

## ОБ УСКОРЕНИЯХ СИЛЫ ТЯЖЕСТИ НА ПОВЕРХНОСТЯХ ГОРЯЧИХ СВЕРХГИГАНТОВ

И. М. Копылов

Для 14 сверхгигантских звезд спектральных типов В7-F0 классов светимости Ia—Ib двумя методами определены  $\lg g$  — ускорения силы тяжести на поверхностях ( $\lg g_{\text{эфф}}$  и  $\lg g_{\text{дин}}$ ). Первый метод сводится к сопоставлению измеренных по спектрограммам и теоретически рассчитанных контуров и эквивалентных ширин водородных линий  $H_\beta$ ,  $H_\gamma$  и  $H_\delta$ . Для определения  $\lg g$  вторым методом используются наблюдаемые характеристики звезд ( $M_v$  и Sp), шкала эффективных температур и эволюционные треки звезд различных масс на диаграмме спектр — светимость. Два ряда значений  $\lg g$  показывают удовлетворительное согласие. Значения  $\lg g_{\text{эфф}}$  в среднем лишь на 0.3 меньше значений  $\lg g_{\text{дин}}$ . Кратко рассматриваются возможные причины этого небольшого систематического различия двух рядов  $\lg g$ .

For 14 supergiant stars of the B7-F0 spectral types and the Ia—Ib luminosity classes the acceleration of gravity ( $\lg g$ ) at the surfaces are determined by two methods ( $\lg g_{\text{eff}}$  and  $\lg g_{\text{dyn}}$ ). The first method is a comparison of the profiles and equivalent widths of the  $H_\beta$ ,  $H_\gamma$ , and  $H_\delta$  hydrogen lines measured from the spectrograms with those evaluated theoretically. In the second method the observed stellar characteristics ( $M_v$  and Sp), the effective temperature scale, and evolutionary tracks of stars with various masses on the spectrum-luminosity diagram are used. Two series of the  $\lg g$  values show a satisfactory agreement. On the average the values of  $\lg g_{\text{eff}}$  are only 0.3 less than those of  $\lg g_{\text{dyn}}$ . Possible reasons for this systematic difference of the two series of  $\lg g$  values are considered in brief.

### ВВОДНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

Ускорение силы тяжести ( $g$ ) на поверхности является основной характеристикой звезды, которую, зачастую в опосредствованном виде, необходимо знать при решении многих важнейших задач астрофизики и звездной астрономии.

Для ранних звезд (мы будем здесь иметь в виду в основном звезды спектральных классов В и А) наиболее надежными являются следующие два метода определения  $\lg g$  [1].

1. Метод определения «спектроскопической», или эффективной, величины ускорения силы тяжести ( $g_{\text{эфф}}$ ), который заключается в том, что, вычислив теоретически контуры ряда бальмеровских линий для серии моделей звездных атмосфер, построенных с различными значениями эффективной температуры  $T_{\text{эфф}}$  и  $\lg g$ , и сопоставляя их с наблюдаемыми контурами в спектрах звезд, мы можем, зная лишь приблизительное значение  $T_{\text{эфф}}$  для звезды, определить для нее  $\lg g$ . Подобное определение  $\lg g$  может быть выполнено и путем сопоставления теоретических и наблюдаемых эквивалентных ширин ( $W_\lambda$ ) бальмеровских линий.

2. Метод вычисления «динамической» величины ускорения силы тяжести  $g_{\text{дин}}$  по формуле

$$g_{\text{дин}} = G \frac{\mathfrak{M}}{R^2}. \quad (1)$$

Для применения этого, казалось бы простого, метода вычисления ускорения силы тяжести необходимо, однако, знать такие трудно поддающиеся определению параметры звезды, как ее масса и радиус.

Сравнение значений  $\lg g_{\text{эфф}}$  и  $\lg g_{\text{дин}}$  для конкретных звезд показывает обычно довольно хорошее согласие, — во всяком случае, различие между  $g_{\text{эфф}}$  и  $g_{\text{дин}}$ , получаемыми для звезд В и А главной последовательности, не превосходит половины порядка в ту или другую сторону. Это различие объясняют приближенностью теории Штарк-эффекта, используемой при вычислении теоретических контуров и  $W_\lambda$  водородных линий, относительным несовершенством моделей атмосфер, ошибками в построении наблюдаемых контуров линий — в одном методе и неизбежными и значительными ошибками определения масс и радиусов звезд — в другом.

