АСТРОФИЗИКА

ТОМ 21 АВГУСТ, 1984 ВЫПУСК 1

УДК 524.358

О МЕХАНИЗМЕ ИСТЕЧЕНИЯ ВЕЩЕСТВА ИЗ ЗВЕЗД ВОЛЬФА — РАЙЕ

И. Ф. МАЛОВ, В. И. ШИШОВ

Поступила 28 июня 1983
Принята к печати 3 февраля 1984

В работе рассмотрен механизм ускорения вещества внутри звезды Вольфа—Райе за счет излучения при условии, что светимость звезды $L \gtrsim L_c = \frac{4\pi cGM}{\varkappa_e}$. Показано, что этот механизм допускает плавный переход через скорость звука в областях с $\tau_e \gg 1$. В рамках сделанных предположений по наблюдаемой массе звезды можно оценить ее светимость и расстояние до нее.

1. *Введение.* Хорошо известно, что наиболее интенсивное истечение вещества в межзвездную среду происходит из звезд типа Вольфа — Райе (WR). Характерная скорость потери массы этими объектами $\dot{M}_{WR}$ составляет $10^{-5}\ M_\odot$/год. В ряде работ (см., например, [1—5]) обсуждаются возможные механизмы ускорения вещества в этих звездах. Показано, что ускорение может происходить как внутри звезды при сильной привязке излучения к веществу ($\bar{\tau} \gg 1$) [2—3], так и в атмосфере звезды, где $\bar{\tau} \lesssim 1$ [1, 4, 5]. В частности, если светимость звезды L больше критической светимости $L_c = \frac{4\pi cGM}{\varkappa}$, где M — масса звезды, а $\varkappa$ — средний по спектру коэффициент поглощения, то эффективной ускоряющей силой может быть сила лучистого давления на свободные электроны [5]. Кроме предположения о том, что $L > L_c$, в [5] было принято значение скорости вещества на границе фотосферы ($\tau_e \sim 1$), в несколько раз превышающее скорость звука на том же уровне. Это предположение было произвольным и вынуждалось тем обстоятельством, что указанный механизм не допускал перехода через скорость звука. Впоследствии прямыми измерениями в двойной системе V 444 Cyg было показано, что скорость на уровне R_*, соответствующем $\tau_e \sim 1$, действительно является существенно сверхзвуковой и достигает для этой звезды WR значения $V_* \sim 300$ км/с [6]. При

этом измеренная светимость звезды WR оказалась близкой к эддингтоновской светимости.

Таким образом, в настоящее время близость светимости звезды WR к критической и наличие сверхзвуковой скорости на уровне «фотосферы» ($\tau_* \sim 1$) можно считать наблюдательными фактами.

Массы звезд *WR* по наблюдениям двойных систем заключены в пределах от $6M_\odot$ до $13M_\odot$ при среднем значении порядка $10M_\odot$, температуры фотосферы $T_* \approx 80\,000 - 100\,000$K при $\overline{T}_* \approx 90\,000$K; радиус фотосферы $R_* \approx 3R_\odot$, а электронные плотности на этом уровне $n_e \sim 10^{13}$ см [6 – 7].

С учетом приведенных данных ниже делается попытка описать формирование течения во внутренних областях звезд WR.

2. *Основные уравнения.* Исследование спектральных линий в звездах WR [8—9] показывает, что атмосферы этих звезд более чем на 80% (по числу атомов) состоят из гелия. Мы в дальнейшем будем считать, что звезды WR — чисто гелиевые. Для принятых значений температур и плотностей на уровне фотосферы отношение импульса, передаваемого на газ при поглощении, к импульсу за счет рассеяния на электронах составляет 4—8% [10]. Можно поэтому считать, что основной вклад в непрозрачность вносит томсоновское рассеяние. Мы далее предполагаем, что и во внутренних слоях звезды WR непрозрачность полностью определяется рассеянием на электронах. Справедливость этого предположения обсуждается ниже.

