

УДК 524.316—6

Усредненные характеристики поля излучения в атмосфере М-гиганта

Я. В. Павленко

Исследован перенос излучения в атмосфере М-гиганта ($T_{\text{эф}}=3800$ К, $\lg g=1.5$) для небольшого участка УФ-области спектра ($\lambda\lambda$ 225.86—225.96 нм). Использовались две модели атмосферы красного гиганта. В одной из них температура монотонно уменьшается к внешним слоям. Вторая модель включает хромосферу. Для расчета средних характеристик поля излучения применена методика усреднения по поглощению. Показано, что поле излучения, которое формируется в хромосфере М-гиганта, практически не проникает в фотосферу. Радиационная температура, характеризующая поле излучения, в хромосфере красного гиганта возрастает. Вместе с тем протяженность области избыточной ионизации элементов с низкими потенциалами ионизации в модели с хромосферой должна уменьшиться по сравнению с классической моделью.

CALCULATION OF THE MEAN CHARACTERISTICS OF THE RADIATION FIELD IN THE M-GIANT ATMOSPHERE, by Pavlenko Ya. V.—The radiative transfer in the M-giant atmosphere ($T_{\text{eff}}=3800$ K, $\lg g=1.5$) has been investigated for small ultraviolet region ($\lambda\lambda$ 225.86—225.96 nm). Two models of the red giant atmosphere were used. The first model is characterized by a monotonous fall of the temperature towards outer layers. The second model includes the chromosphere. The mean characteristics of the radiation field were calculated by the absorption mean method. It is shown that the radiation field formed in the red giant atmosphere does not penetrate into the photosphere. The radiative temperature increases in the red giant chromosphere. In the second model the extension of the region of overionization of elements with low ionization potentials is less than in the classical model.

Дальнейший прогресс в понимании процесса образования спектральных линий в звездных атмосферах связан главным образом с исследованием системы нелинейных уравнений переноса излучения и статистического равновесия при отказе от априорного предположения о локальном термодинамическом равновесии (ЛТР). При последовательном решении такой системы уравнений (не-ЛТР задачи) требуется расчет поля излучения в частотах всех возможных радиативных переходов как связанно-связанных, так и связанно-свободных, причем последние в атмосферах звезд поздних спектральных классов играют особую роль, так как контролируют ионизационное состояние элементов с низкими потенциалами ионизации. Значение избыточной (по сравнению с ЛТР) ионизации таких элементов зависит от непрозрачности вещества звездной атмосферы в УФ-области спектра. Так, поглощение излучения в атомных и молекулярных линиях увеличивает непрозрачность в частотах связанно-свободных переходов. Вследствие этого уменьшается рассчитанная степень избыточной ионизации элементов во внешней части атмосферы [12].

При наличии у холодных звезд хромосфер их УФ-спектры содержат огромное количество достаточно сильных эмиссионных линий. В спектре гиганта α Воо ($T_{\text{эф}}=4400$ К) участки фотосферного спектра в области $\lambda < 250$ нм практически отсутствуют, они полностью перекрываются эмиссионными линиями [7]. Учет эмиссионных линий в УФ-области спектра при решении не-ЛТР задачи повысит роль процессов фотоионизации. Самостоятельный интерес представляет вопрос, насколько глубоко в фотосферу проникает хромосферное поле излучения.

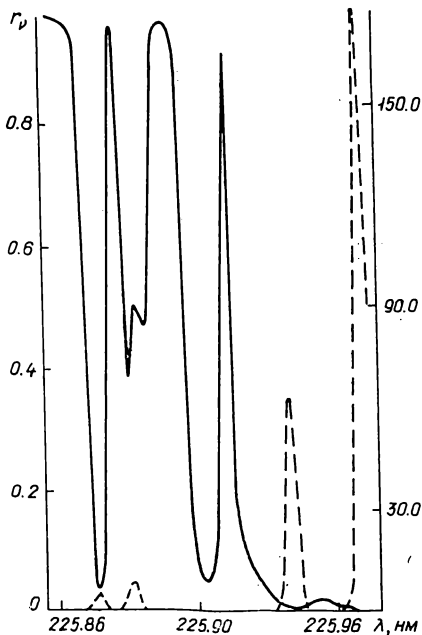
В настоящей работе эти проблемы изучены на примере решения уравнения переноса излучения в атмосфере красного гиганта спектрального класса M2 ($T_{\text{эф}}=3800$ K, $\lg g=1.5$).

