

УДК 524.387

## Синтез кривых блеска двойных систем: учет влияния звездного ветра

Э.А. Антохина, И.И. Антохин, А.М. Черепашчук

Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, Университетский пр-т, 13, Москва, Россия, 119991  
*elant@sai.msu.ru*

Поступила в редакцию 18 декабря 2012 г.

**Аннотация.** Методы синтеза кривых блеска и кривых лучевых скоростей позволяют определять физические параметры компонентов двойных систем разных типов. Здесь изложены основы нового алгоритма синтеза кривых блеска систем, содержащих звезды с протяженными расширяющимися атмосферами. Данный алгоритм позволяет анализировать кривые блеска систем, содержащих, например, звезды Вольфа-Райе.

LIGHT CURVES SYNTHESIS FOR BINARY SYSTEMS: STELLAR WIND INFLUENCE, *by E.A. Antokhina, I.I. Antokhin, A.M. Cherepashchuk.* Synthesis methods for light and radial velocity curves allow us to obtain physical parameters of components for binary systems of various types. We present the basics of a new light curve synthesis algorithm for binaries containing stars with extended expanding winds. The algorithm can be used to study, for instance, light curves of WR binaries.

**Ключевые слова:** тесные двойные системы, кривые блеска, звезды Вольфа-Райе

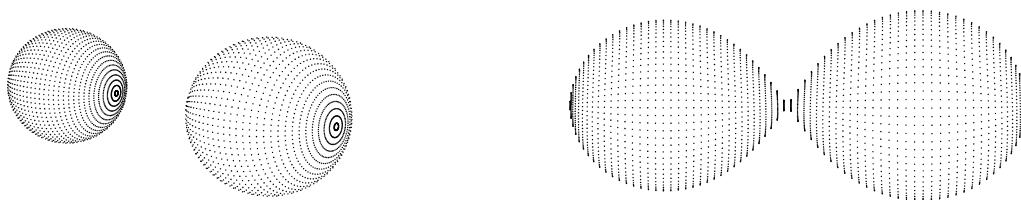
---

## 1 Введение

Тесные двойные системы (ТДС) являются одним из основных и самых надежных источников информации о фундаментальных параметрах звезд – их массах, радиусах и светимостях. Кроме того, компонентами двойных систем являются такие интересные астрофизические объекты, как звезды Вольфа-Райе, белые карлики, нейтронные звезды, черные дыры. Поэтому изучение ТДС представляет большой интерес для современной астрофизики. Предложенные в начале 1970-х годов методы синтеза кривых блеска (Хилл, Хатчингс, 1970; Вилсон, Девинней, 1971; Вуд, 1971; и др.) позволили анализировать наблюдения и получать параметры компонентов “неклассических” двойных систем. В проэволюционировавших двойных системах из-за приливно-вращательных деформаций звезда имеет сложную форму и неоднородное распределение температуры по поверхности вследствие эффекта гравитационного потемнения и эффекта прогрева излучением спутника. Также во взаимодействующих ТДС часто присутствуют околозвездные газовые структуры – диски, струи, общие оболочки. Поэтому методы синтеза кривых блеска и кривых лучевых скоростей постоянно совершенствуются и усложняются с целью учесть перечисленные эффекты.

В России методы синтеза начали разрабатываться в конце 70-х годов в Государственном астрономическом институте им. П.К. Штернберга (Бочкарев и др., 1979; Балог и др., 1981). К настоящему

времени в ГАИШ создан комплекс программ для анализа кривых блеска различных типов двойных систем: модель рентгеновской системы (Балог и др., 1981), ТДС в модели Роша на круговой и эллиптической орбитах (Антохина, 1988, 1996), модель с прецессирующим оптически толстым диском и джетами (Антохина, Черепашук, 1987; Антохина и др., 1992), с пятнами на поверхности звезд (Хрузина, Черепашук, 1995), струями перетекающего вещества (Хрузина, 2005) и др. Также созданы алгоритмы для анализа кривых лучевых скоростей звезд (Антохина, Черепашук, 1994; Антохина и др., 2005). С использованием этих вычислительных алгоритмов был выполнен анализ десятков ТДС и получены физические параметры их компонентов. На рис. 1 приведены модели для случаев частичного и полного заполнения звездами полостей Роша. Эти модели будут использоваться в дальнейших расчетах (см. п. 3).



