

БЪЛГАРСКА АКАДЕМИЯ НА НАУКИТЕ
ИНСТИТУТ ПО АСТРОНОМИЯ
С НАЦИОНАЛНА АСТРОНОМИЧЕСКА ОБСЕРВАТОРИЯ

**Фотометрично и спектрално изследване
на симбиотичната двойна Z And
в периода на активност 2000 – 2003 г.**

Мима Тодорова Томова

ДИСЕРТАЦИЯ
за присъждане на образователната и научна степен
„доктор“

Професионално направление 4.1 „Физически науки“
01.04.02 Астрофизика и звездна астрономия

Научен консултант:
проф. дфн Невена Маркова

София, 2014

Съдържание

1	Въведение	1
1.1	Симбиотични звезди – основни класификации	2
1.2	Механизми на избухвания	3
1.3	Симбиотичната система Z And	8
1.4	Формулиране на проблема и цел на изследването	13
1.5	Структура на дисертацията	13
2	Наблюдения и редуция	16
2.1	Широкоивични <i>UBVRJHKLM</i> фотометрични данни . . .	16
2.1.1	Наблюдателни данни по време на избухването в периода 2000–2002 г.	16
2.1.2	Наблюдателни данни по време на избухването в края на 2002 г.	21
2.2	Спектрални данни с висока дисперсия	23
3	Фотометрично изследване на системата по време на избухването в периода 2000 – 2002 г.	27
3.1	Анализ на разпределението на енергията	27
3.1.1	Спокойно състояние	28
3.1.2	Активна фаза	34
3.2	Дискусия	36
3.3	Заклучение	37
4	Спектрално изследване на системата по време на избухването в периода 2000 – 2002 г.	39
4.1	Анализ на линейния спектър	39
4.1.1	Балмерови линии	39
4.1.2	Хелиеви линии	44
4.1.3	Линии на елементи от висока степен на йонизация .	47
4.2	Темп на загуба на маса	54
4.3	Модел	56

4.4	Излъчване на вятъра на избухващия компактен спътник .	59
4.5	Заклучение	63
5	Фотометрично и спектрално изследване на системата по време на избухването в края на 2002 г.	64
5.1	Анализ на разпределението на енергията	64
5.1.1	Спокойно състояние	65
5.1.2	Активна фаза	68
5.2	Анализ на спектралната линия He II 4686 и темп на загуба на маса на спътника	71
5.3	Дискусия	75
5.4	Заклучение	75
	Заклучение, основни резултати и приноси	77
	Публикации	81
	Благодарности	85
	Библиография	86
	Abstract	91

Списък на фигурите

1.1	Характерни етапи в еволюцията на симбиотична система	6
2.1	V крива на блясъка на Z And през 2000 – 2003 г.	20
3.1	Разпределение на енергията в спектъра на Z And в спокойно- но състояние и в различни моменти от избухването през 2000–2002 г.	33
4.1	Профил на линията H_{α}	40
4.2	Профил на линията H_{γ}	42
4.3	Профили на триплетните линии на He I в спокойно състо- яние и в активна фаза.	45
4.4	Профили на линиите H_{γ} , He I $\lambda 4471$ и He I $\lambda 4713$	46
4.5	Линията He II $\lambda 4686$ в спокойно състояние и в активна фаза	48
4.6	Изменения на лъчевата скорост на линията He II $\lambda 4686$	50
4.7	Областта на крилата на линията He II $\lambda 4686$	50
4.8	Областта на крилата на линиите H_{γ} и He II $\lambda 4686$	51
4.9	Областта на линиите N III and C III	53
4.10	Схематичен модел на горещия компонент на системата Z And	57
4.11	UBV криви на блясъка на Z And по време на избухването през 2000–2002 г. по данни на Sokoloski et al. (2006).	62
5.1	Разпределение на енергията в спектъра на Z And по време на избухването в края на 2002 г.	69
5.2	Областта на крилата на линията He II 4686 на 12.11.2002	73

Списък на таблиците

2.1	Многоцветна фотометрия	18
2.2	Спектрални данни	24
3.1	Потоци в континуума на компонентите на системата по време на избухването през 2000–2002 г.	29
3.2	Параметри на горещия звезден и небулярния компонент на системата по време на избухването през 2000–2002 г.	32
4.1	Потоци енергия в избрани емисионни линии.	41
4.2	Данни за линията $H\gamma$	43
4.3	Данни за линията $He\ II\ \lambda 4686$	49
4.4	Потоци в континуума от различните области на горещия вятър	61
4.5	Потоци в континуума от различните области на мъглявината	62
5.1	Потоци в континуума на компонентите на системата по време на избухването в края на 2002 г.	66
5.1	Потоци в континуума на компонентите на системата по време на избухването в края на 2002 г. – продължение	67
5.2	Параметри на горещия звезден и небулярния компонент на системата по време на избухването в края на 2002 г.	70
5.3	Данни за линията $He\ II\ 4686$ по време на избухването в края на 2002 г.	72

Глава 1

Въведение

Симбиотичните звезди са група еруптивни двойни, чийто горещ компактен компонент (субджудже, бяло джудже, неутронна звезда) акретира маса от атмосферата на хладен гигант от III – II клас светимост или мирида. Третият компонент на тези системи представлява плътна газова мъглявина, възникнала в резултат на загубата на маса на единия или двата звездни компонента. Загубата на маса се реализира на определени етапи от тяхната еволюция и определя режима на взаимодействието им. В резултат на акрецията върху компактния обект протичат еруптивни процеси, наблюдаващи се като оптически избухвания и характеризирани се в редица случаи с интензивно изхвърляне на маса под различни форми – оптически плътни обвивки, звезден вятър, дискретни изхвърляния (блотове), колимирани струи. Симбиотичните звезди предоставят широки възможности за изследване както на процесите на загуба на маса и акреция, така и за изучаване на механизмите на взаимодействие на компонентите в двойни системи. Процесът на изхвърляне на маса е свързан с изменение на болометричната светимост и преразпределение на енергията на избухващия обект и поради това има изразено фотометрично проявление. Процесите на акреция и изхвърляне на маса имат и спектрални проявления, водещи до възникването на сложни профили на линиите. Всичко това обуславя актуалността на изследването на механизмите на взаимодействие на компонентите в симбиотичните системи както от наблюдателна, така и от теоретична гледна точка.

1.1 Симбиотични звезди – основни класификации

Симбиотичните звезди се разделят на два основни класа – S и D в зависимост от инфрачервения спектър, излъчван от техните хладни компоненти (Webster & Allen 1975), които в повечето случаи са от спектрален клас M.

Системите от тип S (stellar) имат цветове в близката инфрачервена област, съвместими с тези на нормалните червени гиганти или със звездна фотосфера с температура около 3000 – 4000 K. Хладните компоненти на тези системи се разглеждат като непроменливи.

Системите от тип D (dusty) са с инфрачервени цветове по-големи от тези на нормалните късни звезди и показват наличие на гореща прахова обвивка с температура около 1000 K. Инфрачервените данни показват още, че тези системи съдържат дългопериодични променливи с периоди $P \sim 300 \div 600^d$ от тип *Mira* (Whitelock 1987; Belczynski et al. 2000).

Хладните компоненти на някои симбиотични звезди са от по-ранен спектрален клас – F, G или K, вместо M. Тези системи се обособяват в малка група на така наречените жълти симбиотични. По аналогия с останалите те се разделят на класове S и D'.

Предполага се, че всички D системи имат дълги орбитални периоди. На тази основа симбиотичните звезди се класифицират като:

- късопериодични S системи ($P_{orb} \sim 500 \div 1000^d$) и
- дългопериодични D системи ($P_{orb} \sim 10\,000^d$).

Съгласно Whitelock (1987) и Kenyon et al. (1988) темпът на загуба на маса на хладните компоненти в S системите е $\sim 10^{-7} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$, а в D системите $\sim 10^{-5} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$.

Ултравиолетовото и оптическо излъчване на много симбиотични звезди показва, че тяхна основна характеристика е редуването на периоди на активност и периоди на спокойно състояние. Кривата на блясъка по време на активни фази се определя от собствената променливост на горещия компактен компонент. Според броя и продължителността на избухванията, симбиотичните звезди се разделят в три групи:

- *Класически симбиотични звезди* – за прототип на тази група се счита звездата Z And. Активните фази на класическите симбиотични звезди се реализират върху времева скала от няколко години, когато претърпяват по няколко отделни избухвания с амплитуди 1 – 3^m.

- *Симбиотични нови* – с прототип AG Peg. Симбиотичните нови са претърпели единствено продължително избухване с амплитуда до около 3^m и времетраене от едно до няколко десетилетия. Според Kenyon (1986) симбиотичните нови се разделят на два подкласа в зависимост от вида на спектъра в максимума на оптичния блясък:
 - а) системи, напoмнящи свръхгигантите от клас А – F;
 - б) системи, напoмнящи планетарните мъглявини.
- *Повторни нови* – за прототип на тази група се счита звездата Т CrB. Повторните нови претърпяват оптически избухвания през къси интервали от време от няколко десетки години.

1.2 Механизми на избухвания

Преобладаващата част от моделите на избухванията в симбиотичните звезди се отнасят до водородно горене на вещество, акретирано от бяло джудже – компактен компонент в двойна система. Акретиращо бяло джудже има три възможни конфигурации в зависимост от темпа на акреция $\dot{M}_{acc}$ (Kenyon 1988; Mikolajewska & Kenyon 1992). В малка област от темпове на акреция водородът гори в стационарен режим в обвивка на повърхността, след като физическите условия в тази обвивка са станали подходящи за запалването му. В този случай темпът на акреция е равен на темпа на горене и веществото изгаря напълно в процеса на акретирането и не се натрупва на повърхността на бялото джудже (Paczynski & Zytlow 1978; Fujimoto 1982). Според Iben (1982) минималната стойност на темпа на акреция за стационарно горене (долната граница на областта) е

$$\dot{M}_{steady,min} \approx 1.32 \times 10^{-7} M_{\odot} \text{ yr}^{-1} M_{wd}^{3.57}, \quad (1.1)$$

където M_{wd} е масата на бялото джудже в $M_{\odot}$. Светимостта на бялото джудже (минималната светимост) е

$$L_{steady,min} \approx 10^4 L_{\odot} M_{wd}^{3.57}. \quad (1.2)$$

Според Paczynski (1970) и Üüs (1970) максималната стойност на темпа на акреция за стационарно горене (горната граница на областта) е

$$\dot{M}_{steady,max} \approx 8 \times 10^{-7} M_{\odot} \text{ yr}^{-1} (M_{wd} - 0.522 M_{\odot}). \quad (1.3)$$

Светимостта, съответстваща на този темп (максималната светимост), се дава с връзката маса–светимост на ядрото (Paczynski 1970; Üüs 1970):

$$L_{\text{plateau}} \approx 59.250 L_{\odot} (M_{wd} - 0.52 M_{\odot}). \quad (1.4)$$

Бяло джудже, изгарящо водород в тази област от темпове, има висока светимост $\sim (1 - 50) \times 10^3 L_{\odot}$ и много висока ефективна температура $\sim (1 - 2) \times 10^5$ K. Предполага се, че членовете на групата на класическите симбиотични звезди, с много висока температура и светимост в тяхното спокойно състояние, са в режим на стационарно горене на водорода на повърхността на акретиращо бяло джудже.

Ако темпът на акреция надхвърли максималната стойност $\dot{M}_{acc} > \dot{M}_{steady,max}$, акретиращото вещество се натрупва над горящата обвивка. Неизгорялото вещество формира протяжна обвивка, която може да има размери на червен гигант (Kenyon 1988; Mikolajewska & Kenyon 1992). Тъй като режимът на горене в основата на обвивката не се променя, такъв обект еволюира при постоянна болометрична светимост. Ефективната температура на разширяващия се по този начин обект намалява от $\sim (1 - 2) \times 10^5$ K до $\sim 10^4$ K, което води до силно преразпределение на енергията в континуума и нарастване на оптичния поток.

Наблюденията обаче, показват, че в редица случаи фотометричното и спектрално поведение на избухващите класически симбиотични звезди не следва теорията. Някои системи (например AG Dra, Z And) не еволюират при постоянна болометрична светимост по време на техните активни фази, а светимостта нараства (Gonzalez-Riestra et al. 1999; Sokoloski et al. 2006; Skopal et al. 2006, 2009a,b). Освен това разширението на избухващия компактен обект е съпътствано от спектрална индикация на загуба на маса (звезден вятър), което означава, че то се дължи не на натрупване на маса в резултат на нарастване на темпа на акреция, а по-скоро – на изтичане на маса (Skopal et al. 2006; Sitko et al. 2006; Iijima 2006; Tomov et al. 2010; McKeever et al. 2011; Skopal et al. 2013). Съгласно някои съвременни хидродинамични симулации на акреция на вещество със слънчев химически състав върху бяло джудже, горене на водорода в стационарен режим не се осъществява (Starrfield et al. 2012).

Ако темпът на акреция намалее под своята минимална стойност $\dot{M}_{acc} < \dot{M}_{steady,min}$, водородното горене изразходва обвивката по-бързо, отколкото акрецията може да я възстанови. Липсата на вещество в обвивката води до прекратяване на горенето. Акрецията обаче, води отново до натрупване на вещество на повърхността на бялото джудже и възниква следната конфигурация – въглеродно-кислородно (CO) или кислородно-азотно (ON) бяло джудже с богата на водород обвивка с маса

$\sim 10^{-5} \div 10^{-4} M_{\odot}$ (Kenyon & Truran 1983; Mikolajewska & Kenyon 1992; Starrfield et al. 2012). Поради гравитацията температурата и плътността в основата на обвивката нарастват и когато те достигнат определени критични стойности $T \sim 10^7$ К и $p \sim 10^{19}$ dyn cm $^{-2}$, водородът се запалва и се формира слоев източник на енергия. Отначало енергията се генерира единствено от протон-протонен (p - p) цикъл, но след известно време се реализира и въглеродно-азотно-кислороден (CNO) цикъл.

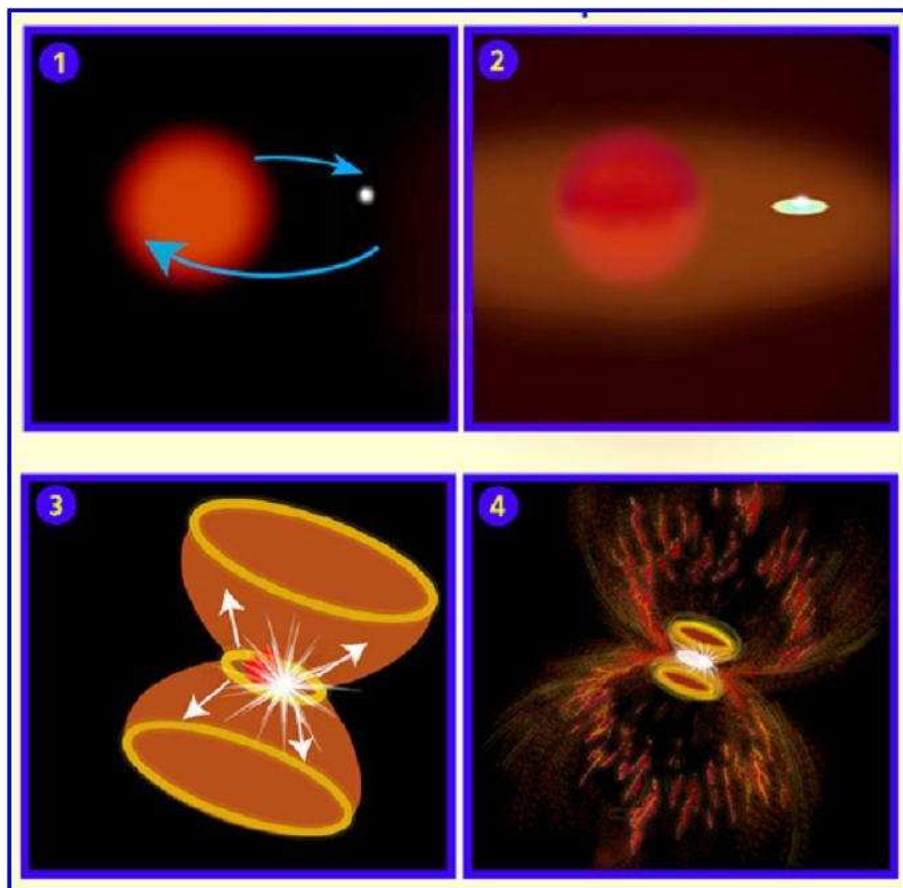
В зависимост от темпа на акреция $\dot{M}_{acc}$, светимостта L и масата на бялото джудже M_{wd} се реализират следните възможности:

- изродено избухване (thermonuclear runaway – TNR), при доста нисък темп на акреция $\dot{M}_{acc} \sim 10^{-10} \div 10^{-9} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ или
- неизродено избухване, при $\dot{M}_{acc} \sim 10^{-8} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$.

Когато темпът на акреция и светимостта на бялото джудже са ниски ($L \leq 0.1 L_{\odot}$), акретиращото вещество може да се охлажда ефективно и в този случай се формира изродена обвивка (Kenyon 1988). Акретираният водород се сгъстява до състояние, в което става изроден и по този начин се стига до експлозивно изгаряне (Hernanz & José 2000). При реакциите от CNO цикъл се произвеждат β^+ нестабилни ядра с относително къси времеви скали като ^{13}N , ^{14}O , ^{15}O и ^{17}F , които се транспортират от конвекцията към външните части на обвивката, където се запазват от разрушаване докато се разпаднат. Тяхното последващо разпадане води до голямо отделяне на енергия, което предизвиква разширение на обвивката, нарастване на светимостта и изхвърляне на маса – процеси, наблюдавани в класическите нови, симбиотичните нови и повторните нови. Тези процеси са илюстрирани на Фиг. 1.1, която представя характерните етапи в еволюцията на симбиотична звезда.

Ако $\dot{M}_{acc} > 10^{-9} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$, акретиращият материал не се охлажда преди да попадне в атмосферата на бялото джудже. Това води до нагриване на бялото джудже от новопостъпилото богато на водород вещество и възникване на неизродена обвивка. Водородното избухване в този случай е относително слабо (Kenyon 1988).

Когато при изродено избухване температурата и налягането в основата на обвивката са достигнали своите критични стойности $T \sim 10^7$ К и $p \sim 10^{19}$ dyn cm $^{-2}$, реакциите от CNO цикъл в действителност са източника на енергия, а конвекцията и електронната проводимост са основните механизми на пренасяне на енергия от слоевия източник през обвивката към нейната повърхност. Самото избухване се реализира на два етапа: бързо нарастване на болометричната светимост при почти постоя-



Фигура 1.1: Характерни етапи в еволюцията на симбиотична система: (1) двойна звезда с компоненти червен гигант и компактен обект; (2) акреция върху компактен обект с възможно образуване на диск; (3) термоядрено избухване с възникване на биполярна разширяваща се мъглявина; (4) следващото избухване добавя вещество към продукта от предишното.

нен радиус (нагряване), последвано от бавно разширение при постоянна болометрична светимост.

Симбиотичните системи, чийто компактен компонент бяло джудже претърпява силно, изродено избухване, имат спектрални характеристики на А – F свръхгигант в максимума на оптическия си блясък и напомним класическа нова. Спектърът на симбиотичните системи, чието бяло джудже претърпява слабо, неизродено избухване, в максимума на оптическия блясък наподобява спектр на планетарна мъглявина (Paczynski & Rudak 1980; Iben 1982; Kenyon & Truran 1983).

Еволюционният цикъл и времевата скала на повтаряне на ерупциите в режима на изродено избухване (TNR) зависят от масата на бялото джудже, масата на акретираната обвивка, темпа на акреция и светимостта в максимума. Къси времеви скали на повтаряне са възможни за масивни бели джуджета, акретиращи вещество с много висок темп (маломасивните бели джуджета могат да бъдат в режим на TNR само при сравнително нисък темп). Съгласно Kovetz & Prialnik (1994) СО бяло джудже с маса $1.4 M_{\odot}$, акретиращо с темп $\dot{M}_{acc} > 10^{-8} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$, претърпява избухвания, характерни за повторните нови: времевата скала на повтаряне е по-малка от 20 години, скоростите на изхвърляне са $\sim 1500 \text{ km s}^{-1}$ и изхвърлената маса $\sim 2 \times 10^{-7} M_{\odot}$ е по-голяма от акретираната.

Друг механизъм, използван за обяснение на еруптивната активност на симбиотичните звезди, се свързва с акрецията като източник на енергия (акреционни избухвания). В този случай промяната на светимостта е в резултат на промяна на темпа на акреция. Физическият механизъм, който може да промени темпа на акреция, е нестабилност в диска. Нестабилност в диска възниква в резултат на освобождаване на ъглов момент в диска и неговото транспортиране навън. Това може да се осъществи например, когато темпът на пренос на маса към диска стане по-голям от темпа на пренос на маса през диска (Duschl 1986a,b; и литературата, посочена там). Нестабилност в диска възниква и в резултат на топлинна нестабилност (Abramowicz et al. 1995). Освобождаването на ъглов момент от своя страна допринася за нарастване на плътността в диска. Когато плътността нараства, повърхностната плътност също нараства, нараства и ефективността на освобождаване на ъглов момент. Това води до стръмно нарастване на темпа на акреция и съответно на светимостта на диска. Наблюдателно акреционните избухвания може да се разграничат от термоядрените по това, че при акреционните по-скоро нараства потока на всички дължини на вълните, а не се наблюдава изразено пре-разпределение на енергията в континуума (Mikolajewska & Kenyon 1992).

Съществува още един механизъм за обяснение на активността на симбиотичните звезди, този на „йонизационните избухвания“ (Nussbaumer & Vogel 1987, 1988). Предполага се, че той може да действа в разделена система състояща се от червен гигант и акретиращо бяло джудже с много висока светимост, което йонизира газа във вятъра на гиганта до най-външната му част така, че се формира мъглявина с граница, определяща се от плътността в спокойно състояние на системата (density bounded nebula). Оптическо избухване започва, когато темпът на загуба на маса на гиганта нарастне и доведе до нарастване на небулярното излъчване и следователно до нарастване на излъчването на цялата система. Такава моделна система изглежда по следния начин: горещ компактен обект с радиус $R = 9 \times 10^8$ cm излъчва като абсолютно черно тяло с температура 1.5×10^8 K и йонизира вятъра на гигант с радиус $R_g = 50 R_\odot$, темп на загуба на маса $\dot{M}_g \sim 10^{-7} M_\odot \text{ yr}^{-1}$ и скорост на вятъра $v = 80 \text{ km s}^{-1}$. Разстоянието между компонентите е 5×10^{13} cm. Нарастване на темпа на загуба на маса на гиганта до $\sim 10^{-5} M_\odot \text{ yr}^{-1}$ води до нарастване на оптическия блясък на системата с няколко величини за характерно време от около една година – времето, необходимо на една частица от вятъра да измине разстоянието между компонентите.

1.3 Симбиотичната система Z And

Системата Z And се състои от нормален хладен гигант от спектрален клас M4.5 (Mürset & Schmid 1999), горещ компактен компонент с температура по-висока от 10^5 K (Fernandez-Castro et al. 1988) и протяжна околосвездна мъглявина, формирана от ветровете на компонентите и частично йонизирана от компактният обект. Орбиталният период е $758^{\text{d}}.8$ (Formigini & Leibowitz 1994; Mikolajewska & Kenyon 1996; Fekel et al. 2000) получен както от фотометрични данни, така и от лъчеви скорости.

Кривата на блясъка на Z And от началото на 20-ти век се характеризира с наличието на няколко фази на активност, редуващи се със спокойни периоди от около 15 – 20 години. Оптическият блясък в спокойно състояние претърпява орбитални изменения с амплитуди от около $0^{\text{m}}.5$ в BV областта и около 1^{m} в U , дължащи се на окултация на околосвездната мъглявина (Mikolajewska & Kenyon 1996). В спокойно състояние и по време на малкото избухване през 1997 г. беше наблюдавана нискоамплитудна ($0^{\text{m}}.002 - 0^{\text{m}}.005$) осцилация в системата B с период 28 минути, за която се предполага, че се дължи на въртене на акретиращо бяло джудже със силно магнитно поле (Sokoloski & Bildsten 1999). Спектърът на

Z And в спокойно състояние представлява характерен спектър на симбиотична звезда с ивици на поглъщане на TiO и многочислени емисионни линии на H I, He I, He II, N III, C III, Fe II, [O III], [Ne III], [Ne V], [Fe II] и [Fe VII].

През една значителна част от времето системата е била във фази на повишена активност (след 1915, 1939, 1960, 1984 и 2000 г.), характеризирани се с по няколко оптически избухвания, чиито амплитуди достигат до $2 - 3^m$. По време на голямото избухване през 1939 г. нейната визуална величина е била около 8^m и единственият спектър, който се е наблюдавал, е бил този на плътна разширяваща се обвивка от тип P Cyg с линии на H I, He I и еднократно йонизирани и неутрални метали. Спектрите на M гиганта и околосвездната мъглявина не са се виждали (Swings & Struve 1941). Скоростта на изтичане на газа е била $\sim 100 \text{ km s}^{-1}$.

Оптическият спектър на Z And по време на нейната активна фаза след 1960 г. е наблюдаван от Boyarchuk (1967b). Достигнато е до заключението, че единият от компонентите на системата представлява горещ компактен обект с температура около 10^5 K и радиус около $0.5 R_{\odot}$, който избухва за характерно време от около 700 дни през наблюдаваната активна фаза и повишава визуалния си блясък с около 6^m . Съгласно получените спектрофотометрични данни системата е показала силно преразпределение на енергията в континуума, дължащо се на разширение и охлаждане на компактния обект, който е имал основен принос в нарастването на оптическия блясък. Направен е също така изводът, че от компактния обект се изхвърля вещество, което увеличава масата на околосвездната мъглявина.

