

УДК 524.387

ИНТЕРПРЕТАЦИЯ КРИВЫХ БЛЕСКА КАТАКЛИЗМИЧЕСКОЙ ПЕРЕМЕННОЙ OY Car В МОДЕЛИ БЕЗУДАРНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ГАЗОВОЙ СТРУИ И ДИСКА

© 2003 г. Т. С. Хрузина¹, А. М. Черепашук¹,
Д. В. Бисикало², А. А. Боярчук², О. А. Кузнецов³

¹Астрономический институт им. П.К. Штернберга, Москва, Россия

²Институт астрономии, Москва, Россия

³Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша, Москва, Россия

Поступила в редакцию 22.06.2002 г.; принята в печать 21.08.2002 г.

Для определения характеристик основных газовых компонентов двойной системы OY Car (переменной типа SU UMa) — аккреционного диска и области ударной волны, ответственной за образование орбитального горба, выполнен анализ кривых блеска в фотометрических системах *UBVR* и *JK* в рамках двух различных газодинамических моделей, различающихся областью ударного взаимодействия, а именно, в модели горячей линии, расположенной вдоль струи вещества из точки Лагранжа L_1 и в модели горячего пятна на аккреционном диске. Полученные результаты свидетельствуют о том, что при интерпретации кривых блеска системы в неактивном состоянии более предпочтительной оказывается модель горячей линии: максимальная величина невязки в критерии χ^2 , полученной при использовании этой модели для оптических кривых блеска, не превышает 207, в то время как в модели горячего пятна минимальная невязка $\chi^2 > 290$. Форма затмения описывается почти одинаково в обеих моделях, основные различия наблюдаются при интерпретации внезатменных участков кривых блеска, вид которых может меняться при переходе от одного орбитального цикла к другому — модель горячего пятна не может описать поведение блеска системы в области орбитальных фаз $\varphi \sim 0.1-0.6$. В рамках модели горячей линии путем варьирования ее температуры и размеров можно успешно объяснить достаточно сложное поведение потока излучения на данном участке φ . Из анализа последовательного ряда 20 кривых блеска OY Car в фильтре *B* сделан вывод, что причиной изменения потока от системы в главном минимуме является изменение светимости аккреционного диска, в то время как переменность потока в районе орбитального горба определяется совместным влиянием излучения диска и горячей линии. Интерпретация инфракрасных *JK*-кривых блеска OY Car в неактивном состоянии и во время небольшой вспышки также показала предпочтительность модели горячей линии, поскольку в модели горячего пятна не удается согласовать с наблюдениями вычисленное значение главного минимума и потока излучения вблизи квадратур.

1. ВВЕДЕНИЕ

Катаклизмические тесные двойные системы (ТДС) являются одними из наиболее интересных нестационарных объектов, поскольку в них происходит интенсивный обмен веществом между компонентами. Короткий период обращения, свойственный этим звездам, позволяет за сравнительно небольшое время наблюдений определить свойства и характерные параметры протекающих в системе процессов.

Из анализа кривых блеска и кривых лучевых скоростей было установлено, что рассматриваемые системы состоят из белого карлика и холодной звезды главной последовательности. Последняя заполняет свою полость Роша, что приводит к

истечению вещества через окрестность внутренней точки Лагранжа L_1 . В дальнейшем это вещество гравитационно захватывается белым карликом и образует аккреционный диск, гало и межкомпонентную оболочку. Существование аккреционного диска подтверждается анализом профиля затмения белого карлика и окружающего его вещества холодным компонентом системы. Однако на кривых блеска затменных ТДС присутствуют дополнительные детали, которые невозможно объяснить в рамках простой модели “холодная звезда—белый карлик—аккреционный диск”. В частности, абсолютное большинство кривых блеска затменных ТДС имеет так называемый “орбитальный горб”. Для его объяснения Горбацким [1] и Смаком [2] было высказано предположение, что горб пред-

Таблица 1. Параметры компонентов ОУ Car

Система, $P = 0^{\circ}063121$ [17]			Горячий карлик			Холодная звезда		
i , град	$q = M_1/M_2$	$a_0, 10^{10}$, см	R_1/a_0	T_1 , К	M_1, M_{\odot}	R_2/a_0	T_2 , К	M_2, M_{\odot}
79(2) [14]	4–7 [14]	4.8(3) [14]	0.013(4) [14]	25000 [16]	0.95 [14]	0.23(6) [14]	3000 [14]	0.14 [14]
81 [28]	9.8(3) [29]	4.3(2) [29]	0.0182(3) [29]	≥ 20000 [31]	0.33 [22]	0.209 [29]		0.07 [29]
83.3 [29]				≤ 15000 [28]	1.26 [18]			
				15000 [23]	0.68 [29]			
					0.69 [17]			
82	9.8		0.0182	15000			3000	

Примечание. В нижней строке таблицы приведены те значения параметров системы, которые мы зафиксировали в процессе интерпретации кривых блеска ОУ Car. В скобках приведена погрешность последнего знака соответствующего параметра.

ставляет собой свечение горячего пятна, возникающего на границе аккреционного диска, в месте столкновения струи вещества из L_1 с диском. Модель горячего пятна в течение последних 30 лет широко применялась для интерпретации кривых блеска катаклизмических двойных систем (см., например, [3]).

В ходе газодинамических исследований обмена веществом в ТДС в работах [4–9] было показано, что струя и аккреционный диск представляют собой морфологически единое образование и их взаимодействие имеет безударный характер. Естественно, что в этом случае в месте соприкосновения струи и диска нет увеличения температуры и, следовательно, мы вынуждены отказаться от гипотезы горячего пятна на аккреционном диске для объяснения орбитальных горбов на кривых блеска затменных ТДС. Трехмерные газодинамические расчеты течения вещества во взаимодействующей ТДС показали [4–9], что в стационарном случае ударное взаимодействие, приводящее к повышению температуры, возникает при столкновении вещества, обтекающего акретор, но еще не присоединившегося к диску, и струи, вытекающей из L_1 . Это взаимодействие формирует протяженную ударную волну, ориентированную вдоль струи [4–6, 10] (“горячую линию”), излучение которой позволяет объяснить наблюдаемые эффекты на кривых блеска катаклизмических переменных [11, 12], и в частности, появление нормальных и аномальных горбов, сопровождающих затмения аккреционного диска звездой-донором. Отметим, что сравнение моделей горячего пятна и горячей линии [11, 12] убедительно доказало преимущества последней при интерпретации кривых блеска ТДС.

Затменные ТДС, анализ кривых блеска которых позволяет выявить особенности структуры течения, редки и не представляют собой однородную

группу. Поэтому интересно рассмотреть ТДС с различными особенностями на кривой блеска, и проанализировать применимость различных газодинамических моделей для их интерпретации. В этой работе мы представим результаты анализа кривых блеска ОУ Car, относящейся к катаклизмическим переменным типа SU UMa.

2. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ О СИСТЕМЕ ОУ Car

Переменность ОУ Car (= S6302) была обнаружена Хоффмейстером [13] в 1959 г., но в последние два десятилетия эта звезда наблюдалась мало. Однако с начала 80-х годов интерес к этой системе существенно вырос и начались ее интенсивные наблюдения. Результаты фотометрических наблюдений наиболее полно приведены в работах Фогта и др. [14, 15], Шомбса и др. [16, 17] и Коука [18], инфракрасной фотометрии — в работах Берримана [19, 20] и Шеррингтон и др. [21], спектральных наблюдений — в работах Бэйли и Уорда [22], Хессмана и др. [23] и Харлафтиса и др. [24].

Кривая блеска системы в неактивном состоянии является типичной для затменных ТДС. Хорошо выраженный горб с максимумом на фазе ~ 0.75 , наблюдается в каждом орбитальном цикле перед затмением первичного компонента. На кривой затмения хорошо видны моменты начала и конца входа в затмение белого карлика, диска и горячей области ударной волны.

В активном состоянии рассматриваемая система демонстрирует целый ряд особенностей. По характеру своей вспышечной активности ОУ Car относится к переменным типа SU UMa — карликовым новым с орбитальными периодами короче 3 ч. Вспышки звезд этого типа распадаются на два

отдельных класса: нормальные вспышки — достаточно короткие, неправильно распределенные по времени, и сверхвспышки. Последние более продолжительны, более яркие, и более редкие, но они более предсказуемы. В случае ОУ Саг нормальные вспышки повторяются через 25–50 дней с амплитудой до $\approx 3^m$ и продолжительностью около 3 дней. Наряду с этим, примерно раз в год случаются сверхвспышки. Их амплитуда достигает 4^m , и их продолжительность может доходить до 2 недель. Фотометрические наблюдения системы в эти периоды были выполнены Кшеминским и Фоггом [25], Шомбсом [26] и Брухом и др. [27].

В работах [18, 22, 23, 28, 29] приведены результаты анализа наблюдений ОУ Саг. На основании измерений лучевых скоростей были получены сведения о параметрах орбиты и соотношении масс компонентов. По форме главного минимума оценены размеры диска, белого карлика и угол наклона орбиты. Вид спектра и сравнение фотометрии системы в разных цветах позволил определить эффективную температуру холодного компонента и, с меньшей точностью, температуру горячей звезды. Из соотношения Хамады—Солпитера [30] по радиусу белого карлика была оценена его масса, а затем определена и масса холодного компонента. Из длительного ряда фотометрических наблюдений был довольно точно определен период системы. В табл. 1 приведены значения некоторых параметров системы ОУ Саг.

Ниже мы приводим анализ кривых блеска ОУ Саг, полученных в фотометрических системах *UBVR* [17, 27, 29] и *JK* [21], для определения характеристик основных газовых компонентов системы — аккреционного диска и области ударной волны, ответственной за образование орбитального горба.

3. ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ МОДЕЛИ

Вклад в излучение двойной системы в основном дают оба компонента, аккреционный диск и газовые образования, возникшие в системе вследствие истечения вещества из донора. Согласно газодинамическим расчетам, межкомпонентная газовая оболочка системы имеет довольно сложную форму и детальный учет ее излучения представляет собой очень трудоемкую задачу. В первом приближении мы пренебрегаем излучением межкомпонентной оболочки, считая, что из-за малой плотности газа ее вклад мал. Мы также пренебрегаем излучением струи вещества из L_1 , предполагая, что вследствие низкой температуры газа в струе ее вклад в суммарное излучение в видимом диапазоне невелик. В представленной модели в расчет принимается только излучение компонентов системы,

аккреционного диска и области ударного взаимодействия.

В общем случае, анализ кривых блеска позволяет найти их характеристики. Однако, учитывая, что каждый источник характеризуется своей температурой и размерами, а также то, что температура может меняться по поверхности рассматриваемого источника излучения, даже используемая ограниченная модель будет характеризоваться набором из более чем 20 параметров. Наличие столь многих параметров естественно затрудняет их надежное определение. Поэтому мы выбрали ряд параметров, значения которых определены с высокой степенью надежности и зафиксировали их в модели. Так для звездных компонентов были приняты значения характеристик согласно табл. 1.

Наложение дополнительных связей позволило ограничить число искомых параметров и, соответственно, упростить модель. Теперь, решая обратную задачу, из анализа кривых блеска мы хотим получить характеристики только аккреционного диска и области ударного взаимодействия. Поиск решения выполнен в рамках двух различных газодинамических моделей, различающихся расположением области ударного взаимодействия: а) в модели горячей линии, расположенной вдоль струи вещества из L_1 (описание этой модели приведено в работе [32]) и б) горячего пятна на аккреционном диске (процедура синтеза кривой блеска в рамках этой модели приведена в [33]). Сравнение результатов позволит нам сделать выбор между этими двумя газодинамическими моделями.

