

УДК 524.31.01-337:52-17

СТРУКТУРА МАГНИТНОГО ПОЛЯ HE-R ЗВЕЗДЫ HD 144941

© 2023 Ю. В. Глаголевский^{1*}, В. Д. Бычков¹¹Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Нижний Архыз, 369167 Россия

Поступила в редакцию 29 июня 2022 года; после доработки 3 марта 2023 года; принята к публикации 9 марта 2023 года

В данной работе мы исследуем HD 144941 — магнитную звезду EHe-г типа с очень сильным магнитным полем и уникальным содержанием гелия. Нами определен период переменности магнитного поля, равный 6.969 дня, и предложена наиболее вероятная модель структуры магнитного поля. Величина среднего поверхностного магнитного поля $B_s = 11\,226$ Гс, структура магнитного поля описывается моделью теоретического магнитного диполя, расположенного в центре звезды. Угол наклона оси диполя к плоскости экватора вращения нетипично велик — $\alpha = 65^\circ$. Возраст звезды после ZAMS около 10^6 лет. Предполагается, что в условиях очень сильного магнитного поля ветер «выметает» к поверхности значительное количество гелия, в соответствии с теорией диффузии.

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

1. ВВЕДЕНИЕ

Звезда HD 144941 относится к экстремально гелиевым звездам (extreme He (EHe-г) star). В настоящее время известно немногим более двадцати подобных объектов (Jeffery, 2008, 2017). HD 14494 является самой выдающейся как по величине магнитного поля, так и по содержанию гелия в верхнем слое атмосферы: $[\text{He}/\text{H}] = 0.950$ (Przybilla et al., 2021). Почти весь поверхностный атмосферный водород замещен гелием. Следует отметить, что атмосфера HD 144941 очень бедна металлами: $Z = 0.0004$ (Pandey and Lambert, 2017).

Продольное магнитное поле звезды измерялось Przybilla et al. (2021) на VLT UT1 8-m Paranal со спектрополяриметром FORS2 по линиям водорода и всем линиям. Shultz et al. (2021) также измеряли продольное и поверхностное магнитное поле на CFHT 3.6-м телескопе со спектрополяриметром ESPaDOnS и 2.2-м телескопе Ла Силла со спектрополяриметром FEROS по всем линиям.

Результаты измерения продольного магнитного поля B_e в 10 фазах (Przybilla et al., 2021), достаточно равномерно распределенных по периоду вращения, показаны на рис. 1. Измерения B_e были выполнены по двум наборам линий: отдельно по линиям водорода (H-измерения) и по линиям водорода вместе с линиями металлов (H + Met измерения). Продольное магнитное поле при вращении звезды достигает -9 кГс, причем оно всегда одного

знака. Средняя ошибка измерений σ в первом случае равна 205 Гс, во втором — $\sigma = 103$ Гс.

Интересно, что средняя величина B_e , измеренная по водородным линиям, почти в 1.2 раза больше, чем измеренная по всем линиям. Это свойство неоднократно наблюдается у магнитных звезд и возникает в результате неравномерного распределения химических элементов по поверхности. Некоторые элементы скапливаются именно на магнитных полюсах, а другие — вдоль магнитного экватора. Кроме того, такое различие может быть связано и с ограничениями метода измерений для сильного магнитного поля (Przybilla et al., 2021). Мы полагаем, что в случае HD 144941 водород распределен по поверхности равномерно. Наиболее вероятен «классический» механизм реликтового происхождения магнитного поля HD 144941.

Также на рис. 1 представлена фазовая зависимость измерений продольного поля B_e , полученного по всем линиям с периодом из работы Shultz et al. (2021): $P = 13^{\text{d}}882$.

Следует отметить, что амплитуда фотометрической переменности данного объекта очень невелика и поэтому сложно однозначно судить о периоде переменности. Если обратиться к наиболее точной фотометрии, проводимой с бортов космических миссий, то первая попытка по данным STEREO (Wraight et al., 2012) была неудачной — фотометрическая переменность не была обнаружена. Фотометрический период, определенный по данным со спутника Kepler миссии K2 (Armstrong et al., 2016), составляет $P = 6^{\text{d}}926734$. Период $P = 13^{\text{d}}9 \pm 0^{\text{d}}2$

*E-mail: glago1@sao.ru

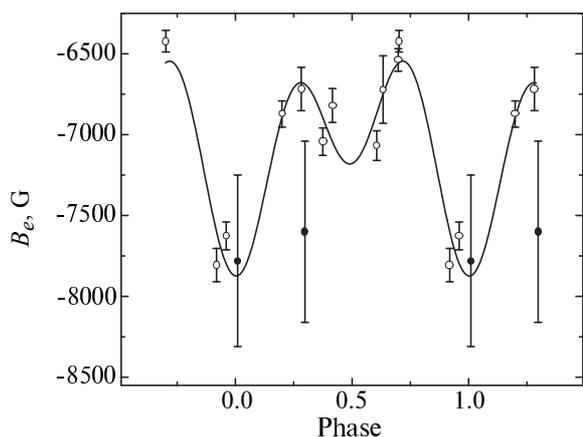


Рис. 1. Фазовая зависимость измерений продольного поля B_e , полученного по всем линиям с периодом $13^{\text{d}}882$ (Shultz et al., 2021). Открытые кружки — измерения Przybilla et al. (2021), заполненные кружки — измерения Shultz et al. (2021).

был найден Jeffery and Ramsay (2018) по данным миссии K2. Согласно Shultz et al. (2021), которые использовали данные миссии K2 и TESS (Transiting Exoplanet Survey Satellite) из архива MAST, $P = 13^{\text{d}}882(3)$. При этом указывалось, что фазовая зависимость изменения продольного магнитного поля $B_e(\Phi)$ соответствует более сложной структуре магнитного поля, чем дипольная.

