

Линии водорода и гелия за фронтом ударной волны в атмосферах долгопериодических переменных

В. А. Малютин^{1,*}, О. М. Белова^{2,†}, К. В. Бычков³

¹ *Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет, кафедра астрофизики и звездной астрономии. Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2*

² *Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет, кафедра экспериментальной астрономии Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2*

³ *Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, Государственный астрономический институт им. Штернберга, Россия, 119234, Москва, Университетский проспект, д. 13*
(Поступила в редакцию 20.05.2022; подписана в печать 17.06.2022)

В работе моделируется высвечивание газа в атмосферах долгопериодических переменных типа *o* Ceti, вызванное прохождением ударных волн; рассматриваются бальмеровский декремент, потоки в пашеновских линиях $P\beta$, $P\gamma$, $P\delta$ и линиях атома гелия HeI λ 4471, HeI λ 10830. В задаче использовалась модель двухтемпературной плазмы, модель нестационарного заселения дискретных уровней атомов водорода и гелия и их состояний ионизации, при этом учитывались основные элементарные процессы, протекающие в поле чернотельного излучения фотосферы. Рассеяние излучения в частотах спектральных линий рассматривалось в приближении Бибермана–Холстейна–Соболева. Рассчитанный бальмеровский декремент оказывается чувствителен к изменению концентрации невозмущенного газа. При концентрации $10^{12} \div 10^{13} \text{ см}^{-3}$ и скорости фронта 50 км/с линии гелия более чем на порядок слабее пашеновских линий водорода и $H\gamma$. При большей скорости (60 ÷ 70 км/с) поток в линии HeI λ 10830 становится сравним с потоками в пашеновских линиях.

PACS: 95.30.Jx, 95.30.Ky, 95.30.Qd УДК: 52-645.

Ключевые слова: переменные типа *UV Ceti*, переменные типа *o Ceti*, ударные волны, бальмеровский декремент.

ВВЕДЕНИЕ

В настоящей работе рассматривается бальмеровский декремент, потоки в пашеновских линиях и линиях HeI λ 4471, HeI λ 10830 для нестационарных процессов, происходящих в атмосферах мирид. Это долгопериодические переменные типа *o* Кита, принадлежащие асимптотической ветви гигантов, которые регулярно меняют блеск в фотометрической полосе *V* более чем на 2.5^m . Причиной изменения блеска считают пульсации, вызванные тепловыми неустойчивостями. Каждый этап очередного цикла пульсации характеризуют фазой *P*, нулевое значение которой относят к максимуму блеска в полосе *V*. Пульсации приводят к появлению ударных волн, распространяющихся в атмосфере звезды. Спектры долгопериодических переменных сильно меняются по мере изменения блеска [1, 2]. Для случая звезд типа Миры Кита первые расчеты высвечивания газа были проведены Горбацким [3] для объяснения бальмеровской серии водорода. Перед максимумом блеска появляются бальмеровская серия и линии однократно ионизованных металлов, причем они перекрываются абсорбционными линиями металлов и абсорбционными полосами молекул, больше всех

оказываются перекрыты $H\alpha$ и $H\beta$. К максимуму блеска линии водорода достигают наибольшей интенсивности и ширины. С увеличением фазы после максимума влияние поглощения снижается, также уменьшается интенсивность эмиссии бальмеровской серии; появляются линии нейтральных металлов. Во время минимума блеска наблюдаются запрещенные линии FeII. Следует отметить, что меньшему максимуму блеска, как правило, соответствует меньшая интенсивность эмиссионных линий, и наоборот [3]. Отмечено систематическое изменение спектров мирид, что стало причиной выделения последовательности классов звезд $M \rightarrow MS \rightarrow S \rightarrow SC \rightarrow C$ [4]. Как показывает спектральный анализ, при продвижении вдоль этой цепочки в атмосферах звезд уменьшается содержание кислорода и увеличивается содержание углерода. В статье [5] высказано предположение о появлении линий гелия как критерии скорости ударной волны. В работе [6] авторы показали, что значительная доля энергии фронта может затрачиваться на диссоциацию молекулярного водорода. В данной работе мы рассмотрели зависимость интенсивности линий гелия от скорости фронта ударной волны.

