УДК 524.386

ДВОЙНАЯ ВОЛНА В ИЗМЕНЕНИЯХ ОРБИТАЛЬНОГО ПЕРИОДА ЗАТМЕННО-ДВОЙНОЙ СИСТЕМЫ RT Per

© 2019 г. А. И. Халиуллина^{*}

Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, Государственный астрономический институт им. П. К. Штернберга, Москва, Россия Поступила в редакцию 16.08.2018 г.; принята в печать 19.10.2018 г.

Проведен анализ изменений орбитального периода полуразделенной затменно-двойной системы малой массы RT Per. Наряду с вековым изменением орбитального периода, диктуемого обменом веществом между компонентами, обнаружены его циклические изменения. Для объяснения циклических изменений орбитального периода RT Per подходят как световое уравнение, так и магнитные колебания. Вековое увеличение периода можно объяснить равномерным перетеканием вещества от менее массивной компоненты к более массивной со скоростью $0.60 \times 10^{-8} M_{\odot}$ /год при сохранении общего углового момента. Изменения периода с одинаковой точностью можно представить либо суперпозицией двух циклических изменений, либо суперпозицией векового увеличения периода и двух циклических изменений. Для колебаний с меньшим периодом (36.8 лет) получены примерно одинаковые параметры как для линейного, так и для квадратичного представления моментов минимумов. Для колебаний с большим периода 89 лет и амплитуда 0.045 суток в случае квадратичного представления.

DOI: 10.1134/S0004629919030046

1. ВВЕДЕНИЕ

Переменность звезды RT Per (BD +46 0740, $V = 10.46^m$, $P = 0.8494^d$) открыла Л.П. Церасская по пластинкам, полученным Блажко. Об открытии сообщил Церасский [1]. Дэган построил первую (визуальную) кривую блеска и определил фотометрические элементы орбиты [2]. Струве [3] построил кривую лучевых скоростей для главного компонента и определил его спектральный класс, F2. Спектр вторичного компонента им не наблюдался. Более современная кривая лучевых скоростей была построена в работе [4]. При этом наблюдались спектры обоих компонентов, и было найдено, что главный компонент — звезда главной последовательности спектрального класса F5, а вторичный — субгигант позднее G0. Эта система интенсивно наблюдалась как фотометрически, так и спектроскопически, однако только до конца XX в. В последнее время публикуются лишь моменты минимумов. Последняя работа, посвященная решению кривой блеска RT Per, была опубликована в 1996 г. [5]. В ней использовались UBV наблюдения 1981 г. из работы [6]. В работе [5] были определены фотометрические элементы системы, и в сочетании со спектроскопическими данными из [4] получены

абсолютные размеры компонентов, в частности, их массы $M_1 = 1.080 M_{\odot}$, $M_2 = 0.31 M_{\odot}$. Из результатов этой работы следует, что RT Per — полуразделенная система, в которой вторичный компонент заполняет свою полость Роша, а главный компонент очень близок к заполнению своей полости Роша.

То, что период RT Per меняется, обнаружил Дэган [7]. Когда накопилось достаточно много наблюдений моментов минимумов, он провел подробное исследование изменений периода этой системы и представил их световым уравнением с периодом $P_3 = 37.2$ года и эксцентриситетом $e_3 =$ = 0.3 [8]. Васильева [9] также нашла световое уравнение с немного другими параметрами ($P_3 =$ = 44.1 года, $e_3 = 0.42$). Аналогичное представление опубликовал Анерт [10]. Все последующие исследователи также выделяли колебания орбитального периода с периодом ~40 лет, однако по мере накопления наблюдений моментов минимумов становилось очевидным наличие дополнительных изменений. Эти дополнительные изменения периода представлялись либо его скачками [11, 12], либо вековым уменьшением [13]. Среди всех исследований изменений периода RT Per выделяется работа Манкусо и др. [14], авторы которой пришли к выводу, что изменения периода этой системы нельзя объяснить световым уравнением.

