

НЕЙТРАЛЬНЫЙ ВОДОРОД В ОКРЕСТНОСТЯХ ЗЕМЛИ И В МЕЖПЛАНЕТНОМ ПРОСТРАНСТВЕ

В. Г. Курт

ВВЕДЕНИЕ

В начале нашего столетия было принято считать, что выше тропопаузы верхняя атмосфера Земли (стратосфера) находится в стационарном состоянии, без турбулентного перемешивания. В этом случае различные составляющие атмосферы, как предполагалось, будут подчиняться закону Дальтона (закон независимого распределения плотности при изотермии), причем плотность каждой компоненты будет определяться своей барометрической формулой

$$n_i(h) = n_i(0) \exp \left\{ -\frac{\mu_i m_p g h}{kT} \right\}, \quad (1)$$

где $n_i(h)$ — концентрация i -й компоненты на высоте h , μ_i — молекулярный вес i -й компоненты, g — ускорение силы тяжести, k , m_p , T — постоянная Больцмана, масса протона и абсолютная температура.

Полагая $kT/\mu_i m_p g = H$, получим

$$n_i(h) = n_i(0) \exp \left\{ -\frac{h}{H} \right\}, \quad (1')$$

где H — высота однородной атмосферы, или, как иногда принято говорить, шкала высот. Можно показать¹, что с учетом зависимости g от высоты на больших высотах

$$n_i(h) = n_i(0) \left(\frac{R_E}{R_E + h} \right)^2 \exp \left\{ -\left(\frac{h}{R_E + h} \right) \left(\frac{\mu_i m_p g_0 R_E}{kT} - 2 \right) \right\}, \quad (2)$$

где R_E — радиус Земли, g_0 — ускорение силы тяжести на уровне моря. Соответственно этому казалось очевидным, что примерно выше 75 км основной составляющей атмосферы является молекулярный водород. Эти представления были в основном развиты Джинсом²⁻⁴. Им была получена сравнительно простая формула для вычисления потока атомов водорода, покидающих Землю, т. е. имеющих скорости, большие чем параболические на уровне диссипации. Этот поток может быть получен путем интегрирования максвелловского распределения

$$F_{\text{д}} = \frac{n(H/h_{\text{д}})}{4} \int_{v_{\infty}(h_{\text{д}})}^{\infty} v f(v) dv. \quad (3)$$

Выполнив интегрирование, получим

$$F_{\text{д}} = \frac{\bar{v}(h_{\text{д}}) n_{\Sigma}(h=0) Y e^{-Y}}{\sqrt{6\pi}} \left[\frac{R_E + h_{\text{д}}}{R_E} \left(1 + \frac{R_E + h_{\text{д}}}{Y R_E} \right) \right]. \quad (4)$$

где

$$Y = \frac{3v_{\infty}^2 (h=0)}{2\bar{v}^2}. \quad (4')$$

Здесь $\bar{v}(h_d)$ — средняя квадратичная скорость на уровне диссипации; $n_{\Sigma}(h=0)$ — плотность атмосферы, которая существовала бы у земной поверхности, если бы атмосфера на всех высотах была изотермичной с температурой, соответствующей скорости диссипации у поверхности Земли $v_{\infty}(h=0)$; h_d — высота уровня диссипации.

В 1919 г. Чепмен⁵ показал, что перемешивание в атмосфере может распространяться значительно выше тропопаузы, а в этом случае доля водорода должна быть постоянной и весьма малой. До 1950 г. считалось, что роль водорода невелика, однако с тех пор положение существенно изменилось. Приблизительно за 10—15 лет появилось громадное количество работ, относящихся к самым различным аспектам этой проблемы. Надо сказать, что основным толчком, сдвинувшим проблему с мертвой точки, были работы Мейнела^{6,7}, В. И. Красовского⁸ и И. С. Шкловского⁹, неопровержимо доказавшие, что свечение ночного неба в ближайшей инфракрасной области связано с вращательно-колебательным спектром гидроксила. Эти работы натолкнули Бейтса и Николé на необходимость изучения фотохимических реакций, приводящих к появлению молекул ОН и, как следствие этого, молекул Н₂О, Н₂ и атомов водорода.

Являясь легчайшей из нейтральных частиц, водород, конечно, легко диффундирует вверх. Даже электроны благодаря связи с ионами вследствие электростатических сил распределяются по высоте так, как это соответствует молекулярному весу, равному половине молекулярного веса нейтральной частицы, из которой этот ион образовался, т. е. по крайней мере в семь раз большему.

Таким образом, мы, как это не раз бывало в науке, вновь возвращаемся к взглядам на основную роль водорода в верхних слоях атмосферы. Правда, высота, начиная с которой доля водорода становится значительной, равна не 75, а 2000 км, но это связано лишь с тем, что, во-первых, перемешивание в атмосфере происходит до больших высот, по крайней мере до 100 км, а во-вторых, с различными реакциями, в которых участвует водород. Появление ракетной астрономии позволило поставить целый ряд оптических экспериментов, которые подтвердили эту точку зрения. Пожалуй, теперь эти опыты и являются основным источником сведений относительно состава верхних слоев атмосферы Земли и межпланетного пространства.

В течение последних пяти лет нам стал известен и спектральный состав солнечного ионизирующего излучения (см. по этому вопросу обзорные статьи¹⁰ и ¹¹). В совокупности с измерениями электронной плотности в верхней ионосфере и в межпланетной среде стало возможным вычислить ионизацию водорода. Наконец, появились приборы, масс-спектрометры нейтрального состава, которые могут в принципе непосредственно производить измерения концентрации нейтрального водорода, правда, пока еще в нижних слоях атмосферы. Ракетные исследования химического состава атмосферы, а также измерения плотности нейтральной компоненты позволили ближе подойти к вопросу о происхождении водорода в верхней атмосфере Земли.

В первом разделе будут изложены экспериментальные результаты, полученные в основном с помощью искусственных спутников Земли и ракет, а в последующих произведен теоретический анализ этих наблюдений.

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДОКАЗАТЕЛЬСТВА СУЩЕСТВОВАНИЯ ВОДОРОДА В ВЕРХНЕЙ АТМОСФЕРЕ ИЛИ В МЕЖПЛАНЕТНОЙ СРЕДЕ

Ракетные измерения в ультрафиолетовой области спектра сделали возможным наблюдение рассеянной на атомах водорода солнечной L_{α} -радиации. Для таких наблюдений были разработаны счетчики фотонов, чувствительные к узкой области спектра вблизи линий L_{α} (1215 Å)¹². Механизм действия такого счетчика основан на фотоионизации окиси азота, причем порог ионизации резко наблюдается при $\lambda = 1350$ Å, что определяет длинноволновую границу чувствительности. Коротковолновая граница чувствительности счетчика зависит от пропускания материала, из которого изготовлено окно прибора. Кривые пропускания для некоторых веществ, применяемых в исследованиях ультрафиолетового излучения, приведены на рис. 1. Изменяя

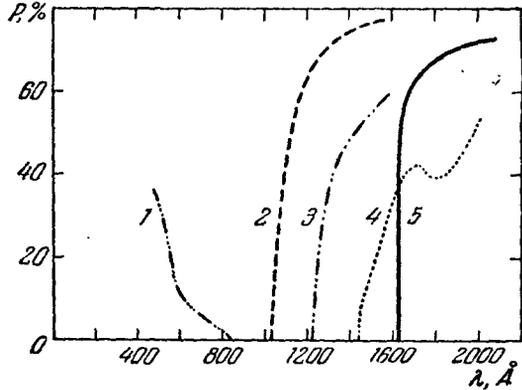


Рис. 1. Пропускание некоторых материалов в ультрафиолетовой области спектра. 1 — Алюминий, толщина 0,1 м; 2 — фтористый литий; 3 — фтористый кальций; 4 — корунд; 5 — кристаллический кварц.



Рис. 2. Кривые чувствительности двух счетчиков фотонов с окнами из фтористого лития и фтористого кальция (флюорита).

газонаполнитель, можно сдвигать также и длинноволновую границу прибора. Помимо чувствительности в интересующей нас ультрафиолетовой области спектра, счетчики квантов имеют чувствительность порядка 10^{-5} от максимальной в длинноволновой области спектра за границей порога фотоионизации. Этот эффект связан с наличием фотоэлектронной эмиссии катода счетчика. Интересующая нас область спектра в районе линии L_{α} исследуется либо с помощью счетчиков фотонов, описанных выше, либо с помощью ионизационных камер. В последнем случае приходится применять высокочувствительные усилители постоянного тока, тогда как со счетчиком может использоваться более надежное счетное устройство (измеритель скорости счета или схема, считающая каждый импульс).

Темновой фон счетчика с наполнением NO может быть сведен до нескольких импульсов в секунду, связанных исключительно с космическими лучами. Чувствительность счетчика с окнами из фтористого лития (LiF) и фтористого кальция (CaF₂) приведена на рис. 2. Эти счетчики использовались американскими учеными из Морской исследовательской лаборатории¹³. Счетчик квантов с окном из фтористого кальция

нечувствителен к L_α -радиации, однако согласно Фридману ¹⁴ коротковолновая граница пропускания CaF_2 сильно зависит от температуры, что может стать причиной ошибок при сравнении показаний счетчиков.

Впервые свечение в линии L_α от ночного неба было обнаружено в ракетном эксперименте, выполненном группой Фридмана (США) ^{13,15} в ноябре 1955 г. с помощью исследовательской ракеты «Аэроб», запущенной ночью с полигона Белые Пески. На ракете, перпендикулярно к ее оси, были установлены два узкополосных счетчика с окнами из LiF и CaF_2 и один более широкополосный счетчик. Узкополосные счетчики имели коллиматоры с углом зрения $\sim 20^\circ$ при площади окна $0,3 \text{ см}^2$. Широкополосный счетчик обладал чувствительностью в несколько процентов до 1470 \AA . Оба типа приборов имели квантовый выход $\sim 10^{-6}$ при $\lambda 1600 \text{ \AA}$, 10^{-7} при $\lambda 1800 \text{ \AA}$ и 10^{-8} при $\lambda 2200 \text{ \AA}$. Широкополосный счетчик коллиматора не имел и обладал большим полем зрения. На ракете был также установлен ФЭУ, снабженный коллиматором для регистрации свечения ночного неба в видимой области, что давало возможность в совокупности с показаниями магнитометра определить ориентацию ракеты в полете. Широкополосный счетчик квантов начал работать на высоте 23 км и достиг насыщения на высоте 33 км . Начиная с 69 км , его отсчет уменьшился, а на 75 км вновь достиг полной шкалы. Узкополосный счетчик фотонов с окном из LiF начал работать на высоте 75 км при насыщении на 79 км . При этом отсчет получался как при направлении луча зрения вверх, так и вниз. Счетчик с CaF_2 не обнаружил никакого излучения при направлении его оси вниз. Им было зарегистрировано лишь наличие звездных объектов, а также полосы Млечного Пути. Авторы оценили тогда яркость неба в L_α порядка $5 \cdot 10^{-5} \text{ эрг/см}^2 \text{ сек. стер}$ для 80 км или $3 \cdot 10^{-4} \text{ эрг/см}^2 \text{ сек. стер}$ для области выше атмосферного поглощения. Найденное значение коэффициента поглощения хорошо совпало с коэффициентом поглощения L_α -радиации молекулярным кислородом. Таким образом, все наблюдательные данные говорили за то, что обнаруженная ультрафиолетовая эмиссия связана с рассеянием солнечных L_α -квантов на нейтральном водороде.