При сопоставлении результатов определения  $g$  двумя упомянутыми методами выявилось и до сих пор остается особенно интригующим большое, до двух порядков, и пока не объяснимое различие между  $g_{\text{эфф}}$  и  $g_{\text{дин}}$  для сверхгигантов В—G.

Проблема резкого несоответствия  $g_{\text{эфф}}$  и  $g_{\text{дин}}$  возникла после появления работ К. Шалена [2] и Г. А. Шайна [3, 4]. Так, Шален для  $\alpha$  Cyg (A2 Ia) нашел  $\lg g_{\text{эфф}} = 1.2$ , Шайн для  $\beta$  Ori (B8 Ia) получил  $\lg g_{\text{эфф}} = 1.0$  и для семи сверхгигантов В и А  $1.0 < \lg g_{\text{эфф}} < 1.4$ . С другой стороны, среднее значение  $\lg g_{\text{дин}}$ , вычисленное этими авторами по формуле (1), оказывается для сверхгигантов близким к 3. А. Паннекук [5] также указал на необходимость объяснения расхождения между  $\lg g_{\text{эфф}}$  и  $\lg g_{\text{дин}}$  для сверхгиганта  $\alpha$  Cyg и цефеид. В 1954 г. О. А. Мельников при анализе водородного спектра звезд А [6], а еще ранее при исследовании параметров цефеид [7] опять-таки встретился с фактом значительного несоответствия  $\lg g_{\text{эфф}}$  и  $\lg g_{\text{дин}}$ .

В конце 50-х гг. Э. Р. Мустель, подводя итоги изучению этой проблемы [1], был вынужден констатировать, что вопрос так и остался открытым, а гипотезы, предлагавшие то или иное объяснение обнаруженному расхождению, не получили ни должного развития, ни должного подтверждения.

Учитывая важность этой проблемы для физики атмосфер и эволюции сверхгигантских звезд, мы пришли к заключению о необходимости вновь вернуться к ее рассмотрению.

#### § 1. ОПРЕДЕЛЕНИЕ $\lg g_{\text{эфф}}$ ДЛЯ СВЕРХГИГАНТОВ В И А КЛАССОВ СВЕТИМОСТИ Ia—Iv

Несколько лет назад нами изучались физические условия в атмосферах 25 сверхгигантов O9-F2 по спектрограммам, полученным с дисперсией 23 Å/мм [8—11]. Составной частью этих работ являлось и изучение водородных спектров сверхгигантов.

Для определения  $g_{\text{эфф}}$  нами были заново обработаны контуры бальмеровских линий в полученных ранее спектрах 14 сверхгигантов Ia—Iv спектрального интервала B6—F2. Сведения об изученных сверхгигантах, использованном спектрографическом материале и полученных средних эквивалентных ширинах линий  $H_\beta$ — $H_\delta$  представлены в табл. 1. Столбцы 1—3 пояснений не требуют. В столбцах 4 и 5 приведены спектральные классы и  $M_v$ , найденные количественными спектральными методами

