Доклады Академии наук СССР
1973. Том 211, № 1

УДК 523.035 АСТРОНОМИЯ

Член-корреспондент АН СССР В. В. СОБОЛЕВ

СПЕКТР ПЛАНЕТЫ С ДВУСЛОЙНОЙ АТМОСФЕРОЙ

В теории планетных спектров обычно предполагается (см., например, ([1–6])), что оптические свойства атмосферы не меняются с высотой, т. е. атмосфера считается однородной. В действительности планетные атмосферы не однородны, причем изменение их оптических свойств часто происходит скачками. Примерами могут служить переходы от газовой составляющей к облакам или от одного типа облаков к другому. Поэтому желательно рассмотрение задачи о возникновении спектра в атмосфере, состоящей из ряда различных слоев. В настоящей заметке указанная задача решается для специальной модели двуслойной атмосферы.

Пусть над слоем бесконечно большой оптической толщины расположен слой малой оптической толщины τ, обладающий другими свойствами. Оптические свойства нижнего слоя будем характеризовать индикатрисой рассеяния $x^*(\gamma)$ и вероятностью выживания кванта λ^*, а оптические свойства верхнего слоя — индикатрисой рассеяния $x(\gamma)$ и вероятностью выживания кванта λ. Обе упомянутые индикатрисы считаются произвольными.

Величины λ^*, λ и τ относятся к непрерывному спектру. Соответствующие величины для частоты ν внутри спектральной линии обозначим через λ_ν^*, λ_ν и τ_ν.

Величины λ^* и λ_ν^* определяются формулами

$$\lambda^* = \frac{\sigma^*}{\sigma^* + \varkappa^*}, \quad \lambda_\nu^* = \frac{\sigma^*}{\sigma^* + \varkappa^* + \varkappa_\nu^*}, \tag{1}$$

где σ^* — коэффициент рассеяния, $\varkappa^*$ — коэффициент истинного поглощения и $\varkappa_\nu^*$ — коэффициент истинного поглощения данными молекулами в нижнем слое. Для величин λ и λ_ν аналогично имеем

$$\lambda = \frac{\sigma}{\sigma + \varkappa}, \quad \lambda_\nu = \frac{\sigma}{\sigma + \varkappa + \varkappa_\nu}, \tag{2}$$

где σ, $\varkappa$ и $\varkappa_\nu$ — соответствующие коэффициенты в верхнем слое.

Оптические толщины верхнего слоя в непрерывном спектре и в линии равны соответственно

$$\tau = \int_0^\infty (\sigma + \varkappa)\, dh, \quad \tau_\nu = \int_0^\infty (\sigma + \varkappa + \varkappa_\nu)\, dh, \tag{3}$$

где высота h отсчитывается от границы между слоями.

Из формул (2) и (3) получаем

$$\lambda_\nu \tau_\nu = \lambda \tau. \tag{4}$$

Будем считать, что атмосфера освещена параллельными солнечными лучами, падающими под углом $\arccos \zeta$ к нормали и создающими освещенность πS перпендикулярной к ним площадки. Интенсивности излучения, диффузно отраженного атмосферой в непрерывном спектре и в линии, обозначим соответственно через $I(\eta, \zeta, \varphi)$ и $I_\nu(\eta, \zeta, \varphi)$, где η — косинус угла отражения и φ — разность азимутов отраженного и падающего лучей. Обычно эти интенсивности представляются в виде

$$I(\eta, \zeta, \varphi) = S\rho(\eta, \zeta, \varphi)\zeta, \quad I_\nu(\eta, \zeta, \varphi) = S\rho_\nu(\eta, \zeta, \varphi)\zeta, \tag{5}$$

а величины ρ и ρ_ν называются коэффициентами отражения.

