

УДК: 524.358:539.186

НЕОДНОРОДНОСТИ ЗВЕЗДНОГО ВЕТРА ГОРЯЧИХ СВЕРХГИГАНТОВ

Ф.В.КОСТЕНКО, А.Ф.ХОЛТЫГИН

Поступила 5 марта 1998

Принята к печати 30 марта 1998

Проанализированы причины переменности профилей линий в спектрах сверхгигантов класса О. Сделано предположение, что основной причиной переменности является движение в атмосфере плотных сгустков вещества (неоднородностей или облаков) на луче зрения между звездой и наблюдателем. Рассчитаны профили УФ резонансных линий C IV и Si IV в спектрах ярких ОВ сверхгигантов для сферически - симметричных атмосфер этих звезд и для атмосфер с неоднородностью на луче зрения. Исследована зависимость профилей линий от расстояния неоднородности до центра звезды. Показано, что в рамках предложенной модели переменности профилей линий можно объяснить образование и временную эволюцию дискретных абсорбционных компонентов (ДАК) в профилях резонансных УФ линий C IV и Si IV. Оценены параметры неоднородностей, при движении которых в атмосфере образуются ДАК.

1. *Введение.* К настоящему времени получено большое число теоретических и наблюдательных свидетельств присутствия локальных неоднородностей в атмосферах звезд ранних спектральных классов [1-4]. С наличием неоднородностей в атмосфере связывается, главным образом, переменность профилей линий в спектрах этих звезд.

Одним из наиболее ярких проявлений переменности профилей линий в спектрах звезд спектрального класса О является появление в них переменных дискретных абсорбционных компонент (ДАК) (см. например, [5,6]). Так называется группа абсорбционных деталей профилей линий, меняющих со временем свое положение и ширину. Дискретные абсорбционные компоненты сначала обнаруживаются в абсорбционной части профилей линий (главным образом резонансных линий NV, C IV и Si IV) как широкие абсорбции со смещением порядка $v \sim 1000$ км с⁻¹ от центра линии. За время своей жизни, составляющей 2-3 суток, дискретные абсорбционные компоненты смещаются от центра к фиолетовому краю профиля линии. При этом эквивалентная ширина ДАК мнется незначительно.

Важной особенностью переменности профилей линий являются вариации фиолетового края профиля поглощения. Эти вариации проявляются как в виде сдвига края профиля, так и в форме изменения его крутизны. Несомненна связь ДАК и переменности фиолетового края

линии, так как эти особенности проявляются обычно одновременно и у одних и тех же звезд.

Следует отметить, что как ДАК, так и переменность края линии обнаруживаются и в участках спектра, смещенных от центра профиля линии на величину, большую предельной (терминальной) скорости ветра $V_{\infty} \sim 2000-3000 \text{ км с}^{-1}$. Абсорбция в этих участках профиля может быть объяснена наличием сверхзвуковых движений в областях формирования ДАК в звездном ветре.

Дискретные абсорбционные компоненты появляются в спектре достаточно регулярно. Общая картина ДАК в спектре повторяется по истечении одного периода вращения звезды. Такая квазипериодичность может быть связана как с вращением звезды, так и с ее нерадиальными пульсациями [7-9].

Целью настоящей работы является изучение влияния неоднородностей в ветре на профили линий с спектрах облачной атмосферы. В разделе 2 описывается облачная модель звездного ветра и обсуждаются причины переменности звездного ветра. В разделе 3 излагается процедура вычисления спектров в рамках облачной модели. В разделе 4 обсуждаются результаты расчетов профилей линий. Демонстрируется возможность объяснения формы и общего характера эволюции ДАК. Некоторые заключения сделаны в разделе 5.

2. Причины переменности профилей линий и модели неоднородного звездного ветра. За последнее десятилетие было выяснено, что быстрая переменность (как спектральная, так и фотометрическая) на временном масштабе от нескольких часов до нескольких дней является общим свойством большинства звезд спектральных классов O и B [10,6]. В качестве главного фактора, вызывающего переменность, обычно рассматриваются различные проявления фотосферной активности. В то же время и другие источники переменности также могут быть существенными, а общий вид зависимости профилей линий от времени определяется комбинацией нескольких факторов, вызывающих переменность. Возможные физические и кинематические причины переменности профилей перечислены в табл.1. В последней колонке таблицы указаны объекты, для которых данный тип переменности проявляется наиболее ярко, хотя следует отметить, что какой-то определенный тип переменности очень редко проявляется в чистом виде.

2.1. Причины переменности. Переменность профилей, связанная с неоднородностями (облаками) в ветре обнаружена лишь у звезд типа Вольфа-Райе (WR) и некоторых звезд спектрального класса O [11,12]. Звезды WR являются единственным классом объектов, для которых не

Таблица 1

ФАКТОРЫ, ВЫЗЫВАЮЩИЕ ПЕРЕМЕННОСТЬ ВЕТРОВ
ГОРЯЧИХ ЗВЕЗД

	Возможная причина	Непосредственный источник переменности	Периодичность	Характерное время	Объекты
1	Вращение звезд	Поверхностная и околосредняя активность жесты диски	есть	Период вращения	Быстро Вращ. звезды
2	Орбитальное движение	то же аккреция	есть	Орбитальный период	Тесные двойные звезды
3	Пульсации	Радикальные Нерядиальные	есть	15-30мин. Часы	А и В В и Ве
4	Звездный ветер	Неоднородности в ветре	нет	Часы- дни	WR O
5	Околосредние оболочки	Аккреция	?	Дни	Аe/Ве звезды Хербига

обнаружены проявления фотосферной активности в изменениях профилей линий.

Как показывает анализ наблюдений (например, [6]) переменность профилей линий в спектрах ОВ-сверхгигантов, изучаемая в данной работе, связана, вероятнее всего, с двумя основными факторами: поверхностной активностью самой звезды и наличием неоднородностей в ее ветре.

2.2. *Облачная модель звездного ветра.* До настоящего времени механизм образования дискретных абсорбционных компонентов в спектрах ОВ-сверхгигантов остается не вполне ясным. Регулярность появления ДАК в профилях линий и близость среднего интервала времени между последовательными появлениями серий ДАК к периоду вращения звезды наводит на мысль о связи этого явления с вращением звезды и процессами, протекающими в фотосфере. В то же время максимальные смещения ДАК от центра профиля линии достаточно велики и иногда, как отмечалось во *Введении*, могут превосходить терминальную скорость ветра. Это означает, что структуры в атмосфере звезды, ответственные за образование ДАК, могут находиться далеко от границы фотосферы в периферийных областях звездного ветра. Более того, перемещение ДАК со временем из близких к центру линии областей к фиолетовому краю профиля линии указывает, что эти структуры смещаются, скорее всего, из плотных, околосредних областей звездного ветра в его

разреженную и далекую от центра звезды периферию вместе с глобальным движением всего звездного ветра.

