

ОТКЛОНЕНИЯ ОТ ТЕРМОХИМИЧЕСКОГО РАВНОВЕСИЯ В АТМОСФЕРАХ ДОЛГОПЕРИОДИЧЕСКИХ ПЕРЕМЕННЫХ ЗВЕЗД

В. Е. Панчук, В. В. Цымбал

На основании анализа инфракрасных спектров мириды R Leo показано, что концентрация молекул гидроксила отличается от равновесной. Обсуждаются некоторые возможные последствия таких отклонений.

On the basis of analysis of infrared spectra R Leo it is shown that concentration of hydroxyl molecules differs from the equilibrium. Some possible consequences of such deviations are discussed.

Все исследования по анализу атмосфер холодных звезд в различной степени связаны с вопросом формирования молекул. Сложность исследования химического равновесия в атмосферах холодных звезд состоит в том, что спектры молекул, являющихся основными регуляторами химического равновесия (CO, OH, H₂O), находятся в труднодоступном инфракрасном диапазоне, а коротковолновой диапазон заполнен полосами окислов (TiO, VO, ZrO). Поэтому для контроля гипотезы о химическом равновесии по коротковолновой области спектра приходится решать систему, состоящую из сотен уравнений диссоциации. Только таким образом можно контролировать концентрации молекул легких элементов, учитывая расход атомов C, N, O на образование большого набора молекул, содержащих тяжелые элементы. В последние годы методами фурье-спектроскопии получены инфракрасные спектры высокого разрешения ряда объектов. Ниже нами приведена количественная интерпретация таких наблюдений, выполненных для долгопериодических переменных звезд (мирид).

В спектрах мирид обнаружено раздвоение вращательных линий, принадлежащих колебательным полосам молекул CO, OH и H₂O [1—3]. В работах [2] и [3] для различных фаз кривой изменения блеска (φ) были определены температуры возбуждения холодной ($T \leq 1000$ К) и горячей (3500 К для CO и OH, и 1700 К для H₂O) компонент линий. Исследовано изменение эквивалентных ширин и доплеровских сдвигов этих компонент с изменением фазы φ . На основании хорошей повторяемости сдвигов линий горячей компоненты на одинаковых фазах разных циклов изменения блеска сделан вывод о том, что горячая компонента формируется в пульсирующей атмосфере звезды, тогда как холодная компонента возникает во внутренней части околосредной оболочки.

Такую сложную структуру формирования излучения трудно описать какой-либо из моделей стационарных атмосфер. Поэтому мы ограничимся оценками, свободными от детальной информации о градиенте плотности в атмосфере. Определим сначала равновесные концентрации поглощающих частиц. Методика расчета изложена в [4] и [5], молекулярные постоянные для 270 молекул взяты из [6].

На рисунке приведен результат решения системы уравнений диссоциации для величины газового давления $p_g = 10^3$ дин/см². Эта величина взята в качестве верхней границы давления в атмосферах холодных сверхгигантов. Расчеты выполнены для нескольких значений величины отношения полного числа атомов кислорода к полному числу атомов углерода — O/C. Величина O/C является параметром любой задачи о химическом равновесии в атмосферах

холодных звезд, и на рисунке приведены результаты расчетов для крайних значений этого параметра. Как показали вычисления, при уменьшении газового давления p_g условия для образования молекулы гидроксила ухудшаются быстрее, чем для молекул CO и H₂O. Таким образом, на рисунке приведены расчеты для набора параметров ($\lg p_g = -3$ и $O/C = 2$), оптимального для образования молекулы гидроксила. Видно, что при кинетических температурах, равных температуре возбуждения вращательного спектра холодной компоненты (1000 К) концентрация молекул OH намного ниже концентрации молекул CO.