* malyutin@list.ru

† whitecanvas05122010@mail.ru

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

1.1. Входные переменные

Состояние газа за фронтом ударной волны обусловлено скоростью втекания газа u_0 (скоростью фронта) и параметрами невозмущенного газа: температурой T_0 , концентрацией n_0 (или плотностью ρ_0). Также следует учесть внешнее излучение (излучение фотосферы), которое будем рассматривать как планковское с температурой T_* , равной эффективной температуре звезды. В общем случае T_* и T_0 различны. Кроме того, рассматриваемые звезды обладают глобальным магнитным полем H_0 , которое в случае его вмороженности в плазму, способно оказывать влияние на движение газа [7]. Выпишем диапазон параметров газа перед фронтом:

$$\begin{aligned} 3000 \text{ K} \leq T_{0,*} \leq 4000 \text{ K}, \\ 10^{11} \text{ см}^{-3} \leq n_0 \leq 10^{14} \text{ см}^{-3}, \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} 20 \text{ км/с} \leq u_0 \leq 70 \text{ км/с}, \\ 0 \text{ Гс} \leq H_0 \leq 10 \text{ Гс}. \end{aligned} \quad (2)$$

Далее величина без индекса соответствует атмосфере за вязким скачком.

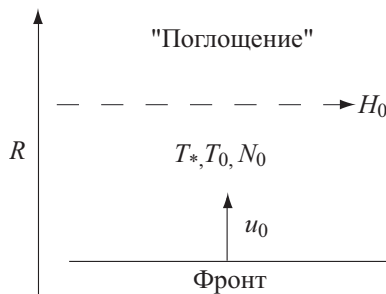


Рис. 1. Схематический рисунок из [7], демонстрирующий распространение ударной волны в атмосфере звезды типа α Cen

Рис. 1 из [7] схематически показывает распространение фронта ударной волны в атмосферах рассматриваемых звезд. Радиальная координата увеличивается вверх от центра звезды, направление напряженности магнитного поля указано пунктирной стрелкой.

В работе химический состав звездных атмосфер принят равным солнечному. Начальные состояния ионизации считаются по формуле Саха, а населенность уровней возбуждения — по формуле Больцмана.

1.2. Расчет физических величин за вязким скачком

Состояние атомно-ионного компонента перед и за вязким скачком связаны между собой адиабатой Гюгоню [8]. В дальнейшем будем использовать безразмерную скорость $v = u/u_0$, которая также вычисляется по

адиабате Гюгоню. Предполагаем постоянство состояния ионизации газа при переходе через вязкий скачок. Электронная температура T_e за фронтом вычисляется по адиабате Пуассона. Тепловую энергию в расчете на одну тяжелую частицу обозначим как S :

$$S = T_{ai} + z_e T_e, \quad (3)$$

здесь T_{ai} — температура ионов и атомов, z_e — безразмерная электронная плотность. Переменная S определяется с точностью до множителя теплоемкости c_v . Решение задачи Гюгоню используется в качестве начального приближения для задачи о высвечивании.

2. АТОМНЫЕ ДАННЫЕ

Скорости связанно-связанных радиативных переходов описывают коэффициенты Эйнштейна, которые выражаются через силы осцилляторов. В работе также рассчитаны скорости следующих элементарных процессов: фотоионизации и приобретения энергии при фотоионизации; спонтанной и вынужденной фоторекомбинации; спонтанного и вынужденного фоторекомбинационного излучения (энергетическая величина); ударных возбуждения и деактивации; ударной ионизации и тройной рекомбинации, диэлектронной рекомбинации для металлов.

2.1. Водород

Связанно-свободные скорости фотопроцессов рассчитывались на основе теории Крамерса и подробно описаны в [9]. Силы осцилляторов для коэффициентов Эйнштейна, а также скорости ударного возбуждения и ударной ионизации взяты из [10]. Скорости обратных процессов посчитаны через формулы Больцмана и Саха. Исходя из критерия Инглиса-Теллера, в работе рассмотрены 15 дискретных уровней атома водорода и континуум.

2.2. Атом гелия

В работе применяется модель атома гелия, где учитываются 29 дискретных уровней (главное квантовое число $n = 1 \div 5$, орбитальное квантовое число $l = 0 \div 4$). Сечения фотоионизации, скорости ударных процессов и силы осцилляторов были предоставлены Л. А. Вайнштейном (частное сообщение).

