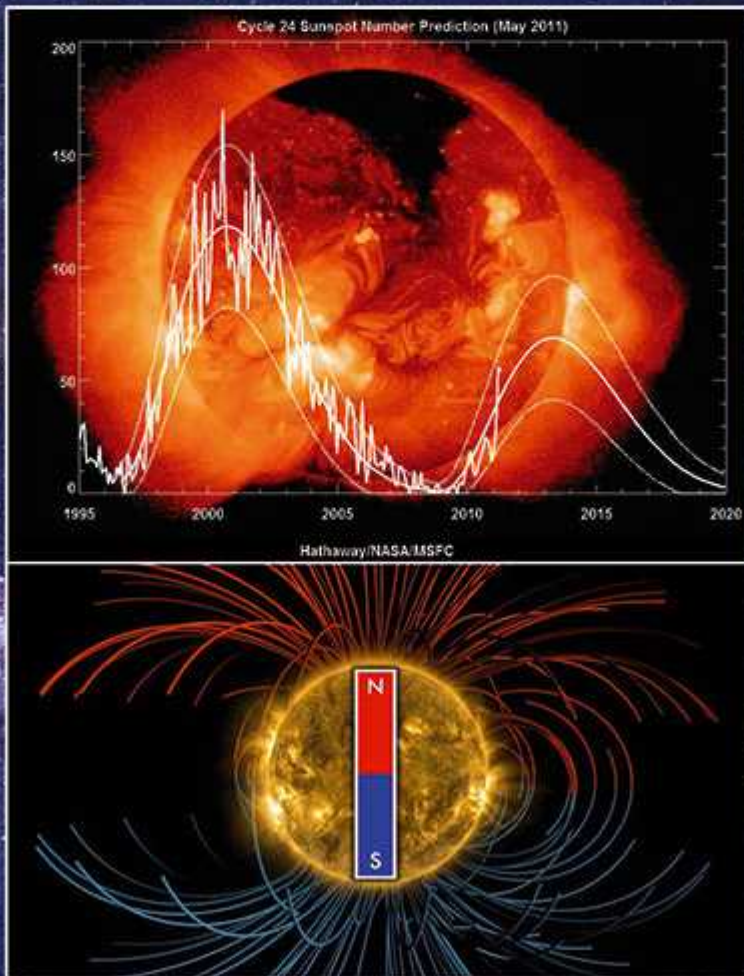


В. Н. Криводубський

# ПРОБЛЕМИ ТУРБУЛЕНТНОГО ДИНАМО МАГНІТНОГО ЦИКЛУ СОНЦЯ



МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ  
КИЇВСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ ІМЕНІ ТАРАСА ШЕВЧЕНКА

**В. Н. Криводубський**

# **ПРОБЛЕМИ ТУРБУЛЕНТНОГО ДИНАМО МАГНІТНОГО ЦИКЛУ СОНЦЯ**

**Монографія**

УДК 523.98  
К82

Рецензенти:

чл.-кор. НАН України, д-р фіз.-мат. наук, проф. О. К. Черемних  
(Інститут космічних досліджень НАН України та ДКА України);  
д-р фіз.-мат. наук, проф. В. М. Івченко  
(Київський національний університет імені Тараса Шевченка);  
д-р геол. наук, доц. О. В. Шабатура  
(Київський національний університет імені Тараса Шевченка)

*Рекомендовано до друку вченою радою Астрономічної обсерваторії  
Київського національного університету імені Тараса Шевченка  
(протокол № 8 від 27 вересня 2024 року)*

*Ухвалено науково-методичною радою  
Київського національного університету імені Тараса Шевченка  
(протокол № 10-24 від 21 листопада 2024 року)*

**Криводубський В. Н.**

К82 Проблеми турбулентного динамо магнітного циклу Сонця :  
монографія / В. Н. Криводубський. – Київ : ВПЦ "Київський  
університет", 2025. – 263 с.

ISBN 978-966-933-338-4

Проведено аналіз структури глобального магнітного поля Сонця, яка спричиняє спостережену картину магнетизму на сонячній поверхні впродовж 22-річного магнітного циклу Хейла. Висвітлено концепцію макроскопічної магнітогідродинаміки і теорію турбулентного  $\alpha\Omega$ -динамо сонячного циклу, що базується на спільній дії у конвективній зоні спіральної турбулентності ( $\alpha$ -ефект) і диференційного обертання Сонця ( $\Omega$ -ефект). Наголошено, що саме  $\alpha$ -ефект дозволяє замкнути сонячний динамо-цикл, оскільки він забезпечує зворотний зв'язок тороїдальної і полоїдальної компонент глобального магнітного поля, чого не вистачало в моделях ламінарного динамо. Викладено результати вдосконалення автором моделі  $\alpha\Omega$ -динамо завдяки врахуванню нелінійних ефектів турбулентності і даних сучасних геліосейсмологічних експериментів.

Для астрофізиків, геофізиків, студентів старших курсів та аспірантів фізичного профілю університетів.

**УДК 523.98**

ISBN 978-966-933-338-4

© Криводубський В. Н., 2025  
© Київський національний університет імені Тараса Шевченка,  
ВПЦ "Київський університет", 2025

# ПЕРЕДМОВА

Наочним проявом швидкої змінності глобального магнетизму в астрофізичних умовах є спостережений 22-річний сонячний цикл. Згідно із сучасними уявленнями глобальне магнітне поле Сонця має дві складові. Перша – слабке полоїдальне (меридіональне) магнітне поле, силові лінії якого пересікають сонячну поверхню на високих геліоширотах, і тому зримо спостерігаються у навколополярних ділянках Сонця. Друга – сховане в глибинних шарах сильне торіодальне (азимутальне) магнітне поле, фрагменти якого при спливанні на сонячну поверхню спричиняють появу плям. Обидві магнітні складові циклічно змінюються в часі за величиною і полярністю у протифазі з періодом близько 22-х років, який має назву магнітний цикл Хейла. Пояснення механізму магнітного циклу Сонця дає ключ до розуміння природи космічного магнетизму. Спостережену швидко зміну магнітних полів у космічних процесах не можливо пояснити лише омічною дисипацією електрострумів. Характерний час дисипації, пропорційний добутку величини електропровідності плазми на квадрат масштабу магнітного поля, завеликий навіть за астрономічними мірками. Тому швидка зміна космічних магнітних полів може відбуватися тільки завдяки *гідродинамічним рухам* електропровідного середовища. За цих умов очевидна значимість *теорії гідромагнітного динамо*, концепцію якої для пояснення природи магнітного поля сонячних плям було висунуто членом Королівського астрономічного товариства Великої Британії Дж. Лармором у 1919 р. Фундамент теорії динамо в середині минулого століття було закладено когортою видатних учених-дослідників (Т. Каулінг, В. Ельзассер, Ю.-Н. Паркер, Горес Беккок, Р. Лейтон, Е. Буллард, Х. Геллман, А. Гейзенберг, Я. Зельдович, С. Брагінський та ін.). Поворотним пунктом розвитку теорії динамо в 60-ті роки минулого століття стала концепція М. Штеєнбека, Ф. Краузе і К.-Х. Редлера. Вони запровадили математичний підхід до флуктуаційних процесів у замагніченій плазмі. Дослідження електромагнітних властивостей турбулентної плазми мовою статистичних усереднень і кореляційних тензорів турбулентності завершилися ство-

ренням *макроскопічної магнітогідродинаміки (МГД)*, яку покладено в основу сучасної *теорії турбулентного динамо*. У межах макроскопічної МГД було відкрито *три нові ефекти турбулентності*, що становлять фізичну суть сучасних теорій еволюції магнітних полів у турбулізованому середовищі.

В охоплених турбулентністю (або конвекцією) ротаційних системах у гравітаційному полі завжди з необхідністю збуджуються спіральні рухи. У найпростішому випадку спіральність визначається кореляцією турбулентної швидкості та її ротора. На великих масштабах вона відмінна від нуля і має позитивний або негативний знак. На Сонці та в інших небесних структурах, що обертаються, така кореляція виникає в ділянках стратифікованої турбулентної конвекції під дією коріолісових сил. У замагніченому електропровідному середовищі спіральні рухи збуджують турбулентне електричне поле, паралельне до глобального магнітного поля. Виявлена властивість турбулентності була не відома в класичній МГД, в якій індуковане гідродинамічними рухами електричне поле завжди спрямоване перпендикулярно до магнітного поля. Ефект спіральних рухів, що отримав назву  *$\alpha$ -ефекту*, посідає ключове місце в теорії гідромагнітного динамо (*основний ефект* макроскопічної МГД). Саме  $\alpha$ -ефект, діючи на тороїдальне поле Сонця, збуджує полоїдальне поле, здійснюючи зворотний зв'язок двох глобальних магнітних компонент, якого не вистачало в моделях ламінарного динамо. Тому, пояснюючи магнітний цикл Хейла, дослідники найчастіше застосовують так звану модель  $\alpha\Omega$ -динамо, в основі якої лежить спільна дія в сонячній конвективній зоні (СКЗ) спіральної турбулентності ( *$\alpha$ -ефект*) і диференційного обертання ( *$\Omega$ -ефект*). У рамках цієї моделі  $\alpha$ -ефект у кожному поточному циклі забезпечує генерацію нового полоїдального поля протилежного спрямування щодо його орієнтації у попередньому циклі, замикаючи магнітний цикл Сонця. *Другий новий ефект* макроскопічної МГД полягає в тому, що в неоднорідному турбулентному середовищі активізуються еволюційні зміни масштабів магнітних полів без генерації, які прийнято називати *турбулентною перебудовою магнетизму*. Особливої актуальності набуває перебудова магнетизму внаслідок *макроскопічного турбулентного діаманетизму*. Його фізична суть зводиться до витіс-

нення великомасштабного магнітного поля з ділянок підвищеної інтенсивності турбулентних рухів у місця послабленої турбулентності. Аналіз радіального розподілу інтенсивності турбулентних швидкостей у СКЗ, проведений автором, свідчить про те, що конвективна зона має діамагнітні властивості. Зокрема, у нижній частині СКЗ макроскопічний турбулентний діамагнетизм витісняє тороїдальне поле донизу, створюючи ефект негативної магнітної плавучості. Діючи проти магнітної плавучості Паркера, макроскопічний діамагнетизм сприяє тривалому утриманню тороїдального магнітного поля в глибинних шарах Сонця. Саме тому найбільш сприятливим місцем для ефективного збудження потужного тороїдального поля (унаслідок  $\Omega$ -ефекту) є шари поблизу нижньої основи СКЗ. *Третій турбулентний ефект* спричиняє суттєве зменшення величин електропровідності і магнітної проникності плазми, завдяки чому турбулентна магнітна дифузія значно переважає ефективність омичної дисипації електричних струмів, що дозволяє теоретично пояснити спостережені швидкі процеси перебудови космічного магнетизму. Зокрема такі, як час розпаду магнітних полів сонячних плям (який не перевищує декількох місяців) і тривалість 22-річного магнітного циклу. Крім того, забезпечуючи швидке загасання магнітних полів, турбулентна дифузія створює необхідність неперервного збудження магнетизму.

Необхідний для розрахунку  $\Omega$ -ефекту розподіл кутової швидкості в сонячних глибинах протягом тривалого часу отримували шляхом розрахунків на основі теорії диференційного обертання. Останніми роками використання даних геліосейсмологічних експериментів, які надають надійну інформацію про внутрішнє обертання Сонця, дозволило досягти значного удосконалення моделі  $\alpha\Omega$ -динамо.

Відомо, що всі прояви сонячної активності (активні ділянки, сонячні плями, спалахи, протуберанці, корональні конфігурації та ін.) спричинені магнітними полями, які об'єднують ці нестаціонарні процеси. Отже, теорія гідродинамічного турбулентного динамо є фундаментом, спираючись на який можна шукати пояснення для всього спектру спостережених явищ сонячної активності і розробляти методи її прогнозування.

У середині 70-х років минулого століття в Астрономічній обсерваторії Київського державного університету ім. Т. Г. Шевченка (тепер – Астрономічна обсерваторія КНУ імені Тараса Шевченка) автор монографії започаткував новий напрям дослідження глобального магнетизму Сонця на основі макроскопічної МГД і теорії турбулентного динамо. У цій монографії, яка складається з двох розділів, наведено підсумки проведених досліджень.

У першому розділі проаналізовано структуру глобального магнітного поля Сонця та описано його прояви на сонячній поверхні, спостережені упродовж 22-річного магнітного циклу Хейла. Висвітлено концепцію макроскопічної МГД і теорію турбулентного динамо. Описано результати діагностики внутрішнього обертання Сонця, отримані завдяки вдосконаленим геліосейсмологічним експериментам. На основі аналізу фізичних умов у СКЗ встановлено, що найбільш сприятливі умови для ефективної роботи  $\alpha\Omega$ -динамо існують у глибинних шарах поблизу конвективного овершуту та променистого тахокліну. Акцентовано на тому, що модель  $\alpha\Omega$ -динамо досить адекватно описує більшість спостережених явищ сонячної активності та відображає реальні процеси у СКЗ. Зауважено, що залишається низка спостережених явищ, яку впродовж тривалого часу дослідникам не вдається пояснити.

У другому розділі викладено результати вдосконалення моделі  $\alpha\Omega$ -динамо після врахування автором нелінійних ефектів турбулентності і даних сучасних геліосейсмологічних експериментів про внутрішнє обертання Сонця. Поліпшена модель дозволила усунути частину труднощів, які ще залишалися при теоретичному поясненні спостережених закономірностей геліомагнітної активності.

Текст видання написаний на основі підготовленого автором курсу лекцій "Сонячна магнітогідродинаміка", який він упродовж двох десятиліть читав для студентів спеціалізації "Фізика космосу" фізичного факультету Київського національного університету імені Тараса Шевченка.

Результати досліджень, викладені в монографії, становлять інтерес для вчених, що мають справу з вивченням механізмів магнітної активності Сонця та природи магнетизму в астрофізичних умовах у Всесвіті, а також представляють загальний інтерес у царині фізики.

## Розділ 1

# ТЕОРІЯ УСЕРЕДНЕНОГО ТУРБУЛЕНТНОГО МАГНІТНОГО ПОЛЯ І МОДЕЛЬ ТУРБУЛЕНТНОГО ДИНАМО

### 1.1. Вступ

Магнітні поля, як у природі так і в звичайному перебігу життя, проявляються у вигляді сукупності взаємопов'язаних явищ. Із дивовижними властивостями магнітів люди познайомилися ще в далеку давнину. Взаємне тяжіння частинок магнітного залізняку (або магнетиту) згадується Ф. Мілетським (бл. 500 р. до н. е.), а Платон свого часу відзначав властивість магнетиту притягувати шматки заліза. У Китаї, вочевидь уперше, розпочали застосовувати магнетит у топографії і навігації, тому саме китайцям слід приписати честь відкриття і застосування (бл. 1100 р. н. е.) магнітного поля Землі. Дані про магнітне поле Землі, зібрані навігаторами в плаваннях по всьому світові, були узагальнені В. Гільбертом (лікарем англійської королеви Єлизавети I) у труді "Про магніт, магнітні тіла та великий магніт Землі", який побачив світ у 1600 р. Гільберт коротко визначив суть земного магнетизму, зазначивши, що Земля цілком подібна до великого магніту. Він акцентував на двох особливих властивостях магніту: а) магніт має два полюси – позитивний (північний) і негативний (південний), причому однойменні полюси відштовхуються, а різнойменні притягуються; б) неможливо отримати магніт з одним полюсом. Кількісний закон взаємодії магнітних полюсів був встановлений набагато пізніше (у 1785 р.) Ш. Кулоном водночас із законом взаємодії електричних зарядів. Закон Кулона для магнітних полюсів дозволив за аналогією з електричним полем ввести поняття магнітного поля. Справжню природу магнетизму виявив Г. Ерстед (1820 р.), відкривши магнітну дію електричних струмів. Водночас (1821 р.) А. Ампер висловив гіпотезу про те, що не тільки провідник з макроскопічним струмом є магнітом, а й сам магніт еквівалентний

системі замкнутих мікроскопічних струмів (гіпотеза молекулярних струмів Ампера). Розшифровка фізичного механізму сміливої гіпотези Ампера була зроблена лише після відкриття електронно-ядерної структури атома (Е. Резерфорд, Н. Бор, 1911–1913 рр.), коли стало зрозуміло, що атом будь-якого хімічного елемента – це постійний замкнений "молекулярний" струм. Ампер об'єднав відкриття зв'язку між електричним струмом та магнітним полем (Г. Ерстед, Ж.-Б. Біо, Ф. Савар і П.-С. Лаплас) і запровадив у науковий вжиток терміни *електростатика* та *електродинаміка*. Невдовзі М. Фарадей у 1821 р. виявив зворотний вплив магнітного поля на струми. У 1831 р. він описав експерименти, які продемонстрували єдність і взаємозв'язок електричного і магнітного полів (закон електромагнітної індукції). Саме Фарадей уперше ввів поняття *електромагнітного поля* як передавача взаємодії між зарядженими тілами. Так дослідники відкрили якісно новий об'єкт – електромагнітне поле, теорія якого була створена Д. Максвеллом у 1864 р.

Відомо, що більшість речовини у Всесвіті перебуває у стані турбулізованої плазми, яка пронизана магнітними полями [303]. Вони не можуть зупинити або змінити напрям еволюції Всесвіту, але суттєво ускладнюють локальні процеси у зорях і галактиках. Магнітні поля відповідають за сьогодишню активність Сонця та її вплив на навколосезонний простір. Сонце – найближча до нас зоря, яка перебуває на відстані близько 149,6 млн км від Землі, є найкращим об'єктом для дослідження спостережених на його поверхні явищ. Хоча за спектральною класифікацією Сонце є типовою спокійною зорею класу жовтих карликів G2, проте йому притаманна слабка і вельми своєрідна магнітна активність, зумовлена комплексом нестаціонарних явищ і процесів, пов'язаних з утворенням і розпадом сильних магнітних полів у її шарах. Головні серед них – плями, факели, спалахи, протуберанці, корональні промені і діри, корональні викиди маси, сонячний вітер. Увесь комплекс пов'язаних з перебудовою магнетизму спостережуваних на Сонці явищ, які змінюються в часі (як у швидкому, так і повільному темпі) і просторі – в різних ділянках сонячної поверхні – прийнято називати *сонячною активністю* (СА) [549].

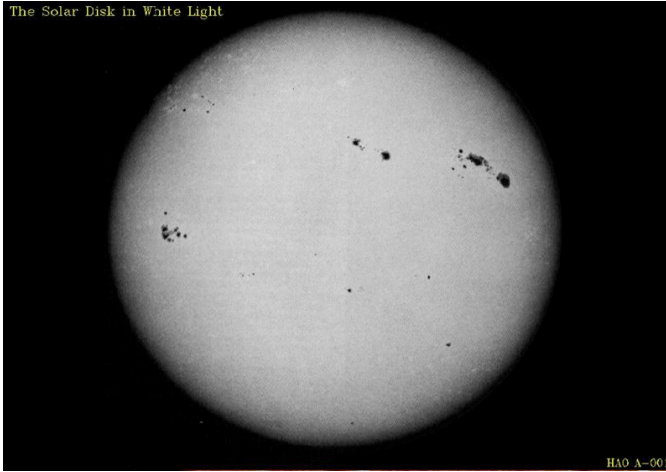
У другій половині ХХ ст. сформувався новий науковий напрям досліджень залежностей між геліофізичними та геофізичними

процесами, який отримав назву сонячно-земні зв'язки. Його суть полягає у вивченні впливу СА через міжпланетне середовище на геліосферу і навколосемний простір (магнітосферу, іоносферу та атмосферу Землі) та реакції на нього захисних оболонок Землі. Зокрема, актуальності набуває вивчення впливу СА на біосферу (живий і неживий світ). Основоположник геліобіології О. Чижевський [567] уперше науково обґрунтував гіпотезу про зв'язок багатьох сонячних і земних процесів, зумовлений зовнішніми джерелами енергії, випромінювання та потоків речовини. На сучасному етапі розвитку науки цей напрям набув назву космічна погода (КП) [501, 541, 555].

