

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

523.42

АТМОСФЕРА ВЕНЕРЫ**В. И. Мороз****СОДЕРЖАНИЕ**

1. Химический состав	255
2. Температура, давление, плотность	261
3. Облачный слой	271
4. Тепловой режим	275
5. Общая циркуляция	282
6. Верхняя атмосфера	284
7. Происхождение и эволюция	289
8. Перспективы дальнейших исследований	290
Цитированная литература	292

В последние годы достигнуты заметные успехи в исследовании Венеры. Наибольший вклад дали результаты прямых измерений при помощи космических аппаратов, зондировавших атмосферу Венеры в 1967 и 1969 гг., — «Венеры-4», «Венеры-5» и «Венеры-6». Интересные данные были получены в результате полета американского космического корабля «Маринер-5» *). Наземные исследования также принесли много нового. Только на основе анализа всей совокупности результатов, полученных разными методами, можно понять природу этой планеты, и хотя картина является еще не полной, будет полезным подвести некоторый итог. Предлагаемый обзор охватывает литературу, опубликованную до конца 1969 г. и частично в 1970 г.

1. ХИМИЧЕСКИЙ СОСТАВ

а) Химические газоанализаторы и спектроскопия — относительные преимущества и недостатки. На спускаемых аппаратах (СА) В4, В5 и В6 использовались простые газоанализаторы, основанные главным образом на применении химических поглотителей ¹, ². Такой прибор состоит из двух одинаковых объемов, один из которых содержит вещество, поглощающее исследуемый газ, а в другом этот газ не поглощается. Оба объема одновременно заполняются атмосферными пробами, и затем в них измеряется давление. Разность равна парциальному давлению исследуемого газа. Пороговая чувствительность метода порядка 1%. Более тонкие средства, такие, как масс-спектрометрия, газовая хроматография, на первом этапе не могли быть использованы из-за специфики СА (малые полезные веса, большие перегрузки, низкая информативность).

Наземная спектроскопия в ее наиболее развитой форме (фурье-спектрометрия с большой разрешающей силой, спектрографы в фокусе куда крупных телескопов) позволяет в отдельных случаях обнаруживать

*) Ниже для краткости будем обозначать эти космические корабли В4, В5, В6 и М5-

примеси с относительным содержанием до 10^{-8} , однако она оказалась почти бессильной в решении вопроса об основной составляющей атмосферы Венеры. До недавнего времени, если не считать работу Конна и др.³, полагалось, что CO_2 составляет не более 10% атмосферы Венеры, остальная доля приписывалась азоту (см., например, ^{4, 5}).

Спектроскопическое определение абсолютного содержания газов в атмосфере Венеры затрудняется облачным слоем. Облачный слой усложняет процесс формирования спектральных линий, а мы знаем о нем слишком мало, чтобы корректно учитывать это влияние. Обычно используется одна из двух идеализированных моделей.

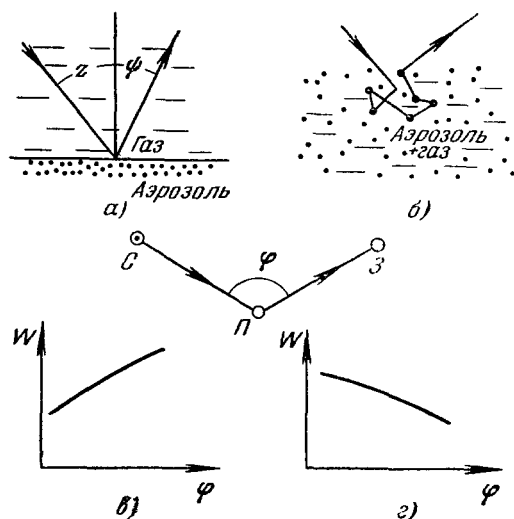


Рис. 1. Условия формирования спектральных линий в модели простого отражения (а) и в модели с рассеянием (б); (в) и (г) — зависимость интенсивности линии от угла фазы φ для обеих моделей.

полосы поглощения формируются внутри облачного слоя. Существуют для некоторых частных случаев (изотропное рассеяние) точные кривые роста ^{7, 8}, которые позволяют определить параметр

$$K = \frac{n_a}{\sigma} \quad (1,1)$$

— отношение концентрации поглощающих атомов к коэффициенту объемного рассеяния (см^{-1}) и среднее давление внутри облачного слоя p'_c . Одно из обязательных дополнительных предположений состоит в том, что параметр K принимается постоянным во всей толще атмосферы. Результат заметно зависит от выбора индикатрисы рассеяния; если она не сферическая, можно использовать соотношения подобия⁹ или пользоваться приближенными решениями^{4, 10}, основанными на теории Розенберга¹¹.

Критерий для выбора между двумя моделями — зависимость эквивалентной ширины (или полной интенсивности) полосы поглощения от угла фазы φ (угол Солнце — планета — наблюдатель). На рис. 1, в и г продемонстрирован вид этой зависимости для моделей 1 и 2. Наблюдения^{4, 10, 12, 13} соответствуют рис. 1, г, поэтому модель с рассеянием считалась более обоснованной.

Относительные содержания различных газов спектроскопия венерианской атмосферы дает с хорошей точностью независимо от модели. Достаточно подобрать линии двух газов, близкие по интенсивности и по

1) *Модель простого отражения.* Предполагается, что облачный слой имеет резкую границу, оптически эквивалентную твердой поверхности, и полосы поглощения формируются в чисто газовой атмосфере, расположенной над этой границей (рис. 1, а). Применение обычных кривых роста (см., например, ⁴⁻⁶) к измеренным интенсивностям линий и полос дает количество и поглощающего газа в вертикальном столбе единичного сечения над облачным слоем (выражается в $\text{см} \cdot \text{атм}$, $\text{м} \cdot \text{атм}$, $\text{км} \cdot \text{атм}$) и полное давление p_c на верхней границе облаков.

2) *Модель с рассеянием* (рис. 1, б). Предполагается, что

длине волны. При равных интенсивностях

$$\frac{n_1}{n_2} = \frac{S_2}{S_1}, \quad (1,2)$$

где n_1 , n_2 — концентрации, S_1 , S_2 — интегральные коэффициенты поглощения сравниваемых газов. Необходима еще небольшая поправка, зависящая от ширины линий.

б) CO_2 . Углекислый газ открыли в атмосфере Венеры Адамс и Данем (1932 г., см. ¹⁴). Газоанализаторы на В4, В5, В6 (см. табл. I) показали, что CO_2 — основная составляющая атмосферы этой планеты ^{1, 2, 15, 16}.

В области 1—2,5 $\mu\text{м}$ спектр Венеры содержит большое количество полос CO_2 (рис. 2). По слабым полосам в модели простого отражения получается

$$u_{\text{CO}_2} \approx 1 \text{ км} \cdot \text{атм} \quad (1,3)$$

(Койпер, см. ¹⁴) и полное давление на границе облачного слоя

$$p_c \approx 0,15 \text{ атм.} \quad (1,4)$$

Правильная оценка p_c по кривым роста была получена лишь в самое последнее время ³, она дает относительную концентрацию

$$f_{\text{CO}_2} = \frac{p_{\text{CO}_2}}{p_c} \approx 1, \quad (1,5)$$

согласующуюся с прямыми измерениями. Вряд ли это совпадение случайно; возможно, что модель простого отражения пригодна для использования в спектроскопии Венеры, а фазовая зависимость вида рис. 1, 2 объясняется вовсе не рассеянием, а макроструктурой облачного слоя ^{17, 18}.

в) CO . Полоса CO λ 2,35 $\mu\text{м}$ (первый обертоны) наблюдалась Синтоном ¹⁹ и Морозом ²⁰ с разрешением 50—100 $\text{\AA}$. Конн и др. ³ получили ее посредством фурье-спектрометра с разрешением 0,4 $\text{\AA}$. Согласно ^{3, 4, 7, 20}

$$f_{\text{CO}} \approx 10^{-4} \quad (1,6)$$

с неопределенностью в 2 раза.

г) HCl и HF . Обнаружение столь экзотических соединений в атмосфере Венеры было сенсацией. Оно оказалось возможным только благодаря использованию конновского фурье-спектрометра. Согласно ³

$$f_{\text{HCl}} \approx 6 \cdot 10^{-7}, \quad f_{\text{HF}} \approx 5 \cdot 10^{-9}. \quad (1,7)$$

д) H_2O . Химические газоанализаторы на В4, В5, В6 дали относительную концентрацию водяного пара

$$f_{\text{H}_2\text{O}} \approx 0,01 \quad (1,8)$$

на уровне, где $p \approx 1 \text{ атм}$. Спектроскопических определений было много ²¹⁻²⁷, но результаты противоречивы. Одни авторы указывают только верхний предел ^{21, 22, 27}, иногда очень низкий (до 1 $\mu\text{м}$ осажденной воды), другие дают величины около 100 $\mu\text{м}$ ²³⁻³⁶. Однако и эти сравнительно большие величины соответствуют малым относительным концентрациям

$$f_{\text{H}_2\text{O}} \approx 10^{-4}. \quad (1,9)$$

Конечно, эти данные относятся к облачному слою, но противоречие не снимается, так как при температуре облачного слоя $T \approx 240 - 250^\circ \text{K}$ (см. гл. 2) в условиях насыщения $f_{\text{H}_2\text{O}}$ по крайней мере на порядок больше оценки (1,9).

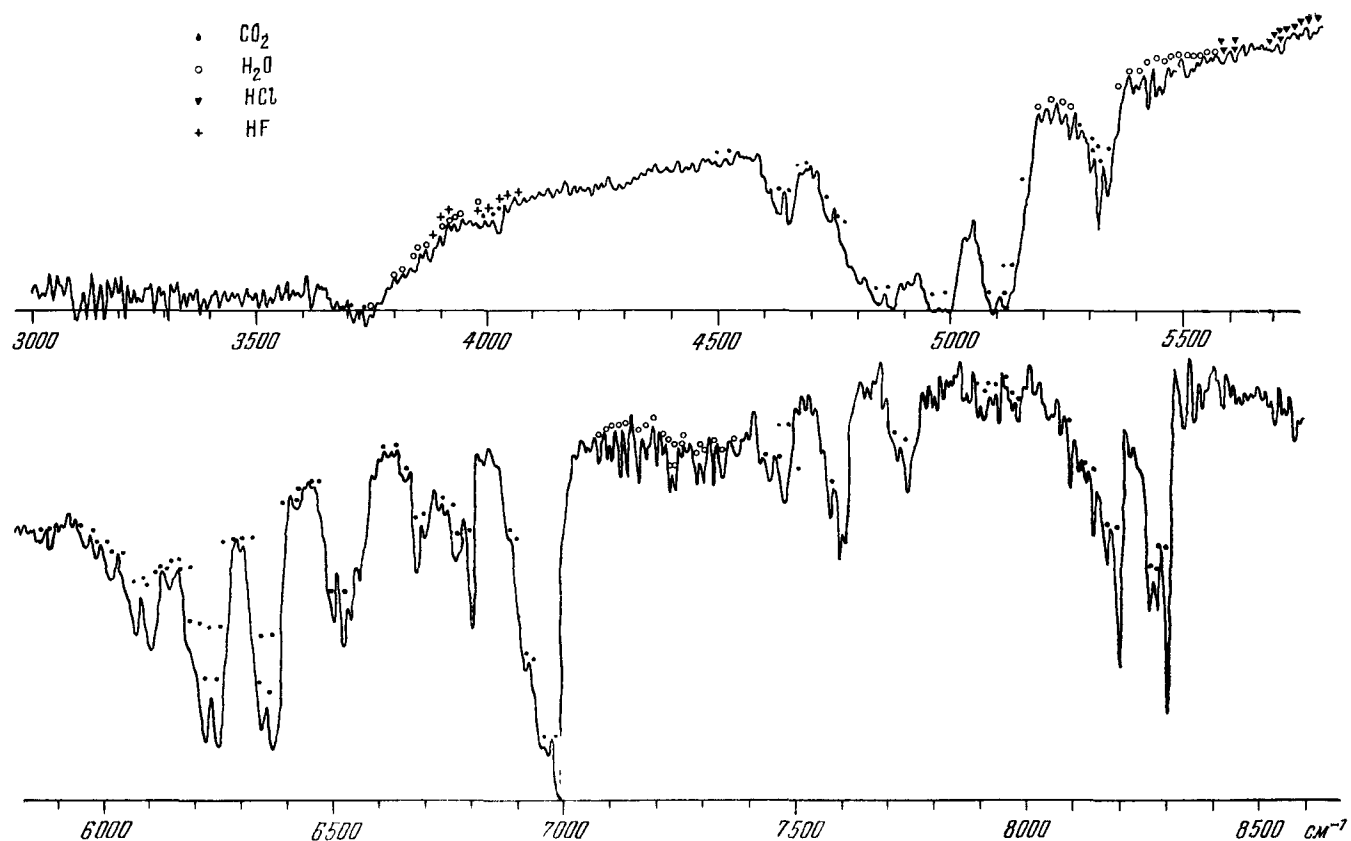


Рис. 2. Спектр Венеры, полученный с помощью фурье-спектрометра на высотном самолете ²¹.
 Дано отношение интенсивностей Венера/Луна, чтобы исключить остаточные эффекты земной атмосферы. По оси абсцисс даны волновые числа. Все сильные полосы поглощения принадлежат CO₂.

В радиодиапазоне водяной пар имеет линию поглощения λ 1,35 см. Спектр радиоизлучения Венеры, однако (рис. 3), не определен достаточно хорошо. Некоторые авторы ^{28, 29} находят эту линию, другие ^{30, 31} — не находят. Верхний предел по линии 1,35 см и непрерывному спектру в области $\lambda < 10$ см ³²⁻³⁴ составляет

$$f_{\text{H}_2\text{O}} < 0,01. \quad (1,10)$$

е) O_2 . По данным газоанализаторов на В5 и В6 верхний предел содержания O_2

$$f_{\text{O}_2} < 4 \cdot 10^{-3}. \quad (1,11)$$

Еще меньше дает спектроскопия ³⁵⁻³⁷

$$f_{\text{O}_2} < 4 \cdot 10^{-5}. \quad (1,12)$$

Прокофьев и его сотрудники ^{38, 39} не опровергают этот верхний предел, однако считают, что на их спектрограммах имеются очень слабые доплеровские спутники линий O_2 , принадлежащие венерианской атмосфере.

ж) N_2 , и н е р т н ы е г а з ы. Для них прямые измерения ^{1, 2} дали верхний предел

$$f_{\text{N}_2} + f_{\text{I}} \leq 0,1; \quad (1,13)$$

по В5 и В6 — даже несколько ниже. Козырев ⁴⁰ сообщал об эмиссиях N_2^+ в спектре пепельного света Венеры (см. гл. 6), однако позднее была доказана неоднозначность этого отождествления ⁴¹.

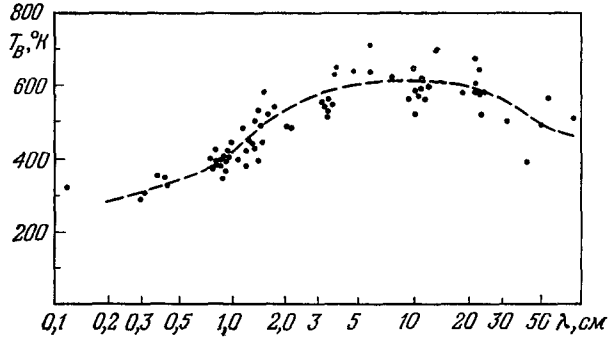


Рис. 3. Спектр радиоизлучения Венеры.
Точность отдельных точек по T_B в среднем 10—20 %.

Т а б л и ц а I

Химический состав атмосферы Венеры. Молекулы, обнаруженные уверенно

Молекула	Прямые измерения f		Спектроскопия				Примечание
	В4 ^{1, 2}	В5, В6 ^{15, 16}	f	u , см·атм **)	полоса или линия, мкм	автор	
CO_2	$0,90 \pm 0,10$	$0,95 \pm 0,02$	$\approx 1 *$	10^5	0,78; 0,86	14	
CO	—	—	10^{-4}	13	2,35	3, 4, 19, 20	
HCl	—	—	$6 \cdot 10^{-7}$	$2 \cdot 10^{-2}$	1,74	3	
HF	—	—	$5 \cdot 10^{-9}$	$2 \cdot 10^{-1}$	1,29; 2,44	3	
H_2O	$1 \cdot 10^{-3}$ $0,5-7 \cdot 10^{-3}$	$9-25 \cdot 10^{-3}$	$0-10^{-4}$ $8 \cdot 10^{-3}$	$0-0,012$	0,82; 1,13; 1,38; 1,9 $1,35 \cdot 10^4$	22-27 15, 16 1, 2 32-34	Уровень $0,15$ атм 0,6 1,5 3—10

*) В модели простого отражения.

**) Для H_2O дано в г·см⁻².

Таблица II

Химический состав Венеры. Спектроскопические верхние пределы

Молекула	$\lambda <$, см. атм *)	$f <$	Область спектра, мкм	Лабораторное давление, атм	Автор	Приведенная толщина в земной атмосфере, см. атм
N ₂ + инерт- ные газы	7	0,07	—	—	15, 16	6,4·10 ⁵
O ₂	4	4·10 ⁻⁵	0,77	?	37	1,6·10 ⁵
O ₃	5·10 ⁻⁴	5·10 ⁻⁹	0,25	?	42	0,3
C ₃ O ₂	0,05	5·10 ⁻⁷	0,2—0,3	?	44	
CO	0,001	10 ⁻⁸	2,44	0,93	44	
NH ₃	0,001	10 ⁻⁸	1,5—2,5	?	44	
H ₂ S	2	2·10 ⁻⁴	1,58; 1,94	?	43	
SO ₂	0,003	3·10 ⁻⁸	0,3	0,04	45	
NO	0,1	10 ⁻⁶	0,2—0,3	?	42	
NO ₂	6·10 ⁻²	6·10 ⁻⁸	0,2—0,3	?	42	
N ₂ O	2	2·10 ⁻⁵	2,1; 2,25	1	**)	0,8
HCHO	0,3	3·10 ⁻⁶	0,3	?	46	
CH ₄	0,1	10 ⁻⁶	2,32	?	3	1,7
(CH ₂) ₂	3	3·10 ⁻⁵	2,32	1	21	
(CH ₃) ₂	2	2·10 ⁻⁵	2,35	0,09	21	
C ₂ H ₂	0,1	10 ⁻⁶	1,5—2,5	?	3	
HCN	0,1	10 ⁻⁶	1,5	?	3	
CH ₃ F, CH ₃ Cl	0,1	10 ⁻⁶	1—2,8	?	3	

*) Модель простого отражения, поправка за воздушную массу учтена.
**) Получено нами путем сравнения спектра Венеры, наблюдавшегося с самолета (Койпер и др. 21), с лабораторным спектром (Крюкшкен 47).

з) Прочие газы. В табл. I мы привели сведения о содержании газов, определенно присутствующих в атмосфере Венеры. Для остальных молекул имеются верхние пределы (спектроскопические, кроме N₂ + I). Они даны в табл. II.

Льюис⁴⁸ рассчитал верхние пределы для ряда молекул, исходя из предположения, что атмосфера находится в химическом равновесии с литосферой. Результаты приведены в табл. III. Они имеют иллюстративный характер, поскольку при расчете принималось давление у поверхности $p_s = 6$ атм и наличие больших количеств N₂ (66% N₂, 33% CO₂).