ТАБЛИЦА 1

HD	Название звезды	Sp (MK)	Sp	$M_p$	Число спектрограмм	$\theta_{эфф}$	$W_\lambda$ (Å)		
							$H_\beta$	$H_\gamma$	$H_\delta$
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
12301	53 Cas	B8 Ib	B7.6	-6 <sup>m</sup> 25	3	0.387	3.44	3.08	2.94
34085	$\beta$ Ori	B8 Ia	B8.2	-7.75	1	0.405	1.46	1.23	1.40
215593	4 Lac	B9 Iab	B9.0	-6.00	2	0.444	3.84	4.23	3.78
202850	$\sigma$ Cyg	B9 Iab	B9.3	-6.48	2	0.453	2.38	2.83	2.99
21291	3H Cam	A0 Ia	B9.4	-6.87	3	0.460	1.81	1.83	1.73
21389	1H Cam	A0 Ia	B9.9	-7.00	4	0.482	1.67	1.66	1.76
46300	13 Mon	A0 Ib	A0.0	-5.47	3	0.485	4.90	4.54	3.98
87737	$\eta$ Leo	A0 Ib	A0.1	-5.45	3	0.487	4.72	5.08	4.43
197345	$\alpha$ Cyg	A2 Ia	A1.8	-7.67	4	0.530	2.13	2.44	2.30
207260	$\nu$ Cep	A2 Ia	A2.4	-7.02	3	0.542	2.56	3.04	3.16
223385	6 Cas A	A3 Ia	A2.5	-8.3:	1	0.545	1.31	1.59	1.54
7927	$\varphi$ Cas	F0 Ia	F0.7	-7.6:	3	0.727	4.08	3.82	4.23
31964	$\epsilon$ Aur	F0 Ia	F0.2	-7.1:	4	0.705	2.08	2.21	2.47
163506	89 Her	F2 Ia	F0.8	-7.1:	4	0.730	4.19	4.52	4.03

в [12, 13] и уточненные затем в [8, 10]. В столбце 6 указано число спектрограмм, использованных для каждой звезды при построении контуров и определении  $W_\lambda$  линий  $H_\beta$ ,  $H_\gamma$  и  $H_\delta$ . В столбце 7 даются значения  $\theta_{эфф}$ , найденные по Sp из столбца 4 с использованием шкалы эффективных температур из [14]. В столбцах 8—10 приведены средние эквивалентные ширины линий  $H_\beta$ ,  $H_\gamma$  и  $H_\delta$ .

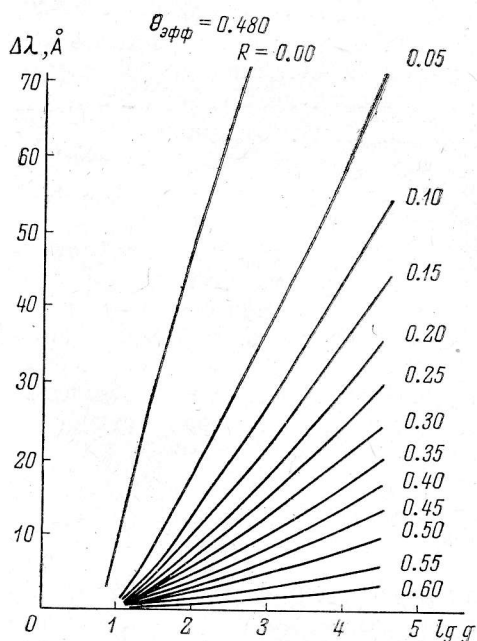


Рис. 1. Зависимость ширины линий  $H_\beta$  на различных глубинах  $R$  от ускорения силы тяжести.

Для всех контуров были измерены также ширины  $\Delta\lambda$  (в Å) на глубинах  $R=0, 0.05, 0.10, 0.15, 0.20, \dots$

Эти данные сравнивались с теоретическими контурами и эквивалентными ширинами линий  $H_\beta-H_\delta$ , рассчитанными Д. Михаласом [15] для сетки моделей атмосфер звезд А ( $0.40 \leq \theta_{эфф} \leq 0.70$  с шагом 0.05; значения  $\lg g=2, 3, 4$ ). Для трех участков теоретического спектра (табл. 2 из [15]), включающих линии  $H_\beta, H_\gamma$  и  $H_\delta$ , результаты расчетов были приведены нами к виду, более удобному для сравнения с наблюдаемыми контурами и  $W_\lambda$  водородных линий в спектрах сверхгигантов. Для этого по табл. 2 из [15] были рассчитаны и построены графически для  $H_\beta, H_\gamma$  и  $H_\delta$  теоретические зависимости двух типов:

- зависимости ширин линий  $\Delta\lambda$  на глубинах  $R=0, 0.05, 0.10, 0.15, \dots$  от  $\lg g$  для 14 конкретных значений  $\theta_{эфф}$  из табл. 1;
- зависимости эквивалентных ширин линий  $W_\lambda$  от  $\lg g$ , также для 14 значений  $\theta_{эфф}$  из табл. 1, округленных до 0.005.

