

# О ПРИРОДЕ БЫСТРОЙ ПЕРЕМЕННОСТИ ПОКАЗАТЕЛЕЙ ЦВЕТА ЗВЕЗДЫ ТИПА UX Ori RY Lupi В ГЛУБОКИХ МИНИМУМАХ БЛЕСКА

© 2023 г. Д. В. Дмитриев<sup>1,2\*</sup>, В. П. Гринин<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup>Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup>Крымская астрофизическая обсерватория РАН, п. Научный, Россия

<sup>3</sup>Астрономический институт им. В.В. Соболева Санкт-Петербургского государственного университета, Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 01.08.2023 г.

После доработки 22.08.2023 г.; принята к публикации 14.09.2023 г.

Предложено объяснение быстрых вариаций показателей цвета на диаграммах цвет–величина, наблюдавшихся Гамом и соавторами у звезды типа Т Тельца RY Lup во время глубоких минимумов блеска. Расчеты показали, что причиной переменности может быть горячее аккреционное пятно на поверхности звезды в сочетании с неоднородной структурой газопылевых облаков, экранирующих звезду. Наблюдавшаяся скорость изменений показателей цвета позволяет оценить скорость перемещения экрана по диску звезды  $\approx 100$  км/с. Такая скорость близка к типичным скоростям движения газа вблизи звезд типа Т Тельца.

**Ключевые слова:** звезды типа UX Ori, звезды типа Т Тельца.

**DOI:** 10.31857/S0320010823080016, **EDN:** YBVKNM

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Изменения околозвездной экстинкции являются одной из причин переменности блеска молодых звезд. В наиболее чистом виде этот механизм переменности проявляется у молодых горячих звезд типа UX Ori и является следствием ориентации околозвездных дисков этих звезд — почти с ребра (Гринин и др., 1991). Изменения экстинкции у таких звезд отражают неоднородную структуру дисков и обусловлены протекающими в них нестационарными процессами. Прототипом таких звезд является звезда Ae Хербига UX Ori (Хербст и др., 1994).

На поверхности звезд типа UX Ori нет холодных магнитных пятен, а аккреционные пятна светят в основном в далекой ультрафиолетовой области спектра. Благодаря этому собственные светимости этих звезд в оптической области спектра весьма стабильны и единственной причиной наблюдаемой переменности блеска является изменение количества пылевых частиц на луче зрения между звездой и наблюдателем. Это обстоятельство делает такие объекты чрезвычайно ценными источниками информации о распределении вещества в газопылевых атмосферах протопланетных дисков и протекающих в них динамических процессах.

В отличие от них блеск звезд типа Т Тельца может меняться со временем не только из-за изменений околозвездной экстинкции, но также и вследствие поверхностной неоднородности: наличия на звездах холодных (магнитных) и горячих (аккреционных) пятен. Подобная переменность, правда, имеет периодический характер, связанный с вращением звезды, в отличие от переменности, связанной с затмениями звезды околозвездной пылью. Однако наличие горячего пятна на поверхности звезды может влиять на характер таких затмений. В работе Дмитриева и др. (2021) было показано, что наличие горячего пятна на поверхности звезды может оказывать существенное влияние на положение звезды на диаграмме цвет–величина в случае неоднородного распределения пыли в пылевом экране (облаке), затмевающем звезду.

Звезда RY Lup является одной из звезд типа Т Тельца, демонстрирующих переменность типа UX Ori. На то что эта переменность связана именно с затмениями околозвездной пылью, указывают фотометрические и поляриметрические наблюдения (см., например, Гам и др., 1993; Мансет и др., 2009). Как и у других звезд этого типа, причиной такой переменности блеска является небольшой наклон околозвездного диска к лучу зрения (Ланглолиз и др., 2018). При этом в работе Гама и др. (1989) наблюдались очень быстрые изменения

\*Электронный адрес: dmitrievdv242@gmail.com

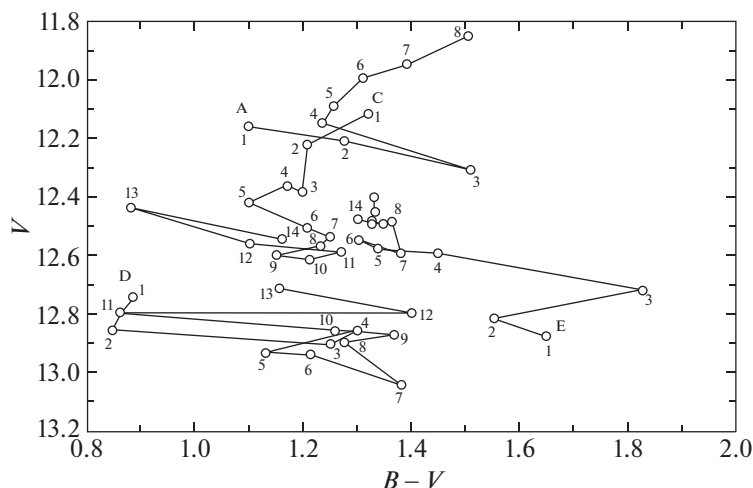


Рис. 1. Фрагмент диаграммы цвет—величина RY Lup из статьи Гама и др. (1989). Показаны данные за четыре наблюдательных ночи: А, С, D, Е. Цифры указывают порядок наблюдений (с разрешения Astron. Astrophys.).

показателя цвета на промежутках времени около 30–60 мин. После скачка в сторону поглубления или покраснения звезда часто возвращалась в близкое к наблюдавшемуся до скачка положению (см. рис. 1). В настоящей работе предлагается объяснение такой переменности.

В разделе 2 дается подробное описание наблюдавшихся скачков, раздел 3 описывает предлагаемую авторами модель, результаты применения которой к наблюдениям представлены в разделе 4. Закрывающее работу обсуждение результатов дано в разделе 5.

