

ОБ ОТНОСИТЕЛЬНОМ СОДЕРЖАНИИ ГЕЛИЯ В ОБОЛОЧКАХ ЗВЕЗД ВОЛЬФА—РАЙЕ

(Исследование звезд Вольфа—Райе. III)*

С. В. Рублев

По отношениям эквивалентных ширин ярких бальмеровских линий и блендирующихся с ними пиккеринговских линий HeII методом предельного перехода к границе спектральной серии оценено относительное содержание гелия и водорода в атмосферах пяти ярких звезд WR (HD 191765, 192103, 192163, 192641 и 193077). Минимальная оценка содержания гелия выполнена без привлечения конкретных гипотез о модели атмосферы; найдено, что $\min \epsilon_{\text{He}} = 0.77 \div 0.81$ (содержание по числу атомов). Более детальный анализ в рамках «небулярной» модели показал, что атмосферы звезд WR состоят по числу атомов на 85—90% из гелия и на 10—15% из водорода.

The abundance of helium and hydrogen in the atmospheres of 5 bright Wolf-Rayet stars (HD 191765, 192103, 192163, 192641, and 193077) is evaluated from ratios of the equivalent widths of bright Balmer lines to those of blended Pickering H α lines by using the method of transition to the spectral series limit. A minimum evaluation of the abundance of helium is obtained without using specific hypotheses concerning the model atmosphere; it is found that $\min \epsilon_{\text{He}} = 0.77 \div 0.81$ (the abundance as to the number of atoms). A thorough analysis within the framework of the «nebular» model has shown that the atmospheres of Wolf-Rayet stars are composed, as to the number of atoms, of 85—90 percent helium and of 10—15 percent hydrogen.

§ 1. ВВОДНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

1.1. Нынешнее состояние проблемы звезд Вольфа—Райе в основных чертах было удачно обрисовано Андерхилл: «Одним из наиболее интересных и все еще не решенных вопросов относительно звезд Вольфа—Райе является вопрос об эволюционной стадии, на которой такие звезды находятся. В связи с этим существует потребность в развитии адекватной теории формирования линий — с тем чтобы количественно интерпретировать наблюдаемые спектры, не впадая в противоречивые суждения о значениях температуры, давления, плотности и о состоянии движения газов, образующих звездную атмосферу. Интуиция подсказывает, что установление физического состояния атмосферы, которое в принципе может быть достигнуто путем анализа наблюдаемых относительных интенсивностей и форм спектральных линий, откроет возможность для уверенных суждений о стадии развития звезд, которые отнесены к классам WC и WN» ([1], стр. 210).

1.2. Имеется ряд физических характеристик, значения которых в случае звезд WR в принципе могут быть оценены без предварительного жест-

* Часть II, посвященная спектрофотометрии пяти звезд Вольфа—Райе, публикуется в Сообщениях САО АН СССР.

кого моделирования, способного повлиять на конечные результаты. Помимо параметров, получаемых в ряде случаев путем анализа затменной и спектральной двойственности, такими характеристиками, в частности, являются: абсолютные величины, спектрофотометрические температуры и показатели цвета, электронные температуры некоторых слоев оболочки и относительное содержание ряда элементов в атмосфере звезды. Они должны послужить основой для последующего моделирования, в ходе которого, опираясь на простейшие естественные допущения, можно получить для рассматриваемых звезд внутренне непротиворечивую систему физических характеристик.

1.3. Ключевой проблемой дискуссии относительно эволюционной стадии звезд WR является проблема химического состава.

Звезды WR, многие из которых несомненно входят в тесные пространственные группировки ранних звезд и массивные спутники которых в составе двойных систем принадлежат к спектральным классам O—B, являются крайне молодыми объектами. Однако эта абсолютная молодость вовсе не означает, что они обязательно должны находиться на начальных стадиях эволюции. В настоящее время существуют две альтернативные точки зрения.

а) Звезды WR, массы которых в среднем на полпорядка меньше масс соседних (связанных с ними общностью происхождения) звезд O—B, лежащих на (или близ) главной последовательности, должны, подобно звездам типа Т Тельца, находиться в самом начале эволюционного пути — в стадии гравитационного сжатия, которая предшествует выходу на НГП. При этом их химический состав не может существенно отличаться от обычного состава у объектов I типа населения. Такая гипотеза, первоначально выдвинутая Сахаде [2—4], в настоящее время пользуется значительной поддержкой [1, 5, 6].

б) Звездам WR присущи резкие аномалии химического состава, которые свидетельствуют о том, что вещество атмосфер прошло здесь через зону интенсивных ядерных превращений. Несмотря на свою абсолютную молодость, эти объекты находятся на очень позднем этапе химической эволюции и уже прошли стадию главной последовательности. Соответственно они должны были развиваться гораздо быстрее, чем одновременно возникшие и в настоящее время более массивные звезды O—B; следует допустить, что эти объекты обладали первоначально очень большими массами, значительная часть которых была потеряна в процессе эволюции (Рублев [7—10]; к близким выводам одновременно пришли Вестерлунд и Смит [11, 12], а также Лимбер [13]; сходные идеи развивались Стозерсом [14] и Пачинским [15]).

1.4. Сторонники первой точки зрения пытаются объяснить некоторые резкие аномалии спектров WR не реальными отличиями химического состава, а особыми условиями ионизации атмосфер. Такова гипотеза Андерхилл [16, 1], согласно которой преобладание линий углеродных ионов в спектрах WC и азотных в спектрах WN обусловлено непланковским характером фотосферного излучения — при определенных эффективных температурах (50 тыс. град. в случае WC и 62—65 тыс. град. в случае WN) непрерывный спектр принимает профили, благоприятные для возбуждения линий соответствующих ионов в оболочке звезды. При этом не учитывается, что в пределах каждой из последовательностей WN и WC однотипные звезды заметно различаются по уровню возбуждения атмосфер. Далее, в рамках такой гипотезы требуется еще как-то объяснить аномальную слабость водородных линий относительно линий гелия в спектрах звезд WR, практическое отсутствие у этих звезд бальмеровского скачка [17] и существование звезд типа WHe, эмиссионные спектры которых содержат только линии He II и H I, без заметных следов углерода, кислорода или азота

(например, HD 6327, см. [18]). Исследования, в которых делаются оценки относительных содержаний водорода и гелия в атмосферах WR, при этом либо молчаливо игнорируются, либо не считаются доказательными «... ввиду недостаточного развития теории спектров Вольфа—Райе . . . , так что очевидным кажется отдать предпочтение нормальным содержаниям» [6].

