

УДК 523.4, 523.481, 523.47

**ФОРМИРОВАНИЕ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ В НЕИЗОТЕРМИЧЕСКИХ АТМОСФЕРАХ НЕПТУНА И УРАНА****Н.М. Костогрыз****RAMAN SCATTERING FORMING IN THE NONISOTHERMAL ATMOSPHERES OF URANUS AND NEPTUNE****N.M. Kostogryz**

Комбинационное или рамановское рассеяние света эффективно использовать для изучения структуры молекул, при анализе атмосферных газов путем определения колебательных или вращательных спектров молекул. В ультрафиолетовом (УФ) участке спектра планет-гигантов, полученном даже с низким разрешением, наблюдаются детали комбинационного рассеяния. Поскольку причиной этого является рассеяние на молекулах водорода, то интенсивность деталей комбинационного рассеяния будет уменьшаться с уменьшением относительной концентрации водорода, либо с увеличением значения аэрозольной составляющей атмосферы. Несомненно, появление комбинационного рассеяния приводит к изменениям альbedo однократного рассеяния атмосферных составляющих. Модельные расчеты влияния неизоотермичности атмосфер планет Урана и Нептуна на интенсивность деталей комбинационного рассеяния в их спектрах показали, что в оптически однородной неизоотермической атмосфере интенсивность комбинационного рассеяния зависит от глубины уровня его формирования. Получен вывод, что неучет реальных температурных профилей при модельных расчетах приводит к значительным (до 79 % для Нептуна) погрешностям определяемых значений оптических параметров атмосферы.

Raman scattering is very effective method for molecule structure study, when we analyze atmospheric gases by determination of vibration and rotation spectra of molecule. Even in the low resolution ultraviolet spectrum of giant planet we can observe Raman scattering details. As the reason of this is scattering on the hydrogen molecules, so the intensity of Raman scattering detail would be decrease when the value of aerosol part of atmosphere increase or when the relative hydrogen concentration decrease. Appearance of Raman Scattering leads to differences of single scattering albedo. Modeling of the nonisothermal atmospheres of Uranus and Neptune influence to intensity of Raman scattering details in their spectrum show that in the optical homogeneous and nonisothermal atmosphere the intensity of Raman scattering depends on forming level of its spectral line. Obtained conclusions show that neglect of real temperature profiles during the analysis of observation data and taking into account Raman Scattering effect leads to large errors (about 79 % for Neptune) of atmospheres parameters.

**Введение**

В ряде работ [1–5] данные об интенсивности деталей комбинационного рассеяния в спектрах планет-гигантов используются для определения оптических характеристик и вертикальной структуры верхних слоев их атмосферы, в том числе и отношения  $\tau_a/\tau_R$  и  $\tau_k/\tau_R$  или  $\sigma_a/\sigma_R$ ,  $\sigma_k/\sigma_R$  ( $\tau_a$  и  $\tau_R$  – рассеивающие составляющие оптической глубины аэрозоля и газа соответственно,  $\tau_k$  – поглощающая составляющая оптической глубины; через  $\sigma$  здесь обозначены усредненные по лучу зрения значения соответствующих объемных коэффициентов).

**Метод вычисления**

Учет эффекта комбинационного рассеяния делался на основе анализа модифицированного Дж. Поллаком [10] выражения для альbedo однократного рассеяния  $\omega$ , имеющего вид

$$\omega = \frac{\sigma_R + \sigma_a + \sum \sigma_R^i \left( \frac{f_{\lambda_i}}{f_{\lambda_0}} \right)}{\sigma_R + \sigma_a + \sigma_k + \sum \sigma_R^i} = \frac{\tau_R + \tau_a + \sum \tau_R^i \left( \frac{f_{\lambda_i}}{f_{\lambda_0}} \right)}{\tau_R + \tau_a + \tau_k + \sum \tau_R^i}, \quad (1)$$

