

УДК 524.387

ИНТЕРПРЕТАЦИЯ ОРБИТАЛЬНЫХ КРИВЫХ БЛЕСКА U Geminorum

© 2003 г. Т. С. Хрузина¹, А. М. Черепашук¹,
Д. В. Бисикало², А. А. Боярчук², О. А. Кузнецов^{2,3}¹Астрономический институт им. П.К. Штернберга, Москва, Россия²Институт астрономии, Москва, Россия³Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша, Москва, Россия

Поступила в редакцию 05.03.2003 г.; принята в печать 08.05.2003 г.

Выполнена интерпретация оптических и инфракрасных орбитальных кривых блеска карликовой новой U Gem в спокойном состоянии. Расчеты проводились в модели горячей линии и в модели горячего пятна. Результаты показали, что модель горячего пятна не согласуется с наблюдениями. Модель горячей линии позволила хорошо описать оптические и инфракрасные кривые блеска U Gem в спокойном состоянии. Минимальные значения χ^2 для моделей горячего пятна и горячей линии составляют соответственно 2203 и 168 для кривых блеска U Gem в спокойном состоянии.

1. ВВЕДЕНИЕ

Особенностью абсолютного большинства кривых блеска нормальных катаклизмических переменных (или переменных типа U Gem) является наличие в районе орбитальных фаз $\varphi \sim 0.8$ так называемого “орбитального горба”. Для его объяснения Горбачким [1] и Смаком [2] было высказано предположение, что “горб” представляет собой излучение от “горячего пятна”, возникающего на внешней границе аккреционного диска, из-за столкновения струи вещества из L_1 с диском. Модель “горячего пятна” в течение многих лет повсеместно использовалась при интерпретации кривых блеска катаклизмических двойных систем (см., например, [3]).

Трехмерные газодинамические расчеты обмена веществом в тесных двойных системах (ТДС) в работах [4–9] показали, что струя и аккреционный диск представляют собой морфологически единое образование и их взаимодействие имеет безударный характер. В месте соприкосновения струи и диска нет увеличения температуры и, следовательно, гипотеза “горячего пятна” на аккреционном диске оказывается несостоятельной для объяснения “орбитальных горбов” на кривых блеска затменных ТДС. В стационарном случае ударное взаимодействие, приводящее к повышению температуры, возникает при столкновении вещества, обтекающего аккретор, 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 как нормальных, так и аномальных горбов на кривых блеска. Сравнение моделей “горячего пятна” и “горячей линии” для катаклизмических переменных с двойным затмением [11, 12] показало преимущества последней при интерпретации таких кривых блеска.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Затменные ТДС не представляют собой однородную группу. Так, количество катаклизмических двойных (КД) систем с двойным затмением не превышает десяти. Поэтому интересно рассмотреть ТДС с иными особенностями на кривой блеска, и проанализировать применимость различных газодинамических моделей для их интерпретации. Целью настоящей работы является анализ кривых блеска системы U Gem, являющейся прототипом КД.

Это — затменная система, однако объектом затмения является не белый карлик, а часть аккреционного диска вокруг него и область излучения ударной волны. Вклад в излучение таких систем в оптической области спектра дают не звезды — компоненты системы, а аккреционный диск и газовые образования, возникшие в системе вследствие истечения вещества из донора. Попытки описать затменную кривую U Gem в рамках модели горячего пятна столкнулись с серьезными проблемами: данная модель встречается с определенными трудностями в описании формы и положения затмения такого горячего пятна и совершенно не

в состоянии описать вид кривой в орбитальных фазах $\varphi \sim 0.4-0.6$, т.е. в тех фазах, где пятно на внешней границе диска в данной модели также должно затмеваться телом диска. Однако никаких признаков второго затмения не наблюдается. В модели горячей линии такой проблемы нет, поскольку протяженная ударная волна — область соударения вещества, обтекающего аккректор, и газового потока из L_1 , — во-первых, располагается вне диска, а во-вторых, может подниматься над краем диска.

Межкомпонентная газовая оболочка системы имеет довольно сложную форму, и детальный учет ее излучения представляет собой весьма трудоемкую задачу. В используемой нами модели 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 модели горячей линии в расчет принимается только излучение компонентов системы, аккреционного диска и области ударного взаимодействия.

Каждый компонент модели характеризуется температурой и размерами, причем температура может меняться по поверхности рассматриваемого источника излучения. В используемой нами модели горячей линии количество свободных параметров достигает 18; это параметры двойной звездной системы: 1 — отношение масс компонентов $q = M_1/M_2$, 2 — наклонение орбиты системы i , 3 — эффективная температура красного карлика T_{eff} , 4, 5 — соответственно радиус R_1 и температура T_1 белого карлика; параметры эллиптического аккреционного диска: 6 — эксцентриситет e , 7 — большая полуось аккреционного диска a , 8 — внутренний параметр программы A_p , определяющий наряду с радиусом диска толщину его внешнего края, 9 — температура диска в пограничном слое (т.е. на самой внутренней орбите) T_b , 10 — параметр распределения температуры вдоль радиуса диска α_g , 11 — угол α_e поворота периастра диска относительно линии, соединяющей компоненты системы; параметры горячей линии: 12, 13, 14 — соответственно полуоси a_v , b_v , c_v , задающие форму и размеры части эллипсоида, используемого для описания фигуры горячей линии, 15, 16 — температура горячей линии соответственно с наветренной T_1 и подветренной T_2 сторон, 17 — ширина ударного фронта, описываемая с помощью параметра y_{min} , 18 — смещение dy между максимальными значениями температур на наветренной и подветренной сторонах линии, возникающее за счет движения вещества в газовом потоке между компонентами. Более подробное описание

модели и используемых в ней параметров дано в работах [13, 14].

В модели горячего пятна количество свободных параметров достигает 12. Это — q , i , T_{eff} , R_1 , T_1 , r_d (радиус диска), α_g , A_p , T_b , и три параметра, описывающие размеры и положение горячего пятна на внешней границе диска: радиус R_{sp} , азимут α_{sp} и температура в центре пятна T_{sp} . Подробное описание модели и используемых параметров дано в работе [15].

Поскольку количество искоемых переменных в обеих моделях весьма велико, при выборе наиболее вероятных решений из большого количества наборов допустимых параметров, получаемых при решении кривых блеска, следует использовать информацию, основанную на спектральных наблюдениях, касающихся отношения масс компонентов ТДС, наклонения орбиты, а также оценки вклада в суммарный поток излучения красного карлика.

Другое ограничение при выборе решения задачи дает методика, используемая при наличии последовательности однородных кривых блеска ТДС [16]. В этом случае среди совокупности однородных кривых блеска выбирается одна из них (назовем ее эталонной), выбирается точка на этой кривой (обычно в районе орбитальных фаз $\varphi \sim 0.25$) и к этой звездной величине привязываются все остальные потоки как на эталонной, так и на остальных кривых блеска. Иными словами, все однородные кривые переводятся в одну и ту же энергетическую единицу — наблюдаемый поток от системы в первой квадратуре эталонной кривой блеска. Соответственно, при построении пробной теоретической n -кривой блеска в звездных величинах для перехода от вычисленных в рамках используемой модели теоретических потоков к звездным величинам используется поток излучения в первой квадратуре той теоретической кривой, которая наилучшим образом описывает наблюдаемую эталонную кривую блеска. При таком подходе мы можем оценить изменения светимости системы от одной кривой блеска к другой для каждой фазы и использовать при сравнении с синтетическими кривыми не только форму кривой блеска (как в случае анализа одиночных кривых блеска), но и изменение среднего уровня потока излучения, что позволяет нам ввести дополнительное ограничение на область допустимых параметров системы.

Как и в предыдущих наших работах, поиск параметров, наилучшим образом описывающих средние кривые блеска системы, осуществлялся с помощью метода Нелдера—Мида [17]. При поиске глобального минимума невязки для каждой из кривых использовались около сотни различных начальных приближений, так как при большом количестве независимых переменных в исследуемой области параметров обычно существует набор локальных

минимумов. Для оценки качества соответствия теоретической и наблюдаемой кривой блеска системы в рамках выбранной модели вычисляется невязка согласно формуле

$$\chi^2 = \sum_{j=1}^n \frac{(m_j^{theor} - m_j^{obs})^2}{\sigma_j^2},$$

где m_j^{theor} и m_j^{obs} — звездные величины объекта в j -й орбитальной фазе, полученные теоретически и из наблюдений соответственно, σ_j^2 — дисперсия наблюдений в j -ой точке, n — число нормальных точек на кривой.

При построении теоретической кривой блеска мы вычисляем потоки излучения от компонентов системы $F(\mathbf{X}, \varphi)$ при заданном наборе параметров $\mathbf{X}$ для последовательности орбитальных фаз φ . Получаемые в результате значения $F(\mathbf{X}, \varphi)$ выражены в условных единицах. Для их перевода в общепринятые единицы (отнесенные к единичному интервалу длин волн) следует использовать выражение $f = F a_0^2 \times 10^{12}$ [эрг/с см³], где a_0 — расстояние между центрами масс звезд в сантиметрах. Обычно при интерпретации одиночных кривых блеска в процессе построения пробной теоретической кривой (в звездных величинах) при переводе вычисленных значений потоков излучения в звездные величины используется значение потока в первой квадратуре, соответствующее данной пробной кривой. Для сравнения синтезированной кривой с наблюдаемой вычисленная пробная кривая блеска смещается так, чтобы совместить наблюдаемое и вычисленное значение потока излучения (в звездных величинах) в первой квадратуре. При последующем сравнении наблюдаемых и синтезированных кривых блеска используется критерий χ^2 .

Спектральные наблюдения (вид спектра и изменения лучевых скоростей) позволяют определить некоторые параметры двойной системы, т.е. наложить дополнительные связи и ограничить число искоемых параметров. Такими параметрами являются значение $q = M_1/M_2$, эффективные температуры звезд T_1 , T_2 , радиус первичной компоненты R_1 и наклонение орбиты i . Зафиксировав параметры системы, мы решаем обратную задачу с целью получить из анализа кривых блеска характеристики только аккреционного диска (его эксцентриситет e , большую полуось a , азимут периастра α_e и температуру пограничного слоя T_b) и области ударного взаимодействия (т.е. полуоси усеченного эллипсоида, описывающего фигуру “горячей линии” a_v , b_v , c_v , максимальные значения температур “горячей линии” с наветренной и подветренной сторон $T_{\max}^{(1)}$ и $T_{\max}^{(2)}$, компактность области высвечивания ударной волны, задаваемой параметром $y_{\min}$ и параметр dy — расстояние вдоль y -оси “горячей линии”

между точками с максимальными значениями температур).

Поиск решения мы выполняем в рамках двух различных газодинамических моделей, различающихся расположением области ударного взаимодействия: а) модели горячей линии, расположенной вдоль струи вещества из L_1 и б) модели горячего пятна на аккреционном диске. Сравнение результатов позволит нам сделать выбор между этими двумя газодинамическими моделями.

3. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ О СИСТЕМЕ U Gem

Карликовые новые (КН) привлекают пристальное внимание астрономов из-за достаточно сложной картины изменений блеска этих ТДС. КН показывают переменность блеска в широкой временной шкале. Нормальные КН, или переменные типа U Gem, показывают вспышки до $4-6^m$, которые происходят квазипериодически с временными интервалами 10–300 сут. Все хорошо изученные КН относятся к короткопериодическим двойным с орбитальным периодом длительностью несколько часов. Многие из них показывают регулярные колебания блеска с амплитудой около 0.5^m , коррелирующие с орбитальным периодом. Часто карликовые новые оказываются источниками мягкого рентгеновского излучения.

Наиболее исчерпывающее исследование U Gem было сделано в работе Кшеминского [18], который на основе своих фотометрических наблюдений и с использованием спектральных наблюдений Крафта [19] построил модель системы и определил ее параметры. Длительные фотометрические наблюдения были выполнены также Мамфордом [20] во время вспышки и Пачинским [21]. И Кшеминский, и Пачинский проследили несколько вспышек у системы. Типичное временное разрешение этих наблюдений было 0.5–2 мин. Две кривые блеска в белом свете со значительно более высоким временным разрешением (время накопления сигнала около 2 с) были получены Уорнером и Назером [22] с целью изучить природу фликкеринга. В спокойном состоянии системы на кривой блеска наблюдается затмение относительно горячего источника и горб в районе орбитальных фаз 0.7–0.8.

Первое спектральное исследование U Gem [19] показало присутствие в оптическом спектре системы эмиссионных линий водорода и Ca II. Линии He I 4471 и 4026 Å довольно слабые, иногда наблюдается линия He II 4686 Å. Профиль линий двухпиковый, расстояние между пиками соответствует вращению кольца диска с $v \sin i = 580$ км/с. По кривой лучевых скоростей Крафт получил для горячей компоненты $K_1 = 265$ км/с и установил,

что затмевается голубая звезда. Поскольку в оптическом диапазоне спектра виден только один спектр (sdBe), линии поглощения вторичной компоненты не видны, прямое определение отношения масс из оптических спектральных данных невозможно. Первое определение спектрального класса вторичной компоненты dM4.5 с погрешностью в пол-спектрального класса было выполнено Стауффером и др. [23] по исследованиям в инфракрасной области спектра. Вейд [24] подтвердил их результат, показав, что распределение энергии в спектре U Gem можно интерпретировать как сумму потоков от звезды M4.5 или M5 и источника с плоским континуумом. Инфракрасная фотометрия U Gem была выполнена Франком и др. [25], Берриманом и др. [26] и Панеком [27], который построил высокоточную кривую блеска системы в фильтре *H*. Расстояние до системы, оцененное по абсолютной фотометрии и инфракрасным показателям цвета, составляет 76^{+36}_{-24} пк [24, 25, 27]. В спокойном состоянии системы спектр U Gem в ультрафиолетовом диапазоне показывает примерно одинаковый средний континуум, без очевидной фазовой зависимости [28]. Возможно, ультрафиолетовый поток возникает в результате ядерного горения вещества на поверхности белого карлика вблизи пограничного слоя диска [28]. Последующие исследования в ближней ультрафиолетовой области спектра показали, что белый карлик вносит значительный вклад в суммарный поток от системы. Распределение энергии в ближнем ультрафиолете в неактивном состоянии соответствует распределению энергии звезды главной последовательности с температурой около 26000–30000 К [29, 30]. Если этот поток приходит от белого карлика, то его абсолютная звездная величина составит $10^m 7$, что соответствует нормальному белому карлику. Перед вспышкой или сразу вслед за падением оптического потока излучения наблюдаемая температура белого карлика выше, ~ 35000 – 38000 К [31, 32]. В двухкомпонентной модели [32, 33] ультрафиолетовый спектр наилучшим образом описывается совокупностью температур 29100–31400 К белого карлика и 54000–58000 К пограничного слоя, причем невязка в этом случае существенно ниже, чем в случае однокомпонентной модели. Источник излучения горячей компоненты занимает ~ 15 – 18% видимой поверхности белого карлика. При указанной температуре вклад излучения белого карлика в оптическом диапазоне в суммарный поток достигает $\sim 18\%$. Рентгеновского излучения в неактивном состоянии системы ни в мягком, ни в жестком диапазонах спектра не наблюдается [34, 35]. Вспышечная активность системы U Gem была детально изучена Кшеминским [18] и Смаком [36]. Во время вспышек у U Gem наблюдается заметное переменное рентгеновское излучение в диапазоне

0.15–0.5 кэВ [34] и более слабый поток на 2–10 кэВ [35].

Таким образом, спектральные исследования U Gem показывают, что в оптическом диапазоне спектра U Gem мы видим излучение в основном от области взаимодействия истекающего вещества с диском и, в меньшей степени, от самого диска. Излучение звезд — компонентов ТДС — можно наблюдать лишь в ультрафиолетовой (белый карлик) и инфракрасной (красный карлик) областях спектра.

Наиболее заметными особенностями кривой блеска U Gem в оптическом диапазоне в спокойном состоянии системы являются большой горб высотой до $0^m 5$ и длительностью до половины орбитального периода в интервале фаз 0.6–0.1. На его фоне наблюдается затмение с продолжительностью $\sim 0.05 P_{orb}$. Горб примерно симметричен относительно своего максимума, расположенного на фазе 0.85, т.е. форма восходящей ветви зеркально отражается спадающей ветвью (на которую налагается затмение). Затмение, по-видимому, полное, имеет довольно плоское протяженное дно, вход в затмение продолжается около 100 с и около 50 с длится выход из него, что говорит о достаточно больших размерах затмеваемой области. Вторичное затмение не обнаружено. Наблюдатели подчеркивают, что затмения нерегулярны по ширине, глубине (до $0^m 1$) и орбитальной фазе, что говорит в пользу затмения вещества диска, а не звезды. В период затмения остаточное излучение определяется в основном излучением в эмиссионных линиях от незатмеваемой части диска. Вклад как M-звезды, так и белого карлика мал.

Нестабильность положения центра затмения приводит к определенным сложностям при вычислении эфемерид системы. Кривые блеска Кшеминского [18] и Уорнера и Назера [22] рассчитывались с одними и теми же эфемеридами [18], несмотря на почти 10-летнюю разницу во времени наблюдений. Тщательные исследования моментов минимумов в спокойном состоянии системы [37] показали, что орбитальный период меняется квазипериодически, в среднем $\text{Min.I} = \text{HJD} 2437638.82625 + 0.17690618 \times E$. Величина $O - C$ колеблется синусоидально по закону $O - C = 0.00047 \sin(360^\circ(E/38200) - 140^\circ)$.

Поскольку затмение связано не с перекрытием дисков звезд, а с покрытием горячей области между компонентами, смещенной относительно линии, соединяющей звезды, существует смещение между фотометрическим минимумом и спектроскопическим соединением звезд. Величина этого смещения варьируется по данным разных авторов от $0.025P$ до $0.05P$, где P — орбитальный период системы. Так, согласно Кшеминскому [18], кривая

лучевых скоростей, свернутая с эфемеридами из работы [18], показывает, что спектроскопическое соединение компонентов происходит на фазе 0.05 после фотометрического затмения (т.е. на фотометрической фазе 0.95). По инфракрасным спектрам Вейда [38] спектральное соединение компонент происходит на фотометрической фазе 0.974. Такой же результат был получен Берриманом и др. [26]. Стувер и др. [39] получили совпадение в пределах ошибки спектрального и фотометрического соединения. Из исследования фазировки инфракрасных кривых блеска U Gem [27] следовало, что величина смещения кривой затмения составляет $0.040P_{orb}$. Наблюдаемый разброс связан как с нестабильным положением затмеваемой области относительно линии центров компонент системы, так и с неточностью определения момента минимума, поскольку за десятилетия между наблюдениями могла набегать заметная ошибка.

При определении параметров системы основной упор делался на спектральные измерения кривых лучевых скоростей компонент. Из спектроскопических исследований профилей линий Смак [40] оценил наклон орбиты системы как $i = 67^\circ \pm 8^\circ$. Последующие оценки позволили уменьшить погрешность этого значения до $\pm 3^\circ$ [36]. Вейд [38], впервые измерив лучевые скорости вторичной по линиям дублета Na I 8183 и 8194 Å, получил для полуамплитуды кривой лучевых скоростей $K_2 = 284 \pm 15$ км/с. Смещения в процессе орбитального движения эмиссионных линий в оптическом спектре системы отражают движение вещества диска, а не белого карлика. Поэтому оценки полуамплитуды кривой лучевых скоростей K_1 зависят от принятой модели движения вещества в диске. По разным оценкам ее значение колебалось в пределах $K_1 = 137 \pm 8$ км/с [39] до 265 км/с [19]. Наиболее надежными считаются измерения Стувера [39], выполненные с высоким временным разрешением. Полученная им оценка для отношения масс компонент $q = M_1/M_2 = 2.09 \pm 0.15$ при $i = 67^\circ$ дает следующие значения масс звезд: $M_1 = (1.18 \pm 0.15)M_\odot$, $M_2 = (0.56 \pm 0.06)M_\odot$. Радиус белого карлика, полученный из исследований потока от системы в ультрафиолетовой области спектра [30], составляет $R_1 \sim 5.8 \times 10^8$ см $= 0.008R_\odot$. Это согласуется с радиусом нормального белого карлика с массой $1.2M_\odot$. Внутренний радиус диска, полученный из моделирования профилей линий, оказывается при этом равным $0.029R_\odot$ [39]. Радиус вторичной получается, если положить, что он равен радиусу полости Роша вторичной компоненты: $R_2 = (0.51 \pm 0.02)R_\odot$ [39]. Соответствующая светимость звезды оказывается почти в два раза выше, чем ожидается для звезды главной последовательности спектрального класса M4.5. Отсюда можно

заклучить, что так как по соотношению “масса—радиус” звезда лежит вблизи главной последовательности, оцененный для нее спектральный класс более поздний, чем имеют звезды данной массы. Все эти неопределенности связаны с трудностями спектральной классификации вторичной звезды, вызванными ее малым вкладом в полное излучение двойной системы.

4. ОПТИЧЕСКИЕ КРИВЫЕ БЛЕСКА U Gem В СПОКОЙНОМ СОСТОЯНИИ

Продолжительные фотометрические наблюдения системы U Gem были выполнены еще в 60-х гг. 20-го в Мамфордом [20] и Пачинским [21]. Позднее Кшеминский [18] и Уорнер и Назер [22] привели высокоточные *UBV*-кривые блеска системы в неактивном состоянии с хорошим временным разрешением. Электрофотометрические наблюдения U Gem в фильтре *V* были приведены также в работе Франка и др. [10] для сравнения с формой кривых блеска системы в инфракрасном диапазоне спектра, однако разброс точек на всех этих кривых весьма высок, а временное разрешение значительно хуже, чем в работе [22].