Интересующий нас профиль спектральной линии в данном месте планетного диска, как известно, характеризуется величиной

$$r_\nu(\eta, \zeta, \varphi) = \frac{I_\nu(\eta, \zeta, \varphi)}{I(\eta, \zeta, \varphi)} = 1 - \frac{\delta_\nu(\eta, \zeta, \varphi)}{\rho(\eta, \zeta, \varphi)}, \tag{6}$$

где обозначено

$$\delta_\nu(\eta, \zeta, \varphi) = \rho(\eta, \zeta, \varphi) - \rho_\nu(\eta, \zeta, \varphi). \tag{7}$$

Чтобы написать выражение для величин ρ и ρ_ν, мы воспользуемся малостью оптических толщин τ и τ_ν. Пренебрегая величинами порядка τ^2, находим

$$\rho(\eta, \zeta, \varphi) = \rho^*(\eta, \zeta, \varphi)\left[1 - \tau(1/\eta + 1/\zeta)\right] + \lambda\tau f[\rho^*(\eta, \zeta, \varphi), x(\gamma)], \tag{8}$$

где $\rho^*(\eta, \zeta, \varphi)$ — коэффициент отражения нижнего слоя в непрерывном спектре.

Первое слагаемое в правой части формулы (8) учитывает прохождение солнечного излучения через верхний слой, отражение его от нижнего слоя и вторичное прохождение через верхний слой, а второе слагаемое — все процессы рассеяния, происходящие в верхнем слое. Такими процессами являются: 1) рассеяние излучения верхним слоем в сторону наблюдателя; 2) рассеяние излучения этим слоем в сторону нижнего слоя и отражение от него; 3) отражение излучения нижним слоем и последующее рассеяние верхним; 4) отражение излучения нижним слоем, рассеяние его верхним и вторичное отражение нижним. Выражение для величины f может быть дано в явном виде (см. ([7])), однако в дальнейшем оно нам не понадобится.

Написав выражение для $\rho_\nu(\eta, \zeta, \varphi)$, аналогичное (8), и вычитая одно из другого, имеем

$$\delta_\nu(\eta, \zeta, \varphi) = \rho^*(\eta, \zeta, \varphi)\left[1 - \tau(1/\eta + 1/\zeta)\right] - \rho_\nu^*(\eta, \zeta, \varphi)\left[1 - \tau_\nu(1/\eta + 1/\zeta)\right] + \\ + \lambda\tau f\left[\rho^*(\eta, \zeta, \varphi), x(\gamma)\right] - \lambda_\nu\tau_\nu f\left[\rho_\nu^*(\eta, \zeta, \varphi), x(\gamma)\right], \tag{9}$$

где $\rho_\nu^*(\eta, \zeta, \varphi)$ — коэффициент отражения нижнего слоя в спектральной линии. Подстановка (9) в (6) и дает нам искомую величину $r_\nu(\eta, \zeta, \varphi)$.

Найдем величину $r_\nu(\eta, \zeta, \varphi)$ в трех частных случаях принятой модели атмосферы.

С л у ч а й I. Допустим, что в нижнем слое нет молекул, поглощающих излучение в рассматриваемой линии, т. е. $\varkappa_\nu^* = 0$. Тогда $\rho_\nu^* = \rho^*$ и величина f не зависит от частоты ν. В этом случае, пользуясь соотношением (4), из (9) получаем

$$\delta_\nu(\eta, \zeta, \varphi) = \rho^*(\eta, \zeta, \varphi)(\tau_\nu - \tau)(1/\eta + 1/\zeta). \tag{10}$$

Подставляя (10) в (6) и заменяя ρ на ρ^* (так как эти величины отличаются друг от друга членами порядка τ), имеем

$$1 - r_\nu(\eta, \zeta, \varphi) = (1/\eta + 1/\zeta)(\tau_\nu - \tau). \tag{11}$$

Эту формулу можно переписать также в виде

$$1 - r_\nu(\eta, \zeta, \varphi) = (1/\eta + 1/\zeta)k_\nu N, \tag{12}$$

где k_ν — коэффициент поглощения, рассчитанный на одну молекулу, и N — число молекул в столбе с сечением 1 см^2.

Мы видим, что в данном случае образование линии вызвано в основном поглощением света на молекулах при прохождении его через верхний слой, отражением от нижнего слоя и вторичным прохождением через верхний слой. Все же перечисленные выше процессы рассеяния света не играют заметной роли в формировании линии. Этот вывод объясняется тем, что при малой оптической толщине слоя интенсивность рассеянного излучения пропорциональна величине $\lambda_\nu\tau_\nu$, которая, на основании соотношения (4), не зависит от частоты.

