

УДК 524.3-337; 524.35

ОСОБЕННОСТИ ПОВЕДЕНИЯ МАГНИТНЫХ ХИМИЧЕСКИ ПЕКУЛЯРНЫХ ЗВЕЗД НА ГЛАВНОЙ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ. II

© 2022 Ю. В. Глаголевский^{1*}¹ Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Нижний Архыз, 369167 Россия

Поступила в редакцию 26 августа 2021 года; после доработки 18 января 2022 года; принята к публикации 20 января 2022 года

Рассматриваются свойства магнитных звезд и их изменения в ходе эволюции на главной последовательности. Обсуждаются различия и общие свойства магнитных (Ap) и немагнитных (Am) химически пекулярных звезд. Акцентируется внимание на решающей роли скорости вращения v на особенности происхождения и эволюции Ap- и Am-звезд.

Ключевые слова: *звезды: магнитное поле — звезды: химически пекулярные*

1. ВВЕДЕНИЕ

Предлагаемая статья представляет собой продолжение предыдущих работ серии (Glagolevskij 2021b; c), посвященных предполагаемым стадиям эволюции магнитных звезд до линии нулевого возраста главной последовательности (ZAMS) и в начальных стадиях эволюции после ZAMS. В данной работе рассматриваются важнейшие физические свойства магнитных звезд в период эволюции на главной последовательности (ГП). Заметим, что некоторые проблемы и результаты, которые затрагиваются в данной серии работ, обсуждались научным сообществом ранее, в том числе нами. Здесь мы рассматриваем характеристики магнитных звезд во взаимосвязи и изучаем зависимости, построенные, в основном, по данным из работ Catalano and Renson (1998), Glagolevskij (2019). Это эффективные температуры T_{eff} , абсолютные болометрические величины M_{bol} , величины $\lg g$, радиусы R , возрасты $\lg t$, массы M и средние поверхностные величины магнитного поля B_s . Далее приводится краткое описание методик получения этих параметров.

2. ЭФФЕКТИВНАЯ ТЕМПЕРАТУРА T_{eff}

Большая проблема связана с определением T_{eff} по распределению энергии в непрерывном спектре звезд. Избыточное содержание ряда химических элементов приводит к усилению спектральных линий, вызывающему так называемый покровный эффект. В результате дополнительного поглощения энергии в линиях происходит изменение структуры атмосферы и распределения энергии в

непрерывном спектре, в частности, это приводит к уменьшению бальмеровских скачков D , как у магнитных звезд, так и у Am- и HgMn-объектов (Glagolevskij and Topil'skaya 1991). Тем не менее этот метод широко используется, потому что он позволяет сделать предварительные оценки температур максимального количества звезд, которые необходимы для статистических исследований. Набор спектральных линий, ответственных за покровный эффект, сильно зависит от температуры T_{eff} . У маломассивных звезд SrCrEu-типа наибольший вклад в эффект вносят линии элементов железного пика. При увеличении содержания химических элементов уменьшается роль основного поглощающего элемента — водорода. Большое влияние на распределение энергии в непрерывном спектре оказывает усиленное поглощение в спектральных линиях в ультрафиолетовой области спектра. В результате этого происходит перераспределение потока энергии по длинам волн, «заливающего» бальмеровский скачок и непрерывный спектр видимой области спектра. Из-за избытка содержания некоторых элементов увеличивается средний молекулярный вес вещества, из-за чего коэффициент поглощения в непрерывном спектре на единицу массы уменьшается. Все эти факторы искажают распределение энергии в непрерывном спектре. Максимальное отклонение (уменьшение) величины бальмеровских скачков магнитных звезд от нормальных $\Delta D \approx 0.15-0.17$. Следует особо отметить, что величина бальмеровских скачков, как и распределение энергии в непрерывном спектре, меняются с фазой периода вращения (Glagolevskii 1994) вследствие неравномерного распределения содержания химических элементов по поверхности. У холодных магнитных звезд ($T_{\text{eff}} \leq 10\,000$ K) величина бальмеровских скачков в среднем нор-

*E-mail: glagol1@sao.ru

мальная, поэтому их иногда используют для предварительной оценки T_{eff} .

Для уменьшения влияния покровного эффекта используются калибровки, в среднем учитывающие нарушение распределения энергии в непрерывном спектре. Этой проблеме посвящено много работ: Glagolevskij (1990; 1994a; 2002; 2019), Glagolevskij and Chunakova (1986), Glagolevskij et al. (1973), Glagolevskij and Topil'skaya (1991), Hauck and North (1993), Lyubimkov (1995) и др. Используемые калибровки, естественно, не учитывают индивидуальные особенности химического состава звезд. Калибровка цветовых параметров по температуре разрабатывалась на основании измерения полного потока энергии, излучаемой во всем спектре звезды. Полный поток, излучаемый звездой, зависит только от температуры, в соответствии с законом $\pi B = \sigma T^4$, где σ — постоянная Стефана (Blackwell and Shallis 1977). В работе Glagolevskij (2002), эффективные температуры определялись с использованием параметров $Q = (U - B) - 0.72(B - V)$ в UBV -системе (Cramer 1984) и X — в многоцветной женеvской системе (Hauck and North 1993, Moon and Dworetzky 1985, Stepien and Dominiczak 1989) для звезд с $T_{\text{eff}} \geq 9500$ К. Для звезд с $T_{\text{eff}} \leq 9500$ К использовался параметр $(B2 - G)$ женеvской системы (Hauck and North 1993). Эти параметры слабо зависят от межзвездного покраснения. Полученный таким образом каталог (Glagolevskij 2002) служил основой для получения более поздних списков (Glagolevskij 2019).

Определение T_{eff} и $\lg g$ методом моделей атмосфер, как правило, делается по профилям и эквивалентным ширинам линий водорода. Метод тоже имеет свои трудности в основном вследствие нарушения поверхностных структур атмосфер (Lyubimkov 1995, р. 12, 59) (см. в статье (Glagolevskij 2021a)), возникающих в результате аномального химического состава. Эффект нарушения поверхностных структур хорошо заметен в центральных частях водородных линий (Glagolevskii et al. 1976, Glagolevskii and Kozlova 1967). Оно происходит в результате охлаждения поверхностных слоев на $\tau < 0.01$ атмосферы и перегрева глубоких слоев на $\tau \approx 0.01-1$ из-за дополнительного поглощения спектральными линиями. Это так называемый «обратный тепловый эффект» (Glagolevskij et al. 2011a; b; 2013).

Учет магнитного поля при рассмотрении гидростатического равновесия, по-видимому, мало влияет на модели атмосфер. Подробно эта проблема обсуждается в книге Lyubimkov (1995, р. 32). Так, например, в работе Glagolevskij (1970) показано, что соотношения между температурами ионизации и возбуждения у нормальных и магнитных звезд

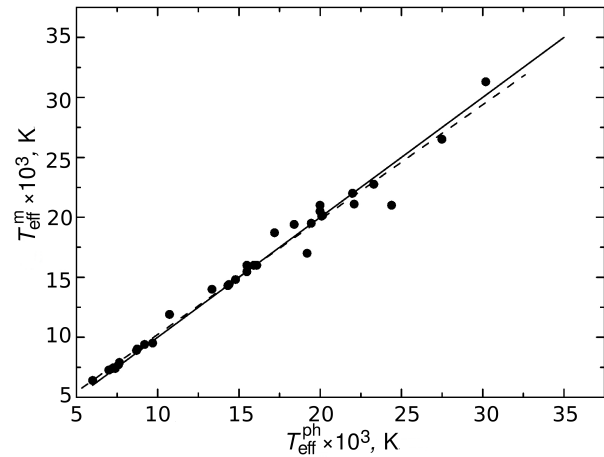


Рис. 1. Сравнение эффективных температур $T_{\text{eff}}^{\text{ph}}$, полученных из фотометрических данных, с модельными эффективными температурами $T_{\text{eff}}^{\text{m}}$.

не различаются. Таким образом, роль магнитного поля сводится к тому, что оно управляет движением ионов, подавляет микротурбулентцию, уширяет спектральные линии из-за зеемановского эффекта, внося этим дополнительный вклад в покровный эффект. Направленная магнитным полем диффузия ионов приводит к неравномерному распределению химических элементов по поверхности звезд (Glagolevskij 2021a).

Опыт показывает, что ошибки величин T_{eff} для звезд в каталоге Glagolevskij (2019) в среднем составляют 200–300 К, что достаточно для статистических исследований. Все остальные параметры определяются по стандартным соотношениям Glagolevskij (2019), и точность полученных результатов в первую очередь зависит от точности температур. При использовании систем температур, определенных разными методами, важно знать об их соответствии. Помочь в этом может сравнение $T_{\text{eff}}^{\text{ph}}$, получаемых по фотометрическим параметрам из каталога Glagolevskij (2002) с $T_{\text{eff}}^{\text{m}}$, которые определены на основе моделей атмосфер. Сравнение величины $T_{\text{eff}}^{\text{m}}$ из работ разных авторов (Glagolevskii et al. 2005a; b, Glagolevskij et al. 2010; 2007; 2004, Leushin et al. 2000, Ryabchikova et al. 1998, Ryabchikova 2005, Saio et al. 2010, Shulyak et al. 2010) показано на рис. 1. Линейная регрессия имеет угол наклона $a = 0.958 \pm 0.023$ ($R = 0.99$). Из этого примера можно сделать вывод, что практически нет различия между $T_{\text{eff}}^{\text{ph}}$ и $T_{\text{eff}}^{\text{m}}$. Это важнейший результат, демонстрирующий надежность используемых систем температур.

Величины T_{eff} , M_{bol} и $\lg g$ (см. далее) в работе Glagolevskij (2019) выведены с использованием каталога Glagolevskij (2002) и литературных данных (Hubrig et al. 2007, Kochukhov 2003, Kochukhov

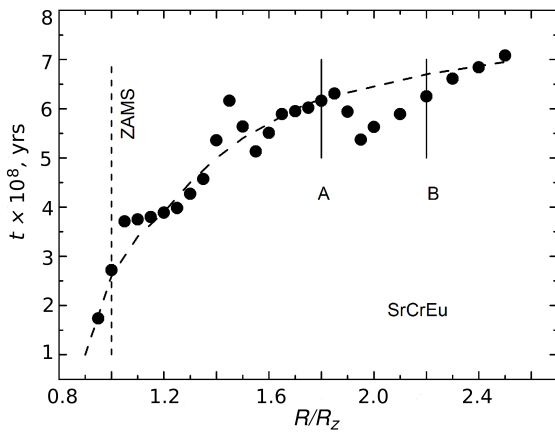


Рис. 2. Возраст звезд SrCrEu-группы в разных точках эволюционного трека R/R_z .

and Bagnulo 2006, Landstreet et al. 2007), между которыми нет систематических различий.

