



УДК 523.98

## Походження і генерація магнітних полів небесних тіл

В.Н. Криводубський

Астрономічна обсерваторія Київського національного університету імені Тараса Шевченка

*Зроблено огляд механізмів збудження космічних магнітних полів. Відзначено, що спіральні турбулентні рухи в замагніченій плазмі приводять до збудження «турбулентного» електричного поля, паралельного до крупномасштабного магнітного поля (альфа-ефект). Підкреслено, що саме  $\alpha$ -ефект в рамках моделей магнітного турбулентного динамо відкриває прямий шлях до пояснення космічного магнетизму. Проаналізовано досягнення і проблеми моделі  $\alpha\Omega$ -динамо циклічності магнітної активності Сонця. Зазначено, що при врахуванні нелінійних ефектів турбулентної плазми і останніх даних геліосейсмологічних експериментів можна зняти значну частину ускладнень моделі турбулентного  $\alpha\Omega$ -динамо сонячних магнітних циклів.*

*ПРОИСХОЖДЕНИЕ И ГЕНЕРАЦИЯ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ НЕБЕСНЫХ ТЕЛ, Криводубский В.Н. — Сделан обзор механизмов возбуждения космических магнитных полей. Отмечено, что спиральные турбулентные движения в замагниченной плазме приводят к возбуждению «турбулентного» электрического поля, параллельного к крупномасштабному магнитному полю (альфа-эффект). Подчеркивается, что именно  $\alpha$ -эффект в рамках модели магнитного турбулентного динамо открывает прямой путь к объяснению космического магнетизма. Проанализированы достижения и проблемы модели  $\alpha\Omega$ -динамо цикличности магнитной активности Солнца. Указано, что при учете нелинейных эффектов турбулентной плазмы и последних данных гелиосейсмологических экспериментов можно устранить значительную часть затруднений модели турбулентного  $\alpha\Omega$ -динамо солнечных магнитных циклов.*

*ORIGIN AND GENERATION OF MAGNETIC FIELDS OF CELESTIAL BODIES, by Krivodubskij V.N. — We review mechanisms of space excitation of magnetic fields. It is noted that the turbulent helical motions in magnetic plasma leads to excitation of the “turbulent” electric field which is parallel to the large-scale magnetic field (alpha-effect). It is emphasized that the  $\alpha$ -effect in the model of turbulent magnetic dynamo offers direct way to explain the cosmic magnetism. The achievements and problems of the  $\alpha\Omega$ -dynamo models of cyclic magnetic activity of the Sun are analyzed. It is noted that taking into account the non-linear effects of turbulent plasma and recent data of helioseismological experiments one can eliminate some of the difficulties of turbulent  $\alpha\Omega$ -dynamo model of the solar magnetic cycles.*

**Ключевые слова:** магнитные поля; турбулентность; механизмы возбуждения космического магнетизма; модель магнитного динамо солнечного цикла.

**Key words:** magnetic fields; turbulence; excitation mechanisms of cosmic magnetism; magnetic dynamo model of the solar cycle.

### 1. ВСТУП

Більша частина речовини у Всесвіті знаходиться у стані плазми, яка пронизана магнітними полями і взаємодіє з ними за законами магнітної гідродинаміки (МГД). Космічна МГД широко використовується для вивчення процесів в астрофізичних об'єктах (зорях, галактиках, міжзоряному середовищі тощо). Магнітні поля відіграють визначальну роль в формуванні структури магнітосфер зірок і планет. Спостереження свідчать, що магнітні поля служать однією з основних причин активних явищ на Сонці і в космосі.

Винятково важливе значення для вивчення космічного магнетизму мало відкриття магнітних полів в сонячних плямах. В 1908 р. американському геліофізику Дж. Хейлу [1] на основі поздовжнього ефекту Зеємана вдалося зареєструвати розщеплення спектральних ліній випромінювання від сонячних плям і тим самим зробити перші визначення величини магнітного поля. Виявилось, що всі плями характеризуються сильними магнітними полями: магнітна індукція в розвинених плямах досягає значень 1500–4000 Гс, а магнітний потік через поверхню типової плями становить близько  $10^{21}$  Мкс. Це було перше виявлення позаземного магнетизму. На цей час дослідники вже знали, що кількість спостережених на сонячній поверхні плям змінюється з періодом близько 11 років (закон Швабе–Вольфа, відкритий за 60 років до цього). Трохи пізніше було встановлено, що 11-річний цикл показується не тільки в зміні кількості плям. Виявилось, що з фазою сонячного циклу змінюється розподіл сонячних плям за широтою. Групи сонячних плям виникають не на всьому диску Сонця, а тільки в так званих «королівських зонах», розміщених на відстані приблизно до  $40^\circ$  по обидва боки від сонячного екватора. Поблизу самого екватора, до широти  $\pm 5^\circ$ , плями також трапляються дуже рідко. На початку кожного нового циклу плями з'являються переважно на середніх, а пізніше на все нижчих і нижчих широтах,

наближаючись до екватора. Ця обставина привернула увагу англійського дослідника Р. Керрінгтона ще в 1859 р., який відкрив також і диференційне обертання сонячної поверхні. Згодом німецький вчений Г. Шпюрер переконливо показав, що середню протяжність 11-річного циклу можна визначити значно точніше за змінами широти груп плям, ніж за варіаціями чисел Вольфа, які характеризують частоту і інтенсивність плямоутворення. Широтний дрейф груп плям до екватора добре помітний на побудованій Е. Маундером в 1922 р. діаграмі розподілу плям за широтами у функції часу (діаграма «метеликів»). В результаті проведених Хейлом на Маунт-Вільсоновській обсерваторії впродовж 1908–1924 рр. магнітних вимірювань (дані яких в 1938 р. опубліковані ним у співавторстві з С.Нікольсоном [2]) було створено базу сучасних знань про сонячний магнетизм. Частіше всього плями з'являються у вигляді біполярних груп, які складаються з двох великих плям (їх зазвичай називають головною та хвостовою плямами) та значної кількості дрібних плям і пор між ними. Магнітні поля основних двох плям групи мають протилежну полярність. Розподіли знаків біполярних груп у північній і південній півсферах Сонця протилежні, зберігаються впродовж циклу і змінюються на протилежні кожні 11 років (закон Хейла–Нікольсона). Таким чином, повний період зміни знаку біполярних груп плям становить 22 роки (так званий магнітний цикл Хейла).

Впродовж тривалого часу при спектроскопічних спостереженнях вдавалося вимірювати тільки сильні магнітні поля. Ситуація кардинально змінилася після винаходу Горацієм і Гарольдом Беккоками (учнями Дж. Хейла) в 1952 р. в обсерваторії Маунт-Вільсон сонячного магнітографа — спеціального фотоелектричного приладу для систематичного картографування слабких магнітних полів на сонячній поверхні шляхом сканування диска Сонця з високою просторовою роздільністю і точністю до 1 Гс. В 1956 р. більш досконалий магнітограф було створено в Кримській астрофізичній обсерваторії, який тривалий час був кращим інструментом такого типу у світі. Спостереження з магнітографами показали, що не тільки сонячні плями і уніполярні магнітні ділянки служать носіями магнетизму на Сонці. Магнітні поля, хоча і слабкі, поширюються майже по всій сонячній поверхні. Такі не пов'язані з активними областями слабкі магнітні поля (N- і S-полярності) займають близько 80% поверхні Сонця. Зазвичай їх називають фоновими магнітними полями [3]. Завдяки магнітографічним вимірюванням удалося безпосередньо виміряти величину індукції слабого полярного поля і виявити зміну його знака поблизу максимумів сонячних плям.