През активната фаза в периода 1984 – 1986 г. Z And претърпя две избухвания, чиито максимуми на блясъка бяха през април 1984 г. и декември 1985 г. Fernandez-Castro et al. (1995) анализираха ултравиолетови спектрални данни с ниско и високо разрешение, а също и радио данни на честота 4.86 GHz, получени през този период. Оказа се, че периодът на нарастване на визуалния поток по време и на двете избухвания съвпада в голяма степен с минимума на ултравиолетовия и радио потоци. Антикореелацията между визуалния и ултравиолетовия поток може да се обясни с поглъщане на ултравиолетовото излъчване на горещия компонент от псевдофотосфера, формирана от изхвърлянето на плътна материя. Освен това, беше констатирана промяна в наклона на ултравиолетовия континуум, който съответстваше на по-хладна фотосфера. Пълната ширина на нулева интензивност на линиите He II 1640 и C III] 1910 достигна до $200 - 300 \text{ km s}^{-1}$. Поведението на линиите от различни нива на възбуждане показва, че обвивката изхвърлена по време на второто избухване е по-масивна, което води до по-силно блокиране на

йонизиращото излъчване и отслабване в по-голяма степен на линиите от висока степен на възбуждане.

Последната активна фаза на системата Z And започна в края на август 2000 г. В тази фаза до сега се включват седем последователни оптически избухвания, максимумите на блясъка на които бяха през декември 2000 г. ($V = 8^m8$), ноември 2002 г. ($V = 9^m8$), септември 2004 г. ($V = 9^m1$), юли 2006 г. ($V = 8^m6$), януари 2008 ($V = 9^m5$), януари 2010 ($V = 8^m4$) и декември 2011 ($V = 8^m8$) (данни на AAVSO; Skopal, частно съобщение). След максимума на първото избухване блясъкът постепенно намаля до своите характерни за спокойно състояние стойности в $UBVR$ областта през лятото на 2002 г. (Skopal et al. 2000, 2002; Skopal 2003). През август 2002 г. липсваше всякаква индикация за активност на системата и блясъкът беше в дълбок минимум. След това той нарастна отново и достигна максимална стойност през ноември, но UBV амплитудите не бяха големи – около 1^m . В същото време обаче, инфрачервеното излъчване (в системите $JHKLM$) беше силно увеличено – до ниво, близко до това през декември 2000 г. Звездата претърпя избухване отново, но то се различаваше от голямото избухване, когато UBV излъчването на горещия компонент доминираше по своето разпределение на енергията – относително слаб UBV континуум и силен $JHKLM$ континуум. По време на своите избухвания в периода 2000 – 2003 г. системата Z And бе изследвана в работите на Sokoloski et al. (2006); Bisikalo et al. (2006) и Skopal et al. (2006).

Sokoloski et al. (2006) представиха резултати от наблюдения в радио-областта с телескопите *VLA* и *MERLIN*, в далечната ултравиолетова област със спътника *FUSE* и в рентгеновата област със спътниците *Chandra* и *XMM*. В допълнение на данните от тези наблюдения те получиха детайлни криви на UBV блясъка, а също и данни от оптическа спектроскопия с ниско разрешение. На базата на анализа те достигнаха до извода, че избухването в периода 2000 – 2002 г. е от нов тип и се дължи на комбинираното действие на два механизма – нестабилност в акреционен диск около компактен обект и нарастване на темпа на термоядрено горене в слоев източник на неговата повърхност. Съгласно съвременната теория първият от тези механизми определя избухването на новите-джуджета, а вторият – на класическите нови. По тази причина авторите стигнаха до заключението, че Z And е взаимодействаща двойна от нов тип и я нарекоха комбинационна нова (combination nova). Те предложиха модел, в рамките на който избухването се реализира в три последователни етапа.

Първият етап се определя от нестабилност в диска, а оптическият блясък нараства основно за сметка на неговата светимост, а така също и поради акреционната светимост. Нарастването на темпа на акреция води

до нарастване на темпа на термоядрено горене и отделената енергия изхвърля част от повърхностните слоеве на звездата. Вторият етап започва с изтичането на вещество и в този момент блясъкът спира да расте, тъй като темпът на горене започва да се увеличава след характерен интервал от време след акретиране на достатъчно количество вещество. Реализира се плато (хоризонтален участък). Според авторите този интервал е около месец и е в добро съгласие с кривата на блясъка. Нарастването на оптичния блясък през втория етап се определя не само от преразпределение на енергията в континуума вследствие разширението и охлаждането на оптически плътната обвивка (псевдофотосфера), но и от нарастване на болометричната светимост, която в максимума достига стойност около $10^4 L_{\odot}$, превишаваща неколkokратно светимостта в спокойно състояние. Авторите стигнаха до заключението, че третият етап се определя от преустановяване режима на изтичане, което дава възможност отново да се наблюдава директно бялото джудже. Присъствието по това време обаче, в техните данни на P Cyg профили на линията P V 1117 и на линиите на He I (Tomov et al. 2003; Skopal et al. 2006), поставя под съмнение това заключение.

Идеята за нарастване на темпа на горене стои в основата и на модела на взаимодействия ветрове на Bisikalo et al. (2006), предложен за обяснение на развитието на избухването. В качеството на възможен механизъм е разгледан комбинираният случай, когато увеличаването на темпа на акреция вследствие разрушаването на диска около компакния спътник води до нарастване на темпа на горене. В рамките на този модел е обяснен поетапния характер на нарастването на оптичния блясък.

Промяната на скоростта на вятъра на хладния гигант от 20 до 30 km s^{-1} води до разрушаване на акреционния диск. Съдържащото се в него вещество предизвиква скокообразно нарастване на темпа на акреция над стойността му в спокойно състояние. Той надхвърля горната граница на диапазона за устойчиво горене на водорода и се реализира натрупване на вещество. Възниква горещ вятър и в системата се формира високотемпературна област със значителна светимост. Взаимодействието на този вятър с вятъра на хладния гигант (а също и с акреционния диск) поражда област на ударни вълни с електронна температура $\sim 10^6$ K и рентгенова светимост $10^{31} - 10^{32} \text{ erg s}^{-1}$. Акретираното вещество се оказва достатъчно за нарастване на температурата и налягането в обвивката на повърхността на бялото джудже до стойности, осигуряващи нарастване на темпа на горене.

В рамките на този сценарий кривата на оптичния блясък се интерпретира по следния начин. Нарастването в началния етап се определя от нарастване на акреционната светимост. В момента на възникване на вя-

търа блясъкът спира да расте. Темпът на горене обаче, започва да расте след изтичане на времето необходимо за акретирането на достатъчно количество вещество – реализира се плато. След първото плато блясъкът нараства в резултат както на нарастналата светимост и преразпределението на енергията на компактният обект, така и поради излъчването на горещия вятър. В определен момент разширението на псевдофотосферата може да бъде заместено от свиване, дължащо се на намаляване на темпа на загуба на маса на спътника. Това свиване води до преразпределение на енергията в обратен ред и намаляване на оптичния поток. По този начин се формира второ плато. Нарастването на блясъка започва отново с нарастване на темпа на загуба на маса. В същото време светимостта на спътника и излъчването на неговия вятър продължават да нарастват. Заедно с тях обаче, се развива и област на ударни вълни в мъглявината. Оптичният блясък достига своя максимум.

Skopal et al. (2006) анализираха спектрални данни в далечната ултравиолетова област, получени със спътника *FUSE*, данни от оптическа спектроскопия с ниско и високо разрешение, а също така и *UBVR* фотометрични данни. Основните характеристики на излъчването според тези данни са следните.

Спектърът съдържа индикации за режим на излъчване с две температури: от една страна наличие на сравнително не гореща фотосфера с ефективна температура около 30 000 K, а от друга – присъствие на емисионни линии от висока степен на йонизация и възбуждане на He II и O VI. Звездна фотосфера с температура 30 000 K не може да създаде условия за възбуждане на тези линии, тъй като нейният континуум не съдържа необходимото високоенергетично излъчване. Тяхното присъствие означава наличие в системата на йонизиращ източник с висока температура – около 10^5 K, който не се „вижда“ директно от наблюдателя (т.е. неговият континуум не присъства в спектъра).

По отношение на индикациите за загуба на маса авторите констатирали наличието на два вида: P Cyg профили на триплетните линии на хелия, показващи скорости на изтичане около 100 km s^{-1} и широки емисионни крила на линията H α , достигащи скорости до 2000 km s^{-1} .

Авторите предложиха следния модел на избухващия компактен компонент. Двутемпературният режим на излъчване се обяснява с присъствието на оптически плътна дискообразна обвивка около компактният обект, която играе ролята на наблюдаема фотосфера (псевдофотосфера). Предполага се, че ниската скорост на изтичане (наблюдавана по P Cyg линиите) се отнася до областта на орбиталната равнина, а високата скорост (за която се съди по крилата на линията H α) е на по-високи звездни ширини. Наклонът на орбитата дава възможност дискообразната обвивка

да окултира компактният обект, който остава „невидим“ за наблюдателя, но в същото време неговото йонизиращо излъчване прониква в мъглявината на по-високи звездни ширини и създава условия за възбуждане на наблюдаваните линии от висока степен на йонизация.

1.4 Формулиране на проблема и цел на изследването

Наблюдателните данни, както фотометрични, така и спектрални, показват, че основна характеристика на поведението на системата Z And в периода на активност 2000 – 2003 г. е загубата на маса. По тази причина спектралните линии, индикатори на загуба на маса, играят ключова роля за създаването на модел на избухващия компактен обект. В рамките на предходните изследвания техните профили не са детайлно анализирани и не се предлага възможност за интерпретация на различните им компоненти. Това определи главната цел на нашето изследване, а именно да се предложи модел за обяснение на данните от многоцветна фотометрия и спектралните данни с висока дисперсия. Една допълнителна цел е да се изследва процеса на загуба на маса. За построяването на модел е необходимо да се получат и основните параметри на компонентите на системата в различни състояния.

За постигането на тази цел предприехме изследване върху оригинален наблюдателен материал. Проведохме анализ на континуума в широк спектрален диапазон и получихме основните параметри на компонентите на системата. Беше проведен и детайлен анализ на профилите на някои оптически линии и бяха предложени възможности за излъчване на различните им компоненти. Разделянето на линиите на компоненти, от своя страна пък, позволи да се получат скоростта на вятъра и темпа на загуба на маса на избухващия компактен обект.

1.5 Структура на дисертацията

Съдържанието на дисертационния труд е оформено в пет глави и заключение.

В *настоящата глава* се обосновава актуалността на темата, представя се въведение в проблематиката, излагат се основните резултати от предходните изследвания и се формулира целта на изследването.

Във *втора глава* се описват проведените наблюдения, използваните наблюдателни данни и тяхната редукция.

В *трета глава* се разглежда фотометричното поведение на звездата Z And по време на нейното голямо оптическо избухване в периода 2000 — 2002 г. в областта на системите *UBVJHKLM*. Изследвано е разпределението на енергията в тази спектрална област с привличане на ултравиолетови данни на дължина на вълната около 1000 Å. Анализирани са наблюдаемият континуум и е получен континуумът на всеки от компонентите — хладен гигант, горещ компактен обект и околосвездна мъглявина. На базата на потока в континуума са получени основните параметри — фотосферният радиус и ефективната температура на звездните компоненти и мярата на емисия и електронната температура на мъглявината. Получено е, че болометричната светимост на избухващия компактен обект нараства неколкостранно, а не остава постоянна съгласно общоприетата теория на стационарно горене на водорода на повърхността на компактен обект. Резултати от подобен род повдигат въпроса за преразглеждане на теорията. Оказва се, че по време на това избухване оптическият блясък нараства основно за сметка на болометричната светимост на компактният обект и преразпределението на неговата енергия вследствие на разширение (изтичане на маса) и в по-малка степен — за сметка на небулярното излъчване.

В *четвърта глава* се анализира спектралното поведение на системата по време на същото избухване в областите на линиите H_{α} , He II 4686 и H_{γ} . Изследвано е поведението на линии на H I, He I, He II и някои други елементи от висока степен на йонизация. Проведен е анализ на профилите. Констатиран е двускоростен режим на изтичане на вещество от избухващия компактен обект — наличие на индикации на оптически плътен P Cug вятър с ниска скорост и оптически тънък звезден вятър с висока скорост. Наблюдаваното поведение се интерпретира с присъствието на акреционен диск от звезден вятър около компактният обект и сблъскване на високоскоростния вятър с диска. Предполага се, че в резултат на сблъскването, около компактният обект се формира оптически плътна дискообразна обвивка, разположена в орбиталната равнина и играеща ролята на наблюдаема фотосфера (псевдофотосфера). Тя окултира компактният обект и тъй като има ниска ефективна температура, причинява силно преразпределение на енергията в континуума и нарастване на оптиическият блясък.

Изследван е процесът на загуба на маса от компактният обект. Получено е, че в определен период след максималния блясък темпът на загуба на маса намалява около два пъти.

В рамките на предложения модел са пресметнати *UBV* потоците на звездния вятър на компактният обект. Получено е, че в звездния вятър се формира около 20 % от излъчването на околосвездната мъглявина в

максимума на блясъка.

В *пета глава* се разглежда фотометричното поведение в областта на системите *UBVRJHKLM* и спектралното поведение в областта на линията He II 4686 по време на избухването на звездата в края на 2002 г. Изследвано е разпределението на енергията по същия начин, както при голямото избухване. По време на ерупцията в края на 2002 г., обаче, избухващият компонент запази характеристиките си на горещ компактен обект, излъчващ главно в ултравиолетовата област, както в спокойно състояние на системата, а нарастването на оптическия блясък стана основно за сметка на околосвездната мъглявина. В такъв случай за получаване на неговите параметри са необходими ултравиолетови потоци. Тъй като ние не разполагахме с ултравиолетови потоци, беше получена само горната граница на фотосферния радиус и ефективната температура. Оказа се, че по време на това избухване светимостта нараства в границите на наблюдателната грешка.

Изследвано е поведението на линията He II 4686 в периода на нарастване на блясъка до максимума. Получена е горната граница на темпа на загуба на маса в момента на максимума. Оказа се, че тя е близка до темпа на загуба в максимума на голямото избухване.

В *заключението* са формулирани основните резултати и изводи, получени в дисертационния труд.

Накрая са представени публикациите на автора и резюме на английски език.

Глава 2

Наблюдения и редукция

2.1 Широкоивични $UBVRJHKLM$ фотометрични данни

За нуждите на настоящето изследване бяха проведени широкоивични $JHKLM$ наблюдения с InSb фотометър на 125 cm телескоп на Кримската станция на Астрономическия институт Щернберг и UBV наблюдения с едноканалния фотоелектричен фотометър, поставен в „Касегрен“ фокуса на 60 cm телескоп на Националната астрономическа обсерватория Рожен. Като звезда за сравнение за получаване на инфрачервените данни беше използвана звездата BS 8860 с величини $J = 1^m46$, $H = 0^m62$, $K = 0^m37$, $L = 0^m25$ и $M = 0^m67$ (Johnson et al. 1966). H величината беше пресметната от спектралния клас с използване на данните на Koorneef (1983). Като звезда за сравнение за получаване на UBV данните беше използвана звездата BD +48°4090 с величини $V = 9^m01$, $B - V = 0^m48$ и $U - B = -0^m06$ (Belyakina 1970), а като контролна звезда – BD +47°4192.

2.1.1 Наблюдателни данни по време на избухването в периода 2000–2002 г.

По време на голямото избухване на Z And в периода 2000 – 2002 г. IR-данни бяха получени на 1.10.1999 г., 20.11.2000 г., 24.12.2000 г. и 4.02.2002 г., а UBV данни – на 15.09.1999 г., 6.12.2000 г. и 27.01.2002 г.

Комбинирането на фотометрични данни във видимата и инфрачервената област предоставя възможността за анализиране на блясъка в широка спектрална област. Данните от 1999 г. са получени в близки моменти в период на спокойно състояние на системата и може да се комбинират. Данните от декември 2000 г. също може да се комбинират, тъй

като са получени в близки моменти по време на максимума на блясъка. Нашата UBV оценка е в много добро съгласие с тази на Skopal et al. (2002), получена по същото време и за нуждите на изследването ние използвахме средната стойност от двете. Използвахме също така и UBV оценката на Skopal et al. (2002) от 22.11.2000 г., тъй като нашата от ноември 2000 г. не беше с добро качество поради влошените атмосферни условия. Тази оценка беше добавена към инфрачервената фотометрия от ноември 2000 г. Данните от 2002 г. са получени също в близки моменти и бяха комбинирани. По този начин ние разполагахме с $UBVJHKLM$ данни, отнасящи се до четири момента – един в спокойно състояние на системата, а останалите по време на избухването. Данните бяха отнесени към моментите на получаването на UBV величините, тъй като инфрачервените величини се изменят по-малко. Тези данни са представени в Табл. 2.1, а моментите им на получаване са отбелязани на Фиг. 2.1.

Звездните величини бяха трансформирани в потоци в континуума с помощта на калибровъчните потоци от книгата на Mihailov (1973). Звезда от спектрален клас A0 V и видими величини

$$m_U = m_B = m_V = \dots = m_M = 0^m0$$

на границата на земната атмосфера има точно определени монохроматични потоци, които съответстват на ефективните дължини на вълните на съответните фотометрични системи. С помощта на тези калибровъчни потоци звездната величина m_2 на наблюдаемата звезда се трансформира в поток по формулата

$$F_2 = \frac{F_1}{10^{\frac{m_2}{2.5}}}, \quad (2.1)$$

където F_1 е калибровъчният поток.

Таблица 2.1: Многоцветна фотометрия

Дата ггггммдд	JD– 2 450 000	Фаза	U	B	V	R ^a	I ^a	J	H	K	L	M
19990915	1437.383	0.560	10.81	11.53	10.43	8.80	7.20	6.23	5.28	4.97	4.76	4.99
Quiescent			±0.03	±0.02	±0.03	±0.02	±0.01	±0.02	±0.03	±0.01	±0.03	±0.08
20001122	1871.313	0.131	8.60	9.41	8.94			6.05 ^b	5.22 ^b	4.90 ^b	4.64	4.91
Active			±0.01	±0.01	±0.01						±0.01	±0.02
20001206	1885.229	0.150	8.40	9.30	8.86			6.02 ^b	5.20 ^b	4.86 ^b	4.61	4.93
Active			±0.01	±0.01	±0.01						±0.01	±0.02
20020127	2302.224	0.699	10.01	10.93	10.17			6.21	5.31	4.98 ^b	4.76	5.03
Active			±0.03	±0.02	±0.03			±0.02	±0.01		±0.01	±0.03
20020819	2506.451	0.960	11.41	11.79	10.63	9.42		6.22	5.28	4.95	4.77	5.06
Quiescent			±0.02	±0.02	±0.02	±0.02		±0.01	±0.01	±0.01	±0.02	±0.04
20021112	2591.308	0.080	10.10	10.76	9.85	8.80		6.10 ^d	5.21 ^d	4.88 ^d	4.62	4.92
Active			±0.02	±0.02	±0.02	±0.02					±0.01	±0.02
20030804	2855.525	0.428	10.72	11.50 ^c	10.42 ^c	9.14 ^c		6.25 ^d	5.35	5.00	4.77	5.02
Quiescent			±0.02						±0.01	±0.01	±0.01	±0.06
20030817	2869.400	0.447	10.70	11.52 ^c	10.45 ^c	9.15 ^c		6.26 ^d	5.35	4.99 ^d	4.81	5.08
Quiescent			±0.02						±0.01		±0.01	±0.08
20031006	2919.294	0.512	10.65	11.50	10.47	9.15 ^c		6.24	5.33 ^d	4.99	4.77	5.01
Quiescent			±0.03	±0.02	±0.03			±0.01		±0.01	±0.01	±0.04

^a Данните са от работите на Belyakina (1992), Skopal (2003) и Skopal et al. (2004) (виж текста).

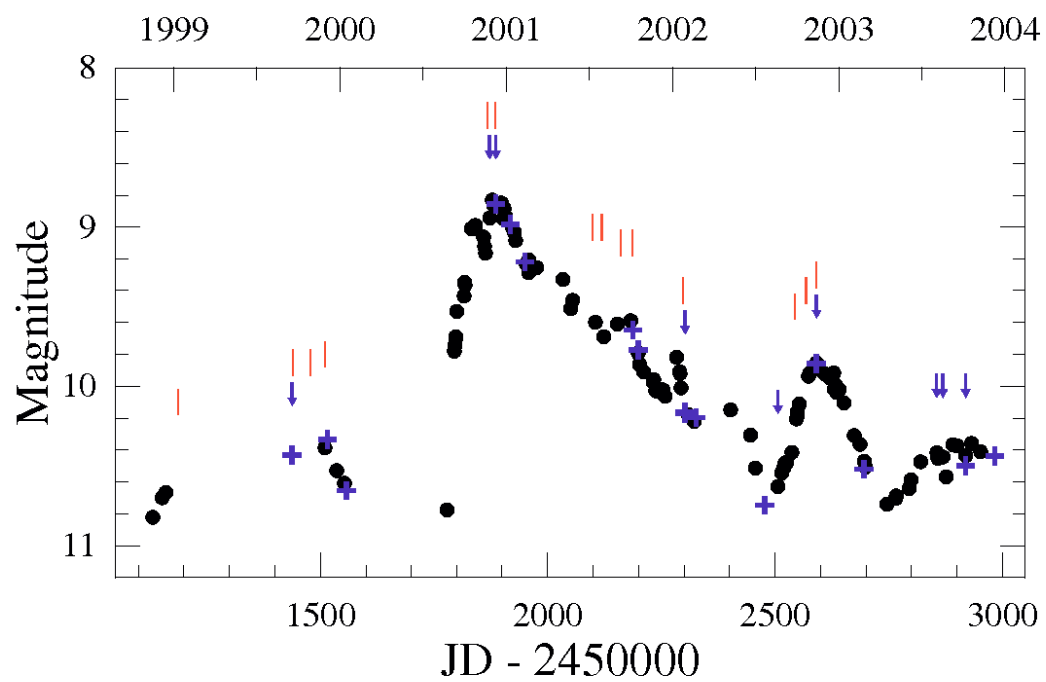
^b Вътрешната неточност е около 0^m001.

^c Вътрешната неточност е 0^m005.

^d Вътрешната неточност е около 0^m01.

U потокът беше коригиран за разпределението на енергията в областта на Балмеровия скок в континуума на Z And. Симбиотичните системи със силен емисионен спектър на водорода (AG Peg, AG Dra) имат видим (ефективен) континуум, който от дълговълновата страна на Балмеровата граница формира същия поток, както от късовълновата страна (виж например Tomov et al. (1998); Tomova & Tomov (1999)), поради блендиране на Балмеровите линии с високи номера. Това причинява преместване на скока към по-големите дължини на вълните. Ние предполагахме, че Z And има същата характеристика, тъй като нейните Балмерови линии са силни и се виждат в емисия чак до H_{32} (Boyarchuk 1967a). По този начин по-слабият континуум от страната на големите дължини на скока води до занижаване на действителния поток на дължина 3650 Å. U потокът в спокойно състояние беше коригиран с помощта на оптичния спектър на Fernandez-Castro et al. (1995), получен на 12.07.1986 г. на орбитална фаза 0.22, когато звездата се връщаше в спокойно състояние след избухването си през 1985 г. Потокът от страна на големите дължини на скока по това време беше два пъти по-малък от потока от страна на малките дължини. Това доведе до редукция от 25 % на реалния поток на дължина 3650 Å. Наблюдаемият U поток беше увеличен.

В литературата не успяхме да намерим спектър на Z And в областта на системата U по време на активната фаза в периода 2000 – 2002 г. Моментът на максимален блясък е на орбитални фази, близки до фотометричния минимум. В спокойно състояние на системата на фази, близки до фотометричния минимум, Балмеровите линии са слаби и се виждат само тези с по-ниски номера поради окултиране на най-плътната област от мъглявината и нарастване на оптичната дебелина. Тогава скокът е близо до Балмеровата граница. За да получим поне приблизителна оценка на съотношението на потоците от двете му страни, когато звездният блясък беше в максимума, ние сравнихме нашите данни за линията $H\gamma$ получени в спокойно състояние на орбитална фаза 0.228 с тези, получени едновременно с фотометрията по време на избухването. Ние допуснахме, че относителната интензивност на Балмеровия континуум се изменя в съотношение същото като това на линията $H\gamma$, макар че Балмеровият декремент възможно също се променя. Спектралните данни, получени по време на избухването, показаха, че относителната интензивност на $H\gamma$ беше намаляла около 3.4 пъти (в същото време нейният поток беше нарастнал 2.7 пъти). Ако допуснем, че скокът е намалял в същото съотношение, получаваме, че потокът от дълговълновата му страна е 1.59 пъти по-малък от потока от късовълновата страна. Тази депресия в спектъра води до редуциране с 18.7 % на реалния поток на дължина 3650 Å. Необходимото количество беше добавено към наблюдаемия U поток. В



Фигура 2.1: V крива на блясъка на Z And през 2000 – 2003 г. Данните означени с точки са взети от Skopal et al. (2002, 2004), а тези с кръстчета са наши данни. Стрелките показват моментите на фотометричните наблюдения, а вертикалните линии – на спектралните.

момента на нашата последна оценка отново използвахме корекцията, получена от спектъра на Fernandez-Castro et al. (1995), тъй като звездата беше на същата еволюционна фаза – връщане в спокойно състояние.

Системата Z And има силни емисионни линии във видимата част от спектъра и анализът на континуума ще доведе до по-достоверни резултати, ако UBV потоците се коригират за емисионните линии. Това не може да се извърши с помощта на нашите спектри с висока дисперсия, тъй като те не покриват цялата UBV област. Mikolajewska & Kenyon (1996) са получили в едно и също време както UBV фотометрични данни, така и потоците на почти всички емисионни линии в тази област. Използвайки тези данни получихме, че светлината излъчена в линиите, е съответно 3 %, 9 % и 1 % от UBV потоците на фази, близки до орбиталния максимум в спокойно състояние и в момента JD 2446723, когато системата се връщаше в спокойно състояние след активната фаза в периода 1984 – 1986 г.

Belyakina (1970) пресметна средните корекции на UBV блясъка за емисионните линии за моментите на спектрални данни получени в периода на активност 1964 – 1965 г. Средните величини в тези моменти са $U = 10^m.4$, $B = 11^m.2$ и $V = 10^m.3$. В този случай светлината излъчена в линиите беше 20 %, 12 % и 2 % от съответните UBV потоци. Според нас обаче, корекцията на U потока е твърде голяма и не трябва да надхвърля тази на B потока, тъй като емисионните линии в U областта от спектъра на Z And са слаби в сравнение с тези в B областта. Затова за нашите първа и последна UBV оценки използвахме корекциите, получени от данните на Mikolajewska & Kenyon (1996).