Следующий эксперимент тех же авторов доказал это окончательно ¹⁶⁻¹⁹. Запуск ракеты был осуществлен 28 марта 1957 г. на высоту 146 км . Приемником излучения на этот раз служила ионизационная камера с коллиматором, который обеспечивал поле зрения $\sim 32^\circ$, а сканирование неба осуществлялось по мере вращения ракеты. Излучение выше ракеты было обнаружено на высоте 75 км от всего неба, а начиная с 85 км появилось свечение и ниже ракеты. Оба потока возрастали до высоты 120 км , а выше оставались постоянными до вершины траектории. По полученным данным были построены изофоты от 130 до 146 км , приведенные на рис. 3. Изофоты представляют собой почти концентрические окружности с минимумом в центре *). Последний смещен от антисолнечной точки на 8° . Диапазон изменения яркостей весьма невелик ($3,6-2,7$) $\cdot 10^{-3} \text{ эрг/см}^2 \text{ сек. стер}$. Альbedo, согласно этим наблюдениям, очень высоко и составляет 42% , тогда как дневное альbedo атмосферы по крайней мере меньше 2% .

Новые данные были получены в 1960 г. при запуске ракеты «Джевелин» на высоту до 1120 км . В качестве приемника радиации использовалась ионизационная камера, которая была установлена в направлении, перпендикулярном к оси ракеты ²⁰. Поле зрения камеры составляло $31^\circ 44'$ для центра окна и увеличивалось к краю до $44^\circ 10'$. Запуск был осуществлен 14 января с о-ва Уоллопс (штат Виргиния) в 13 час. 52 мин.

*) Изгиб изофот на западе при $z=60^\circ$ связан с областью в Орионе, где находится группа горячих звезд, а также туманностей.

мир. вр. Надо заметить, что этот эксперимент мог бы дать ответ на многие неясные вопросы, однако ряд аппаратурных неполадок сильно снижает его ценность. Прежде всего ориентация ракеты известна очень плохо, несмотря на магнитометр, установленный на борту. В процессе полета ракета, по-видимому, вращалась со скоростью 2 об/сек и прецессировала с периодом 4,5 сек относительно оси, наклоненной на 44°. Антисолнечная точка находилась примерно на 15° южнее зенита. Рассмотрение телеметрических записей показало, что кривая имеет двойной минимум, зависящий

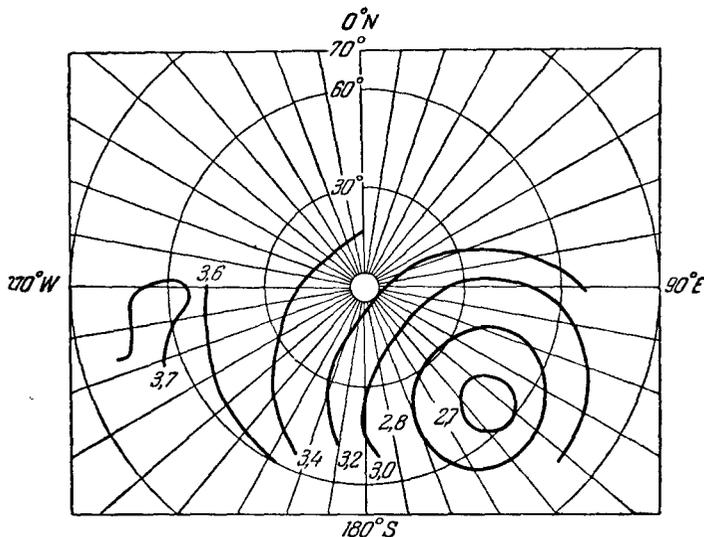


Рис. 3. Изофоты ночного неба в L_α в ед. 10^{-3} эрб/см²сек.стер.

от того, проходит ли камера через надир или антисолнечную точку. По-видимому, особенно глубокий минимум связан с вертикальным сканированием фотометра. Другая особенность состояла в том, что примерно через 0,5 сек наблюдались очень большие отсчеты, связанные, как полагают авторы, с излучением полярных сияний. Очевидно, что для грубого анализа можно положить

$$\frac{dI_z}{dh} = (I_z - I) n (H/h) \bar{\sigma}, \quad (5)$$

где I_z — интенсивность в зените, I — средняя интенсивность за период вращения, $\bar{\sigma}$ — средний коэффициент рассеяния.

Очевидно, что интенсивность в надире (минимальный отсчет за период), которую мы обозначим I_n , не должна зависеть от высоты. Это утверждение следует из предыдущего эксперимента. Полагая $I_n = \text{const}$, авторы вносят поправки в I и в I_z , считая, что они отягощены ошибкой, связанной с ростом всех показаний, начиная примерно с 800 км (300 сек после запуска). После этой весьма произвольной операции величина I_z оказывается монотонно убывающей с высотой (примерно на 15% при переходе от 500 к 1100 км). Выбирая для среднего значения коэффициента резонансного рассеяния $\bar{\sigma}$ величину $1,7 \cdot 10^{-13}$ см² при $T = 1250^\circ$ К, равную коэффициенту рассеяния в центре линии, можно получить следующие нижние границы значений $n (H/h)$: для 800 км — $1,3 \cdot 10^5$ см⁻³ и для 1100 км — $0,8 \cdot 10^5$ см⁻³.

Альbedo, рассчитанное по этим измерениям для высоты 500 км, когда аппарата функционировала нормально, составляет приблизительно

65%, а линейная экстраполяция на высоту 200 км дает 58%, что выше найденного в ¹⁶ значения, равного 42%. Однако это расхождение легко можно объяснить смещением нуля прибора из-за отсутствия калибровки чувствительности аппаратуры во время полета, а кроме того, линейная экстраполяция вниз на 300 км вряд ли оправдана. Главный же вывод о высоком значении ночного альбеда можно считать подтвержденным. Средняя интенсивность свечения ночного неба равна $1,2 \cdot 10^{-3}$ эрг/см²сек·стер, что по порядку величины также хорошо совпадает с предыдущим экспериментом.

Несомненно, такие эксперименты следует повторять вплоть до постоянной порядка $10 R_E$. Имея низкую чувствительность аппаратуры к излучению с $\lambda > 1350 \text{ \AA}$, а также приняв все меры к снижению рассеянного света, было бы возможно осуществить и дневной эксперимент на высотах, больших 200 км. В самом деле, рэлеевское рассеяние на высоте 100 км дает во всей видимой области $\sim 10^{-2}$ эрг/см²сек \times стер, что при чувствительности прибора вне рабочей полосы $\sim 10^{-5}$ дает отсчет в 10^2 — 10^3

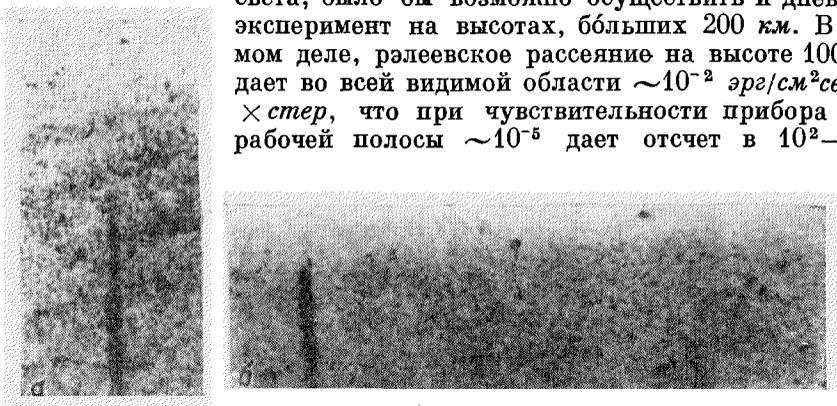


Рис. 4. Спектрограммы свечения ночного неба, показывающие линию L_α —единственную эмиссионную линию в области 1150—1700 \AA .

меньший, нежели L_α -свечение неба. Рассеянное в приборе излучение от видимой области спектра и излучение от солнечной линии L_α могут быть ослаблены на 3—4 порядка, что уже достаточно для наблюдения дневной эмиссии в L_α (см. добавление при корректуре на стр. 259).

Необходимо было проверить, является ли излучение в полосе 1050—1230 \AA L_α -эмиссией или оно связано хотя бы частично с полосами Лаймана — Берджа — Хопфилда молекулы N_2 или полосами O_2 , которые по оценке Фасти²¹ могли быть замечены использовавшейся аппаратурой.

С этой целью в течение 1961 г. дважды (17 апреля и 31 октября) был осуществлен запуск ракеты «Аэробы» на высоты 177 и 212 км²². На ракете в обоих случаях были установлены спектрографы с вогнутой дифракционной решеткой ($F = 400 \text{ мм}$, 600 штрихов/мм, 1-й порядок). Спектрограф имел поле 67° , дисперсию 330 $\text{\AA}/\text{мм}$ при разрешении 6 \AA . Экспозиция равнялась 5 мин, причем за это время в первом запуске ракета беспорядочно вращалась. Во втором случае ракета вращалась вокруг продольной оси, а ось спектрографа была наклонена на 7° вниз. В обоих случаях в спектральной области 1150—1700 \AA помимо эмиссии в линии L_α не было обнаружено излучение с интенсивностью, большей 0,1 от L_α , т. е. 4×10^{-4} эрг/см²сек·стер. Непрерывный спектр в этой же области по крайней мере слабее $2 \cdot 10^{-5}$ эрг/см²·сек·стер· \AA .

Репродукции спектрограмм, полученные в этом эксперименте, приведены на рис. 4.

Для детального изучения природы ночного свечения атмосферы необходим спектр, полученный с разрешением около 0,01 \AA , что пока еще не достижимо. Однако некоторая информация о ширине линии может

быть получена и с помощью фильтровой методики. В качестве фильтра использовалась кювета с молекулярным водородом и с двумя окнами из фтористого лития²³. При нагревании вольфрамовой нити происходила диссоциация H_2 и образовывалось достаточное для поглощения L_α -излучения количество атомарного водорода. В качестве приемника излучения использовалась ионизационная камера. Полуширина линии поглощения по лабораторным измерениям составляла $0,08 \pm 0,02 \text{ \AA}$. Прибор имел поле зрения 6° и был запущен одновременно со спектрографом 17 апреля 1961 г. при угле погружения Солнца 25° . Программное устройство обеспечивало периодическое включение нити накала. Параллельно с описываемым прибором был установлен ФЭУ с полем $3,5^\circ$, на основании показаний которого можно было вычислить ориентацию ракеты.

Результат этого в высшей степени важного эксперимента может быть кратко резюмирован следующим образом:

1) Когда прибор был направлен к Земле и накал выключен, альbedo равнялось 40% , что находится в прекрасном согласии с экспериментом 1957 г.¹⁶

2) При включении нити накала отсчет падал до нуля (с точностью 2%), если фотометр смотрел вниз и 3) до 15% , если фотометр был направлен вверх.

Авторы исследования рассматривают несколько возможностей для объяснения этого эффекта.

Можно считать установленным²², что другой эмиссии, кроме L_α , в полосе чувствительности фотометра нет. Вероятнее всего, часть водорода имеет температуру $\geq 7000^\circ \text{ K}$, что достаточно для прохождения части рассеянного излучения через водородный фильтр. Стационарный межпланетный газ, покоящийся относительно Земли, привел бы к большим колебаниям остаточного излучения вследствие доплер-эффекта из-за орбитального движения Земли, чего не наблюдалось.