Зміни КП істотно впливають на клімат і метеорологічну погоду, наземні й космічні технології, самопочуття та стан здоров'я людей і, очевидно, на соціальні процеси. Тому дослідження природи СА, з'ясування механізмів її циклічності, встановлення взаємозв'язків нестационарних глобальних процесів на Сонці та їхній вплив на КП становлять як прикладний інтерес, так і фундаментальний аспект. У практичному плані детальне розуміння механізмів сонячної і геомагнітної активності дозволяє свідомо прогнозувати та оцінювати ризики негативного впливу їхніх несподіваних проявів на технічні системи (радіоперешкоди, радіаційна обстановка тощо), біологічні системи і людей, щоб завчасно підготуватися до захисту від згубної дії несприятливих факторів СА. Водночас вивчення фізичних механізмів СА дозволить підійти до розуміння природи космічного магнетизму Всесвіту.

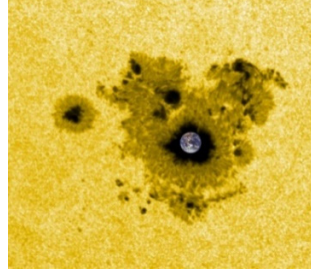
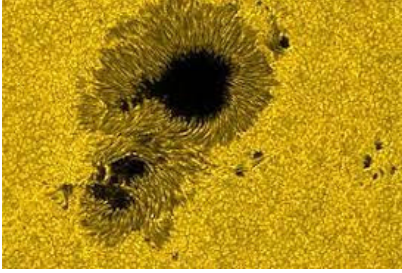
## **1.2. Одинадцятирічний цикл сонячних плям**

Для статистичного вивчення СА дослідники вводять усереднені за певними часовими інтервалами глобальні числові характеристики (т. зв. індекси), які стосуються всього Сонця або істотної його частини і відображають особливості того або іншого виду активних явищ. Найпростішим та історично першим доступним для спостережень проявом СА були сонячні плями – найбільш чітко видимі неозброєним оком темні ділянки на поверхні Сонця (рис. 1).



**Рис. 1.** Вигляд сонячних плям на диску Сонця (сучасна геліограма)

Перші згадки про спостереження плям приписують Теофрасту з Афін (370–290 рр. до н. е.), учню Аристотеля. Однак найбільш ранні систематичні реєстрації плям відносять до Китаю (28 р. до н. е.–1638 р. н. е.). Літописи Київської Русі описують плями, побачені крізь дим лісових пожеж у 1365 і 1371 рр. Фізичні дослідження сонячних плям розпочалися у 1611 р., коли вони вперше спостерігалися за допомогою телескопів. Це відкриття належить чотирьом астрономам: Й. Гольдшмідту (1587–1616; Голландія), Г. Галілею (1564–1642; Італія), Х. Шейнеру (1575–1650; Німеччина) і Т. Гарріоту (1560–1621; Англія). Достовірно не відомо, хто із них перший спостерігав сонячні плями, але пріоритет публікації, безперечно, належить Гольдшмідту, який широко відомий за латинізованим іменем Фабриціус (маються на увазі його зарисовки плям і перші відомості про їхню форму). Типова пляма складається з темної центральної тіні та менш темної кільцевидної півтіні, що оточує тінь (рис. 2), а її типова площа становить величину порядку  $10^{-4}$  площі видимої поверхні Сонця. За рухами плям по сонячному диску Фабриціус установив також обертання Сонця, а Галілей отримав оцінку швидкості цього обертання.



**Рис. 2.** Типові сонячні плями на поверхні Сонця в оточенні фотосферної грануляції: їхні розміри порівнянні з діаметром Землі, температура плазми  $T$  в тіні плями становить  $\sim 3700$  К (у фотосфері  $T \sim 6000$  К)

Перші вказівки про можливі регулярні зміни числа сонячних плям можна знайти у записах данського астронома Х. Горребова [168], створених на підставі його спостережень Сонця в 1761–1769 рр. Однак наукові авторитети того часу (Дж. Кассіні, П. Лемон'є, Ж. Лаланд і Дж. Делямбр) негативно оцінили цей результат. Невдовзі під час бомбардування Копенгагена британською ескадрою адмірала Г. Нельсона у 1805 р. спостережений матеріал Горребова було втрачено. Факт часових змін числа спостережених плям був повторно виявлений через десятиліття астрономом-аматором Г. Швабе із Дессау, якому дісталася слава першовідкривача сонячної циклічності (золота медаль Королівського астрономічного товариства Великої Британії, 1857 р.). Саме Швабе у 1843 р., на підставі власних спостережень упродовж 17-ти років, установив, що кількість сонячних плям змінюється з часом [348]. Завважимо, що впродовж більш як двох століть телескопічних спостережень ця обставина не привертала уваги дослідників.

Зацікавившись відкриттям Швабе, професіональний астроном із Берна Р. Вольф зібрав і систематизував наявні на той час дані про плями, організував регулярні спостереження за ними і запропонував у 1848 р. оцінювати міру заплямованості Сонця спеціальним індексом. Характерною особливістю плям є те, що вони порівняно рідко спостерігаються як ізольовані утворення і з'являються переважно у вигляді груп. Групи не є сталі об'єднання плям. Вони народжуються, розвиваються і розпадаються, проходячи

певні еволюційні стадії [420]. Введений Вольфом індекс [436] враховує як кількість плям  $f$  незалежно від їхніх розмірів, що спостерігалися у певний момент часу, так і кількість груп плям  $g$  на видимому диску Сонця. Він отримав назву відносного числа сонячних плям (тепер його частіше називають числом Вольфа), що описується формулою

$$W = k(10g + f), \quad (1)$$

де  $k$  – коефіцієнт редукції, який враховує інструмент спостережень, метод підрахунку плям та поділу їх на групи, атмосферні умови спостережень та особливості спостерігача. Для власних спостережень Вольф прийняв  $k = 1$ , тим самим закріпивши свою шкалу відносних чисел сонячних плям. Зараз цей коефіцієнт характеризує систему певної обсерваторії щодо міжнародної системи відносних чисел плям. Зважаючи на те, що плями добре помітні і доступні для спостережень, історично першим і найбільш поширеним індексом для опису сонячної активності є число Вольфа.

Нині відомо, що плями – це ділянки фотосфери зі зниженими температурою, випромінюванням і газовим тиском, зважаючи на локальну концентрацію магнітного поля. Водночас фізичний сенс групи плям полягає в належності окремих її членів до однієї системи магнітного поля. Тому окремо існуючі плями і пори прийнято розглядати також як окремі носії магнітного поля, при підрахунку числа Вольфа їх відносять до груп.

Загальноприйнятим кількісним вираженням ступеня СА є усереднені (за місяць, квартал або рік) щоденні значення чисел Вольфа. У 1855 р. Вольф, коли його було призначено директором Цюріхської обсерваторії, склав програму щоденних спостережень і визначень числа  $W$ . Відтоді Цюріхська обсерваторія тривалий час (більш як 100 років) була світовим центром інформації про відносні числа сонячних плям. Останнім часом роль такого світового центра перебрала на себе Королівська обсерваторія Бельгії.

На основі архівних даних Вольф відновив середньомісячні значення індексу плям з 1749 р. Йому вдалося встановити, що в певні роки кількість плям періодично досягає максимальних і мінімальних значень. Це дозволило вдосконалити ідею Швабе і вперше визначити протяжність середнього періоду змін числа плям близько

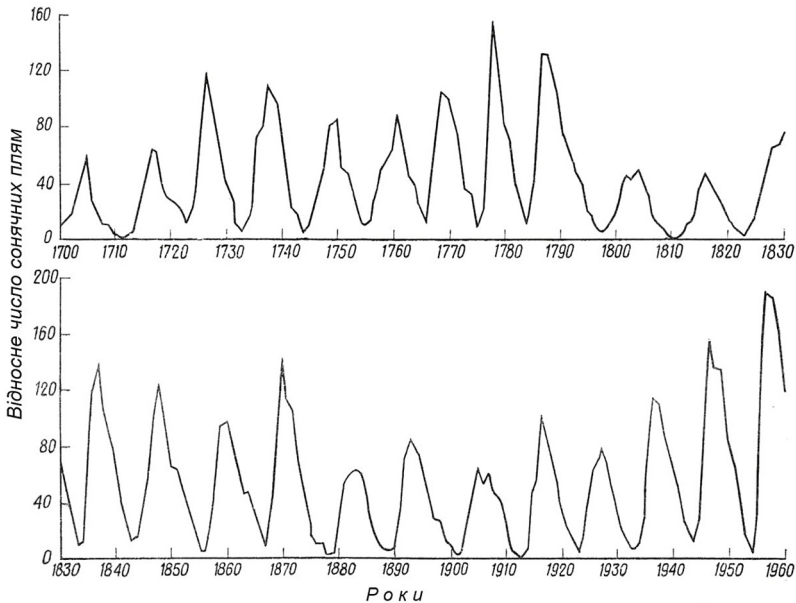
11 років. Так було відкрито знаменитий *закон Швабе–Вольфа*, відповідно до якого *зміна частоти появи плям відбувається циклічно* з середнім періодом близько 11 років [348, 437, 438, 441].

Характерною особливістю відкритої періодичності було те, що інтервали часу між роками максимальних і мінімальних значень чисел  $W$  значно відрізнялися (змінювалися у діапазоні 7–17 років). Тому назву 11-річний період слід вважати умовною. Більш правильно говорити 11-річний цикл (тобто прихований період зі збуренням). Циклічність – це коливання з періодами, амплітудами і фазами, які випадково змінюються навколо своїх середніх значень. Упродовж кожного циклу числа  $W$  змінювалися від кількох одиниць до 100–150. Середню тривалість циклу коливань чисел Вольфа для стислості прийнято називати *сонячним циклом*. Циклам властиві флуктуації амплітуди (максимальних значень чисел  $W$ ). Період часу, коли числа  $W$  досягають найбільших і найменших величин, називають епохами максимуму і мінімуму 11-річних циклів, або *епохами екстремумів*. Епохи визначають на підставі згладжених середньомісячних відносних чисел плям.

Вольф розрахував значення цього індексу для дев'яти циклів, починаючи з 1749 р. і закінчуючи 1848 р., і ввів відповідну нумерацію. Перший, розрахований у такий спосіб цикл (з епохою максимуму в 1750 р.), отримав *нульовий номер*, останній (з епохою максимуму в 1848 р.) – номер 9. Для часу, що передує 1749 р., хід SA було встановлено за середньорічними числами  $W$  до 1700 р. Нумерація таких циклів має знак мінус. Відповідно до Цюрихської нумерації поточний цикл SA, який розпочався в 2020 р., має номер 25.

Епохи максимумів і мінімумів циклів за неповними даними спостережень Сонця було прослідковано назад аж до часу Галілея (1611 р.). Для ще більш ранніх часів епохи екстремумів циклів було відновлено за даними спостережень полярних снів і космогенними факторами (даними про космогенні ізотопи вуглецю  $^{14}\text{C}$  і берилію  $^{10}\text{Be}$ , які містяться в природних архівах: кільцях на зрізах приросту стовбурів дерев, полярній кризі тощо). На сьогодні загальна протяжність ряду відновлених сонячних циклів становить близько 2680 років або 241 цикл [347, 478].

Крива середньорічних чисел Вольфа (рис. 3), починаючи від 1700 р., чітко показує циклічні зміни відносного числа сонячних плям.



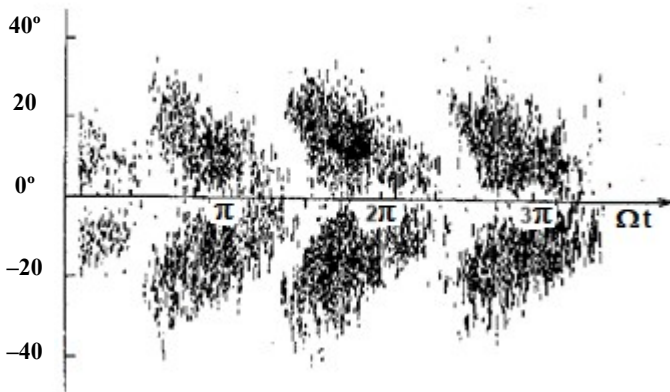
**Рис. 3.** Крива циклічних змін у часі Цюріхських середньорічних відносних чисел сонячних плям  $W$  (чисел Вольфа) за 1700–1960 рр. (за М. Вальдмаєром [422])

Із рис. 3 видно, що цикли відрізняються як за тривалістю, так і за інтенсивністю. Крім того, для циклічної кривої чисел  $W$  притаманна часова асиметрія, тобто нерівність її гілок наростання і падіння (перша за часом завжди коротша за другу). Ще однією характерною особливістю циклів є важливий факт часової мінливості епохи максимуму всередині циклу. Зміщення цієї епохи в той або інший бік у часі залежить від відносної потужності циклу. Чим вища амплітуда циклу, тим порівняно раніше настає максимум, тобто тим більша часова асиметрія циклічної кривої. Саме тому початок кожного циклу прийнято прив'язувати не до епохи максимуму, а до епохи мінімуму. Тривалість циклів визначається більш надійно за допомогою епох мінімуму порівняно з епохами максимуму.

Хоча закон циклічності було відкрито на основі спостережень плям, на сьогодні встановлено, що практично всі індекси СА, які характеризують частоту активних утворень на Сонці, зазнають 11-річних циклічних змін. У цьому сенсі закон Швабе–Вольфа є універсальним і має назву *основний закон СА*.

Однак 11-річний цикл визначається не тільки за кривою часового ходу рівня інтенсивності плямоутворення. Виявилось, що зміна кількості плям із фазою сонячного циклу супроводжується зміною розподілу плям за геліоширотою. Групи сонячних плям виникають не на всьому диску Сонця, а тільки в широтних смугах, розташованих на відстанях приблизно до 40–45° обох боків сонячного екватора. Поблизу самого екватора, до широти  $\pm 5^\circ$ , плями трапляються лише зрідка. Х. Шейнер, один із чотирьох першовідкривачів сонячних плям за допомогою телескопа, назвав ці широтні смуги "королівськими зонами" (праці Шейнера "Rosa Ursinae Sol", опубліковані в 1630 р.). Після відкриття циклічності змін кількості плям виявилось, що локалізація широтних зон плям змінюється з фазою циклу. Ця обставина привернула увагу англійського дослідника Р. Керрінгтона в 1858 р. [74], який відкрив також і диференційне обертання сонячної поверхні. Період поверхневої кутової швидкості змінюється залежно від геліоцентричної широти: мінімальний на екваторі і поступово збільшується до полюсів (*широтний градієнт* поверхневої кутової швидкості, про який вперше повідомив Шейнер).

Згодом німецький вчений Г. Шпюрер детально вивчив зміни з фазою циклу розподілу сонячних плям за геліоширотою [375]. На початку кожного нового циклу плями з'являються переважно на полярних краях "королівських широт" активності, а пізніше – на більш низьких широтах, наближаючись до екватора. Встановлений Шпюрером закон відображає особливість частоти виникнення нових груп плям. Вона полягає в монотонному зміщенні до екватора широтної зони плямоутворення впродовж циклу. Наочно закон Шпюрера ілюструється діаграмою широта–час, уперше побудованою Е. Маундером у 1913 р. Виявлене широтне розподілення плям з фазою циклу згодом отримало назву діаграми "метеликів Маундера" [271] (рис. 4).



**Рис. 4.** Діаграма "метелики Маундера" [271], відповідно до спостережень з 1874 по 1913 р., показує ділянки існування сонячних плям залежно від геліографічної широти і фази сонячного циклу  $\Omega t$

Важливо, що екваторіальний дрейф плям у різних циклах має більш стійкий характер порівняно з циклічними кривими змін відносних чисел плям. З огляду на це, середня тривалість циклу, початок якого прив'язаний до епохи мінімуму, за діаграмою "метеликів" визначається значно точніше, як за кривою часових змін чисел Вольфа. Разом із тим, епоха максимуму на діаграмі широтного розподілення плям не має надійного відображення. Діаграма "метеликів", до речі, показує, що перші плями нового циклу з'являються на високих широтах раніше за останні плями попереднього циклу на низьких широтах. Таке перекриття сусідніх циклів може становити в середньому 1–2 роки, що з часом згладжує мінімуми на кривих коливань чисел Вольфа. Водночас сусідні цикли незалежні в тому сенсі, що сусідні "метелики" не перекриваються.

Таким чином, 11-річна циклічність проявляється двояко: в регулярному коливанні інтенсивності плямоутворення в циклі (закон Швабе–Вольфа) і в систематичному змищенні середньої широти активної зони плям (закон Шпюрера). При цьому очевидно, що обидва закони тісно пов'язані, оскільки чим більша сумарна

потужність 11-річного циклу загалом, тим вища широта активної зони плям в епоху початку циклу, а також в епоху його максимуму.

У 1897 р. А. Вольфер помітив, що впродовж декількох років або навіть десятків років може спостерігатися підвищена, проти середньої, кількість плям у певних активних довготних інтервалах, котрі повільно змінюються з часом [442]. Ці інтервали нині прийнято називати активними довготами [462].

Крім того, активність плямоутворення в північній і південній півсферах часто вкрай відрізняється, і ця відмінність може зберігатися впродовж декількох циклів (північно–південна асиметрія в розподілі плям між півсферами) [61, 293].

Індекс числа Вольфа добре витримав випробування часом, але на сучасному етапі другим важливим індексом, який використовується при дослідженні сонячної циклічності, є сумарна площа плям  $A$ , спостережених упродовж циклу. Сучасні обсерваторії здійснюють регулярні патрульні спостереження за Сонцем, використовуючи оцінку площ плям у мільйонних частинках площі видимої сонячної півсфери (м. ч. п.). Виявилось, що середня за рік сумарна площа плям, виміряна в одиницях м. ч. п., пропорційна числу Вольфа:  $A = 16,7 W$ . Крім того, цей індекс певною мірою відбиває величину магнітного потоку, зосередженого в плямах, через поверхню Сонця. Згідно з М. Вальдмаєром [421] час життя груп плям пов'язаний із максимальним значенням їхньої площі суто емпіричним співвідношенням  $T = 0,1 A_{\text{макс}}$ , де  $T$  – час життя в днях, а  $A_{\text{макс}}$  – максимальна площа групи в м. ч. п. Таким чином, середня тривалість існування певної групи відображає її середню потужність. У більшості випадків плями з'являються й існують групами близько 10 діб, хоча зовсім мала частка груп плям (0,01 %), площа яких сягає 1500 м. ч. п., можуть існувати понад 150 діб.

