

УДК 523.47

Содержание CH_4 в атмосфере Урана по данным о спектральном геометрическом альбедо

З. И. Григорьева, В. Г. Тейфель, Г. А. Харитопова

Выполнены анализ и интерпретация новейших данных о геометрическом альбедо Урана в области $\lambda\lambda$ 0.5—0.9 мкм в рамках модели с полубесконечным рассеивающе-поглощающим облачным слоем и надоблачной атмосферой с рэлеевским рассеянием при различных комбинациях объемной плотности облачного слоя, эквивалентной толщи надоблачной атмосферы и относительного содержания метана в тропосфере. Наилучшее согласие расчетных и наблюдаемых значений геометрического альбедо получается при низком содержании метана ($\text{CH}_4/\text{H}_2 \approx (3-4) \cdot 10^{-3}$) и малом объемном коэффициенте рассеяния в облачном слое ($\sigma_s \sim 10^{-6} \text{ см}^{-1}$). В центрах сильных полос поглощения отмечается влияние оптически тонкой аэрозольной дымки в верхней атмосфере. При больших относительных содержаниях CH_4 (более 10^{-2}) добиться удовлетворительного согласия расчетных и наблюдаемых значений не удастся, и верхним пределом отношения CH_4/H_2 в атмосфере Урана, по-видимому, следует считать величину не более 0.01.

THE ABUNDANCE OF CH_4 IN THE URANUS ATMOSPHERE FROM THE SPECTRAL GEOMETRIC ALBEDO DATA, by Grigor'eva Z. N., Teffel' V. G., Kharitonova G. A.—New data on the geometric albedo of Uranus at 0.5—0.9 μm were analyzed and interpreted in the framework of the model with semiinfinite scattering-absorbing cloud layer and a pure gaseous atmosphere with the Rayleigh scattering for different values of the volume density of the clouds, the equivalent depth of the atmosphere above the clouds, and the relative abundance of methane in troposphere. The best fit of calculated and observed values of the geometric albedo is obtained for the low methane concentration $\text{CH}_4/\text{H}_2 \approx (3-4) \cdot 10^{-3}$ and small volume scattering coefficient in the cloud layer $\sigma_s \sim 10^{-6} \text{ cm}^{-1}$. Some influence of the optically thin haze in the upper atmosphere is perceptible in central parts of strong absorption bands. It is impossible to obtain a good agreement of the observed and theoretical albedo values for large abundance of CH_4 ($\text{CH}_4/\text{H}_2 > 10^{-2}$), so the upper limit of the CH_4 relative abundance in the Uranus atmosphere seems not exceed 0.01.

Существующие в настоящее время оценки относительного содержания метана в атмосфере Урана в большинстве случаев основаны на измерениях отдельных молекулярных линий или отдельных полос поглощения. Молярное отношение $f_M = \text{CH}_4/\text{H}_2$, согласно [17], должно быть не менее $5 \cdot 10^{-3}$; по [5, 7, 14] оно составляет от $(2-3) \cdot 10^{-3}$ до 10^{-2} ; по [11] — равно $(2-4) \cdot 10^{-3}$ (по модели отражающего слоя с поглощающей надоблачной атмосферой). При интерпретации измерений линии поглощения CH_4 681.89 нм в модели с плотным нижним облачным слоем и двумя слоями дымки [4] получено $f_M \approx (3-4) \cdot 10^{-2}$. В работах [1, 20] данные о спектральном геометрическом альбедо Урана, определенные в 1961—1963 гг. [21], рассмотрены с позиции моделей простого отражения и с полубесконечной рэлеевской атмосферой. Модель простого отражения явно не удовлетворяет наблюдениям: получаемые значения f_M изменяются на два порядка и коррелируют с коэффициентом поглощения метана. Модель с полубесконечной рэлеевской атмосферой согласуется с наблюдениями лучше, особенно при добавлении оптически тонкого рассеивающего слоя дымки в верхней атмосфере. Тогда содержание метана не зависит от коэффициента поглощения и близко к $(2-3) \cdot 10^{-3}$ [20].

В последнее время опубликованы детальные измерения спектрального геометрического альбедо Урана с более высоким спектральным разрешением и повышенной фотометрической точностью, выполненные

в 1981 г. двумя группами исследователей (Локвуд и др. [13]; Нефф и др. [16]). Полученные ими результаты практически совпадают (расхождения в основном не превышают 3 %).

