

УДК 523.98

В. Н. Криводубський, О. Ю. Полудненко

ПРОБЛЕМИ СОНЯЧНОГО ТУРБУЛЕНТНОГО ДИНАМО

Подано огляд теорії турбулентного динамо, яка базується на магнітогідродинаміці усередненого поля. Висвітлено особливу роль спіральної турбулентності, яка приводить до збудження електрорушійної сили, паралельної усередненому магнітному полю (α -ефект). Описано механізм генерації глобального магнітного поля Сонця в результаті сумісної дії спіральної турбулентності та радіального диференціального обертання ($\alpha\Omega$ -динамо). Розрахований період динамо-хвиль Паркера складає близько 9 років, що задовільно узгоджується зі спостережною тривалістю сонячного циклу. Розглянуто основні проблеми, що стоять перед динамо-теорією, та вказано можливі шляхи їх розв'язання.

Вступ

Стан міжпланетного і навколоземного космічного простору, магнітосфери, атмосфери та біосфери Землі значною мірою визначається магнітною активністю Сонця, для якої характерні як флуктуаційні (протягом коротких проміжків часу), так і глобальні циклічні (з середнім періодом близько 11 років) зміни. З точки зору довгострокового прогнозування всього комплексу сонячно-земних процесів особливе значення мають глобальні зміни сонячної активності, які залежать від структури та еволюції великомасштабних магнітних полів, що виносяться сонячним вітром у міжпланетний простір. Тому виникає потреба вивчення та обґрунтування циклічності глобального магнетизму Сонця.

Аналіз магнітографічних вимірювань свідчить, що топологія магнітного поля Сонця при детальних спостереженнях характеризується досить розвиненою тонкою структурою, яка, мабуть, в значній мірі відображає суть сонячного магнетизму, однак при цьому важко помітити якусь впорядкованість чи встановити закономірності в поведінці полів. В той же час при магнітографічних вимірюваннях з усередненням за великими просторовими і часовими масштабами в структурі магнітних полів проявляються закономірності, характерні для сонячного циклу. Згідно з сучасними теоретичними уявленнями на Сонці можна виділити осесиметричне гладеньке великомасштабне магнітне поле, яке складається з двох компонент: більш сильного торoidalного (азимутального) поля \mathbf{V}_T , спрямованого вздовж паралелей Сонця і зосередженого обабіч екватора в основному на середніх та низьких широтах (квадрупольна мода), та слабкого

полоїдального (меридіонального) поля \mathbf{V}_P , витягнутого вздовж меридіанів і розташованого головним чином в полярних областях (дипольна мода) [2, 18]. Азимутальна компонента визначає інтенсивність плямоутворення, тоді як меридіональна компонента, очевидно, характеризує фонові магнітні поля. Фоновими називають слабкі магнітні поля (N- і S-полярності) великих областей, що займають близько 80% поверхні Сонця і не пов'язані з активними областями [45].

Для пояснення спостережної поведінки сонячних магнітних полів залучаються механізми динамо – процеси підсилення первісного слабого магнітного поля рухами електропровідного середовища з позитивним зворотним зв'язком, які приводять до самопідтримки або подальшого росту поля. Принцип динамо з самозбудженням, яке перетворює механічну енергію в магнітну, в лабораторних умовах був відкритий в 1866 р. німецьким фізиком, електротехніком і винахідником Вернером фон Сіменсом. Роль “динамо-машини” в даному випадку відіграє сонячна конвективна зона (СКЗ) — підфотосферний шар, товщиною близько четверті радіуса, в якому перенесення теплової енергії до поверхні Сонця відбувається за рахунок турбулентних конвективних рухів плазми. Кінетичної енергії гідродинамічних рухів на Сонці, як правило, досить для підсилення поля, і уявлення про те, що сонячні магнітні поля генеруються в результаті динамо-процесів, отримали найбільше розповсюдження [2, 17, 18], хоча продовжуються дослідження і в інших напрямках. Серед таких альтернативних можливостей слід виділити передусім гіпотезу осцилюючого первісного (реліктового) магнітно-

го поля Сонця [19] та механізм топологічного напівдинамо [5]. Слід також пам'ятати, що для здійснення динамо-процесу необхідна наявність хоча б невеликого затравочного магнітного поля або слабого початкового струму (одну з можливостей зародження затравочного магнетизму дають “батареїні” ефекти [43]).

Становлення та розвиток теорії космічного динамо

Суть проблеми космічного динамо полягає в тому, щоб пояснити, як може підтримуватися чи генеруватися магнітне поле в процесі з майже вмерзеними у плазму силовими лініями. Для повного розв'язання задачі динамо необхідно знайти конкретні типи рухів, які приводять до підсилення як завгодно малого первісного поля, й узгодити їх з динамічними рівняннями, спостереженнями і зворотним впливом магнітного поля на ці рухи. Труднощі такого повного розв'язку майже непереможні. Тому часто перевагу віддають більш обмеженій кінематичній проблемі динамо, в якій рухи вважають заданими і визначають тільки, чи можуть вони підтримати магнітне поле.

Додаткові труднощі при розгляді механізмів збудження космічного магнетизму обумовлені втратами полів за рахунок їх своєрідної “плавучості”, відкритої Ю. Паркером [38]. Замагнічені об'єми плазми в гравітаційному полі стають легшими, ніж оточуюча їх плазма. Тому сильні магнітні поля здатні значно швидше, ніж за рахунок омичної дисипації, ослаблятися і покидати космічні тіла внаслідок магнітної плавучості.

Проблема космічного магнітного динамо була сформульована сером Дж. Лармором [37] ще в 1919 р. в знаменитому “короткому повідомленні”, присвяченому питанню походження магнітного поля Сонця. Професор Т. Каулінг [28] із Лідського університету в 1934 р. установив, що рухи, які викликають електромагнітне поле самозбудження, не можуть мати простої осесиметричної структури (так звана антидинамо-теорема). Інакше кажучи, магнітне поле, симетричне відносно осі, не може бути створено симетричними рухами. Академік Я. Зельдович [7] узагальнив антидинамо-теорему на випадок двомірного руху. Стало ясно, що тільки несиметричні і трьохмірні рухи здатні підтримувати і генерувати магнітні поля.

Систематичний підхід до проблеми кінематичного динамо із стаціонарними рухами накреслив в загальних рисах В. Ельзассер [31] при моделюванні магнітного поля Землі. Він вперше запропонував механізм космічного динамо, вказавши, що єдиною реальною причиною виникнення струмів, які підтримують магнітне поле

Землі, є рухи електропровідної рідини впоперек магнітних силових ліній. І. Булард і Х. Гелман [26] вказали на бажаність для роботи динамо двох складових поля швидкостей: неоднорідності обертання, яке в результаті витягування силових ліній полоїдального поля створює тороїдальну складову поля, і неосесиметричного руху, що приводить до зворотного зв'язку — утворення полоїдального поля із тороїдального.

Ламінарні моделі динамо (А. Герценберг, Дж. Бекас, Т. Рікітакі, А. Гайлітіс та ін.), як правило, характеризуються математичним проникненням в суть питання (див. огляд в монографії Г. Моффата [17]), проте внаслідок незвичайної складності проблеми в більшості випадків не задовольняють вимогам фізичної реальності. В той же час в результаті теоретичних і лабораторних досліджень було встановлено винятково важливу роль у динаміці магнітних полів турбулентних (випадкових) рухів. При цьому виявилось, що розгляд турбулентності із залученням процедур усереднення значно спрощує проблему динамо. Оскільки спостережні рухи на сонячній поверхні та конвекція в підфотосферних шарах мають надзвичайно нерегулярний (турбулентний) характер, слід звернутися до турбулентних механізмів збудження полів.

Залучення до розгляду турбулентних рухів принципово змінило динаміку магнітних полів у високопровідному середовищі. Виникла проблема турбулентного динамо [24, 43]. На роль нерегулярних конвективних потоків уперше звернули увагу Л. Гуревич і О. Лебединський [4] при дослідженні магнітних полів сонячних плям і Я. Френкель [20] при вивченні магнітного поля Землі. Л. Бірман [25] показав, що анізотропія турбулентності конвективних зон викликає диференціальне обертання зірок і Сонця (тобто таке обертання, коли різні шари небесного тіла мають різну кутову швидкість), яке відповідає за генерацію тороїдального поля із полоїдального. Каменем спотикання для дослідників тривалий час залишалася проблема, як відтворити вихідне полоїдальне поле. Професор Чиказького університету Ю. Паркер [39] вперше запропонував механізм генерації полоїдального поля внаслідок ефекту індукції “циклонічної” турбулентності.

