

УДК: 524.358

О ФОРМИРОВАНИИ ПРОТЯЖЕННЫХ ОБОЛОЧЕК ЗВЕЗД ТИПА ВОЛЬФА-РАЙЕ

В.Г.ГОРБАЦКИЙ

Поступила 10 мая 2004

Некоторые особенности оболочек звезд типа WR до настоящего времени не получили объяснения на основе стандартной теории звездного ветра. Одной из таких особенностей является присутствие в оболочках газовых конденсаций ("клямпов"). В статье рассмотрены возможные причины образования клямпов и их роль в структуре оболочек. Клямпы могут образовываться в переходной от звезды к оболочке зоне вследствие неустойчивости газа в ней. Эта зона располагается гораздо глубже, чем "оптический радиус" звезды, и поэтому недоступна для наблюдений. Клямп, движущийся под действием давления излучения звезды, расширяется, а плотность его в то же время уменьшается. Если масса клямпа мала, он смешивается с окружающим газом. Большие клямпы достигают видимой области оболочки.

1. *Введение.* Звезды большой светимости, относящиеся к типу Вольфа-Райе (WR) - сейчас их известно более 200 - благодаря необычности своих спектров являются предметом многих исследований, как наблюдательных, так и теоретических. В эмиссионных спектрах этих звезд доминируют очень широкие - в десятки Å - линии He, C, N, O и других элементов, тогда как линии водорода крайне слабые. Спектр образуется в протяженных оболочках звезд и, как следует из большой ширины линий, эти оболочки расширяются с огромной скоростью, достигающей $(2 + 3) \cdot 10^3$ км/с. Таким образом, звезда теряет вещество и темп потери массы $\dot{M}_* \approx 10^{-5} \dot{M}_\odot / \text{год}$. Очевидно, что звезды могут находиться в стадии WR лишь очень малое время - несколько миллионов лет. Поскольку звезды типа WR находятся на стадии быстрых изменений, их изучение представляет значительный интерес для теории звездной эволюции. Совершенствование методов наблюдений в последние десятилетия, в частности, расширение доступного для наблюдений диапазона длин волн, позволило получить много новых данных о свойствах звезд типа WR и их оболочках. Это стимулировало разработку моделей протяженных оболочек, причем за основу обычно принималась стандартная теория звездного ветра.

Детальное исследование оболочек встречается со значительными сложностями, так как они являются неоднородными, а их спектры - переменными. Наблюдаются быстрые изменения эмиссионных линий, выражающиеся в появлении на них "пиков" различной интенсивности,

перемещающихся по длине волны ("Line Profiles Variations", LPV). Попытки определить причины изменений спектра и наличия неоднородностей в оболочках ("конденсаций") путем моделирования структуры оболочек при различных предположениях не привели к успеху. Расчеты относились главным образом к особенностям свечения и кинематики оболочек, а динамика явлений, связанных с движением газовых масс, почти не исследовалась.

В данной статье предлагается динамическая модель формирования структуры оболочек для звезд подтипа WRN, в оболочках которых преобладает гелий.

2. *Некоторые физические характеристики звезд WRN и их оболочек.* Определение параметров звезд типа WRN производилось рядом авторов не только на основе изучения спектров одиночных звезд, но и по наблюдениям звезд этого типа, входящих в тесные двойные системы. Основные характеристики звезд ниже будут использованы для предлагаемой модели структуры их оболочек:

Массы	$\mathfrak{M}_* = (3 + 10)\mathfrak{M}_\odot$
Светимости	$L_{bol} = 10^{38} + 10^{39}$ эрг/с
Температуры	$T_{eff} = (0.5 + 1) \cdot 10^5$ К.

За величину радиуса звезды WR обычно принимается расстояние R_* от центра до уровня, определяемого условием $\bar{\tau} = 1$, где $\bar{\tau}$ - оптическая глубина в оболочке, обусловленная рассеянием излучения на свободных электронах. Более или менее уверенно значения R_* оценены лишь для тех звезд, у которых наблюдаются затмения [1]: для четырех звезд

$$R_* = (3 + 10)R_\odot.$$

Предполагается - без достаточных оснований - что R_* ("радиус ядра звезды") определяет и нижнюю границу протяженной оболочки.

