

doi: <https://doi.org/10.15407/kfnt2021.01.030>

УДК 523.98

О. О. Логінов¹, В. Н. Криводубський², О. К. Черемних¹

¹Інститут космічних досліджень Національної академії наук України
та Державного космічного агентства України
просп. Академіка Глушкова, 40, к. 4/1, м. Київ-187, Україна, 03187
lesha.loginov@gmail.com

²Астрономічна обсерваторія Київського національного університету імені Тараса Шевченка,
вул. Обсерваторна 3, Київ-053, Україна, 04053
krivod2@ukr.net

Генерування глобальною міграційною течією змінного магнітного поля Сонця

Демонструється провідна роль глобальної міграційної течії (ГМТ) $\mathbf{v}_{gmf} = \{v_{gmf}^R, v_{gmf}^M, v_{gmf}^L\}$ в генерації змінного магнітного поля Сонця ($v_{gmf}^R, v_{gmf}^M, v_{gmf}^L$ — радіальна, меридіональна і широтна складові швидкості ГМТ, які відповідають швидкостям радіальної варіації течії, просторово-часової варіації меридіональної течії і торсійних коливань). Введено до розгляду магнітний вектор $\mathbf{H}^ = \{\mathbf{H}, \mathbf{H}\}$, названий «модельною біполярною групою плям» (\mathbf{H} і \mathbf{H} — меридіональна і азимутальна складові змінного магнітного поля Сонця). В результаті проведених чисельних розрахунків на основі моделі кінематичного динамо побудовано схему широтно-часового розподілу відносних амплітуд магнітних складових \mathbf{H} і \mathbf{H} на поверхні Сонця протягом 22-річного магнітного циклу. Знайдено, що відносні амплітуди меридіонального і азимутального змінних полів залежать від геліошироти. Вони є максимальними у приекваторіальному поясі і зменшуються до мінімальних значень у навколополюсних поясах. У приекваторіальному поясі магнітний знак головної плями «модельної біполярної групи плям» збігається зі знаком радіального поля в навколополюсному поясі. Це відповідає співвідношенню спостережуваних знаків біполярних груп плям і навколополюсного поля у магнітному циклі Хейла. Разом з тим знаки біполярних груп плям на високих геліоширотах протирічать закону Хейла — Нікольсона. Очевидно, порушення полярностей магнітного вектора \mathbf{H}^* можна пояснити урахуванням результатів моделювання залежності постійного тороїдального магнітного поля від полярного кута, отриманих нами у попередніх дослідженнях. При цьому відхилення від закону Хейла — Нікольсона, ма-*

буть, можна пов'язати з полярністю перших високоширотних біполярних груп плям нового циклу, які спостерігаються в кінці старих циклів.

Ключові слова: сонячна конвективна зона, глобальна міграційна течія, магнітні поля, кінематичне динамо, чисельне моделювання, сонячні плями, магнітна циклічність Сонця.

1. ВСТУП

Практично всі прояви сонячної активності пов'язані з магнітними полями [2, 28, 31]. Найбільшого поширення серед дослідників отримало переконання, що визначальним механізмом сонячного циклу служить процес гідромагнітного динамо. Протягом останніх десятиліть було запропоновано низку динамо-моделей сонячного циклу (див. огляд [13]). В результаті проведених досліджень вдалося відтворити основні спостережувані закономірності геліомагнітної активності на основі механізмів турбулентного динамо [1, 18—20, 26]. Разом з тим ще залишилася низка спостережуваних явищ активності, які не вдалося пояснити за допомогою механізмів динамо. Тому поряд з динамо-моделями проводиться дослідження ролі гідродинамічних глобальних течій у поясненні спостережуваних особливостей сонячного магнетизму. У серії робіт [3, 4, 6, 22, 25] ми запропонували просту модель для розрахунку просторово-часової структури глобальних течій Сонця, що враховує дані геліосейсмологічних експериментів про внутрішнє обертання сонячної конвективної зони (СКЗ). Модель базується на гіпотезі про гідродинамічну природу виникнення глобальних течій внаслідок втрати стійкості шару рідини, що обертається диференційно. Раніше подібний підхід був запропонований Ю. І. Самойленком та ін. [5, 7, 8] для пояснення природи магнетизму планет, що володіють сильним гравітаційним оточенням, яке призводить до диференційного обертання їхніх рідких ядер. В результаті проведеного нами моделювання в СКЗ було виявлено область, в якій широтна (тороїдальна) течія втрачає стійкість. Показано, що внаслідок розвитку нестійкості диференційного обертання можуть генеруватися всі гідродинамічні течії на Сонці: полоїдальна циркуляція, зональні зміни кутової швидкості (торсійні осциляції) і просторово-часові варіації полоїдальної течії. На відміну від відомих нам чисельних моделей, в яких, як правило, розраховані торсійні коливання і варіації меридіональної циркуляції вважаються незалежними течіями, ми вважаємо, що зазначені течії є тороїдальною і полоїдальною складовими єдиної тривимірної глобальної течії, яку ми будемо називати глобальною міграційною течією (ГМТ) (global migratory flow). Для її швидкості ми вводим позначення $\mathbf{v}_{gmf}(R, \theta, t) = \{v_{gmf}^R(R, \theta, t), v_{gmf}^\theta(R, \theta, t), v_{gmf}^\phi(R, \theta, t)\}$, де v_{gmf}^R , v_{gmf}^θ і v_{gmf}^ϕ — відповідно радіальна, меридіональна і широтна складові швидкості. Порівняння отриманих нами результатів чисель-

ного моделювання з даними спостережень про глобальні течії Сонця показали якісний збіг їхньої просторово-часової динаміки впродовж сонячного магнітного циклу. У попередній роботі авторів [23] продемонстровано провідну роль полоїдальної складової ГМТ в генерації радіального змінного магнітного поля Сонця. В результаті чисельних розрахунків на основі моделі кінематичного динамо було встановлено, що змінне в часі радіальне поле на поверхні Сонця досягає максимальної величини на полюсах, де воно періодично змінює свою полярність. Даний процес можна ототожнити зі спостережуванним переполюсуванням (reversal) полярного поля впродовж магнітного циклу Хейла [12]. Нижче розглядається питання про збудження глобальними гідродинамічними течіями двох інших складових (азимутальної і меридіональної) змінного магнітного поля Сонця.

2. ГЕНЕРАЦІЯ ГЛОБАЛЬНОГО МАГНІТНОГО ПОЛЯ

Як і у попередній роботі [23], ми будемо виходити з моделі кінематичного динамо, в рамках якої для розрахунків використовуються два рівняння

$$\frac{\mathbf{H}}{t} = \text{rot}[\mathbf{V} \times \mathbf{H}], \quad (1)$$

$$\text{div} \mathbf{H} = 0, \quad (2)$$

де \mathbf{H} — напруженість магнітного поля, \mathbf{V} — швидкість глобальних гідродинамічних течій. Залежне від часу t поле швидкостей \mathbf{V} знайдено нами раніше в рамках дослідження глобальних гідродинамічних течій Сонця [3, 4, 6, 22, 25]. У сферичній системі координат (R, θ, φ) , початок якої лежить у центрі сонячної сфери з радіусом R_{\odot} , а полярна вісь спрямована вздовж осі обертання, збігаючись з віссю симетрії, вираз для поля швидкостей має вигляд

$$\mathbf{V}(R, \theta, \varphi, t) = V_{\varphi}(R, \theta, \varphi, t) \mathbf{e}_{\varphi} + v_{gmf}^R(R, \theta, \varphi, t) \mathbf{e}_R + v_{gmf}^{\theta}(R, \theta, \varphi, t) \mathbf{e}_{\theta}, \quad (3)$$