Турбулентність і великомасштабні магнітні структури

Особливість нового підходу полягає в тому, що турбулентність, всупереч загальнопоширеному переконанню, не завжди руйнує великомасштабні структури, а за певних умов може їх створювати. Як уже згадувалось, перший крок у напрямі створення теорії турбулентного дина-

мо зробив Паркер, який запропонував об'єднати ефект неосесиметричного підняття магнітних петель з процедурою усереднення в рівняннях індукції для полоїдальної і тороїдальної компонент магнітного поля. Циклонічні рухи в конвективній зоні, які виникають за рахунок обертання, піднімають і повертають силові лінії азимутального магнітного поля, деформуючи їх у спіралі. На кожному витку такої спіралі силові лінії мають невелику меридіональну складову. Коли витки розпливаються і зливаються з сусідніми, вони створюють глобальну меридіональну циркуляцію поля, яка і сприймається як дипольне поле. Отже, після Паркера стало ясно, що для підсилення магнітного поля особливо ефективна комбінація неоднорідного обертання і циклонічної конвекції, що виникає природним шляхом в конвективних зонах небесних тіл, які обертаються. *Внаслідок конвекції обертання небесного тіла буде неоднорідним (диференціальним), а під впливом обертання конвективні рухи стають циклонічними.*

Ідея Паркера отримала математичне обґрунтування у роботах С. Брагинського [1] та М. Штеєнбека, Ф. Краузе і К.-Х. Редлера [21,46]. Головна ідея Брагинського полягала в тому, що хоча стаціонарні осесиметричні розв'язки задачі динамо виключені теоремою Каулінга, однак слабкі відхилення від осевої симетрії у випадку дуже високої електропровідності речовини можуть підтримати усереднене магнітне поле (майже симетричне динамо або динамо великої провідності).

Дослідження електромагнітних властивостей турбулентної плазми, розпочаті в 60-х роках під керівництвом німецького фізика М. Штеєнбека в Йенському інституті магнітогідродинаміки у співпраці з теоретиками-астрофізиками Ф. Краузе і К.-Х. Редлером з Потсдамського інституту астрофізики, привели до створення електродинаміки для середніх статистичних параметрів поля, яка втрачає силу на відстанях порядку кореляційної довжини, так званої електродинаміки усередненого поля. Тобто макроскопічної електродинаміки середовища, властивості якого визначаються не тільки газокінетичною електропровідністю σ і магнітною проникністю μ , але ще й величинами, які характеризують його турбулентність: ефективною турбулентною швидкістю v , кореляційною довжиною l і часом кореляції τ . Врахування на наступному етапі впливу магнітного поля на турбулентні рухи розширило рамки теорії, завершившись створенням магнітогідродинаміки усередненого магнітного поля (УМП) і основаної на ній теорії турбулентного динамо [9].

Рівняння для усереднених електродинамічних параметрів

Теорія усередненого магнітного поля базується на двомасштабному підході до рівнянь Максвелла і закону Ома для густини електричного струму в рухомому середовищі. В турбулентній плазмі всі розглядувані фізичні поля нерегулярно змінюються в просторі й часі. Для опису впливу турбулентності на властивості електропровідного середовища у всіх фізичних параметрів виділяють середні та флуктуаційні складові. Поле швидкості \mathbf{V} розділяється на глобальну (усереднену) швидкість (з характерним розміром L і часом зміни T), властивості якої вважаються відомими, і турбулентну (випадкову) швидкість \mathbf{v} , характерні розміри l та час зміни τ якої малі порівняно з глобальними масштабами L і часами T зміни усереднених величин ($l \ll L$, $\tau \ll T$). У магнітному полі \mathbf{B} також виділяється великомасштабна і флуктуаційна (дрібномасштабна) \mathbf{b} складові. Процедура усереднення, для позначення якої використовують кутові дужки, веде-ть-ся на сфері проміжного радіуса a ($l \ll a \ll L$), тобто для будь-якої функції $\Psi(x, t)$

$$\langle \Psi(x, t) \rangle_a = \frac{3}{4\pi a^3} \int_{\mathbb{H}_{<a}} \Psi(x + \xi, t) d^3 \xi, \quad (1)$$

або за часовими проміжками t , які задовольняють умову ($\tau \ll t \ll T$), тоді усереднена функція визначається як

$$\langle \Psi(x, t) \rangle_\tau = \frac{1}{2\tau} \int_{-\tau}^{\tau} \Psi(x, t + t_1) dt_1. \quad (2)$$

З математичної точки зору обидва усереднення можна ототожити з усередненням за "ансамблем", тому для позначення усереднених функцій використовують вирази $\langle \Psi(x, t) \rangle$ без індексів a або τ .

Визначивши таким чином усереднені характеристики для загального поля швидкості та магнітного поля, можна записати

$$\mathbf{V} = \langle \mathbf{V} \rangle + \mathbf{v}, \quad \mathbf{B} = \langle \mathbf{B} \rangle + \mathbf{b}. \quad (3)$$

Аналогічним чином можна подати решту електродинамічних параметрів:

$$\mathbf{H} = \langle \mathbf{H} \rangle + \mathbf{h}, \quad \mathbf{E} = \langle \mathbf{E} \rangle + \mathbf{e}, \quad \mathbf{j} = \langle \mathbf{j} \rangle + \mathbf{j}. \quad (4)$$

За визначенням, усі усереднені флуктуаційні складові фізичних параметрів рівні нулеві: $\langle \mathbf{v} \rangle = \langle \mathbf{b} \rangle = \langle \mathbf{h} \rangle = \langle \mathbf{e} \rangle = \langle \mathbf{j} \rangle = \mathbf{0}$, тоді як середньоквадратична турбулентна швидкість має вигляд $v = \sqrt{\langle v^2 \rangle}$.

Мета електродинаміки усереднених полів полягає у встановленні співвідношень між усередненими параметрами полів $\langle \mathbf{V} \rangle$, $\langle \mathbf{B} \rangle$, $\langle \mathbf{H} \rangle$, $\langle \mathbf{E} \rangle$, $\langle \mathbf{j} \rangle$ і особливо у визначенні відмінностей, обумовлених турбулентністю, у порівнянні із співвідношеннями між локальними величинами \mathbf{V} , \mathbf{B} , \mathbf{H} , \mathbf{E} , \mathbf{j} , коли вважаються відомими власти-

вості усередненої швидкості $\langle \mathbf{V} \rangle$ і деякі властивості турбулентного поля швидкостей \mathbf{v} . Для більшості астрофізичних об'єктів швидкість $\langle \mathbf{V} \rangle$ описує осесиметричне неоднорідне обертання, а швидкість \mathbf{v} характеризує турбулентні рухи в конвективних зонах.

Якщо вирази (3), (4) внести в рівняння Максвелла і закон Ома і здійснити операції усереднення, вплив фактора турбулентності проявляється у виникненні додаткової електрорушійної сили (е.р.с.) $\boldsymbol{\varepsilon} = \frac{1}{c} \langle [\mathbf{v} \times \mathbf{b}] \rangle$ у виразі закону Ома для усередненої густини струму

$$\langle \mathbf{j} \rangle = \sigma \left\{ \langle \mathbf{E} \rangle + \frac{1}{c} \langle \langle \mathbf{V} \rangle \times \langle \mathbf{B} \rangle \right\} + \frac{1}{c} \langle [\mathbf{v} \times \mathbf{b}] \rangle \quad (5)$$

і додаткового члена $c \operatorname{rot} \boldsymbol{\varepsilon}$ — в рівнянні індукції для усередненого поля. У розрахунку усередненої “турбулентної” е.р.с. і відповідно додаткового усередненого струму власне і полягає основне завдання.

Оскільки флуктуаційна магнітна індукція \mathbf{b} збуджується турбулентними рухами \mathbf{v} , то існує і кореляція між \mathbf{v} і \mathbf{b} , так що усереднений векторний добуток випадкових флуктуацій $\langle [\mathbf{v} \times \mathbf{b}] \rangle$ може відрізнитися від нуля. В результаті виконання введеної вище процедури усереднення вираз для усередненої “турбулентної” е.р.с. набуває вигляду:

$$\boldsymbol{\varepsilon} = \frac{1}{c} \langle [\mathbf{v} \times \mathbf{b}] \rangle = \frac{1}{c} \left(-\mathbf{v}_T \operatorname{rot} \langle \mathbf{B} \rangle + \alpha \langle \mathbf{B} \rangle + \frac{1}{2} [\nabla \mathbf{v}_T \times \langle \mathbf{B} \rangle] \right), \quad (6)$$

де $\alpha \equiv -\frac{\tau}{3} \langle \mathbf{v} \cdot \operatorname{rot} \mathbf{v} \rangle$ — параметр спіральності турбулентних рухів, $v_T \equiv \frac{1}{3} v \cdot l$ — турбулентна в'язкість.

