

01

## О намагниченности солнечной конвективной зоны

© Ю.В. Вандакуров

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург

Поступило в Редакцию 28 января 1999 г.

В работах [1-3] условие минимального производства энтропии было использовано для нахождения вращения звездных конвективных зон, в частности было получено близкое к солнечному распределение вращения по широте. Оказывается, однако, что самовозбуждение даже очень медленных меридиональных течений среды приводит к "размыванию" тех минимумов производства энтропии, которые рассматривались в цитированных работах. В присутствии тороидального магнитного поля эффект "размывания" устраняется. В случае вращения типа солнечного необходимое поле — порядка  $10 \text{ kG}$ , что по-видимому может быть согласовано с напряженностью всплывающих на Солнце магнитных полей.

Известно, что многие наблюдаемые на Солнце явления связаны с магнитными полями. Общепринято, что последние генерируются при взаимодействии с дифференциально вращающейся плазмой, хотя механизм генерации до сих пор остается неизвестным. В связи с этим представляет интерес новый подход к проблеме изучения любых направленных движений среды в звездных конвективных зонах, основанный на использовании минимального свойства производства энтропии [1-3]. Дело в том, что в случае адиабатической конвективной зоны основные силы (на единицу массы) оказываются потенциальными, поэтому вихревые составляющие таких сил, как кориолисова или магнитная, должны уравниваться соответствующей составляющей вязкой силы. В частности, порядковая оценка дает, что для поддержания наблюдаемого солнечного вращения необходима генерация очень сильной турбулентной вязкости, превышающей молекулярную вязкость на 14 порядков. Поскольку вязкость является источником производства энтропии, это производство резко увеличивается.

Гипотеза, что благодаря взаимодействию с конвективными движениями распределение вращения в конвективной зоне устанавливается

в соответствии с условием минимального производства энтропии, т. е. с условием наименьшей величины  $\bar{\epsilon}$  (где  $\bar{\epsilon}$  — безразмерная величина, характеризующая среднюю по конвективной зоне турбулентную вязкость среды), позволяет найти среди многих возможных такое решение, которое удовлетворительно описывает наблюдаемое широтное распределение солнечного вращения [1–3]. Определяется также характерный радиальный градиент вращательных мод, пропорциональный некоторой величине  $\alpha$ . Здесь и ниже мы предполагаем, что зависимость от радиуса  $r$  всех мод с размерностью скорости дается множителем  $r^\alpha$ , где  $\alpha = \text{const}$ . В случае рассматриваемого нами вращения среды параметр  $\alpha$  близок к единице, т. е. вращение близко к твердотельному. Удобно изучать различные равновесные конфигурации при тех или иных значениях этого параметра.

Однако попытки включить в число варьируемых переменных другие моды, ответственные за возбуждение медленных меридиональных течений среды, привели к неожиданному результату. Несмотря на малую величину меридиональных скоростей (в изучавшемся нами случае минимальных  $\bar{\epsilon}$  они были меньше  $10 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$ , что на 4 порядка меньше экваториальной скорости солнечного вращения), их влияние на расположение минимумов  $\bar{\epsilon}$  оказалось весьма существенным. Если грубые расчеты свидетельствуют о существовании многих таких интервалов по  $\alpha$ , внутри которых  $\bar{\epsilon}$  довольно сильно уменьшается, то при уточнении границ этих интервалов эти границы начинают размываться и вообще исчезают, за исключением одного решения с минимумом  $\alpha = 1$ , соответствующим твердотельному вращению среды. Такой эффект ”размывания” минимумов возможен и в отсутствие меридиональных течений, если число  $N$  эффективно взаимодействующих вращательных мод достаточно мало. Но в этом случае вместо ожидаемого минимума мы обычно получаем чрезвычайно близкое к нейтральному состояние с малым значением  $\bar{\epsilon}(\alpha) \approx \text{const}$ .

