

УДК: 524.358—4—355

ЗОНЫ ТОРМОЖЕНИЯ В ВЕТРЕ ЗВЕЗД ТИПА ВОЛЬФА-РАЙЕ И P CYGNI

Т. НУГИС

Поступила 21 апреля 1989

Принята к печати 5 ноября 1989

Наблюдательные особенности линейчатого и непрерывного спектров звезд типа WR и P Cyg могут быть объяснены, видимо, только при помощи модели звездного ветра, в которой истекающее вещество после начального ускорения вблизи звезды претерпевает существенное торможение и только после этого ускоряется до асимптотической скорости (УЗУ-модель: ускорение—замедление—ускорение). Такая структура в ветре может возникать за счет многократного рассеяния фотонов в оболочке, имеющей две разные оптически плотные в резонансных линиях зоны (эти зоны, вероятно, образуются из-за ионизационной стратификации в оболочке).

1. *Введение.* Существование у P Cyg зоны торможения предлагалось уже на основании анализа профилей линий H I в работе Куана и Кухи [1]. Но анализ профилей линий He I [2], как и проведенный другими авторами анализ линий H I [3], показал, что и в случае монотонного возрастания скорости в оболочке можно получить согласие с наблюдаемыми профилями линий. Проведенный же в статьях Нугиса и др. [4, 5] анализ распределения энергии в длинноволновой области спектра (ИК- и радиообласти) и профилей линий H I определенно указал на существование зоны торможения в ветре. В статье [6] также рассматривалось распределение энергии P Cyg в длинноволновой области спектра. Авторами этой статьи был сделан вывод, что согласие с наблюдениями можно получить при монотонно возрастающем $v(r)$ только в случае, если допустить, что поток на длине волны 60 мкм отчасти обусловлен излучением пыли. В качестве другой возможности предлагалось, что на удалении $15 R_* \leq r \leq 50 R_*$ (R_* — радиус звезды) существует стационарная обособленная оболочка (shell) с плотностью, превышающей примерно в пять раз плотность ветра. Оба эти объяснения очень маловероятны.

Вывод о существовании зоны торможения в ветре звезд типа Вольфа-Райе сделан в работах Нугиса [7—9]. Здесь так же, как и у звезды P Cyg,

после зоны торможения (следующей за зоной начального ускорения), должна следовать зона конечного ускорения потока вещества до асимптотической скорости v_{∞} . В настоящем исследовании мы покажем на основе новых наблюдательных данных, что без зоны торможения в ветре невозможно объяснить основные особенности спектров звезд WR и P Cyg. Затем попытаемся найти причину возникновения зоны торможения в ветре.

2. *Схема моделирования непрерывного и линейчатого спектров.* Мы используем в настоящем исследовании такую же схему моделирования излучения горячих звезд с мощными звездными ветрами, как и в нашей недавней статье [9].

Мы рассматриваем эмпирическую модель, в которой наблюдаемый объект состоит из звезды, окруженной сферически-симметричной непрерывно обновляющейся оболочкой, образуемой истечением вещества. Над поверхностью звезды может существовать геометрически тонкая корональная зона. Примем, что система звезда+корона имеет радиус R_* и что он практически совпадает со звездным радиусом. В доступной для наблюдений спектральной области ($\lambda \geq 912 \text{ \AA}$) вклад корональной зоны в суммарный поток в непрерывном спектре считаем пренебрежимо малым. Ход скорости, а также и плотность в ветре определяются сравнением наблюдаемых и предсказуемых моделью профилей линий и распределения энергии в непрерывном спектре. Для определения параметров оболочки надо решить уравнения статистического равновесия заселенностей энергетических уровней основных ионов совместно с уравнением баланса энергии для свободных электронов и с уравнениями переноса излучения в непрерывном спектре и в линиях. Уравнение переноса излучения в оболочке имеет для непрерывного спектра вид

$$\frac{dI_r}{dz} = -(\alpha_0 + N_e \sigma_0) I_r(r, p) + N_e \sigma_0 J_r + \alpha_0^2 B_r(T_e), \quad (1)$$

где $I_r = I_r^*$ при $r = R_*$, $p \leq R_*$ ($z > 0$) и $I_r(z = -\infty) = 0$.

Здесь p — ударный параметр, r — расстояние от данной точки до центра звезды, $z = \pm \sqrt{r^2 - p^2}$ ($z = 0$ в плоскости, проходящей через центр звезды и перпендикулярной лучу зрения), α_0 — коэффициент непрерывного поглощения (α_0^0 — значение α_0 при ЛТР) и $N_e \sigma_0$ — коэффициент томсоновского рассеяния (N_e — плотность свободных электронов).