### **1.3. Відкриття магнітної природи плям і винахід магнітографа**

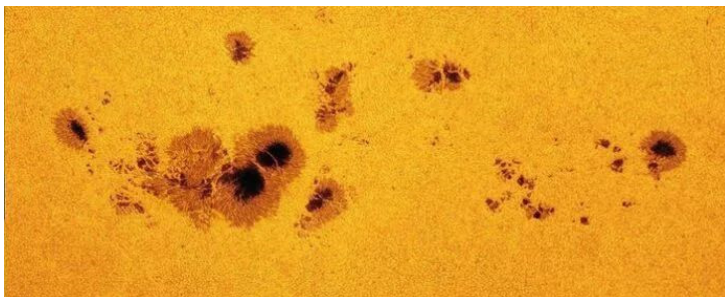
Винятково важливе значення для розуміння природи плям мало відкриття в них сильних магнітних полів. Вимірювання магнітних полів у сонячній атмосфері базується на ефекті Зеємана – розщепленні спектральних ліній джерела випромінювання в

магнітному полі. 25 червня 1908 р. американському геліофізику Дж. Хейлу [147] на основі спостереження поздовжнього ефекту Зеємана вдалося за допомогою спектрогеліографа зареєструвати розщеплення спектральних ліній поглинання заліза від сонячних плям, уперше визначивши величини магнітного поля. З'ясувалося, що всі плями характеризуються потужними магнітними полями: магнітна індукція в розвинених плямах досягає значень 1500–4000 Гс, а магнітний потік через поверхню типової плями становить близько  $10^{21}$  Мкс. Так було встановлено магнітну природу сонячних плям і *вперше виявлено позаземний магнетизм*.

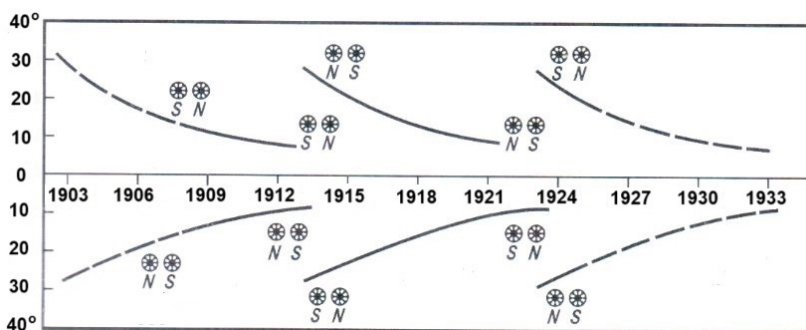
Під час спроб виявити загальне магнітне поле Сонця Дж. Хейл у 1912–1913 рр. дійшов висновку, що Сонце має загальне магнітне поле, подібне до поля рівномірно намагніченої сфери, вісь якої трохи нахилена до осі обертання Сонця [148]. Завдяки проведенням Хейлом в обсерваторії Маунт-Вілсон (англ. *Mount Wilson Observatory*, США) упродовж 1908–1924 рр. магнітним вимірюванням, дані яких опубліковані у співавторстві з С. Ніколсоном у 1938 р., було створено базу сучасних знань про сонячний магнетизм [150, 151]. Найчастіше плями з'являються у вигляді витягнутих за довготою біполярних магнітних областей (груп плям), які складаються з двох основних великих плям, що концентруються у діаметрально протилежних частинах групи, та значної кількості дрібних плям і пор між ними (рис. 5). Магнітні поля основних двох плям групи мають *протилежну полярність*. Лідируючу щодо обертання Сонця західну велику пляму прийнято називати головною. Вона має магнітну полярність, протилежну полярності східної (хвостової) великої плями. У центрі плям магнітні силові лінії майже перпендикулярні до поверхні Сонця.

Упродовж одного 11-річного циклу в одній півсфері (північній або південній) головні і хвостові плями спостережених біполярних магнітних областей завжди мають одні й ті самі протилежні знаки. По інший бік екватора знаки головної і хвостової плям протилежні. Така ситуація зберігається протягом усього поточного циклу, а потім, коли починається новий цикл, знаки плям змінюються (сформульований у 1925 р. Хейлом і Ніколсоном закон полярності сонячних плям) [150, 151]. Таким чином, розподіли знаків біполярних

груп у північній і південній півсферах Сонця завжди протилежні і зберігаються впродовж циклу. Своєю чергою вони змінюються на протилежні кожні 11 років. Отже первісна картина розподілу магнітних полярностей відновлюється циклічно через кожні 22 роки, які нині прийнято називати *магнітним циклом Хейла* (рис. 6).



**Рис. 5.** Біполярні групи сонячних плям на поверхні Сонця



**Рис. 6.** Зміна магнітних знаків N і S головної і хвостової плям у біполярних групах сонячних плям упродовж магнітних 22-річних циклів Хейла за період часу 1903–1933 рр. Вісь абсцис – роки, вісь ординат – геліошироти

Значно рідше в "королівських зонах" з'являються уніполярні магнітні області, які характеризуються однією переважаючою полярністю, оскільки інша настільки слабка, що її неможливо зареєструвати. Уніполярні магнітні області створюють помітну асиметрію сонячного магнетизму, так що одна півсфера стає переважно магнітно-позитивна, а інша – магнітно-негативна.

Упродовж тривалого часу при спектроскопічних спостереженнях вдавалося вимірювати *тільки сильні* магнітні поля. Ситуація кардинально змінилася після винаходу Горесом Бєбкою (учнем Дж. Хейла) у 1952 р. сонячного магнітографа в обсерваторії Маунт-Вілсон [14] – 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. У 1956 р. М. Нікулін, А. Сєверний і В. Степанов створили більш досконалий магнітограф у Кримській астрофізичній обсерваторії (КрАО) [538]. Протягом наступного десятиліття прилад був найбільш ефективним інструментом такого типу у світі. Спостереження з магнітографами показали, що не тільки плями та уніполярні магнітні області є носіями магнетизму на Сонці. Магнітні поля, хоч і слабкі, поширюються майже по всій сонячній поверхні [17, 68, 169]. Такі, не пов'язані з активними областями слабкі магнітні поля (N- і S-полярностей) займають близько 80 % поверхні Сонця. Зазвичай їх називають *фоновими* магнітними полями [352, 471, 499].

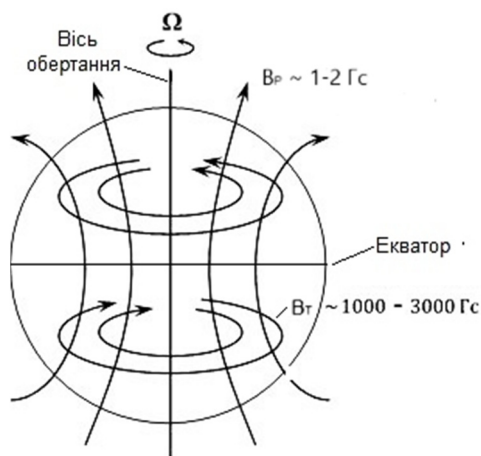
## 1.4. Глобальне магнітне поле і магнітний цикл Сонця

Уперше ідею про *магнітну природу сонячного циклу* з урахуванням паркерівської магнітної плавучості було висунуто Горесом Бєбкою [17]. Сонячні нестационарні процеси пов'язані переважно з локальними тонкоструктурними (дискретними) магнітними полями активних областей. Однак при усередненні за масштабами, що перевищує розміри активних областей, можна виділити гладке великомасштабне (глобальне) магнітне поле, розміри якого порівняні з радіусом Сонця. З огляду на це, в основі практично всіх теорій збудження сонячного магнетизму лежить концепція *глобального поля*. Дослідження глобального поля дозволяють, відволікаючись від складних локальних явищ, виявити властиві Сонцю, як цілому, основні процеси, що викликають магнітну активність.

Слід зауважити, що ця концепція не є тривіальною [539, 540]. Іншими словами, під великомасштабними магнітними полями

мають на увазі поля за межами магнітних активних областей, поширені по всій поверхні Сонця. Якщо серед них виділити масштаб, порівняний з радіусом Сонця, то таке поле прийнято називати глобальним. Водночас можна вимірювати поля поблизу полюсів Сонця, тоді таке поле називають полярним магнітним полем. Вживають також термін загальне магнітне поле, який не має чіткого фізичного визначення і часто ототожнюється з великомасштабним полем. Нарешті, проводяться вимірювання магнітного поля Сонця як зірки в інтегральному потоці випромінювання (див. далі). Усі ці поля тісно пов'язані між собою і однаково залежать від часу, тому в багатьох публікаціях відмінності між ними ігноруються. Однак завжди слід мати на увазі, що з фізичної точки зору це абсолютно різні структури, і в різних застосунках можуть фігурувати по-різному [540].

Згідно із сучасними науковими переконаннями, які сформувався на основі спостережень і теоретичних досліджень, глобальне магнітне поле Сонця  $\mathbf{B}$  складається з двох аксіально-симетричних компонент [17, 66–68, 123, 158, 169–174, 278, 303, 462] (рис. 7).

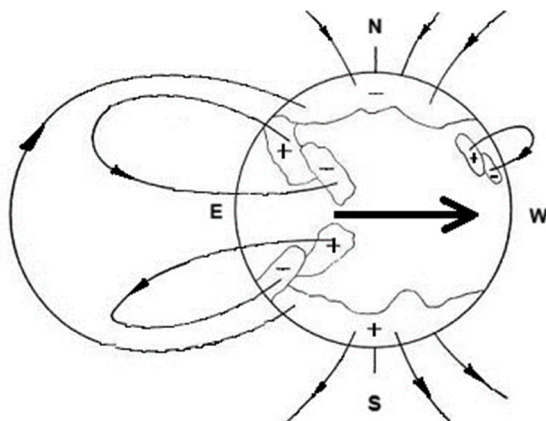


**Рис. 7.** Структура глобального магнітного поля:  
 $\mathbf{B}_p$  – полоїдальна (меридіональна) компонента поля;  
 $\mathbf{B}_t$  – тороїдальна (азимутальна) складова поля, силові лінії якого протилежно спрямовані обабіч екватора.  
 Вектор  $\Omega$  – кутова швидкість обертання Сонця

Перша компонента – приховане від спостерігачів у сонячних глибинах сильне тороїдальне (азимутальне) поле  $\mathbf{V}_T$  (з величиною магнітної індукції 1000–3000 Гс поблизу дна СКЗ). Воно спрямоване вздовж паралелей здебільшого на середніх та низьких широтах і має протилежну полярність (спрямованість) обабіч екватора. Тороїдальне поле сховане в глибоких шарах СКЗ, тому для вимірювань доступне в обмеженій формі. Тільки локальні фрагменти найбільш потужних полів ( $\geq 10^3$  Гс) завдяки магнітній плавучості прориваються до сонячної поверхні. Спостереження дозволяють виявляти ці випадкові локальні випуклості тороїдальних трубок, які проявляються на поверхні у вигляді біполярних груп магнітних плям у "королівських зонах", розміщених на відстані приблизно  $40\text{--}45^\circ$  обабіч сонячного екватора. Осі біполярних груп плям орієнтовані під певним кутом до широтного напрямку схід–захід, так що західні головні плями розташовані в середньому ближче до екватора за східні хвостові плями (закон Джоя [149]). Середній кут нахилу впродовж циклу становить близько  $4^\circ$  [174, 175]. Із часом стало зрозуміло, що діаграма "метеликів Маундера" [271] відображає місця концентрації тороїдального магнітного поля під фотосферою і визначає швидкість його міграції до екватора [278, 303, 368]. Саме періодична поява на сонячній поверхні плям у вигляді біполярних магнітних областей, розташованих на одній лінії, приблизно паралельній екватору, є переконливим доказом існування під фотосферою тороїдальних магнітних силових трубок, які виходять на поверхню фотосфери.

Друга компонента глобального магнітного поля Сонця – зосереджене в меридіональних площинах слабе полоїдальне поле  $\mathbf{V}_p$  (з максимальною величиною 1–2 Гс). У 50-х роках минулого століття в результаті магнітографічних вимірювань на Сонці були виявлені слабкі магнітні поля біля його полюсів [12, 14] (рис. 8). Магнітні силові лінії полярних полів спрямовані вздовж меридіанів і відповідають дипольній конфігурації полоїдального магнітного поля. Розподіл магнітних знаків у біполярних групах плям відповідає закону Хейла–Ніколсона [150, 151]: знаки головних і хвостових плям протилежні в північній і південній півсферах

і зберігаються такими протягом циклу. Знаки магнітного поля в навколуполіусних областях збігаються з магнітними знаками головних плям біполярних груп плям [17]. У кожному новому циклі всі магнітні знаки полів змінюються на протилежні.



**Рис. 8.** Схема розподілу магнітних знаків біполярних груп плям і магнітного поля біля полюсів Сонця на початку і на фазі зростання 11-річного циклу. Жирною стрілкою на екваторі зображено напрямок обертання Сонця

Існування полоїдального поля пізніше підтвердили магнітографічні вимірювання в Кримській [499], Стенфордській [113] та Саянській [471] обсерваторіях, а також Х. Йошімура [445] шляхом обробки синоптичних карт магнітних полів, отриманих на маунт-вілсонівському магнітографові. На сучасному етапі вони визначаються за допомогою прямих магнітографічних вимірювань [393] або ж вимірювань магнітного потоку на основі спостережень полярних факелів (індикаторів полярних магнітних потоків) [286]. Полоїдальне поле також зримо проявляється у вигляді корональних стримерів, які впливають із високих широт і спостерігаються під час повних затемнень Сонця. У чистому вигляді полоїдальні поля трапляються в приполярних ділянках вище  $55^\circ$  широти, де їх вперше за допомогою магнітографа спостерігали Гарольд

і Горес Бєбкоки [16]. Тому очевидно, що полярні магнітні ділянки – це місця безпосереднього виходу на поверхню силових ліній полоїдального поля.

Спостереження свідчать, що незважаючи на чітко виражені випадкові ефекти в еволюції сонячного магнетизму, обидві магнітні компоненти осцилюють у часі за величиною і знаком із середнім періодом близько 22 роки у *протифазі* [17, 68, 123, 158, 169, 462]. На початку 11-річного циклу сонячних плям магнітні знаки біля кожного полюса збігаються зі знаками головних плям біполярних груп відповідної півсфери [17]. З розвитком циклу магнітні поля біля полюсів поступово послаблюються і, проходячи через нульовий стан в епохи максимумів плям (коли тороїдальне поле найбільш потужне,  $>10^3$  Гс), змінюють свій знак на протилежний (відбувається т. зв. реверсація полярного магнетизму). І, навпаки, полоїдальне поле досягає максимуму амплітуди ( $\sim 1-2$  Гс) в епохи мінімумів активності плям, коли змінюється полярність тороїдального поля. Тому наприкінці 11-річного циклу полоїдальне поле виявляється спрямованим в бік, протилежний до його спрямування на початку циклу. Магнітний цикл зміни полоїдального поля можна прослідкувати також за змінами корональної активності та активності високоширотних протуберанців. Зміни активності високоширотних протуберанців і яскравості зеленої корональної спектральної лінії  $\lambda 5303\text{\AA}$ , яка безпосередньо є мірою магнітної активності та нагрівання корони, також вказують на зміни в протифазі тороїдальної і полоїдальної компонент поля [52, 255, 435].

Істотно, що з кожним новим циклом полярності сильних магнітних полів плям і слабких полів біля полюсів змінюються на протилежні (у часовій протифазі в епохи максимуму і мінімуму циклів). Коли на початку чергового циклу з'являються нові високоширотні групи плям, розподілення їхніх полярностей протилежне до того, яке мають малочисельні групи, що залишилися від попереднього циклу поблизу екватора. Повернення Сонця до тієї самої загальної конфігурації магнітних полів плям і слабких полів біля полюсів потребує двох класичних 11-річних циклів зміни кількості плям, тобто 22 роки. Це природним шляхом вказує на те,

що у фізичному сенсі основним є не 11-річний цикл, а магнітний цикл Хейла, який охоплює два цикли за числами Вольфа [17, 68, 123, 158, 169, 462].

Отже, спостережені закономірності сонячного магнетизму свідчать про те, що тороїдальна і полоїдальна магнітні компоненти Сонця, які зумовлюють варіації сонячної активності, пов'язані між собою і, напевне, регенерують одна одну, а процесу генерації притаманний коливальний циклічний характер.

Водночас глобальне геліомагнітне поле характеризується ще однією, третьою, неосесиметричною компонентою [7], яка відповідає за секторну структуру міжпланетного магнітного поля (ММП) [291, 426]. Воно має величину  $\leq 1$  Гс і змінюється з періодом обертання Сонця ( $\sim 27$  днів). Під час спостережень виявлено дві гармоніки цього поля – диполь і квадруполь, які лежать у площині сонячного екватора. Також виявлено варіації ММП з періодом один рік, які пов'язують з геліоширотним ефектом Розенберга–Колемана [330]. Власне кажучи, ММП є продовженням у навколосонячному просторі низькоширотного фотосферного поля в площині сонячного екватора і вимірюється поки що тільки поблизу площини екліптики. Тому спостережену річну варіацію знака ММП у навколосонячному просторі прийнято пояснювати зміною геліографічної широти Землі в межах  $\pm 7^\circ, 25$  упродовж року.

## **1.5. Модельне подання структури глобального магнітного поля Сонця**

При моделюванні структури векторного геліомагнітного поля зручно ввести сферичну систему координат  $(r, \theta, \varphi)$ , яка бере початок у центрі сонячної сфери з радіусом  $R$ , полярна вісь якої спрямована вздовж осі обертання. Сферичним координатам радіуса  $r$ , полярного куту  $\theta$  ( $\theta = 90^\circ - \theta^*$ , де  $\theta^*$  – геліоширота) і азимуту  $\varphi$  відповідають одиничні радіальний  $\mathbf{i}_r$ , широтний  $\mathbf{i}_\theta$  та азимутальний  $\mathbf{i}_\varphi$  вектори.

Сонячний глобальний магнетизм породжується електричними струмами, зосередженими всередині високоелектропровідної

плазмової сфери  $r \leq R$ . У зовнішньому просторі  $r > R$  (з характеристиками вакууму) електроструми відсутні, тому там магнітне поле має потенціальний (безструмовий) характер. Векторне геліомагнітне поле  $\mathbf{B}(r, \theta, \varphi)$  можна подати [227, 303, 460] через три скалярні функції  $T(r, \theta, \varphi)$ ,  $S(r, \theta, \varphi)$  і  $U(r, \theta, \varphi)$  у вигляді

$$\mathbf{B} = \text{rot}(\mathbf{r}T) + \text{rot rot}(\mathbf{r}S) - \nabla U = \mathbf{B}_T + \mathbf{B}_P - \nabla U, \quad (2)$$

де перших два члени мають вихровий характер, а третій – безвихровий. Функція  $U$  згідно з умовою  $\text{div } \mathbf{B} = 0$  задовольняє рівняння Лапласа  $\Delta U = 0$ . В аксіально-симетричному випадку силові лінії тороїдального (азимутального) поля

$$\mathbf{B}_T = \text{rot}(\mathbf{r}T) = -\mathbf{r} \times \nabla T = B_\varphi \mathbf{i}_\varphi \quad (3)$$

лежать на сферичних поверхнях фіксованого радіуса  $r$ . Сховане в сонячних глибинах сильне тороїдальне поле ( $\geq 10^2 - 10^3$  Гс) спрямоване вздовж паралелей і зосереджене обабіч екватора здебільшого на середніх та низьких широтах. Силові лінії полоїдального (меридіонального) поля

$$\mathbf{B}_P = \text{rot rot}(\mathbf{r}S) = -\text{rot}(\mathbf{r} \times \nabla S) = B_r \mathbf{i}_r + B_\theta \mathbf{i}_\theta \quad (4)$$

розміщені в меридіональних площинах. Слабке полоїдальне поле ( $\sim 1-2$  Гс) витягнуте вздовж меридіанів і розташоване головним чином у полярних областях ( $\theta^* > 55^\circ$ ). Тут  $B_\varphi$ ,  $B_r$  і  $B_\theta$  – відповідно азимутальна, радіальна і широтна компоненти геліомагнітного поля.

