

- Радлова Л. Н., Природа лунной поверхности, Природа, № 8, 23—28, 1939.
- Сытиская Н. Н., Природа лунной поверхности по данным фотометрических и колориметрических наблюдений, Природа, № 9, 93—94, 1952.
- Сытиская Н. Н. и Шаронов В. В., Проблема исследования лунной поверхности фотометрическим и колориметрическим путем, Вестн. Ленингр. ун-та 7, № 9, 97—109, 1952.
- Сытиская Н. Н., Влияние метеоров на природу планет и спутников солнечной системы, Труды Стальнабадской обсерв. 20, 106—113, 1954.
- Сытиская Н. Н., Результаты одновременного сопоставления лунных объектов и горных пород по светлоте и цвету, Астрон. цирк. № 453, 17—18, 1954.
- Сытиская Н. Н., Происхождение и природа наружного покрова лунной поверхности по данным сравнительного изучения диаграмм светлота—цвет, Учен. зап. Ленингр. ун-та 190, 74—87, 1957.
- Сытиская Н. Н., Взрывы метеоритов как фактор переработки лунной поверхности, Вопросы космогонии, вып. 5, 1957.
- Шаронов В. В., О природе кратеров-фантомов, Научн. бюлл. Ленингр. ун-та 30, 3—4, 1952.
- Шаронов В. В., Перемещение теней как фактор разрушения лунной поверхности, Научн. бюлл. Ленингр. ун-та 30, 4—5, 1952.
- Шаронов В. В., Вероятное состояние поверхности Луны по данным фотометрии и колориметрии, Научн. бюлл. Ленингр. ун-та 30, 5—7, 1952.
- Шаронов В. В., Опыт петрографического исследования лунной поверхности путем совместного применения фотометрических и колориметрических наблюдений, Астрон. журн. 31, № 5, 442—552, 1954.
- Minnaert M., The reciprocity principle in lunar photometry, Astrophys. Journ. 93, 403—410, 1941.
- Schöenber E., Untersuchungen zur Theorie der Beleuchtung des Mondes auf Grund photometrischer Messungen, Acta Societ. Scient. Fennicae 50, № 9, 1925.
- Tschunko H., Theoretische Photometrie des Erdmondes, Zeitschr. f. Astrophys. 26, 279—294, 1949.

ГЛАВА VIII

ОПТИКА ПЛАНЕТНЫХ АТМОСФЕР

§ 47. Газовая оболочка небесного тела

Наличие атмосферы над поверхностью планеты или спутника является обстоятельством первостепенной важности. В частности, оно позволяет ставить вопрос о существовании на поверхности небесного тела воды в жидким состоянии, а также явлений жизни. Естественно, что решение вопроса о наличии или отсутствии газовой оболочки для каждой из планет всегда считалось одной из основных проблем планетоведения.

С практической стороны решение вопроса основано на наблюдении тех разнообразных оптических явлений, которыми сопровождается проникновение солнечных лучей в атмосферу небесного тела и которые подробно исследованы на примере земной атмосферы. Из явлений такого рода для установления самого факта существования атмосферы наибольшее значение имеют нижеследующие:

1. *Рефракция*, или преломление лучей. Проявляет себя преимущественно у края диска планеты или спутника при таких явлениях, как покрытия звезд и других светил, прохождения перед солнечным диском, затмения.

2. *Рассеяние света*. В случае полуупрозрачной атмосферы (Марс) создает на фоне диска эффект воздушной дымки, накладывающей свою дополнительную яркость на фон деталей твердой поверхности. При наличии на поверхности теней освещает их еще за счет поступающей на затененные участки рассеянной освещенности. При атмосфере большой оптической толщины, т. е. непрозрачной, целиком определяет распределение яркости и цвета на планетном диске.

3. *Появление и исчезновение облачных образований*. Условия видимости последних на диске планеты также определяются явлением рассеяния света, которое, как правило, возрастает в местах возникновения облаков и туманов. Поэтому участки атмосферы с повышенной мутностью имеют вид изменчивых светлых пятен на диске светила. Временный и непостоянный характер таких

образований наряду с их перемещением по отношению к фону твердой поверхности планеты позволяет довольно уверенно отличать их от поверхностных образований (хотя последние тоже могут носить временный характер) и тем решать вопрос о существовании и характере атмосферной оболочки.

4. *Сумеречные явления*. Они представляют собою еще один вариант проявления рассеяния света, состоящий в том, что рассеянный свет передается за линию геометрического терминатора. Это приводит к размытости видимого терминатора и к его смещению в сторону ночного полушария планеты. Для низких планет (Венера) это дает феномен удлинения рогов.

Признаки существования атмосферы, основанные на различных явлениях, вызываемых рассеянием света, можно назвать *нефелометрическими*. Как известно, под термином «нефелометрия», происходящим от греческого слова «нефелос»—туман, понимают исследование мутной среды, основанное на измерении рассеянного в ней света.

5. *Истинное поглощение лучистого потока*. В случае газа оно носит селективный характер и дает в спектре полосы поглощения. Наличие последних является наиболее сильным доказательством существования атмосферы. Кроме того, оно является единственным прямым и вполне достоверным источником сведений о химическом составе слагающего атмосферу газа. Однако практическое наблюдение полос поглощения при разреженной атмосфере представляет собою весьма тонкую и трудную задачу.

Перечисленные выше признаки наличия атмосферы являются главными. Существует ряд других признаков, использование которых менее удобно. Так, можно искать люминесценцию газов атмосферы, аналогичную свечению ночного неба или полярным сияниям на Земле. Кривая изменения поляризации с фазовым углом различна для твердой поверхности и для атмосферы, а потому ее анализ тоже может дать указания за или против наличия атмосферы. Неоднократно указывалось, что высокое альбедо является одним из признаков наличия атмосферы, что, однако, не является безусловным, поскольку твердая поверхность тоже может быть светлой.

К вопросу о возможности наличия атмосферы на некотором небесном теле можно подойти и с чисто теоретической стороны, основываясь на кинетической теории газов. Как известно, в некотором объеме газа молекулы движутся с весьма различными скоростями, причем вероятность той или иной скорости зависит от абсолютной температуры T . Некоторое значение скорости $v_{\text{кр}}$, называемое средним квадратичным и выражаемое формулой

$$v_{\text{кр}} = \sqrt{\frac{3kT}{\mu}} \quad (1)$$

(где μ —молекулярный вес, а k —постоянная Больцмана), встречается наиболее часто. Чем дальше находится рассматриваемое значение скорости v от значения $v_{\text{кр}}$, тем меньше вероятность встретить его при данной температуре. С другой стороны, как мы говорили в § 16, для каждой планеты существует скорость убегания v_k , при которой частица, двигаясь по параболе, совсем покидает планету. При надлежащих значениях T и μ для значительной части молекул скорости удовлетворяют условию $v > v_k$. Конечно, для молекул, расположенных в глубине атмосферы, это к убеганию привести не может, поскольку столкновения молекул друг с другом через очень короткие промежутки времени меняют как величину, так и направление скорости каждой из них. Но на очень большой высоте плотность газа ничтожна, длина свободного пробега молекул велика и столкновения между ними происходят сравнительно редко. Поэтому там молекулы могут покидать планету, что ведет к постепенному рассеиванию атмосферы в межпланетное пространство—процесс, который принято называть *диссипацией атмосферы*. Тот верхний разреженный слой, где действует этот механизм, принято называть *сферой диссипации* или *экзосферой*. Для земной атмосферы он должен лежать выше 800 км над поверхностью Земли.

Если диссипация идет быстро, то атмосфера должна рассеяться и исчезнуть в короткое время. Это время будет тем короче, чем меньше v_k и μ и чем выше температура T . На основании одного этого можно утверждать, что очень маленькие космические объекты, как, например, метеориты, удержать газовую оболочку не способны из-за низких значений v_k . Для применения такого критерия к планетам и спутникам необходимы количественные данные о скорости диссипации. Эта статистическая задача была решена сначала Джинсом, а потом разрабатывалась Милном, Шпитцером, И. С. Шкловским и др. Широкую известность получила оценка Джинса, согласно которой газовый слой будет устойчивым и сможет существовать миллиарды лет при условии

$$v_{\text{кр}} < 0,2 v_k. \quad (2)$$

Температура атмосферы планеты в среднем меняется с расстоянием Δ до Солнца примерно как $\sqrt{\Delta}$, а потому в силу формулы (1) для $v_{\text{кр}}$ эта зависимость будет $\sqrt{\Delta}$. При постоянном μ способность планеты удерживать атмосферу определяется произведением

$$U = v_k \sqrt{\Delta}, \quad (3)$$

значения которого для разных членов солнечной системы приведены в табл. 40 (стр. 394). Сравнение с данными непосредственных наблюдений показывает, что все планеты и спутники, у которых $U > 5$, действительно имеют атмосферы, обнаруживаемые теми

оптическими методами, которые были перечислены выше. Напротив, на небесных телах, у которых $U < 3$, обнаружить атмосферу не удалось. К числу небесных тел, для которых U лежит ниже указанной границы, относятся Меркурий ($U=3,0$) и все спутники,

Таблица 40

Объект	U	Объект	U
Юпитер	92	Ганимед	4,4
Сатурн	64	Ио	3,7
Нептун	56	Каллисто	3,6
Уран	45	Европа	3,1
Плутон	27?	Меркурий	3,0
Земля	11,3	Луна	2,4
Венера	9,6	Рея	1,2
Тритон	6,6?	Диона	1,0?
Марс	5,7	Тефия	0,7?
Титан	5,0	Энцелад	0,3?

за исключением Титана, а по-видимому, и Тритона, а также все астероиды. Таким образом, удерживать постоянную атмосферу способны только тела масштаба больших планет и наиболее крупных спутников, в то время как все мелкие члены солнечной системы иметь газовые оболочки не могут.

Длительными и разносторонними исследованиями было установлено, что атмосфера Земли естественно разделяется на три различных по природе яруса, которыми являются:

1. *Тропосфера*, простирающаяся до высоты 7—16 км и характерная закономерным убыванием температуры с высотой, перемешиванием путем конвекции, конденсацией водяного пара в форме облаков различных типов и всеми теми явлениями, которые в совокупности составляют понятие погоды.

2. *Стратосфера*, доходящая до высоты 80 км и отличающаяся отсутствием монотонного изменения температуры с высотой, а также восходящих и нисходящих течений, а следовательно, и перемешивания; в ней наблюдаются сильные горизонтальные течения, облака практически отсутствуют.

3. *Ионосфера*, доходящая до 800 км, состоящая из крайне разреженного газа, в котором благодаря действию различных форм солнечного излучения (главным образом—ультрафиолетового) происходит диссипация молекул и ионизация атомов; в ней происходит возгорание метеоров, а также свечение ночного неба и полярных сияний.

Аналогичное разделение часто принимается и для атмосфер других планет земной группы—Венеры и Марса, хотя полного тождества тут, конечно, быть не может.

При теоретических расчетах в качестве некоторого приближения атмосферу иногда принимают состоящей из идеально чистого газа. Во многих случаях такое упрощение вполне допустимо. Но, строго говоря, реально существующая газовая оболочка всегда представляет собою коллоидную систему, т. е. состоит из *аэрозоля*. Основные газы атмосферы образуют однородную дисперсионную среду, в которой взвешены твердые или жидкие частицы, составляющие дисперсную фазу этого аэрозоля или, как иногда выражаются, *воздушный планктон*. Если концентрация таких частиц достаточно велика и они представляют собою жидкие капли, то среду называют туманом, а если частицы состоят из твердого вещества,—то сухим туманом, иногда—дыром.

В земной атмосфере, а вероятно и в атмосферах других планет, концентрация аэрозолей подвержена быстрым и часто незакономерным изменениям со временем. Можно указать три главных источника таких изменений:

А. Конденсация газообразных компонентов атмосферы, т. е. их переход в жидкое или твердое состояние. Так образуются облака и влажные туманы на Земле; такого же происхождения, вероятно, и облачные покровы на Венере и планетах юпитеровой группы. Обратный процесс заключается в испарении, т. е. в переходе жидких и твердых частиц в газообразное состояние. Наряду с этим возможно также разрушение аэрозоля в результате быстрого выпадения его частиц на твердую поверхность, что в земной атмосфере составляет всем известное явление осадков: дождя, снега, града.

Скорость v , с которой опускается вниз частица, плавающая в газе, определяется формулой Стокса:

$$v = \frac{2}{9} \frac{g}{\eta} r^2 \rho, \quad (4)$$

где η —коэффициент внутреннего трения, r —радиус частицы, ρ —ее плотность. Эта формула, строго говоря, применимая только к частицам сферической формы и, как показывает опыт, справедливая лишь для очень мелких частиц, показывает, что опускание последних происходит крайне медленно, чем и объясняется длительное существование стойких аэрозолей.

Б. Поступление в атмосферу замутнения ющего материала с твердой поверхности. Это может происходить в результате того, что ветер поднимает частицы пыли с сухой поверхности, что неоднократно указывалось как вероятная причина некоторых видов помутнений на Марсе. Сюда можно отнести и поступление в атмосферу продуктов вулканических извержений, чем пытались объяснить различные явления на тех или иных планетах.

Для образовавшихся указанным путем сухих туманов и пылевых облаков естественным процессом разрушения будет постепенное оседание взвешенного материала обратно на поверхность планеты, где они могут создавать различные покровы золового происхождения.

В проникновение в атмосферу планеты космического материала. Известно, что метеорные тела, полностью или частично сгорая в воздухе, порождают мелко-распыленное вещество, непосредственно наблюдаемое, например, в виде пылевых следов дневных болидов. Количество метеорного вещества, поступающего на единицу площади атмосферы в единицу времени, для разных планет будет если и не одинаковым (из-за особенностей распределения метеорного вещества в солнечной системе), то во всяком случае более или менее близким. Поэтому если предыдущие два источника воздушного планктона могут на той или иной планете как существовать, так и не существовать, то проникновение метеоров имеет место обязательно. Это однозначно исключает возможность существования идеально чистого газа даже в самых верхних слоях планетных атмосфер.

§ 48. Строение планетной атмосферы

Описывая физические особенности атмосферы некоторого небесного тела, мы прежде всего должны установить, как меняются температура, плотность, давление и химический состав слагающего атмосферу газа по различным направлениям.

Изменение давления газа в горизонтальном направлении порождает в атмосфере планеты течения—ветры. Их экспериментальное и теоретическое изучение представляет собою задачу первостепенной важности. Правда, наблюдательный материал в этой области пока очень невелик. К нему можно отнести явления, связанные с зональным вращением Юпитера и Сатурна (§ 27 и 28 гл. V), а также наблюдения над перемещением облачных образований на Марсе (§ 26). Немного сделано и в области теории. Иногда к планетам применяют аналогии с явлениями и процессами, заимствованными из земной метеорологии, предполагая, например, наличие на той или иной планете ветров типа пассатов или вихревых систем типа циклонов и антициклонов. Однако такие предположения в общем произвольны и при отсутствии подтверждения со стороны наблюдений мало достоверны.

Больше можно сказать о строении атмосферы в вертикальном направлении. При отсутствии в атмосфере течений с вертикальной составляющей на каждом уровне должно иметь место равновесие между упругостью газа и весом вышележащих слоев. Из этого следует, что если в горизонтальном направлении атмосфера однородна, то поверхности равного давления должны совпадать

с уровнямими поверхностями. В случае невращающейся шарообразной планеты это будут сферы, концентрические твердой поверхности тела. Вращение и связанная с ним центробежная сила придают этим поверхностям форму сфероида, что порождает различия в строении атмосферы на разных планетографических широтах.

Поскольку толщина атмосферы мала по сравнению с радиусом планеты, при решении различных задач в первом приближении можно пренебречь кривизной атмосферных слоев. В этом упрощенном случае расчет выполняется для бесконечно протяженного пласти газа, составленного из плоско-параллельных горизонтальных однородных прослоек. Такая модель, в частности, широко применяется при решении различных вопросов оптики планетных атмосфер. Здесь мы ее применим для некоторых простейших примеров расчета изменения плотности и давления газа с высотой h над поверхностью планеты.

Возьмем вертикальный слой газа, площадь основания которого равна s . Рассмотрим элементарное сечение этого столба, ограниченное двумя горизонтальными плоскостями, из которых одна находится на высоте h , а другая—на высоте $h+dh$. Согласно нашему предположению относительно однородности атмосферы в горизонтальном направлении физические характеристики газа в элементарной прослойке dh , а именно давление p , плотность ρ и абсолютная температура T , будут постоянны. В силу уравнения состояния соотношение между этими величинами выражается равенством

$$p = \rho \frac{R}{\mu} T, \quad (5)$$

где μ —молекулярный вес газа, а R —газовая постоянная. Будем считать, что химический состав газа атмосферы на всех высотах одинаков, так что μ постоянно. Обозначим ускорение силы тяжести через g . Следует иметь в виду, что g также меняется с h , но, поскольку полная высота атмосферы мала по сравнению с радиусом планеты в пределах того приближения, в котором мы здесь будем рассматривать задачу, этим обстоятельством можно пренебречь и считать g постоянным. Наконец, для условий, имеющих место у поверхности планеты, т. е. при $h=0$, мы обозначим характеристики газа через p_0 , ρ_0 и T_0 .

При переходе от высоты h к высоте $h+dh$ изменение давления dp равно весу газа, заключенного в прослойке dh . Его объем составляет sdh , и потому вес будет $gpsdh$. Замечая, что давление с высотой убывает, и полагая для простоты $s=1$, мы можем написать:

$$dp = -gpsdh. \quad (6)$$

Это равенство выражает условие равновесия газа и является основным уравнением статики атмосферы. Решение задачи о распределении давления в атмосфере сводится к его интегрированию,

но для этого необходимо иметь закон изменения плотности ρ с высотой. Проведем расчет для некоторых простейших случаев.

1. Пусть $\rho = \rho_0 = \text{const}$. Воображаемая атмосфера, удовлетворяющая такому условию, называется *однородной*. Решение задачи элементарно просто и приводит к выражению

$$p = p_0 - \rho_0 gh. \quad (7)$$

Таким образом, в однородной атмосфере давление меняется с высотой линейно. При $h = H = p_0 / \rho_0 g$ формула (7) дает $p = 0$. Очевидно, что H представляет собою высоту однородной атмосферы. Это та высота, до которой простирался бы слой газа на данной планете, если бы при той же массе весь газ везде был сжат до одинаковой плотности. Такая схема строения атмосферы, несмотря на ее условность, широко применяется для приближенного решения различных задач атмосферной оптики. Дело в том, что если пре-небречь кривизной и считать атмосферу сложенной из оптически однородных горизонтальных слоев, то такие характеристики атмосферной толщины, как коэффициент прозрачности, оптическая толщина, постоянная рефракции, а при известных допущениях также и яркость света, рассеиваемого вверх (в мировое пространство) и вниз (к поверхности планеты), не зависят от распределения плотности по высоте. В этом случае расчеты, сделанные для простейшей схемы однородной атмосферы, будут иметь силу и для различных других схем.

В соответствии со сказанным абсолютное содержание некоторого газа в атмосфере планеты часто выражают толщиной однородного слоя, образуемого этим количеством газа при некоторых стандартных условиях, например при $p = 760 \text{ мм}$ и $T = 273^\circ \text{ К}$.

2. Случай изотермической атмосферы. В последней осуществляется условие $T = \text{const}$, а плотность ρ монотонно снижается с высотой.

Разделив основное уравнение (6) на (5), получим:

$$\frac{dp}{p} = -\frac{\mu g}{RT} dh, \quad (8)$$

что после интегрирования и подстановки предельных значений p_0 и T_0 дает:

$$p = p_0 e^{-\frac{g\mu}{RT} h}. \quad (9)$$

Пользуясь условиями $T = \text{const}$ и $\mu = \text{const}$, получаем:

$$p = p_0 e^{-\frac{gh}{RT}}. \quad (10)$$

Это выражение известно в метеорологии под названием *барометрической формулы*, поскольку оно позволяет приводить показания

барометра к уровню моря или, обратно, по показаниям барометра находить высоту h (барометрическое нивелирование). В силу равенства (5) плотность газа меняется по тому же закону:

$$\rho = \rho_0 e^{-\frac{gh}{RT}}. \quad (11)$$

Таким образом, давление и плотность являются показательными функциями высоты.

Атмосфера, удовлетворяющая такому закону изменения с высотой, не имеет определенной границы, поскольку давление и плотность асимптотически приближаются к нулевому значению, характеризующему межпланетное пространство.

Формулы (10) и (11) имеют очень важное значение для теоретического исследования планетных атмосфер. Из них прежде всего вытекает тот существенный факт, что снижение давления и плотности зависит от ускорения силы тяжести g . Чем больше последнее, тем быстрее падает давление. Это видет, например, к тому, что хотя на Марсе масса газа над единицей площади в 4—5 раз меньше, чем на Земле, а давление у поверхности в силу меньшего g в 10—12 раз меньше, благодаря медленному снижению с высотой давление на Марсе и на Земле для высоты 25—30 км оказывается одинаковым, а для больших высот оно на Марсе больше, чем на Земле.

Аналогичное влияние имеет и молекулярный вес газа μ : чем тяжелее молекулы газа, тем быстрее снижается давление с высотой. Из этого можно было бы сделать вывод, что состав атмосферы, состоящей из смеси различных газов, с высотой должен меняться в том смысле, что чем выше, тем меньше содержание тяжелых газов. В свое время такие схемы строения планетных атмосфер действительно и предполагались, в связи с чем высказывалось мнение, что верхние слои атмосферы должны состоять из наиболее легких газов: гелия и водорода. Однако анализы проб воздуха земной атмосферы давно обнаружили, что в пределах тропосферы соотношение в количестве так называемых постоянных газов атмосферы (азот, кислород, аргон) остается постоянным, а высотные подъемы ракет, осуществленные за последние десятилетия, позволили распространить этот вывод по крайней мере до $h = 100 \text{ км}$. К тому же результату приводят спектроскопические исследования свечения полярных сияний.

Пользуясь формулой (11), мы легко можем получить массу M атмосферы. Принимая во внимание малую (по сравнению с радиусом планеты) толщину последней, мы для массы dM , содержащейся в шаровом слое, заключенном между высотами h и $h+dh$ и охватывающем всю поверхность планеты, площадь которой мы обозначим через S , можем написать:

$$dM = S \rho dh, \quad (12)$$

что справедливо для любой схемы строения атмосферы. Приняв, что последняя изотермична, и выполнив интегрирование по всей толще газа, мы получим:

$$M = S p_0 \int_0^{\infty} e^{-\frac{gh}{RT}} dh = S p_0 \frac{RT}{g\mu}. \quad (13)$$

Подставив сюда для p_0 его выражение $p_0 = p_0 \mu / RT$, находим:

$$p_0 = \frac{Mg}{S} \quad (14)$$

— результат, который легко было получить и непосредственно. Иногда бывает удобно выражать массу M через высоту однородной атмосферы H :

$$M = p_0 H S = p_0 \frac{\mu}{RT} H S. \quad (15)$$

3. Случай политропной атмосферы. Для такой схемы атмосферы принимается линейное уменьшение температуры T с высотой h :

$$T = T_0 - \gamma h, \quad (16)$$

где

$$\gamma = \frac{dT}{dh} = \text{const} \quad (17)$$

представляет собою вертикальный градиент температуры, в данной схеме принимаемый постоянным для всех высот. При таких условиях равенство (8) принимает вид:

$$\frac{dp}{p} = - \frac{\mu g}{R(T_0 - \gamma h)} dh = \frac{\mu g}{\gamma R} \frac{d(T_0 - \gamma h)}{T_0 - \gamma h},$$

что после интегрирования дает:

$$p = p_0 \left(\frac{T_0 - \gamma h}{T_0} \right)^{\frac{\mu g}{R\gamma}}, \quad (18)$$

т. е. степенную зависимость между p и h . Поскольку $\gamma > 0$, падение давления в политропной атмосфере идет быстрее, чем в изотермической. Кроме того, как легко видеть, при $h = T_0/\gamma$ получается $p = 0$, что дает высоту политропной атмосферы. Далее, при $\gamma = \mu g/R$ будет $h = H$, т. е. высота политропной атмосферы совпадает с высотой однородной атмосферы. Легко показать, что для этого случая осуществляется и условие $\rho = \text{const}$. Таким образом, однородная атмосфера может рассматриваться как частный случай политропной атмосферы.

Действительное строение всякой реальной атмосферы гораздо сложнее. Благодаря конвекции и переносу тепла путем луче-

испускания, а также явлениям конденсации и обратного испарения различных соединений, фотохимическим процессам, проникновению метеоров и другим факторам, действительное распределение температуры с высотой оказывается очень сложным. Описать его теоретически с должной точностью не удается даже для земной атмосферы. Тем более это трудно сделать для мало изученных атмосфер других планет. Однако по мере накопления фактического материала могут предлагаться и разрабатываться различные уточненные схемы строения для атмосферы той или иной планеты.

§ 49. Рефракция

Поскольку плотность газа в атмосфере всякой планеты возрастает от верхних слоев к нижним, проходящий сквозь атмосферу световой луч будет искривляться, и получается

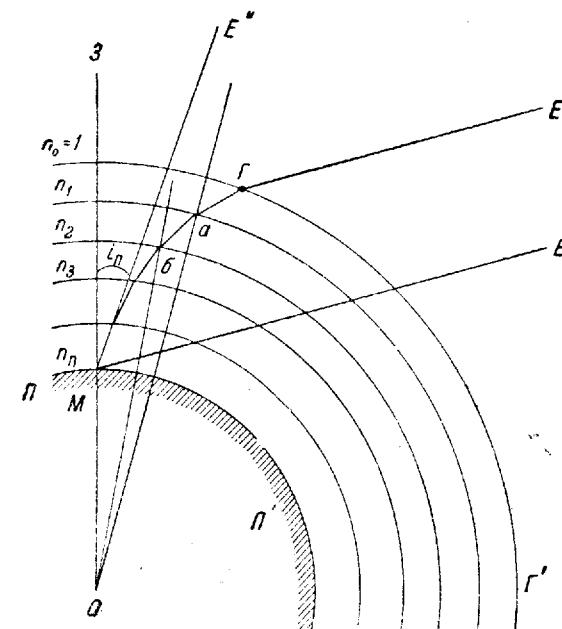


Рис. 83. Общая схема явления атмосферной рефракции.

траектория, обращенная вогнутостью книзу, как это изображено на рис. 83. Это явление изменения направления луча в газовой среде называется *рефракцией*. Напомним читателям ее закономерности.