Нашите спектрални данни показват, че в максимума на блясъка по време на избухването всички емисионни линии отслабнаха по отношение на локалния континуум (виж Гл. 4) и стигнахме до заключението, че корекцията в този случай е пренебрежимо малка. По тази причина UBV потоците за 22.11.2000 г. и 6.12.2000 г. не бяха коригирани за емисионните линии.

2.1.2 Наблюдателни данни по време на избухването в края на 2002 г.

По време на избухването на Z And в края на 2002 г. инфрачервени фотометрични данни бяха получени на 29.08.2002 г., 11.12.2002 г., 22.07.2003 г., 15.08.2003 г. и 13.10.2003 г., а UBV данни – на 21.07.2002 г., 12.11.2002 г. и 6.10.2003 г.

По време на нашите наблюдения бяха получени и $UBVR$ фотомет-

рични данни от Skopal et al. (2004). Това ни даде възможност да комбинираме инфрачервената фотометрия от 29.08.2002 г. с техните данни от 19.08.2002 г., тъй като величините и от двете групи данни имаха характерните си стойности за спокойно състояние на системата.

Кривите на блясъка на Skopal (2003) и Skopal et al. (2004) показват, че нашата UBV оценка от ноември 2002 г. е получена в максимума на избухването в края на 2002 г. За нуждите на изследването използвахме средните величини от фотометрията на Skopal и нашите данни в този момент. Тези UBV данни бяха комбинирани с IR-данните от 11.12.2002 г. Ние използвахме средните стойности от нашите UBV данни и тези на Skopal et al. (2004) от октомври 2003 г. Те бяха комбинирани с IR-данните от октомври 2003 г. Нашите $JHKLM$ оценки от 22.07.2003 г. и 15.08.2003 г. бяха комбинирани с UBV оценките от 4.08.2003 г. и 17.08.2003 г. на Skopal et al. (2004). В резултат събрахме $UBVJHKLM$ оценки (виж Табл. 2.1), получени в пет момента. Четири от тях се отнасят за ниското състояние на блясъка, когато системата достигна характерните си за спокойно състояние величини, а петата – за максимума на избухването в края на 2002 г. (Фиг. 2.1). Както и по-рано, тъй като IR-величините се изменяха по-малко, те бяха отнесени към моментите на получаване на UBV величините. Ние използвахме и R фотометрични данни от кривата на блясъка на Skopal (2003) за момента на наблюдение през ноември 2002 г. и от работата на Skopal et al. (2004) – за другите моменти. Тези данни също са включени в Табл. 2.1.

U потокът беше коригиран за разпределението на енергията в континуума на Z And в областта на Балмеровия скок по същия начин, както фотометричните данни в спокойно състояние преди голямото избухване. Нашият спектър, получен през ноември 2002 г. в момента на максимум на блясъка, показва, че линията H_γ е имала същата относителна интензивност както в спокойно състояние. На базата на тези данни допускаме, че Балмеровият скок по време на максимума е бил близък до този в спокойно състояние. По този начин за фотометричните данни в момента на максимума използвахме същата корекция, както за данните от спокойно състояние.

UBV потоците бяха коригирани за силните емисионни линии в спектъра на Z And по същия начин, както данните от спокойно състояние преди голямото избухване, поради факта, че относителните интензивности на тези линии по време на избухването в края на 2002 г. бяха практически същите както в спокойно състояние.

2.2 Спектрални данни с висока дисперсия

По време на голямото избухване на Z And в периода 2000–2002 г. и в спокойния период преди него бяха получени спектрални данни в областите на линиите H_{α} , He II 4686 и H_{γ} . По време на избухването в края на 2002 г. бяха получени спектрални данни в областите на линиите He II 4686 и H_{γ} . Всички наблюдения бяха проведени с 1024×1024 CCD камера Photometrics AT200 (с размер на пиксела $24 \mu\text{m}$), поставена в Куде спектрографа на 2m RCC телескоп в НАО Рожен. Всяка спектрална област обхващаше около $200 \text{ \AA}$. Спектралното разделяне беше $0.2 \text{ \AA/px}$. Времето на експозиция беше от 10 до 20 минути, в зависимост от качеството на изображението и силата на емисионните линии в спектъра, за да се избегне „преливане“ на сигнала в техните области. В случаите, когато бяха направени повече от една експозиция на нощ, спектрите бяха събрани, за да се подобри съотношението сигнал/шум. Спектралните данни са представени в Табл. 2.2 и моментите им на получаване са показани на Фиг. 2.1. За първичната обработка на данните, както и за получаване на дисперсионната крива, корекция за движението на Земята и пресмятане на лъчевите скорости и еквивалентните ширини бяха използвани стандартните процедури и пакета IRAF¹.

Грешката при построяването на локалното ниво на континуума се определя от съотношението сигнал/шум на дадения спектър. В оптичния спектър на Z And има множество слаби емисионни линии, както и слаби абсорбционни линии на М гиганта. По тази причина във всяка спектрална област първоначално бяха подбрани участъци, свободни от емисионни линии, а след това тези участъци бяха използвани за построяването на локалното ниво на континуума. Участъците, свободни от емисионни линии, бяха определени на базата на следните съображения:

- абсорбционните линии на М гиганта са детайли, присъстващи постоянно в спектъра и изменящи своята относителна интензивност само поради промяната на континуума;
- емисионните линии може да не присъстват постоянно и изменят по-силно относителната си интензивност поради промяната на континуума и условията в околосвездната мъглявина.

Грешката в еквивалентната ширина на линията се определя от локалното ниво на континуума и се изменя в широки граници, в зависимост от

¹The IRAF package is distributed by the National Optical Astronomy Observatories, which is operated by the Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., under contract with the National Sciences Foundation.

Таблица 2.2: Спектрални данни

Дата ггггммдд	JD— 2 450 000	Орб. фаза	Спектрална област
19990107	1186.50	0.228	H α , He II λ 4686, H γ
19990917	1439.48	0.562	H α , He II λ 4686, H γ
19991025	1477.36	0.612	H α
19991127	1510.24	0.656	H α , He II λ 4686, H γ
20001117	1866.36	0.125	H α , He II λ 4686, H γ
20001205	1884.35	0.148	H α , He II λ 4686, H γ
20001206	1885.38	0.150	H α , He II λ 4686, H γ
20010708	2098.54	0.432	H α , He II λ 4686, H γ
20010728	2118.58	0.457	H α
20010907	2160.44	0.512	H α , He II λ 4686
20011003	2186.47	0.547	H α , He II λ 4686, H γ
20020123	2298.25	0.694	H α , He II λ 4686, H γ
20020925	2543.35	0.017	He II λ 4686, H γ
20021020	2568.37	0.050	He II λ 4686, H γ
20021112	2591.20	0.080	He II λ 4686, H γ

относителната интензивност на линиите. За най-силната емисия в спектъра – линията H α , тя е 1–2 % и нараства до около 20 % за най-слабите измервани от нас линии.

За да пресметнем потока енергия в дадена спектрална линия в абсолютни единици, трябва да разполагаме освен с нейната еквивалентна ширина и с потока в континуума на дължината на вълната на линията. Потоците в континуума в областите на линиите He II 4686 и H γ бяха пресметнати чрез линейна интерполация на потоците B и V , получени в същите или близки нощи. В спокойно състояние на системата потокът в континуума на дължината на H α беше пресметнат чрез линейна екстраполация на потоците V и R . По време на избухването формата на континуума се промени и за пресмятане на H α потока беше използван фотометричният поток R . За пресмятане на потоците в линии от спектрите, получени през 1999 г., 2000 г. и януари 2002 г., използвахме фотометричните данни, получени по време на голямото избухване. В случаите, когато липсваха R данни, използвахме потоците в континуума съгласно параметрите на модела. Потоците в областите на линиите He II 4686 и H γ от кадрите, получени през октомври 2001 г., бяха пресметнати от наши BV данни и данните на Skopal et al. (2002), получени

на 29.09.2001 г. Потоците от всички останали спектри са пресметнати с помощта на BV фотометричните данни на Skopal et al. (2002) и R данните от кривата на блясъка на Skopal (2003). Тъй като не успяхме да се снабдим с R данни за януари 1999 г., H_α потокът за този момент не беше пресметнат.

За пресмятане на потоците от спектрите от септември и октомври 2002 г. използвахме фотометричните данни на Skopal et al. (2004). Потоците от спектрите, получени през ноември, бяха пресметнати с помощта на нашите BV потоци от 12.11.2002 г.

Грешката в потока енергия в дадена спектрална линия се формира от грешките в еквивалентната ширина и в потока в континуума на дължината на вълната на линията. Тъй като по време на спектралните наблюдения грешката в потока в континуума в BVR областта не надхвърляше 2–3 %, то грешката в потока енергия в линиите е $< 5\%$ за H_α и достига 20–25 % за най-слабите линии.

Фотометричните BV потоци бяха коригирани за силните емисионни линии на Z And. Потоците, получени в спокойно състояние, както и тези след февруари 2001 г., бяха коригирани по начина, описан в началото на тази глава. Потоците, отнасящи се до останалите моменти, не бяха коригирани, поради силното нарастване на звездния и небулярния континууми и относителното отслабване на емисионните линии.

Всички потоци бяха коригирани и за междוזвездното почервяване $E(B - V)$. Тази величина беше определяна в редица статии и различните автори предлагат относително близки стойности. Viotti et al. (1982) получиха 0.35, Kenyon & Webbink (1984) – $0.27 \div 0.29$, Mürset et al. (1991) – 0.30, Mikolajewska & Kenyon (1996) – около 0.3, Birriel et al. (1998, 2000) – 0.24. Ние възприехме стойността 0.30. Всички потоци от видимата и ултравиолетовата област, използвани в настоящето изследване, са коригирани по метода на Seaton (1979), а тези от инфрачервената – по метода на Johnson (1966).

Корекцията беше извършена по формулата

$$F = F_{obs} 10^{\frac{A_\lambda}{2.5}}, \quad (2.2)$$

където

$$A_\lambda = X(x) E(B - V) \quad (2.3)$$

е корекцията в звездни величини. В последния израз $X(x)$ е стойността на функцията, описваща междוזвездното поглъщане на дадена дължина на вълната, представена в числов вид, съответно в работите на Seaton (1979) и Johnson (1966).

За нуждите на изследването използвахме елементите на блясъка

$$\text{Min(vis.)} = \text{JD } 2\,442\,666^{\text{d}} + 758^{\text{d}}.8 \times E, \quad (2.4)$$

като орбиталният период е получен на базата както на фотометрични, така и на спектрални данни и моментът на орбиталния фотометричен минимум съвпада с този на спектралното съединение (Formigini & Leibowitz 1994; Mikolajewska & Kenyon 1996; Fekel et al. 2000).

Глава 3

Фотометрично изследване на системата по време на избухването в периода 2000 – 2002 г.

Фотометричното изследване на системата по време на избухването през 2000 – 2002 г. и резултатите от него са публикувани в работата Tomov, Taranova & Tomova (2003).

3.1 Анализ на разпределението на енергията

Главната цел на нашето фотометрично изследване е да получим параметрите на горещия звезден компонент и околосвездната мъглявина по време на избухването. Тези параметри може да се определят от излъчването им в континуума, което от своя страна изисква наличието на фотометричните потоци на всеки компонент на системата. Потоците на хладния гигант може да се пресметнат от нашите инфрачервени величини, получени по време на спокойното състояние, тъй като в тази област той е единственият източник на излъчване. Визуалните потоци на горещия компонент в спокойно състояние може да се намерят от неговите ултравиолетово излъчване и оценка на температурата при допускане, че излъчва като абсолютно черно тяло (АЧТ). Наличието на звездните потоци дава възможност да се получи излъчването на околосвездната мъглявина и на негова база – електронната температура и мярката на емисия в спокойно състояние.

По време на избухването ние можем да определим потоците в конти-

нуума на всеки компонент на системата, използвайки само нашите данни и обстоятелството, че в някои фотометрични ивици излъчват само два от компонентите и приносът на единия от тях е известен. Например, само хладният гигант и околосвездната мъглявина имат принос в наблюдаемия континуум на дължината на системата L и потокът на гиганта е вече известен.

3.1.1 Спокойно състояние

Системата Z And е наблюдавана фотометрично в инфрачервената област от Eiroa et al. (1982); Munari et al. (1992); Kamath & Ashok (1999) и Taranova (2000). Taranova (2000) е получила средни оценки на блясъка в периода 1978 – 1999, които са $J = 6^m34$, $H = 5^m29$, $K = 5^m06$, $L = 4^m62$ и $M = 4^m85$. Данните, използвани в работата на Munari et al. (1992), са получени също от Taranova и имат принос в тези средни оценки. Нашите инфрачервени данни от спокойно състояние са много близки до тези на Eiroa et al. (1982). Те обаче, се различават от средните оценки на Taranova (2000) с величина, по-голяма от грешката от наблюдения. Те се различават също и от някои от JHK оценките на Kamath & Ashok (1999). Изучаването на променливостта на Z And в спокойно състояние обаче, не е задача на нашето изследване. За да намалим влиянието на тази променливост върху параметрите на горещия звезден компонент и околосвездната мъглявина по време на избухването, ние използвахме само нашите инфрачервени величини, а не средните от всички публикувани данни.

За анализ на континуума в спокойно състояние и пресмятане на параметрите на хладния гигант са ни нужни още R и I фотометрични данни в допълнение на нашите. На дължините на системите R и I излъчването на системата Z And претърпява орбитални изменения (Belyakina 1992), причинени от окултация на околосвездната мъглявина (Mikolajewska & Kenyon 1996). Ние използвахме данните на Belyakina (1992), получени на орбиталната фаза на нашето наблюдение от 15.09.1999 г., близо до максимума на блясъка на JD 2447598, когато UBV величините бяха същите (виж Табл.2.1).

Ефективната температура на хладния гигант на Z And беше определена от неговия спектрален клас с помощта на съвременната калибровка за нормални гиганти на Belle et al. (1999). Оценка на спектралния клас M4.5 със средноквадратична грешка 0.2 (Mürset & Schmid 1999) дава ефективна температура 3400 ± 50 K. Самата калибровка, обаче, има грешка ± 270 K. По тази причина за ефективна температура на гиганта ще считаме величината 3400 ± 270 K.

Таблица 3.1: Потоци в континуума на компонентите на системата по време на избухването през 2000–2002 г. в единици $10^{-12} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ \AA}^{-1}$.

Дата	КС ^a	U	B	V	R	I	J	H	K	L	M
ГГГГММДД											
19990915 Quiescent	Cool	0.020	0.160	0.376	0.710	1.755	1.343	0.856	0.439	0.113	0.034
	Hot	0.030	0.014								
	Neb.	1.012	0.293	0.257	0.195	0.157	0.056	0.032	0.020		
	TF	1.062	0.467	0.633	0.905	1.912	1.399	0.888	0.459	0.113	0.034
	OF	0.988	0.497	0.625	1.093	1.870	1.347	0.877	0.432	0.105	0.023
		± 0.022	± 0.010	± 0.017	± 0.020	± 0.017	± 0.025	± 0.023	± 0.004	± 0.003	± 0.001
	r	7	−6	1	−17	2	4	1	6	8	48
20001122 Active	Cool	0.020	0.160	0.376	0.710	1.755	1.343	0.856	0.439	0.113	0.034
	Hot	5.537	2.934	1.336	0.730	0.340	0.063	0.022	0.007		
	Neb.	1.983	0.717	0.631	0.547	0.432	0.147	0.081	0.051	0.020	
	TF	7.540	3.811	2.343	1.987	2.527	1.553	0.959	0.497	0.133	0.034
	OF	7.205	3.848	2.492			1.591	0.927	0.461	0.117	0.024
		± 0.054	± 0.036	± 0.022			± 0.002	± 0.001	± 0.001	± 0.001	± 0.001
	r	5	−1	−6			−2	3	8	14	42
20001206 Active	Cool	0.020	0.160	0.376	0.710	1.755	1.343	0.856	0.439	0.113	0.034
	Hot	6.257	3.315	1.510	0.826	0.384	0.071	0.024	0.008		
	Neb.	2.382	0.861	0.758	0.657	0.519	0.176	0.098	0.061	0.024	
	TF	8.659	4.336	2.644	2.192	2.658	1.590	0.978	0.508	0.137	0.034
	OF	8.662	4.257	2.682			1.635	0.944	0.478	0.120	0.024
		± 0.064	± 0.039	± 0.023			± 0.001	± 0.001	± 0.001	± 0.001	± 0.001
	r	0	2	−1			−4	4	6	14	42
20020127 Active	Cool	0.020	0.160	0.376	0.710	1.755	1.343	0.856	0.439	0.113	0.034
	Hot	1.247	0.629	0.274	0.146	0.066	0.012				
	Neb.	0.622	0.140	0.123	0.107	0.084	0.029	0.016	0.010	0.004	
	TF	1.889	0.929	0.773	0.963	1.905	1.384	0.872	0.449	0.117	0.034
	OF	2.067	0.863	0.795			1.372	0.853	0.428	0.105	0.022
		± 0.044	± 0.018	± 0.022			± 0.025	± 0.007	± 0.001	± 0.001	± 0.001
	r	−9	8	−3			1	2	5	11	54

^a Компоненти на системата, TF=Cool+Hot+Nebular: пълен поток; OF: наблюдаем поток; r=(TF−OF)/OF в %.

Величината V на гиганта беше пресметната от коригираната за междוזвездното почервяване величина в спокойно състояние в системата K , в която той е единственият източник на излъчване и от коригирания цветен индекс $V - K = 5^m15$ на звездата HD 5316 със спектрален клас M4 III (Fluks et al. 1994), която според Belle et al. (1999) има същата ефективна температура от 3400 K. Тази V величина беше трансформирана в енергетичен поток, който е представен в Табл. 3.1. U, B, R и I потоците на гиганта бяха получени от неговия V поток и съотношенията на коригираните за почервяването потоци на същата звезда HD 5316, взети от базата за астрономически данни SIMBAD и Kharitonov et al. (1988).

Наблюдаемият поток F_λ на звезда с фотосферен радиус R , намираща се на разстояние d и излъчваща като АЧТ с температура T , се изразява с

$$F_\lambda = \frac{2\pi hc^2 R^2}{d^2 \lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1}, \quad (3.1)$$

където h е константата на Планк, k – константата на Болцман, а останалите величини имат своето общоприето значение. $JHKL$ потоците на Z And в спокойно състояние бяха фитирани с планковско излъчване с температура 3100 K. На тази база ние допускаме, че те се излъчват единствено от нейния хладен гигант и в действителност такава е неговата цветна температура в областта $J - M$.

Следващата стъпка от нашето разглеждане е да получим наблюдаемия болометричен поток на гиганта. Неговият поток в $J - M$ областта беше получен чрез интегриране на функция на Планк с температура 3100 K. Във видимата област обаче, гигантът не излъчва като АЧТ и освен това на дължини на вълните, различни от тези на $UBVRI$ фотометричните системи, ние не знаем неговите потоци поради приноса на другите компоненти на системата. Затова пресметнахме неговия визуален континуум чрез линейна интерполация на $UBVRI$ потоците. Тази част от излъчването беше добавена към инфрачервената и беше получен наблюдаем болометричен поток $(2.221 \pm 0.048) \times 10^{-8} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Неувереността се дължи на грешките от наблюдения.

Радиусът на гиганта беше получен от болометричния поток и ефективната температура с помощта на връзката $R = d(F_{\text{bol}}/\sigma T_{\text{eff}}^4)^{1/2}$ и разстояние до системата 1.12 крс (Fernandez-Castro et al. 1988, 1995). Този радиус възлиза на $(85 \pm 4) (d/1.12 \text{ крс}) R_\odot$.

UBV континуумът на системата се формира от излъчването на нейните три компонента (Nussbaumer & Vogel 1989; Fernandez-Castro et al. 1995). UBV потоците на горещата звезда в спокойно състояние бяха оп-

ределени с допускането за излъчване като АЧТ и използвайки съотношенията на потоците на дължина λ 1270 Å и на дължините на *UBV* системите на АЧТ със същата температура и наблюдаемия поток на λ 1270 Å, където континуумът на мъглявината е пренебрежимо малък. Ултравиолетовият поток на λ 1270 Å беше взет като средно аритметично от неговите стойности в спокойното състояние на Z And в периода 1978 – 1982 г., представени в Табл. 2А в работата на Fernandez-Castro et al. (1995). Коригираният за междузвездното почервяване поток възлиза на $(1.552 \pm 0.108) \times 10^{-12} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ Å}^{-1}$ със своята средноквадратична грешка. Температурата на горещия компонент в спокойно състояние на системата беше определена в няколко работи. Fernandez-Castro et al. (1988) оцениха този параметър по метода на Занстра, допускайки, че мъглявината е оптически дебела за звездния континуум на дължини $\lambda < 912 \text{ Å}$ и, че горещият компонент излъчва като АЧТ. Те стигнаха до заключението, че $T_{\text{eff}} > 100\,000 \text{ K}$. Според Nussbaumer & Vogel (1989) съществува една забележима неувереност в стойността на температурата, определена по този метод, която според тях е в диапазона $T_{\text{eff}} = 100\,000 - 200\,000 \text{ K}$. Сравнявайки рекомбинационната линия He II 1640 с континуума в нейната околност, по същия метод Mürset et al. (1991) получи $T_{\text{eff}} = 105\,000 - 110\,000 \text{ K}$. За нашите пресмятания възприехме стойността 150 000 K. *UBV* потоците на горещия компонент в спокойно състояние, получени на базата на тази стойност, са представени в Табл. 3.1. Температурата и използваният от нас ултравиолетов поток водят до радиус $R = 0.06 (d/1.12 \text{ крс}) R_{\odot}$ (Табл. 3.2). Неувереността, определяща се от тази на потока, е по-малка от $0.01 R_{\odot}$.

UBV потоците на околозвездната мъглявина се получават чрез изваждане на звездните потоци от наблюдаемите. Фитирането на небулярните потоци дава като резултат електронната температура и мярката на емисия на мъглявината. За построяването на фита е необходимо да знаем доминиращата степен на йонизация на хелия. За тази цел пресметнахме съотношението на мерите на емисия на неутралния и йонизиран хелий, използвайки енергетичните потоци на линиите He I 4471 и He II 4686 от оптическите спектри, получени на орбитална фаза 0.228 в спокойно състояние на системата (Гл. 4, Табл. 4.1 и 4.3). Получихме, че количеството на двукратно йонизирания хелий преобладава в мъглявината в спокойно състояние и допуснахме, че небулярното излъчване се състои от излъчване в континуума на водород и йонизиран хелий. Необходимо е освен това да разполагаме с параметрите γ_{ν} , свързани с коефициентите на излъчване на тези елементи на дължините на фотометричните системи, определящи се от рекомбинации и свободно-свободни преходи. Позицията на *U* системата е близо до Балмеровата граница и поради блендира-

Таблица 3.2: Параметри на горещия звезден и небулярния компонент на системата по време на избухването през 2000–2002 г.

Дата ггггммдд	Компонент на системата	T_{eff} (K)	$R(d/1.12 \text{ kpc})$ ($R_{\odot}$)	T_e (K)	$n_e^2 V(d/1.12 \text{ kpc})^2$ $\times 10^{59} \text{ (cm}^{-3}\text{)}$
19990915	Hot	150 000 ^a	0.06 ^a		
	Quiescent Nebular			20 000 $\pm$ 1000	4.7 $\pm$ 0.3
20001122	Hot	35 000 $\pm$ 1000	2.22 $\pm$ 0.06		
	Active Nebular			20 000 $\pm$ 1000	17.4 $\pm$ 0.6
20001206	Hot	35 000 $\pm$ 1000	2.36 $\pm$ 0.07		
	Active Nebular			20 000 $\pm$ 1000	20.9 $\pm$ 0.5
20020127	Hot	58 000 $^{+2000}_{-3000}$	0.72 $^{+0.04}_{-0.03}$		
	Active Nebular			20 000 $\pm$ 2000	3.4 $\pm$ 0.4

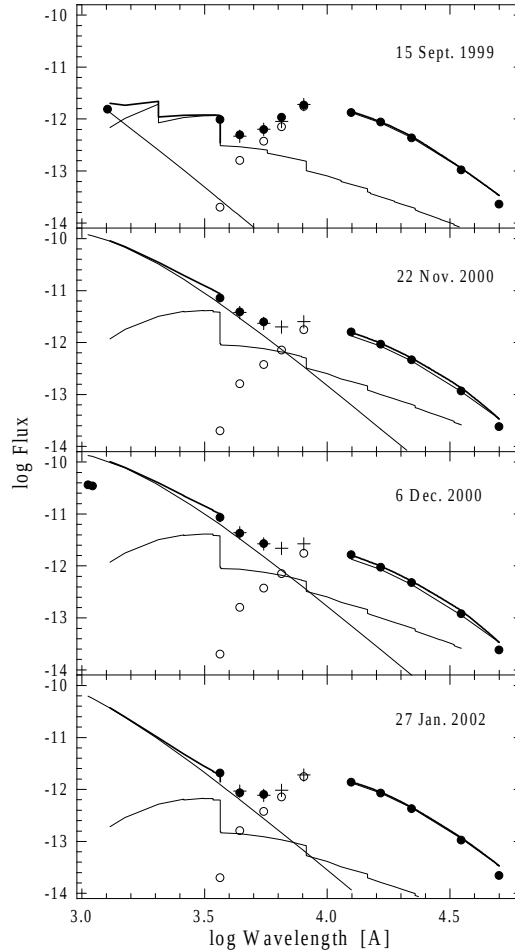
^a Получени от UV данни (Nussbaumer & Vogel 1989; Fernandez-Castro et al. 1988, 1995; виж текста).

нето на високите Балмерови членове (виж Гл. 2.1) взехме стойността на коефициента на водорода от късовълновата страна (Osterbrock 1974).

