

УДК 524.3

## О СВОЙСТВАХ ЗВЕЗДНЫХ ВЕТРОВ В ГОРЯЧИХ ЗВЕЗДАХ

И. Н. ПОРТНОВА, Н. А. САХИБУЛЛИН

Поступила 24 ноября 1982

Принята к печати 4 августа 1983

На основе изучения ультрафиолетовых спектральных линий с асимметричными профилями в 14 OB-звездах предпринята попытка определить зависимость физических характеристик звездных ветров от температуры и светимости горячих звезд. Использовались модели «теплого» ветра и «корона+холодный ветер». Получено, что в рамках этих моделей должны существовать скачки в температуре вещества ветров в звездах с  $T_{эф}$  равными  $\sim 13000$  К и  $T_{эф} = 20000 \div 25000$  К. Вывод о существовании первого скачка согласуется с независимыми результатами, полученными Розендалем при изучении сильных линий в визуальных спектрах горячих звезд. Одна из возможностей объяснения второго скачка состоит в предположении о влиянии конвективной турбулентности в зоне полной ионизации гелия на нагрев вещества в звездных ветрах.

1. Ультрафиолетовые спектральные наблюдения горячих звезд, проведенные в последнее десятилетие, обнаружили явление звездных ветров, которое с меньшей очевидностью можно установить по наземным данным. Главной особенностью этих ультрафиолетовых спектров является наличие в них сильных асимметричных (часто с профилями типа Р Лебеда) линий ионов NV и O VI в спектрах звезд O—B1 и C IV и Si IV в спектрах В-звезд [1].

Существование линий этих ионов свидетельствует не только о радиальном движении верхних слоев звезд, но и о специфических условиях ионизации вещества в звездных ветрах, т. к. при  $T \sim T_{эф}$  в предположении термодинамического равновесия такие ионы в большом количестве образоваться не могут.

Для объяснения указанных выше особенностей были предложены три различные модели звездного ветра, которые различаются температурой вещества в нем. Первая модель—это модель так называемого «теплого» ветра, в которой ветер предполагается оптически тонким с высокой электронной температурой  $T_e \sim 10^6$  К [2]. В другой модели — «корона+холодный ветер» — предполагается, что у основания «холодного» ветра с  $T \sim T_{эф}$  должна существовать тонкая ( $R = 0.1 \cdot R_*$ ) корона с температурой  $T_e \sim 10^6$  К [3]. И, наконец, в модели «тепловатого» ветра предполагается,

что оптически толстый в лаймановском континууме He II петер имеет температуру несколько выше эффективной [4]. Более подробное описание и сравнение этих моделей можно найти, например, в обзоре [5]. Как видно, все эти модели звездного ветра являются в своей основе принципиально различными, а аргументы, приводимые в пользу той или иной модели, весьма противоречивы (см. ссылки по этим моделям).

2. В настоящей работе для анализа были отобраны первые две модели звездного ветра, и с их использованием сделана попытка установить зависимости физических параметров, характеризующих звездные ветры, от температуры и светимости звезд. Результаты такого исследования позволяют сделать некоторые качественные заключения о влиянии свойств звезд на механизм нагрева вещества в звездных ветрах.

Главным параметром, который характеризует первую модель звездного ветра, является электронная температура  $T_e$  в веществе ветра. Априорное предположение о высоком ее значении ( $T_e \sim 10^5$  K) позволяет считать, что «сверхионизованные» ионы образуются вследствие ударной ионизации.

Во второй модели звездного ветра главными параметрами являются температура короны  $T_c$  и мера эмиссии короны  $EM_c$ . Для этой модели априорное предположение о существовании короны позволяет получить от короны теоретический поток в области мягкого рентгеновского излучения, который является достаточным для образования этих же ионов, но за счет ионизации механизмом Оже.

Для определения физических характеристик звездных ветров обычно используется полуэмпирический метод, впервые предложенный Ламерсом и Мортонем [2], который основан на изучении сильных линий с асимметричными профилями. С помощью этого метода в рамках различных моделей разными авторами исследовались отдельные звезды со звездным ветром. Наиболее детально изучены звезды  $\epsilon$  Pup (O4 If),  $\tau$  Sco (B0 V),  $\xi$  Ori (O9.5 Ib) [2, 6, 7], комплексного же исследования звезд разных спектральных типов, насколько нам известно, не проводилось. В настоящей работе с использованием по возможности комплексного подхода определены физические характеристики звездных ветров в рамках вышеупомянутых их моделей у звезд, список которых представлен в табл. 1. Из таблицы видно, что выбраны ОВ звезды с различной температурой и светимостью, большинство из которых ранее детально не исследовалось.