Пусть PP' (рис. 83) — поверхность Земли, а GG' — граница атмосферы. Разделим мысленно толщу атмосферы при помощи сферических поверхностей на элементарные шаровые слои. При достаточно малой толщине каждого такого слоя можно считать показатель преломления n внутри слоя постоянным. Обозначим его значения для последовательных слоев через $n_1, n_2, n_3, \dots, n_k$. Луч EM , направляющийся из мирового пространства к точке M на поверхности планеты или, наоборот, выходящий из этой точки, испытывает преломление на границе каждого двух прослоек. Рассмотрим, для примера, ход явлений в прослойке № 2, для которой показатель преломления равен n_2 . Угол падения луча на ее верхнюю границу пусть будет i_1 , угол преломления луча, вступившего в прослойку, — j_2 , угол падения на нижнюю границу прослойки — i_2 , соответствующий угол преломления — j_3 и т. д.

Согласно общему закону преломления имеем:

$$\frac{\sin i_1}{\sin j_2} = \frac{n_2}{n_1}; \quad \frac{\sin i_2}{\sin j_3} = \frac{n_3}{n_2}; \quad \dots; \quad \frac{\sin i_{k-1}}{\sin j_k} = \frac{n_k}{n_{k-1}}. \quad (19)$$

Обозначим расстояния верхней и нижней границ прослойки от центра O Земли через $Oa = R_1$ и $Ob = R_2$. Из треугольника abO получаем:

$$\sin j_2 = \frac{R_2}{R_1} \sin i_2,$$

что позволяет переписать равенства вида (19) в форме

$$\left. \begin{array}{l} n_1 R_1 \sin i_1 = n_2 R_2 \sin i_2, \\ n_2 R_2 \sin i_2 = n_3 R_3 \sin i_3, \\ \dots \dots \dots \\ n_{k-1} R_{k-1} \sin i_{k-1} = n_k R_k \sin i_k. \end{array} \right\} \quad (20)$$

Замечая, что в системе равенств (20) правая часть предыдущей строки совпадает с левой частью последующей, можем написать общее уравнение луча в такой форме:

$$nR \sin i = C, \quad (21)$$

где C — постоянная.

Если бы атмосферы не было, то луч света от светила E поступал бы в точку M поверхности планеты по направлению EM и угол падения его был бы EMZ . Благодаря рефракции в точке M попадает луч $E'G \parallel EM$, для которого в результате искривления угол падения будет $i_n = E'MZ$. Обратно, если луч ME' испускается поверхностью, то в результате преломления он выйдет из атмосферы по направлению GE' , так что для внешнего наблюдателя видимый угол испускания будет не $i_n = E'MZ$,

а EMZ . В обоих случаях угол рефракции, т. е. угол полного изменения направления луча, будет:

$$r = \angle EMZ - \angle E'MZ.$$

Задача теории рефракции состоит в определении этого угла r .

Наиболее простой случай расчета рефракции основан на том, что пренебрегают кривизной поверхности планеты и атмосферы. Тогда прослойки обращаются в плоско-параллельные слои, в силу чего $i_k = j_k$. В этих условиях система равенств (20) приводит к равенству

$$n_k \sin i_k = n_n \sin i_n = \sin i, \quad (22)$$

где i_n — угол падения луча на твердую поверхность планеты, n_n — показатель преломления прилегающего к этой поверхности слоя газа, i — угол падения луча на наружную поверхность атмосферы, который в рассматриваемом случае будет равен углу EMZ . Поэтому $i = i_n + r$. Подставив это в (22), напишем:

$$n_n \sin i_n = \sin i = \sin (i_n + r) = \sin i_n \cos r + \sin r \cos i_n. \quad (23)$$

Ввиду малости r полагаем:

$$\sin r = r'' \sin 1''; \quad \cos r = 1,$$

что позволяет легко решить равенство (23) относительно r :

$$r'' = \frac{n_n - 1}{\sin 1''} \operatorname{tg} i_n = A \operatorname{tg} i_n. \quad (24)$$

Величина

$$A'' = \frac{n_n - 1}{\sin 1''}$$

или

$$A = n_n - 1 \quad (25)$$

(если r выражено в радианной мере) называется *постоянной рефракции*. Заметим, что при выводе формулы (24) мы использовали только значение n_n , соответствующее нижнему слою атмосферы; таким образом, полученный результат от строения атмосферы, т. е. от изменения с высотой давления, плотности, температуры и других физических параметров, не зависит.

Из физики известно, что показатель преломления n связан с плотностью газа ρ соотношением

$$n^2 = 1 + 2k \frac{\rho}{\rho_0}, \quad (26)$$

где ρ_0 — плотность воздуха при температуре $T_0 = 273^\circ$ и давлении $p_0 = 760$ мм, а постоянная k для белого света составляет 0,000294. Ввиду малости этого числа точную формулу (26) можно

заменить приближенной:

$$n = 1 + k \frac{\rho}{\rho_0}. \quad (27)$$

Пользуясь, далее, выражением (5) для плотности газа, мы из выражения (25) находим:

$$A = n_{\text{п}} - 1 = k \frac{p_{\text{п}}}{p_0} \frac{\mu}{\mu_0} \frac{T_0}{T_{\text{п}}}, \quad (28)$$

где $p_{\text{п}}$ — давление газа, $T_{\text{п}}$ — его температура, а μ — молекулярный вес. Это выражение связывает явление рефракции с физическими свойствами слоя атмосферы планеты, примыкающего к поверхности последней.

Простейшая формула (24) удовлетворительно представляет ход рефракции только в пределах не слишком больших i . Так, для земной атмосферы ею можно пользоваться до зенитных расстояний порядка 70° . При больших значениях i ее применять нельзя, поскольку с приближением i к 90° выражаемая ею рефракция r растет беспредельно, что является следствием допущенного приближения — замены сферической атмосферы плоской. Поэтому при больших i необходимо пользоваться более строгой теорией, в которой учитывается кривизна воздушных слоев.

Для того чтобы получить соответствующее уравнение луча, выполним логарифмирование и дифференцирование выражения (21). Поскольку R практически можно считать постоянным, получаем:

$$\frac{dn}{n} = -\operatorname{tg} i di. \quad (29)$$

Угол рефракции находим, интегрируя это уравнение:

$$r = \int_{n_{\text{п}}}^1 \operatorname{tg} i \frac{dn}{n}.$$

Заменив $\operatorname{tg} i$ на $\sin i / \sqrt{1 - \sin^2 i}$, выразив $\sin i$ согласно (21) через C/nR и подставив вместо C величину $n_{\text{п}}R_{\text{п}} \sin i_{\text{п}}$, преобразовываем это выражение так:

$$r = \int_{n_{\text{п}}}^1 \frac{\frac{n_{\text{п}}R_{\text{п}}}{nR} \sin i_{\text{п}}}{\sqrt{1 - \left(\frac{n_{\text{п}}R_{\text{п}}}{nR}\right)^2 \sin^2 i_{\text{п}}}} \frac{dn}{n}, \quad (30)$$

где $R_{\text{п}}$ — радиус твердой поверхности планеты.

Очевидно, для выполнения интегрирования необходимо иметь зависимость между n и R , т. е. для выполнения более точного

расчета рефракции необходимо пользоваться некоторой схемой строения атмосферы. В некоторых случаях выполняют расчет для политропной атмосферы, в других — для изотермической (теория Бесселя, обычно используемая для расчета поправок за рефракцию, применяемых в астрометрии); в более новых работах рассматриваются модели атмосферы, в большей мере отвечающие действительности. Во всех случаях решение получается в форме бесконечного ряда, первый член которого имеет вид, аналогичный формуле (24).

При наблюдении планет иногда возникают условия, при которых можно определять величину рефракции при $i = 90^\circ$, которую принято называть *горизонтальной рефракцией*; мы ее будем обозначать через ω . В связи с этим существенно иметь формулы, которые связывали бы эту величину с физическими характеристиками атмосферы. Но именно в этом случае трудности точного расчета угла рефракции наиболее велики, а полученный результат в наибольшей мере зависит не только от положенной в основу схемы строения атмосферы, но и от чисто местных небольших отклонений в состоянии газовых слоев. Разнообразные явления, сопровождающие восход и заход Солнца (деформации солнечного диска, зеленый луч и др.), могут служить иллюстрацией этому.

Для политропной атмосферы значение ω имеет вид

$$\omega = \frac{2k \frac{p_{\text{п}}}{\rho_0}}{\sqrt{\frac{H}{R_{\text{п}}} - k \frac{p_{\text{п}}}{\rho_0}}} \quad (31)$$

(где H — высота однородной атмосферы), что для земной атмосферы приводит к значению ω на несколько минут меньшему, чем наблюдаемое. Для изотермической атмосферы в первом приближении будем иметь:

$$\omega = A \sqrt{\frac{\beta \pi}{2}}, \quad (32)$$

что представляет собою первый член формулы, выведенной Бесселем, представляющей ω в виде бесконечного ряда и приводящей к значению ω большему, чем наблюдаемое. Здесь $\beta = \mu g / RT$ — коэффициент в показателе формулы (11) (стр. 399).

Формулой (32) можно воспользоваться для сравнения физических условий в атмосферах двух планет через полученные из наблюдений значения горизонтальной рефракции ω_1 и ω_2 . Для этого мы должны применить формулу (28) и подставить для β приведенное выше выражение. Проделав соответствующие

выкладки, легко получаем:

$$\frac{\omega_2}{\omega_1} = \frac{p_2}{p_1} \left(\frac{\mu_2 T_1}{\mu_1 T_2} \right)^{\frac{3}{2}} \left(\frac{g_2}{g_1} \right)^{\frac{1}{2}} = \frac{M_2}{M_1} \left[\frac{g_2}{g_1} \frac{\mu_2 T_1}{\mu_1 T_2} \right]^{\frac{3}{2}}, \quad (33)$$

где p_1 и p_2 — значения атмосферного давления у поверхности сопоставляемых планет, M_1 и M_2 — массы атмосфер этих планет, отнесенные к единице площади, а μ_1 и μ_2 — молекулярные веса. Воспользовавшись значениями температуры T , полученными из радиометрических измерений, и считая молекулярный вес μ известным (например, на основании спектроскопических исследований), можно найти давление p или массу атмосферы M для данной планеты по значению горизонтальной рефракции ω , через сравнение с известными нам условиями на Земле.

§ 50. Рефракционные явления, наблюдаемые на планетах

Перейдем теперь к рассмотрению тех рефракционных явлений, которые могут практически наблюдаваться на планетах.

1. Видимое смещение деталей и лимба диска планеты. Поскольку детали твердой или облачной поверхности

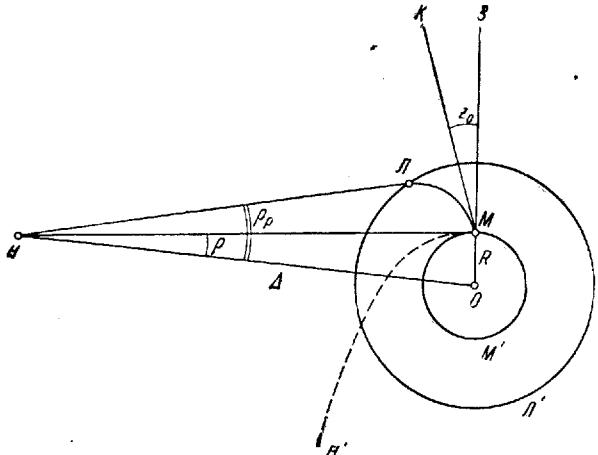


Рис. 84. Влияние рефракции на угловой радиус планеты.

планеты мы наблюдаем сквозь вышележащий слой атмосферы, их видимое положение на диске должно быть изменено рефракцией, что, в частности, должно проявляться в особенностях видимого перемещения деталей по диску, вызываемого вращением небесного тела. Легко понять, что действие рефракции сводится к увеличению видимого углового расстояния ζ детали от центра диска.

Пусть O (рис. 84) — центр планеты, MM' — поверхность последней, LL' — граница атмосферы, а H — положение наблюдателя. Рассмотрим на поверхности планеты некоторую точку M . При отсутствии атмосферы к наблюдателю из этой точки направлялся бы луч MH , составляющий с проходящим через M радиусом планеты OM угол HMZ . При наличии атмосферы луч, испускаемый под таким углом, наблюдателю не достигает, так как вследствие рефракции этот луч по выходе из воздушной оболочки планеты пойдет в направлении H' , к наблюдателю же вместо него направится луч $M'L'H$, испускаемый поверхностью планеты под углом $KMZ = z_0$. Истинное, т. е. не искаженное рефракцией, видимое угловое расстояние детали M от центра диска на нашем чертеже представлено углом $MHO = \rho$, расстояние, измененное рефракцией, — углом $LHO = \rho_p$, угол $LHM = \rho_p - \rho$ выражает сдвиг точки M вследствие рефракции. Воспользуемся общим уравнением (21) траектории луча в атмосфере и применим его к точкам M и H . В первой из них получим $n = n_{\text{пп}}$, $R = OM = R_{\text{пп}}$, $i = z'$, для второй будем иметь: $n = 1$, $R = HO = \Delta$, $i = \angle LHO = \rho_p$. Это дает:

$$n_{\text{пп}}R \sin z' = \Delta \sin \rho_p. \quad (34)$$

Пусть точка M лежит на рефракционном лимбе, так что для нее $z' = 90^\circ$. Тогда угол ρ_p обращается в угловое значение полудиаметра δ_p планеты, увеличенное эффектом рефракции. С другой стороны, истинный угловой полудиаметр δ выражается равенством $\sin \delta = R/\Delta$. Подставляя в левую часть равенства (34) $\sin z' = 1$, $R = \Delta \sin \delta$ и заменяя синусы углами, мы получим окончательное выражение для эффекта увеличения видимого полудиаметра планеты за счет рефракции в форме

$$\frac{\delta_p}{\delta} = n_{\text{пп}}. \quad (35)$$

Для земной атмосферы $n_{\text{пп}} = 1,00028$. Это дает увеличение радиуса менее чем на 0,03%, что лежит далеко за пределами точности микрометрических измерений планетных дисков. Таким образом, в случае атмосферы, по плотности сравнимой с земной, обусловленные рефракцией смещения деталей диска и увеличение видимого радиуса хотя и существуют, однако не имеют никакого практического значения. Но так будет обстоять дело и в случае более плотных атмосфер. Дело в том, что хотя увеличение плотности газа у поверхности, согласно равенству (27), вызывает увеличение показателя преломления n , но вместе с тем растет и рассеяние в газе, что приводит к значительной экстинкции и делает атмосферу настолько непрозрачной, что расположенные под ней детали становятся невидимы. Таким образом, ни при каких условиях не

может возникнуть ситуация, при которой рефракция вызывала бы чувствительное смещение деталей планетного диска.

2. «Явление Ломоносова». Наблюдая прохождение Венеры перед солнечным диском, имевшее место 26 мая (6 июня) 1761 г., М. В. Ломоносов заметил «тонкое как волос сияние», окружавшее часть диска планеты, еще не вступившую на солнечный диск. Аналогичное явление наблюдалось и при схождении Венеры с солнечного диска, когда диск планеты как бы приподнял солнечный край, в результате чего «появился на краю Солнца пупырь, который тем явственнее учинился, чем ближе Венера».

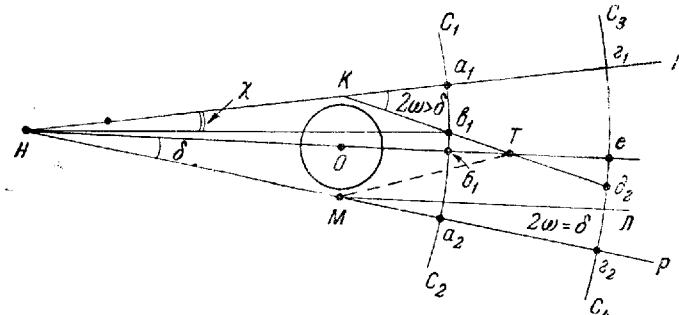


Рис. 85. Ход лучей, определяющий «явление Ломоносова».

к выступлению приходила». Ломоносов же дал и правильное объяснение открытому им новому явлению, написав: «Сие ничто иное показывает, как преломление лучей солнечных в Венериной атмосфере» и пояснив это соображение чертежом, совершенно правильно изображающим ход преломленного луча.

Таким образом, в случае прохождения перед солнечным диском небесного тела, обладающего атмосферой, рефракция создает вокруг части диска этого тела, находящейся за солнечным краем, световой ободок, по яркости сравнимый с фотосферой. Рассмотрим условия образования этого ободка более подробно.

Пусть H (рис. 85)—место наблюдателя, O —центр планеты, HMP —некоторый луч, проходящий сквозь атмосферу так, что угол горизонтальной рефракции для него равен ω . В результате двукратного прохождения луч отклонится на угол 2ω и пойдет дальше по направлению ML . В том частном случае, когда угол отклонения LMP равен углу RHO , преломленный луч пойдет параллельно направлению HO . Ввиду того, что толщина атмосферы всякой планеты ничтожна в сравнении с радиусом последней, мы можем считать угол RHO равным угловому полудиаметру диска планеты δ . Отсюда следует, что при $2\omega < \delta$ конус преломленных лучей будет расходящимся, а при $2\omega > \delta$ —сходящимся. Последний случай представлен на рис. 85 ходом луча HKT , который пересекает прямую

HO «наблюдатель—планета» в точке T . Из рассмотрения треугольника HKT легко получить, что расстояние $\Delta_T = HT$ выражается формулой

$$\Delta_T = \Delta_{\Pi} \frac{2\omega}{2\omega - \delta}, \quad (36)$$

где $\Delta_{\Pi} = HK$ практически можно принять равным геоцентрическому расстоянию планеты в данный момент, а для условий прохождения планеты перед Солнцем—равным разности радиусов-векторов Земли r_{\oplus} и планеты r_{Π} :

$$\Delta_{\Pi} = r_{\oplus} - r_{\Pi}. \quad (37)$$

Ход последовательного возникновения рефрагированного изображения солнечного диска у края планеты зависит от положения точки T относительно Солнца. Для выяснения этого вопроса построим вокруг точки P сферу C_1C_2 , проходящую через центр Солнца, и рассмотрим сечения конусов HPR и KTO этой сферой. Здесь следует различать два случая.

Первый случай будем иметь, если преломленный конус расходящийся или сходящийся, но вершина T его лежит дальше центра Солнца. В этом случае сечение a_1a_2 будет представлять собою кольцо с внешним угловым радиусом δ и шириной χ (рис. 86). Луч от всякой точки фотосферы, приходящийся на внутренний край $b_1t_1b_2t_2$ кольца, даст соответствующую яркую точку на лимбе планеты. Предполагается, что проекция диска планеты $a_1\phi_1a_2\phi_2$ перемещается на рис. 86 относительно края солнечного диска K_1K_2 слева направо. Поэтому на внутренней окружности раньше всего коснется солнечного края точка b_2 , что вызовет появление первой точки преломленного изображения в точке лимба планеты a_2 . От этой точки изображение будет расходиться вдоль лимба в обе стороны, т. е. в направлении дуг a_2y_1 и a_2y_2 , захватывая с каждой стороны дугу лимба, ограниченную радиусами $b\phi_1$ и $b\phi_2$, проведеными через точки t_1 и t_2 , в которых окружность $b_1t_1b_2t_2$ пересекается с краем солнечного диска K_1K_2 . Однако, пока этот край находится правее точки b , т. е. пока центр диска планеты не прошел через край солнечного диска, изображение это будет проектироваться на фон последнего и потому будет практически незаметно. Возможно, что такие явления, как образование светлой каймы или зоны размытости и полутени, неоднократно отмечавшиеся у

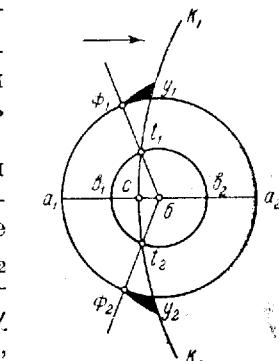


Рис. 86. Схема явления Ломоносова в проекции на небесную сферу (первый случай).

края диска Венеры наблюдателями, следившими за перемещениями планеты по фону солнечного диска, как-то связаны с этим изображением. Последнее появляется на фоне неба вне солнечного диска лишь после того, как центр диска планеты вступит на Солнце. С этого момента световая кайма принимает вид двух «усиков» или «рожек», как бы постепенно вырастающих из солнечного края и охватывающих лимб планеты с обеих сторон, как это изображено на рис. 86 в виде зачерненных дуг $\phi_1 u_1 \phi_2 u_2$.

Поскольку в создании преломленного изображения солнечного диска участвуют не только лучи с углом рефракции ω , но и лучи

со всеми меньшими значениями этого угла, т. е. прошедшие в атмосфере планеты на более высоких уровнях, чем луч HKT и соответствующие внутренним точкам площади кольца $a_1 a_1$, преломленное изображение будет становиться все шире и ярче, вследствие чего «рожки» будут расширяться к своему основанию. Продолжая удлиняться, «рожки», наконец, сольются в точке a_1 , образуя сплошную дугу. Это происходит в тот момент, когда солнечный край $K_1 K_2$ достигает точки a_1 . Легко понять, что этому соответствует угловое расстояние заднего (по движению) края планеты от края Солнца, выраженное на рис. 85 углом $Kh_1 = \chi$, а на рис. 86 отрезком $a_1 c$, равным значению $a_1 b_1$, определяемому равенством

$$\chi'' = \frac{2r_{\pi}}{r_3} \omega''. \quad (38)$$

Начиная с этого момента, лимб планеты все время будет окаймлен световым ободком вплоть до момента внутреннего контакта, который соответствует совпадению точки a_1 с солнечным краем $K_1 K_2$.

Второй случай мы будем иметь тогда, когда вершина конуса T лежит ближе Солнца, вследствие чего явление протекает иначе. Пусть Солнце лежит от наблюдателя на расстоянии He (рис. 85), на котором проведена сфера $C_3 C_4$. В этом случае преломленное изображение, создаваемое лучом с углом рефракции ω , появится в тот момент, когда солнечный край достигнет точки ∂_1 (рис. 87), что вызовет появление изображения в точке лимба планеты x_1 , противоположной краю Солнца, откуда это изображение и будет распространяться вдоль лимба, охватывая его световой каймой. Детали этого процесса понятны из рис. 87: положение концов u_1 и u_2 дуг изображения определяется точками x_1 и x_2 пересечения окружности $\partial_1 x_1 \partial_2 x_2$ с солнечным краем $K_3 K_4$.

Поскольку лучи, проходящие через более высокие слои атмосферы, преломляясь на меньший угол ω , дадут конусы с точками

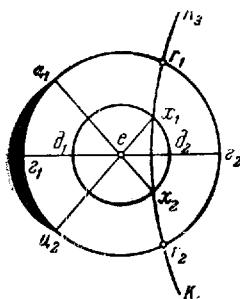


Рис. 87. Схема явления Ломоносова (второй случай).

фокусов за Солнцем, в действительности должны получиться два изображения: одно, возникшее в точке z_2 , а другое — в точке z_1 , растущие одно навстречу другому. В этом случае при прохождении планеты наблюдатель увидит возникновение ободка в точке z_1 , поскольку изображение, возникшее раньше в точке z_2 , на фоне солнечного диска будет незаметно.

Третий важный случай соответствует условию $H T = r_s$, когда все кольцо ободка будет вспыхивать одновременно в тот момент, когда центр диска планеты пересекает край солнечного диска. Необходимое для этого значение ω_k выражается формулой

$$\omega_k'' = \frac{\delta''}{2} \frac{r_3}{r_{\pi}}. \quad (39)$$

Для случая Венеры, наблюдавшейся в условиях прохождения по солнечному диску, приближенно можно принять:

$$\delta = 32'', \quad r_s = 1, \quad r_{\pi} = 0,723,$$

что дает $\omega_k = 22''$. Из этого можно сделать такие выводы. При $\omega < 16''$ конус лучей, преломленных в атмосфере Венеры, расходится, при $22'' > \omega > 16''$ конус сходится, но точка фокуса лежит за Солнцем. В обоих этих случаях мы будем иметь первый случай образования светового ободка, представленного на рис. 86. При $\omega = 22''$ кольцо каймы появляется мгновенно, а при $\omega > 22''$ фокус будет ближе Солнца, что даст второй случай появления светового ободка, представленный на рис. 87.

Просмотр опубликованных в литературе описаний явления Ломоносова, наблюдавшегося при прохождениях 1761, 1769, 1874 и 1882 гг., показывает, что наблюдателям возникновение ободка казалось или внезапным или же постепенным, но в этом случае ободок всегда появлялся в виде «рожек», вырастающих от солнечного края (случай I). Из этого следует, что горизонтальная рефракция для слоя атмосферы Венеры, примыкающего к непрозрачному слою облакоподобного аэрозоля, во всяком случае не превосходит $22''$. Для более увереной ее оценки можно воспользоваться зарисовками, словесными описаниями и отметками моментов смыкания ободка, содержащимися в отчетах по наблюдениям. Из таких материалов удобно получать величину

$$N = \frac{\gamma}{2\delta}. \quad (40)$$

Эта величина, как следует из формулы (38), связана с ω равенством

$$\omega = \delta \frac{r_{\pi}}{r_{\pi}} N = 44'' \cdot N. \quad (41)$$

Наблюдения, сделанные во время двух прохождений XIX в. с достаточно совершенными инструментами, дают значения N

от 0,3 до 0,5, причем во многих случаях отмечается быстрое образование ободка. Из этого можно сделать тот вывод, что значение горизонтальной рефракции в прозрачной части атмосферы Венеры может доходить до $20''$.

Необходимо отметить, что образование ободка происходит далеко не равномерно. Например, в 1882 г. ободок с южной стороны появился раньше и был гораздо ярче, чем с северной. В 1769 г. Риттенхауз наблюдал световое пятно в форме пирамиды с широким основанием, появившееся при $N \approx \frac{2}{3}$ на расстоянии $40-45^\circ$ от противоположной Солнцу точки лимба, образование же «рожек» на линии пересечения лимба Венеры с солнечным краем началось много позднее. Это наблюдение можно трактовать как наличие на лимбе планеты участка атмосферы, для которого $\omega > 22''$, так что происходило местное образование ободка по схеме случая II.

Таким образом, мы приходим к выводу, что значение горизонтальной рефракции в прозрачной части атмосферы Венеры в обычных условиях колеблется от 15 до $20''$, причем в некоторых случаях обнаруживается аномальное увеличение, которое можно объяснить либо особенностями физического состояния газа в соответствующих участках атмосферы (температура, давление, состав), либо различиями в высоте верхней границы облачного слоя. Второе объяснение представляется более вероятным.

3. Смещения звезд в моменты покрытия и открытия диском планеты. Очевидно, что при наличии у планеты атмосферы звезда в момент геометрического покрытия не исчезнет, так как благодаря рефракции ее лучи будут огибать шар планеты и достигать наблюдателя. Подвигаясь вперед, край планеты будет как бы двигать перед собой звезду и последняя исчезнет в тот момент, когда ее видимое смещение достигнет угла χ . Но поскольку расстояние от звезды до наблюдателя и до планеты может считаться бесконечно большим, очевидно, что $\chi = 2\omega$ [формула (38)]. В случае расходящегося конуса лучей (случай I) звезда будет видна все время, пока она находится внутри наружного кольца на схеме рис. 86. При сходящемся конусе (случай II) будет видно два изображения звезды одновременно на двух противоположных сторонах лимба планеты (рис. 87), а при центральном прохождении звезды через точку e на один момент должно вспыхнуть световое кольцо, аналогичное явлению Ломоносова.

