

УДК: 524.331—62

МЕХАНИЗМ ВОЗБУЖДЕНИЯ ХРОМОСФЕРНОЙ ЭМИССИИ У ПУЛЬСИРУЮЩИХ ЗВЕЗД ТИПА δ ЦИТА

Г. А. ГАРБУЗОВ, С. М. АНДРИЕВСКИЙ

Поступила 25 декабря 1985

Принята к печати 20 мая 1986

Предложен механизм, объясняющий возникновение и переменность хромосферной эмиссии в центре линий h и k Mg II в спектрах пульсирующих звезд типа δ Цита. Согласно рассмотренной модели эмиссия возникает вследствие излучения газа, нагретого ударной волной, проходящей во внешних слоях атмосферы звезды в фазах, близких к максимуму блеска. Переменность потока в линиях h и k Mg II является следствием движения ударной волны в неоднородной среде с убывающей плотностью.

1. *Введение.* К настоящему времени выполнен ряд работ по изучению хромосферной активности у пульсирующих звезд типа δ Цита [1—3]. Для семи звезд спектральных классов A5—F6 с IUE были проведены наблюдения в области линий h и k Mg II 2800 Å [1]. Результаты наблюдений заключаются в следующем. В центре линий h и k Mg II трех звезд (τ Лебеда, β Кассиопеи и ρ Кормы) зарегистрирована хромосферная эмиссия. У четырех звезд эмиссия заподозрена. Наиболее характерной особенностью эмиссии является ее переменность с фазой пульсации. Наибольший поток в линиях h и k Mg II наблюдается в фазах максимальной скорости расширения атмосферы (максимум блеска), наименьшее значение потока совпадает с минимумом блеска.

Многочисленные данные свидетельствуют об отсутствии у стационарных звезд спектральных классов A5—A7 (соответствует спектральному классу звезд типа δ Цита в максимуме блеска) «магниево» и «кальциево» хромосферы [4, 5]. Поэтому, установление хромосферных условий во внешних слоях атмосфер пульсирующих звезд типа δ Цита не может быть обусловлено механизмом нагрева, связанным с существованием развитой конвективной области. Таким образом, появление хромосферной эмиссии у звезд типа δ Цита и ее переменность с фазой пульсации можно интерпретировать как результат периодического поступления энергии во

внешние слои звезды. Носителем такой энергии у пульсирующих звезд может быть ударная волна, генерируемая пульсацией.

Основной вопрос состоит в том, сможет ли излучение внешних слоев атмосферы, нагретых в результате прохождения ударной волны, обеспечить наблюдаемые значения потоков в хромосферных линиях и их переменность.

2. *Физические условия за фронтом ударной волны.* Ударная волна в атмосфере пульсирующей звезды возникает в фазах, близких к моменту максимальной скорости расширения фотосферных слоев. Наблюдения и расчеты [6, 7] показывают, что, несмотря на диссипативные процессы, ударная волна распространяется к периферийным слоям с ускорением. Ускорение ударной волны поддерживается расширением действующих как поршень нижних слоев и уменьшением плотности среды. Скорость ударной волны у звезд типа δ Цента может достигать 50 км/с на уровне формирования линии поглощения Na [8].

С движением ударной волны связано перемещение в атмосфере области высокой электронной температуры и степени ионизации. Граница этой области совпадает с фронтом ударной волны, а протяженность определяется скоростью ударной волны и эффективностью радиативного охлаждения газа.

Физические условия за фронтом ударной волны и их временные зависимости могут быть определены путем решения уравнений кинетики ионизации водорода и энергетического баланса электронного газа. Эти уравнения для водородной среды с примесью металлов ($n_m = 10^{-4} n$) запишем согласно работам Горбачуко [9, 10]:

$$\frac{dn^+}{dt} = n_e \sum_{i=1}^{\infty} n_i q_{i\alpha}(T_e) - n_e n^+ \sum_{i=2}^{\infty} C_i + n_2 a_{2c} c \rho_{12} \frac{\Delta \nu_{12}}{h \nu_{12}}, \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{dn_a}{dt} = & n_e n^+ \sum_{i=2}^{\infty} C_i + n_e n_1 q_{12}(T_e) - n_e n_2 q_{21}(T_e) - 2n_2 a_{2c} c \rho_{12} \frac{\Delta \nu_{12}}{h \nu_{12}} - \\ & - n_e n_3 q_{2c}(T_e) - n_2 A_{21} \beta_{12} - n_m a_m c \rho_{12} \frac{\Delta \nu_{12}}{h \nu_{12}}, \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{d(3/2 n_e k T_e)}{dt} = & n_e n^+ E_{i\alpha} + n_e (n_2 q_{21}(T_e) - n_1 q_{12}(T_e)) h \nu_{12} + \\ & + n_2 a_{2c} c \rho_{12} \frac{\Delta \nu_{12}}{h \nu_{12}} \frac{3}{2} h \nu_{12} - n_e \sum_{i=1}^{\infty} q_{i\alpha}(T_e) n_i h \nu_{i\alpha} - \\ & - B T_e n_e n^+ k \sum_{i=2}^{\infty} C_i - (n_m + n_m^+) n_e \varphi(T_e), \end{aligned} \quad (3)$$