Кривая блеска U Gem из работы Кшеминского [18] (рис. 1а, 1б) обычно приводится в различных обзорах как образец оптической орбитальной переменности систем, относящихся к обычным катаклизмическим переменным или системам типа U Gem. Эта кривая блеска в фильтре *V* была получена 1 января 1963 г. во время продолжительных фотометрических *UBV*-наблюдений системы, выполненных в период с декабря 1961 г. по январь 1963 г. Наблюдаемые точки (рис. 2а) были сняты с графика (рис. 2 в работе [18]). Погрешность каждой точки составляла $\pm 0^m.004$. Средняя кривая, использованная для определения параметров системы, приведена на рис. 1а, 1б, а также на рис. 2б.

Уорнер и Назер в своей работе [22] поставили цель изучить фликкеринг на кривой блеска U Gem (рис. 1в, 1г), временное разрешение их наблюдений было весьма высоко (~ 2 с между соседними точками). Однако протяженность обоих сетов наблюдений была близка к орбитальному периоду системы, и поскольку наведения на звезду сравнения выполнялись в начале и конце каждого сета, полученные Уорнером и Назером две орбитальные кривые блеска имеют небольшие пропуски по фазе (в диапазоне $\varphi \sim 0.67-0.75$ и $0.09-0.29$ для кривых “1098” и “1100” соответственно; рис. 1в, 1г), во время которых проводились измерения потока от звезды сравнения. Обе кривые блеска были получены в белом свете (~ 5000 Å) в спокойном состоянии системы 3 и 4 апреля 1970 г. через три недели после последней вспышки U Gem (имевшей место

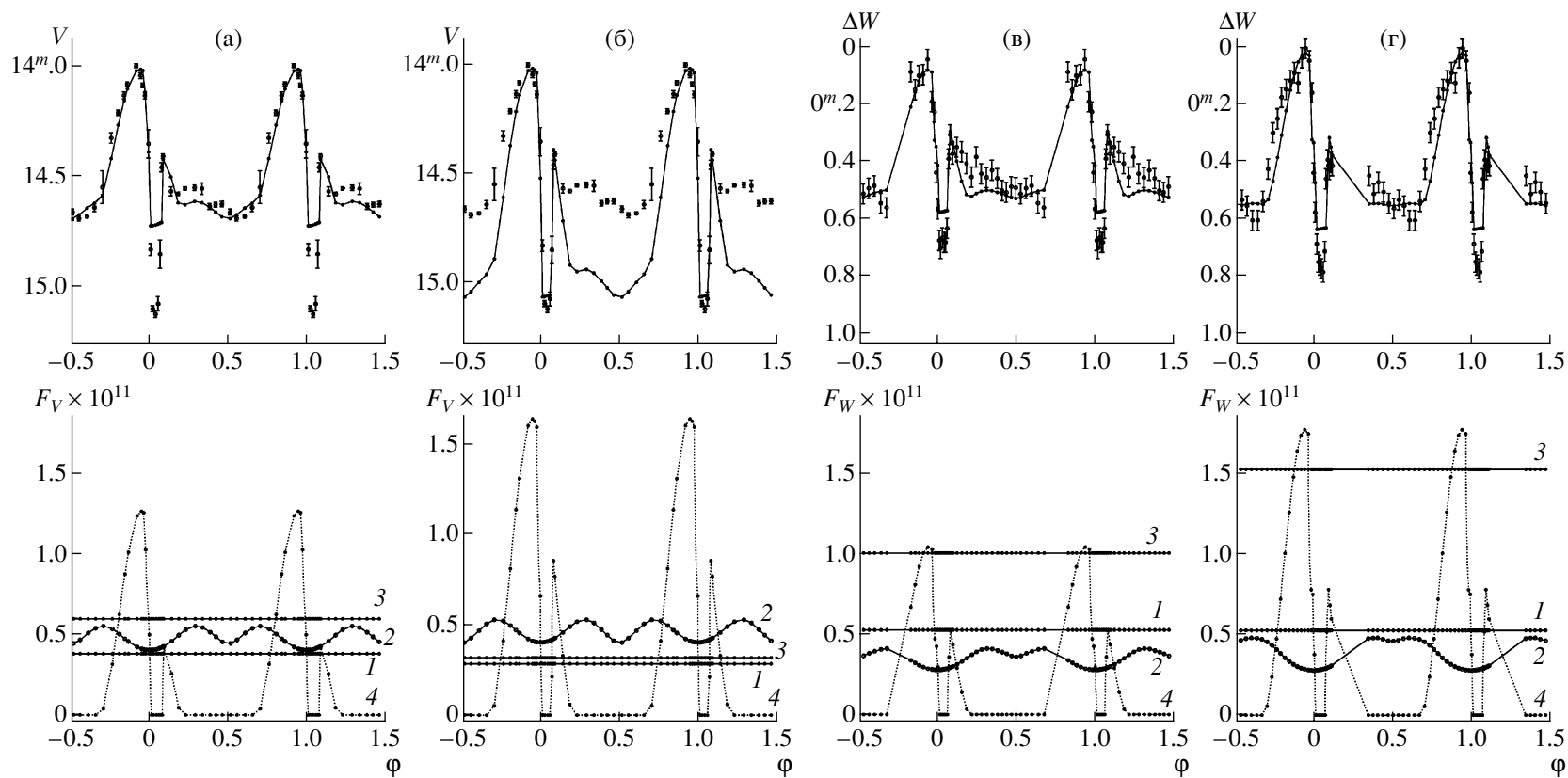


Рис. 1. Наблюдаемые кривые блеска U Gem в видимой области спектра в спокойном состоянии системы согласно [18, 22] и результаты расчетов в рамках модели горячего пятна. Вверху — наблюдения U Gem (точки с соответствующими погрешностями) в фильтре V (а, б — кривая Кшемминского из работы [18], полученная 1 января 1963 г.) и в белом свете ($\lambda = 5000 \text{ \AA}$, кривые Уорнера и Назера из работы [22], полученные 3 (в) и 4 (г) апреля 1970 г.) и теоретические кривые (сплошные линии), вычисленные с параметрами из табл. 2. На графике б сплошной линией приведена теоретическая кривая блеска, вычисленная с параметрами: $r_d/a_0 = 0.3842$, $r_{sp}/a_0 = 0.073$, $\varphi_{sp} = 0.935$, $T_{sp} = 11595 \text{ K}$, $T_b = 21900 \text{ K}$, $T_1 = 21883 \text{ K}$, остальные параметры те же, что и для теоретической кривой на графике а (табл. 2). Внизу — вклады компонентов системы в суммарный поток: 1 — компактного объекта (близок к нулю); 2 — красного карлика, 3 — круглого аккреционного диска и 4 — горячего пятна.

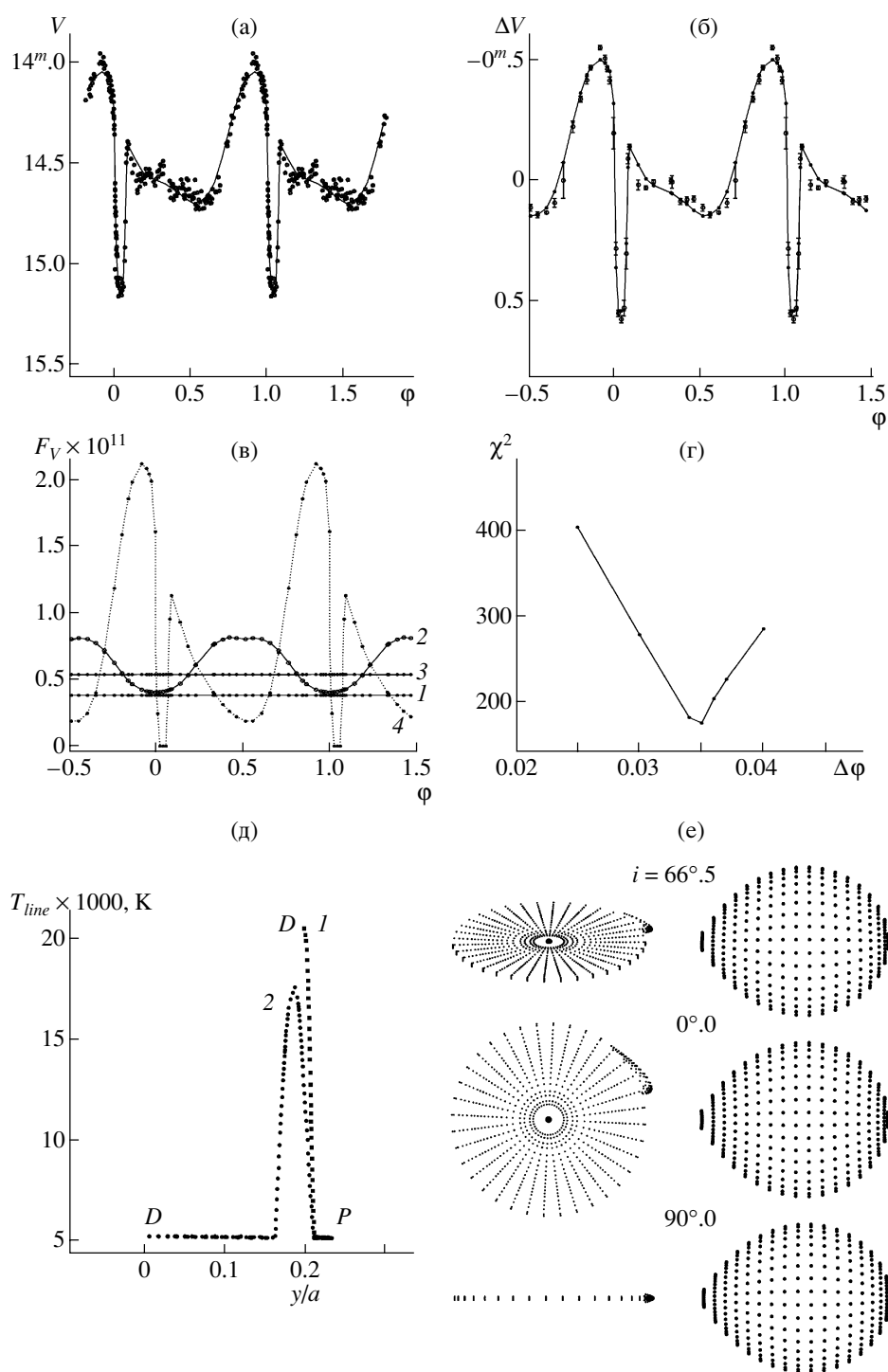


Рис. 2. Результаты расчетов для кривой блеска U Gem в спокойном состоянии в фильтре V , полученной Кшеминским [18], в рамках модели горячей линии. *a, б* — Наблюдаемая (*a*, точки), средняя (*б*, точки с соответствующими погрешностями) и теоретическая кривая блеска, синтезированная с параметрами из табл. 1 (сплошная линия). *в* — Вклады компонентов системы в суммарный поток: 1 — компактного объекта; 2 — красного карлика, 3 — эллиптического аккреционного диска и 4 — горячей линии. *г* — Зависимость невязки в критерии χ^2 от пробного значения смещения $\Delta\phi$ между фазой фотометрического минимума кривой блеска $\phi_0(\text{фот})$ и фазой, при которой имеет место соединение звезд системы $\phi_0(\text{соед.})$. *д* — Распределение яркостной температуры по поверхности горячей линии с наветренной (кривая 1) и с подветренной (кривая 2) сторон. Символ D указывает y -координаты точек касания телом горячей линии боковой поверхности диска, символ P — координату y -полюса эллипсоида, описывающего горячую линию. *е* — Построенные для параметров из табл. 1 схематичные изображения компонентов системы U Gem в видимой области спектра, наблюдаемых под углом $66^\circ.5$, в плоскости орбиты и для наклонения орбиты $i = 90^\circ$.