4. КРИВЫЕ БЛЕСКА ОУ Саг В НЕАКТИВНОМ СОСТОЯНИИ В ОПТИЧЕСКОЙ ОБЛАСТИ СПЕКТРА

Шомбс, Драйер и Барвиг [17] выполнили фотометрию ОУ Саг на многоканальном фотометре с временным разрешением 2 с в неактивном состоянии системы. В этой работе приведены ряды непрерывных наблюдений ОУ Саг в фильтре *B* в течение 6 ночей за период с 26 января по 2 февраля 1984 г. (HJD 2445725–2445733). Вид кривых блеска заметно меняется. Кривые блеска с плоскими участками между орбитальными горбами чередуются с кривыми блеска, показывающими всплески потока излучения между горбами. Периодичности в появлении всплесков не обнаружено.

Из 6 рядов наблюдений, полученных в разные ночи, было выбрано 20 кривых блеска в диапазоне орбитальных фаз (-0.5 – $+1.5$). Выбранные кривые блеска помечены номерами *N* от 1 до 20. Наблюдения тех орбитальных кривых блеска, которые были представлены частично (т.е. в начале и конце наблюдательного ряда) при построении *N*-кривой присоединялись к ближайшей полной

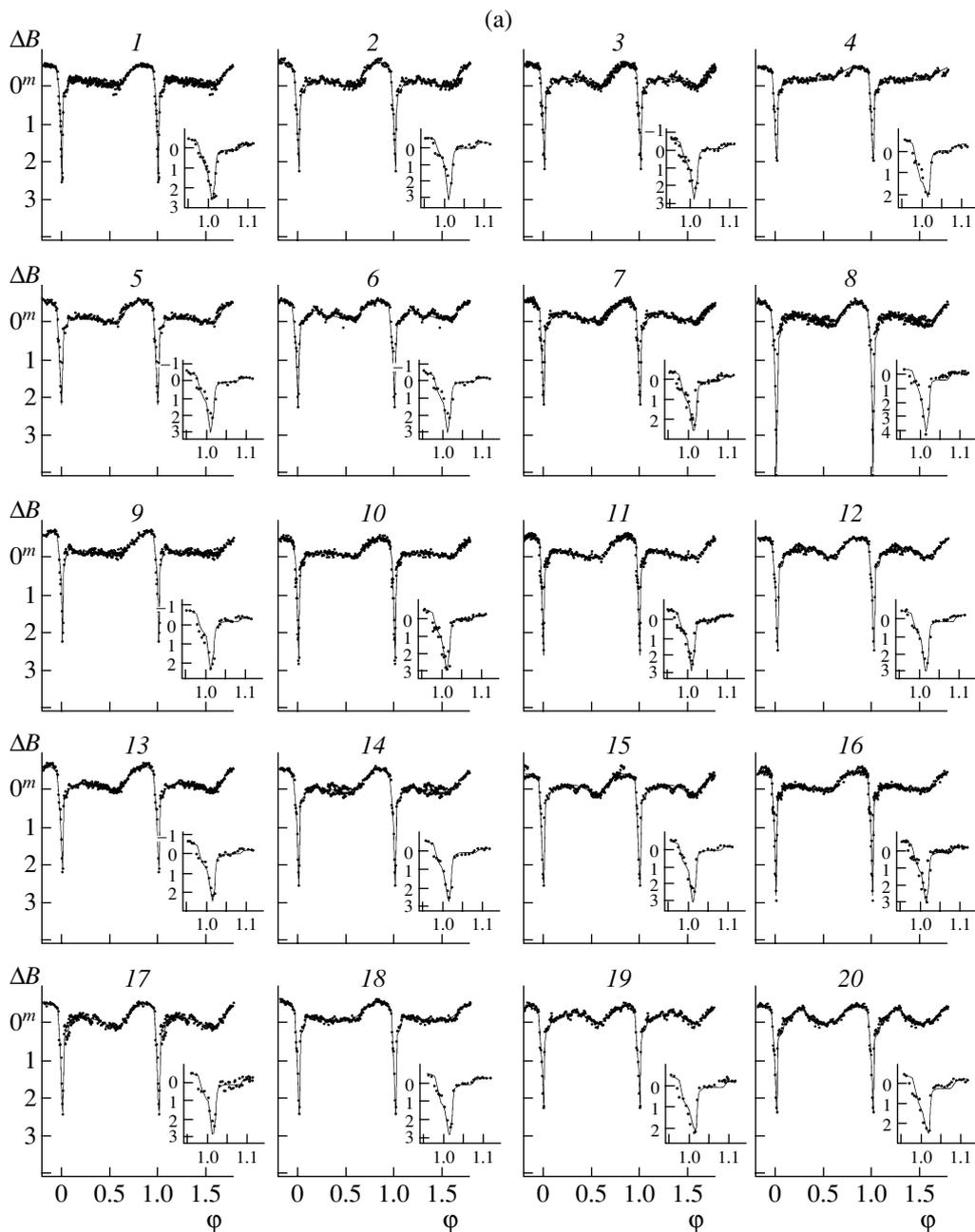


Рис. 1. а — Индивидуальные кривые блеска OY Car в фильтре B в разностях звездных величин относительно наблюдаемого потока в квадратуре ($\varphi = 0.25$) кривой блеска $N = 14$. Сплошными линиями показаны теоретические кривые блеска, синтезированные в рамках модели горячей линии. Во врезке на каждом графике приведен затменный участок соответствующей кривой блеска. б — Вклады излучения компонентов системы — белого карлика (1), звезды-донора (2), эллиптического диска (3) и горячей линии (4) — в суммарный поток, выраженные в условных единицах (см. текст), для соответствующей индивидуальной кривой блеска OY Car.

кривой блеска. При делении наблюдательного ряда на отдельные орбитальные кривые выбиралась такая область орбитальных фаз, для которой потоки в начале и конце кривой блеска были примерно одинаковы. Как правило, этот разрыв приходился на фазы $\varphi \sim 0.3-0.4$, однако, если в этом диапазоне фаз в начале или конце кривой наблюдался вто-

ричный горб (всплеск потока излучения), разрыв смещался в менее возмущенную область кривой.

Для решения обратной задачи внезатменные участки индивидуальных наблюдаемых кривых блеска были осреднены. Участки средних кривых представлены $n = 23-33$ нормальными точками со среднеквадратичной погрешностью $\sigma_j \sim$

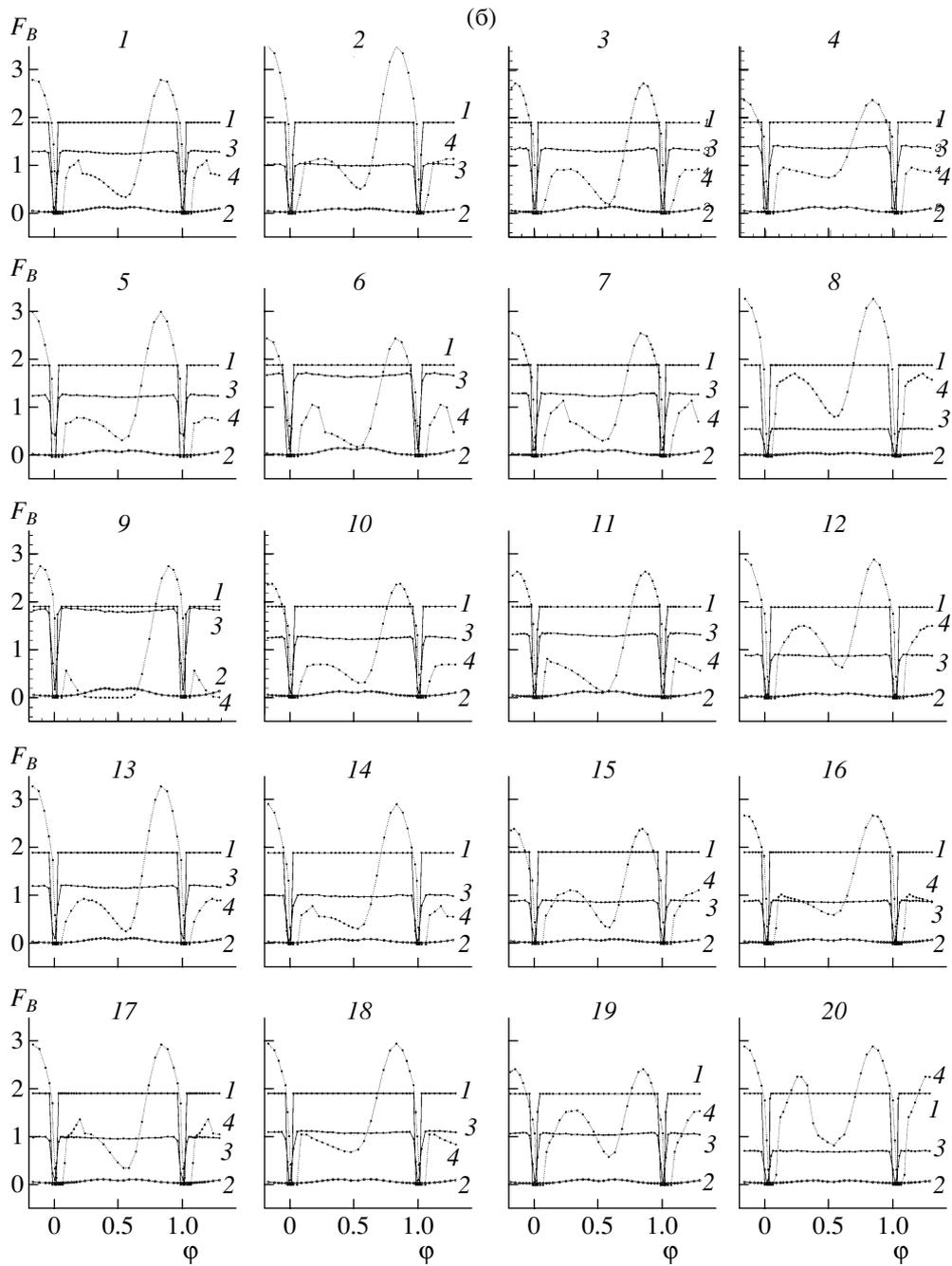


Рис. 1. (Продолжение).

$\sim 0^m010-0^m015$. Наблюдения, относящиеся к минимуму рассматриваемой кривой блеска, не осреднялись. Как правило, моменту затмения белого карлика соответствовало 4–8 точек. Неосредненным наблюдениям присваивалась условная погрешность $\sigma \simeq 0^m03$, примерно соответствующая погрешности единичного наблюдения согласно [17]. Из совокупности 20 наблюдаемых кривых блеска мы выбрали кривую $N = 14$ с минимальным потоком излучения ($\delta B = 3^m83$ относительно звезд-

ды сравнения) в первой квадрате ($\varphi = 0.25$) и использовали эту звездную величину $\delta B = 3^m83$ в качестве нулевого уровня для всех остальных кривых блеска. Все 20 индивидуальных кривых блеска были выражены в разностях звездных величин ΔB относительно звездной величины системы в первой квадрате кривой блеска $N = 14$:

$$\begin{aligned} \Delta B &= B_N^{obs}(\varphi) - B_{14}^{obs}(\varphi) = \\ &= -2.5 \lg(F_N^{obs}(\varphi)/F_{14}^{obs}(0.25)). \end{aligned}$$

Это означает, что для всей последовательности из 20 индивидуальных кривых блеска мы используем одну и ту же энергетическую единицу — наблюдаемый поток от системы в орбитальной фазе $\varphi = 0.25$ кривой блеска $N = 14$. Такой подход позволяет оценить изменения блеска от одной кривой к другой для каждой фазы и использовать при сравнении с синтетическими кривыми не только форму кривой блеска, но и изменение уровня потока излучения, т.е. ввести дополнительное ограничение на область допустимых параметров системы.