Полная концентрация атомов He на уровне R_* для звезды, входящей в систему V444 Cyg,

$$n_{He}(R_*) = 10^{13} \text{ см}^{-3}$$

и, по-видимому, для других звезд $n_{He}(R_*)$ того же порядка.

Получаемое на основе приведенных данных значение $\mathfrak{M}_* \approx 10^{-5} \mathfrak{M}_\odot/\text{год}$ подтверждается определениями изменения периода системы, содержащей звезду.

По измерениям ширины эмиссионных линий в спектрах звезд было установлено, что составляющий оболочку газ движется с ускорением. Радиальную скорость движения $u(r)$ при $R_* < r < \infty$ часто аппроксимируют выражением:

$$u(r) = u_\infty + (u_* - u_\infty) \left(1 - \frac{R_*}{r}\right)^\beta, \quad (1)$$

где r - расстояние от центра звезды, $v_* = v(R_*)$ и β - параметр. Многие наблюдения показывают, что $1/2 \leq \beta \leq 1$, но в некоторых случаях $\beta > 1$. В дальнейшем будем принимать $\beta = 1$.

В "стандартной" модели расширяющаяся оболочка считается сферически-симметричной, плотность $\rho(r)$ - зависящей только от радиуса, а движение газа - стационарным [2]. Однако последующие наблюдения показали, что эти условия не выполняются (см., например, [3]). Еще ранее появились данные о том, что в потоке должны быть сгущения газа ("облака") [4,5]. Наиболее убедительные свидетельства существования неоднородностей в оболочках были получены из наблюдений быстрой переменности структуры спектральных линий (LPV) [6]. Появление на вершинах многих эмиссионных линий "пичков" интерпретируется как наложение излучения имеющихся в оболочке газовых клампов ("clumps") на усредненное излучение газа, исходящее от оболочки, предполагаемой однородной. Смещение "пичков" по профилю линии к ее центру указывает на перемещение клампов в движущейся среде.

Ни размеры клампов R_{cl} , ни их количество прямыми наблюдениями пока определить не удастся, но по косвенным оценкам для некоторых из них $R_{cl} = (10^{-3} + 10^{-2})R_*$. По своей ширине "пички" иногда достигают 8\AA . Столь большая величина указывает на возможное наличие в клампах субструктур, движущихся с различными скоростями, поскольку тепловыми движениями обеспечить наблюдаемую большую дисперсию скоростей в отдельном облаке невозможно [7].

В проводившихся в последнее время различными авторами расчетах свечения оболочек в линиях и их кинематики учитывалось наличие клампов и покровный эффект. В некоторых работах вводился фактор заполнения пространства, заполняемого оболочкой, "облаками". Наилучшее согласие с наблюдениями получается при $f \approx 0.1$.

3. *"Переход" от "ядра" звезды к расширяющейся оболочке.* Величиной R_* определяют нижнюю границу всей оболочки, но по существу это может относиться лишь к наблюдаемой области. Значение R_* зависит от возможности наблюдений в определенных диапазонах и не связано с динамикой оболочки как целого. Поскольку при $r \geq R_*$ газ движется с ускорением и $v(R_*) > 0$, то должна существовать ненаблюдаемая часть оболочки. В невидимой области, при $r < R_*$ (по крайней мере, достаточно близко к $r = R_*$), динамика, определяющая характер движения газа и не зависящая от значения τ , не должна меняться. Поэтому, предполагая, что при $r < R_*$ зависимость $v(r)$ имеет форму, выражаемую соотношением (1), можно оценить протяженность невидимой области оболочки - и, тем самым, положение ее нижней границы - а также изменение плотности газа в ней. Для простоты в (1)

принимается, что $\beta = 1$. Предварительно рассмотрим, какие динамические факторы должны определять движение газа в оболочке.