Коефициентите на излъчване в континуума зависят от температурата и се подбират в резултат на фитиране на небулярния континуум. Отначало ние определихме параметрите γ_{ν} на дължините на фотометричните системи и съответната електронна температура. Разполагайки с тези параметри и небулярните потоци, получихме мярата на емисия. Бяха използвани следните стойности на γ_{ν} в инфрачервената област в единици $10^{-40} \text{ erg cm}^3 \text{ s}^{-1} \text{ Hz}^{-1}$: $\gamma_J(\text{H}^{\circ})=5.63$, $\gamma_H(\text{H}^{\circ})=5.49$, $\gamma_K(\text{H}^{\circ})=6.29$, $\gamma_L(\text{H}^{\circ})=6.42$, $\gamma_J(\text{He}^+)=20.7$, $\gamma_H(\text{He}^+)=21.7$, $\gamma_K(\text{He}^+)=23.0$ и $\gamma_L(\text{He}^+)=24.3$ (виж част 2.2). Ние възприехме обилие на хелия 0.1 Nussbaumer & Vogel (1989). Използвахме следната връзка между потока енергия F_{λ} и мярата на емисия $n_e^2 V$:

$$F_{\lambda} = \frac{1 + 2a(\text{He})}{4\pi d^2} \left[\gamma_{\nu}(\text{H}^{\circ}, T_e) + a(\text{He})\gamma_{\nu}(\text{He}^+, T_e) \right] \times n_e^2 V \frac{c}{\lambda^2} 10^{-8}. \quad (3.2)$$

Оказа се, че небулярното излъчване на системата в спокойно състояние в областта на фотометричните системи $UBVRI$ се фитира най-добре с газов континуум с електронна температура $T_e = 20\,000 \pm 1000 \text{ K}$ и $n_e^2 V = (4.7 \pm 0.3) \times 10^{59} (d/1.12 \text{ kpc})^2 \text{ cm}^{-3}$ (Фиг. 3.1, Табл. 3.2). Неопределеностите се дължат на наблюдателните грешки. Небулярните потоци в спокойно състояние в Табл. 3.1 се отнасят за тези параметри.



Фигура 3.1: Разпределение на енергията в спектъра на Z And в спокойно състояние и в различни моменти от избухването през 2000–2002 г. Наблюдаемите потоци са представени с точки. Континуумът на всеки от компонентите на системата е показан с тънка линия, а *UBVRI* потоците на гиганта – с кръгчета. Резултантният континуум е показан с дебела линия, а в *BVRI* областта – с кръстчета, поставени на позициите на фотометричните системи, тъй като в тази област гигантът не излъчва като АЧТ. В панела за 15.09.1999 г. са показани и UV поток от Fernandez-Castro et al. (1995) и *RI* потоци от Belyakina (1992), а в панела за 6.12.2000 г. – UV потоци от Sokoloski et al. (2002). Потоците са в единици $\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{\AA}^{-1}$.

3.1.2 Активна фаза

Разпределението на енергията на горещия компонент претърпя драстична промяна по време на избухването и неговото излъчване достигна инфрачервената област. В момента на максимума на блясъка само областта на системите L и M остана свободна от горещото излъчване. Околосвездната мъглявина имаше принос в континуума в L областта. Отначало ние получихме една приблизителна оценка за мярата на емисия, използвайки електронната температура за спокойно състояние и L потока, от който беше изваден приносът на гиганта. След това тези параметри бяха коригирани с използването на всички фотометрични данни.

В момента на нашето последно наблюдение H , K и L потоците достигнаха своите характерни за спокойно състояние стойности, което означава, че само хладният гигант е излъчвал в тяхната област (Табл. 3.1). UBV потоците обаче, имаха все още високи стойности в сравнение с тези от спокойно състояние. J потокът беше също над своята стойност от спокойно състояние и допуснахме, че допълнителното излъчване принадлежи само на околосвездната мъглявина. Използвайки това излъчване, ние получихме приблизителна оценка за мярата на емисия, която по-късно беше коригирана с помощта на UBV данните. Параметрите, следващи от най-доброто фитиране, за всеки момент от избухването на звездата, са представени в Табл. 3.2. Отново беше получена електронна температура $T_e = 20\,000$ K, но доминиращата степен на йонизация на хелия се промени. За да я определим, използвахме същите линии както в спокойно състояние на системата, но наблюдавани на 17.11. и 6.12.2000 г., когато са проведени и фотометричните наблюдения. Получихме, че количеството на еднократно йонизирания хелий доминира в мъглявината и допуснахме, че нейният континуум се формира от водород и неутрален хелий.

Когато пресмятахме небулярния U поток в спокойно състояние, използвахме коефициента на водорода от късовълновата страна на Балмеровата граница, поради блендирането на високите Балмерови членове. По този начин постъпихме и когато анализирахме нашата последна оценка. Ситуацията в момента на максимум на блясъка, обаче, беше друга. Този момент попада на орбитална фаза, близка до фотометричния минимум, когато се виждат само по-ниските Балмерови членове и скокът е близо до Балмеровата граница (виж Гл. 2.1). Освен това, относителната интензивност на емисионните линии намалява значително вследствие нарастването на звездния и небуларен континууми. Това води до намаляване на потока на дължина $3650 \text{ \AA}$. Ето защо взехме средно аритметичното от стойностите на коефициента на водорода от двете страни на

Балмеровата граница (Osterbrock 1974).

Коефициентите на излъчване на H^0 , He^0 и He^+ бяха пресметнати за дължините на фотометричните системи $JHKL$. Когато обилието на хелия е 0.1 и той е предимно двукратно йонизиран, неговият принос в континуума е сравним с този на водорода. Когато обаче хелият е предимно еднократно йонизиран, неговият принос е само около 10 % от този на водорода. Във видимата област рекомбинационният континуум е по-силен, но в инфрачервената – континуумът обусловен от свободно-свободни преходи доминира (Osterbrock 1974). Затова за времето на избухването, когато He^+ беше доминиращата степен на йонизация в мъглявината и приносът на хелия в континуума се формираше основно от He^0 , ние пресметнахме неговия инфрачервен коефициент, определен само от свободно-свободни преходи и го използвахме като общ коефициент. Това води до грешка в небулярните потоци не по-голяма от 5 %. За пресмятането използвахме уравненията от работите на Brown & Mathews (1970) и Skopal (2001) и получихме величини практически същите като онези, получени чрез линейна интерполация на данните от Табл. 1 и 2 от статията на Ferland (1980). Използваните параметри на He^0 в единици $10^{-40} \text{ erg cm}^3 \text{ s}^{-1} \text{ Hz}^{-1}$ бяха следните: $\gamma_J(\text{He}^0)=3.64$, $\gamma_H(\text{He}^0)=4.18$, $\gamma_K(\text{He}^0)=4.67$ and $\gamma_L(\text{He}^0)=5.27$.

Оказа се, че в момента на максимален блясък мярата на емисия е нарастнала 4.4 пъти в сравнение със стойността си в спокойно състояние на фаза, близка до тази на орбиталния фотометричен максимум (Табл. 3.2).

$UBVJHK$ потоците на горещия компонент по време на избухването бяха получени след изваждане на потоците на гиганта и мъглявината от наблюдаемите. Потоците на горещия компонент за всеки момент бяха фитирани с планковски континуум на звезда, чиито температура и радиус са представени в Табл. 3.2. Данните в Табл. 3.1 предлагат драстично нарастване на звездния радиус в сравнение със стойността му в спокойно състояние.

Параметрите на горещия компонент би могло да се определят с подобра увереност, ако се вземат пред вид потоците в ултравиолетовия континуум на дължина на вълната $\lambda 1059 \text{ \AA}$ и $\lambda 1104 \text{ \AA}$ (Sokoloski et al. 2002), където той е единственият източник на излъчване. Коригираните за междузвездното почервявяване стойности на тези потоци са $36.2 \times 10^{-12} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ \AA}^{-1}$ и $34.5 \times 10^{-12} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ \AA}^{-1}$ съответно. Те обаче, са три пъти по-малки от потоците на АЧТ с температура 35 000 K и радиус $2.36 R_\odot$ (Фиг. 3.1). Това означава, че оптическите данни от една страна и ултравиолетовите от друга, не могат да се фитират с едни и същи параметри. В момента на максимален блясък системата е била на орбитална фаза 0.150, в която горещият компонент е зад гиганта. В такъв

случай тази несъвместимост може да се обясни с Релеевско разсейване на горещото излъчване от неутралния водород в протяжната атмосфера на гиганта, както бе предложено от Fernandez-Castro et al. (1995). Понижено излъчване в континуума на системата в разглежданата ултравиолетова област (за което се предполага, че се определя от Релеевско разсейване) на орбитални фази, близки до спектралното съединение, е констатирано обаче, само по време на избухванията през 1984 г. и 1985 г. (Fernandez-Castro et al. 1995), но не и в спокойно състояние. Това може да се дължи на разширение (виж Гл. 3.2) на горещия компонент по време на активна фаза, когато определена част от неговото излъчване преминава през по-плътните слоеве от атмосферата на гиганта.

3.2 Дискусия

Нашите фотометрични данни предлагат силно преразпределение на енергията в наблюдаваната област от спектъра по време на нарастването на блясъка – поведение, типично за системи, съдържащи гореща звезда с висока светимост, а не акреционен диск (Mikolajewska & Kenyon 1992). Mikolajewska & Kenyon (1996) стигнаха до заключението, че горещият компонент на Z And при разширение по време на активни фази увеличава своя радиус до 100 пъти, а ефективната му температура намалява. Стойността на радиуса, която получихме за момента на максимален блясък, показва увеличение около 40 пъти и вероятно се отнася за изхвърлена обвивка с фотосферни характеристики.

Радиусът и температурата на горещия компонент в момента на максимален блясък водят до една забележителна болометрична светимост $L_{\text{bol}} = 7200 L_{\odot}$, а според теорията болометричната светимост не нараства. Нека да обсъдим възможността тази светимост да е по-ниска. По-малък радиус не е в съгласие със спектралните данни (Tomov et al. 2003), съдържащи абсорбционни компоненти на триплетните линии на хелия He I 4471 и He I 4713 в рамките на наблюдаемите потоци в континуума. Остатъчната интензивност на линията He I 4471 беше 0.46 през ноември и 0.60 през декември. Тъй като континуумът на хладния гигант в същото време беше около 0.07 – 0.08 от общия континуум на системата на дължините на тези линии, техният произход може да се свърже с горещия компонент. В такъв случай дълбочината на линията He I 4471 следва да бъде по-малка от потока на горещия компонент, от който се определя звездния радиус. Болометричната светимост зависи и от температурата. Планковската температура, която се получава от наблюдаемото разпределение на енергията, индиректно се потвърждава

от обяснението на присъствието на абсорбционни компоненти само на триплетните линии на He I (виж Гл. 4). Подобно поведение имат някои O звезди с $T_{\text{eff}} \geq 40\,000\text{ K}$ и $\log g \sim 3.5 \div 3.8$ (Herrero et al. 2000). Предполага се, че в разширяващата се обвивка на горещия компонент на Z And са на лице същите физически условия. Наблюдаемите потоци обаче, зависят от междузвездното почервяване. По тази причина ние стигаме до заключението, че поради неувереността на този параметър, в нашите оценки на болометричната светимост има неувереност, стигаща до два пъти.

Температурата и радиусът на горещия компонент в спокойно състояние, възприети от нас, водят до болометрична светимост $L_{\text{bol}} = 1600 L_{\odot}$. Nussbaumer & Vogel (1989) обаче, намират, че съществува една значима неувереност в температурата, за която допускат, че може да се намира в интервала $100\,000 - 200\,000\text{ K}$. С температура $200\,000\text{ K}$ и наблюдаем ултравиолетов поток на $\lambda\,1270\text{ \AA}$ от $1.552 \times 10^{-12}\text{ erg cm}^{-2}\text{ s}^{-1}\text{ \AA}^{-1}$ се получава болометрична светимост $L_{\text{bol}} = 3700 L_{\odot}$. Само по този начин болометричната светимост в спокойно състояние може да бъде максимално завишена. Иначе съотношението на светимостите в двата случая е по-голямо от 4. При това положение не може да се твърди, че избухването се реализира при постоянна болометрична светимост, а по-скоро тя нараства. Нашите резултати са в добро съгласие с получените по-късно от други автори (Sokoloski et al. 2006; Skopal et al. 2006), които оценяват болометричната светимост в максимума на блясъка да е близка до $10^4 L_{\odot}$. Понастоящем е общоприето становището, че болометричната светимост на Z And нарастна през активната фаза след 2000 г. (Bisikalo et al. 2002, 2006; Sokoloski et al. 2006), а не остана постоянна съгласно теорията на устойчивото горене на водорода върху компактен обект (Paczynski & Zytkow 1978; Fujimoto 1982).

3.3 Заключение

В тази глава са представени резултати от фотометричното изследване на прототипа на класическите симбиотични звезди Z And във видимата и близката инфрачервена област по данни, получени в четири момента: първият – в спокойно състояние на системата, а останалите – по време на голямото избухване в периода 2000 – 2002 г.

На базата на анализ на континуума бе получено, че нарастването на оптическия блясък се дължи на излъчването на два от компонентите на системата – избухващият компактен обект и околосвездната мъглявина. Болометричната светимост на компактният обект нарастна 4.5 пъти

и освен това той претърпя силно преразпределение на енергията в континуума. В максимума на блясъка основен принос в излъчването имаше неговата наблюдаема фотосфера (псевдофотосфера, оптически плътна обвивка). Потокът на околосвездната мъглявина също нарастна неколккратно.

Нарастването на болометричната светимост бе потвърдено и от други автори (Sokoloski et al. 2006; Skopal et al. 2006). Обяснението на този наблюдателен факт изисква преразглеждане на теорията на стационарното водородно горене на повърхността на компактен обект, съгласно която избухването се реализира при постоянна болометрична светимост (Paczynski & Zytlow 1978; Fujimoto 1982).

Глава 4

Спектрално изследване на системата по време на избухването в периода 2000 – 2002 г.

Спектралното изследване на системата по време на избухването през 2000 – 2002 г. и резултатите от него са публикувани в работите Tomov, Tomova & Bisikalo (2008, 2013) и Tomova (2014).

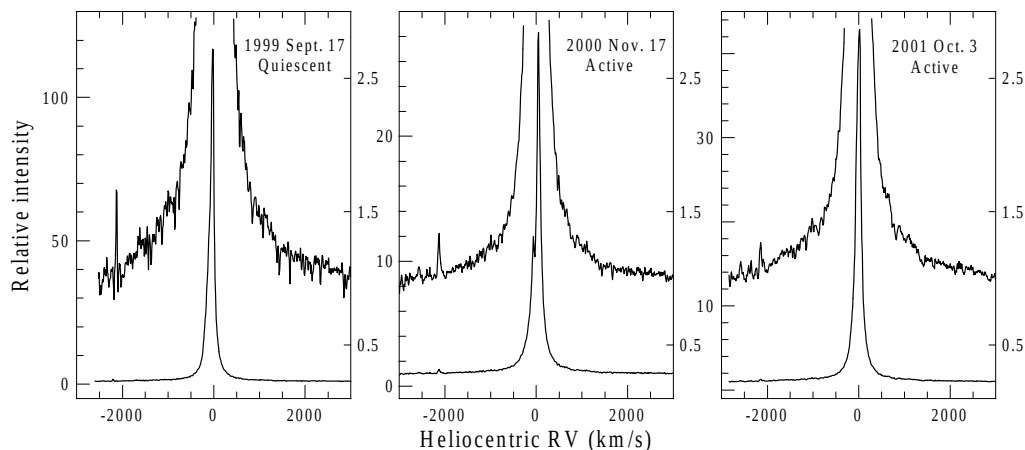
4.1 Анализ на линейния спектър

4.1.1 Балмерови линии

Линията H_{α}

Линията H_{α} беше единична в почти всички моменти на наблюдение и само на 17.11.2000 г. беше двойна. Скоростта на депресията между двата пика в този случай беше -36 km s^{-1} . Линията H_{α} не беше симетрична. В някои случаи имаше малко рамо от късовълновата си страна, а в други това рамо беше едва видимо и създаваше само малка обща асиметрия. Линията имаше също широки крила, простиращи се до не по-малко от $\pm 2000 \text{ km s}^{-1}$ от нейния център (Фиг. 4.1).

На 7.01.1999 г. ширината (FWHM) на линията беше 170 km s^{-1} . Във всички останали моменти тя беше $100 - 120 \text{ km s}^{-1}$. Еквивалентната ширина на линията достигна минимална стойност в момента на максимален блясък по време на избухването, поради силното нарастване на континуума, но поведението на нейния поток не беше такова (Табл. 4.1).



Фигура 4.1: Профил на линията H_{α} .

Lee (2000) пресметна крилата на теоретични H_{α} профили, които се формират при Рамановско разсейване на Ly_{β} фотони от атомен водород и фитира наблюдаемите крила на няколко симбиотични звезди. По този начин той стигна до заключението, че рамановското разсейване определено е възможен механизъм за формирането на H_{α} крилата на симбиотичните звезди. Този автор обаче, разгледа и други теоретични възможности за формирането на крилата на линията H_{α} . Той отбеляза, че в случаите на рамановско разсейване и на затихване на излъчването те зависят по един и същи начин от дължината на вълната и вторият от тези процеси също не може да се изключи. Друга теоретична възможност за обяснение на широките H_{α} крила на симбиотичните звезди беше предложена от Skorpal (2006). Той получи синтетични профили, формирани в оптически тънък биполярен звезден вятър от техните горещи компоненти. Тези профили фитираха много добре наблюдаемите H_{α} крила на група от 10 симбиотични звезди. Обаче профилът, формиран в звезден вятър, се апроксимира с функция от същия тип като този, възникващ от рамановско разсейване. Ето защо Skorpal (2006) стигна до заключението, че не е възможно да се разграничат приносите на тези два процеса. На базата на данни с високо разрешение, получени през 1995 г. по време на спокоен период на системата Z And, Arrieta & Torres-Peimbert (2003) стигнаха до заключението, че нейните широки H_{α} крила се формират чрез рамановско разсейване на Ly_{β} фотони. Заключението е направено въз основа на фитиране на наблюдаемия профил и факта, че съотноше-

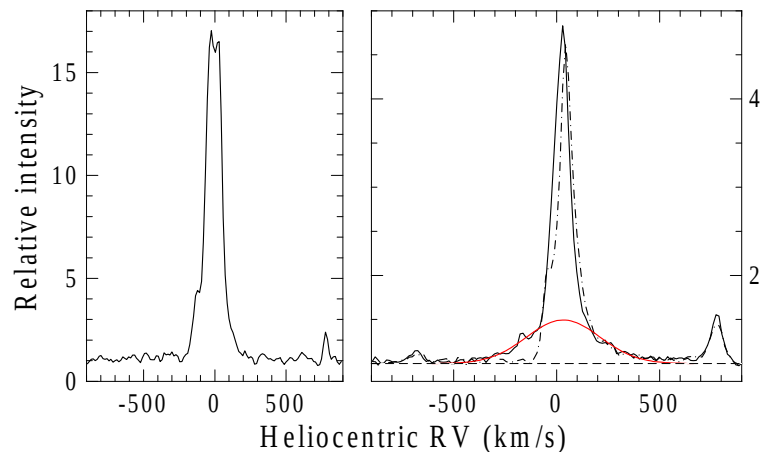
Таблица 4.1: Потоци енергия в избрани емисионни линии в единици $10^{-12} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

Дата	Орб.	[O III]	He I	He I	Fe II	N III	N III	C III	He I	H α
ггггммдд	фаза	λ 4363	λ 4388	λ 4471	λ 4629	λ 4634	λ 4641	λ 4647	λ 4713	
19990107	0.228	0.508	0.736	0.861	0.636	0.624	1.227	0.245	0.627	
19990917	0.562	0.908	0.987	2.459	1.472	0.854	1.528	0.284	1.050	485.826
19991025	0.612									310.430
19991127	0.656	0.736	0.772	1.729	1.077	0.756	1.373	0.223	0.697	291.133
20001117	0.125	7.032	2.202		2.211	2.563	4.084			260.297
20001205	0.148	6.090	2.308		2.397	2.824	3.716	1.834		274.0
20001206	0.150	5.698	2.265		2.514	2.432	3.482	1.600		274.0
20010708	0.432	2.180	2.215	3.160	1.340	1.665	3.172		1.937	229.824
20010728	0.457									288.477
20010907	0.512				1.151	1.554	3.073	0.976	1.717	226.314
20011003	0.547	2.324	2.093		1.230	1.834	3.456		1.648	210.312
20020123	0.694	1.912	1.339	2.156	0.722	1.052	2.086	0.636	1.215	253.269

нието на ширините на H α крилата и линията Ly β беше близко до 6.4. Тъй като отсъстваха каквито и да било спектрални индикации за загуба на маса от системата през нейния спокоен период преди 2000 г., ние допускаме, че широките H α крила на нашите спектри от 1999 г. се дължат на рамановско разсейване на Ly β фотони.

Природата на широките H α крила на Z And по време на активната фаза след 2000 г. беше изследвана от Skopal et al. (2006). Те предложиха, че крилата се определят по-скоро от кинематиката на йонизирания водород, отколкото от рамановски разсеяни Ly β фотони. Според тях наблюдаваната Ly β линия не би могла да осигури съществуването на H α крилата, тъй като съотношението на ширините на тези две характеристики е по-малко от 1:6.4. От друга страна Skopal (2006) успя да фитира много добре H α крилата на Z And, наблюдавани на 11.12.2000 г. с моделен профил, формиран в оптически тънък биполярен звезден вятър. В допълнение той отбеляза, че връзката между светимостта на крилата и мярката на емисия на околосвездната мъглявина също поддържа становището, че природата на крилата е свързана със звезден вятър.

Допускането за ветрова природа на H α крилата, простиращи се до около 2000 km s^{-1} обаче, не се потвърждава директно от индикация на същата скорост в профилите на линиите H γ и He II 4686. Областите на излъчване на H γ и He II 4686 са разположени по-близо до фотосферата от областта на H α . Тези линии обаче, не показват скорост от 2000 km s^{-1} , а много по-ниска – около 500 km s^{-1} . Проблемът за природата на крилата на линията H α остава един от нерешените проблеми в системата Z And.



Фигура 4.2: Профил на линията H_γ . В левия панел е показан спектърът от 7.01.1999 г., получен в спокойно състояние на системата. В десния панел са показани спектрите от 17.11.2000 г. (прекъснатата линия с точки) и 5.12.2000 г. (непрекъснатата линия), получени по време на избухването. Показана е и гаусовата функция от фитиране на широкия компонент. Нивото на локалния континуум е означено с прекъснатата линия.

Линията H_γ

В спокойно състояние на системата линията H_γ имаше допълнителен син емисионен компонент с ниска интензивност, който беше четири пъти над нивото на локалния континуум. Присъствието на този компонент допринасяше пълната ширина на нулева интензивност (FWZI) на линията да достигне до около 500 km s^{-1} . Тази ширина, както и синият компонент могат да се интерпретират с принос в линията на оптически тънък акреционен диск. Профилът на линията H_γ в спокойно състояние и по време на избухване е показан на Фиг. 4.2.

По време на избухването наред с тесния компонент на линията се виждаше и допълнителна емисия с ниска интензивност, с височина около 0.5 над локалния континуум и $\text{FWZI} = 1000 \text{ km s}^{-1}$ (Фиг. 4.2). Интензивността на широката емисия достигна максималната си стойност в момента на максимален блясък, докато поведението на тесния компонент беше различно (Табл. 4.2). Ето защо ние считаме, че линията H_γ се състоеше от тесен компонент от небулярен тип и широк компонент.

През ноември 2000 г. тесният компонент имаше рамо от късовълновата си страна, което вероятно се появи поради присъствието на депресия

Таблица 4.2: Данни за линията $H\gamma$.

Дата ггггммдд	Орб. фаза	FWHM(N) (km s^{-1})	$F(N)$	FWHM(B) (km s^{-1})	FWZI(B) (km s^{-1})	v_{fast} (km s^{-1})	$F(B)$	$\dot{M}_{\text{fast}}$
19990107	0.228	124.3	12.751					
19990917	0.562	80.1	39.523					
19991127	0.656	87.7	31.311					
20001117	0.125	76.0	15.923					
20001205	0.148	89.8	19.239	420 ± 30	960	480	13.984	2.40
20001206	0.150	91.9	20.108	400 ± 25	910	460	13.290	2.26
20010708	0.432	92.6	23.686	490 ± 25	1070	540	5.913	1.24
20011003	0.547	90.5	18.338	460 ± 45	920	460	5.357	0.98
20020123	0.694	84.3	18.840	480 ± 50	960	480	3.121	

N – тесен компонент

B – широк компонент

F е в единици $10^{-12} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$

$\dot{M}_{\text{fast}}$ е в единици $10^{-7} (\text{d}/1.12 \text{ kpc})^{3/2} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$

в емисионния профил. Тази депресия имаше приблизително същата позиция по скорост като червения компонент на абсорбцията на Р Суг линиите (виж Гл. 4.1.2 и Фиг. 4.4), показващи звезден вятър от компактният спътник в системата. Голямата положителна скорост на линията на тази дата също може да се обясни с присъствието на тази депресия.

Спектрите от юли и октомври 2001 г. бяха получени на орбитални фази близки до 0.5, когато горещият спътник е пред гиганта. В тези моменти линията беше отместена към късовълновата област и имаше скорост от около -20 km s^{-1} . Подобно беше поведението и на линията H_{α} . То може да се обясни с приближаване към наблюдателя на една част от излъчващата област и поглъщане (самопоглъщане) в друга нейна част, която в същото време се отдалечава. Подобно движение се осигурява в рамките на модела на взаимодействащи ветрове в системата Z And, предложен от Bisikalo et al. (2006). Двата вятъра формират S-образна ударна област, в която газът тече в две противоположни посоки.

Широкият емисионен компонент беше анализиран чрез фитиране с гаусова функция (Фиг. 4.2) и неговите параметри, получени посредством тази процедура, са представени в Табл. 4.2. Грешката на еквивалентната ширина достига до 20 %, а на потока в линията – до 25 %.

