АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 3 МАЙ, 1967 ВЫПУСК 2

ОБ ЭФФЕКТАХ ГАЗОВЫХ СТРУЙ В ТЕСНЫХ ДВОЙНЫХ СИСТЕМАХ

В. Г. ГОРБАЦКИЙ

Поступила 1 апреля 1967

Рассматриваются эффекты, вызываемые действием газовой струи на оболочку звезды в тесной двойной системе. Оценивается энергия переносимая струей, а также температура слоя оболочки, нагреваемого при столкновении и время охлаждения слоя. Показано, что на этой основе можно объяснить некоторые наблюдаемые особенности кривых блеска и спектров двойных систем VV Pup, U Gem и UX UMa.

1. *Введение.* Исследования ряда тесных двойных систем звезд карликов привели к выводу о том, что значительная доля их излучения исходит из мощных газовых облаков, которые движутся преимущественно в орбитальной плоскости системы. Поэтому вблизи одной или обеих звезд системы существуют вращающиеся оболочки, близкие по форме к дискам или кольцам.

Эмиссионные линии, образующиеся в дискообразной оболочке, должны, согласно теории, состоять из двух компонентов, расстояние между которыми соответствует приблизительно удвоенной скорости вращения. Эти компоненты и наблюдаются в действительности. В эпоху главного минимума блеска сначала перестают быть видными коротковолновые компоненты линий, а затем они появляются и исчезают красные. Такое поведение компонент показывает, что по очереди затмеваются обе стороны дискообразной оболочки, в плоскости которой находится наблюдатель, причем направления движения газового потока и обращения звезд одинаковы.

К системам, в которых существуют дискообразные оболочки, относятся бывшие новые звезды, повторные новые и звезды типа U Близнецов. Подробно изучались, в частности, звезды DQ Her (Новая

Геркулеса 1934), повторная новая WZ Стрелы и сама звезда U Близнецов. К переменным того же типа, хотя у них и не наблюдалось сильных вспышек, можно отнести звезды UX UMa, VV Pup и RW Tri.

Теоретическое исследование движения газа в дискообразной оболочке показало, что вследствие турбулентного трения, неизбежного в ней, должен существовать поток газа по направлению к поверхности звезды [1]. Поэтому присутствие вокруг звезды более или менее стационарной, наблюдаемой достаточно долгое время оболочки возможно лишь при постоянном пополнении ее газом. Источником попадающего в газовый диск вещества должна служить вторая звезда системы. Весьма вероятно, что выбрасывание газа происходит из критической точки L_1.

Недавно были получены [2] спектроскопические данные, убедительно свидетельствующие о перетекании вещества от одной звезды, системы WZ Sge в оболочку другой звезды. В спектре этой системы у каждой из водородных линий, образуемых излучением вращающегося диска, кроме двух эмиссионных компонент обнаружена так называемая „S"-компонента, меняющая смещение с периодом, равным фотометрическому периоду звезды. Наибольшее положительное смещение S-компоненты имеет место вблизи главного минимума блеска, а наибольшая отрицательная скорость — около вторичного минимума. Предельные смещения S-волны несколько меняются от цикла к циклу и соответствуют значениям скорости $\pm 650 - \pm 850$ *км сек*. В. Кшеминский и Р. Крафт объясняют присутствие S-компоненты эмиссионных линий излучением струи газа, движущегося от темного невидимого спутника по направлению к главной звезде — белому карлику, обладающему вращающейся оболочкой.

По светимости белого карлика и профилям принадлежащих ему водородных линий поглощения в работе [2] определены масса главной звезды $\mathfrak{M}_1 = 0.59\,\mathfrak{M}_\odot$ и ее радиус $R : \lg R/R_\odot = -1.9$. Масса спутника $\mathfrak{M}_2$ очень мала: $\mathfrak{M}_2/\mathfrak{M}_1 = 0.05$. Найдены также значения $a_1 = 1.7 \cdot 10^9$ *см* и $a_2 = 3.5 \cdot 10^{10}$ *см*. В то время как главный минимум блеска, глубина которого порядка 0^m3, связывается с неполным затмением белого карлика и его оболочки невидимым спутником, вторичный минимум авторы работы [2] приписывают затмению газовой струи белым карликом.

