в монохроматическом случае к оптической плотности молекулярного поглощения, получим

$$\tau(\nu, h_0) = 2 \int_{h_0}^{\infty} w(z, h_0) k(\nu, z) \rho(z) dz. \quad (10.4.5)$$

Здесь ядром интегрального уравнения является произведение $w(z, h_0) k(\nu, z)$, предполагаемое известным, а искомой функцией – плотность поглощающего газа $\rho(z)$. Уравнение (10.4.5) является уравнением Вольтера I рода, так как предел интегрирования переменный. Формально можно получить решение этого уравнения аналитически, дифференцируя оптическую плотность по прицельной высоте h_0

$$\rho(h_0) = - \frac{d\tau(\nu, h_0)}{dh_0} \frac{1}{2w(h_0, h_0) k'(\nu, h_0)}. \quad (10.4.6)$$

При этом проблемы устойчивого численного решения уравнения (10.4.5) остаются, так как численное дифференцирование измеренной функции также относится к некорректным (в классическом смысле) задачам.

Необходимо отметить, что наше рассмотрение было проведено для интенсивности излучения. Точно так же, как приборы не могут измерять монохроматическое излучение, а измеряют энергию излучения в конечных спектральных интервалах (что учитывается интегрированием по спектру с учетом аппаратной функции прибора), они измеряют энергию излучения в конечных телесных углах. Учет этого осуществляется интегрированием интенсивности излучения в конечных телесных углах с учетом угловой чувствительности приборов.

В рассматриваемом методе измерения при различных прицельных высотах позволяют получить информацию о вертикальной структуре, а спектральные зависимости ослабления выделять вклады в ослабление различных компонент, в частности, поглощение различных газов.

Возможности реального извлечения информации о вертикальном профиле плотности поглощающего газа связаны с поведением ядра уравнения (10.4.5) как функции высоты при различных прицельных высотах. На рис.10.4 приведены ядра интегрального уравнения

(10.4.5) для отношения смеси озона $q(z)$ при измерениях солнечного излучения в УФ области спектра на длине волны 285 нм в области полосы поглощения озона Хартли–Хюггинса при различных прицельных высотах в атмосфере. Из приведенного рисунка видно, что при различных прицельных высотах ядро интегрального уравнения (10.4.5) локализовано на различных высотах в атмосфере. Такое поведение ядер и является физической основой возможности получения с помощью космических измерений прозрачности атмосферы информации о вертикальном профиле отношения смеси или плотности поглощающего газа. Характер зависимости ядер уравнения (10.4.5) от высоты в атмосфере определяется спецификой геометрии космических измерений, в частности тем, что при заданной прицельной высоте h_0 солнечное излучение не поглощается слоями, расположенными ниже этой прицельной высоты.

Космическая схема измерений характеристик газового состава атмосферы использовалась в последние десятилетия во многих экспериментах в различных областях спектра. Приборы высокого спектрального разрешения и селективность спектров молекулярного поглощения позволили исследовать содержание многих атмосферных газов в верхней тропосфере, стратосфере и мезосфере. Например, в экспериментах с ИК интерферометром высокого спектрального разрешения «АТМОС» были измерены одновременно вертикальные профили более чем 30 атмосферных газов. Данные измерений излучения Солнца в УФ, видимой и ближней ИК областях спектра спектрометрами SAGE–I, SAGE–II, POEM, ОЗОН–МИР и других использовались для изучения содержания озона, NO_2 , H_2O и аэрозольного ослабления. На рис.10.5 приведен пример восстановления вертикального профиля содержания озона по данным измерений спектрометром ОЗОН–МИР (долговременная орбитальная станция «МИР»). На этом же рисунке дан профиль содержания озона, полученный с помощью другого дистанционного метода измерений – по тепловому излучению горизонта планеты (аппаратура MLS).

Большинство космических экспериментов рассматриваемого типа используют измерения излучения Солнца. Однако, в этом случае число таких измерений за сутки невелико. В последние годы были проведены подобные же измерения с использованием излучения различных звезд. В этом случае можно существенно (на порядок и более) увеличить количество измерений в течение суток. Тем самым можно существенно повысить пространственный охват наблюдениями различных районов Земли по сравнению со случаем использования излучения Солнца. На рис.10.6 приведен пример восстановления вертикального профиля содержания озона по измерениям излучения звезды (эксперимент с аппаратурой UVISI на спутнике США MSX). Для проверки данных спутниковых дистанционных измерений на рис.10.6 приведен также профиль содержания озона, полученный с помощью наземного лидарного зондирования.

Определение вертикального профиля температуры методом прозрачности

Вернемся к выражению оптической плотности молекулярного поглощения для космической геометрии измерений – уравнению (10.4.5). Ранее мы предполагали, что искомой функцией является плотность поглощающего газа. Предположим, однако, что она известна. Это предположение в земной атмосфере выполняется с хорошей точностью и в широком диапазоне высот для таких атмосферных газов как кислород и углекислый газ. В этом случае можно сформулировать обратную задачу относительно вертикального профиля температуры атмосферы $T(p)$. Действительно, как мы отмечали выше, интенсивности спектральных линий (а также полуширины, но, как правило, в меньшей степени) зависят от температуры

(гл.4). Например, для интенсивностей колебательно–вращательных линий линейных молекул в первом приближении можно записать

$$S(T) = S_0 \left(\frac{T}{T_0} \right) \exp \left(k_B E'' \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T} \right) \right), \quad (10.4.7)$$

где S_0 – интенсивность линии при реперной температуре T_0 , E'' – энергия нижнего колебательного состояния квантового перехода молекулы, k_B – постоянная Больцмана.

Как видно из соотношения (10.4.7), в зависимости от значений энергии E'' интенсивность линии по–разному зависит от температуры атмосферы. Например, для линии поглощения CO_2 , расположенной вблизи частоты $668,60867 \text{ см}^{-1}$, значение E'' равно $464,1717 \text{ см}^{-1}$. Несложные расчеты показывают, что для этой линии производная $dS(T)/dT$ при $T_0 = 296 \text{ К}$ приблизительно равна $0,01 S_0 [K^{-1}]$. Таким образом, при изменении температуры атмосферы на 1 К интенсивность линии и, следовательно, оптическая толщина $\tau(\nu)$ изменятся на 1 %, что может быть зарегистрировано космическими приборами. Это означает, что в рассматриваемом случае уравнение (10.4.5) является нелинейным интегральным уравнением Вольтера I рода относительно вертикального профиля температуры атмосферы.

