VI Serbian-Belarusian Symp. on Phys. and Diagn. of Lab. &
Astrophys. Plasma, Belgrade, Serbia, 22 - 25 August 2006
eds. M. Ćuk, M.S. Dimitrijević, J. Purić, N. Milovanović
Publ. Astron. Obs. Belgrade No. 82 (2007), 251-256 *Contributed paper*

МЕРИДИОНАЛЬНЫЙ ДРЕЙФ СОЛНЕЧНЫХ МАГНИТНЫХ СТРУКТУР

(MERIDIONAL DRIFT OF SOLAR MAGNETIC STRUCTURES)

О. П. Кузнечик, В. Н. Горенков, В. О. Кузнечик

Белорусский государственный университет, Обсерватория,
4, Пр.-т Независимости, г. Минск, 220030, Беларусь
e-mail: kuznechik@bsu.by

Abstract. Analysis of drift motion of Solar spots and filaments was performed.

1. ВВЕДЕНИЕ

Для объяснения дифференциального вращения Солнца предлагалось много теорий, но ни одна из них не стала общепризнанной [1]. Изменить ситуацию могут комплексные наблюдательные данные о меридиональном дрейфе различных активных образований на поверхности и в более глубоких слоях Солнца. Таких подробных данных пока не имеется. Наиболее полные сведения о вращении Солнца были получены по пятнам и волокнам [1]. Ниже проведен анализ их дрейфовых движений. При этом необходимо отметить, что все явления солнечной активности обусловлены выходом на поверхность Солнца магнитных полей.

2. ДЕЙСТВИЕ ГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ СИЛ НА МАГНИТНЫЕ СТРУКТУРЫ

Для выявления воздействия гидродинамических сил на дрейф магнитных структур, рассмотрим вращающуюся газообразную сферу, которая удерживается силами гравитации. Примем ось z, направленную вверх, за ось вращения сферы и точку 0 за центр притяжения. Возьмем тело в точке M внутри сферы, тогда расстояние его от начала координат равно $R = (x^2 + y^2 +$

$z^2)^{1/2}$, а от оси вращения – $r = (x^2 + y^2)^{1/2}$. При этом $r = R\cos\varphi$, где φ – широта точки М.

Если обозначить через ω угловую скорость вращения сферы, которая направлена по z, то линейная скорость

$$\mathbf{v} = [\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r}], \quad (1)$$

а ее составляющие равны

$$v_x = -\omega y, \qquad v_y = \omega x, \qquad v_z = 0. \quad (2)$$

С учетом (1-2) при ω = const уравнение Эйлера принимает вид

$$\nabla\mathbf{P} = \rho(\omega^2\mathbf{r} - \nabla\mathbf{\Omega}), \quad (3)$$

где $\mathbf{\Omega}$ – гравитационный потенциал, $\mathbf{P}$ – давление, ρ – плотность плазмы.

Выражение (3) определяет силу давления плазмы во вращающейся газообразной сфере. Примем, что во вращающуюся плазму плотности ρ_ρ погружено тело плотности ρ_m. На тело действует сила давления. При равномерном вращении гравитирующей массы плазмы она равна (3) архимедовой подъемной силе (на единицу объема тела)

$$\mathbf{F_A} = -(\rho_m - \rho_\rho)\nabla\mathbf{\Omega} \quad (4)$$

и центробежной силе, отнесенной к единице объема

$$\mathbf{f} = (\rho_m - \rho_\rho)\omega^2\mathbf{r}. \quad (5)$$

Архимедова сила направлена вдоль радиуса $\mathbf{R}$ гравитирующей массы плазмы Солнца, а центробежная сила – вдоль радиуса-вектора $\mathbf{r}$, перпендикулярного к оси вращения сферы. Центробежная сила для Солнца мала по сравнению с архимедовой силой. На экваторе вблизи поверхности Солнца она составляет $2.14 \cdot 10^{-5}$ от архимедовой подъемной силы. Центробежная сила $\mathbf{f}$ имеет радиальную составляющую

$$\mathbf{f_R} = (\rho_m - \rho_\rho)\omega^2\,\mathbf{R}\cos^2\varphi \quad (6)$$

и меридиональную составляющую, параллельную поверхности Солнца:

$$\mathbf{f_L} = -(\rho_m - \rho_\rho)\omega^2\,\mathbf{R}\cos\varphi\sin\varphi. \quad (7)$$

Поскольку | grad $\mathbf{\Omega}$ | = $\mathbf{g}$ – ускорение свободного падения, то вдоль радиуса гравитирущей массы плазмы действует подъемная сила на единицу объема тела (4, 6)

$$\mathbf{F_R} = (\rho_m - \rho_\rho)\,(\mathbf{g} - \omega^2\,\mathbf{R}\cos^2\varphi). \quad (8)$$

Она равна архимедовой подъемной силе в неподвижной гравитирующей газовой сфере и дополнительной силе, обусловленной вращением сферы. Из (8) следует, что более легкие тела всплывают, а более тяжелые – тонут. При этом центробежная сила уменьшает действие силы гравитации.