Вид последовательных кривых блеска ОУ Саг в неактивном состоянии свидетельствует о нестационарных процессах, происходящих в системе даже в этот короткий период времени (рис. 1а). Меняются глубины главного минимума (амплитуда вариаций достигает $\simeq 1^m - 2^m$) и амплитуда орбитального горба (изменения достигают $\simeq 0^m.5$), связанного с излучением из области ударной волны. От цикла к циклу меняется вид кривой в орбитальных фазах $\varphi \sim 0.2-0.6$, т.е. именно в той области фаз, в которых наблюдатель не должен видеть излучения горячего пятна.

Мы выполнили интерпретацию 20 индивидуальных кривых блеска в рамках модели горячей линии с целью выяснить, изменение каких компонентов модели приводит к наблюдаемым вариациям формы орбитальных кривых. Кроме того, нам важно было убедиться, что модель горячей линии является более предпочтительной по сравнению с моделью горячего пятна не только при интерпретации усредненной по многим циклам кривой блеска, но также и для каждой из 20 индивидуальных кривых блеска, несмотря на значительные изменения этих кривых от цикла к циклу.

При построении теоретической кривой блеска мы вычисляем потоки излучения от компонентов системы $F(X, \varphi)$ при заданном наборе параметров X для последовательности орбитальных фаз φ . Получаемые в результате значения $F(X, \varphi)$ выражены в условных единицах. Для их перевода в общепринятые единицы (отнесенные к единичному интервалу длин волн) следует использовать выражение $f = F \cdot a_0^2 \times 10^{-12}$ эрг/с·см³, где a_0 — расстояние между центрами масс звезд в сантиметрах. Как отмечалось выше, анализируемая кривая блеска N где $N = 1-20$ выражена в разностях звездных величин ΔB , где $\Delta B = 0^m.0$ соответствует среднему наблюдаемому потоку излучения в первой квадратуре кривой блеска с $N = 14$. Соответственно, при построении синтетической кривой блеска в звездных величинах для перехода от теоретических потоков $F_N^{th}(X, \varphi)$ к звездным величинам $\Delta B_N^{th}(X, \varphi)$ использовался поток излучения в первой квадратуре $F_{14}^{th}(0.25)$ теоретической

кривой, наилучшим образом описывающий наблюдаемую кривую блеска с $N = 14$, т.е. теоретическая звездная величина системы на фазе φ для N -кривой блеска будет равна

$$\Delta B_N^{th}(\varphi) = -2.5 \lg(F_N^{th}(\varphi)/F_{14}^{th}(0.25)).$$

Это позволяет нам наложить дополнительное ограничение на область допустимых параметров задачи. Если интерпретируется не последовательность однородных кривых блеска, а одиночная кривая, то в процессе построения пробной теоретической кривой (в звездных величинах) при переводе вычисленных значений потоков излучения в звездные величины используется значение потока в первой квадратуре, соответствующей данной пробной кривой. В этом случае нет необходимости предварительно вычитать из наблюдаемой кривой блеска тот поток в звездных величинах, который она показывает в первой квадратуре. Для сравнения синтетической кривой с наблюдаемой достаточно сместить вычисленную пробную кривую блеска так, чтобы совместить наблюдаемое и вычисленное значение потока излучения (в звездных величинах) в первой квадратуре. Выбор наилучшей теоретической кривой блеска проводился путем сравнения с наблюдаемой согласно минимальному значению невязок χ^2 .

Расчеты для последовательности из 20 B -кривых блеска проводились в два этапа. На первом этапе из 18 неизвестных мы зафиксировали 5 параметров, значения которых были достаточно надежно определены в других работах. Принятые нами значения этих параметров приведены в последней строке табл. 1. Поэтому количество неизвестных параметров на первом этапе вычислений уменьшилось до 13. На допустимые значения большинства из них были наложены дополнительные ограничения.

Так, максимальное значение радиуса диска ограничивалось диапазоном $a_{\max}/\xi = 0.53-0.62$ согласно [15–17], поскольку анализ формы затмения дает для радиуса диска среднее значение $a_d/\xi = 0.58$ (ξ — расстояние между центром масс белого карлика и внутренней точкой Лагранжа, $\xi/a_0 = 0.7159$) для $q = 9.8$. Как правило, при анализе структуры затмения достаточно надежно измеряется лишь момент начала затмения диска, момент выхода из затмения регистрируется весьма неуверенно [34]. С другой стороны, трехмерные гидродинамические расчеты течения вещества в катаклизмических переменных [35] свидетельствуют о том, что аккреционный диск в неактивном состоянии системы эллиптический и ориентирован таким образом, что долгота его периастро располагается в диапазоне углов $\alpha_e \sim 150^\circ-170^\circ$. При такой ориентации диска измеряемый по моменту начала затмения его радиус близок к

Таблица 2. Теоретические параметры ОУ Саг в неактивном состоянии (по наблюдениям в фильтре B), полученные из решения кривых блеска Шомбса и др. [17] в рамках модели горячей линии

Параметр	Порядковый номер кривой блеска									
	1-й ряд наблюдений			2-й ряд наблюдений				3-й ряд наблюдений		
	1	2	3*	4	5	6*	7	8	9*	10
n	33	27	30	23	24	25	29	32	29	30
a/a_0	0.364	0.345	0.374	0.345	0.346	0.355	0.363	0.324	0.358	0.356
a_{\max}/ξ	0.603	0.571	0.619	0.572	0.572	0.588	0.601	0.536	0.592	0.589
α_e , град.	168.8	159.0	171.7	182.3	161.8	166.0	170.6	148.1	154.9	165.7
T_b , К	22461	21069	22821	22592	22134	23820	22493	18270	24279	22191
a_v/a_0	0.065	0.057	0.055	0.097	0.062	0.063	0.068	0.075	0.067	0.056
b_v/a_0	0.352	0.361	0.334	0.556	0.404	0.384	0.378	0.423	0.203	0.352
c_v/a_0	0.021	0.019	0.023	0.018	0.021	0.023	0.022	0.020	0.027	0.019
y_{\min}/a_0	0.265	0.238	0.248	0.274	0.247	0.302	0.266	0.267	0.203	0.251
$T_{\max}^{(1)}$, К	14747	18031	14782	16565	15838	10592	13958	19562	13691	13853
$T_{\max}^{(2)}$, К	11181	13947	12246	10258	13187	9318	10612	12587	12934	11611
$\langle T^{(1)} \rangle$, К	6367	6184	6364	3653	5068	5777	5707	5854	8047	5739
$\langle T^{(2)} \rangle$, К	5773	5166	4775	4153	4499	5713	5383	4825	6888	4954
$F_{0.99-1.01}^{\text{obs}}$	3.0(2)	3.8(2)	3.9(2)	4.8(2)	4.3(2)	3.8(2)	3.9(2)	0.7(2)	3.8(2)	2.3(2)
$F_{0.10-0.16}^{\text{obs}}$	34.6(4)	33.1(5)	33.6(3)	33.7(5)	33.4(7)	37.0(6)	35.1(5)	34.0(3)	33.6(3)	31.1(3)
$F_{0.50-0.60}^{\text{obs}}$	30.2(5)	30.3(4)	29.6(5)	37.0(4)	29.8(3)	32.6(3)	30.0(4)	27.7(2)	31.5(3)	30.0(3)
$F_{0.80-0.86}^{\text{obs}}$	49.4(3)	53.9(7)	49.5(3)	46.9(3)	49.7(5)	50.1(5)	50.1(5)	48.7(4)	52.9(6)	45.5(5)
$\chi_{0.001,n}^2$	64.0	55.5	59.7	49.7	51.2	52.6	58.3	62.6	58.3	59.7
χ^2	74.8	167	107	179	123	173	173	271	72.2	121
	4-й ряд наблюдений			5-й ряд наблюдений			6-й ряд наблюдений			
	11	12*	13	14	15*	16	17	18	19*	20*
n	30	27	29	27	28	34	30	28	29	31
a/a_0	0.361	0.358	0.367	0.358	0.358	0.356	0.366	0.345	0.360	0.351
a_{\max}/ξ	0.598	0.593	0.607	0.593	0.592	0.589	0.605	0.571	0.595	0.581
α_e , град.	160.1	172.6	169.3	167.7	169.2	168.2	170.3	160.3	184.0	175.2
T_b , К	22599	20652	22163	21210	20595	20591	21186	21459	21497	19500
a_v/a_0	0.078	0.051	0.046	0.056	0.045	0.081	0.063	0.104	0.041	0.069
b_v/a_0	0.313	0.415	0.348	0.397	0.368	0.413	0.355	0.464	0.467	0.555
c_v/a_0	0.025	0.019	0.020	0.018	0.019	0.019	0.023	0.020	0.017	0.018
y_{\min}/a_0	0.245	0.264	0.256	0.278	0.231	0.247	0.243	0.274	0.255	0.328
$T_{\max}^{(1)}$, К	15690	17485	12968	12164	15990	18996	18597	17334	16215	15304
$T_{\max}^{(2)}$, К	12987	10878	11483	10846	11990	12177	12383	11582	10023	9270
$\langle T^{(1)} \rangle$, К	6548	5981	6070	5177	5516	4802	6012	4236	5124	5321
$\langle T^{(2)} \rangle$, К	5096	4982	5897	5565	4332	4625	4871	4713	4701	4873
$F_{0.99-1.01}^{\text{obs}}$	3.3(2)	3.0(2)	4.0(2)	2.8(2)	2.8(2)	2.0(2)	3.2(2)	3.2(2)	3.8(2)	3.4(2)
$F_{0.10-0.16}^{\text{obs}}$	34.2(3)	33.3(4)	32.2(2)	29.7(4)	30.7(3)	31.6(3)	33.3(4)	34.0(4)	32.8(3)	32.9(4)
$F_{0.50-0.60}^{\text{obs}}$	29.7(4)	29.2(3)	28.9(2)	28.5(4)	26.1(2)	28.9(3)	27.4(3)	32.2(3)	29.9(4)	30.2(4)
$F_{0.80-0.86}^{\text{obs}}$	49.2(3)	46.5(3)	52.9(7)	48.3(3)	44.0(0)	46.2(6)	48.1(3)	49.9(5)	45.4(6)	45.9(4)
$\chi_{0.001,n}^2$	59.7	55.5	58.3	55.5	56.9	65.5	59.7	56.9	58.3	61.2
χ^2	61.2	106	97.9	46.8	167	258	63.8	172	185	176

Примечание. n - число нормальных точек на средней кривой. Параметры диска и горячей линии получены при фиксированных значениях $q = M_1/M_2 = 9.8$, $i = 82^\circ$, $T_2 = 3000$ К, $T_1 = 15000$ К, $R_1 = 0.0182a_0$, $\alpha_g = 0.7$, $e = 0.185$, $A_p = 5.4$ (это соответствует углу раскрытия внешнего края диска $\beta_d = 3^\circ 9'$). Величина параметра $\Delta y \sim 0.001-0.02$ для большинства кривых блеска. Максимальный и минимальный радиусы диска при известном значении e определяются согласно формулам: $a_{\max} = a(1 + e)$, $a_{\min} = a(1 - e)$, a - большая полуось диска. Значение среднего радиуса красного карлика составляет $\langle R_2 \rangle/a_0 = 0.2144$. Звездочками отмечены орбитальные циклы, в которых происходили вспышки.

значению радиуса диска в его апоастре. Поэтому при расчетах мы вводили ограничения именно на радиус диска в апоастре, а не на среднюю его величину.

