АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 6 АВГУСТ, 1970 ВЫПУСК 3

ГЕНЕРАЦИЯ ОБЩЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ ЗВЕЗД КОНВЕКТИВНЫМИ ОБОЛОЧКАМИ С НЕПОЛНОЙ ИОНИЗАЦИЕЙ. II.

Э. М. ДРОБЫШЕВСКИЙ

Поступила 12 мая 1969

Рассматривается генерация общего магнитного поля вращающихся звезд в результате возникновения инерционных ЭДС при кориолисовом ускорении конвективных потоков. При вычислении ЭДС учтено не только газодинамическое взаимодействие конвективных элементов, но и взаимодействие их через вмороженное в вещество мелкомасштабное турбулизованное магнитное поле. Так как последнее воздействует главным образом на электроны, величина ЭДС существенно возрастает. Вычисления произведены для Солнца с учетом влияния кориолисовых сил на параметры газа в пределах конвективных элементов. Изучена зависимость напряженности генерируемого поля от величины турбулизованного магнитного поля $\bar{H}$, — варьирование $\bar{H}$ в допустимых для фотосферы Солнца в пределах от 0 до 300 *эрстед* вызывает изменение поля на его полюсе в пределах $-0.5\cdot10^{-3} < H_{p\odot} < +1.5\cdot10^{-3}$ *эрстед*.

В предельном случае ускоряющих сил, воздействующих на вещество только через электронную компоненту, получается $H_{p\odot} \approx 0.05$ *эрстеда*, что также меньше наблюдаемой величины (~ 1 *эрстед*).

Обсуждается механизм усиления слабого магнитного поля из-за ориентации отдельных турбулентных элементов вещества, обладающих результирующим магнитным моментом. Вычисления подтверждают возможность такого усиления.

Отмечается возможность в некоторых случаях трактовки рассматриваемого механизма генерации поля кориолисовым и ЭДС как динамо-процесса, отличительной чертой которого является турбулизация магнитного поля и анизотропия проводимости.

В Приложении рассматривается турбулентность проводящей жидкости во внешнем магнитном поле. В предположении, что единственным механизмом усиления магнитного поля является вытягивание силовых трубок с содержащимся в них веществом, получен спектр крупномасштабного магнитного поля. Оценены границы применимости этого спектра и спектра Колмогорова-Обухова, описывающего турбулентные движения жидкости.

1. *Магнитное поле и обмен импульсом при конвекции проводящей среды.* В [1] генерация общего магнитного поля вращающихся

звезд инерционными ЭДС была рассмотрена в предположении, что кориолисово ускорение конвективных потоков имеет чисто газодинамическую природу. Однако вычисления полярного магнитного поля Солнца дали величину слишком малую. Следует поэтому обратить внимание на иные возможные способы взаимодействия конвективных элементов между собой и выяснить, в какой мере силы той или иной природы могут быть ответственны за возникновение магнитных полей наблюдаемой интенсивности.

Представляется, что значительную роль в переносе количества движения в интересующих нас условиях должно играть само магнитное поле. Классическим примером служит закон изоротации Ферраро [2], согласно которому при стационарном движении угловая скорость вещества на данной силовой линии постоянна.

В условиях конвекции стационарное состояние, естественно, не достигается, но обмен импульсом через магнитное поле не уменьшается, а усиливается. Во-первых, благодаря вытягиванию силовых линий турбулентными движениями из-за вмороженности магнитного поля в вещество происходит усиление напряженности магнитного поля (см. Приложение). Во-вторых, турбулизация магнитного поля сопровождается запутыванием силовых линий, так что появляется взаимодействие через магнитное поле между такими слоями, которым в отсутствие перемешивания ничто не мешало бы вращаться с различными скоростями. И если, как правило, считается, что угловая скорость в звездах в пределах конвективных зон выравнивается вследствие обмена количеством движения при конвекции, то присутствие хаотизированного магнитного поля позволяет принимать это с еще большим основанием [3].

В турбулентной плазме, каким является газ в конвективных зонах вращающихся звезд, взаимодействие отдельных объемов друг с другом через магнитное поле осуществляется двумя способами [2, 4]. В первом сила появляется при относительном смещении двух элементов, пронизанных одной силовой линией, нормально этой линии; благодаря ее деформации возникает касательное напряжение величиной $H^2/4\pi$. Именно эти напряжения ответственны за упомянутую „изоротацию“. Во втором случае возникают напряжения, нормальные силовым линиям магнитного поля и поверхности взаимодействия двух элементов, когда наряду с газокинетическим давлением $p = (n_n + n_i + n_e)\, k\, T$ вступает в действие „давление“ магнитного поля $p_m = H^2/8\pi$. Если силовые линии в пределах данного объема настолько сильно перепутаны, что не имеют какого-либо преимущественного

направления, то средняя величина давления такого турбулизованного магнитного поля составляет [5]

$$p_m = \frac{1}{3}\frac{\overline{H}^2}{8\pi}. \tag{1}$$

Первый способ взаимодействия имеет место независимо от сжимаемости проводящей среды, второй реализуется только в сжимаемой среде.

Чтобы давать сравнимый с газодинамическим взаимодействием вклад в кориолисово ускорение конвективных элементов, магнитное давление во втором из упомянутых случаев должно иметь сравнимую с газокинетическим давлением p величину. В звездах главной последовательности спектрального класса F и более холодных, включая Солнце, p заведомо превосходит магнитное давление всюду, за исключением, может быть, самых внешних слоев конвективных оболочек немногих звезд. Поэтому может показаться, что присутствие турбулизованного магнитного поля не изменит величины кориолисовой ЭДС. Однако из дальнейшего станет ясно, что более существенное значение имеет соотношение между электронным давлением и магнитным, а здесь положение значительно лучше.

Если взаимодействие между поднимающимся и опускающимся конвективными элементами происходит вследствие деформации и растяжения магнитной силовой трубки, которая пронизывает оба объема (первый способ взаимодействия), то из простых геометрических соображений нетрудно видеть, что эти объемы получат азимутальное ускорение, равное кориолисову, при условии

$$\frac{H_1^2}{8\pi} \approx \frac{\rho V_r^2}{2}. \tag{2}$$

Здесь V_r — радиальная компонента конвективной скорости (считается, что $V_r \gg \Omega h$, где $\Omega = \mathrm{const}$ — угловая скорость вращения в конвективной зоне, h — высота однородной атмосферы, масштаб, характерный для конвекции в звездах). Правая часть (2) представляет собой величину турбулентного давления. Если конвекция дозвуковая, то условие (2) кажется менее жестким, чем требование $p_m \gtrsim p$. Однако это не так, ввиду различия величин $\overline{H}$ и H_1, входящих в выражения (1) и (2). $\overline{H}$ — средняя напряженность мелкомасштабного турбулизованного магнитного поля, H_1 — напряженность поля, масштаб которого сравним или превосходит размер отдельного конвективного элемента ($\sim h$). Когда первое образуется в результате вытягивания и запутывания силовых линий второго, то $\overline{H} > H_1$, и условие (2) не выполняется.

В дальнейшем пренебрегается существованием силовых линий, которые выходят за пределы данного конвективного элемента и связывают его с окружающей средой, и принимается, что конвективные потоки получают кориолисово ускорение в результате совместного действия градиентов газокинетического давления и давления p_m вмороженного в вещество мелкомасштабного турбулизованного магнитного поля. При вычислениях величина p_m будет считаться известной.