## 2. СТРУКТУРА МАГНЕТИЗМУ НА СОНЦІ

Аналіз магнітографічних вимірювань показав, 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 не завжди вдається помітити якоїсь впорядкованості чи закономірностей. В той же час при магнітографічних вимірюваннях з усередненням за великими просторовими (що значно перевищують розміри активних областей) і часовими (впродовж одного чи більше років) масштабами в структурі магнітних полів проявляються закономірності, характерні для сонячного циклу. Виявлені спостережені закономірності магнітної активності Сонця засвідчили, що фізичну основу спостереженої магнітної циклічності з урахуванням магнітного знаку навколополярних північної і південної ділянок сонячної поверхні (з величиною індукції близько кількох гаус), а також біполярних груп плям у північній і південній півсферах становить середній період 22 роки (згадуваний магнітний цикл Хейла). З часом наступило розуміння, що разом з плямами всі інші нестационарні процеси на Сонці: спалахи, факели, волокна, протуберанці, корональні викиди мас мають магнітну природу. Тому широкий комплекс явищ на Сонці, який охоплює утворення плям, спалахів та інших проявів нестационарності, отримав назву сонячної активності (СА) [4].

Згідно сучасної концепції щодо структури глобального (крупномасштабного) магнітного поля Сонця  $\vec{B}$ , останнє складається з трьох компонент [5]. Перша компонента — це глибинне сильне тороїдальне (азимутальне) поле  $\vec{B}_T$ , яке при спливанні на сонячну поверхню визначає інтенсивність плямоутворення. Друга компонента — слабке полярне (меридіональне) поле  $\vec{B}_P$ , силові лінії якого, виходячи на сонячну поверхню, очевидно, формують фонові магнітні поля. Третя магнітна компонента, яка лежить в площині сонячного екватора, має секторну структуру і визначає міжпланетне магнітне поле. При спостереженнях ми бачимо лише викликані магнітною плавучістю випадкові локальні опуклості тороїдального поля, що проявляються на сонячній поверхні у вигляді згадуваних вище біполярних груп плям. Тороїдальне поле Сонця доступне для спостережень лише в такій обмеженій формі. Потужне магнітне поле з'являється спочатку поблизу широти 35–40°, протягом приблизно 11 років зміщується в напрямку менших широт і біля екватора, послаблене проникненням протилежного поля з іншої півкулі, зменшується і зникає. Після цього на середніх широтах знову з'являється потужне поле, але вже протилежного знаку, так що повний період зміни тороїдального поля складає 22 роки. Стало ясно, що знаменита діаграма «метеликів» Маундера відображає місця концентрації тороїдального магнітного поля під фотосферою і визначає швидкість його міграції до екватора. Таким чином, спостереження засвідчили, що обидві компоненти осцилюють з середнім періодом близько 11 років в протифазі по відношенню

до знаку їхньої магнітної полярності. Тому очевидно, що магнітні компоненти пов'язані між собою і збуджуються, напевне, одним процесом, який носить коливальний характер.

### 3. МАГНЕТИЗМ У КОСМОСІ

Згодом було виявлено наявність магнетизму в зорях, міжзоряному середовищі, в галактиках і в міжгалактичному просторі. До речі, саме Х.Беккок, досліджуючи за спектрами аномалії хімічного складу зірок, вперше зафіксував зоряний магнетизм. В 1946 р. він поміряв магнітне поле у зірки 78 Діви, а потім виявив сильні магнітні поля (до 30 тис. Гс) у пекулярних А-зірок та ін. В 1958 р. він опублікував каталог «магнітних зірок», ввівши цей термін для зірок, величини індукції яких не менші 1000 Гс. Відкриття в останні десятиліття активності зірок сонячного типу засвідчило активну роль магнітних полів у циклічних змінах вибухів і спалахів «замагнічених» небесних тіл. Магнітні поля служать причиною і джерелом низки активних нестационарних процесів, починаючи від квазарів і пульсарів і закінчуючи магнітосферами планет і Землі. У зв'язку з цим виникла проблема походження і генерації магнітних полів небесних тіл: звідки ж беруться магнітні поля в космосі?

Як відомо, в природі не існують магнітні заряди. Повсюдна поширеність великомасштабних магнітних полів у Всесвіті свідчить про відсутність (або майже відсутність) магнітно-заряджених часток у природі в достатній кількості. Адже якби магнітні монополи існували, то магнітні поля були б знейтралізовані точно так само, як нейтралізуються великомасштабні електричні поля в космосі за рахунок вільних електронів. Магнетизм сонячної речовини не може виникати і під впливом факторів, характерних для земних магнітів. На Землі найсильніші прояви магнетизму зазвичай визначаються орієнтацією магнітних моментів атомів і елементарних часток (електронів, протонів і нейтронів), які входять до складу сильно-магнітних (магніто-упорядкованих) речовин (насамперед, феромагнітних матеріалів). На Сонці і в космосі не зустрічається якої-небудь помітної магнітної впорядкованості, оскільки плазма не відноситься до сильно-магнітних речовин. Тому в астрофізичних умовах магнітні поля можуть породжуватися тільки рухом електричних зарядів (електричними струмами) або ж змінами електричних полів в космічній плазмі. Суттєва змінність сонячного магнетизму в часі і просторі змушує припустити наявність певного постійно діючого механізму генерації поля.

### 4. ПОШУК МЕХАНІЗМІВ ЗБУДЖЕННЯ КОСМІЧНОГО МАГНЕТИЗМУ

Загальновідомо, що висока електропровідність сонячної плазми за великих розмірів магнітних полів призводить до величезної індуктивності. В умовах високої провідності плазми магнітні силові лінії виявляються ніби приклеєними до часток рухомої плазми. При всяких рухах замагніченої плазми збуджуються струми, магнітні поля яких, складаючись з початковим полем, змінюють його таким чином, що магнітні силові лінії ніби зміщуються разом з плазмою. Це наближення отримало назву «вмороженості» магнітного поля в рухоме ідеально провідне середовище. Явище вмороженості, відкрите шведським астрофізиком Х. Альфеном, стало основою для вивчення багатьох МГД-процесів в космічній плазмі. За високої провідності сонячної плазми омична дисипація струмів стає неістотною і магнітне поле виявляється вмороженим в речовину. В результаті характерні часи затухання (а отже, і росту) полів значно перевищують періоди регулярних гідродинамічних рухів на Сонці. Як же за таких умов забезпечити спостережні величини і швидко змінність сонячних магнітних полів впродовж тривалого часу? Використавши концепцію вмороженості можна досить просто отримати зміну поля з частотою великомасштабних рухів, однак прості рухи не здатні забезпечити тривале підсилення або хоча б підтримку магнетизму. Тимчасове підсилення зміниться виснаженням і поле в кінцевому підсумку зникне. Додаткові труднощі при розгляді механізмів збудження космічного магнетизму зумовлені втратами полів за рахунок їх своєрідної «плавучості», відкритої професором Чикагського університету Ю. Паркером [6]. Замагнічені об'єми плазми в гравітаційному полі стають легшими, ніж оточуюча їх плазма. В результаті сильні магнітні поля здатні значно швидше, ніж за рахунок омичної дисипації, послаблюватися і покидати космічні тіла внаслідок магнітної плавучості.

Тому для пояснення спостереженої поведінки сонячного магнетизму дослідники залучають динамо-процеси — механізми підсилення первісного слабкого магнітного поля рухами електропровідного середовища з позитивним зворотним зв'язком, які приводять до самопідтримки або подальшого росту поля. Надзвичайно важливо, що в результаті ядерних і гравітаційних сил в космічних об'єктах виділяється енергія, яка викликає *турбулентні рухи* іонізованого газу або електропровідної рідини. Магнітні поля в умовах вмороженості захоплюються цими рухами і, розтягуючись і згинаючись, здобувають додаткову енергію. Тобто турбулентні потоки електропровідної речовини діють подібно до *динамо-машини з самозбудженням* (принцип якої в лабораторних умовах був розроблений в 1866 р. знаменитим німецьким фізиком і винахідником Вернером фон Сіменсом), перетворюючи механічну енергію в магнітну енергію.