где $V_{\varphi}(R, \theta, \varphi, t) = R \sin \theta \frac{d\varphi}{dt}$ — лінійна швидкість диференціального обертання Сонця; $v_{gmf}^R(R, \theta, \varphi, t) = \{v_{gmf}^R(R, \theta, \varphi, t), v_{gmf}^{\theta}(R, \theta, \varphi, t), v_{gmf}^{\varphi}(R, \theta, \varphi, t)\}$ — швидкість глобальної міграційної течії, що виникає в СКЗ через втрату гідродинамічної стійкості нерівноважної диференційної тороїдальної течії $\mathbf{V}(R, \theta, \varphi, t)$; v_{gmf}^R — радіальна складова швидкості ГМТ \mathbf{v}_{gmf} ; v_{gmf}^{θ} — меридіональна складова швидкості ГМТ, що відповідає швидкості просторово-часової варіації меридіональної течії; v_{gmf}^{φ} — широтна складова швидкості ГМТ, що відповідає швидкості торсійних коливань.

Профіль кутової швидкості $\frac{d\varphi}{dt}(R, \theta, \varphi, t)$ будемо брати з даних геліосейсмологічних експериментів [17]. Параметр β — відношення максимального значення швидкості глобальних течій до максимального значення швидкості ГМТ, який задовольняє умову $\beta = |v_{gmf}^{\varphi}|/|V_{\varphi}| \ll 1$. Показник степеня малого параметра $\beta \ll 1$ вибрано з міркувань за-

стосовності моделі кінематичного динамо до механізму збудження магнітних полів, що генеруються різними глобальними течіями.

Оскільки рівняння індукції (1) є лінійним по \mathbf{H} , то залежне від часу магнітне поле також будемо шукати у вигляді суперпозиції полів:

$$\mathbf{H}(R, \theta, t) = H_1(R, \theta, t) + {}^2H_2(R, \theta, t) \dots \quad (4)$$

Поле $\mathbf{H}_1(R, \theta, t) = \{H_R^{(1)}(R, \theta), H^{(1)}(R, \theta), H^{(1)}(R, \theta, t)\}$ складається з трьох складових. Перші дві складові $H_R^{(1)}(R, \theta)$ і $H^{(1)}(R, \theta)$ — це відповідно радіальна і меридіональна складові реліктового дипольного магнітного поля, тоді як третя складова $H^{(1)}(R, \theta, t)$ — азимутальне (тороїдальне) магнітне поле, що виникає в результаті взаємодії диференційного обертання з реліктовим дипольним полем. Тороїдальне поле можна визначити формулою

$$H^{(1)} = H_R^{(1)} R \sin \theta \frac{1}{R} H^{(1)} \sin \theta \cos t. \quad (5)$$

При врахуванні постійних в часі меридіональної і радіальної складових магнітного реліктового дипольного поля

$$H_R^{(1)}(R, \theta) = \frac{2 \cos \theta}{R^3}, \quad (6)$$

$$H^{(1)}(R, \theta) = \frac{\sin \theta}{R^3} \quad (7)$$

в нашій роботі [24] отримано вираз для відносної амплітуди тороїдального поля, що збуджується диференційним обертанням (без урахування нестійкості останнього):

$$H^{(1)} = \frac{\sin 2\theta}{R^2} \frac{1}{R} \frac{(\sin \theta)^2}{R^3} \cos t. \quad (8)$$

В результаті чисельного моделювання на основі формули (8) нами зроблено висновок [24], що в області диференційного обертання для генерованого тороїдального поля $H^{(1)}(R, \theta, t)$ притаманні суттєві флуктуації його величини по глибині.

Переходимо до аналізу другого члена справа у рівнянні (4), у якому фігурує поле $\mathbf{H}_2(R, \theta, t)$. Воно відповідає магнітному полю, породжуваному диференціальним обертанням Сонця і ГМТ конвективної зони. У нашій попередній роботі [23] продемонстровано визначальну роль полоїдальної складової ГМТ в генерації радіальної складової $H_R^{(2)}(R, \theta, t)$ поля $\mathbf{H}_2(R, \theta, t)$. Для цього використовувалися рівняння Гаусса $\text{div} \mathbf{H}_2 = 0$ і квадратична по θ частина рівняння індукції (1):

$$\frac{\mathbf{H}_2}{t} = \text{rot}[\mathbf{V} \times \mathbf{H}_2] + \text{rot}[\mathbf{v}_{gmf} \times \mathbf{H}_1], \quad (9)$$

де \mathbf{v}_{gmf} і \mathbf{H}_1 — знайдені раніше функції координат і часу [24, 25]. В результаті розв'язування системи цих двох рівнянь ми отримали рівняння для відносної амплітуди складових магнітного поля $\mathbf{H}_2(R, \theta, t)$:

$$\begin{aligned}
 \frac{H_R^{(2)}}{t} &= \frac{1}{R \sin} \frac{[(v_{gmf}^R H^{(1)} - v_{gmf} H_R^{(1)}) \sin]}{R}, \\
 \frac{H^{(2)}}{t} &= \frac{1}{R} \frac{[(v_{gmf}^R H^{(1)} - v_{gmf} H_R^{(1)}) R]}{R}, \\
 \frac{H^{(2)}}{t} &= \frac{H_R^{(2)} R \sin}{R} - \frac{H^{(2)} \sin}{R} - \\
 &= \frac{1}{R} \frac{[(v_{gmf} H_R^{(1)} - v_{gmf}^R H^{(1)}) R]}{R} - \frac{1}{R} \frac{(v_{gmf} H^{(1)} - v_{gmf} H^{(1)})}{R}.
 \end{aligned}
 \tag{10}$$

Функції другого порядку для функцій $H_R^{(2)}$, $H^{(2)}$, $H^{(2)}$ виражені через відомі функції першого порядку v_{gmf}^R , v_{gmf} , v_{gmf} , $H_R^{(1)}$, $H^{(1)}$, $H^{(1)}$ і . Величини v_{gmf}^R , v_{gmf} , v_{gmf} були обчислені нами раніше [22] по заданій величині $(R,)$. Функція $H^{(1)}$ визначається за формулою (8), натомість функції $H_R^{(1)}$, $H^{(1)}$ можуть бути задані довільно (в нашому випадку як складові дипольного поля) за умови, що вони задовольняють вимогу $\text{div} \mathbf{H}_1 = 0$.

