

МАГНИТНЫЕ ЗВЕЗДЫ ПОСЛЕ ФАЗЫ ХАЯШИ. I

Ю.В.ГЛАГОЛЕВСКИЙ

Поступила 1 февраля 2016

Принята к печати 23 марта 2016

Обсуждаются проблемы происхождения и эволюции магнитных звезд на основе анализа наблюдательных данных. Предполагается, что свои основные свойства магнитные звезды приобрели на стадии протозвездного коллапса. Подробно рассмотрены свойства магнитных звезд после стадии Хаяши.

Ключевые слова: *магнитные звезды; проблемы происхождения и эволюция; стадия Хаяши*

1. *Введение.* Данная работа посвящена дальнейшему обсуждению сценария формирования и эволюции магнитных звезд, рассмотренного в работе [1]. В статьях [2-4], мы кратко рассмотрели особенности формирования магнитных звезд в период гравитационного коллапса протозвездных облаков до нестационарной фазы Хаяши и на Главной последовательности. Было показано, что основные свойства магнитных звезд: 1) преимущественная ориентация магнитных силовых линий относительно плоскости экватора вращения (на угол $\alpha \sim 0^\circ - 20^\circ$), 2) малая скорость вращения, 3) сложные структуры магнитного поля, 4) разделение звезд на магнитные и нормальные в пропорции 1:10, скорее всего сформировались именно в ранний период эволюции. Следует подчеркнуть, что любая гипотеза формирования и эволюции магнитных звезд должна объяснить перечисленные свойства. Часто это не происходит. В указанных работах приводятся доводы в пользу предположения, что перечисленные основные свойства, скорее всего, сформировались вследствие единого процесса - избирательного, по отношению к углу α , торможения протозвездных облаков магнитным полем. Фактически, таким путем одновременно поддерживается реликтовая гипотеза формирования магнитных звезд. Маловероятно, что эти свойства были приобретены в более поздние, нестационарные, фазы эволюции, а именно в период фазы Хаяши и молодых звезд Ae/Be Хербига. В данной работе мы попытаемся обсудить другой важный период эволюции магнитных звезд - поведение магнитного поля на Главной последовательности. Частично эта проблема была рассмотрена в работе [4].

2. *Магнитное поле молодых звезд перед выходом на ZAMS.*

После того, как магнитная протозвезда прошла нестационарную фазу Хаяши [5], магнитные силовые линии внутри нее, вследствие вмороженности в вещество, оказываются запутанными самым сложным образом. Турбулентция может концентрировать силовые линии в жгуты (gorges), ячейки, волокна и т.д. [6,7], которые не стабильны. Вещество звезды представляет из себя ионизованную плазму. В магнитогидродинамике плазма рассматривается как сплошная среда. На заряженную частицу (ионы и электроны), движущуюся в магнитном поле, действует сила Лоренца, которая пропорциональна плотности тока j и силе поля B . Возникает замкнутый ток. Столкновение ионов и электронов приводит к затуханию тока и выделению джоулевой теплоты. Магнитная энергия поддерживает ток по закону самоиндукции, при этом она расходуется на нагрев плазмы. Затухание тока зависит от величины j и проводимости σ . Проводимость в звездах очень велика и время затухания магнитного поля, вследствие токовых джоулевых (омических) потерь, определяется как

$$t = 4\pi\sigma r^2, \quad (1)$$

где σ - проводимость плазмы, а r - характерный размер намагнитченной области [8]. На основании этой формулы видно, что возникшие в нестационарной фазе Хаяши мелкие неоднородности магнитного поля в последующее время затухают очень быстро. При тех величинах возраста, которые имеют магнитные звезды, в них могут оставаться только крупные магнитные структуры. Мелкие магнитные структуры после нестационарной фазы Хаяши исчезают быстро, их затухание сопровождается сильными токами и джоулевым нагревом. Если поверхность, через которую течет ток, очень большая, как в случае звезд, то затухание общего поля происходит очень медленно. При r порядка радиуса звезды, магнитные поля сохраняются до 10^{10} - 10^{11} лет. При таких временах затухания в звездах с крупномасштабным магнитным полем дипольной структуры плотность тока j , как и джоулев нагрев, оказывается ничтожной, эффект не доступен для наблюдений. (В межзвездных облаках вследствие их громадных размеров время затухания магнитных полей исключительно велико).

Еще одна причина, упрощающая структуру магнитного поля со временем, связана с натяжением силовых линий [9] с силой, равной

$$T = AB^2/4\pi, \quad (2)$$

где B - напряженность магнитного поля, A - поперечное сечение магнитной трубки. Кроме того, неоднородное поле разрушается вследствие других, менее эффективных процессов. В турбулентной среде часть магнитного потока рассеивается из-за плавучести, турбулентной диффузии и др. [6,9]. Если мелкомасштабные магнитные фрагменты B_i внутри звезды (рис.1) включены в общую крупномасштабную структуру силой B_0 , то после их

омической диссипации на их месте крупномасштабное поле восстанавливается до величины B_0 . Таким образом, это одна из возможных причин

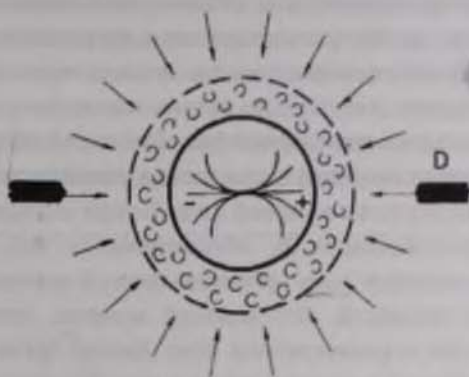


Рис.1. Схематическое изображение молодой магнитной звезды после фазы Хаяши. Ось магнитного диполя показана в плоскости экватора вращения. D-диск.

увеличения магнитного поля звезды по мере исчезновения мелких фракций.

После фазы Хаяши, с точки зрения реликтового механизма, значительный магнитный поток сохраняется вплоть до того момента, когда возникнет молодая звезда с радиативным переносом энергии. Поскольку конвекции внутри молодой звезды нет, то с момента ее формирования в ней начинается релаксация запутанного магнитного поля, сначала быстрая за счет исчезновения мелких магнитных фракций, потом все медленнее. Время релаксации у звезд разных типов, по-видимому, должно быть почти одинаковым, потому что оно зависит в основном от проводимости σ , а она у всех звезд высокая вследствие полной ионизации. Таким образом, после фазы Хаяши в молодой звезде мы наблюдаем полный вектор магнитного поля $\mathbf{B} = \mathbf{B}_0 + \sum \mathbf{B}_i$, где $\mathbf{B}_0$ - вектор основного глобального реликтового дипольного (полоидального) магнитного поля, а $\mathbf{B}_i$ - векторы полей мелкомасштабных неоднородностей, которые возникли вследствие нестационарных процессов в фазе Хаяши. После фазы Хаяши нет процессов, которые могли бы сформировать полоидальную структуру, которая наблюдается сейчас. Мелкомасштабные фракции магнитных полей направлены произвольно, поэтому в сумме они создают магнитное поле $\sum \mathbf{B}_i = 0$. Таким образом, в молодых звездах мы имеем дело с двухкомпонентной структурой магнитного поля. Поэтому спектральные линии должны быть расщеплены от полоидальной составляющей магнитного поля $\mathbf{B}_0$ и уширены от $\mathbf{B}_i$, в зависимости от величины фактора Ланде, за счет неоднородностей. Мелкомасштабная фракция магнитного поля хорошо заметна на реальных магнитных звездах [10]. Характерные размеры крупных наблюдаемых магнитных неоднородностей имеют порядок радиуса

