

УДК 524.386-17

МАССИВНАЯ ДВОЙНАЯ СИСТЕМА WR 20a: АНАЛИЗ КРИВЫХ БЛЕСКА В МОДЕЛИ СО СТАЛКИВАЮЩИМИСЯ ВЕТРАМИ

© 2025 И. И. Антохин^{1*}, Э. А. Антохина¹, А. М. Черепашук¹¹Государственный астрономический институт им. П. К. Штернберга Московского государственного университета имени М. В. Ломоносова, Москва, 119234 Россия

Поступила в редакцию 28 июня 2025 года; после доработки 2 сентября 2025 года; принята к публикации 2 сентября 2025 года

Представлены результаты анализа оптических кривых блеска массивной двойной системы WR 20a (WN 6ha + WN 6ha). Анализ выполнен в модели двойной системы, являющейся обобщением стандартной модели Роша на случай, когда оба компонента системы обладают мощными звездными ветрами. В модели учитываются столкновение ветров и влияние орбитального движения на зону столкновения. Наблюдательные кривые блеска в фильтрах *B*, *V*, *I* были взяты из опубликованных ранее работ, в которых они анализировались с использованием стандартной модели Роша. Главное отличие результатов данной работы от предыдущих заключается в том, что в нашей модели радиусы компонентов системы оказались примерно на 25% меньше. Как следствие, светимость системы в нашей модели уменьшилась примерно на 40%, а расстояние до системы — приблизительно на 20%. Кроме того, модель смогла успешно описать наблюдаемую асимметрию кривой блеска относительно фаз соединений, чего невозможно достичь в стандартной модели Роша. Проведено сравнение теоретических кривых блеска с наблюдательными кривыми, полученными спутником TESS и в рамках проекта ASAS-SN. Показано, что, с учетом недавних исследований межзвездного поглощения в направлении молодого рассеянного скопления Westerlund 2, расстояние до WR 20a, полученное в наших расчетах, согласуется с гипотезой о том, что WR 20a является его членом.

Ключевые слова: *звезды: двойные: затменные* — *звезды: Вольфа–Райе* — *звезды: отдельные: WR 20a* — *рассеянные скопления и ассоциации: отдельные: Westerlund 2*

1. ВВЕДЕНИЕ

Теоретические модели формирования и внутреннего строения звезд не могут однозначно предсказать верхний предел массы звезды (см., например, Ulmer and Fitzpatrick, 1998). Наблюдательные оценки масс одиночных звезд по спектрофотометрическим измерениям зависят от разнообразных модельных предположений, принятого расстояния до скопления и другого. Примером различий результатов, полученных в разных работах, является самая массивная известная звезда RMC 136a1. Первоначальная оценка ее массы составляла $325 M_{\odot}$ (Crowther et al., 2016), затем была изменена на $250\text{--}320 M_{\odot}$ (Bestenlehner et al., 2020) и впоследствии уменьшена до $196 M_{\odot}$ (Kalari et al., 2022). Однако в недавней работе Keszthelyi et al. (2025) на основе эволюционных расчетов одиночных массивных звезд была получена оценка массы RMC 136a1, примерно равная $291 M_{\odot}$.

Возможно, одним из наиболее объективных методов оценки верхнего предела масс являются ис-

следования статистики массивных звезд в относительно молодых скоплениях, например Arches в нашей Галактике (Figer, 2005) или RMC 136 в Большом Магеллановом Облаке (Kalari et al., 2022). Эти исследования показывают, что максимальные массы звезд, по-видимому, не превышают $150\text{--}200 M_{\odot}$. Однако следует иметь в виду, что отсутствие более массивных звезд в наблюдаемых выборках может быть связано не только с гипотетическим фундаментальным ограничением на максимальную массу, но и с недостаточной представительностью выборки.

Наиболее надежные оценки масс звезд можно получить из анализа кривых лучевых скоростей и кривых блеска затменных двойных систем. Поскольку звезды в процессе эволюции, как правило, теряют массу (за исключением случаев обмена масс в тесной двойной системе), самые массивные звезды следует искать в двойных системах, содержащих самые молодые звезды. Довольно долго считалось, что это звезды главной последовательности (ГП) спектрального класса O. Так, в нашей работе (Antokhina et al., 2000) была проанализирована кривая блеска и определены па-

*E-mail: igor@sai.msu.ru

параметры компонентов двойной системы HD 93205 (O3 V((f)) + O8 V), содержащей компонент O3 самого раннего спектрального класса, известного к тому времени.

Однако в последние годы выяснилось, что наиболее массивными являются не звезды класса O, а звезды очень высокой светимости, относящиеся к подтипу звезд Вольфа–Райе (WR) — WN 5–7h или WN 5–7ha — звезды WR азотной последовательности с признаками линий водорода в их спектрах. Такие обогащенные водородом WN-звезды имеют сравнительно большие радиусы для своих масс и резко отличаются от «классических» звезд WR, находящихся на поздних стадиях эволюции. Они представляют собой сравнительно молодые звезды, еще не сошедшие (или недавно сошедшие) с ГП, с горением водорода в центре, но с поверхностными слоями, обогащенными гелием. Причина обогащения гелием внешних слоев этих звезд пока окончательно не выяснена и активно обсуждается (см., например, Eggleton, 2006; Schnurr et al., 2009). Рассматриваются гипотезы о том, что аномальный химический состав этих звезд связан либо со значительной потерей массы в виде ветра (Tutukov et al., 2008), либо с перемешиванием вещества в их недрах, стимулированным быстрым осевым вращением (Rauw et al., 2005).

WR 20a представляет собой одну из самых массивных известных затменных двойных систем указанного типа, состоящую из двух практически идентичных звезд спектрального класса WN 6ha + WN 6ha. Rauw et al. (2004) провели спектральные наблюдения системы и нашли, что ее компонентами являются звезды WN 6ha или O3If*/WN 6ha. Орбита системы круговая; отношение масс, полученное из кривых лучевых скоростей, составило $M_2/M_1 = 0.99$, а минимальные массы компонентов — $M_1 = 70.7 \pm 4.0 M_\odot$ и $M_2 = 68.8 \pm 3.8 M_\odot$. Vopanos et al. (2004) получили кривую блеска WR 20a в фильтре *I* и обнаружили, что система является затменной. Кривая блеска была проанализирована методом Вилсона–Девиннея в стандартной модели Роша для звезд с тонкими атмосферами. В этой модели был определен угол наклона орбиты: $i = 74^\circ 5' \pm 2^\circ 0'$. При данном угле наклона массы компонентов системы составили $M_1 = 83.0 \pm 5.0 M_\odot$ и $M_2 = 82.0 \pm 5.0 M_\odot$.

Rauw et al. (2005) получили дополнительные спектральные наблюдения системы и уточнили спектральные классы компонентов: WN 6ha + WN 6ha. На основе не-ЛТР анализа спектров были оценены эффективные температуры компонентов, $T_{1,2} = 43\,000 \pm 2000$ К, а также скорости потери массы, $\dot{M}_{1,2} = 8.5 \times 10^{-6} M_\odot \text{ год}^{-1}$ (в предположении, что ветра компонентов неоднородны со скважностью $f = 0.1$). Rauw et al.

(2007) дополнительно получили кривые блеска системы в фильтрах *B*, *V* и проанализировали их совместно с кривой блеска в *I*-фильтре (Vopanos et al., 2004) в стандартной модели Роша для звезд с тонкими атмосферами (использовалась программа NIGHTFALL, детали см. в Rauw et al., 2007). Величина угла наклона орбиты $i = 74^\circ 5' \pm 1^\circ 0'$ совпала с величиной, полученной Vopanos et al. (2004). В процессе поиска оптимального решения эффективная температура первого (более массивного) компонента предполагалась фиксированной, $T_1 = 43\,000$ К (из анализа спектра в не-ЛТР модели), оптимальная температура второго компонента составила $T_2 = 40\,500$ К. Коэффициенты заполнения критических полостей Роша обоими компонентами полагались равными, и их оптимальная величина из анализа кривых блеска составила $\mu_1 = \mu_2 = 0.91$, что соответствует радиусам звезд $R_1 \simeq R_2 = 18.7 \pm 0.9 R_\odot$. Величины радиусов и масс компонентов с наглядностью свидетельствуют, что компоненты системы — не сильно проэволюционировавшие звезды с горением водорода в центре (типичные радиусы гелиевого ядра классических звезд WR составляют 2–3 R_\odot).

На основе оценок болометрической светимости и покраснения WR 20a, Rauw et al. (2007) сделали вывод о том, что система является членом молодого рассеянного скопления Westerlund 2 (хотя авторы делают оговорку, что различные эффекты могут изменить оценки расстояний; мы вернемся к этому вопросу в разделе 4).

Основным недостатком описанных исследований кривых блеска WR 20a является то, что стандартная модель Роша, использованная в Vopanos et al. (2004) и Rauw et al. (2007), предназначена для звезд с тонкими атмосферами. Наличие мощного звездного ветра у звезд-компонентов системы создает дополнительное поглощение в их ветрах. Модель, не учитывающая этот эффект, приводит к переоценке радиусов компонентов. Кроме того, поскольку между параметрами модели существуют корреляции, изменение радиусов компонентов системы может привести к изменению и других параметров модели. Поэтому в нашей работе мы заново проанализировали кривые блеска WR 20a в созданной нами модифицированной модели Роша, в которой оба компонента системы обладают мощными звездными ветрами (Antokhin and Antokhina, 2024).

В разделе 2 приведены сведения об использованных в нашем анализе наблюдательных кривых блеска WR 20a. В разделе 3 содержатся результаты анализа этих кривых, в разделе 4 приводится обсуждение полученных результатов, в разделе 5 суммируются результаты работы.

2. НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ КРИВЫЕ БЛЕСКА

Поскольку одной из основных целей нашего исследования было сравнение с результатами работ Bonanos et al. (2004) и Rauw et al. (2007), для поиска параметров модели мы использовали наблюдательные кривые блеска в фильтрах B , V из работы Rauw et al. (2007) и кривую блеска в фильтре I из работы Bonanos et al. (2004). Отметим, что главный (более массивный) компонент системы в момент затмения на орбитальной фазе $\phi = 0$ находится позади вторичного компонента. Главный компонент системы в дальнейшем обозначается индексом 1. Амплитуда главного минимума кривых блеска в фильтрах B , V , I составляет около $0^{\text{m}}4$.

WR 20a также наблюдалась на космическом телескопе TESS (Transiting Exoplanet Survey Satellite). Полоса пропускания фильтра TESS покрывает диапазон 6000–10 000 Å, центральная длина волны составляет 7865 Å. Телескоп наблюдает заданный сектор неба размером $24^\circ \times 96^\circ$ в течение примерно 27 дней. Индивидуальная экспозиция составляет 2 с, но еще на борту телескопа соответствующие кадры суммируются, итоговая экспозиция зависит от наблюдательного цикла. Доступ к публичным данным осуществляется посредством базы данных MAST¹. В этой базе данных кривые блеска одного и того же объекта, основанные на одних и тех же исходных данных, могут быть представлены в нескольких вариантах, полученных научными коллективами, участвующими в проекте TESS. Эти варианты отличаются способом обработки. Например, кривые блеска SPOC (Science Processing Operations Center) и QLP (Quick Look Pipeline, Kunimoto et al., 2022) получены с помощью апертурной фотометрии, кривые блеска PATHOS (A PSF-Based Approach to TESS High Quality Data Of Stellar Clusters, Nardiello et al., 2019) — с помощью PSF-фотометрии² для звезд, находящихся в скоплениях. Кроме того, отличаются интервалы времени, по которым суммируются исходные экспозиции.

Мы извлекли из базы данных MAST и сравнили все доступные кривые блеска WR 20a, полученные как в результате стандартной обработки, так и различными коллективами. Размер пикселя матрицы TESS составляет 15 мкм (около $21''$), что соответствует примерно полуширине функции распределения энергии в изображении звезды. В непосредственной близости от WR 20a находятся несколько других звезд. В результате апертурная фотометрия WR 20a отягощена присутствием «третьего

света» от близлежащих источников. Это приводит к тому, что для такой фотометрии амплитуда кривой блеска оказывается заметно меньше, чем амплитуды кривых блеска в Bonanos et al. (2004), Rauw et al. (2007). Кроме того, в кривых блеска TESS присутствуют долговременные тренды. На рис. 1 эти эффекты проиллюстрированы для одной из кривых блеска SPOC. Показаны результаты простой апертурной фотометрии (SAP_FLUX). Файл SPOC для этих наблюдений также содержит кривую блеска (столбец PDCSAP_FLUX), к которой применена процедура коррекции инструментальной переменности. К сожалению, в случае WR 20a эта процедура не убирает тренды, имеющиеся в кривых блеска WR 20a, и увеличивает амплитуду «исправленной» кривой блеска до неверной величины, почти в два раза превышающей амплитуду кривой блеска в фильтрах B , V , I .

Ситуация с PSF-фотометрией PATHOS заметно лучше, хотя полностью проблем с амплитудой кривой блеска и трендами избежать и там не удастся. Очевидно, это связано с большим размером пикселя относительно ширины PSF. К сожалению, не все имеющиеся наблюдения WR 20a имеют вариант редукции PATHOS. В таблице 1 приведен список файлов из базы данных MAST, которые мы использовали в данной работе. Суммарное число точек на кривых блеска равно 32 172.

С учетом наличия трендов в большинстве данных TESS, а также их загрязнений «третьим светом», для всех этих данных мы провели их коррекцию. Коррекция была основана на двух требованиях:

- 1) наблюдаемый поток на орбитальной фазе 0.27 (фаза, где поток максимален³) должен быть постоянен;
- 2) амплитуда главного минимума кривой блеска должна быть равна амплитуде главного минимума кривых блеска в фильтрах V , I .

После применения коррекции кривая блеска TESS была преобразована в шкалу звездных величин, величина в максимуме на фазе 0.27 была принята равной нулю.

Фотометрические наблюдения WR 20a также имеются в базе данных проекта «All-Sky Automated Survey for Supernovae» (ASAS-SN, Shappee et al., 2014; Hart et al., 2023). Проект включает 24 наземных телескопа в разных частях мира. Мы извлекли из базы данных проекта кривую блеска в фильтре V , полученную в 2016–2018 гг. и содержащую 192 измерения. Поскольку размер пикселя матрицы в этом проекте также велик, данные, как и в случае TESS, загрязнены «третьим

¹Barbara A. Mikulski Archive for Space Telescopes) — <https://mast.stsci.edu/portal/Mashup/Clients/Mast/Portal.html>

²PSF = Point Spread Function

³О причинах того, почему поток максимален не на фазе 0.25, будет сказано в разделе 3.

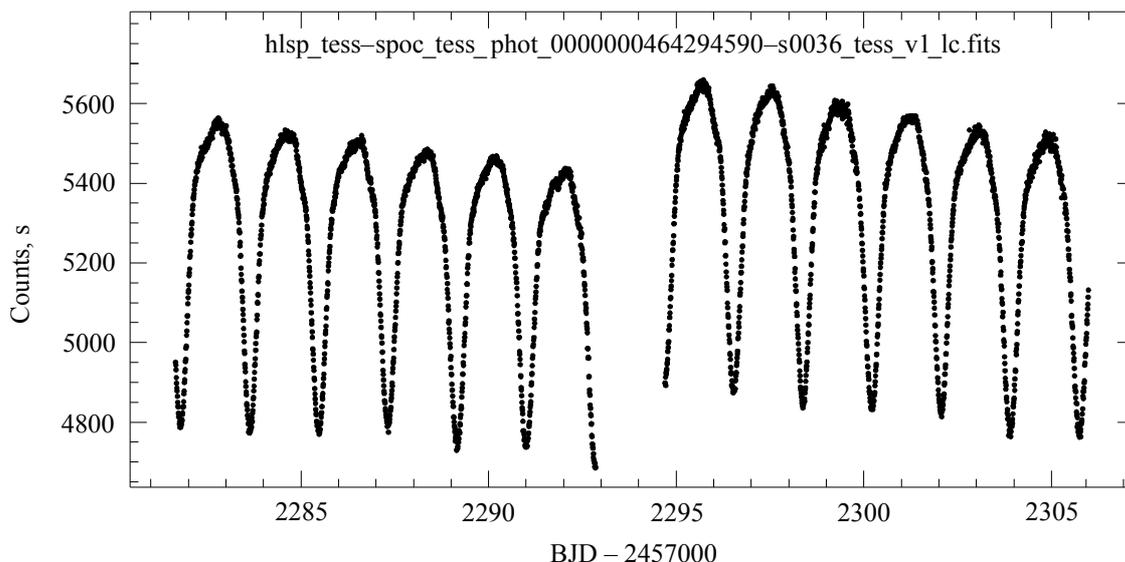


Рис. 1. Пример кривой блеска WR 20a, полученной спутником TESS для сектора 36 (цикл 3, март–апрель 2021 г.) с помощью простой апертурной фотометрии (SAP) в рамках стандартной редукции SPOC. Видны систематические тренды. Из-за влияния «третьего света» глубина минимумов составляет около $0^m 16$ (в фильтрах *B, V, I* около $0^m 4$).

Таблица 1. Файлы с кривыми блеска TESS для WR 20a, использованные в нашей работе. В колонках таблицы приведены: (1) — имя файла с кривой блеска, (2) — номера секторов, (3) — даты начала и конца наблюдений сектора, (4) — число измерений блеска. Разные числа измерений для разных методов редукции (см. колонку (5)) отражают различные интервалы суммирования индивидуальных экспозиций

Имя файла	Сектор	Интервал наблюдений	<i>N</i>	Редукция
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)
hlsp_pathos_tess_lightcurve_tic-0464294590-s0009_tess_v1_ll.fits	9	2019.02.28–03.25	1154	PATHOS
hls_pathos_tess_lightcurve_tic-0464294582-s0010_tess_v1_llc.fits	10	2019.03.26–04.22	1211	PATHOS
hlsp_tess-spoc_tess_phot_0000000464294590-s0036_tess_v1_lc.fits	36	2021.03.07–04.01	3612	SPOC
hlsp_tess-spoc_tess_phot_0000000464294590-s0037_tess_v1_lc.fits	37	2021.04.02–04.28	3649	SPOC
hlsp_qlp_tess_ff_s0063-0000000464294590_tess_v01_llc.fits	63	2023.03.10–04.06	11 190	QLP
hlsp_qlp_tess_ff_s0064-0000000464294590_tess_v01_llc.fits	64	2023.04.06–05.04	11 356	QLP

светом» от близлежащих источников (амплитуда главного минимума кривой блеска составляет около $0^m 17$). Тренды отсутствуют, поэтому к кривой блеска ASAS-SN мы применили только коррекцию «третьего света» и последующую нормировку звездных величин на звездную величину на фазе 0.27.