1.5. Оценка относительного содержания He/H для звезд WR произведена Амбарцумяном еще в 1933 г. [19] и является вообще одной из первых количественных оценок, касающихся этих объектов. Сравнивая теоретические и наблюдаемые отношения интенсивностей ярких линий $\lambda 4686$ He II и H_{β} , Амбарцумян получил $He/H \geq 1.8$ (позднее Занстра и Винен [20] путем несколько более грубых рассуждений получили для HD 192163 $He/H \approx 1.4$). Пользуясь таким же методом, Соболев [21] уточнил оценку Амбарцумяна и нашел для звезды HD 192163

$$He/H \approx 2.5. \quad (1)$$

Здесь предполагалось, что

а) к атмосферам звезд WR применима теория Силье [22], разработанная для случая планетарных туманностей (т. е. что эти атмосферы полностью непрозрачны в основных сериях и прозрачны в субординатных сериях ионов H I и He II);

б) линии H_{β} и $\lambda 4686$ He II излучаются в одном и том же объеме атмосферы;

в) обе эти линии возникают в результате флуоресценции, при рекомбинациях и последующих каскадных переходах.

В действительности же:

а) небулярное приближение (случай «В» Мензела [23]) к атмосферам звезд WR неприменимо: вследствие практически полной ионизации водорода эти атмосферы, по-видимому, прозрачны во всех сериях H I, включая основную (см. [24]), атомные уровни заселены здесь слабее (подселение «снизу» отсутствует), так что оценка (1) должна быть уменьшена; с другой стороны, сильные линии субординатных серий He II (в частности, линия $\lambda 4686$) скорее всего значительно ослаблены самопоглощением, так что оценка (1) должна быть увеличена; однако частичная непрозрачность в первых субординатных сериях He II ведет к повышенному (сравнительно с небулярным) заселению 4-го уровня, в связи с чем оценка (1) вновь должна быть уменьшена;

б) атмосферы звезд WR стратифицированы. Независимо от того, в каком порядке осуществляется эта стратификация, линии H I излучаются всей атмосферой (которая целиком является зоной H II), а линии He II — лишь ее частью (зоной He III). В связи с этим оценка (1) должна быть увеличена;

в) если в атмосферах WR действует механизм селективного возбуждения линии $\lambda 4686$ He II квантами L_{α} водорода, предложенный Билсом и Хетчером [25] (т. е. осуществляются переходы $2 \rightarrow 4 \rightarrow 3$ иона He II с излучением квантов $\lambda 4686$ взамен поглощенных L_{α} -квантов), то эта линия окажется усиленной, в связи с чем оценка (1) должна быть уменьшена.

Величина отношения (1) такова, что звезды WR следует отнести в ряд гелиевых звезд (см., например, [26]). Для того чтобы они могли рассматриваться как звезды нормального химического состава, совместное влияние перечисленных противоположных факторов должно быть способно уменьшить эту величину примерно на порядок, что кажется маловероятным.

1.6. Определения величин He/H с учетом влияния всех указанных факторов были сделаны Слюсаревым [24]. При вычислении теоретических интенсивностей ярких линий H I и He II использовалась теория полихрома-

тического лучевого равновесия в движущихся оболочках звезд, развитая Соболевым [27]. Было, в частности, показано, что в расширяющихся атмосферах звезд WR механизмы селективного возбуждения линий He II излучением в линиях H I не действуют. Граница области свечения в линиях He II получена, в предположении расширения атмосферы с постоянной скоростью, по интенсивностям линий He I и He II. Сопоставив теоретические и наблюдаемые отношения $\lambda 4542/H_{\beta}$, Слюсарев нашел, что в атмосферах звезд HD 192163 и HD 192103 величины He/H соответственно равны 5 и 12 (последнее значение, вероятно, завышено из-за переоценки наблюдаемого отношения $\lambda 4542/H_{\beta}$).

Если встать на пуристскую точку зрения, то эти результаты можно признать недостаточно убедительными:

а) в основу определений положена модель быстро расширяющейся стационарной атмосферы (для которой только и справедлива теория формирования спектральных линий, развитая Соболевым). Эта модель соответствует гипотезе Билса о природе звезд WR и может ставиться под сомнение (по крайней мере в ее простом варианте);

б) при расчетах теоретических интенсивностей линий приняты недостаточно обоснованные значения ряда физических характеристик — таких, как электронная температура, средний фактор ускользания L_{α} -квантов (обусловленный эффектом Доплера), средний фактор дилуции, а также убывание плотности вещества обратно пропорционально квадрату расстояния. Так как реальные условия в атмосферах WR нельзя считать a priori известными, то упрощенная модель, основанная на этих значениях параметров, является слишком жесткой. Это может отразиться на результатах.

Учитывая изложенное, мы предприняли попытку определить отношение He/H для атмосфер звезд WR, не опираясь на допущения и модели, которые могут быть поставлены под сомнение. Такие оценки возможны по крайней мере для нижней границы этого отношения.

§ 2. ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ

2.1. Рассмотрим линии блендированной серии {He II + H I} в спектрах звезд WR. Допустим, что каждая из этих бленд может быть разделена на пиккеринговскую линию He II и бальмеровскую линию H I. Выражение для интенсивности каждой такой линии, возникающей в слоях сферически-симметричной атмосферы, имеет вид

$$I_{ij} = A_{ij} h \nu_{ij} \int n_i \beta_{ji} \{1 + \sqrt{1 - (r_*/r)^2}\} r^2 dr. \quad (2)$$

Постоянные множители здесь опущены; $j=2$ для бальмеровских и $j=4$ для пиккеринговских линий. Учтены как самопоглощение (введением локального фактора ускользания $\beta_{ji} \leq 1$), так и экранирование тыльной части атмосферы непрозрачным «ядром» звезды радиуса r_* . Интегрирование распространяется на область формирования линии (зоны H II и He III для бальмеровских и пиккеринговских линий соответственно). A_{ij} есть вероятность спонтанного перехода.