2.3. Металлы

Основными охладителями плазмы в данной работе считаются кислород, углерод и магний. Применяются атомные данные атома углерода и четырех его ионов

СII-CV, атомные данные магния и двух его ионов MgII, MgIII, атома кальция и его ионов CaII, CaIII; атома железа и его ионов FeII, FeIII. Скорости для ударной ионизации, фоторекомбинации и диэлектронной рекомбинации взяты из [11], скорости ударных дискретных переходов — из [12].

2.4. Вероятность выхода кванта

Для учета переноса излучения в частотах линии применяется модель Бибермана-Холстейна-Соболева для расчета вероятности p выхода кванта из однородного плоскопараллельного слоя атмосферы. Величина p зависит от оптической толщины в центре линии τ_0 и типа профиля спектральной линии и определяется только оптическими свойствами среды. В работе предполагалось, что все линии имеют доплеровский профиль [13].

3. УРАВНЕНИЯ ЗАДАЧИ

3.1. Переменные задачи

Обозначим относительную населенность k -го уровня элемента κ ($\kappa = \text{H}, \text{HeI}$) как ν_k^κ :

$$\nu_k^\kappa = \frac{n_k^\kappa}{n^\kappa}. \quad (4)$$

Введем следующие обозначения: N_{H} — число используемых уровней атома водорода, N_{HeI} — атома гелия, N_{Met} — число ионизационных состояний металлов. В нашей задаче принято $N_{\text{H}} = 15$, $N_{\text{HeI}} = 29$. Независимыми переменными задачи являются:

- населенности водорода ν_k^{H} , $k = 1, \dots, N_{\text{H}}$ и состояние ионизации водорода $x_{\text{H}2}$;
- населенности атома гелия ν_k^{HeI} , $k = 1, \dots, N_{\text{HeI}}$;
- населенность основного состояния иона HeII $x_{\text{He}2}$;
- состояния ионизации металла M x_{M_i} , $i = 1, \dots, N_{\text{Met}}$;
- выраженная в ридбергах тепловая энергия S в расчёте на одну частицу;
- выраженная в ридбергах электронная температура $\theta = T_e/Ry$.

За фронтом ударной волны выполняются законы сохранения массы частиц, импульса и вмороженности магнитного поля в плазму. При известном S скорость газа v находится из упомянутых законов сохранения [14].

3.2. Уравнения для населенностей и состояний ионизации

Относительная населенность уровня k и состояние ионизации атомной системы κ ($\kappa = \text{H}, \text{HeI}$) определяются системой уравнений

$$\frac{d\nu_k^\kappa}{d\xi} = -M_k^\kappa \cdot \nu_k^\kappa + P_k^\kappa. \quad (5)$$

M_k^κ — скорости процессов, отвечающих за опустошение уровня: фото- и ударная ионизация, фото- и ударное возбуждение на вышележащие уровни, фото- и ударная деактивация на нижележащие уровни. P_k^κ — скорости процессов, отвечающих за население уровня: фото- и тройная рекомбинация, фото- и ударное возбуждение с нижележащих уровней, фото- и ударная деактивация с вышележащих уровней.

Дифференцирование производится по величине ξ , пропорциональной лагранжевой координате t - времени, прошедшему с момента прохождения фронта данным элементом газа.

3.3. Металлы

При определении k -го состояния ионизации металла M в уравнении

$$\frac{\partial x_{Mk}}{\partial \xi} = f_k^M, \quad (6)$$

будем учитывать в функции f_k^M фотоионизацию тепловым излучением фотосферы, ударную ионизацию и тройную рекомбинацию, фото- и диэлектронную рекомбинацию. Фотоионизация и трёхчастичная рекомбинация заметно влияют только на концентрации первых двух состояний ионизации, поэтому для более высоких состояний их опускаем.

3.4. Уравнение для тепловой энергии

Запишем уравнение для тепловой энергии в виде

$$\frac{dS}{d\xi} = W_S(v) \cdot \Upsilon. \quad (7)$$

Здесь

$$\Upsilon = -\Upsilon_{ff} + A_{\text{H}} \cdot \Upsilon^{\text{H}} + A_{\text{He}} \cdot \Upsilon^{\text{HeI}} + \sum_M z_e \cdot A_M \cdot \Upsilon^M. \quad (8)$$

A_{H} , A_{He} , A_M — содержания соответствующих элементов. Для водорода и гелия ($\kappa = \text{H}, \text{HeI}$) справедливо общее выражение

$$\Upsilon^\kappa = v \cdot P^\kappa + z_e [H^\kappa - C^\kappa - Q^\kappa + X^\kappa \cdot (\frac{z_e}{v} \Gamma^\kappa - R^\kappa)], \quad (9)$$

$$X^\kappa = \begin{cases} x_{\text{H}2}, \kappa = \text{H}, \\ x_{\text{He}2}, \kappa = \text{HeI}. \end{cases}$$