Таблица III

Химический состав атмосферы Венеры. Теоретические верхние пределы⁴⁸

Молекула	$f//CO_2$	Примечание *)	Молекула	$f//CO_2$	Примечание *)
H ₂	7·10 ⁻⁶	A	C ₂ H ₆	3·10 ⁻¹⁷	A
COS	1,5·10 ⁻⁶	B	SiF ₄	1·10 ⁻¹⁹	B
H ₂ S	3·10 ⁻⁷	B	S ₂ O	4·10 ⁻²⁰	A
NH ₃	3·10 ⁻⁷	B	CH ₃ F	3·10 ⁻²¹	A
CH ₄	4·10 ⁻⁸	A	SO	5·10 ⁻²²	A
CS ₂	4·10 ⁻¹¹	A	S	6·10 ⁻²⁶	A
S ₂	3·10 ⁻¹³	A	Cl ₂	6·10 ⁻²⁷	A
HCN	4·10 ⁻¹⁴	A	SO ₃	8·10 ⁻³²	A
C ₂ H ₆	4·10 ⁻¹⁵	A	N ₂ O	1·10 ⁻³²	A
NO	1·10 ⁻¹⁶	A	S ₈	3·10 ⁻³⁵	A
SO ₂	1·10 ⁻¹⁶	A	O ₂	5·10 ⁻³⁵	A

*) A — вычислено из равновесия с другими газами; B — вычислено из равновесия с минералами.

2. ТЕМПЕРАТУРА, ДАВЛЕНИЕ, ПЛОТНОСТЬ

а) Прямые измерения. На спускаемых аппаратах В4, В5, В6 температура измерялась термометрами сопротивления, давление — анероидными датчиками^{49, 50}. Для измерения плотности на В4 использовался ионизационный плотномер⁴⁹, на В5 и В6 — камертонный¹⁵. Результаты В4 изложены в работах Михневич и Соколова⁴⁹ и Авдуевского, Марова и др.^{50, 51}, В5 и В6 — в работе Авдуевского, Марова и др.⁵². Непосредственно эксперимент давал T , p и ρ в функции времени по мере снижения СА на парашюте. Для абсолютной привязки по высоте на В5 и В6 были использованы измерения с радиолокационным альтиметром. Относительные высоты определяются интегрированием уравнения гидростатического равновесия

$$dp = -\rho g dz. \quad (2,1)$$

Это дает для моментов времени t_1 и t_2 разность высот

$$z(t_1) - z(t_2) = -\frac{1}{g} \int_{p_1}^{p_2} \frac{dp}{\rho}. \quad (2,2)$$

Независимо та же разность может быть получена из уравнения движения

$$Mg = A\rho v^2/2, \quad (2,3)$$

откуда

$$z(t_1) - z(t_2) = \left(\frac{2Mg}{A}\right)^{\frac{1}{2}} \int_{t_1}^{t_2} \frac{dt}{\rho^{1/2}}, \quad (2,4)$$

где M — масса, $v = dz/dt$ — скорость, A — аэродинамическое сечение СА.

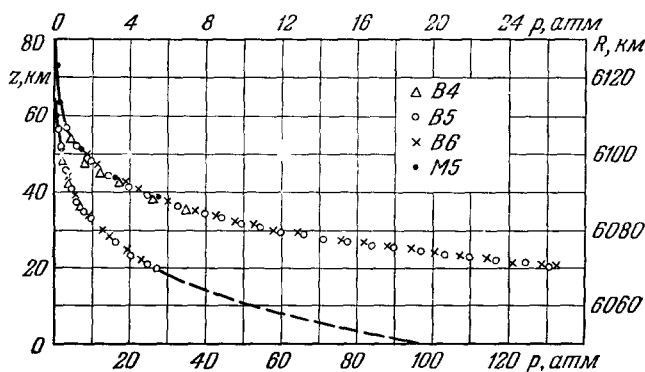


Рис. 4. Давление в функции высоты по измерениям В4, В5, В6, М5.

Верхняя шкала для верхней кривой, нижняя — для нижней. Слева по оси ординат — высота, справа — расстояние до центра. Экстраполяция вниз по адиабате 90% CO_2 , 10% N_2 . Данные измерений взяты из¹⁵.

Можно определить скорость вертикальных движений, если продифференцировать и вычесть правые части (2,2) и (2,4). Измерения дали ее верхний предел порядка нескольких $\text{м} \cdot \text{сек}^{-1}$. Поскольку T , p и ρ связаны уравнением состояния

$$p = (\rho / m_{\text{H}} \bar{\mu}) kT, \quad (2,5)$$

можно определить средний молекулярный вес $\bar{\mu}$, или, если он известен из других измерений (химический состав), использовать два любых параметра для контроля третьего. При достаточной точности измерений можно, в принципе, из уравнений (2,2)–(2,5) определить $g(R)$ и расстояние до центра планеты R ⁵³.

На рис. 4 и 5 показаны функции $p(z)$ и $T(z)$, полученные по измерениям на В4, В5, В6. На рис. 6 даны адиабаты для чистого CO_2 и смеси

90% $\text{CO}_2 + 10\% \text{N}_2$. Зависимость c_p от p и T учитывалась по таблицам^{56, 57}. Адибаты хорошо аппроксимируют наблюдения при $T < 350^\circ \text{K}$, причем вторая представляет экспериментальные кривые лучше первой. Адиабатический градиент в области $T < 350^\circ \text{K}$ означает, что на больших

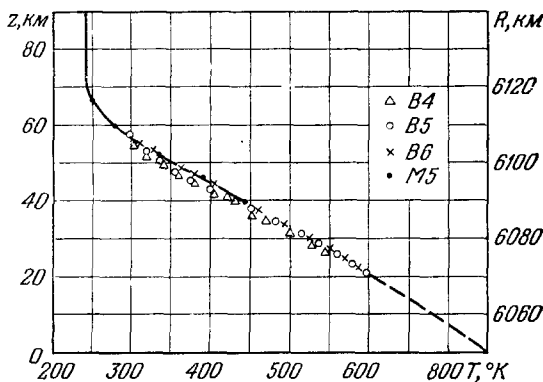


Рис. 5. Температура в функции высоты по измерениям В4, В5, В6, М5¹⁵.

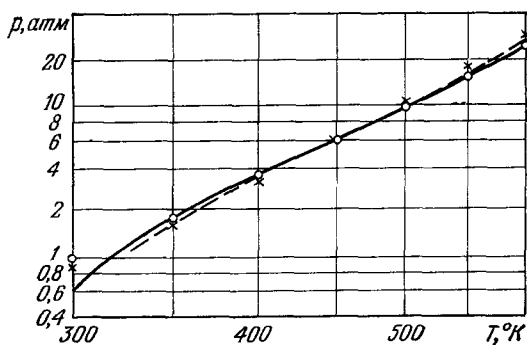


Рис. 6. Функция $P(T)$ по измерениям В4, В5, В6. Сплошная линия — В4 и В5, пунктир — В6, крестики — адиабата для чистого CO_2 , кружки — для смеси 90% $\text{CO}_2 + 10\% \text{N}_2$.

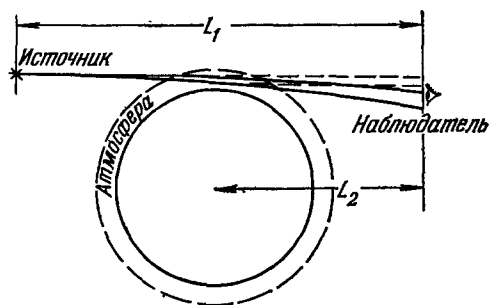


Рис. 7. Схема рефракционного эксперимента.

При малых углах отклонения ослабление в изотермической атмосфере равно-

глубина атмосфера находится в конвективном равновесии (по крайней мере до уровня $T = 600^\circ \text{K}$). Измерения относятся к ночной стороне Венеры.

Высотомерные отметки на В5 и В6 показывают, что обе станции прекратили работу на высоте 20 ± 7 км. Экстраполяция по адиабате дает на поверхности температура

$$T_s = 750 \pm 40^\circ \text{K} \quad (2,6)$$

и давление

$$p_s = 93 \pm 25 \text{ атм.} \quad (2,7)$$

Нижняя граница температуры равна

$$T_s = 600^\circ \text{K} \quad (2,8)$$

и верхняя граница давления (по изотермической экстраполяции при $T_s = 600^\circ \text{K}$) есть

$$p_s = 125 \pm 40 \text{ атм.} \quad (2,9)$$

б) Рефракционные измерения. Электромагнитная волна, проходящая через атмосферу (см. рис. 7) с коэффициентом преломления n , вследствие рефракции испытывает сдвиг фазы.

$$\Phi(R) = \frac{1}{\lambda} \int_{-\infty}^{+\infty} (n - 1) dx \quad (2,10)$$

(здесь интеграл берется по лучу зрения), отклоняется и ослабляется. Ослабление получается потому, что увеличивается расходимость пучка.

$$f(R) = \frac{E_0}{E} = 1 + \frac{2L_2(L_1 - L_2)}{L_1 H} n_0 c_0 e^{-\frac{z}{H}} \left(\frac{\pi R}{2H} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (2,11)$$

где E_0 — освещенность в отсутствие рефракции, E — освещенность, ослабленная рефракцией, L_1 — расстояние источник — наблюдатель, L_2 — расстояние планета — наблюдатель, n_0 — численная концентрация молекул в основании атмосферы (или на каком-то референтном уровне), $c_0 = \frac{m-1}{n_0}$, m — показатель преломления, соответствующий численной концентрации n_0 , R — кратчайшее расстояние от центра планеты до луча зрения, z — высота над референтным уровнем, H — шкала высот.

Измеряя $\Phi(R)$ или $f(R)$, можно получить $n(R)$ и H . Практически этот метод использовался дважды: во время покрытия Венерой Регула в 1960 г. и при пролете М5 за диском Венеры в 1967 г. При покрытии Регула была получена функция $f(R)$ в области $z = 120$ км ($R = 6170$ км). Обработка измерений^{58, 60} дала

$$n \approx 6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3} \quad (z = 120 \text{ км}), \quad H = 6 \pm 2 \text{ км}, \quad (2,12)$$

откуда

$$190 < T < 380^\circ \text{ К}, \quad (2,13)$$

если CO_2 не диссоциирован и $\bar{\mu} = 42,4$ (90% $\text{CO}_2 + 10\% \text{ N}_2$).

Оценка концентрации (2,12) соответствует уровню, на котором $f(R) = 2$. В случае рефракции радиоволн от космического корабля множитель $(L_1 - L_2)/L_1 \approx 10^4$, и такое же ослабление получается при концентрациях $5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Это дает возможность зондировать более глубокие слои атмосферы, и на М5 зависимость $n(R)$ была получена вплоть до уровня критической рефракции ($P \approx 4,5 \text{ атм}$), где радиус кривизны луча равен R . При «радиопокрытии» М5 измерялся сдвиг фазы $\Phi(R)$. На рис. 4 и 5 даны результаты обработки этих измерений, приведенные к виду $p(R)$, $T(R)$ ^{60, 61}. Они прекрасно согласуются с прямыми измерениями, если принять радиус твердой поверхности

$$R_s = 6050 \text{ км}, \quad (2,14)$$

полученный из наземных радиолокационных измерений⁶²⁻⁶⁵.

Верхний изотермический участок маринеровской кривой, соответствующий $T = 240^\circ \text{ К}$, вызывает сомнения. И в самом деле, температура изотермической стратосферы равна

$$T_{sf} = \frac{T_e}{\sqrt[n]{2}}, \quad (2,15)$$

где T_e — равновесная температура планеты и $n = 4$, если коэффициент поглощения для тепловой радиации планеты не зависит от длины волны (серое приближение). Равновесная эффективная температура вычисляется из условия

$$\sigma T_e^4 = \frac{1}{4} (1 - A_i) \frac{E_\odot}{r^2}, \quad (2,16)$$

где $E_\odot$ — солнечная постоянная, r — расстояние до Солнца в а.е., A_i — интегральное альbedo. Для Венеры согласно Ирвину⁶⁶

$$A_i = 0,77 \pm 0,07, \quad (2,17)$$

откуда

$$T_e = 238 \pm 16^\circ \text{ К} \quad (2,18)$$

и

$$T_{sf} = 192 \pm 12^\circ \text{ К}. \quad (2,19)$$

Если в реальной венерианской стратосфере тепловой баланс определяется лучистым переносом в полосе CO_2 λ 15 мкм (см. гл. 6), она будет

неизотермичной: в нижней части более теплой, в верхней — более холодной, чем дает серое приближение. Таким образом, изотермическая стратосфера с температурой 240°K трудно объяснима с точки зрения теплового баланса. Если она изотермична, она должна быть холоднее (около 200°K), а если она в нижней части имеет температуру 240°K , то не будет изотермичной.

в) *Инфракрасные температуры.* 1) *Область теплового излучения* ($\lambda > 3 \text{ мкм}$). Оценка (2,16) — расчетная температура уходящего излучения. Сравним ее с измеренной. В области $\lambda > 3 \text{ мкм}$ проводились измерения с фильтрами (см. ⁴), а в окне 8—14 мкм также и спектральные ⁶⁹⁻⁷². В области 8—14 мкм средняя яркостная температура диска ⁶⁷⁻⁷⁸ равна

$$\bar{T}_B = 220 \pm 10^\circ \text{K}, \quad (2,20)$$

т. е. близка к T_e (см. (2,18)). В центре диска

$$T_B = 230 \pm 10^\circ \text{K}. \quad (2,21)$$

Потемнение к краю соответствует закону

$$T_B \propto \sqrt[8]{\cos \theta}, \quad (2,22)$$

где θ — угол между нормалью и направлением на наблюдателя вплоть до $\cos \theta = 0,5$ ^{68, 69, 71}, при $\cos \theta < 0,5$ она становится еще более плавной ⁸⁰. Ночная температура почти не отличается от дневной, по некоторым наблюдениям даже превышает ее на несколько градусов ⁷⁹.

Цветовая температура в области 8—14 мкм совпадает с T_B . Отдельные измерения имеются в окнах 3—4 мкм ⁸¹ и 18—22 мкм (Лоу, частное сообщение). Они дают близкие значения T_B . Следовательно, коэффициент поглощения мало меняется в очень широком диапазоне длин волн, что может иметь место только в том случае, если поглощение вызвано твердыми или жидкими частицами. Иными словами, инфракрасная яркостная температура — это температура облачного слоя (с небольшой поправкой, обусловленной излучательной способностью). Угловая зависимость (2,22) определяется в основном угловой зависимостью излучательной способности ⁸²⁻⁸⁴. Вклад температурного градиента невелик, если он вообще играет роль.

2) *Область отраженного излучения.* Здесь могут определяться вращательные и колебательные температуры полос CO_2 . Среднее значение по слабой полосе $\lambda 8689 \text{ \AA}$ ⁸⁵

$$T_r = 291 \pm 10^\circ \text{K} \quad (2,23)$$

в модели с рассеянием и

$$T_r = 317 \pm 10^\circ \text{K} \quad (2,24)$$

в модели простого отражения. Иногда получаются более низкие значения — около 240°K ^{3, 86, 87}, иногда более высокие — до 450°K (только по очень слабым полосам около 0,8 мкм ⁸⁸). Разброс связан, видимо, с изменениями во времени эффективной глубины формирования полос.

г) *Спектроскопические и поляризационные определения давления.* Спектроскопические давления могут определяться по кривой роста и по ширине линий. Кривая роста дает эффективное давление

$$p_e \approx 0,1 - 0,2 \text{ атм.} \quad (2,25)$$

Независимо от модели, ширины линий, как правило, оказываются намного уже инструментального контура ($< 0,1 \text{ см}^{-1}$), но в некоторых

случаях ⁸⁸ наблюдались большие ширины, соответствующие давлениям в несколько атмосфер. При этом имела место корреляция с вращательными температурами, и можно по таким данным построить диаграмму $p(T)$; она находится в согласии с прямыми измерениями, хотя разброс велик (рис. 8).

Кривые зависимости поляризации Венеры от фазы в ультрафиолетовых лучах имеют максимум вблизи $\varphi = 90^\circ$, характерный для рэлеевского рассеяния ⁸⁹⁻⁹². По величине этого максимума оценивается

$$p_c \approx 0,02 - 0,05 \text{ атм} \quad (2,26)$$

в модели простого отражения.

д) Радиолучение Венеры. Радиолокация. Обзор результатов исследования радиоизлучения Венеры и радиолокационных экспериментов до 1965—1966 гг. можно найти в книгах ^{3, 93}. В табл. IV приведены известные автору результаты измерений средней

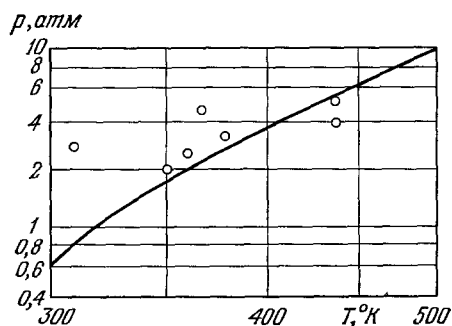


Рис. 8. Функция $p(T)$ по прямым измерениям (сплошная линия) и по спектроскопическим (кружки).

Таблица IV

Яркостная температура Венеры в радиодиапазоне
(результаты, не вошедшие в ^{3, 93})

λ , см	$\bar{T}_B$, °K	Литература	λ , см	$\bar{T}_B$, °K	Литература
0,86	423	94	4,52	656 ± 35	99
1,18	400	95	6,0	706 ± 45	100
1,28	418	95	6,0	635 ± 30	101, 102
1,35	436	95	7,5	617 ± 18	97
1,43	451	95	21,2	591 ± 30	103
1,58	477	95		$+72$	
2,07	485 ± 60	96	21,3	646	104
3,12	553 ± 21	97		-100	
3,75	646 ± 72	98	49,1	580 ± 100	105
	-100				

по диску яркостной температуры Венеры в радиодиапазоне, полученные в более позднее время и не вошедшие в упомянутые обзоры. Полные данные о наблюдаемом спектре радиоизлучения Венеры представлены на рис. 3.

Из рис. 3 и табл. IV видно, что яркостная температура на сантиметровых и дециметровых волнах значительно выше, чем дают оптические методы. Уже с начала шестидесятых годов стало ясно, что этот факт можно объяснить только высокой температурой поверхности и нижних слоев атмосферы ^{3, 93}.