Согласно давно предложенной модели (например, [8]), расширение оболочек звезд типа WR обусловлено действием давления излучения. Вместе с тем, на движение газа влияют и другие факторы - силы гравитации и градиент газового давления (включая, возможно, и турбулентное давление). Если эти факторы взаимно не уравниваются, то есть имеет место неравенство

$$F_{\text{грав}} < F_{\text{газ.д}} + F_{\text{луч.д}}, \quad (2)$$

и газ должен двигаться в радиальном направлении от центра звезды, образуя расширяющуюся оболочку. Радиус звезды \bar{R} - или, что то же самое, нижней границы оболочки - определяется условием:

$$F_{\text{грав}} = F_{\text{газ.д}} + F_{\text{луч.д}}. \quad (3)$$

Для расчетов структуры звезды при $r < \bar{R}$ должны использоваться обычные уравнения теории внутреннего строения звезд.

Близкая к \bar{R} область, в которой формируется поток движущегося газа, требует особого рассмотрения - конкретизации механизма, определяющего причины перехода среды от предполагаемой неподвижности к движению. Этот вопрос обсуждается в следующем разделе.

Изучавший одним из первых динамику оболочек звезд типа WR И.Н.Минин (см. монографию [9]) нашел, что в звезде, состоящей только из гелия, при $M_* = 10 M_{\odot}$, $T_{\text{эф}} = 10^5$ K действие давления излучения на ионы He^+ за пределами основной серии достаточно эффективно для того, чтобы газ в расширяющейся оболочке звезды двигался с ускорением, достигая скорости порядка 10^8 см/с. При этих расчетах предполагалось, что в передаче импульса газу действуют только фотоны прямого излучения при своем однократном взаимодействии с ионами He^+ . Действие на газ диффузного излучения, как и градиента газового давления, не учитывалось. В современных расчетах свечения оболочек звезд типа WR и их кинематики используются гораздо более полные наблюдательные данные об их структуре и спектрах, принимаются во внимание покровный эффект и неоднородность оболочек. Тем не менее, оказывается, что в результате таких расчетов получаемая общая картина расширения оболочки и оценки скорости потери массы звездой не сильно отличаются от приводимых в [9].

При использовании соотношений (1) и (2) примем, что во всей оболочке $F_{\text{газ.д}} \ll F_{\text{луч.д}}$, то есть движение газа в ней происходит главным образом за счет передачи ему импульса от фотонов. Так как по предположению скорость газа в ней при $r < R_*$ уменьшается, то на некотором расстоянии от центра звезды $\bar{R} + \epsilon$ величина $v(\bar{R} + \epsilon)$ становится

близкой к тепловой скорости газа \bar{c} . При $r \leq \bar{R} + \epsilon$ уже нельзя пренебрегать газовым давлением, относительная роль которого должна возрастать с уменьшением r . Поэтому естественно оценивать положение нижней границы оболочки как соответствующее уровню $\bar{R} + \epsilon$. Понятие "границы" в данном случае условно, на самом деле нужно говорить о граничащем с "ядром" звезды слое. При $\bar{R} < r < \bar{R} + \epsilon$ должно выполняться условие (3).

Из (1) получается соотношение:

$$\frac{\bar{R}}{\bar{R} + \epsilon} = 1 - b + \frac{1}{a-1}, \quad (4)$$

где величины $a = v(\infty)/v(R_*)$, $b = \bar{c}/v(R_*)$ оцениваются по данным наблюдений.