Соотношением

$$n_i \equiv g_i / 2 \cdot n_e n^+ h^3 (2\pi m k T_e)^{3/2} b_i \exp(\chi_i / k T_e) \quad (3)$$

введем фактор Мензела b_i , характеризующий уклонение населенностей рассматриваемого уровня от равновесной населенности при температуре

T_e газа свободных электронов (все обозначения в (3) обычны). Используя средние значения $\overline{b_i \beta_{ji}}$ и $\overline{T_e}$, находим

$$I_{ij} = 1/2 \cdot g_i A_{ij} \nu_{ij} h^4 (2\pi m k)^{-3/2} \overline{T_e^{-3/2}} \exp(\chi_i/k\overline{T_e}) \overline{b_i \beta_{ji}} \times \\ \times \int n_e n^+ \{1 + \sqrt{1 - (r_*/r)^2}\} r^2 dr. \quad (4)$$

В соответствии с условием блендирования

$$\nu_{i2}(\text{H I}) = \nu_{i4}(\text{He II}); i(\text{He II}) = 2i(\text{H I}); \chi_i(\text{He II}) = \chi_i(\text{H I}) \quad (5)$$

и, так как ионы водородоподобны,

$$(g_i A_{i2})_{\text{HI}} / (g_i A_{i4})_{\text{HeII}} = g_{i2} / g_{2i,4}, \quad (6)$$

где g_{ik} есть фактор Гаунта для водорода. Отношение интенсивностей блендирующихся линий H I и He II есть

$$I_{i2}(\text{H I}) / I_{2i,4}(\text{He II}) = g_{i2} / g_{2i,4} \cdot (\overline{b_i \beta_{2i}})_{\text{HI}} / (\overline{b_{2i} \beta_{4,2i}})_{\text{HeII}} (T_e^{\text{II}} / T_e^{\text{I}})^{3/2} \times \\ \times \exp[\chi_i/k \cdot (1/T_e^{\text{I}} - 1/T_e^{\text{II}})] \left\{ \int_{(\text{HII})} n_e n(\text{H II}) \{1 + \sqrt{1 - (r_*/r)^2}\} r^2 dr : \right. \\ \left. : \int_{(\text{HeIII})} n_e n(\text{He III}) \{1 + \sqrt{1 - (r_*/r)^2}\} r^2 dr \right\}; \quad (7)$$

индекс i здесь взят по водороду, T_e^{I} и T_e^{II} — средние значения электронной температуры в зонах формирования линий H I и He II, интегралы распространяются на соответствующие зоны.

2.2. Положим для простоты, что атмосфера звезды состоит только из гелия и водорода с относительными содержаниями (по числу атомов) ϵ_{He} и $1 - \epsilon_{\text{He}}$, так что

$$\epsilon_{\text{He}} = n(\text{He}) / [n(\text{H}) + n(\text{He})]; \quad \text{H/He} = (1 - \epsilon_{\text{He}}) / \epsilon_{\text{He}}.$$

При этом в зоне He III

$$n_e = n(\text{H}) + 2n(\text{He}), \\ n(\text{H II}) = n(\text{H}) = n_e (1 - \epsilon_{\text{He}}) / (1 + \epsilon_{\text{He}}), \\ n(\text{He III}) = n(\text{He}) = n_e \epsilon_{\text{He}} / (1 + \epsilon_{\text{He}}), \quad (8)$$

а в зоне He II

$$n_e = n(\text{H}) + n(\text{He}), \\ n(\text{H II}) = n(\text{H}) = n_e (1 - \epsilon_{\text{He}}). \quad (9)$$

В уравнении (7) разобьем область интегрирования на части:

$$\int_{(\text{HII})} = \int_{(\text{HeIII})} + \int_{(\text{HeII})}; \quad (10)$$

здесь учтено, что гелиевые зоны располагаются внутри зоны H II, охватывающей всю атмосферу; как показывают оценки, зона He I в оболочках WR отсутствует [8]. С учетом (8) и (9) получаем

$$\text{He/H} \equiv \epsilon_{\text{He}} / (1 - \epsilon_{\text{He}}) = (1 + G) (T_e^{\text{II}} / T_e^{\text{I}})^{3/2} (\overline{b_i \beta_{2i}})_{\text{HI}} / (\overline{b_{2i} \beta_{4,2i}})_{\text{HeII}} \times \\ \times \exp[\chi_i/k \cdot (1/T_e^{\text{I}} - 1/T_e^{\text{II}})] g_{i2} / g_{2i,4} \cdot I_{2i,4}(\text{He II}) / I_{i,2}(\text{H I}), \quad (11)$$

где

$$G \equiv (1 + \varepsilon_{\text{He}}) \left\{ \int_{(\text{He II})} n_e^2 \{1 + \sqrt{1 - (r_x/r)^2}\} r^2 dr : \right. \\ \left. : \int_{(\text{He III})} n_e^2 \{1 + \sqrt{1 - (r_x/r)^2}\} r^2 dr \right\}. \quad (12)$$

Левая часть соотношения (11) не зависит от i , поэтому справа можно перейти к пределу при $\chi_i \rightarrow 0$:

$$\varepsilon_{\text{He}}/(1 - \varepsilon_{\text{He}}) = (T_e^{\text{II}}/T_e^{\text{I}})^{3/2} (1 + G) N^{-1} \lim_{\chi_i \rightarrow 0} [(\overline{b_i \beta_{2i}})_{\text{HI}} : (\overline{b_{2i} \beta_{4, 2i}})_{\text{He II}}], \quad (13)$$

где

$$N \equiv \lim_{\chi_i \rightarrow 0} [g_{2i, 4}/g_{i2} \cdot I_{i2}(\text{HI})/I_{2i, 4}(\text{He II})]. \quad (14)$$

Рассмотрим последний множитель правой части (13).

2.3. В условиях термического равновесия все факторы $b_i = 1$. Для континуума это равенство справедливо постольку, поскольку распределение свободных электронов по энергиям является равновесным. В отсутствии каких-либо дополнительных селективных механизмов возбуждения числа b_i при продвижении к пределу серии стремятся к значению b для континуума, т. е. к единице: на границе должен осуществляться непрерывный переход между состояниями с положительными и отрицательными энергиями. Это свойство факторов b_i является общим и не зависит от способа заселения уровней: при радиативном заселении числа b стремятся к единице снизу, при коллизионном — сверху.

