

УДК 523.98

DOI: <https://doi.org/10.17721/BTSNUA.2025.72.17-32>

Валерій КРИВОДУБСЬКИЙ, д-р фіз.-мат. наук

ORCID ID: 0000-0001-7655-8121

e-mail: [krivod2@uk.net](mailto:krivod2@uk.net), [krivod@knu.ua](mailto:krivod@knu.ua)

Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ, Україна

## ДОСЯГНЕННЯ ТУРБУЛЕНТНОГО ДИНАМО МАГНІТНОГО ЦИКЛУ СОНЦЯ

**Вступ.** У середині 70-х рр. минулого століття в Астрономічній обсерваторії започатковано новий напрям теоретичних досліджень циклічності глобального магнетизму Сонця на основі теорії турбулентного динамо, побудованої в межах макроскопічної магнітогідродинаміки (МГД). Спостереження свідчать, що полоїдальна і тороїдальна компоненти глобального магнітного поля Сонця циклічно змінюються за величиною та полярністю у протифазі з періодом близько 22-х років, найменованим магнітним циклом Хейла. Найбільшого поширення серед дослідників набули переконання, що керівним механізмом магнітного циклу є модель  $\alpha\Omega$ -динамо, яка базується на комбінованій дії в сонячній конвективній зоні (СКЗ) спіральної турбулентності і диференційного обертання. Модель  $\alpha\Omega$ -динамо описує магнітну циклічність завдяки двом базовим ефектам: генерації тороїдального поля з полоїдального диференційним обертанням ( $\Omega$ -ефект) та інверсного перетворення тороїдального поля на нове полоїдальне поле протилежної орієнтації, спричиненого спіральними турбулізованими конвективними рухами ( $\alpha$ -ефект). Дослідження останніх років минулого століття засвідчили, що фізичні умови в глибинах СКЗ є сприятливі для механізму  $\alpha\Omega$ -динамо, який у кінематичному режимі досить адекватно описує динаміку магнітного циклу Сонця. Однак низка спостережених магнітних явищ протягом тривалого часу залишалася нез'ясованою. Зважаючи на це, автором у межах макроскопічної МГД проведено теоретичні дослідження, спрямовані на усунення існуючих труднощів моделі  $\alpha\Omega$ -динамо при поясненні сонячної магнітної циклічності. В статті наведено підсумки цих досліджень.

**Методи.** Дослідження сонячного магнетизму проведено в межах теорії макроскопічної магнітогідродинаміки, яка вивчає поведінку глобальних електромагнітних і гідродинамічних полів у турбулентній плазмі. Для розрахунків параметрів  $\alpha\Omega$ -динамо використано дані сучасних геліосейсмологічних експериментів про внутрішнє обертання Сонця.

**Результати.** Завдяки залученню нелінійних турбулентних ефектів макроскопічної МГД і використанню сучасних даних геліосейсмології про внутрішнє обертання Сонця модифіковано ключові чинники моделі турбулентного динамо. Реформування моделі охоплюють оновлений  $\alpha$ -ефект (зміна знака параметра спіральності в глибинних шарах СКЗ, магнітний альфа-квенчинг, вплив обертання на спіральність турбулентних рухів), процеси турбулентної перебудови магнетизму (турбулентний макроскопічний діаманетизм, "негативна магнітна плавучість", ротаційний  $\nabla r$ -ефект), вплив турбулентності на електродинамічні параметри плазми (макроскопічні електропровідність і магнітна проникність), фізичні процеси в шарах проникної конвекції і променистого тахокліну. Використання реформованих факторів у моделі турбулентного динамо дало змогу з'ясувати низку загадкових проявів циклічного магнетизму Сонця.

**Висновки.** Залучивши до розгляду нелінійні турбулентні ефекти макроскопічної МГД і дані сучасних геліосейсмологічних експериментів, розраховано розподіл в СКЗ модифікованих базових динамо-параметрів, що дозволило розширити перелік спостережених явищ магнітної циклічності, які можна описати в межах удосконаленої моделі  $\alpha\Omega$ -динамо.

**Ключові слова:** турбулентність, магнітне поле, макроскопічна магнітогідродинаміка, сонячна конвективна зона, промениста зона, овершут, тахоклін, геліосейсмологія,  $\alpha\Omega$ -динамо, макроскопічний турбулентний діаманетизм, негативна магнітна плавучість, сонячні плями, магнітний цикл Сонця.

### Вступ

Циклічна регенерація великомасштабного магнітного поля Сонця лежить в основі всіх явищ, відомих під загальною назвою сонячна активність (Hathaway, 2015; Charbonneau, 2020). Сонячна активність (СА) – комплекс електромагнітних і гідродинамічних процесів на Сонці, що викликають відповідні зміни у геліосфері й активують магнітосферні збурення Землі. СА пов'язана з активними областями сонячної атмосфери, які є сукупністю швидко мінливих магнітних структур (плями, факели, флокули, спалахи, корональні діри тощо), та з динамічними процесами (сплески радіовипромінювання, сонячні космічні промені, корональні викиди маси тощо). Основним індексом спостереженої циклічної активності Сонця є плями, кількість яких змінюється із середнім періодом 11 років (цикл Швабе – Вольфа). Важливою знаковою подією у вивченні СА стало відкриття Дж. Хейлом і його співробітниками (Hale, 1908; Hale G. et al., 1919) магнітної природи плям і магнітних циклів активності. Завдяки цьому встановлено, що два послідовні 11-річні цикли активності відрізняються знаком магнітного поля, чого не можна помітити за кількістю плям. Тому 22-річний магнітний цикл Хейла охоплює два цикли за кількістю плям (числами Вольфа).

Первісним джерелом енергії активності служить ділянка поблизу центра Сонця, де завдяки надзвичайно високим значенням температури і газового тиску ядра водню й інших елементів зближуються на відстані, за яких відбуваються термоядерні реакції синтезу нових хімічних елементів. Основна вивільнена під час термоядерних реакцій енергія у вигляді електромагнітного випромінювання і теплоти поступово поширюється до поверхні і забезпечує світність Сонця. Невелика порція енергії випромінюється також у вигляді частинок нейтрино. Водночас роль "полігона", де зароджуються основні фізичні процеси СА, виконує конвективна зона, в якій частина променистої і теплової енергії перетворюється на механічну форму – енергію турбулізованих конвективних рухів і диференційного обертання. Ці кінематичні рухи в іонізованому газі за наявності первісного слабкого магнетизму збуджують електричні струми, з якими завжди пов'язані нові сильні магнітні поля. Частина магнітної і кінетичної енергій, що вивільняються в зовнішніх шарах сонячної атмосфери, несуть відповідальність за спостережені циклічні прояви СА. Водночас магнітні поля також зворотно впливають на динаміку конвективної зони.

Нині існує майже консенсус щодо того, що магнітний цикл Сонця слід пояснювати індуктивною дією гідродинамічних рухів електропровідної рідини, що пронизують глибинні підфотосферні шари (Ossendrijver, 2003; Charbonneau, 2020; Charbonneau, & Sokoloff, 2023; Zhang, 2023). Концепція гідродинамічного динамо у дослідженні магнетизму в астрофізичних умовах набула актуальності після доповіді Дж. Лармора в Королівському астрономічному

© Криводубський Валерій, 2025

товаристві Великої Британії 1919 р., в якій він висунув ідею збудження магнітного поля сонячних плям завдяки електромагнітній індукції в рухомому електропровідному середовищі (Larmor, 1919). На той час автомобільний двигун був останнім вражаючим досягненням людства, тому ця концепція стала відомою як теорія динамо (за назвою частини цього двигуна), а 1919 р. вважають роком народження теорії гідромагнітного динамо. Зауважимо, що принцип динамо в лабораторних умовах був розроблений німецьким винахідником В. фон Сіменсом 1866 р. Фізична суть запропонованого гідродинамічного динамо-процесу полягала в підсиленні слабкого магнітного поля Сонця рухами електропровідного середовища з позитивним зворотним зв'язком. Запропонована Лармором ідея про індуктивну дію рухів електропровідної рідини відкрила шлях до моделювання сонячного циклу. Саме в конвективній зоні створюються оптимальні умови для роботи гідродинамічного динамо, яке підтримує магнітну активність Сонця.

Однак теорія динамо не одразу набула популярності після публікації ідеї Лармора. 1934 р. професор Т. Каулінг зауважив, що стаціонарне магнітне поле, симетричне щодо осі, не може бути створене симетричними рухами (так звана антидинамо-теорема) (Cowling, 1934). Через 20 років академік Я. Б. Зельдович (1956) узагальнив антидинамо-теорему на випадок двовимірного руху. Виникло побоювання, що жодне *симетричне динамо в природних умовах не зможе працювати*. Теза правильна, але тільки за умови накладення додаткових *вагомих обмежень*: не лише поле швидкостей має бути симетричне, але й магнітне поле, і крайові умови – *все має бути симетричне!* З огляду на це песимістичні настрої зникли після усвідомлення труднощів у досягненні такої строгої симетрії в природі. Натомість магнітне поле зовсім не обов'язково має бути симетричне. Навіть незначні відхилення від осьової симетрії можуть зумовити запуск механізму динамо, який із чималими труднощами, але все-таки працюватиме! Перші значні позитивні зрушення відбулися після того, коли В. М. Ельзассер (Elsasser, 1946), а потім І. Булард і Х. Геллман (Bullard, & Gellman, 1954), започаткували теорію підсилення магнітного поля неосесиметричними конвективними рухами в рідкому ядрі Землі. Згодом Ю. М. Паркер запропонував механізм збудження великомасштабних магнітних полів на Сонці завдяки поєднанню диференційного обертання та маломасштабних циклонічних рухів (Parker, 1955). *Обмеження антидинамо теорему Каулінга було остаточно знято через кілька років*, коли А. Герценберг (Herzenberg, 1958) розробив математичну модель стаціонарного динамо у сфері, заповненій електропровідною рідиною.

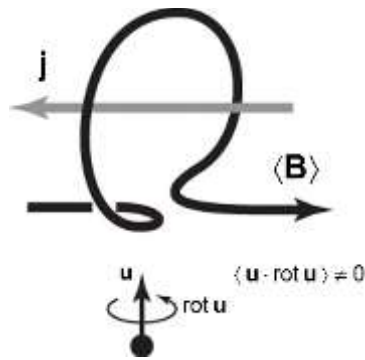
Невдовзі після цього з'явилися статистичні теорії динамо. У 1964 р. вперше С. І. Брагінський показав, як слабкі відхилення від осьової симетрії у випадку дуже високої електропровідності плазми і високих швидкостей ламінарного потоку можуть підтримати усереднене магнітне поле (майже симетричне динамо – або ж динамо великої електропровідності). Поворотним пунктом, який продемонстрував актуальність застосування теорії гідродинамічного динамо, були роботи М. Штеєнбека, Ф. Краузе і К.-Х. Редлера наприкінці 60-х рр. минулого століття (Steenbeck, Krause, & Rädler, 1966). Залучивши до розгляду турбулентні рухи, вони розробили математичний підхід до проблеми динамо (мовою статистичних усереднень і кореляційних тензорів турбулентності), що завершився побудовою МГД усереднених полів (Krause, & Rädler, 1980), яка суттєво спростила вивчення великомасштабних магнітних полів у турбулентному середовищі. Теорія усереднених полів ґрунтується на двомасштабному підході (виділенні глобальних і флуктуаційних складових) до гідродинамічних рухів, фізичних параметрів середовища і рівнянь електромагнетизму Максвелла в замагніченій турбулентній плазмі. Для опису впливу турбулентності на електродинамічні властивості середовища, крім газокінетичної електропровідності і магнітної проникності, додатково було залучено параметри маломасштабних турбулентних пульсацій. Нова теорія отримала в літературі назву *макроскопічної МГД* і набула широкого застосування в астрофізичних дослідженнях, оскільки турбулентні рухи повсюдно присутні в космічній плазмі (Вайнштейн, Зельдович, & Рuzмаїкин, 1980; Zeldovich, Ruzmaikin, & Sokoloff, 1983). Зокрема, в конвективній зоні Сонця поле швидкостей гідродинамічних рухів природно розділено на дві складові суттєво відмінних масштабів, як того вимагає макроскопічна МГД. Перша – глобальна складова – великомасштабна (регулярна) швидкість, що описує сонячне обертання. Її масштаб порівнянний із розмірами сонячної конвективної зони. Друга – флуктуаційна складова – маломасштабна турбулентна конвекція.

Найбільшого поширення серед дослідників набули переконання, що сонячним магнітним циклом керує механізм  $\alpha\Omega$ -динамо, який базується на комбінованій дії спіральної турбулентності і внутрішнього диференційного обертання СКЗ (Вайнштейн, Зельдович, & Рuzмаїкин, 1980; Zeldovich, Ruzmaikin, & Sokoloff, 1983). Побудована в межах макроскопічної МГД модель  $\alpha\Omega$ -динамо досить прийнятно описує динаміку магнітного циклу Сонця і відображає реальні фізичні процеси, які справджуються в СКЗ (Ossendrijver, 2003; Charbonneau, 2020). Проте низка спостережених явищ тривалий час ще залишилася нез'ясованою (Hathaway, 2015). У зв'язку із цим виникла потреба вдосконалення моделі  $\alpha\Omega$ -динамо. Значного успіху у розв'язанні цієї проблеми автору вдалося досягти завдяки врахуванню нових турбулентних ефектів макроскопічної МГД і залученню до розгляду даних сучасних геліосейсмологічних експериментів. В цій роботі наведено підсумки проведених досліджень.

#### Методи

В межах макроскопічної МГД було відкрито *три нові ефекти* впливу турбулентності на електродинамічні властивості замагніченої плазми, які становлять фізичну суть сучасної теорії збудження і перебудови магнітних полів у турбулентному середовищі (Krause, & Rädler, 1980; Вайнштейн, Зельдович, & Рuzмаїкин, 1980; Zeldovich, Ruzmaikin, & Sokoloff, 1983).

*Перший турбулентний ефект* можна описати так. В охоплених турбулентністю – або конвекцією – системах, що обертаються в гравітаційному полі, під дією коріолісових сил *завжди з необхідністю збуджуються спіральні рухи*, які описуються параметром усередненої спіральності  $\alpha = -(\tau/3)\langle \mathbf{u} \cdot \text{rot } \mathbf{u} \rangle$  ( $\tau$  і  $\mathbf{u}$  – характерний час і швидкість маломасштабних турбулентних рухів, кутові дужки  $\langle \dots \rangle$  означають процедуру усереднення за масштабами і часовими проміжками, що значно перевищують масштаб і час кореляції турбулентних пульсацій). М. Штеєнбек, Ф. Краузе і К.-Х. Редлер (Steenbeck, Krause, & Rädler, 1966) установили, що вплив усередненої спіральності (виділеного напрямку гвинтової закрученості) на замагнічену високопровідну плазму проявляється у виникненні *додаткового "турбулентного" електричного поля*  $\mathbf{e} \sim \alpha(\mathbf{B})$ , і пов'язаного з ним *електричного струму*  $\mathbf{j} = \sigma_T \mathbf{e}$  ( $\sigma_T$  – турбулентна електропровідність), спрямованих *паралельно усередненому (глобальному) магнітному полю* ( $\mathbf{B}$ ), рис. 1.



