

УДК 524.3-33; 524.386

## О СИНХРОНИЗАЦИИ КОМПОНЕНТОВ ДВОЙНЫХ СИСТЕМ

© 2022 П. В. Пахомова<sup>1\*</sup><sup>1</sup>Институт астрономии РАН, Москва, 119017 Россия

Поступила в редакцию 14 марта 2022 года; после доработки 18 марта 2022 года; принята к публикации 28 марта 2022 года

В работе рассматриваются две классические теории Ж. П. Зана и Ж.-Л. Тассуля синхронизации компонентов двойных систем на главной последовательности. Масштабы времён синхронизации, предсказанные этими теориями, значительно различаются. В рамках данного исследования оцениваются времена и вероятности синхронизации для набора модельных звезд спектральных типов O–G и проводится сравнение с результатами для современного наблюдательного материала из каталога разделенных затменных двойных систем Г. Торреса. Для каждого из объектов каталога вычисляется максимальный период осевого вращения и сравнивается с известным орбитальным периодом. Затем на основании упомянутых выше теоретических оценок делается вывод о синхронизации каждой из систем. Выявлено, что теория Зана, предлагающая более длинную шкалу времен синхронизации, лучше описывает наблюдательные данные, чем теория Тассуля. Результаты этого анализа будут востребованы для оценки вероятности синхронизации двойных систем.

Ключевые слова: *звезды: фундаментальные параметры — звезды: двойные: затменные*

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Соотношение между массой звезды на главной последовательности и ее светимостью (соотношение «масса–светимость», далее СМС) — фундаментальный закон, используемый в различных областях астрофизики. Он играет особую роль в восстановлении начальной функции масс (далее — НФМ) по функции светимости звезд. Независимым образом оценить массу звезды и ее светимость можно только для компонентов двойных систем определенных типов. Один из этих типов — орбитальные двойные (визуальные двойные системы с известными орбитальными параметрами и тригонометрическим параллаксом). Эти звезды, как правило, представляют собой широкие пары, компоненты которых не взаимодействуют друг с другом и в эволюционном смысле подобны одиночным звездам. Другим основным источником независимых определений масс являются затменные двойные системы с линиями обоих компонентов в спектре (double-lined eclipsing binaries, DLEB). Это тесные пары, вращение компонентов которых синхронизируется приливным взаимодействием, и из-за замедления вращения они эволюционируют иначе, нежели одиночные или входящие в широкие двойные системы звезды.

В случае орбитальных двойных массы компонентов, как правило, не превышают  $1.5 M_{\odot}$ , и построенное с помощью таких данных СМС

подходит для описания одиночных звезд малых масс. А в области масс  $M/M_{\odot} \gtrsim 2.7$  к одиночным звездам применяется СМС, которое базируется на данных, полученных для тесных DLEB. Однако, в отличие от тесных затменных двойных систем с небольшими периодами (в среднем меньше 15 дней), которые практически все синхронизованы с орбитальным вращением и вращаются медленно, одиночные молодые массивные звезды являются быстрыми ротаторами. Применение для них СМС, построенного для медленных ротаторов, на наш взгляд, неправомерно и может приводить к систематически неверным результатам. При построении СМС массивных звезд необходимо использовать другие объекты — долгопериодические затменные двойные. Они в большинстве своем еще не синхронизованы и вращаются быстро, то есть их эволюционный путь схож с эволюцией одиночных звезд.

На настоящий момент нет способа, позволяющего достоверно оценить степень влияния на НФМ звезд с массами  $M \gtrsim 2.7 M_{\odot}$ , поскольку имеющиеся наблюдательные данные для этого диапазона масс слишком малочисленны и не позволяют делать определенные выводы. По этой причине мы начали проект по изучению долгопериодических массивных затменных двойных, одной из целей которого является построение кривых лучевых скоростей и определение масс компонентов таких систем (Kniazev 2020, Kniazev et al. 2020). По опубликованным фотометрическим данным или кривым блеска мы вычисляем светимости отдельных

\*E-mail: p\_pakhomova@inasan.ru

компонентов и в случае их точного определения сравниваем положение компонентов на диаграмме «масса–светимость» со «стандартным» СМС. В ходе исследования мы намереваемся подтвердить, что быстрые и медленные ротаторы удовлетворяют разным СМС, и в итоге рассмотреть возможность реализации более крупного проекта — построения надежного СМС быстрых ротаторов. Полученные данные также будут использованы для установления соотношений «масса–радиус» и «масса–температура».