где  $\sigma_R^i$  ( $\tau_R^i$ ) – усредненные по лучу зрения объемные коэффициенты (оптические глубины) комбинационного рассеяния молекулами,  $f_{\lambda_i}$  – интенсивность солнечного излучения на длинах волн  $\lambda$ ,  $\lambda_i$  – длина волн,

с которой соответствующими переходами в процессе комбинационного рассеяния световой фотон перенесен на длину волны  $\lambda_0$ . На практике удобнее пользоваться следующей формой выражения (1):

$$\omega = \frac{1 + \left[ \sigma_a + \sum \sigma_R^i \left( f_{\lambda_i} / f_{\lambda_0} \right) \right] \sigma_R}{1 + \left[ \sigma_a + \sigma_k + \sum \sigma_R^i \right] \sigma_R} = \frac{1 + \left[ \tau_a + \sum \tau_R^i \left( f_{\lambda_i} / f_{\lambda_0} \right) \right] \tau_R}{1 + \left[ \tau_a + \tau_k + \sum \tau_R^i \right] \tau_R}. \quad (2)$$

Если учесть, что необходимая точность учета комбинационного рассеяния достигается при учете только стоксовых вращательных  $S(0)$ ,  $O(2)$ ,  $S(1)$  и колебательного  $Q_1(1)$  переходов [7, 8], то соответствующие суммы выражения (2) для чисто водородной атмосферы записываются в виде

$$A = \sum \tau_R^i = (N_0 \tau_{s(0)} + N_2 \tau_{o(2)} + N_1 \tau_{s(1)} + \tau_{Q_1(1)}) / \tau_R, \quad (3)$$

$$D = \sum \tau_R^i \left( f_{\lambda_i} / f_{\lambda_0} \right) = 1 + \{ (N_0 \tau_{s(0)} + N_2 \tau_{o(2)}) f_{\lambda_1} + N_1 \tau_{s(1)} f_{\lambda_2} + \tau_{Q_1(1)} f_{\lambda_3} \} / f_{\lambda_0} \tau_R, \quad (4)$$

где  $\lambda_1$ ,  $\lambda_2$ ,  $\lambda_3$  – длины волн, с которых вращательными ( $S(0)$ ,  $O(2)$ ,  $S(1)$ ) и колебательными ( $Q_1(1)$ ) стоксовыми переходами комбинационное рассеяние переносит солнечный фотон на длину волны  $\lambda_0$ ;  $\tau_{S(0)}$ ,  $\tau_{O(2)}$ ,  $\tau_{S(1)}$  и  $\tau_{Q_1(1)}$  – оптические глубины комбинационного рассеяния соответственных переходов.

Поскольку реальные атмосферы планет-гигантов являются водородно-гелиевыми (с относительными концентрациями этих газов примерно 0.85 и 0.15 соответственно), то выражения (3) и (4) следует переписать в виде

$$A = 0.85(N_0\tau_{s(0)} + N_2\tau_{o(2)} + N_1\tau_{s(1)} + \tau_{Q(1)})/\tau_R. \quad (5)$$

$$D' = 1 + 0.85[(N_0\tau_{s(0)} + N_2\tau_{o(2)})f_{\lambda_1} + N_1\tau_{s(1)}f_{\lambda_2} + \tau_{Q(1)}f_{\lambda_3}]/f_{\lambda_0}\tau_R. \quad (6)$$