Остановимся кратко на описании метода определения параметров звездного ветра.

Оптическая глубина образования линии в расширяющейся атмосфере (см. [8]) определяется соотношением

$$\tau(v) = \frac{\pi e^2}{m_e c} \lambda_0 f n_i \left( \frac{dv}{dr} \right)^{-1} = \frac{\pi e^2}{m_e c} z(v), \quad (1)$$

где  $n_i$  — концентрация поглощающих частиц ( $\text{см}^{-3}$ );  $v$  — скорость расширения оболочки на расстоянии  $r$  от поверхности звезды, все остальные обозначения общеприняты.

Используя закон сохранения массы в сферически-симметричном постоянном ветре

$$M = 4\pi r^2 \rho(v) v(r), \quad (2)$$

где  $\dot{M}$  — скорость потери массы звездой, и обозначив  $w = v(r)/v_\infty$ , где  $v_\infty$  — предельная скорость расширения околосредней оболочки, из (1) и (2) получим

$$z(w) = Q_i P(w) \frac{n_i}{n_E}, \quad (3)$$

где  $n_i/n_E$  — содержание иона  $i$  по отношению к полному содержанию элемента  $E$ . Здесь обозначено

$$Q_i = \lambda_0 f \frac{n_E}{n_H} \frac{n_H}{\rho} \frac{1}{2\pi v_\infty^2}, \quad (4)$$

$$P(w) = \frac{\dot{M}}{R_*} \frac{1}{x^2} \frac{dx}{dw^2}, \quad (5)$$

где  $x = r/R_*$ ,  $R_*$  — радиус звезды,  $n_H$  — концентрация водорода, для стандартного химического состава  $n_H/\rho = (1.42 \cdot m_H)^{-1}$ . Величину  $\tau(w)$  согласно Кастору и Ламерсу [9], удобно представить в следующем параметрическом виде:

$$\tau(w) = T(\gamma + 1)(1 - w_0)^{-1-\gamma}(1 - w)^\gamma. \quad (6)$$

Эта формула получена ими на основании модельных расчетов ионизационного содержания в оболочках звезд с использованием различных зависимостей скорости от расстояния при учете формы профилей ультрафиолетовых «оболочечных» линий. Параметр  $\gamma > 0$ , а величина  $T$  связана с полной оптической глубиной:

$$T = \frac{\pi e^2}{m_e c} \frac{f \lambda_0}{v_\infty} N_i,$$

где  $N_i$  — плотность поглощающих ионов ( $\text{см}^{-2}$ ) в единичном столбце в

оболочке. Для скорости расширения у основания оболочки принимается  $w_0 = 0.01$ . Зависимости скорости расширения от расстояния в оболочках звезд, полученные теоретически и из наблюдений, хорошо аппроксимируются формулой:

$$w = 0.01 + 0.99 \left(1 - \frac{R_*}{r}\right)^\alpha, \quad (7)$$

где  $\alpha$  принимает значения  $0.5 \div 4$  [9].

Путем сравнения наблюдаемых профилей спектральных линий с теоретическими, рассчитанными при различных  $T$ ,  $\gamma$  и  $\alpha$ , можно определить значения этих параметров, соответствующие данной линии и, следовательно, функцию  $\tau(w)$ . Зная  $\tau(w)$ , из (1) и (3) получим:

$$P(w) \frac{n_i}{n_E} = \frac{z(w)}{Q_i}. \quad (8)$$

Изучив несколько «оболочечных» линий в спектре звезды, из (4) и (8) можно определить значения  $P(w) n_i/n_E$  для каждой из них. Предельная скорость расширения оболочки  $v_\infty$  определена для всех исследуемых звезд по ультрафиолетовым наблюдениям [1], химический состав принят стандартным. Рассчитав значения  $n_i/n_E$  в рамках определенной модели звездного ветра, можно по различным линиям определить величину  $P(w)$ . Как видно из (5), она не зависит от параметров линии, и, следовательно, те значения физических характеристик звездного ветра, при которых  $P(w)$ , определенные по разным спектральным линиям, совпадают, можно считать характеризующими звездный ветер данной звезды в рамках принятой модели. Обычно рассматривают характерную точку в оболочке при  $w = 0.5$ . С помощью такого метода нами были определены значения  $T$ , звездных ветров для модели «теплого» ветра и меры эмиссии  $EM_c$  корон для модели «корона + холодный ветер» для всех звезд, приведенных в табл. 1.

