



ИПМ им.М.В.Келдыша РАН • Электронная библиотека

Препринты ИПМ • Препринт № 48 за 2007 г.



ISSN 2071-2898 (Print)
ISSN 2071-2901 (Online)

В. М. Чечеткин, А.А. Росляков,
В.М. Суслин, Н. Н. Фимин,
А.Л. Судариков

Солнечная модель,
приводящая к генерации
магнитного поля

Статья доступна по лицензии
[Creative Commons Attribution 4.0 International](https://creativecommons.org/licenses/by/4.0/)



Рекомендуемая форма библиографической ссылки: Солнечная модель, приводящая к генерации магнитного поля / В. М. Чечеткин [и др.] // Препринты ИПМ им. М.В.Келдыша. 2007. № 48. 13 с.

<https://library.keldysh.ru/preprint.asp?id=2007-48>

О р д е н а Л е н и н а
И Н С Т И Т У Т П Р И К Л А Д Н О Й М А Т Е М А Т И К И
и м . М . В . К е л д ы ш а
Р о с с и й с к о й а к а д е м и и н а у к

Ч е ч е т к и н В . М . , Р о с л я к о в А . А . , С у с л и н В . М . ,
Ф и м и н Н . Н . , С у д а р и к о в А . Л .

**С о л н е ч н а я м о д е л ь , п р и в о д я щ а я
к г е н е р а ц и и м а г н и т н о г о п о л я**

М о с к в а
2 0 0 7

ЧЕЧЕТКИН В.М., РОСЛЯКОВ А.А., СУСЛИН В.М.,
ФИМИН Н.Н., СУДАРИКОВ А.Л.

**Солнечная модель, приводящая
к генерации магнитного поля**

ИПМ им. М.В. Келдыша РАН, Москва

Рассмотрена модель Солнца с учетом баротропных эффектов и эффектов вращения, которая приводит к возникновению первичного магнитного поля (за счет разделения зарядов в многокомпонентной среде) и дальнейшему возрастанию этого поля до макроскопических (наблюдаемых) величин.

CHECHETKIN V.M., ROSLYAKOV A., SUSLIN V.M.,
FIMIN N.N., SUDARIKOV A.L.

The Sun model leading to the arising of a magnetic field

KIAM RAS, Moscow, Russia

The model of the Sun in view of barotropic effects and effects of rotation is considered, which leads to occurrence of a seed magnetic field (due to division of charges in the multicomponent media) and to the further increase of this field up to macroscopic (observable) quantities.

1. Введение

Современная теория строения Солнца основывается на трёх принципах: 1) наличие гидростатическое равновесие; 2) лучистый либо конвективный перенос; 3) ядерный источник энергии (протонный либо углеродный циклы). Для "статической" модели (в основе которой лежит предположение о том, что параметры Солнца медленно меняются на данной стадии его эволюции) самым важным является утверждение о "адиабатическом" постоянстве характеристик Солнца, откуда следует, что вся энергия, выделяемая в ядерных реакциях, должна излучаться, иначе нарушилось бы гидростатическое равновесие. Для того чтобы вся энергия излучалась, не накапливаясь в Солнце, должен установиться определенный температурный градиент. Если перенос энергии излучением требует слишком большого градиента температур, то включается конвективный перенос. Поток излучения на поверхности Солнца должен соответствовать наблюдаемой величине.

Острая потребность в точной солнечной модели впервые возникла в связи с проведением опытов по регистрации солнечных нейтрино [1]. В связи с повышением точности предсказаний, потребовалось включить в солнечную модель относительное движение компонент звездного вещества. Состав звездного вещества задается массовой долей каждой из компонент: водорода, гелия, металлов и т.п. За счет термоядерной реакции горения водорода, его массовая доля уменьшается в центре звезды; доля гелия, напротив, увеличивается.

Химический состав Солнца неоднороден вдоль радиуса, и можно предположить возникновение диффузионных процессов. Логично предположить, что гелий будет "вытеснять" водород из центральной области. Относительное движение компонент звездного вещества называют либо "диффузией гелия" (либо его "гравитационным осаждением"). Учет диффузии уменьшает расхождение теоретических предсказаний с гелиосейсмологическими наблюдениями. В настоящее время гравитационное осаждение гелия (и более тяжелых элементов) считается частью стандартной солнечной модели.