## 2. СООТНОШЕНИЕ «МАССА–СВЕТИМОСТЬ» БЫСТРЫХ И МЕДЛЕННЫХ РОТАТОРОВ

Проблема определения масс компонентов орбитальных двойных обсуждалась ранее в работах Docobo et al. (2016), Fernandes et al. (1998), Malkov et al. (2012). В статьях Delfosse et al. (2000), Henry (2004), Henry et al. (1999), Malkov et al. (1997) исследуется проблема построения СМС для маломассивных звезд. Точные параметры звезд DLEB и основанных на них СМС можно найти, например, в работах Andersen (1991), Gorda and Svechnikov (1998), Kovaleva (2001), Popper (1980), Torres et al. (2010).

Для объединения этих двух СМС (на основе данных об орбитальных двойных системах и DLEB-звездах), а также для сравнения теоретических СМС с эмпирическими данными обычно по умолчанию предполагалось, что компоненты разделенных тесных и широких двойных систем эволюционируют одинаково.

Однако, сравнивая радиусы DLEB и одиночных звезд, Malkov (2003) обнаружил заметное отличие наблюдательных параметров компонентов DLEB B0V–G0V от одиночных звезд близких спектральных классов. Это различие было подтверждено независимыми исследованиями, опубликованными другими авторами. Такое различие также объясняет несоответствие имеющихся в литературе шкал болометрических поправок.

Бóльшие радиусы и более высокие температуры компонентов DLEB-звезд спектральных классов A–F можно объяснить синхронизацией и связанным с этим замедлением вращения таких компонентов в тесных системах. Другой возможной причиной является эффект наблюдательной селекции: из-за несферичности вращающихся звезд значения, определенные из наблюдений, зависят от ориентации их осей вращения, при этом одиночные звезды ориентированы случайным образом, а компоненты затменных двойных систем наблюдаются преимущественно с экватора.

В работе Malkov et al. (2007) были собраны данные о фундаментальных параметрах 19 компонентов долгопериодических DLEB. Вращение этих звезд, по-видимому, еще не синхронизировалось с орбитальным периодом, поэтому такие объекты быстро вращаются и эволюционируют подобно одиночным звездам. Данные именно таких объектов следует использовать для построения соотношений (в частности, соотношения «масса–светимость») для «изолированных» звезд с массами  $M > 2.7 M_{\odot}$ . Массы компонентов других типов двойных звезд (орбитальных, разрешенных спектроскопических двойных) редко превышают этот предел. Следует отметить, что из 19 компонентов звезд DLEB, упомянутых выше, только 13 имеют массу, превышающую  $2.7 M_{\odot}$ . Предварительный анализ показывает, что, по крайней мере, быстро вращающиеся В звезды поздних спектральных подклассов В ( $4.5 < M/M_{\odot} < 5.5$ ) демонстрируют немного более высокую светимость, чем «стандартное» (основанное на данных для медленно вращающихся звезд) СМС. Их радиусы при этом превышают радиусы компонентов короткопериодических двойных систем, а главная последовательность (ГП) этих звезд смещена вправо относительно ГП компонентов тесных двойных систем. Отсутствие наблюдательных данных не позволяет делать более однозначные выводы. По той же причине в настоящее время невозможно с достаточной точностью оценить степень, в которой это может повлиять на НФМ в диапазоне масс  $M > 2.7 M_{\odot}$ : имеющиеся наблюдательные данные для этого диапазона масс слишком скудны. Информация о СМС (и других соотношениях) «изолированных» звезд должна быть получена из динамических определений масс компонентов долгопериодических массивных затменных двойных звезд. Только после этого можно будет пересмотреть НФМ для  $M > 2.7 M_{\odot}$ .

Стоит отметить также, что, согласно фотометрическим данным для звезд главной последовательности молодых рассеянных скоплений, недавно полученным на телескопе HST (Wang et al. 2022), зависимости «показатель цвета–звездная величина» также оказываются различны для быстро и медленно вращающихся звезд. Это обстоятельство добавляет актуальности исследуемой в данной работе проблеме.

Понимание синхронизованности той или иной системы играет в исследовании затменных двойных важную роль, в частности, при построении соотношения «масса–светимость» для звезд больших масс. Соответственно, при отборе затменных двойных для этих целей необходимо иметь представление о том, системы с какими значениями периодов синхронизованы, а какие нет. Для этого

необходимо знать, на какую теорию синхронизации опираться.