Из сказанного можно было бы сделать вывод, что покрытия звезд планетами дают удобный способ определять горизонтальную рефракцию, поскольку смещение звезды в момент исчезновения или появления на лимбе непосредственно дает угол 2ω . На самом деле это не так. Во-первых, непосредственное измерение положения звезды в момент исчезновения затруднительно. Правда, сго-

можно заменить точной фиксацией моментов исчезновения и появления звезды, однако использовать такое наблюдение для получения ω далеко не просто, поскольку погрешности в координатах звезды, в эфемериде планеты и, особенно, в значении углового полудиаметра планетного диска вносят тут неустранимые ошибки. Во-вторых, блеск звезды, наблюдавшей сквозь планетную атмосферу, сильно ослабляется, что происходит не только за счет экстинкции, но и благодаря рефракционному ослаблению, которое будет описано ниже. В результате звезда не исчезает вдруг, но угасает постепенно, и наблюдатель фактически теряет ее из вида не в тот момент, когда угол смещения равен 2ω , а раньше. Ко всему этому надо добавить, что покрытия ярких звезд планетами случаются крайне редко и что такие явления, как правило, не предвычисляются и не сообщаются в ежегодниках.

Все сказанное выше объясняет, почему покрытия звезд для изучения планетных атмосфер использовались очень мало.

Иначе обстоит дело для Луны. Ее большой по угловым размерам диск покрывает достаточно яркие звезды каждый месяц и покрытия тщательно наблюдаются на многих обсерваториях. Давно известно, что исчезновение звезды на лунном крае всегда происходит мгновенно и не сопровождается постепенным ослаблением блеска, что служит одним из основных доказательств отсутствия или хотя бы крайней разреженности газовой оболочки на Луне. Обработка лунных покрытий может дать, в частности, и величину рефракции. Однако для этого надо иметь надежное значение радиуса Луны. Неточность последнего, в особенности в сочетании с неровностями лунного края, является здесь большой помехой и ведет к тому, что удается определять только верхний предел для угла горизонтальной рефракции, который составляет около $1''$.

4. Ослабление блеска светила, наблюдавшего сквозь атмосферу планеты, вследствие рефракционного расхождения пучка лучей. Пусть O — центр планеты (рис. 88), $OC = L$ — расстояние планеты от наблюдателя. В атмосферу планеты вступает пучок параллельных лучей от некоторого светила, например от звезды. Чем ближе к поверхности планеты проходит траектория луча, пересекающего атмосферу, тем большее плотность слоев, сквозь которые проходит луч, и тем большее полное отклонение луча, равное 2ω .

Обозначим через R_p радиус твердой поверхности планеты, через R — минимальное расстояние траектории данного луча от центра O . Будем исходить из изотермической схемы строения атмосферы. Тогда изменение плотности газа ρ с R будет выражаться формулой (11), если в ней положить $h = R - R_p$. Далее, горизонтальная рефракция ω для каждого луча будет в первом приближении выражаться формулой (32), коэффициент A которой мы можем выразить через (25) и (27). Применение перечисленных

равенств легко приводит нас к нижеследующей зависимости между R и полным отклонением луча $\vartheta = 2\omega$:

$$\vartheta = (n_p - 1) (2\pi\beta)^{\frac{1}{2}} e^{-\beta(R-R_p)}. \quad (42)$$

Таким образом, отклонение ϑ возрастает с уменьшением R , вследствие чего пучок параллельных лучей после прохождения через планетную атмосферу становится расходящимся, а это ведет к уменьшению создаваемой им в плоскости Cy освещенности. Это

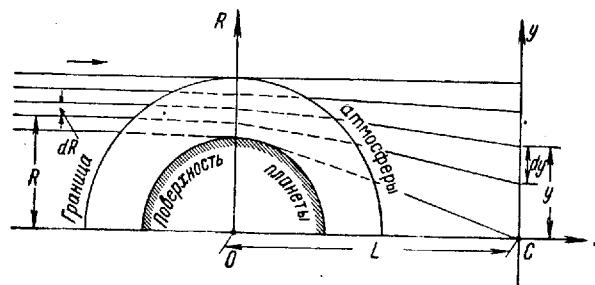


Рис. 88. Ход лучей, определяющий постепенное ослабление блеска звезды при ее покрытии планетой.

ослабление, очевидно, не связано с экстинкцией, т. е. с поглощением и рассеянием лучистого потока в газах атмосферы, и вызывается исключительно эффектом преломления лучей. Рассчитаем его величину.

Обозначим расстояние точки пересечения преломленного луча с прямой Cy от точки C через y . Рассмотрим вступающий в атмосферу элементарный пучок лучей, имеющий форму узкой горизонтальной полосы шириной dR и произвольной длиной z . Если блеск звезды равен E , то в этом пучке содержится световой поток $d\Phi = Ez dR$. Предположим, что экстинкции нет. Тогда после преломления заключенный в пучке поток останется прежним, но, достигнув плоскости Cy , он будет иметь вместо прежнего сечения $z dR$ большее сечение $z dy$ (ввиду малости ϑ изменение угла падения мы можем не учитывать). В связи с этим создаваемая им освещенность окажется меньше; для значения блеска звезды E' , наблюдаемой сквозь атмосферу, мы будем иметь:

$$E' = \frac{d\Phi}{z dy} = E \frac{dR}{dy}. \quad (43)$$

Из рисунка видно, что, поскольку ϑ мал, $y = R - L\vartheta$,

откуда следует:

$$\frac{dy}{dR} = 1 - L \frac{d\vartheta}{dR}.$$

Но из равенства (42) следует:

$$\frac{d\vartheta}{dR} = -\beta\vartheta$$

и потому

$$\frac{E}{E'} = 1 + L\beta\vartheta. \quad (44)$$

Таким образом, величина ослабления блеска зависит от геоцентрического расстояния L , градиента плотности β и горизонтальной рефракции $\vartheta = 2\omega$. Последние две величины связывают ослабление с физическими свойствами атмосферы. Однако воспользоваться этим для практического исследования атмосферы затруднительно, поскольку нет возможности получить точное значение R .

Наблюдения покрытий звезд при надлежащей их постановке могут дать кривую изменения блеска E' со временем t . Покажем, как можно использовать такой материал.

Дифференцируя по времени равенство (44), получим:

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{E}{E'} \right) = \beta L \frac{d\vartheta}{dt} = \frac{\beta v L \vartheta}{1 + \beta L \vartheta},$$

где $v = -dy/dt$ — скорость движения наблюдателя вдоль линии Cy , которую надо считать положительной во время покрытия и отрицательной при выходе звезды из-за диска планеты. Разделяем переменные и выполняем интегрирование:

$$\int_{\frac{1}{2}E}^{E'} \frac{E'^2 dE'}{E'^2 (E' - E)} = \beta v \int_0^t dt,$$

что дает:

$$\frac{E}{E'} - 2 + \ln \left(\frac{E}{E'} - 1 \right) = \beta vt. \quad (45)$$

Это уравнение позволяет построить семейство кривых блеска E' по аргументу времени t при заданном v и различных β . Сравнивая такие кривые с результатом наблюдений, находим β и далее, считая ускорение силы тяжести g и температуру T известными, можем получить молекулярный вес:

$$\mu = \frac{\beta RT}{g}. \quad (46)$$

Как на пример успешного применения такой методики укажем наблюдения покрытия с Овна Юпитером, происходившего 20 ноября 1952 г. Бом и Каде сделали на 60-дюймовом рефлекторе обсерватории Маунт Вилсон фотоэлектрическую запись блеска звезды в кальциевой линии К, которая была выбрана в целях ослабления рассеянного света от Юпитера, поскольку спектр звезды B5, и, следовательно, этой линии не содержит. Сравнение полученной кривой с вычисленными привело к значению $\beta=0,12$. Поскольку для Юпитера $g=2600 \text{ см/сек}^2$ и $T=86^\circ \text{ K}$, это дает $\mu=3,3$. Отсюда следует заключение, что внешние слои атмосферы Юпитера должны в основном состоять из смеси молекулярного водорода ($\mu=2$) и гелия ($\mu=4$), причем отношение He : H_2 в случае отсутствия более тяжелых компонентов получается порядка 3 : 1.

5. Световая картина лунного затмения. Еще Кеплер объяснил освещение лунного диска в зоне земной тени эффектом рефракции. Поскольку для земной атмосферы $\omega=35'$, угол ϑ полного отклонения лучей, пересекающих приземные слои воздуха, будет более 1° , и потому такие лучи дают сходящийся конус, вершина которого лежит на продолжении радиуса-вектора Земли и удалена от последней на расстояние, примерно равное $\frac{2}{3}$ большой полуоси лунной орбиты.

Для наблюдателя, расположенного на лунной поверхности, при прохождении диска Земли перед солнечным диском наблюдается явление Ломоносова, которое протекает по схеме II. Диск Земли в этих условиях имеет угловой полудиаметр около $57'$, а кольцо $\partial_1 \partial_2$ (рис. 87)— $11'$. Заходя за диск Земли, диск Солнца выпускает в обе стороны светящиеся «усики», огибающие земной лимб узким серпом. В момент II контакта этот серп охватывает дугу лимба в 46° , причем между его внутренним краем и лимбом остается промежуток в $3'',7$. В момент контакта солнечного диска с внутренней окружностью (точка ∂_2), чему соответствует расстояние между центрами Земли и Солнца в $27'$, появляется второй серп на противоположной стороне лимба, вплотную прилегающий к последнему. Его усики растут навстречу концам прежнего серпа, и в момент прохождения края Солнца через центр земного диска эти они смыкаются в сплошное кольцо. При центральном затмении, когда центр солнечного диска совпадает с точкой e , это кольцо будет симметричным, образуя световой ободок шириной $2'',5$. Эффект селективной экстинкции сильно ослабляет коротковолновую часть образующего это кольцо лучистого потока, благодаря чему оно должно иметь интенсивно красный цвет, чем определяется и красная окраска диска Луны в центральных частях земной тени.

Давно установлено, что полудиаметр земной тени, практически наблюдаемый на лунном диске, на 2% больше того, что имело бы

место, если бы Земля была лишена атмосферы. Из этого следует, что уже на высоте 125 км земная атмосфера для солнечных лучей непрозрачна—результат, вполне объясняемый рефракционным ослаблением освещенности, о котором мы говорили выше. При наблюдении с Луны это проявляется в том, что между деформируемым рефракцией солнечным диском и лимбом диска Земли остается зазор шириной в несколько дуговых секунд. Таким образом, суть описанных явлений сводится к тому, что световой поток, проходящий через верхние слои атмосферы, мало ослабляясь экстинкцией, поскольку плотность воздуха там очень мала, благодаря рефракции направляется внутрь конуса тени, где создает освещение с мало измененным спектральным составом, чем объясняется сероватая окраска лунного диска в краевых зонах тени.

Точный расчет распределения света и цвета по сечению конусов тени и полутени представляет собою весьма трудную задачу, над которой работали Ричардсон в Англии, Пецольд в Германии, В. Г. Фесенков в СССР и другие; в последнее время много работ в этой области было опубликовано чешским астрономом Ф. Линком и его учениками. Сложность проблемы вытекает из того, что необходимо иметь достаточно полную картину строения земной атмосферы, в частности хода показателя преломления воздуха и экстинкции с высотой. С другой стороны, имея результаты расчета для различных моделей атмосферы и сравнивая их с результатами наблюдений, можно делать различные заключения о физических особенностях земной атмосферы на разных высотах, в чем и заключается научное значение такого рода работ. Поскольку последние относятся больше к области геофизики, чем к планетоведению, мы на них подробно не останавливаемся.

Отметим лишь большое значение точной фотометрии лунного диска во время затмений, выполняемой в различных участках спектра. Луна в данном случае используется как своего рода приемный фотометрический экран, позволяющий изучать распределение освещенности, создаваемой преломленными лучами Солнца в конусе земной тени, а также в полутени. Поэтому наблюдения должны давать отношение яркостей B_3/B_0 одного и того же участка лунной поверхности во время затмения и вне его. Если считать, что отражательная способность осталась неизменной, то это дает отношение K освещенности E_3 в конусе тени к нормальной солнечной освещенности E_0 :

$$K = \frac{E_3}{E_0} = \frac{B_3}{B_0}. \quad (47)$$

Обычно это отношение выражают в звездных величинах:

$$G = -2,5 \lg K = m_3 - m_0. \quad (48)$$

Неоднократно указывалось на необходимость создания «фотометрической службы лунных затмений», которая для каждого затмения обеспечивала бы надежные кривые величин G в различных участках спектра.

§ 51. Экстинкция

Если направленный пучок лучей проходит через некоторую среду, например через атмосферу планеты, то происходит как поглощение лучистой энергии, так и рассеяние последней. В результате совместного действия этих двух факторов поток лучистой энергии, содержащийся в пучке, уменьшается, что составляет

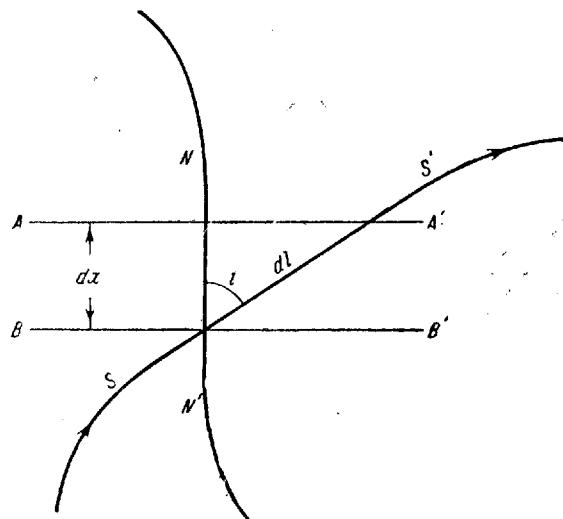


Рис. 89. Схема явления экстинкции.

явление **экстинкции**. Необходимо заметить, что это понятие ограничивается только таким ослаблением потока, которое является прямым физическим результатом взаимодействия между лучистой энергией и веществом среды; ослабление освещенности, вызванное другими причинами, например геометрическим расходжением лучей (закон квадрата расстояния) или путем рефракционного расширения телесного угла, в котором содержится поток (§ 50), в него не включается. Здесь мы напомним те основные понятия, которыми явление экстинкции характеризуется количественно и которыми мы будем пользоваться в дальнейшем.

Если до вступления в среду поток имеет значение Φ_0 , а по выходе значение Φ' , то отношение

$$t = \frac{\Phi'}{\Phi_0} \quad (49)$$

будет коэффициентом пропускания данного слоя среды. Величина t при прочих равных условиях уменьшается с увеличением длины пути, пройденного лучем внутри среды.

Пусть узкий пучок лучей SS' (рис. 89) распространяется в неоднородной среде. Если оптические свойства последней меняются непрерывно, то можно построить поверхности AA' , BB' и т. д., для всех точек каждой из которых оптические свойства одинаковы. Кривая NN' , во всех точках нормальная к таким поверхностям, будет соответствовать направлению градиента изменения оптических свойств этой среды. Будем обозначать длину, отсчитанную вдоль кривой NN' , через x .

Пусть расстояние dx между поверхностями AA' и BB' достаточно мало. Тогда отрезок луча SS' , лежащий в заключенном между ними элементарном слое будет иметь длину

$$dl = \sec i dx,$$

где i — угол, составляемый направлениями SS' и NN' .

Если сквозь слой $AA'BB'$ проходит поток монохроматической лучистой энергии Φ , то благодаря экстинкции в слое он потеряет часть мощности, пропорциональную исходной величине потока и пройденному в среде пути. Примем также, что отрицательное приращение $d\Phi$ потока будет пропорционально плотности $\rho(x)$ в данной точке среды:

$$d\Phi = \eta(x) \rho(x) \Phi \sec i dx,$$

где $\eta(x)$ — коэффициент пропорциональности, который в самом общем случае также является переменным. Разделяя переменные и выполняя интегрирование, получаем:

$$\int_{\Phi_0}^{\Phi'} \frac{d\Phi}{\Phi} = \ln \frac{\Phi'}{\Phi_0} = \ln t = - \int_0^x \eta(x) \rho(x) \sec i dx.$$

Здесь Φ_0 — мощность потока у внешней границы среды, т. е. при $x=0$, Φ' — мощность потока у противоположной (внутренней) границы среды, характеризуемой значением $x=X$. Величину

$$\tau = \int_0^X \alpha(x) \sec i dx, \quad (50)$$

где обозначено $\alpha(x) = \eta(x) \rho(x)$, принято называть *оптической толщиной слоя*; иногда ее называют также *оптической массой*. Тогда для коэффициента пропускания t можем написать:

$$t = e^{-\tau}, \quad (51)$$

что представляет собою общеизвестный экспоненциальный закон экстинкции.

Если в среде меняется только плотность, а химический состав и все физические характеристики неизменны, то множитель η будет постоянным и потому

$$\tau = \eta \int_0^x p(x) \sec i dx. \quad (52)$$

Интеграл, стоящий в правой части этого равенства, будучи умножен на площадь сечения пучка лучей, даст массу газа, пройденную этим пучком. Поэтому в работах по атмосферной оптике величину τ часто называют *воздушной или атмосферной массой*. Если и плотность p везде постоянна, то среда будет оптически однородной. В этом случае имеем:

$$\tau = \alpha \int \sec i dx = \alpha l, \quad (53)$$

где l — полная линейная длина пути луча внутри среды. Имея это, напишем закон экстинкции для однородной среды в форме

$$t = e^{-\alpha l}. \quad (54)$$

Параметр α принято называть *коэффициентом экстинкции или показателем ослабления*.

При решении вопросов экстинкции для планетной атмосферы в качестве первого приближения принимают, что направление градиента NN' совпадает с вертикальной линией, и, следовательно, поверхности равных оптических характеристик горизонтальны. В этом случае экстинкция луча, распространяющегося горизонтально, выражается простейшими равенствами (53) и (54), широко применяемыми в отношении земной атмосферы при расчетах видимости удаленных объектов в горизонтальном направлении.

Важную задачу составляет исследование зависимости оптической толщины τ от угла i_0 падения луча на внешнюю границу атмосферы. Обозначим значение τ , соответствующее $i_0 = 0$, через τ_0 . Величину

$$M(i) = \frac{\tau}{\tau_0}$$

принято называть *воздушной массой или оптической массой атмосферы*, в то время как величина

$$p = e^{-\tau_0}$$

называется *коэффициентом прозрачности атмосферы*; очевидно, что последний представляет собою коэффициент пропускания для вертикально направленного луча. С такими обозначениями

закон экстинкции может быть представлен в форме

$$t = p^{M(i)}, \quad (55)$$

широко используемой при учете атмосферной экстинкции в астрофотометрии. Принято считать, что в первом приближении функция $M(i)$ от происходящих в атмосфере физических процессов (колебания влажности, температуры, давления; образование и разрушение аэрозолей) не зависит и потому со временем не меняется, в то время как p подвержено значительным изменениям как во времени, так и по площади видимого диска планеты.

Функция $M(i)$ выразится совсем просто, если пренебречь кривизной слоев атмосферы и рефракцией. В этом случае траектория луча окажется прямолинейной и угол i для всех ее точек будет иметь одно и то же значение $i = i_0$. Вследствие этого получаем:

$$\tau = \sec i \int \alpha(x) dx$$

и, далее,

$$M(i) = \sec i, \quad (56)$$

так что формула (55) принимает вид:

$$t = p^{\sec i}. \quad (57)$$

Это выражение представляет собою известный *закон секанса* зенитного расстояния, для земной атмосферы полученный еще Бугером в XVIII в.

Более точное выражение для функции $M(i)$, учитывающее строение и кривизну атмосферы, а также рефракцию, получается в форме ряда

$$M(i) = A \sec i + B \sec^3 i + C \sec^5 i + \dots$$

Вычисление коэффициентов этого выражения выполняется довольно уверенно для случая земной атмосферы, что позволило составить таблицы значений $M(i)$, обычно используемые в фотометрии. Наиболее употребительны результаты расчетов, выполненных Бемпрадом. Произвести аналогичный расчет для атмосфер других планет в настоящее время нет возможности, поскольку мы не располагаем данными о рефракции.

§ 52. Поглощение; спектроскопическое исследование планетных атмосфер

В среде того аэрозоля, из которого, как было выяснено выше, состоит атмосфера всякой планеты, *истинное поглощение или абсорбция* происходит в двух формах: во-первых, в виде непре-

рывного поглощения, вызываемого твердыми или жидкими элементами атмосферного планктона, и, во-вторых, в форме селективного поглощения в газовой дисперсионной среде аэрозоля. В зависимости от состава и строения атмосферы, с одной стороны, и от изучаемого участка спектра, с другой, соотношение между этими двумя формами поглощения, а также и общая роль поглощения в явлении экстинкции могут сильно изменяться. Но для оптического исследования атмосферы небесного тела наибольшее значение имеет газовое поглощение, поскольку оно позволяет применять методы спектрального анализа и при их помощи точно решать вопрос о наличии в атмосфере тех или иных химических элементов или соединений.

Ряд обстоятельств затрудняет дело спектроскопического исследования состава планетных атмосфер. Так, наличие в спектре отраженного планетой лучистого потока всех линий солнечного спектра осложняет выявление обычно слабых полос поглощения атмосферы планеты. Поиски таких полос, очевидно, должны осуществляться путем тщательного сравнения спектра планеты со спектром Солнца. Особо осложняются поиски полос тех газов, которые содержатся и в земной атмосфере и потому дают теллурические полосы в солнечном спектре, как, например, кислорода и водяного пара. Очевидно, что полосы спектра планеты в этом случае будут накладываться на полосы земного происхождения и обнаружить их можно только за счет усиления соответствующих теллурических линий. Установить такое усиление—задача далеко не простая, чему примером резкие противоречия в результатах поисков кислорода и водяного пара на Марсе и Венере в конце прошлого и в начале нынешнего столетий, исходившие сначала из совсем ненадежных визуальных наблюдений, а потом из сопоставления спектrogramм. Последние тоже не давали достаточно хороших результатов, поскольку на интенсивность линий и полос большое влияние оказывают различные инструментальные и фотографические факторы, а, с другой стороны, интенсивность многих теллурических полос меняется с атмосферными условиями в пункте наблюдения. По последней причине прямые сравнения планет с солнечным светом для этой цели были признаны совсем непригодными, поскольку различие атмосферных условий днем и ночью, огромная разница в интенсивности и другие причины порождали неустранимые погрешности систематического характера. Это заставило избрать в качестве объекта сравнения Луну, лишенную собственной газовой оболочки. Лунный диск можно наблюдать ночью приблизительно одновременно с планетой и на том же зенитном расстоянии. Этим обеспечивается тождество эффектов, обусловливаемых земной атмосферой, однако различие в угловых размерах сравниваемых объектов остается, что может иметь известное влияние, равно как и различие в цвете.

Для отделения слабых полос спектра планеты от теллурических было предложено воспользоваться эффектом Доплера—Физо. В те периоды, когда относительная скорость Земли и планеты достаточно велика, полосы, вызванные поглощением в атмосфере планеты, должны смещаться относительно полос теллурического происхождения. Однако скорости тут не очень значительны (для Венеры не выше $\pm 14 \text{ км/сек}$, для Марса $\pm 19 \text{ км/сек}$) и потому смещения полос малы, что при большой ширине полосы не позволяет получить разделения или раздвоения. Таким образом, эффект сводится к некоторому увеличению ширины линии, которое и пытаются обнаружить тщательным сравнением полос спектров планеты и Луны. В простейшем случае применяют микрометрическое измерение положения линий полосы; более квалифицированный результат дает микрофотометрическое изучение контуров линий. Пока этим методом не удалось открыть ни одной новой полосы, и его применение ограничивалось установлением верхней границы для возможного содержания тех или иных газов в атмосферах некоторых планет.

Напомним, что с ультрафиолетовой стороны спектры планет, как и всех других светил, ограничены земным поглощением на длине волны 3000 Å. Участок ультрафиолета от 3000 до 4000 Å легко изучается фотографически; хотя к нему относятся полосы поглощения многих молекул, в частности таких, как O_3 , SO_2 , CH_2O , в спектрах планет в этом участке пока ничего обнаружено не было. Вся область видимого спектра и ближний инфракрасный участок примерно до 1 μ также изучается фотографически и притом на технически наиболее высоком уровне. Здесь могли быть детально исследованы интенсивные полосы в спектрах планет юпитеровой группы. В деле исследования более далеких областей инфракрасного спектра значительные успехи были достигнуты лишь за последнее время благодаря применению Кейшером на обсерватории Мак-Дональд (США) фотоэлектрического спектрофотометра с автоматической регистрацией, в котором приемником служит серно-свинцовый фотоэлемент. Этот прибор позволяет вести наблюдения в спектральной области 1—3 μ. Идти в сторону еще более длинных волн в настоящее время затруднительно прежде всего из-за слабости планетной радиации на этих волнах.

Применение спектроскопического метода исследования состава атмосферы было прежде всего обращено на Венеру, газовая оболочка которой, как было установлено еще М. В. Ломоносовым, имеет достаточную оптическую толщину и потому, казалось бы, должна позволить легко и просто обнаружить полосы поглощения содержащихся в ней газов. Однако надежды на это не оправдались. Правда, при первых наблюдениях, выполнявшихся примитивными методами, неоднократно находили значительное усиление полос кислорода и водяного пара, но в дальнейшем была доказана

опибочность таких суждений. Несомненно, что в пределах видимого спектра атмосфера Венеры сколько-нибудь интенсивных полос поглощения не дает.

Лишь в 1953 г. Н. А. Козырев, анализируя кривые распределения энергии по спектру, полученные по спектrogramмам Венеры, снятым на 50-дюймовом рефлекторе Крымской обсерватории, нашел на них небольшие зубцы в фиолетовой части спектра, которые он истолковал как фиолетовые канты полос поглощения; их длины волн равны 4372 и 4120 Å. Происхождение этих полос в настоящее время не выяснено, но представляется вероятным, что они принадлежат какой-то сложной органической молекуле. Позднее путем спектрофотометрии бедных линиями спектров звезд ранних спектральных классов эти же полосы были обнаружены и в спектре земной атмосферы.