Зазначимо декілька важливих властивостей вихрових полів: вектори  $\mathbf{B}_T$  і  $\mathbf{B}_P$  ортогональні в будь-якій точці, ротор тороїдального поля  $\text{rot } \mathbf{B}_T$  є полоїдальним вектором, а  $\text{rot } \mathbf{B}_P$  – тороїдальним. Полоїдальну компоненту при математичних викладках доцільно подати виразом  $\mathbf{B}_P = \text{rot } \mathbf{A}$ , де  $\mathbf{A} = A \mathbf{i}_\varphi$  – тороїдальний векторний потенціал ( $\mathbf{A} = \text{rot}(\mathbf{r}S) = -(\mathbf{r} \times \nabla S)$ ).

Оскільки зовні сонячної сфери  $r > R$  в умовах вакууму електроструми не можуть циркулювати,  $\text{rot } \mathbf{B} = 0$ , то тут локалізована безструмова (потенціальна) частина геліомагнітного поля  $\mathbf{B} = -\nabla U$ .

Згідно з рівняннями, що описують поведінку магнітного поля у зовнішньому просторі ( $\text{rot } \mathbf{B} = 0$ ,  $\text{div } \mathbf{B} = 0$ ) і крайовою умовою про відсутність скачка магнітної індукції на поверхні електропровідної області,  $[\mathbf{B}] = 0$ , тороїдальне поле  $\mathbf{B}_T$  перетворюється

на нуль на поверхні сонячної сфери і залишається таким за її межами:  $\mathbf{B}_T = 0$  при  $r \geq R$ . Внутрішнє ж полоїдалне поле  $\mathbf{B}_P$  на цій поверхні має зшиватися із зовнішнім ( $r > R$ ) вакуумним безструмовим полем. Крім того,  $\mathbf{B}_P = O(r^{-3})$  при  $r \rightarrow \infty$  (умова про відсутність зовнішнього збудження магнетизму джерелами, локалізованими в нескінченності).

Однозначно нормовані функції  $T(r, \theta, \varphi)$ ,  $S(r, \theta, \varphi)$  можна подати [227] у вигляді добутоків

$$T = \sum_{m,l,n} T_{ln}^m(r) Y_l^m(\theta, \varphi), \quad S = \sum_{m,l,n} S_{ln}^m(r) Y_l^m(\theta, \varphi) \quad (5)$$

радіальних  $T_{ln}^m$ ,  $S_{ln}^m$  і поверхневої  $Y_l^m$  функцій, розкладених у ряди за радіальними хвильовими функціями

$$T_{ln}^m(r) = c_l^m J_{n+1/2} \left( k_{nl} \frac{r}{R} \right), \quad S_{ln}^m(r) = d_l^m J_{n+1/2} \left( k_{nl} \frac{r}{R} \right), \quad (6)$$

і сферичними поверхневими функціями (тесеральними гармоніками)

$$Y_l^m(\theta, \varphi) = P_l^m(\cos \theta) \exp(\pm im \varphi), \quad (7)$$

в яких  $J_{n+1/2}[(k_{ln}(r/R)]$  – функції Бесселя,  $k_{ln}$  – радіальні хвильові числа,  $c_l^m$  і  $d_l^m$  – константи,  $P_l^m(\cos \theta)$  – приєднані функції Лежандра. Радіальні хвильові функції описують залежність введених функцій від радіуса, а сферичні тесеральні гармоніки – залежність від кутових координат на поверхні сфери  $r = \text{const}$ .

Скалярну функцію  $U(r, q, j)$ , яка є розв'язком рівняння Лапласа  $\Delta U = 0$ , також можна подати через сферичні функції

$$U(r, \theta, \varphi) = \sum_{m,l,n} a_l \cdot \left( \frac{R}{r} \right)^{l+1} Y_l^m(\theta, \varphi). \quad (8)$$

Векторні магнітні поля  $\mathbf{B}_P$  і  $\mathbf{B}_T$  розглядають як суму окремих полів, що відповідають певним членам у розкладах  $T$  і  $S$ . Цим полям приписуються певні ступені мультипольності сферичних функцій:  $l = 1$  – диполь,  $l = 2$  – квадруполь,  $l = 3$  – октуполь і  $l = N - 2^N$ -поль [7]. Із розгляду вилучають гармоніку  $l = 0$ , що відповідає магнітному монополю, оскільки існування магнітного монополя (магнітнозаряджених частинок) у природі поки що не встановлене.

Ступінь мультипольності  $l$  характеризує залежність структури полів від кошироти  $\theta$  і азимуту  $\varphi$ , а саме: дає кількість поверхневих вузлових (нульових) ліній, тобто кіл на поверхні сфери фіксованого радіуса, де змінюється знак магнітного поля. Верхній індекс  $m$  ( $l \leq m \leq l$ ) – азимутальний порядок тесеральних гармонік, якому відповідають спрямовані вздовж  $2m$  меридіанів вузлові лінії, які пересікають екватор, даючи таким чином  $2m$  сектори перемешованих знаків магнітного поля ( $m$  позитивних і  $m$  негативних). Наразі число  $(l - m)$  дорівнює кількості нульових ліній, які спрямовані вздовж паралелей і визначають на сферичній поверхні  $(l - m + 1)$  зону перемешованих магнітних знаків. Таким чином, у загальному випадку сферична поверхня поділяється на  $2m(l - m + 1)$  область альтернативних магнітних знаків. При  $m = l$  всі вузлові лінії спрямовані вздовж меридіанів, поле набуває суто секторної структури, при цьому функції  $Y_l^l(\theta, \varphi) = P_l^l(\cos \theta)$  називають секторіальними сферичними гармоніками.

У разі осьової симетрії, коли конфігурація поля не залежить від азимуту  $\varphi$  ( $m = 0$ ), вузлові лінії будуть паралельні екваторіальній площині, поділяючи сонячну поверхню на  $(l + 1)$  широтну зону з певним знаком (полярністю) магнітного поля. Тому функції нульового порядку  $Y_l(\theta, \varphi) = P_l^0(\cos \theta)$  називають зональними сферичними гармоніками.

Радіальний порядок функції Бесселя  $n$  характеризує глибинну структуру полів – він дає кількість вузлів вздовж радіуса, на яких змінюється знак магнітного поля. В осесиметричному випадку радіальні хвильові числа  $k_{ln}$  вибирають так, щоб на сонячній поверхні ( $r = R$ ) функції Бесселя задовольняли умову

$$J_{l+1/2}(k_{ln}) = 0, \quad (9)$$

тобто вони повинні бути розв'язками крайової задачі ( $r = R$ ) на власні значення для функцій Бесселя.

Отже, у разі осьової симетрії ( $m = 0$ ) тороїдальну компоненту геліомагнітного поля можна описати виразом, який має вигляд

$$B(r, \theta) = \sum_{l=0}^{\infty} \left[ B_l \left( \frac{r}{R} \right)^l \right] P_l(\cos \theta), \quad (r < R), \quad (10)$$

а полоїдальна компонента (тороїдальний векторний потенціал  $A$ ) набуває вигляду

$$A(r, \theta) = \sum_{l=0}^{\infty} \left[ A_l \left( \frac{r}{R} \right)^l + a_l \left( \frac{R}{r} \right)^{l+1} \right] P(\cos \theta), \quad (11)$$

в якому  $a_l = 0$  в області  $r < R$  і  $A_l = 0$  для  $r \geq R$ .

Аналогічно регулярне (великомасштабне) поле швидкості  $\mathbf{U}$ , яке на відміну від магнітного поля в першому наближенні можна вважати незалежним від фази циклу, подають у вигляді суми аксіально-симетричного азимутального поля швидкостей, яке описує диференційне обертання (тороїдальна компонента  $\mathbf{U}_T$ ), і меридіональної циркуляції (полоїдальна компонента  $\mathbf{U}_P$ ):

$$\mathbf{U} = \mathbf{U}_T + \mathbf{U}_P, \quad \mathbf{U}_T = U_\phi \mathbf{i}_\phi, \quad \mathbf{U}_P = U_r \mathbf{i}_r + U_\theta \mathbf{i}_\theta \quad (12)$$

( $U_\phi$ ,  $U_r$  і  $U_\theta$  – азимутальна, радіальна і широтна компоненти швидкості).

## 1.6. Магнітографічні вимірювання усереднених магнітних полів

Розглянемо детальніше нетривіальне питання про зв'язок модельних представлень геліомагнітного поля з експериментальними визначеннями усереднених (згладжених) полів. Для отримання більш точних спостережних кількісних визначень усереднених полів необхідно здійснювати усереднення на великих ділянках сонячної поверхні за тривалими часовими проміжками. Х. Йошімура [445] розробив методику визначення структури загального (усередненого) поля Сонця на основі синоптичних карт магнітних полів, які були отримані під час спостережень на магнітографіві. Кожній вибраній точці на синоптичній карті відповідало спостережене поле  $\mathbf{V}(\theta^*, \varphi)$ . Суть методики визначення поверхневих полоїдальної  $\mathbf{V}_P(\theta^*)$  і тороїдальної  $\mathbf{V}_T(\theta^*)$  компонент магнітного поля полягає в усередненні спостереженого поля  $\mathbf{V}(\theta^*, \varphi)$  за довготою  $\varphi$  на заданій широті  $\theta^*$  за формулами:

$$B_p(\theta^*) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} B(\theta^*, \varphi) d\varphi, \quad (13)$$

$$B_T(\theta^*) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} |B(\theta^*, \varphi) - B_p(\theta^*)| d\varphi \quad (14)$$

(інтеграл потрібно брати за всіма довготами синоптичної карти). Після усереднення за багатьма обертами Сонця (крім одного оберту, Йошімура усереднював спостережені дані також за 14 і 27 обертів, що відповідає проміжкам часу приблизно один і два роки) в структурі магнітних полів проявляються довготривалі закономірності, характерні для сонячного циклу. Структура тороїдального поля, наприклад, стає подібною до діаграми "метеликів" сонячних плям. Максимальне значення тороїдальних полів становить приблизно 7 Гс, а полоїдальних – 1,5 Гс.

Після винаходу магнітографа було налагоджено вимірювання спостереженого фотосферного магнітного потоку через сонячну поверхню [16, 552, 553]. Використавши дані маунт-вілсонівського магнітографа, Р. Говард [171, 172] зробив детальні розрахунки сонячного магнітного потоку. Звичайна магнітограма вміщувала близько 11000 фрагментів магнітних зображень. Величину магнітного потоку через вибрану ділянку  $ds$  розраховували за формулою [172]

$$F_{+,-} = \int |B_{+,-}| ds, \quad (15)$$

де  $B_{+,-}$  – вимірне поздовжнє поле в певному фрагменті магнітного зображення, а знаки (+) і (–) означають напрямок вектора магнітного поля від чи до Сонця відповідно. Інтегрування зазвичай проводили окремо в полярних  $\theta^* \geq |\pm 50^\circ|$  і приєкваторіальній  $\theta^* \leq |\pm 50^\circ|$  широтних зонах, а також по всьому видимому диску. Сумарний магнітний потік у досліджуваних ділянках визначали виразом:  $F = |F_+| + |F_-|$ . Типове значення повного потоку через видимий диск становило близько  $5 \times 10^{23}$  Мкс [171, 553], при цьому 95% потоку було зосереджено в приєкваторіальній зоні  $\pm 40^\circ$ . Проте внесок плям виявився зовсім малим – усього

6 % ( $\sim 3 \times 10^{22}$  Мкс) від загального магнітного потоку. Тому основний внесок у фонове поле дають великомасштабні структури слабого полоїдального поля на середніх і низьких широтах.

Особливий інтерес викликає вперше відзначене Северним [552, 553] явище розбалансу (асиметрії) магнітного потоку, яке полягає у переважанні однієї певної полярності (знака) поля в кожній півсфері або по всьому диску. Здавалося б, що при врахуванні знаків складових результуючий (сумарний алгебраїчний) магнітний потік фотосфери  $F = F_+ - F_-$  має дорівнювати нулеві. Проте виявилось, що це не так. На основі аналізу магнітних записів, проведених у полярних ділянках і по всьому диску в КрАО [385, 552, 553] і обсерваторії Маунт-Вілсон [16, 171, 172, 385, 391, 432], було встановлено, що магнітний потік на обох полюсах чи на всій видимій поверхні змінює величину і знак упродовж року, від сезону до сезону, а також зазнає швидких, у межах доби, флуктуацій. Вражають випадки переваги одного знака полів водночас на обох полюсах [16, 385].

Крім того, можна визначити полярність, розміри і час існування великомасштабних структур фонового магнітного поля на основі синоптичних карт спостережень у лінії  $H\alpha$  [531]. Для цього П. Мак-Інтош використав властивість  $H\alpha$ -волокон і каналів волокон розміщуватися на лінії розділення полярностей поздовжнього магнітного поля, яку вперше помітили Беккоки [16].

Важливою характеристикою Сонця як зірки є його загальне магнітне поле (ЗМП). Вимірювання ЗМП було розпочате в 1968 р. у КрАО за ініціативою Северного [352, 553, 554], який розробив оригінальний метод спостереження магнітного поля Сонця з нульовим просторовим розділенням. Для цього на щілину магнітографа спрямовували паралельний пучок сонячних променів, що дозволяло отримати усереднене значення поля по всьому зображенню Сонця – так, нібито наше світило було віддаленою зіркою з нерозділеною магнітною структурою. Основані на поздовжньому ефекті Зеємана магнітні вимірювання насправді фіксують алгебраїчну суму компонент поля, паралельних променю зору, по всьому диску. Таким чином, фактично ЗМП характеризує магнітний розбаланс видимої півсфери Сонця.

У роботах [498, 500] детально проаналізовано часовий ряд визначень ЗМП за 1968–2000 рр. (понад 12 тис. вимірювань) і підведено підсумки цих спостережень. За всіма вимірами впродовж 33-х років виявлено слабкий ефект магнітного розбалансу – на Сонці в цей час переважало поле негативного знака (полярності) із середнім значенням  $B \approx -0,02 \pm 0,01$  Гс. Наразі слід зазначити, що Ю.Рівін і В.Обридко [546] на матеріалі спостережень за 1970–1992 рр. установили північно–південну асиметрію модуля великомасштабного фотосферного магнітного поля в приекваторіальній зоні.

## 1.7. Рівняння електромагнетизму Максвелла

Джеймс Максвелл у 1864 р. узагальнив і об'єднав усі відомі на той час знання про властивості електричного і магнітного полів у своїх знаменитих рівняннях електромагнетизму. Теорію електромагнетизму було викладено в 1873 р. у "Трактаті про електрику і магнетизм" [272]. Основний висновок Максвелла зводився до того, що змінювані електричні і магнітні поля взаємно породжують одне одного і утворюють єдине змінне електромагнітне поле – електромагнітну хвилю, яка поширюється зі швидкістю світла. Для виконання закону збереження електричного заряду

$$\partial \rho_{\varepsilon} / \partial t + \operatorname{div} \mathbf{j} = 0 \quad (16)$$

в *нестационарному випадку* Максвелл додатково до густини електричного струму  $\mathbf{j}$  ввів до розгляду вектор  $\mathbf{j}_{\text{зм}} = (1/4\pi) \partial \mathbf{E} / \partial t$ , назвавши його струмом зміщення, і додав член  $(1/4\pi) \partial \mathbf{E} / \partial t$  праворуч у рівняння закону Ампера  $\operatorname{rot} \mathbf{B} = (4\pi/c) \mathbf{j}$ . У найпростішому нестационарному випадкові, коли електромагнітне поле збуджується у *вакуумі* заданими зарядами і струмами, система рівнянь Максвелла у сучасній формі запису має такий вигляд:

$$\operatorname{rot} \mathbf{B} = (4\pi/c) \cdot \mathbf{j} + (1/c) \partial \mathbf{E} / \partial t, \quad (17)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = - (1/c) \partial \mathbf{B} / \partial t, \quad (18)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{B} = 0, \quad (19)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{E} = 4\pi \rho_{\varepsilon}, \quad (20)$$

де  $\rho_\varepsilon$  – об'ємна густина електричного заряду. Введення додаткового члена (струму зміщення  $\mathbf{j}_{\text{зм}}$ ) у рівняння (17) вирішує дві проблеми: вмикається прямий механізм перетворення змінного електричного поля в магнітне поле (*магнітоелектрична індукція*) та задовольняється рівняння неперервності електричних зарядів (16) для нестационарних процесів.

Зауважимо, що за усталеною в астрофізиці традицією тут і далі використовується абсолютна Гауссова система одиниць (СГС).

Щоб задовольнити рівняння (19), яке засвідчує вихровий характер магнітного поля, індукцію  $\mathbf{B}$  зручно подати у вигляді векторного потенціалу  $\mathbf{A}$ :

$$\mathbf{B} = \text{rot } \mathbf{A}, \quad (21)$$

оскільки в такому випадку  $\text{div rot } \mathbf{A} \equiv 0$ .

У *стаціонарному випадку* рівняння (18) набуває вигляду

$$\text{rot } \mathbf{E} = 0, \quad (22)$$

тому вектор  $\mathbf{E}$  можна подати через градієнт скалярного електростатичного потенціалу  $\varphi$  просторового розподілення зарядів

$$\mathbf{E} = - \text{grad } \varphi. \quad (23)$$

Оскільки  $\text{rot grad} \equiv \Delta$ , то рівняння (20) можна звести до рівняння Пуассона для електростатичного потенціалу

$$\Delta \varphi = - 4\pi\rho_\varepsilon. \quad (24)$$

У *загальному нестационарному випадку* при описі електромагнітного поля в *середовищі* потрібно врахувати електричну поляризацію і намагніченість речовини, які виникають під впливом відповідно електричного і магнітного полів [472, 560]. Електричну поляризацію описують вектором поляризації  $\mathbf{P}$ , що дорівнює середній густині електричного дипольного моменту, тоді як намагніченість – вектором намагніченості  $\mathbf{M}$ , що дорівнює середній густині магнітного моменту молекулярних струмів. Через неоднорідну електричну поляризацію в середовищі виникають додатковий (до вільного заряду) зв'язаний заряд поляризації

$$\rho_\varepsilon^P = - \text{div } \mathbf{P} \quad (25)$$

і додатковий (до струму провідності) зв'язаний струм поляризації

$$\mathbf{j}^P = \partial \mathbf{P} / \partial t, \quad (26)$$

тоді як зовнішнє магнітне поле зумовлює додатковий зв'язаний струм намагніченості

$$\mathbf{j}^M = c \operatorname{rot} \mathbf{M}. \quad (27)$$

У такому разі для поляризованого середовища рівняння (20) можна переписати таким чином:

$$\operatorname{div} \mathbf{E} = 4\pi(\rho_\varepsilon + \rho_\varepsilon^P), \quad \operatorname{div} (\mathbf{E} + 4\pi\mathbf{P}) = 4\pi\rho_\varepsilon, \quad \operatorname{div} \mathbf{D} = 4\pi\rho, \quad (28)$$

де позначено  $\mathbf{P} = \kappa\mathbf{E}$ ,  $\mathbf{D} = \mathbf{E} + 4\pi\mathbf{P} = (1 + 4\pi\kappa)\mathbf{E} = \varepsilon\mathbf{E}$  – електрична індукція (вектор електричного зміщення),  $\varepsilon = (1 + 4\pi\kappa)$  – діелектрична проникність,  $\kappa$  – діелектрична сприйнятливість (коефіцієнт поляризації речовини).

