

К ВОПРОСУ О СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ ЗВЕЗД ВОЛЬФА—РАЙЕ

(Исследование звезд Вольфа—Райе. IV)

С. В. Рублев

Осуществлен критический пересмотр результатов Куги по спектрофотометрическим температурам звезд WR. Анализ зависимости «собственных» цветовых температур от длины волны, выполненный при минимально жестких ограничивающих предположениях, показал, что у звезд WR средние электронные температуры в оболочках ниже, чем цветовые температуры их «ядер» в фотографической части спектра. Это ставит под сомнение приемлемость «сверхтермических» моделей (с $T_{\text{rad}} < T_e$), предлагавшихся для интерпретации особенностей звезд WR.

A critical revision of Kuhi's results has been performed concerning the spectrophotometric temperatures of Wolf—Rayet stars. An analysis of a relationship between the «intrinsic» color temperatures and wavelength carried out under the weakest limiting assumptions has shown the average electron temperatures in the envelopes of Wolf—Rayet stars to be lower than the color temperatures of their «cores» in the photographic region of the spectrum. This calls in question the acceptability of «superthermic» models (with $T_{\text{rad}} < T_e$) that had been suggested for interpreting the features of Wolf—Rayet stars.

§ 1. ВВОДНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

1.1. В случае звезд Вольфа—Райе спектрофотометрическая температура является одной из немногочисленных характеристик, поддающихся определениям непосредственно из наблюдений, без апелляции к той или иной упрощенной теоретической модели. Соответствующие оценки, наряду с результатами прямых определений некоторых других параметров, должны лечь в основу последующего адекватного моделирования.

1.2. Определения спектрофотометрических температур звезд WR по спектрам низкой дисперсии [1—5] характеризовались в целом довольно плохой сходимостью (различия средних величин T_c достигали полутора порядка — от 8 до 30 тыс. град.). Расхождения были связаны, в основном, с двумя обстоятельствами.

а) С неуверенностью в обозначении уровня «истинного континуума». В случае звезд WR, спектры которых заполнены блендирующимися яркими линиями, «наблюдаемые» спектрофотометрические градиенты значительно различаются у разных авторов.

б) С очень большими трудностями, возникавшими при переходе от «наблюдаемых» градиентов к истинным путем учета межзвездного покраснения. Определения избытков цвета звезд WR, необходимые для введения этих поправок, чрезвычайно осложняются тем, что нормальные показатели цвета здесь неизвестны и нуждаются в особой оценке для каждого отдельного случая ввиду индивидуальных различий в силе и характере эмис-

сионного спектра. Использование же средней величины межзвездного поглощения в заданном направлении в случае объектов, лежащих в галактической плоскости, приводит к ненадежным результатам.

Первую трудность можно нейтрализовать путем усреднения данных разных авторов, редуцировав их к некоторой «средней манере» в обозначении уровня непрерывного спектра.

Для надежного учета межзвездного покраснения лучше всего опираться на избытки цвета звезд WR, получаемые для каждого объекта особо по близлежащим звездам O—B путем использования эмпирических зависимостей «избыток цвета — видимый модуль расстояния» (см. [6, 7]). В отличие от других этот метод совершенно свободен от произвольных допущений относительно «собственных» цветовых характеристик звезд WR.

1.3. Анализ опубликованных данных с выводом истинных спектрофотометрических температур звезд WR в Лебеде предпринимался нами ранее (см. [6, 7]). Его итоги приводятся в табл. 1.

ТАБЛИЦА 1

Относительные спектрофотометрические градиенты и температуры звезд WR в Лебеде

HD	Sp	φ_{obs}						E_1	$-\Delta\varphi$	$\bar{T}_{0.43}$	$(T_{0.43})_{\text{K}}$
		[1]	[2]	[3]	[4]	[5]	средний				
190918	O9.5+WN5	—	—	1.38	1.74	—	1.38	0.22	0.78	47000	40200
191765	WN6	1.17	1.37	1.54	1.67	—	1.44	0.17	0.60	22000	16300
192103	WC7	1.50	1.39	1.38	1.76	(2.51)	1.51	0.19	0.67	22000	21000
192163	WN6	1.55	1.51	1.69	1.76	(2.74)	1.63	0.18	0.64	16900	23000
192641	WC7+B	2.32	—	1.73	1.58	—	1.80	0.21	0.75	15500	15500
193077	WN5(+?)	2.26	—	1.78	2.04	—	1.95	0.26	0.92	16000	17700
193576	O6+WN5.5	1.66	1.22	2.18	2.29	2.27	1.92	0.35	1.24	33600	18400
193793	O5+WC6	—	2.00	2.03	1.69	—	1.86	0.31	1.10	26500	24600
193928	WN5+?	—	—	3.21	—	—	3.12	0.52	1.81	11600	16100

Графы 3—7 содержат «наблюдаемые» абсолютные градиенты; все они получены при сходных величинах дисперсии ($100-150 \text{ \AA}/\text{мм}$ близ H_γ), отнесены к фотографической области спектра ($\bar{\lambda}=0.43 \text{ мк}$) и приведены к единой температурной шкале ($T_{A0}=16\ 000^\circ \text{ K}$, $\varphi_{A0}(0.43)=1.02$). Поправки за покраснение использованных звезд сравнения учтены. В графе 8 даны средние градиенты, найденные после редукиции индивидуальных значений к «средней манере» проведения истинного континуума (см. [6]). В графах 9 и 10 приводятся избытки цвета в системе C_1 Стеббинса—Уитфорда, полученные по соседним O—B звездам описанным выше способом, и соответствующие редукиции $\Delta\varphi$ за покраснение. Графа 11 содержит результаты определений «собственных» (т. е. исправленных за покраснение) спектрофотометрических температур; о данных графы 12 мы будем говорить позднее.

Как следует из табл. 1, собственные спектрофотометрические температуры одиночных звезд WR довольно низки и соответствуют в среднем звездам B8—9 ($\bar{T}_{0.43}(\text{WR})=18\ 000 \pm 2500^\circ \text{ K}$).