Важнейший прогресс в теоретической интерпретации спектра радиоизлучения Венеры был достигнут в последнее время благодаря лабораторным исследованиям поглощения радиоволн в CO_2 , N_2 и H_2O при высоких температурах и давлениях (Хо, Кауфман и Таддеус ¹⁰⁶). Поглощение связано с вращательными и трансляционными переходами, индуцированными давлением, и коэффициент поглощения радиоволн в смеси CO_2 , N_2

и H_2O равен

$$\alpha = p^{2\nu^2} \left(\frac{273}{T} \right)^5 (15,7f_{\text{CO}_2}^2 + 3,90f_{\text{CO}_2}f_{\text{N}_2} + 0,085f_{\text{N}_2}^2 + 1330f_{\text{H}_2\text{O}}) \cdot 10^{-8} \text{ см}^{-1}, \quad (2,27)$$

где p — давление (атм), ν — волновое число (см^{-1}), f_{CO_2} , f_{N_2} и $f_{\text{H}_2\text{O}}$ — относительные содержания. Яркостная температура в некоторой точке планетного диска

$$T_B(\mu, \gamma, \lambda) = \varepsilon(\mu, \gamma, \lambda) T_s e^{-\frac{\tau_0(\lambda)}{\lambda}} + \int_0^{\tau_0} \frac{T(\tau)}{\mu} e^{-\frac{T(\tau)}{\mu}} d\tau + C, \quad (2,28)$$

где $\tau(\lambda) = \int_0^x \alpha(\lambda, x) dx$ — оптическая толщина, отсчитываемая сверху, μ — косинус угла между нормалью и направлением на наблюдателя, τ_0 — полная оптическая толщина атмосферы, T_s — температура поверхности, $\varepsilon(\mu, \gamma, \lambda)$ — коэффициент излучения поверхности, γ — угол между направлением поляризации приемной системы и линией, соединяющей центр диска и излучающий элемент. Первый член — это излучение поверхности, ослабленное атмосферой, второй — излучение атмосферы и C — добавка, возникающая из-за отражения излучения атмосферы от поверхности. Зависимость $\varepsilon(\mu, \gamma)$ вычисляется по формуле Френеля. Средняя по диску яркостная температура

$$\bar{T}_B = \int_0^1 \int_0^{2\pi} T(\mu, \gamma) \mu d\mu d\gamma. \quad (2,29)$$

При больших τ_0 работает только второй член уравнения (2,28), и в приближении полубесконечной атмосферы можно принять

$$\bar{T}_B = \frac{3}{2} \int_0^{\tau_0} T(\tau) e^{-\frac{3}{2}\tau} d\tau. \quad (2,30)$$

Максимальный вклад в интеграл (2,30) вносит слой, на котором $\tau \approx \tau_{\text{eff}} = \frac{2}{3}$. Чем меньше длина волны, тем меньше соответствующая τ_{eff} . Это и является причиной уменьшения яркостной температуры с длиной волны в диапазоне 5—0,1 см (см. рис. 3 и 11). Можно принять на данном уровне p , T

$$\alpha_{\text{eff}} = \frac{\tau_{\text{eff}}}{H} = \frac{2}{3} \frac{m_H \bar{\mu} g}{kT} \approx \frac{3 \cdot 10^{-4}}{T}. \quad (2,31)$$

Из уравнений (2,27) и (2,31) следует

$$p \left(\frac{273}{T} \right)^2 = \frac{a}{\nu}, \quad (2,32)$$

где константа $a = a(f_{\text{CO}_2}, f_{\text{N}_2}, f_{\text{H}_2\text{O}})$ — функция только состава. В табл. V приведены давления, соответствующие $\tau = \frac{2}{3}$, в зависимости от длины волны, вычисленные по формуле (2,32). Они определяют эффективный уровень выхода излучения с данной длиной волны. Положив в (2,32) $T = T_B$, мы можем рассматривать эту таблицу как функцию $p(T)$, найденную по спектру радиоизлучения, и, сопоставив ее с прямыми измерениями, проверить правильность использованной теории, проконтролировав, в частности, заложенные в нее предположения о химическом составе. Сравнение с рис. 6 показывает, что согласие удовлетворительно, особенно если взять третий столбец, отличающийся от двух других добавлением 1% H_2O . Согласие нарушается при $\lambda > 5 \text{ см}$, где приближение полубеско-

Таблица V

Давление на уровне $\tau = \frac{2}{3}$ в зависимости от длины волны (эффективный уровень выхода излучения в приближении полубесконечной атмосферы)

ν , см ⁻¹	λ , см	T_B , °K	Эффективное давление, атм		
			чистый CO ₂	90% CO ₂ + 10% N ₂	90% CO ₂ + 9% N ₂ + + 1% H ₂ O
100	0,01	(200) *	(0,015)	(0,016)	(0,011)
10	0,1	280	0,09	0,1	0,07
5	0,2	300	0,6	0,7	0,5
2	0,5	350	2,3	2,5	1,8
1	1	400	5,7	6,3	4,5
0,5	2	550	22	24	17
0,2	5	600	64	70	45

*) Наблюдений нет. Принята температура стратосферы, близкая к оценке (2,19).

нечной атмосферы не является достаточно точным. В области $\lambda \geq 10$ см основным источником излучения является уже поверхность.

Обычно задача решается в обратном порядке: задается модель атмосферы (по прямым измерениям), температура поверхности (по радиоизлучению в дециметровом диапазоне), ее диэлектрическая постоянная (по радиолокации) и вычисляется спектр T_B по строгой формуле (2,29) для того или иного состава ^{32, 33, 107, 108}. Результаты, как правило, те же самые: для согласования вычисленного спектра и наблюдаемого необходимо иметь в атмосфере 0,5—1 % паров H₂O. Из формулы (2,27) ясно, что эта небольшая примесь H₂O заметно увеличивает коэффициент поглощения.

Авторы ^{32, 33, 108} применяют другие выражения для коэффициента поглощения H₂O, отличные от (2,27), но это не очень сильно влияет на конечный результат.

Максимум T_B в наблюдаемом спектре радиоизлучения имеет место в области 5—15 см. На более длинных волнах T_B уменьшается. В расчетном спектре при $\frac{dT}{dz} = \text{const}$ никакого максимума не получается, если не учитывать отражения от поверхности (член C в уравнении (2,28)). Учет C дает некоторый «горбик» в нужной области, но величина его недостаточна для согласования с наблюдениями. Согласование можно получить, предполагая либо уменьшение ϵ на дециметровых волнах ³³, либо уменьшение градиента $\frac{dT}{dz}$ в приповерхностном слое ¹⁰⁷⁻¹¹⁰. Согласно Гэйлу и др. ¹⁰⁷ достаточно предположить существование вблизи поверхности изотермического ($T = 670 \pm 20^\circ \text{K}$) слоя толщиной

$$z_{is} = 7 \pm 2 \text{ км.} \quad (2,33)$$

Близкий результат получили Ветухновская и др. ¹⁰⁸ и Ржига ¹⁰⁹.

Независимую информацию о поглощении радиоволн в атмосфере Венеры можно получить из радиолокации. На рис. 9 показана зависимость эффективного сечения отражения планеты σ_e от длины волны ^{110, 111}. Эта зависимость дает полную оптическую толщину атмосферы в функции длины волны (см., например, ¹¹²):

$$\tau_0(\lambda) = 2 \ln \frac{\sigma_e(\lambda)}{\sigma_e(\infty)} = (1,01 \pm 0,04) \left(\frac{3,8}{\lambda} \right)^2. \quad (2,34)$$

Из наблюдений на 10 см с интерферометром, проводившихся в двух поляризациях ¹¹³, можно оценить $\tau_0(10 \text{ см}) = 0,17 \pm 0,03$ ¹⁰⁸ (см. также ¹¹²), что находится в отличном согласии с (2,34).

$\sigma/0,01\pi R^2$

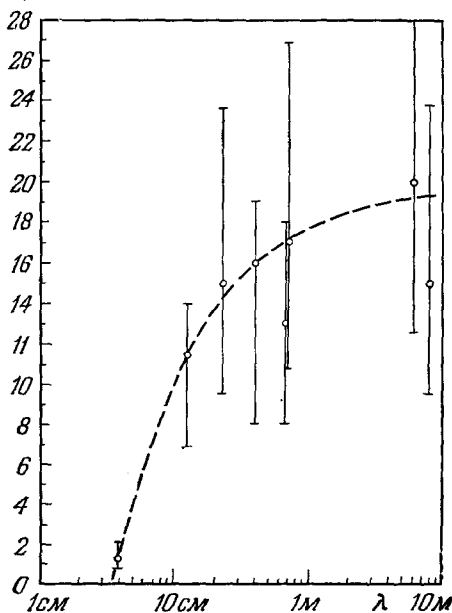


Рис. 9. Радиолокационное сечение Венеры (в единицах $0,01\pi R^2$) в функции длины волны.

все экспериментаторы получали более высокие T_B на дневной стороне, чем на ночной, а на Пулковском радиотелескопе это же было подтверждено измерениями распределения яркости по диску ¹¹⁴. Между тем последние наблюдения А. Д. Кузьмина и др. на Серпуховской 22-м антенне ФИАН показали на этой длине волны отсутствие фазового хода в пределах 1%.

Совместный анализ спектра радиоизлучения и радиолокационных сечений позволяет получить довольно надежные выводы о температуре и давлении у поверхности (табл. VI). Модель в) табл. VI, предполагающая разрыв на 100° между температурой поверхности и нижней границей атмосферы (инверсия: атмосфера горячее поверхности), представляется крайне маловероятной.

В табл. IV и на рис. 3 приведены значения T_B в нижнем соединении, т. е. для ночной стороны планеты. Какова разница в T_B между ночной и дневной стороной, т. е. имеется ли зависимость T_B от фазы? На 10 см, где основной вклад дает поверхность, разницы нет в пределах 2—3% ⁹³. На сантиметровых и миллиметровых волнах данные противоречивы, и мы не будем их обсуждать детально. Примером могут служить наблюдения на 8 мм. Здесь еще недавно

Таблица VI

Температура поверхности T_s и давление у поверхности p_s по данным радиоастрономии и радиолокации

Модель атмосферы	Автор	$T_s, ^\circ\text{K}$	$p_s, \text{атм}$
а) Адиабатическая до поверхности	Гэйл и др. ¹⁰⁷ , Ветухновская и др. ¹⁰⁸	720 ± 20 700 ± 50	— 65 ± 20
б) Адиабатическая с изотермическим участком у поверхности	Гэйл и др. ¹⁰⁷ , Ветухновская и др. ¹⁰⁸ , Ржига ¹⁰⁹	670 ± 20 650 650	100 ± 20 —
в) Адиабатическая с узким инверсионным слоем у поверхности	Ржига ¹⁰⁹	650	—

Другая проблема — имеется ли заметная разность температур между полюсом и экватором. Здесь проводилось несколько серий измерений на интерферометре с переменной базой. Результаты тоже противоречивы. Кларк и Кузьмин¹¹³ из наблюдений на 10 см нашли, что полюс холоднее экватора на 150°K , однако более поздние наблюдения на 11 см (Синклер и др.^{114a}) дали верхний предел разности полюс — экватор 15° . На 3 см Берг и Грейзен⁹⁷ получили верхний предел 30° .

В гл. 5 мы увидим, что тепловая инерция и общая циркуляция атмосферы Венеры должны сглаживать разности температур до нескольких градусов в нижних слоях тропосферы, так что в диапазоне $\lambda \geq 3$ см заметного фазового хода или широтной зависимости T_B и не должно быть. Однако на миллиметровых волнах, излучаемых более высокими слоями тропосферы, возможность такого рода неоднородностей в яркостной температуре априорными соображениями исключить нельзя.

Из формулы (2,28) понятно, что даже при одинаковой термодинамической температуре во всех точках планеты (на данном z) яркостная температура должна изменяться от центра к краю диска. Если излучает поверхность, T_B падает к краю из-за уменьшения к краю излучательной способности; если излучает атмосфера, имеет место такой же эффект из-за вертикального градиента температуры. Изменение T_B от центра к краю исследовалось на 8 мм¹¹⁴, 1,35 и 1,9 см (на «Маринере-2» — первом американском космическом корабле, прошедшем вблизи Венеры), на 3 см⁹⁷, 10 см¹¹³ и 21 см¹⁰⁴.

е) Оценки T_s , основанные на химическом равновесии. По спектроскопическим верхним пределам H_2S и COS Льюис⁴⁸ получил $T_s > 560^\circ \text{K}$ в предположении, что поверхность изотермична. Если максимальная температура поверхности $T_s = 700^\circ \text{K}$, то в самой холодной точке по оценке Льюиса $T_s > 540^\circ \text{K}$.

ж) Рабочая модель атмосферы до высоты 120 км. Модели атмосферы Венеры, опубликованные незадолго до полетов В4 и М5 (см., например, ³), давали правильные представления о температуре поверхности и нижней атмосферы (основанные на радиоастрономических данных), однако неопределенность в давлении была очень велика. Считалось вероятным давление у поверхности около 20 атм, но не исключались значения в 5 раз большие или меньшие. Успешные исследования, проведенные с помощью межпланетных автоматических станций, дали возможность построить существенно более уверенную модель атмосферы в области высот, на которых проводились измерения⁶². В табл. VII, где дана модель атмосферы Венеры от 0 до 120 км, область, надежно исследованная космическими средствами, выделена жирным шрифтом, а на рис. 6 — жирной

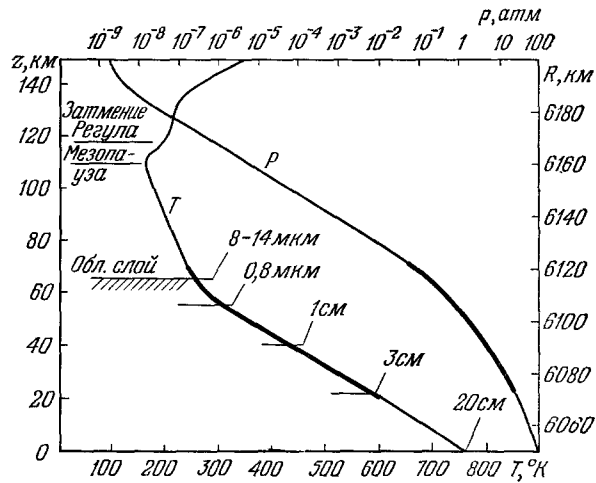


Рис. 10. Строение атмосферы Венеры до высоты 120 км.

Показаны эффективные уровни излучения для различных длин волн.

линией. Эта модель согласуется и со всеми результатами наземных наблюдений, радиоастрономических и оптических.

Таблица VII

Рабочая модель атмосферы Венеры до высоты 120 км

z , км	T , °K	p , атм	ρ , г·см ³	n , см ⁻³	Примечание
0	750	93,0	$6,3 \cdot 10^{-2}$	$8,8 \cdot 10^{20}$	Поверхность
5	713	69,0	5,0	7,0	
10	675	50,3	3,8	5,4	
15	636	35,0	2,8	4,0	
20	596	25,2	2,18	3,07	Конец работы В5 и В6
25	556	17,3	1,58	2,23	
30	515	11,5	1,15	1,62	
35	472	7,40	$8,10 \cdot 10^{-3}$	1,14	
40	428	4,50	5,50	$7,74 \cdot 10^{15}$	
45	382	2,60	3,58	5,05	
50	340	1,43	2,16	3,04	
55	304	0,71	1,25	1,70	Начало работы В4, В5, В6
60	274	0,34	$6,6 \cdot 10^{-4}$	$9,0 \cdot 10^{18}$	
65	250	0,14	2,7	3,6	Верхняя граница облачного слоя
70	240	$5,5 \cdot 10^{-2}$	1,2	1,6	
80	220	$7,0 \cdot 10^{-3}$	$1,7 \cdot 10^{-5}$	$2,3 \cdot 10^{17}$	
90	200	$7,4 \cdot 10^{-4}$	$1,9 \cdot 10^{-6}$	$2,6 \cdot 10^{18}$	
100	180	$6,2 \cdot 10^{-5}$	$1,8 \cdot 10^{-7}$	$2,5 \cdot 10^{15}$	
110	160	$4,9 \cdot 10^{-6}$	$1,6 \cdot 10^{-8}$	$2,2 \cdot 10^{14}$	Мезопауза
120	205	$3,9 \cdot 10^{-7}$	$1,0 \cdot 10^{-9}$	$1,4 \cdot 10^{13}$	Затмение Регула

Поскольку вертикальный профиль температуры в атмосфере определяется ее тепловым балансом, а последний в значительной степени химическим составом, то уточнение состава, полученное в космических экспериментах, позволило проводить более обоснованные экстраполяции модели вниз и вверх. В области ниже 20 км и радиоастрономические наблюдения и теория теплового баланса (см. гл. 3) указывают либо на адиабатический температурный профиль, либо на достаточно близкий к нему. Мы использовали адиабату.

Выше 70 км был использован вертикальный профиль, полученный Мак-Элроем из детальных расчетов теплового баланса в надоблачной атмосфере¹⁷⁵. Принят профиль, вычисленный для 90% CO₂ и 10% N₂. От профиля для чистого CO₂ он отличается очень мало. Модели, приведенные здесь и в работе⁵², несколько различны характером как аппроксимации экспериментальных данных, так и предположений, принятых при экстраполяции. В работе⁵² в области высот $z < 45$ км градиент немного выше адиабатического. Это превышение нереально с теоретической точки зрения и в то же время не выходит за пределы ошибок измерений. Поэтому ниже 45 км мы аппроксимировали результаты измерений адиабатой (для упомянутого выше состава). Серьезное отличие модели⁵² имеет место в области мезопаузы, более теплой, чем по Мак-Элрою. Можно показать, что это приводит к неправильному значению высоты максимума электронной концентрации в ионосфере. Единственный эксперимент, дающий прямую информацию о температуре мезопаузы Венеры,— это затмение Регула, однако, как уже указывалось, результаты его мало надежны.

3. ОБЛАЧНЫЙ СЛОЙ

Облачный слой Венеры изучался только оптическими методами (фотометрия, поляриметрия и спектроскопия). Они позволяют оценить средний размер частиц, коэффициент преломления, индикатрису рассеяния, альбедо однократного рассеяния, средний объемный коэффициент рассеяния, полную оптическую толщину и дают определенный, хотя и не однозначный, материал для суждений о химическом составе.

Радиус внешней границы облачного слоя (видимый радиус планеты) согласно Вокулеру¹¹⁵ равен $R_c = 6120 \pm 8$ км, откуда высота ее

$$z_c = 68 \pm 8 \text{ км.} \quad (3,1)$$

В видимой области спектра контрасты на диске очень малы. Значительно больше они вблизи $3500 \text{ \AA}$ — здесь наблюдаются темные пятна с временем жизни порядка нескольких суток¹¹⁶⁻¹¹⁹. По ультрафиолетовым фотографиям радиус Венеры больше¹¹⁷:

$$R_c (\text{УФ}) = 6145 \text{ км или} \\ z_c (\text{УФ}) \approx 95 \text{ км.} \quad (3,2)$$

Облака, отражающие в ближней ультрафиолетовой области, расположены выше и для видимого света являются оптически тонкими.

Неизвестно, как глубоко облака простираются вниз. Если они образованы конденсацией какого-то одного вещества, геометрическая толщина слоя вряд ли превышает 10 км. Если конденсируется несколько веществ или облака (хотя бы в нижних ярусах) состоят из пыли, они могут простираться вплоть до поверхности.

а) Средний размер частиц и коэффициент преломления. Эти параметры оценивались по фазовой кривой блеска^{122, 123} (зависимость звездной величины от угла фазы ϕ) и фазовой кривой поляризации. Второй метод более надежен. Соболев⁹¹ получил из поляризационных кривых Герелса и Сэмюэлсена⁹² в предположении $m = 1,5$ средний радиус

$$\bar{r} \approx 1,2 \text{ мкм} \quad (3,3)$$

и индикатрису, показанную на рис. 11. Коэффициент при втором члене разложения индикатрисы по полиномам Лежандра (он характеризует степень ее вытянутости) равен

$$x_1 = 2,1. \quad (3,4)$$

Использовалась модель однородной полубесконечной атмосферы и для рассеяния высших порядков, начиная со второго, принималась индикатриса вида $1 + x_1 \cos \gamma$ (см.^{124, 125}). Требование однородности означает, что альбедо однократного рассеяния и индикатриса не меняются с глубиной.

