

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 10

НОЯБРЬ, 1974

ВЫПУСК 4

ОБ УСКОРЕНИИ ВЕЩЕСТВА В ЗВЕЗДАХ ВОЛЬФА-РАЙЕ ЗА СЧЕТ ТОМСОНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ НА ЭЛЕКТРОНАХ

И. Ф. МАЛОВ

Поступила 25 марта 1974

Рассмотрена возможность ускорения вещества в звездах Вольфа-Райе за счет томсоновского рассеяния излучения на электронах в оптически тонкой атмосфере. Показано, что этот механизм может объяснить наблюдаемые скорости течения и скорости потери массы, но переход через скорость звука должен обеспечиваться другим механизмом. Получена формула для оценки массы звезды Вольфа-Райе.

1. Известно [1], что в атмосферах звезд Вольфа-Райе (WR) основной вклад в непрозрачность вносит рассеяние излучения на электронах. Кроме того, из наблюдений следует, что именно в атмосфере звезды (в области образования эмиссионных линий) происходит основное ускорение вещества. Так, для звезды HD 192163 (WN 6) ширины линий серии Пиккеринга (He II) соответствуют скоростям от 185 до 3860 км/сек, а для HD 192103 (WC 7) — от 75 до 2280 км/сек [2]. На основании этих данных можно предположить, что наблюдаемое ускорение связано либо с рассеянием излучения в линиях, либо с рассеянием на электронах. Ускорение за счет взаимодействия излучения в линиях обсуждалось в [3]. Здесь мы рассмотрим возможности второго механизма.

В проблеме звездного ветра должны быть исследованы 3 аспекта: 1) формирование потока массы*, 2) ускорение газа до наблюдаемых скоростей и 3) взаимодействие вытекающего потока с межзвездной средой. В настоящей работе рассматриваются только те вопросы, кото-

* Мы рассматриваем квазистационарную модель, в которой предполагается наличие у звезды гидростатического ядра.

рые касаются ускорения вещества от дозвуковых скоростей (близких к нулю) до наблюдаемых сверхзвуковых скоростей (~ 1000 км/сек).

2. В качестве исходной примем систему уравнений гидродинамики для сферически-симметричного течения идеального газа в поле тяжести (вязкость и теплопроводность считаются пренебрежимо малыми):

$$\begin{aligned} \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} (r^2 \rho V) &= 0, \\ \rho V \frac{dV}{dr} + \frac{dP}{dr} + \rho \frac{GM}{r^2} &= \Delta_p, \\ \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left[r^2 \rho V \left(\frac{V^2}{2} + \frac{5}{2} \frac{kT}{m} - \frac{GM}{r} \right) \right] &= \Delta_E, \\ P &= \rho \frac{kT}{m}. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь m — средняя масса частицы, Δ_p и Δ_E — источники импульса и энергии, соответственно. Они должны быть записаны как функции ρ , V и T . Если этого сделать нельзя (например, в случае их зависимости от магнитного поля \vec{H} или интенсивности излучения I), к системе (1) необходимо дописать замыкающие уравнения (для \vec{H} и I). Мы будем считать, что Δ_p и Δ_E связаны с наличием в атмосфере звезды томсоновского рассеяния излучения на электронах. В этом случае $\Delta_E = 0$ в системе, движущейся вместе с газом со скоростью V , и

$$\Delta_E = V \Delta_p \quad (2)$$

в лабораторной системе отсчета [4]. Далее, поскольку мы хотим получить ускорение в области образования линий, естественно предположить, что оптическая толща области ускорения в непрерывном спектре $\tau_0 \ll 1$. Тогда

$$\Delta_p = \frac{L_s n_e}{4\pi r^2 c} \quad (3)$$

Примем, что атмосферы рассматриваемых звезд состоят из чистого гелия. В [5] показано, что содержание водорода в звездах WR порядка 10%. Учет этого фактора по существу не меняет результатов настоящей работы.