## 2. БЫСТРЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ ПОКАЗАТЕЛЯ ЦВЕТА

В работе Гама и др. (1989) была описана быстрая переменность показателя цвета RY Lup на диаграмме  $(B - V)/V$ . Изменения составляли порядка нескольких десятых звездной величины в течение  $\approx 30$  мин, причем как в сторону увеличения, так и в сторону уменьшения показателя цвета. Мы предполагаем, что такая быстрая переменность обусловлена наличием неоднородностей в затмевающих звезду областях околосредного диска, характерный размер которых существенно меньше радиуса звезды, причем возможны как локальные просветления, так и более плотные участки. Такие неоднородности, проходя по диску звезды, будут вызывать небольшие изменения блеска. Однако, если на звезде существует горячее аккреционное пятно, то такая неоднородность, пройдя по нему, может оказать существенное влияние на цвет звезды, особенно, если звезда уже частично закрыта пылью. Если на горячее пятно попадет просветление, то произойдет уменьшение показателя цвета

$B - V$ , которое будет сопровождаться небольшим увеличением яркости звезды. В случае уплотнения произойдет обратное изменение — увеличение показателя цвета  $B - V$  и уменьшение яркости. Подобные изменения как раз и наблюдались у RY Lup (см. рис. 1). При этом в случае прохождения небольшой неоднородности по горячему пятну звезда быстро вернется к начальному положению на диаграмме  $(B - V)/V$ .

Можно оценить скорость прохождения подобной неоднородности в пылевом экране по горячему пятну как

$$v = \frac{d + d_{\text{sp}}}{t},$$

где  $d$  — размер неоднородности,  $d_{\text{sp}}$  — размер пятна, а  $t$  — продолжительность прохождения. Если принять  $d = d_{\text{sp}} = 0.1R_*$  при  $R_* = 2.2 R_{\odot}$ , а  $t \approx 1^{\text{h}}$  (Гама и др., 1989), то

$$v \approx 90 \text{ км/с},$$

что соответствует характерным скоростям движения газа и пыли в окрестностях звезд типа Т Тельца. Демонстрационная модель прохождения просветления по горячему пятну на поверхности звезды показана на рис. 2. Для расчета бралась модель из статьи Дмитриева и др. (2021), и в экран добавлялось небольшое просветление с характерным размером  $\approx 0.1R_*$ , которое быстро проходило по пятну во время затмения. Представленная на рис. 2 диаграмма цвет—величина рассчитана для случая, когда неоднородность в экране описывается двумерным Гауссом. Более подробное описание модели дано в Приложении.

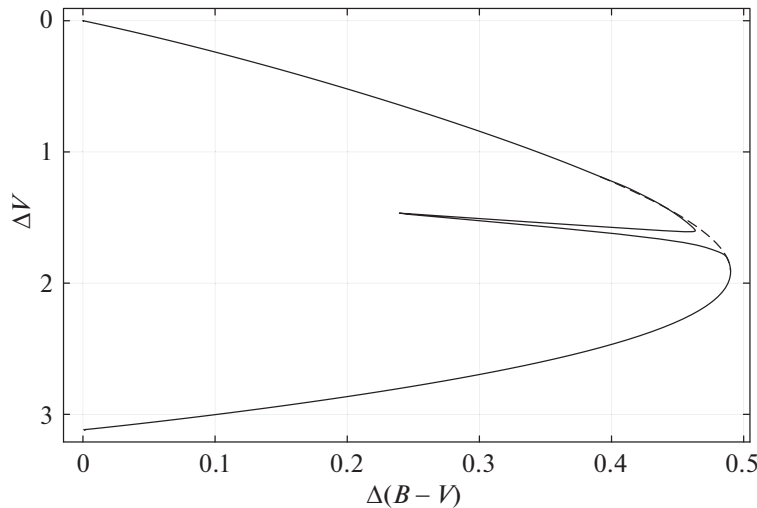


Рис. 2. Демонстрационный расчет прохождения просветления в пылевом экране по горячему пятну на поверхности звезды во время затмения. Пунктиром показан модельный трек затмения в отсутствие просветления.

### 3. ПРОСТАЯ МОДЕЛЬ НЕОДНОРОДНОСТИ

Чтобы промоделировать прохождение неоднородности по диску звезды с горячим пятном, требуется задать ряд параметров, описывающих форму аккреционного пятна на поверхности звезды, форму просветления, скорость его движения и т.д. Такое большое число параметров делает моделирование наблюдений чрезвычайно сложным. Поэтому необходимо значительно упростить модель. У  $\text{RY Lyr}$  после скачка часто наблюдается возврат примерно в ту же точку диаграммы цвет–величина. Это позволяет предположить, что в таких случаях возмущение плотности в пылевом экране имеет локальный характер, и глобально оно не изменяется во время прохождения неоднородности по горячему пятну. Пока для простоты примем, что пылевой экран однороден на масштабе диска звезды. Поток от системы звезда + диск при таком затмении можно записать как

$$F_0 = F_\star e^{-\tau} + sF_\star, \quad (1)$$

где  $s$  характеризует вклад рассеянного излучения. Его величину можно оценить из минимального наблюдаемого блеска звезды. В дальнейшем, если это будет необходимо, будем обозначать величины в конкретном фильтре, дописывая индексы, например,  $F_V$ ,  $s_B$ ,  $\tau_I$ . Отсутствие индексов означает, что вся формула записана для одного фильтра. Так как мы предполагаем, что сильный скачок в показателе цвета возникает из-за наличия на поверхности звезды горячего пятна, поток  $F_\star$  необходимо разбить на излучение фотосферы и излучение горячего пятна:

$$F_\star = F_{\text{sp}}f + F_{\text{ph}}(1 - f), \quad (2)$$

где  $F_{\text{sp}}f$  — поток от пятна,  $F_{\text{ph}}(1 - f)$  — поток от фотосферы. Величина  $f$  равна отношению площади пятна к площади диска звезды.