В ближнем инфракрасном участке спектра Венеры в отличие от видимого наблюдаются достаточно интенсивные полосы. Из них главные были открыты Адамсом и Дэнхемом на обсерватории Маунт Вилсон еще в 1932 г. Их головы лежат на длинах волн 7820,2, 7882,9 и 8688,7 Å. Уже тогда на основании исследования структуры полос было высказано предположение, что они принадлежат молекуле CO₂. Это было доказано непосредственно путем наблюдения спектра пучка лучей, пропущенного вперед и назад через наполненную углекислым газом трубу длиною 70 футов. При давлении газа в 10 atm в спектре появилась полоса на 7820,2 Å, несколько менее интенсивная, чем в спектре Венеры. Учитывая массу газа на пути пучка, можно было сказать, что общее количество CO₂ в атмосфере Венеры соответствует однородному слою при нормальных условиях (0° Ц, 760 мм) 400 м. Однако повышенное давление в трубе оказывает влияние на интенсивность полос. Опыты показывают, что если, сохраняя постоянным произведение длины пути луча на давление газа, увеличивать последнее, то интенсивность полос возрастает. Учитывая этот эффект и считая, что давление в атмосфере Венеры равно 1 atm, Адель и Слайфер нашли, что количество CO₂ должно соответствовать слою 3200 м.

В дальнейшем удалось получить и две другие указанные выше полосы CO₂, для чего пришлось применить давление газа 45 atm. С другой стороны, Герцберг, применяя установку, на которой оптический путь луча в газе составлял 1400—2000 м, смог наблюдать все три указанные полосы CO₂ при нормальном давлении. Оказалось, что в этих условиях они имеют примерно ту же интенсивность, что и в спектре Венеры. Учитывая, что солнечный луч проходит атмосферу дважды (на пути от Солнца к отражающей поверхности и от поверхности к наблюдателю), это приводит к выводу, что количество CO₂ в атмосфере Венеры соответствует слою 1000 м.

Применение фотоэлектрической спектрофотометрии позволило изучить более удаленные зоны инфракрасного спектра Венеры,

где Кейпером были открыты весьма интенсивные полосы на 1,038; 1,050; 1,065; 1,206; 1,220; 1,43 и 2,0 μ, а также ряд менее интенсивных полос, так что общее количество полос CO₂, известных в спектре Венеры в настоящее время, составляет около 15. Однако относительные интенсивности полос в лабораторно полученных спектрах и в спектре Венеры различаются довольно сильно. Так, полосы спектра планеты, лежащие около 1 μ, сильнее, чем полосы лабораторного спектра для слоя 1400 м, в то время как интенсивность трех полос Венеры, лежащих около 2 μ, соответствует слою только 50 м, а полоса на 2,35 μ в спектре планеты совсем не видна. Эти различия происходят от неодинаковых физических условий. Их анализ позволяет сделать предположение, что, с одной стороны, действительная температура газового слоя, создающего полосы поглощения в спектре, выше радиометрической примерно на 50° и приближается к 300° К, а с другой,—что давление в этом слое ниже 1 atm. Все это лишь приблизительные оценки. Детальное исследование проблемы, несомненно весьма перспективное,—дело будущего.

Попытки обнаружить в спектре Венеры полосы молекулярного кислорода и водяного пара успеха не имели. На основании вышеизложенных наблюдений можно утверждать, что количество указанных газов над верхней границей облачного покрова не превосходит 2% от того, что имеется в атмосфере Земли. Не были найдены и полосы озона, а также формальдегида, гипотеза существования которого на Венере была выдвинута Вильдтом.

Атмосфера Марса была предметом весьма многочисленных, но в основном безрезультатных спектроскопических исследований. В силу естественных аналогий с Землей в ней прежде всего искали те газы, которые входят в состав нашего воздуха. Поскольку азот полос поглощения в доступной для наблюдения части спектра не дает, исследования сосредоточились на поисках кислорода и водяного пара.

Работы конца XIX и начала XX вв. состояли в простом сравнении интенсивности теллурических полос кислорода В и α и полос водяного пара в спектрах Марса и Луны. Результаты получались крайне противоречивые: одни наблюдатели находили значительное усиление этих полос в спектре Марса, другие такого усиления обнаружить не могли. Это заставило отказаться от метода простых сравнений и перейти к измерениям эффекта Доплера. С достаточно мощной аппаратурой это впервые было выполнено Адамсом и Сент-Джоном в 1926 г., которые применили 6-призменный спектрограф, установленный на 100-дюймовом рефлекторе обсерватории Маунт Вилсон. Результаты получились обнадеживающие: признаки ожидаемого расширения полос удалось найти, хотя величина последнего и лежала в пределах случайных погрешностей измерения. На этом основании была сделана оценка, согласно

которой в атмосфере Марса количество водяного пара над единицей площади поверхности составляло 5% от того, что содержится в земной атмосфере, а количество кислорода 15%. Эти данные в свое время широко использовались в популярной литературе по Марсу, однако дальнейшие исследования их опровергли.

В 1932 г. поиски кислорода были повторены со значительно более совершенной аппаратурой Адамсом и Дэнхемом. Исследовалась теллурическая полоса В; был применен спектрограф с дисперсией 5,6 Å на 1 м.м на 100-дюймовом рефлекторе, что позволило снизить случайную погрешность измерения в 10 раз (для спектрограмм 1926 г. она составляла $\pm 0,03$ Å, для 1932 г. $\pm 0,0024$ Å). Измерения 10 линий, выполненные по шести спектрограммам для каждой линии, дали для величины смещения значение 0,0002 Å, что в 10 раз меньше случайной погрешности и, следовательно, нереально. Не удалось получить реальных указаний на присутствие кислорода и путем тщательного микрофотометрического измерения контуров линий. Количественная интерпретация этих результатов была дана Алленом, который пришел к выводу, что верхний предел возможного количества O_2 в атмосфере Марса составляет 0,0015 от того, что содержится в атмосфере Земли.

В 1933 г. были выполнены новые измерения и полос водяного пара. Для этой цели микрометром измерялись положения линий в полосах H_2O , расположенных как за хвостом кислородной линии А, так и около 8000 Å. Никаких признаков смещения обнаружить не удалось, из чего Дэнхем делает вывод, что количество водяного пара над единицей площади поверхности Марса не превосходит 0,1% от того, что содержится в ясную зимнюю ночь над уровнем горы Вилсон.

Этот результат был в дальнейшем подтвержден на основании измерений семи спектрограмм Марса, полученных в 1937 и 1939 гг. Адамсом и Дэнхемом также на 100-дюймовом рефлекторе при дисперсии 6 Å на 1 м.м около 7200 Å, а также по наблюдениям, выполненным в 1943 г.

Из всего этого с несомненностью следует вывод, что количество H_2O в атмосфере Марса наверное меньше 1% от того, что содержится в земной атмосфере. Установить более точно верхнюю границу пока не представляется возможным, поскольку исследование полос водяного пара выполнено не столь тщательно, как для кислорода; в частности, здесь еще не применялся метод спектрофотометрических контуров линий. Необходимо еще иметь в виду и то, что водяной пар в отличие от кислорода является изменчивой составной частью атмосферы, а потому успехи в деле его поисков могут зависеть от удачного выбора времени для наблюдений и участка на диске планеты.

Не привели к положительным результатам и исследования ультрафиолетовой части спектра Марса, поставленные Кейпером

на обсерватории Мак-Дональд. В частности, не удалось обнаружить какого-либо усиления или изменения контура для полос Хэггинса, вызываемых поглощением озона и расположенных между 3000 и 3200 Å. Из этого следует, что количество O_3 на Марсе не превосходит 0,05 см однородного слоя. Не имели успеха попытки обнаружить и некоторые другие газы, как, например, SO_2 , N_2O , CH_4 , NH_3 и др.

В связи со всеми этими отрицательными результатами представлялось существенным на практике убедиться в том, что газы планетной атмосферы действительно могут быть обнаружены спектроскопическим наблюдением отражаемого планетой света. Правда, тот факт, что при наличии в атмосфере планеты, скажем, молекулярного кислорода в спектре этой планеты должны наблюдаваться и соответствующие полосы поглощения, сомнений не вызывает. Тем не менее представляло интерес показать это прямым наблюдением. Единственной планетой, атмосфера которой содержит много кислорода, является Земля, свет которой мы можем наблюдать в форме пепельного света на лунном диске. Были выполнены сравнения спектра пепельного света с надлежаще ослабленным спектром лунного серпа, причем интенсивность кислородной полосы В была выражена через интенсивность солнечной линии H_α . Оказалось, что в спектре пепельного света полоса В значительно интенсивнее. Это повышение интенсивности соответствует слою O_2 , в четыре раза большему, чем в земной атмосфере, что находится в согласии с тем, чего можно было ожидать теоретически на основании подсчета фактического пути, проходимого пучком лучей в воздухе в условиях такого наблюдения.

Первый и пока единственный положительный результат в отношении атмосферы Марса дали исследования Кейпера в инфракрасном участке спектра, осуществленные при помощи уже упомянутого выше фотоэлектрического спектрофотометра. Сравнивая регистрограммы спектра Марса и Луны на участке 1,5—2,5 μ, полученные в 1947 и 1948 гг., Кейпер обнаружил, что полосы углекислого газа, отчетливо выделяющиеся на длине волны 1,575; 1,605; 1,96; 2,01 и 2,06 μ, в спектре Марса заметно усилены. Калибровка, сделанная для полосы 1,605 μ путем ее наблюдения в солнечном спектре при разных зенитных расстояниях, позволила сделать вывод, что количество CO_2 над единицей площади на Марсе примерно вдвое больше, чем на Земле. А так как количество углекислоты на Земле соответствует однородному слою в 220 см, то на Марсе оно будет 440 см; соответствующее парциальное давление составляет 0,26 м.м ртутного столба, или 0,35 миллибара.

Если спектроскопия атмосфер Венеры и Марса была связана с очень большими затруднениями и достигла положительных результатов лишь за последнее время, то изучение спектра поглощения атмосфер планет юпитеровой группы, напротив,

оказывается относительно несложным, почему оно и ведется уже давно.

Полосы поглощения в спектре Урана настолько интенсивны, что их открыли еще визуально в конце прошлого столетия. В 1905—1909 гг. Слайфер на обсерватории Ловелла выполнил детальное изучение спектрограмм четырех планет-гигантов. Для всех наиболее интенсивной оказалась полоса на 6450—6507 Å, имеющая сложную структуру. Было установлено, что главные полосы у всех четырех планет совпадают, но их интенсивность последовательно возрастает с расстоянием от Солнца, так что наиболее интенсивными полосами поглощения отличается спектр Нептуна. Наряду с этим некоторые другие полосы, хорошо видимые в спектре Юпитера, совсем не видны в спектрах Урана и Нептуна. Однако отождествить все это богатое собрание полос с исследованными на Земле спектрами в то время не удалось.

Лишь в 1931 г. Вильдт, сопоставив спектр Юпитера с лабораторными данными Бэджера и Мэке, смог доказать, что полосы второго типа принадлежат аммиаку (NH_3). Он же впервые высказал предположение, что линии первого типа, т. е. общие всем четырем планетам, принадлежат метану (CH_4).

Детальное исследование спектров планет-гигантов было выполнено на Маунт Вилсон в 1932 г. Параллельно велось изучение спектров в лабораторных условиях, для чего была применена та же труба, при помощи которой был исследован углекислый газ в связи с изучением атмосферы Венеры. Заключения Вильдта были полностью подтверждены. В спектрах Юпитера и Сатурна с лабораторным спектром NH_3 было отождествлено 30 линий около 6450 Å и 39 линий около 7900 Å, причем все интенсивные линии этих групп, полученные в лаборатории, найдены и в спектрах указанных планет. Правда, соотношение интенсивностей различных линий неодинаково, что следует приписать различию в условиях (давление, температура). В будущем это можно будет использовать для уточнения температур. Общее количество NH_3 для Юпитера получается равным однородному слою 5—10 м, для Сатурна—2 м. В спектрах Урана и Нептуна полосы NH_3 не обнаружены.

Все прочие полосы в спектрах планет рассматриваемой группы удалось отождествить с лабораторным спектром метана. Количество последнего, выраженное в толщине однородного слоя при нормальных условиях, оказывается таким: Юпитер 150 м, Сатурн 350 м, Уран 1500 м, Нептун 2500 м. Кроме того, метан был обнаружен еще на спутнике Сатурна—Титане, где его количество составляет 200 м.

Те количества газов, которые были определены на разных планетах спектроскопическим путем, не могут составлять всю атмосферу, поскольку наблюдения рассеяния света, рефракции и других оптических явлений заставляют предполагать общую массу

газовых оболочек значительно большей. Поэтому необходимо допускать в каждой из исследованных атмосфер наличие еще каких-то компонентов, которые составляют главную часть массы, но спектроскопически обнаружены быть не могут. В отношении атмосфер Венеры и Марса предполагается, что таким компонентом является азот, отчасти, вероятно, также аргон и другие благородные газы. В отношении планет юпитеровой группы часто высказывается мнение, что основным компонентом их атмосфер является водород, отчасти, возможно, и гелий.

Таким образом, атмосферы планет солнечной системы по их составу можно разделить на следующие три типа:

- I. Азотно-кислородный: Земля.
- II. Азотно-углекислый: Венера, Марс.
- III. Водородно-метаново-аммиачный: Юпитер, Сатурн, Уран, Нептун, Титан.

Различия в видимом составе атмосфер планет юпитеровой группы естественно связать с различиями в интенсивности солнечного облучения и температурой. Аммиак конденсируется в твердое состояние при температуре около -78°C . Поэтому можно допустить, что изменчивый облачный покров на Юпитере в основном состоит из мельчайших кристаллов аммиака, подобно тому как наши перистые облака состоят из кристаллов льда. Количество метана, определенное по интенсивности полос поглощения, соответствует не всей толще атмосферы Юпитера, а только тому ее слою, который располагается над облачными пластами. На Нептуне благодаря низкой температуре аммиак полностью перешел в твердое состояние и осел на поверхности планеты, так что его водородно-метановая атмосфера прозрачна, и мы наблюдаем поглощение во всей ее толще. Сатурн и Уран в этом отношении занимают промежуточное положение.

Было бы крайне важно подтвердить гипотезу наличия водорода в атмосферах планет юпитеровой группы прямыми наблюдениями. Это удалось сделать в 1952 г. после того, как Герцберг провел детальное исследование спектров поглощения молекулярного водорода H_2 . Теоретический расчет, выполненный еще в 1938 г., показал, что квадрупольный колебательно-вращательный спектр поглощения молекулы H_2 может быть наблюдаем в инфракрасной области спектра, где он дает две полосы поглощения. Пропуская световой пучок через длинную трубу, содержащую водород при высоком давлении, Герцберг смог наблюдать в каждой из указанных полос по четыре линии, длины волн которых весьма близко совпали с предвычисленными. Одна из полос, лежащая в интервале длии волн 11 893—12 380 Å, в спектрах планет не может наблюдаться, так как перекрывается теллурической полосой H_2O . Вторая полоса лежит между 8273 и 8497 Å, однако только первая ее линия достаточно удалена от солнечных и теллурических линий.

В спектрах Урана и Нептуна Кейперу действительно удалось обнаружить размытую полосу на 8270 Å. Оценка ее интенсивности дает для атмосферы Урана толщину эквивалентного однородного слоя H_2 18 км.

§ 53. Рассеяние излучения в газах и аэрозолях

Явление рассеяния света играет в оптике планетных атмосфер очень большую роль. Измерение интенсивности рассеянного света в сочетании с теорией рассеяния, созданной за последнее время В. А. Амбарумяном и его учениками, служит одним из основных методов изучения планетных атмосфер вообще. Теория рассеяния света составляет одну из глав теоретической физики, и ее изложение не входит в рамки нашей книги. Поэтому здесь мы ограничимся общими данными.

Вообразим себе объем пространства, в котором содержатся отдельные частицы, поверхность которых отражает свет. Например, это могут быть шарики с матовой поверхностью, с фотометрической точки зрения рассмотренные нами в гл. VI. Если сквозь этот объем проходит поток лучистой энергии от постороннего источника, например от Солнца, то каждая частица будет отражать лучи во всех направлениях, в результате чего объем среды, содержащий такие частицы, окажется источником вторичного излучения. Такое излучение называют *рассеянным*, а явление его возникновения—*рассеянием лучистой энергии*. Среда, содержащая рассеивающие свет элементы, называется *мутной*, а ее свечение в результате рассеяния проходящего сквозь нее лучистого потока иногда называют «эффектом Тиндаля».

Характерным для явления рассеяния является то, что рассеиваемые лучи меняют только направление, сохраняя неизменной длину волны. Этим рассеяние отличается от различных других процессов, вызывающих вторичное излучение среды под действием внешнего лучистого потока, в котором возбуждаемое излучение может иметь другую длину волны и которые объединяются под общим названием *люминесценции*. В атмосферах Земли и планет мы обычно имеем перед собою только рассеяние, что и составляет существенное отличие от того, что мы имеем в кометах, а отчасти—в туманностях и солнечной короне, где явлениям люминесценции принадлежит заметная роль. В земной атмосфере люминесценция наблюдается в форме одной из компонент свечения ночного неба и в более интенсивной форме—в явлениях полярных сияний и метеоров. В атмосферах других планет обнаруживать ее не удавалось, и только в 1950 г. Н. А. Козырев нашел ее следы в спектре Венеры.

Для того чтобы установить величины, характеризующие рассеяние с количественной стороны, рассмотрим элемент объема ΔV

рассеивающей среды, удовлетворяющей нижеследующим условиям. Во-первых, мы примем, что этот объем таков, что число N заключенных в нем беспорядочно распределенных частиц достаточно велико, чтобы осуществлялись статистические закономерности, и в частности, чтобы N не зависело от формы и расположения объема и было пропорционально ΔV :

$$N = K\Delta V.$$

Коэффициент K можно назвать *концентрацией частиц*. С другой стороны, мы допустим, что N не настолько велико, чтобы проявлялось оптическое взаимодействие между частицами, например взаимное экранирование и затенение в случае крупных частиц или обмен лучистой энергией между частицами всяких размеров.

Пусть объем ΔV находится в однородном пучке параллельных лучей, интенсивность которого характеризуется освещенностью E_0 на нормальной к лучам плоскости. В результате рассеяния этих лучей объем в любом направлении будет иметь некоторую силу света ΔI , выражаемую равенством

$$\Delta I = \sigma E_0 \Delta V.$$

Величина

$$\sigma = \frac{\Delta I}{E_0 \Delta V} \quad (58)$$

называется *коэффициентом рассеяния среды*. Таким образом, коэффициент рассеяния представляет собою отношение силы света элементарного объема среды к произведению величины этого объема на освещенность нормальной к лучам плоскости.

Введем систему сферических координат с полюсом в направлении распространения освещающего лучистого потока. Такими координатами будут: полярное расстояние ϑ и двугранный угол χ , составляемый плоскостью, содержащей данное направление, с некоторой начальной плоскостью. Значение коэффициента рассеяния σ , вообще говоря, будет зависеть от направления рассеиваемого луча, определенного координатами ϑ , χ :

$$\sigma = \sigma_0 f(\vartheta, \chi).$$

Функцию $f(\vartheta, \chi)$, в одних случаях получаемую теоретическим путем, в других—из надлежащего эксперимента, удобно представлять графически в виде векторной диаграммы. При построении такой диаграммы от начала координат в разных направлениях откладывают отрезки, пропорциональные соответствующим значениям σ . Плавная поверхность, проведенная через концы таких отрезков и наглядно представляющая распределение рассеянного излучения по направлениям, называется *индикаторой рассеяния*.

Зависимость коэффициента рассеяния σ от угла χ будет иметь место либо в том случае, когда освещающий поток лучей поляри-

зован (и тогда целесообразно отсчитывать угол χ от плоскости поляризации), либо тогда, когда рассеивающие частицы имеют специальную структуру и притом, будучи лишены сферической симметрии, ориентированы в пространстве одинаковым образом. Первый случай для нас прямого интереса не представляет, поскольку Солнце дает естественное излучение; что касается второго, то он встречается в природе крайне редко. В качестве примера можно указать на некоторые формы перистых облаков, состоящих из одинаково ориентированных ледяных кристаллов. Однаковая или хотя бы преимущественная ориентировка кристаллов в одном направлении порождает явление галосов, подробно описываемое в руководствах по атмосферной оптике.

В подавляющем большинстве случаев зависимости от χ нет, и потому индикатриса рассеяния представляет собою поверхность вращения вокруг направления освещдающего луча. В этом случае ее форма исчерпывающе характеризуется плоской кривой, полученной сечением индикатрисы плоскостью, проходящей через направление луча. Примеры таких кривых даны на рис. 90.

Можно себе вообразить случай, когда коэффициент рассеяния одинаков для всех направлений. В этом случае индикатриса

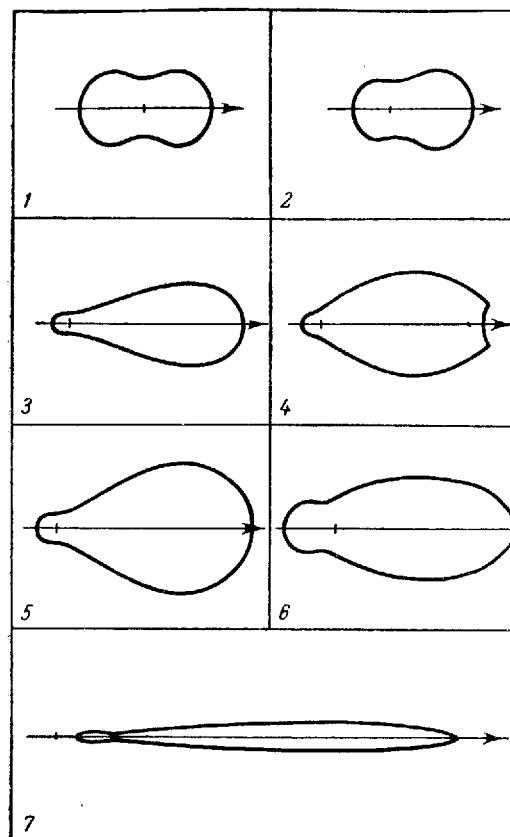


Рис. 90. Примеры индикатрис рассеяния в газах и аэрозолях: 1—закон Рэлея, 2—4—теоретический расчет, выполненный В. В. Шулейкиным для рассеивающих частиц разного размера, 5—результат измерения для чистого приземного воздуха, 6—осредненный результат, полученный путем обработки измерений распределения яркости по небесному своду (по В. В. Соболеву), 7—данные для слоистых облаков (по К. С. Шифрину).

ходящей через направление луча. Примеры таких кривых даны на рис. 90.

Можно себе вообразить случай, когда коэффициент рассеяния одинаков для всех направлений. В этом случае индикатриса

будет сферой, а ее сечение—окружностью. Реально такое рассеяние не наблюдается, но сферическую индикатрису часто выбирают для разного рода теоретических расчетов, поскольку последние этим сильно упрощаются. Возможность применить полученный таким путем результат к реальным случаям рассеяния, т. е. к несферической индикатрисе, хотя бы в качестве первого приближения каждый раз требует специальных исследований.

При соблюдении условий, указанных выше, рассеянное излучение элемента объема представляет собою просто сумму излучений находящихся в нем рассеивающих элементов. В этом случае индикатриса рассеяния объема будет подобна индикатрисе отражения отдельного элемента. Так, если вообразить себе среду, состоящую из разбросанных в пустоте крупных шарообразных частиц с ортотропной поверхностью, то индикатриса рассеяния элемента объема такой среды будет подобна фазовой кривой отдельной частицы, т. е. в соответствии с формулой (107) § 38 будет выражаться равенством

$$f(\theta) = \sin \theta + (\pi - \theta) \cos \theta, \quad (59)$$

что даст индикатрису сердцевидной формы. Близкая к этому индикатриса может наблюдаться для аэрозолей, состоящих из поднятых в атмосферу крупных и потому непрозрачных минеральных зерен, например при сильных песчаных бурях. С другой стороны, схема рассеяния на отдельных твердых частицах, движущихся в пустоте, по-видимому, соответствует тому, что имеет место в кольцах Сатурна. Выбирая ту или иную форму частиц, а также условившись относительно фотометрических характеристик их поверхности, можно рассчитать распределение рассеянного света по направлениям, на чем и основана фотометрическая теория колец Сатурна, сведения о которой будут даны в § 62.

В теории рассеяния рассматриваются и другие варианты отражающих частиц. Например, можно допустить, что такие частицы являются прозрачными. В этом случае на поверхности частицы вместо рассеяния будет происходить зеркальное отражение, а также преломление. Преломленный луч после ряда внутренних отражений частично выходит наружу, что составляет один из компонентов рассеиваемого такими частицами излучения. Пользуясь элементарным законом преломления и формулами Френеля, выражающими соотношение между отраженным и преломленным компонентами лучистого потока, можно рассчитать распределение рассеянного излучения по направлениям для прозрачной частицы заданного типа. Особенно детально исследован случай водяного шара как соответствующий природе частиц, образующих дождевую завесу, облака, влажные туманы, и объясняющий такие явления, как радуга. Наиболее ценные и законченные результаты тут были получены В. В. Шулейкиным и К. С. Шифриным.

Способ расчета рассеянного излучения, указанный выше, предполагает, что размеры рассеивающих частиц достаточно велики по сравнению с длиной световой волны λ . Если переходить к частицам, размеры которых сравнимы с λ , то существенную роль начинает играть дифракция света, и потому решение, полученное путем применения формул геометрической оптики, уже не будет соответствовать реально наблюдаемой картине рассеяния, что заставляет строить теорию последнего, исходя из принципов волновой оптики. Классическим примером такого решения задачи в отношении очень малых частиц является общезвестная теория Рэлея.

Рэлей считал, что рассеивающими элементами являются сами молекулы газов, которые он условно принимал за непроводящие сферы. Обозначая число частиц в единице объема через N , средний показатель преломления среды, принимаемый равным обычному показателю преломления воздуха, через n , мы можем написать полученную им знаменитую формулу рассеяния так:

$$\sigma = \frac{\pi^2 (n^2 - 1)}{2N\lambda^4} (1 + \cos^2 \vartheta). \quad (60)$$

Индикатриса рассеяния, выражаемая этим равенством, имеет симметричную бисквитообразную форму, изображенную на рис. 90, 1, причем в направлении луча она вдвое длиннее, чем перпендикулярно к нему. Было также установлено, что рассеиваемый световой поток, вообще говоря, будет поляризован, и степень поляризации p выражается формулой

$$p = \frac{\sin^2 \vartheta}{1 + \cos^2 \vartheta}. \quad (61)$$

Таким образом, вдоль направления освещающего луча (вперед и назад) поляризация равна нулю, в перпендикулярном направлении ($\vartheta = 90^\circ$) она полная ($p = 1$), а для всех промежуточных направлений частичная.

Формулы (60) и (61) имели для развития оптики планетных атмосфер огромное значение, поскольку они впервые позволили объяснить такие общезвестные явления, как голубой цвет неба и воздушной дымки, красную окраску светил у горизонта, поляризацию небесного свода и многое другое.