В других тесных системах звезд карликов перетекания газа от одной звезды к другой не наблюдалось непосредственно. Однако присутствие таких потоков должно проявляться в их действии на обо-

лочку звезды. В данной статье и рассматриваются некоторые эффекты, которые могут быть связаны с действием газовой струи на дискообразную оболочку. Как будет видно из дальнейшего, ряд особенностей кривых блеска и спектра у тесных двойных систем получает естественное объяснение в предположении о том, что они вызываются действием газовых потоков.

2. *Газовая струя в системе* WZ *Стрелы.* Для оценки действия газового потока нужно, в первую очередь, знать его мощность, то есть количество вещества попадающего в оболочку за единицу времени. Подобную оценку для звезды WZ Стрелы можно получить из наблюдений. Сейчас нам ничего не известно о том, как возникает поток газа. Допустим, что выброшенное спутником вещество собирается в критической точке L_1 и, имея очень малую начальную скорость в направлении главной звезды, продолжает двигаться к этой звезде под действием ее тяготения. Если не учитывать обращения звезд вокруг центра тяжести системы, то движение можно рассматривать просто как падение газа на звезду. Скорость газа v на расстоянии r от центра главной звезды определяется формулой:

$$v \approx \sqrt{2G\left|\mathfrak{M}_1\left(\frac{1}{r}-\frac{1}{r_0}\right)-\mathfrak{M}_2\left(\frac{1}{a-r_0}-\frac{1}{a-r}\right)\right|}, \qquad (1)$$

где a — расстояние между центрами звезд, входящих в систему и r_0 — расстояние точки L_1 от центра главной звезды. В системе WZ Sge $r_0 = 3\cdot10^{10}$ *см* и $a = 3.7\cdot10^{10}$ *см*. При $r = 10^{10}$ *см*, что, по-видимому, соответствует радиусу дискообразной оболочки, получаем $v = 980$ *км/сек*. Это значение скорости близко к наблюдаемой скорости струи и, следовательно, для объяснения ее движения нет необходимости предполагать действия других сил, кроме тяготения. Что же касается выброса веществ спутником в том случае, если его поверхность не достигает критической, то оно может быть связано со вспышками, звездным ветром и другими подобными механизмами. Выброшенное вещество должно скапливаться вблизи точки L_1.

Точное решение задачи о движении газовой струи в двойной системе требует учета газодинамических эффектов, а также эффектов, вызванных движением самой звезды относительно центра тяжести системы. Здесь мы не будем заниматься решением этой задачи. Укажем лишь на возможность того, что выброс из точки L_1 происходит не сплошной струей, а в форме отдельных облаков или конденсаций. В этом случае, рассматривая движение конденсации, допустимо пренебречь газодинамическими эффектами (пока не происходит столкновения ее с оболочкой) и воспользоваться представле-

нием о движении струи как совокупности отдельных частиц. Задача об определении траекторий частиц в двойной системе неоднократно рассматривалась ранее (см. напр. [3]), правда не для звезд карликов. Ее решение показывает, что под действием центробежной силы и силы Кориолиса, частицы отклоняются от линии, соединяющей центры звезд и должны сталкиваться с поверхностью звезды (в нашем случае с ее оболочкой) в области II (см. рис. 1).

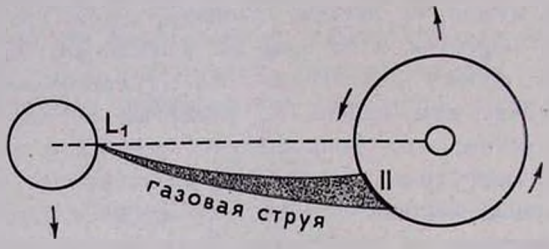

Рис. 1.

Конденсации или облака, составляющие газовый поток, обладают большой кинетической энергией. Часть ее должна переходить в тепловую энергию при столкновении струи с дискообразной оболочкой, то есть еще до того, как вещество потока захватывается звездой. Не касаясь пока конкретного механизма преобразования кинетической энергии в тепловую, оценим мощность газового потока в системе WZ Стрелы по фотометрическим данным.