В [2] при рассмотрении политропного механизма ускорения вещества считалось, что вся энергия излучения переносится потоком газа, к которому жестко привязано излучение. В [3] же полагалось, что перенос этой энергии связан полностью с лучистой теплопроводностью. И в том, и в другом случае не удалось получить переход через скорость звука для приемлемых значений параметров. Здесь мы рассматриваем режим, при котором учитываются оба эти процесса. В качестве исходной принята система уравнений радиационной газодинамики при сильной привязке излучения к веществу [11]. Для сферически-симметричного течения в поле тяжести звезды с массой M и светимостью L эта система может быть записана в виде:

$$\frac{d}{dr}(r^2\rho V) = 0,$$

$$\rho V\frac{dV}{dr} + \frac{dP_g}{dr} + \frac{dP_r}{dr} + \rho\frac{GM}{r^2} = 0,$$

$$\rho V r^2\left(\frac{V^2}{2} + \frac{5}{2}\frac{P_g}{\rho} + 4\frac{P_r}{\rho} - \frac{GM}{r}\right) + r^2 H_r = \frac{L}{4\pi}, \qquad (1)$$

$$H_r = -\frac{4acT^3}{3\varkappa\rho}\frac{dT}{dr},$$

$$P_g = \rho\frac{kT}{m},$$

$$P_r = \frac{aT^4}{3},$$

где ρ — плотность, T — температура, V — скорость движения газа, H_r — поток лучистой энергии, P_g — газовое давление, P_r — давление излучения. Для среды, состоящей из полностью ионизованного гелия и электронов, $\bar{m} = \dfrac{m_e n_e + m_{\mathrm{He}} n_{\mathrm{He\ III}}}{n_e + n_{\mathrm{He\ III}}} \approx \dfrac{4}{3} m_{\mathrm{H}}$. Для дальнейшего анализа системы уравнений (1) удобно провести ее обезразмеривание, введя следующие переменные:

$$W^2 = \frac{V^2}{\frac{kT_*}{\bar{m}}},\quad \theta = \frac{T}{T_*},\quad \mu = \frac{\rho}{\rho_*},\quad x = \frac{r}{R_*}. \tag{2}$$

В безразмерной форме исследуемая система уравнений имеет вид:

$$\frac{d}{dx}(x^2\mu W) = 0,$$

$$\mu W\frac{dW}{dx} + \mu\frac{d\theta}{dx} + \theta\frac{d\mu}{dx} + 4\beta_0\theta^3\frac{d\theta}{dx} + g\frac{\mu}{x^2} = 0, \tag{3}$$

$$\mu W x^2\left(\frac{W^2}{2} + \frac{5}{2}\theta + 4\beta_0\frac{\theta^4}{\mu} - \frac{g}{x}\right) - Q\frac{\theta^3 x^2}{\mu}\frac{d\theta}{dx} = \lambda,$$

где введены безразмерные параметры:

$$\beta_0 = \frac{\bar{a}\bar{m}T_*^3}{3k\rho_*},\quad g = \frac{\bar{m}GM}{kR_*T_*},\quad Q = \frac{4\beta_0}{AB},$$

$$A = \varkappa_*\rho_* R_*,\quad B = \frac{\sqrt{\frac{kT_*}{\bar{m}}}}{c},\quad \lambda = \frac{L}{4\pi R_*^2\rho_*\left(\frac{kT_*}{\bar{m}}\right)^{3/2}}. \tag{4}$$

Параметр β_0 характеризует отношение лучистого давления к газовому. g — отношение гравитационной энергии к тепловой, A определяет оптическую толщу по рассеянию среды с размером R_* и плотностью ρ_*, B —

отношение изотермической скорости звука к скорости света, λ — отношение светимости к мощности теплового потока. Все параметры вычисляются на некотором фиксированном уровне, за который в настоящей работе принята граница фотосферы.

Для указанных выше наблюдаемых значений физических величин на уровне фотосферы безразмерные параметры задачи равны:

$$\beta_0 = 887;\ g = 1140;\ A = 1.4;\ B = 7.87 \cdot 10^{-5};$$

$$Q = 3.22 \cdot 10^{7};\ \lambda = \frac{g}{AB} = 1.03 \cdot 10^{7}.$$

При этих значениях параметров ряд членов в системе (3) может быть опущен, и она примет вид:

$$\frac{d}{dx}(x^2 \mu W) = 0,$$

$$\mu W \frac{dW}{dx} + \theta \frac{d\mu}{dx} + 4\beta_0 \theta^3 \frac{d\theta}{dx} + g \frac{\mu}{x^2} = 0, \tag{4}$$

$$\mu W x^2 \left(4\beta_0 \frac{\theta^4}{\mu} - \frac{g}{x} \right) - Q \frac{x^2 \theta^3}{\mu} \frac{d\theta}{dx} = \lambda.$$

Вводя безразмерную скорость на уровне фотосферы $w_* (= x^2 \mu w)$ и исключая μ из системы, получим следующие уравнения для дальнейшего исследования:

$$\frac{dW}{dx} = \frac{W}{x^2} \frac{C_0' \theta^4 W x^2 - 2\theta x + g\left(1 - \frac{L}{L_c}\right)}{\theta - W^2},$$

$$\frac{d\theta}{dx} = AB W_* \frac{\theta}{x^2} - \frac{\lambda W_*}{Q x^4 \theta^3 W}, \tag{5}$$

где $C_0 = 4 \frac{\beta}{\beta_0} AB$. Для принятых значений параметров $C_0 = 0.39$.