### 3. СИНХРОНИЗАЦИЯ. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ПОДХОДЫ

#### 3.1. Теория Зана

Теория синхронизации (и циркуляризации) в тесных двойных системах, разработанная в Zahn (1975; 1977), основана на механизме диссипации энергии через динамические приливы в неадиабатических поверхностных слоях звезд-компонентов. Время синхронизации  $t_Z$  в секундах, согласно Zahn (1977), определяется как:

$$\frac{1}{t_Z} = 5 \times 2^{5/3} \sqrt{\frac{GM}{R^3} \frac{MR^2}{I}} q^2 (1+q)^{5/6} E_2 (R/a)^{17/2}. \quad (1)$$

Здесь  $M$  (в кг),  $R$  (в м) и  $a$  (в м) — масса и радиус первичного компонента, а также большая полуось орбиты соответственно,  $q$  — отношение масс компонентов. Постоянная приливного момента  $E_2$  и момент инерции  $J$  (в величинах  $MR^2$ ) приведены в Zahn (1975), и эти параметры связаны с массой  $M$  (в  $M_\odot$ ) уравнениями:

$$E_2 = 0.1185 \times 10^{-8} M^{2.981} \quad (2)$$

и

$$J \equiv \frac{I}{MR^2} = (-0.0072M^2 + 0.2684M + 7.189) \times 10^{-2}. \quad (3)$$

#### 3.2. Теория Тассуля

Другую теорию разработал Тассуль (Tassoul 1987; 1988). Она основана на приливной диссипации кинетической энергии крупномасштабных меридиональных потоков. Согласно Tassoul (1987), время синхронизации  $t_T$  на порядок превосходит время замедления  $t_{sd}$ ,

$$t_T = 10t_{sd}, \quad (4)$$

и Tassoul (1987) предлагает следующую формулу для оценки времени замедления в годах:

$$t_{sd} = 535 \frac{1+q}{q} \sqrt[4]{\frac{M^5 P^{11}}{10^N L}} R^{-3}. \quad (5)$$

Здесь масса  $M$ , радиус  $R$  и светимость  $L$  первичного компонента выражены в солнечных единицах,  $q$  — отношение масс компонентов. Орбитальный период  $P$  выражен в днях.

Показатель степени  $N$  по сути является свободным параметром. Фактор  $10^N$  — это среднее значение числа Рейнольдса (Tassoul 1988). Фактор

$10^{-N/4}$  имеет первостепенное значение в уравнении (5), поскольку он описывает влияние эффектов турбулентности на механизм замедления вращения и, следовательно, на само время синхронизации. В случае двойных систем ранних спектральных типов, являющихся предметом данного исследования, ожидается, что  $N$  будет небольшим числом, поэтому для упрощения расчетов можно положить  $N = 0$  в уравнении (5). Однако в случае двойных более поздних типов неопределенность куда более существенна, поскольку значение  $N$  может быть довольно большим для турбулентной конвективной оболочки,  $N \approx 8-12$  (Tassoul 1988). В частности, в работе Tassoul (1988) обнаружено, что значение  $N = 10$  вполне разумно для конвективной оболочки солнечного типа.

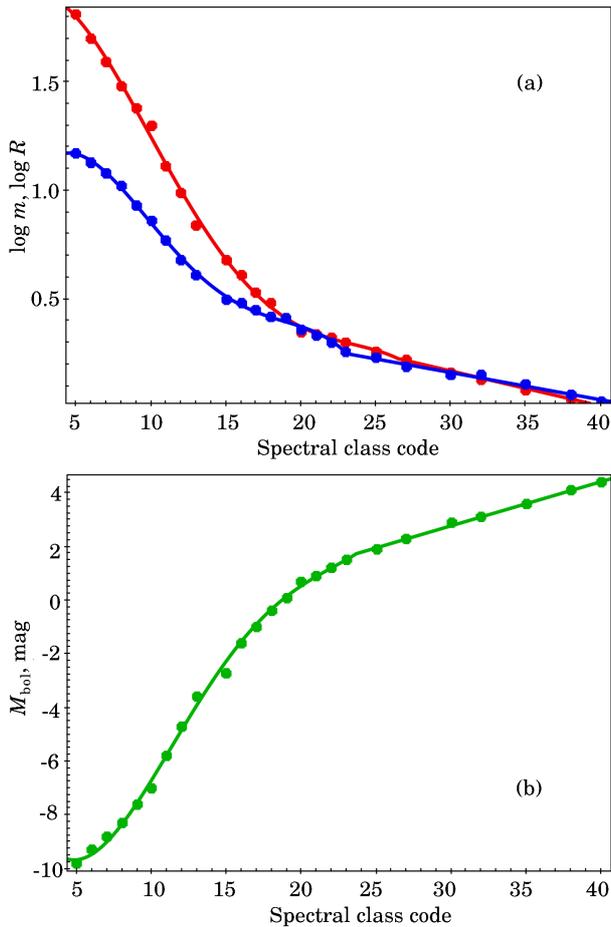
В соответствии с этими соображениями законно предположить  $N = 0$  для звезд ранних типов (то есть  $M/M_\odot \geq 1.6$ , спектральный тип A8V и ранее, Khaliullin and Khaliullina (2007)). В данной работе берется  $N = 10$  для звезд типа G2V ( $M/M_\odot = 1$ ) и используется грубая линейная интерполяция для  $N(M)$  в диапазоне  $1 < M/M_\odot < 1.6$ .

