СВОЙСТВА ТИЛЬТА ГРУПП ПЯТЕН И ЗАКОН ДЖОЯ

**Кузанын К.М.^{1,2}, Сафиуллин Н.Т.^{1,3}, Клиорин Н.И.^{4,5},
Рогачевский И.^{4,5}, Поршневу С.В.³**

¹*Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Республика Крым, Россия*

²*ИЗМИРАН, г. Москва, Россия*

³*Уральский федеральный университет, г. Екатеринбург, Россия*

⁴*Университет им. Бен-Гуриона в Беэре-Шева, Беэр-Шева, Израиль*

⁵*Nordita, KTH и Стокгольмский университет, Stockholm, Швеция*

LARGE SCALE PROPERTIES OF TILT OF SUNSPOT GROUPS AND JOY'S LAW

**Kuzanyan K.^{1,2}, Safiullin N.^{1,3}, Kleeorin N.^{4,5},
Rogachevskii I.^{4,5}, Porshnev S.³**

¹*Crimean Astrophysical Observatory of Russian Academy of Sciences, Republic of Crimea, Russia*

²*Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation, Moscow, Russia*

³*Department of Information Technology and Automation, Ural Federal University, Ekaterinburg, Russia*

⁴*Department of Mechanical Engineering, Ben-Gurion University, Beer-Sheva, Israel*

⁵*Nordita, KTH Royal Institute of Technology and Stockholm University, Stockholm, Sweden*

We present a physical mechanism of origin of sunspot tilt angles with formation of active regions below the solar photosphere, taking into account Coriolis force factors on large-scale super-granular convection. We estimate orders of magnitude of the tilt angles of sunspots and especially near the solar equator using the dynamo model based on the balance of the small-scale and large-scale magnetic helicities which also produces in details the sunspot activity over the last five solar cycles (since 1964). We present latitudinal dependence of the mean tilt on these five solar cycles and time-latitudinal diagrams over a limited range of latitudes and phases of the solar cycle.

DOI: 10.31725/0552-5829-2019-253-256

К числу основных закономерностей, которым подчиняются солнечные пятна, относится закон Джоя для пар ведущего и ведомого пятен. Этот закон проявляется в том, что угол наклона этих пар относительно солнечного экватора (тильт) имеет характерное различие по полушариям: ведущие пятна в обоих полушариях находятся, как правило, ближе к экватору, чем ведомые, что означает изменение знака тильта. Простейшее объяснение правила Джоя может быть связано с прямым воздействием сил Кориолиса на движущиеся магнитные трубки. На всех широтах, за исключением экваториальной зоны, это воздействие определяется параметром Кориолиса, который пропорционален синусу гелио-широты. Таким образом, в первом приближении можно ожидать, что закон Джоя также будет пропорци-

онален синусу гелио-широты. Тем не менее наблюдаются более сложные свойства крупномасштабного распределения тильта, которые можно рассматривать как отклонения закона Джоя. В данной работе мы показываем, что эти отклонения связаны с влиянием магнитных сил (сила Ампера), порождаемых крупномасштабным, главным образом тороидальным, магнитным полем. Наблюдения [3] показывают, что с одной стороны закон Джоя выполняется достаточно хорошо: тильт $\delta \propto \sin \varphi$ (φ – гелиографическая широта), а с другой – на низких широтах наблюдаются заметные отклонения от этого закона [4, 5]. Наконец, активные области малых размеров демонстрируют анти-джоевское поведение: $\delta \propto -\sin \varphi$ [6, 7]. В данной работе мы попытаемся дать теоретическое объяснение этим странностям в поведении тильта, используя результаты модели нелинейного динамо и элементарные соображения о закручивании полей активных областей силой Кориолиса.