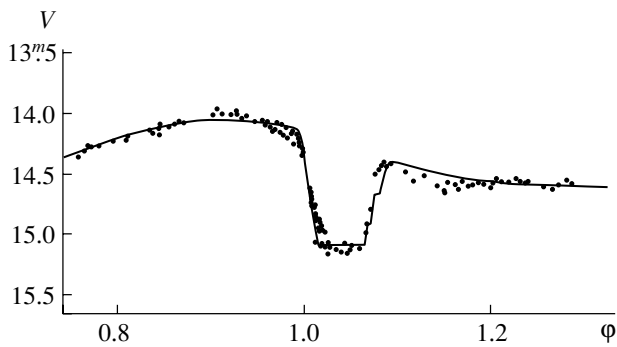


Рис. 3. Сравнение наблюдений в районе минимума блеска кривой Кшеминского [18] системы U Gem (точки) и теоретических расчетов с параметрами из табл. 1, выполненных в модели горячей линии (сплошная линия).

12 марта 1970 г.). Амплитуда фликкеринга на некоторых участках кривых достигает $0^m.3$ на временах от секунд до минут и наблюдается почти на всей кривой блеска, за исключением области затмения. Обе кривые приведены далее на рис. 4 (вверху). Наблюдения были сняты с графика (рис. 1 в [22]). Количество индивидуальных точек на кривых составляет ~ 3500 и 3100 для кривых “1098” и “1100” соответственно. При построении средних кривых результирующая погрешность среднего оказывалась значительно ниже реальной точности измерений: $\sim 0^m.002$. Поэтому всем нормальным точкам была присвоена условная погрешность $\sigma = 0^m.035$.

Мы рассмотрели три оптические кривые блеска U Gem в рамках моделей горячей линии и горячего пятна. Количество нормальных точек N , используемых для описания формы средних кривых блеска U Gem в фильтре V ($\lambda \sim 5500 \text{ \AA}$) (кривая Кшеминского) и в белом свете ($\lambda \sim 5000 \text{ \AA}$) (2 кривые Уорнера и Назера) приведены в табл. 1. Здесь же даны соответствующие значения критического уровня χ^2 для уровня значимости $\alpha = 0.001$.

Из полученной ранее информации о параметрах системы (см. раздел 2) мы можем заключить, что параметры звезд расположены в следующих диапазонах их вероятных значений: отношение масс компонентов $q = M_1/M_2 \sim 1.94\text{--}2.24$, $i \sim 64\text{--}70^\circ$, $T_{eff} \sim 2900\text{--}3200 \text{ K}$, диск в неактивной стадии довольно тонкий, т.е. $A_p \sim 6\text{--}8$, радиус диска $r_d/a_0 \sim 0.25\text{--}0.40$ (a_0 — расстояние между центрами масс компонентов), α_g согласно модели Шакуры—Сюняева [41] не превосходит 0.75, температура белого карлика в неактивном состоянии согласно [30–32] лежит в диапазоне $25000\text{--}32000 \text{ K}$, радиус белого карлика ограничим областью $R_1/a_0 = 0.004\text{--}0.006$, так как согласно [39], $a_0/R_\odot \sim 1.5\text{--}1.7$. Из-за отсутствия в системе взаимных затмений компонентов оптическая кривая

блеска практически не несет информации о таких величинах, как q , i , T_{eff} . В зависимости от принятых величин этих параметров, мы будем получать минимальные значения невязки при различных значениях параметров диска и области ударной волны. В данной ситуации естественно будет зафиксировать эти параметры звезд на значениях, полученных из спектральных данных. Наконец, поскольку фаза $\varphi = 0.0$ наблюдаемой кривой блеска относится не к моменту соединения компонентов системы, а к середине затмения области ударной волны, для сравнения синтезированных кривых с наблюдаемой последней необходимо сместить на величину $\Delta\varphi$, $\varphi_0(\text{соед}) = \varphi_0(\text{фот}) + \Delta\varphi$. По этому параметру мы проводили прогон в диапазоне $\Delta\varphi = 0.25\text{--}0.45$.

На первом этапе определения параметров U Gem в неактивном состоянии использовалась кривая блеска в фильтре V , полученная Кшеминским [18]. При расчетах были зафиксированы следующие значения параметров: $q = 2.2$, $i = 66^\circ.5$, $T_{eff} = 3100 \text{ K}$, $A_p = 7.5$ (этому значению примерно соответствует полутолщина края диска $z/2 = 0.006a_0$ или угол раскрытия внешнего края диска $\sim 2^\circ$), $R_1/\xi = 0.010$ (ξ — расстояние между центром масс белого карлика и внутренней точкой Лагранжа, для $q = 2.2$ величина $\xi/a_0 = 0.58$), $\alpha_g = 0.75$, $T_1 = 26000 \text{ K}$. Температура незатмеваемого белого карлика в данной модели используется лишь при вычислении вклада излучения в общий поток этой незатмеваемой звезды. При расчете эффекта отражения на вторичной компоненте и на диске используется более высокая температура T_b пограничного слоя. Увеличение температуры белого карлика, например, до $T_1 = 32000 \text{ K}$ согласно [32, 33] приводит к росту потока его излучения на $\sim 40\%$, прочие параметры системы практически не меняются, однако вследствие увеличения остаточного излучения во время затмения ухудшается сходимость теоретической кривой с наблюдениями, в нашем случае невязка возрастает до $\chi^2 = 468$. Таким образом, мы зафиксировали 7 параметров модели: q , i , T_{eff} , A_p , α_g , R_1 , T_1 . Те же самые параметры были зафиксированы в модели горячего пятна. В результате в модели горячей линии количество свободных параметров уменьшилось до 11: это 4 параметра эллиптического диска (e , a , α_e , T_b) и 7 параметров горячей линии (a_v , b_v , c_v , $T_{\max}^{(1)}$, $T_{\max}^{(2)}$, dy , $y_{\min}$). В модели горячего пятна свободными параметрами соответственно оказались 5 параметров: параметры круглого диска r_d , T_b и параметры горячего пятна f_{sp} , φ_{sp} и r_{sp} . Подробное описание этих параметров можно найти в работах [13, 15].

Рис. 1а наглядно демонстрирует невозможность описать оптическую кривую блеска U Gem в рам-

ках модели горячего пятна. Необходимость присутствия затмения горячего пятна в орбитальной фазе $\varphi \sim 0.4$ в данной модели заставляет программу искать компромисс между глубиной затмения на фазе $\varphi \sim 0$ и отсутствием затмения на фазе $\varphi \sim 0.4-0.5$. На рисунке приведено одно из полученных решений с наименьшей невязкой $\chi_{\min}^2 = 2203$ в критерии χ^2 (см. 2-й столбец в табл. 2). Смещение наблюдаемой кривой в данном случае составляет $\Delta\varphi = 0.035$. На рис. 1б приведено другое решение для этой же кривой. В этом решении затмение на фазе $\varphi \sim 0$ в модели горячего пятна описывается достаточно уверенно благодаря более высокой температуре горячего пятна, чем в первом случае. Однако внезатменная часть синтезированной кривой блеска также показывает глубокий минимум из-за самозатмения горячего пятна краем диска. Кривая на рис. 1б синтезирована при следующих параметрах ТДС: $r_d/a_0 = 0.3842$, $r_{sp}/a_0 = 0.073$, $\varphi_{sp} = 0.935$, $T_{sp} = 11595$ К, $T_b = 21900$ К, эффективная температура белого карлика оказалась меньше ($T_1 = 21883$ К), чем для первой кривой. Остальные параметры ТДС, использованные при построении кривой блеска, те же, что и для первой кривой (табл. 2). Полученная в данном случае невязка оказалась равной $\chi_{\min}^2 = 14623$.

Иная ситуация имеет место в модели горячей линии. Несмотря на сравнительно большее наименьшее значение невязки ($\chi_{\min}^2 = 168$) по сравнению с ее критическим значением в критерии χ^2 для $N = 29$ и $\alpha = 0.001$ ($\chi_{0.001,29}^2 = 58.3$) синтезированная кривая (показана сплошной линией на рис. 2а, 2б) неплохо описывает наблюдения как в районе затмения, так и в незатменной области кривой блеска. Не совсем удастся совместить модель с наблюдениями лишь в максимуме орбитального горба. Также и переменность внезатменной части наблюдаемой кривой блеска ($\varphi \sim 0.15-0.8$) несколько выше, чем та, что может описать используемая нами модель (рис. 2а, 2б).

В предыдущих наших работах (см., например, [11, 12, 16]) соответствие модели горячей линии строению исследуемой системы проверялось в основном по излучению горячей линии на незатменной части кривых блеска. В данном же случае мы имеем возможность изучить свойства горячей линии как по ее излучению, так и по ее затмению красным карликом. На рис. 3 приведен участок наблюдаемой кривой блеска в районе затмения. Видно, что и форма затмения, и его положение хорошо описываются в модели горячей линии. Параметры модели, использованные при синтезе данной кривой блеска, приведены в табл. 1. В процессе определения параметров U Gem по V-кривой блеска Кшеминского мы проводили

прогон по $\Delta\varphi$ — величине смещения наблюдаемой кривой относительно синтезированной, поскольку для наблюдаемой кривой фаза $\varphi = 0.0$ соответствует середине затмения ударной волны, а у синтезированной кривой эта фаза привязана к соединению компонент (см. выше). Для каждого выбранного значения $\Delta\varphi$ мы проводили независимый поиск наилучших параметров системы, при которых невязка была минимальна. На рис. 2г представлена зависимость между полученным значением минимальной невязки от $\Delta\varphi$. Аналогичные зависимости строились и для остальных кривых блеска U Gem, исследованных нами в данной работе (табл. 1), при их интерпретации в рамках обеих моделей.