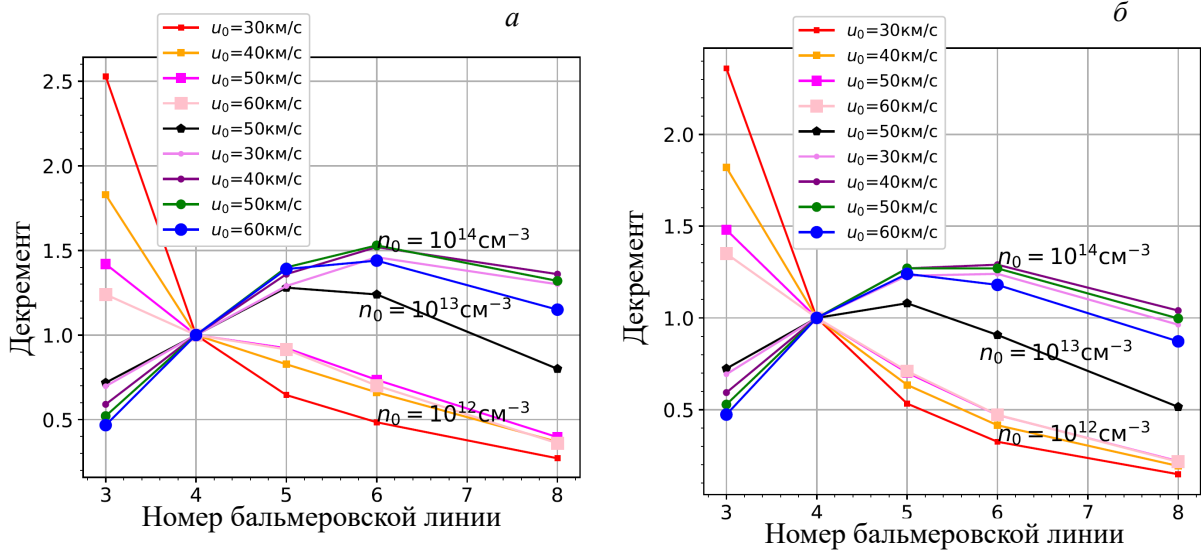


Рис. 2. Бальмеровский декремент, рассчитанный в настоящей работе для трёх значений начальной концентрации газа n_0 (отмечены на графике) и нескольких значений скорости фронта (отмечены в легенде графика). $a - T_{*,0} = 3000K$; $b - T_{*,0} = 4000K$

P^κ — темп приобретения тепловой энергии при фотоионизации; H^κ и C^κ — нагрев при ударной деактивации и охлаждение при ударном возбуждении; Q^κ и Γ^κ — охлаждение при ударной ионизации и нагрев при тройной рекомбинации; R^κ — энергетические потери при фоторекомбинации. Υ_{ff} — потери на тормозное излучение. Функция скорости $W_S(v)$ учитывает сжатие газа при высвечивании.

Рассматривая металлы (множитель Υ^M), будем исходить из предположения о стационарном заселении дискретных уровней при заданных значениях электронной температуры, электронной плотности, тепловой энергии и поля излучения. Отдельно решаем нестационарную задачу на определение концентраций x_i ионов металла и несколько задач на определение стационарных населенностей каждого i -го иона в отдельности. При описании возбуждения i -го иона учитываем связанно-связанные ударные и радиационные переходы между двумя дискретными уровнями: основным и первым возбужденным. Основной уровень опустошается благодаря ударному возбуждению на первый возбужденный уровень, а населяется благодаря фото- и ударной деактивации с последнего. Предполагаем, что изначально ион находился в основном состоянии.

3.5. Уравнение для электронной температуры

Также запишем уравнение для электронной температуры:

$$\frac{d\theta}{d\xi} = \Pi(v, z_e, \theta) \cdot \Upsilon + \frac{S - (1 + z_e)\theta}{c_v} \Psi_{ex}(\theta) - \frac{\theta}{z_e} \frac{dz_e}{d\xi}. \quad (10)$$

Здесь $\Pi(v, z_e, \theta)$ учитывает сжатие газа в результате высвечивания. Скорость обмена энергией $\Psi_{ex}(\theta)$ между атомно-ионным и электронным компонентами взята из [15].