Суть динамо-процесу полягає в підсиленні первісного слабкого магнітного поля рухами електропровідного турбулізованого середовища з позитивним зворотним зв'язком, які приводять до самопідтримки

або подальшого росту поля [7]. При рухах плазми зі швидкістю  $\vec{v}$  поперек магнітного поля  $\vec{B}$  створюється наведене електричне поле  $\vec{E} = (\vec{v} \times \vec{B})/c$ , яке збуджує електричний струм  $\vec{j} = \sigma(\vec{v} \times \vec{B})/c$  ( $\sigma$  — електропровідність плазми). Цей струм згідно із законом Ампера  $\vec{j} = \frac{c}{4\pi} \text{rot } \vec{B}_1$  створює нове магнітне поле  $\vec{B}_1$ . Далі поле  $\vec{B}_1$  приводить до виникнення нового електричного поля  $\vec{E}_1$  (за законом Фарадея  $\text{rot } \vec{E}_1 = -\partial\vec{B}_1/\partial t$ ), яке згідно з законом Ома збуджує струм  $\vec{j}_1 = \sigma(\vec{E}_1 + \vec{v} \times \vec{B}_1)/c$ . Магнітне поле  $\vec{B}_1$  породжує також силу Лоренца  $(\vec{j}_1 \times \vec{B}_1)/c$ , здатну протистояти силам, які викликають рухи, забезпечуючи тим самим зворотний зв'язок процесу збудження магнетизму. Таким чином замикається суто нелінійний динамо-цикл.

Задача динамо полягає в тому, щоб пояснити, як може підтримуватися чи генеруватися магнітне поле в процесі з майже вмерзеними в плазму силовими лініями. Для повного розв'язання задачі динамо необхідно знайти конкретні типи рухів, які приводять до підсилення як завгодно малого первісного поля, і узгодити їх з динамічними рівняннями, спостереженнями і зворотним впливом магнітного поля на ці рухи. Зазначені дві стадії самопідтримання магнетизму включають в себе відповідно розв'язок рівняння індукції

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \text{rot}(\vec{v} \times \vec{B}) + \nu_m \Delta \vec{B} \quad (1)$$

( $\nu_m = c^2/4\pi\sigma$  — магнітна в'язкість плазми) і рівняння руху. Перший член справа в рівнянні (1) описує збудження магнітного поля, тоді як другий — омичне затухання поля. Завдання на сьогодні полягає у пошуку найбільш ймовірних механізмів самозбудження магнітного поля, хоча ведуться дослідження і в інших напрямках.

Серед таких альтернативних можливостей слід виділити передусім гіпотезу осцилюючого первісного (реліктового) магнітного поля Сонця австралійського астрофізика Дж. Піддінгтона [8]. В моделі Піддінгтона обернення знаку тороїдальних полів при переході від одного 11-річного циклу до іншого відбувається завдяки меридіональним коливанням первісного квазидіпольного магнітного поля постійного знаку. Однак залишається без пояснення механізм цих коливань. В принципі для зірок може бути придатною гіпотеза реліктового магнітного поля, згідно з якою, спостережене магнітне поле є «скам'янілим» залишком того міжзоряного поля, яке дісталось зірці при її народженні в результаті конденсації газової хмари. Якщо в процесі стискування магнітний потік був вмерзеним в цю хмару, то оцінки показують, що індукція може збільшитися від  $10^{-6}$  Гс до  $10^8$  Гс. Це може скласти чималий запас магнітної індукції на дисипацію протягом життя зірки. Однак не ясно, чи придатна ця гіпотеза для зірок з масою не більше сонячної, оскільки в процесі своєї еволюції вони проходять через так звану стадію Хаяші (стадію повного конвективного перемішування речовини зірки), під час якої конвекція може «вимести» магнітне поле із зірки. Крім того, припущення про реліктове поле не може лежати в основі пояснення магнітного поля Сонця, оскільки останнє періодично змінюється в часі. Окремий напрям представляє розгляд Е. Дробишевським із Петербурга [9] «напівдинамо»-процесів — генерація первісного магнітного поля якимось допоміжним процесом, наприклад згадуваним батарейним ефектом, с наступним підсиленням поля МГД-процесами без позитивного зворотного зв'язку. Перспективність процесів напівдинамо стала очевидною після вивчення процесів накачки магнітного поля в умовах збудження поля сторонніми електрорушійними силами (е.р.с.). Е. Дробишевський і В. Юферев [10] розробили механізм топологічної накачки поля тривимірною комірковою конвекцією Бенарівського типу, яка приводить до накачки магнітного потоку до нижньої основи СКЗ. Топологічна накачка була застосована до пояснення підсилення полярного поля Сонця, яке первісно збуджується азимутальною вихровою коріолісовою е.р.с. (топологічне напівдинамо). Звертаємо увагу також на механізм утворення магнітного поля плям шляхом підсилення слабкого загального поля Сонця при підйомі конвективного елемента і на ідею П. Романчука про наявність у Сонця постійної складової загального магнітного поля величиною близько 2 Гс [11]. Однак найчастіше, як вже згадувалося, для пояснення сонячного магнетизму залучаються динамо-механізми. Цікаво, що теорія магнітного динамо, яка спочатку була задумана для пояснення постійності космічних магнітних полів, у випадку сонячного поля залучається для пояснення екстремально швидких (в порівнянні з характерними космічними часами) змін поля. Зауважимо, що динамо-механізми не в змозі пояснити, як виникли магнітні поля небесних тіл з самого початку. Вони пояснюють лише, як магнетизм підсилюється, змінюючи знак при цьому, і зберігається впродовж тривалого часу, не зважаючи на постійне послаблення полів внаслідок омичного виснаження породжуючих їх струмів. Для здійснення динамо-процесу необхідна наявність за якихось причин хоча б невеликого «затравочного» магнітного поля або слабкого початкового струму. Одну із можливостей зародження «затравочних» магнітних полів дають «батарейні» ефекти, на які вперше звернули увагу А. Шлютер і Л. Бірман [13]. Суть явища полягає у виникненні вихрової електрорушійної сили (е.р.с.) та пов'язаного з нею електричного струму, коли, наприклад, не збігаються поверхні постійних електронного тиску (ізобари) та електронної концентрації (ізоденси).

## 5. СТАНОВЛЕННЯ ТА РОЗВИТОК ТЕОРІЇ КОСМІЧНОГО ДИНАМО

Проблема космічного динамо була сформульована сером Дж. Лармором ще в 1919 р. в знаменитому «короткому повідомленні» [14], присвяченому питанню походження магнітного поля Сонця. Професор Т. Каулінг [15] в 1934 р. встановив, що стаціонарне магнітне поле, симетричне відносно осі, не може бути створено симетричними рухами (так звана антидинамо-теорема). Наприклад, осесиметричне диференційне обертання за умови омичної дисипації непридатне для тривалої підтримки осесиметричних полів. Академік Я. Зельдович [16] узагальнив антидинамо-теорему на випадок двомірного руху. Виникло побоювання, що ніяке динамо в природних умовах узагалі не зможе працювати. Дійшло аж до спрощеного формулювання тези антидинамо у вигляді «симетричне динамо не можливе». Теза вірна, але тільки за умови накладення додаткових дуже сильних обмежень: не тільки поле швидкостей повинно бути симетричним, але і магнітне поле, і крайові умови — все має бути симетричним. Але ці песимістичні настрої зникли після усвідомлення того, що не так-то просто досягти такої строгої симетрії в природі, а магнітне поле зовсім не зобов'язане бути симетричним. Вже незначні відхилення від осової симетрії можуть привести до запуску механізму динамо, який з великими труднощами, але все ж таки буде працювати [17]. Систематичний підхід до проблеми кінематичного динамо із стаціонарними рухами накреслив в загальних рисах В. Ельзассер [18] при моделюванні магнітного поля Землі.