Определение вертикального профиля плотности атмосферы методом прозрачности

Определение плотности атмосферы может осуществляться на основе различных физических принципов. В связи с этим укажем на два дистанционных метода:

- метод молекулярного поглощения;
- метод ослабления за счет релеевского рассеяния.

В первом случае в основе метода лежит соотношение (10.4.5). С его помощью определяется, например, для космической схемы измерений вертикальный профиль плотности i -ой газовой составляющей атмосферы. Определение плотности таких газовых составляющих как O_2 или CO_2 , отношение смеси которых в земной атмосфере известно и постоянно во времени и пространстве, позволяет определить полную плотность атмосферы на основе соотношения

$$\rho_a = \rho_i / q_i, \quad (10.4.8)$$

где ρ_a – полная плотность атмосферы. Подстановка соотношения $\rho_i(z) = \rho_a(z) q_i(z)$ в уравнение (10.4.5) дает явную форму интегрального уравнения для нахождения полной плотности атмосферы

$$\tau(\nu, h_0) = 2 \int_{h_0}^{\infty} w(z, h_0) k(\nu, z) q_i(z) \rho_a(z) dz, \quad (10.4.9)$$

где $K(z, h_0, \nu) = w(z, h_0) k(\nu, z) q_i(z)$ – ядро интегрального уравнения.

Для иллюстрации второго подхода предположим для простоты, что единственной компонентой ослабления излучения является оптическая толщина релеевского (молекулярного) рассеяния. Из приведенных ранее данных (гл.5) известно, что коэффициент релеевского рассеяния зависит от концентрации молекул воздуха. Это и позволяет сформулировать соответствующее интегральное уравнение для плотности воздуха.

Определение характеристик атмосферных аэрозолей методом прозрачности

Для методов прозрачности сформулированы также различные обратные задачи относительно характеристик атмосферных аэрозолей. Предположим для простоты, что ослабление излучения происходит только за счет рассеяния и поглощения на атмосферных аэрозолях. Тогда в соотношении (10.4.1) оптическая плотность определяется ослаблением излучения на аэрозолях. Для случая ослабления на сферических однородных частицах для полидисперсной системы аэрозольных частиц можно записать следующее выражение для оптической толщины аэрозольного ослабления $\tau_a(\lambda)$ (5.3.2):

$$\tau_a(\lambda) = \sec\theta \int_0^\infty \alpha_a(z) dz = \sec\theta \int_0^\infty \int_0^\infty N_a(z) \pi r^2 Q_e(r, m, \lambda, z) n_a(r, z) dz dr, \quad (10.4.10)$$

где $Q_e(r, m, \lambda, z)$ – фактор ослабления частиц радиуса r с комплексным показателем преломления (КПП) m , $n_a(r, z)$ – функция распределения частиц по размерам. Отметим, что в выражении (10.4.10) мы учли зависимость Q_e и n_a от высоты в атмосфере. Для случая аэрозольно–однородной атмосферы, т. е. независимых от высоты Q_e и n_a , можно сформулировать следующее интегральное соотношение относительно нормированной функции распределения $f_a(r)$:

$$\tau_a(\lambda) = \sec\theta N_0 \int_0^\infty \pi r^2 Q_e(r, m, \lambda) f_a(r) dr, \quad (10.4.11)$$

где N_0 – полное число аэрозольных частиц. Измеряя спектральную зависимость оптической плотности аэрозольного ослабления, можно определять $f_a(r)$ [29, 84]. Реальные возможности рассматриваемого метода связаны с поведением ядра этого уравнения как функции радиусов частиц на различных длинах волн. На рис.10.7 приведены ядра этого уравнения для функции распределения частиц по объему для случая частиц с комплексным показателем преломления $m = 1,60 - 0,02 i$.

Из соотношения (10.4.11) следует, что для расчетов ядер уравнения необходимо знать физико–химические характеристики атмосферного аэрозоля – его комплексный показатель преломления m . Эта ситуация реализуется, например, для водного аэрозоля, т. е. для облаков и осадков. В общем случае, задача дистанционного определения характеристик аэрозоля должна формулироваться как задача одновременного определения $f(r)$ и m .

10.5. Дистанционные методы, использующие измерения собственного излучения

В настоящее время сформулирован большой класс обратных задач атмосферной оптики для собственного излучения атмосферы. При этом их удобно подразделить на методы теплового излучения, ИК неравновесного излучения и методы, использующие измерения свечений атмосферы. В основе этих методов лежит интегральная форма уравнения переноса излучения (гл.3).

Методы теплового излучения

Для уходящего теплового излучения для плоскопараллельной, горизонтально однородной атмосферы для надирной геометрии измерений можно записать:

$$I(\nu, \theta) = B_\nu(T_s) \exp\left(-\int_0^\infty k_\nu(z) \rho(z) dz\right) + \int_0^\infty B_\nu(T(z)) k_\nu(z) \rho(z) \exp\left(-\int_z^\infty k_\nu(z') \rho(z') dz'\right) dz, \quad (10.5.1)$$

При записи соотношения (10.5.1) мы использовали предположения о выполнении локального термодинамического равновесия, о пренебрежимой малости эффектов рассеяния теплового излучения и абсолютно черной подстилающей поверхности. Уравнение (10.5.1) является физико-математической основой для формулировки разнообразных обратных задач тепловой области спектра для космической и наземной схем измерений. В последнем случае в ИК области отсутствует внеинтегральный член, описывающий вклад подстилающей поверхности. Для МКВ области этот внеинтегральный член учитывает падающее на верхнюю границу атмосферы реликтовое космическое излучение. Рассмотрим примеры таких обратных задач.

Из интегральной формы уравнения переноса теплового излучения (формула (10.5.1)) видно, что тепловое излучение зависит от температуры и характеристик содержания поглощающих и излучающих компонент (например, различных газов). В общем случае можно записать

$$I(\nu, 0) = I[T_0, T(z), q_i(z), a, b, c, \dots], \quad (10.5.2)$$

где параметры a , b , c и т.д. характеризуют оптические свойства атмосферы и подстилающей поверхности. Как мы уже отмечали, в дистанционных методах измерений предполагается, что эти параметры известны. Однако, и в этом случае из соотношения (10.5.2) видно, что тепловое излучение определяется целой совокупностью функций, описывающих физическое состояние атмосферы, – вертикальными профилями температуры, отношениями смеси различных газов, в общем случае, характеристиками облаков и аэрозолей и т.д.. Даже если у нас есть возможность измерять спектральные и угловые зависимости теплового излучения, трудно надеяться извлечь из этих измерений всю интересующую нас информацию о параметрах атмосферы и подстилающей поверхности. Здесь снова на «помощь» приходит спектральная селективность оптических свойств атмосферы. Во всей тепловой области спектра от 3–4 мкм до радиоволн имеются «спектрально локализованные» полосы поглощения различных газов и «окна прозрачности» – области, где атмосферное ослабление относительно мало. Хотя на самом деле полосы поглощения различных газов перекрываются и нет абсолютно «чистых» окон прозрачности, все же это свойство в определенной степени позволяет «разделить переменные» в соотношении (10.5.2).