Средняя интенсивность излучения выражается формулой

$$J_r(r) = \frac{1}{2r} \int_{-r}^r I_r(r, \sqrt{r^2 - z^2}) dz. \quad (2)$$

Систему уравнений статистического равновесия для заселенностей энергетических уровней можно записать в виде

$$\frac{dN_k}{dt} = R_k + C_k = 0, \quad k = 1, \dots, k_0 - 1; \quad N_k = N_k^0, \quad k \geq k_0. \quad (3)$$

Здесь N_k есть заселенность уровня « k », а N_k^0 соответствует заселенности при локальном термодинамическом равновесии, R_k и C_k есть суммарные скорости заселения уровня « k » через радиативные и ударные процессы. Уравнения статистического равновесия для заселенностей энергетических уровней основных ионов (z) обильных элементов (A) должны быть решены одновременно с уравнениями сохранения массы и суммарной зарядовой нейтральности среды:

$$\sum_z \sum_{A^+} N_k(A^+) = N^A(r) = N^A(R_*) R_*^2 v_*/(r^3 v), \quad (4)$$

$$N_e(r) = \sum_{A, z} z N(A^+), \quad (5)$$

где z есть заряд иона и N_e — число свободных электронов в 1 см^3 .

Уравнение баланса энергии для свободных электронов в оболочке можем выразить в виде

$$\frac{dE_e}{dt} = E_e^+ - E_e^- = 0, \quad (6)$$

где E_e^+ и E_e^- — прирост и потеря энергии свободными электронами. Из этого уравнения получаем электронную температуру T_e в зависимости от r . Мы учитываем потерю энергии свободными электронами в процессе рекомбинации, свободно-свободного излучения, избыточного линейчатого излучения за счет некомпенсированности ударных возбуждений с деактивациями у нижних уровней и диэлектронной рекомбинации. Прирост энергии свободных электронов происходит в основном за счет фотоионизации с нижних уровней, малый вклад дают и некомпенсированные с ударными ионизациями тройные (ударные) рекомбинации (при рекомбинации высвобождается энергия связи). Плотность непрерывного излучения в оболочке $\rho_e(r)$, нужная для определения числа фотоионизаций и вынужденных рекомбинаций, найдена нами по следующей схеме. Для частот, на которых связанно-свободные переходы доминируют над свободно-свободными переходами в формировании непрерывного спектра, мы примем, что

$$\rho_e(r) \approx W \rho_e^0 e^{-t_e} + (1 - W) \frac{4\pi B_e(T_e)}{c b_e} (1 - e^{-(\tau_e - t_e)}). \quad (7)$$

Здесь W — коэффициент геометрической диллюции и

$$\bar{b}_g = \frac{\sum_i (\alpha_i^{bf, g} N_g) + \alpha_i^{ff} N_c N^+}{\sum_i (\alpha_i^{bf, g} N_g^0) + \alpha_i^{ff} N_c N^+}, \quad (8)$$

$$t_g(r) = \sum_i \int_{R_0}^r \alpha_i^{bf, g} N_g dr + \int_{R_0}^r \alpha_i^{ff} N_c N^+ dr, \quad \tau_g = t_g(r), \quad (9)$$

где α_i^{ff} есть коэффициент свободно-свободного поглощения и N_g — заселенность уровня, дающего вклад в связанно-свободное поглощение ($\alpha_i^{bf, g}$). Оптическая толщина $t_g(r)$ определяется совместно с решением уравнений статистического равновесия для заселенностей энергетических уровней с малым шагом по r , начиная от поверхности звезды, где $t_g = 0$. Для частот, где доминируют свободно-свободные переходы в формировании непрерывного спектра (на больших ν) имеем $\bar{b}_g = 1$. На длинах волн в промежутке $912 \text{ \AA} \lesssim \lambda \lesssim 1-2 \text{ мкм}$ оболочки звезд типа WR и P Cyg оптически тонкие (т. е. $\tau_g < 1$) и здесь достаточно хорошим приближением является

$$\rho_g(r) \approx W \rho_c^* f_\nu / f_c^*, \quad (10)$$

где f_ν / f_c^* есть отношение полного выходящего потока на частоте ν к потоку, излученному одной только звездой.

Для расчета интегрированной по профилю линии и усредненной по разным направлениям плотности излучения $\langle \rho_{ki} \rangle$ (нужной для решения системы (3)), мы использовали метод Соболева (метод вероятности выхода квантов из движущейся среды) [10]. Для расширяющихся с возрастающей скоростью оболочек имеем (см., например, [11]), пренебрегая непрерывным излучением оболочки, что

$$\langle \rho_{ki} \rangle = (1 - \beta_{ik}) S_{ki} + \beta_{ik, c} \rho_c, \quad (11)$$

где β_{ik} есть вероятность выхода кванта из среды и функция источника S_{ki} выражается формулой

$$S_{ki} = N_k A_{ki} / (N_i B_{ik} - N_k B_{ki}). \quad (12)$$

В работе Кастора [11] оптическая толщина оболочки в непрерывном спектре принята малой на частотах линий, и в таком случае $\rho_c \approx \rho_c^*$ и $\beta_{ik, c} = \beta_{ik, c}^*$, где $\beta_{ik, c}^*$ есть вероятность выхода кванта из локальной области и столкновения со звездой. В наших расчетах мы учитывали и влияние непрерывного излучения оболочки.