3. ОТНОСИТЕЛЬНЫЙ РАДИУС R/R_z

Модели атмосфер определяются двумя основными параметрами — эффективной температурой T_{eff} и ускорением силы тяжести $\lg g$. В исследованиях магнитных звезд бывает удобнее использовать вместо $\lg g$ относительный радиус звезды R/R_z , который оценивается из соотношения $\lg(R/R_z) = 1/2(\lg g_{\text{zams}} - \lg g)$. На линии нулевого возраста главной последовательности (ZAMS) $R/R_z = 1$. Величина $\lg g_{\text{zams}}$ оценивается на эволюционном треке (Ekström et al. 2012). Радиус звезды определяется по известной формуле $\lg R = 8.46 - 2 \lg T_{\text{eff}} - 0.2 M_{\text{bol}}$. Параметр R/R_z изменяется от 1 до величины примерно 2.5 в верхней части полосы ГП. В результате эволюционного роста R/R_z величина магнитного поля звезд уменьшается (Glagolevskij 2021b). Значение R/R_z также характеризует возраст звезды и дает наглядное представление о месте звезды на эволюционном треке (рис. 2). Параметр R/R_z показывает, насколько в интересующий нас момент увеличился радиус звезды после ZAMS. Радиус звезд заметно изменяется в момент внутренней перестройки в диапазоне $R/R_z = 1.8-2.2$. Здесь звезда совершает характерный зигзаг на диаграмме Герцшпрунга—Рессела, поэтому зависимость от времени $R/R_z(t)$ в этот момент на самом деле сложная. При статистических исследованиях этот ход не учитывается. Фактически на этом этапе эволюции используются средние величины параметров. Для построения точной наблюдаемой зависимости необходимо существенно увеличить количество данных.

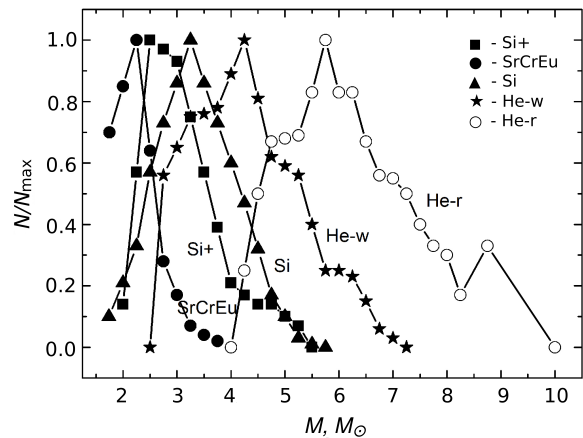


Рис. 3. Распределение звезд разных типов пекулярности по массе M .

4. МАССЫ ЗВЕЗД M

Важнейший параметр — это масса звезды M . Это единственный параметр, который практически не изменяется в течение эволюции звезды на ГП. Обычно магнитные звезды грубо разделяют по массе, объединяя их по основным особенностям химических аномалий: He-r-, He-w-, Si-, Si+-, SrCrEu-типы звезд. Звездам каждого типа пекулярности соответствует некоторая средняя величина M . На рис. 3 хорошо видно, что деление по типам пекулярности слишком грубое; звезды с одинаковой массой имеют часто разные типы пекулярности. Тем не менее такое деление по массе широко используется. Кроме того, по-видимому, следует продолжить этот график в сторону больших масс вплоть до $M \approx 30 M_{\odot}$, куда входят магнитные O-звезды (Petit et al. 2013). Ветер в этих объектах много сильнее, чем у He-r-звезд, поэтому трудно представить себе, что у них атмосфера достаточно стабильна для возникновения диффузии химических элементов, как у CP-звезд. Химические аномалии, связанные с диффузией в этих звездах, не обнаружены. С другой стороны, наличие магнитного поля свидетельствует об отсутствии у горячих звезд значительной неустойчивости.

5. АБСОЛЮТНЫЕ БОЛОМЕТРИЧЕСКИЕ ЗВЕЗДНЫЕ ВЕЛИЧИНЫ M_{bol}

Фотометрический параметр β (Nauck and Mermilliod 1980) используется при оценке абсолютных величин звезд M_V с помощью калибровок, выработанных для магнитных звезд с $T_{\text{eff}} \geq 8000$ K (Crawford 1978; 1979, Glagolevskij 1987).

Для маломассивных звезд с $T_{\text{eff}} \leq 8300$ K используется параметр c_1 в системе $wvby$ с помощью калибровки Кроуфорда (Crawford 1978; 1979, Straizys 1977). Фотометрический индекс

$c_1 = (u - v) - (v - b)$, характеризующий величину бальмеровского скачка, используется как температурный параметр. Переход от M_V к абсолютным звездным величинам M_{bol} осуществляется с помощью болометрических поправок из работ Straižys and Kuriliene (1981) и Nieva (2013).

6. СРЕДНЕЕ ПОВЕРХНОСТНОЕ МАГНИТНОЕ ПОЛЕ B_s

B_s представляет собой полный вектор магнитного поля на поверхности звезды (не зависит от направления силовых линий). Величина B_s определяется либо методом моделирования (Gerth and Glagolevskij 2003), либо оценивается по зеемановскому расщеплению спектральных линий в неполяризованном свете (Mathys and Lanz 1992). Магнитное поле изменяется по поверхности, поэтому определяется его среднее значение. К сожалению, метод измерения поля по неполяризованным спектрам применим на практике только в случае очень узких спектральных линий, когда $v \sin i < 10 \text{ км с}^{-1}$ и если $B_s \geq 2-3 \text{ кГс}$. Вследствие таких жестких ограничений возникает эффект наблюдательной селекции звезд, который необходимо учитывать в статистических исследованиях. Метод модельных оценок разработан Gerth and Glagolevskij (2003) при предположении дипольного характера магнитных структур и основан на использовании наблюдаемых фазовых зависимостей продольного $B_e(\phi)$ или среднего поверхностного $B_s(\phi)$ магнитных полей, измеренных по зеемановским спектрам.

Если структура магнитного поля предполагается соответствующей теоретическому диполю, находящемуся в центре звезды, то возможны оценки магнитного поля на магнитных полюсах B_p с использованием формул Шварцшильда–Стиббса–Престона (Preston 1967, Schwarzschild 1950, Stibbs 1950). В этом методе необходима предварительная оценка угла наклона оси вращения к лучу зрения i на основании известной величины $v \sin i$.

Иногда используют величины B_s , полученные из среднеквадратических значений магнитного поля $\langle B_e \rangle$, вычисляемых из статистической зависимости $B_s = (2.06 \pm 0.15) \langle B_e \rangle$ (Glagolevskij 2020a). Величина $\langle B_e \rangle$ определяется из нескольких измерений продольного поля B_{ei} , полученных в разных фазах периода вращения звезды, по формуле $\langle B_e \rangle = [\sum(B_{ei}^2 - \sigma_i^2)/N]^{1/2}$, где σ_i — средняя квадратическая ошибка каждого измерения (Buchkov et al. 2009). Сравнение полученных таким путем величин $B_s(\langle B_e \rangle)$ с надежными оценками из работы Glagolevskij (2019) показывает большой разброс, демонстрируя малую надежность величин (рис. 4).

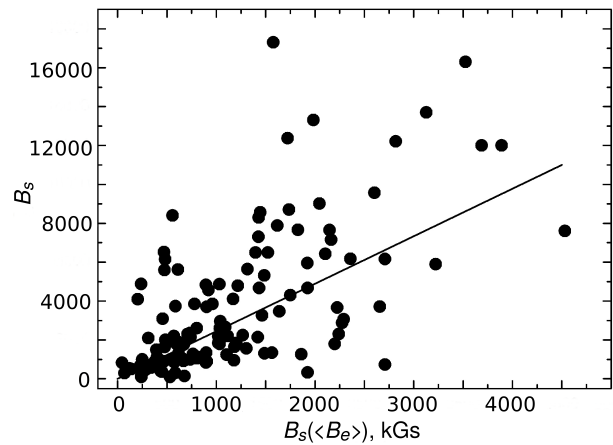


Рис. 4. Сравнение величин среднего поверхностного магнитного поля B_s , определяемого точными методами, с теми, которые оценены по средним квадратическим величинам продольного поля $B_s(\langle B_e \rangle)$.

Разброс происходит в результате эффекта наклона оси вращения звезд i к лучу зрения. Звезды с углом наклона оси вращения, дающим большую точность оценок B_s , расположены на рисунке вдоль нижней границы рассеяния, меньшую — вдоль верхней границы. Учет угла наклона мог бы улучшить ситуацию, что позволило бы эффективнее использовать $B_s(\langle B_e \rangle)$ на практике.

7. ЗАВИСИМОСТЬ $B_s(t)$

В работе Glagolevskij (2019) приведены возрасты звезд t , оцененные по теоретическим трекам из работы Ekström et al. (2012). С помощью этих данных построены зависимости на рис. 5, показывающие возраст звезд в разных участках эволюционных треков. Зависимости построены для звезд в узких диапазонах масс. Средние кривые построены от руки. В пределах границ А и В происходит внутренняя перестройка звезд. Рассеяние точек внутри каждой зависимости вызвано не только ошибками измерений, но и зависимостью $t(R/R_z)$ от массы внутри группы. Сравнивая зависимости для разных масс и учитывая рассеяние точек, можно предположить, что ошибки величин t составляют порядка 30%.