На рис. 2в приведен вклад компонент системы в суммарный поток в условных единицах. Как и следовало ожидать, основной вклад вносит протяженная ударная волна (кривая 4), полное затмение которой красным карликом приводит к появлению на кривой блеска соответствующей области почти постоянного блеска в минимуме. Вклад белого карлика (1) и эллиптического диска (3) в 4–5 раз меньше максимального потока от горячей линии и не меняется в процессе орбитального движения компонент системы, т.е. ни одна из этих компонент не затмевается. Изменение потока от красного карлика (2) соответствует эллипсоидальной переменности, на которую накладывается эффект отражения, т.е. прогрев поверхности звезды горячим излучением из внутренних частей диска и (в меньшей степени) белого карлика. Видно, что в области орбитальных фаз $\varphi \sim 0.65-1.25$ потоки излучения от горячей линии и диска являются определяющими, различить абсорбционные линии красного карлика на этом фоне довольно трудно. В очень непродолжительном затмении ударной волны (на фазах $\varphi \sim 0.9-1.1$) поток излучения от звезды все равно меньше потока от диска почти на $\sim 20\%$. На тех же участках кривой блеска, где поток от области ударной волны невелик, мы наблюдаем излучение от сильно нагретой за счет эффекта отражения поверхности красного карлика. Наблюдаемые изменения на незатменной части кривой блеска системы вызваны сложным взаимодействием излучения от красного карлика и видимых в данных орбитальных фазах участков протяженной ударной волны.

Протяженность ударной волны (горячей линии) за границы оптически толстого аккреционного диска относительно невелика. На рис. 2д показано распределение яркостной температуры по поверхности горячей линии с наветренной (кривая 1) и с подветренной (кривая 2) сторон. Зависимость изменения температуры горячей линии $T(y)$ вдоль ее края, представленная кривой 2, подобна аналогичной зависимости для температуры горячего пятна,

но расположенного не на внешней границе диска, а на поверхности эллипсоида, описывающего фигуру горячей линии. Излучение от этого участка ударной волны создает орбитальный горб, наблюдаемый на кривых блеска катаклизмических переменных. Температура вещества здесь достигает ~ 16000 К, а диаметр нагретой области (вдоль оси горячей линии) на половине интенсивности не превышает $0.03a_0$. С наветренной стороны размеры области излучения ударной волны в 3 раза меньше. Максимальная температура, до которой нагревается вещество, не превышает ~ 19600 К, т.е. сравнима с температурой вещества на подветренной стороне. Напомним (подробнее см. [13]), что используемая нами модель горячей линии предполагает, что усеченный эллипсоид, описывающий излучающую область ударной волны, сливается с диском по касательной к нему (проведенной из внутренней точки Лагранжа L_1) лишь в орбитальной плоскости. В плоскости, перпендикулярной орбитальной, размеры усеченного эллипсоида (горячей линии), задаваемые параметром c_v , могут быть больше или меньше толщины внешнего края диска z . Значение z в явном виде в модели не задается. Ее величина вычисляется по формуле (26) из работы [14]. Ситуация, когда область ударной волны поднимается над внешним краем диска, в используемой модели горячей линии реализуется выбором соответствующего значения параметра c_v — полуоси эллипсоида горячей линии, перпендикулярной орбитальной плоскости. Полученное для данной кривой блеска значение размеров той части эллипсоида горячей линии, которая пересекается с внешним краем диска, вдоль оси c_v ($z_{line}/a_0 \sim 0.0156$) примерно в 2–2.5 раза превосходит толщину внешнего края диска над орбитальной плоскостью ($z_d/a_0 \sim 0.007$). В результате излучение от тех или иных участков горячей линии будет наблюдаться во всех участках орбитальных фаз (исключая область затмения телом красного карлика на фазах $\varphi \sim 0$). Именно недостаток такого излучения в модели горячего пятна не позволяет аккуратно описать форму наблюдаемой кривой блеска U Gem. Даже если допустить, что вклад излучения прогретого красного карлика на участках $\varphi \sim 0.4 - 0.6$ смог бы компенсировать недостающий поток от ударной волны, мы получим противоречие с наблюдениями: в этом случае вклад звезды на фазе 0.5 должен быть не менее 52–53%, а тщательные спектральные исследования показали, что вклад вторичные компоненты в суммарный поток никогда не достигает 50% [24, 38].

На рис. 2е приведены схематичные изображения компонентов системы U Gem на 1 января 1962 г. в видимой области спектра, наблюдаемых под углом $66^\circ 5'$, в плоскости орбиты и для наклона орбиты $i = 90^\circ$, построенные для параметров из табл. 1. Видно, что размеры диска, несмотря на

спокойное состояние системы, довольно велики — большая полуось диска $a \sim 0.38a_0$. Близкие размеры были получены Стувером [39] из моделирования профилей спектральных линий U Gem в спокойном состоянии для круглого диска: $r_d/a_0 \sim 0.37 - 0.41$. Диск практически круглый, его внешние участки довольно холодные (средняя яркостная температура ~ 1700 К) и вносят сравнительно малый вклад в суммарный поток. Излучающая часть горячей линии выглядит как небольшой нарост на аккреционном диске, выступающий также и над его краем перпендикулярно орбитальной плоскости (см. изображение системы на рис. 2е для $i = 90^\circ$).

Кривые блеска Уорнера и Назера [22] в белом свете (обозначены символом W), также полученные в неактивном состоянии системы U Gem, подобны по форме кривой Кшеминского, но имеют меньшую амплитуду орбитальной переменности. К сожалению, авторы не приводят в своей работе оценок блеска системы в звездных величинах, ограничиваясь информацией о величинах потоков в интенсивностях за время накопления сигнала 2 с в максимуме и в минимуме блеска, а также сообщением, что U Gem была в период их наблюдений в спокойном состоянии. Поэтому приведенные в табл. 1 значения блеска (например, $m_{\max} = [14.0]$ и $m_{\min} = [14.7]$) условны и даны лишь для того, чтобы можно было оценить амплитуду переменности системы в данном орбитальном цикле. Для перевода интенсивностей в звездные величины использовался максимальный наблюдаемый поток от системы. Если полная амплитуда переменности на V -кривой Кшеминского достигает 1^m , то для кривых “1098” и “1100” из работы [22] она составляет 0^m7 и 0^m8 соответственно.

Кривые “1098” и “1100” однородные. Поэтому в процессе решения обратной задачи сначала мы интерпретировали кривую “1098” как одиночную кривую, аналогично кривой Кшеминского. При интерпретации кривой “1100” мы учли ее привязку к кривой “1098”, т.е. приняли во внимание, что наблюдаемому потоку, который имел место на кривой “1098” на фотометрической фазе 0.21 (при наилучшем смещении $\Delta\varphi = 0.039$ соответствующая спектроскопическая фаза есть $\varphi \sim 0.25$), соответствует теоретический поток, полученный в этой орбитальной фазе при наилучшем решении кривой “1098” (в данном случае, величине $m_W = 0^m586$ соответствует поток излучения в условных единицах 1.9×10^{-11}).

Напомним, что при решении обратной задачи интерпретации кривых “1098” и “1100” мы зафиксировали погрешность каждой нормальной точки на значении $\sigma = 0^m035$, близкой к величине средней дисперсии точек на кривой (рис. 4а). Из-за большого количества наблюдений, осредненных

Таблица 1. Параметры U Gem, полученные в модели горячей линии из решения обратной задачи интерпретации кривых блеска в оптической области спектра в спокойном состоянии

Параметры	Работа/фильтр		
	[18]/V	[22]/W	
	01.01.1963	“1098”	“1100”
$m_{\max}$	14.0	[14.0]	[14.0]
$m_{\min}$	15.2	[14.7]	[14.8]
N	29	36	36
$\chi^2_{0.001,N}$	58.3	68.3	68.3
a/a_0	0.3810	0.3419	0.3907
e	0.0009	0.2199	0.1996
α_e , град.	137.121	149.334	124.272
$r_d(\min)/a_0$	0.3807	0.2668	0.3128
$r_d(\max)/a_0$	0.3814	0.4171	0.4687
a_v/a_0	0.0657	0.0744	0.0596
b_v/a_0	0.233	0.229	0.210
c_v/a_0	0.0297	0.0504	0.0506
$T_{\max}^{(1)}$, К	19551	8174	10055
$T_{\max}^{(2)}$, К	16108	8118	9125
$\langle T^{(1)} \rangle$, К	6050	6180	5405
$\langle T^{(2)} \rangle$, К	4140	3440	3265
$y_{\max}/a_0$	0.1980	0.2002	0.1870
$y_{\min}/a_0$	0.2085	0.2294	0.2005
dy/a_0	0.0127	0.0137	0.0188
T_b , К	36080	34840	35716
$\langle T_{\text{out}} \rangle$, К	1730	1845	1735
α_g	0.75	0.75	0.75
T_1 , К	26000	26000	26000
$\Delta\varphi$	0.035	0.039	0.039
χ^2	168	51.6	38.1

Примечание. При определении параметров системы были зафиксированы: $q = M_1/M_2 = 2.2$, $i = 66^\circ 5$, $T_{eff} = 3100$ К, $A_p = 7.5$ (этому значению соответствует угол раскрытия края диска $2z/a \sim 2^\circ 04$, полутолщина внешнего края диска $z/a_0 \sim 0.007$), $R_1/a_0 = 0.0058$. $T^{(1)}$, $T^{(2)}$ — яркостные температуры вещества горячей линии с наветренной (1) и подветренной (2) сторон.

при получении каждой нормальной точки средней кривой (около 150) получаемая погрешность оказывалась точности единичного фотометрического наблюдения.

Полученные в результате решения кривых блеска параметры системы приведены в табл. 1, а синтезированные с этими параметрами теоретические кривые блеска показаны сплошными линиями в верхней и средней частях рис. 4. В нижней части

Таблица 2. Параметры U Gem, полученные в модели горячего пятна, при интерпретации кривой блеска Кшемминского в фильтре V в спокойном состоянии

Параметры	01.01.1963
$m_{\max}$	14.0
$m_{\min}$	15.2
N	29
$\chi^2_{0.001,N}$	58.3
r_d/a_0	0.424
r_{sp}/a_0	0.094
φ_{sp}	0.950
T_{sp} , К	9850
α_g	0.75
T_b , К	26000
T_1 , К	26000
$\Delta\varphi$	0.035
χ^2	2203

Примечание. При определении параметров системы были зафиксированы: $q = M_1/M_2 = 2.2$, $i = 66^\circ 5$, $T_{eff} = 3100$ К, $A_p = 7.5$ (этому значению соответствует угол раскрытия края диска $2z/a \sim 2^\circ 06$, полутолщина внешнего края диска $z/a_0 \sim 0.0075$), $R_1/a_0 = 0.0058$, $\alpha_g = 0.75$.

рис. 4 показан вклад излучения от различных компонентов системы в суммарный поток. Из рисунка видно, что кривая “1100” имеет на $\sim 20\%$ более высокий поток от горячей линии, чем кривая “1098”, соответственно больше будет и глубина затмения. Вклады излучения остальных компонентов меняются в значительно меньшей степени.

Обращает на себя внимание тот факт, что для обеих кривых Уорнера и Назера поток излучения от горячей линии в районе орбитальных фаз $\varphi \sim 0.53$ – 0.57 весьма мал, хотя нигде в ноль не обращается. Это отличает их от V-кривой Кшемминского, для которой поток и вблизи фазы 0.5 имеет большую величину. Причина этого заключается как в большей компактности горячей линии, так и в ее более низкой средней температуре в период наблюдений Уорнера и Назера, по сравнению с периодом наблюдений Кшемминского.