В настоящей работе использованы эти данные для интерпретации в рамках достаточно реалистичной двухслойной модели с однородным полубесконечным облачным слоем, над которым находится чисто газовая атмосфера с рэлеевским рассеянием. Истинное поглощение, создаваемое молекулами CH_4 , присутствует в надоблачной атмосфере и внутри слоя. Вариации параметров модели сопровождаются изменением относительного вклада каждого из двух слоев в наблюдаемое поглощение CH_4 в спектре Урана. Рэлеевская атмосфера должна иметь конечную оптическую толщину рассеяния. Говорить о полубесконечной атмосфере с рэлеевским рассеянием в случае спектра Урана в области λ 0.5—0.9 мкм можно лишь предполагая полное отсутствие аэрозольной составляющей в атмосфере этой планеты даже на больших линейных глубинах (табл. 1).

Таблица 1. Оптическая толщина водородной атмосферы с рэлеевским рассеянием в разных длинах волн при эквивалентной толще U (H_2)

U (H_2), км-ам	Длина волны, нм				
	500	600	700	800	900
50	0.193	0.091	0.049	0.028	0.018
100	0.385	0.182	0.097	0.057	0.035
500	1.926	0.912	0.487	0.283	0.176
1000	3.853	1.824	0.975	0.567	0.352
2000	7.706	3.648	1.949	1.134	0.704

Эквивалентная толща H_2 в надоблачной зоне атмосферы является одним из трех варьируемых параметров, определяющих модель (точнее, каждый из вариантов принятой двухслойной модели формирования поглощения CH_4 в атмосфере Урана). Величина U характеризует высоту (или глубину) верхней границы облачного слоя, объемный коэффициент которого σ_s — второй параметр модели. Третий варьируемый параметр — величина f_M относительного содержания метана. Для каждого параметра задавалось десять значений (уровней), приведенных в табл. 2, которые в любых комбинациях описывали тот или иной вариант модели. Номера уровней составляли код модели, вводившийся в ЭВМ при расчетах (например, 137 — код модели с $U=100$ км-ам, $\sigma_s=10^{-6}$ см $^{-1}$ и $f_M=2 \cdot 10^{-2}$).

Объемный коэффициент рассеяния облачного слоя варьировался в пределах, достаточных для описания широкого интервала изменения объемной плотности облаков. Коэффициенты рассеяния порядка 10^{-7} см $^{-1}$ соответствуют очень разреженной дымке, при меньших значениях σ_s рассеяние может приближаться к рэлеевскому, так что роль аэрозоля становится неощутимой. При больших значениях σ_s (более 10^{-4} см $^{-1}$) средняя длина пробега кванта между двумя последовательными актами рассеяния становится очень небольшой, так что вероятность выживания кванта внутри облачного слоя

$$\omega_s = \sigma_s / (\sigma_s + \kappa_v + \kappa_s) = (\omega_{sc}^{-1} + \beta_v)^{-1} \quad (1)$$

оказывается мало чувствительной к вариациям коэффициента молекулярного поглощения, и отражательная способность облачного слоя даже в центрах сильных полос поглощения CH_4 остается почти такой же, как и в непрерывном спектре. В формуле (1) величины κ_s и κ_v — объемные коэффициенты поглощения соответственно на аэрозолях и молекулах; ω_{sc} — вероятность выживания кванта вне полос поглоще-

ний; $\beta_v = \kappa_v / \sigma_s$ — параметр, характеризующий относительную роль молекулярного поглощения в облачном слое. При $10^{-7} < \sigma_s < 10^{-4}$ альbedo облачного слоя достаточно сильно изменяется в зависимости от коэффициента молекулярного поглощения. Удельные коэффициенты поглощения CH_4 (k_v) были определены по лабораторным исследованиям [10, 12]. Мы использовали более полные данные [12], так как они содержат оценки k_v и в участках спектра со слабым поглощением CH_4 .

Таблица 2. Варьируемые параметры оптической модели атмосферы Урана

Номер уровня	U , км-ам	σ_s , см ⁻¹	$f_M = \text{CH}_4/\text{H}_2$
0	50	1E-7	2E-3
1	100	2E-7	3E-3
2	150	5E-7	4E-3
3	200	1E-6	6E-3
4	250	2E-6	8E-3
5	300	5E-6	1E-2
6	350	1E-5	1.5E-2
7	400	2E-5	2E-2
8	450	5E-5	3E-2
9	500	1E-4	4E-2

Таблица 3. Коэффициенты в соотношении между k_s и r_{0s}

g	a_0	a_1	a_2
0	1.010	0.340	0.070
0.1	1.042	0.330	0.063
0.2	1.074	0.316	0.057
0.3	1.100	0.300	0.050
0.4	1.127	0.286	0.044
0.5	1.150	0.270	0.038
0.6	1.172	0.257	0.032
0.7	1.195	0.240	0.026
0.8	1.215	0.232	0.021
0.9	1.235	0.225	0.019

