

УДК: 524.382

## ОБ АНОМАЛЬНОМ ПОТЕМНЕНИИ К КРАЮ ДИСКА В АТМОСФЕРАХ КОМПОНЕНТОВ ТЕСНЫХ ДВОЙНЫХ СИСТЕМ ПРИ СИЛЬНОМ ЭФФЕКТЕ ОТРАЖЕНИЯ

Н.Т.КОЧИАШВИЛИ, И.Б.ПУСТЫЛЬНИК

Поступила 30 апреля 1999

Принята к печати 2 октября 1999

Показано, что в тесных двойных системах типа Алголя, спутники которых имеют спектральный класс K0-K2 и позднее, имеет место температурная инверсия в поверхностных слоях фотосферы и, как следствие, угловое распределение интенсивности выходящего излучения для отдельных площадок оказывается заметно отличающимся от закона потемнения к краю диска в сферически-симметричном случае.

1. *Введение.* Общеизвестно, что в классической теории определения элементов орбит затменно-двойных звезд используются модели, основанные на достижениях теории переноса излучения и звездных атмосфер. По мере того, как на смену классическим методам анализа кривых блеска пришли методы их синтеза, в которых отказываются от физически необоснованных предположений традиционных методов теории затменных переменных (шарообразные или эллипсоидальные фигуры компонентов, чернотельное распределение энергии в спектрах компонентов, гипотеза серости вещества и т.п.) и последовательно внедряются достижения методов моделей атмосфер, появилась возможность более детального учета эффектов лучистого и гравитационного взаимодействия компонентов. Так, Рубашевский [1] провел весьма обстоятельное исследование эффекта потемнения к краю диска с учетом новейших результатов в моделировании атмосфер звезд и оценил возможности выявления эффектов нелинейности закона потемнения к краю диска путем анализа кривых блеска разделенных тесных двойных систем (ТДС). В работе Пустыльника и Томассона [2] было оценено влияние отклонений от локального термодинамического равновесия (ЛТР) на физические условия в атмосфере ТДС, вызванные наличием анизотропии и диллюции излучения спутника. Применение методов компьютерного анализа кривых блеска привело к тому, что в настоящее время в методах синтеза кривых блеска учитывается весьма обширный набор физических эффектов, могущих так или иначе сказаться на наблюдаемой светимости ТДС, начиная с учета эффектов эллипсоидальности орбиты, влияния третьего тела и кончая расчетом искажающего влияния околос звездного газа (в виде аккреционных дисков, газовых потоков, общих полупрозрачных оболочек и т.п.). Однако до настоящего времени

в анализе кривых блеска используется нестрогое, до сих пор не ставшее предметом количественного изучения, предположение о тождественности углового распределения интенсивности выходящего излучения  $I(\theta)$  (а говоря более точно, зависимости интенсивности выходящего излучения от угла между рассматриваемым направлением на наблюдателя и нормалью) с так называемым законом потемнения к краю диска компонента ТДС  $I(\mu)$ . В методах синтеза кривых блеска содержится неявное и, насколько нам известно, ранее не обсуждавшееся предположение о тождественности углового распределения интенсивности выходящего излучения для всех элементарных площадок, на которые разбивается поверхность компонента ТДС при модельном расчете кривых блеска. Даже в наиболее полном исследовании эффекта потемнения к краю (см. [1] и весьма полный список литературы там) не содержится упоминания о том, что указанное выше предположение о тождественности  $I(\theta)$  и  $I(\mu)$  в действительности имеет место лишь в сферически-симметричном случае. Поскольку в подавляющем большинстве реальных ТДС, по меньшей мере для одного из компонентов, предположение о сферичности фигуры компонентов не выполняется, эту проблему следует количественно рассмотреть. Даже в тех случаях, когда компонент является шарообразным, указанные выше угловое распределение интенсивности выходящего излучения  $I(\theta)$  и потемнение к краю диска  $I(\mu)$  в принципе должны различаться при наличии заметного эффекта отражения и (или) потока газа со стороны спутника. Из общих соображений кажется очевидным, что наличие этих эффектов должно неизбежно привести к достаточно сложному распределению яркости по диску звезды. Наличие горбов на кривых блеска, скорее всего связанных с горячими пятнами, наблюдаемыми не только у новоподобных, но и, например, у серпентид (см., например, [3]) - наиболее яркое проявление описываемого здесь эффекта, который, вообще говоря, должен иметь место практически во всех ТДС.

В данной статье вычисляется угловое распределение  $I(\theta)$  интенсивности выходящего излучения для вторичных компонентов ТДС типа Алголя, и для одного частного случая (полной фазы затмения и  $i=90^\circ$ ) оно сравнивается с потемнением к краю диска  $I(\mu)$ . Будет показано, что  $I(\theta)$  и  $I(\mu)$  сильно различаются. Тем самым доказываемся, что классическая процедура ректификации кривой блеска является принципиально нестрогой, поскольку она не учитывает влияния эффекта отражения на распределение яркости по диску.