На рис. 12 даны кривые равной поляризации в координатах ϕ и $\frac{1}{\lambda}$, полученные Коффином и Герелсом⁸⁹ по наблюдениям в 10 длинах волн. Коффин⁹⁰ рассчитал по теории Ми кривые поляризации в координатах ϕ и $\frac{1}{\lambda}$ для широкого набора значений комплексного коэффициента преломления

$$m = m_0 + m_1 i. \quad (3,5)$$

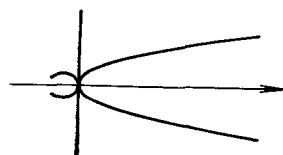


Рис. 11. Средняя индикатриса рассеяния частиц облачного слоя, вычисленная из поляризационных наблюдений¹²⁶.

Рассеяние высших порядков приводит главным образом к уменьшению абсолютных величин степени поляризации, но лишь слабо влияет на положение точек инверсии (в которых поляризация меняет знак). Сравнивая расчетные и наблюдаемые кривые инверсии, Коффин нашел

$$\bar{r} = 1,25 \pm 0,25 \text{ мкм}, \quad (3,6)$$

действительную часть коэффициента преломления

$$1,43 < m_0 < 1,55 \quad (3,7)$$

и верхний предел комплексной части

$$m_1 < 10^{-3}. \quad (3,8)$$

Следует отметить прекрасное согласие результатов

Таблица VIII

Сферическое альbedo Венеры⁶⁶ и альbedo однократного рассеяния

$\lambda, \text{Å}$	A_B	$1 - a \approx \frac{K}{\sigma}$	$\kappa, \text{см}^{-1}$
3 147	0,45	0,0165	66
3 590	0,52	0,0129	52
3 926	0,56	0,0109	42
4 155	0,66	0,0063	25
4 573	0,77	0,0030	12
5 012	0,79	0,0025	10
6 264	0,94	0,0002	0,8
7 227	0,93	0,0003	1,2
8 595	0,89	0,0007	2,8
10 630	0,89	0,0007	2,8

K и σ — объемные коэффициенты поглощения и рассеяния.

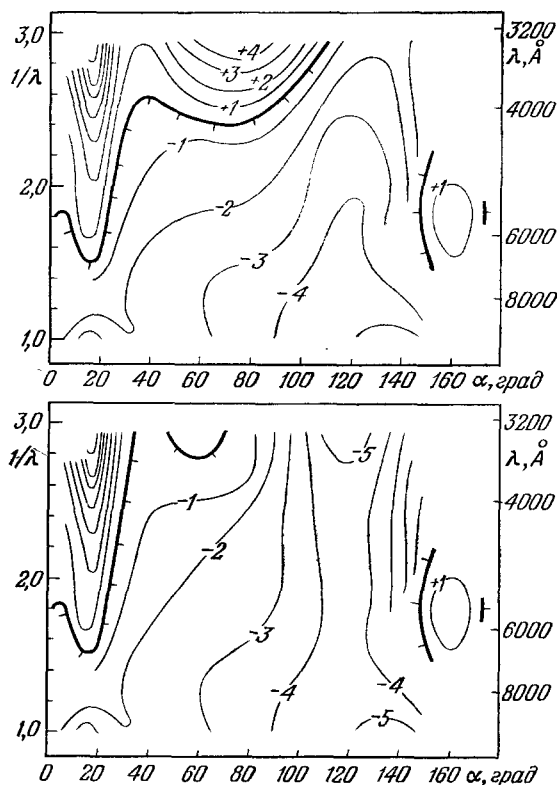


Рис. 12. Интегральная поляризация Венеры в функции φ и $\frac{1}{\lambda}^{90}$.

Соболева и Коффина при совершенно различных подходах к задаче.

б) Альbedo однократного рассеяния. Эта величина может быть найдена непосредственно из сферического альbedo A_B , если считать атмосферу однородной и полубесконечной. Согласно Соболеву¹²⁶

$$A_B = 1 - 4 \sqrt{\frac{1-a}{3-x_1}}. \quad (3,8')$$

В табл. VIII приведены значения A_B по Ирвину⁶⁶ и $1 - a$, вычисленные при $x_1 = 2,1$. Зависимостью x_1 от λ мы пренебрегали.

В четвертом столбце приведен объемный коэффициент поглощения материала, составляющего частицы,

$$\kappa \approx \frac{1}{2r} \frac{1-a}{a}. \quad (3,9)$$

Сильное поглощение имеет место в синей и ультрафиолетовой области (см. также¹²⁷). Точность величин A_B составляет $\pm 7\%$, поэтому $\frac{K}{\sigma}$ и κ определяются с точностью только до половины порядка.

На рис. 13 приведена зависимость $A_B(\lambda)$, проэкстраполированная в сторону более длинных и коротких волн по спектроскопическим данным без учета различия в фазовых кривых, которые за пределами диапазона 0,3—1,0 мкм не определялись.

в) Поглощение или конечная толщина? В земных облаках в видимой и ближней инфракрасной области (до 1,3 мкм) величина $1 - a$ очень мала, около 10^{-7} ¹²⁸. Если $1 - a = 0$, альbedo полубесконечной ($\tau_0 = \infty$) рассеивающей среды $A_B = 1$. Отличие A_B от 1 может

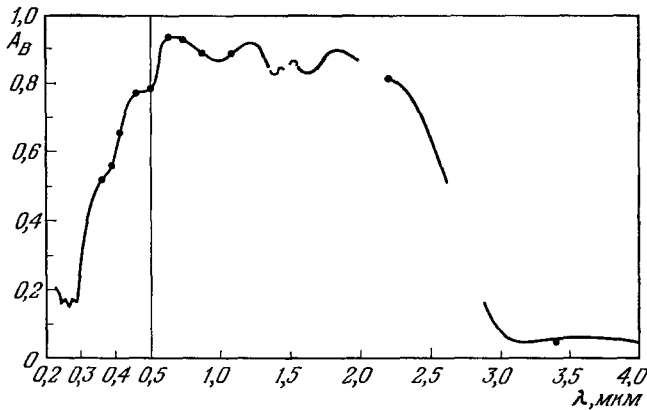


Рис. 13. Сферическое монохроматическое альbedo Венеры в диапазоне 0,2—0,4 мкм ¹²⁰.

По оси ординат — парциальное давление H_2O , вычисленное без учета конденсации (полное перемешивание, три значения f_{H_2O}), температура (экстраполяция по модели Мак-Элроя, см. гл. 6) и давление насыщенного пара.

объясняться двумя причинами: 1) истинным поглощением, 2) конечной оптической толщиной τ_0 . На самом деле могут работать обе причины, но рассмотрим только эти крайние случаи. Если реализуется возможность 1), мы получаем из кривой величины $1 - a$ и κ , как это делалось выше. Если реализуется возможность 2), можно оценить τ_0 . Для этого можно воспользоваться результатами Романовой ¹²⁹, вычислившей альbedo оптически толстых (но конечных) слоев для индикатрисы рассеяния, близкой к венерианской. Получается:

$$\tau_0 = 65_{-20}^{+50}. \quad (3,10)$$

г) Средний объемный коэффициент рассеяния. Эту величину можно оценить двумя методами. 1) Поскольку толщина облачного слоя Δz вряд ли меньше 10 км и не превышает высоту его верхней границы $z_c \approx 65$ км, имеем

$$\sigma = \frac{\tau_0}{\Delta z} \approx 3 \cdot 10^{-5} \text{ см}^{-1} \quad (3,11)$$

с точностью до половины порядка. 2) Из спектральных наблюдений полос CO_2 получается в модели с рассеянием

$$K = \frac{n}{\sigma} = 2 \cdot 10^4 \text{ см} \cdot \text{атм} \cdot \text{см}^{-1} \quad (3,12)$$

на уровне, где $p \approx 0,2 \text{ атм}$ ⁷. Принимая $f_{CO_2} = 0,9$, имеем

$$\sigma = \frac{0,9p}{kTKL} = 2,5 \cdot 10^{-5} \text{ см}^{-1}, \quad (3,13)$$

что практически совпадает с (3,14). Здесь $L = 2,65 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ — число Лопшидта, k — постоянная Больцмана. В земных облаках σ на порядок больше.

Численная концентрация частиц

$$N \approx \frac{\sigma}{2\pi r^2} \approx 300 \text{ см}^{-3}, \quad (3,14)$$

массовая плотность

$$\rho = \frac{4}{3} \pi r^3 \rho_0 N \approx 2 \cdot 10^{-9} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}, \quad (3,15)$$

здесь $\rho_0 \approx 1 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$ — плотность материала. Полное содержание рассеивающего материала в вертикальном столбе сечением 1 см^2

$$B = \rho \Delta z = \frac{2}{3} \tau_0 \rho_0 r \approx 5 \cdot 10^{-3} \text{ г} \cdot \text{см}^{-2}. \quad (3,16)$$

д) Х и м и ч е с к а я п р и р о д а ч а с т и ц. Прежде всего необходимо решить, состоит ли облачный слой из пыли или из конденсатов. Против пыли имеются три возражения: 1) большая прозрачность частиц в области 0,6—1 $\mu\text{м}$ слишком велика для пыли; 2) большая высота верхней границы облаков — давление здесь на три порядка меньше поверхностного; 3) постоянство яркостной инфракрасной температуры (и, следовательно, высоты верхней границы облаков, если они пылевые); в случае конденсационных облаков высота может меняться, а температура автоматически будет поддерживаться постоянной.

Таким образом, рассуждая от противного, приходим к выводу, что облачный слой Венеры конденсационный, во всяком случае в верхней части. Предполагаемые малые скорости ветра (см. гл. 5) позволяют думать, что пыли в атмосфере Венеры не много. Какие газы могут конденсироваться в облачном слое? Температура его верхней границы (с поправкой на излучательную способность 0,7—0,9) равна 230—250° К. Это слишком много для конденсации CO_2 .

Следующий очевидный кандидат — H_2O . Чтобы в облачном слое на высотах 60—70 км имела место конденсация H_2O , необходимо иметь

$$f_{\text{H}_2\text{O}} > 5 \cdot 10^{-3} \quad (3,17)$$

(см. рис. 14). Таким образом, если верить газоанализаторам В4, В5, В6 ($f_{\text{H}_2\text{O}} \approx 1 \cdot 10^{-2}$), конденсация происходит, если верить спектроскопии ($f_{\text{H}_2\text{O}} \approx 1 \cdot 10^{-4}$), то не происходит. Оценка критического значения $f_{\text{H}_2\text{O}}$ зависит от выбора $T(z)$, но ее трудно опустить ниже $5 \cdot 10^{-4}$ (см. ^{130, 131}). В избранной нами модели $T(z)$ (см. гл. 6 и 8) при $f_{\text{H}_2\text{O}} = 10^{-3}$ конденсация происходит только в мезопаузе. При $f_{\text{H}_2\text{O}} = 1 \cdot 10^{-2}$

$$B = 0,6 \text{ г} \cdot \text{см}^{-2}, \quad (3,18)$$

при $f_{\text{H}_2\text{O}} = 5 \cdot 10^{-3}$

$$B = 0,15 \text{ г} \cdot \text{см}^{-2}, \quad (3,19)$$

но высота облачного слоя получается слишком большой. Если конденсация H_2O и происходит, то только в ледяной фазе, капельно-жидкой воды в атмосфере Венеры не может быть.

Предположение о ледяных облаках притягательно, но встречает ряд трудностей: 1) спектроскопия дает слишком низкое значение $f_{\text{H}_2\text{O}}$, при котором насыщение и конденсация отсутствуют (а ведь спектроскопия измеряет содержание водяного пара именно в облаках); 2) коэффициенты поглощения (табл. VIII) в области $\lambda < 0,6 \mu\text{м}$ слишком велики для льда; 3) отсутствуют полосы поглощения льда у 1,5 и 2 $\mu\text{м}$; 4) коэф-

коэффициент преломления льда $n = 1,31$ выходит за пределы, заданные оценкой (3,7). Несколько подробнее остановимся на аргументе 3). Боттема и др.^{132, 133} получили на баллоне спектр Венеры с крайне низким разрешением и заявили, что нашли якобы полосу льда у 2 мкм. Это была явная ошибка, так как здесь находится сильнейшая триада полос CO_2 (см. рис. 2) и никаких других полос здесь найти нельзя. Поллак и Саган¹³⁴ доказывали приближенными расчетами, что полосы у 1,5 и 2 мкм должны быть слабы в случае частиц микронных размеров, а Пламмер пытался показать это экспериментально¹³⁵. Эксперименты Пламмера не убедительны, так как, судя по опубликованным кривым, относятся к слоям с малым альбедо и τ_0 ; что же касается расчетов, то имеются точные машинные вычисления Хансена и Чейни¹³⁶. Они показывают, что слой из ледяных частиц микронного размера, имеющие большое альбедо и (большую τ_0), дают достаточно сильную (глубиной до 20%) депрессию у 1,5 мкм, которая в спектре Венеры отсутствует.

Предполагались многие другие возможности: C_3O_2 — полимеризованная недоокись углерода¹³⁷, углеводороды¹³⁸, хлористая ртуть и хлористый магний¹³⁹, хлористый аммоний¹⁴⁰. Все они не проходят, так как спектры отражения этих веществ совсем не похожи на спектр Венеры. Например, углеводородные облака должны давать сильную полосу у 2,4 мкм¹⁴¹, которой в спектре Венеры нет.

Единственное подходящее по спектру (и геохимически небезнадежное) вещество указал Койпер⁴⁴. Это частично гидратированное хлористое железо $\text{FeCl}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$. Равновесная концентрация H_2O для него составляет $f_{\text{H}_2\text{O}} \approx 10^{-6}$, что является большой трудностью.

Еще более неопределенным является вопрос о составе ультрафиолетовых облаков. Койпер предлагал NH_4Cl ⁴⁴. Если учесть, что по высоте (90—100 км) они близки к мезопаузе, то кажется вероятным, что именно они и состоят из ледяных частиц, так как конденсация здесь должна происходить даже при $f_{\text{H}_2\text{O}} \approx 10^{-4}$ (см. рис. 14).

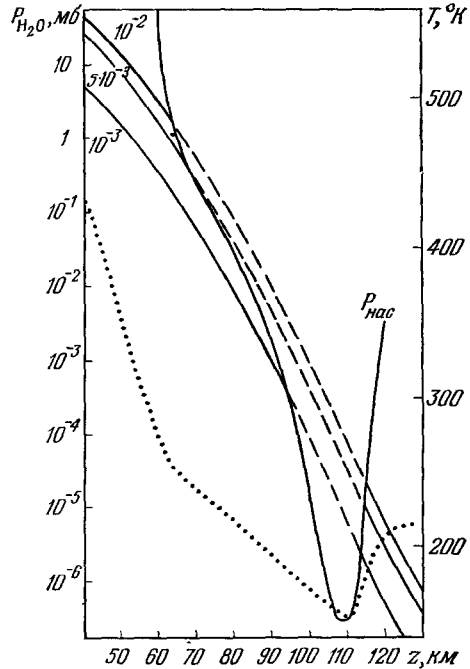


Рис. 14. Условия конденсации H_2O в атмосфере Венеры.

Сплошные линии — парциальное давление H_2O , пунктир — температура.

4. ТЕПЛОВОЙ РЕЖИМ

Как мы видели выше (гл. 2), температура поверхности Венеры находится в пределах $650 < T_s < 750^\circ \text{K}$. Какой физический механизм создает эту высокую температуру? В разное время предлагались четыре гипотезы:

- 1) парниковый эффект (впервые Саган, 1960 г.¹⁴²),
- 2) фракционный разогрев (эолосферная гипотеза Эпика, 1961 г.¹⁴³),
- 3) циркуляционный механизм Гуди и Робинсона (1966 г.¹⁴⁴),
- 4) разогрев внутренним теплом (Кузьмин, 1964 г.¹⁴⁵, Хансен и Мадусима, 1967 г.¹⁴⁶).

Рассмотрим их поочередно.

а) **П а р н и к о в а я г и п о т е з а.** Высокая температура поверхности по этой гипотезе возникает из-за того, что атмосфера хорошо пропускает солнечное излучение и плохо — тепловое излучение планеты. Иными словами, объемный коэффициент поглощения k_v мал в области $\lambda < 2$ мкм, где преобладает солнечное излучение, и велик в области $\lambda > 2$ мкм, где преобладает тепловое излучение поверхности и атмосферы планеты. Проще всего свойства парниковой модели иллюстрируются на примере «серого двухпоточкового приближения». Оно предполагает, что коэффициенты поглощения для солнечного и планетарного излучений k_1 и k_2 не зависят от длины волны, хотя и не равны друг другу. Если $k_1 = 0$, мы можем рассматривать поверхность как источник тепла, испускающий поток

$$F = \frac{1}{4} (1 - A_i) \frac{E_{\odot}}{r^2}, \quad (4,1)$$

где A_i — интегральное альbedo, $E_{\odot}$ — солнечная постоянная, r — расстояние от Венеры до Солнца. Этот поток не изменяется, проходя сквозь атмосферу наружу, и температура в условиях лучистого равновесия является функцией только оптической толщины:

$$T^4 = \frac{E}{2\sigma} \left(\frac{3}{2} \tau + 1 \right). \quad (4,2)$$

Формула (4,2) представляет собой строгое решение уравнения переноса для полубесконечной атмосферы в приближении Эддингтона¹⁴⁷. Для оптически толстой, но конечной атмосферы она дает приближенное решение¹⁴⁸. Оптическая толщина τ отсчитывается сверху. Если полная оптическая толщина для планетарного излучения $\tau = \tau_s$, то температура поверхности

$$T_s = \left[\frac{F}{2\sigma} \left(\frac{3}{2} \tau_s + 1 \right) \right]^{\frac{1}{4}}. \quad (4,3)$$

Поток F может быть выражен через эффективную температуру планеты. Тогда

$$\left(\frac{T_s}{T_e} \right)^4 = \frac{1}{2} \left(\frac{3}{2} \tau_s + 1 \right). \quad (4,4)$$

Принимая $660 < T_s < 750^\circ$, $T_e = 228^\circ \text{K}$, имеем

$$87 < \tau_s < 155. \quad (4,5)$$

В формулу (4,3) при $\tau_s \gg 1$ величины F и τ_s входят в виде произведения, и если часть излучения поглощается в облачном слое, поток у поверхности $F_s < F$ и оптическая толщина τ_s должна быть пропорционально увеличена¹⁴⁹.