Дальнейшие исследования Смолуховского и советского физика Л. И. Мандельштама показали, что молекулы не могут быть центрами рассеяния, поскольку расстояния между ними значительно меньше длины световой волны. В действительности рассеяние в чистом газе вызывается флуктуациями плотности, создаваемыми неравномерным распределением и непрерывным движением молекул внутри объема ΔV . Подтверждением этому, в частности, служит зависимость коэффициента рассеяния от температуры,

легко наблюдаемая в чистых жидкостях. Таким образом, в настоящее время под термином «молекулярное рассеяние» понимают рассеяние на непрерывно возникающих и разрушающихся ступенях молекул. Теория рассеяния такого рода также приводит к формулам вида (60) и (61) с некоторыми второстепенными изменениями.

Формулы (60) и (61) выражают рассеяние только в том случае, если рассеивающие элементы достаточно малы по сравнению с длиной световой волны λ . Изучение явлений, возникающих в случае рассеяния на более крупных элементах, имеет большое значение для описания оптических свойств аэрозолей. Теорией рассеяния на крупных частицах занимался еще сам Рэлей, а после него и многие другие исследователи. Известностью пользуются результаты, полученные немецким физиком Ми, выражющие, однако, коэффициент рассеяния σ в виде бесконечных рядов. Практическим вычислением индикатрис для частиц разной природы занимались Блюмер и Ганс в Германии, а также В. В. Шулейкин и К. С. Шифрин в СССР. Некоторые результаты представлены в графической форме на рис. 90 (стр. 432).

Мы видим, что по мере увеличения размера частиц индикатриса теряет свой симметричный характер, вытекающий из формулы (60), и все более вытягивается вперед. При достаточно крупных частицах вперед рассеивается в 10 раз больше света, чем назад, и, кроме того, у индикатрисы получается очень длинный, вытянутый вперед отросток — «нос». Вместе с тем угол минимального рассеивания, для очень мелких частиц равный 90° , смещается вперед и для крупных частиц доходит до 120° . Поляризация в этом направлении уже не будет полной и, вообще говоря, процент поляризованного света с размером частиц уменьшается.

При расчетах яркости рассеянного света приходится задавать индикатрису в виде некоторой формулы, а так как аналитически этого сделать нельзя, то прибегают к различным упрощенным эмпирическим выражениям. Так, в оптике планетных атмосфер иногда применяется предложенное Шенбергом выражение

$$f(\vartheta) = 1 + p \cos \vartheta + q \cos^2 \vartheta, \quad (62)$$

где p и q — произвольно подбираемые параметры. Поскольку реально наблюдаемые индикатрисы представляются таким выражением довольно плохо, В. А. Крат предложил формулу

$$f(\vartheta) = 1 + p \left(e^{-3\vartheta} - e^{-\frac{3}{2}\pi} \right) + q \cos^2 \vartheta.$$

Эта формула неприменима к участку индикатрисы около $\vartheta = 180^\circ$, где коэффициент рассеяния принимает особенно большие значения, определяющие «нос» индикатрисы.

Для крупных частиц перестает действовать и вытекающее из закона Рэлея изменение коэффициента рассеяния с длиной

волны λ . Этой проблемой занимались Хоутон и Страттон, а также В. В. Шулейкин. Согласно расчетам последнего для видимого участка спектра рэлеевский закон λ^{-4} с достаточным приближением можно применять только для частиц, диаметр которых не превосходит 0,3 μ . При увеличении размера частиц показатель степени при λ начинает снижаться и около 0,4 μ рассеяние сравнительно близко к закону λ^{-3} , далее показатель, продолжая снижаться, переходит через 0, так что для частиц известного размера ход рассеяния по спектру имеет обратный характер: красные лучи рассеиваются сильнее, чем фиолетовые. С дальнейшим ростом частиц различия рассеяния для разных участков спектра все более сглаживаются и при диаметре частиц, начиная от 2 μ , рассеяние становится нейтральным.

Необходимо заметить, что часто применяемая для выражения хода коэффициента рассеяния с длиной волны формула

$$\sigma = \frac{c}{\lambda^n}, \quad (63)$$

где n —произвольно подбираемый численный параметр, является чисто эмпирической и потому дает более или менее удовлетворительные результаты только в ограниченных пределах изменения λ . То же можно сказать и о формуле Кинга:

$$\sigma = a + \frac{b}{\lambda^4}, \quad (64)$$

которая предполагает, что среда представляет собою газ, рассеивающий по закону Рэлея, в котором взвешены нейтрально рассеивающие крупные частицы, причем параметры a и b выражают соотношения между этими двумя формами рассеяния.

Лучистый поток, расходуемый на явление рассеяния, отнимается от потока лучей, проходящего сквозь газ, и потому является одной из причин экстинкции, о чем уже говорилось в § 51. Несколько получить зависимость между функцией $\sigma_0 f(\theta)$ и составляющей экстинкции α_p , определяемой эффектом рассеяния.

Представим себе объем ΔV в виде прямоугольного параллелепипеда со сторонами Δx , Δy , Δz и пусть ребро Δx параллельно направлению освещдающего луча. Тогда лучистый поток $\Delta\Phi$, вступающий в параллелепипед, будет:

$$\Delta\Phi = E\Delta y\Delta z.$$

Согласно формуле (53) величина потока $\Delta(\Delta\Phi)$, задержанного в объеме ΔV , будет:

$$-\Delta(\Delta\Phi) = \alpha\Delta\Phi\Delta x = \alpha E\Delta x\Delta y\Delta z. \quad (65)$$

С другой стороны, можно вычислить рассеиваемый поток через силу света ΔI . Для этого строим два круговых конуса с общей

осьью, совпадающей с направлением освещдающего луча, и с углами раствора 2ϑ и $2(\vartheta+d\vartheta)$. Заключенный между ними элементарный телесный угол $d\omega$ будет $2\pi \sin \vartheta d\vartheta$, а элементарный поток рассеянного излучения, содержащийся в этом угле, равен $2\pi\Delta I \sin \vartheta d\vartheta$. Чтобы получить весь поток $\Delta(\Delta\Phi)$, рассеянный в объеме ΔV , надо это выражение проинтегрировать по всей сфере, в результате чего получаем:

$$\Delta(\Delta\Phi) = \int \Delta I d\omega = \sigma_0 E \Delta V \int_0^{2\pi} f(\vartheta) \sin \vartheta d\vartheta.$$

Сравнивая это выражение с (65) и замечая, что $\Delta V = \Delta x \Delta y \Delta z$, находим:

$$\alpha = \sigma_0 \int_0^{2\pi} f(\vartheta) \sin \vartheta d\vartheta = q\sigma_0. \quad (66)$$

Для частного случая сферической индикатрисы имеем: $f(\vartheta) = 1$, $\sigma = \sigma_0$, и потому

$$\alpha = 4\pi\sigma_0. \quad (67)$$

Если подставить для $\sigma_0 f(\vartheta)$ его выражение (60), соответствующее закону Рэлея, то получим:

$$\alpha = \frac{8}{3}\pi\sigma_0 = \frac{16}{3}\pi\sigma_{90}, \quad (68)$$

где σ_0 — значение σ для $\vartheta = 0$, а σ_{90} — для $\vartheta = 90^\circ$.

Раздел фотометрии, занимающийся измерением коэффициента рассеяния σ для газов и аэрозолей, называется *нефелометрией*, а используемые им фотометрические установки называются *нефелометрами*. Трудность таких измерений состоит в том, что интенсивность рассеянного света на практике оказывается очень незначительной, что требует применения ряда предосторожностей против различного рода источников погрешностей, создаваемых посторонним паразитическим светом.

Общая схема нефелометрической установки представлена на рис. 91. Мощный источник света C при помощи конденсора K дает пучок параллельных лучей высокой интенсивности E . На пути пучка располагается исследуемый объем газа GG' . Яркость рассеянного в нем света измеряется фотометром Φ , причем крайне важно, чтобы фон, на котором виден от фотометра газ, был абсолютно черным. Это осуществляется применением камеры A , имеющей такую форму, чтобы попадающий в нее свет полностью поглощался, благодаря чему отверстие O было бы совершенно черным.

Пусть ось фотометра ΦA расположена к оси осветителя CC' под углом ϑ . Если ширина пучка равна d , то объем V освещенного газа, рассеянное излучение которого поступает в фотометр, будет:

$$V = sl = sd \sec \vartheta.$$

Обычно измеряется яркость B лобовой поверхности площади s , которая равна

$$B = \frac{I}{s} = \frac{\sigma EV}{s} = \sigma Ed \sec \vartheta.$$

Отсюда получаем значение σ для данного направления:

$$\sigma = \frac{B}{Ed \sec \vartheta}. \quad (69)$$

Построены многочисленные нефелометры, в которых исследуемый объем газа или аэрозоля засасывается в специальную

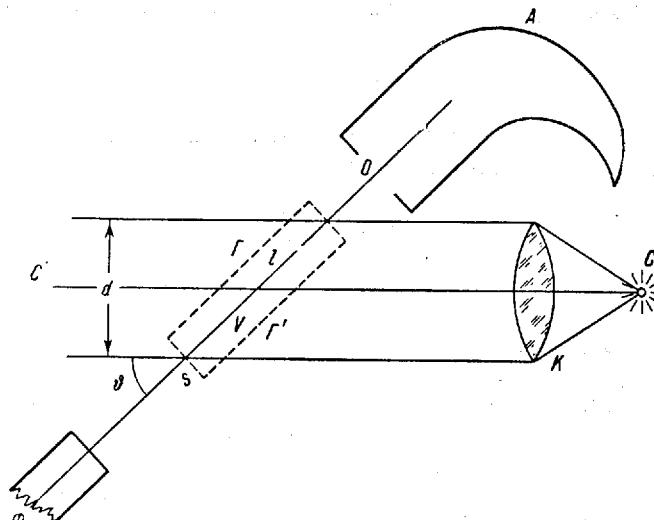


Рис. 91. Схема нефелометрической установки для получения индикатрис в лабораторных условиях.

камеру и там освещается и фотометрируется согласно приведенной схеме. Примером могут служить распространенные у нас нефелометры КОЛ-8 и КОЛ-10 Государственного оптического института, предназначенные для метеорологических целей. В них измерение может осуществляться только для одного значения угла ϑ . В других установках возможно изменение угла, составляемого осями CC' и ΦA , что позволяет получать индикатрисы

рассеяния. При изучении воздуха свободной земной атмосферы в качестве осветителя иногда берут большой прожектор.

Имеющиеся материалы показывают, что в земной атмосфере индикатриса рассеяния всегда получается очень сильно вытянутой и что рэлеевское рассеяние не получается даже при полном отсутствии тумана или мглы. К аналогичным результатам приводят косвенные методы получения средней индикатрисы для всей толщи земной атмосферы, основанные на измерении распределения яркости по дневному небу.

§ 54. Яркость рассеивающей среды

Атмосфера планеты представляет собою шаровой слой, состоящий из газов и аэрозолей, в которых происходит как рассеяние, так и поглощение светового потока. Чтобы применить к ней те сведения о рассеянии и поглощении, которые были изложены в предыдущих параграфах, мы должны решить следующую задачу:

Слой среды заданной оптической толщины находится в пучке параллельных лучей, каким практически является световой поток Солнца на расстоянии планет. Известны оптические характеристики вещества слоя во всех его точках. Рассчитать яркость внешней поверхности слоя для разных направлений.

В предыдущем параграфе мы рассматривали рассеяние для случая элементарного объема. В этих условиях можно было изучать рассеяние независимо от поглощения. Иначе обстоит дело в случае взаимодействия освещающего пучка лучей со слоем среды конечной толщины. Проходя в таком слое, освещдающий лучистый поток на пути к рассеивающим элементам подвергается ослаблению как вследствие рассеяния, так и благодаря поглощению. Выходящий изнутри среды рассеянный свет на пути наружу также ослабляется экстинкцией. Поэтому в создании яркости освещенной массы вещества участвует как рассеяние, так и поглощениес.

В явлении экстинкции поглощение и рассеяние действуют независимо. Поэтому показатель ослабления α , фактически определяющий ослабление светового луча, будет равен сумме показателя ослабления $\alpha_{\text{п}}$, создаваемого поглощением, и показателя $\alpha_{\text{р}}$, определяемого рассеянием:

$$\alpha = \alpha_{\text{п}} + \alpha_{\text{р}}.$$

Соотношение между этими двумя компонентами экстинкции имеет большое значение для яркости. Его принято выражать отношением

$$\nu = \frac{\alpha_{\text{р}}}{\alpha_{\text{п}} + \alpha_{\text{р}}}, \quad (70)$$

которое мы в дальнейшем будем называть *фактором светлоты*. Если истинное поглощение отсутствует, то $\nu=1$; такую среду

называют чисто рассеивающей. Лучистый поток, вступивший в толстый слой такой среды, после многократного рассеяния в конце концов полностью выходит наружу. Поэтому слой среды с такими свойствами будет белым. Для лучей видимой части спектра к условиям чисто рассеивающей среды приближаются газы, лишенные полос поглощения в этой области спектра (азот, водород и др.), туманы и облака, состоящие из водяных капель и ледяных кристаллов, а из твердых порошкообразных веществ—снег, окись магния, сернокислый барий. Все такие вещества обладают фактом светлоты, близким к единице, а потому взятые в толстом слое, они будут иметь альбедо, тоже близкое к единице.

Противоположный случай представляет собою среда, в которой происходит одно поглощение без рассеяния, называемая чисто поглощающей. Для нее $\sigma=0$, и потому слой такого вещества будет абсолютно черным. Приближающиеся к этому материалы, характерные очень низкими значениями σ , имеют черный цвет, чему примером каменноугольный дым. Сюда относится также земная атмосфера в далеком ультрафиолетовом участке спектра ($\lambda < 290 \text{ m}\mu$), где очень сильны полосы поглощения азота, кислорода и озона.

Сформулированная выше основная задача фотометрической теории планетной атмосферы, состоящая в расчете яркости атмосферного слоя по известным его оптическим характеристикам для данных условий освещения, в целом очень сложна. Здесь мы ограничимся тем, что изложим некоторые простейшие решения, которые, несмотря на их приближенный характер, представляют известный интерес для планетоведения.

Рассмотрим тонкий плоский пласт рассеивающего вещества $KLMN$, ограниченный слева лобовой поверхностью KL (рис. 92). Пусть этот пласт сверху освещается однородным пучком света (например, солнечных лучей). За счет рассеяния внутри вещества поверхность KL получает некоторую яркость β . Для ее расчета примем, что толщина пластика KL настолько мала, что разностью освещенности на плоскостях KM и LN можно пренебречь; в случае толстого пластика мы удовлетворим этому условию, приняв за слой $KLMN$ элементарную прослойку внутри этого пластика, параллельную внешней границе пластика.

Вырежем впредь пластика нормальный к направлению $O' O$ элементарный слой $abeg$, передняя грани ab которого отстоит от KL на расстояние $Ka=x$, а задняя на $Ke=x+dx$. Его яркость $d\beta$ в направлении $O' O$ согласно (69) будет:

$$d\beta = \sigma E dx.$$

Световой поток на пути к наружной поверхности KL ослабляется экстинкцией в слое $KLab$. Обозначив показатель ослабления

через α , для наблюдаемой извне яркости $d\beta'$ получим:

$$d\beta' = \sigma E e^{-\alpha x} dx.$$

Для получения полной яркости β всего пластика выполняем интегрирование:

$$\beta = \int d\beta' = \sigma E \int_0^x e^{-\alpha x} dx = \frac{\sigma}{\alpha} E (1 - e^{-\alpha X}), \quad (71)$$

где $X = KM$ — длина пластика.

Полученное выражение принято называть *световоздушной формулой*. Для монохроматического излучения оптически однородной среды.

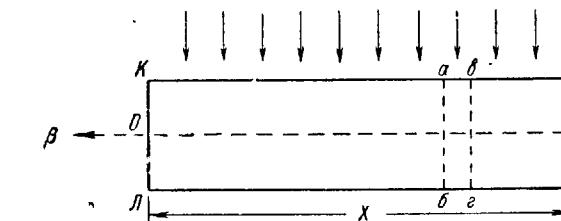


Рис. 92. Расчет яркости рассеянного света в условиях однородного освещения слоя.

родной и однородно освещенной среды оно является совершенно точным. На практике оно с достаточным приближением удовлетворяется для случая наблюдения яркости воздушной дымки земной атмосферы в горизонтальном направлении, поскольку горизонтальные прослойки воздуха во многих случаях можно считать однородными и однородно освещенными. Поэтому формулу (71) кладут в основу теории расчета горизонтальной видимости удаленных земных предметов.

При $X = \infty$ формула (71) дает:

$$\beta_\infty = B = \frac{\sigma}{\alpha} E. \quad (72)$$

В случае земной атмосферы это примерно соответствует яркости безоблачного неба на самом горизонте.

Рассмотрим случай чисто рассеивающей среды, к чему приближается земная атмосфера для видимого участка спектра. Применяя для σ выражение

$$\sigma = \sigma_0 F(\lambda) f(\theta)$$

и пользуясь равенством (66), имеем:

$$\frac{\sigma}{\alpha} = \frac{\sigma_0 F(\lambda) f(\theta)}{\sigma_0 F(\lambda) \pi q} = \frac{f(\theta)}{\pi q}. \quad (73)$$

Таким образом, множитель σ/α пропорционален относительной величине коэффициента рассеяния для данного направления и не зависит от λ . Следовательно, достаточно протяженный слой рассеивающей среды дает нейтральное рассеяние при любом законе изменения коэффициента рассеяния с длиной волны. Это явление мы наглядно видим в ясный солнечный день в том, что небо на горизонте теряет свой голубой тон и дает чисто белую окраску.

Если в среде рассеяние сочетается с поглощением, то для данной длины волны λ будем иметь:

$$\alpha(\lambda) = \alpha_p(\lambda) + \alpha_n(\lambda) = \frac{\sigma_0 F(\lambda) \pi q}{\nu(\lambda)},$$

и потому

$$\frac{\sigma(\lambda)}{\alpha(\lambda)} = \frac{\nu(\lambda) f(\theta)}{\pi q}. \quad (74)$$

Таким образом, в этом случае рассеиваемый по рассмотренной схеме свет уже не будет белым: его окраска будет определяться ходом по спектру для функции $\nu(\lambda)$.

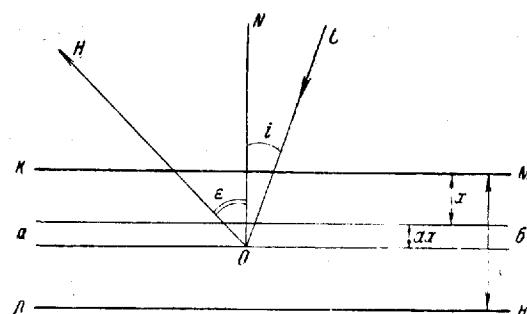


Рис. 93. Расчет яркости рассеивающего слоя произвольной толщины.

Выполним аналогичный расчет для яркости той поверхности освещенного рассеивающего слоя, на которую падает освещающий пучок лучей. Поскольку толщину слоя X мы ограничивать не будем, разница с предыдущим случаем в том, что элементарные слои будут иметь неодинаковую освещенность.

Пусть KLM (рис. 93) — пласт оптически однородного рассеивающего вещества, освещенного со стороны KM . Рассмотрим элементарный слой ab , расположенный на глубине x . Освещающий пучок параллельных лучей CO падает на него под углом $CON = i$. Если обозначить освещенность, создаваемую этим

лучком на нормальной к лучам плоскости вне среды, через E_0 , то освещенность E в точке O будет:

$$E = E_0 e^{-\alpha x} \sec i. \quad (75)$$

В некотором направлении OH , которое составляет с нормалью угол $HON = \varepsilon$ (и, вообще говоря, не лежит в плоскости чертежа), рассеянный в слое ab свет создает яркость $d\beta$, пропорциональную освещенности, коэффициенту рассеяния и длине отрезка прямой OH , заключенного внутри слоя:

$$d\beta = \sigma E dx \sec \varepsilon.$$

По пути наружу световой поток, образующий эту яркость, ослабляется экстинкцией в вышележащих слоях, и потому на границе слоя KM мы будем иметь:

$$d\beta' = d\beta e^{-\alpha x} \sec \varepsilon.$$

Полную яркость β_I поверхности KM получим, интегрируя последнее равенство по всей толще пласти. Объединяя вместе все написанные выражения, находим:

$$\begin{aligned} \beta_I &= \sigma E_0 \sec \varepsilon \int_0^X e^{-\alpha x} (\sec i + \sec \varepsilon) dx = \\ &= E_0 \frac{\sigma}{\alpha} \frac{\sec \varepsilon}{\sec i + \sec \varepsilon} [1 - e^{-\tau} (\sec i + \sec \varepsilon)], \end{aligned} \quad (76)$$

где $\tau = \alpha X$ — оптическая толщина слоя. При достаточно малом τ можно разложить второй член в скобках в ряд и, ограничиваясь членом первого порядка, написать:

$$\beta_I = E_0 \sigma X \sec \varepsilon. \quad (77)$$

При $\tau = \infty$ формула (76) дает:

$$\beta_\infty = B = E_0 \frac{\sigma}{\alpha} \frac{\sec i}{\sec i + \sec \varepsilon} = E_0 \frac{\sigma}{\alpha} \frac{\cos i}{\cos i + \cos \varepsilon}. \quad (78)$$

Сила света I элемента поверхности в этом случае будет выражена равенством

$$I = B \cos \varepsilon = \Gamma \frac{\cos i \cos \varepsilon}{\cos i + \cos \varepsilon}, \quad (79)$$

которое известно под названием «формулы Ломмеля—Зеелигера». В свое время его пытались применять не только к толстым слоям газов и аэрозолей, но и к рассеивающим твердым телам. Возможность последнего видели, в частности, в том, что при $i = \varepsilon$ все значения яркости B равны между собою, и потому на диске твердого шарообразного тела в условиях полной фазы яркость

должна быть одинаковой как в центре, так и на краю, что в действительности и имеет место для диска полной Луны (§ 43). Однако более точные расчеты, о которых речь будет ниже, этот вывод опровергают; что же касается Луны, то, как мы отмечали в § 43, отсутствие потемнения на ее диске вызывается изрытостью поверхности.

Легко понять, что в рассмотренной схеме бесконечно толстый слой чисто рассеивающей среды при всяком законе рассеяния должен отражать нейтрально. В частности, и толстый слой газа, рассеивающего по закону Рэлея, тоже будет белым, а не голубым. Этот вывод, который мы здесь получили из рассмотрения простейшей формулы (76), сохраняет свою силу и при более точном исследовании.

Формула (71) первой схемы была с физической точки зрения строгой. Иначе обстоит дело для формулы (76) второй схемы. Расчет по ней дает результат, близкий к действительности, только при одном из двух условий: 1) при достаточно малой оптической толщине слоя ($\tau < 0,5$) и 2) в случае поглощающей, а не рассеивающей среды (достаточно малое ν). Для толстых слоев рассеивающей среды результат будет грубо неверным; полученная расчетом яркость может оказаться во много раз ниже истинной. Так получается потому, что при выводе формулы (76), мы, учитя экстинкцию на путях CO и OH (рис. 93), оставили без внимания задержанный экстинкцией свет. Если ν мало и механизм экстинкции состоит в основном в истинном поглощении, то это можно было сделать, поскольку задержанная экстинкцией энергия переходит в тепло и другие формы и потому в создании яркости не участвует. Иначе обстоит дело в среде рассеивающей. Там задержанный экстинкцией световой поток сохраняет свою форму света, меняя лишь направление, и в конечном итоге он выходит из среды наружу, добавляя к яркости, выражаемой формулой (76), еще некоторую яркость β_v многократно рассеянного света.

Дело заключается в том, что световой квант, вступивший в толстый слой среды, после первой встречи с рассеивающим элементом часто не выходит непосредственно наружу, но встречается с другим элементом и рассеивается им второй раз, затем может встретиться еще с одним элементом, испытать рассеяние третий раз, затем четвертый раз и т. д. Такие передачи кванта от элемента к элементу составляют явление *рассеяния высших порядков* и обусловливают *эффект самоосвещения среды*.

Многократное рассеяние сильно меняет световое поле в среде. В глубоких частях последней, куда прямой пучок лучей от первичного источника света (Солнца) практически совсем не доходит, освещение определяется только им. Так, например, обстоит дело внутри слоя облаков и тумана, а также на земной поверхности в пасмурную погоду.

Если среда чисто рассеивающая и истинное поглощение в ней совершенно отсутствует, то всякий квант после сколь угодно большого числа отражений в конце концов выходит наружу. Из этого следует, что рассеянный световой поток будет равен поступающему в среду потоку. Если слой среды имеет бесконечно большую толщину, то весь рассеиваемый в нем свет будет выделяться со стороны освещаемой поверхности *KM*. Очевидно, что в этом случае альбедо последней будет равно единице.

Расчет яркости рассеивающей среды с учетом эффекта самоосвещения представляет собою старую задачу теоретической физики. Ее детальное изложение читатель найдет в руководствах, указанных в списке литературы. Здесь мы ограничимся лишь ниже следующими замечаниями.

Первый способ расчета полной яркости рассеивающей среды состоит в том, что сначала вычисляют рассеяние I порядка и получают значение яркости β_1 , выражаемое приведенными выше формулами. Затем рассматривают двукратные отражения и вычисляют соответствующую яркость β_{II} . Далее находят яркость β_{III} , созданную лучами, испытавшими акт рассеяния три раза, и т. д. В результате окончательное значение яркости β представляется в виде ряда

$$\beta = \beta_1 + \beta_{II} + \beta_{III} + \dots \quad (80)$$

Такой путь расчета яркости рассеянного света был впервые применен Ломмелем и Зелигером, которые вычислили несколько членов ряда для случая сферической индикаторы рассеяния. Позднее В. Г. Фесенков выполнил расчеты для случая индикаторы

$$f(\vartheta) = 1 + \cos^2 \vartheta$$

(закон Рэлея), ограничиваясь, однако, рассеянием I и II порядков, а Шенберг проделал такую же работу для некоторых форм вытянутой индикаторы.

Трудность применения описанного метода состоит в том, что ряд (80) сходится очень медленно, а сложность выражений быстро возрастает с номером члена. Так, в одной из работ Шенберга сумма $\beta_1 + \beta_{II}$ представляется выражением, составленным из 140 членов, так что для выполнения расчетов на практике пришлось составить целый сборник специальных таблиц, а желательная точность все же не достигается, поскольку сумма отброшенных членов доходит до 10%.