2. *Кориолисова ЭДС и вызываемый ею электрический ток в присутствии турбулизованного магнитного поля в конвективной зоне.* Азимутальная составляющая инерционной ЭДС, возникающей при кориолисовом ускорении частично ионизованной плазмы ($x \lesssim 1/2$, степень ионизации $x = n_e/(n_i + n_n)$, $n_i = n_e$), будет [6]

$$E_\varphi = -2\Omega V_r \cos\vartheta \frac{m_i}{e} \frac{f_{ei}}{x(1+f_{ei}) + (1-x) f_{ni}}. \tag{3}$$

Это выражение получено аналогично формуле (19) в [1], однако в данном случае $f_{ei} \neq 1$. Чтобы найти отношение f_{ei} сил, действующих в среднем на электрон и на ион в направлении ускорения, необходимо рассмотреть механизм взаимодействия магнитного поля с плазмой подробнее.

Хотя в реальных условиях $\omega_e\tau_e$ может принимать, по-видимому, любые значения, ограничимся далее случаем $\omega_e\tau_e \ll 1$, т. е. когда проводимость плазмы можно считать достаточно изотропной. Учет сильной анизотропии в условиях турбулентной конвекции замагниченной плазмы представляется довольно сложным ввиду решающего влияния граничных условий на электропроводность отдельного объема плазмы [2].

Сила, действующая на плазму со стороны магнитного поля [4],

$$\vec{F} = -\frac{1}{8\pi}\nabla H^2 + \frac{1}{4\pi}(\vec{H}\nabla)\vec{H} = \frac{1}{c}[\vec{j}\times\vec{H}], \tag{4}$$

где $\vec{j}$ — плотность тока, индуцируемого в плазме магнитным полем. Часть его $\vec{j}_e$ обусловлена движением электронной, а часть $\vec{j}_i$ — ионной компонент*. Если $\omega_e\tau_e \ll 1$, то $\vec{j}_e \| \vec{j}_i$, $\vec{F}_e \| \vec{F}_i$ и $\dfrac{\vec{F}_e}{\vec{F}_i} = \dfrac{[\vec{j}_e\times\vec{H}]}{[\vec{j}_i\times\vec{H}]} = \sigma_e/\sigma_i$. От-

---

* $\vec{j}_i = n_i e \vec{V}_i$, причем здесь $\vec{V}_i$ ($и\ V_e$) скорости компонент за вычетом среднемассовой скорости вещества.

ношение проводимостей σ_e и σ_i, обусловленных перемещением электронов и ионов в частично ионизованной плазме, равно

$$\frac{\sigma_e}{\sigma_i} = \frac{q_{in}}{q_{en}} \sqrt{\frac{m_i}{m_e}}, \tag{5}$$

q_{in} и q_{en} — сечения взаимодействия ионов и электронов с нейтральными атомами. Заметим, что при $x \to 1$, $\sigma_e/\sigma_i \to m_i/m_e$. Отношение σ_e/σ_i считается далее постоянным.

Таким образом, на электронную компоненту плазмы в конвективной зоне действует в среднем объемная сила

$$F_{e\varphi} = -\operatorname{grad}_\varphi \left(p_e + \frac{\sigma_e}{\sigma_e + \sigma_i} p_m \right), \tag{6}$$

на ионную

$$F_{i\varphi} = -\operatorname{grad}_\varphi \left(p_i + \frac{\sigma_i}{\sigma_e + \sigma_i} p_m \right). \tag{7}$$

На нейтральную компоненту магнитное поле не действует, и

$$F_{n\varphi} = -\operatorname{grad}_\varphi p_n. \tag{8}$$

Тогда

$$f_{ei} = \frac{\operatorname{grad}_\varphi \left(p_e + \frac{\sigma_e}{\sigma_e + \sigma_i} p_m \right)}{\operatorname{grad}_\varphi \left(p_i + \frac{\sigma_i}{\sigma_e + \sigma_i} p_m \right)} \tag{9}$$

$$f_{ni} = \frac{x}{1-x} \frac{\operatorname{grad}_\varphi p_n}{\operatorname{grad}_\varphi \left(p_i + \frac{\sigma_i}{\sigma_e + \sigma_i} p_m \right)} \tag{10}$$

Примем, что распределение турбулентного поля по радиусу звезды стационарно и величина его на данном радиусе звезды в восходящих и нисходящих конвективных потоках пропорциональна $\rho^{2/3}$; тогда $p_m \sim \rho^{4/3}$.

Пользуясь этим условием и уравнением состояния

$$\rho = \frac{m_n}{k} \frac{p}{(1+x)\,T}, \tag{11}$$

получаем из (9) и (10)

$$f_{el}=\frac{x+\frac{p}{1+x}\left(\frac{dx}{dp}\right)_c+\frac{\sigma_e}{\sigma_e+\sigma_l}\frac{4}{3}p_m\left[\frac{1+x}{p}-\frac{1+x}{T}\left(\frac{dT}{dp}\right)_c-\left(\frac{dx}{dp}\right)_c\right]}{x+\frac{p}{1+x}\left(\frac{dx}{dp}\right)_c+\frac{\sigma_l}{\sigma_e+\sigma_l}\frac{4}{3}p_m\left[\frac{1+x}{p}-\frac{1+x}{T}\left(\frac{dT}{dp}\right)_c-\left(\frac{dx}{dp}\right)_c\right]} \tag{12}$$

$$f_{nl}=\frac{x}{1-x}\times$$

$$\times\frac{1-x-\frac{2p}{1+x}\left(\frac{dx}{dp}\right)_c}{x+\frac{p}{1+x}\left(\frac{dx}{dp}\right)_c+\frac{\sigma_l}{\sigma_e+\sigma_l}\frac{4}{3}p_m\left[\frac{1+x}{p}-\frac{1+x}{T}\left(\frac{dT}{dp}\right)_c-\left(\frac{dx}{dp}\right)_c\right]}. \tag{13}$$

Производные $(d/dp)_c$ характеризуют влияние кориолисовых сил, точнее создаваемого ими $\mathrm{grad}_r p^*$, на параметры газа (x и T) в пределах отдельного конвективного элемента [1]. Если этим влиянием можно пренебречь вообще, то $(d/dp)_c \equiv 0$; если оптическая глубина велика по сравнению с размером элемента, и $T \approx \mathrm{const}$, то $(dT/dp)_c \equiv 0$, а $(dx/dp)_c = (dx/dp)_T$; наконец, если оптическая глубина мала, то все параметры можно считать меняющимися адиабатически $(d/dp)_c = (d/dp)_{ад}$. Производные типа $(dx/dp)_T$, $(dx/dT)_p$, $(dx/dp)_{ад}$, $(dT/dp)_{ад}$ находятся с помощью уравнения Саха и условия адиабатичности [1].