В данной работе мы рассмотрим в качестве модели простую биполярную активную область, в которой расстояние между областями противоположной полярности составляет L , и существующую в верхней части супергрануляционной ячейки турбулентной конвекции глубиной $L/2$. Последнюю мы будем связывать с высотой равновесной фотосферы по плотности $L/2 \approx H_\rho = -[d \log \rho_0(r)/dr]^{-1}$, где ρ_0 – равновесная плотность солнечной плазмы на глубине формирования солнечных пятен $H = 10^9$ см = 10 Мм. Система уравнений, описывающих закрутку магнитных полей активной области: уравнение движения (уравнение Навье-Стокса), уравнение индукции и уравнение переноса энтропии в неупругом приближении имеет вид (см. [8]):

$$\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} = -\vec{\nabla} \left(\frac{\bar{P}}{\rho_0} + \frac{V^2}{2} + \frac{H^2}{8\pi\rho_0} \right) - \mathbf{g}S + \mathbf{\Lambda} \frac{H^2}{8\pi\rho_0} + \frac{1}{4\pi\rho_0} (\mathbf{H} \cdot \nabla) \mathbf{H} + \mathbf{V} \times (2\mathbf{\Omega} + \mathbf{W}) \quad (1)$$

$$\frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} = (\mathbf{H} \cdot \nabla) \mathbf{V} - (\mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{H} - \mathbf{H}(\mathbf{V} \cdot \mathbf{\Lambda}) \quad (2)$$

$$\frac{\partial S}{\partial t} + (\mathbf{V} \cdot \nabla) S = -\frac{\Omega_B^2}{g} V_z \quad (3)$$

$$\text{div}(\mathbf{V}) = \mathbf{\Lambda} \cdot \mathbf{V} \equiv -\frac{\nabla \rho_0}{\rho_0} \cdot \mathbf{V} \quad (4)$$

где $\mathbf{V}, \mathbf{H}, S, \bar{P}$ – гидродинамическая скорость, магнитное поле, энтропия и давление плазмы активной области, соответственно. Здесь первый член в правой части (1.1) – сила полного давления, $-\mathbf{g}S$ и $\mathbf{\Lambda} H^2/8\pi\rho_0$ – силы гидродинамической и магнитной плавучести соответственно, $(\mathbf{H} \cdot \nabla) \mathbf{H}/4\pi\rho_0$ – сила магнитных натяжений, $\mathbf{V} \times (2\mathbf{\Omega} + \mathbf{W})$ – обобщенная сила Кориолиса, включающая в себя не только регулярное вращение Солнца (звезды) $\mathbf{\Omega}$, но и локальную завихрённость течения $\mathbf{W} = \text{rot}(\mathbf{V})$, Ω_B^2 – квадрат частоты Брун-

та-Вайселла. Вычислим тильт, взяв rot от левой и правой части уравнения и спроецируем получившееся векторное уравнение на равновесное поле $\mathbf{B}$ т.е. найдем $\delta_B = \delta \cdot \mathbf{B}/B$:

$$\frac{\partial^2 \delta_B}{\partial t^2} = 2 \left\{ \text{rot} \left[\left(\mathbf{u} + \frac{\partial \xi}{\partial t} \right) \times \mathbf{\Omega} \right] \right\}_B + (\mathbf{V}_A \cdot \nabla)^2 \delta_B . \quad (5)$$

Здесь нижний индекс обозначает проекцию на вектор магнитного поля $\mathbf{B}$. Это уравнение описывает скручивание поля под влиянием силы Кориолиса на конвективные течения. При определенных приближениях получим решение:

$$\delta = \frac{\tau_D^2}{2\pi} \text{rot}_r [\mathbf{u} \times \mathbf{\Omega}] \approx - \frac{(1+k)\tau_D^2}{\tau_F T_\odot} \left[\sin(\varphi) + \cos(\varphi) \left(\frac{\xi}{2(1+k)} - \frac{\tau_F}{R_\odot} \frac{\partial U_r}{\partial \varphi} \right) \right], \quad (6)$$

где $\tau_F = H_p/u_r$, ξ – случайная функция порядка единицы с нулевым средним $\langle \xi \rangle = 0$, гелиоцентрическая широта $\varphi = \pi/2 - \theta$ и $T_\odot$ – период вращения Солнца.

