

ГЕНЕРАЦИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ
КОНВЕКТИВНЫМИ ЗОНАМИ ГОРЯЧИХ ЗВЕЗД

Э. М. ДРОБЫШЕВСКИЙ

Поступила 10 января 1968

Исправлена 26 марта 1968

Кориолисовы силы при наличии во вращающихся проводящих телах радиальных потоков вызывают появление азимутального электрического тока. На звездах интенсивные радиальные течения имеют место в конвективных зонах. Получено выражение для величины азимутального тока, возникающего в конвективных зонах, в случае полностью ионизованной плазмы.

В предположении адиабатического изменения параметров найдены аналитические зависимости, связывающие напряженности магнитного поля на полюсе звезды и в ее центре со светимостью, массой, радиусом, скоростью вращения звезды и значениями параметров на границе конвективной зоны. Отмечено, что основную роль в возбуждении магнитного поля играют внешние конвективные слои.

Результаты расчета напряженности магнитного поля для звезд главной последовательности классов F0 и более ранних хорошо согласуются с наблюдаемыми величинами.

1. Внутри вращающихся нетвердых небесных тел кориолисовы силы, как правило, обладают значительной, по сравнению с прочими силами, величиной [1]. Поскольку они действуют в азимутальном направлении, был предпринят ряд попыток приписать им роль фактора, обеспечивающего возникновение необходимого для возбуждения полоидального магнитного поля электрического тока.

В теории Эльзассера [1] о термоэлектрическом происхождении магнитного поля Земли кориолисовы силы ориентируют необходимым образом конвективные потоки, горячие и холодные части которых играют роль элементов „термобатарей“. Каулинг [2, 3] указал на возможную роль кориолисовых сил в создании градиентов электронного давления, эквивалентных некоторой эффективной ЭДС; однако произ-

веденные им оценки напряженности возбуждаемого таким образом магнитного поля дали для Солнца величину порядка 10^{-8} эрстед.

В [4] была отмечена возможность инерционной генерации азимутального тока в стационарно вращающейся проводящей жидкости при наличии радиальных течений и дана оценка величины возникающих подобным образом микрополей, коррелирующих с солнечной грануляцией. Найденная величина совпадает по порядку с наблюдаемой.

Естественно было бы попытаться выяснить, насколько указанный механизм генерации электрического тока может быть ответственным за существование общего магнитного поля небесных тел. К сожалению, о внутреннем строении Земли и планет известно гораздо меньше, чем о строении звезд. Из звезд, естественно, лучше всего изучено Солнце. Однако наблюдаемое общее магнитное поле его довольно мало по сравнению с магнитными полями некоторых звезд [5], а состояние вещества в его внешних зонах, где следует ожидать наибольшие скорости радиального движения, затрудняет применение аналитических методов и заставляет прибегать к громоздким вычислениям.

Поэтому в данной работе будут рассмотрены эффекты, вызываемые мелкомасштабной конвекцией очень сильно ионизованной плазмы в конвективных зонах горячих быстро вращающихся звезд (типа F0 и более ранних классов).

Гидромагнитные явления, которые, в принципе, могут иметь очень большое значение, и процессы достижения стационарного состояния не рассматриваются. Не приняты во внимание возможные следствия существования в звездах крупномасштабных течений. Считается также, что звезда, в среднем, вращается как твердое тело.

2. Воспользуемся приведенным в [4] выражением для плотности азимутального электрического тока, создаваемого в однородной плазме кориолисовым ускорением:

$$j_{\varphi} = -\sigma \frac{m_1}{e} \left(V_r \frac{dV_{\varphi}}{dr} + \frac{V_r V_{\varphi}}{r} \right). \quad (1)$$

Формулу (1) с точностью до постоянного множителя порядка единицы нетрудно получить из уравнений движения компонент полностью ионизованной плазмы [6] в предположении, что сила, сообщающая ускорение электронной компоненте, по меньшей мере равна таковой, действующей на ионную компоненту, как это имеет место при газо- и электродинамическом ускорении однократно ионизованной изотермической плазмы [17]. При этом в качестве масштаба величин в рассматриваемых условиях можно принять следующие характерные для движений в звездах значения [7, 8]: время — $10^2 + 10^6$ сек, длина —

$10^7 \div 10^9$ см, скорость $10^4 \div 10^7$ см/сек, частота столкновений электронов с ионами $10^{12} \div 10^{15}$ 1/сек; для обеспечения ожидаемых эффектов достаточно, чтобы скорость относительного движения компонент плазмы не превышала 10^{-6} см/сек.