У системы WZ Стрелы за счет кинетической энергии газа в значительной мере обеспечивается наблюдаемое свечение. В подтверждение этого можно привести важный наблюдательный факт. Речь идет о чрезвычайно большой продожительности вторичного минимума блеска, по данным работы [2], превосходящего 0.4 P. Очевидно, что этот минимум не может возникать в результате затмения всей струи, так как радиус главной звезды системы—белого карлика—мал, во всяком случае он не превосходит значительно поперечника струи и поэтому затмение всей струи в течение почти всего времени от одной наибольшей элонгации до другой невозможно. Следовательно, из большой продолжительности вторичного минимума можно заключить, что наиболее сильно светящаяся часть струи, затмеваемая главной звездой, находится близко к ее поверхности. Излучение „S"-компоненты создается, в основном не всей струей, а ее концевой частью, которая и должна разогреваться при столкновении с оболочкой.

Заметим, что представление о возбуждении свечения струи и оболочки коротковолновым излучением белого карлика, развиваемое в [2], выглядит необоснованным не только в свете указанного факта.

Температура звезды, по-видимому, не настолько высока, чтобы создать в ее плотной оболочке и в струе высокую ионизацию.

Скорость газа в той области, где струя смыкается с оболочкой, по порядку величины известна из наблюдений. Излучаемая там энергия находится по данным о глубине вторичного минимума блеска. При посредстве этих величин можно оценить мощность газового потока.

В ультрафиолетовых лучах абсолютная величина системы около $+10^m$, что соответствует излучаемой энергии порядка $3\cdot10^{31}$ *эрг/сек*. Во вторичном минимуме блеска излучение приблизительно на 20 % меньше указанной величины. Учитывая, что энергия, излучаемая затмеваемой областью, не превосходит кинетической энергии газа, поступающего из струи в оболочку за соответствующее время, имеем условие

$$\frac{v^2}{2}\Delta m > 6\cdot10^{30}, \tag{2}$$

где Δm — масса газа, присоединяющегося к оболочке за 1 *сек*. С другой стороны, кинетическая энергия газа не может превосходить энергии общего излучения системы за вычетом излучения белого карлика. Относительно последнего можно предположить, что оно того же порядка, как и излучение вещества находящегося в системе в диффузной форме [2]. Поэтому имеем другое неравенство:

$$\frac{v^2}{2}\Delta m < 1.5\cdot10^{31} \text{ эрг/сек}. \tag{3}$$

Принимая для v значение 750 *км/сек*, получаем:

$$2\cdot10^{15} < \Delta m < 5\cdot10^{15} \text{ г/сек}.$$

Это в среднем соответствует $3\cdot10^{22}$ г за год. Считая, что газ состоит в основном из атомов водорода, для числа атомов в слое струи толщиной в 1 *см* имеем в среднем величину $\approx 3\cdot10^{31}$ *атомов/см*. Учитывая сходство фотометрических характеристик системы WZ Стрелы с другими тесными двойными системами звезд карликов можно полагать, что полученное значение мощности потока характерно для всех систем такого вида.

Действие потока существенно зависит от концентрации частиц в нем. Ею определяется, в частности, глубина проникновения потока в оболочку (толщина слоя прогрева), характер распространения ударной волны и размер захваченной волной области, а значит и дальнейшее свечение.

Чтобы оценить концентрацию частиц в потоке, нужно знать его поперечное сечение. Для определения поперечника струи при выходе

ее из точки L_1 сейчас нет никаких данных. Однако, даже если на этом уровне она очень мала, то должна существенно увеличиться за время движения потока вследствие теплового расширения газа. „Время падения" газа от точки L_1 на оболочку порядка 10^4 *сек*. Как известно из решения задачи о разлете газового шара в пустоту, скорость разлета со временем стремится к предельному значению, определяемому выражением:

$$u_\infty = \frac{1}{\gamma}\sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma-1}}\,c_0, \tag{4}$$

где c_0 скорость звука в газе и γ — показатель адиабаты. При $\gamma = 5/3$, значение $u_\infty \simeq 1.3\,c_0$. По порядку величины такой же должна быть скорость расширения в пустоту бесконечного цилиндра. Следовательно за время t радиус струи увеличивается на ΔR, где

$$\Delta R \approx c_0 t. \tag{5}$$

Если температура газа в струе порядка 5—10 тысяч градусов, то $\Delta R \approx 10^{10}$ *см*. Соответственно, радиус струи при любом ее начальном поперечнике не может быть значительно меньше 10^{10} *см*. Поэтому площадь сечения струи при столкновении с дискообразной оболочкой $\pi R^2 \gtrsim 3\cdot 10^{20}$ *см*^{2}, а концентрация частиц в потоке порядка 10^{11} *см*$^{-3}$ или меньше. Заметим, что в оболочку должна попадать лишь какая то доля вещества из точки L_1, если толщина диска меньше поперечника струи. Однако, боковая поверхность оболочки все же достаточно велика для того, чтобы значительная часть потока захватывалась оболочкой.