Рассматривая фрагменты спектров мириды R Leo (рис. 2 и 9 в работе [2]), видим, что центральные интенсивности линии R_{15} полосы (2—0) OH и R_{18} полосы (2—0) CO при фазе $\varphi = 0.2$ близки по величине. Поэтому для оценки отношения высот слоев H , ответственных за формирование этих линий, используем приближение Шустера—Шварцшильда:

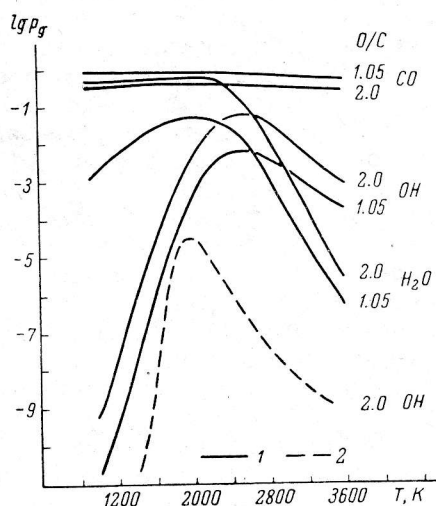
$$\frac{H(\text{OH})}{H(\text{CO})} = \frac{f(\text{CO}) \lambda(\text{CO}) n(\text{CO})}{f(\text{OH}) \lambda(\text{OH}) n(\text{OH})}, \quad (1)$$

где λ — длина волны перехода; $n = p/kT$. Силы осцилляторов f для линий гидроксила взяты из работы [7], а для CO определены из матричного элемента перехода $|R|$ [8] с использованием соотношения

$$gf = \frac{8\pi^2 m_e c}{3he^2} w |m| |R_g'(m)|,$$

Зависимость парциальных давлений молекул CO, OH и H₂O, рассчитанная в функции температуры при различных значениях параметров O/C и величины газового давления $\lg p_g$:

1 — $\lg p_g = -3$; 2 — $\lg p_g = 0$.



где $g = 2I + 1$; $|m| = I + 1$ для R -ветви; I — вращательное квантовое число нижнего уровня, ω — частота перехода.

В работе [2] для фазы $\varphi = 0.2$ методом кривых роста для холодной компоненты получено значение полного числа молекул окиси углерода $N(\text{CO})$ над 1 см² фотосферы — $\lg N(\text{CO}) = 21.9$. Возьмем в качестве верхней оценки для $H(\text{CO})$ радиус звезды R Leo — $\lg R^* = 2 \cdot 10^{13}$ см [9]. Значение объемной концентрации молекул CO в этом случае $\lg n(\text{CO}) = \lg N(\text{CO}) - \lg R^* = 8.5$. При температуре слоя 1000 К это значение $n(\text{CO})$ достигается лишь при $\lg p_g = -1.2$. Равновесное значение объемной концентрации молекул гидроксила при такой величине p_g составляет всего $\lg n(\text{OH}) = 0.6$. Подставляя $f(\text{CO})$, $f(\text{OH})$, $n(\text{CO})$ и $n(\text{OH})$ в соотношение (1), получаем $H(\text{OH})/H(\text{CO}) \approx 3 \cdot 10^{10}$. Даже сдвигая верхнюю оценку высоты холодной оболочки до 100 радиусов звезды ($\lg R^* = 2 \cdot 10^{15}$ см), получаем $H(\text{OH}) \approx 10^{25}$ см. Если, наоборот, принять $H(\text{OH}) = R^*$, то для выполнения условия обнаружения линий OH требуется аномально высокое давление $\lg p_g = 7$.

Таким образом, в рамках химического равновесия нельзя объяснить существование в спектре R Leo линий гидроксила с $T = 1000$ К.

Выполненные оценки можно распространить на все линии с низким потенциалом возбуждения, принадлежащие первому обертону молекул CO и OH. Принимая во внимание, что потенциал возбуждения линий гидроксила первого обертона на 0.5 эВ выше потенциала возбуждения для соответствующих линий CO, получаем в качестве нижней оценки $H(\text{OH})/H(\text{CO}) = 10^8$. Иначе говоря, вывод об отклонении концентрации гидроксила от равновесной следует из самого факта одновременного наличия в ИК-спектрах мирид холодных компонент линий первых обертонов молекул CO и OH.