Образцы таких графиков, дающие представление о характере зависимостей  $\Delta\lambda$  от  $\lg g$  (для заданного  $\theta_{\text{эфф}}$  и разных  $R$ ) и  $W_\lambda$  от  $\lg g$  (для разных  $\theta_{\text{эфф}}$ ), представлены на рис. 1 и 2 соответственно.

Из рассмотрения такого типа зависимостей становится очевидным, что для звезд с  $\theta_{\text{эфф}} > 0.65$  (спектральный класс позже A7)  $\lg g$  определяются по  $W_\lambda$  и виду контуров водородных линий с большими ошибками. Причина этого — слабое проявление эффекта Штарка в контурах и интенсивностях водородных линий или, другими словами, слабая зависимость водородных линий от  $\lg g$  для звезд с  $\theta_{\text{эфф}} > 0.65$ . В дальнейшем следует иметь в виду, что для трех последних звезд из табл. 1 ( $\varphi$  Cas,  $\epsilon$  Aur и 89 Her) полученные значения  $\lg g_{\text{эфф}}$  имеют большую ошибку, чем для более ранних звезд.

Графики типа рис. 1 и 2 были использованы нами для определения  $\lg g_{\text{эфф}}$  по каждой из трех линий ( $H_\beta - H_\gamma$ ) для каждой звезды из табл. 1.

Здесь уместно отметить, что при определении  $\lg g$  по  $\Delta\lambda$  выявился относительно большой разброс значений  $\lg g$ , находимых по самым внешним и самым внутренним частям линий, по сравнению с  $\lg g$ , находимыми по средним участкам крыльев линий. При этом, как правило, значения  $\lg g$ , определяемые по центральным частям линии ( $\Delta\lambda \leq 3 \text{ \AA}$ ), показывают очень большой разброс около среднего для линии значения  $\lg g$ , что связано как с меньшей точностью построения центральной части наблюдаемого

контура линии, так и с меньшим влиянием эффекта Штарка на форму ядра водородной линии. Значения  $\lg g$ , находимые по крыльям линий (при  $R=0, 0.05, 0.10$ ), оказываются *систематически* меньше среднего значения  $\lg g$  для данной линии, причем расхождение прогрессивно нарастает при переходе к самым внешним участкам крыльев и может достигать 0.6—0.7. Эти особенности определения  $\lg g_{\Delta\lambda}$  по контурам линий иллюстрируются рис. 3. Здесь для звезды  $\eta$  Leo показан ход значений  $\lg g_{\Delta\lambda}$ , находимых по различным участкам линий, в зависимости от  $R$ .

В качестве искомого значения  $\lg g_{\Delta\lambda}$  для данной линии использовалось простое среднее из значений  $\lg g_{\Delta\lambda}$ , относящихся к участку линии, ограниченному стрелками на рис. 3. Этот рисунок дает также достаточно наглядное представление о точности определения  $\lg g_{\Delta\lambda}$  рассматриваемым методом.

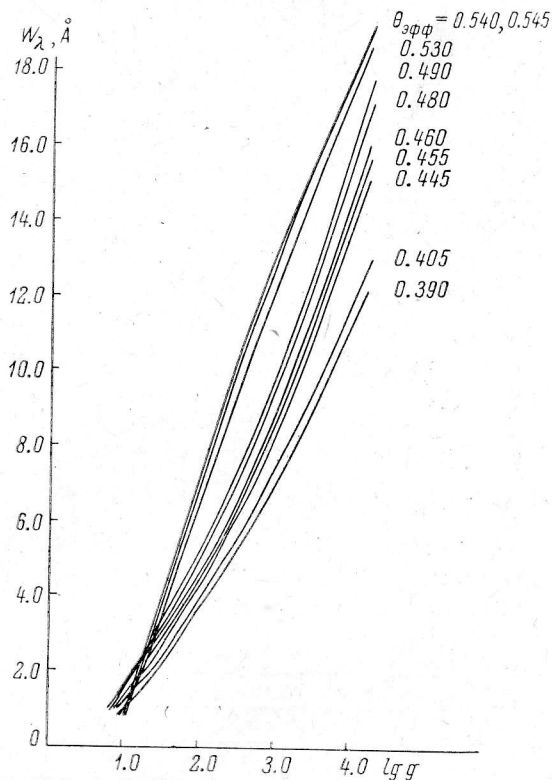


Рис. 2. Зависимость эквивалентной ширины линии  $H_\beta$  от ускорения силы тяжести для различных значений  $\theta_{\text{эфф}}$ .