Если отношение

$$n = \frac{k_1}{k_2} < 1, \quad (4,6)$$

то для полубесконечной атмосферы (см.¹⁵⁰)

$$\frac{T(\tau, n, \mu)}{T_e} = \left[ng \left(\tau, \frac{n}{\mu} \right) \right]^{\frac{1}{4}}, \quad (4,7)$$

где μ — косинус угла падения солнечных лучей, $g(\tau, n)$ — нормализованное решение Неймана неоднородного уравнения Хопфа

$$g(\tau, y) = \frac{3}{4} \int_0^\infty f(\tau) e^{-y t} y dt \left[f(t) - \int_0^\tau f(t) e^{y(t-\tau)} y dt \right], \quad (4,8)$$

$f(\tau)$ — нормализованное решение однородного уравнения Милна. На рис. 15 показаны решения уравнения (4,6) при $\mu = 1$. Уравнение (4,6) при больших τ_s , конечно, так же как и уравнение (4,2), пригодно для оценки температуры поверхности. По кривым рис. 15 можно оценить, при каких τ_s и n можно получить изотермический ($\frac{dT}{d\tau} = 0$) участок кривой $T(z)$ вблизи поверхности. При $\frac{T_s}{T_e} \simeq 3 - 3,5$ это будет интервал

$$500 < \tau_s < 1000, \quad \frac{k_1}{k_2} = n \approx 5 \cdot 10^{-3}. \quad (4,9)$$

Решения (4,2) и (4,7) получены для состояния лучистого равновесия. Однако атмосфера неустойчива в состоянии лучистого равновесия (возникает конвекция), если

$$\left(\frac{dT}{dz}\right)_{rad} < \left(\frac{dT}{dz}\right)_{ad} = -\frac{g}{c_p}, \quad (4,10)$$

где $\left(\frac{dT}{dz}\right)_{rad}$ — радиативный, $\left(\frac{dT}{dz}\right)_{ad}$ — адиабатический градиент, g — ускорение силы тяжести, c_p — теплоемкость при постоянном давлении. В приближении Эддингтона (см. ¹⁵¹)

$$\left(\frac{dT}{dz}\right)_{rad} = -\frac{3}{16} \frac{(\alpha + 1) g \tau}{R \left(\frac{1}{2} + \frac{3\tau}{4}\right)}, \quad (4,11)$$

где R — газовая постоянная, α — показатель степени в зависимости коэффициента поглощения от давления

$$k(p) = k_0 \left(\frac{p}{p_0}\right)^\alpha. \quad (4,12)$$

Атмосфера устойчива по отношению к конвекции, если

$$\beta = \frac{c_p}{R} (\alpha + 1) < 4 \quad (4,13)$$

в полубесконечной атмосфере или

$$\beta < 4 + \frac{8}{3\tau_{s, rad}} \quad (4,14)$$

в атмосфере конечной толщины, где $\tau_{s, rad}$ — оптическая толщина, найденная в предположении лучистого равновесия.

Если $\beta > 4 + \frac{8}{3\tau_{s, rad}}$, то конвекция возникает в области

$$\tau > \tau_T = \frac{8}{3} \frac{1}{\beta - 4}; \quad (4,15)$$

τ_T — здесь уровень тропопавзы, выше которой имеет место лучистое равновесие, ниже — конвективное. Так как $\left|\frac{dT}{dz}\right|_{ad} < \left|\frac{dT}{dz}\right|_{rad}$, конвекция приводит к увеличению величины τ_s , необходимой для обеспечения наблюдаемого

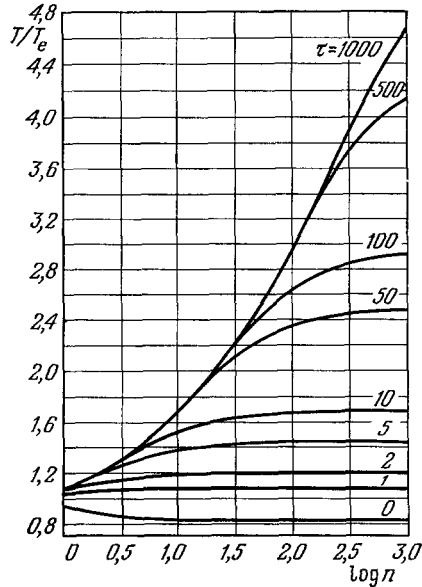


Рис. 15. Парниковый эффект в серой планетной атмосфере при $k_1 \neq 0$. Температура в функции $\log n$ при нормальном падении солнечных лучей ($n = \frac{b_1}{k_2}$ — отношение коэффициентов поглощения для солнечного и планетного излучения)

отношения $\frac{T_s}{T_e}$. Уотсон¹⁵¹ исследовал влияние конвекции на τ_s для серой атмосферы, используя более

точное решение уравнения переноса (метод дискретных ординат). Результаты представлены на рис. 16.

Для Венеры β зависит от p, T и, следовательно, τ . Принимая некоторое среднее значение $\frac{c_p}{R} = 5,4$ при $\alpha = 0$, имеем

$$\beta = 5,4, \quad \tau_s \approx 250; \quad (4,16)$$

при $\alpha = 1$, что, видимо, ближе к действительности,

$$\beta = 6,4, \quad \tau_s \approx 700. \quad (4,17)$$

Чтобы решить, может ли парниковая модель объяснить высокую температуру поверхности Венеры, надо ответить на два вопроса: 1) Достаточно ли мало пропускание атмосферы для планетарного излучения? 2) Достаточно ли велико оно для солнечного излучения?

1) *Длинноволновое пропускание (непрозрачность для планетной радиации)*. В атмосфере Венеры существуют источники непрозрачности двух типов: газ и аэрозоли. Рассмотрим сначала газ. В атмосфере Венеры основные газовые поглотители — CO_2 и H_2O . Поглощение производится вращательно-колебательными полосами (а также чистой вращательной полосой H_2O).

Рис. 16. Полная оптическая толщина τ_s и оптическая глубина тропопавзы τ_T в функции параметра устойчивости β . Сплошные линии получены методом дискретных ординат, пунктирные — в приближении Эддингтона. Для Венеры $\beta = 6$.

Если k_ν зависит от частоты, задача лучистого переноса делается значительно сложнее, особенно если k_ν меняется быстро, как это имеет место во вращательно-колебательных полосах. В случае Венеры существенно, что при этом k_ν зависит от давления и температуры. Экспериментально зависимость k_ν от давления и температуры исследована в недостаточно широких пределах и при большом осреднении k_ν по спектру (несколько десятков см^{-1}). При этом поглощение описывается формулами вида

$$\tau = cu^m p^l, \quad (4,18)$$

где u — количество поглощающего вещества, p — давление и m, l — постоянные, не равные единице. $m \neq 1$ означает, что оптические толщины не аддитивны, т. е. если имеется два смежных слоя u_1 и u_2 , то $\tau(u_1 + u_2) \neq \tau(u_1) + \tau(u_2)$. В таких условиях уравнение переноса неприменимо.

Некоторые авторы¹⁵²⁻¹⁵⁵, принимая $m = 1$, рассматривали лучистый перенос тепла в атмосфере Венеры с учетом зависимости k_ν от частоты. Однако они основаны на осреднении k_ν по большим интервалам. При таком огрублении задачи достаточно использовать серое приближение, вычислив тем или иным способом средний коэффициент поглощения, как это сделали Гинзбург и Фейгельсон¹⁴⁹. Вынос тепла излучением осуществляется главным образом в нескольких окнах прозрачности, положение которых дано на рис. 17. Основную роль играют три окна, средние коэффициенты поглощения для которых даны в табл. IX.

Таблица IX

Средние массовые коэффициенты поглощения в окнах прозрачности
венерианской атмосферы ¹⁴⁹

Интервал, мкм		2,1—2,4	3,3—4,2	8—10	По трем интервалам
$k' = \frac{k}{\rho_{\Pi}}, \text{ см}^2 \text{ г}^{-1} *$	CO ₂	$4,7 \cdot 10^{-4}$	$1,9 \cdot 10^{-4}$	$4,5 \cdot 10^{-4}$	$1,27 \cdot 10^{-3}$
	H ₂ O	0,11	0,15	0,10	0,44

*) ρ_{Π} — плотность поглощающего вещества.

Средние массовые коэффициенты поглощения ρ_{Π} вычислены по методике ¹⁴⁹. Оптическая толщина атмосферы для планетарной радиации равна

$$\bar{\tau} = \frac{1}{g} \int_0^{p_s} [k'_{\text{CO}_2} f'_{\text{CO}_2} \psi_{\text{CO}_2}(p) + k'_{\text{H}_2\text{O}} f'_{\text{H}_2\text{O}} \psi_{\text{H}_2\text{O}}(p)] dp, \quad (4,19)$$

где f' — относительное содержание по массе, $\psi(p)$ — зависимость коэффициента поглощения от давления. В табл. X даны средние оптические

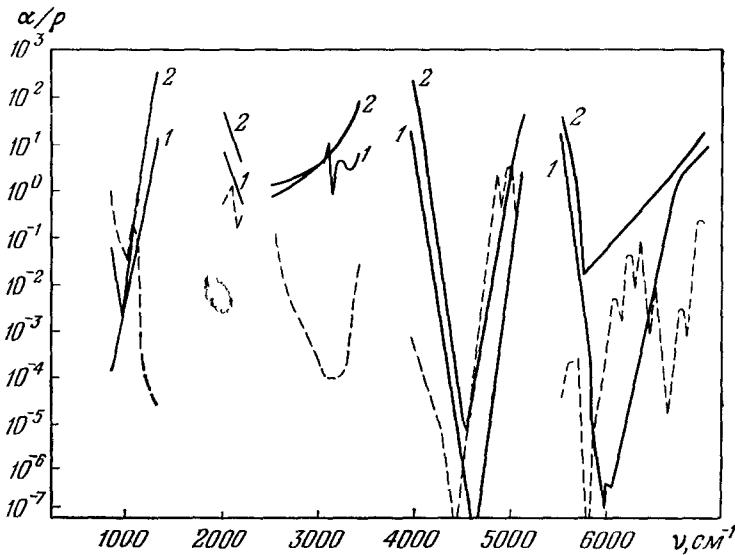


Рис. 17. Массовые коэффициенты поглощения (α/ρ) CO₂ и H₂O в окнах прозрачности атмосферы Венеры ($p = 1 \text{ атм}$; осреднение 50 см^{-1}) ^{152, 153}.

1 — $\alpha_{\text{H}_2\text{O}}/\rho$ при $T = 300^\circ \text{ K}$; 2 — $\alpha_{\text{H}_2\text{O}}/\rho$ при $T = 600^\circ \text{ K}$; штриховые линии — CO₂ при 300° K .

толщины, вычисленные для двух предположений о содержании H₂O (0 и 0,01) и трех — о характере функции $\psi(p)$. Предполагается $p_s = 100 \text{ атм}$.

Табл. X показывает, что если учитывать зависимость коэффициента поглощения от p , то даже при отсутствии H₂O $\tau > 700$. Сопоставляя

Т а б л и ц а X

Средняя оптическая толщина атмосферы Венеры
для теплового излучения планеты (поглощение CO_2 и H_2O)

Состав		τ		
CO_2	H_2O	$\psi(p) = 1$	$\psi(p) \approx \sqrt{\frac{p}{1 \text{ атм}}}$	$\psi(p) = \frac{p}{1 \text{ атм}}$
0,9	нет	$1,2 \cdot 10^2$	$7,2 \cdot 10^2$	$7,8 \cdot 10^3$
0,9	0,01	$5,6 \cdot 10^2$	$3,4 \cdot 10^3$	$3,6 \cdot 10^4$

это с оценкой (4,17), видим, что оптические толщины достаточны для разогрева поверхности Венеры до температуры около 700°K . Этот результат, однако, является не очень уверенным, так как основан на экспериментальных данных, полученных при количествах CO_2 и давлениях, на порядок меньших, чем в атмосфере Венеры. Саган¹⁵⁶ оценивает оптическую толщину венерианской атмосферы для планетарной радиации в несколько сотен.

Перейдем к другому возможному носителю инфракрасной непрозрачности — аэрозолям. В гл. 3 мы нашли полную оптическую толщину облачного слоя в области около 1 мкм , $\tau_0 \approx 65$, при среднем радиусе частиц $\bar{r} \approx 1,25 \text{ мкм}$. Для таких частиц в области около 10 мкм поперечное сечение ослабления примерно в пять раз меньше, чем для видимого¹⁵⁷. Если они являются поглощающими ($a \approx 0,2 - 0,3$), то на 10 мкм оптическая толщина в поглощении

$$\tau_s(10 \text{ мкм}) \approx \frac{1}{5} \tau_0(1 \text{ мкм}) = 13. \quad (4,20)$$

Таковыми свойствами обладал бы, например, облачный слой из ледяных частиц. Из предыдущего ясно, что вклад облачного слоя с подобными параметрами в парниковый эффект не может быть значительным. Однако найденная в гл. 3 оценка τ_0 , строго говоря, является лишь верхней границей. При наличии истинного поглощения в области $\lambda < 1 \text{ мкм}$ оптическая глубина может оказаться много больше и здесь, и в более далекой инфракрасной области. Сэмюэлсон^{157, 158} рассмотрел полубесконечную атмосферу с оптическими параметрами такими же, как в облачном слое, и нашел, что в глубоких ее слоях температура может достигать $500 - 700^\circ \text{K}$. Аэрозольное поглощение слабо зависит от длины волны и хорошо описывается моделью серой атмосферы в двухпотоковом приближении. Мы уже убедились выше, что можно получить необходимые значения T_s при $\tau_s \approx 1000$ и $\frac{k_1}{k_2} \approx 5 \cdot 10^{-3}$ (оценка (4,9)), что очень близко к результатам Сэмюэлсона¹⁵⁷. Масса аэрозоля в столбе единичного сечения будет

$$B = \frac{4}{3} \pi r^2 \rho_0 \frac{\tau}{2\pi r^2} \approx \frac{2}{3} \tau r \rho_0 \approx 0,2 \text{ г} \cdot \text{см}^{-2}. \quad (4,21)$$

2) *Коротковолновое пропускание* (прозрачность для солнечной радиации). Мы убедились выше, что первое условие, необходимое для парникового эффекта (достаточная инфракрасная непрозрачность), выполнимо. Рассмотрим второй вопрос: какая доля солнечной радиации, поглощенной планетой ($1 - A_i = 0,23$), может достигнуть поверхности. Примерно половина солнечного излучения приходится на диапазон $0,6 - 1,3 \text{ мкм}$, где альбедо достигает максимума (см. табл. VII и рис. 15). Если истинное

поглощение в этом диапазоне отсутствует, то половина солнечной радиации (неотраженной) проходит сквозь облачный слой. Рэлеевское рассеяние в подоблачной атмосфере не может ослабить его значительным образом: при $p = 100$ атм около $\lambda 1,1$ мкм рэлеевская оптическая толщина

$$\tau \approx 0,5. \quad (4,22)$$

Вообще наличие рэлеевской подоблачной атмосферы повлияет только на оценку оптической толщины облачного слоя (уменьшит ее), но не на суммарное пропускание атмосферы, равное $1 - A_B$ при отсутствии истинного поглощения. Отличие истинного поглощения солнечной радиации от нуля в каком-то участке спектра для парникового эффекта само по себе и не очень несущественно. Как мы видели выше (рис. 15), достаточно, чтобы выдерживалось определенное малое отношение k_1/k_2 .

Однако если в подобной атмосфере присутствует пыль, поднятая с поверхности, очень сомнительно, чтобы она состояла из прозрачных частиц. Именно возможное наличие пыли в нижних плотных слоях атмосферы является наиболее частым возражением против парниковой модели.

б) Э о л о с ф е р н а я м о д е л ь. Это возражение очень подробно обсуждал Эпик¹⁴³, и оно заставило его выдвинуть в противовес парниковой модели так называемую золосферную. Эпик предполагал, что солнечная радиация поглощается в области верхней границы облачного слоя; циркуляционные движения, возникающие из-за этого, охватывают всю атмосферу, и часть поглощенной энергии передается поверхности благодаря вязкости. Атмосфера не прозрачна ни для солнечной, ни для планетной радиации. Ясно, однако, что вязкость здесь вовсе не нужна. Если циркуляция перемешивает атмосферу, то вертикальные движения должны быть адиабатическими, так как энергия не выходит из-за инфракрасной непрозрачности. Если перемешивание проникает до поверхности, то адиабатический градиент установится во всей толще атмосферы, начиная с облачного слоя.

в) Ц и р к у л я ц и о н н а я г и п о т е з а. Развивая подобные соображения с помощью математического аппарата динамической метеорологии, Гуди и Робинсон^{144, 159} показали, что такая модель является вполне жизнеспособной. Приток солнечного тепла достаточно велик, и циркуляция в относительно высоких слоях атмосферы сопровождается медленным восходящим (в экваториальной зоне) потоком, который охватывает всю атмосферу. Скорость его достаточно велика, чтобы он преобладал над диффузией тепла и импульса, обеспечивая адиабатичность движения, и в результате высокая температура на большой глубине может создаваться обратимыми процессами без проникновения туда солнечной энергии. В первом варианте своей работы они рассматривали циркуляцию между подсолнечной и антисолнечной точками¹⁴⁴, однако позднее перешли к циркуляции экватор — полюс, так как тепловая инерция атмосферы слишком велика и суточные эффекты практически отсутствуют (см. гл. 5).

г) Г и п о т е з а о р а з о г р е в е в н у т р е н н и м т е п л о м. Кузьмин¹⁴⁵, а впоследствии в общих выражениях Фесенков¹⁶⁰ выдвигали мысль, что поверхность Венеры может разогреваться потоком внутреннего тепла, намного большим, чем у Земли. Поток, предполагавшийся Кузьминым (10^4 эрг·см⁻²сек⁻¹), создал бы на глубине 2 км под поверхностью температуру 6000° К (4, стр. 252). Очевидно, такие потоки не стоит рассматривать.

На земной поверхности поток тепла 60 эрг·см⁻²сек⁻¹. Предположим, что такой же поток имеет место на Венере. Это в 10^3 раз меньше, чем планета получает от Солнца. Выше мы видели, что в парниковой модели необходимо $\tau_s \approx 200 - 1000$, чтобы обеспечить наблюдаемые температуры

поверхности. Если поток тепла на поверхности в 10^3 раз меньше, значит, для создания наблюдаемой температуры $T_s \approx 700 - 750^\circ \text{ К}$ понадобится

$$\tau_s \approx 2 \cdot 10^5 - 1 \cdot 10^6. \quad (4,23)$$

Газовым поглощением такую оптическую толщину создать можно только пылью. Содержание ее должно быть

$$B = 40 - 200 \text{ г. см}^{-2}. \quad (4,24)$$

Это очень большое количество пыли, но все же данная возможность обсуждалась¹⁴⁶.

Выбор между рассматривавшимися гипотезами — дело будущего, однако с огромной вероятностью можно отбросить вторую и четвертую. Более или менее равноправно могут рассматриваться только парниковая и циркуляционная гипотезы.

5. ОБЩАЯ ЦИРКУЛЯЦИЯ

Экваториальные области вращающейся планеты получают в среднем за год большее количество тепла, чем полярные. Между экватором и полюсом появляется разность температур ΔT_ϕ , на экваторе возникают восходящие потоки, на полюсе — нисходящие, те и другие замыкаются и переносят энергию от экватора к полюсу, сглаживая разность.