Определенные сомнения возникают и относительно термодинамического равновесия в области формирования горячей компоненты линий CO и OH (правая часть рисунка). При понижении давления p_g максимум концентрации OH

сдвигается в область низких температур (кривая 2 на рисунке рассчитана для $\lg p_g = 0$ и $O/C = 1.7$). Зависимость концентрации CO от температуры сдвигается при этом вдоль оси давлений параллельно самой себе на величину понижения давления $\Delta \lg p_g$. Таким образом, и при высоких температурах ($T = 3500$ К) при любых значениях давления различие в концентрациях OH и CO составляет несколько порядков.

Мы не будем рассматривать возможные механизмы отклонения от термодинамического равновесия, часть таких процессов изучена в [10]. Там же авторы обращают внимание на большие характерные времена химической релаксации некоторых молекул, сравнимые с периодами изменения блеска мирид. Ограничимся перечислением ряда эффектов, которые могут иметь связь с рассмотренным вопросом.

Наблюдатели отмечают, что наличие в спектрах мирид колебательно-вращательных полос H_2O , значительно усиленных по сравнению со спектрами нормальных звезд того же спектрального подкласса, вообще является отличительной чертой ИК-спектров мирид. Возможно, что в спектрах углеродных мирид ($O/C < 1$) наблюдаются слабые полосы водяного пара, что также отличает S-мириды от других углеродных переменных [11]. Отметим, что расчеты диссоциативного равновесия [4] показывают, что при $O/C < 1$ концентрация молекул H_2O настолько мала, что ее полосы теоретически не могут наблюдаться ни при каких разумных значениях T и p_g .

Значения концентраций кислородосодержащих молекул легких элементов определяют концентрацию свободного кислорода и, следовательно, концентрации окислов TiO, ZrO, VO, LaO, YO. Расчеты показывают, что вследствие разности энергий диссоциации окислов элементов 5-го и 6-го периодов простое изменение O/C может привести, например, к изменению отношения $n(TiO)/n(ZrO)$. К такому же эффекту при фиксированном O/C приводит изменение отношения $n(CO) : n(OH) : n(H_2O)$ вследствие неравновесности. Для S-звезд ($O/C \approx 1$) характерно усиление полос ZrO по сравнению с M-звездами. В связи с этим интересно отметить, что спектр Миры Кита в максимуме блеска имеет отчетливо выраженные характеристики S-звезды, тогда как в минимуме блеска не отличается от обычных спектров звезд кислородной последовательности.

Форма и амплитуда кривой изменения блеска в B- и V-лучах существенно изменяются от цикла к циклу. Это легко понять, если принять во внимание, что массы внутренних частей околозвездной оболочки достаточно для формирования спектра поглощения TiO. Действительно, $\lg N(CO) = 21.9$ [2], тогда при $H/C \approx 10^3$ $\lg N(H) = 25$ и при $H/Ti \approx 10^7$ $\lg N(TiO) = 18$ — величина, достаточная для формирования спектра TiO в синей области [12, 13]. В пользу этого свидетельствуют также колебательные температуры, определенные по спектру α -системы TiO в максимуме блеска ряда мирид [14]. Эти температуры низки (~ 1500 К) и практически постоянны в интервале подклассов M3—M7. Температуры у полуправильных M_e -звезд ниже температур мирид, имеющих в максимуме блеска такой же спектральный подкласс [14].

Динамические характеристики холодной оболочки отличаются повышенной неустойчивостью. Измерение лучевых скоростей холодной и горячей компонент молекулярных линий [2] указывает на хорошую повторяемость от цикла к циклу лучевых скоростей горячей компоненты ($\Delta v_r \approx 1$ км/с для одинаковых фаз) и неустойчивость v_r холодной компоненты. Здесь прослеживается связь с невозможностью построить среднюю кривую лучевых скоростей по измерениям, выполненным в фотографической области спектра.