Звезды WR можно характеризовать средней температурой $\bar{T}_* = 90\,000^\circ \text{K}$ [6] и средней электронной плотностью $\bar{n}_e \sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$

[7]. В этих условиях весь гелий будет находиться в дважды ионизованном состоянии (по формуле Саха $n_{\text{He III}} : n_{\text{He II}} : n_{\text{He I}} = 5 \cdot 10^{12} : 8.44 \cdot 10^6 : 7.7 \cdot 10^{-2}$), поэтому

$$n_r = \rho/2m_H \quad \text{и} \quad m = \frac{4}{3} m_H \quad (4)$$

Вводя безразмерные переменные:

$$x = \frac{r}{R}, \quad \mu = \rho/\rho_0, \quad W = \frac{V}{\sqrt{\frac{3kT_0}{4m_H}}}, \quad \pi = \frac{P}{P_0}, \quad \theta = \frac{T}{T_0}, \quad (5)$$

где T_0 , ρ_0 , P_0 — значения соответствующих величин на некотором исходном уровне, а R — радиус звезды, и учитывая соотношения (2)–(4), запишем систему (1) в следующей безразмерной форме:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\mu} \frac{d\mu}{dx} + \frac{1}{w} \frac{dw}{dx} + \frac{2}{x} &= 0 \\ \mu w \frac{dw}{dx} + \frac{d\pi}{dx} &= \frac{\mu}{x^2} K \\ \frac{3}{2} \mu \frac{d\theta}{dx} - \theta \frac{d\mu}{dx} &= 0 \\ \pi &= \mu\theta, \end{aligned} \quad (6)$$

где

$$K = \frac{4GMm_H}{3RkT_0} \left(\frac{L_3}{8\pi GMm_H c} - 1 \right). \quad (7)$$

3. Поведение решений системы (6) хорошо известно (см., например, [8]). У этой системы нет особой точки типа седла, и плавный переход через скорость звука невозможен. Нами была предпринята попытка получить трансзвуковые решения путем учета комптоновского нагрева электронов и истинного поглощения ионами He II (а также обратных процессов). Однако при разумных значениях параметров нам и в этом случае не удалось получить нужной структуры решений.

Для звезд WR $\bar{M} \approx 15 M_\odot$, $\bar{R} \approx 5R_\odot$ [7], а $\bar{L} \approx 6 \cdot 10^{39}$ эрг/сек [6]. При этих значениях $K \approx 600$. Используя первые два уравнения системы (6), можно записать выражение:

$$\frac{dw}{dx} = \frac{w}{x} \frac{2\theta + \frac{K}{x} - x \frac{d\theta}{dx}}{w^2 - b} \quad (8)$$

из которого следует, что при $K > 0$ переход через скорость звука возможен только при условии $dT/dr > 0$. Можно было бы предположить, что в атмосферах звезд WR действуют неизвестные источники тепла (такие, например, как на Солнце), которые приводят к положительному градиенту температуры. Однако наблюдения свидетельствуют о падении температуры с удалением от поверхности звезды (см., например, [9—10]). На этом основании следует сделать вывод, что ускорение до скоростей порядка скорости звука и переход через скорость звука осуществляются в более глубоких слоях звезды, где $\tau_* \geq 1$. Механизмам ускорения в режиме сильной привязки излучения к веществу ($\tau \gg 1$) применительно к звездам WR посвящены работы [11—12], в которых показано, что эти механизмы могут обеспечить предварительное ускорение и плавный переход через скорость звука. Поскольку нам не известны модели звезд WR, мы не можем указать уровень, с которого начинается ускорение вещества. Кроме того, пока остается неисследованной промежуточная область ($\tau \sim 1$). Поэтому далее мы будем считать, что на некотором уровне в атмосфере звезды уже существует поток со скоростью, несколько превышающей звуковую, и дальнейшее ускорение происходит за счет томсоновского рассеяния на электронах. Это ускорение описывается системой уравнений (6).

4. Единственным параметром, определяющим решение, является параметр K . Для его вычисления необходимо знать M , L , T_0 и R . В табл. 1 приведены некоторые средние значения этих величин, взятые из [7]. Для исходного уровня принято $T_0 = T_*$.

Таблица 1

M_b	$\frac{M}{M_\odot}$	$\frac{R}{R_\odot}$	$T_* \cdot 10^{-4} \text{ K}$	$\frac{L}{L_\odot} \cdot 10^{-6}$	K	$n_*^0 \cdot 10^{-13}$ (см ⁻³)	$-\dot{M} (10^{-6})$ M _☉ /год	V_* (км/сек)
— 9 ^m 5	5.5:	4.6	7.2	0.51	211	0.59	0.86	440
—10.0	8	4.9	7.8	0.80	338	0.74	1.26	567
—10.5	12	5.1	8.5	1.26	514	0.90	1.74	741
—10.7 (CQCep)	13.9	5.5	8.6	1.52	604	1.01	2.28	808
—11.0	17	5.4	9.3	2.00	831	1.11	2.51	984
—11.5	25:	5.7	10.2	3.17	1243	1.35	3.57	1260

5. Численное интегрирование системы (6) позволяет сделать следующие выводы.

