

ДВИЖЕНИЕ ГАЗА В ТЕСНОЙ ДВОЙНОЙ СИСТЕМЕ V 444 Cyg

Ю. П. Коровяковский, Ю. В. Сухарев

Рассматривается движение вещества в тесной двойной системе V 444 Cyg, один из компонентов которой — звезда с протяженной оболочкой (WN 5.5+O6). Расчеты проводились с учетом светового давления и газодинамических эффектов. Получены траектории движения вещества для различных начальных скоростей истечения и болометрических светимостей Вольфа—Райе-компонента системы.

Motion of material is considered in the close binary system V 444 Cyg one of the components of which is a star with an extended envelope (WN 5.5+O6). The calculations are made allowing for the light pressure and gas-dynamic effects. Material motion paths are obtained for different material outflow initial rates and bolometric luminosities of the Wolf-Rayet-component of the system.

Введение

При интерпретации спектров звезд Вольфа—Райе, входящих в состав тесных двойных систем, возникают определенные трудности, связанные со спецификой этих объектов.

Спектрофотометрические исследования ряда подобных систем показывают, что главной особенностью в поведении их эмиссионного спектра являются значительные изменения эквивалентных ширин, контуров и центральных интенсивностей линий излучения в течение периода. Кроме того, при построении кривых лучевых скоростей для ионов с разными потенциалами ионизаций обнаруживаются фазовые сдвиги и различия γ -скоростей. Объяснение этого явления можно искать в асимметрии оболочки, обусловленной присутствием массивного компонента раннего спектрального класса.

Интерпретацию указанных спектральных особенностей можно существенно облегчить, привлекая теоретические расчеты движения вещества в оболочке, окружающей звезду типа Вольфа—Райе. При построении теоретических моделей таких объектов необходимо учитывать как высокую светимость и высокую температуру компонентов ($T_{*}^{WR} \approx 100\,000^\circ$), так и довольно значительную концентрацию вещества, образующего оболочку вокруг звезды WR. Все это может сделать значительным роль светового давления в движении вещества в таких системах.

Попытка учесть влияние радиативных сил на оболочку в тесных двойных системах с Вольфа—Райе-компонентом была сделана Лимбером [1]. Однако в уравнения, описывающие движения веществ в [1], сила светового давления была введена формально, без привлечения физических параметров компонентов системы.

В данной работе проводится расчет движения газа в тесной двойной системе V 444 Лебедя с хорошо изученными физическими и орбитальными параметрами, с учетом как сил светового давления, так и газодинамических сил, роль которых, согласно [2, 3], может быть значительной.

Оценки сил светового и газового давлений

Наблюдения звезд типа Вольфа—Райе показывают, что преобладающим ($\approx 90\%$) элементом в их атмосферах является гелий [4]. Так, в исследуемой в настоящей работе системе V 444 Лебеда, согласно [5], отношение $H/(H + He) = 0.1$. Поэтому прежде всего оценим влияние радиативных сил на атомы гелия. Рассмотрим роль давления излучения за пределом основной серии He II и на свободные электроны. Сила светового давления в резонансной линии He II, как показано в [6], незначительна.

В дальнейшем при расчетах мы воспользуемся численными значениями параметров для данной системы, взятыми из [5] и приведенными в табл. 1.

ТАБЛИЦА 1

Параметры	Звезда	
	WR	O
Масса (M_{\odot})	9.8	24.8
Радиус		
звезды (R_{\odot})	8 ± 0.4
ядра (R_{\odot})	2.0	...
Большая полуось $A_0(R_{\odot})$		40
$M_{\text{бол.}}$	-9^m5	-8^m8
$T_{\text{эфф.}}$	$110\ 000^{\circ}$ (ядра)	$45\ 000^{\circ}$
Электронная концентрация у поверхности $n_e^0, \text{см}^{-3}$	10^{13}	...