Десять лет назад считалось, что Венера имеет синхронное вращение, т. е. обращена к Солнцу все время одной и той же стороной. В этом случае циркуляция должна была бы переносить тепло от подсолнечной точки к антисолнечной. Радиолокационными методами было установлено, что Венера вращается хотя и медленно, но не синхронно. Сидерический период вращения составляет¹⁶¹

$$P = 243^d, 1 \pm 0,2; \quad (5,1)$$

направление вращения обратное, и так как период обращения равен $224^d, 7$, длительность солнечных суток $P_\odot$ определяется из равенства

$$\frac{1}{P_\odot} = \frac{1}{243,1} + \frac{1}{224,7}, \quad (5,2)$$

откуда

$$P_\odot \approx 117^d. \quad (5,3)$$

В течение венерианского года наблюдатель увидит два восхода и два захода Солнца. С первого взгляда кажется вероятным, что ночная сторона планеты должна быть заметно холодней, чем дневная. Тепловая инерция атмосферы, однако, столь велика, что она не успевает существенно остыть за ночь. В столбе единичного сечения содержится количество теплоты

$$Q = mc_p = \frac{Pc_p}{g} \approx 5 \cdot 10^{14} \text{ эрг. см}^{-2}; \quad (5,4)$$

здесь m — масса столба. В единицу времени теряется поток

$$F = \frac{1}{4} (1 - A_i) \frac{E_\odot}{r^2} = 1,5 \cdot 10^5 \text{ эрг. см}^{-2} \text{ сек}^{-1}.$$

Амплитуда суточных колебаний температуры

$$\frac{\delta T}{T} = \frac{FP_\odot}{2Q} \approx 1,5 \cdot 10^{-3}. \quad (5,5)$$

Следовательно, суточная разность температур составляет около 1° .

а) Разность температур между экватором и полюсом. Разность ΔT_Φ зависит от того, насколько эффективно переносится тепло от экватора к полюсу. Голицын¹⁶², используя методы подобия и размерности, показал, что

$$\Delta T_\Phi \approx \left(\frac{\pi}{2}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{\lambda_1}{k\alpha}\right)^{\frac{1}{4}} \frac{F^{\frac{9}{16}}}{\sigma^{\frac{1}{16}} c_p^{\frac{1}{4}}} \left(\frac{R}{m}\right)^{\frac{1}{2}}, \quad (5,6)$$

где $\lambda_1 = 1$ для медленно вращающихся планет, $k \approx 0,1$ — коэффициент использования атмосферной «тепловой машины», $\alpha = \frac{T_e}{T_s}$, σ — постоянная закона Стефана — Больцмана, R — радиус планеты.

Подставляя в (5,6) $F = 1,5 \cdot 10^5 \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$, $c_p = 10^7 \text{ эрг} \cdot \text{г}^{-1} \cdot \text{град}^{-1}$, $\frac{R}{m} = 5,3 \cdot 10^3$, получаем

$$\Delta T_\Phi \approx 2^\circ \text{ К}, \quad (5,7)$$

т. е. разность температур ΔT_Φ мала.

По-видимому, на Венере горизонтальные градиенты температуры по широте и долготе сравнимы, и циркуляционные движения имеют сложный характер. Наряду с переносом тепла от экватора к полюсу заметную роль может играть и перенос от подсолнечной точки к антисолнечной.

б) Средняя скорость атмосферных движений. Следуя Голицыну¹⁶², вычисляем среднюю скорость атмосферных движений

$$v = \left(\frac{\pi}{2}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{k}{\lambda_1}\right)^{\frac{1}{4}} \frac{\sigma^{\frac{1}{16}} F^{\frac{7}{16}}}{c_p^{\frac{1}{4}}} \left(\frac{R}{m}\right)^{\frac{1}{2}} \approx 10^2 \text{ см} \cdot \text{сек}^{-1}, \quad (5,8)$$

т. е. скорости ветра на Венере должны быть очень малыми.

в) Временной масштаб атмосферных движений. Эта величина показывает, грубо говоря, как быстро меняется погода. Она равна

$$\tau = \frac{R}{v} \approx 6 \cdot 10^6 \text{ сек}, \quad (5,9)$$

т. е. близка к длительности венерианского солнечного дня. Формулы (5,7), (5,8) и (5,9) выведены в предположении, что солнечная радиация поглощается поверхностью. Если солнечная радиация не достигает ее, то это приведет к уменьшению k на два-три порядка. При этом скорости уменьшатся в 3—5 раз, а ΔT_Φ и τ соответственно увеличатся.

Гуди и Робинсон¹⁴⁴ и Стоун¹⁶³ рассмотрели детальные модели меридиональной циркуляции. По их оценкам $\Delta T_\Phi \approx 10^\circ \text{ К}$, что близко к (5,8); характерные скорости движений гораздо больше, $v \approx 10 \text{ м} \cdot \text{сек}^{-1}$, однако они относятся к достаточно высоким слоям атмосферы.

Данные о ветрах в нижней атмосфере Венеры практически отсутствуют. Имеется, однако, любопытная информация о движении ультрафиолетовых облаков.

г) Движения ультрафиолетовых облаков. Ультрафиолетовые облака (см. гл. 3) довольно устойчивы, и по их перемещению ото дня ко дню можно определить период вращения. Он получается^{164, 165}

$$P(\text{УФ}) \approx 4^{\text{д}}; \quad (5,10)$$

направление вращения обратное. Это означает, что на высоте, где локализованы ультрафиолетовые облака ($\approx 90 \text{ км}$), имеют место горизонтальные движения, приблизительно постоянные по направлению и величине

со скоростью

$$v = \frac{2\pi R}{P(\text{УФ})} \approx 100 \text{ м} \cdot \text{сек}^{-1}. \quad (5,11)$$

Природа этого ветра не ясна. Качественное объяснение дали Шуберт и Уайтхед¹⁶⁶, которые провели следующий модельный эксперимент. Под цилиндрическим резервуаром, наполненным ртутью, они двигали по окружности бунзеновскую горелку. При этом цилиндр начинал вращаться в обратном направлении со скоростью большей, чем горелка. Причина, согласно¹⁶⁶, состоит в том, что термическая диффузия преобладает над вязкой. Аналогичная ситуация может иметь место и в атмосфере Венеры на высотах УФ облаков.

6. ВЕРХНЯЯ АТМОСФЕРА

Экспериментальные данные о верхней атмосфере Венеры ограничены. Их можно разделить на две группы:

- 1) Измерения электронной плотности на М5¹⁶⁷.
- 2) Измерение интенсивности резонансного свечения атмосферы в линиях L_α λ 1215 Å и OI λ 1304 Å¹⁶⁸⁻¹⁷⁰.

а) И о н о с ф е р а. На рис. 18 показано вертикальное распределение электронной плотности в атмосфере Венеры, которое было получено

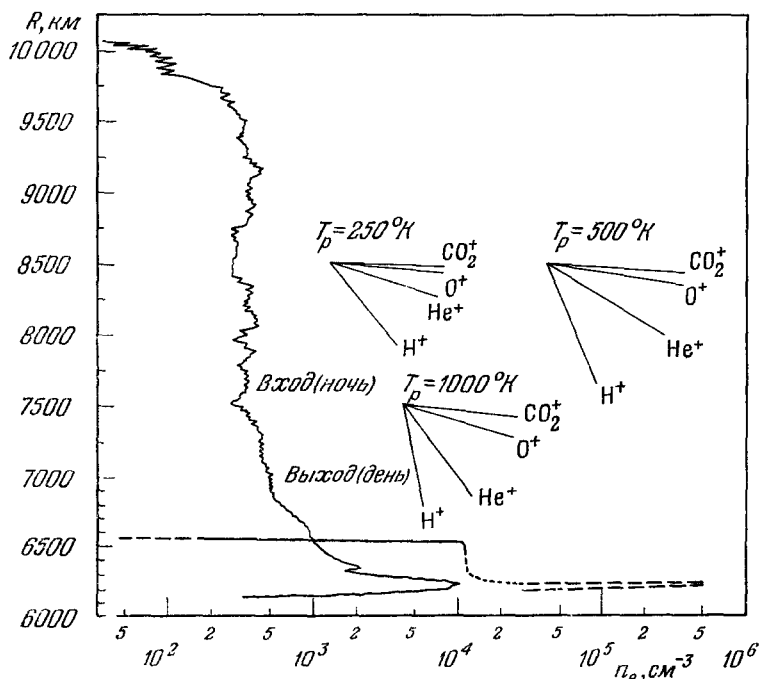


Рис. 18. Вертикальное распределение электронной плотности в ночной и дневной ионосфере Венеры¹⁶⁷.

в результате измерения рефракции с помощью космического корабля М5. Измерения производились двухчастотным методом¹⁷¹, использовались частоты 49,8 и 423,3 Мгц. Коэффициент преломления плазмы

$$m = \sqrt{1 - \frac{e^2 n_e}{2\pi m_e f^2}} \quad (6,1)$$

сильно зависит от частоты f . На космическом корабле регистрировались биения между низшей частотой и субгармоникой $2/17$ высшей частоты. Биения давали разность фаз, внесенную ионосферой при прохождении низшей частоты.

Рис. 18 демонстрирует большое различие в строении дневной и ночной ионосферы. Дневная ионосфера на высоте 150 км образует узкий слой с максимумом $n_e \approx 5 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$. На высоте 550 км n_e резко падает до нуля. Максимум ночной ионосферы находится на той же высоте ~ 150 км, но здесь $n_e \approx 10^4 \text{ см}^{-3}$. Затем идет плавное падение n_e до уровня $n_e \approx 500 \text{ см}^{-3}$, а выше n_e почти не меняется до высоты около 3500 км. Различие обусловлено двумя факторами: 1) отсутствие ночью ионизирующей солнечной радиации (из-за этого n_e в максимуме ночью ниже), 2) отсутствие собственного магнитного поля. Согласно измерениям на В4 и М5¹⁷²⁻¹⁷⁴ собственное дипольное поле Венеры составляет не более 10^{-4} от земного. Солнечный ветер прижимает незащищенную магнитным полем ионосферу к поверхности планеты, чем и объясняется резкая граница дневной ионосферы на 550 км. Это есть уровень плазмопаузы — раздела между солнечной плазмой и ионосферой.

В работах¹⁷⁵⁻¹⁷⁷ можно найти более точный профиль в области дневного и ночного максимума.

На рис. 18 пучками прямых отрезков показаны распределения концентрации ионов по высоте, рассчитанные для разных температур. В ночной ионосфере на высотах 150—250 км основным ионом является CO_2^+ при температуре

$$250 < T_i < 500^\circ \text{ K.} \quad (6,2)$$

В области 350—2000 км основной ион He^+ и

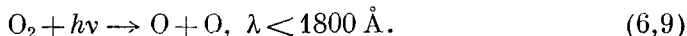
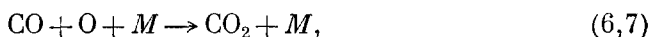
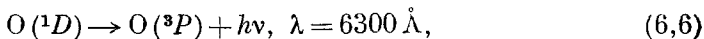
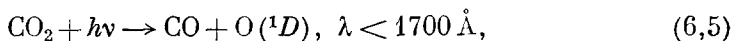
$$620 < T_i < 970^\circ \text{ K,} \quad (6,3)$$

выше — основной ион H^+ (и, вероятно, D^+ , см. ниже) и

$$625 < T_i < 1100^\circ \text{ K.} \quad (6,4)$$

Отсутствие иона O^+ на высотах ниже 250 км означает, что CO_2 не диссоциирован в этой области. Детальные расчеты Мак-Элроя^{175, 176} и Стюарта¹⁷⁷ показали, что с наблюдаемым профилем n_e нельзя согласовать даже 10%-ную диссоциацию CO_2 . Добавление 10% N_2 также уже вызывает заметные отклонения от наблюдаемого профиля, и это дает независимый от прямых измерений верхний предел содержания N_2 .

б) Проблема диссоциации CO_2 . Диссоциация CO_2 также мала и в атмосфере Марса¹⁷⁸. Еще недавно^{4, 179, 180} считалось общепринятым, что фотохимическое равновесие CO_2 определяется реакциями



Скорость реакции (6,7) достаточно мала, и CO_2 должен быть диссоциирован выше уровня $n \approx 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ($z \approx 120$ км), если нет каких-либо более быстрых обратных реакций.

Варнек¹⁸¹, а также Янг и Унг¹⁸² в лабораторных экспериментах установили, что скорость диссоциации CO_2 ультрафиолетовым излучением

гораздо меньше, чем должна быть при реакциях (6,5) — (6,8). Они выдвинули предположение, что к ним надо добавить реакции



Донайю¹⁸³ отметил, однако, что коэффициент скорости реакции (6,10) и время жизни комплекса CO_3^* , необходимые для такой интерпретации, оказываются неправдоподобно большими. Другая возможная обратная реакция:



Скорость диссоциации CO_2 составляет около $2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$. Значит, такой же должна быть и скорость образования H. Между тем концентрации H, измеренные в атмосфере Венеры (по свечению в L_α), приводят к скоростям образования $2 \cdot 10^6 \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$. Донайю¹⁸³ предложил третью возможность — реакцию



которая очень медленна в сухих газах, однако катализируется самыми малыми примесями H_2O ($\approx 10^{-6}$).

О малом количестве атомарного кислорода в верхней атмосфере Венеры говорят измерения интенсивности резонансного свечения триплета OI 1304 Å на В4¹⁶⁹. Они показали, что на высоте 300 км (на которой космический корабль вошел в тень) концентрация $n_0 < 2 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$. Это почти на 6 порядков меньше, чем было бы при полной диссоциации CO_2 .

С другой стороны, в ракетном эксперименте¹⁷⁰ был получен спектр Венеры с низким разрешением, на котором в области 1300 Å имеется яркая (≈ 5 килорэлеев) деталь. Если она принадлежит OI, то частичная диссоциация CO_2 все же имеет место. Область свечения OI, очевидно, находится ниже 300 км.

в) Температура верхней атмосферы. Расчетный профиль электронной концентрации весьма чувствителен к величине ε — коэффициенту преобразования ионизирующей солнечной радиации в тепло. Хоган и Стюарт^{184, 185} нашли для Венеры и Марса

$$\varepsilon \approx 0,3, \quad (6,14)$$

откуда получили температуру в экзосфере

$$T_{\text{ex}} = 650 \pm 70^\circ \text{K} \quad (6,15)$$

для уровня солнечной активности, соответствующего времени полета М5. Эта температура устанавливается в области выше 200 км. В точности такую же температуру дает профиль концентрации нейтрального водорода¹⁸⁶.

Мак-Элрой^{175, 176}, а также Стюарт¹⁷⁷ рассчитали полный профиль температуры в атмосфере Венеры для различных предположений о составе. Контролем для этих расчетов является высота ионосферного максимума. Хорошее совпадение с данными «Маринера-5» имеет место только для чистого CO_2 или для CO_2 с небольшой примесью N_2 (порядка 10%).

Критический уровень ($n \approx 10^8 \text{ см}^{-3}$) достигается на высоте

$$z_c = 230 \text{ км}. \quad (6,16)$$

Температура мезопаузы ($z_m = 110 \text{ км}$) определяется из условия, что вся энергия, приходящая из более высоких слоев, излучается здесь в полосе CO_2 $\lambda 15 \text{ мкм}$. Она равна

$$T_m = 160^\circ \text{K}. \quad (6,17)$$

Между тропопаузой и мезопаузой (в стратосфере) имеет место приблизительно постоянный градиент температуры

$$\frac{dT}{dz} = 2^\circ \text{K/км}, \quad (6,18)$$

т. е., в отличие от серого приближения (см. гл. 3 и 4), стратосфера неизо-термична. Тепловой режим в стратосфере Венеры рассматривали также Бартко и Ханел¹⁸⁷. Они полагают, что возможны значительные суточные вариации температуры в стратосфере.

Еще один важный уровень в атмосфере — турбопауза, разделяющая области полного перемешивания (гомосферу) и диффузионного разделения

(гетеросферу). В гомосфере шкала высот для всех газов (за исключением быстро диссипирующего водорода) одинакова и соответствует среднему молекулярному весу μ , в гетеросфере шкала высот для каждого газа определяется его собственным молекулярным весом. Если положение турбопаузы соответствует на Венере той же полной численной концентрации, что и на Земле, ее высота

$$z_{\text{turb}} = 140 \text{ км}. \quad (6,19)$$

г) Водородная корона. Дейтерий. На рис. 19 приведены интенсивности свечения верхней атмосферы Венеры, измеренные ультрафиолетовым фотометром, установленным на борту М5¹⁸⁶. Близкие результаты были получены с аналогичным прибором на В4¹⁸⁹. Измерения с фильтром CaF_2 охватывают область линии L_α . Интенсивности с этим фильтром гораздо больше, чем с двумя другими (не захватывающими L_α), и, по-видимому, здесь наблюдалось свечение солнечной линии L_α , рассеянное водородом во внешних слоях атмосферы Венеры. Эта самая внешняя часть атмосферы может быть названа водородной короной Венеры. Аналогичная водородная корона («геококорона») имеется и у Земли. Ее наличие объясняется тем, что концентрация Н в гетеросфере из-за малого атомного веса изменяется с высотой гораздо медленней, чем О, N₂ и тем более СО₂.

Из кривой для CaF_2 рис. 19 отчетливо видно, что выше 3000 км ($R > 9000$ км) уменьшение интенсивности с высотой идет более медленным темпом, чем в более низких слоях. Шкала высот $H = \frac{kT}{mg}$ для водорода на этой высоте удваивается.

Такое изменение может произойти по двум причинам: либо изменяется T в 2 раза, либо m . Изменение m означает, что ниже 3000 км светит либо

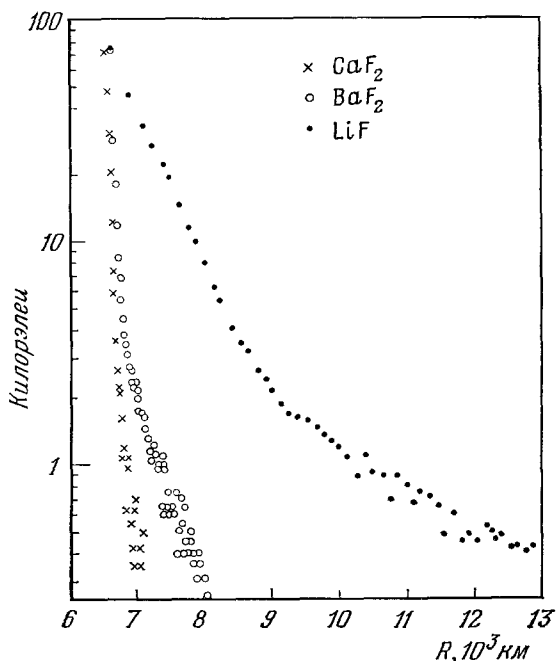
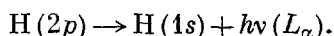
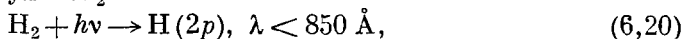


Рис. 19. Интенсивность ультрафиолетового свечения верхней атмосферы Венеры по измерениям на М5¹⁸⁶.

Коротковолновые границы фильтров: CaF_2 — 1250 Å, LiF — 1050 Å, BaF_2 — 1350 Å.

дейтерий, либо молекулы H_2 :



Гипотеза об изменении T встречается с большими трудностями. Она означает, что ниже 3000 км $T \approx 325^\circ \text{K}$, что не согласуется с ионосферными данными (см. оценку (6,3)). Кроме того, на этой высоте атмосфера имеет очень малую оптическую толщину для ультрафиолетовой радиации Солнца и не может ею разогреваться. Стюарт¹⁷⁷ предлагал в качестве источника горячих атомов водорода солнечный ветер, однако было показано, что этот источник недостаточен¹⁸⁸.

Гипотеза о молекулярном водороде требует очень больших концентраций H_2 ($n \approx 10^9$ на высоте 1000 км), из-за малости потока солнечного излучения в области $\lambda < 850 \text{ \AA}$. Такая протяженная атмосфера из молекулярного водорода должна быть ионизована, и температура ее была бы не меньше 2000°K ¹⁸⁹. Эта гипотеза, таким образом, тоже не годится.