Після підстановки (6) — (8) у систему (10) остаточно отримаємо рівняння для знаходження відносної амплітуди складових магнітного поля $\mathbf{H}_2(R, , t)$, що породжуються диференціальним обертанням і глобальною міграційною течією:

$$\begin{aligned}
 H_R^{(2)} &= \frac{1}{R \sin} \frac{v_{gmf}^R \frac{\sin}{R^3} - v_{gmf} \frac{2 \cos}{R^3} \sin}{R} dt, \\
 H^{(2)} &= \frac{1}{R} \frac{v_{gmf}^R \frac{\sin}{R^3} - v_{gmf} \frac{2 \cos}{R^3} R}{R} dt, \\
 H^{(2)} &= \frac{v_{gmf}^R \frac{\sin}{R^3} - v_{gmf} \frac{2 \cos}{R^3} \sin}{R} dt dt \\
 &= \frac{\sin}{R} \frac{v_{gmf}^R \frac{\sin}{R^3} - v_{gmf} \frac{2 \cos}{R^3} R}{R} dt dt \\
 &= \frac{1}{R} \frac{v_{gmf} \frac{2 \cos}{R^3} - v_{gmf}^R \frac{\sin 2}{R^3} R - \frac{\sin^2}{R^3} t R}{R} dt
 \end{aligned}
 \tag{11}$$

$$\frac{1}{R} \frac{v_{gmf} \frac{\sin 2}{R^3} R - \frac{\sin^2}{R^3} - t v_{gmf} \frac{\sin}{R^3}}{dt}.$$

У нашій попередній роботі [23] проведено чисельні розрахунки просторово-часової еволюції радіального магнітного поля $H_R^{(2)}(R, \theta, t)$, що збуджується полоїдальною складовою ГМТ $\mathbf{v}_{gmf}^{pol} = \{v_{gmf}^R, v_{gmf}^\theta\}$ (перша формула системи (11)). Було встановлено, що поведінку змінного радіального поля на поверхні Сонця можна ототожнити зі спостережуваною переполюсовкою полярного поля протягом магнітного циклу Хейла. Предмет цього дослідження полягає в комп'ютерному моделюванні просторово-часової еволюції двох інших складових $H^{(2)}(R, \theta, t)$ і $H^{(2)}(R, \theta, t)$, що збуджуються диференціальним обертанням Сонця і ГМТ. Результати моделювання буде зіставлено з даними спостережень сонячного магнетизму.

3. СПОСТЕРЕЖУВАНІ ЗАКОНОМІРНОСТІ МАГНІТНОЇ АКТИВНОСТІ СОНЦЯ

Згідно з концепцією Е. Паркера [27] магнітні силові лінії спливаючих фрагментів тороїдального поля в умовах їхньої вмороженості у високопровідну сонячну плазму під впливом циклонічної конвекції витягуються у магнітні петлі, орієнтовані приблизно в азимутальному напрямку з ненульовою складовою у меридіональній площині. Спливаючи на сонячну поверхню, вони формують в «королівській геліоширотній зоні» витягнуті по довготі групи сонячних плям, що складаються з двох основних великих плям (які концентруються в діаметрально протилежних частинах групи) і значної кількості дрібних плям і пор між ними. Спектральні вимірювання магнітного поля показали, що ці дві основні плями мають протилежні магнітні полярності, вказуючи, що силові лінії магнітного поля виходять з однієї плями і входять в іншу. Знаки полярностей визначаються орієнтацією спливаючого азимутального поля. Провідну по відношенню до напрямку обертання Сонця західну велику пляму прийнято називати головною. Вона має магнітну полярність, протилежну полярності східної (хвостової) великої плями. Осі біполярних груп плям орієнтовані під невеликим кутом до широтного напрямку «схід — захід», так що західні головні плями перебувають в середньому ближче до екватора, ніж східні хвостові плями (правило Джоя) [14].

Протягом одного 11-річного циклу в одній півсфері (північній чи південній) головні і хвостові плями спостережених біполярних магнітних областей завжди володіють одними і тими ж протилежними знаками. По інший бік екватора знаки головної і хвостової плям виявляються протилежними. Така ситуація зберігається протягом усього поточного циклу, а потім, коли починається новий цикл, знаки плям

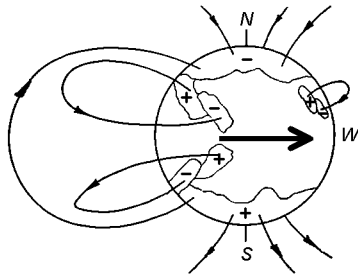


Рис. 1. Схема розподілу магнітних знаків біполярних груп плям і магнітного поля біля полюсів Сонця на початку і на фазі зростання 11-річного циклу

змінюються на протилежні (сформульований в 1925 р. Д. Е. Хейлом і С. Б. Нікольсоном закон полярності сонячних плям) [15, 16]. Таким чином, первісна картина розподілу магнітних полярностей груп плям відновлюється через 22 роки, визначаючи магнітний цикл Сонця, який отримав назву циклу Хейла.

Пізніше в результаті магнітографічних вимірювань на Сонці були виявлені слабкі магнітні поля біля його полюсів [11]. Незабаром стало зрозуміло, що магнітні силові лінії цих полів спрямовані уздовж меридіанів і відповідають дипольній конфігурації. На початку 11-річного циклу магнітні знаки біля кожного полюса збігаються зі знаками головних плям біполярних груп відповідної півсфери [12]. З рис. 1 видно, що магнітні силові лінії полярних полів спрямовані уздовж меридіанів, відповідаючи дипольній конфігурації. Розподіл полярностей у групах плям підкоряються закону Хейла — Нікольсона [15, 16]: головні і хвостові плями мають протилежні знаки у північній і південній півсферах. Знаки магнітного поля в навколополюсних областях збігаються зі знаками головних плям біполярних груп [12]. Осі біполярних груп плям орієнтовані під невеликим кутом до широтного напрямку (правило Джоя [14]). Жирною стрілкою на екваторі позначено напрямок обертання Сонця. З розвитком циклу магнітні поля біля полюсів згодом поступово слабшають, що призводить до реверсу їхніх знаків у епоху максимуму 11-річного циклу плям. В результаті в кінці циклу дипольне поле вже спрямоване в сторону, протилежну його орієнтації на початку циклу. Тому в новому 11-річному циклі характерні розташування магнітних знаків змінюються на протилежні. Тільки з настанням наступного циклу відновлюється первісна картина всіх магнітних полярностей, визначаючи тим самим 22-річний магнітний цикл Сонця. Таким чином, зміни знаків плям біполярних груп, які чергуються з періодом 11-років, разом з реверсом знаків навколополюсних полів складають фізичну суть 22-річного магнітного циклу Хейла [2, 12, 28].

4. ЧИСЕЛЬНЕ МОДЕЛЮВАННЯ ЗМІННОГО МАГНІТНОГО ПОЛЯ СОНЦЯ

Проведемо попередній аналіз просторово-часової структури рівнянь системи (11). Перші два рівняння для складових магнітного поля $H_R^{(2)}(R, \theta, t)$ і $H^{(2)}(R, \theta, t)$ мають однакову структуру. По суті ці рівняння

описують суперпозицію двох періодичних за часом стоячих коливань, кожне з яких має складний розподіл постійних в часі амплітуд по простору конвективної зони Сонця. Рівняння для поля $H^{(2)}(R, \theta, t)$ містить групу членів, структура яких аналогічна структурі, описаній вище, а решта членів описують стоячі коливання зі зростаючою пропорційно часу амплітудою. Згодом члени з постійною амплітудою стають малозначущими, і їх можна не брати до уваги. З іншого боку, в нашій моделі знімається поширене уявлення про те, що амплітуда змінного поля може збільшуватися тільки протягом 11-річного циклу, і тому не може досягати значень, що спостерігаються в сонячних плямах.

