

## СПЕКТРОСКОПИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ Р ЛЕБЕДЯ

Л. С. ЛУУД

Поступила 7 апреля 1967

Исправлена 15 июня 1967

Методом грубого анализа найдено, что ионизационная температура в атмосфере Р Лебеда около 21 000°. Найдено, что бальмеровский декремент хорошо согласуется с вычисленным Л. А. Боярчуком [6]. Химический состав Р Лебеда не отличается от химического состава сверхгигантов класса В.

Настоящая статья является продолжением изучения линейчатого спектра Р Лебеда, начатого в 1964 году [1]. Для изучения условий в атмосфере Р Лебеда и для выяснения возможных изменений по сравнению с 1964 годом автором, во время пребывания в Крымской астрофизической обсерватории, было получено 20 спектрограмм Р Лебеда. Данные о спектрограммах приведены в табл. 1.

Регистрограммы спектров 1965 года были получены на микрофотометре МФ-4 с записью на ЭППВ-61 с увеличением в 70 раз, а регистрограммы 1966 года были получены с преобразованием в интенсивности и с увеличением в 100 раз. Все регистрограммы обработаны по методике, описанной в [1].

Мы считали, что каждая линия состоит из линии излучения и поглощения. Для измерения эквивалентных ширин мы разложили их на составляющие. Рис. 1 показывает способ разложения контура и объясняет использованные обозначения. Через  $W_c^0$  и  $W_s^0$  обозначаются эквивалентные ширины наблюдаемых компонентов излучения и поглощения соответственно. Мы считаем, что эмиссионная линия искажена самопоглощением и, исходя из предположения симметричности, строим вероятный контур эмиссии без самопоглощения. Полученное добавочное поглощение с эквивалентной шириной  $W^+$  позволяет по формулам  $W_c^1 = W_c^0 + W^+$  и  $W_s^1 = W_s^0 + W^+$  найти действительные эквивалент-

ные ширины линий излучения и поглощения. Указанное приближение применено из-за больших сложностей при точном расчете контуров линий типа Р Лебеда. Оно позволяет нам оценить температуру и химический состав атмосферы. Полученные эквивалентные ширины приведены в табл. А и В в приложении, соответственно для 1965 и 1966 годов.

Таблица 1

№	Дата	Экспозиция (мин)	Дисперсия (Å/мм)	Область спектра (Å)
1	24/25 июня 1965	41	15	4200—3600
2	"	39	15	4200—3600
3	"	37	15	4200—3600
4	27/28 июня 1965	44	15	4200—3600
5	"	46	15	4750—4130
6	"	42	15	4750—4130
7	"	60	15	4750—4130
8	"	63	15	5050—4800
9	29/30 июня 1965	92	32	6750—5700
10	"	94	32	6750—5700
11	"	25	36	5100—3700
12	"	16	36	5100—3700
13	30 июня/1 июля 1965	90	32	6750—5700
14	"	79	32	6750—5700
15	"	20	15	4200—3600
16	21 сентября 1966	60	15	4200—3600
17	"	60	15	4200—3600
18	"	10	36	5100—3700
19	"	12	36	5100—3700
20	"	15	36	5100—3700

Исходя из эквивалентных ширины, наблюдаемых эмиссионных линий, ( $W_e^0$ ) и распределения энергии в непрерывном спектре Р Лебеда [1, 2] были найдены интенсивности водородных линий. Результаты приведены в табл. 2.

По сравнению с 1964 годом контуры линий несколько изменились. На рис. 2 приведены избранные контуры линий, которые представляют типичные изменения контуров водородных линий. Более полная сводка контуров 1964—1966 годов опубликована в [3].

При интерпретации контуров линий бальмеровской серии мы в [1] предполагали, что в высоких членах серии (где  $\tau < 1$ ) на контуры, формирующиеся согласно теории движущихся оболочек, влияет и линия поглощения, принадлежащая звезде. Такую точку зрения на формирования контуров позволяют сохранить наблюдения 1965 и 1966 гг.

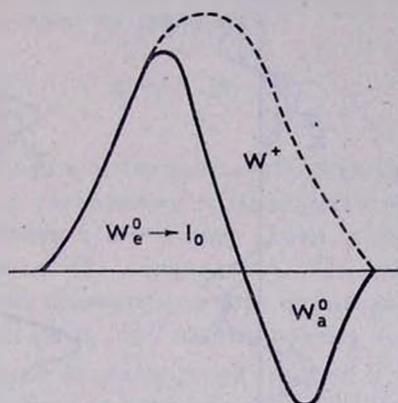


Рис. 1.

Но поглощение в оболочке несколько меньше, чем в 1964 году. Но мы склонны считать, что формирование двух изменяющихся компонентов поглощения вызвано неоднородностями истечения вещества. Возможно влияние ударных волн, но для рассмотрения этого вопроса требуются длинные серии наблюдений.