Крім того, в рівнянні (17), яке містить густину провідності струму  $\mathbf{j}$ , у разі поляризованого і намагніченого середовища необхідно враховувати струми поляризації  $\mathbf{j}^P$  і намагніченості  $\mathbf{j}^M$ :

$$\operatorname{rot} \mathbf{B} = (4\pi/c) \cdot (\mathbf{j} + \mathbf{j}^P + \mathbf{j}^M) + (1/c) \partial \mathbf{E} / \partial t. \quad (29)$$

Урахувавши вирази (26) і (27), після простих математичних перетворень рівняння (29) можна звести до такого вигляду:

$$\operatorname{rot} (\mathbf{B} - 4\pi\mathbf{M}) = (4\pi/c) \cdot \mathbf{j} + (1/c) \partial (\mathbf{E} + 4\pi\mathbf{P}) / \partial t. \quad (30)$$

Беручи до уваги, що  $\mathbf{E} + 4\pi\mathbf{P} = \mathbf{D}$ , і ввівши позначення  $\mathbf{H} \equiv \mathbf{B} - 4\pi\mathbf{M}$ , остаточно можна записати

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = (4\pi/c) \cdot \mathbf{j} + (1/c) \partial \mathbf{D} / \partial t, \quad (31)$$

де  $\mathbf{H}$  – вектор напруженості магнітного поля. Зазвичай залежність намагніченості від магнітного поля записують у вигляді  $\mathbf{M} = \chi\mathbf{H}$ , тому  $\mathbf{B} = \mathbf{H} + 4\pi\mathbf{M} = (1 + 4\pi\chi)\mathbf{H} = \mu\mathbf{H}$ , де позначено  $\chi$  – магнітна сприйнятливість,  $\mu = 1 + 4\pi\chi$  – магнітна проникність.

У результаті рівняння Максвелла для електромагнітного поля в середовищі у нестационарному випадку набувають такого вигляду:

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = (4\pi/c) \cdot \mathbf{j} + (1/c) \partial \mathbf{D} / \partial t, \quad (32)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = - (1/c) \partial \mathbf{B} / \partial t, \quad (33)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{B} = 0, \quad (34)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{D} = 4\pi\rho_\varepsilon, \quad (35)$$

$$\mathbf{B} = \mathbf{H} + 4\pi\mathbf{M} = (1 + 4\pi\chi)\mathbf{H} = \mu\mathbf{H}, \quad (36)$$

$$\mathbf{D} = \mathbf{E} + 4\pi\mathbf{P} = (1 + 4\pi\kappa)\mathbf{E} = \varepsilon\mathbf{E}. \quad (37)$$

Сучасна форма запису рівнянь Максвелла була запропонована Г. Герцом у 1900 р.

*Історична примітка.* Кожне з рівнянь (32) – (35) має назву, що історично за ним закріпилася.

Перше рівняння (32) – закон Ампера, доповнений струмом зміщення, введеним Максвеллом. Перший член у частині рівняння праворуч засвідчує збудження магнітного поля електричним струмом, тоді як другий описує *магнітоелектричну індукцію*: прямий механізм перетворення змінного електричного поля в магнітне поле.

Друге рівняння (33) – закон *електромагнітної індукції* Фарадея, за яким існування змінного в часі магнітного поля в деякій точці простору викликає в цій точці та в її околі вихрове електричне поле (він вказує на існування прямого механізму перетворення змінного магнітного поля в електричне). Явище індукції електричного поля в магнітному відкрили в 1830–1834 рр. незалежно один від одного М. Фарадей у Королівському інституті у Великій Британії і Дж. Генрі в Академії м. Олбані, штат Нью-Йорк. Однак Фарадей першим опублікував результати. Тому закон (22) був названий законом електромагнітної індукції Фарадея. Відзначено і заслуги Генрі – його ім'я присвоєне одиниці вимірювання індуктивності.

Третє рівняння (34) – закон Гаусса для магнітної індукції, що описує вихровий характер магнітного поля, засвідчуючи *відсутність магнітних зарядів*.

Четверте рівняння (35) – узагальнений закон Кулона збереження кількості електрики, справедливий як для нерухомих, так і рухомих зарядів. Він засвідчує, що джерелом електричного поля є електричні заряди.

Рівняння неперервності електричних зарядів (16) входить у систему рівнянь Максвелла неявно.

Зауважимо, що за відсутності струмів провідності рівняння (32) набуває вигляду

$$\operatorname{rot}(\mathbf{B}/\mu) = (1/c) \partial(\mathbf{\nabla}\mathbf{E})/\partial t. \quad (38)$$

Систему рівнянь Максвелла (32) – (35) необхідно доповнити законом Ома для рухомої плазми. На плазму, що рухається зі швидкістю  $\mathbf{u}$  в магнітному полі  $\mathbf{B}$ , діє додаткове електричне поле

$(\mathbf{u} \times \mathbf{B})/c$ . Тому густина електричного струму, що входить у рівняння Максвелла, в рухомій плазмі описується законом Ома

$$\mathbf{j} = \sigma [\mathbf{E} + (\mathbf{u} \times \mathbf{B})/c] + \rho_e \mathbf{u}, \quad (39)$$

де  $\sigma$  – питома електропровідність середовища,  $\mathbf{E}$  – електричне поле в нерухомому середовищі. Перший член у частині праворуч рівняння (39) зумовлений перенесенням зарядів електричним полем; другий – силою Лоренца, яка діє на заряди рухомого середовища; третій відповідає перенесенню електричних зарядів при макроскопічних рухах середовища. Його можна назвати струмом конвекції.

Не всі члени в рівняннях (32) і (39) мають однакове значення в задачах магнітної гідродинаміки. У нерелятивістському випадку щодо повільних рухів ( $u \ll c$ ) струм електричного зміщення  $\mathbf{j}_{\text{зм}} = (1/c) \partial \mathbf{D} / \partial t$  і струм конвекції  $\mathbf{j}_{\text{к}} = \rho_e \mathbf{u}$  суттєво менші за інші складові цих рівнянь (див., напр., [453]), тому в рівняннях ними можна знехтувати. Зважаючи на це, закон Ампера і закон Ома за умови  $u \ll c$  зазвичай записують у вигляді

$$\text{rot } \mathbf{H} = (4\pi/c) \cdot \mathbf{j}, \quad (40)$$

$$\mathbf{j} = \sigma [\mathbf{E} + (\mathbf{u} \times \mathbf{B})/c] \text{ (або } \mathbf{E} = -(\mathbf{u} \times \mathbf{B})/c + \mathbf{j}/\sigma). \quad (41)$$

## 1.8. Магнетизм у космосі

Значно, що електричні і магнітні поля відіграють у Всесвіті не однакову роль. Наочно рівняння (32) і (33) симетричні щодо  $\mathbf{B}$  і  $\mathbf{E}$ . Водночас відомо, що у Всесвіті така симетрія не виявляється. Чому ж? Відповідь пов'язана з мікроскопічними особливостями структури матерії [303]. Речовина складається з електрично заряджених частинок. Електричний заряд майже всіх відомих частинок кратний заряду електрона. Навіть більше, кількість позитивно і негативно заряджених частинок, мабуть, в точності однакова, тому в цілому Всесвіт електрично нейтральний. Однак магнітно заряджені частинки – *магнітні монополі* – виявити не вдається, хоча на пошуки покладено чимало зусиль дослідників.

Така асиметричність магнітних і електричних полів у системі відліку, пов'язаній з рухом газоподібного середовища у Всесвіті, пояснюється значною розповсюдженістю великомасштабних магнітних полів і тотальною відсутністю великомасштабних електричних полів – наслідок фундаментальної електричної природи матерії. Якщо йдеться про зв'язок великомасштабних полів з дискретною структурою речовини, варто зазначити, що безперечна великомасштабна електронейтральність Всесвіту свідчить про те, що існування електростатичних полів у космологічних масштабах неможливе. Існують лише локальні електричні поля, утворені розділенням рівних за величиною і протилежних за знаком зарядів. За винятком центральних частин деяких холодних і дуже щільних хмар міжзоряного газу, а також нечисленних, але добре відомих дослідникам ділянок, що зайняті холодними атмосферами планет. Тут поширені такі явища, як атмосферні електростатичні поля та атмосферні грози. Але всюди, крім цих "глухих закутків" Всесвіту, простір заселений вільними електронами, які швидко нейтралізують будь-яке розділення електричних зарядів. Чисельно характерний час нейтралізації  $t_n$  залежить від концентрації електронів  $N_e$ :  $t_n \approx 10^{-4}/N_e^{1/2}c$  [303]. Навіть у міжгалактичному просторі, де  $N_e \approx 10^{-10}-10^{-8} \text{ см}^{-3}$ , час нейтралізації становить всього  $t_n \approx 1-10 \text{ с}$ . В інших ділянках Всесвіту ця величина набагато менша. Тому будь-яке великомасштабне електростатичне поле швидко та ефективно нейтралізується повсюдно присутніми вільними електронами. Область існування електростатичних полів обмежена мікроскопічними масштабами – розмірами атомів і дебаєвськими радіусами іонів. Великомасштабне електричне поле в системі відліку, яка пов'язана з газом і містить теплові електрони, обов'язково дорівнює нулеві. Тільки при переміщенні відносно іонізованого газу з магнітним полем можна виявити індуковане електричне поле.

Водночас повсюдна поширеність великомасштабних магнітних полів у Всесвіті свідчить про відсутність (або майже відсутність) магнітнозаряджених частинок у природі в достатній кількості. Адже якби магнітні монополі існували, то магнітні поля завдяки

вільним електронам були б так само нейтралізовані, як нейтралізуються великомасштабні електричні поля в космосі. Разом із тим зауважимо, що встановлена експериментально на сьогодні верхня межа концентрації монополів – менш як один монополь на  $3 \times 10^{27}$  нуклонів – вважається сумісною з фактом існування великомасштабних магнітних полів [303]. Таким чином, електричні і магнітні поля відіграють у Всесвіті не однакову роль.

## **1.9. Пошук механізмів збудження космічного і сонячного магнетизму**

Після відкриття магнітних полів на Сонці згодом було виявлено наявність магнетизму в зорях, міжзоряному середовищі, в галактиках і міжгалактичному просторі. Горес Бєбкок, досліджуючи за спектрами аномалії хімічного складу зірок, уперше зафіксував зоряний магнетизм. У 1947 р. він виміряв магнітне поле у зірки 78 Діви [13], а потім виявив сильні магнітні поля (до 30 тис. Гс) у пекулярних А-зірок та ін. У 1958 р. Горес Бєбкок опублікував каталог магнітних зірок [15], ввівши цей термін для зірок, величини індукції яких не менші як 1000 Гс. Магнітні поля спричиняють низку активних нестаціонарних процесів, починаючи від квазарів і пульсарів й закінчуючи магнітосферами планет і Землі. 22-річний магнітний цикл Сонця – яскравий взірєць швидкої змінності магнітного поля в астрофізичних умовах. Його вивчення і пояснення дає ключ до розуміння природи космічного магнетизму. У зв'язку із цим виникла проблема походження і генерації магнітних полів небесних тіл: звідки ж беруться магнітні поля в космосі?

Швидку змінність космічних магнітних полів у спостережених динамічних процесах не можливо пояснити лише омичною (джоулевою) дисипацією, характерний час якої пропорційний добутку величини електропровідності космічної плазми на квадрат масштабу поля. І тому давно відомо, що час омичної дисипації космічних магнітних полів надзвичайно великий навіть за астрономічними мірками. В астрофізиці такі магнітні поля отримали назву вморожених у плазму. Магнетизм в астрофізичних умовах не може виникати і під впливом факторів, характерних для земних

магнітів. На Землі найсильніші прояви магнетизму зазвичай визначаються орієнтацією магнітних моментів атомів та елементарних частинок (електронів, протонів і нейтронів), які входять до складу сильномагнітних (магнітоупорядкованих) речовин (насамперед, феромагнітних матеріалів). На Сонці і в космосі не зустрічається будь-якої помітної магнітної впорядкованості, оскільки плазма не належить до сильномагнітних речовин. В астрофізичних умовах магнітні поля можуть породжуватися тільки рухом електричних зарядів (електричними струмами, які пов'язані з гідродинамічними рухами) або ж змінами в часі електричних полів у космічній плазмі. Швидкі зміни космічних магнітних полів *можна пояснити тільки гідродинамічними рухами плазми*. Хоча при цьому не можна залишати поза увагою омічну дифузію, яка виявляється в полі зору щоразу, коли рухи плазми надзвичайно зменшують масштаби магнітних полів.

Суттєва змінність сонячного магнетизму в часі і просторі змушує дослідників припустити наявність певного постійно діючого механізму генерації поля. Першовідкривач 11-річних циклів сонячних плям Р. Вольф вважав [437, 439], що причина циклічності полягає у гравітаційній (припливній) дії планет на Сонце. Однак всі пошуки у цьому напрямі дали значно більше для розвитку математики, ніж для встановлення конкретних механізмів СА. Із часом зростала впевненість, що механізм сонячного циклу діє на самому Сонці. Нарешті, в середині ХХ ст. спадкоємець Р. Вольфа по Цюріху М. Вальдмаєр [419], засумнівавшись у правильності суджень свого наукового прадіда Вольфа, вирішив шукати причину 11-річної циклічності всередині Сонця. Після того, як дослідники дійшли висновку, що прояви сонячної циклічності все більше вказують на зв'язок із магнітними полями, розпочалося дослідження внутрішніх властивостей геліомагнітної циклічності (хоча не виключено, що деяке інформаційне значення має і сукупна дія всіх планет Сонячної системи). Спостережені закономірності магнітної активності Сонця підтверджують, що фізичну основу сонячної активності становить 22-річний магнітний цикл. Це наводить на думку, що полоїдальна і тороїдальна компоненти поля генеруються одним і тим самим фізичним процесом. Виникає питання про механізми збудження глобального геліомагнетизму.

Особливої актуальності набула теорія сонячного динамо, історія якої розпочалася у 1919 р. зі знаменитої доповіді Дж. Лармора в Королівському астрономічному товаристві Великої Британії [249]. Збудження магнітного поля сонячних плям, згідно із запропонованою концепцією, відбувається завдяки електромагнітній індукції в рухомому електропровідному середовищі. На той час автомобільний двигун був останнім вражаючим досягненням людства, тому саме ця концепція стала відома як теорія динамо (за назвою частини двигуна). Основи теорії були закладені в середині 20-го століття видатними дослідниками космічного магнетизму (Т. Каулінг, В. Ельзассер, Ю.-Н. Паркер, Горес Бєбкок, Р. Лейтон, Е. Буллард, Х. Геллман, А. Гейзенберг, Я. Зельдович, С. Брагінський та ін.).

Важливого прогресу у розвитку теорії динамо було досягнуто після врахування флуктуаційних (турбулентних) рухів середовища. Астрофізичні магнітні поля зазвичай еволюціонують у турбулентному середовищі за законами класичної МГД. Разом із тим, космічна турбулентність має дві особливості, які не характерні для лабораторної турбулентності. По-перше, внаслідок впливу гравітаційних полів космічна турбулізована плазма зазвичай стратифікована, тобто для неї притаманний градієнт густини речовини. По-друге, вона зосереджена в небесних тілах, які обертаються (планети, зірки, галактики). Це призводить до порушення дзеркальної симетрії середньостатистичних параметрів турбулентності – поле швидкостей набуває спірального характеру. Спіральні рухи в електропровідному замагніченому середовищі збуджують електричне поле, з яким пов'язане нове магнітне поле. Тому теорія астрофізичного динамо була вдосконалена із врахуванням *спіральності* турбулентних рухів на основі концепції макроскопічної МГД, математичний апарат якої у 60-ті роки минулого століття розробили М. Штеєнбек, Ф. Краузе і К.-Х. Редлер [379, 380]. Після цього стало зрозуміло, що збудження магнетизму в космічних умовах спричиняється спіральними турбулізованими рухами електропровідної речовини.

Оскільки гідродинамічні рухи плазми в СКЗ сильно турбулізовані, то найбільшого застосування при поясненні сонячного магнітного циклу набула теорія *турбулентного динамо* [54, 72, 77–78,

86, 299, 326, 446, 460]. Кінетичної енергії конвективних рухів на Сонці зазвичай досить для підсилення поля. Задача на сьогодні полягає в пошуку найбільш імовірних механізмів збудження магнетизму, хоча тривалий час ведуться дослідження в інших напрямках.

Серед альтернативних можливостей слід виділити перетворення гіпотезу осцилюючого первісного (реліктового) магнітного поля Сонця австралійського астрофізика Дж. Піддінгтона [308, 309] (активного критика теорії турбулентного динамо). У моделі Піддінгтона обернення знака тороїдального поля при переході від одного 11-річного циклу до іншого відбувається завдяки меридіональним коливанням первісного квазидіпольного магнітного поля постійного знака. Однак залишається без пояснення механізм цих коливань.

Загалом для зірок може бути використана гіпотеза реліктового магнітного поля, згідно з якою спостережене магнітне поле є скам'янілим залишком міжзоряного поля, що дісталось зірці при її народженні в результаті конденсації газової хмари [108]. Якщо в процесі стискування магнітний потік був в замороженій у хмару, то величина поля за оцінками здатна збільшитися від  $10^{-6}$  Гс до  $10^8$  Гс. Це може скласти чималий запас магнітної індукції на дисипацію протягом життя зірки. Однак не зрозуміло, чи придатна ця гіпотеза для зірок з масою не більшою за сонячну. В процесі еволюції зірок (перед їхнім виходом на головну еволюційну послідовність діаграми Герцшпрунга–Рессела) вони проходять через так звану стадію Хаяші [161, 162] повного конвективного перемішування речовини тривалістю близько  $10^6$  років. За цей час конвекція може вивести магнітне поле із зірки. (Хоча Сонце, можливо, і не проходило еволюційну стадію Хаяші.) Крім того, припущення про реліктове поле не може лежати в основі пояснення магнітного поля Сонця ще й тому, що останнє періодично змінюється в часі.

Д. Лейзер, Р. Рознер і Х.-Т. Дойл [250] критикують нереальні, на їхній погляд, фізичні припущення теорії турбулентного динамо. Натомість вони пропонують гіпотезу, згідно з якою нерегулярне магнітне поле значною мірою задається конвективним ядром під час фази Хаяші при еволюції Сонця до головної послідовності.

Але і щодо цієї гіпотези залишаються згадані застереження, пов'язані з тим, що Сонце під час еволюції, очевидно, не проходило стадію Хаяші.

Підсумовуючи огляд альтернативних механізмів збудження сонячного магнетизму, потрібно зауважити, що вони здебільшого спираються на припущення про віддалене минуле Всесвіту або неспостережувані області космосу [51], у той час як теорія динамо робить небагато припущень. Натомість теорію динамо обтяжує більш серйозний математичний апарат. Тож дослідники докладають зусиль для вдосконалених концепцій динамо.

Зокрема Е. Дробишевський запропонував оригінальну ідею збудження глобального магнетизму завдяки напівдинамо-процесам [105]. Суть нового підходу полягає у вивченні неперервної генерації первісного магнітного поля якимось допоміжним процесом (наприклад, батареїним ефектом) з наступним підсиленням цього поля МГД-процесами без позитивного зворотного зв'язку. Перспективність процесів напівдинамо стала очевидною після залучення до розгляду механізмів перенесення магнітного поля, згенерованого сторонніми е. р. с. Для цього було розроблено механізм топологічного накачування поля тривимірною комірковою конвекцією бенарівського типу, який забезпечує перенесення магнітного потоку до нижньої основи СКЗ [104].