В относительно плотных оболочках звезд благодаря «выравнивающему» действию слабых ударов населенности верхних уровней HI и He II приближаются к равновесным значениям довольно быстро, задолго до того, как достигается граница континуума: при больших i «сглаживающие» переходы между соседними уровнями, осуществляющиеся под действием далеких прохождений свободных электронов, становятся более существенными, чем радиативные переходы вниз, которые перестают, таким образом, контролировать заселенность высоких уровней. Иными словами, благодаря столкновениям присущее континууму равновесное распределение по энергиям распространяется также на верхние дискретные состояния.

Номер $i = i_c$, начиная с которого роль слабых ударов становится преобладающей, есть (см. [28])

$$i_c \approx 72 Z^{5/4} T_e^{1/16} n_e^{-1/8}. \quad (15)$$

Для звезд WR в случае водорода ($Z=1$) $i_c \approx 5$, в случае ионизованного гелия ($Z=2$) $i_c \approx 11$.

2.4. Факторы ускользания β_{ji} обладают аналогичным свойством: по мере продвижения к границе серии сила осциллятора (для поглощения) убывает и осуществляется переход к условиям оптически тонкого слоя ($\beta=1$). Такое «просветление» при переходе к пределу серии развивается очень быстро при расширении атмосферы с большой скоростью или при больших скоростях микротурбулентных движений. В обоих случаях возникший в каком-либо месте линейчатый квант сравнительно беспрепятственно выходит наружу после небольшого числа рассеяний в близлежащих окрестностях: в первом случае — благодаря дифференциальному эффекту Доплера, во втором — благодаря переизлучению в крыльях коэффициента селективного рассеяния (который претерпевает значительное уширение). При со-

поставимых значениях скоростей расширения и турбуленции оба эффекта сравнимы по величине; для иллюстрации можно поэтому рассмотреть числа $\beta_{4i}(\text{HeII})$ в случае «чистого» расширения (принято $\beta_{45}=10^{-1}$):

i	5	10	15	20	25
β_{4i}	0.1	0.98	0.996	0.9985	0.9991

Видно, что даже при большой непрозрачности в первой пиккеринговской линии самопоглощение быстро сходит на нет, и в области $i \sim 10 \div 15$ достигается практически полная прозрачность в линиях.

2.5. Итак, в целом

$$\lim_{\chi_i \rightarrow 0} [(b_i \beta_{2i})_{\text{HI}} : (b_{2i} \beta_{4, 2i})_{\text{HeII}}] = 1, \quad (16)$$

и взамен (13) получаем следующие простые соотношения:

$$\text{He/H} = (T_e^{\text{II}}/T_e^{\text{I}})^{3/2} (1 + G)/N, \quad (17)$$

$$\epsilon_{\text{He}} = [1 + (T_e^{\text{I}}/T_e^{\text{II}})^{3/2} N/(1 + G)]^{-1}; \quad (18)$$

здесь величина $G \geq 0$ (равенство достигается, если зона He III охватывает всю оболочку). Далее, безо всякой натяжки можно принять, что $T_e^{\text{II}} \geq T_e^{\text{I}}$ (вряд ли существует охлаждающий механизм, способный удерживать среднюю электронную температуру в зоне HeIII на более низком уровне, чем в зоне HII; так как в значительной своей части последняя совпадает с зоной He III, то скорее всего должно быть $T_e^{\text{I}} \approx T_e^{\text{II}}$). Следовательно,

$$\text{He/H} \geq N^{-1}, \quad (19)$$

$$\epsilon_{\text{He}} \geq (1 + N)^{-1}. \quad (20)$$

Эти соотношения позволяют найти нижнюю границу относительного содержания гелия в атмосфере звезды. Величина N , определяемая в соответствии с (14), может быть найдена по основанным на наблюдениях числам

$$N_i \equiv g_{2i, 4}/g_{i2} \cdot I_{i2}(\text{H I})/I_{2i, 4}(\text{He II}) \quad (21)$$

путем предельного перехода. При этом вместо отношения интенсивностей ярких блендирующихся линий удобнее использовать отношение эквивалентных ширин.

§ 3. НИЖНИЙ ПРЕДЕЛ ОТНОСИТЕЛЬНОГО СОДЕРЖАНИЯ ГЕЛИЯ В АТМОСФЕРАХ ЗВЕЗД WR

В табл. 1 представлены основные этапы определения чисел N (14) для пяти ярких северных звезд WR (HD 191765, 192103, 192163, 192641, 193077). Исходным материалом для таких определений послужили спектрограммы, полученные нами в 1966 г. в обычной фотографической области при линейной дисперсии $37 \text{ \AA}/\text{мм}$ с помощью дифракционного спектрографа АСП-11, монтированного в нэсмитовском фокусе $50''$ рефлектора Крымской астрофизической обсерватории АН СССР (подробное описание этого наблюдательного материала см. в [29]). В табл. 1 последовательно даны: длины волн ярких линий с идентификацией (графа 1), числа $i(\text{HeII})$ и $i(\text{H})$ для верхних уровней (графы 2, 3), соответствующие потенциалы ионизации (графа 4). В графе 5 приводятся эквивалентные ширины ярких линий (W_{ad}), принятые в качестве основы для дальнейшей дискуссии. Они являются результатом «оптимальных» определений (включающих выбор