Усереднений електричний струм

Який же сенс додаткових членів в формулі закону Ома? Перший член правої частини виразу (6) представляє собою е.р.с., пропорційну усередненій густині струму $\operatorname{rot} \langle \mathbf{H} \rangle$, негативний знак якої відповідає зменшенню електропровідності середовища під впливом турбулентності. Це є кількісний опис уже передбачуваної раніше П. Світом [49], І. Чада [29] і В. Ельзассером [32] магнітогідродинамічної дії турбулентності в електропровідній рідині, які допускали можливість збільшення коефіцієнта магнітної дифузії в турбулентному середовищі у порівнянні з нерухомим.

Третій член правої частини (6) описує турбулентне діаманітне випіснення УМП із області з підвищеною турбулентною в'язкістю вздовж градієнта ∇v_T [42]. До питання про турбулентний діаманетизм ми повернемося нижче, а зараз зосередимо увагу на головному ефекті турбулентного електропровідного середовища, який сконцентрований у другому членові правої частини виразу (6).

Якісно цілком новим є якраз цей член, який характеризує виникнення е.р.с., паралельної чи антипаралельної (в залежності від знаку параметра α) до напрямку усередненого поля $\langle \mathbf{B} \rangle$.

Можливість появи е.р.с. $\boldsymbol{\varepsilon}^* = \frac{1}{c} \langle \alpha \langle \mathbf{B} \rangle \rangle$, паралельної до локального усередненого магнітного поля $\langle \mathbf{B} \rangle$ в середовищі, яке в середньому є нерухомим, але перебуває в стані турбулентних рухів, знаходиться у разючому протиріччі зі звичною картиною в класичній електродинаміці, коли індуквана е.р.с. $\frac{1}{c} [\mathbf{V} \times \mathbf{B}]$ завжди перпендикулярна до магнітного поля. Тому виникнення е.р.с. $\boldsymbol{\varepsilon}^*$ Штеенбек і Краузе [16] назвали “ α -ефектом”. Незважаючи на свою довільність, цей термін досить міцно укоренився, а сам α -ефект являє собою суть усієї сучасної теорії турбулентного динамо. Вперше, як уже згадувалося, шляхом фізичних міркувань цей ефект виявив Паркер [39], який ввів параметр циклонічності Γ , що майже співпадає з параметром α . Основна причина популярності α -ефекту полягає в тому, що, як буде показано нижче, він дає змогу досить просто замкнути сонячний “динамо-цикл” і забезпечити генерацію великомасштабного полюoidalного поля із тороіdalного.

З метою спрощення математичних викладок при дослідженні суті α -ефекту розглянемо спочатку випадок однорідної турбулентності ($\nabla v_T = 0$). Тоді формула для усередненої густини струму (5) набуває вигляду

$$\langle \mathbf{j} \rangle = \sigma \left\{ \langle \mathbf{E} \rangle + \frac{1}{c} \left(\langle [\mathbf{V} \times \langle \mathbf{B} \rangle] + \alpha \langle \mathbf{B} \rangle - \mathbf{v}_T \operatorname{rot} \langle \mathbf{B} \rangle \right) \right\} = \sigma_T \left\{ \langle \mathbf{E} \rangle + \frac{1}{c} \left(\langle [\mathbf{V} \times \langle \mathbf{B} \rangle] + \alpha \langle \mathbf{B} \rangle \right) \right\}, \quad (7)$$

де

$$\sigma_T = \sigma / (1 + v_T/v_m)^2 \quad (8)$$

коефіцієнт турбулентної електропровідності, який кількісно описує зменшення провідності турбулентної плазми [2, 9]. В астрофізичних умовах завжди $v_T \gg v_m$, тому яно, що і $\sigma_T \ll \sigma$. Додатковий електричний струм

$$\langle \mathbf{j} \rangle^* = \sigma_T \boldsymbol{\varepsilon}^* = \frac{\sigma_T \alpha}{c} \langle \mathbf{B} \rangle \quad (9)$$

якраз і відіграє ключову роль у процесах самозбудження магнітних полів.

Спіральність (гіротропність) турбулентних рухів

Умова появи α -ефекту полягає в тому, щоб турбулентні рухи зі швидкістю \mathbf{v} характеризувалися на великих відстанях усередненою спіральністю (гіротропністю): усереднене значення кореляції $\langle \mathbf{v} \cdot \operatorname{rot} \mathbf{v} \rangle$ повинно відрізнитися від нуля і на великих відстанях мати якийсь певний знак.



Рис. 1. В умовах вмороженості магнітна силова трубка під дією спірального руху набуває форми закрученої літери Ω . Петля супроводжується струмом, який у випадку право-гвинтових спіральних рухів має компоненту, антипаралельну до початкового магнітного поля. Лівогвинтовий спіральний рух спричиняє струм, паралельний до УМП.

Це означає, що турбулентність повинна мати переважно гвинтове закручування, яке описується параметром спіральності турбулентних рухів [9]:

$$\alpha \equiv -\frac{\tau}{3} \langle \mathbf{v} \cdot \text{rot } \mathbf{v} \rangle \equiv -\frac{2}{3} \Omega l^2 \nabla \ln(\rho v_r) = -\frac{2}{3} \Omega l^2 \left(\frac{v_r}{\rho} + \frac{v_\varphi}{v_r} \right), \quad (10)$$

де $\tau \equiv l/v$ і l — відповідно характерний час і середня довжина змішування турбулентних флуктуацій, v_r — радіальна складова середньоквадратичної турбулентної швидкості v , Ω — кутова швидкість, ρ — густина речовини, $\nabla \equiv \partial/\partial r$ — радіальний градієнт. Видно, що спіральність певного знаку виникає у турбулентному середовищі, яке обертається, за наявності градієнту густини речовини ρ або градієнту середньоквадратичної турбулентної швидкості v_r (точніше за наявності градієнту густини потоку $\nabla \ln(\rho v_r)$). В конвективній оболонці Сонця потоки речовини, що піднімаються до поверхні, входять в область з меншою густиною, а ті, що опускаються вниз, — в область з більшою густиною речовини. В цьому випадку конвективні комірки, які піднімаються, розширюються, а які опускаються, — стискаються, в результаті чого з'являються швидкості, спрямовані горизонтально. Оскільки це відбувається на небесному тілі, що обертається, то на горизонтальні складові швидкості діє сила Коріоліса, внаслідок чого конвективні комірки повертаються (закручуються). Результуюча комбінація радіального і обертового рухів приводить у досить протяжних областях до переважання лівогвинтового (в північній півсфері) чи право-гвинтового (в південній) закручування. Рис. 1 ілюструє ефект виникнення турбулентної е.р.с., пропорційної УМП. Зауважимо, що α -ефект експериментально підтверджений в лабораторних умовах у 1968 р. в Інституті фізики Академії наук Латвії [22].

Сонячний цикл і глобальне магнітне поле Сонця: основні спостережені закономірності

Завдяки магнітній плавучості азимутальні (тороїдальні) поля постійно вириваються на поверхню, де вони проявляються у вигляді біполяр-

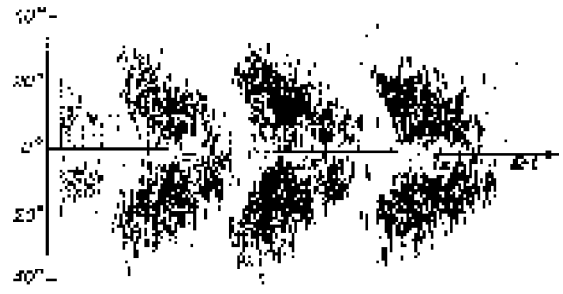


Рис. 2. Діаграма “метеликів” Маундера, відповідно до спостережень з 1874 по 1913 р., що показує область існування сонячних плям в залежності від географічної широти (вісь ординат) і фази сонячного циклу Ωt .

