

ФИЗИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ ИЗЛУЧАЮЩЕГО В КОНТИНУУМЕ СЛОЯ ЗВЕЗДЫ L_2 Pup

Е.В.РУБАН, А.А.АРХАРОВ, Е.И.ГАГЕН-ТОРН, В.В.НОВИКОВ

Поступила 18 июня 2008

Принята к печати 12 ноября 2008

На основе результатов спектрофотометрических наблюдений в диапазоне 485-1105 нм для разных моментов времени были получены основные физические параметры излучающего в континууме слоя L_2 Pup: спектрофотометрические температуры, радиусы и скорости удаления от центра звезды. Были установлены фазовые зависимости этих параметров в течение цикла, при этом температура менялась от 2300 до 2900 К, изменения радиуса достигали 60%. Отмечается эпизодический характер изменения радиуса излучающего слоя, обнаружена зависимость радиуса слоя от длины волны, оценены вариации скорости расширения.

Ключевые слова: *звезды:спектрофотометрия:переменность - объект: L_2 Pup*

1. *Введение.* L_2 Pup (BS 2748, HD 56096, HIP 34922) - одна из ближайших (расстояние 61 пк [1]) полуправильных долгопериодических переменных звезд-красных гигантов (спектральный класс M5 III), теряющих массу. Звезда классифицируется как переменная SRb. Этот класс звезд отличается от типичных долгопериодических переменных типа Миры меньшими амплитудами ($<3^m$ для L_2 Pup) и нечеткой периодичностью. Действительно, период нестабильности L_2 Pup лежит в интервале (132-146d) и характеризуется небольшой волной на графике, показывающем изменение периода за 75 лет наблюдений [2]. По своему эволюционному статусу звезда находится на асимптотической ветви гигантов (AGB), но отличается от остальных звезд этой ветви сравнительно малым периодом пульсаций и очень медленным звездным ветром: направленные наружу скорости движения материи в околозвездной оболочке ~ 3 км/с [3]. Согласно гидродинамической модели [4], медленный ветер у красных гигантов коротких периодов может быть связан с очень малой ролью давления излучения на пыль и большой ролью пульсаций, при которых в возмущенной ударной волной фотосфере скорости должны быть большими. Они и определяют дальнейшее движение материи в более высоких слоях.

Однако фотосфера данной звезды, как и других звезд поздних спектральных классов, практически не изучалась из-за больших трудностей выделения континуума в спектре звезды. Эти трудности и методы по их преодолению при исследовании континуумов холодных звезд подробно рассмотрены нами в [5,6]. В настоящей работе используются те же методы для исследования

непрерывного спектра L_2 Pup. Цель исследования - определение физических параметров (спектрофотометрической температуры, относительного радиуса и скорости расширения) излучающего в континууме слоя звезды в различных фазах цикла переменности ее блеска. Исследования основаны на результатах наблюдений, имеющихся в Пулковской базе спектрофотометрических данных (ПБСД) и опубликованных в [7,8].

2. *Результаты наблюдений.* Спектрофотометрические наблюдения звезды L_2 Pup проводились в Боливии в 1988-1989гг на телескопе АЗТ-7 в спектральном диапазоне 485-1105нм [7]. В табл.1 приведены номера наблюдений по порядку, N , и даты наблюдений в юлианских днях, JD. Здесь же даны соответствующие датам фазы цикла, ph , вычисленные от нулевой эпохи 2448506.9JD, приведенной в [1]. Поскольку эпоха представленных наблюдений предшествовала нулевой эпохе на 7 циклов, то положение максимума в наблюдаемый период было получено от нулевой эпохи назад с периодами, соответствующими каждому предшествовавшему циклу [2]. В рассматриваемую эпоху период изменения блеска звезды составлял 138.0 d [2].

Таблица 1

ДАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ

N	JD2447...	ph	N	JD2447...	ph
1	450	0.31	10	561	1.12
2	464	0.41	11	576	1.22
3	465	0.42	12	581	1.26
4	470	0.46	13	600	1.40
5	473	0.48	14	602	1.41
6	509	0.74	15	619	1.54
7	544	0.99	16	666	1.88
8	545	1.00	17	668	1.89
9	555	1.07	18	670	1.91

Как видно из таблицы, наблюдения звезды охватывали полтора цикла переменности блеска (220 дней), что позволяло провести исследования результатов наблюдений в разных фазах.

Значения наблюденных абсолютизированных звездных величин, m_λ , полученные в разные даты, нанесены на рис.1 в зависимости от длины волны: а - для дат с номерами $N = 1 + 9$; б - для дат с номерами $N = 10 + 18$. По оси абсцисс отложена длина волны, λ , в нм; по оси ординат - величина $m_\lambda = -2.5 \log E_\lambda$, где E_λ - квазимонохроматическая освещенность от звезды на внешней границе земной атмосферы, представленная в эргсм⁻²с⁻¹см⁻¹. На вертикальных отрезках (здесь и на последующих рисунках) отложены максимальные величины случайных ошибок [9].

На рисунке хорошо видны различия полученных в разные даты распределений энергии в спектре звезды. Используя наблюденные величины, мы

определили физические параметры, ответственные за эти распределения: температуру и радиус излучающего слоя.

