

УДК 524.387-337

СТРУКТУРА МАГНИТНОГО ПОЛЯ ГЛАВНЫХ КОМПОНЕНТОВ ТЕСНЫХ ДВОЙНЫХ СИСТЕМ BD–19 5044L, HD 37017, HD 98088

© 2025 Ю. В. Глаголевский^{1*}¹Специальная астрофизическая обсерватория Российской академии наук, Нижний Архыз, 369167 Россия

Поступила в редакцию 20 марта 2024 года; после доработки 2 марта 2025 года; принята к публикации 5 мая 2025 года

Изучены структуры магнитного поля главных компонентов в трех тесных двойных системах. По всем свойствам они не отличаются от одиночных магнитных звезд. Имеются признаки потери момента вращения двумя путями: 1) его передачей окружающим магнитную протозвезду облакам по силовым линиям и 2) через приливные взаимодействия с близким компонентом. В рамках гипотезы реликтового происхождения магнитных звезд рассмотрена возможная схема формирования тесных двойных систем с магнитным компаньоном.

Ключевые слова: *звезды: магнитные — звезды: отдельные: BD–19044L, HD 37017, HD 98088*

1. ВВЕДЕНИЕ

В работе Landstreet et al. (2017) была поставлена задача исследования избранных магнитных Ар/Вр звезд, входящих в тесные двойные системы. Предполагалось получить данные об их общих свойствах, напряженности и структуре магнитного поля, а также об особенностях эволюции с возрастом. Тесные Ар-системы редко встречаются, поэтому интересны для изучения особенностей взаимодействия между компонентами, но главное — для выявления возможности известного свойства: потери момента вращения Ар- и Ам-звезд (Abt, 1965) через приливные взаимодействия и «магнитное» торможение. Наша цель в данной работе — продолжить эти исследования, обращая особое внимание на структуры магнитных конфигураций в тесных системах, на особенности параметров магнитного поля, на относительную роль всех известных механизмов потери момента вращения в тесных системах. Модели магнитного поля строились по методике, описанной в Gerth and Glagolevskij (2003) и Glagolevskij and Nazarenko (2016).

2. СТРУКТУРА МАГНИТНОГО ПОЛЯ ЗВЕЗДЫ BD–19 5044L (Si)

Спектрально-двойная система BD–19 5044L изучалась в работе Landstreet et al. (2017). Орбита системы имеет довольно большой эксцентриситет ($e = 0.477$), ее орбитальный период $P_{\text{orb}} = 17^{\text{d}}63$, период вращения $P_{\text{Ар}} = 5^{\text{d}}04$. Первичная звезда

представляет собой магнитную Si-звезду с большим наклоном оси диполя к плоскости экватора вращения $\alpha = 64^\circ$ (см. далее), тогда как вторичная звезда, вероятно, является горячей Ам-звездой и не является магнитной. Ам-звезда на 3500 K холоднее Ар-компонента, но в среднем соответствует магнитным SrCrEu-звездам по основным параметрам — температуре, радиусам, массам и возрасту. Основные параметры BD–19 5044L, взятые из Landstreet et al. (2017) и Glagolevskij (2021), приведены в таблице 1. Здесь же даны полученные нами относительные радиусы каждого компонента R/R_z , возраст $\lg t$ и угол наклона оси вращения первичного компонента i к лучу зрения. Параметр R/R_z показывает радиус звезды в настоящее время относительно ее радиуса на ZAMS. Мы определили величины R/R_z обеих звезд, используя параметры звезды, приведенные в таблице 1. Этот параметр дает примерное представление о месте звезды на эволюционном треке, то есть фактически показывает степень эволюции на главной последовательности (ГП). Обе звезды относительно молодые и недалеко проэволюционировали после ZAMS. С помощью зависимостей $\lg t(R/R_z)$, приведенных в работе Glagolevskij (2024b), были определены возрасты компонентов, $\lg t$, которые оказались близкими величине $\lg t = 8.02$, полученной Landstreet et al. (2007).

Период вращения первичной звезды $P = 5^{\text{d}}04$ не синхронизован с орбитальным периодом. Однако, по мнению авторов (Landstreet et al., 2017), угловая скорость вращения близка к синхронизации с орбитальной угловой скоростью вторичной звезды в периастре, что могло произойти в результате

*E-mail: glagol@sao.ru

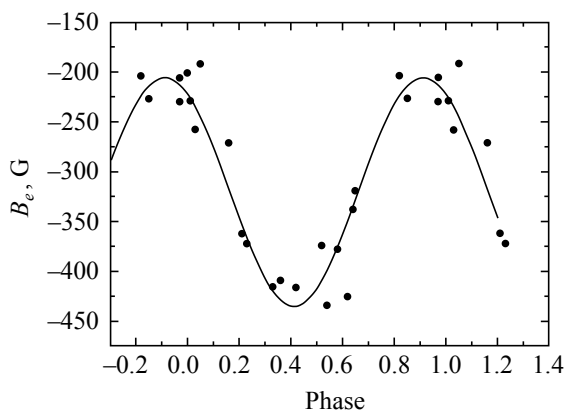
Таблица 1. Параметры звезды BD–19 5044L

Property	Ap	Am
T_{eff} , K	13 200	10 000
$R/R_{\odot}$	2.27	1.90
M_b	+0.63	+1.00
$M/M_{\odot}$	3.4	2.3
$v \sin i$, km s $^{-1}$	13.8	6.3
R/R_z	1.10	1.11
$\lg t$	7.7	8.0
i , deg	37	—

приливных взаимодействий. Расстояние между периастрами достаточно мало (в 12 раз больше радиуса главной звезды), поэтому BD–19 5044L может быть одним из очень редких известных случаев приливо-взаимодействующей двойной системы, содержащей магнитную звезду. Массы звезд довольно близки — $M(\text{Ap})/M(\text{Am}) = 1.5$, — поэтому предполагаемое влияние их друг на друга примерно одинаковое.

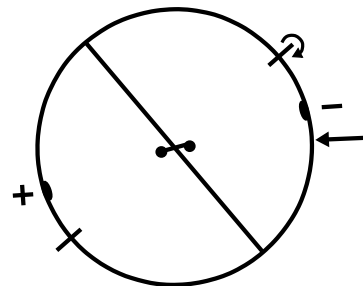
Орбита наклонена к лучу зрения на угол 30° (Landstreet et al., 2017). Авторы отмечают, что ось вращения Ap-звезды примерно перпендикулярна орбите, поле близко к дипольному, угол оси диполя к плоскости экватора вращения $\alpha = 64^\circ$.