**Рис. 1.** В умовах вимороженості магнітна силова трубка глобального поля  $\langle \mathbf{B} \rangle$  під дією спірального руху  $\langle \mathbf{u} \cdot \text{rot } \mathbf{u} \rangle \neq 0$  набуває форми закрученої літери  $\Omega$ . Магнітна петля супроводжується електричним струмом  $\mathbf{j} = \sigma_T \boldsymbol{\varepsilon} = \sigma_T \alpha \langle \mathbf{B} \rangle / c$ , який у випадку правоївентових спіральних рухів має компоненту, антипаралельну початковому магнітному полю  $\langle \mathbf{B} \rangle$ . Лівоївентовий спіральний рух спричиняє струм, паралельний полю  $\langle \mathbf{B} \rangle$

Можливість появи наведеного (індукованого) електричного поля  $\boldsymbol{\varepsilon}$ , паралельного напрямку усередненого магнітного поля  $\langle \mathbf{B} \rangle$  у середовищі, яке в середньому є нерухомим, але перебуває в стані турбулентних рухів, *разюче суперечить звичній картині в класичній електродинаміці*, коли індуковане регулярними рухами (зі швидкістю  $\mathbf{U}$ ) електричне поле  $\mathbf{E} = (\mathbf{U} \times \mathbf{B})/c$  завжди спрямоване перпендикулярно магнітному полю  $\mathbf{B}$ . Тому цей революційний ефект, який творці макроскопічної МГД назвали  *$\alpha$ -ефектом* (Steenbeck, Krause, & Rädler, 1966; Krause, & Rädler, 1980), займає ключове місце в теорії гідромагнітного турбулентного динамо в космічних умовах, оскільки саме він забезпечує замкнений процес самопідтримання збудження магнетизму (Вайнштейн, Зельдович, & Рузмайкин, 1980; Zeldovich, Ruzmaikin, & Sokoloff, 1983).

*Другий турбулентний ефект* макроскопічної МГД полягає в тому, що в неоднорідному турбулентному середовищі активізуються еволюційні зміни магнітних структур без генерації, які прийнято називати *турбулентною перебудовою магнетизму* (Вайнштейн, Зельдович, & Рузмайкин, 1980). Особливої актуальності набуває перебудова магнетизму внаслідок *макроскопічного турбулентного діаманетизму* (Rädler, 1966). Його фізична суть зводиться до витіснення усередненого магнітного поля  $\langle \mathbf{B} \rangle$  з ділянок підвищеної інтенсивності турбулентних рухів у місця послаблених флуктуаційних пульсацій вздовж градієнта турбулентної в'язкості  $\nu_T \approx (1/3)ul$  ( $l$  – характерний масштаб турбулентних рухів) з ефективною швидкістю  $\mathbf{U}_\mu = -\nabla \nu_T / 2$  (Krause, & Rädler, 1980). Крім того, в турбулентному середовищі за певних умов може виникати спрямоване вздовж градієнта густини плазми перенесення великомасштабного магнітного поля, зумовлене маломасштабними магнітними пульсаціями (Вайнштейн, 1978).

*Третій турбулентний ефект* спричиняє суттєве зменшення величин електропровідності і магнітної проникності плазми (Krause, & Rädler, 1980; Вайнштейн, Зельдович, & Рузмайкин, 1980), завдяки чому турбулентна магнітна дифузія значно переважає ефективність омичної дисипації електричних струмів. Прискорене турбулентне загасання електрострумів дозволяє теоретично пояснити спостережені швидкі процеси перебудови космічного магнетизму. Зокрема такі, як час розпаду магнітних полів сонячних плям (який не перевищує кількох місяців) і тривалість 22-річного магнітного циклу. Крім того, забезпечуючи швидке загасання магнітних полів, турбулентна дифузія створює необхідність неперервного збудження магнетизму.

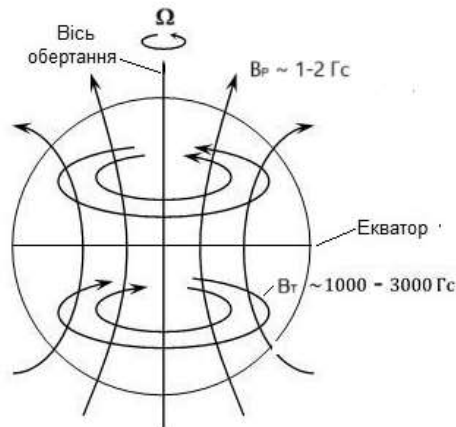
Незвична властивість нових турбулентних ефектів полягає в тому, що магнітне поле великих просторових і часових масштабів *може підтримуватись або перебудовуватись завдяки маломасштабним рухам середовища*.

Висвітлені ефекти впливу турбулентності на глобальне магнітне поле  $\langle \mathbf{B} \rangle$  можна описати гідромагнітним рівнянням індукції (Вайнштейн, Зельдович, & Рузмайкин, 1980):

$$\frac{\partial \langle \mathbf{B} \rangle}{\partial t} = \text{rot} \{ \alpha \langle \mathbf{B} \rangle \} - \text{rot} \left\{ \frac{1}{2} \nabla \nu_T \times \langle \mathbf{B} \rangle + (\nu_m + \nu_T) \text{rot} \langle \mathbf{B} \rangle \right\}. \quad (1)$$

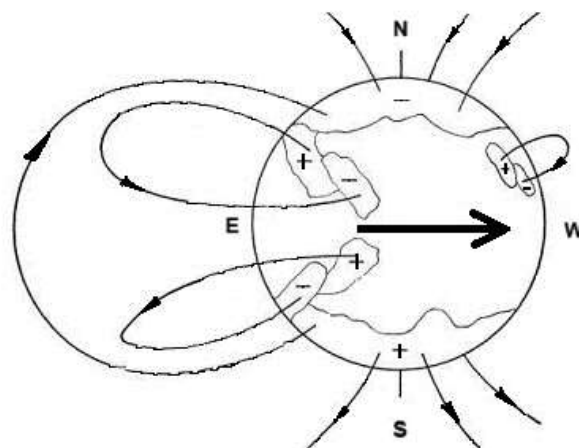
*Перший член* у частині рівняння (1) праворуч описує турбулентну генерацію магнітного поля спіральними рухами ( $\alpha$ -ефект), *другий* – перебудову поля внаслідок макроскопічного турбулентного діаманетизму, *третій* – омичну дисипацію і турбулентне затухання поля ( $\nu_m = c^2 / 4\pi\sigma$  – коефіцієнт магнітної в'язкості,  $\sigma$  – омична електропровідність,  $\nu_T$  – коефіцієнт турбулентної дифузії).

*Сценарій сонячного магнітного циклу – модель міграційного динамо.* Спостережені систематичні особливості, такі як магнітний цикл, діаграма "метеликів Маундера" сонячних плям, закон магнітної полярності Хейла, синоптичні магнітограми та форма сонячної корони в епохи мінімумів циклів дозволяють припустити, що великомасштабне магнітне поле Сонця є осесиметричним відносно осі його обертання і антисиметричним відносно екваторіальної площини. За сучасними уявленнями, глобальне (великомасштабне) магнітне поле Сонця містить дві осесиметричні компоненти (Hathaway, 2015). Перша компонента – приховане в глибинних шарах сильно тороїдальне (азимутальне) магнітне поле  $\mathbf{B}_T$  (з величиною магнітної індукції 1000–3000 Гс поблизу дна СКЗ), рис. 2. Тільки локальні фрагменти найпотужніших полів завдяки магнітній плавучості прориваються до сонячної поверхні. Спостереження дозволяють виявляти ці випадкові локальні випуклості тороїдальних трубок, які проявляються на поверхні у вигляді біполярних груп магнітних плям у "королівських зонах", розміщених обабіч сонячного екватора на відстанях до геліоширот приблизно 40°–45°. Друга компонента – слабе полоїдальне (меридіональне) магнітне поле  $\mathbf{B}_P$  (з максимальною величиною 1–2 Гс), силові лінії якого перетинають сонячну поверхню на високих геліоширотах і тому чітко спостерігаються в полярних областях Сонця. Магнітні силові лінії полярних полів спрямовані вздовж меридіанів і в першому наближенні відповідають дипольній конфігурації полоїдального магнітного поля.



**Рис. 2.** Структура глобального магнітного поля:  $V_p$  – полоїдальна (меридіональна) компонента поля;  $V_t$  – тороїдальна (азимутальна) компонента поля, силкові лінії якого протилежно спрямовані обабіч екватора. Вектор  $\Omega$  – кутова швидкість обертання Сонця

Розподіл магнітних знаків у біполярних групах плям відповідає закону Хейла – Ніколсона, встановленому на основі даних спостережень (Hale G. et al., 1919): знаки головних і хвостових плям протилежні в північній і південній півсферах і зберігаються такими протягом 11-річного циклу. Водночас знаки магнітного поля в навколополюсних областях збігаються з магнітними знаками головних плям біполярних груп плям (Babcock, 1961), рис. 3.



**Рис. 3.** Схема розподілу магнітних знаків біполярних груп плям і магнітного поля біля полюсів Сонця на початку і на фазі зростання 11-річного циклу. Жирною стрілкою на екваторі зображено напрямок обертання Сонця

Спостережені дані свідчать, що обидві магнітні компоненти циклічно змінюються в часі за величиною та полярністю у *протифазі* з періодом близько 22-х років (Hathaway, 2015), найменованим магнітним циклом Хейла. Це наводить на думку, що полоїдальна і тороїдальна компоненти поля регенерують одна одну, а процесу генерації притаманний коливальний циклічний характер. Як згадувалось, найбільшого поширення серед дослідників набули переконання, що збудження магнітних компонент відбувається завдяки механізму гідродинамічного динамо (Krause, & Rädler, 1980; Вайнштейн, Зельдович, & Рузмайкин, 1980; Zeldovich, Ruzmaikin, & Sokoloff, 1983; Ossendrijver, 2003; Charbonneau, 2020). Роль "динамо-машини" на Сонці відіграє його конвективна зона, де в результаті взаємодії великомасштабного обертання і маломасштабної конвекції створюється специфічна комбінація макроскопічної спіральної турбулентної конвекції і диференційного обертання. Відповідно до гідромагнітного механізму динамо частина кінетичної енергії великомасштабного диференційного обертання й енергії маломасштабних спіральних турбулізованих конвективних рухів у ході сонячного циклу *переходить в енергію магнітного поля*, підсилюючи таким способом слабе зародкове магнітне поле та забезпечуючи циклічні зміни знака (полярності) магнітного поля Сонця в сучасну епоху. Зазвичай питання щодо походження зародкового магнітного поля зір, Сонця і планет *не виникає*, оскільки вважають, що початкові слабкі поля *заєжди існували спочатку* в середовищі, в якому сформувалися ці об'єкти (Zeldovich, Ruzmaikin, & Sokoloff, 1983). Проте в інших випадках (напр., галактичне динамо) питання про зародкове магнітне поле реліктового космологічного походження стає актуальним (див. нижче).

Тороїдальне поле зазвичай створюється досить просто завдяки індукційному ефекту диференційного обертання у високопровідному магнітному середовищі, який уперше виявив В. М. Ельзассер, вивчаючи питання походження земного магнетизму (Elsasser, 1946). Диференційне обертання  $\Omega(r, \theta)$ , діючи на полоїдальне магнітне поле  $V_p$ , збуджує тороїдальне поле  $V_t$ . Цей генераційний процес прийнято називати  $\Omega$ -ефектом, що описується першим членом правої частини рівняння індукції:

$$\partial \mathbf{B}_T / \partial t = r \sin \theta (\mathbf{B}_P \nabla) \Omega \mathbf{i}_\phi + \nu_T \Delta \mathbf{B}_T, \quad (2)$$

де  $r$  – відстань від центра Сонця,  $\nabla \equiv \partial/\partial r$  – радіальний градієнт,  $\nu_T$  – коефіцієнт турбулентної в'язкості, яка зумовлює дисипацію магнітного поля;  $\mathbf{i}_\phi$  – азимутальний одиничний вектор,  $\theta$  – полярний кут у сферичній системі координат. Ця частина механізму динамо особливою сумніву не викликає.

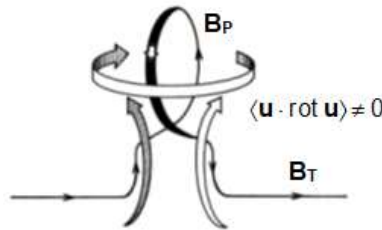
Однак тривалий час залишалась проблема, як із тороїдального поля відновити полоїдальне поле, необхідне для забезпечення замкненого процесу самопідтримання генерації сонячного магнетизму. Прорив тут пов'язаний зі знаменитим *міграційним динамо*, запропонованим Ю. Н. Паркером (Parker, 1955). Спираючись на свою чудову фізичну інтуїцію Паркер розвинув ідею, згідно з якою регенерація полоїдального поля з тороїдального поля на Сонці забезпечується індукційним ефектом циклонічної турбулентності (яка виникає завдяки впливу коріолісових сил на спливаючі конвективні комірки). Після Паркера дослідникам стало зрозуміло, що єдиний реалістичний шлях для забезпечення зазначеного індукційного ефекту в космічних умовах має бути пов'язаним із порушенням дзеркальної симетрії конвекції – або ж турбулентності – в тілах, що обертаються. Міцну математичну основу цієї ідеї 10 років потому запропонували М. Штеєнбек, Ф. Краузе і К.-Х. Редлер у формі магнітогідродинаміки усередненого поля (Steenbeck, Krause, & Rädler, 1966). Згідно з теорією макроскопічної МГД актуальна фаза сценарію магнітного циклу Сонця – *відновлення полоїдального магнітного поля з тороїдального* – вимагає *дзеркальної асиметрії гідродинамічних рухів*. Ключовим ефектом, відповідальним за дзеркальну асиметрію, став згаданий вище  **$\alpha$ -ефект**. Саме усереднена спіральна макротурбулентність  $\alpha(r, \theta)$ , що діє на тороїдальне магнітне поле  $\mathbf{B}_T$ , збуджує паралельний цьому полю великомасштабний тороїдальний електричний струм

$$\mathbf{j}_T = \frac{\sigma_T \alpha}{c} \mathbf{B}_T, \quad (3)$$

який зі свого боку генерує петлі нового полоїдального поля  $\mathbf{B}_P$  (рис. 4)

$$\text{rot} \left( \frac{\mathbf{B}_P}{\mu_T} \right) = \frac{4 \pi}{c} \mathbf{j}_T = \frac{4 \pi \sigma_T \alpha}{c^2} \mathbf{B}_T, \quad (4)$$

*протилежного спрямування відносно його початкової орієнтації* (тут  $\sigma_T$  і  $\mu_T$  – електропровідність і магнітна проникність турбулентного середовища). Турбулентна дифузія об'єднує маломасштабні магнітні петлі в глибинах СКЗ в одне ціле, утворюючи глобальне полоїдальне магнітне поле  $\mathbf{B}_P$ , необхідне для зворотного зв'язку двох глобальних магнітних компонентів, якого не вистачало в моделях ламінарного динамо.