Определение температуры подстилающей поверхности

Если предположить, что атмосфера не поглощает излучение, тогда в формуле (10.5.1) сохранится только внеинтегральный член, описывающий излучение подстилающей поверхности при космической схеме измерений. В реальных условиях поглощение (и излучение) атмосферы наблюдается и в окнах прозрачности. Но существенно, что, например, в окне прозрачности 8–12 мкм уходящее тепловое излучение зависит, прежде всего, от температуры поверхности или характеристик облаков (если они находятся в поле зрения спутникового прибора).

При решении рассматриваемой задачи, кроме указанной области 8–12 мкм (или более узких спектральных интервалов в этой области), используются окно прозрачности в ближней ИК области (3,7 мкм), а также оптически прозрачные интервалы в МКВ области. Точность определения температуры подстилающей поверхности зависит от точности учета влияния атмосферы, корректного задания (или независимого определения) излучательных способностей поверхностей, влияния облаков (в ИК области спектра). В настоящее время с помощью этого дистанционного метода температуры поверхностей океанов определяются с точностью 0,5–1,0 К.

Определение вертикального профиля температуры (надирная геометрия измерений)

Предположим теперь, что мы определили температуру подстилающей поверхности. Далее будем предполагать, что измерения спектральной или угловой зависимости уходящего теплового излучения осуществляются в полосах поглощения тех атмосферных газов, концентрации которых не меняются во времени и пространстве и известны. Такими газами в атмосфере Земли являются CO_2 и O_2 . Тогда в соотношении (10.5.2) остается одна неизвестная функция – вертикальный профиль температуры. К настоящему времени разработаны и реализованы методы определения вертикального профиля температуры по измерениям спектральной зависимости уходящего излучения в ИК полосах поглощения углекислого газа при 15 и 4,3 мкм и полосе поглощения кислорода в микроволновой области 0,5 см. Можно использовать для этого и отдельную линию поглощения кислорода при 0,25 см.

Возможность дистанционного определения именно вертикальных профилей температуры связана с тем, что уходящее излучение в спектральных интервалах с различной оптической плотностью генерируется различными высотными слоями атмосферы. Этот механизм иллюстрирует рис.10.8, где изображены так называемые *весовые функции* рассматриваемой обратной задачи, характеризующие области формирования уходящего теплового излучения в различных спектральных интервалах 4,3 и 15 мкм полос поглощения CO_2 . Под весовыми функциями понимаются производные функций пропускания атмосферы в интегральной форме уравнения переноса, которые «взвешивают» высотные распределения функции Планка или температуры в МКВ области. Для МКВ области они очень близки к ядрам интегрального уравнения или вариационным производным, если не учитывать температурную зависимость функций пропускания. Для ИК области ядра отличаются от весовых функций множителем – производной функции Планка по температуре. Весовые функции наряду с ядрами интегральных уравнений и вариационными производными часто используются для анализа и иллюстраций возможностей дистанционных измерений.

Определение вертикального профиля температуры (касательная геометрия измерений)

Измерения уходящего излучения можно осуществлять, направляя прибор, установленный на спутнике, на горизонт планеты. В этом случае говорят о касательной геометрии измерений или измерении излучения горизонта планеты. При такой схеме измерений прибор должен иметь достаточно высокое угловое разрешение или, иными словами, он должен позволять регистрировать уходящее излучение в узком диапазоне прицельных высот (рис.10.2).

Уравнение переноса для рассматриваемой геометрии измерений можно записать в виде

$$I(\nu, h_0) = \int_{h_0}^{\infty} B_{\nu}(T(z)) w(z, h_0) \times \frac{\partial}{\partial z} \left(\exp \left(- \int_z^{\infty} k_{\nu}(z') \rho(z') w(z', h_0) dz' \right) + \exp \left(- \int_{h_0}^z k_{\nu}(z') \rho(z') w(z', h_0) dz' - \int_{h_0}^{\infty} k_{\nu}(z') \rho(z') w(z', h_0) dz' \right) \right) dz, \quad (10.5.3)$$

где $w(z, h_0)$ – якобиан перехода от интегрирования вдоль трассы формирования излучения к вертикальной координате. Выражение (10.5.3) справедливо для модели сферической слоисто–однородной атмосферы, которая предполагает, что температура атмосферы зависит только от вертикальной координаты. Другими словами, мы пренебрегаем наличием горизонтальных градиентов температуры на трассе формирования уходящего излучения. Различные экспоненты в выражении (10.5.3) учитывают вклады в уходящее излучение горизонта различных элементов трассы формирования излучения.

На рис.10.9 изображено поведение еще одной характеристики формирования уходящего излучения, а именно – вклада слоев атмосферы в уходящее излучение, которая наряду с ядрами, весовыми функциями и вариационными производными также используется для анализа задач дистанционного зондирования атмосферы. На рисунке изображены вклады в излучение слоев на различных прицельных высотах измерений для задачи, описываемой уравнением (10.5.3), для спектрального интервала в полосе 15 мкм CO_2 . В рассматриваемой здесь задаче термического зондирования вклады отдельных слоев атмосферы в величины уходящего излучения равны произведению функции Планка на разность функций пропускания на границах рассматриваемого слоя. Они характеризуют долю, вносимую слоем атмосферы в уходящее излучение. Существенно отметить, что эти весовые функции равны нулю ниже прицельной высоты измерений, что обусловлено тем, что нижележащие слои (при фиксированной прицельной высоте) не влияют на формирование уходящего теплового излучения (при отсутствии рассеяния и выполнимости ЛТР). Поэтому вид функций, характеризующих вклады в уходящее излучение различных слоев атмосферы, несколько иной, чем при надирной геометрии измерений. Эти функции имеют резкий спад к нулю для соответствующих прицельных высот. Интуитивно понятно, что эта особенность должна привести к более высокому вертикальному разрешению рассматриваемого дистанционного метода определения профиля температуры по сравнению с надирной геометрией.