Чтобы построить модель магнитного поля первичного компонента BD–19 5044L, необходимо знать угол наклона оси вращения к лучу зрения i . Зная $v \sin i = 13.8$ км с $^{-1}$ (см. таблицу 1) и экваториальную скорость вращения Ap-звезды ($v = 50.6R/P = 22.8$ км с $^{-1}$), находим значение $i = 37^\circ$. С учетом этого угла и использованием фазовой зависимости $B_e(\Phi)$, полученной в работе Landstreet et al. (2017), была вычислена

**Рис. 1.** Фазовая зависимость B_e -звезды BD–19 5044L. Кружки — измеренные величины, сплошная линия — модельная зависимость.**Таблица 2.** Параметры магнитного поля исследованных звезд

Звезда	B_s	B_p	i	α	ΔA
BD–19 5044L	453	± 642	37	65	0.0
HD 37017 A	2460	± 3823	42	25	0.0
HD 37017 B	2160	± 3232	42	45	0.0
HD 98088	1100	± 1657	68	10	0.0

модель магнитного поля первичного компонента BD–19 5044L. Измерения B_e выполнены по линиям металлов, поэтому не исключено влияние неравномерного распределения химических элементов по поверхности на амплитуду изменений B_e . Оказалось, что магнитная звезда имеет структуру магнитного диполя, находящегося в центре звезды. Наблюдаемая фазовая зависимость показана на рис. 1 точками, сплошной линией обозначена модельная кривая. Основные параметры модели — это среднее поверхностное магнитное поле $B_s = 453$ Гс и магнитное поле на полюсах $B_p = \pm 642$ Гс (заметим, что в работе Landstreet et al. (2017) приводится $B_p = 1400$ Гс, вычисленное по приближенной формуле Престона (Preston, 1971)). Параметры магнитного поля, полученные с нашей моделью, приведены в таблице 2. Важнейший параметр — угол наклона оси диполя к плоскости экватора вращения: $\alpha = 65^\circ$ (у Ландстрита $\alpha = 64^\circ$). На рис. 2 приведена схема ориентации диполя внутри звезды в фазе $\Phi = 0$ по отношению к наблюдателю (указанному стрелкой), из которой следует, что наблюдатель постоянно видит область отрицательного магнитного полюса и полусферу с магнитным полем преимущественно отрицательного знака. Заметим, что такая ориентация выгодна для измерения магнитного поля, поэтому разброс точек на фазовой зависимости относительно невелик. В этом смысле хуже ситуация, когда звезда видна со стороны магнитного экватора.

**Рис. 2.** Ориентация диполя внутри звезды BD–19 5044L. В фазе 0 наблюдатель видит звезду со стороны стрелки.

Оказалось, что звезда BD–19 5044L имеет большой угол, $\alpha = 65^\circ$, что не типично для магнитных звезд. В Ар- и Ам-звездах малая скорость вращения (Abt, 1965) определяет их основные свойства. Большинство магнитных звезд имеет угол $\alpha = 0^\circ\text{--}20^\circ$, а это связано с тем, что магнитные звезды, как правило, теряют момент вращения путем передачи его окружающим облакам через магнитные силовые линии. Этот процесс наиболее эффективен именно при малых углах α . Не исключено, что в тесных двойных системах потеря момента происходит также и в результате приливных взаимодействий. Малая скорость иногда могла достаться от родительской протозвезды, но таких объектов относительно мало. В подобных случаях угол α обычно большой. При большом угле α в BD–19 5044L, как мы можем предполагать, «магнитная» потеря момента вращения затруднена, поэтому, скорее всего, она происходит в значительной степени путем приливного взаимодействия или за счет малого момента родительского протозвездного облака, в отличие от большинства магнитных звезд.

Из таблицы 2 видно, что ось вращения Ар-звезды BD–19 5044L имеет угол наклона $i = 37^\circ$, то есть примерно перпендикулярна орбите, у которой угол $i_{\text{orb}} = 30^\circ$ (Landstreet et al., 2017). Это обстоятельство может служить признаком того, что компоненты сформировались из единого облака. Если предположить, что по этой же причине ориентация Ам-звезды тоже $i = 37^\circ$, как и у Ар-компонента, то при $v \sin i = 6.3 \text{ км с}^{-1}$ получаем $P = 9^{\text{д}}1$. Таким образом, Ам-компонент также является медленным ротатором, как и все Ар- и Ам-звезды (Abt, 1965), имеющие период вращения $P > 1^{\text{д}}$. Компоненты системы BD–19 5044L близки: расстояние между ними равно 12 радиусам в периастре. Поскольку падение магнитного поля в случае дипольной структуры происходит в кубической зависимости от расстояния, то в месте вторичного компонента поле оказывается ничтожным, не оказывающим влияния на физические процессы в нем. Простая, не искаженная дипольная структура магнитного поля Ар-компонента свидетельствует о том, что в тесных двойных системах приливные силы не нарушают структуру магнитного поля, не формируют нестационарные процессы ни в Ар-, ни в Ам-звезде, диффузионные процессы сохраняются, химические аномалии остаются. Потеря момента вращения путем приливных взаимодействий могла начаться уже на ранних стадиях эволюции после разделения на компоненты. Как мы видели, не исключается некоторая доля участия «магнитного» торможения и малого момента вращения родительского протозвездного облака. Какова доля каждого механизма — неизвестно.

Таблица 3. Параметры звезды HD 37017

Property	Ar	Am
T_{eff} , K	19 900	—
$R/R_\odot$	4.81	—
M_b	–4.1	—
$M, M_\odot$	7.6	7.3
$v \sin i, \text{ км с}^{-1}$	130	—
R/R_z	1.48	—
$\lg t$	7.9	—
$i, \text{ deg}$	42	—

3. СТРУКТУРА МАГНИТНОГО ПОЛЯ ЗВЕЗДЫ HD 37017 (HE-R)

Звезда HD 37017 — спектрально-двойная (Ар + ?), с периодом вращения магнитной звезды $P_{\text{Ар}} = 0^{\text{д}}901$ и орбитальным периодом $P_{\text{orb}} = 18^{\text{д}}65$ (Walborn, 1974). Период вращения первичного компонента не синхронизован с орбитальным периодом. Параметры вторичного компонента неизвестны. В отличие от BD–19 5044L, звезда HD 37017 принадлежит к самым массивным магнитным звездам: ее масса $M = 7.6 M_\odot$, температура $T_{\text{eff}} = 19\,900 \text{ K}$ (Glagolevskij, 2019). Walborn (1974) отмечает наличие эмиссии H α , что естественно для He-г-звезд вследствие сильного ветра. Основные параметры HD 37017 взяты из работ Bohlender et al. (1987) и Borra and Landstreet (1979) и приведены в таблице 3. Относительный радиус Ар-звезды R/R_z , возраст $\lg t$ и угол наклона оси вращения первичного компонента i к лучу зрения получены нами.