Скорость изменения электронной концентрации

$$\frac{dz_e}{d\xi} = A_H \cdot \frac{dx_{H2}}{d\xi} + A_{He} \frac{dx_{He2}}{d\xi}. \quad (11)$$

Скорость изменения концентрации ионов $\frac{dx_{H2}}{d\xi}$ и $\frac{dx_{He2}}{d\xi}$ учитывает население континуума за счет фото- и ударной ионизации, а опустошение континуума — за счет фото- и тройной рекомбинации.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ

Проанализируем рассчитанные отношения интенсивностей излучения в линиях бальмеровской серии (см. рис. 2). В интервале температур $3000K < T_{0,*} < 4000K$ декремент практически не меняется. Отчетливо видна чувствительность к изменению концентрации в интервале $10^{12} \text{ см}^{-3} < n_0 < 10^{14} \text{ см}^{-3}$. При концентрации $n_0 = 10^{12} \text{ см}^{-3}$ прослеживается декремент; при $n_0 = 10^{13} \text{ см}^{-3}$ прослеживается инкремент вплоть до линии $H\gamma$; при $n_0 = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ интенсивность увеличивается от $H\alpha$ до $H\delta$, причем линии $H\gamma$ и $H\delta$ становятся сравнимыми по интенсивности и самыми яркими в бальмеровской серии независимо от начальной скорости. При концентрации $n_0 = 10^{12} \text{ см}^{-3}$ декремент меняется от крутого до пологого при возрастании u_0 от 30 до 50 км/с. При больших начальных плотностях декремент оказывается малочувствителен к изменению

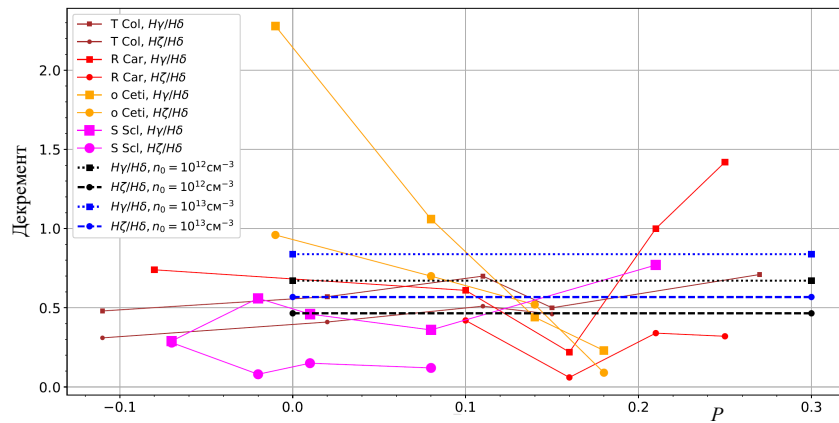


Рис. 3. Зависимость бальмеровского декремента (отношения $F_{H\gamma}/F_{H\delta}$ и $F_{H\zeta}/F_{H\delta}$) от фазы пульсаций P : ломаные соответствуют наблюдениям из [18]; расчётные значения (вне зависимости от фазы) показаны прерывистыми отрезками

начальной скорости u_0 . Переход бальмеровского декремента в инкремент при продвижении от класса М до класса С мирид отчетливо прослеживается [4]. Наконец, можно сказать о схожести полученных соотношений при малых атмосферных плотностях ($n_0 = 10^{12} \text{ см}^{-3}$) с рекомбинационным декрементом газовой туманности [16] из табл. 1. Движение фронта ударной волны с малой скоростью (30 км/с) соответствует декременту режима В (крутой), а движение газа с большей скоростью (40 км/с) — декременту режима А (более пологий).

