

doi: <https://doi.org/10.15407/kfnt2020.02.020>

УДК 523.9

О. О. Логінов¹, В. Н. Криводубський², О. К. Черемних¹¹Інститут космічних досліджень Національної академії наук України
та Державного космічного агентства України
Просп. Академіка Глушкова, 40, к. 4/1, м. Київ-187, 03187
lesha.loginov@gmail.com²Астрономічна обсерваторія Київського національного університету імені Тараса Шевченка,
вул. Обсерваторна 3, Київ, Україна, 04053
krivod2@ukr.net

Генерування радіального магнітного поля Сонця глобальними гідродинамічними течіями

Запропоновано концепцію виникнення глобальних гідродинамічних течій речовини і генерування глобальних магнітних полів у сонячній конвективній зоні, провідну роль в якій відіграє нестійкий профіль диференційного обертання. Внаслідок втрати стійкості диференційного обертання генеруються всі глобальні гідродинамічні течії речовини на Сонці: полоїдальна циркуляція, торсійні коливання і просторово-часові варіації полоїдальної течії. Подібний результат не отримувався у жодній із відомих нам моделей, в яких, як правило, торсійні коливання і варіації меридіональної циркуляції розраховуються окремо, і тому вважаються незалежними течіями. Натомість проведені в рамках нашої моделі розрахунки дозволяють стверджувати, що за значенні течії насправді служать тороїдальною і полоїдальною складовими єдиної тривимірної течії. Продемонстровано визначальну роль торсійних коливань у генерації радіального змінного магнітного поля. В результаті чисельного моделювання встановлено, що змінне в часі радіальне магнітне поле на поверхні Сонця досягає своєї максимальної величини на полюсах, де воно змінює свою полярність з періодом приблизно 22 років. Цей процес можна ототожнити з ефектом спостережуваного переполюсування полярного поля упродовж магнітного циклу Хейла. Виявлено, що лінії нульових значень (зміни полярності) поверхневого радіального магнітного поля проходять по максимумах величини модуля швидкості зональних течій (торсійних коливань). При цьому лінії зміни магнітної полярності радіального

поля і максимальні значення швидкості поверхневих зональних течій дрейфують від полюсів до екватора. Відзначено, що отримані нами результати про широтну еволюцію поверхневих зональних течій корелюють з поведінкою глибинних зональних течій, отриманих при обробці геліосеймологічних даних.

Ключові слова: сонячна конвективна зона, глобальні гідродинамічні течії, магнітні поля, числове моделювання.

ВСТУП

У серії попередніх робіт авторів [5—7, 15—17] обґрунтовано провідну роль нестійкого, згідно з критерієм Релея, просторового профілю диференційного обертання сонячної конвективної зони (СКЗ) у формуванні глобальних гідродинамічних течій. Внаслідок втрати стійкості диференційного обертання генеруються всі спостережувані на Сонці течії: полоїдальна циркуляція, торсійні коливання і просторово-часові варіації полоїdalальної течії. Подібного результату не дає жодна з відомих нам моделей, де, як правило, для кожної глобальної течії розробляється окрема модель, а торсійні коливання і варіації меридіональної циркуляції вважаються незалежними течіями. Натомість проведений в рамках нашої моделі розрахунки дозволяють стверджувати, що зазначені течії насправді є тороїдальною і полоїдальною складовими єдиної тривимірної течії. В роботі [16] в рамках теорії кінематичного динамо нами побудовано математичну модель еволюцію тороїдального магнітного поля, що генерується диференційним обертанням при його взаємодії з реліктовим дипольним магнітним полем. Цю статтю присвячено дослідженю генерації змінного глобального магнітного поля Сонця торсійними коливаннями.

МОДЕЛЬ КІНЕМАТИЧНОГО ДИНАМО

Згідно з нашою концепцією фізичні процеси і явища, що мають стосунок до генерації глобальних течій і генерування глобальних магнітних полів у СКЗ, можна звести до схеми, наведеної на рис. 1.

Відзначимо, що явища теплоутворення і тепlopренесення у схемі відсутні, за винятком теплової конвекції, та й то у ролі динамічного процесу. Моделі сонячного циклу особливо чутливі до змін кутової швидкості по радіусу і геліошироті. Ще у пionерській роботі А. Лебединського [4] було виявлено, що при наявності виділеного напрямку анізотропії конвекції випадкові турбулентні рухи під впливом сили Коріоліса здатні перерозподіляти кутовий момент між різними просторовими ділянками. Виникає бездисипативне перенесення кутового моменту від полюсів до екватора, в результаті якого руйнується однорідність обертання: Сонце, що спочатку оберталося з постійною