3. АНАЛИЗ И РЕЗУЛЬТАТЫ

Теоретические кривые блеска вычислялись с использованием нашей новой модели двойной системы со сталкивающимися ветрами. В основе модели лежит предложенный нами ранее компьютерный код для анализа кривых блеска и кривых лучевых скоростей двойных систем в модели Роша (Antokhina, 1988; 1996; Antokhina et al., 2000). Он

аналогичен широко известному коду Вилсона и Девиннея (Wilson and Devinney, 1971; Wilson, 1979). Как развитие этой модели нами была предложена модель двойной системы, включающая ветер вокруг одного компонента (Antokhina et al., 2013). С использованием этой модели нами был проведен анализ кривой блеска массивной двойной системы WR 22 (WN 7h + O9 V) (Lenoir-Craig et al., 2022; Antokhina and Antokhin, 2023). Затем мы предложили еще одну модель (Antokhin and Antokhina, 2024), в которой добавлены сверхзвуковые ветра обоих компонентов, что позволяет использовать ее для анализа кривых блеска систем, оба компонента которых обладают мощными звездными ветрами. Было показано, что учет поглощения в звездных ветрах приводит к увеличению ширины и глубины минимумов. Эта модель использована в настоя-

Таблица 2. Параметры модели. Индексы 1 и 2 относятся к главному и вторичному компонентам системы

Параметр	Описание
Параметры модели Роша	
$M_1 \sin^3 i, M_2 \sin^3 i$	Массы компонентов, умноженные на куб синуса угла наклона орбиты
T_1, T_2	Средние эффективные температуры звезд
μ_1, μ_2	Коэффициенты заполнения полостей Роша (отношение полярных радиусов звезд к полярным радиусам критических полостей Роша)
i	Угол наклона орбиты
P	Орбитальный период
e	Эксцентриситет
ω_1	Долгота периастра для компонента 1
F_1, F_2	Коэффициенты асинхронности вращения
β_1, β_2	Коэффициенты гравитационного потемнения
A_1, A_2	Болометрические альбедо
x_1, y_1, x_2, y_2	Коэффициенты нелинейного закона потемнения к краю
Параметры ветров	
$\dot{M}_1, \dot{M}_2,$	Скорости потери массы компонентами системы
$V_{\infty,1}, V_{\infty,2},$	Скорости звездных ветров на бесконечности
$\beta_{w,1}, \beta_{w,2}$	Параметры закона скорости (β -закон)
$\mu_{e,1}, \mu_{e,2}$	Электронные молекулярные веса вещества ветров

шей работе. Ее детальное описание приведено в Antokhin and Antokhina (2024); здесь мы кратко перечислим ее основные особенности.

Поверхность раздела между ветрами (контактная поверхность), а также плотности слоев охлаждения по обе стороны от нее вычисляются в модели стационарного столкновения ветров (Antokhin et al., 2004) в радиативном приближении. Режим, в котором находится зона столкновения (радиативный или адиабатический), определяется параметром χ , который представляет собой отношение характерного времени охлаждения газа к характерному времени его оттекания из области столкновения вблизи линии центров системы (Stevens et al., 1992). Критическое значение параметра $\chi \sim 1$. Для WR 20a $\chi \sim 0.02$, то есть столкновение ветров происходит в радиативном режиме. Предполагается, что распределение скоростей обоих ветров подчиняется общепринятому β -закону (Castor et al., 1975). В набор параметров модели входят как стандартные параметры системы и ее компонентов в модели Роша, так и параметры двух ветров: скорости потери массы каждого ветра \dot{M}_1, \dot{M}_2 , терминальные скорости ветров $V_{\infty,1}, V_{\infty,2}$, параметры $\beta_{w,1}, \beta_{w,2}$ закона скорости ветров, электронные молекулярные веса ветров $\mu_{e,1}, \mu_{e,2}$. Полный список параметров модели приведен в таблице 2.

Основным агентом непрозрачности ветров в оптическом континууме является электронное рассеяние. Соответственно, оптическая толщина каждого

ветра пропорциональна величине

$$\tau_0 = \sigma_T n_0 a, \tag{1}$$

где a — размер большой полуоси орбиты системы, n_0 — референсная электронная плотность (плотность ветра на расстоянии a от компонента в предположении, что скорость ветра в этой точке равна V_{∞})

$$n_0 = \frac{\dot{M}}{4\pi m_p \mu_e a^2 V_{\infty}}, \tag{2}$$

здесь m_p — масса протона, а μ_e — электронный молекулярный вес. Очевидно, \dot{M}, V_{∞} и μ_e не являются независимыми параметрами нашей модели, поэтому в качестве свободного параметра, характеризующего оптическую толщину данного ветра, следует рассматривать соответствующую величину τ_0 . Однако в нашем исследовании мы использовали фиксированные значения V_{∞} и μ_e для обоих компонентов системы (см. ниже), поэтому в качестве свободных параметров модели использовались \dot{M}_1 и \dot{M}_2 .

Ряд параметров модели может быть зафиксирован. Величины $P, M_1 \sin^3 i, M_2 \sin^3 i, e$ были определены из спектроскопических наблюдений Rauw et al. (2005). Орбита системы круговая, поэтому $e = 0, \omega_1 = 0^\circ$. Анализ кривых блеска позволяет определить только отношение температур компонентов. Поэтому, как и в Rauw et al. (2007), мы

зафиксировали температуру главного компонента: $T_1 = 43\,000$ К. Вращение компонентов предполагалось синхронным с орбитальным движением, таким образом, коэффициенты асинхронности F_1 , F_2 полагались равными единице. Коэффициенты гравитационного потемнения и альbedo были выбраны согласно теоретическим значениям для радиативных оболочек из von Zeipel (1924) и Ruciński (1969) соответственно. Значения коэффициентов потемнения к краю, найденные в соответствии с законом квадратного корня, были взяты из работы van Hamme (1993).

Точное определение химического состава у компонентов WR 20a является непростой задачей. Согласно Rauw et al. (2005), обилие гелия намного меньше, чем водорода, азота в шесть раз больше, чем в Солнечном химическом составе, углерода «намного меньше», чем на Солнце. Из-за неопределенности химического состава мы зафиксировали значения μ_e для обоих ветров соответствующими солнечному химическому составу. При необходимости полученные значения M_1 , M_2 можно пересчитать с учетом новых величин μ_e , используя формулу (2). Значения V_∞ и β_w для ветров обоих компонентов были взяты такими же, как в Rauw et al. (2005).

Таким образом, в модели остается шесть свободных параметров:

- угол наклона орбиты i ;
- температура вторичного компонента T_2 ;
- коэффициенты заполнения полостей Роша μ_1 , μ_2 ;
- скорости потери массы компонентов системы \dot{M}_1 , \dot{M}_2 .

Хорошо известно, что даже в стандартной модели Роша некоторые параметры взаимосвязаны друг с другом. В нашей модели может дополнительно наблюдаться антикорреляция радиусов звезд и скоростей потери массы, поскольку увеличение последних играет ту же роль, что увеличение радиусов звезды в стандартной модели Роша. Заметим, однако, что это справедливо только при фиксированном соотношении температур компонентов системы. Если оно меняется, то корреляции становятся более сложными. Из этого следует, что оптимизация модели по шести перечисленным параметрам может привести к формально удовлетворительному решению, которое окажется не согласованным физически. Поэтому, помимо варианта, в котором все шесть параметров считались свободными, мы выполнили оптимизацию для нескольких других вариантов с различными дополнительными ограничениями.

Часть нашего кода, отвечающая за расчет кривых блеска двойных систем в стандартной модели Роша, и код NIGHTFALL, использованный в Rauw

et al. (2007), представляют собой независимые реализации метода Вилсона–Девиннея. Поэтому перед началом вычислений в нашей модели с двумя ветрами следовало убедиться, что теоретические кривые блеска, получаемые с использованием этих двух программ в варианте стандартной модели Роша, одинаковы. Для этого мы выполнили расчет теоретических кривых блеска в фильтрах B , V , I , «выключив» ветра компонентов в нашей модели и использовав параметры модели Роша из Rauw et al. (2005; 2007). Как и ожидалось, наши теоретические кривые блеска с очень хорошей точностью согласуются с кривыми блеска на рис. 5 в Rauw et al. (2007).

Оптимизация модели проводилась вариантом метода Монте-Карло с Марковскими цепями (Markov Chain Monte Carlo, МСМС). Метод использует байесовский подход и позволяет получить надежные апостериорные распределения вероятностей и оценки погрешностей параметров модели. Критически важным в процессе итераций является оптимальный подбор так называемого предлагаемого отклонения (proposed variance). Мы применяем вариант метода, который называется «Adaptive Metropolis within Gibbs» (Brooks et al., 2011), позволяющий адаптивно и автоматически подбирать оптимальное отклонение, не разрушая при этом статистику апостериорных распределений. Детали нашей реализации метода описаны в Antokhin et al. (2022).

Число итераций метода МСМС для каждого варианта расчетов составляло 100 000. При этом, поскольку в использованном нами варианте МСМС на каждом шаге меняется только один параметр, между итерациями делалось $10n$ шагов (n — число свободных переменных), чтобы дать шанс изменения каждому параметру. Таким образом, например, для варианта с шестью свободными параметрами прямая задача вычисления теоретической кривой блеска для заданного набора параметров решалась 6.1×10^6 раз. Характерный период стабилизации Марковского процесса (burn-in period) составлял 2–3 тысячи итераций.