Подчеркнем, что для касательной геометрии измерений при решении обратных задач используются измерения угловой зависимости уходящего излучения или, что то же самое, зависимости интенсивности излучения от прицельной высоты измерений. Т.е. для решения этой задачи достаточно измерить уходящее излучение в одном спектральном интервале полос поглощения CO_2 или O_2 . В общем случае можно использовать одновременно как угловые, так и спектральные зависимости. При этом можно независимым образом определить вертикальный профиль давления и избавиться от предположения о сферической слоисто–стратифицированной модели атмосферы. В этом случае можно сформулировать более сложную обратную задачу относительно определения температуры атмосферы как функции высоты и горизонтальной координаты.

Рассматриваемые схемы спутниковых экспериментов (надирная и касательная) многократно использовались во многих космических экспериментах. Надирное термическое зондирование атмосферы осуществляется в настоящее время оперативно для получения глобальной информации о трехмерном поле температуры на высотах от 0 до 40–50 км. При этом наиболее информативные системы температурного зондирования используют измерения уходящего излучения во всех спектральных областях, пригодных для решения

рассматриваемой задачи – полосах поглощения углекислого газа 4,3 и 15 мкм и микроволновой полосе кислорода. Такая комплексная схема особенно эффективна при зондировании облачной атмосферы, это связано с тем, что МКВ излучение слабо подвержено влиянию облаков. Касательное зондирование используется для научно-исследовательских задач и позволяет определять высотный профиль температуры в диапазоне высот 10–120 км. Именно с помощью этого метода впервые была получена климатологическая информация о температурном состоянии атмосферы Земли для средней атмосферы. Современные погрешности температурного зондирования составляют ~ 1–2 К.

Определение характеристик газового состава атмосферы

Зная (определив) вертикальный профиль температуры и используя измерения в полосах поглощения (излучения) других газовых компонент, можно получить информацию о содержании, например, водяного пара, озона и других газов. При решении этих задач можно использовать как надирную, так и касательную геометрию измерений. При этом следует обратить внимание, что искомые характеристики, например вертикальные распределения плотностей поглощающих газов, находятся в показателе экспоненты функции пропускания и под двумя интегралами по пространственной переменной. Сглаживающее действие этих операторов, конечно, должно затруднять получение информации об этих профилях. Более того, можно показать, что для надирной схемы измерений в условиях изотермической атмосферы и абсолютно черной подстилающей поверхности в измерениях уходящего теплового излучения не содержится вообще никакой информации о составе атмосферы. Этот вывод следует фактически из самого определения абсолютно черного излучения как излучения изотермической полости.

На рис.10.10 изображены ядра интегрального уравнения для нахождения вертикального профиля содержания водяного пара, полученного после линеаризации уравнения (10.5.1) для надирной схемы измерений

$$\delta I(\lambda, \theta) = \int_0^{\infty} K(\nu, z, \theta) \delta \rho(z) dz . \quad (10.5.4)$$

Здесь $\delta I(\lambda, \theta)$ и $\delta \rho(z)$ – вариации интенсивности уходящего излучения и содержания водяного пара относительно средних значений. Ядра даны для различных частот в контуре спектральной линии H_2O в ИК области спектра при различных отклонениях от центра линии в долях ее полуширины (кривая 1 – $\alpha_0/10$, 2 – $\alpha_0/5$, 3 – $\alpha_0/2$, 4 – α_0).

На рис.10.10 видно специфическое поведение ядер рассматриваемой обратной задачи для ИК области спектра – стремление ядра к нулю вблизи поверхности Земли. Эта особенность характерна для абсолютно черной подстилающей поверхности при отсутствии скачка температур вблизи поверхности.

Для касательной геометрии измерений характер поведения ядер соответствующего интегрального уравнения подобен приведенным на рис.10.9. Этот метод, как и ранее для температуры, характеризуется более высоким вертикальным разрешением (что является его существенным преимуществом) по сравнению с надирным методом. Отметим, что методы касательного зондирования обладают еще одним преимуществом. В силу существенно больших (по сравнению с надирными измерениями) трасс формирования уходящего излучения (в десятки раз) касательная геометрия наблюдений позволяет получить информацию о температуре и газовом составе атмосферы до значительно больших высот.

В настоящее время функционируют оперативные спутниковые системы надирного зондирования в ИК и МКВ областях спектра для определения общих содержаний водяного

пара и озона. Они же позволяют получать определенную информацию о содержании водяного пара в отдельных слоях тропосферы. Спутниковые эксперименты по касательному зондированию используются для получения вертикальных профилей многих газовых составляющих атмосферы (H_2O , O_3 , CH_4 и т.д.). Погрешности определения характеристик содержания различных газов зависят от используемой геометрии измерений и вида газа. Для общих содержаний водяного пара и озона при надирной геометрии измерений эти погрешности составляют обычно 5–10 %. Вертикальные профили содержания различных газов определяются с погрешностями 10–30 %.

Определение других параметров атмосферы и поверхности

Измерения теплового излучения используются для определения не только перечисленных выше параметров атмосферы и подстилающей поверхности – температуры атмосферы и поверхности, характеристик газового состава – но и для нахождения характеристик облачности (например, водности облаков), интенсивности осадков, свойств подстилающей поверхности (излучательной способности, влажности почв), характеристик атмосферных аэрозолей. Один из простейших, но очень важных параметров поля облачности – бальность облаков, – определяется с помощью приборов высокого горизонтального разрешения путем анализа пространственной картины яркостной температуры излучения в различных окнах прозрачности атмосферы. Облака, расположенные, как правило, в тропосфере, имеют яркостную температуру излучения заметно меньшую, чем температура подстилающей поверхности и легко различимы на ее фоне.

С помощью этого метода длительное время изучаются различные характеристики облачного покрова нашей планеты – бальность и высота облаков, их тип. На основе этих исследований создана *климатология облачности Земли*. Важность этих исследований связана с тем, что как мы отмечали это ранее, облака – это один из важнейших параметров, определяющих климат нашей планеты.