**2. Методика расчета.** Рассмотрим двойную систему, состоящую из шарообразных звезд с радиусами  $r_1, r_2$  в единицах полуоси относительной орбиты, находящихся на круговых орбитах. Пусть оба компонента излучают как абсолютно черные тела с эффективными температурами  $T_1$  и  $T_2$ . Рассмотрим случай  $T_1 \gg T_2$  и  $r_2 > r_1$ , реализуемый в ТДС типа Алголя, и рассчитаем угловое распределение интенсивности выходящего излучения для спутника при наличии заметного эффекта отражения и следующих исходных предположениях: а)

атмосфера спутника с эффективной температурой  $T_1$  и радиусом  $r_1$  находится в состоянии ЛТР; б) в качестве источника непрозрачности рассматриваются только отрицательные ионы водорода  $H^-$  (что является хорошим приближением к действительности для рассматриваемого диапазона температур  $T \sim 4000-6000$  К); в) реальный поток излучения, приходящего извне на поверхность спутника, заменяется параллельным пучком, падающим под углом  $\arccos \mu_0$ .

При указанных выше предположениях интенсивность выходящего излучения из фотосферы спутника может быть представлена в следующем виде:

$$I_\lambda = \int_0^\infty B_\lambda e^{-\kappa_\lambda \tau} \frac{\kappa_\lambda dt}{\nu}, \quad (1)$$

где  $B_\lambda(T)$  - планковская функция источника для длины волны  $\lambda$ ,  $\tau$  - радиальная оптическая толщина в фотосфере,  $\nu$  - косинус угла между нормалью и заданным направлением,  $\kappa_\lambda$  - отношение монохроматического коэффициента поглощения ионами  $H^-$  к среднему. Температурное распределение  $T(t)$  можно рассчитать, используя результаты работы Собески [4], посвященной эффекту отражения, или работы Пустыльника [5]. Температурное распределение в фотосфере спутника, согласно [5], может быть представлено в виде:

$$T(t) = T_{eff} f(t), \quad f(t) = f_1(t) + f_2(t),$$

$$f_1(t) = c_1 (c_2 e^{-k_1 t} + t + D)^{\frac{1}{4}}, \quad c_2 = \frac{(1 - \mu_1 k_1)(1 - \mu_2 k_1)}{k_1}, \quad D = \mu_1 + \mu_2 - k_1^{-1},$$

$$f_2(t) = \left\{ \frac{1}{4} \gamma(\mu_0) \left( \frac{T_{eff1}}{T_{eff2}} \right)^4 \frac{r_1^2}{1 - 2r_2 \mu + r_2^2} \left[ e^{-\frac{t}{\mu_0}} - \frac{c_2 \mu_0 e^{-k_1 t}}{(\mu_0 - \mu_2)(\mu_0 - \mu_1)} + \frac{\mu_0(1 - \mu_0 k_1)}{(\mu_0 - \mu_1)(\mu_0 - \mu_2)k_1} \right] \right\}^{\frac{1}{4}}$$

$$c_1 = 0.9306, \quad \gamma(\mu_0) = \left( 1 - \frac{1}{2} \sum_{j=1}^2 \frac{a_j}{1 + \frac{\mu_j}{\mu_0}} \right)^{-1}. \quad (2)$$

Температурное распределение (2) было получено в работе [5] решением уравнения переноса излучения методом дискретных ординат Чандрасекара. В формуле (2)  $a_j, \mu_j$  ( $j = 1, 2$ ) - соответственно веса и узлы квадратурной формулы Гаусса,  $k_1$  - корень характеристического уравнения Чандрасекара. Температурное распределение (2) может быть уточнено с учетом несерости вещества (подробнее см. в [5]). Однако для рассматриваемой здесь задачи поправка на несерость незначительна.

В рамках приближения Эддингтона, Собеским [4] было получено нижеследующее выражение для температурного распределения:

$$T(t) = \left\{ \frac{3}{4} \left( t + \frac{2}{3} \right) T_{eff 2}^4 + 3W \left[ \mu_0^2 + \frac{2}{3} \mu_0 - \left( \mu_0^2 - \frac{1}{3} \right) e^{-\frac{t}{\mu_0}} \right] \left( \frac{T_{eff 1}}{T_{eff 2}} \right)^4 \right\}^{\frac{1}{4}}, \quad (3)$$