Сила светового давления, вызванного излучением за пределом основной серии He II. Уравнение для определения силы светового давления, вызванного излучением за пределом основной серии, имеет вид [6]:

$$f_{1c} = \kappa_{1c} n (1 - x) H_{1c} / c, \quad (1)$$

где n — число атомов гелия в 1 см^3 , x — степень ионизации атомов He II, κ_{1c} и H_{1c} — коэффициент поглощения и поток излучения за пределом основной серии He II, c — скорость света.

Для определения величины x воспользуемся формулой ионизации из работы [6], полагая при этом, что $[p/(1-p)] \times (T_e/T_*)^{1/2} \approx 1$, тогда

$$x(1+x)/(1-x) = (W/n) [(2\pi m_e k T_*)^{3/2} / h^3] \exp(-\chi_{1c}/kT_*) \exp(-\tau), \quad (2)$$

где χ_{1c} — энергия ионизации He II, τ — оптическое расстояние данного элемента от фотосферы звезды для излучения за пределом основной серии He II. Остальные обозначения общепринятые.

Величина τ определяется следующей формулой:

$$\tau = \int_{r_0}^r \kappa_{1c} n (1 - x) dr, \quad (3)$$

где r_0 — радиус фотосферы звезды Вольфа—Райе.

Допуская, что в зоне He III величина $1 + x$ изменяется незначительно, и полагая $1 + x = 2$, получим следующее выражение для μ_{1c} — отношения силы светового давления за границей основной серии ионизованного гелия к силе гравитации:

$$\mu_{1c} = (\kappa_{1c} / 4\pi c G m_{\text{He}}) (L_{1c}^0 / M_{\text{WR}} A), \quad (4)$$

где

$$L_{1e}^0 = H_{1e} \cdot 4\pi r_0^2 \cdot \exp(\tau), \quad (5)$$

$$A = (W/2n) [(2\pi m_e k T_*)^{3/2} / h^3] \exp(-\chi_{1e} / k T_*). \quad (6)$$

В (6) величина W/n считалась постоянной (т. е. $W \sim r^{-2}$, $n \sim r^{-2}$) и значение ее принималось равным 10^{-13} .

Результаты вычислений величины μ_{1e} как функции параметров M_{60x} и T_* Вольфа—Райе-компонента приведены в табл. 2.

ТАБЛИЦА 2

M_{60x}	T_* , тыс. град.		
	90	100	120
-9.3	$0.2 \cdot 10^{-1}$	$0.2 \cdot 10^{-1}$	$0.7 \cdot 10^{-2}$
-9.5	$0.3 \cdot 10^{-1}$	$0.2 \cdot 10^{-1}$	$0.9 \cdot 10^{-2}$
-10.1	$0.5 \cdot 10^{-1}$	$0.3 \cdot 10^{-1}$	$0.2 \cdot 10^{-1}$

Сила светового давления, обусловленная электронным рассеянием. Для случая рассеяния на свободных электронах вместо уравнения (1) имеем

$$f_e = n_e \sigma_0 H / c, \quad (7)$$

где n_e — концентрация свободных электронов, σ_0 — коэффициент рассеяния, рассчитанный на один электрон, H — полный поток излучения в данном месте, c — скорость света.

Принимая во внимание, что для потока излучения справедливо выражение

$$H = L / 4\pi r^2, \quad (8)$$

получим следующее выражение для $\mu_e = f_e / f_g$:

$$\mu_e = (\sigma_0 / 2\pi c G m_{H^+}) (L / M_{WR}), \quad (9)$$

где L — болометрическая светимость звезды WR.

Подставляя в (9) значения физических параметров Вольфа—Райе-компонента, получим следующие значения μ_e :

M_{60x}	-9.3	-9.5	-9.8	-10.1
μ_e	0.645	0.776	1.02	1.35

Из сравнения величин μ_{1e} и μ_e видно, что в исследуемой системе V 444 Суг преобладающую роль играет световое давление на свободные электроны.

Ниже приведены значения μ_e^{06} , вычисленные для второго компонента системы звезды Об.