**Рис. 1.** Двойная система в модели Роша. Слева – Модель 1, звезды далеки от заполнения критических полостей Роша. Справа – Модель 2, звезды заполняют критические полости Роша

Цель данной работы – обобщение модели синтеза кривых блеска тесной двойной системы в модели Роша на случай, когда вокруг одной из компонент имеется протяженная атмосфера (звездный ветер). Использование такой модели позволило бы анализировать кривые блеска двойных систем, содержащих, например, звезды Вольфа-Райе (WR). Актуальность задачи связана с открытием в последнее время очень массивных звезд Вольфа-Райе в составе затменных двойных систем: WR20a ( $M_{WR1} \approx 116 M_{\odot}$ ) (Бонанос и др., 2004) и NGC 3601-A1 ( $M_{WR1} \approx 116 M_{\odot}$ ,  $M_{WR2} \approx 89 M_{\odot}$ ) (Шнурр и др., 2008). Радиусы этих звезд WR, найденные из анализа затмений, весьма велики ( $\sim 20 R_{\odot}$ ) (Бонанос и др., 2004; Моффат и др., 2004) и соответствуют звездам главной последовательности нормального химического состава. Это кажется удивительным, поскольку в спектрах этих звезд наблюдаются мощные эмиссионные линии He I и He II, что свидетельствует о том, что атмосферы обогащены гелием. Если принять классическую схему образования звезд WR в результате значительной потери водородной оболочки массивной звездой, то следует ожидать, что звезды WR в системах WR20a и NGC 3601-A1 должны иметь дефицит радиусов по сравнению со звездами главной последовательности той же массы.

Как уже упоминалось, радиусы звезд WR в системах WR20a и NGC 3601-A1 были получены из анализа затмений (Бонанос и др., 2004; Моффат и др., 2004). Можно предполагать, что большие значения радиусов обусловлены тем, что при их определении из анализа затмений не учитывалось поглощение света звезд в звездном ветре звезды WR. Для анализа кривых блеска использовались модели, аналогичные модели Вилсона-Девиннея (Вилсон, Девинней, 1971; Вилсон, 1979), предполагающие, что двойная система состоит из двух звезд с тонкими атмосферами, эффекты поглощения излучения в звездном ветре не учитывались. Учет эффектов поглощения в ветре звезды WR, очевидно, приведет к уменьшению радиуса звезды WR по сравнению со стандартной моделью Роша. Возможно, это позволит объяснить параметры звезд WN6h в системах WR20a и NGC 3601-A1 в рамках классической схемы образования звезд WR (см., например, Тутуков, Юнгельсон, 1973).

Ранее различными исследователями уже были предприняты попытки учесть поглощение в звездном ветре в предположении постоянства его скорости (Пустыльник, Эйнасто, 1984; Антохина, Черепашук, 1988; Каллраф, Милоне, 1999). Такое предположение упрощает расчеты, но в действительности звездный ветер горячих звезд движется с ускорением. В предлагаемом нами алгоритме можно использовать произвольный закон изменения скорости звездного ветра. В расчетах для этой работы мы использовали общепринятый закон Ламерса (Ламерс, Кассинелли, 1999). Данный алгоритм можно применять к двойным системам, содержащим звезды с ветрами, и в частности к системам со звездами Вольфа-Райе.

Заметим, что существует другой способ анализа кривых блеска систем со звездами Вольфа-Райе, предложенный Черепашуком и др. (1978) и усовершенствованный в последние годы (Антохин и Черепашук, 2001, 2007; Антохин, 2012). Метод заключается в использовании регуляризирующих алгоритмов для решения интегральных уравнений, описывающих затмения в системе. С этими алгоритмами получены надежные параметры ряда звезд WR в составе ТДС, но они могут применяться лишь к звездам, форма которых близка к шаровой. Использование возможностей методов синтеза позволит анализировать кривые блеска звезд с приливно-деформированными поверхностями.