Измерения магнитного поля HD 37017 выполнены по линиям водорода и гелия в работах Bohlender et al. (1987) и Borra and Landstreet (1979), поэтому фазовые зависимости не искажены неравномерным распределением других химических элементов по поверхности. Тем не менее разброс точек велик (рис. 3а), что не позволяет получить модель с желаемой точностью. Угол $i = 42^\circ$, необходимый для моделирования, оценен нами из величины $v \sin i = 130 \pm 17 \text{ км с}^{-1}$, найденной из нескольких определений (Glagolevskij, 2017). В работе Bohlender et al. (1987) приводится неопределенная величина угла $i = 23^\circ\text{--}37^\circ$, полученная на основании единственной оценки $v \sin i = 95 \text{ км с}^{-1}$.

На рис. 3а представлена фазовая зависимость $B_e(\Phi)$ из работы Borra and Landstreet (1979), полученная по измерениям линии H β . Точность измерений низкая, поэтому наблюдается большое рассеяние точек. На рис. 4а представлена такая

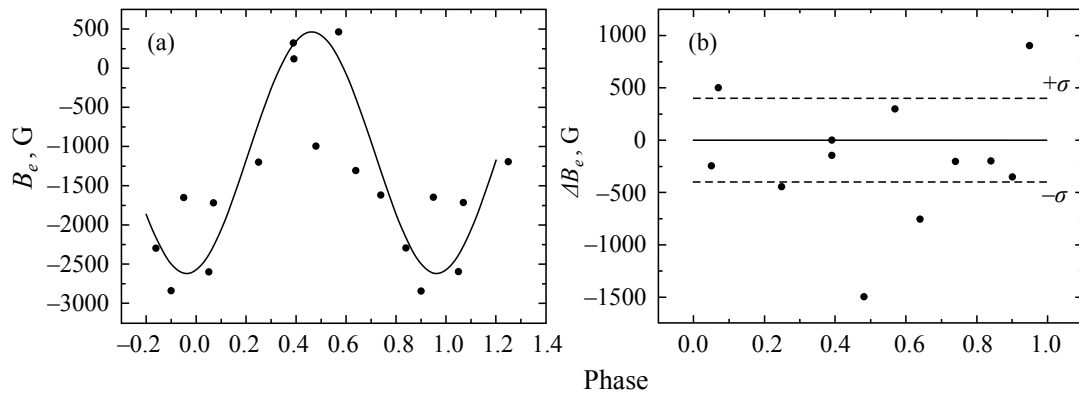


Рис. 3. Результаты моделирования звезды HD 37017 (измерения Borra and Landstreet (1979)). Панель (a) — фазовая зависимость B_e : точками обозначены измеренные величины, сплошной линией — модельная зависимость; панель (b) — отличие измеренных величин B_e от модельной фазовой зависимости.

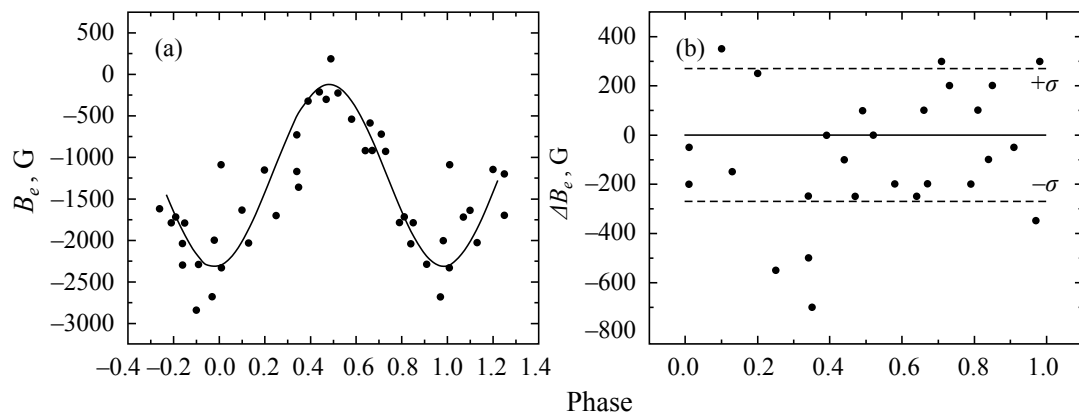


Рис. 4. То же, что на рис. 3, но по измерениям Bohlender et al. (1987).

же зависимость $B_e(\Phi)$, полученная Bohlender et al. (1987) по линиям H β и He λ 5876, где рассеяние измерений меньше, но тоже значительное. В такой ситуации мы обычно применяем модель центрального диполя как первое приближение. Простая, не искаженная дипольная структура магнитного поля Ар-компонента в тесной системе свидетельствует о том, что приливные силы не нарушают структуру магнитного поля, не формируют нестационарные процессы в Ар-звезде. Процессы диффузии химических элементов и химические аномалии не искажаются. Сплошной линией в обоих случаях обозначены модельные зависимости. В таблице 2 даны параметры магнитного поля для обоих случаев, которые оказались довольно близкими, кроме угла α . На рис. 3b показаны отклонения ΔB_e наблюдаемых величин B_e от модельных для модели А на рис. 4b — то же для модели В. Видно, что они случаются преимущественно в пределах одной σ . Таким способом мы проверяем правильность модели. Однако заметим, что в диапазоне фаз от 0.2 до 0.5 величины отклонений превышают 1σ . Не исключено, что имеет место небольшое отклонение структуры от центрального диполя. В работе

Glagolevskij (2012) мы пытались объяснить эти отклонения предположением, что диполь смещен поперек оси, однако получили неправдоподобные результаты. Заметим, что в работе Bohlender et al. (1987) приводится график изменения интенсивности линии гелия, который отличается от синусоиды, что тоже может указывать на распределение магнитного поля по поверхности звезды, отличное от центрального диполя. Для уточнения модели необходимы дополнительные измерения. Параметры моделей А и В довольно близкие, кроме угла α . Мы отдаем предпочтение результату В из-за большей точности измерений.