M_{60x}	-8.8	-9.0	-9.2
μ_e^{06}	0.16	0.19	0.23

Оценим границы применимости формулы (9). Выражение для μ_e справедливо в области, где $\tau_e < 1$. Нетрудно получить приближенную оценку τ_e , зная концентрацию свободных электронов вблизи поверхности фотосферы звезды Вольфа—Райе ($n_e^0 = 10^{13} \text{ см}^{-3}$) и приближенно полагая, что $n_e \sim r^{-2}$ (см. [5]):

$$\tau_e = \int_{r_0}^l n_e^0 (r_0/r)^2 \sigma_0 dr. \quad (10)$$

Произведя интегрирование в (10), получим

$$\tau_e = n_0^0 \sigma_0 r_0 [1 - r_0/l]. \quad (11)$$

Подставляя численные значения в выражение (11) для τ_e , получим, что τ_e становится близким к единице на расстоянии порядка $2 A_0$ от центра звезды Вольфа—Райе (A_0 — большая полуось).

Сила, обусловленная газовым давлением. Как было показано в работах [2, 3], при тех плотностях и температурах, которые наблюдаются в оболочках тесных двойных систем, газовое давление может играть существенную роль в динамике струй этих объектов. Выражение для силы газового давления f_p в предположении изэнтропичности и автомодельности движения можно записать следующим образом (подробно см. [2]):

$$f_p = \bar{C}/R^{2\gamma-1}, \quad (12)$$

где

$$\bar{C} = [2\gamma (2.5)^{\gamma-1}/(\gamma-1)] (R_* T_0/\mu) [A_0/G (M_{WR} + M_{O6})] (R_0/A_0)^{1/3}, \quad (13)$$

R_0 — начальный радиус газового цилиндра, выбрасываемого с поверхности WR-компонента, R — текущий радиус цилиндра, γ — отношение удельных теплоемкостей при постоянном давлении и постоянном объеме, μ — средний молекулярный вес газа, R_* — универсальная газовая постоянная, G — гравитационная константа, M_{WR} и M_{O6} — массы компонентов системы, T_0 — температура выброшенного вещества (она полагалась равной T_*).

Ниже приведены величины f_p для различных значений начальной температуры газового цилиндра у поверхности ядра Вольфа—Райе-компонента (радиус цилиндра $R_0 = 0.01 A_0$):

T_* , тыс. град.	90	100	110	120
f_p	$0.131 \cdot 10^{-3}$	$0.146 \cdot 10^{-3}$	$0.161 \cdot 10^{-3}$	$0.176 \cdot 10^{-3}$

Основные уравнения

Выберем систему координат x, y, z таким образом, чтобы ее начало совпадало с центром WR-компонента, ось x была направлена в центр главной звезды системы (компоненты O6), а ось z — перпендикулярна орбитальной плоскости. Осевое вращение компонент системы полагалось синхронным с орбитальным.

Принимая теперь во внимание силу тяготения, кориолисову и центробежную силы, а также находя проекции на координатные оси сил радиативного давления от звезд Вольфа—Райе и O6 и сил газового давления, получим систему уравнений, которая описывает движение газа в пространстве между компонентами (см. [3]):

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2x}{d\tau^2} - 2 \frac{dy}{d\tau} &= \frac{\partial C_1}{\partial x}, \\ \frac{d^2y}{d\tau^2} + 2 \frac{dx}{d\tau} &= \frac{\partial C_1}{\partial y}, \\ \frac{d^2z}{d\tau^2} &= \frac{\partial C_1}{\partial z}, \\ \frac{d^2x_0}{d\tau^2} - 2 \frac{dy_0}{d\tau} &= \frac{\partial C_2}{\partial x_0}, \\ \frac{d^2y_0}{d\tau^2} + 2 \frac{dx_0}{d\tau} &= \frac{\partial C_2}{\partial y_0}, \\ \frac{d^2z_0}{d\tau^2} &= \frac{\partial C_2}{\partial z_0}, \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