По зависимостям  $W_\lambda$  от  $\lg g$  (для значений  $\theta_{\text{эфф}}$  из табл. 1) для каждой звезды находились три значения  $\lg g_{W_\lambda}$  (по  $H_\beta - H_\delta$ ). Результаты определения  $\lg g_{\Delta\lambda}$  и  $\lg g_{W_\lambda}$  приведены в табл. 2.

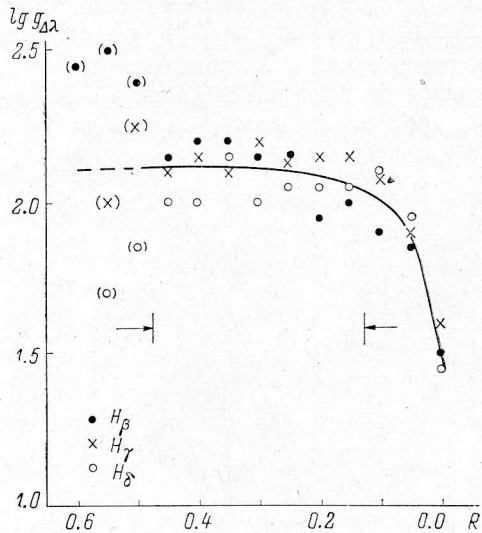


Рис. 3. К вопросу об определении  $\lg g_{\Delta\lambda}$  по ширинам и контурам водородных линий на глубинах  $R$ .

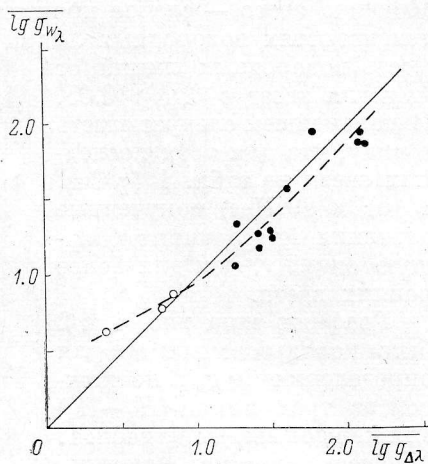


Рис. 4. Сопоставление  $\overline{\lg g_{W_\lambda}}$  и  $\overline{\lg g_{\Delta\lambda}}$ .

Наши численные оценки показали, что значения  $\lg g_{\Delta\lambda}$  и  $\lg g_{W_\lambda}$  находятся для каждой линии со среднеквадратичной ошибкой  $\pm 0.10$  (см. также табл. 2).

ТАБЛИЦА 2

Название звезды	$\lg g_{\Delta\lambda}$			$\overline{\lg g_{\Delta\lambda}}$	$\lg g_{W_\lambda}$			$\overline{\lg g_{W_\lambda}}$
	$H_\beta$	$H_\gamma$	$H_\delta$		$H_\beta$	$H_\gamma$	$H_\delta$	
1	2	3	4	5	6	7	8	9
53 Cas	1.92	1.62	1.78	1.77	1.90	1.95	2.00	1.95
$\beta$ Ori	1.22	?	1.34	1.28	1.25	1.25	1.55	1.35
4 Lac	2.08	2.22	1.99	2.10	1.85	2.00	1.95	1.93
$\sigma$ Cyg	1.52	1.71	1.67	1.62	1.40	1.60	1.72	1.57
3H Cam	1.37	1.40	1.48	1.42	1.20	1.25	1.40	1.28
1H Cam	1.39	1.39	1.53	1.44	1.15	1.10	1.30	1.18
13 Mon	2.32	2.08	2.00	2.13	1.95	1.85	1.80	1.87
$\eta$ Leo	2.09	2.16	2.05	2.10	1.87	1.95	1.82	1.88
$\alpha$ Cyg	1.71	1.46	1.43	1.53	1.35	1.20	1.20	1.25
$\nu$ Cep	1.44	1.62	1.47	1.51	1.45	1.30	1.25	1.29
6 Cas A	1.22	1.32	1.26	1.27	1.25	1.02	0.90	1.06
$\varphi$ Cas	?	0.62:	0.92:	0.77:	0.40:	0.85:	1.08:	0.78:
$\varepsilon$ Aur	?	0.45:	0.37:	0.41:	?	0.40:	0.85:	0.62:
89 Her	?	0.79:	0.91:	0.85:	0.65:	1.00:	1.00:	0.88:

На рис. 4 сопоставлены значения  $\overline{\lg g_{\Delta\lambda}}$  и  $\overline{\lg g_{W_\lambda}}$  из столбцов 5 и 9 табл. 2. Светлыми кружками нанесены звезды F. Табл. 2 и рис. 4 свидетельствуют о том, что в среднем различие между  $\overline{\lg g_{\Delta\lambda}}$  и  $\overline{\lg g_{W_\lambda}}$  не превосходит 0.1.

## § 2. ОПРЕДЕЛЕНИЕ $\lg g_{\text{дин}}$

В этом случае задача сводится к определению массы и радиуса звезды.

Методы определения масс горячих звезд по известным  $M_p$  и  $S_p$ , с использованием результатов теории эволюции звезд, описаны в [16]. В настоящей работе мы несколько упрощаем процедуру определения массы и сводим ее к следующим операциям.

По 20 эволюционным трекам для звезд различных масс ( $4M_{\odot} < M < < 35M_{\odot}$ ) мы построили зависимость  $\delta M_{\text{бол}}$  от  $\lg M$ . Здесь  $\delta M_{\text{бол}}$  — приращение светимости звезды за время от момента ухода ее с исходной главной последовательности до начала интенсивного горения гелия в ядре и перемещения звезды по горизонтали вправо на диаграмме ( $L, T_{\text{эфф}}$ ), т. е. до современного положения горячего сверхгиганта. Для интересующего нас диапазона масс ( $10-25M_{\odot}$ ) величины  $\delta M_{\text{бол}}$  заключены в пределах от  $-1^{\text{m}}11$  до  $-1^{\text{m}}21$ . По нашим оценкам, средняя ошибка определения  $\delta M_{\text{бол}}$  равна  $\pm 0^{\text{m}}08$ . Для каждого сверхгиганта по  $M_p$  и  $S_p$  из табл. 1 находим  $\Delta m_{\text{бол}}$ ,  $T_{\text{эфф}}$  и  $M_{\text{бол}}$ . Учитывая  $\delta M_{\text{бол}}$ , находим  $M_{\text{бол}}^0$  — абсолютную величину звезды на исходной главной последовательности. По зависимости ( $M_{\text{бол}}^0, \lg M$ ), взятой из [17], находим  $\lg M$ .

Значение  $\lg R$  находим по  $M_p$ ,  $\Delta m_{\text{бол}}$  и  $T_{\text{эфф}}$  обычным путем [16]. Основные этапы вычислений  $\lg g_{\text{дин}}$  представлены в табл. 3.