Сила f_L обуславливает движение в меридиональном направлении тела, погруженного в равномерно вращающуюся плазму. Если плотность тела ρ_m меньше плотности плазмы ρ_ρ на данном уровне, то сила направлена от экватора к полярным зонам. Однако если $\rho_m - \rho_\rho > 0$, то сила f_L направлена в противоположную сторону и приводит к движению тела от полярных зон к экватору. Учитывая (7) и данные наблюдений дрейфа магнитных структур на Солнце [1], по аналогии получаем: магнитные структуры общего магнитного поля движутся во вращающейся газовой сфере к полярным зонам подобно всплыванию легких тел в более тяжелой плазме, а тяжелые пятна, наоборот, движутся к экватору; магнитные структуры общего магнитного поля являются более легкими, а пятна – более тяжелыми образованиями по сравнению с окружающей плазмой.

3. ПАРАМЕТРЫ ПЛАЗМЫ В МАГНИТНЫХ ОБРАЗОВАНИЯХ

На движущееся тело в плазме действует сила сопротивления. Ее величина зависит от формы тела и состояния плазмы. В атмосфере Солнца плазма является сильно турбулентной, по крайней мере в фотосферных слоях. На это указывает уширение спектральных линий. Из него следует, что в невозмущенной фотосфере скорость микротурбулентности равна $v_l \approx 1.25$ км/с [2]. Считается [3], что характерный размер l элемента микротурбулентности составляет доли толщины слоя, в котором образуется спектральная линия. Для слабых фотосферных линий можно взять $l \le 1$ км. В области размеров макротурбулентности, согласно [3], $v_l \approx 1.5$ км/с и $l \approx 560$ км. Вязкость обусловлена в основном ионами и нейтральными атомами плазмы, поскольку влиянием электронов можно пренебречь. Для оценки коэффициента кинематической вязкости достаточно точности, которая получается из кинетической теории газов. Коэффициент кинематической вязкости в этом случае определяется выражением

$$\nu = \frac{0.179}{\sqrt{\pi}} \frac{\sqrt{mkT}}{S_{\alpha i}\rho},$$

где m – масса атома водорода, k – постоянная Больцмана, T и ρ – температура и плотность плазмы, $S_{\alpha i}$ – эффективное сечение столкновений протон – атом водорода.

При $m = m_\alpha = m_i$, $T = 1.4 \cdot 10^4$ K, $S_{\alpha i} = 5 \cdot 10^{-20}$ м^2, $\rho = 10^{-4}$ кг/м^3 находим $\nu \approx 0.365$ м^2/с. В области размеров микротурбулентности число Рейнольдса $Re \approx v_l\, l/\nu \approx 3.4 \cdot 10^6$ и в области размеров макротурбулентности $Re \approx 2.3 \cdot 10^9$. Приведенные величины указывают на большое число Рейнольдса для плазмы таких масштабов движений.

В подфотосферных слоях магнитные поля обычно сконцентрированы в трубках, которые движутся под действием турбулентных движений. Для определенности примем, что сечения их круглой формы. Решение задачи об обтекании цилиндра перпендикулярно к его оси жидкостью с очень большим числом Рейнольдса приведено в [4]. Согласно решению сила $\mathbf{F_P}$ давления набегающего потока жидкости на цилиндр (сила сопротивления, испытываемая движущимся в жидкости цилиндром) выражается формулой

$$\mathbf{F_P} \approx \alpha h \rho_p \mathbf{u}^2, \tag{9}$$

где $\mathbf{u}$ – скорость набегающего потока плазмы, обтекающей цилиндр, α – радиус сечения цилиндра и h – высота его. Сила $\mathbf{F_P}$ отнесена ко всему цилиндру. Примем, что сила, с которой действует движущаяся плазма на магнитные структуры, определяется также выражением (9). При этом плотность плазмы по объему всей магнитной структуры принята одинаковой. Умножая выражение (7) на объем элемента магнитной петли $\pi\alpha^2 h$ и приравнивая его (9), находим

$$\frac{\rho_p - \rho_m}{\rho_p} = \pm \frac{u^3}{\pi\alpha\omega^2 R \cos\varphi \sin\varphi}. \tag{10}$$