ТАБЛИЦА 1
Определение величины $N(14)$ для звезд WR

$\lambda, \text{\AA}$	$i(\text{He II})$	$i(\text{H})$	$\chi_i, \text{эВ}$	$W_{ad}, \text{\AA}$	$\lg \tilde{W}_{\text{HeII}}$	$\lg \tilde{W}_{\text{HeII}+\text{H}}$	$\tilde{W}_{\text{H}}/\tilde{W}_{\text{HeII}}$	N_i
HD 191765								
4860 He II+H	8	4	0.850	52.5	1.5006	1.7313	0.701	0.759
4541 He II	9	—	0.672	21.0	1.3233	—	—	—
4338 He II+H	10	5	0.544	21.8	1.1565	1.3214	0.462	0.494
4200 He II	11	—	0.450	10.1	1.0003	—	—	—
4100 He II+H	12	6	0.378	(9.6)	0.8545	0.9810	0.338	0.360
4025 He II	13	—	0.322	5.2	0.7194	—	—	—
3968 He II+H	14	7	0.278	4.9	0.5948	0.7011	0.277 ₅	0.295
3926 He II	15	—	0.242	3.0	0.4806	—	—	—
3887 He II+H	16	8	0.212 ₅	(3.1)	0.3768	0.4733	0.249	0.264
3858 He II	17	—	0.188	2.0	0.2835	—	—	—
3834 He II+H	18	9	0.168	1.95	0.2006	0.2732	0.245 ₅	0.260
3813 He II	19	—	0.151	1.32	0.1282	—	—	—
HD 192103								
4542 He II	9	—	0.672	14.1	1.1596	—	—	—
4337 He II+H	10	5	0.544	15.9	1.0531	1.2430	0.548	0.587
4197 He II	11	—	0.450	9.08	0.9491	—	—	—
4100 He II+H	12	6	0.378	11.6 ₅	0.8453	0.9868	0.386	0.411
4026 He II	13	—	0.322	(5.9)	0.7408	—	—	—
3968 He II+H	14	7	0.278	5.78	0.6354	0.7524	0.309	0.328
3926 He II	15	—	0.242	(3.4)	0.5311	—	—	—
3887 He II+H	16	8	0.212 ₅	(3.3 ₅)	0.4299	0.5386	0.284	0.301
3861 He II	17	—	0.188	2.01	0.3342	—	—	—
3834 He II+H	18	9	0.168	2.17	0.2457	0.3501	0.272	0.288
3813 He II	19	—	0.151	1.44	0.1643	—	—	—
3797 He II+H	20	10	0.136	(1.5 ₅)	0.0890	0.1916	0.267	0.283
3785 He II	21	—	0.123	1.06	0.0178	—	—	—
HD 192163								
4860 He II+H	8	4	0.850	79.8	1.7073	1.8939	0.534	0.578
4542 He II	9	—	0.672	35.0	1.5383	—	—	—
4338 He II+H	10	5	0.544	32.4	1.3786	1.5236	0.396	0.424
$N=0.255$								
$N=0.274$								

4200 He II	11	0.450	16.5	1.289	1.2109	0.324	0.345
4100 He II+H	12	0.378	(16.3)	1.0888	—	—	—
4025 He II	13	0.322	9.12	0.9606	0.9556	0.293	0.312
3970 He II+H	14	0.278	9.05	0.8431	—	—	—
3926 He II	15	0.242	(5.4 _h)	0.7353	0.7437	0.279	0.296
3887 He II+H	16	0.212 ₅	(5.5)	0.6367	—	—	—
3858 He II	17	0.188	3.54	0.5453	0.5647	0.269	0.285
3834 He II+H	18	0.168	3.70	0.4612	—	—	—
3813 He II	19	0.151	2.40	0.3828	0.4156	0.267	0.283
3796 He II+H	20	0.136	2.59	0.3126	—	—	—
3783 He II	21	0.123	1.78	0.2497	—	—	—

$N=0.280$

HD 192644

4859 He II+H	8	0.850	13.5	0.8864	1.1472	0.822	0.890
4544 He II	9	0.672	5.72	0.7518	—	—	—
4339 He II+H	10	0.544	7.38	0.6225	0.8296	0.611	0.654
4200 He II	11	0.450	3.05	0.4985	—	—	—
4100 He II+H	12	0.378	3.40	0.3798	0.5458	0.465	0.495
4026 He II	13	0.322	1.88	0.2655	—	—	—
3969 He II+H	14	0.278	(1.9 _h)	0.1561	0.2940	0.374	0.397
3926 He II	15	0.242	(1.1 _h)	0.0519	—	—	—
3887 He II+H	16	0.212 ₅	(1.2)	-0.0467	0.0788	0.335	0.355
3857 He II	17	0.188	0.70	-0.4393	—	—	—
3834 He II+H	18	0.168	0.80	-0.2267	-0.1082	0.314	0.333
3813 He II	19	0.151	0.50	-0.3086	—	—	—

$N=0.307$

HD 193077

4861 He II+H	8	0.850	16.9	1.1347	1.2219	0.222	0.241
4540 He II	9	0.672	9.55	0.9767	—	—	—
4340 He II+H	10	0.544	7.95	0.8271	0.9148	0.224	0.240
4200 He II	11	0.450	4.80	0.6859	—	—	—
4100 He II+H	12	0.378	0.46	0.5530	0.6417	0.226	0.241
4025 He II	13	0.322	2.65	0.4294	—	—	—
3969 He II+H	14	0.278	2.47	0.3147	0.4032	0.226	0.240
3926 He II	15	0.242	1.64	0.2082	—	—	—
3887 He II+H	16	0.212 ₅	(1.6)	0.1096	0.1969	0.223	0.237
3858 He II	17	0.188	1.05	0.0181	—	—	—
3832 He II+H	18	0.168	1.11	-0.0651	0.0234	0.226	0.240
3813 He II	19	0.151	0.72	-0.1401	—	—	—

$N=0.240$

уровня непрерывного спектра и «непротиворечивое» разделение blends), достаточно подробно описанных в другом месте [29]; эти результаты даны без округления, в том виде, в каком они получены при выделении из blends — хотя второй десятичный знак имеет, разумеется, лишь формальный смысл. Круглыми скобками отмечены эквивалентные ширины тех линий, которые нельзя было сколько-нибудь уверенно измерить непосредственно. Приведенные значения получены по другим линиям соответствующих серий путем грубой графической интерполяции.

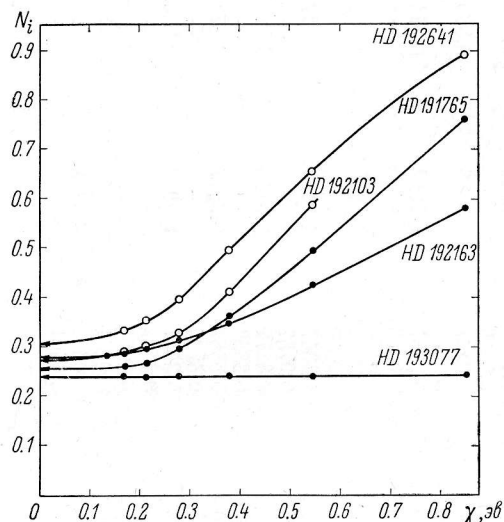


Рис. 1. К оценке минимального содержания гелия в атмосферах звезд WR (подробности в тексте).