Второй, не менее важный способ наблюдения нейтрального водорода основан на изучении профиля солнечной эмиссионной линии L_α , в центре которой должно находиться абсорбционное ядро. Очевидно, что ширина этого ядра будет $\sim 0,02 \text{ \AA}$ для $T = 3 \cdot 10^4 \text{ }^\circ \text{ K}$. Существование такого ядра было предсказано в 1955 г. в результате исследований свечения ночного неба, о которых говорилось ранее¹³. Г. М. Никольский²⁴ произвел аналогичный расчет для случая локализации водорода в межпланетном пространстве при высокой температуре и плотности *).

Профиль с необходимым разрешением был получен Перселлом и Тауси²⁵. Использовался спектрограф двойной дисперсии с вогнутыми решетками ($R = 50 \text{ см}$, 1200 штрихов/мм). Первая решетка, работавшая в первом порядке, строила изображение Солнца в линии на щели спектрографа, благодаря чему рассеянный свет был достаточно мал. Вторая решетка работала в 13-м порядке и давала дисперсию $0,4 \text{ \AA/мм}$. Система в целом была стигматичной, и качество спектрограмм превосходное. Полуширина инструментального профиля равнялась $0,3 \text{ \AA}$ по лабораторным измерениям. Спектрограф был запущен 21 июля 1959 г. и 18 апреля 1960 г., однако пока опубликованы результаты лишь первого запуска. Ракета достигла 198 км при зенитном угле Солнца 69° , причем экспозиции изменялись от 4 до 120 сек на высотах от 92 км и выше. Линия L_α очень широка и имеет крылья, простирающиеся до 1 \AA и далее в обе стороны от центра. В центре линии имеется широкое, но неглубокое поглощающее ядро,

*) Современная оценка плотности атомов водорода в межпланетной среде дает $\sim 0,03 \text{ см}^{-3}$, что в сто раз меньше значения, принятого Г. М. Никольским.

а также предсказанное узкое глубокое ядро. Никакого заметного доплеровского смещения не было обнаружено (рис. 5).

Широкий провал в центре линии хорошо объясняется теорией образования линии в хромосфере с учетом некогерентного рассеяния, развитой в работах Томаса и Джеффриса²⁷, а также Мортон и Уайдинга²⁸.

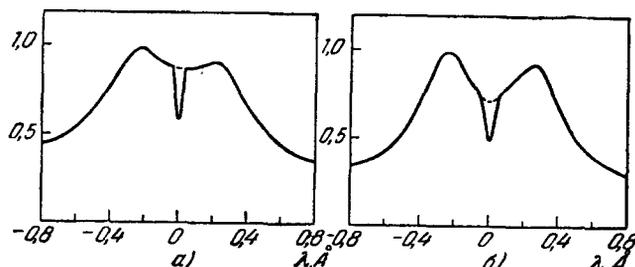


Рис. 5. Профиль линии L_{α} , полученный 21 июля 1959 г.: а) вблизи центра диска Солнца; б) близко к краю.

Ширина интересующего нас абсорбционного ядра соответствует температуре, лежащей в интервале $800-2100^{\circ}\text{K}$, а его эквивалентная ширина W монотонно убывает с высотой от $0,028 \text{ \AA}$ для 97 км до $0,014 \text{ \AA}$ для 197 км . Для вертикального столба, в предположении, что водород расположен преимущественно вблизи Земли, величина

$$N(H/h) = \int_h^{\infty} n(H/h) dh$$

равна $2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ при $h = 197 \text{ км}$. Зависимость $W(h)$ приведена на рис. 6.

В дальнейшем авторы предполагают применить спектрограф с эшеллю (73 штрихов/мм), работающей в 200-м порядке. Разрешающая способность этого прибора будет на порядок выше спектрографа с решеткой, работающей в 13-м порядке.

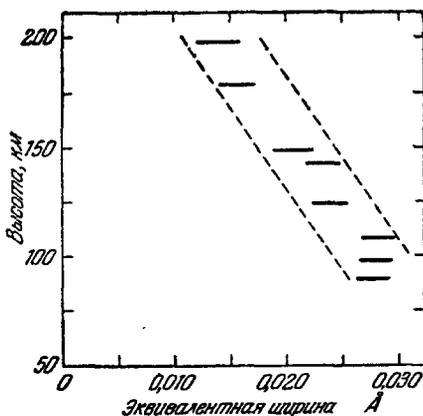


Рис. 6. Зависимость W от высоты.

для погружения Солнца под горизонт на 45° , что соответствует данным эксперимента¹⁶ (см. рис. 3), яркость в линии H_{α} для зенита должна равняться около $10^6 \text{ фотонов/см}^2 \text{сек} \cdot \text{стер}$, или $10R^*$). Наблюдения Про-

*) 1 рэлей = $1R = 10^6 \text{ фотонов/см}^2 \text{сек} \cdot 4\pi$.

кудиной³⁰ и Фишковой³¹ приводят, по-видимому, к такой же величине. Следует отметить, что для излучения в H_{α} водородная корона Земли прозрачна. Поэтому составление карты неба в лучах H_{α} помогло бы получить распределение атомов водорода в зависимости от расстояния. Аналогичные наблюдения были выполнены в Норвегии Квифтом³², который получил верхнюю границу интенсивности около 6 R. Наблюдения Фишковой, которые проводились в течение нескольких лет, позволили сделать вывод о наличии минимума яркости (около трех раз) в антисолнечной точке. Особенно важны эти наблюдения тем, что во время экспозиции осуществлялось гидрирование спектрографа. Щеглов²⁶ применил эталон Фабри — Перо в сочетании с электроннооптическим преобразователем. Такая методика обеспечила высокую чувствительность и хорошее угловое разрешение. Было зарегистрировано наличие вариаций яркости в полюсе мира (при средней яркости 10^{-5} эрг/см²сек.стер), а также подтверждено наличие минимума в антисолнечной точке. Ширина инструментального профиля составляла всего 0,3 Å, тогда как линия H_{α} в галактических газовых туманностях в ряде случаев бывает шире. Это позволило надежно отделить геокорональную линию от галактического фона.

Следует отметить также работу Ингама³³, получившего два спектра с узкой линией H_{α} во время экспедиции в Боливию. Оба спектра были получены в первую и вторую половину ночи при неподвижном спектрографе ($z = 82^{\circ}$) и откалиброваны по стандартной лампе. Найденные интенсивности линии H_{α} (10,8 и 8,1 R) были редуцированы на влияние галактического фона, что дало значения 6,0 и 4,2 R.

Далее, измерение плотности верхней атмосферы на высотах, больших 1000 км, по торможению искусственного спутника Земли «Эхо 1» дало возможность получить значения плотности и высоты однородной атмосферы вплоть до 1700 км³⁴. Полагая, что выше 1500 км атмосфера состоит из гелия и водорода, можно получить для $n(H/h)$ величину $8 \cdot 10^5$ см⁻³. Как будет ясно из дальнейшего, эта величина явно завышена, по крайней мере на порядок.

Наконец, измерения электронной плотности на больших высотах (см., например,³⁵) показывают, что, начиная с 1500—2000 км градиент электронной плотности резко уменьшается. Это естественно объясняется переходом от кислородно-азотной плазмы к гелиево-водородной.

Таким образом вся совокупность наблюдательных данных приводит к следующим выводам, которые должны быть объяснены теорией:

- 1) ночное альbedo атмосферы в линии $L_{\alpha} \sim 40\%$, а дневное $< 2\%$;
- 2) распределение яркости в L_{α} по небу в ночное время соответствует рис. 3, причем минимум смещен от антисолнечной точки на величину $\sim 8^{\circ}$;
- 3) над уровнем 120 км в дневное время находится $\sim 2 \cdot 10^{12}$ см⁻², а эквивалентная ширина абсорбционного ядра в центре линии L_{α} изменяется с высотой согласно рис. 6;
- 4) около 15% излучения, идущего сверху (на высоте 177 км), имеет ширину линии L_{α} , соответствующую $T \geq 7 \cdot 10^3$ °K.

2. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ВОДОРОДА В ВЕРХНЕЙ АТМОСФЕРЕ ЗЕМЛИ

После обнаружения в спектре свечения ночного неба полос молекулы гидроксила возрос интерес к фотохимическим процессам, протекающим в кислородно-водородной атмосфере при наличии водяных паров. На уровне моря их содержание крайне мало: $2,6 \cdot 10^{-2}$ см⁻³ на экваторе, $9 \cdot 10^{-3}$ и $2,2 \times 10^{-3}$ см⁻³ на 50 и 70° N соответственно³⁶. По мере увеличения высоты и уменьшения температуры концентрация водяного пара уменьшается вплоть до 10^{-5} см⁻³ при 200° K. Естественно, что, начиная с некоторой высоты, нач-

нется диссоциация водяного пара ультрафиолетовым излучением Солнца с длиной волны короче 2400 \AA , которое проникает до 50 км ³⁷, по реакции $\text{H}_2\text{O} + h\nu \rightarrow \text{OH} + \text{H}$. Эффективное сечение этого процесса вначале крайне мало ($7,5 \cdot 10^{-23} \text{ см}^2$ при $\lambda 2000 \text{ \AA}$ ³⁸), а затем растет, достигая $4 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$ при $\lambda 1680 \text{ \AA}$. Однако из-за наличия сильного континуума Шумана — Рунге³⁹ излучение поглощается молекулами кислорода выше 100 км . Процесс преддиссоциации, по-видимому, также несуществен.

Таким образом, необходимо рассмотреть все мыслимые реакции между H , OH , O , O_2 , O_3 . Это было сделано в работе Бейтса и Николе⁴⁰, где

найденное равновесное распределение составляющих в водородно-кислородной атмосфере.

Атомный водород помимо фотодиссоциации H_2O может выделяться в следующих реакциях:

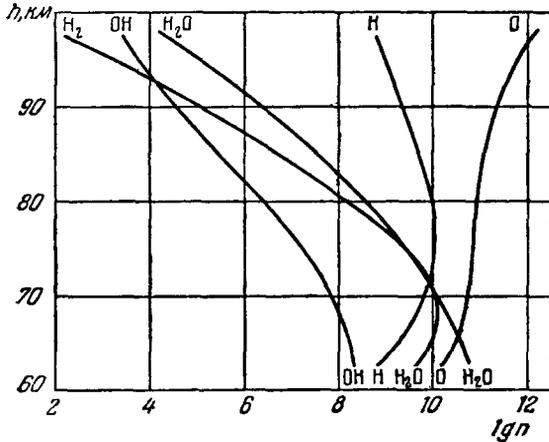
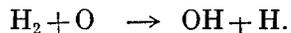
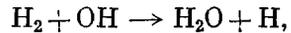
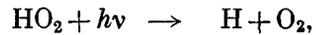
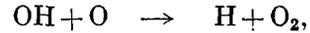


Рис. 7. Концентрация продуктов реакций в кислородно-водородной атмосфере.