Поскольку твердотельное вращение конвективной зоны не согласуется с данными солнечных наблюдений, мы вынуждены при нахождении состояний с минимальными значениями  $\bar{\epsilon}$  учитывать также токовые движения, приводящие к генерации магнитного поля. Ограничимся изучением стационарной равновесной модели с тороидальным магнитным полем, антисимметричным относительно экваториальной плоскости. Именно такая симметрия поля вытекает из упомянутых наблюдательных данных. Наша задача состоит в нахождении величин коэффициентов,

определяющих представление поля  $\mathbf{V}$  и скорости  $\mathbf{v}$  в виде разложения по векторным сферическим гармоникам, путем минимизации величины  $\bar{\epsilon}$ . Как и в работе [3], рассматриваем задачу в приближении тонкой конвективной зоны, когда радиальные зависимости гидродинамической и альвеновской скоростей принимаются пропорциональными  $\text{const} \cdot r^\alpha$ , а равновесная плотность  $\rho$  записывается приближенно как  $\text{const} \cdot r^{-\beta}$ , где  $\alpha$  и  $\beta$  — постоянные. В этом случае тороидальный коэффициент поля  $B_{J0}^{(0)}$  равен  $\text{const} \cdot r^{(\alpha-\beta/2)}$ .

Нетрудно показать, что при учете тороидального магнитного поля в основных уравнениях (9), (10) работы [3] изменится лишь член  $A_{J_1 J_2}^J$  в уравнении (10), вместо которого войдет  $A_{J_1 J_2}^J - H_{J_1 J_2}^J$ . Здесь

$$A_{J_1 J_2}^J = [(\alpha + 1)I^2 Z_{J_1 J_2}^J + 2\alpha I_1^2 Z_{J_1 J_2}^J] v_{J_1 0}^{(0)} v_{J_2 0}^{(0)} \quad (1)$$

и

$$H_{J_1 J_2}^J = [(\alpha + 1 - \beta/2)I^2 Z_{J_1 J_2}^J + 2\alpha I_1^2 Z_{J_1 J_2}^J] B_{J_1 0}^{(0)} B_{J_2 0}^{(0)} / (4\pi\rho), \quad (2)$$

а другие обозначения те же, что в работе [3]. В случае симметричного относительно экваториальной плоскости вращения среды и антисимметричного распределения поля коэффициенты  $J_1$  и  $J_2$  в формуле (1) нечетные, а в формуле (2) — четные величины. При этом число  $J$  является четным. В последующем вводим обозначения

$$u_J = u_{2k-1} = v_{J0}^{(0)} / v_{10}^{(0)}, \quad f_J = f_{2k} = v_{J0}^{(-1)} / [iv_{10}^{(0)}],$$

$$b_J = b_{2k} = B_{J0}^{(0)} / [v_{10}^{(0)} (4\pi\rho)^{1/2}], \quad (3)$$

где  $v_{10}^{(0)} = -ir\Omega(8\pi/3)^{1/2}$ ,  $k$  равно  $1, 2, \dots, N$ ,  $N$  — число мод (одно и то же для всех переменных);  $\Omega$  — действительная величина, которая была бы равна угловой скорости вращения, если бы только одна первая вращательная мода была отлична от нуля; число  $J$  выражается через  $k$  в соответствии с той четностью, которая вытекает из формулы (3).

Мы предполагаем, что величины  $N$  и  $\beta$  являются известными, и находим те значения коэффициентов  $u_J$ ,  $f_J$ ,  $b_J$  и  $\alpha$ , при которых интегральная величина  $\bar{\epsilon}$  достигает минимума. Сама процедура нахождения решения аналогична той, которая описана в работе [3], увеличивается лишь число варьируемых коэффициентов. Из всех возможных конфигураций мы уделяем основное внимание тем, которые характеризуются вращением,