где  $W$  - фактор дилуции излучения горячего компонента:

$$W = \frac{1}{2} \left[ 1 - \sqrt{1 - r_2^2} \right].$$

Коэффициент поглощения  $\kappa_\lambda$  ионами H<sup>-</sup> вычисляется нами как

$$\kappa_\lambda = \left( 4.158 \cdot 10^{-10} k_\lambda \theta^{\frac{5}{2}} \cdot 10^{0.754\theta} + k_\lambda^2 \right),$$

$$\log k_\lambda = \sum_{i=0}^3 a_i (\lambda - 8500),$$

$$\log k_\lambda^2 = \sum_{i=0}^2 \sum_{j=1}^3 b_j (\log \lambda)^j \log^i \theta, \quad \theta = \frac{5040}{T}, \quad (4)$$

где коэффициенты  $a_i, b_j$  брались из монографии Грея [6], а  $T(t)$  находилось по формуле (2) или (3). Угловое распределение  $I(\theta)$  рассчитывалось по формулам (1)-(4) для различных значений  $\lambda$  (1500-16500 Å) при значениях параметров  $T_{1eff}, T_{2eff}, r_1, r_2$ , характерных для ТДС типа Алголя. При расчете интеграла (1) верхний предел брался равным  $t_{max} = 20$ , подинтегральная функция аппроксимировалась с помощью кубических сплайнов, число точек интегрирования по  $t$  варьировалось в пределах 20-40. Точность вычислений оценивалась путем удвоения числа квадратурной формулы и составляет порядка 0.001 в относительных единицах.

**3. Результаты.** Из общих соображений и результатов расчетов в предшествующих исследованиях [4,5] следует, что при наличии заметного потока падающего извне излучения градиент температуры (при предположении выполнения условия ЛТР в фотосфере) заметно уменьшается по сравнению с одиночной звездой той же эффективной температуры. Вследствие этого заметно должен уменьшаться эффект потемнения к краю диска. Как следует из приведенных нами расчетов, при значениях  $T_{1eff} \approx 12000\text{K}$  и  $T_{2eff} \approx 4000\text{K}$ , а также  $r_1 = 0.2, r_2 = 0.3$  имеет место инверсия температурного распределения, и вместо уменьшения интенсивности излучения  $I(\theta)$  с ростом угла между нормалью к поверхности рассматриваемой площадки и данным направлением, наблюдается увеличение  $I(\theta)$ . Сказанное иллюстрируется для двух значений длин волн  $\lambda = 3750\text{Å}$  и  $\lambda = 15000\text{Å}$  на рис.1-2. Эти значения примерно соответствуют параметрам ТДС RW Tau, U Ser, WW Cyg, взятых нами из каталога двойных звезд Свечникова [7].

Этот эффект характерен для спутников ТДС типа Алголя позднее K0-K2. При температурах порядка  $T_{1eff} \approx 6000\text{K}$ , то есть для спектрального класса G и более ранних, он исчезает, хотя и в этом случае эффект

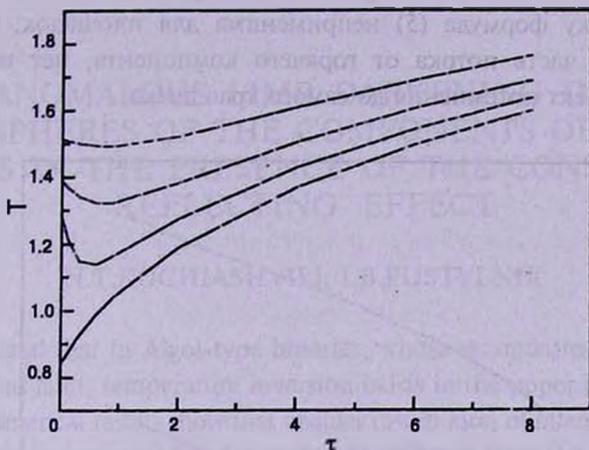


Рис.1. Зависимость температуры излучения от оптической толщины  $\tau$ . Для нижней кривой  $W=0$ , а для остальных -  $W=0.02$ ;  $\mu_0=0.2, 0.5$  и  $0.97$  снизу вверх соответственно.

потемнения к краю заметно меньше, чем для одиночной звезды.

В частном случае, при  $i=90^\circ$  и в моменты соединения ( $\varphi=0$  и  $\varphi=180^\circ$ ), можно легко перейти от угловой зависимости  $I(\theta)$  интенсивности выходящего излучения к закону потемнения к краю диска  $I(\mu)$  с помощью простого соотношения:

$$\mu_0 = \frac{1 - r_2 \mu}{\sqrt{1 - 2r_2 \mu + r_2^2}}, \quad (5)$$

где  $\mu$  - косинус угла между направлением линии центров ТДС и радиальным направлением из центра спутника.