Рассчитанные на одну молекулу для длины волны 400 нм значения  $\sigma'_R$ , а также интервалы частот  $\Delta\nu$ , на которые комбинационным рассеянием смещается рассеянный квант, приведены в работе [8]. Поскольку на практике удобнее пользоваться не зависящими от длины волны относительными единицами (например,  $\tau_{S(0)}/\tau_R = \tau'_{s(0)}$  или  $\sigma_{S(0)}/\sigma_R = \sigma'_{s(0)}$ ), то ниже приводим именно эти величины для гелиево-водородной атмосферы:  $\sigma'_{s(0)} = 0.0251$  ( $\Delta\nu = 354 \text{ см}^{-1}$ ),  $\sigma'_{o(2)} = 0.00562$  ( $\Delta\nu = 354 \text{ см}^{-1}$ ),  $\sigma'_{s(1)} = 0.0145$  ( $\Delta\nu = 587 \text{ см}^{-1}$ ),  $\sigma'_{Q(1)} = 0.00724$  ( $\Delta\nu = 4161 \text{ см}^{-1}$ ). Напомним, что рассчитанный на одну молекулу коэффициент рэлеевского рассеяния  $\sigma_R$  на длине волны 400 нм равен  $3.52 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$  для чисто водородной атмосферы и  $3.023 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$  для гелиево-водородной атмосферы. Значения  $\lambda_i$  (в сантиметрах) рассчитываются как  $\lambda_i = (\lambda_0^{-1} + \Delta\nu)^{-1}$ .

Во всех упомянутых выше работах, где анализировались данные об интенсивности деталей комбинационного рассеяния, рассматривалась модель изотермической атмосферы, тогда как реальные атмосферы планет-гигантов характеризуются довольно сложными температурными профилями [9]. Вследствие этого значения параметра  $D$  будут зависеть не только от длины волны, но и давления, так как с изменением температуры изменяется относительное количество молекул водорода в орто- и пара-состояниях. Напомним, что поскольку молекула водорода имеет два атома с одинаковыми значениями спина (1/2), то суммарный спин может равняться 1 (симметричный уровень или орто-водород) или 0 (асимметричный уровень или пара-водород), для которых населенности молекул определяются соответственно выражениями

$$N' = 3(2J+1) \exp\left[-B*J(J+1)\frac{hc}{kT}\right] \quad J=1, 3, 5, \dots$$

$$N' = (2J+1) \exp\left[-B*J(J+1)\frac{hc}{kT}\right] \quad J=0, 2, 4, \dots$$

Здесь  $B$  – вращательная постоянная, значение которой для молекулы водорода равно  $60 \text{ см}^{-1}$ ,  $h$  – постоянная Планка,  $c$  – скорость света,  $k$  – постоянная Больцмана,  $T$  – температура в Кельвинах. Поскольку количество молекул водорода, которое соответствует переходу  $J=0$ , не зависит от температуры, то в выражениях (3), (4) и (5), (6) использовались значения  $N_0$ ,  $N_1$ ,  $N_2$ , рассчитанные с учетом нормировки в соответствии с выражением

$$a(N'_0 + N'_1 + N'_2) = 1.$$

Цель настоящей статьи – на примере температурного профиля в атмосферах Нептуна и Урана [9] рассмотреть: 1) изменение эффектов комбинационного рассеяния в зависимости от эффективной глубины формирования интенсивности диффузно отраженного излучения; 2) влияние неучета реального температурного профиля на определяемые значения отношений  $\tau_a/\tau_R$ ,  $\tau_k/\tau_R$  и  $\tau_k/\tau_S$ .

Прежде чем приступить к соответствующим расчетам, отметим следующее. Как видно из выражений (1) и (2), они учитывают только те фотоны, которые комбинационным рассеянием перенесены на длину волны  $\lambda_0$ . Поскольку одновременно с этой длины волны точно такая же часть фотонов и относительной энергии  $A$  переносится на другие длины волн, то более корректным для альbedo однократного рассеяния будет выражение

$$\omega = \frac{\tau_a/\tau_R + D}{1 + \tau_a/\tau_R + \tau_k/\tau_R}, \quad (7)$$

где  $D = D' - A$ . Очевидно, что при  $f_{\lambda_i}/f_{\lambda_0} = 1$  ( $D = 1$ ) комбинационное рассеяние не проявится в спектре планеты, а поэтому выражение (7) совпадает с обычно принятой формой выражения для альbedo однократного рассеяния.