3. *Анализ исходной системы.* Нами было проведено исследование системы (5) в предположении о том, что $\frac{L}{L_c} = 1 + \delta$ при $0 < \delta \ll 1$. Превышение светимости над критической не приведет к катастрофическому разлету звезды, поскольку внутри звезды часть энергии, большая чем δ, переносится конвективно (член $r^2 P_r V$ в уравнении энергии системы (1)). Топология интегральных кривых, полученная численным анализом системы (5), приведена на рис. 1 для $\delta = 0.013$ и значений остальных параметров, указанных выше. Система (5) имеет особую точку типа седла со зна-

чениями производной в этой точке, имеющими разные знаки. Следовательно, существует плавный переход от дозвуковых скоростей в самых глубоких слоях звезды к скоростям, превышающим скорость звука, в областях выше особой точки. Значение скорости газа на поверхности звезды ($x = 1$) зависит от параметра δ. На рис. 2 приведена зависимость $W_*(\delta)$ для особых кривых при неизменных значениях других параметров. Для V 444 Cyg $W_* = 12.7$, что соответствует $\delta = 0.013$. Существует также зависимость W_* от R_* (рис. 3). Знание M, W_* и R_* из наблюдений позволяет оценить величину δ.

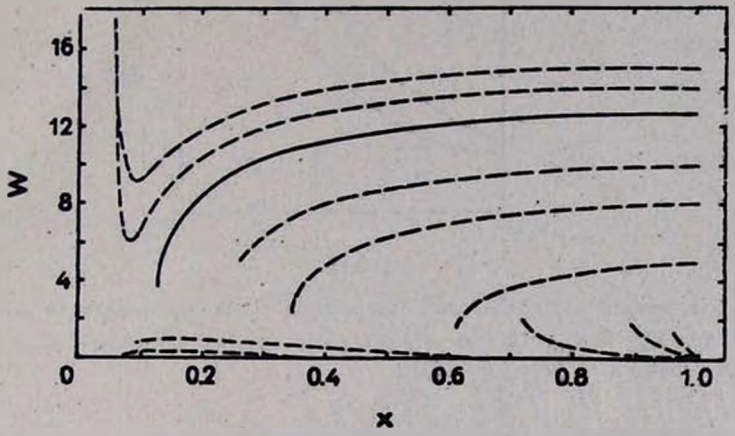

Рис. 1. Семейство интегральных кривых системы (5) при $\delta = 0.013$, $R_* = 3\ R_\odot$ и значениях других параметров, приведенных в тексте.

Поведение интегральных кривых можно понять из приближенного анализа системы (5).

В области установившегося течения ($0.2 < x \leqslant 1$) скорость значительно превышает тепловую и изменяется очень медленно. Описать эту область можно следующей системой:

$$W\frac{dW}{dx} = \frac{g\delta}{x^2} - C_0 W\pi_r,$$
$$\frac{d\pi_r}{dx} = -\frac{4\delta}{Qx^4}, \qquad (6)$$

где $\pi_r = C^4$ — безразмерное давление излучения. Из второго уравнения следует, что во внутренних слоях звезды

$$\pi_r \approx \frac{4\delta}{3Qx^3}, \qquad (7)$$

и, следовательно, в области, где происходит основное ускорение газа,

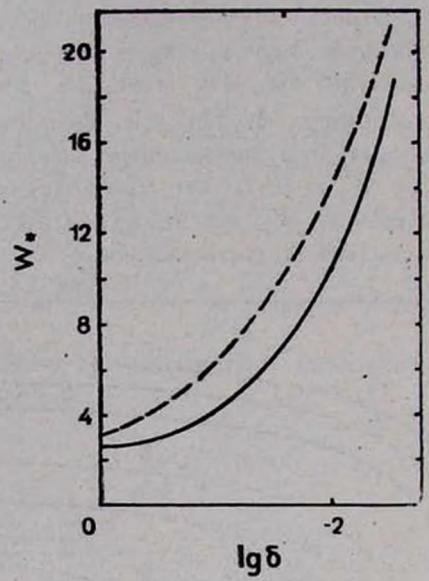

Рис. 2. Зависимость безразмерной скорости на уровне фотосферы от величины параметра δ при $R_* = 3\ R_\odot$. Сплошная кривая — результат численного интегрирования, пунктирная — оценки по формуле (13).