Таблица 2

Линия	Интенсивность		Линия	Интенсивность	
	1965	1966		1965	1966
H <sub>6</sub>	1.48	—	H <sub>14</sub>	0.040	0.024
H <sub>5</sub>	1	1	H <sub>15</sub>	0.038	0.020
H <sub>7</sub>	0.71	0.42	H <sub>16</sub>	0.031	0.025
H <sub>6</sub>	0.36	0.20	H <sub>17</sub>	0.013	0.014
H <sub>6</sub>	0.22	0.12	H <sub>18</sub>	0.018	—
H <sub>6</sub>	0.34	0.16	H <sub>19</sub>	0.016	—
H <sub>9</sub>	0.092	0.060	H <sub>20</sub>	0.015	—
H <sub>10</sub>	0.087	0.042	H <sub>21</sub>	0.011	—
H <sub>11</sub>	0.057	0.028	H <sub>22</sub>	0.0072	—
H <sub>12</sub>	0.035	0.023	H <sub>23</sub>	0.0054	—
H <sub>13</sub>	0.038	0.024	HeI $\lambda$ 4471	0.31	0.15

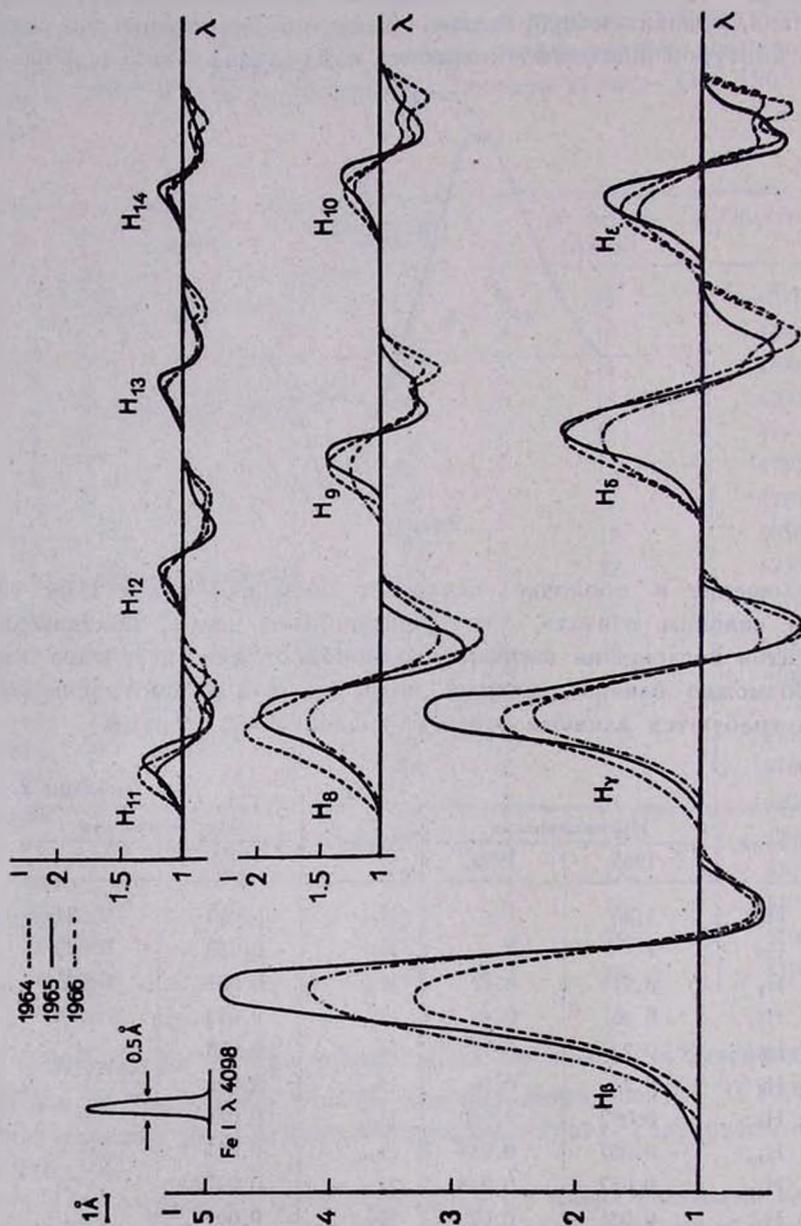


Рис. 2.

Составляющие поглощения линий водорода и гелия. Методом Унзольда [4] на основании абсорбционных компонентов линий водорода и гелия были определены населенности некоторых уровней соответствующих атомов.

Число атомов на уровне  $r$  в оболочке над  $1 \text{ см}^2$  поверхности звезды было определено по формуле

$$N_r H = W_\lambda \cdot \frac{mc^2}{\pi e^2 \lambda f} \quad (1)$$

По мере перехода к более высоким членам серия оптическая толща в линии, вследствие уменьшения силы осциллятора, довольно быстро уменьшается и, начиная с некоторой линии, среда является оптически тонкой, где формула (1) справедлива. По максимуму зависимости  $\log N_r H$  от логарифма силы осциллятора определяется величина  $\log N_r H$ . Преимущества применения  $\log f$  вместо номера линии следующие. Во-первых, при исследовании населенностей уровней  $2^1 P$  и  $2^3 P$  гелия можно одновременно пользоваться линиями из серий  $2P \rightarrow nS$  и  $2P \rightarrow nD$ . Во-вторых, для гелия наши наблюдения не захватывают линий, где среда оптически тонкая, и мы вынуждены экстраполировать, считая, что максимум зависимости  $\log N_r H$  от  $\log f$  для гелия достигается вследствие его меньшего содержания при силе осциллятора примерно на полпорядка выше, чем у водорода.

Результаты приведены в табл. 3.