Знак «плюс» относится к магнитным структурам с $\rho_p - \rho_m > 0$ (структурам с пятнами), а «минус» – к структурам с $\rho_p - \rho_m < 0$ (структурам общего магнитного поля). Следовательно, сила (9) меняет направление в соответствии с изменением знака у $\rho_p - \rho_m$. Относительная разность плотностей плазмы $(\rho_p - \rho_m) / \rho_p$ в магнитной петле зависит от напряженности магнитного поля. На основании условия равновесия

$$P_m + \frac{H_m^2}{8\pi} = P_p, \tag{11}$$

где P_m – давление плазмы, $H_m^2/(8\pi)$ – давление магнитного поля внутри магнитной петли, P_p – давление окружающей плазмы и m – масса атома водорода. Так как $P = kT\rho/m$ (k – постоянная Больцмана, T – температура), то при однородной плотности внутри петли и одинаковой температуре плазмы как внутри, так и вне магнитной структуры ($T_m = T_p$) условие равновесия (11) дает:

$$\frac{\rho_p - \rho_m}{\rho_p} = \frac{H_m^2}{8\pi P_p}. \tag{12}$$

Между $(\rho_p - \rho_m)/\rho_p$ и $H_m^2/(8\pi P_p)$ для магнитных структур с пятнами такой связи (12) не имеется. На основании (12) для магнитных структур без пятен, т. е. для структур общего магнитного поля,

$$H_m^2 = \frac{8P_p u^2}{\alpha\omega^2 R \cos\varphi \sin\varphi}. \tag{13}$$

Для магнитных структур с пятнами по (10) были вычислены $(\rho_p - \rho_m) / \rho_p$ для различных значений скорости дрейфа u зон пятнообразования к экватору и разных φ. Средняя глубина α расположения магнитных структур под фотосферой взята равной 1000 и 3000 км. Результаты вычислений приведены в табл. 1. Они показывают, что при наблюдаемой скорости дрейфа зон пятнообразования к экватору u = 2 м/с и $\varphi = 30°$ $(\rho_p - \rho_m) / \rho_p \approx 1.72 \cdot 10^{-4}$. Скорость дрейфа u быстро увеличивается по мере увеличения $(\rho_p - \rho_m) / \rho_p$ в магнитных структурах с пятнами, а также с уменьшением широты φ.

Таблица 1. Вычисленные значения $(\rho_p - \rho_m) / \rho_p$ для структур с пятнами при разных u и φ

u, м/с	$(\rho_p - \rho_m) / \rho_p$		
	φ = 10°	φ = 20°	φ = 30°
2	$4.35 \cdot 10^{-4}$	$2.31 \cdot 10^{-4}$	$1.72 \cdot 10^{-4}$
5	$2.72 \cdot 10^{-3}$	$1.45 \cdot 10^{-3}$	$1.07 \cdot 10^{-3}$
10	$1.09 \cdot 10^{-2}$	$5.78 \cdot 10^{-3}$	$4.29 \cdot 10^{-3}$
20	$4.35 \cdot 10^{-2}$	$2.31 \cdot 10^{-2}$	$1.72 \cdot 10^{-2}$
30	$9.78 \cdot 10^{-2}$	$5.20 \cdot 10^{-2}$	$3.86 \cdot 10^{-2}$
40	$1.74 \cdot 10^{-1}$	$9.25 \cdot 10^{-2}$	$6.87 \cdot 10^{-2}$
50	$2.72 \cdot 10^{-1}$	$1.45 \cdot 10^{-1}$	$1.07 \cdot 10^{-1}$

Вычисленные $(\rho_p - \rho_m) / \rho_p$ при разных u и φ и $\alpha = 1000$ км для структур общего магнитного поля даны в табл. 2. Средние напряженности в структурах общего магнитного поля при тех же u, φ и α при $P_p = 1.413 \cdot 10^{-5}$, отвечающем глубине 1000 км, вычислены по формуле (13) и приведены в табл. 2. При φ = 45° для наблюдаемой скорости дрейфа магнитных структур к полярным зонам u = 5 м/с $(\rho_p - \rho_m) / \rho_p \approx 2.79 \cdot 10^{-3}$, а средняя напряженность поля в магнитных структурах $H_m \approx 31.5$ мТл. С увеличением скорости увеличиваются значения $(\rho_p - \rho_m) / \rho_p$ и H_m .