#### 3.3. Сравнительный анализ Халиуллиных

Халиуллин и Халиуллина в своих критических обзорах (Khaliullin and Khaliullina 2007; 2010) отмечают, что временные шкалы циркуляризации и синхронизации, описанные механизмами, упомянутыми выше, различаются почти на три порядка, и, основываясь на анализе наблюдаемых скоростей движения аписид, показывают, что наблюдаемые времена синхронизации согласуются с теорией Зана, но не согласуются с более короткой шкалой времени, предложенной Тассулем.

Время синхронизации зависит прежде всего от массы звезды и расстояния между двумя компонентами. Так, например, согласно Tassoul (1987), для орбитальных периодов примерно до 25 дней время синхронизации меньше, чем одна десятая времени жизни на главной последовательности звезды с массой  $3 M_\odot$ .

Упомянутые выше теории синхронизации были разработаны для массивных звезд ранних спектральных типов с лучистыми оболочками (то есть для звезд с  $M/M_\odot > 1.5$ ). В настоящей работе для построения соотношения «масса—светимость» «изолированных» звезд мы изучаем DLEB-звезды в диапазоне  $M/M_\odot > 2.7$ , поскольку массы компонентов других типов двойных звезд (визуально-двойных, разрешенных спектроскопических двойных) редко превышают этот предел. Согласно теории Тассуля с более короткой временной шкалой, время синхронизации становится сравнимым со временем жизни звезды  $2.7 M_\odot$  на главной последовательности для орбитальных периодов порядка



**Рис. 1.** Соотношения (а) «спектральный тип–масса  $M$ » (красная кривая) и «спектральный тип–радиус  $R$ » (синяя кривая), и (б) болометрическая звездная величина  $M_{\text{bol}}$  (зеленая кривая) для звезд главной последовательности классов О–F. Спектральные типы кодируются следующим образом: 5 для О5, ..., 10 для В0, ..., 40 для G0. Точки — табличные данные из Straižys (1992), кривые — полиномиальные аппроксимации (см. таблицу 1, уравнения (6), (7)).

50–70 дней (теория Зана предсказывает еще более короткие периоды).

## 4. МЕТОДИКА

### 4.1. Масса звезды, радиус и светимость

Масса, радиус и светимость звезды на главной последовательности могут быть вычислены, исходя из ее спектрального типа. Straižys (1992) опубликовал детальные таблицы для таких соотношений. Более свежие соотношения можно найти в работах Eker et al. (2018), Pecař and Mamajek (2013), и, как показано в Malkov et al. (2020), они хорошо согласуются с данными Straižys (1992).

**Таблица 1.** Коэффициенты из уравнений (6) и (7)

	$\lg M$	$\lg R$	$M_{\text{bol}}$
$c_4$	$-2.081\text{E}-05$	$-3.980\text{E}-05$	$2.441\text{E}-04$
$c_3$	0.001388	0.002279	$-0.01629$
$c_2$	$-0.02879$	$-0.04386$	0.3644
$c_1$	0.1171	0.2699	$-2.470$
$c_0$	1.772	0.6555	$-4.536$
STDev	0.0198	0.00946	0.143
$b_1$	$-0.0161$	$-0.01252$	0.1639
$b_0$	0.6521	0.5373	$-2.13$
correlation	$-0.995$	$-0.990$	0.998

Соотношения для масс  $M$  (в солнечных единицах), радиусов  $R$  и болометрических звездных величин  $M_{\text{bol}}$  из работы Straižys (1992) были аппроксимированы полиномами