Предполагая, что оптическая толщина «резонансной» области мала в непрерывном спектре, мы вычислили $\langle \rho_{ki} \rangle$ по следующей схеме:

$$\langle \rho_{ki} \rangle = (1 - \beta_{ik}) S_{ki} + \beta_{ik,c} \rho_c^* f_v / f_v^* \text{ для } t_v(r) < 1 \quad (13)$$

и

$$\langle \rho_{ki} \rangle = (1 - \beta_{ik}) S_{ki} + \beta_{ik} \frac{B_i(T_c) 4\pi}{\bar{b}_i c} \text{ для } t_v(r) > 1. \quad (14)$$

Для расширяющихся с замедлением оболочек формула (11) неприменима. Теперь перенос излучения на частотах линии становится нелокальным [12]. Различия в N_k , найденные при помощи приближения (11) и точного расчета переноса излучения, обычно небольшие [13]. Мы пользуемся при решении уравнений статистического равновесия для заселенностей энергетических уровней в замедляющейся зоне ветра приближением Сурдея [14]. По этому приближению

$$\langle \rho_{ki} \rangle \approx S_{ki} (1 - \beta_{ik}) + \beta_{ik,c} \rho_c^* + S_{ki} (1 - e^{-\bar{\tau}_{ik}}) (0.5 - W) \beta_{ik}, \quad (15)$$

где

$$\bar{\tau}_{ik} = \int_0^1 \frac{\tau_{ik}^0 d\mu}{|1 + \mu^2 (d \ln v / d \ln r - 1)|}, \quad (16)$$

$$\tau_{ik}^0 = \frac{\pi e^2}{m c} g_i f_{ik} \rho_{ik} \frac{r}{v} \left(\frac{N_i}{g_i} - \frac{N_k}{g_k} \right). \quad (17)$$

Если пренебрегать томсоновским рассеянием в оболочке, то профиль линии можно получить из следующего соотношения:

$$L_i / L_c = \left(4\pi \int_0^\infty 2\pi p I(v, p, \infty) dp \right) / L_c, \quad (18)$$

где L_c есть монохроматическая светимость непрерывного спектра вблизи линии и L_l — суммарная монохроматическая светимость излучения в линии и в непрерывном спектре на частотах внутри профиля линии. Интенсивность излучения $I(v, p, z = \infty)$ выражается в случае расширяющихся с большой скоростью оболочек следующим образом:

$$I(v, p, \infty) = J_c^* e^{-\left(\tau_c + \sum_{i=1}^{i_0} \tau_L^{(i)}\right)} + \sum_{i=1}^{i_0} \left\{ \left[\int_0^{\tau_c^{(i)}} S_c e^{-t_c} dt_c + \right. \right. \\ \left. \left. + S_L^{(i)} (1 - e^{-\tau_L^{(i)}}) \right] e^{-\left[\sum_{j=i+1}^{i_0} (\tau_L^{(j)} + \tau_c^{(j)}) + \tau_c^{(i+1)} \right]} \right\} \text{ для } p \leq R_{*}, v \gg v_0; \quad (19)$$

$$I(\nu, p, \infty) = I_c^* e^{-\tau_c} + \int_0^{\tau_c} S_c e^{-t_c} dt_c \text{ для } p \leq R_*, \nu < \nu_0;$$

$$I(\nu, p, \infty) = \sum_{i=1}^{i_0} \left\{ \int_0^{\tau_c^{(i)}} S_c e^{-t_c} dt_c + S_L^{(i)} (1 - e^{-\tau_c^{(i)}}) \right\} \times$$

$$\times e^{-\left[\sum_{j=i+1}^{i_0} (\tau_L^{(j)} + \tau_c^{(j)}) + \tau_c^{(i_0+1)} \right]} \text{ для } p > R_*;$$

$$\tau_c = \sum_{i=1}^{i_0+1} \tau_c^{(i)}.$$

Здесь S_c и S_L есть функции источника для непрерывного и линейчатого излучений в оболочке, $\tau_L^{(i)}$ — оптическая толщина для поглощения в линии ($\tau_L^{(i)} = \tau_{ik}^0 / [1 + \mu^2 (d \ln r / d \ln \nu - 1)]$), i_0 — число резонансных точек (точек с равными ν_r) на луче зрения с $p = \text{const}$, $\tau_c^{(i)}$ — оптическая толщина в непрерывном спектре между двумя резонансными точками или же между резонансной точкой и границей интегрирования. Если на луче $p = \text{const}$ нет ни одной резонансной точки, то $i_0 = 0$. В случае расширяющихся с возрастающей скоростью оболочек $i_0(\text{max}) = 1$, а для оболочек, имеющих зоны замедления, $i_0(\text{max})$ может быть больше единицы.