В предположении о постоянстве величины \mathfrak{M}_*

$$\mathfrak{M}_* = 4\pi n_{\text{He}} r^2 v(r) = \text{const}$$

полная концентрация атомов гелия при $r = \bar{R} + \epsilon$ равна

$$n(\bar{R} + \epsilon) = n(R_*) \left(\frac{1}{b} + \frac{1}{b(a-1)} - 1 \right). \quad (5)$$

Значение b зависит от температуры газа. На уровне $\bar{R} + \epsilon$ при учете покровного эффекта $T(\bar{R} + \epsilon) \approx (2 + 3) \cdot 10^5 \text{ K}$ и, соответственно, $b \approx 0.05$. Из наблюдений звезд типа WR [1] следует

$$a = 3 + 5; \quad v(R_*) \approx 4 \cdot 10^7 \text{ см/с.}$$

Таким образом, для граничащей с "ядром" звезды области

$$\begin{aligned} \bar{R} + \epsilon &\approx (0.7 + 0.8) R_*, \\ n(\bar{R} + \epsilon) &\approx (10 + 20) n(R_*). \end{aligned} \quad (6)$$

Из этих оценок следует, что толщина "невидимого" слоя оболочки может составлять 20% + 30% "оптического радиуса" звезды R_* , что превышает R_\odot . Градиенты dT/dr и dp/dr в интервале $\bar{R} + \epsilon < r < R_*$ малы относительно значений, которых можно ожидать при $r \leq \bar{R}$ - в звезде "обычной" структуры. Поэтому в сравнительно тонком слое $\bar{R} \leq r \leq \bar{R} + \epsilon$ ("переходном") газ подвержен неустойчивостям различного вида, которые могут привести к неоднородности среды.

4. Образование неоднородности структуры оболочки звезды.

Особенности свечения оболочек звезд WR и, в частности, вызванная их неоднородностью - присутствием конденсаций ("облаков") - переменность профилей линий, исследовались в ряде работ. Однако относительно механизма образования "облаков" и их свойств в недавней (2002г.) работе [10] отмечено: "Фундаментальные физические и динамические свойства тех структур ветра, которые приводят к LPV, остаются невыясненными".

Неоднократно делавшиеся предположения о том, какие факторы приводят к неоднородности оболочки и образованию клампов, имеют декларативный характер. Например, таковы ссылки на сверхзвуковую турбулентность, как на причину неоднородности, поскольку теории сверхзвуковой турбулентности в газе до сих пор нет. Отсутствуют также расчеты, которые могли бы показать, что формирование крупномасштабных клампов происходит под действием ударных волн.

Для образования крупномасштабных неоднородностей в оболочке требуется длительное и одновременное повышение в ней внешнего давления на большой поверхности. Вряд ли это возможно в квазистационарном газовом потоке без привлечения каких-то дополнительных "экзотических" механизмов. Кроме того, поскольку волна уплотнения в газе должна распространяться со звуковой скоростью, то для формирования таким путем клампов размерами $10^9 + 10^{10}$ см потребовалось бы большое время, сравнимое с продолжительностью движения газа до периферийных слоев оболочки. Таким образом, предположение об образовании клампов в результате каких-то процессов в наблюдаемой области оболочки - при $r > R_*$ - представляются неправдоподобными и не соответствующими данным наблюдений.

Существование неоднородностей в газовом потоке является следствием неустойчивости течения. Поскольку вблизи поверхности звезды состояние газовой среды неустойчивое, то именно там - в ненаблюдаемой непосредственно области - возможно образование клампов. В качестве одного из возможных механизмов образования клампов укажем на действие исследованной в работе [11] неустойчивости движения "пакета" газа в гравитационном поле. На движение пакета влияют, помимо силы плавучести, и возможные отклонения среды от теплового равновесия. Найденное в [11] достаточное условие неустойчивости движения записывается в следующем виде:

$$4c_p^2 \left[\left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial T} \right)_p \right]^2 > \frac{g}{T} \Delta \nabla T. \quad (7)$$

Здесь $\mathcal{L} = \mathcal{L}^- - \mathcal{L}^+$ - разность между количеством тепловой энергии, теряемой единичным объемом газа за единицу времени и поступающей в него, $\Delta \nabla T$ - сверхадиабатический градиент, c_p - удельная теплоемкость среды. Если в результате возмущения пакет начинает двигаться в поле тяготения $g \neq 0$ со скоростью v_z под действием силы плавучести и при отсутствии теплового равновесия - $\mathcal{L} \neq 0$, то при условии (7) скорость v_z должна монотонно возрастать. Таким образом, действия конвективной неустойчивости и тепловой неустойчивости связаны между собой. Возникновение неустойчивости одного из этих видов может вызвать и

действие неустойчивости другого вида - "конвективно-тепловой" неустойчивости. Заметим, что тепловая неустойчивость сама по себе может приводить к неоднородности среды - образованию в ней конденсаций.