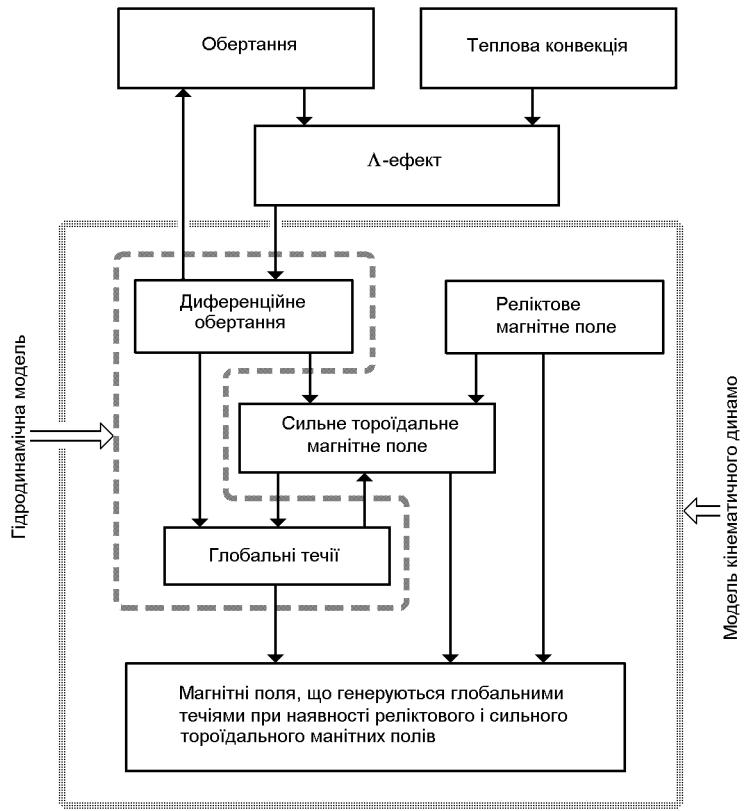


Рис. 1. Схема процесів генерування глобальних магнітних полів і течій в конвективної зоні Сонця (модель кінематичного динамо)

кутовою швидкістю , має обертатися з кутовою швидкістю, яка залежить від радіуса і полярного кута. Згодом Г. Рюдігер [18] назвав це явище -ефектом. Пізніше було встановлено, що не тільки анізотропія турбулентної конвекції, а й неоднорідність щільності турбулентного середовища дає -ефект [12, 13]. Надалі за входний параметр моделі ми використовуватимемо тільки диференційне обертання. Саме диференційне обертання в умовах замороженості магнітних полів у високопровідну сонячну плазму розтягує силові лінії реліктового магнітного поля, і тим самим генерує сильне тороїдальне магнітне поле. Крім того, диференційне обертання в силу особливості своєї просторової структури втрачає стійкість, наслідком чого є виникнення і зростання гідродинамічних глобальних течій. І нарешті, глобальні течії, взаємодіючи з реліктовим магнітним полем і сильним тороїдальним магнітним полем, формують просторово-часову структуру глобальних магнітних полів Сонця.

Всі МГД-процеси і явища, які показані на схемі і визначають просторовий вид та часову динаміку магнітного поля Сонця, відомі дослідникам. Вони або доступні прямим спостереженням, або вивчені теоретично за допомогою математичного моделювання. Новим в цій

схемі є роль, яку відіграє диференційне обертання у формуванні просторово-часової структури глобальних течій, що призводять до збудження змінного магнітного поля на Сонці. Схема не претендує на вичерпну повноту. У ній, наприклад, залишився за рамками розгляду процес формування диференційного обертання. Однак і того, що враховано, цілком достатньо для якісного пояснення сформованої динамічної рівноваги.

Добре відомо, що характер поведінки провідної рідини (плазми) і її взаємодії з магнітним полем визначається числом Рейнольдса $Re = LV / \eta$ і магнітним числом Рейнольдса $Rm = LV / \eta$, де L і V — характерні довжина і швидкість для даного процесу, η — коефіцієнти кінематичної і магнітної в'язкості відповідно. Оскільки розраховані значення звичайного і магнітного чисел Рейнольдса в СКЗ виявляються значно більшими від одиниці ($Re = 5 \cdot 10^{11} \dots 5 \cdot 10^{13}$, $Rm = 10^4 \dots 10^{10}$ [2, 14]), то для дослідження просторово-часової динаміки глобальних течій і магнітного поля Сонця будемо використовувати рівняння ідеальної магнітогідродинаміки [3] (див. систему рівнянь (1)...(6) нашої роботи [16]).

Ці рівняння можна розв'язати при таких припущеннях:

- а) будемо вважати заданим (відомим з геліосеймологічних експериментів [11]) профіль диференційного обертання;
- б) будемо розглядати початковий етап генерації магнітного поля, під час якого можна вважати кінетичну енергію глобальних течій сонячної плазми набагато більшою за енергію магнітного поля;
- в) щільність плазми будемо вважати незалежною від часу та залежною тільки від сонячного радіуса згідно зі стандартною моделлю Сонця [8].