## 2 Модель

Рассматривается двойная система в модели Роша (Антохина, 1996). Одна из компонент (звезда 2) окружена однородным сферически симметричным звездным ветром. Для каждой элементарной площадки на поверхности звезд вычисляется поток излучения в направлении наблюдателя с учетом затмений и поглощения в звездном ветре. Закон скорости движения ветра задается в параметрическом виде, в данной работе мы используем модификацию общепринятого  $\beta$ -закона (Ламерс и Кассинелли, 1999)  $v(r) = v_\infty \left(1 - \frac{r_*}{r}\right)^\beta$  (см. ниже).

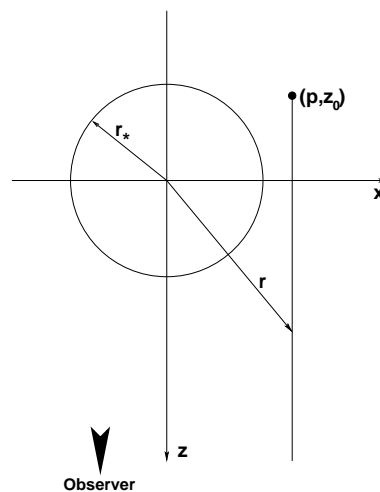


Рис. 2. Геометрия модели и система координат

Главным источником непрозрачности в оптическом континууме является электронное рассеяние. Задача состоит в том, чтобы для каждой элементарной площадки на поверхности звезд учесть поглощение в звездном ветре в направлении наблюдателя. На рис. 2 показана геометрия задачи и система координат. Оптическая толщина от произвольной точки ветра с координатами  $(p, z_0)$  до наблюдателя вычисляется по формуле:

$$\tau(p) = \int_{z_0}^{\infty} \alpha(z) dz, \quad (1)$$

где  $\alpha(z)$  – линейный коэффициент поглощения на луче зрения в точке  $z$ . Поскольку мы рассматриваем сферически-симметричный ветер, удобно перейти к независимой переменной  $r$ , сделав замену переменных  $r = \sqrt{z^2 + p^2}$ . Тогда уравнение (1) превращается в уравнение:

$$\begin{aligned} \tau(p) &= \int_{r_0}^{\infty} \frac{\alpha(r) r dr}{\sqrt{r^2 - p^2}}, \quad z_0 > 0 \\ \tau(p) &= 2 \cdot \int_p^{r_0} \frac{\alpha(r) r dr}{\sqrt{r^2 - p^2}} + \int_{r_0}^{\infty} \frac{\alpha(r) r dr}{\sqrt{r^2 - p^2}}, \quad z_0 \leq 0. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь  $r_0 = \sqrt{p^2 + z_0^2}$ .

В предположении Томсоновского рассеяния  $\alpha(r) = \sigma_T n_e$  и с использованием уравнения неразрывности, получаем:

$$\int \frac{\alpha(r) r dr}{\sqrt{r^2 - p^2}} = \frac{z_e \sigma_T \dot{M}}{4\pi m_p} \int, \frac{dr}{r v(r) \sqrt{r^2 - p^2}}, \quad (3)$$

где  $\dot{M}$  – скорость потери массы звездой,  $m_p$  – масса протона,  $v(r)$  – закон изменения скорости в ветре,  $z_e$  – параметр ионизации. Если звездный ветер имеет солнечный химсостав, то есть водород является наиболее обильным элементом,  $z_e = 1$  (в ветрах горячих звезд водород полностью ионизован). В ветрах звезд WR наиболее обильным элементом является гелий, поэтому  $z_e \simeq 0.5$ , если гелий полностью ионизован, и  $z_e \simeq 0.25$  в зоне He II.

Чтобы избавиться от сингулярности подинтегральной функции, связанной с тем, что  $v(r_*) = 0$ , закон скорости можно представить в виде:

$$v(r) = V_0 + (V_\infty - V_0) \cdot \left(1 - \frac{r_*}{r}\right)^\beta. \quad (4)$$

Параметр  $V_0$  может быть равен звуковой скорости в гидростатическом ядре звезды. При этом в подинтегральном выражении (3) все еще остается интегрируемая сингулярность при  $r = p$ . Для численного интегрирования и вычисления  $\tau$  используется процедура QACS из пакета QUADPACK (Писсенс и др., 1983), которая позволяет вычислять интегралы с сингулярностью в граничных точках.