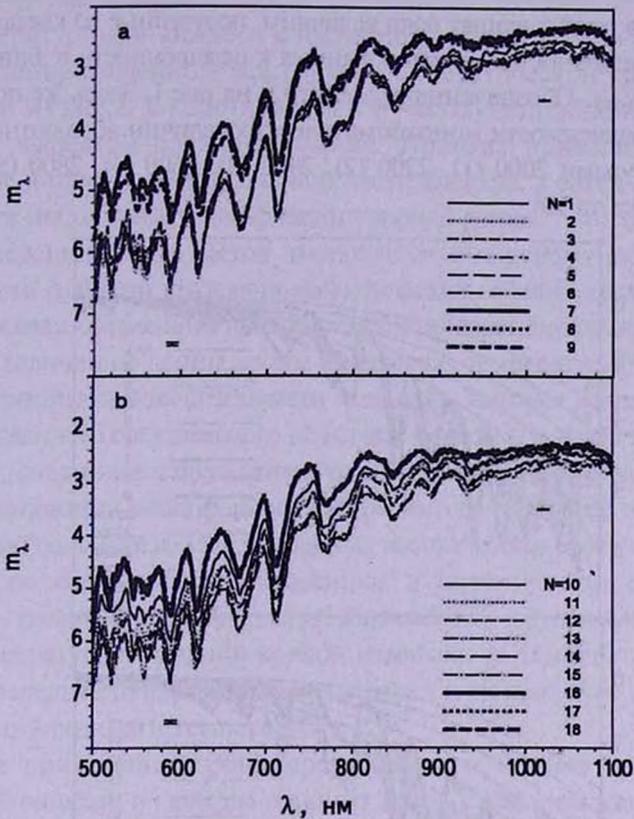


Рис.1. Спектральные зависимости наблюдаемых квазимonoхроматических величин звезды, полученные в разные даты: $N = 1, \dots, 9$ (а); $N = 10, \dots, 18$ (б).

3. Спектрофотометрические температуры. Основным параметром, характеризующим распределение энергии в спектре звезды, является спектрофотометрическая температура T_s , т.е. температура слоя, из которого излучается непрерывный спектр. Эта температура, по определению, равна температуре абсолютно черного тела, распределение энергии в спектре которого совпадает с распределением энергии в спектре звезды.

Как было отмечено выше, сравнение теоретических и наблюдаемых распределений энергии для звезд поздних спектральных классов связано с большими трудностями. Эти трудности обуславливаются огромным количеством линий и полос, blanketing непрерывный спектр так, что "чистого" континуума практически нет. Большая неопределенность континуума сказывается и на большой неопределенности спектрофотометрической температуры. В предыдущих работах [5,6] для уменьшения ошибки мы использовали два графических метода сравнения наблюдаемых

и теоретических данных: абсолютный и дифференциальный. Этими же методами мы воспользовались и в настоящем исследовании.

Абсолютный метод сравнения иллюстрируется на рис.2, где приведены для разных дат в разных длинах волн величины, полученные из квазимонохроматических освещенностей, нормированных к освещенности в длине волны 1040 нм, $m_\lambda - m_{1040}$. Обозначения те же, что и на рис.1. Здесь же построены спектральные зависимости монохроматических величин абсолютно черных тел с температурами 2000 (1), 2200 (2), 2400 (3), 2600 (4), 2800 (5), 3000К (6). Нормировка та же.

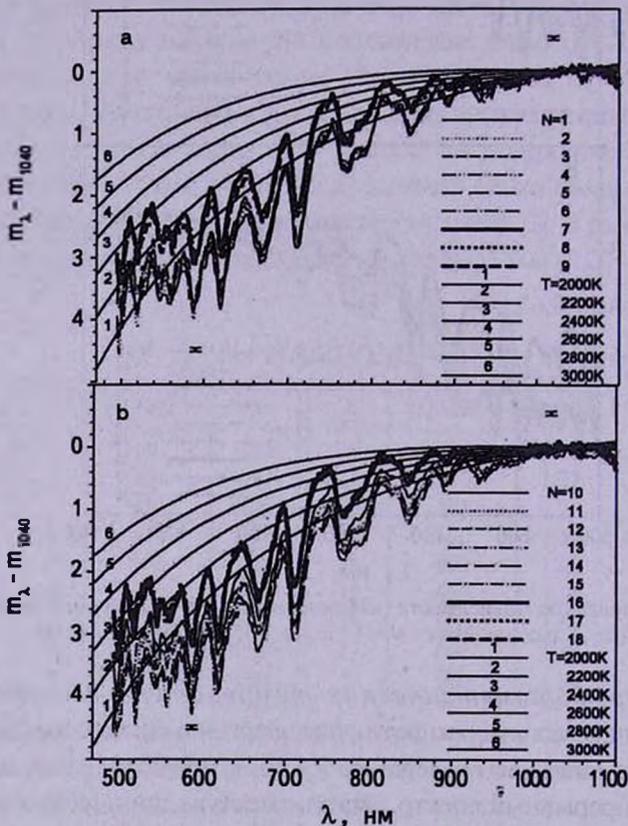


Рис.2. Распределения энергии в спектре звезды, полученные в разные даты: $N=1, \dots, 9$ (а); $N=10, \dots, 18$ (б), - и теоретические распределения энергии в спектрах абсолютно черных тел различных температур. Нормировка в $\lambda = 1040$ нм.

На рисунке видно, что наблюдаемые кривые, полученные в разные даты, располагаются веерообразно относительно длины волны нормировки. "Веером" располагаются и теоретические кривые для разных температур. Из сравнения наблюдаемых и теоретических данных следует, что наблюдаемые температуры лежат в диапазоне 2300 ± 2900 К. Такой разброс температур в 600 К

значительно превосходит случайный разброс, который в графическом методе равен половине интервала температур между соседними теоретическими кривыми (у нас ± 100 K).

Температуру для каждого конкретного случая можно определить из совпадения наблюдаемого континуума с теоретической кривой. Однако, как видно из рис.2, в коротковолновой части спектра континуум сильно занижен эффектом бланкетирования. Поэтому приходится проводить сравнение лишь в длинноволновой части спектра, а затем для уточнения результата использовать дифференциальный метод.

Дифференциальный метод заключается в определении спектральной зависимости разности квазимонохроматических величин двух наблюдений и в последующем сравнении этой зависимости с теоретическими зависимостями разности величин от длины волны для разных температур. Если учесть, что эффект бланкетирования практически одинаково занижает непрерывный спектр всех звезд данного спектрального подкласса (могут быть лишь незначительные вариации, связанные с возможным различием температур разных звезд), то при использовании в дифференциальном методе разностей величин разных наблюдений одной звезды эта постоянная составляющая спектров исключается. Поэтому по совпадению наблюдаемых и теоретических кривых можно установить различие температур слоя, излучающего наблюдаемый континуум. Если температура для одной кривой известна, то температуру для другой легко определить путем введения поправки к температуре первой кривой на величину разности температур.