Более совершенный путь расчета был указан в 90-х годах прошлого века профессором Петербургского университета О. Д. Хвольсоном, который показал, что строгое решение задачи расчета яркости рассеянного света может быть сведено к решению некоторого интегрального уравнения. По этому пути в дальнейшемшли

Кинг, опубликовавший расчеты яркости дневного неба, выполненные в предположении рэлеевского рассеяния, Б. П. Герасимович, применивший этот метод к рассеянию в атмосфере Венеры, и другие. Особенно большую ценность имеют многочисленные работы В. А. Амбарцумяна, а также В. В. Соболева и его учеников, которые, с одной стороны, дали ряд точных решений задачи рассеяния для некоторых форм индикатрис рассеяния, а с другой, позволили разработать приближенные методы, позволяющие легко выполнять расчеты для любой индикатрисы и учитывающие также световой обмен между рассеивающей средой и подстилающей ее непрозрачной поверхностью. Большое число исследований этого рода было выполнено также Чандрасекаром.

§ 55. Распределение яркости по диску планеты, окруженной атмосферой

Непосредственное применение теории рассеяния, элементы которой были изложены в предыдущих параграфах, состоит в интерпретации фотометрических измерений планетных дисков. Как было подробно описано в гл. VII, в простейшем случае такие измерения дают относительные значения яркости, отнесенные, например, к центру диска как к единице, а в случае применения методов абсолютной стандартизации—видимое альбедо A_B или светлоту r . Таким образом, задача теории состоит в том, чтобы дать зависимость между получаемыми из наблюдений фотометрическими и оптическими характеристиками атмосферной толщи, к которым относятся: оптическая толщина τ , фактор светлоты r и форма индикатрисы. Понятно, что это можно сделать лишь для некоторых упрощенных схем, примеры которых были указаны в § 54. Рассмотрим отдельные частные случаи, с которыми приходится иметь дело в практике обработки планетных наблюдений.

1. Чисто поглощающая атмосфера. Рассеяния нет, $r=0$. Если при этом альбедо поверхности тоже равно нулю, то и яркость диска равна нулю, и такой объект на фоне ночного неба был бы невидим.

Пусть альбедо поверхности отлично от нуля. В этом случае яркость диска составляется только из одного компонента—солнечных лучей, ослабленных атмосферой, отраженных от поверхности и вторично ослабленных в атмосфере. Поскольку влияние последней ограничивается экстинкцией, получить точные формулы для яркости в любой точке диска очень легко.

Рассмотрим частный случай планеты, находящейся в истинном противостоянии, когда угол падения солнечных лучей i для каждой точки диска равен углу отражения ε , а также планетоцентрическому угловому расстоянию от центра диска, в данных условиях совпадающему с полюсом освещения.

Пусть освещенность солнечными лучами на нормальной к ним плоскости у границы атмосферы равна E_0 , а оптическая толщина атмосферы есть τ . Тогда в зоне планеты, удаленной от центра диска на угол i , освещенность E поверхности будет:

$$E = E_0 e^{-\tau M(i)} \cos i, \quad (81)$$

где $M(i)$ —соответствующая углу i оптическая масса. Обозначив коэффициент яркости для соответствующих условий отражения через $r(i)$ и замечая, что на пути к Земле отраженный луч проходит тот же оптический путь $M(i)$, для видимой яркости B данного участка диска будем иметь:

$$B = r(i) E e^{-\tau M(i)} = E_0 r(i) e^{-2\tau M(i)} \cos i, \quad (82)$$

что и решает поставленную нами задачу. Переходим от яркости B к видимому альбедо $A_B = \pi B / E_0$ и сделаем подстановку $r(i) \cos i = A_{0B} f(i)$, где A_{0B} —видимое альбето собственно поверхности тела при $i=0$, а $f(i)$ —функция, выражающая его изменение с i . Это дает:

$$A_B = \frac{\pi B}{E_0} = A_{0B} f(i) e^{-2\tau M(i)}.$$

Для практического представления наблюдений удобно воспользоваться приближенными выражениями: $M(i) = \sec i$, $f(i) = \cos^q i$, что позволяет переписать полученную формулу в таком виде:

$$A_B = A_{0B} e^{-2\tau \sec^q i} \cos^q i. \quad (83)$$

Формулы подобного вида неоднократно применялись для получения оптической толщины τ по найденной из измерений кривой изменения яркости вдоль радиуса диска. Так, если относить потемнение к краю диска у таких планет, как Юпитер и Сатурн, только на счет поглощения в вышележащем слое, считая, что яркость подстилающей облачной поверхности с углом i не меняется, т. е. что для нее $q=0$, то, имея яркости для двух точек радиуса диска, можно получить два уравнения вида (83) и решить их относительно неизвестных τ и A_{0B} . В других случаях принимали поверхность ортотропной, т. е. пользовались значением $q=1$. Очевидно, что произвол в выборе q делает полученные результаты чисто условными. Этого произвола, впрочем, можно было бы избежать, включив q в число определяемых неизвестных и представляя результат наблюдений уравнениями вида

$$\lg A_B = \lg A_{0B} + q \lg \cos i - 2\tau \sec i \lg e.$$

Однако все такие расчеты имеют смысл лишь в той мере, в какой

действительно осуществляется рассматриваемый случай чисто поглощающей атмосферы.

Если на одном и том же расстоянии i от центра диска расположены два участка поверхности с одинаковой отражательной способностью, но атмосфера над ними имеет различные оптические толщины τ_1 , и τ_2 , то яркости B_1 и B_2 этих участков будут различны, причем тот участок, для которого τ больше, будет менее ярким. Отношение K яркостей будет равно

$$K = \frac{B_1}{B_2} = e^{-2(\tau_1 - \tau_2) \sec i}. \quad (84)$$

При $\tau_1 > \tau_2$, очевидно, $B_1/B_2 < 1$, т. е. яркость B_1 понижена. Таким образом, участки с повышенной плотностью атмосферы в рассматриваемом случае будут выделяться на диске в виде темных пятен, контрастность которых будет увеличиваться с разностью $\tau_1 - \tau_2$ и возрастать с $\sec i$, т. е. с приближением к краю диска.

Если поверхность планеты нейтральная (серая), а поглощение меняется вдоль спектра, то потемнение к краю диска должно быть сильнее в тех участках спектра, в которых τ больше. Если рассматриваемую схему применить к случаю спектральных полос поглощения и предположить, что на длине волн, соответствующей полосе, оптическая толщина равна τ_1 , а вне полосы τ_2 , то формула (84) будет выражать изменение интенсивности полосы к краю диска. Мы видим, что при принятых допущениях логарифм интенсивности должен меняться пропорционально $\sec i$, что, однако, на практике не имеет места.

Оценивая все изложенное, мы должны, однако, сказать, что чисто поглощающая атмосфера, рассмотренная выше, представляет собою лишь теоретическое понятие, которое в природе не существует, поскольку во всякой среде наряду с поглощением обязательно происходит и рассеяние. В лучшем случае речь может идти о сильно поглощающей среде, для которой фактор σ хотя и мал, но все же отличен от нуля. Однако маловероятно, чтобы атмосферы планет приближались к поглощающей схеме в видимом участке спектра. Известные нам газы дают в последнем лишь очень незначительное поглощение. То же относится и к тем аэрозолям, которые реально наблюдаются в земной атмосфере (водяные и ледяные облака, пылевые и дымовые туманы и пр.) или предполагаются в атмосферах других планет (твердые частицы состава CO_2 , NH_3 и др.). Поэтому применять формулы рассмотренного случая к интерпретации фотометрических измерений планетных дисков нет никаких оснований. Это относится, в частности, и к проблеме изменения интенсивности спектральных полос вдоль радиуса диска.

II. Прозрачная рассеивающая атмосфера небольшой оптической толщины. В такой

атмосфере экстинкция ослабляет пучок прямых лучей не полностью, так что твердая поверхность небесного тела получает освещенность двух типов: *прямую*, созданную лучами Солнца, и *рассеянную*, созданную светом атмосферы или светом небесного свода. Лучистый поток, отраженный поверхностью, тоже ослабляется экстинкцией лишь частично, и потому детали поверхности сквозь атмосферу видны, чему примером условия наблюдения Марса. Однако на собственную яркость каждого объекта накладывается яркость рассеянного в атмосфере света, что создает эффект атмосферной дымки, в той или иной мере сглаживающей контрасты яркости и цвета поверхностных деталей и этим ухудшающей видимость последних.

В рассматриваемом, наиболее общем случае видимая яркость B некоторого участка диска слагается из нижеследующих компонентов:

1. Яркость $B_{\text{пп}}$ твердой поверхности, созданная отражением прямых солнечных лучей. Последние дают на поверхности освещенность E , выражаемую равенством (81). Истинная яркость поверхности, вызываемая этой освещенностью, очевидно, будет rE , где r — коэффициент яркости. Если угол отражения луча в сторону наблюдателя равен ε , то экстинкция для отраженных лучей выражается множителем $e^{-\tau \sec \varepsilon}$, а поэтому для яркости $B_{\text{пп}}$ будем иметь выражение

$$B_{\text{пп}} = r(i, \varepsilon, a) E_0 e^{-\tau (\sec i + \sec \varepsilon)}.$$

2. Яркость $B_{\text{пр}}$ твердой поверхности, созданная рассеянной освещенностью атмосферы. На величину последней, помимо прочих факторов, влияют зенитное расстояние Солнца $z = i$ и оптическая толщина атмосферы. Поэтому мы примем для нее символическое выражение

$$E_p = E_0 F(i, \tau).$$

Обозначив коэффициент яркости для рассеянной освещенности (вообще говоря, меняющийся с ε и распределением яркости по освещющей полусфере; см. § 36) через r_p , мы получим для рассматриваемого компонента яркости выражение

$$B_{\text{пр}} = r_p E_0 e^{-\tau \sec \varepsilon} F(i, \tau).$$

3. Яркость атмосферы $\beta_1 = \frac{E_0}{\pi} x_1(\tau, i, \varepsilon, a)$, возникающая за счет первичного рассеяния солнечных лучей. Выражается формулами предыдущего параграфа.

4. Яркость атмосферы $\beta_2 = \frac{E_0}{\pi} x_2(\tau, i, \varepsilon)$, возникающая за счет рассеяния высших порядков.

5. Яркость атмосферы $\beta_{\text{п}} = \frac{E_0}{\pi} \chi_{\text{п}}(\tau, i, \varepsilon, r)$, возникающая вследствие рассеяния в атмосфере света, отражаемого поверхностью.

Хотя приведенный перечень компонентов яркости не является исчерпывающим (например, в нем не учитывается свет, отраженный от поверхности, рассеянный в атмосфере, снова попавший на поверхность и еще раз отраженный), ограничимся им и напишем полное выражение для яркости элемента диска в форме

$$\begin{aligned} B = & B_{\text{пп}} + B_{\text{пр}} + \beta_{\text{I}} + \beta_{\text{в}} + \beta_{\text{п}} = \\ & = E_0 \{ [r(i, \varepsilon, a) e^{-\tau \sec i} \cos i + r_p F(i, \tau)] e^{-\tau \sec \varepsilon} + \\ & + \frac{\chi_{\text{I}}}{\pi}(\tau, i, \varepsilon, a) + \frac{\chi_{\text{в}}}{\pi}(\tau, i, \varepsilon) + \frac{\chi_{\text{п}}}{\pi}(\tau, i, \varepsilon, r) \}. \quad (85) \end{aligned}$$

Переходя от абсолютного значения яркости к видимому альбедо

$$A_{\text{в}} = \pi \frac{B}{E_0},$$

заменив соответственно коэффициент яркости r на светлоту r и объединив три атмосферных компонента в один член путем введения обозначения

$$\chi = \chi_{\text{I}} + \chi_{\text{в}} + \chi_{\text{п}},$$

мы перепишем это равенство в форме, более удобной для практического использования:

$$A_{\text{в}} = [r(i, \varepsilon, a) e^{-\tau \sec i} \cos i + r_p F(i, \tau)] e^{-\tau \sec \varepsilon} + \chi. \quad (86)$$

Расчет яркости B и связанных с ней характеристик типа $A_{\text{в}}$ по заданным оптическим параметрам поверхности и атмосферы составляет содержание теоретических исследований по так называемой *негоризонтальной видимости*, т. е. видимости объектов земного ландшафта для наблюдателя, находящегося на летательном аппарате, а также для фотографического наблюдения с воздуха. Соответствующие результаты, а также библиографию читатель найдет в руководствах по видимости, атмосферной оптике и аэрофотографии. Для задач планетоведения интерес представляет решение обратной задачи: имея распределение яркости по диску светила, найти оптические характеристики поверхности и атмосферы. Такая задача многократно решалась для Марса.

Рассмотрим случай истинного противостояния, характеризуемый условием $i = \varepsilon$. Пользуясь обозначениями и упрощениями, содержащимися в формуле (83), получаем:

$$A_{\text{в}} = [r_0 \cos^q i e^{-\tau \sec i} + r_p F(i, \tau)] e^{-\tau \sec i} + \chi(i, \tau).$$

Дальнейшее упрощение состоит в том, что если значение τ мало, можно пренебречь компонентами яркости $B_{\text{пр}}$, $\beta_{\text{в}}$ и $\beta_{\text{п}}$, что дает:

$$A_{\text{в}} = r_0 \cos^q i e^{-2\tau \sec i} + Q(1 - e^{-2\tau \sec i}), \quad (87)$$

где через Q обозначено отношение $\pi B/E_0$, в котором B — яркость, выражаемая формулой (78).

Рассмотрим характер влияния атмосферы на распределение яркости по диску в этом простейшем приближении. Замечая, что при полном отсутствии атмосферы ($\tau = 0$) видимое альбено имело бы значение

$$A_{0\text{в}} = r_0 \cos^q i, \quad (88)$$

мы из (87) и (88) получаем:

$$A_{\text{в}} = A_{0\text{в}} + (Q - r_0 \cos^q i)(1 - e^{-2\tau \sec i}), \quad (89)$$

из чего следует, что рассеивающий атмосферный слой в зависимости от знака параметра $Q - r_0 \cos^q i$ может как увеличивать яркость диска, так и снижать ее. Возьмем следующие частные случаи:

1. $r_0 = A_{0\text{в}} = 0$ (черная планета). В этом случае яркость определяется только светом, рассеянным в атмосфере. Значение $A_{\text{в}}$ равно $Q(1 - e^{-2\tau})$ в центре диска и к краю последнего возрастает, приближаясь к значению Q , которого, однако, в действительности достигнуть не должно, поскольку у края условие $M(i) = \sec i$ перестает быть верным.

2. $Q > r_0$, $q > 0$. В этом случае по всему диску атмосфера увеличивает яркость, т. е. является освещляющей. В центре диска значение $A_{\text{в}}$ равно $(Q - r_0)(1 - e^{-2\tau})$, с удалением от центра оно сначала растет, на некотором расстоянии, соответствующем углу $i = i_m$, определяемому соотношением параметров Q , r_0 и q , оно достигает максимума, после чего снижается, приближаясь у края диска к значению Q .

3. $Q < r_0$, $q > 0$. При значениях i , меньших чем i_p , определяемых равенством $r_0 \cos^q i_p = Q$, имеем $A_{\text{в}} < A_{0\text{в}}$, т. е. атмосфера снижает яркость диска; при $i > i_p$ будет $A_{\text{в}} > A_{0\text{в}}$, т. е. атмосфера действует освещляюще. Значение $A_{\text{в}}$ с удалением от центра диска снижается, при $i = i_p$ переходит через значение Q , на некотором значении $i > i_p$ достигает минимума, после чего к краю растет, приближаясь к Q .

4. Случай $q = 0$. В этом случае при $Q > r_0$ атмосфера увеличивает яркость по всему диску, а при $Q < r_0$ — уменьшает ее, при $Q = r_0$ во всех точках диска будет $A_{\text{в}} = A_{0\text{в}}$, т. е. атмосфера влияния на яркость не оказывает.

Равенство (87) может быть использовано для получения фотометрических параметров, характеризующих атмосферу

и поверхность планеты, правда, за счет известных гипотез. Так, если принять, что атмосфера рассеивает по закону Рэлея и не дает заметного поглощения, то $Q = 0,188$. Считая, далее, параметры r_0 , q и τ одинаковыми для всех точек диска, мы можем их рассматривать как неизвестные. Взяв значение A_v для трех значений i , мы получим три уравнения вида (87), решение которых и позволит найти эти параметры.

Дальнейшее уточнение задачи сводится к тому, что, приняв известную схему для атмосферы и задаваясь значениями r_0 и τ , вычисляют член χ , пользуясь теорией, принимающей во внимание как световой обмен между поверхностью и атмосферой, так и рассеяние высших порядков. Результаты такого расчета с достаточной для практики точностью удается представить эмпирическим выражением вида

$$\chi(i) = Q(i)(1 - e^{-n(i)\tau \sec i}), \quad (90)$$

где $Q(i)$ и $n(i)$ —параметры, подбираемые по материалам расчета. Считая их известными, можно опять воспользоваться уравнениями вида (87) и найти из них нужные параметры r_0 , q и τ . Такой путь решения задачи был подробно разработан Н. Н. Сытинской в ряде работ, посвященных фотометрическому исследованию Марса.

III. Непрозрачная рассеивающая атмосфера конечной оптической толщины. Прямое излучение в этом случае сквозь атмосферу не проходит, так как ослабляется практически до нуля, но многократно рассеянное излучение проходит атмосферную толщу насквозь при сравнительно небольшом ослаблении. Общеизвестным примером этого может служить дневное освещение земной поверхности в пасмурную погоду. Яркость диска планеты, покрытой таким слоем, для внешнего наблюдателя в основном определяется свойствами атмосферы, но известную роль играет и свет, отражаемый от поверхности. Этот последний освещает атмосферный слой снизу и в форме многократно рассеянного излучения частично выходит наружу, увеличивая этим яркость диска. Таким образом, в рассматриваемом случае при расчете яркости необходимо принимать во внимание три компонента: 1) первично рассеянные в наружных слоях атмосферы солнечные лучи; 2) свет, многократно рассеянный во всей толще атмосферы, и 3) рассеянный свет, достигший твердой поверхности тела, отраженный от нее и снова испытавший многократное рассеяние в атмосфере.

Если поверхность планеты абсолютно черная, то этот третий компонент равен нулю. В этом случае яркость диска будет обязательно меньше, чем для атмосферы бесконечной оптической толщины. Чем выше альбедо твердой поверхности, тем большие яркость видимой внешней поверхности. Вообще говоря, возможны и такие случаи, когда вследствие высокого альбедо поверхности

яркость диска будет выше, чем в случае бесконечно толстой атмосферы. С увеличением оптической толщины рассеивающего слоя яркость диска при всяком значении альбедо подстилающей поверхности асимптотически приближается к одной и той же величине—тому значению яркости B , которое соответствует атмосфере бесконечной толщины.

В рассматриваемом случае исследование распределения яркости по диску светила может дать некоторые сведения и относительно природы твердой поверхности. Если рассеивающий слой однороден, то участки твердой поверхности с низким альбедо дадут на диске расплывчатые темные пятна, участки с высоким альбедо—светлые пятна. Например, части диска Земли, затянутые равномерной пеленой слоистых облаков, для внешнего наблюдателя будут выглядеть светлее над территорией, покрытой сугробовым покровом, чем над темными водоемами. Поэтому крупный пазмерзающий водоем, окруженный заснеженной равниной, будет слегка как бы «просвечивать» сквозь облачную пелену в виде неясного темного пятна; таким образом крупный участок светлой суши, окруженный оксаком, как, например, материк Антарктиды, будет слабо намечаться сквозь облачный слой в виде светлой зоны.

Неоднократно высказывалось предположение, что те неопределенные расплывчатые пятна, которые визуально наблюдаются на диске Венеры (§ 25), имеют именно такое происхождение. В частности, указывали, что светлая окраска в зоне рогов планеты может быть связана со снегами, покрывающими полярные зоны и просвечивающими сквозь облачный слой.

IV. Рассеивающая атмосфера бесконечной оптической толщины ($\tau \rightarrow \infty$). В этом случае мы имеем только два компонента яркости, а именно β_1 и β_v , причем наибольшее значение имеет второй. Поэтому формулы, ограничивающиеся рассмотрением только рассеяния I порядка или принимающие в расчет эффект самоосвещения лишь частично (например, рассеяние I и II порядка), здесь дают грубо ошибочные результаты. Так, простейшая формула (87) приводит к одинаковому во всех точках диска значению яркости $E_0 \sigma / \omega = QE_0$, что находится в полном противоречии с данными как наблюдений, так и более строгих расчетов, а самое значение этой яркости для центра диска получается меньше действительного в 5–10 раз.

Как было пояснено в предыдущем параграфе, в случае чистого рассеяния альбедо всякого участка наружной поверхности атмосферы должно равняться единице. Из этого следует, что и сферическое альбедо планеты, атмосфера которой при бесконечной оптической толщине совершенно свободна от истинного поглощения, тоже должно быть равно единице. Точные формулы, связывающие сферическое альбедо A_c с фактором светлоты ω в случае сферической индикаторы рассеяния, были получены В. А. Амбарцумяном.

Им же было показано, что для рассматриваемого случая атмосферы бесконечной толщины будет наблюдаться потемнение к краям диска, причем для значений i , не слишком близких к 90° , этот ход яркости будет близок к выражаемому законом косинуса (рис. 94). Таким образом, потемнение к краям диска для планет юпитеровой группы, прежде ошибочно приписывавшееся экстинкции в вышележащем слое [соответственно формуле (83), предполагающей чисто поглощающую среду], нашло свое правильное объяснение.

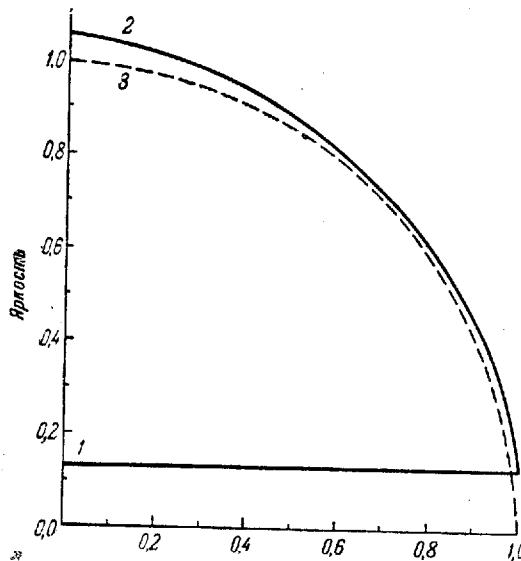


Рис. 94. Распределение яркости по диску планеты, у которой оптическая толщина атмосферы бесконечно велика: 1—результат расчета, пренебрегающего эффектом рассеяния высших порядков (формула Ломмеля—Зеелигера), 2—расчет по теории В. А. Амбарцумяна, точно учитывающей этот эффект для случая сферической индикатрисы и чистого рассеяния, 3—закон косинуса Ламберта.

нение лишь в современной точной теории рассеяния. Из последней следует, что потемнение на краю будет наибольшим при $\nu=1$, т. е. для чисто рассеивающей атмосферы. С уменьшением ν различие яркости между центром и краем уменьшается и с приближением ν к нулю исчезает совсем, поскольку для поглощающей атмосферы с очень небольшим рассеянием становятся применимыми формулы (76), (78) и (79).

В связи с обсуждением вопроса о влиянии поглощения на распределение яркости по диску уместно поставить вопрос о методике

сопоставления наблюдений спектров планетных атмосфер со спектрами поглощения различных газов в лабораторных условиях. При изучении поглощения для пучка параллельных лучей, пропущенного через наполненную газом длинную трубу, рассеянный газом свет на присмную часть установки совсем или почти совсем не попадает, так что экстинкция наблюдается в ее чистом виде. Очевидно, что условия такого наблюдения совершенно отличны от того, что имеет место для планетного диска, где по существу сравнивается монохроматическая яркость в двух участках спектра. Полоса поглощения в спектре в этом случае возникает оттого, что параметр ν , в силу существующего на некоторой длине волны λ молекулярного поглощения, будет для этой длины волны значительно ниже, чем для соседних длин волн, что, как было пояснено выше, влечет за собой и меньшую яркость диска в лучах с этой длиной волны. Таким образом, влияние поглощения тут проявляется иным образом, чем при прямом измерении экстинкции, и потому оценки содержания газа в атмосфере, основанные на простом сопоставлении эквивалентных ширин полос (которые были бы вполне законны для чисто поглощающего слоя газа), при наличии поглощения и рассеяния одновременно могут привести к результатам, далеким от истины. Поэтому дальнейшее развитие теории таких расчетов должно идти по линии получения средних значений яркости наблюдаемых зон диска при разных значениях фактора ν и выводе содержания поглощающего газа через найденные из наблюдений значения этого параметра.

§ 56. Влияние рассеивающей атмосферы на цвет планеты

Если планета окружена газовой оболочкой, в которой происходят рассеяние и ослабление проходящих через нее лучей, то это вызовет не только изменение яркости диска, но и изменение спектрального состава потока лучистой энергии, отражаемого планетой. Рассмотрим последнее обстоятельство на некоторой упрощенной схеме.

Вообразим себе планету, которая представляет собою серый, т. е. нейтрально рассеивающий шар. При полном отсутствии атмосферы такая планета будет иметь цвет, одинаковый с цветом Солнца. Пусть теперь эта планета окружена атмосферой, состоящей из чистого газа и потому рассеивающей свет согласно закону Рэлея. Цветовое влияние такой атмосферы сводится к нижеследующим четырем явлениям:

1. Прямые лучи Солнца, достигающие поверхности планеты, при прохождении через атмосферу вследствие экстинкции теряют коротковолновую радиацию в большей мере, чем длинноволновую, а потому становятся краснее.

2. К прямым лучам добавляется освещение поверхности планеты рассеянным светом атмосферы, который, вообще говоря, будет богат коротковолновой радиацией и потому будет сообщать этой поверхности голубоватый оттенок.

3. При прохождении отраженного поверхностью потока лучей через атмосферу планеты в сторону наблюдателя синие лучи будут задерживаться в большей мере, чем красные, и это изменит цвет в сторону желто-красных тонов.

4. К свету, отраженному поверхностью, прибавляется свет, непосредственно рассеянный в атмосфере и потому сравнительно богатый лучами сине-фиолетовой части спектра. Это дает известный эффект голубой атмосферной дымки, вуаль которой, налагаясь на фон поверхности, сообщает ей голубоватый оттенок.

Окончательное изменение цвета планеты, вызванное селективным рассеянием лучей в газовой атмосфере, будет определяться итогом всех этих явлений, из которых первое и третье действуют противоположно второму и четвертому. Поэтому даже качественное решение задачи, отвечающее на вопрос о том, в каком направлении меняется цвет планеты под влиянием оптических эффектов ее атмосферы, требует количественного анализа перечисленных выше явлений.