### 3 Моделирование кривых блеска ТДС, содержащих звезды с протяженными атмосферами

Для исследования влияния поглощения в звездном ветре мы выполнили модельные расчеты кривых блеска. Рассматривались две модели – разделенная двойная система (Модель 1) и контактная система (Модель 2) на круговых орбитах (рис. 1). Вращение звезд синхронно с орбитальным обращением. В обеих моделях параметры первой и второй компонент идентичны, но вторая компонента окружена звездным ветром. Такой выбор параметров помогает выделить и отдельно изучить эффект дополнительного поглощения излучения в ветре. Если звездный ветер не учитывается, то оба минимума кривой блеска имеют одинаковую глубину. Если мы учитываем поглощение в ветре, то глубина вторичного минимума заметно увеличивается, в то время как глубина первого минимума уменьшается. Во вторичном минимуме компонента, окруженная ветром, находится впереди. Параметры моделей и их описания приведены в табл. 1.

В процессе расчетов параметры звезд были зафиксированы, а параметры звездного ветра варьировались, причем параметры звездного ветра  $\dot{M}$ ,  $V_\infty$ ,  $\beta$  варьировались поочередно. Когда один из параметров варьировался, значения других были зафиксированы:  $\dot{M} = 2 \cdot 10^{-5} M_\odot/\text{год}$ ,  $V_\infty =$

Таблица 1. Параметры модели

| Параметр                           | Модель 1                    | Модель 2                    | Описание   |
|------------------------------------|-----------------------------|-----------------------------|--|
| <b>Параметры двойной системы</b>   |                             |                             |  |
| $M_1, M_2 (M_\odot)$               | 10                          | 10                          | Массы звезд  |
| $T_1, T_2 (K)$                     | 30000                       | 30000                       | Средние эффективные температуры звезд  |
| $\mu_1, \mu_2$                     | 0.5                         | 1.0                         | Коэффициенты заполнения полостей Роша ( $\mu = 1$ для звезд, заполняющих критическую полость Роша в периастре) |
| $i$ (град.)                        | 80                          | 70                          | Наклонение орбиты  |
| $P$ (дни)                          | 5.0                         | 5.0                         | Период   |
| $e$                                | 0.0                         | 0.0                         | Эксцентриситет   |
| $\omega$                           | 0.0                         | 0.0                         | Долгота периастра, звезда 1  |
| $F_1, F_2$                         | 1.0                         | 1.0                         | Коэффициенты асинхронности вращения  |
| $\beta_1, \beta_2$                 | 0.25                        | 0.25                        | Коэффициенты гравитационного потемнения  |
| $A_1, A_2$                         | 1.0                         | 1.0                         | Болометрические альбедо  |
| $x_1, x_2$                         | 1.0                         | 1.0                         | Коэффициенты потемнения к краю   |
| $l_3$                              | 0.0                         | 0.0                         | “Третий свет”  |
| $\lambda$ (Å)                      | 4400                        | 4400                        | Эффективная длина волны монохроматической кривой блеска  |
| <b>Параметры ветра</b>             |                             |                             |  |
| $\dot{M}$ ( $M_\odot/\text{год}$ ) | $10^{-5} - 4 \cdot 10^{-5}$ | $10^{-5} - 4 \cdot 10^{-5}$ | Скорость потери массы  |
| $V_\infty$ (км/с)                  | 1000 – 2000                 | 1000 – 2000                 | Скорость звездного ветра на бесконечности  |
| $\beta$                            | 0.5 – 1.5                   | 0.5 – 1.5                   | Параметр в законе скорости ( $\beta$ -закон)   |
| $z_e$                              | 0.5                         | 0.5                         | Число электронов на единицу атомной массы  |

2000 км/с,  $\beta = 0.5$ . Также мы полагали, что звездный ветер состоит из полностью ионизованного гелия, то есть  $z_e \simeq 0.5$ . Начальная скорость звездного ветра полагалась равной  $V_0 = 10$  км/с.