Примеры зависимости величины  $P(0.5)$  от электронной температуры и меры эмиссии для звезды  $\rho$  Leo приведены на рис. 1. Из рис. 1а видно, что наилучшее согласие определенных по разным линиям значений  $P(0.5)$  в рамках модели «теплого» ветра достигается при электронной температуре звездного ветра, равной  $1 \cdot 10^5 - 1.2 \cdot 10^5$  К. Из рис. 1б можно видеть, что в случае модели «корона + холодный ветер» аналогичное согласие достигается при значениях  $EM_c = (0.2 \div 1) \cdot 10^{67}$  см<sup>-3</sup>.

При определении параметров звездного ветра использовались наблюдательные данные, полученные на ИСЗ «Коперник» [10], IUE [11], TD-1 [12].

Для определения «наблюдаемых» функций  $\tau(\omega)$  проводилось сравнение наблюдаемых ультрафиолетовых линий с теоретическими. У всех ионов исследовались резонансные линии, кроме C III, у которого изучалась только линия 1175.67 Å ( $2p^3F^0 - 2p^3P$ ). Резонансная линия C III 977.026 Å ( $2s^1S - 2p^1P^0$ ), к сожалению, лежит в области малой чувствительности аппаратуры «Коперника» и IUE. Список всех исследованных ионов приведен в табл. 1.

Таблица 1

№	Звезда	Сп. класс	Наблюдаемые ионы	Модель $T_{эф}$ и $\lg g$
1	$\epsilon$ Pup	O4 If	OVI, N V, Si IV, C IV	35000/3.3
2	15 Mon	O7 V((f))	OVI, N V	35000/3.3
3	$\alpha$ Cam	O9.5 Ia	O VI, N V, Si IV, C III, Si III	30000/3 30000/4
4	$\mu$ Col	O9.5 V	O VI, N V	35000/3.3
5	$\tau$ Sco	B0 V	O VI, N V, Si IV	30000/4
6	$\alpha$ Ori	B0.5 Ia	O VI, N V, Si IV, C III, Si III	30000/3 25000/3
7	$\rho$ Leo	B1 Iab	N V, Si IV, Si III	25000/3 20000/2.5
8	$\sigma$ Sco	B1 III	Si IV, C III, C II, Mg II	25000/3
9	$\epsilon^2$ CMa	B3 Ia	Si IV, C IV, C III, Mg II	15000/2.5
10	$\eta$ UMa	B3 V	Si IV, C III, C II, Mg II	20000/4
11	$\eta$ CMa	B5 Ia	Si IV, C IV, C III; Mg II	15000/2.5 12000/2.5
12	$\delta$ Per	B5 III	Si IV, C III, Mg II	15000/4
13	$\alpha$ Leo	B7 V	C III, Mg II	12000/4
14	$\beta$ Ori A	B8 Ia	C III, Mg II	12000/2.5

Следует отметить, что общепризнанным считается существование в спектре звезды  $\beta$  Ori линий резонансных дублетов «оболочечного» происхождения Si IV 1393.755, 1402.77 Å и C IV 1548.202, 1550.762 Å. Детальное исследование при помощи расчетов синтетических спектров соответствующих спектральных участков показало, что наблюдаемые особенности, отождествляемые обычно с резонансными линиями Si IV и C IV, можно объяснить в спектре этой звезды фотосферными блендами. При расчетах использовалась модель атмосферы с  $T_{эф} = 12000$  K и  $\lg g = 2.5$  [13]. Описание программы расчетов синтетических спектров и аналогичное исследование других линий можно найти в [14].