Хоча астрофізики останнім часом більше мають справу з турбулентним динамо, не можна недооцінювати важливого внеску ідей і результатів, отриманих при вивченні ламінарного динамо, особливо при дослідженні генерації полів за рахунок конвективних рухів [19, 20]. 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 [21]), 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 в еволюції магнітних полів *турбулентних* (випадкових) рухів. При цьому виявилось, що розгляд турбулентності із залученням процедур усереднення значно спрощує проблему динамо. Наприклад, зникають труднощі ламінарного динамо, пов'язані із зменшенням масштабу поля в процесі генерації. Оскільки турбулентність повсюдно присутня в космічній плазмі, зокрема спостережені рухи на сонячній поверхні й конвекція в підфотосферних шарах мають надзвичайно нерегулярний (турбулентний) характер, то в подальшому дослідники зосередили зусилля на вивченні турбулентних механізмів збудження магнетизму. Врахування турбулентних рухів принципово змінило динаміку магнітних полів у високопровідній плазмі. На роль нерегулярних конвективних потоків уперше звернули увагу вітчизняні вчені Л. Гуревич і О. Лебединський [22] при дослідженні магнітних полів сонячних плям і Я. Френкель [23] при вивченні магнітного поля Землі. Трохи пізніше західні дослідники В. Ельзассер [18, 24], Дж. Бетчелор [25] та ін., залучивши до розгляду турбулентні рухи і диференційне обертання небесних тіл, заклали основи механізму *турбулентного динамо* походження магнетизму небесних тіл.

В принципі, не було особливих труднощів з пошуком механізму збудження тороїдального поля. Турбулентна в'язкість конвективних зон зір і Сонця під впливом обертання стає анізотропною, що приводить до їх диференційного (як спостережного широтного, так і схованого в глибинах радіального) обертання  $\vec{\Omega}(r, \theta)$  [26]. Піонерські дослідження в цьому напрямі ще в 1941 р. зробив радянський астрофізик О. Лебединський [27]. Але його результат було незаслужено забуто чи, можливо, не помічено під час війни. Значно пізніше (в 1951 р.) цю ж ідею незалежно запропонував Л. Бірман [28]. Описаний процес збудження диференційного обертання був першим взірцем крупномасштабних структур в астрофізичних умовах, спричинених маломасштабними турбулентними рухами. Саме диференційне обертання в умовах вмороженості, розтягуючи силові лінії полоїдального поля  $\mathbf{V}_P$ , генерує тороїдальне поле  $\mathbf{V}_T$ . Вперше це показав В. Ельзассер в 1946 р. [18].

## 6. ТУРБУЛЕНТНІСТЬ І ЕЛЕКТРОДИНАМІКА УСЕРЕДНЕНИХ ПОЛІВ

Каменем спотикання для дослідників тривалий час залишалася проблема, як відтворити в наступному циклі полоїдальне поле, та ще й протилежного спрямування (протилежної магнітної полярності) щодо його орієнтації (полярності) в попередньому циклі. Професор Чикагського університету Ю. Паркер [6] вперше запропонував механізм регенерації полоїдального поля із тороїдального поля внаслідок ефекту індукції «циклонічної» турбулентності. Характерною рисою нового способу збудження полоїдального поля була *асиметричність* поля маломасштабних швидкостей, яка дала змогу обійти обмеження теореми антидинамо. Особливість нового підходу полягає в тому, що турбулентність, всупереч загально поширеному переконанню, не завжди руйнує великомасштабні структури, а за певних умов може їх створювати. Першим прикладом такого процесу, як уже згадувалось, було збудження диференційного обертання в турбулізованій конвективній зоні, що обертається. Новий крок в цьому напрямі, але вже стосовно магнітних структур, зробив Ю. Паркер, який стверджував, що під дією коріолісової сили у турбулізованій конвекції в підфотосферних шарах буде відсутня осова симетрія — конвекція стає циклонічною. Силові

лінії торіодального поля під впливом циклонічної конвекції витягуються в магнітні петлі з ненульовою складовою в меридіональній площині. Зливаючись за рахунок дифузії магнітні петлі відновлюють по-лоїдальне поле протилежної полярності. Після Паркера стало зрозуміло, що для підсилення магнітного поля особливо ефективна комбінація неоднорідного обертання і асиметричного поля маломасштабного поля швидкостей, в даному випадку циклонічної конвекції.

Фізична концепція Паркера отримала математичне обґрунтування у роботах радянського геофізика С. Брагинського [19], який розглядав модель повільної великомасштабної конвекції (ламінарне динамо), та німецьких дослідників М. Штеєнбека, Ф. Краузе і К.-Х. Редлера [29, 30], які досліджували електродинамічну дію маломасштабної спіральної турбулентності (турбулентне динамо). Головна ідея Брагинського [19] полягала в тому, що хоча стаціонарні осесиметричні розв'язки задачі динамо виключені теоремою антидинамо Каулінга, однак слабкі відхилення від осової симетрії у випадку дуже високої електропровідності плазми і високих швидкостей ламинарного потоку можуть підтримати усереднене магнітне поле. В теорії Брагинського рухи представляються у вигляді суми середньої симетричної і малої асиметричної частин, а неспівпадання осі обертання і магнітної осі відображає малу асиметрію рухів. Дослідження електромагнітних властивостей турбулентної плазми, розпочаті в 60-х роках під керівництвом фізика М. Штеєнбека (Йенський інститут магнітогідродинаміки) у співпраці з теоретиками-астрофізиками Ф. Краузе і К.-Х. Редлером (Потсдамський інститут астрофізики), привели до створення електродинаміки для усереднених (великомасштабних) статистичних параметрів поля, так званої *електродинаміки усередненого поля* (mean field electrodynamics) [29, 30]. Тобто була побудована *макроскопічна електродинаміка середовища*, властивості якого визначаються не тільки газокінетичною електропровідністю  $\sigma$  і магнітною проникністю  $\mu$ , але ще й величинами, які характеризують його турбулентність: ефективною турбулентною швидкістю  $v$ , кореляційною довжиною  $l$  і часом кореляції  $\tau$ ; і які пов'язані між собою співвідношенням  $v \approx l/\tau$  ( $v = \sqrt{\langle \vec{v}^2 \rangle}$  — середньоквадратична швидкість). Врахування на наступному етапі впливу магнітного поля на турбулентні рухи розширило рамки теорії та завершилось створенням МГД усередненого поля (*макроскопічної МГД*) і основаної на ній теорії турбулентного динамо [31].

Перш ніж перейти до детального розгляду теорії турбулентного динамо, зупинимось коротко на оригінальній теорії сонячного магнітного циклу, яку в останні роки активно розвиває проф. О. Соловйов із Пулковської обсерваторії [32]. Згідно дифузійно-релаксаційної моделі Соловйова, кожний магнітний цикл породжується певною «порцією» магнітного потоку, який поступає в сонячну конвективну зону (СКЗ) знизу із променистої зони і «переробляється» турбулентними конвективними пульсаціями плазми у великомасштабну дисипативну структуру. Дифузія останньої на поверхню Сонця дає всю спостережувану картину циклу. Через 22 роки на зміну розсіяного на сонячній поверхні потоку приходить нова дисипативна магнітна структура. Неперервне «підживлення» дифузійного процесу відбувається за рахунок  $\Omega$ -ефекту — накручування магнітного потоку диференціальним обертанням СКЗ. Дослідники з нетерпінням очікують від автора більш детального обґрунтування періоду порційного «підживлення».

