

537.84

О ПРОИСХОЖДЕНИИ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ ЗЕМЛИ
И НЕБЕСНЫХ ТЕЛ

А. З. Долгинов

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	231
2. Уравнение генерации поля	233
3. Эффект Бирманна	233
4. Эффект химических неоднородностей	234
5. Магнитные Ср-звезды	234
6. О магнитном поле Земли и планет	239
7. Магнитное поле Солнца	242
8. Горячие О- и В-звезды	247
9. Терромагнитная неустойчивость белых карликов	248
10. Терромагнитная неустойчивость и эффект химических неоднородностей в ней- тронных звездах	252
11. Индукционный механизм генерации поля в тесных двойных звездных систе- мах	254
12. Магнитное поле галактик	257
Список литературы	259

1. ВВЕДЕНИЕ

Магнитными полями обладают все космические объекты — межзвездная среда, звезды, Солнце, планеты и т. д. Эти поля очень важны для протекания многих астрофизических процессов. Например, поля межгалактической среды $\sim 10^{-9}$ Гс влияют на поведение вещества вблизи от галактик не меньше, чем поля нейтронных звезд $\sim 10^{12}$ Гс на движение окружающей их плазмы. Несмотря на исключительную важность для астрофизики, проблема происхождения и эволюции космических магнитных полей окончательно не решена до сих пор.

Повсеместность магнитных полей делает соблазнительной идею о едином, универсальном механизме их генерации. В большинстве современных работ основным считается динамо-механизм ускорения поля. Динамо-теории посвящены сотни работ и целый ряд монографий¹⁻⁶. Поэтому нет нужды излагать здесь эту теорию или ее применения, тем более что новейшие ее успехи изложены Я. Б. Зельдовичем и А. А. Рузмайкиным в данном номере УФН. Мы более подробно остановимся на трудностях, с которыми динамо-теория встречается. Основная часть статьи будет посвящена исследованию механизмов, отличных от динамо. Постараемся показать, что в реальных космических условиях существует целый ряд различных эффективных возможностей генерации магнитных полей, и динамо-механизм является лишь одной из них.

Как известно, для работы динамо-механизма необходимы движения плазмы, не обладающие большой симметрией^{7,8}. Такие движения достаточно часто встречаются в реальных условиях, и ограничения, которые

вытекают из так называемых антидинамо-теорем (например, запрет динамо при двумерных движениях), по-видимому, не играют существенной роли. Динамо-теория приводит как к стационарным, так и нестационарным решениям. Это позволяет описывать такие нестационарные явления, как, например, солнечный цикл.

Следует, однако, подчеркнуть, что большинство существующих решений, которые пригодны для сравнения с наблюдениями, основано на линейном приближении, когда движения, создающие поле, считаются заданными и не подверженными влиянию поля. Поскольку линейные уравнения генерации однородны, теория не позволяет вычислить величину поля и дает только инкремент его нарастания на начальной стадии. Оценки полей получают иногда из качественных соображений. Поэтому вряд ли можно говорить о количественном согласии динамо-теории с наблюдениями. Более того, существует ряд объектов, для которых условия работы динамо-механизма, по-видимому, не выполняются, а они тем не менее имеют большие магнитные поля.

Обычно считают^{9,10}, что магнитные поля горячих пекулярных звезд, а также белых карликов и нейтронных звезд имеют реликтовое происхождение, т. е. они сохранились и усилились в процессе сжатия протозвездного облака. К сожалению, не существует теории эволюции поля при образовании звезд, и гипотеза о его реликтовом происхождении только обращает вопрос, поскольку возникает проблема объяснения отсутствия заметного поля у многих звезд тех же спектральных классов. Малая проводимость и интенсивное перемешивание протозвездного облака, по-видимому, препятствуют сохранению сильного поля. Реликтовыми, во всяком случае, не могут быть ни поле земли, ни поверхностные поля Солнца, так как время их затухания гораздо меньше, чем время жизни системы.

Для любой теории генерации поля и особенно для теории реликтового поля очень важен вопрос об устойчивости, поскольку неустойчивости могут подавить поле гораздо быстрее, чем омическая диссипация. В работах^{11,12} показано, что ни полоидальное, ни тороидальное поле по отдельности, а только их комбинация будет устойчивой. Напомним, что тороидальное поле \mathbf{B}_t в сферическом проводящем теле является азимутальным и существует только внутри проводящего тела, в то время как полоидальное поле \mathbf{B}_p имеет также радиальную компоненту и продолжается в окружающей тело среде, которая может быть непроводящей. Поля не должны приводить к таким движениям среды, которые бы их подавляли. Тороидальное поле \mathbf{B}_t создается полоидальным током $[\nabla, \mathbf{B}_t] = (4\pi/c) \mathbf{j}_p$. Если этот ток течет не вдоль силовых линий полоидального поля \mathbf{B}_p , то появляется сила $\sim [\mathbf{j}_p \mathbf{B}_p]/c$. Как показано в^{11,12}, возникающие при этом течения приводят к исчезновению компоненты $\mathbf{j}_p \nparallel \mathbf{B}_p$, и остается только $\mathbf{j}_p = k \mathbf{B}_p$, где $(\mathbf{B}_p \nabla) k = 0$. Ток \mathbf{j}_p может долго не затухать, если он течет вдоль тех силовых линий \mathbf{B}_p , которые целиком лежат в области высокой проводимости, т. е. не выходят в поверхностные слои звезды. Такой ток может поддерживать только глубоко лежащее тороидальное поле, что закрывает возможность объяснения поверхностных полей как реликтовых, если не прибегать к предположению о непрерывной транспортировке глубинных полей к поверхности каким-либо механизмом. Поэтому в¹² обсуждаются гибридные гипотезы, в которых одно из полей, скажем \mathbf{B}_p , считается реликтовым, а другое — \mathbf{B}_t — поддерживается независимым источником энергии.

Существуют и другие механизмы генерации космических магнитных полей, например термотоки¹³, эффект Толмена¹⁴ и т. д. Однако обычно оказывается, что время, необходимое в этих случаях для достижения наблюдаемых величин поля, превышает время жизни объекта. Поэтому подобные механизмы рассматривались только как источник «затравочного» поля, которое затем усиливается движением среды.

2. УРАВНЕНИЕ ГЕНЕРАЦИИ ПОЛЯ

Закон Ома в движущейся немагнитной плазме можно записать в виде¹⁵

$$\mathbf{j} = \sigma \left\{ \mathbf{E} + \frac{\nabla \mu_e}{e} + \left[\frac{\mathbf{v}}{c}, \mathbf{B} \right] - \eta \nabla T - \frac{[\mathbf{j}, \mathbf{B}]}{ecN_e} \right\}, \quad (1)$$

где \mathbf{j} — ток, σ — проводимость, $\mathbf{E} = -\nabla \phi + (\dot{\mathbf{A}}/c)$ — электрическое поле, \mathbf{v} — скорость плазмы, N_e — концентрация электронов, μ_e — химический потенциал электронов, η — термоэлектрический коэффициент, $\nabla \mu_e = (\nabla P_e/N_e) - s_e \nabla T$, где P_e — давление электронов, а s_e — энтропия на один электрон; $\mathbf{B} = m\mathbf{H}$ — магнитная индукция. Поскольку магнитная проницаемость m плазмы практически равна единице, величину \mathbf{B} часто называют магнитным полем. Здесь и в дальнейшем мы не будем делать различия между \mathbf{B} и \mathbf{H} .

Из (1) и уравнений Максвелла легко получить

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = [\nabla, [\mathbf{vB}]] + \frac{c^2}{4\pi} \left[\nabla, \left(\frac{1}{\sigma} [\nabla, \mathbf{B}] \right) \right] - \left[\nabla, \frac{[\mathbf{jB}]}{eN_e} \right] - c [\nabla \eta, \nabla T]. \quad (2)$$

Первый член справа описывает изменение поля при движениях среды и является основным в динамо-теории, второй член описывает омическое затухание поля. Для космических объектов из-за больших масштабов поля и высокой проводимости плазмы время затухания может быть очень большим. Третий член связан с эффектом Холла и во многих случаях оказывается меньшим, чем остальные члены.

В поверхностных, не полностью ионизованных слоях звезд роль столкновений электронов друг с другом гораздо меньше, чем с ионами и с атомами. Тогда $\eta = (k/e) [(\mu/kT) - 4]$, где для невырожденного электронного газа $\mu = kT \ln N_e + kT \ln [V^{2/3} 2\pi \hbar^3 (mkT)^{-3/2}]$. Используя эти выражения, получим $[\nabla \eta, \nabla T] = (k/eN_e) [\nabla N_e, \nabla T] = (1/eN_e^2) [\nabla N_e, \nabla P_e]$. Мы видим, что член $[\nabla \eta, \nabla T]$ в (2) отличен от нуля только в том случае, если градиент электронной концентрации не параллелен градиенту давления электронов. Эффект появления магнитного поля при $\nabla N_e \nparallel \nabla P_e$ обычно называется «батарейным». Частный случай батарейного эффекта, возникающего при несовпадении изотерм и изобар в дифференциально вращающихся звездах, называется эффектом Бирманна¹⁶⁻¹⁸.

3. ЭФФЕКТ БИРМАННА

Рассмотрим эффект Бирманна в плазме, состоящей из электронов и ионов одного сорта. Условие гидростатического равновесия для электронной компоненты плазмы имеет вид

$$m_e \frac{d\mathbf{v}_e}{dt} = -\frac{\nabla P_e}{N_e} + m_e \mathbf{g}_{\text{eff}} + e\mathbf{E}, \quad (3)$$

$\mathbf{g}_{\text{eff}} = \mathbf{g} + [\boldsymbol{\omega}, [\boldsymbol{\omega}, \mathbf{r}]]$, где \mathbf{g} — ускорение силы тяжести, $[\boldsymbol{\omega}, [\boldsymbol{\omega}, \mathbf{r}]]$ — центробежное ускорение. Уравнение для ионов такое же, как (3), если сделать замену $e \rightarrow -e$, $m_e \rightarrow m_i$, $\mathbf{v}_e \rightarrow \mathbf{v}_i$, где m_e и m_i — массы электрона и иона, \mathbf{v}_e и \mathbf{v}_i — их скорости соответственно, а $\boldsymbol{\omega}$ — угловая скорость вращения среды. Если течения плазмы отсутствуют, то $m_e \mathbf{v}_e = -m_i \mathbf{v}_i$, и, складывая уравнения для электронов и ионов и подставляя $\nabla P_e/N_e$ в выражение для $[\nabla \eta, \nabla T]$, получим

$$[\nabla \eta, \nabla T] = \frac{[\nabla N_e, \nabla P_e]}{eN_e^2} = -\frac{m_i}{2} [\nabla, \mathbf{g}_{\text{eff}}]. \quad (4)$$

Если вращение дифференциально, то $[\nabla, [\boldsymbol{\omega}, [\boldsymbol{\omega}, \mathbf{r}]]] \neq 0$ и член $[\nabla \eta, \nabla T]$ приводит к усилению магнитного поля. Оценивая величину $|\nabla \omega|$ как

$(\omega/l) (\delta\omega/\omega)$, где $\delta\omega$ — изменение ω на длине l , и решая (2), с отбрасыванием там первого и третьего членов в правой части, получим для звезды, подобной Солнцу, оценку равновесного значения поля $\sim 10^3$ Гс. Однако такое значение будет достигнуто только за $5 \cdot 10^{10}$ лет, что превышает время эволюции звезды. Таким образом, эффект Бирманна успевает создать только «затравочное» поле.

4. ЭФФЕКТ ХИМИЧЕСКИХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ

Непараллельность ∇N_e и ∇P_e может возникнуть не только из-за вращения тела, но также из-за неоднородного распределения в нем химических элементов. На первый взгляд кажется, что локальные химические неоднородности, особенно в звездах, должны очень быстро рассасываться, даже если они как-то возникли. Однако это происходит далеко не всегда. Например, у пекулярных звезд типа Ар наблюдаются долгоживущие локализованные химические аномалии в виде отдельных пятен^{19,20}. Неоднородности состава, возможно, возникают также в поверхностных слоях нейтронных звезд вследствие несимметрии взрывов сверхновых, в результате которых формируются нейтронные звезды^{21,22}. Неоднородности могут появиться и на звездах других типов при развитии неустойчивостей. Есть основания считать, что на границе земного ядра и мантии также существуют крупномасштабные структурные неоднородности, которые могут играть важную роль в процессе поддержания магнитного поля Земли^{23,24}. Эти примеры, а также другие интересные случаи мы рассмотрим в данной работе и начнем с горячих магнитных звезд.

5. МАГНИТНЫЕ СР-ЗВЕЗДЫ

Звезды, у которых имеются аномалии химического состава, называются пекулярными Ср-звездами. Многие из Ср-звезд, особенно среди относящихся к спектральному классу Ар (точнее, от В5 до F0), обладают сильными магнитными полями $\sim 10^2$ — 10^4 Гс. Это горячие звезды с температурами поверхности от 8000 до 30 000° и массой в несколько солнечных масс. При таких температурах водород в большой степени ионизован. Внешняя конвективная зона либо очень тонка, либо даже отсутствует, и энергия переносится радиацией, так как вплоть до поверхности градиент температуры меньше адиабатического. Скорость вращения у Ср-звезд с большим полем, как правило, в 2—3 раза меньше, чем у немагнитных звезд того же спектрального класса, хотя имеются отдельные исключения. Слабая конвекция и медленное вращение не позволяют объяснить магнитное поле динамомеханизмом. Предположение, что динамо действует во внутреннем конвективном ядре^{25,26}, встречается с серьезной и нерешенной проблемой переноса крупномасштабного переноса поля к поверхности. Наблюдаемое дипольное поле Ср-звезд, как правило, наклонено к оси вращения. Если вращение дифференциальное, то поле закручивается таким образом, что области с противоположно направленными силовыми линиями оказываются близко друг к другу. Это ведет к быстрой диссипации поля²⁷. Поэтому наблюдаемое крупномасштабное поле должно интенсивно подпитываться либо за счет генерации, либо за счет всплывания реликтового поля из внутренних областей, если там нет дифференциального вращения. Это создает дополнительные трудности как для гипотезы о реликтовом поле, так и для α — ω -динамо. Гипотеза о реликтовом происхождении поля сталкивается с трудными проблемами устойчивости.

Самой поразительной особенностью магнитных Ср-звезд является то, что наблюдаемые аномалии химического состава распределены по поверхности не однородно, а отдельными крупными пятнами. Хотя детали поверхности не разрешаются телескопом, о пятнах можно судить по изменению интенсивности спектральных линий с периодом вращения звезды. Интенсивность может меняться не только из-за разного обилия элементов, но

также из-за разных условий возбуждения, например из-за температурных неоднородностей. Однако тщательное изучение серий линий различных элементов свидетельствует именно о разном химическом составе. Например, обилие гелия в отдельных пятнах может быть в 10 раз меньше, чем нормальное, а обилие, скажем, европия в 10^4 раза больше. Иногда и в целом по звезде обилие каких-либо элементов существенно отличается от их естественной распространенности. Среди магнитных Ср-звезд имеются как бедные, так и богатые гелием, но, по-видимому, нет объектов с его нормальным содержанием. Подробное описание химических особенностей Ср-звезд дано, например, в ^{19,20}.

Магнитные поля Ср-звезд наблюдаются по зеемановскому расщеплению спектральных линий и являются дипольными, иногда с примесью более высоких мультиполей. Ось диполя наклонена к оси вращения звезды (иногда несколько сдвинута от центра), причем закономерностей в распределении углов наклона не найдено. Возможно, поле имеет сложную мелкомасштабную структуру (например, магнитные пятна), однако это лежит вне пределов разрешения существующими приборами. По-видимому, имеется какая-то корреляция между структурой магнитного поля и химическими аномалиями, однако четких данных по этому поводу не имеется.