звезды, поэтому в случае отсутствия разрушающих факторов, таких как турбулентия, дифференциальное вращение, меридиональная циркуляция, они остаются практически неизменными в течение всей жизни звезды на Главной последовательности, потому что максимальное время жизни магнитных звезд $t = 10^9$ лет [1,3]. Это на два-три порядка меньше теоретического времени сохранения магнитного поля. Трудно сказать какова была величина полного магнитного потока до нестационарной фазы Хаяши, но скорее всего она была больше [11]. Поскольку основная часть силовых линий сильно деформирована, то величина B_0 после нестационарной фазы Хаяши оказывается значительно ослабленной. Составляющая B_0 обеспечивается тем, что магнитные неоднородности сохраняют долю преимущественной ориентации, заложенной в ранних фазах эволюции. Это важный момент, потому что раньше предполагалось, что в конвективной фазе Хаяши любое магнитное поле полностью разрушалось и делался вывод о необходимости генерации поля внутри звезды неким магнитным динамо. Наблюдательные данные показывают, что дипольное поле большой величины восстанавливается только к моменту выхода звезды на ZAMS [1,3,12,13] (Zero Age of Main Sequence). В такой ситуации не может быть и речи о присутствии у молодых звезд Ae/Be Хербига сильных магнитосфер с простой структурой, типа дипольной. Этот результат показывает, что в период эволюции между нестационарной фазой Хаяши и Главной последовательностью, предлагаемые разными авторами механизмы магнитного торможения мало вероятны, тем более в нестационарной фазе Хаяши. Данное обстоятельство служит в пользу предположения, что торможение произошло в фазе гравитационного коллапса протозвездных облаков. Поскольку время затухания общего магнитного поля магнитных звезд существенно превышает их возраст, следовательно, поле не надо поддерживать, оно сохраняется с момента формирования [14]. Соотношение крупномасштабной и мелкомасштабной фракций магнитного поля постепенно изменяется в пользу B_0 . Вместе с тем сохраняется реликтовая преимущественная ориентация магнитных силовых линий $\alpha = 0^\circ - 20^\circ$ по отношению к плоскости экватора вращения [1]. Реликтовая крупномасштабная фракция, по-видимому, мало искажается в фазе Хаяши, потому что наблюдаемое сейчас распределение магнитных звезд по углам α достаточно четкое [1], в основном в пределах $0^\circ - 20^\circ$. Эти факты показывают, что разрушающая активность фазы Хаяши достаточно умеренная. Как было показано в [1,4] преимущественная ориентация магнитных силовых линий происходит вследствие избирательного по отношению к углу α торможения протозвездного облака магнитным полем. Сильнее тормозятся те облака, магнитные силовые линии в которых параллельны плоскости вращения. Поскольку такие условия возникают только примерно в 10% случаев, то и доля магнитных звезд оказывается примерно такой же. Избирательный по

отношению к углу α механизм торможения объясняет основные свойства магнитных звезд: медленное вращение, ориентацию магнитных силовых линий в плоскости вращения, а также 10% долю магнитных звезд. Далее в (разделе 7) мы рассмотрим вероятный механизм отделения магнитных звезд от нормальных, возникающий вследствие медленного вращения.

Молодая звезда окружена нестационарной аккрецирующей оболочкой (рис.1), в которой полоидальное магнитное поле существовать не может. Кроме того, оболочка препятствует выходу наружу магнитного поля молодой

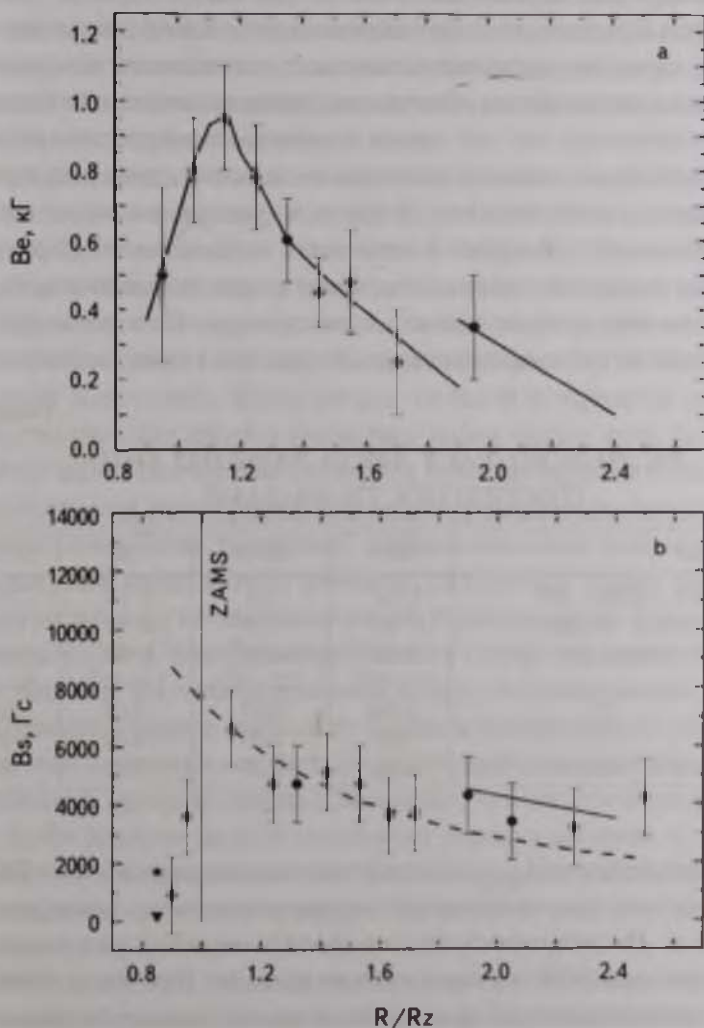


Рис.2. Изменение магнитного поля при эволюционном движении звезд (всех типов пекулярности вместе) поперек полосы Главной последовательности. а) Зависимость, построенная по среднеквадратическим величинам поля, б) Зависимость, построенная по средним поверхностным величинам магнитного поля. Штриховая линия - квадратическое изменение магнитного поля.

звезды (на рис.2 D - это аккреционный диск). Только после исчезновения нестационарной оболочки и диска можно наблюдать фотосферу молодой звезды, т.е. поле можно измерить только перед выходом звезды на ZAMS [15]. Два фактора - 1) постепенный рост полоидальной составляющей поля из-за релаксации мелких структур и 2) ослабление неустойчивости и аккреции, нарушающих поверхностную структуру магнитной звезды, и экранирующей внутреннее магнитное поле, обеспечивают рост глобального магнитного поля звезды, вышедшей на ZAMS. Появление магнитных звезд на ZAMS хорошо видно на примере так называемых объектов "post-Ae/Be Хербига" [16,17], и принадлежащих к экстремально молодым скоплениям и группировкам. Они, по-видимому, имеют уже достаточно сильное поле, подавляющее поверхностные неустойчивости и таким образом облегчающее диффузию химических элементов. Эти звезды отличаются тем, что имеют заметные инфракрасные избытки.