Зная возрасты звезд с разными параметрами R/R_z , сделаем переход от зависимости $B_s(R/R_z)$, приведенной в работе Glagolevskij (2021c), к зависимости от возраста $B_s(t)$. Результат показан на рис. 6а, причем здесь использованы данные только для звезд Si+SrCrEu-типов. Прежде всего отметим, что начальный рост магнитного поля происходит после ZAMS в течение времени $t \approx 3 \times 10^8$ лет,

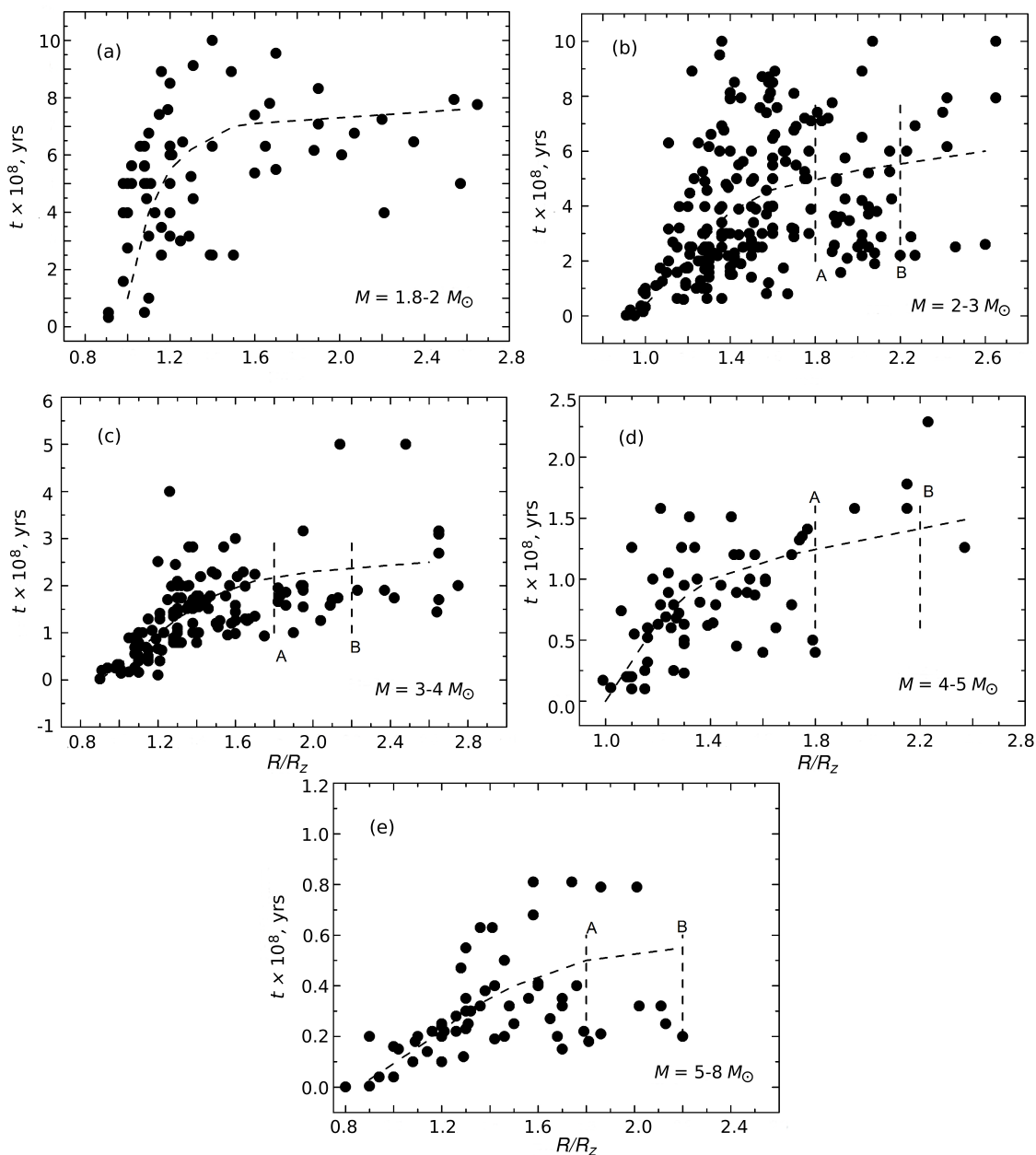


Рис. 5. Возрасты магнитных звезд разных масс в разных точках эволюционного трека.

то есть около 33% времени жизни на ГП. Причиной является прекращение поверхностной турбуленции, возникающей вследствие горения дейтерия (Glagolevskij 2021b; c), и прекращения аккреции, когда становятся постепенно видимыми стабильные подповерхностные слои, в которых за время t_{ZAMS} в молодой лучистой HАеВе-звезде успело сформироваться полоидальное магнитное поле. Формирование крупномасштабного чисто полоидального поля в стадии HАеВе происходит в результате действия омической диссипации и натяжения силовых линий в неоднородной, запутанной на ранней стадии конфигурации. Атмосфера пол-

ностью стабилизируется в возрасте $t = 3 \times 10^8$ лет после ZAMS; поле B_s достигает максимума, после которого оно начинает уменьшаться из-за преобладающего действия роста радиуса. Подробности этого процесса приводятся в работах Glagolevskij (2021b; c).

На рис. 6b показано изменение числа магнитных звезд SrCrEu-типа N/N_{max} с возрастом (Glagolevskij 2019), по мере их движения вдоль эволюционного трека. В этом распределении тоже возникает максимум, но он приходится на возраст $t = 4.5 \times 10^8$ лет, то есть позднее, чем максимум

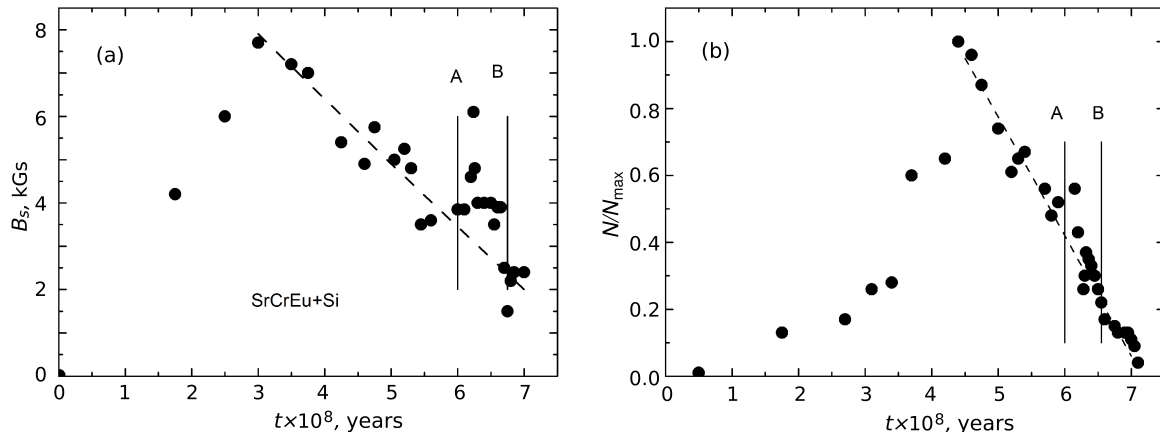


Рис. 6. Изменение величины магнитного поля B_s с возрастом звезд Si+SrCrEu-типа.

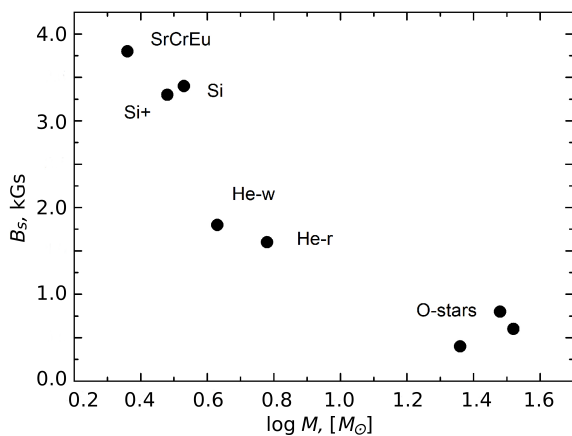


Рис. 7. Средняя величина магнитного поля B_s у звезд разного типа пекулярности (разной средней массы).

B_s . Этот момент соответствует 50% времени жизни SrCrEu-звезд. В чем может быть причина различия моментов максимумов? Число звезд N пропорционально интенсивности спектральных критериев классификации, которые, в свою очередь, пропорциональны степени химических аномалий. Несмотря на то, что степень химических аномалий пропорциональна величине магнитного поля (Glagolevskii 1994, Glagolevskij 1994b), ход зависимости не одинаковый, происходит запаздывание числа звезд по времени. В работе Glagolevskij (2019) это объясняется запаздыванием формирования химических аномалий из-за медленного процесса диффузии химических элементов.

Внутренняя перестройка звезд, сопровождающаяся увеличением B_s вследствие уменьшения радиуса (Glagolevskij 2019), происходит у звезд, возраст которых попадает в интервал АВ на рис. 6. Из-за недостаточного на данный момент количества наблюдательных данных не всегда можно выявить различия в поведении магнитных звезд разных ти-

пов пекулярности в этот период. Но изменение числа звезд хорошо заметно на зависимости, построенной для звезд всех типов пекулярности.

8. ЗАВИСИМОСТЬ $B_s(M)$

Одним из важнейших свойств магнитных звезд является то, что объекты с разной средней массой обладают существенно разными средними поверхностными величинами магнитного поля B_s , как это видно на рис. 7 (Glagolevskij 2019; 2021b). Исходя из этой зависимости, делается общий вывод: средняя величина магнитного поля звезд обратно пропорциональна их массе. На этом же рисунке приведены также данные для трех массивных горячих О-звезд (HD 37022, HD 101412, HD 149438 (Glagolevskij 2019),) которые имеют еще более слабое магнитное поле, чем самые массивные магнитные химически пекулярные (СР) объекты. Эти звезды не принадлежат к классу СР, но происхождение магнитного поля и его эволюцию трудно представить себе другими. Химические аномалии у них отсутствуют, вероятно, вследствие нестабильности атмосфер (Lyubimkov 1995, р. 96) и сильного ветра, существенно превышающего ветер He-г-звезд. Тот факт, что наблюдается обратная зависимость средней величины магнитного поля звезд от массы, может означать, что в формировании магнитной звезды играет основную роль объем облака, из которого она формируется. Зависимость очень сильная, поэтому процессы, приводящие к такому свойству, должны быть заметными. Для объяснения зависимости можно высказать следующие предположения:

1. Большой объем родительского облака обеспечивает значительное усреднение неоднородностей его магнитного поля, в результате чего среднее поле становится меньше, чем максимальные локальные величины. В работе Glagolevskij (2019)

мы предполагали, что характерный размер протозвездных облаков равен тому, из которого формируются маломассивные SrCrEu-звезды, поэтому среднее поле B_s у них может достигать максимальных величин. Величины магнитного поля маломассивных SrCrEu-звезды занимают более широкий диапазон, чем более массивных.