ИК зондирование неравновесной атмосферы

В настоящее время все более актуальными становятся обратные задачи для неравновесной атмосферы. Традиционные обратные задачи тепловой области спектра основаны на важном предположении о выполнимости локального термодинамического равновесия (ЛТР). Как мы указывали ранее (гл.7), это предположение, однако, не выполняется для верхних слоев атмосферы. В последние годы интенсивно развиваются дистанционные методы зондирования неравновесной атмосферы для касательной геометрии наблюдений – измерений излучения горизонта Земли.

Обратные задачи неравновесной атмосферы характеризуются рядом особенностей:

- а) Количество параметров, характеризующих физическое состояние атмосферы, значительно возрастает, т.к. ее состояние уже не описывается одной кинетической температурой и общей концентрацией поглощающих молекул. В связи с тем, что закон Больцмана не выполняется, это состояние дополнительно описывается заселенностью соответствующих уровней молекул или колебательными (электронными, вращательными и т.д.) температурами. При этом число этих новых параметров соответствует числу состояний внутренней энергии молекул, переходы

между которыми формируют поле уходящего излучения атмосферы. Так, например, для одной из формулировок обратной задачи определения параметров неравновесной атмосферы по измеренному ИК излучению в полосах поглощения CO_2 и O_3 искомыми являются 40 вертикальных профилей кинетической и колебательных температур, содержаний O_3 и CO_2 и давления. В условиях ЛТР аналогичная задача сводится к нахождению только 4 профилей.

- б) При рассмотрении обратных задач неравновесной атмосферы появляется новый класс параметров (обозначим их символом B), описывающих процессы возбуждения и дезактивации различных уровней молекул – скорости различных стокновительных процессов, химических реакций и т.д. Эти параметры появляются в соответствующих кинетических уравнениях, описывающих населенности различных возбужденных состояний.
- в) Повышается роль граничных условий. Так, например, солнечное излучение становится источником возбужденных молекул. Сами граничные условия, в общем случае, включают новые величины, например, корпускулярное излучение.

Как показано в ряде работ, измерения неравновесного излучения позволяют определять заселенности возбужденных колебательных уровней. При этом возникают трудности определения заселенностей основных состояний молекул, т.е. полной концентрации поглощающих и излучающих молекул. Так, например, при интерпретации измерений спутникового радиометра ISAMS (спутник UARS) для определения содержания CO в условиях неравновесной атмосферы привлекалась новая априорная информация – кинетическая модель заселения первого возбужденного колебательного состояния молекулы CO , что позволило рассчитать и затабулировать функцию источника и решить обратную задачу. При этом резко возрос объем используемой априорной информации – кроме самой кинетической модели, т.е. задания физических механизмов и соответствующих констант заселения возбужденных состояний, использовалась информация о термической структуре тропосферы и стратосферы, о самом содержании CO в нижних слоях атмосферы, состоянии облачности и т.д..

Для неравновесной атмосферы можно выделить несколько типов обратных задач:

- 1) относительно физических параметров атмосферы –

- а) в соответствии со схемой (см. п.10.1)



- б) с привлечением кинетических моделей



- 2) Относительно параметров процессов возбуждения и деовозбуждения – схема



Оба этих последних подхода используют кинетические уравнения для описания заселенностей возбужденных состояний. В первом случае (схема (10.5.6)) определяются различные параметры физического состояния неравновесной атмосферы, во втором (схема (10.5.7)) – параметры процессов возбуждения и дезактивации молекул. С помощью такого подхода были определены профили содержаний атомарных кислорода и водорода в верхних слоях атмосферы на основе измерений излучения в полосе поглощения озона 9,6 мкм и использования соответствующих кинетических соотношений. Те же измерения позволили уточнить важную константу скорости тушения возбужденных молекул CO_2 атомарным кислородом. Таким образом, в этом случае совместное использование уравнения переноса и кинетических уравнений позволяет определить физические параметры атмосферы, которые не влияют непосредственно на поле излучения, но существенно влияют на заселенности возбужденных состояний излучающих молекул.

Пример восстановления кинетической температуры атмосферы в широком диапазоне высот (40–120 км), в том числе на высотах, где не выполняется ЛТР, приведен на рис.10.11. При этом использовались измерения спектра излучения горизонта Земли в 15 мкм полосе CO_2 (аппаратура CRISTA) и методика интерпретации, не использующая кинетические уравнения. При интерпретации этих измерений одновременно восстанавливались профили кинетической и колебательных температур ряда состояний молекулы CO_2 , давления и содержания CO_2 .

10.6. Дистанционные методы измерений, основанные на регистрации рассеянного и отраженного солнечного излучения

В основе этих методов лежит интегро–дифференциальное уравнение переноса излучения (например, формула (3.4.35)), а не его частные случаи, которые мы использовали выше. Теория и реализация этих методов довольно сложны, что связано с необходимостью учитывать многократное рассеяние солнечного излучения и отражение излучения от поверхности. Наиболее широко используемый спутниковый метод – дистанционное определение вертикального профиля и общего содержания озона по отраженному и рассеянному солнечному УФ излучению.

Изучение озоносферы Земли

Как мы упоминали в гл.4, коэффициенты поглощения озона в УФ области достигают очень больших значений. Именно поэтому УФ излучение с длинами волн меньше 290–300 нм не достигает поверхности Земли. При наблюдении Земли из космоса в этой области спектра мы наблюдаем солнечное излучение, рассеянное различными слоями атмосферы. В центре полосы поглощения Хартли, где коэффициенты поглощения озона очень большие, рассеяние происходит в верхних слоях атмосферы на высотах 40–60 км. В средней части полосы, где коэффициенты поглощения озона не столь велики, солнечное излучение проникает вглубь атмосферы и рассеивается на меньших высотах – 20–40 км. Наконец, в крыле полосы, при еще меньших значениях коэффициентов поглощения озона (полоса Хюггинса), солнечное излучение достигает земной поверхности – отражается поверхностью, а также рассеивается тропосферными слоями. Здесь мы имеем тот же эффект, который обсуждали в задаче температурного зондирования по измерениям спектра уходящего теплового излучения в полосе поглощения углекислого газа. Измеряя спектральную зависимость уходящего рассеянного и отраженного солнечного УФ излучения, мы осуществляем «вертикальное сканирование» атмосферы.