HO_2 , в процессе которых вновь образуются соединения OH , HO_2 , H_2O , H_2 . Часть реакций протекает с участием третьей частицы. Подставив в уравнения стационарности величины скоростей реакций, можно вычислить искомые концентрации, которые приведены на рис. 7. При этом выше 100 км все составляющие, за исключением O и H , имеют ничтожные концентрации. На больших высотах основным механизмом переноса водородных атомов становится диффузия, и поток уходящих атомов на высоте 100 км равен примерно концентрации на этой высоте, т. е. $n (\text{H}/100 \text{ км}) \sim 10^6 \text{ см}^{-3}$. Весь этот поток диссипирует из земной атмосферы, в результате чего происходит обогащение атмосферы кислородом, которое за время $\sim 10^9$ лет может дать 10^{24} атомов/см². Распределение водорода в интервале высот $120—550 \text{ км}$ будет рассмотрено ниже. Начиная примерно с 500 км , роль столкновений становится несущественной.

Проблема распределения нейтральных атомов водорода в экзосфере была впервые рассмотрена Джинсом³. После него диссипации водорода из земной атмосферы было посвящено большое количество работ, из которых мы рассмотрим две: Джонсона и Фиша⁴¹, а затем Опика и Зингера⁴²⁻⁴⁴.

Все орбиты атомов на некотором уровне согласно⁴¹, могут быть разделены на четыре группы:

1. Эллиптические, с перигеем ниже рассматриваемого уровня.

2. Эллиптические, с перигеем выше этого уровня.

3. Гиперболические: а) Траектории невозвращающихся атомов с радиальной компонентой скорости > 0 и перигеем ниже заданного уровня; б) с радиальной компонентой скорости < 0 и перигеем также ниже уровня. В этом случае атомы будут вновь попадать в экзосферу.

4. Гиперболические траектории, лежащие полностью вне рассматриваемой сферы, радиальная компонента скорости которых неограничена и перигей лежит выше данного уровня.

Для достаточно удаленной точки атомами с параболическими траекториями можно полностью пренебречь. Из общего распределения можно также исключить группы 3,6) и 4, доля которых ξ меняется с высотой от нуля в основании экзосферы до 1 на бесконечности. При $R = 2R_E$ она равна 10%, для $4R_E$ 40% и для $6R_E$ 55%. Тогда распределение атомов по высоте может быть найдено по формуле

$$n(H/R) = 4(1 - \xi) F_d \left[\int_{v_{\infty}(R)}^{\infty} v \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} \exp \left\{ -\frac{mv^2}{2kT} \right\} dv \right]^{-1} \left(\frac{R_d}{R} \right), \quad (6)$$

где F_d поток диссипирующих частиц на уровне диссипации, $v_{\infty}(R)$ — параболическая скорость на уровне R , R_d — расстояние от центра Земли до уровня диссипации. Полагая, согласно Бейтсу и Николе ⁴⁰, что $F_d = 10^8 \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$, можно вычислить $n(H/R)$ (рис. 8). В работе ⁴¹ для T принято значение 1250° К , что, по-видимому, несколько занижено.

Опик и Зингер получили закон изменения плотности, исходя из некоторых других предположений. Они учли лишь два типа орбит: параболические, возвратные, которые дают удвоенный вклад в общую величину плотности, и гиперболические*). Частицы с орбитами типа орбит спутников составляют малую долю от общего числа диссипирующих атомов водорода. Результаты расчета приведены для различных температур в табл. I.

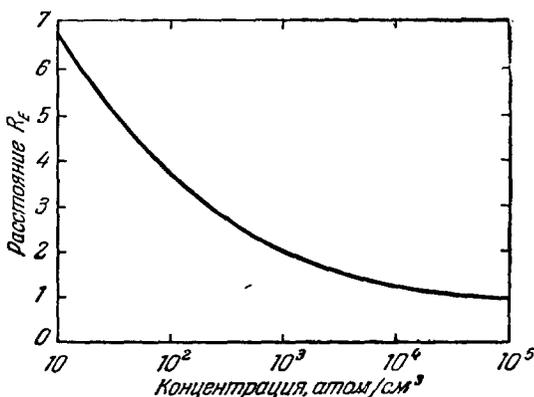


Рис. 8. Плотность водорода согласно экзосферной модели Джонсона — Фиша.

Таблица I

$\frac{R}{R_E + h_d}$	$n(H/h)$			$\frac{R}{R_E + h_d}$	$n(H/h)$		
	$T = 1250^\circ \text{ К}$	$T = 1500^\circ \text{ К}$	$T = 1800^\circ \text{ К}$		$T = 1250^\circ \text{ К}$	$T = 1500^\circ \text{ К}$	$T = 1800^\circ \text{ К}$
1,000	100,0	100,0	100,0	2,000	4,1	5,7	7,5
1,111	54,9	58,9	62,2	3,333	0,96	1,41	2,2
1,250	30,3	34,8	38,7	5,000	0,03	0,35	0,70

Ниже зоны диссипации водород, казалось бы, должен распределяться согласно уравнению диффузионного равновесия ⁴⁵

$$n(H/h) = n(H/h_0) \left\{ \frac{T(h_0)}{T(h)} \right\}^{1 - \frac{\mu(H)}{\mu(O)} - \alpha} \left\{ \frac{n(O/h)}{n(O/h_0)} \right\}^{\frac{\mu(H)}{\mu(O)}}, \quad (7)$$

*) В первой из цитируемых работ Опика и Зингера содержится опечатка: вместо v^2 в подынтегральном выражении для плотности должно стоять v^3 .

где α — термический диффузионный фактор, равный приблизительно — 0,25⁴⁶.

Однако попытки соединить «воедино» три области (зоны полного перемешивания, диффузионного равновесия и диссипации) не привели к успеху. Дело в том, что уравнение (5) дает слишком медленное спадание плотности, вследствие чего плотность на высоте $h = h_D$ получалась довольно значительной. Величина $N(H/h_D)$ равна $2,5 \cdot 10^8 n(H/h_D)$ для экзосферной модели Опики — Зингера или $0,8 \cdot 10^8 n(H/h_D)$ для распределения Джонсона — Фиша. Естественно, что при этом количество водорода ниже 200 км составляло примерно 10% от полного числа атомов в столбе выше 100 км. А тогда кривая зависимости эквивалентной ширины ядра линии L_α от высоты имеет слишком малый наклон в области высот 100—200 км, т. е. там, где имеются наблюдения Перселла и Тауси.

Необходимо было уменьшить вклад экзосферы в величину $N(H/100 \text{ км})$, что и выполнено в работе Бейтса и Паттерсона⁴⁷, которые учли влияние диссипации на распределение водорода в нижних слоях, т. е. в термосфере. Уравнение, дающее изменение плотности в термосфере с высотой, имеет вид

$$\frac{dn(H/h)}{dh} = n(H/h) \left\{ \frac{1}{H} + [1 + \alpha(H)] \frac{d \lg T(h)}{dh} - \frac{F(H)}{D(H/h)} \right\}, \quad (8)$$

где $F(H)$ — поток диссипирующих в экзосферу частиц, $D(H/h)$ — коэффициент диффузии для водорода на высоте h , H — высота однородной атмосферы для водорода на высоте h . В свою очередь

$$F(H) = B(H) n(H/h_D),$$

где $B(H)$ — «скорость» диссипирующих атомов⁴⁶, равная $8,2 \cdot 10^2$ для $T = 10^3 \text{ °K}$, $3,1 \cdot 10^3$; $7,4 \cdot 10^3$ и $2,2 \cdot 10^4 \text{ см/сек}$ для $1,25 \cdot 10^3$, $1,5 \cdot 10^3$ и $2,00 \cdot 10^3 \text{ °K}$ соответственно. Коэффициент диффузии равен

$$\frac{2,1 \cdot 10^{18} \sqrt{T(h)}}{n_\Sigma(h)},$$

где n_Σ^{II} — общая плотность. Проинтегрировав уравнение (6) «сверху вниз» от h_D до 100 км, можно получить значения $n(H/h)$ и, следовательно, $N(H/h)$, приведенные в табл. II.

Таблица II

$h, \text{ км}$	$T(\infty) = 1000^\circ \text{ K}$		$T(\infty) = 1250^\circ \text{ K}$		$T(\infty) = 1500^\circ \text{ K}$		$T(\infty) = 2000^\circ \text{ K}$	
	n	$N \cdot 10^{-12}$	n	$N \cdot 10^{-12}$	n	N	n	N
100	$3,6 \cdot 10^6$	4,2	$8,4 \cdot 10^6$	8,2	$2,6 \cdot 10^7$	$2,1 \cdot 10^{13}$	$7,4 \cdot 10^7$	$5,5 \cdot 10^{13}$
110	$6,8 \cdot 10^5$	2,4	$1,6 \cdot 10^6$	3,7	$5,0 \cdot 10^6$	$7,5 \cdot 10^{12}$	$1,4 \cdot 10^7$	$1,8 \cdot 10^{13}$
120	$2,0 \cdot 10^5$	2,0	$4,7 \cdot 10^5$	2,8	$1,5 \cdot 10^6$	$4,7 \cdot 10^{12}$	$4,2 \cdot 10^6$	$9,8 \cdot 10^{12}$
130	$9,3 \cdot 10^4$	1,9	$2,2 \cdot 10^5$	2,5	$6,4 \cdot 10^5$	$3,7 \cdot 10^{12}$	$1,8 \cdot 10^6$	$6,9 \cdot 10^{12}$
140	$5,7 \cdot 10^4$	1,8	$1,3 \cdot 10^5$	2,4	$3,5 \cdot 10^5$	$3,2 \cdot 10^{12}$	$9,6 \cdot 10^5$	$5,6 \cdot 10^{12}$
160	$3,2 \cdot 10^4$	1,7	$6,5 \cdot 10^4$	2,2	$1,5 \cdot 10^5$	$2,8 \cdot 10^{12}$	$4,1 \cdot 10^5$	$4,3 \cdot 10^{12}$
180	$2,3 \cdot 10^4$	1,6	$4,1 \cdot 10^4$	2,1	$8,8 \cdot 10^4$	$2,6 \cdot 10^{12}$	$2,3 \cdot 10^5$	$3,8 \cdot 10^{12}$
200	$1,8 \cdot 10^4$	1,6	$2,9 \cdot 10^4$	2,0	$5,6 \cdot 10^4$	$2,4 \cdot 10^{12}$	$1,4 \cdot 10^5$	$3,4 \cdot 10^{12}$
250	$1,4 \cdot 10^4$	1,5	$1,8 \cdot 10^4$	1,9	$2,8 \cdot 10^4$	$2,2 \cdot 10^{12}$	$6,0 \cdot 10^4$	$2,9 \cdot 10^{12}$
300	$1,3 \cdot 10^4$	1,5	$1,4 \cdot 10^4$	1,8	$1,8 \cdot 10^4$	$2,1 \cdot 10^{12}$	$3,3 \cdot 10^4$	$2,7 \cdot 10^{12}$
350	$1,2 \cdot 10^4$	1,4	$1,2 \cdot 10^4$	1,7	$1,4 \cdot 10^4$	$2,0 \cdot 10^{12}$	$2,1 \cdot 10^4$	$2,6 \cdot 10^{12}$
400	$1,1 \cdot 10^4$	1,4	$1,1 \cdot 10^4$	1,7	$1,2 \cdot 10^4$	$2,0 \cdot 10^{12}$	$1,5 \cdot 10^4$	$2,5 \cdot 10^{12}$
450	$1,0 \cdot 10^4$	1,3	$1,0 \cdot 10^4$	1,6	$1,1 \cdot 10^4$	$1,9 \cdot 10^{12}$	$1,2 \cdot 10^4$	$2,4 \cdot 10^{12}$
500	$1,0 \cdot 10^4$	1,3	$1,0 \cdot 10^4$	1,6	$1,0 \cdot 10^4$	$1,9 \cdot 10^{12}$	$1,0 \cdot 10^4$	$2,3 \cdot 10^{12}$
120	$\tilde{n} = 3,2 \cdot 10^4$		$\tilde{n} = 3,5 \cdot 10^4$		$\tilde{n} = 3,9 \cdot 10^4$		$\tilde{n} = 4,6 \cdot 10^4$	

Для сравнения мы приводим значение \bar{n} (H/120 км), вычисленное просто по формуле (7), т. е. без учета потока диссипирующих частиц.

