

УДК 524.33—355

СПЕКТР ОБОЛОЧКИ СН ЛЕБЕДЯ ВО ВРЕМЯ  
ПОЯРЧАНИЯ ЗВЕЗДЫ В КОНЦЕ 1981 г.

Л. ЛУУД, Т. ТОМОВ

Поступила 7 июля 1983

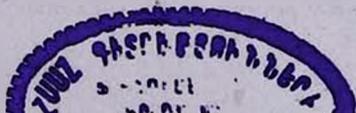
Принята к печати 3 февраля 1984

Во время поярчания Сн Лебеда в конце 1981 г. звезда имела хорошо развитый спектр оболочки. По двум спектрограммам, имеющим дисперсию 4.2 А/мм, проводилось исследование оболочки звезды. Показано, что оболочечные линии формируются вокруг горячего компонента Сн Лебеда. Иснизационная температура 10 000 К, электронная плотность  $10^{-12}$  см<sup>-3</sup> и диалюция  $W = 10^{-1} - 10^{-3}$  были определены методом кривой роста. Сделан вывод, что физические условия в аккрецирующей оболочке близки к условиям в атмосферах очень ярких сверхгигантов.

1. *Введение.* В июне—июле 1981 г. произошло увеличение блеска Сн Лебеда. Начиная с конца июля блеск звезды  $V = 5^m5 \div 5^m8$ , что приблизительно на  $0^m5$  ярче, чем наблюдалось когда-либо раньше [1, 2]. Это сопровождалось появлением сильного оболочечного спектра [2], исследованию которого посвящается настоящая статья.

Сн Лебеда является двойной системой, состоящей из красного гиганта и вырожденного карлика со сложным аккреционным комплексом [3]. Поэтому в первую очередь встает вопрос, к какому компоненту относятся наблюдаемые в спектре Сн Лебеда абсорбционные линии. Обычно измеряемые линии нейтральных металлов, типичные для красных гигантов, и являются линиями холодного компонента. Однако появившиеся в 1981 г. в сине-фиолетовой области спектра линии ионизованных металлов имеют различающиеся лучевые скорости, их следует отнести к разным компонентам пары [4].

Проведен анализ спектра Сн Лебеда на основе спектрограмм Зк-381 и Зк-390 с дисперсией 4.2 А/мм, снятых на 2-метровом телескопе Национальной астрономической обсерватории НРБ 18 и 20 октября 1981 г. Для анализа выбраны спектрограммы, снятые практически одновременно, нормально экспонированные и имеющие самую высокую из доступных нам дисперсий. Детальные данные о спектрограммах приводятся в работе То-



мова и Лууда [5], где подробно излагаются первичные результаты измерения спектрограмм (лучевые скорости по отдельным линиям, эквивалентные ширины и т. д.).

2. *Количественная оценка вуалирования.* Проблема количественной оценки вуалирования встает при исследовании многих нестационарных звезд. СН Лебеда представляет экстремальный случай. Суть вуалирования следующая. На спектр звезды позднего спектрального класса накладывается непрерывный спектр горячей звезды или сильной газовой оболочки, что ведет к уменьшению глубин линий поглощения. Существует простой способ определения интенсивности вуалирующего континуума по уменьшению глубин спектральных линий.

Пусть интенсивность континуума звезды позднего спектрального класса на длине волны какой-либо линии равняется  $I_k$  и в центре линии  $I_l$ . Тогда наблюдается остаточная интенсивность  $R^0 = I_l : I_k$ . Если прибавляется вуалирующий континуум интенсивностью  $I_{\text{доб}}$ , то наблюдается остаточная интенсивность  $R' = (I_l + I_{\text{доб}}) : (I_k + I_{\text{доб}})$ . Если мы для количественной оценки вуалирования введем параметр  $q(\lambda) = I_{\text{доб}} : I_k$ , то будем иметь  $q(\lambda) = (R' - R^0) : (1 - R')$ . На рис. 1 представляется график для определения параметра  $q(\lambda)$ .