$$Y = c_0 + c_1 X + c_2 X^2 + c_3 X^3 + c_4 X^4, \quad (6)$$

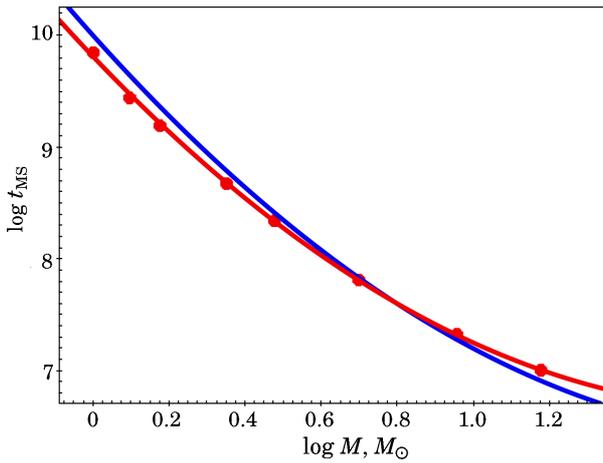
где  $X$  — код спектрального типа (5 для О5, 10 для В0, ..., 40 для G0) и  $Y$  —  $\lg M$ ,  $\lg R$  и  $M_{\text{bol}}$ . Коэффициенты  $c_i$  ( $i = 0, 4$ ) представлены в Таблице 1. Для  $X$ , больших  $X_{\text{lim}}$  (то есть для более поздних спектральных классов), были использованы более простые полиномы:

$$Y = b_0 + b_1 X. \quad (7)$$

$X_{\text{lim}} = 23$  (то есть А3). Коэффициенты  $b_i$  ( $i = 0, 1$ ) также указаны в таблице 1. Результаты данных аппроксимаций иллюстрирует рис. 1.

### 4.2. Поправка на ZAMS

Необходимо отметить, что, согласно теории синхронизации Зана (Zahn 1975; 1977), большинство приливных торможений фактически происходит в течение довольно короткого периода в начале главной последовательности. Таким образом, параметры в выражениях (1) и (5) следует полагать равными их значениям на ZAMS (Khaliullin and Khaliullina 2007). Можно считать массу звезды на ZAMS равной массе на главной последовательности, оцененной по выражениям (6) и (7). Однако следует скорректировать радиус и болометрическую звездную величину, так как на ZAMS звезда была меньше и тусклее. Как показывает анализ данных Straižys (1992), для звезд спектрального класса F0 и выше этой разницей можно пренебречь — она составляет около  $\Delta \lg R \equiv \lg R - \lg R_{\text{ZAMS}} = 0.2$  и



**Рис. 2.** Время жизни на главной последовательности  $t_{MS}$  в годах и масса звезды  $M$  в массах Солнца. Точки — данные из работы Iben (1967), красная кривая — аппроксимация полиномом (9). Синяя кривая иллюстрирует соотношение из статьи Piskunov (1981) (приведена для сравнения).

$\Delta M_{bol} \equiv M_{bol} - M_{bol,ZAMS} = -1^m$  для звезд спектрального типа В9 и более ранних. В диапазоне спектральных классов от F0 до В9  $\Delta \lg R$  и  $\Delta M_{bol}$  изменяются линейно с  $\lg M$ .

Светимость звезды вычисляется согласно

$$L/L_{\odot} = 10^{0.4(M_{bol,\odot} - M_{bol})}, \quad (8)$$

где  $M_{bol,\odot} = 4^m 69$ .

#### 4.3. Время жизни звезды на главной последовательности

Время жизни звезды обратно пропорционально ее массе. В этом исследовании используется оценка времени жизни звезды на главной последовательности, сделанная Iben (1967). Данные из этой работы были аппроксимированы полиномом

$$\lg \tau_{MS} = 9.81136 - 3.57294 \lg M + 1.01380 \lg^2 M. \quad (9)$$

Здесь  $M$  — масса в  $M_{\odot}$ ,  $\tau_{MS}$  — время жизни на главной последовательности в годах. Стандартное отклонение равно 0.023. Результат представлен на рис. 2. Для сравнения показано соотношение из работы Piskunov (1981).

## 5. РЕЗУЛЬТАТЫ

В этом разделе, помимо времени синхронизации, вводится и вычисляется  $P_{non}$  — вероятность того, что система с данным орбитальным периодом и спектральным типом первичного компонента не

будет синхронизована на главной последовательности. Ее можно рассчитать по формуле:

$$P_{non} = t_{syn}/\tau_{MS}, \quad (10)$$

где  $\tau_{MS}$  получено из уравнения (9),  $t_{syn}$  — время синхронизации, вычисленное из выражений (1) ( $t_Z$ , теория Зана) или (4) ( $t_T$ , теория Тассуля).

В данной статье при работе с наблюдательным материалом было сделано несколько упрощений. Во-первых, орбиты двойных систем полагались круговыми:  $e = 0$ . В случае эксцентрических орбит приливное взаимодействие больше в окрестности периастра. Соответственно, угловая скорость первичного компонента быстро синхронизируется с мгновенной орбитальной угловой скоростью в периастре. Отсюда следует, что время  $t_{sd}$ , определяемое выражением (5), является нижним пределом характерного времени псевдосинхронизации (Tassoul 1987). Во-вторых, массы компонентов считались равными для всех систем ( $q = 1$ ). Уменьшение  $q$  увеличивает время синхронизации.