Перед применением дифференциального метода для уменьшения случайной ошибки, в качестве опорных данных при определении разностей мы приняли усредненные результаты 2-го и 3-го наблюдений (даты этих наблюдений различаются на 1 день). Поскольку освещенности от звезды в эти даты были наименьшие (см. рис.1а), то, обозначив усредненные величины как " $\min I_\lambda$ ", мы сопоставили их с результатами всех наблюдений, вычислив $\Delta m_\lambda = m_\lambda - \min I_\lambda$. При этом температуру кривой $\min I_\lambda(\lambda)$ определили как 2400 K (температура 2-й и 3-й кривой) из абсолютного метода (см. рис.2а).

На рис.3 нанесены в зависимости от длины волны разности Δm_λ для разных дат. Обозначения те же. Здесь же построены аналогичные зависимости разностей монохроматических величин абсолютно черных тел с температурами, различающимися на $200 \div 600$ K: $\Delta m_\lambda = m_\lambda(T) - m_\lambda(2400)$, где $T = 2000 \div 3000$ K. В качестве исходной температуры для теоретических кривых принята температура 2400 K. По оси ординат отложена величина $\Delta m_\lambda - \Delta m_{1040}$, по оси абсцисс - λ , в нм. Длина волны нормировки та же.

Как отмечалось в работах [5,6], несмотря на сложный вид наблюдаемой дифференциальной кривой (наличие "пилы", "волн", "горбов", привнесенных спектрами поглощения и эмиссии), составляющая непрерывного спектра

в ней является монотонной функцией длины волны. Поэтому ход кривых $\Delta m_\lambda(\lambda)$ определяется различием температур непрерывных спектров.

Так, из рис.3а видно, что все наблюдаемые зависимости обуславливаются равными или более высокими, чем 2400 К, температурами. То же относится почти ко всем зависимостям, представленным на рис.3б. Лишь кривые, полученные в 13-й и 14-й датах, определяются более низкими температурами.

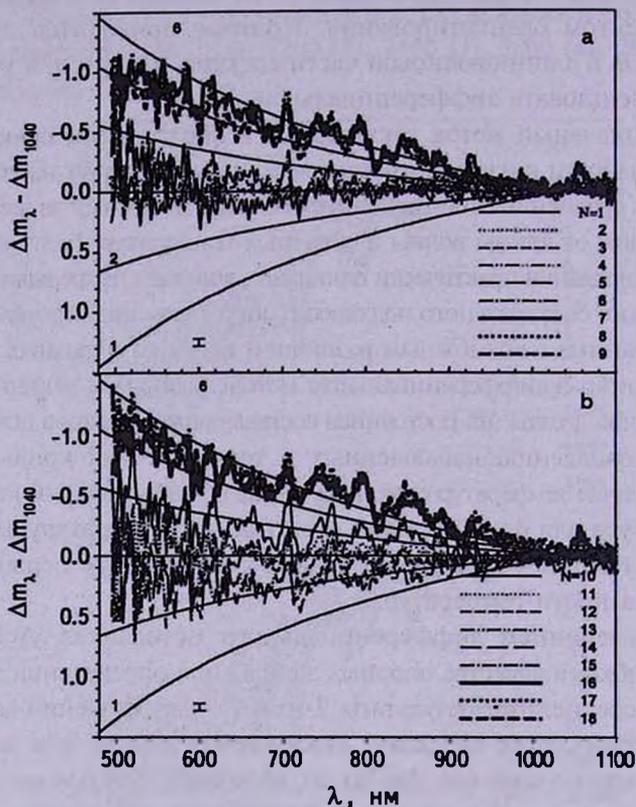


Рис.3. Спектральные зависимости наблюдаемых разностей $\Delta m_\lambda(N) = m_\lambda(N) - \min_\lambda$: $N=1, \dots, 9$ (а); $N=10, \dots, 18$ (б) - и теоретических, $\Delta m_\lambda(T) = m_\lambda(T) - m_\lambda(2400)$: $T=2000$ К(1), $T=2200$ К(2), $T=2400$ К(3), $T=2600$ К(4), $T=2800$ К(5), $T=3000$ К(6). Нормировка та же.

После согласования результатов обоих методов мы получили спектрофотометрические температуры, характеризующие наблюдаемые в разные даты распределения энергии в спектре звезды. Номера наблюдений по порядку, N , и полученные для каждого наблюдения температуры, T_c , приведены в табл.2.

Согласно данным таблицы, минимальное различие температур составляет 100 К, что совпадает с величиной ошибки определения температуры. Как следует из теории ошибок, доверительная вероятность реальности такого различия превосходит вероятность случайности и составляет 70%. Вероятность реальности всех остальных различий еще больше, а при различиях, превы-

шающих 300 К, доверительная вероятность превосходит 99%. Кроме того, приведенные температуры взаимно подтверждены двумя методами. Поэтому они реальны с большой степенью достоверности.

Таблица 2

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ, T_c

N	T_c , К	N	T_c , К
1	2400	10	2600
2	2400	11	2500
3	2400	12	2400
4	2500	13	2300
5	2500	14	2300
6	2500	15	2500
7	2900	16	2800
8	2900	17	2900
9	2800	18	2900

4. *Относительные радиусы.* Как и в [5,6], для определения отношения радиусов излучающего слоя в разные моменты наблюдений мы воспользовались известной формулой, связывающей абсолютную величину звезды в длине волны λ с ее температурой, T , и радиусом, R . Если учесть, что разность абсолютных величин звезды в разные моменты наблюдений равна разности ее видимых величин m_λ , можно вывести формулу, опре-