Для количественной иллюстрации этого класса методов рассмотрим простейший случай. Допустим, что поле уходящего рассеянного солнечного излучения определяется однократным молекулярным рассеянием при наличии молекулярного поглощения. Такая упрощенная постановка близка к реальной задаче определения вертикального профиля содержания озона по рассеянному солнечному излучению в УФ области спектра. Для компоненты однократно рассеянного солнечного излучения под углом θ к надиру можно записать

$$I(\lambda, \theta) = \alpha_R P(\theta) \frac{F_0}{4\pi} \int_0^{p_0} \exp \left(- (1 + \sec \theta_s) \left(\frac{1}{g} \int_0^p k'_v(p') q_{O_3}(p') dp' + \tau_R(p) \right) \right) dp, \quad (10.6.1)$$

где α_R – релеевский коэффициент рассеяния, $P(\theta)$ – релеевская индикатриса рассеяния, F_0 – внеатмосферный поток излучения, θ_s – зенитный угол Солнца, $q_{O_3}(p)$ – отношение смеси озона как функция давления, $\tau_R(p)$ – оптическая толщина релеевского ослабления.

Линеаризация выражения (10.6.1) позволяет свести рассматриваемую обратную задачу к интегральному уравнению Фредгольма I рода. На рис.10.12 изображены относительные вариационные производные (ядра линеаризованного уравнения) этой задачи, характеризующие области формирования уходящего рассеянного солнечного излучения в различных спектральных интервалах полосы поглощения озона Хартли–Хьюгинса. Производные отнесены к значению излучения в соответствующем канале измерений.

Из рис.10.12 очевидно, что уходящее излучение для различных спектральных интервалов формируется в различных слоях атмосферы: в спектральных интервалах с большими значениями коэффициента поглощения озона – в верхней стратосфере, в спектральных интервалах с малыми значениями – в нижней стратосфере и тропосфере. Именно эта особенность формирования рассеянного солнечного излучения и является физической основой возможности решения рассматриваемой обратной задачи и получения информации о вертикальных профилях содержания озона. Данный косвенный метод активно используется для изучения озоносферы Земли и он позволил, в частности, обнаружить такое явление как «озонные дыры» над Антарктидой. Аналогичный принцип применяется и для изучения содержания в атмосфере других газов – водяного пара, метана и т.д..

Космическая разведка

Многие дистанционные методы изучения атмосферы и поверхности берут свое начало из аэрокосмических методов военного назначения. Однако, как это часто бывает, нашлись и другие области применения спутников–шпионов. Так появились *спутники исследования природных ресурсов*. Под природными ресурсами понимается обычно широкий комплекс характеристик подстилающей поверхности, имеющих отношение к геологии, водным ресурсам, океанологии, рыболовству, лесоводству, сельскому хозяйству и т.д..

Измеряя уходящее излучение в «окнах прозрачности», т.е. в спектральных областях с малым атмосферным ослаблением, мы «видим» подстилающую поверхность. Как мы это обсуждали в гл.6, разные поверхности имеют разные спектральные оптические характеристики. Таким образом, относительно легко решается проблема идентификации типа подстилающих поверхностей. Далее, оптические характеристики поверхностей зависят от их состояния – увлажненности, наличия растительности различного типа и т.д.. Используя эти зависимости, можно, например, определять засоленность и увлажненность почв, состояние растительности и т.д..

Дистанционная рефрактометрия

Существует также целый класс обратных задач, объединяемых названием *дистанционной рефрактометрии*. При этом для определения различных атмосферных параметров используется эффект рефракции, т. е. искривления траектории распространения излучения в атмосфере за счет неоднородностей коэффициента преломления, изменения фазы и амплитуды электромагнитного излучения. Так, для микроволновой области спектра коэффициент преломления зависит от давления атмосферы, температуры и парциального давления водяного пара. Определяя из космических наблюдений вертикальный ход коэффициента преломления и привлекая для решения обратной задачи уравнения гидростатики и уравнение состояния идеального газа, можно сформулировать и решать обратную задачу по определению вертикального профиля температуры в стратосфере (где влияние водяного пара на коэффициент преломления очень мало) или обратную задачу по определению профиля влажности в тропосфере (при известном профиле температуры). На рис.10.13 приведен пример определения вертикального профиля влажности атмосферы описанным методом [104]. Этот профиль на рисунке сопоставляется с результатами независимых радиозондовых измерений и результатами синоптического анализа состояния атмосферы.

10.7. Активные дистанционные методы измерений

Радиолокационное зондирование атмосферы

Радиолокационные методы исследования атмосферы возникли как следствие использования военных радиолокаторов после первой мировой войны. Принцип радиолокации относительно прост. В атмосферу посылаются импульсы электромагнитного излучения определенной частоты, а специальные системы регистрируют отраженные (рассеянные назад) сигналы. Величина отраженного сигнала зависит от расстояния до «объекта» и его свойств. Импульсная радиолокация позволяет легко определять расстояние до объекта (т.к. скорость распространения э.м. излучения нам известна).

Радиолокационные методы наиболее эффективны при изучении облаков и осадков. С их помощью можно определять пространственное распределение облаков и осадков, водность облаков, интенсивность осадков. Физической основой этих методов является зависимость коэффициентов обратного рассеяния электромагнитного излучения от количества и размеров частиц облаков и осадков (смотри, гл.5). В настоящее время существует обширная сеть метеорологических радиолокаторов, прежде всего в системе обслуживания воздушного транспорта.

Кроме того, в последнее десятилетие интенсивно развивается космическая радиолокация. В последнем случае радиолокаторы используются не только для изучения атмосферных параметров, но и свойств подстилающих поверхностей. Анализируя отраженный от поверхности сигнал можно определять тип и свойства поверхности. На этом принципе основаны такие дистанционные методы как определение скорости приводного ветра и влажности почв.

Лидарное (лазерное) зондирование

Лидарное зондирование (LIDAR – LIght Detection And Ranging) относится, также как и радиолокационное, к активным дистанционным методам измерений [30, 38, 44]. Можно

сказать, что лидарное зондирование – это современная модификация прожекторного зондирования, использовавшегося для изучения атмосферы в 20–30-х годах прошлого столетия. Физические принципы лидарного зондирования аналогичны радиолокации. Отличия состоят в длинах волн используемого э.м. излучения (от видимого до далекого ИК излучения) и малой угловой расходимости (острой направленностью) излучения лидара.

