

ОБ ИЗМЕНЕНИЯХ БЛЕСКА ТЕСНЫХ ДВОЙНЫХ СИСТЕМ
ЗВЕЗД-КАРЛИКОВ

В. Г. ГОРБАЦКИЙ

Поступила 18 июня 1970

Рассматривается влияние газовых потоков в тесных двойных системах звезд-карликов на наблюдаемые кривые блеска. Вычислен профиль „горба“ на кривой блеска, предшествующего главному минимуму. Путем сравнения наблюдаемого „горба“ с рассчитанным оценена оптическая толщина излучающего слоя в дискообразных оболочках VV Pup и U Gem. Показано, что флуктуации блеска в этих системах могут быть вызваны неоднородностью турбулентной газовой струи, сталкивающейся с оболочкой.

В тесных системах звезд-карликов, к которым относятся, в частности, повторные новые звезды и звезды типа U Близнецов, существуют мощные газовые потоки. Вблизи звезд газовыми потоками формируются дискообразные оболочки. Различные эффекты, связанные с этими потоками, исследованы в работах [1, 2]. Здесь более детально рассмотрено влияние взаимодействия потоков с оболочкой главной звезды на изменения блеска системы.

1. *Излучение нагретой области оболочки („горячего пятна“).* У многих тесных двойных систем, наблюдающихся как затменные переменные, кривая блеска асимметрична относительно главного минимума, причем блеск до минимума больше, чем после него. Подобная асимметрия была интерпретирована как следствие существования в оболочке затмеваемой звезды интенсивно излучающей области—„горячего пятна“, расположенной вблизи прямой, соединяющей центры компонент [1]. Форма кривой блеска зависит от состояния вещества в горячем пятне. Рассмотрим простую модель горячего пятна и найдем, как меняется испускаемое им излучение в зависимости от фазы.

Предположим, что оболочка (в плоскости которой лежит луч зрения) представляет собой цилиндрический слой радиуса R_0 и высоты $2b$. Нагретую действием падающей на оболочку струи область оболочки будем считать прямоугольным параллелепипедом, стороны которого $2a$ и $2b$ ($a \ll R_0$) и высота $2h$ ($h \ll a$). Пусть α и ε — коэффициенты излучения и поглощения в этой области соответственно, а через φ обозначим угол между направлением из центра оболочки на центр пятна и лучом зрения. Выбрав систему координат с началом в центре пятна и осью ou , направленной к наблюдателю (рис. 1), для

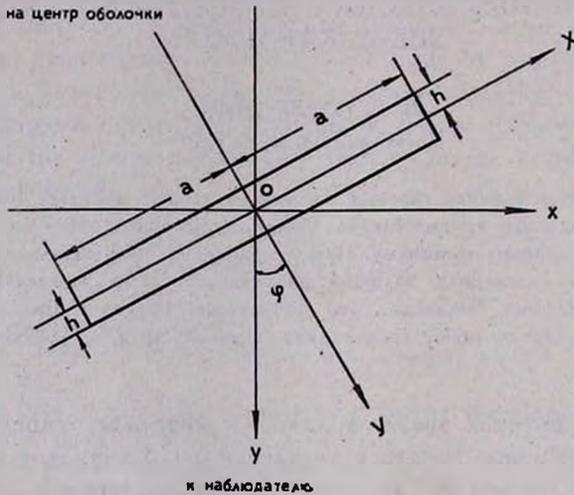


Рис. 1. Схематическое представление нагретой области („горячего пятна“).

интенсивности излучения I , выходящего из пятна в направлении ou , имеем выражение (предполагая, что в оболочке вне пятна $\alpha = \infty$)

$$I(\varphi) = \int_{x_1}^{x_2} \left\{ \int_{y_1}^{y_2} \varepsilon(X, Y) e^{-\int_y^{y_2} \alpha(X; Y) dy} dy \right\} 2b dx, \quad (1)$$

где

$$\begin{aligned} X &= x \cos \varphi - y \sin \varphi; & Y &= x \sin \varphi + y \cos \varphi; \\ x_1 &= -a \cos \varphi + h \sin \varphi; & x_2 &= a \cos \varphi + h \sin \varphi; \end{aligned}$$

$$y_1 = \begin{cases} \frac{-x \sin \varphi - h}{\cos \varphi} & \text{при } 0 \leq |x| \leq a \cos \varphi - h \sin \varphi; \\ -x \operatorname{tg} \varphi - \frac{a}{\sin \varphi} + \frac{x}{\cos \varphi \sin \varphi} & \text{при } a \cos \varphi - h \sin \varphi < x \leq \\ & \leq a \cos \varphi + h \sin \varphi; \end{cases}$$

$$y_2 = \frac{h - x \sin \varphi}{\cos \varphi}.$$

При постоянстве величин ε и a в слое получаем из (1) простое приближенное выражение

$$I(\varphi) = 4 \frac{\varepsilon}{a} ab \cos \varphi \left[1 - e^{-\frac{\tau_0}{\cos \varphi}} \right], \quad (2)$$

пригодное при $0 \leq \varphi \leq \arccos(h/a)$. Через τ_0 здесь обозначена оптическая толщина слоя.