В случае холодного компонента спектральных классов К—М одной из наиболее подходящих линий является линия CaI  $\lambda$  4227, которая находится в хорошо наблюдаемой части спектра и из-за большой глубины позволяет по низкодисперсионным спектрограммам определить параметр  $q(4227)$ . Большая глубина линий в невуалированном спектре позволяет определить вуалирование при больших интенсивностях вуалирующего континуума. Определив  $q(\lambda)$  для многих длин волн, можно оценить распределение энергии в вуалирующем континууме [6].

Во время наших наблюдений параметр  $q(4227) \geq 20$ , как следует из наблюдений нормальных gM6 звезд  $1^{\text{st}}$  Vir и 30 gHer,  $R^0 = 0,05$ , а по спектрограммам СН Лебеда  $R' \geq 0,95$  (рис. 1). В спектре звезды линия CaI  $\lambda$  4227 самая интенсивная. Следовательно, все спектральные линии, наблюдаемые в синей области спектра, возникают в источнике добавочно-го излучения, а не принадлежат М-гиганту.

3. *Водородные линии.* Водородные линии серии Бальмера в спектре СН Лебеда имеют сложные контуры, для анализа которых в первом приближении требуется их разложение на компоненты. Примененный нами способ разложения описан в статье Лууда и др. [2]. Разложение некоторых типичных контуров линии водорода показано на рис. 2.

После разложения контуров линии водорода были построены зависимости эквивалентных ширин и центральных интенсивностей компонентов

поглощения от номера спектральной линии, и отклонения от гладкой кривой были пересмотрены в двух аспектах: а) возможное блендирование и б) возможные случайные ошибки при разложении. Полученные эквивалент-

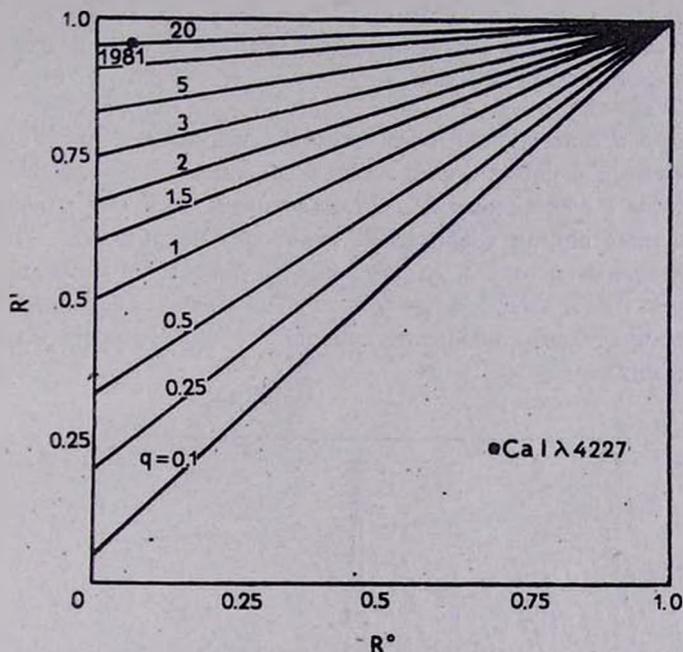


Рис. 1. Определение степени вуалирования. В качестве примера определяется степень вуалирования спектра холодного компонента СН Лебедя по нашим наблюдениям.

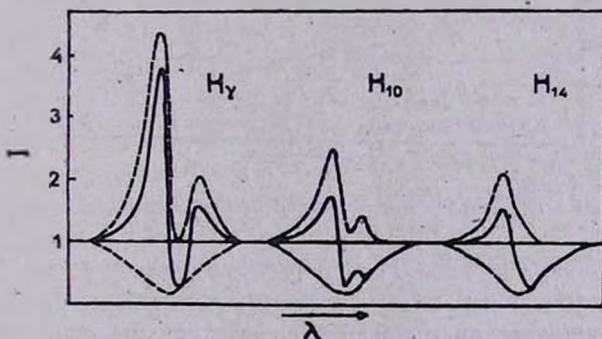


Рис. 2. Разложение линии водорода на компоненты.