3. *Столкновение струи с оболочкой и сопровождающие его явления*. Газ, составляющий струю, сталкиваясь с оболочкой, присоединяется к ней. В области столкновения он нагревается. Для оценки температуры газа нужно знать, помимо плотности и скорости струи, также и концентрацию атомов в оболочке n. В дискообразной оболочке звезды DQ Her на 1 *см*^{3} приходится не менее 10^{12}—10^{13} атомов (величина, полученная из анализа эмиссионных линий в спектре [4]). Это значение, характерное, по-видимому, и для оболочек других звезд рассматриваемого типа, существенно превосходит плотность газа в струе. В таких условиях, аналогичных имеющим место при столкновении газовых потоков с оболочкой новой звезды, для оценки толщины непосредственно разогреваемого слоя следует определить пробег пучка атомов в оболочке.

Применение соответствующих формул, содержащихся в [5], приводит к значениям протяженности слоя около 10^6 *см* и температурам порядка миллиона градусов. При учете перезарядки, которая может оказаться существенной, толщина слоя будет меньше. Если учесть еще, что газ, входящий в оболочку, представляет собой пучок протонов и вызовет плазменные колебания, то толщина слоя будет порядка 10^4 *см*, а его температура — десятки миллионов градусов.

Хотя неоднородность газа струи и возможная турбулентность должны сделать картину столкновения гораздо более сложной, чем в рассматривавшихся моделях, тем не менее можно с уверенностью считать, что толщина слоя, непосредственно разогреваемого летящими частицами, ничтожна по сравнению с толщиной оболочки. Этот слой представляет собой фронт ударной волны, распространяющейся вдоль струи.

Ударные волны, образующиеся при столкновении газового потока с плотной оболочкой (предполагаемой плоской) рассматривались ранее (см. напр. [5]). При этом было найдено, что вблизи оболочки образуется тонкий слой газа повышенной температуры и плотности. От фронта волны к оболочке плотность растет и та часть газа, в которой достигнуто значение плотности такое же, как и в оболочке, может считаться присоединившейся к ней. Подобный же слой нагретого газа должен существовать в месте встречи струи с оболочкой звезды в тесных двойных системах.

В том месте дискообразной оболочки, которое в данный момент, подвергается действию струи, температура наиболее высока. Но оболочка вращается и нагреву последовательно подвергаются все новые ее области. После того, как газовая струя перестанет нагревать данное место оболочки, находящийся в этом месте газ высвечивается — температура его снижается.

Как было установлено [6], движение газа в оболочке приближенно можно считать кеплеровским. Поэтому во внешней ее области период обращения P равен:

$$P = 2\pi\left(\frac{r^3}{GM}\right)^{1/2}. \qquad (6)$$

При $r = 10^{10}$ *см* и $M = M_\odot$ для периода имеем значение около 500 *сек*. Учитывая указанную выше величину поперечника струи получаем, что нагрев газа продолжается в течение приблизительно 100 *сек*.

Оценим время высвечивания нагретого газа. Согласно сделанному выше расчету, к оболочке за 100 *сек* добавляется 10^{17}—10^{18} *г*, а на 1 $см^2$ площади, подвергающейся действию струи, приходится

10^{21}—10^{22} атомов. При значении концентрации атомов в этом слое 10^{13}—10^{13} $см^{-3}$ он должен иметь толщину порядка 10^9 $см$. Время высвечивания слоя определяется из следующего уравнения, полученного в [7]:

$$\frac{dT}{dt} = -\sigma\rho F(T;\ q;\ q_1), \tag{7}$$

где ρ — плотность газа, σ — некоторая величина, зависящая от степени ионизации атомов и очень медленно меняющаяся с температурой. При $T > 10^5$ $град$ можно принять $\sigma = 2\cdot 10^{39}$. Через $F(T;\ q;\ q_1)$ обозначена так называемая функция высвечивания, зависящая от температуры, относительного содержания гелия q и тяжелых элементов q_1. При $T > 3\cdot 10^5$ $град$ F меняется очень медленно и равна приблизительно 10^{-23}. В интервале температур $5\cdot 10^4 \lesssim T \lesssim 3\cdot 10^5$ $град$ F на два порядка больше, за счет, главным образом, возбуждения гелия при столкновениях. Таким образом при высоких температурах