Фотометрические свойства облачного слоя, естественно, зависят от индикатрисы рассеяния образующих его аэрозольных частиц. Выбор индикатрисы рассеяния для предполагаемого полубесконечного облачного покрова из-за отсутствия каких-либо данных об оптических свойствах аэрозольной составляющей атмосферы Урана остается пока крайне неопределенным. Поэтому воспользуемся аналогией с облачными слоями Юпитера и Сатурна. Их фотометрические свойства (нормальный коэффициент яркости и коэффициент потемнения к краю диска) хорошо удовлетворяют расчетным данным для полубесконечного слоя с комбинированной индикатрисой Хеньи — Гринштейна

$$\chi(\gamma) = b\chi(\gamma, g_1) + (1 - b)\chi(\gamma, g_2). \quad (2)$$

При этом для Юпитера $g_1 = 0.85$, $g_2 = -0.50$, $b = 0.98$, параметр асимметрии такой индикатрисы

$$\bar{g} = \langle \cos \gamma \rangle = \frac{1}{2} \int_0^1 \chi(\gamma) \cos \gamma d(\cos \gamma) \quad (3)$$

равен 0.82. Для Сатурна наилучшее согласие результатов наблюдений и расчетов дают $g_1 = 0.8$, $g_2 = -0.6$, $b = 0.95$ (параметр асимметрии $\bar{g} = 0.73$). Для сравнения при модельных расчетах взята также однопараметрическая индикатриса Хеньи — Гринштейна с $g = 0.2$ (т. е. с малой степенью асимметрии). Между нормальным коэффициентом яркости и коэффициентом потемнения к краю диска при данной индикатрисе рассеяния связь однозначна и может быть описана простой эмпирической формулой

$$k_s = a_0 + a_1 \ln r_{0s} + a_2 (\ln r_{0s})^2, \quad (4)$$

где k_s — миннаертовский коэффициент потемнения; r_{0s} — нормальный коэффициент яркости; a_0 , a_1 и a_2 — коэффициенты, зависящие от степени асимметрии принимаемой индикатрисы рассеяния. В случае однопараметрической индикатрисы Хеньи — Гринштейна эти коэффициенты имеют значения, приведенные в табл. 3.

Для индикатрис рассеяния, условно обозначаемых Ю и С с приведенными выше параметрами, коэффициенты a_0 , a_1 , a_2 соответственно равны 1.130, 0.288, 0.025 и 1.005, 0.362, 0.066.

Итак, при заданной индикатрисе рассеяния облачного слоя комбинации избранных значений модельных параметров вместе с коэффициентами поглощения СН₄ в итоге определяют такие изменяющиеся с длиной волны величины, как оптическая толщина надоблачной атмосферы $\tau_v = \tau_R(\lambda) + \tau_A(\lambda)$, состоящая из рассеивающей и абсорбционной частей, альbedo однократного рассеяния надоблачной атмосферы ω_{Rv} и облачного слоя ω_{sv} . При вычислении ω_{sv} объемный коэффициент рассеяния облачного слоя можно считать независимым от длины волны или обратно пропорциональным длине волны. Это мало влияет на конечные результаты и выводы. Для определенности в большинстве расчетов принималось, что $\sigma_s \propto \lambda^{-1}$ и приведенное в табл. 2 σ_s соответствует $\lambda = 500$ нм.

Объемный коэффициент поглощения в выражении (1) вычислялся для верхней границы облачного слоя как

$$\kappa_v = k_v L, \quad (5)$$

где

$$L = U(1 + f_{\text{He}}) f_{\text{M}} g \bar{\mu} / RT_s; \quad (6)$$

f_{He} — относительное содержание гелия, принимаемое равным 0.15; g — ускорение силы тяжести; $\bar{\mu}$ — средняя относительная молекулярная масса; T_s — температура атмосферы на верхней границе облаков, соответствующая эквивалентной толщe водорода U ; k_v — удельный коэффициент поглощения метана (км-ам)⁻¹. Тогда

$$\omega_{sv} = (\omega_{sc}^{-1} + L k_v \sigma_s^{-1})^{-1}, \quad (7)$$

$$\tau_v = \tau_R(\lambda) / \omega_{Rv}, \quad (8)$$

$$\omega_{Rv} = (1 + k_v f_{\text{M}} / \sigma_{0R\lambda})^{-1}, \quad (9)$$

где $\sigma_{0R\lambda}$ — объемный коэффициент рэлеевского рассеяния Н₂ при нормальных условиях.