Если $\tau_c(p) \ll 1$ (наблюдаемые УФ и видимые спектральные области в случае звезд типа WR и P Cyg), то для оценки влияния томсоновского рассеяния на относительную интенсивность линии можно ввести факторы коррекции f_1 , f_2 и f_3 , которые определяют, сколько квантов, излученных, соответственно, звездой и оболочкой в непрерывном спектре и оболочкой в линии, попадают после рассеяния в оболочке на звезду. Эти факторы можем найти решением уравнения переноса излучения в непрерывном спектре (формула (1)) для конкретных моделей. Для линий, берущих свое начало в оболочке начиная от поверхности звезды, мы примем, что фактор ослабления f_3 есть такой же, как и в случае непрерывного излучения оболочки ($f_3 = f_2$), а в случае, когда зона формирования линии каких-то ионов начинается вдали от звезды ($r \gg R_*$), принимаем, что $f_3 = 1$. Мы не учитывали изменения частоты линейчатых квантов в процессе рассеяния на свободных электронах. Согласно, например, работе [15], электронное рассеяние изменяет профили линии HeII у звезд WN5 таким образом, что у них появляются сильные крылья в длинноволновой стороне

профиля, но коротковолновая сторона линии остается практически такой же, как и в отсутствие электронного рассеяния. Это надо иметь в виду при сравнении наблюдаемых профилей с рассчитанными.

3. *Сравнение с наблюдениями.* Для звезд WR и P Cyg скорость принята изменяющейся по закону $v = ar + b$ в зонах $R_* \leq r < R_1$ и $R_1 \leq r < R_2$ и по закону $v = (a + b/r)^{1/2}$ в зонах $R_2 \leq r < R_3$ и $r \geq R_3$. Химический состав для звезд WR принят из статьи [8] и для P Cyg предположен таким, как у нормальных звезд класса В.

Найденные из модельных расчетов распределение энергии в непрерывном спектре и профили линий He II λ 5411 и He I λ 5876 сравниваются с наблюдениями звезды HD 192163 (WN6) на рис. 1—3.

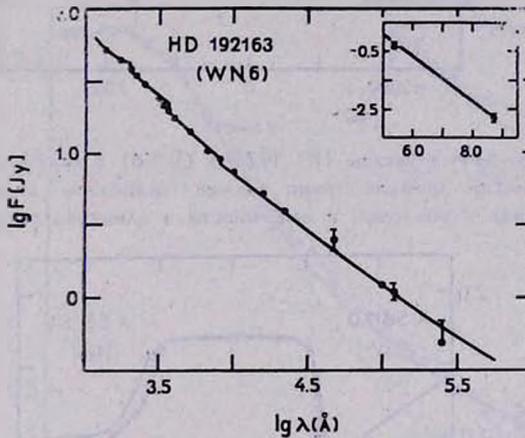


Рис. 1. Наблюдаемое распределение энергии в непрерывном спектре звезды HD 192163 (WN6) в сравнении с теоретическим предсказанием. Модельные параметры: $I_c^*(\lambda > 228 \text{ \AA}) = I_c$ (Куруч [26]: $T = 45000 \text{ K}$, $\lg g = 4.5$), $I_c^*(\lambda < 228 \text{ \AA}) = B_v$ ($T = 90000 \text{ K}$), $M = 9.6 \cdot 10^{-5} M_{\odot}/r$, $v(R_*) = 550 \text{ км/с}$, $v(R_1 = 2R_*) = 1200 \text{ км/с}$, $v(R_2 = 7.5 R_*) = 1700 \text{ км/с}$, $v(R_3 = 50 R_*) = 1100 \text{ км/с}$, $v_{\infty} = 2500 \text{ км/с}$.

Наблюдаемое распределение энергии в континууме нами принято таким же, как и в статье Нугиса [9]. Радиопоток на длине волны 6 см принят из статьи [16]. Наблюдаемые профили линии приняты из атласа [17]. Отметим, что согласно с наблюдениями можно было получить только в случае присутствия в ветре обширной зоны торможения. Основным наблюдательным фактором, указывающим на присутствие зоны торможения, является относительно большая ширина ($\Delta v \approx 500 \text{ км/с}$) абсорбционного компонента у линий He I. Линии He I не могут образоваться вблизи звезды (там гелий двукратно ионизован). Вдали от поверхности звезды (в зоне формирования линий He I) большая ширина Δv абсорбционных компонентов не может быть объяснена изменением скорости, если допустить, что

имеем дело с монотонно возрастающим $v(r)$. Это следует из того, что скорость длинноволнового конца абсорбционного компонента меньше скорости, соответствующей ширине субординатных линий высокоионизованных атомов, которые могут образоваться только относительно близко к звезде. Ширина абсорбционных компонентов He I не может быть объяснена локальными механизмами уширения. Вопрос о возможности присутствия

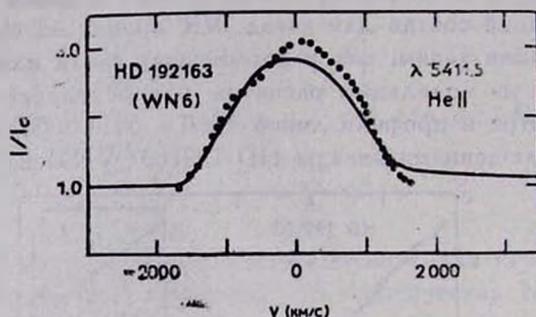


Рис. 2. Линия λ 5411.5 звезды HD 192163 (WN6) в сравнении с теоретическим профилем. Теоретический профиль линии должен несколько видоизмениться из-за электронного рассеяния в оболочке, в особенности в длинноволновом крыле линии.