Однако существует целый класс явлений, которые современная солнечная модель не описывает. Это в первую очередь солнечная активность и дипольное магнитное поле Солнца. Свойства Солнца глубоко в недрах и на поверхности сильно отличны. Постоянство параметров в зоне лучистого равновесия и их высокая изменчивость на поверхности требуют разных подходов к построению теории. Для описания конвективной оболочки и атмосферы Солнца созданы дополнительные модели. Так, например, считается, что наблюдаемое магнитное поле Солнца возникает благодаря динамо-механизму в конвективной оболочке. Однако для работы этого механизма нужно затравочное магнитное поле, которое динамо-механизм мог бы усилить. Возможным кандидатом на роль зародышевого поля является реликтовое магнитное поле Солнца. Существует и другой подход - предположить существование механизма, генерирующего требуемое поле.

В качестве такого механизма может как раз выступать диффузия. Разделение компонент вещества в гравитационном поле приводит к движению гелия относительно водорода: более тяжёлая компонента движется к центру звезды. Более легкие электроны должны были бы всплыть к поверхности, но они связаны с положительно заряженными ядрами электромагнитным взаимодействием. Вопрос, который обсуждается в настоящей работе, и состоит в следующем: может ли существовать механизм, нарушающий локальную квазинейтральность (очевидно, имеющую место в чисто водородной плазме) среды, состоящей из электронов и ионов нескольких химических элементов, включающий как основной либо вспомогательный фактор вращение Солнца, который приводит к возникновению зародышевого магнитного поля? Для ответа на этот вопрос следует подробно рассмотреть механизм гравитационного осаждения гелия, заостря внимание на возникающих при этом электрических и магнитных полях, а также исследовать концепцию возможности влияния радиационного давления на компоненты плазмы. Кроме того, как известно, для Солнца имеет место изменение вдоль радиуса скорости вращения составляющих слоев. Относительное их движение при наличии электрического поля может в принципе приводит к возникновению магнитной составляющей. Сгенерированное таким образом магнитное поле будет усиливаться динамо-эффектом; однако будет ли достаточна величина этих эффектов для того, чтобы претендовать на роль генератора магнитного поля Солнца или нет, работает ли данный механизм совместно с диффузией в многокомпонентной среде или препятствует — вопрос весьма непростой. Ответ на него можно попытаться дать, только рассматривая совместно диффузию гелия, дифференциальное вращение Солнца и теорию магнитного динамо.

2. Механизм диффузии

Теория диффузии гелия в Солнце (также называемая гравитационным осаждением) была разработана в работах разных авторов, опубликованных в течении последних 30 лет. Если попытаться перевести на

элементарный язык основное содержание этих работ, основываясь на обзоре [2], получаем следующее.

Для грубой оценки сечения ион-ионного рассеяния можно написать уравнение равенства кинетической и потенциальной энергии двух ядер 1 и 2:

$$\mu V^2/2 = q_1 q_2 e^2/r, \quad V_r \equiv |v_1 - v_2|, \quad \mu = m_1 m_2 / (m_1 + m_2), \quad (1)$$

где μ — приведенная масса системы, V_r — относительная скорость ядер, $q_{1,2}e$ — заряды ядер. Сечение рассеяния ядер: $\sigma = 4\pi(q_1 q_2)^2 e^4 \mu^{-2} V_r^{-4}$. Если рассматривать только процессы взаимодействия $p-\alpha$, $p-p$, $\alpha-\alpha$ (где α — α -частица, p — протон), ограничиваясь двумя ингредиентами (химическими элементами, составляющими ионный состав плазмы), то соответствующие сечения рассеяния можно записать в виде

$$\sigma_{p-p} = 4\sigma_0, \quad \sigma_{p-\alpha} = 6,25\sigma_0, \quad \sigma_{\alpha-\alpha} = 4\sigma_0, \quad \sigma_0 \equiv \frac{\pi e^2}{m_p V_r^2}. \quad (2)$$