Значения r_{0v} облачного слоя в полосах поглощения вычислялись по эмпирической формуле

$$r_{0v} = r_{0c} [1 + \exp\{C(\lg \beta_v - \lg \beta_{v0})\}]^{-1}, \quad (10)$$

где $\lg \beta_v = \lg(\omega_{sv}^{-1} - \omega_{sc}^{-1})$, а $\lg \beta_{v0}$ и C определяются по известной для заданной индикатрисы рассеяния зависимости между r_0 и ω_s ; r_{0c} — нормальный коэффициент яркости в непрерывном спектре. Величина r_{0c} подбиралась на основании предварительных расчетов так, чтобы получаемое при $k_v \rightarrow 0$ расчетное геометрическое альbedo в модели соответствовало максимальному наблюдаемому вблизи $\lambda = 500$ нм значению $A_g = 0.615 \pm 0.005$.

Применительно к облачному слою с индикатрисой рассеяния типа Ю, С или с $g = 0.2$ с помощью таблиц [2, 9] рассчитаны таблицы-сетки зависимости геометрического альbedo A_g от входных параметров r_{0c} , ω_{Rv} и τ_v . Эти таблицы-сетки вводились в ЭВМ, и дальнейшая процедура состояла в расчете входных параметров для конкретной модели в заданных длинах волн и определении A_g интерполированием табличных данных.

Предварительные расчеты и их сравнение с наблюдениями [3] показали, что индикатриса рассеяния облачного слоя не оказывает принципиального влияния на результаты и что при больших значениях f_{M} (существенно превосходящих 10^{-2}) нельзя получить согласия наблюдений и расчетных величин геометрического альbedo. Наиболее наглядно

это иллюстрируется построением регрессионных соотношений между расчетными $A_{гр}$ и наблюдаемыми $A_{гн}$ значениями геометрического альbedo (рис. 1). Эти соотношения в большинстве случаев оказываются нелинейными, причем для разных вариантов модели нелинейность выражена в большей или меньшей степени. Критерием согласия или расхождения результатов расчетов и наблюдений следует считать значение дисперсии

$$S = \sqrt{\sum (A_{гр} - A_{гн})^2 / (n - 1)}. \quad (11)$$

Чтобы уменьшить объем вычислений при сравнении большого числа модельных вариантов, принимался критерий — величина дисперсии S' , определяемая по трем длинам волн (620, 640 и 670 нм), которая, как показало сравнение с расчетами дисперсий по 35 и более длинам волн, практически однозначно коррелирует со значением дисперсии S по многим точкам. Очевидно, что наилучшему согласию результатов наблюдений и расчетов должны соответствовать минимальные значения S (или S'). На рис. 2 показано, как изменяются значения S' с изменением параметра f_M при различных (но фиксированных) U и σ_s . Изменение величины S с изменением f_M показано на рисунке кривой, которую можно назвать параболой дисперсий. В зависимости от принятого сочетания U и σ_s парабола дисперсий смещается, причем положение ее вершины (минимального для данного варианта модели значения S') довольно определенно зависит от параметров модели.

В пределах рассматриваемых значений модельных параметров абсолютный минимум дисперсий S' приходится на наименьшие значения

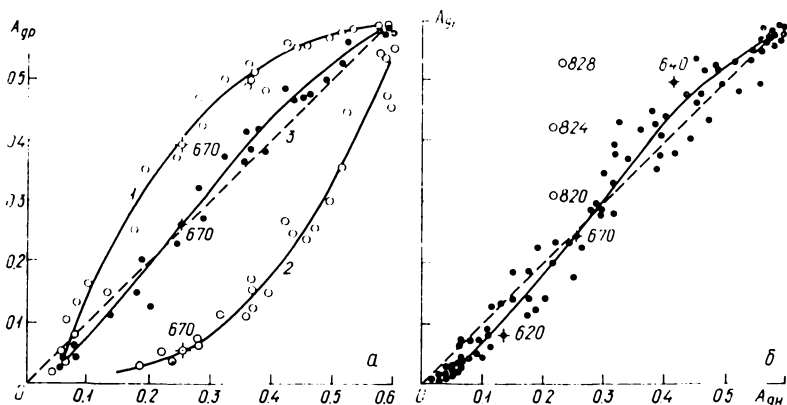


Рис. 1. Сравнение наблюдаемых значений геометрического альbedo Урана $A_g(\lambda)$ с вычисленными теоретически для различных вариантов двухслойной модели с индикатрисой рассеяния облачного слоя Ю: а) $U = 400$ км-ам, 1 — модель 791 ($\sigma_s = 10^{-4}$ см $^{-1}$, $f_M = 3 \cdot 10^{-3}$), 2 — модель 739 ($\sigma_s = 10^{-6}$ см $^{-1}$, $f_M = 3 \cdot 10^{-2}$), 3 — модель 731 ($\sigma_s = 10^{-6}$ см $^{-1}$, $f_M = 3 \cdot 10^{-3}$); б) $U = 100$ км-ам, модель 133 ($\sigma_s = 10^{-6}$ см $^{-1}$, $f_M = 6 \cdot 10^{-3}$)