^{*}E-mail: **khaliullinkhf@yandex.ru**

Они предположили динамическую неустойчивость системы в сочетании с неконсервативным переносом вещества, сопровождающимся его внезапными выбросами от вторичного компонента к главному. Однако последующие исследователи продолжали представлять изменения периода RT Per световым уравнением или суммой двух световых уравнений [15, 16]. Селам и Демиркан [17] выделили вековое уменьшение периода, а остатки представили двумя синусоидами с периодами 43.8 года и 20 лет. Кван [18] использовал для анализа изменений периода RT Per моменты минимумов, полученные до 2001 года (JD < 2452000) и представил изменения периода, прежде всего, обратной параболой. Для объяснения остаточных изменений периода он предложил либо световое уравнение с периодом 41.9 лет и эксцентриситетом 0.34, которое не очень точно представляло наблюдаемые точки, либо серию скачкообразных изменений периода.

Все предыдущие исследования изменений орбитального периода RT Рег проводились до JD ≈ 2452000 , при этом в анализ включались фотографические наблюдения, вплоть до самых ранних. Наблюдения, полученные после 2001 г. до настоящего времени, усложнили вид диаграммы O-Cдля RT Рег, в то же время накопилось много очень точных фотоэлектрических и ПЗС-наблюдений.

2. ИЗМЕНЕНИЯ СО ВРЕМЕНЕМ ОРБИТАЛЬНОГО ПЕРИОДА RT Per

Для исследования изменений периода затменнодвойной системы RT Рег были использованы моменты минимумов из базы данных В. R. N. O. [19]. Всего имеется 648 моментов главного минимума: 539 визуальных, 46 фотографических и 63 из фотоэлектрических и ПЗС-наблюдений и 24 момента вторичного минимума: 13 визуальных и 11 из фотоэлектрических и ПЗС-наблюдений. Моменты вторичного минимума не использовались, так как они определяются с намного меньшей точностью, чем моменты главного минимума.

На рис. 1 приведены отклонения (O-C) наблюдаемых (O) моментов минимумов RT Per от вычисленных (C) с линейными элементами, полученными методом наименьших квадратов с использованием всех имеющихся моментов главного минимума:

$$C \equiv \text{HJD} (\text{Min I}) = 2433376.0172(8) + (1) + 0.84940475(5)^{d} \times T,$$

где *T* — эпоха наблюдения. На этом рисунке фотоэлектрические наблюдения представлены большими точками, визуальные — маленькими точками и фотографические — треугольниками. Эта диаграмма имеет довольно сложный вид. Прослеживаются синусообразные колебания, которые уже выделялись прежними исследователями, но неясно, какова природа дополнительных изменений периода, которые явно присутствуют. Традиционный подход к интерпретации такой диаграммы, когда сначала находятся отклонения наблюдаемых моментов минимумов от линейных или квадратичных элементов, а потом эти остатки представляются синусоидой (или суммой синусоид) не дал результатов. Мы предположили, что изменения периода RT Per могут представлять собой суперпозицию короткопериодических ($P \sim 40$ лет) и очень долгопериодических колебаний с большим эксцентриситетом.

Были рассмотрены два варианта представления колебаний периода RT Per: с линейными и с квадратичными элементами. В анализе изменений периода не использовались фотографические наблюдения и четыре сильно отскакивающие точки: JD = 2419381.246, 2441202.456, 2442656.636, 2445286.382. В обоих случаях отклонения наблюдаемых моментов минимумов от теоретических, вычисленных с линейными или квадратичными элементами, представлялись суперпозицией двух световых уравнений. Параметры световых уравнений определялись методом перебора в области их возможных значений. Одновременно (тоже перебором) уточнялись линейные или квадратичные элементы. Поиск подходящих световых уравнений осуществлялся методом последовательных приближений.