$$\frac{dT}{dt} \approx -10^{-16}\rho. \tag{7}$$

Поскольку в высвечивающемся газе $\rho = 10^{-11} - 10^{-12}$ $г/см^3$, он должен охлаждаться от температуры порядка миллиона градусов до $T \approx 2\cdot 10^4$ $град$ за несколько десятков секунд. При учете непрозрачности газа в далеком ультрафиолете эта оценка не меняется существенно.

При падении температуры ниже величины 20 000°К и степень ионизации водорода заметно уменьшается. В результате быстро растет непрозрачность слоя газа, выход излучения из него затрудняется. Как известно [8] процесс высвечивания в этом случае определяется скоростью образования квантов L_α и ионизацией ими атомов из возбужденных состояний. Время высвечивания оказывается по порядку величины таким же, какое требуется для перехода водорода в нейтральное состояние, то есть, при указанном значении плотности составляет около 100 $сек$. Следовательно, общее время высвечивания нагретого газа оболочки порядка периода обращения его вокруг звезды или несколько меньше.

Отметим еще одно обстоятельство, важное для понимания некоторых наблюдаемых особенностей спектра оболочки звезды в тесной двойной системе. Присутствие в высвечивающемся слое значительного числа квантов L_α может привести и к большой оптической толщине слоя в линиях бальмеровской серии. Оптическая толщина в линии, соответствующей переходу $2 \to k$, равна:

$$\tau_{2k} = n_2 a_{2k} \Delta l, \tag{8}$$

где n_2 — число атомов водорода во втором состоянии в $см^3$ оболочки, $\varkappa_{2k}$ — коэффициент поглощения в данной линии и Δl — толщина слоя. Вследствие высокой концентрации свободных электронов и большой толщины слоя в линии L_α в среде устанавливается распределение атомов водорода между первым и вторым уровнями близкое к больцмановскому ([8]), то есть имеем:

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{g_2}{g_1} e^{-\frac{h\nu_{12}}{kT_e}}. \tag{9}$$

Величина электронной температуры T_e при высвечивании на долгое время устанавливается близкой к 15000 *град*. При $n = 10^{12} - 10^{13} см^{-3}$ T_e остается высокой десятки секунд—пока степень ионизации водорода n^+/n_1 не станет существенно меньшей единицы. В это время, следовательно, $n_2 \approx 10^{-4} n_1$. Величина $n_1 \Delta l$ порядка 10^{21}, а значение коэффициента поглощения для высоких членов серии $\approx 10^{-15}$. Поэтому оптическая толщина слоя высвечивающегося газа в линиях бальмеровской серии с большим номером может быть близкой к 100. Таким слоем должны образовываться сильные линии поглощения водорода.

4. *Истолкование данных наблюдений.* Здесь мы рассмотрим некоторые из систем звезд карликов, в которых действие газовых струй проявляется наиболее отчетливо, хотя сами струи и не наблюдались.

а) VV *Кормы*. Кривая блеска этой звезды характеризуется наличием довольно острого максимума блеска в котором он приблизительно на $1^m.2$ больше, чем в очень широком минимуме (см. напр. [9]). Согласно интерпретации Хербига, на поверхности звезды имеется „горячее пятно", которое в эпоху максимума блеска находится на стороне звезды повернутой к наблюдателю. Минимум блеска, с указанной точки зрения, должен вызываться не столько затмением более яркой звезды другой „темной" звездой, сколько расположением горячего пятна на невидимой стороне звезды. Затмение же делает максимум блеска несимметричным.

Той полусферой поверхности звезды, на которой расположено пятно, излучается втрое больше энергии, чем другой полусферой. Тогда, если площадь пятна занимает, например, 0.1 всей поверхности звезды, его яркость больше, чем остальной части поверхности в 11 раз, а температура, соответственно, выше в 1.8 раза. Источником нагрева этой области является, по всей вероятности, струя газа, текущего из второй компоненты системы. Это предположение подтверж-

дается и расположением горячего пятна в той области поверхности звезды, куда должен падать газ струи—на последующей (по вращению) полусфере, недалеко от линии соединяющей центры компонент.