относительного содержания метана f_M и наименьшие значения объемного коэффициента рассеяния σ_s облачного слоя. С увеличением σ_s при фиксированном U минимум S' смещается в сторону увеличения f_M , но при этом минимальные значения S' в вершинах парабол дисперсий существенно увеличиваются. Прослеживается также, хотя и несколько менее ярко выраженная, тенденция уменьшения минимальных значений S' с увеличением U . При этом параболы дисперсий смещаются в сторону уменьшения f_M .

Таким образом, сравнение дисперсий приводит к заключению, что увеличение содержания метана и плотности облачного слоя, а также повышение его верхней границы (уменьшение U) ведут к ухудшению

статистического согласия наблюдаемых и расчетных значений геометрического альbedo Урана. Значения S' , превосходящие 0.05—0.06, уже свидетельствуют о неудовлетворительном согласии, но здесь следует учитывать то, что при сравнении любого числа расчетных и наблюдаемых величин A_g получается значительный разброс точек на регрессионных графиках, причина которого пока остается не совсем ясной. Проще

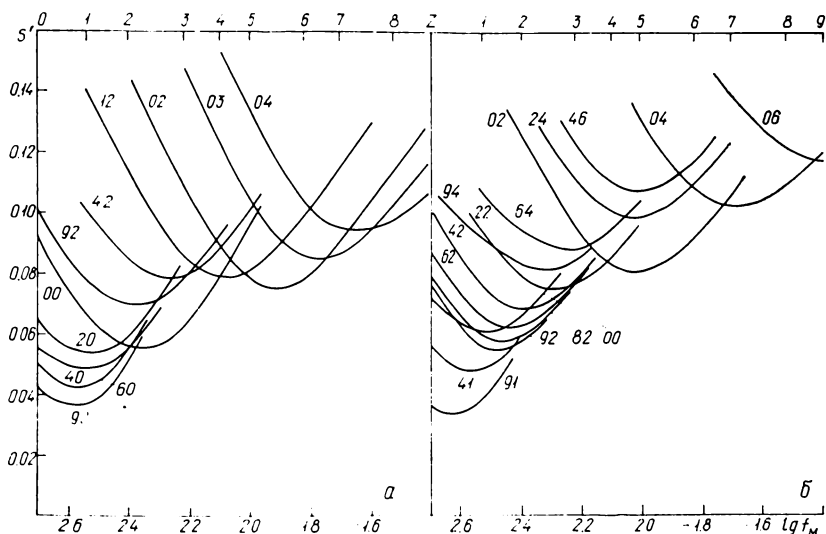


Рис. 2. Параболы дисперсий (изменение дисперсии S' с изменением f_m) для различных вариантов двухслойной модели при индикаторах рассеяния $g=0.2$ (а) и C (б) (цифры около кривых соответствуют номерам уровней по U и σ_s из табл. 2)

всего предположить, что в определениях спектральных значений геометрического альbedo погрешность в действительности превосходит оцениваемую наблюдателями, или значительную погрешность содержат лабораторные определения коэффициентов поглощения.

В работах [1, 20] отмечалось, что при нанесении на график наблюдаемых значений альbedo Урана $A_g(\lambda)$ по аргументу $\lg[k_v(\lambda/\lambda_0)^4]$ разброс точек существенно уменьшается по сравнению с разбросом, получаемым при построении таких же графиков по аргументу $\lg k_v$. Это свидетельствует о несомненно большой роли рэлеевского рассеяния в формировании спектра отражения Урана. Но учет рэлеевского рассеяния не устраняет полностью разброса точек. Обращает на себя внимание то, что наиболее отклоняющиеся от среднего хода точки часто идут подряд по длинам волн, т. е. относятся к определенному участку спектра. Среднюю кривую, представляющую зависимость между геометрическим альbedo Урана A_{gn} и величиной $D = \lg[k_v(\lambda/\lambda_0)^4]$, можно линеаризовать, если вместо A_{gn} ввести величину

$$B_\lambda = \ln [(A_{g \max} - A_{gn}(\lambda)) / (A_{gn}(\lambda) - A_{g \min})]. \quad (12)$$

Тогда степень соответствия общему ходу такой зависимости в отдельных участках спектра можно охарактеризовать коэффициентом корреляции между B_λ и D_λ . Коэффициенты корреляции r_h вычислены для каждого интервала по 10 нм в области спектра $\lambda\lambda$ 500—920 нм. Оказалось, что для большинства таких интервалов (рис. 3) коэффициент корреляции $r_h > 0.9$, но в отдельных участках он имеет очень низкие значения. Это отмечается в длинноволновых крыльях полос поглощения NH_4 543.0 и 619.0 нм, где наблюдаемое геометрическое альbedo оказывается при одних и тех же значениях коэффициента поглощения выше, чем в коротковолновых крыльях этих полос.