Поскольку интенсивность диффузно отраженного излучения формируется на уровне с эффективным давлением  $P_{0,эф}$  и  $T_{эф}$ , то в формировании деталей комбинационного рассеяния принимает участие вся расположенная выше атмосфера с характерным для нее высотным профилем температуры. Для учета этого мы будем использовать предложенный в работе [6] метод, согласно которому атмосфера разбивается на множество считающихся изотермическими слоев, для каждого из которых рассчитывались значения  $N_i^j$ , а также  $A^j$  и  $D^j$ . После этого по одинаковым по форме выражениям (например, для  $D^j$ )

$$D(p) = \frac{\sum_{i=1}^j \frac{P_i T_0}{P_0 T_i} D^i}{\sum_{i=1}^j \frac{P_i T_0}{P_0 T_i}} \quad (8)$$

находились их усредненные по лучу зрения до уровня с давлением  $P$  величины.

### Результаты

Рассчитанные профили  $A(p), D(p)$  показаны на рис. 1. Кроме того, для трех уровней в атмосферах Урана и Нептуна (с давлениями 0.0025, 0.1 и 2.309 и 0.0025, 0.14086 и 6.268 бар соответственно) были рассчитаны спектральные значения  $\omega(\lambda)$  при  $(\tau_k/\tau_R) = 0.200$  и  $(\tau_a/\tau_R) = 1$  (рис. 2, 3), а для уровня с давлением 0.141 бар еще и со значениями  $(\tau_a/\tau_R) = 0, 1, 3, 9$  (рис. 4).

Из рис. 1 следует, что значения параметров  $A$  и  $D$  меняются с глубиной в атмосфере, а поэтому использование модели изотермической атмосферы при

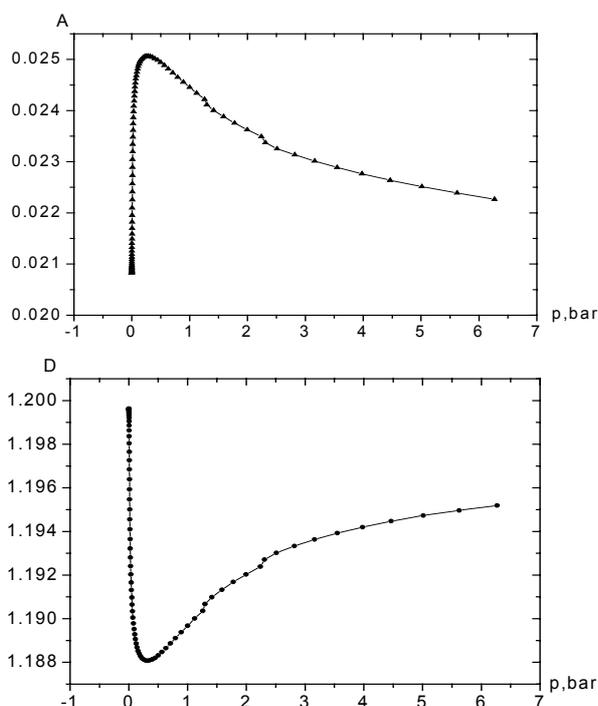


Рис. 1. Изменения с глубиной в атмосфере Нептуна значений  $A$  и  $D$  для длины волны 393 нм.