Проведем оценки величины тильта в солнечном цикле для реалистичного магнитного поля, полученного в ранее разработанной модели нелинейного самосогласованного динамо, основанной на балансе спиральностей [9], которая была откалибрована по длительным рядам наблюдений солнечных пятен за последние пять циклов активности, начиная с 20-го солнечного цикла [10]. Мы будем использовать ее для расчета крупномасштабного магнитного поля Солнца. Используя (6), и усреднив по случайной функции ξ , получим следующее выражение для среднего тильта:

$$\delta^{(tot)} \approx -\delta_0 [\sin(\varphi) - C_1 \phi \cos(\varphi)]. \quad (7)$$

Здесь $\delta_0 = 2\pi(1+k)\tau_D^2/\tau_F T_\odot$. Подробное описание расчета второго слагаемого приведено в [8]. Теперь мы можем рассчитать осредненные значения тильта в течение каждого из циклов 20–24, см. на рис. 1.

Итак, тильт-угол в первом приближении объясняется действием сил Кориолиса (анти-симметричных по широте), значительный вклад вносится за счет усредненного действия магнитных сил Ампера. Этот вклад имеет как симметричную по широте, так и анти-симметричную части, и он зависит от глобального магнитного поля на Солнце, которое меняется в течение полного магнитного 22-летнего солнечного цикла. При смене полярности в солнечном динамо каждые 11 лет меняется и эта симметричная по широте часть. Это приводит к тому, что вблизи экватора средний тильт может быть отличным от нуля, в четных циклах активности он как правило выше, чем в нечетных. Как показывают рисунки 3 и 4, значения тильта могут даже незначительно менять знак на отдельных фазах солнечного цикла и в определенном диапазоне широт, при этом по усреднении, не меняя в среднем общих закономерностей закона Джоя.

Рис. 1. Величины тильта, усредненного по отдельным циклам (20-й – 24-й), от широты вблизи экватора.

Исследования К.М. Кузаныя и Н.Т. Сафиуллина выполнены за счет гранта РНФ 18-12-00131 в КрАО РАН. Использование данных по магнитной спиральности поддержано грантом РФФИ 19-52-53045 ГФЕН_а.

Литература

1. *Babcock, H.W.* // *Astrophys. J.*, 1961, **133**, 572.
2. *Leighton, R.B.* // *Astrophys. J.*, 1969, **156**, 1.
3. *Kosovichev, A.G. and Stenflo, J.O.* // *Astrophys. J. Lett.*, 2008, **688(2)**, L115.
4. *Tlatova, K.A., Vasil'eva, V.V. and Pevtsov, A.A.* // *Geomagnetism and Aeronomy*, 2015, **55(7)**, 896.
5. *Tlatova, K.A., Tlatov, A.G., Pevtsov, A., Mursula, K.* // *Solar Phys.*, 2018, **293**, 118.
6. *Tlatov, A., Illarionov, E., Sokoloff, D. and Pipin, V.* // *Month. Not. Roy. Astron. Soc.*, 2013, **432**, 2975.
7. *Illarionov, E. and Tlatov, A. and Sokoloff, D.* // *Solar Phys.*, 2015, **290**, 351.
8. *Kuzanyan, K.M.; Safiullin, N.; Kleeorin, N. et al.* // *Astrophysics*, 2019, **62**, Iss. 2, pp. 261-275.
9. *Safiullin N., Kleeorin N., Porshnev S., et al.* // *J. Plasma Phys.*, 2018, **84**, 735840306.
10. *Kleeorin Ya., Safiullin N., Kleeorin N., et al.* // *Month. Not. Roy. Astron. Soc.*, 2016, **460**, 3960.