Заслуговує уваги також дифузна теорія сонячного магнітного циклу (без залучення  $\alpha$ -ефекту), яку останніми роками розвиває О. Соловйов [556]. Згідно з дифузно-релаксаційною моделлю кожний цикл породжується порцією магнітного потоку, який надходить у СКЗ знизу із променистої зони і переробляється тут турбулентними конвективними пульсаціями плазми у великомасштабну дисипативну структуру. Дифузія останньої до поверхні Сонця забезпечує спостережувану картину циклу. Через 22 роки на зміну розсіяному на сонячній поверхні магнітному потоку приходить нова дисипативна магнітна структура. Неперервне підживлення дифузійного процесу відбувається завдяки  $\Omega$ -ефекту в СКЗ.

Також слід нагадати ідею П. Романчука про наявність у Сонця постійної складової загального магнітного поля величиною  $\approx 2$  Гс [549] і механізм утворення магнітного поля сонячної плями внаслідок підсилення цього слабого загального поля при підйомі конвективного елемента [547].

Зважимо також гіпотезу А. Долгинова [474], який показав, що просторова неоднорідність хімічного складу речовини магнітних пекулярних зірок (внаслідок "батареїного" ефекту) спричиняє збудження на їхній поверхні магнітних плям із величиною поля близько 2000 Гс. Зважаючи на виявлення деяких подібних особливостей сонячних і зоряних магнітних полів, С. Гопасюк і А. Северний [469] запропонували пояснення магнітних полів сонячних плям можливою відмінністю хімічного складу речовини активних і спокійних ділянок Сонця.

Однак найчастіше для пояснення сонячного магнетизму залучаються механізми на основі динамо-процесу, принцип якого в лабораторних умовах був розроблений німецьким винахідником В. фон Сіменсом у 1866 р. Зазначимо, що за допомогою динамомеханізмів не можливо пояснити, як виникли магнітні поля небесних тіл на самому початку. Гідромагнітне рівняння (див. рівняння (44)) лінійне і однорідне по **V**. Воно не має джерел. Іншими словами, в рамках гідродинамічного опису магнітні поля неможливо створити на порожньому місці [146]. Існуючі зараз магнітні поля можуть протистояти омичній дисипації і турбулентній дифузії тільки завдяки підсиленню вже існуючого магнітного потоку, а не появі нових полів. Тобто, якщо колись у Всесвіті не було магнітних полів, то їх не буде і у всі наступні епохи (якщо брати до уваги лише гідромагнітні ефекти).

Оскільки сьогодні магнітні поля трапляються повсюдно, то у ранньому Всесвіті мали існувати якісь первісні магнітні поля, до прикладу, завдяки плазмовому механізму Е. Гаріссона. Вихрові рухи заряджених частинок, що постійно випромінюють, внаслідок тертя в плазмі раннього Всесвіту створювали електричні струми, які породжували магнітне поле. Інформацію про первісні магнітні поля Всесвіту можна отримати на основі спостереження явища фарадеївського обертання площини поляризації випромінювання позагалактичних радіоджерел, яке виникає під впливом великомасштабного магнітного поля. Кут повороту площини лінійної поляризації радіовипромінювання пропорційний проекції напруженості магнітного поля на промінь зору, густині теплових електронів середовища, довжині шляху променів та квадрату довжини хвилі випромінювання. За розрахунками різних авторів,

оцінки міжгалактичного магнітного поля перебувають у діапазоні величин  $2 \times 10^{-6} - 10^{-11}$  Гс (опис механізму Гаріссона, ефекту фарадеївського обертання і розрахунків величини магнітного поля див. у роботі [446]).

Отже, для здійснення динамо-процесу необхідна наявність хоча б невеликого магнітного поля або слабкого початкового електричного струму. Початкові струми можуть бути пов'язані зі згадуваним вище реліктовим магнітним полем, а одну із можливостей зародження "затравних" магнітних полів дають батарейні ефекти, на які вперше звернули увагу А. Шлютер і Л. Бірманн [343]. Фізична суть явища полягає у виникненні вихрової е. р. с. та пов'язаного з нею електричного струму, коли, наприклад, не збігаються поверхні постійних електронного тиску та електронної концентрації. Завдання динамо-теорії – пояснити, як первісні космічні магнітні поля зберігаються або підсилюються впродовж тривалого часу, незважаючи на постійне їхнє послаблення (внаслідок омичного виснаження електрострумів); і як магнітні поля можуть зазнавати радикальних змін за короткі проміжки часу.

## 1.10. Вмороженість магнітних полів у космічну плазму

Велике значення для розвитку теорії динамо мала концепція про вмороженість магнітних силових ліній поля в рухоме ідеально електропровідне середовище. Зв'язок механічних сил з електричними і магнітними полями в електропровідному середовищі вперше завважив фізик-теоретик Я. Френкель у 1945 р. [564]. Однак термін *магнітогідродинаміка* і рівняння МГД вперше запровадив Г. Альфвен у 1942 р. [4, 5]. Для опису космічної плазми він запропонував розглядати її як електропровідну рідину або газ і *об'єднав рівняння гідродинаміки з рівняннями Максвелла*. За розвиток МГД теорії Альфвен у 1970 р. отримав Нобелівську премію з фізики.

Розглянемо детальніше умови виникнення вмороженості поля у високопровідне середовище. Із рівнянь Максвелла (32), (33) і закону Ома (41) зручно виключити  $\mathbf{E}$  і  $\mathbf{j}$ , що дає

$$\partial \mathbf{B}/\partial t = -c \cdot \text{rot} [-(\mathbf{u} \times \mathbf{B})/c + \mathbf{j}/\sigma] = \text{rot}(\mathbf{u} \times \mathbf{B}) - \text{rot}(\mathbf{v}_m \text{rot} \mathbf{B}/\mu), \quad (42)$$

де  $\mathbf{v}_m = c^2/4\pi\sigma$  – коефіцієнт магнітної в'язкості. Використавши рівняння (34) і векторну тотожність

$$\text{rot rot } \mathbf{B} \equiv \text{grad div } \mathbf{B} - \Delta \mathbf{B}, \quad (43)$$

отримуємо (при сталому коефіцієнті  $\mathbf{v}_m$ ) співвідношення

$$\partial \mathbf{B}/\partial t = \text{rot}(\mathbf{u} \times \mathbf{B}) + \mathbf{v}_m \Delta(\mathbf{B}/\mu), \quad (44)$$

яке називають *рівнянням індукції магнітного поля*. У випадку, коли  $\mathbf{v}_m$  залежить від координат, рівняння індукції набуває вигляду

$$\partial \mathbf{B}/\partial t = \text{rot}(\mathbf{u} \times \mathbf{B}) + \mathbf{v}_m \Delta(\mathbf{B}/\mu) - \nabla \mathbf{v}_m \times \text{rot}(\mathbf{B}/\mu). \quad (45)$$

Зауважимо, що в більшості прикладних задач коефіцієнти діелектричної  $\varepsilon$  і магнітної  $\mu$  проникностей дуже мало відрізняються від одиниці, тому в магнітній гідродинаміці зазвичай приймають  $\varepsilon = \mu = 1$ . Рівняння (44) ще називають основним *рівнянням динамо*. Коли задане поле швидкостей  $\mathbf{u}$ , його можна використати для визначення індукції магнітного поля  $\mathbf{B}$  за умови (34). Відповідні густина струму  $\mathbf{j}$  та електричне поле  $\mathbf{E}$  впливають із закону Ампера (32) і закону Ома (41), а густину заряду  $\rho_e$ , якщо потрібно, можна знайти із рівняння (35).

Для прояснення фізичного сенсу рівняння (44) проведемо порівняння порядків величин членів його частини праворуч. Вводячи характерні значення магнітної індукції  $B_0$ , макроскопічної швидкості руху  $u_0$  і лінійного характерного розміру системи  $L$  (найменший із масштабів, які характеризують  $u$  і  $B$ ), отримуємо

$$|\text{rot}[(\mathbf{u} \times \mathbf{B})]| \approx u_0 B_0/L, \quad |\mathbf{v}_m \nabla^2 \mathbf{B}| \approx \mathbf{v}_m B_0/L^2. \quad (46)$$

Тому відношення величини першого члена рівняння (44) до величини другого члена визначається безрозмірною величиною

$$R_m = (u_0 B_0/L) : (\mathbf{v}_m B_0/L^2) = u_0 L/\mathbf{v}_m = 4\pi\sigma u_0 L/c^2, \quad (47)$$

яку називають *магнітним числом Рейнольдса*.

Розглянемо, які наслідки спричиняє висока електропровідність плазми (в першому наближенні її можна вважати нескінченною,  $\sigma \rightarrow \infty$ ), що приводить до умови  $R_m \gg 1$ . За такої умови магнітною

в'язкістю в рівнянні (44) можна знехтувати і зв'язок між магнітним полем і швидкістю визначатиметься рівнянням

$$\partial \mathbf{B} / \partial t = \text{rot}(\mathbf{u} \times \mathbf{B}), \quad (48)$$

тоді як закон Ома зводиться до вигляду

$$\mathbf{j} / \sigma = [\mathbf{E} + (\mathbf{u} \times \mathbf{B}) / c] = 0. \quad (49)$$

Відповідно до введеної Альфвенем [4, 5, 451] термінології збереження з часом магнітних силових ліній (МСЛ) та інтенсивності потоку магнітних силових трубок (МСТ) при рухах плазми прийнято називати *вмороженістю магнітного поля в середовищі*, а рівняння (48) – *умовою вмороженості* [453, 493].

У багатьох прикладних задачах зручно користуватися дещо іншою умовою вмороженості, як (48). Розкривши ротор векторного добутку в частині рівняння праворуч (48) і врахувавши, що  $\text{div} \mathbf{B} = 0$ , отримаємо

$$\partial \mathbf{B} / \partial t = (\mathbf{B} \nabla) \mathbf{u} - (\mathbf{u} \nabla) \mathbf{B} - \mathbf{B} \text{div} \mathbf{u}. \quad (50)$$

Для подальшого аналізу введемо субстанційну (лагранжеву) похідну, яка виражає зміну розглядуваної величини для вибраного елемента речовини, що рухається

$$d/dt = \partial/\partial t + (\mathbf{u} \nabla). \quad (51)$$

Тоді рівняння (50) можна переписати як

$$d\mathbf{B}/dt = (\mathbf{B} \nabla) \mathbf{u} - \mathbf{B} \text{div} \mathbf{u}. \quad (52)$$

Використавши рівняння неперервності у формі

$$d\rho/dt = -\rho \text{div} \mathbf{u}, \quad (53)$$

отримуємо

$$d\mathbf{B}/dt - (\mathbf{B}/\rho) d\rho/dt = (\mathbf{B} \nabla) \mathbf{u}. \quad (54)$$

Для подальшого перетворення рівняння (54) складемо похідну за часом від вектора  $(\mathbf{B}/\rho)$ :

$$(d/dt)(\mathbf{B}/\rho) = (1/\rho) d\mathbf{B}/dt - (\mathbf{B}/\rho^2) d\rho/dt. \quad (55)$$

Перепишемо отриманий вираз таким чином:

$$d\mathbf{B}/dt - (\mathbf{B}/\rho) d\rho/dt = \rho (d/dt)(\mathbf{B}/\rho). \quad (56)$$

Після врахування (56) рівняння (54) набуває вигляду

$$(d/dt)(\mathbf{V}/\rho) = (\mathbf{V}/\rho \cdot \nabla) \mathbf{u}. \quad (57)$$

Це ще одна форма умови вмороженості магнітного поля, що містить характеристику середовища – його густину.

У гідродинаміці подібне за виглядом рівняння (див., напр., [453, 563]) описує зміну з часом векторного елемента довжини матеріальної лінії  $\delta l$ :

$$d\delta l/dt = (d\delta l \cdot \nabla) \mathbf{u}. \quad (58)$$

Цей вираз відрізняється від умови вмороженості (57) тільки заміною  $(\mathbf{V}/\rho)$  на  $\delta l$ . Звідси випливає, що за довільних рухів плазми вектор  $(\mathbf{V}/\rho)$  повинен змінюватися пропорційно векторному елементу довжини матеріальної лінії  $\delta l$ . Зокрема, якщо  $\delta l$  вибрано на початку в напрямку вектора  $\mathbf{V}$ , то їхні напрямки співпадатимуть і надалі. Таким чином, отримуємо загальне кількісне формулювання концепції вмороженості магнітного поля в плазму [563]

$$(\mathbf{V}/\rho) \sim \delta l, \quad (59)$$

де  $\delta l$  – довжина елемента матеріальної лінії, що спрямована вздовж силової лінії магнітного поля. Користуючись тим, що силові лінії вморожені в речовину,  $l$  можна назвати довжиною магнітної силової лінії. Тому кількісно умову (59) можна розуміти так: *якщо магнітні силові лінії розтягуються, то величина  $(\mathbf{V}/\rho)$  зростає, а якщо скорочуються, величина  $(\mathbf{V}/\rho)$  зменшується.*

Розглянемо найпростіші результати, що випливають з умови вмороженості (59).

1. *Плоске стискування поперек поля* – швидкість змінюється тільки в напрямку, перпендикулярному до магнітного поля. При цьому довжина силових ліній не змінюється (для того, щоб довжина відрізка лінії змінювалася, його кінці мають рухатися з різними швидкостями), внаслідок чого  $(\mathbf{V}/\rho) = \text{const}$ . Тобто  $V$  змінюється пропорційно густині  $\rho$ , а магнітний тиск  $B^2/8\pi$  – пропорційно квадрату густини. Іншими словами, *за умови плоского стискування поперек поля зростає густина магнітних силових ліній, тобто магнітна індукція змінюється пропорційно густині речовини.*

2. *Плоске стискування вздовж магнітного поля.* Довжина силових ліній змінюється обернено пропорційно до густини

( $\delta l \sim 1/\rho$ ), звідки ( $\mathbf{B}/\rho$ ) також змінюється пропорційно  $1/\rho$ , а *магнітна індукція* залишається сталою:  $\mathbf{B} = \text{const}$ . Таким чином, *за умови плоского стискування вздовж поля магнітна індукція і магнітний тиск залишаються постійними*. Так і має бути згідно з уявленням про вмороженість: *за умови плоского стискування вздовж поля силові лінії тільки скорочуються в довжину, але не згущуються*.

3. Умова вмороженості ( $\mathbf{B}/\rho$ )  $\sim \delta l$  дозволяє розглянути і більш складний випадок *ізотропного (подібного або сферичного) стискування*. У цьому випадку значення довжини є корінь кубічний із об'єму:  $\delta l = V^{1/3}$ , звідки  $\delta l \sim \rho^{-1/3}$ . Підстановка в формулу (59) дає  $B \sim \rho^{2/3}$ , а магнітний тиск при цьому становить  $B^2/8\pi \sim \rho^{4/3}$ .

Розглянемо ще одну важливу особливість вмороженого магнітного поля. Навіть якщо відомо, що магнітне число Рейнольдса велике ( $R_m \gg 1$ ), можна не знати, що саме визначає динаміку і структуру системи – газ (плазма) чи магнітне поле. Завдяки рухові газу виникає сила динамічного тиску  $P_d \approx (1/2)\rho u^2$ . Аналогічно виникає магнітний тиск  $P_m = B^2/8\pi$ , спрямований у протилежний бік. Магнітний тиск можна також вважати густиною енергії магнітного поля, а динамічний тиск приблизно дорівнює густині кінетичної енергії макроскопічного руху газу.

*Коли  $P_d \gg P_m$ , то динаміка речовини визначає структуру магнітного поля.*

*Якщо ж  $P_d \ll P_m$ , то магнітні силові лінії спрямовують рух речовини – вона може рухатися вздовж магнітних силових ліній і не зміщувати їх.*

У атмосфері Сонця можливі обидва ці випадки. Порівнюючи динамічний і магнітний тиск  $(1/2)\rho u^2 = B^2/8\pi$ , отримуємо  $u = B/(4\pi\rho)^{1/2} = u_a$ . Таким чином, динамічний і магнітний тиск рівні між собою тоді, коли швидкість руху газу дорівнює альфвенівській швидкості  $u_a$ . Динамічний тиск, що відповідає швидкості 0,4 км/с (наближене значення горизонтальної швидкості в комірці супергрануляції), дорівнює магнітному тиску, який відповідає магнітній індукції 20 Гс (наближене значення магнітної індукції полів, що спостерігаються в хромосферній сітці) на висоті 600 км. Оскільки  $P_d \sim \rho$ , а густина швидко спадає з висотою, то на певній відстані від поверхні Сонця має бути різкий перехід від

контролюючої ролі руху речовини до контролюючої ролі магнітного поля. У фотосфері та нижній хромосфері динаміка газу визначає конфігурацію магнітних полів, тоді як у більш високих шарах атмосфери аж до зовнішньої корони, конфігурація поля визначає напрямок руху газу.

### 1.11. Джоулева дисипація магнітних полів

Розглянемо детальніше протилежний умороженості випадок, коли магнітне число Рейнольдса  $R_m \ll 1$  (плазма характеризується скінченною провідністю, а швидкість рухів плазми дуже мала або вони відсутні). Тепер рівняння індукції магнітного поля (44) переходить у рівняння

$$\partial \mathbf{V} / \partial t = \nu_m \Delta (\mathbf{V} / \mu). \quad (60)$$

У математичній фізиці рівняння такого типу називається рівнянням теплопровідності. У цьому випадку воно показує, що в провідному середовищі має місце поступове загасання магнітного поля і проникнення його в плазму. Причиною загасання є електромагнітне випромінювання і робота струмів провідності, у процесі якої енергія магнітного поля перетворюється в джоулеве тепло. Швидкість загасання залежить від електропровідності середовища, розмірів і будови системи. Варіації магнітного поля з характерним масштабом  $L$  загасають за характерний час дифузії

$$\tau \approx L^2 / \nu_m = 4\pi\sigma L^2 / c^2 \quad (61)$$

(тут враховано, що  $\mu = 1$ ). Із виразу (61) видно, що за відсутності макроскопічних рухів час загасання магнітного поля визначається добутком електропровідності середовища на квадрат лінійного розміру системи. Із збільшенням лінійних розмірів системи швидкість загасання поля швидко падає, а час загасання зростає. Унаслідок скінченної провідності плазми магнітне поле ніби просочується через плазму згідно з дифузійним законом із коефіцієнтом магнітної дифузії  $\nu_m$ . Глибину просочування в середовище за час  $t$  можна оцінити як  $L_d \approx c(t/4\pi\sigma)^{1/2}$ , тоді як величина  $\tau_d \approx 4\pi\sigma L_d^2 / c^2$  є характерним часом проникнення поля

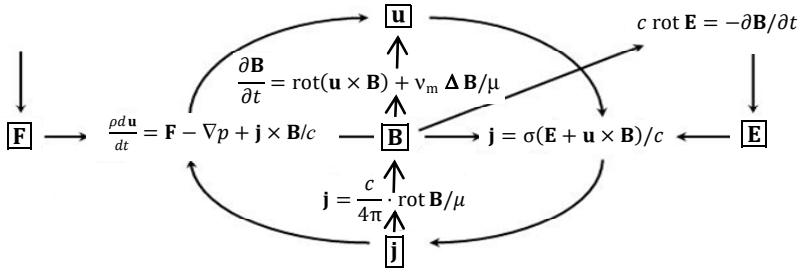
в плазму на глибину  $L_d$ . Величину  $L_d$  називають товщиною скін-шару, а  $\tau_d$  – скін-часом. Таким чином, другий член у частині рівняння праворуч (44) описує дифузію (джоулеве загасання) магнітного поля.