**Рис. 4.** Горизонтальна магнітна силова лінія тороїдального поля  $\mathbf{B}_T$  закручується під впливом спірального поля швидкостей  $(\mathbf{u} \cdot \text{rot } \mathbf{u}) \neq 0$ , в результаті чого утворюється зорієнтована в меридіональному напрямку маломасштабна магнітна петля полоїдального поля  $\mathbf{B}_P$

Регенерація полоїдального поля  $\mathbf{B}_P$  ( $\alpha$ -ефект) описується першим членом правої частини рівняння індукції

$$\partial \mathbf{A} / \partial t = \alpha \mathbf{B}_T + \nu_T \Delta \mathbf{A}, \quad (5)$$

де  $\mathbf{A} = \mathbf{A}_i_\phi$  – тороїдальний векторний потенціал ( $\mathbf{B}_P = \text{rot } \mathbf{A}$ ). Таким способом забезпечуючи порушення осьової симетрії  $\alpha$ -ефект дозволяє *обійти антидинамо-теорему Каулінга*, і тим самим він невимусно замикає сонячний динамо-цикл (Krause, & Rädler, 1980; Вайнштейн, Зельдович, & Рузмайкин, 1980; Zeldovich, Ruzmaikin, & Sokoloff, 1983).

Після впровадження  $\alpha$ -ефекту вдалося досить просто описати динаміку магнітного циклу Сонця. Згенероване  $\alpha$ -ефектом *нове полоїдальне поле*  $\mathbf{B}_P$  внаслідок турбулентної дифузії – другий член у частині рівняння (5) праворуч – поступово загасає, однак диференційне обертання підсилює стару тороїдальну компоненту  $\mathbf{B}_T$  – перший член у частині рівняння (2) праворуч, – доки не настане реверсація полоїдального поля в епоху максимуму циклу сонячних плям. Після реверсації диференційне обертання розпочинає генерувати із нового полоїдального поля нову тороїдальну компоненту протилежного спрямування, так що сумарне тороїдальне поле (старе + нове протилежного спрямування) поступово зменшується. У міру його зменшення  $\alpha$ -ефект усе ще підсилює нову полоїдальну компоненту, доки сумарне тороїдальне поле не зникне в епоху нового мінімуму активності плям, а полоїдальне поле досягне свого максимуму. Далі завдяки диференційному обертанню розпочинається зростання тороїдальної компоненти нового спрямування, тобто повторюється описаний цикл, але з протилежними магнітними полярностями глобальних полів. Отже, реверсація полярностей глобальних магнітних полів в описаній схемі відбувається відповідно до спостереженого магнітного циклу Хейла.

Перші члени в правих частинах рівнянь (2) і (5) відповідають за збудження магнітних полів диференційним обертанням і  $\alpha$ -ефектом, а другі – за турбулентне загасання полів. Зауважимо, що динамо – граничне явище. Індукційні ефекти повинні перебороти омичні втрати магнітного поля, пов'язані з обмеженою електричною провідністю середовища. У випадку, коли генерація і турбулентна дифузія магнітних потоків урівноважені, рівняння (2) і (5) описують циклічний механізм самопідтримання тороїдальної і полоїдальної компонент глобального магнітного поля, який отримав у науковій літературі назву  $\alpha\Omega$ -динамо (Krause, & Rädler, 1980; Вайнштейн, Зельдович, & Рузмайкин, 1980; Zeldovich, Ruzmaikin, & Sokoloff, 1983; Charbonneau, 2020).

Вивчаючи комбіновану дію диференціального обертання та циклонічних рухів, Ю. Н. Паркер (Parker, 1955) подав розв'язок рівнянь індукції (2) і (5) у вигляді зміщення магнітних динамо-хвиль від середніх геліоширот до екватора (*циклічне міграційне динамо*). Фізична суть явища полягає в тому, що у глибині Сонця біжить хвиля магнітного поля, яку на поверхні супроводжує хвиля сонячних плям із тим самим періодом. Для пояснення поширення динамо-хвиль до екватора (відповідно до спостереженої міграції сонячних плям упродовж 11-річного циклу) необхідна така умова щодо знака добутку параметрів спіральності і диференційного обертання:  $\alpha \cdot \partial\Omega/\partial r < 0$ . Період зміщення динамо-хвиль  $T$ , який відповідає тривалості сонячного циклу, визначається величиною добутку параметрів спіральності  $\alpha$  і радіального диференційного обертання  $\partial\Omega/\partial r$

$$T \approx 2\pi / \left\{ (1/2) |\alpha \partial\Omega/\partial r| \right\}^{1/2}. \quad (6)$$

Циклічна модель  $\alpha\Omega$ -динамо, описуючи взаємне перетворення компонент полоїдального  $V_p$  і тороїдального  $V_t$  магнітних полів за схемою

$$V_p (+) \rightarrow V_t (-) \rightarrow V_p (-) \rightarrow V_t (+) \rightarrow V_p (+) \rightarrow V_t (-) \dots, \quad (7)$$

де знаки (+) і (-) належать до магнітних полярностей, установлених спостереженнями, має з'ясувати, з якої компоненти і на якій фазі циклу слід розпочинати розрахунок і прогнозування сонячного циклу. Відповідь на це питання зумовлена обсягом спостереженої інформації про магнітні поля. Потужне тороїдальне поле  $V_t$  неможливо спостерігати на сонячній поверхні, хоча саме воно і визначає активність сонячних плям, а також керує всіма активними процесами. Спостерігаючи за цими процесами і сонячними плямами, вивчаючи механізми, що відповідають за них, дослідники власне й отримують певну обмежену інформацію про сховане в сонячних глибинах тороїдальне поле. З іншого боку, слабке полоїдальне поле  $V_p$  безпосередньо виходить на поверхню на високих геліоширотах, де його можна спостерігати в чистому вигляді. Найкращі умови для спостережень  $V_p$  з'являються в епохи мінімумів циклів плям, коли прояви тороїдального поля майже відсутні, а полоїдальне поле максимальне. У цьому разі, як показують спостереження, поле  $V_p$  випереджає за фазою на пів циклу активність сонячних плям. Оскільки в моделі  $\alpha\Omega$ -динамо тороїдальне поле  $V_t$  генерується під впливом диференційного обертання на полоїдальне поле  $V_p$ , то очевидно, що полярне (полоїдальне) поле біля мінімуму може стати зручним параметром, який задаватиме рівень активності нового циклу (Vumba, & Howard, 1965). Тому розрахунок циклічного динамо-процесу і прогноз на його підставі параметрів циклу необхідно розпочинати з визначення із спостережень полоїдального поля  $V_p$  в епоху біля мінімуму циклу плям. Саме цю фазу дослідники вважають початком циклів і визначають їхні періоди проміжками часу між епохами двох сусідніх мінімумів кількості плям (Hathaway, 2015).

*Спостережений поверхневий  $\alpha$ -ефект Бєбкока – Лейтона*. Історично сталося так, що в більшості теоретичних досліджень упродовж тривалого часу до розгляду залучали переважно кінетичну версію  $\alpha$ -ефекту Паркера – Штеєнбека – Краузе, який функціонує у всьому об'ємі СКЗ. І тільки останніми роками дослідники згадали про трохи вже забутий поверхневий  $\alpha$ -ефект Бєбкока – Лейтона, пов'язаний з активними магнітними областями, спостереженими на поверхні Сонця. Цей другий тип  $\alpha$ -ефекту був запропонований Г. Бєбкоком (Babcock, 1961) і математично обґрунтований Р. Лейтоном (Leighton, 1969). Альфа-ефект Бєбкока – Лейтона пов'язаний із спостереженим правилом Джоя (Hale et al., 1919), згідно з яким осі біполярних магнітних груп плям орієнтовані під певним кутом до широтного напрямку схід-захід так, що західні (відносно напрямку обертання) плями розташовані в середньому ближче до екватора за східні хвостові плями. Середній додатний кут нахилу впродовж циклу становить близько  $4^\circ$ . Нахил осі біполярних груп спричинений дією сили Коріоліса на горизонтальні складові швидкості стікання речовини донизу у спливаючих фрагментах тороїдальних магнітних силових трубок. Сила Коріоліса повертає магнітні силові дуги, що породжують плями, під певними кутами до екваторіального напрямку.

Через обмежений кінцевий кут нахилу магнітне поле активних ділянок містить меридіональну (полоїдальну) складову. Маломасштабні полоїдальні компоненти магнітних петель, які з'єднують плями з протилежними полярностями, роблять меридіональний внесок у глобальне полоїдальне поле в процесі розпаду активних областей упродовж циклу. Ці маломасштабні меридіональні внески мають протилежне спрямування відносно орієнтації затухаючого глобального полоїдального поля  $V_p$  поточного циклу. Наприкінці циклу головні плями біполярних груп дифундують через екватор, де їхні магнітні потоки взаємно анігілюються внаслідок протилежних полярностей головних плям у кожній півсфері. Водночас магнітні потоки хвостових плям дифундують у протилежному від екватора напрямку. Турбулентна дифузія об'єднує ці маломасштабні магнітні флуктуації в більші утворення, а поверхнева меридіональна циркуляція переносить їх до полюсів Сонця. Спочатку тут відбувається погашення магнітного потоку поточного циклу, а потім накопичення магнітного потоку протилежної полярності, що, зрештою, спричиняє зародження нового глобального полоїдального поля протилежного знака ( $-V_p$ ) наступного циклу. Кінцевим ефектом виникнення та розпаду багатьох біполярних магнітних областей є перетворення частини пов'язаного з ними потоку колишнього тороїдального внутрішнього магнітного поля на чистий поверхневий дипольний момент, тобто відбувається процес відтворення полоїдального поля з тороїдального  $V_t \rightarrow V_p$ . Це і є фізичною суттю нелокального поверхневого  $\alpha$ -ефекту Бєбкока – Лейтона (Babcock, 1961; Leighton, 1969), який забезпечує регенерацію полоїдального магнітного поля протилежної орієнтації наприкінці поточного циклу.

Відродження інтересу до моделі Бєбкока – Лейтона значною мірою мотивовано тим фактом, що синоптичний магнітографічний моніторинг протягом 21-го та 22-го циклів сонячних плям надав вагомий докази того, що зміни поверхневого полярного поля дійсно викликані розпадом активних областей (див. напр., роботу (Maskau, & Yeates, 2012) та посилання там). Важливо, що описаний механізм пов'язаний зі спостереженими характеристиками магнітних активних областей. Тому його внесок у генерацію полоїдального магнітного поля можна оцінити на підставі статистичного оброблення спостережених даних. Згідно з (Kitchatinov, & Olemsko, 2011) внесок плям активних областей у полоїдальне поле є сумірний з їхнім магнітним потоком, який є пропорційний величині площі плям.

Таким чином,  $\alpha$ -ефект Бєбкока – Лейтона, який спостерігається на поверхні Сонця, сам по собі може пояснити зміну напрямку поверхневого магнітного диполя. Однак залишається відкритим питання про те, чи є утворений таким способом поверхневий магнітний диполь необхідною ланкою зворотного зв'язку циклічного процесу динамо (яка

забезпечує збудження тороїдального поля наступного циклу), або ж це лише побічний ефект глибинного турбулентного динамо, що працює незалежно в надрах Сонця (Charbonneau, & Sokoloff, 2023).

**Магнетизм раннього Всесвіту.** За допомогою динамо-механізмів неможливо пояснити, як виникли магнітні поля небесних тіл на самому початку їхнього формування. Гідромагнітні рівняння (див. (2) і (5)) лінійні й однорідні по  $V_T$  і  $V_r$ . Вони не мають джерел. Іншими словами, в межах гідродинамічного опису магнітні поля неможливо створити на порожньому місці. Згідно із сучасними уявленнями повсюдно поширені нині у Всесвіті магнітні поля в астрономічних структурах різних масштабів утворюються завдяки підсиленню вже існуючих слабших магнітних полів за допомогою різних типів динамо та через стиснення зі збереженням магнітного потоку під час гравітаційного колапсу, що супроводжує формування космологічних структур (Parker, 1979; Рузмайкин, Соколов, & Шукуров, 1988; Martin, & Yokoyama, 2008; Durrer, & Neronov, 2013). Механізми підсилення динамо та гравітаційного стиснення можуть діяти лише за наявності ненульового магнітного поля. Це зародкове магнітне поле, необхідне для подальшого його підсилення, може бути крихітним, але воно має бути згенероване іншим механізмом, який передувє епосі формування структури або діє на початку її формування.

Отже, виникає питання, чи міг бути замагніченим Всесвіт на початку його зародження. У зв'язку з відкриттям реліктового випромінювання, що заповнює Всесвіт (Penzias, & Wilson, 1965), набуває актуальності дослідження фізичних процесів у радіаційно-домінантній плазмі, в якій переважало випромінювання. Е. Гаріссон (Harrison, 1970; 1973) запропонував оригінальний механізм збудження первісного магнітного поля в променистій реліктовій плазмі, що розширюється. В епоху випромінювання електрони та фотони були щільно пов'язані за допомогою томсонівського розсіяння: тобто космічна плазма складалася з позитивно зарядженої іонної рідини та негативно зарядженої щільної електронно-фотонної рідини. У випадку обертальних рухів у ранньому Всесвіті, що розширюється, іонна рідина мала тенденцію до обертання швидше, ніж електрон-фотонна рідина. Завдяки різниці кутових швидкостей цих рідин збуджувалися *вихрові електричні струми*, які породжували слабкі космологічні магнітні поля. Амплітуди збуджених таким способом магнітних полів мізерні (від  $10^{-18}$  до  $10^{-20}$  Гс), проте масштаби цих полів порівнянні з розмірами галактик (Zeldovich, Ruzmaikin, & Sokoloff, 1983). Попри мізерні величини протогалактичних магнітних полів варто пам'ятати, що за космологічні інтервали часу ( $\sim 10^{10}$  років) такі поля можуть експоненціально зрости (завдяки динамо чи гравітаційному стисненню) до спостережених величин ( $\sim 3 \times 10^{-6}$  Гс) магнітного поля Галактики (Рузмайкин, Соколов, & Шукуров, 1988).