Число магнитных Ар-звезд среди нормальных А-звезд порядка 10—20 %. Ар-звезды наблюдаются уже много лет, и за это время не было обнаружено изменения распределения химических аномалий. Оценка времени жизни пятен, исходя из упомянутых выше фактов, дает нижнюю границу $\sim 10^2$ — 10^3 лет. Возможно, что пятна сохраняются много большее время. Ар-звезды принадлежат к числу наиболее спокойных звезд. У них нет интенсивной конвекции, нет ни корон, ни звездного ветра, тем не менее на поверхности наблюдается мелкомасштабная турбулентность с характерной скоростью ~ 1 км/с и масштабом $\sim 10^3$ км. Поэтому факт долгого сохранения химических пятен удивителен. Даже мелкомасштабная турбулентность, а тем более крупномасштабные течения должны были бы размывать их за время гораздо меньшее, чем время жизни звезды. Более того, на первый взгляд представляется, что локальные неоднородности должны сами по себе быстро тонуть или всплывать и размываться в окружающем их веществе. Однако более внимательное рассмотрение показывает, что равновесные или, во всяком случае, долгоживущие, химически неоднородные структуры возможны. Местел¹⁰ и Местел и Мосс^{12,28,29}, исследуя характер возможных течений во вращающейся звезде с неоднородным распределением молекулярного веса \mathcal{M} , отметили, что гидростатическое равновесие $\nabla P = -\rho (\mathbf{g} + [\omega \times \mathbf{r}])$, где $P = \mathcal{R}T\rho/\mathcal{M}$, \mathcal{R} — газовая постоянная, может существовать при определенной зависимости T/\mathcal{M} от углов. Течения среды, вызванные разными причинами и сопровождаемые перераспределением молекулярного веса, могут привести к такому состоянию, когда возникает « \mathcal{M} -барьер», который подавляет течения и препятствует размыванию неоднородностей. Однако в упомянутых работах не дано объяснения причин возникновения локальных химических аномалий на Ср-звездах и не обсуждаются их наблюдаемые характеристики.

В наиболее разработанной, так называемой «диффузионной модели» происхождения химических аномалий (см. ^{30–34}) предполагается, что аномалии возникают в процессе диффузии ионов и атомов под действием градиентов концентрации и температуры, силы тяжести и силы давления излучения. Частицы всех элементов, кроме водорода, рассматриваются как пробные, и определяется их скорость относительно основной плазмы. Такой подход качественно объясняет дефицит гелия тем, что он тонет после прихода звезды на главную последовательность, а избыток некоторых других элементов объясняется их диффузией вверх под действием давления излучения. Образование пятен связывается с тем, что магнитное поле затрудняет диффузию ионов поперек силовых линий.

Диффузионная модель, несмотря на успешные качественные объяснения аномалий отдельных элементов, в ряде случаев противоречит наблюдениям³⁵. Динамика стратификации элементов по глубине существенно зависит от структуры и характеристик уровней ионов, данные о которых недостаточны.

С теоретической точки зрения наиболее сомнительной является возможность использования приближения пробных частиц. Тяжелые элементы, несмотря на их малое обилие, могут сильно влиять на непрозрачность среды и тем самым на локальную температуру и связанные с ней течения.

Имеются попытки объяснить наблюдаемые аномалии выпадением на звезду межзвездного вещества³⁶, или вещества, оставшегося после образования звезды³⁷, или комет, подобных кометам солнечной системы³⁸, или даже целых планет³⁹. Поскольку околозвездное вещество уже подвергалось химической сепарации и, кроме того, аккреция ионов в магнитном поле звезды добавочно их сортирует, то можно качественно понять локальные аномалии отдельных элементов. Имеются данные, что у некоторых звезд типа А наблюдается избыточное инфракрасное излучение, которое обычно связывают с наличием около них пылевых оболочек⁴⁰. К сожалению, пока нет данных о составе этих оболочек. Кроме того, далеко не все наблюдаемые аномалии удается объяснить аккреционным механизмом и, прежде всего, трудно объяснить как недостаток, так и избыток гелия, не привлекая механизма диффузии вглубь звезды или к ее поверхности. Количественно аккреционная гипотеза слабо разработана.

Причина распределения аномалий в виде пятен является самым трудным вопросом теории. Для сепарации элементов магнитным полем необходимо значительное различие коэффициентов диффузии ионов вдоль и поперек поля. Для Ср-звезд такое различие может возникнуть только у самой поверхности, там, где оптическая толщина меньше 10^{-2} при поле 10^5 Гс. Наблюдения не дают пока надежных данных о глубинах химических аномалий, однако данные о спектральных линиях различных элементов, лежащих по разные стороны от бальмеровского скачка, указывают на то, что аномалии простираются глубже, чем до оптической толщины $\sim 10^{-2}$ ¹⁹. Кроме того, наблюдаемые магнитные поля у поверхности обычно $\sim 10^3$ Гс, а не 10^5 Гс. Для долгого удержания ионов необходима очень стабильная структура поля с силовыми линиями, параллельными поверхности. Нет данных о наличии таких структур, коррелированных с наблюдаемым распределением аномалий. Кроме того, магнитные ловушки обычно несовершенны, и неустойчивости могут привести к ускользанию плазмы за срок гораздо меньший, чем время $\sim 10^6$ — 10^8 лет, необходимое для магнитной сепарации. Все эти вопросы теоретически не исследованы.

Для построения теории, по-видимому, следует отказаться от рассмотрения диффузии отдельных частиц и исследовать вопрос о возможных нелинейных гидродинамических (или даже гидромагнитных) неустойчивостях водородно-гелиевой плазмы, которые могли бы вести к образованию локальных структур с различным молекулярным весом. Мы имеем в виду аналогию солитоноподобными структурами, но для среды исходно неоднородной по молекулярному весу. Затем следовало бы учесть изменения прозрачности, связанные с различием в концентрации тяжелых элементов, и рассмотреть диффузию этих элементов в окружающей среде, неоднородной по составу и температуре. Наконец, следовало бы учесть электрические и магнитные поля, которые обязательно появляются в системе с неоднородным распределением химических элементов.

Однако независимо от причины возникновения локальных химических аномалий можно рассмотреть некоторые следствия, вытекающие из факта их длительного существования. Наибольший интерес представляют пятна гелия, которые наблюдались у Ар-звезд во всех случаях, когда это позволяла чувствительность приборов. По-видимому, поверхностные аномалии гелия свойственны всем Ар-звездам, но не вполне ясно, в какой мере аномальным

является общее содержание гелия в звезде. При одинаковой эффективной температуре, одинаковой силе тяжести и одинаковом обилии гелия близ поверхности звезды с различным общим содержанием гелия спектроскопически неотличимы¹⁹.

Покажем, что наличие долгоживущих аномалий гелия в виде крупномасштабных пятен приводит к появлению заметного магнитного поля^{38,41-44}. Аномалии других элементов вносят вклад в процесс генерации поля в соответствии с их долей в составе звезды и степенью ионизации.

Определим сначала стационарное значение, которого может достигнуть поле. Предположим, что течения плазмы подавлены (\mathbf{v} мало) и не размывают пятна. Отбросим в (2) члены $[\nabla, [\mathbf{v}\mathbf{B}]]$ и нелинейный член $\sim[\mathbf{j}\mathbf{B}]$. Удобно использовать векторный потенциал и подставить ток (1) в $\nabla^2 \mathbf{A} = - (4\pi/c) \mathbf{j}$. Принимая во внимание, что в стационарном состоянии $\nabla \mu_e + e\mathbf{E} = m_e \mathbf{g}_{\text{eff}}$, и используя (1), получим

$$\nabla^2 \mathbf{A} = - \frac{4\pi}{c} \sigma \left(\frac{m_e}{e} \mathbf{g}_{\text{eff}} - \eta \nabla T \right). \quad (5)$$

Рассмотрим наиболее крупномасштабные неоднородности σ , η и Γ и положим

$$\sigma\eta = (\sigma\eta)_0 + (\sigma\eta)_1 \sin \vartheta \cos \varphi + (\sigma\eta)_2 \sin \vartheta \sin \varphi + (\sigma\eta)_3 \cos \vartheta, \quad (6)$$

где $(\sigma\eta)_i$ — функция только от r . Аналогичным образом представим $T(r)$. Точное решение (5) не составляет труда, однако мы не будем приводить довольно громоздкие формулы, а ограничимся наиболее важными случаями. Предположим, что горизонтальные неоднородности в распределении проводимости и термосилы более выражены, чем неоднородности температурные, и при вычислении тороидального поля \mathbf{B}_t будем учитывать только вертикальный градиент температуры. Кроме того, опустим член $(m_e/e) \mathbf{g}_{\text{eff}}$, который дает меньший вклад, чем $\eta \nabla T$. Тогда для тороидального поля получим

$$(B_t)_\varphi = \frac{4\pi}{3} [J_3 \sin \vartheta - (J_1 \cos \varphi - J_2 \sin \varphi) \cos \vartheta], \quad (7)$$

$$(B_t)_\vartheta = \frac{4\pi}{3} (J_1 \sin \varphi - J_2 \cos \varphi),$$

$$J_i = \frac{1}{c} \left[\frac{r}{R^3} \int_0^R \frac{\partial T_0}{\partial r} (\sigma\eta)_i r^2 dr - \frac{1}{r^2} \int_0^r \frac{\partial T_0}{\partial r} (\sigma\eta)_i r^2 dr - r \int_r^R \frac{\partial T_0}{\partial r} (\sigma\eta)_i \frac{dr}{r} \right] \quad (i = 1, 2, 3).$$

Оценим величину тороидального поля, предполагая, что неоднородности гелия простираются до глубины $\sim L$. Положим

$$(\sigma\eta)_i = Q_i \exp [(r - R)/L].$$

Зависимость $T_0(r)$ возьмем в виде

$$T_0(r) = T_0(R) + (T_c/R)(R - r),$$

где T_c — температура в центре звезды. Тогда из (6) и (7) получим оценку

$$J_i \approx \frac{L}{Rc} Q_i T_c \left(1 - \frac{r}{R} \right) \exp \frac{r-R}{L}. \quad (8)$$

Величина Q может быть связана с угловой зависимостью как проводимости σ , так и термосилы η . Если плазма лоренцева, то $\eta = (k/e) \ln [f(T) N_e]$. В области нейтрального гелия $\ln N_e \approx \ln (\rho/m) - y$, где y — весовая доля гелия. Возьмем $y = 0,16 + 0,13 \cos \vartheta$. Если горизонтальные неоднородности

температуры и проводимости выражены слабее, чем неоднородности распределения гелия, то $\eta_i \approx (k/e) y_i$ в области нейтрального гелия и $-0,75 (k/e) y_i$ в области HeII. Для примера рассмотрим случай, когда $T_c = 2 \cdot 10^7$ К. Тогда на глубине $r = 0,95R$ при $\sigma_0 = 10^{14} \text{с}^{-1}$ получим для B_t оценку ~ 100 Гс.

Если зависимость $\sigma\eta$ от углов θ, φ менее плавная, чем (6), то поле может стать значительно большим. Напомним, что углы ν, φ (6) отсчитываются в системе, связанной с химической неоднородностью, которая необязательно совпадает с системой, где O_i — ось вращения, а углы обозначены как θ, φ . По наблюдениям пятен на Ср-звездах их температура T отличается приблизительно на 500° от T окружающих областей.

Полоидальное поле отлично от нуля только в том случае, если обе величины как $\sigma\eta$, так и T , зависят от углов. Решение (5) в предположении (6) дает следующее выражение для дипольного магнитного момента звезды:

$$\mathfrak{M}_i = \frac{2\pi}{c} \int_0^R r^2 [(\sigma\eta)_k T_l - (\sigma\eta)_l T_k] dr \quad (i, k, l \rightarrow x, y, z). \quad (9)$$

Если принять использованные выше оценки T_c и $(\sigma\eta)_k$, то из (9) получаем, что дипольное поле на поверхности порядка 1 Гс. Это гораздо меньше наблюдаемого, и либо надо заметно изменить принятые оценки характеристик звезды, либо искать иной механизм, создающий или усиливающий полоидальное поле. Это поле может быть значительно усилено полоидальными течениями плазмы. Такими течениями могут быть, например, меридиональные циркуляции, которые происходят в каждом полушарии независимо и тем самым не перемешивают вещество полушарий и сохраняют их асимметрию, если она почему-либо возникла. Имея в виду, что «батарейное» тороидальное поле B_t больше полоидального поля B_p , можно использовать уравнение $[\nabla, \mathbf{B}_p] \approx (4\pi\sigma/c^2) [\mathbf{v}, \mathbf{B}_t]$. Если, например, принять, что полоидальное течение происходит со скоростью $v_r = -u(r)(3\cos^2\theta - 1)$, $v_\nu = 3u(r)\sin\theta\cos\theta$ и $v_\varphi = 0$, то оценкой для дипольного поля будет $B_{\text{дип}} \sim (\sigma u/c^2) B_t$, т. е. сравнительно небольшие скорости течений $u \sim 10^{-3} - 10^{-4}$ см/с достаточны, чтобы полоидальное поле достигло величины, сравнимой с тороидальным полем. Более точное решение (2) подтверждает эту оценку.

Наблюдения пока не дают сведений о таких течениях в поверхностных слоях Ср-звезд, и поэтому указанный механизм усиления «батарейного» поля можно рассматривать только как одну из возможностей.

Время, необходимое, чтобы достигнуть почти стационарного состояния, можно оценить из уравнения (2). Используя те же приближения, что и выше, и для тех же характеристик звезды, получим оценку этого времени порядка $10^6 - 5 \cdot 10^6$ лет, что гораздо меньше времени эволюции звезды.

Во всяком случае, можно сказать, что если крупномасштабные неоднородности гелия на Ср-звездах сохраняются свыше $10^5 - 10^6$ лет, то создаваемое ими магнитное поле следует принимать во внимание при построении теории этих звезд.

Отметим, что в ^{12,28,29} была рассмотрена интересная возможность того, что полоидальное поле Ср-звезд является реликтовым, а тороидальное поле генерируется «батарейным» эффектом, который связан с пятнами гелия. Там же была указана возможность самосогласованной картины, когда неоднородности гелия распределяются таким образом, что подавляют течения, которые могли бы привести к их размытию. Тороидальное поле необходимо, чтобы обеспечить устойчивость суммарного результирующего поля звезды.

Рассмотрим, что может дать «батарейный», механизм для других объектов, и начнем с наиболее важного из них — с Земли.

6. О МАГНИТНОМ ПОЛЕ ЗЕМЛИ И ПЛАНЕТ

Магнитное поле Земли существует свыше $(3-4) \cdot 10^9$ лет примерно на одном и том же среднем уровне, изменяя при этом свою величину и даже знак за 10^5-10^6 лет. Проводимость земного ядра $\sim 3 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$, а нижней мантии в 10^3-10^4 раз меньше. Поэтому омическая диссипация уничтожила бы поле Земли за $\sim 10^5$ лет, если бы оно не поддерживалось каким-то механизмом.

Согласно динамо-теории поле создается конвективными движениями в жидком земном ядре. Эти движения под действием кориолисовых сил закручиваются преимущественно в одну сторону, подобно циклонам в земной атмосфере. Циклоническая конвекция приводит к усилению поля. Однако теория развита только в линейном приближении и поэтому не дает величины поля. Не объясняет она также причину наклона оси диполя ($\sim 11,5^\circ$) и другие характеристики поля.

Вопрос о характере конвекции в земном ядре и даже о ее существовании до сих пор не решен однозначно. Если справедливо предположение о химическом и тепловом равновесии на границе твердого внутреннего ядра и жидкого ядра Земли, то стратификация жидкого ядра должна быть устойчивой, и тепловая конвекция не возникает^{45,46}. Однако в последние годы все более широкое признание получает модель ядра, остывающего со скоростью $\sim 50 \text{ K}/10^9 \text{ лет}$ ⁴⁷. В процессе остывания образовалось и продолжает расти внутреннее ядро. В связи с этим пересматривается вопрос о вкладе различных источников земного тепла. Ряд авторов^{48,49,47} считают, что наряду с распадом радиоактивных элементов важную роль играет энергия, освобождаемая при гравитационной сепарации — выпадении тяжелых веществ, прежде всего железа, на нижней границе жидкого ядра и легких веществ на его верхней границе. Этот процесс порождает конвекцию в жидком ядре, необходимую для действия динамо^{50,51}. Интенсивность конвекции и тем самым возможность динамо сильно зависят от состава и состояния вещества ядра. Эти характеристики не очень хорошо известны. Обычно скорость конвекции определяют из требования, чтобы она могла поддерживать наблюдаемое магнитное поле механизмом динамо. Чтобы пополнить энергию омических потерь поля ($\sim 3 \cdot 10^{17} \text{ эрг/с}$), нужны течения со скоростью $\sim 10^{-2}-10^{-3} \text{ см/с}$.