Космічним об'єктам притаманні гігантські розміри і висока електропровідність речовини, що зазвичай спричиняє досить великі періоди загасання, які часто переважають тривалість існування власне об'єктів. Тому повинні існувати більш швидкі процеси, здатні знищувати і відновлювати великомасштабне поле за коротші інтервали часу. Зокрема, такі швидкі процеси можуть протікати в турбулізованій конвективній області Сонця, де турбулентна в'язкість плазми значно перевищує газокінетичну магнітну в'язкість [233, 503].

## 1.12. Становлення та розвиток теорії космічного динамо

Для пояснення магнітних полів в астрофізичних умовах дослідники найчастіше залучають динамо-процеси – механізми підсилення первісного слабкого магнітного поля рухами електропровідного середовища з позитивним зворотним зв'язком. Фізичний сенс процесу динамо полягає в тому, що при рухах плазми  $\mathbf{u}$  поперек магнітного поля  $\mathbf{V}$  створюється індуковане електричне поле  $\mathbf{E} = (\mathbf{u} \times \mathbf{V})/c$ , яке збуджує електричний струм  $\mathbf{j} = \sigma(\mathbf{u} \times \mathbf{V})/c$ . Цей струм створює нове магнітне поле  $\mathbf{V}$  згідно із законом Ампера  $\mathbf{j} = \text{rot } \mathbf{V}/\mu$ . Далі приріст магнітного поля  $\mathbf{V}$  спричиняє виникнення електричного поля  $\mathbf{E}$  (за законом Фарадея  $c \cdot \text{rot } \mathbf{E} = -\partial \mathbf{V}/\partial t$ ), яке робить свій внесок у збуджуваний новий струм  $\mathbf{j}$  (що визначається законом Ома  $\mathbf{j} = \sigma(\mathbf{E} + \mathbf{u} \times \mathbf{V})/c$ ), а також у силу Лоренца  $(\mathbf{j} \times \mathbf{V})/c$ . Остання здатна протистояти силам, що викликають рухи плазми згідно з рівнянням  $\rho \, d\mathbf{u}/dt = \mathbf{F} - \nabla p + (\mathbf{j} \times \mathbf{V})/c$ . Таким чином, замикається причинно-наслідковий ланцюжок динамо-циклу (рис. 9). Взаємодія між рухомою плазмою і магнітним полем описується рівнянням руху, законами Ома, Фарадея і Ампера та силою Лоренца, які зазвичай об'єднані у вигляді рівняння індукції

$\partial \mathbf{B} / \partial t = \text{rot}(\mathbf{u} \times \mathbf{B}) + v_m \Delta(\mathbf{B} / \mu)$ . Не слід забувати, що для здійснення динамо-процесу необхідна наявність хоча б невеликого "затравного" магнітного поля або слабкого початкового струму.



**Рис. 9.** Причинно-наслідковий динамо-цикл

Для остаточного розв'язання цієї суто нелінійної задачі динамо необхідно знайти конкретні типи рухів, які спричиняють підсилення як завгодно малого первісного поля, і узгодити їх із динамічними рівняннями, спостереженнями і зворотним впливом магнітного поля на ці рухи. Тобто треба розв'язати повну систему МГД рівнянь (рівняння індукції та рівняння руху) і показати, що необхідні для збудження магнетизму рухи можуть підтримуватися існуючими силами. Загалом, задача настільки складна, що на сучасному етапі увага приділяється переважно першій її частині, яка отримала назву *задача кінематичного динамо*. Інакше кажучи, чи можна побудувати таке поле швидкостей, яке спричинить зростання (монотонного чи осцилюючого) магнітного поля? Повне вирішення задачі побудови реалістичного МГД-динамо тільки розпочинається. Детальний огляд питання можна знайти в роботах [97, 227, 303, 278, 429, 446, 460].

Проблему космічного динамо, як уже згадувалося, було сформульовано Лармором ще в 1919 р. Він першим зрозумів, що механізм, який здатний створити магнітне поле на Сонці, може бути тільки електромагнітна індукція [249]. Цей рік вважається роком народженням теорії гідромагнітного динамо. Відповідно до цієї теорії магнітні поля підтримуються та еволюціонують унаслідок гідродинамічних рухів електропровідного середовища.

Професор Т. Каулінг [95] у 1934 р. дійшов висновку, що стаціонарне магнітне поле, симетричне щодо осі, не може бути створене симетричними рухами (т. зв. антидинамо-теорема). Наприклад, осесиметричне диференційне обертання за умови омичної дисипації непридатне для тривалої підтримки осесиметричних полів. Академік Зельдович [480] у 1956 р. узагальнив антидинамо теорему на випадок двомірного руху. Виникло побоювання, що жодне динамо в природних умовах не зможе працювати. Дійшло навіть до спрощеного формулювання тези антидинамо – *симетричне динамо неможливе*. Теза вірна тільки за умови накладення додаткових вагомих обмежень: не тільки поле швидкостей має бути симетричне, але й магнітне, і крайові умови – *все має бути симетричне!* Ці песимістичні настрої зникли після усвідомлення труднощів у досягненні такої строгої симетрії в природі. Натомість магнітне поле зовсім не обов'язково має бути симетричне. Навіть незначні відхилення від осевої симетрії можуть зумовити запуск механізму динамо, який із чималими труднощами, але все ж таки працюватиме [454, 457].

Системний підхід до проблеми кінематичного динамо зі стаціонарними рухами окреслив у загальних рисах Ельзассер [119] при моделюванні магнітного поля Землі. Буллард і Геллман [65] указали, що для роботи динамо бажано мати дві складові поля швидкостей: неоднорідного обертання, яке в результаті витягування силових ліній полоїдального поля створює тороїдальну складову поля; і неосесиметричного руху, що призводить до зворотного зв'язку – відтворення полоїдального поля із тороїдального.

Потрібно зауважити, що динамо-теорія в астрофізичних умовах пов'язана з динамо-машиною тільки назвою і загальною ідеєю, оскільки в космічній плазмі відсутні ізолятори, тверді провідники, обмотки тощо. Тому збудження космічного магнетизму часом називають однорідним гідромагнітним динамо. Теорію космічного динамо, яка була задумана для пояснення *походження і постійності* в часі магнітних полів в астрофізичних умовах, тільки згодом, у випадку магнітного поля Сонця, після виявлення циклічності геліомагнітної активності, дослідники почали залучати для пояснення *швидких змін* магнітних полів.

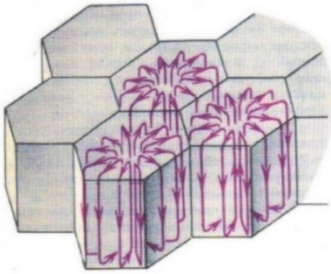
Попри те, що астрофізики мають справу переважно з турбулентним динамо, не можна недооцінювати результати, отримані при вивченні ламінарного динамо, особливо при дослідженні генерації полів, спричиненої конвективними рухами [467, 559]. Ламінарні моделі динамо (А. Герценберг [165], Дж. Бекас [23], Т. Рікітакі [323], А. Гайлітіс [128] та ін.) зазвичай характеризуються математичним проникненням у суть питання (див. огляд П. Робертса [326], монографії Г. Моффата [277] та Г. Моффата, Е. Дормі [278]), проте внаслідок надзвичайної складності проблеми в більшості випадків не задовольняють вимогам фізичної реальності. Натомість під час теоретичних і лабораторних досліджень було встановлено винятково важливу роль турбулентних (випадкових) рухів в еволюції магнітних полів. З'ясувалося, що розгляд турбулентності із залученням процедур усереднення значно спрощує проблему динамо. Наприклад, зникають труднощі ламінарного динамо, пов'язані зі зменшенням масштабу поля у процесі генерації. Надзвичайно важливо, що в результаті ядерних і гравітаційних сил у космічних об'єктах виділяється енергія, яка викликає *турбулентні конвективні рухи* іонізованого газу або електропровідної рідини.

### **1.13. Турбулізована конвекція і конвективне перенесення енергії**

Конвекція – перенесення будь-яких властивостей суцільного середовища у просторі під час його руху. Конвективні рухи, які виникають за наявності просторової неоднорідності густини рідини або газу, перебувають у полі сил тяжіння. Їх називають вільною конвекцією. Коротко можна сказати, що конвекція зумовлена різницею питомої ваги нагрітих і холодних шарів речовини у полі тяжіння. Якщо зміни густини відбуваються тільки через зміну температури, то конвекцію називають *термічною* [536, 549]. Природна термічна конвекція є одним із видів гравітаційної нестійкості. Якщо шар газу або рідини підігрівається знизу або охолоджується зверху, і теплопровідність не може забезпечити вирів-

нювання температури, таке вирівнювання здійснюється *вертикальними макрорухами*. За певних умов процес перемішування самоорганізується в структуру окремих вихорів, внаслідок чого утворюється більш або менш упорядкована структура із конвективних комірок.

Експериментально явище термічної конвекції в рідині було відкрито А. Бенаром у 1900 р. [36] на прикладі підігрітої знизу гарячої води, на яку зверху наливали тонкий шар розтопленої мінеральної (спермацетової) олії завтовшки 1 мм. Верхній шар рідини охолоджувався завдяки випаровуванню. Для виявлення рухів рідини до олії підмішувалися дрібні ошурки алюмінію. При досягненні критичної безрозмірної різниці температур біля верхньої



**Рис. 10.** Горизонтальний шар гексагональних конвективних комірок Бенара (грануляція на Сонці, структури у хмарах в атмосфері Землі, комірки у верхній мантії Землі)

і нижньої поверхонь рідини виникали вертикальні вихрові течії і утворювалися комірки у вигляді шестигранних призм. У центрі комірки рідина рухалася догори, а на периферії поблизу її країв – донизу (рис. 10). У всіх комірках відбувався один і той самий процес, який нагадував структуру течії з симетрією бджолиних стільників. Таку циркуляційну течію називають конвекцією Релея–Бенара, оскільки теоретичний аналіз явища (1916 р.) належить Дж. Релею [317].

Потрібно зауважити, що залежно від різних умов в експериментах реалізуються три найбільш характерні типи конвекції, які в першому наближенні описуються такими трьома конфігураціями комірок у горизонтальній площині: двовимірні вали, шестикутні комірки (комірки Бенара) і квадратні комірки [466].

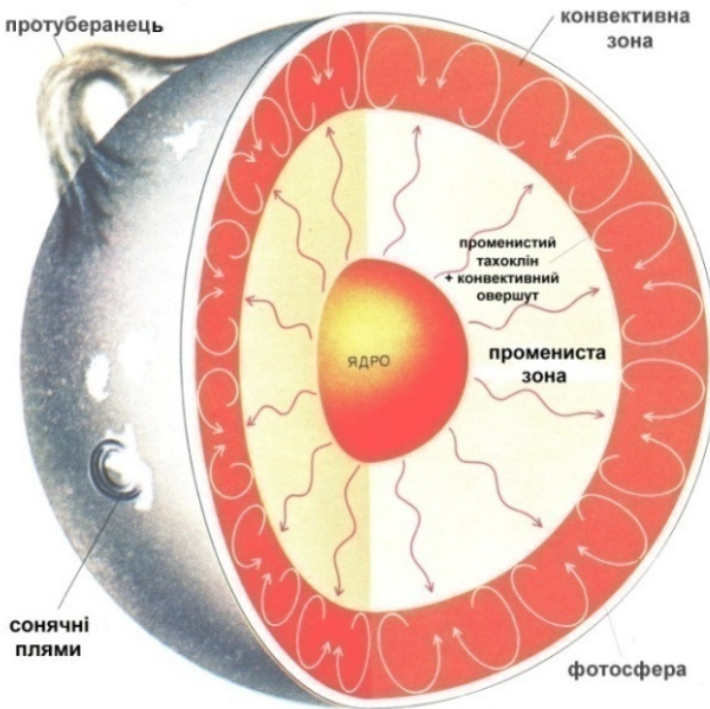
Найчастіше впорядковані структури у вигляді комірок Бенара трапляються в природних умовах. Наприклад, багат шарові системи грануляції на Сонці, коміркові структури у хмарах в атмосфері Землі, одношарові структури на поверхні солоних озер, шестигранні колони на островах і в печерах, структури льодових

пиків та впадин під час нерівномірного танення ґрунтів, упорядковані конвективні комірки у верхній мантії Землі.

Спостереження показують, що в природі існують два різних типи рухів рідини. Перший – шарувата упорядкована течія – *ламінальний рух*, при якому шари рідини (газу або плазми) ковзають один повз одного паралельно напрямку течії, не змішуючись між собою. Другий – *турбулентна нерегульована течія*, при якій частинки рідини рухаються складними траєкторіями, завдяки чому між шарами рухомої рідини відбувається інтенсивне перемішування [534]. Турбулентність була експериментально відкрита Рейнольдсом у 1883 р. [319]. Зазвичай турбулентний режим течії настає при перевищенні деякого критичного значення числа Рейнольдса  $Re = v_T / \nu$  ( $v_T \approx (1/3)ul$  – турбулентна в'язкість, а  $\nu$  – газокінетична в'язкість). Ламінарні і турбулентні рухи здебільшого ускладнюються природною конвекцією, що виникає, як зазначено вище, внаслідок різниці температур по перерізу течії. Процеси конвективного перенесення, що викликають практичний інтерес, відбуваються зазвичай в умовах турбулентних рухів середовища. Перехід від ламінарного режиму конвекції до турбулентної конвекції відбувається при збільшенні безрозмірного числа Релея  $Ra$ , яке є відношенням імпульсу підйомної сили до сили, що гальмує конвективні рухи [317]. На елемент, що піднімається, діє спрямована догори сила, яка залежить від різниці температур усередині і зовні цього елемента. Водночас на рухомий елемент діє сила тертя (в'язкість може бути газокінетична  $\nu$  або турбулентна  $\nu_T$ ), що гальмує рухи. Від співвідношення цих сил залежить структура конвекції. Якщо сила в'язкості переважає підйомну силу, число  $Ra$  буде мале, і конвекція не виникатиме. У випадку, коли ці сили порівняні, рух газу догори має спокійний характер і майже сталу швидкість. Якщо число Релея перевищує певну критичну величину  $Ra_{кр} \sim 10^3$ , конвекція збуджуватиметься і в міру зростання  $Ra$  набуватиме вигляду правильної коміркової структури. Зокрема, стаціонарна конвекція Бенара збуджується за умови  $Ra_{кр} < Ra < 10^5$ . При подальшому зростанні конвекція стає нестаціонарною, а потім невпорядкованою або хаотичною.

## 1.14. Сонячна конвективна зона

Турбулентні рухи і конвекція повсюдно наявні в космічній плазмі (турбулентна конвекція в зорях, рухи газу в туманностях, рухи міжзоряних хмар тощо) [162, 371, 458, 550]. Розглянемо коротко питання виникнення конвективної турбулентності на Сонці [75, 131, 273, 314, 461, 466, 556, 562]. Зазвичай усередині Сонця дослідники тривалий час виділяли три області: ядро, променисту зону і конвективну зону – так звана стандартна модель Сонця [131] (рис. 11).



**Рис. 11.** Внутрішня будова Сонця: ядро, промениста зона і конвективна зона. Фотосфера – зовнішній поверхневий шар, де формується неперервний спектр оптичного випромінювання

Згідно із сучасними досягненнями у вивченні сонячних надр перехідну ділянку між променистою і конвективною зонами необхідно доповнити перехідною ділянкою: двома тонкими про-шарками, які у геліофізиків отримали назви *конвективний овершут* (шар проникної конвекції) [63, 153, 266, 318, 344, 372, 414] і *променистий диференційний тахоклін* (шар спадання неоднорідності кутової швидкості) [71, 373] (підрозд. 1.34).

*Первісним джерелом енергії* Сонця є ядро, де за надзвичайно високих температур ( $\approx 1,5 \times 10^7$  К) плазма перебуває у цілком іонізованому стані. За таких високих температур і високого тиску ( $250 \times 10^9$  атм) у ядрі в результаті реакцій термоядерного синтезу утворюються нові хімічні елементи і виділяється 99 % сонячної енергії. Основна реакція – протон-протонний цикл, внаслідок якого з чотирьох протонів утворюється атом гелію. Оскільки атомна маса гелію менша за атомну масу чотирьох протонів, то дефіцит маси випромінюється у вигляді високочастотних  $\gamma$ -квантів і частинок нейтрино.

У шарах, що оточують ядро, *немає власних джерел енергії*, тому в них відбувається тільки радіальне перенесення енергії. Вивільнена в ядрі енергія поступово поширюється (дифундує) до поверхні Сонця у вигляді електромагнітного випромінювання, за винятком невеликої частини, яка переноситься нейтрино. Ділянку поширення вивільненої енергії прийнято називати *променистою зоною*. Велика густина сонячної плазми в променистій зоні на шляху випромінювання значно ускладнює його поширення. Внаслідок цього відбуваються процеси перевипромінювання:  $\gamma$ -кванти спочатку перетворюються на рентгенівські хвилі, потім, ближче до поверхні Сонця, – послідовно в жорсткий і м'який ультрафіолет, і нарешті, – у хвилі видимого діапазону, які спостерігаються як звичний диск Сонця. Шари, де формується неперервний спектр оптичного випромінювання, що доходить до спостерігача, геліофізики називають *фотосферою* (сферою світла) і приймають її кутові розміри за розміри Сонця. Відстань від центра Сонця до поверхні, яка становить  $\sim 700$  тис. км (трохи менше як дві відстані від Землі до Місяця), електромагнітне випромінювання долає за час близько одного мільйона років; у той час як частинкам нейтрино для досягнення поверхні потрібно близько двох секунд.

Завважимо, що необхідно розрізнати терміни *радіація* та *іrrадіація*. У найширшому сенсі **радіація** (від лат. *radiorum* – випромінювання) – це процес поширення енергії в просторі у формі різних хвиль і частинок. Разом із тим, інтенсивність сонячного випромінювання, яка досягає Землі, змінюється залежно від часу доби, року, місця розташування і погодних умов. Загальна кількість енергії, що випромінюється за певний проміжок часу, називається **іrrадіацією**. Вона показує, наскільки потужним є сонячне випромінювання. Іншими словами – це *прихід сонячної радіації*, так звана сонячна стала, яка характеризує кількість променистої енергії, що припадає на 1 см<sup>2</sup> площі, орієнтованої по нормалі до променів Сонця, упродовж однієї секунди на середній відстані від Землі до Сонця. Потрібно також розуміти різницю між такими поняттями, як *радіація* і *радіоактивність*. Якщо перше можна застосувати до іонізуючого випромінювання, що перебуває у вільному просторі й існуватиме, доки не буде поглинуте будь-яким предметом (речовиною), то *радіоактивність* – це здатність речовин і предметів випускати іонізуюче випромінювання, тобто бути джерелом радіації.

Також потрібно пам'ятати про відмінність понять *сонячне світло* (потік фотонів, який долітає від Сонця до Землі в середньому за 499 с) і *сонячний вітер* (потік іонізованих частинок, що долає шлях від Сонця до Землі за 2–3 доби). Зокрема, саме ефект тиску сонячного світла (*а не сонячного вітру*) використовується в проєктах так званих *сонячних вітрил* космічних кораблів для міжпланетних подорожей. Натомість двигун космічного апарата, що використовує для тяги імпульс іонів сонячного вітру, називають *електричним вітрилом*.