В основе лидарных методов зондирования лежит уравнение лазерной локации, которое в упрощенном виде можно записать следующим образом:

$$E(R) = E_0 \sigma_{\pi} \exp\left(-2 \int_0^R \alpha(r) dr\right), \quad (10.7.1)$$

где R – расстояние до зондируемого объема атмосферы. Энергия регистрируемого «отраженного» сигнала $E(R)$ пропорциональна первоначальной энергии излучения E_0 , направленного в атмосферу, величине коэффициента обратного рассеяния σ_{π} (случай, когда источник и приемник излучения расположены в одной точке – моностатическая схема измерений) и величине функции пропускания вдоль трассы распространения излучения от источника до зондируемого объема и обратно (множитель 2 в экспоненте – функции пропускания $P(\theta)$). Отметим, что уравнение (10.7.1) написано в приближении однократного рассеяния лазерного излучения. В том случае, если существенны эффекты многократного рассеяния (облака, дымки), необходимо модифицировать уравнение (10.7.1) или решать задачу распространения лазерного излучения на основе теории переноса излучения.

Анализ уравнения лазерной локации показывает, что информация об атмосфере содержится в коэффициенте обратного рассеяния σ_{π} и в функции пропускания $P(R)$. Существуют различные методы извлечения этой информации, которые подробно рассматриваются в соответствующих монографиях [38, 44]. Отметим лишь, что в настоящее время лидарные методы (прежде всего наземные) позволяют получать значительное количество информации о различных параметрах атмосферы и подстилающей поверхности.

Существенной особенностью лазерных методов измерений является их высокая информативность. Это обусловлено рядом причин:

1. Использование различных типов лазеров, импульсного и непрерывного типа, в широкой области спектра от УФ до далекой ИК.
2. Наличие спектрально перестраиваемых лазеров различной мощности.
3. Разнообразие процессов взаимодействия лазерного излучения с атмосферой – молекулярного и аэрозольного поглощения, рассеяния различных типов – релеевского, аэрозольного, комбинационного и т.д..
4. Использование различных схем измерений и различных носителей – самолетов, спутников и т.д..
5. Малая длительность импульсов лазерного излучения и высокая частота повторения этих импульсов.
6. Возможность использования лазерного излучения с определенными поляризационными свойствами.

Все эти особенности делают лидары уникальным инструментом для исследований атмосферы и подстилающей поверхности. Перечислим для примера важнейшие параметры окружающей среды, которые можно изучать с помощью различных лидаров и используемые для этого основные механизмы взаимодействия излучения со средой:

1. Температура и плотность атмосферы – по величине молекулярного (релеевского) рассеяния, по комбинационному рассеянию и т.д..
2. Характеристики газового состава – по величинам молекулярного поглощения, комбинационного и резонансного рассеяния.
3. Характеристики аэрозолей – по величинам аэрозольного рассеяния и поглощения, поляризационным характеристикам рассеянного излучения.
4. Поле ветра – по доплеровским сдвигам частоты рассеянного излучения.
5. Характеристики турбулентности атмосферы – по флуктуациям характеристик прошедшего и рассеянного излучения.
6. Различные характеристики подстилающих поверхностей – по величинам отраженного сигнала, его спектральным и поляризационным свойствам.

Отметим, что для решения приведенных выше задач, в общем случае можно использовать измерения спектральных, временных, угловых и поляризационных характеристик рассеянного и отраженного лазерного излучения в широкой спектральной области от УФ до далекой ИК.

Литература

1. Кондратьев К.Я. Актинометрия. Л.: Гидрометеиздат, 1965, 692 с.
2. Кондратьев К.Я. Перенос излучения в атмосфере. Л.: Гидрометеиздат, 1972, 402 с.
3. Минин И.Н. Теория переноса излучения в атмосферах планет. М.: Наука, 1988, 264 с.
4. Шифрин К.С. Рассеяние света в мутной среде. М.: Гостехиздат, 1951, 288 с.
5. Дейрменджан Д. Рассеяние электромагнитного излучения сферическими полидисперсными частицами. М.: Мир, 1971, 165 с.
6. Мак-Картни Э. Оптика атмосферы. М.: Мир, 1979, 421 с.
7. Гуди Р.М. Атмосферная радиация. 1. Основы теории. М.: Мир, 1966, 552 с.
8. Ку-Нан Лиоу. Основы радиационных процессов в атмосфере. Л.: Гидрометеиздат, 1984, 376 с.
9. Кондратьев К.Я., Тимофеев Ю.М. Термическое зондирование атмосферы со спутников. Л.: Гидрометеиздат, 1970, 410 с.
10. Кондратьев К.Я. Тимофеев Ю.М. Метеорологическое зондирование атмосферы из космоса. Л.: Гидрометеиздат, 1978, 280 с.
11. Кароль И.Л., Розанов В.В., Тимофеев Ю.М. Газовые примеси в атмосфере. Л.: Гидрометеиздат, 1983, 192 с.
12. Тимофеев Ю.М. Дистанционные (косвенные) методы измерений атмосферных параметров. Методические указания к курсу “Косвенные методы исследования атмосфер планет”. Л.: 1988, 17 с. .
13. Шифрин К.С. Введение в оптику океана. Л.: Гидрометеиздат, 1983, 278 с.
14. Зуев В.Е. Распространение видимых и инфракрасных волн в атмосфере. М.: Советское радио, 1970, 496 с.
15. Флигль Р., Бузингер Д. Введение в физику атмосферы. М.: Мир, 1965, 297 с.
16. Брасье Г., Соломон С. Аэрономия средней атмосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1987, 413 с.
17. Малкевич М.С. Оптические исследования атмосферы со спутников. М.: Наука, 1973, 303 с.
18. Пеннер С.С. Количественная молекулярная спектроскопия и излучательная способность газов. М.: Изд. Иностран. Лит., 1963, 494 с.
19. Перов С.П., Хргиан А.Х. Современные проблемы атмосферного озона. Л.: Гидрометеиздат, 1989, 287 с.
20. Хргиан А.Х. Физика атмосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1978, Т. 1, 246 с.