Наиболее подходящим инструментом для описания движения ветра и структур в нем является, по нашему мнению, так называемая "облачная" модель звездного ветра [1,13,14]. Предложенная первоначально для звезд WR облачная модель подходит и для описания структуры атмосфер всех звезд ранних спектральных классов (см., например, [15]). В облачной модели предполагается, что атмосферы состоят из множества плотных сгустков газа (облаков), погруженных в более разреженную межоблачную среду.

Ионы низких и средних стадий ионизации ($\text{He} - \text{He}^+$, $\text{C}^+ - \text{C}^{+2}$, $\text{N}^+ - \text{N}^{+2}$ и др.) находятся главным образом в облаках, в то время как межоблачная среда сильно ионизирована. Она содержит в основном ионы с высокими потенциалами ионизации (He^{+2} , C^{+3} , C^{+4} , C^{+5} , N^{+3} , N^{+4} и т.д.). Температура газа в облаках в атмосферах звезд WR вероятно близка к 10^4K из-за высокой плотности газа в облаках [16,17]. Наши расчеты показывают, что это справедливо также для облаков газа в атмосферах звезд спектральных классов O, B и A.

Как показывают оценки [11,15], общее число облаков может превышать 10^3 . Основная масса из этого большого числа облаков - это малые и сверхмалые облачка с размерами меньше $0.1-0.01 R_{\odot}$. Вариации профилей линий, вызываемые этими облачками, крайне малы и не могут быть обнаружены с помощью имеющихся на настоящий момент инструментов. Совокупное влияние этих облачков на профили линий наиболее отчетливо выявляется при исследовании поляризации линейчатого излучения и проявляется как флуктуации степени поляризации в частотах линий [4].

В то же время число крупных облаков, вызывающих спектрально обнаруживаемые изменения в профилях линий не превышает одного - двух десятков. Влияние каждого из них на детали спектра, формируемые всеми остальными из этой группы облаков незначительно, поэтому каждое из них можно в первом приближении рассматривать независимо от других.

В дальнейшем мы будем считать, что, как и предполагалось первоначально в облачной модели, скорость движения облака как целого соответствует средней скорости ветра в центре облака. Следует отметить, что облачная модель легко может быть обобщена и на случай, когда эти скорости различаются.

3. Вычисление профилей линий в рамках облачной модели.

3.1. Движения газа в ветре. Обычно при рассмотрении облачной модели звездного ветра предполагается, что ветер сферически-симметричен, а крупномасштабные движения газа в атмосфере происходят

только в радиальном направлении. В настоящем исследовании мы также будем предполагать сферическую симметрию ветра, хотя следует отметить возможность сравнительно простого обобщения облачной модели для не сферически-симметричных расширяющихся атмосфер.

В рассматриваемом сферически-симметричном случае скорость движения газа в любом месте атмосферы можно представить формулой:

$$V_{\text{total}}(R) = V(R) + V_{\text{th}}(R) + V_{\text{turb}}(R), \quad (1)$$

где R - расстояние от центра звезды, $V(R)$ - скорость крупномасштабного движения ветра в радиальном направлении, V_{th} - тепловая скорость, определяемая кинетической температурой газа в данной точке, а V_{turb} - скорость турбулентного движения газа в данной области ветра. Оценки (см., например, [12]) показывают, что $V_{\text{turb}} \approx 0.1V_{\infty}$.

Регулярная компонента скорости $V(R)$ может быть описана так называемым модифицированным β -законом [18]:

$$V(R) = V_0 + (V_{\infty} - V_0)(1 - R_*/R)^{\beta}, \quad (2)$$

где R_* - радиус фотосферы звезды, $V_0 = V(R_*)$, $V_{\infty} = V(R \rightarrow \infty)$, β - параметр, значение которого для ветра горячих звезд близко к 1.

3.2. *Распределение атомов в звездном ветре по уровням.* Распределение атомов (ионов) по уровням с учетом как однородной (межоблачной), так и неоднородной (облака) компонент ветра можно представить выражением

$$n_i^{\text{tot}}(R) = n_i^{\text{ic}}(R) + n_i^{\text{c}}(R), \quad (3)$$

где индексы *tot*, *ic* и *c* относятся к полной концентрации атомов в рассматриваемом состоянии, концентрации этих атомов в межоблачной среде и в облаках соответственно. Концентрация газа в межоблачной среде монотонно убывает с увеличением расстояния от центра звезды.

Как показали результаты наших расчетов населенностей уровней атомов и ионов в однородных (без учета облаков) атмосферах горячих звезд с использованием приближения Соболева [19], реальное распределение атомов по уровням в атмосфере может быть аппроксимировано следующей зависимостью:

$$n_i(R) = n_i(R_*) \left(\frac{R_*}{R} \right)^{\alpha_i} = \frac{n_i(R_*)}{r^{\alpha_i}} = \frac{n_i^0}{r^{\alpha_i}}. \quad (4)$$

Здесь $n_i(R)$ - населенность состояния i изучаемого атома или иона в зависимости от R , $n_i(R_*)$ - значение $n_i(R)$ у границы фотосферы звезды, $r = R/R_*$ - расстояние от центра звезды в единицах R_* , $\alpha_i > 0$ - параметр аппроксимации. Типичные значения параметров α_i для атомов в основном

и первых возбужденных состояниях равны 2.5 - 5. В дальнейшем мы будем использовать именно выражение (4) для аппроксимации зависимости $n_i^{lc}(R)$.

Можно полагать, что в неоднородных атмосферах в областях вне облаков плотность вещества также может быть найдена по формуле (4). В то же время проблема нахождения распределения газа внутри облаков представляет значительно более сложную задачу. Мы рассмотрим ее в следующем разделе статьи.