Мы также можем записать

$$F = F_\star(1 + s)10^{-0.4(m - m_0)} = F_\star(1 + s)\varepsilon, \quad (3)$$

где  $F_\star(1 + s)$  — поток вне затмения, а  $m - m_0$  — наблюдаемое потемнение в звездных величинах в соответствующем фильтре до скачка. Здесь для краткости записи вводится новое обозначение  $\varepsilon = 10^{-0.4(m - m_0)}$ . Тогда, используя (1), получаем простое соотношение для оптической толщины экрана

$$e^{-\tau} = \varepsilon(1 + s) - s = \varepsilon - s(1 - \varepsilon). \quad (4)$$

Рассмотрим теперь появление в затмевающем экране возмущения с оптической толщиной  $\tau_a$ . Пусть его площадь равна  $f_S S_\star$ . Тогда можно записать поток от системы как

$$F_a = F + f_S(F_{\text{sp}}f_a + F_{\text{ph}}(1 - f_a))(e^{-\tau_a} - e^{-\tau}), \quad (5)$$

где  $f_w$  — доля площади пятна внутри области возмущения. Тогда, введя обозначение

$$F_w = F_{\text{sp}}f_a + F_{\text{ph}}(1 - f_a) \quad (6)$$

и используя соотношения (3) и (4), можно получить

$$\begin{aligned} F_a &= F + f_S F_w (e^{-\tau_a} - e^{-\tau}) = \\ &= F + f_S F_0 \frac{F_w}{F_\star} \left( \frac{e^{-\tau_a}}{\varepsilon(1 + s)} - \frac{\varepsilon(1 + s) - s}{\varepsilon(1 + s)} \right). \end{aligned} \quad (7)$$

Тогда можно записать разность звездных величин до и после появления окна

$$\Delta m_a = 2.5 \lg \frac{F_a}{F} = \quad (8)$$

$$= 2.5 \lg \left( 1 + f_S \frac{F_w}{F_\star} \left( \frac{e^{-\tau_a}}{\varepsilon(1+s)} - \frac{\varepsilon(1+s) - s}{\varepsilon(1+s)} \right) \right).$$

Однако модель однородного экрана может быть не применима к звездам типа Т Тельца, так как пылевой диск может подходить близко к звезде, где его толщина становится меньше радиуса звезды и, тем самым, пыль может быть неоднородно распределена по диску звезды. В таком случае включить подобную неоднородность в модель без значительного ее усложнения можно, введя величину

$$e^{-\langle \tau \rangle} = \varepsilon(1+s) - s = \varepsilon - s(1-\varepsilon). \quad (9)$$

Эта величина, как следует из сказанного выше, соответствует значению оптической толщины в предположении однородного экрана. Поскольку в рамках принятых упрощений не нужно точно задавать распределение пыли в экране, то, предположив, что на масштабе возмущения распределение пыли однородно, можно записать оптическую толщину на месте его появления как

$$\tau = \sigma_a \langle \tau \rangle. \quad (10)$$

Здесь параметр  $\sigma_a$  характеризует неоднородность распределения пыли в экране на масштабе диска звезды. Тогда в выражение (7) нужно подставить

$$e^{-\tau} = e^{-\sigma_a \langle \tau \rangle} = (e^{-\langle \tau \rangle})^{\sigma_a} = (\varepsilon(1+s) - s)^{\sigma_a}. \quad (11)$$

Следовательно, уравнение (8) модифицируется в

$$\Delta m_a = 2.5 \lg \left( 1 + f_S \frac{E_w}{E_\star} \left( \frac{e^{-\tau_a}}{\varepsilon(1+s)} - \frac{\varepsilon(1+s) - s}{\varepsilon(1+s)} \right) \right). \quad (12)$$

Стоит отметить, что параметр  $\sigma_a$  не зависит от фильтра, так как характеризует неоднородность распределения пыли в экране.

Такая упрощенная модель позволяет оценить параметры аккреционного пятна  $T_{\text{сп}}$ ,  $f$  и возмущения  $f_S$ ,  $f_a$ , необходимые для воспроизведения наблюдаемых скачков на диаграмме цвет–величина.

#### 4. РЕЗУЛЬТАТЫ

Из наблюдений можно оценить параметры  $s_V$ ,  $s_B$ , предполагая, что в самых глубоких минимумах все излучение состоит из рассеянного

излучения околозвездного диска. Тогда

$$\log s = 0.4(m_{\min} - m_0),$$

где  $m_{\min}$  — минимальная наблюдавшаяся звездная величина в соответствующем фильтре. Тогда из работ Гама и др. (1989, 1993) следует  $s_B \approx s_V \approx 0.07$ . Для моделирования мы выбрали три скачка, изображенных на рис. 1: A2-4, C12-14 и D9-12, далее цифры при упоминании конкретного скачка будут опускаться. Ниже приводятся принятые параметры скачков, а именно, звездная величина в полосе  $V$  и показатель цвета  $B - V$  в начале скачка и их изменения  $\Delta V$ ,  $\Delta(B - V)$  в процессе скачка:

$$A : V = 12.2, B - V = 1.25; \Delta V = 0.15, \Delta(B - V) = 0.25;$$

$$C : V = 12.55, B - V = 1.1; \Delta V = -0.1, \Delta(B - V) = -0.25;$$

$$D : V = 12.8, B - V = 1.4; \Delta V = 0, \Delta(B - V) = -0.55.$$

При этом при моделировании скачка А предполагалось, что оптическая толщина неоднородности  $\tau_a = \infty$ , а при моделировании скачков С и D  $\tau_a = 0$ . При таких значениях  $\tau_a$  формулу (12) можно записать как