Считая, что имеющихся наблюдательных данных достаточно, мы предприняли попытку определить возможную структуру магнитного поля этого интересного объекта, обладающего совокупностью уникальных свойств. Для моделирования мы использовали наиболее вероятные параметры звезды (таблица 1), приведенные в работе Przybilla et al. (2021).

2. МОДЕЛИРОВАНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ HD 144941

Мы попытались промоделировать структуру магнитного поля HD 144941 с помощью стандартной методики, разработанной Gerth et al. (1997, 1998) и Gerth and Glagolevskij (2000, 2003). Модель предполагает, что источником магнитного поля является магнитный диполь с определенными физическими параметрами, такими как напряженность магнитного поля магнитных монополей и координаты их внутри объема звезды. Такая структура подразумевалась многими исследователями в течение многих лет. Варьируя положение диполя, его ориентацию, величину магнитных зарядов, можно получить среднюю искомую зависимость $B_e(\Phi)$ или $B_s(\Phi)$, которая сравнивается с измеренной (наблюдаемой) зависимостью.

Как можно видеть на рис. 1, по сравнению с результатами Przybilla et al. (2021), измерения B_e из работы Shultz et al. (2021) имеют существенно большую неопределенность. Мы решили не включать их в рассмотрение при поиске структуры магнитного поля, а использовать измерения из работы Przybilla et al. (2021), полученные по водородным линиям, полагая, что водород распределен в атмосфере звезды достаточно равномерно по поверхности.

Важно также отметить, что для поиска структуры магнитного поля использовались наиболее вероятные значения параметров звезды, взятые из работ других исследователей. К примеру, рассматривалось только одно наиболее вероятное значение $v_e \sin i = 7 \pm 5 \text{ км с}^{-1}$ из работы Przybilla et al. (2021). В этой работе дается большая величина неопределенности данного параметра. В работе Shultz et al. (2021) приводится оценка $v_e \sin i = 11.2 \pm 0.7 \text{ км с}^{-1}$. Сами авторы утверждают, что эта оценка не может быть окончательной. Спектры, по которым производились эти определения, не покрывают все фазы по периоду вращения.

Угол наклона звезды к лучу зрения вычислялся нами общеизвестным способом. Сначала определялась экваториальная скорость звезды v_e с достаточной для нашей цели точностью по формуле:

$$v_e = \frac{50.61R}{P}, \quad (1)$$

где R — радиус звезды, выраженный в единицах R_{\odot} , P — период, выраженный в сутках. Затем из величины $v_e \sin i$ рассчитывался угол наклона i . В таблице 1 приведены два значения угла i , в соответствии с двумя значениями периода вращения (см. далее).

2.1. Первый вариант: один диполь, $P = 13^{\text{d}}93$, H -измерения

Как обычно, моделирование начинаем с простейшей конфигурации — модели центрального диполя с использованием результатов измерений по линиям водорода. По сравнению с измерениями по линиям металлов, такие данные не искажены неравномерным распределением химических элементов по поверхности звезды.

Сначала задаем расстояние магнитных полюсов от центра звезды Δa , измеряемое в долях радиуса звезды. Опыт показывает (Glagolevskij and Nazarenko, 2016), что диполь в реальных звездах не точечный. Расстояние между магнитными полюсами доходит до величин $\Delta a = 0.4\text{--}0.5R$. Обычно принимается предварительная величина $\Delta a = 0.1R$, хотя магнитные полюса попадают внутрь конвективного ядра, радиус которого при $T_{\text{eff}} = 22\,000 \text{ К}$ равен примерно $0.2R$. В случае

Таблица 1. Физические и модельные параметры HD 144941

T_{eff}, K	$\lg g$	$v \sin i, \text{km s}^{-1}$	R, R_{\odot}	M, M_{\odot}	P_1, days	P_2, days	i_1, deg	i_2, deg
$22\,000 \pm 500$	4.2 ± 0.1	7 ± 5	3.8 ± 0.2	8.1 ± 0.3	13.93	6.965	30	15

Таблица 2. Параметры однодипольной конфигурации: $i = 30^\circ$, $P = 13^{\text{d}}93$

B_m, kG	$\Delta a, R$	λ, deg	δ, deg
-618	-0.1	0	70
+618	+0.1	180	-70

Таблица 3. Параметры двухдипольной конфигурации: $i = 30^\circ$, $P = 13^{\text{d}}93$

B_m, kG	$\Delta a, R$	λ, deg	δ, deg
-4100	0.10	0	52
+4100	0.10	90	-18
-4100	0.10	180	52
+4100	0.10	270	-18

центрального диполя диапазон $\Delta a = 0.1-0.5R$ не приводит к заметным различиям результатов.

Методом последовательных приближений, изменяя параметры, добиваемся варианта, когда различия между измеренными данными B_e и модельной зависимостью $B_e(\Phi)$ становятся минимальными. Итоги вычислений приведены в таблице 2. Здесь даны координаты магнитных диполей внутри звезды — широта λ и долгота δ , а также приведена величина магнитного поля на магнитных полюсах B_p при данной величине Δa и угле наклона оси $i = 30^\circ$. Оказалось, что различия между наблюдательными данными и модельной зависимостью в некоторых фазах периода превышают 3σ . Наблюдаются также слишком большие отклонения наблюдаемой зависимости $B_e(\Phi)$ от модельной в основных фазах. По этим причинам мы заключили, что данный вариант не проходит.