Для сравнения параметров газа в восходящих и нисходящих конвективных потоках необходимо иметь производные типа $(d/dT)_{p^*}$. При этом обычное условие постоянства давления на данном радиусе заменяется условием

$$p^* = p + p_m = \mathrm{const}. \tag{14}$$

Пользуясь им и уравнением состояния (11), находим

$$\left(\frac{dp}{dT}\right)_{p^*}=\frac{\frac{4}{3}p_m\left[\frac{1}{T}+\frac{1}{1+x}\left(\frac{dx}{dT}\right)_p\right]}{1+\frac{4}{3}p_m\left[\frac{1}{p}-\frac{1}{1+x}\left(\frac{dx}{dP}\right)_T\right]}, \tag{15}$$

$$\left(\frac{dx}{dT}\right)_{p^*}=\frac{\left(\frac{dx}{dT}\right)_p+\frac{4}{3}p_m\left[\frac{1}{p}\left(\frac{dx}{dT}\right)_p+\frac{1}{T}\left(\frac{dx}{dp}\right)_T\right]}{1+\frac{4}{3}p_m\left[\frac{1}{p}-\frac{1}{1+x}\left(\frac{dx}{dp}\right)_T\right]}. \tag{16}$$

Стационарное распределение плотности возбуждаемого кориолисовой ЭДС азимутального электрического тока найдем, как было сделано ранее в [1], для случаев двух предельных моделей распределения восходящих и нисходящих масс газа — для экваториальной и меридиональной моделей. Истинное значение плотности тока равно с точностью до нескольких десятков процентов среднему арифметическому от значений, получаемых для этих моделей.

Принимая для конвективной зоны двухсоставную модель и используя условие равенства нулю потока массы через поверхность произвольного радиуса и уравнение конвективного переноса энергии, получаем способом, аналогичным описанному в [1],

$$j_{\varphi\,\text{экв.}} = -2\Omega\,\frac{\alpha L}{4\pi r^2}\,\frac{m_l}{e}\,\frac{1}{c_p}\,\frac{d}{dT}\left[\frac{\sigma}{\rho}\cdot\frac{f_{el}}{x\,(1+f_{el})+(1-x)\,f_{nl}}\right]_{p^*}\cdot\cos\vartheta \quad (17)$$

$$j_{\varphi\,\text{мер.}} = -2\Omega\,\frac{\alpha L}{4\pi r^2}\,\frac{m_l}{e}\,\frac{\sigma}{c_p}\,\frac{d}{dT}\left[\frac{1}{\rho}\cdot\frac{f_{el}}{x\,(1+f_{el})+(1-x)\,f_{nl}}\right]_{p^*}\cdot\cos\vartheta \quad (18)$$

после чего нетрудно вычислить напряженность возбуждаемого этими токами магнитного поля.

При получении выражений (17) и (18) считалось $p_m \ll p$, поэтому пренебрегалось, как это делалось и ранее [1], различием величины теплоемкости в восходящих и нисходящих потоках на данном уровне.

3. *Вычисление магнитного поля.* Все величины, входящие в (17) и (18), в том числе производные, могут быть вычислены, если в пределах конвективной оболочки известно распределение средних параметров газа по радиусу.

Расчеты распределения плотности азимутального тока и напряженности H_p полоидального магнитного поля на полюсе звезды были проделаны для Солнца, как по причинам, перечисленным в [1], так и потому, что это единственная звезда, для которой имеются сведения о характере мелкомасштабных магнитных полей. Все допущения, положенные в основу вывода выражений (17) и (18), выполняются для Солнца хорошо.

Вследствие гораздо бо́льшего, по сравнению со случаем чисто газодинамического взаимодействия [1], вклада самых внешних конвективных слоев в генерацию магнитного поля, необходимо учитывать изменение доли α переносимой конвекцией энергии. Зависимость α от глубины, вычисленная по имеющимся в [7] данным, представлена на рис. 1.

Ввиду приближенного характера расчетов введем ряд упрощений.

В качестве границы конвективной зоны будем считать глубину $z = z_k = 505$ *км* ($\tau = 0.8$) [8], на которой адиабатический градиент равен структурному градиенту температуры, хотя на самом деле, как видно из рис. 1, при $z < z_k$ все еще $\alpha \neq 0$. Однако, если неучет изменения α вообще ведет, как показывают вычисления, к повышению значения H_p в два-три раза, то упомянутое ограничение дает значительно меньшую погрешность (ср. 12, 13 и 14 строки табл. 1).

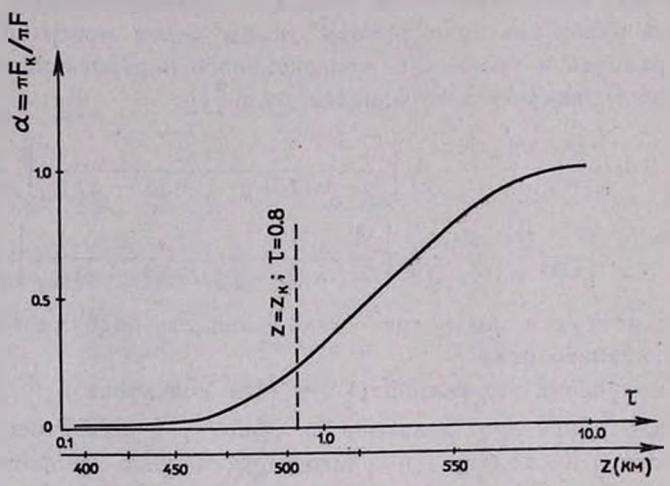

Рис. 1.

Уравнение Саха использовалось для вычисления зависимости степени ионизации от температуры и давления в предположении, что весь газ — водород. Наибольшую погрешность это вносит в распределение плотности тока там, где атомарная концентрация M легкоионизуемых „металлов" сопоставима со степенью ионизации. Учет наличия металлов несколько ослабляет исследуемый эффект из-за уменьшения различий в параметрах нагретых и охлажденных конвективных потоков, но незначительно (строки 11—12 табл. 1).

В расчетах использовались модели водородной конвективной зоны Солнца, описанные в [8, 9]. Проводимость находилась, как в [1]: учитывалось рассеяние электронов на нейтральных атомах и на ионах. Сечения взаимодействия электронов q_{en} и протонов q_{in} с нейтральными атомами водорода в рассматриваемом диапазоне энергий приблизительно одинаковы [10, 11]. Пренебрегалось некоторым изменением массы ионов благодаря присутствию металлов. Поэтому отношение (5) электронной и ионной проводимостей принималось равным 50.

Величина магнитных полей малого масштаба, наблюдаемых на Солнце, изменяется от $1000 \div 4000$ *эрстед* (магнитные поля в пятнах) до $0.5 \div 5$ *эрстед* (поля, коррелирующие с суперграну́ляцией) [12, 13]. Нас интересуют поля масштаба, сравнимого с размерами отдельной конвективной ячейки, и меньше, причем, основываясь на предположении о равнораспределении энергии, можно было бы ожидать напряженность $\overline{H}$ хаотических полей порядка нескольких сотен *эрстед*. Поля указанной величины действительно иногда наблюдаются в межгранульных промежутках [14], но являются скорее исключением, чем правилом, так как такие промежутки представляют собою нечто вроде недоразвитых пор. С другой стороны, обнаружение и измерение мелкомасштабных хаотических магнитных полей, пространственный масштаб которых гораздо меньше (возможно $\sim 10^5$ *см*, см. раздел 4) оптической глубины связанных с ними турбулентных элементов, на сегодня, по-видимому, представляется невозможным [13, 15].