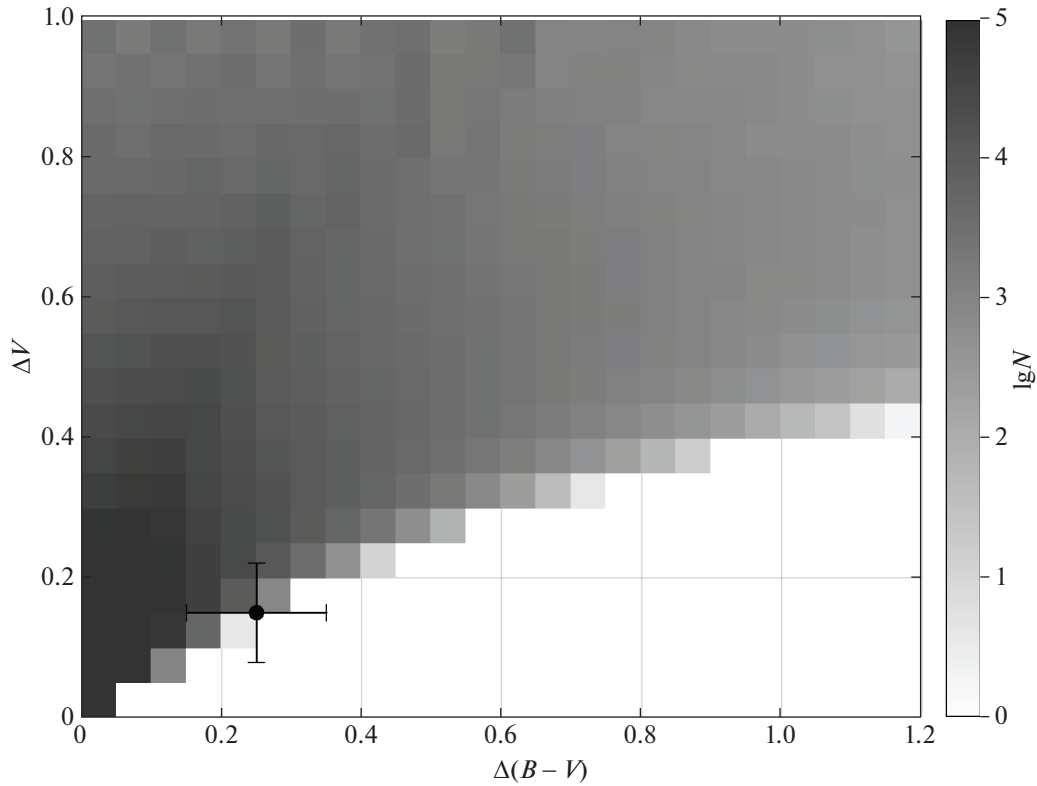
$$\Delta m_a = 2.5 \lg \left( 1 - f_S \frac{E_w}{E_\star} \left( \frac{(\varepsilon(1+s) - s)^{\sigma_a}}{\varepsilon(1+s)} \right) \right) \quad (13)$$

для  $\tau_a = \infty$  и

$$\Delta m_a = 2.5 \lg \left( 1 + f_S \frac{E_w}{E_\star} \left( \frac{1}{\varepsilon(1+s)} - \frac{(\varepsilon(1+s) - s)^{\sigma_a}}{\varepsilon(1+s)} \right) \right) \quad (14)$$

для  $\tau_a = 0$ . Для каждого из трех скачков считались модели неоднородностей с параметрами из табл. 1. Для каждого набора параметров считалась невязка  $\delta$ :

$$\delta = \sqrt{\left( \frac{\Delta V_{\text{mod}} - \Delta V}{\delta V} \right)^2 + \left( \frac{\Delta(B - V)_{\text{mod}} - \Delta(B - V)}{\delta(B - V)} \right)^2}. \quad (15)$$



**Рис. 3.** Возможные изменения положения звезды на диаграмме цвет–величина при значениях параметров неоднородности, указанных в табл. 1 для условий скачка А. Наблюдаемое изменение отмечено точкой.

Значения  $\delta V$  и  $\delta(B - V)$  соответствуют ошибкам  $\Delta V$  и  $\Delta(B - V)$ . Таким образом, модели с  $\delta < 1$  находятся достаточно близко к наблюдениям. В работе Гама и др. (1989) ошибки фотометрических наблюдений в полосах  $(V - L)$  фотометрической системы Джонсона оцениваются как  $0.05^m$  для  $V > 11^m$ . Предполагая, что в полосе  $B$  ошибка близка к приведенному выше значению, можно оценить  $\delta V \approx \sqrt{2} \times 0.05$  и  $\delta(B - V) \approx 0.1$ .

**Таблица 1.** Комбинации параметров неоднородности

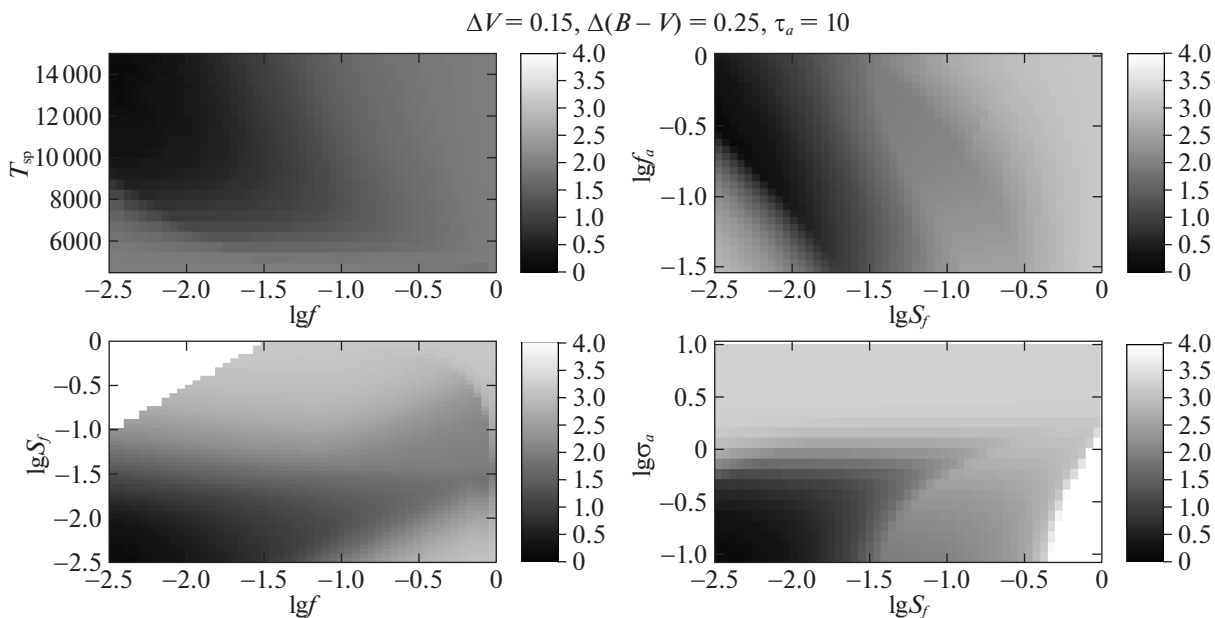
Параметр	Минимальное значение	Шаг	Максимальное значение
$T_{sp}$	5000 К	500 К	15 000 К
$\log f$	-2.5	0.05	0
$\log f_S$	-2.5	0.05	0
$\log f_a$	-2.5	0.05	0
$\log \sigma$	-1	0.1	1