Теоретические профили линий рассчитывались нами при различных  $T$ ,  $\tau$ , и  $\alpha$  с использованием приближенного решения уравнения переноса излучения в расширяющейся сферически-симметричной атмосфере, полу-

ченного в [8], при учете фотосферных компонентов этих линий по формулам из [9]. При этом считалось, что красные крылья линий со слабой асимметрией образуются в фотосфере, и фотосферные линии симметричны. Для линий с сильно асимметричными профилями учет фотосферных компонентов не проводился (возможность такого упрощения доказана численными экспериментами), и использовались теоретические профили из каталога [9], рассчитанные с помощью вероятностного метода Соболева [15]. Для первых семи звезд из табл. 1 параметры  $T$  и  $\gamma$  взяты из [16].

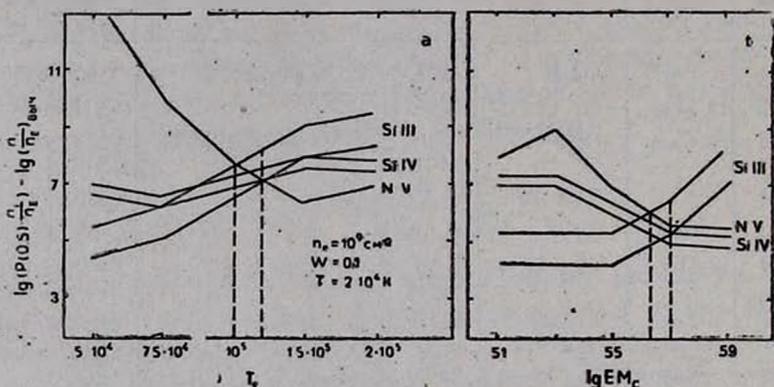


Рис. 1. Изменение величины  $P(w) = \frac{M}{R_*} \frac{1}{x^2} \frac{dx}{dw^2}$  при  $w = 0,5$  для звезды  $\rho$  Leo в зависимости от: а) электронной температуры звездного ветра в случае модели «теплого» ветра; б) меры эмиссии короны в случае модели «корона — холодный ветер».

Теоретические значения  $n_i/n_E$  всех рассматриваемых ионов получались решением уравнений стационарности в «небулярном» приближении, т. е. считалось, что населенности возбужденных состояний пренебрежимо малы. Расчеты проводились при значениях электронной концентрации  $n_e = 10^9 - 10^{12} \text{ см}^{-3}$ , которые считаются характерными для звездных ветров.

Средняя интенсивность излучения в оптически тонком ветре  $I_w = W I_c^*$ , где  $W$  — фактор дилуции излучения, который при расчетах был принят равным 0,1, что соответствует  $r \sim 2 \cdot R_*$ . Численные эксперименты показали, что вариации в  $W$  конечный результат существенно не изменяют.

Значения  $I_c^*$  рассчитывались по моделям атмосфер [17] с параметрами, приведенными в табл. 1, модели с  $T_{\text{эфф}} = 12\,000$  взяты из [13]. При расчетах учитывались все агенты непрерывного поглощения, важные при высоких температурах.

При решении уравнений стационарности учитывались процессы радиативной и ударной ионизации и рекомбинации, диэлектронной рекомбинации. Для оценки населенности возбужденного уровня  $S III 2p^3P^0$  отдельно были проведены расчеты по решению уравнений стационарности для нескольких возбужденных уровней  $S III$  с учетом скоростей радиативно-го и ударного возбуждения и девозбуждения.

Скорости диэлектронной рекомбинации рассчитаны по приближенной формуле из [18], сечения радиативной ионизации взяты из ссылок, приведенных в этой статье. Ударные скорости рассчитаны с использованием таблиц из [19], а также по формуле из [20]. При расчетах скоростей ионизации Оже использовались сечения из [21] для кремния и сечения из [22] для остальных элементов. При этом считалось, что в результате акта Оже-ионизации испускаются два электрона, что считается точным предположением для элементов с числом электронов меньше 10 и только приближенно верно для кремния. При расчетах уравнений стационарности для магния процесс Оже-ионизации не учитывался.

Необходимо отметить, что все расчеты тщательно контролировались сравнением результатов с уже имеющимися в литературе.