3.2.1. *Моделирование неоднородностей в ветре.* Неоднородности в ветре зарождаются, вероятно, около поверхности звезды [20], и затем движутся наружу вместе с ветром. Естественно считать, что газ как в однородной части звездного ветра, так и в облаках движется только в радиальном направлении. В этом случае облако будет все время находиться внутри конуса с телесным углом Ω с вершиной в центре звезды, ось которого составляет угол θ с осью z . Предположим, что максимальная плотность газа в облаке достигается на расстоянии r_d

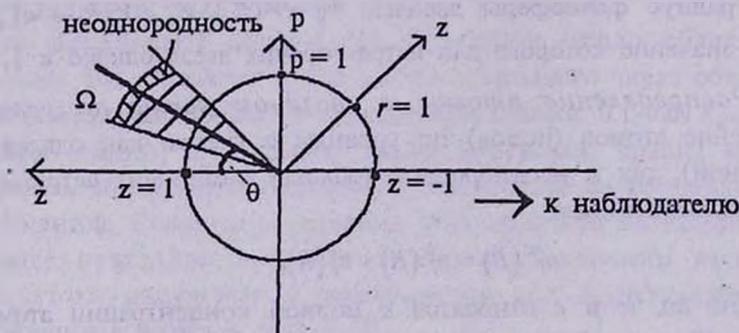


Рис.1. Используемая система координат. Отмечено одно из возможных положений неоднородности в атмосфере и указаны параметры, описывающие ее форму.

от центра звезды. В дальнейшем будем использовать стандартную систему отсчета с осью Z , направленной от наблюдателя (см. рис.1).

Для упрощения вычислений будем предполагать, что концентрации рассматриваемых атомов в основном и возбужденных состояниях внутри облака зависят только от расстояния до центра звезды R . Зависимость населенностей от R внутри конуса, где находится облако, представим следующей формулой:

$$n_k^{cl}(r) = D^{cl} n_k(r_{cl}) e^{-\left(\frac{r-r_{cl}}{\delta r_{cl}}\right)} + n_k(r). \quad (5)$$

За пределами этого конуса (см. рис.1) $n_k^{cl}(r) = n_k(r)$. Здесь $n_k(r)$ - плотность газа в однородной атмосфере, D^{cl} - отношение плотности газа

в неоднородности к плотности газа в однородной атмосфере в точке $r = r_{cl}$, δ - параметр, характеризующий размеры неоднородности в единицах r_{cl} .

Предположим, что полное число ионов рассматриваемого элемента в неоднородности, возникшей у поверхности звезды, не меняется при ее движении. Это число можно получить, подставляя выражение (4) в формулу (5), тогда

$$N_{cl} = \int_{R_*}^{R_{clm}} \frac{n_1(R_*)}{r_{cl}^{\alpha_1}} D^{cl} e^{-\left(\frac{r-r_{cl}}{\delta r_{cl}}\right)^2} \Omega R^2 dR, \quad (6)$$

где $n_1(R_*)$ - концентрация ионов в нижнем состоянии около поверхности звезды. Здесь мы предполагаем, что атомы в облаке находятся преимущественно в основном состоянии. Вынося медленно меняющийся в облаке множитель R^2 за знак интеграла, получим

$$N_{cl} = \Omega n_1 r_{cl}^{3-\alpha_1} \delta D^{cl} R_*^3 \int_{-\left(\frac{r_{cl}-1}{\delta r_{cl}}\right)}^{\left(\frac{2R_{clm}-r_{cl}}{\delta r_{cl}}\right)} e^{-y^2} dy, \quad (7)$$

где

$$y = \frac{r-r_{cl}}{\delta r_{cl}}. \quad (8)$$

Для всех облаков в атмосферах горячих звезд $\delta \ll 1$, следовательно, для любого значения r_{cl} (кроме точек, очень близких к поверхности звезды) пределы в последнем интеграле можно заменить на $-\infty$ и $+\infty$ соответственно, тогда

$$N_{cl} \approx \Omega \sqrt{\pi} n_1 r_{cl}^{3-\alpha_1} \delta D^{cl} R_*^3. \quad (9)$$

Поскольку мы предположили, что $N_{cl} = \text{const}$, то при движении облака в атмосфере выполняется равенство $r_{cl}^{3-\alpha_1} \delta D^{cl} = \text{const}$.

Задавая разные законы изменения величины D^{cl} можно моделировать различные законы изменения толщины облака от его положения в атмосфере. Пусть, например, $D^{cl} = \text{const}$ для любых значений R_{cl} , тогда δ определяется из уравнения (9): $\delta \sim (D^{cl})^{-1}$, если $\alpha_1 \approx 3$. В общем случае полное число ионов данной степени ионизации в неоднородности N_{cl} не постоянно и определяется решением уравнения статистического равновесия для населенностей уровней.

Закон скорости движения газа внутри облака неизвестен, результаты одномерных газодинамических расчетов свидетельствуют, что в самом облаке существуют сверхзвуковые движения [21], а сама скорость газа внутри облака может существенно превышать скорость движения в

окружающем межоблачном газе. Отмеченное во *Введении* обнаружение ДАК и переменности фиолетового края линии в участках спектра, находящихся за доплеровским пределом, соответствующим терминальной скорости ветра, также указывает на то, что газ в облаке может двигаться быстрее, чем в межоблачной среде.

Опишем закон движения газа в облаке следующим соотношением:

$$V_{cl}(r) = V(r) + \sqrt{2} ye^{0.5-y^2} \Delta V_{cl}, \quad (10)$$

где величина y определяется соотношением (8), ΔV_{cl} - параметр превышения скорости газа в облаке над скоростью газа в межоблачной среде, а $V(r)$ определяется по формуле (2). Выражение (10) составлено

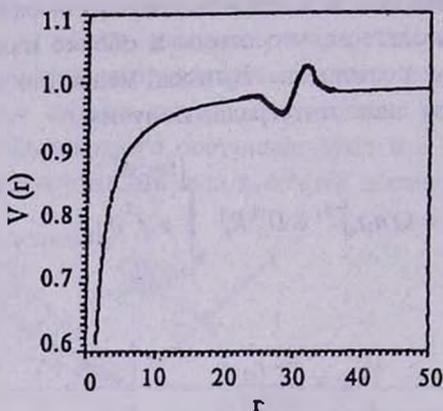


Рис.2. Скорость крупномасштабного движения газа в атмосфере звезды с облаком на луче зрения в единицах предельной скорости V_* для закона скорости (2) при $V_0/V_* = 0.4$, $\alpha_1 = 3.5$ и параметрах облака $\delta = 0.1$, $r_d = 30$, $\Delta V_{cl} = 200 \text{ км с}^{-1}$.

таким образом, что в периферийных областях облака $V_{cl}(r) \approx V(r)$, а максимум отклонения скорости газа в облаке от скорости движения центра облака ($\pm \Delta V_{cl}$) соответствует точкам максимального градиента плотности газа в облаке.