Каково распределение величины турбулизованного магнитного поля по радиусу в пределах конвективной зоны звезд — также неизвестно. Если хаотическое магнитное поле возникает в результате искажения и усиления крупномасштабных полей приблизительно постоянной в пределах конвективной зоны напряженности, то разумно предположить, что его распределение будет промежуточным между распределением, соответствующим стационарной турбулентности (П. 2, 5) и $\overline{H} \sim \rho^{2/3}$. Последнее реализуется, если время конвективного перемешивания гораздо меньше времени установления локального равновесного состояния между турбулентностью и магнитным полем, первое — в противоположном случае. Чтобы оценить $\overline{H} \approx H_0$ по формуле (П. 5), необходимо знать распределение скорости турбулентных пульсаций по радиусу. На большой глубине за характерную величину можно принять скорость конвекции, которая приблизительно пропорциональна $\rho^{-1/3}$ [4]. Во внешних слоях, где скорость конвективных движений падает, развивается микротурбулентность с большой скоростью [9]. В обоих случаях, согласно (П. 5), поле $\overline{H} \approx H_0$ будет расти с глубиной, но медленнее, чем $\rho^{2/3}$ (см. вычисления в разделе 4). Таким образом, $\overline{H} \sim \rho^{2/3}$ и $\overline{H} = \mathrm{const}$ могут служить границами области возможного изменения напряженности хаотизированного магнитного поля.

Чтобы выявить особенности генерации таким полем азимутального электрического тока, примем значение $\overline{H} = 1000$ *эрстед*, что превосходит возможную величину $\overline{H}$ реального поля, но дает по-прежнему $p_m \ll p$. Результаты расчетов распределения азимутального тока

для случаев, когда параметры газа в пределах отдельного конвективного элемента под действием кориолисовых сил изменяются адиабатически, изотермически и остаются неизменными, представлены на рис. 2 в предположении, что $\overline{H}=\text{const}$. Там же приведены кривые для $\overline{H}=\overline{H}_k\cdot(\rho/\rho_k)^{2/3}$ при $\overline{H}_k=1000$ *эрстед* (где $\overline{H}_k$ и ρ_k — значения на внешней границе конвективной зоны) в предположении, что кориолисова сила не влияет на параметры газа.

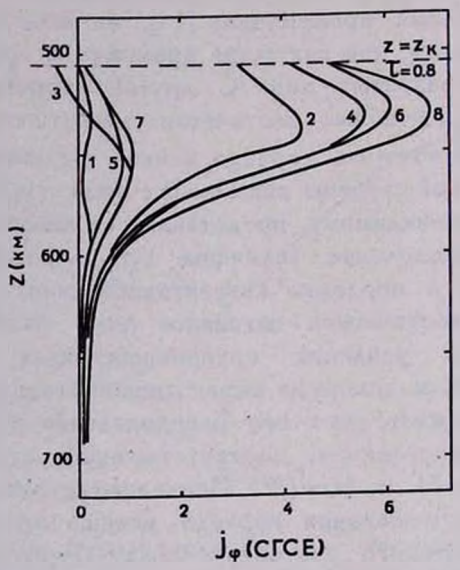

Рис. 2. Распределение плотности азимутального тока j_φ в конвективной оболочке Солнца. 1, 3, 5, 7 — экваториальная, 2, 4, 6, 8 — меридиональная модели конвекции; 1 и 2 — $(d/dp)_c=(d/dp)_{ад}$; 3 и 4 — $(d/dp)_c=(d/pd)_T$; 5, 6, 7, 8 — $(d/dp)_c\equiv 0$; 1, 2, 3, 4, 5, 6 — $\overline{H}=10^3$ *эрстед*; 7, 8 — $\overline{H}=10^3\cdot(\rho/\rho_k)^{2/3}$ *эрстед*.

Общей для всех случаев является сильная концентрация тока в очень тонком наружном слое толщиной около 100 *км*, так что основной вклад в возбуждение общего магнитного поля дает именно этот слой.

Независимо от некоторых различий в распределении тока, напряженность результирующего магнитного поля во всех четырех случаях в пределах тридцати процентов одинакова (строки 1, 2, 3 и 7 табл. 1) и составляет $H_{\text{ср.}}=5.7\cdot10^{-3}$ *эрстед*. Поэтому при вычислениях можно пренебрегать воздействием кориолисовых сил на параметры газа и возможным нарастанием турбулизованного магнитного поля с глубиной.

Каково влияние напряженности $\overline{H}$ хаотического магнитного поля на величину генерируемого полоидального? Зависимость $H_p(\overline{H})$ представлена на рис. 3. Расчеты производились без учета воздействия кориолисовых сил на параметры газа и изменения $\overline{H}$ с глубиной. Оказывается, что варьирование $\overline{H}$ в пределах от 0 до 100 *эрстед* слабо влияет на значение H_p генерируемого поля. Дальнейшее увеличение $\overline{H}$ приводит к перемене направления и сравнительно быстрому росту напряженности полоидального поля.

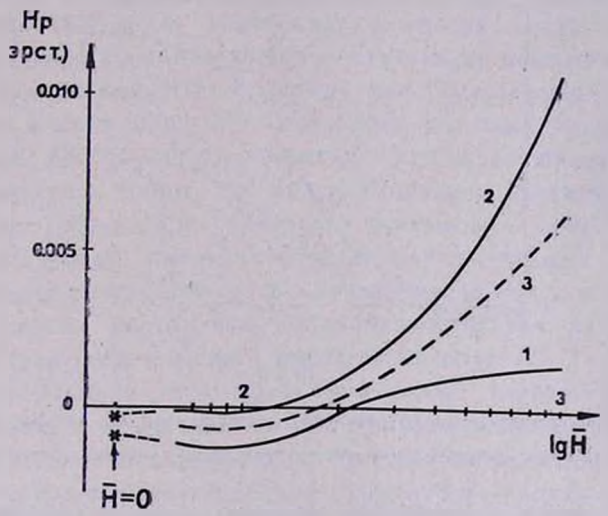

Рис. 3. Зависимость генерируемого магнитного поля H_p от величины турбулизованного поля $\overline{H}$ для экваториальной — 1 и меридиональной — 2 моделей конвекции. Кривая 3—$H_{pср.}$.

Таким образом, в интересующей нас области изменения $\overline{H}$ ($0 \div 300$ *эрстед*) наличие турбулизованного магнитного поля приводит к смене знака и не более, чем к трехкратному усилению напряженности полоидального магнитного поля, генерируемого кориолисовыми ЭДС. Ориентировочно величина его в полярных областях Солнца лежит в пределах $(0.5 \div 1.5)\cdot 10^{-3}$ *эрстед*.

4. *Обсуждение результатов вычислений. Возможность усиления поля при ориентации замагниченных турбулентных элементов. Связь с динамо-теорией.* Таким образом, введение в рассмотрение сил, возникающих благодаря существованию в конвективной зоне турбулизованного магнитного поля, хотя и увеличило напряжен-

ность полоидального поля Солнца, но не в такой степени, чтобы его можно было сравнивать с общепринятым в настоящее время значением (~ 1 *эрстед* [12]). Интересно поэтому выяснить, какую предельную величину общего магнитного поля можно получить в зависимости от природы сил, сообщающих конвективным потокам частично ионизованного газа кориолисово ускорение. Природу сил характеризует, главным образом, величина отношения f_{el} сил, действующих, в среднем, на электрон и на ион. Подобное же отношение f_{nl} для нейтральных ато-

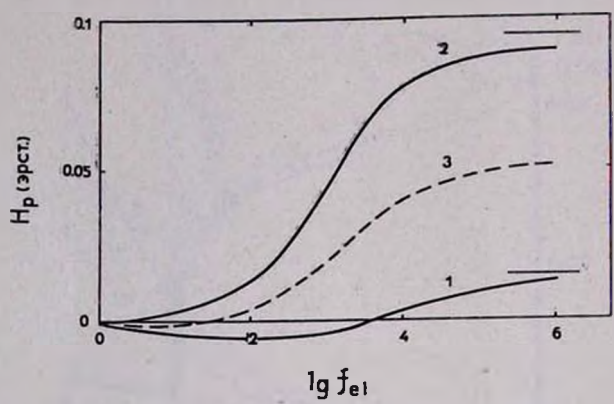

Рис. 4. Зависимость генерируемого магнитного поля H_p от природы сил, сообщающих конвективным потокам кориолисово ускорение (обозначения—на рис. 3).