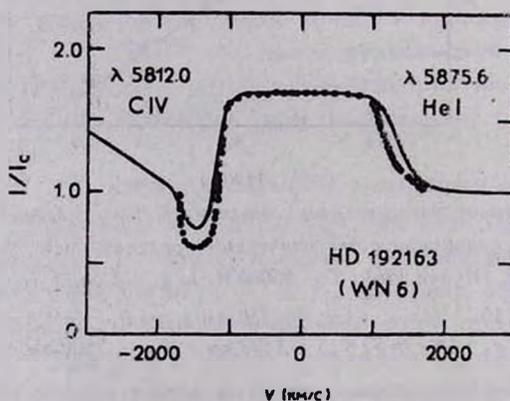


Рис. 3. Линия λ 5875.6 звезды HD 192163 (WN6) в сравнении с теоретическим профилем. Наблюдаемый профиль линии поглощения должен быть несколько ослаблен из-за блендирования с длинноволновым крылом эмиссионной линии CIV λ 5812.0. Красное крыло линии He I λ 5875.6. должно быть обусловлено электронным рассеянием в оболочке.

макротурбуленции в оболочках звезд WR не ясен, но ни макротурбуленция, ни микротурбуленция не могут объяснить особенностей распределения энергии звезд WR и P Cyg в ИК- и радиообластях. Отношение ИК- и радиопотоков в случае звезд WR указывает на то, что довольно далеко от поверхности звезды происходит еще существенное ускорение потока удаляющегося вещества.

Сравнение теоретического модельного распределения энергии в непрерывном спектре с наблюдаемым распределением энергии Р Cyg приведено на рис. 4. Наблюдаемое распределение энергии в континууме найдено с использованием данных из статей [18—21]. Теоретические профили He I и H I с качественной точки зрения близки к наблюдаемым у Р Cyg. Мы не произвели детального сравнения этих профилей, так как в данном случае трудно правильно определить вклад фотосферного абсорбционного компонента. Как видно из рис. 4, согласие с наблюдаемым распределением энергии можно было получить только в случае УЗУ-модели. Отметим, что у Р Cyg наблюдаются довольно большие изменения радиопотока. Эти изменения, на наш взгляд, вызваны перестройкой кинематической структуры оболочки.

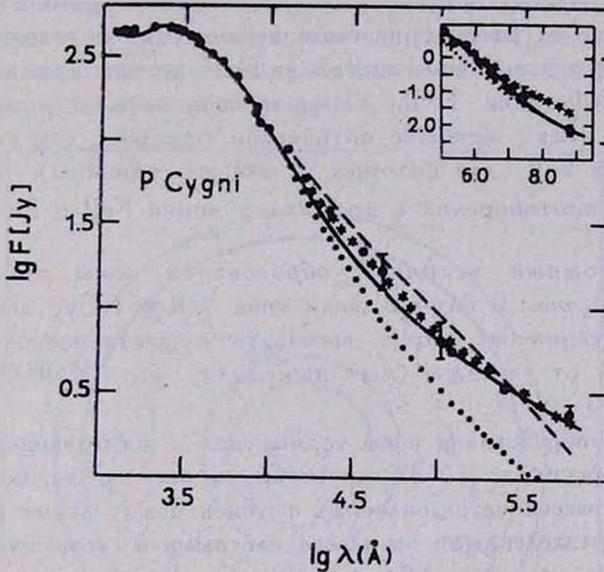


Рис. 4. Наблюдаемое распределение энергии в непрерывном спектре Р Cyg (B1 Ia⁺) в сравнении с теоретическими предсказаниями $I_e^* = I_e$ (Куруч [26]: $T = 20000$ К, $\lg g_1 = 2.5$). $v(R_1) = 15$ км/с. — — — УЗУ-модель ($\dot{M} = 2.45 \cdot 10^{-5} M_{\odot}/\text{г}$, $v(R_1 = 1.5 R_*) = 150$ км/с, $v(R_2 = 10 R_*) = 100$ км/с, $v(R_3 = 30 R_*) = 250$ км/с, $v_{\infty} = 500$ км/с); — — — модельно ускоряющийся ветер ($\dot{M} = 1.47 \cdot 10^{-5} M_{\odot}/\text{г}$, $v(R_1 = R_2 = 15 R_*) = 250$ км/с, $v_{\infty} = 300$ км/с); ... — быстро ускоряющийся ветер ($\dot{M} = 1.47 \cdot 10^{-5} M_{\odot}/\text{г}$, $v(R_1 = 1.5 R_*) = 150$ км/с, $v(R_2 = 15 R_*) = 250$, $v_{\infty} = 300$ км/с); *** — быстро ускоряющийся ветер ($\dot{M} = 3.68 \cdot 10^{-5} M_{\odot}/\text{г}$).