На рис. 5 показана схема расположения магнитного диполя в HD 37017 в соответствии с моделью, из которой видно, что звезда постоянно обращена к наблюдателю областью с отрицательной полярностью магнитного поля. Случайно ориентация диполя в звезде HD 37017 (He-r) почти совпадает с ориентацией в BD-19 5044L (Si).

Звезда HD 37017 имеет большой угол $\alpha = 42^\circ$, что не типично для магнитных звезд, как и в случае BD-19 5044L. В Ар- и Ам-звездах малая ско-

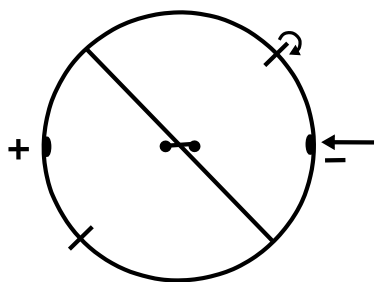


Рис. 5. Ориентация диполя внутри звезды HD 37017. В фазе $\Phi = 0$ наблюдатель видит звезду со стороны стрелки.

Таблица 4. Параметры звезды HD 98088

Property	Ap	Am
T_{eff} , K	8300	7500
$R/R_{\odot}$	2.76	1.77
M_{bol}	+0.63	+1.00
M , $M_{\odot}$	2.19	1.67
$v \sin i$, km s^{-1}	23	21
R/R_z	1.54	1.50
$\lg t$	8.6	8.7
i , deg	67	—

рость вращения определяет их основные свойства. Потеря момента вращения достигается тремя способами: за счет «магнитного» торможения, путем приливных взаимодействий с близким компонентом и иногда достается от «медленного» протозвездного облака. Большинство магнитных звезд имеют угол $\alpha = 0^\circ - 20^\circ$, так как передача момента вращения окружающим облакам через магнитные силовые линии наиболее эффективно происходит при малых углах. Можно предположить, что в такой тесной системе, как HD 37017, «магнитная» потеря момента вращения затруднена и происходит она исключительно путем приливного взаимодействия или за счет малого момента родительского протозвездного облака (но см. HD 98088). К сожалению, ориентация (угол i_{orb}) орбиты рассматриваемой системы неизвестна.

4. СТРУКТУРА МАГНИТНОГО ПОЛЯ ЗВЕЗДЫ HD 98088 (SrCrEu)

Звезда HD 98088 — спектрально-двойная Ap + Am с известной орбитой. Параметры магнитного поля приведены в таблице 4; они взяты из работы Folsom et al. (2013) и, как и в предыдущих случаях, частично рассчитаны нами в этой работе.

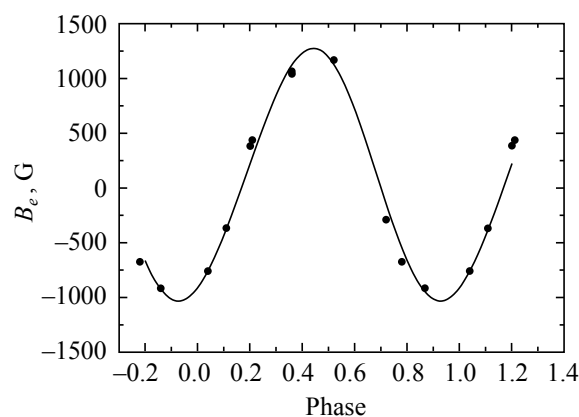


Рис. 6. Наблюдаемая и модельная фазовые зависимости HD 98088 (кружки и сплошная линия соответственно).

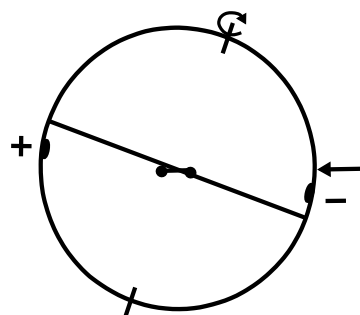


Рис. 7. Ориентация диполя внутри звезды HD 98088. В фазе $\Phi = 0$ наблюдатель видит звезду со стороны стрелки.

Структура магнитного поля этой звезды получена в работе Glagolevskij (2024a) на основе наблюдений, выполненных Folsom et al. (2013). На рис. 6 показаны наблюдаемая и модельная фазовые зависимости для этой звезды. Оказалось, что магнитная звезда имеет структуру теоретического магнитного диполя, находящегося в центре звезды. Простая, не искаженная дипольная структура магнитного поля главного Ap-компонента, как мы уже отмечали, свидетельствует о том, что приливные силы не нарушают структуру магнитного поля, не формируют нестационарные процессы ни в Ap-, ни в Am-звезде, что является выводом, важнейшим для физики магнитных звезд. Процессы диффузии химических элементов и химические аномалии не искажаются. На рис. 7 показана схема HD 98088, из которой видно, что близполярная область при вращении звезды проходит почти через центр видимого диска. Такая ситуация удобна для измерения магнитного поля, поэтому измеренные величины B_e на фазовой зависимости получаются с хорошей точностью и малым рассеянием. Параметры магнитного поля приведены в таблице 2. Малый угол $\alpha = 10^\circ$ является типичным для магнитных звезд и свидетельствует о «магнитной» потере момен-

Таблица 5. Параметры рассматриваемых звезд

Система	P_{orb} , day	P_{rot} , day	i_{orb} , deg	i , deg	α , deg	M_A , $M_{\odot}$	M_B , $M_{\odot}$	T_{eff}^A , K	T_{eff}^B , K	B_s , G
HD 5550	6.82	6.84	—	—	—	2.5	1.7	—	—	—
HD 37017	18.65	0.901	—	42	25	7.6	7.3	19 900	—	2460
HD 37061	19.139	—	—	—	—	13:	—	—	—	—
HD 47129	14.40	10.2	—	—	—	45.4	47.3	—	—	—
HD 98088	5.905	5.905	69	67	10	2.19	1.67	8300	7500	1100
BD – 19 5044L	17.63	5.04	30	37	65	3.4	2.3	13 200	10 000	453
HD 136504	4.56	—	21	21	—	8.7	7.3	—	—	—
HD 161701	12.45	12.45	—	—	4.0	2.4	—	—	—	—

та вращения на ранних стадиях эволюции. Таким образом, в отличие от двух предыдущих звезд, в HD 98088 произошла заметная «магнитная» потеря момента вращения, несмотря на то что система состоит из близких компонентов. Не исключено, что в случае HD 98088 действовали оба механизма.