Сначала было рассмотрено линейное представление моментов минимумов. Для первого приближения была построена теоретическая кривая для светового уравнения с периодом $P_3 = 15500^{\rm d}$, эксцентриситетом $e_3 = 0$, и амплитудой $A_3 = 0.02$, приблизительно представляющего колебания периода, наблюдавшиеся многими авторами. Далее предпринимались следующие шаги. 1). Теоретическую кривую, выбранную для первого приближения, мы вычли из значений отклонений наблюдаемых моментов минимумов от вычисленных с линейными элементами (1). 2). Эти остатки были представлены световым уравнением с одновременным уточнением линейных элементов. Параметры светового уравнения были использованы для вычисления теоретической кривой. 3). Были получены отклонения наблюдаемых моментов минимумов от теоретических, вычисленных с новыми линейными элементами. 4). Из этих отклонений была вычтена теоретическая кривая, полученная на втором шаге. 5). Новые разности снова были представлены световым уравнением с уточнением линейных элементов. То есть после каждого шага, в котором определялись параметры светового уравнения и новые линейные элементы, находились отклонения наблюдаемых моментов минимумов от вычисленных с новыми линейными элементами и из них



Рис. 1. Отклонения (*O*-*C*) наблюдаемых (*O*) моментов минимумов RT Per от вычисленных (*C*) с линейными элементами (1). Фотографические данные представлены в виде треугольников, визуальные — маленькими точками, фотоэлектрические и ПЗС — большими точками.

вычиталась теоретическая кривая для светового уравнения с полученными параметрами. На следующем шаге эти остатки снова аппроксимировались световым уравнением с уточнением линейных элементов.

Этот итеративный процесс продолжался до тех пор, пока стандартное отклонение точек, полученных вычитанием из наблюдаемых моментов минимумов обоих световых уравнений, не перестало меняться, а поправки к линейным элементам стали равными нулю. В результате изменения периода RT Per были представлены в виде:

$$HJD (Min I) = 2433375.96613(1) + (2)$$

$$+0.849407273(1)^{d} \times T + LTE1 + LTE2,$$

где выражения для световых уравнений *LTE*1 и *LTE*2 имеют вид [20]:

$$LTE = (a_{\rm i} \sin i_{\rm i}/c)(1 - e_{\rm i} \cos E) \sin(\upsilon + \omega_{\rm i}). \quad (3)$$

В выражении для светового уравнения использованы следующие обозначения для элементов орбиты затменно-двойной системы относительно центра тяжести *i*-кратной системы: a_i — большая полуось, i_i — наклонение, e_i — эксцентриситет и ω_i — долгота периастра; v и E — истинная и эксцентрическая аномалии соответственно, которые отсчитываются в той же орбите; c — скорость света. Окончательно параметры каждого светового уравнения уточнялись методом дифференциальных поправок [21] при фиксированных линейных элементах (2). Одновременно вычислялись ошибки определения параметров. Поскольку линейные элементы определялись только методом перебора, для них в скобках указана величина шага перебора.

В табл. 1 приведены параметры световых уравнений для случая линейного представления моментов минимумов. Параметры с индексом G относятся к орбите с большим периодом, а с индексом *L* — к орбите с меньшим периодом. Здесь P_G- период обращения в долгопериодической орбите с бо́льшим периодом, P_L — период обращения в долгопериодической орбите с меньшим периодом, JD_{G,L} — момент прохождения через периастр соответствующей орбиты, $A_{G,L} = (a_{G,L} \sin i_{G,L})/c$. Период обращения в долгопериодической орбите с большим периодом имеет большую неопределенность, поскольку мы наблюдаем лишь часть периода. На рис. 2 приведены разности $(O-C)_2$, полученные вычитанием из отклонений наблюдаемых моментов от вычисленных с линейными элементами (2), $(O-C)_1$, теоретической кривой для светового уравнения с параметрами из таблицы 1 с индексом L, и на рис. 3 — разности $(O-C)_3$, полученные вычитанием из тех же значений $(O-C)_1$ теоретической кривой для светового уравнения с параметрами из табл. 1 с индексом G. Сплошной линией на рис. 2 показана теоретическая кривая для светового уравнения с параметрами из табл. 1 с индексом G. Сплошная линия на рис. 3 — теоретическая кривая для светового уравнения с параметрами из табл. 1 с индексом L. В нижней части рис. 3