Наши расчеты показали, что форма модельных кривых блеска сильно зависит от значений параметров звездного ветра  $\dot{M}$ ,  $V_\infty$ ,  $\beta$  (рис. 3–5). Глубина и ширина минимумов кривой блеска может сильно увеличиваться при учете поглощения в звездном ветре по сравнению с моделью без учета ветра. Рисунки также показывают, что изменения разных параметров звездного ветра могут приводить к похожим изменениям кривых блеска. То есть разделить влияние  $\dot{M}$ ,  $V_\infty$ ,  $\beta$  на кривую блеска трудно. Однако, если анализировать конкретную двойную систему, часть параметров может быть определена независимо из наблюдений. Например, величину  $V_\infty$  определяют по ультрафиолетовым спектрам, величину потери массы  $\dot{M}$  по данным радионаблюдений и т. д. Основной вывод, который можно сделать по результатам модельных расчетов, состоит в том, что увеличение ширины и глубины затмений из-за поглощения в звездном ветре может существенно повлиять на определяемые из наблюдений температуры и радиусы звезд. Таким образом, эффект поглощения излучения в звездном ветре необходимо учитывать при анализе кривых блеска двойных систем со звездами Вольфа-Райе.

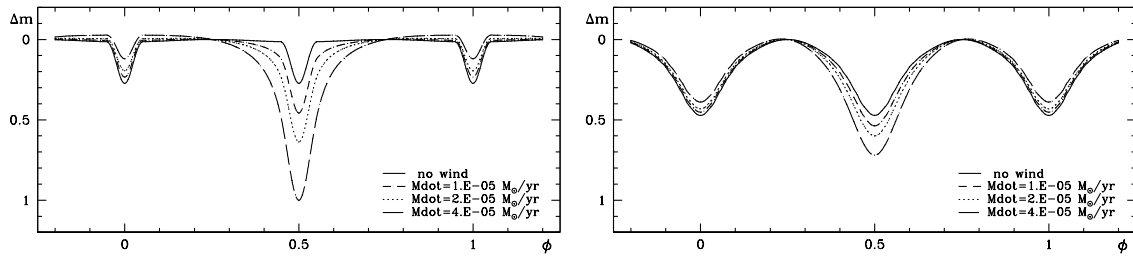


Рис. 3. Влияние величины скорости потери массы  $\dot{M}$  на кривые блеска. Модель 1 (слева), Модель 2 (справа)

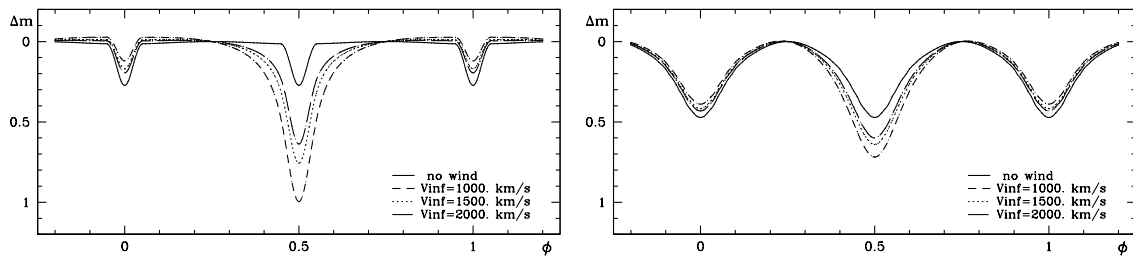


Рис. 4. То же, что на рис. 3, при варьировании величины скорости ветра на бесконечности  $V_\infty$

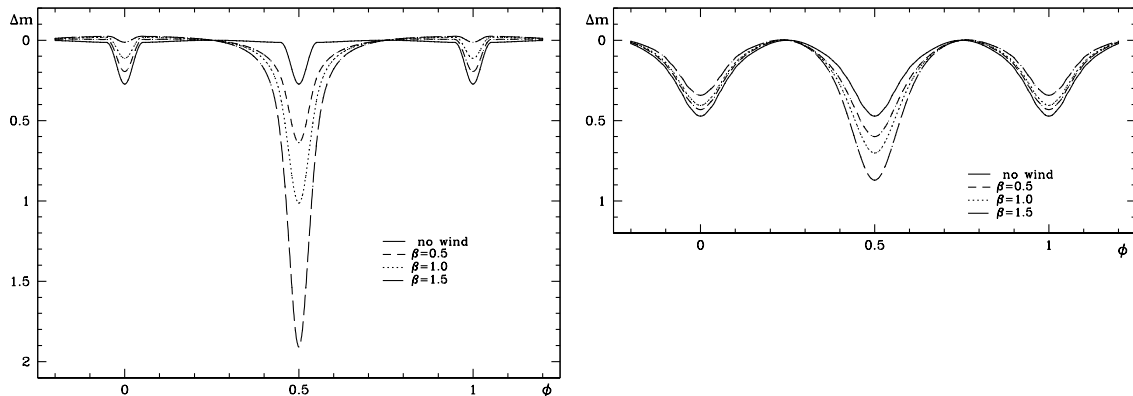


Рис. 5. То же, что на рис. 3, при варьировании параметра в законе скорости ветра  $\beta$