Припущення а) дозволяє нам спростити запропоновану схему і обмежитися розглядом процесів і зв'язків між ними — фрагмент, виділений на рис. 1 сірим контуром. Припущення б) дозволяє на початковому етапі дослідження не враховувати у рівнянні (1) з роботи [16] реакцію магнітного поля на рух рідини, який описується складовою $[\mathbf{H}] \cdot \text{rot}[\mathbf{H}]$. У свою чергу, це призводить до можливості розглядати задачу про виникнення гідродинамічних глобальних течій окремо від задачі генерації глобальних магнітних полів Сонця цими течіями. На схемі (рис. 1) гідродинамічну частину моделі окреслено товстою перериваною лінією. Систему рівнянь з описаним підходом можна назвати моделлю кінематичного динамо.

З урахуванням прийнятих припущень і висловлених зауважень у подальших розрахунках ми будемо використовувати такі два рівняння:

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

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

де \mathbf{H} — напруженість магнітного поля, \mathbf{V} — швидкість течії рідини.

ГЕНЕРУВАННЯ ГЛОБАЛЬНОГО МАГНІТНОГО ПОЛЯ

Введемо сферичну систему координат R, θ, ϕ , початок якої лежить у центрі сонячної сфери з радіусом R , а полярна вісь спрямована вздовж осі обертання, збігаючись з віссю симетрії. Сферичним координатам: радіусу R , полярному куту θ і азимуту ϕ відповідають радіальний \mathbf{i}_R , широтний \mathbf{i}_θ і азимутальний \mathbf{i}_ϕ орти. Як і в роботах [5—7, 15—17], ми будемо задавати залежність від часу t поле швидкостей \mathbf{V} , знайдене нами в рамках дослідження глобальних течій Сонця, у вигляді

$$\mathbf{V}(R, \theta, \phi, t) = \mathbf{V}_0(R, \theta, \phi) + \mathbf{v}_1(R, \theta, \phi, t) + O(\epsilon^2), \quad (3)$$

де $\mathbf{V}_0(R, \theta, \phi) = (R, \theta) R \sin \theta \hat{\mathbf{i}}_R$ — лінійна швидкість диференційного обертання Сонця, при цьому профіль кутової швидкості (R, θ) , як згадано вище, будемо брати з даних геліосейсмологічних експериментів [11]; $\mathbf{v}_1(R, \theta, \phi, t)$ — торсійні коливання і просторово-часові варіації по-поїдальної течії Сонця, що виникають через втрату гідродинамічної стійкості нерівноважної тороїдальної течії \mathbf{V} ; параметр ϵ — відношення максимального значення швидкості глобальних течій до максимального значення тороїдальної швидкості, яке задовільняє умову $|\mathbf{v}_1|/|\mathbf{V}_0| \ll 1$. Показник степеня малого параметра $\epsilon \ll 1$ вибрано з міркувань застосовності моделі кінематичного динамо і передбачуваного значення магнітних полів, що генеруються різними глобальними течіями. Оскільки рівняння індукції (1) лінійне, то залежнє від часу магнітне поле \mathbf{H} також будемо шукати у вигляді суперпозиції полів:

$$\mathbf{H}(R, \theta, \phi, t) = \mathbf{H}_1(R, \theta, \phi, t) + \epsilon^2 \mathbf{H}_2(R, \theta, \phi, t) + O(\epsilon^3), \quad (4)$$

де $\mathbf{H}_1(R, \theta, \phi, t) = \{H_R^{(1)}(R, \theta, \phi, t), H_\theta^{(1)}(R, \theta, \phi, t), H_\phi^{(1)}(R, \theta, \phi, t)\}$; $H_R^{(1)}(R, \theta, \phi, t) i H_\theta^{(1)}(R, \theta, \phi, t)$ — радіальна і меридіональна складові реліктового дипольного поля, а $H_\phi^{(1)}(R, \theta, \phi, t)$ — азимутальне магнітне поле, що виникає в результаті взаємодії диференційного обертання з реліктовим дипольним полем; $\mathbf{H}_2(R, \theta, \phi, t) = \{H_R^{(2)}(R, \theta, \phi, t), H_\theta^{(2)}(R, \theta, \phi, t), H_\phi^{(2)}(R, \theta, \phi, t)\}$ — магнітне поле, породжене диференційним обертанням Сонця і глобальними течіями конвективної зони (торсійними коливаннями і просторово-часовими варіаціями по-поїдальної течії Сонця). Предмет цього дослідження полягає в чисельному розрахунку просторово-часової еволюції радіального магнітного поля $\mathbf{H}_2(R, \theta, \phi, t)$, що збуджується торсійними коливаннями.