1.4. Сравнительно недавно Куги [8] выполнил фотоэлектрическое исследование непрерывных спектров 20 с лишним северных звезд WR, получив для них обширный и чрезвычайно интересный наблюдательный материал. Однако интерпретация этого материала в [8] и последующее обсуждение результатов Куги, предпринятое Андерхилл [9], внесли некоторую путаницу в вопрос о спектрофотометрических температурах звезд WR. Задача цитируемого исследования была поставлена следующим образом:

«В связи с тем, что устойчиво низкие цветовые температуры (выводившиеся в ранних исследованиях, — С. Р.) не согласуются с высокотемпературными явлениями, связанными со звездами WR, Андерхилл [10] подвергла критике предыдущие работы, где уровень континуума не достигался из-за низкой дисперсии, а поправки за межзвездное поглощение были очень неопределенными. Она тщательно сравнила спектрофотометрически (сравнение осуществлялось качественно — С.Р.) 10 Lac O9 V, HD 192103 WC7, HD 192163 WN6 и звезду B8 V и заключила, что у звезд WR нет сходства со звездами более поздними, чем B8 V. Следовательно, ранние работы должны быть ошибочными. Поэтому, для того чтобы свести на нет подобное противоречие, было предпринято настоящее исследование, основанное на фотоэлектрических измерениях распределения энергии в непрерывном спектре, которые позволяют произвести необходимые оценки температур» ([8], стр. 754).

Наблюдения Куги выполнены на 60- и 100-дюймовых телескопах обсерватории Маунт Вилсон при помощи фотоэлектрического сканнера. Был охвачен интервал $\lambda\lambda$ 3200—11 000 Å, для измерений выбирались участки спектра, свободные от сильных эмиссионных линий, использовалась полоса пропускания шириной 40—50 Å. При обработке тем не менее пришлось вводить в наблюдаемое распределение энергии поправки за слияние слабых эмиссионных линий: в каждом случае строилась «нижняя огибающая» для семейства наблюдаемых точек, т. е. по сути опять-таки выбирался уровень «истинного континуума». Преимущества такой «широкополосной» методики в этом отношении не являются, на наш взгляд, столь уж решающими сравнительно с обычной фотографической методикой, опирающейся на спектры низкой дисперсии. После учета межзвездного покраснения были получены «собственные» спектрофотометрические температуры. Оказалось, что в качественном согласии с предварительными результатами Андриша [4] они сильно меняются с длиной волны: от очень высоких (зачастую больших 100 тыс. град.) в ближнем ультрафиолете ($\lambda=0.35$ мк) до умеренных (порядка 15 тыс. град.) в инфракрасной области ($\lambda=0.95$ мк). Бальмеровский скачок практически отсутствует. Для фотографической области значения T_c получаются гораздо более высокими, чем выведенные нами (см. табл. 1).

1.5. Методика учета межзвездного покраснения, применявшаяся Куги, вызывает серьезные возражения (то же относится и к исследованию Пайпер [11]). Установив уровень «истинного континуума», Куги использовал двухцветную диаграмму (λ 4786— λ 5556) — (λ 3636— λ 4786), оценивая избытки цвета Δ (4786—5556) звезд WR путем перехода вдоль линии покраснения к кривой непокрашенных звезд O V. Такая процедура принудит-

ТАБЛИЦА 2

Сравнение характеристик межзвездного поглощения девяти звезд WR по Куги и по данным настоящего исследования

HD	Sp	Δ (4786—5556) _К	Δ (4786—5556) _Р	A_K (5556)	A_P (5556)
190918	O9.5+WN5	0.275	0.298	1.22	1.32
191765	WN6	0.400	0.231	1.78	1.02
192103	WC7	0.305	0.258	1.35	1.14
192163	WN6	0.340	0.244	1.51	1.08
192641	WC7+B	0.405	0.285	1.80	1.26
193077	WN5 (+?)	0.420	0.353	1.86	1.56
193576	O6+WN5.5	0.555	0.475	2.46	2.10
193793	O5+WC6	0.420	0.421	1.86	1.87
193928	WN5+?	0.830	0.706	3.73	3.13

тельно навязывает звездам WR нормальные цвета, присущие ранним звездам V, т. е. в сущности предрешает вопрос о цветовых температурах в видимой области спектра, уравнивая их с температурами O-звезд. Между тем, как уже указывалось в этой связи ранее [12], звезды WR должны обладать помимо межзвездного значительным собственным покраснением, обусловленным протяженными атмосферами этих объектов.

Так, даже у сверхгигантов Ia, оболочки которых менее мощны, нормальные показатели цвета заметно превышают значения, характерные для звезд V (см. [13]). Насколько велики погрешности, вносимые методом двухцветной диаграммы, видно из табл. 2, в которой сравниваются избытки цвета Δ (4786—5556)_K и полные поглощения A_K (5556), полученные Куги (см. табл. 3 в [8]), с аналогичными величинами, найденными по избыткам цвета E_1 табл. 1 (отмечены индексом P; при расчетах использована функция покраснения,

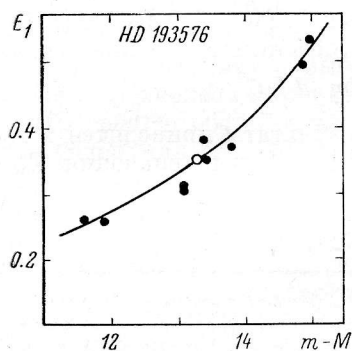


Рис. 1. К оценкам избытков цвета звезд WR по зависимости «видимый модуль расстояния — избыток цвета» в рассматриваемом направлении.

Точки — близлежащие опорные звезды O—B, кружок — звезда WR.

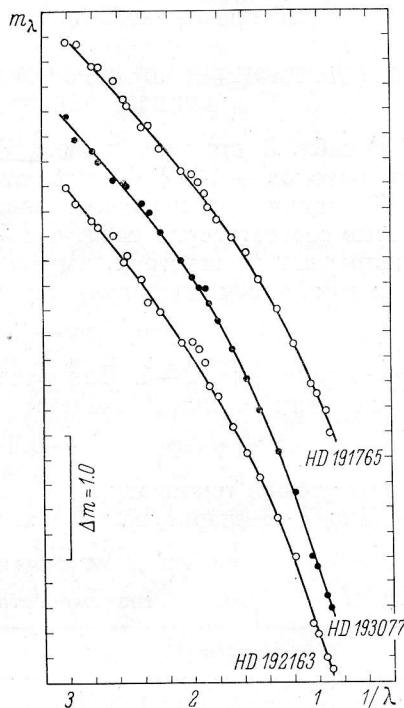


Рис. 2. Распределения энергии в непокрашенных континуумах звезд WR HD 191765, 192163, 193077 (выражены в звездных величинах и отнесены к единичным интервалам длин волн; нулевой пункт ординат произволен).

Точки и кружки — наблюдения, сглаженные кривые — принятые распределения.

основанная на данных Уитфорда и Диван — см. [14]; Δ (4786—5556)_P = $=1.357 \cdot E_1$, A_P (5556) = $4.44 \cdot \Delta$ (4786—5556)_P.