Прежде, чем перейти к изложению результатов основного моделирования, приведем результат оптимизации модели, в которой все параметры, кроме коэффициентов заполнения μ_1 и μ_2 , были зафиксированы на значениях из Rauw et al. (2005; 2007), а μ_1 и μ_2 полагались равными, как и в цитированной работе. Таким образом, в этом варианте модели имеется всего один свободный параметр $\mu = \mu_1 = \mu_2$. Результатом решения задачи стали $\mu_1 = \mu_2 = 0.773 \pm 0.009$. Это значение меньше, чем значение 0.91 из работы Rauw et al. (2007) (причину этого мы обсудим ниже, в разделе 4). Очевидно, что изменение коэффициентов

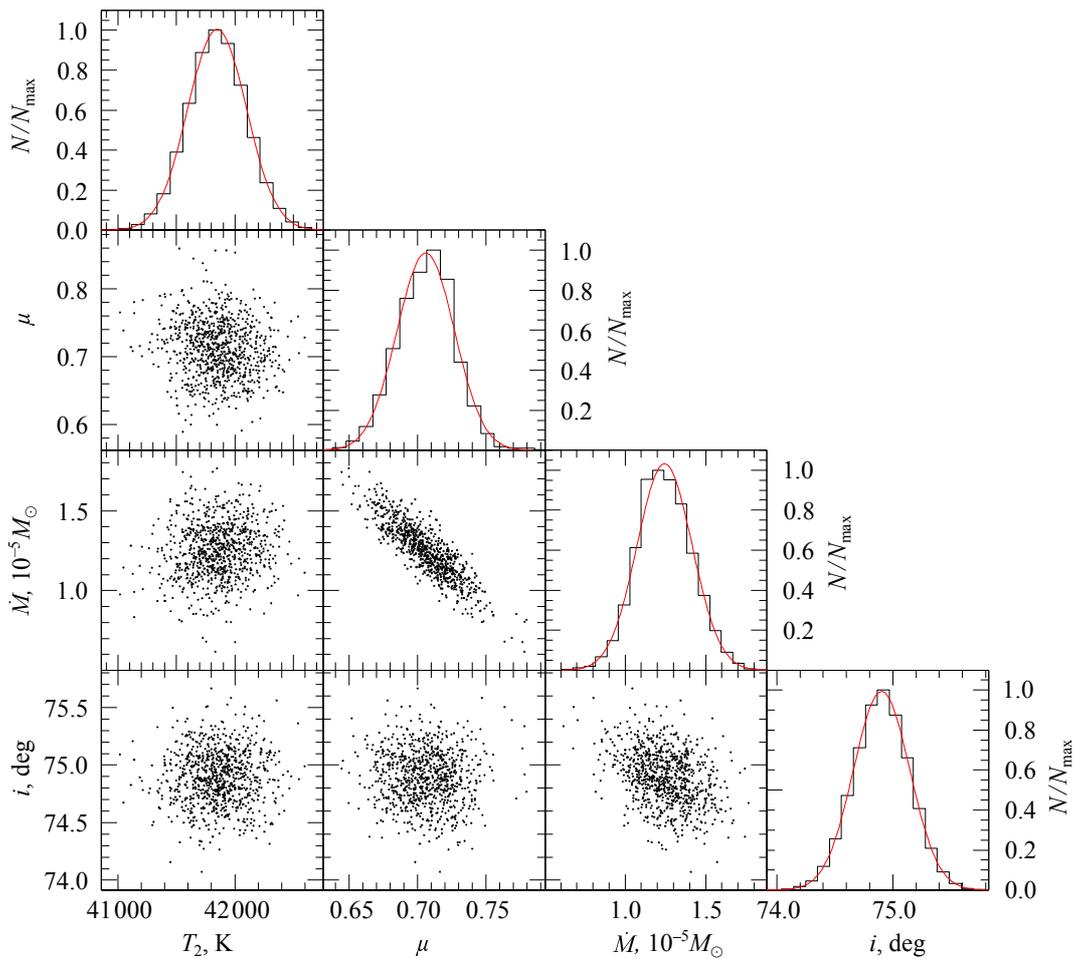


Рис. 2. Апостериорные эмпирические распределения для всех возможных пар параметров i , T_2 , μ , \dot{M} . Чтобы избежать загромождения рисунка, показана только каждая сотая точка. Справа в каждой строке показаны эмпирические гистограммы распределения вероятностей для данного параметра (нормированные на максимум) и аппроксимирующие их Гауссовские функции (показаны сплошными кривыми красного цвета).

заполнения полостей Роша может повлечь за собой и изменение других параметров. Поэтому основная часть расчетов была проведена с несколькими свободными параметрами модели.

Как и ожидалось, в варианте оптимизации модели по шести свободным параметрам решение оказалось физически не самосогласованным. Алгоритм оптимизации не смог выбрать однозначный набор оптимальных параметров и смешался между двумя формальными решениями:

1) $\mu_1 \simeq 0.55$, $\mu_2 \simeq 0.86$, $i \simeq 77^\circ$, $T_2 \simeq 39\,500$ К,
 $\dot{M}_1 \simeq 0.62 \times 10^{-5} M_\odot \text{год}^{-1}$, $\dot{M}_2 \simeq 1.52 \times 10^{-5} M_\odot \text{год}^{-1}$
 и

2) $\mu_1 \simeq 0.85$, $\mu_2 \simeq 0.45$, $i \simeq 77^\circ$, $T_2 \simeq 58\,800$ К,
 $\dot{M}_1 \simeq 1.44 \times 10^{-5} M_\odot \text{год}^{-1}$, $\dot{M}_2 \simeq 1.04 \times 10^{-5} M_\odot \text{год}^{-1}$.

В этих двух решениях параметры компонентов, в сущности, меняются местами. Кроме того, в обоих решениях параметры компонентов сильно отличаются. Вместе с тем, как следует из спектрального анализа, а также из того, что глубины

главного и вторичного минимумов кривых блеска практически одинаковы и не меняются с длиной волны, компоненты системы должны иметь очень схожие характеристики.

Помимо этого мы запускали варианты оптимизации, где вводились дополнительные ограничения на параметры, например фиксировали $T_2 = 40\,500$ К (как в Rauw et al., 2007), предполагали, что $\dot{M}_1 = \dot{M}_2$ или $\mu_1 = \mu_2$, оставляя остальные параметры свободными. Во всех этих случаях мы также получали решения, в которых параметры компонентов существенно отличались друг от друга. По той же причине Rauw et al. (2007) оптимизировали свою модель, предположив, что коэффициенты заполнения полостей Роша одинаковы. После выполнения описанных экспериментов для окончательной оптимизации модели мы выбрали вариант, в котором $\mu_1 = \mu_2$ и $\dot{M}_1 = \dot{M}_2$. Таким образом, в этом варианте имелось

четыре свободных параметра: i , T_2 , μ ($\mu_1 = \mu_2$), \dot{M} ($\dot{M}_1 = \dot{M}_2$).

Результаты оптимизации для кривых блеска в фильтрах B, V, I из работ Bonanos et al. (2004), Rauw et al. (2007) показаны на рис. 2, 3 и в таблице 3. В последнем столбце этой таблицы перечислены параметры, взятые из Rauw et al. (2005; 2007). Заметим, что параметры ветра в этих работах были определены не из решения кривой блеска (авторы использовали стандартную модель Роша), а из анализа спектра WR 20a. На рис. 2 показаны эмпирические апостериорные распределения параметров модели, полученные в результате применения метода MCMC, а также соответствующие гистограммы и аппроксимирующие их гауссовские функции для каждого параметра. В качестве оптимальных параметров модели и их погрешностей были выбраны средние величины и среднеквадратичные отклонения, вычисленные по эмпирическим распределениям. Хорошо видна антикорреляция коэффициента заполнения μ со скоростью потери массы \dot{M} , которая, в свою очередь, слабо антикоррелирует с углом наклона орбиты i .

На рис. 3 показаны наблюдательные кривые блеска в фильтрах B, V, I из Bonanos et al. (2004) и Rauw et al. (2007), а также оптимальные теоретические кривые блеска в нашей модели (красным цветом). Видно, что наблюдательные кривые блеска несимметричны относительно фаз соединений 0 и 0.5. Эта асимметрия хорошо воспроизводится нашими теоретическими кривыми. В модели она возникает из-за поворота контактной поверхности, обусловленного силами Кориолиса. Поворот рассчитывается в модели посредством теоретической формулы, а не задается как ее параметр. Стандартная модель Роша не может описать эту асимметрию, поскольку в этой модели геометрия системы, находящейся на круговой орбите, симметрична относительно фаз соединений. Именно наличие зоны столкновения ветров с контактной поверхностью, повернутой относительно оси системы из-за влияния сил Кориолиса, нарушает аксиальную симметрию системы и делает кривую блеска асимметричной, с максимумами на фазах 0.27, 0.77. Для сравнения на рис. 3а синим цветом показана теоретическая кривая блеска при тех же параметрах системы, но с «выключенными» ветрами обоих компонентов. Разница между двумя теоретическими кривыми блеска иллюстрирует вклад ветров компонентов в поглощение.

Вместе с тем, ни стандартная модель Роша, использованная в работе Rauw et al. (2007), ни наша модель не могут в точности описать наблюдательные кривые блеска (по крайней мере, в

фильтрах B, V) в интервале фаз 0.1–0.3, где наблюдательные кривые блеска проходят выше, чем на аналогичных фазах после вторичного минимума 0.6–0.8. Мы вернемся к этому вопросу ниже.

На рис. 4 показано изображение системы в нашей модели, как ее видит наблюдатель на орбитальной фазе 0.15 (выход из главного минимума).