Наклон орбиты в данной системе $i_{\text{orb}} = 69^\circ$ (Folsom et al., 2013), угол наклона оси вращения звезды к лучу зрения наблюдателя $i = 67^\circ$ (таблица 5). Такие близкие величины могут быть признаком того, что оба компонента сформировались из одного облака. Период вращения магнитной звезды $P_{\text{Ap}} = 5^{\text{d}}.905$, орбитальный период также составляет $P_{\text{orb}} = 5^{\text{d}}.905$. В отличие от двух рассмотренных выше систем, в данном случае можно достаточно уверенно говорить о синхронизации компонентов вследствие гравитационного взаимодействия между ними.

5. ОБСУЖДЕНИЕ

Слишком мало данных и наблюдательного материала в нашем распоряжении, чтобы делать определенные выводы. Тем не менее предварительное представление о состоянии проблемы можно получить уже сейчас.

5.1. Предварительные выводы

Что дало моделирование магнитных полей трех избранных звезд? В данном случае мы имеем дело с объектами, обладающими сильным магнитным полем. Получено достаточно надежное представление о структуре магнитного поля и его ориентации внутри изучаемых звезд. Определены среднее поверхностное поле B_s , используемое при исследовании различных зависимостей, величины магнитного поля на магнитных полюсах B_p , важнейший параметр магнитной структуры угол α между осью

диполя и плоскостью экватора вращения (дающий признак «магнитной» потери момента вращения звезды на ранних стадиях эволюции), угол наклона оси вращения звезды к лучу зрения наблюдателя i , который имеет значение для изучения ориентации звезды внутри орбиты i_{orb} . Интересен параметр ΔA , который показывает величину смещения диполя из центра звезды, то есть указывает на отклонение структуры магнитного поля от центрального диполя. В трех рассмотренных системах магнитные компоненты имеют $\Delta A = 0$, что свидетельствует о симметричном положении магнитного поля (магнитного диполя) относительно центра звезды. Этот результат мы обычно объясняем тем, что избранные магнитные звезды сформировались из достаточно однородного облака. Данный факт может указывать на совершенно одинаковые условия формирования изучаемых двойных систем. Тем не менее компоненты оказались разного типа пекулярности, их массы несколько различны. В случае неоднородных родительских протозвездных облаков структуры магнитного поля отличаются от центрального диполя. Они описываются предположением смещенного из центра звезды диполя или даже наличием внутри звезды двух или трех намагниченных фрагментов, каждый из которых в достаточном приближении описывается магнитным диполем, ориентированным каждый по-своему, с разной или одинаковой напряженностью.

5.2. Общие свойства тесных систем

Общие свойства рассмотренных тесных систем сведены в таблице 5, взятой из Landstreet et al. (2017), где приведены также наши данные о параметрах i , α и B_s .

Анализ таблицы 5 позволяет сделать следующие замечания.

1. Равенство $P_{\text{orb}} = P_{\text{rot}}$ имеет место только в трех случаях из шести. Таким образом, какую-либо закономерность пока выявить невозможно. Необязательно тесные двойные системы приводят к синхронным движениям. Предварительно можно сказать, что равенство или неравенство периодов одинаково вероятны.
2. В трех случаях из восьми величины $i_{\text{orb}} = i$. Для остальных звезд нет данных, поэтому поиски закономерностей здесь тоже невозможны. В указанных трех случаях можно предположить, что эти системы сформировались из единого облака. Как отмечается в Landstreet et al. (2017), только три системы из восьми имеют достаточно короткие орбитальные периоды ($P_{\text{orb}} < 10^{\text{d}}$), чтобы ожидать и поддерживать синхронизированное вращение.
3. Пока слишком мало данных об углах α . Только одна звезда из трех имеет типичный для магнитных звезд малый угол. Как известно (Glagolevskij, 2021), малый угловой момент Ар- и Ам-звезд (в том числе и близких компонентов) может быть обусловлен в той или иной степени тремя причинами:
 - 1) малым начальным моментом материнской протозвезды Ар- или Ам-типа;
 - 2) передачей его через силовые линии окружающим облакам (на ранних этапах эволюции);
 - 3) приливным взаимодействием в тесных двойных системах (на всех этапах эволюции).
 Наибольший эффект наблюдается на начальных стадиях эволюции (см. далее). Какова степень участия приливных взаимодействий в молодых звездах и на ГП, пока неясно. Первая и третья причины характерны для Ам-звезд, первая и вторая — для Ар-звезд.
4. Очень большой диапазон масс исследуемых объектов, от $2.5 M_{\odot}$ до $45 M_{\odot}$, среди тесных спектрально-двойных указывает на то, что рассматриваемые свойства одинаковы для звезд всех масс.
5. Структура магнитного поля в виде центрального диполя у трех рассматриваемых звезд может свидетельствовать об однородности магнитного поля и плотности в родительском облаке. В двух случаях главный компонент примерно в 1.5 раз массивнее вторичного, поэтому взаимное гравитационное влияние между ними различно. И только у системы HD 37017 массы совершенно одинаковы, — несмотря на это, разделение произошло не точно пополам по массам. Температуры и радиусы тоже заметно различаются. В звезде BD–19 5044L $v \sin i$ (Ар) = 13.8 км с^{-1} , $v \sin i$ (Ам) = 6.3 км с^{-1} . Эти данные могут сви-

детельствовать о различии локальных средних скоростей вращения фрагментов, из которых сформировались компоненты, а это может быть важным в процессе эволюции тесных двойных систем.

6. Все три изученные тесные двойные системы, несмотря на очевидность приливных взаимодействий в них, демонстрируют симметричную структуру магнитного поля. Это доказывает, что в звездах не возникли неустойчивости, которые неминуемо исказили бы первоначальные дипольные структуры. Процессы диффузии химических элементов и химические аномалии сохраняются, то есть предельная стабильность звездных атмосфер не нарушается. Этот факт может частично объяснить не раз возникавший вопрос: как могло выжить полоидальное реликтовое магнитное поле в течение нестационарной фазы Хаяши? Очевидно, точно так же.