Более легкая фракция, всплывающая к верхней границе ядра, по-видимому, наряду с железом содержит несколько большую долю таких элементов, как S, O и Si. Рассмотрение фазовой диаграммы Fe — S показывает, что при выпадении более тяжелой фракции на внутреннее ядро фракция с **большим** содержанием серы всплывает в виде отдельных жидких капель⁵².

Модельные расчеты ядра^{47,51} указывают на возможность того, что у самой границы с мантией существует слой ($\sim 60 \text{ км}$), стабильный относительно конвекции. Согласно сейсмическим данным на границе твердого ядра имеется довольно размытый слой, который, по-видимому, состоит из смеси твердой и жидкой фаз. На нижней границе мантии, по-видимому, имеется горячий слой с пониженной вязкостью, в котором происходит сепарация расплава и твердого вещества. В этом слое возникают горячие струи, которые проплавляют узкие ($\sim 10-20 \text{ км}$) трубки через нижнюю и верхнюю мантии вплоть до поверхности Земли. Внутри трубок вязкость сильно понижена вследствие высокой температуры вещества, которое поднимается вверх под действием архимедовой силы. Существование горячих трубок, пронизывающих всю мантию, позволяет объяснить состав вещества, извергаемого вулканами⁵³.

Несмотря на то, что мантия твердая, там возможны течения, хотя и чрезвычайно медленные ($\sim 0,1-0,5 \text{ см/год}$), и даже конвекция⁵⁴. Сейсмические данные указывают на сильную неоднородность верхней мантии по плотности и химическому составу. Неясно, однако, насколько неоднородна нижняя мантия. Неровности рельефа на нижней границе мантии, по-видимому,

малы, порядка 1 км на 10^3 км по горизонтали^{2,55}. Однако неоднородности плотности и химического состава могут быть велики.

Имеются указания⁵⁵⁻⁶⁷ на корреляцию между крупномасштабными гравитационными и магнитными аномалиями. Источником магнитных аномалий, которые коррелируют с гравитационными, могут быть только области с высокой проводимостью, т. е. области внутри земного ядра или у самой его границы.

В работах^{23,58} были обнаружены латеральные неоднородности поля скоростей упругих волн, проходящих через нижнюю мантию (2200—2900 км). Изменение скорости достигало 50 м/с при среднем 13,6 км/с. Предполагая,

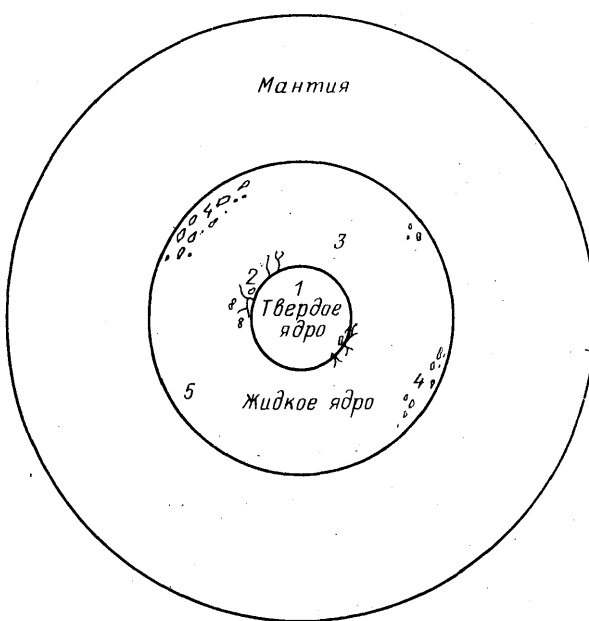


Рис. 1. Схематическая картина внутреннего строения Земли^{47,50,51}.

1 - внутреннее твердое железное ядро, 2 - «мягкая» оболочка внутреннего ядра с жидкими включениями (дендритная структура), 3 - наружное жидкое железное ядро с примесью O, S и Si, 4 - смесь жидкой и твердой фаз при температуре замерзания, 5 - внешняя область ядра, где конвекция, по-видимому, подавлена. Распределение плотности, температуры и электропроводности у границы мантия-ядро неоднородно

что наблюдаемые изменения скорости связаны с температурными неоднородностями, авторы²⁴ определили электропроводность нижней мантии, имея в виду, что она носит характер собственной электронной проводимости полупроводника и зависит от температуры. Полученное распределение проводимости имело положительные аномалии в районе Австралии, Центральной Африки и Южной Америки и отрицательные аномалии в центральных частях Азии, Атлантики и Тихого океана. Величина аномалий достигла 40—50 % среднего. Вывод о неоднородности электрических характеристик остается и в том случае, если изменения скорости связаны не с температурой, а с химическим составом (рис. 2).

Таким образом, есть основания считать, что на границе мантии и ядра (а также и на границе твердого и

жидкого ядра) существуют крупномасштабные неоднородности состава или температуры. Вещество мантии в какой-то степени проникает в ядро, а вещество ядра — в мантию. Не имея прямых однозначных данных о структуре пограничных областей, можно, тем не менее, ответить на вопрос, каковы должны быть химические и температурные неоднородности, чтобы создать «батарейное» поле, сравнимое с наблюдаемым полем Земли.

«Батарейный» механизм является одним из частных проявлений термогальваноэлектрических эффектов¹⁵. Различные варианты таких эффектов, применительно к Земле и планетам, рассматривались неоднократно^{13,59,60}. Однако существующие модели не получили признания потому, что они: а) во многих случаях предсказывали поле гораздо меньшее, чем наблюдаемое; б) не имели основы в виде надежных данных о внутренних областях Земли; в) не могли объяснить изменения магнитного поля за $\sim 10^4$ — 10^5 лет, так как температурный режим Земли и ее структура меняются за гораздо большее время. Эти возражения частично снимаются, если верны выводы о неоднородностях нижней мантии, а также вывод о существовании горячего переходного слоя между мантией и ядром. Такой слой, обладая высокой про-

водимостью и не участвуя в конвекции, может быть неоднородным по составу и температуре. Медленные течения, которые там все же возможны, могут быть ответственными за изменения магнитного поля.

Если использовать простейшее предположение (6) о распределении проводимости и термосилы, то можно использовать формулы (7) для тороидального поля и (9) для магнитного момента. Явный вид и оценка термосилы существенно зависят от предположений о составе и состоянии пограничной области ядро — мантия. Минимальное η получим в предположении

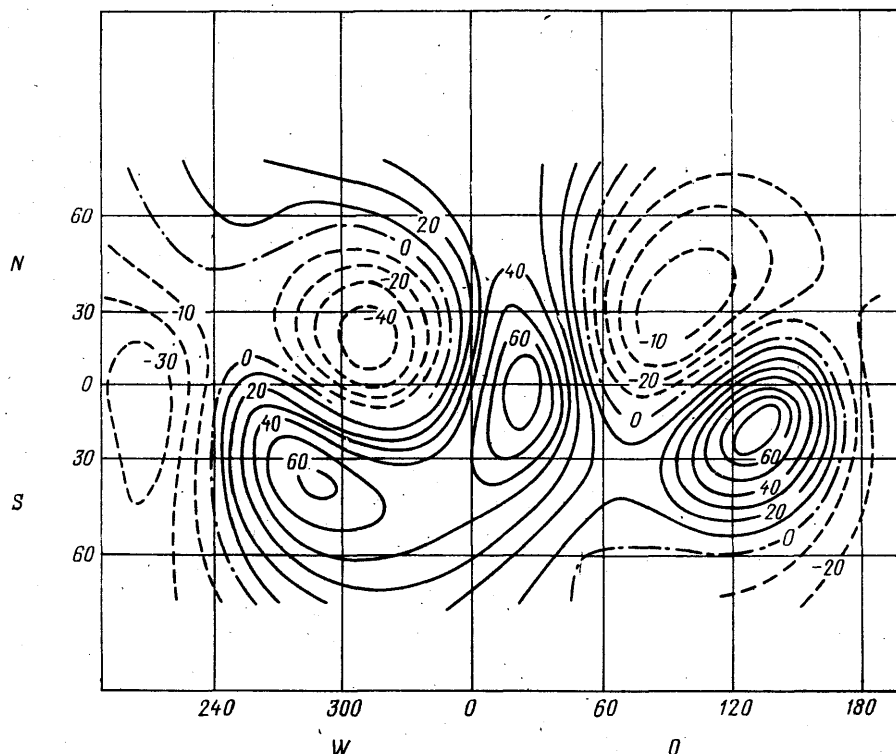


Рис. 2. Отклонение электропроводности нижней мантии от сферически-симметричного распределения для глубин $2200 < h < 2900$ км.

Получена в 24 на основе данных ²³ ⁵⁸ о скоростях сейсмических волн. Цифры на изолиниях означают проценты отклонения от принятого среднего значения

о чисто металлической проводимости этой области $\eta = (\pi^2 k/e) (kT/\zeta_F)$, где ζ_F — предельная энергия Ферми. Для железа с плотностью ~ 10 г·см⁻³ получим оценку $\eta \approx 6 \cdot 10^{-8}$. Для проводимости, как обычно, возьмем $\sigma \approx (3-4) \cdot 10^{15}$ с⁻¹. Предполагая, что горизонтальные неоднородности $\sigma\eta$ у границы ядро — мантия охватывают область глубиной ~ 70 км (т. е. $L \approx 0,02 R$, где $R = 3,48 \cdot 10^8$ см — радиус ядра) и что $\sigma\eta$ меняется на $\sim 50\%$ от одного полюса к другому, получим из (7) оценку тороидального поля $B_t \sim (2-3) \cdot 10^{-3}$ Гс. Это значение не противоречит каким-либо фактам, но сильно отличается от предсказаний α — ω -динамо.

Полоидальное поле возникает в том случае, если, кроме неоднородностей $\sigma\eta$, существуют не совпадающие с ними неоднородности температуры. Полагая, что у границы ядро — мантия температуры между полюсами отличаются на $\sim 500^\circ$, получим из (9) для магнитного момента оценку приблизительно в 50 раз меньшую, чем наблюдаемое значение $8 \cdot 10^{25}$ Гс·см³. Если термосила η у границы мантии определяется не изменениями характеристик металла, а неоднородностями типа металл — полупроводник, то оценка η , а следовательно, и M может быть значительно выше. Затравочное поле необходимо для действия любого динамо-механизма. Даже если поле, создаваемое

мое неоднородностями внутри Земли, окажется слабым, оно может существенно способствовать работе динамо. Возможно, что недипольная компонента поля, которая, по-видимому, коррелирует с аномалиями тяготения^{55,56} и со скоростями сейсмических волн у границы ядра^{23,58}, определяется именно неоднородностями состава.

Изменения величины и даже знака поля (определяемые по намагниченности древних пород) за время $\sim 10^5$ — 10^7 лет могут быть связаны как с крупномасштабными изменениями состава из-за обмена веществом на границе мантия — ядро, так и с изменением характера полоидальных течений.

Наши знания об условиях во внутренних областях планет несравненно беднее, чем для Земли. Почему, например, Венера не обладает заметным полем? Приводит ли ее медленное вращение и практически отсутствие приливных течений к более однородным химическим и температурным условиям на границах жидкого ядра? Или отсутствие поля связано с медленностью полоидальных течений в ядре? Для ответа на эти вопросы нужны дальнейшие исследования.

Мало что можно сказать и о том, почему у маленького медленно вращающегося (56 сут) Меркурия имеется магнитное поле с дипольным моментом $5,2 \cdot 10^{22}$ Гс \cdot см³, а у Марса, который вращается гораздо быстрее (24 ч 37 мин), поля нет вовсе или оно очень слабо. Нет сколько-нибудь надежных данных о ядрах этих планет, об их размерах, скоростях течений, химических или температурных неоднородностях и т. д.

Большие магнитные поля имеют планеты-гиганты Юпитер, Сатурн и Уран. Вращаются они быстро и имеют по многу спутников, так что приливные течения сильны и несимметричны. В недрах этих планет, по-видимому, существует область жидкого металлизированного водорода. Проводимость этой области $\sigma \approx 10^{17}$ с⁻¹.

Возможная конвекция в недрах планет-гигантов совместно с их быстрым вращением создают благоприятные условия для динамо. Неясно, почему все эти планеты имеют дипольное поле. При существующем различии физических условий они, согласно динамо-теории, должны были бы обладать полями различной мультипольности¹⁻⁶.

Большая проводимость металлического водорода и растворимость в нем гелия делает возможным предположение о том, что у планет-гигантов существуют неоднородности в распределении гелия, которые могли бы привести к генерации поля. Необходимы дальнейшие исследования роли различных механизмов.

Анализ лунных пород показал^{46,61,62}, что они застыли $\sim 3 \cdot 10^9$ — $4 \cdot 10^9$ лет тому назад в присутствии поля $\sim 5 \cdot 10^{-2}$ — 10^{-2} Гс. Радиус возможного лунного ядра не может превышать 300—400 км. Чтобы получить поле $\sim 10^{-2}$ Гс на поверхности, поле на ядре должно быть ~ 10 Гс. Если поле было вызвано действием динамо, то скорости в лунном ядре должны были бы быть гораздо большими, чем в земном. Мы не имеем прямых данных о конвективных скоростях в земном ядре и, тем более, в лунном. Во всяком случае, генерация поля возможна только в областях с высокой проводимостью. Альтернативой к динамо-механизму является предположение, что поле Луны индуцировано Землей, если Луна была гораздо ближе к Земле (5 — $10 R_{\text{Земли}}$) и земное поле было гораздо больше, чем теперь (~ 10 — 50 Гс). Другая альтернатива — это предположение, что имелись большие химические и температурные неоднородности в областях с большой проводимостью внутри Луны, которые могли бы создать поле «батареиным» эффектом.

7. МАГНИТНОЕ ПОЛЕ СОЛНЦА

Магнитное поле Солнца представляет иерархию структур, приблизительно соответствующих масштабам ярусов конвективных ячеек. Наблюдаемые мелкомасштабные структуры выглядят как многообразие отдельных тонких волокон ($\sim 10^2$ — $3 \cdot 10^2$ км) с сильным магнитным полем ($\sim 1,5 \cdot 10^3$ Гс)

Волокна концентрируются в межгрануляционных промежутках и занимают 20 % всей площади. Между волокнами поле сравнительно мало ($\sim 10\text{--}100$ Гс) и хаотично. Грануляции на поверхности состоят из мелкомасштабных ячеек. Одиночная ячейка существует 5–10 минут и затем исчезает. Однако магнитный поток не исчезает столь быстро. Волокна перемещаются по поверхности под действием конвективных потоков вокруг них. Время слияния волокон, по-видимому, больше, чем время жизни гранул^{63–65}.

Тороидальное магнитное поле Солнца, по-видимому, имеет вид магнитных трубок, вытянутых параллельно поверхности Солнца. Наблюдения смены полярности активных областей на Солнце указывают на то, что направления тороидального поля противоположны в двух полушариях Солнца. Эти направления изменяются от одного солнечного цикла к другому. Иногда конвективные ячейки супергрануляции ($\sim 10^4\text{--}5\cdot 10^4$ км) выносят отдельные участки трубок к поверхности в форме огромных петель. Поле в трубке $10^3\text{--}5\cdot 10^8$ Гс. В тех областях, где наиболее интенсивные трубки выходят на поверхность, сильно изменяется процесс переноса тепла, что ведет к появлению солнечного пятна. Поле, связанное с супергрануляцией, рассматривается как поле промежуточного масштаба.

Большие области Солнца заняты преимущественно полями одной полярности. Поле, усредненное по таким площадям, рассматривается как крупномасштабное поле. Это поле ($\sim 1\text{--}2$ Гс) гораздо меньше, чем мелкомасштабное. В полярных областях оно выглядит как полоидальное дипольное поле. Области одинаковой полярности только в среднем совпадают с полушариями. Это означает, что наряду с дипольной компонентой существуют и другие компоненты. Эффективный гелиомагнитный экватор не является кругом, а представляет собой волнистую линию. Эта линия изменяется по форме в течение цикла. Крупномасштабные структуры поля выносятся солнечным ветром в межпланетное пространство. В минимуме солнечной активности наблюдаются четыре магнитных сектора в солнечном ветре, а в максимуме — только два. Секторная структура отражает форму гелиомагнитного экватора⁶⁶. Динамо-теория предлагает следующую картину солнечных циклов. Солнечное дифференциальное вращение вытягивает и скручивает полоидальное поле, создавая тороидальную компоненту. Обратный процесс — образование полоидального поля из тороидального, что является необходимой частью динамо-механизма, — не столь простой; имеются различные возможности такого процесса. Наиболее популярным является предположение, выдвинутое Паркером¹, о том, что полоидальное поле образуется при слиянии магнитных петель, которые вытянуты из тороидального поля циклонической конвекцией. Эта картина может быть описана в рамках магнитной гидродинамики средних полей, которая была предложена и разработана в^{1–6, 48}. Было показано, что гиротропные движения плазмы в любых масштабах (в рассматриваемом случае гиротропность создается вращением Солнца) могут создать как тороидальные, так и полоидальные поля.