На рис. 5 показаны наблюдательные и теоретические кривые блеска, построенные по данным TESS и ASAS-SN. На рис. 5а показана средняя кривая блеска TESS, интервал усреднения равен 0.02 орбитального периода. Напомним, что наблюдательные кривые корректировались с целью удаления трендов и влияния «третьего света». Коррективы опирались на характеристики наблюдательных кривых блеска в фильтрах V, I , так что наблюдательные кривые блеска TESS и ASAS-SN не могут рассматриваться как независимый источник информации. Поэтому мы не использовали их для поиска оптимальных параметров модели, а вычислили теоретические кривые блеска для соответствующих полос пропускания с параметрами модели, найденными по данным в фильтрах B, V, I . Тем не менее, с учетом большого числа измерений блеска (особенно в данных TESS), эти данные представляют интерес. Во-первых, они позволяют уточнить асимметрию наблюдательных кривых блеска относительно фаз соединений и проверить, насколько хорошо теоретические кривые описывают эту асимметрию. Во-вторых, они позволяют дополнительно сравнить относительную звездную величину наблюдательных кривых блеска на фазах 0.1–0.3 и 0.6–0.8. В-третьих, они позволяют уточнить, насколько отличаются (и отличаются ли вообще) глубины главного и вторичного минимумов, что было не вполне ясно из наблюдений в фильтрах B, V, I . Напомним, что в процессе удаления трендов из данных TESS мы не требовали, чтобы блеск в двух максимумах кривой блеска был одинаков. Выравнивался только блеск на фазе 0.27. Аналогично, коррекция «третьего света» проводилась так, чтобы глубина главного минимума была равна глубине главного минимума в фильтрах V, I ; глубина вторичного минимума получалась автоматически.

Как видно из рис. 5, в наблюдательных кривых блеска имеется отчетливая асимметрия относительно фаз соединений. Она хорошо описывается нашей моделью. Глубина вторичного минимума действительно немного меньше глубины главного, хотя разница очень незначительна. Вместе с тем превышение уровня блеска на фазах 0.1–0.3 над уровнем на фазах 0.6–0.8, явно наблюдаемое в кривых блеска B, V (данных в фильтре I слишком мало, чтобы составить определенное суждение),

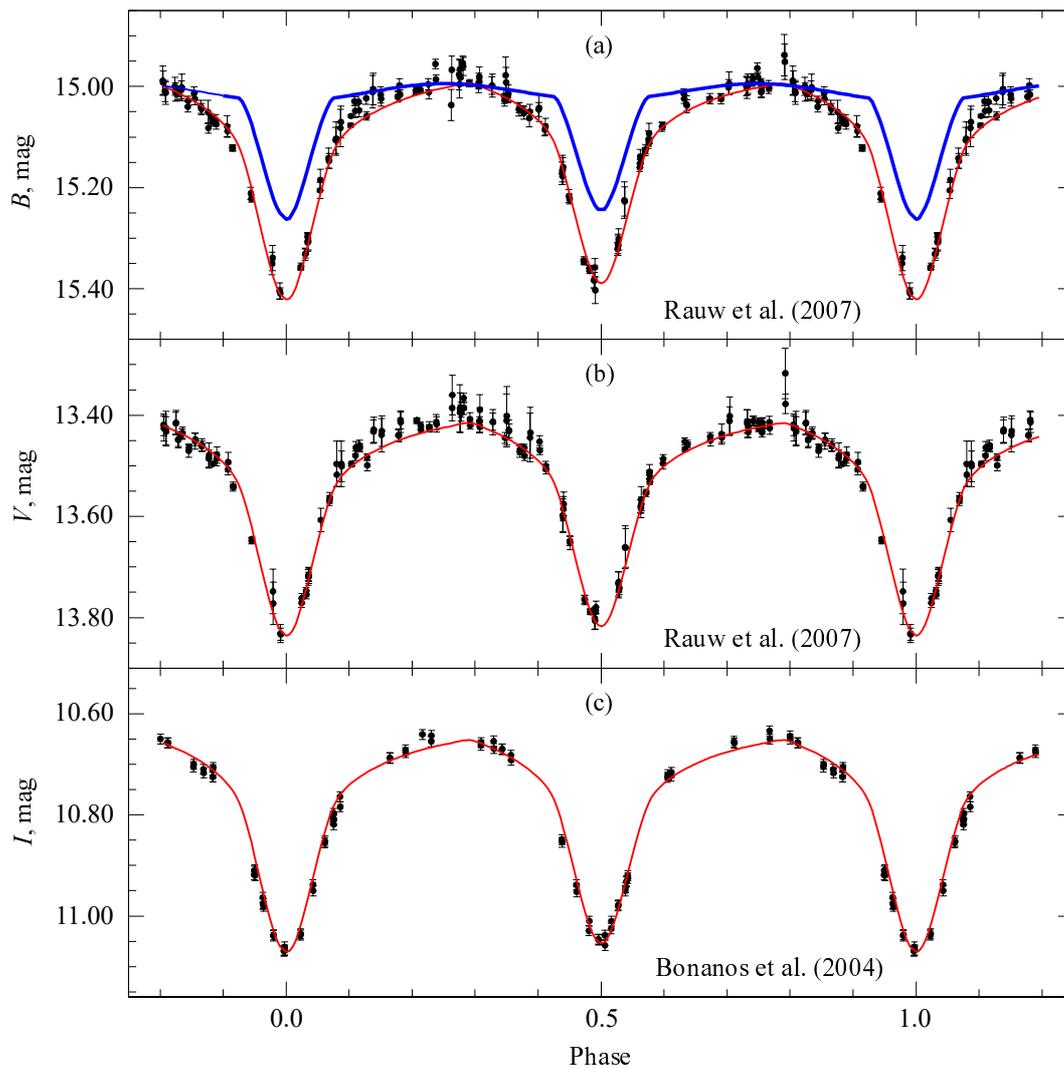


Рис. 3. Панели (a), (b), (c) — наблюдательные кривые блеска в фильтрах B, V, I из Bonanos et al. (2004), Rauw et al. (2007) (точки) и оптимальные теоретические кривые блеска в нашей модели (сплошные красные линии). Отметим, что в статье Bonanos et al. (2004) погрешности всех наблюдательных точек в фильтре I одинаковы (0^m01) и с очевидностью занижены. Для сравнения на панели (a) синим цветом показана теоретическая кривая блеска для нашей оптимальной модели, в которой ветра компонентов «выключены» (см. текст).

отсутствует в данных TESS и ASAS-SN. Объяснение этой разницы, вероятно, связано с нестационарными процессами. Действительно, в зоне столкновения ветров имеют место нестационарные процессы, которые могут приводить к переменности как на короткой, так и на длинной шкале времени. Наличие нерегулярной переменности кривой блеска иллюстрирует рис. 6, на котором показана не усредненная кривая блеска TESS. Кривые блеска B, V были получены на протяжении полутора месяцев в конце 2004 — начале 2005 г., в то время как наблюдения ASAS-SN проводились в 2016–2018 гг., а TESS — в 2019–2023 гг. Можно предположить, что кривые блеска в фильтрах B, V в наблюдениях Rauw et al. (2007) являются отражением «мгновенного» состояния нестационарных

процессов в системе. Средняя кривая блеска TESS и кривая блеска ASAS-SN отражают среднее состояние зоны столкновения. Наша стационарная модель по своему характеру описывает среднее по времени состояние зоны столкновения и именно поэтому хорошо описывает эти кривые блеска.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В таблице 4 приведены абсолютные параметры системы и ее компонентов, найденные в нашей работе и в работах Rauw et al. (2005; 2007). Радиус каждого компонента системы в нашей модели — R_1, R_2 — представляет собой радиус сферы, объем

Таблица 3. Значения параметров оптимальной модели

Параметр	Значение в нашей модели	Статус	Значение из Rauw et al. (2005; 2007)
Параметры модели Роша			
$M_1 \sin^3 i, M_\odot$	74.0	Фиксированный	74.0
$M_2 \sin^3 i, M_\odot$	73.3	Фиксированный	73.3
$T_1, \text{К}$	43 000	Фиксированный	43 000
$T_2, \text{К}$	$41\,840 \pm 250$	Свободный	40 500
μ	0.71 ± 0.02	Свободный, $\mu_1 = \mu_2$	0.91
$i, \text{град.}$	74.9 ± 0.3	Свободный	74.5 ± 1.0
$P, \text{дни}$	3.68475	Фиксированный	3.68475
e	0.0	Фиксированный	0.0
$\omega_1, \text{град.}$	0.0	Фиксированный	0.0
F_1, F_2	1.0	Фиксированный	
β_1, β_2	0.25	Фиксированный	
A_1, A_2	1.0	Фиксированный	
Параметры ветров			
$\dot{M}, M_\odot \text{ год}^{-1}$	$(1.24 \pm 0.17) \times 10^{-5}$	Свободный, $\dot{M}_1 = \dot{M}_2$	0.85×10^{-5}
$V_{\infty,1}, \text{км с}^{-1}$	2800	Фиксированный	2800
$V_{\infty,2}, \text{км с}^{-1}$	2800	Фиксированный	2800
$\beta_{w,1}$	1.0	Фиксированный	1.0
$\beta_{w,2}$	1.0	Фиксированный	1.0
$\mu_{e,1}$	1.17	Фиксированный	
$\mu_{e,2}$	1.17	Фиксированный	

Мы не приводим числовые значения коэффициентов потемнения к краю x, y , поскольку для каждого фильтра, температуры звезды и логарифма силы тяжести они выбирались из табулированных значений в соответствии с van Hamme (1993).

Значения некоторых параметров в последнем столбце не приведены, поскольку в работах Rauw et al. (2005; 2007) они не были даны в явном виде.