На рис. 1в, 1г приведены результаты анализа наблюдений Уорнера и Назера в модели горячего пятна. В отличие от плавного спада и последующего плавного увеличения потока от горячей линии в орбитальных фазах $\varphi \sim 0.2$ – 0.7 , в модели горячего пятна наблюдается очень резкое падение потока излучения от пятна на фазах $\varphi \sim 0.1$ – 0.2 и последующее полное его затмение вплоть до фазы

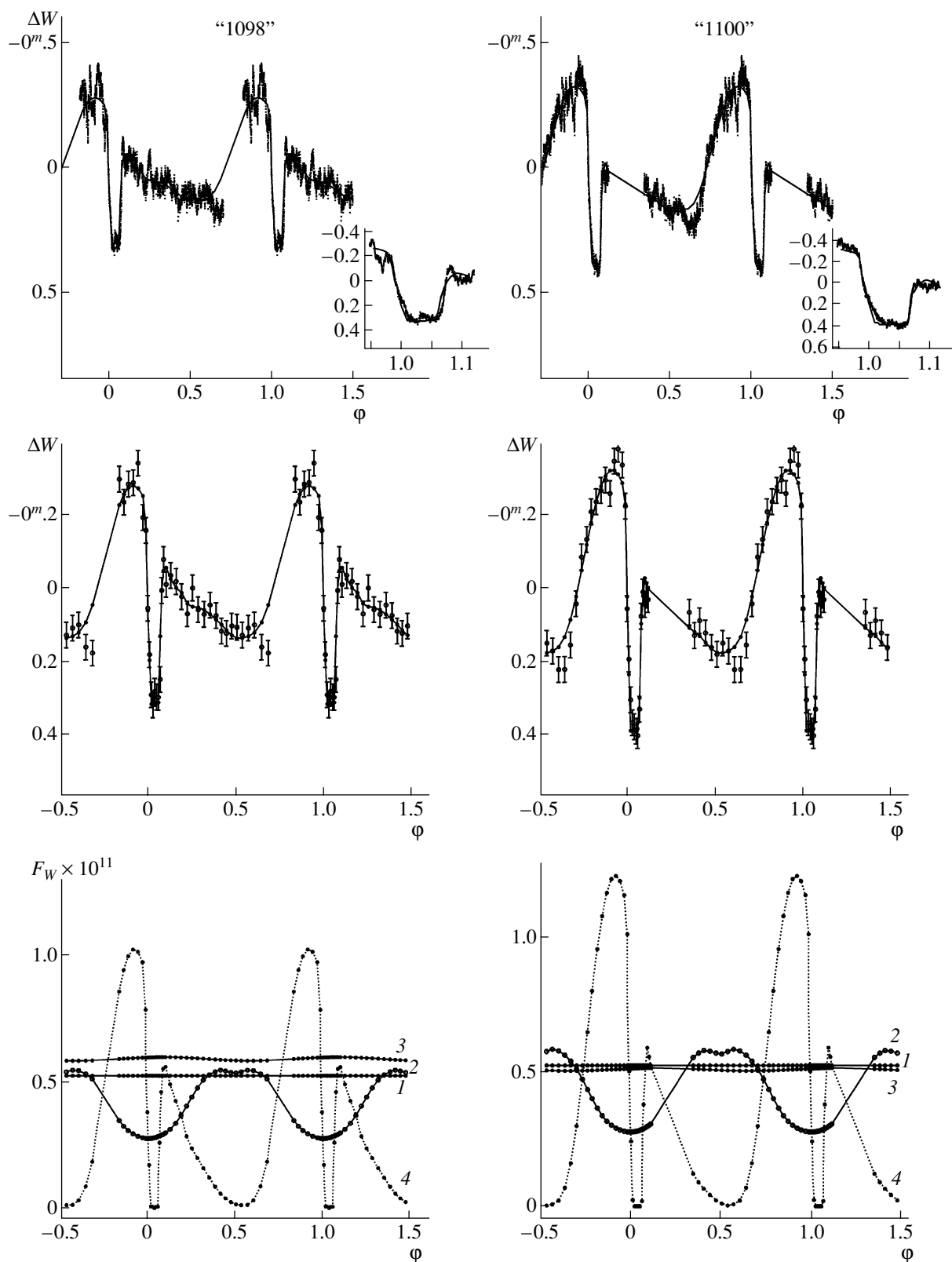


Рис. 4. Результаты расчетов для двух кривых блеска U Gem “1098” и “1100” в спокойном состоянии в белом свете (обозначено символом W), полученных Уорнером и Назером [22], в рамках модели горячей линии. Приведены наблюдаемые (вверху) и средние (в центре) и соответствующие теоретические кривые блеска, синтезированные с параметрами из табл. 1 (сплошные линии); внизу — вклады компонентов системы в суммарный поток: 1 — компактного объекта, 2 — красного карлика, 3 — эллиптического аккреционного диска и 4 — горячей линии.

$\varphi \sim 0.7$, когда пятно в зависимости от его размеров и азимута снова начинает давать свой вклад в суммарный поток от системы (см. нижнюю часть рис. 1). В верхней части рис. 1 приведены образцы синтетических кривых блеска, вычисленных в модели горячего пятна как для кривой блеска Кшемминского, так и для кривых блеска Уорнера и Назера. Как и в модели горячей линии, при поиске наилучших параметров системы мы использовали прогон по параметру $\Delta\varphi$. Вид кривых показывает, что в рамках этой модели описать форму кривых блеска U Gem в спокойном состоянии невозможно: поток от системы в области фаз $\varphi \sim 0.3-0.7$ должен быть близок к потоку излучения в фазе $\varphi \sim 0.01$. Подобрать параметры диска и горячего пятна, мы можем добиться удовлетворительного описания формы и глубины затмения на фазе $\varphi \sim 0.01$, однако одновременно получим почти столь же глубокий минимум на фазах $\varphi \sim 0.2-0.7$, которого в действительности нет. Небольшое повышение потока излучения может быть достигнуто лишь благодаря эффекту эллипсоидальности излучения красного карлика. В модели горячего пятна плохо описывается не только затменная часть кривой блеска, но и форма горба на фазе $\varphi \sim 0.85$: теоретическая кривая блеска на этих фазах имеет более узкий горб, чем наблюдаемая кривая. Это отмечалось нами ранее и для других систем [12, 16]. Параметры системы U Gem, для которых были построены синтетические кривые блеска на рис. 4, даны в табл. 2.

Таким образом, сравнение моделей горячего пятна и горячей линии убедительно свидетельствует в пользу модели горячей линии при описании оптических кривых блеска системы U Gem в спокойном состоянии.

5. ИНФРАКРАСНЫЕ КРИВЫЕ БЛЕСКА U Gem

В работах [23, 24] было доказано, что в неактивном состоянии вторичная компонента в системе U Gem имеет максимум спектрального распределения энергии в инфракрасной области спектра, вклад звезды в суммарный поток здесь может достигать 80–90%. Инфракрасная фотометрия U Gem была выполнена Франком и др. [25], Панеком [27] и Берриманом и др. [26]. Для анализа результатов наблюдений в инфракрасном диапазоне спектра и определения параметров системы мы выбрали кривые блеска U Gem, полученные Панеком [27].

Фотометрия U Gem была выполнена им в фильтрах *J*, *H* и *K* 18, 19 и 20 января 1981 г., через 100 дней после предыдущей вспышки. Наиболее сильный сигнал от системы наблюдался в фильтре

H ($\lambda \sim 16500 \text{ \AA}$), в других фильтрах поток был слабее. Погрешность одного наблюдения в фильтре *H* составляет $0^m.023$. Кривая блеска в фильтре *H* представляет собой двойную волну за орбитальный период. Для свертки кривых использованы эфемериды из работы [42], фаза $\varphi = 0.0$ соответствует середине фотометрического затмения в оптическом диапазоне. Использование этих эфемерид внесло согласно оценкам автора погрешность в $0.01P$ к январю 1981 г. Индивидуальные точки за все три ночи наблюдений приведены на рисунке в работе [27], кроме того автор приводит таблицы, в которых даны наблюдения каждой из ночей, свернутые с орбитальным периодом. Нормальные точки были получены для фазового интервала 0.05. Все три кривые согласуются друг с другом в пределах $0^m.02$. Поток излучения в квадратурах различен: в орбитальных фазах 0.75–0.95 на *H*-кривой наблюдается превышение блеска на $0^m.03$ по сравнению с потоком в первой квадратуре. В других фильтрах потоки в квадратурах одинаковы в пределах погрешностей.

Мы рассмотрели в рамках обеих моделей каждую из трех представленных Панеком в табличном виде *H*-кривых блеска U Gem и среднюю за три дня наблюдений кривую блеска, приведенную в его работе на рисунке. Для этого наблюдения были сняты с рисунка и усреднены. Обе кривые блеска — как индивидуальных наблюдений, так и средняя, представленная 30 нормальными точками, — приведены на рис. 5а, 5б. Средние за ночь кривые блеска Панека показаны в верхней части рис. 6а, 6б. Каждая из них содержит по 20 нормальных точек.

Процедура поиска наилучших параметров системы в рамках выбранной модели была та же, что использовалась для оптических кривых блеска. Мы зафиксировали значения q , i , T_{eff} , R_1 , T_1 , α_g и A_p на тех значениях, что были получены нами при анализе оптических кривых блеска системы (табл. 3). Затем для последовательности значений $\Delta\varphi = 0.020-0.050$ мы вычислили наилучшие решения для средней за три ночи *H*-кривой блеска U Gem, приведенной на рис. 5б. Фазовое смещение кривой блеска, при котором достигалась минимальная невязка, при использовании модели горячей линии составило $\Delta\varphi = 0.045$, в модели горячего пятна оно имело близкое значение — $\Delta\varphi = 0.046$. При анализе этой кривой блеска в рамках чисто эллипсоидальной переменности вторичной компоненты Панек получил смещение $\Delta\varphi = 0.040$ [27]. В процессе анализа он использовал значения $q = 2.0$ и $i = 67^\circ$, результирующая синтетическая кривая удовлетворительно описывала форму кривой на фазах $\varphi \sim 0.2-0.6$, но заметно отличалась от наблюдений в остальных участках орбитального периода.