ные ширины использовались для определения методом Унзольда [7] количества атомов водорода на втором уровне, в столбе атмосферы с основанием  $1 \text{ см}^2$ . Найдено, что  $\lg N_{02} H = 15.68$ .

Экстраполированием зависимости глубины водородных линий от номера линии до нулевого значения найдено, что последняя видимая линия  $n = 42$ . Поскольку номер последней линии определяется не по слиянию линий, а по нулевой интенсивности последней линии, то из общеизвестной формулы Инглиса—Теллера следует, что  $\lg n_e \leq 11.08$ .

Аналізу эмиссионных составляющих водородных линий мы намерены посвятить специальную статью.

4. *Кривая роста по оболочечным линиям.* Линии оболочки Fe II, Ti II и других элементов в спектре СН Лебеда в период наблюдения имели сложные контуры с эмиссионными составляющими. Поэтому для нахождения эквивалентных ширин требовалось некоторое исправление. Характерные линии показаны на рис. 3, где приведен и способ исправления. Отметим, что линия Fe II  $\lambda 4233$  потребовала наибольшей коррекции. Линии Ti II имеют сравнительно небольшие поправки, а кривая роста в основном базируется на них.

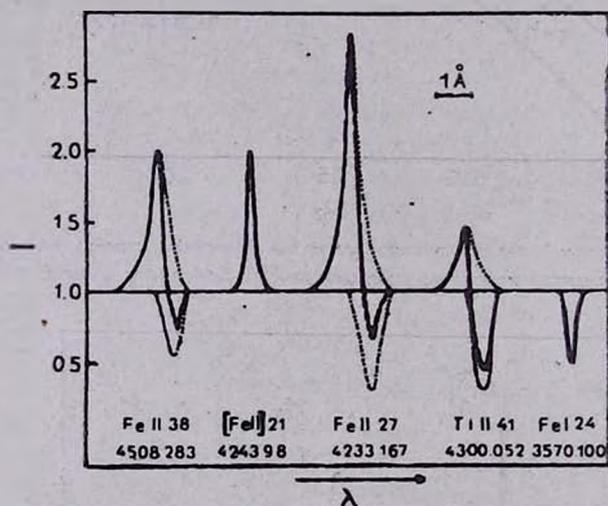


Рис. 3. Исправление контуров линий металлов.

В настоящее время не существует общепринятых, критически отобранных и систематизированных данных о силах осцилляторов, которые охватывали бы много элементов и могли бы считаться общепринятыми стандартами. Поэтому из опубликованных данных о силах осцилляторов мы выбрали по возможности самые последние списки, в которых, как правило, критически проанализированы и все предыдущие работы.

Силы осцилляторов Fe I были взяты из работы [8], Fe II — [9]; Ti II и Sc II — [10]; V II — [11] и Mg II — из [12].

Кривые роста для разных элементов строились по обыкновенной методике, при  $\theta = 0.5$  было получено наилучшее согласие кривых роста отдельных мультиплетов. На рис. 4 показана сводная кривая роста для всех использованных ионов. Теоретическая кривая роста была заимствована из монографии Унзольда [7].