которой равен объему тела звезды (эквипотенциальной поверхности в модели Роша). Как и следовало ожидать, в нашей модели коэффициенты заполнения критических полостей Роша и, следовательно, радиусы компонентов системы оказались заметно меньше (примерно на 25%), чем значения, полученные в Rauw et al. (2007) со стандартной моделью Роша. Причина этого очевидна: модель, в которой не учитываются ветра компонентов, неизбежно переоценивает радиусы звезд, чтобы за счет этого описать увеличение ширины и глубины минимумов кривой блеска, возникающее благодаря поглощению в веществе ветров (см. рис. 3а). Напомним, что мы также провели оптимизацию модели для случая, когда все параметры модели Роша и ветров были зафиксированы и приняты равными параметрам из Rauw et al. (2005; 2007), кроме коэффициентов заполнения $\mu_1 = \mu_2$. Полученное при этом значение $\mu_1 = \mu_2 = 0.773$ больше значения $\mu_1 = \mu_2 = 0.71$ в нашей окончательной модели. Это объясняется антикорреляцией μ и \dot{M} , о кото-

рой говорилось в разделе 3. В нашей окончательной модели значения $\dot{M} = 1.24 \times 10^{-5} M_\odot \text{ год}^{-1}$ больше, чем $\dot{M} = 0.85 \times 10^{-5} M_\odot \text{ год}^{-1}$, принятые Rauw et al. (2005).

Скорость потери массы в Rauw et al. (2005) была определена из спектральной не-ЛТР модели протяженной атмосферы по интенсивности линии $\text{H}\alpha$, в предположении, что ветер неоднородный и объемный коэффициент заполнения $f = 0.1$. В действительности значение f достаточно неопределенно. \dot{M} в спектральной модели масштабируется приблизительно как \sqrt{f} . Авторы Rauw et al. (2005) отмечают, что в случае однородного ветра для воспроизведения спектральной моделью интенсивности линий $\text{H}\alpha$ и $\text{He II } \lambda 4686$ потребовалось бы значение $\dot{M} = 2.5 \times 10^{-5} M_\odot \text{ год}^{-1}$. В нашей модели агентом непрозрачности в оптическом диапазоне является электронное рассеяние в континууме, зависящее от первой степени плотности вещества и, следовательно, не зависящее от неоднородности ветра. Мы заключаем, что полученное нами зна-

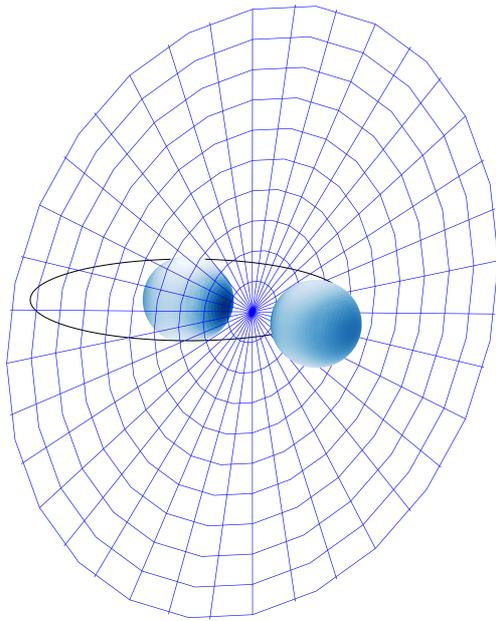


Рис. 4. Вид системы с точки зрения наблюдателя для оптимальных параметров модели на орбитальной фазе 0.15. Орбита показана черной линией, главный компонент находится сзади, вторичный — спереди. Контактная поверхность обозначена синим цветом. Чтобы избежать загромождения рисунка, показана лишь центральная часть контактной поверхности; сетка на ней сделана разреженной.

чение $\dot{M} = 1.24 \times 10^{-5} M_{\odot} \text{ год}^{-1}$ для компонентов системы является разумной оценкой.

Угол наклона орбиты в нашем решении не сильно отличается от значения, полученного в Rauw et al. (2007), а температура вторичного компонента системы несколько больше (см. таблицу 3). Светимости компонентов системы и ее полная светимость в нашей модели существенно меньше значений, полученных в Rauw et al. (2007). Главной причиной этого являются меньшие величины радиусов компонентов в нашей модели. В результате полная светимость системы в нашей модели составляет примерно 60% от полной светимости в модели Rauw et al. (2007). Как следствие, наша оценка расстояния до системы также отличается. Используя наблюдаемую видимую звездную величину в фильтре V на внезатменных участках блеска $V = 13^{\text{m}}416 \pm 0^{\text{m}}024$, болометрическую поправку $BC = -3^{\text{m}}91$ и $A_V = 5^{\text{m}}93 \pm 0^{\text{m}}09$ из Rauw et al. (2007), а также абсолютную болометрическую звездную величину системы в нашей модели, можно вычислить модуль расстояния до системы DM и соответствующее ему расстояние до нее (см. таблицу 4).

Полученная нами оценка расстояния до системы $d = 6.3$ кпк заметно ниже, чем оценка $d = 8.0$ кпк (Rauw et al., 2007). Авторы этой работы определили спектрофотометрические расстояния

Таблица 4. Абсолютные параметры оптимальной модели

Параметр	Значение	
	Наша модель	Rauw et al. (2005; 2007)
M_1, M_{\odot}	82.2 ± 4.7	$82.7 \pm 4.8^a)$
M_2, M_{\odot}	81.4 ± 4.7	$81.9 \pm 4.8^a)$
R_1, R_{\odot}	$14.1 \pm 0.4^b)$	18.7 ± 0.9
R_2, R_{\odot}	$14.0 \pm 0.4^b)$	18.7 ± 0.9
$\lg L_1/L_{\odot}$	5.78 ± 0.09	6.03 ± 0.09
$\lg L_2/L_{\odot}$	5.73 ± 0.09	5.93 ± 0.10
$\lg(L_1 + L_2)/L_{\odot}$	6.06 ± 0.09	6.28 ± 0.10
$M_{\text{bol}}, \text{mag}$	-10.41 ± 0.23	-10.95 ± 0.25
DM, mag	13.99 ± 0.24	14.52 ± 0.27
$d, \text{кпк}$	$6.3 \pm 0.7^c)$	8.0 ± 1.0

^{a)} Rauw et al. (2005; 2007) не приводят погрешности M_1, M_2 . Погрешности этих параметров, показанные в последнем столбце, вычислены нами на основании погрешностей $M_{1,2} \sin^3 i$ из Rauw et al. (2005) и i из Rauw et al. (2007).

^{b)} Радиусы компонентов системы R_1, R_2 в нашей модели являются радиусами равнообъемных сфер (см. текст).

^{c)} Эта оценка расстояния в нашей модели основана на тех же значениях R_V и A_V , что в работе Rauw et al. (2007), и может измениться с учетом современных данных о поглощении в направлении WR 20a (см. текст).

для ряда одиночных O-звезд, находящихся в молодом рассеянном скоплении Westerlund 2; среднее расстояние оказалось равным 8.3 ± 1.6 кпк. Из этого они сделали вывод, что WR 20a принадлежит скоплению. Полученная нами оценка расстояния на первый взгляд противоречит этому выводу. Однако сами авторы указанной работы отмечают, что ряд факторов может повлиять на оценку расстояния до скопления. Кроме того, в различных литературных источниках величина расстояния до Westerlund 2 довольно сильно различается. Одной из причин является то, что скопление расположено в спиральном рукаве Carina, в области с большим поглощением. Определение расстояния до Westerlund 2 находится далеко за рамками настоящей работы. Поэтому мы приводим краткий (и не исчерпывающий) обзор литературных данных, отсылая заинтересованного читателя к конкретным исследованиям.

В ранних работах расстояния оценивались от 2.5 до 8 кпк (см. обзор Rauw et al., 2005). Russeil (2003) оценил кинематическое расстояние до RCW 49 (частью которого является Westerlund 2) $d = 4.7_{-0.2}^{+0.6}$ кпк (но автор предупреждает, что в области спирального рукава Carina имеются отклонения от использованной им кинематической

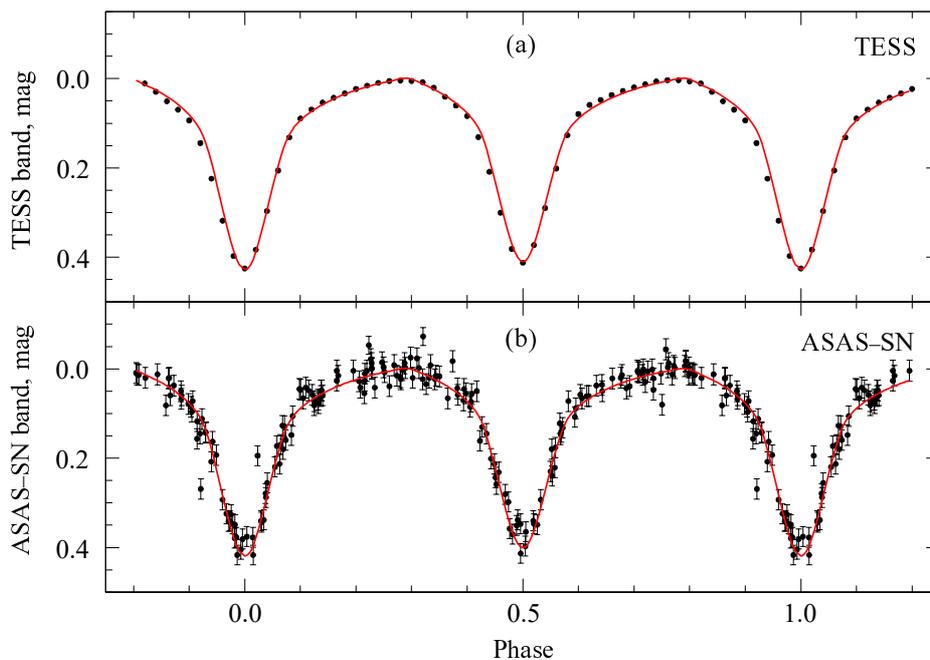


Рис. 5. Панель (а): средняя наблюдаемая кривая блеска TESS (точки) и теоретическая кривая блеска (сплошная красная линия) в модели с параметрами, найденными по данным фильтров B , V , I . Погрешности средней наблюдаемой кривой блеска сравнимы с размером точек. Панель (б): кривая блеска ASAS-SN и аналогичная теоретическая кривая блеска. Обе наблюдаемые кривые блеска были исправлены за «третий свет» и нормированы на звездную величину в максимуме (см. раздел 2).