2. Не исключено, что у протозвезд с большой массой нестабильная фаза могла быть более активной и разрушающей.

3. Релаксация магнитного поля происходит в массивных звездах в меньшей степени из-за более короткого времени эволюции (Glagolevskij 2013, таблица 1).

Таким образом, причина рассматриваемой зависимости пока не вполне определена. Факт обратной зависимости величины поля от массы приходится учитывать при исследовании формирования и эволюции магнитных звезд.

9. СВЯЗЬ СКОРОСТИ ВРАЩЕНИЯ С МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

Малая скорость вращения и наличие магнитного поля являются основными свойствами магнитных звезд. Именно эти два свойства определяют основные особенности магнитных звезд. Исследователи в течение длительного времени искали зависимость магнитного поля от скорости вращения в связи с предполагаемым процессом «магнитной» потери момента вращения, а также действием магнитного динамо. Задача изучения вращения магнитных звезд важнейшая и чрезвычайно сложная. На рис. 8 приведены зависимости периодов вращения от среднего поверхностного магнитного поля $\lg P(B_s)$ для звезд разных средних масс, соответствующих SrCrEu-, Si- и He-r + He-w-типам пекулярности (по данным Glagolevskij (2019)). Хорошо видно, что максимальная величина периодов вращения P обратно пропорциональна средней массе M звезд. Наибольшая проблема состоит в том, чтобы объяснить, почему периоды вращения магнитных звезд (по аналогии и немагнитных Am-звезд) находятся в слишком широких пределах $P = 1^d - 30\,000^d$. Заметная доля магнитных звезд практически не вращается (см. таблицу 1). У многих медленных ротаторов величины $v \sin i \approx 0 \text{ км с}^{-1}$ (меньше ошибок измерений), поэтому иногда бывает трудно искать какие-либо зависимости с применением параметров P и $v \sin i$. Число экстремально медленных ротаторов невелико, но их влияние на искомые зависимости значительно из-за крайне большого диапазона величин P . В обзоре Glagolevskij (2021a) мы уже рассматривали проблему экстремально больших периодов вращения CP-звезд и

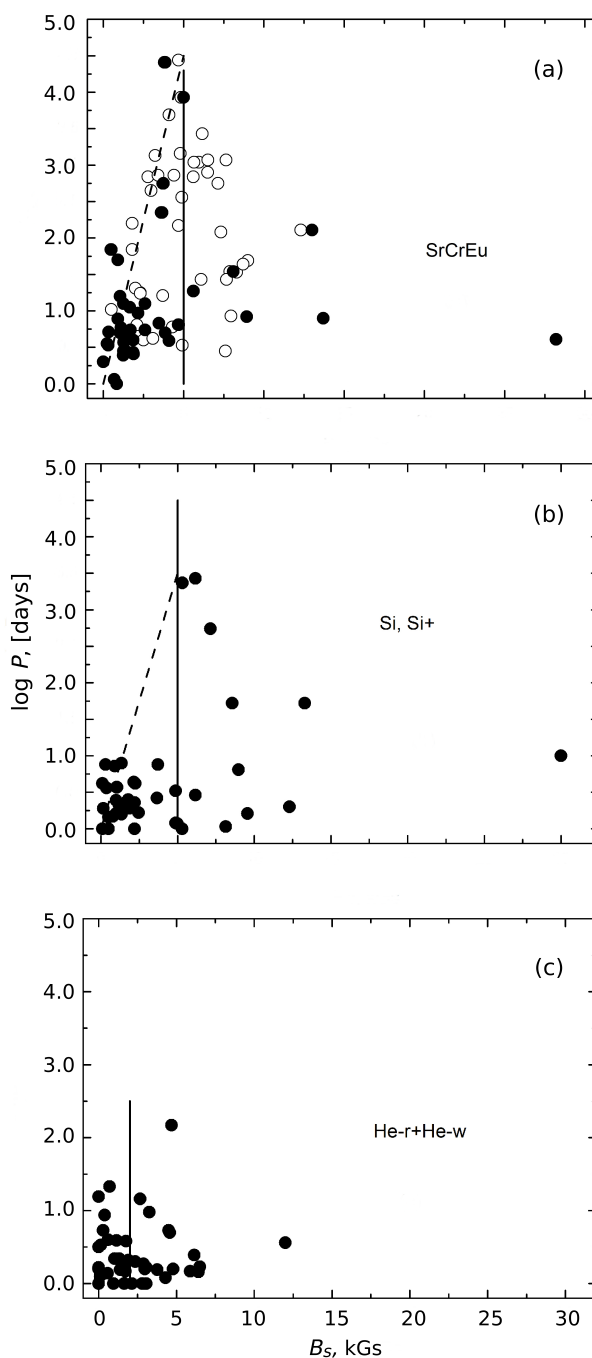


Рис. 8. Зависимость величин периодов вращения $\lg P$ от величины магнитного поля B_s у звезд разных типов пекулярности: (a) — SrCrEu, (b) — Si, Si+, (c) — He-r + He-w.

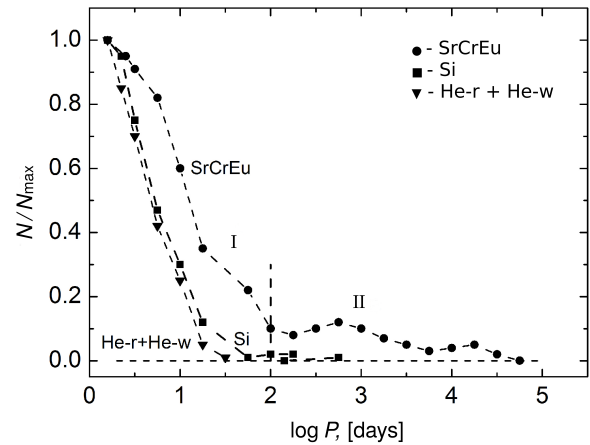
пришли к выводу о возможном формировании их из самого «медленного» конца начального распределения магнитных протозвезд по скоростям вращения v . В то же время имеются признаки действия на них механизма «магнитного торможения». Максимальные периоды вращения имеют звезды SrCrEu-типа. Возникает вопрос, почему среди Si-,

Таблица 1. Характерные свойства звезд разных типов пекулярности (разных средних масс)

Тип	Доля, %	P_{\max} , дни	M , M_{\odot}	B_s , кДж	R , R_{\odot}	t , лет
SrCrEu	44	30 000	2.22	3.8	2.3	5×10^8
Si, Si+	38	1470	3.06	3.4	2.7	1.5×10^8
He-w	12	148	4.30	1.8	3.4	1×10^8
He-r	6	9.5	7.30	1.7	4.6	2×10^7
max/min		3 000	3.30	2.2	2.0	25

He-r- и He-w-объектов нет экстремально медленных ротаторов.

Рассмотрим эту проблему подробнее. Из распределения $N/N_{\max}(\lg P)$ на рис. 9 видно, что звезды SrCrEu-типа состоят из двух групп: основной — I, и вторичной — II, причем линия раздела приходится на $P \approx 100^d$. Будем считать, что экстремально медленные ротаторы наблюдаются в промежутке $P \approx 100^d - 30\,000^d$ (попутно заметим, что динамо не может работать в случае невращающихся звезд, например, у HD 9996, HD 201601, HD 137949 и др.), причем их доля составляет около 10%. Использование крайне больших величин P при исследовании разного рода зависимостей приводит к большому разбросу точек и неопределенным результатам. Наш опыт изучения магнитных звезд показал, что минимальное влияние экстремально медленных ротаторов на исследуемые зависимости возникает только при использовании данных для основной группы звезд I. Если рассмотреть список звезд с $P \geq 100^d$, то оказывается, что в основном они измерялись по расщепленным компонентам спектральных линий в неполяризованном свете. Для этого выбирались объекты с максимальным периодом вращения, имеющие резкие спектральные линии. Таким образом, методика наблюдений вносила сильную наблюдательную селекцию в распределение звезд по величинам периодов вращения. При этом автоматически отсеивались объекты со средним и слабым полем. Среди массивных объектов нет звезд группы II, потому что в их спектрах нет спектральных линий Cr II λ 6147.1, Fe II λ 6147.7 и Fe II λ 6149.2, обычно используемых для измерения магнитного поля. Таким образом, группа звезд II была сформирована искусственным путем, это надо учитывать в статистических исследованиях. Звезды основной группы I имеют среднюю величину поля $B_s \approx 3$ кГс и периоды вращения в пределах $P < 100^d$, в то время как средняя величина магнитного поля экстремально медленных ротаторов составляет порядка

**Рис. 9.** Распределение магнитных звезд по величинам периодов вращения $\lg P$. Кружки — SrCrEu, квадраты — He-w, треугольники — He-r.

$B_s = 5$ кГс и $P = 100^d - 30\,000^d$. Тем не менее на рис. 8а и 8б видно, что несколько звезд с большими периодами $P \geq 100^d$ обнаружены также обычными методами. Среди массивных He-r + He-w-звезд медленные ротаторы пока не обнаружены (рис. 8с). Заметно, что периоды вращения и величина магнитного поля в среднем у массивных звезд меньше. При статистических исследованиях иногда приходится использовать данные только для звезд группы I.