Получаемые из расчетов значения  $\Delta V_{mod}$  и  $\Delta(B - V)_{mod}$  для условий скачка А показаны на рис. 3 в виде гистограммы, где цветом показан логарифм количества моделей, попадающих в квадратную ячейку со стороной 0.05 по обеим осям. Наблюдавшиеся значения  $\Delta V$  и  $\Delta(B - V)$  показаны точкой.

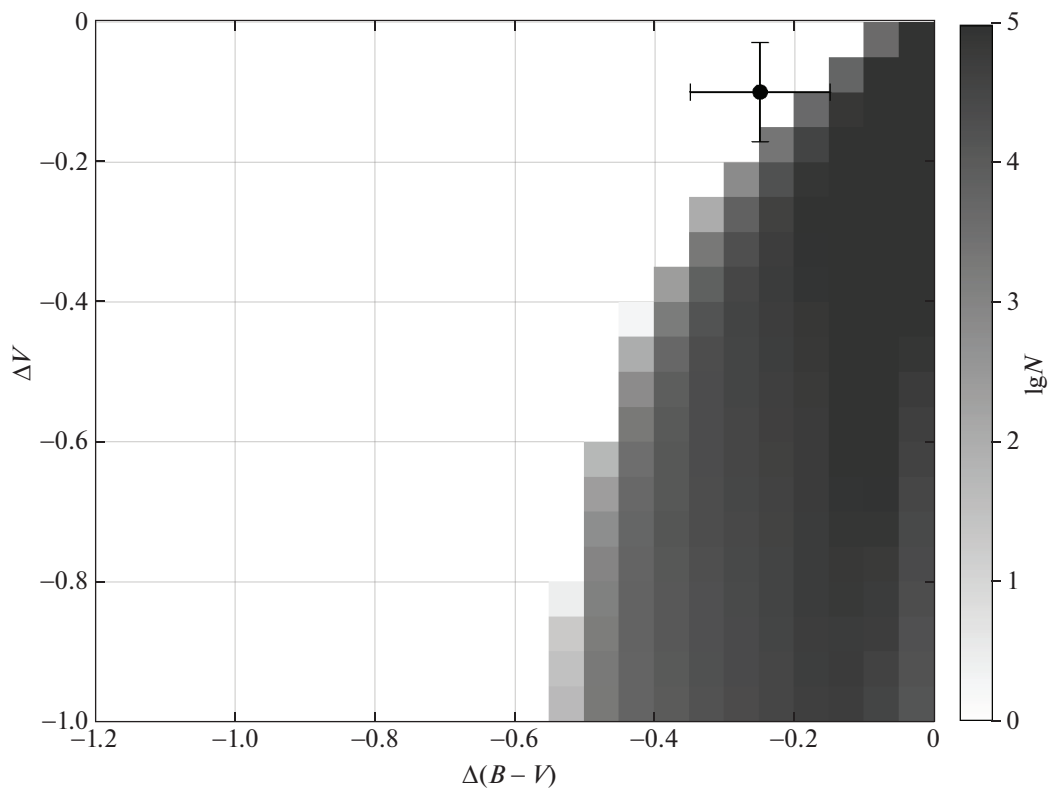
На рис. 4 демонстрируется минимальное значение  $\delta$  при двух фиксированных параметрах. Видно, что модель адекватно объясняет скачок при параметрах пятна  $f \lesssim 0.01$  и  $T_{sp} \gtrsim 8000$  К.

На рис. 5 показано то же, что и на рис. 3, но для скачка С. Наблюдаемые значения  $\Delta V$  и  $\Delta(B - V)$  на рис. 5 не попадают в область значений, получаемых из расчетов, однако отклонение невелико и покрывается ошибками наблюдений. Минимальная невязка для скачка С больше, чем для скачка А, но значения  $\delta < 1$  достигаются на сетке моделей при приблизительно тех же параметрах пятна.

Скачок D не удастся воспроизвести в рамках модели, так как наблюдаемая величина в полосе  $B$  перед скачком оказывается слабее принятого излучения рассеянного света. Не исключено, что



**Рис. 4.** Поведение минимального значения невязки  $\delta$  для скачка А при двух фиксированных параметрах в зависимости от их значений для четырех пар параметров. Величина  $\delta$  показана цветом. Модели со значениями  $\delta < 1$  лежат в пределах ошибок наблюдений.



**Рис. 5.** Возможные изменения положения звезды на диаграмме цвет—величина при значениях параметров неоднородности, указанных в табл. I для условий скачка С. Наблюдаемое изменение отмечено точкой.