Если движения, необходимые для динамо, действительно существуют на Солнце, то можно объяснить ряд существенных характеристик солнечного магнитного цикла. Динамо-волны, последовательно распространяясь от полюса к экватору, обеспечивают смену полярности тороидальной и полоидальной компонент поля. Наблюдаемая миграция активных областей к экватору («бабочки Маундера») может быть также объяснена как следствие распространения динамо-волны. Нарушения периодичности циклов («минимум Маундера») можно интерпретировать как результат изменения режима конвекции. Наряду с крупномасштабными структурами на основе динамотеории рассматривались и мелкомасштабные структуры^{1–6, 67}. Было показано, что усиление поля возможно и в малых масштабах.

Однако не следует игнорировать вопросы и слабые стороны теории. Существующая линейная теория не определяет величину поля ни в крупных, ни в мелких масштабах.

Попытка объяснить форму гелиомагнитного экватора на основе α — ω -модели встречает принципиальные трудности, связанные с быстрой диссипацией неаксиально-симметричных компонент поля⁷⁷.

Солнечное поле хорошо организовано в виде волокон и трубок с сильным полем — от огромных солнечных пятен до маленьких факельных точек. Магнитные трубки под фотосферой и конвективные потоки, по-видимому, образуют две сосуществующие структуры. Конвекция происходит между трубками, не деформируя их существенным образом. Качественно это можно понять как результат вытеснения магнитных полей из областей, охваченных интенсивными стохастическими движениями, и подавления этих движений в областях с достаточно сильным полем. Современная теория не дает количественной картины разделения среды на магнитную и конвективную фазы.

В работе⁶⁸ было показано, что магнитное поле, генерируемое хаотическими гиротропными течениями, обладает свойством «перемежаемости». Это означает, что на фоне сравнительно однородных флуктуаций поля иногда появляются пространственно узкие, но большие по величине всплески. Авторы⁶⁹ интерпретируют узкие магнитные волокна на Солнце как проявление такой своеобразной структуры корреляторов поля. Эти работы представляются очень многообещающими, хотя исследование еще только начинается.

Поведение крупномасштабного поля, которое является средним от мелкомасштабного, коррелировано на больших расстояниях и даже между полушариями. Это означает, что трубки магнитного потока имеют большие размеры. Регулярность в распределении полярностей магнитного поля в больших активных областях указывает, что подповерхностное поле направлено по широте и упорядочено, т. е. существует составляющая поля, которая не проявляет признаков хаотичности. Эти обстоятельства трудно объяснить в предположениях, обычных для динамо-теории, о том, что поле распределено по всей конвективной зоне. Чтобы охранить структуру поля от разрушения конвективными потоками, надо предположить, что поле внутри трубок соответствует равномерному распределению по энергиям между полем и конвекцией или еще больше. Такое поле становится плавучим и, согласно¹, всплывает к поверхности Солнца за время короче периода цикла. Чтобы избежать быстрой потери магнитного потока из-за неустойчивостей, вызываемых плавучестью трубок, ряд авторов^{70, 71} предполагали, что горизонтальный поток сосредоточен в узком слое на дне конвективной зоны или на верхней границе радиативной зоны. В таком слое взаимодействие конвекции с магнитным полем не столь сильное. В^{70, 71} была рассмотрена возможность того, что трубки магнитного поля содержатся на дне конвективной зоны в области проникновения конвекции в радиативную область, так называемую зону перекрытия. Эта зона определяется как область, где средний градиент температуры меньше адиабатического, но где конвективное движение все еще существует. Свойства зоны перекрытия исследовались в работах^{70, 71}. В этой области конвекция немного проникает в радиативную зону, что делает неустойчивым положение магнитных трубок и провоцирует их всплытие к поверхности. Предполагая, что горизонтальное поле состоит из большего числа узких почти параллельных трубок, которые отделены друг от друга областями без поля и имеют внутри себя поле достаточно сильное, чтобы противостоять деформациям под действием конвекции, было показано⁷¹, что почти стабильное положение трубок с полем $\sim 10^4$ Гс требует горизонтального потока плазмы вдоль трубки со скоростью ~ 5 — 10 м/с.

Известен целый ряд эффектов, которые ведут к увлечению магнитных трубок на дно конвективной зоны^{4, 72, 73}. По-видимому, дно конвективной зоны или верх радиативной зоны — наиболее подходящие области для удержания трубок.

α — ω -вариант динамо-теории, который чаще всего применяют к Солнцу, использует предположение, что угловая скорость дифференциального враще-

вия растет вглубь Солнца. Это согласуется с наблюдениями почти твердотельного вращения крупномасштабных магнитных структур, которое обгоняет дифференциальное вращение на данной широте, но противоречит теории дифференциального вращения⁷⁴, которая предсказывает уменьшение угловой скорости внутри Солнца.

Наблюдения и анализ колебаний поверхности Солнца позволяют получить сведения о дифференциальном вращении его внутренних областей^{75–78}. Результаты работ^{75–78} показывают, что вращение до глубин $\sim 0,6 R_{\odot}$, почти твердотельное, слегка замедляясь с глубиной. Такая зависимость противоречит обычным предположениям $\alpha - \omega$ -динамо модели (рис. 3).

Выбор значений и функциональной зависимости таких величин, как спиральность, угловая скорость, турбулентная и магнитная вязкости и т. д., производится обычно более или менее произвольно. Поэтому детальный анализ и накопление опытных данных во многих отношениях более важен, чем детальное рассмотрение приближенных моделей. Многолетние наблюдения крупномасштабных движений в поверхностных слоях Солнца, основанные на анализе доплеровского уширения спектральной линии Fe II с $\lambda = 5250,2 \text{ \AA}$,

показали^{79–81}, что кроме дифференциального вращения в поверхностных слоях существуют крутильные колебания с периодом 11 лет. В каждом полушарии наблюдаются четыре зоны — две с медленным и две с быстрым вращением. Средняя амплитуда крутильных скоростей 3–5 м/с. Колебательный узор дрейфует от полюсов к экватору. Волна, возникающая на полюсе, достигает экватора за 22 года, почти одновременно с севера и с юга.

Сторонники динамо-теории рассматривают полученный результат как подтверждение теории, объясняя колебания как вызванные силами Лоренца 22-летней динамо-волны крупномасштабного магнитного поля^{82, 83}. Противники фокусируют внимание на следующих трудностях^{79–81}: а) крутильная волна имеет почти одну и ту же амплитуду вплоть до широт $\pm 75^\circ$, в то время как магнитные поля солнечного цикла максимальны на $\pm 15\text{--}20^\circ$ и очень малы на широтах $> \pm 45^\circ$; б) величина магнитного поля сильно меняется в течение цикла, в то время как величина крутильных скоростей остается почти неизменной; в) угловая скорость вращения, по-видимому, не увеличивается с глубиной.

Не исключено, что крутильная волна — первичное собственное колебание Солнца, которое возбуждается, например, конвективными течениями (см.⁸⁴) и играет роль триггера для солнечного цикла. Крутильные колебания могут существовать только в упругой среде. Необходимая упругость может быть обеспечена магнитным полем, если структура поля сохраняется в течение времени много больше, чем период колебаний. Согласно существующим наблюдениям^{79–81} высокоширотный магнитный поток перемещается в течение цикла не к экватору, а к полюсам, и этот процесс не имеет характера диффузии, но скорее является регулярным движением в каком-то меридиональном течении. Наблюдаемый дрейф активных зон к экватору в течение цикла можно интерпретировать не только как результат распространения динамо-волны, но также как смещение области, где магнитные трубки выходят из глубины на поверхность. Это смещение можно связывать с крутильной волной или какими-то другими причинами.

Имеется определенная корреляция между четными и нечетными 11-летними циклами солнечной активности, но нет видимой корреляции между магнитными 22-летними циклами. Периодичность солнечных циклов неточ-

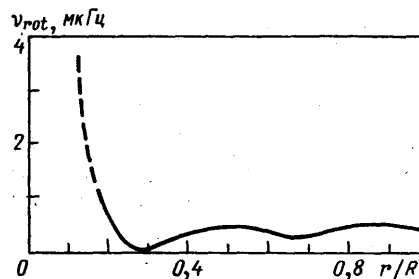


Рис. 3. Зависимость частоты вращения внутренних областей Солнца от глубины⁷⁶.

Глубина дана в долях радиуса

ная и подобна периодичности падения капель из неплотно запертого водопроводного крана. Некоторое количество магнитной энергии накапливается внутри Солнца, всплывает к поверхности и покидает Солнце, освобождая место для новой порции. Иногда трубки магнитного потока нового цикла появляются на фоне потока от трубок предыдущего, еще не закончившегося цикла. Трубки нового цикла имеют полярность, обратную трубкам предыдущего цикла.

В работе⁸⁵ было отмечено, что солнечная циклическая активность подобна поведению автономного релаксационного генератора. Водопроводный кран, упомянутый выше, принадлежит к этому типу. В таком генераторе нет обратной связи. Энергия не преобразуется из одной формы в другую, но достигает некоторого уровня и удаляется из системы. Релаксационный генератор хорошо держит фазу колебаний даже без синхронизации каким-либо внешним источником. Количественное рассмотрение солнечного цикла как примера релаксационного генератора дано в^{85, 86}.

Является ли динамо единственным возможным механизмом для генерации поля внутри Солнца? Большие температурные градиенты (и, возможно, химические градиенты) существуют в различных областях фотосферы, таких, как солнечные пятна, спокойные и активные области и т. д. Короткое время жизни этих неоднородных структур в конвективной зоне исключает возможность создания заметного поля «батарейным» эффектом. Однако на дне конвективной зоны время жизни таких структур может быть очень велико, так как там нет быстрых движений. Спокойные условия и резкое изменение процесса переноса тепла в этой области напоминает ситуацию на поверхности Ср-звезд (см. раздел 5), поэтому важно анализировать возможные неустойчивости, которые могли бы создать неоднородные структуры у дна конвективной зоны. Такой анализ пока не сделан.

В работе⁸⁷ получены указания на то, что фазы солнечного цикла коррелируют с интенсивностью потока солнечных нейтрино. Этот удивительный результат, если он верен, разрушил бы все существующие концепции происхождения солнечного цикла. Это означало бы, что солнечный цикл регулируется процессами, происходящими в глубоких слоях Солнца. Прежде чем сделать столь радикальный вывод, необходимо проверить реальность указанной корреляции.

Возможность наблюдать наряду с Солнцем большое число звезд, отличающихся по спектральному типу, размерам, массам, скоростям вращения, кратности и т. д., является большой удачей для теории. Звезды с конвективными оболочками принадлежат к поздним спектральным типам. Эти звезды имеют хорошо развитые хромосферы, короны и звездные ветры. Они во многих отношениях подобны Солнцу, но обладают в большинстве случаев большей активностью. Темные пятна наблюдались на конвективных звездах. Пятна обычно покрывают площадь звездной поверхности ($\sim 0,2$ — $0,6$), что много больше, чем у Солнца ($\sim 4 \cdot 10^{-3}$). Температура пятен порядка 3700—3900 К. Она почти не зависит от эффективной температуры звезд, которая изменяется от 4100 К до 6100° К, а также от эффективной силы тяжести, которая изменяется от $(2-4) \cdot 10^4$ см/с² для карликов до 10^2 — 10^3 см/с² для гигантов. Магнитное поле велико в пятнах. Величина поля около $(1,5-2) \cdot 10^3$ Гс и почти не зависит от силы тяжести и от температуры⁸⁸.

Активность конвективных звезд циклична. Периоды циклов быстро вращающихся звезд меньше, чем для медленно вращающихся. Все звезды с периодами вращения больше 8 дней, по-видимому, имеют почти одинаковый период циклической активности ~ 10 лет.

Если областью, откуда всплывают магнитные трубки, является дно конвективной зоны, то можно ожидать, что маломассивные звезды, которые, по-видимому, полностью конвективны, не должны иметь сильного поля. Действительно, у некоторых очень поздних М-карликов не обнаружено хромосферной эмиссии^{88, 89}.

8. ГОРЯЧИЕ О- И В-ЗВЕЗДЫ

Звезды, принадлежащие к спектральным классам О и В, имеют большие поверхностные температуры $\sim 5 \cdot 10^4 - 2 \cdot 10^4$ К. Водород полностью ионизован от центра до поверхности, а температурный градиент (кроме областей вблизи центра) меньше адиабатического. Поэтому внешняя конвективная зона не возникает. Однако у этих звезд наблюдаются горячие хромосферы и короны и интенсивный звездный ветер, который имеет скорость $\sim 10^8$ см/с и простирается до расстояний $\sim 1-3$ пс. Масса, уносимая ветром, может достигать $\sim 10^{-7} - 10^{-5} M_{\odot}/\text{год}$. Плазма звездного ветра вытягивает силовые линии и уносит с собой магнитный поток. Тем не менее у многих О- и В-звезд наблюдалось глобальное магнитное поле $\sim 10^2$ Гс. Если это поле является реликтовым, то магнитные трубки должны все время всплывать, восполняя потери потока. Если же поле генерируется течениями, то эти течения должны быть достаточно интенсивны.

Поскольку тепловой конвекции у О- и В-звезд быть не должно, наличие корон и звездного ветра обычно объясняют давлением света. Давление излучения на тяжелые ионы превышает гравитационную силу. Эти ионы передают свой импульс окружающему веществу, что ведет к его нагреву и истечению из атмосферы⁹⁰.

Наряду с такими течениями у быстро вращающихся звезд, к которым принадлежат О- и В-звезды, возникает интенсивная меридиональная циркуляция. Условия гидростатического и теплового равновесия не могут быть одновременно выполнены, если в звезде действуют несферические силы, вызванные вращением или магнитным полем. Это приводит к появлению циркуляционного течения. Детальное рассмотрение меридиональных течений в областях с оптической глубиной $\tau > 1$ было выполнено многими авторами^{10, 91-93}. Область $\tau < 1$ была рассмотрена в^{92, 93}.

Уравнение, определяющее скорость циркуляции, можно получить из (12) в виде $\nabla(\rho c_p \nabla T - \nabla P) = -\nabla F$, где $F = \int \mathbf{n} I(r, \mathbf{n}) d\mathbf{n}$ — поток излучения, а $I(r, \mathbf{n})$ — интенсивность излучения в точке r в направлении \mathbf{n} . Величина $I(r, \mathbf{n})$ определяется из уравнения переноса излучения (см., например,⁹⁴). Если изотермы в звезде не совпадают с изобарами вследствие вращения звезды, то локально $\nabla F \neq 0$, хотя в среднем по поверхности постоянного потенциала $\langle \nabla F \rangle = 0$.

Вычисление скоростей меридиональной циркуляции, выполненное в^{92, 93}, показывает, что радиальная скорость V_r максимальна на глубине, где оптическая толщина τ близка к единице. При $\tau < 1$ величина ρV_r уменьшается с уменьшением плотности, а при $\tau > 1$ возрастает. Это означает, что тангенциальные скорости V_{ϕ} при $\tau > 1$ и $\tau < 1$ направлены противоположно, т. е. циркуляционные потоки замыкаются в фотосфере.

Оценки^{92, 93} при $\tau \lesssim 1$ дают

$$v_r \approx \frac{L \Omega^4 R^5 \kappa(\tau) \tau}{G^3 M^3 (\rho \kappa)_{\tau=1}}, \quad v_{\phi} \approx \frac{R}{h} v_r, \quad (10)$$

где $\kappa(\tau)$ — непрозрачность на глубине τ , h — высота однородной атмосферы, L — светимость звезды.