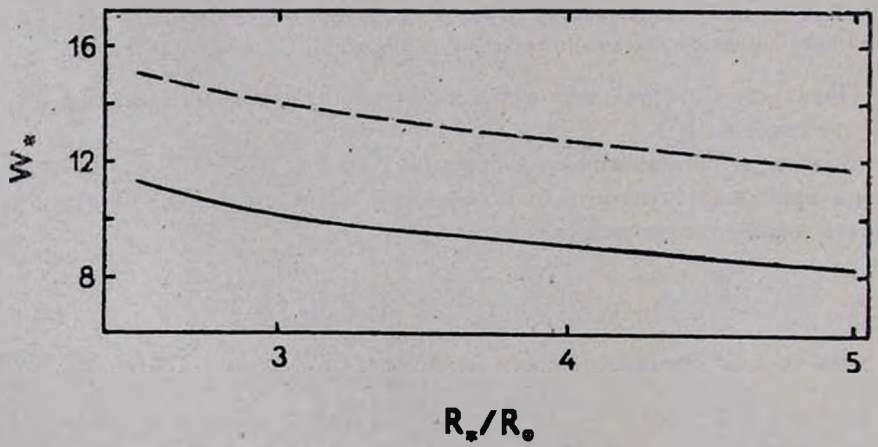

Рис. 3. Зависимость безразмерной скорости на уровне фотосферы от радиуса фотосферы для $\delta = 0.01$. Данные численного счета — сплошная кривая, оценки по формуле (13) — пунктирная.

$$W\frac{dW}{dx}\approx\frac{g\delta}{x^2},$$

т. е.

$$W_*^2\approx\frac{2g\delta}{x_1}. \tag{8}$$

Поскольку слой, в котором происходят основные ускорения, является узким, x_1 приближенно можно определить из условия:

$$\frac{g\delta}{x_1^2}=C_0W_*\tau_r(x_1). \tag{9}$$

Учитывая (7) и (8), получим:

$$x_1=\sqrt{\frac{8C_0\delta}{3QW_*}}. \tag{10}$$

Принимая во внимание, что $L\approx L_e$ и $A\approx 1$, имеем

$$x_1\approx\frac{V_{esc}}{\sqrt{V_*\cdot c}} \tag{11}$$

и

$$\delta\approx\frac{V_*}{V_{esc}}\sqrt{\frac{V_*}{c}}, \tag{12}$$

где $V_{esc}=\sqrt{\frac{2GM}{R_*}}$ — скорость убегания с поверхности звезды.

4. *Обсуждение результатов.* Знание V_* и V_{esc} позволяет оценить величину δ и уровень внутри звезды, на котором происходит переход через скорость звука.

Полученные оценки делают понятным поведение кривых, представленных на рис. 2 и 3. Действительно, из (12) следует, что

$$W_*=205\left(\frac{\delta^2\dfrac{M}{M_\odot}}{R_*/R_\odot}\right)^{1/3}, \tag{13}$$

и, следовательно, W_* растет при увеличении δ и уменьшении R_*, причем последняя зависимость должна быть более слабой.

Приведенные выше оценки позволяют определить скорость потери массы звездой $|\dot{M}|=4\pi R_*^2\rho_*V_*$. Поскольку $\rho_*R_*x_e\approx 1$, а $V_*=(\delta^2V_{esc}^2c)^{1/3}$, то

$$|\dot{M}| = \frac{4\pi\sqrt[3]{2Gc}\,\delta^{2/3}M^{1/3}R_*^{2/3}}{\varkappa_e} = 3.36\cdot 10^{-5}\delta^{2/3}\left(\frac{M}{M_\odot}\right)^{1/3}\left(\frac{R_*}{R_\odot}\right)^{2/3}\frac{M_\odot}{\text{год}}. \quad (14)$$

Таким образом, по M, R_* и V_* можно оценить δ, а затем и $|\dot{M}|$.

Кроме того, если у звезд WR $L \approx L_c$, то по известной массе (скажем, из наблюдений двойных систем) можно определить светимость звезды:

$$L = \frac{4\pi cGM}{\varkappa_e}. \quad (15)$$

А знание светимости позволит определить расстояние до звезды. Соотношение (15) можно использовать и для оценки массы, если известна светимость.

Наконец, результаты численного счета показывают, что исходные предположения о доминирующей роли электронного рассеяния в процессах переноса излучения и малости газового давления по сравнению с лучистым ($\beta_0 \gg 1$) выполняются во всей области течения от дозвуковых до сверхзвуковых скоростей.