2.2. Второй вариант: два диполя, $P = 13^{\text{d}}93$, N -измерения

Следующий шаг — предположение двухдипольной структуры. В результате моделирования получаем параметры, приведенные в таблице 3 и представленные на рис. 2а. Точками показаны измеренные данные, сплошной линией — модельная зависимость.

Различия между модельной зависимостью и величинами B_e не превышают 3σ . В данной модели мы приняли положение магнитных полюсов внутри конвективного ядра $\Delta a = 0.1$. Как было сказано

Таблица 4. Фазы периода изменений магнитного поля B_e по N -измерениям Przybilla et al. (2021) для литературного и полученного нами значений P

$B_e(\Phi) \pm \sigma B_e, \text{Гс}$	Φ	
	$P = 13^{\text{d}}93$	$P = 6^{\text{d}}965$
-9004 ± 170	0	0
-8146 ± 159	0.643	0.29
-7377 ± 266	0.300	0.60
-7963 ± 189	0.392	0.78
-7549 ± 140	0.711	0.42
-7283 ± 126	0.715	0.43
-7823 ± 164	0.212	0.42
-8375 ± 222	0.430	0.85
-8382 ± 424	0.643	0.29
-8914 ± 194	0.927	0.85

выше, в случае дипольной конфигурации эта величина мало влияет на результат моделирования вплоть до $\Delta a = 0.5$. Модельное изменение продольного магнитного поля B_e происходит в пределах от -7410 Гс до -9237 Гс (средняя ошибка измерений $\sigma = 205$ Гс). Среднее поверхностное магнитное поле, полученное из модели, $B_s = 11\,038$ Гс. Максимальная величина поля на отрицательном магнитном полюсе $B_p = -15\,000$ Гс.

Отметим особенности данной модели. На рис. 2б показано распределение магнитного поля по поверхности звезды и положение магнитных полюсов. По данным таблицы 3 и рис. 2б кажутся странными совершенно одинаковые значения параметров обоих диполей. Практика моделирования показывает, что обычно параметры получаются различными (Glagolevskij and Nazarenko, 2016).

Этот факт наводит на мысль, что скорее всего период вращения определен неверно. Часто определяют величины периода P кратные реальной величине.

Поиск периода по N -измерениям мы осуществляли методом наименьших квадратов: путем нахождения минимума суммы квадратов отклонений при переборе пробных периодов (Buchkov et al., 2016). Он дал период $P = 6^{\text{d}}969 \pm 0^{\text{d}}065$, который хорошо согласуется с полученным ранее значением $P = 6^{\text{d}}926734$ (Armstrong et al., 2016). Пересчитанные для данного периода вращения фазы наблюдений приведены в таблице 4.

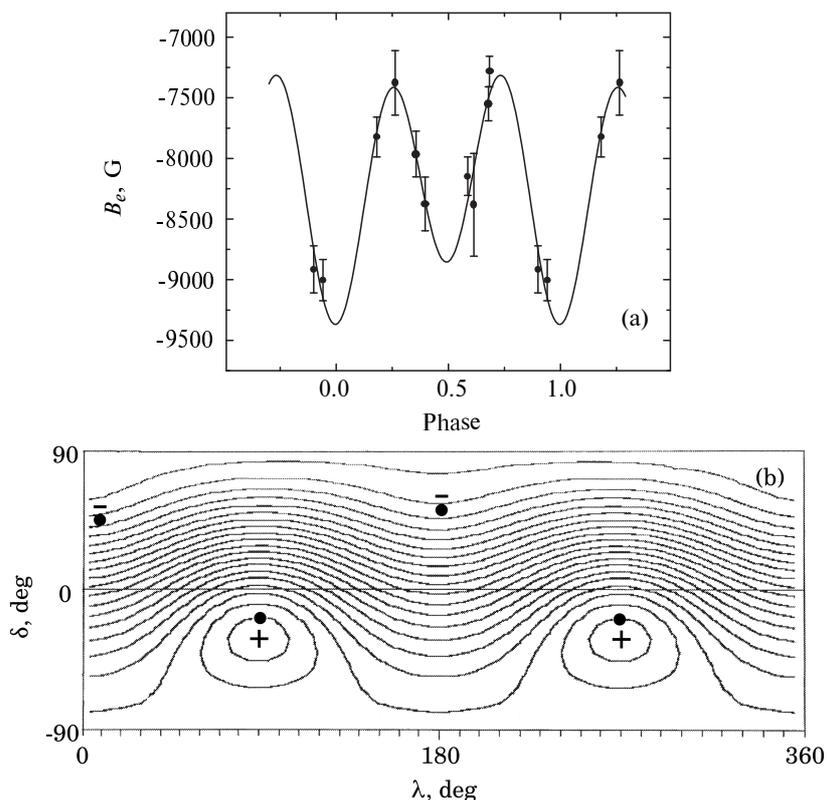


Рис. 2. Результаты моделирования HD 144941 во втором варианте: два диполя, $P = 13^{\text{d}}93$, H-измерения. Панель (a) — измеренные величины магнитного поля B_e (точки) и модельная фазовая зависимость (сплошная линия). Панель (b) — распределение магнитного поля по поверхности и положение магнитных полюсов.