Если плазма вращается с постоянной, в среднем, угловой скоростью Ω ($V_\varphi = \Omega r \cos \vartheta$; ϑ — широта), то:

$$j_\varphi = -2\sigma \frac{m_1}{e} \Omega V_r \cos \vartheta. \quad (2)$$

Это выражение и будет использоваться в дальнейшем*.

3. Конвективная зона в зависимости от типа звезды различна [7]. У звезд поздних спектральных классов это конвективная оболочка и составляет она большую долю радиуса, у звезд ранних классов конвективная оболочка может вообще отсутствовать, но появляется конвективное ядро.

Отдельные конвективные ячейки имеют не очень правильную форму, близкую к многогранным призмам [10]; нагретый газ поднимается внутри ячейки, охлажденный — опускается по периферии. В этих потоках кориолисова ЭДС будет иметь противоположное направление. Однако из-за различия температур сечение и проводимость восходящего потока будут больше, чем нисходящего, различными будут также скорости, благодаря чему полной компенсации ЭДС не произойдет, и в азимутальном направлении будет течь некий результирующий ток.

Попытаемся оценить его величину и напряженность порождаемого им магнитного поля.

Точное вычисление осредненного по многим ячейкам результирующего тока представляет довольно сложную задачу, особенно если учесть, что высота конвективных ячеек вдвое-втрое меньше расстояния между их центрами и распределение скоростей турбулентных потоков в них сильно изменяется во времени и в пространстве.

Из простых соображений, основанных на выводах теории распространения электрического тока в неоднородных сплошных средах (см., например, [11]), следует, что величину осредненного тока можно оценить, если воспользоваться упрощенной схемой конвекции, а именно, предположить, что конвекция носит стационарный двумерный характер — плоские вертикальные слои (толщиной l_1) нагретого поднимаю-

* Некоторый вклад в генерацию азимутального тока могут давать также инерционные члены, обусловленные существованием явлений типа экваториального ускорения Солнца. Их величина более чем на два порядка меньше величины $2\Omega V_r$, если судить о значении V_θ по скорости меридионального перемещения солнечных пятен [9].

	\odot	F5	F0	A5	A3—A4	A0
$\lg M/M_{\odot}$	0.0	0.15	0.25	0.34	0.40	0.55
$\lg L/L_{\odot}$	0.0	0.4	0.8	1.3	1.6	1.9
$\lg R/R_{\odot}$	0.0	0.08	0.13	0.25	0.30	0.42
V (км/сек)	2.0	25	95	160	~170	190
$\lg \tau_0$	-0.097	-0.4	-0.4	-0.4	-0.4	-0.4
$\lg P_0$	4.98	4.4	4.0	3.6	~3.5	3.4
$\lg T_0$	3.79	3.78	3.83	3.88	~3.9	3.98
ν_0	1.34	1.32	1.25	1.15	1.1	1.1
$\lg \rho_0$	-6.61	-7.18	-7.65	-8.14	-8.29	-8.50
$\lg \int_{R_k}^{\infty} \rho dr$	0.57	0.44	-0.017	-0.52	~-0.72	-0.88
H_p (спсм)	$9 \cdot 10^{-3}$	0.40	5.75	135	400	1030

Таблица 1

B9			B6	B5	B3	B0
0.60			0.80	0.85	1.0	1.2
2.2			2.8	2.8	3.4	4.0
0.45			0.56	0.6	0.7	0.9
~195			210	210	~200	200
-0.4	-0.4	+2.1	+1.67	~+1.60	+1.28	+1.00
~3.3	2.91	5.27	5.01	~4.93	4.75	4.46
4.05	4.05	4.58	4.57	~4.56	4.55	4.54
1.0	1.0	0.66	0.66	0.66	0.66	0.66
-8.67	-9.07	-7.42	-7.66	-7.74	-7.91	-8.18
0.04	1.42	1.18	1.04	1.08	1.07	1.06

щегося газа чередуются с плоскими же вертикальными слоями (толщиной l_2) охлажденного опускающегося. Причем рассмотрим два предельных случая: в первом—слои параллельны экватору и азимутальный ток течет вдоль каждого слоя, меняя свое направление и силу при переходе от горячего слоя к холодному; во втором случае конвективные слои расположены вдоль меридианов, и результирующий азимутальный ток вынужден течь перпендикулярно слоям. Истинная величина среднего тока будет иметь значение, промежуточное между вычисленными с помощью двух указанных моделей.