Скорости циркуляции на глубине $\tau \sim 1$ для О- и В-звезд с типичной угловой скоростью $\Omega \sim 10^{-4} \text{ с}^{-1}$ могут достигать скорости звука. Градиенты скорости также велики, и поэтому очень вероятно возникновение турбулентности. Например, для звезды с $L = 5 \cdot 10^{37} \text{ эрг/с}$, $M = 5 M_{\odot}$, $R = 5 \cdot 10^{11} \text{ см}$, $\Omega = 10^{-4} \text{ с}^{-1}$ в области $\tau \sim 1$ получим $V_{r \text{ max}} \approx 10^3 \text{ см/с}$, а $V_{\phi} \approx 10^7 \text{ см/с}$. Интенсивность и скорость турбулентных движений сильно зависят от Ω . В стационарном состоянии, когда энергия, получаемая турбулентностью, диссипирует за счет вязкости, получим для турбулентной скорости оценку $v_t \approx V_{\phi} (l_t/h)$, где l_t — характерный масштаб турбулентности.

Поскольку l_t обычно в несколько раз меньше, чем h , получим $v_t \sim 10$ км/с. Эти значения хорошо согласуются с наблюдаемыми скоростями микротурбулентности в звездах ранних типов⁹⁵. Звезды с теми же M , R и поверхностными температурами T_s , но разными угловыми скоростями могут обладать различными уровнями микротурбулентности. Хорошо известно⁹⁶, что турбулентные движения могут возбуждать звуковые волны. Хромосферы и короны в звездах раннего типа могут возникать вследствие диссипации звуковых волн. Мощность излучения акустических волн в 1 см^3 турбулентной среды порядка $\rho (v_t^3/l_t) (v_t/c_s)^5$, где c_s — скорость звука^{96,97}. Поэтому энергия, излучаемая звездной атмосферой в одну секунду, порядка

$$L_* \sim 4\pi R^2 \rho v_t^3 \frac{h}{l_t} \left(\frac{v_t}{c_s} \right)^3. \quad (11)$$

В поверхностных слоях О- и В-звезд $c_s \approx 2 \cdot 10^8$ см/с и $v_t \sim c_s$. Предполагая $h \sim 10 l_t$ легко получить, что $L_* \sim 10^{33} - 10^{34}$ эрг/с. Значительная часть этой энергии излучается хромосферами и коронами в виде ультрафиолетового и рентгеновского излучений, а другая часть может передаваться звездному ветру. Таким образом, при малых скоростях вращения (если $v_t < c_s$) светимость короны L_* для О- и В-звезд сильно возрастает с увеличением Ω . Если $\Omega R \gg (GM/R)^{1/2} (GMh\rho c_s/L)^{1/4}$, то скорость циркуляции V и турбулентная скорость v_t порядка скорости звука, т. е. порядка 10–30 км/с. Скорость V и v_t не могут превысить c_s , даже если звезда вращается очень быстро. Светимость короны быстро вращающихся О- и В-звезд порядка $4\pi R^2 \rho c_s^2$ и почти не зависит от Ω . Поскольку $\rho \sim T_s^{5/4} g^{1/2}$ и $c_s \sim T_s^{1/2}$, легко получить $L_* \sim T_s^{9/4} R^2 g^{1/2} \sim L^{0,7} M^{0,5} R^{-0,4}$, где L — оптическая светимость. Таким образом, короны могут стать достаточно горячими, чтобы испускать звездный ветер.

Меридиональные циркуляции сами по себе, будучи осесимметричными, не возбуждают магнитное поле. Однако кориолисовы силы, действуя на турбулентные потоки, могут привести к появлению дифференциального вращения поверхностных слоев⁹⁸. Результирующее течение, возникающее из меридиональных циркуляций и дифференциального вращения, является трехмерным, обладает спиральностью и поэтому может генерировать поле. Количественные оценки в данном случае, к сожалению, очень неопределенны, так как нет прямых наблюдений течений на О- и В-звездах. Нет даже единого мнения о причине возникновения корон у этих звезд.

9. ТЕРМОМАГНИТНАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ БЕЛЫХ КАРЛИКОВ

Наиболее важной отличительной чертой белых карликов (которых около 10% всех звезд) является их высокая плотность $\rho \approx 10^5 - 10^7 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$. Давление в белых карликах поддерживается вырожденными электронами, которые в значительной степени определяют также теплопроводность. Поля $\sim 10^6 - 10^8$ Гс наблюдались у нескольких десятков белых карликов. В остальных случаях поля не были обнаружены. Однако это вовсе не означает, что большинство карликов не имеет полей. Поля меньше $\sim 10^4 - 10^5$ Гс трудно обнаружить вследствие большой величины силы тяжести, быстрого вращения и интенсивных течений в поверхностных слоях, что ведет к сильному уширению спектральных линий и малости интегральной круговой поляризации⁹⁹.

Имеются разные точки зрения на происхождение наблюдаемых полей. Если белый карлик образовался, например, как ядро красного гиганта после истечения значительной части его массы, то поле карлика могло бы быть создано на предыдущей стадии эволюции и сохраниться в нем. У многих карликов наблюдаются интенсивные турбулентные конвективные течения у поверхности. Эти течения, с одной стороны, препятствуют сохранению реликтового поля, но, с другой стороны, способствуют механизму динамо.

Обе эти возможности применительно к белым карликам количественно исследованы недостаточно.

Рассмотрим еще одну возможность, не связанную с каким-либо предположением о реликтовом поле или о динамо-механизме. Покажем, что в вырожденном электронном газе белого карлика неизбежно возникает так называемая «термомагнитная» неустойчивость¹⁰⁰, которая приводит к эффективному усилению поля. Развитие неустойчивости протекает следующим образом. Пусть в системе имеется градиент температуры ∇T_0 , который поддерживается внешним источником. Если по каким-то причинам в системе возникло хотя бы очень слабое магнитное поле B_0 , то появляется поток тепла q_0 , перпендикулярный как ∇T_0 , так и B_0 , потому что немного более «горячие» электроны, двигаясь к поверхности, отклоняются полем слегка сильнее и в противоположную сторону, чем более «холодные» электроны, идущие к центру. Поток q_0 приводит к возникновению градиента температуры ∇T_1 , который создает термоэлектрическое вихревое поле E в направлении q_0 . Поле E , в свою очередь, вызывает появление магнитного поля B_1 , которое совпадает по направлению с B_0 и усиливает его (рис. 4).

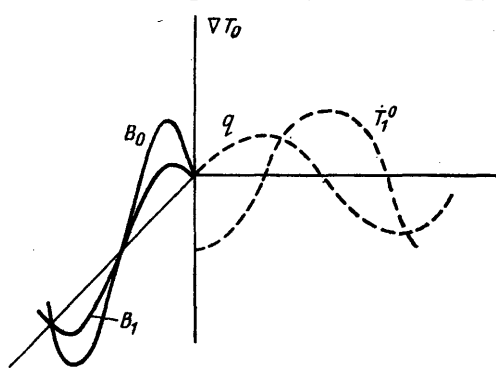


Рис. 4. Схематическое представление возмущений температуры T_1 , теплового потока q и магнитного поля, растущих в процессе развития термомагнитной неустойчивости^{106,107}

Термомагнитная неустойчивость в невырожденной плазме с преобладанием электронного теплопереноса подробно изучалась экспериментально^{101, 102}. Опыты ставились следующим образом. Крупинки вещества

$\sim 10^{-3}$ смоблучались мощным пучком лазера, который создавал в ней большой градиент температуры ∇T_0 . Измерения показали, что всего за время

$\sim 10^{-9}$ с, пока крупинка не успела испариться, она приобретала поле порядка нескольких МГс. Теория этого явления была предложена в работах^{102–105}.

Обобщение на случай вырожденной электронной плазмы и применение к случаю белых карликов дано в работах^{106, 107}. В вырожденной плазме уравнения движения и непрерывности имеют такой же вид, как и в невырожденной¹⁰⁸. Вязкими натяжениями в этих уравнениях можно пренебречь, так как характерное время развития интересующей нас неустойчивости для белых карликов оказывается много больше времени свободного пробега ионов. Можно не рассматривать также возможные течения внутри карлика в невозмущенном состоянии (например, меридиональную циркуляцию), так как учет их не повлияет существенно на оценки развития неустойчивости. Представляя все величины в виде суммы невозмущенных P_0 , T_0 , V_0 , ... и малых возмущений P_1 , T_1 , V_1 , ... можно линеаризовать уравнения гидродинамики. Кроме того, используем закон Ома в виде (1). Принимая во внимание, что магнитное поле делает среду анизотропной, используем тензор термо-э. д. с.

η_{ik} и записываем создаваемое этой силой электрическое поле в виде $\hat{\eta} \nabla T = \eta_{\parallel} \nabla_{\parallel} T + \eta_{\perp} \nabla_{\perp} T + \eta_B [b \nabla T]$, где значки \parallel и \perp означают, что надо взять параллельную или перпендикулярную магнитному полю составляющую вектора ∇ . Величина $b = B/|B|$. Электропроводность σ_{ik} также является тензором. Для вычисления η_{ik} и σ_{ik} можно использовать, например,¹⁰⁸

Плотность электрического тока определяется как $j = e \int (u - v) f(e) dp$, где u и p — скорость и импульс электрона, $f(e)$ — функция распределения электронов по энергиям, нормированная на число частиц, $\int f(e) dp = N_e$. Функция $f(e)$ находится из решения кинетического уравнения, причем

в нашем случае достаточно использовать так называемое релаксационное приближение. Кроме того, в вырожденном ядре белого карлика, если только поле там не превышает 10^9 Гс, выполняется неравенство $\omega_B \tau \ll 1$, где $\omega_B = eB/m_e c$ — электронная циклотронная частота, а τ — время между кулоновскими столкновениями электронов с ионами.

Уравнение переноса энергии удобно использовать в виде

$$\rho c_p \frac{dT}{dt} + \left(\frac{\partial \ln \rho}{\partial \ln T} \right)_P \frac{dP}{dt} = -\nabla Q + \mathbf{j} \left(\mathbf{E} + \left[\frac{\mathbf{v}}{c} \mathbf{B} \right] \right), \quad (12)$$

где c_p — удельная теплоемкость на единицу массы, $\mathbf{Q} = \int \epsilon \mathbf{v} f(\epsilon) d\mathbf{p}$ — вектор плотности потока энергии. При небольших отклонениях от равновесия

$$\mathbf{Q} = -\frac{\mu}{e} \mathbf{j} - T \hat{\eta} \mathbf{j} - \hat{\kappa} \nabla T, \quad (13)$$

где $\hat{\kappa}$ — тензор теплопроводности, явное выражение для которого дано, например, в ¹⁰⁸.

Линеаризуя затем уравнения Навье — Стокса и непрерывности, уравнения (2) и (12) совместно с уравнением Пуассона для гравитационного потенциала получим линейную систему, решение которой определяет поведение малых возмущений в вырожденном ядре белого карлика.

Рассмотрим сначала возмущения с длиной волны λ , много меньшей характерного масштаба L изменения невозмущенных величин. Изменение гравитационного потенциала в этом случае можно не учитывать, так как оно дает меньший вклад, чем изменения плотности и давления. Для простоты будем считать, что невозмущенные величины зависят лишь от одной декартовой координаты z . Как обычно, предполагаем, что возмущенные величины пропорциональны $\exp(i\omega t - i\mathbf{k}\mathbf{r})$, где \mathbf{k} — волновой вектор. Подставляя эту зависимость и явный вид уравнения состояния нерелятивистской вырожденной плазмы в упомянутую выше линеаризованную систему уравнений, из условия совместности этой системы получим дисперсионное соотношение, которое определяет величину ω как функцию \mathbf{k} . Величина $\omega = \omega_1 - i\omega_2$ оказывается комплексной. Ее мнимая часть определяет характерное время нарастания неустойчивости $t_0 = 2\pi/\omega_2$, а вещественная — скорость пространственного дрейфа этих неустойчивостей $\mathbf{v}_d = \partial \omega_1 / \partial \mathbf{k}$. Аналитическое решение дисперсионного уравнения и явное выражение для t_0 получена в ^{106, 107}.

Область вблизи границы вырожденного ядра наиболее благоприятна для развития мелкомасштабной термомангнитной неустойчивости, так как в этой области велико dT_0/dz , а плотность уже не слишком велика. Быстрее всего растут возмущения с $k_z = 0$. Неустойчивости, возникающие на некоторой глубине, дрейфуют к поверхности со скоростью порядка

$$v_d \approx \frac{1}{4\pi^2} \frac{\lambda}{l_0} \frac{\lambda}{t_0} \frac{k_z}{k}, \quad (14)$$

где $\lambda = 2\pi/k$ — длина волны возмущения. Расстояние $\sim l_0$, на котором заметно меняются невозмущенные величины, неустойчивость проходит за время $\sim l_0/v_d = (l_0/\lambda)^2 t_0 \gg t_0$, т. е. успевает сильно вырасти, прежде чем выйдет из вырожденного ядра карлика. Возмущения с $k_z \approx 0$ почти не дрейфуют.

При нерадиальных колебаниях звезд¹⁰⁹, которые могут возникнуть по разным причинам или под действием приливных сил, если звезда входит в двойную систему, появляются крупномасштабные возмущения, охватывающие большую площадь у поверхности вырожденного ядра. Для определенности рассмотрим возмущения вида $Y_{lm}(\vartheta\varphi) \exp(i\omega t - i\mathbf{k}\mathbf{r})$, где $Y_{lm}(\vartheta\varphi)$ — шаровая функция. Предположим, что возмущения имеют сравнительно небольшой радиальный размер, т. е. $kl_0 \ll 1$, а размер в меридиональном и азимутальном направлениях может быть произвольным. Этот

случай рассмотрен в ^{106,107}. Оценки t_0 и V_d оказываются такими же, как для плоского случая.

Таким образом, термомагнитная неустойчивость ведет к усилению возмущений любых масштабов как магнитного поля, так и скорости, температуры, плотности и т. д. Критерием развития неустойчивости является требование положительности величины t_0 . Кроме того, время t_0 должно быть меньше, чем характерное время омической диссипации поля. Эти два условия приводят к неравенствам

$$T_7 > 0,55 \frac{A^{1/5} Z \Lambda \mathfrak{M}^{1/5}}{\mathfrak{R}^{2/5} T_{e4}^{4/5}}, \quad \rho < 2,2 \cdot 10^2 \frac{\mathfrak{R}^{12/5} T_{e4}^{24/5}}{A^{1/5} Z \mathfrak{M}^{6/5}}; \quad (15)$$

здесь Λ — кулоновский логарифм, $\mathfrak{M} = 10^{-33} M \text{ г}$, $\mathfrak{R} = 10^{-9} R \text{ см}$, $T_7 = 10^{-7} T_0 \text{ К}$, $T_{e4} = 10^{-4} T_e \text{ К}$, M — масса, R — радиус белого карлика, A и Z — атомный номер и заряд ионов плазмы звезды. Видно, что чем горячее и менее массивен белый карлик, тем глубже опускается нижняя граница области неустойчивости. В карлике, состоящем из легких элементов, область неустойчивости более обширна, чем в карлике из тяжелых элементов.

Наряду с термомагнитной внутри белого карлика может развиваться и конвективная неустойчивость (см. ¹¹⁰). При невысоких поверхностных температурах нижняя граница конвективной зоны может опускаться даже в вырожденную область. Однако по мере увеличения поверхностной температуры конвективная зона становится все тоньше, и ее нижняя граница поднимается в область с малой плотностью. Так, согласно ¹¹⁰ при $T_{e4} = 3$ конвекция возникает лишь в области с $\rho < 4 \cdot 10^{-4} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$. Для термомагнитной неустойчивости ситуация обратная. Если при $T_{e4} = 1$ нижние границы конвективной зоны и зоны термомагнитной неустойчивости примерно совпадают, то при увеличении T_e термомагнитная неустойчивость охватывает все более обширную область внутри вырожденного ядра и ее нижняя граница быстро опускается в область с большой плотностью. Граничное значение ρ пропорционально $T_e^{4/5}$. Таким образом, для горячих белых карликов области этих двух неустойчивостей не перекрываются.

При выполнении условий (15) получим следующую оценку характерного времени возрастания неустойчивости ^{106,107}:

$$t_0' \approx 5,6 \cdot 10^{-3} \frac{T_7 (\rho Z / A)^{10/3}}{\Lambda T_{e4}^8}. \quad (16)$$

Вблизи границы зоны вырождения при $\Lambda = 2$, $T_{e4} = 3$, $T_7 = 1-2$, время роста приблизительно равно $3 \cdot 10^8$ лет, если $\rho Z / A \approx 10^3 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$, и $6 \cdot 10^8$ лет, если $\rho Z / A \approx 10^4 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$. Для горячего белого карлика с $T_{e4} = 6$, $T_7 = 4$ и $\Lambda = 2$ неустойчивость растет значительно быстрее: $t_0 = 6 \cdot 10^4$ лет при $\rho Z / A = 10^4 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$. Если же $T_{e4} = 10$, то в области с $\rho Z / A = 10^4 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$ и $T_7 = 10$ время роста порядка $6 \cdot 10^3$ лет.