Другими искомыми величинами являются параметры, описывающие форму диска, а также форму и размеры горячей линии:

1) эксцентриситет диска (предполагалось, что его значение в неактивном состоянии не превышает $e \sim 0.22$);

2) постоянная параболоида A_p , величина которой совместно с радиусом диска (в периастре) определяет толщину внешнего края диска z/a (для тонкого диска $A_p \sim 5-7$);

3) α_e — азимут периастра диска, измеряемый в направлении орбитального движения вторичного компонента от прямой, соединяющей центры масс компонентов;

4) яркостная температура вещества T_b в пограничном слое, где вещество диска аккрецирует на компактную звезду ($T_b \geq T_1$);

5) параметр α_g , определяющий характер изменения яркостной температуры вещества вдоль радиуса диска в соответствии с формулой $T_r = T_b (R_1/r)^{\alpha_g}$ (принималось $\alpha_g \sim 0.6-0.75$);

6) форма горячей линии, представляющая собой усеченный эллипсоид с полуосями a_v , b_v , c_v , вытянутый в направлении внутренней точки Лагранжа L_1 (боковая поверхность этого эллипсоида совпадает с касательной к эллиптическому диску при любых его ориентациях, а центр расположен в плоскости орбиты внутри диска на некотором расстоянии от его края; подробное описание процедуры построения фигуры горячей линии дано в [32]);

7) максимальные яркостные температуры горячей линии с наветренной ($T_{\max}^{(1)}$) и с подветренной ($T_{\max}^{(2)}$) стороны;

8) y_{\min} — y -координата на оси горячей линии, где прогрев вещества газовой струи ударной волной обращается в ноль (т.е. вещество имеет ту температуру, которую оно имело бы в отсутствие ударной волны);

9) смещение Δy вдоль оси горячей линии между точками с максимальными значениями $T_{\max}^{(1)}$ и $T_{\max}^{(2)}$ с наветренной и подветренной сторон (обычно $\Delta y/a_0 < 0.05$).

Расчеты показали, что полученные из анализа 20 кривых блеска значения эксцентриситета диска, параметров A_p и α_g достаточно тесно группируются вблизи некоторых средних величин. На втором

этапе вычислений мы дополнительно зафиксировали эти параметры на следующих значениях: $e = 0.185$, $A_p = 5.400$ (это соответствует углу раскрытия внешнего края диска $\beta_d = 3^\circ 9'$) и $\alpha_g = 0.70$, а по параметру Δy выполнили прогон в диапазоне его значений 0.0–0.60. В результате количество искоемых параметров уменьшилось до 9.

В табл. 2 приведены полученные значения параметров диска и горячей линии, а также зависящие от них значения других величин. Звездочками отмечены те кривые блеска, форма которых искажена в районе орбитальных фаз $\varphi \sim 0.5$ кратковременным всплеском. Здесь же приведены наблюдаемые потоки OY Sag в интенсивностях относительно звезды сравнения, средние для диапазонов фаз $\varphi = 0.99-1.01$, $0.10-0.16$, $0.50-0.60$ и $0.80-0.86$.

Так как лишь одно (для кривой $N = 14$) из полученных решений оказалось ниже критического уровня значимости $\chi_{0.001,n}^2$ (значение критического уровня значимости для $\alpha = 0.001$ и числа степеней свободы $n = 23-33$ для разных кривых составляет $\chi_{0.001,n}^2 = 49.7-64.0$; табл. 2), оценку влияния на решение задачи изменения того или иного параметра можно получить, задав вместо критической условную границу невязки, увеличив, например, на 10% значение полученной минимальной невязки. Для большинства параметров возможный диапазон их изменения не превосходит 1–2% от их оптимальной величины. Лишь для максимальных значений яркостных температур горячей линии с наветренной и подветренной сторон получены отклонения от оптимальной величины в 8–10% и 2–3% соответственно, для параметров $\Delta y \sim 10-12\%$, $a_v \sim 5-7\%$, $\alpha_e \sim 9-12\%$.

Теоретические кривые блеска, синтезированные с приведенными в табл. 2 параметрами, приведенные к потоку $F_{14}^{th}(0.25)$ показаны сплошными линиями на рис. 1а. Точками показаны индивидуальные (не осредненные) кривые блеска в разностях звездных величин относительно наблюдаемого потока излучения кривой $N = 14$ в первой квадратуре. Номер на кривой соответствует порядковому номеру, приведенному в табл. 2. Во врезке показана затменная часть соответствующей кривой блеска. Анализ вкладов излучения компонентов системы — белого и красного карликов, эллиптического диска и горячей линии — показывает (рис. 1а), что при столь высоком, как у OY Sag, отношении масс компонент вклад красного карлика в поток от системы в видимой области спектра незначителен — не более 1.5–2%. Внезатменный вклад белого карлика является постоянным для всех кривых и составляет 30–37% от полного максимального потока (на фазах $\varphi \sim 0.85$). Внезатменный поток от эллиптического диска из-за малости эксцентриситета также практически постоянен, в целом он меньше

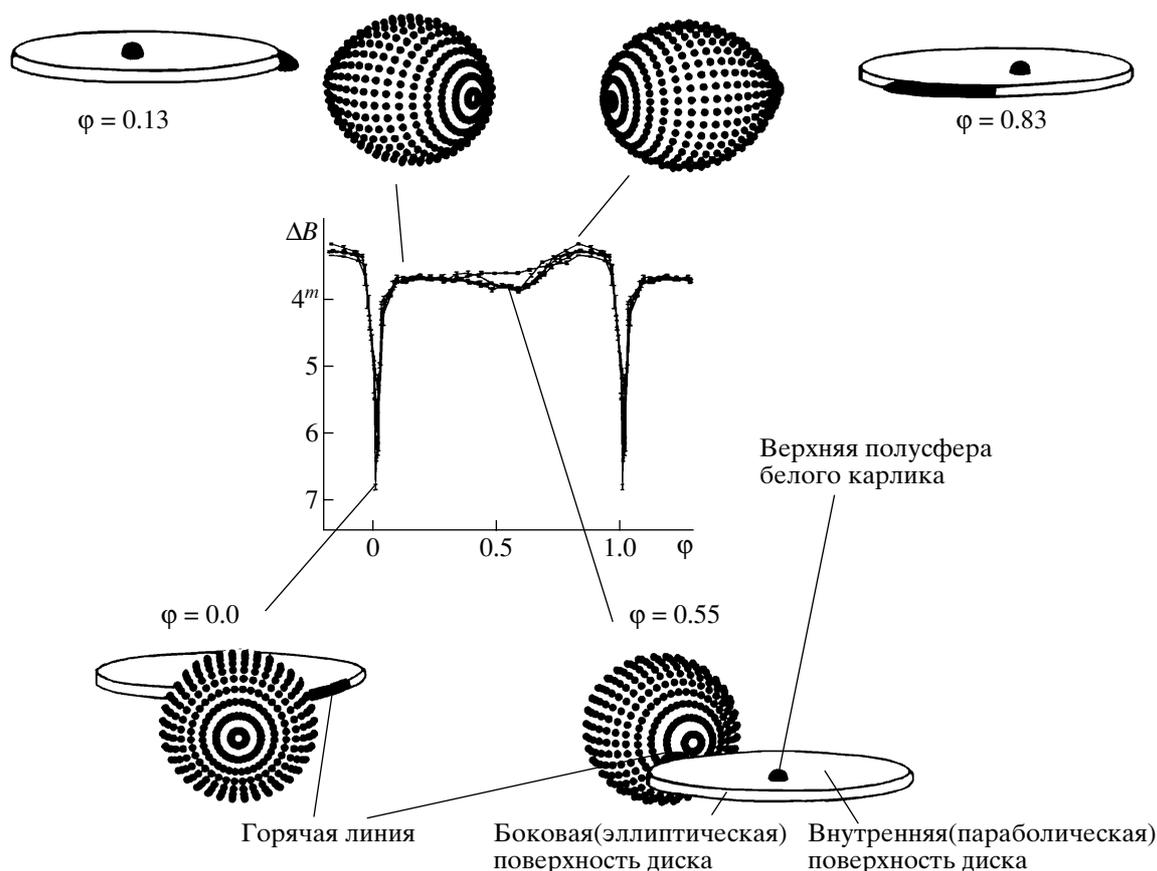


Рис. 2. Изображение компонентов системы — красного карлика, диска (схематически показаны контуры края диска) и горячей линии (для контраста ее поверхность полностью закрашена) в разных фазах орбитального цикла (в опорных точках — см. текст). В центре приведена сводка всех 20 средних кривых блеска Шомбса и др. [17].

потока от белого карлика, и лишь в отдельных циклах имеет сравнимую величину (кривые $N = 9$, $N = 6$). Радиус диска меняется незначительно, поэтому изменения его светимости вызваны колебаниями параметра T_b . Принятый в нашей модели закон изменения температуры вещества вдоль радиуса диска приводит к тому, что внутренние части диска, расположенные на расстоянии $\sim 0.25R_d$ от белого карлика, дают примерно такой же поток излучения, как оставшиеся $3/4$ его внешних областей, поскольку температура внешних частей диска сравнима с температурой красного карлика ($T_d \sim 2000\text{--}3000\text{ K}$).

Ориентация диска оказалась близкой к той, что получается из гидродинамических расчетов [35] $\alpha_e \sim 150\text{--}185^\circ$, в основном величина долготы периастра диска незначительно колеблется около среднего значения $\sim 165^\circ$. Такая ориентация эллиптического диска позволяет описать достаточно аккуратно и форму затмения и внезатменные участки кривых блеска (рис. 1а). При меньших значениях долготы периастра диска согласие теоретической кривой с наблюдениями также достаточно хорошее, однако форма кривой в рай-

оне $\varphi \sim 0.3\text{--}0.8$ описывается хуже. При $\alpha_e > 190^\circ$ невозможно описать форму затмения — уменьшается его глубина, изменяется форма, так как затмение горячей линии смещается на более поздние орбитальные фазы относительно затмений белого карлика и диска, симметричных относительно $\varphi = 0.0$. Поскольку в модели предполагается, что подветренная сторона газовой струи касательна к краю диска, то ориентация диска косвенно влияет на условия видимости яркой части горячей линии как с наветренной, так и с подветренной сторон.

На рис. 2 все 20 средних кривых блеска Шомбса и др. [17] объединены. Видно, что форма кривых в основном повторяется от цикла к циклу, колеблясь около среднего положения. Вариации кривых наибольшие в области главного и вторичного минимумов и несколько меньше в районе орбитального горба. Подчеркнем, что для данной системы вторичный минимум вызван в основном эффектами затмения краем диска наиболее горячей части ударной волны с наветренной стороны, а не затмениями красного карлика, светимость которого весьма мала.