ТАБЛИЦА 3

Звезда	$M_{\text{бол}}$	$M_{\text{бол}}^0$	$\lg M$	$\lg R$	$\lg g_{\text{дин}}$	Звезда	$M_{\text{бол}}$	$M_{\text{бол}}^0$	$\lg M$	$\lg R$	$\lg g_{\text{дин}}$
1	2	3	4	5	6	1	2	3	4	5	6
53 Cas	-7 <sup>m</sup> 09	-5 <sup>m</sup> 96	1.18	1.64	2.34	$\eta$ Leo	-5.75	-4.63	1.01	1.64	2.17
$\beta$ Ori	-8.29	-7.10	1.33	1.97	1.82	$\alpha$ Cyg	-7.89	-6.70	1.27	2.13	1.45
4 Lac	-6.41	-5.25	1.08	1.70	2.12	$\nu$ Cep	-7.22	-6.08	1.19	2.62	1.60
$\sigma$ Cyg	-6.85	-5.75	1.15	1.81	1.96	6 Cas A	-8.49	-7.28	1.37	2.28	1.25
3H Cam	-7.33	-6.16	1.20	1.91	1.81	$\varphi$ Cas	-7.62	-6.42	1.24	2.33	1.03
1H Cam	-7.32	-6.16	1.20	1.94	1.74	$\epsilon$ Aur	-7.14	-6.00	1.18	2.21	1.20
13 Mon	-5.77	-4.65	1.01	1.64	2.17	89 Her	-7.12	-5.99	1.18	2.23	1.15

$M_{\text{бол}}$  — болометрическая абсолютная величина;  $M_{\text{бол}}^0$  — болометрическая абсолютная величина на исходной главной последовательности;  $\lg M$  и  $\lg R$  выражены в солнечных единицах;  $\lg g_{\text{дин}}$  — логарифм «динамического» значения ускорения силы тяжести, выраженного в см/сек.<sup>2</sup>

Среднеквадратичная ошибка определения  $\lg g_{\text{дин}}$  оценена нами в  $\pm 0.15$ . Сюда входят следующие основные ошибки:

- 1) среднеквадратичная ошибка определения  $M_p$  горячих звезд по  $W_{\lambda}$  водородных линий, с учетом естественной дисперсии в зависимости ( $M_p, W_{\lambda}$ ),  $\pm 0^{\text{m}}35$ ;
- 2) ошибка в определении среднего для данной массы значения  $\delta M_{\text{бол}}$   $\pm 0^{\text{m}}08$ ;
- 3) ошибка, связанная с конечной шириной исходной главной последовательности,  $\pm 0.05$  в  $\lg M$ ;
- 4) ошибки шкалы болометрических поправок  $\pm 0^{\text{m}}2$ .

Мы не включили сюда возможных *систематических* ошибок, обусловленных неточностью нуля-пункта шкалы эффективных температур, нуля-пункта системы абсолютных величин звезд  $M_p$  и пр., — учесть их, хотя бы приближенно, не представляется возможным.

### § 3. СРАВНЕНИЕ $\lg g_{\text{эфф}}$ И $\lg g_{\text{дин}}$

Сведения, собранные в табл. 2 и 3, позволяют нам провести сравнение  $\lg g$ , полученных двумя методами.

В качестве  $\lg g_{\text{эфф}}$  мы взяли простое среднее из  $\lg g_{\Delta\lambda}$  и  $\lg g_{W\lambda}$  в столбцах 5 и 9 табл. 2. Значения  $\lg g_{\text{дин}}$  взяты из столбца 6 табл. 3.

Рис. 5 демонстрирует сопоставление  $\lg g_{\text{эфф}}$  и  $\lg g_{\text{дин}}$  для 14 изученных сверхгигантов. Здесь, как и на рис. 4, три звезды F0 нанесены светлыми кружками. Из сравнения  $\lg g_{\text{эфф}}$  и  $\lg g_{\text{дин}}$  следует, что средняя для 11 сверхгигантов разница между  $\lg g_{\text{дин}}$  и  $\lg g_{\text{эфф}}$  составляет  $+0.28$ . Дисперсия же точек около средней зависимости на рис. 5, — вообще говоря,

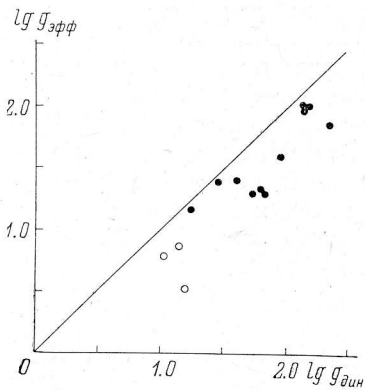


Рис. 5. Сравнение «динамических» и «спектроскопических» значений ускорений силы тяжести.

сравнительно небольшая, — полностью объясняется случайными ошибками в определении  $\lg g$ , оценки которых сделаны в конце §§ 1 и 2.