Нугис и др. [4, 5] пытались объяснить с помощью УЗУ-моделей и широкие крылья у линий H_α и H_β в спектре Р Cyg ($v_{\infty} \geq 1000$ км/с). Но, как было показано Колка [22], отчасти широкие крылья у H_α и H_β

объясняются перераспределением фотонов в линиях по частоте из-за томсоновского рассеяния в оболочке. К тому же, как показали УФ-наблюдения, у резонансных линий ионов обильных элементов с низкими потенциалами ионизации наблюдаются краевые скорости абсорбционных компонентов, не превышающие 500—600 км/с [23], так что, видимо, $v_{\infty} \approx 500\text{—}600$ км/с.

Отметим, что в работе Ламерса и др. [24] был сделан вывод, что малые скорости абсорбционных компонентов резонансных линий Fe II исключают модели, в которых скорость вдали от звезды превышала бы 200—300 км/с. Мы провели соответствующие оценки и убедились в том, что в случае, если железо находилось бы преимущественно в однократно ионизованном состоянии в промежутке $25 R_* \leq r \leq 75 R_*$, то, по нашим моделям, должны были бы наблюдаться довольно большие краевые скорости абсорбционных компонентов резонансных линий Fe II. В действительности же на рассматриваемом промежутке железо преимущественно находится в основном состоянии Fe III, причем из-за относительно низкой T_e , УФ-линии Fe III, берущие свое начало с метастабильных уровней, имеют меньшие оптические толщины, чем сильные резонансные линии Fe II (для которых τ_2 меньше единицы). Таким образом, никаких противоречий с профилями линий Fe II и Fe III нет.

4. *Возможный механизм образования зоны торможения и УЗУ-структуры.* В случае звезд типа WR и P Cyg легко убедиться, что гравитация не может вызывать существенного торможения ветра вдали от звезды (мы принимали, что $M(WR) \leq 20 M_{\odot}$ и $M(PCyg) \approx 30\text{—}50 M_{\odot}$).

Причиной образования зоны торможения и последующей за ней второй зоны ускорения, т. е. УЗУ-структуры, на наш взгляд, может являться многократное рассеяние резонансных фотонов между двумя пространственно разделенными оптически плотными в соответствующих переходах зонами в оболочке. Многократное рассеяние резонансных фотонов между двумя пространственно разделенными зонами вызывает торможение внутренней зоны и ускоряющее движение внешней зоны. Рассеяние же фотонов между движущимися в противоположных направлениях участками внешней зоны приводит к дополнительному ускорению этой зоны (механизм Пападжиа и Мачетто [25]).

На рис. 5 изображена общая схема действия предложенного механизма. Мы не будем излагать полную теорию рассматриваемого механизма. Сделаем только некоторые порядковые оценки в духе вероятностных оценок, проведенных в статье [25]. Предположим, что поглощающие в резонансных линиях слои в ветре могут быть аппроксимированы оптически

плотными, расширяющимися обособленными оболочками (shell). В нашей модели мы предполагаем, что во всей расширяющейся оболочке имеются две разные оптически толстые в резонансных линиях shell, между которыми находится оптически тонкая в исследуемом участке длин волн зона в оболочке. Такая структура может, видимо, образоваться в случае присутствия ионизационной стратификации в оболочке. В каком-то участке длин волн в ультрафиолете близко к звезде могут располагаться слои, поглощающие в резонансных линиях ионов с высокими потенциалами ионизации, и вдали от звезды слои, поглощающие в резонансных линиях ионов с низкими потенциалами ионизации. Оптически тонкий промежуток между разными shell (поглощающими слоями) образуется в случае, если в рассматриваемом участке длин волн нет резонансных линий ионов с промежуточными потенциалами ионизации. Для получения приближенных оценок примем, что внешние и внутренние зоны (shell) геометрически тонкие и располагаются на расстояниях R_1 (внешняя граница внутренней зоны) и R_2 (внутренняя граница внешней зоны).

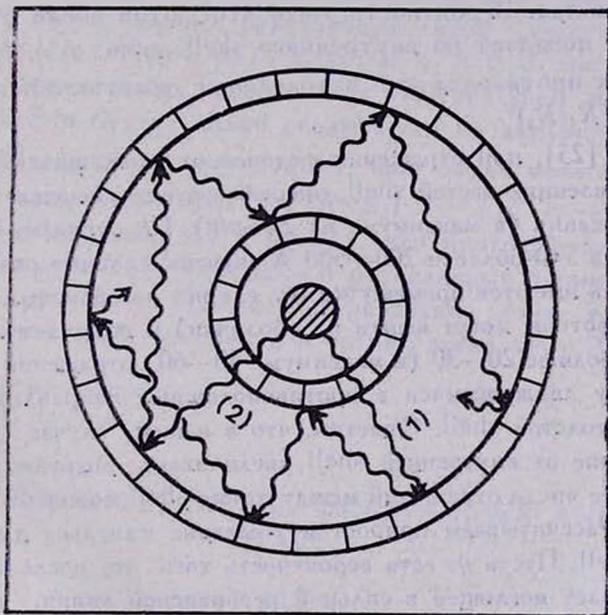


Рис. 5. Схема действия механизма многократного рассеяния фотонов между двумя оптически плотными в резонансных линиях зонами в оболочке ((1) и (2) — два соответствующих фотона, участвующие в процессе многократного рассеяния).