них груп сонячних плям та уніполярних магнітних областей (з індукцією 1500—4000 Гс) у так званих “королівських зонах”, розміщених на відстані приблизно 40° обабіч сонячного екватора. Тороїдальне поле Сонця доступне для спостережень лише в такій обмеженій формі. Напрямки тороїдальних полів, протилежні в північній та південній півкулях (а відповідно і полярність біполярних груп плям), зберігаються протягом циклу і змінюються кожні 11 років. Потужне магнітне поле з'являється спочатку поблизу широти $35\text{—}40^\circ$, протягом приблизно 11 років зміщується в напрямку менших широт і, послаблене проникненням протилежного поля з іншої півкулі, зменшується і зникає біля екватора. Після цього на середніх широтах знову з'являється потужне поле, але вже протилежного знаку, так що повний період зміни тороїдального поля складає 22 роки. Отже, стає ясно, що знаменита діаграма “метеликів” Маундера (діаграма розподілу сонячних плям за широтами у функції часу) (рис. 2) відображає місця концентрації квадрупольної моди тороїдального магнітного поля під фотосферою і визначає швидкість його міграції до екватора [17, 18].

Дипольна мода полоїдального поля наочно проявляється у вигляді корональних стримерів, що витікають із високих широт і які можна спостерігати під час затемнень Сонця. В чистому вигляді полоїдальне поле зустрічається в навколополярних областях вище широти 55° , де його вперше спостерігали Харольд і Хораций Бебкоки [23]. Існування полоїдального поля, прояви якого на сонячній поверхні спостерігачі називають фоновим полем, підтверджено магнітографічними вимірюваннями в Кримській [8], Стенфордській [30] та Саянській [3] обсерваторіях. Максимальна індукція полоїдального поля оцінюється величиною 5—10 Гс, хоча ця оцінка є досить непевною внаслідок сильної дрібномасштабної неоднорідності поля, а також внаслідок того, що спостереження дають лише компоненту поля вздовж променя зору, а над полюсами цей на-

прямок стає перпендикулярним до полоїдального поля. Навколополярне поле також змінюється з періодом близько 22 років, досягаючи максимальних значень у періоди мінімумів активності плям та індукції тороїдального поля, і змінює знак приблизно під час максимуму сонячних плям (тобто зміни в часі полоїдального і тороїдального полів знаходяться в протифазі) [17, 18].

Спостережні закономірності магнітної активності Сонця свідчать, що, попри яскраво виражені сильні випадкові ефекти в еволюції магнітних полів, полоїдальне і тороїдальне поля Сонця пов'язані одне з іншим і, напевне, генеруються одним процесом, а фізичну основу циклічності сонячної активності складає 22-річний магнітний цикл [17]. Тому вивчення еволюції глобального магнітного поля дуже важливе для розуміння основних процесів, що породжують сонячну активність.

Генерація глобального магнітного поля Сонця

Як уже згадувалось, тороїдальне поле \mathbf{V}_T в принципі створити дуже просто. В усіх досить розвинених теоріях еволюції сонячних магнітних полів походження тороїдального поля пов'язується з дією неоднорідного (диференціального) обертання Сонця на вихідне полоїдальне поле. На сонячній поверхні неоднорідність обертання проявляється в тому, що екваторіальні області, лінійна швидкість яких складає біля 2 км/с, обертаються приблизно на 50% швидше приполярних (широтний градієнт швидкості обертання). В сонячному динамо-механізмі основну роль відіграє інша складова неоднорідного обертання — *радіальний градієнт* кутової швидкості. Зміну кутової швидкості з глибиною отримують або шляхом теоретичних розрахунків, або ж здобувають із розшифровки геліосейсмічних вимірювань. Внаслідок радіального диференціального обертання силові лінії дипольної моди полоїдального поля \mathbf{V}_P в глибоких шарах СКЗ в умовах вмороженості витягуються вздовж паралелей обабіч екватора, таким чином перетворюючись в тороїдальне поле квадрупольного типу в “королівських зонах”. Після досягнення певної стадії розвитку воно спливає на поверхню Сонця, утворюючи активні області та біполярні групи плям.

Найважливішою ланкою в теорії динамо-магнітної активності Сонця є зворотний зв'язок тороїдального поля з полоїдальним, тобто генерація осесиметричної дипольної моди. І, як уже зауважувалось, саме α -ефект дозволяє здійснити зворотний зв'язок і досить просто замкнути сонячний динамо-цикл, оскільки усереднена турбулентна спіральність може генерувати великомасштабний тороїдальний струм із усередненого тороїдального магнітного поля, збуджуючи

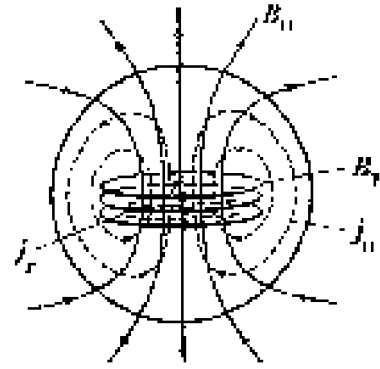


Рис. 3. Можлива конфігурація глобального магнітного поля, яке самопідтримується спіральною турбулентністю в провідному середовищі. Внаслідок α -ефекту поле \mathbf{V}_T створює тороїдальний струм \mathbf{j}_T (штрихові лінії). Цей струм спричинює полоїдальне магнітне поле \mathbf{V}_P , яке, в свою чергу, створює полоїдальний струм \mathbf{j}_P (штрихові лінії), що супроводжується тороїдальним магнітним полем \mathbf{V}_T . Провідна сфера вміщена в пустий непровідний простір.

тим самим усереднене полоїдальне поле. Турбулентна спіральність, закручуючи в конвективній зоні тороїдальне поле, яке піднімається вгору, генерує дрібномасштабні елементи оберненого полоїдального поля. Дрібномасштабні магнітні поля об'єднуються турбулентністю в одне ціле, утворюючи нове великомасштабне магнітне поле протилежного знаку по відношенню до вихідного полоїдального поля. Значення турбулентних параметрів у підфотосферних шарах беруть із моделей СКЗ, які розраховуються в наближенні теорії довжини змішування. Механізм генерації, в якому основну роль відіграють усереднена турбулентна спіральність (α -ефект) і неоднорідне обертання (Ω -ефект), називається “ $\alpha\Omega$ -динамо”.

У випадку сильно розвинутої турбулентності α -ефект і без залучення диференціального обертання може забезпечити збудження як полоїдальної так і тороїдальної компонент усередненого поля (механізм “ α^2 -динамо”) (рис. 3).

В результаті застосування процедур усереднення до рівняння електромагнітної індукції

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \text{rot}[\mathbf{V} \times \mathbf{B}] - \text{rot}(v_m \text{rot} \mathbf{B}), \quad (11)$$

його можна розділити на два рівняння для усередненого та флуктуаційного полів ($v_m = c^2/4\pi\sigma$ — магнітна в'язкість). Рівняння для великомасштабного поля

$$\frac{\partial \langle \mathbf{B} \rangle}{\partial t} = \text{rot}[\langle \mathbf{V} \rangle \times \langle \mathbf{B} \rangle] + \text{rot}(\alpha \langle \mathbf{B} \rangle) + D_T \nabla^2 \langle \mathbf{B} \rangle \quad (12)$$

широко використовується в астрофізиці при дослідженні глобального магнетизму. Перший член правої частини рівняння описує генерацію поля регулярними рухами (він включає в себе Ω -ефект), другий — дає турбулентну генерацію (α -ефект), а третій — турбулентну дифузію поля.

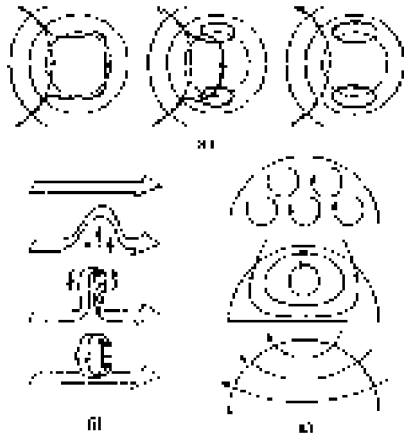


Рис. 4. Генерація тороїдальної складової магнітного поля з полоїдальної і навпаки: а) в процесі радіального диференціального обертання вихідне полоїдальне поле поступово перетворюється в тороїдальне поле, яке спрямоване в протилежних напрямках обабіч екватора (Ω -ефект); б) спіральна турбулентність, закручуючи в СКЗ силові лінії тороїдального поля, яке піднімається вгору, генерує дрібномасштабні магнітні петлі, орієнтовані в меридіональному напрямку (α -ефект); в) внаслідок скінченної електропровідності плазми в дуже малих масштабах і турбулентної дифузії меридіональні магнітні петлі зливаються одна з одною і формують нове великомасштабне полоїдальне магнітне поле.