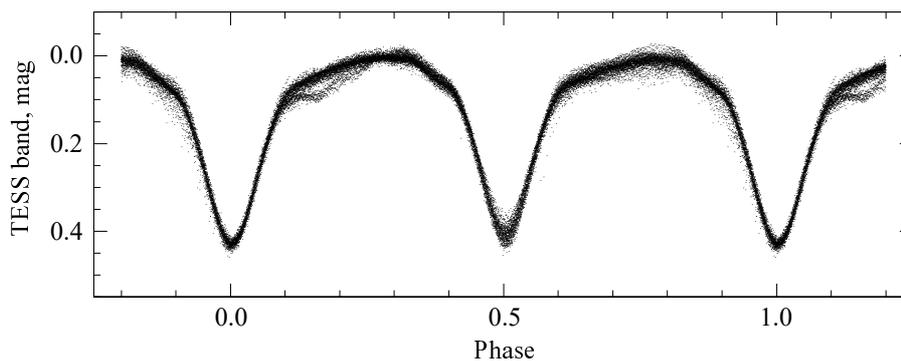


Рис. 6. Не усредненная наблюдательная кривая блеска TESS, свернутая с фазой орбитального периода.

модели вращения Галактики). Ascenso et al. (2007) получили оценку расстояния $d = 2.8$ кпк, сравнив фотометрию в фильтрах JHK_s с эволюционными треками звезд, находящихся на стадии до ГП. Dame (2007), исследовав CO-эмиссию гигантского молекулярного облака [GCB88]8 (с большой вероятностью связанного со скоплением) и поглощение в линии 21 см HI в направлении Westerlund 2, выяснил, что скопление может находиться на далеком краю спирального рукава Carina. На основании этого он определил кинематическое расстояние до скопления $d = 6.0 \pm 1.0$ кпк. Сравнив средние скорости и дисперсию скоростей газа в молекулярных облаках, связанных с RCW 49, Furukawa et al. (2009) определили кинематическое расстояние $d = 5.4^{+1.1}_{-1.4}$ кпк. Rauw et al. (2011)

провели новое спектроскопическое исследование 15 звезд в Westerlund 2, включая три затменные двойные системы (для которых был также проведен анализ кривых блеска). Оценки расстояния до изученных двойных систем варьировались от 6 кпк до более чем 9 кпк. Авторы заключили, что этот результат согласуется с предыдущей оценкой 8 кпк из их работы Rauw et al. (2007). Vargas Álvarez et al. (2013) выполнили обширные исследования скопления, используя данные телескопа Хаббла в нескольких фильтрах и наземные фотометрические наблюдения. Они обнаружили 15 новых O-звезд, для каждой звезды определили индивидуальные значения R_V и A_V . Средние значения этих величин оказались равными $R_V = 3.77 \pm 0.09$ и $A_V = 6^m51 \pm 0^m38$. Напомним, что в работе Rauw

et al. (2007) для WR 20a использовались величины $R_V = 3.1$ и $A_V = 5^m93$. Увеличение R_V и A_V приводит к уменьшению расстояния до скопления, которое в Vargas Álvarez et al. (2013) было оценено как $d = 4.2 \pm 0.3$ кпк. Carrago et al. (2013) на основе обширных наблюдений в фильтрах $UBVRI_cJHK_s$, аппроксимировав эмпирическую зависимость « $V-M_V$ » от $E(B-V)$, оценили значение $R_V = 3.88 \pm 0.18$, однако получили существенно меньшее, чем в Vargas Álvarez et al. (2013), расстояние $d = 2.85 \pm 0.43$ кпк. Zeidler et al. (2015) выполнили многополосное исследование скопления с высоким пространственным разрешением на космическом телескопе Хаббла и получили среднее значение $R_V = 3.95 \pm 0.14$. Авторы отмечают, что поглощение в области скопления неоднородно. Roman-Lopes (2024) уточнил спектральную классификацию нескольких O-звезд в Westerlund 2, впервые классифицировав две из них как принадлежащие к спектральному классу O2 V, и заново оценил температуры исследованных звезд. Сравнивая наблюдаемое положение пяти звезд на диаграмме Герцшпрунга–Рассела с положением, которое они должны занимать, исходя из теории эволюции массивных звезд, он оценивает расстояние до скопления $d \simeq 5$ кпк. Расстояния до этих же звезд по данным каталога Gaia EDR3, определенные как геометрическим (rgeo), так и фотогеометрическим (prgeo) методами, составляют 5.3 ± 1.5 кпк.

Мы также воспользовались таблицей `gedr3dist.main` из каталога Gaia EDR3 (Prusti et al., 2016; Brown et al., 2021), расстояния в которой рассчитаны в Bailer-Jones et al. (2021), чтобы извлечь расстояния до O-звезд, перечисленных в таблице 1 в Rauw et al. (2007). Три звезды (C1* Westerlund 2 MSP 157, MSP 188, MSP 203) в каталоге отсутствуют. Для остальных девяти звезд средние расстояния, определенные двумя методами, составляют $rgeo = 4.48 \pm 0.21$ и $prgeo = 4.33 \pm 0.21$ кпк.

Отметим, что по данным каталога Gaia EDR3 расстояние до WR 20a, определенное теми же методами, составило $d = 4.5_{-0.3}^{+0.4}$ кпк. Расстояние 6.3 кпк, полученное в нашей модели и приведенное в таблице 4, опирается на значения болометрической поправки WR 20a и величин $R_V = 3.1$, $A_V = 5^m93 \pm 0^m09$ из Rauw et al. (2007). Как следует из нашего краткого обзора выше, значение R_V для WR 20a и Westerlund 2 может быть заметно большим, чем стандартная величина 3.1 (вплоть до значения 4). Это означает, что A_V также увеличится, а расстояние уменьшится. Легко убедиться, что для того, чтобы расстояние, соответствующее

нашему решению, стало равным 4.5 кпк, необходимо сравнительно небольшое увеличение R_V до значения 3.48.

К расстояниям до Westerlund 2 и WR 20a, полученным из данных Gaia, следует относиться с осторожностью. Расстояния Gaia весьма точны для сравнительно близких объектов. Для объектов, находящихся на расстоянии нескольких килопарсеков, параллаксы очень малы, и в оценках Gaia могут присутствовать большие случайные и систематические погрешности. Примером таких систематических погрешностей является недавняя работа Majaess et al. (2025), в которой сравнивается расстояние Gaia до скопления Pismis 19, примерно 3.5 кпк по данным DR3, и расстояние до этого скопления около 2.5 кпк, полученное обычными методами. Тем не менее целый ряд недавних традиционных исследований, перечисленных ранее, свидетельствует в пользу того, что R_V в направлении Westerlund 2 заметно больше канонического значения 3.1, приводя к расстояниям порядка 4 кпк. Как показано выше, использование современных оценок R_V в нашей модели дает расстояние до WR 20a, согласующееся с недавними оценками расстояния до Westerlund 2. Таким образом, наши результаты не противоречат гипотезе о том, что WR 20a является членом скопления.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложенная нами модель двойной системы с двумя сталкивающимися ветрами позволяет успешно описать наблюдаемые кривые блеска WR 20a. Учет поглощения излучения звезд-компонентов системы в ветрах и слоях охлаждения приводит к меньшим значениям радиусов компонентов по сравнению со значениями, полученными Bonanos et al. (2004) и Rauw et al. (2007) в стандартной модели Роша. Это демонстрирует важность учета наличия звездных ветров при интерпретации кривых блеска подобных двойных систем. Модель смогла адекватно воспроизвести асимметрию наблюдательных кривых блеска системы относительно фаз соединений, в отличие от стандартной модели Роша, в которой конфигурация системы на круговой орбите (и, следовательно, теоретическая кривая блеска) симметрична относительно этих фаз. Сравнение кривых блеска в фильтрах B, V, I , полученных в 2004–2005 гг., с кривыми блеска ASAS-SN (2016–2018 гг.) и TESS (2019–2023 гг.), а также рассмотрение не усредненной кривой блеска TESS показывает, что в системе имеется нерегулярная переменность, вероятно, связанная с нестационарными процессами, происходящими в зоне столкновения ветров. Наша стационарная модель описывает усредненное состояние зоны столкновения, и, следовательно, теоретические кривые блеска должны воспроизводить

средние наблюдательные кривые. Это наглядно демонстрирует рис. 5а, где теоретическая кривая блеска хорошо воспроизводит среднюю наблюдательную кривую TESS, несмотря на то, что модель была оптимизирована с использованием других данных (в фильтрах B, V, I).

Светимость системы в нашей модели примерно на 40% меньше, чем в работе Rauw et al. (2007). Расстояние до системы оказалось меньше примерно на 20%, что, на первый взгляд, противоречит гипотезе о том, что WR 20a является членом молодого рассеянного скопления Westrlund 2. Однако, с учетом недавних исследований межзвездного поглощения в направлении этого скопления, расстояние до WR 20a, полученное в нашей модели, согласуется с гипотезой о том, что WR 20a является его членом.