Из этой таблицы видно, что поправки Куги для одиночных звезд WR и двойных со слабыми спутниками переоценены на 20—75%. В то же время, как и следовало ожидать, для двойных систем с яркими O-компонентами, вносящими основной вклад в непрерывный спектр пары, такая переоценка в большинстве случаев отсутствует. Исключением является HD 193576. Величина E_1 определяется для этой звезды вполне надежно, что видно из рис. 1; использованное здесь значение видимого модуля расстояния ($m-M$), полученное по межзвездным линиям, подтверждено анализом элементов двойственности и отождествлением с тесной пространственной группировкой P Cyg (см. [12]); вообще же числа E_1 табл. 1

достаточно надежны и систематические ошибки здесь, по-видимому, исключены. Имеются указания на то (см., например, [15]), что переменность и мощность оболочки WR-компонента HD 193576 в 1962—1964 гг. значительно возросли. Это могло сказаться на величине избытка цвета $\Delta(4786-5556)_K$, полученного методом двухцветной диаграммы.

«Переисправив» наблюдаемые непрерывные спектры одиночных звезд WR за межзвездное покраснение, Куги, естественно, получил для них преувеличенные спектрофотометрические температуры. Ниже производится повторный анализ его наблюдательного материала для девяти звезд WR с известными избытками цвета.

§ 2. СОБСТВЕННЫЕ СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ДЕВЯТИ ЗВЕЗД ВОЛЬФА—РАЙЕ

2.1. В табл. 3 для девяти звезд WR приводятся значения «непокрасненных» потоков $-2 \lg F_\nu + \text{const}$, отнесенных к единичным интервалам частот. Поправки за покраснение вводились по избыткам цвета E_1 (табл. 1). Эти данные соответствуют табл. 4 и 5 работы Куги. Распределения энергии в непрерывных спектрах, выраженные в звездных величинах и отнесенные к единичным интервалам длин волн,

$$m_\lambda = 5 \lg \lambda - 2.5 \lg F_\nu + \text{const}$$

представлены на рис. 2—4. Для различных значений λ путем дифференцирования этих кривых найдены спектрофотометрические градиенты

$$\varphi_\lambda = 5 \lambda + 0.922 \cdot dm_\lambda/d \lg \lambda$$

и соответствующие температуры $T_\lambda(P)$. Результаты приводятся в табл. 4 параллельно с температурами, полученными Куги (значения $T_\lambda(K)$).

ТАБЛИЦА 3
Непокрасненные потоки $-2 \lg F_\nu + \text{const}$

$1/\lambda$	Звезды WC (по HD)			$1/\lambda$	Звезды WN (по HD)					
	192103	192641	193793		190918	191765	192163	193077	193576	193928
3.012	0.57	0.86	0.48	3.012	0.72	0.94	0.71	0.65	0.74	0.88
2.850	0.84	0.98	0.79	2.932	0.43	0.90	0.78	0.77	0.79	0.91
2.734	0.74	0.92	0.64	2.800	0.47	0.98	0.82	0.76	0.90	1.04
2.621	0.68	0.87	0.59	2.750	0.56	0.95	0.83	0.81	0.88	0.92
2.484	0.73	0.93	0.70	2.632	0.53	0.96	0.80	0.85	0.85	0.97
2.342	0.81	1.00	0.80	2.545	0.60	1.04	0.94	0.81	0.84	1.01
2.025	1.04	0.99	0.92	2.522	0.65	1.07	0.87	0.81	0.87	1.04
1.980	1.03	1.08	1.00	2.410	0.66	1.14	0.97	0.85	0.90	0.95
1.925	1.05	1.01	0.93	2.350	0.69	1.07	1.09	0.86	0.90	1.02
1.866	1.07	1.10	0.97	2.259	0.79	1.17	1.09	0.94	0.94	0.98
1.808	1.21	1.17	1.10	2.089	0.93	1.18	1.17	1.00	1.04	1.07
1.669	1.21	1.16	1.22	2.000	0.98	1.12	1.07	1.05	1.06	1.08
1.385	1.42	1.25	1.38	1.949	1.03	1.12	1.07	1.07	1.10	1.08
1.250	1.51	1.28	1.49	1.900	1.01	1.15	1.12	1.02	1.10	1.08
1.098	1.66	1.43	1.65	1.866	1.13	1.23	1.28	1.11	1.17	1.16
1.056	1.72	1.44	1.71	1.800	1.14	1.24	1.27	1.16	1.23	1.14
0.950	1.84	1.64	1.89	1.681	1.28	1.25	1.37	1.25	1.27	1.18
0.898	2.03	1.47	1.98	1.570	1.36	1.22	1.43	1.33	1.33	1.21
				1.471	1.57	1.30	1.49	1.45	1.45	1.24
				1.322	1.70	1.31	1.59	1.55	1.56	1.30
				1.190	1.87	1.36	1.67	1.65	1.63	1.35
				1.049	2.07	1.40	1.73	1.89	1.71	1.73
				1.012	2.13	1.41	1.89	1.90	1.84	1.58
				0.934	2.26	1.36	1.95	1.95	1.99	1.72
				0.900	2.38	1.46	1.97	1.97	2.08	1.66

ТАБЛИЦА 4

Спектрофотометрические температуры $T_\lambda \times 10^{-3}$ звезд WR

HD	λ 3500 Å		λ 5000 Å		λ 6750 Å		λ 9500 Å	
	T_λ (K)	T_λ (P)	T_λ (K)	T_λ (P)	T_λ (K)	T_λ (P)	T_λ (K)	T_λ (P)
190918	51	50.0	23.9	41.5	22.3	25.9	14.5	16.8
191765	>100	22.3	27.4	12.2	16.6	8.7	10.7	6.0
192103	65	34.0	20.2	16.9	16.6	13.3	15.3	11.2
192163	>100	36.0	30.3	16.6	22.3	12.2	14.5	9.5
192641	48	21.8	19.6	12.2	15.2	9.7	13.2	7.5
193077	30	27.3	25.5	16.0	23.0	15.0	15.3	9.7
193576	35	24.0	28.2	22.4	26.6	13.2	19.6	12.9
193793	38	37.0	17.6	20.4	13.2	12.9	13.7	13.8
193928	40	22.8	21.6	11.5	19.4	9.6	14.5	8.3

Если не считать двойных систем с яркими O-компонентами, вновь полученные здесь цветовые температуры гораздо ниже тех, которые были найдены Куги. Температурные определения по его материалу для $\lambda=0.43$ мк (середина фотографической области) приводятся в последней графе табл. 1. За единственным исключением, о котором уже говорилось (звезда HD 193576, см 1.5), эти температуры в среднем удовлетворительно согласуются с величинами, выведенными из обычных фотографических определений градиентов по спектрам низкой дисперсии (табл. 1, графа 12).