Таблица 3

НАБЛЮДЕННЫЕ КВАЗИМОНОХРОМАТИЧЕСКИЕ
ВЕЛИЧИНЫ, m_λ

N	m_{540}	m_{580}	m_{610}	m_{660}	m_{700}	m_{820}	m_{880}	m_{980}	m_{1040}
1	5.718	5.866	5.386	5.303	4.333	3.000	2.824	2.656	2.531
2	5.880	5.872	5.483	5.203	4.316	3.165	2.977	2.845	2.648
3	5.982	5.970	5.458	5.197	4.327	3.138	2.991	2.858	2.669
4	5.850	5.834	5.356	5.127	4.248	3.129	2.964	2.865	2.652
5	5.559	5.660	5.239	5.045	4.187	3.122	3.025	2.720	2.628
6	5.418	5.654	5.244	5.104	4.140	3.057	2.891	2.791	2.613
7	4.616	4.699	4.241	4.253	3.473	2.513	2.442	2.440	2.323
8	4.722	4.751	4.427	4.244	3.406	2.583	2.528	2.550	2.363
9	4.809	4.972	4.553	4.451	3.455	2.621	2.498	2.504	2.407
10	5.028	5.206	4.943	4.619	3.718	2.760	2.603	2.559	2.353
11	5.578	5.472	5.007	4.908	4.028	2.846	2.683	2.561	2.378
12	5.579	5.614	5.263	4.921	3.972	2.849	2.714	2.555	2.370
13	5.952	5.959	5.478	5.370	4.369	3.139	2.939	2.759	2.539
14	6.113	5.817	5.508	5.265	4.344	3.138	2.950	2.789	2.509
15	5.481	5.741	5.306	5.135	4.416	3.243	3.028	2.889	2.665
16	4.663	4.786	4.326	4.320	3.362	2.511	2.425	2.414	2.322
17	4.477	4.631	4.295	4.270	3.276	2.477	2.406	2.404	2.354
18	4.472	4.721	4.277	4.304	3.378	2.440	2.403	2.408	2.368

деляющую отношение радиусов в моменты $N1$ и $N2$:

$$\log(R_{\lambda, N2}/R_{\lambda, N1}) = 1.56(1/T_{N2} - 1/T_{N1})/5\lambda - (m_{\lambda, N2} - m_{\lambda, N1})/5. \quad (1)$$

В табл.3 приведены наблюдаемые квазимонохроматические величины m_λ из [7,8], полученные в разные даты (N), в избранных длинах волн λ , соответствующих локальным максимумам на рис.1.

Используя наблюдаемые величины из табл.3 и температуры излучающего слоя из табл.2, мы вычислили отношения радиусов слоев, полученных в разные даты, относительно усредненного радиуса во 2-й и 3-й датах, $(R_N/R_{\min})_\lambda$. Отношения приведены в табл.4 для каждой даты, N , в тех же длинах волн, λ . В последних двух столбцах даны усредненные по длинам волн отношения, $(R_N/R_{\min})_{cp}(cp(N))$, и стандартные отклонения отдельных значений от среднего, s_N .

Таблица 4

ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ РАДИУСЫ ИЗЛУЧАЮЩЕГО СЛОЯ,
 $(R_N/R_{\min})_\lambda$, ДЛЯ РАЗНЫХ N И λ , УСРЕДНЕННЫЕ ЗНАЧЕНИЯ
 РАДИУСА, $cp(N)$, И СТАНДАРТНЫЕ ОТКЛОНЕНИЯ ОТ
 СРЕДНЕГО, s_N

N	$\lambda 540$	$\lambda 580$	$\lambda 610$	$\lambda 660$	$\lambda 700$	$\lambda 820$	$\lambda 880$	$\lambda 980$	$\lambda 1040$	$cp(N)$	s_N
1	1.10	1.03	1.04	0.95	0.99	1.07	1.08	1.09	1.06	1.04	0.05
2	1.02	1.02	0.99	1.00	1.00	0.99	1.00	1.00	1.00	1.01	0.01
3	0.98	0.98	1.01	1.00	1.00	1.01	1.00	1.00	1.00	0.99	0.01
4	0.83	0.85	0.87	0.86	0.87	0.87	0.88	0.86	0.89	0.86	0.02
5	0.95	0.92	0.91	0.90	0.90	0.88	0.88	0.88	0.90	0.91	0.02
6	1.01	0.92	0.91	0.87	0.92	0.90	0.91	0.91	0.91	0.92	0.04
7	0.70	0.72	0.76	0.71	0.71	0.72	0.71	0.71	0.71	0.72	0.02
8	0.67	0.70	0.69	0.71	0.73	0.69	0.69	0.68	0.70	0.70	0.02
9	0.76	0.74	0.76	0.74	0.81	0.76	0.77	0.76	0.74	0.76	0.02
10	0.99	0.93	0.87	0.92	0.95	0.90	0.92	0.90	0.92	0.93	0.04
11	0.94	1.00	1.02	0.95	0.96	0.99	1.00	1.01	1.01	0.98	0.03
12	1.18	1.15	1.10	1.14	1.17	1.15	1.13	1.15	1.14	1.15	0.03
13	1.01	1.02	1.00	1.08	1.02	0.99	0.98	0.96	0.95	1.01	0.04
14	1.09	0.95	1.02	1.03	1.01	0.99	0.98	0.97	0.93	1.00	0.05
15	0.65	0.75	0.76	0.81	0.88	0.90	0.89	0.90	0.89	0.81	0.09
16	0.81	0.81	0.84	0.78	0.84	0.80	0.80	0.79	0.77	0.81	0.03
17	0.75	0.74	0.74	0.70	0.77	0.73	0.73	0.73	0.70	0.73	0.03
18	0.75	0.71	0.74	0.69	0.74	0.74	0.73	0.72	0.70	0.73	0.02

Как следует из таблицы, средние значения радиуса, $cp(N)$, для разных дат лежат в диапазоне $0.7 \div 1.15$, т.е. разброс средних значений составляет 0.45, что значительно превосходит случайный разброс: $s_N = 0.01 \div 0.09$. Следовательно, полученные изменения радиуса между датами действительно имели место.

Рассмотрим фазовые зависимости полученных параметров.