Затем было проведено сравнение результатов теоретических расчетов (рис. 3, рис. 4) с наблюдательными данными. В качестве последних были выбраны компоненты разделенных затменных систем с точными значениями параметров орбит и компонентов из каталога Torres et al. (2010).

Каталог Торреса содержит данные о 190 компонентах (95 систем), для 160 из которых значения скорости вращения  $v \sin i$  обоих компонентов известны и отличны от нуля.

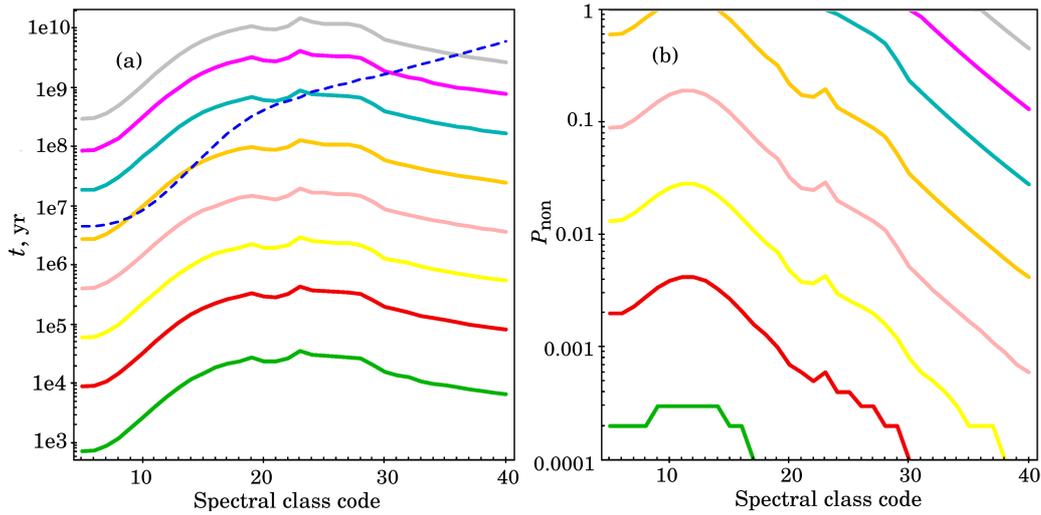
Период осевого вращения (в днях) вычислялся согласно

$$P = 2\pi R/v \sin i, \quad (11)$$

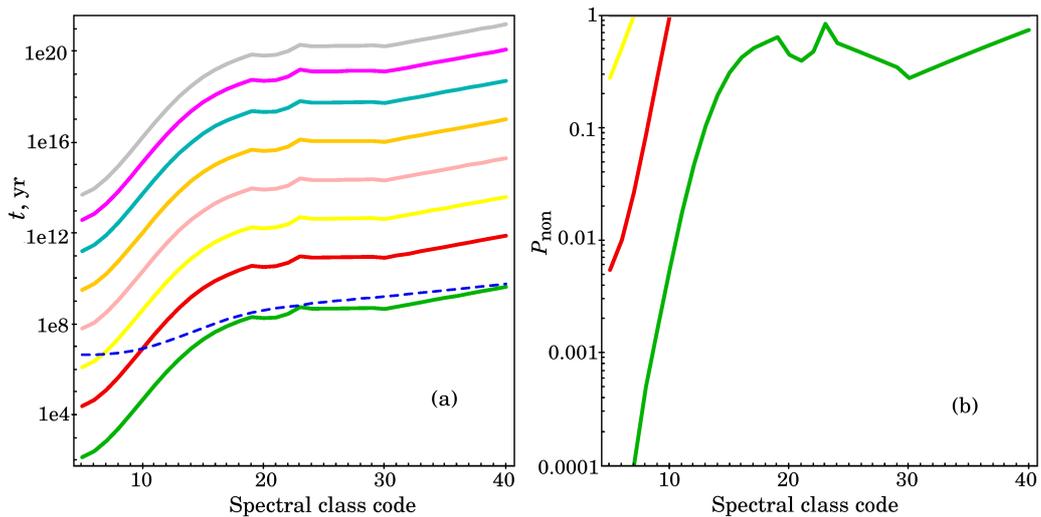
где  $R$  — радиус звезды в км,  $v \sin i$  — скорость вращения в км сут<sup>-1</sup>.