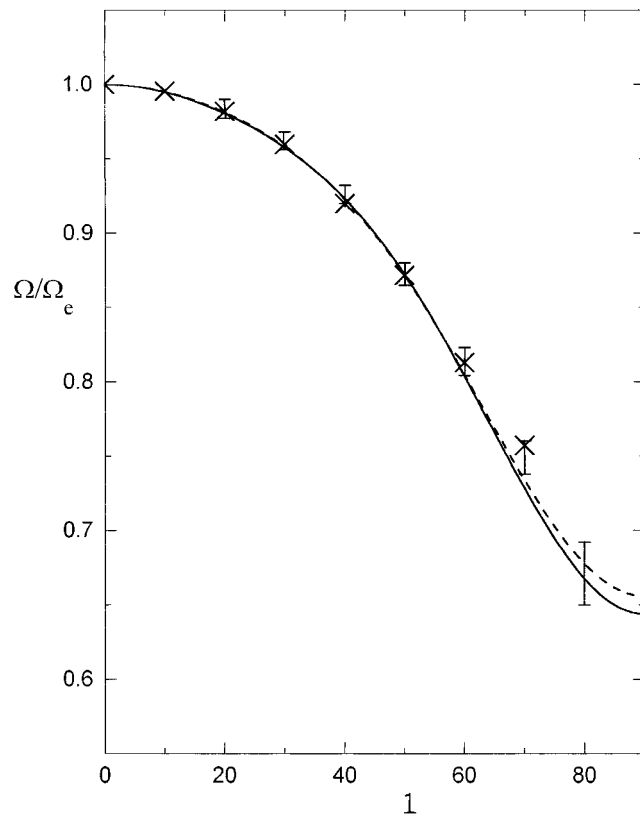
Параметры моделей

Номер модели	1	2
Число мод	4	4
$\beta$	10	50
$\alpha$	1.295910	1.291355
$u_1$	1	1
$u_3$	-0.0535370	-0.0534743
$u_5$	-0.0119636	-0.0115274
$u_7$	-0.0033672	-0.0026194
$b_2$	0.0295428	0.0150941
$b_4$	0.0151412	0.0052541
$b_6$	0.0084693	0.0023948
$b_8$	0.0046572	0.0010049
$\bar{\epsilon}$	$6 \cdot 10^{-9}$	$9 \cdot 10^{-9}$

подобным наблюдаемому на Солнце. Иначе говоря, рассматриваются лишь сравнительно близкие к твердотельно вращающимся модели.

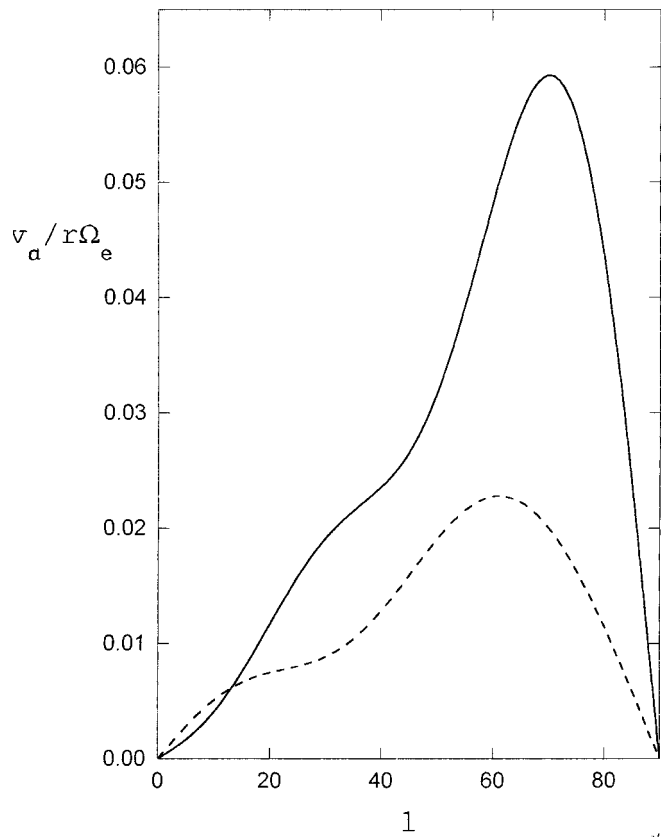
Оказывается, что в присутствии магнитного поля упомянутый выше эффект "размывания" минимумов исчезает и переход к соседнему решению происходит, если  $\alpha$  изменяется приблизительно на 2%. Две рассчитанные модели при  $N = 4$  и значениях  $\beta$ , равных 10 и 50, приведены в таблице. В случае солнечной модели Гюнтера и других [4] при таких значениях  $\beta$  относительный радиус (в единицах солнечного радиуса) и плотность рассматриваемого слоя равны соответственно 0.85,  $0.04 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$  и 0.96,  $0.004 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$ . Коэффициенты радиальной скорости  $f_J$  в таблице не приведены, поскольку они оказались равными нулю. В противоположность этому, вносимый полем вклад приблизительно полностью компенсирует тот, который создается вращением среды (замена поля нулевым привела бы к увеличению  $\bar{\epsilon}$  до величины порядка  $10^{-2}$ ). Заметим еще, что знак поля является произвольным, т. е. знак перед всеми коэффициентами  $b_J$  можно изменить на обратный.