Таблица 2. Вычисленные значения $(\rho_p - \rho_m) / \rho_p$ и H_m для структур общего магнитного поля при разных u и φ

u, м/с	φ = 45°		φ = 55°		φ = 65°	
	$(\rho_p - \rho_m) / \rho_p$	H_m, мТл	$(\rho_p - \rho_m) / \rho_p$	H_m, мТл	$(\rho_p - \rho_m) / \rho_p$	H_m, мТл
2	$4.46 \cdot 10^{-4}$	12.6	$4.75 \cdot 10^{-4}$	13.0	$5.82 \cdot 10^{-4}$	14.4
5	$2.79 \cdot 10^{-3}$	31.5	$2.97 \cdot 10^{-3}$	32.5	$3.64 \cdot 10^{-3}$	35.9
10	$1.11 \cdot 10^{-2}$	62.9	$1.19 \cdot 10^{-2}$	64.9	$1.46 \cdot 10^{-2}$	71.9
20	$4.46 \cdot 10^{-2}$	125.8	$4.75 \cdot 10^{-2}$	129.8	$5.82 \cdot 10^{-2}$	143.8
30	$1.00 \cdot 10^{-1}$	188.7	$1.07 \cdot 10^{-1}$	194.7	$1.31 \cdot 10^{-1}$	215.7
40	$1.78 \cdot 10^{-1}$	251.7	$1.90 \cdot 10^{-1}$	259.6	$2.33 \cdot 10^{-1}$	287.6
50	$2.79 \cdot 10^{-1}$	314.6	$2.97 \cdot 10^{-1}$	324.6	$3.64 \cdot 10^{-1}$	359.5

При напряженности $H_m \approx 150$ мТл, отвечающей появлению пятен [5] в магнитной структуре, скорость дрейфа оказывается равной 25 м/с, что существенно выше наблюдаемой. Если бы напряженность в магнитных структурах общего магнитного поля действительно составляла 150 мТл, как это вытекает из эффектов насыщения сигналов [6], и занимала бы значительную часть их объема, то скорость дрейфа магнитных структур к полярным областям была бы близка к 25 м/с (табл. 2). Поскольку это не так, то приходится считать, что областей с напряженностью поля 150 мТл нет или же они занимают незначительный объем. Это, конечно, имеет место при условии, что дрейф магнитных структур обусловлен вращением Солнца.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Вклад магнитных структур с сильным полем, но без пятен, в зонах пятнообразования значителен. Причем структуры с пятнами и без пятен в этих образованиях очень тесно связаны, что должно сказаться, в частности, на уменьшении скорости дрейфа зон пятнообразования. Для структур с пятнами $(\rho_p - \rho_m) / \rho_p \approx 1.72 \cdot 10^{-4}$ величина очень малая, но ее оказывается достаточно, чтобы магнитная структура двигалась как целое к экватору.

Скорость дрейфа магнитных структур зависит от многих параметров (выражение (10)). Добавление конвекции и силы Кориолиса может повлиять на скорость осевого вращения Солнца с глубиной и существенно изменить скорость дрейфа магнитных структур. Естественно, что решение этих проблем должно основываться на данных наблюдений.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. The Astronomy and Astrophysics encyclopedia. – New York: van Nostrand Reinhold, 1002 (1992).
2. R.I. Kostik, T.V. Orlova, On the microturbulence in the solar photosphere, Solar Phys., **62**, 89-92 (1979)
3. Р.И. Костык, Тонкая структура фраунгоферовых линий и строение фотосферы Солнца: Дис. ...д-ра физ.-мат. наук., Киев (Машинопись), 322 (1983).
4. Я.Е. Кочин, И.А. Кабель, Я.В. Розе, Теоретическая гидродинамика, Физматгиз, Ч. II, 728 (1963).
5. Я.В. Стешенко, Магнитные поля мелких солнечных пятен и пор, Изв. Крым, астрофиз. обсерватории, **37,** 21-28 (1967).
6. J.O. Stenflo, Magnetic-field structure of the photosheric network, Solar Phys., **32**, 41-63 (1973).