Теорія усередненого магнітного поля (УМП) базується на двохмасштабному підході (розділенні масштабів) до досліджуваних фізичних параметрів і рівнянь. Для опису впливу турбулентності на властивості електропровідного середовища у всіх фізичних параметрів виділяють глобальні та флуктуаційні складові. Поле швидкості  $\vec{V}$  розділяється на глобальну (усереднену) швидкість (з характерним розміром  $L$  і часом зміни  $T$ ), властивості якої вважаються відомими, і турбулентну (випадкову) швидкість  $\vec{v}$ , характерні розміри  $l$  та час зміни  $\tau$  якої малі порівняно з глобальними масштабами  $L$  і часом зміни  $T$  усереднених величин ( $l \ll L$ ,  $\tau \ll T$ ). У магнітному полі  $\vec{B}$  також виділяється великомасштабна і флуктуаційна (маломасштабна)  $\vec{b}$  складові. Турбулентність характеризується тим, що величини  $\vec{v}$  і  $\vec{b}$ , взяті в певній просторово-часовій точці, корелюють з деякою іншою величиною в іншій точці простору-часу, якщо тільки розділення цих точок не занадто велике. Операція усереднення (згладження) фізичних величин (для позначення якої використовують кутові дужки (...)) здійснюється за проміжними просторовим  $a$  або часовим  $t$  масштабами, які перевищують характерні розміри  $l$  або часи  $\tau$  маломасштабних турбулентних пульсацій, але значно менших за глобальні просторові  $L$  або часові  $T$  масштаби досліджуваного об'єкта ( $L \gg a \gg l$ ,  $T \gg t \gg \tau$ ). Мета електродинаміки усереднених полів полягає у встановленні співвідношень між усередненими (згладженими) параметрами полів  $\langle \vec{V} \rangle$ ,  $\langle \vec{B} \rangle$ ,  $\langle \vec{H} \rangle$ ,  $\langle \vec{E} \rangle$ ,  $\langle \vec{j} \rangle$ , і особливо у визначенні, зумовлених турбулентністю, відмінностей цих співвідношень у порівнянні із співвідношеннями між локальними «повними» величинами  $\vec{V}$ ,  $\vec{B}$ ,  $\vec{H}$ ,  $\vec{E}$ ,  $\vec{j}$ , коли вважаються відомими властивості усередненої швидкості  $\langle \vec{V} \rangle$ , і деякі властивості турбулентного поля швидкостей  $\vec{v}$ . А відмінність неминуче виникне, оскільки в законі Ома для усередненого поля фігуруватиме новий ненульовий член  $\langle \vec{v} \times \vec{b} \rangle$ , обумовлений нелінійністю. Для більшості астрофізичних об'єктів швидкість  $\langle \vec{V} \rangle$  описує осесиметричне неоднорідне обертання, а швидкість  $\vec{v}$  характеризує турбулентні рухи в конвективних зонах. Після здійснення операцій усереднення рівнянь Максвелла і закону Ома було встановлено, що вплив

фактора турбулентності проявляється у виникненні додаткового «турбулентного» електричного поля [31]

$$\vec{\varepsilon} = \frac{1}{c} \langle \vec{v} \times \vec{b} \rangle \quad (2)$$

у виразі закону Ома для усередненої густини електричного струму у рухомому середовищі

$$\langle \vec{j} \rangle = \sigma \left\{ \langle \vec{E} \rangle + \frac{1}{c} \langle \vec{V} \rangle \times \langle \vec{B} \rangle + \vec{\varepsilon} \right\} \quad (3)$$

і додаткового члена ( $c \cdot \text{rot } \vec{\varepsilon}$ ) в рівнянні індукції для усередненого поля (див. нижче). В розрахунку усередненої турбулентної е.р.с.  $\vec{\varepsilon}$  і відповідно додаткового усередненого струму власне і полягає основне завдання теорії УМП.

При розрахунках приймаються деякі припущення відносно форми виразу  $\langle \vec{v} \times \vec{b} \rangle$ . Зазвичай розглядається *псевдоізотропна турбулентність*, так що потік речовини не є інваріантним по відношенню до відбиттів відносно початку координат (дзеркально-несиметрична або ж відбивально-неінваріантна турбулентність:  $\vec{v}^{\text{ref}} = -\vec{v}$ ; індекс “ref” позначає дзеркальну величину) [34]. Відсутність симетрії може викликатися швидким обертанням або стратифікацією речовини. Зауважимо, що разом з  $\vec{v}$  при відбитті мусять змінити знак і вектори  $\vec{j}$  і  $\vec{E}$ . Тоді як величина  $\vec{B}$  згідно з визначенням  $\text{rot } \vec{B} = (4\pi/c) \cdot \vec{j}$  залишається незмінною:  $\vec{B}^{\text{ref}} = \vec{B}$ , оскільки математична операція rot є вектор:  $\text{rot}^{\text{ref}} = -\text{rot}$ . Нагадаємо, що вектори, які ведуть себе як  $\vec{v}$ ,  $\vec{j}$  і  $\vec{E}$ , називаються полярними векторами, а подібні до  $\vec{B}$  — аксіальними або ж псевдовекторами. За визначенням, скалярний добуток полярного і аксіального векторів є псевдоскаляр, а векторний добуток цих величин — полярний вектор. Тому турбулентна е.р.с.  $\vec{\varepsilon} = \langle \vec{v} \times \vec{b} \rangle / c$  буде, звичайно, полярним вектором.

В результаті виконання процедури усереднення вираз для усередненої турбулентної е.р.с. набуває вигляду [31]:

$$\vec{\varepsilon} = \frac{1}{c} \langle \vec{v} \times \vec{b} \rangle = \vec{\varepsilon}_{\text{gen}} + \vec{\varepsilon}_{\text{dif}} = \frac{1}{c} \left\{ \alpha \langle \vec{B} \rangle - \frac{1}{2} \nabla \nu_T \times \langle \vec{B} \rangle - \nu_T \text{rot} \langle \vec{B} \rangle \right\}, \quad (4)$$

де

$$\alpha \cong -\frac{\tau}{3} \langle \vec{v} \cdot \text{rot } \vec{v} \rangle \quad (5)$$

— параметр спіральності турбулентних рухів,  $\nu_T \approx \frac{1}{3} (vl) \approx \frac{1}{3} (\tau v^2)$  — турбулентна в'язкість.

Який же сенс додаткових членів в формулі закону Ома? Останній член правої частини виразу (4) представляє собою е.р.с., пропорційну усередненій густині струму, негативний знак якої відповідає зменшенню електропровідності середовища під впливом турбулентності. Це є кількісний опис уже передбачуваного раніше збільшення коефіцієнта магнітної дифузії в турбулентному середовищі у порівнянні з нерухомим, і сформульованої Дж. Бетчелором [25] магнітогідродинамічної дії турбулентності в електропровідній рідині. Другий член правої частини (4) описує турбулентне діаманітне витіснення УМП із області з підвищеною інтенсивністю турбулентності в місця з менш розвиненою турбулентністю, яке на прикладі двовимірної турбулентності відкрив в 1956 р. Я. Зельдович [16]. Якісно ж цілком новим є перший член в законі Ома, який характеризує виникнення додаткової е.р.с.

$$\vec{\varepsilon}_{\text{gen}} = \alpha \langle \vec{B} \rangle / c, \quad (6)$$