2.2. Подробное обсуждение результатов Куги было недавно предпринято Андерхилл [9]. Ее выводы в некотором смысле противоположны нашим.

При сопоставлении континуумов звезд WR, полученных Куги, с распределениями энергии, рассчитанными для моделей атмосфер звезд O, выявилось следующее:

а) в видимой области спектра оба распределения согласуются удовлетворительно;

б) в ближней ультрафиолетовой и инфракрасной областях звезды WR показывают значительные избытки энергии.

Проанализировав ситуацию, Андерхилл приходит к заключению, что в результатах Куги, по-видимому, не полностью учтено межзвездное покраснение и что после необходимых исправлений непрерывные спектры звезд WR в интервале 4000—10 000 Å должны удовлетворительно согласоваться со спектрами моделей. При этом у звезд WN окажется значительный, а у звезд WC — заметный ультрафиолетовый избыток. «Наблюдения интенсивностей континуумов звезд WR при помощи сканнера окончательно показывают, что звезда WR обладает горячей фотосферой, излучающей довольно сходно с фотосферой звезды O. Нет никаких оснований заключать, как это делалось в более ранних спектрофотометрических исследованиях, что фотосфера излучает подобно звезде B8 или A0, т. е. с цветовой температурой порядка 12 000°» (см. [9], стр. 56). После привлечения данных Пайпер [11] по *UBV*-фотометрии звезд WR Андерхилл приходит к выводу о том, что звезды WN ярче звезд O в области *U*, но сходны с ними в областях *B* и *V*, в то время как звезды WC обладают распределением энергии, подобным распределению у звезд B. Поэтому в области пропускания фильтров системы *UBV* цветовые температуры звезд WC оказываются порядка 20, а звезд WN — 38 тыс. град.

В связи с изложенным необходимо указать на следующее:

а) Поправки за межзвездное покраснение, введенные Куги, преувеличены (см. 1.5); дальнейшее их увеличение, мотивируемое требо-

ванием наилучшего соответствия моделям атмосфер звезд O, совершенно неприемлемо.

б) Удовлетворительное совпадение континуумов у звезд WR и моделей атмосфер типа O в видимой части спектра есть просто следствие применявшейся методики учета межзвездного покраснения (см. 1.5). То же относится и к обсуждавшимся результатам Пайпер.

в) Относительные «избытки» излучения в ближней ультрафиолетовой и в инфракрасной областях спектра являются свойством звезд WR, которое обусловлено наличием протяженных атмосфер.

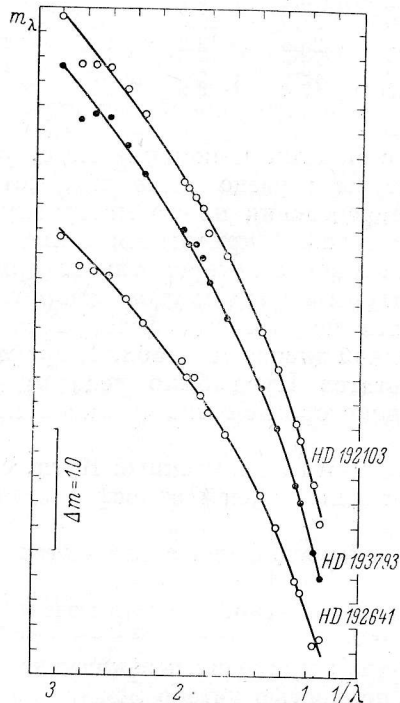


Рис. 3. Распределения энергии в непокрашенных континуумах звезд WR HD 192103, 192641, 193793 (см. пояснения к рис. 2).

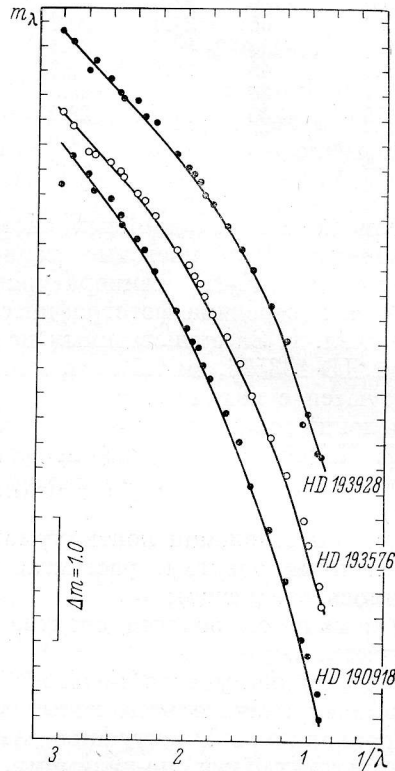


Рис. 4. Распределения энергии в непокрашенных континуумах звезд WR HD 190918, 193576, 193928 (см. пояснения к рис. 2).

г) Метод моделей равновесных атмосфер, очень плодотворный при оценках эффективных и других температур соответствующих стационарных объектов, нельзя применять, как это зачастую теперь делается, к атмосферам звезд WR, весьма далеким от равновесного состояния.

д) Высокотемпературные явления, ассоциируемые со звездами WR, вполне могут совмещаться с низкими цветовыми температурами этих объектов (что было показано Соболевым два с лишним десятка лет назад — см. [16, 17]).

Является, по-видимому, общепризнанным (см., например, [9, 18]), что мощный эмиссионный линейчатый спектр звезды WR, возникающий в ее протяженной атмосфере, имеет, в основном, рекомбинационное происхождение. Такому излучению атмосферы в ярких линиях неизбежно должно сопутствовать ее излучение в континууме, обусловленное реком-

бинациями и свободно-свободными переходами. Ввиду относительно высокой плотности вещества оно может быть достаточно сильным. Налагаясь на непрерывный спектр «фотосферы» («ядра» звезды), эта добавочная энергия способна радикально изменить общий вид континуума. Как показал Соболев, в видимой части спектра цветовая температура излучения, возникающего в оболочке, низка (что является следствием самого ее определения): при электронной температуре T_e $T_c(ENV) \approx T_e / (1 + T_e \times 10^{-4})$. Так, значению $T_e = 20\ 000^\circ$ соответствует $T_c = 6700^\circ$, значению $T_e = 100\ 000^\circ$ — $T_c = 9100^\circ$ и т. д., причем $\text{Max}[T_c(ENV)] \approx 10\ 000^\circ$.

Основываясь на этих соображениях, мы далее попытаемся проанализировать наблюдаемое распределение энергии в непрерывных спектрах звезд WR.