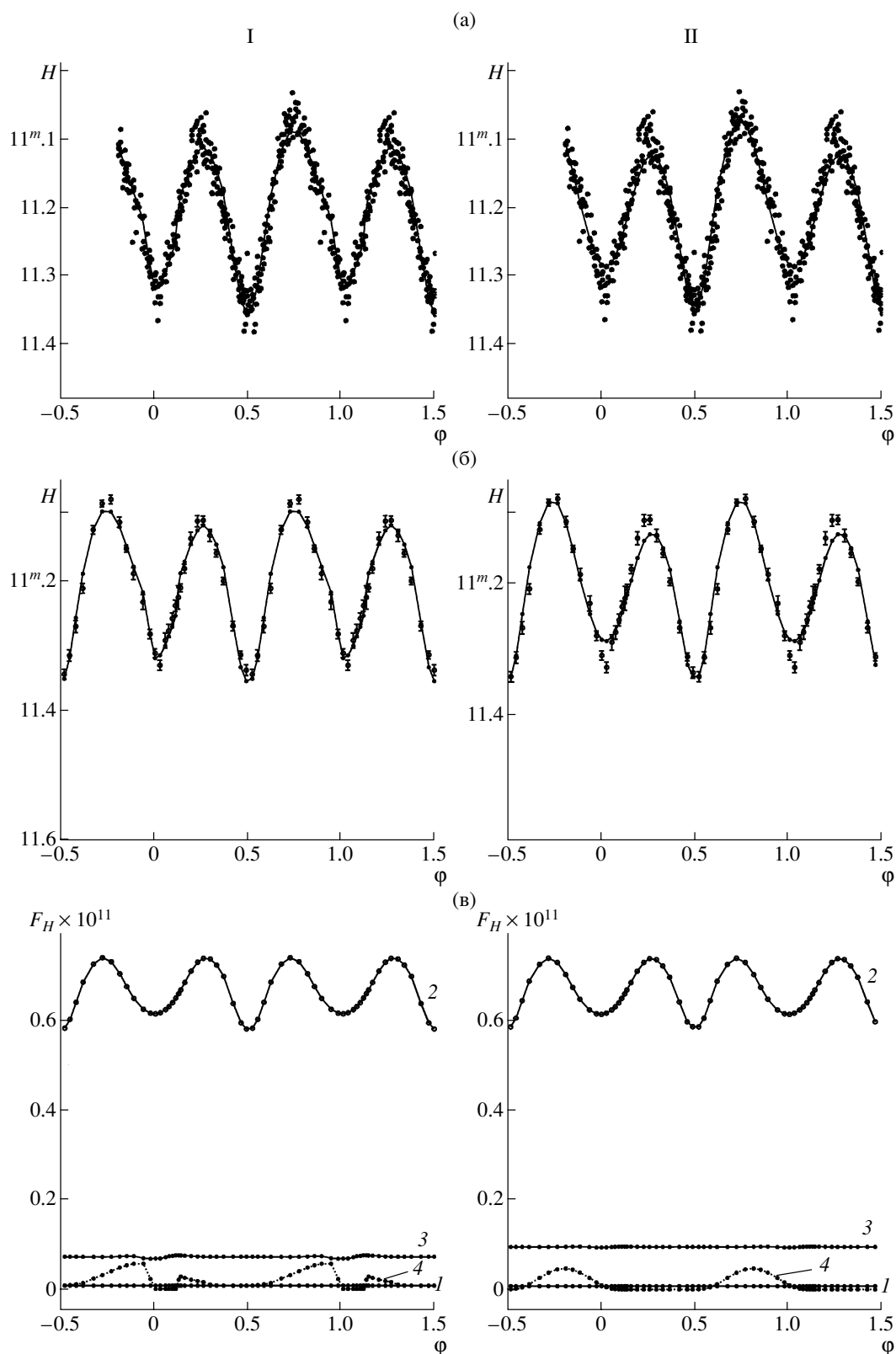


Рис. 5. Результаты расчетов для кривой блеска U Gem в спокойном состоянии в фильтре H , построенной Панеком [27] в результате объединения наблюдений U Gem, полученных 18, 19 и 20 января 1981 г., в рамках модели горячей линии (I) и модели горячего пятна (II). Приведены наблюдаемые (а) и средние (б) кривые блеска. Сплошными линиями показаны теоретические кривые блеска, вычисленные с параметрами из табл. 3. На графиках (в) показаны вклады компонентов системы в суммарный поток: 1 — компактный объект; 2 — красный карлика, 3 — аккреционного диска и 4 — области повышенного энерговыделения.

Таблица 3. Параметры U Gem, полученные в модели горячей линии из решения обратной задачи интерпретации кривых блеска в фильтре H в спокойном состоянии

Параметры	Среднее за 3 ночи	18.01.1981	19.01.1981	20.01.1981
$m_{\max}$	11.07(1)	11.05(1)	11.08(1)	11.07(1)
$m_{\min}$	11.34(1)	11.33(1)	11.35(1)	11.32(1)
N	30	20	20	20
$\chi^2_{0.001,N}$	59.7	45.3	45.3	45.3
Модель горячей линии				
a/a_0	0.493	0.503	0.500	0.476
e	0.033	0.010	0.014	0.036
α_e , град.	117	108	113	124
$r_d(\min)/a_0$	0.477	0.498	0.493	0.459
$r_d(\max)/a_0$	0.509	0.508	0.507	0.493
a_v/a_0	0.045	0.047	0.048	0.052
b_v/a_0	0.207	0.201	0.202	0.223
c_v/a_0	0.0096	0.0097	0.0098	0.0112
$T_{\max}^{(1)}$, К	29150	26275	26200	35240
$T_{\max}^{(2)}$, К	20060	20740	20525	21940
$\langle T^{(1)} \rangle$, К	2265	2150	2150	4785
$\langle T^{(2)} \rangle$, К	8535	7970	8495	7510
$y_{\max}/a_0$	0.1654	0.1630	0.1639	0.1827
$y_{\min}/a_0$	0.1658	0.1635	0.1647	0.1903
dy/a_0	0.0428	0.0374	0.0406	0.0266
T_b , К	26050	26040	26020	26040
$\langle T_{\text{out}} \rangle$, К	1255	1240	1245	1275
$\Delta\varphi$	0.045	0.043	0.045	0.041
χ^2	96.5	22.4	31.2	44.5
Модель горячего пятна				
r_d/a_0	0.4883	0.5033	0.5243	0.5036
r_{sp}/a_0	0.1693	0.1475	0.1697	0.1336
φ_{sp}	0.8107	0.8127	0.7953	0.8125
T_{sp} , К	5495	5655	5660	5910
$\Delta\varphi$	0.046	0.040	0.040	0.044
χ^2	128	32.5	62.3	62.7

Примечание. При определении параметров системы были зафиксированы: $q = M_1/M_2 = 2.2$, $i = 66^\circ 5'$, $T_{\text{eff}} = 3100$ К, $A_p = 7.5$ (этому значению соответствует угол раскрытия края диска $2z/a \sim 2^\circ 07'$, полутолщина внешнего края диска $z/a_0 \sim 0.009$), $R_1/a_0 = 0.0058$, $T_1 = 26000$ К, $\alpha_g = 0.75$. $T^{(1)}$, $T^{(2)}$ — яркостные температуры вещества горячей линии с наветренной (1) и подветренной (2) сторон.

В табл. 3 приведены параметры системы, полученные в процессе интерпретации средней за три ночи H -кривой блеска U Gem в рамках обеих моделей. Теоретические кривые блеска, синтезированные с соответствующими наилучшими параметрами, для обеих моделей показаны на рис. 5а, 5б сплошными линиями.

Сравнение синтезированных кривых блеска с наблюдениями показывает, что в рамках модели горячей линии значительно лучше описывается та часть наблюдаемой кривой блеска, которая распо-

ложена на фазах $\varphi \sim 0.9$ – 1.3 , т.е. область затмения и первая квадратура, благодаря присутствию дополнительной компоненты излучения горячей линии со стороны набегающего потока. Минимальная невязка в критерии χ^2 составляет $\chi^2 = 96.5$ и 128 для моделей горячей линии и горячего пятна соответственно. Несимметричная форма кривой, описывающей вклад излучения горячей линии в суммарный поток (рис. 5в, модель I) в процессе орбитального движения компонент позволяет также объяснить излом на наблюдаемой кривой

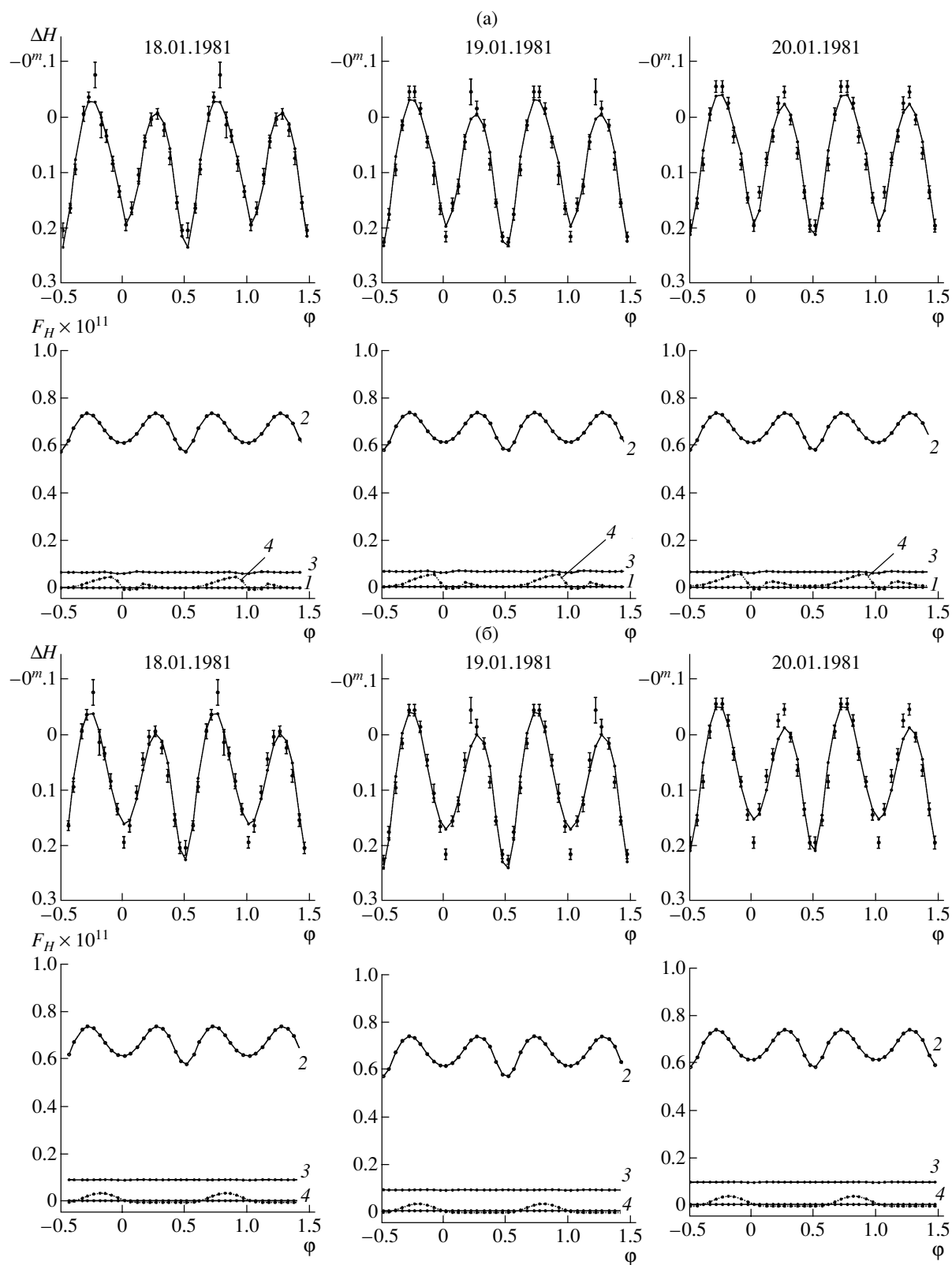


Рис. 6. Результаты расчетов для трех кривых блеска U Gem в спокойном состоянии в фильтре H , полученных Панеком [27] 18, 19 и 20 января 1981 г. в рамках моделей горячей линии (а) и горячего пятна (б). Приведены средние (вверху) и соответствующие теоретические кривые блеска, синтезированные с параметрами из табл. 3 (сплошные линии); внизу — вклады компонентов системы в суммарный поток: 1 — компактного объекта; 2 — красного карлика, 3 — аккреционного диска и 4 — горячей линии (а) или горячего пятна (б).