мов и ионов играет значительно меньшую роль, и поэтому можно положить $f_{nl} \approx 1$. На рис. 4 представлены результаты расчета напряженности H_p для Солнца в зависимости от f_{el} при $f_{nl} = 1$. Значение $f_{el} = 1$ соответствует случаю чисто газодинамического взаимодействия конвективных элементов, $f_{el} = 50$ случаю магнитного взаимодействия в частично ионизованной плазме, $f_{el} = 2500$ — магнитного взаимодействия в полностью ионизованной плазме, $f_{el} \to \infty$ — случаю, когда ускоряющая сила действует только на электронную компоненту, или когда просто $f_{el} \gg 1$, но $f_{nl} = 0$. Максимальная величина $H_{p\text{ср.}} = 0.055$ *эрстеда* получается при $f_{el} \to \infty$. Хотя она минимум на порядок меньше требуемой, но уже неплохо согласуется с оценками величины крупномасштабного магнитного поля в короне, следующими из анализа устойчивости полярных лучей ($0.02 \div 0.2$ *эрстеда* [16]) и времени затухания колебаний волокон ($0.09 \div 0.18$ *эрстеда* [17]). Однако принятие этой величины ($H_p \approx 0.05$ *эрстеда*) требует $f_{el} \to \infty$, т. е. привлечения к рассмотрению сил неясно какой природы (учет

радиационного давления не меняет положения). Сомнительно также, чтобы поле желаемой величины удалось получить в результате явного учета анизотропии электропроводности газа или использования иных известных в настоящее время моделей конвективной оболочки Солнца.

Укажем на одну возможность усиления полученного слабого поля, способную в какой-то мере реализоваться именно благодаря наличию турбулизованного магнитного поля.

Из рассмотрения гидромагнитной турбулентности (см. Приложение) следует, что порожденная конвекцией турбулентность будет в малых масштабах $\lambda < \lambda_{\sigma H}$ подавлена; в то же время в масштабах $\lambda < \lambda_{oH}$ существует довольно сильное затухающее магнитное поле, причем его энергия может быть сравнима или больше кинетической энергии вещества в этих масштабах. В таких условиях вполне вероятно возникновение некоторого количества отдельных объемов с замкнутым электрическим током и с результирующим магнитным моментом и, в частности, образование близких к бессиловым конфигураций магнитного поля, также имеющих собственный магнитный момент. Если время затухания магнитного поля в указанных объемах и время самого их существования достаточно велики по сравнению со временем поворота под действием внешнего магнитного поля H_1, а потенциальная энергия их момента в этом поле превосходит кинетическую энергию их вращательного движения, то они должны, в принципе, ориентироваться во внешнем магнитном поле, тем самым усиливая его*.

Оценим и сравним друг с другом упомянутые величины, распространяя полученные в Приложении выводы также в область $Lu > 1$ и используя значения, характерные для конвективной оболочки Солнца. Будем приписывать рассматриваемым плазменным объемам с результирующим магнитным моментом $\vec{M}$ квазисферическую форму с диаметром, равным или меньшим масштаба затухания турбулизованного поля λ_{oH} (П. 4). Время затухания поля в такой „субгрануле" будет $\tau_э = \sigma\lambda_{oH}^2/\pi c^2$. Время поворота τ_{rot} в результате воздействия внешнего поля $H_1 \approx H_p$ на магнитный момент M ($M \approx H_0\lambda_{oH}^3/16$, H_0 — величина

* Реализуется ситуация, во многом подобная рассмотренной Э. И. Могилевским [15], который постулировал существование в верхних слоях фотосферы, хромосфере и короне, где кинетическая энергия вещества заведомо меньше энергии магнитного поля, дискретных плазменных элементов („субгранул", $l \sim 10^7$ *см*) с бессиловым магнитным полем и результирующим магнитным моментом, что позволило дать новое истолкование ряду наблюдаемых явлений (быстрый распад и возникновение магнитных полей в активных областях, филаментарная структура поля и плазмы во многих образованиях и т. п.).

собственного поля субгранулы (П. 5)) оценим, считая существенной только инерцию. Последнее справедливо, если время жизни субгранулы, ограниченное гидродинамическими факторами ($\tau_{жизни} = \lambda_{vH}/v_{oH} \approx \approx 3\pi\tau_\sigma$, или, если получается $\lambda_{vH} \gg L_1$, считаем $\tau_{жизни} = L_1/V_1$), превосходит интересующий нас временной интервал. Время поворота на угол порядка единицы будет $\tau_{rot} \approx \left(\frac{8\pi}{15}\frac{\rho\lambda_{oH}^2}{H_1 H_0}\right)^{1/2}$.

Внешнее магнитное поле заметным образом ориентирует элементарные диполи парамагнетика, если потенциальная энергия их в поле ($V_H = -\vec{M}\vec{H}_1$) сравнима или превосходит энергию их вращательного движения ($E_{rot} = I\Omega^2/2 \approx 8\pi/15\,\rho\lambda_{oH}^5 \cdot 1/\tau_{жизни}^2$, где I — момент инерции, $\Omega \approx 1/\tau_{жизни}$ — угловая скорость вращения субгранулы).

В качестве внешнего масштаба турбулентности L_{1v} примем размер конвективных элементов, равный приближенно высоте однородной атмосферы h [7]. Будем считать, что начальное поле — это крупномасштабное полоидальное поле, генерируемое обсуждавшимся выше механизмом, и $H_1 \approx H_p \approx 10^{-3}$ *эрстед*; тогда $L_{1H} = L_{1v} = L_1$. Положим также $\beta = 1$, $\xi = 1$.

Для внешней границы конвективной зоны Солнца ($Z_k = 505$ *км*) по [8] $T = 6200$ °К, $p = 1.1 \cdot 10^5$ *дин/см*^{2} и $\rho_k = 3.1 \cdot 10^{-7}$ *г/см*^{3}, $\sigma = 0.6 \cdot 10^{12}$ 1/*сек*. Примем [7] $L_1 \approx 3 \cdot 10^7$ *см* $V_1 \approx 2 \cdot 10^5$ *см/сек*. Тогда $\lambda_{oH} = 1.1 \cdot 10^5$ *см*, $\lambda_{vH} = 2 \cdot 10^6$ *см*, $H_0 = 74$ *эрстеда*, $\tau_\sigma = 2.6$ *сек*, $\tau_{rot} = 300$ *сек*, $\tau_{жизни} = 25$ *сек*, $V_H = 0.6 \cdot 10^{13}$ *эрг*, $E_{rot} = 2 \cdot 10^{14}$ *эрг*. Так как $\tau_{rot} \gg \tau_{жизни}$ и $V_H \ll E_{rot}$, парамагнетизм плазмы едва ли проявится и усиления поля не будет.