Как известно, формула (12) широко использовалась при допущении, что верхний слой состоит только из поглощающих молекул. На самом деле ее можно применять и при наличии в этом слое любых рассеивающих частиц. Разумеется, последнее утверждение справедливо и тогда, когда слой малой оптической толщины находится не над облаками, а непосредственно над поверхностью планеты при произвольном законе отражения света поверхностью (если только ее альбедо по порядку больше τ).

Случай II. Пусть в нижнем слое роль истинного поглощения мала как в непрерывном спектре, так и в линии, т. е. $1-\lambda^* \ll 1-\lambda_\nu^* \ll 1$. Тогда коэффициент отражения нижнего слоя в непрерывном спектре представляется асимптотической формулой

$$\rho^*(\eta, \zeta, \varphi) = \overset{*}{\rho_0}(\eta, \zeta, \varphi) - 4\sqrt{\frac{1-\lambda^*}{3-x_1^*}}\,\overset{*}{u_0}(\eta)\,\overset{*}{u_0}(\zeta), \tag{13}$$

где $\rho_0^*(\eta, \zeta, \varphi)$ и $u_0^*(\eta)$ — коэффициенты отражения и пропускания этого слоя в случае чистого рассеяния (т. е. при $\lambda^* = 1$), а x_1^* — первый коэффициент разложения индикатрисы рассеяния $x^*(\gamma)$ по полиномам Лежандра (см. [6], гл II). Формула (13) тем точнее, чем меньше $1-\lambda^*$. Асимптотическая формула для величины $\rho_\nu^*(\eta, \zeta, \varphi)$ получается из (13) заменой λ^* на λ_ν^*.

Подставляя выражение (13) и аналогичное выражение для ρ_ν^* в формулу (9), мы замечаем, что в разложениях величины j по степеням $\sqrt{1-\lambda^*}$ и $\sqrt{1-\lambda_\nu^*}$ можно ограничиться лишь нулевыми членами, т. е. просто заменить ρ^* и ρ_ν^* на ρ_0^* (так как мы пренебрегаем членами порядка $\tau\sqrt{1-\lambda^*}$ и $\tau_\nu\sqrt{1-\lambda_\nu^*}$). Тогда, применяя соотношение (4), находим

$$\delta_\nu(\eta, \zeta, \varphi) = \overset{*}{\rho_0}(\eta, \zeta, \varphi)(1/\eta + 1/\zeta)(\tau_\nu - \tau) + \frac{4}{\sqrt{3-x_1^*}}\,\overset{*}{u_0}(\eta)\,\overset{*}{u_0}(\zeta)\left(\sqrt{1-\lambda_\nu^*} - \sqrt{1-\lambda^*}\right). \tag{14}$$

Подстановка (14) в (6) (при замене ρ на ρ_0^*) дает

$$1 - r_\nu(\eta, \zeta, \varphi) = (1/\eta + 1/\zeta)k_\nu N + C^*(\eta, \zeta, \varphi)\left(\sqrt{1-\lambda_\nu^*} - \sqrt{1-\lambda^*}\right), \tag{15}$$

где обозначено

$$C^*(\eta, \zeta, \varphi) = \frac{4}{\sqrt{3-x_1}}\,\frac{\overset{*}{u_0}(\eta)\,\overset{*}{u_0}(\zeta)}{\overset{*}{\rho_0}(\eta, \zeta, \varphi)}. \tag{16}$$

Формулой (15) и определяется профиль линии поглощения в рассматриваемом случае. Эквивалентная ширина этой линии равна

$$W(\eta, \zeta, \varphi) = \left(\frac{1}{\eta} + \frac{1}{\zeta}\right) N \int_0^\infty k_\nu\, d\nu + C^*(\eta, \zeta, \varphi)\, Q^*, \tag{17}$$

где

$$Q^* = \int_0^\infty \left(\sqrt{1-\lambda_\nu^*} - \sqrt{1-\lambda^*}\right) d\nu. \tag{18}$$

Формулы (15) и (17) являются обобщением соответствующих формул, полученных ранее [5] для случая одного полубесконечного слоя с малым истинным поглощением (т. е. при $N = 0$). Это обобщение кажется очевидным, когда над упомянутым полубесконечным слоем расположен чисто молекулярный поглощающий слой небольшой оптической толщины. Однако, наряду с молекулами частиц аэрозола, рассеивающих излучение.
слое, наряду с молекулами, частиц аэрозола, рассеивающих излучение.