Інформацію про галактичне магнітне поле можна отримати, аналізуючи властивості спостереженого космічного випромінювання. Вимірювання зееманівського розщеплення спектральних ліній оптичного діапазону випромінювання у магнітному полі є класичним методом спостереження космічних магнітних полів. Однак міжгалактичні магнітні поля настільки слабкі, що їх важко визначити з допомогою ефекту Зеемана. Магнітне розщеплення виявляється набагато меншим доплерівської ширини спектральних ліній. Ефект можна застосувати тільки для реєстрації сильних полів у щільних міжзоряних хмарах із масштабами, значно меншими за галактичні (Рузмайкин, Соколов, & Шукуров, 1988). Тому для дослідження космічного магнетизму можна використати здатність астрофізичних великомасштабних магнітних полів здійснювати інтегральний вплив на випромінювання, що проходить крізь них. На допомогу тут приходить ефект Фарадея, фізична суть якого полягає в тому, що при проходженні лінійно поляризованого світла через дзеркально-асиметричне середовище відбувається обертання площини поляризації світла. Застосування ефекту Фарадея в космічних умовах виправдано тим, що великомасштабне магнітне поле робить міжгалактичне середовище дзеркально-асиметричним, а синхротронне випромінювання у багатьох небесних тілах є лінійнополяризованим. Тому інформацію про міжгалактичні магнітні поля можна отримати на основі спостереження явища *фарадеївського обертання* площини поляризації випромінювання галактичних і позагалактичних радіоджерел (пульсарів, радіогалактик, квазарів), яке виникає під впливом великомасштабного магнітного поля. Тобто міра фарадеївського обертання містить у собі відомості про магнітні поля в просторі між джерелом випромінювання і спостерігачем. Кут повороту площини лінійної поляризації радіовипромінювання пропорційний проекції напруженості магнітного поля на промінь зору, густині теплових електронів міжгалактичного середовища, довжині шляху променів і квадрату довжини хвилі випромінювання (Zeldovich, Ruzmaikin, & Sokoloff, 1983). Довжина шляху променів у галактиках величезна, тому навіть за невеликого магнітного поля набігає суттєвий поворот площини поляризації. Вимірюючи позиційні кути обертання площини поляризації на різних довжинах хвиль (мінімум двох) можна знайти міру фарадеївського обертання і потім магнітне поле, визначене з електронної концентрації і відомої відстані, пройденої випромінюванням у міжгалактичному середовищі (її можна знайти за червоними зміщеннями спектральних ліній оптичного діапазону випромінювання) (Zeldovich, Ruzmaikin, & Sokoloff, 1983; Рузмайкин, Соколов, & Шукуров, 1988). Позиційні кути обертання вимірюються від деякого стандартного напрямку. За розрахунками різних авторів, оцінки галактичного магнітного поля перебувають у діапазоні величин  $3 \times 10^{-6} - 10^{-11}$  Гс (опис розрахунків оцінок величини магнітного поля див. у роботі (Рузмайкин, Соколов, & Шукуров, 1988)). Як уже зауважено, за період існування Галактики це спостережене магнітне поле могло бути згенерованим механізмом динамо чи спричиненим гравітаційним стисненням первісного магнітного поля раннього Всесвіту величиною  $\sim 10^{-18} - 10^{-20}$  Гс.

Зауважимо, що останнім часом частина фахівців вважають, що для пояснення первісних великомасштабних магнітних треба залучати "нову фізику" періоду раннього Всесвіту (напр., див. роботу (Shtanov, & Pavliuk, 2020)).

### Результати

Важливу роль у побудові моделей  $\alpha\Omega$ -динамо відіграє інформація про розподіл в СКЗ параметрів спіральності  $\alpha$  і радіального градієнта кутової швидкості  $\partial\Omega/\partial r$ . Упродовж тривалого часу дослідники під час розрахунку параметра  $\alpha$  не брали до уваги нелінійні ефекти турбулентності. Причому розподіл кутової швидкості в сонячних глибинах  $\partial\Omega/\partial r$  зазвичай розраховували на основі теорії диференційного обертання. Принципово новий шлях до вивчення глибинного диференційного обертання відкрили геліосейсмологічні експерименти (Christensen-Dalsgaard, 2002). Тому використання геліосейсмологічних даних, які надають *надійну інформацію про внутрішнє обертання Сонця*, сприяло значному вдосконаленню моделі  $\alpha\Omega$ -динамо. В Астрономічній обсерваторії протягом останнього півстоліття в межах

макроскопічної МГД (Krause, & Rädler, 1980) проводили теоретичні дослідження, спрямовані на вдосконалення моделі  $\alpha\Omega$ -динамо. Залучивши до розгляду висвітлені вище нові турбулентні ефекти макроскопічної МГД і дані сучасних геліосейсмологічних експериментів, автор розрахував розподіл в СКЗ модифікованих базових динамо-параметрів, що дозволило розширити перелік спостережених явищ магнітної циклічності, які можна описати в межах поліпшеної моделі  $\alpha\Omega$ -динамо. Нижче наведено підсумки проведених досліджень.

**1. Нові результати, отримані на основі застосування першого турбулентного ефекту макроскопічної МГД і даних геліосейсмології про внутрішнє обертання Сонця**

Оновлений альфа-ефект і широтний напрям міграції динамо-хвиль. Як відомо, групи сонячних плям виникають не на всьому диску Сонця, а тільки в широтних смугах, розташованих обабіч сонячного екватора на відстанях приблизно до  $40\text{--}45^\circ$ . Поблизу самого екватора, до широт  $\pm 5^\circ$ , плями трапляються лише зрідка. Х. Шейнер, один із чотирьох першовідкривачів сонячних плям за допомогою телескопа, назвав ці широтні смуги "королівськими зонами" (праці Шейнера "Rosa Ursinasive Sol", опубліковані 1630 р.). Після відкриття Г. Швабе і Р. Вольфом явища циклічних змін кількості спостережених плям Р. К. Каррінгтон 1858 р. помітив, що локалізація широтних зон плям змінюється з фазою циклу. Згодом Г. Шпюрер установив, що широтна зона плямоутворення монотонно зміщується до екватора в міру розвитку циклу плям (закон Шпюрера). Наочно закон Шпюрера ілюструється діаграмою широта–час, уперше побудованою Е. Маундером 1913 р. (діаграма "метелики Маундера"), рис. 5.

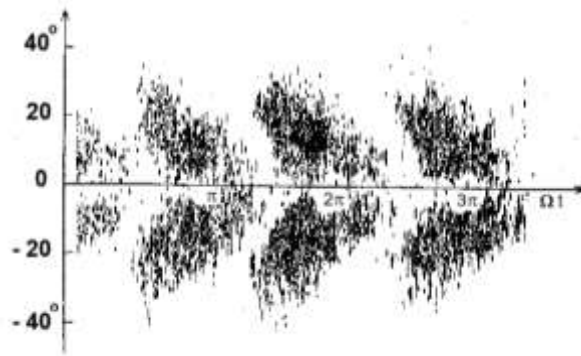


Рис. 5. Діаграма "метелики Маундера" (Maunder, 1913) відповідно до спостережень з 1874 по 1913 р., що показує ділянки локалізації сонячних плям залежно від геліографічної широти (вертикальна вісь) і фази сонячного циклу  $\Omega t$  (горизонтальну вісь часу поєднано із сонячним екватором)

Пояснення цієї вражаючої просторово-часової закономірності спостережених плям було запропоновано значно пізніше Ю. Паркером у вигляді динамо-хвиль (Parker, 1955). Як зазначено вище, для поширення динамо-хвиль до екватора необхідна така умова щодо знака добутку параметрів динамо:  $\alpha \cdot \partial\Omega/\partial r < 0$ . Згодом Х. Йошімура (Yoshimura, 1975) уточнив, що динамо-хвилі поширюються вздовж ізоротаційних поверхонь у напрямку вектора

$$\mathbf{s} = \alpha \cdot [(\partial\Omega/\partial r) \times \mathbf{i}_\phi] \quad (8)$$

(правило знаків Паркера – Йошімури). Геліосейсмологічні експерименти для низькоширотного домену Сонця (Howe, 2009) дають позитивний знак радіального градієнта кутової швидкості ( $\partial\Omega/\partial r > 0$ ), що вимагає негативного  $\alpha$ -ефекту в північній півкулі для поширення динамо-хвиль у напрямку екватора.

В класичній моделі  $\alpha\Omega$ -динамо сумарний радіальний параметр  $\alpha$ -ефекту  $\alpha_{10}(r)$  містить два внески:  $\alpha_{10} = \alpha_{10}^p + \alpha_{10}^u$  (Krause, & Rädler, 1980; Вайнштейн, Зельдович, & Рузмайкин, 1980). Перший внесок  $\alpha_{10}^p \approx -(2/3) \Omega I^2 (\nabla\rho/\rho)$  спричинений радіальним градієнтом густини плазми  $\nabla\rho$ , а другий  $\alpha_{10}^u \approx -(2/3) \Omega I^2 (\nabla u/u)$  – радіальним градієнтом турбулентної швидкості  $\nabla u$ . Згідно з фізичними умовами в СКЗ (Stix, 2002) зазначені радіальні градієнти мають протилежні знаки ( $-\nabla\rho$  і  $+\nabla u$ ). Відповідно негативний радіальний градієнт густини ( $-\nabla\rho$ ) приводить до позитивного знака параметра  $\alpha_{10}^p$ , тоді як позитивний радіальний градієнт турбулентної швидкості ( $\nabla u$ ) – до негативного знака параметра  $\alpha_{10}^u$ . Зазвичай у процесі розрахунків  $\alpha_{10}(r)$  в СКЗ дослідники обмежуються позитивним першим внеском  $\alpha_{10}^p$ . В такому випадку дуже важко створити картину поширення динамо-хвиль, подібну до діаграми "метеликів", без деяких дуже спеціальних (ad hoc) припущень щодо профілю внутрішнього диференційного обертання Сонця. З метою вдосконалення моделі  $\alpha\Omega$ -динамо автор врахував негативний другий внесок  $\alpha_{10}^u$  (Krivodubskij, 2005). Знайдено, що різкий радіальний градієнт турбулентної швидкості  $\nabla u$  в нижній половині СКЗ спричиняє зміну знака (від позитивного до негативного) сумарного параметра спіральності  $\alpha_{10}(r)$ . виявлений шар негативного  $\alpha$ -ефекту ( $\alpha_{10} \approx -7 \times 10^3$  см/с) поблизу дна СКЗ в комбінації з позитивним знаком  $\partial\Omega/\partial r$  забезпечує у модельних розрахунках зміщення динамо-хвиль до екватора, що узгоджується зі спостереженою впродовж сонячного циклу картиною міграції плям у "королівській зоні" від високих широт до екватора (закон Шпюрера), рис. 5.

Магнітний альфа-квенчинг і затяжна тривалість 23-го сонячного циклу. Зростаюче магнітне поле в нелінійному режимі уповільнює процеси самозбудження магнетизму, насамперед, пригнічує  $\alpha$ -ефект, як найбільш упорядкований, чутливий і слабший порівняно із  $\Omega$ -ефектом. Вплив магнітного поля  $B$  на  $\alpha$ -ефект описується виразом  $\alpha(B) = \alpha_0 \Psi_\alpha(B)$ , де  $\alpha_0$  – "немагнітне" значення параметра спіральності,  $\Psi_\alpha(B)$  – функція магнітного пригнічення  $\alpha$ -ефекту (так звана

квенчинг-функція, нормалізована на одиницю при  $B=0$ ) (Rüdiger, & Kichatinov, 1993). У роботі (Krivodubskij, 2005) вивчено магнітне насичення параметра турбулентної спіральності в глибоких шарах СКЗ, де завдяки ефектам негативної магнітної плавучості виявляються заблокованими сильні магнітні поля  $B_s \approx 3000\text{--}4000$  Гс. Установлено, що

величина квенчинг-функції  $\Psi_\alpha(\beta_s) = \frac{15}{32\beta_s^4} \left[ 1 - \frac{4\beta_s^2}{3(1+\beta_s^2)^2} - \frac{1-\beta_s^2}{\beta_s} \arctg \beta_s \right]$  поблизу дна СКЗ становить близько 0,3–0,4

( $\beta_s = B_s/B_{eq} \approx 0,7\text{--}0,8$  – параметр нормалізованого магнітного поля,  $B_{eq} \approx u(4\pi r)^{1/2}$  – рівнорозподілена магнітна індукція, яка збуджується маломасштабними турбулентними пульсаціями  $u$ ). Тому негативний параметр спіральності  $\alpha_0 \approx -7 \times 10^3$  см/с внаслідок магнітного пригнічення зменшується до величини  $\alpha_0(\beta_s) = \alpha_0 \Psi_\alpha(\beta_s) \approx -3 \times 10^3$  см/с. Оскільки тривалість динамо-циклу є обернено пропорційною величині параметра спіральності –  $T \approx 2\pi / \{ (1/2) |\alpha \partial \Omega / \partial r| \}^{1/2}$  (6), то зменшення величини  $\alpha$  має приводити до збільшення розрахованого періоду циклу. З огляду на це, в роботі (Криводубський, & Черемных, 2011) запропоновано пояснення спостереженої затяжної тривалості (яка становила близько 13 років) 23-го сонячного циклу. Якщо взяти до уваги усереднену величину магнітного пригнічення спіральності  $\approx -10^3$  см/с (Krivodubskij, 2005), то розрахований період динамо-циклу збільшується приблизно в 1,2 раза (порівняно з його середнім значенням  $\approx 11$  років). Тому він дорівнює  $\approx 13$  років (Криводубський, & Черемных, 2011).

**Феномен "магнітного монополя" Сонця.** Магнітографічні спостереження поверхневих полярних магнітних структур свідчать, що в більшості випадків полоїдальне поле можна описати диполем, антисиметричним відносно екваторіальної площини. Проте впродовж шести останніх сонячних максимумів циклів реверсація північного і південного полярних полів відбувалася з інтервалом 1–2 роки. В результаті обидва магнітні полюси в ці періоди мали однаковий знак. Спостережена магнітна асиметрія започаткувала дискусію щодо проблеми так званого "магнітного монополя" Сонця. Щоб пояснити феномен "магнітного монополя", дослідники допускають, що в цей час на Сонці домінувала магнітосиметрична відносно екватора квадрупольна гармоніка полоїдального поля (див., напр., (Howard, 1974)). З урахуванням даних геліосейсмологічних експериментів про внутрішнє обертання Сонця (Christensen-Dalsgaard, 2002) в роботі (Криводубський, 2006) вивчено умови збудження глобального магнітного поля окремо в екваторіальному і полярних доменах СКЗ. Установлено, що  $\alpha\Omega$ -процес у глибинних шарах Сонця приводить до збудження двох типів змішаної парності динамо-гармонік, в яких роль лідера відіграють відповідно диполь (екваторіальний домен) і квадруполь (полярні домени). Це дає змогу пояснити явище "уявного магнітного монополя", яке спостерігається під час "переполіусовок" полярного магнетизму (Криводубський, 2006). Зауважимо, що недавно в результаті статистичного аналізу спостереженої північно-південної асиметрії розподілу площ сонячних плям виявлено слабку квадрупольну динамо-гармоніку також і підфотосферного тороїдального поля (Kichatinov, 2022).