Квадратична по ϵ частина рівняння індукції (1) набуває вигляду

$$\frac{\partial \mathbf{H}_2}{\partial t} = \operatorname{rot}[\mathbf{V} \times \mathbf{H}_2] - \operatorname{rot}[\mathbf{v}_1 \times \mathbf{H}_1], \quad (5)$$

де \mathbf{v}_1 і \mathbf{H}_1 — знайдені раніше функції координат R, θ, ϕ, t [16]. Оскільки \mathbf{v}_1 і \mathbf{H}_1 не залежать від ϕ , то розписавши рівняння (5) по складових у сферичній системі координат і взявши до уваги рівняння Гаусса

$$\operatorname{div} \mathbf{H}_2 = \frac{1}{R^2} \frac{(R^2 H_R^{(2)})'}{R} - \frac{1}{R \sin \theta} \frac{(\sin \theta H_\theta^{(2)})'}{R \sin \theta} - \frac{1}{R \sin \theta} \frac{H_\phi^{(2)}}{R \sin \theta} = 0, \quad (6)$$

отримуємо розв'язок для відносної амплітуди складових магнітного поля $\mathbf{H}_2(R, \phi, t)$, породжуваних диференційним обертанням і глобальними гідродинамічними течіями:

$$\begin{aligned}
 H_R^{(2)} &= \frac{1}{R \sin} \left[\frac{v_R^{(1)} \frac{\sin}{R^3} - v^{(1)} \frac{2\cos}{R^3} \sin}{H_0 dt} \right] H_0 dt, \\
 H^{(2)} &= \frac{1}{R} \left[\frac{v_R^{(1)} \frac{\sin}{R^3} - v^{(1)} \frac{2\cos}{R^3} R}{R} H_0 dt \right], \\
 H^{(2)} &= \frac{1}{R} \left[\frac{v_R^{(1)} \frac{\sin}{R^3} - v^{(1)} \frac{2\cos}{R^3} \sin}{H_0 dt \ dt} \right] H_0 dt \ dt \\
 &\quad + \frac{\sin}{R} \left[\frac{v_R^{(1)} \frac{\sin}{R^3} - v^{(1)} \frac{2\cos}{R^3} R}{R} H_0 dt \ dt \right] \\
 &\quad + \frac{1}{R} \left[\frac{v^{(1)} \frac{2\cos}{R^3} - v_R^{(1)} \frac{\sin 2}{R^3} R \frac{1}{R} - \frac{\sin^2}{R^3} t R}{R} H_0 dt \right] \\
 &\quad + \frac{1}{R} \left[\frac{v^{(1)} \frac{\sin 2}{R^3} R \frac{1}{R} - \frac{\sin^2}{R^3} t - v^{(1)} \frac{\sin}{R^3}}{H_0 dt} \right]. \tag{7}
 \end{aligned}$$

Формули другого порядку для функцій $H_R^{(2)}, H^{(2)}, H^{(2)}$ тут виражено через відомі функції першого порядку $v_R^{(1)}, v^{(1)}, v^{(1)}$, величини яких були розраховані нами раніше [16] по заданій кутовій швидкості (R, ϕ) .

ПОРІВНЯННЯ РЕЗУЛЬТАТИВ МОДЕЛЮВАННЯ З ДАНИМИ СПОСТЕРЕЖЕНЬ

У попередніх дослідженнях [5—7, 15—17] ми продемонстрували якісну просторову і часову схожість результатів чисельного моделювання гідродинамічної частини моделі кінематичного динамо з даними спостережень глобальних течій на Сонці. Нижче наведено результати чи-

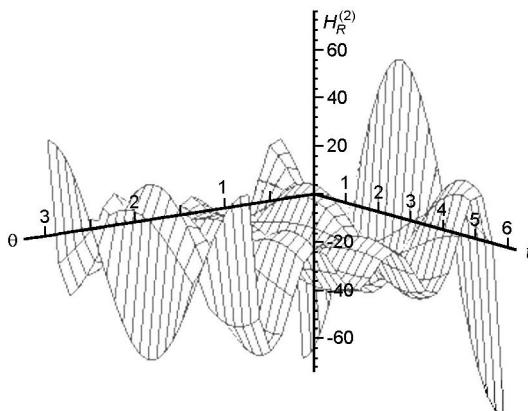


Рис. 2. Розподіл по значеннях полярного кута і часу t відносної амплітуди радіальної складової $H_R^{(2)}(R, ,t)$ змінного глобального магнітного поля, яке збуджується глобальними гідродинамічними течіями на поверхні Сонця у сферичних координатах ($R = 1, 0, 0, 2, t = 2 T/22, 0 \leq t \leq 22$ років)

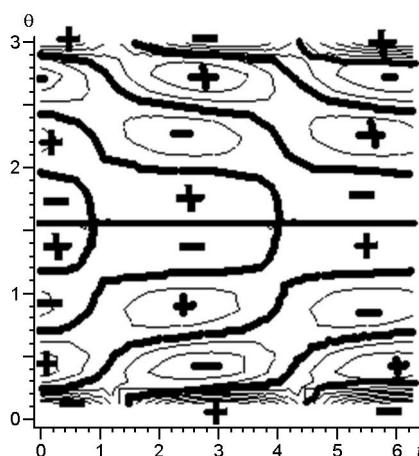


Рис. 3. Лінії рівня радіальної складової змінного глобального магнітного поля $H_R^{(2)}$ на поверхні Сонця в координатах $t = 2 T/22$ років, $0 \leq t \leq 6$ (знак “плюс” — напрямок радіальної складової поля назовні, “мінус” — всередину Сонця; жирні лінії — лінії зміни полярності)