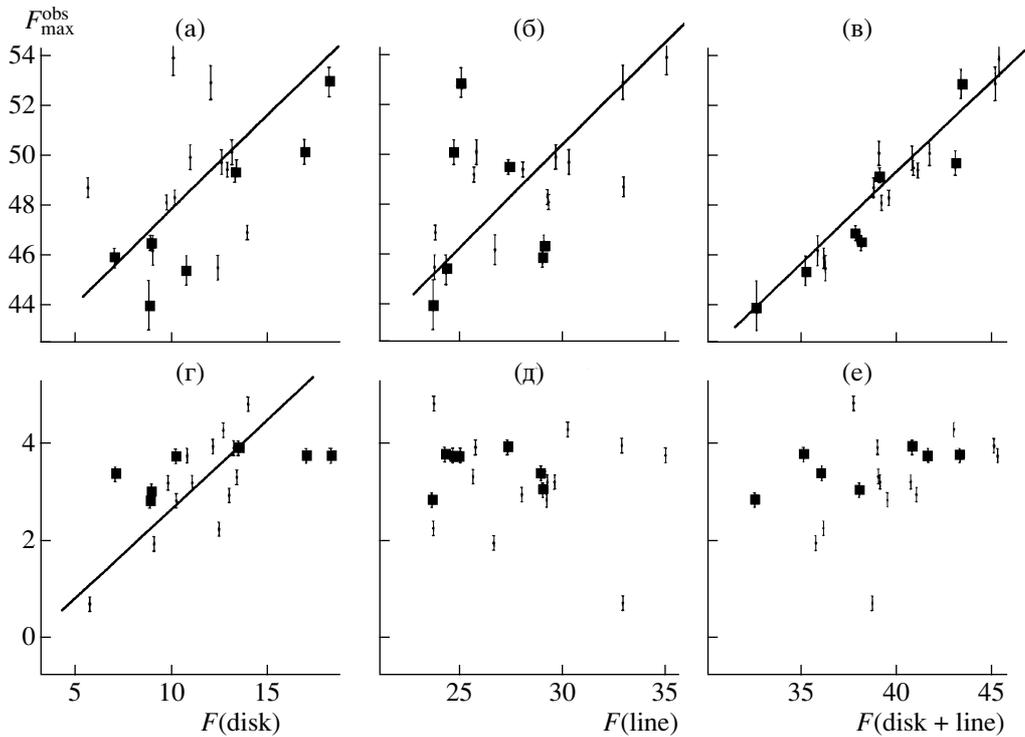


Рис. 3. а–в — Зависимости между наблюдаемым потоком (в интенсивностях в условных единицах) на фазах 0.80–0.86 (орбитальный горб) и теоретическими потоками (в условных единицах) на фазе $\varphi = 0.83$ от диска (а), горячей линии (б) и в сумме от этих двух компонент (в), вычисленными с параметрами из табл. 2; г–е — аналогичные зависимости для наблюдаемого потока в главном минимуме ($\varphi \sim 0.99–1.01$) и вычисленных потоков на фазе $\varphi = 0.0$.

Используемая нами методика привязки всех синтезированных кривых блеска к одному и тому же потоку $F_{14}^{th}(0.25)$ позволяет сделать некоторые выводы о том, изменение вклада какого именно компонента системы влияет на амплитуду орбитального горба и глубину главного минимума кривых блеска.

Для количественных оценок были выбраны 4 опорные точки на кривых блеска, расположенные на фазах $\varphi \sim 0.0$ (главный минимум), 0.13 (выход из затмения и область вблизи вторичного максимума потока от горячей линии), 0.55 (область вблизи вторичного минимума потока от горячей линии, определяемого затмением линии краем диска) и 0.83 (максимум горба, область вблизи первичного максимума потока от горячей линии). Положения различных компонентов в этих фазах показаны на рис. 2. Реальные моменты максимумов и минимумов кривых могут отличаться в ту или иную сторону от выбранных средних положений до $\Delta\varphi \sim \pm 0.06–0.08$. Часто такие отклонения показывают те кривые блеска, на которых наблюдалась вспышка.

Асимметричная форма затмения (крутой вход в затмение и более плавный выход из него) объясняется тем фактом, что проекции на картинную плоскость наиболее горячих областей диска и горячей

линии смещены от линии, соединяющей центры звезд. В случае круглого диска середина его затмения (полного или частного) была бы расположена на фазе $\varphi = 0.0$, также как и центр затмения белого карлика. Эллиптическая форма диска приводит к смещению фазы наиболее глубокого затмения потока на величину $\Delta\varphi \sim 0.005$ от фазы $\varphi = 0.0$. Центр затмения горячей линии смещен на еще большую величину от фазы $\varphi = 0.0$ ($\Delta\varphi \sim 0.04$).

В цикле $N = 8$ наблюдалось значительное падение потока излучения от системы в главном минимуме по сравнению с соседними циклами. Анализ вкладов компонентов (рис. 1б) показал, что светимость диска в цикле $N = 8$ уменьшилась по сравнению с соседними циклами $N = 7$ и 9 в 2.3 и 3.2 раза, соответственно. Из рис. 2 мы видим, что затмение диска частное. Однако основной поток излучения приходит от внутренних областей диска, нагретых до температуры > 5000 К, внешние части диска, температура которых сравнима с температурой красного карлика ($T_d \sim 2000–3000$ К), не вносят заметного вклада в суммарный поток. Падение температуры вдоль радиуса диска довольно крутое — наиболее горячие области диска с температурой > 5000 К расположены на расстоянии не далее $(0.20–0.25)R_d$ от белого карлика, при этом

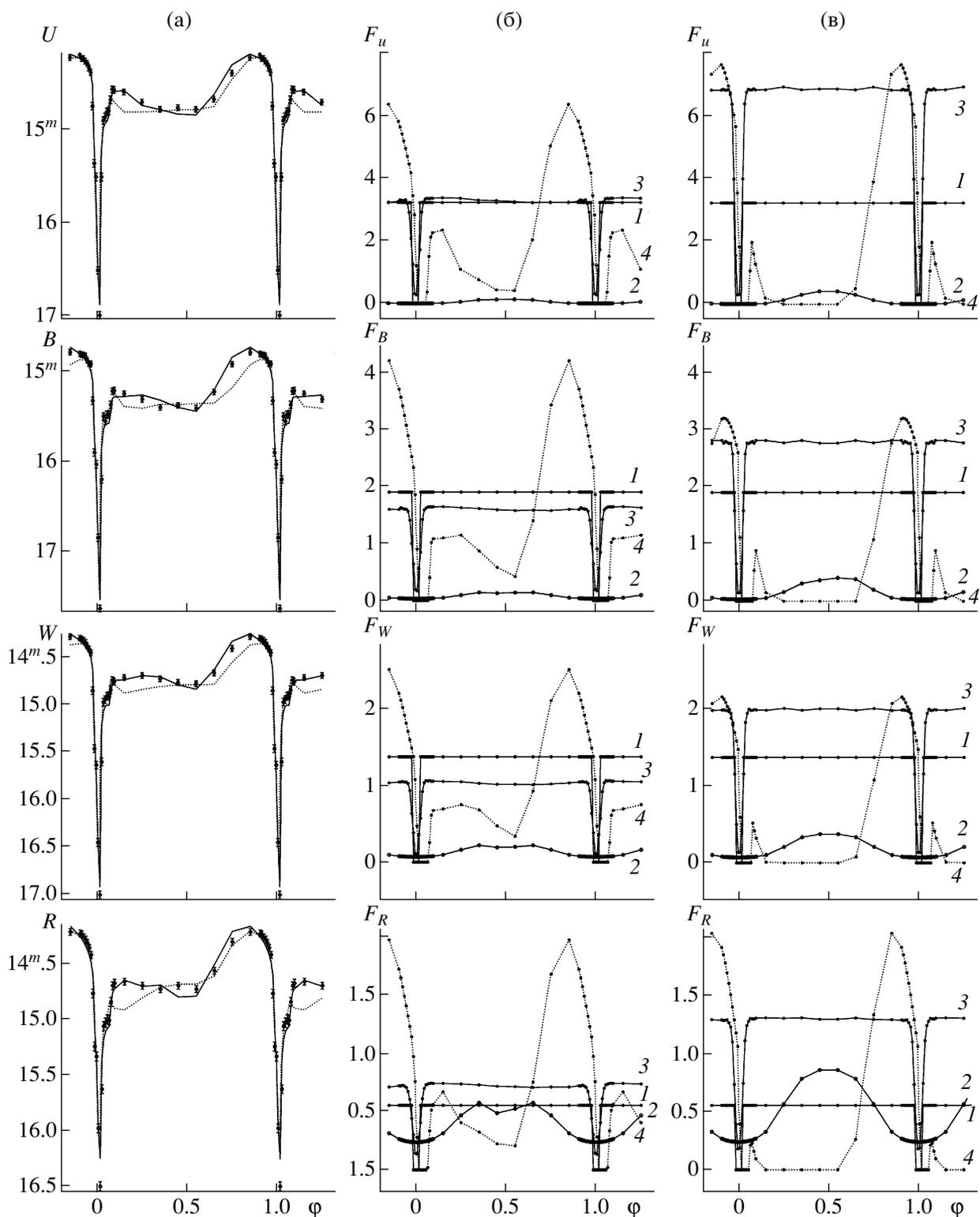


Рис. 4. Интерпретация усредненных за несколько орбитальных циклов кривых блеска OY Car согласно данным Вуда и др. [29] в фильтрах U , B , R и в белом свете (фильтр W) в неактивном состоянии. а — Наблюдения Вуда и др. [29] (точки) и теоретические кривые блеска, синтезированные в рамках модели горячей линии (сплошные линии) и модели горячего пятна (штриховые линии); б, в — вклады излучения компонентов системы — белого карлика (1), звезды-донора (2), эллиптического диска (3) и области энерговыделения (4) (горячей линии (б) и горячего пятна (в)) — в суммарный поток. Поток дан в условных единицах.

Таблица 3. Теоретические параметры ОУ Саг в неактивном состоянии, полученные из решения усредненных за несколько орбитальных циклов U , B , W , R -кривых блеска Вуда и др. [29] в рамках моделей горячей линии и горячего пятна

Параметр	Фильтр U	Фильтр B	Фильтр W	Фильтр R
Модель горячей линии				
Диск				
a/a_0	0.367(1)	0.361(1)	0.348(1)	0.350(1)
a_{\max}/ξ	0.596(1)	0.593(1)	0.577(1)	0.578(1)
e	0.164(2)	0.178(1)	0.188(1)	0.181(1)
α_e , град.	119(2)	129(2)	147(2)	136(3)
α_g	0.70(3)	0.68(3)	0.73(2)	0.74(1)
T_b , К	27320(1000)	22960(1200)	22465(1100)	23150(1050)
Горячая линия				
a_v/a_0	0.090(4)	0.055(3)	0.054(3)	0.069(4)
b_v/a_0	0.349(1)	0.326(1)	0.356(1)	0.384(2)
c_v/a_0	0.0276(1)	0.0192(1)	0.0182(1)	0.0214(1)
$T_{\max}^{(1)}$, К	13543(2400)	16680(2500)	15615(2340)	15140(2230)
$T_{\max}^{(2)}$, К	11285(450)	12655(400)	10895(480)	11375(540)
$\langle T^{(1)} \rangle$, К	7460	7615	6750	8090
$\langle T^{(2)} \rangle$, К	7245	6900	6235	7465
χ^2	168	207	186	204
Модель горячего пятна				
Диск				
r_d/a_0	0.278(1)	0.394(1)	0.284(1)	0.249(1)
r_d/ξ	0.388(1)	0.550(1)	0.397(1)	0.348(1)
T_b , К	30740(1250)	26380(1100)	24940(1000)	25825(1540)
Горячее пятно				
r_{sp}/a_0	0.095(5)	0.038(2)	0.057(4)	0.049(3)
α_{sp} , град.	40(6)	30(5)	43(6)	54(6)
T_{sp}	7130(220)	9300(150)	7510(200)	14670(500)
χ^2	320	353	290	308

Примечание. W -кривая блеска получена в белом свете ($\lambda_{eff} = 4960 \text{ \AA}$). Параметры диска и области энерговыделения (горячей линии и горячего пятна) в обеих моделях получены при фиксированных значениях $q = M_1/M_2 = 9.8$, $i = 82^\circ$, $T_2 = 3000 \text{ К}$, $T_1 = 15000 \text{ К}$, $R_1 = 0.0182a_0$. Максимальный и минимальный радиусы диска при известном значении e определяются согласно формулам: $a_{\max} = a(1 + e)$, $a_{\min} = a(1 - e)$, a — большая полуось диска. Угол раскрытия внешнего края диска для всех кривых примерно одинаков в обеих моделях, $\beta_d = 3^\circ 8' - 4^\circ 1'$, параметр $y_{\min} = 0.28(2)a_0$, смещение центра горячей области на навстречной стороне линии $\Delta y = 0.03(1)a_0$. В модели горячей линии для всех кривых блеска параметр $\alpha_g = 0.74(1)$.