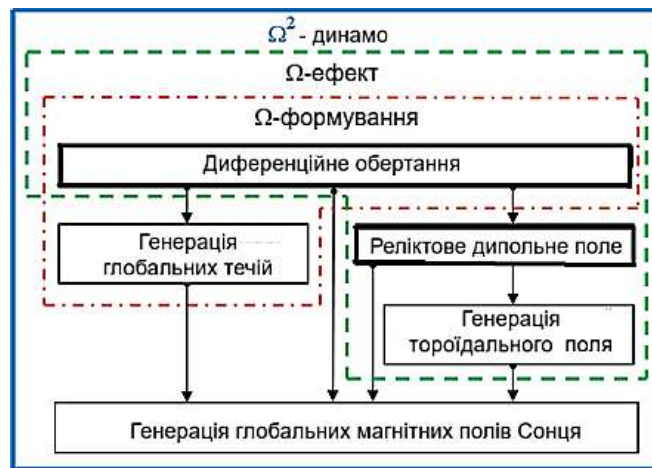
**Глибинний омега-ефект у променистій зоні і чергування амплітуди сонячних циклів.** У роботі (Криводубський, 2019) проаналізовано процеси генерації та втрат магнітного потоку в променистій зоні. Виведено формулу для оцінювання стаціонарного тороїдального магнітного поля  $B_\phi^0$ , яке може зберігатися в надрах Сонця при врахуванні зазначених двох процесів:

$$B_\phi^0 \approx O \left( \left[ \frac{\Gamma}{\gamma_b} \right]^{1/3} \right) \quad (9)$$

(тут  $\Gamma = GB_r$  і  $\gamma_b$  – параметри, що характеризують швидкість збудження магнітного потоку диференціальним обертанням  $\partial\Omega/\partial r$  і швидкість втрат магнітного потоку внаслідок плавучості в променистій зоні,  $G = r \cdot \partial\Omega/\partial r$  – міра радіального диференційного обертання на відстані  $r$  від центра Сонця,  $B_r$  – радіальна складова реліктового дипольного поля). Знайдено, що отримане з геліосейсмологічних вимірювань (Howe, 2009) радіальне диференціальне обертання величиною  $\partial\Omega/\partial r \approx 7 \times 10^{-18}$  рад/с·см, діючи на радіальне реліктове поле  $B_r \approx 1$  Гс, здатне згенерувати поблизу сонячного ядра сильне тороїдальне поле  $B_\phi^0 \approx 10^7$  Гс. Проникаючи з променистої зони в СКЗ, це тороїдальне поле вторгається тут у коливальний  $\alpha\Omega$ -процес турбулентного динамо і викликає тим самим спостережену асиметрію магнітної потужності двох сусідніх 11-річних циклів (Криводубський, 2019).

**Теоретичні та спостережені ознаки збудження маломасштабних магнітних флуктуацій у глибинах Сонця.** Актуальною проблемою сьогодення є пошук спостережених доказів існування глибинних маломасштабних магнітних полів Сонця. У зв'язку із цим у роботі (Krivodubskij, & Kondrashova, 2023) проаналізовано теоретичний критерій (Sokoloff, Khlystova, & Abramenko, 2015) для розділення внесків у магнетизм сонячної поверхні двох якісно різних механізмів маломасштабного динамо, які приховані в надрах СКЗ. *Перший механізм* забезпечує генерацію маломасштабних магнітних полів завдяки взаємодії турбулентних рухів з усередненим (глобальним) магнітним полем (маломасштабне динамо макроскопічної МГД), тоді як *другий механізм* викликає самозбудження магнітних флуктуацій за рахунок турбулентних пульсацій електропровідної плазми (дифузійне маломасштабне динамо класичної МГД). Суть запропонованого критерію відокремлення внесків полягає в тому, що глибинні маломасштабні магнітні поля приводять до порушень законів Хейла і Джоя спостереженого магнетизму на поверхні Сонця, але ці порушення в зазначених механізмах динамо *по-різному проявляються поблизу мінімумів сонячних циклів*. У роботі (Sokoloff, Khlystova, & Abramenko, 2015) на основі оброблення даних різних каталогів за період 1917–2004 рр. було продемонстровано, що відсоток антихейлівських груп плям *зростає під час мінімумів сонячних циклів*. Це свідчить про функціонування дифузійного маломасштабного турбулентного динамо всередині СКЗ, ефективність якого стає помітною поблизу мінімумів циклів, коли зменшується внесок маломасштабного динамо макроскопічної МГД (оскільки в цей час глобальне тороїдальне магнітне поле послаблюється). В результаті аналізу магнітограм активних областей, спостережених поблизу мінімумів 24-го та 25-го сонячних циклів, в роботі (Krivodubskij, & Kondrashova, 2023) виявлено порушників законів Хейла та Джоя, що може свідчити про *вплив дифузійного маломасштабного динамо на еволюцію цих областей*, оскільки саме це джерело дає найпомітніший внесок у поверхневий магнетизм поблизу мінімумів циклу.

Гідродинамічна  $\Omega^2$ -модель магнітного циклу Сонця. В роботі (Loginov, Cheremnykh, Krivodubskij, & Selivanov, 2022) розроблено математичну модель магнітного циклу Сонця, яка базується на гіпотезі про *гідродинамічну природу* виникнення глобальних течій внаслідок втрати стійкості неоднорідного ротаційного шару рідини *без урахування впливу магнітного поля*. Ключову роль у запропонованій моделі відіграє диференційне обертання. В моделі взято до уваги загальноприйнятий  $\Omega$ -ефект збудження тороїдального поля завдяки дії диференційного обертання на полоїдальне поле. Водночас до моделі було залучено *ще одну важливу роль диференційного обертання* – його здатність збуджувати глобальні гідродинамічні течії в СКЗ внаслідок виникнення за певних умов нестійкості руху речовини (процес Релея – Тейлора у сферичній течії Куетта). Фізична суть нововведеного ефекту така. За результатами аналізу радіального профілю диференційного обертання Сонця, отриманого в геліосейсмологічних експериментах (Howe, 2009), у СКЗ виявлено ділянку, в якій диференційне обертання згідно з критерієм Релея *втрачає стійкість*. Чисельне моделювання показало, що виявлена нестійкість здатна згенерувати спостережені на сонячній поверхні *глобальні міграційні течії речовини* (меридіональну циркуляцію, торсіонні коливання та варіації меридіональних течій). В результаті математичного чисельного відтворення (на основі розв'язків гідродинамічних рівнянь руху речовини) встановлено, що знайдені глобальні міграційні течії відіграють суттєву роль у генерації магнітних полів у СКЗ. Диференційне обертання і глобальні течії сукупно діють на реліктове полоїдальне магнітне поле постійного спрямування. Це приводить до збудження вторинного знакозмінного полоїдального поля і двох складових (монотонно зростаючої та знакозмінної в часі) тороїдального поля. Запропонована модель базується на двох ефектах диференційного обертання  $\Omega(r, \theta)$  в СКЗ. Перший – класичний  $\Omega$ -ефект збудження магнетизму, другий ефект – процес Релея – Тейлора збудження глобальних гідродинамічних течій внаслідок втрати стійкості диференційного обертання. Тому її було найменовано як "Гідродинамічна  $\Omega^2$ - модель магнітного циклу Сонця" (рис. 6).



**Рис. 6.** Блок-схема процесів генерації гідродинамічних течій і глобальних магнітних полів у конвективній зоні Сонця (гідродинамічна модель  $\Omega^2$ -динамо). Блок "Ω-формування" описує процес гідродинамічної генерації глобальних течій внаслідок втрати стійкості диференційного обертання Сонця. Блок "Ω-ефект" – генерація тороїдального магнітного поля під впливом диференційного обертання на реліктове дипольне магнітне поле. Блок "Ω<sup>2</sup>-динамо" об'єднує блоки "Ω-формування" і "Ω-ефект"

*Магнітоактивні довготи на Сонці і зорях.* Цікавим і все ще остаточно не поясненим явищем магнітної активності Сонця залишається феномен аксіально несиметричного розподілу індексів активності по сонячній поверхні, який отримав у літературі назву явища *активних довгот* (виділених довготних секторів, що зміщені один відносно одного приблизно на 180° і можуть стабільно підтримувати фазову когерентність активності протягом тривалого часу). В роботі (Криводубський, 2023) зроблено огляд проведених в останні десятиліття досліджень підвищеної магнітної активності у виділених довготних секторах як на Сонці, так і на поверхні зір різних типів, і проаналізовано запропоновані дослідниками механізми збудження магнітоактивних довгот. Висвітлено періодично спостережуване явище "flip-flop" ("фліп-флоп", "сальто-стрибок", тобто ефект своєрідного перевороту), суть якого полягає в раптовому швидкому перемиканні зазначеного домінування між двома активними довготами (Verdugina, 2004). На основі розрахунків, проведених у межах моделі  $\alpha\Omega$ -динамо (Криводубський, 2006), показано, що на Сонці можуть збуджуватися змінні в часі дипольна і квадрупольна гармоніки глобального магнітного поля, які забезпечують формування спостережених активних магнітних довгот (Криводубський, 2023).

*Довготривалі варіації магнітної активності Сонця.* Основною закономірністю еволюції клімату Землі є циклічність глобальних змін останнього. Одне з можливих пояснень циклічності глобальних змін клімату надають астрофізичні моделі *коливань опромінення поверхні Землі сонячною радіацією* (Milankovitch, 1941; Budyko, 1969). Сучасні зміни клімату пов'язані переважно з варіаціями магнітної активності Сонця, одним з основних індексів якої є сонячні плями. Автором (Криводубський, 2021) зроблено огляд космогенних реконструкцій довготривалих змін магнітної активності Сонця (великі мінімуми та великі максимуми) протягом голоцену (останні 12 тис. років). Важливим ключем до вивчення впливу варіацій сонячної активності на клімат Землі є тривалий період наприкінці XVII ст. (1645–1715 pp.), упродовж якого спостерігалось винятково мало сонячних плям. Цей період названо мінімумом Маундера (Eddy, 1976) на відзнаку визнання безуспішних спроб Е. Маундера (1851–1928) переконати своїх консервативних сучасників у реальному існуванні цього явища. Зауважимо, що Дж. А. Едді (Eddy, 1976) першим визначив, що затишся сонячної магнітної активності під час мінімуму Маундера збіглося за часом з епохою похолодання на Землі (Малого льодовикового періоду), і саме він вважав, що відсутність магнітної активності супроводжується падінням загального

випромінювання Сонця. Застосування методу аналізу рідкісних подій до цих спостережень привело дослідників до висновку, що появі сонячних плям під час мінімуму Маундера *притаманний слабкий за амплітудою 22-річний цикл*. Концепція безперервності магнітних циклів у цей час підтверджується також вимірюваннями космогенних радіонуклідів ( $^{10}\text{Be}$  і  $^{14}\text{C}$ ) у природних земних архівах. Тому нині прийнято вважати, що під час мінімуму Маундера циклічна магнітна активність Сонця не припинялася, хоч амплітуда циклів була досить низькою. В межах моделі  $\alpha\Omega$ -динамо це можна пояснити тим, що величина тороїдального магнітного поля, збудженого диференціальним обертанням у СКЗ, у цей час не досягала порогового значення, необхідного для спливання магнітних силових трубок на сонячну поверхню (нелінійний режим динамо). Можна також припустити, що відсутність сонячних плям у цей час була переважно пов'язана зі змінами конфігурації поля та його широтно-радіальним перерозподілом, аніж зі зменшенням самої по собі амплітуди магнітного поля. В роботі (Eddy, Gilman, & Trotter, 1976) на основі опрацювання даних спостережень зміщення плям по сонячному диску встановлено, що за 20 років до початку мінімуму Маундера широтне диференціальне обертання було таким самим, як і в сучасну епоху. Однак актуально, що в початковій фазі мінімуму екваторіальна швидкість стала на 3–5 % вищою, а широтний градієнт кутової швидкості зріс утричі. Якщо припустити, що ці зміни супроводжувалися зменшенням радіального градієнта кутової швидкості внаслідок перерозподілу кутового моменту, то величина магнітного індукції тороїдального поля, збуджуваного цим радіальним диференціальним обертанням, могла не досягти порогового значення моделі динамо силових трубок. Довготривалі періоди низької сонячної активності вдалося також відтворити в результаті чисельного моделювання на основі динамо силових трубок із магнітним  $\alpha$ -ефектом (Ossendrijver, 2003).

Важливою особливістю сонячної активності під час мінімуму Маундера була її сильна асиметрія північ–південь, коли сонячні плями спостерігалися переважно у південній півкулі Сонця (Sokoloff, & Nesme-Ribes, 1994). Спостережена асиметрія поверхневого магнетизму може бути пов'язана з асиметрією структури глибинного магнітного поля Сонця. Тому необхідно шукати шляхи виявлення цієї асиметрії. Автор запропонував сценарій динамо (Криводубський, 2021), в якому ключову роль відіграє особливий режим внутрішнього обертання Сонця, виявлений у результаті геліосейсмологічних експериментів (Howe, 2009). Якщо врахувати дані геліосейсмології, то  $\alpha\Omega$ -динамо збуджує дві гармоніки (дипольну та квадрупольну) тороїдального поля в СКЗ, які змінюють свій напрямок із періодом сонячного циклу. Водночас глибинний  $\Omega$ -ефект у променистій зоні створює тороїдальне поле стаціонарної орієнтації. Суперпозиція квадрупольної динамо-гармоніки тороїдального поля СКЗ і стаціонарного тороїдального поля променистої зони може забезпечити перевагу інтенсивності плямоутворення в одній із півкуль Сонця.

Дослідження кількох десятиліть засвідчили (Usoskin, 2013), що впродовж останнього післяльодовикового періоду в історії Землі Сонце близько 70 % свого часу провело у нормальному стані, що характеризується середньою сонячною активністю. Разом із тим, близько 15–20 % часу Сонце переживає великий мінімум, тоді як ~10 % часу займають періоди дуже високої активності. За даними космогенних вимірювань за цей час ідентифіковано 27 великих мінімумів, сумарна тривалість яких становить близько 1900 років, і 19 великих максимумів із загальною тривалістю близько 1030 років. Сучасний великий максимум активності Сонця, який почався з 1940-х рр., припинився після 23-го сонячного циклу, і активність Сонця, здається, повертається до свого нормального помірного рівня.

## 2. Нові результати, отримані на основі застосування другого турбулентного ефекту макроскопічної МГД

*Макроскопічний турбулентний діаманетизм сонячної плазми – проти магнітної плавучості.* Ефект виштовхування магнітного поля з ділянок двовимірних турбулентних рухів рідини був відкритий Я. Б. Зельдовичем (1956) і пізніше підтверджений Н. Вейсом (Weis, 1966) для тривимірної турбулентності. Згодом із легкої руки К.-Х. Редлера (Rädler, 1966) цей ефект було названо *макроскопічним турбулентним діаманетизмом*. Фізична суть макроскопічного діаманетизму полягає у витісненні глобальних магнітних полів з областей підвищеної інтенсивності турбулентних пульсацій у місця з менш розвиненими пульсаціями вздовж градієнта турбулентної в'язкості  $\nu_T$  з ефективною макроскопічною швидкістю  $U_\mu = -\nabla\nu_T/2$  (Вайнштейн, Зельдович, & Рузмайкин, 1980). У роботі (Krivodubskij, 2005) досліджено роль макроскопічного турбулентного діаманетизму у формуванні магнітного шару в нижній частині СКЗ. Згідно з проведеними розрахунками помітний позитивний радіальний градієнт турбулентної в'язкості  $\nabla\nu_T$  в нижній частині СКЗ спричиняє низхідне інтенсивне діаманетичне зміщення тороїдального магнітного поля. Тому макроскопічний турбулентний діаманетизм у глибинних шарах відіграє роль *негативної магнітної плавучості*. Діючи проти магнітної плавучості Паркера, макроскопічний діаманетизм сприяє утворенню поблизу дна СКЗ магнітного шару (завтовшки близько 40 тис. км) потужного тороїдального магнітного поля величиною близько 3000–4000 Гс (Krivodubskij, 2005).