Что касается систематического расхождения (0.28), то, помимо возможных причин, его объясняющих и упомянутых в § 2, следует остановиться еще на одной.

Имеется ряд указаний на то, что в современной теории Штарк-эффекта, развивавшейся в последние годы в основном в работах Колба, Грима и Шена (см., например, [18]), несколько переоценивается роль электронов в расширении водородных линий. Это должно проявиться сильнее во внешних частях линий, где относительный вклад электронов довольно велик [19]. Такая переоценка приводит к некоторому занижению значений  $\lg g_{\text{эфф}}$ , находимых для звезд из сравнения наблюдаемых и теоретических контуров водородных линий, причем занижение будет наибольшим для самых внешних частей линий. Это обстоятельство иллюстрируется рис. 3 — у сверхгиганта  $\eta$  Leo значение  $\lg g_{\Delta\lambda}$ , определенное по крыльям линий (при  $R=0$ ), занижено по крайней мере на 0.6. На такую же величину в среднем занижено значение  $\lg g_{\Delta\lambda}$  при малых  $R$  и для остальных 10 сверхгигантов А из табл. 1.

Приблизительные подсчеты показывают, что из-за переоценки роли электронов занижение  $\lg g_{\Delta\lambda}$  и  $\lg g_{W\lambda}$ , определенных по всей линии в целом, может достигнуть 0.2.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В пределах ошибок определения, значения  $\lg g$ , находимые спектроскопическим и динамическим методами, совпадают. Остающемуся расхождению в 0.3 можно дать по крайней мере качественное объяснение.

Отсюда можно заключить, что относительная протяженность атмосфер (величина  $H/R$ ) у горячих сверхгигантов не является аномальной.

Это согласуется с выводами [16], где показано другим способом, что для сверхгигантов В и А, так же как и для звезд главной последовательности, толщина атмосферы  $H \ll R$  и что при заданной температуре отношение  $H/R$  для сверхгигантов и звезд главной последовательности практически одинаково.

Автор благодарен Г. Н. Панкратовой за выполнение части численных расчетов.

## Литература

1. Э. Р. Мустель. Звездные атмосферы. Физматгиз, 1960.
2. C. Schalen, Uppsala Univ. Årsskr., No. 66, 1936.
3. G. A. Shain, Circ. Poulk. obs., No. 26, 1939.
4. G. A. Shain, Bull. Abastumani Astr. obs., 7, 83, 1943.
5. А. Раппекоек, Bull. Astron. Inst. Netherl., No. 301, 1937.
6. О. А. Мельников, Астрон. ж., 31, 249, 1954.
7. О. А. Мельников, Тр. Гл. астрон. обс. в Пулкове, 64, 1950.
8. Э. А. Витриченко, И. М. Копылов, Изв. Крымск. астрофиз. обс., 28, 241, 1962.
9. О. П. Голландский, И. М. Копылов, Изв. Крымск. астрофиз. обс., 28, 3, 1962.
10. Т. С. Галкина, И. М. Копылов, Изв. Крымск. астрофиз. обс., 28, 35, 1962.
11. И. М. Копылов, Э. А. Витриченко, Т. С. Галкина, О. П. Голландский, Изв. Крымск. астрофиз. обс., 30, 42, 1963.
12. И. М. Копылов, Изв. Крымск. астрофиз. обс., 20, 156, 1958.
13. И. М. Копылов, Изв. Крымск. астрофиз. обс., 23, 148, 1960.
14. И. М. Копылов, Изв. Крымск. астрофиз. обс., 30, 69, 1963.
15. D. Mihalas, Astrophys. J. Suppl. Ser., 13, No. 114, 1966.
16. И. М. Копылов, Изв. Крымск. астрофиз. обс., 36, 134, 1967.
17. И. М. Копылов, Изв. Крымск. астрофиз. обс., 32, 88, 1964.
18. A. C. Kolb. Theory of line broadening in high temperature partly ionized gases, Thesis, Univ. of Michigan, 1957.
19. И. М. Копылов, Изв. Крымск. астрофиз. обс., 35, 11, 1966.

Январь 1969 г.