5. *Фазовые зависимости параметров.* Используя период $p=138.0d$ [2], мы совместили данные всех наблюдений по фазам, сосредоточив их в одном цикле, и построили на рис.4 зависимости наблюдаемых квазимонохроматических величин звезды в избранных длинах волн (см. табл.3), m_λ (a), а также спектрофотометрической температуры, T_c (b), и усредненного по длинам волн относительного радиуса, $(R_N/R_{\min})_{cp}$ (c), от фазы, ph_1 ,

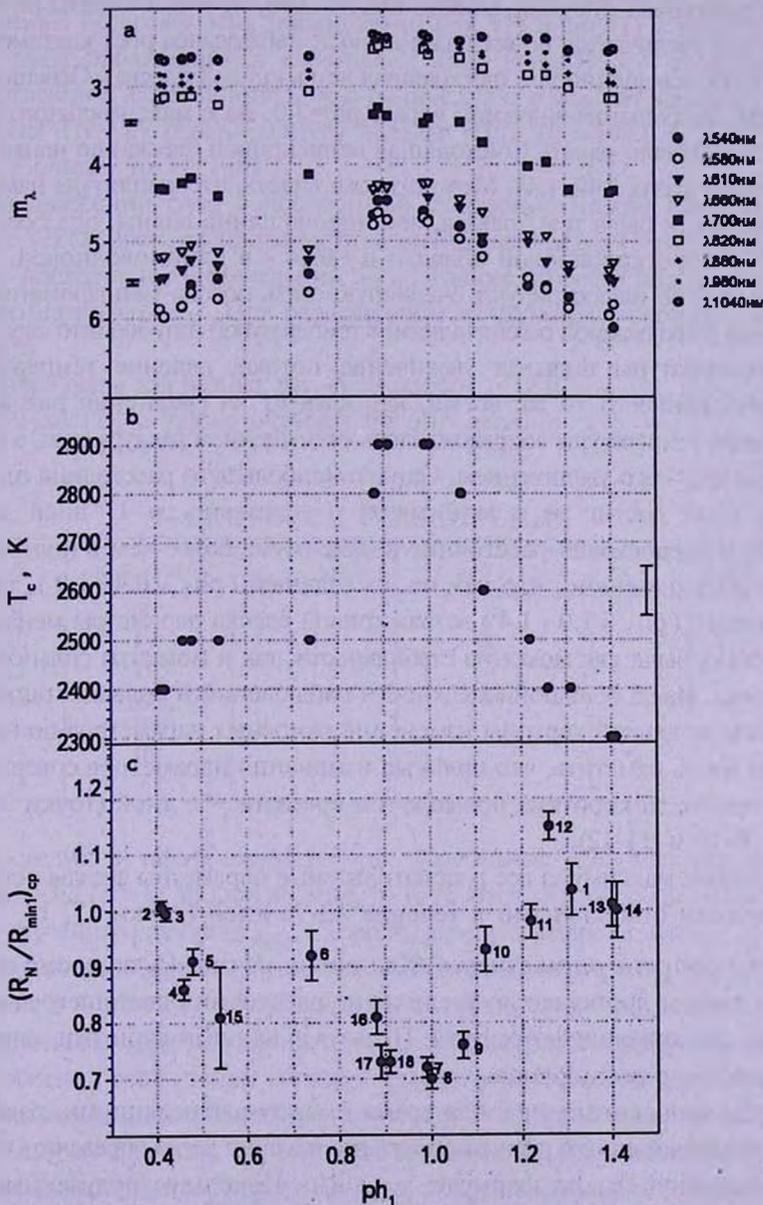


Рис.4. Величина m_λ (a) в длинах волн λ , температура, T_c (b), и радиус слоя $(R_N/R_{\min})_{cp}$ (c), в различных фазах цикла ph_1 ; число - номер наблюдения - N.

внутри одного цикла. На рис.4с у каждой точки на отрезках отложены ошибки, $\pm s_p$, которые показывают разброс значений радиуса в отдельных длинах волн. Возможная ошибка по фазе из-за объединения результатов соседних циклов составляет $\sim 1.5\%$ (различие периодов ± 2 дня), что меньше размера точек построения. Отметим, что у 15-й точки ошибки в 2-3 раза больше ошибок остальных точек. Причину этого мы рассмотрим ниже.

Рассматривая рисунок, можно видеть, что, начиная с фазы $ph=0.41$ в сторону ее увеличения, во всех длинах волн наблюдался рост квазимонохроматических освещенностей (восходящая ветвь кривой блеска). Освещенности достигли наибольших значений в фазе $ph=1.0$, фазе максимального блеска. Далее они начали падать (нисходящая ветвь кривой блеска) до наименьших значений в фазах 1.40, 1.41. Можно также видеть, что амплитуда изменения освещенности была тем больше, чем короче длина волны: она составляла $\sim 1^m.5$ - в коротковолновой области и $\sim 0^m.4$ - в длинноволновой.

Рис.4а и 4б иллюстрируют очевидную связь потока монохроматического излучения (наблюдаемой освещенности) с температурой излучающего слоя звезды: рост температуры вызывал увеличение потока, падение температуры - его уменьшение. В то же время, как следует из сравнения рис.4б и 4с, увеличение температуры сопровождалось уменьшением радиуса слоя, а падение температуры - его увеличением. Однако наибольшего расстояния от центра звезды слой достиг не в минимуме, а примерно за 17 дней до него ($N=12$) и превосходил расстояние в максимуме более чем в полтора раза.

Из рисунка видно, что как на восходящей ($ph_1 = 0.4 \div 1.0$), так и на нисходящей ($ph_1 = 1.0 \div 1.4$) ветвях кривой блеска параметры менялись не монотонно: были как моменты стабильности, так и моменты сильного роста и падения. Из-за большой скважности наблюдений и больших ошибок мы не имеем детальной картины изменений основных параметров по времени. Можем лишь отметить, что сильные изменения параметров совершались, как правило, за короткие промежутки времени, < 6 дней (точки 3-4, 4-5, 16-17, 9-10 и 11-12).

В районе максимума все рассматриваемые параметры звезды оставались практически стабильными в течение 13-15 дней (точки 17, 18, 7, 8).

6. Скорости расширения. Как видно из рис.4с, во время падения блеска звезды происходило увеличение расстояния светящегося слоя от центра - расширение фотосферы. Пользуясь нашими данными, определим скорость этого расширения.