О неустойчивости физических условий в холодной оболочке и ее неоднородности свидетельствуют также измерения степени поляризации излучения вдоль спектра, выполненные для некоторых мирид [15]. Обнаружено резкое возрастание степени поляризации в кантах полос, причем степень поляризации неустойчива от цикла к циклу. Расчет, выполненный в [5], показал, что область формирования кантов полос существенно удалена от области формирования других деталей спектра, что говорит о значительной протяженности холодной оболочки. Результаты спекл-интерферометрии [16] свидетельствуют о том, что величина радиуса звезды, измеренная в полосе шириной 50—100 Å, увеличивается вдвое при переходе от участка, относительно свободного от мо-

лекулярного поглощения, к длине волны, соответствующей сильной полосе TiO.

В заключение отметим, что небольшие флуктуации отношения концентраций OH, CO и H₂O, практически необнаружимые на ИК-спектрах, могут привести к сильным колебаниям концентраций окислов и, следовательно, к заметным флуктуациям в *B*- и *V*-лучах. Причина этого фундаментальна — полное число атомов легких элементов на 3—4 порядка больше полного числа атомов металлов. Быстрые изменения блеска мирид в *B*- и *V*-лучах обнаружены [17].

Литература

1. Maillard I.-P. High resolution spectra of M and C stars by Fourier transform spectroscopy. — *Highlights of Astr.*, 1974, 3, p. 269—284.
2. Hinkle K. H. Infrared spectroscopy of Mira variables. I. R Leonis: The CO and OH vibration-rotation overtone bands. — *Astrophys. J.*, 1978, 220, p. 210—228.
3. Hinkle K. H., Barnes T. G. Infrared spectroscopy of Mira variables. II. R Leonis: The H₂O vibration-rotation bands. — *Astrophys. J.*, 1979, 227, p. 923—934.
4. Панчук В. Е. Методы исследования атмосфер холодных звезд. Канд. дис. Нижний Архыз, 1978.
5. Цымбал В. В. Синтетические спектры М-звезд. Канд. дис. Одесса, 1980.
6. Tsuji T. Molecular abundances in stellar atmospheres. II. — *Astron. and Astrophys.*, 1973, 23, N 3, p. 411—331.
7. Roux F., D'Incan, Cerny D. Experimental oscillator strengths in the infrared vibration-rotation spectrum of the hydroxyl radical. — *Astrophys. J.*, 1973, 186, p. 1141—1156.
8. Bouanich I. R., Broadbeck C. Moments de transition vibrationnelle des molecules diatomiques. Intensite des raies rovibrationnelle des bandes O-2 et O-3 et fonction dipolaire de CO. — *Journ. Quantitativ. Spectrosc. and Radiative Transfer*, 1974, 12, p. 1199—1208.
9. Hill S. I., Wilson L. A. Theoretical velocity structure of long-period variable star photospheres. — *Astrophys. J.*, 1979, 229, p. 1029—1045.
10. Гринин В. П., Цымбал В. В. Скорости релаксационных процессов и термодинамическое равновесие в атмосферах холодных сверхгигантов. — *Изв. КрАО*, 1981, т. 65.
11. McSammon D., Munch G., Neugebauer G. Infrared spectra of low temperature stars. — *Astrophys. J.*, 1967, 147, N 2, p. 575—586.
12. Панчук В. Е. Определение масс атмосфер М-гигантов. — *Письма в Астрон. журн.*, 1978, т. 4, № 7, с. 314—315.
13. Цымбал В. В., Панчук В. Е. К вопросу о поведении мирид на диаграмме (*B—V*), (*V—R*). — См. настоящий сборник, с. 16—21.
14. Морозова С. М., Панчук В. Е. Некоторые результаты спектрофотометрии звезд типа Миры Кита. — *Сообщ. САО*, 1978, вып. 22, с. 27—41.
15. Landstreet I. D., Angel I. R. P. Detection of polarisation variation across absorption features of mira variables. — *Astrophys. J.*, 1977, 211, N 3, p. 825—835.
16. Labeurie A. Koechlin L., Bonneau D., Blarit A., Foy R. Strong TiO-related variations in the diameters of Mira and R Leonis. — *Astrophys. J.*, 1977, 218, N 2, L75—L78.
17. Киселева Т. К. Кратковременные изменения блеска у долгопериодических переменных звезд. — *Астрон. циркуляр*, 1968, № 483, 7 октября, с. 7—8.

Поступила в редакцию 14.04.81