На рис.2 показан типичный профиль скорости вдоль луча, соединяющего центр звезды и центр облака в момент, когда значение $r_d = 30$ при предположении, что скорость газа в облаке описывается формулой (10). Можно предложить следующее качественное объяснение предложенного закона движения газа в облаке. Полученные нами значения параметра D^d для облаков, порождающих ДАК, составляют от 10 до 100 и более. При таких значениях D^d давление газа в облаках значительно превосходит давление газа в межоблачной среде. При этом газ истекает со сверхзвуковой скоростью из плотных центральных областей облака к его внутреннему и внешнему краям.

Следует отметить, что описание движения газа в облаке формулой (10) весьма приближенно, однако, как показывают данные наших

расчетов, переменность фиолетового края линии определяется главным образом самой величиной ΔV_{cl} , а не конкретным типом зависимости $V_{cl}(r)$.

Для исследования зависимости профилей от времени необходимо найти зависимость положения центра облака r_{cl} от времени. Мы, как уже упоминалось, предполагаем, что центр облака движется со средней скоростью ветра на заданном расстоянии r . Предположим, что облако было первый раз обнаружено в момент времени t_0 на расстоянии $r_{cl} = r_{cl}^0$ от центра звезды. Если зависимость скорости движения облака как целого в атмосфере описывается законом $V_{cl}(r)$, то значение $r_{cl} = r_{cl}^0$ в момент времени $t^1 = t + \Delta t$ определяется условием

$$\int_{r_{cl}^0}^{r_{cl}^1} \frac{R_{cl} dr}{V(r)} = \Delta t. \quad (11)$$

3.3. Метод расчета профилей линий. Как показали наши предыдущие исследования [13,15,22] облачная модель применима для описания очень широкого класса неоднородностей в атмосфере и достаточно точно описывает реальные изменения эмиссионной части профилей линий. При попадании плотного облака на луч зрения формируется переменная деталь абсорбционной части профиля линии [12]. Таким образом, в рамках облачной модели возможно, по крайней мере в принципе, описать переменность как абсорбционной, так и эмиссионной частей профилей.

Одним из наиболее эффективных (и, в то же время, достаточно простых) инструментов расчета профилей линий в спектрах расширяющихся атмосфер горячих звезд ранних спектральных классов является так называемый SEI-метод [23]. В SEI-методе расчет профилей линий производится в два этапа. На первом этапе находится функция источников в линии в приближении Соболева. На втором этапе рассчитывается интенсивность излучения в частотах линии путем численного интегрирования в формальном решении уравнения переноса излучения с найденной на первом этапе функцией источников.

Этот метод позволяет: а) учитывать сильную турбулентность в ветре, б) рассматривать большое число накладывающихся линий, в) производить интерактивный спектральный анализ, т.е. отслеживая влияние параметров атмосферы на профили линий в спектрах и сравнивая полученные профили с наблюдаемыми, за небольшое число итераций получать удовлетворительное согласие теоретических и наблюдаемых профилей.

Метод может быть модифицирован для того, чтобы рассчитывать

профили линий для неоднородных атмосфер и, в частности, для облачной модели ветра. В реальной облачной модели, как отмечалось в предыдущем параграфе, структура атмосферы представляется как множество облаков, погруженных в разреженный газ. Применение SEI-метода в этом случае не слишком эффективно, т.к. для численного интегрирования уравнения переноса требуется брать очень много точек разбиения, что приводит к очень большим затратам машинного времени при расчетах профилей. В то же время, как было отмечено раньше, для рассмотрения таких достаточно больших по амплитуде вариаций профиля как ДАК, достаточно учесть всего лишь одно облако, находящееся на луче зрения между звездой и наблюдателем и формирующее соответствующую абсорбционную деталь профиля линии.

Расчет профилей линий производился по стандартным формулам SEI-метода с использованием распределений атомов по уровням, задаваемым формулами (4) и (5) для облаков и межоблачной среды соответственно. Функция источников в линии вычислялась в приближении полного перераспределения по частоте без учета поглощения в континууме [24]:

$$S_{lu} = \frac{2h\nu^3}{c^2} \left(\frac{n_l/g_l}{n_u/g_u} - 1 \right)^{-1}, \quad (12)$$

где n_l , n_u - населенности нижнего и верхнего уровней соответственно, g_l и g_u - статистические веса, $\nu = \nu_{lu}$ - центральная частота перехода. Такое приближение для S_{lu} удовлетворительно в случаях, когда оптическая глубина в континууме в частотах линии во всей атмосфере меньше единицы. В интересующей нас УФ области спектра оптическая толщина в континууме определяется главным образом томсоновским рассеянием на электронах:

$$\tau_c = \int_R^{R_{\text{lim}}} n_e \sigma_e dR. \quad (13)$$

Оценки показывают, что во внутренних областях ветра условие $\tau_c < 1$ может нарушаться, однако, как известно, электронное рассеяние не меняет эквивалентную ширину линии и приводит к увеличению интенсивности в крыльях линии. На форму ДАК электронное рассеяние влияет незначительно, поэтому мы можем, в первом приближении, им пренебречь.

4. *Профили линий в спектрах неоднородных атмосфер: результаты и обсуждение.* С помощью описанной в предыдущем разделе методики нами были рассчитаны профили резонансных дублетов CIV и SiIV для широкого интервала параметров, описывающих распределение атомов по уровням и скорость газа в облаках и межоблачной среде. Мы приняли за верхнюю границу атмосферы значение $R_{\text{lim}} = 50R_{\odot}$, соответствующее среднему расстоянию между компонентами в

Таблица 2

ДЛИНЫ ВОЛН И СИЛЫ ОСЦИЛЛЯТОРОВ РЕЗОНАНСНЫХ ПЕРЕХОДОВ ИОНОВ CIV И SiIV

Переход	λ (Å)	f_{α}
CIV, $2s^2S - 2p^2P^0$	1549.052	2.86E - 01
CIV, $2s^2S - 2p^2P_{3/2}$	1548.195	1.91E - 01
CIV, $2s^2S - 2p^2P_{1/2}$	1550.770	9.52E - 02
SiIV, $3s^2S - 3p^2P^0$	1396.747	7.69E - 01
SiIV, $3s^2S - 3p^2P_{3/2}$	1393.755	5.14E - 01
SiIV, $3s^2S - 3p^2P_{1/2}$	1402.770	2.55E - 01

двойных системах OB+WR или OB1+OB2. Расчеты показали, что профили слабо зависят от принятой величины $R_{\text{атм}}$. Атомные параметры для ионов CIV и SiIV взяты из работы [25] и представлены в табл.2.