§ 3. О СООТНОШЕНИИ МЕЖДУ ЦВЕТОВЫМИ ТЕМПЕРАТУРАМИ «ЯДЕР» И ЭЛЕКТРОННЫМИ ТЕМПЕРАТУРАМИ ОБОЛОЧЕК ЗВЕЗД ВОЛЬФА—РАЙЕ

3.1. Примем следующие допущения.

а) Звезда WR состоит из некоторого «ядра» и протяженной «оболочки», в которой возникают яркие линии и «добавочный» непрерывный спектр.

б) Поток энергии L_ν^* , поступающий от ядра, в ограниченных интервалах частот поддается планковским аппроксимациям с соответствующими значениями цветовой температуры ядра $T_*(\nu)$. Поток энергии L_ν^e , поступающий от оболочки, возникает в результате свободно-свободных переходов и фоторекомбинаций при электронной температуре T_e (для всей оболочки принимается некоторое среднее значение). Механизм нагрева оболочки может быть любым.

в) В видимой области спектра непрерывное поглощение в оболочке либо отсутствует, либо целиком обусловлено томсоновским электронным рассеянием, практически не изменяющим частоты рассеиваемых квантов, так что суммарное распределение энергии в непрерывном спектре звезды с оболочкой есть

$$L_\nu = L_\nu^* + L_\nu^e. \quad (1)$$

Путем логарифмического дифференцирования из последнего соотношения нетрудно получить

$$L_\nu^e/L_\nu^* = \left(\frac{d}{d\nu} \ln L_\nu - \frac{d}{d\nu} \ln L_\nu^* \right) : \left(\frac{d}{d\nu} \ln L_\nu^e - \frac{d}{d\nu} \ln L_\nu \right). \quad (2)$$

Цветовая (спектрофотометрическая) температура $T_c(\nu)$ определяется соотношением

$$\frac{d}{d\nu} \ln L_\nu \equiv 3/\nu - [1 - \exp(-h\nu/kT_c(\nu))]^{-1} h/kT_c(\nu); \quad (3)$$

по допущению б) в интервале $\nu_1 \geq \nu \geq \nu_2$

$$\frac{d}{d\nu} \ln L_\nu^* = 3/\nu - [1 - \exp(-h\nu/kT_*)]^{-1} h/kT_*. \quad (4)$$

и, кроме того,

$$L_\nu^e = [A + B(\nu)] \exp(-h\nu/kT_e), \quad (5)$$

причем первое слагаемое соответствует здесь свободно-свободным, а второе — свободно-связанным переходам ионов всех элементов, присутствующих в атмосфере. $B(\nu)$ остается постоянным между границами спектральных серий обильно представленных ионов, а при переходе через

эти границы меняется скачком. Далее мы будем считать, что в рассматриваемом интервале $[\nu_1, \nu_2]$ $B(\nu) = \text{const}$. В таком случае

$$\frac{d}{d\nu} \ln L_\nu^e = -h/kT_e, \quad (6)$$

и после подстановки (3)—(6) в правую часть (2) получаем

$$\begin{aligned} L_\nu^e/L_\nu^* &= \{[1 - \exp(-h\nu/kT_e(\nu))]^{-1} h\nu/kT_e(\nu) - \\ &- [1 - \exp(-h\nu/kT_*)]^{-1} h\nu/kT_*\} : \{3 + h\nu/kT_e - \\ &- [1 - \exp(-h\nu/kT_e(\nu))]^{-1} h\nu/kT_e(\nu)\}. \end{aligned} \quad (7)$$

Смысл этого соотношения в том, что суммарное распределение энергии, описываемое спектрофотометрической температурой $T_e(\nu)$, получается из составляющих распределений (планковского с температурой T_* и экспоненциального с температурой T_e) лишь при сочетании их в определенной пропорции. Далее,

$$L_\nu^* = C\nu^3 [\exp(h\nu/kT_*) - 1]^{-1}, \quad (8)$$

где фактор C включает «высоту» энергетического распределения, характеризующегося в интервале $[\nu_1, \nu_2]$ цветовой температурой T_* . Привлекая (5), находим

$$L_\nu^e/L_\nu^* = D\nu^{-3} [\exp(h\nu/kT_*) - 1] \exp(-h\nu/kT_e), \quad (9)$$

причем здесь, согласно принятому ранее условию, $D = \text{const}$. Введем (9) в (7) и запишем полученное соотношение для частот ν_1 и ν_2 , ограничивающих рассматриваемый интервал. Исключив из уравнений параметр D и перейдя к длинам волн, после элементарных преобразований окончательно получаем

$$\begin{aligned} \theta_e - \theta_* &= \left\{ \lg \left[\frac{f(\lambda_2, \theta_*)}{f(\lambda_1, \theta_*)} \cdot \frac{f(\lambda_2, \theta_2) - f(\lambda_2, \theta_*)}{f(\lambda_1, \theta_1) - f(\lambda_1, \theta_*)} \right] + \lg \frac{3 - f(\lambda_1, \theta_1) + 2.303/\lambda_1 \cdot \theta_e}{3 - f(\lambda_2, \theta_2) + 2.303/\lambda_2 \cdot \theta_e} - \right. \\ &\quad \left. - 2 \lg(\lambda_2/\lambda_1) \right\} : (1/\lambda_1 - 1/\lambda_2); \end{aligned} \quad (10)$$

здесь λ_1 и λ_2 — граничные длины волн,

$$\theta \equiv 6250/T, \quad (11)$$

так что

$$\begin{aligned} \theta_* &= 6250/T_*; & \theta_e &= 6250/T_e; \\ \theta_1 &= 6250/T_e(\lambda_1); & \theta_2 &= 6250/T_e(\lambda_2), \end{aligned} \quad (12)$$

а

$$f(\lambda, \theta) \equiv [1 - \exp(-2.303/\lambda \cdot \theta)]^{-1} \cdot 2.303/\lambda \cdot \theta. \quad (13)$$

Уравнению (10) придан вид, удобный для итерации. При известных из наблюдений «температурах» θ_1 и θ_2 это уравнение определяет кривую $\theta_e = \Phi(\theta_*)$, т. е. устанавливает связь между цветовой температурой ядра в рассматриваемой области спектра и средней электронной температурой оболочки.