Отметим, что в 1966 году компоненты излучения синглетных линий были настолько слабы, что определение величин  $W_\lambda^1$  оказалось невозможным.

Таблица 3

	Год	$\log N_2 H$	$\log N_{2^1 P} H$	$\log N_{2^3 P} H$
По $W_\lambda^0$ формальные величины	1965	15.24	14.98	14.45
	1966	15.20	14.86	14.60
По $W_\lambda^1$ общее число поглощающихся атомов в атмосфере	1965	15.68	15.24	14.80
	1966	15.37	15.04	—

По населенности второго уровня можем определить оптическую толщу оболочки в бальмеровском спектре. Для этого были использованы формулы

$$\tau_\lambda = k_\lambda \cdot N_2 H$$

и

$$k_\lambda = \frac{\sqrt{\pi} e^2 f}{m v c},$$

где было принято  $v = 200$  км/сек, то есть скорость расширения оболочки, найденная по  $H_\alpha$  и  $H_\beta$  [3].

В центре линий  $\tau_{H_\alpha} \approx 100$ ,  $\tau_{H_\beta} \approx 15$ . Начиная с  $H_\gamma$  оптическая толщина  $\tau < 1$ . В бальмеровском континууме  $\tau \approx 0.05$ .

Согласно Соболеву [5] при  $T = 20\,000^\circ$  и  $x = 0.1$ , которые дают наилучшее согласие наблюдаемого и вычисленного бальмеровского декремента, отношение  $N_1 : N_2 = 2.9 \cdot 10^3$  и, следовательно,  $N_1 H = 1.1 \cdot 10^{18}$  и  $\tau_{Lc} \approx 8$ . Если даже распределение атомов водорода по состояниям бальмеровское, то  $\tau_{Lc} \approx 2$ . Оболочка в лаймановском континууме непрозрачна.

Согласно формуле Инглиса-Теллера можно по номеру последней видимой линии определить верхний предел электронной плотности. Путем экстраполяции величин  $W_2^1$  до нуля было получено по эквивалентным ширинам 1965 и 1966 годов соответственно, что  $m = 30$  и  $m = 24$ . Это дает  $\log n_e = 12.26$  и  $\log n_e = 12.80$ . Эти величины могут быть завышены из-за доплеровского расширения. Отметим, что в 1966 году причиной дальнейшей невидимости линии водорода была неразличимость их от флюктуации непрерывного спектра.

*Эмиссионные составляющие водородных и гелиевых линий.* Наблюдаемые интенсивности  $I_0$  являются результатом переизлучения в атмосфере и позволяют определить некоторые физические характеристики звезды.

Бальмеровский декремент Р Лебеда более крутой, чем небулярный. С декрементами, вычисленными А. А. Боярчуком [6], согласие наилучшее при  $T_e = 10\,000^\circ$ ,  $T' = 20\,000^\circ$ ,  $W = 10^{-2}$ ,  $\beta_{12} = 5 \cdot 10^{-4}$  (1965) и  $\beta_{12} = 10^{-3}$  (1966). На рис. 3 приведено сравнение наблюдаемого в 1965 году и вычисленного А. А. Боярчуком декремента.

С помощью формулы

$$\frac{N_{\text{HeII}}}{N_{\text{HII}}} = 2.6 \frac{I_{4471}}{I_{4861}} \cdot \frac{N_{2^3P}(\text{He I})}{N_2(\text{H})} \quad (6)$$

вывод которой дан в [1], было получено, что по спектрограммам 1965 г.

$$\frac{N_{\text{HeII}}}{N_{\text{HII}}} = 0.273.$$

Отметим, что это отношение, если его определить из величины  $\log N_{1P} H$  и  $\log N_2 H$  с помощью формул Больцмана и Саха, будет 0.275. Применение формул, аналогичных (6), но с другими линиями водорода и гелия приводит к среднему значению 0.24. Формальное согласие хорошее. В условиях оболочки Р Лебедя отношение  $N_{\text{HeII}}/N_{\text{HII}}$  практически равно отношению  $N_{\text{He}}/N_{\text{H}}$  и мы окончательно принимаем, что отношение числа атомов гелия к числу атомов водорода 0.27. По спектрограммам 1966 года мы получим 0.18.

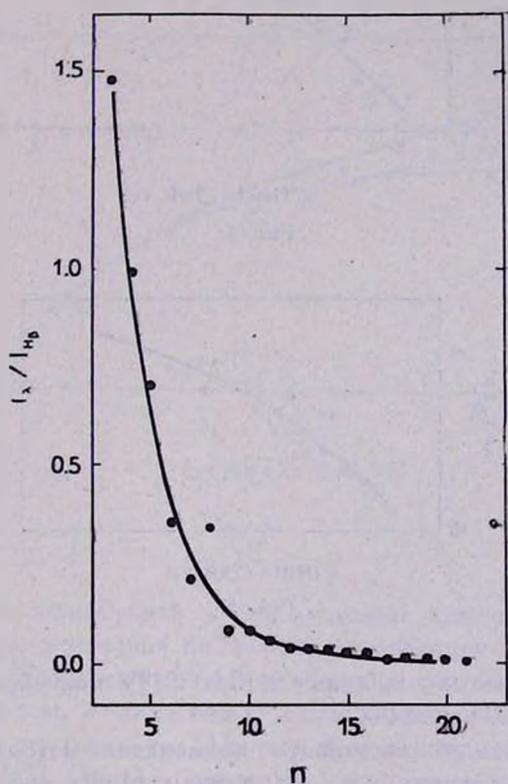


Рис. 3.