Без достаточно полных расчетов динамики газа в "переходной" области нельзя утверждать, что в результате неустойчивости именно такого вида образуются клампы. Но представляет интерес, приняв эту модель, рассмотреть ее возможные следствия.

Образовавшийся вследствие возмущения кламп, двигаясь ускоренно в радиальном направлении, попадает в ту область, где давление излучения превосходит силу гравитации. Тогда его следует относить к расширяющейся оболочке. Обычно принимается, что внешняя область оболочки - при $R_c < r$ - состоит из более или менее однородного газа с вкраплениями в него конденсаций. Можно полагать, что и при $r < R_c$ структура оболочки такая же. Однако характер конденсаций (клампов) и доля вещества, содержащегося в них, могут быть иными, чем в видимой области оболочки. Это связано с эволюцией клампов при их движении. Поскольку давление внутри клампа выше, чем в окружающей среде, он расширяется (при этом охлаждаясь), и некоторая доля содержащегося в нем газа должна переходить в окружающую среду, смешиваясь с ней. Эффективность процесса расширения клампов оценивается в следующем разделе.

5. *Эволюция конденсаций в расширяющейся оболочке.* "Судьба" клампа, попавшего в оболочку звезды, зависит от его начальных размеров, плотности и скорости расширения, определяемой внутренней температурой. Начальная плотность вещества ρ_0 в клампах, как и давление в нем, неизвестны. В качестве простейшей модели рассмотрим газовый шар, характеризующийся в начальный момент параметрами ρ_0 , T_0 и $R_{cl}^{(0)}$. Предполагаем также, что давление в нем p_2 значительно превышает давление в окружающей среде p_1 , и поэтому расширение газа, по крайней мере в первое время, рассматривается как происходящее в вакууме. Теория этого процесса достаточно хорошо разработана (см., например, [12]).

Рассмотрим движение клампа, образовавшегося на уровне $\bar{R} + \epsilon$. Начальные условия: при $t=0$ радиус клампа $R_{cl} = R_{cl}^{(0)}$, средняя плотность $\bar{\rho} = \alpha_0 \cdot \rho(\bar{R} + \epsilon)$, $\alpha_0 \gg 1$, звуковая скорость в клампе $c = c_0$. Условие "выживания" клампа: $r = R_*$, $\bar{\rho} = \alpha_1 \cdot \rho(R_*)$, $\alpha_1 > 1$, скорость движения при $r < R_*$ соответствует (1).

Если $t \gg R_{cl}^{(0)}/c_0$, то для определения изменения радиуса можно использовать асимптотическое приближение

$$R_{cl}(t) = 3c_0t. \quad (8)$$

Время, за которое кламп проходит путь от уровня $r = \bar{R} + \epsilon$ до $r = R_*$,

равно:

$$\Delta t = \frac{R_* - (\bar{R} + \varepsilon)}{\bar{v}}, \quad (9)$$

где \bar{v} - среднее значения его скорости.