Таким образом, все пункты указывают на отсутствие определенных закономерностей. Недостаточное количество наблюдательного материала усугубляет проблему.

5.3. Условия деления на компоненты двойных систем

Основные свойства пары Ар + Ам рассмотрены в работе Glagolevskij (2021). В данном исследовании мы дополняем и в некоторых случаях исправляем результаты указанной работы. В публикации предполагается, что тесные двойные формируются из единого облака. В таком случае орбитальная ось и ось вращения Ар- и Ам-объектов, скорее всего, оказываются параллельными. Это видно только у трех систем, для остальных объектов нет данных, к сожалению. Разделение общего протозвездного облака на два компонента происходит в том случае, если удельный угловой момент протозвездного облака $l > 10^{20} (M/M_{\odot})^{23} \text{ см с}^{-1}$. Эта зависимость получена в работах Bodenheimer (1980) и Tutukov (1983). Звезды Ар- и Ам-типов обладают важным свойством — малыми скоростями вращения ($v \sin i = 120 \text{ км с}^{-1}$, $P > 1^{\text{d}}$, см. рис. 8 и 9). Очевидно, что оба компонента должны приобрести малый момент вращения либо до разделения, если момент вращения протозвездного облака был достаточно мал (редкий вариант), либо после разделения. Во втором случае одиночная магнитная звезда теряет момент вращения, передавая его окружающим облакам через магнитные силовые линии. Ам-звезда теряет момент через приливное взаимодействие с компаньоном (Glagolevskij, 2021). Следует учитывать, что одиночная магнитная звезда взаимодействует только с окружающим

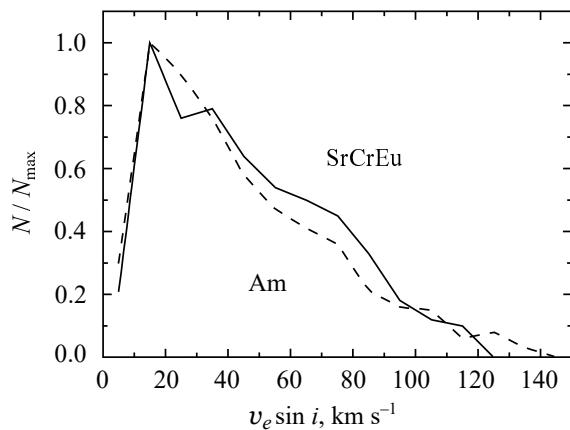


Рис. 8. Распределение Ap- и Am-звезд по скоростям вращения $v \sin i$.

облаком, тогда как в двойной системе у нее возникает дополнительное взаимодействие с компаньоном из-за действия приливных сил. Возникает вопрос: какова эффективность «магнитной» потери вращения по сравнению с механизмом приливных взаимодействий с компаньоном? К сожалению, для успешного решения этой проблемы достаточного количества данных для тесных двойных звезд пока нет.

Информации о периодах вращения Am-звезд нет, но есть значения $v \sin i$. Оказывается, что зависимости $N/N_{\max}(v \sin i)$ для обоих типов звезд совершенно одинаковые (Glagolevskij, 2021). На рис. 8 показана зависимость « $N/N_{\max}-v \sin i$ » для Ap- и Am-звезд одинаковых масс отдельно (на основании данных из Glagolevskij (2017)). Большой разброс точек на зависимостях происходит вследствие малого количества данных о $v \sin i$. Можно заподозрить, что в пределах $v \sin i < 15 \text{ km s}^{-1}$ число Ap-звезд как будто меньше: $N_{\text{Ap}}/N_{\text{Am}} = 39/26 = 1.5$ в этом диапазоне. Но это различие находится в пределах ошибок. Таким образом, эффективность «магнитной» потери вращения, по-видимому, такая же, как при приливных взаимодействиях. В списках звезд с измеренными величинами $v \sin i$ отношение количества $N_{\text{Ap}}/N_{\text{Am}} = 0.8$. Исходя из этого, можно предполагать, что эффективность торможения с помощью приливных взаимодействий может быть незначительно выше. Но здесь возможен эффект интереса наблюдателей к объектам разного типа пекулярности. Одинаковая форма зависимости показывает, что как Ap-, так и Am-звезды выделяются по одному и тому же критерию $P < 1^d$, то есть магнитное поле не участвует в разделении звезд на Ap и Am, только скорость вращения. Это важнейший вывод для физики химически пекулярных звезд.

Abt (1965) отмечает, что встречаются обычно пары: Am + Am (редко), Am + нормальная звезда, Ap + нормальная звезда, Ap + Am (редко). В работе Glagolevskij (2021) мы обсуждали формирование Am-звезды в паре Ap + Am. Как уже говорилось, структура магнитного поля в виде центрального диполя может свидетельствовать об однородности магнитного поля и плотности в родительском облаке, но не дает информации о локальных средних скоростях вращения фрагментов, из которых сформировались компоненты. Если Am-звезда сформировалась тоже из магнитного фрагмента, то надо искать причину его потери. После разделения на компоненты магнитная звезда потеряла момент вращения путем передачи его окружающим облакам. Будущая Am-звезда тоже включилась в этот процесс, но скорость вращения оказалась больше критической V_{crit} вследствие большей локальной скорости родительского фрагмента. В результате возникло дифференциальное вращение (Glagolevskij, 2017), и поле будущей Am-звезды приобрело «невидимую» тороидальную форму, при которой внутренние области вращаются быстрее (Moss, 1974). Оба компонента далее продолжают терять момент вращения разными способами одновременно. В результате оба они преодолевают V_{crit} , но в Ap-звезде сохранилось полоидальное реликтовое поле, а в Am-звезде — тороидальное. Тороидальное поле уже никогда не сможет превратиться в дипольное. Вследствие высокой проводимости звездного вещества такая структура сохранится в течение всей жизни звезды на ГП. Из-за малой скорости вращения в Am- и Ap-звездах внутренние объемы стабилизируются, и возникают условия твердотельного вращения, диффузии химических элементов под действием гравитации, лучевого давления и ветра, приводящие к известным химическим аномалиям. Не случайно в своих ранних работах Абт заметил (Abt, 1965; Abt and Morrell, 1995), что медленное вращение Ap- и Am-звезд является критическим свойством, позволяющим формировать магнитное поле и химические аномалии. Предложенная схема формирования Am-звезды в паре с Ap-объектом несколько отличается от той, которая приводится Glagolevskij (2021), в данном случае она кажется более обоснованной. Многие авторы, в том числе Landstreet et al. (2017), пытались объяснить потерю момента вращения Ap- и Am-звезд на ГП, но очевидно, что это событие произошло на ранних этапах эволюции, потому что на ZAMS они появляются уже как медленные ротаторы и имеют все свойства Ap- и Am-объектов. Так, по нашему мнению, формируется пара Ap + Am. Folsom et al. (2013) замечают, что двойные системы с короткими периодами способны содержать Am-объекты, но содержат мало магнитных Ap-звезд. Наше мнение