паралельної чи антипаралельної (в залежності від знаку параметра  $\alpha$ ) до напрямку усередненого поля  $\langle \vec{B} \rangle$ . Можливість появи е.р.с., паралельної до локального усередненого магнітного поля  $\langle \vec{B} \rangle$  в середовищі, яке в середньому є нерухомим, але перебуває в стані турбулентних рухів, знаходиться у різкому протиріччі зі звичною картиною в класичній електродинаміці, коли індукована е.р.с.  $(\vec{V} \times \vec{B})/c$  завжди перпендикулярна до напрямку магнітного поля. За введеним коефіцієнтом пропорційності  $\alpha$  у виразі (6) виникнення додаткової турбулентної е.р.с.  $\vec{\varepsilon}_{\text{gen}}$  Штеенбек, Краузе і Редлер [29–31] назвали “ $\alpha$ -ефектом”. Незважаючи на свою довільність, цей термін досить міцно укоренився, а сам  $\alpha$ -ефект є суттю усієї сучасної теорії турбулентного динамо. Хоча вперше, як уже згадувалося, із фізичних міркувань цей ефект виявив Паркер [6] і евристично ввів параметр циклонічності  $\Gamma$ , що майже співпадає з параметром  $\alpha$ . Коефіцієнт  $\alpha$  виражається в одиницях швидкості і є мірою інтенсивності спіральності (середньої швидкості обертання вихорів), тобто мірою *асиметрії* (правої чи лівої) маломасштабного потоку плазми. При досить інтенсивній спіральності  $\alpha$ -ефект збуджує магнітні поля, які можуть протистояти омичним виснаженням, *відкриваючи таким чином прямий шлях до пояснення походження космічних магнітних полів*. Основна причина популярності  $\alpha$ -ефекту у дослідників глобального сонячного магнетизму полягає в тому, що він дає змогу досить просто замкнути сонячний “динамо-цикл” і забезпечити регенерацію великомасштабного полюдалного поля із тороїдалного. Після усереднення рівняння індукції (1) воно набуває вигляду

$$\begin{aligned} \frac{\partial \langle \vec{B} \rangle}{\partial t} &= \text{rot}(\langle \vec{V} \rangle \times \langle \vec{B} \rangle) + c \text{rot } \vec{\varepsilon} - \text{rot}(\nu_m \text{rot} \langle \vec{B} \rangle) = \\ &= \text{rot} \left\{ \langle \vec{V} \rangle \times \langle \vec{B} \rangle + \alpha \langle \vec{B} \rangle \right\} - \text{rot} \left\{ \frac{1}{2} \nabla \nu_T \times \langle \vec{B} \rangle + (\nu_m + \nu_T) \text{rot} \langle \vec{B} \rangle \right\}. \end{aligned} \quad (7)$$

Рівняння індукції великомасштабного поля (7) широко використовується в астрофізиці при дослідженні глобального магнетизму. Перший член останньої правої частини рівняння описує генерацію поля регулярними (великомасштабними) рухами, другий член дає турбулентну генерацію ( $\alpha$ -ефект), третій — макроскопічний турбулентний діаманетизм, а четвертий — турбулентну дифузію поля.

## 7. СПІРАЛЬНІСТЬ (ГІРОТРОПНІСТЬ) ТУРБУЛЕНТНИХ РУХІВ

Умова появи  $\alpha$ -ефекту полягає в тому, щоб усереднене значення кореляції  $\langle \vec{v} \cdot \text{rot } \vec{v} \rangle$  на великих відстанях повинно відрізнятися від нуля і мати якийсь певний знак. Очевидно, вимога  $\langle \vec{v} \cdot \text{rot } \vec{v} \rangle \neq 0$  вказує на те, що турбулентність мусить мати переважне (правостороннє або ж лівостороннє) гвинтове закручування, яке власне і буде забезпечувати несиметрію (спіральність) рухів. Як це може здійснитися в космічній плазмі? Надзвичайною особливістю турбулентності в астрофізичних умовах є те, що закручування (вихорі) в ній виникають природним шляхом в результаті взаємодії обертання  $\vec{\Omega}$  і неоднорідності плазми  $\nabla\rho$  (або ж неоднорідності інтенсивності турбулентних пульсацій  $\nabla\nu$ ), оскільки із векторів  $\vec{\Omega}$  і  $\nabla\rho$  (або  $\nabla\nu$ ) природно може утворитися псевдоскалярна величина  $\vec{\Omega}\nabla\rho$  (або  $\vec{\Omega}\nabla\nu$ ). Кількісно ця властивість описується параметром усередненої спіральності (гіротропності) турбулентних рухів [29–31]:

$$\alpha \cong -\frac{\tau}{3} \langle \vec{v} \cdot \text{rot } \vec{v} \rangle \cong -\frac{2}{3} \Omega^2 \nabla \ln(\rho\nu) = \frac{2}{3} \Omega^2 \left( \frac{\nabla\rho}{\rho} + \frac{\nabla\nu}{\nu} \right) = \alpha^\rho + \alpha^\nu, \quad (8)$$

де  $\Omega$  — густина речовини,  $\nabla \equiv \partial/\partial r$  — радіальний градієнт,  $\alpha^\rho \cong -\frac{2}{3} \Omega^2 \frac{\nabla\rho}{\rho}$  і  $\alpha^\nu \cong -\frac{2}{3} \Omega^2 \frac{\nabla\nu}{\nu}$  — відповідно складові параметра спіральності, зумовлені неоднорідностями густини речовини і ефективною швидкості турбулентних пульсацій. Видно, що спіральність певного знаку виникає у турбулентному середовищі, яке обертається, за наявності градієнту густини речовини і/або градієнту ефективною турбулентною швидкості (у загальному випадку за наявності градієнту густини потоку  $\nabla \ln(\rho\nu)$ ). Зазначимо, що в Інституті фізики Академії наук Латвії в лабораторних умовах було штучно створено поле швидкості з негативною усередненою спіральністю і експериментально підтверджено  $\alpha$ -ефект [33].

В конвективних оболонках зір і Сонця потоки речовини, що піднімаються до поверхні, входять в ділянку з меншою густиною, а ті, що опускаються вниз, — в ділянку з більшою густиною речовини. Тому конвективні комірки, що 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 навколо вертикальної осі (закручуються) в протилежних напрямках для висхідних і низхідних потоків. Якщо взяти операцію  $\text{rot}$  від швидкості певного повороту, то отримуємо вектор, паралельний вертикальній осі. Нагадаємо, що основний рух комірки радіальний, тобто також паралельний цій осі. Тому повна швидкість характеризується кореляцією  $\langle \vec{v} \cdot \text{rot } \vec{v} \rangle \neq 0$ . Таким чином, спіральність є абсолютно природним ефектом, який з необхідністю виникає під впливом коріолісової сили і стратифікації густини речовини у всіх геофізичних і астрофізичних турбулізованих системах, що обертаються і знаходяться в полі гравітації, зокрема, в конвективних зонах небесних тіл [5].

Заслуга Штеєнбека, Краузе і Редлера полягає в тому, що вони виявили здатність спіральної турбулентності підсилювати первісне слабке поле. По суті, Ельзассер і Паркер мовою вмерожених полів, конвективних комірок і закручених магнітних петель запропонували якісну модель динамо, тоді як Штеєнбек, Краузе і Редлер дали математичний підхід до тих же процесів мовою усереднень і кореляційних тензорів турбулентності.

## 8. $\alpha\Omega$ -ДИНАМО МОДЕЛЬ СОНЯЧНОГО ЦИКЛУ

Макроскопічна МГД набула широкого застосування при астрофізичних дослідженнях, оскільки в космічних умовах досить часто трапляється ситуація, коли поле швидкостей розділене на два суттєво відмінних просторових масштаби, саме так, як вимагає теорія усередненого поля. Роль «динамо-машини» на Сонці відіграє його конвективна зона, де в результаті взаємодії обертання (з кутовою швидкістю  $\vec{\Omega}$ ) і конвекції (яка характеризується полем швидкостей  $\vec{v}$ ) створюється специфічна комбінація *диференційного* обертання і *спіральної* турбулентної конвекції. Диференційне обертання, діючи на полоїдальне поле  $\vec{B}_P$ , збуджує тороїдальну компоненту  $\vec{B}_T$  ( $\Omega$ -ефект), тоді як усереднена спіральна турбулентність регенерує із цього поля нову полоїдальну компоненту  $\vec{B}_P$  ( $\alpha$ -ефект), антипаралельного спрямування по відношенню до його вихідної орієнтації, замикаючи тим самим сонячний динамо-цикл, так звана модель  $\alpha\Omega$ -динамо, яка описується системою двох рівнянь [5, 6, 31]:

$$\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} = \alpha \vec{B}_T - \text{rot}[\sqrt{\nu_T} \text{rot}(\sqrt{\nu_T} \vec{A})], \quad (9)$$

$$\frac{\partial \vec{B}_T}{\partial t} = r \sin \theta (\vec{B}_P \nabla) \vec{\Omega} \vec{i}_\varphi - \text{rot}[\sqrt{\nu_T} \text{rot}(\sqrt{\nu_T} \vec{B}_T)], \quad (10)$$