Поскольку по условию $\rho \propto n_{\text{He}}$, то имеет место соотношение:

$$\frac{\bar{\rho}(\Delta t)}{\rho_0} = \frac{n(R_*)}{n(\bar{R} + \varepsilon)} \frac{\alpha_1}{\alpha_0} \equiv q \frac{\alpha_1}{\alpha_0} \quad (10)$$

и, вместе с тем, в предположении постоянства массы клампа \mathfrak{M}_0 и при учете (8) и (9)

$$\frac{\bar{\rho}(\Delta t)}{\rho_0} = \left[\frac{R_{cl}^{(0)}}{3c_0(R_* - (\bar{R} + \varepsilon))} \right]^3. \quad (11)$$

Из (10) и (11) получается выражение

$$\alpha_1 = \alpha_0 q \left[\frac{\bar{v}}{3c_0(R_* - (\bar{R} + \varepsilon))} \right]^3 [R_{cl}^{(0)}]^3, \quad (12)$$

содержащее два неизвестных параметра $R_{cl}^{(0)}$ и α_0 . Оценочные значения для остальных параметров известны из наблюдений и по соотношениям (4) и (6).

При $q = 10^{-1}$, $\bar{v} = 2 \cdot 10^7$ см/с, $c_0 = (2 + 3) \cdot 10^6$ см/с, $R_* - (\bar{R} + \varepsilon) = (0.5 + 1) \cdot 10^{11}$ см. Из (12) находится "условие выживания" клампа:

$$R_{cl}^{(0)} \alpha_0^{1/3} \geq (0.3 + 1) \cdot 10^{10} \text{ см}.$$

Таким образом, только большие ($R_{cl}^{(0)} \geq 10^9$ см) и плотные ($\alpha_0 \geq 100$) клампы могут попасть в наблюдаемую часть оболочки. Небольшие же конденсации "рассасываются" в оболочке и из них должна состоять, по крайней мере, частично, рассматриваемая как однородная газовая среда. Нельзя исключить, что в виде клампов из звезды, на уровне, пограничном с ядром, выбрасывается преобладающая доля теряемого ею вещества. Установить, происходит ли выброс таким образом или нет, можно лишь на основе детальных наблюдений оболочек.

НИАИ ин. В.В.Соболева Санкт-Петербургского государственного университета, Россия, e-mail: vigor@astro.spbu.ru

ON FORMATION OF THE WR TYPE STARS
EXPANDING ENVELOPES

V.G.GORBATSKY

Some features of the WR stars envelopes for the present time could not be explained by means of standard stellar wind theory. One of such peculiarities is the presence in the envelope of gaseous condensations ("clumps"). The possible causes of clumps formation and their role in the envelope structure are considered in the paper. The clumps may be formed in transitional zone from star to envelope due to instabilities of gas. This zone is located more deeply than so-called "optical radius" of a star and therefore can not be observed. The clump moving in the envelope due to the star radiation pressure at the same time expands and its density diminishes. The clump having small mass may be mixed with surrounding gas. More big clumps reach the visible part of envelope.

Key words: *stars : Wolf-Rayet : envelopes*

ЛИТЕРАТУРА

1. *А.В.Гончарский, А.М.Черепашук, А.Г.Ягола*, Некорректные задачи астрофизики, Наука, М., 1985.
2. *D.J.Hillier*, IAU Symposium №163, Eds. K.A. van der Hucht, P.M.Williams, Dordrecht, Kluwer, 1995, p.116.
3. *W.Schmutz*, Astron. Astrophys., **321**, 218, 1997.
4. *И.И.Антохин, А.Ф.Холтыгин, А.М.Черепашук*, Астрон. ж., **65**, 558, 1988.
5. *А.М.Черепашук*, Астрон. ж., **67**, 955, 1990.
6. *T.Eversberg, S.Lepine, A.F.I.Moffat*, Astrophys. J., **494**, 799, 1998.
7. *Н.А.Кудряшова, А.Ф.Холтыгин*, Астрон. ж., **78**, 287, 2001.
8. *С.Б.Пикельнер*, Изв. Крым. астрофиз. обсерв., **3**, 51, 1948.
9. *В.Г.Горбацкий, И.Н.Минин*, Нестационарные звезды, Наука, М., 1963.
10. *L.Dessart, S.P.Owocki*, Astron. Astrophys., **383**, 1113, 2002.
11. *R.J.Defouw*, Astrophys. J., **160**, 659, 1970.
12. *Я.Б.Зельдович, Ю.П.Райзер*, Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений, Наука, М., 1966.