Однако в более глубоких слоях положение меняется. На глубине 3000 *км* [8] $T = 2.42 \cdot 10^4$ °К, $p = 2.56 \cdot 10^7$ *дин/см*^{2}, $\rho = 1.1 \cdot 10^{-5}$ *г/см*^{3}, $\sigma = 1.1 \cdot 10^{14}$ 1/*сек*. $L_1 \approx h \approx 10^8$ *см*, $V_1 \approx 3.3 \cdot 10^4$ *см/сек*, и будет $\lambda_{VH} = 1.7 \cdot 10^5$ *см*, $\lambda_{VH} = 6.7 \cdot 10^8$ *см*, $H_0 = 340$ *эрстед*, $\tau_\sigma = 1.1 \cdot 10^3$ *сек*, $\tau_{rot} = 1.2 \cdot 10^3$ *сек*, $\tau_{жизни} = 3 \cdot 10^3$ *сек*, $v_H = 10^{14}$ *эрг*. $E_{rot} = 4 \cdot 10^9$ *эрг*. Так как $\tau_{rot} \approx \tau_\sigma > \tau_{жизни}$ и $v_H \gg E_{rot}$, то субгранулы будут ориентироваться внешним полем и усиливать его. На большей глубине такое положение сохраняется вплоть до основания конвективной зоны, причем величина H_0 достигает нескольких тысяч *эрстед*. Поскольку конвективная оболочка составляет у Солнца значительную ($\sim 50\,\%$) часть всего объема, вполне вероятно, что даже небольшая ориентация тех, по-видимому, немногочисленных, (т. к. здесь $Lu \gg 1$) турбулентных эле-

ментов, которые обладают магнитным моментом, способна усилить слабое исходное поле ($\sim 10^{-3}$ *эрстед*) до наблюдаемой величины (~ 1 *эрстед*)*.

То же можно сказать вообще о звездах поздних спектральных классов, у которых конвективная оболочка составляет значительную долю объема всей звезды. Напротив, у горячих звезд конвективная оболочка тонка, описанное усиление генерируемого ею магнитного поля играет меньшую роль, и поэтому имеется хорошее согласие наблюдаемых полей с вычисленными в предположении действия только кориолисовых ЭДС [20, 29].

Для вычисления напряженности усиленного магнитного поля (как, впрочем, и величины H_0) необходимо, естественно, иметь модель конвективной оболочки, построенную с учетом влияния турбулизованного магнитного поля на параметры конвективного переноса энергии, в частности, на характерный для конвекции масштаб. Из приведенных для Солнца при $Z = 3000$ *км* расчетов следует $l_{vH} > L_1 \approx h$, что указывает на сильное влияние магнитного поля на конвекцию.

Другой трудностью при вычислении результирующего поля является необходимость учета турбулентного усиления не только полоидального поля, генерируемого обсуждавшимся нами механизмом, но и мелкомасштабных полей, способных возникнуть при конвекции газа в результате несовпадения поверхностей равного давления и температуры, или крупномасштабных тороидальных полей, возникающих во вращающихся звездах по той же причине [21, 22] и т. п.**.

Если турбулизованное магнитное поле создается в результате искажения и усиления главным образом полоидального магнитного поля и если основной вклад в возбуждение кориолисовой ЭДС вносит не газодинамическое, а магнитное взаимодействие турбулентных элементов, налицо динамо-процесс генерации общего магнитного поля. Он является, таким образом, неким частным и, вообще говоря, необязательным способом генерации общего магнитного поля звезд. Отличительной чертой его, в отличие от рассматривавшихся ранее (см. обзоры в [4, 23, 24]) механизмов динамо, является неявное введение в рассмотрение анизотропии проводимости, вызванной наличием маг-

---

* Ряд исследователей [18, 19] считает, что общее магнитное поле Солнца обязано своим существованием перемещению в высокие широты остаточных магнитных полей активных зон. Эти представления в значительной мере соответствуют развиваемым, так как замагниченные плазменные объемы распадающихся активных областей будут ориентироваться слабым общим полем и усиливать его.

** Ориентация турбулентных элементов более сильным в период максимума солнечной активности тороидальным магнитным полем может быть причиной уменьшения в это время абсолютной величины наблюдаемого полоидального поля Солнца [12].

нитного поля. Хотя при получении соотношения (5) полагалось $\omega_e \tau_e \ll 1$, нетрудно видеть, явным образом учитывая холловский член в исходных уравнениях при выводе формулы для инерционной ЭДС [6], что сама кориолисова ЭДС (3) в случае рассмотренного магнитного взаимодействия конвективных элементов есть именно холловская ЭДС. Действительно, при поперечном сжатии магнитного поля оно несколько смещается относительно плазмы, в результате чего появляется нормальный сжатию (смещению) и начальному магнитному полю электрический ток, магнитное поле которого стремится скомпенсировать изменения в первоначальном состоянии. При протекании этого тока поперек начального магнитного поля из-за различия в подвижности и степени замагниченности зарядоносителей в направлени сжатия появляется холловская ЭДС, которая эквивалентна рассматриваемой инерционной ЭДС.

Факт зависимости величины и направления генерируемого магнитного поля от напряженности турбулизованного поля (рис. 3) открывает возможность для построения схем, которые могли бы в некоторых случаях объяснить наблюдаемые изменения величины и знака магнитных полей звезд, в том числе Солнца.

Приложение

О гидромагнитной турбулентности. Как известно [4, 25], параметры изотропной стационарной турбулентности в несжимаемой жидкости хорошо описываются спектром Колмогорова-Обухова

$$v_\lambda = (\varepsilon\lambda_v)^{1/3}. \qquad (\text{П. } 1)$$

Здесь v_λ — скорость турбулентных пульсаций с характерным масштабом λ_v, ε — поток энергии [*эрг/г. сек*], текущий от крупномасштабных пульсаций к мелкомасштабным и переводимый в теплоту вязкостью ν в пульсациях с „внутренним" масштабом $\lambda_{v\nu} = (\nu^3/\varepsilon)^{1/4}$. Величина ε характеризуется „внешним" масштабом L_{1v} и скоростью V_1 наибольших пульсаций: $\varepsilon = V_1^3/L_{1v}$.

Аналогичной проверенной опытом теории для стационарной турбулентности электропроводной жидкости в присутствии магнитного поля пока нет. Считается, что турбулентные пульсации взаимодействуют с магнитным полем, в какой-то мере усиливают его в результате вытягивания силовых линий, так что в конце-концов устанавливается некое равнораспределение между энергией турбулентных движений и магнитного поля. Относительно характера такого распределения, когда магнитное поле оказывает обратное воздействие на поле скоростей, общепринятого мнения не существует [4, 7, 23, 26, 27]:

ряд авторов считает более вероятным, что равнораспределение энергий осуществляется для мелкомасштабной части спектра, другие — что равнораспределение имеет место и для крупномасштабных движений. И то и другое предположения встречаются с определенными трудностями. Физическая картина достижения стационарного состояния, которой руководствуются при рассмотрении обоих случаев, почти одинакова. Так как время, характерное для наименьших масштабов, мало, считается, что именно для них равновесие достигается быстрее всего. В результате происходит некое усиление и хаотизация магнитного поля. Часть возбуждаемого турбулентностью потока энергии будет переходить в джоулево тепло. Далее можно рассуждать двояко:

1) когда вся энергия переходит в джоулево тепло, усиление магнитного поля в больших масштабах прекращается и равнораспределение энергий для них не достигается;

2) более сильное крупномасштабное поле подавляет мелкомасштабные движения, и этот процесс идет до тех пор, пока не будет достигнуто равнораспределение энергии или для всего спектра, или же только для крупномасштабных движений при одновременном подавлении мелкомасштабных. Оба рассуждения небезупречны. Как заметил С. А. Каплан [27], „в первом случае трудно представить конкретный механизм, ограничивающий рост магнитной энергии в более крупных вихрях, во втором случае мы приходим к противоречию с общим статистическим законом о дроблении энергии по большому числу движений меньшего масштаба“ и, добавим, неясно, каким способом может рассеяться поток турбулентной энергии ε.