Можно ли объяснить наблюдаемые поля белых карликов механизмом термомагнитной неустойчивости? Очевидно, что непосредственно применить наши выводы к описанию геометрии и величины наблюдаемого поля нельзя, так как для этого надо было бы решать нелинейную самосогласованную задачу. Тем не менее возможно, что поля на поверхности белых карликов возникают именно из внутренних полей термомагнитного происхождения. Внутренние поля могут транспортироваться к поверхности разными способами — течениями, конвекцией и т. д. Во всяком случае, факт, что во внутренних областях вырожденного карлика должны создаваться магнитные поля, которые могут достигать большой величины, надо учитывать как при рассмотрении вопросов теплопереноса и перемешивания вещества, так и для объяснения наблюдаемых полей на поверхности.

10. ТЕРМОМАГНИТНАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ И ЭФФЕКТ ХИМИЧЕСКИХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ В НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗДАХ

Нейтронные звезды обычно рассматривают как пример систем, у которых магнитное поле сохраняется и усиливается в процессе их формирования. Имеются, однако, косвенные указания, что поле может не только затухать, но и усиливаться в течение дальнейшей жизни звезды¹¹¹. Возраст звезды, полученный, например, из наблюдений оболочек сверхновой, взрыв которой вызвал нейтронизацию, часто оказывается гораздо большим, чем по оценкам замедления вращения, которое обычно связывают с магнитодипольным излучением звезды. Например, остаток сверхновой, при взрыве которой, по-видимому, образовался пульсар MSH-15-52, имеет возраст 10^4 лет, а темп его замедления вследствие магнитного дипольного излучения дает всего $\sim 1,6 \cdot 10^3$ лет, т. е. похоже, что звезда стала излучать как пульсар гораздо позже, чем образовалась.

Подобные факты оправдывают поиски механизмов генерации поля на той стадии, когда звезда уже сформировалась. Процесс генерации поля на стадии формирования совсем не изучен.

В работе¹¹¹ была исследована возможность развития терромагнитной неустойчивости в твердой коре нейтронной звезды. Основное отличие от случая белых карликов состоит в том, что не надо рассматривать течения и надо использовать соответствующие кинетические коэффициенты. В остальном применимы все результаты предыдущего раздела.

Ионы в коре нейтронной звезды образуют кулоновский кристалл. Температура кристаллизации $T_{кр} = 3,6 \cdot 10^5 \rho^{1/3}$. Глубина фазового раздела $Z_{кр} = 1,5 \cdot 10^{15} \rho^{1/3} g$, где g — ускорение силы тяжести. Кинетические коэффициенты, вычисленные в работе¹⁰⁸, равны $\sigma = 3,3 \cdot 10^{15} \rho^{2/3} T$ с, $\kappa = 4,9 \times 10^{11} \rho^{2/3}$ эрг/см·с·град, $\tau = 8,02 \cdot 10^{11} (с/град) T^{-1}$ с. При вычислениях можно использовать то обстоятельство, что время установления теплового равновесия для данного случая гораздо меньше, чем время омической диссипации. При $T = 10^8$ К на глубинах, где $10^7 \text{ г·см}^{-3} \leq \rho \leq 10^{11} \text{ г·см}^{-3}$, существует твердая кора, проводимость которой приводит к распаду поля за несколько миллионов лет.

Линеаризуя (12), можно получить уравнение на собственные значения, из которых определяется скорость возрастания поля. Вычисления показывают, что поле близ поверхности достигает величины $\sim 10^{12}$ Гс за $\sim 10^4$ лет, если в начальный момент оно было порядка 10^8 Гс.

Возрастание поля ограничивается падением температуры и уменьшением ее градиента. Оценки скорости охлаждения сильно зависят от принятой модели. Особенно быстро охлаждается звезда, если ее поле превышает 10^{13} Гс, т. е. становится квантующим. Если ядро сверхтекучее, то температура центральной части падает до 10^9 К через 10 лет и до $\sim 3 \cdot 10^7$ К через 10^5 лет, а поверхности — до $3 \cdot 10^6$ К и $3 \cdot 10^5$ К соответственно. Если же ядро несверхтекучее, то оно охлаждается много медленнее. Во всех случаях через 10^5 — 10^6 лет поле уже не возрастает.

В работе¹¹¹ исследовалась неустойчивость только в твердых слоях нейтронной звезды, поскольку авторы, используя для описания плазмы уравнение гидростатического равновесия, а не уравнение Навье — Стокса, пришли к ошибочному выводу об отсутствии терромагнитной неустойчивости в жидкой фазе. Однако именно в жидкой фазе, пока не наступила кристаллизация, существуют наибольший градиент температуры и, тем самым, наилучшие условия для генерации поля. Задача для жидкой фазы была решена в работе¹¹². В отличие от случая белых карликов (см. предыдущий раздел 9), в работе¹¹² рассматривались как азимутальные, так и радиальные возмущения любых масштабов, зависящих от времени как $\exp(\gamma t)$. Кроме того, для быстровращающихся нейтронных звезд было учтено влияние кориолисовых сил.

Используя тот же метод, что и в работах^{106, 107} (см. предыдущий раздел 9), авторы¹¹² получили уравнение на собственные значения для ω , из которого определили скорость возрастания поля. Численное решение показало, что в жидкой оболочке в слоях с $\rho \lesssim 10^{11} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$, состоящих из электронов и ядер Fe^{56} , при температуре $T > 3 \cdot 10^6 \text{ К}$ возникает терромагнитная неустойчивость. Например, при температуре поверхности нейтронной звезды $T \sim 3 \cdot 10^6 \text{ К}$ быстрее всего, с характерным временем ~ 70 дней, растет возмущение с длиной волны $\sim 80 \text{ м}$ на глубине $\sim 40 \text{ м}$. Магнитное поле звезды в этом случае представляет собой совокупность «магнитных пятен» с размерами $70\text{--}100 \text{ м}$. Полоидальное дипольное поле могло бы возникнуть из этой конфигурации за счет нелинейных эффектов или за счет полоидальных течений. Эти возможности пока не рассмотрены, однако уже полученные результаты¹¹² представляются важными для теорий нейтронных звезд.

Взрыв сверхновой, в результате которого возникает нейтронная звезда, скорее всего, несимметричный вследствие развития различного вида неустойчивостей. Об этом свидетельствует то, что многие нейтронные звезды имеют большие скорости собственного движения, по-видимому, вследствие отдачи при взрыве. Наблюдаемое прецессионное движение нейтронных звезд, входящих в состав двойных систем, также можно объяснить несимметрией взрыва²². Даже небольшая исходная асимметрия должна сильно увеличиваться на начальной стадии процесса сжатия звезды. К несферичности сжатия ведут также центробежные силы, которые на экваторе нейтронной звезды могут достигать $>1\%$ силы тяжести. Наконец, исходное магнитное поле сверхновой звезды может существенно сказаться на симметрии взрыва.

Несферичность сжатия приводит к различию в оптической толщине по разным направлениям для нейтрино, возникающих в процессе нейтронизации. Это, в свою очередь, приводит к различному выходу ядерных реакций, идущих с участием нейтрино, и тем самым к несимметричному распределению химических элементов в поверхностных слоях нейтронной звезды.

Как само изменение химического состава, так и связанное с ним изменение теплопроводности и тем самым температуры данной области, могут привести к изменению давления и к появлению течений, ведущих к размыванию неоднородности. Однако такое размывание не обязательно происходит, так как факторы, влияющие на давление, могут взаимно компенсироваться. В разделе 5 была рассмотрена возможность такой компенсации для химических пекулярных звезд. В этом случае неоднородности могут сохраниться до начала кристаллизации, которая их зафиксирует. Магнитные поля реликтового, терромагнитного или иного происхождения также могут затруднить перемешивание.

Оценим, какое поле могут создать предполагаемые неоднородности состава. В магнитном поле термо-э. д. с. $\hat{\eta}$ является тензором. Для вырожденных электронов составляющая, параллельная полю, равна

$$\eta_{\parallel} \nabla_{\parallel} T = \frac{\pi^2 k^2 T \epsilon_F}{3 e c^2 p_F^2} \left[6 - 2 \frac{V_F^2}{c^2} - \frac{1}{\Lambda_{ei}} \left(1 - \frac{V_F^2}{c^2} + \frac{V_F^4}{c^4} \right) \right] \nabla_{\parallel} T, \quad (17)$$

$$\Lambda_{ei} = \ln \left[(4Z)^{1/3} \left(1 + \frac{2akT}{Z^2 e^2} \right) \right] - \frac{V_F^2}{2c^2}, \quad a^3 = 3(4\pi N_i)^{-1};$$

здесь $p_F = \hbar (3\pi N_e)^{1/3}$ — импульс Ферми, $\epsilon_F^2 = m_e^2 c^4 + c^2 p_F^2$, Λ_{ei} — кулоновский логарифм, N_i — концентрация, а Z — заряд ионов, $V_F = c^2 p_F / \epsilon_F$. Составляющая $\hat{\eta}$ в направлении $[\mathbf{B}, \nabla T]$ отличается от η_{\parallel} множителем $c \omega_B \tau / 2e$, где ω_B — циклотронная частота электронов, а τ — характерное время столкновений электронов с ионами.

В уравнение (2) входит величина $-c [\nabla \hat{\eta}, \nabla T]$. Из (17) следует, что $-c [\nabla \hat{\eta}_{\parallel}, \nabla T] = \beta T [\nabla N_e, \nabla T]$, где в нерелятивистском пределе $\beta \approx 1,3 \times 10^{15} N_e^{-2/3}$, а в крайне релятивистском $\beta \approx 1,1 \cdot 10^5 N_e^{-1/3}$.

Оценим скорость возрастания поля из (2), полагая, что в рассматриваемом слое нет течений, и пренебрегая малыми членами. Тогда приближенно $\partial \mathbf{B} / \partial t \approx -c [\nabla \hat{\eta}, \nabla T]$. Рассмотрим, для примера, слой на глубине, где $\rho = 3,3 \cdot 10^8 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$ при температуре $\approx 4 \cdot 10^7 \text{ К}$. Градиент температуры в этом слое очень велик $|\nabla_r T / T| \sim 10^{-3} \text{ см}^{-1}$ ^{112, 113}. Тогда оценка поля дает $B_t \approx 5 \cdot 10^{14} |\nabla_\phi N_e / N_e| t$, где t — время в годах. Поле достигнет величины $\sim 10^{12} \text{ Гс}$ за $5 \cdot 10^4$ лет, если $|\nabla_\phi N_e / N_e| \sim 10^{-7} \text{ см}^{-1}$, т. е. если концентрация электронов меняется на 10 % от полюса к экватору. Изучение распределения полей и температур на поверхности нейтронных звезд может дать сведения о фактическом распределении неоднородностей состава.

II. ИНДУКЦИОННЫЙ МЕХАНИЗМ ГЕНЕРАЦИИ ПОЛЯ В ТЕСНЫХ ДВОЙНЫХ ЗВЕЗДНЫХ СИСТЕМАХ

Рассмотрим, какие новые возможности генерации поля появляются в двойных звездных системах. Наблюдения показывают, что ~ 60 % всех звезд входит в состав двойных или кратных систем. Учитывая наблюдательную селекцию, можно ожидать ¹¹⁴, что это число гораздо больше и достигает 70—80 %. Среди двойных систем ~ 10 —20 % — тесные двойные, для которых расстояние между звездами не превышает нескольких десятков радиусов одной из звезд. К числу тесных двойных систем принадлежат многие новые и новоподобные звезды, симбиотические звезды, U-близнецы и т. д. Нередко в таких системах вещество перетекает с одной звезды на другую. В этом случае, а также если имеется достаточно интенсивный звездный ветер, между звездами и вокруг них возникает плазменное облако, плотность которого может достигать 10^6 — 10^{11} частиц/см³.

В работах ^{115—117} был предложен индукционный механизм генерации поля в таких системах. Суть его в следующем. Если одна из звезд имеет какое-то, даже слабое, затравочное поле, то, вращаясь вокруг своей оси и по орбите, она индуцирует ток в соседней звезде. Этот ток, в свою очередь, индуцирует магнитное поле в первой звезде, которое складывается с первоначальным и усиливает его. Такой механизм напоминает динамо Герценберга ¹¹⁸, который рассмотрел модель из двух проводящих шаров, вращающихся с одинаковой угловой скоростью вокруг непараллельных осей в покоящейся проводящей среде. Было показано, что при определенных значениях параметров эта система обладает стационарным магнитным полем. Однако не был рассмотрен ни сам процесс возникновения поля, ни условия, необходимые для этого, ни время возрастания поля. Дальнейшее развитие идей Герценберга содержится в работах ^{119, 120}. Там, в частности, показано, что стационарное решение существует также, если шары заменить на любые тела вращения. Для проверки результатов Герценберга Вилкинсоном и Лоузом (см. ¹²¹) был поставлен эксперимент. Было обнаружено, что в системе из двух проводящих цилиндров, вращающихся вокруг непараллельных осей и находящихся в проводящей среде, спонтанно возникает и усиливается магнитное поле. К сожалению, чтобы обеспечить нужную проводимость, пришлось использовать ферромагнитные материалы, что сильно затрудняет однозначную интерпретацию опыта.

Возвратимся теперь к случаю двойных звездных систем. Для простоты ограничимся случаем, когда одна из звезд гораздо массивнее другой. Используем неподвижную систему координат, жестко связанную с более массивной звездой. Начало системы выберем в центре этой звезды. Радиусы звезд обозначим a_1 и a_2 , а их угловые скорости ω_1 и ω_2 . Вращение звезд предполагаем твердотельным, а орбиту круговой с радиусом $R \gg a_1$ и a_2 . Угловая орбитальная скорость Ω .

Тесные двойные системы во многих случаях (например, RSoph TCrB и т. д.) окружены плазменными облаками с размерами, много **большими** размерами системы. Скорости плазмы в таких облаках обычно невелики $\sim 10 \text{ км/с}$,

а концентрация довольно значительна, $10^8-10^{12} \text{ см}^{-3}$. Проводимостью такой среды нельзя пренебрегать при рассмотрении процесса генерации поля. Кроме того, сами звезды могут быть окружены сферическими или дискообразными оболочками, которые быстро вращаются вокруг соответствующей звезды. Как оболочки, так и плазменные облака поддерживаются притоком вещества от той же звезды, которая заполняет свою полость Роша или интенсивно испускает плазму в виде звездного ветра.

Как поверхностные слои звезд, так и околозвездная плазма обычно охвачены мелкомасштабными турбулентными движениями. Поэтому надо использовать коэффициенты турбулентной проводимости, которые гораздо меньше, чем в спокойной среде. Кроме того, будем учитывать выталкивание поля из областей с высокой проводимостью («диамагнитный» эффект^{8, 122}).

Уравнение для магнитного поля в форме, удобной для нашей задачи, получим, взяв rot от выражения для закона Ома и исключив ток, пользуясь законом Ампера

$$\left[\nabla, \left(\mathbf{E} + \left[\frac{\mathbf{v}}{c} \mathbf{B} \right] \right) \right] = \frac{c}{4\pi} \left[\nabla, \left\{ \frac{(1+\chi)^{1/2}}{\sigma} [\nabla, (1+\chi)^{1/2} \mathbf{B}] \right\} \right], \quad (18)$$

где v — крупномасштабная скорость среды, $\chi = \sigma V_t l_t / c$ — магнитное число Рейнольдса, V_t и l_t — характерные скорость и масштаб турбулентности, σ — турбулентная проводимость. Множители $(1+\chi)^{1/2}$ учитывают «диамагнетизм» среды.