В табл.1 приведены данные о возрастах звезд разного типа пекулярности на ZAMS, затем о максимальном возрасте и среднем возрасте, которые взяты из каталога [18]. В строке 4 приведены оцененные по формуле (1) максимальные теоретические времена t (max) сохранения магнитного поля у звезд разного типа, которые зависят от их диаметра. По этой же формуле сделаны оценки (с учетом данных первой строки и t (max)) минимальных

Таблица 1

СРЕДНИЙ ВОЗРАСТ ЗВЕЗД РАЗНОГО ТИПА ПЕКУЛЯРНОСТИ НА ZAMS

	Тип звезды	He-r	He-w	Si	SrCrEu
1	Возраст на ZAMS, лет	$5 \cdot 10^6$	$1 \cdot 10^7$	$2 \cdot 10^7$	$2 \cdot 10^8$
2	Максимальный возраст	$6 \cdot 10^7$	$3 \cdot 10^8$	$6 \cdot 10^8$	$1 \cdot 10^9$
3	Средний возраст, лет	$2 \cdot 10^7$	$6 \cdot 10^7$	$2 \cdot 10^8$	$6 \cdot 10^8$
4	t (max)	$5.0 \cdot 10^{11}$	$2.7 \cdot 10^{11}$	$1.5 \cdot 10^{11}$	$1.2 \cdot 10^{11}$
5	$L_{(ZAMS)}/L_*$	0.004	0.01	0.03	0.08
6	$L_{(post)}/L_*$	0.03	0.03	0.06	0.10
7	Доля звезд со слабым полем	0.60	0.55	0.40	0.20

относительных размеров $L_{(ZAMS)}/L_*$ магнитных неоднородностей на ZAMS и $L_{(post)}/L_*$ в середине полосы Главной последовательности, приведенные в строках 5 и 6. Из них видно, что на ZAMS остаются уже достаточно крупные неоднородности, а у относительно молодых He-r звезд релаксация магнитных неоднородностей происходит в гораздо меньшей степени, чем у SrCrEu объектов. Поэтому неудивительно, что у магнитных звезд, кроме глобальной дипольной составляющей магнитного поля, наблюдаются неоднородности [10] среднего размера.

Фаза до ZAMS относительно короткая по времени у звезд всех типов,

кроме звезд SrCrEu-типа (табл.1, строка 1). Средний возраст, данный в строке 3, тоже сильно различен. Наблюдения показывают, что чем меньше средний возраст звезд, тем больше доля объектов со слабыми полями ($< 200 - 300$ Гс) [19], как показано в строке 7. Очевиден эффект роста поля со временем и очевидна относительная краткость периода восстановления магнитного поля после фазы Хаяши, особенно у звезд с гелиевыми аномалиями. Вероятна большая доля в них структур со сложной конфигурацией.

Как говорилось выше, силовые линии, содержащиеся в молодой звезде, не могут выйти наружу вплоть до момента прекращения аккреции и неустойчивости, когда звезда потеряет оболочку и приблизится к ZAMS. Только после этого на звезде может organizоваться магнитосфера типа дипольной. Тем не менее исследователи в разное время пытались обнаружить у звезд Ae/Be Хербига магнитное поле.

Первые попытки поиска магнитных полей у звезд Ae/Be Хербига выполнялись с малой матрицей [20-22] в 1997-2001 гг., регистрирующей небольшой диапазон длин волн. Это не давало возможности получить измерения с большой точностью, она в среднем составляла несколько сот гаусс. Поэтому задача ограничивалась только поиском сильных магнитных полей такой же величины, какую имеют типичные магнитные звезды, т.е. несколько тысяч гаусс. Такие звезды не были обнаружены и был сделан вывод, что сильных полей в несколько тысяч гаусс у звезд Ae/Be Хербига нет. Этот вывод был крайне важен для решения вопроса о быстром росте магнитного поля после ZAMS. Он также показывает то, что в фазе Хаяши магнитное поле было "подавлено" нестационарными процессами.

Серьезный сдвиг в этой проблеме был сделан только после существенного увеличения точности измерений. В ряде работ [23-32] и др. получены первые результаты, показывающие наличие слабых магнитных полей у звезд Ae/Be Хербига. Из этих результатов видно, что обнаружение магнитных полей зависит в первую очередь от точности измерений и от того, по каким линиям поле измерялось - по фотосферным или оболочечным. Все накопленные к настоящему времени данные показывают, что магнитные поля у молодых звезд Ae/Be Хербига малы и составляют порядка десятков и сотен гаусс.

Наиболее интересные данные были получены в работах [33,34], когда была найдена переменность магнитных полей и получены даже фазовые зависимости продольного магнитного поля у двух звезд Ae/Be Хербига HD200775 и V380Ori. Моделирование показало [35], что эти две звезды направлены к наблюдателю полюсами вращения, очевидно благодаря этому видны области поверхности, мало искаженные воздействием дисковой аккреции. Кроме этих двух звезд промоделированы еще два типа Ae/Be Хербига: HD 37022 [36,37] и 101412 [37,38], которые, как оказалось, тоже имеют дипольные структуры магнитных полей. Эти результаты показывают, что ко времени

выхода молодых звезд на ZAMS некоторые из них уже успевают сформировать заметное поле с хорошо выраженной дипольной структурой. Возраст указанных звезд мы оцениваем как $t = 0.1 \cdot 10^6$, $2 \cdot 10^6$, $0.1 \cdot 10^6$ и $0.5 \cdot 10^7$ лет, соответственно, т.е. они фактически находятся вблизи ZAMS. Важное замечание состоит в том, что у столь молодых звезд магнитные поля уже ориентированы вдоль плоскости экватора вращения ($\alpha \approx 0^\circ$). Это значит, что не медленная меридиональная циркуляция [6,39] определяет ориентацию магнитных полей, а скорее эффект избирательного по отношению к углу α торможения протозвездных облаков, обсуждаемого в работах [1,4]. К сожалению, указанные четыре объекта измерены с недостаточной точностью для выполнения детального моделирования, поэтому к ним были применены, как первое приближение, модели центрального диполя. Точная форма фазовых зависимостей звезд Ae/Be Хербига была бы крайне важна для изучения особенностей эволюции магнитного поля, так как у молодых звезд структуры магнитных полей должны содержать следы нестационарных процессов, происходивших ранее, и которые еще не успели сгладиться. Пример рассмотренных звезд демонстрирует то, что заметное, хоть и относительно слабое, дипольное поле на стадиях эволюции "до-Главной последовательности" может уже существовать, и что в центральных областях молодых лучистых звезд условия достаточно стабильны для начала восстановления глобального реликтового магнитного поля. С другой стороны, систематическая слабость магнитных полей у звезд Ae/Be Хербига подтверждает действие в прошлом нестабильной фазы Хаяши, в которой полоидальное магнитное поле оказалось существенно запутанным и ослабленным, а также происходило экранирование нестационарной оболочкой. Это один из важных результатов для физики магнитных звезд. Такова ситуация перед тем, как звезда выходит на Главную последовательность. Процесс восстановления дипольного магнитного поля следует в будущем рассмотреть теоретически.

3. *Поведение магнитного поля на Главной последовательности.*

Особый интерес представляет начальный период роста магнитного поля у звезд, выпавших на ZAMS, поскольку этот процесс имеет некоторые теоретические неопределенности. Поэтому этой проблеме уделялось достаточно много внимания [12,13,40,41]. Выше мы упомянули, что если мелкомасштабные магнитные фрагменты B_i внутри звезды (рис.1) включены в общую полоидальную крупномасштабную структуру силой B_0 , то после их омической диссипации на их месте крупномасштабное поле восстанавливается до величины B_0 . Главный недостаток этих исследований состоит в дефиците наблюдательных данных для звезд, находящихся вблизи ZAMS, который происходит вследствие малой величины магнитных полей в этот момент и, как следствие, слабости химических аномалий. Одна из первых зависимостей изменения магнитного поля со временем на Главной последовательности была изучена в 1988г. [41].

Она представлена на рис.2а, где среднеквадратические величины магнитного поля $\langle Be \rangle$ отложены в зависимости от величин R/R_z (пропорциональных $\log$). На полученной зависимости отчетливо видно увеличение магнитного поля после ZAMS вплоть до максимума на $R/R_z = 1.1 - 1.2$, которое соответствует положению звезд V класса светимости. Более поздние поиски такой зависимости подтвердили характер изменения поля на Главной последовательности. На рис.2б кружками показана зависимость средних поверхностных величин $B_s(R/R_z)$, построенная по последним данным [2,13] для 160 звезд. Здесь тоже хорошо виден рост поля после ZAMS. Штриховой линией проведена наблюдаемая квадратическая зависимость. Если бы структуры магнитного поля соответствовали теоретическому диполю, то закон был бы кубическим в соответствии с формулой магнитного диполя $B = qr/R^3$, где q - заряд монополя, r - расстояние между зарядами, R - расстояние от диполя. Меньший показатель степени объясняется тем, что значительная часть звезд имеет структуры магнитных полей, отличающиеся от теоретического центрального диполя. Это приводит к более слабой зависимости $B_s(R/R_z)$, чем кубическая.