*Проникна конвекція в сонячних плямах.* Магнітні поля над поверхнею Сонця виявляють незвичну властивість спонтанно концентруватися в широко рознесені ізольовані МСТ у діапазоні від великих сонячних плям до маленьких факельних точок. Виникає питання, як пояснити тривалу стабільність рівноважного стану плями із сильним магнітним полем однієї полярності після спливання поля на сонячну поверхню, коли МСТ у підфотосферних шарах займає близьке до вертикального положення. З метою розв'язання цієї проблеми запропоновано механізм турбулентної перебудови магнітного поля в околі сонячної плями на основі макроскопічного діаманетизму (Krivodubskij, 2020). Розглянуто модель сонячної плями, в якій магнітні силові лінії спрямовані перпендикулярно до сонячної поверхні (рис. 7).

Турбулентні рухи в тіні плями під впливом сильного магнітного поля послаблюються і набувають двовимірної структури (замкнені криві в горизонтальній площині). Водночас інтенсивність тривимірної турбулентної конвекції поза межами плями вища (великі вихори зовні МСТ), оскільки тут вона не пригнічена магнетизмом. Тому на зовнішньому краї МСТ межують дві ділянки з різними величинами турбулентної в'язкості, що сприяє формуванню між ними порівняно тонкого вертикального перехідного шару проникної конвекції, в якому інтенсивність турбулізованих конвективних пульсацій помітно зменшується в поперечному напрямку під час переходу від фотосфери – або зони конвекції в підфотосферних шарах – до плями. Завдяки горизонтальному градієнту турбулентної в'язкості  $\nabla\nu_T$  створюються умови для діаманетичного перенесення поля із зони розвиненої конвекції до тіні плями (світлі стрілки) зі швидкістю  $U_\mu = -\nabla\nu_T/2$ . Фізична суть еволюції магнетизму сонячної плями полягає в конкуренції двох протилежно

спрямованих процесів перенесення магнітного поля в горизонтальній площині. Магнітне поле плями внаслідок послабленої двовимірної турбулентної дифузії намагається просочуватися назовні, однак інтенсивніші тривимірні турбулентні пульсації в ділянці зовні МСТ повертають його в протилежному напрямку – назад до плями. Тобто межове магнітне поле на краю МСТ під впливом сильної зовнішньої турбулентності буде "закидатися" назад усередину плями, тим самим перешкоджаючи швидкому її розпаду. Розглянутий механізм турбулентної перебудови магнетизму може відігравати суттєву роль у забезпеченні стійкості рівноважного стану сонячних плям і сприяти тривалому утриманню магнітного поля у вигляді вертикальних ізольованих МСТ (Krivodubskij, 2020).

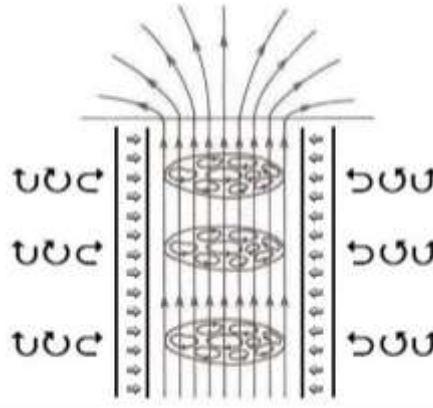


Рис. 7. Модель магнітного поля сонячної плями

**Турбулентний  $\nabla\rho$ -ефект в ротаційній СКЗ.** В турбулентному середовищі, поряд із макроскопічним діамagnetизмом, виникає спрямоване вздовж градієнта густини плазми  $\rho$  перенесення магнітного поля з ефективною швидкістю  $U_p \approx (1/6) \tau u^2 \nabla\rho/\rho$  ( $\tau$  – характерний час турбулентних пульсацій) (Вайнштейн, 1978). Оскільки густина сонячної плазми  $\rho$  під час заглиблення в СКЗ зростає вздовж радіуса на п'ять-шість порядків величини (Stix, 2002), тут виникає спрямований донизу (проти магнітної плавучості) доволі інтенсивний магнітний потік, який автором було найменовано  $\nabla\rho$ -ефектом (Krivodubskij, 2005). Проведені розрахунки показали (Krivodubskij, 2005), що поблизу дна СКЗ  $\nabla\rho$ -ефект дає порівнянний із діамagnetизмом внесок у формування магнітного шару з величиною магнітного поля  $\approx 3000 - 4000$  Гс. Обертання Сонця породжує анізотропію конвекції, яка наділяє  $\nabla\rho$ -ефект новими властивостями (ротаційний  $\nabla\rho$ -ефект) (Kitchatinov, 1991). Важливо, що при врахуванні обертання швидкість і напрямок (догори чи донизу) перенесення тороїдального поля в СКЗ суттєво залежать від полярного кута, глибини в конвективній зоні і числа Коріоліса  $\omega = 2\tau\Omega$ . У роботі (Krivodubskij, 2021) з умови балансу процесів магнітної плавучості, турбулентного макроскопічного діамagnetизму і ротаційного  $\nabla\rho$ -ефекту досліджено перебудову тороїдального магнітного поля в СКЗ. Знайдено, що в приекваторіальному домені спрямований догори магнітний  $\nabla\rho$ -потік сприяє винесенню тороїдального поля догори на сонячну поверхню в ділянці геліоширот від екватора до  $45^\circ$ , яка збігається зі спостереженою широтною "королівською зоною" плям.

**Подвійні максимуми циклу сонячних плям.** Для пояснення спостереженого явища подвійних максимумів у роботі (Krivodubskij, 2021) розроблено сценарій, який містить генерацію тороїдального магнітного поля поблизу дна СКЗ і його наступне винесення з глибинних шарів на поверхню в широтній "королівській зоні". В запропонованій схемі перебудови магнетизму беруть участь п'ять МГД-процесів:  $\Omega$ -ефект поблизу тахокліну, магнітна плавучість, макроскопічний турбулентний діамagnetизм, ротаційний  $\nabla\rho$ -ефект і меридіональна циркуляція. Ключову роль у розробленому механізмі подвійних максимумів плям відіграють дві спрямовані догори хвилі тороїдальних полів, що поширюються в приекваторіальному домені від нижньої основи СКЗ до сонячної поверхні. Внаслідок спрямованої до екватора глибинної меридіональної течії ці хвилі зсунуті одна від одної в часі на 1–2 роки.

### 3. Нові результати, отримані на основі застосування третього турбулентного ефекту макроскопічної МГД

**Макроскопічна турбулентна електропровідність і турбулентна магнітна проникність сонячної плазми.** Магнітні поля на Сонці через сильну індуктивність, зумовлену великими розмірами полів і високою газокінетичною електропровідністю плазми, характеризуються величезними часовими інтервалами їхньої омичної дисипації, що створює труднощі у спробі теоретичного пояснення реконструкції сонячного магнетизму. Згідно з класичними оцінками Т. Г. Каулінга (Cowling, 1953) теоретично розрахований час омичної дисипації магнітних полів при допустимих значеннях газокінетичної електропровідності сонячної плазми може становити від 300 років для сонячних плям до більше як п'ять мільярдів років для загального магнітного поля Сонця. Це суперечить спостереженим даним, згідно з якими максимальна тривалість існування сонячних плям не перевищує кількох місяців, а протяжність магнітного циклу Хейла становить 22 роки.

Взявши до уваги характеристики поля турбулізованих конвективних швидкостей із моделі СКЗ (Stix, 2002) у роботі (Krivodubskij, 2024) проведено розрахунки кінематичних ( $\nu_T$ ,  $\nu_m$ ) і макроскопічних електродинамічних ( $\sigma_T$ ,  $\mu_T$ ) коефіцієнтів плазми. Установлено, що діапазон оцінок турбулентної в'язкості  $\nu_T \approx 10^{11} - 10^{13}$  см<sup>2</sup>/с суттєво перевищує значення магнітної  $\nu_m \approx 10^9 - 10^3$  см<sup>2</sup>/с і газокінетичної  $\nu \approx 0,2 - 10$  см<sup>2</sup>/с в'язкостей ( $\nu_T \gg \nu_m \gg \nu$ ). З огляду на це макроскопічна турбулентна електропровідність  $\sigma_T \approx 10^9 - 4 \times 10^{11}$  СГС (Krivodubskij, 2024) виявилася значно меншою за газокінетичну

омічну провідність  $\sigma \approx 10^{11} - 4 \times 10^{16}$  СГС (Криводубский, 1973) (різниця значень становить від двох до чотирьох порядків величини залежно від локалізації в надрах Сонця). Водночас розрахована величина коефіцієнта макроскопічної турбулентної магнітної проникності  $\mu_T \approx 10^{-2} - 10^{-4}$  СГС у всіх шарах також є суттєво меншою (на 2–4 порядки величини) загальноприйнятого в класичній електродинаміці її газокінетичного значення  $\mu = 1$ . Тому розрахований коефіцієнт турбулентної магнітної дифузії  $D_T = c^2/4\pi\sigma_T\mu_T$  збільшується на 4–8 порядків величини відносно коефіцієнта магнітної в'язкості  $\nu_m = c^2/4\pi\sigma$ , відповідального за омічну дисипацію магнітних полів. Завдяки цьому розрахований характерний час турбулентної дифузії сонячних магнітних полів  $t_D \approx L^2/\nu_T$  стає значно меншим за час їхньої омічної дисипації  $t_m \approx L^2/\nu_m$  ( $L$  – характерний розмір полів). Отже, використання розрахованих нами макроскопічних електродинамічних параметрів сонячної плазми в СКЗ дає змогу теоретично пояснити спостережений час розпаду магнітних полів сонячних плям (який не перевищує кількох місяців) і тривалість 22-річного магнітного циклу.

### Дискусія і висновки

Сонячний магнетизм є трудомісткою темою досліджень як для спостерігачів, так і для теоретиків. Найбільшого поширення серед дослідників набули переконання, що спостережені на Сонці магнітні явища спричинені механізмами гідродинамічного динамо в СКЗ. Інтенсивні теоретичні та спостережні дослідження забезпечили встановлення базового сценарію сонячного гідродинамічного динамо, визначення ключових динамо-параметрів і формулювання теоретико-методологічної моделі природи сонячного магнетизму. Теорія динамо забезпечує всі необхідні засоби і обґрунтування для пошуку прийнятого пояснення глобального магнетизму Сонця. Останніми роками більшість аспектів проблеми сонячного динамо з'ясовано завдяки застосуванню методів макроскопічної МГД, чисельного моделювання, залученню даних геліосейсмологічних експериментів і спостережень сонячної активності. Нові впровадження містять  $\alpha$ -ефект, турбулентну спіральність, магнітну циклонічність турбулентних рухів, турбулентну дифузію, ефекти магнітного накачування, магнітну плавучість, анізотропні коефіцієнти турбулентного динамо, меридіональну циркуляцію, сучасні геліосейсмологічні дані про внутрішнє обертання Сонця, процеси перебудови магнетизму в шарах проникної конвекції і променистого тахокліну. Ці чинники потрібно враховувати у будь-якій моделі сонячного динамо.

Найчастіше дослідники використовують модель  $\alpha\Omega$ -динамо, яка описує магнітну циклічність Сонця завдяки двом базовим ефектам: генерації тороїдального поля з полоїдального від впливом диференційного обертання ( $\Omega$ -ефект) та інверсного перетворення тороїдального поля на нове полоїдальне поле протилежної орієнтації, спричиненого спіральними турбулізованими конвективними рухами ( $\alpha$ -ефект). Саме революційний  $\alpha$ -ефект відіграє ключову роль у моделі *турбулентного*  $\alpha\Omega$ -динамо, оскільки він замикає сонячний динамо-цикл, чого не вистачало в моделях *ламінарного* динамо. Дослідження впродовж багатьох років засвідчили, що фізичні умови в глибинах СКЗ є сприятливі для механізму  $\alpha\Omega$ -динамо, який у кінематичному режимі досить адекватно описує динаміку магнітного циклу Сонця (Charbonneau, 2020). Однак низка спостережених магнітних явищ протягом тривалого часу залишалася нез'ясованою (Hathaway, 2015).

З огляду на це, врахувавши нелінійні турбулентні ефекти макроскопічної МГД і дані сучасних геліосейсмологічних експериментів, автор виконав теоретичні дослідження, спрямовані на усунення ускладнень у поясненні спостереженого магнетизму Сонця. Основні результати вдосконалення моделі турбулентного динамо Сонця такі.

- Виявлено *зміну знака (від позитивного до негативного)  $\alpha$ -ефекту* в глибинних шарах СКЗ (завдяки врахуванню радіальної неоднорідності турбулентної швидкості). Виявлений глибинний шар негативного  $\alpha$ -ефекту у модельних розрахунках забезпечує зміщення динамо-хвилі до екватора, що узгоджується з даними спостережень сонячних плям (діаграма "метелики Маундера").

- Розраховано *магнітне насичення  $\alpha$ -ефекту* ( $\alpha$ -квенчинг), суть якого полягає у зменшенні параметра спіральності поблизу дна СКЗ. Останнє сприяє подовженню розрахованого періоду динамо-циклу.

- Оцінено тривалість динамо-циклу з урахуванням  $\alpha$ -квенчингу і даних сучасних геліосейсмологічних експериментів про внутрішнє обертання Сонця. Розрахований динамо-період є *близьким до 11-річного циклу* сонячних плям.

- Запропоновано пояснення спостереженої *затяжної тривалості 23-го циклу* (враховано  $\alpha$ -квенчинг).

- З'ясовано явище *"уявного магнітного монополя"*, спостереженого під час реверсації полярного магнетизму (враховано збудження в СКЗ дипольної і квадрупольної гармонік полоїдального поля).

- Розроблено сценарій перебудови тороїдального магнітного поля в СКЗ, що описує *подвійний максимум 11-річного циклу плям* (залучено до розгляду п'ять МГД-процесів у СКЗ:  $\Omega$ -ефект поблизу тахокліну, магнітна плавучість, макроскопічний турбулентний діаманетизм, ротаційний  $\nabla\rho$ -ефект і меридіональна циркуляція).

- Виявлено ефект *негативної магнітної плавучості* в глибоких шарах СКЗ, зумовлений макроскопічним турбулентним діаманетизмом. Новий ефект забезпечує формування *шару заблокованого тороїдального магнітного поля* поблизу конвективного овершуту і променистого тахокліну.

- Виведено формулу для розрахунку *потужного тороїдального магнітного поля в променистій зоні*, збудженого глибинним радіальним  $\Omega$ -ефектом.