2019

Параметр	Значение	Параметр	Значение			
$P_{\rm G}$	$(100550\pm2650){\rm сут}=(275\pm7)$ лет	$P_{\rm L}$	(13450 ± 30) сут $=(36.8\pm0.1)$ лет			
$A_{\rm G}$	(0.104 ± 0.003) сут	$A_{\rm L}$	(0.019 ± 0.001) сут			
e_G	0.90 ± 0.01	e_L	0.49 ± 0.03			
ω_G	$199^{\circ} \pm 1^{\circ}$	ω_L	$356^{\circ} \pm 1^{\circ}$			
JD_G	2444650 ± 40	JD_L	2430900 ± 40			
$a_G \sin i_G$	$(2.7 \pm 0.1) \times 10^9$ км = (18.0 ± 0.5) a.e.	$a_L \sin i_L$	$(4.9 \pm 0.3) \times 10^8$ км = (3.3 ± 0.2) а.е.			

Таблица 1. Параметры гипотетических долгопериодических орбит в RT Per для представления с линейными элементами.

Таблица 2. Параметры гипотетических долгопериодических орбит в RT Рег для представления с квадратичными элементами

Параметр	Значение	Параметр	Значение
$P_{\rm G}$	(32650 ± 160) сут = (89.4 ± 0.4) лет	$P_{\rm L}$	(13400 ± 30) сут $=(36.7\pm0.1)$ лет
$A_{\rm G}$	(0.045 ± 0.001) сут	$A_{\rm L}$	(0.020 ± 0.001) сут
e_G	0.80 ± 0.01	e_L	0.47 ± 0.02
ω_G	$199^{\circ} \pm 1^{\circ}$	ω_L	$353^{\circ} \pm 1^{\circ}$
JD_G	2444650 ± 40	JD_L	2430950 ± 40
$a_G \sin i_G$	$(1.2\pm0.3)\times10^9$ км = (7.8 ± 0.2) a.e.	$a_L \sin i_L$	$(5.2\pm0.3) imes 10^8$ км = (3.5 ± 0.2) а.е.

приведены значения $(O-C)_4$, полученные вычитанием из $(O-C)_1$ обоих световых уравнений. Самые последние фотоэлектрические точки на этом рисунке как будто бы намекают на существование колебаний периода с очень маленькой амплитудой (~0.001^d), однако их количество недостаточно для каких-либо выводов, а визуальные наблюдения имеют недостаточную точность. Прояснить этот вопрос могут только дальнейшие наблюдения. Из рис. 2 видно, что до JD $\approx 2\,440\,000$ долгопериодические колебания вполне можно было представить обратной параболой и они почти не искажали вид короткопериодических колебаний.

Изменения периода RT Per можно представить и квадратичной зависимостью, параметры которой также определялись методом наименьших квадратов:

Можно зафиксировать полученные квадратичные элементы и попытаться представить разности от вычитания теоретических моментов минимумов, полученных по формуле (4), из наблюдаемых суммой световых уравнений способом, описанным выше. Эти попытки успехом не увенчались. Поэтому в процессе подбора суперпозиции двух

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 96 № 3 2019

световых уравнений уточнялись и квадратичные элементы. После проведения итеративного процесса, описанного выше, было получено следующее представление для моментов минимумов:

$$HJD (Min I) = 2433375.9658(1) + (5) + 0.84940461(1)^{d} \times T + 4.1(1)^{d} \times 10^{-11} \times T^{2} + + LTE1 + LTE2.$$