Модель атмосферы M-гиганта с солнечным химическим составом рассчитана нами в рамках классических предположений с помощью тартуской версии программы SAM 1 [14]. При этом учитывались молекулярные источники непрозрачности [9]. Температура и электронная плотность в этой модели атмосферы (в дальнейшем она будет обозначаться как модель A1) монотонно уменьшаются к внешней границе. Построена еще одна модель атмосферы M-гиганта (модель A2) с хромосферой, заданной простейшим образом — с помощью двух параметров.

Один из них определяет положение температурного минимума $m_{\text{min}} = 0.5$ ($\tau_{\text{Ross}} \approx 10^{-4}$), где $m = \int_0^x \rho(x) dx$; второй — градиент температуры в хромосфере $G_* = \partial T / \partial (\lg m) = G_{\odot}$, где $G_{\odot} = 970$ (значение градиента в модели атмосферы Солнца) [8]. Подобным путем построены модели хромосфер некоторых звезд [5]. Физические характеристики хромосферы рассчитывались, как и для фотосферы, в рамках ЛТР. Изменение электронной концентрации n_e в модели атмосферы A2 не повторяет ход электронной температуры T_e с глубиной: выше температурного минимума есть еще один относительный минимум n_e . Это объясняется тем, что области максимального вклада в n_e металлов и водорода в хромосфере звезды разнесены по глубине.

Излучение в области $\lambda < 250$ нм эффективно ионизует со второго и третьего уровней атомы нейтрального магния — одного из главных поставщиков свободных электронов в атмосферах M-гигантов. В [2] показано, что избыточная ионизация MgI обуслов-

Рис. 1. Синтетические спектры, рассчитанные для модели атмосферы M-гиганта без хромосферы (сплошная линия) и с хромосферой (штриховая). Левая ось ординат — для спектра модели A1, правая — то же для A2



лена большей эффективностью процессов фотоионизации с этих уровней по сравнению с фоторекомбинациями.

На рис. 1 представлены синтетические спектры ($\lambda \lambda$ 225.86—225.96 нм) для моделей A1 и A2, рассчитанные в рамках ЛТР по программе WITA, составленной автором на основе SAM 1 [14]. Эти синтетические спектры рассчитаны с шагом $\Delta\lambda=0.002$ нм. Профиль функции поглощения отдельной спектральной линии определялся функцией Фойгта $H(a, \nu)$, при расчете постоянной затухания учитывались эффекты давления [3]. Микротурбулентная скорость принята равной 2 км/с. Учитывались только атомные линии, данные о которых взяты из списка [11].

Синтетический спектр, рассчитанный для модели атмосферы A1, состоит полностью из линий поглощения различной интенсивности. Эмиссионный спектр атмосферы с хромосферой представлен самыми сильными линиями (более слабые на рис. 1 не показаны).

Далее будем использовать понятие усредненной интенсивности излучения:

$$Y(m) = \int_{\nu_1}^{\nu_2} J_\nu(m) d\nu / \int_{\nu_1}^{\nu_2} d\nu = (\nu_2 - \nu_1)^{-1} \sum_i J_{\nu_i} \omega_i, \quad (1)$$

где ν_i и ω_i — узлы и веса квадратурной формулы; $J_\nu(m)$ — средняя монохроматическая интенсивность излучения на глубине m в атмосфере звезды; ν_1 и ν_2 — граничные значения сетки частот, которая исполь-