Синьото крило на широкия компонент не се виждаше през ноември 2000 г. (Фиг. 4.2), което вероятно е в резултат на поглъщане от звездния

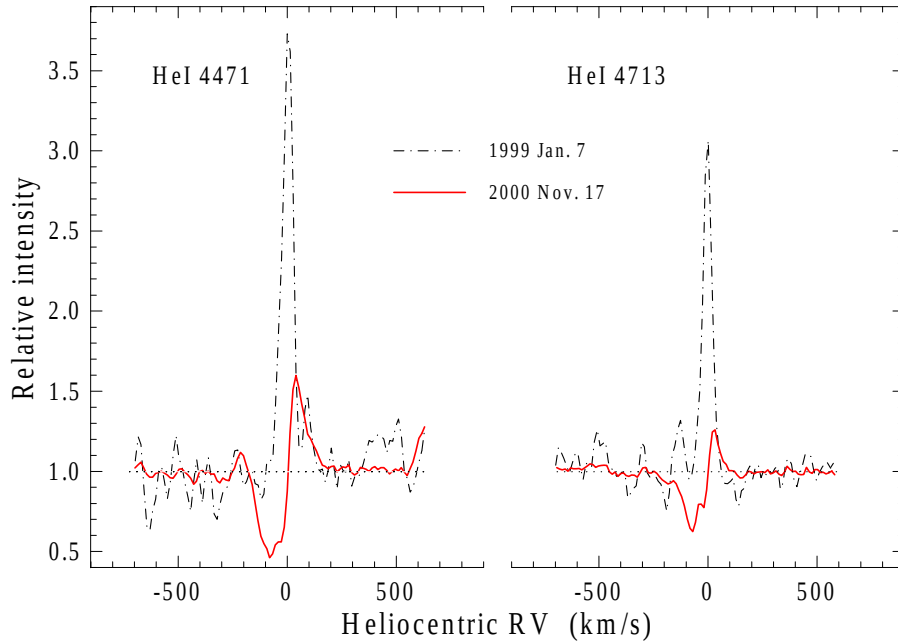
вятър, формиращ Р Cug линиите. Ние считаме, че широкият емисионен компонент на линията H_γ се определя от оптически тънък звезден вятър с висока скорост от компактният спътник в системата. Този вятър беше наблюдаван също и в линията He II 4686. В определени моменти обаче, поведението на високоскоростната емисия в тези две линии беше различно, което означава, че те възникват в различни области от вятъра.

4.1.2 Хелиеви линии

В спокойно състояние на системата синглетната линия He I 4388 имаше небулярен профил и ширина (FWHM) около 40 km s^{-1} . Ширината нарастна около 2.5 пъти в момента на максимален блясък и след това постепенно намаля. Потокът енергия в линията нарастна около 2.8 пъти (Табл. 4.1).

В спокойно състояние на системата триплетните линии на хелия He I 4471 и He I 4713 имаха чисто емисионен профил и $\text{FWHM} = 45\text{--}50 \text{ km s}^{-1}$. През ноември и декември, по времето на максимален блясък, се появи синьо отместена абсорбция. През ноември тази абсорбция имаше двукомпонентна структура (Фиг. 4.3). Линията He I 4471 достигна остатъчна интензивност 0.46 през ноември и 0.60 през декември. Тъй като приносът на континуума на хладния гигант в същото време беше около $0.07\text{--}0.08$ от общия континуум на системата на дължините на тези линии (Tomov et al. 2003), те може да се свържат с горещия компонент. Ние наблюдавахме системата на орбитални фази близо до спектралното съединение, където лъчевата скорост на спътника е близка до 0 km s^{-1} (Mikolajewska & Kenyon 1996). Тогава скоростта на абсорбционния компонент от около -60 km s^{-1} вероятно се отнася до изтичащо вещество от спътника. В такъв случай може да се направи единственото допускане, че фотосферата на спътника се е разширявала и ние сме наблюдавали звезден вятър от типа Р Cug. Освен това на 17.11.2000 г. вероятно от този вятър беше погълната и известна част от излъчването в линията H_γ , доколкото депресията в нейния емисионен профил имаше същата позиция по скорост (Фиг. 4.4). Тогава възниква необходимостта да обясним отсъствието на Р Cug профил в хелиевите синглетни линии от спектъра.

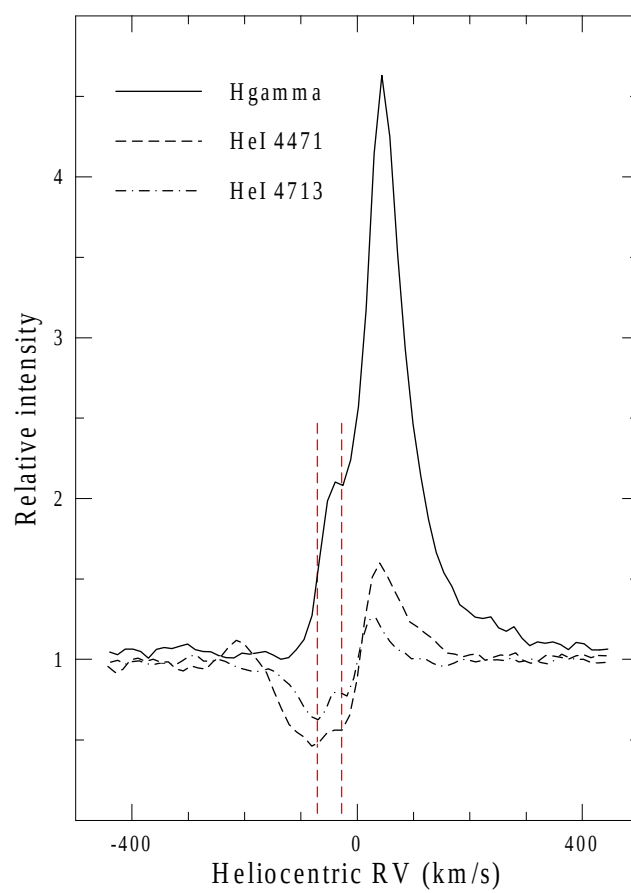
Хелият се йонизира от основно ниво от излъчване с дължина на вълната по-малка от $504 \text{ \AA}$. Според модела на плоско паралелна фотосфера на Herrero et al. (2000) определена част от потока енергия в ултравиолетовата област $\lambda 228\text{--}912 \text{ \AA}$ на спектъра на О звездите с висока светимост, имащи температура $T_{eff} = 40\,000 \text{ K}$, $\log g = 3.4$ и обилие на хелия $a(\text{He}) = 0.09$, се блокира от техните абсорбционни линии на метали. По тази причина йонизацията от основното ниво на атома на хелия е значително



Фигура 4.3: Профили на триплетните линии на He I в спокойно състояние (прекъснатата линия с точки) и в активна фаза (непрекъснатата линия).

намалена и неговата населеност силно нараства. Долното ниво на синглетните линии He I 4387 и He I 4922 е свързано директно с основното ниво чрез прехода на $\lambda 584 \text{ \AA}$ и всеки атом на това долно ниво веднага преминава на основното ниво. Долното ниво на триплетната линия He I 4471 пък, е слабо свързано с основното ниво на хелиевия атом. В резултат долното ниво на синглетните линии се оказва по-малко населено от това на триплетните, което причинява намалено поглъщане в синглетните линии на тези звезди. Този модел е в съгласие с наблюдаемите спектри на звезди с $T_{eff} > 40\,000 \text{ K}$, $\log g = 3.5 \div 3.8$ и $a(\text{He}) = 0.07 \div 0.25$, чиито синглетни хелиеви линии са много слаби или отсъстват.

Нека сравним физическите условия в областта на вятъра на компактният компонент на Z And с тези в атмосферите на O звездите. Ние допускаме, че температурата в областта на вятъра, където възникват триплетните абсорбционни линии, е близка до тази в O звездите. Предполага се, че масата на компактният обект е $0.6 M_{\odot}$ (Fernandez-Castro et al. 1988; Schmid & Schild 1997), а радиусът на наблюдаемата фотосфера е $2.3 R_{\odot}$. В такъв случай получаваме $\log g = 3.5$, което е стойност, характерна за O звездите. Затова допускаме, че физическите условия в областта над фотосферата са близки до тези в O атмосферите и вероятно по тази причина в спектъра на Z And присъстват абсорбционни



Фигура 4.4: Профили на линиите $H\gamma$, HeI $\lambda 4471$ и HeI $\lambda 4713$ на 17.11.2000 г. Позициите на двата компонента на абсорбцията на хелия са отбелязани с вертикални прекъснати линии.

компоненти само на триплетните линии на хелия.

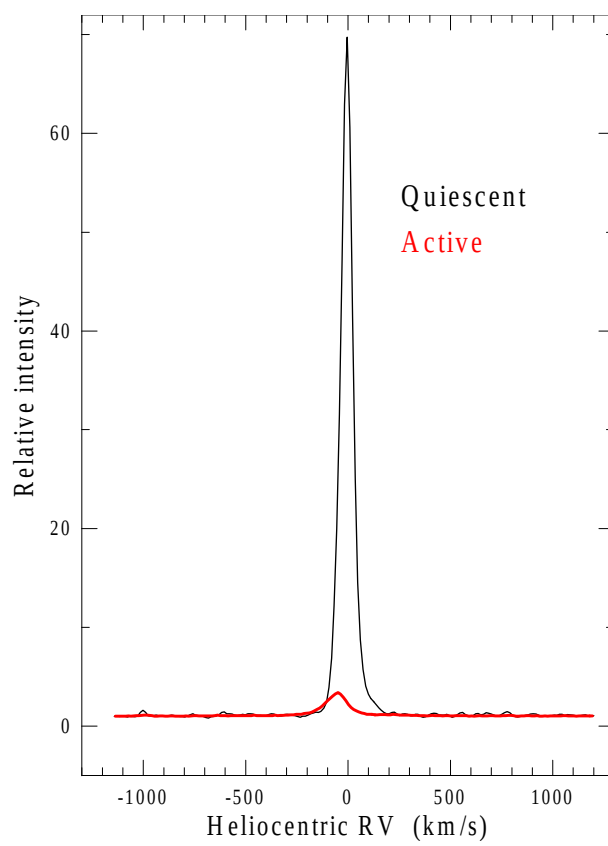
4.1.3 Линии на елементи от висока степен на йонизация

В тази група линии се включват елементите He II, N III и C III, които присъстват в спектъра и в двете състояния – спокойното и по време на избухването.

Всички спектри показаха, че линията He II 4686 има единично (еднопиково) ядро и протяжни променливи крила с ниска интензивност, показващи скорост от няколко стотици km s^{-1} . Интензивността на крилата достигна максимум в момента на максимален блясък, докато интензивността на ядрото имаше минимална стойност в този момент. Освен това крилата показваха бърза променливост върху временна скала от около едно денонощие, а за ядрото такава не беше наблюдавана (виж по-долу). Тези факти ни дадоха основание да допуснем, че ядрото и крилата бяха два различни компонента на линията. Оттук нататък ще ги наричаме тесен централен компонент и широк компонент с ниска интензивност.

По време на нашите наблюдения констатирахме забележителни промени на ширината (FWZI) и относителната интензивност на тесния компонент, които достигнаха своите екстремални стойности заедно с блясъка. В спокойно състояние ширината беше около 70 km s^{-1} . По време на максималния блясък тя се удвои, а след това постепенно намаля, достигайки стойност от 80 km s^{-1} през януари 2002 г. Потокът енергия в линията беше около $3.6 \times 10^{-11} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ в спокойно състояние и намаля до около $1.5 \times 10^{-11} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ в момента на максимален блясък (Табл. 4.3). От друга страна потокът в континуума на нейната дължина на вълната нарастна около 8 пъти. Тези промени доведоха до силно намаляване на относителната интензивност на линията – докато преди избухването тя надхвърляше нивото на локалния континуум около 70 пъти, то в момента на максимален блясък го надвишаваше само 2 пъти (Фиг. 4.5). Линията нарастна отново по време на спадането на блясъка.

Поведението налъчевата скорост на тесния компонент по време на избухването се различаваше силно от това в спокойно състояние. В периода на спокойно състояние тази скорост беше близка до скоростта на центъра на масите на системата. По време на избухването обаче, нейното поведение напомняше орбиталното движение на вторичен звезден компонент (Фиг. 4.6). Това поведение, както и нарастналата ширина на линията, доведоха до допускането, че тя се е излъчвала най-вероятно в разширяващата се обвивка на спътника. Областта на излъчване вероят-



Фигура 4.5: Линията He II λ 4686 в спокойно състояние и в активна фаза. Спектрите са нормирани по отношение на локалния континуум.

Таблица 4.3: Данни за линията He II λ 4686.

Дата ггггммдд	Орб. фаза	RV (km s ⁻¹)	FWHM(N) (km s ⁻¹)	F(N)	FWHM(B) (km s ⁻¹)	FWZI(B) (km s ⁻¹)	v_{fast} (km s ⁻¹)	F(B)	$\dot{M}_{\text{fast}}$
19990107	0.228	-6.65	71.0	32.84					
19990917	0.562	9.34	64.0	39.35					
19991127	0.656	-2.88	71.0	37.15					
20001117	0.125	-57.13	119.6	14.54	590 $\pm$ 40	1240	620	7.198	1.62
20001205	0.148	-60.78	132.4	14.93	560 $\pm$ 43	1180	590	7.234	1.44
20001206	0.150	-58.41	119.6	15.78					
20010708	0.432	-29.94	123.5	30.17	680 $\pm$ 150	1340	670	3.489	0.80
20010907	0.512		108.8	34.96	500 $\pm$ 80	980	490	2.988	
20011003	0.547	-27.19	104.9	29.35	500 $\pm$ 50	950	480	3.055	0.52
20020123	0.694	5.31	83.2	30.31	390 $\pm$ 35	730	370	1.394	

N – тесен компонент

B – широк компонент

F е в единици 10^{-12} erg cm⁻² s⁻¹

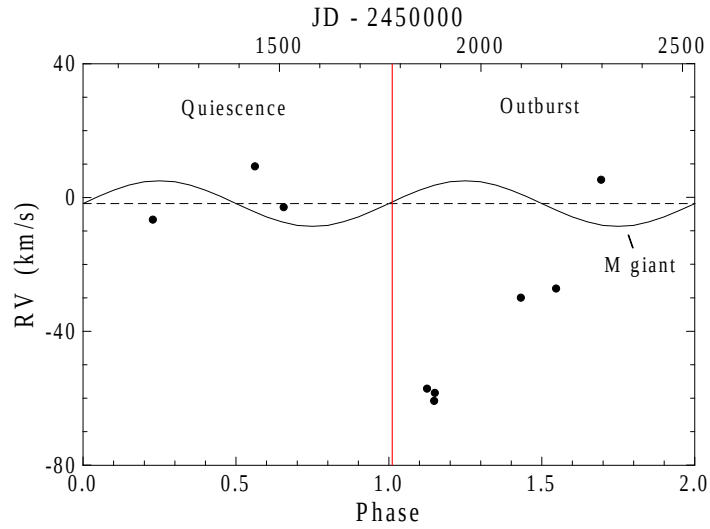
$\dot{M}_{\text{fast}}$ е в единици 10^{-7} (d/1.12 kpc)^{3/2} M_⊙ yr⁻¹

но беше намаляла и се намираше в сравнително по-близката околност на спътника, тъй като потокът в линията намаля.

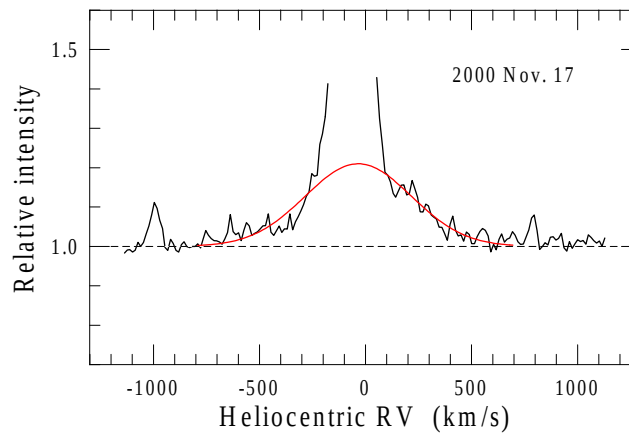
Широкият компонент на линията He II 4686 по време на спокойното състояние беше много слаб. За неговото съществуване заключихме от присъствието в областта му на емисия, надхвърляща нивото на локалния континуум. Тази емисия представляваше известен брой детайли, които не се дължат нито на шума на детектора, нито са небулярни спектрални линии. Тази емисия беше твърде слаба и не можеше да се измери със задоволителна точност. По отношение на нейния възможен произход не може да се изключи електронно разсейване в околността на компактия спътник, доколкото той е горещ обект с висока светимост.

По време на избухването широката емисия нарастна и височината ѝ над нивото на локалния континуум достигна 0.2. Ние анализирахме тази емисия чрез фитиране с гаусова функция (Фиг. 4.7). Нейната FWHM, получена по този начин, е представена в Табл. 4.3. Грешката на еквивалентната ширина достигна 25 % и зависеше главно от нивото на локалния континуум. Поради блендирането с централния тесен компонент широката емисия не се вижда добре и нейният профил вероятно не е гаусов. По тези причини грешката на еквивалентната ширина е по-голяма от посочената стойност, а грешката в потока в линията вероятно надвишава 30 %.

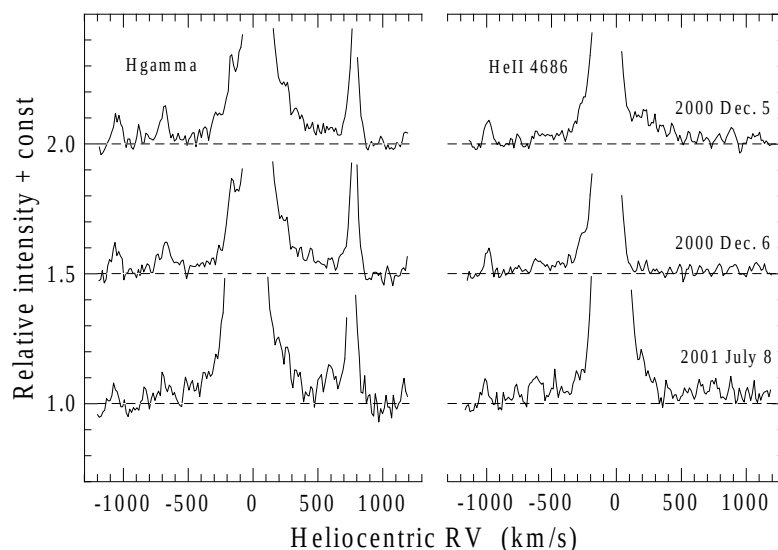
Широкият компонент на линията He II 4686 показва висока скорост



Фигура 4.6: Изменения на лъчевата скорост на линията He II $\lambda 4686$. Грешката на измерването достига 3 km s^{-1} . За сравнение е показано поведението на орбиталната скорост на гиганта в системата според спектралната орбита на Formigini & Leibowitz (1994).



Фигура 4.7: Областта на крилата на линията He II $\lambda 4686$, в която се вижда широкият компонент. Показана е и гаусовата функция от фитирането му.



Фигура 4.8: Областта на крилата на линиите $H\gamma$ и $He II \lambda 4686$. Спектрите показват бързата променливост на широкия компонент на линията $He II \lambda 4686$. Нивото на локалния континуум е означено с прекъснатата линия.

и тъй като се излъчва в близката околност на горещия спътник, най-вероятно високата скорост се отнася до небулярно вещество, изхвърлено от спътника. Гаусовият фит показва, че центърът на широката емисия е близо до лабораторната дължина на вълната и нейното синьо крило се вижда по-малко от червеното поради блендиране със синьо отместения тесен компонент на линията. Широката емисия заема широк интервал отлъчеви скорости. Това означава, че изтичането на маса се реализира в различни посоки и неговата геометрия е по-близо до сферична симетрия, отколкото до движение само в две противоположни посоки, когато се формират сателитни емисионни компоненти, разположени от двете страни на главния пик на линията. Емисионни компоненти от такъв тип бяха наблюдавани в спектъра на Z And по време на избухването ѝ през 2006 г. (Skopal & Pribulla 2006; Burmeister & Leedjarv 2007; Tomov et al. 2007).

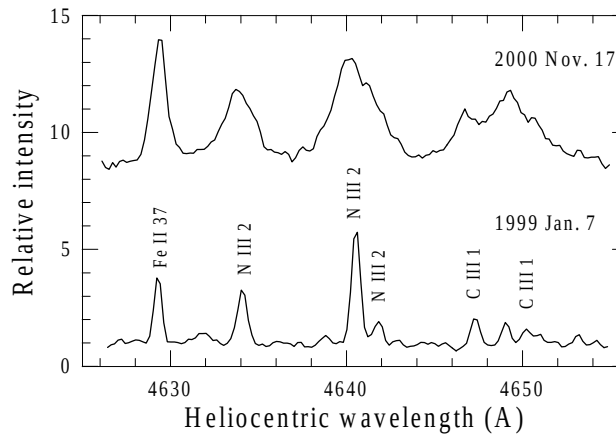
В някои случаи широкият компонент претърпя силни изменения върху временна скала от около едно денонощие. Например неговото червено крило беше много по-слабо на 6.12.2000 г. отколкото на 5.12.2000 г. (виж Фиг. 4.8). Ето защо ние приемаме, че широкият компонент се дължи на променлив звезден вятър с висока скорост. Скоростта беше получена от пълната ширина на нулева интензивност (FWZI) на линията и е представена в осма колона на Табл. 4.3.

По време на избухването освен високоскоростен вятър, беше наблюдавано и изтичане на маса с ниска скорост от около 60 km s^{-1} от спътника по Р Суг линиите на He I. Някои теоретични резултати (Bisikalo et al. 2006) показват, че в определени периоди е възможно в системата да съществува акреционен диск. Ние допускаме, че по време на избухването такъв диск (или небулярно вещество с повишена плътност в орбиталната равнина) съществува и възпрепятства звездния вятър в равнината на орбитата, където неговата скорост намалява от около 500 km s^{-1} до около 60 km s^{-1} . На по-високи звездни ширини скоростта на вятъра не се променя, оставайки 500 km s^{-1} . В такъв случай близо до орбиталната равнина, където скоростта намалява след сблъскване с диска, плътността на изтичащия газ ще е висока и спътникът ще бъде окултиран. Това допускане е в съгласие с резултата от анализа на континуума, който показва, че високотемпературният компактен обект не се вижда (Гл. 3; Skopal et al. 2006).

Плътността на разширяващата се обвивка зависи от скоростта и когато скоростта се променя със звездната ширина, фотосферният радиус също се променя. Тъй като в областта близо до орбиталната равнина скоростта е ниска, то плътността ще е висока и фотосферният радиус ще е голям. Следователно разширяващата се обвивка няма да бъде сферична, а по-скоро дискообразна и освен това ще има различна температура, която в мястото с най-голям радиус ще е най-ниска. Тогава ниската ефективна температура на наблюдаемата фотосфера на спътника около 35 000 K, получена от анализа на разпределението на енергията в континуума (Гл. 3; Skopal et al. 2006), може да бъде отнесена към тази дискообразна обвивка.

Допускането за дискообразна форма на разширяващата се обвивка на горещия спътник в системата Z And беше направено първоначално от Skopal et al. (2006) за обяснение на различните температури на звездната фотосфера, получени по два различни метода – този на Занстра, който е използван от Sokoloski et al. (2006) и от анализ на разпределението на енергията в континуума. Те предложиха, че тази обвивка окултира високотемпературното излъчване на спътника в орбиталната равнина, но дава възможност той да йонизира околос звездната мъглявина в другите посоки. Така те обясниха по принцип присъствието в спектъра на линията He II 4686 в случая на ниската ефективна температура на спътника.

Наблюдаемата фотосфера има ефективна температура около 35 000 K (Гл. 3; Skopal et al. 2006) и нейното излъчване не може да йонизира He II. Тогава можем да допуснем, че тесният компонент на линията He II 4686 се излъчва над фотосферата в област с по-висока температура, в която изтичащият газ среща акреционния диск и се нагрива главно от ударна



Фигура 4.9: Областта на линиите N III and C III в спектъра на Z And. Континуумът в спокойно състояние е на ниво единица. Съотношението на континуумите е равно на съотношението на потоците енергия на средната дължина на вълната за показаната област.

йонизация. Теоретичният резултат на Bisikalo et al. (2006) показва, че в периода на максимален блясък значителна част от небулярното излъчване на системата се дължи на освобождаване на енергията на ударни вълни, възникнали в резултат на сблъскване на ветровете на горещия спътник и гиганта. Този резултат е в съгласие с наблюдателните данни, чийто анализ показва присъствието на ударна йонизация в околосвездната мъглявина. Според теоретичните разглеждания ударната вълна започва да се формира около 70 дни след появяването на вятъра на спътника и достига своето максимално развитие след още 20 – 30 дни. Температурата на ударната област е значително по-висока от тази на околната среда и може да достигне 10^6 K. Тези резултати ни дават право да допуснем, че подобна област вероятно възниква и в горещия вятър – там, където той се сблъсква с акреционния диск – и тесният емисионен компонент на линията He II 4686 е свързан с тази област. Това заключение дава възможност да обясним и неговата голяма отрицателна скорост, която може да се дължи на окултация на задната част на областта му на излъчване от дискообразната разширяваща се обвивка.

Линиите N III λ 4634, λ 4641 и λ 4642 Å, както и линията C III λ 4647 Å също присъстваха на нашите CCD кадри, получени в областта на линията He II 4686 и са показани на Фиг. 4.9. Линията N III λ 4642 Å е слаба и не се виждаше по време на избухването поради нарастване на ширината на N III λ 4641 Å. По време на нашите наблюдения констатирахме забележителни промени на ширината на тези линии, които следваха из-

мененията на блясъка. В периода на спокойно състояние ширината беше около 40 km s^{-1} , а в момента на максимума на блясъка тя надхвърли 100 km s^{-1} и в следствие намаля до около $50 - 60 \text{ km s}^{-1}$ през януари 2002 г. Потоците на излъчване в тези линии са представени в Табл. 4.1.

4.2 Темп на загуба на маса

Темпът на загуба на маса на спътника в резултат на високоскоростния вятър беше пресметнат от потока енергия на широкия компонент на линиите H_γ и $\text{He II } 4686$ при допускането, че изтичането има сферична симетрия и постоянна скорост и използвайки небулярния подход, т.е. предполагайки, че газът е прозрачен за собственото си излъчване. Този подход беше предложен от Vogel & Nussbaumer (1994) за пресмятане на темпа на загуба на маса в системата AG Peg с използване на линията $\text{He II } 1640$. Те допуснаха, че рекомбинацията е доминиращия механизъм за излъчване на линията (т.е. тя се излъчва в резултат на радиативна йонизация) и че възникналите фотони в болшинството от случаите са разсеяни, а не погълнати, в резултат на което напускат областта на вятъра. Ние също допускаме, че H_γ и $\text{He II } 4686$ фотоните напускат вятъра.