*Кривая роста.* По эквивалентным ширинам ( $W_s^0$ ) линий O II, N II и Si III были построены кривые роста (рис. 4 и 5). Были использованы силы осцилляторов, приведенные в [1]. В качестве теоретической была использована кривая роста Унзольда [4]. Сложные контуры линий не дают возможности определить величину  $R_s$ , и мы

принимали, что  $R_c = 0.80$ . По кривой роста было получено  $R_c v_T = 31$  км/сек, откуда  $v_T = 40$  км/сек в 1964 году и  $R_c v_T = 19$  км/сек и  $v_T = 24$  км/сек в 1965 году.

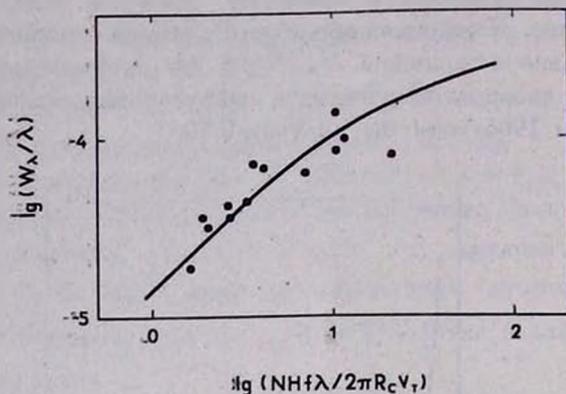


Рис. 4.

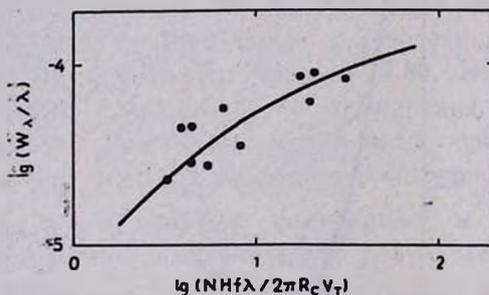


Рис. 5.

Определенные по линиям Si III и Si IV ионизационные температуры равны  $21\,800^\circ$  и  $21\,200^\circ$ .

Чтобы судить о законности применения метода кривой роста, были построены кривые роста по линиям He I в предположении термодинамического равновесия. О. П. Голландским и И. М. Копыловым [7] было показано, что вследствие меньшей плотности и большой роли турбулентного движения в расширении спектральных линий в атмосферах сверхгигантов затухание вследствие столкновений играет гораздо меньшую роль, чем в атмосферах звезд главной последовательности. Кроме того, линии гелия находятся на кривой роста в области, где влияние столкновений еще мало. Следовательно, можно построить кривую роста по линиям He I для сверхгигантов.

Контролем отклонения от термодинамического равновесия может быть отличие кривых роста построенных по линиям возникающим от различных уровней. Такая проверка проведена Г. Травингом [8] для 55 Суg и он не обнаружил отклонений. Кривые роста, построенные по эквивалентным ширинам 1965 года, приведены на рис. 6 (по  $W_{\lambda}^0$ ) и 7 (по  $W_{\lambda}^1$ ). Линии, возникающие с уровней  $2^1S$ ,  $2^1P$  и  $2^3P$ , не показывают различий, и мы можем считать, что отклонения не [столь велики, чтобы анализ кривой роста обычным способом был бы незаконным.

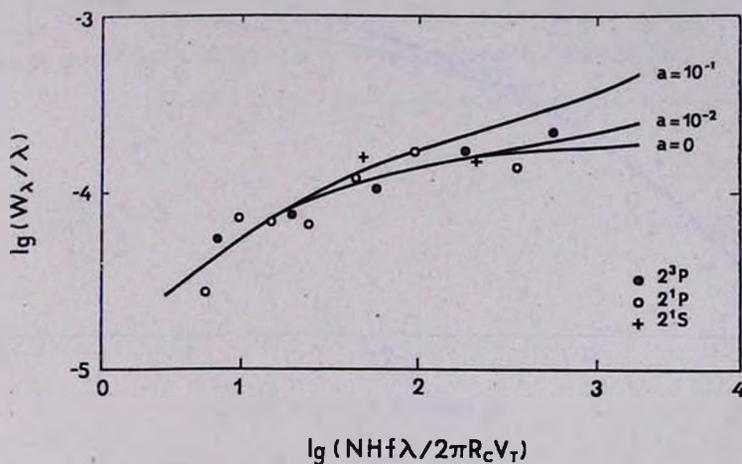


Рис. 6.

Прежде чем приступить к определению химического состава, сделаем некоторые замечания по поводу корреляции между отношениями интенсивностей эмиссионных и абсорбционных линий и ионизационным потенциалом, а также между сдвигом компонентов поглощения и ионизационным потенциалом. На рис. 8 эти корреляции приведены по данным Билса [9]. Обычно считается, что эти корреляции результат стратификации.