Для решения удобно использовать интегральную форму уравнения (18):

$$\begin{aligned} \mathbf{B} = & \frac{1}{4\pi} \frac{\sigma}{1+\chi} \left\{ \int d\mathbf{r}' \left(\frac{\mathbf{r}-\mathbf{r}'}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|^3} (\mathbf{B} \nabla') \frac{1+\chi}{\sigma} + \right. \right. \\ & \left. \left. + \left[\frac{\mathbf{r}-\mathbf{r}'}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|^3} (1+\chi)^{1/2} [\mathbf{B} \nabla'] \frac{(1+\chi)^{1/2}}{\sigma} \right] \right) - \right. \\ & \left. - \frac{1}{c} \int d\mathbf{r}' \left[\frac{\mathbf{r}-\mathbf{r}'}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|^3} \left(\mathbf{E} + \left[\frac{\mathbf{v}}{c} \mathbf{B} \right] \right) \right] \right\}. \quad (19) \end{aligned}$$

Уравнение (19) можно значительно упростить, учитывая, что величины $\nabla \chi$ и $\nabla \sigma$ велики только в тонком поверхностном слое звезд, а также что на границе двух сред с различным уровнем турбулентности должны быть равны нормальные компоненты магнитного поля, а тангенциальная компонента вне звезды должна отличаться от внутренней множителем $(1+\chi_1)^{1/2} \times \times (1+\chi_0)^{-1/2}$. Индекс 0 относится к среде между звездами, а индексы 1 и 2 — к звездам. Ограничимся только медленно меняющейся частью решения (19), так как быстропеременное поле будет быстро убывать с расстоянием из-за скин-эффекта. Это позволяет усреднить (19) по времени, которое много меньше характерного времени возрастания поля, но много больше периодов вращения звезд. Предполагая, что ω_1 и $\omega_2 \gg \Omega$, и пренебрегая изменением поля за время одного оборота звезды по орбите, можно усреднить по орбитальному движению. Тогда вместо (19) получим

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}) = -\frac{1}{c^2} \frac{\sigma_0}{1+\chi_0} \left\langle \int \left[\frac{\mathbf{r}-\mathbf{r}'}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|^3} [\mathbf{v}(\mathbf{r}') \mathbf{B}(\mathbf{r}')] \right] d\mathbf{r}' \right\rangle. \quad (20)$$

Здесь $\langle \rangle$ означает упомянутое усреднение по времени, интегрирование ведется по объемам звезд. σ_0 и χ_0 относятся к среде между звездами. В неподвижной системе координат подынтегральное выражение и область интегрирования зависят от времени.

Вычисления, проведенные в работе^{116, 117}, показывают, что поле в двойной системе растет со временем $\sim \exp(\gamma t)$, пока нелинейные эффекты, связанные с обратной реакцией поля на движение, не остановят процесс. Наиболее

быстро растут две моды с инкрементами:

$$\begin{aligned} \gamma_1 \approx 0,1 \frac{\omega_1 a_1^2}{D_0} \frac{\Omega R^2}{D_0} \left(\frac{a_1 a_2}{R^2} \right)^3 \frac{D_1}{a_1 a_2} \left[2 \left(\frac{1+\chi_0}{1+\chi_1} \right)^{1/2} + 1 \right] \times \\ \times \left[\left(\frac{1+\chi_0}{1+\chi_1} \right)^{1/2} - 1 \right] (\mathbf{e}_\Omega \mathbf{e}_1) [\mathbf{e}_\Omega [\mathbf{e}_1 \mathbf{e}_2]]^2, \\ \gamma_2 \approx - \frac{\omega_1 a_1^2}{D_0} \frac{\omega_2 a_2^2}{D_0} \left(\frac{a_1 a_2}{R^2} \right)^2 \frac{D_1}{a_1 a_2} \left[\frac{3}{2} \left(\frac{1+\chi_0}{1+\chi_1} \right)^{1/2} + 1 \right]^2 (\mathbf{e}_\Omega \mathbf{e}_1) (\mathbf{e}_\Omega \mathbf{e}_2) [\mathbf{e}_\Omega [\mathbf{e}_1 \mathbf{e}_2]]^2. \end{aligned} \quad (21)$$

Знаки γ_1 и γ_2 зависят от взаимного расположения векторов \mathbf{e}_1 , \mathbf{e}_2 и вектора \mathbf{e}_Ω , направленного вдоль осей вращения звезды перпендикулярно орбите соответственно. Выражение (21) не годится при $\chi_0 = \chi_1$, так как в вычислениях был опущен малый член, который становится важным при $\chi_0 = \chi_1$. Однако этот случай не интересен для описания тесных двойных систем. В (21) предполагается, что $\chi_1 = \chi_2$, а $D_1 = D_2$, где $D = c^2 (1 + \chi)/4\pi\sigma_t$ — коэффициент магнитной вязкости для турбулентной среды.

Выражение (21) нетрудно понять качественно. За время $\sim a^2/D_0$, которое необходимо для проникновения поля, вблизи от звезды, на расстояниях порядка ее радиуса, возникают $\sim \omega a^2/D_0$ новых витков силовых линий. Аналогичный смысл имеет величина $\Omega R^2/D_0$ для орбитального движения. Возникающее поле тороидально. Оно спадает с расстоянием как r^{-2} . Следовательно, отклик первой звезды на поле, которое она возбуждает во второй, пропорционален r^{-4} . Множитель $\sim D_1/a_1 a_2$ описывает проникновение поля во внутренние части звезд.

Подобно модели Герценберга¹¹⁸ эффект исчезает, если оси вращения звезд параллельны друг другу. Приливное трение стремится привести к синхронизации собственного вращения звезд и их орбитального движения, к установлению осей параллельно друг другу и к превращению орбиты в круговую. Однако имеются и противоположно действующие факторы, особенно в системах, где происходит истечение вещества из звезд. Процесс изменения наклона осей для таких систем не рассматривался теоретически. Наблюдения показывают, что даже весьма тесные двойные системы не всегда синхронизированы¹²³. Может случиться, что звезда на пути к синхронизации будет захвачена на резонансную орбиту. Резонансные орбиты выделяются при определенном соотношении между орбитальным и осевым периодами. Орбита Меркурия представляет такой пример в Солнечной системе. Вращение Меркурия вокруг его оси в 3/2 раза быстрее, чем вокруг Солнца. Итак, имеются причины считать, что в некоторых случаях оси вращения звезд не становятся совсем параллельными.

Рассмотрим для примера тесную двойную систему из красного и белого карликов. Новые звезды являются одним из типичных примеров таких систем. С холодного красного карлика вещество перетекает на белый карлик, образуя вокруг него довольно плотную проводящую дискообразную оболочку, окруженную более разреженным плазменным облаком. Вспышка новой — это термоядерный взрыв вещества, выпавшего на белый карлик. Для определенности примем, что радиус красного карлика $a \sim 10^8$ см, белого — 10^8 см, а расстояние между ними $\sim 5 \cdot 10^{10}$ см. Обычные оценки турбулентности на поверхности красного карлика^{88, 95} соответствуют основному масштабу $l_t = 10^{-2} a = 10^6$ см, скорости $V_t \approx 10^4$ см/с, т. е. $D_1 \approx 10^{12}$ см²/с. Для окружающей звезду плазмы оценки параметров менее определенные. По-видимому, можно взять $l_t = 10^{10}$ см, так как источником турбулентности в облаке является орбитальное движение звезд. Характерная скорость порядка скорости звука, т. е. (при $T = 10^4$ К) $V_t = 10^6$ см/с, а $D_0 = 10^{16}$ см²/с. Для типичных новых $\Omega \sim 3 \cdot 10^{-4}$ с⁻¹, $\omega \sim 10^{-3}$ с⁻¹. Отсюда характерное время возрастания поля $\tau \sim 10^3$ лет. Если же $l_t = 10^7$ см, то $\tau \sim 10$ лет.

Существуют двойные системы с коротким орбитальным периодом ($\lesssim 3$ ч), состоящие из белого и красного карликов, излучение которых обла-

дает большой круговой поляризацией ($\sim 10\text{--}14\%$). Такая поляризация свидетельствует о сильном магнитном поле $\sim 10^5\text{--}10^7$ Гс в излучающей области. Возможно, что это поле обусловлено индукционным механизмом. К сожалению, использованное линейное приближение, позволяя установить факт быстрого возрастания поля, не позволяет определить его окончательное равновесное значение.

Среди тесных двойных существуют системы, где излучение одной из звезд, падая на другую, создает неоднородное распределение температуры по ее поверхности. В этом случае термо-э. д. с. $\eta \nabla T$ может привести к появлению заметного магнитного поля.

В звездах-компонентах двойных систем существуют приливные течения. Если вращения вокруг осей и по орбите не синхронизированы, а оси звезд не параллельны, то течения имеют сложную трехмерную структуру. В работах ^{124–126} найдены траектории приливных течений в том случае, когда звезды не слишком близки друг к другу и можно ограничиться рассмотрением квадрупольных деформаций. В случае несжимаемой среды со свободной поверхностью течения являются потенциальными. Сжимаемость, диссипация и наличие дифференциального вращения ведут к появлению вихревой составляющей. Эта составляющая необходима для генерации поля.

Сами по себе приливные деформации почти обратимы, и тело через сравнительно короткий период принимает прежнюю конфигурацию, а энергия возвращается в гравитационную форму. Этого не происходит, если имеется дифференциальное вращение или достаточно сильная диссипация, сдвигающая приливной горб. Хотя фигуры тел в двойных системах принимают исходные очертания, элементы вещества, участвующие в приливных течениях, к прежним положениям не возвращаются. Их траектории все более и более запутываются, что ведет к удлинению вмороженных в них силовых линий магнитного поля и тем самым к усилению поля.

Отметим, что прецессия жидкости в несферической оболочке также ведет к появлению течений, подобных приливным, и тем самым допускает усиление поля. На возможную роль прецессии в генерации магнитного поля Земли было указано в работах ¹²⁷. Однако прецессия там рассматривалась только как источник энергии гиротропных турбулентных движений, которые и создавали поле. Коэффициент полезного действия такого механизма весьма мал и не может обеспечить генерацию наблюдаемого поля Земли ¹²⁸.

Поле в двойных системах может создаваться непосредственно приливными течениями. Явное аналитическое выражение для скоростей этих течений найдено в работах ^{124–126}. В тесных системах эти скорости могут быть велики. Например, для системы двух белых карликов, удаленных на $\sim 5 \cdot 10^9$ см друг от друга, массы которых $\sim 0,3$ солнечной, а радиусы $\sim 10^9$ см, с периодом вращения вокруг оси 100 с, с наклоном оси к плоскости орбиты 45° , скорости потенциальных приливных течений достигают 20 м/с, а высота приливного горба превышает 100 м.

Вихревая составляющая приливных скоростей гораздо меньше потенциальной, и вихревые течения, связанные с возможной конвекцией или дифференциальным вращением, по-видимому, имеют большую величину. Результирующее течение обладает спиральностью и благоприятно для генерации поля. Скорость возрастания поля существенно зависит от конкретных характеристик объекта. Грубая оценка дает характерное время возрастания поля порядка $3 (R/l) \delta L / \delta v$, где R — радиус звезды, l — амплитуда приливных течений, $\delta v / \delta L$ — изменение вихревой компоненты скорости на масштабе δL .

12. МАГНИТНОЕ ПОЛЕ ГАЛАКТИК

В галактиках, кроме очень сложного и неоднородного мелкомасштабного (~ 1 пк) и среднемасштабного (~ 100 пк) поля, часто наблюдается хорошо упорядоченная крупномасштабная ($\sim 10^3\text{--}10^4$ пк) структура. Средняя вели-

чина поля $\sim 3 \cdot 10^{-6}$ Гс. Происхождение глобальной и локальной структур, по-видимому, различное. Локальная структура связана в большей степени с локальными источниками. Мелкомасштабное поле может поставляться в галактику звездными ветрами от горячих О- и В-звезд, а также с веществом, выброшенным при взрывах сверхновых. Например, крабовидная туманность — остаток взрыва SN 1054 — имеет размер ~ 1 пк и поле $\sim 3 \cdot 10^{-4}$ Гс. В процессе дальнейшего расширения до размеров ~ 10 пк поле уменьшается до значений $\sim 3 \cdot 10^{-6}$ Гс, что соответствует среднему галактическому полю. За время жизни галактики одна сверхновая взрывается в области с размерами ~ 6 пк. Этого достаточно, чтобы обеспечить весь магнитный поток в областях малых и средних масштабов. Звезды типа О и В дают сравнимые вклады. Они теряют вещество в виде звездного ветра ($\sim 10^{-8}$ – 10^{-5} солнечных масс в год), который занимает область с размерами ~ 1 – 3 пк. Азимутальная компонента поля уменьшается обратно пропорционально расстоянию от звезды. Если поле около поверхности звезды, скажем на расстоянии $\sim 10^{12}$ см от центра, равнялось 30 Гс, то на расстоянии 3 пк оно упадет до $\sim 3 \cdot 10^{-6}$ Гс.

Вклад от звездных ветров звезд поздних спектральных классов несколько меньше, чем от О- и В-звезд. Однако все звезды достаточно часто пересекают облака межзвездного газа. Размер облаков ~ 8 – 10 пк при среднем расстоянии между ними ~ 40 – 50 пк. За время $\sim 10^5$ – 10^6 лет, необходимое для пересечения облака, звезды нагревают и ионизуют ближайшие к ним области газа. Неоднородное распределение температуры в облаке ведет к появлению термотока и связанного с ним магнитного поля. Наблюдаемая повышенная величина поля в освещаемых звездами областях облаков ($\sim 10^{-5}$ и даже $\sim 10^{-4}$ Гс) может быть следствием упомянутого процесса генерации поля.

Кроме мелкомасштабного случайного поля, наблюдались магнитные пузыри (см. ^{129, 130}). Это объекты типа оболочки размером 100–300 пк с полем $\sim 10^{-6}$ – 10^{-5} Гс. В окрестности Солнца (~ 3 кпк) в рукаве Ориона обнаружены четыре таких пузыря. Обычно считают, что эти огромные пузыри возникают, когда имеется скопление горячих звезд ранних классов, которые испускают звездный ветер. Совокупный эффект индивидуальных звездных ветров создает общую каверну, окружающую скопление звезд.

Дифференциальное вращение галактики вытягивает силовые линии поля, однако это вращение вряд ли может преобразовать мелкомасштабное поле в крупномасштабное. Глобальное поле не является реликтовым, так как время распада поля в масштабах спиральной структуры галактического диска всего $\sim 5 \cdot 10^8$ лет.

Крупномасштабное азимутальное поле наблюдалось в нашей Галактике. В рукавах, где плотность выше, направление поля немного отличается от азимутального и его величина немного больше. В большинстве работ ^{1–6, 131–133} крупномасштабное галактическое поле объясняется на основе α — ω -динамотеории как результат дифференциального вращения и гиротропных течений в межзвездной среде. Теория использует данные наблюдений по галактическому дифференциальному вращению и целый ряд предположений о структуре поля и его поведении в процессе эволюции галактики. Структура и гиротропность движений галактической плазмы предполагаются известными. Теория предсказывает, что четная осесимметричная мода α — ω динамотеории растет быстрее всего. Эта мода создает тороидальное азимутальное поле симметричное относительно галактической плоскости ^{1–6, 131, 132} и квадрупольное полоидальное поле. Поле нашей Галактики, в соответствии с теорией ^{131, 132}, коррелирует с наблюдаемой радиальной зависимостью дифференциального вращения.

Имеются данные наблюдений, что во многих спиральных галактиках (возможно, и в нашей галактике) поле имеет «бисимметричную» спиральную структуру. Магнитные силовые линии вытянуты вдоль локальных спираль-

ных рукавов. Они входят с одной стороны галактического диска и выходят с диаметрально противоположного направления, обеспечивая условие $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ ¹³⁴⁻¹³⁶.

Как показано в ¹³⁷, попытки объяснить такую структуру как реликтовую, по-видимому, несостоятельны, и гораздо правдоподобнее объяснять ее как неосесимметричную моду α — ω -динамо, хотя инкремент этой моды несколько меньше, чем симметричной. Возможно, что следует принимать во внимание и другие моды. В частности, существует нечетная мода, которой соответствует азимутальное поле, направленное противоположно по обе стороны от плоскости галактического диска. Такая структура тоже могла бы выглядеть для внешнего наблюдателя как бисимметричная. Полоидальное поле в этом случае должно быть дипольным. К сожалению, полоидальная компонента гораздо меньше тороидальной и до сих пор не наблюдалась.

В работе ¹³⁸ было отмечено, что во всех исследованных случаях около спиральных галактик с бисимметричной магнитной структурой (M 33, IC 342, M 81, M 51, N 6946) наблюдались большие галактики-спутники, в то время как таких спутников не наблюдалось возле галактик с чисто азимутальным магнитным полем (M 31, N 253, Voie Lactee). Согласно ¹³⁸ это свидетельствует о том, что структура поля определяется приливными взаимодействиями. Однако не имеется количественных оценок, подтверждающих эту идею.