Предположим, как это делается обычно [9], что давление на данном радиусе постоянно (индекс 1 относится к восходящим, а индекс 2 к нисходящим потокам; параметры без индекса означают средние величины) и справедливо уравнение состояния идеального газа

$$p = p_1 = p_2 = \frac{k}{\mu m_H} \rho T, \quad (3)$$

где k — постоянная Больцмана, μ — средний молекулярный вес, m_H — масса атома водорода.

Так как полный массовый расход через поверхность произвольного радиуса равен нулю, то

$$\rho_1 V_1 l_1 = \rho_2 V_2 l_2. \quad (4)$$

Поток энергии, переносимый конвекцией, будет

$$\pi F_k = \frac{\alpha L}{4\pi r^2} = \frac{c_{p1} \rho_1 T_1 V_1 l_1 - c_{p2} \rho_2 T_2 V_2 l_2}{l_1 + l_2} = c_p \rho_1 V_1 l_1 \frac{T_1 - T_2}{l_1 + l_2}. \quad (5)$$

Здесь $L(r)$ — светимость, α — доля переносимой конвекцией энергии; удельная теплоемкость в случае полностью ионизованной плазмы постоянна, а поэтому примем $c_{p1} = c_{p2} = c_p$.

Проводимость сильно ионизованной плазмы [12]

$$\sigma = \kappa T^{3/2}, \quad (6)$$

где коэффициент κ включает в себя кулоновский логарифм и будет считаться постоянным.

С учетом (6) получаем из (2) для модели с конвективными слоями, параллельными экватору,

$$j_1 = -2 \frac{m_i}{e} \kappa T^{3/2} \Omega V_1 \cos \theta \quad (7)$$

и осредненная плотность результирующего тока при этом будет

$$j_{\varphi} = \frac{j_1 l_1 - j_2 l_2}{l_1 + l_2}. \quad (8)$$

Используя (3), (4), (5), (7) и пренебрегая членами порядка $(T_1 - T_2)^2$ по сравнению с T^2 , получаем из (8) в результате несложных выкладок

$$j_{\varphi} = -\frac{5}{4\pi} \frac{m_1}{e} \frac{\kappa}{c_p} \Omega \alpha L \cos \theta \frac{T^{1/2}}{r^2 \rho}. \quad (9)$$

Для модели с меридиональными конвективными слоями в результате аналогичных действий получается величина j_{φ} в 2.5 раза меньшая.

4. Как известно [7, 10], в конвективных зонах звезд газодинамические параметры плазмы с большой точностью изменяются адиабатически, то есть справедливо следующее соотношение

$$\frac{1}{p} \frac{dp}{dr} = \gamma \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dr}, \quad (10)$$

где γ — показатель адиабаты (в случае одноатомного газа или полностью ионизованной плазмы $\gamma = 5/3$).

Можно поэтому надеяться получить аналитическую зависимость напряженности общего магнитного поля от характерных для данной звезды параметров.

Воспользуемся еще условием гидростатического равновесия

$$\frac{dp}{dr} = -\rho \frac{GM}{r^2}. \quad (11)$$

Здесь G — гравитационная постоянная, M — масса, заключенная внутри сферы радиусом r .

Уравнением состояния (3) и уравнениями (10) и (11) определяется входящая в выражение для плотности тока комбинация

$$\frac{T^{1/2}}{\rho} = \left(\frac{\mu m_H}{k} \right)^{1/2} \left(\frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{R_0}{GM} \right)^{\frac{3-\gamma}{2(\gamma-1)}} \left(\frac{p_0}{\rho_0^{\gamma}} \right)^{\frac{1}{\gamma-1}} \left(\frac{r}{R_0 - Br} \right)^{\frac{3-\gamma}{2(\gamma-1)}} \quad (12)$$

$$B = 1 - \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{R_0}{GM} \frac{p_0}{\rho_0}.$$