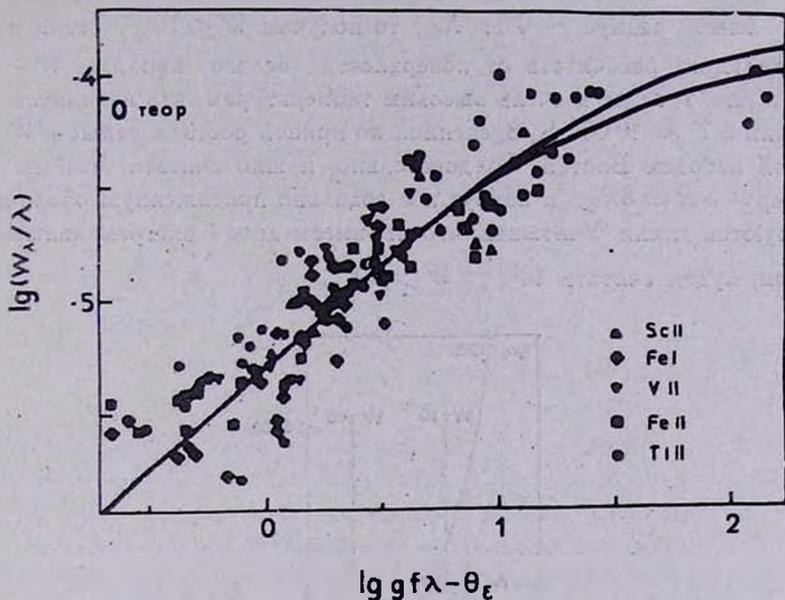


Рис. 4. Кривая роста СН Лебедя.

По кривой роста была определена микротурбулентная скорость  $V_T = 14.2$  км/с, результат очень хорошо согласуется с микротурбулентными скоростями сверхгигантов класса А. Согласно Хяни и Киппер [13], микротурбулентная скорость gM-звезд 3 км/с, что значительно ниже полученной для СН Лебедя.

Определение температуры и плотности среды, где возникает оболочечный спектр,— довольно сложная задача, поскольку нужно иметь в виду геометрическое разрежение излучения (дилюцию).

Во-первых, определяем по методике Виотти [14] значения  $\lg n_e$  и  $W$ . Отношение интенсивностей эмиссионных линий Fe II  $\lambda 4233$  и [Fe II]  $\lambda 4244$  по нашим спектрограммам  $\approx 0.71$ . Из этого следует, что  $W \leq 10^{-4}$  и  $\lg n_e \approx 11.15$ . При этом для нахождения величин  $\lg n_e$ ,  $T_e^{-0.5}$  использовалась  $T_e = 10\,000$  К. Отметим, что полученные значения не соответствуют области формирования спектра поглощения и являются лишь нижним пределом электронной плотности.

Если использовать зависимость температуры от диллюции при разных плотностях, то можно оценить правдоподобные пределы температуры, электронной плотности и коэффициента диллюции.

Первое ограничение на коэффициент диллюции получено способом Виотти. Постараемся еще ограничить эту величину. Эффективная фотосфера горячего источника имеет радиус  $\sim 8 R_{\odot}$  [2]. Поскольку белый карлик имеет радиус  $\sim 0.01 R_{\odot}$ , то получим  $W < 10^{-6}$ , если коэффициент диллюции рассчитать от поверхности белого карлика.  $W = 10^{-6}$ , согласно рис. 5, ведет к очень высоким температурам, что находится в противоречии с  $T \approx 10\,000$  К, оцененной по кривой роста, а также с  $W$ , определенной методом Виотти. Следовательно, нужно считать, что мы имеем фотосферу с  $R \approx 8 R_{\odot}$  и вокруг нее довольно протяженную оболочку, где формируются линии. Учитывая, что мы имеем дело с экстремальным сверхгигантом, будем считать  $10^{-1} > W > 10^{-3}$ .

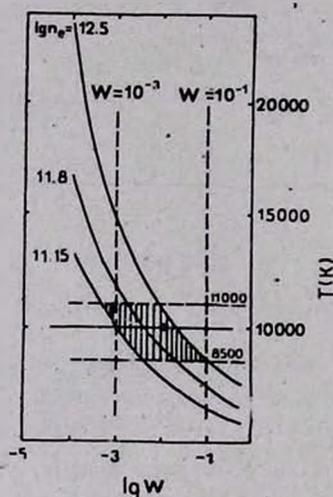


Рис. 5. Определение правдоподобных  $T_a$ ,  $\lg n_e$  и  $W$ .

Нижнюю возможную плотность примем равной полученной методом Виотти, верхнюю —  $\lg n_e = 12.5$ . Последняя согласуется с  $\lg n_e$  для  $\alpha$  Лебеда.