Отметим, что при непосредственном представлении моментов минимумов квадратичными элементами получается обратная парабола, соответствующая вековому уменьшению периода. Суперпозиция квадратичного представления и двух световых уравнений дает параболу, соответствующую вековому увеличению периода. Как и в предыдущем случае, параметры каждого светового уравнения уточнялись методом дифференциальных поправок [21] при фиксированных квадратичных элементах (5). Одновременно вычислялись ошибки определения параметров. В выражении (5) для квадратичных элементов в скобках приводится шаг перебора. Параметры световых уравнений для этого случая приведены в табл. 2, в которой использованы те же обозначения, что в табл. 1. Из сравнения этих таблиц видно, что для светового уравнения с меньшим периодом в обоих случаях получаются практически одинаковые параметры. В то же



Рис. 2. Разности $(O-C)_2$, полученные вычитанием из отклонений $(O-C)_1$ наблюдаемых моментов минимумов от вычисленных с линейными элементами (2) теоретической кривой для светового уравнения с параметрами из табл. 1 с индексом *L*. Сплошной линией показана теоретическая кривая для светового уравнения с параметрами из табл. 1 с индексом *G*. Визуальные данные представлены маленькими точками, фотоэлектрические и ПЗС — большими точками.



Рис. 3. Разности $(O-C)_3$, полученные вычитанием из отклонений $(O-C)_1$ наблюдаемых моментов минимумов от вычисленных с линейными элементами (2) теоретической кривой для светового уравнения с параметрами из табл. 1 с индексом G. Сплошной линией показана теоретическая кривая для светового уравнения с параметрами из табл. 1 с индексом L. В нижней части рисунка приведены значения $(O-C)_4$, полученные вычитанием из $(O-C)_1$ обоих световых уравнения. Обозначения такие же, как на рис. 2.



Рис. 4. Разности $(O-C)_5$, полученные вычитанием из отклонений $(O-C)_{12}$ наблюдаемых моментов минимумов от вычисленных с квадратичными элементами (5) теоретической кривой для светового уравнения с параметрами из табл. 2 с индексом *L*. Сплошной линией показана теоретическая кривая для светового уравнения с параметрами из табл. 2 с индексом *G*. Обозначения такие же, как на рис. 2.

время параметры светового уравнения с бо́льшим периодом заметно отличаются: при квадратичном представлении получаются в три раза меньший период и более чем в два раза меньшая амплитуда. На рис. 4 приведены разности $(O-C)_5$, полученные вычитанием из отклонений $(O-C)_{12}$ наблюдаемых моментов от вычисленных с квадратичными элементами (5) теоретической кривой для светового уравнения с параметрами из табл. 2 с индексом L. Сплошной линией показана теоретическая кривая для светового уравнения с параметрами из табл. 2 с индексом G. Соответствующий график для светового уравнения с меньшим периодом не отличается от приведенного на рис. 3. Это же относится к остаточным разностям после вычитания из $(O-C)_{12}$ обоих световых уравнений.

3. ВОЗМОЖНЫЕ ПРИЧИНЫ ИЗМЕНЕНИЙ ОРБИТАЛЬНОГО ПЕРИОДА RT Per

Хотя мы представили циклические колебания орбитального периода затменно-двойной системы RT Per суперпозицией двух световых уравнений, на самом деле, циклические изменения орбитального периода затменно-двойной системы могут быть следствием нескольких причин. Кроме светового уравнения, они могут вызываться вращением линии апсид орбиты двойной системы или влиянием магнитных циклов одного из компонентов. В случае RT Рег вращение линии апсид исключается, так как орбита затменно-двойной системы круговая. Вековое увеличение периода, которое получается в случае квадратичного представления, можно объяснить обменом веществом между компонентами.