В предельном случае, когда $\tau_0 \gg 1$, $I \sim \cos \varphi$. Если же $\tau_0 \ll 1$, то $I(\varphi) \approx \text{const}$ при $\varphi \ll \arccos \tau_0$ и $I \sim \cos \varphi$ при $\arccos \tau_0 \lesssim \varphi < \arccos(h/a)$.

Вследствие различия между блеском звезды в эпоху видимости излучения пятна и блеском в период, когда пятно находится на противоположной по отношению к наблюдателю стороне оболочки, возникает „горб“ на кривой блеска. Высота „горба“ определяется величиной отношения $[I_* + I(0)]/I_* \equiv 1/k$, где I_* — интенсивность излучения звезды при отсутствии горячего пятна.

При известной высоте горба $A = m_{\max} - m_{\min}$ его форма описывается следующей зависимостью звездной величины m от угла фазы φ :

$$m = m_{\max} - 2.5 \lg \left[(1 - k) \frac{\left(1 - e^{-\frac{\tau_0}{\cos \varphi}} \right) \cos \varphi}{1 - e^{-\tau_0}} + k \right], \quad (3)$$

где

$$k = 10^{0.4A}.$$

Обращаясь к наблюдениям, видим, что форма очень выдающегося „горба“ на кривой блеска звезды VV Pup [3] хорошо описывается формулой (3) при $\tau_0 = 0.3$ (рис. 2), а кривая блеска звезды U Близнецов [4] соответствует значению $\tau_0 = 3$ (рис. 3).

Поскольку наблюдаемая продолжительность интервала повышенного блеска не превосходит половины периода, то размеры светя-

щейся области должны быть существенно меньшими, чем радиус оболочки, то есть условие $a \ll R_0$ выполняется. По-видимому, рассмотренная простая модель горячего пятна может в первом приближении представить структуру разогретой области оболочки. Для точного определения физических условий в пятне по кривой блеска требуются гораздо более полные наблюдательные данные, притом для различных областей спектра. Пока по имеющимся данным о кривых блеска тесных двойных систем звезд-карликов и, в частности, звезд типа U Близнецов вблизи затмения можно сказать, что оптическая толщина нагретого струей слоя порядка единицы или еще меньше.

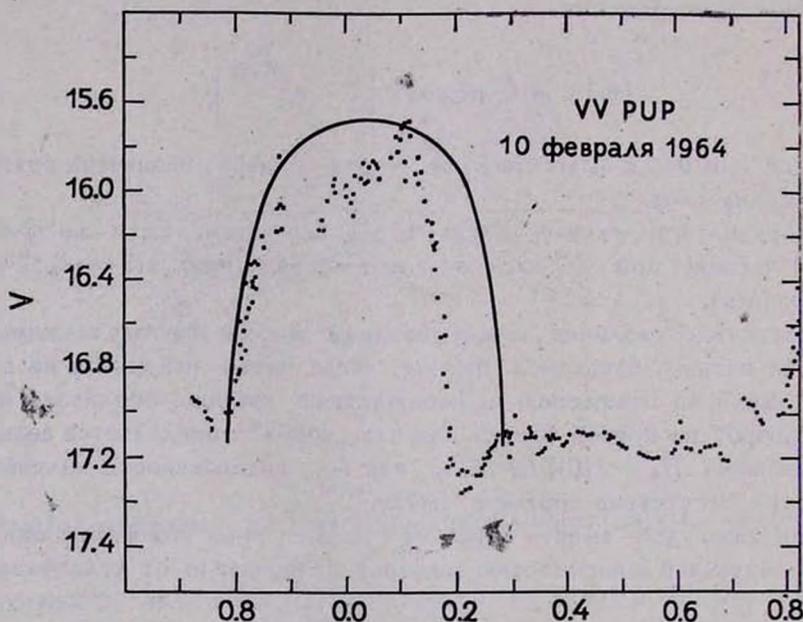


Рис. 2. Кривая блеска VV Pup (по [3]); сплошной линией изображена теоретическая кривая, соответствующая $\tau_0 = 0.3$.