Для получения данных, приведенных в табл. II, необходимо знать величину $T(h)$ и $n_{\Sigma}(h)$. Бейтс и Паттерсон использовали результаты вычислений плотности атмосферы Кинг-Хила и Уокера⁴⁹, полученные на основании изучения изменения орбит искусственных спутников Земли за период 1958—1960 гг. (см. приложение). Предполагалось, что выше 120 км наступает диффузионное равновесие и для этой высоты:

$$n(N_2/120 \text{ км}) = 4,4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3},$$

$$n(O_2/120 \text{ км}) = 8,8 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3},$$

$$n(O/120 \text{ км}) = 3,4 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3},$$

$$T(120 \text{ км}) = 380^\circ \text{ K},$$

$$\left. \frac{dT}{dh} \right|_{h=120 \text{ км}} = 20 \text{ }^\circ\text{K/км}.$$

Для $h > h_d$ Бейтс и Паттерсон использовали баллистическую модель Опики — Зингера. Надо заметить, что все результаты вычислений сильно зависят от принятого предельного значения температуры экзосферы $T(\infty)$.

Абсолютная привязка может быть выполнена по данным Перселла и Тауси²⁵.

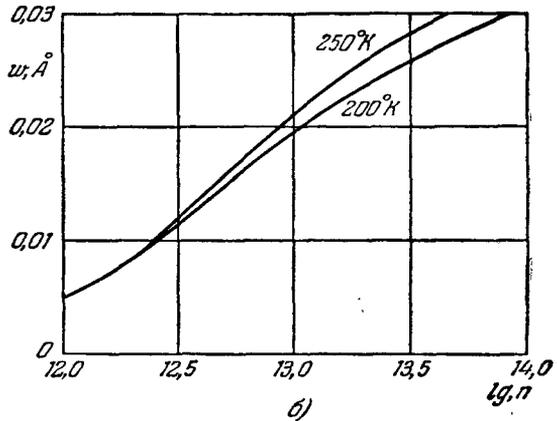
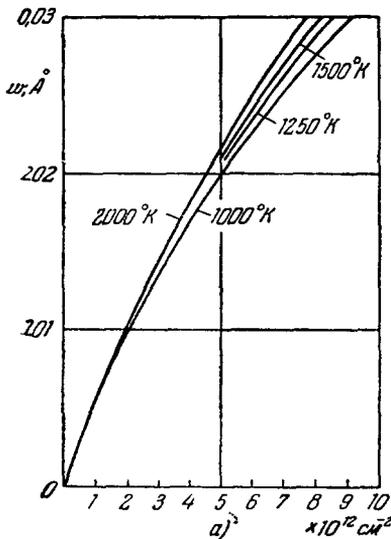


Рис. 9. а) Эквивалентная ширина абсорбционного ядра линии L_{α} ($\lambda = 1215,7 \text{ \AA}$) в зависимости от числа атомов на луче зрения для четырех значений температуры; б) эквивалентная ширина ядра L_{α} для нижних слоев атмосферы.

Легко показать, что $N_z(H/h) = \varphi(z, \bar{H}, h) N_0(H/h_1)$, где z — зенитное расстояние Солнца в момент наблюдений, \bar{H} — локальная шкала высот и $\varphi(z, \bar{H}, h)$ — некоторая функция зенитного расстояния, высоты и шкалы высот. Для $z = 69^\circ$ (условия эксперимента²⁵) $\varphi = 2,8$ для 120 км и 1,6 для экзосферы. Полагая, что водородная атмосфера состоит только из двух слоев с разной температурой, эмпирически было получено, что

$$W_z = W_z^{(1)} + \beta (N_z^{(1)}) \omega_z^{(2)}, \tag{9}$$

где индексы (1) и (2) относятся к верхнему (горячему) и нижнему (холод-

ному) слою, а их зависимость от $N(H/h)$ показана на рис. 9. Величина

$$\beta = \exp[-1,5 \cdot 10^{-13} N_z^{(1)} (H/h)].$$

На рис. 10 приведена W_{69° для двух высот: 100 и 200 км, в зависимости от величины $n(H/500 \text{ км})$ при $T(\infty) = 1000$ и 1250° К , рассчитанная по этой формуле. По данным ²⁵ $W_{69^\circ}(200 \text{ км}) = 0,014 \text{ \AA}$ и $W_{69^\circ}(100 \text{ км}) = 0,028 \text{ \AA}$, что позволяет оценить $T(\infty)$ ⁵⁰. В самом деле, величина $r = N(H/100 \text{ км})/N(H/200 \text{ км})$ равна 2,6; 4,1; 8,5 и 16,4 при $T(\infty) = 1000, 1250, 1500$ и 2000° К .

Находя по рис. 10 $N_{69^\circ}(H/100 \text{ км})$ и $N_{69^\circ}(H/200 \text{ км})$, можно получить, что $r = 3,2$. Сравнение вычисленного значения с результатами эксперимента приводит к выводу, что $T(\infty) = 1100^\circ \text{ К}$. Надо помнить, что найденная температура относится к 7 часам утра (местного времени).

Обе экзосферные модели (Джонсона — Фиша и Опики — Зингера) обладают сферической симметрией и дают для числа атомов водорода на луче зрения $N(H) \sim 5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$. По-видимому, все-таки имеется реальное расхождение в 3—4 раза между дневным и ночным значениями $N(H)$. Правда, работа Бейтса и Паттерсона ⁴⁷ в значительной мере сократила это расхождение. Однако можно попытаться объяснить наблюдаемое распределение диффузионного свечения в L_α без привлечения многократного рассеяния, что было сделано Брандтом.

Согласно ⁵¹ водород в основном локализуется на больших расстояниях, по крайней мере дальше, чем 5—10 R_E , и имеет заметное асимметричное

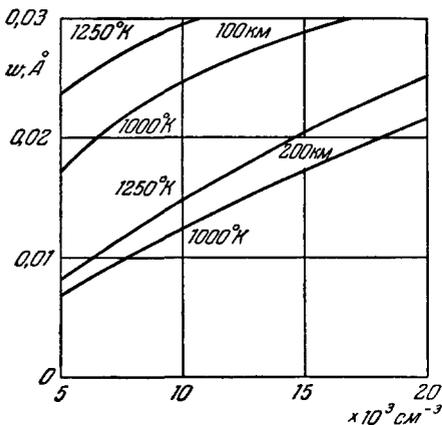


Рис. 10. Эквивалентная ширина абсорбционного ядра линии L_α для $z=69^\circ$ при $h=100$ и 200 км в функции плотности водорода на высоте $h=h_d$.

Приведены результаты расчета для $T = 1000$ и 1250° К .

распределение вокруг Земли, вызванное давлением солнечного ветра и L_α -радиации. Для $R < 10R_E$ используется модель Джонсона и Фиша ⁴¹, но с плотностью, уменьшенной в три раза. Такое предположение не противоречит наблюдениям профиля L_α . В этом случае 20%-ный минимум в антисолнечной точке объясняется тем, что эффективное расстояние до области рассеяния равно $\sim 15 R_E$ при наблюдении с фотометром, поле которого равно 32° . Для такого расстояния становится существенной роль соударений диссипирующих атомов с межпланетными протонами, которые согласно Чемберлену ^{52,53} имеют температуру $\sim 2 \cdot 10^4 \text{ }^\circ \text{ К}$, скорость расширения $\sim 18 \text{ км/сек}$ и плотность 30 см^{-3} . Последняя цифра находится в хорошем согласии с верхней границей плотности межпланетной среды, принятой в настоящее время (см., например, ³⁵). Основным процессом при этом будет перезарядка нейтральных атомов с протонами, сечение которой велико: $8,8 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$. Тогда время жизни ($\tau_{\text{соуд}}$) будет $2 \cdot 10^6 \text{ сек}$, что много меньше $\tau_{\text{ион}}$, равного 10^7 сек . Вне сферы с $R = 15 R_E$ число атомов составляет не более 50% от общего числа, а внутри нее находится $7,5 \cdot 10^{32}$ атомов, которые диссипируют за время $\tau_{\text{соуд}}$.

С учетом давления L_α -радиации в линии ($F_{\text{рад}}$) уравнение движения атомов водорода будет иметь вид

$$F_{\text{рад}} - \frac{m_H (v_r - w)}{\tau_{\text{соуд}}} = m_H \frac{dv_r}{dt}, \quad (10)$$

где v_r — радиальная компонента скорости, w — скорость расширения межпланетного газа в районе Земли по модели расширяющейся солнечной короны. Решение этого уравнения дает зависимость v_r от времени, а следовательно, и расстояние, которое пройдет атом водорода. Величина скорости будет расти с увеличением расстояния; как показывает расчет, у $50 R_E$ она равна 3 км/сек , у $100 R_E$ — 5 км/сек и 25 км/сек для $4000 R_E$. Вследствие этого плотность водорода в «хвосте» Земли будет падать. Кроме этого, известную роль играет и фотоионизация, также уменьшающая плотность нейтрального водорода. С учетом этих замечаний плотность

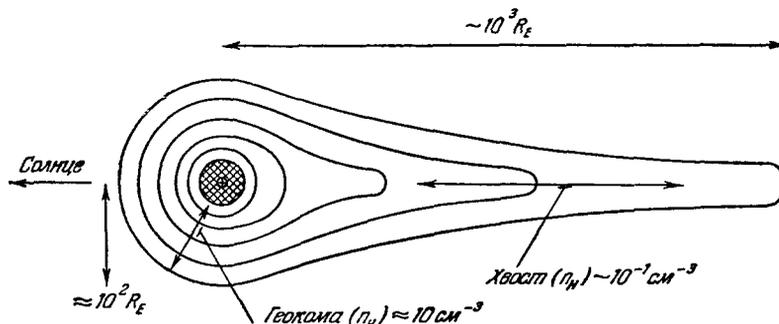


Рис. 11. Геокома и водородный «хвост» Земли согласно модели Брандта.

в «хвосте» Земли будет равняться $\sim 1 \text{ см}^{-3}$ у $50 R_E$, а затем падать до 10^{-2} — 10^{-3} см^{-3} при $10^3 R_E$. Это даст для $N(\text{H})$ величину $\sim 5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$, что составляет всего 5% от общей величины наблюдаемой эмиссии в L_α , причем половина этого значения «набирается» до $125 R_E$. Среднее отклонение «хвоста» на запад будет равно $\sim 5^\circ$. На рис. 11 представлено распределение водорода в соответствии с этой моделью.