В 1948—49 годах у VV Кормы блеск был понижен—около 17^m против обычного значения 15^m6—14^m—и периодических колебаний не испытывал. По-видимому, в это время на поверхности звезды не было горячего пятна, а значит не существовало потока газа между компонентами. Но при отсутствии газового потока у звезды не могло быть и оболочки. При отсутствии пополнения оболочки веществом извне она исчезает—составляющий ее газ постепенно должен падать на поверхность звезды [1]. Поскольку оболочка в тесных двойных системах звезд карликов обычно является основным источником наблюдаемого излучения, то становится понятным и сильно пониженный блеск системы в этот период, когда у звезды не было оболочки. В обычном же состоянии у звезды оболочка существует—об этом свидетельствует присутствие во всех фазах сильных эмиссионных линий H и HeII. Таким образом, „горячее пятно" не является нагретой областью поверхности звезды, а его нужно рассматривать как разогретую струей область оболочки.

Возможно, что и свечение всей оболочки вызвано действием струи—нагретый и светящийся газ, обращаясь вокруг звезды, образует дискообразную оболочку. Для того, чтобы установить является ли источником свечения диска только энергия струи или играет роль и коротковолновое излучение звезды нужны более полные фотометрические и спектроскопические данные, чем имеющиеся в настоящее время.

б) U *Близнецов*. О присутствии дискообразной оболочки в системе U Близнецов свидетельствуют, как и в других случаях, спектроскопические данные. Затмение оболочки вызывает глубокий—до 1^m—минимум блеска. Этому минимуму предшествует медленный, от фазы 0.6 P подъем блеска—так называемое „плечо" на кривой. Спад блеска начинается еще до затмения, так что если бы затмения и не было, блеск продолжал бы медленно уменьшаться, а на кривой был бы приблизительно симметричный горб (см. рис. 2), продолжающийся до фазы 0.1 P. Максимум блеска приходится на фазу 0.85 P. Нетрудно усмотреть в таком характере изменения блеска присутствие в оболочке звезды область повышенной яркости—то, что в других случаях называют горячим пятном. В фазе 0.85 P эта область приходится против наблюдателя и вообще видеть ее возможно в течение полупериода. Это полностью соответствует наблюдаемой длительности

промежутка повышенного блеска—горба (если не учитывать затмения другой звездой).

Таким образом в кривых блеска VV Кормы и U Близнецов существует значительное сходство. Различие же их связано, по-видимому, с меньшей относительной яркостью пятна—яркость предшествующей полусферы, создающей блеск—вне горба, значительна. (Конечно, здесь подразумевается излучение оболочки, а не поверхности звезды). Но чем вызвано это обстоятельство—меньшей мощностью струи или более высокой излучательной способностью оболочки—сейчас сказать трудно.

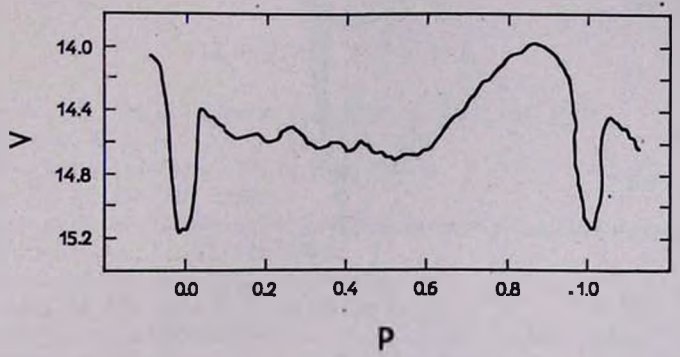

Рис. 2.

в) UX *Б. Медв.* Асимметрия кривой блеска вблизи минимума выражена у этой звезды гораздо слабее, чем у рассмотренных выше. Характеризующее „плечо" различие между блеском главного минимума и после него составляет около 0^m1. Для объяснения кривой блеска Уокером и Хербигом предложена модель [10], согласно которой у поверхности этой звезды существует горячая область. Они помещают ее на расстоянии радиуса от поверхности звезды, предполагая тем самым ее нахождение в оболочке. О наличии оболочки свидетельствует эмиссионный спектр, содержащий линии H и HeII. Весьма интересной особенностью спектра UX UMa является присутствие в фазах от 0.5 *P* до минимума блеска узких линий поглощения бальмеровской серии водорода с большими номерами (от H8 и выше). Эти линии смещены в сторону длинных волн на величину соответствующую 350—400 *км/сек.*, то есть область, в которой образуются линии, удаляется от нас.