Тут $D_T = v_m + v_T = c^2/4\pi\sigma_T\mu_T$ — коефіцієнт турбулентної магнітної дифузії; $\mu_T = 1/(1+v_T N_m)^{1/2}$ — турбулентна магнітна проникність.

Якщо вектор магнітної індукції глобально го поля Сонця $\langle \mathbf{B} \rangle$ подати у вигляді суми усереднених тороїдальної $\langle \mathbf{B} \rangle_T$ і полоїдальної $\langle \mathbf{B} \rangle_P$ компонент і підставити в рівняння індукцію (12), то воно розбивається на два рівняння

$$\frac{\partial \langle \mathbf{B} \rangle_T}{\partial t} = r \sin\theta (\langle \mathbf{B} \rangle_P \nabla) \Omega \mathbf{i}_\phi + \text{rot}(\alpha \langle \mathbf{B} \rangle_P) - \text{rot}\left(\frac{c^2}{4\pi\sigma_T} \frac{\text{rot} \langle \mathbf{B} \rangle_T}{\mu_T}\right), \quad (13)$$

$$\frac{\partial \langle \mathbf{B} \rangle_P}{\partial t} = \text{rot}(\alpha \langle \mathbf{B} \rangle_P) - \text{rot}\left(\frac{c^2}{4\pi\sigma_T} \frac{\text{rot} \langle \mathbf{B} \rangle_P}{\mu_T}\right). \quad (14)$$

(\mathbf{i}_ϕ — азимутальний одиничний вектор у сферичній системі координат; θ — полярний кут; r — відстань від центра Сонця). На Сонці диференціальне обертання настільки сильне, що $|\nabla\Omega L^2| \gg \alpha$. Тому другим членом у правій частині рівняння (13) можна знехтувати. В результаті отримуємо систему рівнянь, що описує $\alpha\Omega$ -механізм збудження тороїдального та полоїдального полів за рахунок відповідно радіального зсуву ($\nabla\Omega \equiv \partial\Omega/\partial r$) та α -ефекту. В реальній ситуації $\alpha\Omega$ -наближення можна застосовувати в масштабах, порівняних з товщиною конвективної зони, та для проміжків часу, довших одного року. Рис. 4 ілюструє взаємне перетворення полоїдального і тороїдального полів внаслідок сумісної дії Ω -ефекта, α -ефекта і турбулентної дифузії. Цікаво, що теорія космічного динамо, яка спочатку була задумана для пояснення по-

стійності магнітних полів в астрофізичних умовах, тільки з часом, після виявлення циклічних закономірностей сонячного магнетизму, стала залучатися для пояснення швидких (в порівнянні з часом еволюції Сонця) змін магнітних полів.

Рівняння індукції усередненого магнітного поля з граничними умовами на сонячній поверхні й на внутрішній межі конвективної зони з променистою зоною не можуть бути розв'язані аналітично, тому доводиться звертатись до чисельних експериментів. В результаті проведеного рядом дослідників (Р. Лейтон, П. Гілман, Х. Келлер, Х. Йошімура, М. Стікс та ін.) чисельного моделювання на основі рівнянь $\alpha\Omega$ -динамо вдалося відтворити основні спостережені закономірності магнітної активності Сонця (див. огляд Шюсслера [44]): правила полярності біполярних груп сонячних плям, діаграму “метеликів” — наявність “двох пар крил” за 22-річний магнітний період, правильний нахил крил, концентрація сильних полів до середніх широт і їх сповзання з часом до екватора, зміну знака біполярних магнітних полів, фазові співвідношення між полоїдальним і тороїдальним полями та деякі інші. В той же час існують ще не вирішені питання й слабкі місця в теорії турбулентного динамо, які визнаються прибічниками динамо-теорії і свідчать про те, що наші знання про таке складне явище, як сонячний цикл, далеко не повні. Далі ми зупинимось на основних проблемах, відзначивши, яким чином можна усунути деякі труднощі вже зараз, які питання залишаються ще не розв'язаними, і вкажемо можливі шляхи вдосконалення моделей сонячного циклу. При їх розгляді будуть використані як літературні дані, так і результати оригінальних досліджень, проведених протягом останнього часу в Астрономічній обсерваторії Київського університету ім. Тараса Шевченка та Університеті “Києво-Могилянська академія”.

Турбулентний діаманетизм – проти магнітної плавучості

Для ефективної роботи динамо необхідно, щоб магнітні силові трубки досить довго залишались у глибині СКЗ. Внаслідок магнітного спливання на поверхню важко утримувати сильне поле в глибоких конвективних шарах протягом часу, порівняного з тривалістю сонячного циклу, що приводить до обмеження на величину індукції збуджуваного тороїдального поля. Проблема можна вирішити при врахуванні діаманетизму турбулізованої плазми, фізичний смисл якого полягає у витісненні УМП з областей з підвищеною інтенсивністю пульсацій в місця з менш розвиненою турбулентністю вздовж градієнта турбулентної в'язкості ∇v_T з ефектив-

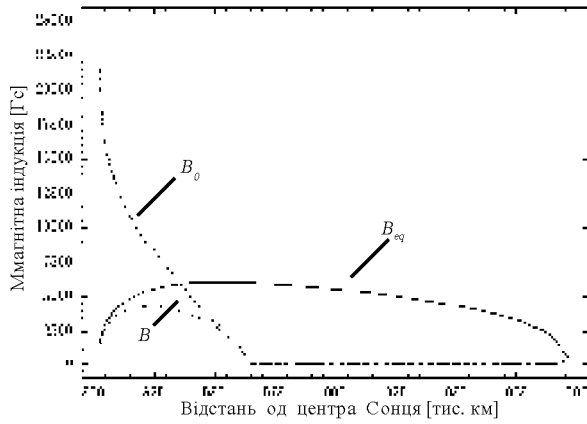


Рис. 5. Розраховані значення магнітної індукції рівноважного поля, магнітна плавучість якого скомпенсована турбулентним діамagnetизмом, в нелінійному (B) та лінійному (B_0) режимах для моделі СКЗ Стікса (1989) [48]; $B_{eq} = (4\pi r^2)^{1/2}$ — величина магнітної індукції рівнорозподіленого поля.

ною швидкістю $V_{\mu} = -\nabla v_T/2$ [42]. Внаслідок неоднорідності турбулентної конвекції в радіальному напрямку сонячна плазма набуває діамagnetичних властивостей, що проявляється у перенесенні великомасштабного поля вздовж радіуса. В нелінійному режимі швидкість діамagnetичного перенесення V_D залежить від величини магнітної індукції B через параметр нормалізованого поля $\beta = B/B_{eq}$ [34], а саме: $V_D(\beta) = 6 V_{\mu} \Psi_D(\beta)$, де $\Psi_D(\beta) \equiv (1/6 - \beta^2/5)$ — функція пригнічення діамagnetизму в наближенні слабкого поля ($\beta < 1$), характерного для глибоких шарів СКЗ, $B_{eq} = (4\pi r^2)^{1/2}$ — величина магнітної індукції рівнорозподіленого магнітного поля. У нижній частині СКЗ турбулентний діамagnetизм діє проти магнітної плавучості, що сприяє концентрації магнітних силових трубок на межі СКЗ з променистою зоною, хоча величина спрямованої вниз швидкості діамagnetичного витіснення в цьому випадку ($V_D \approx 3 \times 10^2$ см/с) значно менша, ніж у кінематичному режимі ($V_{\mu} \approx 4 \times 10^3$ см/с [11]). Умову рівноваги процесів магнітного спливання зі швидкістю $V_B(\beta) \equiv (l/H_p)(v/\gamma)(\beta^2/15)$ [33] (H_p — шкала висот за тиском, $\gamma = 5/3$ — показник адиабати) та діамagnetичного опускання полів зі швидкістю $V_D(\beta)$ можна записати у вигляді $V_B(\beta) + V_D(\beta) = 0$. Звідси можна визначити параметр нормалізованого поля

$$\beta = \left[5 |V_{\mu}| / \left(\frac{l}{H_p} \frac{v}{3\gamma} + 6 |V_{\mu}| \right) \right]^{1/2} \quad (17)$$

і оцінити величину індукції рівноважного поля $B = \beta B_{eq}$, тобто такого поля, магнітна плавучість якого за даної індукції скомпенсована турбулентним діамagnetизмом [35, 36]. За нашими розрахунками в області діамagnetичного опускання полів, де $B_{eq} \approx 3500$ — 6000 Гс, параметр β складася $0,7$ — $0,9$, а величина індукції рівноважного

магнітного поля B досягає значень 3000 — 4000 Гс (рис. 5). При цьому турбулентність веде до значного зниження електропровідності та магнітної проникності плазми: $\sigma_T \ll \sigma$, а $\mu_T \ll 1$ [10]. Отже, в області поблизу дна СКЗ завдяки турбулентному діамagnetизму можуть тривалий час (порівняний з протяжністю циклу) утримуватися досить інтенсивні магнітні поля, перш ніж за рахунок диференціального обертання вони підсиляться до значень 3000 — 4000 Гс, необхідних для спливання на поверхню. Таким чином, із аналізу турбулентних процесів, які супроводжують дію динамо-механізму, випливає, що нижня частина СКЗ є найбільш сприятливою для генерації сильних магнітних полів.