1) Асимптотические значения скорости V_{∞} , до которой можно ускорить вещество с помощью рассматриваемого механизма, близки к скоростям, наблюдаемым в атмосферах звезд WR. Выход на эти значения осуществляется на расстояниях порядка нескольких радиусов звезды (рис. 1), т. е. основное ускорение происходит в зоне образования линий. На рис. 2 представлено поведение безразмерной плотности. Поведение температуры определяется уравнением:

$$\theta = \mu^{2/3}. \tag{9}$$

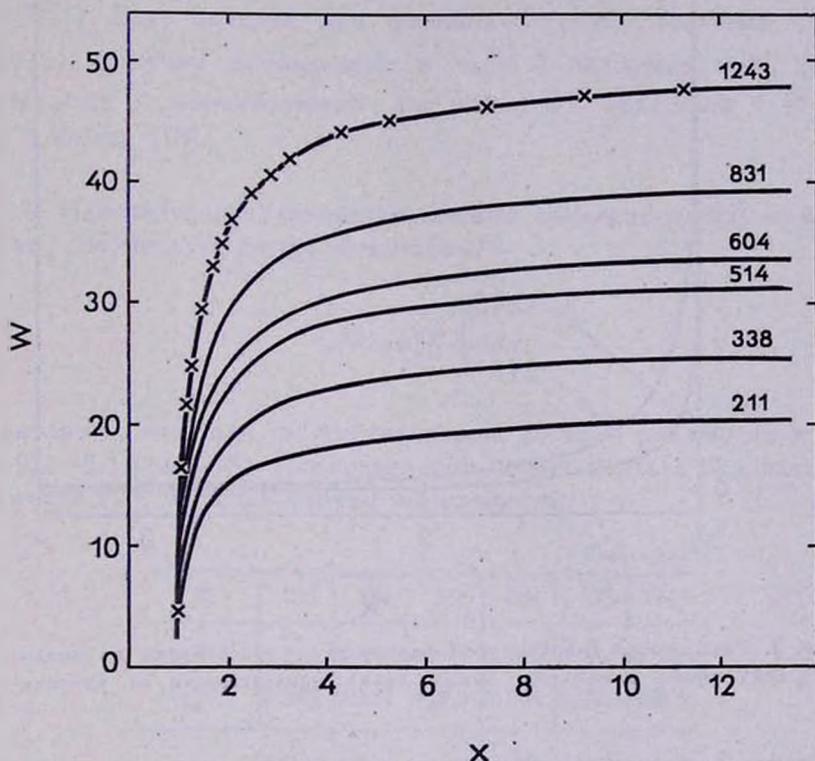


Рис. 1. Зависимость изотермического числа Маха ($w = V/\sqrt{kT_e/m}$) от безразмерного расстояния ($x=r/R$), полученная путем численного интегрирования системы (6) при $w_0=2$. Над кривыми указаны значения параметра K . Крестики соответствуют результатам интегрирования при $w_0 = 5$ и $K = 1243$.

2) Полученные значения V_{∞} слабо зависят от величины скорости на исходном уровне. На рис. 1 для $K = 1243$ приведена зависимость $w(x)$ при $w_0 = 5$ (крестики); асимптотические значения скорости равны 49.95 (при $w_0 = 2$) и 50.16 (при $w_0 = 5$). Этот ре-

зультат легко понять. Если во втором уравнении системы (6) пренебречь членом $d\pi/dx$, то оно интегрируется:

$$w = \sqrt{2K\left(1 - \frac{1}{x}\right) + w_0^2} \quad (10)$$

При $w_0^2 \ll K$

$$w_\infty \approx \sqrt{2K} \quad (11)$$

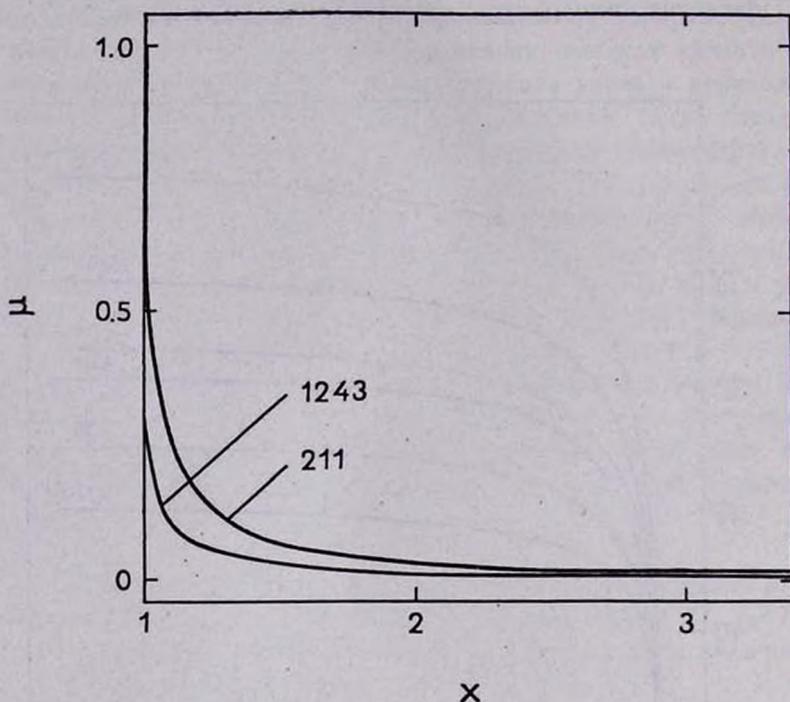


Рис. 2. Зависимость безразмерной плотности от расстояния до звезды. При $211 < K < 1243$ кривые заключены между двумя приведенными на рисунке кривыми.

В табл. 2 значения, определенные из (11), сравниваются с результатами численного интегрирования при $w_0 = 2$. Как следует из этой таблицы, совпадение полученных результатов очень хорошее.

Таблица 2

$\sqrt{2K}$	20.54	26.00	32.06	34.76	40.77	49.86
w_∞	20.75	26.17	32.19	34.88	40.88	49.95

При тех предположениях, которые сделаны в настоящей работе, выбор значения w_0 является достаточно произвольным. Выбирая $w_0 = 2$, мы руководствовались следующими соображениями. Ширина последних наблюдаемых линий соответствует скоростям в десятки километров в секунду. В случае HD 192103 $V_{\min} = 75 \text{ км/сек}$. При $T_* \sim 90\,000 \text{ }^\circ\text{K}$ это дает $w_{\min} \approx 3$. Поскольку значения T_* , приведенные в табл. 1, относятся к более глубокому уровню, чем последняя из наблюдаемых линий, w_0 было взято несколько меньше, чем w_{\min} , и принято равным 2.

3) Выбор w_0 означает задание скорости потери массы ($-\dot{M} = 4\pi r^2 \rho V$). Если принять для исходного уровня значения n_0^0 из [7] (табл. 1), получим приведенные в табл. 1 величины $-\dot{M}$, которые согласуются с принимаемыми для звезд WR значениям $-\dot{M} \sim 10^{-6} - 10^{-5} M_{\odot}/\text{год}$ [13].

4) Используя результаты численного интегрирования, можно вычислить оптическую толщину атмосферы*

$$\tau_e = \sigma_e n_0^0 R \int_1^{\infty} \mu dx. \tag{12}$$

Оказывается, что для рассматриваемых звезд τ_e заключено в диапазоне 0.2—0.3 (табл. 3). Следовательно, можно считать основное предположение ($\tau_e \ll 1$) приближенно выполненным.

Таблица 3

K	211	338	514	604	831	1243
$\tau_e^{\text{числ}}$	0.215	0.235	0.247	0.278	0.254	0.262
$\tau_e^{\text{ан}}$	0.242	0.257	0.263	0.294	0.271	0.283

* Величину τ_e можно оценить, пользуясь уравнением непрерывности и соотношением (10). Это даст

$$\int_1^{\infty} \mu dx \approx \sqrt{\frac{2w_0^2}{K}}.$$

Значения $\tau_e^{\text{ан}}$, полученные на основе этого выражения, сравниваются в табл. 3 с результатами численного счета $\tau_e^{\text{числ}}$.

5) Полученные результаты позволяют также оценить эффективность работы рассматриваемого механизма. Скорость потери импульса звездой через излучение равна L/c . Поток газа выносит импульс со скоростью — MV_{∞} . В табл. 4 приведены соответствующие значения, по которым эффективность передачи импульса от излучения на вещество оказывается равной 4–7%. Это не превышает максимально возможной передачи ($\sim \tau_0(L/c)$), и, следовательно, рассмотренный механизм является внутренне не противоречивым.