3. АЛЬБЕДО ЗЕМЛИ ПРИ НАБЛЮДЕНИИ В ЛИНИИ L_α И ПЕРЕНОС ИЗЛУЧЕНИЯ

Допуская согласно ¹³, что излучение, идущее сверху в ночное время, возникает вследствие резонансного рассеяния солнечной эмиссии в линии L_α на атомах межпланетного водорода, в согласии также с моделью водородного «хвоста» Земли ⁵¹, предложенной Брандтом, можно получить величину альbedo в зависимости от обилия молекулярного кислорода и атомарного водорода. В самом деле, если оптическая толща геокороны $\ll 1$, то в антисолнечной точке наблюдался бы глубокий минимум, а изофоты показывали бы резкую асимметрию *), что противоречит наблюдениям. В то же время наблюдения профиля линии L_α показывают, что оптическая толща выше 120 км невелика.

Брандт и Чемберлен ⁵⁵ решили задачу ночного рассеяния L_α с учетом поглощения молекулами кислорода, пользуясь теорией рассеяния Чандрасекара ⁵⁶. Предполагая, что входящее в атмосферу L_α -излучение изотропно и имеет доплеровский профиль, соответствующий температуре T_M , они получили для альbedo A следующее выражение:

$$A = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\infty \exp(-x^2_M) [1 - 2\alpha_1(\bar{\omega}_v) \sqrt{1 - \bar{\omega}_v^2}] dx_M, \quad (11)$$

*) Последнее справедливо при несовпадении антисолнечной точки и зенита.

где

$$x_M = \frac{c(v-v_0)}{v_0 \sqrt{\frac{2kT_M}{m_p}}}, \quad (12)$$

α_1 — первый момент для H -функции переноса Чандрасекара, протабулированный в функции частоты в ⁵⁶, $\bar{\omega}_v$ — альbedo, отнесенное к 1 см^3 , равное в свою очередь $1/(1 + \eta \exp(-x_A^2))$. Величина x_A соответствует x_M , с той лишь разницей, что вместо T_M в (11) следует подставить температуру атмосферы T_A , равную $\sim 300^\circ \text{ К}$ для высоты $\sim 120 \text{ км}$ и ниже. Величина

$$\eta = \frac{n(\text{O}_2) k(\text{O}_2)}{n(\text{H}) k(\text{H})}$$

характеризует долю излучения, поглощенного в 1 см^3 по отношению к рассеянному ($k(\text{O}_2)$ и $k(\text{H})$ — коэффициенты поглощения). Таким образом, альbedo A является функцией двух параметров: T_M/T_A и η . Полагая $A = 0,42$ в соответствии с экспериментом, можно вычислить величину T_M/T_A в зависимости от η (рис. 12). Для случая $\eta < 10^{-4}$ необходимо для атмосферы учитывать также и естественное уширение, а тогда A будет зависеть и от величины T_A (как и от T_M/T_A).

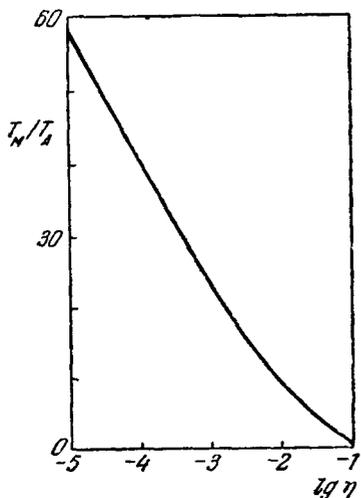


Рис. 12. Зависимость η от T_M/T_A для $A=0,42$.

Если считать, что межпланетный водород не увлекается вместе с Землей, то интегрирование по всем направлениям даст широкий профиль, близкий по форме к доплеровскому с некоторой эффективной температурой $6 \cdot 10^4 \text{ }^\circ \text{ К}$. Полагая тогда $T_M/T_A = 200$, можно найти, что $\eta \sim 10^{-5}$. Задача переноса для дневных наблюдений отличается тем, что падающее излучение приходит от одного направления. Величина дневного альbedo зависит также от параметра η , определяющего отношение обилий молекулярного кислорода к атомарному водороду, а также от температуры в ниж-

них слоях, где существенно поглощение молекулярным кислородом, т. е. T_A . При $\eta < 10^{-4}$, что соответствует $n(\text{O}_2)/n(\text{H}) < 3,4 \cdot 10^3$, становится существенным естественное затухание при температурах $\sim 300^\circ \text{ К}$. Можно лишь утверждать, что $\eta < 10^{-3}$. Точное измерение дневного альbedo вместо значения его верхней границы могло бы внести ясность также в вопрос о суточных вариациях плотности водорода.

В этой же работе авторы рассмотрели проблему поляризации 1-го порядка рассеянного L_α - и H_α -излучения, которая должна быть $\sim 25\%$ при наблюдениях в направлении 90° от Солнца. Величина поляризации должна зависеть от эффективности столкновений и штарковского уширения, которые замыкают уровни с малым расщеплением. Однако измерение поляризации излучения в H_α крайне сложно. Сами по себе наблюдения этой эмиссии — весьма тяжелая экспериментальная задача.

В работе Брандта и Чемберлена рассмотрена задача о рассеянии применительно лишь к проблеме альbedo. Томас и Донайе ^{57, 58} решили уравнение переноса в общем виде с учетом многократного рассеяния в тени

Земли. Математически проблема сводится к интегрированию уравнения

$$\Omega \nabla I_\nu(\mathbf{r}, \Omega) = -k_\nu n(r) I_\nu(\mathbf{r}, \Omega) + j_\nu(\mathbf{r}, \Omega), \quad (13)$$

где Ω — единичный вектор; j_ν — коэффициент излучения, n — плотность водорода, I_ν — интенсивность излучения, зависящая от частоты и координат точки наблюдения.

Предполагая, что уширение чисто доплеровское и индикатриса рассеяния сферическая, можно путем последовательных приближений найти решение этого уравнения, задавшись распределением водорода в геокоороне, которое выбирается согласно модели Джонсона и Фипша ⁴¹. При малой оптической толще ($\tau = 0,3$) учет многократного рассеяния не может объяснить наблюдаемую интенсивность в антисолнечной точке, тогда как для зенита эта величина близка к наблюдаемому значению. При больших τ ($\sim 1,5$) эта трудность исчезает, однако резко возрастает интенсивность в зените и в направлениях под углом 90° к антисолнечной точке. Если τ становится еще больше, то интенсивность во всех направлениях начинает сильно уменьшаться, так как падающий поток ослабляется на дневной стороне еще до того, как он осветит область тени. Для требуемого согласия с наблюдениями необходимо уменьшить количество водорода выше $1,3 R_E$, что соответственно уменьшит вклад прямого рассеяния. Для того чтобы увеличить роль многократного рассеяния, желательно сместить «центр тяжести» водорода ниже $1,3 R_E$. Модель распределения Опики и Зингера ⁴⁴ с большим градиентом плотности даст, возможно, лучшее согласие в свете сказанного выше. Распределение, предложенное Бейтсом и Паттерсоном ⁴⁷ для термосферы, в сочетании с экзосферной моделью Опики и Зингера, пожалуй, явится наиболее приемлемым. В то же время «геокома» Брандта ⁵¹ вряд ли может дать значительный вклад по сравнению с экзосферой.

Интересно отметить, что распределение по высоте возбужденных атомов водорода имеет максимум в районе $1,2 R_E$ при $\tau = 1,5$, несмотря на резкое падение общей плотности водорода.

На рис. 13 приведен результат расчета яркости ночного неба в линии L_α в зависимости от зенитного расстояния, которое отсчитывается от антисолнечной точки. Полагалось, что $n(H/R) = n_0 \left(\frac{R_E}{R}\right)^n$ для всей области геокороны, причем оптическая толща изменялась от 0,33 до 2,5, n полагалось равным 3,25, а поток в линии L_α , идущий от Солнца, $6 \text{ эрг/см}^2 \text{сек}$.

Так как в линии H_α $\tau \ll 1$, анализ свечения ночного неба в этой линии много проще, чем в линии L_α . На основании наблюдений Ингам ³³ получил хорошее согласие с моделью, в которой плотность падает несколько медленнее, нежели это принималось в исследовании Томаса ⁵⁸.

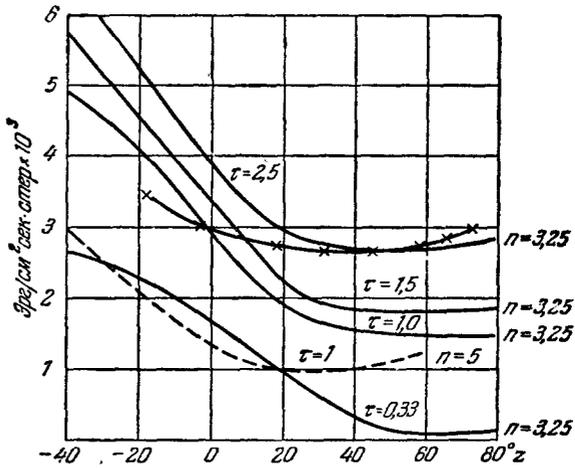


Рис. 13. Распределение яркости в линии L_α по расчету Томаса и Донайе ⁶⁷ (x — наблюдения).

Эмпирически найдено, что

$$n(H/R) = 1,3 \cdot 10^3 \left(\frac{R_E}{R} \right), \quad R < 9R_E,$$

$$n(H/R) = 1,2 \cdot 10^4 \left(\frac{R_E}{R} \right)^2, \quad 9R_E \leq R < 15R_E,$$

$$n(H/R) = 1,7 \cdot 10^5 \left(\frac{R_E}{R} \right)^3, \quad 15R_E \leq R.$$

Такая модель, к сожалению, требует слишком низкой плотности в основании экзосферы, чтобы согласовываться с результатами наблюдений абсорбционного ядра солнечной линии L_α .

4. ЭФФЕКТЫ, СВЯЗАННЫЕ С ГЕОКОРОНОЙ

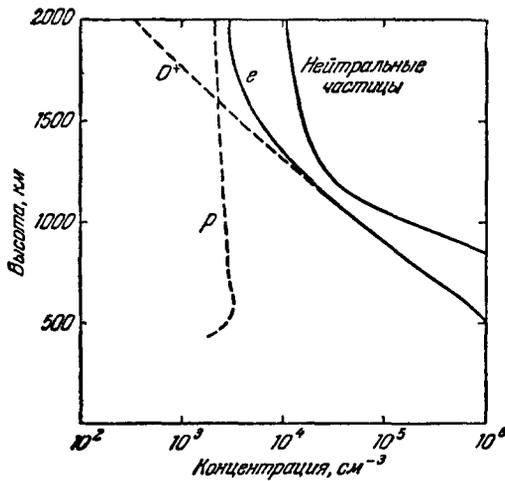
Три эффекта, связанные с наличием геокороны, были нами рассмотрены выше: рассеяние солнечного излучения в линии L_α на ночной стороне Земли, образование теллурического абсорбционного ядра в солнечной линии L_α при дневных наблюдениях профиля этой линии и H_α -эмиссия ночного неба.

Однако этим не ограничиваются проблемы, связанные с атомарным водородом в верхней атмосфере Земли и в межпланетном пространстве.

Прежде всего, атомарный водород может вступать в реакцию перезарядки с протонами корпускулярных потоков, а также с протонами, захваченными земным магнитным полем.

Согласно Стюарту⁵⁹ время жизни протонов с энергией меньше 20 кэв в основном определяется именно этим процессом и зависит лишь от концентрации водорода. Естественным следствием

Рис. 14. Распределение протонов, ионов кислорода, электронов и нейтральных атомов в функции высоты.