Таблица 5. Параметры однодипольной конфигурации, $i = 15^\circ$, $P = 6^{\text{d}}965$, H-измерения

B_m , kG	Δa , R	λ , deg	δ , deg
-4675	0.1	0	65
+4675	0.1	90	-65

2.3. Третий вариант: один диполь, $P = 6^{\text{d}}965$, H-измерения

Используя формулу (1), получаем угол наклона оси вращения к лучу зрения $i = 15^\circ$. На рис. 3а показаны наблюдаемые величины B_e и модельная зависимость. Различия между ними находятся в пределах 3σ , поэтому принимаем данный результат как окончательный. На рис. 3б приведена модельная зависимость B_s , средняя величина которой $B_s = 11\,226$ Гс. Магнитное поле на магнитных полюсах $B_p = \pm 15\,159$ Гс. Параметры модели приведены в таблице 5. Следует отметить, что модельные оценки поверхностного магнитного поля B_s в данном случае получились несколько меньше полученных прямо из наблюдений Shultz et al. (2021) ($B_s = 14\,800$ – $17\,100$ Гс) и Przybilla et al. (2021) ($B_s = 15\,000$) Гс.

На рис. 3с показано распределение магнитного поля по поверхности и положение магнитных полюсов. Вследствие того, что ось диполя расположена под небольшим углом к оси вращения, наблюдается очень малая амплитуда B_e . Она составляет 2 кГс, хотя поле на полюсе равно $B_p = \pm 15\,159$ Гс. Амплитуда среднего поверхностного поля равна 0.4 кГс. В данной модели мы тоже приняли стандартную в подобных вычислениях величину $\Delta a = 0.1R$.

На рис. 4 приведена схема силовых линий внутри звезды в плоскости оси диполя в фазе $\Phi = 0$. Вследствие того, что $i = 15^\circ$ и угол наклона оси диполя к плоскости экватора вращения $\alpha = 65^\circ$, наблюдатель видит всегда только близполюсную сторону звезды с отрицательным магнитным полем при ее осевом вращении. Таким образом, влияние этой области на полученные измерения продольного магнитного поля B_e максимально.

2.4. Четвертый вариант: один диполь, $P = 6^{\text{d}}965$, (H + Met)-измерения

Этот вариант интересен с точки зрения выяснения влияния на модель неоднородного распределения химических элементов по поверхности.

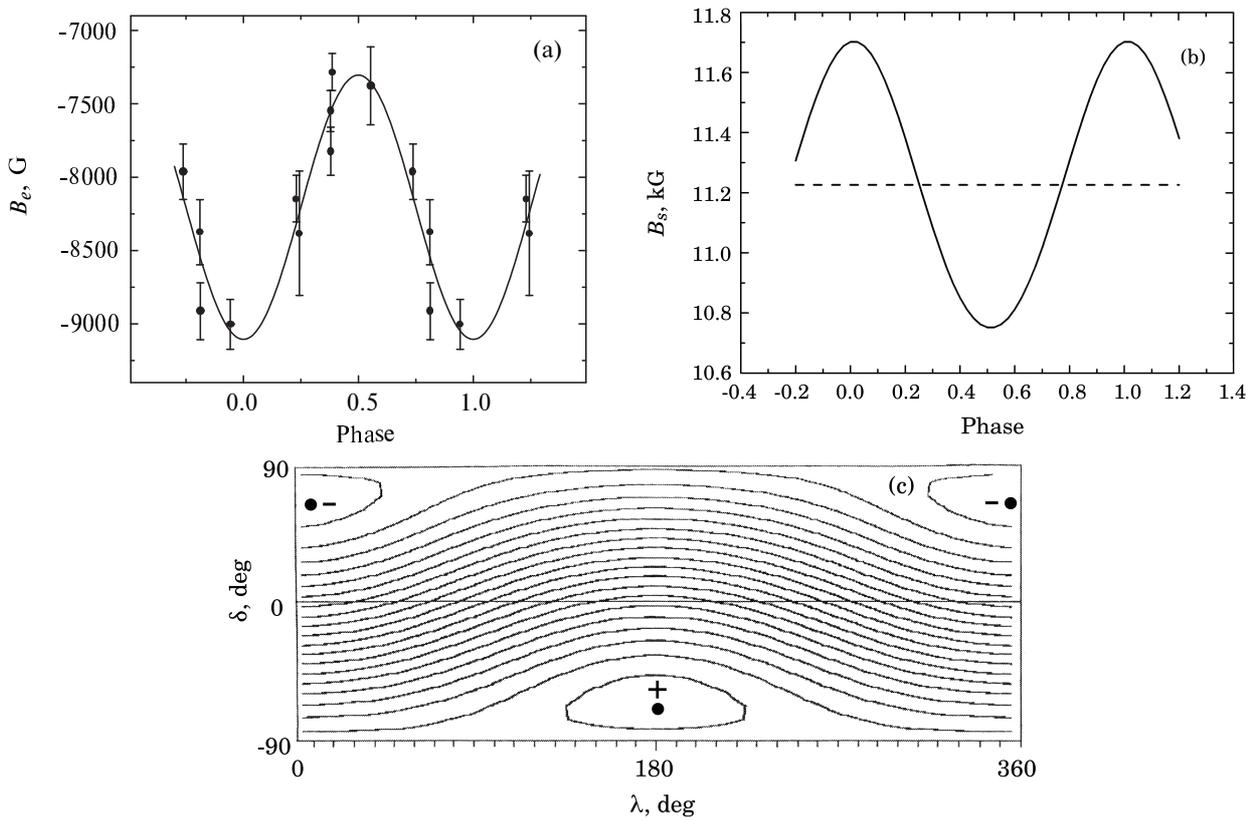


Рис. 3. Результаты моделирования HD 144941 в третьем варианте: $P = 6^{\text{d}}965$, H-измерения. Панель (a) — измеренные величины магнитного поля B_e и модельная фазовая зависимость. Панель (b) — изменение среднего поверхностного магнитного поля. Панель (c) — распределение магнитного поля по поверхности и положение магнитных полюсов.