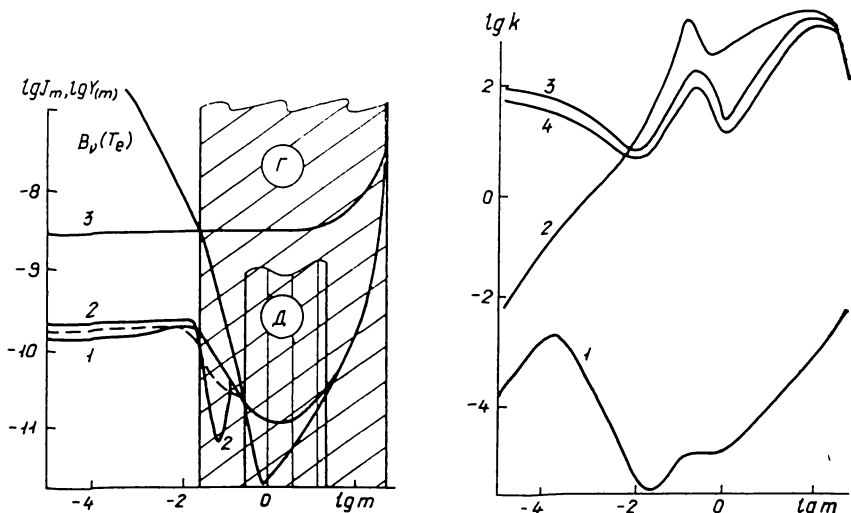


Рис. 2. Усредненная интенсивность излучения $Y(m)$ (штриховая линия) и функция Планка $B_\nu(T_e)$ в модели атмосферы A2. Результат решения уравнения переноса излучения $J(m)$ с k , рассчитанным: 1 — по формуле (6); 2 — по методике прямого среднего; 3 — без учета поглощения в линиях

Рис. 3. Усредненные коэффициенты поглощения в модели атмосферы A2: 1 — без учета поглощения в спектральных линиях; 2 — результат усреднения χ_ν по формуле (6) с $\Delta\lambda=0.093$ нм, $\delta\lambda=0.003$ нм; 3 — то же с $\Delta\lambda=0.147$ нм, $\delta\lambda=0.003$ нм; 4 — то же с $\Delta\lambda=0.156$ нм, $\delta\lambda=0.004$ нм

зовалась при расчете $Y(m)$: $(\nu_2 - \nu_1)/c = 0.1$ нм. Наши расчеты показали, что при $\Delta\lambda \geq 0.1$ нм усредненная интенсивность излучения $Y(m)$ не зависит от $\Delta\lambda$.

Средняя интенсивность J_ν и поток излучения H_ν определялись из решения уравнения переноса излучения

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial H_\nu}{\partial z} = -\chi_\nu J_\nu + \eta_\nu, \quad (2)$$

где z — геометрическая глубина в атмосфере; χ_ν и η_ν — объемные коэффициенты поглощения и излучения соответственно.

Если при решении уравнения переноса излучения не учитывается непрозрачность, обусловленная поглощением в спектральных линиях, то величина $Y(m)$ одинакова в моделях A1 и A2 — увеличение температуры во внешней части модели A2 в этом случае не влияет на значение выходящего из атмосферы потока излучения.

При учете поглощения излучения в спектральных линиях величина $Y(m)$ во внешней части модели атмосферы A1 уменьшается. В модели A2 выше температурного минимума в более горячей (но менее плотной), чем фотосфера, области атмосферы формируется эмиссионный спектр М-гиганта (рис. 1). В хромосфере звезды значение $Y(m)$ увеличивается. Область температурного минимума заполнена идущим из хромосферы излучением, которое, впрочем, не проникает на уровень

фотосферы ($\tau_{\text{Ross}} \geq 1$, $m \geq 200$). Интервал глубин в атмосфере М-гиганта, где фотоионизация в данном спектральном участке преобладает над фоторекомбинацией, зависит от использованной методики расчета непрозрачности в атмосфере. При преобладании фотоионизации должно выполняться условие $Y(m) > B_\nu(T_e)$, где $B_\nu(T_e)$ — функция Планка.

Наши вычисления показали, что соотношение между $Y(m)$ и $B_\nu(T_e)$ в других спектральных участках приблизительно такое же, как и в исследованном интервале длин волн. Поэтому настоящий анализ уместно распространить на феномен избыточной ионизации в целом. В случае, когда при решении не-ЛТР задачи перенос излучения в спектральных линиях не учитывается, протяженность зоны с избыточной ионизацией данного элемента значительна (рис. 2, область Γ). Отметим, что именно в этом приближении проведены расчеты [2, 4]. При учете поглощения в атомных линиях ширина этой зоны уменьшается (область D). Следует ожидать также, что в этом случае уменьшится избыточная ионизация металлов.

Проблема усреднения характеристик поля излучения имеет еще и практический аспект. При расчете скоростей фотоионизации в атмосферах холодных звезд необходимо использовать достаточно подробную сетку частот, чтобы учесть множество линий поглощения и излучения. Из-за недостаточного быстродействия современных ЭВМ это практически невозможно. Приходится применять разные варианты методики усреднения коэффициентов поглощения и эмиссии. В настоящее время наиболее последовательна концепция функции распределения непрозрачности (OPDF). Однако ее применение ограничено случаем, когда все линии поглощения возникают в одном «обращающем» слое атмосферы [10]. В атмосфере с хромосферой это условие заведомо не выполняется — эмиссионные ядра линий формируются выше, чем крылья сильных линий поглощения.