По нашему мнению, эти корреляции, хотя они и могут соответствовать некоторой стратификации, искажены. В линиях, где имеются большие сдвиги компонентов поглощения, наблюдаются и сильные компоненты излучения, которые пополняют истинные места центров линий поглощения. Хорошим примером таких искажений является уменьшение сдвига бальмеровских линий с увеличением номера линий (бальмеровский ход) [3].

Имея в виду сказанное выше, мы считаем, что изучение химического состава методом кривой роста должно дать близкие к истинным результаты. В табл. 4 приведены результаты определения химического состава Р Лебеда по наблюдениям трех лет.

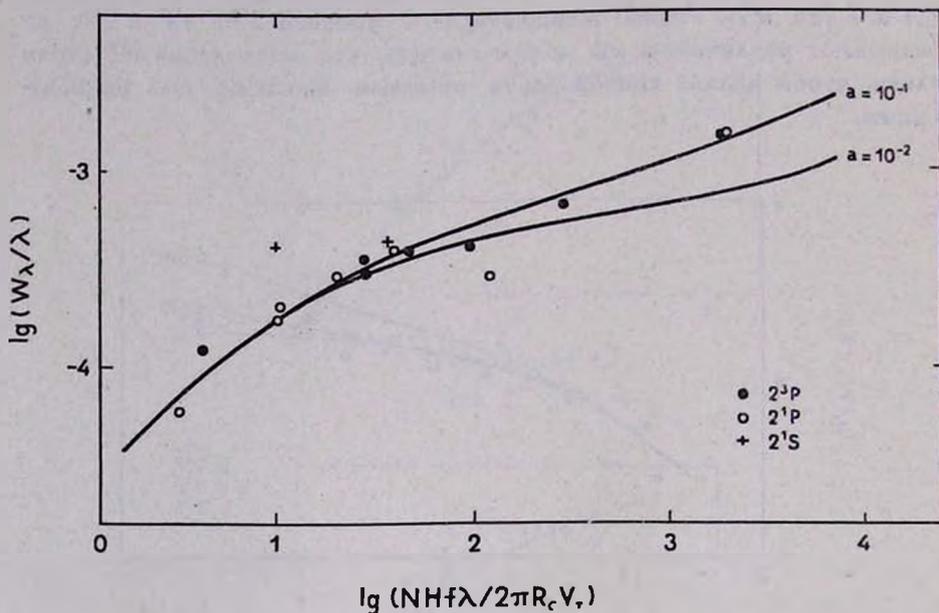


Рис. 7.

В пределах точности определения содержания элементов методом кривой роста результаты не отличаются. Для проверки было проведено определение химического состава построением кривых роста отдельно для O II, N II и Si III. Результаты отличаются мало, при этом содержание N не изменяется, а содержание O и Si немного уменьшается.

Таблица 4

Элемент	H	He	C	N	O	Mg	Si
1964	1	0.26	—	$9.5 \cdot 10^{-4}$	$1.9 \cdot 10^{-1}$	$6.8 \cdot 10^{-4}$	$5.1 \cdot 10^{-5}$
1965	1	0.27	$1.7 \cdot 10^{-4}$	$1.2 \cdot 10^{-3}$	$3.2 \cdot 10^{-1}$	$7.8 \cdot 10^{-4}$	$1.3 \cdot 10^{-4}$
1966	1	0.18	$2.0 \cdot 10^{-4}$	$1.3 \cdot 10^{-3}$	$6.6 \cdot 10^{-1}$	$1.5 \cdot 10^{-4}$	$3.9 \cdot 10^{-5}$
Среднее	1	0.24	$1.8 \cdot 10^{-4}$	$1.1 \cdot 10^{-3}$	$3.9 \cdot 10^{-1}$	$9.9 \cdot 10^{-5}$	$7.3 \cdot 10^{-5}$

## Формулы

$$P_e = n_e k T_e \quad (7)$$

и

$$g_{\text{эфф}} = \frac{4P_e}{m_H \sum_i N_i H \cdot \mu_i} \quad (8)$$

служили для определения электронного давления и ускорения эффективной силы тяжести. Данные, полученные по спектрам 1964—1966 годов, очень мало отличаются и их средние следующие:  $P_e = 8.5$  бар и  $\log g_{\text{эфф}} = 1.93$ . При этом данные 1966 года взяты с половинным весом из-за неточного определения электронной плотности.