Для сравнения рассчитанных и наблюдаемых профилей линий были выбраны три хорошо исследованных звезды из составленного [5] списка ярких OB- сверхгигантов, имеющих ДАК в профилях резонансных линий CIV и SiIV. Само сравнение проводилось в два этапа. На первом этапе определялись средние параметры атмосфер, описывающие усредненный профиль линии. При этом предполагалось, что атмосфера однородна.

Таблица 3

ПАРАМЕТРЫ АТМОСФЕР И РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПЛОТНОСТИ ИОНА CIV ИССЛЕДУЕМЫХ ЗВЕЗД

Звезда	V_{∞} (км с ⁻¹)	$T_{\text{эф}}$ (K)	n_1^0 (см ⁻³)	α_1	n_2^0 (см ⁻³)	α_2
ξ Per	2350	25000	$5 \cdot 10^4$	3.5	$5 \cdot 10^2$	5.5
α Cam	1500	26300	10^5	2.5	10^3	4.5
κ Cas	2050	21600	10^5	3.0	$5 \cdot 10^2$	5.0

На втором этапе подбирались параметры облака, формирующего ДАК в фиолетовой части профиля.

Наблюдаемые профили линий взяты из работ [2,5]. Из этих же работ выбраны необходимые значения V_{∞} . Значения n_1^0 и α_1 подбирались из условия наилучшего соответствия наблюдаемых и вычисленных при данных параметрах профилей линий (без учета неоднородностей). В табл.3 приведены взятые из цитированных работ (V_{∞} , $T_{\text{эф}}$) и полученные нами (n_1^0 и α_1^0) значения параметров атмосфер выбранных звезд. Во всех случаях принимались типичные для сверхгигантов спектрального класса O значения $T_{\text{эф}} = 15000$ K и $\beta = 1$.

Найденные параметры n_1^0 и α_1 использовались при вычислении

профилей в спектре атмосферы с неоднородностью (облаком). Расчеты начинались с момента образования облака, который выбирался таким

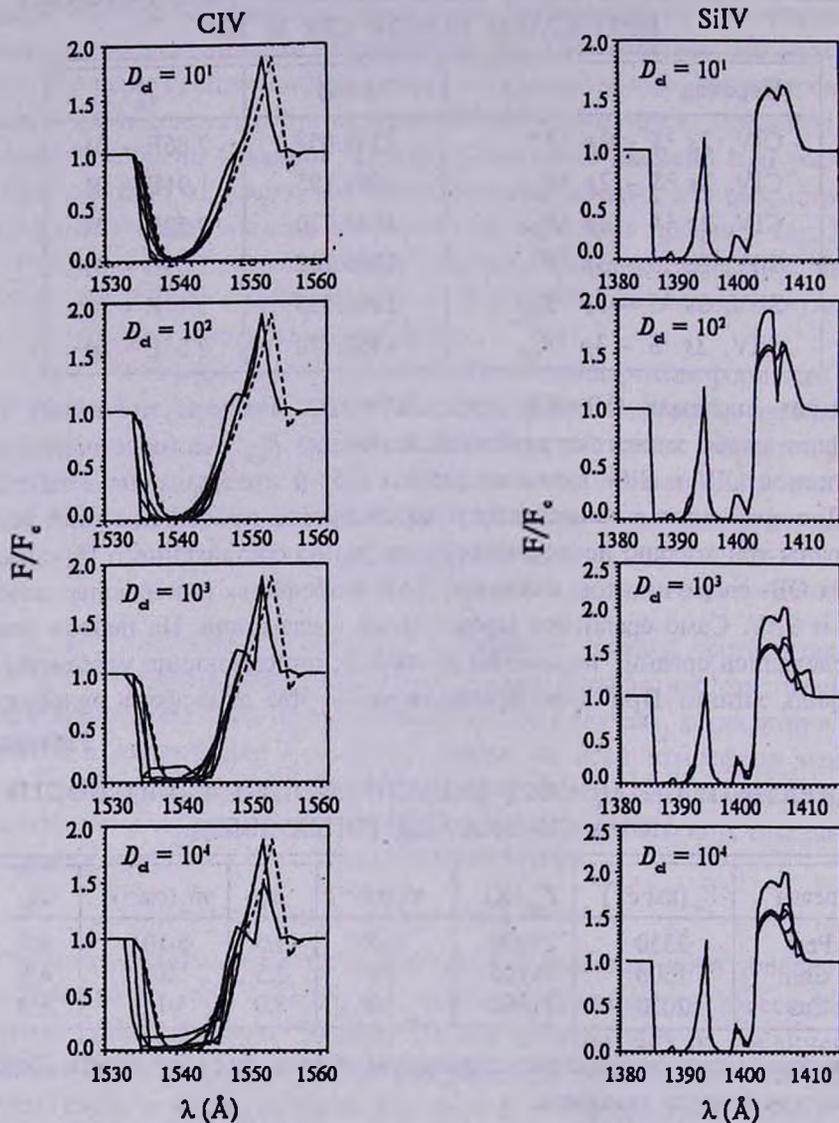


Рис.3. Профили дублетов CIV $\lambda 1548$ (слева) и SiIV $\lambda 1397$ (справа) в спектре однородной атмосферы с неоднородностью в виде плотной сферически-симметричной оболочки ($\Omega = 4\pi$) при $\delta = 0.01$ и $\Delta V_d = 200$ км с $^{-1}$ (сплошные линии). Расстояние оболочки от центра звезды меняется от 1 до $20R_*$ для закона скорости (2) при $V_0/V_* = 0.01$ и $V_{\text{urb}} = 500$ км с $^{-1}$. Пунктирной линией показан профиль, формируемый однородной атмосферой. Указаны значения параметра D_d .

образом, что в это время значение $r_d = 1.5r_{\text{об}}$. Эта величина выбрана в соответствии с предположением [6] о формировании неоднородностей

вблизи границы фотосферы. Расчеты производились либо при постоянном значении D^d либо при постоянном значении параметра δ . Другой параметр (либо δ , либо D^d) находился из условия (9).