Таблица 1. Бальмеровский декремент газовых туманностей из [16] при $T_{electr} = 10000\text{K}$. Режим А соответствует плазме, оптически тонкой в лаймановской серии, режим В — оптически толстой

	H_α/H_β	H_γ/H_β	H_δ/H_β
Режим (А)	1.91	0.589	0.378
Режим (В)	2.71	0.506	0.298

Рассмотрим отношения $I_{H\delta}/I_{H\gamma}$ и $I_{H\zeta}/I_{H\delta}$ наблюдаемых интенсивностей мирид [17] [18] (см. рис. 3 и табл. 2) и сравним с вычисленными. Максимально возможное расчетное значение $I_{H\delta}/I_{H\gamma}$ составляет: $I_{H\delta}/I_{H\gamma} \leq 1.2$, а $I_{H\zeta}/I_{H\delta} \leq 0.9$, что соответствует плотности $n_0 = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и температурам T_* , $T_0 = 3000\text{K}$ (см. табл. 3). При меньших плотностях $I_{H\delta}/I_{H\gamma}$ уменьшается до ≈ 0.6 , а $I_{H\zeta}/I_{H\delta}$ уменьшается до 0.3. Видно, что на рис. 3 и в табл. 2 приведенные отношения не всегда соответствуют расчётным пределам, а именно $I_{H\delta}/I_{H\gamma} \leq 1.2$, $I_{H\zeta}/I_{H\delta} \leq 0.9$ (на рис. 3 указана обратная величина $I_{H\gamma}/I_{H\delta}$). Это можно объяснить неточностью измерения потоков в линиях: по словам авторов, потоки были измерены с точностью до десятков процентов, причем они не исправлялись за абсорбционные детали. Наконец, на рис. 3 видно, что наблюдаемым отношениям удовлетворяют расчётные значения, кото-

рые соответствуют низкой начальной плотности газа: $n_0 = 10^{12} \div 10^{13} \text{ см}^{-3}$ (пунктирные и точечные отрезки). Такое соответствие можно объяснить разреженной атмосферой гиганта типа Миры Кита: ее плотность лежит в пределах $10^{11} \div 10^{13} \text{ см}^{-3}$ [19].

Опишем излучение в двух линиях гелия HeI λ 10830, HeI λ 4471 и сравним его с излучением водорода. На рис. 4 приведены потоки (в единицах $\frac{1}{2}\rho_0 u_0^3$) излучения в перечисленных линиях при различных начальных концентрациях газа n_0 и скоростях ударной волны u_0 . Значение температур излучения и газа T_* , T_0 бралось 3000 К. При небольшой скорости фронта ($u_0 = 50 \text{ км/с}$) и плотностях $n_0 = 10^{12} \div 10^{13} \text{ см}^{-3}$ поток в линии HeI λ 10830 более чем на порядок отличается от потока в пашеновских линиях; линия HeI λ 4471 более чем на два порядка слабее H γ . При увеличении скорости до 60 км/с при тех же плотностях линия HeI λ 10830 по потоку слабее пашеновских линий в несколько раз; HeI λ 4471 более чем на порядок слабее H γ . Наконец, при больших скоростях фронта (70 км/с) поток в HeI λ 4471 снова меньше на порядок потока в линии H γ , однако HeI λ 10830 сравнима или даже в два раза ярче P_γ, P_δ . Как правило, HeI λ 10830 интенсивнее линии HeI λ 4471. При $n_0 = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и $u_0 = 70 \text{ км/с}$ они становятся сравнимыми по яркости.

Итак, при значениях параметров, характерных для мирид ($n_0 = 10^{12} \div 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $u_0 = 50 \div 70 \text{ км/с}$), оптическая линия гелия несравнимо слабее бальмеровской серии. Аналогично инфракрасная линия HeI λ 10830, будучи даже сравнима по яркости с пашеновской серией водорода, тем не менее в несколько раз слабее бальмеровской линии H γ . Полученные результаты качественно соотносятся с отсутствием эмиссии гелия в наблюдаемых спектрах мирид, однако требуется более детальное рассмотрение этого вопроса как для рассмотренных в настоящей работе, так и других линий гелия.

Таблица 2. Бальмеровский декремент из [17] для разных фаз пульсаций долгопериодических переменных; двоеточия после чисел говорят о худшей точности измерений потоков

Звезда	RR Sco	R Aql		R Car		R Hya		
Фаза	0.29	0.01	0.32	-0.09:	0.11	0.08	0.12	0.21
$F_{H\delta}/F_{H\gamma}$	1.16	1.93	0.63	1.24:	1.37	0.77:	0.47:	0.50
$F_{H\zeta}/F_{H\gamma}$	0.43	0.36	0.48	0.19:	0.51	0.60:	0.79:	0.50