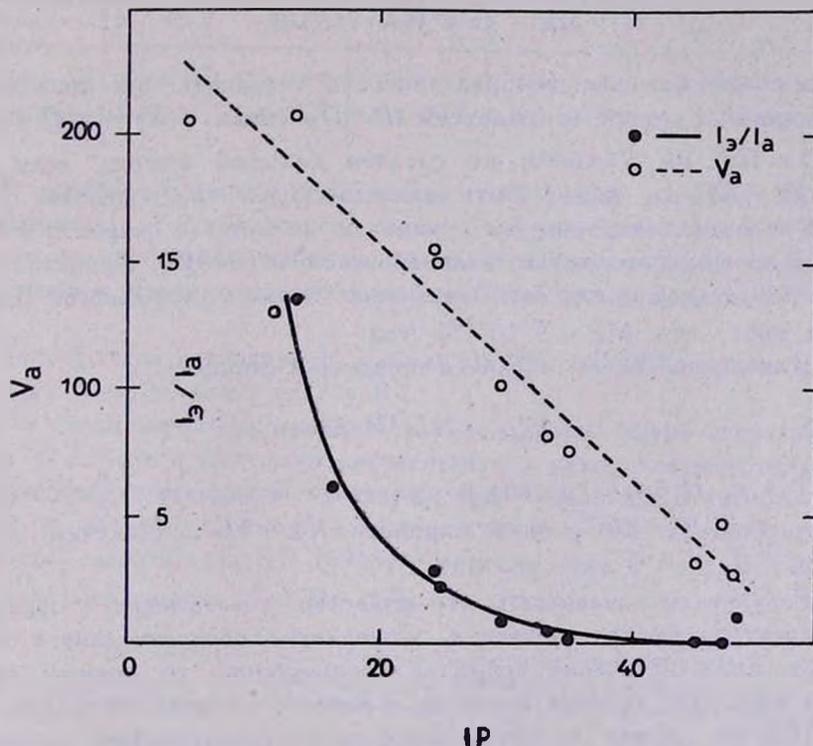


Рис. 8.

*Некоторые физические характеристики Р Лебедя.* Чтобы понять физическую природу Р Лебедя, необходимо знание еще некоторых физических характеристик звезды и оболочки, которые мы здесь определяем.

Абсолютная величина  $M_v$  Р Лебеда определялась неоднократно. Архипова [10] получила  $M_v = -7^m7$ , а Копылов [11]  $M_v = -8^m2$ . Мы принимаем  $M_v = -8^m$  и поверхностную температуру  $29\,000^\circ$ . Теперь по формуле

$$M_v = \frac{29500}{T} + 5 \log \frac{R^*}{R_\odot} - 0.08 \quad (9)$$

получим, что  $R^* = 62 R_\odot$ . Если мы принимаем в качестве температуры полученную из распределения энергии, то  $R^*$  еще больше. Но эта температура ( $20400^\circ$  по [10]) занижена из-за влияния оболочки.

Дальше оценим годовую потерю вещества истечением, применяя для этой цели формулу

$$\Delta \mathfrak{M} = 4\pi R_*^2 \rho(R) v(R) dt. \quad (10)$$

Здесь самая большая неопределенность возникает при приведении всех данных к сфере с радиусом  $R$ . Принимая  $\rho(R) = n_e(R) m_H$  и  $n_e(R) = 10^{12}$ , мы, вероятно, не сделаем большой ошибки, если примем  $R = R^*$ ;  $n_e$  может быть даже несколько недооценено. Скорость истечения вещества мы принимаем по лучевой скорости наблюдаемой по высоким членам бальмеровской серии [3]. Принятая скорость  $140$  км/сек может быть несколько больше правильного. Вычисления дают, что  $\Delta \mathfrak{M} = 9 \cdot 10^{-5} \mathfrak{M}_\odot/\text{год}$ .

Для оценки массы оболочки применяем формулу

$$\mathfrak{M}_{об} = N_+ H \cdot 4\pi R_{об}^2 \cdot m_H. \quad (11)$$

Тут  $N_+ H$  было оценено по формулам Больцмана и Саха и, имея в виду, что  $W = 10^{-2}$ , было принято  $R_{об} = 5R^*$ . Получим  $\mathfrak{M}_{об} = 6 \cdot 10^{-6} \mathfrak{M}_\odot$ .

Результаты показывают, что вещество, участвующее в образовании спектра, быстро меняется. Обновление оболочки длится около месяца. Если истечение вещества неоднородно, то должны иметь место изменения спектра примерно в течение нескольких недель. Эрман [12] по сериям высокодисперсионных спектрограмм допустила возможность, что контуры изменяются в течение месяца.

Оценим еще массу звезды. По Паренаго и Масевич [13] соотношение масса — светимость для сверхгигантов можно дать в форме

$$\log \frac{\mathfrak{M}}{\mathfrak{M}_\odot} = 0.66 - 0.13 M_v. \quad (12)$$

По Аллену [14] болометрическая поправка Р Лебеда —  $2^m7$ , и следовательно,  $M = 107 M_{\odot}$ .

*Обсуждения.* Результаты трехлетних наблюдений позволяют нам сделать некоторые выводы о природе Р Лебеда.

Начнем с химического состава. В табл. 5 приведен средний по определениям 1964—1966 годов химический состав Р Лебеда и средний химический состав сверхгигантов  $\epsilon$  Ori,  $\kappa$  Cas,  $\zeta$  Per,  $\chi^2$  Ori и 55 Cyg по [15]. Отметим, что в работе [15] химический состав определен по такой же методике и применением тех же сил осцилляторов, как и при анализе Р Лебеда.

Таблица 5

Элемент	H	He	C	N	O	Mg	Si
Р Cyg	1	0.24	$1.8 \cdot 10^{-4}$	$1.1 \cdot 10^{-3}$	$3.9 \cdot 10^{-4}$	$9.9 \cdot 10^{-5}$	$7.3 \cdot 10^{-5}$
Сверхгиганты [15]	1	0.21	$1.1 \cdot 10^{-4}$	$2.2 \cdot 10^{-4}$	$5.5 \cdot 10^{-4}$	$1.1 \cdot 10^{-4}$	$5.2 \cdot 10^{-5}$

В пределах точности определения химический состав Р Лебеда не отличается от химического состава сверхгигантов класса В, но кажется, что возможен избыток азота. Этот вопрос будет подробно рассмотрен в нашей подготавливаемой работе по звездам типа Р Лебеда.