Магнітний потік в неоднорідній за густиною турбулентній плазмі

Суттєву роль в загальному сценарії еволюції глобального поля відіграє також ефект накачки магнітного потоку, обумовлений неоднорідністю густини турбулізованої плазми [2]. Розрахована нами в нелінійному режимі величина швидкості спрямованого вниз магнітного потоку, обумовленого радіальним градієнтом густини плазми, в нижній частині СКЗ складає близько 10^2 см/с [13]. Досить сильні рівноважні поля (за оцінками 10^3 — 10^5 Гс), які можуть за такого магнітного потоку утримуватися в глибинних шарах, знову свідчать, що область поблизу дна СКЗ сприятлива для ефективної роботи динамо.

Виявилось також, що породжувана обертанням анізотропія конвекції наділяє розглянуте явище турбулентного перенесення УМП новими властивостями: полоїдальна і тороїдальна складові магнітного поля переносяться в різних напрямках з відмінними швидкостями [14]. Розглянуті ефекти доповнюють картину просторової еволюції великомасштабних магнітних полів протягом сонячного циклу.

Вплив обертання на спіральну турбулентність

У ротаційній турбулентній плазмі основну роль в моделі $\alpha\Omega$ -динамо відіграє азимутальна компонента тензора параметра спіральності, яка описується виразом

$$\alpha = -\frac{1}{2} \tau \langle v^2 \rangle \omega \Psi_{\Omega}^u(\omega) \nabla \ln(\rho^{S(\omega)} v_r), \quad (18)$$

де $S(\omega) = \Psi_{\Omega}^p(\omega) / \Psi_{\Omega}^u(\omega)$ — введений Г. Рюдїгером і Л. Кичатиновим [41] ваговий фактор, який характеризує відносний внесок радіального градієнта густини речовини в α -ефект в залежності від швидкості обертання, $\omega = 2\tau\Omega$ — число Коріоліса, яке описує ступінь збурення конвек-

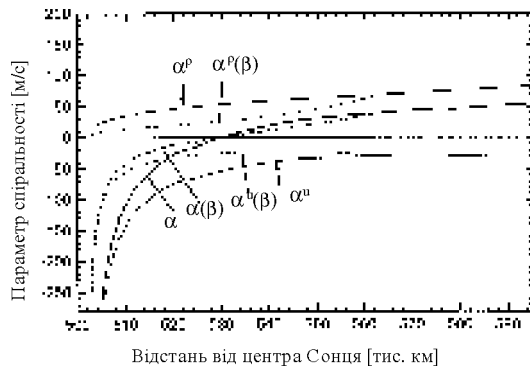


Рис. 6. Величина параметра спіральності α та його складових, обумовлених неоднорідностями густини плазми (α^p) та інтенсивності турбулентності (α^n) (суцільні криві), та магнітне пригнічення α -ефекту у нижній частині конвективної зони $\alpha(\beta) = \alpha_0 \Psi_\alpha(\beta)$ (пунктирні криві) для моделі СКЗ Стікса [48].

ції обертанням. Функції $\Psi_\Omega^p(\omega)$ і $\Psi_\Omega^u(\omega)$ враховують вплив обертання. Для глибоких шарів СКЗ характерні великі значення чисел Коріоліса ($\omega \gg 1$), тому можна застосувати наближення швидкого обертання $S(\omega) \rightarrow 1$, яке свідчить про рівноцінність внесків двох основних радіальних градієнтів (густини плазми та інтенсивності турбулентності) у сумарний α -ефект. В результаті розрахунків нами було знайдено [15], що складові азимутального параметра спіральності α^p та α^n мають протилежні знаки. Сумарна величина $\alpha/\cos\theta$ досить повільно змінюється з глибиною, за винятком області поблизу дна СКЗ, де сильний радіальний градієнт турбулентної швидкості приводить до зміни знаку параметра спіральності (рис. 6). Таким чином, виявлена раніше зміна знаку α -ефекту для простого ізотропного випадку [12] має місце і при врахуванні впливу обертання, що відіграє важливу роль у визначенні напряму зміщення динамо-хвиль.

Турбулентна дифузія: допомагає чи завважає?

Найбільш уразливим місцем динамо-теорій за Дж. Піддінгтоном [19] являється турбулентна дифузія, яка залучається для того, щоб позбавитися зайвого магнітного поля після його підсилення. Піддінгтон намагався доказати, що такої ролі турбулентна дифузія не відіграє, і навіть навпаки, вона буде спричиняти ще більше підсилення магнітного поля. Щоб обійти ці заперечення Паркер [40] припустив, що магнітне поле витягується у довгі тонкі волокна, які можуть зливатися з сусідніми протилежно спрямованими волокнами і потім зникають. В результаті дії такого механізму швидкий зріст магнітного поля не відбувається.

Усереднені й тонкоструктурні магнітні поля: теорія і спостереження

Динамо-моделі сонячного циклу опираються на уявлення про існування в СКЗ відносного слабкого дифузного усередненого магнітного поля. Це уявлення непогано узгоджується з картиною, яку дає сонячний магнітограф, що вирізує площадки сонячної поверхні досить великих розмірів, тобто з картиною усередненого (великомасштабного) магнітного поля. Однак скрізь над поверхнею Сонця магнітні поля виявляють незвичайну властивість спонтанно зосереджуватися в ізольовані трубки силових ліній з індукцією більше 1500 Гс. Тому останнім часом все більше дослідників сонячного магнетизму, особливо спостерігачі, вважають, що як на фотосферному рівні, так і в підфотосферних шарах більша частина магнітних полів також складається з окремих силових трубок (пучків) з поперечником близько 100 км і магнітною індукцією в них 1000—2000 Гс. Тобто у таких дрібно-масштабних силових трубках магнітна індукція виявляється значно сильнішою, ніж та, яка впливає із магнітографічних вимірювань. Проте незалежно від ступеня концентрації магнітного поля в пучках, завжди можна визначати усереднене поле шляхом усереднення всього поля в пучках і в областях між ними (якщо там якісь поля існують). Крім того, варто також зауважити, що поки не встановлено, чи існують такі магнітні пучки з великою густиною магнітного потоку на всьому протязі СКЗ, чи ж вони являються суто поверхневими утвореннями.

Радіальне диференціальне обертання

З більшості теорій диференціального обертання випливає, що кутова швидкість має зменшуватися вглиб СКЗ. Динамо-моделі ж для пояснення осциляції і міграції глобального поля вимагають, щоб кутова швидкість мала немонотонний радіальний профіль. Крім теоретичних розрахунків, в останні роки з'явився такий потужний інструмент вивчення диференціального обертання в надрах Сонця, як геліосейсмологічні дослідження. *Геліосейсмологія* — розділ геліофізики, в якому вивчається внутрішня будова Сонця на основі спостережних даних про спектр коливань його поверхневих шарів. За останніми геліосейсмічними вимірюваннями [27, 50] радіальний градієнт кутової швидкості $d\Omega/dr$ міняє знак вздовж радіуса і характеризується значно меншими величинами в порівнянні з більш ранніми його визначеннями. Останнє сприяє подовженню розрахованого періоду динамо-хвиль (див. нижче).