Аналогичное расхождение наблюдается и в спектральном геометрическом альбедо Нептуна. В областях $\lambda\lambda$ 630—640 и 820—840 нм отсутствие корреляции, возможно, обусловлено наличием в спектре Урана индуцированного давлением поглощения H_2 , которое в теоретических расчетах не учитывалось. Не исключено, что и вблизи области λ 780—790 нм ощутимо влияние широкой полосы (3,0) поглощения H_2 . Частично уменьшение коэффициентов корреляции может быть связано с неточностью определений коэффициентов поглощения в областях их

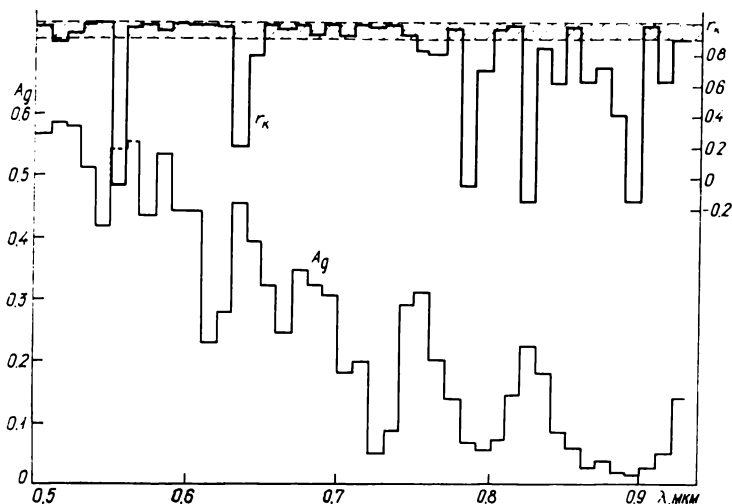


Рис. 3. Средние по интервалам $\Delta\lambda=10$ нм значения геометрического альбедо Урана и коэффициент корреляции r_k между B_λ и D_λ , вычисленный в тех же интервалах

малых значений. Нельзя исключить, что некоторую роль, возможно, играют и температурные эффекты. Так как полосы поглощения CH_4 в спектрах планет-гигантов представляют суперпозицию множества обертоновых и составных полос, в которых вращательные линии перекрываются очень тесно, то в среднем коэффициент поглощения в полосах не должен существенно зависеть от температуры. Температура влияет на населенность вращательных уровней, но взаимное перекрытие многих систем этих линий приводит к усреднению по разным квантовым числам. Может быть, однако, что в отдельных участках крыльев наблюдаемых полос поглощения такое усреднение происходит не в полной мере. Тогда в этих участках в зависимости от эффективного уровня формирования отраженного излучения в атмосфере температурный эффект может и проявиться, причем, по-разному: в одних случаях это приведет к увеличению коэффициента поглощения, в других — к уменьшению при той же температуре.

Выяснение причин значительного разброса измеренных величин спектрального геометрического альбедо должно быть предметом специального исследования. Как показывают рисунки 4 и 5, наблюдаемая зависимость между геометрическим альбедо и коэффициентом поглощения в пределах разброса отдельных точек может быть удовлетворительно представлена теоретическими кривыми в рамках двухслойной модели при определенных исходных параметрах, тогда как при других исходных параметрах такого согласия достигнуть нельзя. Особенно расходятся с наблюдениями модели, в которых задается большое относительное содержание CH_4 .

Во всех рассмотренных вариантах моделей отмечается одна особенность — при малых A_g наблюдаемые значения всегда больше теоретических. Это скорее всего связано с наличием в верхней атмосфере Урана оптически тонкого аэрозольного слоя (дымки), который и вносит

небольшую, но достаточно ощутимую остаточную интенсивность в центрах сильных и несомненно насыщенных полос поглощения СН₄ 886.0 и 990.0 нм. О существовании аэрозоля свидетельствуют поляризметрические наблюдения [15], результаты которых не согласуются с расчетными значениями поляризации для чисто газовой атмосферы с рэлеевским рассеянием, а также отмечавшаяся на изображениях Урана в