Температура ионизации Р Лебеда ( $19\,400^{\circ}$ — $21\,800^{\circ}$ ) хорошо соответствует спектральному классу В1.

По своим характеристикам Р Лебеда крайне яркий сверхгигант. Между Р Лебеда и обычными сверхгигантами находятся сверхгиганты, имеющие некоторые линии с контуром типа Р Лебеда. В табл. 6 приведены в качестве примера некоторые физические характеристики Р Лебеда, сверхгиганта HD 169454 с линиями типа Р Лебеда и обычного (Ia) сверхгиганта  $\kappa$  Cas [16, 17].

Таблица 6

Величина	Р Cyg (1965),	HD 169454 [16]	$\kappa$ Cas [17]
$M_V$	$-8^m0$	$-7^m3$	$-6^m8$
$\log \rho_c$	12.26	12.90	13.36
$\log g_{эфф}$	1.93	2.25	3.25

Подводя итоги мы можем сказать, что Р Лебеда экстремальный по своей массе сверхгигант. Из-за большой массы эта звезда пульса-

ционно нестабильна [18], что вызывает истечение вещества. Атмосфера становится весьма протяженной и возникает эмиссионный спектр.

В заключение автор выражает свою искреннюю благодарность Крымской астрофизической обсерватории за предоставление возможности наблюдать на 50" рефлекторе и А. А. Боярчуку за полезное обсуждение результатов работы.

Институт физики и астрономии  
АН Эстонской ССР

## SPECTROSCOPIC INVESTIGATION OF P Cyg

L. S. LUUD

By coarse analysis it has been found that the ionisation temperature in the atmosphere of P Cyg is about 21 000°. The Balmer decrement of P Cyg turned out to be in good agreement with the theoretical decrement calculated by A. A. Boyartchuk [6]. The chemical composition of P Cyg atmosphere does not differ from the chemical composition of B class supergiant atmospheres.

### Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Л. Лууд, Астрон. ж., 44, 267, 1967.
2. Л. Лууд, Публ. Тарт. АО, 35, 189, 1966.
3. Л. Лууд, А. Пылдметс, Х. Левсмяе, Публ. Тарт. АО, 36 (в печати).
4. А. Унзольд, Звездные атмосферы, М., 1949.
5. В. В. Соболев, Движущиеся оболочки звезд, Л., 1948.
6. А. А. Боярчук, Изв. КрАО, 35, 45, 1966.
7. О. П. Голландский, И. М. Копылов, Изв. КрАО, 28, 3, 1962.
8. G. Traving, Abundance Determinations in Stellar Spectra, IAU Symposium № 26, 213, 1966.
9. C. S. Veals, Publ. Dom. Astrophys. Obs., Victoria, 9, № 1, 1951.
10. В. П. Архипова, Астрон. ж., 40, 897, 1963.
11. И. М. Копылов, Изв. КрАО, 24, 232, 1961.
12. R. Hertan, Transaction IAU, XII, 1965.
13. П. П. Паренгао, А. Г. Масевич, Труды ГАИШ 20, 1—146, 1951.
14. К. У. Аллен, Астрофизические величины, М., 1962.
15. Л. Лууд, Я. Ситска, Публ. Тарт. АО, 36 (в печати).
16. Л. Лууд, М. Куук, Публ. Тарт. АО, 36 (в печати).
17. Л. Лууд, Т. Нуис, Публ. Тарт. АО, 36 (в печати).
18. M. Schwarzschild, R. Härm, Ap. J., 120, 637, 1959.

Таблица А

ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ ЛИНИЙ Р ЛЕБЕДЯ (1965)\*

$\lambda$	Элемент	$W_{\lambda}^0$	$W_{\lambda}^0$	$W_{\lambda}^1$	$W_{\lambda}^1$
1	2	3	4	5	6
6678	He I	6.69	1.54	10.43	5.28
6563	H $_{\alpha}$	39.6	1.46	57.6	19.5
5876	He I	12.6	0.94	20.37	8.71
5015	He I	2.28	0.74	3.56	2.02
4922	He I	0.97	0.65	1.64	1.32
4861	H $_{\beta}$	11.2	0.86	16.8	6.48
4713	He I	1.08	0.49	2.25	1.66
4649	O II	—	0.63	—	—
4643	N III	0.18	0.17	0.53	0.52
4641	N II	—	0.18	—	—
4631	N II	0.37	0.40	1.02	1.05
4621	N II	0.16	0.17	0.43	0.44
4614	N II	0.18	0.17	0.39	0.38
4607	N II	0.19	0.20	0.47	0.48
4605	N II	0.26	0.20	0.56	0.50
4575	Si III	0.06	0.31	0.40	0.65
4568	Si III	0.10	0.42	0.43	0.75
4558	Si III	0.23	0.34	0.60	0.71
4482	Mg II	0.02	0.14	0.22	0.34
4472	He I	2.56	0.95	4.50	2.89
4447	N II	0.07	0.09	0.26	0.28
4438	He I	0.04	0.12	0.17	0.25
4417	O II	0.02	0.11	0.19	0.28
4396	O II	0.28	0.13	0.66	0.51
4388	He I	0.39	0.72	1.35	1.68
4367	O II	—	0.14	—	—
4349	O II	0.01	0.08	0.18	0.25
4340	H $_{\gamma}$	5.48	1.42	8.00	3.84
4319	O II	—	0.08	—	—
4267	C II	—	0.22	—	—
4143	He I	0.13	0.48	0.77	1.12
4120	He I	0.22	0.30	0.71	0.79
4116	Si IV	—	0.30	—	—
4102	H $_{\alpha}$	2.46	1.05	4.52	3.11
4089	Si IV	—	0.31	—	—

\* Обозначения объяснены в тексте.