В настоящее время нет сколько-нибудь разработанных теорий, объясняющих происхождение и структуру крупномасштабного поля галактик, кроме динамо-теории. Конкретные применения динамо-теории для описания магнитного поля небесных объектов, в том числе поля галактик, даны в статье Я. Б. Зельдовича и А. А. Рузмайкина в этом номере УФН.

Автор выражает благодарность В. Л. Гинзбургу, Я. Б. Зельдовичу, А. А. Рузмайкину, Д. Г. Яковлеву, а также Х. Фольку, Ф. Краузе, К. -Х. Рэдлеру, Л. Местелу и Д. Моссу за обсуждение работ, послуживших материалом для данного обзора.

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

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Паркер Е. Н. Космические магнитные поля. — М.: Мир, 1982.
2. Моффат Г. Возбуждение магнитного поля в проводящей среде. — М.: Мир, 1980.
3. Краузе Ф., Рэдлер К.-Х. — Магнитная гидродинамика средних полей и теория динамо. — М.: Мир, 1984.
4. Вайнштейн С. И., Зельдович Я. Б., Рузмайкин А. А. Турбулентное динамо в астрофизике. — М.: Наука, 1980.
5. Вайнштейн С. И. Магнитные поля в космосе. — М.: Наука, 1983.
6. Зельдович Я. Б., Рузмайкин А. А. //Итоги науки и техники. Сер. «Астрономия». — М.: ВИНТИ АН СССР, 1982. — Т. 21, С. 2.
7. Cowling T. G. //Mon. Not. RAS. 1934. V. 94, P. 39.
8. Зельдович Я. Б. //ЖЭТФ. 1956. Т. 31. С. 154.
9. Moss D. L. Upper Main Sequence Chemical Peculiar Stars. — Liege: Institute d'Astrophysique, 1981. — P. 309.
10. Местел Л. //Внутреннее строение звезд. М.: Мир, 1970.
11. Mestel L., Roxburgh I. W. //Mon. Not. RAS. 1962. V. 136. P. 615.
12. Mestel L., Moss D. L. //Ibidem. 1983. V. 204. P. 575.
13. Stevenson D. //Icarus. 1974. V. 22. P. 403.
14. Krause F., Rädler K.-H., Rudiger G. //Gerlands Beitr. Geophys. 1976. Bd. 85. S. 26.
15. Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П. Физическая кинетика. — М.: Наука, 1979.
16. Biermann L. //Zs. Naturforsch. 1950. Bd. 5a. S. 65.
17. Biermann L., Schlüter A. //Phys. Rev. 1951. V. 82. P. 863.
18. Schlüter A., Biermann L. //Zs. Naturforsch. 1950. Bd. 5a. S. 237.
19. Хохлова В. Л. //Итоги науки и техн. Сер. «Астрономия». — М.: ВИНТИ АН СССР, 1983. — Т. 24. С. 233.
20. Vauclair S., Vauclair G. //Ann. Rev. Astron. and Astrophys. 1982. V. 20. P. 37.

21. Taylor J.-H.//Mon. Not. RAS. 1985. V. 213. P. 613.
22. Черепашук А. М.//Письма Астрон. ж. 1981. Т. 7. С. 726.
23. Dzięwowski A. M., Hager B. H., O'Connell R. J.//J. Geophys. Res. 1977. V. 82. P. 239.
24. Калугин В. И., Ротанова Н. М., Головков В. П.//Геоман. и аэроном. 1986. Т. 26. С. 655.
25. Krause F.//Upper Main Sequence Stars with Anomalous Abundance: Proc. of IAU Coll. No. 90/Crimea Eds C.R. Cowley et al. — Dordrecht Holland: D. Reidel, 1986.
26. Krause F.//Geophys. and Astrophys. Fluid Dyn. 1983. V. 2. P. 205.
27. Rädler K.-H.//Plasma Astrophysics 1986: Proc. of Joint Varenna — Abastumani Intern. School and Workshop. — European Space Agency. ESA SP-251, 1986.
28. Mestel L., Moss D. L.//Mon. Not. RAS. 1983. V. 204. P. 557.
29. Mestel L., Moss D. L.//Ibidem. 1986. V. 221. P. 25.
30. Alecian G., Vauclair S.//Astron. and Astrophys. 1981. V. 101. P. 16.
31. Michaud G., Megessier G., Charland Y.//Ibidem. 1981. V. 103. P. 244.
32. Michaud G., Fontaine S.//Astrophys. J. 1979. V. 229. P. 694.
33. Vauclair G., Vauclair S., Michaud G.//Ibidem. 1978. V. 223. P. 920.
34. Upper Main Sequence Stars with Anomalous Abundance: IAU Coll. No. 90/Eds C.R. Cowley et al. — 1986.
35. Хохлова В. Л., Павлова В. М.//Письма Астрон. ж. 1984. Т. 10. С. 377.
36. Haverns O.//Astron. and Astrophys. 1975. V. 38. P. 105.
37. Долгинов А. З.//Изв. КРАО. 1975. Т. 53. С. 256.
38. Dolginov A. Z.//Physics of Ap Stars: IAU Coll. No. 32. — Vienna, 1975. — P. 169.
39. Дробышевский Э. М. Препринт ФТИ АН СССР № 942. — Ленинград, 1985.
40. Jaschek M., Jaschek C., Egret D.//Astron. and Astrophys. 1986. V. 158. P. 325.
41. Dolginov A. Z.//³⁸. — P. 43.
42. Dolginov A. Z.//Astron. and Astrophys. 1977. V. 54. P. 17.
43. Долгинов А. З., Урпин В. А.//Астрон. ж. 1978. Т. 55. С. 1015.
44. Dolginov A. Z.//Astron. and Astrophys. 1984. V. 136. P. 153.
45. Stevenson D. J., Spohn T., Schubert G.//Icarus. 1983. V. 54. P. 466.
46. Stevenson D. J.//Rep. Prog. Phys. 1983. V. 40. P. 555.
47. Loper D. E.//Adv. Geophys. 1984. V. 26. P. 1.
48. Брагинский С. И.//Геоман. и аэроном. 1964. Т. 4. С. 572; 1967. Т. 7. С. 401.
49. Verhoogen J.//Geophys. J. 1961. V. 4. P. 276.
50. Gubbins D., Masters T. G.//Adv. Geophys. 1979. V. 21. P. 1.
51. Gubbins D.//Contemp. Phys. 1984. V. 25. P. 269.
52. Frank S.//Phys. Earth and Planet. Inter. 1982. V. 27. P. 249.
53. Loper D. E.//Ibidem. 1984. V. 34. P. 57.
54. Жарков В. Н. Внутреннее строение земли и планет. — М.: Наука, 1983.
55. Hide R., Malin S. R. C.//Nature. 1970. V. 225. P. 605.
56. Malin S. R. C., Hide R.//Proc. Roy. Soc. Ser. A. 1982. V. 306. P. 281.
57. Lambek K.//Ibidem. P. 287.
58. Dzięwowski A. M.//J. Geophys. Res. 1984. V. 89. P. 5922.
59. Лаптухов А. И.//Геоман. и аэроном. 1980. Т. 20. С. 530.
60. Elsasser W. M.//Phys. Rev. 1939. V. 55. P. 489.
61. Coleman P. J., Russel C. T., Sharp L. R., Schubert G.//Phys. Earth and Planet. Inter. 1972. V. 6. P. 167.
62. Gose W. A., Butler R. F.//Geophys. and Space Phys. 1975. V. 13. P. 189.
63. Stenflo J. O.//Proc. of IAU Symposium No. 71/Eds Y. Bumba, J. Kleczek. — Dordrecht, Holland: D. Reidel, 1976. — P. 69.
64. Muller R.//Sol. Phys. 1985. V. 100. P. 237.
65. Livingston W. C.//Solar and Stellar Magnetic Fields: Proc. of Symposium IAU No. 102. Zürich/Ed. J. O. Stenflo. — Dordrecht, Holland: D. Reidel, 1982.
66. Wilcox J. M., Scherrer P. H.//J. Geophys. Res. 1981. V. 86. P. 5899.
67. Вайнштейн С. И.//Астрон. ж. 1979. Т. 56. С. 231.
68. Зельдович Я. Б., Молчанов С. А., Рузмайкин А. А., Соколов Д. Д.//ЖЭТФ 1985. Т. 89. С. 2061.
69. Kleorin N. I., Rusmaikin A. A., Sokoloff D. D.//²⁷. — P. 557.
70. Schussler M.//⁶⁵. — P. 213.
71. Van Ballegoier A. A.//Astron. and Astrophys. 1982. V. 113. P. 99.
72. Parker E. N.//Astrophys. J. 1979. V. 231. P. 250; 1982. V. 256. P. 746.
73. Drobyshevski E. M., Yuferev V. S.//J. Fluid Mech. 1974. V. 65. P. 33.
74. Тассуль Ж. Л. Теория вращающихся звезд. — М.: Мир, 1982.
75. Duvall T. L., Harvey J. W.//Nature. 1984. V. 310. P. 19.
76. Duvall T. L., Dziembowski W. A., Goode P. R., Gough D. O., Harvey J. W., Leibacher J. W.//Ibidem. P. 22.
77. Brown D. M.//Nature. 1986. V. 317. P. 591.

78. Libbrecht K. G.//Nature. 1986. V. 319. P. 753.
79. Howard R., La Bonte B. J.//Lett. Astrophys. J. 1980. V. 239. P. L15; Sol. Phys. 1981. V. 74. P. 131.
80. La Bonte B. J., Howard R.//Ibidem. 1982. V. 75. P. 161. V. 80. P. 15, 361, 375.
81. Торка К., Мооре Р., Ла Бонте В. Дж., Ховард Р.//Ibidem. V. 79. P. 231.
82. Yoshimura H.//Astrophys. J. 1981. V. 247. P. 1102; Ser. Astrophys. J. Suppl. 1983. V. 52. P. 263.
83. Клиорин Н. И., Рузмайкин А. А.//Письма Астрон. ж. 1984. Т. 10. С. 925.
84. Долгинов А. З., Муслимов А. Г.//Ibidem. 1985. Т. 11. С. 278.
85. Гудзенко Л. И., Чертопруд В. Е.//Астрон. ж. 1962. Т. 39. С. 758.
86. Гудзенко Л. И., Чертопруд В. Е.//Ibidem. 1964. Т. 41. С. 67; 1965. Т. 42. С. 267.
87. Rauchaadhuri Probhas//Sol. Phys. 1984. V. 193. P. 397.
88. Activity in Red-Dwarf Stars: Proc. of IAU Coll. No. 71./Catania, Italy. — Dodrecht Holland: D. Reidel, 1982.
89. Giampara M. S.//⁶⁵. — P. 187.
90. Hearn A. G.//Astron. and Astrophys. 1975. V. 40. P. 355.
91. Sweet P. O.//Mon. Not. RAS. 1950. V. V110. P. 548.
92. Долгинов А. З., Урпин В. А.//Письма Астрон. ж. 1983. Т. 9. С. 360.
93. Dolginov A. Z., Urpin V. A.//Astrophys. and Space Sci. 1983. V. 95. P. 1.
94. Долгинов А. З., Гнедин Ю. Н., Силантьев Н. А. Распространение и поляризация излучения в космической среде. — М.: Наука, 1979.
95. Ebbets D.//Stellar Turbulence: Proc. of IAU Coll. No. 51/Eds. D. F. Gray, J. L. Linsky. — Dordrecht, Holland: D. Reidel, 1979. — P. 113.
96. Монин А. С., Яглом А. М. Статистическая гидромеханика. Т. 1. — М.: Наука, 1965.
97. Stein R. F.//Astrophys. J. 1981. V. 246. P. 966.
98. Kichatinov L. L.//Geophys. and Astrophys. Fluid Dyn. 1986. V. 35. P. 93.
99. Liebert J.//Ann. Rev. Astron. and Astrophys. 1980. V. 18. P. 363.
100. Гуревич Л. Э., Гельмонт В. Г.//Астрон. ж. 1967. Т. 44. С. 757.
101. Tidman D. A., Shanny R. A.//Phys Fluids. 1974. V. 17. P. 1207.
102. Афанасьев Ю. В. и др.//ЖЭТФ. 1979. Т. 77. С. 2539.
103. Большов Л. А., Дрезин Ю. А., Дыхне А. М.//Письма ЖЭТФ. 1974. Т. 19. С. 288.
104. Альтеркоп Б. А., Мишин Е. В., Рухадзе А. Л.//Ibidem. С. 291.
105. Долгинов А. З., Урпин В. А.//ЖЭТФ. 1979. Т. 77. С. 1921.
106. Долгинов А. З., Урпин В. А.//Астрон. ж. 1980. Т. 57. С. 302.
107. Dolginov A. Z., Urpin V. A.//Astrophys. and Space Sci. 1980. V. 69. P. 259.
- Урпин В. А., Яковлев Д. Г.//Астрон. ж. 1980. Т. 24. С. 126, 303, 425.
- Кокс Дж. П. Теория звездных пульсаций. — М.: Мир, 1983.
- Бем К. Х., Кассионелли Дж.//Белые карлики/Пер. с англ. под ред. В. С. Имшенника. — М.: Мир, 1979.
111. Blandford R. D., Applegate J. H., Herbquist L.//Mon. Not. RAS. 1983. V. 204. P. 1025.
112. Urpin V., Leshakov S. A., Yakovlev D. G.//Ibidem. 1986. V. 219. P. 703.
113. Имшенник В. С., Надеждин Д. Н. Итоги науки и техники. Сер. «Астрономия». — М.: ВИНТИ АН СССР. — Т. 21.
114. Крайчева В. Г. и др.//Астрон. ж. 1979. Т. 56. С. 520.
115. Долгинов А. З.//Письма ЖЭТФ. 1973. Т. 18. С. 67.
116. Долгинов А. З., Урпин В. А.//Письма Астрон. ж. 1976. Т. 2. С. 194.
117. Dolginov A. Z., Urpin V. A.//Astron. and Astrophys. 1979. V. 79. P. 60.
118. Herzenberg A.//Phil. Trans. Ser. A. 1958. V. 250. P. 543.
119. Гайлитис А.//Магн. гидродин. 1970. Т. 1. С. 19.
120. Гайлитис А.//Ibidem. 1973. Т. 4. С. 12.
121. Lowes F. J., Wilkinson I.//Nature. 1963. V. 198. P. 1158.
122. Вайнштейн С. И.//ПМТФ. 1971. Т. 1. С. 12.
123. Горбачкий В. Г. Космическая газодинамика. — М.: Наука, 1977.
124. Долгинов А. З.//Астрон. ж. 1974. Т. 51. С. 388.
125. Dolginov A. Z., Yakovlev D. G.//Astrophys. and Space Sci. 1975. V. 36. P. 31.
126. Долгинов А. З., Смелычкова Е. В.//Астрон. ж. 1985. Т. 62. С. 301.
127. Malkus W. V. R., Proctor M. K. E.//J. Fluid Mech. 1975. V. 67. P. 417.
128. Rochester M. G., Jacobs J. A., Smylie D. E., Chang R. F.//Geophys. J. RAS. 1975. V. 43. P. 661.
129. Broten N. W., Macleod J. M., Vallee J. P.//Astrophys. Lett. 1985. V. 24. P. 165.

130. Vallee J. P. // *Astron. and Astrophys.* 1984. V. 136. P. 373.
131. Рузмайкин А. А., Шукуров А. М. // *Астрон. ж.* 1981. Т. 58. С. 969.
132. Rusmaikin A. A., Sokoloff D. D., Shukurov A. M. // *Astron. and Astrophys.* 1985. V. 148. P. 235.
133. Барышникова Ю. С., Рузмайкин А. А., Соколов Д. Д., Шукуров А. М. Препринт ИКИ АН СССР № 1152. — Москва, 1986.
134. Tosa M., Fujimoto M. // *Publ. Astron. Soc. Japan.* 1980. V. 32. P. 567.
135. Sofue Y., Takano T. // *Ibidem.* 1981. V. 33. P. 47.
136. Klein U., Beck R., Buczilowski U. R., Wielebinski R. // *Astron. and Astrophys.* 1982. V. 108. P. 176.
137. Sawa T., Fujimoto M. // *Publ. Astron. Soc. Japan.* 1980. V. 32. P. 551.
138. Vallee J. P. // *J. RAS Canada.* 1984. V. 78. P. 57.