де  $\vec{A} = A \vec{i}_\varphi$  — тороїдальний векторний потенціал ( $\vec{B}_p = \text{rot } \vec{A}$ ),  $\theta$  — полярний кут (коширота),  $r$  — відстань від центра Сонця,  $\vec{i}_\varphi$  — азимутальний одиничний вектор в сферичній системі координат. Перші члени в правій частині цих рівнянь описують збудження магнітних полів відповідно  $\alpha$ -ефектом і диференціальним обертанням, а другі — відповідальні за турбулентне загасання полів. Різновидністю моделі  $\alpha\Omega$ -динамо, виходячи із сучасних уявлень, можна вважати також математично оформлену Р. Лейтоном [34] гіпотезу Х. Бебкока [35] сонячного циклу. Розв'язок рівнянь  $\alpha\Omega$ -динамо можна подати у вигляді динамо-хвиль [5, 6], що мігрують у меридіональному напрямі від середніх широт до екватора чи до полюсів залежно від знака (негативного чи позитивного) добутку параметра спіральності  $\alpha$  і радіального градієнта кутової швидкості  $\frac{\partial\Omega}{\partial r}$ , тоді як період динамо-хвиль, який відповідає тривалості динамо-циклу, залежить від величини добутку цих параметрів

$$T \approx \frac{2\pi}{\sqrt{\frac{1}{2} \left| \alpha \frac{\partial\Omega}{\partial r} \right|}}. \quad (11)$$

При спостереженнях ці мігруючі динамо-хвилі проявляються як хвилі магнітної активності.

## 9. МОДЕЛЮВАННЯ СОНЯЧНОГО ЦИКЛУ

Що ж дають умови в СКЗ? В наближенні теорії довжини змішування було визначено за порядком величини коефіцієнти  $\nu_T$ ,  $\alpha$ ,  $G$ , які характеризують генерацію і затухання поля, і встановлено, що більшій частині СКЗ виконуються вимоги щодо збудження періодичного поля з допомогою  $\alpha\Omega$ -процесу. Найкращих результатів вдалося досягти шляхом чисельного розв'язку рівнянь індукції, коли поведінка в СКЗ параметрів  $\nu_T$ ,  $\alpha$ ,  $\frac{\partial\Omega}{\partial r}$  моделювалася у відповідності з фізичними уявленнями і обмеженнями, що їх накладають спостережені зміни в часі і просторі магнітного поля Сонця. Впродовж кількох останніх десятиліть було запропоновано низку динамо-моделей сонячного циклу. Внаслідок проведеного рядом дослідників чисельного моделювання на основі моделей  $\alpha\Omega$ -динамо (див. огляди [36, 37]) вдалось відтворити основні спостережені закономірності геліомагнітної активності:

- правила полярності біполярних груп сонячних плям;
- діаграму «метеликів», правильний нахил крил «метеликів», концентрація сильних полів до середніх широт і їх сповзання з часом до екватора;
- зміну знака біляполярних магнітних полів;
- фазові співвідношення між полоїдальним і тороїдальним полями;
- дипольний характер полоїдального поля;
- торсіонні коливання сонячної поверхні та деякі інші.

Наведений перелік відтворених спостережених фактів свідчить, що кінематична модель  $\alpha\Omega$ -динамо досить адекватно описує природу та динаміку сонячного магнітного циклу і з достатньою впевненістю можна стверджувати, що вона в загальному відображає реальні процеси, які дійсно мають місце в СКЗ. Разом з тим, ще залишилася низка спостережених явищ і проблем, які потребують пояснення. Головні проблеми такі: внаслідок магнітного спливання важко утримувати сильні поля в зоні генерації впродовж часу, порівняного з тривалістю сонячного циклу; необхідно пояснити, чому сильні поля виходять на поверхню в «королівській зоні»; розрахований період динамо-хвилі виявляється значно коротшим спостереженої тривалості циклу, тому потрібно шукати шляхи подовження теоретично оціненого динамо-періоду; вимагає пояснення північно-південна магнітна аномалія (асиметрія), спостережена під час переполюсовок полярного поля в епохи максимумів сонячних циклів (феномен магнітного «монополя»); необхідно також установити походження торсіонних коливань на високих геліоширотах, механізми повторних максимумів циклу сонячних плям і чергування максимумів активності плям в сусідніх циклах.

Тому і на сьогодні актуальним залишається питання про те, якими мають бути розподілення базових динамо-параметрів (спіральної турбулентності, диференціального обертання і турбулентної дифузії) в СКЗ, щоб зняти обмеження моделі при поясненні магнітної циклічності. Очевидно, труднощі моделей динамо в значній мірі пов'язані з тим, що в реальних природних умовах магнітні процеси відбуваються в нелінійному режимі, що не завжди бралось до уваги при розрахунках динамо-параметрів, а також з обмеженістю інформації про внутрішнє обертання Сонця, яку, до недавнього часу, брали із теоретичних моделей. Принципово новий шлях до вивчення глибинного диференціального обертання Сонця відкрили геліосейсмологічні експерименти [38]. Крім того, механізми турбулентної перебудови згладженого магнітного поля в умовах СКЗ можуть зіграти роль ефектів «негативної магнітної плавучості», що може внести суттєві корективи до базової моделі динамо. Особливої актуальності набуває також питання пошуку механізмів, які приводять до збудження магнетизму в сонячних надрах нижче СКЗ, оскільки потужне внутрішнє магнітне поле залучається дослідниками для пояснення низки спостережених фактів (дефіцит потоку сонячних нейтрино, тонка структура акустичних коливань Сонця, недостача вмісту

літтю в сонячній атмосфері та ін.).

Для вирішення деяких із зазначених проблем автором статті був здійснений теоретичний аналіз процесів генерації і перебудови глобального магнітного поля на основі моделі  $\alpha\Omega$ -динамо з урахуванням нелінійних ефектів замагніченої турбулентної плазми і останніх досягнень геліосейсмології у вивченні внутрішнього обертання Сонця. Нижче наведено основні результати наших досліджень [39, 40].

Розроблено механізм турбулентної перебудови усередненого магнітного поля в сонячній конвективній зоні (СКЗ) в результаті взаємодії магнітної плавучості і двох ефектів «негативної магнітної плавучості», який надає можливість пояснити спостережену картину розподілу магнетизму по поверхні Сонця, зокрема, явище спливання магнітних полів в смузі сонячних плям («королівській зоні»). Проведено аналіз тензорної структури  $\alpha$ -ефекту сонячного динамо. Ураховано внески в  $\alpha$ -ефект, зумовлені радіальними градієнтами густини плазми і швидкості турбулентних пульсацій. Виявлено шар негативного  $\alpha$ -ефекту поблизу дна СКЗ. Отримано радіальний профіль квенчінг-функції, яка описує магнітне пригнічення спіральної турбулентності в СКЗ. Визначено період сонячного динамо-циклу (близько дев'яти років), що за порядком величини узгоджується зі спостереженою середньою тривалістю циклів плям. Установлено, що  $\alpha\Omega$ -процес в глибинних шарах приводить до збудження двох типів змішаної парності (симетрії) динамо-гармонік глобального поля, в яких лідируючу роль відіграють відповідно диполь (приекваторіальний домен), і квадруполь (біляполярний домен). Це надає можливість пояснити феномен магнітного «монополя», який спостерігається при переполусовках полярного магнетизму. Запропоновано пояснення затяжної тривалості 23-го сонячного циклу в рамках нелінійного режиму  $\alpha\Omega$ -динамо [40]. Виведено формулу для оцінки тороїдального поля в надрах Сонця. Знайдено, що визначене із геліосейсмічних вимірювань радіальне диференціальне обертання здатне згенерувати біля сонячного ядра сильне тороїдальне магнітне поле  $\approx 10^7$  Гс.