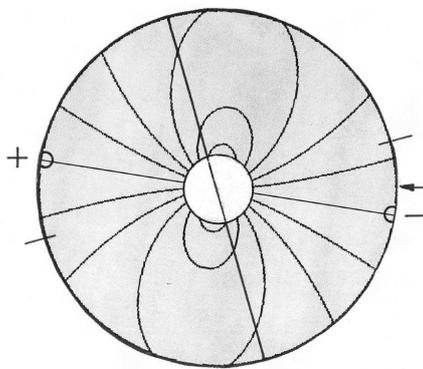


Рис. 4. Предполагаемое распределение силовых линий в плоскости оси диполя внутри объема звезды в однодипольной модели.

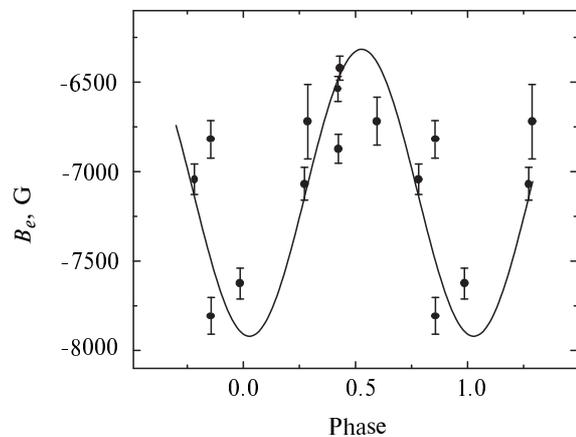


Рис. 5. Результаты моделирования HD 144941 при четвертом варианте: один диполь, $P = 6^{\text{d}}965$, (H + Met)-измерения.

Как известно, максимальная концентрация одних химических элементов происходит в области магнитных полюсов, других в области магнитного экватора. Параметры модели приведены в таблице 6. Наблюдаемая и модельная зависимости показаны на рис. 5. Отметим главное: несмотря на использование большего количества спектральных линий (H-линии + линии металлов) и меньшие вели-

ны ошибок измерений (103 Гс), разброс точек на фазовой зависимости значительно больше, чем на рис. 3а. Отличия их от модельной зависимости в некоторых фазах больше 3σ . Кроме того, амплитуда изменений магнитного поля и, следовательно,

Таблица 6. Параметры однодипольной конфигурации, $i = 15^\circ$, $P = 6^d965$, (H + Met)-измерения

B_m , kG	Δa , R	λ , deg	δ , deg
-3875	0.1	0	72
+3875	0.1	90	-72

Таблица 7. Сводка результатов моделирования звезды HD 144941

Вариант модели	B_s , Гс	Метод	i , град
1 (один диполь, $P = 13^d93$)	11 336	H	30
2 (два диполя, $P = 13^d93$)	11 038	H	30
3 (один диполь, $P = 6^d965$)	11 226	H	15
4 (один диполь, $P = 6^d965$)	9 466	H+Met	15
5 (два диполя, $P = 13^d93$)	4 841	H+Met	30

величина B_s тоже меньше. Ответ на этот вопрос может быть дан только после изучения распределения химических элементов по поверхности (см. Раздел 3).

2.5. Пятый вариант: два диполя, $P = 13^d93$, (H + Met)-измерения

И в этом случае наблюдается сильное отличие величин B_s от «водородных» измерений. Таким образом, влияние неравномерного распределения химических элементов по поверхности хорошо заметно. В данном варианте сильно проявляется также эффект ориентации звезды по отношению к наблюдателю: отклонение «водородных» вариантов здесь максимально.

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ МОДЕЛИРОВАНИЯ

В таблице 7 дана сводка результатов моделирования звезды HD 144941. В отличие от измерений магнитного поля по линиям металлов «водородные» данные не подвержены влиянию неравномерного распределения. Водород распределен по поверхности равномерно. По этой же причине «водородные» данные не зависят от ориентации звезды по отношению к наблюдателю. Поэтому среди приведенных в Таблице 7 параметров основным результатом является вариант «Один диполь, H-измерения, $P = 6^d965$ ».

Из рассмотрения данных этой таблицы делаем вывод: важнейший для физики магнитных звезд параметр — среднее поверхностное магнитное поле B_s в данной звезде слабо зависит от предполагаемой структуры магнитного поля, но может

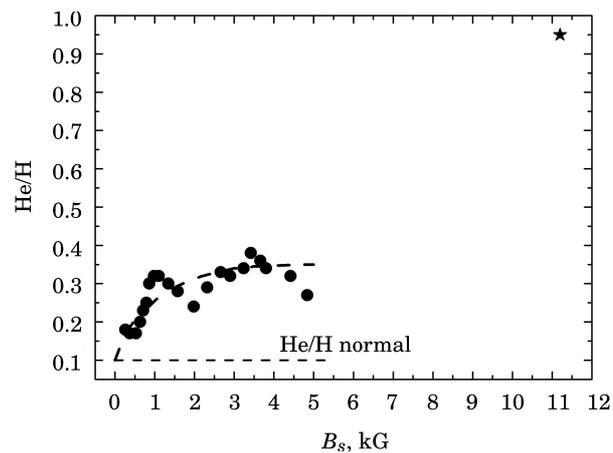


Рис. 6. Зависимость содержания гелия в He-g-звездах от величины магнитного поля.

сильно зависеть от влияния неравномерного распределения химических элементов по поверхности. Поэтому моделирование магнитных структур следует стремиться делать на основании измерений B_e , полученных по водородным линиям.

Как показано на рис. 3с, из-за малого угла наклона звезды мы видим одну и ту же ее сторону при осевом вращении и почти не видим экваториальную область. Магнитные полюса находятся под малым углом 25° к оси вращения и тоже видны постоянно, что приводит к фазовой зависимости $B_e(\Phi)$ постоянного отрицательного знака.