Указанные противоречия снимаются, если проследить развитие гидромагнитной турбулентности со стороны больших масштабов в несжимаемой проводящей жидкости. Примем следующие условия:

а) существует слабое магнитное поле H_1 масштаба L_{1H}, поддерживаемое сторонними источниками ($H_1^2/8\pi \ll \rho V_1^2/2$; $L_{1H} \leqslant L_{1v}^*$));

б) единственным механизмом усиления напряженности магнитного поля является вытягивание силовых трубок вместе с содержащейся в них жидкостью, а ослабление поля в них обусловлено только джоулевой диссипацией;

в) в качестве масштаба принимается поперечный размер λ_H силовой трубки (ее длина практически всегда много больше λ_H).

Из двух последних условий следует важный вывод: в отсутствие диссипации энергии крупномасштабное магнитное поле принципиально не может быть сильнее мелкомасштабного — для этого в пространстве просто нет места. И чем тоньше вытянутые и деформирован-

* $L_{1H} = L_{1v}$ принимается также, если истинный масштаб H_1 превосходит L_{1v}.

ные силовые трубки, тем более сильное поле они содержат и тем больше их помещается в единице объема (просматривается аналогия со статистикой электронного газа).

Максимальная напряженность магнитного поля масштаба λ_H будет

$$H_{\lambda\max} = H_1\left(\frac{L_{1H}}{\lambda_H}\right)^2. \qquad (\text{П. } 2)$$

Хотя не исключена возможность, что разномасштабные силовые трубки перепутаны, но не проникают друг в друга, можно по аналогии с распределением турбулентных пульсаций в обычной турбулентности предположить, что в развитой стационарной турбулентности магнитные силовые трубки данного масштаба целиком заполняют весь объем и сосуществуют в нем наряду с пронизывающими их трубками иного масштаба, также заполняющими этот же объем.

Полагая диссипацию энергии из-за вязкости малой, оценим масштаб λ_{oH} и соответствующее ему магнитное поле H_0, при которых поток турбулентной энергии ε рассеивается в джоулево тепло

$$\rho\varepsilon = \frac{H_0^2}{8\pi}\frac{1}{\tau_\varepsilon} = \frac{H_0^2}{8\pi}\frac{\pi c^2}{\sigma\lambda_{oH}^2}. \qquad (\text{П. } 3)$$

Из (П. 2) и (П. 3) следует, если считать $H_\lambda = \beta H_{\lambda\max}$ (H_λ — средняя напряженность поля данного масштаба; $\beta \lesssim 1$):

$$\lambda_{oH} = \left(\beta^2\frac{\pi c^2}{\sigma}\frac{L_{1H}^4}{\rho\varepsilon}\frac{H_1^2}{8\pi}\right)^{1/6}. \qquad (\text{П. } 4)$$

$$H_0 = \beta H_1 L_{1H}^2\left(\beta^2\frac{\pi c^2}{\sigma}\frac{L_{1H}^4}{\rho\varepsilon}\frac{H_1^2}{8\pi}\right)^{-1/3}. \qquad (\text{П. } 5)$$

Диссипация магнитной энергии ввиду быстрого нарастания H_λ с падением масштаба будет ограничена относительно более узким диапазоном масштабов вблизи λ_{oH}, чем при вязкостной диссипации в обычной турбулентности. Поэтому спектр (П. 2) будет справедлив практически вплоть до λ_{oH}.

Иначе обстоит дело со спектром скоростей (П. 1). Поскольку непосредственный переход магнитной энергии из одного масштаба в другой не рассматривается, магнитное поле компенсирует джоулевы потери, получая энергию от турбулентных пульсаций, причем пульсации данного масштаба усиливают одновременно магнитное поле всех (или во всяком случае меньше собственного) масштабов. Точный спектр скоростей можно получить из детального баланса энергии для всех масштабов, подобно тому, как это делалось в [27, 28], если известен поток энергии от турбулентных пульсаций в магнитное поле. Здесь

мы грубо оценим величину этого потока и найдем границу применимости спектра (П. 1).

Только нормальное силовым трубкам перемещение турбулентного элемента приводит к их вытягиванию и увеличению магнитной энергии. Поле приблизительно удваивается по сравнению с начальным и становится более мелкомасштабным, когда элемент смещается на сравнимое с собственным размером расстояние. Число растягиваемых силовых трубок пропорционально боковой поверхности элемента $\pi^2\lambda_v^2/4$ и обратно пропорционально их сечению $\pi\lambda_H^2/4$. Энергия, передаваемая полю при таком смещении, будет порядка $(3H_\lambda^2/8\pi)(\pi\lambda_v^2/\lambda_H^2)(\pi\lambda_H^2\lambda_v/4)$, где последний сомножитель характеризует объем силовой трубки. Время процесса $\sim\lambda_v/v_\lambda$, протекает он в объеме $\pi\lambda_v^3/4$. В результате в единицу времени в единице объема в магнитное поле переходит энергия порядка

$$3\pi\xi\frac{H_\lambda^2}{8\pi}\frac{v_\lambda}{\lambda_v}, \tag{П. 6}$$

откуда следует, что большая часть ее поступает от мелкомасштабных пульсаций преимущественно в мелкомасштабное же поле ($\xi \lesssim 1$). Поэтому спектр крупномасштабной турбулентности должен по-прежнему описываться выражением (П. 1) и довольно резко спадать при $\lambda_v = \lambda_{vH}$, который оценим, приравнивая (П. 6) потоку турбулентной энергии и полагая $H_\lambda = H_0$,

$$\rho\varepsilon = 3\pi\xi\frac{H_0^2}{8\pi}\frac{v_{oH}}{\lambda_{vH}}. \tag{П. 7}$$

Сравнивая (П. 7) с (П. 3), имеем

$$\frac{\lambda_{vH}}{v_{oH}} = 3\pi\xi\tau_\sigma, \tag{П. 8}$$

где τ_σ характеризуется величиной λ_{oH}. Пользуясь спектром (П. 1), получим

$$\lambda_{vH} = \lambda_{oH}^3\varepsilon^{1/2}\left(3\xi\frac{\sigma}{c^2}\right)^{3/2}. \tag{П. 9}$$

Отсюда следует, что $\lambda_{vH} \neq \lambda_{oH}$.

Если L_{1v} (или L_{1H}) $> \lambda_{vH} > \lambda_{oH}$, то спектр Колмогорова-Обухова справедлив в диапазоне $L_{1v} > \lambda > \lambda_{vH}$, а при $\lambda < \lambda_{vH}$ турбулентность подавлена усилившимся магнитным полем, спектр которого вплоть до λ_{oH} по-прежнему описывается (П. 2).