Полученные параметры долгопериодических орбит позволяют нам вычислить функции масс для каждого светового уравнения:

$$f(M_{\rm i}) = \frac{a_i \sin^3 i_i}{P_i^2}.$$
 (6)

Здесь массы выражены в массах Солнца, большие полуоси орбит — в астрономических единицах и периоды — в годах, M_i — масса дополнительного компонента. Значения функции масс равны $0.031 M_{\odot}$, $0.059 M_{\odot}$, $0.077 M_{\odot}$ для меньшей волны, для бо́льшей волны при квадратичном представлении и для бо́льшей волны при линейном представлении соответственно. Для иерархических тройной и четырехкратной систем функция масс связана с массами компонентов следующими соотношениями:

$$f(M_3) = \frac{M_3^3 \sin^3 i_3}{(M_1 + M_2 + M_3)^2},$$
 (7)

$$f(M_4) = \frac{M_4^3 \sin^3 i_4}{(M_1 + M_2 + M_3 + M_4)^2}.$$
 (8)

Величина	Значение			
$P_{ m mod}$	100 550 сут	32 650 сут	13 400 сут	
$\Delta(O-C)$	0.104 сут	0.045 сут	0.020 сут	
ΔP	0.48 c	0.64 c	0.69 c	
ΔJ	$1.30 imes 10^{47}$ г см $^2/{ m c}$	$1.73 imes 10^{47}$ г см $^2/{ m c}$	$1.87 imes 10^{47}$ г см $^2/{ m c}$	
ΔE	$1.45 imes 10^{41}$ эрг	$2.57 imes 10^{41}$ эрг	$3.0 imes 10^{41}$ эрг	
В	$2.57 imes 10^3$ Гс	$5.21 imes 10^3$ Гс	$8.47 imes 10^3$ Гс	
ΔL	$5.24 imes 10^{31} m spr/c = \ = 0.0136 L_{\odot} = 0.030 L_2$	$2.86 imes 10^{32} \; { m spr/c} = 0.075 L_{\odot} = 0.16 L_2$	$8.18 imes 10^{32} \; { m spr/c} = 0.21 L_{\odot} = 0.46 L_2$	

Таблица 3. Величины, характеризующие циклы магнитной активности вторичного компонента RT Рег для разных значений модулирующего периода

Используя средние оценки масс компонентов затменно-двойной системы из работы $[5] - M_1 = 1.080 M_{\odot}, M_2 = 0.31 M_{\odot}$ — и приведенные выше значения функций масс, получаем следующие оценки для масс третьего (более близкого) и четвертого (более дальнего) тел в системе RT Per: $M_3 \sin^3 i_3 = 0.48 M_{\odot}, M_4 \sin^3 i_4 = 0.82 M_{\odot}$ для линейного представления и $M_3 \sin^3 i_3 = 0.48 M_{\odot}, M_4 \sin^3 i_4 = 0.74 M_{\odot}$ для квадратичного представления.

Таким образом, массы предполагаемых третьего и четвертого тел в системе RT Per сравнимы с массами компонентов затменно-двойной системы, и если это звезды главной последовательности, их блеск должен оказывать заметное влияние на ее кривую блеска. В то же время любое из дополнительных тел может быть звездой пониженной светимости или, в свою очередь, двойной (или кратной) системой. Оценки масс компонентов затменно-двойной системы и параметры ее орбиты, полученные из решения кривой блеска, должны быть уточнены в будущем с использованием новых наблюдений и новых методов вычисления параметров.

В качестве альтернативы гипотезе о третьем теле может служить предположение, что модуляции периода, наблюдаемые в системах типа Алголя и затменных двойных некоторых других типов, являются проявлением магнитной активности. Вторичный компонент в затменно-двойной системе RT Per имеет спектральный класс ~G, и должен иметь конвективную оболочку и, следовательно, магнитное поле. Амплитуда модуляций орбитального периода ΔP и амплитуда осцилляций $\Delta(O-C)$ на диаграмме O-C связаны соотношением: $\Delta P/P_0 = 2\pi\Delta(O-C)/P_{\rm mod}$ [22]. Используя соответству-