$$\frac{d(3/2 nkT_i)}{dt} = -n_e n^+ E_{ie}, \quad (4)$$

где все обозначения общепринятые, в частности: n^+ , n_e , n_i — концентрация (см^{-3}) протонов, электронов и L_α -квантов соответственно ($n_e \approx n^+$); n_i — населенность i -го уровня атома водорода; $q_{ik}(T_e)$ — коэффициенты ударного взаимодействия (вычислялись согласно работе [11]); α_{2e} — сечение фотоионизации атома водорода со второго уровня; α_m — среднее сечение фотоионизации атомов металлов ($\alpha_m \approx \approx 10^{-19} \text{ см}^{-2}$ [10]); ρ_{12} — плотность излучения в линии L_α .

Система дифференциальных уравнений (1—4) определяет изменение соответственно числа протонов и L_α -квантов в см^3 , температуры электронного газа T_e и тяжелых частиц T_i со временем. Система уравнений (1—4) подробно рассмотрена в цитируемых работах Горбацкого, однако коротко остановимся на описании некоторых членов.

1) Для нахождения n_2/n_1 использовано выражение [10]:

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{g_2}{g_1} \frac{c^3}{8\pi h \nu_{12}^3} \rho_{12}, \quad (5)$$

где $\rho_{12} = n_2 \frac{h\nu_{12}}{\Delta\nu_{12}}$, так как $n_2 \ll n_1$, то $n_1 \approx n - n_e$.

2) В уравнении (2) величина β_{12} определяет долю L_α -квантов, выходящих из среды вследствие эффекта Доплера [12] и некогерентного характера рассеяния в линии. Оценим градиент скорости в среде, принимая

$\frac{dV}{dz} \approx \frac{\Delta V}{z}$, где ΔV — приращение скорости газа после прохождения че-

рез ударный фронт под действием силы тяжести на характерном расстоянии z (размер излучающей области). Размер излучающей области определим как $t \cdot D$, где t — время высвечивания газа, нагретого ударной волной, а D — скорость ударной волны. При этих предположениях $\frac{dV}{dz} \approx 10^{-3} + 10^{-4}$, а β_{12} изменяется в пределах $10^{-5} \div 10^{-7}$ в зависимости от n_1 .

Учитывая сложность определения и расчета кинематических характеристик среды за и перед ударным фронтом, величину β_{12} будем считать параметром задачи.

3) В уравнении (3) выражение $n_e n^+ E_{ie}$ определяет энергию, передаваемую электронам от тяжелых частиц:

$$E_{ie} = p T_e^{-3/2} (T_i - T_e). \quad (6)$$

Характерное время обмена энергией τ_{ie} , определяющее коэффициент p , получено в [13].

Выражение $BT_e n_e n^+ k \sum_{i=2}^{\infty} C_i$ — определяет энергию, теряемую электронами при рекомбинациях и свободно-свободных переходах [12], $B=1.06$ при $T_e=10^4$ К. Последний член в уравнении (3) приближенно учитывает потери энергии электронов на возбуждение нейтральных атомов и их ионов столкновениями. Средняя энергия эффективного уровня возбуждения металлов ϵ_m принята равной 5 эВ, а среднее сечение возбуждения $\sigma_m \approx 10^{-16}$ см² [10]. Для $\varphi(T_e)$ использовано выражение [10]:

$$\varphi(T_e) = 10^{-19} e^{-\frac{\epsilon_m}{kT_e}}, \quad (7)$$

здесь принято, что $v_e \sigma_m = 10^{-8}$, где v_e — средняя скорость электронов до столкновения.

Начальные значения электронной и ионной температур на фронте ударной волны (T_{e0} и T_{i0}) зависят от скорости волны. Для ударной волны, движущейся со скоростью $D = 30$ км/с, $T_{i0} \approx 5 \cdot 10^4$ К. Электронная температура на ударном фронте повышается не так значительно и составляет $T_{e0} \approx 10^4$ К.