3.2. Уравнение (10) было использовано для анализа непрерывного спектра шести звезд WR; три из них обладают слабыми спутниками (реальными или гипотетическими), которые, предположительно, не оказывают существенного влияния на распределение энергии в спектре. Интервал длин волн ($\lambda_1 = 3850 \text{ \AA}$, $\lambda_2 = 5000 \text{ \AA}$) выбирался так, чтобы, во-первых,

охватить относительно коротковолновую (фотографическую) область спектра, для которой непрерывное поглощение в оболочке, связанное со свободно-свободными переходами, еще является, как можно предполагать, пренебрежимо малым (величина такого поглощения, если оно имеется, круто нарастает при переходе в длинноволновую часть спектра); во-вторых, исключить область наибольшего разброса в измерениях Куги (при максимальных значениях $1/\lambda$ — см. рис. 2—4); и в-третьих, расположить рабочий интервал между границами спектральных серий HeII, HeI и H (хотя соответствующие скачки в спектрах WR явно не видны, они все же могут сказываться на распределении энергии в спектре).

Необходимые для расчетов исходные данные, полученные из рис. 2—4, приведены в табл. 5.

ТАБЛИЦА 5

Исходные данные для анализа непрерывного спектра звезд WR в фотографической области

Данные	HD 191765, WN6	HD 192103, WC7	HD 192163, WN6	HD 192641, WC7 + B	HD 193077, WN5 (+ ?)	HD 193928, WN5 + ?
T_e ($1/\lambda_1=2.6$)	19800°	27500°	28000°	19200°	21600°	18100°
θ_1	0.316	0.227	0.223	0.325	0.289	0.345
T_e ($1/\lambda_2=2.0$)	12200°	16900°	16600°	12200°	16000°	11500°
θ_2	0.512	0.370	0.376	0.512	0.391	0.543

Результаты применения уравнения (10) частично представлены на рис. 5 в виде функций $T_e = \Psi_1 [T_*(pg)]$, где $T_*(pg)$ — цветовая температура «ядра» в интервале $2.6 \geq 1/\lambda \geq 2.0$. Штриховая прямая разграничивает области ($T_e < T_*$) и ($T_e > T_*$).

3.3. Проанализируем полученные результаты, оставляя пока в стороне звезду HD 193077, поведение которой аномально.

А. Как видно из рис. 5, кривые $T_e = \Psi_1(T_*)$ всех «одиночных» звезд WR целиком располагаются в той области, где $T_e < T_*$. Иными словами, средние электронные температуры оболочек звезд WR не могут превышать цветовой температуры «ядер». Этот вывод получен непосредственно из наблюдаемых распределений энергии в рамках минимально жестких ограничивающих предположений. Он вызывает серьезные сомнения в приемлемости «сверхтермических» схем (которые требуют неравенства $T_{\text{rad}} < T_e$), предлагавшихся для интерпретации спектральных особенностей звезд WR. Здесь можно указать, в частности, на недавнее обширное исследование Кастора и Ван Блеркома [19], изучавших эмиссионные спектры HeII звезд HD 191765 и HD 192163 при помощи серии «сверхтермических» моделей, для которых была принята планковская температура ядра $T_e = 40\,000^\circ$ (соответственно оценке яркостной температуры звезд WN в видимой области, сделанной Андерхилл) и электронные температуры оболочек $T_e = 50\,000, 100\,000$ и $200\,000^\circ$. Из рис. 5 видно, что при $T_*(pg) \approx T_e = 40$ тыс. град. у HD 191765 должно быть $T_e \approx 14$ —19 тыс. град., а у HD 192163 $T_e \approx 8$ —13 тыс. град.

Б. Из уравнения (10) и рис. 5 следует, что реализация наблюдаемого в данной области спектрального распределения энергии возможна лишь при сочетании таких значений T_* и T_e , которые ограничены определенными пределами. Как видно из соотношения (7), для всех значений λ в рассматриваемом интервале должно быть $f(\lambda, \theta_*) \leq f(\lambda, \theta_\lambda)$ (при этом $L_\lambda/L_\lambda^* \geq 0$). Следовательно, в (10) $f(\lambda_1, \theta_*) \leq f(\lambda_1, \theta_1)$, т. е. лишь при $T_* \geq T_e$ ($1/\lambda_1$) $T_e \geq 0$. С другой стороны, при возрастании T_* соответ-

ствующие значения T_e в большинстве случаев оказываются ограниченными сверху, как это видно из следующего:

	HD 191765	HD 192103	HD 192163	HD 192641	HD 193928
$T_e (T_* = \infty)$	46300°	(∞)	130000°	56800°	44800°

Таким образом, для ряда звезд WR (в том числе для HD 1917165 — см. пункт А) значения $T_e \geq 50\ 000^\circ$ вообще невозможны.

В. Функции $\Psi_1(T_*)$ в большинстве случаев растут с увеличением T_* довольно медленно, поэтому для приближенной оценки величин T_e с помощью рис. 5 достаточно располагать лишь ориентировочными значениями цветовых температур ядер. Если, например, принять, что в видимой части спектра их значения не слишком сильно отличаются от занстровских температур T_* (He II), оценивавшихся нами ранее по линиям He II

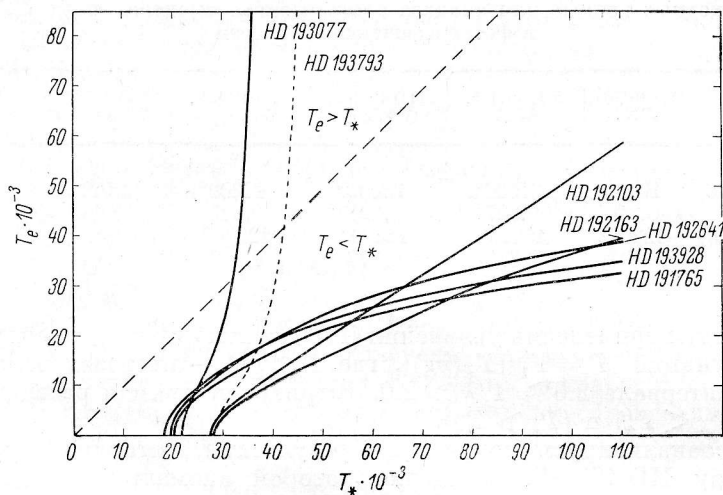


Рис. 5. Зависимости между яркостными температурами «ядер» звезд WR в фотографической области спектра и средними электронными температурами оболочек, полученные при помощи уравнения (10).

Обозначения в тексте.

(см., например, [20]; как известно, занстровские температуры по сути также являются цветовыми), то для рассматриваемых звезд получим

	HD 191765	HD 192103	HD 192163	HD 192641	HD 193928
T_* (He II)	103000°	92000°	100000°	76000°	70000°
T_e	32000°	46000°	36000°	32000°	26000°

Эти величины T_e представляются нам довольно правдоподобными; для более надежных оценок следует получить еще одно соотношение между T_e и T_* , что позволит одновременно с электронной температурой оценивать и цветовую температуру ядра в видимой части спектра.