Путь, пройденный слоем за время t между наблюдениями, равен ΔR , и при предположении о равномерности расширения легко определить скорость движения слоя, v , по формуле: $v = \Delta R/t$. Используя полученные выше относительные радиусы слоев (относительно R_{wh1} , см. табл.4), можно определить относительные скорости в разные моменты наблюдений. Для

перевода их в абсолютные, км/с, надо знать в абсолютных единицах значение радиуса слоя во время одного из наблюдений и из табл.4 определить $R_{\min 1}$. Тогда формула для определения скорости примет следующий вид:

$$v_{N2,N1} = k \cdot (R_{N2}/R_{\min 1} - R_{N1}/R_{\min 1}) / (JD_{N2} - JD_{N1}), \quad (2)$$

где $v_{N2,N1}$ - средняя скорость расширения слоя за время между наблюдениями $N2$ и $N1$; $R_{N2}/R_{\min 1}$, $R_{N1}/R_{\min 1}$ - усредненные относительные радиусы слоя, полученные во время этих наблюдений ($\text{cp}(N2)$ и $\text{cp}(N1)$ в табл.4); JD_{N2} , JD_{N1} - даты наблюдений в юлианских днях (табл.1); k - коэффициент абсолютизации. Если принять, что радиус слоя в момент максимального излучения ($N=8$) равен радиусу звезды [10]: $R_8 = 109.6 R_\odot$, где R_\odot - радиус Солнца, то $k=1261$.

При движении слоя с постоянной скоростью можно вычислить по формуле (2) скорость расширения от момента максимума ($N=8$) до момента каждого последующего наблюдения, $v_{8,N}$, а также скорости между соседними наблюдениями, $v_{(N-1),N}$. При равномерном движении все скорости должны совпадать.

В табл.5 даны для разных дат, N , скорости $v_{8,N}$ и $v_{(N-1),N}$, вычисленные по формуле (2), а также ошибки их определения $s_{8,N}$ и $s_{(N-1),N}$.

Таблица 5

СКОРОСТИ РАСШИРЕНИЯ

N	$v_{8,N}$, км/с	$s_{8,N}$, км/с	$v_{(N-1),N}$, км/с	$s_{(N-1),N}$, км/с
9	8	4	8	4
10	18	4	36	9
11	11	1	4	4
12	16	1	43	11
1	10	2	-	-
13	10	1	-	-
14	7	1	-	-

Как следует из табл.5, скорости $v_{8,N}$, полученные за промежутки времени от максимума ($N=8$) до любой даты, различаются между собой значительно больше случайного разброса $s_{8,N}$. Скорости между соседними датами, $v_{(N-1),N}$, различаются еще больше. Несмотря на большие ошибки, $s_{(N-1),N}$, различия скоростей и в этом случае превосходят ошибки в несколько раз.

Следовательно, предположение о постоянстве скорости расширения неверно: на протяжении всей стадии падения блеска звезды скорость излучающего слоя менялась неоднократно, причем за короткие промежутки времени (<6 дней). Поэтому скорости, сосчитанные для больших временных интервалов, $v_{8,N}$, сильно занижены. Скорости $v_{(N-1),N}$, определенные для более коротких промежутков времени, ближе к реальности, хотя из-за неравномерности расширения реальные скорости и в этом случае больше, чем $v_{(N-1),N}$.

После 12-й даты, за ~17 дней до минимума, расширение прекратилось. Произошел, по-видимому, отрыв внешних частей (~10% от радиуса слоя), в результате которого несколько уменьшился радиус, но температура излучения оставалась низкой. Началась не очень стабильная (перепады температуры в ~100 К) стадия минимального блеска звезды (точки 13, 14, 2, 3 на рис.4).

Остановимся на восходящей ветви. При рассмотрении рис.4 видно, что и во время роста освещенности, когда температура излучения росла, а радиус излучающего слоя уменьшался, наблюдались отдельные эпизоды расширения слоя (точки 4, 5 и 15, 6). Последующие после расширения уменьшения радиуса слоя могли так же, как и в случае 12-й даты, означать отрыв его внешних частей. Мы вычислили скорость движения слоев между 4-м и 5-м наблюдениями, отстоящими друг от друга всего на 3 дня. Скорость оказалась равной 21 км/с.

Чтобы оценить возможность отрыва внешних слоев с вычисленными скоростями, мы воспользовались законом всемирного тяготения. Предполагая, что масса внешних частей фотосферы пренебрежимо мала по сравнению с массой звезды, скорость отрыва можно вычислить по формуле: $v_1 = \sqrt{GM/R}$, где G - постоянная тяготения, M - масса звезды, R - радиус звезды. Используя, в соответствии с [10], $M = 2.6 M_{\odot}$, $R = 109.6 R_{\odot}$, где M_{\odot} , R_{\odot} - масса и радиус Солнца соответственно, мы получили, что $v_1 \approx 60$ км/с.

Сравнивая v_1 со скоростями, определенными по нашим данным, можно заметить, что скорость в 12-й дате близка к v_1 , если учесть, что реальная скорость больше значения, представленного в табл.5. Поэтому естественно предположить, что вблизи 12-й даты скорость расширения достигла первой космической скорости, в результате чего и произошел отрыв внешних частей излучаемого слоя фотосферы. Что касается других дат (в частности, 5-й), во время которых наблюдался сильный рост скорости с последующим значительным уменьшением радиуса, то с полученными для этих дат скоростями отрыв произойти не мог.

7. Спектральная зависимость радиуса. Остановимся теперь на ошибках у 15-й точки на рис.4с. Большие ошибки у этой точки означают, что разброс значений радиуса в разных длинах волн почти в 3 раза превысил среднюю случайную ошибку.

Мы проверили наличие спектральной зависимости радиуса для 15-го наблюдения и, для сравнения, для всех наблюдений. На рис.5 (а и б - для восходящей и нисходящей ветвей, соответственно) нанесли для каждой даты значения радиуса в избранных длинах волн. Через точки провели линии линейной регрессии.

Из рисунка видно, что большинство линий или параллельны оси абсцисс, или имеют небольшую тенденцию к увеличению радиуса (на ~4-5%)

в коротковолновую сторону. Тенденция небольшая, но пренебречь ею нельзя, поскольку она является характерной для всех, практически, наблюдений на восходящей ветви (рис.5а). Наиболее же существенна она в минимуме ($N=13, 14$): здесь увеличение радиуса в коротковолновом участке спектра составляет $\sim 10\%$.