где

$$C_1 = (1 - \mu_e^{WR})/(1 + q) (x^2 + y^2 + z^2)^{1/2} + q (1 - \mu_e^{O6})/(1 + q) [(x-1)^2 + y^2 + z^2]^{1/2} + \\ + \{y^2 + [x - q/(1 + q)]^2\} / 2 + Q/2 (1 - \gamma) [(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2 + (z - z_0)^2]^{\gamma-1}, \quad (15)$$

$$C_2 = (1 - \mu_e^{WR})/(1 + q) (x_0^2 + y_0^2 + z_0^2)^{1/2} + q (1 - \mu_e^{O6})/(1 + q) [(x_0 - 1)^2 + y_0^2 + z_0^2]^{1/2} + \\ + \{y_0^2 + [x_0 - q/(1 + q)]^2\} / 2, \quad (16)$$

$$\tau = \omega_{06p} t, \quad q = M_{O6}/M_{WR}, \quad \omega_{06p} = [G (M_{O6} + M_{WR}) / A_0^3]^{1/2}, \quad (17) \\ Q = [2\gamma (2.5)^{\gamma-1} / (\gamma - 1)] (R_* T_0 / \mu) (R_0 / A_0)^{2\gamma-2} / \omega_{06p} A_0^3,$$

где t — время.

Величины μ_e^{WR} и μ_e^{O6} вычислялись согласно (9).

Интегрирование системы уравнений (14) проводилось численно методом Рунге—Кутты на ЭВМ «М-222». При интегрировании проверялось сохранение величины константы Якоби, которая для рассматриваемого случая имеет вид

$$C = 2 (1 - \mu_e^{WR}) / (1 + q) (x^2 + y^2 + z^2)^{1/2} + 2 (1 - \mu_e^{O6}) / (1 + q) [(x-1)^2 + y^2 + z^2]^{1/2} + \\ + y^2 + [x - q/(1 + q)]^2 + Q / (1 - \gamma) [(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2 + (z - z_0)^2]^{\gamma-1} + \\ + 2 (1 - \mu_e^{WR}) / (1 + q) (x_0^2 + y_0^2 + z_0^2)^{1/2} + 2q (1 - \mu_e^{O6}) / (1 + q) [(x_0 - 1)^2 + y_0^2 + z_0^2]^{1/2} + \\ + y_0^2 + [x_0 - q/(1 + q)]^2 - V^2 - V_0^2, \quad (18)$$

где

$$V^2 = \left(\frac{dx}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dy}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dz}{dt}\right)^2, \quad V_0^2 = \left(\frac{dx_0}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dy_0}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dz_0}{dt}\right)^2.$$

Интегрирование проводилось для следующих начальных данных:

$$V_0 = 0; 0.3; 0.5; 0.7; 1; 1.5; 2; 2.5; 3; 3.5; 4,$$

$$\mu_e^{WR} = 0.646; 0.780; 1.02; 1.35,$$

$$\mu_e^{O6} = 0.19,$$

где V_0 — начальная скорость истечения вещества с поверхности звезды Вольфа—Райе. Единица скорости для рассматриваемой системы равна 298 км/сек. (за единицу скорости принята величина $\omega_0 A_0$).

Координаты точек выброса газового цилиндра выбирались равномерно в орбитальной плоскости Вольфа—Райе-компонента с шагом 45° . Траектории рассчитывались для центра цилиндра (сплошные линии, рис. 1) и его правой границы (пунктирные линии). Интегрирование системы (14) заканчивалось автоматически, если выброшенный газ либо уходил на расстояние большее, чем $5 A_0$ от центра координат, либо падал на поверхности компонент Об и WR.

При расчетах мы варьировали болометрическую светимость компонента WR ($M_{\text{бол}} = -9.3, -9.5, -9.8, -10.1$), скорость выброса газа с поверхности звезды WR и силу, обусловленную газодинамическим давлением, которая является функцией температуры фотосферы звезды Вольфа—Райе.

Результаты расчетов и выводы

Результаты численного интегрирования системы уравнений (14) приведены далее в виде рисунков и графиков.