Таблица 1

№	$\overline{H}$ (*эрстед*)	f_{el}	f_{nl}	Значение $(d/dp)_\rho$	Пределы интегрирования (*км*)	$H_{p\ экв.}$ (*эрстед*)	$H_{p\ мер}$ (*эрстед*)	Примечание
1	1000			$(d/dp)_{ад}$	$505 < Z < 10^4$	−0.00012	0.0075	[8], $M = 0$
2	1000			$(d/dp)_T$	"	0.0011	0.010	"
3	1000			0	"	0.0014	0.011	"
4	333			0	"	0.0062	0.0023	"
5	100			0	.	−0.0013	−0.0001	"
6	0	1	1	0	"	−0.00093	−0.00023	"
7	$10^3 \cdot (\rho/\rho_k)^{2/3}$			0	"	0.0019	0.013	"
8		50	1		"	−0.0049	0.0086	"
9		2500	1		"	−0.0016	0.061	"
10		∞	1		"	0.014	0.097	"
11		∞	1		$500 < Z < 580$	0.0072	0.068	[9], $M = 0$
12		∞	1		"	0.0062	0.066	[9], $M = 6 \cdot 10^{-5}$
13		∞	1		$0 < Z < 580$	0.0058	0.091	"
14		∞	1		$500 < Z < 580$	0.0081	0.139	[9], $M = 6 \cdot 10^{-5}$ $\alpha \equiv 1$

Когда H_1 и σ достаточно велики, то для данного значения L_{1v} может получиться, что $\lambda_{oH} > L_{1v}$, т. е. имеет место настолько сильное усиление магнитного поля, что дальнейшего вытягивания силовых трубок турбулентными движениями не происходит, — вытягиванию препятствует развитие гидромагнитных неустойчивостей. При $\lambda_{oH} \approx L_{1v}$ достигается равенство турбулентной и магнитной энергий. Условием применимости развитых выше представлений является требование $\lambda_{oH} < L_{1v}$ или, используя (П. 9):

$$\beta\left(\frac{3}{2}\xi\right)^{3/2} Lu \lesssim \frac{L_{1v}}{L_{1H}}, \qquad (\text{П. } 10)$$

где $Lu = \frac{H_1}{\sqrt{\rho}} \cdot \frac{\sigma L_{1H}}{c^2}$ число Лундквиста [2].

В противоположном случае, когда значения H_1 и σ невелики и нельзя пренебрегать вязкой диссипацией энергии, может быть $\lambda_{oH} < \lambda_{oH}$, т. е. спектр (П. 1) остается справедливым и в части области тех масштабов, где магнитное поле уже уменьшается. Максимальная величина магнитного поля будет на самом деле меньше значения H_0, даваемого (П. 5), а граница применимости спектра (П. 2) сдвинется в сторону больших по сравнению с λ_{oH} (П. 4) масштабов.

Физико-технический ин-т
им. А. Ф. Иоффе АН СССР

GENERATION OF STELLAR MAGNETIC FIELD BY PARTIALLY IONIZED CONVECTIVE ENVELOPES. II

E. M. DROBYSHEVSKY

Generation of the magnetic field of rotating stars having partially ionized convective envelopes is considered. The generation occurs under the influence of inertial EMF produced by Coriolis acceleration of convective streams. Under the EMF calculation, not only gasdynamic interaction of convective elements is taken into account, but also their interaction due to the turbulent small-scale magnetic field frozen into the matter. The field acts mainly on electrons, and therefore the EMF magnitude increases considerably. Computations were realized for the Sun, and the influence of the Coriolis forces on parameters of partially ionized plasma within the bounds of convective elements was taken into account. Dependence between the bounds of convective elements was studied. Dependence between the generated field strength and

the magnitude of turbulent magnetic field $\bar{H}$ was also studied. It turned out that the variation of $\bar{H}$ within the limits permitted for solar photosphere (from 0 up to 300 Oe) gives rise to polar field strength within the range of $-0.50\cdot10^{-3} \lesssim Hp_{\odot} \lesssim +1.5\cdot10^{-3}$Oe.

The limiting case when the accelerating forces act only through the electron component, gives $Hp_{\odot} \approx 0.05$ Oe, which is also smaller than the observed value (~ 1 Oe).

The amplification mechanism of the weak field due to the orientation of some turbulent elements having some proper resultant magnetic momentum is discussed. Computations confirm the possibility of this kind of amplification.

In some cases it occurs possible to treat the discussed mechanism of field generation as the dynamo-process. For this, the turbulization of magnetic field and anizotropy of conductivity are peculiar.

In the Appendix, the turbulence of conductive fluid in presence of external magnetic field is discussed. Under the assumption that the stretching of force tubes together with contained matter is the only mechanism of magnetic field amplification, the large-scale magnetic field spectrum is postulated. The bounds of applicability of this field spectrum and that of Kolmogorov-Obukhov for turbulent motion of fluid are estimated.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Э. М. Дробышевский*, Астрофизика, 6, 287, 1970.
2. *Г. Альвен, К.-Г. Фельтхаммар*, Космическая электродинамика, Мир, М., 1967.
3. *C. Walén*, Ark. för Mat., Astr. och Fys. 33A, N 18, 1947.
4. *С. Б. Пикельнер*, Основы космической электродинамики, Наука, М., 1966.
5. *T. G. Cowling*, in „Stellar Structure", ed. L. H. Aller & D. B. McLaughlin, Univ. Chicago Press, 1965.
6. *Э. М. Дробышевский*, ЖТФ, 38, 1610, 1968.
7. *К. де Ягер*, Строение и динамика атмосферы Солнца, ИИЛ, М., 1962.
8. *K. Kohl*, Z. f. Astrophys., 64, 472, 1966.
9. *H. Holweger*, Z. f. Astrophys., 65, 355, 1967.
10. *Дж. Хастед*, Физика атомных столкновений, Мир, М., 1965.
11. *В. Н. Колесников, В. В. Обухов-Денисов*, ЖЭТФ, 42, 1001, 1962.
12. *А. Б. Северный*, УФН, 88, 3, 1966.
13. *А. Б. Северный*, Изв. КрАО, 38, 3, 1967.
14. *N. R. Sheeley*, J., Solar Phys., 1, N 2, 171, 1967.
15. *Э. И. Могилевский*, Доклад на Школе гелиофизики, Душанбе, 1968.
16. *H. C. van de Hulst*, B.A.N., 11, N 410, 150, 1950.
17. *C. L. Hyder*, Z. f. Astrophys., 63, 78, 1966.
18. *H. W. Babcock*, Ap. J., 133, & 572, 1961.
19. *M. Kopecky*, in „Atti del Convegno sui campi magnetici solari e la spettroscopia ad alta risolutione, Roma, 1954". Firenze, 1966.

20. *Э. М. Дробышевский*, Астрофизика, 4, 537, 1968.
21. *L. Biermann*, Z. f. Naturforsch., 5a, 65, 1950,
22. *I. W. Roxburgh*, M. N., 132, 201, 1966.
23. *Т. Э. Каулинг*, Магнитная гидродинамика, ИИЛ, М., 1959.
24. *М. Штеенбек, Ф. Краузе*, Магнитная гидродинамика, № 3, 76, 1967.
25. *Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц*, Механика сплошных сред, ГИТТЛ, М., 1953.
26. *Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц*, Электродинамика сплошных сред, Физматгиз, М., 1959.
27. *С. А. Каплан*, Межзвездная газодинамика, Физматгиз, М., 1958.
28. *С. А. Каплан*, Астрон. ж., 40, 1047, 1963.
29. *Э. М. Дробышевский*, IAU—IVTAM VI-th Symposium „Cosmical Gas Dynamics", Crimea, Sept., 1969.