ющее значение периода двойной системы, находим ΔP для трех значений $\Delta(O-C)$ и P_{mod} . Для приведенных выше оценок масс компонентов из третьего закона Кеплера находим величину большой полуоси относительной орбиты двойной системы: $a = 4.21 R_{\odot}$. Из работы [5] берем величину относительного радиуса вторичного компонента r = 0.257, а полученное выше значение большой полуоси позволяет найти его абсолютный радиус: $R_2 = 1.08 R_{\odot}$. Далее, используя последовательность формул, приведенную в [22], для каждого значения модулирующего периода находим оценки величины переносимого (от ядра звезды к ее оболочке и обратно) углового момента ΔJ , количества энергии, необходимого для переноса углового момента во внешнюю часть звезды, ΔE , напряженности магнитного поля В активного компонента и изменений его светимости ΔL . Эти величины приведены в таблице 3. Светимость вторичного компонента затменно-двойной системы можно найти с помощью соотношения: $L/L_{\odot} = (R/R_{\odot})^2 (T/T_{\odot})^4$, используя температуру из работы [5], $T_2 = 4666$ K, и найденное выше значение радиуса: $L_2 = 0.46 L_{\odot}$.

Полученные оценки магнитных и энергетических величин вполне укладываются в допустимые рамки. Для бо́льшего периода колебания светимости получаются довольно малыми и их вряд ли можно обнаружить из наблюдений. Для меньшего периода колебания светимости на порядок больше. Однако здесь следует вспомнить о работах Ланца и др. [23, 24], в которых было показано, что за счет использования большей скорости вращения звезды или более эффективного механизма превращения вращательной кинетической энергии в магнитную и обратно, затраты энергии и соответствующие изменения светимости могут быть заметно меньше, чем дают соотношения Эппелгейта, так что полученные по ним оценки следует считать верхним пределом. Таким образом, магнитные колебания можно использовать для объяснения циклических изменений орбитального периода затменно-двойной системы RT Per.

Если предположить, что только один вид циклических изменений периода вызывается третьим телом, то для меньшего периода оценка массы третьего тела не изменится, а для бо́льшего периода $M_3 \sin^3 i_3 = 0.70 M_{\odot}$ для линейного представления и $M_3 \sin^3 i_3 = 0.62 M_{\odot}$ для квадратичного представления.

Согласно [5], RT Per — полуразделенная система, в которой вторичный компонент заполняет свою полость Роша, так что вековое увеличение ее периода можно объяснить равномерным перетеканием вещества от менее массивного к более массивному компоненту без изменения общего углового момента. В этом случае [25]:

$$\dot{M}_2 = -M_2 \frac{2Q}{P^2} \frac{1}{3(1-q)},\tag{9}$$

где $P \approx P_0$, $q = M_2/M_1$, Q— коэффициент при квадратичном члене в представлении моментов минимумов. В нашем случае $Q = 0.41 \times 10^{-10}$, $P_0 = 0.484940461$, Используя оценки масс компонентов из работы [5], найдем интенсивность потери вещества вторичным компонентом RT Per: $\dot{M}_2 = -0.60 \times 10^{-8} M_{\odot}$ /год. Наблюдаемая скорость обмена веществом совпадает с предсказанной теоретически в работах [26, 27], посвященных изучению эволюции подобных систем.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследование изменений орбитального периода затменно-двойной системы RT Per. имеющих довольно сложный характер, показало, что их можно представить суперпозицией двух циклических изменений либо суперпозицией векового увеличения периода и двух циклических изменений с почти одинаковой точностью ($\sigma = 0.0042^{d}$ в первом случае и $\sigma = 0.0040^{d}$ во втором случае). То есть вместо векового уменьшения периода, которое фигурирует в нескольких работах, получается либо полное отсутствие векового изменения периода, либо его увеличение, которое обычно для полуразделенных систем. Если интерпретировать циклические изменения как световые уравнения, то массы дополнительных тел получаются сравнимыми с массами компонентов затменно-двойной системы, так что необходимо исследовать наличие третьего света в блеске системы. Если же интерпретировать эти колебания как следствие магнитных циклов активного вторичного компонента, получаются