Излъченият поток в линия от рекомбинационен произход от сферична мъглявина има вида

$$F = \frac{\alpha h \nu}{d^2} \int_r n_e n^+ r^2 dr, \quad (4.1)$$

където α е коефициент на рекомбинация на горното ниво на прехода, h – константата на Планк, ν – честотата и d – разстоянието до системата. Тъй като в областта на вятъра се наблюдава линията $\text{He II } 4686$, ще считаме, че в тази област хелият е преимуществено двукратно йонизиран и в такъв случай електронната плътност е

$$n_e = (1 + 2a(\text{He})) n, \quad (4.2)$$

където $a(\text{He})$ е числовото обилие на хелия по отношение на водорода, а n – плътността на водородните атоми. Плътността на водородните йони е $n^+ = n$. По този начин се получава формула за потока във водородна линия.

Излъченият поток в линия на He II се описва със същия израз (4.1), в който n^+ е плътността на хелиевите йони и $n^+ = a(\text{He})n$.

Плътността на атомите в сферично-симетричен вятър с постоянна скорост се изразява с уравнението на непрекъснатостта в следния вид:

$$n(r) = \frac{\dot{M}}{4\pi r^2 \mu m_{\text{H}} v} \quad , \quad (4.3)$$

където $\dot{M}$ е темпа на загуба на маса на избухващия компонент, r – разстоянието до центъра, v – скоростта на вятъра, а параметърът μ определя средното молекулно тегло μm_{H} във вятъра (m_{H} е масата на протона).

Замествайки (4.2) и (4.3) в израза за потока (4.1) и изразявайки $\dot{M}$, получаваме израз за темпа на загуба на маса, определящ се от потока в линията и скоростта на вятъра, за всеки от случаите на водородна линия и линия на He II, когато газът се състои от водород и хелий и хелият е двукратно йонизиран.

При нашите пресмятания възприехме електронна температура във вятъра на спътника от 30 000 K. Тази стойност е по-висока от средната електронна температура в околосвездната мъглявина от 20 000 K, получена в резултат на анализ на разпределението на енергията в континуума в Гл. 3. Ние използвахме коефициент на рекомбинация за случая B (Storey & Hummer 1995), съответстващ на температура 30 000 K и плътност на нивото на фотосферата за всеки момент на наблюдение. Използвахме параметър $\mu = 1.4$ (Nussbaumer & Vogel 1987) и обилие на хелия 0.1 (Vogel & Nussbaumer 1994). Тъй като се допуска, че линиите се излъчват от сферичен слой, трябва да се определят радиусите на интегриране. Ние използваме небулярния подход, т.е. считаме, че вятърът е оптически тънък и в такъв случай допускаме, че вътрешният радиус е този на звездата. Данните за радиуса за някои от моментите на нашите наблюдения бяха взети от Sokoloski et al. (2006) и коригирани за разстояние 1.12 крс. Външният радиус на интегриране е равен на безкрайност. Резултатите са представени в Таблицы 4.2 и 4.3. Грешката в темпа на загуба на маса основно се формира от грешката на потока в линията и е около 25 % за темпа, определен по широкия компонент на линията H γ и около 30 % за темпа, определен по широкия компонент на He II 4686.

Нашите спектрални данни ни предоставиха възможността да оценим темпа на загуба на маса по две спектрални линии – H γ и He II 4686. Данните предлагат намаляване на темпа от декември 2000 г. до октомври 2001 г. в близки съотношения, но темпът, получен по линията H γ е систематично по-висок – около 1.6 до 1.8 пъти. Ние приемаме този темп за краен резултат по следните причини. Широкият H γ компонент е по-интензивен и неговата еквивалентна ширина се измерва с по-добра точност. Втората причина е, че линията He II 4686 се излъчва само в определена част от вятъра, чиято външна граница е неизвестна. Ние допускаме, че тя се излъчва в цялата област на вятъра и получаваме долна

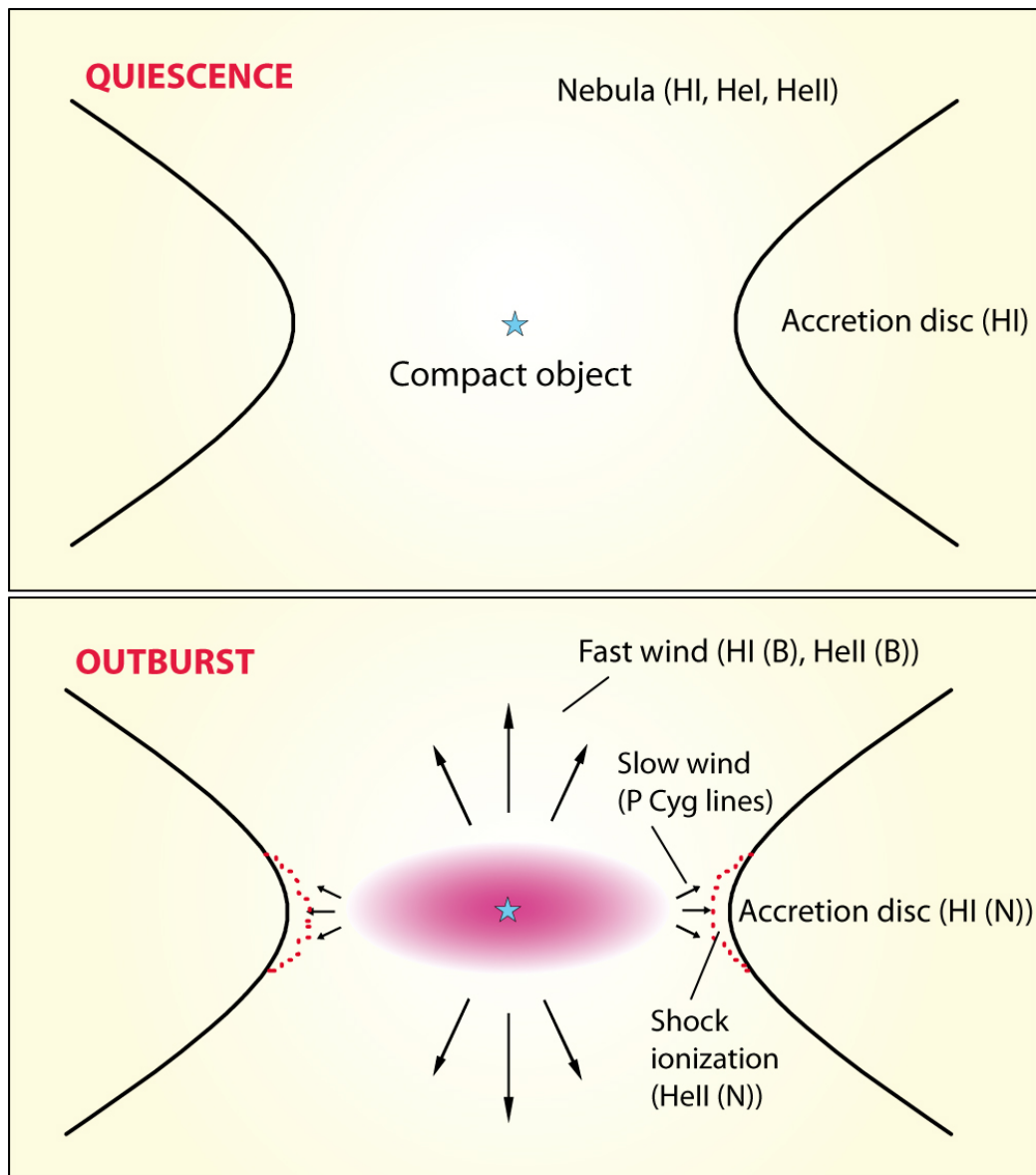
граница на темпа на загуба на маса. Що се отнася до линията H_γ , тя се излъчва вероятно в цялата област на вятъра и полученният в този случай резултат не е долна граница.

4.3 Модел

Ние наблюдавахме P Cyg профили на триплетните линии на He I, чиито абсорбционни компоненти имаха скорост около -60 km s^{-1} през ноември и декември 2000 г. в периода на оптичния максимум на избухването на Z And. За обяснение на нашите данни използваме модела показан на Фиг. 4.10. Ние допускаме, че в системата съществува акреционен диск (или вещество с повишена плътност в орбиталната равнина) и в двете еволюционни състояния – в спокойния период и по време на избухването – и не изключваме възможността в спокойно състояние най-вътрешната част на диска да е оптически плътна. Освен това ние допускаме, че голямата FWZI на линията H_γ в спокойно състояние и нейният син емисионен компонент с ниска интензивност се дължат на диска. От друга страна ширината на линията He II 4686 в спокойно състояние предлага чисто небулярен произход, което може да се обясни с допускането, че хелият не е бил двукратно йонизиран в областта на диска поради неговата висока плътност.

По време на избухването изтичащото вещество се възпрепятства от акреционния диск и формира наблюдаема във видимата област фотосфера. Бихме могли да допуснем, че нивото на тази фотосфера съвпада с вътрешния край на диска, но в този случай не се осигурява област на излъчване за тесния компонент на линията He II 4686. Ето защо ние предполагаем, че нивото на наблюдаемата фотосфера по-скоро не съвпада с диска, а се намира между него и компактният обект. По този начин областта на тази линия се локализира около горещия спътник и отразява неговото орбитално движение. Голямата амплитуда на изменението налъчевата скорост вероятно се дължи на окултация на задната страна на тази област от дискообразната обвивка.

Sokoloski & Bildsten (1999) наблюдаваха промяна на блясъка на Z And в системата B с период 28 минути и амплитуда $0^m.002 - 0^m.005$ в спокойно състояние и допуснаха, че тя се дължи на въртене на акретиращо бяло джудже с достатъчно силно магнитно поле, което насочва акреционния поток към магнитните полюси. За да преценим дали изтичането на маса по време на избухването става в условията на магнитно поле, трябва да оценим магнитосферния радиус на бялото джудже в спокойно състояние. За пресмяране на долната граница R на областта от звездни радиуси,



Фигура 4.10: Схематичен модел на горещия компонент на системата Z And в равнина перпендикулярна на орбиталната.

където динамичното налягане на акретираната материя доминира над налягането на магнитното поле, използвахме следната връзка:

$$\frac{R}{R_{\text{WD}}} > 0.45 \left(\frac{B_0}{10^5 \text{ G}} \right)^{2/3} \left(\frac{\dot{M}_{\text{acc}}}{10^{-9} \text{ M}_{\odot} \text{ yr}^{-1}} \right)^{-1/3} \left(\frac{T_{\text{WD}}}{30\,000 \text{ K}} \right)^{1/6} \left(\frac{R_{\text{WD}}}{10^9 \text{ cm}} \right) \left(\frac{\alpha}{0.1} \right)^{1/3} \left(\frac{M_{\text{WD}}}{1 \text{ M}_{\odot}} \right)^{-1/3}, \quad (4.4)$$

Тук B_0 е интензитета на магнитното поле, $\dot{M}_{\text{acc}}$ е темпа на акреция в спокойно състояние и α е коефициента на Шакура–Сюняев. Ние приемаме $B_0 = 10^5 \text{ G}$ (Sokoloski & Bildsten 1999), $\dot{M}_{\text{acc}} \sim 5 \times 10^{-8} \text{ M}_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ (Bisikalo et al. 2006), $T_{\text{WD}} = 150\,000 \text{ K}$ и $R_{\text{WD}} = 0.06 R_{\odot}$ и $M_{\text{WD}} = 0.6 \text{ M}_{\odot}$ (Fernandez-Castro et al. 1988; Schmid & Schild 1997). Коефициентът α се намира в интервала $0.1 \div 0.001$ и ние приемаме неговата максимална стойност от 0.1. Използвайки тези стойности, за долната граница получаваме $R = 0.79 R_{\text{WD}}$, което е много близо до радиуса на бялото джудже и е съществено по-малко от радиуса на наблюдаемата фотосфера $2.3 \text{ (d/1.12 kpc)} R_{\odot}$ в момента на максимален блясък. Тогава заключаваме, че магнитното поле не влияе на изтичането на маса.

Загубата на маса на системата Z And по време на нейното избухване в периода 2000 – 2002 г. беше отчасти наблюдавана като P Cyg вятър със скорост от около 60 km s^{-1} и темпът бе оценен на около $2.4 \times 10^{-7} \text{ (d/1.12 kpc)}^{3/2} \text{ M}_{\odot} \text{ yr}^{-1}$. Изтичащият газ формираше наблюдаема фотосфера, чийто радиус достигна $2.3 \text{ (d/1.12 kpc)} R_{\odot}$ в момента на максимален блясък. Този радиус беше получен от анализ на континуума на базата на многоцветна оптична фотометрия, допълнена в някои случаи с потоци в ултравиолетовия континуум (Гл. 3.1.2). Размерът на наблюдаемата фотосфера от една страна и параметрите на вятъра от друга, бяха получени по различни методи. Критерий за достоверността на тези параметри е условието те да са в добро съгласие, а това ще е така, ако слоят от вятъра над разстоянието от $2.3 \text{ (d/1.12 kpc)} R_{\odot}$, където се предполага, че се формират P Cyg линиите, има оптична дебелина в континуума не по-голяма от единица. Ние ще проверим дали това условие се изпълнява допускайки, че вятърът има сферична симетрия и постоянна скорост.

Оптичната дебелина се дефинира като $\tau = \kappa N$, където N е колонната плътност. В случая на слой в сферично симетричен вятър с вътрешна граница $R = 2.3 \text{ (d/1.12 kpc)} R_{\odot}$ и външна граница безкрайност, тя е:

$$N = \int_R^{\infty} n(r) \, dr = \frac{\dot{M}}{4\pi \mu m_{\text{H}} v R}, \quad (4.5)$$

В този израз $n(r)$ е числовата плътност, определена от уравнението на непрекъснатостта. Скоростта на вятъра и темпът на загуба на маса на спътника $2.4 \times 10^{-7} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ водят до колонна плътност $N = 5.36 \times 10^{23} \text{ cm}^{-2}$.

Коефициентът на поглъщане κ на един атом се определя от коефициента k_R на единица маса посредством връзката $\kappa = k_R \mu m_H$. Ние използвахме роселандовския среден коефициент на поглъщане във видимата област k_R , който се определя от температурата и плътността в звездната обвивка, от Табл. 4 от работата на Seaton et al. (1994). Стойността на k_R беше взета за температура 35 000 K (виж Гл. 3) и плътност на нивото на наблюдаемата фотосфера $3.35 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ и възлиза на $0.430 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$. С тази стойност получихме $\kappa = 1.01 \times 10^{-24} \text{ cm}^2$. Тогава оптичната дебелина във визуалния континуум на слоя над разстояние $2.3 (d/1.12 \text{ kpc}) R_{\odot}$ е $\tau = 0.54$. Този резултат показва, че радиусът на наблюдаемата фотосфера, получен от анализа на разпределението на енергията в континуума от една страна, и скоростта на вятъра и темпът на загуба на маса, основаващи се на данни с високо разрешение от друга, са в удовлетворително съгласие.

4.4 Излъчване на вятъра на избухващия компактен спътник

Вятърът от избухващия компактен обект със скорост от 500 km s^{-1} се сблъсква с акреционния диск и скоростта му намалява до $50\text{-}60 \text{ km s}^{-1}$ в областта на орбиталната равнина. На по-високи звездни ширини той се разпространява свободно и скоростта му не се променя. По тази причина размерът на наблюдаемата фотосфера нараства до около $2.3 R_{\odot}$ (Гл. 2) в областта на орбиталната равнина, а на по-високи ширини, много по-малко – до около $0.3 R_{\odot}$ (Sokoloski et al. 2006). Във вятъра се формират две области – едната е област на ниска скорост и висока плътност и се разполага близо до орбиталната равнина (екваториална област), а другата е област на висока скорост и ниска плътност и е на по-високи звездни ширини (полярна област). Потокът в континуума на вятъра е сума от потоците на двете области. Ние допускаме, че двете полярни области са заключени в пространствен ъгъл $\Omega = \pi \text{ sr}$, съответстващ на линеен ъгъл 120° .

Потокът в континуума, определен от рекомбинации и свободно-свободни преходи се дава с

$$F_{\lambda} = \frac{1 + a(\text{He})}{4\pi d^2} \left(\int_V n^2 \gamma_{\nu}(\text{H}, T_e) dv + \int_V a(\text{He}) n^2 \gamma_{\nu}(\text{He}, T_e) dv \right) \frac{c}{\lambda^2} 10^{-8}, \quad (4.6)$$

където $\gamma_{\nu}(\text{H}, T_e)$ and $\gamma_{\nu}(\text{He}, T_e)$ са коефициенти на излъчване в континуума на водорода и хелия, определени от рекомбинации и свободно-свободни преходи, c е скоростта на светлината във вакуум и λ – дължината на вълната на фотометричните системи UBV , съответно 3.65×10^{-5} cm, 4.4×10^{-5} cm и 5.5×10^{-5} cm. Ще използваме тази формула, за да пресметнем потока от сферичен вятър с постоянна скорост. Плътността на частиците n се изразява с уравнението на непрекъснатостта във вида му (4.3).

Формула (4.6) е използвана за пресмятане потока енергия от всяка област във вятъра – полярните области и екваториалната. Стойността на темпа на загуба на маса в максимума на блясъка е $\dot{M} = 2.4 \times 10^{-7}$ (d/1.12 kpc) $^{3/2}$ $M_{\odot}$ yr $^{-1}$.

Потокът от полярната област беше пресметнат като поток от сферичен сектор във вятъра с включване на коефициент $\Omega/4\pi$ във формула (4.6). Ние възприехме средна скорост от 500 km s $^{-1}$ на базата на данните от широките компоненти на линиите H $_{\gamma}$ и He II 4686. Тъй като вятърът с висока скорост се наблюдава в линия на йонизирания хелий, предполагахме, че хелият е преимуществено двукратно йонизиран в неговата област и континуумът се излъчва от водород и йонизиран хелий. Ето защо използвахме коефициенти на излъчване в континуума на водорода и йонизирания хелий на дължините на вълните на фотометричните системи UBV (Osterbrock 1974) за $T_{\text{eff}} = 20\,000$ K, която е средната температура в околосвездната мъглявина на Z And съгласно резултатите в Гл. 3. Фотометричната система U е близо до Балмеровата граница. Както в Гл. 3, в момента на максимален блясък взехме средно аритметично от стойностите на коефициента на водорода от двете страни на Балмеровата граница.

Континуумът на вятъра с висока скорост се излъчва от слой в сферичен сектор и трябва да се определят границите на интегриране. Вътрешният радиус е радиусът на ефективната фотосфера. За този радиус използвахме данните на Sokoloski et al. (2006), коригирани за разстояние 1.12 kpc. За външния радиус възприехме, че е равен на безкрайност.

Потокът от екваториалната област беше пресметнат също с помощта на формула (4.6), в която бе включен коефициент $(4\pi - 2\Omega)/4\pi$. За тази област възприехме скорост 50 km s $^{-1}$, която е близка до скоростта на абсорбционния компонент на триплетните линии на He I, чиито профи-

ли са от тип Р Cyg. Тъй като вятърът с ниска скорост се наблюдава в линии на неутралния хелий, предполагаме че хелият е преимуществено еднократно йонизиран в неговата област и континуумът се излъчва от водород и неутрален хелий. Затова използвахме коефициенти на излъчване в континуума на водорода и неутралния хелий на дължините на вълните на фотометричните системи UBV (Osterbrock 1974) отново за $T_{\text{eff}} = 20\,000\text{ K}$.

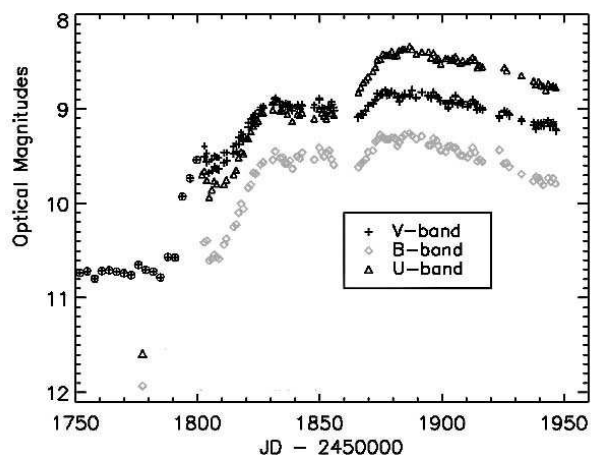
Континуумът на вятъра с ниска скорост се излъчва също от сферичен слой и трябва да се оценят границите на интегриране. Вътрешният радиус е радиусът на ефективната фотосфера. Неговият размер в екваториалната област е значително по-голям. Ние използвахме данните от Гл. 3. За външния радиус избрахме стойността $240.5 R_{\odot}$ – половината от разстоянието между компонентите. Този избор мотивираме с обстоятелството, че съгласно моделирането на околосвездния газ в системата Z And на Bisikalo et al. (2006), вятърът на избухващия компонент се разпространява на такова разстояние в посока на хладния гигант.

Резултатите за двете дати на многоцветни фотометрични наблюдения съгласно Гл. 3 за всяка област от вятъра, както и общият поток са представени в Табл. 4.4. Потокът за 22.11.2000 г. вероятно е завишен поради използване на темпа на загуба на маса за 6.12.2000 г., тъй като разполагахме единствено с него. Вижда се, че около 90 % от потока от вятъра се излъчва от плътната екваториална част, възникнала в резултат на сблъскването с диска.

Таблица 4.4: Потоци в континуума от различните области на горещия вятър в единици $10^{-12} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ \AA}^{-1}$. Р означава полярната област, Е екваториалната и Т – пълния поток.

Дата	U			B			V		
	Р	Е	Т	Р	Е	Т	Р	Е	Т
ггггммдд									
20001122	0.044	0.486	0.530	0.020	0.176	0.196	0.018	0.155	0.173
20001206	0.040	0.469	0.509	0.018	0.169	0.187	0.016	0.149	0.165

На Фиг. 4.11 са показани най-детайлните UBV криви на блясъка на системата Z And, съставени по данни на Sokoloski et al. (2006). С тях се илюстрира избухването в периода 2000–2002 г. Съгласно Bisikalo et al. (2006) по време на финалния етап на нарастването на блясъка до максимума, в мъглявината се развива система от ударни вълни в резултат на сблъскването на ветровете, което причинява ударна йонизация (виж



Фигура 4.11: UBV криви на бляска на Z And по време на избухването през 2000–2002 г. по данни на Sokolowski et al. (2006). Фигурата е от статията на Bisikalo et al. (2006).

Гл. 1.3).

Излъчването от различните области на околосвездната мъглявина за двете дати е представено в Табл. 4.5. Вижда се, че приносът на вятъра на избухващия компонент е доста голям – той е близо до приноса на ударните вълни на 6.12. и е около 20 % от излъчването на цялата мъглявина.

Таблица 4.5: Потоци в континуума от различните области на мъглявината в единици $10^{-12} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ \AA}^{-1}$.

Източник	20001122			20001206		
	U	B	V	U	B	V
Цялата мъглявина ^a	1.983	0.717	0.631	2.737	0.989	0.871
Горещ вятър	0.530	0.196	0.173	0.509	0.187	0.165
Ударни вълни ^a	0	0	0	0.657	0.237	0.209
Другите области	1.453	0.521	0.458	1.571	0.565	0.497

^a – данните са от Табл. 4 от статията на Bisikalo et al. (2006).

4.5 Заключение

В тази глава са представени резултати от спектрално изследване с висока дисперсия в областта на линиите H_{α} , $He II$ 4686 и H_{γ} от спектъра на симбиотичната двойна Z And както в спокойно състояние на системата, така и по време на голямото избухване в периода 2000 – 2002 г.

Наблюдавано е изтичане на маса от компактния обект в системата в два режима – оптически плътен P Cug вятър с ниска скорост от около 60 km s^{-1} и оптически тънък звезден вятър с висока скорост от 500 km s^{-1} , формиращ широки емисионни компоненти в някои от силните линии. За обяснение както на двускоростния режим на изтичане в частност, така и на наблюдавания линеен спектър, се предлага модел на оптически плътна дискообразна обвивка около компактния обект, разположена в орбиталната равнина и възникнала вследствие сблъскването на високоскоростния вятър със съществуващия в системата акреционен диск.

Получен е темпът на загуба на маса на компактния обект от енергетичния поток в широките емисионни компоненти на линиите H_{γ} и $He II$ 4686 при допускането, че тези компоненти са оптически тънки.

Пресметнато е UBV излъчването на вятъра на компактния обект. Оказва се, че около 90 % от него е от плътната екваториална част. Излъчването на вятъра съставлява около 20 % от общото небулярно излъчване на системата.

Глава 5

Фотометрично и спектрално изследване на системата по време на избухването в края на 2002 г.

Фотометричното изследване на системата по време на избухването в края на 2002 г. е публикувано в работата Tomov, Tomova & Taranova (2004), а спектралното – в работата Tomov, Tomova & Taranova (2005).

5.1 Анализ на разпределението на енергията

Главна цел на изследването в тази глава е получаване на основните параметри на горещия компактен спътник и околосвездната мъглявина по време на избухването в края на 2002 г. Те може да се определят от излъчването в континуума. Оказа се обаче, че горещият спътник е излъчвал сравнително малко в областта на използваните от нас фотометрични системи и най-много – на по-къси дължини на вълните. Ето защо получихме горната граница на неговите параметри. Тя беше определена освен от анализа на наблюдавания континуум и с помощта на едно допускане за физическите условия в мъглявината. За анализиране на данните, получени през активната фаза, беше необходимо да знаем и излъчването на хладния гигант, което има основен принос във фотометричните ивици *JHKLM*.

Допълнителна задача от нашето изследване е да получим параметрите на мъглявината в спокойно състояние на системата в моментите на нашите наблюдения.

5.1.1 Спокойно състояние

В моментите 19.08.2002 г., 4.08., 17.08. и 6.10.2003 г. (Табл. 2.1) системата имаше характерните си за спокойно състояние $UBVRJHKL$ величини и по тази причина ще считаме, че в тези моменти е била в спокойно състояние. В Гл. 3.1.1 бяха пресметнати потоците и параметрите на нейния хладен гигант от данните от 15.09.1999 г. Инфрачервените величини, получени в този момент, са много близки до средноаритметичните стойности на данните от 15.09.1999 г., 19.08.2002 г., 4.08., 17.08. и 6.10.2003 г. Затова ние ще използваме потоците и параметрите на гиганта, получени от фотометричните данни на Z And от 15.09.1999 г.

Планковските потоци и параметрите на компактия спътник в спокойно състояние също бяха определени в Гл. 3.1.1 с използване на ултравиолетови данни от работите на Nussbaumer & Vogel (1989) и Fernandez-Castro et al. (1988, 1995).