### 3. Остановимся на обсуждении результатов для обеих моделей.

а) *Модель «теплого» ветра.* Большинство исследователей в настоящее время сходятся во мнении о том, что решающую роль в возникновении звездного ветра горячих звезд должно играть давление излучения в резонансных и субординатных линиях (см., например, [23]), однако необходим некоторый дополнительный источник нетепловой энергии, который при взаимодействии с излучением способен разогнать вещество в оболочках звезд до сверхзвуковых скоростей. Авторы данной модели звездного ветра в работах [2, 6] предполагают, что энергия этого источника должна нагревать вещество в ветре до высоких температур. Другой, так называемый «кинетический» механизм нагрева звездного ветра до таких температур предложен в [24].

Результаты определения  $T_e$  в рамках модели «теплого» ветра для всех исследуемых звезд приведены на рис. 2. Номера на рисунке соответствуют номерам звезд в табл. 1.

Из рисунка видно, что электронная температура звездного ветра круто изменяется в звездах с  $T_{эфф} = 20\,000 \div 25\,000$  и с  $T_{эфф} \sim 13\,000$  К. Полученная зависимость электронной температуры звездного ветра от эффективной температуры звезд в рамках рассматриваемой модели наводит на мысль, что должны происходить изменения в механизме нагрева вещества звездных ветров в звездах спектральных классов около В1 и В6—В7. Эти изменения могут быть связаны либо с изменениями условий действия

некоторого механизма нагрева, либо с появлением каких-то дополнительных источников нагрева при соответствующих температурах.

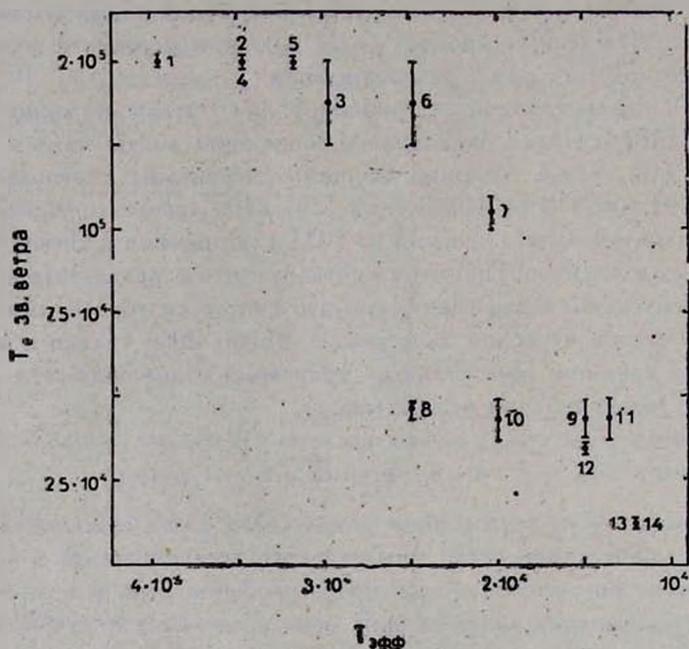


Рис. 2. Значения электронной температуры звездных ветров, определенные в рамках модели «теплого» ветра, в зависимости от эффективной температуры звезд. Указанные вертикальными линиями ошибки в значениях  $T_e$  для всех звезд определяются разбросом в пересечении линий  $P(0.5)$  для разных ионов (см. рис. 1а).

б) *Модель «корона + холодный ветер».* При расчете скорости Оже-ионизации интенсивность рентгеновского излучения от короны рассчитывалась по формуле:

$$I_r = F_r W \exp(-\theta_r),$$

где  $\theta_r$  — оптическая глубина ветра в столбце от основания «холодного» ветра до исследуемой точки радиуса  $r$ .

Поток рентгеновского излучения в частоте  $\nu$  можно представить в виде [3]:

$$F_\nu = \beta_c F_0 \exp\left(-\frac{h\nu}{kT_c}\right).$$

Постоянная  $F_0$  — поток свободно-свободного излучения короны у порога непрозрачности «холодного» ветра для рентгеновского потока.

Для определения  $F_0$  использовались расчеты Като [25], который рассчитал величины  $P_L/n_e^2$  эрг см<sup>3</sup>/с А, где  $P_L$  — скорость эмиссии единицы объема плазмы, для набора корональных температур. Нетрудно получить, что поток на единицу частоты равен

$$F_{0\nu} = F_\lambda \frac{c}{\nu^2} = \frac{P_L}{n_e^2} \frac{EM_c}{S} \frac{c}{\nu^2}, \quad (9)$$

где  $S$  — площадь излучающей поверхности короны.