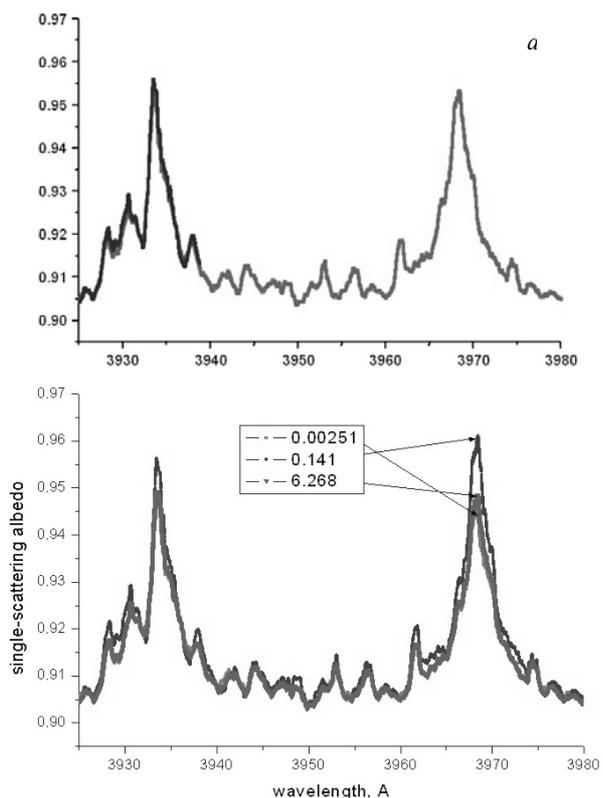


Рис. 2. Спектральные изменения альbedo однократного рассеяния на уровнях атмосферы Нептуна со значениями давления  $P = 0.00251, 0.141$  и  $6.268$  бар при  $(\tau_a / \tau_R) = 1$  и  $(\tau_K / \tau_R) = 0.2$  (а); спектральные изменения альbedo однократного рассеяния на уровнях атмосферы Урана со значениями давления  $P = 0.00251, 0.1$  и  $2.309$  бар при  $(\tau_a / \tau_R) = 1$  и  $(\tau_K / \tau_R) = 0.2$  (б).

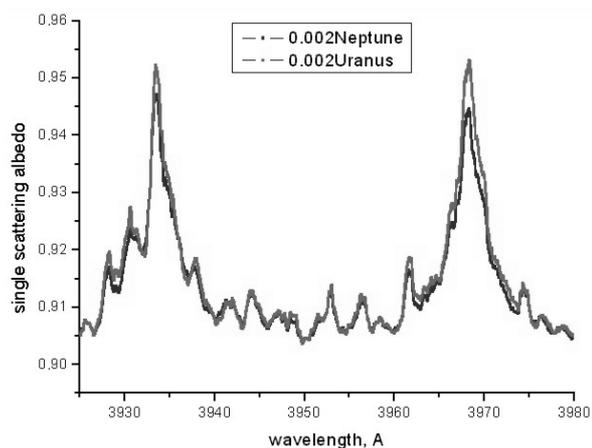


Рис. 3. Спектральные изменения альbedo однократного рассеяния на одном уровне атмосферы Урана и Нептуна со значением давления  $P = 0.002$  бар при  $(\tau_a / \tau_R) = 1$  и  $(\tau_K / \tau_R) = 0.2$ .

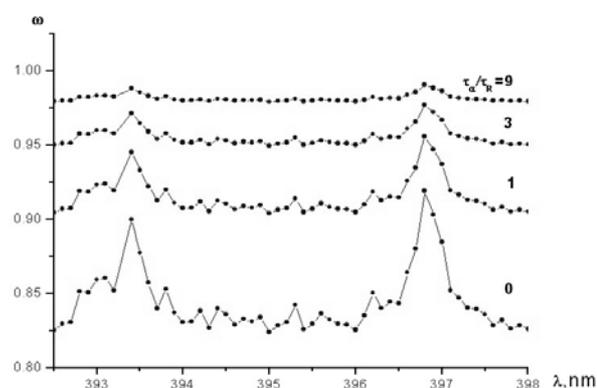


Рис. 4. Спектральные изменения альbedo однократного рассеяния на уровне атмосферы Нептуна со значением давления  $P = 0.141$  бар при разных соотношениях  $(\tau_a / \tau_R) = 0, 1, 3, 9$  и  $(\tau_K / \tau_R) = 0.2$ .