максимальная температура внутренних частей диска в циклах $N = 7$ и 9 составляет $\sim 22500 - 24300 \text{ К}$, в цикле $N = 8 \sim 18300 \text{ К}$ (табл. 2). При уменьшении температуры внутренних областей диска

уменьшаются и размеры той центральной части диска, от которой приходит основной поток излучения (в цикле $N = 8$ средний радиус излучающей области $\sim 0.16a_0$, в циклах $N = 7$ и 9 — соответ-

ственно $0.21a_0$ и $0.23a_0$), а следовательно, уменьшается и остаточный поток излучения от диска при его затмении красным карликом. Это и приводит к значительному увеличению глубины затмения в главном минимуме на кривой блеска $N = 8$.

На рис. 3а–3е показаны зависимости между наблюдаемыми значениями максимального ($\varphi \sim 0.83$) и минимального ($\varphi \sim 0.0$) потоков от системы в интенсивностях, приведенных в работе Шомбса и др. [17], от вычисленного в соответствующих фазах потока от диска (рис. 3а, 3г), горячей линии (рис. 3б, 3д) и их суммы (рис. 3в, 3е). Теоретические потоки F выражены в условных единицах. Квадратиками отмечены те кривые блеска, форма которых искажена небольшими вспышками.

Анализ рисунков позволяет сделать вывод, что высота орбитального горба зависит от совокупного вклада излучения от диска и горячей линии (рис. 3в). Разброс точек на зависимостях между наблюдаемым потоком в максимуме кривых блеска и вычисленным значением потока от диска или линии (рис. 3а, 3б) довольно большой, хотя и здесь можно заметить некоторую корреляцию. Поток в главном минимуме определяется только величиной потока от диска (рис. 3г). Зависимости между наблюдаемым потоком в главном минимуме и величиной потока от горячей линии нет (рис. 3д, 3е). По-видимому, это связано с тем фактом, что в минимуме имеет место частное затмение довольно протяженного аккреционного диска (рис. 2), в то время как затмение относительно небольшого по размерам горячего участка ударной волны почти полное.

В рамках модели горячего пятна на боковой грани круглого диска [33] описать орбитальные кривые блеска Шомбса и др. [17] не удастся. Минимальная невязка для каждой из кривых $N = 1-20$ превышает $\chi^2 \geq 700$. Форма кривых блеска в рамках этой модели подобна тем, что приведены на рис. 4. Видно, что в модели горячего пятна хорошо воспроизводится форма затмения, но нет возможности аккуратно описать внезатменную часть орбитальных кривых блеска OY Car, полученных Шомбсом и др. В модели с горячей линией орбитальные кривые блеска $N = 1-20$ Шомбса и др. описываются значительно лучше: невязка χ^2 для кривых блеска $N = 1-20$ не превышает $\chi^2 \sim 270$, для кривой $N = 14$ оказывается ниже критического уровня в критерии χ^2 , а для кривых $N = 1$, $N = 11$ и $N = 17$ полученное значение минимальной невязки сравнимо с соответствующей величиной $\chi_{0.001,n}^2$.

В табл. 3 приведены параметры модели диска и модели горячей линии, полученные в результате интерпретации усредненных за несколько десятков орбитальных циклов кривых блеска OY Car,

опубликованных Вудом и др. [29] в фильтрах U , B , R ($\lambda_{eff} = 6517 \text{ \AA}$) и в белом свете ($\lambda_{eff} = 4960 \text{ \AA}$, кривая обозначена буквой W). Сравнение вычисленных параметров системы для фильтра B (табл. 2 и 3) и формы средней B -кривой блеска Вуда и др. с индивидуальными орбитальными кривыми Шомбса и др. [17] показывает, что средняя кривая блеска довольно близка как по форме, так и по полученным параметрам к наименее возмущенным индивидуальным орбитальным кривым в этом фильтре, например, к кривой $N = 13$. В верхней части табл. 3 даны результаты интерпретации средних кривых блеска OY Car в модели горячей линии, в нижней — параметры системы, полученные в рамках модели горячего пятна [33]. В скобках приведены погрешности последних знаков соответствующего параметра, вычисленные для условной граничной невязки, на 10% превышающей минимальную невязку. Минимальная невязка, получаемая в рамках модели горячего пятна, более чем в полтора раза выше, чем в модели горячей линии.

Средние кривые блеска Вуда и др. [29] в фильтрах U , B , W , R представлены на рис. 4а. Сплошной линией здесь показаны теоретические кривые блеска, синтезированные в модели горячей линии с параметрами из табл. 3. На рис. 4б приведены вклады излучения в суммарный поток от компонентов системы в модели с горячей линией — белого и красного карликов, диска и области энерговыделения (горячей линии), — выраженные в условных единицах. Видно, что в модели с горячей линией красный карлик дает пренебрежимо малый вклад ($< 2\%$) в полный поток голубой области спектра (в фильтрах U и B). В белом свете (фильтр W) вклад вторичного компонента увеличивается до 3.5%, в фильтре R — до 13.7%. Вклад белого карлика составляет $\sim 24-25\%$ в голубой области спектра, $\sim 30\%$ в белом свете и падает до $\sim 16\%$ в фильтре R . Вклад диска максимален в фильтре U ($\sim 25\%$), в остальных фильтрах он составляет $\sim 21-22\%$ от максимального потока системы. Поведение блеска системы в орбитальных фазах $\varphi \sim 0.15-0.85$ определяется в основном изменением потока излучения от поверхности горячей линии. Из табл. 3 следует увеличение (на $\sim 30^\circ$) долготы периастра диска при переходе от голубой к красной области спектра. Возможно также, что различные значения α_e в красных и синих лучах связаны с различным вкладом неучтенных в данной модели компонентов, как, например, струя вещества, истекающего из красного карлика, вклад излучения которой возрастает в красной области спектра.

Результаты интерпретации средних кривых блеска OY Car в модели горячего пятна приведены в нижней части табл. 3. Теоретические кривые в

четырёх фильтрах синтезированные при соответствующих наилучших параметрах модели горячего пятна, показаны на рис. 4а штриховыми линиями. Сравнение теоретических кривых показывает, что форма затмения описывается сравнительно одинаково в обеих моделях. Значительно большие различия наблюдаются при интерпретации внезатменных участков кривых блеска системы, особенно формы горба (рис. 4а). В модели горячего пятна на участке фаз $\varphi \sim 0.22-0.67$ вклады излучения от диска и белого карлика (рис. 4в) постоянны, горячее пятно в этих фазах не видно, и аккуратно описать наблюдаемые на этом участке кривой блеска изменения потока от системы данная модель не может. Вклад излучения от красного карлика в голубой области спектра незначителен из-за низкой температуры и относительно малых размеров звезды, в результате на кривых блеска наблюдается плато в районе орбитальных фаз $\varphi \sim 0.1-0.6$. В белом свете и в фильтре R поток излучения от красного карлика становится сравнимым с излучением белого карлика и диска, определяя форму кривых блеска в фильтрах W и R на фазах $\varphi \sim 0.1-0.6$.

В модели горячей линии колебания внезатменного потока определяются главным образом изменением вклада излучения от ударной волны. Для всех четырех фильтров вклад в суммарный поток излучения от фронта ударной волны весьма значительный (в максимуме составляя 25–35% от излучения с подветренной стороны линии), и нигде не обращается в ноль. Следовательно, отдельные участки области энерговыделения видны и в тех фазах, на которых никогда нельзя увидеть горячего пятна. Малый эксцентриситет диска обуславливает постоянство потока от него в тех орбитальных фазах, где нет затмения диска красным карликом. Горячая область на краю струи вблизи аккреционного диска полностью не затмевается ни на одном из рассматриваемых участков ($\varphi \sim 0.2-0.7$) кривой блеска. На фазах $\varphi \sim 0.1-0.3$ мы видим излучение с наветренной стороны горячей линии от периферийных участков компактной области, прогретой ударной волной. Наиболее горячий район закрыт от наблюдателя краем диска. Начиная с фазы $\varphi \sim 0.55$ в модели горячей линии мы начинаем видеть излучение с подветренной стороны линии. Поскольку в данной модели область взаимодействия весьма протяженная, ее проекция на картинную плоскость меняется более плавно с орбитальной фазой, чем в случае квазиплоской поверхности горячего пятна, обуславливая большую ширину орбитального горба (ср. рис. 4б и 4в).

5. КРИВЫЕ БЛЕСКА ОУ Саг В ИНФРАКРАСНОМ ДИАПАЗОНЕ СПЕКТРА

Шеррингтон и др. [21] наблюдали систему ОУ Саг 25 апреля 1980 г. в фильтре J (1.25 мкм) и 26 января 1981 г. в фильтрах J и K (2.2 мкм). 25 апреля 1980 г. ОУ Саг была в неактивном состоянии, 26 января 1981 г. система испытала небольшую вспышку в фильтре J на $\sim 0^m.35$. Все инфракрасные кривые блеска показывают два явно выраженных минимума за орбитальный цикл, менее глубокий, вторичный минимум расположен на фазе $\varphi \sim 0.5$. Глубины главного минимума на J -кривых блеска составили: в апреле 1980 г. $\sim 0^m.8$, в январе 1981 г. $\sim 1^m.0$ (а в фильтре K в этот же период времени $\sim 0^m.7$).

Удалив из наблюдаемых кривых блеска эллипсоидальную кривую переменности вторичной звезды в фильтре J , Шеррингтон и др. [21] обнаружили, что на апрельской J -кривой блеска вторичный минимум практически исчез, в то время как на январской J -кривой блеска (в максимуме небольшой вспышки) он остался. Показатель цвета $J-K$ в неактивном состоянии равен $J-K = 0^m.93 \pm 0^m.15$, во время вспышки его величина уменьшилась до $J-K = 0^m.35 \pm 0^m.15$. Первое значение соответствует диску с холодным внешним краем, второе свидетельствует о диске с гораздо более горячим внешним краем. Внешнее кольцо диска и вторичный компонент дают значительный вклад в поток излучения от системы в спектральном диапазоне $\lambda > 8000 \text{ \AA}$. Один только вторичный компонент дает от 30 до 60% в полный поток в инфракрасном диапазоне согласно оценкам, приведенным в [21].

Мы рассмотрели все три кривые блеска ОУ Саг, приведенные Шеррингтон и др. [21] как в рамках модели горячей линии, так и в рамках модели горячего пятна. Наблюдения были сняты с графиков, приведенных в [21].

J -кривая 25 апреля 1980 г. представлена 330 индивидуальными наблюдениями, средняя кривая соответственно 24 точками; J и K -кривые 26 января 1981 г. соответственно 405 и 108 наблюдениями, средние кривые — 28 и 17 точками. Среднеквадратичные ошибки среднего для J -кривых примерно одинаковы и составляют $\sigma \simeq 0^m.01-0^m.02$.