При усреднении монохроматических коэффициентов поглощения χ_ν и эмиссии η_ν необходимо, чтобы получалось верное значение количества энергии, поглощенной в интервале частот $\Delta\nu = \nu_2 - \nu_1$ на глубине m . Это приводит к среднему поглощению [13]

$$k(m) = \int_{\nu_1}^{\nu_2} \chi_\nu J_\nu d\nu / [\Delta\nu Y(m)]. \quad (3)$$

Здесь учитывается только истинное поглощение, рассеяние в непрерывном спектре не принимается во внимание. Уравнение переноса излучения для усредненных величин $H(m)$ и $J(m)$ имеет следующий вид:

$$\frac{\partial H(m)}{\partial m} = -kJ(m) + \varepsilon, \quad (4)$$

где

$$\varepsilon = (\Delta\nu)^{-1} \int_{\nu_1}^{\nu_2} \eta_\nu d\nu. \quad (5)$$

Применение формул (3) и (5) для усреднения χ_ν и η_ν в моделях А1 и А2 дало хорошие результаты — различия между $J(m)$ и $Y(m)$ не превышают 10% для $m=0.1$ ($\tau_{\text{Ross}}=10^{-5}$). Изменение усредненного коэффициента поглощения k с глубиной в модели атмосферы А2 показано на рис. 3. Из вычислений следует, что результат усреднения коэффициента поглощения зависит как от $\delta\lambda$ (расстояния между двумя последовательными точками сетки λ), так и от $\Delta\lambda$ (интервала длин волн, по которому проводится усреднение). В нашем случае удовлетворительная точность достигается при $\delta\lambda=0.004$ нм и $\Delta\lambda=0.15$ нм. Увеличение непрозрачности по сравнению со случаем, когда поглощение в спектральных линиях не учитывается, значительно (на несколько

порядков) практически по всей толще атмосферы М-гиганта (рис. 3). Для сравнения на рис. 2 показаны результаты применения для расчета усредненного коэффициента поглощения процедуры прямого среднего:

$$k = (\Delta\nu)^{-1} \int_{\nu_1}^{\nu_2} \chi_\nu d\nu. \quad (6)$$

Решение уравнения переноса излучения в модели атмосферы без хромосферы с k и ϵ , рассчитанными по формулам (5) и (6), дало известный результат [6]: выше уровня фотосферы $J(m) \ll Y(m)$. Отметим, что в случае модели атмосферы А2 величина $J(m)$ зависит от T_e и n_e сильнее, чем при использовании формул (3) и (5).

При решении не-ЛТР задач скорости процессов фотоионизации и фоторекомбинации часто определяют, фиксируя радиационную температуру T_r , которая характеризует среднюю интенсивность излучения в непрерывном спектре на глубине $\tau_c \sim 1$ в атмосфере звезды [2]. Как следует из рис. 3, при использовании этой методики в результате решения не-ЛТР задачи может быть внесена существенная ошибка. Как уже отмечалось, при учете поглощения в спектральных линиях значение $Y(m)$ увеличивается в хромосфере — радиационная температура здесь выше, чем в области температурного минимума.

В настоящей работе исследовался перенос излучения в небольшом ($\Delta\lambda \approx 0.1$ нм) участке спектра М-гиганта. Другие участки спектра содержат более или менее сильные линии, интенсивность которых зависит как от химического состава атмосферы, величин $T_{\text{эф}}$ и $\lg g$, так и от параметров хромосферы (в простейшем случае $m_{\text{мин}}$ и G_*).

Рассчитанное значение $Y(m)$ не должно зависеть от интервала частот, который используется при усреднении χ_ν и η_ν , если сильные (но не самые сильные) линии распределены в спектрах звезд случайно. По-видимому, это условие выполняется в спектрах М-гигантов. Естественно, частотный интервал, на котором усредняются χ_ν и η_ν , должен включать большое число спектральных линий.