При пороговой частоте непрозрачности звездного ветра, соответствующей энергии К-оболочки иона O VI  $\nu = 1.4 \cdot 10^{17}$  с<sup>-1</sup>, поток свободно-свободного излучения с единицы поверхности короны:

$$F_{0\nu} = 4.406 \cdot 10^{-43} \frac{EM_c}{R_c^2} \text{ эрг при } T_c = 5 \cdot 10^6 \text{ К,}$$

$$F_{0\nu} = 7.160 \cdot 10^{-44} \frac{EM_c}{R_c^2} \text{ эрг при } T_c = 2 \cdot 10^6 \text{ К,}$$

$\beta_c$  — множитель, учитывающий излучение в эмиссионных линиях короны, установлен из расчетов [25], он принят постоянным для обеих температур. Коэффициент поглощения рентгеновского излучения получен в [3] с использованием сечений Оже-ионизации из [22]:

$$\sum_{CNO} k_\nu = 29.2x^{-2.5} + 14.3x^{-2.54} + 140x^{-2.6},$$

здесь  $x = \nu/1.4 \cdot 10^{17}$ . Тогда

$$\theta_\nu(r) = \sum_{CNO} k_\nu \int_{R_c}^r \rho dr.$$

Используя (1), получим:

$$\int_{R_c}^r \rho dr = \frac{\dot{M}}{4\pi} \int_{R_c}^r \frac{dr}{v(r)r^2}$$

Учитывая зависимость скорости расширения оболочки от расстояния (7), получим:

$$\frac{dv(r)}{dr} = 0.99 \frac{R_*}{r^3},$$

здесь величина  $a$  принята равной 1, т. к. именно такая зависимость скорости от расстояния получена для большинства исследованных звезд из

сравнения наблюдаемых профилей «оболочечных» линий с теоретическими. Далее легко получить

$$\int_{R_c}^r \rho dr = \frac{0.08 M}{v_* R_*} |\ln(v(r)) - \ln(0.01 v_*)|.$$

Величина  $EM_c$  задается в (9) как свободный параметр. Нами было принято  $T = T_{*ff}$  и  $T_c = 0.8 T_{*ff}$ , такие температуры считаются характерными для „холодного“ ветра.

Расчеты проводились для двух значений температуры короны:  $T_c = 5 \cdot 10^6$  К для звезд, у которых наблюдаются ионы O VI, и  $T_c = 2 \cdot 10^6$  К для всех остальных звезд. У звезды  $\dagger$  Leo, в спектре которой наблюдаются линии иона NV, но отсутствуют линии O VI [26, 14], определение  $EM_c$  было проведено при обоих значениях  $T_c$ , при этом результаты оказались практически одинаковыми. Этот результат позволяет сделать вывод, что образование «сверхионизованных» ионов в большей степени зависит от спектрального распределения потока рентгеновского излучения, чем от его величины.

Все необходимые данные о звездах взяты из [1], значения  $M$  взяты из [26, 27], для некоторых звезд  $M$  определены нами полуэмпирическим методом, описанным в [26]. На рис. 3 приведены результаты определения  $EM_c$  в рамках модели «корона + холодный ветер» в зависимости от  $M_{\text{бол}}$ . Поскольку «холодный» ветер не может быть оптически тонким, рассматривались два предельных случая: оптически тонкого с  $I_* = W/c$  ветра и оптически толстого с  $I_* = B_*$ , где  $B_*$  — функция Планка. Как видно из рисунка, в обоих случаях есть тенденция к понижению  $EM_c$  с уменьшением светимости.

Характер зависимости  $EM_c$  от  $M_{\text{бол}}$  не позволяет объяснить различия в ионизационном составе ветров звезд близкой светимости, но различной температуры вследствие различий рентгеновской светимости короны  $L_x \sim EM_c$ . С другой стороны, полученные результаты для модели «корона + холодный ветер» дают зависимость  $L_x$  от  $L_{\text{бол}}$ , что согласуется с данными рентгеновских наблюдений, которые дают зависимость  $L_x \sim 10^{-7} L_{\text{бол}}$  [28].