ельних розрахунків еволюції радіальної складової $H_R^{(2)}(R, ,t)$ магнітного поля $\mathbf{H}_2(R, ,t)$ (рис. 2 і 3), отримані на основі першого виразу нашого розв’язку (7). Видно чергування смуг різної спрямованості магнітного поля. Розташування смуг є симетричним відносно екватора, а напрямки поля в них — протилежні. Товсті лінії — лінії нулів (zmіни полярності) магнітного поля. У районі північного полюса ($0 \leq \theta \leq 0.1 [0 \leq \phi \leq 20^\circ]$, нижня частина рис. 3) і південного полюса ($0.9 \leq \theta \leq 1 [160^\circ \leq \phi \leq 180^\circ]$, верхня частина рис. 3) радіальне магнітне поле різко зростає, досягаючи максимуму своєї амплітуди на полюсах, і періодичне в часі. Даний процес можна ототожнити зі спостережуваним переполюсованням полярного поля протягом 22-річного

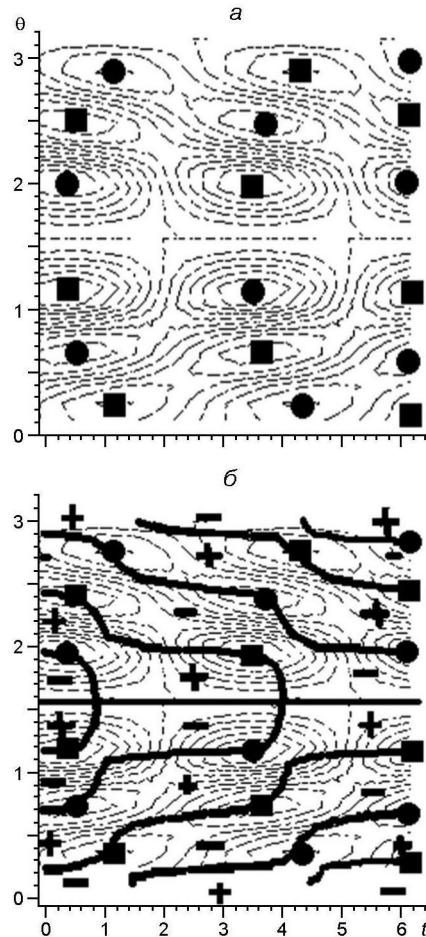


Рис. 4. а — лінії рівня швидкості поверхневих зональних течій (торсійних коливань) на поверхні Сонця в координатах t , $(t - 2T/22, 0)$ ($T = 22$ років, $0 \leq \theta \leq \pi$), отримані нами в роботі [15]. Темні квадратики відповідають максимальній швидкості зональних течій у напрямку зростання азимутальної координати θ , темні кружки — у протилежному напрямку; б — зображення рис. 4а із накладеним на них зображенням поверхневого розподілу радіального магнітного поля (рис. 3)

сонячного циклу. Результати чисельного моделювання двох інших складових $H^{(2)}(R, \theta, t)$ і $H^{(2)}(R, \phi, t)$ буде висвітлено в наступних наших роботах.

На рис. 4а представлено розподіл ізоліній рівня швидкості поверхневих зональних течій, отриманий нами в роботі [15], а на рис. 4б на цей розподіл накладено поверхневий розподіл радіального магнітного поля, приведений на рис. 3. Видно, що товсті лінії нульових значень (zmіни полярності) радіального магнітного поля проходять по максимумах величини модуля швидкості зональних течій (квадратики і кружки). Отримані нами широтні розподіли радіального магнітного поля і швидкості зональних течій можна узгодити з даними спостережень, зображеними на рис. 5.