перезарядки будет восстановление магнитного поля Земли до его нормального значения во время магнитной бури, вызванной вторжением солнечных протонов с энергией 1—10 кэв. Получающиеся в результате протоны с тепловыми или несколько большими скоростями не могут вызвать заметных магнитных возмущений, причем характерное время этого процесса $\sim 10^5$ сек⁶⁰.

Кроме перезарядки с протонами, существенна перезарядка с ионами кислорода, так как сечение этого процесса крайне велико (больше газокинетического) из-за равенства потенциалов ионизации (отличие всего в 0,02 эв, что много меньше кинетической энергии частиц). Согласно Джонсону^{61, 62} именно эта реакция обеспечивает равновесную концентрацию протонов в области высот ниже 700 км. Выше концентрация протонов определяется скорее диффузией из нижних слоев. Излишне подчеркивать, что роль ионизации солнечным ультрафиолетовым излучением диссипирующих водородных атомов пренебрежимо мала. На рис. 14 представлено распределение протонов в переходной области в функции высоты.

Аналогичная точка зрения была развита в чрезвычайно интересной работе Бейтса и Паттерсона ⁴⁷, о которой мы говорили выше, причем имеется и численное согласие с результатами расчета Джонсона.

Выполненные определения электронной плотности с помощью наблюдений свистящих атмосфериков ⁶³, а также на основании показаний ловушек заряженных частиц, установленных на космических ракетах, находятся в согласии с этими расчетами по порядку величины.

Джонсоном ⁶² был выполнен анализ возможной роли геокороны при переносе тепла как в вертикальном направлении, так и в горизонтальном: от более высоких к более низким широтам. Можно показать, что для первого случая имеется направленный вниз поток $\sim 10^{-5}$ эрг/см²сек. При этом необходимо постулировать высокую ($\sim 10^2$ см⁻³) плотность межпланетной среды при температуре $\sim 2 \cdot 10^5$ К. Последняя точка зрения была выдвинута Чепменом, однако сейчас она мало кем поддерживается. Учет «солнечного ветра» Паркера может дать величину в 10^2 раз большую, что, однако, все еще в 100 раз меньше обнаружимого. Горизонтальный перенос тепла также, по-видимому, не связан с геокороной, так как циркуляция в атмосфере более эффективна.

Помимо нейтрального водорода из земной атмосферы может диссипировать и дейтерий. Следует заметить, что относительное обилие дейтерия по отношению к водороду изменяется с высотой, так как поток диссипирующих атомов (см. уравнение (6)) зависит от скорости V , которая для дейтерия равна 1; $1,5 \cdot 10^4$; $8,8 \cdot 10^4$; $8,2 \cdot 10^2$ см/сек для T , равной соответственно 1000, 1250, 1500 и 2000° К, что почти в 100 раз меньше, чем для водорода. Поэтому его обилие по отношению к водороду больше в термосфере, чем в нижних слоях. Согласно расчетам Бейтса и Паттерсона ⁴⁷ относительное обилие дейтерия по отношению к зоне перемешивания на высоте 300 км больше в пять раз, если $T = 1000$ ° К, в девять, если $T = 1250$ ° К; в 15 и восемь раз при $T = 1500$ и 2000° К. Уменьшение в последнем случае связано с тем, что при высокой температуре резко возрастает поток диссипирующих атомов дейтерия. Конечно, не следует забывать, что это верно только в предположении, что полное перемешивание имеет место до 120 км.

Наконец, проблема диссипации гелия также представляет большой интерес. Эксперименты, выполненные в последние годы, обнаружили в верхней атмосфере ионы гелия, а также и нейтральный гелий, который, по-видимому, является основной компонентой на высотах ~ 1500 км. Кроме того, была обнаружена сумеречная эмиссия в линии гелия $\lambda 10830$ Å. Однако этой теме должна быть посвящена отдельная работа.

Можно полагать, что в ближайшие годы удастся полностью решить основной вопрос, связанный с геокороной: как распределен нейтральный водород и какие вариации накладываются на это распределение? В первую очередь речь идет, конечно, о суточных вариациях, но возможно, что существуют и спорадические изменения, связанные с корпускулярными вторжениями и разогревом атмосферы в полярных областях. Это приводит в свою очередь к увеличению темпа диссипации и понижению плотности водорода в геокороне. Согласно Донайе ⁶⁴, который воспользовался моделью Кокарта и Николе ⁶⁵ для термосферы и моделью Олика — Зингера для экзосферы, ночью плотность водорода на высотах 1000—3000 км на порядок выше, нежели днем. В этой зоне основной составляющей является гелий, концентрация которого достигает днем $5 \cdot 10^5$ см⁻³ для высоты 1000 км, что почти в 300 раз превышает концентрацию водорода на этой высоте. Ночью эта разница уменьшается в 10 раз ($3 \cdot 10^4$ см⁻³ для водорода и $3 \cdot 10^5$ см⁻³ для гелия). Примерно с 1500 км водород становится преобладающим ночью, тогда как днем граница сдвигается приблизительно к 4000 км (см. приложение).

В ближайшие годы можно будет составить карту распределения яркости ночного неба в линии L_{α} на разных высотах, а также изучить изменение яркости с высотой вплоть до нескольких радиусов Земли. В случае, если модель Брандта близка к истинному распределению, то такие наблюдения должны быть продолжены на несколько миллионов километров.

Следует думать, что систематические наблюдения в линии H_{α} также помогут внести ясность в проблему изучения геокоронны.

Необходимо, кроме того, определить точное значение дневного альbedo в линии L_{α} . Далее, большое будущее у приборов, непосредственно измеряющих концентрацию нейтральных атомов — масс-спектрометров нейтрального состава. Пока, правда, они имеют довольно низкую чувствительность, что связано с невысокой эффективностью ионного источника, однако можно надеяться, что применение масс-спектрометров с большой площадью собирания атомов позволит довести их чувствительность до 10^4 см^{-3} , а быть может, даже ниже.

Последнее, на чем следует остановиться, это наличие водородных корон у других планет и в первую очередь у Венеры и Марса, хотя присутствие водяного пара в атмосферах этих планет с достоверностью не установлено. Брандт⁵¹ отметил, что водородный хвост Земли, наблюдаемый с расстояния $\sim 100 R_E$, должен иметь яркость $\sim 100 R$, что легко обнаружимо; даже если яркость «водородного хвоста» Венеры в 5—10 раз меньшая, и то попытка его наблюдения не безнадежна.

Применение оптической аппаратуры, аналогичной той, которая использовалась при ракетных экспериментах, но установленной на космических аппаратах, запускаемых к Марсу и Венере, также сулит большие перспективы.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Таблица 1

Модель атмосферы согласно 47, 49. Наиболее вероятное значение $T(\infty) = 1100^\circ \text{K}$

$T(\infty)$, °K	h , км	$T(h)$, °K	$n(O/h)$	$n(O_2/h)$	$n(N_2/h)$	q , г/см ³
1000	120	380	$3,4 \cdot 10^{10}$	$8,8 \cdot 10^{10}$	$4,4 \cdot 10^{11}$	$2,6 \cdot 10^{-11}$
	140	674	$9,6 \cdot 10^9$	$1,2 \cdot 10^{10}$	$7,4 \cdot 10^{10}$	$4,4 \cdot 10^{-12}$
	160	828	$4,8 \cdot 10^9$	$3,9 \cdot 10^9$	$2,6 \cdot 10^{10}$	$1,5 \cdot 10^{-12}$
	180	909	$2,9 \cdot 10^9$	$1,5 \cdot 10^9$	$1,1 \cdot 10^{10}$	$7,0 \cdot 10^{-13}$
	200	952	$1,9 \cdot 10^9$	$6,8 \cdot 10^8$	$5,6 \cdot 10^9$	$3,5 \cdot 10^{-13}$
	250	990	$7,3 \cdot 10^8$	$1,1 \cdot 10^8$	$1,1 \cdot 10^9$	$7,6 \cdot 10^{-14}$
	300	998	$3,0 \cdot 10^8$	$1,8 \cdot 10^7$	$2,3 \cdot 10^8$	$2,0 \cdot 10^{-14}$
	350	1000	$1,3 \cdot 10^8$	$3,2 \cdot 10^6$	$5,1 \cdot 10^7$	$6,0 \cdot 10^{-15}$
	400	1000	$5,4 \cdot 10^7$	$5,9 \cdot 10^5$	$1,2 \cdot 10^7$	$2,0 \cdot 10^{-15}$
	450	1000	$2,4 \cdot 10^7$	$1,1 \cdot 10^5$	$2,7 \cdot 10^6$	$7,6 \cdot 10^{-16}$
	500	1000	$1,0 \cdot 10^7$	$2,1 \cdot 10^4$	$6,4 \cdot 10^5$	$3,1 \cdot 10^{-16}$
	1250	140	700	$9,3 \cdot 10^9$	$1,2 \cdot 10^{10}$	$7,2 \cdot 10^{10}$
160		901	$4,6 \cdot 10^9$	$3,8 \cdot 10^9$	$2,5 \cdot 10^{10}$	$1,5 \cdot 10^{-12}$
180		1028	$2,8 \cdot 10^9$	$1,6 \cdot 10^9$	$1,2 \cdot 10^{10}$	$7,0 \cdot 10^{-13}$
200		1109	$1,8 \cdot 10^9$	$7,6 \cdot 10^8$	$6,0 \cdot 10^9$	$3,7 \cdot 10^{-13}$
250		1204	$7,9 \cdot 10^8$	$1,5 \cdot 10^8$	$1,5 \cdot 10^9$	$9,7 \cdot 10^{-14}$
300		1234	$3,8 \cdot 10^8$	$3,5 \cdot 10^7$	$4,1 \cdot 10^8$	$3,1 \cdot 10^{-14}$
350		1245	$1,9 \cdot 10^8$	$8,8 \cdot 10^6$	$1,2 \cdot 10^8$	$1,1 \cdot 10^{-14}$
400		1248	$9,5 \cdot 10^7$	$2,2 \cdot 10^6$	$3,6 \cdot 10^7$	$4,3 \cdot 10^{-15}$
450		1249	$4,8 \cdot 10^7$	$5,9 \cdot 10^5$	$1,1 \cdot 10^7$	$1,8 \cdot 10^{-15}$
500		1250	$2,5 \cdot 10^7$	$1,6 \cdot 10^5$	$3,5 \cdot 10^6$	$8,4 \cdot 10^{-16}$