21. Хргиан А.Х. Физика атмосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1978, Т. 2, 318 с.
22. Мороз В.И. Физика планет. М.: Наука, 1977, 312 с.
23. Зуев В.Е. Креков Г.М. Оптические модели атмосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1986, 256 с.
24. Чемберлен Д. Физика полярных сияний и излучения атмосферы. М.: Изд. Иностран. Лит., 1963, 777 с.
25. Ландсберг Г.С. Оптика. М.: Гос. Изд. Тех.-тер. Лит., 1957, 759 с.
26. Бауэр З. Физика планетных атмосфер. М.: Мир, 1976, 251 с.
27. Розенберг Г.В. Сумерки. М.: Гос. Изд. Физ.-мат. литературы, 1963, 380 с.
28. Кондратьев К.Я. Метеорологические исследования с помощью ракет и спутников. Л.: Гидрометеиздат, 1962, 252 с.
29. Зуев В.Е., Наац И.Э. Обратные задачи оптики атмосферы. Современные проблемы атмосферной оптики, т.7. Л.: Гидрометеиздат, 1990, с.286.
30. Тимофеев Ю.М. Спутниковые методы исследования газового состава атмосферы. Изв. АН СССР, ФАО, 1989, Т.25, No. 5, С.451-472.
31. Турчин В.Ф., Козлов В.П., Малкевич М.С. Использование методов математической статистики для решения некорректных задач. УФН, Т.102, Вып.3, 1970, С.345-387.
32. Kondratyev K. Ya. Radiation in the atmosphere. N.Y.: Acad.Press, 1969, 512 pp.
33. Goody R.M., Yung Y.L. Atmospheric radiation. Theoretical Basis. N.Y.: Oxford Univ. Press, 1989, 519 p.
34. Левич В.Г. Курс теоретической физики. Т.1. М.: Физматгиз, 1962, 695 с.
35. Соколов А.А., Лоскутов Ю.М., Тернов И.М. Квантовая механика. М.: Гос. Учебно-педагогическое изд. Мин. Просвещения РСФСР, 1962, 592 с.
36. Соколов В.В. Курс теоретической астрофизики. М.: Наука, Главная редакция физ.-мат. лит., 1967, 528 с.
37. Цянь Сюэ-сень. Физическая механика. М.: Мир, 1965, 544 сс.
38. Соколов В.В. Рассеяние света в атмосферах планет. М.: Наука, Главн. ред. физ.-мат. лит., 1972, 335 с.
39. Шутко А.М. СВЧ – радиометрия водной поверхности и почвогрунтов. М.: Наука, 1986, 189 с.
40. Борн М. Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1973, 719 с.
41. Метеорологическое зондирование подстилающей поверхности из космоса. Под ред. К.Я. Кондратьева. Л.: Гидрометеиздат, 1979, 247 с.
42. Богородский В.В., Козлов А.И. Микроволновая радиометрия земных покровов. Л.: Гидрометеиздат, 1985, 272 с.

43. Перенос радиации в рассеивающих и поглощающих атмосферах. Стандартные методы расчета. Под ред. Ж. Ленобль. Л.: Гидрометеиздат, 1990, 263 с.
44. Kidder S.Q., Vonder Haar T.H. Satellite meteorology. An Introduction. Academic Press, San Diego, New York, Boston, London, Sydney, Tokyo, Toronto, 1995, P. 466.
45. Hanel R.A., Conrath B.J., Jennings D.E., Samuelson R.E. Exploration of the Solar System by infrared remote sensing. Cambridge University Press. Cambridge, New York, Port Chester, Melbourne, Sydney, 1992, P. 458.
46. Elachi C. Introduction to the physics and techniques of remote sensing. John Wiley&Sons. New York, Chichester, Brisbane, Toronto, Singapore, 1987, P. 413.
47. Ulaby F.T., Moore R.K., Fung A.K. Microwave Remote Sensing. Active and Passive. Vol. III. From theory to Applications. Artech House, 1986, P.1065 – 2162.
48. Хиппель А.Р. Диэлектрики и волны. М.: Изд. иностр. литер., 1960, 438 с.
49. Huffman R.E. Atmospheric ultraviolet sensing. Academic Press. Inc. Boston-San Diego-New York-London-Sydney-Tokyo-Toronto, 1992, 320 pp.
50. Хргиан А.Х. Физика атмосферы. М.: Изд. Московского университета, 1986, 328 с.
51. Довгалюк Ю.А., Ивлев Л.С. Физика водных и других атмосферных аэрозолей. СПб: Изд. СПбГУ, 1998, 321 с.
52. Матвеев Л.Т. Основы общей метеорологии: Физика атмосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1965, 876 с.
53. Stewart R. H. Methods of satellite oceanography. University of California Press. Berkeley/Los Angeles/London, 1985, 360 pp.
54. Зуев В.Е., Макушкин Ю.С., Пономарев Ю.Н. Спектроскопия атмосферы. Л.: Гидрометеоиздат, 1987, 247 с.
55. Зуев В.Е., Землянов А.А., Копытин Ю.Д. Нелинейная оптика атмосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1989, 256 с.
56. Монин А.С. Солнечный цикл. Л.: Гидрометиздат, 1980, 68 с.
57. Seinfeld J.H., Pandis S.N. Atmospheric chemistry and physics. From air pollution to climate change. A Wiley-Interscience Publication. John Wiley&Sons, Inc., 1998, 1326 p.
58. Атлас облаков. Под ред. А.Х. Хргиана и Н.И.Новолжилова. Л.: Гидрометеиздат, 1978, 266 с.
59. Атмосфера (справочные данные, модели). Справочник. Л.: Гидрометеиздат, 1991, 509 с.
60. Шифрин К.С. Рассеяние света в мутной среде. Гос. Изд. Технич.-теоретич. Лит. М-Л. 1951, 288 с.
61. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Оптика. М.: Наука, 1980, 751с.

62. Воронцов-Вельяминов Б.А. *Астрономия*. М.: Просвещение, 1976, 143с.
63. Борен К., Хафман Д. *Поглощение и рассеяние света малыми частицами*. М.: Мир, 1986, 660с.
64. Деймерджан Д. *Рассеяние электромагнитного излучения сферическими полидисперсными частицами*. М.: 1971, 165с.
65. Harries J.E. The greenhouse Earth: A view from space. *Quart. J. Royal Meteor. Soc.*, Vol.122, No. 532, 1996, pp.799-818.
66. Li J., Wolf W.W. et al., Global soundings of the atmosphere from ATOVS measurements: The algorithm and validation. *Journ. Appl. Meteorol.*, Vol.39, No.8, 2000, pp.1248-1268.
67. Межерис Р. *Лазерное дистанционное зондирование*. М.: Мир, 1987, 550с.
68. *Лазерный контроль атмосферы*. Под ред. Хинкли Э.Д. М.: Мир, 1979, 416с.
69. Митра С.К. *Верхняя атмосфера*. М.: Издат. иностр. лит., 1955, 639 с.
70. Тимофеев Ю.М., Поляков А.В. *Математические аспекты решения обратных задач атмосферной оптики. Учебное пособие*. СПб: Изд. СПбГУ, 2001, 186 с.