Очевидно, уравнение (11) дает верхнюю оценку периода, поскольку угол наклона оси вращения  $i$  остается неизвестным. Однако мы предполагаем, что ось вращения несильно отклоняется от перпендикуляра к орбитальной плоскости, которая в этих системах, по определению, наблюдается с ребра или почти с ребра. Следовательно, оценка, даваемая уравнением (11), не должна сильно отличаться от реальной величины периода вращения.

Звезды с орбитальным периодом, превышающим период осевого вращения на  $3\sigma_P$ , считались заведомо несинхронизованными. На рис. 5 изображены их положения относительно кривых, которые иллюстрируют вероятность «несинхронизации»  $P_{non}$ , вычисленную для теорий Зана и Тассуля по формуле (10). Видно, что большинство объектов не синхронизованы в соответствии с теорией Зана, а теория Тассуля предполагает заметно более короткую шкалу времен синхронизации.



**Рис. 3.** Время синхронизации (а) и вероятность  $P_{\text{non}}$  несинхронизованности системы (б), согласно теории Тассуля (4), для O–F-звезд главной последовательности. Сплошные кривые представляют (снизу вверх) орбитальные периоды  $P_{\text{orb}}$  величиной в 2, 5, 10, 20, 40, 80, 140 и 220 дней. Штриховая синяя кривая — время жизни на главной последовательности (согласно (9)). Спектральные типы кодируются следующим образом: 5 для O5, ..., 10 для B0, ..., 40 для G0. Точка перегиба на кривой времени синхронизации для ранних A-звезд является результатом точки поворота в соотношении «спектральный класс–радиус» (см. рис. 1, синяя кривая).



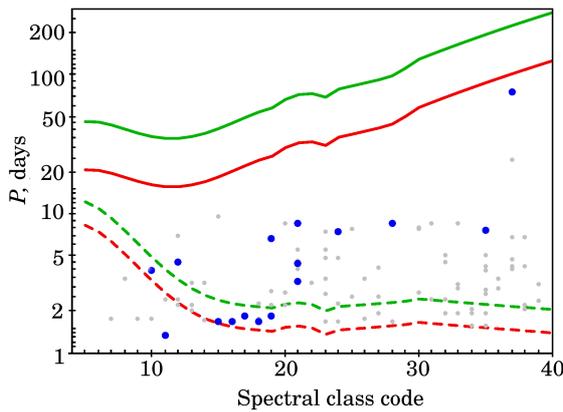
**Рис. 4.** Аналогично рис. 3, но для теории Зана. На панели (б) показаны только кривые, соответствующие  $P_{\text{orb}}$ , равным 2, 5, 10 дням, двойные системы с более длительными периодами не синхронизованы на TAMS.

Таким образом, полученные результаты показывают, что теория Зана лучше описывает имеющиеся на данный момент наблюдательные данные. Это подтверждают выводы, сделанные ранее в работах Khaliullin and Khaliullina (2007; 2010) на основе другого наблюдательного материала.

Поскольку теория Зана более «медленная» (масштабы времен синхронизации на несколько порядков выше, чем по теории Тассуля), она позволяет использовать для наших целей — исследования долгопериодических затменных двойных и построения соотношения «масса–светимость» —

более широкий спектр двойных звезд, в том числе некоторые двойные звёзды из тех, что использовал в своей работе Торрес (Torres et al. 2010). Если бы была верна теория Тассуля, то пришлось бы отказаться от использования всех двойных систем с периодом, меньшим, чем 30 дней. Использование в исследовании более долгопериодических систем вносило бы дополнительные трудности, связанные, прежде всего, с необходимостью более длительных наблюдений. Возможность снизить ограничение по периоду значительно упрощает задачу.

Поскольку верной оказывается теория Зана,



**Рис. 5.** Диаграмма «период—спектральный тип» для выборки модельных звезд. Синие кружки — звезды из каталога Torres et al. (2010), у которых орбитальный период превышает период осевого вращения больше, чем на  $3\sigma_P$  ( $\sigma_P$  — ошибка орбитального периода), то есть заведомо несинхронизированные звезды. Серые точки — остальные звезды списка. Красная и зеленая кривые представляют вероятности «несинхронизованности» звезды на ГП  $P_{\text{поп}}$  соответственно на уровнях 10% и 90%, согласно теориями Тассуля (сплошные кривые) и Зана (пунктирные кривые). Спектральный класс кодируется следующим образом: 5 для O5, ..., 10 для B0, ..., 40 для G0.

некоторые сравнительно короткопериодические пары мы все-таки можем считать несинхронизованными, а значит, использовать для построения соотношения «масса—светимость» и НФМ для звезд умеренных и больших масс.