З урахуванням наведених вище зауважень вирази для $H^{(2)}$ і $H^{(2)}$ набувають такого вигляду:

$$H^{(2)} = \frac{1}{R} \frac{v_{mf}^R \frac{\sin}{R^3} - v_{mf} \frac{2\cos}{R^3} R}{R} dt, \quad (12)$$

$$H^{(2)} = \frac{1}{R} \frac{v_{gmf}^R \frac{\sin 2}{R^3} R \frac{\sin^2}{R} - v_{gmf} \frac{\sin 2}{R^3} R \frac{\sin^2}{R}}{R} tdt. \quad (13)$$

З огляду на формулу (5) вираз (13) можна переписати у компактному вигляді

$$H^{(2)} = \frac{1}{R} \frac{[v_{gmf}^R H^{(1)} R] - [v_{gmf} H^{(1)}]}{R} tdt. \quad (14)$$

Таким чином, змінне магнітне поле $H^{(2)}$ може посилюватися пропорційно часу, тоді як відносні амплітуди двох інших складових $H_R^{(2)}$, $H^{(2)}$ не залежать від часу. При цьому необхідно пам'ятати, що моделювання в даній роботі здійснювалося в кінематичній постановці задачі без урахування процесів джоулевої дисипації, турбулентної магнітної дифузії і магнітної плавучості, які істотно обмежують величину збуджуваного магнітного поля. Тому збільшення амплітуд постійного $H^{(1)}$ і змінного $H^{(2)}$ полів буде обмежене зазначеними фізичними процесами, що в кінцевому підсумку призводить до встановлення 22-річного магнітного циклу.

Для наочності представлення результатів чисельного моделювання магнітних конфігурацій введемо локальну сферичну систему координат (ЛСК) $\{e_R, e_\theta, e_\phi\}$ на поверхні Сонця (рис. 2): орт e_R спрямо-

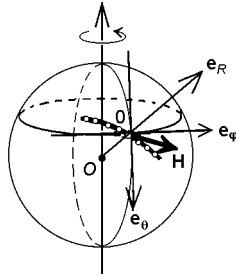


Рис. 2. Локальна сферична система координат (ЛСК) на поверхні Сонця

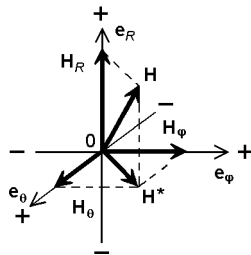


Рис. 3. Орієнтація векторів магнітного поля в ЛСК

ваний уздовж геліоцентричного радіуса назовні Сонця; орт \mathbf{e}_R орієнтований у напрямку збільшення полярного кута; орієнтація орта \mathbf{e}_θ збігається з напрямком обертання Сонця. Через початок ЛСК проходить магнітна силова лінія (жирна пунктирна лінія). З магнітною силовою лінією пов'язаний дотичний до неї в точці початку ЛСК вектор напруженості магнітного поля \mathbf{H} (жирна стрілка). Координатна площина, що задається ортами $\{\mathbf{e}_R, \mathbf{e}_\theta\}$, дотична до поверхні Сонця на початку ЛСК. На полюсах орт \mathbf{e}_R орієнтований уздовж осі обертання Сонця. Надалі для зручності замість позначення $\mathbf{H}_2 = \{H_R^{(2)}, H_\theta^{(2)}, H_\phi^{(2)}\}$ ми будемо писати $\mathbf{H} = \{H_R, H_\theta, H_\phi\}$.

На рис. 3 зображено схему проєкцій вектора напруженості досліджуваного магнітного поля на осі ЛСК. Вектори $\mathbf{H}_R, \mathbf{H}_\theta, \mathbf{H}_\phi$ — це проєкції вектора напруженості магнітного поля $\mathbf{H}(R, \theta, \phi)$ на осі $\mathbf{e}_R, \mathbf{e}_\theta, \mathbf{e}_\phi$. Вектор $\mathbf{H}^* = \{H_\theta, H_\phi\}$ — проєкція вектора $\mathbf{H}(R, \theta, \phi)$ на площину $\{\mathbf{e}_\theta, \mathbf{e}_\phi\}$. Знаки «плюс» свідчать про те, що позитивні значення величин проєкцій відповідають випадку, коли орієнтації цих проєкцій збігаються з напрямками ортів $\mathbf{e}_R, \mathbf{e}_\theta, \mathbf{e}_\phi$. У протилежному випадку проєкціям приписуються негативні значення (знаки «мінус»).

Важливу роль далі буде грати вектор $\mathbf{H}^* = \{H_\theta, H_\phi\}$, який є проєкцією вектора $\mathbf{H} = \{H_R, H_\theta, H_\phi\}$ на сонячну поверхню.

Як уже зазначалось, магнітні біполярні групи плям формуються при спливанні у фотосферу магнітних петель. Введений нами вище поверхневий вектор $\mathbf{H}^* = \{H_\theta, H_\phi\}$ можна зіставити з проєкцією цих магнітних петель на сонячну поверхню. У зв'язку з цим ми вважаємо, що при модельних розрахунках вектор $\mathbf{H}^* = \{H_\theta, H_\phi\}$ буде відображати магнітну конфігурацію, яка відповідає біполярній групі плям. Тому надалі магнітний вектор $\mathbf{H}^* = \{H_\theta, H_\phi\}$ будемо називати «модельною біполярною групою плям». Це дає можливість при аналізі результатів чисельного моделювання звертатися до даних спостере-

жень конфігурації плям. При цьому числові значення величин вектора напруженості \mathbf{H}^* при зіставленні з полярністю спостережуваних біполярних груп плям неважливі, а суттєвими є лише знаки складових вектора.

5. РЕЗУЛЬТАТИ МОДЕЛЮВАННЯ

Переходимо до подання результатів чисельних розрахунків еволюції магнітних складових $\mathbf{H}_R, \mathbf{H}_\theta, \mathbf{H}_\phi$, отриманих на основі розв'язків рівнянь (12), (13), спільно з аналізом складової \mathbf{H}_R , розрахунок якої наведено в роботі [23]. На рис. 4б—4г показано картину широтно-часового розподілу цих магнітних складових на поверхні Сонця протягом повного періоду їхніх коливань (22-річного магнітного циклу). На рис. 4а показано також розподіл швидкості гідродинамічних торсійних коливань v_{gmf}^φ , отриманий нами в роботі [22] (де цю величину позначено як v).

Видно, що у приполюсних і приекваторіальній областях лінії зміни напрямку швидкості проходять через максимальні відносні значення всіх трьох складових глобального змінного магнітного поля.

Приведена на рис. 5 схема дає наочну картину розподілу орієнтацій магнітного вектора $\mathbf{H}^* = \{H_R, H_\theta, H_\phi\}$ на поверхні Сонця протягом повного магнітного циклу.

У таблиці представлено результати аналізу розподілу по геліошироті орієнтації складових магнітного поля $\mathbf{H} = \{H_R, H_\theta, H_\phi\}$, зображених на рис. 4 (для обмеженого двома вертикальними лініями часового інтервалу, що відповідає одному 11-річному циклу). Видно, що