Для K -кривой наблюдений меньше, их разброс выше, в результате $\sigma \simeq 0^m.02-0^m.03$. Из наблюдений 26 января 1981 г. в фильтре J был вычтен дрейф, возникший вследствие небольшой вспышки (на кривой в фильтре K подобного дрейфа не наблюдалось). Кривые блеска, использованные для определения параметров системы в инфракрасной области спектра, приведены в верхней части рис. 5 и 6. Бары, приведенные справа возле каждого из рисунков, показывают среднюю погрешность

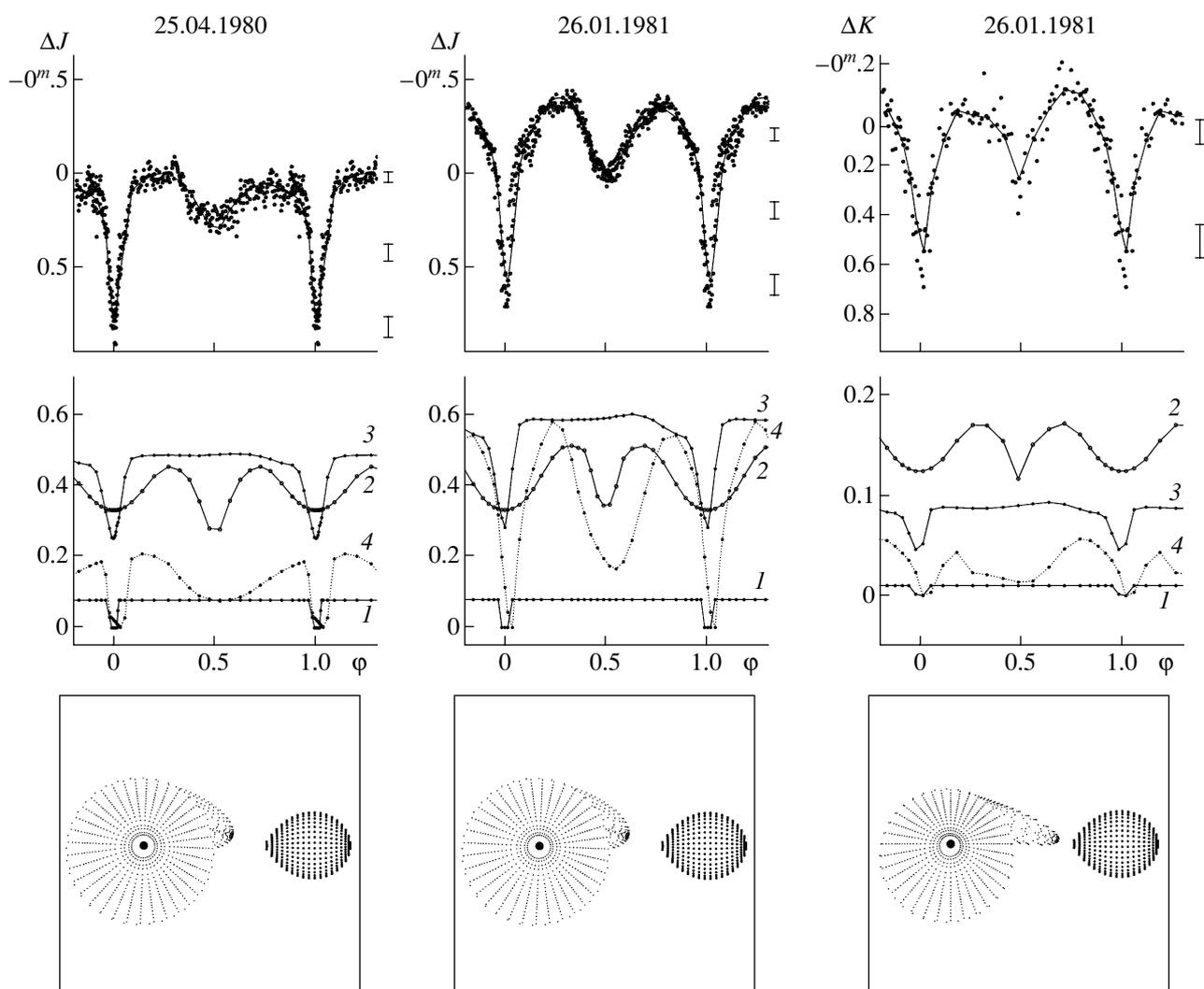


Рис. 5. Верхние графики — наблюдения ОУ Car согласно данным Шеррингтон и др. [21] в фильтрах J и K в неактивном состоянии системы 25 апреля 1980 г. и во время слабой вспышки 26 января 1981 г. Сплошными линиями показаны кривые блеска, синтезированные в рамках модели горячей линии. Бары, приведенные справа от графиков, показывают среднюю погрешность индивидуальных наблюдений в соответствующем диапазоне звездных величин. Средние графики — вклады излучения различных компонентов системы в суммарный поток (в условных единицах): белого карлика (1), звезды-донора (2), эллиптического диска (3) и горячей линии (4). Нижние графики — компьютерные изображения системы ОУ Car (вид сверху) в модели горячей линии, рассчитанные с параметрами, приведенными в табл. 4.

индивидуальных наблюдений в соответствующем диапазоне звездных величин.

Обе кривые блеска в фильтре J имеют аномальную форму — поток от системы перед входом в главное затмение оказывается чуть меньше, чем его значение сразу же после выхода из затмения. Известно, что в модели горячего пятна для объяснения данного факта приходится привлекать гипотезу дополнительного источника излучения.

Для ограничения области допустимых параметров системы в инфракрасной области спектра мы учли однородность обеих J -кривых блеска. Обе наблюдаемые кривые блеска были смещены на величину, равную потоку излучения в

первой квадратуре J -кривой блеска, полученной 25.04.1980, $\delta J = 14^m.4$. Соответственно, при переводе потоков излучения вычисленных пробных теоретических кривых в звездные величины для обеих J -кривых блеска использовалась интенсивность в первой квадратуре, соответствующая наилучшему набору параметров, полученных при интерпретации J -кривой блеска от 25 апреля 1980 г.

Как и при рассмотрении кривых блеска ОУ Car в фильтре B , основные параметры системы были зафиксированы на указанных в табл. 1 значениях. Полученные в результате параметры диска и горячей линии даны в табл. 4. Оказалось, что максимальный радиус диска в ближнем инфракрасном

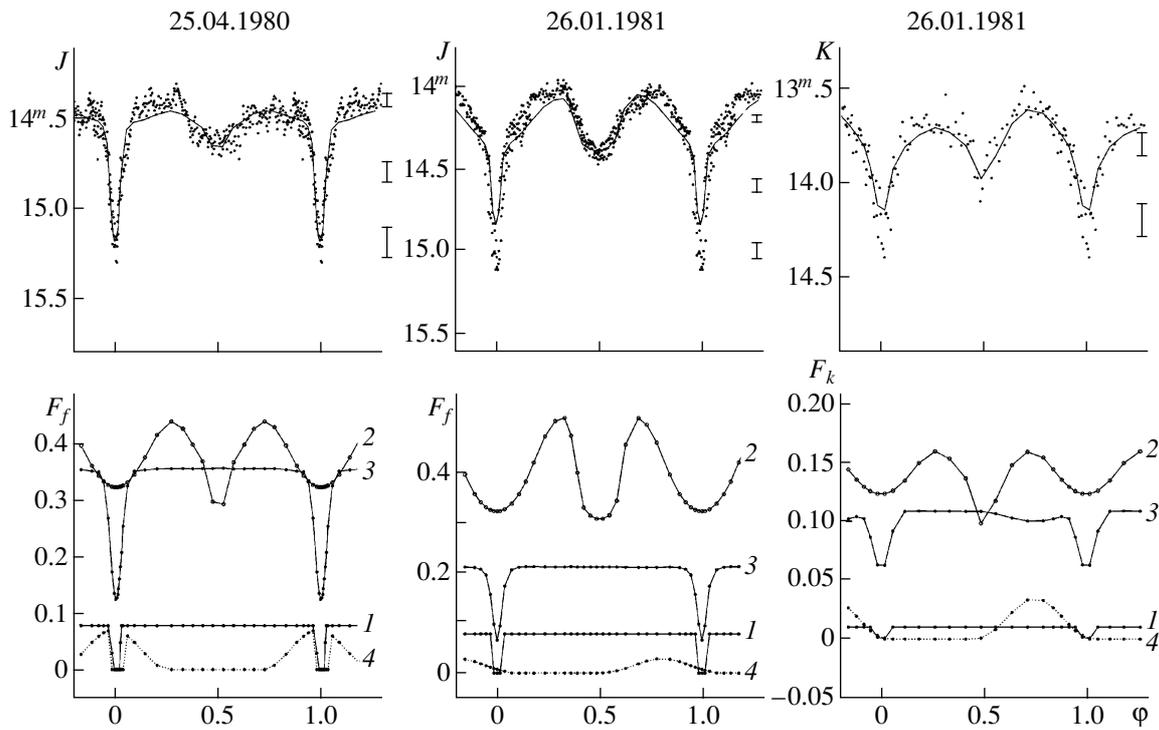


Рис. 6. Верхние графики — наблюдения ОУ Sag согласно данным Шеррингтон и др. [21] в фильтрах J и K в неактивном состоянии системы 25 апреля 1980 г. и во время слабой вспышки 26 января 1981 г. Сплошными линиями показаны кривые блеска, синтезированные с наилучшими параметрами (табл. 4) в рамках модели горячего пятна. Нижние графики — вклады излучения различных компонентов системы в суммарный поток (в условных единицах): белого карлика (1), звезды-донора (2), эллиптического диска (3) и горячего пятна (4).

диапазоне спектра примерно одинаков как в неактивном состоянии, так и во время слабой вспышки ($a_{\max}/\xi \sim 0.67-0.69$). В невозмущенном состоянии диск почти круглый, область энерговыделения расположена вблизи края диска и занимает по азимуту почти 60° . Основной вклад в суммарный поток (см. среднюю часть рис. 5) дают потоки излучения от красного карлика, прогреваемого в районе полюсов горячим излучением из внутренних районов диска (от ~ 30 до $\sim 54\%$ от полного потока), и диска ($\sim 40\%$ от максимального суммарного потока). Вклад излучения белого карлика в полный поток незначителен — около 6–8%. Вклад излучения с наветренной стороны горячей линии чуть выше, чем с подветренной стороны — соответственно $\sim 18\%$ и $\sim 15\%$, что и приводит к аномальной форме кривой блеска. Яркостная температура горячей линии на фронте ударной волны достигает ~ 40000 К, что неудивительно, поскольку излучение здесь скорее рекомбинационное, а не чернотельное. Однако размеры этой области невелики, и температура вещества при удалении от края диска очень быстро спадает до ~ 3200 К. В результате, поток излучения из этой области оказывается лишь на 3% выше, чем поток с подветренной стороны линии, где вещество нагрето в среднем до 3600 К, но размеры области

энерговыделения весьма велики, достигая почти 60° по азимуту. Заметим, что поскольку предположение о планковском характере излучения горячей линии является достаточно грубым, яркостная температура вещества линии должна рассматриваться как формальный параметр задачи.

Во время небольшой вспышки (см. нижнюю часть рис. 5, где приведены сравнительные размеры диска и линии) наблюдается некоторое уплотнение области диска вблизи траектории газового потока (формально это выражается в появлении у диска эксцентриситета $e \simeq 0.18$), и значительно увеличивается вклад излучения горячей линии (до 34% от максимального потока), в основном за счет увеличения размеров области, где происходит энерговыделение. Как и в неактивном состоянии, вклад в фильтре J от наветренной стороны линии чуть выше (на $\sim 2\%$), чем с ее подветренной стороны, что приводит к небольшой асимметрии максимумов блеска на J -кривой. Хотя абсолютное значение потока излучения от диска в данный период наблюдений возрастает на $\sim 10\%$, его относительный вклад в суммарный поток уменьшается на $\sim 5-6\%$ из-за увеличения потока излучения от горячей линии.