На рис.3 приведены для иллюстрации профили линий CIV (слева) и SiIV (справа) в атмосфере со сферической оболочкой (значение параметра $\Omega = 4\pi$) при $D^d = \text{const}$ для разных значений R_d в сравнении с профилями линий, рассчитанными для однородной атмосферы с теми

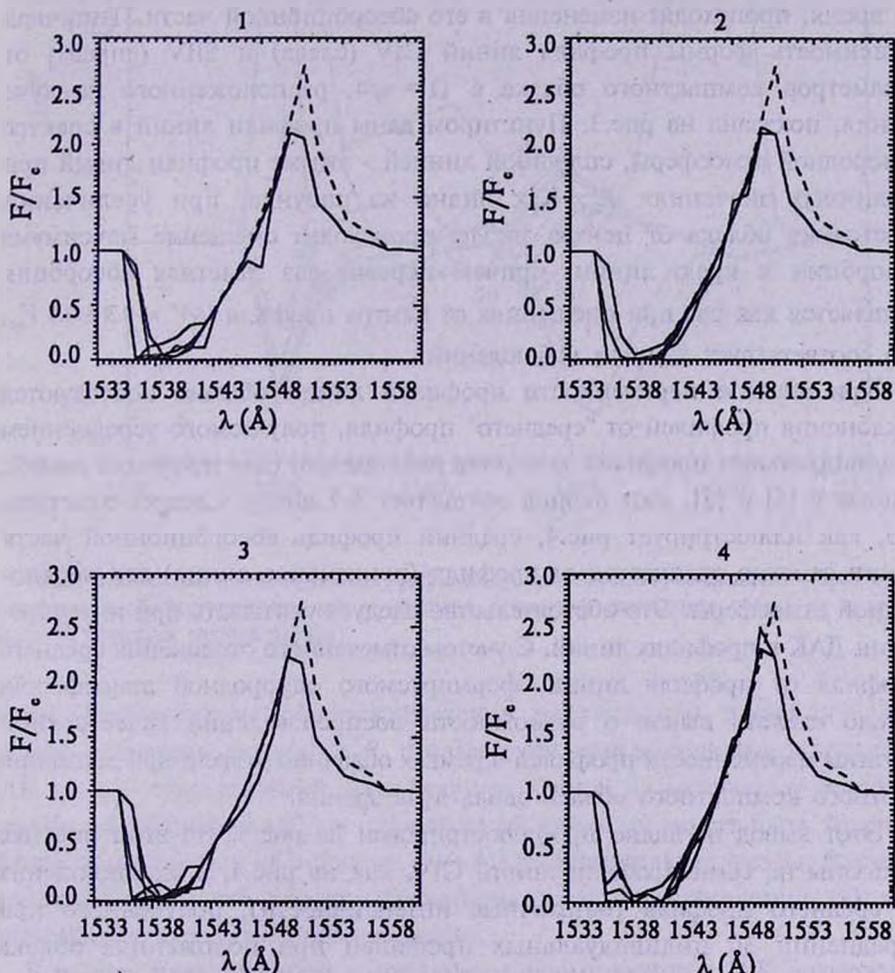


Рис.4. То же, что на рис.3, но для параметров неоднородности $\delta = 0.01$, $\Omega = \pi/4$, $\theta = 180^\circ$, $\Delta V_d = 200 \text{ км с}^{-1}$, $D^d = 10^2 - 1, 2, 4, 10^1 - 3$. Параметры атмосферы: $n_1 = 5 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}$, $\alpha_1 = 3.5$, $n_2 = 5 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$, $\alpha_2 = 5.5$, $V_0/V_\infty = 0.1$, $V_{\text{urb}} = 150 \text{ км с}^{-1}$, $V_\infty = 150 \text{ км с}^{-1}$.

же параметрами N_i^0 и α_r . Из рисунка видно, что присутствие в атмосфере плотной оболочки ($D^d \gg 1$) приводит к значительным изменениям

эмиссионной части профиля. В то же время переменность эмиссионной части профилей у звезд спектрального класса О, имеющих ДАК в профилях линий, не зарегистрирована [5], что позволяет нам сделать предположение, что ДАК вызываются, скорее всего, отдельными облаками, находящимися на луче зрения.

Исходя из сделанного предположения, нами было подобрано значение $\Omega \approx \pi/4$, при котором при движении облака в атмосфере вдоль луча зрения нет заметных изменений в эмиссионной части профиля и, в то же время, происходят изменения в его абсорбционной части. Типичная зависимость формы профиля линий CIV (слева) и SiIV (справа) от параметров компактного облака с $\Omega = \pi/4$, расположенного на луче зрения, показана на рис.3. Пунктиром даны профили линий в спектре однородной атмосферы, сплошной линией - эти же профили линий при различных значениях R_{cl} . Как видно из рисунка, при увеличении расстояния облака от центра звезды происходит смещение максимума абсорбции к краю линии, причем первый раз заметная абсорбция появляется как раз при смещениях от центра профиля $\Delta V \approx 0.3 - 0.5 V_{\infty}$, что соответствует данным наблюдений.

При анализе переменности профилей линий обычно исследуются отклонения профилей от "среднего" профиля, получаемого усреднением индивидуальных профилей за период наблюдений (для профилей линий, данных в [5] и [2], этот период составляет 3-7 дней). Следует отметить, что, как иллюстрирует рис.4, средний профиль абсорбционной части линии заметно отличается от профиля (пунктирная линия) для однородной атмосферы. Это обстоятельство следует учитывать при интерпретации ДАК в профилях линий. С учетом отмеченного отклонения среднего профиля от профиля линии, формируемого однородной атмосферой, можно сделать вывод о возможности воспроизведения качественной картины переменности профилей в рамках облачной модели при движении плотного компактного облака вдоль луча зрения.

Этот вывод наглядно проиллюстрирован на рис.5. На этом рисунке показаны не сами профили линий CIV, как на рис.4, а их отклонения от среднего профиля (остаточные интенсивности), полученного при усреднении 30 индивидуальных профилей при положениях облака $R_{cl} = 2 - 30 R_*$, соответствующих интервалу времени 2-3 суток. Значения R_{cl} даны у каждого индивидуального профиля. На рисунке отчетливо видно смещение максимума в абсорбционных компонентах в коротковолновую сторону при движении облака в атмосфере.

При малых расстояниях облака от ядра ($R_{cl} \approx 2 R_*$) в остаточных интенсивностях выделяется положительный компонент (отмеченный цифрой 2 на рис.5), заметный также и на самих профилях (см. рис.4).