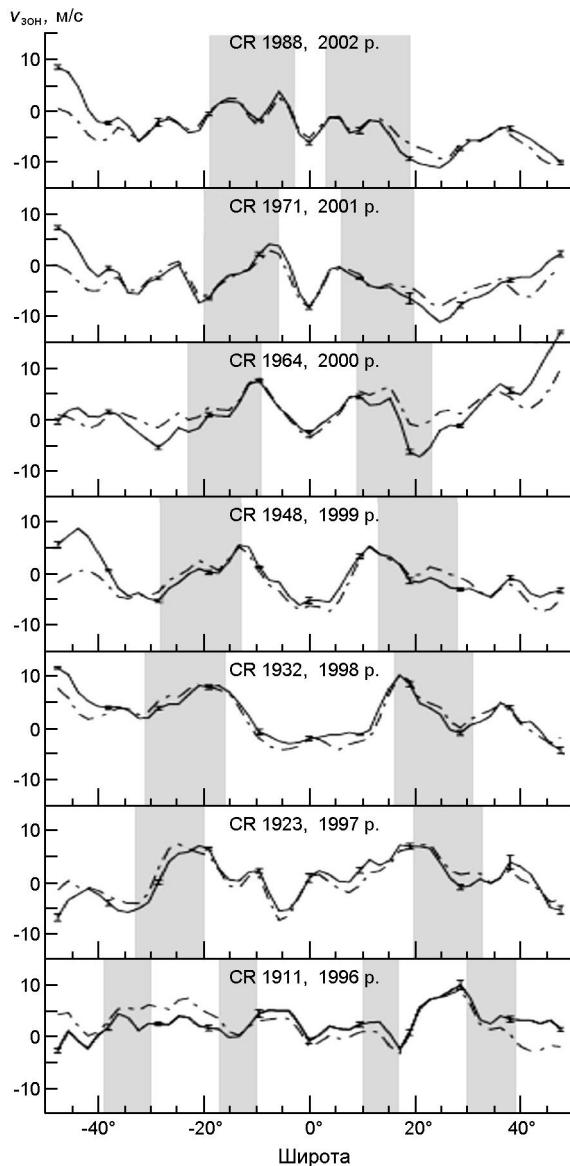


Рис. 5. Зональні потоки (торсійні коливання) за результатами роботи [19], отримані з геліосейсмологічних даних як функції широти для двох різних інтервалів глибини: штрих-пунктирні лінії — інтервал глибин 3...4.5 Мм, сувільні лінії — 6...9 Мм. Заштриховані області — розташування поясів активності плям, яке визначалось на основі широтної залежності середньої абсолютної напруженості тороїдального магнітного поля на поверхні Сонця, отриманої для відповідного керрінгтонівського періоду з використанням магнітограм Michelson Doppler Imager

Згідно із сучасними науковими уявленнями, які сформувалися на основі спостережень і теоретичних досліджень, глобальне магнітне поле Сонця **B** складається з двох складових [1]. Перша складова — приховане від спостерігачів в сонячних глибинах сильне тороїдальне (азимутальне) поле \mathbf{B}_T . Воно спрямоване уздовж паралелей в основному на середніх і низьких широтах і має протилежну полярність (спря-

мованість) відносно екватора. Тільки найпотужніші глибинні поля (понад 1 кГс), прориваючись завдяки магнітній плавучості до сонячної поверхні, проявляються на фотосферному рівні у вигляді локальних опуклостей тороїдального поля, визначаючи тим самим інтенсивність плямоутворення. Друга складова глобального магнітного поля Сонця — зосереджене у меридіональних площинах слабке полоїдальне поле \mathbf{B}_P (до 1...10 Гс). Радіальна складова цього поля є предметом досліджень цієї роботи. Силові лінії полоїдального поля, виходячи на сонячну поверхню, формують фонові магнітні поля, зокрема полярні магнітні поля. Спостереження показують, що незважаючи на ясно виражені випадкові ефекти в еволюції сонячного магнетизму, обидві магнітні складові осцилюють в часі за величиною і знаком (напрямком) з середнім періодом приблизно 22 років у протифазі. Полоїдальне поле проходить через нульовий стан (змінює свою полярність) в епохи максимумів сонячних плям, коли тороїдальне поле найбільш потужне, і навпаки, полоїдальне поле досягає максимуму амплітуди в епохи мінімумів активності плям (коли тороїдальне поле змінює свій напрямок). Описаний спостережуваний процес отримав в літературі назву магнітного циклу Хейла, що складається з двох 11-річних циклів за числами Вольфа, що характеризують інтенсивність плямоутворення [1, 9, 10].

На рис. 5, взятому з роботи [19], показано широтні кореляції локалізації зональних потоків на різних глибинах в СКЗ (розрахованих в результаті обробки геліосеймологічних даних) і поясів магнітної активності плям на сонячній поверхні (знайдених з магнітограм Michel-Son Doppler Imager) для часового інтервалу активності за 1996—2002 роки.

Видно, що смуги активності плям (яка визначається величиною спливаючого тороїдального магнітного поля) корелюють за широтою з періодами максимальних значень торсійних коливань. Як зазначено вище, 22-річні циклічні зміни тороїдальної і полоїдальної складових глобального магнітного поля перебувають у протифазі (полоїдальне поле змінює свою полярність — набуває нульового значення у моменти максимального тороїдального поля). У зв'язку з цим зображені на рис. 5 кореляції свідчать про те, що у моменти максимальних значень глибинних зональних течій радіальне поле змінює свій знак (полярність). Подібна широтно-часова кореляція радіального поля і поверхневих зональних течій встановлена нами в цій роботі (рис. 4б).

ВИСНОВОК

У нашій роботі продемонстровано визначальну роль торсійних коливань у генеруванні змінного радіального магнітного поля. В результаті проведених чисельних розрахунків на основі моделі кінематичного динамо встановлено, що змінне в часі радіальне поле на поверхні

Сонця досягає максимальної величини на полюсах, де воно змінює свою полярність з періодом приблизно 22 років. Цей процес можна ототожнити із спостережуваним переполюсованням полярного поля протягом магнітного циклу Хейла. Виявлено, що лінії нульових значень (зміни полярності) поверхневого радіального магнітного поля проходять по максимумах величини модуля швидкості зональних течій (торсійних коливань). При цьому лінії зміни магнітної полярності радіального поля і максимальні величини швидкості поверхневих зональних течій дрейфують від полюсів до екватора. Відзначено, що отримані нами результати щодо широтно-часових змін поверхневих зональних течій корелюють з поведінкою глибинних зональних течій, отриманих з геліосейсмологічних даних.