Обратимся к рис. 4, где показана схема распределения силовых линий внутри звезды в плоскости оси диполя. Диполь находится внутри конвективного ядра, хотя в реальности силовые линии внутри него отсутствуют. Они подразумеваются, если продолжить структуру внешних силовых линий внутрь ядра. Этот эффект интересен вот с какой точки зрения. На его основании можно предполагать, что конвективное ядро образовалось после того, как сформировалась структура магнитного поля. После этого момента внешняя структура осталась практически неизменной вследствие крайне высокой проводимости звездного вещества и медленного омического затухания. Магнитные структуры внутри динамически стабильных магнитных звезд сохраняются вплоть до 10^{10} – 10^{11} лет (Glagolevskij, 2021).

Рассмотрим рис. 6, на котором представлена средняя зависимость содержания гелия от величины магнитного поля $[\text{He}/\text{H}] - B_s$ для звезд He-g, полученная в работе Glagolevskij (2021). В правой части звездочкой отмечено положение изучаемой звезды. Содержание гелия растет с увеличением магнитного поля. Эта зависимость изучается давно, ее надежность постепенно увеличивается по мере накопления данных (Glagolevskij and

Корылова, 1990; Glagolevskii et al., 1990; Zboril et al., 1994). Рост содержания гелия с увеличением магнитного поля связан с подавлением микротурбулентности (Glagolevskii, 1994) и усилением ветра.

В работах Vauclair (1975) и Michaud et al. (1987) предложен механизм обогащения гелием верхних слоев атмосферы в звездах He-r. Он происходит вследствие диффузии гелия, вызываемой лучевым давлением. Эффективность диффузии обратно пропорциональна интенсивности нетепловых движений газа, которые ослабляют ее. Поскольку такие движения подавляются магнитным полем, то возникает прямая связь между величиной магнитного поля и степенью химических аномалий. Положение HD 144941 на рис. 6 не противоречит этому предположению, но возникает проблема, связанная с тем, что уже при напряженности магнитного поля $B_s > 3-5$ кГс микротурбулентность полностью подавляется (Glagolevskii, 1994) и рост содержания гелия прекращается. Следовательно, выдающееся содержание гелия в звезде HD 144941 может быть следствием аномальной величины ветра.

Следующая проблема касается различия моделей, получаемых из H-измерений и (H + Metal)-измерений. Различие формы фазовых зависимостей при измерениях магнитного поля по линиям водорода и линиям металлов замечено было уже в работе Vogra and Landstreet (1977). Возникает проблема, связанная с тем, что в случае столь сильного поля, какое наблюдается у HD 144941, аномалий химических состава должно быть больше в магнитных полюсах. И амплитуда $B_e(\Phi)$ ожидается больше, но на практике наблюдается обратная картина.

Посмотрим, как ведут себя в этом отношении другие звезды. В таблице 8 приведены результаты моделирования многих звезд (Glagolevskij, 2013, 2019). В третьей колонке приведено для сравнения величин $B_s(H)$ и $B_s(Met)$ их отношение для звезд разных типов пекулярности. Оказывается, значительная часть звезд имеет равные величины $B_s(H)$ и $B_s(Met)$, независимо от типа пекулярности. Отклонения в ту или иную сторону могут встречаться у звезд разных типов, в том числе у звезд He-r. Очевидно, что причины различий заключаются в особенностях химического состава звезд и их ориентации относительно наблюдателя, потому что одни химические аномалии концентрируются на магнитных полюсах, другие — на магнитном экваторе.

В соответствии с принимаемыми нами параметрами $T_{\text{eff}} = 22\,000$ К и $\lg g = 4.20$ получаем, что относительный радиус звезды $R/R_z = 1.10$, то есть она относительно молодая и слегка проэволюционировала от ZAMS. Величина R/R_z показывает, на сколько увеличился ее радиус после ZAMS.

Таблица 8. Результаты моделирования химически пекулярных звезд, параметры которых взяты из работ Glagolevskij (2013, 2019)

HD	Type	$B_s(H)/B_s(Met)$	$\Delta a(H)$	$\Delta a(Met)$
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)
24712	SrCrEu	> 1	0.0	0.0
32633	Si+	= 1	0.1	0.1
40312	Si	≈ 1	0.0	0.1
65339	SrCrEu	= 1	0.1	0.1
83368	SrCrEu	≈ 1	0.0	0.0
112413	SrCrEu	≈ 1	0.0	0.2
119419	Si	< 1	0.1	0.1
122532	Si	≈ 1	0.0	0.0
125248	SrCrEu	> 1	0.0	0.0
125823	He-w	< 1	0.0	0.0
144941	He-r	> 1	!0.0	0.0

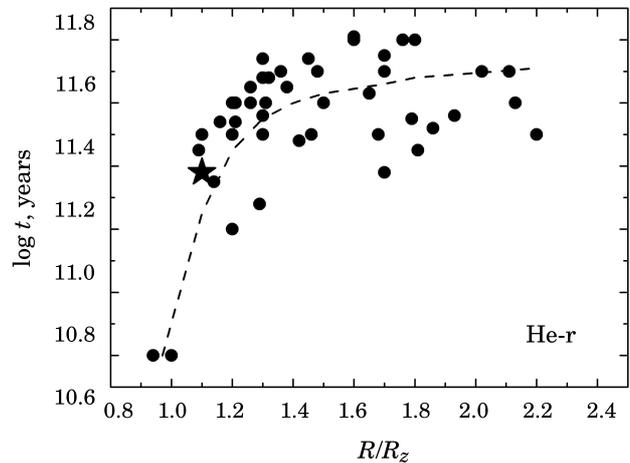


Рис. 7. Средний возраст звезд He-r в зависимости от величины R/R_z .