Оказалось, что варьирование температур выброшенного вещества при постоянных μ_e^{WR} и μ_e^{O6} мало сказывается на газодинамике выброшенной струи. В то же время изменение параметров μ_e^{WR} ($M_{\text{бол}}^{WR}$) и V_0 существенным образом влияет на форму оболочки.

При величине $M_{\text{бол}} = -9.8$ значение $\mu_e^{WR} \approx 1$ (см. стр. 21), и в этом случае следует ожидать истечения вещества из системы даже при нулевой

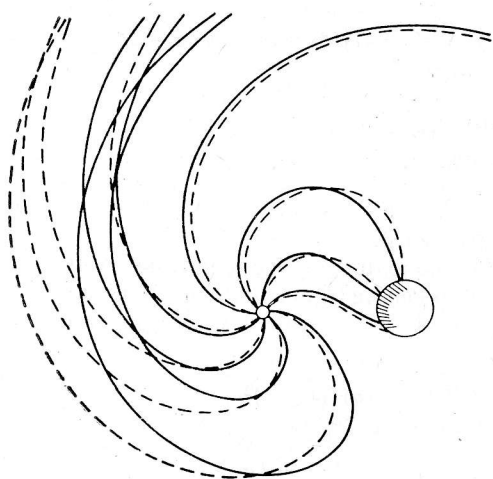


Рис. 1. Траектории движения вещества оболочки (в орбитальной плоскости) для случая $M_{\text{бол}}^{\text{WR}} = -9.3$, $V_0 = 2.0$ (596 км/сек.), $\mu_e = 0.646$.

Сплошная линия — траектория центра цилиндра, пунктирная — траектория движения его правой границы.

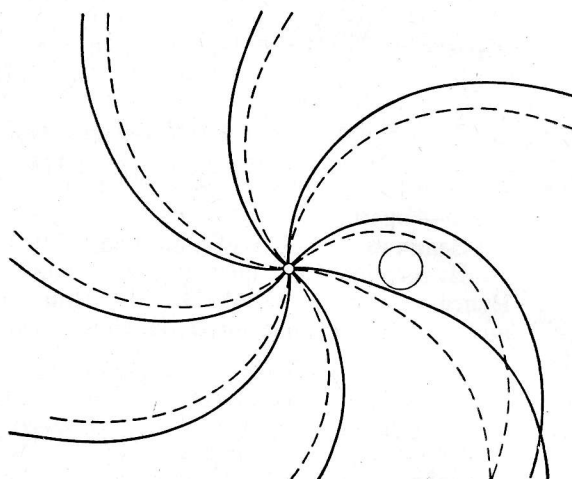


Рис. 2. Траектории движения вещества оболочки для случая $M_{\text{бол}}^{\text{WR}} = -10.1$, $V_0 = 2.0$ (596 км/сек.), $\mu_e = 1.35$.

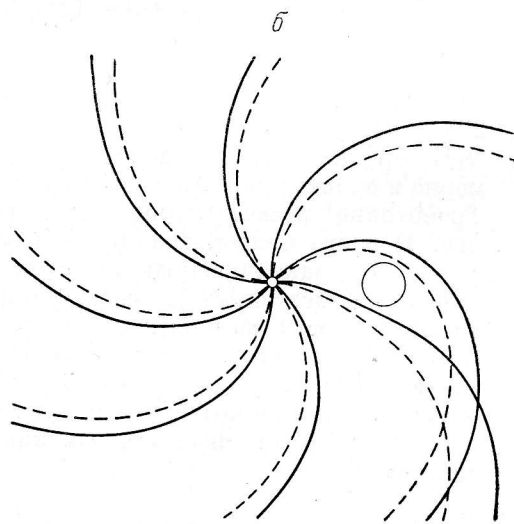
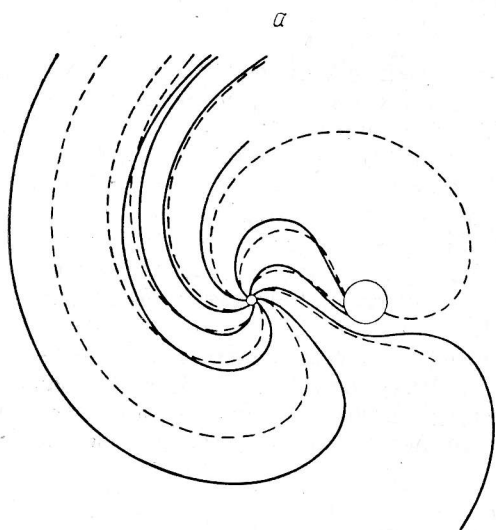