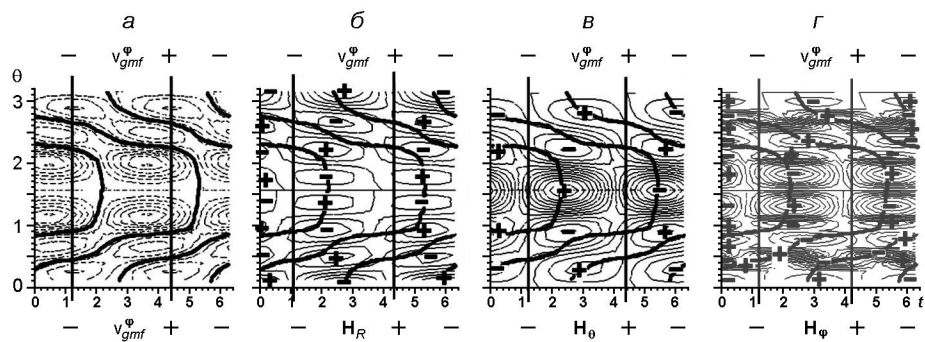


Рис. 4. Розподіл за полярним кутом θ і часом t відносних амплітуд швидкості зональних течій і складових магнітного поля на поверхні Сонця ($R = 1, t = 2 T/22$ роки, $0 < T < 22$ роки, $0 < \theta < 22$ роки): а — швидкості v_{gmf}^φ за даними [22]. Жирні лінії — лінії зміни напрямку швидкості в даний момент часу при зміні широти (нульові значення v_{gmf}^φ). Знаки «плюс» і «мінус» зверху і знизу — напрямки швидкості в напрямку орта \mathbf{e}_θ або у зворотний бік відповідно; б, в, г — лінії рівня складових магнітного поля $\mathbf{H}_R, \mathbf{H}_\theta, \mathbf{H}_\phi$ (жирні лінії — лінії нульової швидкості v_{gmf}^φ). Знаки «плюс» — напрямком проєкції магнітних векторів збігається з напрямком ортів $\mathbf{e}_R, \mathbf{e}_\theta, \mathbf{e}_\phi$, знаки «мінус» — протилежний до них. На полюсах напрямок орта \mathbf{e}_R збігається з віссю обертання Сонця. Північний полюс — внизу ($\theta = 0$), південний — вгорі ($\theta = 22$). Дві вертикальні лінії обмежують ділянку $1.2 < t < 4.2$, що відповідає одному 11-річному циклу

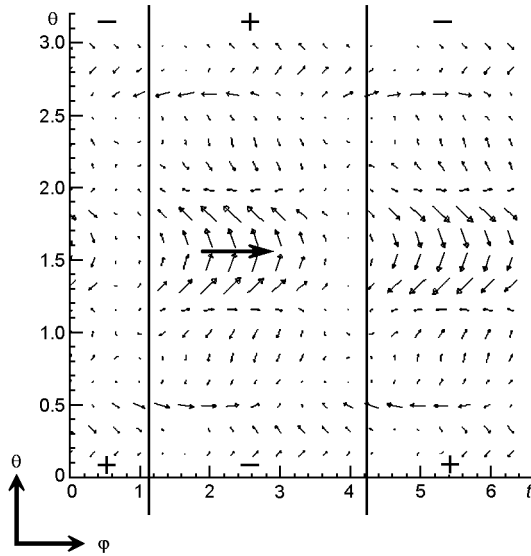


Рис. 5. Розподіл напрямків відносної величини магнітного вектора $\mathbf{H}^* = \{H_r, H_\phi\}$ «модельної біполярної групи плям» на поверхні Сонця в різні моменти часу ($0 \leq t \leq 2$) 22-річного магнітного циклу в залежності від полярного кута ($0 \leq \theta \leq 3.0$). Північний полюс — внизу ($\theta = 0$), південний — вгорі ($\theta = 3.0$). Зліва внизу — осі системи координат, в якій відображені складові H_r, H_ϕ . Знаками «плюс» і «мінус» у верхній і нижній частинах графіка позначено полярність радіальної складової змінного магнітного поля, вертикальними лініями — моменти зміни магнітної полярності. Горизонтальна стрілка розташована на екваторі і вказує напрямок обертання Сонця

орієнтація радіального магнітного поля \mathbf{H}_R в навколополюсному широтному поясі протилежна напрямку орта \mathbf{e}_R , тобто всередину Сонця (див. рис. 1). Орієнтацію \mathbf{H}_R показано тільки для навколополюсного пояса, щоб встановити відповідність співвідношення знаків вектора $\mathbf{H}^* = \{H_r, H_\phi\}$ («модельної біполярної групи плям») і навколополюсного поля у магнітному циклі Хейла. Представлено також магнітні знаки, що збігаються з початком і кінцем поверхневого вектора $\mathbf{H}^* = \{H_r, H_\phi\}$. Як зазначено вище, ці магнітні знаки ми ототожнюємо з полярністю головної і хвостової плям спостережених біполярних

Орієнтація складових поверхневого магнітного поля $\mathbf{H} = \{H_r, H_\phi, H_\theta\}$ і магнітні знаки плям «модельної біполярної групи» $\mathbf{H}^* = \{H_r, H_\phi\}$ в геліоширотних поясах північної півкулі в одному 11-річному циклі

Номер широтного пояса	θ ; ($\theta = 90^\circ - \theta$)	Напрямок вектора \mathbf{H}_R	Напрямок вектора \mathbf{H}_ϕ	Напрямок вектора \mathbf{H}_θ	Напрямок вектора \mathbf{H}^* у площині $\{e_r, e_\phi\}$
1 (навколополюсний)	0 ...15 ; (75 ...90)	$-\mathbf{e}_R$	$+\mathbf{e}_\phi$	$+\mathbf{e}_\theta$	
2	15 ...35 ; (55 ...75)		$+\mathbf{e}_\phi$	$-\mathbf{e}_\theta$	
3	35 ...65 ; (25 ...55)		$-\mathbf{e}_\phi$	$-\mathbf{e}_\theta$	
4 (приекваторіальний)	65 ...90 ; (0 ...25)		$+\mathbf{e}_\phi$	$+\mathbf{e}_\theta$	

Примітка. Жирні стрілки під прямокутниками у графі 6 вказують напрямок обертання Сонця

груп. У геліоширотній зоні 4 головна пляма має магнітний знак «мінус», тоді як в зонах 2 і 3 — знак «плюс». У подібній картині розподілу розрахованих магнітних знаків для південної півкулі напрямком вектора «модельної біполярної групи» $\mathbf{H}^* = \{H, H\}$ змінюється на протилежний.

6. ОБГОВОРЕННЯ ТА ВИСНОВКИ

Переходимо до аналізу результатів моделювання і порівнянню їх з даними спостережень. З розгляду рис. 4 і 5 можна зробити висновок, що відносні амплітуди магнітних складових H, H і вектора \mathbf{H}^* залежать від геліошироти. Важливо, що вони є максимальними у приєкваторіальному поясі і зменшуються до мінімальних значень в навколополюсних поясах, що узгоджується з спостережуваною локалізацією плям у «королівській геліоширотній зоні» [12, 28]. Натомість для радіальної магнітної складової H_R характерна протилежна широтна залежність: відносна амплітуда H_R виявляється максимальною поблизу полюсів і мінімальною поблизу екватора (див. рис. 4б, а також рис. 2 у роботі [23]). Подібна широтна залежність характерна для дипольної конфігурації загального магнітного поля, силові лінії якого зосереджені біля полюсів Сонця (див. рис. 1), де це поле є доступним для магнітографічних спостережень [11].

Тепер проаналізуємо широтний розподіл орієнтації магнітних складових H і H . З таблиці видно, що у приєкваторіальному геліоширотному поясі 4 ($\lambda = 0 \dots 25$) північної півкулі знак «мінус» головної плями «модельної біполярної групи плям» збігається зі знаком «мінус» радіального поля в навколополюсному поясі 1 ($\lambda = 75 \dots 90$). Це відповідає спостережуваному співвідношенню знаків біполярних груп плям і навколополюсного поля у магнітному циклі Хейла (див. рис. 1). Магнітні вектори $\mathbf{H}^* = \{H, H\}$ орієнтовані під кутом до екватора, що відповідає отриманому зі спостережень правилу Джоя [14].