Перепишем формулу (87), выражющую видимое альбедо A_B , в таком виде:

$$A_B = Q + (\rho - Q) e^{-\nu}, \quad (91)$$

где положено $\rho = r_0 \cos^2 i$, $\nu = 2\pi \sec i$. Рассмотрим два участка спектра, характеризуемые эффективными длинами волн λ_1 и λ_2 , например красный и синий, и пусть для определенности $\lambda_1 > \lambda_2$. Отнесем характеристики A_B и ρ к монохроматическому излучению с указанными длинами волн и обозначим соответствующие значения через A_{1B} , ρ_1 , A_{2B} и ρ_2 . В качестве количественной характеристики цвета объекта, т. е. селективности отражения его поверхностью падающего извне потока луцистой энергии, примем величину

$$G = \frac{A_{1B}}{A_{2B}},$$

которую в дальнейшем будем именовать *фактором желтизны*. Очевидно, что при отсутствии атмосферы значение G_0 этого фактора было бы таким:

$$G_0 = \frac{\rho_1}{\rho_2}.$$

Задача теории состоит в том, чтобы выразить соотношение между G_0 и G через фотометрические параметры атмосферы, значения которых для тех же участков спектра мы обозначим

соответственно через Q_1 , ν_1 и Q_2 , ν_2 . Пользуясь равенством (91), напишем:

$$G = \frac{Q_1 + (\rho_1 - Q_1) e^{-\nu_1}}{Q_2 + (\rho_2 - Q_2) e^{-\nu_2}} = \frac{Q_1 + (\rho_2 G_0 - Q_1) e^{-\nu_1}}{Q_2 + (\rho_2 - Q_2) e^{-\nu_2}}. \quad (92)$$

Применим это выражение к исследованию принятой выше частной схемы, а именно нейтральной серой поверхности, накрытой рэлеевской атмосферой. Тогда $\rho_1 = \rho_2$, $Q_1 = Q_2$, $\nu_2/\nu_1 = (\lambda_2/\lambda_1)^4$. Введем обозначения:

$$\frac{Q}{\rho - Q} = N; \quad \frac{\nu_2}{\nu_1} = p; \quad \nu_1 = u$$

и перепишем формулу (92) так:

$$G = \frac{N + e^{-u}}{N + e^{-pu}}. \quad (93)$$

Это равенство для случая $u = 0$ дает $G = 1$, что выражает наше условие, согласно которому поверхность планеты сама по себе, т. е. при отсутствии атмосферы, является нейтральной. При $u = \infty$ тоже получим $G = 1$, что соответствует тому факту, что атмосфера бесконечной оптической толщины при всяком законе рассеяния (но при отсутствии селективного истинного поглощения) тоже отражает лучи нейтрально. При всех других значениях u величина G будет отличаться от единицы, т. е. планета будет казаться рассматривающему ее извне наблюдателю окрашенной.

Характер окраски — в красную или синюю сторону — определяется параметром N . Для атмосферы с рассеянием рэлеевского типа $p > 1$. Из этого следует, что при $\rho > Q$ будем иметь $N > 0$, $G > 1$. Иначе говоря, если собственно поверхность планеты имеет отражательную способность более высокую, чем бесконечно толстый слой того же состава, что и обволакивающая ее атмосфера, то свет, отражаемый планетой, будет иметь желтоватую или красноватую окраску. Если же при таком же характере ρ будет $\rho < Q$, то $N < 0$ и $G < 1$. Следовательно, если отражательная способность у поверхности меньше, чем у бесконечного слоя атмосферы, то планета выглядит голубоватой. Наконец, при $\rho = Q$ имеем $N = \infty$, и, как нетрудно убедиться, значение G будет равно единице при всяком значении u . В этом частном случае атмосфера не оказывает на цвет никакого влияния.

Поскольку при значениях $u = 0$ и $u = \infty$ характеристика цвета G обращается в единицу, окрашенность света планеты должна достигать наибольшей степени при некотором промежуточном значении эффективной оптической толщины $u = y$. Это значение легко найти, взяв производную G по u :

$$\frac{dG}{du} = \frac{e^{-u}(p-1)}{(N + e^{-pu})^2} \left[e^{-pu} + \frac{Np}{p-1} e^{-(p-1)u} - \frac{N}{p-1} \right].$$

Из этого следует, что значение $u=y$, на котором лежит максимум или минимум величины G , определяется уравнением

$$e^{-yu} + \frac{Np}{p-1} e^{-(p-1)y} - \frac{N}{p-1} = 0.$$

Для иллюстрации этого вывода на рис. 95 приведен график изменения G , вычисленный для значения $p=3$. Это значение соответствует ралеевскому рассеянию и значениям $\lambda_1=555 \text{ м}\mu$ (визуальные лучи) и $\lambda_2=420 \text{ м}\mu$ (фотографические лучи). По оси абсцисс на этом графике вместо y отложен эффективный коэффициент пропускания $T=e^{-u}$, что позволяет проследить ход окраски на всем

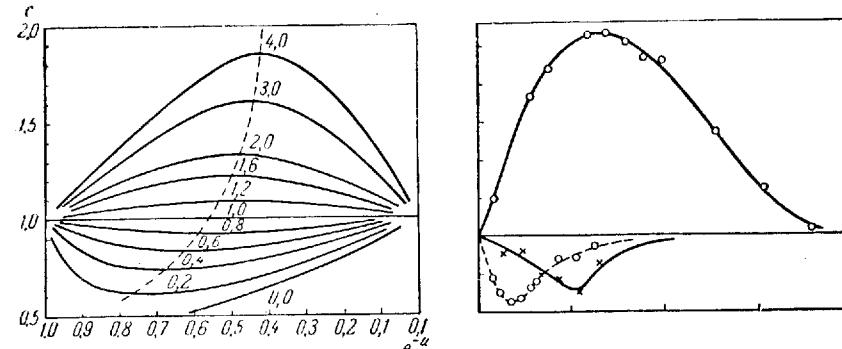


Рис. 95. Ход цвета нейтрально отражающей поверхности, наблюдаемой сквозь слой селективно рассеивающей среды, с оптической толщиной этого слоя. Слева—данные расчета по формуле (92) при $p=3$ для разных значений параметра p/Q , справа—результат лабораторных измерений на модели с гидроэозолем.

протяжении глубин погружения до бесконечности включительно. Пунктирная линия дает положение максимума окрашенности, который с увеличением параметра p/Q смещается в сторону меньших T , т. е. больших u . При $p/Q=0$ (случай черной планеты) максимум окрашенности лежит на $T=1$ (бесконечно тонкий слой газа). Если $p/Q \rightarrow \infty$ (случай, соответствующий чисто поглощающей атмосфере, для которой $Q=0$), то значение T , соответствующее максимальной окрашенности, стремится к нулю.

Таким образом, изменение окраски нейтральной серой поверхности с толщиной слоя газа, сквозь который эта поверхность рассматривается, происходит согласно нижеследующим правилам. Если поверхность достаточно темна, то прибыль яркости за счет рассеяния газа превосходит убыль, вызываемую экстинкцией. Поэтому атмосферный слой повышает видимую яркость поверхности и создает на ней дымку голубоватой окраски. С увеличением оптической толщины атмосферного слоя насыщенность голубоватой окраски планеты сначала возрастает, при некоторой толщине слоя

оказывается наибольшей, а потом снижается, асимптотически приближаясь к белой окраске бесконечно толстого газового слоя. Чем темнее подстилающая поверхность, тем тоньше слой газа, при котором достигается максимум насыщенности. Наибольшая возможная насыщенность соответствует бесконечно тонкому слою газа на абсолютно черном фоне, когда $G=0$.

Если поверхность, наблюдаемая сквозь газ, очень светла, то прибыль света за счет воздушной дымки меньше убыли за счет экстинкции. В этом случае поверхность, наблюдаемая сквозь газ, будет казаться темнее, чем при непосредственном наблюдении, а окраска ее будет красноватой. С увеличением толщины слоя насыщенность этой окраски сначала растет, проходит через максимум и после этого снижается, в свою очередь приближаясь к белому цвету слоя бесконечной толщины. Чем ярче подстилающая поверхность и чем ниже яркость рассеянного в газе света, тем больше глубина слоя, на которой лежит максимум окраски, и тем насыщеннее сама эта окраска.

Явления, описанные выше, повседневно наблюдаются на примере земного ландшафта; общеизвестно, что удаленные детали последнего, имеющие темную окраску, как, например, леса, благодаря эффекту воздушной дымки кажутся голубоватыми (характерный эффект «синих далей»), в то время как светлые поверхности облаков и снежных вершин с большого расстояния кажутся желтоватыми или розовыми. Такое сочетание цветовых тонов, напоминая игру красок в полудрагоценном камне опале, получило в геофизике наименование *опалесценции*. Его теория для земных предметов была разработана Е. Н. Юстовой и для облаков В. В. Шароновым. Последний наблюдал цветовые явления в мутной среде также на искусственной модели, представлявшей собой бак с гидроэозолем (т. е. мутной жидкостью), освещаемой сверху. Прибавлением черного пигмента можно было получать среду с различными значениями Q ; погружение в нее экранов с различной отражательной способностью ρ давало окрашивание в голубые или красноватые тона. Измерение окраски колориметром позволило строить зависимость цвета от линейной глубины погружения, в данном случае пропорциональной оптической глубине; были получены кривые, представленные на рис. 95, справа.

Что касается планет солнечной системы, наблюдавших извне, то случай освещляющего эффекта атмосферы и связанной с ним голубоватой окраски должны представлять участки диска Земли, свободные от облачного покрова. Это подтверждается голубоватой окраской лепельного света на Луне. Возможно, что это же мы имеем и в случае атмосферы Марса, по крайней мере в отношении темной поверхности морей. Для планет со сплошным аэрозольным покровом, какими являются Венера, Юпитер, Сатурн, Уран и Нептун, напротив, возможен случай отемняющей атмосферы,

изменяющей цвет светила в сторону желтоватых тонов. Все перечисленные планеты действительно имеют положительные значения цветового избытка. Однако явления тут осложняются эффектами истинного поглощения.

§ 57. Сумеречные явления

Как было выяснено в § 47, сущность явления сумерек состоит в том, что зона ночного полушария светила, примыкающая к терминатору, освещается рассеянным в атмосфере светом. Для наблюдателя, рассматривающего небесное тело извне, это проявляется в форме следующих трех явлений: 1) размытости терминатора, возникающей оттого, что яркость освещенной части диска через промежуточные градации сумеречного света постепенно переходит к яркости фона ночного неба; 2) смещение видимого терминатора в сторону ночного полушария,

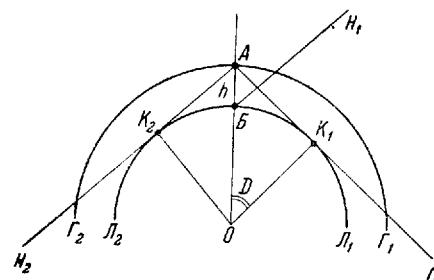


Рис. 96. Геометрическая схема сумеречных явлений на планете.

угловая величина которого называется *сумеречной дугой* σ , и 3) удлинение рогов, наблюдавшееся при фазах, когда диск имеет форму достаточно узкого серпа.

Из сказанного следует, что практика наблюдения сумеречных явлений на некотором небесном теле сводится к сравнению видимых при данной фазе очертаний освещенной части диска планеты с теми очертаниями, которые имели бы место при отсутствии сумерек, практически—с тем, что дает положение геометрического терминатора на диске. Такое сравнение дает возможность выявить то перераспределение яркости по диску светила, которое создается вынесением света за линию рефракционного терминатора при помощи механизма рассеяния.

Самая примитивная интерпретация сумеречных явлений на планете может быть пояснена рис. 96. На нем $L_1B L_2$ представляет собою часть шарообразной поверхности планеты, O —центр планеты, окружность $\Gamma_1 A \Gamma_2$ —верхняя граница атмосферы. Отрезок $AB=h$ представляет толщину атмосферного слоя.

Пусть CK_1 —солнечный луч, идущий касательно к поверхности планеты. Точка касания K_1 дает положение геометрического терминатора. Поверхность планеты, лежащая за этой точкой (на чертеже левее ее), прямых солнечных лучей не получает и при отсутствии атмосферы будет совершенно темной. Наличие атмосферы изменяет положение. Действительно, участок атмосферы, лежа-

щий над линией K_1A , освещен Солнцем; поскольку в нем происходит рассеяние лучей во всех направлениях, и в частности в сторону наблюдателя H_1 , он будет иметь для наблюдателя некоторую яркость. Эта яркость будет убывать в направлении от K_1 к A , поскольку толщина освещенной части атмосферы постепенно уменьшается и в точке A делается равной нулю.

Таким образом, наблюдатель, рассматривающий планету из мирового пространства, увидит освещенной всю часть диска от K_1 до A , или, что практически то же самое, до B . В точке K_1 он не заметит никакого разрыва в ходе яркости и будет видеть последовательное снижение яркости вдоль всей дуги L_1K_1B ; в точке B яркость станет равной нулю. Таким образом, видимый терминатор будет проходить не через точку K_1 , а через точку B . Дуга $BK_1=\sigma$, на нашем чертеже стягивающая угол $AOK_1=D$, есть то, что мы выше называли «сумеречной дугой».

Определив эту дугу путем измерения ширины освещенной части диска планеты, можно легко найти и толщину атмосферного слоя h . Именно, из прямоугольного треугольника AOK_1 легко находим:

$$\operatorname{tg} D = \frac{AK_1}{OK_1} = \frac{\sqrt{AO^2 - OK_1^2}}{OK_1}.$$

Замечая, что $OK_1=R$ —радиус планеты, $AO=R+h$, пишем:

$$\operatorname{tg} D = \frac{\sqrt{(R+h)^2 - R^2}}{R^2}, \quad (94)$$

что после надлежащих преобразований и отбрасывания члена h^2 , как малого по сравнению с R , приводит к выражению

$$\operatorname{tg} D = \sqrt{\frac{2h}{R}}, \quad (95)$$

которое есть не что иное, как приводимая во всех учебниках геодезии формула понижения видимого горизонта, выведенная без учета рефракции. Это легко позволяет вычислить h по известным R и D :

$$h = \frac{1}{2} R \operatorname{tg}^2 D. \quad (96)$$

В условиях наблюдения рогов наблюдатель располагается примерно в направлении H_2A и видит точку A возвышающейся над геометрическим лимбом K_2 . Из этого следует, что смещение σ видимого терминатора для такого наблюдения выражается углом $K_2OK_1=2D$. Иначе говоря, при рассматриваемом предположении мы будем иметь случай $\sigma=\tau$, приводящий к формулам (10) и (11) § 12, но только оба эти угла будут равны не горизонтальной рефракции ω , а угловой дальности видимого горизонта для возвышения h над поверхностью планеты.

Некоторые авторы применяли формулу (96) или аналогичные ей выражения для определения высоты атмосферы Венеры. Так, Шенберг, исходя из имевшегося материала по удлинению рогов, приводящего к значению $D = 3^\circ$, нашел $h = 32$ км. Следует, однако, заметить, что такого рода оценки слишком формальны и потому вряд ли имеют реальную ценность, так как резкой границы атмосферы в действительности не существует.

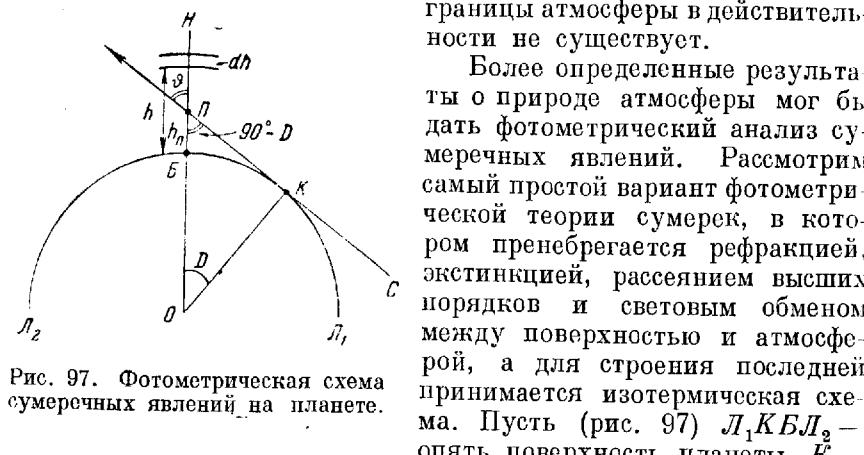


Рис. 97. Фотометрическая схема сумеречных явлений на планете.

точка касания крайнего солнечного диска для наблюдателя, находящегося в направлении OH . Рассмотрим горизонтальную прослойку газа на линии OH , заключенную между высотами h и $h+dh$. Ее яркость в направлении H будет:

$$dB = sE dh,$$

где E — солнечная освещенность, а s — коэффициент рассеяния для угла ϑ , составляемого направлениями CK и OH , который, как легко видеть из чертежа, является дополнительным к планетоцентрическому угловому расстоянию BOK точки B от геометрического терминатора K . Коэффициент s , согласно изложенному в § 53, пропорционален плотности газа ρ , а последняя в изотермической атмосфере выражается экспоненциальным законом (14) § 48. Из сказанного следует:

$$dB = s_0 E e^{-\beta h} dh,$$

где s_0 — коэффициент рассеяния для нижнего слоя атмосферы. Это позволяет найти яркость B :

$$B = s_0 E \int_{h_\Pi}^{\infty} e^{-\beta h} dh = \frac{s_0}{\beta} E e^{-\beta h_\Pi}. \quad (97)$$

Здесь h_Π — высота точки Π пересечения прямой OH с лучом CK , которая выражается приведенной выше формулой (96) через угол D . Таким образом, ход яркости с расстоянием D от терми-

натора в первом грубом приближении выражается формулой

$$B = \frac{s_0}{\beta} E e^{-\frac{1}{2} \beta R \operatorname{tg}^2 D}. \quad (98)$$

Пренебрегая экстинкцией на путях CK и BH , мы получаем преувеличенное значение B ; однако это преувеличение в известной мере компенсируется эффектом самоосвещения и отражением рассеянного света от поверхности планеты. Поэтому для атмосферы небольшой оптической толщины формула (98) дает результат не слишком далекий от действительности. Тем не менее для сравнения с наблюдениями можно рекомендовать пользоваться не абсолютными значениями B , а ходом последних с расстоянием D от терминатора.

Ограничиваюсь зоной диска, непосредственно примыкающей к терминатору и потому характеризуемой небольшими значениями D , можно пренебречь изменением коэффициента рассеяния s с направлением рассеянного луча. Это легко позволяет получить такое выражение для градиента яркости G :

$$G = \frac{d \ln B}{dD} = \frac{dB}{B dD} = -\beta R \sec^2 D \sin D = -\beta R f(D), \quad (99)$$

что соответствует простейшей формуле (98). Разработаны более строгие теории сумерек, в которых учитывается эффект рефракции, а также экстинкция. Такие теории дают для множителя $f(D)$ формулы (99) другие выражения; так, в теории В. Г. Фесенкова имеем

$$f(D) = \sec^2 D \sin D$$

(что, впрочем, представляет собою лишь первый член некоторого ряда), теория Ф. Линка приводит к выражению

$$f(D) = \sin D.$$

Легко видеть, что при малых D различия между данными разных теорий невелики. Создание точной теории, в которой помимо рефракции и экстинкции были бы приняты во внимание также самоосвещение и световой обмен между атмосферой и поверхностью, остается задачей будущих работ.

Приближенная формула (99) позволяет очень просто оценивать массу атмосферы планеты, расположенную над единицей площади. Именно, согласно формуле (13) § 48, масса M пропорциональна коэффициенту β . Поэтому, обозначив данные для планеты через M_Π , β_Π , G_Π и R_Π , а для Земли через M_\oplus , β_\oplus , G_\oplus и R_\oplus , будем иметь:

$$\frac{M_\Pi}{M_\oplus} = \frac{\beta_\Pi}{\beta_\oplus} = \frac{G_\Pi R_\oplus}{G_\oplus R_\Pi}; \quad (100)$$

через R_\oplus и R_Π здесь обозначены радиусы Земли и планеты.

Переходя к практике наблюдения сумеречных явлений отметим, что такие наблюдения ограничены весьма узким кругом

небесных тел. Дело в том, что на Меркурии и Луне не было обнаружено никаких следов сумеречного света, что и является одним из важнейших доказательств отсутствия сколько-нибудь заметных газовых оболочек на этих небесных телах. Планеты юпитеровой группы, имея мощные атмосферы, напротив, должны быть ареной весьма интенсивных сумеречных явлений, однако астрономические условия их наблюдения, возможные только при малых фазовых углах, делают наблюдение этих явлений для нас недоступным. В несколько лучших условиях находится Марс, однако его разреженная газовая оболочка может породить сумерки лишь очень невысокой интенсивности. Поэтому наблюдать и изучать картину сумеречных явлений во всей ее полноте мы можем только для Венеры и еще (правда, в другом аспекте) для Земли. Ввиду этого ниже мы рассмотрим результаты сумеречных наблюдений на примере Венеры.

А. Прямые измерения сумеречной дуги. Наиболее простой и потому чаще всего применяемый способ исследования сумеречных явлений на планете состоит в непосредственном нахождении сумеречной дуги как разности между видимым и теоретическим положениями терминатора. Технически наблюдение обычно сводится к измерению фазы Φ_n , что позволяет применить формулу (1) § 12 и найти тот фиктивный угол фазы ϕ_n , который соответствует полученному значению фазы:

$$\cos \phi_n = 2\Phi_n - 1. \quad (101)$$

После этого сумеречная дуга σ получается как разность между действительным значением угла фазы ϕ и значением ϕ_n , полученным по формуле (101):

$$\sigma = \phi - \phi_n - \delta_{\odot} - \omega,$$

где δ_{\odot} — угловой полудиаметр Солнца, видимого с планеты, а ω — горизонтальная рефракция в атмосфере последней.

Поскольку точность таких определений невелика, а дуга σ мала, допустимо применение приближенных формул:

$$\Delta\Phi = \Phi_n - \Phi, \quad \sigma = -2\Delta\Phi \sec \phi - \delta_{\odot} - \omega, \quad (102)$$

где Φ — истинное значение фазы, вычисленное по формуле (1) § 12 с взятым из ежегодника истинным значением угла фазы ϕ .

На практике поправку за рефракцию не вводят, считая, что для нее нет достаточно надежных данных; как показывают результаты анализа наблюдений прохождений Венеры, приведенные выше (§ 50), в этом нет и необходимости ввиду малости угла ω . При более грубых определениях опускают также член δ_{\odot} , хотя, например, для Венеры он составляет $22'$. В этом случае сумеречная дуга понимается просто как угловое расстояние между видимым и ортографическим терминаторами.

Для определения видимой фазы Φ_n какой-нибудь планеты могут применяться следующие приемы: 1) оценка фазы просто на глаз, используемая преимущественно для установления дня наступления некоторых легко замечаемых частных случаев фазы, чаще всего дихотомии, т. е. фазы $0,5$, при которой диск светила разделяется прямолинейным терминатором точно пополам; 2) зарисовка видимых очертаний диска от руки и последующее измерение фазы уже на рисунке; 3) оценки ширины серпа при помощи окулярной шкалы; 4) измерение фазы при помощи микрометра или гелиометра; 5) предварительная установка микрометра на вычисленную ширину серпа и сравнение интервала между нитями с видимой шириной; 6) измерение фазы на фотографическом снимке.

В отношении Венеры, начиная с XVIII в., широко применялась глазомерная оценка дня дихотомии, причем давно было выяснено, что при восточных элонгациях планеты дихотомия наступает на 5—10 дней раньше срока, а при западных элонгациях она на столько же дней запаздывает. Иначе говоря, наблюдателю терминатор планеты представляется прямолинейным тогда, когда он геометрически является еще выуклым, и, следовательно, вопреки тому, чего можно было бы ожидать, исходя из наличия сумеречных явлений, видимая фаза оказывается меньше истинной.

Обширная серия работ по сравнению видимых фаз планет с истинными по методу зарисовок была проведена коллективом наблюдателей Московского отделения Всесоюзного астрономо-геодезического общества. Работа состояла в зарисовке видимых очертаний диска и в сравнении результатов измерений полученных рисунков с величиной фазы, сообщаемой в астрономических ежегодниках для Венеры, Меркурия, Луны, наблюдаемой невооруженным глазом, и для искусственных моделей.

Первые работы по этому вопросу были опубликованы В. А. Бронштэном. По рисункам нескольких наблюдателей для Венеры были найдены значения разностей $\Delta = \Phi_n - \Phi_0$ между зарисованной фазой Φ_n и ортографической фазой Φ_0 ; результаты нанесены на графики по аргументу Φ_0 . Точки при довольно значительном разбросе ложатся на таком графике в виде прямолинейной полосы, расположенной наклонно к оси абсцисс и пересекающей последнюю примерно на $\Phi_0 = 0,5$. Это позволяет выразить отклонения Δ эмпирическим равенством вида:

$$\Delta = a - b(\Phi_0 - 0,5),$$

где a и b — постоянные. Таким образом, при $\Phi_0 > 0,5$ зарисованная фаза меньше вычисленной, а при $\Phi_0 < 0,5$ больше вычисленной, так что погрешность Δ всегда сводится к сгражмлению терминатора. Постоянные a и b различны для разных наблюдателей и, кроме того, меняются с условиями наблюдения (днем или ночью). От последних зависит и положение точки пересечения прямой с осью

абсцисс. Так, по наблюдениям 1935 г. было найдено, что при дневных наблюдениях эта точка лежит на $\Phi=0,2$, при сумеречных на $\Phi=0,38$, при ночных на $\Phi=0,59$.

В дальнейшем работами в этом направлении занимались В. В. Волков, Н. Н. Михельсон, В. Н. Петров, И. Т. Зоткин, Р. А. Эйдук, Р. В. Поповкина и др. Было выяснено, что линейный ход Δ с Φ наблюдается только в области значений Φ от 0,3 до 0,7; вне пределов этого интервала значение Δ опять приближается к нулю, что и естественно, поскольку при $\Phi=0$ и $\Phi=1$ (круглый диск) никаких отклонений быть не должно.

Поскольку были высказаны мнения, что этот ход определяется психофизиологическими факторами, а не особенностями атмосферы планеты, были проведены аналогичные сопоставления и для других объектов, а именно для телескопических зарисовок Меркурия, зарисовок Луны при наблюдении невооруженным глазом (М. А. Клякотко) и искусственных планет в лабораторной обстановке (Н. М. Таекина и Г. П. Звягинцева). Результаты получились, в общем, такие же, как и для Венеры, хотя наблюдавшиеся объекты атмосферы не имеют и, следовательно, сумеречных явлений на них быть не может.

Таким образом, видимый терминатор может быть смешен как в сторону ночного, так и дневного полушарий небесного тела. Из этого вытекает, что реальные сумеречные явления при визуальном наблюдении полностью перекрываются эффектами психофизиологического порядка (иррадиация, слепящий эффект светлого серпа в отношении слабой яркости примыкающих к терминатору слабо освещенных зон дневного полушария и пр.), из чего следует, что наблюдения описанного типа для изучения сумеречных явлений на планетах непригодны. Но те же эффекты должны действовать и в случае инструментальных измерений при помощи микрометра или гелиометра, а также при фотографических наблюдениях. Практика это полностью подтверждает.