По этим сечениям можно определить время свободного пробега $\tau = (nV_r\sigma)^{-1}$, где n — средняя концентрация частиц. Таким образом, любое ядро со средним временем свободного пробега получает скорость гравитационного осаждения вследствие наличия эффективного ускорения: $u = a_{eff}(i)\tau$, где a_{eff} обусловлена присутствием архимедовой и гравитационной сил, действующих на частицу сорта i ($i = p, \alpha, e, H, He$):

$$a_{eff}(p) = K_{(p)} g \frac{1-5X}{3+5X}, \quad a_{eff}(\alpha) = -K_{(\alpha)} \frac{4gm_p}{m_\alpha} \frac{5X+2}{3+5X},$$

$$a_{eff}(e) = K_{(e)} \frac{4gm_p}{m_e} \frac{1}{3+5X}, \quad a_{He} = -K_{(He)} \frac{gm_p}{m_{He}} \left(1 - \frac{3}{3+5X}\right),$$

где X — доля водорода (по массе) в веществе (Солнца), g — гравитационное ускорения; коэффициенты пропорциональности $K_{(i)}$ имеют порядок единицы. Для упрощения расчетов можно рассматривать только реакции рассеяния $p-\alpha$, для которых $\tau_{\alpha-p} = \mu_{\alpha-p}^2 (V_r)_{\alpha-p}^3 / (6,25\pi e^4 n_p)$. Тогда для скорости диффузии гелия имеем:

$$u_{He} = -k_{He} V_{\alpha-p}^3, \quad k_{He} \sim \frac{gm_p}{m_{He}} \left(1 - \frac{3}{3+5X}\right) \frac{\mu_{\alpha-p}^2}{6,25\pi e^4 n_p}. \quad (3)$$

Полагая, что распределение относительных скоростей является максвелловским:

$$F(V) = \frac{4\pi\mu}{2\pi T} \exp\left(-\frac{\mu V_r^2}{2T}\right) V^2,$$

где температура T измеряется в энергетических единицах, для распределение скоростей диффузии $f(u)$ (связанного с распределением относительных скоростей посредством соотношения $F(V_r)dV_r = f(u)du$) получаем:

$$f(u) = \frac{4\pi}{3k_{He}} \left(\frac{\mu}{2\pi T}\right)^{3/2} \exp\left(-\mu \frac{u^{2/3} k_{He}^{-2/3}}{2T}\right), \quad (4)$$

где в данном случае μ — приведенная масса системы $\alpha-p$, откуда для средней диффузионной скорости гелия имеем

$$\langle u \rangle = 8k_{He} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left(\frac{T}{\mu}\right)^{3/2}. \quad (5)$$

Этот подход позволяет приблизительный (оценочный) вид зависимости "скорость диффузии (расстояние от центра Солнца)". Получаемая зависимость, тем не менее, совпадает по порядку величины с тем, что предсказывают более точные модели. Зная скорость диффузии ингредиента среды, можно получить уравнение для скорости изменения концентрации: $\partial n_\alpha / \partial t = -\nabla(n_\alpha u_\alpha)$.

Главные претензии к современной теории диффузии состоят в том, что она постулирует отсутствие электрических токов. Только при наличии последних возможно возникновение микроскопических магнитных полей, которые будут усилены динамо-эффектом. Оценить величину этих микроскопических магнитных полей можно лишь на основе усовершенствованной модели диффузии, основанной на решении системы диффузионных уравнений для отдельных компонент. Оценить коэффициент диффузии возможно за

счёт приведенных выше сечений. Введение гравитационного поля можно провести на первых порах феноменологически (диффузионные уравнения сцепляются за счёт коэффициента диффузии и создаваемых электрических полей).

3. Механизм нарушения квазинейтральности солнечной плазмы

Утверждение о локальной электронейтральности солнечной плазмы можно признать справедливым только при наличии ее высокой степени однородности. Однако в Солнце подобная ситуация в масштабах, больших дебаевского, принципиально нереализуема, поскольку присутствует поле давления и гравитационное ускорение, зависящие от радиальной координаты (даже если не включать в рассмотрение вращение и возникновение турбулентных структур).