это вызвано недостаточной точностью отдельных наблюдений, представленных на рис. 1. Подтверждением этого предположения являются результаты наблюдений RY Lup, опубликованные три года спустя (Гам и др., 1993). На соответствующих диаграммах цвет—величина разброс точек для  $V \approx 13^m$  значительно меньше, чем на рис. 1.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Неоднородности в затмевающей звезду пылевом экране могут объяснить резкие изменения показателя цвета при наличии на поверхности звезды горячего пятна. В рамках описанной модели удастся воспроизвести скачки А и С, при этом получаемые параметры горячего пятна согласуются между скачками. Таким образом, с помощью рассмотренной модели можно объяснить как резкие “поголубения”, так и “покраснения” звезды.

Аналогичным образом можно объяснять и более сложные изменения на диаграмме цвет—величина. В работе Дмитриева и др. (2020) были проведены расчеты треков затмений экраном с градиентом оптической толщины в присутствии горячего пятна на поверхности звезды. Показано, что в случае достаточно большой температуры пятна треки значительно расходятся друг от друга по показателю цвета. Следовательно, варьируя во времени распределение пыли в экране, можно получать различные перемещения звезды на диаграмме цвет—величина.

При этом рассмотренный в настоящей статье механизм позволяет объяснить быстроту изменений показателя цвета, так как необходимые скорости движения пыли близки к наблюдаемым в окрестностях звезд типа Т Тельца и их магнитосферах. В статье Гама и др. (1989) наблюдались изменения на временной шкале  $\approx 1^h$ , что требует движения вещества со скоростью  $\approx 100$  км/с. Наблюдения RY Lup, выполненные с помощью телескопа TESS (the Transiting Exoplanet Survey Satellite; Ricker et al. 2015) (см. рис. 6), подтверждают возможность быстрых изменений блеска звезды.

Горячее аккреционное пятно может и само являться причиной переменности звезды (см., например, Гринин, 1980). Однако в случае стабильной аккреции параметры пятна меняться не должны, а значит, переменность будет периодической и резких скачкообразных изменений быть не должно. Влияние нестабильной аккреции на характеристики горячего пятна рассмотрено в работе Робинсона и др. (2017). Было показано, что в случае переменности плотности в диске в основании аккреционной колонки на масштабе значительно меньше времени падения на звезду  $\approx 1$  сут гидродинамические параметры газа у поверхности звезды практически

не изменяются, что означает малую переменность горячего пятна. В последующей работе этой же группы (Робинсон и др., 2021) были проведены расчеты синтетических кривых блеска в случае стохастически переменной плотности в диске, которые показали, что в случае больших углов наклона диска к картинной плоскости, характерных для звезд типа UX Ori, переменность, обусловленная горячим пятном, носит преимущественно периодический характер.

В работе Додина и Суслиной (2021) рассматривалась возможность влияния неоднородностей в затмевающей звезду экране на профили фотосферных линий в спектре звезды. Разработанная модель применялась к звезде CQ Tau, которая так же как и RY Lup, показывает переменность типа UX Ori. Авторы приводят аргументы в пользу наличия в затмевающем экране неоднородностей масштаба  $\approx 0.2$  радиуса звезды. Это значение по порядку величины согласуется с полученным в настоящей работе параметром неоднородности  $f_S$  для скачка А, так как относительную площадь неоднородности с характерным размером 0.2 радиуса звезды можно оценить как  $0.2^2 = 0.04$ , а из рис. 4 следуют значения  $\approx 0.01$ .

Подобные скачки в показателе цвета согласно описанной выше модели должны наблюдаться и у других звезд типа Т Тельца с высоким темпом аккреции, демонстрирующих переменность типа UX Ori. Для их выявления необходимо проводить наблюдения таких объектов с достаточно высоким временным разрешением, так как скачки не отличаются большой продолжительностью. При этом важно, чтобы наблюдения проводились синхронно во всех фильтрах.

## ПРИЛОЖЕНИЕ

### Методика расчета демонстрационной модели затмения

В данном приложении описываются методы, использовавшиеся для демонстрационного расчета (см. рис. 2).

**Экран.** В качестве экрана, на который затем добавлялась неоднородность, вызывающая скачок, использовалась модель, подробно описанная в работе Дмитриева и др. (2021). В ней предполагается, что экран имеет оптическую толщину, распределенную по картинной плоскости как

$$\tau_s(x, y) = \begin{cases} \tau_0 \exp\left(-\frac{(y - y_s)^2}{h^2}\right), & y \geq y_s, \\ \tau_0, & y < y_s, \end{cases} \quad (1)$$

где  $h$  — высота неоднородности экрана, а  $y_s$  — положение экрана относительно центра звезды,