Рис. 3. Траектории движения вещества оболочки для случая $M_{\text{бол}}^{\text{WR}} = -9.8$, $\mu_e = 1.02$.

а — $V_0 = 0$; б — $V_0 = 2.5$ (745 км/сек.).

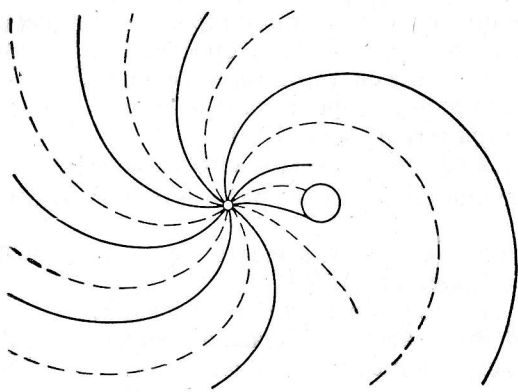


Рис. 4. Траектории движения газовых струй для случая $M_{60L}^{WR} = -10.1$, $V_0 = 0$, $\mu_e = 1.35$.

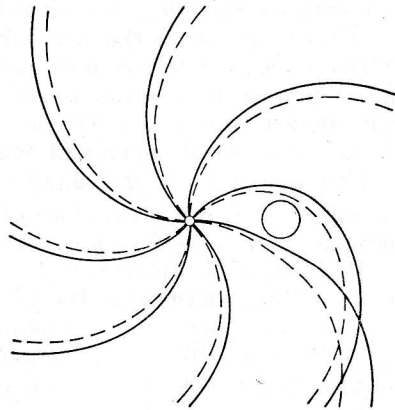


Рис. 5. Траектория движения вещества для случая $M_{60L}^{WR} = -9.5$, $V = 3.0$ (894 км/сек.), $\mu_e = 0.776$.

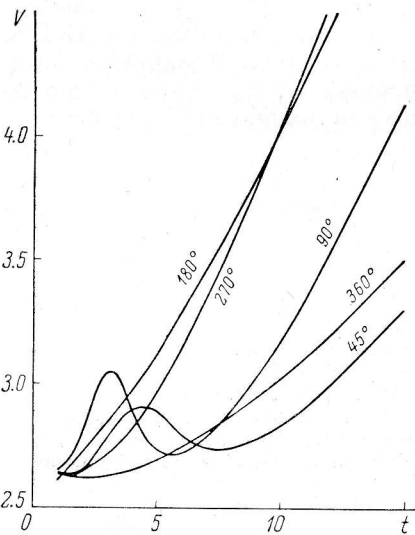


Рис. 6. Зависимость изменения скорости от времени в азимутах 45° , 90° , 180° , 270° , 360° (в плоскости x, y) для $M_{60L}^{WR} = -9.5$, $V_0 = 3.0$.