Действительно, ограничиваясь здесь качественным рассмотрением ситуации, рассмотрим внутрисолнечную плазму вначале как электрон–протонный (идеальный) газ, из уравнения состояния которого имеем соотношение $dp/p + dV/V = \lambda dT/T$ (λ — коэффициент пропорциональности, в простейшем случае равный νR ; положим выбором единиц $\lambda = 1$). Известно, что для модуля всестороннего сжатия при упругих деформациях K справедливо уравнение $dV/V = -dp/K$ (следовательно, из предыдущего выражения можно получить $K = p/(1 - dT/T \cdot p/dp)$); поэтому плотность избыточной энергии при сжатии плазмы, рассматриваемой в качестве квазиупругой среды имеет вид

$$w_1 = \frac{p^2}{2K} = \frac{p}{2} \left(1 - \frac{p}{T} \frac{dp}{dT}\right). \quad (6)$$

Кроме w_1 , в полную плотность избыточной энергии w должна входить часть, отвечающая за энергию, обусловленную давлением, электронов в дебаевских ячейках:

$$w_2 = nE_e \sim -\frac{n}{e^2} r_D = -2\sqrt{\frac{\pi}{T}} e^3 n^{3/2}, \quad E_e \sim -e^2/r_D, \quad (7)$$

где E_e — энергия электрона в дебаевской ячейке (радиуса r_D), а также часть, приходящаяся на поле, возникающее из-за наличия межячеечных переходов ("bound-free" и "free-free" переходы электронов, не принадлежащих дискретному спектру): $w_3 = E^2/(8\pi)$. Условие равновесия $\nabla w = 0$ принимает, таким образом, вид

$$\nabla \left(\frac{p}{2} \left(1 - \frac{p}{T} \frac{dp}{dT}\right) - 2\sqrt{\frac{\pi}{T}} e^3 n^{3/2} + \frac{E^2(r)}{8\pi} \right) = 0. \quad (8)$$

Подставляя эмпирические табличные значения параметров, получаем [4]:

$$E(r) \approx 2\pi^{1/2} (3,3 \cdot 10^{17} - p(1 - (p/T)(dT/dp) - 9,2 * 10^{-55}(n/T)^2)^{1/2}.$$

Исследование поведения данной функции приводит к наличию высокого максимума при относительно малом значении радиальной координаты, и дальнейшего медленного падения ее значения до нуля. Вычислив объемную плотность заряда $\rho_q = (1/4\pi r^2) d(r^2 E)/dr$, получаем, что небольшая центральная часть Солнца получается заряженной положительно, плотность заряда в более далекой от центра области остается положительной, но значительно меньшей, чем в центре, а при некотором $r = r_0$ электроны, вынесенные из центральной области, образуют отрицательно заряженный слой (малой толщины).

Если учесть наличие гравитационного осаждения гелия в центр, ситуация принципиально не изменится: возникают бикомпонентное положительно заряженное ядро и экранирующий электронный слой. Следовательно, для получения реальной модели Солнца совершенно необходимо построить модифицированное диффузионное приближение (как минимум).

4. Гидростатическая модель. Общая постановка задачи и методы решения

При наличии разделения зарядов условия равновесия, выписанные для электрон–протонной плазмы, имеют для каждой из ее компонент следующий вид (постоянная Больцмана $k_B = 1$):

$$\frac{d}{dr} \left(n_e(r) T(r) + \frac{4\sigma T^4(r)}{3c} \right) = -\frac{e^2 n_e(r)}{\varepsilon_0 r^2} \int_0^r r_*^2 (n_e(r_*) - n_p(r_*)) dr_* -$$

$$\frac{d}{dr} \left(n_p(r)T(r) + \frac{4\sigma T^4(r)}{3c} \right) = - \frac{e^2 n_p(r)}{\varepsilon_0 r^2} \int_0^r r_*^2 (-n_e(r_*) - n_p(r_*)) dr_* - \int_0^r 4\pi G m_e m_p n_e(r) r_*^2 n_p(r_*) r^{-2} dr_*, \quad (9)$$

$$- \int_0^r 4\pi G m_e m_p n_p(r) r_*^2 n_e(r_*) r^{-2} dr_*, \quad (10)$$

где слагаемые в правой части последних уравнений соответствуют электростатической и гравитационной силам, действующим на электронную (уравнение (9)) и протонную (уравнение (10)) компонентам соответственно.