Потоците на околосвездната мъглявина бяха получени след като звездните потоци бяха извадени от наблюдаемите. Електронната температура и мярата на емисия на мъглявината бяха пресметнати чрез фитиране на нейните потоци с небулярен континуум. Беше приложена същата процедура както в Гл. 3, приемайки, че количеството на двукратно йонизирания хелий доминира в спокойно състояние и допускайки, че излъчването в континуума е на водород и йонизиран хелий. Резултатите са представени в Табл. 5.1. Неточностите са определени от грешките в наблюдателните данни. Потоците за спокойно състояние в Табл. 5.1 и на Фиг. 5.1 се отнасят до съответните параметри в Табл. 5.2.

Таблица 5.1: Потоци в континуума на компонентите на системата по време на избухването в края на 2002 г. в единици $10^{-12} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ \AA}^{-1}$. Потоците на гиганта и „спокойните“ потоци на горещия компонент са същите както в Гл. 3.

Дата ггггммдд	SC ^a	U	B	V	R	J	H	K	L	M
20020819 Quiescent	Cool	0.020	0.160	0.376	0.710	1.343	0.856	0.439	0.113	0.034
	Hot	0.030	0.014							
	Neb.	0.560	0.162	0.142	0.108	0.031	0.018	0.011	0.004	
	TF	0.580	0.322	0.518	0.818	1.374	0.874	0.450	0.117	0.034
	OF	0.569	0.391	0.520	0.617	1.359	0.878	0.440	0.104	0.021
		± 0.009	± 0.007	± 0.008	± 0.012	± 0.012	± 0.009	± 0.004	± 0.002	± 0.001
	r	2	-18	0	32	1	0	2	12	62
20021112 Active	Cool	0.020	0.160	0.376	0.710	1.343	0.856	0.439	0.113	0.034
	Hot	0.107	0.052	0.022						
	Neb.	1.639	0.730	0.640	0.485	0.138	0.079	0.050	0.020	
	TF	1.766	0.942	1.038	1.195	1.481	0.935	0.489	0.133	0.034
	OF	1.902	1.010	1.068	1.093	1.518	0.936	0.470	0.119	0.024
		± 0.033	± 0.021	± 0.021	± 0.021	± 0.001	± 0.001	± 0.001	± 0.001	± 0.001
	r	-7	-7	-3	9	-2	0	4	12	42
20030804 Quiescent	Cool	0.020	0.160	0.376	0.710	1.343	0.856	0.439	0.113	0.034
	Hot	0.030	0.014							
	Neb.	1.055	0.306	0.268	0.203	0.058	0.033	0.021	0.008	
	TF	1.105	0.480	0.644	0.913	1.401	0.889	0.460	0.121	0.034
	OF	1.075	0.511	0.631	0.798	1.323	0.822	0.420	0.104	0.022
		± 0.020	± 0.003	± 0.003	± 0.003	± 0.012	± 0.007	± 0.004	± 0.001	± 0.001
	r	3	-6	2	14	6	8	10	16	54

продължава на следващата страница

Таблица 5.1: *продължение*

Дата ггггммдд	SC ^a	U	B	V	R	J	H	K	L	M
20030817 Quiescent	Cool	0.020	0.160	0.376	0.710	1.343	0.856	0.439	0.113	0.034
	Hot	0.030	0.014							
	Neb.	1.033	0.299	0.262	0.199	0.057	0.032	0.020	0.008	
	TF	1.083	0.473	0.638	0.909	1.400	0.888	0.459	0.121	0.034
	OF	1.095	0.501	0.614	0.791	1.311	0.822	0.424	0.100	0.021
		± 0.020	± 0.002	± 0.003	± 0.004	± 0.012	± 0.007	± 0.004	± 0.001	± 0.002
	r	-1	-6	4	15	7	8	8	21	62
20031006 Quiescent	Cool	0.020	0.160	0.376	0.710	1.343	0.856	0.439	0.113	0.034
	Hot	0.030	0.014							
	Neb.	1.055	0.306	0.268	0.203	0.058	0.033	0.021	0.008	
	TF	1.105	0.480	0.644	0.913	1.401	0.889	0.460	0.121	0.034
	OF	1.146	0.511	0.603	0.791	1.335	0.838	0.424	0.104	0.022
		± 0.026	± 0.010	± 0.016	± 0.004	± 0.012	± 0.001	± 0.004	± 0.001	± 0.001
	r	-4	-6	7	15	5	6	8	16	54

^a Компоненти на системата, TF=Cool+Hot+Nebular: общ поток; OF: наблюдаем поток; r=(TF-OF)/OF в %.

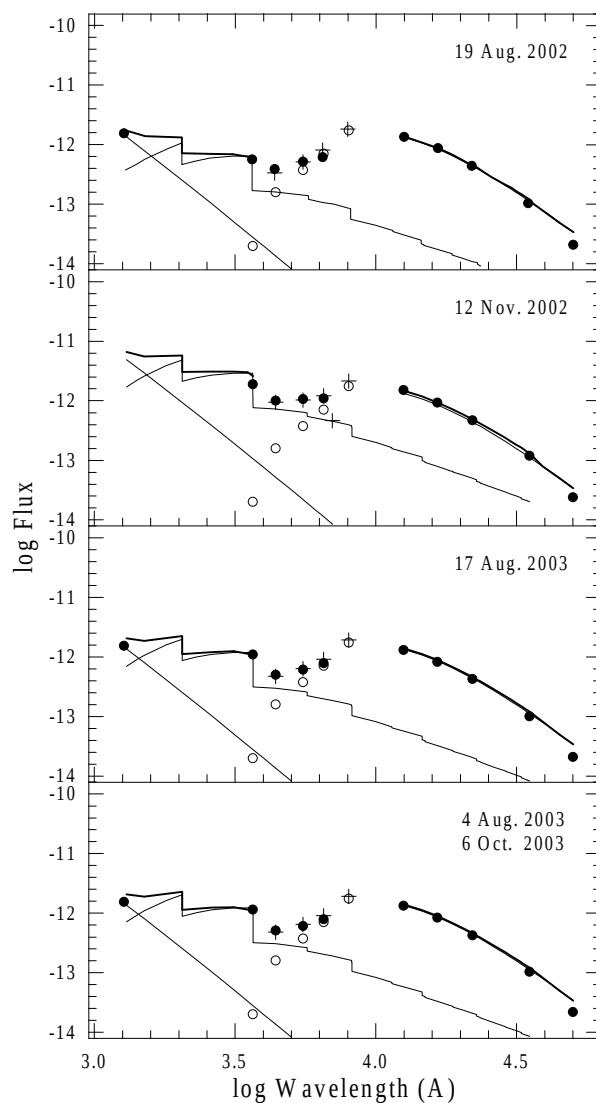
5.1.2 Активна фаза

След момента на орбитален минимум през август 2002 г. блясъкът нарастна отново по две причини – нарастване на неокултираната част на мъглявината и развитие на активност. Най-характерното за фотометричното поведение на Z And в края на 2002 г. беше нейното силно инфрачервено излъчване, чиято интензивност беше много близка до тази в момента на максимален блясък на голямото избухване през декември 2000 г. *UBV* излъчването, от своя страна, нарастна малко в сравнение с голямото избухване. Когато анализирахме нашите данни от ноември 2002 г., ние постъпихме по следния начин. Отначало извадихме потоците на хладния гигант от наблюдаемите потоци. Оказа се, че останалото излъчване в областта *RJHK* се фитира много добре с небулярен континуум. В *UBV* областта обаче, присъстваше допълнително излъчване от трети компонент (Табл. 5.1).

За определяне на небулярното излъчване е необходимо да знаем доминиращата степен на йонизация на хелия в мъглявината. Както при изследването в Гл. 3, пресметнахме съотношението на мерите на емисия на неутралния и йонизирания хелий, използвайки потоците в линиите He I 4471 и He II 4686, които този път обаче, са от нашите спектри от ноември 2002 г. Беше получено, че отново двукратно йонизираният хелий доминира и предположихме, че небулярният континуум се формира от излъчване на водород и йонизиран хелий.

За фитиране на континуума са необходими величините γ_ν , относящи се до коефициентите на излъчване на тези елементи, определящи се от рекомбинации и свободно-свободни преходи. Периодът на максимален блясък попада на фази близки до фотометричния минимум. Както в Гл. 3.1.2, използвахме средно аритметично от стойностите на коефициентите на водорода от двете страни на Балмеровата граница (Osterbrock 1974).

Оказва се, че през активната фаза небулярното излъчване на системата в областта на ивиците *UBVRJHKL* се фитира най-добре с газов континуум с $T_e = 20\,000 \pm 1000$ K и мяра на емисията $(11.7 \pm 0.3) \times 10^{59} (\text{d}/1.12 \text{ kpc})^2 \text{ cm}^{-3}$ (Фиг. 5.1, Табл. 5.2). Небулярните потоци в Табл. 5.1 се отнасят до тези параметри. Този резултат показва, че нарастването на блясъка на Z And се дължеше главно на небулярното излъчване, а разпределението на енергията на нейния компактен компонент беше характерно за горещ обект, излъчващ преимуществено в ултравиолетовата област, както и в спокойно състояние. Тъй като не разполагахме с UV-данни, определихме една горна граница на параметрите на компактният обект на базата на следните съображения. Нека отначало да допуснем, че в



Фигура 5.1: Разпределение на енергията в спектъра на Z And по време на избухването в края на 2002 г. Означенията са същите, както на Фиг. 3.1. Континуумите на гиганта и горещия компонент в спокойно състояние са същите като в Гл. 3. Потоците са в единици $\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{\AA}^{-1}$.

Таблица 5.2: Параметри на горещия звезден и небулярния компонент на системата по време на избухването в края на 2002 г.

Дата ггггммдд	Компонент на системата	T_{eff} (K)	$R(d/1.12 \text{ kpc})$ ($R_{\odot}$)	T_e (K)	$n_e^2 V(d/1.12 \text{ kpc})^2$ $\times 10^{59} \text{ (cm}^{-3}\text{)}$
20020819	Hot	150 000 ^a	0.06 ^a		
Quiescent	Nebular			20 000 $\pm$ 1000	2.6 $\pm$ 0.1
20021112	Hot ^b	125 000 $\pm$ 3000	0.13 $\pm$ 0.01		
Active	Nebular			20 000 $\pm$ 1000	11.7 $\pm$ 0.3
20030804	Hot	150 000 ^a	0.06 ^a		
Quiescent	Nebular			20 000 $\pm$ 1000	4.9 $\pm$ 0.1
20030817	Hot	150 000 ^a	0.06 ^a		
Quiescent	Nebular			20 000 $\pm$ 1000	4.8 $\pm$ 0.1
20031006	Hot	150 000 ^a	0.06 ^a		
Quiescent	Nebular			20 000 $\pm$ 1000	4.9 $\pm$ 0.2

^a Получени от UV данни (Nussbaumer & Vogel 1989; Fernandez-Castro et al. 1988, 1995; виж текста).

^b Получените стойности на параметрите са горна граница.

мъглявината е изпълнено условието за йонизационно равновесие, т.е. броят на йонизиращите фотони е равен на броя на рекомбинациите. В такъв случай Лаймановата светимост на компактния обект може да се оцени по следния начин. Нарастването на мярата на емисия на мъглявината (Табл. 5.2) показва нарастване на броя на рекомбиниращите йони 2.5 ± 0.2 пъти в сравнение с броя им в момента 15.09.1999 г. (Гл. 3) в спокойно състояние на фазата на орбиталния максимум. Това означава, че общата Лайманова светимост на всички йонизиращи източници в системата нараства поне в същото съотношение. Основният източник на йонизиращо излъчване е горещият компонент на системата. В случая, когато отначало само част от мъглявината е била йонизирана, а след нарастване на излъчването на горещия компонент – цялата (с изключение на малка част зад гиганта), Лаймановата светимост може да е нарастнала и в съотношение по-голямо от това на мярата на емисия, като известна част от фотоните са напуснали мъглявината непогълнати. В спокойно състояние околозвездната мъглявина на системата Z And е частично йонизирана (Fernandez-Castro et al. 1988; Mikolajewska & Kenyon 1996; Schmid & Schild 1997; Birriel et al. 1998). По време на голямото избухване 2000 – 2002 г. мярата на емисия нарастна 4.4 пъти (Гл. 3), а по

време на избухването, предмет на настоящето разглеждане – 2.5 пъти. Това означава, че известна част от мъглявината е останала неутрална област и нарастването на Лаймановата светимост вероятно е било в същото съотношение. Тъй като обаче, наред с радиативната йонизация, в мъглявината може да има и ударна, съотношението 2.5 е горна граница на нарастването на Лаймановата светимост.

Лаймановата фотонна светимост зад границата на основната серия на водорода беше пресметната от израза

$$L_{ph} = \frac{8\pi^2 R^2}{c^2} \left(\frac{kT}{h} \right)^3 G(T) , \quad (5.1)$$

в който $G(T)$ е функция, свързана с разпределението на енергията в континуума на йонизиращата звезда. Нейните числени стойности за различни температури на звездата могат да се намерят в статията на Nussbaumer & Vogel (1987) и книгата на Pottasch (1984). Използвайки радиуса и ефективната температура за спокойно състояние, възприети в Гл. 3.1.1, получихме Лайманова фотонна светимост $9.43 \times 10^{46} \text{ phot s}^{-1}$. Тогава, използвайки съотношението 2.5 ± 0.2 , получаваме горна граница на Лаймановата светимост $(2.36 \pm 0.19) \times 10^{47} \text{ phot s}^{-1}$. Използвайки тази стойност и наблюдаемите UBV потоци, за горната граница на радиуса и ефективната температура в момента на оптическия максимум получаваме $0.13 \pm 0.01 R_{\odot}$ и $125\,000 \pm 3000 \text{ K}$. Неточностите са определени от наблюдаемите потоци. Тези параметри са представени в Табл. 5.2 и потоците на горещия компонент (Табл. 5.1, Фиг. 5.1) са пресметнати на тяхна база.

5.2 Анализ на спектралната линия He II 4686 и темп на загуба на маса на спътника

По време на нарастването на блясъка линията He II 4686 се състоеше от два емисионни компонента – тесен централен компонент с ширина (FWHM) около $90 - 100 \text{ km s}^{-1}$ и широк компонент, чиято ширина беше много по-голяма (Табл. 5.3, Фиг. 5.2). Широкият компонент бе анализиран по следния начин.

Наблюдаемият спектър бе коригиран чрез отстраняване на няколко слаби емисионни линии на O II и на най-силните абсорбционни линии на гиганта. След това беше фитиран с Гаусова функция. Получените по тази процедура параметри са представени в Табл. 5.3. Грешката на еквивалентната ширина е в интервала $11 - 19\%$ в зависимост от съотношението сигнал/шум на отделните спектри, а грешката на потока в

линията – около 20 %. Ширината на линията на нулева интензивност беше определена от точките, където фитиращата функция достига нивото на шума.

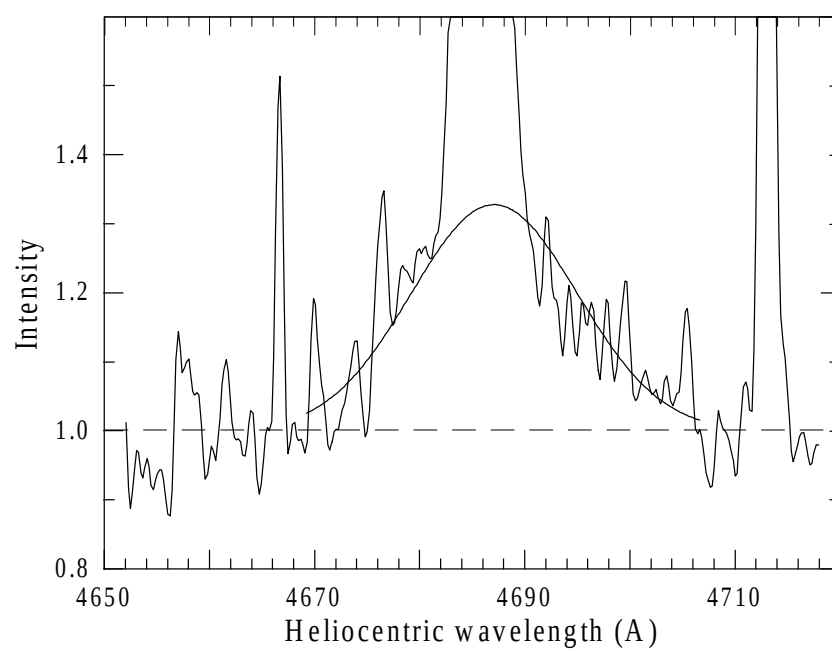
Таблица 5.3: Данни за линията He II 4686 по време на избухването в края на 2002 г.

Дата ггггммдд	FWHM(B) [km s ⁻¹]	FWZI(B) [km s ⁻¹]	ϑ_h [km s ⁻¹]	$F(B) \times 10^{12}$ [erg cm ⁻² s ⁻¹]	$F(N) \times 10^{12}$ [erg cm ⁻² s ⁻¹]
20020925	1091 ± 92	2113	1050	3.713	46.319
20021020	1170 ± 101	2201	1100	5.234	59.782
20021112	1192 ± 56	2416	1200	6.658	70.110

За да определим естеството на газовата среда, от която се излъчва широкият компонент, трябва да разгледаме различни механизми на разширяване на емисионните линии. Неговата пълна ширина на половината интензивност (FWHM) е 1100 – 1200 km s⁻¹ (Табл. 5.3) и възможен механизъм на разширяване е електронно разсейване в среда с електронна температура $T_e = 15\,000 - 20\,000$ K. Нека проверим тази възможност. Общият поток в линията, който е сума от потоците на двата компонента $F(T) = F(N) + F(B)$, има стойности $(50.032 \div 76.768) \times 10^{-12}$ erg cm⁻² s⁻¹ (Табл. 5.3). Мярата на емисия за линиите на He II се пресмята по формулата

$$n_e^2 V = \frac{4\pi d^2 F(T)}{\alpha h \nu a(\text{He})(1 + 2a(\text{He}))} \quad , \quad (5.2)$$

където ν е честотата в линията. Ние използвахме коефициент на рекомбинация α за случая B (Storey & Hummer 1995), съответстващ на електронна температура $T_e = 20\,000$ K в околността на спътника и плътност 10^{10} cm⁻³. Стойностите за общия поток предлагат мяра на емисията $(0.87 \div 1.34) \times 10^{59}$ (d/1.12 kpc)² cm⁻³. Възприемайки средна електронна плътност в мъглявината в спокойно състояние на системата 1.4×10^{10} cm⁻³ (Fernandez-Castro et al. 1988), получаваме радиус $(4.74 \div 5.46) \times 10^{12}$ (d/1.12 kpc)^{2/3} cm на сферичната област, от която се излъчва линията. Ние използвахме електронна плътност за спокойно състояние на системата, тъй като линейният емисионен спектър запази редица от своите „спокойни“ характеристики и по време на избухването. Допускаме, че широкият емисионен компонент се дължи само на електронно разсейване. В този случай оптичната дебелина τ_e от електронно разсейване се



Фигура 5.2: Областта на крилата на линията He II 4686 от 12.11.2002, където се вижда широкият компонент. Нивото на локалния континуум е означено с прекъснатата линия.

изразява с

$$\frac{F(N)}{F(T)} = e^{-\tau_e} . \quad (5.3)$$

С данните от Табл. 5.3 се получава оптична дебелина на разсейващата област $\tau_e = 0.08 - 0.09$. Използвайки тези стойности и посочената по-горе електронна плътност, получаваме радиус на разсейващата област $r = \tau_e / \sigma_e n_e$ в границите $(8.27 \div 9.77) \times 10^{12} (d/1.12 \text{ крс})^{2/3} \text{ см}$. σ_e е коефициентът на електронно разсейване. Тези радиуси и средна плътност дават твърде голяма стойност на мярата на емисия $n_e^2 V = (4.64 \div 7.67) \times 10^{59} (d/1.12 \text{ крс})^2 \text{ см}^{-3}$. Тъй като този резултат съществено се различава от получения преди, стигаме до заключението, че широкият компонент най-вероятно не се дължи на електронно разсейване.

Друг възможен механизъм за разширение на емисионните линии е излъчване от Кеплеров акреционен диск. Можем да допуснем, че широкият компонент на линията He II 4686 се излъчва от вътрешната част на диска около компакния обект, където скоростта е над 1000 km s^{-1} . Скоростта, определена от ширината на линията на нулева интензивност, се отнася за движението на газа на вътрешната граница на диска. Тази скорост обаче, е по лъча на зрение. С отчитане на наклона на орбитата, който приемаме за не по-голям от 55° (Tomov et al. 2012) скоростта на вътрешната граница на диска се получава не по-малка от $1280 - 1460 \text{ km s}^{-1}$. При маса на компакния обект от $0.6 M_\odot$ (Fernandez-Castro et al. 1988; Schmid & Schild 1997) за вътрешния радиус на диска получаваме стойности не по-големи от $0.07 - 0.05 R_\odot$. Тези стойности са равни на радиуса на компакния обект в спокойно състояние, а не в максимума на блясъка и по тази причина считаме, че по-вероятно е широкият компонент да възниква в звезден вятър с висока скорост. Скоростта на звездния вятър на спътника (v_h в Табл. 5.3) беше определена вземайки пред вид грешката в ширината на линията на отделните спектри.

Ние пресметнахме горната граница на темпа на загуба на маса на компакния спътник в системата Z And използвайки потока енергия в широкия компонент на линията He II 4686 (Табл. 5.3) и същия подход (Vogel & Nussbaumer 1994), както в случая на голямото избухване, описан в Гл. 4.2. Отново бе възприета електронна температура $T_e = 30\,000 \text{ K}$ в областта на вятъра. Темпът на загуба бе пресметнат само за момента на максимален блясък 12.11.2002 г., тъй като само за този момент имаме получен фотосферния радиус на спътника. Този радиус бе използван за вътрешна граница на областта на излъчване на линията. Външната граница бе приета за равна на безкрайност. За горната граница на темпа

на загуба на маса получихме стойността $\dot{M} = 1.74 \times 10^{-7} (d/1.12 \text{ kpc})^{3/2} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$, която е близка до тази в момента на максимума на блясъка на голямото избухване. Грешката в така получения темп на загуба на маса е около 20 %, зависеща главно от грешката в потока в линията.

5.3 Дискусия

Поради липса на ултравиолетови данни за анализ на излъчването на горещия компактен спътник по време на избухването, ние получихме горна граница на неговите параметри.

Околосвездната мъглявина на системата вероятно не е в условията на йонизационно равновесие, т.е. наред с радиативната йонизация в нея се реализира и ударна. Механизъм на ударна йонизация бе неотдавна теоретично предложен от Kilpio et al. (2005) и Bisikalo et al. (2006). Както вече отбелязахме в Гл. 4.1.3, теоретичният резултат на Bisikalo et al. (2006) показва, че една съществена част от небулярното излъчване по време на избухването е резултат от освобождаването на енергията на ударни вълни, възникнали при сблъскването на ветровете в системата. В тази работа бе показано още, че по време на голямото избухване, наред с радиативната йонизация, в мъглявината се реализира и ударна – в съгласие с теоретичното предсказание. Тъй като по време на малкото избухване, което е предмет на разглеждане в тази глава, бе констатиран високоскоростен звезден вятър от спътника, ние допускаме, че и в този случай, най-вероятно, се реализират както радиативна, така и ударна йонизация. Затова считаме, че нарастването на Лаймановата светимост на спътника вероятно е в по-малко съотношение, отколкото нарастването на мярката на емисия, и реалните параметри на спътника са под определената горна граница.

5.4 Заключение

В тази глава бяха представени резултатите от изследването на симбиотичната двойна Z And по данни от широкоивична фотометрия, получени в пет момента. В четири от тях, преди и след малкото оптическо избухване в края на 2002 г., блясъкът на звездата във всички фотометрични системи имаше характерните си за спокойно състояние стойности. Петият момент попада в периода на максимален блясък по време на избухването.

Проведен е анализ на континуума в областта на използваните фото-

метрични системи, в резултат на който са получени електронната температура и мярката на емисия на околозвездната мъглявина в системата. На базата на анализа на континуума и с помощта на допускането за йонизационно равновесие в мъглявината е получена горната граница на радиуса и ефективната температура на компактния спътник в момента на максимума на блясъка.

В периода на нарастване на блясъка бяха получени спектрални данни с висока дисперсия в областта на линиите H_γ и $He II 4686$. През този период линията $He II 4686$ имаше широк емисионен компонент с ниска интензивност, за който се предполага, че се дължи най-вероятно на звезден вятър с висока скорост. Получена е горната граница на темпа на загуба на маса на спътника по потока енергия в тази линия в момента на максимума на блясъка.

Заклучение, основни резултати и приноси

В заключение ще направим сравнение на основните характеристики на поведението на системата *Z And* по време на двете избухвания, което бе обект на настоящото изследване и ще изложим основните резултати.

По време на голямото избухване светимостта на горещия спътник нарастна и неговото разпределение на енергията претърпя забележителна промяна, в резултат на което излъчването му силно доминираше в *UBV* областта. Бе наблюдаван двускоростен режим на изтичане на вещество – оптически плътен *P* Суг вятър с ниска скорост и оптически тънък вятър с висока скорост. Описаното поведение бе интерпретирано с наличие на разширяваща се оптически плътна дискообразна обвивка с фотосферни характеристики около горещия спътник, формирана в резултат на сблъскването на изтичащото вещество с акреционен диск. Континуумът на системата в областта *JHKL* също нарастна значително и основен принос в тази област имаше небулярното излъчване. По време на малкото избухване нарастването на потока в цялата *UBVRJHKL* област се дължеше главно на небулярното излъчване. Разпределението на енергията на спътника се промени малко. Той остана горещ компактен обект, както в спокойно състояние на системата. Възникна оптически тънък високоскоростен звезден вятър и темпът на загуба на маса бе сравним с този по време на голямото избухване.

Основни резултати и приноси

1. На базата на спектралния клас M4.5 (Murset&Schmid99) на хладния гигант в системата Z And и калибровъчната зависимост „спектрален клас – ефективна температура“ за нормални гиганти на Belle et al. (1999) е получена неговата ефективна температура 3400 ± 270 K. На базата на фотометрични *UBVR I J H K L M* данни е получен наблюдаемият болометричен поток на гиганта $(2.221 \pm 0.048) \times 10^{-8} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Тези данни предлагат радиус на гиганта $(85 \pm 4) (d/1.12 \text{ крс}) R_{\odot}$.
2. Получени са електронната температура и мярата на емисия на околозвездната мъглявина в пет момента, в които блясъкът във всички фотометрични системи имаше характерните си за спокойно състояние стойности. Два от тези моменти са близо до фазата на орбиталния фотометричен максимум, а един от тях – близо до фазата на орбиталния минимум.