Рассматривая правые части зависимостей на рис. 8, замечаем, что чем сильнее у звезд магнитное поле, тем медленнее они вращаются, то есть наблюдается прямая пропорциональность между этими характеристиками, как и ожидается в случае потери момента вращения с участием магнитного поля. Какие факторы могут влиять на формирование наблюдаемых периодов вращения, кроме величины магнитного поля? В таблице 1 приведены данные для звезд разных типов пекулярности (Catalano and Renson 1984, Glagolevskij 2019): показана их доля среди звезд других типов, P_{\max} — максимальный наблюдаемый период вращения, M — средняя масса, B_s — средняя величина среднего поверхностного магнитного поля, R — средний радиус и t — средний возраст. В нижней строке даны отношения максимальной величины параметра к минимальной. Наибольшее изменение, в 3000 раз, испытывает величина периода вращения P . Возраст звезд с этими крайними величинами P различается в 25 раз, все остальные параметры — в среднем в 2.5 раза. Трудно представить, что при возрастании, например, магнитного поля в 2.2 раза (таблица 1) можно «затормозить» протозвезду в 3000 раз. Тем не менее при рассмотрении данных таблицы видно, что максимальная величина периода вращения пропорциональна возрасту, а

также величине B_s . В принципе, это не противоречит теории потери момента вращения (Abt and Morrell 1995). Чем сильнее магнитное поле и чем дольше протозвезда эволюционирует, тем больше она теряет момент вращения. Однако у звезд SrCrEu-типа потеря момента вращения слишком велика. Но, если рассмотреть звезды с $P_{\max} < 50^d - 100^d$, соответствующим основной группе I, то возрастание P_{\max} от массивных звезд к маломассивным оказывается для них уже десятикратным. Таким образом, происхождение звезд с экстремальными периодами вращения обусловлено не только потерей момента вращения с участием магнитного поля, но оно зависит еще от некоторого фактора, скорее всего, от начальной скорости вращения. Не зная ее величины, трудно получить правильное представление о роли магнитного поля в процессе потери момента вращения и конкретно о зависимости $P(B_s)$. Вероятнее всего, максимальные величины P_{\max} формируются у самых медленных протозвездных ротаторов начального распределения (Glagolevskij 2021a), скорости вращения которых могут быть равны 0.

Следующее важное свойство состоит в том, что величина P обратно пропорциональна массе M . Значит ли это, что более массивное протозвездное облако труднее затормозить?

Обратим внимание на то, что магнитные медленно вращающиеся CP-звезды составляют 10% от общего количества звезд, тогда как доля «невращающихся» SrCrEu-звезд В-типа составляет уже 1%. Это соотношение может быть признаком того, что критическую скорость v_c преодолевают только достаточно близкие к ним по скоростям вращения протозвездные объекты. Быстро вращающиеся протозвезды теряют момент вращения в недостаточной степени и переходят в разряд «нормальных». Этим в основном объясняется малая доля CP-звезд.

Рассмотрим правую часть рис. 8а, где показана зависимость периодов вращения от магнитного поля B_s для маломассивных звезд Si+SrCrEu-типа. Вертикальная линия проведена через максимум зависимости, приходящийся на $B_s = 5$ кГс. У массивных звезд He-r + He-w-типов максимум приходится примерно на $B_s \approx 2$ кГс (Glagolevskij 2017) (рис. 8с). Левую половину зависимости мы обсудили выше, она не противоречит предположению, что величина периода вращения пропорциональна величине поля в соответствии с механизмом «магнитной» потери момента вращения протозвезд на ранних стадиях эволюции (Glagolevskij 2020a, Mouschovias and Paleologou 1979). В работе Glagolevskij (2019) автор попытался объяснить происхождение максимума на зависимости ис. 8а тем, что потеря момента вращения протозвездного облака с наибольшей эффективностью

происходит при некоторой величине поля, в звездной стадии соответствующей $B_s \approx 5$ кГс. Именно эта величина соответствует самым «медленным» магнитным звездам. Важно заметить, что наличие максимума не объясняется теорией Mouschovias and Paleologou (1979). Правая часть зависимости рис. 8а выглядит так, как будто существует обратная корреляция между величиной магнитного поля и скоростью вращения, что кажется совершенно неправдоподобным. Поэтому необходимо искать другое объяснение, которое предварительно может заключаться в следующем. Предполагается, что в случае очень сильного магнитного поля, оно глубже пронизывает облака, окружающие протозвезду. В результате начинается потеря энергии на их вращение. Из-за передачи части энергии потеря момента вращения протозвездного родительского облака не достигает величины, соответствующей величине магнитного поля. Чем сильнее поле, тем больше потеря, при этом возникает впечатление обратной корреляции между величиной магнитного поля и скоростью вращения.

Если посмотреть на рис. 8, то видно, что звезд с экстремальными величинами магнитного поля $B_s \geq 6$ кГс относительно мало, что свидетельствует о сильной потере магнитной энергии в окружающих протозвездных облаках. Наличие обратной корреляции зависимости $P(B_s)$ у протозвезд с очень сильным магнитным полем в правой части зависимости на рис. 8а показывает, что по своей природе они отличаются от звезд левой части, хотя эти протозвезды тоже испытывают «магнитное торможение». Учитывая это обстоятельство, данные для звезд, имеющих $B_s \geq 6-8$ кГс, следует использовать с осторожностью при исследованиях статистических закономерностей, связанных с вращением: механизм формирования этих звезд — другой. Одновременно следует учитывать, что на рис. 8а много звезд, отобранных по признаку максимальных значений P и B_s . Зависимости на рис. 8b и 8с не искажены.

При рассмотрении таблицы 1 обратим внимание на то, что потеря момента вращения у массивных протозвезд (He-r) произошла в меньшей степени, чем у протозвезд с меньшей массой: у них величины P_{\max} меньше всех. Это свойство могло появиться по нескольким причинам:

- 1) более слабого магнитного поля у массивных звезд;
- 2) более короткого времени эволюции;
- 3) большой массы.

Вследствие этого зависимости на рис. 8 смещаются в сторону меньших величин B_s и P тем сильнее, чем больше масса. Максимум зависимости $\lg P(B_s)$ для He-r-звезд приходится уже на $B_s = 2$ кГс в отличие от $B_s = 5$ кГс для звезд

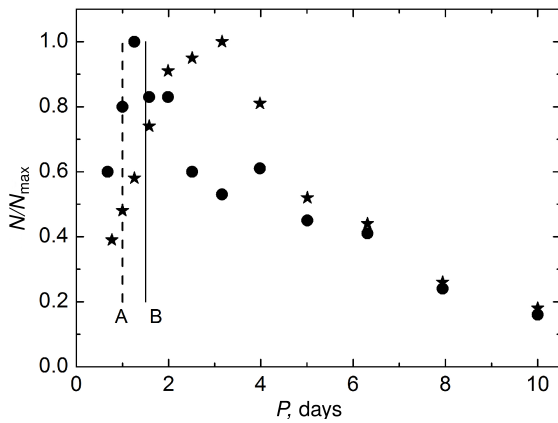


Рис. 10. Распределение SrCrEu- и He-g-звезд по периодам вращения P вблизи предела $P \approx 1^d$ (звездочки и кружки соответственно).

SrCrEu-группы. В разделе 3 обсуждался вопрос о том, почему массивные звезды имеют в среднем более слабое магнитное поле. Выскажем следующие предположения:

1. При формировании массивных протозвезд, очевидно, играет роль значительно больший объем протозвездного облака, при котором усредняются магнитные поля большого количества отдельных магнитных фрагментов, ориентированных произвольно. Возникает эффект усреднения. В случае маломассивных протозвезд объем родительского облака ближе к среднему характерному объему магнитного фрагмента.
2. Возможно, что у протозвезд с большой массой нестабильная фаза могла быть более активной и разрушающей.
3. Релаксация магнитного поля произошла в меньшей степени вследствие более короткого времени эволюции (Glagolevskij 2017); относительно быстрый темп эволюции массивных протозвезд не позволяет произойти достаточно полной релаксации магнитного поля массивных звезд.

10. ЗАВИСИМОСТЬ $N/N_{\max}(P)$

Следующее важнейшее свойство, связанное с вращением, проиллюстрировано на рис. 10, где приводятся распределения N/N_{\max} по периодам вращения маломассивных (Si+SrCrEu) и массивных (He-g + He-w) звезд (соответственно звездочки и кружки). При рассмотрении рисунка можно сделать важнейший вывод о том, что магнитных звезд с периодами вращения $P \leq 1^d$ нет (Glagolevskij 2021a; b). Граница на логарифмическом графике достаточно резкая. Это подтверждает предположение о том, что на ранних стадиях

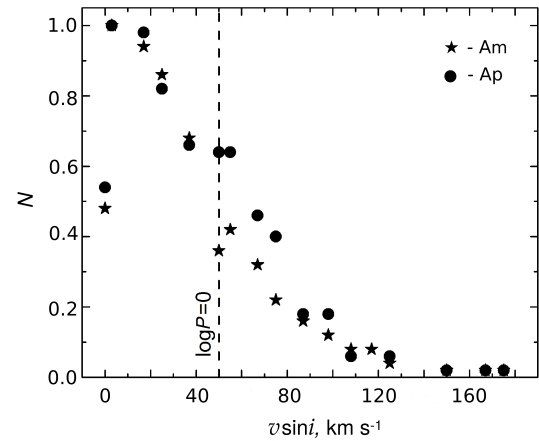


Рис. 11. Распределение магнитных и Am-звезд (кружки и звездочки соответственно) по скоростям вращения $v \sin i$.

эволюции в процессе потери момента вращения протозвезды скорость ее вращения оказывается меньше критической величины v_c , при которой дифференциальное вращение не может возникнуть. На стадии звезд эта граница соответствует $P = 1^d$. У тех протозвезд, скорость вращения которых превышает v_c , возникает дифференциальное вращение, «запутывающее» силовые линии в тороидальную форму, которая сохраняется вплоть до звездной фазы. Такая структура не обнаруживается обычным зеемановским методом. Это значит, что отделение будущих магнитных звезд от нормальных происходит после потери момента вращения, но до нестационарной фазы, потому что в нестационарной фазе граница перехода, скорее всего, «размывается», перестает быть резкой. «Обрыв» числа звезд на границе $P = 1^d$ (для протозвезд $v < v_c$) приводит к тому, что среди нормальных звезд оказывается много объектов с сильным магнитным тороидальным полем внутри.

11. ЗАВИСИМОСТЬ $N/N_{\max}(v \sin i)$

Следующие важные для физики CP-звезд зависимости приведены на рис. 11, где показано распределение Ap- и Am-звезд по скоростям вращения $v \sin i$, построенное по данным работы Abt and Mottrell (1995). Они совершенно одинаковы. Вертикальная линия примерно соответствует величине $P \approx 1^d$. Совпадение зависимостей демонстрирует, что Am-, как и Ap-протозвезды, отделяются от «нормальных» протозвезд при одинаковой величине v_c , несмотря на различие механизмов потери момента вращения. Это говорит о том, что только величина v_c определяет разделение.