Рис. 4. Сравнение теоретически рассчитанных кривых A_g ($\lg k_v$) для разных длин волн (т. е. при разных значениях коэффициента рэлеевского рассеяния σ_{0R}) с наблюдаемым геометрическим альбедо Урана. Наблюдения: 1 — $\lambda\lambda$ 500—596 нм; 2 — $\lambda\lambda$ 600—696 нм; 3 — $\lambda\lambda$ 700—796 нм; 4 — $\lambda\lambda$ 800—896 нм. Расчет для модели 133 ($U=100$ км-ам, $\sigma_s=10^{-6}$ см⁻¹, $f_M=6\cdot 10^{-3}$) при индикатрисе рассеяния облачного слоя Ю

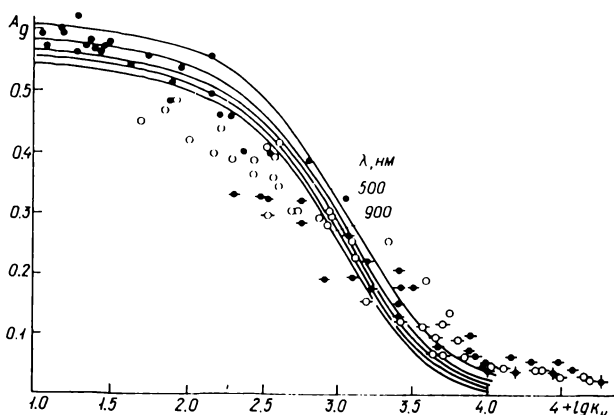
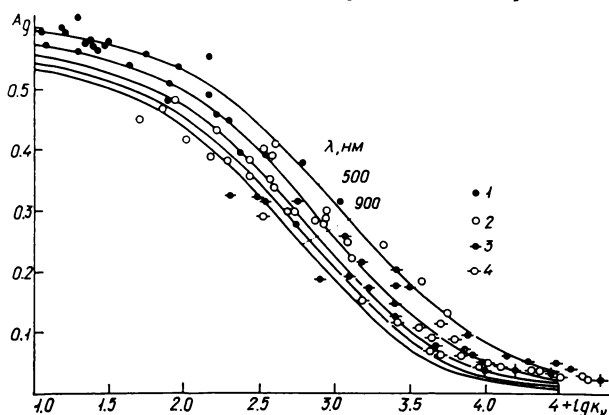


Рис. 5. То же, что и на рис. 4, для модели 187 ($U=100$ км-ам, $\sigma_s=5\cdot 10^{-5}$ см⁻¹, $f_M=2\cdot 10^{-2}$)

сильных полосах поглощения [18, 19] и фотоэлектрических разрезах в области λ 886 нм [6] отчетливо выраженная фотометрическая неоднородность.

Причиной существования остаточной интенсивности в ядрах сильных полос поглощения метана может быть и рэлеевское рассеяние в верхней атмосфере Урана, где относительная концентрация СН₄ снижается за счет конденсации и фотохимических процессов [11], но вклад рэлеевского рассеяния не достаточен для объяснения наблюдаемых значений геометрического альбедо планеты в этих полосах. Действительно, область атмосферы, в которой возможно резкое понижение относительного содержания метана, простирается не глубже, чем до уровня с $U \leq 50$ км-ам Н₂. Соответственно над этим уровнем в области λ 900 нм оптическая толщина рэлеевской атмосферы $\tau_R \leq 0.018$.

При таких τ_R можно воспользоваться выражением для коэффициента яркости рэлеевской атмосферы при однократном рассеянии

$$r_R(\mu) = 0.188\omega_R [1 - \exp(-2\tau_R/\mu)] \mu. \quad (13)$$

Тогда

$$A_{gR} = 0.188\omega_R [2 - \exp(-2\tau_R) - \exp(-4\tau_R)]/3 \quad (14)$$

и в области λ 900 нм величина $A_{gR} \leq 0.0065$, тогда как наблюдаемые значения геометрического альбедо Урана в этой области спектра составляют не менее 0.0160.

Оптическую толщину аэрозольной дымки при этих условиях нетрудно оценить, как было сделано в [8]. Если дымка чисто рассеивающая или с малым истинным поглощением, то ее оптическая толщина при $A_g \approx 0.016-0.020$ должна быть равна $\tau_{II} \approx 0.15-0.20$.

При значительном истинном поглощении оптическая толщина дымки должна быть больше, но составляющая оптической толщины, обусловленная только рассеянием, будет оставаться почти той же. Поглощение CH_4 над дымкой (даже при относительно содержании метана в верхней атмосфере, равном 10^{-4}) практически не влияет на A_g в сильных полосах в пределах точности оценок геометрического альбедо.