анализе наблюдательных данных об интенсивности деталей комбинационного рассеяния в спектре планеты, безусловно, приведет к ошибкам при определении отношений  $\tau_a / \tau_R, \tau_K / \tau_R$  и  $\tau_K / \tau_S$ . Для оценки вероятной погрешности в качестве наблюдательных данных мы приняли рассчитанные по выражениям (8) и (7) значения  $D$  и  $\omega$  для уровня с давлением 0.141 бар и длин волн, на которые попадает фраунгоферова линия на длине волны 394 нм ( $F$ ) и ее «дух» ( $D$ ). Затем, используя модель изотермической атмосферы с  $T = 51.7$ , из системы уравнений

$$(D/\omega)^F - 1 = (\tau_K / \tau_R) - [(1/\omega)^F - 1](\tau_a / \tau_R) \quad (9)$$

$$(D/\omega)^D - 1 = (\tau_K / \tau_R) - [(1/\omega)^D - 1](\tau_a / \tau_R)$$

мы нашли значения отношений  $(\tau_a / \tau_R)$  и  $(\tau_K / \tau_R)$ , а также

$$\tau_K / \tau_S = (\tau_K / \tau_R) / [1 + (\tau_a / \tau_R)]$$

которые приведены в таблице.

Как видно, неучет реального температурного профиля в атмосфере при анализе интенсивности деталей комбинационного рассеяния приводит к существенным погрешностям определяемых параметров.

Таблица  
Сравнение найденных результатов из системы (9) параметров атмосферы с реальными параметрами.

Найденные из системы (9)				Реальные		
$P$ , бар	$\tau_a / \tau_R$	$\tau_k / \tau_R$	$\tau_k / \tau_S$	$\tau_a / \tau_R$	$\tau_k / \tau_R$	$\tau_k / \tau_S$
0.00251	1.79009	0.28269	0.09817	1	0.2	0.1
0.141	1.0459	0.20422	0.1002			
6.268	1.52713	0.257076	0.09782			

### Выводы

Итак, расчеты с учетом реального температурного профиля в планетной атмосфере показывают, что в зависимости от уровня формирования интенсивности диффузно отраженного излучения интенсивности деталей комбинационного рассеяния будут ощутимо различаться. Неучет реальных температурных профилей при анализе интенсивности деталей комбинационного рассеяния приводит к значительным погрешностям определяемых значений оптических параметров атмосферы.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Дементьев М.С. Оценка относительного содержания аэрозоля и радиуса частиц в атмосфере Урана // Кинематика и физика небесных тел. 1992. Т. 8, № 2. С. 25–35.
2. Мороженко А.В. Комбинационное рассеяние в атмосферах планет-гигантов и оптические свойства атмосферного аэрозоля // Там же. 1997. Т. 6, № 4. С. 22–33.
3. Мороженко А.В. Вероятные пределы для размеров частиц и относительных концентраций аэрозоля и метана на уровнях формирования центров полос поглощения метана на  $\lambda\lambda$  727, 619, 543 и 441 нм в атмосфере Нептуна // Там же. Т. 15, № 2. С. 110–122.
4. Мороженко А.В. Модель вертикальной структуры оптических параметров атмосферы Нептуна // Там же. 1999. Т. 15, № 3. С. 254–264.
5. Мороженко А.В. Различие вертикальных структур облачных слоев планет-гигантов // Там же. 2001. Т. 17, № 3. С. 261–278.
6. Мороженко А.В. Переопределение монохроматических коэффициентов поглощения метана с учетом тепловых режимов планет-гигантов. II. Юпитер // Там же. 2003. Т. 19, № 6. С. 483–500.
7. Belton M.J.S., Wallace L., Price M.J. Observation of the Raman effect in the spectrum of Uranus // *Astrophys. J.* 1973. V. 184, N 3. P. 143–146.
8. Cochran W.D., Trafton L.M. Raman scattering in the atmospheres of the major planets // *Astrophys. J.* 1978. V. 219, N 1. P. 756–762.
9. Lindal G.F. The atmosphere of Neptune: An analysis of radio occultation data acquired with Voyager 2 // *Astron. J.* 1992. V. 103, N 3. P.967–982.
10. Pollack J.B., Rages K., Baines K.H. et al. Estimates of the bolometric albedos and radiation balance of Uranus and Neptune // *Icarus.* 1986. V. 65, N 2/3. P. 442–466.