В статье ([5]) приведена таблица функции $C^*(\eta, \eta, \pi)$ (относящейся к нулевому углу фазы) при простейших индикатрисах рассеяния, а также таблица величины Q^* при лоренцовском профиле коэффициента поглощения в линии. Для использования формул (15) и (17) желательно составить более подробные таблицы величин $C^*(\eta, \zeta, \varphi)$ и Q^*.

Случай III. Будем считать, что индикатрисы рассеяния в обоих слоях одинаковы, т. е. $x^*(\gamma) = x(\gamma)$. В таком случае верхний слой отличается от нижнего лишь тем, что в первом из них вероятности выживания кванта равны λ и λ_ν, а во втором равны λ^* и λ_ν^*. Поэтому формулу (8) для коэффициента отражения двуслойной атмосферы в непрерывном спектре целесообразно записать в виде

$$\rho(\eta, \zeta, \varphi, \lambda, \lambda^*) =$$
$$= \rho(\eta, \zeta, \varphi, \lambda^*)\,[1 - \tau(1/\eta + 1/\zeta)] + \lambda\tau f(\eta, \zeta, \varphi, \lambda^*), \tag{19}$$

где $\rho(\eta, \zeta, \varphi, \lambda^*)$ — коэффициент отражения нижнего слоя.

Чтобы определить функцию $f(\eta, \zeta, \varphi, \lambda^*)$, положим в этом соотношении $\lambda = \lambda^*$. Тогда двуслойная атмосфера переходит в однородную полубесконечную атмосферу и, следовательно, $\rho(\eta, \zeta, \varphi, \lambda^*, \lambda^*) = \rho(\eta, \zeta, \varphi, \lambda^*)$. Поэтому из (19) находим

$$f(\eta, \zeta, \varphi, \lambda^*) = \frac{1}{\lambda^*}\,\rho(\eta, \zeta, \varphi, \lambda^*)\left(\frac{1}{\eta} + \frac{1}{\zeta}\right). \tag{20}$$

Подстановка (20) в (19) приводит к следующему выражению для коэффициента отражения двуслойной атмосферы в непрерывном спектре:

$$\rho(\eta, \zeta, \varphi, \lambda, \lambda^*) = \rho(\eta, \zeta, \varphi, \lambda^*)\,[1 - \tau(1/\eta + 1/\xi)(1 - \lambda/\lambda^*)]. \tag{21}$$

Аналогичное выражение можно написать и для коэффициента отражения в спектральной линии. Разделив одно выражение на другое, получаем

$$r_\nu(\eta, \zeta, \varphi) = r_\nu^*(\eta, \zeta, \varphi)\,\frac{1 - \tau_\nu\,(1/\eta + 1/\zeta)\,(1 - \lambda_\nu/\lambda_\nu^*)}{1 - \tau\,(1/\eta + 1/\zeta)\,(1 - \lambda/\lambda^*)}, \tag{22}$$

где через $r_\nu^*(\eta, \zeta, \varphi)$ обозначена величина $r_\nu(\eta, \zeta, \varphi)$ для нижнего слоя.

Следует отметить, что линия поглощения в случае III может быть сильной (за счет поглощения в нижнем слое) в отличие от слабых линий в случаях I и II.

Ленинградский государственный университет
им. А. А. Жданова

Поступило
5 III 1973

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] M. J. S. Belton, D. M. Hunten, R. M. Goody, The Atmospheres of Venus and Mars, 1968. [2] J. E. Hansen, Astrophys. J., 158, 337 (1969). [3] A. Uesugi, W. M. Irvine, Astrophys. J., 159, 127 (1970); 161, 243 (1970). [4] J. W. Chamberlain, Astrophys. J., 159, 137 (1970). [5] В. В. Соболев, Астрон. журн., 49, 397 (1972). [6] В. В. Соболев, Рассеяние света в атмосферах планет, «Наука», 1972 [7] В. А. Амбарцумян, Научн. тр., 1, Ереван, 1960.