БЛАГОДАРНОСТИ

В работе использованы данные, полученные миссией «Transiting Exoplanet Survey Satellite» (TESS) и доступные для всеобщего использования посредством архива MAST (Mikulski Archive for Space Telescopes). Финансирование миссии TESS осуществляется директором космических миссий NASA. В работе также использованы данные «All-Sky Automated Survey for Supernovae» (ASAS-SN), доступные для всеобщего использования посредством базы данных фотометрии (Photometry Database) ASAS-SN. В работе использованы данные миссии Gaia Европейского космического агентства (ESA) (<https://www.cosmos.esa.int/gaia>), обработанные консорциумом Gaia Data Processing and Analysis Consortium (DPAC, <https://www.cosmos.esa.int/web/gaia/dpac/consortium>). Финансирование DPAC обеспечивается национальными организациями, в частности организациями, участвующими в многостороннем соглашении Gaia.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа И.И.А. (разработка алгоритма учета двух звездных ветров в двойной системе, метода МСМС, анализ наблюдательных данных) поддержана грантом Российского научного фонда № 23-12-00092. Работа Э.А.А. поддержана Междисциплинарной научно-образовательной школой МГУ имени М. В. Ломоносова «Фундаментальные и прикладные космические исследования».

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. I. I. Antokhin and E. A. Antokhina, *Astronomy Reports* **68** (12), 1239 (2024). DOI:10.1134/S1063772925701239
2. I. I. Antokhin, A. M. Cherepashchuk, E. A. Antokhina, and A. M. Tatarnikov, *Astrophys. J.* **926** (2), id. 123 (2022). DOI:10.3847/1538-4357/ac4047
3. I. I. Antokhin, S. P. Owocki, and J. C. Brown, *Astrophys. J.* **611** (1), 434 (2004). DOI:10.1086/422093
4. E. A. Antokhina, *Sov. Astron.* **32**, 608 (1988).
5. E. A. Antokhina, *Astronomy Reports* **40** (4), 483 (1996).
6. E. A. Antokhina and I. I. Antokhin, *Astronomy Reports* **67** (9), 876 (2023). DOI:10.1134/S1063772923090019
7. E. A. Antokhina, I. I. Antokhin, and A. M. Cherepashchuk, *Astronomical and Astrophysical Transactions* **28** (1), 3 (2013). DOI:10.48550/arXiv.1303.6543
8. E. A. Antokhina, A. F. J. Moffat, I. I. Antokhin, et al., *Astrophys. J.* **529** (1), 463 (2000). DOI:10.1086/308228
9. J. Ascenso, J. Alves, Y. Beletsky, and M. T. V. T. Lago, *Astron. and Astrophys.* **466** (1), 137 (2007). DOI:10.1051/0004-6361:20066433
10. C. A. L. Bailer-Jones, J. Rybizki, M. Fouesneau, et al., *Astron. J.* **161** (3), id. 147 (2021). DOI:10.3847/1538-3881/abd806
11. J. M. Bestenlehner, P. A. Crowther, S. M. Caballero-Nieves, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **499** (2), 1918 (2020). DOI:10.1093/mnras/staa2801
12. A. Z. Bonanos, K. Z. Stanek, A. Udalski, et al., *Astrophys. J.* **611** (1), L33 (2004). DOI:10.1086/423671
13. S. Brooks, A. Gelman, G. L. Jones, and X.-L. Meng, *Handbook of Markov Chain Monte Carlo* (Chapman and Hall/CRC, New York, 2011). DOI:doi.org/10.1201/b10905
14. A. G. A. Brown et al. (Gaia Collab.), *Astron. and Astrophys.* **649**, id. A1 (2021). DOI:10.1051/0004-6361/202039657
15. G. Carraro, D. Turner, D. Majaess, and G. Baume, *Astron. and Astrophys.* **555**, id. A50 (2013). DOI:10.1051/0004-6361/201321421
16. J. I. Castor, D. C. Abbott, and R. I. Klein, *Astrophys. J.* **195**, 157 (1975). DOI:10.1086/153315
17. P. A. Crowther, S. M. Caballero-Nieves, K. A. Bostroem, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **458** (1), 624 (2016). DOI:10.1093/mnras/stw273
18. T. M. Dame, *Astrophys. J.* **665** (2), L163 (2007). DOI:10.1086/521363
19. P. Eggleton, *Evolutionary Processes in Binary and Multiple Stars* (Cambridge University Press, Cambridge, 2006).
20. D. F. Figer, *Nature* **434** (7030), 192 (2005). DOI:10.1038/nature03293

21. N. Furukawa, J. R. Dawson, A. Ohama, et al., *Astrophys. J.* **696** (2), L115 (2009). DOI:10.1088/0004-637X/696/2/L115
22. K. Hart, B. J. Shappee, D. Hey, et al., arXiv e-prints astro/ph:2304.03791 (2023). DOI:10.48550/arXiv.2304.03791
23. V. M. Kalari, E. P. Horch, R. Salinas, et al., *Astrophys. J.* **935** (2), id. 162 (2022). DOI:10.3847/1538-4357/ac8424
24. Z. Keszthelyi, S. A. Brands, A. de Koter, et al., arXiv e-prints astro/ph:2506.15230 (2025).
25. M. Kunimoto, E. Tey, W. Fong, et al., *Research Notes of the American Astronomical Society* **6** (11), id. 236 (2022). DOI:10.3847/2515-5172/aca158
26. G. Lenoir-Craig, I. I. Antokhin, E. A. Antokhina, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **510** (1), 246 (2022). DOI:10.1093/mnras/stab3374
27. D. Majaess, C. J. Bonatto, D. G. Turner, et al., *Astrophys. J.* **982** (2), 165 (2025). DOI:10.3847/1538-4357/adb9e4
28. D. Nardiello, L. Borsato, G. Piotto, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **490** (3), 3806 (2019). DOI:10.1093/mnras/stz2878
29. T. Prusti et al. (Gaia Collab.), *Astron. and Astrophys.* **595**, id. A1 (2016). DOI:10.1051/0004-6361/201629272
30. G. Rauw, P. A. Crowther, M. De Becker, et al., *Astron. and Astrophys.* **432** (3), 985 (2005). DOI:10.1051/0004-6361:20042136
31. G. Rauw, M. De Becker, Y. Nazé, et al., *Astron. and Astrophys.* **420**, L9 (2004). DOI:10.1051/0004-6361:20040150
32. G. Rauw, J. Manfroid, E. Gosset, et al., *Astron. and Astrophys.* **463** (3), 981 (2007). DOI:10.1051/0004-6361:20066495
33. G. Rauw, H. Sana, and Y. Nazé, *Astron. and Astrophys.* **535**, A40 (2011). DOI:10.1051/0004-6361/201117000
34. A. Roman-Lopes, *Astron. and Astrophys.* **685**, id. L5 (2024). DOI:10.1051/0004-6361/202449474
35. S. M. Ruciński, *Acta Astronomica* **19**, 245 (1969).
36. D. Russeil, *Astron. and Astrophys.* **397**, 133 (2003). DOI:10.1051/0004-6361:20021504
37. O. Schnurr, A. F. J. Moffat, A. Villar-Sbaffi, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **395** (2), 823 (2009). DOI:10.1111/j.1365-2966.2009.14437.x
38. B. J. Shappee, J. L. Prieto, D. Grupe, et al., *Astrophys. J.* **788** (1), 48 (2014). DOI:10.1088/0004-637X/788/1/48
39. I. R. Stevens, J. M. Blondin, and A. M. T. Pollock, *Astrophys. J.* **386**, 265 (1992). DOI:10.1086/171013
40. A. V. Tutukov, A. V. Fedorova, and A. M. Cherepashchuk, *Astronomy Reports* **52** (8), 656 (2008). DOI:10.1134/S1063772908080064
41. A. Ulmer and E. L. Fitzpatrick, *Astrophys. J.* **504** (1), 200 (1998). DOI:10.1086/306048
42. W. van Hamme, *Astron. J.* **106**, 2096 (1993). DOI:10.1086/116788
43. C. A. Vargas Álvarez, H. A. Kobulnicky, D. R. Bradley, et al., *Astron. J.* **145** (5), article id. 125 (2013). DOI:10.1088/0004-6256/145/5/125
44. H. von Zeipel, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **84**, 702 (1924). DOI:10.1093/mnras/84.9.702
45. R. E. Wilson, *Astrophys. J.* **234**, 1054 (1979). DOI:10.1086/157588
46. R. E. Wilson and E. J. Devinney, *Astrophys. J.* **166**, 605 (1971). DOI:10.1086/150986
47. P. Zeidler, E. Sabbi, A. Nota, et al., *Astron. J.* **150** (3), article id. 78 (2015). DOI:10.1088/0004-6256/150/3/78

The Massive Binary System WR 20a: Light Curve Analysis in a Colliding Wind Model

I. I. Antokhin¹, E. A. Antokhina¹, and A. M. Cherepashchuk¹

¹Sternberg Astronomical Institute, Moscow State University, Moscow, 119234 Russia

The article presents the results of the analysis of optical light curves of the massive binary system WR 20a (WN 6ha + WN 6ha). The analysis was performed with a binary system model, extending the standard Roche model for the case when both components of the system have powerful stellar winds. The model takes into account the collision of the winds and the influence of orbital motion on the collision zone. The observational light curves in the *BVI* filters were taken from previously published papers, in which they were analyzed using the standard Roche model. The main difference between the results of our work and the previous results is that in our model the radii of the components are about 25% smaller. As a consequence, the luminosity of the system in our model decreased by approximately 40%, and the distance to the system by 20%. In addition, the model was able to successfully describe the observed asymmetry of the light curve with respect to the phases of the conjunctions, which is impossible in the standard Roche model. The model light curves were also compared with the observational curves obtained by the TESS satellite and the ASAS-SN project. It was shown that, taking into account recent studies of interstellar extinction in the direction of the young open cluster Westerlund 2, the distance to WR 20a obtained in our calculations is consistent with the hypothesis that WR 20a is a member of the cluster.

Keywords: *stars: binaries: eclipsing—stars: Wolf-Rayet—stars: individual: WR 20a*