Електронната температура и мярата на емисия са получени и в четири момента на активност. В момента на максимум на блясъка през декември 2000 г. мярата на емисия нарастна 4.4 пъти в сравнение със стойността си в спокойно състояние, достигайки $(20.9 \pm 0.5) \times 10^{59} (d/1.12 \text{ крс})^2 \text{ cm}^{-3}$, а електронната температура остана същата като в спокойно състояние $20\,000 \pm 1000$ K.

3. По време на нарастване на блясъка през 2000 г. горещият компонент претърпя разширение и радиусът на наблюдаемата фотосфера нарастна около 40 пъти, достигайки стойност в максимума $(2.36 \pm 0.07) (d/1.12 \text{ крс}) R_{\odot}$. Ефективната температура в този момент беше оценена на около $(35\,000 \pm 1000)$ K. Тези данни водят до болометрична светимост $L_{\text{bol}} = 7200 L_{\odot}$, която превъзхожда неколkokратно „спокойната“ светимост $L_{\text{bol}} = 1600 L_{\odot}$. Съгласно теорията, компактните обекти, компоненти на класическите симбиотични звезди, се намират в режим на стационарно горене на водорода на тяхната повърхност и по време на избухване еволюират при постоянна болометрична светимост. Полученият резултат повдига въпроса за преразглеждане на теорията.

Наблюдаван е двускоростен режим на изтичане на маса от горещия компактен спътник – оптически плътен P Cyg вятър с ниска скорост от 60 km s^{-1} , проявяващ се в линии на He I и H I и оптически тънък звезден вятър с висока скорост от 500 km s^{-1} , формиращ широките емисионни компоненти на линиите H γ и He II 4686.

Получен е темпът на загуба на маса на спътника по енергетичния поток в широките емисионни компоненти на линиите H_γ и $He\ II\ 4686$ при допускането, че тези компоненти са оптически тънки. Оказва се, че темпът намалява от $2.4 \times 10^{-7} (d/1.12 \text{ крс})^{3/2} M_\odot \text{ yr}^{-1}$ в максимума на блясъка до $1.0 \times 10^{-7} (d/1.12 \text{ крс})^{3/2} M_\odot \text{ yr}^{-1}$ през октомври 2001 г. Показано е, че получените по свършено независими един от друг подходи – **радиус** на наблюдаемата фотосфера от една страна (по данни от многоцветна фотометрия) и **скорост** на Р Суг вятъра и **темп на загуба на маса** на спътника от друга (по спектрални данни с високо разрешение), са в добро съгласие.

За обяснение на линейния спектър по време на избухването е предложен модел на системата с акреционен диск (или небулярно вещество с повишена плътност в орбиталната равнина) и скорост на вятъра от спътника 500 km s^{-1} . Вятърът се сблъсква с диска, в резултат на което скоростта му намалява до около 60 km s^{-1} в областта на орбиталната равнина, където се формира оптически плътна дискообразна обвивка, играеща ролята на наблюдаема фотосфера. На по-високи звездни ширини скоростта не се променя, оставайки 500 km s^{-1} . Този модел осигурява обяснение и на нарастването на размера на наблюдаемата фотосфера, получено от многоцветна фотометрия.

В рамките на този модел е пресметнато UBV излъчването на вятъра, което съставлява около 20 % от общото небулярно излъчване на системата. Оказва се, че около 90 % от излъчването на вятъра е от плътната екваториална част.

4. В момента на максимум на блясъка през ноември 2002 г. мярката на емисия на мъглявината нарастна 2.5 пъти в сравнение със стойността си в спокойно състояние, достигайки $(11.7 \pm 0.3) \times 10^{59} (d/1.12 \text{ крс})^2 \text{ cm}^{-3}$, а електронната температура не се промени.
5. По време на нарастването на блясъка в края на 2002 г. спътникът претърпя слабо разширение, като остана горещ компактен обект както в спокойно състояние на системата. Получена е горната граница на радиуса и ефективната му температура, която е $(0.13 \pm 0.01) (d/1.12 \text{ крс}) R_\odot$ и $125\,000 \pm 3000 \text{ K}$, съответно.

През същия период на нарастване на блясъка бе наблюдаван широк емисионен компонент на линията $He\ II\ 4686$, показващ скорости $1050 \div 1200 \text{ km s}^{-1}$, за който се предполага, че се дължи най-вероятно на оптически тънък звезден вятър от спътника.

Получена е горната граница на темпа на загуба на маса на спътника в момента на максимума на блясъка по енергетичния поток в тази линия, която възлиза на $1.7 \times 10^{-7} (d/1.12 \text{ крс})^{3/2} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$.

Публикации

А. Публикации, на които се основава дисертацията

1. Tomov, N., Taranova, O., Tomova, M. "Mass ejection by the symbiotic binary Z And during its 2000-2002 outburst", 2003, A&A 401, 669-676
2. Tomov, N., Tomova, M., Taranova, O. "Broad-band multicolour observations of the symbiotic binary Z And during quiescence and its activity at the end of 2002", 2004, A&A 428, 985-992
3. Tomov, N., Tomova, M., Taranova, O. "The HeII 4686 line of the symbiotic binary Z And during its outburst at the end of 2002", 2005 in ASP Conf. Ser., The Astrophysics of Cataclysmic Variables and Related Objects, eds. J. M. Hameury, & J. P. Lasota, 330, 465-466
4. Tomov, N.A., Tomova, M.T., Bisikalo, D.V. "Spectral indications of ejection of mass by the symbiotic binary Z And during its 2000-2002 outburst", 2008, MNRAS 389, 829-838
5. Tomov, N.A., Tomova, M.T., Bisikalo, D.V. "Symbiotic Stars with Similar Line Profiles during Activity", 2013, AIP Conf. Proc. 1551, 30-45
6. Tomova, M.T., "Wind's emission of the compact secondary in Z And during its 2000-2002 outburst", 2014, BlgAJ 21, in press

Б. Други публикации, свързани с темата

1. Kovachev, B., Tomov, N., Tomova, M. "Three-colour photoelectric photometry of the symbiotic star AG Peg", 1989, C. R. Acad. Bulg. Sci. 42, No. 6, 5-6
2. Tomov, N., Tomova, M. "Orbital elements of the symbiotic binary AG Peg", 1992, C. R. Acad. Bulg. Sci. 45, No. 4, 5-8, in russian

3. Tomov, N., Tomova, M. "Radial velocity investigation of the symbiotic binary AG Pegasi", 1992, *Izv. Krym. Astrofiz. Obs.* 86, 19, in russian
4. Tomov, N., Tomova, M. "H α and U light variability of EG And during 1991-1994 – a support of the colliding winds interpretation", 1995, in "100 yr Astronomical Observatory of Sofia University" eds. K. Mashev, and R. Kurtev, Naturela, Sofia, p. 103
5. Tomov, N., Tomova, M. "H α and U light variability of EG And during 1991-1994", 1995, *C. R. Acad. Bulg. Sci.* 48, No. 11-12, 11-14
6. Montagni F., Maesano M., Viotti R., Altamore A., Tomova M., Tomov N. "Photometry of the 1994–1995 active phase of AG Dra", 1996, IBVS No. 4336
7. Tomov N., Tomova M. "Photoelectric UBV observations of EG And", 1996, IBVS No. 4341
8. Tomov N., Tomova M. "H α observations of AG Dra during quiescence and the 1994 outburst", 1997, in "Physical Processes in Symbiotic Binaries and Related Systems", ed. Mikolajewska J., Copernicus Foundation for Polish Astronomy, Warsaw, p. 185
9. Tomov N., Tomova M., Raikova D. "The visual line spectrum of AG Peg in 1995", 1998, *A&AS* 129, 479-488
10. Tomova M., Tomov N. "UBV observations of AG Dra in 1996 and 1997 during active phase", 1998, IBVS No. 4561
11. Tomov N., Tomova M. "Photometric investigation of the nebula in the AG Peg system", 1998, IBVS No. 4574
12. Tomova M., Tomov N. "Spectral observations of AG Draconis during quiescence and outburst (1993-1995)", 1999, *A&A* 347, 151-163
13. Tomov N., Tomova M. "UBV observations of AG Dra in the end of the last active phase and after it", 2000, IBVS No. 4953
14. Tomov N., Tomova M., Ivanova A. "Analysis of the U-band orbital variation of the symbiotic binary AG Draconis during quiescence", 2000, *A&A* 364, 557-562
15. Tomov N., Tomova M. "A colliding-winds interpretation of the U orbital variation of the symbiotic binary AG Pegasi", 2001, *Ap&SS* 278, 311

16. Tomov N., Tomova M. "Hydrogen and helium emission of the symbiotic binary AG Draconis during an active phase (1996 - 1997)", 2002, A&A 388, 202-212
17. Taranova O.G., Tomov N., Tomova M., Shenavrin V.I. "The Symbiotic System Z Andromedae during the Flare of 2000-2002", 2004, Astr. Rep. 48, 742-750
18. Tomov N., Tomova M., Taranova O. "The Activity of the Symbiotic Binary Z And at the End of 2002", 2005, Aerospace Research in Bulgaria, v. 20, Proceedings of the Balkan Astronomical Meeting (BAM 2004), Rozhen - June 2004, 252-257
19. Bisikalo D.V., Boyarchuk A.A., Kilpio E.Yu., Tomov N.A., Tomova M.T. "A Study of an Outburst in the Classical Symbiotic Star Z And in a Colliding-Wind Model", 2006, Astr. Rep. 50, 722-732
20. Tomov N.A., Tomova M.T. "H alpha observations of the symbiotic binary system Z And during its 2006 outburst", 2006, BlgAJ 8, 76
21. Taranova O., Tomov N., Tomova M., Shenavrin V. "The Symbiotic System Z Andromedae during the Flare of 2000-2002", 2007, in Proc. of the memorial D.Ya. Martynov regional conference, held 22-24 May 2006, GAISH
22. Tomov N.A., Tomova M.T., Bisikalo D.V. "Bipolar ejection by the symbiotic binary system Z And during its 2006 outburst", 2007, MNRAS 376, L16-L19
23. Tomova M.T., Tomov N.A., Bisikalo D.V. "Two-velocity type mass outflow from the symbiotic binary Z And during its 2000 - 2002 outburst", 2008, BlgAJ 10, 39-48
24. Tomov N.A., Tomova M.T., Bisikalo D.V. "Evidences for an Accretion Disc in the Spectrum of the Symbiotic Binary Z And during its Outburst at the end of 2002", 2009, AIP Conf. Proc., SPACE PLASMA PHYSICS: School of Space Plasma Physics, ed. I. Zhelyazkov, 1121, 22-27
25. Tomov N.A., Tomova M.T., Bisikalo D.V. "The Hydrogen and Helium Lines of the Symbiotic Binary Z And during Its Brightening at the End of 2002", 2010, Astr. Rep. 54, 528-536
26. Tomov N.A., Bisikalo D.V., Tomova M.T., Kilpio, E. "A Study of Outburst Activity of Z And in 2000-2010", 2010, Astr. Rep. 54, 628-644

27. Tomov N.A., Bisikalo D.V., Tomova M.T., Kilpio, E. "Eruptive activity of Z And in 2000 – 2010", 2011, BlgAJ 15, 35-48
28. Tomov N.A., Bisikalo D.V., Tomova M.T., Kilpio, E. "Interpretation of the line spectrum of classical symbiotic stars in the scenario for their prototype Z And", 2011, AIP Conf. Proc., 3RD SCHOOL AND WORKSHOP ON SPACE PLASMA PHYSICS, eds. I. Zhelyazkov and T. Mishonov, 1356, 35-44
29. Kilpio, E.Yu., Bisikalo D.V., Tomov N.A., Tomova M.T. "Classical symbiotic star Z And During the Recent Activity Period", 2011, Ap&SS 335, 155-160
30. Tomov, N.A., Tomova, M.T., Bisikalo, D.V. "Balmer lines of the symbiotic binary Z Andromedae during its 2006 outburst", 2011, BlgAJ 17, 70-79
31. Tomov, N.A., Tomova, M.T., Bisikalo, D.V. "Mass ejection by the symbiotic prototype Z And during its 2006 outburst 2012", 2012, Baltic Astronomy 21, 112-122
32. Skopal, A., Tomov, N.A., Tomova, M.T. "Discovery of collimated ejection from the symbiotic binary BF Cygni", 2013, A&A 551, L10
33. Tomov, N.A., Tomova, M.T. "Bipolar ejection from the symbiotic binary Hen 3-1341 during its 2012 outburst", 2013, IBVS No. 6055
34. Skopal, A., Sekeras, M., Tomov, N., Tomova, M., Tarasova, T., Wolf, M. "What powers the 2006 outburst of the symbiotic star BF Cygni?", 2013, in the Proceedings of the Palermo Workshop THE GOLDEN AGE OF CATAclysmic VARIABLES AND RELATED OBJECTS - II, eds. F. Giovannelli and L. Sabau-Graziati, Acta Polytechnica, accepted
35. Tomov N.A., Tomova M.T., Bisikalo D.V. "Symbiotic Stars with Spectral Indication of Bipolar Ejection and Stellar Wind", 2014, AN 335, 178-188

Благодарности

За мене е удоволствие да благодаря на колегите наблюдатели в Куде за ценните насоки и дискусии, свързани с анализирането на спектралните данни, както и за помощта при наблюденията. На проф. дфн Н. Маркова изказвам своята признателност за всестранныя подкрепа – с професионални и приятелски съвети. Благодаря и на всички колеги, които по време на съвместната ни работа са ме подкрепяли и насърчавали, без което тази дисертация нямаше да стане факт.

Благодаря на ръководството на проект BG051PO001-3.3.06-0047 „Повишаване на професионалните умения в теорията и практиката на астрономията чрез многопрофилно и интерактивно обучение“, осъществяващ се с финансовата подкрепа на Оперативна програма „РЧР“, за възможността да посещавам част от обученията по проекта и съдействието за получаване на сертификат от ЦО-БАН.

Благодаря най-сърдечно на ръководството на Института по океанология, БАН – гр. Варна за любезното съдействие и финансова подкрепа за включването ми в интензивен курс по английски език, проведен в института.

Част от изследването, представено в тази дисертация, е реализирано с финансовата подкрепа на ФНИ по договор ДНТС/Словакия 01–14/13.12.2011 г.

Основната част от наблюдателните данни, които се анализират в това изследване, са получени в НАО.

За изследването в тази дисертация са използвани ресурси на интернет, преди всичко базите данни *ADS* и *SIMBAD*.

Библиография

- Abramowicz, M., Chen, X., Kato, S., et al. 1995, ApJ 438, L37
- Arrieta, A. & Torres-Peimbert, S. 2003, ApJS, 147, 97
- Belczynski, K., Mikolajewska, J., Munari, U., Ivison, R. J., & Friedjung, M. 2000, A&AS 146, 407
- van Belle, G. T., Lane, B. F., Thompson, R. R., et al. 1999, AJ, 117, 521
- Belyakina, T. S. 1970, Izv. Krym. Astrofiz. Obs., 41–42, 275
- Belyakina, T. S. 1992, Izv. Krym. Astrofiz. Obs., 84, 49
- Birriel, J. J., Espey, B. R., & Schulte-Ladbeck, R. E. 1998, ApJ, 507, L75
- Birriel, J. J., Espey, B. R., & Schulte-Ladbeck, R. E. 2000, ApJ, 545, 1020
- Bisikalo, D. V., Boyarchuk, A. A., Kilpio, E. Yu., & Kuznetsov, O. A. 2002, ARep 46, 1022
- Bisikalo, D.V., Boyarchuk, A.A., Kilpio, E.Yu., Tomov, N.A., Tomova, M.T. 2006, ARep 50, 722
- Boyarchuk, A. A. 1967a, Izv. Krym. Astrofiz. Obs. 38, 155
- Boyarchuk, A. A. 1967b, AZh 44, 1016
- Brown, R. L., & Mathews, W. G. 1970, ApJ 160, 939
- Burmeister, M., & Leedjarv, L. 2007, A&A 461, 5L
- Duschl, W. 1986a, A&A 163, 56
- Duschl, W. 1986b, A&A 163, 61
- Eiroa, C., Hefele, H., & Qian Zhong-Yu 1982, in The Nature of Symbiotic Stars, ed. M. Friedjung, & R. Viotti (Dordrecht: Reidel), IAU Coll 70, 43

- Fekel, F. C., Hinkle, K. H., Joyce, R. R., & Skrutskie, M. F. 2000, AJ 120, 3255
- Ferland, G. J. 1980, PASP 92, 596
- Fernandez-Castro, T., Cassatella, A., Gimenez, A., & Viotti, R. 1988, ApJ 324, 1016
- Fernandez-Castro, T., Gonzalez-Riestra, R., Cassatella, A., Taylor, A., & Seaquist, E. R. 1995, ApJ 442, 366
- Fluks, M. A., Plez, B., Thé, P. S., et al. 1994, A&AS 105, 311
- Formigini, L., & Leibowitz, E. M. 1994, A&A 292, 534
- Fujimoto, M. Y. 1982, ApJ 257, 767
- Gonzalez-Riestra, R., Viotti, R., Iijima, T., & Greiner, J. 1999, A&A 347, 478
- Hernanz, M., & José, J. 2000, AIP Conf. Ser. 522, 339
- Herrero, A., Puls, J., & Villamariz, M. R. 2000, A&A 354, 193
- Iben, I. 1982, ApJ 259, 244
- Iijima, T. 2006, CBET 633
- Johnson, H. L. 1966, ARA&A 4, 163
- Johnson, H. L., Mitchel, R. I., Iriarte, B., & Wisniewski, W. Z. 1966, Comm. Lunar and Planet. Lab., 4, 99
- Kamath, U. S., & Ashok, N. M. 1999, A&AS 135, 199
- Kenyon, S. J. 1986, *The Symbiotic Stars*, Cambridge University, Cambridge
- Kenyon, S. J. 1988, in *The Symbiotic phenomenon*, ed. Mikolajewska et al., Kluwer, 161
- Kenyon, S., & Truran, J. 1983, ApJ 273, 280
- Kenyon, S. J., & Webbink, R. F. 1984, ApJ 279, 252
- Kenyon, S. J., Fernandez-Castro, T., & Stencel, R. E. 1988, AJ 95, 1817
- Kenyon, S., Mikolajewska, J., Mikolajewski, M., Polidan, R., Slovak, M. 1993, AJ 106, 1573

- Kharitonov, A. V., Tereshchenko, V. M., & Knyazeva, L. N. 1988, Spectrophotometric Catalogue of Stars. Nauka, Alma-Ata
- Kilpio, E. Yu., Bisikalo, D. V., Boyarchuk, A. A., & Kuznetsov, O. A. 2005, in *The Astrophysics of Cataclysmic Variables and Related Objects*, ed. J. M. Hameury, & J. P. Lasota, ASP Conf. Ser. 330, 457
- Koorneef, J. 1983, *A&A* 128, 84
- Kovetz, A., & Prialnik, D. 1994, *ApJ* 424, 319
- Lee, H. 2000, *ApJ* 541, L25
- McKeever, J., Lutz, J., Wallerstein, G., Munari, U., & Siviero, A. 2011, *PASP* 123, 1062
- Mihailov, A. A. 1973, *Kurs astrofiziki i zvezdnoj astronomii*. Nauka, Moscow, in russian
- Mikolajewska, J., & Kenyon, S. J. 1992, *MNRAS* 256, 177
- Mikolajewska, J., & Kenyon, S. J. 1996, *AJ* 112, 1659
- Munari, U., Yudin, B. F., Taranova, O. G., et al. 1992, *A&AS* 93, 383
- Mürset, U., & Schmid, H. M. 1999, *A&AS* 137, 473
- Mürset, U., Nussbaumer, H., Schmid, H. M., & Vogel, M. 1991, *A&A* 248, 458
- Nussbaumer, H., & Vogel, M. 1987, *A&A* 182, 51
- Nussbaumer, H., & Vogel, M. 1988, in *The Symbiotic phenomenon*, ed. Mikolajewska et al., Kluwer, 169
- Nussbaumer, H., & Vogel, M. 1989, *A&A* 213, 137
- Osterbrock, D. E. 1974, *Astrophysics of Gaseous Nebulae*. W.H. Freeman and Company, San Francisco, p. 73, 74
- Paczynski, B. 1970, *Acta Astr.* 21, 417
- Paczynski, B., & Rudak, B. 1980, *Acta Astr.* 82, 349
- Paczynski, B., & Zytlow, A. 1978, *ApJ* 222, 604
- Pottasch, S. R. 1984, *Planetary nebulae* (Dordrecht: Reidel)

- Schmid, H. M., & Schild, H. 1997, A&A 327, 219
- Seaton, M. J. 1979, MNRAS 187, 73p
- Seaton, M. J., Yan, Y., Mihalas, D., Pradhan, A. K. 1994, MNRAS 266, 805
- Sitko, M., Lynch, D. , Russell, R., & Venturini, C. 2006, IAUC 8746
- Skopal, A. 2001, Contrib. Astron. Obs. Skalnaté Pleso 31, 119
- Skopal, A. 2003, A&A 401, 17L
- Skopal A. & Pribulla T., 2006, ATel 882
- Skopal, A., Chochol, D., Pribulla, T., & Vanko, M., 2000, IBVS 5005
- Skopal, A., Vanko, M., Pribulla, T., et al. 2002, Contrib. Astron. Obs. Skalnaté Pleso 32, 1
- Skopal, A., Pribulla, T., Vanko, M., et al. 2004, Contrib. Astron. Obs. Skalnaté Pleso 34, 45
- Skopal A., Vittone A.A., Errico L., Otsuka M., Tamura S., Wolf M., & Elkin V.G. 2006, A&A 453, 279
- Skopal A., Pribulla, T., Budaj, J., et al. 2009a, ApJ 690, 1222
- Skopal A., Sekeras, M., Gonzalez-Riestra, R., & Viotti, R. 2009b, A&A 507, 1531
- Skopal, A., Tomov, N. A., & Tomova, M. T. 2013, A&A 551, L10
- Sokoloski, J. L., & Bildsten, L. 1999, ApJ 517, 919
- Sokoloski, J. L., Kenyon, S. J., Kong, A. K. H., et al. 2002, in The Physics of Cataclysmic Variables and Related Objects, ed. B. T. Gänsicke, K. Beuermann, & K. Reinsch, ASP Conf. Ser. 261, 667
- Sokoloski, J.L., et al. 2006, ApJ 636, 1002
- Starrfield, S., Timmes, F. X., Iliadis, C., et al. 2012, BaltA 21, 76
- Storey, P. J., & Hummer, D. G. 1995, MNRAS 272, 41
- Swings, P., & Struve, O. 1941, ApJ 93, 356
- Taranova, O. G. 2000, Pisma v AZh 26, 472

- Tomov, N. A., Tomova, M. T., & Raikova, D. V. 1998, *A&AS* 129, 479
- Tomov, N. A., Tomova, M. T., & Zamanov, R. K. 2003, in *Symbiotic Stars Probing Stellar Evolution*, ed. R. L. M. Corradi, J. Mikolajewska, & T. J. Mahoney, *ASP Conf. Ser.* 303, 254
- Tomov, N., Tomova, M., & Bisikalo, D. 2007, *MNRAS* 376, 16L
- Tomov, N., Bisikalo, D., Tomova, M., & Kilpio, E. 2010, *ARep* 54, 628
- Tomov, N., Tomova, M., & Bisikalo, D. 2012, *Baltic Astr.* 21, 112
- Tomova, M. T., & Tomov, N. A. 1999, *A&A* 347, 151
- Üüs, U. 1970, *Nauch. Infor.* 17, 32
- Viotti, R., Giangrande, A., Ricciardi, O., & Cassatella, A. 1982, in *The Nature of Symbiotic Stars*, ed. M. Friedjung, & R. Viotti (Dordrecht: Reidel), *IAU Coll* 70, 125
- Vogel, M., & Nussbaumer, H. 1994, *A&A* 284, 145
- Webster, B., & Allen, D. 1975, *MNRAS* 171, 171
- Whitelock, P. 1987, *PASP* 99, 573

Abstract

Broad-band *UBVJHKLM* photometry and high-resolution data taken in the region of the lines H_α , He II 4686 and H_γ of the spectrum of the symbiotic binary Z Andromedae were performed in the quiescent state of the system and during its phase of activity in 2000–2003 including two optical maxima – in December 2000 and November 2002. Broad-band *RI* photometry from the literature was also used. The parameters of the system’s components were obtained from its spectral energy distribution based on the multicolour photometry and UV fluxes. These data suggest that during the first optical maximum in December 2000 the hot compact component of the system has undergone a major expansion and the emission measure of the circumbinary nebula has also strongly increased. During the second maximum in November 2002 the outbursting component changed very little – it remained a hot object emitting mostly in the UV, as in the quiescent state of the system, and the growth of the optical light was mainly due to the nebular emission.

The spectral data propose two-velocity regime of the mass-outflow by the outbursting component during the first eruption. The triplet lines of He I had P Cygni profiles indicating stellar wind with a velocity of about 60 km s^{-1} from the hot secondary. This wind created an absorption dip in the emission profile of the line H_γ . The lines H_γ and He II $\lambda 4686$ had broad emission component indicating optically thin stellar wind with a velocity of about 500 km s^{-1} . The intensity of the broad component reached its maximum together with the optical light. To explain the observations a model with an accretion disc was proposed where the velocity of the wind from the accretor is supposed to be 500 km s^{-1} . The accretion disc is responsible for the breaking of the stellar wind close to the orbital plane where its velocity decreases to about 60 km s^{-1} . The mass-loss rate of the accretor at the time of a maximal light was obtained of $2.4 \times 10^{-7} (\text{d}/1.12 \text{ kpc})^{3/2} M_\odot \text{ yr}^{-1}$ and decreased to $1.0 \times 10^{-7} (\text{d}/1.12 \text{ kpc})^{3/2} M_\odot \text{ yr}^{-1}$ in October 2001.

The upper limit of the mass-loss rate at the time of the second optical maximum was $1.7 \times 10^{-7} (\text{d}/1.12 \text{ kpc})^{3/2} M_\odot \text{ yr}^{-1}$ which was close to the rate during the first eruption.