- Розроблено сценарій *чергування амплітуди сусідніх 11-річних циклів* (враховано глибинний  $\Omega$ -ефект у променистій зоні).

- З'ясовано, що маломасштабний  $\alpha^2$ -ефект у глибинних шарах СКЗ може сприяти самоорганізації слабких неперервних магнітних полів у дискретні МСТ.

- Розраховано макроскопічні коефіцієнти турбулентної електропровідності і турбулентної магнітної проникності в СКЗ. Отримані значення макроскопічних електродинамічних параметрів турбулізованої сонячної плазми виявилися *суттєво меншими* за їхні газокінетичні величини. Це дає змогу теоретично пояснити спостережені швидкоплинні магнітні процеси на Сонці.

- Розроблено чисельну "Гідродинамічну  $\Omega^2$ -модель магнітного циклу Сонця", в якій диференційне обертання відіграє домінуючу роль у збудженні глобальних гідродинамічних течій і магнітних полів.

▪ Наведено пояснення явища *активних довгот* на Сонці (завдяки співіснуванню дипольної і квадрупольної гармонік пологоїдального магнітного поля у конвективних зонах небесних тіл).

▪ Запропоновано пояснення *північно-південної асиметрії спостережених сонячних плям під час мінімуму Маундера* (завдяки суперпозиції квадрупольної динамо-гармоніки тороїдального поля СКЗ і стаціонарного тороїдального поля променистої зони).

Результати проведених досліджень опубліковано у провідних міжнародних журналах та презентовано на наукових конференціях і чотирьох Генеральних асамблеях Міжнародного астрономічного союзу (1994, 2000, 2006, 2012), що засвідчує їхню наукову вагомість. Актуальність застосування реформованих автором ключових чинників удосконаленої моделі  $\alpha\Omega$ -динамо магнітного циклу Сонця (спіральність турбулентних рухів, оновлений  $\alpha$ -ефект у глибинних шарах СКЗ, турбулентний макроскопічний діаманетизм, "негативна магнітна плавучість") для пояснення специфічних проявів сонячної циклічності неодноразово цитувалась геліофізиками в провідних наукових журналах (Fukugita, 1990; Moss, Tuominen, & Brandenburg, 1990; Stix, 1991; Rüdiger, & Arit, 2002; Zharkov, Zharkova, & Ipson, 2005; Brandenburg, 2005, 2018; Zhang, 2023; Brandenburg, Larsson, Del Sordo, & Käpylä, 2025, та ін.). Зокрема й у недавньому огляді (Charbonneau, & Sokoloff, 2023), присвяченому успіхам сучасної теорії турбулентного динамо Сонця, серед великого обсягу досягнень і нових ідей відмічено внесок українського астронома В. Н. Криводубського.

Упровадження отриманих результатів може бути корисним у подальших дослідженнях магнетизму Сонця. Утім, автор не претендував на всеосяжне висвітлення і розв'язання всіх проблем. Навіть після модифікації і вдосконалення теорії турбулентного динамо все ще досі зберігається низка загадкових проявів і парадоксів сонячного магнетизму, що заслуговують вивчення і роз'яснення в контексті сучасної науки. Їхнє дослідження – справа майбутніх наукових пошуків.

**Джерела фінансування.** Роботу виконано за підтримки гранта Міністерства освіти і науки України для перспективного розвитку наукового напрямку "Математичні науки та природничі науки" в Київському національному університеті імені Тараса Шевченка.

#### Список використаних джерел

- Брагинский, С. И. (1964). Теория гидромагнитного динамо. *Журнал экспериментальной и теоретической физики*, 47(12), 2178–2193.
- Вайнштейн, С. И. (1978). МГД-эффекты в турбулентной среде с неоднородной плотностью. *Магнитная гидродинамика*, 1, 45–50.
- Вайнштейн, С. И., Зельдович, Я. Б., & Рузмайкин А.А. (1980). *Турбулентное динамо в астрофизике*. Наука.
- Зельдович, Я. Б. (1956). Магнитное поле при двумерном движении проводящей жидкости. *Журнал экспериментальной и теоретической физики*, 31, 154–156.
- Криводубский, В. Н. (1973). Электропроводность вещества в подфотосферных слоях Солнца. *Проблемы космической физики*, 8, 3–15.
- Криводубский, В. Н. (2019). Генерація тороїдального магнітного поля в променистій зоні Сонця і чергування амплітуди магнітних циклів. *Вісник астрономічної школи*, 15(2), 25–32.
- Криводубський, В. (2021). Довготривалі варіації магнітної активності Сонця. *Вісник Київ. нац. ун-ту ім. Тараса Шевченка. Астрономія*, 64(2), 26–36.
- Криводубський, В. Н. (2023). Магніто-активні довготи на Сонці і зорях. *Вісник Київ. нац. ун-ту ім. Тараса Шевченка. Астрономія*, 67(1), 5–11.
- Криводубский, В. Н., & Черемных, О.К. (2011). О затынувшемся во времени 23-м солнечном цикле. *Космична наука і технологія*, 17(1), 23–28.
- Рузмайкин, А. А., Соколов, Д. Д., & Шукуров, А. М. (1988). *Магнитные поля Галактик*. Наука
- Babcock, H. W. (1961). The topology of the Sun's magnetic field and the 22-year cycle. *Astrophysical Journal*, 133, 572–1033.
- Berdugina, S. V. (2004). Non-axisymmetric magnetic fields and flip-flops on the Sun and cool stars. *Solar Physics*, 224, 121–131.
- Brandenburg, A. (2005). The case for a distributed solar dynamo shaped by near-surface shear. *Astrophysical Journal*, 625(1), 539-547.
- Brandenburg, A. (2018). Advances in mean-field dynamo theory and applications to astrophysical turbulence. *Journal of Plasma Physics*, 84(4). ID. 735840404. 69 p.
- Brandenburg, A., Larsson, G., Del Sordo, F., & Käpylä, P. J. (2025). Magnetorotational instability in a solar mean-field dynamo. <https://arxiv.org/abs/2504.16849v1>.
- Budyko, M. I. (1969). Effect of solar radiation variations on the climate of the Earth. *Tellus*, 21, 611–619.
- Bumba, V., & Howard, R. (1965). Large-scale distribution of solar magnetic fields. *Astrophysical Journal*, 141(4), 1502–1512.
- Bullard, E. C., Gellman, H. (1954). Homogeneous dynamos and terrestrial magnetism. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences*, 247, 213–278.
- Charbonneau, P. (2020). Dynamo Models of the Solar Cycle. *Living Reviews of Solar Physics*, 17(4), 1–104.
- Charbonneau, P., & Sokoloff, D. (2023). Evolution of solar and stellar dynamo theory. *Space Science Review*, 219(5), Article id.35.
- Christensen-Dalsgaard, J. (2002). Helioseismology. *Reviews of Modern Physics*, 74(4), 1073–1129.
- Cowling T. G. (1934). The magnetic field of sunspots. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 94, 39–48.
- Cowling, T. G. (1953). *Solar Electrodynamics. The Sun* / ed. by G. P. Kuiper. Chicago : The University of Chicago Press.
- Eddy, J. A. (1976). The Maunder Minimum. *Science*, 192, 1189–1192.
- Eddy, J. A., Gilman, P. A., & Trotter, D. E. (1976). Solar rotation during the Maunder Minimum. *Solar Physics*, 46, 3–14.
- Elsasser, W. M. (1946). Induction effects in terrestrial magnetism. *Physics Reviews*, 69, 106–116.
- Fukugita, M. (1990). Neutrinos in cosmology and astrophysics. *Nuclear Physics B – Proceedings Supplements*, 13, 401–418.
- Gray, L. J., Beer, J., & Geller, M. (2000). Solar influences on climate. *Reviews of Geophysics*, 48(4), RG401, 53.
- Hale, G. E. (1908). On the probable existence of a magnetic field in Sun-spots. *Astrophysical Journal*, 28, 315–343.
- Hale, G. E., Ellerman, F., Nicholson, S. B., & Joy, A. H. (1919). The magnetic polarity of sun-spots. *Astrophysical Journal*, 49, 153–186.
- Harrison, E. R. (1970). Generation of magnetic fields in the radiation era. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 147, 279–286.
- Harrison, E. R. (1973). Magnetic fields in the early Universe. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 165, 185–200.
- Hathaway, D. H. (2015). The solar cycle. *Living Reviews of Solar Physics*, 12(4), 1–87.
- Herzenberg A. (1958). Geomagnetic Dynamos. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences*, 250(986), 543–583.
- Howard, R. (1974). Studies of solar magnetic fields. I. The average field strengths. *Solar Physics*, 38, 283–299.
- Howe, R. (2009). Solar interior rotation and its variation. *Living Reviews of Solar Physics*, 6(1), 1–75.
- Kitchatinov, L. L. (1991). Turbulent transport of magnetic fields in a highly conducting rotating fluid and the solar cycle. *Astronomy and Astrophysics*, 243(2), 483–491.
- Kitchatinov, L. L. (2022). Inferring quadrupolar dynamo mode from sunspot statistics. *Geomagnetism and Aeronomy*, 62(7), 817–822.
- Kitchatinov L. L., & Oleskoy S. V. (2011). Does the Babcock-Leighton mechanism operate on the Sun? *Astronomy Letters*, 37, 656–658.
- Kleeorin, N., Safullin, N., Kuzanyan, K., Rogachevskii, I., Tlatov, A., & Porshev, S. (2020). The mean tilt of sunspot bipolar regions: theory, simulations and comparison with observations. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 495(1), 238–248.
- Krause, F., & Rädler, K.-H. (1980). *Mean Field Magnetohydrodynamics and Dynamo Theory*. Berlin: Springer-Verlag.
- Krivodubskij, V. N. (2005). Turbulent dynamo near tachocline and reconstruction of azimuthal magnetic field in the solar convection zone. *Astronomische Nachrichten*, 326(1), 61–74.
- Krivodubskij, V. N. (2020). The role of macroscopic turbulent diamagnetism in ensuring long-term stability of sunspots. *Odessa Astronomy Publications*, 33, 85–88.
- Krivodubskij, V. N. (2021). Role of rotational radial magnetic advection in possible explaining a cycle with two peaks. *Advances in Space Research*, 68(9), 3943–3955.
- Krivodubskij, V. N. (2024). Electrical conductivity and magnetic permeability of magnetohydrodynamic turbulent plasma of the Sun. *Kinematics and Physics of Celestial Bodies*, 40(3), 53–70.
- Krivodubskij, V. N., & Kondrashova, N. M. (2023). Theoretical and observed signs of excitation of small-scale magnetic fluctuations in the depth of the Sun. *Kinematics and Physics of Celestial Bodies*, 39(6), 342–355.
- Krivodubskij, V. N. (2006). Dynamo parameters of the solar convection zone. *Kinematics and Physics of Celestial Bodies*, 22(1), 1–20.
- Larmor, J. (1919). How could a rotating body such as the Sun become a magnet? *Reports of the British Association*, 87, 159–160.

- Leighton, R. B. (1969). A magneto-kinetic model of the solar cycle. *Astrophysical Journal*, 156, 1–26.
- Loginov, O. O., Cheremnykh, O. K., Krivodubskij, V. N., & Selivanov, Y. O. (2022). Kinematic dynamo model of a solar magnetic cycle. *Ukrainian Journal of Physics*, 67(11), 796–810.
- Mackay, D. H. & Yeates, A. R. (2012) The Sun's global photospheric and coronal magnetic fields: observations and models. *Living Reviews of Solar Physics*, 9(6), 1–63.
- Maunder, E. W. (1913). Distribution of sunspots in heliographic latitude, 1874–1913. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 73, 112–116.
- Milankovitch, M. M. (1941). *Canon of Insolation and the Ice-Age Problem*. Beograd : Koniglich Serbische Akademie.
- Moss, D., Tuominen, I., & Brandenburg, A. (1990). Buoyancy-limited thin shell dynamos. *Astronomy and Astrophysics*, 240(1), 142–149.
- Ossendrijver, M. A. J. H. (2000). Grand minima in a buoyancy-driven solar dynamo. *Astronomy and Astrophysics*, 359, 364–372.
- Parker, E. N. (1979). *Cosmical Magnetic Fields*. Oxford. Press.
- Parker, E. N. (1955). Hydromagnetic dynamo models. *Astrophysical Journal*, 122, 293–314.
- Penzias, A. A., & Wilson, R. W. (1965). A measurement of excess antenna temperature at 4080 Mc/s. *Astrophysical Journal*, 142, 419–421.
- Rädler, K.-H. (1966). *Zur Elektrodynamik turbulenter bewegter leitender Medien*. Thesis. Univ. Jena.
- Rüdiger, G., & Arit, R. (2002). Physics of solar cycle. Advances in nonlinear dynamos. *Fluid Mechanics of Astrophysics and Geophysics*, 9, 147–191.
- Rüdiger, G., & Kichatinov, L. L. (1993). Alpha-effect and alpha-quenching. *Astronomy and Astrophysics*, 269, 581–588.
- Sokoloff, D., Khlystova, A., & Abramenko, V. (2015). Solar small-scale dynamo and polarity of sunspot groups. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 451, 522–527.
- Sokoloff, D. D., & Nesme-Ribes, E. (1994). The Maunder minimum: A mixed-parity dynamo mode? *Astronomy and Astrophysics*, 288, 293–298.
- Steenbeck, M., Krause, F., & Rädler, K.-H. (1966). A calculation of the mean electromotive force in electrically conducting fluid in turbulent motion, under the influence of Coriolis forces. *Zeitschrift Naturforschung Teil A*, 21 a, 369–376.
- Stix, M. (1991). The solar dynamo. *Geophysical and Astrophysical Fluid Dynamics*, 62(1), 211–228.
- Stix, M. (2002). *The Sun: An Introduction* (2nd ed.). Berlin : Springer.
- Usoskin I. G. (2023). A history of solar activity over Millennia. *Living Reviews of Solar Physics*, 20(2), 1–113.
- Weiss, N. O. (1966). The expulsion of magnetic flux by eddies. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A*, 293, 310–328.
- Yoshimura, H. (1975). Solar-cycle dynamo wave propagation. *Astrophysical Journal*, 201(3), 740–748.
- Zeldovich, Ya. B., Ruzmaikin, A. A., & Sokoloff, D. D. (1983). *Magnetic Fields in Astrophysics*. New York : Gordon and Breach Science Publishers.
- Zhang, H. (2023). *Solar Magnetism*. New York, Springer. <https://doi.org/10.1007/978-981-99-1759-4>.
- Zharkov, S., Zharkova, V. V., & Ipson, S. S. (2005). Statistical properties of sunspots in 1996–2004. I. Detection, North – South asymmetry and area distribution. *Solar Physics*, 228, 377–397.