Тривалість сонячного циклу і період динамо-хвиль

Згідно з Паркером [39] розв'язок рівнянь динамо, які описують еволюцію тороїдального і полоїдального полів, можна подати як зміщення магнітних динамо-хвиль від середніх широт до екватора. Величина періоду T динамо-хвиль, який обумовлює тривалість сонячного циклу, визначається інтенсивностями спіральної турбулентності та радіального диференціального обертання в СКЗ:

$$T = 2\pi / \sqrt{\frac{1}{2} \sin \theta \left| \alpha \frac{\partial \Omega}{\partial r} \right|}. \quad (19)$$

Х. Йошімура [51] уточнив, що напрям зміщення цих хвиль (до екватора чи полюса) залежить від знака (негативного чи позитивного відповідно) добутку $(\alpha \partial \Omega / \partial r)$. Для пояснення часових змін в протифазі полоїдального і тороїдального полів необхідний негативний знак цього добутку.

Розрахований рядом дослідників період динамо-хвилі (близько одного року) [2, 51] виявляється значно коротшим за тривалість сонячного циклу. Як видно із виразу (19), малі величини T можуть бути обумовлені тим, що при розрахунках використовуються завищені значення параметрів α і $\partial \Omega / \partial r$. Тому природно шукати причини їх зменшення. Великі надії у зв'язку з цим покладаються на самоіндукцію (нелінійні ефекти), яка повинна сповільнювати процеси збудження магнітних полів. Нелінійність передусім буде пригнічувати α -ефект, як слабший та чутливіший у порівнянні з Ω -ефектом. Крім того, значення $\partial \Omega / \partial r$ необхідно брати із найновіших геліосейсмічних вимірювань, оскільки протягом останнього десятиліття виявилася тенденція до поступового зменшення величин радіального градієнта кутової швидкості, здобутих на підставі розшифровки даних геліосейсмології.

Альфа-квенчінг

В нижній частині СКЗ глобальний магнетизм, породжуючи анізотропію турбулентності, приводить до сповільнення збудження магнітної індукції α -ефектом (магнітне пригнічення або так званий альфа-квенчінг) [41]. Магнітне пригнічення α -ефекту описується виразом

$$\alpha(\beta) = \alpha_0 \Psi_\alpha(\beta), \quad (20)$$

де α_0 — “немагнітне” значення параметра спіральності, $\beta = c_a / v = B / B_{eq}$ — параметр нормалізованого магнітного поля, $\Psi_\alpha(\beta)$ — квенчінг-функція (функція пригнічення), яка нормалізована на одиницю при $\beta = 0$, $c_a = B / \sqrt{4\pi\rho}$ — локальна альвенівська швидкість. Наші розрахунки [15] з урахуванням магнітного пригнічення дали значно менші значення параметра спіральності α (поблизу дна СКЗ $\Psi_\alpha \cong 0,4$), ніж ті, що використовувались раніше (рис. 6). Це означає, що магнітне пригнічення значною мірою сприятиме подовженню розрахованого періоду динамо-хвиль T .

Оцінка періоду осциляцій та напрям міграції динамо-хвиль

Скориставшись розрахунками альфа-квенчінга [15] і здобутими нами із новітніх геліосейсмічних вимірювань [27, 51] значеннями $\partial \Omega / \partial r$ ми визначили напрямок поширення динамо-хвиль у нижній частині СКЗ і оцінили їх періоди [16] (результати подано у таблиці). Виявилось, що поблизу дна СКЗ період динамо-хвилі складає близько 9 років, що *задовільно узгоджується* зі спостережною тривалістю сонячного циклу. Напрямок зміщення хвиль залежить від широти. Для широт вище 35° динамо-хвиля спрямована до полюсів, тоді як на низьких широтах вона зміщується до екватора. Активність спрямованої до екватора низькоширотної динамо-хвилі, мабуть, проявляється в циклі сонячних плям, тоді як динамо-хвиля, що рухається до полюсів, певне, відповідальна за полярний дрейф високоширотних фонових магнітних полів.

Генерація великомасштабного магнітного поля у надрах Сонця

У зв'язку з виявленою недавно тонкою структурою 5-хвилинних коливань Сонця постає питання про природу цього розщеплення. Частина дослідників пов'язує частотне розщеплення з впливом сильного магнітного поля в надрах Сонця. Нами запропоновано механізм збудження тороїдального поля на межі конвективної та променистої зон під дією радіального градієнта кутової швидкості на полоїдальне поле реліктового походження [6]. Магнітна індукція тороїдального поля з урахуванням обмежуючого

z (M \odot)	α (с/мГс)	$\varphi' - 90^\circ$ (град)	$\partial \Omega / \partial r$ (рад/с/мГс)	$\alpha \partial \Omega / \partial r$ (рад/с/мГс)	Зміщення	T (роки)
135-140	4×10^7	45°	$1,1 \times 10^{-11}$	—	до екватора	3
140-155	0×10^7	45°	$19,0 \times 10^{-11}$	+	до полюса	7
155-190	$-1,4 \times 10^7$	$< 35^\circ$	$+1,5 \times 10^{-10}$	—	до екватора	9
		$> 35^\circ$	$4,5 \times 10^{-11}$	—	до полюса	

впливу магнітної плавучості досягає приблизно 2×10^6 Гс. Це значення достатнє, щоб викликати спостережні магнітні ефекти розщеплення коливань.

Висновки

На основі аналізу моделей турбулентного динамо та проведених нами досліджень з достатньою впевненістю можна стверджувати, що механізм $\alpha\Omega$ -динамо в значній мірі відображає реальні процеси, які протікають в сонячній конвективній зоні. Про це, зокрема, свідчать характер міграції динамо-хвиль та отримані нами оцінки їх періоду, які наближаються до спостережної тривалості сонячного циклу. Важливо також те, що врахування турбулентного діамagnetизму конвективної зони дає змогу зняти обумовлені магнітною плавучістю обмеження на величину індукції збуджуваних магнітних полів у глибоких підфотосферних шарах.

Для вдосконалення динамо-моделей сонячного циклу необхідно зосередити зусилля в таких напрямках:

- Вдосконалення моделі конвективної зони та теорії довжини змішування.
- Врахування всього спектру процесів (турбулентний діа- та парамагнетизм, турбулентне перенесення поля, обумовлене дрібномасштабними магнітними пульсаціями в ротаційній неоднорідній за густиною плазмі, магнітна та “турбулентна плавучість” усередненого поля та ін.), що супроводжують дію динамо-механізму.
- Визначення надійних залежностей кутової швидкості від глибини та широти (узгодження даних теорії та геліосейсмічних вимірювань).
- Створення повної самоузгодженої динамічної $\alpha\Omega$ -моделі (врахування всього комплексу нелінійних ефектів).

Дана робота частково підтримана грантом Державного фонду фундаментальних досліджень Міністерства України (проект 2.4/682). Один з авторів (О. Полудненко) висловлює подяку Ларисі Зубаль та Олексі Біланюку (США) за матеріальну підтримку при виконанні роботи.