Таким образом, различия в ионизационном составе ветров горячих звезд должны возникать из-за различий в температуре короны, которые определяют изменения в спектральном распределении потока рентгеновского излучения. В таком случае опять должны происходить достаточно большие изменения в значениях корональной температуры у звезд спектральных классов около B1 и B6—B7, обуславливающие появление «сверхионизованных» ионов в ветрах этих звезд.

Следовательно, механизм нагрева короны, в качестве которого, например, может действовать предложенный Хёрном [29] процесс диссипации возникающих при взаимодействии газодинамических возмущений с излучением звезды ударных волн, должен претерпевать изменения в звездах этих спектральных классов.

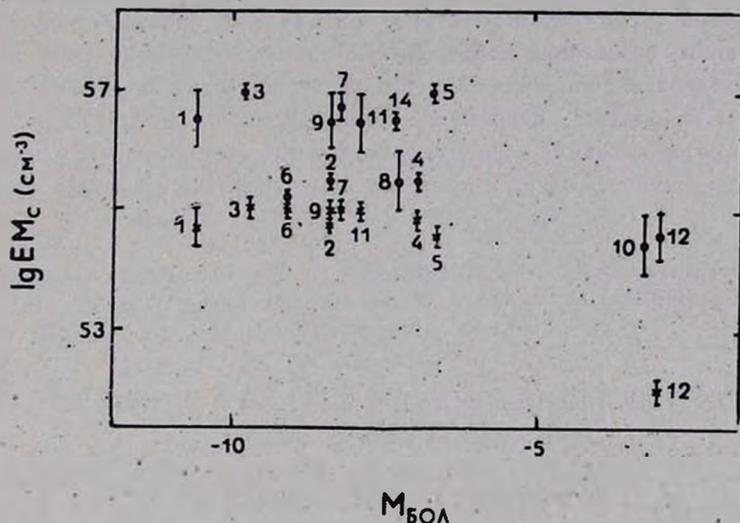


Рис. 3. Значения меры эмиссии короны, определенные в рамках модели «корона + холодный ветер», в зависимости от  $M_{\text{бол}}$ :  $\bullet$  — для оптически тонкого ветра с  $I_v = W T_v$ ;  $\times$  — для оптически толстого ветра с  $I_v = B_v$ . Указанные ошибки в значениях  $\lg EM_c$  для всех звезд определяются разбросом в пересечении линий  $P(0.5)$  для разных ионов (см. рис. 1b).

Исходя из сказанного выше, можно сделать вывод, что при интерпретации звездных ветров с помощью моделей «теплого» ветра или «корона + холодный ветер» необходимо предположить либо изменение условий действия механизма нагрева вещества в звездных ветрах звезд спектральных классов около В1 и В6—В7, либо появление дополнительных источников нагрева звездных ветров в этих звездах.

Интересно отметить, что, изучая дифференциальные движения в атмосферах 62 звезд классов О9.5—А3 по  $H_\alpha$  и другим сильным фотосферным линиям, Розендаль [30] обнаружил, что соотношение «градиент скорости — светимость» имеет скачок в области  $T_{\text{эф}} = 12\,000\text{—}14\,000$  К. Сам Розендаль интерпретирует этот факт как результат изменения при таких температурах механизма, вызывающего звездный ветер.

Что касается скачка в температуре ветра звезд около В1, то можно предположить, что в этих звездах процесс нагревания ветров может изме-

ниться в связи с образованием зоны полной ионизации He, которая формируется при  $T_{\text{эф}} = 20\,000\text{--}25\,000$  К. К такому же выводу о возможной важной роли зоны ионизации He II в ускорении и нагревании звездных ветров пришли Смит и Карп [31] при изучении фотосферных линий  $\tau$  Sco и Смит и Эббетс [32] при изучении вариаций профилей в линиях H $\alpha$  и Si III в спектре  $\rho$  Leo. Они считают, что наилучшим образом объяснить асимметрию в фотосферных линиях  $\tau$  Sco и  $\rho$  Leo можно предположением о конвективной турбулентности в этой зоне. Таким образом, энергия акустических волн, созданных конвекцией в зоне полной ионизации He, может способствовать дополнительному нагреву вещества в ветрах.