ФІНАНСУВАННЯ РОБОТИ

Робота фінансувалась у рамках фінансування установ Національної академії наук України і держбюджетної теми № 19БФ023-03 Київського національного університету імені Тараса Шевченка.

1. Вайнштейн С. И., Зельдович Я. Б., Рузмайкин А. А. *Турбулентное динамо в астрофизике*. М.: Наука, 1980. 352 с.
2. Криводубский В. Н. О турбулентной проводимости и магнитной проницаемости солнечной плазмы. *Солн. данные*. 1982. № 7. С. 99—109.
3. Ладиков-Роев Ю. П., Черемных О. К. *Математические модели сплошных сред*. Киев.: Наук. думка, 2010. 552 с.
4. Лебединский А. И. Вращение Солнца. *Астрон. журн.* 1941. 18, № 1. С. 10—25.
5. Логинов А. А., Криводубский В. Н., Черемных О. К., Сальников Н. Н. О пространственно-временной структуре глобальных течений на Солнце. *Вісн. Київ. унів. Астрономія*. 2012. 48. С. 54—57.
6. Логинов А. А., Сальников Н. Н., Черемных О. К., Криводубский В. Н., Маслова Н. В. Гидродинамическая модель генерации глобального полоидального течения на Солнце. *Космічна наука і технологія*. 2011. 17, № 1. С. 29—35.
7. Логинов А. А., Черемных О. К., Криводубский В. Н., Сальников Н. Н. Гидродинамическая модель торсионных колебаний Солнца. *Космічна наука і технологія*. 2012. 18, № 1. С. 74—81.
8. Guenther D. B., Demarque P., Kim Y.-C., Pinsonneault M. H. Standard solar model. *Astrophys. J.* 1992. 387. P. 372—393.
9. Hale G. E., Nicolson S. B. The law of Sun-spot polarity. *Astrophys. J.* 1925. 62. P. 270—300.
10. Hale G. E., Nicolson S. B. *Magnetic observations of sunspots, 1917—1924, Part I*. Publ. Carnegie Inst. Washington, D. C. Carnegie institution of Washington. 1938. № 438.
11. 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.
12. Kitchatinov L. L. A mechanism for differential rotation based on angular momentum transport by compressible convection. *Geophys. Astrophys. Fluid Dyn.* 1987. 38. P. 273—292.

13. Kitchatinov L. L., Rüdiger G. -effect and differential rotation in the stellar convection zones. *Astron. Astrophys.* 1993. 276. P. 96—102.
14. 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.
15. 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.
16. 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.
17. Loginov A. A., Salnikov N. N., Cheremnykh O. K., et al. 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.
18. Rüdiger G. *Differential rotation and stellar convection.* Berlin: Akademie-Verlag, 1989.
19. Zhao J., Kosovichev A. G. Torsional oscillation, meridional flows, and vorticity inferred in the upper convection zone of the Sun by time-distance helioseismology. *Astrophys. J.* 2004. 603. P. 776—784.

REFERENCES

1. Vainstein S. I., Zeldovich Ya. B., Ruzmaikin A. A. (1980) *Turbulent dynamo in astrophysics.* M.: Nauka. 352. (In Russian).
2. Krivodubskij V. N. (1982) On turbulent conductivity and magnetic permeability of solar plasma. *Soln. dannyye. [Solar data].* 7. 99—109. (In Russian).
3. Ladikov-Royev Yu. P., Cheremnykh O. K. (2010) *Mathematical models of continuous media.* Kyiv: Nauk. Dumka. 552. (In Russian).
4. Lebedinsky A. I. (1941) Rotation of the Sun. *Astron. zhurnal. [Astron. Journal].* 18(1). 10—25. (In Russian).
5. 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. Astronomy.* 48. 54—57. (In Russian).
6. 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 science and technology].* 17(1). 29—35. (In Russian).
7. 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).
8. Guenther D. B., Demarque P., Kim Y.-C., Pinsonneault M. H. (1992) Standard solar model. *Astrophys. J.* 387. 372—393.
9. Hale G. E., Nicolson S. B. (1925) The law of Sun-spot polarity. *Astrophys. J.* 62. 270—300.
10. Hale G. E., Nicolson S. B. (1938) *Magnetic observations of sunspots, 1917—1924, Part I.* Publ. Carnegie Inst. Washington, D. C. 438.
11. 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.