Система уравнений (1—4) была решена численно модифицированным методом Рунге-Кутты-Фельберга [14] на ЭВМ ЕС-1033 для интервала n $3 \cdot 10^{12} + 5 \cdot 10^8$ см⁻³ при следующих начальных условиях: $t_0 = 0$ (момент прохождения фронта ударной волны через точку с заданным значением n); $n_{e0} = 10^{-3} n$; $n_{i0} = 0$; $T_{e0} = 10^4$ К; $T_{i0} = 5 \cdot 10^4$ К; $\beta_{12} = 10^{-7} + 10^{-5}$. Среда является оптически толстой в лаймановском ($\tau_{Lc} \gg 1$) и оптически тонкой в бальмеровском котинууме ($\tau_{Bc} \ll 1$).

Рассмотрен одномерный плоский случай, в котором все характеристики среды изменяются перпендикулярно фронту ударной волны. Для упрощения вычислений рассмотрено движение ударной волны ($D = \text{const} = 30$ км/с) в неоднородной изотермической атмосфере с $T_1 = 6000$ К (соответствует температуре атмосферы на уровне $\tau_{5000} \approx 10^{-3}$ для звезды с $T_{\text{eff}} = 7500$ К, $\lg g = 3.5$ и нормальным химсоставом [15]).

На рис. 1 показано изменение с течением времени электронной температуры газа, нагретого ударной волной.

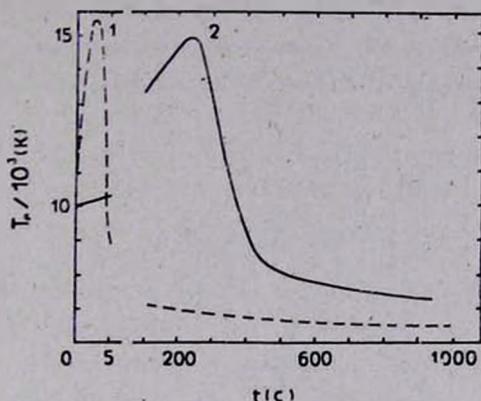


Рис. 1. Изменение электронной температуры $T_e(t)$ газа после прохождения фронта ударной волны при двух значениях концентрации атомов водорода n , (см^{-3}): 10^{11} (кривая 1), 10^{10} (2). Начальная ($t = 0$) электронная температура $T_{e0} = 10^4$ К.

3. Излучение газа, нагретого ударной волной, в линиях h и k Mg II. Для нахождения излучения всего слоя газа, нагретого ударной волной, необходимо знать, как меняются величины T_e , n_e и n с расстоянием от фронта.

Распределение концентрации атомов n с высотой в атмосфере пульсирующей звезды устанавливается под действием периодических ударных волн. Для зависимости $n(h)$ используем выражение, полученное в работе Климишина [16]:

$$n(h) = n(h_0) e^{-\frac{hg}{M^2 a_s^2}}, \quad (8)$$

где h — высота, отсчитываемая от заданного уровня $h = h_0$; M — число Маха; a_s — изотермическая скорость звука. Такое распределение согласуется с расчетами других авторов [17, 18].

Движение ударной волны во внешних слоях атмосферы пульсирующей звезды рассмотрим от уровня с $n(h) = n(h_0) = 10^{18} \text{ см}^{-3}$ к периферии. С учетом (8), для каждого последующего момента времени можно определить область локализации ударного фронта по плотности и промежуток времени после его прохождения для остальных слоев. Используя полученные выше зависимости $T_e(t)$ и $n_e(t)$, можно определить соответствующие распределения электронной температуры и электронной кон-

центрации во внешних слоях. Построенные таким образом распределения электронной температуры в зависимости от положения фронта ударной волны в атмосфере приведены на рис. 2.

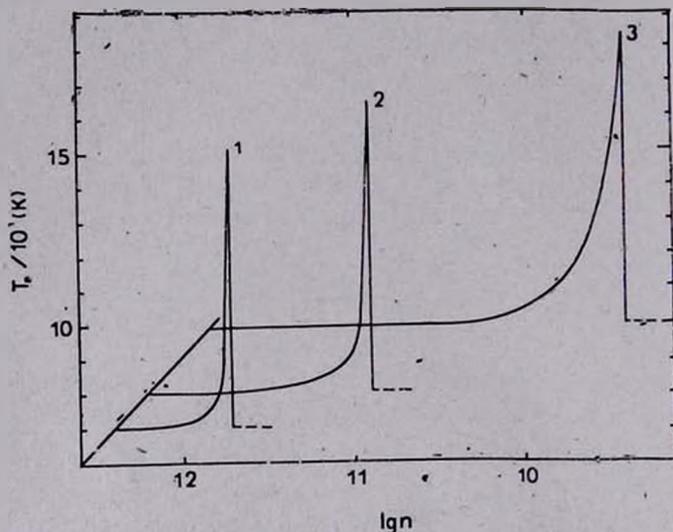


Рис. 2. Распределение электронной температуры в зависимости от локализации в атмосфере фронта ударной волны. Обозначения: фронт ударной волны в точке с $n = 8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ (кривая 1), $2 \cdot 10^{11}$ (2), $1.6 \cdot 10^{10}$ (3).