Единственная разумная возможность — отношение $\frac{n_D}{n_H} > 1$ на высотах $z < 3000$ км. Большое отношение $\frac{n_D}{n_H}$ может получиться из-за разной скорости диссипации. Донайю^{183, 189} полагал

$$\left(\frac{n_D}{n_H}\right)_0 = \left(\frac{n_D}{n_H}\right)_c \frac{F_D}{F_c}, \quad (6,21)$$

где $\left(\frac{n_D}{n_H}\right)_0$ — отношение $\frac{n_D}{n_H}$ ниже турбопаузы, $\left(\frac{n_D}{n_H}\right)_c$ — то же в экзосфере, $n_{Hc}F_H$ и $n_{Dc}F_D$ — потоки диссипирующих атомов H и D на критическом уровне. При $T = 700^\circ \text{K}$ он получил $\left(\frac{n_D}{n_H}\right)_0 \approx 5 \cdot 10^{-4}$. На Земле это отношение равно $1,4 \cdot 10^{-4}$. Однако Донайю не учел, что потоки $n_{Hc}F_H$ и $n_{Dc}F_D$ ограничены диффузией. Учет диффузии (Мак-Элрой и Хантен¹⁸⁸) дает

$$\frac{n_D}{n_H} \approx 0,1 \quad (6,22)$$

в нижней атмосфере Венеры. Таким образом, относительное содержание дейтерия на Венере должно быть много больше, чем на Земле. Из наземных спектроскопических наблюдений (по линиям HCl) верхний предел получается тоже около 0,1.

Наиболее детальный анализ наблюдений L_α на M5 содержится в работе Уоллеса¹⁹⁰. Он показал, что экзосфера Венеры имеет заметную асимметрию — на ночной стороне концентрации дейтерия на порядок меньше, а водорода в два раза меньше, чем на дневной.

Скорость диссипации водорода практически ограничивается только скоростью диссоциации H_2O , которая происходит вблизи мезопаузы. Несмотря на вдвое более низкую температуру экзосферы, условия диссипации примерно такие же, как на Земле, по той причине, что из атмосферы Венеры свободно уходят ионизованные атомы водорода. Их эффективный атомный вес (вместе с электронами) равен 0,5, а магнитное поле, которое удерживает протоны в земной экзосфере, на Венере отсутствует.

д) Г е л и й. Если судить по шкале высот ночной ионосферы, гелий должен быть основной составляющей верхней атмосферы на высотах 300—2000 км¹⁷⁶. Это приводит к относительной концентрации $f_{He} \approx 2 \cdot 10^{-4}$ в гомосфере. Абсолютное содержание He в атмосфере Венеры на четыре порядка больше, чем на Земле. Это объясняется тем, что гелий не диссипирует из венерианской атмосферы из-за низкой температуры на критическом уровне и высокого потенциала ионизации¹⁹¹.

е) Свечение верхней атмосферы. Из визуальных наблюдений¹⁹² известно, что темная сторона Венеры иногда светится красновато-коричневым пепельным светом. Скорее всего, это полярные сияния либо свечение ночного неба. Козырев⁴⁰ и Ньюкирк¹⁹³ получили спектрограммы пепельного света с эмиссионными полосами, однако эти наблюдения невоспроизводимы, и, по-видимому, спектр пепельного света меняется во времени не менее сильно, чем его яркость. Козырев нашел большое количество эмиссий с интенсивностью около 20 рэлеев, которые хорошо отождествляются с полосами CO_2 , возбуждаемыми протонным пучком⁴¹, и нет оснований сомневаться в их реальности, но спектрограмма такого типа была получена только один раз. Ньюкирк¹⁹³, наблюдая с коронографом, нашел следы эмиссии вблизи $4415 \text{ \AA}$, также с интенсивностью около 20 рэлеев; в следующее нижнее соединение эта эмиссия не была найдена¹⁹⁴. Гуди и Мак-Корд¹⁸⁵ пытались измерить яркость свечения ночной стороны Венеры с помощью фотоэлектрического фотометра с набором интерференционных фильтров, но получили только верхний предел (около 100 рэлеев в полосе $200 \text{ \AA}$).

В изучении верхней атмосферы Земли наблюдения эмиссий ночного неба, сумерек и полярных сияний являются одним из наиболее мощных средств. Дело ближайшего будущего — применить эту технику к исследованию других планет. Мак-Элрой и Стробел¹⁷⁶ дали список ожидаемых эмиссий ночного неба Венеры. Среди них хорошо известные запрещенные линии $\text{OII}5577$ и $6300 \text{ \AA}$. Интенсивности эмиссий, ожидаемых в спектре ночного неба, невелики, в пределах 100 рэлеев, но в сумерках и полярных сияниях можно ожидать много больше, до 100 килорэлеев. Наиболее перспективны здесь наблюдения с борта орбитальных космических аппаратов, но и наземная техника не безнадежна. Внеатомный коронограф с узкими фильтрами позволил бы наблюдать эмиссии с интенсивностью 50—100 рэлеев.

7. ПРОИСХОЖДЕНИЕ И ЭВОЛЮЦИЯ

Венера и Земля близки по массе и радиусу, расстояние от Солнца различается всего на 30%, однако их атмосферы оказались совершенно непохожими. Причины этому следует искать в условиях образования и эволюции атмосфер.

По общему убеждению (см., например, ¹⁹⁶⁻¹⁹⁹) планеты образовались в результате слипания (аккреции) твердых частиц в холодном протопланетном облаке, окружавшем Солнце в эпоху его формирования. Лишь короткое время Земля сохраняла первичную атмосферу, сходную по составу с протопланетным облаком (водород, гелий, инертные газы, особенно неон). Первичная атмосфера была почти полностью (может быть, за исключением тяжелых инертных газов) потеряна, на смену ей пришла вторичная, состоящая из продуктов вулканической деятельности.

В табл. XI приведены сравнительные характеристики атмосфер Земли и Венеры. Для Земли кроме состава современной атмосферы дано

Таблица XI
Состав атмосфер Земли и Венеры

Газ	Земля		Венера, атм
	современная атмосфера, атм	атмосфера + гидросфера + осадочные породы, атм	
H_2O	0,001	300	0,01—1
CO_2	0,0003	20	100
N_2	0,8	1	< 10
O_2	0,2	0,2	< 0,00005

В табл. XI приведены сравнительные характеристики атмосфер Земли и Венеры. Для Земли кроме состава современной атмосферы дано

суммарное содержание летучих соединений в атмосфере, гидросфере и осадочных породах по Руби²⁰⁰, т. е. полное количество летучих соединений, выделенных в результате вулканической деятельности в течение всей геологической истории Земли.

Из табл. XI ясно, что по общему количеству CO_2 и, вероятно, N_2 различие между Венерой и Землей невелико. Разница в количестве O_2 объясняется тем, что этот газ непрерывно поставляется на Землю биосферой. Она же на Земле перевела в осадочные породы большую часть CO_2 . Остается только один, но очень трудный вопрос — почему так велика разница в количестве H_2O , куда дела Венера свои океаны? Ведь H_2O — основной компонент вулканических газов. Камерон²⁰¹ и Фесенков¹⁶⁰ высказали мысль, что раз в атмосфере Венеры мало H_2O , значит, она не вулканического происхождения, а представляет собой остаток протопланетной туманности, т. е. атмосфера Венеры не вторичная, как у Земли, а первичная. Это весьма сомнительно. Первичные атмосферы сохранили планеты-гиганты, но они имеют совершенно иной состав, их главные компоненты водород и гелий. Если бы атмосфера Венеры была остатком первичной туманности, она содержала бы много неона.

Холланд²⁰² выдвинул предположение, что в стадии аккреции при образовании Венеры отсутствовали ледяные частицы (из-за более высокой температуры), и в результате в твердом веществе планеты оказалось значительно меньше H_2O , чем на Земле. Голд возразил на это, что значительная доля H_2O в период аккреции должна была содержаться в гидратированных силикатах²⁰³.

Ресул¹²⁵ считает, что венерианская литосфера выделила такое же количество H_2O , как и земная, но почти вся масса H_2O была диссоциирована, водород выброшен в межпланетное пространство, а свободный кислород связан реакциями с CH_4 и CO , превращающими их в CO_2 . Чтобы этот механизм проходил, нужно иметь существенно более высокую температуру в мезопаузе, чем указанная в гл. 7 (модель Мак-Элроя, 160°K). Не исключено, что мезопауза Венеры теплее, чем в модели Мак-Элроя, либо была теплее раньше. Последнее означает, что в более поздние эпохи, когда мезопауза «остыла», выделение H_2O сильно замедлилось (земной темп поступления H_2O — около 100 атм за 10^9 лет). Если большая величина отношения $\frac{n_D}{n_H}$ в атмосфере Венеры подтвердится, это будет решающим аргументом в пользу диссипативного механизма удаления H_2O , поскольку диссипация D идет намного медленнее.

Не исключено, наконец, что Венера прошла стадию по крайней мере частично поверхностного расплавления и атмосфера ее сформировалась в равновесии с расплавленным материалом верхней мантии. При этом основная часть H_2O должна была остаться растворенной в магме⁵⁹, а CO_2 и N_2 , растворимость которых существенно меньше, перешли в атмосферу. Здесь необходимо предположить, что вскоре после затвердения коры темп поступления вулканических газов стал на несколько порядков медленнее по сравнению с земным.

8. ПЕРСПЕКТИВЫ ДАЛЬНЕЙШИХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Исследования Венеры с помощью межпланетных автоматических станций, проведенные в 1967—1969 гг., дали ценнейшую фактическую информацию об атмосфере этой планеты. Мы теперь знаем, что представляет собой атмосфера Венеры в основных чертах. Однако нам необходимо узнать еще больше, чтобы понять, как она эти черты приобрела. Какие вопросы стоят на очереди?

1) Что представляет собой механизм разогрева атмосферы — один ли это парниковый эффект или «парник» плюс механическое перемешивание? Какую роль играет в тепловом балансе аэрозольная компонента?

2) Каков химический состав частиц облачного слоя, какова его вертикальная и горизонтальная структура?

3) Как протекала эволюция атмосферы, почему так много CO_2 и мало H_2O ?

Чтобы ответить на эти вопросы, необходимы новые, более детальные исследования с помощью спускаемых аппаратов, пролетных и орбитальных космических кораблей, а также средств наземной астрономии. Орбитальные космические корабли к Венере (как и к каким-либо другим планетам) еще не запускались, но есть надежда, что это вопрос не очень отдаленного будущего. НАСА готовит два таких корабля для запуска на Марс в 1971 г. Для исследования Венеры орбитальные корабли также были бы, по мнению автора, очень эффективны. Они не позволяют непосредственно измерять параметры атмосферы прямыми способами (в этом, конечно, спускаемые аппараты незаменимы), но зато могут косвенными средствами (оптическими и радиофизическими) обследовать практически всю планету с пространственным разрешением, намного превышающим возможности наземной астрономии.

На спускаемых аппаратах представляется актуальным продлить измерения основных параметров атмосферы вплоть до поверхности. От определения содержания основных компонент атмосферы было бы интересно перейти к малым составляющим, хотя здесь неизбежны технические трудности. Надо найти доступные способы прямого анализа химического состава частиц облачного слоя. Относительно простыми оптическими датчиками можно, в принципе, попытаться измерить распределение интенсивности прямой солнечной, рассеянной и переизлученной планетной радиации в функции высоты. Эта информация важна для исследования теплового баланса и стратификации облаков (вопросы скорее всего связанные).

С орбитальных (а также с пролетных, но при много меньшем доступном времени наблюдений) станций могут быть проведены исследования подоблачной атмосферы с помощью радиотелескопов. Этим способом, в принципе, возможно получить распределение температуры по поверхности планеты (широтный, суточный эффекты), а также на различных уровнях в атмосфере. Фотометрия и спектроскопия с пролетного корабля даст сведения о макроструктуре и микроструктуре облачного слоя в верхней его части, а возможно, и о его химическом составе. Для исследования малых составляющих атмосферы и процессов в ее верхних слоях было бы крайне интересно получить спектры свечения ночного неба в видимой, ближней инфракрасной и ультрафиолетовой областях. Методами ультрафиолетовой спектроскопии надо проверить, реален ли избыток дейтерия в верхней атмосфере, на который указывают результаты М5.

Приведенный список возможных экспериментов не отражает какой-либо официальной программы и не является исчерпывающим. Здесь просто перечислены некоторые возможности, которые представляются более или менее реализуемыми в обозримый период времени.

Многие задачи могут быть решены методами наземных исследований. Спектроскопия Венеры с высокой разрешающей силой как средство исследования химического состава почти исчерпала свою мощь. Наиболее информативная область спектра $\lambda 1 - 2,5 \text{ мкм}$ уже получена с разрешающей силой около 10^5 . Возможность новых отождествлений здесь ограничена не недостатком спектральной информации о планете, а отсутствием лабораторных спектров многих молекул с той же разрешающей силой.

На сегодняшний день список задач наземных исследований выглядит примерно так:

1) ширины линий CO_2 для уточнения давления в облачном слое (необходима разрешающая сила около 10^6), 2) более точная зависимость альбедо от длины волны в области $\lambda > 1 \text{ мкм}$ (для отождествления материала облачного слоя), 3) вариации полос CO_2 по диску и зависимость их интенсивности от фазы, 4) спектр пепельного света (на хорошем инструментальном уровне — с внезатменным коронографом, дифференциальным фотометром), 5) спектр радиоизлучения в миллиметровом ($\lambda < 8 \text{ мм}$) и субмиллиметровом диапазонах (это даст структуру стратосферы).

Нет сомнений, что космические корабли являются наиболее эффективным средством исследования планет, однако они требуют весьма больших затрат. По-видимому, наземные и субкосмические методы (т. е. баллонные, самолетные) в ближайшие 10 лет останутся по-прежнему важным источником информации о Венере и Марсе, не говоря уже о других планетах. В изучении Венеры и Марса мы, в основном, прошли этап «первого натиска». Предстоит период детальных исследований, который потребует длительных усилий на очень широком фронте.

ДОПОЛНЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТЫ «ВЕНЕРЫ-7»

Основной задачей автоматической станции «Венера-7» (см. «Правду» от 27 января 1971 г.) было осуществление посадки на поверхность планеты и прямое измерение давления и температуры вплоть до поверхности. Анализ телеметрической информации и данных о скорости снижения (получавшихся по доплеровскому смещению частоты радиосигнала) показал, что станция достигла поверхности Венеры, причем передатчик продолжал работать 23 минуты после посадки. Программу измерений из-за остановки бортового коммутатора не удалось выполнить в намеченном объеме, однако наиболее ценная часть информации — изменение температуры по мере спуска станции до самой поверхности — была получена. В сочетании с данными о скорости снижения в функции времени это позволило получить зависимость температуры от высоты. Температура атмосферы у поверхности равна $T = 748 \pm 20^\circ \text{ K}$.

Градиент температуры в пределах ошибок измерений остается адиабатическим вплоть до поверхности. Таким образом правильность экстраполяции измерений В 4,5 и 6 вниз по адиабате, принятой при построении (гл. 2) рабочей модели атмосферы Венеры, подтвердилась. Напомним, что эта экстраполяция дает $T = 750^\circ$ и давление у поверхности $p = 92 \text{ атм}$. Гипотеза о возможном уменьшении градиента температуры в приповерхностных слоях, упоминаемая в гл. 2 и 4, отпадает.

«Венера-7» была первым космическим аппаратом, передававшим научную информацию с поверхности другой планеты. Ее полет положил начало прямым экспериментам на поверхности Венеры.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. А. П. Виноградов Ю. А. Сурков, К. П. Флоренский, Б. М. Андрейчиков, ДАН СССР 179 (1), 37 (1968).
2. A. P. Vinogradov, U. A. Surkov, C. P. Florensky, J. Atm. Sci. 25 (4), 535 (1968).
3. P. Connnes, J. Connnes, W. S. Benedict, L. D. Kaplan, Astrophys. J. 147 (3), 1231 (1967).
4. В. И. Мороз, Физика планет, М., «Наука», 1967.
5. L. D. Kaplan, Planet and Space Sci. 8, 23 (1961).
6. Р. М. Гуди, Атмосферная радиация, М., «Мир», 1966.
7. M. J. S. Belton, J. Atm. Sci. 25 (4), 596 (1968).
8. J. W. Chamberlain, Astrophys. J. 159, 137 (1970).
9. H. C. van de Hulst, L. Grossman, The Atmospheres of Venus and Mars, ed J. C. Brandt and M. B. McElroy, Gordon and Breach, N. Y., 1968.
10. В. И. Мороз, Астрон. ж. 44, 816 (1967).
11. Г. В. Розенберг, ДАН СССР 145, 775 (1962); в сборнике «Спектроскопия рассеивающих сред», Минск, 1963.