Таблица 3. Рассчитанный бальмеровский декремент при $T_* = 3000K$, $T_0 = 3000K$

$n_0, \text{см}^{-3}$	10^{12}				10^{13}	10^{14}			
$u_0, \text{км/с}$	30	40	50	60	50	30	40	50	60
H_{δ}/H_{γ}	0.751	0.799	0.798	0.767	0.964	1.13	1.12	1.09	1.03
H_{ζ}/H_{δ}	0.559	0.556	0.538	0.513	0.647	0.892	0.891	0.862	0.796

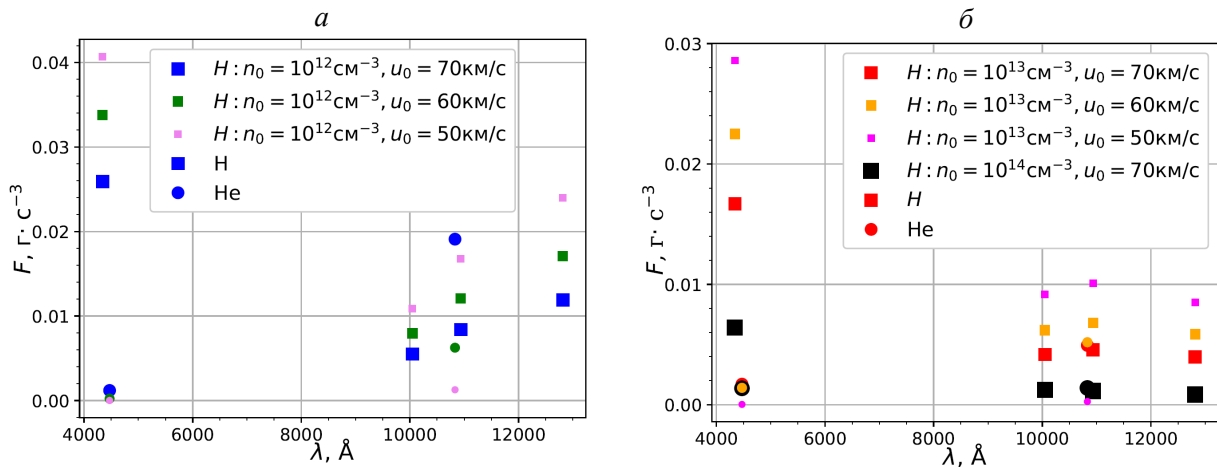


Рис. 4. Потоки F в водородных линиях H_{γ} , $P\beta$, $P\gamma$, $P\delta$ (помечены квадратами) и линиях $HeI\lambda 4471$, $HeI\lambda 10830$ (помечены кружками). Поток нормирован на $1/2 \cdot \rho_0 u_0^3$. Данные приведены для нескольких значений n_0 и u_0 и помечены фигурками разного размера

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассматривалась задача о высвечивании водорода и гелия за фронтом ударной волны в атмосферах долгопериодических переменных типа Миры Кита. В задаче учитывались следующие факторы: различие атомно-ионной и электронной температур за фронтом, нестационарное заселение дискретных уровней и состояний ионизации водорода и гелия. Атомные данные для атома гелия были взяты из одного источника. Рассеяние излучения в частотах спектральных линий учитывалось в приближении Бибермана-Холстейна-Соболева для вероятности выхода кванта из среды. В работе рассматривался доплеровский профиль линий.

Был посчитан бальмеровский декремент. Он оказывается мало чувствителен к температуре излучения и температуре невозмущенного газа в интервале от

3000 до 4000 К; мало чувствителен к скорости фронта, за исключением случая низкой концентрации газа (10^{12}см^{-3}); при малых плотностях (10^{12}см^{-3}) наблюдается декремент, который при увеличении плотности до 10^{14}см^{-3} сменяется инкрементом.

Рассчитанный поток в линии $HeI\lambda 4471$ в условиях атмосфер долгопериодических переменных как минимум на порядок меньше потока в линии H_{γ} ; $HeI\lambda 10830$ может быть сравнима по интенсивности с пашеновскими линиями $P\beta$, $P\gamma$, $P\delta$ при скорости фронта 70 км/с, хотя следует учитывать, что упомянутые пашеновские линии в несколько раз слабее H_{γ} . Как правило, $HeI\lambda 10830$ интенсивнее линии $HeI\lambda 4471$. Отсутствие линий гелия в спектрах мирид требует дальнейшего рассмотрения.

Авторы выражают благодарность гл. науч. сотруднику ФИАН им. Лебедева Л. А. Вайнштейну за предоставление атомных данных по атому гелия.