в) посредством вычитания величин $\tilde{W}_i(\text{He II} + \text{H})$ и $\tilde{W}_i(\text{He II})$ найдены значения $\tilde{W}_i(\text{H})$. Здесь, как обычно (см., например, [31]), допускаясь, что входящие в состав blends водородные и гелиевые линии возникают независимо (т. е. что взаимодействие при их формировании места не имеет) и соответствующие интенсивности просто складываются. Приемлемость этого допущения в данном случае не вызывает сомнений: при больших числах i (которые нас здесь в первую очередь интересуют) атмосферы прозрачны для линейчатого излучения (как бальмеровского, так и пиккеринговского — см. 2.4).

В последних графах табл. 1 приводятся значения $\tilde{W}_\text{H}/\tilde{W}_\text{He II}$ и N_i (24) (факторы Гаунта взяты из [23]), а в нижних строках — числа N , полученные путем графических предельных переходов, представленных на рисунке. В большинстве случаев числа $N_i \propto W(\text{H})/W(\text{He II})$ заметно убывают по мере приближения к границе континуума. Это может быть, в первую очередь, следствием прогрессирующего «просветления» в линиях серии Пиккеринга. В одном случае (HD 193077) числа N_i не меняются, что, возможно, служит указанием на практически полную прозрачность атмосферы в пиккеринговских линиях.

Результаты определений по формулам (21) и (22) нижней границы относительного содержания гелия в оболочках WR сведены в табл. 2.

Как видно из табл. 2, содержание гелия в атмосферах звезд WR более чем на полпорядка превышает содержание водорода, так что здесь мы, вне всякого сомнения, имеем дело с гелиевыми звездами. Этот вывод получен без каких-либо существенных ограничивающих допущений.

Данные графы 5 подвергались далее следующей обработке:

а) для каждой из рассматриваемых серий (пиккеринговской и blendированной) осуществлено многократное аналитическое сглаживание величин $\lg W_{ad}$ при помощи метода четвертых разностей (см. [30], стр. 323). Эта процедура, результаты которой приведены в графах 6 и 7, устраняет разброс, обусловленный случайными ошибками определений;

б) путем численной интерполяции найдены сглаженные величины $\lg \tilde{W}_i(\text{He II})$ для четных i (He II), т. е. тех, при которых пиккеринговские линии blendируются с бальмеровскими. Результаты даны в той же графе 6;

ТАБЛИЦА 2

Нижние пределы относительного содержания He в атмосферах звезд WR

Характеристики	HD 191765, WN6	HD 192103, WC7	HD 192163, WN6	HD 192644, WC7 + B	HD 193077, WN5 + ?
N	0.255	0.274	0.280	0.307	0.240
Min (He/H)	3.9	3.8	3.5	3.3	4.3
Min (ε_{He})	0.80	0.79	0.78	0.77	0.81

§ 4. ОБ ИСТИННЫХ ЗНАЧЕНИЯХ ВЕЛИЧИН ε_{He} И He/H В АТМОСФЕРАХ ЗВЕЗД WR

4.1. Оценки истинного содержания гелия в атмосферах WR могут быть произведены при помощи формул (17) и (18); для их применения необходимо располагать сведениями о величинах $T_e^{\text{II}}/T_e^{\text{I}}$ и G (12).

Как уже говорилось выше (см. 2.5), первая из этих величин может лишь не намного превышать единицу. Более определенные заключения пока невозможны и при оценках приходится принимать это значение.

Что касается параметра G , зависящего от распределения плотности в оболочке и относительных геометрических протяженностей зон He II и He III, то здесь, в принципе, доступна очень простая оценка, требующая лишь сведений об интенсивностях ярких линий He I и He II в спектре звезды.

Перепишем соотношение (4) в виде

$$\int n_e n^+ \{1 + \sqrt{1 - (r_*/r)^2}\} r^2 dr = 2h^{-4} (2\pi mk)^{3/2} \bar{T}_e^{3/2} Y_{mn} / \overline{b_m \beta_{nm}}, \quad (22)$$

где

$$Y_{mn} \equiv \exp(-\chi_m/k\bar{T}_e) I_{mn}/g_m A_{mn} \nu_{nm}. \quad (23)$$

Так как левая часть (22) не зависит от m , а для линий любой спектральной серии справедливо

$$\lim_{\chi_m \rightarrow 0} \overline{b_m \beta_{nm}} = 1 \quad (24)$$

(см. 2.3 и 2.4), то должно быть

$$Y_{mn} / \overline{b_m \beta_{nm}} = \lim_{\chi_m \rightarrow 0} Y_{mn} = \lim_{\chi_m \rightarrow 0} (I_{mn}/g_m A_{mn} \nu_{nm}) \equiv Y_n, \quad (25)$$

в связи с чем (22) превращается в

$$\int n_e n^+ \{1 + \sqrt{1 - (r_*/r)^2}\} r^2 dr = 2h^{-4} (2\pi mk)^{3/2} \bar{T}_e^{3/2} Y_n. \quad (26)$$

Применив последнее выражение к спектральным сериям $(2^3P - m^3D)\text{He I}$ и $(4^2F - m^2G)\text{He II}$ и заметив, что в зоне He II $n(\text{He II}) = n_e \varepsilon_{\text{He}}$, а в зоне He III $n(\text{He III}) = n_e \cdot \varepsilon_{\text{He}} / 1 + \varepsilon_{\text{He}}$, в результате почленного деления с учетом (12) получаем

$$G = (T_e^{\text{I}}/T_e^{\text{II}})^{3/2} Y_2(\text{He I})/Y_4(\text{He II}). \quad (27)$$

Здесь T_e^{I} и T_e^{II} — средние значения электронной температуры в зонах He II и He III соответственно (их отношение, как и выше, можно положить равным единице). Величины $Y_2(\text{He I})$ и $Y_4(\text{He II})$ получаются из наблюдаемых интенсивностей линий He I и He II путем предельных переходов к границам соответствующих спектральных серий (см. определение (25)).

При этом для расчета интенсивностей I_λ по известным из наблюдений эквивалентным ширинам W_λ достаточно располагать лишь приближенным значением истинной спектрофотометрической температуры звезды (соответствующие редуциционные множители входят одновременно в числитель и знаменатель правой части (27)).