Таблица А (продолжение)

1	2	3	4	5	6
4026	He I	0.83	0.66	1.69	1.52
4009	He I	0.06	0.32	0.38	0.64
3995	N II	0.16	0.43	0.67	0.94
3970	H <sub>α</sub> + He I	1.38	1.12	2.53	2.27
3964	He I	0.54	0.50	1.68	1.64
3956	N II	0.05	0.12	0.22	0.29
3933	Ca II	—	0.60	—	—
3926	He I	—	0.26	—	—
3889	H <sub>β</sub> + He I	1.89	1.07	2.87	2.05
3871	He I	—	0.27	—	—
3867	He I	0.03	0.21	0.28	0.46
3835	H <sub>γ</sub>	0.54	0.71	1.47	1.62
3819	He I	0.32	0.62	1.17	1.47
3806	Si III	0.24	0.04	0.74	0.54
3798	H <sub>10</sub>	0.50	0.43	1.07	1.00
3771	H <sub>11</sub>	0.32	0.44	1.14	1.26
3750	H <sub>12</sub>	0.20	0.41	0.93	1.14
3737	H <sub>13</sub>	0.21	0.32	0.65	0.76
3722	H <sub>14</sub>	0.22	0.24	0.76	0.78
3711	H <sub>15</sub>	0.21	0.24	0.53	0.56
3705	He I	0.25	0.43	0.89	1.07
3697	H <sub>16</sub>	0.17	0.16	0.45	0.44
3692	H <sub>17</sub>	0.07	0.08	0.21	0.22
3687	H <sub>18</sub>	0.10	0.12	0.31	0.33
3683	H <sub>19</sub>	0.09	0.08	0.21	0.20
3679	H <sub>20</sub>	0.08	0.06	0.26	0.24
3676	H <sub>21</sub>	0.06	0.06	0.17	0.17
3674	H <sub>22</sub>	0.04	0.03	0.15	0.14
3671	H <sub>23</sub>	0.03	0.03	0.14	0.14
3634	He I	0.11	0.35	0.60	0.84
3614	He I	0.12	0.27	0.86	1.01

Таблица В

## ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ ЛИНИЙ Р ЛЕБЕДЯ (1966)

$\lambda$	Элемент	$W_c^0$	$W_a^0$	$W_c^1$	$W_a^1$
1	2	3	4	5	6
4861	H <sub>β</sub>	11.5	0.82	19.3	8.62
4713	He I	0.75	0.22	1.40	0.87
4649	O II		0.41		
4643	N II		0.34		
4641	N III		0.18		
4631	N II	0.09	0.39	0.34	0.64
4621	N II	0.04	0.13	0.11	0.22
4614	N II	0.09	0.11	0.19	0.21
4607	N II	0.03	0.20	0.11	0.28
4601	N II	0.04	0.12	0.11	0.16
4575	Si III		0.26		
4568	Si III		0.27		
4553	Si III		0.36		
4481	Mg II		0.12		
4472	He I	1.24	0.59	1.86	2.21
4417	O II	0.15	0.18	0.34	0.47
4396	O II	0.07	0.17	0.21	0.31
4388	He I	0.03	0.48	0.16	0.61
4372	C II		0.08		
4367	O II		0.19		
4349	O II		0.15		
4340	H <sub>γ</sub>	3.29	0.85	6.29	3.85
4267	C II		0.15		
4144	He I		0.36		
4121	He I	0.16	0.19	0.51	0.54
4416	Si IV		0.16		
4102	H <sub>α</sub>	1.42	0.81	2.92	2.32
4089	Si IV		0.17		
4079	O II		0.10		

Таблица В (продолжение)

1	2	3	4	5	6
4076	O II		0.10		
4026	He I	0.45	0.43	1.12	1.10
4009	He I		0.25		
3995	N II	0.05	0.25	0.27	0.47
3970	H <sub>8</sub>	0.82	—	—	—
3964	He I	0.24	0.31	0.70	0.77
3956	N II		0.13		
3927	He I		0.20		
3889	H <sub>8</sub> +He I	1.06	0.69	2.14	1.77
3835	H <sub>9</sub>	0.36	0.57	0.98	1.19
3820	He I	0.27	0.34	0.68	0.75
3807	Si III	0.12			
3798	H <sub>10</sub>	0.25	0.32	0.59	0.66
3771	H <sub>11</sub>	0.16	0.34	0.58	0.76
3750	H <sub>12</sub>	0.13	0.28	0.44	0.59
3737	H <sub>13</sub>	0.14	0.18	0.38	0.42
3722	H <sub>14</sub>	0.14	0.14	0.38	0.38
3712	H <sub>15</sub>	0.11	0.16	0.34	0.39
3703	H <sub>16</sub>	0.14	0.11	0.39	0.36
3697	H <sub>17</sub>	0.08	0.13	0.23	0.28