R_0 — произвольный радиус внутри конвективной зоны, где параметры изменяются адиабатически; индекс 0 относится к значениям параметров на этом радиусе. Для удобства будем в дальнейшем брать $R_0 = R_k$ — внешнему радиусу конвективной зоны; параметры p_0 и ρ_0 будем также считать отнесенными к R_k . Так как

$$p_0 = \frac{GM}{R_k^2} \int_{R_k}^{\infty} \rho dr,$$

то

$$B = 1 - \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{1}{R_k} \frac{1}{\rho_0} \int_{R_k}^{\infty} \rho dr = 1 - \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{h}{R_k},$$

где h — высота так называемой „однородной атмосферы“ при $r = R_k$; величиной h определяется характерный для конвекции в звездных условиях масштаб [9]. Обычно h много меньше R_k и поэтому $B \approx 1$.

Напряженность магнитного поля в двух характерных точках звезды — на полюсе и в центре — находим, используя известное выражение для величины магнитного поля на оси элементарного кругового тока (см., например, [13]) и интегрируя по широте в предположении сферической симметрии звезды

$$H_p = \frac{10}{3} \frac{m_1}{e} \frac{1}{c} \frac{x}{c_p} \frac{\Omega}{R^3} \int_{R_1}^{R_k} \alpha L \frac{T^{1/2}}{\rho} r dr, \quad (13)$$

$$H_c = \frac{10}{3} \frac{m_1}{e} \frac{1}{c} \frac{x}{c_p} \Omega \int_{R_1}^{R_k} \alpha L \frac{T^{1/2}}{\rho r^2} dr. \quad (14)$$

Здесь R — радиус звезды, R_1 — внутренний радиус конвективной зоны. Как показано ниже (рис. 1), наибольший вклад в генерацию магнитного поля дают внешние слои конвективных зон, так как скорость конвекции в них максимальна из-за малой по сравнению с внутренними слоями плотности. По этой причине можно вынести светимость L за знак интеграла и положить в дальнейшем (для не слишком тонких слоев) $R_1 = 0$; величину α будем также считать постоянной и равной 1.

С учетом сказанного, после подстановки (12) в (13) и (14) и интегрирования по радиусу получаем

$$H_p = \frac{10}{3} \frac{m_1}{e c} \frac{x}{c_p} \frac{\Omega L}{R^3} \left(\frac{\mu m_H}{k} \right)^{1/2} \left(\frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{R_k}{GM} \right)^{\frac{3-\gamma}{2(\gamma-1)}} \left(\frac{p_0}{\rho_0^{\gamma}} \right)^{\frac{1}{\gamma-1}} \times \quad (15)$$

$$\times \left\{ \frac{1}{B^2} \left[-\frac{1}{2} B r^2 - R_k r - \frac{R_k^2}{B} \ln \left(1 - B \frac{r}{R_k} \right) \right] \right\}_{R_1}^{R_k}.$$

$$H_c = \frac{20}{3} \frac{m_1}{e c} \frac{x}{c_p} \frac{\Omega L}{R_k} \left(\frac{\mu m_H}{k} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{R_k}{GM} \right)^{\frac{3-\gamma}{2(\gamma-1)}} \left(\frac{p_0}{\rho_0^\gamma} \right)^{\frac{1}{\gamma-1}} \times$$

$$\times \frac{\gamma-1}{5-3\gamma} \left(\frac{r}{R_k - Br} \right)^{\frac{5-3\gamma}{2(\gamma-1)}} \Big|_{R_1}^{R_k} \quad (16)$$

Интеграл (15) не выражается аналитически при произвольном значении γ . Выражение в фигурных скобках (15) дано для $\gamma = 5/3$. Можно получить точные аналитические выражения также для $\gamma = 8/5$; $3/2$ и ряда других. Из рис. 1, где представлена зависимость напряженности магнитного поля на полюсе от внутреннего радиуса конвективной зоны,

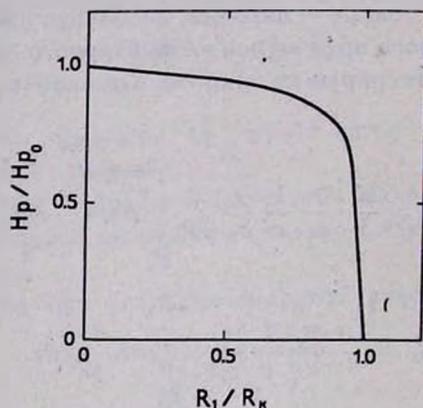


Рис. 1. Зависимость напряженности магнитного поля на полюсе от величины внутреннего радиуса конвективной зоны ($B=0.9944$; $R_k = \text{const}$ и R_k не обязательно равен радиусу звезды).