Движущийся со скоростью U атом (или ион), имеющий резонансный переход λ_i , может поглощать налетающий на него сзади (со стороны звезды) в радиальном направлении фотон на длине волны $\lambda = \lambda_i (1 -$

— v/c) и налетающий спереди фотон — на длине волны $\lambda = \lambda_0(1 + v/c)$. Вероятность того, что налетающий фотон будет поглощен в shell (или, точнее, вероятность вступления по взаимодействию с веществом shell), есть $q_0 \approx 1 - e^{-\tau_L}$ ($q_0 \approx 1$, если $\tau_L \gg 1$). Раз фотон поглощен в резонансной линии, то он будет переизлучен почти с равной вероятностью во всех направлениях. Так как фотон скорее всего будет поглощен, проникнув в shell только до глубины $\Delta\tau_L \approx 1$, то в случае когда τ_L большая, фотон после некоторого числа актов поглощения и переизлучения выйдет из shell в обратном направлении (т. е. эффективно происходит отражение фотона от shell), или же он погибает (термализуется). Вероятность выживания фотона после поглощения его в резонансной линии есть $q = A_{21} \beta_{12} / (A_{21} \beta_{12} + N_2 a_{21})$ для случая, когда другие энергетические уровни далеки от тех, реализующих резонансный переход. Вероятность отражения фотона от shell будет при $q = 1$ равна $q_1 \approx \tau_L / (2 + \tau_L)$ ($q_1 \approx 1$ при $\tau_L \gg 1$).

В дальнейшем предположим, что отражение фотона от shell происходит изотропно. Вероятность того, что фотон после отражения от внешней shell попадает во внутреннюю shell есть $q_2^{(+)} \approx (R_1/R_2)^2$ и в движущийся в противоположном направлении участок внешней shell — $q_2^{(-)} \approx 1 - (R_1/R_2)^2$.

В модели [25], при отражении фотонов от движущихся в противоположных направлениях частей shell, энергия фотона уменьшается при каждом акте отражения (в максимуме на $2h\nu_0 v/c$). По оценкам, выполненным в статье [25], в УФ-области 200—500 А скучены сильные резонансные линии. Но и здесь имеются промежутки $\Delta\lambda$, где нет резонансных линий (соответствующие фотоны могут выйти из оболочки) и подряд может произойти обычно не больше 20—30 (в максимуме 50—60) отражений резонансных фотонов между движущимися в противоположных направлениях участками оптически толстой shell. Отметим, что в нашем случае (случай двух shell) отражение от внутренней shell увеличивает энергию фотона, так что здесь общее число отражений между двумя shell может быть в 2—3 раза большим. Рассчитываем прирост и убывание импульса для внешней и внутренней shell. Пусть q_2 есть вероятность того, что после отражения от shell фотон будет поглощен в сильной резонансной линии, для которой $q_0 \approx 1$ и $q \approx 1$. Верхние индексы (1) и (2) пусть обозначают принадлежность соответствующей вероятности к внешней и внутренней shell соответственно. В одном акте отражения прирост импульса (или соответственно убывание импульса в случае внутренней shell) составляет $\approx 1.5 h\nu_0/c$, где ν_0 — частота падающего фотона. В случае внешней shell получаем полный прирост импульса за счет процесса многократного рассеяния

$$\begin{aligned} \dot{p}^{(1)} \approx & \frac{1.5 h\nu_0}{c} q_1^{(1)} (1 + q_2^{(+)} q_3^{(2)} q_1^{(2)} q_3^{(1)} q_1^{(1)} + q_2^{(-)} q_3^{(1)} q_1^{(1)} + \\ & + q_2^{(+)} q_3^{(2)} q_1^{(2)} q_3^{(1)} q_1^{(1)} q_2^{(-)} q_3^{(1)} q_1^{(1)} + \dots) = \frac{1.5 \overline{h\nu_0} q_1^{(1)}/c}{[1 - q_3^{(1)} q_1^{(1)} (q_2^{(+)} q_3^{(2)} q_1^{(2)} + q_2^{(-)})]} \end{aligned} \quad (20)$$

Для внутренней shell получаем уменьшение импульса

$$\dot{p}^{(2)} \approx -q_2^{(+)} q_3^{(2)} q_1^{(2)} \dot{p}^{(1)}. \quad (21)$$

Эффективное число рассеяний (отражений) от внешней зоны есть

$$N^{(1)} \approx q_1^{(1)} [1 - q_3^{(1)} q_1^{(1)} (q_2^{(+)} q_3^{(2)} q_1^{(2)} + q_2^{(-)})]. \quad (22)$$

Это $N^{(1)}$ будет приближаться к бесконечности, если $q_1^{(1)} \approx 1$, $q_3^{(1)} \approx 1$, $q_1^{(2)} \approx 1$ и $q_3^{(2)} \approx 1$. В реальности же во всем УФ-участке спектра $q_3^{(1)}$ и $q_3^{(2)}$ не являются единицами при последующих актах рассеяния. Мы можем ожидать, что в УФ-области спектра имеются участки, содержащие в ряду много сильных резонансных линий (участки $\Delta\lambda \approx 20$ — 50 Å). В пределах такого ряда $q_3 \approx 1$ и $q_1 \approx 1$ и вне ряда $q_3 = 0$. Общее число эффективных рассеяний от внешней shell может достигать 100—150. Это будет сильно сказываться на динамике ветра.