Интересно исследовать начальную точку роста магнитного поля на ZAMS. Самые сильные поля у звезд Ae/Be Хербига обнаружены у HD 37022, 101412, 200775 и V381 Ori, как было показано выше. Средняя величина среднего поверхностного магнитного поля для них равна $B_s = 1725$ Гс. Средняя величина продольного поля Be для 13 звезд Хербига, находящихся вблизи ZAMS [34], у которых поле превышает 2σ , равна 355 Гс. По статистическому соотношению $B_s = 6 \cdot Be$ [42] получаем для этих 13 звезд $B_s = 2130$ Гс. Средняя величина из этих двух оценок отложена на зависимости рис.2б звездочкой. Это максимальная известная величина для звезд Ae/Be Хербига. Учет всех других известных измерений магнитного поля для звезд Ae/Be Хербига привел к значительно меньшей величине поля, она отмечена на графике треугольником. Обсуждаемые молодые звезды на диаграмме Герцшпрунга-Рессела находятся вблизи ZAMS, поэтому, как первое приближение, предполагаем для них среднюю величину $R/R_z \approx -1.1$. Отмеченную на рис.2б треугольником величину мы приняли за начальную точку роста магнитного поля. Рассматривая зависимости на рис.2а и 2б приходим к предположению, что после нестабильной фазы Хаяши магнитное поле оказалось слабым, потому что силовые линии в молодой звезде действительно имели сложную запутанную форму и заметное экранирование нестационарной оболочкой. Мелкомасштабная фракция быстро исчезает вследствие релаксации, превращаясь постепенно в сильное полоидальное поле с направлением силовых линий, соответствующим крупномасштабному реликтовому полю B_0 . К моменту исчезновения нестационарной оболочки поле молодой звезды успевает частично сформироваться, после чего оно

становится заметным. На наш взгляд это один из важных для физики магнитных звезд предположений.

К сожалению, из-за недостатка данных, полученные зависимости изменения среднего квадратического $\langle Be \rangle$ и среднего поверхностного поля B_s со временем невозможно было построить отдельно для звезд разных типов пекулярности. Кроме того, из-за малого количества данных и их большого разброса, форма зависимости $B_s(R/R_z)$ получилась недостаточно четкой. Мы попытались подтвердить ее ход путем изучения распределения числа звезд поперек полосы Главной последовательности $N(R/R_z)$. В работе [3] мы уже изучали такие распределения для звезд каждого типа пекулярности отдельно, все они оказались подобными. Поэтому на рис. 4 построено общее распределение для звезд всех типов пекулярности (около 470 звезд). В этой же работе показано, что форма распределения должна в первом приближении повторять форму зависимости $B_s(R/R_z)$. Действительно, из сравнения рис. 2а, б и рис. 3 видно, что они подобны. Рассматриваемые зависимости показывают рост магнитного поля и числа N в пределах $R/R_z = 1 - 1.2$, максимум на $R/R_z = 1.2$ и последующее уменьшение до $R/R_z = 1.9$. После этого намечается небольшой скачек, который происходит вследствие остановки звезд на диаграмме Герцшпрунга-Рессела из-за петли на эволюционном треке. Характерный вид распределения магнитных звезд поперек полосы Главной последовательности можно объяснить следующим образом. В первую очередь оно, скорее всего, определяется наблюдательной селекцией. Магнитное поле около $(R/R_z) = 1$

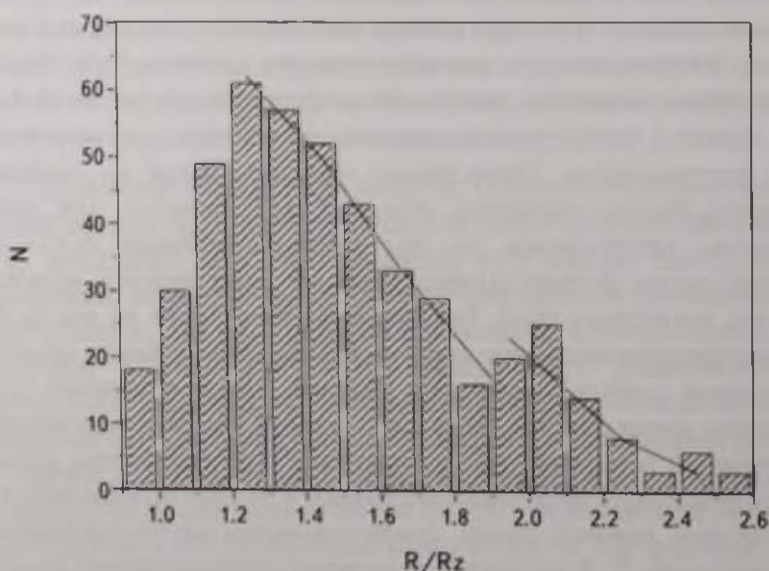


Рис. 3. Распределение магнитных звезд всех типов пекулярности поперек полосы Главной последовательности.

почти нулевое. Но величина химических аномалий зависит от магнитного поля [43], поэтому характерные спектроскопические критерии для поиска СР-звезд вблизи $R/R_z=1$ тоже слабы, что уменьшает вероятность отнести звезду к СР-объектам. По мере роста магнитного поля усиливаются спектроскопические критерии и вместе с этим увеличивается число СР-звезд. Но на рассматриваемую

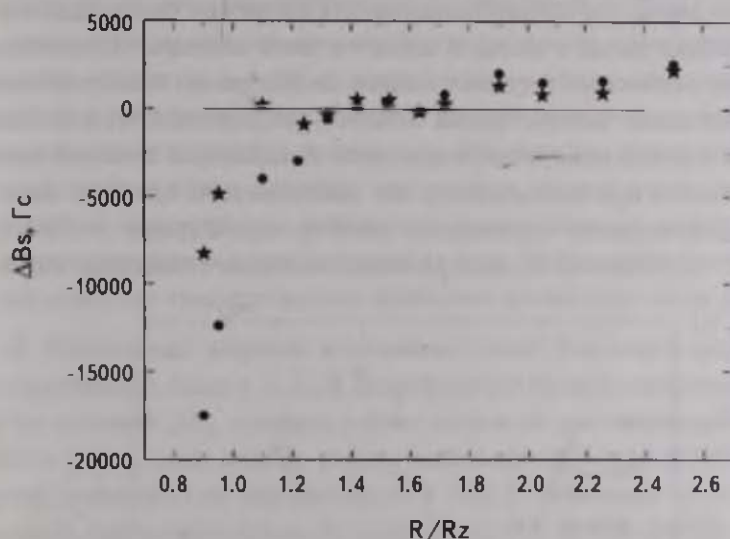


Рис.4. Изменение среднего поверхностного магнитного поля при эволюционном движении звезд поперек полосы Главной последовательности (после исключения влияния изменения поля за счет эволюционного увеличения радиуса). Кружки - учтена кубическая зависимость, звездочки - учтена реальная (квадратическая) зависимость.

зависимость накладывается другая - а именно, уменьшение числа звезд с ростом R/R_z из-за увеличения скорости движения поперек полосы Главной последовательности, а также из-за уменьшения величины магнитного поля вследствие эволюционного роста диаметра. В результате число звезд N с увеличением (R/R_z) после максимума начинает уменьшаться.