Как видно из рис.1-3, закон потемнения к краю оказывается нелинейным, потемнение к краю гораздо более сильное, чем в случае одиночной звезды и, что не менее важно, зависимости  $I(\theta)$  и  $I(\mu)$  разительно отличаются друг от

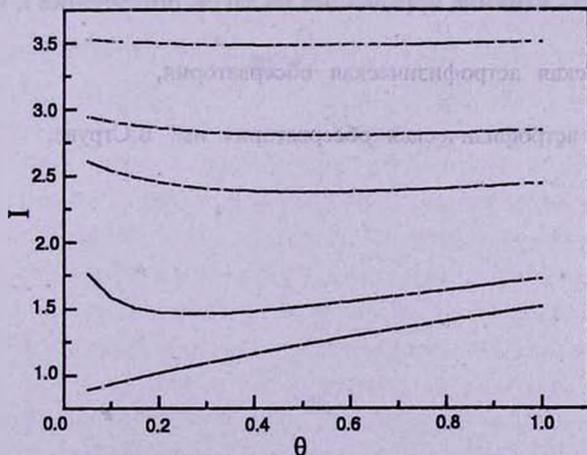


Рис.2. Зависимость интенсивности выходящего излучения от  $\theta$ . Для нижней кривой  $W=0$ , а для остальных -  $W=0.02$ .  $\mu_0=0.05, 0.3, 0.5$  и  $0.95$  снизу вверх соответственно.  $\lambda=15000\text{\AA}$ .

друга. Поскольку формула (5) неприменима для площадок, на которые попадает лишь часть потока от горячего компонента, нет возможности определить эффект потемнения до самого края диска.

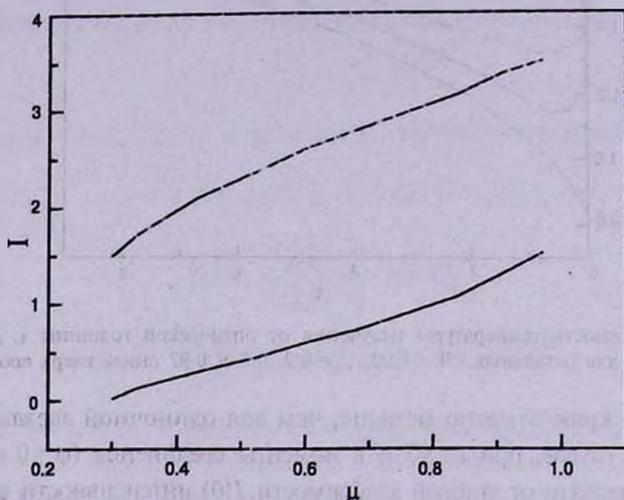


Рис.3. Зависимость интенсивности выходящего излучения от  $\mu$ .  $W = 0.02$ ,  $\lambda = 3750 \text{ \AA}$  для нижней кривой и  $\lambda = 15000 \text{ \AA}$  для верхней.

4. *Заключение.* Таким образом, как показывают результаты наших расчетов, для ТДС типа Алголя, у которых эффективные температуры компонентов различаются в 2.5-3 раза, эффект отражения приводит к необходимости корректного учета аномального потемнения к краю и несовпадения его с угловой зависимостью интенсивности выходящего излучения для отдельных точек на поверхности спутника. Иными словами, показано, что в данном случае процедура ректификации кривой блеска некорректна, т.к. она не в состоянии учесть влияние иррадиации на закон потемнения к краю диска.

Абастуманская астрофизическая обсерватория,  
Грузия  
Тартуская астрофизическая обсерватория им. В.Струве,  
Эстония

# ON ANOMALOUS LIMB DARKENING IN THE ATMOSPHERES OF THE COMPONENTS OF CLOSE BINARIES IN THE PRESENCE OF THE CONSPICUOUS REFLECTING EFFECT

N.T.KOCHIASHVILI, I.B.PUSTYLNİK

It is indicated that in Algol-type binaries, whose secondaries are of spectral type K0-K2 and later, temperature inversion exists in the upper layers of photosphere. The numerical results show that angular distribution of intensity of emerging radiation for the point considered is strikingly different from the limb darkening law in spherical-symmetric case.

## ЛИТЕРАТУРА

1. *А.Рубашевский*, Астрон. ж., 67, 860, 1990.
2. *I.Pustylnik, L.Tomasson*, Astrophys. and Space. Sci., 21, 495, 1973.
3. *E.E.Guinan*, Space. Sci. Rev., 50, 35, 1989.
4. *S.Sobieski*, Astrophys. J. Suppl. Ser., 12, 263, 1965.
5. *И.Пустыльник*, Астрофизика, 3, 69, 1967.
6. *Д.Грей*, Наблюдения и анализ звездных фотосфер, Мир, М., 1980.
7. *М.А.Свечников*, Каталог орбитальных элементов, масс и светимостей тесных двойных звезд. Изд-во Иркутского ун-та, 1986.