вполне приемлемые значения величин, характеризующих эти циклы. Особенно привлекательной кажется суперпозиция светового уравнения с периодом 36.8 лет и магнитных колебаний с периодом 275 лет или 89 лет. В этом случае получается небольшое значение для колебаний светимости вторичного компонента, а вероятное значение для третьего света можно уменьшить, предположив, что третье тело, в свою очередь, является двойной системой. Вековое увеличение периода можно объяснить равномерным перетеканием вещества от менее массивной компоненты к более массивной со скоростью $0.60 \times 10^{-8} M_{\odot}$ /год при сохранении общего углового момента.

Для уточнения характера изменений орбитального периода в затменно-двойной системе RT Per нужны как дальнейшие наблюдения моментов минимумов, так и получение и решение высокоточных кривых блеска для уточнения орбитальных параметров и прояснения вопроса о третьем свете в блеске системы. Желательно также получение более современной кривой лучевых скоростей для надежного определения масс компонентов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. W. Ceraski, Astron. Nachr. 166, 155 (1904).
- 2. R. S. Dugan, Contr. Princeton Univer. Obs., № 1 (1911).
- 3. O. Struve, Astrophys. J. 106, 92 (1947).
- 4. Wen-Xian Lu, Acta Astronomica Sinica **31**, 140 (1990).
- M. T. Edalati, F. Zeinali, Astrophys. and Space Sci. 243, 275 (1996).
- B. B. Sanwal, U. S. Chaubey, Astrophys. and Space Sci. 75, 329 (1981).
- R. S. Dugan, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 75, 692 (1915).
- 8. R. S. Dugan Contr. Princeton Univer. Obs., № 17 (1938).
- 9. А. А. Васильева, Астрон. цирк. № 75 (1948).
- 10. P. Ahnert, Mitt. Veränder. Sterne, 6, 143 (1974).
- 11. H. Frieboes-Conde, and T. J. Herczeg, Astron. and Astrophys. Suppl. Ser. **12**, 1 (1973).
- 12. I. Todoran, Inform. Bull. Var. Stars, № 1687, 1 (1979).
- 13. J. B. Rafert, Publ. Astron. Soc. Pacif. 94, 485 (1982).
- 14. S. Mancuso, L. Milano, and G. Russo, Astrophys. and Space Sci. 47, 277 (1977).
- 15. T. Panchatsaram, Astrophys. and Space Sci. 77, 179 (1981).
- 16. C.-H. Kim, J. Astron. and Space Sci. 12, 179 (1995).
- S. O. Selam, and O. Demircan, Turk. J. Phys. 23, 301 (1999).

- 18. S. Qian, Astron. J. 122, 2686 (2001).
- B. R. N. O. Project Eclipsing Binaries database, http://var2.astro.cz/EN/brno/index.php
 Д. Я. Мартынов, в кн. М. С. Зверев, Б. В. Кукаркин,
- Д. Я. Мартынов, в кн. М. С. Зверев, Б. В. Кукаркин, Д. Я. Мартынов, П. П. Паренаго, Н. Ф. Флоря и В. П. Цесевич, *Переменные звезды*, т. 3, Гостехиздат (1947), стр. 464–490.
- 21. А. И. Халиуллина, Х. Ф. Халиуллин, Астрон. журн. 61, 393 (1984).
- 22. J. H. Applegate, Astrophys. J. 385, 621 (1992).

- 23. F. Lanza, M. Rodono, and R. Rosner, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **296**, 893 (1998).
- 24. E. Lanza and M. Rodono, Astron. Astrophys. **349**, 887 (1999).
- 25. Х. Ф. Халиуллин, Астрон. журн. 51, 395 (1974).
- 26. I. Iben, and A. V. Tutukov, Astrophys. J. 284, 719 (1984).
- 27. А. В. Тутуков, А. В. Федорова, Э. В. Эргма и Л. Р. Юнгельсон, Письма в Астрон. журн. **11**, 123 (1985).