Из рисунка видно, что температурное распределение во внешних слоях атмосферы пульсирующей звезды нестационарно, оно зависит от положения и скорости фронта ударной волны, эффективности радиативного охлаждения нагретого газа. Крутизна температурного профиля в значительной степени определяется плотностью среды. По мере смещения ударной волны во внешние слои ширина температурного пика увеличивается.

Зная распределение во внешних слоях атмосферы электронной температуры и электронной концентрации, легко вычислить энергию, излучаемую нагретым ударной волной газом в линиях h и k Mg II, и ее изменение в зависимости от положения в атмосфере фронта ударной волны.

Для определения степени ионизации ионов магния в атмосфере звезды с $T_{\text{eff}} = 7500 \text{ К}$ воспользуемся соответствующими соотношениями из книги Гурзаяна [5]. Во внешних слоях атмосферы (концентрация свободных электронов $n_e \approx 10^{11} \div 10^9 \text{ см}^{-3}$, коэффициент дилуции $W = 1/2$) для степени ионизации магния под влиянием излучения фотосферы найдем: $n(\text{Mg II})/n(\text{Mg I}) \approx 10^4$ и $n(\text{Mg III})/n(\text{Mg II}) \approx 10^{-3}$. В области релакса-

ции ударной волны электронная температура достигает значений $10^4 \div 1.5 \cdot 10^4$ К. Оценим, в связи с этим, влияние электронных столкновений на степень ионизации магния. При $T_e \approx 10^4$ К ионизации электронным ударом несущественны по сравнению с фотоионизациями. С ростом электронной температуры роль электронных соударений возрастает, но при $T_e \approx 1.5 \cdot 10^4$ К практически весь магний все еще находится в однажды ионизованном состоянии ($n(\text{Mg II})/n(\text{Mg I}) \approx 10^3$; $n(\text{Mg III})/n(\text{Mg II}) \approx 10^{-1}$), то есть $n(\text{Mg II}) \approx n(\text{Mg})$. Для содержания магния во всех стадиях ионизации возьмем стандартное значение [15]:

$$n(\text{Mg}) = 10^{-5} n. \quad (9)$$

Принимая, что линии h и k , Mg II возбуждаются в основном электронными ударами, и определяя $n(\text{Mg II})$ с учетом соотношений (8) и (9), найдем энергию, излучаемую нагретым ударной волной газом в линиях h и k Mg II с 1 см^2 за 1 с :

$$F(\text{Mg II}) = h\nu \int n(\text{Mg II}) n_e b_{12} dh, \quad (10)$$

где $h\nu$ — энергия кванта, равная 4.4 эВ; b_{12} — коэффициент возбуждения электронным ударом, взятый из работы Гурзадяна [5]. Используя полученные ранее распределения T_e и n_e , вычислим $F(\text{Mg II})$ для различных положений фронта ударной волны в атмосфере.

После подстановки всех необходимых величин в соотношение (10) и приведения к болометрическому потоку σT_{eff}^4 , получим величину $R_{\text{Mg II}}$, используемую в качестве индикатора хромосферной активности различных звезд. Изменение величины в зависимости от локализации фронта ударной волны по плотности приведено на рис. 3.

4. *Обсуждение результатов.* Из рис. 3 видно, что переменность потока в линиях h и k Mg II является следствием движения ударной волны в среде с убывающей плотностью.

Представляет интерес сравнение результатов численного моделирования процессов, происходящих во внешних слоях пульсирующих звезд, с наблюдениями. Сделаем это на примере звезды ρ Кормы — наиболее полно исследованном представителе переменных типа δ Цита [2]. В этой работе со спутника IUE определен поток на внешней границе земной атмосферы $f_*(\text{Mg II})$ для основных точек профиля линий h и k Mg II в спектре ρ Кормы. Зная звездную величину и болометрическую поправку звезды относительно Солнца и используя уравнение (3.4) из работы [5], мож-

но определить величину $R_{Mg II}$ из наблюдений. Для ρ Кормы $R_{Mg II}$ за период пульсации изменяется от 10^{-5} (максимум) до $5 \cdot 10^{-6}$ (минимум). Таким образом, вычисленные потоки по порядку величины совпадают с наблюдаемыми.