12. Kitchatinov L. L. (1987) A mechanism for differential rotation based on angular momentum transport by compressible convection. *Geophys. Astrophys. Fluid Dyn.* 38. 273—292.
13. Kitchatinov L. L., Rüdiger G. (1993) -effect and differential rotation in the stellar convection zones. *Astron. Astrophys.* 276. 96—102.
14. 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.
15. 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.
16. 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.
17. Loginov A. A., Salnikov N. N., Cheremnykh O. K., et al. (2011) On the hydrodynamic mechanism of the generation of the global poloidal flux on the Sun. *Kinematics Phys. Celestial Bodies.* 27(5). 217—223.
18. Rüdiger G. (1989) *Differential rotation and stellar convection.* Berlin: Akademie-Verlag.
19. Zhao J., Kosovichev A. G. (2004) Torsional oscillation, meridional flows, and vorticity inferred in the upper convection zone of the Sun by time-distance helioseismology. *Astrophys. J.* 603. 776—784.

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

¹Інститут косміческих дослідів Національної академії наук України
и Государственного космического агентства Украины, Київ, Україна

²Астрономічна обсерваторія Київського національного університета
імені Тараса Шевченка, Київ, Україна

ГЕНЕРАЦІЯ РАДІАЛЬНОГО МАГНІТНОГО ПОЛЯ СОЛНЦА ГЛОБАЛЬНЫМИ ГІДРОДИНАМІЧСКИМИ ТЕЧЕНІЯМИ

Предложена концепция возникновения глобальных гидродинамических течений вещества и генерации глобальных магнитных полей в солнечной конвективной зоне, ведущую роль в которой играет неустойчивый профиль дифференциального вращения. Вследствие потери устойчивости дифференциального вращения генерируются все гидродинамические течения на Солнце: полоидальная циркуляция, торсионные колебания и пространственно-временные вариации полоидального течения. Подобный результат не получен ни в одной из известных нам моделей, в которых, как правило, торсионные колебания и вариации меридиональной циркуляции рассчитываются отдельно, и поэтому они считаются независимыми течениями. В отличие от этого, проведенные в рамках нашей модели расчеты позволяют утверждать, что указанные течения на самом деле служат торсионной и полоидальной составляющими единого трехмерного глобального течения. В настоящей работе нами продемонстрирована определяющая роль торсионных колебаний в генерации радиального переменного магнитного поля. В результате численного моделирования установлено, что переменное во времени радиальное магнитное поле на поверхности Солнца достигает своей максимальной величины на полюсах, где оно изменяет свою полярность с периодом около 22 лет. Данный процесс можно отождествить с эффектом наблюдаемой переполюсовки полярного поля в течение магнитного цикла Хейла. Обнаружено, что линии нулевых значений (смены полярности) поверхности радиального магнитного поля проходят по максимумам величины модуля скорости зо-

нальних течений (торсіонних колебань). При цьому лінії смены магнітної полярності радіального поля і максимальні величини швидкості поверхністних зональних течений дрейфують від полюсів до екватора. Відмічено, що отримані нами результати щодо широтної еволюції поверхністних зональних течений значно коррелюють з поведінкою глибинних зональних течений, отриманих під час обробки гілосейсмологічних даних.

Ключові слова: сонячна конвективна зона, кінематичне динамо, глобальні гідродинамічні течії, магнітні поля, численне моделювання.

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 OF THE RADIAL MAGNETIC FIELD OF THE SUN BY GLOBAL HYDRODYNAMIC FLOWS

The concept of the emergence of global hydrodynamic flows of matter and the generation of global magnetic fields in the solar convective zone is proposed, in which the unstable profile of differential rotation plays a leading role. Due to the loss of stability of the differential rotation, all hydrodynamic flows on the Sun are generated: poloidal circulation, torsion oscillations and spatio-temporal variations of the poloidal flow. A similar result was not obtained in any of the models known to us, in which, as a rule, torsion oscillations and variations of the meridional circulation are calculated separately and therefore they are considered independent flows. In contrast, the calculations carried out within the framework of our model allow us to state that the indicated flows actually serve as toroidal and poloidal components of a single 3-dimensional global flow. In this work, we have demonstrated the decisive role of torsion oscillations in the generation of a radial alternating magnetic field. As a result of numerical simulation, it was found that the time-varying radial magnetic field on the surface of the Sun reaches its maximum value at the poles, where it changes its polarity with a period of about 22 years. This process can be identified with the observed effect of the polarity reversal of the polar field during the Hale magnetic cycle. It was found that the lines of zero values (polarity reversal) of the surface radial magnetic field pass along the maxima of the magnitude of the velocity modulus of zonal flows (torsion oscillations). In this case, the lines of change in the magnetic polarity of the radial field and the maximum velocities of the surface zonal flows drift from the poles to the equator. It was noted that our results on the latitudinal evolution of surface zonal flows correlate with the behavior of deep zonal flows obtained as a result of processing helioseismological data.

Keywords: solar convection zone, global hydrodynamic flows, magnetic fields, numerical simulation.

Стаття надійшла до редакції 18.06.2019

Після доопрацювання 20.09.2019

Прийнята до друку 31.10.2019