Работа была поддержана грантом РФФИ 11-02-00258 и грантом “Ведущие научные школы России” НШ-2374.2012.2.

## Литература

- Антохин (Antokhin I.I.) // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 2012. V. 420. P. 495.  
 Антохин И.И., Черепашук А.М. // Астрон. журн. 2001. Т. 78. С. 313.  
 Антохин И.И., Черепашук А.М. // Астрон. журн. 2007. Т. 84. С. 542.  
 Антохина Э.А. // Астрон. журн. 1988. Т. 65. С. 1164.

- Антохина Э.А. // Астрон. журн. 1996. Т. 73. С. 532.
- Антохина Э.А., Черепашук А.М. // Астрон. журн. 1987. Т. 64. С. 562.
- Антохина Э.А., Черепашук А.М. // Астрон. журн. 1988. Т. 65. С. 1016.
- Антохина Э.А., Черепашук А.М. // Астрон. журн. 1994. Т. 71. С. 420.
- Антохина Э.А., Сейфина Е.В., Черепашук А.М. // Астрон. журн. 1992. Т. 69. С. 282.
- Антохина Э.А., Черепашук А.М., Шиманский В.В. // Астрон. журн. 2005. Т. 82. С. 131.
- Балог Н.И., Гончарский А.В., Черепашук А.М. // Астрон. журн. 1981. Т. 58. С. 67.
- Бонанос и др. (Bonanos A.Z., Stanek K.Z., Udalski A., et al.) // *Astrophys. J.* 2004. V. 611. L33.
- Бочкарев Н.Г., Карицкая Е.М., Шакура Н.И. // Астрон. журн. 1979. Т. 56. С. 16.
- Вилсон (Wilson R.E.) // *Astrophys. J.* 1979. V. 234. P. 1054.
- Вилсон, Девинней (Wilson R.E., Devinney E.J.) // *Astrophys. J.* 1971. V. 166. P. 605.
- Вуд (Wood D.B.) // *Astron. J.* 1971. V. 76. P. 701.
- Каллраф, Милоне (Kallrath J., Milone E.) // *Eclipsing Binary Stars: Modeling and Analysis*. New York: Springer-Verlag. 1999. P. 112.
- Ламерс, Кассинелли (Lamers H.J.G.L.M., Cassinelli J.P.) // *Introduction to Stellar Winds*. Cambridge, UK: Cambridge University Press. 1999. P. 206.
- Моффат и др. (Moffat A.F.J., Poitras V., Marchenko S.V., et al.) // *Astron. J.* 2004. V. 128. P. 2854.
- Писсенс и др. (Piessens R. et al.) // *QUADPACK: A Subroutine Package for Automatic Integration*. Berlin. New York: Springer-Verlag. 1983. P. 301.
- Пустыльник И.Б., Эйнасто Л. // Письма в Астрон. журн. 1984. Т. 10. С. 516.
- Тутуков А.В., Юнгельсон Л.Р. // Научные информации Астросовета АН СССР. 1993. Вып. 27. С. 58.
- Хилл, Хатчингс (Hill G., Hutchings J.B.) // *Astrophys. J.* 1970. V. 162. P. 265.
- Хрузина Т.С., Черепашук А.М. // Астрон. журн. 1995. Т. 72. С. 203.
- Хрузина Т.С. // Астрон. журн. 2005. Т. 82. С. 881.
- Черепашук А.М., Гончарский А.В., Ягола А.Г. // Численные методы решения обратных задач астрофизики. Москва: Наука. 1978.
- Шнурр и др. (Schnurr O., Casoli J., Chene A.-N., et al.) // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 2008. V. 389. L38.