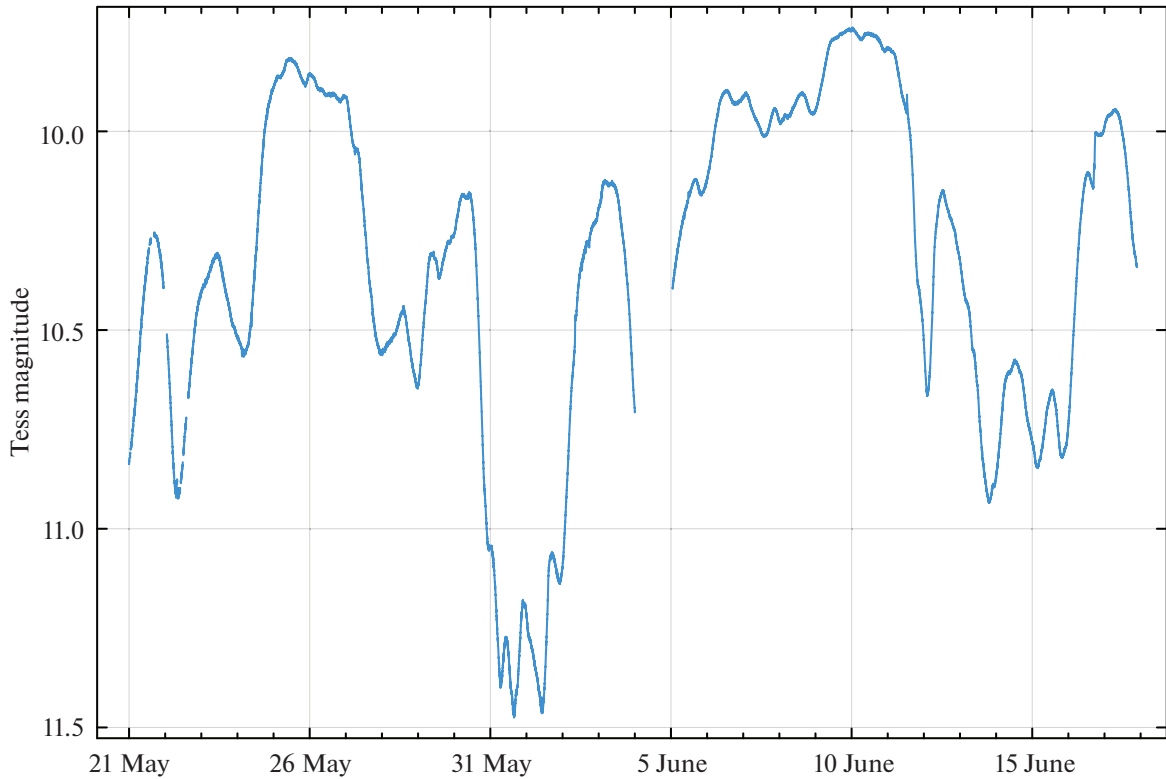


Рис. 6. Кривая блеска RY Lupri, полученная на TESS в мае-июне 2019 г.

которому соответствует точка  $x = 0$ ,  $y = 0$ . В такой модели прогресс затмения моделируется увеличением  $y_s$ . Закон поглощения был взят из наблюдений наклона трека на диаграмме цвет–величина вблизи яркого состояния.

**Горячее пятно.** Положение горячего пятна на поверхности и его температура рассчитываются на основе модели дипольной осесимметричной магнитосферы (см. Хартманн и др., 1994). Спектр излучения горячего пятна и фотосферы звезды считается чернотельным. В таком случае пятно располагается между двумя параллелями, задаваемыми широтами

$$\varphi_1 = \arcsin \left( \sqrt{\frac{R_\star}{r_{mi}}} \right) \quad (2)$$

и

$$\varphi_2 = \arcsin \left( \sqrt{\frac{R_\star}{r_{mo}}} \right). \quad (3)$$

Здесь  $r_{mi}$  и  $r_{mo}$  — это параметры магнитосферы — ее внутренний и внешний радиусы (см. Хартманн и др., 1994). При этом симметричное пятно существует и в южном полушарии звезды между параллелями  $-\varphi_1$  и  $-\varphi_2$ .

Температура пятна рассчитывается по формуле

$$T_r^4 = \frac{L_a}{4\pi\sigma R_\star^2} (\sin \varphi_2 - \sin \varphi_1)^{-1}, \quad (4)$$

где

$$L_a = \frac{GM_\star \dot{M}}{R_\star} \left( 1 - \frac{2R_\star}{r_{mo} + r_{mi}} \right). \quad (5)$$

Здесь  $\dot{M}$  — темп аккреции.

**Неоднородность.** Оптическая толщина с учетом неоднородности в экране рассчитывается как

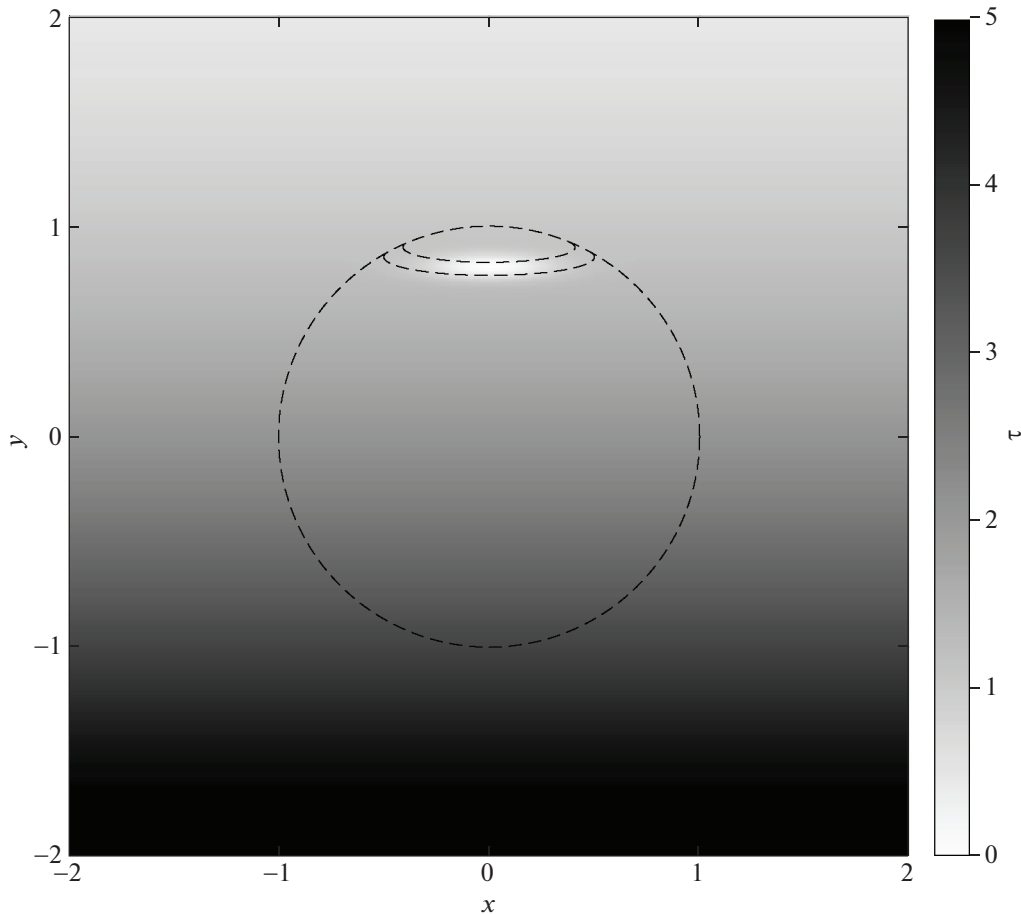
$$\tau(x, y) = \tau_s(x, y) + (\tau_a - \tau_s(x, y)) \times \exp \left( -\frac{(x - x_a)^2}{a_x^2} - \frac{(y - y_s - y_a)^2}{a_y^2} \right), \quad (6)$$