Таблица 4

M_*	-9^{m5}	-10^{m0}	-10^{m5}	-10^{m7}	-11^{m0}	-11^{m5}
$(L/c)10^{-29} \text{ г}\cdot\text{см}/\text{с}^2$	0.66	1.03	1.62	1.96	2.58	4.09
$-MV_{\infty}\cdot 10^{-28} \text{ г}\cdot\text{см}/\text{с}^2$	0.24	0.45	0.82	1.16	1.57	2.86

6) В определение K не входит плотность вещества на исходном уровне. Следовательно, если в различных звездах совпадают значения K , то даже при различных плотностях ρ_0 решения будут одинаковыми (в частности, будут совпадать значения V_{∞}), при этом, конечно, должно выполняться условие $\tau_0 \ll 1$.

7) Из (7) и (11) можно получить следующее соотношение:

$$V_{\infty}^2 \cdot \frac{R}{R_{\odot}} = 5.747 \left[\frac{L}{L_{\odot}} - 6.638 \cdot 10^4 \frac{M}{M_{\odot}} \right] \quad (13)$$

(где V_{∞} выражено в км/сек), которое дает связь между M , R и L (при известном значении V_{∞}). Используя статистические зависимости [14]:

$$M_b = 54.071 - 13.094 \lg T_*, \quad (14)$$

и

$$\lg \frac{R}{R_{\odot}} = 0.213 - 0.0473 M_b, \quad (15)$$

из (13) получим:

$$\frac{M}{M_{\odot}} = 1.19 \cdot 10^{-8} T_*^{0.62} (2.30 \cdot 10^{-17} T_*^{4.62} - V_{\infty}^2). \quad (16)$$

Это соотношение дает возможность по известным из наблюдений V_{∞} и T_* оценить массу звезды. Вычисленные из (16) значения масс (табл. 5) оказываются очень близкими к принятым массам звезд WR

(табл. 1). Такие оценки особенно важны при исследовании одиночных звезд WR.

Таблица 5

M	-9^m5	-10^m0	-10^m5	-10^m7	-11^m0	-11^m5
$M^{вмч}/M_{\odot}$	5.3	7.6	10.8	10.5	15.5	23.5
$M^{прм}/M_{\odot}$	5.5	8	12	13.9	17	25

Таким образом, в рамках сделанных предположений мы получили требуемые наблюдениями значения скоростей (V_{∞}) и потоков массы ($-\dot{M}$), причем предлагаемый механизм работает в области образования линий и дает приемлемую эффективность передачи импульса от излучения к веществу.

К сожалению, рассмотренный механизм не дает перехода через скорость звука. Вопрос о том, где происходит этот переход, может быть решен только после исследования области с $\tau \sim 1$, к чему мы намерены обратиться в ближайшем будущем.

В заключение автор выражает искреннюю благодарность М. В. Кониюкову и В. И. Шишову за полезные дискуссии.

Физический институт
им. П. Н. Лебедева
АН СССР

ON THE ACCELERATION OF MATTER IN WOLF-RAYET STARS BY THOMSON SCATTERING

I. F. MALOV

The possibility of a matter acceleration caused by Thomson scattering in optically thin Wolf-Rayet atmospheres is discussed. It is shown that the observable flow velocities and mass loss rates may be explained by using this mechanism. However, a transition from subsonic to supersonic velocities must be connected with another mechanism. The relation is obtained to evaluate the masses of Wolf-Rayet stars.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В. Г. Горбачкий, И. Н. Минин, *Нестационарные звезды*, Физматгиз, М., 1963.
2. С. В. Рублев, *Астрон. ж.*, 41, 63, 1964.
3. И. Ф. Малов, *Астрофизика*, 8, 227, 1972.
4. В. С. Имшенник, Ю. И. Морозов, *Астрон. ж.*, 46, 800, 1969.

5. С. В. Рублев, *Астрофизические исследования*, Сообщ. САО АН СССР, 4, 3, 1972.
6. С. В. Рублев, *Кандидатская диссертация*, 1965.
7. С. В. Рублев, *Астрон. ж.*, 42, 718, 1965.
8. А. Дейч, *Космическая газодинамика*, Мир, М., 1964, стр. 344.
9. А. М. Черпащук, А. В. Гончарский, А. Г. Ягола, *Астрон. ж.*, 49, 533, 1972.
10. L. V. Kahi, *Ap. J.*, 180, 783, 1973.
11. И. Ф. Малов, *Труды ФИАН СССР*, 62, 33, 1972.
12. М. В. Конюков, И. Ф. Малов, *Труды ФИАН СССР*, 62, 188, 1972.
13. А. В. Underhill, *Astrophys. Space Sci.*, 3, 109, 1969.
14. С. В. Рублев, *Астрон. ж.*, 42, 347, 1965.