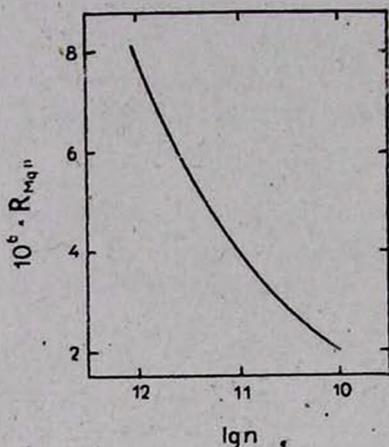


Рис. 3. Относительное изменение энергии, излучаемой нагретым ударной волной газом, в зависимости от локализации в атмосфере фронта ударной волны.

Амплитуда изменения величины $R_{Mg II}$ для конкретных звезд будет определяться следующими факторами:

- а) интервалом плотностей, пройденным ударным фронтом за один пульсационный период;
- б) изменением величины β_{12} со временем;
- в) величиной самопоглощения в центре линий h и k Mg II.

Полученные при решении упрощенной задачи результаты, естественно, не охватывают полностью весь круг явлений, происходящих во внешних слоях оболочек пульсирующих звезд. Тем не менее, используемая модель позволяет выявить и объяснить ряд принципиальных особенностей:

1. Хромосферная эмиссия, наблюдаемая в центре линий h и k Mg II у звезд типа δ Цита, обусловлена излучением газа, нагретого ударной волной.
2. Переменность потока в хромосферных линиях h и k Mg II является следствием движения ударной волны в неоднородной среде с убывающей плотностью.

3. Зависимость электронной температуры и электронной концентрации во внешних слоях атмосфер звезд типа δ Щита от пространственной координаты не является монотонной.

Одесский государственный
университет

THE MECHANISM OF EXCITATION OF CHROMOSPHERIC EMISSION IN PULSATING δ SCUTI STARS

G. A. GARBUSOV, S. M. ANDRIEVSKY

The mechanism is suggested explaining the origin and variability of chromospheric emission in the centres of h and k MgII lines in the spectra of pulsating δ Scuti stars. According to the model considered the emission originates due to radiation of the gas heated by a shock wave passing through outer layers of the star's atmosphere in the phases close to the maximum light. The variability of flux in lines results from the shock wave motion in the inhomogeneous medium with a diminishing density.

ЛИТЕРАТУРА

1. M. Fracassini, L. E. Pasinetti, *Astron. and Astrophys.*, 107, 326, 1982.
2. M. Fracassini, L. E. Pasinetti, F. Castelli, E. Antonello, L. Pastori, *Astrophys. and Space Sci.*, 97, 323, 1983.
3. D. Dravins, J. Lind, K. Sarg, *Astron. and Astrophys.*, 54, 381, 1977.
4. P. Ulmschneider, *Space Sci. Rev.*, 24, 71, 1979.
5. Г. А. Гурзаян, *Звездные хромосферы*, Наука, М., 1984.
6. R. Sanford, *Astrophys. J.*, 109, 208, 1949.
7. И. А. Климишин, *Ударні хвилі в неоднорідних середовищах*, Изд. Львовского ун-та, 1972.
8. Г. А. Гарбузов, А. С. Мицкевич, *Письма в Астрон. ж.*, 10, 223, 1984.
9. В. Г. Горбацкий, *Астрон. ж.*, 38, 256, 1961.
10. В. Г. Горбацкий, И. И. Минин, *Нестационарные звезды*, Физматгиз, М., 1963.
11. В. В. Иванов, *Перенос излучения и спектры небесных тел*, Наука, М., 1969.
12. В. В. Соболев, *Движущиеся оболочки звезд*, Изд. Ленинградского ун-та, 1947.
13. Л. Д. Ландау, *Ж. эксперим. и теор. физ.*, 7, 203, 1937.
14. Д. Форсайт, М. Мальком, К. Муллер, *Машинные методы математических вычислений*, Мир, М., 1980.
15. R. L. Kurucz, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 40, 1979.
16. И. А. Климишин, *Астрофизика*, 3, 259, 1967.
17. О. В. Федорова, *Астрофизика*, 14, 239, 1978.
18. C. Whitney, *Ann. Astrophys.*, 19, 34, 1956.