### БЛАГОДАРНОСТИ

Автор благодарит Л. Н. Бердникова, А. Ю. Князева за помощь при подготовке статьи.

### КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Автор заявляет об отсутствии конфликта интересов.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. J. Andersen, *Astron. and Astrophys.* **3**, 91 (1991).
2. X. Delfosse, T. Forveille, D. Ségransan, et al., *Astron. and Astrophys.* **364**, 217 (2000).

3. J. A. Docobo, V. S. Tamazian, O. Y. Malkov, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **459**, 1580 (2016).
4. Z. Eker, V. Bakış, S. Bilir, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **479**, 5491 (2018).
5. J. Fernandes, Y. Lebreton, A. Baglin, and P. Morel, *Astron. and Astrophys.* **338**, 455 (1998).
6. S. Y. Gorda and M. A. Svechnikov, *Astronomy Reports* **42**, 793 (1998).
7. T. J. Henry, *ASP Conf. Ser.* **318**, pp. 159–165 (2004).
8. T. J. Henry, O. G. Franz, L. H. Wasserman, et al., *Astrophys. J.* **512**, 864 (1999).
9. I. Iben, Jr., *Annual Rev. Astron. Astrophys.* **5**, 571 (1967).
10. K. F. Khaliullin and A. I. Khaliullina, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **382** (1), 356 (2007).
11. K. F. Khaliullin and A. I. Khaliullina, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **401** (1), 257 (2010).
12. A. Y. Kniازهv, *Astrophys. Space Sci.*, **365** 10, id. 169 (2020).
13. A. Y. Kniازهv, O. Y. Malkov, I. Y. Katkov, and L. N. Berdnikov, *Research Astron. Astrophys.* **20** (8), id. 119 (2020).
14. D. A. Kovaleva, *Astronomy Reports* **45**, 972 (2001).
15. O. Malkov, D. Kovaleva, S. Sichevsky, and G. Zhao, *Research Astron. Astrophys.* **20** (9), id. 139 (2020).
16. O. Y. Malkov, *Astron. and Astrophys.* **402**, 1055 (2003).
17. O. Y. Malkov, E. Oblak, E. A. Avvakumova, and J. Torra, *Astron. and Astrophys.* **465**, 549 (2007).
18. O. Y. Malkov, A. E. Piskunov, and D. A. Shpil'kina, *Astron. and Astrophys.* **320**, 79 (1997).
19. O. Y. Malkov, V. S. Tamazian, J. A. Docobo, and D. A. Chulkov, *Astron. and Astrophys.* **546**, id. A69 (2012).
20. M. J. Pecaut and E. E. Mamajek, *Astrophys. J. Suppl.* **208**, id. 9 (2013).
21. A. E. Piskunov, *Soviet Astronomy Lett.* **7**, 8 (1981).
22. D. M. Popper, *Annual Rev. Astron. Astrophys.* **18**, 115 (1980).
23. V. Straižys, *Multicolor stellar photometry*, *Astron. Astrophys. Ser.* **15**, (Pachart Pub. House, Tucson, 1992).
24. J.-L. Tassoul, *Astrophys. J.* **322**, 856 (1987).
25. J.-L. Tassoul, *Astrophys. J.* **324**, L71 (1988).
26. G. Torres, J. Andersen, and A. Giménez, *Astron. Astrophys. Rev.* **18**, 67 (2010).
27. C. Wang, N. Langer, A. Schootemeijer, et al., *Nature Astronomy* **6**, 480 (2022).
28. J. P. Zahn, *Astron. and Astrophys.* **41**, 329 (1975).
29. J. P. Zahn, *Astron. and Astrophys.* **57**, 383 (1977).

## Synchronization of Components in Binary Systems

P. V. Pakhomova<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Institute of Astronomy of RAS, Moscow, 119017 Russia

Two classical theories of synchronization of main-sequence components in binary systems developed by J. P. Zahn and J.-L. Tassoul are considered. These two theories predict significantly different synchronization time scales. Within the framework of this study, the times and probabilities of synchronization for a set of O–G-type model stars are estimated and compared with the results based on recent observational data from the catalog of detached eclipsing binaries by G. Torres. For each of the catalog objects, the maximum period of axial rotation is computed and compared with the known orbital period. A conclusion about the synchronization of each of the systems is then made based on the above theoretical estimates. Zahn’s theory, which yields longer synchronization time scales, is found to describe the observational data better than Tassoul’s theory. The results of this analysis will be useful for estimating the probability of synchronization in binary systems.

Keywords: *stars: fundamental parameters—stars: binaries: eclipsing*