Систему уравнений (9)–(10) следует дополнить в общем случае стационарным уравнением теплопроводности, поскольку лучистая теплопроводность превалирует над ионной и электронной и ионной при больших температурах:

$$\frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{dT}{dr} \right) = r^2 \mathcal{J}, \quad \mathcal{J} - \text{термоядерный источник.} \quad (11)$$

Предполагая, что локальная разность плотностей числа электронов и протонов всюду мала и пренебрежем поэтому в (10) электростатическим взаимодействием, получая значительно более простое уравнение (описывающее равенство сил давления и гравитации), которое и будем рассматривать далее. Используя результаты для плотности и $T(r)$, полученные в рамках одной из стандартных моделей [3], будем решать только одно из уравнений системы (уравнение (9)); мы принимаем, что основной вклад в плотность вносят протоны, поэтому из плотности получим непосредственно $n_p(r)$. На графике приведены используемые зависимости в обезразмеренном виде (обезразмеривающими величинами являлись максимальные значения плотности температуры и радиуса: $T_{max} = 1,5 \cdot 10^7$ К, $\rho_{max} = 1,5 \cdot 10^5$ кг/м³, $r_{max} = 6,6 \cdot 10^8$ м).

4pt Значения температуры и плотности протонов n_p для стандартной модели Солнца

Итак, нас интересует решение уравнения (9), которое принимает в безразмерном виде следующую форму:

$$\frac{d}{dr} (n_e(r)T(r) + \beta T^4(r)) = \alpha \frac{n_e(r)}{r^2} \int_0^1 x^2 (n_e(x) - n_p(x)) x^2 dx - \gamma \frac{m_e n_e(r)}{m_p r^2} \int_0^r x^2 n_p(x) dx, \quad \alpha = 5,3 \cdot 10^{38}, \quad \beta = 7,7 \cdot 10^{-4}, \quad \gamma = 0,23. \quad (12)$$

Для используемой стандартной модели Солнца второй член в левой части последнего уравнения много меньше первого, поэтому давлением излучения можно пренебречь (положив $\beta = 0$). Далее, постоянная α очень велика, что приводит к возможности проанализировать решение уравнения качественно. Существуют две возможности: в первом случае градиент в левой части порядка единицы, а электронная плотность равна протонной плотности с точностью до величины порядка α^{-1} ; во втором случае плотность электронов может значительно отличаться от протонной, но тогда градиент в левой части должен быть много больше единицы. Если потребовать, чтобы нескомпенсированный заряд Солнца был мал (полный заряд равен нулю), то второй случай может реализоваться в виде слоя на внешней границе рассматриваемой области, причем толщина слоя, где градиент велик, будет порядка α^{-1} (т. е. электронная плотность там практически представимо δ -функцией). Качественные энергетические оценки предыдущего пункта подтверждают именно второй случай. Поэтому решение уравнения (12) можно искать в виде:

$$n_e(r) = n_p(r) + \sum_{k=1}^{\infty} \alpha^{-k} \Delta_k, \quad 0 \leq r < 1, \quad n_e(1) = \chi \alpha^{-1} \delta(r - 1),$$

причем постоянная χ определяется из условия общей электронейтральности:

$$\int_0^1 x^2 (n_e(x) - n_p(x)) x^2 dx = 0.$$

Фактически, в нашем разложении достаточно ограничиться членами порядка α^{-1} :

$$\frac{d}{dr} (n_p(r)T(r)) = \frac{n_p(r)}{r^2} \int_0^1 \Delta_1 x^2 dx - \gamma \frac{m_e n_p(r)}{m_p r^2} \int_0^1 x^2 n_p(x) dx, \quad (13)$$

откуда $\Delta_1 = -(\gamma/2)(1 - m_e/m_p)n_p(r)$, $\chi = \gamma(1 - m_e/m_p) \int_0^1 x^2 n_p(x) dx$ (для используемого профиля плотности $\chi = 8,48 \cdot 10^{-4}$). Таким образом, по известному профилю протонной плотности $n_p(r)$ определяем в явном виде профиль плотности электронов $n_e(r)$.

Вышеприведенный анализ без особых сложностей может быть распространен на многокомпонентную среду; в этом случае, естественно, необходимо решать уже не одно интегродифференциальное уравнение, а полную систему уравнений типа (9)–(10), ибо стандартные модели не обеспечивают раздельное нахождение ионных плотностей. Тем не менее, качественных отличий в поведении решений в рассматриваемом приближении, по-видимому, не будет.

5. Гидродинамическая модель. Трехкомпонентная динамика

Более физически реалистичным подходом, на основе которого можно моделировать возникновение «затравочного» магнитного поля является многокомпонентная гидродинамика.