О том, что оптическая толщина дымки не может быть велика, свидетельствует, в частности, обнаружение рамановского рассеяния в спектре Урана [8], которое может создаваться только при достаточно больших толщах водородной атмосферы. Кстати, это же свидетельствует о значительной глубине облачного слоя, верхняя граница которого должна располагаться на глубинах, соответствующих сотням единиц (км-ам) H_2 . Последнее отнюдь не противоречит нашим выводам, поскольку, как отмечалось выше, увеличение U в рассмотренных вариантах двухслойной модели ведет к улучшению сходимости расчетных и наблюдаемых значений геометрического альбедо Урана.

Авторы благодарны Б. Лютцу, Дж. Неффу и их коллегам за предоставление результатов наблюдений и Э. Г. Яновскому за замечания.

1. Атан А. А., Вдовиченко В. Л., Куратов К. С., Тепфель В. Г. Спектр Урана в $\lambda 0.47-1.00$ мкм // Астрон. вестн.—1981.—15, № 1.—С. 17—24.
2. Мороженко А. В., Яновицкий Э. Г. Таблицы для расчета интенсивностей излучения атмосфер планет.— Киев: Наук. думка, 1964.—144 с.
3. Тепфель В. Г. О содержании CH_4 в атмосфере Урана // Астрон. циркуляр.—1985.—№ 1383.—С. 4—6.
4. Baines K. H. Interpretation of the 6818.9— \AA methane feature observed on Jupiter, Saturn, and Uranus // Icarus.—1983.—56, N 3.—P. 543—559.
5. Belton M. J. S., Hayes S. H. An estimate of the temperature and abundance of CH_4 and other molecules in the atmosphere of Uranus // Ibid.—1975.—24, N 3.—P. 348.
6. Belton M. J. S., Veselcus F. E. Why image Uranus? // Ibid.—P. 299—310.
7. Benner D. C., Fink U. Application of methane band-model parameters to the visible and near-infrared spectrum of Uranus // Ibid.—1980.—42, N 3.—P. 343—353.
8. Bergstrahl J. T., Baines K. H. Properties of the upper tropospheres of Uranus and Neptune derived from observations at «visible» to near-infrared wavelengths // Uranus and Neptune.—NASA, 1984.—P. 179—212.
9. Coulson K. L., Dave J. V., Sekera Zd. Tables related to radiation emerging from a planetary atmospheres with Rayleigh scattering.—Berkley: California Univ. press, 1960.
10. Fink U., Benner D. C., Dick K. A. Band model analysis of laboratory methane absorption spectra from 4500 to 10500 \AA // J. Quant. Spectrosc. and Radiat. Transfer.—1977.—18, N 2.—P. 447—457.
11. Fink U., Larson H. P. The infrared spectra of Uranus, Neptune, and Titan from 0.8 to 2.5 microns // Astrophys. J.—1979.—233, N 3.—P. 1021—1040.
12. Giver L. P. Intensity measurements of the CH_4 bands in the region 4350 \AA to 10600 \AA // J. Quant. Spectrosc. and Radiat. Transfer.—1978.—19, N 2.—P. 311.
13. Lockwood G. W., Lutz B. L., Thompson D. T., Warnock A. III. The albedo of Uranus // Astrophys. J.—1983.—266, N 1.—P. 402—414.
14. Macy W. W., Gelfand J., Smith W. H. Interpretation of the 6818.9 \AA methane line in terms of inhomogeneous scattering models for Uranus and Neptune // Icarus.—1978.—34, N 1.—P. 20—27.
15. Michalsky J. J., Stokes R. A. Whole-disk polarization measurements of Uranus at visible wavelengths // Astrophys. J.—1977.—213, N 3.—P. L135—L137.
16. Neff J. S., Humm D. C., Bergstrahl J. T. et al. Absolute spectrophotometry of Titan, Uranus, and Neptune: 3500—10 500 \AA // Icarus.—1984.—60, N 2.—P. 221—235.
17. Owen T. An identification of the 6800 \AA methane band in the spectrum of Uranus and a determination of atmospheric temperature // Astrophys. J.—1966.—146, N 2.
18. Sinton W. M. Limb and polar brightening of Uranus at 8870 \AA // Ibid.—1972.—170, N 3.—P. L131—L133.
19. Smith B. A. Near infrared imaging of Uranus and Neptune / Uranus and Neptune.—NASA, 1984.—P. 213—223.
20. Teffel V. G. Methane abundance in the atmosphere of Uranus // Icarus.—1983.—53.
21. Younkin R. L. Spectrophotometry of the Moon, Mars, and Uranus // Diss. thesis—Los Angeles: California Univ. press, 1970.