видно, что наибольший эффект дают ее внешние слои. Отсюда следует важный вывод о том, что роль конвективного ядра в генерации общего магнитного поля по сравнению с конвективной оболочкой должна быть небольшой, и ею, по-видимому, можно, как правило, пренебречь. С другой стороны, ясно, что необходимо особое внимание обращать на возможные тонкости в строении внешних слоев, а что касается более глубоких слоев конвективной зоны, то при грубых оценках можно считать их однородными и даже принять, что зона конвекции простирается до самого центра звезды ($R_1 = 0$). Выражение для H_c , как нетрудно видеть, при $\gamma \rightarrow 5/3$ есть неопределенность типа $0/0$; при $R_1 \neq 0$ она стремится к конечному пределу. Если сравнить время диффузии магнитного поля в масштабах звезды с ее возрастом (такую оценку делает Каулинг [2]), то сомнительно, чтобы величина H_c

достигала предсказываемых (16) значений. Поэтому далее будем рассматривать только магнитное поле снаружи звезды.

5. Воспользуемся выражением (15) и найдем величину напряженности H_p магнитного поля, генерируемого конвекцией у звезд ранних спектральных классов главной последовательности.

При этом будем считать справедливой гипотезу Бэбкока [14, 5] о том, что пекулярность большинства магнитных звезд есть, в основном, следствие их быстрого вращения, и все основные параметры их соответствуют параметрам звезд главной последовательности.

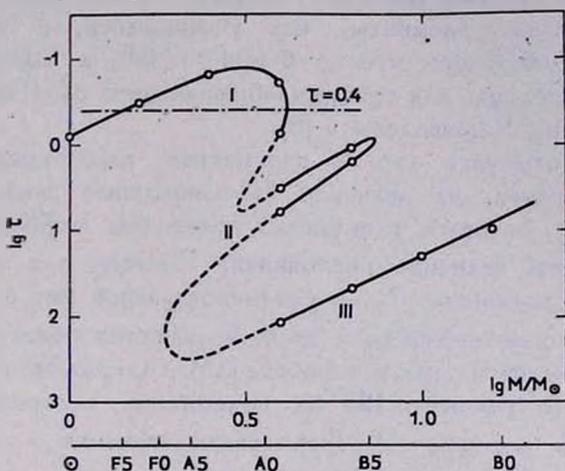


Рис. 2. Зависимость оптической глубины границ конвективных зон от класса звезды [15]. I—зона ионизации водорода; II—зона однократной ионизации гелия; III—зона двукратной ионизации гелия.

Достаточную для вычислений информацию можно почерпнуть из [8] и [15]. На рис. 2 приведена построенная по данным, заимствованным из [15] и [9], зависимость оптической глубины τ границ внешних конвективных зон от класса звезды. Считается, что конвекция может наступить, когда лучистый температурный градиент становится больше адиабатического [7]. Для Солнца это условие выполняется при $\tau > 0.8$, хотя конвективные элементы проникают вплоть до $\tau \approx 0.25 \div 0.3$ [9].

Из рисунка видно, что конвективная зона, обусловленная ионизацией водорода, простирается у звезд классов A2—A3 вплоть до $\tau \approx 0.1$ и исчезает в районе звезд B9—A0. У более ранних звезд конвекция сохраняется только глубоко под поверхностью в зоне двукратной ионизации гелия. Как отмечено в работе [15], в зоне однократной ионизации гелия конвекция едва ли возникает из-за ее малой толщины и малой разности температурных градиентов. Эта зона при расчетах не принимается во внимание.

Исходные данные и результаты расчетов сведены в табл. 1. Параметры на границе гелиевой конвективной зоны для класса А0 и более ранних звезд взяты из [15]. Для В5 (и для звезды А3—А4 (см. ниже)) они получены путем интерполяции (перед полученными таким образом данными в таблице стоит ~).