На рис. 11 видно, что число магнитных звезд обратно пропорционально величине периода вра-

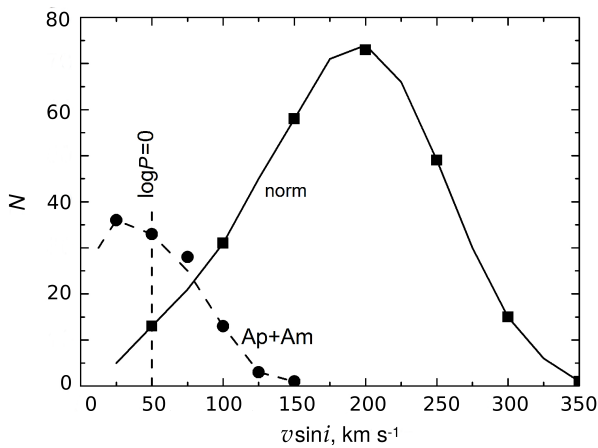


Рис. 12. Сравнение распределений Ap+Am-звезд с нормальными звездами ГП.

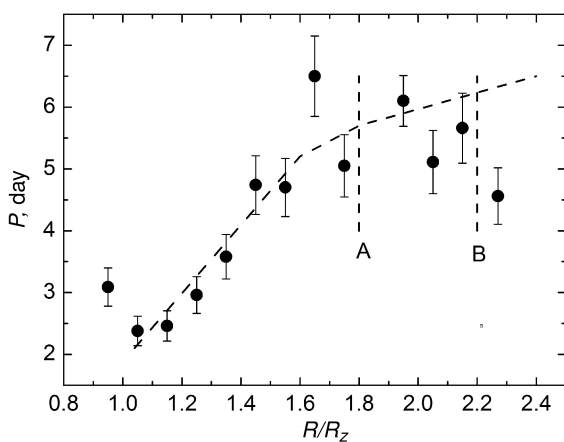


Рис. 13. Изменение периода вращения магнитных звезд по мере продвижения вдоль эволюционного трека.

щения, а вблизи границы $P = 1^d$ наблюдается максимальное количество звезд. Очевидно, что такая форма зависимости объясняется соответствующей формой начального распределения скоростей вращения родительских протозвездных облаков v . Оно подобно левой части распределения $N(v \sin i)$ нормальных звезд на рис. 12 (сплошная линия). Критическую скорость v_c преодолевают протозвезды, которые на рис. 12 находятся в диапазоне $v \sin i = 0-100$ км с⁻¹, что соответствует диапазону от $P \approx P_{\max}$ до $P = 1^d$ ($P_{\max} \approx 30\,000^d$ для γ Equ).

Перечисляя важнейшие свойства Ap- и Am-звезд, связанные с вращением, необходимо рассмотреть различие распределений этих объектов и нормальных звезд по $v \sin i$ (рис. 12), изученных в работе Abt and Morrell (1995). Эти распределения демонстрируют, во-первых, малую долю CP-звезд относительно нормальных. Во-вторых, очевидно резкое различие распределений

по скоростям вращения. Согласно этим зависимостям, Ap- и Am-звезды имеют скорости вращения в четыре раза меньше, чем нормальные звезды, то есть они потеряли значительную долю момента вращения. Как было указано выше, Ap-звезды (как и Am) с максимальными периодами вращения произошли из самой медленной части начального распределения по скоростям вращения v . В работе Glagolevskij (2021a) уже достаточно подробно рассматривалась проблема потери момента вращения родительских протозвездных облаков, происходящей с участием магнитного поля в случае Ap-звезд и из-за приливных взаимодействий в тесных двойных системах в случае немагнитных Am-звезд. Малая доля Ap-звезд относительно нормальных является следствием того, что только небольшая часть родительских протозвезд преодолевает порог v_c . Причины такого ограничения в случае магнитных звезд могут быть следующими:

- 1) слишком велика начальная скорость вращения v ;
- 2) в достаточной степени теряют момент вращения только те протозвезды, у которых угол $\alpha \approx 0^\circ-20^\circ$ (Glagolevskij 2021b);
- 3) слабое магнитное поле.

В случае Am-объектов причины могут быть следующими:

- 1) слишком велика начальная скорость v ;
- 2) недостаточное расстояние между компонентами;
- 3) несоответствие масс компонентов (Am-звезды занимают только узкий диапазон масс (Glagolevskij 2015, Glagolevskij 2021a).

12. ЗАВИСИМОСТЬ $P(R/R_z)$

По мере продвижения магнитных звезд вдоль эволюционного трека на ГП их радиусы и периоды вращения изменяются (Glagolevskij 2019). В указанной работе построены зависимости $P(R/R_z)$ для звезд разных масс отдельно, все они показывают постепенный рост P . Из-за малого количества данных на зависимостях наблюдается значительный разброс точек. Для уменьшения разброса и улучшения наглядности такая же зависимость построена на рис. 13 для звезд всех масс (кривая проведена от руки). Период вращения возрастает с увеличением радиуса в согласии с законом сохранения углового момента примерно вдвое, так же, как и радиусы. К сожалению, из-за недостатка данных невозможно надежно проследить интересное поведение звезд в фазах внутренней перестройки $R/R_z = 1.8-2.2$, ограниченных на рисунках вертикальными штриховыми линиями. При построении зависимости были исключены данные для звезд с

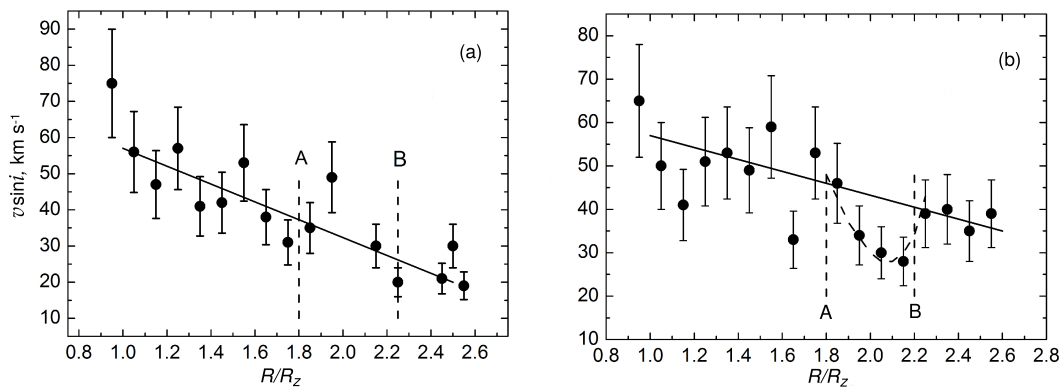


Рис. 14. Изменение скорости вращения $v \sin i$ по мере продвижения вдоль эволюционного трека: (a) — магнитные звезды, (b) — Ap-звезды.

$P > 50^d$ в соответствии с эффектом экстремальных периодов вращения, рассмотренным выше. Тем не менее наблюдается слишком сильное изменение P , не соответствующее величине изменения радиуса. Вероятно, это происходит благодаря влиянию звезд с экстремальными периодами вращения.

13. ЗАВИСИМОСТЬ $v \sin i(R/R_z)$

При движении звезды вдоль эволюционного трека изменяются радиус, период вращения и скорость вращения $v \sin i$. В работе Glagolevskij (2020a) мы не смогли получить достаточно надежную зависимость $v \sin i(R/R_z)$ вследствие значительного рассеяния точек, поэтому рассмотрим эту задачу снова. Теперь эта зависимость построена для звезд всех типов пекулярности вместе, она показана на рис. 14a. На рис. 14b представлена такая же зависимость для Ap-звезд. Они получены методом усреднения в узких полосах R/R_z . В пределах $(R/R_z) = 1$ и 2 величина $v \sin i$ уменьшается примерно в 1.5 раза в первом случае и в 2 раза во втором, что меньше, чем изменение P . К сожалению, из-за недостаточного количества данных мы пока не можем проследить поведение звезд в крайне интересном диапазоне перестройки $R/R_z = 1.8-2.2$. Во всяком случае, если изменение $v \sin i$ в этой области и существует, то оно весьма слабое. При сопоставлении рис. 13 и рис. 14 создается впечатление, что наблюдается слишком сильное увеличение P с ростом R/R_z , не соответствующее изменению $v \sin i$. Этот факт можно объяснить влиянием нескольких звезд с экстремальными величинами P .

14. ВЕКОВАЯ СТАБИЛЬНОСТЬ КРУПНОМАСШТАБНЫХ МАГНИТНЫХ СТРУКТУР

Эта проблема обсуждалась ранее, в частности, в работах Glagolevskij (2016a; b; 2019) и

Glagolevskij (2020b). Moss (1974) рассматривал возможность развития меридиональной циркуляции Эддингтона—Свита (Eddington—Sweet) в магнитных звездах. Вследствие высокой проводимости звездной массы и вмороженности силовых линий в вещество циркуляция должна приводить к вековым изменениям структур магнитного поля. Но Babcock (1960) более полувека назад предполагал отсутствие в магнитных звездах крупномасштабных движений вещества, в частности, он считал невозможным наличие дифференциального вращения, которое разрушило бы наблюдаемые магнитные структуры. Parker (1979, p. 78) отмечает, что электрическая проводимость звездного вещества столь велика, что время омического затухания оказывается больше времени жизни звезды. Силовые линии привязаны к звезде «навсегда» (Cowling 1945). Магнитное поле в звезде можно удержать, если среда особенно устойчива, спокойна и имеет хорошую проводимость. Из общих теоретических рассуждений получается, что магнитные структуры размером со звезду могут существовать $10^{10}-10^{11}$ лет. Максимальный возраст магнитных звезд на самом деле составляет 10^9 лет, что обеспечивает постоянство полного магнитного потока в течение всего времени их жизни. Попутно приведем еще одно замечание Parker (1979, p. 203): теоретически в стабильных неконвективных Ap-звездах плавучесть магнитного поля практически отсутствует. Поэтому в твердотельно вращающихся Ap-звездах поле является реликтовым. Приведенные высказывания показывают, что стабильность магнитных структур в Ap-звездах предполагалась уже давно. Главные признаки вековой стабильности магнитных структур звезд следующие:

1. Известная преимущественная ориентация магнитных структур не меняется с возрастом $\lg t$, как это следует из таблицы 2 (Glagolevskij 2016a). Средний угол наклона оси диполя

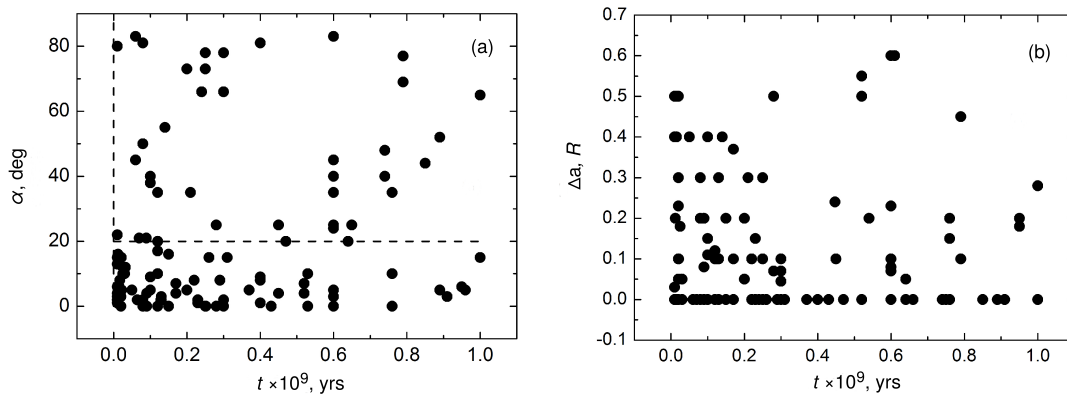


Рис. 15. Демонстрация постоянства магнитных конфигураций с возрастом: (a) — поведение угла наклона диполя к плоскости экватора вращения α , (b) — поведение расстояния диполя от центра звезды Δa .

Таблица 2. Средний угол наклона магнитного поля α для разных типов звезд и возраст $\lg t$, где t измеряется в годах

Тип звезд	$\alpha \pm \sigma$, град	$\lg t$, [лет]
He-r	44 ± 5	6.2
He-w	48 ± 4	6.8
Si	45 ± 4	7.5
SrCrEu	49 ± 3	8.4

к плоскости экватора вращения α остается постоянным. Такой вывод можно сделать также при рассмотрении рис. 15а, где для звезд SrCrEu-типа построена зависимость углов наклона диполей к плоскости экватора вращения от возраста $\alpha(t)$. В случае крупномасштабных движений вмороженные в вещество силовые линии неминуемо исказили бы начальные дипольные конфигурации магнитного поля. Например, длительность одного оборота меридиональной циркуляции составляет около 10^8 лет, поэтому изменения заметны были бы уже на примере Si- и SrCrEu-звезд.

2. В работах Glagolevskij (2016a; b; 2021b) обсуждается зависимость величин $\Delta a(t)$ от возраста (см. рис. 15b). Величина Δa — это расстояние магнитного диполя от центра звезды в единицах радиуса. Параметр Δa , как и α , характеризует особенность магнитной конфигурации, поэтому их постоянство служит признаком вековой стабильности магнитных структур. Самые молодые и самые старые звезды имеют уже асимметричную или симметричную структуру и не заметно, чтобы наблюдались какие-то изменения на зависимости $\Delta a(\lg t)$. Звезды покидают главную последовательность, сохранив начальную форму магнитного поля, начиная

от ZAMS. Таким образом, крупномасштабные магнитные структуры чрезвычайно долговечны. Наблюдаемую стабильность обеспечивает высокая проводимость звездной материи (условия конвективного ядра не влияют на основной объем (Glagolevskij 2020b)).

3. Известная преимущественная ориентация углов наклона магнитных диполей $\alpha = 0^\circ - 20^\circ$ к плоскости экватора вращения (рис. 2 в работе Glagolevskij (2021b)) наблюдается у звезд всех масс и возрастов (Glagolevskij 2018; 2020b). В пределах $\alpha = 0^\circ - 20^\circ$ приходится 5.5 звезд на градус, тогда как в пределах $\alpha = 20^\circ - 90^\circ$ всего 1.7 звезд. Это свойство возникло в процессе потери момента вращения протозвездного облака и сохранилось до сих пор (Glagolevskij 2020a, Mouschovias and Paleologou 1979).

4. Наиболее показателен пример стабильности звезд, имеющих структуру магнитного поля центрального диполя и наблюдающихся среди объектов всех возрастов (Glagolevskij 2017; 2020b, Glagolevskij and Nazarenko 2019). Среди звезд с известной структурой магнитного поля таких звезд большинство — 60%. Омическая диссипация, натяжение силовых линий приводят к тому, что магнитные конфигурации становятся проще, приближаются к дипольной, а не наоборот. Объекты с центральным диполем имеются среди магнитных звезд во всем диапазоне масс и возрастов в пределах $\Delta t \approx 10^6 - 10^9$ лет, как это видно в таблице 1 (Glagolevskij and Nazarenko 2019). Звезды со структурой поля центрального диполя приходят на главную последовательность, сохраняются в течение всего времени пребывания там и покидают ее без изменений. Большое число звезд с центральным диполем — свидетельство также того, что ни в нестационарной фазе, ни в более поздних периодах жизни молодых звезд нет процессов, сильно искажа-

Таблица 3. Звезды с центральным диполем крайних возрастов

HD	Тип	Модель диполя	t , лет
191612	O	Центральный	1×10^6
200775	HAeBe	Центральный	1×10^6
2453	SrCrEu	Центральный	8×10^8
83368	SrCrEu	Центральный	8×10^8
64740	He-г	Смещенный	1×10^7
101412	HAeBe	Смещенный	1×10^7
55719	SrCrEu	Смещенный	6×10^8
166473	SrCrEu	Смещенный	1×10^9
35502	He-w	Двойной	2×10^6
142301	He-w	Двойной	1×10^7
137909	SrCrEu	Двойной	8×10^8
152107	SrCrEu	Двойной	5×10^8

ющих крупномасштабные структуры магнитного поля, сформировавшиеся в фазе гравитационного коллапса. Точно так же стабильно ведут себя структуры других типов — смещенного диполя и многодипольные. В таблице 3 приведено достаточно примеров для подтверждения внутренней стабильности магнитных звезд.

Стабильность магнитных структур указывает в первую очередь на то, что внутри магнитных звезд нет крупномасштабных движений масс, таких как меридиональная циркуляция, дифференциальное вращение, турбуленция и др. С возрастом магнитные конфигурации не изменяются, не возникают иные конфигурации, они не переходят друг в друга. Магнитные звезды, а по аналогии и Am-объекты, вращаются твердотельно. Внутренняя жесткость рассматриваемых Ap-звезд (как и Am) обеспечивается только медленным вращением, потому что этим свойством обладают звезды и со слабым магнитным полем, и с сильным в одинаковой степени. Рассмотренные свойства, наряду с фактом существования невращающихся магнитных звезд, являются основными признаками отсутствия механизма магнитного динамо.

15. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе последовательно рассматриваются свойства магнитных звезд на основе анализа накопившихся к настоящему времени наблюдательных данных. Рассмотрим основные выводы данной части сценария происхождения и эволюции магнитных звезд. Большое количество рассмотренных зависимостей построено на основании

списков параметров, которые получены методами, описанными в начале данной статьи. Описание сделано намеренно, для того чтобы читатель мог понимать степень надежности получаемых зависимостей. Особенно мы акцентируем внимание на значительном разбросе. Часто приходится сталкиваться с недостатком данных.

1. Надежность параметров сильно зависит от особенностей поверхностных структур звезд, которые искажены вследствие аномального химического состава. В таких условиях оказались важными исследования зависимостей между различными свойствами магнитных звезд, например, изменения магнитного поля, числа звезд, скорости вращения и др. по мере движения их вдоль эволюционного трека.

2. Весьма сложной и неожиданной оказалась зависимость периодов вращения звезд от величины магнитного поля. Эта проблема коренным образом связана с процессом потери момента вращения протозвездных облаков с участием магнитного поля. Оказывается, конечная величина периода вращения зависит не только от величины магнитного поля, но и от начальной скорости вращения протозвездного облака. Некоторые практически не вращающиеся магнитные звезды, скорее всего, сформировались именно из самого “медленного” конца начального распределения протозвезд. Анализ наблюдательных данных подтверждает предположение Abt and Morrell (1995) о решающей роли вращения в формировании магнитных (и Am-звезд). Предполагается, что магнитные протозвезды, вращающиеся медленнее критической скорости v_c , сохраняют магнитное поле вследствие возникающей внутренней стабильности. В протозвездах, вращающихся быстрее v_c , вероятно, возникает дифференциальное вращение, закручивающее магнитное поле в тороидальную форму. Существование граничной скорости v_c приводит к тому, что магнитные протозвезды (и Am-протозвезды) отделяются от «нормальных» протозвезд при определенной скорости вращения, соответствующей в звездной стадии периоду $P = 1^d$. В результате, как предполагается, среди нормальных звезд, возникших из намагниченных облаков, должно быть много объектов с сильным тороидальным полем внутри. Одним из важнейших свойств магнитных звезд является то, что массивные магнитные звезды в среднем вращаются быстрее, чем маломассивные. Очевидно, это связано с тем, что потеря момента у них меньше вследствие более короткого времени эволюции, более слабого магнитного поля и большой массы.

3. Весьма интересной является сильная зависимость среднего магнитного поля от массы звезды. Пока нет отчетливого объяснения этого свойства.

4. Важнейшим свойством магнитных звезд является вековая стабильность магнитных структур. Этот факт указывает на наличие полной стабильности внутренних областей звезд, возникающей в условиях медленного вращения. Анализ наблюдательных данных показывает, что магнитные конфигурации с возрастом не меняются, они не переходят друг в друга и не возникают со временем новые структуры. Внутренняя жесткость звезд возникает при любой величине магнитного поля, поэтому делается вывод о том, что медленное вращение — это единственная причина твердотельного вращения магнитных (и Ам-) звезд. Медленное вращение обеспечивает также разделение звезд на CP- и нормальные объекты.