Примерно такие же оказались параметры диска

Таблица 4. Теоретические параметры OY Sag в инфракрасном диапазоне спектра, полученные из решения кривых блеска Шеррингтон и др. [21]

Параметр	Фильтр <i>J</i>	Фильтр <i>J</i>	Фильтр <i>K</i>
	25.04.1980	26.01.1981	26.01.1981
Модель горячей линии			
a/a_0	0.440	0.401	0.374
a_{\max}/ξ	0.673	0.662	0.689
e	0.094	0.183	0.320
α_e , град.	57.46	70.00	82.00
α_g	0.508	0.586	0.629
T_b , К	16265	21395	20945
a_v/a_0	0.183	0.111	0.064
b_v/a_0	0.424	0.562	0.515
c_v/a_0	0.013	0.022	0.015
$T_{\max}^{(1)}$, К	40090	26775	41415
$T_{\max}^{(2)}$, К	4180	9635	12775
$\langle T^{(1)} \rangle$, К	19290	13575	13100
$\langle T^{(2)} \rangle$, К	3660	6280	6175
y_{\min}/a_0	0.385	0.446	0.343
χ^2	197	205	10.8
Модель горячего пятна			
r_d/a_0	0.402	0.643	0.398
r_d/ξ	0.288	0.898	0.556
α_g	0.504	0.75	0.50
T_b , К	15155	21215	15740
r_{sp}/a_0	0.025	0.365	0.134
α_{sp} , град.	4.79	69.30	87.01
T_{sp} , К	6750	4415	5300
χ^2	350	824	84.5

Примечание. Параметры диска и горячей линии (горячего пятна) получены при фиксированных значениях $q = M_1/M_2 = 9.8$, $i = 82^\circ$, $T_2 = 3000$ К, $T_1 = 15000$ К, $R_1 = 0.0182a_0$. Угол раскрытия внешнего края диска для всех кривых в обеих моделях составляет $\beta_d = 2^\circ 5' - 3^\circ 7'$.

и горячей линии, полученные из анализа кривой блеска OY Sag в фильтре *K* (табл. 4). Возрастание яркостной температуры горячей линии при переходе от фильтра *J* к фильтру *K* связано, по-видимому, с отклонением закона излучения вещества в этом районе от чернотельного и вкладом излучения от свободно-свободных переходов атомов. Как уже отмечалось в нашей статье [12], касающейся интерпретации кривых блеска катаклизмической пе-

ременной IP Peg, в формировании излучения горячей линии вносят существенный вклад тепловое тормозное и рекомбинационное излучение, доля которого по сравнению с вкладом чернотельного потока заметно возрастает с ростом длины волны излучения.

При интерпретации инфракрасных *J*, *K*-кривых блеска в рамках модели горячего пятна (рис. 6, табл. 4) результирующая невязка ($\chi^2 \sim 350$, ~ 824

и 84.5 для двух J -кривых и одной K -кривой, соответственно) оказывается значительно выше, чем в модели горячей линии ($\chi^2 \sim 194$, ~ 139 и 9.58 , соответственно), главным образом из-за того, что не удается согласовать с наблюдениями теоретическую глубину главного минимума (для кривых, полученных во время вспышки) и потоки вблизи квадратур. В рамках этой модели кривые блеска в фильтре J анализировались как независимые кривые, чтобы получить минимально возможную невязку. Однако и при таком подходе полученные в данной модели значения азимута горячего пятна не совпадают с теми величинами ($\alpha_{sp} \sim 32\text{--}36^\circ$), которые были рассчитаны в предположении, что газовый поток следует баллистической траектории частицы из внутренней точки Лагранжа [29] при $q \simeq 10.0$ и горячее пятно должно быть расположено в точке, где баллистическая траектория частицы в тесной двойной системе пересекает край диска. Наконец, как и следовало ожидать, в данной модели не удается описать аномальную форму кривых блеска в фильтре J , как в неактивном состоянии, так и во время вспышки.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Решение обратной задачи по интерпретации затменных кривых блеска катаклизмической переменной OY Sag в рамках двух альтернативных моделей показало, что в модели горячей линии наблюдаемые кривые блеска в неактивном состоянии системы описываются значительно лучше, чем в модели горячего пятна. В модели горячей линии лучше воспроизводится ширина горбов на кривых блеска, форма затмения и детали внезатменных изменений блеска. Модель горячего пятна для систем с очень высоким отношением масс компонент не в состоянии описать изменения внезатменного блеска на их орбитальных кривых в видимом диапазоне длин волн. Вклад излучения красного карлика здесь ничтожно мал, внезатменный поток от диска и белого карлика постоянен, и единственным источником изменения внезатменного блеска может быть лишь горячее пятно на фазах 0.7–0.9. Модель горячей линии, благодаря возможности варьировать параметры ударной волны — температуру и размеры области энерговыделения, а также из-за расположения области энерговыделения вне диска, позволяет воспроизвести форму внезатменных участков кривых блеска систем типа SU UMa, вид которых может меняться при переходе от одного орбитального цикла к другому. В отличие от горячей линии относительно яркие области горячей линии можно наблюдать и в фазах $\varphi \sim 0.5\text{--}0.6$, при которых горячее пятно, расположенное в месте соприкосновения струи вещества из L_1 и диска, видеть нельзя. Наконец, при удачной ориентации

эллиптического аккреционного диска будет наблюдаться увеличение потока от системы в фазах $\varphi \sim 0.1\text{--}0.2$, благодаря излучению с наветренной стороны горячей линии, что полностью исключено в рамках общепринятой модели.

Подчеркнем, что преимущества модели с горячей линией по сравнению с моделью с горячим пятном выявились для каждой из 20 индивидуальных B -кривых блеска OY Sag в спокойном состоянии, несмотря на значительные изменения этих кривых блеска от периода к периоду. По всем 20 индивидуальным кривым прослеживается тенденция к увеличению потока излучения в главном минимуме с ростом светимости аккреционного диска. Поток излучения в максимуме орбитального горба линейно растет с увеличением суммарного вклада потока от диска и от горячей линии.

Интерпретация кривых блеска OY Sag в инфракрасном диапазоне спектра также подтверждает преимущества модели течения с горячей линией, поскольку в рамках этой модели удается естественным образом объяснить аномальный характер инфракрасных кривых блеска этой системы.

Настоящая работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (коды проектов 02-02-16462, 02-02-17524, 02-02-16088), фонда ИНТАС (грант 00-491), а также грантов Президента РФ 00-15-96722, 00-15-99311 и гранта ГНТП “Университеты России” 5558.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. В. Г. Горбачкий, *Астрофизика* **3**, 245 (1967).
2. J. Smak, *Acta Astron.* **20**, 312 (1970).
3. V. Warner, *Cataclysmic Variable Stars* (Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1995).
4. Д. В. Бисикало, А. А. Боярчук, О. А. Кузнецов, В. М. Четкин, *Астрон. журн.* **74**, 880 (1997).
5. Д. В. Бисикало, А. А. Боярчук, О. А. Кузнецов, В. М. Четкин, *Астрон. журн.* **74**, 889 (1997).
6. D. V. Bisikalo, A. A. Boyarchuk, V. M. Chechetkin *et al.*, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* **300**, 39 (1998).
7. Д. В. Бисикало, А. А. Боярчук, О. А. Кузнецов, *Астрон. журн.* **75**, 706 (1998).
8. Д. В. Бисикало, А. А. Боярчук, В. М. Четкин, *Астрон. журн.* **76**, 905 (1999).
9. Д. В. Бисикало, А. А. Боярчук, В. М. Четкин, О. А. Кузнецов, *Астрон. журн.* **77**, 31 (2000).
10. M. Makita, K. Miyawaki, and T. Matsuda, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* **316**, 906 (2000).
11. Д. В. Бисикало, А. А. Боярчук, О. А. Кузнецов, и др., *Астрон. журн.* **75**, 40 (1998).
12. Т. С. Хрузина, А. М. Черепашук, Д. В. Бисикало и др., *Астрон. журн.* **78**, 625 (2001).
13. C. Hoffmeister, Veroff. *Sternwarte Sonneberg* **61**, 5 (1963).

14. N. Vogt, R. Schoembs, W. Krzeminski, and H. Pedersen, *Astron. and Astrophys.* **94**, L29 (1981).
15. N. Vogt, *Astron. and Astrophys.* **128**, 29 (1983).
16. R. Schoembs and K. Hartmann, *Astron. and Astrophys.* **128**, 37 (1983).
17. R. Schoembs, H. Dreier, and H. Barwig, *Astron. and Astrophys.* **181**, 50 (1987).
18. M. C. Cook, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* **215**, 211 (1985).
19. G. Berriman, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* **207**, 783 (1984).
20. G. Berriman, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* **210**, 223 (1984).
21. M. R. Sherrington, R. F. Jameson, J. Bailey, and A. B. Giles, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* **200**, 861 (1982).
22. J. Bailey and M. Ward, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* **194**, 17P (1981).
23. K. V. Hessman, D. Koester, R. Schoembs, and H. Barwig, *Astron. and Astrophys.* **213**, 167 (1989).
24. E. T. Harlaftis and T. R. Marsh, *Astron. and Astrophys.* **308**, 97 (1996).
25. W. Krzeminski and N. Vogt, *Astron. and Astrophys.* **144**, 124 (1985).
26. R. Schoembs, *Astron. and Astrophys.* **158**, 233 (1986).
27. A. Bruch, D. Beele, and R. Baptista, *Astron. and Astrophys.* **306**, 151 (1996).
28. G. Berriman, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* **228**, 729 (1987).
29. J. H. Wood, K. Horne, G. Berriman, and R. A. Wade, *Astrophys. J.* **341**, 974 (1989).
30. T. Hamada and E. E. Salpeter, *Astrophys. J.* **134**, 683 (1961).
31. J. Smak, *Acta Astron.* **34**, 317 (1985).
32. Т. С. Хрузина, *Астрон. журн.* **78**, 298 (2001).
33. Т. С. Хрузина, *Астрон. журн.* **75**, 209 (1998).
34. K. V. Hessman, K.-H. Mantel, H. Barwig, and R. Schoembs, *Astron. and Astrophys.* **263**, 147 (1992).
35. О. А. Кузнецов, Д. В. Бисикало, А. А. Боярчук, и др., *Астрон. журн.* **78**, 997 (2001).

INTERPRETATION OF LIGHT CURVES OF THE CATAclysmic VARIABLE OY Car IN A MODEL WITH SHOCKLESS INTERACTION BETWEEN A GASEOUS STREAM AND THE DISK

T. S. Khruzina, A. M. Cherepashchuk, D. V. Bisikalo, A. A. Boyarchuk, and O. A. Kuznetsov

To determine the parameters of the accretion disk and shock-wave region responsible for the formation of the orbital peak in the light curve of the binary system OY Car (an SU UMa variable), we have interpreted its *UBVR* and *JK* light curves using two gas dynamical models, which have different regions of shock interaction: one with a hot line along the jet from the Lagrange point L_1 and one with a hot spot on the accretion disk. The hot-line model appears to be preferential for the quiescent state of the system: the maximum χ^2 for the optical light curves does not exceed 207, whereas the minimum discrepancy for the hot-spot model is $\chi^2 > 290$. The shape of the eclipse is almost identical in both models; the basic differences occur in the interpretation of out-of-eclipse portions of the light curves, whose shape may vary in the transition from one orbital cycle to another. The hot-spot model is not able to describe variations of the system's brightness for orbital phases $\varphi \sim 0.1-0.6$. The rather complex behavior of the observed flux in this phase interval can be explained in the hot-line model as variations of the temperature and size of the system. Based on the analysis of a sequence of 20 *B* curves of OY Car, we conclude that the flux variations in the primary minimum are due to variations of the luminosity of the accretion disk, whereas the flux variability in the vicinity of the orbital peak is due to the combined effect of the radiation of the disk and hot line. The *JK* light curves of OY Car in the quiescent state and during a small flare also exhibit preference for the hot-line model, since the primary minimum and the flux near the quadratures calculated using the hot-spot model are not consistent with the observations.