Авторы выражают искреннюю благодарность канд. физ.-мат. наук А. А. Сапару за внимание к работе, обсуждение результатов и ценное указание на возможность влияния процесса ионизации He на нагрев звездных ветров.

Казанский государственный  
университет

## ON THE PROPERTIES OF STELLAR WINDS IN EARLY-TYPE STARS

I. N. PORTNOVA, N. A. SAKHIBULLIN

An attempt to determine the relation between the physical characteristics of stellar winds and temperatures and luminosities of early-type stars, based on the study of ultraviolet asymmetric lines in 14 OB-stars has been undertaken. The "warm" wind and "corona + cool wind" models have been used. It has been shown, that there are two drops in the temperatures of the wind material at  $T_{\text{эф}}$  near 13 000 K and  $T_{\text{эф}} = 20\,000 + 25\,000$  K. The conclusion about the first drop is conformed by the independent analysis, by Rosendahl, based on the investigation of strong visible lines. The second drop seems to be the result of convective turbulence effect produced by the He II ionization zone.

### ЛИТЕРАТУРА

1. T. P. Snow, D. C. Morton, Ap. J., Suppl. ser., 32, 429, 1976.
2. H. J. G. L. M. Lamers, D. C. Morton, Ap. J., Suppl. ser., 32, 715, 1976.
3. J. P. Cassinelli, G. L. Olson, Ap. J., 229, 304, 1979.
4. J. P. Cassinelli, J. I. Castor, H. J. G. L. M. Lamers, P. A. S. P., 90, 496, 1978.
5. A. G. Hearn, IAU Colloq. 59, Dordrecht s. a., 125, 1981.
6. H. J. G. L. M. Lamers, J. B. Rogerson, Astron. Astrophys., 66, 417, 1978.

7. G. L. Olson, IAU Symp. 83, Dordrecht e. a., 217, 1978.
8. L. B. Lucy, Ap. J., 163, 95, 1971.
9. J. I. Castor, H. J. G. L. M. Lamers, Ap. J. Suppl. ser., 39, 481, 1979.
10. T. P. Snow, E. Jenkins, Ap. J. Suppl. ser., 33, 269, 1977.
11. A. B. Underhill, Ap. J., 235, L 149, 1980.
12. H. J. G. L. M. Lamers, R. Hoekstra, K. A. van der Hucht, T. M. Kamperman, ESA 1038, France, 1981.
13. R. Kurucz, Ap. J. Suppl. ser., 40, No. 1, 1979.
14. И. Н. Портнова, Н. К. Бексеева, Рукопись деп. ВИНТИ, № 2137-82, 1982.
15. В. В. Соболев, Движущиеся оболочки звезд, Изд. ЛГУ, Л., 1947.
16. R. Gathler, H. J. G. L. M. Lamers, T. P. Snow, Ap. J., 247, 173, 1981.
17. D. Mihalas, Non-LTE Model Atmospheres for B and O stars. NCAR-TN/STR-76, 1972.
18. S. Aldrovandi, J. Pequignot, Astron. Astrophys., 25, 137, 1973.
19. W. Lotz, Z. Phys., 216, 241, 1968.
20. Von H.-W. Drown, Z. Phys., 164, 513, 1961.
21. J. Weiskitt, Ap. J., 190, 735, 1974.
22. E. Daltabuit, D. E. Cox, Ap. J., 177, 855, 1972.
23. M. Leroy, J.-P. J. Lafon, IAU Colloq. 59, Dordrecht e. a., 167, 1981.
24. Э. Я. Вильковский, Астрофизика, 17, 309, 1981.
25. T. Kato, Ap. J., Suppl. ser., 30, 397, 1976.
26. D. C. Morton, M. N., 189, 57, 1979.
27. M. J. Barlow, M. Cohen, Ap. J., 213, 734, 1977.
28. R. Pallavicini, L. Golub, R. Rosner, C. Vatana, Ap. J., 248, 279, 1981.
29. A. G. Hearn, Astron. Astrophys., 40, 355, 1975.
30. J. D. Rosendahl, Ap. J., 186, 909, 1973.
31. M. A. Smith, D. Ebbets, Ap. J., 247, 158, 1981.
32. M. A. Smith, A. H. Karp, Ap. J., 230, 156, 1979.