Учитывая сказанное, исключим из наблюдаемой зависимости $B_s(R/R_z)$ влияние квадратического, а также кубического изменения среднего поверхностного поля B_s , определяемое эволюционным изменением радиуса. В результате получаем две кривые, с учетом кубической (кружки) и квадратической (звездочки) зависимостей отдельно - рис.4. Обе зависимости показывают, что вначале рост поля происходит быстро, как и должно быть вследствие более быстрого темпа релаксации структур малого размера, затем темп роста замедляется по мере "выгорания" мелкомасштабной составляющей. Так выглядело бы изменение магнитного поля звезд с возрастом, если бы не было влияния изменения поля вследствие эволюционного увеличения радиуса. Крайняя правая часть зависимости недостаточно уверенная из-за малого числа данных. После быстрого исчезновения

мелкомасштабных магнитных структур остаются только крупномасштабные одиночные центральные, смещенные, а также двух и трех дипольные структуры [44,45]. Как видно из рис.4 рост поверхностного поля B_s происходит, по-видимому, практически в течение всей жизни звезды на Главной последовательности, как и должно быть в соответствии с формулой (1). Причина роста магнитного поля на ZAMS может быть следующая. Магнитная конфигурация в молодой звезде частично запутана. Предполагаем, что вследствие омического затухания мелкие конфигурации быстро исчезают, а крупномасштабная конфигурация остается, напряженность со временем увеличивается вследствие уменьшения доли искаженных силовых линий.

Долговечность крупных структур мы наблюдаем на примере звезд со сложными структурами магнитного поля и структурами с большим смещением Δa диполей из центра звезд, которые покидают Главную

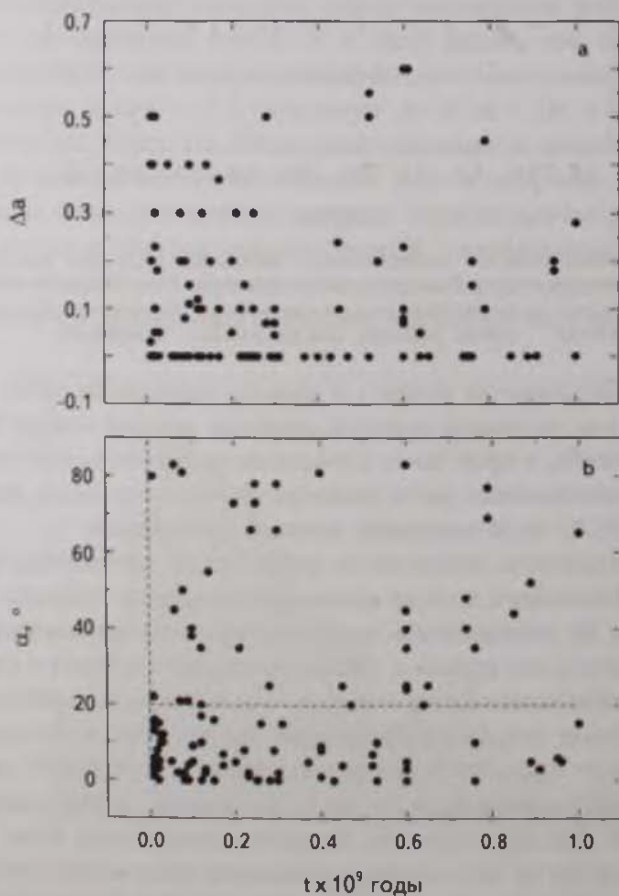


Рис.5. Изменение параметров магнитных структур с возрастом. а) изменение расстояние диполя от центра звезды, б) изменение наклона магнитных диполей.

последовательность, сохраняясь без изменений. На рис.5а [2] показана зависимость изменения величин $\Delta\alpha$ с возрастом. Самые молодые звезды имеют уже асимметричную структуру, доставшуюся от начальных фаз гравитационного коллапса. Не заметно, чтобы асимметрия магнитных полей изменялась с возрастом. Зависимость величины асимметрии от возраста имеет незначимый угловой коэффициент $k = 0.013 \pm 0.041$. Такой же вывод можно сделать из рис.5б, где показано поведение угла α с возрастом (линия на $\alpha = 20^\circ$ отделяет область с максимальным количеством звезд). Эта зависимость показывает, что ориентация магнитного поля со временем практически не изменяется. Оба рисунка демонстрируют факт полной стабильности структур магнитного поля и отсутствие крупномасштабных движений масс звездного вещества, таких как дифференциальное вращение, меридиональная циркуляция и др. Эти результаты подтверждают также гипотезу твердотельного вращения магнитных звезд [46].

4. *Предельный возраст магнитных звезд.* Эта задача предварительно рассматривалась нами в [2,3]. В данной работе были использованы возрасты $\log t$ из каталога [18], которые определялись по эволюционным трекам из работы [47]. Самые старые звезды наблюдаются среди SrCrEu объектов, список некоторых из них приведен в табл.2. Величины среднего поверхностного магнитного поля B_s взяты из [3,13], другие параметры из [18]. Видно, что предельный возраст магнитных звезд составляет $\log t = 9 - 9.30$ лет, после чего они быстро теряют поле вследствие возникновения конвекции, когда $\log$ и $T_{\text{эфф}}$ звезды достигнет критического значения. Самый большой возраст звезд других типов пекулярности оказывается равным $\log t \approx 8.7$ (Si), 8.5 (He-w) и 7.8 (He-r) лет. Звезды перестают быть магнитными, практически не израсходовав магнитную энергию, потому что теоретическое время омического затухания поля равно $\log t = 10 - 11$ лет. Самые старые звезды на границе потери магнитного поля имеют в среднем массу $M \approx 1.8 M_\odot$ и радиус $R/R_\odot = 2.16$, как и предсказывает

Таблица 2

ПРЕДЕЛЬНЫЙ ВОЗРАСТ SrCrEu-МАГНИТНЫХ ЗВЕЗД

HD	$T_{\text{эфф}}$, K	$\log t$	$M / M_\odot$	B_s , Гс
28578	6900	>9.0	-	5600
42075	6940	9.30	1.57	8540
96237A	6990	8.94	2.78	2500
101065	6530	9.1	1.53	2300
122970	6920	9.18	1.46	2500
134214	7780	9.00	1.64	3090
147010	7400	9.00	1.75	12000
166473	7760	9.00	1.89	7650
217522	6680	9.11	1.06?	1500

теория эволюции [48]. Резкая граница исчезновения магнитных звезд хорошо заметна также на зависимости $Bs(\log t)$, рассматриваемой в работе [3]. Средняя величина магнитного поля пограничных звезд $Bs \approx 5000$ Гс. Нет никаких признаков медленного уменьшения величин магнитного поля перед его исчезновением.

В табл. 3 приведен список звезд, которые подошли к верхней конвективной границе диаграммы Герцшпрунга-Рессела и имеют $R/R_{\odot} > 2$ [3]. Интересно то, что магнитное поле у них тоже исчезает быстро. Средняя величина магнитного поля пограничных звезд $Bs \approx 4000$ Гс. Это говорит о том, что конвекция возникает быстро и имеет достаточно большую энергию, способную за короткий срок запутать силовые линии. Трудно предположить, что уходящие с Главной последовательности магнитные звезды с $M/M_{\odot} > 2$ теряли бы магнитное поле по какой-то другой причине, кроме возникновения конвекции.