5. Заметно запаздывание роста числа звезд после ZAMS по отношению к скорости изменения магнитного поля. С очевидностью этот факт указывает на медленный процесс диффузии химических элементов.

6. С большой вероятностью можно утверждать, что существует большая доля нормальных звезд, имеющих сильное тороидальное магнитное поле внутри.

В следующей работе (под номером III) будет продолжен анализ наблюдательных данных с целью разработки предварительного сценария формирования и эволюции магнитных звезд.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена в рамках государственного задания САО РАН, утвержденного Министерством науки и высшего образования Российской Федерации.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. H. A. Abt and N. I. Morrell, *Astrophys. J. Suppl.* **99**, 135 (1995).
2. H. W. Babcock, *Stellar atmospheres*, Ed. by J. L. Greenstein (Univ. Chicago Press, Chicago, 1960).
3. D. E. Blackwell and M. J. Shallis, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **180**, 177 (1977).
4. V. D. Bychkov, L. V. Bychkova, and J. Madej, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **394** (3), 1338 (2009).
5. F. A. Catalano and P. Renson, *Astron. and Astrophys. Suppl.* **55**, 371 (1984).
6. F. A. Catalano and P. Renson, *Astron. and Astrophys. Suppl.* **127**, 421 (1998).
7. T. G. Cowling, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **105**, 166 (1945).
8. N. Cramer, *Astron. and Astrophys.* **132**, 283 (1984).
9. D. L. Crawford, *Astron. J.* **83**, 48 (1978).
10. D. L. Crawford, *Astron. J.* **84**, 1858 (1979).
11. S. Ekström, C. Georgy, P. Eggenberger, et al., *Astron. and Astrophys.* **537**, id. A146 (2012).
12. E. Gerth and Y. V. Glagolevskij, *Bull. Spec. Astrophys. Obs.* **56**, 25 (2003).
13. I. V. Glagolevskii, K. I. Kozlova, V. S. Lebedev, and N. S. Polosukhina, *Astrofizika* **12**, 631 (1976).
14. Y. V. Glagolevskii, *Astron. Zh.* **71** (6), 858 (1994).
15. Y. V. Glagolevskii and K. I. Kozlova, *Astrophysics* **3** (3), 165 (1967).
16. Y. V. Glagolevskii, T. A. Ryabchikova, and G. A. Chountonov, *Astron. Zh.* **31** (5), 327 (2005a).
17. Y. V. Glagolevskii, T. A. Ryabchikova, and G. A. Chountonov, *Astron. Zh.* **31** (5), 327 (2005b).
18. Y. V. Glagolevskij, *Astrofiz. Issled.: Izvestiya Spets. Astrofiz. Obs.* **2**, 3 (1970).
19. Y. V. Glagolevskij, *Soobshcheniya Spetsial'noj Astrofizicheskoy Observatorii*, No. 54, 73 (1987).
20. Y. V. Glagolevskij, *Mitt. Karl-Schwarzschild Observatoriums Tautenburg*, No. 125, 43 (1990).
21. Y. V. Glagolevskij, *Bull. Spec. Astrophys. Obs.* **38**, 152 (1994a).
22. Y. V. Glagolevskij, in *Proc. Intern. Conf. on Chemically Peculiar and Magnetic Stars on and Close to Upper Main Sequence, Tatranska Lomnica, 1993*, Ed. by J. Zverko and J. Ziznovsky (Tatranska Lomnica, 1994b), p. 102.
23. Y. V. Glagolevskij, *Bull. Spec. Astrophys. Obs.* **53**, 33 (2002).
24. Y. V. Glagolevskij, *Astrophysics* **56** (2), 173 (2013).
25. Y. V. Glagolevskij, *Astrophysics* **58** (3), 350 (2015).
26. Y. V. Glagolevskij, *Astrophysics* **59** (2), 164 (2016a).
27. Y. V. Glagolevskij, *Astrophysics* **59** (3), 321 (2016b).
28. Y. V. Glagolevskij, *Astrophysical Bulletin* **72** (3), 305 (2017).
29. Y. V. Glagolevskij, *Astrophysics* **61** (3), 413 (2018).
30. Y. V. Glagolevskij, *Astrophysical Bulletin* **74** (1), 66 (2019).
31. Y. V. Glagolevskij, *Astrophysical Bulletin* **75** (2), 139 (2020a).
32. Y. V. Glagolevskij, *Astrophysics* **63** (3), 376 (2020b).
33. Y. V. Glagolevskij, *Astrophysical Bulletin* **76** (1), 91 (2021a).
34. Y. V. Glagolevskij, *Astrophysical Bulletin* **76** (3), 303 (2021b).
35. Y. V. Glagolevskij, *Astrophysical Bulletin* **76** (4), 435 (2021c).
36. Y. V. Glagolevskij, G. A. Chountonov, A. V. Shavrina, and Y. V. Pavlenko, *Astrophysics* **53** (1), 133 (2010).
37. Y. V. Glagolevskij and N. M. Chunakova, *Astrofiz. Issled.: Izvestiya Spets. Astrofiz. Obs.* **22**, 39 (1986).

38. Y. V. Glagolevskij, K. I. Kozlova, and N. M. Chunakova, *Astrofiz. Issled.: Izvestiya Spets. Astrofiz. Obs.* **5**, 52 (1973).
39. Y. V. Glagolevskij, V. V. Leushin, and G. A. Chountonov, *Astrophysical Bulletin* **62** (4), 319 (2007).
40. Y. V. Glagolevskij, V. V. Leushin, A. G. Kevlishvili, et al., in *Proc. Intern. Conf. on Magnetic Stars, Nizhnij Arkhyz, Russia, 2003*, Ed. by Yu. Glagolevskij, D. Kudryavtsev, and I. Romanyuk (Nizhnij Arkhyz, Spec. Astrophys. Obs., 2004), pp. 198–204.
41. Y. V. Glagolevskij and A. F. Nazarenko, *Astrophysics* **62** (4), 491 (2019).
42. Y. V. Glagolevskij, A. B. Shavrina, and G. A. Chountonov, *Astrophysical Bulletin* **66** (2), 161 (2011a).
43. Y. V. Glagolevskij, A. V. Shavrina, and G. A. Chountonov, *Astrophysical Bulletin* **66** (4), 460 (2011b).
44. Y. V. Glagolevskij, A. V. Shavrina, G. A. Chountonov, and D. A. Lyashko, *Astrophysical Bulletin* **68** (4), 454 (2013).
45. Y. V. Glagolevskij and G. P. Topil'skaya, *Bull. Spec. Astrophys. Obs.* **25**, 11 (1991).
46. B. Hauck and M. Mermilliod, *Astron. and Astrophys. Suppl.* **40**, 1 (1980).
47. B. Hauck and P. North, *Astron. and Astrophys.* **269**, 403 (1993).
48. S. Hubrig, P. North, and M. Schöller, *Astronomische Nachrichten* **328** (6), 475 (2007).
49. O. Kochukhov, *Astron. and Astrophys.* **404**, 669 (2003).
50. O. Kochukhov and S. Bagnulo, *Astron. and Astrophys.* **450** (2), 763 (2006).
51. J. D. Landstreet, S. Bagnulo, V. Andretta, et al., *Astron. and Astrophys.* **470** (2), 685 (2007).
52. V. V. Leushin, Y. V. Glagolevskij, and P. North, in *Proc. Intern. Meet. on Magnetic Fields of Chemically Peculiar and Related Stars, Nizhnij Arkhyz, Russia, 1999*, Ed. by Y. V. Glagolevskij and I. I. Romanyuk (Nizhnij Arkhyz, Spec. Astrophys. Obs., 2000), pp. 173–179.
53. L. S. Lyubimkov, *Khimicheskij sostav zvezd: Metody i rezul'taty analiza*, Ed. by A. A. Boyarchur (NPF "Astroprint", Odessa, 1995) [in Russian].
54. G. Mathys and T. Lanz, *Astron. and Astrophys.* **256**, 169 (1992).
55. T. T. Moon and M. M. Dworetzky, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **217**, 305 (1985).
56. D. L. Moss, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **168**, 61 (1974).
57. T. C. Mouschovias and E. V. Paleologou, *Astrophys. J.* **230**, 204 (1979).
58. M. F. Nieva, *Astron. and Astrophys.* **550**, id. A26 (2013).
59. E. N. Parker, *Cosmical magnetic fields. Their origin and their activity* (Clarendon Press, Oxford, 1979).
60. V. Petit, S. P. Owocki, G. A. Wade, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **429** (1), 398 (2013).
61. G. W. Preston, *Astrophys. J.* **150**, 547 (1967).
62. T. Ryabchikova, V. Malanushenko, and S. J. Adelman, *Contributions Astron. Obs. Skalnat Pleso* **27** (3), 356 (1998).
63. T. A. Ryabchikova, *Astronomy Letters* **31** (6), 388 (2005).
64. H. Saio, T. Ryabchikova, and M. Sachkov, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **403** (4), 1729 (2010).
65. M. Schwarzschild, *Astrophys. J.* **112**, 222 (1950).
66. D. Shulyak, T. Ryabchikova, R. Kildiyarova, and O. Kochukhov, *Astron. and Astrophys.* **520**, id. A88 (2010).
67. K. Stepień and R. Dominiczak, *Astron. and Astrophys.* **219**, 197 (1989).
68. D. W. N. Stibbs, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **110**, 395 (1950).
69. V. Straižys, *Multicolor stellar photometry. Photometric systems and methods* (Mokslas Publishers, Vilnius, 1977).
70. V. Straižys and G. Kuriliene, *Astrophys. and Space Sci.* **80** (2), 353 (1981).

Features of the Behavior of Magnetic Chemically Peculiar Stars on the Main Sequence. II

Y. V. Glagolevskij¹

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

The paper considers the properties of magnetic stars and their variations during evolution on the Main Sequence. Differences and common properties of magnetic (Ap) and non-magnetic (Am) chemically peculiar stars are discussed. Attention is focused on the decisive effect of the rotation velocity v on the features of the origin and evolution of Ap and Am stars.

Keywords: *stars: magnetic field—stars: chemically peculiar*