## References

- Babcock, H. W. (1961). The topology of the Sun's magnetic field and the 22-year cycle. *Astrophysical Journal*, 133, 572–1033.
- Berdyugina, S. V. (2004). Non-axisymmetric magnetic fields and flip-flops on the Sun and cool stars. *Solar Phys.*, 224, 121–131.
- Braginskij, S. I. (1964). Theory of hydromagnetic dynamo. *Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 47(12), 2178–2193 [in Russian].
- Brandenburg, A. (2005). The case for a distributed solar dynamo shaped by near-surface shear. *Astrophysical Journal*, 625(1), 539–547.
- Brandenburg, A. (2018). Advances in mean-field dynamo theory and applications to astrophysical turbulence. *Journal of Plasma Physics*, 84(4). ID. 735840404.
- Brandenburg, A., Larsson, G., Del Sordo, F., & Käpylä, P. J. (2025). Magnetorotational instability in a solar mean-field dynamo. <https://arxiv.org/abs/2504.16849v1>.
- Budyko, M. I. (1969). Effect of solar radiation variations on the climate of the Earth. *Tellus*, 21, 611–619.
- Bumba, V., & Howard, R. (1965). Large-scale distribution of solar magnetic fields. *Astrophysical Journal*, 141(4), 1502–1512.
- Bullard, E. C., Gellman, H. (1954). Homogeneous dynamos and terrestrial magnetism. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences*, 247, 213–278.
- Charbonneau, P. (2020). Dynamo Models of the Solar Cycle. *Living Reviews of Solar Physics*, 17(4), 1–104.
- Charbonneau, P., & Sokoloff, D. (2023). Evolution of solar and stellar dynamo theory. *Space Science Review*, 219(5), Article id.35.
- Christensen-Dalsgaard, J. (2002). Helioseismology. *Reviews of Modern Physics*, 74(4), 1073–1129.
- Cowling T. G. (1934). The magnetic field of sunspots. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 94, 39–48.
- Cowling, T. G. (1953). *Solar Electrodynamics. The Sun* / ed. by G. P. Kuiper. Chicago : The University of Chicago Press.
- Eddy, J.A. (1976). The Maunder Minimum. *Science*, 192, 1189–1192.
- Eddy, J.A., Gilman, P. A., & Trotter, D. E. (1976). Solar rotation during the Maunder Minimum. *Solar Physics*, 46, 3–14.
- Elsasser, W. M. (1946). Induction effects in terrestrial magnetism. *Physics Reviews*, 69, 106–116.
- Fukugita, M. (1990). Neutrinos in cosmology and astrophysics. *Nuclear Physics B – Proceedings Supplements*, 13, 401–418.
- Gray, L. J., Beer, J., & Geller, M. (2000). Solar influences on climate. *Reviews of Geophysics*, 48(4), RG401, 53 .
- Hale, G. E. (1908). On the probable existence of a magnetic field in Sun-spots. *Astrophysical Journal*, 28, 315–343.
- Hale, G. E., Ellerman, F., Nicholson, S. B., & Joy, A. H. (1919). The magnetic polarity of sun-spots. *Astrophysical Journal*, 49, 153–186.
- Harrison, E. R. (1970). Generation of magnetic fields in the radiation era. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 147, 279–286.
- Harrison, E. R. (1973). Magnetic fields in the early Universe. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 165, 185–200.
- Hathaway, D. H. (2015). The solar cycle. *Living Reviews of Solar Physics*, 12(4), 1–87.
- Herzenberg A. (1958). Geomagnetic Dynamos. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences*. 250(986), 543–583.
- Howard, R. (1974). Studies of solar magnetic fields. I. The average field strengths. *Solar Physics*, 38, 283–299.
- Howe, R. (2009). Solar interior rotation and its variation. *Living Reviews of Solar Physics*, 6(1), 1–75.
- Kitchatinov, L. L. (1991). Turbulent transport of magnetic fields in a highly conducting rotating fluid and the solar cycle. *Astronomy and Astrophysics*, 243(2), 483–491.
- Kitchatinov, L. L. (2022). Inferring quadrupolar dynamo mode from sunspot statistics. *Geomagnetism and Aeronomy*, 62(7), 817–822.
- Kitchatinov L. L., & Oleskoy S. V. (2011). Does the Babcock-Leighton mechanism operate on the Sun? *Astronomy Letters*, 37, 656–658.
- Kleerorin, N., Safiullin, N., Kuzanyan, K., Rogachevskii, I., Tlatov, A., & Porshev, S. (2020). The mean tilt of sunspot bipolar regions: theory, simulations and comparison with observations. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 495(1), 238–248.
- Krause, F., & Rädler, K.-H. (1980). *Mean Field Magnetohydrodynamics and Dynamo Theory*. Berlin: Springer-Verlag.
- Krivodubskij, V. N. (1973). Electrical conductivity of matter in the subphotospheric layers of the Sun. *Problemy Kosmicheskoi Fiziki*, 8, 3–15 [in Russian].
- Krivodubskij, V. N. (2005). Turbulent dynamo near tachocline and reconstruction of azimuthal magnetic field in the solar convection zone. *Astronomische Nachrichten*, 326(1), 61–74.
- Krivodubskij, V. N. (2020). The role of macroscopic turbulent diamagnetism in ensuring long-term stability of sunspots. *Odesa Astronomy Publications*, 33, 85–88.
- Krivodubskij V. N. (2021). Role of rotational radial magnetic advection in possible explaining a cycle with two peaks. *Advances in Space Research*, 68(9), 3943–3955.
- Krivodubskij V. (2021). Long-term variations of magnetic activity of the Sun. *Bulletin of Taras Shevchenko National University of Kyiv, Astronomija*. 64(2), 26–36 [in Ukrainian].
- Krivodubskij V. (2023). Magneto-active longitudes in the Sun and stars. *Bulletin of Taras Shevchenko National University of Kyiv, Astronomija*. 67(1), 5–11 [in Ukrainian].
- Krivodubskij, V. N. (2024). Electrical conductivity and magnetic permeability of magnetohydrodynamic turbulent plasma of the Sun. *Kinematics and Physics of Celestial Bodies*, 40(3), 53–70.
- Krivodubskij, V. N., & Cheremnykh, O. K. (2011). On the extended 23rd solar cycle. *Kosmichna Nauka i Tekhnologia*, 17(1), 23–28 [in Russian].
- Krivodubskij, V. N., & Kondrashova, N. M. (2023). Theoretical and observed signs of excitation of small-scale magnetic fluctuations in the depth of the Sun. *Kinematics and Physics of Celestial Bodies*, 39(6), 342–355.
- Krivodubskij, V. N. (2006). Dynamo parameters of the solar convection zone. *Kinematics and Physics of Celestial Bodies*, 22(1), 1–20.
- Larmor, J. (1919). How could a rotating body such as the Sun become a magnet? *Reports of the British Association*, 87, 159–160.
- Leighton, R. B. (1969). A magneto-kinetic model of the solar cycle. *Astrophysical Journal*, 156, 1–26.
- Loginov, O. O., Cheremnykh, O. K., Krivodubskij, V. N., & Selivanov, Y. O. (2022). Kinematic dynamo model of a solar magnetic cycle. *Ukrainian Journal of Physics*, 67(11), 796–810.
- Mackay, D. H. & Yeates, A. R. (2012) The Sun's global photospheric and coronal magnetic fields: observations and models. *Living Reviews of Solar Physics*, 9(6), 1–63.
- Maunder, E. W. (1913). Distribution of sunspots in heliographic latitude, 1874–1913. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 73, 112–116.

- Milankovitch, M. M. (1941). *Canon of Insolation and the Ice-Age Problem*. Beograd : Koniglich Serbische Akademie.
- Moss, D., Tuominen, I., & Brandenburg, A. (1990). Buoyancy-limited thin shell dynamos. *Astronomy and Astrophysics*, 240(1), 142–149.
- Ossendrijver, M. A. J. H. (2000). Grand minima in a buoyancy-driven solar dynamo. *Astronomy and Astrophysics*, 359, 364–372.
- Parker, E. N. (1979). *Cosmical Magnetic Fields*. Oxford. Press.
- Parker, E. N. (1955). Hydromagnetic dynamo models. *Astrophysical Journal*, 122, 293–314.
- Penzias, A. A., & Wilson, R. W. (1965). A measurement of excess antenna temperature at 4080 Mc/s. *Astrophysical Journal*, 142, 419–421.
- Rädler, K.-H. (1966). *Zur Elektrodynamik turbulenter bewegter leitender Medien*. Thesis. Univ. Jena.
- Ruzmaikin, A. A., Sokoloff, D. D., & Shukurov, A. M. (1988). *Magnetic Fields of Galaxies*. Nauka. [in Russian].
- Rüdiger, G., & Arit, R. (2002). Physics of solar cycle. Advances in nonlinear dynamos. *Fluid Mechanics of Astrophysics and Geophysics*, 9, 147–191.
- Rüdiger, G., & Kichatinov, L. L. (1993). Alpha-effect and alpha-quenching. *Astronomy and Astrophysics*, 269, 581–588.
- Sokoloff, D., Khlystova, A., & Abramenko, V. (2015). Solar small-scale dynamo and polarity of sunspot groups. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 451, 522–527.
- Sokoloff, D. D., & Nesme-Ribes, E. (1994). The Maunder minimum: A mixed-parity dynamo mode? *Astronomy and Astrophysics*, 288, 293–298.
- Steenbeck, M., Krause, F., & Rädler, K.-H. (1966). A calculation of the mean electromotive force in electrically conducting fluid in turbulent motion, under the influence of Coriolis forces. *Zeitschrift Naturforschung Teil A*, 21 a, 369–376.
- Stix, M. (1991). The solar dynamo. *Geophysical and Astrophysical Fluid Dynamics*, 62(1), 211–228.
- Stix, M. (2002). *The Sun: An Introduction* (2nd ed.). Berlin : Springer.
- Usoskin I. G. (2023). A history of solar activity over Millennia. *Living Reviews of Solar Physics*, 20(2), 1–113.
- Vainshtein, S. I. (1978). MHD effects in a turbulent medium with non-uniform density. *Magnitnaya Hidridinamika*. Riga, 1, 45–50 [in Russian].
- Vainshtein, S. I., Zeldovich, Ya. B., & Ruzmaikin, A. A. (1980). *Turbulent Dynamo in Astrophysics*. Nauka [in Russian].
- Weiss, N. O. (1966). The expulsion of magnetic flux by eddies. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A*, 293, 310–328.
- Yoshimura, H. (1975). Solar-cycle dynamo wave propagation. *Astrophysical Journal*, 201(3), 740–748.
- Zeldovich, Ya. B. (1956). Magnetic field during two-dimensional motion of a conducting fluid. *Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 31, 154–156 [in Russian].
- Zeldovich, Ya. B., Ruzmaikin, A. A., & Sokoloff, D. D. (1983). *Magnetic Fields in Astrophysics*. New York : Gordon and Breach Science Publishers.
- Zhang, H. (2023). *Solar Magnetism*. New York, Springer. <https://doi.org/10.1007/978-981-99-1759-4>.
- Zhang, H. (2023). *Solar Magnetism*. New York, Springer. <https://doi.org/10.1007/978-981-99-1759-4>.
- Zharkov, S., Zharkova, V. V., & Ipson, S. S. (2005). Statistical properties of sunspots in 1996–2004. I. Detection, North – South asymmetry and area distribution. *Solar Physics*, 228, 377–397.

Отримано редакцією журналу / Received: 23.09.25

Прорецензовано / Revised: 05.10.25

Схвалено до друку / Accepted: 11.11.25

Valery KRIVODUBSKIY, DSc (Phys. & Math.)  
 ORCID ID: org/0000-0001-7655-8121  
 e-mail: krivod2@uk.net, krivod@knu.ua  
 Taras Shevchenko National University of Kyiv, Kyiv, Ukraine

## ADVANCES IN TURBULENT DYNAMO MAGNETIC CYCLE OF THE SUN

**Background.** In the mid-1970s, a new direction of theoretical research into the cyclicity of the Sun's global magnetism was initiated at the Astronomical Observatory based on the theory of the turbulent dynamo, built within the framework of macroscopic magnetohydrodynamics (MHD). Observations show that the poloidal and toroidal components of the Sun's global magnetic field cyclically change in magnitude and polarity in antiphase with a period of about 22 years, called the Hale magnetic cycle. The most widespread belief among researchers is that the governing mechanism of the magnetic cycle is the  $\alpha\Omega$  dynamo model, which is based on the joint action of spiral turbulence and internal differential rotation in the solar convective zone (SCZ). The  $\alpha\Omega$  dynamo model describes magnetic cyclicity due to two basic effects: generation of a toroidal field with poloidal differential rotation ( $\Omega$  effect) and inverse transformation of the toroidal field into a new poloidal field of opposite orientation caused by spiral turbulent convective motions ( $\alpha$  effect). Studies in the last years of the last century have shown that the physical conditions in the depths of the SCC are favorable for the  $\alpha\Omega$  dynamo mechanism, which in the kinematic mode quite adequately describes the dynamics of the Sun's magnetic cycle. However, a number of observed magnetic phenomena have remained unexplained for a long time. In view of this, the author conducted theoretical studies within the framework of macroscopic MHD aimed at eliminating the existing complications of the  $\alpha\Omega$ -dynamo model in explaining solar magnetic cyclicity. The article presents the results of these studies.

**Methods.** Macroscopic magnetohydrodynamics, which studies the behavior of global electromagnetic and hydrodynamic fields in turbulent plasma. Application of data modern helioseismological experiments on the internal rotation of the Sun.

**Results.** By incorporating non-linear turbulent effects from macroscopic MHD and using modern helioseismological data on the internal rotation of the Sun, key factors of the turbulent dynamo model have been modified. New applications include the updated  $\alpha$  effect (change of sign of the helicity parameter in the deep layers of the SCC, magnetic alpha quenching, the effect of rotation on the helicity of turbulent motions), processes of turbulent rearrangement of magnetism (turbulent macroscopic diamagnetism, "negative magnetic buoyancy", rotational  $\nabla\rho$  effect), the effect of turbulence on the electrodynamic parameters of plasma (macroscopic electrical conductivity and magnetic permeability), physical processes in the layers of permeable convection and the radiant tachocline. The use of the reformed factors in the turbulent dynamo model made it possible to clarify a number of mysterious manifestations of the cyclic magnetism of the Sun.

**Conclusions.** By taking into consideration non-linear turbulent effects of macroscopic MHD and data from modern helioseismological experiments, the distribution of modified basic dynamo parameters in the RMS was calculated, which allowed us to expand the list of observed magnetic cyclicity phenomena that can be described within the framework of the improved  $\alpha\Omega$  dynamo model.

**Keywords:** turbulence, magnetic field, macroscopic magnetohydrodynamics, solar convective zone, radiant zone, overshoot, tachocline, helioseismology,  $\alpha\Omega$  dynamo, macroscopic turbulent diamagnetism, negative magnetic buoyancy, sunspots, solar magnetic cycle.

Автор заявляє про відсутність конфлікту інтересів. Спонсори не брали участі в розробленні дослідження; у зборі, аналізі чи інтерпретації даних; у написанні рукопису; в рішенні про публікацію результатів.

The author declares no conflicts of interest. The funders had no role in the design of the study; in the collection, analyses or interpretation of data; in the writing of the manuscript; in the decision to publish the results.