Что касается звезд более поздних классов (вплоть до F5), то считалось, что у них для конвективной зоны водородной ионизации $\alpha = 1$ при $\tau > 0.4$ и $\alpha = 0$ при $\tau < 0.4$, так как ввиду высокой прозрачности при меньших τ величина α не может быть большой. Слой с $\tau = 0.4$ обычно считают границей обрабатываемого слоя [16]. Для Солнца, хотя конвективные элементы, как упоминалось, и проникают до $\tau \approx 0.25 \div 0.3$, считалось, что $\alpha = 0$ при $\tau < 0.8$, а глубже $\alpha = 1$. Параметры для Солнца, для границы обрабатываемого слоя звезд и скорости их вращения V приведены в [8].

Следует отметить, что из параметров, характеризующих строение внешних слоев, на значение H_p наибольшее влияние оказывает комплекс p_0/p_0^T , который в пределах полностью ионизованной конвективной зоны есть величина постоянная. Поэтому для вычисления H_p точное знание величины R_k (и соответствующей ему оптической глубины τ), где α изменяется от 1 до 0, не кажется обязательным.

При вычислениях, как и в работе [15], содержание гелия по числу атомов принято равным 0.125 от содержания водорода. Плотность находилась по формуле (5). Были взяты значения $x = 3 \cdot 10^7$ СГС и $c_p = 3.5 \cdot 10^8$ эрг/г·град.

Для звезды В9 приведены вычисления для двух конвективных зон, причем для водородной зоны они выполнены с использованием двух рядов параметров — в первом столбце по [8], во втором — по [15]. Результаты отличаются в 2.5 раза, что, в общем, в какой-то мере характеризует степень достоверности имеющейся в нашем распоряжении информации (некоторый разброс результатов вычислений в пределах А4—В9 обусловлен именно недостаточной точностью исходных величин M , L и R [8]).

6. На рис. 3 приведены в зависимости от спектрального класса звезд и их массы результаты настоящего расчета и заимствованные из каталога Бэбкока [14] напряженности магнитного поля звезд. Приведены абсолютные величины максимальных и минимальных значений напряженности поля для каждой звезды; если измерено только одно из них — приводится оно.

Можно отметить следующие две особенности расположения „экспериментальных“ точек:

а) напряженность магнитного поля быстро увеличивается в направлении от F0 к A0;

б) после достижения максимума у звезд класса A0 происходит резкое падение напряженности поля у классов B9 ÷ B8. Такие же особенности демонстрируют результаты расчета. Падение напряженности при переходе от звезд класса A0 к B9 и B8 естественно объясняется исчезновением внешней водородной конвективной зоны и перемещением конвекции вглубь звезды в зону двукратной ионизации гелия, где из-за повышения плотности вещества скорость конвективных движений, а значит и кориолисова ЭДС, уменьшаются.

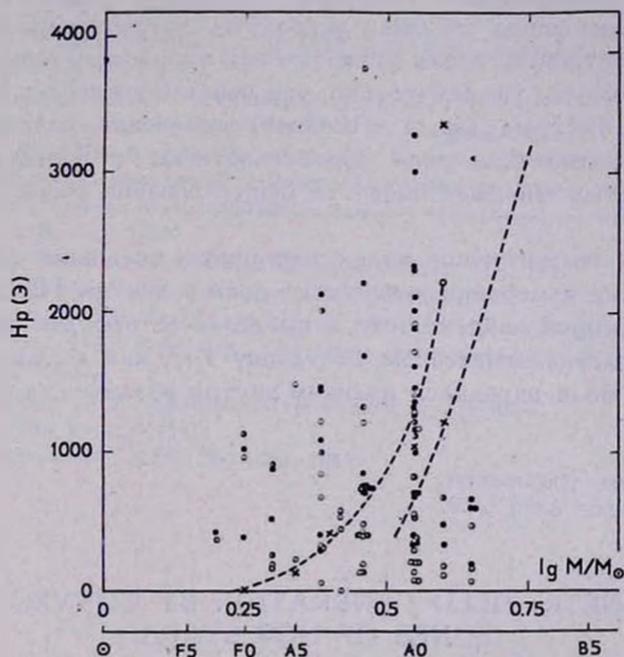


Рис. 3. Сравнение результатов расчета величины напряженности магнитного поля на полюсе звезды с результатами измерений магнитного поля звезд. Нанесены абсолютные значения всех измеренных величин по каталогу Бэбкока [14], кроме двух точек с $H \approx 5000$ эрстед. \times —расчетные точки; \bullet —максимальные измеренные значения; \circ —минимальные значения; \bullet —единственные, приведенные для данной звезды, значения.