К сожалению, для использования этого метода оценки G не удалось по нашему наблюдательному материалу определить эквивалентные ширины достаточного числа линий серии $(2^3P-m^3D)\text{HeI}$.

4.2. В целях грубой оценки параметра G примем простую «небулярную» модель звезды WR, восходящую к Билсу. Несмотря на неоднократную критику (как правило, недостаточно конструктивную), эта модель сохраняет свое значение, так как в отличие от прочих естественно и просто объясняет большинство наблюдательных фактов. Она является, на наш взгляд, пока наилучшей из существующих.

Итак, примем, что звезда WR состоит из некоторого «ядра», излучающего как абсолютно черное тело с температурой T_* , и протяженной расширяющейся оболочки, которая стратифицирована в обычной «небулярной» последовательности вследствие переработки ультрафиолетового излучения ядра. При этом зона He III примыкает к ядру и резко отграничена от зоны He II, располагающейся на периферии оболочки.

Из соотношений разделов 2.1 и 2.2 нетрудно взамен (12) получить

$$G = \int_{(\text{He II})} n_e n(\text{He II}) \{1 + \sqrt{1 - (r_*/r)^2}\} (r/r_*)^2 dr : \\ : \int_{(\text{He III})} n_e n(\text{He III}) \{1 + \sqrt{1 - (r_*/r)^2}\} (r/r_*)^2 dr. \quad (28)$$

Так как фактор геометрической дилуции излучения

$$W(r) \equiv 1/2 \cdot \{1 - \sqrt{1 - (r_*/r)^2}\}, \quad (29)$$

то

$$\{1 + \sqrt{1 - (r_*/r)^2}\} (r/r_*)^2 \equiv [2W(r)]^{-1}, \quad (30)$$

в связи с чем

$$G = \int_{(\text{He II})} n_e n(\text{He II}) dr/W(r) : \int_{(\text{He III})} n_e n(\text{He III}) dr/W(r). \quad (31)$$

Используем теперь приближения, соответствующие «небулярной» модели оболочки. Положим, что в пределах зоны He III применимо уравнение ионизации для оптически толстой, а в пределах зоны He II (т. е. на периферии оболочки) для оптически тонкой туманности. Соответственно

$$n_e n(\text{He III})/W(r) = (2\pi mk)^{3/2} h^{-3} p_{\text{He II}} (1 - p_{\text{He II}})^{-1} (T_e^{\text{II}})^{1/2} T_* \times \\ \times \ln[1 - \exp(-x_*)]^{-1} \exp(-\tau_{\text{He II}}) n_1(\text{He II}), \quad (32)$$

$$n_e n(\text{He II})/W(r) = 4(2\pi mk)^{3/2} h^{-3} p_{\text{He I}} (T_e^{\text{I}})^{1/2} T_* \times \\ \times \ln[1 - \exp(-0.452x_*)] n_1(\text{He I}), \quad (33)$$

где $p_{\text{He II}}$ и $p_{\text{He I}}$ — доли рекомбинаций в основное состояние для соответствующих ионов,

$$x_* \equiv h\nu_{ic}(\text{He II})/kT_*, \quad (34)$$

а $\bar{\tau}_{\text{HeII}}$ — осредненное по частоте оптическое расстояние от ядра за границей основной серии иона HeII. Подставляя в (34), находим

$$G = 4 [\alpha_1(\text{He II})/\alpha_1(\text{He I})] (T'_e/T_e^{\text{II}})^{1/2} (p_{\text{HeI}}/p_{\text{HeII}}) (1 - p_{\text{HeII}}) \bar{\tau}_{\text{HeI}}^0 \times \\ \times [1 - \exp(-\bar{\tau}_{\text{HeII}}^0)]^{-1} \lg [1 - \exp(-0.452x_*)] : \\ : \lg [1 - \exp(-x_*)]. \quad (35)$$

Далее следует учесть, что согласно имеющимся оценкам в достаточно широком интервале электронных температур T'_e и T_e^{II}

$$(T'_e/T_e^{\text{II}})^{1/2} (p_{\text{HeI}}/p_{\text{HeII}}) (1 - p_{\text{HeII}}) \sim 0.6 \div 0.8,$$

что отношение коэффициентов поглощения за ионизационными пределами HeII и HeI

$$\alpha_1(\text{He II})/\alpha_1(\text{He I}) = 0.24$$

и что полная оптическая толщина зоны He III за «лаймановским» пределом

$$\bar{\tau}_{\text{HeII}}^0 \gg 1.$$

Поэтому

$$G \approx 0.7 \bar{\tau}_{\text{HeI}}^0 \lg [1 - \exp(-0.452x_*)] : \lg [1 - \exp(-x_*)]. \quad (36)$$

Таким образом, для приближенной оценки параметра G достаточно располагать сведениями о планковской температуре ядра звезды и об оптической толщине ее оболочки за ионизационным пределом He I.

4.3. При расчетах по формуле (36) можно использовать имеющиеся значения T_* и $\bar{\tau}_{\text{HeI}}^0$, полученные ранее (см. [8, 10]) в предположении о применимости к звездам WR «небулярной» модели. Эти данные приведены в 1-й и 3-й строках табл. 3. Планковские температуры найдены по ярким линиям He II при помощи модифицированного метода Занстра, а оптические толщины $\bar{\tau}_{\text{HeI}}^0$ — из условия равенства занстровских температур по He I и He II. В табл. 3 приводятся также результаты последующих расчетов по формулам (36), (47) и (48).

ТАБЛИЦА 3

Содержание He в атмосферах звезд WR

Исходные данные и результаты	HD 191765, WN6	HD 192103, WC7	HD 192163, WN6	HD 192641, WC7 + B	HD 193077, WN5 + ?
$T_*, \text{ }^\circ\text{K}$	1.03×10^5	0.92×10^5	1.00×10^5	0.76×10^5	0.82×10^5
x_*	6.13	6.86	6.31	8.30	7.70
$\bar{\tau}_{\text{HeI}}^0$	0.04 ₀	0.04 ₅	0.03 ₀	0.02 ₀	0.03 ₅
G	0.78	1.5	0.64	1.2	1.6
N	0.255	0.274	0.280	0.307	0.240
He/H	7.0	9.1	5.9	7.2	11
ϵ_{He}	0.87	0.90	0.85	0.88	0.91

Полученные значения ϵ_{He} являются, в рамках принятой здесь небулярной модели, вполне надежными. Действительно, значения G и, следовательно, величины ϵ_{He} могут быть найдены также путем использования иной группы исходных данных.