Рассмотрим для простоты модель Солнца как шар, состоящий вначале из горячей, полностью ионизованной водородной плазмы и вращающейся вокруг своей оси как твердое тело с постоянной частотой ω . В начальной фазе существования в такой среде происходит ряд термоядерных реакций, конечным продуктом которых является ядро гелия He^4 . Если заменить такую цепочку термоядерных реакций одной "эффективной" реакцией и не рассматривать дальнейшие превращения, то можно ограничиться случаем трехкомпонентной среды, состоящей из электронов, протонов и ядер He^4 .

Уравнения неразрывности с учетом рождения и уничтожения частиц в "эффективной" реакции:

$$\partial n_e(r, t)/\partial t + \text{div}(n_e(r, t)v_e(r, t)) = -2n_e(r, t)n_p(r, t)\gamma_{np}(T_e(r, t), T_p(r, t)), \quad (14)$$

$$\partial n_p(r, t)/\partial t + \text{div}(n_p(r, t)v_p(r, t)) = -4n_e(r, t)n_p(r, t)\gamma_{np}(T_e(r, t), T_p(r, t)), \quad (15)$$

$$\partial n_{He}(r, t)/\partial t + \text{div}(n_{He}(r, t)v_{He}(r, t)) = n_e(r, t)n_p(r, t)\gamma_{np}(T_e(r, t), T_p(r, t)), \quad (16)$$

где γ_{np} — скорость одной эффективной реакции.

Уравнения переноса k -ой компоненты импульса:

$$m_e n_e(r, t) (\partial v_e(r, t)/\partial t + u_e \partial u_e / \partial r)_k + \partial / \partial r_k (n_e T_e + \frac{4\sigma T_e^4}{3c}) - \quad (17)$$

$$- \frac{\partial \zeta_{kj}^e(r, t)}{\partial r_j} - (F_e^{el}(r, t) + F_e^{gr}(r, t)) = \sum_a m_e \int dp_e (p_e/m_e - v_e)_k I_{ea}[f_e, f_a],$$

$$m_e n_e(r, t) (\partial v_e(r, t)/\partial t + v_e \partial v_e / \partial r)_k + \partial / \partial r_k (n_e T_e + \frac{4\sigma T_e^4}{3c}) - \quad (18)$$

$$- \frac{\partial \zeta_{kj}^e(r, t)}{\partial r_j} - (F_e^{el}(r, t) + F_e^{gr}(r, t)) = \sum_a m_e \int dp_e (p_e/m_e - v_e)_k I_{ea}[f_e, f_a],$$

$$m_p n_p(r, t) (\partial v_p(r, t)/\partial t + v_p \partial v_p / \partial r)_k + \partial / \partial r_k (n_p T_p) - \quad (19)$$

$$- \frac{\partial \zeta_{kj}^p(r, t)}{\partial r_j} - (F_p^{el}(r, t) + F_p^{gr}(r, t)) = \sum_a m_p \int dp_p (p_p/m_p - v_p)_k I_{pa}[f_p, f_a],$$

$$m_{He} n_{He}(r, t) (\partial v_{He}(r, t)/\partial t + v_{He} \partial v_{He} / \partial r)_k + \partial / \partial r_k (n_e T_e) - \quad (20)$$

$$- \frac{\partial \zeta_{kj}^{He}(r, t)}{\partial r_j} - (F_{He}^{el}(r, t) + F_{He}^{gr}(r, t)) =$$

$$\sum_a m_{He} \int dp_{He} (p_{He}/m_{He} - v_{He})_k I_{He,a}[f_{He}, f_a],$$

где ζ_{kj}^a — тензор вязких напряжений, интегральный член в правой части играет роль силы трения для описываемой компоненты на остальных компонентах.

Уравнения для внутренних энергий компонент:

$$\begin{aligned} & \partial/\partial t \left(\frac{3}{2} n_e T_e + \frac{4\sigma T_e^4}{c} \right) + \frac{\partial}{r^2 \partial r} r^2 \left[v_e \left(\frac{3}{2} n_e T_e + \frac{4\sigma T_e^4}{c} \right) + \right. \\ & \left. + (n_e T_e + \frac{4\sigma T_e^4}{3c}) \frac{\partial}{r^2 \partial r} (r^2 v_e) + \frac{\partial}{r^2 \partial r} r^2 q_v \right] = \sum_a \int dp_e \frac{m_e}{2} \left(\frac{p_e}{m_e} - v_e \right)^2 I_{ea}[f_e, f_a], \end{aligned} \quad (21)$$

и аналогично для $n_p T_p$, $n_{He} T_{He}$; здесь $q_v = -\ell_e/e \cdot \partial U_v/\partial r$, $I_{ab}[f_a, f_b]$ — интеграл столкновений частиц сортов a и b .