Широтная зависимость угловой скорости вращения, отнесенной к экваториальной угловой скорости, представлена на рис. 1 сплошной и штриховой кривыми соответственно для моделей 1 и 2 таблицы. Крестиками на рисунке отмечены экспериментальные данные, полу-



**Рис. 1.** Зависимость от широты  $I$  (в градусах) угловой скорости вращения  $\Omega$ , нормированной на угловую скорость на экваторе  $\Omega_e$ , в случае моделей 1–2 таблицы (соответственно сплошная и штриховая кривые). Крестиками и вертикальными черточками отмечены экспериментальные результаты работы [5] и работ [6,7] соответственно.

ченные путем доплеровских измерений [5]. Гелиосейсмологические результаты Бёч и Косовичева [6,7], относящиеся к глубинам с относительным радиусом больше 0.96, показаны вертикальными черточками, длина последних характеризует величину разброса данных. Видно, что



**Рис. 2.** Широтное распределение альвеновской скорости  $v_a$ , нормированной на экваториальную скорость  $r\Omega_e$ , для тех же моделей, что и на рис. 1.

теоретические кривые удовлетворительно описывают данные наблюдений, может быть также объяснено недавно обнаруженное сильное уменьшение угловой скорости вращения на высоких широтах. Заметим, кстати, что представленные на рис. 1 кривые довольно близки к той кривой, которая соответствует немагнитному случаю при  $N = 5$  и  $\alpha = 1.27914$ .

Распределение магнитного поля, антисимметричного относительно экваториальной плоскости, представлено на рис. 2 сплошной кривой и штрихами для моделей 1 и 2 таблицы. Здесь  $v_a = B_\varphi / [4\pi\rho]^{1/2}$  — альвеновская скорость, которую мы нормируем на экваториальную скорость  $\tau\Omega_e$ . Максимальные значения поля для тех же моделей 1 и 2 составляют приблизительно 8 и 1 kG. Видно, что равновесное магнитное поле растёт с глубиной, в самых глубоких слоях солнечной конвективной зоны оно может достигать значений 15 kG. Такие поля не находятся в противоречии с тем фактом, что индукция всплывающих солнечных полей заметно меньше 10 kG.

Таким образом, наши расчеты определенно свидетельствуют в пользу того, что состояние с наименьшим производством энтропии в солнечной конвективной зоне может быть достигнуто только в присутствии магнитного поля, величина которого находится в районе 10 kG. В приближении тонкой конвективной зоны и тороидального поля возможна стационарная равновесная конфигурация поля и вращения. Однако в случае Солнца это приближение является чрезмерно грубым, так что будут возбуждаться и нестационарные процессы. Для изучения последних необходимо рассматривать более точные уравнения.

Работа выполнена при финансовой поддержке Фонда С.-Петербургского учебно-научного Центра Минобразования РФ и РАН "Электродинамика токов большой плотности и сильных магнитных полей".

## Список литературы

- [1] *Vandakurov Yu.V.* // Proc. SOHO 6/GONG 98 Workshop. 1998. Boston. Vol. 1. P. 567–571.
- [2] *Вандакуров Ю.В.* // Конф. о новом цикле активности Солнца. 1998. С.-Петербург, Пулковое, 1998.
- [3] *Вандакуров Ю.В.* // ЖТФ. 1999 (в печати).
- [4] *Guenther D.B., Demarque P., Kim Y.-C., Pinsonneault M.H.* // *Astrophys. J.* 1992. V. 387. P. 372–393.
- [5] *Howard R.* // *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 1984. V. 22. P. 131–155.
- [6] *Birch A.C., Kosovichev A.G.* // *Astrophys. J. Letters.* 1998. V. 503. P. L187–L190.
- [7] *Birch A.C., Kosovichev A.G.* // Proc. SOHO 6/GONG 98 Workshop. 1998. Boston. V. 2. P. 679–684.