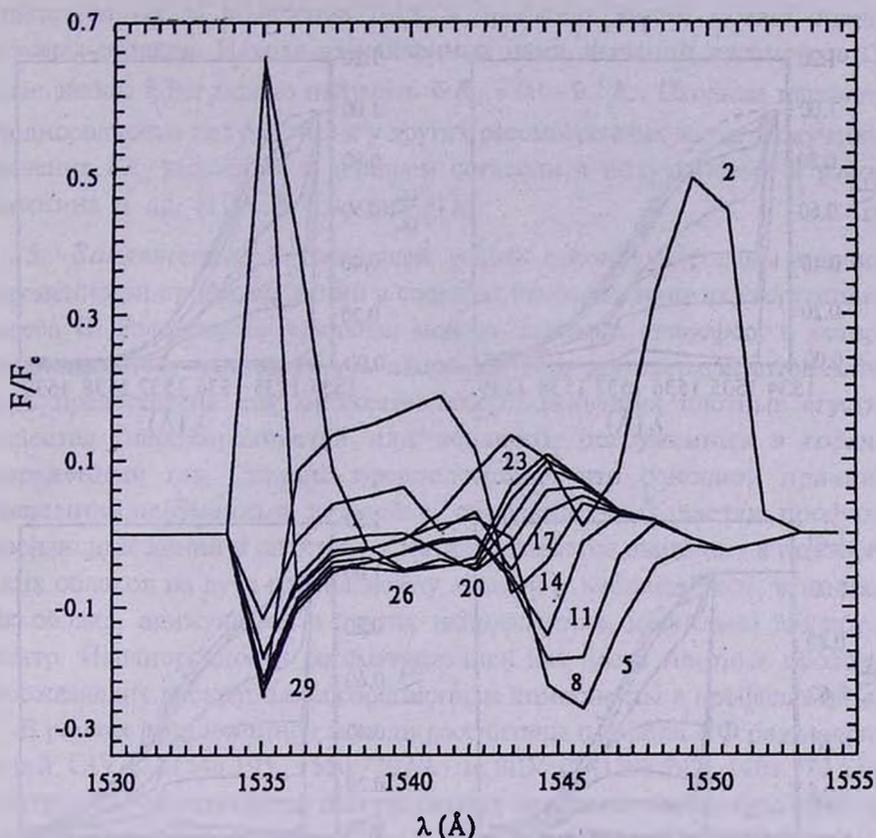


Рис.5. Отклонения индивидуальных профилей дублета CIV 1548 от среднего. Параметры атмосферы и облака такие же, как и на рис.4. Отмечены расстояния облака от центра звезды (в единицах радиуса звезды).

Такой компонент не обнаруживается в наблюдаемых профилях [5], поэтому при малых величинах R_d предлагаемая нами модель формирования ДАК требует определенной модификации. Одной из возможных причин отсутствия компонента (2) в наблюдаемых спектрах может быть то, что облака формируются на больших, чем $2R$, расстояниях от звезды. Весьма вероятно также, что вблизи фотосферы звезды соотношение (9) не выполняется и должно быть изменено.

В рамках предложенной нами модели формирования ДАК возможно объяснить и переменность фиолетового края абсорбционной части профиля резонансного дублета CIV в зависимости от положения облака, что показано на рис.6. Такой же характер изменения профиля характерен и для линии SiIV. Увеличение крутизны края профиля при увеличении расстояния от облака до центра звезды связано с хорошо заметной на рис.5 эволюцией эмиссионного пика в остаточных интенсивностях при $\lambda \approx 1550 \text{ \AA}$ при малых R_d и его превращении в абсорбционную деталь

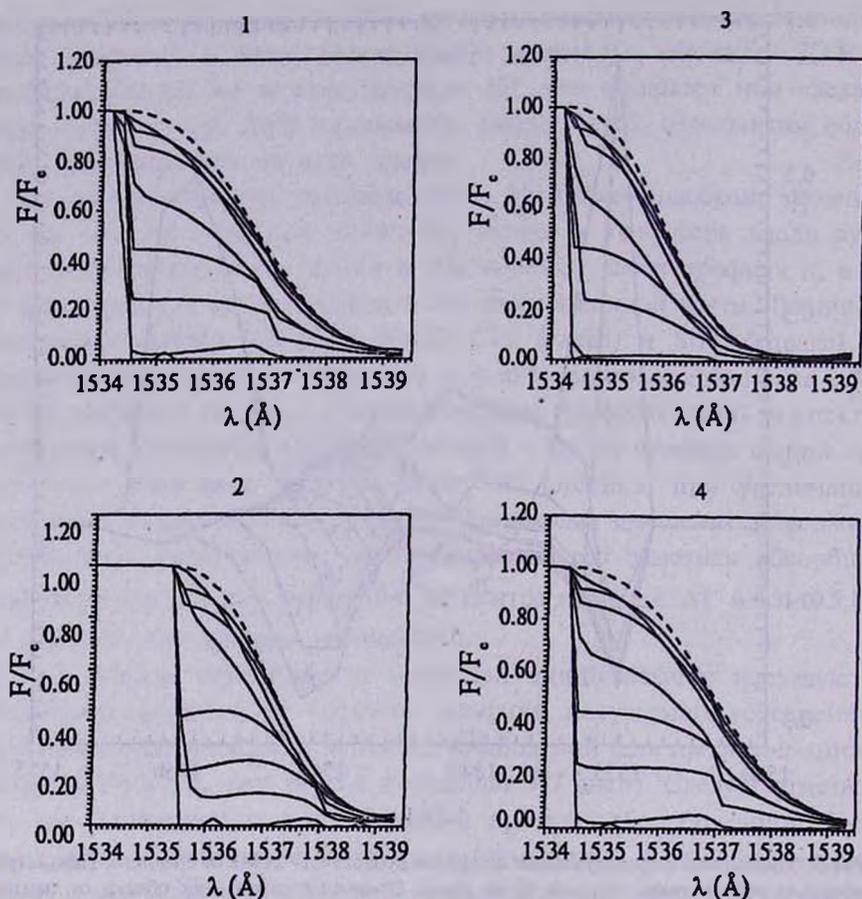


Рис.6. Зависимость формы фиолетового края абсорбционной части профилей линий CIV от расстояния неоднородности до центра звезды R_d . Значения R_d изменяются от 1 до 20 и показаны у кривых, соответствующих данному значению R_d . Параметры атмосферы такие же, как для профилей, приведенных на рис.4. Параметры неоднородности: $\delta = 0.01$, $\Omega = \pi/4$, $\theta = 180^\circ$, $\Delta V_d = 200 \text{ км с}^{-1}$, $D^d = 10^3$.

спектра при больших величинах R_d .

Особого внимания заслуживает вопрос о точности определения параметров атмосферы и облаков, формирующих ДАК, из сравнения наблюдаемых и рассчитанных профилей. Как показали расчеты, для достижения удовлетворительного согласия рассчитанных профилей с наблюдаемыми, эти параметры должны быть подобраны очень точно; небольшое изменение одного из них оказывает существенное влияние на профиль. Это позволяет утверждать, что подобранные параметры реалистично характеризуют физическую картину в звездном ветре горячих сверхгигантов.