Дальнейшее упрощение приведенных уравнений возможно, например, с использованием 5-моментного приближения Грэда, для которого, в частности:

$$\sum_a \int dp_e (p_e/m_e - v_e) I_{ea}[f_e, f_a] = -m_e n_e \left(\frac{v_e - v_p}{\tau_{ep}} + \frac{v_e - v_{He}}{\tau_{e,He}} \right).$$

Здесь

$$\tau_{ea} = \frac{3}{4} \frac{\sqrt{m_e} t_e^{3/2}}{\sqrt{2\pi} e^4 Z_a^2 n_a}$$

— характерное время взаимодействия.

Данная система уравнений является наиболее перспективной и обладает оправданной точностью для расчета концентраций компонент плазмы. Однако поведение ее решений качественно не будет отличаться от рассмотренного выше "гидростатического приближения".

6. Генерация и усиление магнитного поля

При наличии (квази)стационарного разделения зарядов в плазме и выделенного движения ионов к центру Солнца возникают поляризационные токи, что, в соответствии с уравнениями Максвелла, приводит к возникновению ("затравочного") магнитного поля. При наличии (дифференциального) вращения сферической области (с положительным зарядом, с плотностью n_+) с поверхностным слоем (будем считать его тонким, так что отрицательный заряд распределен по поверхности с плотностью n_-) возникает дипольное магнитное поле с моментом $\mathcal{M} = -2qr_0^2\omega/(15c)$, где q — полный заряд внутри сферы, $\omega = \omega(\theta)$, θ — гелиографическая широта.

Для развития из зародышевого поля макроскопического наблюдаемого предположительно наиболее вероятным в наших условиях является механизм динамо-процесса, обусловленного гиротропной турбулентностью. При стационарной диффузии тяжелой компоненты к центру и электронной (легкой) — "вверх" по радиусу происходит переход последней в среду с меньшей плотностью, и структурные ячейки (в частности, дебаевские), помимо поляризации, должны менять характерный размер, увеличиваясь из-за необходимости выполнения условий гидростатического равновесия. Кориолисова сила, действуя на "растекающиеся" по приграничному тонкому слою электроны, а также на вытесненные из центральной области протоны, поворачивает ячейки вокруг своих осей; таким образом, не исчезает корреляция $\langle \vec{v} \cdot \text{rot } \vec{v} \rangle \neq 0$. Появляется, следовательно, псевдоскаляр α , входящий в магнитогидродинамические уравнения динамо-эффекта: $\partial \vec{B}/\partial t = R_\alpha \text{rot}(\alpha \vec{B}) + \Delta \vec{B}$, где $R_\alpha = \alpha_0 L/\beta$, L — характерный масштаб изменения спиральности $\alpha(r)$, β — коэффициент турбулентной магнитной диффузии. Ясно, что механизм роста магнитного поля за счет гиротропной диффузии обладает свойством "накопления" то есть интегральное приращение поля за некоторый отрезок времени не компенсируется сколь-нибудь заметной диссипацией. Однако здесь возникает вопрос об уровне насыщения напряженности магнитного поля, за которым следуют кардинальные изменения (солнечный цикл). По всей видимости, этот эффект может быть связан с наличием нелинейности в уравнении динамо (влиянием критического магнитного поля на спиральность).

Список литературы

- [1] Bahcall, J.N., Nuclear Physics B (Proc. Suppl.), V.188, p. 77, 2002 (astro-ph/0209080).
- [2] Noerdlinger, P.D., Astronomy and Astrophysics, V. 57, N 3, p. 407, 1994.
- [3] Bahcall, J.N., Loeb, A., Astrophysical Journal, V. 360, p. 267, 2000.
- [4] Григорьев В.И., Григорьева Е.В., Ростовский В.С., *Бароэлектрический эффект и электромагнитные поля планет и звезд*, М., Физматлит, 2003.