3.4. Обратимся к звезде HD 193077, у которой кривая $T_e = \Psi_1(T_*)$ на рис. 5 в качественном отношении резко отличается от остальных. Эта кривая круто уходит в область ($T_e > T_*$); соответствующий интервал допустимых значений T_* очень узок и лежит в сравнительно низкотемпературной области, так что здесь, в отличие от других звезд, вполне возможно сильное неравенство $T_e > T_*$ при $T_* \approx 30-40$ тыс. град., причем

значение T_e может быть сколь угодно большим. Все это наводит на мысль о допустимости в данном случае того или иного «сверхтермического» механизма возбуждения атмосферы. Здесь следует, однако, обратить внимание на то, что ход кривой распределения энергии у HD 193077 лишь незначительно отличается от хода аналогичных кривых у двойных звезд HD 193576 и HD 193793, обладающих яркими O-компонентами (см. рис. 2—4). Как видно из рис. 5 (пунктир), соответствующие зависимости $\Psi(T_*)$ также подобны.

Звезда HD 193077 была отнесена Робертсом [21] к числу заподозренных в двойственности. По классификации Хилтнера и Шилда [22], она обладает эмиссионным спектром WN6—A, очень сходным со спектром HD 193576 (см. рис. 1 цитированной работы); в связи с этим была отмечена ее вероятная двойственность. Используя фотометрические критерии, Пайпер [11] классифицировала эту звезду как WN5+BO; а Смит [23] — как WN5+OB. В недавней работе Казарян и Вартамян [24] для нее приводится спектральный класс WN5+O6.

На наших спектрограммах, полученных при дисперсии $37 \text{ \AA}/\text{мм}$ (см. [25]), в случае HD 193077 не выявляются характерные абсорбционные черты второго компонента, хотя у HD 192641 и HD 193576 такой спектр хорошо виден. Если оставить в стороне необычное для одиночной звезды WR распределение энергии в континууме и относительную слабость эмиссионных линий, то единственным признаком существования у HD 193077 горячего спутника оказывается довольно четкая центральная абсорбция у эмиссионной линии $\lambda 3889 \text{ He II}$ — подобная той, какая наблюдается в спектре HD 192641 (см. [25]); в последнем случае эта абсорбция есть бленда линий $\lambda 3889 \text{ He I}$ и H). Наряду с полным отсутствием бальмеровских абсорбционных линий это свидетельствует о вероятной принадлежности второго компонента HD 193077 к спектральному классу O (причем спутник, по-видимому, является не особенно ярким).

Таким образом, аномальное поведение HD 193077 на диаграмме « T_e — T_* » обусловлено, скорее всего, существованием у этой звезды спутника типа O, искажающего распределение энергии в континууме. Две другие звезды, которые являются заведомо двойными (HD 192641 и HD 193928), не показывают аномалий в видимой области непрерывного спектра. Это происходит либо из-за слабости второго компонента (случай HD 193928, WN6—B; двойственность проявляется лишь в периодических колебаниях лучевой скорости — см. [26]), либо потому, что спутник, будучи звездой относительно позднего подкласса B, не вносит заметных искажений в цветовой состав непрерывного излучения, посылаемого WR-компонентом (случай HD 192641). У HD 192641 и HD 193928 кривые $m_\lambda(1/\lambda)$ очень похожи на подобную кривую у HD 191765 (см. рис. 2—4), которая, несомненно, является одиночной звездой.

3.5. Нами была предпринята попытка получить для каждой из звезд еще одно соотношение между температурами T_e и T_* ($T_e = \Psi_2(T_*)$), применив уравнение (10) к иному спектральному интервалу ($\lambda_1 = 5890 \text{ \AA}$, $\lambda_2 = 7700 \text{ \AA}$). Совместное рассмотрение зависимостей $\Psi_1(T_*)$ и $\Psi_2(T_*)$ могло бы дать значения величин T_e и T_* . Оказалось, однако, что кривые $\Psi_1(T_*)$ и $\Psi_2(T_*)$ при $T_e \geq 0$ и $T_* \geq 0$ не пересекаются. Это видно из рис. 6, относящегося к звезде HD 191765, у которой отклонение кривых выражено наименее резко. Проанализируем возможные причины такого разочарывающегося результата. Наиболее правдоподобными объяснениями могут быть, на наш взгляд, два следующих:

1) «Ядро» представляет собой звезду с протяженной фотосферой (что вполне естественно для объекта типа WR), цветовая температура которой может уменьшаться с длиной волны (результат, полученный Козыревым [27] для «серого» случая). Поэтому более длинноволновому спектральному

интервалу, возможно, соответствует планковская аппроксимация с иным средним значением цветовой температуры $T_* = T_*(r) < T_*(pg)$.

При нанесении функций, определяемых уравнением (10), на диаграмму « $\theta_*(pg) - \theta_e$ », кривая, полученная для «красного» интервала (на рис. 6, *a* обозначена 2) оказывается сдвинутой вдоль оси $\theta_*(pg)$ в область больших значений θ_* . Для совмещения шкал θ_* на диаграммах « $\theta_*(pg) - \theta_e$ » и « $\theta_*(r) - \theta_e$ » следует сдвинуть кривую 2 к началу координат на некоторую величину Δ , которая соответствует разности средних цветых температур «ядра» звезды в рассматриваемых интервалах спектра. При этом, как видно из рис. 6 (штриховая кривая, $\Delta = 0.22$), первоначальная ситуация может, вообще говоря, измениться;

2) как известно, непрерывное поглощение при свободно-свободных переходах очень круто нарастает с длиной волны ($\propto \nu^{-3}$). Будучи, предположительно, пренебрежимо малым в первом из рассмотренных ин-

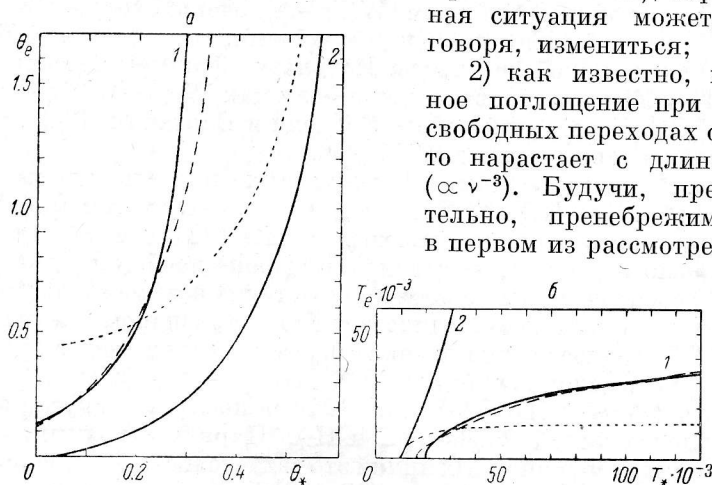


Рис. 6. Зависимости $\theta_* - \theta_e$ (а) и $T_* - T_e$ (б) для звезды HD 191765, полученные с помощью уравнения (10) по наблюдаемому распределению энергии в синей (1) и красной (2) областях непрерывного спектра.