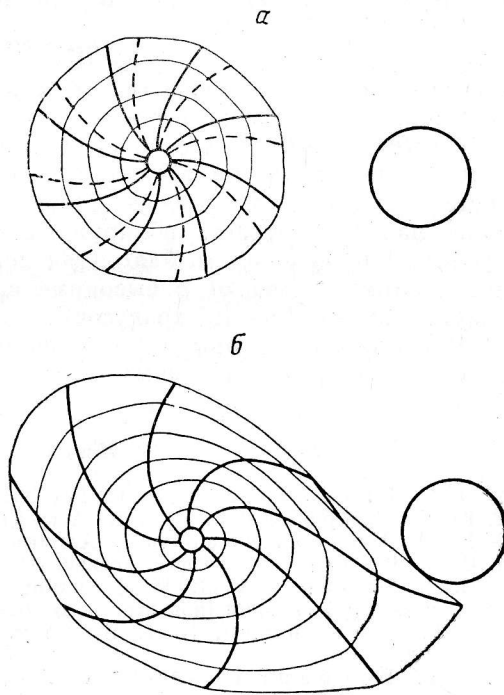


Рис. 7. Изменение фронта движущейся оболочки во времени для случая $M_{60L}^{WR} = -9.8$.
 $a - V_0 = 1.0$ (298 км/сек.); $b - V_0 = 0$.

начальной скорости газа у поверхности Вольфа—Райе-компонента, в то время как для $M_{\text{бол}} = -9.3$ величина начальной скорости, необходимой для отрыва вещества из оболочки, составляет 600—700 км/сек.

Анализ расчетов траекторий границ и центров цилиндров в плоскости xu (плоскости орбиты) показывает, что при малых скоростях истечения газа и низких $M_{\text{бол}}$ компоненты WR оболочка системы имеет резко выраженную асимметрию, которая в значительной мере сглаживается с увеличением численных значений этих параметров (рис. 1, 2).

Сравнивая рис. 3 и 4, видим, что в случае $\mu_e = 1.35$ истечение вещества оболочки почти радиальное. Величина скорости на расстоянии $R \approx 5A_0$ составляет 1500—1700 км/сек.

Расчеты показывают, что скорость движения вещества в лагранжевой точке L_1 составляет ≈ 800 км/сек. (рис. 5, 6).

При рассмотрении движения фронтов оболочки в случаях, когда $\mu_e = 1.02$ и $V_0 = 0$ и 1, становится ясно, что фронт расширяющегося газа во втором случае имеет почти симметричный вид (рис. 7).

В связи с проделанными расчетами интересно было оценить светимости «горячего пятна», возникающего при аккреции вещества на поверхность O-компонента. Как показывают расчеты, скорость встречи составляет 600—1000 км/сек. и, естественно, в области падения вещества на главный компонент системы возникает ударная волна [7].* Энергия свечения разогретой области (заштрихованная площадь на рис. 1), как известно [7], пропорциональна кинетической энергии падающего газа и равна

$$E_{\text{св}} \sim \dot{m}v^2/4,$$

где \dot{m} — количество вещества, падающего в область «горячего пятна» за 1 сек., v — скорость встречи.

Оценка величины $E_{\text{св}}$ дает значение $(1 \div 5) \times 10^{34}$, что составляет $\approx 10^{-5}$ общей светимости системы. В отличие от карликовых двойных систем типа U Gem «горячее пятно» в системах, подобных V 444 Cyg, из-за малого контраста обнаружить весьма трудно. Проявление этого эффекта можно ожидать благодаря возможному присутствию в этой области линий элементов с высокими степенями ионизаций (за фронтом ударной волны $T \approx 10^6$ градусов).

В заключение авторы считают своим долгом выразить признательность С. В. Рублеву за ряд ценных замечаний при выполнении настоящей работы.

Литература

1. D. N. Limber, *Astrophys. J.*, **163**, 337, 1971.
2. Ю. П. Коровяковский, *Астрофизика*, **5**, 67, 1969.
3. Ю. П. Коровяковский, *Астрофизика*, **7**, 71, 1971.
4. С. В. Рублев, *Астрофиз. исслед. (Изв. САО)*, **4**, 3, 1972.
5. С. В. Рублев, А. М. Черепашук. В кн.: Явления нестационарности и звездная эволюция (под ред. А. А. Боярчука). М., «Наука», 1974.
6. В. Г. Горбачкий, И. Н. Минин. *Нестационарные звезды*. М., Физматгиз, 1963.
7. В. Г. Горбачкий. *Астрофизика*, **3**, 245, 1967.

* В данной работе не рассматриваются эффекты, возникающие при пересечении (встрече) струй газа в оболочке.