12. H. Spinrad, Publ. Astron. Soc. Pacif. **74**, 156 (1962).
13. J. W. Chamberlain, G. P. Kuiper, Astrophys. J. **124**, 399 (1956).
14. Ф. Данем, в сборнике «Атмосферы Земли и планет», под ред. Д. Койпера, М., ИЛ, 1962.
15. А. П. Виноградов, Ю. А. Сурков, Б. М. Андрейчиков, ДАН СССР **190**, 552 (1970).
16. «Правда» от 4 июня 1969 г.
17. L. D. Gray, Icarus **8** (3), 518 (1968).
18. C. Sagan, J. B. Pollack, Icarus **10** (2), 274 (1969).
19. W. M. Sinton, Trans. of IAU, XIB, Acad. Press, N.Y., 1962, p. 246.
20. В. И. Мороз, Астрон. ж. **41**, 741 (1964).
21. G. P. Kuiper, F. F. Forbes, D. L. Steinmetz, R. I. Mittlell, Comm. Lunar and Planet. Lab. **6** 209 (1968/69).
22. G. P. Kuiper, F. F. Forbes, Comm. Lunar and Planet. Lab. **6** (95), 177 (1967).
23. M. Bottema, W. Plummer, J. Strong, Astrophys. J. **139** 1021 (1964); Ann. d. Astrophys. **28**, 225 (1965); в сборнике «Новое о Марсе и Венере», М., «Мир», 1968.
24. M. J. S. Belton, D. M. Nuntun, Astrophys. J. **146** (1), 407 (1966).
25. D. M. Nuntun, M. J. S. Belton, H. Spinrad, Astrophys. J. **150** (2), 125 (1967).
26. H. Spinrad, S. J. Shawl, Astrophys. J. **146** (1), 328 (1966).
27. T. Owen, Astrophys. J. **150** (2), 121 (1967).
28. F. T. Barath et al., Astron. J. **69** (1), 49 (1964).
29. D. H. Staelin, A. H. Barrett, Astron. J. **70** (5), 330 (1965); Astrophys. J. **144** (1), 352 (1966).
30. D. H. Staelin, R. W. Neal, Astron. J. **71** (9), 872 (1966).
31. W. J. Wieleh, D. D. Thornton, Astron. J. **70** (2), 149 (1965).
32. А. Д. Кузьмин, Ю. Н. Ветухновская, Космические исследования, № 4, 590 (1968); J. Atm. Sci. **25** (4), 546 (1968).
33. Г. М. Стрелков, Астрон. вестник **2** (4), 217 (1968).
34. J. B. Pollack, A. T. J. Wood, Science **161**, 1125 (1969).
35. H. Spinrad, E. H. Richardson, Astrophys. J. **141**, 282 (1965).
36. J. E. Beckman, Space Sci. Rev. **15**, 1211 (1967).
37. M. J. S. Belton, A. L. Broadfoot, D. Nuntun, J. Atm. Sci. **25** (4), 582 (1968).
38. В. К. Прокофьев, Н. Н. Петрова, Изв. Крымской астрофиз. obs. **29**, 3 (1963).
39. В. К. Прокофьев, Изв. Крымской астрофиз. obs. **31**, 276 (1964); **34**, 243 (1965); **37**, 3 (1967).
40. Н. А. Козырев, Изв. Крымской астрофиз. obs. **12**, 169 (1954).
41. Г. П. Поляков, Я. М. Фогель, Цю-Ю-Мэй, Астрон. ж. **40**, 351 (1963).
42. E. B. Jenkins, D. C. Morton, Astrophys. J. **73**, 100 (1968).
43. D. P. Cruikshank, Comm. Lunar and Planet. Lab. **6** (98), 201 (1967).
44. G. P. Kuiper, Comm. Lunar and Planet. Lab. **6** (100), 229 (1968/69).
45. D. P. Cruikshank, Comm. Lunar and Planet. Lab. **6** (97), 195 (1967).
46. R. Wildt, Astrophys. J. **92**, 247 (1940).
47. D. P. Cruikshank, Comm. Lunar and Planet. Lab. **2** (34), 141 (1964).
48. J. S. Lewis, Icarus **8**, 434 (1968).
49. В. В. Михневич, В. А. Соколов, Космические исследования **7** (2), 220 (1969).
50. В. С. Авдеевский, Н. Ф. Бородин, В. В. Кузнецов, А. И. Лифшиц, и др., ДАН СССР **179** (2), 310 (1968).
51. В. С. Авдеевский, М. Я. Маров, М. К. Рождественский, Космические исследования **7** (2), 233 (1969); J. Atm. Sci. **25** (4), 537 (1968).
52. В. С. Авдеевский, М. Я. Маров, М. К. Рождественский, Доклад, представленный на коллоквиум по атмосферам и поверхностям планет, Вудхолл, 11—15 августа 1969 г.
53. А. М. Обухов, Г. С. Голицын, Космические исследования **7** (1), 150 (1969).
54. A. Kliore, D. L. Cain, J. Atm. Sci. **25** (4), 549 (1968).
55. R. Eshleman, G. Fjeldbo, J. D. Anderson, A. Kliore et al., Science **162**, (3854), 661 (1968).
56. М. П. Вукалович, В. В. Алтунин, Теплофизические свойства двуокиси и углерода, М., Атомиздат, 1965.
57. А. С. Предводителев, Е. В. Ступоченко, А. С. Плешаков, Е. В. Самуйлов, И. Б. Рождественский, Таблицы термодинамических функций воздуха, М., ВЦ АН СССР, 1962.

58. G. de Vaucouleurs, D. H. Menzel, *Nature* **188**, 28 (1960).
59. P. E. Fricher, R. T. Reynolds, *Icarus* **9**, 221 (1968).
60. A. Kliore, G. S. Levy, D. L. Cain, G. Fjeldbo, S. I. Rasool, *Science* **158** (3809), 1683 (1967).
61. A. Kliore, D. L. Cain, *J. Atm. Sci.* **25**, 549 (1968).
62. M. E. Ash, I. I. Shapiro, W. P. Smith, *Astron. J.* **72**, 338 (1967).
63. M. E. Ash et al., *Science* **160**, 985 (1968).
64. W. G. Melbourne, D. O. Muhleman, D. A. Handler, *Science* **160** (3831), 887 (1968).
65. J. D. Anderson, D. L. Cain, L. Effen et al., *J. Atm. Sci.* **25** (6), 1171 (1968).
66. W. M. Irvine, *J. Atm. Sci.* **25** (4), 610 (1968).
67. В. Синтон, в сборнике «Планеты и спутники», под ред. Дм. Койпера и Б. М. Миддлхерст, М., ИЛ, 1963.
68. S. C. Chase, L. D. Kaplan, G. Nengebauer, *J. Geophys. Res.* **68**, 6157 (1963).
69. W. M. Sinton, J. Strong, *Astrophys. J.* **131**, 470 (1960).
70. F. Gillett, F. J. Low, W. A. Stein, *J. Atm. Sci.* **25** (4), 954 (1968).
71. В. И. Мороз, В. Д. Давыдов, В. С. Жегулев, *Астрон. ж.* **46** (1), 136 (1969).
72. R. Hanel, M. Forman, G. Stambach, T. Meilleur, *J. Atm. Sci.* **25**, (4), 586 (1968).
73. E. Pettit, S. B. Nicholson, *Publ. Astron. Soc. Pacif.* **67**, 293 (1955).
74. Э. Петтит, в сборнике «Планеты и спутники», под ред. Дж. Койпера и Б. М. Миддлхерст, М., ИЛ, 1963.
75. B. C. Murray, R. L. Wildey, J. A. Westphal, *J. Geophys. Res.* **68**, 4813 (1968); перевод в сборнике «Новое о Марсе и Венере», М., «Мир», 1968.
76. B. C. Murray, R. L. Wildey, J. A. Westphal, *Astrophys. J.* **142**, 799 (1965).
77. F. J. Low, *Lowell Obs. Bull.* **6** (9), 184 (1966).
78. В. И. Мороз, С. А. Кауфман, Л. Б. Даниэлянец, Н. В. Васильченко, *Астрон. ж.* **45** (1), 189 (1968).
79. J. A. Westphal, R. L. Wildey, B. C. Murray, *Astrophys. J.* **142** (2), 142 (2), 799 (1965), перевод в сборнике «Новое о Марсе и Венере», М., «Мир», 1968.
80. J. A. Westphal, *J. Geophys. Res.* **71** (11), 2693 (1966); перевод в сборнике «Новое о Марсе и Венере», М., «Мир», 1968.
81. W. M. Sinton, *Mem. Soc. Ros. Sci. Liege* **7**, 300 (1963).
82. R. Goody, *Icarus* **3**, 98 (1964).
83. J. B. Pollack, C. J. Sagan, *J. Geophys. Res.* **70**, 4403 (1965).
84. R. Goody, *J. Geophys. Res.* **70** (22), 5471 (1965).
85. J. W. Chamberlain, *Astrophys. J.* **141**, 1184 (1965).
86. R. A. Schorn, L. D. Grey, E. S. Burnar, *Icarus* **10** (2), 241 (1969).
87. L. D. Grey, R. A. Schorn, *Icarus* **8** (3), 400 (1968).
88. H. Spinrad, *Publ. Astron. Soc. Pacif.* **74**, 187 (1962); *Astrophys. J.* **145** (3), 93 (1966).
89. D. L. Coffeen, T. Gehrels, *Astron. J.* **74** (3), 433 (1969).
90. D. L. Coffeen, *Astron. J.* **74** (3), 446 (1969).
91. В. В. Соболев, *Астрон. ж.* **45** (1), 169 (1968).
92. T. Gehrels, R. E. Samuelson, *Astrophys. J.* **134**, 1022 (1961).
93. А. Д. Кузьмин, Радиофизические исследования Венеры, М., Изд. ВИНТИ, 1967.
94. P. M. Kallaghan, K. N. Wulfsberg, *Astrophys. J.* **154**, 771 (1968).
95. S. E. Law, D. H. Staelin, *Astrophys. J.* **154**, 1077 (1968).
96. D. Morrison, *Science* **163**, 815 (1969).
97. G. L. Berge, E. W. Greison, *Observations of Owen Valles Rad. Obs.* **6**, 1 (1968); *Astrophys. J.* **156**, 1125 (1969).
98. J. D. Dickel, *Icarus* **5** (31), 305 (1966).
99. J. R. Dickel, W. W. Warneck, N. Medd, *Nature* **220**, 1183 (1968).
100. J. R. Dickel, *Astron. J.* **71** (9), 852 (1966).
101. M. P. Hughes, *Planet. Space Sci.* **14**, 1017 (1966).
102. J. R. Dickel, *Icarus* **6**, 417 (1967).
103. R. D. Davies, D. Williams, *Planet. Space Sci.* **14** (1), 15 (1966).
104. N. J. B. A. Branson, *Observatory* **88** (1965), 156 (1968).
105. D. Barber, H. Gent, *Planet. Space Sci.* **15** (5), 907 (1967).
106. W. Ho, I. A. Kaufman, P. K. Thaddeus, *J. Geophys. Res.* **71** (21), 5091 (1966).
107. W. Gale, M. Lifshitz, A. C. E. Sinclair, *Science* **164**, 1059 (1965).
108. Ю. Н. Ветухновская, А. Д. Кузьмин, А. П. Наумов, Т. В. Смирнова, *Астрон. ж.* **47**, 146 (1970).

109. О. Н. Р ж и г а, Астрон. ж. **47**, 566 (1970).
110. T. V. E v a n s, Ann. Rev. Astron. and Astrophys. **7**, 201 (1969).
111. J. V. E v a n s, P. P. I n g a l l s, J. Atm. Sci. **25** (4), 555 (1968).
112. D. O. M u h l e m a n, J. Astron. **73** (107), 2 (1968).
113. А. Д. К у з ь м и н, Б. Дж. К л а р к, Астрон. ж. **42** (3), 595 (1965).
114. В. Я. Г о л ь н е в, Ю. Н. П а р и й с к и й, П. А. Ф р и д м а н, О. Н. Ш и в р и с, ДАН СССР, **188**, 297 (1969).
- 114a. A. C. F. S i n c l a i r et al., Paper presented on 130th Meet. Amer. Soc., Albany, 1969.
115. G. d e V a u c o u l e u r, Icarus **3**, 187 (1964).
116. F. E. R o s s, Astrophys. J. **68**, 57 (1928).
117. G. P. K u i p e r, J. W. F o u n t a i n, S. M. L a r s o n, Somm. Lunar and Planet. Lab. **6** (102), 251 (1968/69).
118. W. K. H a r t m a n, Comm. Lunar and Planet. Lab. **6** (102), 261 (1968/69).
119. J. F o u n t a i n, S. L a r s o n, Comm. Lunar Planet. Lab. **6** (102), 263 (1968/69).
120. G. P. K u i p e r, Comm. Lunar and Planet. Lab. **6** (101) 229 (1968/69).
121. A. D a n j o n, Bull. astron. **14**, 315 (1949).
122. В. В. С о б о л е в, Астрон. ж. **21**, 241 (1944).
123. В. В. С о б о л е в, Астрон. ж. **41**, 97 (1964).
124. В. В. С о б о л е в, Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет, М., Гостехиздат, 1956.
125. S. I. R a s o o l, J. Atm. Sci. **25** (4), 663 (1968).
126. В. В. С о б о л е в, Астрон. ж. **45**, 249 (1968).
127. Н. А. К о з ь р е в, Изв. Крымской астроф. obs. **12**, 177 (1954).
128. Е. М. Ф е й г е л ь с о н, Радиационные процессы в слоистообразных облаках, М., «Наука», 1964.
129. Л. М. Р о м а н о в а, Изв. АН СССР, сер. геофиз. **13**, 499, 819; **14**, 262 (1963).
130. A. A r k i n g, J. P o t t e r, J. Atm. Sci. **25** (4), 617 (1968).
131. А. М. О б у х о в, Г. С. Г о л и ц ы н, Космические исследования **6** (5) 759 (1968).
132. M. B o t t e m a, W. P l u m m e r, J. S t r o n g, R. Z a n d e r, Astrophys. J. **140** (4), 1640 (1964).
133. M. B o t t e m a, W. P l u m m e r, J. S t r o n g, R. Z a n d e r, J. Geophys. Res. **70**, 440, 1640 (1964).
134. J. B. P o l l a c k, C. S a g a n, J. Geophys. Res. **731** (18), 5943 (1968).
135. W. T. P l u m m e r, J. Geophys. Res. **74** (13), 3331 (1969).
136. J. E. H a n s e n, H. C h e u n c y, J. Atm. Sci. **25** (4), 629 (1968).
137. Дж. К о й п е р, в сборнике «На пороге космоса», М., ИЛ, 1969.
138. F. H o y l e, Frontiers of Astronomy, N.Y., 1965.
139. J. L e w i s, Paper Presented on the Second Arizona Conference on Planetary Atmospheres, Tucson 1968.
140. J. S. L e w i s, Astrophys. J. **152** (2, p. 2), 79 (1968).
141. W. T. P l u m m e r, Science **163** (3872), 1191 (1962).
142. C. S a g a n, Astron. J. **65**, 332 (1960).
143. E. J. O p i k, J. Geophys. Res. **66**, 2807, 2819 (1961).
144. R. M. G o o d y, A. R. R o b i n s o n, Astrophys. J. **146**, 339 (1966).
145. А. Д. К у з ь м и н, Изв. вузов (Радиофизика) **7**, 1021 (1964).
146. J. E. H a n s e n, S. M a t s u s h i m a, Astrophys. J. **150**, 1139 (1967).
147. В. А. А м б а р ц у м я н, Э. Г. М у с т е л ь, А. Б. С е в е р н ы й, В. В. С о б о л е в, Теоретическая астрофизика, М., Гостехиздат, 1952.
148. J. P. O s t r i h e r, Astrophys. J. **138** (1) 281 (1963).
149. А. С. Г и н з б у р г, Е. М. Ф е й г е л ь с о н, Космические исследования **7** (2), 258 (1969).
150. R. W i l d t, Icarus **5** (1), 24 (1966).
151. R. W a t t s o n, Astrophys. J. **154** (3), 987 (1968).
152. Г. М. С т р е л к о в, Кандидатская диссертация, 1967.
153. Г. М. С т р е л к о в, Н. Ф. К у х а р с к а я, Космические исследования **7** (2), 247 (1969).
154. В. С. А в д у е в с к и й, Ф. С. З а в е л е в и ч, М. Я. М а р о в, А. И. Н о й к и н а, В. И. П о л е ж а е в, доклад, представленный на симпозиум по Луне и планетам, Киев, 15—22 октября 1968.
155. В. С. А в д у е в с к и й, М. Я. М а р о в, А. И. Н о й к и н а, В. И. П о л е ж а е в, Ф. С. З а в е л е в и ч, доклад, представленный на коллоквиум по атмосферам и поверхностям планет, Вудсхолл, 11—15 августа 1969.
156. C. S a g a n, Icarus **10** (2), 290 (1969).
157. R. E. S a m u e l s o n, J. Atm. Sci. **25** (4), 634 (1968).
158. R. E. S a m u e l s o n, Astrophys. J. **147**, 870 (1967).
159. A. R. R o b i n s o n, Paper presented on IV Arizona Conference, March 2—4, Tucson, 1970.

160. В. Г. Фесенков, в сборнике «Физика планет», Алма-Ата, «Наука», АН Казахской ССР, 1967.
161. I. I. Shapiro, *Sci. Am.* **219** (1), 28 (1968).
162. Г. С. Голицын, *ДАН СССР* **190** (2), 323 (1970).
163. P. H. Stone, *J. Atm. Sci.* **25** (4), 644 (1968).
164. C. Boyers, H. Camichel, *Compt. rend.* **260** (3), 809 (1968).
165. B. A. Smith et al., *Sky and Tel.* **35** (1), 7 (1968).
166. G. Schubert, J. A. Whitehead, *Science* **163**, 71 (1969).
167. Mariner Stanford Group, *Science* **158** (3809), 1678, 1967.
168. G. Barth, J. Pearse, K. Kelly, L. Wallace, M. G. Fastie, *Science* **158**, (3809), 1678 (1967).
169. V. G. Kurt, S. B. Dostovalov, E. K. Sheffer, *J. Atm. Sci.* **25** (4), 668 (1968).
170. H. W. Moss, W. G. Fastie, M. Bottema, *Astrophys. J.* **155**, 887 (1969).
171. G. Fjeldbo, V. R. Eshleman, O. R. Garriot, E. L. Smith, *J. Geophys. Res.* **70**, 3701 (1965).
172. H. S. Bridge, A. J. Lazarus, C. B. Snyder, E. S. Smith et al., *Science* **158** (3809), 1669 (1967).
173. Ш. Ш. Долгинов, Е. Г. Ерошенко, Л. Н. Жузгов, *Космические исследования* **6** (4), 651 (1968).
174. Ш. Ш. Долгинов, Е. Г. Ерошенко, Л. Девис, *Космические исследования* **7** (5), 747 (1969).
175. M. B. McElroy, *J. Atm. Sci.* **25** (4), 577 (1968); *J. Geophys. Res.* **74** (1), 29 (1969).
176. M. B. McElroy, D. F. Strobel, *J. Geophys. Res.* **74** (5), 1118 (1969).
177. R. V. Steward, *J. Atm. Sci.* **25** (4), 578 (1968).
178. M. B. McElroy, *Astrophys. J.* **150** (3), 1125 (1967).
179. M. Schimizu, *Planet. Space Sci.* **11**, 269 (1964); *Icarus* **10** (1), 11 (1969).
180. В. И. Мороз, В. Г. Курт, *Космические исследования* **6** (4), 56 (1968).
181. P. Warneck, *J. Chem. Phys.* **41**, 3435 (1964).
182. R. A. Young, A. Y. Ung, *J. Chem. Phys.* **44**, 3038 (1966).
183. T. M. Donahue, *J. Atm. Sci.* **25** (4), 568 (1968).
184. R. W. Stewart, J. S. Hogan, *J. Atm. Sci.* **26** (2), 330 (1969).
185. J. S. Hogan, R. W. Stewart, *J. Atm. Sci.* **26** (2), 332 (1969).
186. C. A. Barth, *J. Atm. Sci.* **25** (4), 564 (1968).
187. F. Bartko, R. A. Hanel, *Astrophys. J.* **151**, 365 (1968).
188. M. B. McElroy, D. M. Hunten, *J. Geophys. Res.* **74** (7), 1720 (1969).
189. W. E. McGovern, *J. Geophys. Res.* **73** (19), 6364 (1968).
190. L. Wallace, *J. Geophys. Res.* **74** (1), 115 (1969).
191. W. C. Knudsen, *J. Geophys. Res.* **74** (24), 5629 (1969).
192. П. Мур, *Планета Венера*, М., ИЛ, 1961.
193. G. Newkirk, *Planet. Space Sci.* **1**, 31 (1959).
194. J. L. Weinberg, G. Newkirk, *Planet. Space Sci.* **5**, 163 (1968).
195. R. Goody, T. McCord, *Planet. Space Sci.* **16** (3), 343 (1968).
196. О. Ю. Шмидт, *Четыре лекции о теории происхождения Земли*, М.—Л., Изд-во АН СССР, 1948.
197. H. Urey, *The Planets: their Origin and Development*, New Haven, 1952.
198. F. Hoyle, *Frontiers of Astronomy*, N.Y., 1960.
199. В. Г. Фесенков, *Труды Астрофиз. ин-та АН КазССР* **9**, 109 (1967).
200. W. W. Rubey, *The Origin and Evolution of Atmospheres and Oceans*, ed. P. J. Brancazio and A. G. Cameron, N.Y., 1964.
201. A. G. W. Cameron, *Icarus* **2**, 249 (1963).
202. H. D. Holland, *The Origin and Evolution of Atmospheres and Oceans*, ed. P. J. Brancazio and A. G. W. Cameron, N.Y., 1964, p. 86.
203. T. Gold, *Ibid.*, p. 249.