На рис. 7 звезда HD 144941 обозначена звездочкой. Получается, что после ZAMS прошло всего около $t \approx 10^6$ лет. По оси абсцисс отложена величина R/R_z , где R — радиус звезды в настоящее время, а R_z — ее радиус на ZAMS. При этом $\lg(R/R_z) = 1/2(\lg g_z - \lg g)$ (Zboril et al., 1997). Величина R_z определяется по эволюционным трекам из работы Ekström et al. (2012).

На рис. 8 показано, как изменяется средняя величина магнитного поля $B_s(R/R_z)$ у He-r и He-w звезд, то есть на разном расстоянии от ZAMS, вдоль эволюционного трека. Возрасты взяты из каталога Glagolevskij (2019), они получены с помощью эволюционных треков из работы Ekström et al. (2012). Звезда HD 144941 обозначена звездочкой.

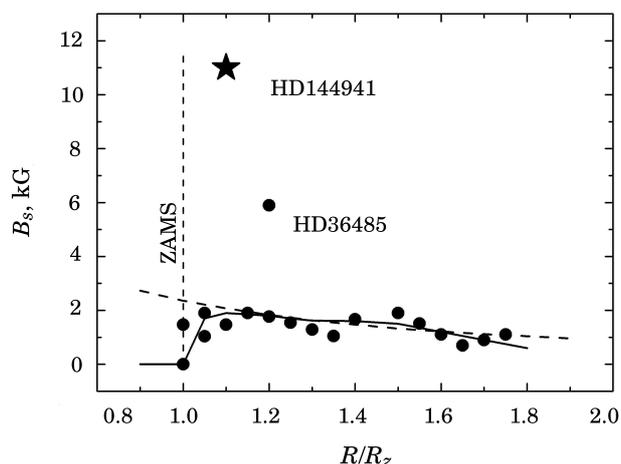


Рис. 8. Изменение среднего поверхностного магнитного поля B_s по мере эволюции He-g и He-w звезд вдоль эволюционного трека.

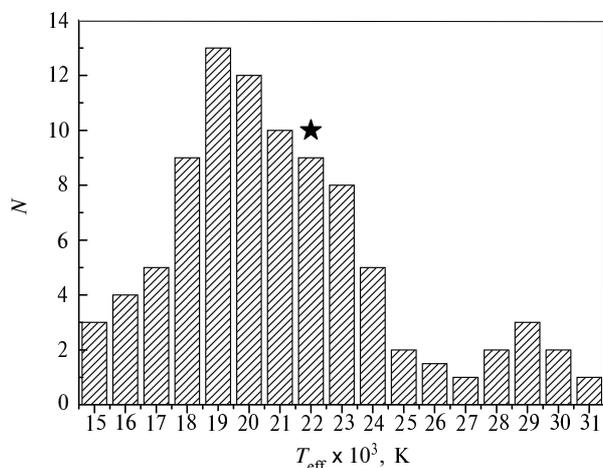


Рис. 9. Распределение звезд He-g по температуре.

Другая He-g звезда, с известным максимальным магнитным полем HD 36485, имеет $B_s = 5.9$ кГс (Glagolevskij 2019), тоже показана на рис. 8.

Молодые звезды после ухода от ZAMS испытывают постепенное увеличение радиуса, что приводит к уменьшению поверхностного магнитного поля по примерно квадратичному закону (Glagolevskij, 2016). Для основной группы He-g звезд эта зависимость показана на рис. 8 штриховой линией. В период эволюции «до-ZAMS» звезда сжимается и поверхностное поле увеличивается.

На рис. 9 показано распределение He-g звезд по температуре. Оно занимает довольно большой диапазон с максимумом на $T_{\text{eff}} = 19\,000$ К. Звезда HD 144941, обозначенная на распределении звездочкой, находится вблизи этого максимума. По температуре она является типичной He-g звездой.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Резюмируя вышеизложенное, отмечаем, что звезда HD 144941 — это типичный EHe-g-объект с аномально сильным магнитным полем. В результате наших попыток моделирования структуры магнитного поля HD 144941 наиболее вероятным представляется центральный диполь с периодом вращения звезды $P = 6.969 \pm 0.065$ суток. Такой период поддерживается результатами Armstrong et al. (2016) и противоречит выводам Shultz et al. (2021). Мы надеемся, что накопление высокоточных фотометрических измерений позволит уточнить период вращения, а накопление высокоточных спектрополяриметрических измерений позволит уточнить фазовые зависимости. Вполне вероятно, что структура магнитного поля, полученная на основании новых данных, может оказаться более сложной конфигурации.

Как видно из рис. 6 и рис. 8, звезда обладает совершенно уникальными свойствами по содержанию гелия и напряженности магнитного поля. Для объяснения этих фактов возможно привлечение двух различных механизмов. Если следовать «классической» теории, то это результат диффузии гелия в присутствии магнитного поля в верхние слои атмосферы этой звезды и влияния звездного ветра. Замедленное вращение могло стать результатом медленного вращения родительского протозвездного облака и, отчасти, магнитным торможением (Glagolevskij, 2019). Это естественным образом объясняет такое необыкновенно высокое содержание гелия и наличие магнитного поля большой напряженности (см. рис. 6 и рис. 8). Для проверки правильности найденного периода и предлагаемой модели необходимо получить высокоточные поляриметрические измерения, аналогичные измерениям, проводимым ранее (Leroy, 1995) для других звезд. Это позволит однозначно определить период вращения и даст прямые указания на структуру магнитного поля. Мы надеемся, что новые наблюдательные данные и теоретические исследования в этом направлении помогут более хорошо понять природу этого объекта.

5. БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают глубокую благодарность рецензенту за ценные замечания и рекомендации, позволившие существенно улучшить текст и содержание данной работы. Работа выполнена в рамках государственного задания Специальной астрофизической обсерватории Российской академии наук (САО РАН), утвержденного Министерством науки и высшего образования Российской Федерации.

6. КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. D. J. Armstrong, J. Kirk, K. W. F. Lam, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **456** (2), 2260 (2016).
2. A. I. Bogomazov and A. V. Tutukov, *Astronomy Reports* **53** (3), 214 (2009).
3. E. F. Borra and J. D. Landstreet, *Astrophys. J.* **212**, 141 (1977).
4. V. D. Bychkov, L. V. Bychkova, and J. Madej, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **455** (3), 2567 (2016).
5. S. Ekström, C. Georgy, P. Eggenberger, et al., *Astron. and Astrophys.* **537**, id. A146 (2012).
6. E. Gerth and Y. V. Glagolevskij, in *Proc. Int. Conf. on Magnetic Fields of Chemically Peculiar and Related Stars, Nizhnij Arkhyz, Russia, 1999*, Ed. by Y. Glagolevskij and I. Romanyuk (Spec. Astrophys. Obs., Nizhnij Arkhyz, 2000), pp. 151–157.
7. E. Gerth and Y. V. Glagolevskij, *Bull. Spec. Astrophys. Obs.* **56**, 25 (2003).
8. E. Gerth, Y. V. Glagolevskij, and G. Scholz, in *Proc. Int. Meeting on Magnetic Stars, Nizhnij Arkhyz, Spec. Astrophys. Obs. RAS, Russia, 1996*, Ed. by Yu. Glagolevskij, I. Romanyuk (Spec. Astroph. Obs. RAS, Nizhnij Arkhyz, 1997), p. 67.
9. E. Gerth, Y. V. Glagolevskij, and G. Scholz, *Contrib. Astron. Obs. Skalnaté Pleso* **27** (3), 455 (1998).
10. Y. V. Glagolevskii, *Astron. Zh.* **71** (6), 858 (1994).
11. Y. V. Glagolevskii and F. G. Kopylova, in *Proc. on Hot Chemically Peculiar and Magnetic Stars, Potsdam-Babelsberg, GDR, 1989*, Ed. by G. Scholz (Academy Science GDR Central Inst. Astroph., No. 125, 1990) pp. 62–70.
12. Y. V. Glagolevskii, F. G. Kopylova, and L. S. Lyubimkov, *Astrophysics* **33** (3), 508 (1990).
13. Y. V. Glagolevskij, *Astrophysics* **56** (2), 173 (2013).
14. Y. V. Glagolevskij, *Astrophysics* **59** (2), 164 (2016).
15. Y. V. Glagolevskij, *Astrophysical Bulletin* **74** (1), 66 (2019).
16. Y. V. Glagolevskij, *Astrophysical Bulletin* **76** (4), 435 (2021).
17. Y. V. Glagolevskij and A. F. Nazarenko, *Astrophysical Bulletin* **71** (4), 453 (2016).
18. C. S. Jeffery, *ASP Conf. Ser.* **391**, 3 (2008).
19. C. S. Jeffery, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **470** (3), 3557 (2017).
20. C. S. Jeffery and G. Ramsay, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **475** (1), L122 (2018).
21. J. L. Leroy, *Astron. and Astrophys. Suppl.* **114**, 79 (1995).
22. G. Michaud, J. Dupuis, G. Fontaine, and T. Montmerle, *Astrophys. J.* **322**, 302 (1987).
23. G. Pandey and D. L. Lambert, *Astrophys. J.* **847** (2), 127 (2017).
24. N. Przybilla, L. Fossati, and C. S. Jeffery, *Astron. and Astrophys.* **654**, id. A119 (2021).
25. M. E. Shultz, O. Kochukhov, J. Labadie-Bartz, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **507** (1), 1283 (2021).
26. S. Vauclair, *Astron. and Astrophys.* **45**, 233 (1975).
27. K. T. Wraight, L. Fossati, M. Netopil, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **420** (1), 757 (2012).
28. M. Zboril, Y. V. Glagolevskij, and P. North, in *Proc. Int. Conf. on Chemically Peculiar and Magnetic Stars, Tatranska Lomnica, Slovak Republic, 1993*, Ed. by J. Zverko and J. Ziznovsky (Astron. Inst. Slovak Academy Sciences, Tatranska Lomnica, 1994) p. 105.
29. M. Zboril, P. North, Y. V. Glagolevskij, and F. Betrix, *Astron. and Astrophys.* **324**, 949 (1997).

The magnetic field structure of the He-rich star HD 144941

Y. V. Glagolevskij¹ and V. D. Bychkov¹¹Special Astrophysical Observatory of RAS, Nizhnij Arkhyz, 369167 Russia

In the present paper, we study HD 144941, a EHe-r magnetic star with a very strong magnetic field and unique abundance of helium. We determined the magnetic field variability period equal to 6.969 days and proposed the most probable model of the magnetic field structure. The average surface magnetic field $B_s = 11\,226$ G, the magnetic field structure can be described by the theoretical magnetic dipole model located in the center of the star. The inclination angle of the dipole axis to the rotation equator plane is unusually great: $\alpha = 65^\circ$. The star's age after the ZAMS is about 10^6 yrs. We suppose that in terms of a very strong magnetic field, the wind “blows out” significant amount of helium to the surface according to the diffusion theory.

Keywords: *methods: numerical — stars: chemically peculiar — stars: magnetic fields*