Натомість у геліоширотному поясі 3 ($\lambda = 25 \dots 55$) головна пляма вектора \mathbf{H}^* має знак «плюс», що суперечить закону Хейла — Нікольсона [15, 16] про збереження незмінними знаків головної і хвостової плям біполярних груп протягом 11-річного циклу на всій півкулі.

Порушення полярностей вектора у поясі 3 можна пояснити з урахуванням результатів моделювання генерації тороїдального магнітного поля $H^{(1)}$ (див. рівняння (8)), отриманих нами в роботі [24]. Згідно з цими розрахунками азимутальній складовій поверхневого магнітного поля $H^{(1)}$ притаманні суттєві флуктуації її величини по полярному куту (рис. 6).

Важливо, що розрахована складова $H^{(1)}$ змінюється за величиною і знаком. Оскільки змінна азимутальна складова магнітного поля

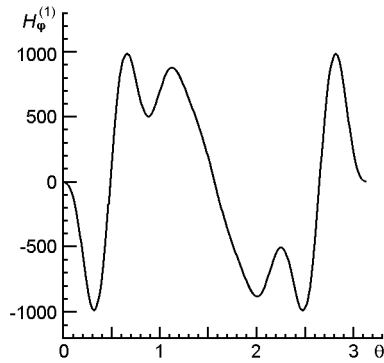


Рис. 6. Залежність відносної амплітуди азимутальної складової $H^{(1)}$ поверхневого магнітного поля Сонця від полярного кута (рисунок з роботи [24])

$H^{(2)}(\theta)$ згідно із рівнянням (14) визначається диференціюванням виразів, в яких фігурує поле $H^{(1)}(\theta)$, то саме диференціювання зумовлює при моделюванні поля $H^{(2)}(\theta)$ почергову зміну його орієнтації. Останнє в свою чергу призводить до зміни полярності вектора \mathbf{H}^* .

Що стосується порівняння з даними спостережень, то відхилення у поясі 3 полярностей магнітного вектора \mathbf{H}^* від закону Хейла — Нікольсона, мабуть, можна пов'язати з полярністю перших високоширотних біполярних груп плям нового циклу, які спостерігаються наприкінці старих циклів [28]. Отримана з низки спостережень картина поверхневого магнетизму на Сонці свідчить про наявність на низьких і високих широтах магнітних структур з протилежними орієнтаціями. Інтерпретація цих результатів спостережень привела до концепції 22-річного «розширеного сонячного циклу» (extended solar cycle) [10, 30]. Згідно з цією концепцією активність сонячних плям — це основна фаза більш тривалого циклу, який починається на високих широтах до максимуму поточного циклу плям і прогресує в напрямку екватора протягом наступних 22 років. В роботі [29] в результаті обробки даних спостережень сонячного магнітного поля було показано, що суперпозиція різних власних мод глобального динамо може дати великомасштабну картину магнітного поля з розширеними і такими, що перекриваються, гілками активності плям на діаграмах «час — широта». Зовсім недавно А. Косовичев і В. Піпін [21] виявили, що спостережувана протяжна в часі картина крутильних коливань Сонця є результатом комбінованого ефекту перекриття послідовних магнітних циклів і магнітного насичення конвективного переносу тепла. Ми вважаємо, що відмінність магнітних знаків розрахованого нами вектора $\mathbf{H}^* = \{H_{\theta}, H_{\phi}\}$ у широтних поясах 3 і 4 можна узгодити із зазначеними вище результатами обробки даних спостережень поверхневого магнетизму, що приводять до концепції «розширеного сонячного циклу». Крім того, відзначимо роботу А. І. Хлистової і Д. Д. Соколова [9], в якій в результаті обробки даних спостережень за 1988—2004 рр. в «королівській зоні» було виявлено невелику кількість біполярних груп плям, що мають «неправильну полярність». Плями з аномальними магнітними знаками було названо «порушниками закону Хейла — Нікольсона». Згідно з гіпотезою [9] наявність на Сонці плям з «непра-

вильною полярністю», виявленою з даних спостережень, можна узгодити з уявленнями теорії динамо про генерацію регулярного магнітного поля при одночасному зростанні флуктуаційного поля [31]. Ми вважаємо, що розраховане поверхневе поле $\mathbf{H}^* = \{H_\theta, H_r\}$ в геліоширотному поясі 3 відповідає зазначеному флуктуаційному полю, яке зумовлює спостережувану «неправильну полярність» біполярних груп плям.

ФІНАНСУВАННЯ РОБОТИ

Робота О. Л. і О. Ч. частково фінансувалася в рамках Цільової комплексної програми НАН України з фізики плазми. Робота В. К. фінансувалася в рамках держбюджетної теми № 19БФ023-03 Київського національного університету імені Тараса Шевченка.

1. Загородний А. Г., Черемных О. К. *Введение в физику плазмы*. Киев.: Наук. думка, 2014. 696 с.
2. Кременецкий И. О., Черемных О. К. *Космична погода: механізми і прояви*. Київ: Наук. думка, 2009. 144 с.
3. Логинов А. А., Криводубский В. Н., Черемных О. К., Сальников Н. Н. О пространственно-временной структуре глобальных течений на Солнце. *Вісн. Київ. ун-ту. Астрономія*. 2012. 48. С. 54—57.
4. Логинов А. А., Сальников Н. Н., Черемных О. К., Криводубский В. Н., Маслова Н. В. Гидродинамическая модель генерации глобального полоидального течения Солнце. *Космична наука і технологія*. 2011. 17. № 1. С.29—35.
5. Логинов А. А., Самойленко Ю. И., Ткаченко В. А. Возбуждение меридионального течения дифференциальным вращением в жидком ядре Земли. *Космична наука і технологія*. 2000. 6. № 2/3. С. 53—68.
6. Логинов А. А., Черемных О. К., Криводубский В. Н., Сальников Н. Н. Гидродинамическая модель торсионных колебаний Солнца. *Космична наука і технологія*. 2012. 18. № 1. С. 74—81.
7. Самойленко Ю. И. Проблемы и методы физической кибернетики. Киев: *Труды института математики НАНУ*. 2006. 56. 644 с.
8. Самойленко Ю. И., Логинов А. А., Ткаченко В. А. Моделирование генерации геомагнитного поля. *Вестник Херсонского государственного технического университета*. 2001. № 3(12). С. 235—244.
9. Хлыстова А. И., Соколов Д. Д. Тороидальное магнитное поле по данным о группах, нарушающих правило Хейла. Сб. «Солнечная и солнечно-земная физика — 2008». Санкт-Петербург: Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН. 2008. С. 373—374.
10. Altrick R. C. An «extended solar cycle» as observed in Fe XIV. *Solar Phys.* 1997. 170. P. 411—423.
11. Babcock H. D. The Sun's polar magnetic field. *Astrophys. J.* 1959. 130. № 2. P. 364—365.
12. Babcock H. W. The topology of the Sun's magnetic field and the 22-year cycle. *Astrophys. J.* 1961. 133. P. 572—1033.
13. Charbonneau P. Dynamo models of the solar cycle. *Living Rev. Solar Phys.* 2010. 7. № 3. P. 1—91.