В задачу этой работы не входило построение полной модели звезды WR, а только рассмотрение возможности ускорения вещества внутри звезды при условии, что $L \gtrsim L_c$. Построение модели от сверхзвуковой оболочки до квазистатического ядра требует учета газового давления в системе (3), ибо, как показывают оценки, роль газового давления при движении внутрь звезды возрастает.

В заключение подчеркнем еще несколько важных моментов.

1) При анализе исходной системы предполагалось, что M не зависит от r, т. е., что основная масса заключена в квазигидростатическом ядре. Используя данные численного счета при $\delta = 0.01$ от $x = 0.16$ до $x = 1$ и $W_* = 10$, мы получили

$$M_{об} = 4\pi R_*^3\rho_*\int_{0.16}^{1}\mu x^3 dx = 6\cdot 10^{24}\text{г},$$

т. е. $M_{об} \ll M_{ядра}$, что согласуется со сделанным предположением.

2) Проведенный анализ показывает, что расчет моделей внутреннего строения звезд WR должен давать радиус гидростатической звезды r_*, примерно на порядок меньший, чем измеренные радиусы фотосфер звезд WR, R_*. Грубая оценка r_* может быть сделана по формуле (11).

3) В работах [12—13] рассматривалось ускорение вещества в оболочке звезды при переменной непрозрачности для случая, когда $L < L_c$ в до-

звуковой области и $L > L_c$ после перехода через скорость звука. В работе [14] проведено детальное исследование системы (1) при $\bar{\varkappa} = \text{const}$ и произвольных значениях параметров. Мы здесь задавались целью использовать некоторые особенности системы (1) для описания течения внутри звезды WR, полагая $\varkappa = \varkappa_e$ и $L \gtrsim L_c$ во всей области ускорения.

4) В рассмотренной нами модели скорость на фотосфере V_* зависит от величины параметра δ (рис. 2 и формула (8)). Наблюдаемому значению $V_* \sim 300$ км/с для V 444 Cyg соответствует, как уже отмечалось, $\delta = 0.013$. Для описания ускорения в атмосфере звезды WR за счет томсоновского рассеяния излучения на электронах в работе [5] брались значения $g\delta = 211—1243$. Тогда по формуле (8) (при $x_i \sim 0.1$) $W_* = 60 \div 160$, что соответствует скорости на фотосфере $\gtrsim 1000$ км/с, а это противоречит данным наблюдений. Следовательно, если верна предложенная здесь модель, то в атмосферах звезд WR должен работать другой (не связанный с томсоновским рассеянием) механизм ускорения.

Физический институт
им. П. Н. Лебедева АН СССР

ON A FORMATION OF A MASS FLOW FROM WOLF-RAYET STARS

I. F. MALOV, V. I. SHISHOV

The mechanism of an acceleration of matter in Wolf-Rayet stars due to radiation is considered. This mechanism operates if $L \gtrsim L_c = \frac{4\pi c GM}{\varkappa_e}$ and $\tau_e \gg 1$. It allows a smooth transition from subsonic velocities to supersonic ones. On the basis of some assumptions, luminosities of Wolf-Rayet stars and distances to them can be estimated from observed values of masses.

ЛИТЕРАТУРА

1. *L. B. Lucy, P. M. Solomon*, Ap. J., 159, 879, 1970.
2. *И. Ф. Малов*, Труды ФИАН, 62, 33, 1972.
3. *М. В. Конюков, И. Ф. Малов*, Труды ФИАН, 62, 188, 1972.
4. *И. Ф. Малов*, Астрофизика, 8, 227, 1972.
5. *И. Ф. Малов*, Астрофизика, 10, 575, 1974.
6. *А. В. Гончарский, А. М. Черепащук, А. Г. Ягола*, Численные методы решения обратных задач астрофизики, Наука, М., 1978, стр. 272.
7. *С. В. Рублев, А. М. Черепащук*, в сб. «Явления нестационарности и звездная эволюция», Наука, М., 1974, стр. 47.

8. *С. В. Рублев*, Изв. САО, 4, 3, 1972.
9. *М. Ильмас, Т. Нугис*, Эмиссионные линии в спектрах звезд Вольфа—Райе, Тарту, 1973.
10. *С. В. Рублев*, Астрон. ж., 42, 718, 1965.
11. *С. Э. Беленький*, Труды ФИАН, 10, 15, 1958.
12. *Г. С. Бисноватый-Коган, Я. Б. Зельдович*, Астрон. ж., 45, 241, 1968.
13. *G. S. Bisnovatyi-Kogan*, Astrophys. Space Sci., 22, 307, 1973.
14. *Г. С. Бисноватый-Коган*, Прикладная мат. и мех., 31, 762, 1967.