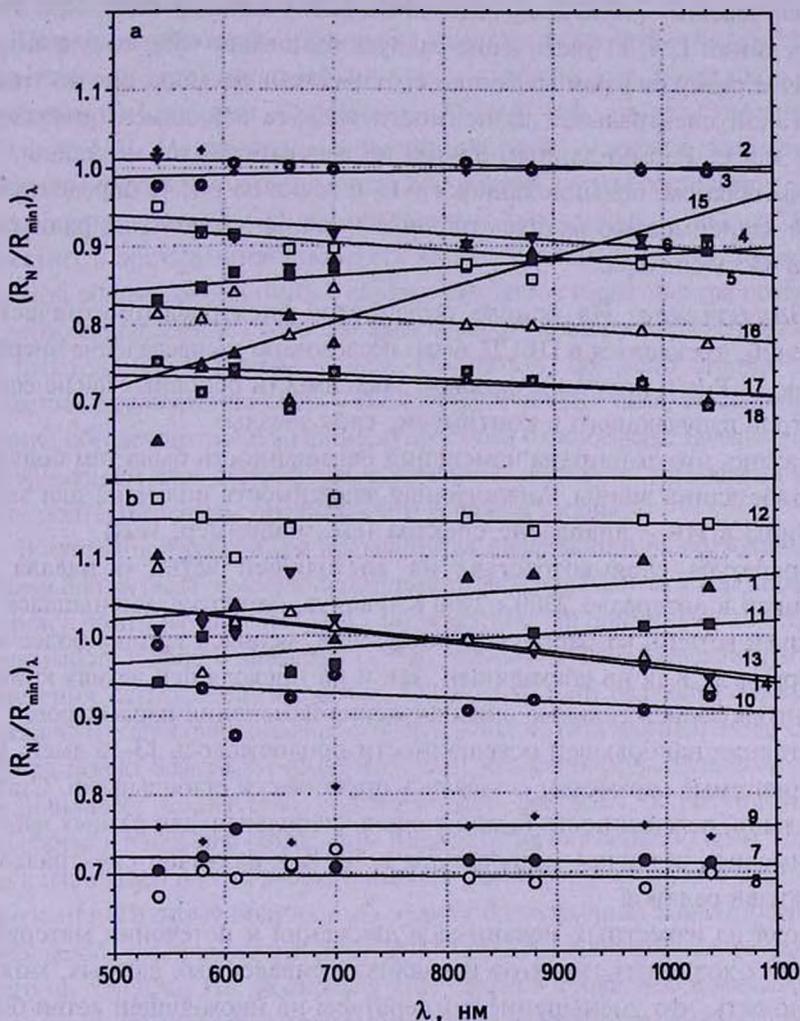


Рис.5. Зависимость относительного радиуса $(R_N / R_{min})_\lambda$, от длины волны, λ , на восходящей (а) и нисходящей (б) ветвях кривой блеска; число - номер наблюдения - N .

Полученный результат подтверждают данные работы [11], авторы которой обнаружили для L_2 Pup увеличение углового диаметра при уменьшении длины волны в диапазоне 650-1000 нм.

Заметим, что радиусы в другом минимуме ($N=2, 3$) такого эффекта не показывают. Это связано с нормировкой всех значений радиусов к значению

радиуса в эти даты. Несовпадение же наклонов линий в двух минимумах ($N=2, 3$ и $N=13, 14$) может указывать на нестабильность минимальной фазы (температуры слоя в представленных датах также несколько различаются, см. точки 13, 14, 2, 3 на рис.4b).

Некоторые линии регрессии на рис.5 ($N=1, 4, 11, 15$) имеют противоположный наклон - увеличение радиуса в сторону длинных волн. При этом если для линий 1, 4, 11 увеличение радиуса составляет ~6%, то для линии 15 различие радиусов в разных концах спектра очень большое, оно достигает ~25%. Такой спектральной зависимости радиуса в видимом диапазоне спектра для L_2 Pup по данным других исследователей мы не нашли.

Таким образом, большие ошибки у 15-й точки на рис.4с определяются сильной зависимостью радиуса от длины волны: увеличение радиуса в красную часть спектра.

8. *Заключение.* На основе результатов спектрофотометрических наблюдений, имеющихся в ПБСД, было исследовано распределение энергии в спектре L_2 Pup и получены фазовые зависимости основных физических параметров излучающего в континууме слоя звезды.

Показано, что амплитуда изменений освещенности была тем больше, чем короче длина волны. Аналогичная зависимость получена для звезд типа Миры в ИК - диапазоне спектра (см., например, [12]).

Температура слоя возрастала на восходящей ветви и падала на нисходящей в интервале 2300 + 2900 К. Радиус, напротив, уменьшался на восходящей ветви и возрастал на нисходящей, меняясь за цикл более чем в полтора раза. Как на восходящей, так и на нисходящей ветвях кривой блеска наблюдались сильные эпизодические изменения параметров.

Состояние наибольшей освещенности продолжалось 13-15 дней. Все рассматриваемые параметры оставались практически стабильными. Стадия минимальной освещенности была не очень стабильная: для разных наблюдений имелись различия температуры в 100 К и различия спектральных зависимостей радиуса.

Исходя из известных механизмов движения и истечения материи в атмосферах холодных гигантов и анализа приведенных данных, можно предположить, что уменьшение температуры на нисходящей ветви было обусловлено увеличением размера фотосферы, в результате чего излучение выходило из более удаленных и холодных слоев.

Это увеличение не было равномерным: эпизодически наблюдались сильные (до 10 раз) возрастания скорости расширения. Последнее и самое сильное увеличение скорости было получено нами за ~17 дней до минимума блеска. В это время скорость была > 43 км/с и приближалась к первой космической скорости, ~60 км/с. Произошел, очевидно, отрыв верхних частей слоя: наблюдалось уменьшение радиуса.