состоит в том, что «магнитное» торможение — слишком слабый процесс и сохраняются только те объекты, которые возникли из самых медленных ротаторов начального распределения. Ам-звезды возникли из более быстрых начальных ротаторов.

Пара Ар + Ар формируется из однородного протозвездного облака, причем в тесных двойных потеря момента происходит путем передачи окружающим облакам и путем приливных взаимодействий или из-за малого начального момента. Такая пара встречается очень редко, возможно, вследствие редкого события, когда протозвездное облако однородно также и по скоростям вращения фрагментов.

Пара Ар + нормальная звезда формируется в том случае, если вторичный компонент не смог преодолеть V_{crit} . Имеются признаки того, что протозвездные облака с большим моментом вращения не могут быть прародителями Ар- и Ам-звезд, поскольку рассматриваемые механизмы потери момента вращения энергетически недостаточны. Ар- и Ам-объекты возникают только из «хвоста» начального распределения моментов вращения родительских протозвезд. В частности, именно таким путем возникают Ар-звезды с периодом вращения порядка многих лет и десятилетий (γ Eri имеет $P \sim 100$ лет). Поэтому относительное количество Ар- и Ам-звезд равно 10% — это хорошо известная величина.

В работе Landstreet et al. (2017) эволюция тесных двойных систем рассматривается в пределах ГП. Из вышеизложенных деталей формирования и эволюции Ар- и Ам-звезд видно, что ранний период формирования звезд более реален.

5.4. Замечания об отдельных звездах

BD-19 5044L (Si). Поскольку у BD-19 5044L $i_{\text{orb}} \simeq i$ (как у HD 98088 и HD 136504), есть основания предполагать, что оба компонента системы BD-19 5044L сформировались одновременно путем разделения первоначального облака по схеме, обсуждаемой выше. Период вращения Ар-компонента $P_{\text{Ар}} = 5^{\text{d}}04$, Ам-компонента $P_{\text{Ам}} = 9^{\text{d}}1$, что говорит о достаточно близких начальных моментах вращения фрагментов, из которых оба компонента сформировались, и примерно одинаковой степени потери момента вращения, преимущественно путем приливных взаимодействий. В работе Landstreet et al. (2017) отмечается, что орбитальный период системы составляет 17.6 суток с довольно высоким эксцентриситетом; это позволило авторам предположить, что обе звезды могли существенно взаимодействовать в момент максимального сближения во время жизни на ГП. Но из сказанного выше следует,

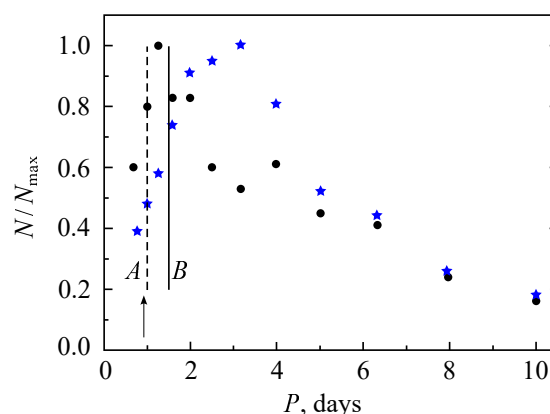


Рис. 9. Распределение магнитных звезд по периодам вращения P . Звездочки — магнитные звезды SrCrEu и Si-типов, кружки — звезды He-r- и He-w-типов. Положение P_{crit} для них обозначено соответственно сплошной линией B и штриховой линией A.

что основные взаимодействия могли произойти скорее на ранних стадиях эволюции, поэтому мы не согласны с предположением Landstreet et al. (2017) о том, что потеря момента вращения произошла на ГП.

HD 37017 (He-r). Как и у предыдущей звезды, период вращения Ар-компонента не синхронизован с орбитальным периодом (таблица 5). Угол α не попадает в диапазон $\alpha = 0^\circ - 20^\circ$, типичный для магнитных Ар-объектов. Следовательно, малый момент вращения возник в большей степени в результате приливных взаимодействий с Ам-компонентом, как это было в случае с BD-19 5044L, а также, возможно, в результате малого момента родительской протозвезды. Массы компонентов достаточно близки, их влияние друг на друга одинаково.

Наиболее интересным свойством HD 37017 является то, что период вращения $P = 0^{\text{d}}9$ равен граничной величине, которая составляет в среднем $P_{\text{crit}} \simeq 1^{\text{d}}$ (рис. 9). Звездочками обозначены зависимости для маломассивных магнитных звезд SrCrEu, кружками — для массивных объектов He-r- и He-w-типов. Положение звезды HD 37017 (He-r) на зависимости $N(P)$ показано стрелкой. Зависимость построена (от руки) по данным компилятивного каталога (готовится к печати) методом скользящего среднего по двум точкам. Из этой зависимости видно, что существуют и более быстрые магнитные ротаторы с периодом вращения, меньшим чем это среднее значение. На $P_{\text{crit}} \simeq 1^{\text{d}} \pm 0^{\text{d}}5$ проходит грань между нормальной звездой и магнитной. Предполагается, что при $P < 1^{\text{d}}$ звезда оказывается стабильной: в ней не возникает дифференциальное вращение. Граница нерезкая, динамическая стабильность магнитных

звезд возникает не на фиксированной для всех звезд величине (P_{crit}). Пока неясно, почему она нерезкая, но она определенно не зависит от величины магнитного поля. Интересно, что периоды вращения совершенно не зависят также от массы звезды, которую можно было бы предполагать.