Если учесть приближенный характер теории, то совпадение результатов расчета с измеренными значениями поля очень хорошее. Можно заметить, что, несмотря на большой разброс (который и следует ожидать согласно предлагаемой теории из-за наличия некоторого

распределения по скоростям вращения), результаты измерений обнаруживают тенденцию группироваться вдоль расчетной кривой.

Отметим, что для звезд поздних спектральных классов (в частности, для Солнца) расчет дает меньшую величину магнитного поля, а для ранних — большую, чем наблюдаемые поля. Причиной первого может быть неправомерность распространения настоящей теории в область слабоионизованной плазмы, второго — то, что внешние конвективные слои у звезд ранних классов тонки, и нельзя] полагать $R_1 = 0$ и $\alpha = 1$.

7. При рассмотрении механизма генерации общего поля магнитных звезд совершенно не были затронуты магнитогидродинамические явления, в частности, время установления процесса. Упомянув об этой стороне проблемы, укажем только, что наблюдающиеся у большинства звезд очень быстрые (за 4 ÷ 10 дней) изменения величины и даже направления магнитного поля свидетельствуют в пользу ответственности нетолстых внешних слоев за существование общего магнитного поля.

О том, что магнитное поле генерируется внешними слоями, могут говорить также измерения магнитного поля у звезды HD 45677 (класс B2e), для которой найдено, что в пределах ее протяженной оболочки магнитное поле изменяется не по закону $1/r^3$, как должно быть, если бы источник поля находился целиком внутри оболочки, а гораздо медленнее [5].

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР

MAGNETIC FIELD GENERATION BY CONVECTIVE ZONES OF HOT STARS

E. M. DROBYSHEVSKY

When radial motions exist in rotating conducting bodies, the Coriolis forces generate azimuthal electric currents. In stars, intensive radial flows take place in convective zones. For the case of fully ionized gas, an expression is deduced for the azimuthal electric current appearing in convective zones.

Under the assumption of adiabatic variation of parameters, the analytical expressions are found connecting the intensities of magnetic field at poles of a star and in its center with its luminosity, mass, radius, the angular velocity and magnitudes of parameters at outer

boundaries of convective zones. The basic role of external layers in exciting the magnetic field is emphasized.

The results of calculations of magnetic field intensities are in good accordance with observed data.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. *W. M. Elsasser*, *Phys. Rev.*, 55, 489, 1939.
2. *T. G. Cowling*, *M. N.*, 105, 166, 1945.
3. *T. G. Cowling*, in „*The Sun*“, ed. G. P. Kuiper, The University of Chicago Press, 1953 (рус. пер.: Солнце, под ред. Дж. Койпера, М., 1957).
4. *Э. М. Дробышевский*, *ЖТФ*, 38, 381, 1968.
5. *А. Б. Северный*, *УФН*, 88, 3, 1966.
6. *A. Schlüter*, *Z. Naturforsch.*, 5a, 72, 1950 (рус. пер.: Проблемы современной физики, № 2, 7, 1956).
7. *М. Шварцшильд*, *Строение и эволюция звезд*, ИЛ, 1961.
8. *C. W. Allen*, *Astrophysical Quantities*, 2nd Ed., London, 1963.
9. *К. де Ягер*, *Строение и динамика атмосферы Солнца*, ИЛ, 1962.
10. *С. Б. Пикельнер*, *Основы космической электродинамики*, 2 изд., Наука, 1966.
11. *В. Р. Бурсиан*, *Теория электромагнитных полей, применяемых в электроразведке*, ч. 1, ГТТИ, М.—Л., 1933.
12. *Л. Спитцер*, *Физика полностью ионизованного газа*, ИЛ, 1957.
13. *И. Е. Тамм*, *Основы теории электричества*, Наука, 1966.
14. *H. W. Babcock*, in „*Stellar Atmospheres*“, ed. J. L. Greenstein, The University of Chicago Press, 1960 (рус. пер.: Звездные атмосферы, под ред. Дж. Л. Гринстейна, ИЛ, 1963).
15. *В. Г. Горбацкий*, *А. К. Колесов*, *Астрофизика*, 2, 273, 1966.
16. *L. H. Aller*, там же, где [14].
17. *Э. М. Дробышевский*, *ЖТФ*, 38, 1610, 1968.