В появлении узких линий поглощения сказывается, по-видимому, эффект высвечивания газа, нагретого струей. Вследствие обращения звезды вокруг центра тяжести системы наблюдатель в фазах 0.6 *P*—

0.9 P видит удаляющуюся полусферу звезды и соответствующую часть оболочки, прилегающие к разогреваемому струей „пятну“ (см. рис. 3). Пятно это, судя по положению горба на кривой блеска ($\approx 0.9\ P$) находится недалеко от линии, соединяющей центры обеих звезд системы.

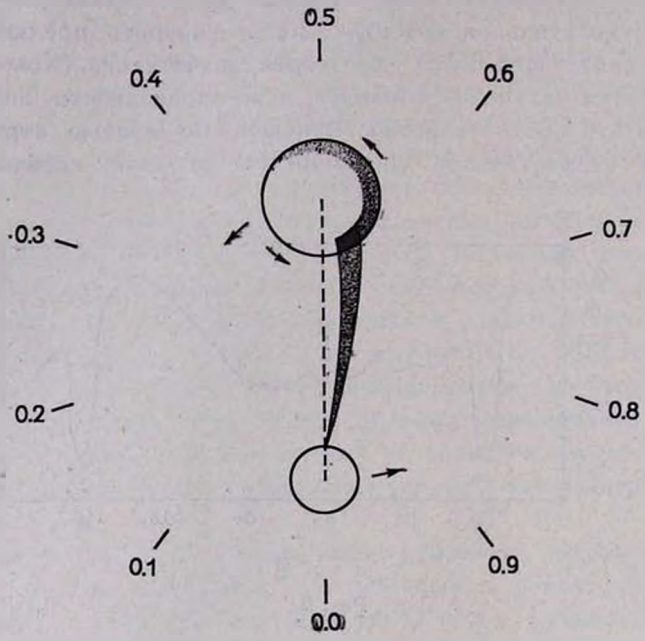

Рис. 3.

Оболочка звезды вращается в ту же сторону. Поэтому разогретый газ попадает в область между фотосферой звезды и наблюдателем в фазах 0.9 P и более ранних. Высвечивающийся газ, экранируя излучение более глубоких слоев оболочки и фотосферы звезды, способен образовать линии поглощения, причем эти линии, вследствие пониженной электронной плотности, должны иметь малую ширину.

Присутствие таких линий именно в спектре звезды UX UMa можно сопоставить со значительной, по сравнению с тем, что имеет место у других звезд того же типа, поверхностной яркостью главной звезды. Поэтому и горб на кривой блеска, вызванный горячим пятном, невысок—он дает лишь относительно малую добавку к излучению звезды.

Приведенные соображения могут оказаться полезными для количественного исследования кривых блеска тесных двойных систем и определения физических условий в их оболочках.

Ленинградский государственный
университет

THE EFFECTS OF GASEOUS JETS IN CLOSE BINARY SYSTEMS

V. G. GORBATZKY

The effects of gaseous jets on the envelope of a star in the close binary system are considered. The estimate of the energy transferred with the jet as well as of the temperature of the envelope layer heated in collision and of the duration of its cooling is given. Some observed light-curves and spectral peculiarities of VV Pup, U Gem and UX UMa can be explained on this basis.

ЛИТЕРАТУРА

1. *В. Г. Горбацкий*, Труды Астрон. обс. ЛГУ, т. XVII, 16, 1965.
2. *W. Krzeminski, R. Kraft*, Ap. J., 140, 921, 1964.
3. *M. Plavec*, Transaction IAU, XII b, 1966, 508.
4. *R. Kraft*, Ap. J., 130, 110, 1959.
5. *В. Г. Горбацкий, И. Н. Минин*, Нестационарные звезды, Физматгиз, 1963.
6. *K. Prendergast*, Ap. J., 132, 162, 1960.
7. *В. Г. Горбацкий*, Вестник ЛГУ, № 19, 1962.
8. *В. Г. Горбацкий*, Вестник ЛГУ, № 13, 1957.
9. *Р. Крафт*, Взрывные переменные как двойные звезды, Мир, 1965.
10. *M. G. Walker, G. H. Herbig*, Ap. J., 120, 278, 1954.