Правая часть зависимости $N(P)$ на рис. 9 связана, скорее всего, с начальным распределением моментов вращения протозвездных облаков и потерей момента вращения за счет «магнитного» торможения и приливных взаимодействий с близким компонентом. Условия отсутствия дифференциального вращения (и других нестабильностей) возникают уже на самых ранних стадиях эволюции, потому что крупномасштабная магнитная структура в Ар-звездах является реликтовой. Не предложен механизм, формирующий дипольное магнитное поле в более поздний период времени. В результате диапазон периодов вращения оказывается в пределах от одного до примерно 36 000 дней.

HD 98088 (SrCrEu). Данная система состоит из маломассивных компонентов Ar + Am (Folsom et al., 2013). Их химический состав типичен для звезд этих типов пекулярности. В отличие от предыдущих примеров у них $P_{\text{orb}} = P_{\text{rot}}$, $i_{\text{orb}} = i$, величины $v \sin i$ и массы близки ($M_{\text{p}}/M_{\text{Am}} = 1.3$), что может быть признаком однородного по величине магнитного поля, плотности и момента вращения единого родительского протозвездного облака. Диполь находится практически в плоскости орбиты, магнитная звезда имеет наклон оси диполя $\alpha = 10^\circ$, что не противоречит предсказанию о «магнитной» потере момента вращения и за счет взаимодействия с компонентом. Ам-звезда, естественно, потеряла момент только вторым путем. У них одинаковые $v \sin i$, очевидно, и близкие периоды вращения. Таким образом, из трех рассмотренных примеров только один может частично подтвердить предсказанные Landstreet et al. (2017) свойства. Hut (1981) показал, что в двойных системах, где орбитальный угловой момент преобладает над вращательным, приливные взаимодействия приводят к тому, что орбитальная и вращательная оси становятся параллельными, а орбитальный и вращательный периоды синхронизируются гораздо быстрее, чем орбиты становятся круговыми. Как показано выше, в рамках реликтовой гипотезы мы предполагаем, что параллельность орбитальной оси и оси вращения главного компонента возникает вследствие передачи компонентам общего момента протозвездного облака. Далее авторы цитируемой работы предполагают, что приливные взаимодействия за прошедшие годы могли привести к тому, что поле эволюционировало до его нынешней конфигурации. Такого механизма не существует, кроме того, это утверждение противоречит реликтовой гипотезе и не может быть принято.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

По результатам изучения структуры магнитного поля главных компонентов в трех тесных двойных системах можно заключить, что по всем свойствам они похожи на одиночные магнитные звезды. Имеются признаки потери момента вращения за счет его передачи окружающим магнитную протозвезду облакам по силовым линиям, так и через приливные взаимодействия с близким компонентом.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Данная работа финансировалась за счет средств бюджета обсерватории. Никаких дополнительных грантов на проведение или руководство данным конкретным исследованием получено не было.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Автор заявляет об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. H. A. Abt, *Astrophys. J. Suppl.* **11**, 429 (1965). DOI:10.1086/190120
2. H. A. Abt and N. I. Morrell, *Astrophys. J. Suppl.* **99**, 135 (1995). DOI:10.1086/192182
3. D. A. Bohlender, D. N. Brown, J. D. Landstreet, and I. B. Thompson, *Astrophys. J.* **323**, 325 (1987). DOI:10.1086/165830
4. E. F. Borra and J. D. Landstreet, *Astrophys. J.* **228**, 809 (1979). DOI:10.1086/156907
5. C. P. Folsom, K. Likuski, G. A. Wade, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **431** (2), 1513 (2013). DOI:10.1093/mnras/stt269
6. E. Gerth and Y. V. Glagolevskij, *Bull. Spec. Astrophys. Obs.* **56**, 25 (2003).
7. Y. V. Glagolevskij, *Astrophysics* **55** (2), 169 (2012). DOI:10.1007/s10511-012-9225-x
8. Y. V. Glagolevskij, *Astrophysical Bulletin* **72** (3), 305 (2017). DOI:10.1134/S1990341317030191
9. Y. V. Glagolevskij, *Astrophysical Bulletin* **74** (1), 66 (2019). DOI:10.1134/S1990341319010073
10. Y. V. Glagolevskij, *Astrophysical Bulletin* **76** (1), 91 (2021). DOI:10.1134/S1990341321010089
11. Y. V. Glagolevskij, *Astrophysics* **67** (1), 35 (2024a). DOI:10.1007/s10511-024-09814-5
12. Y. V. Glagolevskij, *Astrophysical Bulletin* **79** (1), 137 (2024b). DOI:10.1134/S1990341324600091
13. Y. V. Glagolevskij and A. F. Nazarenko, *Astrophysical Bulletin* **71** (4), 453 (2016). DOI:10.1134/S1990341316040088
14. P. Hut, *Astron. and Astrophys.* **99**, 126 (1981).
15. J. D. Landstreet, S. Bagnulo, V. Andretta, et al., *Astron. and Astrophys.* **470** (2), 685 (2007). DOI:10.1051/0004-6361:20077343

16. J. D. Landstreet, O. Kochukhov, E. Alecian, et al., *Astron. and Astrophys.* **601**, id. A129 (2017). DOI:10.1051/0004-6361/201630233
17. D. L. Moss, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **168**, 61 (1974). DOI:10.1093/mnras/168.1.61
18. G. W. Preston, *Publ. Astron. Soc. Pacific* **83** (495), 571 (1971). DOI:10.1086/129174
19. N. R. Walborn, *Astrophys. J.* **191**, L95 (1974). DOI:10.1086/181558

Structure of Magnetic Fields of Primary Components of Close Binary Systems BD–19 5044L, HD 37017, HD 98088

Yu. V. Glagolevskij¹

¹ Special Astrophysical Observatory of the Russian Academy of Sciences, Nizhnii Arkhyz, 369167 Russia

The magnetic field structures of the primary components in three close binary systems have been studied. In all their properties, they do not differ from single magnetic stars. There are signs of the rotational momentum loss in two ways: 1) its transfer to the clouds surrounding the magnetic protostar along the field lines and 2) through tidal interactions with a close component. Within the hypothesis of the fossil origin of magnetic stars, a possible scheme for the formation of close binary systems with a magnetic companion has been considered.

Keywords: *stars: magnetic—stars: individual: BD–19 044L, HD 37017, HD 98088*