Мощность газового потока, нагревающего оболочку, оценивалась ранее по вкладу горячего пятна в общее излучение системы [1]. Однако при этом учитывалось лишь излучение в видимой области спектра. Проведенные позже расчеты распределения энергии в спектре излучения оптически тонкого слоя газа, нагретого ударной волной [2], показали, что энергия, испускаемая в невидимой ультрафиолетовой области спектра E_{UV} , превышает видимое излучение E_V . Отношение E_{UV}/E_V зависит от скорости убывания температуры вследствие высвечивания газа за фронтом ударной волны. Эта скорость характери-

зается параметром μ . Значение μ было оценено для горячего пятна в двух затменных системах по наблюдаемым цветам U—V и V—V в разных фазах. К сожалению, в использованных формулах (формулы (26) в работе [2]) не был учтен нуль-пункт системы UBВ, принимаемый наблюдателями. В правой части первой из этих формул должен стоять множитель $k_1 \approx 3$, а во второй формуле—множитель $k_2 \approx 0.4$. Исправленное значение μ составляет для U Близнецов около 0.5, а для UX Большой Медведицы получается, что $\mu \approx 0$.

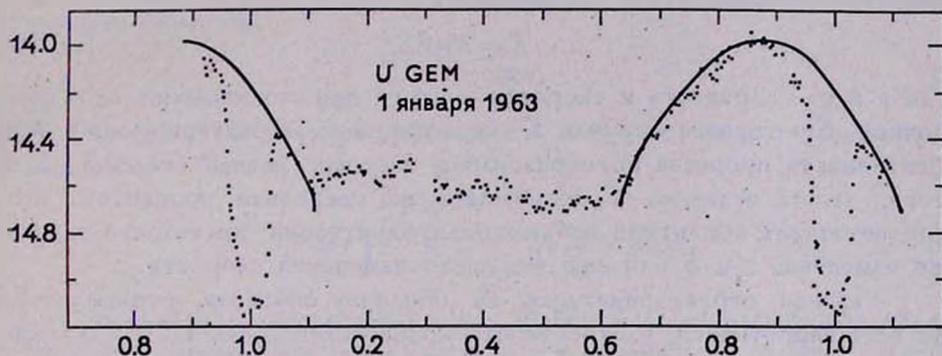


Рис. 3. Кривая блеска U Gem (по [4]); сплошной линией изображена теоретическая кривая, соответствующая $\tau_0=3$.

Если излучающая область оптически тонкая, то при $\mu = 0.5$ невидимое излучение E_{UV} на порядок превышает видимое. Горячее пятно в оболочке звезды U Близнецов излучает в видимой области спектра около 10^{31} эрг/сек (при значении абсолютной величины системы $M_V = 9^m 5$) и поэтому общее излучение его близко к 10^{32} эрг/сек. При условии, что вся излучаемая горячим пятном энергия возникла за счет кинетической энергии газовой струи, скорость в которой порядка 10^8 см/сек, расход массы в струе Q составляет приблизительно 10^{16} г/сек $\approx 10^{-10} M_{\odot}/год$. Предполагая излучающую область непрозрачной для коротковолнового излучения, что вполне возможно, поскольку оптическая толщина τ в видимой части спектра порядка единицы, мы должны получить для Q меньшее значение. Однако величина Q не может быть существенно меньше, чем 10^{15} г/сек.

2. О природе флуктуаций блеска. Флуктуации блеска с характерным временем от десятков секунд до десятков минут и характерным масштабом от нескольких сотых до нескольких десятых звездных величин характерны для всех тесных двойных систем звезд-карликов (см., например [3, 5]). Как уже отмечалось, энергия, обусловленная

нагревом дискообразной оболочки в такой системе газовой струей, вносит существенный вклад в общее излучение. В частности, у системы U Близицево в период, когда горячее пятно находится на видимой стороне оболочки, блеск почти вдвое больше, чем в фазах, когда нагретая область невидима. Всякие изменения в скорости или плотности струи должны сказываться на энергии, вносимой ею в оболочку и, следовательно, на свечении системы.

Излучение, возникающее при преобразовании кинетической энергии струи, определяется выражением

$$E = K\rho v^3 S, \quad (4)$$

где ρ и v — плотность и скорость в струе при столкновении ее с оболочкой, S — сечение струи и K — коэффициент, характеризующий эффективность процесса преобразования энергии, равный 0.2—0.3. Для того, чтобы величина E изменилась на несколько процентов, что соответствует амплитуде наблюдаемых флуктуаций, достаточно такого же изменения ρ и S или еще меньшего изменения скорости.

Газовая струя, падающая на оболочку спутника, формируется, по всей вероятности, в окрестности критической точки L_1 . Продолжительность фазы затмения спутником в системе U Близицево невелика и, соответственно, радиус спутника существенно меньше расстояния до главной звезды. Нет достаточных оснований для предположения о том, что в этой системе, как и в других подобного типа, спутник заполняет внутреннюю поверхность Роша. Скорее следует считать, что его размеры значительно меньше, чем у этой поверхности и что он обладает газовой оболочкой, вещество которой постепенно переходит в струю. На присутствие таких оболочек указывают и данные спектроскопических наблюдений (см., например, [6]). Оболочка должна иметь форму диска.