Таблица 3

ЗВЕЗДЫ, ТЕРЯЮЩИЕ МАГНИТНОЕ ПОЛЕ НА ВЕРХНЕЙ ГРАНИЦЕ ГЛАВНОЙ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ

HD	$T_{\text{эфф}}$, K	Тип	$\log t$	$M/M_{\odot}$	Bs , Гс
3360	21050	He-r	7.36	4.34	290
5737	13570	He-w	7.90	4.38	3190
5797	7920	SrCrEu	8.90	2.08	1800
8441	8700	SrCrEu	8.63	1.92	470
18078	8050	SrCrEu	8.70	1.53	3830
18296	10920	SrCrEu	8.11	3.30	890
37479	22070	He-r	7.32	10.3	4310
40312	10180	Si	8.30	-	650
47103	8180	SrCrEu	8.86	1.2?	16300
51418	8470	SrCrEu	8.60	-	1130
71866	8170	SrCrEu	8.81	1.71	5180
93507	9170	Si+	8.60	1.91	7150
110274	7310	SrCrEu	8.87	2.20	4020
116458	9720	He-w	8.48	1.44	4680
147010	7400	Si+	9.00	1.75	10600
170397	9450	Si	8.54	1.77	1160
170973	10720	Si+	8.35	2.34	>1000
191742	8110	SrCrEu	8.81	1.67	1800
335238	8250	SrCrEu	8.85	2.65	8700
343872	10500	Si	8.3	-	3720

5. *Время достижения максимума распределения магнитных звезд.* В работе [3] рассматриваются распределения магнитных звезд (He-r+He-w), (Si) и (SrCrEu)- типов поперек полосы Главной последовательности отдельно. Каждое распределение имеет свой максимум. Найти положение максимума Bs непосредственно на зависимостях $Bs(R/R_z)$ для разных

типов пекулярности не представляется возможным вследствие недостаточного количества данных. Если предположить, что положение максимумов распределения поперек оси $\log t$ совпадает с положением максимумов магнитного поля, то можно оценить, сколько времени тратят звезды разного типа до достижения максимальной величины B_s . Возраст максимумов (который приблизительно совпадает со средним возрастом) и максимальный возраст взят из табл.1. Во второй строке табл.4 показано, какую часть жизни на Главной последовательности звезды провели до достижения максимума.

Для сравнения, в работе [4] тоже было найдено, что SrCrEu-звезды проводят до максимума 0.3 своей жизни. Как было показано выше, столь долгий промежуток времени складывается вследствие двух противоположных процессов - роста среднего поверхностного поля из-за релаксации и его одновременного падения вследствие эволюционного роста радиуса. К сожалению, для звезд He-г типа мало данных для получения уверенных результатов.

Таблица 4

ДОЛЯ ЖИЗНИ НА ГП ДО ДОСТИЖЕНИЯ МАКСИМУМА

Тип	He-г	He-w	Si	SrCrEu
Время до максимума	0.27	0.17	0.25	0.5

6. *Структуры магнитных полей.* Важным результатом серии работ по моделированию магнитных полей CP-звезд [2] являются сведения о внутренней и поверхностной структуре магнитных полей. Характерный вид кривых изменения магнитного поля с фазой вращения привел Бэбкока [49] к предположению, что структуры магнитных полей звезд соответствуют структуре теоретического магнитного диполя. Глобальные структуры магнитных полей более 100 CP-звезд изучены нами путем их моделирования по известным фазовым зависимостям продольного поля $B_e(\Phi)$ или среднего поверхностного поля $B_s(\Phi)$ при предположении, что источником магнитного поля является виртуальный магнитный диполь с зарядами $\pm q$, расположенными на расстоянии l между собой [50,51]. Программа расчета позволяет выбирать любое положение зарядов внутри звезды путем задания координат каждого заряда по долготе λ и широте δ , а также расстояния их от центра r . Поверхность звезды разбивается на N элементов меридианами и параллелями и в каждом из них вычисляется вектор магнитного поля от каждого магнитного монополя. Сумма векторов на видимой полусфере, с учетом потемнения к краю и видимой площади элемента, дает среднее поверхностное магнитное поле B_s , которые на практике измеряются по полному расщеплению спектральных линий в неполяри-

зованном свете. Сумма векторов, направленных в сторону наблюдателя, дает среднее продольное поле B_e , которое измеряется по зеемановским спектрам. Изменяя последовательно угол поворота видимой полусферы на необходимый угол можно получить вычисленные фазовые зависимости $B_e(\Phi)$ и $B_s(\Phi)$. Методом последовательных приближений, меняя параметры, можно добиться совпадения вычисленной и наблюдаемой фазовой зависимости в пределах 3σ измерений по всем фазам. Практически во всех изученных 100 моделях отклонения оказываются в пределах ошибок, что является подтверждением правильности получаемых приближений. Заметим, что в случаях моделей центрального диполя параметры практически совпадают с результатами, полученными методом Стиббса-Престона [52]. Опыт моделирования показал, что практически во всех изученных звездах распределение магнитного поля по поверхности легко можно описать соответствующим подбором положения и ориентации магнитных диполей. Для физики магнитных звезд важно то, что в месте расположения диполя оказывается область максимальной напряженности. Перечисленные свойства не могут быть получены другими известными методами. Вычисленные и наблюдаемые зависимости $B_e(\Phi)$ и $B_s(\Phi)$ для одной и той же звезды как правило совпадают в пределах 3σ при одних и тех же заданных параметрах. Кроме того оказывается, что модельные величины средних поверхностных величин магнитного поля B_s в пределах ошибок совпадают с данными, полученными из непосредственных измерений. Это поддерживает уверенность в том, что конфигурация магнитного поля внутри звезды близка конфигурации поля теоретического диполя. Реальные звезды обладают стабильными крупномасштабными магнитными структурами, в которых нестабильные мелкомасштабные фракции в значительной мере ослаблены. Наличие мелкомасштабной компоненты магнитного поля установлено в работе [10].

Характерным свойством Ar и Br магнитных звезд является большое различие структур и напряженностей магнитных полей [45]. В работах [1,2,4] предполагается, что вероятнее всего магнитные звезды формируются из крайне неоднородных по магнитному полю протозвездных облаков, причем величина магнитного поля должна быть не пропорциональной плотности облаков, иначе всегда получались бы звезды с максимальной напряженностью магнитного поля в центре звезды, где максимальна плотность. Кроме того, как показано в [53], во время формирования звезды из намагниченного протозвездного облака магнитное поле препятствует плотным областям сливаться, благодаря чему в формирующейся звезде могут возникать магнитные неоднородности. У большинства звезд положение магнитного диполя не совпадает с центром звезды. В результате получаются разные характерные структуры магнитных полей, которые в первом приближении можно разделить на четыре типа: 1) поле центрального диполя, 2) поле

диполя, смещенного вдоль его оси, 3) поле диполя, смещенного поперек его оси, 4) поле двух и более диполей. Как говорилось выше, магнитные структуры состоят из глобальной дипольной магнитной конфигурации плюс мелкомасштабная составляющая [10], являющаяся реликтом от нестационарной фазы Хаяши. Из формулы (1) очевидно, что чем больше возраст звезды, тем меньше доля мелкомасштабной составляющей магнитного поля. Интересно, что в многодипольных конфигурациях знаки монополей чередуются. Не было случая, чтобы диполи располагались одинаковыми знаками в одну сторону. Вероятно, в период сжатия протозвездных облаков такая конфигурация неустойчива [54].