14. Hale G. E., Ellerman F., Nicholson S. B., Joy A. H. The magnetic polarity of sun-spots. *Astrophys. J.* 1919. 49. P. 153—186.
15. Hale G. E., Nicholson S. B. The law of Sun-spot polarity. *Astrophys. J.* 1925. 62. P. 270.
16. Hale G. E., Nicholson S. B. *Magnetic observations of sunspots, 1917-1924*, Part I. Publ. Carnegie Inst. Washington, D.C. Carnegie institution of Washington. 1938. № 438.
17. Howe R., Christensen-Dalsgaard J., Hill F., Komm R. W., Larsen R. M., Schou J., Thompson M. J., Toomre J. Dynamic variations at the base of the solar convection zone. *Science*. 2000. 287. P. 2456—2460.
18. Krivodubskij V. N. Turbulent dynamo near tachocline and reconstruction of azimuthal magnetic field in the solar convection zone. *Astron. Nachr.* 2005. 326. № 1. P. 61—74.
19. Krivodubskij V. N. Double maxima of 11-year solar cycles. *Kinematics Phys. Celestial Bodies*. 2017. 33. № 1. P. 24—38.
20. Kryvodubskij V. N. Dynamo parameters of the solar convection zone. *Kinematics Phys. Celestial Bodies*. 2006. 22. № 1. P. 1—20.
21. Kosovichev A. G., Pipin V. V. On the origin of solar torsional oscillations and extended solar cycle. *Astrophys. J.* 2019. 887. № 2. P. 215—231. (article id. 215, 16 pp.).
22. Loginov A. A., Cheremnykh O. K., Krivodubskij V. N., Salnikov N. N. Hydrodynamic model of spatial and temporal variations of poloidal and toroidal components of three-dimensional solar flows. *Bull. Crimean. Astrophys. Observ.* 2012. 108. № 1. P. 58—63.
23. Loginov A. A., Krivodubskij V. N., Cheremnykh O. K. Generation of the radial magnetic field of the Sun by global hydrodynamic flows. *Kinematics Phys. Celestial Bodies*. 2020. 36. № 2. P. 56—63.
24. Loginov A. A., Krivodubskij V. N., Salnikov N. N., Prutsko Yu. V. Simulating the generation of the solar toroidal magnetic field by differential rotation. *Kinematics Phys. Celestial Bodies*. 2017. 33. № 6. P. 265—275.
25. Loginov A. A., Salnikov N. N., Cheremnykh O. K., Zyelyk Ya. I., Maslova N. V. On the hydrodynamic mechanism of the generation of the global poloidal flux on the Sun. *Kinematics Phys. Celestial Bodies*. 2011. 27. № 5. P. 217—223.
26. Ossendrijver M. The solar dynamo. *Astron. Astrophys. Rev.* 2003. 11. № 4. P. 287—367.
27. Parker E. N. The formation of sunspots from the solar toroidal field. *Astrophys. J.* 1955. 121. P. 491—507.
28. Priest E. R. *Solar magnetohydrodynamics*. Dordrecht/Boston/London: D. Reidel Publishing Company, 1981.
29. Stenflo J. O. Comments on the concept of an “extended solar cycle”. *Astron. Soc. Pacif. Conf. Ser.* 1992. 27. The Solar Cycle, ed. K. L. Harvey. P. 421—424.
30. Wilson P. R., Altrocki R. C., Harvey K. L., Martin S. F., Snodgrass H. B. The extended solar activity cycle. *Nature*. 1988. 333. P. 748—750.
31. Zeldovich Ya. B., Ruzmaikin A. A., Sokoloff D. D. *Magnetic Fields in Astrophysics*. New York: Gordon and Breach, 1983.

REFERENCES

1. Zagorodnii A. G., Cheremnykh O. K. (2014) *Introduction to Plasma Physics*. Kyiv: Nauk. Dumka. 696. (In Russian).

2. Kremenets'kyi I. O., Cheremnykh O. K. (2009) *Space Weather: Mechanisms and Manifestations*. Kyiv: Nauk. Dumka. 144. (In Ukrainian).
3. Loginov A. A., Krivodubskij V. N., Cheremnykh O. K., Salnikov N. N. (2012) About the spatio-temporal structure of global currents on the Sun. *Visnyk Kyiv Univ. Astronomiy*. 48. 54—57. (In Russian).
4. Loginov A. A., Salnikov N. N., Cheremnykh O. K., Krivodubskij V. N., Maslova N. V. (2011) Hydrodynamic model for generating the global poloidal flow of the Sun. *Kosm. nauka tehnol.* [Space Sci. and Technology]. 17(1). 29—35. (In Russian).
5. Loginov A. A., Samoilenko Yu. I., Tkachenko V. A. (2000) Excitation of a meridional flow by differential rotation in the Earth's liquid core. *Kosm. Nauka Tekhnol.* [Space Sci. and Technology]. 6(2/3). 53—68. (In Russian).
6. Loginov A. A., Cheremnykh O. K., Krivodubskij V. N., Salnikov N. N. (2012) Hydrodynamic model of torsion oscillations of the Sun. *Kosm. nauka tehnol.* [Space science and technology]. 18(1). 74—81. (In Russian).
7. Samoilenko Yu. I. (2006) *Problems and Methods of Physical Cybernetics*. Kiev: Trudy Inst. Mathem. NANU [Proceedings of the Institute of Mathematics of NASU]. 644. (In Russian).
8. Samoilenko Yu. I., Loginov A. A., Tkachenko V. A. (2001) Modeling the generation of the geomagnetic field. *Vestn. Kherson. Gos. Tech. Univ.* 3(12). 235—244. (In Russian).
9. Khlystova A. I., Sokolov D. D. (2008) Toroidal magnetic field of the Sun from data on Hale-rule-violating sunspot groups. *Solar and Solar-Terrestrial Physics – 2008*. St. Petersburg: Glav. (Pulkovo) Astron. Obs. Ross. Akad. Nauk. 373—374. (In Russian).
10. Altrrock R. C. (1997) An «extended solar cycle» as observed in Fe XIV. *Solar Phys.* (170). 411—423.
11. Babcock H. D. (1959) The Sun's polar magnetic field. *Astrophys. J.* 130(2). 364—365.
12. Babcock H. W. (1961) The topology of the Sun's magnetic field and the 22-year cycle. *Astrophys. J.* (133). 572—1033.
13. Charbonneau P. (2010) Dynamo models of the solar cycle. *Living Rev. Solar Phys.* 7(3). 1—91.
14. Hale G. E., Ellerman F., Nicholson S. B., Joy A. H. (1919) The magnetic polarity of sun-spots. *Astrophys. J.* 49. 153—186.
15. Hale G. E., Nicholson S. B. (1925) The law of Sun-spot polarity. *Astrophys. J.* 62). 270.
16. Hale G. E., Nicholson S. B. (1938) *Magnetic observations of sunspots, 1917-1924*, Part I. Publ. Carnegie Inst. Washington, D.C. Carnegie institution of Washington. № 438.
17. Howe R., Christensen-Dalsgaard J., Hill F., Komm R. W., Larsen R. M., Schou J., Thompson M. J., Toomre J. (2000) Dynamic variations at the base of the solar convection zone. *Science*. 287. 2456—2460.
18. Krivodubskij V. N. (2005) Turbulent dynamo near tachocline and reconstruction of azimuthal magnetic field in the solar convection zone. *Astron. Nachr.* 326(1). 61—74.
19. Krivodubskij V. N. (2017) Double maxima of 11-year solar cycles. *Kinematics Phys. Celestial Bodies.* 33(1). 24—38.
20. Krivodubskij V. N. (2006) Dynamo parameters of the solar convection zone. *Kinematics Phys. Celestial Bodies.* 22(1). 1—20.
21. Kosovichev A. G., Pipin V. V. (2019) On the origin of solar torsional oscillations and extended solar cycle. *Astrophys. J.* 887(2). 215—231. (article id. 215, 16 pp.).
22. Loginov A. A., Cheremnykh O. K., Krivodubskij V. N., Salnikov N. N. (2012) Hydrodynamic model of spatial and temporal variations of poloidal and toroidal components of three-dimensional solar flows. *Bull. Crimean. Astrophys. Observ.* 108(1). 58—63.