блеска в районе фаз $\varphi \sim 0.9$ (рис. 5а). В модели горячего пятна вклад его излучения симметричен относительно фазы $\varphi \sim 0.8$ (рис. 5в, модель II), так что результирующее изменение блеска системы плавное, никаких резких изменений наклона кривой нет (рис. 5а, модель II).

При интерпретации H -кривых блеска U Gem, полученных в каждую из трех последовательных ночей наблюдений, мы использовали их привязку к средней за три ночи H -кривой, описанной выше, т.е. постановили, что наблюдаемому потоку излучения $m_H = 11.127$ соответствует теоретический поток в условных единицах 8.23×10^{-12} (в модели горячей линии) и 8.39×10^{-12} (в модели горячего пятна), полученный для этой наблюдаемой звездной величины U Gem при наилучшем решении средней H -кривой блеска в соответствующей модели.

Форма кривых блеска хоть и незначительно, но меняется от ночи к ночи. Если 18 января блеск системы в квадратурах отличался почти на $0^m.1$, в последующие две ночи потоки в квадратурах в пределах ошибок совпадали друг с другом (рис. 6а, 6б). 19 января наблюдалась самая большая глубина минимума на фазе $\varphi \sim 0.5$, в две другие ночи блеск в этом минимуме был выше на $\sim 0^m.03$. Очевидно, что в предположении чисто эллипсоидальных изменений потока излучения в инфракрасной области спектра объяснить такие вариации потока не удастся. Необходимо допустить наличие дополнительных источников излучения, в частности на фазах $\varphi \sim 0.25$.

Результаты интерпретации трех H -кривых блеска в рамках обеих моделей приведены также в табл. 3. Кривые блеска, синтезированные с приведенными в таблице параметрами, показаны сплошными линиями на рис. 6а, 6б. Сравнение невязок, равно как и формы теоретических кривых блеска показывает, что, как и в случае средней H -кривой блеска, модель горячей линии лучше описывает наблюдения каждой из последовательных ночей. Увеличение потока излучения в первой квадратуре ($\varphi \sim 0.25$) вызвано более высокой температурой (как средней, так и максимальной; табл. 3) вещества с наветренной стороны линии. Небольшой вклад излучения горячей линии в области вторичного минимума приводит также и к чуть меньшей его амплитуде 20 января по сравнению с предыдущей кривой блеска.

Вид теоретических кривых блеска, вычисленных в рамках модели горячего пятна при наилучших значениях параметров и при наилучшем фазовом смещении $\Delta\varphi$, мало отличается от теоретической кривой, приведенной на рис. 5а, 5б (модель II). Подбирая значения q , i , T_{eff} и параметры пятна, можно лучше описать вид H -кривой блеска в модели

горячего пятна в районе фаз $\varphi \sim 0.25$ для каждой из ночей. Однако полученные при этом значения параметров q , i и T_{eff} будут значимо отличаться друг от друга, что не имеет физического смысла.

Получаемый в рамках обеих моделей радиус диска в неактивном состоянии U Gem в инфракрасном диапазоне больше, чем в оптическом диапазоне, он достигает $\sim 0.5a_0$, где a_0 — расстояние между центрами масс компонент системы. Размеры горячей линии в инфракрасном диапазоне примерно такие же, как в оптическом, т.е. линия представляет собой небольшой выступ на внешней границе диска. В среднем цветовая температура горячей линии (~ 5500 К) такая же, как средняя цветовая температура горячего пятна (~ 5600 К), различие моделей проявляется в существовании сильной неоднородности распределения температуры по поверхности области взаимодействия потока и диска в модели горячей линии по сравнению с моделью горячего пятна. Вклад горячей линии в суммарный поток от системы в орбитальных фазах $\varphi \sim 0.25$ невелик из-за более низкой средней цветовой температуры вещества в этом спектральном диапазоне, но даже этот небольшой вклад позволяет получить значительно лучшее согласие теоретических кривых с наблюдениями, чем в рамках модели горячего пятна.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполненный нами анализ показал разительное противоречие модели горячего пятна с наблюдаемыми кривыми блеска U Gem. В то же время, модель горячей линии хорошо описывает как оптические, так и инфракрасные кривые блеска U Gem в спокойном состоянии. Минимальные значения χ^2 для моделей горячего пятна и горячей линии в случае оптической V -кривой блеска Кшеминского [18] в спокойном состоянии составляют $\chi^2_{\min} = 2203$ и 168, соответственно, т.е. различаются в 13(!) раз. И это несмотря на то, что контроль модели горячей линии в случае U Gem происходит не только по орбитальной переменности ее светимости (горбу), но и по затмению горячей линии телом спутника — красного карлика. Несмотря на такой “двойной” контроль, модель горячей линии позволяет успешно описать все фазы наблюдаемых орбитальных кривых блеска U Gem в спокойном состоянии. Напротив, модель горячего пятна в случае U Gem показывает, как и в случае других систем [12, 16], более узкие горбы и, главное, не позволяет описать большую наблюдаемую глубину затмения области взаимодействия струи и диска телом спутника.

Математической причиной лучшего описания кривых блеска в модели горячей линии является то, что эта модель описывается большим числом параметров, чем модель горячего пятна. Однако

следует подчеркнуть, что модель горячей линии более адекватно отражает физику области взаимодействия струи и диска и имеет надежное физическое обоснование в рамках трехмерных газодинамических расчетов течения газа в тесных двойных системах [5–10].

Настоящая работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (коды проектов 02-02-17524, 02-02-16462, 02-02-17642, 03-02-16622), а также грантов Программы поддержки ведущих научных школ России (гранты НШ-162.2003.2, НШ-388.2003.2), программы “Университеты России — фундаментальные исследования” (грант УР.02.03.012/1), ФЦНТП “Астрономия” и гранта INTAS 01-491.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. В. Г. Горбачий, *Астрофизика* **3**, 245 (1967).
2. J. Smak, *Acta Astron.* **20**, 312 (1970).
3. B. Warner, *Cataclysmic Variable Stars* (Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1995).
4. Д. В. Бисикало, А. А. Боярчук, О. А. Кузнецов, В. М. Чечеткин, *Астрон. журн.* **74**, 880 (1997).
5. Д. В. Бисикало, А. А. Боярчук, О. А. Кузнецов, В. М. Чечеткин, *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 и др., *Астрон. журн.* **75**, 706 (1998).
8. Д. В. Бисикало, А. А. Боярчук, В. М. Чечеткин и др., *Астрон. журн.* **76**, 905 (1999).
9. Д. В. Бисикало, А. А. Боярчук, В. М. Чечеткин, 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. Т. С. Хрузина, *Астрон. журн.* **78**, 298 (2001).
14. Т. С. Хрузина, *Астрон. журн.* **77**, 510 (2000).
15. Т. С. Хрузина, *Астрон. журн.* **75**, 209 (1998).
16. Т. С. Хрузина, А. М. Черепашук, Д. В. Бисикало и др., *Астрон. журн.* **80**, 239 (2003).
17. Д. Химмельблау, *Прикладное нелинейное программирование* (М.: Мир, 1975), с. 163.
18. W. Krzeminski, *Astrophys. J.* **142**, 1051 (1962).
19. R. P. Kraft, *Astrophys. J.* **135**, 408 (1962).
20. G. S. Mumford, *Sky and Tel.* **26**, 190 (1963).
21. B. Paczynski, *Acta Astron.* **15**, 305 (1965).
22. B. Warner and R. E. Nather, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* **152**, 219 (1971).
23. J. Stauffer, H. Spinrad, and J. Thorstensen, *Publ. of Astron. Society of Pacif.* **91**, 59 (1979).
24. R. Wade, *Astron. J.* **84**(4), 562 (1979).
25. J. Frank, A. R. King, M. R. Sherrington, *et al.*, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* **195**, 505 (1981).
26. G. Berriman, D. H. Beattie, I. Gatley, *et al.*, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* **204**, 1105 (1983).
27. R. J. Panek, *Astrophys. J.* **258**, 572 (1982).
28. G. Fabbiano, L. Hartmann, J. Raymond, *et al.*, *Astrophys. J.* **243**, 911 (1981).
29. C. C. Wu and R. J. Panek, *Astrophys. J.* **262**, 244 (1982).
30. R. J. Panek and A. V. Holm, *Astrophys. J.* **277**, 700 (1984).
31. E. M. Sion, K. S. Long, P. Szkody, and M. Huang, *Astrophys. J.* **430**, L53 (1994).
32. F. H. Cheng, E. M. Sion, K. Horne, *et al.*, *Astron. J.* **114**, 1165 (1997).
33. K. S. Long, W. P. Blair, C. W. Bowers, *et al.*, *Astrophys. J.* **405**, 327 (1993).
34. K. O. Mason, M. Lampton, P. Charles, and S. Bowyer, *Astrophys. J.* **226**, L129 (1978).
35. J. H. Swank, E. A. Boldt, S. S. Holt, *et al.*, *Astrophys. J.* **226**, L133 (1978).
36. J. Smak, *Acta Astron.* **34**(1), 93 (1984).
37. E. L. E. Eason, J. L. Africano, A. Klimke, *et al.*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.* **95**, 58 (1983).
38. R. A. Wade, *Astrophys. J.* **246**, 215 (1981).
39. R. J. Stover, *Astrophys. J.* **248**, 684 (1981).
40. J. Smak, *Acta Astron.* **26**(2), 277 (1976).
41. N. I. Shakura and R. A. Sunyaev, *Astron. and Astrophys.* **24**, 337 (1973).
42. S. Arnold, R. A. Berg, and J. G. Duthie, *Astrophys. J.* **206**, 700 (1976).

INTERPRETATION OF ORBITAL LIGHT CURVES OF U Geminorum

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

We interpret optical and IR orbital light curves of the dwarf nova U Gem in its quiescent state in the framework of “hot-line” and “hot-spot” models. The hot-line model provides an adequate description for the light curves, while the “hot spot” model is not fully consistent with the observations. The minimum χ^2 values for the hot-spot and hot-line models are 2203 and 168, respectively.