Газ в оболочке движется со скоростью, близкой к круговой кеплеровской скорости. Силы вязкости приводят к существованию развитой турбулентности в оболочке и большую роль в ее динамике должно играть турбулентное трение [7]. Струя, формирующаяся в турбулентной оболочке, не может быть вполне однородной — в ней должны существовать флуктуации плотности и скорости.

Оценим характерный размер l пульсаций основного масштаба в оболочке. Из условия, требующего чтобы вихрь не размывался существенно вращением оболочки [7], находим соотношение

$$l \approx \frac{r\Delta u}{v_\varphi}, \quad (5)$$

где Δu — скорость вихря, r — его расстояние от центра оболочки и

v_{φ} — средняя скорость вращения на этом расстоянии. С другой стороны, для величины l можно вывести еще одно соотношение, если использовать полученное в [7] равенство

$$rv_r \bar{\sigma} = \bar{\tau}_i, \quad (6)$$

где v_r — средняя скорость радиального движения газа, $\bar{\sigma}$ — поверхностная плотность и $\bar{\tau}_i$ — коэффициент турбулентной вязкости, проинтегрированный по всей толщине оболочки. Величина $\bar{\tau}_i$ определяется следующим образом:

$$\bar{\tau}_i \approx \sigma l \Delta u. \quad (7)$$

Из (5), (6) и (7) находим размеры и скорость вихрей наибольшего масштаба:

$$l \approx r \sqrt{\frac{v_r}{v_{\varphi}}}; \quad \Delta u \approx \sqrt{v_r v_{\varphi}}. \quad (8)$$

Величина v_r определяется по значению Q и оказывается на два порядка меньшей, чем v_{φ} . Поэтому для основного масштаба турбулентности в оболочке, учитывая, что ее радиус порядка 10^{10} см, находим значение $l \approx 10^9$ см, а пульсации скоростей могут достигать нескольких десятков км/сек. Неоднородности в струе, вызванные турбулентными пульсациями в оболочке, должны быть тех же масштабов.

Масштаб неоднородности в струе d оценивается и независимо, по продолжительности Δt наблюдаемых флуктуаций блеска. Очевидно, что

$$d \approx v \Delta t, \quad (9)$$

где v — скорость течения газа в струе. Так как $\Delta t \approx 30$ сек и $v \approx 5 \cdot 10^7$ см/сек, то $d \approx 10^9$ см, то есть того же порядка, что и l .

В том случае, если наблюдаемые флуктуации блеска представляются собой просто колебания мощности излучения, а природа излучения остается прежней, характеристики излучения, в частности, показатели цвета при флуктуациях не должны меняться. Из наблюдений Цукерман [5], рассматривавшей излучение при флуктуациях как некоторое дополнительное, следует, что величины $U-V$ и $V-V$ для излучения флуктуаций такие же, как и для общего излучения системы, исходящего, главным образом, из дискообразной оболочки главной звезды, точнее из горячего пятна.

Таким образом, фотометрические данные подтверждают высказанное предположение о природе флуктуаций блеска тесных двойных систем, подобных системе U Близнецов. Заметим, что неоднородность вращающейся оболочки главной звезды, обуславливающая неодинаковую эмиссионную способность ее в различных частях, также может являться одной из причин наблюдаемых флуктуаций блеска.

Ленинградский государственный
университет

ON BRIGHTNESS CHANGES IN CLOSE BINARY SYSTEMS OF DWARF STARS

V. G. GORBATZKY

Some effects of gaseous streams in the close binary systems of dwarf stars on the observed light-curves are considered. The profile of „hump“ on light curve preceding the primary minimum is calculated. Optical density of radiating layer of the disk-like envelope VV Pup and U Gem is estimated by the comparison of the observed hump with the calculated one. It is shown that brightness fluctuations in these systems may be caused by inhomogeneity of turbulent gaseous jet which collides with the envelope.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В. Г. Горбацкий, *Астрофизика*, 3, 205, 1967.
2. В. Г. Горбацкий, *Астрофизика*, 4, 505, 1968.
3. M. Walker, *Mitt. Sternw, Budapest*, No. 57, 1965.
4. W. Krzeminsky, *Ap. J.*, 140, 1051, 1965.
5. F. Zuckerman, *Ann. Astrophys.*, 24, 431, 1961.
6. Дж. Гринстейн, в сб. „Звездные атмосферы“, гл. 19, (русск. перевод), ИЛ, М., 1963.
7. В. Г. Горбацкий, *Труды АО АГУ*, 22, 16, 1965.