Неясно как сосуществует несимметричная структура магнитного поля с симметричной относительно центра звезды плотностью. Для изучения этой проблемы была исследована звезда HD 21699 с сильно несимметричной по отношению к центру структурой магнитного поля [55]. Магнитный диполь лежит в плоскости экватора вращения и он сдвинут от центра звезды на расстояние $\Delta a = 0.4 R_*$ от центра, в результате чего магнитные полюса находятся на экваторе вращения на расстоянии 55° друг от друга (рис.6) по долготе. Область максимальной напряженности магнитного поля находится между монополями. Положение магнитных полюсов ($B_p = \pm 21900$ Гс) обозначено на рисунке полукружками. Распределение температуры с глубиной в полусферах с максимальным и минимальным магнитным полем, как оказалось, в пределах ошибок одинаково. Был сделан вывод [56], что магнитное поле не влияет на структуру атмосферы и мы имеем дело со

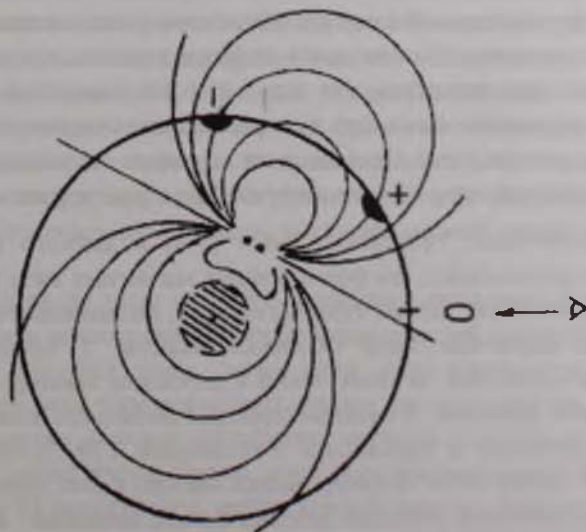


Рис.6. Схема расположения магнитного диполя внутри звезды HD 21699.

стабильным магнитным полем и нет условий, нарушающих гидростатическое равновесие. В работе [57] на основании исследования магнитных звезд методом кривых роста тоже был сделан вывод, что у магнитных звезд температуры возбуждения и ионизации близки между собой и соотношение между ними нормальное. Это позволяет сделать вывод, что в атмосферах магнитных звезд нет заметного нарушения термодинамического равновесия. Магнитные звезды имеют достаточно большой возраст, так что все сильные электрические токи в сильных физических неоднородностях, возникших в нестабильной фазе Хаяши, практически уже исчезли. На поверхности магнитных звезд неравномерность физических условий не замечена, кроме тех, которые связаны с неравномерным распределением химических элементов. Небольшая переменность структуры атмосферы связана только с разным покровным эффектом вследствие неравномерного распределения химсостава.

Проблемой является в настоящее время структура магнитного поля в центре звезды вокруг конвективного ядра. Очевидно, что магнитные силовые линии глобального дипольного поля как-то обходят центральную область звезды. Применение нашей методики моделирования показывает, что в случае 3-й и 4-й моделей хорошее согласие с наблюдениями получается только в тех случаях, когда расстояние между монополями задается достаточно большим $l \sim R$, т.е. мы имеем дело не с "точечными" диполями, когда $l \ll R$, а с "длинными диполями". В таких случаях положение монополей определяется сингулярными точками, в которых сходятся силовые линии, а положение диполя определяется точкой симметрии магнитной конфигурации. В отличие от 3-й и 4-й моделей в 1-й и 2-й моделях величина l слабо влияет на форму фазовой зависимости, поэтому нет возможности точно определить величину l . Основываясь на результатах исследования моделей 3 и 4 можно предположить, что и у 1-й и 2-й моделей l тоже велико, тем более, что конвективное ядро не позволяет магнитным силовым линиям находиться внутри него. Применяемая методика не позволяет ощутить влияние конвективного ядра на внутреннюю структуру магнитного поля.

7. Заключение. Результаты работ [1-4] и данного исследования позволяют предположить, что формирование магнитных звезд происходит из протозвездного облака, сильно турбулизованного, неоднородного по плотности и величине магнитного поля. Основные свойства: 1) преимущественная ориентация магнитных силовых линий в плоскости экватора вращения, 2) малая скорость вращения, 3) сложные структуры магнитного поля, 4) разделение звезд на магнитные и нормальные в пропорции 1:10, 5) твердотельность вращения - скорее всего сформировались именно в этот период эволюции, причем они произошли вследствие действия единого механизма - избирательного, по отношению к углу α , торможения протозвездного облака магнитным полем. Эффективно тормозятся только те протозвездные облака, у которых

направление силовых линий преимущественно параллельно плоскости вращения. Подтверждение этого вывода фактически поддержит реликтовую гипотезу. "Нормальные" звезды отделяются от магнитных и немагнитных химически пекулярных звезд скорее всего в результате дифференциального вращения протозвездного облака, возникающего при превышении критической скорости вращения v_c . Дифференциальное вращение закручивает магнитные силовые линии в тороидальную форму. После нестабильной фазы Хаяши магнитное поле в молодой звезде оказывается сильно запутанным и ослабленным. Верхние слои сжимающейся лучистой молодой звезды нестабильны, они подвергаются сильной аккреции, в то же время в самой лучистой звезде начинается релаксация сложных магнитных структур. Из наблюдений очевидно, что существенное упорядочение магнитного поля происходит за время от нестабильной фазы Хаяши до ZAMS. Все это время нестационарная оболочка экранирует поле молодой звезды. Поэтому по мере исчезновения оболочки верхние слои молодой намагниченной звезды становятся видимыми постепенно. В этот период эволюции нет условий формирования вокруг звезды магнитосферы с простой дипольной конфигурацией. Заметное магнитное поле и химические аномалии появляются только при подходе звезды к ZAMS, когда звезда освобождается от окружающего ее газово-пылевого облака, а верхние слои стабилизируются. Запутанная система магнитных силовых линий начинает исчезать вследствие омической и другой неустойчивости. Этот период характерен появлением крупномасштабной дипольной реликтовой составляющей, управляющей диффузией химических элементов. Таков наиболее вероятный краткий сценарий начальной фазы эволюции магнитных полей CP- звезд. Слабость магнитных полей у звезд Ae/Be Хербига подтверждает существование нестабильной фазы Хаяши, в которой реликтовое магнитное поле оказалось существенно запутанным и ослабленным. Однако нестабильность этой фазы достаточно умеренная, потому что она позволяет сохранить основные полоидальные реликтовые структуры. Учитывая сказанное, можно предположить, что химически пекулярные звезды без магнитного поля сформировались из немагнитных протозвездных облаков, имеющих момент вращения меньше критического.

В период прихода звезд на ZAMS магнитное дипольное поле быстро растет вследствие релаксации мелких неоднородностей магнитного поля и стабилизации внешних слоев. Затем темп роста поверхностного поля замедляется, по мере омической диссипации мелких структур, остаются крупные структуры. Полная диссипация крупных структур не успевает произойти до конца жизни звезды, имеющих максимальный возраст 10^9 лет. Рост поля на поверхности звезды компенсируется уменьшением его со временем за счет эволюционного роста радиуса, поэтому начальный быстрый рост поля продолжается только до момента достижения полосы

V класса светимости на Главной последовательности, после чего начинает преобладать его уменьшение. После достижения звездой полосы Главной последовательности с $R/R_z = 1.9 - 2.0$ наблюдается скачек магнитного поля и числа звезд на распределении, вследствие остановки движения звезды из-за характерного зигзага на эволюционном треке. В течение всей жизни звезды на Главной последовательности магнитное поле ее состоит в основном из двух фракций - глобальной дипольной и мелкомасштабной.

Рост дипольной составляющей магнитного поля происходит практически в течение всей жизни звезды на Главной последовательности, максимум до возраста $t = 10^9$ лет, после чего звезда доходит до границы появления конвекции. Часть самых холодных звезд теряет поле вследствие конвекции не доходя верхней границы Главной последовательности. Звезды перестают быть магнитными практически не израсходовав свою магнитную энергию, потому что максимально возможное время омической диссипации составляет $10^{10} - 10^{11}$ лет. Поэтому уменьшением поля за счет омического затухания в большинстве теоретических работ можно пренебречь.

Поскольку полный магнитный поток остается практически неизменным в течение всего времени нахождения звезды на Главной последовательности и его затухание определяется исключительно путем омической диссипации, то это свидетельствует об отсутствии других возможных источников разрушения, таких как меридиональная циркуляция, дифференциальное вращение, турбулентия и др. Магнитная звезда вращается твердотельно.