Таким чином, проведені в останні роки дослідження на основі  $\alpha\Omega$ -динамо з урахуванням нелінійних ефектів турбулентної плазми і даних геліосейсмології про внутрішнє обертання Сонця дозволяють описати основні особливості сонячного магнітного циклу, а також проливають світло на природу космічного магнетизму в цілому.

Результати новітніх досягнень динамо моделей сонячного циклу представлені в електронному ресурсі (Online Article) П. Шарбоно [41].

1. Hale G.E. On the probable existence of a magnetic field in sun-spots // *Astrophys. J.* — 1908. — **28**. — P. 315–343.
2. Hale G.E., Nicolson S.B. Magnetic observations of sunspots, 1917–1924, Part I // *Pul. Carnegie Inst.* — № 438.
3. Григорьев В.М., Пещеров В.С., Осака Б.В. Измерение фонового магнитного поля Солнца в Саянской солнечной обсерватории // В сб.: Исследования по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца. — М.: Наука, 1983. — Вып. 64. — С. 80–95.
4. Рубашев Б.М. Проблемы солнечной активности. — Москва-Ленинград: Наука, 1964. — 364 с.
5. Вайнштейн С.И., Зельдович Я.Б., Рузмайкин А.А. Турбулентное динамо в астрофизике. — М.: Наука, 1980. — 352 с.
6. Parker E.N. The formation of sunspots from the solar toroidal field // *Astrophys. J.* — 1955. — **121**. — P. 491–507.
7. Прист Э.Р. Солнечная магнитогидродинамика. — М.: Мир, 1985. — 592 с.
8. 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.
9. Drobyshevskij E.M. Magnetic field transfer by two-dimensional convection and solar “semi-dynamo” // *Astrophys. Space Sci.* — 1977. — **46**. — P. 41–49.
10. Drobyshevski E.M., Yuferev V.S. Topological pumping of magnetic flux by three-dimensional convection // *Journ. Fluid Mech.* — 1974. — **65**. — P. 33–44.
11. Романчук П.Р. Образование солнечных пятен и магнитные поля Солнца // *Астрон. ж.* — 1961. — **40**, № . — С. 477–478.
12. Романчук П.Р., Криводубский В.Н., Изотов Ю.И., Изотова И.Ю. Образование и распад солнечных магнитных полей и вопросы постоянного магнитного поля Солнца // В кн.: Проблемы магнитных полей в космосе (ред. А.Б. Северный). — Крым, СССР, 1976. — **1**. — С. 161–185.
13. Schlüter A., Biermann L. Interstellare Magnetfelder // *Zeits. Naturf.* — 1950. — **5a**. — S. 237–251.
14. Larmor J. How could a rotation body such as the Sun become a magnet? // *Rep. Brit. Assoc. Adv. Sci.* — 1919. — P. 159–160.
15. Cowling T.G. The magnetic fields of sunspots // *MNRAS.* — 1934. — **94**. — P. 39–48.
16. Зельдович Я.Б. Магнитное поле при двумерном движении проводящей жидкости // *ЖЭТФ.* — 1956. — **31**. — С. 154–156.
17. Вайнштейн С.И. Магнитные поля в космосе. — М.: Наука, 1983. — 240 с.
18. Elsasser W.M. Induction effects in terrestrial magnetism // *Phys. Rev.* — 1946. — **69**. — P. 106–116.
19. Брагинский С.И. Теория гидромагнитного динамо // *ЖЭТФ.* — 1964. — **47**, № 12. — С. 2178–2193.

20. *Тверской Б.А.* К теории гидродинамического самовозбуждения регулярных магнитных полей // *Геомаг. и аэронам.* — 1966. — **6**. — С. 11–18.
21. *Моффат Г.* Возбуждение магнитного поля в проводящей среде. — М.: Наука, 1980. — 340 с.
22. *Гуревич Л.Э., Лебединский А.И.* Магнитное поле солнечных пятен // *ДАН.* — 1945. — **49**. — С. 92–94.
23. *Френкель Я.И.* О происхождении земного магнетизма // *ДАН СССР.* — 1945. — **49**. — С. 98–101.
24. *Elsasser W.M.* Hydromagnetic dynamo theory // *Rev. Mod. Phys.* — 1956. — **28**. — P. 135–163.
25. *Batchelor G.K.* On the spontaneous magnetic field in a conducting liquid in turbulent motion // *Proc. Roy. Soc.* — 1950. — **A247**. — P. 405–416.
26. *Тассуль Ж.-Л.* Теория вращающихся звезд. — М.: Мир, 1982. — 472 с.
27. *Лебединский А.И.* Вращение Солнца // *Астрон. журнал.* — 1941. — **18**, № 1. — P. 10–25.
28. *Biermann L.* Bemerkungen uber das Rotationsgesetz in irdischen und stellaren Instabilitatzonen // *Zeits. Astrophys.* — 1951. — **28**. — S. 304–309.
29. *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. — **21a**. — S. 369–376.
30. *Штеенбек М., Краузе Ф.* Возникновение магнитных полей звезд и планет в результате турбулентного движения их вещества // *Магнит. гидродинамика.* — 1967. — **3**. — С. 19–44.
31. *Краузе Ф., Рэдлер К.-Х.* Магнитная гидродинамика средних полей и теория динамо. — М.: Мир, 1984. — 320 с.
32. *Соловьев А.А., Киричек Е.А.* Диффузная теория солнечного магнитного цикла. — Элиста–С.Петербург: Издательство Калмыцкого ГУ, 2004. — 181 с.
33. *Штеенбек М., Кирко И.М., Гайлитис А. и др.* Экспериментальное обнаружение электродвижущей силы вдоль внешнего магнитного поля, индуцированной течением жидкого металла ( $\alpha$ -эффект) // *ДАН СССР.* — 1968. — **180**, № 2. — С. 326–329.
34. *Leighton R.B.* A magnetic-kinetic model of the solar cycle // *Astrophys. J.* — 1969. — **156**. — P. 1–26.
35. *Babcock H.W.* The topology of the Sun's magnetic field and 22-years cycle // *Astrophys. J.* — 1961. — **133**. — P. 572–587.
36. *Rüdiger G., Arlt R.* Physics of solar cycle // In: *Advances in nonlinear dynamos / The Fluid Mechanics of Astrophysics and Geophysics.* — 2002. — **9**. — P. 147–191.
37. *Ossendrijver M.* The solar dynamo // *Astron. Astrophys. Rev.* — 2003. — **11**, № 4. — P. 287–367.
38. *Christensen-Dalsgaard J.* Helioseismology // *Rev. Mod. Phys.* — 2002. — **74**. — P. 1073–1129.
39. *Krivodubskij V.N.* Turbulent dynamo near tachocline and reconstruction of azimuthal magnetic field in the solar convection zone // *Astron. Nachrichten.* — 2005. — **326**, № 1. — P. 61–74.
40. *Krivodubskij V.N.* On the extended 23rd solar cycle // *Solar and Astrophysical Dynamos and Magnetic Activity / Proceedings IAU Symp. No. 294.* — 2012. — A.G.Kosovichev, E.M. de Gouveia Dal Pino, Y.Yan, eds. — **294**. — P. 9–70.
41. *Charbonneau P.* Dynamo models of the solar cycle // *Living Rev. Solar Phys.* — 2010. — **7**, 3. — P. 1–91.  
Online Article: <http://www.livingreviews.org/lrsp-2010-3>.

Надійшла до редакції 28.09.2014