Определенная ошибка внесена в наши расчеты вследствие использования приближения ЛТР при моделировании достаточно сильных линий. Поскольку интенсивности этих спектральных линий, рассчитанные без условия об ЛТР, могут изменяться в разные стороны, следует ожидать, что качественные выводы нашей работы не изменятся и при учете эффектов отклонения от ЛТР.

В рамках настоящей работы не рассматривались сильные линии H и K Ca II, h и k Mg II. Излучаемая в них энергия сравнима с энергией во всех других хромосферных линиях [1]. Расчет переноса излучения в частотах этих сильных линий возможен только при отказе от предположения об ЛТР.

1. Гурзадян Г. А. Звездные хромосферы или дублет 2800 Å Mg II в астрофизике.— М.: Наука, 1984.— 424 с.
2. Павленко Я. В. Эффекты отклонения от ЛТР в атмосферах М-гигантов.— Таллин: Валгус, 1984.— 96 с.
3. Павленко Я. В., Шаврина А. В. О постоянной затухания в атмосферах К-гигантов // Кинематика и физика небес. тел.— 1986.— 2, № 4.— С. 54—56.
4. Auman J. R., Woodrow J. E. J. Ionization equilibria in the atmospheres of late-type giants // Astrophys. J.— 1975.— 197, N 1.— P. 163—174.
5. Ayres T. R., Linsky J. L. Stellar model chromospheres. III. Arcturus (K2 III) // Ibid.— 1975.— 200, N 3.— P. 660—674.
6. Carbon D. F. A comparison of the straight-mean, harmonic-mean, and multiple-picket approximations for the line opacities in cool model atmospheres // Ibid.— 1974.— 187, N 1.— P. 135—145.
7. Carpenter W., Wing R. F. Line identifications, line strength, and continuum measurements in the ultraviolet of Arcturus // Astrophys. J. Suppl. Ser.— 1985.— 57, N 2.— P. 405—422.
8. Gingerich O., Noyes R. W., Kalkoffen W., Gony Y. The Harvard-Smithsonian reference atmosphere // Solar Phys.— 1971.— 18, N 2.— P. 347—365.

9. *Kipper T., Kipper M., Sitska J.* Analysis of the spectrum of Arcturus // Atmospheres of late-type stars.— Tallinn: Valgus, 1981.— P. 3—14.
10. *Kurucz R. L.* ATLAS: a computer program for calculating model stellar atmospheres // Spec. Rept. Smithsonian Astrophys. Observ.— 1970.— N 309.— P. 1—293.
11. *Kurucz R. L., Peytremann E.* A table of semiempirical gf values // Ibid.— 1975.— N 362.— P. 1—1219.
12. *Luck R. L., Lambert D. L.* Lithium in late-type giants. II. 31 M giants and supergiants // Astrophys. J.— 1982.— 256, N 2.— P. 189—205.
13. *Michalas D.* Stellar atmospheres.— San Francisco: Freeman, 1978.— 632 p.
14. *Wright S. L., Argyros J. D.* ATLAS5 at the University of London (SAM 1). I. Programming and implementation // Commun. Univ. London Observ.— 1975.— N 75.— P. 1—61.

Глав. астрон. обсерватория АН УССР,
Киев

Поступила в редакцию 28.05.87,
после доработки 08.07.87

РЕФЕРАТ ДЕПОНИРОВАННОЙ РУКОПИСИ

УДК 520.3

ТЕЛЕВИЗИОННАЯ ГИДИРУЮЩАЯ УСТАНОВКА / Сухов П. П., Драгомирецкий В. В., Чайчук Р. А., Бурлак Н. Р.

(Рукопись деп. в ВИНТИ; № 1887-В88)

Описана конструкция телевизионного гида для отслеживания объекта центроидным способом. В предлагаемой установке выполняется преобразование телевизионного аналогового сигнала в цифровой с последующим анализом. Анализ цифровых сигналов проводится с помощью управляемых счетчиков и логических устройств. Далее цифровые сигналы рассогласования переводятся в аналоговую форму для управления приводами телескопа. Для работы телегида используется видеосигнал стандартной телевизионной развертки. Устройство выполнено в виде приставки к астрономической телевизионной установке. При этом остается возможность обработки видеосигнала для получения фотометрической или иной информации. Рассмотрен вопрос о точности гидирования. Для телескопа с $D=10$ см и $F=1$ м экспериментально получено, что предельная звездная величина, по которой возможно гидирование, равна 8.8^m .