Началась стадия минимального блеска звезды. Но приведенные в движение на стадии расширения внешние слои продолжали, по-видимому, отрываться от звезды. В результате обнажались более глубокие, более горячие слои фотосферы - наблюдалось увеличение температуры и уменьшение радиуса слоя (восходящая ветвь кривой блеска). Однако и на этой стадии время от времени происходило увеличение радиуса.

Полученные скорости увеличения размеров фотосферы (> 43 км/с) больше скоростей, определенных по линиям и полосам: амплитуда скоростей по эмиссионным линиям составляет ~ 25 км/с, по линиям поглощения - ~ 20 км/с [13]. Направленные наружу скорости материи, полученные по широким мазерным образованиям SiO вблизи звезды составляют ~ 10 км/с, а по узким линиям CO в околозвездной оболочке - ~ 3 км/с [3]. Как известно, в протяженной атмосфере красных гигантов, за счет прохождения ударной волны, эмиссионный спектр образуется ниже спектра поглощения. Поэтому приведенные скорости представляют собой распределение скоростей по расстоянию от центра звезды. Поскольку, согласно теории [4], роль давления излучения на пыль у исследуемой звезды мала, то скорость ветра должна обеспечиваться большими скоростями в фотосфере. Большие скорости в излучающем слое фотосферы, полученные по нашим наблюдениям, могут быть подтверждением правильности выводов теории.

В настоящей работе для большинства наблюдений на восходящей ветви кривой блеска была отмечена тенденция увеличения радиуса в коротковолновую сторону. Авторы работы [11], получившие аналогичную спектральную зависимость углового диаметра L_2 Pup, объяснили свой результат рассеянием излучения околозвездной пылью. Объяснить наш результат также можно рассеянием излучения пылью во внутренних слоях окружающей звезду оболочки. Действительно, благодаря отрыву внешних слоев фотосферы (истечению материи) увеличивалось количество рассеивающего вещества, в результате чего и наблюдалась тенденция возрастания радиуса в сторону коротких волн. Напомним, что в настоящей работе рассматривается относительный радиус и его фазовые изменения. Поэтому полученный эффект спектральной зависимости радиуса небольшой: увеличение относительного радиуса в коротковолновую сторону всего на 5%-10%. Но, поскольку этот эффект проявился в минимуме и на восходящей ветви кривой блеска, то, по всей вероятности, именно в минимуме и на стадии роста блеска звезды происходил выброс материи и пополнение околозвездного вещества.

Для некоторых наблюдений было получено увеличение радиуса в длинноволновую сторону спектра. В литературе мы такого результата для L_2 Pup не обнаружили. Но для другой звезды близкого класса, S Ori (тип Миры), подобное увеличение углового диаметра в длинных волнах наблюдалось в диапазоне 1.3-2 мкм [14]. Это увеличение, с точки зрения авторов, было

связано с влиянием молекул, особенно паров воды и слоев CO, лежащих выше фотосферы. К сожалению, к результатам настоящей работы такое объяснение неприменимо, так как они получены в другом спектральном диапазоне. Понять эффект, исходя только из наших данных, мы не смогли: не хватает фактов, в частности, не установлена связь этого эффекта с фазой. Требуется дополнительные наблюдения и исследования.

Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН,
Россия, e-mail: rubane@mail.ru

THE PHYSICAL PARAMETERS OF L_2 PUP LAYER RESPONSIBLE FOR CONTINUUM RADIATION

E.V.RUBAN, A.A.ARKHAROV, E.I.HAGEN-THORN, V.V.NOVIKOV

The main physical parameters of L_2 Pup layer responsible for radiation in continuum are obtained on the base of spectrophotometric observations in the range 485-1105 nm. The spectrophotometric temperatures, radii and recession velocities from stellar center are derived for different periods. The phase dependences of parameters were found during the cycle. The temperature changed from 2300 to 2900 K, the radius variations were about 60%. The episodic character of the layer radius changing and its dependence from wavelength are found, the variations of expansion velocity are estimated.

Key words: *stars:spectrophotometry:variable - individual:L₂Pup*

ЛИТЕРАТУРА

1. The Hipparcos and Tycho Catalogues, ESA SP-1200, ESA 1997.
2. T.R.Bedding, A.A.Zijlstra, A.Jones et al., Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 337, 79, 2002.
3. J.M.Winters, T.Le Bertre, L.-A.Nyman, A.Omont, K.S.Jeong, Astron. Astrophys., 388, 609, 2002.
4. J.M.Winters, T.Le Bertre, K.S.Jeong, Ch.Helling, E.Sedlmayr, Astron. Astrophys., 361, 641, 2000.
5. А.А.Архаров, Е.И.Гаген-Торн, Т.Ю.Пузакова, Е.В.Рубан, Изв. ГАО, 216, 496, 2002.

6. А.А.Архаров, Е.И.Гаген-Торн, Т.Ю.Пузакова, Е.В.Рубан, *Астрофизика*, 48, 175, 2005.
7. G.A.Alekseeva, V.D.Galkin, I.N.Nikanorova, V.V.Novikov, *Baltic Astronomy*, 3, 361, 1994.
8. Е.В.Рубан, Г.А.Алексеева, А.А.Архаров и др., *Письма в Астрон. ж.*, 32, №9, 672, 2006.
9. Е.И.Гаген-Торн, *Изв. ГАО*, 211, 26, 1996.
10. А.А.Архаров, Е.И.Гаген-Торн, В.Д.Галкин и др., "Каталог спектральных, фотометрических, пространственных и физических характеристик 693 ярких звезд", деп. в ВИНТИ, 1997, №2327 - В97, 171с.
11. M.J.Ireland, P.G.Tuthill, T.R.Bedding, J.G.Robertson, A.P.Jacob, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 350, 365, 2004.
12. B.J.Smith, D.Leisawitz, M.W.Castelaz, D.Luttermoser, *Astron. J.*, 123, 948, 2002.
13. K.A.Janes, S.Gaposchkin, *Astrophys. J.*, 139, 813, 1964.
14. M.Wittkowski, D.A.Boboltz, T.Drieble et al., *Astron. Astrophys.*, 479, L21, 2008.