Штриховые кривые соответствуют сдвигу шкалы θ_* для зависимости (2) рис. 6, а на $\Delta = -0.22$. Пунктирные кривые иллюстрируют изменение зависимостей (2) на рис. 6, а, б при грубокачественном учете возможного влияния тормозного поглощения в красной области (подробнее см. в тексте).

тервалов спектра, оно может оказаться довольно существенным в «красном» интервале (коэффициент поглощения и соответствующая оптическая толщина оболочки возрастают здесь более чем на полпорядка). Этот «добавочный» источник непрерывного поглощения, ввиду его резкой селективности, способен сильно влиять на крутизну спада энергетических кривых в красной области, причем такое влияние прогрессивно растет с длиной волны (рис. 2—4). Для получения правильных результатов с помощью уравнения (10) следует компенсировать воздействие этого фактора. Не вдаваясь в решение подобной довольно сложной задачи, приведем здесь лишь качественную иллюстрацию возможной роли обсуждаемого эффекта.

Примем для простоты, что на коротковолновой границе рассматриваемого спектрального интервала «свободно-свободное» поглощение еще незначительно, а на длинноволновой его влияние уже велико. Соответственно здесь спад энергетической кривой после компенсации окажется менее крутым, чем на рис. 2—4, и фактор θ_2 будет заметно большим (значение θ_1 считается прежним). Решение уравнения (10) при этом существенно изменяется, причем как раз в требуемом направлении: взамен кривых 2 на рис. 6, а, б получаем кривые типа изображенных пунктиром (расчи-

таны для HD 191765 после понижения температуры T_2 на 1000°). Как видно из рис. 6, пересечение кривых 1 и 2 становится вполне вероятным.

Этот грубо иллюстративный пример помимо прочего показывает, что учет истинного поглощения, если оно, вопреки допущению в) (см. 3.1), в какой-то мере действует и в первом (коротковолновом) интервале, может лишь сделать ход кривых $\Psi_1(T_*)$ на рис. 5 более пологим, т. е. способен лишь усилить неравенства $T_e < T_*$. Основной вывод настоящего исследования останется при этом неизменным.

Автор признателен Ю. В. Сухареву за помощь в вычислениях.

Литература

1. Б. А. Воронцов-Вельяминов, Астр. ж., 22, 100, 1945.
2. B. Vorontsov-Velyaminov, Étoiles à raies d'émission, Coll. Int. d'Astrophys. (Liège), p. 55, 1958.
3. R. M. Petrie, Publ. Dom. astrophys. Obs., Victoria, 7, 383, 1947.
4. Y. Andrillat, Ann. Astrophys., Suppl. 2, 1957.
5. М. В. Долдзев, Бюлл. Абастуманск. астрофиз. обс., 23, 69, 1958.
6. С. В. Рублев, Астр. ж., 40, 100, 1963.
7. С. В. Рублев, Автореферат кандидатской диссертации. ЛГУ, 1966.
8. L. V. Kuhl, Astrophys. J., 143, 753, 1966.
9. A. B. Underhill, A. Rev. Astr. Astrophys., 6, 39, 1968.
10. A. B. Underhill, Publ. Dom. astrophys. Obs., Victoria, 11, 209, 1959.
11. D. M. Purer, Astrophys. J., 144, 13, 1966.
12. С. В. Рублев, Астрофиз. исслед. (Изв. САО), 1, 25, 1970.
13. И. М. Копылов, Изв. Крымск. астрофиз. обс., 18, 41, 1958.
14. M. Seaton, Progress Phys., 23, 313, 1960.
15. А. А. Гусейнзаде, Астр. цирк., № 340, 1965; Переменные звезды, 15, 555, 1965.
16. В. В. Соколов, Движущиеся оболочки звезд. Изд. ЛГУ, 1947.
17. Теоретическая астрофизика. Под ред. В. А. Амбарцумяна, Гостехиздат, 1952.
18. A. B. Underhill, The Early Type Stars. Astrophysics and Space Science Library, v. 6, Dordrecht-Holland, 1966.
19. J. Castor, D. Van Blerkom, Astrophys. J., 161, 485, 1970.
20. С. В. Рублев, Астр. ж., 42, 347, 1965.
21. M. S. Roberts, Astr. J., 67, 79, 1962.
22. W. Hiltner, R. Schild, Astrophys. J., 143, 770, 1966.
23. L. F. Smith, Mon. Not. R. astr. Soc., 138, 109, 1968.
24. М. А. Казарян, К. В. Варданян, Сообщ. Бюраканск. обс., 41, 46, 1970.
25. С. В. Рублев, Сообщ. САО, № 4, 1971.
26. W. A. Hiltner, Astrophys. J., 101, 356, 1945.
27. N. A. Kosirev, Mon. Not. R. astr. Soc., 94, 430, 1934.

Декабрь 1970 г.

ПРИМЕЧАНИЕ ПРИ КОРРЕКТУРЕ

После сдачи статьи в печать нам стала известна работа Смит и Куги (Astrophys. J., 162, 535, 1970), где наряду с прочим также найдено, что поправки за покраснение, использовавшиеся Куги в 1966 г., неверны. Его избытки цвета заметно отличаются от полученных Смит по средним собственным цветам звезд WR в БМО (эти цвета «переносились» на галактические звезды соответственно их спектральным подклассам): в среднем $\Delta E_{B-V} = 0.16$. Авторы решили внести в «переисправленный» континуум каждой из звезд WR дополнительное «собственное покраснение», соответствующее $\Delta E_{B-V} = 0.16$ (см. табл. 3 цитированной статьи). Это привело к результатам, которые верны в среднем, но не дали правильных индивидуальных распределений энергии. Действительно, если по избыткам E_1 (табл. 1) найти невязки ΔE_{B-V} относительно данных Куги, то окажется, что $\Delta E_{B-V} = 0.14$, тогда как индивидуальные значения их колеблются от -0.04 (HD 190918) до $+0.32$ (HD 192163).