23. Loginov A. A., Krivodubskij V. N., Cheremnykh O. K. (2020) Generation of the radial magnetic field of the Sun by global hydrodynamic flows. *Kinematics Phys. Celestial Bodies*. 36(2). 56—63.
24. Loginov A. A., Krivodubskij V. N., Salnikov N. N., Prutsko Yu. V. (2017) Simulating the generation of the solar toroidal magnetic field by differential rotation. *Kinematics Phys. Celestial Bodies*. 33(6). 265—275.
25. Loginov A. A., Sal'nikov N. N., Cheremnykh O. K., Zyelyk Ya. I., Maslova N. V. (2011) On the hydrodynamic mechanism of the generation of the global poloidal flux on the Sun. *Kinematics Phys. Celestial Bodies*. 27(5). 217—223.
26. Ossendrijver M. (2003) The solar dynamo. *Astron. Astrophys. Rev.* 11(4). 287—367.
27. Parker E. N. (1955) The formation of sunspots from the solar toroidal field. *Astrophys. J.* 121. 491—507.
28. Priest E. R. (1981) *Solar magnetohydrodynamics*. Dordrecht/Boston/London: D. Reidel Publishing Company.
29. Stenflo J. O. (1992) Comments on the concept of an “extended solar cycle”. *Astron. Soc. Pacif. Conf. Ser.* 27. The Solar Cycle, ed. K. L. Harvey. 421—424.
30. Wilson P. R., Altrocki R. C., Harvey K. L., Martin S. F., Snodgrass H. B. (1988) The extended solar activity cycle. *Nature*. 333. 748—750.
31. Zeldovich Ya. B., Ruzmaikin A. A., Sokoloff D. D. (1983) *Magnetic Fields in Astrophysics*. New York: Gordon and Breach.

А. А. Логинов¹, В. Н. Криводубский², О. К. Черемных¹

¹Институт космических исследований Национальной академии наук Украины и Государственного космического агентства Украины, Киев, Украина

²Астрономическая обсерватория Киевского национального университета имени Тараса Шевченко, Киев, Украина

ГЕНЕРАЦИЯ ГЛОБАЛЬНЫМ МИГРИРУЮЩИМ ТЕЧЕНИЕМ ПЕРЕМЕННОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ СОЛНЦА

Демонстрируется доминирующая роль глобального мигрирующего течения (ГМТ) $\mathbf{v}_{gmf} = \{v_{gmf}^R, v_{gmf}^M, v_{gmf}^L\}$ в генерации переменного магнитного поля Солнца ($v_{gmf}^R, v_{gmf}^M, v_{gmf}^L$ — радиальная, меридиональная и широтная составляющие скорости ГМТ, которые соответствуют скоростям радиальной вариации течения, пространственно-временной вариации меридионального течения и торсионных колебаний). Введен в рассмотрение магнитный вектор $\mathbf{H}^* = \{\mathbf{H}, \mathbf{H}\}$, который мы назвали «модельной биполярной группой пятен» (\mathbf{H} и \mathbf{H} — меридиональная и азимутальная составляющие переменного магнитного поля Солнца). В результате проведенных численных расчетов на основе модели кинематического динамо построена схема широтно-временного распределения относительных амплитуд магнитных составляющих \mathbf{H} и \mathbf{H} на поверхности Солнца в течение 22-летнего магнитного цикла. Найдено, что относительные амплитуды меридионального и азимутального переменных полей зависят от гелиошироты. Они максимальны у приэкваториальном поясе и уменьшаются до минимальных значений в околуполусных поясах. В приэкваториальном поясе магнитный знак головного пятна «модельной биполярной группы пятен» совпадает со знаком радиального поля в околуполусном поясе. Это соответствует соотношению наблюдаемых знаков биполярных групп пятен и околуполусного поля у магнитном цикле Хейла. Вместе с тем знаки биполярных групп пятен на высоких гелиоширотах находятся у противоречии с законом Хейла — Никольсона. Очевидно, нарушение полярностей магнитного вектора \mathbf{H}^* можно объяснить учетом результатов моделирования зависимости постоянного тороидаль-

ного магнітного поля от полярного угла, полученных нами у предыдущих исследованиях. При этом отклонение от закона Хейла — Никольсона, по-видимому, можно связать с полярностью первых высокоширотных биполярных групп пятен нового цикла, наблюдаемых в конце старых циклов.

Ключевые слова: солнечная конвективная зона, глобальное мигрирующее течение, магнитные поля, кинематическое динамо, численное моделирование, солнечные пятна, магнитная цикличность Солнца.

A. A. Loginov¹, V. N. Krivodubskij², O. K. Cheremnykh¹

¹Space Research Institute of the National Academy of Sciences of Ukraine and the State Space Agency of Ukraine, Kyiv, Ukraine

²Astronomical Observatory, Taras Shevchenko National University of Kyiv, Kyiv, Ukraine

GENERATION BY GLOBAL MIGRATORY FLOW OF VARIABLE MAGNETIC FIELD OF THE SUN

In this work, we have demonstrated the dominant role of the global migratory flow (GMT) $\{v_{gmf}^R, v_{gmf}, v_{gmf}\}$ in the generation of the solar variable magnetic field ($v_{gmf}^R, v_{gmf}, v_{gmf}$ are the radial, meridional and latitudinal components of the GMT velocity, which correspond to the velocities of the radial flow variation, the spatio-temporal variation of the meridional flow and torsion vibrations). The magnetic vector $\mathbf{H}^* = \{\mathbf{H}, \mathbf{H}\}$ was introduced, which we called the “model bipolar group of spots” (\mathbf{H} and \mathbf{H} are the meridional and the azimuthal components of the variable magnetic field of the Sun). As a result of numerical calculations based on the kinematic dynamo model, a scheme of the latitudinal-temporal distribution of the relative amplitudes of the magnetic components \mathbf{H} and \mathbf{H} on the surface of the Sun during the 22 year magnetic cycle is constructed. It was found that the relative amplitudes of the meridional and the azimuthal variable fields depend on the heliolatitude. They have maximum values in the equatorial belt and decrease to minimum values in the near-pole zones. In the equatorial belt, the magnetic sign of the head spot of the “model bipolar group of spots” coincides with the sign of the radial field in the near-pole belt. This corresponds to the ratio of the observed signs of the bipolar groups of spots and the near-pole field in the Hale magnetic cycle. At the same time, the signs of the bipolar groups of spots at high heliolatitudes are in conflict with the Hale-Nicholson law. Obviously, the violation of the polarities of the magnetic vector \mathbf{H}^* can be explained by taking into account the results of modeling the dependence of the constant toroidal magnetic field on the polar angle that we obtained in previous studies. Moreover, the deviation from the Hale-Nicholson law, apparently, can be associated with the polarity of the first high-latitude bipolar groups of spots of the new cycle, observed at the end of old cycles.

Keywords: solar convection zone, global migratory flow, magnetic fields, kinematic dynamo, numerical simulation, sunspots, magnetic cyclicity of the Sun.

Стаття надійшла до редакції 15.05.2020

Після доопрацювання 18.06.2020

Прийнята до друку 17.09.2020