По кривой роста было получено, что температура возбуждения  $T_a \approx 10\,000$  К. На нашем графике представлена ионизационная температура. С учетом связи  $T_a = 0.91 T_i$  [15] получаем  $T_a \approx 11\,000$ . По спектральной классификации спектр соответствует спектрам звезд классов В8-А2, что дает ионизационную температуру 8500—11 000 К.

Отметим, что оцененные по спектральному классу ионизационные температуры зависят также от плотности в оболочке. Менее плотные атмосферы имеют при одинаковом спектральном классе более низкие ионизационные температуры. Грубым дифференцированием формулы Саха получаем приближенную связь между дифференциалами температуры и плотности  $\Delta \theta \approx \Delta \lg n_e / \lambda$ . При звездах класса A0, спектральная классификация которых опирается на линии нейтральных и ионизованных металлов с ионизационными потенциалами около 7 эВ, различие в  $\lg n_e$  на полпорядка означает различие в температурах более 1000 К. Следовательно, верхний предел ионизационной температуры вряд ли выше температуры, определяемой по кривой роста, а нижний находится около 8500 К.

Примем в качестве параметров атмосферы СН Лебедя следующие величины:

$$T_u = 10\,000 \pm 1000 \text{ К.}$$

$$\lg n_e = 12.1 \pm 0.3$$

$$\lg W = -2 \pm 1.$$

Эти параметры можно использовать при определении химического состава оболочки. Для этого воспользуемся формулами Больцмана и Саха. Отметим, что на определение соотношения количества атомов диллюция не влияет, если только линии возникают в одном объеме вещества.

Получим следующие отношения содержания ванадия, железа и скандия к содержанию титана:

Таблица 1

	СН Суг, горячий компонент	СН Суг [17], холодный компонент	К-звезды [16]
$\lg \frac{N_V}{N_{Ti}}$	-0.67	-0.7	-0.60
$\lg \frac{N_{Fe}}{N_{Ti}}$	+1.61	+1.8	+2.00
$\lg \frac{N_{Sc}}{N_{Ti}}$	-1.61	-1.65	-1.70

Учитывая неопределенность анализа сложных спектров нестационарных звезд, нужно считать, что содержание ванадия, железа и скандия по отношению к содержанию титана в оболочке горячего источника СН Ле-

беда не отличается от содержания тех же элементов в атмосфере К-звезд. Основываясь на рассчитанных методом Унзольда значениях  $\lg N_{O_2}H$  и учитывая условия возбуждения, получаем, что количества атомов в столбе с основанием  $1 \text{ см}^2$  равны:  $\lg N_H H = 22.28$  и  $\lg N_{Fe} H = 17.42$ . Отсюда  $\lg \frac{N_{Fe}}{N_H} = -4.86$ . Для Веги  $\lg \frac{N_{Fe}}{N_H} = -4.95$  [18]. Для Солнца  $\lg \frac{N_{Fe}}{N_H} = -4.40$  [19], следовательно,  $\left| \frac{Fe}{H} \right| = -0.46$ . Такой дефицит металлов — явление обыкновенное для поздних гигантов, например, для Арктура  $\left| \frac{Fe}{H} \right| = -0.7$  [20]. Нагретое вещество, вытекшее из красного гиганта, имеет, как и следовало ожидать, дефицит металлов. Однако к этому результату следует относиться с некоторой осторожностью, поскольку населенности, полученные методом Унзольда и методом кривой роста, могут быть сравнимы только в грубом приближении.

Фараджиана и Хак [17] провели, опираясь на линии нейтральных металлов, анализ содержания металлов в холодном компоненте СН Лебеда. Хорошее совпадение результатов дает основание считать химический состав СН Лебеда нормальным. Отметим, что в рамках модели двойной звезды с перетеканием вещества проанализирован химический состав вещества в двух состояниях возбуждения, и, как естественно было ожидать, результат оказался одинаковым.