Література

1. Брагинский С. И. Теория гидромагнитного динамо // ЖЭТФ. 1964. Т. 47, № 12. С. 2178—2193.
2. Вайнштейн С. И., Зельдович Я. Б., Рузмайкин А. А. Турбулентное динамо в астрофизике. М., Наука, 1980. 352 с.
3. Григорьев В. М., Пещеров В. С., Осак Б. В. Измерение фонового магнитного поля Солнца в Саянской солнечной обсерватории // В сб.: Исследования по геомагнетизму, аэронауки и физике Солнца. М., Наука. 1983. Вып. 64. С. 80—95.
4. Гуревич Л. Э., Лебединский А. И. Магнитное поле солнечных пятен // ДАН. 1945. Т. 49. С. 92—94.
5. Дробышевский Э. М., Колесникова Э. Н., Юферев В. С. Топологическое полудинамо // Препринт ФТИ им. А. Ф. Иоффе. 1981. № 724. Ленинград. 33 с.
6. Дудоров А. Е., Криводубский В. Н., Рузмайкина Т. В., Рузмайкин А. А. Внутреннее крупномасштабное магнитное поле Солнца // Астрон. журн. 1989. Т. 66, № 4. С. 809—821.
7. Зельдович Я. Б. // Магнитное поле при двумерном движении проводящей жидкости // ЖЭТФ. 1956. Т. 31. С. 154—156.
8. Котов В. А., Степанян Н. Н., Щербакова З. А. Роль фонового магнитного поля и полей активных областей и пятен в общем магнитном поле Солнца // Изв. КрАО. 1977. Т. 56. С. 75—83.
9. Краузе Ф., Рэдлер К.-Х. Магнитная гидродинамика средних полей и теория динамо. М., Мир. 1984. 320 с.
10. Криводубский В. Н. О турбулентной проводимости и магнитной проницаемости солнечной плазмы // Солнеч. данные. 1982. № 7. С. 99—109.
11. Криводубский В. Н. О переносе магнитных полей в турбулентной оболочке Солнца // Астрон. журн. 1984. Т. 61, № 2. С. 354—365.
12. Криводубский В. Н. Интенсивность источников магнитных полей солнечного $\alpha\Omega$ -динамо // Астрон. журн. 1984. Т. 61, № 3. С. 540—548.
13. Криводубский В. Н. Перенос крупномасштабного магнитного поля Солнца, обусловленный неоднородностью плотности вещества конвективной зоны // Письма в Астрон. журн. 1987. Т. 13, № 9. С. 803—810.
14. Криводубский В. Н. Турбулентный перенос крупномасштабного магнитного поля во вращающейся конвективной зоне Солнца // Астрон. журн. 1992. Т. 69, № 4. С. 842—849.
15. Криводубский В. Н. Вращательная анизотропия и магнитное подавление гиротропной турбулентности в конвективной зоне Солнца // Астрон. журн. 1998. Т. 75, № 1. С. 139—143.
16. Криводубский В. Н. Период сонячного динамо-циклу // Вісник Київ. ун-ту. Астрономія. 1998. № 35.
17. Моффат Г. Возбуждение магнитного поля в проводящей среде. М., Наука. 1980. 340 с.
18. Паркер Е. Космические магнитные поля. В 2-х частях. М., Мир. 1982.
19. Пиддингтон Дж. Г. Солнечные магнитные поля и конвекция. Обзор теории первичного поля // В кн.: Проблемы солнечной активности (ред. В. Бумба и И. Клечек). М., Мир. 1979. С. 173—202.
20. Френкель Я. И. О происхождении земного магнетизма // ДАН СССР. 1945. Т. 49. С. 98—101.
21. Штеенбек М., Краузе Ф. Возникновение магнитных полей звезд и планет в результате турбулентного движения их вещества // Магнит. гидродинамика. 1967, № 3. С. 19—44.
22. Штеенбек М., Кирко И. М., Гайлитис А. и др. Экспериментальное обнаружение электродвижущей силы вдоль внешнего магнитного поля, индуцированной течением жидкого металла (α -эффект) // ДАН СССР. 1968. Т. 180, № 2. С. 326—329.
23. Babcock H. W., Babcock H. D. The Sun's magnetic field 1952—1954 // Astrophys. Journ. 1955. Vol. 121. P. 349—366.
24. Batchelor G. K. On the spontaneous magnetic field in a conducting liquid in turbulent motion // Proc. Roy. Soc. 1950. Vol. A247. P. 405—416.

25. *Biermann L.* Bemerkungen uber das Rotationsgesetz in irdischen und stellaren Instabilitatzonen // *Zeits. Astrophys.* 1951. B. 28. S. 304—309
26. *Bullard E. C., Gellman H.* Homogeneous dynamos and terrestrial magnetism // *Phil. Trans. Roy. Soc.* 1954. A247. P. 213—278.
27. *Corbard T., Berthomieu G., Morel P. et al.* Solar internal rotation from LOWL data // *Astron. Astrophys.* 1997. Vol. 324. P. 298—310.
28. *Cowling T. G.* The magnetic field of sunspots // *Mon. Not. Roy. Astr. Soc.* 1934. Vol. 94. P. 39—48.
29. *Csada I. K.* On the magnetic effect of turbulence in ionized gases // *Acta Phys. Hung.* 1951. Vol. 1. P. 215—230.
30. *Duvall T. L., Wilcox J. M., Svalgaard L. et al.* Comparison of H_{α} synoptic charts with the large-scale solar magnetic field as observed at Stanford // *Solar Phys.* 1977. Vol. 55, N 1. P. 63—68.
31. *Elsasser W. M.* Induction effects in terrestrial magnetism // *Phys. Rev.* 1946. Vol. 69. P. 106—116.
32. *Elsasser W. M.* Hydromagnetic dynamo theory // *Rev. Mod. Phys.* 1956. Vol. 28. P. 135—163.
33. *Kichatinov L. L., Pipin V. V.* Mean-field buoyancy // *Astron. Astrophys.* 1993. Vol. 274. P. 647—652.
34. *Kichatinov L. L., Rüdiger G.* Magnetic field advection in inhomogeneous turbulence // *Astron. Astrophys.* 1992. Vol. 260. P. 494—498.
35. *Krivodubskij V. N.* Non-linear diamagnetic transport of large-scale magnetic field in the solar convection zone // *The Cosmic Dynamo. IAU Symp. 157. Proceedings/ Eds.: F. Krause, K.—H. Rüdler, G. Rüdiger.* Dordrecht, Boston, London, Kluwer Academic Publishers. 1993. P. 49—50.
36. *Kryvodubskij V. N., Rüdiger G., Kichatinov L. L.* Non-linear diamagnetic transfer and magnetic buoyancy of large-scale magnetic field in the convective zone of the Sun // *Вісн. Київ. ун-ту. Астрономія.* 1994. № 33. С. 55—58.
37. *Larmor J.* How could a rotation body such as the Sun become a magnet? // *Rep. Brit. Assoc. Adv. Sci.* 1919. P. 159—160.
38. *Parker E. N.* The formation of sunspots from the solar toroidal field // *Astrophys. Journ.* 1955. Vol. 121. P. 491—507.
39. *Parker E. N.* Hydromagnetic dynamo models // *Astrophys. Journ.* 1955. Vol. 122. P. 293—314.
40. *Parker E. N.* The dynamics of fibril magnetic field. II. The mean field equations // *Astrophys. Journ.* 1982. Vol. 256. P. 302—315.
41. *Rüdiger G., Kichatinov L. L.* Alpha-effect and alpha-quenching // *Astron. Astrophys.* 1993. Vol. 269. P. 581—588.
42. *Ruzmaikin A. A., Vainshtein S. I.* The magnetic field transfer in the solar convective zone // *Astrophys. Space Sci.* 1978. Vol. 57, N 1. P. 195—202.
43. *Schlüter A., Biermann L.* Interstellare Magnetfelder // *Zeits. Naturf.* 1950. Bd. 5a, S. 237—251.
44. *Schüssler M.* Stellar dynamo theory // In: *Solar and Stellar Magnetic Fields: Origins and Coronal Effects* (Ed. J. O. Stenflo), Symp. IAU 102. Zurich. 1982. Dordrecht, Holland/ Boston, USA/ Lancaster. D., Reidel Publishing Company, 1983. P. 213—236.
45. *Severny A. B.* Time fluctuations of general magnetic field of the Sun // *Quart. J. Roy. Astron. Soc.* 1971. Vol. 12, N 4. P. 363—379.
46. *Steenbeck M., Krause F., Rädler K.—H.* A calculation of the mean electromotive force in electrically conducting fluid in turbulent motion, under the influence of Coriolis forces // *Zeits. Naturforsch.* 1966. Bd. 21a. S. 369—376.
47. *Stix M.* Theory of the solar cycle // *Solar. Phys.* 1981. Vol. 74. P. 79—101.
48. *Stix M.* *The Sun.* Berlin, Verlag. 1989. P. 200.
49. *Sweet P. A.* The effect of turbulence on a magnetic field // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 1950. Vol. 110. P. 69—83.
50. *Tomczyk S., Schou J., Thompson M. J.* Measurement of the rotation rate in the deep solar interior // *Astrophys. J.* 1995. Vol. 448, N 1. Part II. L57—L60.
51. *Yoshimura H.* A model of the solar cycle driven by the dynamo action of the global convection in the solar convective zone // *Astrophys. Journ. Suppl.* 1975. Vol. 29, N 294. P. 467—494.

V. N. Kryvodubsky, O. Y. Poludnenko

PROBLEMS OF THE SOLAR TURBULENT DYNAMO

The present article provides the overview of the theory of turbulent dynamo based on the mean-field magnetohydrodynamics. The principal role of the helical turbulence for exciting of electromotive force which is parallel to mean magnetic field (α -effect) is emphasized. A mechanism of generation of the Sun's global magnetic field due to the combined acting of helical turbulence and radial differential rotation ($\alpha\Omega$ -dynamo) is described. The calculated period of Parker's dynamo-waves is about 9 years that is in satisfactory agreement with the observed duration of the solar cycle. The main problems that dynamo-theory encounters today are briefly outlined and the possible ways of their solution are proposed.