Число рассеяний от внутренней shell будет меньше, чем $N^{(1)}$. Приближенно получаем, что $N^{(2)} \approx (R_1/R_2)^2 N^{(1)}$ ($\dot{p}^{(2)} \approx -(R_1/R_2)^2 \dot{p}^{(1)}$). Таким образом, мы приходим к выводу, что многократное рассеяние фотонов между оптически толстыми в резонансных линиях двумя разными shell может быть причиной образования зоны торможения и следующей за ней зоны ускорения в ветрах звезд типа WR и P Cyg.

Институт астрофизики и физики
атмосферы АН Эст.ССР

DECELERATION ZONES IN THE WINDS OF WR AND P CYGNI STARS

T. NUGIS

Observational data both on continua and on line spectra of WR and P Cygni type stars probably can only be explained if extensive deceleration zone is allowed to exist in the wind. The outflowing matter is first accelerated near the stellar surface, then follows deceleration of the flow and after that a final acceleration of the matter flow takes place (wind has an ADA-structure: acceleration-deceleration-acce-

leration). Such a structure of the wind probably arises due to multi-scattering of quanta between two different shells in the envelope (these detached optically thick in resonance line shells probably arise due to ionization stratification in the envelope).

ЛИТЕРАТУРА

1. P. Kuan, L. V. Kuht, *Astrophys. J.*, 199, 148, 1975.
2. W. R. Oegerle, D. van Blerkom, *Astrophys. J.*, 224, 193, 1978.
3. P. Kunasz, D. van Blerkom, *Astrophys. J.*, 224, 193, 1978.
4. T. Nugis, I. Kolka, L. Luud, in „Mass Loss and Evolution of O-Type Stars“, IAU Symp. No. 87, eds. P. S. Conti, C. W. H. de Loore, D. Reidel Publishing Company, Dordrecht-Holland, 1979, p. 39.
5. Т. А. Нугис, И. Р. Колка, А. С. Лууд, Публ. Тартуск. астрофиз. обсерв., 47, 191, 1979.
6. L. B. F. H. Waters, P. R. Wessellius, *Astron. and Astrophys.*, 155, 104, 1986.
7. T. Nugis, *Tartu Astrofuus. Observ. Publ.*, 50, 101, 1984.
8. Т. Нугис, в сб. «Звезды типа Вольфа-Райе и родственные им объекты», ред. Т. Нугис, И. Пустыльник, АН Эст.ССР (Таллинн, 1988, стр. 10).
9. T. Nugis, *Tartu Astrofuus. Observ. Publ.*, 53, 1990 (в печати).
10. В. В. Соболев, Двигущаяся оболочка звезд, Изд. ЛГУ, Ленинград, 1947.
11. J. I. Castor, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 149, 111, 1970.
12. C. B. Rybicki, D. G. Hammer, *Astrophys. J.*, 219, 654, 1978.
13. В. П. Гринин, *Астрофизика*, 20, 365, 1984.
14. J. Surdej, *Astron. and Astrophys.*, 60, 303, 1977.
15. D. J. Hillier, *Astrophys. J.*, 280, 744, 1984.
16. H. R. Dickel, J. H. Habing, R. Isaacman, *Astrophys. J. Lett.*, 238, L39, 1980.
17. L. F. Smith, L. V. Kuht, *An Atlas of Wolf-Rayet Line Profiles*, Jila Report No. 117, Univ. Colorado, 1981.
18. H. J. G. L. M. Lamers, M. de Groot, A. Cassatella, *Astron. and Astrophys.*, 128 299, 1983.
19. D. C. Abbott, C. M. Telesco, S. C. Wolff, *Astrophys. J.*, 279, 225, 1984.
20. P. R. Schwartz, J. H. Spencer, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 180, 297, 1977.
21. G. H. J. van den Oord, L. B. F. M. Waters, D. C. Abbott, J. H. Bieging, E. Churchwell, in „Radio Stars“, eds. R. M. Hjellming, D. M. Gibson, D. Reidel Publishing Company, Dordrecht-Holland, 1985, p. 111.
22. И. Р. Колка, Модель оболочки звезды Р Лебедя. Анализ на основе спектральных линий водорода, ENSV TA Prepr. A-4, 1980.
23. L. Luud, A. Sapar, *Tartu Astrofuus. Observ. Teated*, No. 60, 3, 1980.
24. H. J. G. L. M. Lamers, P. Korevaar, A. Cassatella, *Astron. and Astrophys.*, 149, 28, 1985.
25. N. Panagia, F. Macchetto, *Astron. and Astrophys.*, 106, 266, 1982.
26. R. L. Kurucz, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 40, 1, 1979.