5. *Обсуждение результатов и выводы.* Проведенный анализ показывает большое сходство среды, где формируется оболочечный спектр СН Лебеда, с атмосферами сверхгигантов классов В8 I<sup>+</sup> — А2 I<sup>+</sup>. Появление обратных Р Суг контуров связано с протяженной оболочкой, которая сжимается. Это свидетельствует о том, что на горячий компонент происходит аккреция и непрозрачное в сине-фиолетовом континууме ядро горячего источника имеет размеры около  $8 R_{\odot}$  [2].

Уже по виду спектра можно было ожидать результаты, которые были получены количественным анализом, следовательно, нет оснований сомневаться в правильности выводов. Это означает, что могут существовать объекты, где из-за достаточно быстрого темпа аккреции на вырожденную звезду загорается водород в слое вокруг вырожденной звезды, и что при определенном темпе аккреции может возникнуть квазистационарный объект, похожий на горячий сверхгигант.

Авторы благодарны М. Киппер за помощь при отборе данных о силах осцилляторов, а также Секции астрономии с Национальной астроно-

мической обсерваторией АН НРБ и Институту астрофизики и физики атмосферы АН ЭССР за гостеприимство во время взаимных визитов.

Институт астрофизики и физики  
атмосферы АН ЭССР  
Секция астрономии с Национальной  
астрономической обсерваторией  
АН НРБ

## THE SHELL SPECTRUM OF CH CYGNI SINCE THE BRIGHTENING IN THE FALL OF 1981

L. LUUD, T. TOMOV

CH Cygni has had a well-developed shell spectrum since the brightening in the fall of 1981. Using two spectrograms with the dispersion 4.2 Å/mm, the shell of the star has been studied. It has been shown that the shell lines are formed around the hot component. The shell ionization temperature 10 000 K, electron density —  $10^{13}$  cm<sup>-3</sup> and the dilution coefficient —  $10^{-1}$  —  $10^{-3}$  have been evaluated from the curve of growth. It has been pointed out that the physical conditions in the accretive shell are close to the conditions in the atmospheres of extremely bright B8 — A2 supergiants.

### ЛИТЕРАТУРА

1. U. Hopp, S. Witzigmann, IBVS, No. 2046, 1981.
2. Л. Лууд, Т. Томов, Я. Венник, К. Панов, Письма АЖ, 8, 476, 1982.
3. Л. Лууд, Астрофизика, 16, 443, 1980.
4. Т. Томов, Л. Лууд, Астрофизика, 20, 99, 1984.
5. Т. Томов, Л. Лууд, Препринт отделения физико-математических и технических наук, АН ЭССР (в печати).
6. Л. Лууд, Изв. АН Эст. ССР, сер. физика и математика, 19, 177, 1970.
7. А. Унзольд, Физика звездных атмосфер, М., 1949.
8. J. M. Bridges, R. L. Kornblith, Ap. J., 192, 793, 1974.
9. M. M. Phillips, Ap. J., Suppl. ser; 39, 377, 1979.
10. W. L. Wiese, J. R. Fuhr, J. Phys. Chem. Ref. Data, 4, No. 2, 1975.
11. J. R. Roberts, T. Andersen, G. Srensen, Ap. J., 181, 587, 1973.
12. Г. А. Касобов, В. В. Веселов, Спектроскопические таблицы для низкотемпературной плазмы, Атомиздат, М., 1973.
13. Л. Хяни, М. Киппер, Публ. Тартуской обс., 43, 51, 1975.
14. R. Viotto, Ap. J., 204, 293, 1976.
15. Э. Р. Мустель, Звездные атмосферы, Физматгиз, М., 1960.
16. M. Hack, B. Struve Stellar Spectroscopy — Normal Stars. Observatorio Astronomico Trieste, 1969, p. 177.

17. *R. Faraggiana, M. Hack, Astron. Astrophys., 15, 55, 1971.*
18. *K. Hunger, Z. Astrophys, 39, 273, 1956.*
19. *O. Engvold, Physica Scripta, 16, 48, 1977.*
20. *R. Mäke, R. Griffin, R. Griffin, H. Holweger, Astron. Astrophys., Suppl. ser., 19, 303, 1975.*