- [1] Горбацкий В.Г. // *Астрономический Журнал*. 1957. **34**. С. 860.
- [2] Горбацкий В.Г. // *Астрономический Журнал*. 1958. **35**. С. 748.
- [3] Горбацкий В.Г. // *Астрономический Журнал*. 1961. **38**. С. 256.
- [4] Yao Y., Liu C., Deng L., De Grijs R. // *A.J.S.S.* 2017. **232**. P. 16.
- [5] Gillet D. // *Astron. Astrophys.* 1988. **190**. P. 200.
- [6] Gillet D., Lafon J.-P. J., David P. // *Astron. Astrophys.* 1989. **220**. P. 185.
- [7] Белова О.М. // *Излучение водорода за фронтом ударной волны в атмосферах холодных звезд: дис. канд. ф.-м. наук: 01.03.02/МГУ им. М. В. Ломоносова. М., 2019.*
- [8] Пикельнер С.Б. *Основы космической электродинамики*. М.: гос. изд. ф.-м. лит. 1961.
- [9] Belova O.M., Bychkov K.V. // *Astrophysics*. 2018. **61**, N 2. P. 224.
- [10] Johnson L.C. // *Astrophys. J.* 1972. **174**. P. 227.
- [11] Shull J.M., Steenberg M. // *A.J.S.S.* 1982. **48**. P.95.
- [12] Вайнштейн Л.А., Собельман И.И., Юков Е.А. *Сечения возбуждения атомов и ионов электронами*. М.: Наука, 1973.
- [13] Apruzese J.P., Davis J., Duston D., Whitney K.G. // *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*. 1980. **23**. P. 479.
- [14] Белова О.М., Бычков К.В., Морченко Е.С., Низамов Б.А. // *Астрономический журнал*. 2014. **91**, N 9. С. 745.
- [15] Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений*. М.: Наука. 1966.
- [16] Соболев В.В. *Курс теоретической астрофизики*. М.: Наука. 1967.
- [17] Richter He., Wood P.R. // *A.A.* 2001. **369**. P.1027.
- [18] Fox M.W., Wood P.R., Dopita M.A. // *Astrophys.J.* 1984. **286**. P.337.
- [19] *Нестационарные звезды и методы их исследования. Пульсирующие звезды*. Под редакцией Б.В. Кукаркина. М.: «Наука», 1970.

Shocked gas emission in hydrogen and helium lines for conditions of long period variable atmospheres

V. A. Maliutin^{1,a}, O. M. Belova², K. V. Bychkov³

¹*Department of astrophysics and stellar astronomy, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University
Moscow, 119991, Russia*

²*Department of experimental astronomy, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University
Moscow, 119991, Russia*

³*Sternberg State Institute of Astronomy, Lomonosov Moscow State University
Moscow, 119234, Russia*

E-mail: ^amalyutin@list.ru

Radiative cooling of a shocked gas is evaluated for the case of a cold atmosphere of o Cet variable star type. Theoretical fluxes in Balmer and Paschen series of hydrogen and in HeI lines HeI λ 4471 and HeI λ 10830 are calculated. The difference between atom-ion and electron temperatures behind the shock front is taken into account. The most important elementary processes are included into consideration, such as non-stationary occupation of discrete and continuous hydrogen and helium levels by electron impact and radiative processes in blackbody field of the stellar radiation. The line scattering is calculated in the Biberman-Holstein-Sobolev model. The theoretical Balmer decrement is sensitive to undisturbed gas density. The HeI lines is more than one order of magnitude lower than that of Paschen series and H γ at low initial shock velocity (50 km/s) and gas concentration of $10^{12} \div 10^{13} \text{ cm}^{-3}$. At higher values of shock wave velocity (70 km/s) HeI λ 10830 becomes comparable with ones of Paschen lines.

PACS: 95.30.Jx, 95.30.Ky, 95.30.Qd.

Keywords: UV Cet variables, o Cet variables, shock waves, Balmer decrement.

Received 20 May 2022.

Сведения об авторах

1. Малютин Виктор Александрович — аспирант; e-mail: malyutin@list.ru.
2. Белова Оксана Михайловна — канд. физ.-мат. наук, ассистент; e-mail: whitecanvas05122010@mail.ru.
3. Бычков Константин Вениаминович — доктор физ.-мат. наук, вед. науч. сотрудник; e-mail: bychkov@sai.msu.ru.