В соответствии с уравнением неразрывности и условиями (8), (9) в зоне He III

$$n_e(r) = n_e^*(r_*/r)^2 V_*/V(r), \quad (37)$$

а в зоне He II

$$n_e(r) = (1 + \varepsilon_{\text{He}})^{-1} n_e^*(r_*/r)^2 V_*/V(r) \quad (38)$$

(при переходе через границу электронная концентрация меняется скачкообразно; звездочкой отмечены значения параметров на поверхности ядра). При истечении вещества из звезды под действием силы лучевого давления распределение скорости в оболочке имеет вид

$$V(r) = V_* \sqrt{1 + K(1 - r_*/r)}, \quad (39)$$

где фактор ускорения $K \approx \text{const}$ (см. [32]). Подставив (37), (38) и (39) в (12), получаем

$$G = (1 + \varepsilon_{\text{He}})^{-1} S(K, r_*/r_1). \quad (40)$$

Здесь r_1 — радиус границы между зонами He III и He II, а $S(K, r_*/r_1)$ — известная функция (выражается через элементарные). Значения K и r_*/r_1 были получены ранее, в зависимости от болометрической светимости, для «средней последовательности» звезд WR при исследовании в рамках небулярной модели их динамического состояния (см. [32]; при расчетах в этой работе принималось $\varepsilon_{\text{He}} = 0.8$). Оценив K и r_*/r_1 для рассматриваемых здесь звезд по известным M_{bol} и данным [32], можно найти, с учетом (40), соответствующие ε_{He} по формуле (18). При этом удобно воспользоваться итерациями

$$\varepsilon_{\text{He}}^{(n)} = [1 + Q^{(n)}(K, N)]^{-1}, \quad (41)$$

где

$$Q^{(n)}(K, N) \equiv N \{1 + S(K, r_*/r_1)(1 + Q^{(n-1)}):(2 + Q^{(n-1)})\}^{-1}, \quad (42)$$

причем

$$Q^{(0)}(K, N) = N. \quad (43)$$

Результаты расчетов по этим формулам таковы:

	HD 191765	HD 192103	HD 192163	HD 192641	HD 193077
$S(K, r_*/r_1)$	0.88	1.50	0.88	2.85	2.20
$Q^{(\infty)}(K, N)$	0.173	0.152	0.187	0.123	0.111
ε_{He}	0.85	0.87	0.84	0.89	0.90

При сопоставлении с величинами ε_{He} табл. 3 выявляется хорошая сходимость результатов.

Таким образом, отвлекаясь от пока не установленного вклада тяжелых элементов, можно заключить, что атмосферы звезд WR состоят по числу атомов на 85—90% из гелия и на 10—15% из водорода. Насколько удается судить по ограниченному материалу, между звездами WN и WC в этом отношении нет существенных различий.

Литература

1. A. B. Underhill. The Early Type Stars. Astrophysics and Space Science Library, v. 6, Dordrecht-Holland, 1966.
2. J. Sahade, Observatory, 78, 79, 1958.
3. J. Sahade, 9-ème Liège Symposium, p. 76, 1959.
4. Дж. Сахадэ. В кн. «Звездные атмосферы». Под. ред. Д. Гринстейна, ИЛ, М., 1963.
5. A. B. Underhill, Observatory, 86, 25, 1966.
6. A. B. Underhill, A. Rev. Astr. Astrophys., 6, 39, 1968.
7. С. В. Рублев, Астр. ж., 41, 1063, 1964.
8. С. В. Рублев, Астр. ж., 42, 347, 1965.

9. С. В. Рублев. В сб. «Проблемы звездной эволюции и переменные звезды» (Московский симпозиум, ноябрь 1964 г.). Изд-во «Наука», 1968, стр. 72.
10. С. В. Рублев. Автореферат кандидатской диссертации. Изд. ЛГУ, 1966.
11. В. Westerlund, L. Smith, Mon. Not. R. astr. Soc., **128**, 311, 1964.
12. L. F. Smith, Symposium on Magellanic Clouds, p. 83, Mt. Stromlo, 1965.
13. D. N. Limber, Astrophys. J., **139**, 1251, 1964.
14. R. Stothers, Astrophys. J., **141**, 671, 1965.
15. В. Paczynski, Acta astr., **17**, 355, 1967.
16. A. B. Underhill, Etoiles à raies d'émission, Coll. Int. d'Astrophys. (Liège), p. 17, 1958.
17. L. V. Kuhi, Astrophys. J., **143**, 753, 1966.
18. W. Hiltner, R. Schild, Astrophys. J., **143**, 770, 1966.
19. В. А. Амбарцумян, Цирк. Пулковск. обс., № 7, 1, 1933.
20. H. Zanstra, J. Weenen, Bull. astr. Inst. Netherl., **11**, 165, 1950.
21. Теоретическая астрофизика. Под. ред. В. А. Амбарцумяна, Гостехиздат, 1952.
22. G. Cillie, Mon. Not. R. astr. Soc., **92**, 822, 1932; **96**, 771, 1936.
23. Д. Мензел и др. Физические процессы в газовых туманностях. ИЛ, М., 1948.
24. С. Г. Слюсарев, Астр. ж., **32**, 346, 1955.
25. C. Veals, R. Hatcher, Contr. Dom. Obs., Ottawa, **11**, 162, 1948.
26. A. S. Dinger, Astrophys. Space Sci., **6**, 118, 1970.
27. В. В. Соболев. Движущиеся оболочки звезд. Изд. ЛГУ, 1947.
28. С. А. Каплан, С. Б. Пикельнер. Межзвездная среда. Физматгиз, М., 1963.
29. С. В. Рублев, Сообщ. САО, № 4, 1971.
30. К. Ланцош. Практические методы прикладного анализа. Физматгиз, М., 1961.
31. C. S. Veals, Publ. Dom. astrophys. Obs., Victoria, **6**, 95, 1934.
32. С. В. Рублев, Астр. ж., **42**, 718, 1965.

Ноябрь 1970 г.