Микрометрические наблюдения фаз Венеры были опубликованы Мак-Ивеном. Для разностей между измеренными и вычисленными фазами получился ход, в общем аналогичный тому, что дают простые зарисовки. Именно, при больших фазах видимая фаза всегда получается меньше вычисленной, при малых же фазах результаты противоречивы: при одних элонгациях видимая фаза и в этих условиях оказывается меньше вычисленной, в то время как при других она получалась больше вычисленной.

Существенные результаты для интересующей нас проблемы были получены А. А. Нефедьевым, который измерял диск Венеры на гелиометре обсерватории им. Энгельгардта. Измерения указали на значительные погрешности, свойственные таким наблюдениям. Тщательная обработка измерений ширины серпа в интервале фаз от 0,15 до 0,89, выполненных в 1943—1944 гг., привела к постоян-

ной, но отрицательной величине сумеречной дуги σ , для которой получены такие числа:

До нижнего соединения	$-5^{\circ},3$
После » »	$-5^{\circ},6$

В условиях дихотомии это дает погрешность фазы $\Delta\Phi=-0,09$, почему дихотомия и наблюдалась на 8 дней раньше срока.

Резюмируя сказанное выше, мы можем сделать нижеследующие выводы. Все методы наблюдений при фазах $>0,5$ дают для сумеречной дуги отрицательные значения, при фазах $<0,5$ метод зарисовок дает для нее положительные значения, метод микрометра — то положительные, то отрицательные, наконец, гелиометр — всегда отрицательные значения. Это показывает, что прямые измерения фаз планеты вообще не могут быть полезны для изучения сумеречных явлений.

Б. Наблюдения удлинения рогов. Феномен удлинения рогов серпа Венеры был впервые замечен Шретером в 1790 г.—факт, который некоторыми зарубежными авторами необоснованно трактуется как «открытие» существования атмосферы на Венере, доказанного Ломоносовым почти на 30 лет раньше. Шретер считал, что ему удавалось различать удлинение двух типов: «белые рога», которые он считал частью облачного слоя, освещенного сумеречным светом, и составлявшие их продолжение тонкие «голубоватые усики», которые могли быть верхними разреженными слоями чистого газа, освещенными прямым солнечным светом.

В дальнейшем рога Венеры стали предметом многочисленных и разнообразных наблюдений. Лайман был первым, кому посчастливилось увидеть смыкание рогов в кольцо в 1866 г., а потом в 1874 г. Затем это явление наблюдал Рессел в 1898 и 1906 гг. Этими наблюдениями было выяснено, что подобное явление становится видимым при элонгации не свыше 2° . Такого значения элонгация Венеры достигла в 1914 г., но сообщений о наблюдении кольца не появилось; ближайшая возможность наблюдать смыкание рогов представится в 1972 г.

Интерес представляет применение фотографии к таким наблюдениям. Первые удачные снимки серпа Венера, показывающие несомненное и даже измеримое удлинение рогов, были получены в Харькове Н. П. Барабашевым в 1932 г. В дальнейшем такие работы делались и на других обсерваториях, а в 1940 г. на высокогорной актинометрической станции на Столовой горе (Африка) были получены снимки полного сумеречного кольца, хотя элонгация в этом году не опускалась ниже 3° . Фотографии эти, снятые в пяти участках спектра, доказывают, что кольцо во всех частях

имеет белый цвет и безусловно лишено тех расцветок, которые свойственны нашей заре.

Большое значение имеют измерения угла удлинения U , которые выполняются либо по рисункам, либо при помощи микрометра. Применение последнего технически представляет собою довольно трудное и не особенно точное дело, так как резкой границы у освещенной части лимба нет и у рогов она постепенно переходит в фон неба. Кончики рогов, едва заметные на дневном небе, все время движутся вследствие колебаний изображений, особенно значительных в дневную часть суток; они то укорачиваются, то удлиняются, по временам как бы «стреляя» вперед. К тому же при подведении толстой черной нити микрометра, нередко окаймленной светлой дифракционной полосой, видимость тоненьких «усиков», которыми заканчиваются рога, еще более ухудшается. Все это ведет к значительным погрешностям систематического характера. Ошибки эти совершенно отличны от тех, которыми сопровождается установка нитей касательно к краю диска, и потому не могут быть исключаемыми теми приемами, которые используются при редукциях обычных микрометрических измерений планетных дисков (§ 15). Неудивительно, что некоторые наблюдатели (как, например, Медлер) предпочитали совсем отказаться от применения микрометра в этом деле, ограничиваясь простыми оценками.

Следует еще иметь в виду, что на результаты измерений большое влияние оказывает освещение объектива телескопа солнечными лучами. Тщательное экранирование последних считается необходимым условием успешности измерений.

Полная сводка всех опубликованных по удлинению рогов данных содержится в работе Рабе. В табл. 41 мы приводим только крайние и средние значения σ , т. е. углового расстояния между видимым и ортографическим терминаторами по различным наблюдателям. Для получения дуги, разделяющей видимый и геометрический терминаторы, из значений σ надо вычесть $22'$ —величину полудиаметра солнечного диска с Венеры. Удивительно и вместе с тем печально, что на протяжении последних 150 лет никто не повторил измерений серпа Венеры на темном небе, которые приводят к наибольшим значениям сумеречной дуги. Из рассматривания чисел табл. 41 видно, что величина σ возрастает с диаметром отверстия объектива телескопа. Рабе, подробно исследовавший этот вопрос, построил графики зависимости (рис. 98) ϑ и $\sin U$ для трех интервалов отверстий (они обозначены на рис. 98 разными линиями), причем обнаружился систематический сдвиг кривых. В среднем получено:

Диаметр объектива, см	σ	ϑ_k
11–13	112'	1°,35
20–25	152	1,83
28–30	220	2,65

Таблица 41

Наблюдатель	Годы наблюдения	Диаметр объектива, см	Фон	Крайние значения σ (в мин дуги)	Среднее σ	Число измерений
Шретер	1790—1795	16	Темный	302—474	6°10'	8
Шретер	1794	30	»	216—474	7 12	4
Гершель	1793	16	»	250—406	5 28	2
Медлер	1849	24	Дневной	140—164	2 30	8
Секки	1857	24	»	—	1 58	1
Лайман	1866 и 1874	23	»	148—170	2 34	8
Барнард	1890	30	»	216—232	3 47	2
Рессел	1898—1906	13	»	112—172	2 20	4
Рабе	1913	24	»	132—176	2 32	6
Графф	1921	60	»	104—316	2 46	8
Рихтер	1940	65	»	46—240	2 38	8
Рабе	1937 и 1940	28	»	178—272	3 44	16

Через ϑ_k здесь обозначено экстраполированное значение элонгации, при котором происходит смыкание рогов в кольцо.

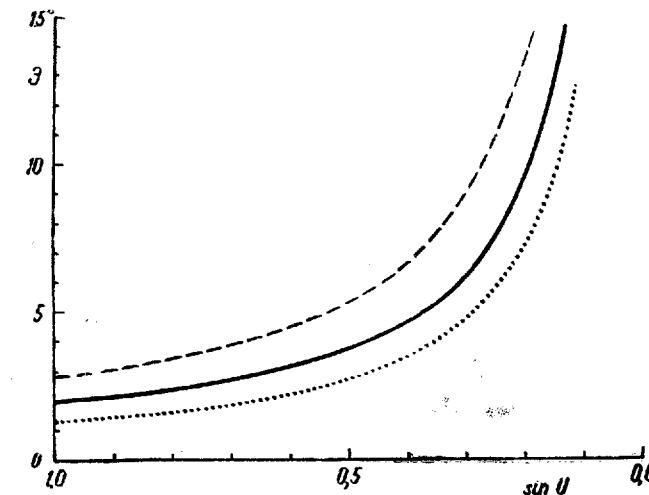


Рис. 98. Зависимость между $\sin U$ (U —удлинение рогов Венеры) и элонгацией планеты ϑ при разном отверстии телескопа (по Рабе). Пунктир—отверстие 28—30 см, сплошная линия—20—25 см, точки—11—13 см.

Самый факт наличия зависимости между разрешающей способностью инструмента и наблюдаемым удлинением рогов представляется вполне естественным, и существование его можно было

предвидеть заранее. Дело в том, что кончики рожек сходятся под очень острым углом, и потому возможность или невозможность увидеть тот или иной их участок определяется предельной шириной светлой нити, которую при данной яркости можно различить с данным инструментом на данном фоне. По этой причине видимая длина рожек и возрастает с разрешающей способностью оптики.

Другой вывод, который можно сделать из рассмотрения табл. 41, состоит в том, что дисперсия отдельных значений σ с размерами объектива растет. Это следует отнести за счет трудностей экранирования объектива крупных размеров, а также за счет дурных атмосферных условий, которые сильнееказываются при наблюдениях большими инструментами.

Сводку некоторых определений удлинения опубликовал также Линк. Взяв данные Медлера, Лаймана и первой работы Рабе, он представил их уравнениями вида (15) § 12 и из их решения получил среднее значение $\sigma = 2^\circ, 63 \pm 0^\circ, 05$.

Вопрос о сущности физических явлений, вызывающих удлинение рожек серпа Венеры, со временем Шретера был предметом дискуссии. Сам Шретер считал причиной удлинения два явления: рефракцию и рассеяние света в газовой оболочке Венеры. Однако авторы XIX в. приписывали этот феномен только одной рефракции, смещающей как лимб, так и терминатор на одно и то же угловое расстояние ω , которое может быть получено из значений σ , приведенных в табл. 41, при помощи простейшего расчета:

$$\omega = \frac{1}{2}(\sigma - 22').$$

Такая точка зрения приводила на основании дневных наблюдений удлинения к значению рефракции порядка 1° , а по вечерним даже в 3° , что и было причиной широко распространенного мнения об огромной высоте и плотности атмосферы Венеры.

Взгляд, согласно которому рефракция является единственной причиной удлинения рожек, был подвергнут критике Ресселом, который указал, что при столь высоких значениях рефракции уже при сравнительно больших элонгациях появлялось бы преломленное изображение солнечного диска, чего в действительности не наблюдается. Легко убедиться, что если удлинение вызвано рефракцией, то момент смыкания рожек будет совпадать с появлением рефракционного изображения по схеме II (§ 50), а если бы это было так, то наибольшей яркостью обладала бы часть кольца, противоположная Солнцу. Но этого как раз и нет. Все наблюдатели, которым довелось видеть Венеру в фазе кольца, утверждают, что наиболее ярким всегда бывает участок кольца, обращенный к Солнцу, в то время как противоположная ему часть кольца оказывается слабой и плохо различимой. Рессел подробно рассматривает влияние различных факторов на ход этих явлений,

как, например, замутненности атмосферы, возможного зеркального отражения от поверхности планеты и других, и на основании этого анализа приходит к выводу, что рефракционная теория является несостоятельной, так что причину удлинения рожек следует искать не в преломлении, а в рассеянии световых лучей.

В дальнейшем эта точка зрения была подтверждена В. Г. Фесенковым, который применил свою методику анализа сумерек к расчету удлинения рожек серпа Земли, наблюдавшейся из мирового пространства, и пришел к выводу, что в случае нашей планеты удлинение определяется только эффектом сумерек. Приписывать эффект удлинения рожек Венеры одной рефракции нельзя уже потому, что во всяком реально существующем газе с увеличением плотности растет не только рефракция, но и рассеяние, причем последнее делает плотный слой газа непрозрачным. Поэтому для объяснения удлинения рожек по рефракционной теории необходимо допустить, что газы, образующие атмосферу Венеры, имея большую преломляющую способность, лишены соответствующей рассеивающей способности, что невозможно.

Аналогичные расчеты содержатся и в работе Линка, с той разницей, что, имея в виду атмосферу Венеры, рассеяние вычислялось для углекислого газа. Получается тот же результат: атмосфера с горизонтальной рефракцией даже $68'$ из-за сильного рассеяния была бы для нас непрозрачной и не позволяла бы видеть расположенную под ней поверхность, так что явление удлинения рожек должно быть отнесено за счет сумерек.

Сумеречное происхождение удлинения рожек Венеры в последнее время оспаривал Шенберг. Против указаний Рессела и Линка на появление преломленного изображения солнечного диска он выдвигает тот довод, что в состоящей из углекислого газа атмосфере будет наблюдаться значительная спектральная дисперсия, которая растянет пучок лучей на расстоянии Земли в спектр огромной длины и этим ослабит преломленное изображение Солнца до полной невидимости. Однако это было бы верно только при очень большой величине рефракции, которая, как было указано выше, невозможна из-за непрозрачности вызывающего ее слоя; при умеренной рефракции с учетом угловых размеров солнечного диска указанное Шенбергом обстоятельство не должно иметь места.

Таким образом, удлинение рожек является несомненно сумеречным явлением.

В. Изучение сумеречных явлений фотометрическим путем. Естественным развитием дела исследования сумеречных явлений на планетах был бы переход от астрометрических методов наблюдений к фотометрическим. Это могло бы дать кривые изменения яркости B в сумеречном поясе планеты (в зависимости от углового расстояния D точки от терминатора), а надлежащее разработанная теория сумеречных явлений,

построенная с учетом рассеяния высших порядков, могла бы дать метод для применения такой кривой к определению различных параметров, характеризующих физическое состояние газов этой атмосферы. Правда, выполнение таких наблюдений представляет собою далеко не легкую задачу. С одной стороны, наиболее выгодные условия для изучения сумеречной зоны мы имеем в условиях дихотомии, когда эта зона проходит через центр диска. Но, с другой стороны, при такой фазе планеты слепящее и вуалирующее действие освещенной половины диска оказывается настолько сильным, что становится невидимой не только сумеречный пояс, но и прилегающая к терминатору часть дневного полушария, что и ведет к тем отрицательным значениям сумеречной дуги для Венеры, о которых говорилось выше. Естественно, что какая-либо фотометрия сумеречного света в таких условиях будет иметь мало шансов на успех. Особенно трудным будет применение фотографической фотометрии, поскольку явление фотографической иррадиации, изученное за последнее время М. В. Банновой, И. А. Паршиной и В. В. Шароновым, ведет к столь интенсивному распространению почернения за действительные пределы изображения диска, что слабый сумеречный свет, казалось бы, должен быть этим совершенно забит.

Несмотря на все перечисленные затруднения, за последние годы было сделано несколько попыток фотометрировать сумеречный свет на Венере. Полученные результаты будут изложены в следующей главе.

ЛИТЕРАТУРА К ГЛАВЕ VIII

§ 47

Кейпер Д., Обзор атмосфер планет, Сб. «Атмосферы Земли и планет», 341—386, ИЛ, 1951.

§ 48

Амбарцумян В. А., О диссипации атмосферы, Труды конфер. по стратосфере, 451—456, 1935.

Гринстейн Д., Коирман Г. и Дюрен Е., Изучение верхних слоев земной атмосферы с помощью ракет, Сб. «Атмосферы Земли и планет», 127—168, ИЛ, 1951.

Кочин Н. Е., Барометрическая формула и строение верхних слоев атмосферы, Труды конфер. по стратосфере, 39—50, 1935.

Оболенский В. Н., Метеорология, часть I, Гидрометиздат, 1938.

Россбай К., Природа общей циркуляции в нижней части атмосферы, Сб. «Атмосферы Земли и планет», 25—57, ИЛ, 1951.

Спицер Л., Земная атмосфера на высоте выше 300 км, Сб. «Атмосферы Земли и планет», 243—283, ИЛ, 1951.

Тверской П. И. (ред.) и др., Курс метеорологии, Гидрометиздат, 1951.

Уиппл Ф., Яккия Л. и Коул З., Сезонные изменения плотности в верхних слоях атмосферы, Сб. «Атмосферы Земли и планет», 169—180, ИЛ, 1951.

Ханевский В. А., Стросные стратосфера в связи с процессами в ней, Труды конфер. по стратосфере, 87—98, 1935.

Шкловский И. С., К вопросу о диссипации планетных атмосфер, Докл. АН СССР 76, № 2, 193—196, 1951.

§§ 49—51

Балановский И. А., Ослабление света в земной атмосфере, Курс астрофизики и звездной астрономии, 1-е изд., т. I, 197—206, 1934.

Еропкин Д. И., К определению поглощения в атмосфере планет, Докл. АН СССР, 483—486, 1929.

Козик С. М., Контуры земной тени при лунном затмении. Бюлл. Ташкентской обсерв., 2, № 3 (13), 79—122, 1940.

Крат В. А., Ослабление света в земной атмосфере, Курс астрофизики и звездной астрономии, 2-е изд., гл. 29, 490—510, 1951.

Фесенков В. Г., Исследование влияния изменений температуры с высотой на величину горизонтальной рефракции, Вестн. Европ. астрон. союза 1, 75—82, 1918.

Фесенков В. Г., Материалы по фотометрической теории лунных затмений, Изв. АН СССР, № 1, 9—20, 1932.

Шаронов В. В., Фотометрия лунных затмений, Труды конфер. по стратосфере, 523—530, 1935.

Шаронов В. В., Определение горизонтальной рефракции в атмосфере Венеры из наблюдений явления Ломоносова, Докл. АН СССР 82, 351—353, 1952.

Шаронов В. В., Явление Ломоносова и его значение для астрономии, Астрон. журн., 29, № 6, 728—737, 1952.

Шаронов В. В., Проблема фотометрических наблюдений лунных затмений, Вестн. Ленингр. ун-та 8, № 2, 47—61, 1953.

Шаронов В. В., К вопросу о влиянии атмосферы на наблюдавшие размежи планет и спутников, Астроном. цирк., № 142, 3—5, 1953.

Ваум W. and Code A., A photometric observation of the occultation of α Arietis by Jupiter, Astron. Journ. 58, 108—112, 1953.

Link F., Die Mondfinsternisse, Leipzig, 1956.

Lohse O., Ueber die Wirkung der Venus—Atmosphäre bei Vorgängen des Planeten, Astron. Nachr. 83, 111—130, 1874.

Petzold H., Dioptrik der Atmosphäre in ihrer Beziehung zur Theorie der Mondfinsternisse, Archiv für Optik I, 129—146; 161—178; 206—211, 1908.

Richardson L., An eclipse of the Moon as seen from the Moon, Journ. Brit. Astron. Assoc. 32, 145—155, 1922; 33, 173—174, 1923.

§ 52

Адель А., Избранные разделы инфракрасной спектроскопии солнечной системы, Сб. «Атмосферы Земли и планет», 306—319, ИЛ, 1951.

Белопольский А. А., Астроспектроскопия, Науч. книгоиздат., 1922.

Герцберг Г., Лабораторные спектры поглощения, полученные при применении больших оптических путей, Сб. «Атмосферы Земли и планет», 387—396, ИЛ, 1951.

Дэнхем Т., Спектроскопические наблюдения планет на обсерватории Маунт Вилсон, Сб. «Атмосферы Земли и планет», 322—340, ИЛ, 1951.

Козырев Н. А., Спектральные исследования планет земной группы на 50-дюймовом рефлекторе Крымской астрофизической обсерватории, Изв. Крымской астрофиз. обс. 16, 215—226, 1956.

Adams W. and St. John C., An attempt to detect water-vapor and oxygen lines in the spectrum of Mars, Astrophys. Journ. 63, 133—137, 1926.

Adams W. and Dunham T., The B-band of oxygen in the spectrum of Mars, Astrophys. Journ. 79, 308—316, 1934; Publ. Astron. Soc. Pacific 49, 209—211, 1937.

- Adams W., Some results with the coudé spectrograph of the Mount Wilson observatory, *Astrophys. Journ.* 93, 16—17, 1941.
- Herzberg G., *Astrophys. Journ.* 87, 428, 1938; 114, 337, 1952.
- Kuiper G., Titan: a satellite with an atmosphere, *Astrophys. Journ.* 100, 378, 1944.
- Kuiper G., Summary of infra-red observations on stars and planets, *Trans. Internat. Astron. Union.* 7, 436—440, 1950.
- Kuiper G., Wilson W., Cassegrain R., An infrared stellar spectrometer, *Astrophys. Journ.* 106, 243, 252, 1947.
- Sipher V., The spectra of the major planets, *Lowell Obs. Bull.*, № 42, 1909.
- Sipher V., Spectrographic studies of the planets, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 93, 657, 1933.
- Wildt R., Ozon und Sauerstoff in den Planeten Atmosphären, *Veröff. Sternw. Göttingen*, № 38, 1934.
- Wildt R., Photochemistry of planetary atmospheres, *Astrophys. Journ.* 86, 324—325, 1937.

§§ 53—57

- Амбарцумян В. А., Рассеяние и поглощение света в планетных атмосферах, *Учен. зап. Ленингр. ун-та* 82, 64—85, 1941.
- Амбарцумян В. А., О рассеянии света атмосферами планет, *Астрон. журн.* 19, № 5, 30—41, 1942.
- Амбарцумян В. А., К вопросу о диффузном отражении света мутной средой, *Докл. АН СССР* 38, № 8, 257—261, 1943.
- Амбарцумян В. А., К задаче о диффузном отражении света, *Журн. эксперим. и теоретич. физики* 13, 9—10, 1943.
- Амбарцумян В. А., Диффузия света через рассеивающую среду большой оптической толщины, *Докл. АН СССР* 43, № 3, 1944.
- Амбарцумян В. А., Об одномерном случае задачи о рассеивающей и поглощающей среде конечной оптической толщины, *Изв. АН Армянской ССР*, № 1—2, 1944.
- Амбарцумян В. А., О диффузном отражении и пропускании света анизотропной одномерной рассеивающей средой конечной оптической толщины, *Докл. АН Армянской ССР* 7, № 5, 1947.
- Амбарцумян В. А., О числе рассеяний при диффузии фотонов в мутной среде, *Докл. АН Армянской ССР* 8, № 3, 1948.
- Амбарцумян В. А., Рассеяние света в планетных атмосферах. В кн.: *Теоретическая астрофизика*, Гостехиздат, 1952, гл. 8, стр. 553—576.
- Гутшабаш С. Д., Рассеяние света в среде с меняющейся индикаторской рассеяния, *Учен. зап. Ленингр. ун-та* 153, 1952.
- Крат Т. А., Некоторые задачи теории рассеяния света в земной атмосфере, *Астрон. журн.* 19, № 1, 1942.
- Кузнецов Е. С., Теория негоризонтальной видимости, *Изв. АН СССР*, серия географ. и геофиз., № 5, 1943.
- Кузнецов Е. С. и Овчинский Б. В., Результаты численного решения интегрального уравнения теории рассеяния света в атмосфере, *Труды Геофиз. ин-та АН СССР*, № 4, 1949.
- Соболев В. В., Приближенное решение задачи о рассеянии света в среде с произвольной индикаторской рассеяния, *Астрон. журн.* 20, № 5—6, 1943.
- Соболев В. В., О рассеянии света в атмосферах планет, *Труды юбилейной сессии Ленингр. ун-та*, серия астрон., 1948.
- Соболев В. В., О рассеянии света в атмосферах Земли и планет, *Учен. зап. Ленингр. ун-та* 116, 1949.
- Соболев В. В., О коэффициентах яркости плоского слоя мутной среды, *Доклады АН СССР* 61, № 5, 1948.

- Соболев В. В., К задаче о диффузном отражении и пропускании света, *Доклады АН СССР* 69, № 4, 1949.
- Соболев В. В., О поляризации рассеянного света, *Учен. зап. Ленингр. ун-та* 116, 3—16, 1949.
- Соболев В. В., Новый метод в теории рассеяния света, *Астрон. журн.* 28, № 5, 1951.
- Соболев В. В., Теория рассеяния света в планетных атмосферах, *Успехи астрон. наук* 6, 250—280, 1954.
- Соболев В. В., Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет, Гостехиздат, 1956.
- Фесенков В. Г., Об отражении света матовыми поверхностями, *Изв. Русск. астрон. об-ва* 22, № 3, 1916.
- Фесенков В. Г., О влиянии рассеяния света высших порядков на яркость дневного неба, *Астрон. журн.* 20, 42, 1943.
- Фок В. А., О некоторых интегральных уравнениях математической физики, *Доклады АН СССР* 36, № 4—5, 1942.
- Холст, ван де, Рассеяние излучения в атмосферах Земли и планет, Сб. «Атмосфера Земли и планет», 58—126, ИЛ, 1951.
- Чандraseкар Г., Перенос лучистой энергии, ИЛ, 1953.
- Шаронов В. В., Оптические явления в мутной среде. Видимость дальних предметов и огней, гл. 3, 103—133, 184—268, 1944.
- Шаронов В. В., Влияние атмосферы на цвет планеты, *Изв. АН Казахск. ССР* 90, 62—81, 1950.
- Шифрин К. С., О когерентном рассеянии света в прозрачных дисперсных системах, *Коллоидный журн.* 13, № 2, 129—133, 1951.
- Шифрин К. С., Индикаторы рассеяния света облачной каплей, *Доклады АН СССР* 77, № 4, 607—610, 1951.
- Шифрин К. С., Рассеяние света в мутной среде, Гостехиздат, 1951.
- Шуйский В. В., Материалы по оптике сильно рассеивающей среды, *Журн. геофизики* 3, 145, 1933.
- Cabannes J., *Les diffusion moleculaire de la lumiere*, Paris, 1929.
- King L., On the scattering and absorption of light in gaseous media, *Phil. Trans. Roy. Soc. London, ser. A*, 212, 375—433, 1913.
- Lambert J., *Photometria*, Augsburg, 1760, §§ 930, 946, 947.
- Link F., Allongement des cornes de Venus, *Bull. Astron. Inst. Czechoslov.* 1, 6, 77—81, 1949.
- Rabe W., Der Dämmerungsbogen des Planeten Venus, *Astron. Nachr.* 276, 111—117, 1948.
- Russell H., The atmosphere of Venus, *Astrophys. Journ.* 9, 284—299, 1899; 26, 69—70, 1907.
- Schoenberg E., Die Theorie der Diffusion und Absorption des Lichtes in Gasen und ihre Anwendung auf die Atmosphären der Planeten, *Handbuch der Astrophysik*, Bd. II, Teil 1, *Theoretische Photometrie*, S. 208.
- Schoenberg E., Das Reflexionsgesetz an einem Wolkenmeer, *Mitt. Sternw. Breslau* 3, 1—4, 49—52, 1932.
- Schoenberg E., Die Refractions und die Diffusionskonstante der Venusatmosphäre, *Sitz-Ber. Preusz. Akad. Wiss., phys.-math. Kl.* 1, 50—58, 1933.
- Schoenberg E., Refraction und Dämmerungsbogen des Planeten Venus, *Astron. Nachr.* 277, 123, 1949.
- Stratton J. and Houghton J., A theoretical investigation of the transmission of light through fog, *Phys. Rev.* 37, 466, 1931; 38, 159, 1931.
- Vaucouleur G., Les constantes de la diffusion dans les gaz et les liquides, *Annales de Physique*, ser. 12, v. 5, 1950.