Продолжение табл. 1

$T(\infty), ^\circ\text{K}$	$h, \text{км}$	$T(h), ^\circ\text{K}$	$n(\text{O}/h)$	$n(\text{O}_2/h)$	$n(\text{N}_2/h)$	$Q, \text{г/см}^3$
1500	140	716	$9,2 \cdot 10^9$	$1,2 \cdot 10^{10}$	$7,1 \cdot 10^{10}$	$4,2 \cdot 10^{-12}$
	160	949	$4,5 \cdot 10^9$	$3,8 \cdot 10^9$	$2,5 \cdot 10^{10}$	$1,5 \cdot 10^{-13}$
	180	1113	$2,7 \cdot 10^9$	$1,6 \cdot 10^9$	$1,2 \cdot 10^{10}$	$7,0 \cdot 10^{-13}$
	200	1227	$1,8 \cdot 10^9$	$7,9 \cdot 10^8$	$6,2 \cdot 10^9$	$3,8 \cdot 10^{-13}$
	250	1385	$8,1 \cdot 10^8$	$1,8 \cdot 10^8$	$1,7 \cdot 10^9$	$1,1 \cdot 10^{-13}$
	300	1451	$4,2 \cdot 10^8$	$5,1 \cdot 10^7$	$5,5 \cdot 10^8$	$3,9 \cdot 10^{-14}$
	350	1479	$2,3 \cdot 10^8$	$1,5 \cdot 10^7$	$1,9 \cdot 10^8$	$1,6 \cdot 10^{-14}$
	400	1491	$1,3 \cdot 10^8$	$4,9 \cdot 10^6$	$7,0 \cdot 10^7$	$6,9 \cdot 10^{-15}$
	450	1496	$7,3 \cdot 10^7$	$1,6 \cdot 10^6$	$2,6 \cdot 10^7$	$3,2 \cdot 10^{-15}$
	500	1498	$4,2 \cdot 10^7$	$5,3 \cdot 10^5$	$1,0 \cdot 10^7$	$1,6 \cdot 10^{-15}$
2000	140	733	$9,0 \cdot 10^9$	$1,2 \cdot 10^{10}$	$7,0 \cdot 10^{10}$	$4,1 \cdot 10^{-12}$
	160	1008	$4,3 \cdot 10^9$	$3,8 \cdot 10^9$	$2,5 \cdot 10^{10}$	$1,5 \cdot 10^{-12}$
	180	1222	$2,6 \cdot 10^9$	$1,6 \cdot 10^9$	$1,2 \cdot 10^{10}$	$6,9 \cdot 10^{-13}$
	200	1389	$1,7 \cdot 10^9$	$8,3 \cdot 10^8$	$6,3 \cdot 10^9$	$3,8 \cdot 10^{-13}$
	250	1664	$8,1 \cdot 10^8$	$2,2 \cdot 10^8$	$1,9 \cdot 10^9$	$1,2 \cdot 10^{-13}$
	300	1814	$4,5 \cdot 10^8$	$7,3 \cdot 10^7$	$7,3 \cdot 10^8$	$5,0 \cdot 10^{-14}$
	350	1896	$2,7 \cdot 10^8$	$2,8 \cdot 10^7$	$3,1 \cdot 10^8$	$2,3 \cdot 10^{-14}$
	400	1941	$1,7 \cdot 10^8$	$1,1 \cdot 10^7$	$1,4 \cdot 10^8$	$1,2 \cdot 10^{-14}$
	450	1966	$1,1 \cdot 10^8$	$4,7 \cdot 10^6$	$6,5 \cdot 10^7$	$6,2 \cdot 10^{-14}$
	500	1981	$7,1 \cdot 10^7$	$2,0 \cdot 10^6$	$3,1 \cdot 10^7$	$3,5 \cdot 10^{-15}$

Таблица 2

Распределение атомарного кислорода, гелия и водорода для температур 1000 и 1500° К по данным⁶⁴

$h, \text{км}$	$T=1000^\circ\text{K}$			$T=1500^\circ\text{K}$		
	$n(\text{O}/h)$	$n(\text{He}/h)$	$n(\text{H}/h)$	$n(\text{O}/h)$	$n(\text{He}/h)$	$n(\text{H}/h)$
100		$2 \cdot 10^7$	$3 \cdot 10^7$		$2 \cdot 10^7$	$3 \cdot 10^7$
200	$2 \cdot 10^9$	$1 \cdot 10^7$	$2,5 \cdot 10^5$	$2 \cdot 10^9$	$1,5 \cdot 10^7$	$7 \cdot 10^4$
500	$3 \cdot 10^7$	$1,7 \cdot 10^6$	$9 \cdot 10^4$	$1,5 \cdot 10^8$	$4 \cdot 10^6$	$9 \cdot 10^3$
1000	$8 \cdot 10^9$	$2,5 \cdot 10^5$	$3 \cdot 10^4$	$3 \cdot 10^5$	$6 \cdot 10^5$	$3 \cdot 10^3$
3000	<10	$8 \cdot 10^3$	$9 \cdot 10^3$	<10	$1 \cdot 10^4$	$1,2 \cdot 10^3$
10000		<1	$1 \cdot 10^3$			$2 \cdot 10^2$
30000			30			20

Добавление при корректуре. На состоявшейся в Варшаве Шестой конференции КОСПАР (июнь 1963 г.) в докладе Фасти и Донайе были приведены новые экспериментальные результаты, полученные при пусках ракет на высоты около 220 км в дневное и ночное время. Было зарегистрировано излучение в линии L_{α} и $\lambda 1302 \text{ \AA}$ OI.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. С. К. Митра, Верхняя атмосфера, М., ИЛ, 1955, стр. 14.
2. J. H. Jeans, Bull. Meteor. Weather Obs. 2, 6 (1910).
3. J. H. Jeans, Dinamical Theory of Gases, Cambridge, 1916.
4. W. J. Humphreys, Physics of the Air, Lippincott, 1920.
5. S. Charman, E. A. Miln, Quart. J. Roy. Meteor. Soc. 46, 357 (1920).
6. A. V. Meinel, Astrophys. J. 111, 207 (1950).
7. A. V. Meinel, Astrophys. J. 111, 433 (1950).
8. В. И. Красовский, ДАН СССР 66, 53. 1949.
9. И. С. Шкловский, Известия КраО 7, 34 (1951).
10. И. С. Шкловский, УФН 75(2), 351 (1961).
11. Г. М. Никольский, Геомагнетизм и аэрномия 2, 3 (1962).

12. T. A. Chubb, H. Friedman, *Rev. Sci. Instr.* **26**, 494 (1955).
13. Сб. «На пороге в космос», М., ИЛ, 1960, стр. 283.
14. Сб. «Астрономические наблюдения за пределами атмосферы», М., ИЛ, 1962, стр. 80.
15. E. T. Вугам, Т. А. Chubb, H. Friedman, *Phys. Rev.* **98**, 1594 (1955).
16. E. T. Вугам, Т. А. Chubb, H. Friedman, J. E. Kupperian, *Planet and Space Sci.* **1**, 3 (1959).
17. E. T. Вугам, Т. А. Chubb, H. Friedman, J. E. Kupperian, *Ann. géophys.* **14**, 329 (1958).
18. J. E. Kupperian, J. E. Milligan, A. Bogges, *Astrophys. J.* **128**, 453 (1958).
19. E. T. Вугам, Т. А. Chubb, H. Friedman, Ультрафиолетовое излучение Солнца и межпланетная среда, Доклад на симпозиуме КОСПАР (Ницца, 1960), М., ИЛ, 1962, стр. 199.
20. T. A. Chubb, H. Friedman, R. W. Kreplin, P. Mange, *Les spectres des Astres dans L'ultraviolet lointain*, Liege, 1961, стр. 437 (см. перевод в ¹⁹, стр. 210).
21. W. G. Fastie, H. M. Crosswhite, T. P. Markham, *Ann. géophys.* **17**, 109 (1961).
22. D. C. Morton, *Planet and Space Sci.* **9**, 499 (1962).
23. D. C. Morton, J. D. Purcell, *Planet and Space Sci.* **9**, 455 (1962).
24. Г. М. Никольский, *Астрон. ж.* **35**, 657 (1958).
25. J. D. Purcell, R. Tousey, *Les spectres des Astres dans L'ultraviolet lointain*, Liege, 1961, стр. 283 (см. перевод в ¹⁹, стр. 80).
26. П. В. Щеглов, в сб. ³¹.
27. J. T. Jefferies, A. T. Thomas, *Astrophys. J.* **129**, 401 (1954).
28. D. Morton, D. Waiding, *Astroph. J.* **133**, 596 (1961) (см. перевод в ¹⁹, стр. 88).
29. И. С. Шкловский, *Planet and Space Sci.* **1**, 63 (1959).
30. В. С. Прокудина, Спектральные, электроометрические и радиолокационные исследования полярных сияний и ночного неба, М., АН СССР, 1959, стр. 43.
31. Сб. «Полярные сияния и свечение ночного неба», № 10, М., АН СССР, 1963.
32. G. Kvifte, *J. Atmos. Terr. Phys.* **16**, 252 (1959).
33. M. F. Ingham, *Month. Not. Roy. Astron. Soc.* **124**, 523 (1962).
34. M. Romer, *Mittel Univ. Sternwarte (Bonn)*, 1961, стр. 37.
35. К. И. Грингауз, В. Г. Курт, В. И. Мороз, И. С. Шкловский, *Астрон. ж.* **37**, 716 (1960).
36. W. J. Hukarphreys, *Physics of the Air*, N. Y., 1940.
37. L. P. Granath, *Phys. Rev.* **34**, 1045 (1929).
38. К. У. Аллен, Астрофизические величины, М., ИЛ, 1960, стр. 145.
39. K. Watanabe, *Advances Geophys.* **5**, 153 (1958) (см. перевод в сб. «Исследование верхней атмосферы с помощью ракет и спутников», М., ИЛ, 1962, стр. 280).
40. D. R. Bates, M. Nicolet, *J. Geophys. Res.* **55**, 301 (1950).
41. F. S. Johnson, R. A. Fish, *Astrophys. J.* **131**, 502 (1960).
42. S. F. Singer, *Phys. Fluids* **2**, 653 (1959).
43. S. F. Singer, E. J. Öpik, *Phys. Fluids* **3**, 486 (1960).
44. S. F. Singer, *Planet and Space Sci.* **2** (4), 263 (1960).
45. D. R. Bates, *Proc. Roy. Soc. A253*, 451 (1959).
46. K. E. Grew, T. L. Ibbes, *Thermal Diffusion in Gases*, Cambridge, 1952.
47. D. R. Bates, T. N. Patterson, *Planet and Space Sci.* **5**, 257 (1961).
48. Сб. «Атмосферы Земли и планет», под ред. Койпера, М., ИЛ, 1951.
49. D. King-Hele, D. M. Walker, *Nature* **186**, 928 (1960).
50. D. R. Bates, T. N. Patterson, *Planet and Space Sci.* **5**, 328 (1961).
51. J. C. Brandt, *Astrophys. J.* **134**, 394 (1961).
52. J. W. Chamberlain, *Astrophys. J.* **131**, 47 (1960) (см. перевод в ¹⁹, стр. 271).
53. J. W. Chamberlain, *Astrophys. J.* **133**, 675 (1961).
54. A. Dalgarno, *Proc. Phys. Soc. A66*, 173 (1953).
55. J. C. Brandt, J. W. Chamberlain, *Astrophys. J.* **130**, 670 (1959) (см. перевод в ¹⁹, стр. 253).
56. С. Чандраскар, Перенос лучистой энергии, М., ИЛ, 1953.
57. G. E. Thomas, T. M. Donahue, Preprint (University of Pittsburgh, 1962).
58. G. E. Thomas, Preprint (University of Pittsburgh, 1962).
59. G. W. Stuart, *Phys. Rev. Letts.* **2**, 417 (1959).
60. A. J. Dessler, E. N. Parker, *J. Geophys. Res.* **64**, 2239 (1959).
61. F. S. Johnson, *J. Geophys. Res.* **65**, 577 (1960).
62. F. S. Johnson, Доклад на симпозиуме КОСПАР (Ницца, 1960) (см. перевод в ¹⁹, стр. 345).
63. R. E. Barrington, J. Nishizaki, *Canad. J. Phys.* **38**, 1642 (1960).
64. T. M. Donahue, Preprint (University of Pittsburgh, Jan., 1963).
65. G. Kockarts, M. Nicolet, *Ann. géophys.* **18**, 269 (1962).