Структура магнитного поля химически пекулярных звезд отличается от структуры идеального центрального магнитного диполя, поэтому с расстоянием от центра звезды поле меняется не по кубическому закону, а медленнее, пропорционально примерно $1/R^{2.5}$.

Сложное поведение магнитного поля и химических аномалий с возрастом приводит к тому, что максимум распределения звезд поперек полосы Главной последовательности и величины магнитного поля у звезд разных типов пекулярности приходится на разные возрасты - в среднем от $0.2 \cdot 10^8$ (He-r+He-w) до $4.5 \cdot 10^8$ лет (SrCrEu).

Вероятно потеря момента вращения протозвездных облаков при помощи магнитного поля приводит к известному дефициту тесных двойных среди магнитных звезд.

Магнитные звезды с $\alpha = 0^\circ - 20^\circ$ формируются из заторможенных намагниченных протозвездных облаков. Магнитные звезды с $\alpha > 20^\circ$ формируются в значительной степени из медленно вращающихся намагниченных облаков. Немагнитные Am, HgMn и др. звезды формируются из немагнитных протозвездных облаков, имеющих изначально слабое вращение.

Рассмотренные в данной работе и в [4] свойства магнитных звезд требуют дальнейшего более глубокого исследования на основе более полного

наблюдательного материала. Надо учитывать также, что ранние периоды эволюции звезд в настоящее время изучены недостаточно.

Специальная астрофизическая обсерватория РАН,
Россия, e-mail: glagol@sao.ru

MAGNETIC STARS AFTER HAYASHI's PHASE. I

Yu.V.GLAGOLEVSKIJ

Problems of an origin and evolution of magnetic stars on the basis of the analysis of observation data are discussed. It is supposed that the main properties magnetic stars obtained at a stage of the protostar collapse. The properties of magnetic stars after Hayashi's stage are in detail considered

Key words: *magnetic stars: problems of an origin and evolution: stage Hayashi*

ЛИТЕРАТУРА

1. Yu. V. Glagolevskij, *Astrophysics*, **57**, 315, 2014.
2. Yu. V. Glagolevskij, *Astrophys. Bull.*, **56**, 407, 2013.
3. Yu. V. Glagolevskij, *Astrophysics*, **58**, 29, 2015.
4. Yu. V. Glagolevskij, *Astrophysics*, **58**, 350, 2015.
5. M. Hayashi, *Publs. Astron. Soc. Japan*, **17**, 177, 1965.
6. D. Moss, *IAU Symp.*, **224**, 245, 2004.
7. А.Е.Дудоров, Магнитное поле межзвездных облаков, *Итоги науки и техники, Астрономия*, **39**, 77, 1990.
8. T. Cowling, *The Sun*, ed. G.P. Kuiper, Univ. of Chicago press, Chicago (1953), Chapter 8.
9. E. Parker, *Cosmic magnetic fields* (Russian translation), vol.1, "Mir", Moscow, 1982, p.186.
10. O. Kochukhov, S. Bagnulo, G. Wade, *Astron. Astrophys.*, **414**, 613, 2004.
11. L. Mestel, *Quart. J. Roy. Astron. Soc.*, **6**, 151, 265, 1965.
12. Yu. V. Glagolevskij, *Astrophysics*, **56**, 407, 2013.
13. Yu. V. Glagolevskij, *Astrophysics*, **56**, 173, 2013.
14. С.Б.Пикельнер, Основы космической электродинамики, Наука, М., 1966, с.68.
15. Yu. V. Glagolevskij, *Astrophysics*, **57**, 204, 2014.

16. *B.C.Шевченко*, Ас/Ве звезды Хербига, Ташкент, ФАН, 1989.
17. *Yu.V.Glagolevskij*, Bull. SAO., **41**, 80, 1996.
18. *Yu.V.Glagolevskij*, Astrophys. Bull., (каталог готовится к печати).
19. *Yu.V.Glagolevskij*, *G.A.Chountonov*, Bull. SAO, **45**, 105, 1998.
20. *Yu.V.Glagolevskij*, *G.A.Chountonov*, Bull. SAO., **51**, 88, 2001.
21. *Yu.V.Glagolevskij*, *G.A.Chountonov*, Stellar magnetic fields, Moskow, 1997, p.116.
22. *Yu.V.Glagolevskij*, *G.A.Chountonov*, Magnetic fields of chemically peculiar and related stars, Moskow, 2000, p.149.
23. *J.-F.Donati et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **291**, 658, 1997.
24. *S.Hubrig et al.*, Astron. Astrophys., **428**, L1, 2004.
25. *E.Alecian et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **429**, 1001, 2012.
26. *S.Hubrig et al.*, Astron. Astrophys., **446**, 1089, 2006.
27. *C.Catala et al.*, Astron. Astrophys., **462**, 293, 2007.
28. *G.Wade et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **376**, 1145, 2007.
29. *S.Hubrig et al.*, Astron. Astrophys., **463**, 1039, 2007.
30. *G.A.Wade et al.*, Astron. Astrophys., **442**, L31, 2005.
31. *S.Hubrig et al.*, Astron. Nachr., **331**, 361, 2010.
32. *S.Hubrig et al.*, Astron. Astrophys., **525**, L4, 2011.
33. *E.Alecian et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **385**, 391, 2008.
34. *E.Alecian et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **400**, 354, 2009.
35. *Yu.V.Glagolevskij*, Astrophysics, **55**, 369, 2012.
36. *G.A.Wade et al.*, Astron. Astrophys., **451**, 195, 2006.
37. *Yu.V.Glagolevskij*, Astrophys. Bull., **71**, 2016 (in press).
38. *F.Leone, G.Catanzaro*, Astron. Astrophys., **365**, 118, 2001.
39. *D.Moss*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **168**, 61, 1974.
40. *Yu.V.Glagolevskij*, Astrophysics, **57**, 217, 2014.
41. *Yu.V.Glagolevskij*, Magnetic stars, Leningrad, Nauka, 1988, p.206.
42. *Yu.V.Glagolevskij et al.*, Bull. SAO, **23**, 37, 1986.
43. *Yu.V.Glagolevskij*, Astron. J. (rus), **71**, 858, 1994.
44. *Yu.V.Glagolevskij, A.F.Nazarenko*, Astrophys. Bull., **70**, 1, 2015.
45. *Yu.V.Glagolevskij*, Astrophys. Bull., **66**, 158, 2011.
46. *G.W.Preston*, Pub. Astron. Soc. Pacific., **83**, 571, 1971.
47. *S.Ekstrem et al.*, Astron. Astrophys., **537**, A146, 2012.
48. *F.Palla, S.W.Stahler*, Astrophys. J., **418**, 414, 1993.
49. *H.W.Babcock*, Astrophys. J., **114**, 1, 1951.
50. *E.Gerth, Yu.V.Glagolevskij*, Physics of magnetic stars, Nizhnij Arkhyz, 2007, p.148.
51. *E.Gerth, Yu.V.Glagolevskij*, Bull. SAO, **56**, 25, 2003.
52. *G.Preston*, Pub. Astron. Soc. Pacific, **83**, 571, 1971.
53. *D.J.Price, M.R.Bate, C.L.Dobbs*, Rev. Mex. Astron. Astrophys., **36**, 128, 2009.
54. *E.Flowers, M.A.Ruderman*, Astrophys. J., **215**, 301, 1977.
55. *Yu.V.Glagolevskij*, Astrophysics, **50**, 441, 2007.
56. *V.V.Leushin, Yu.V.Glagolevskij, G.A.Chountonov*, Astrophys. Bull., **66**, 67, 2011.
57. *Yu.V.Glagolevskij*, Izvestiya SAO, **2**, 3, 1970.