где  $x_a$  и  $y_a$  обозначают положение неоднородности относительно экрана,  $a_x$  и  $a_y$  — ее характерные размеры, а  $\tau_a$  — оптическая толщина в ее центре. Предполагается, что неоднородность движется относительно экрана с постоянной скоростью, тогда

$$x_a = x_0 + v_x(y_s - y_{s0}), \quad (7)$$

$$y_a = (y_0 - y_{s0}) + v_y(y_s - y_{s0}).$$

Здесь  $v_x$  и  $v_y$  — компоненты скорости ее движения относительно экрана. В качестве “времени” используется координата  $y_s$ . Такой подход позволяет



**Рис. 7.** Оптическая толщина экрана (в полосе  $V$ ) во время пика скачка на диаграмме  $(B - V)/V$  (см. рис. 2). Штрихами показан диск звезды и границы области горячего пятна.

удобно задавать момент прохождения неоднородности через точку  $x_0, y_0$  в системе координат относительно прогресса затмения ( $y_s = y_{s0}$ ).

Значения оптической толщины в различных полосах рассчитываются, используя приведенный в работе Гам и др. (1989) закон экстинкции, полученный из наблюдаемого наклона на диаграммах цвет–величина вблизи максимума блеска.

**Демонстрационная модель.** При расчете диаграммы цвет–величина, показанной на рис. 2, использовались следующие параметры экрана и неоднородности:  $h = 1 R_*$ ,  $\tau_0 = 10$ ,  $\tau_a = 0$ ,  $a_x = 0.3 R_*$ ,  $a_y = 0.06 R_*$ ,  $v_x = 2$ ,  $v_y = 1$ ,  $x_0 = 0 R_*$ ,  $y_0 = 0.8 R_*$ ,  $y_{s0} = -5 R_*$ .

Для расчета параметров горячего пятна использовались следующие параметры магнитосферы:  $\dot{M} = 10^{-7} M_\odot/\text{год}$ ,  $r_{mi} = 4 R_*$ ,  $r_{mo} = 6 R_*$ . Обозначения параметров взяты из работы Хартманна и др. (1994). Параметры звезды принимались равными параметрам RY Lup: радиус  $2.2 R_\odot$ , масса  $1.5 M_\odot$ , температура 5300 К.

На рис. 7 показана оптическая толщина экрана с неоднородностью на картинной плоскости в полосе  $V$ . Диск звезды и границы горячего пятна отмечены пунктиром.

Большое количество параметров такой модели делает ее трудно применимой для получения какой-либо новой информации из наблюдательных данных. К тому же предполагаемая форма горячего пятна и неоднородности, а также характер ее движения могут не соответствовать действительности. Поэтому эта модель служит лишь для демонстрации теоретической возможности резких скачков в показателе цвета звезды.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Дмитриев Д.В., Гринин В.П., Барсунова О.Ю. Письма в Астрон. журн. **47**, 22 (2021) [D.V. Dmitriev, V.P. Grinin, and O.Y. Barsunova, *Astron. Lett.* **47**, 19 (2021)].
2. Додин, Суслина (A.V. Dodin and E.A. Suslina), *MNRAS* **503**, 5704 (2021).

3. Гам и др. (G.F. Gahm, C. Fischerstrom, R. Liseau, and K.P. Lindroos), *Astron. Astrophys.* **211**, 115 (1989).
4. Гам и др. (G.F. Gahm, R. Liseau, E. Gullbring, and D. Hartstein), *Astron. Astrophys.* **279**, 477 (1993).
5. Гринин (V.P. Grinin), *Astrophysics* **16**, 147 (1980).
6. Гринин (V.P. Grinin), *Sov. Astron. Lett.* **14**, 27 (1988).
7. Гринин и др. (V.P. Grinin, N.N. Kiselev, N.K. Minikulov, G.P. Chernova, and N.V. Voshchinnikov), *Astrophys. Space Sci.* **186**, 283 (1991).
8. Хартманн и др. (L. Hartmann, R. Hewett, and N. Calvet), *Astrophys. J.* **426**, 669 (1994).
9. Хербст и др. (W. Herbst, D.K. Herbst, E.J. Grossman, and D. Weinstein), *Astron. J.* **108**, 1906 (1994).
10. Ланглоиз и др. (M. Langlois, A. Pohl, A.-M. Lagrange, A.-L. Maire, D. Mesa, A. Boccaletti, R. Gratton, L. Denneulin, et al.), *Astron. Astrophys.* **614**, 88L (2018).
11. Мансет и др. (N. Manset, P. Bastien, F. Ménard, C. Bertout, A. Le van Suu, and L. Boivin), *Astron. Astrophys.* **499**, 137 (2009).
12. Рикер и др. (G.R. Ricker, J.N. Winn, R. Vanderspek, D.W. Latham, G.A. Bakos, J.L. Bean, et al.), *J. Astron. Telescop. Instrument. System.* **1**, 014003 (2015).
13. Робинсон и др. (C.E. Robinson, J.E. Owen, C.C. Espillat, and F.C. Adams), *Astrophys. J.* **838**, 100 (2017).
14. Робинсон и др. (C.E. Robinson, C.C. Espillat, and J.E. Owen), *Astrophys. J.* **908**, 16 (2021).