Исходя из найденных нами значений параметров облаков,

ответственных за появление ДАК в профилях линий можно оценить размеры облаков. Исходя из найденных нами значений параметров Ω и δ для звезды ξ Per можно получить $\delta R_{cl} \approx 0.1 - 0.2 R_*$. Сходные параметры неоднородности получаются и у других рассмотренных звезд. Полученные значения δR_{cl} находятся в хорошем согласии с полученными в работах Антохина и др. [1] и Жолтыгина [13].

5. *Заключение.* В настоящей работе проанализированы причины переменности профилей линий в спектрах атмосфер горячих сверхгигантов класса O. Рассмотрена облачная модель звездных атмосфер, в которой предполагается, что структура атмосфер горячих сверхгигантов может быть представлена как множество короткоживущих плотных ступков вещества (неоднородностей или облаков), погруженных в горячий разреженный газ. Сделано предположение, что основной причиной появления переменных деталей в абсорбционных частях профилей резонансных линий в спектрах этих звезд является движение в атмосфере таких облаков на луче зрения между звездой и наблюдателем, в то время как облака, движущиеся в других направлениях, не сильно влияют на спектр. Неоднородности рассматривались как части плотных оболочек, порождающих дискретные абсорбционные компоненты в профилях линий.

В рамках предложенной модели рассчитаны профили УФ резонансных линий C IV ($\lambda\lambda 1548.195, 1550.770 \text{ \AA}$) и Si IV ($\lambda\lambda 1396.747, 1402.770 \text{ \AA}$) в спектрах OВ-сверхгигантов при различных значениях параметров атмосфер и неоднородностей. Показано, что в рамках предложенной модели можно объяснить образование и временную эволюцию дискретных абсорбционных компонент в профилях резонансных УФ линий C IV и Si IV и приведена оценка параметров неоднородностей для звезды ξ Per. Из сравнения наблюдаемых и рассчитанных профилей линий определены параметры описывающие распределение C IV и Si IV в атмосферах звезд ξ Per, α Cas и κ Cas и в неоднородностях в атмосферах этих звезд, порождающих ДАК. Отмечается, что незначительные изменения параметров, описывающих распределение атомов изучаемых элементов в атмосфере равно как и небольшие изменения параметров неоднородностей приводят к существенным изменениям профилей линий. Таким образом, можно полагать, что найденные параметры довольно точно характеризуют структуру атмосферы.

Работа поддержана Федеральной программой Астрономия.

Санкт-Петербургский государственный университет,
Астрономический институт, Россия

INHOMOGENEITIES OF THE STELLAR WIND OF HOT SUPERGIANTS

F.V.KOSTENKO, A.F.KHOLTYGIN

Mechanisms of the small time scale spectral variability of O-supergiants are considered. The main factor of appearance of variable details in the absorption parts of the profiles of resonance lines in the spectra of these stars is supposed to be a motion of dense clumps in the atmosphere on the line of sight between the star and the observer. The inhomogeneities were considered as the parts of dense clumps, forming discrete absorption components (DACs) in the line profiles. In the framework of the given model the profiles of UV resonance lines CIV and SiIV in the spectra of OB-giants and supergiants were calculated in SEI approximation. Parameters of the atmospheres and clumps are estimated. The possibility of the explanation of the formation and temporal evolution of DACs in the profiles of resonance UV lines CIV and SiIV is demonstrated.

ЛИТЕРАТУРА

1. *И.И.Антохин, А.Ф.Холтыгин, А.М.Черепашук*, Астрон.ж., 65, 558, 1988.
2. *H.J.G.L.M.Lamers, T.P.Snow, C.de Jager, A.Langerwerf*, Astrophys. J., 325, 342, 1988.
3. *H.Henrichs*, Proceedings of ESO Workshop on Rapid variability of OB stars, 213, 1991.
4. *J.C.Brown, L.L.Richardson, I.Antokhin, C.Robert, A.F.J.Moffat, N.St-Loise*, Astron. Astrophys., 295, 725, 1995.
5. *H.Henrichs, L.Kaper, J.S.Nichols*, Astron. Astrophys., 285, 565, 1994.
6. *L.Kaper, H.Henrichs, A.W.Fullerton et al.*, Astron. Astrophys., 327, 281, 1997.
7. *D.Baade, L.A.Balona*, Pulsation, Rotation and Mass Loss in Early-Type Stars, 311, 1994.
8. *M.J.Clement*, Pulsation, Rotation and Mass Loss in Early-Type Stars, 117, 1994.
9. *S.R.Cranmer, S.P.Owocki*, Astrophys. J., 462, 469, 1996.
10. *D.Baade*, in Proceedings of ESO workshop on Rapid Variability of OB Stars: Nature and diagnostic value, Garching, 15-17 October, 1990.
11. *A.F.J.Moffat, S.Lépine, R.N.Henriksen, C.Robert*, Astrophys. Space Sci., 216, 55, 1994.
12. *H.J.G.L.M.Lamers*, Ap&SS, 221, 41, 1994.

13. *А.Ф.Холтыгин*, Tartu Obs. Teated, Nr. 89, 105, 1988.
14. *А.М.Черепашук*, Астрон.ж., 67, 955, 1990.
15. *А.Ф.Холтыгин*, Proceedings of the IAU Symp. No 163, 160, 1995.
16. *D.J.Hillier*, Astrophys. J., 347, 392, 1989.
17. *L.M.Oskinova, A.F.Kholtygin, T.Kh.Feklistova*, Baltic Astronomy, 3, 260, 1994.
18. *J.E.Drew*, Mon. Notic. Roy. Astr. Soc., 217, 867, 1985.
19. *Ф.В.Костенко, А.Ф.Холтыгин*, готовится к печати, 1998.
20. *A. de Koter, H.J.G.L.M.Lamers, W.Schmutz*, Astron. Astrophys., 306, 501, 1996.
21. *S.P.Owocki*, Astrophys. J., 335, 914, 1988.
22. *А.Ф.Холтыгин*, Proceedings of the IAU Symp. No 162, 505, 1994.
23. *H.J.G.L.M.Lamers, M.Cerruti-Sola, M.Perinotto*, Astrophys. J., 314, 726, 1987.
24. *В.В.Иванов*, Перенос излучения и спектры небесных тел, Наука, М., 1969.
25. *D.C.Morton*, Astrophys. J. Suppl. ser., 77, 119, 1994.