При наближенні до поверхні Сонця стрімко зростає непрозорість речовини, внаслідок чого умови для дифузії випромінювання і перенесення теплоти погіршуються такою мірою, що сонячна плазма починає перегріватися. Тому завдяки гравітації в дію вступає надзвичайно важливий процес перемішування перегрітої речовини в глибинах Сонця з більш холодною речовиною ближче до поверхні (*конвекція*). Слід зважати на те, що при наближенні до поверхні температура газу падає настільки, що повністю іонізована плазма, починаючи з певних сонячних глибин,

переходить у стан *часткової іонізації* водню, гелію і важчих елементів. У найглибших шарах частково іонізованого газу внаслідок рекомбінацій вільних електронів з ядрами й іонами з'являються іони більш важких елементів, які сильно поглинають випромінювання. Це спричиняє значне збільшення коефіцієнта поглинання  $\kappa$  і тим самим зростання променистого (структурного) радіального градієнта температури  $|dT/dr|_{\text{пром}}$ , величина якого пропорційна коефіцієнту  $\kappa$ . Тобто відбувається різке падіння температури в радіальному напрямку, що сприяє створенню умов для збудження **конвективної нестійкості**. Для виникнення конвекції необхідно, щоб зменшення температури в спливаючому елементі, якщо він не обмінюється теплотою з атмосферою (*адіабатичний процес*), відбувалося повільніше, ніж в атмосфері на тій самій висоті. Іншими словами, з падінням температури зростає непрозорість речовини і поступово створюється такий різкий променистий радіальний градієнт температури  $|dT/dr|_{\text{пром}}$ , що на певній відстані від центра Сонця він перевищить адіабатичне значення радіального градієнта  $|dT/dr|_{\text{ад}}$  всередині якогось елемента газу, який повільно зміщується знизу догори без додаткового нагрівання зовні. Зрештою, його рух догори прискорюється і збуджується турбулентна конвекція. Умовою виникнення конвекції є нерівність

$$|dT/dr|_{\text{пром}} > |dT/dr|_{\text{ад}}, \quad (62)$$

відома під назвою *критерію Шварцшильда* [349]. Для виконання цієї умови необхідно, щоб газ, що піднімається, незважаючи на його охолодження, залишався більш гарячим за навколишній газ. Це можливо за умови, коли температура середовища падає з висотою швидше, ніж в елементі газу, який адіабатично піднімається і розширюється.

Обернена нерівність сприяє стійкості: при її виконанні об'єм, що випадково змістився догори, буде важчий за навколишню речовину і не зможе підійматися далі, а коливатиметься навколо положення його рівноваги. Саме за такої умови в променистій зоні виникають радіальні коливання речовини щодо положення гравітаційної рівноваги з *частотою Брента–Вяйсяля*. Їх викликають внутрішні гравітаційні хвилі [463], що збуджуються ефектами

плавучості, зумовленими гравітацією (не слід плутати з відкритими нещодавно космологічними гравітаційними хвилями).

Вимога, відповідно до якої для збудження конвекції необхідно, щоб число Релея переважало певне критичне значення  $Ra_{кр}$ , більш строга за критерій Шварцшильда (62), який є *необхідною*, але не *достатньою* умовою виникнення конвекції. Число  $Ra$  повинно перевищувати критичну величину  $Ra_{кр}$ , і перш ніж настане конвективний режим, підйомна сила, яка розвинулася, має перевершити силу гальмування. Тому *достатньою* умовою встановлення стаціонарного режиму конвекції є вимога  $Ra > Ra_{кр}$ .

На Сонці конвективна нестійкість настає на глибині близько 200 тис. км, де температура спадає до величини  $\sim 2 \times 10^6$  К і є недостатньою для повної іонізації *важких елементів*. Тут розпочинається ділянка *їхньої часткової іонізації*. Вище за цю межу лежить шар конвективної турбулентності, в якому енергія переноситься зазвичай рухомою речовиною, а не випромінюванням. Його називають *конвективною зоною* (див. рис. 11). Поблизу зовнішнього шару конвективної зони вступає в дію інший чинник, пов'язаний з ділянками *часткової іонізації водню і гелію*, який сприяє посиленню нестійкості. У цих ділянках об'єм газу, що повільно рухається знизу догори, де тиск менший, буде розширюватися і охолоджуватися, навіть якщо він і не віддає тепла в зовнішній простір. Таке охолодження називається *адіабатичним*. Водночас, об'єм газу, що піднімається, незважаючи на його охолодження, нагріватиметься завдяки енергії, яка вивільняється при рекомбінації електронів з ядрами водню і гелію в зонах їхньої часткової іонізації. Температура цього елемента газу падатиме не так швидко, як за відсутності рекомбінації, що спричинить зменшення величини  $|dT/dr|_{ад}$ . Завдяки такому нагріванню газ, що піднімається, виявиться *більш гарячим* і, що ще важливіше, внаслідок поперечного балансу тисків *мени щільним* (легшим) за газ навколишнього середовища. Зрештою, створюються умови для підсилення критерію конвективної нестійкості (62). Так само нестійкість властива і для елемента газу, що випадково починає рухатися згори донизу. У цьому разі ключову роль відіграє процес іонізації водню і гелію при стисненні елемента газу, який опускається донизу, що спричиняє його охолодження при низхідному

русі. Вперше важливу роль зон часткової іонізації хімічних елементів у збудженні конвекції в надрах зірок у 1930 р. завважив А. Унзольд [561]. Насправді в СКЗ спостерігаються три способи перенесення теплоти: теплопровідність, конвекція і радіація. Кінетична енергія конвективних елементів здобувається завдяки тепловій енергії випромінювання, що поширюється знизу і підтримує різницю температур усупереч згладжувальному впливу конвекції, яка завжди зменшує реальний структурний градієнт температури і намагається наблизити його до адіабатичного значення.

Зважаючи на те, що перенесення теплоти в зоні конвекції значно ефективніше, ніж у стійких шарах, радіальний градієнт температури в конвективній зоні  $|dT/dr|_{\text{конв}}$  малий. Це пояснює значну товщину конвективної зони Сонця. Повна іонізація гелію за великого тиску потребує високої температури, тож при малому температурному градієнтові потрібно пройти чималий шлях від поверхні донизу, щоб потрапити в область високих температур. Чим нижча температура зірки, тим більша товщина її конвективної зони. У холодних червоних зірок вона сягає майже половини радіуса. Натомість у гарячих зірок спектрального класу А водень вже на поверхні помітно іонізований. Він, як і гелій, цілком іонізований на невеликій глибині, що зумовлює малу товщину конвективної зони.

Отже, *конвекція* є переважним способом перенесення енергії за умови, коли температура в елементі газу, що піднімається, спадає повільніше за температуру навколишнього середовища. Як наслідок, конвективний елемент виявляється менш щільним і тому набуває властивості архімедової плавучості. Він переносить надлишкове тепло догори і через випромінювання передає частину його навколишньому середовищу. Далі, перемішуючись, розсмоктується і руйнується. Щільніші і важчі за навколишнє середовище охолоджені залишки елемента опускаються в глибокі і гарячі шари, і весь процес повторюється знову.

За виникнення конвективного турбулентного шару на Сонці *відповідають* насамперед рекомбінації вільних електронів з ядрами й іонами важких елементів у *глибоких шарах* іонізованого газу. Це викликає зростання непрозорості середовища і зростання структурного променистого градієнта температури  $|dT/dr|_{\text{пром}}$ ,

а також збільшення числа рекомбінацій у ділянках часткової іонізації водню і гелію *ближче до поверхні*, які спричиняють пониження адіабатичного градієнта температури  $|dT/dr|_{\text{ад}}$  всередині спливаючого елемента газу. Таким чином, існування і локалізація конвективної зони Сонця визначається двома причинами: перша – структурний (променистий) градієнт температури *збільшується* через зростання непрозорості при падінні температури; друга – адіабатичний градієнт температури спливаючих елементів *зменшує* своє значення в зонах часткової іонізації водню і гелію.

Таким чином, при наближенні до поверхні стрімко зростає непрозорість речовини, через що на відстані від поверхні близько 0,3 радіуса Сонця створюються *необхідні і достатні умови* для виникнення конвективної нестійкості плазми. На допомогу випромінюванню в дію вступає *конвективне перенесення енергії* внаслідок гідродинамічних рухів. Поблизу поверхні більша частина потоку сонячної енергії перетворюється на енергію турбулентних конвективних рухів плазми і в такій формі доходить до видимої межі Сонця. Тут енергія знову перетворюється на попередню світлову і теплову форми. Ця частина перенесеної до поверхні *променистої* енергії створює можливість спостерігати Сонце в різних діапазонах хвиль. Тоді як друга частина перенесеної догори енергії, зумовлена *конвективними рухами*, проявлятиметься на фотосферному рівні у вигляді доступних для спостережень грануляційних рухів різних масштабів.

Розрахунок моделей перенесення енергії у конвективній зоні є значно складнішою задачею за розрахунок променистої зони [482, 559]. Зазвичай для побудови моделей використовується так звана *теорія довжини шляху перемішування* [49, 374]. У конвективній зоні відбувається активне перемішування речовини завдяки підйому та опусканню комірок. Проїшовши шлях, який приблизно дорівнює їхнім розмірам, комірки розчиняються у навколишньому середовищі, породжуючи нові неоднорідності. Довжина шляху, на якому зберігається індивідуальність спливаючого об'єму, називається довжиною перемішування. Цей параметр і величина температурного градієнта є визначальними для конвекції. Довжина перемішування є модельним параметром, який задається при розрахунках. На основі багатьох розрахунків

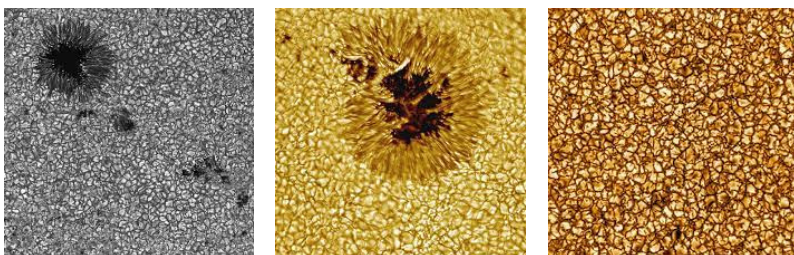
знайдено оптимальні співвідношення між довжиною перемішування і шкалою висоти за тиском в атмосфері. Шкала висот (висота однорідної атмосфери) – це та відстань, на якій тиск падає в  $e$  разів. Чисельні моделі конвекції показали, що реальна конвекція суттєво відрізняється від картини, покладеної в основу теорії перемішування. Проте, не зважаючи на значне розширення знань про властивості конвекції в стратифікованій атмосфері, при розрахунках моделей конвективної зони й понині використовують теорію довжини шляху перемішування. Водночас, слід звернути увагу на нелокальну теорію конвекції [355], яка була розроблена для дослідження *проникної конвекції* на границях конвективних зон зірок. Проникна конвекція відіграє суттєву роль на нижній границі СКЗ, де вона розвиває межу променистої зони. Нелокальний підхід при розгляді конвекції використовують також для дослідження переходу від СКЗ до фотосфери. Вважається, що поверхнева сонячна грануляція виникає внаслідок проникної конвекції, оскільки СКЗ закінчується безпосередньо під фотосферою.

Спостережена незбурена фотосфера має зернисту структуру, яку називають грануляцією (див. рис. 12). Гранули – це світлі плями багатокутної форми, розділені темнішими лініями, діаметром від 200 до 1300 км (в середньому 700 км). Яскравість гранул на 10–30 % вища за середній фон, а середній час життя становить 8–10 хв. Традиційно їх інтерпретують як відображення гексагональних комірок Бенара (див. рис. 10). Це комірки ламінарної конвекції, що розвиваються у верхній частині підфотосферного конвективного шару і за інерцією проникають на деяку висоту в гідростатично стійку фотосферу (проникна конвекція). У центрах комірок речовина піднімається, а по краях опускається зі швидкістю приблизно 0,3 км/с (вимірювання за доплерівським зсувом спектральних ліній).

Пояснимо коротко, як виникає грануляційна структура рухів. Якщо брати до уваги газокінетичну в'язкість  $\nu$  сонячної речовини, розрахунки дають  $Ra \approx 10^{11}$  [557]. Тобто число Релея настільки велике, що, здається, слід очікувати на хаотичну конвекцію, яка не дає сформуватися коміркам. Як у такому разі отримати чітку коміркову структуру поверхневих шарів Сонця – сонячну грануляцію? Насправді конвективні рухи в сонячній плазмі виникають в умовах

вже існуючої турбулентності. Згідно з нашими розрахунками [233, 503] величина турбулентної в'язкості  $\nu_T \approx 10^{12} - 10^{13} \text{ см}^2/\text{с}$  у СКЗ значно перевищує величину газокінетичної в'язкості  $\nu \approx 1 - 10 \text{ см}^2/\text{с}$ . Тому за силу, що гальмує спрямовані догори рухи, слід брати величину турбулентної в'язкості  $\nu_T$  [331]. Зрештою, гальмівна сила турбулентної в'язкості стає порівняною з підйомною силою. Збуджена конвекція набуває структури комірок Бенара, де речовина циркулює догори по осі комірок і донизу по їхніх краях.

Оскільки конвективні комірки виходять на поверхню, то їхнє існування впливає не тільки із викладеної концепції, але й із прямих спостережень поверхневих явищ. Спостереження свідчать, що в поверхневій конвекції переважають комірки чотирьох чітко виділених масштабів, які відповідають *грануляції* (рис. 12), *мезогрануляції*, *супергрануляції* і *гігантським коміркам* [131].



**Рис. 12.** Структура грануляції на поверхні Сонця, що виникає внаслідок явища проникної конвекції. Помітні прояви верхньої частини гексагональних комірок Бенара конвективних рухів у підфотосферних шарах

Вважається, що перші три типи конвективних комірок виникають як наслідок іонізації атомів водню і гелію, і що ці комірки мають масштаби, порівняні з глибинами, на яких відбуваються процеси повної іонізації. Водень стає сильно іонізованим на глибині 1000 км під фотосферою, а гелій – на 90 % одноразово і дворазово іонізованим на глибинах 5000–10000 км і 30000 км, що відповідає горизонтальним розмірам гранул, мезогранул [295] і супергранул [324, 362]. Звідси впливає, що чим вище до поверхні з'являється конвективний елемент, тим менші його розміри. Оскільки

в сонячній плазмі постійно виникають неоднорідності температури і густини в масштабах природної неоднорідності середовища, сумірні зі шкалою висот, то розміри конвективних елементів на певній глибині в СКЗ також сумірні зі шкалою висот на цій глибині. Існування гігантських комірок встановлено менш достовірно. Вважають, що їхні типові розміри порівняні з глибиною конвективної зони і можуть визначати структуру великомасштабних магнітних полів на поверхні, а також розподіл волокон.

Крім конвективних рухів, на поверхні Сонця спостерігаються також періодичні вертикальні рухи з характерними розмірами, більшими за розміри гранул (~ 5000–10000 км). Максимуму частотного спектра вертикальних коливань відповідає період 300 с, тому їх прийнято називати п'ятихвилинними коливаннями [463] (підрозд. 16.1).

На підставі спостережень нещодавно було встановлено, що турбулентні процеси на Сонці характеризуються двома різними режимами (спектрами) [492]. Перший режим на малих масштабах з нульовим середнім магнітним полем можна описати в рамках моделі Колмогорова [495]. Натомість на великих масштабах із відмінним від нуля середнім магнітним полем має місце анізотропія турбулентних процесів, які описуються спектром Крайчнана [223]. Перехід від першого спектра до другого відбувається на масштабах близько 3 тис. км. Режим Крайчнана вказує на очевидний взаємозв'язок між середнім магнітним полем і спостереженими великомасштабними (глобальними) магнітними структурами.

## 1.15. Проблема сонячних нейтрино

Процеси збудження магнетизму відбуваються в СКЗ, тому при розробці механізмів турбулентного динамо важливо враховувати новітні дані про структуру підфотосферних шарів. За допомогою телескопа неможливо безпосередньо заглянути всередину Сонця, тому уявлення про його внутрішню структуру ґрунтуються на основі розв'язку рівнянь, які описують фізичні процеси в сонячних надрах. Тривалий час основним засобом вивчення глибинної

структури була теоретично розрахована так звана стандартна модель Сонця, що дає радіальний розподіл тиску, температури, густини і хімічного складу речовини [20, 21, 88, 143, 284]. Під час розрахунку еволюційної стандартної моделі необхідно підібрати вміст гелію у щойно утвореному Сонці та ефективність конвективного перенесення енергії до його зовнішніх шарів таким чином, щоб отримати модель, яка узгоджується зі світимістю, масою, радіусом та віком сучасного Сонця. При цьому потрібно враховувати, що ефективність конвективного перенесення енергії до його зовнішніх шарів характеризується відношенням довжини шляху змішування до шкали висот за тиском.

У ядрі в ході термоядерних реакцій (здебільшого реакції синтезу ядер гелію із чотирьох протонів) виділяється сонячна енергія у вигляді гамма-квантів. Ця енергія за допомогою дифузії випромінювання повільно переноситься до поверхні через променисту зону. У конвективній зоні переважним механізмом переносу енергії є конвекція. Зрештою, сонячна радіація проривається на поверхню, де спостерігається у вигляді фотосфери, яка містить інформацію про процеси, що відбулися в околі центра Сонця близько мільйона років тому.

Унікальну можливість заглянути в сонячні надра (щоб пересвідчитися, що там відбувається зараз і перевірити теоретичні розрахунки фізичних умов і процесів у глибинах світила) дослідникам надають всепроникні частинки нейтрино, які утворюються при термоядерних реакціях і практично не поглинаються його зовнішніми шарами. Потік сонячних нейтрино поблизу Землі становить близько  $7 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ . Такі частинки фіксуються, хоча і з великими труднощами, на Землі [19, 202, 401]. Були великі надії, що вивчення спектрального складу нейтринного потоку дозволить уточнити фізичні умови в центрі Сонця. У хлор-аргоновому детекторі Девіса верхня межа швидкості захоплення сонячних нейтрино становить близько трьох одиниць сонячних нейтрино (о. с. н.; одна о. с. н. відповідає  $10^{-36}$  подій за секунду на атом  $^{37}\text{Cl}$ ) [90, 101]. І це значно менше за теоретично розраховані вісім о. с. н. [18, 402]. Тобто замість очікуваних восьми подій захоплення за п'ять діб

насправді спостерігається тільки дві-три події. Інші експерименти останніх років (детектування нечастих високоенергетичних нейтрино, розсіяних на електронах у воді [127], реєстрація низько енергетичних нейтрино, захоплених галієм [129, 52]) підтвердили розходженнями між спостереженим потоком нейтрино і його розрахованою величиною на основі стандартних моделей Сонця.

Дефіцит потоку нейтрино міг виникнути внаслідок помилок стандартної моделі Сонця або незнання фізики нейтрино. Пояснення цього розходження вимагає надійних обмежень на швидкість утворення нейтрино на Сонці. Ймовірні джерела помилок і шляхи вирішення проблеми висвітлено в роботах [184, 401, 528].

Вирішення проблеми сонячних нейтрино потребує або зниження температури ядра Сонця, що призведе до перегляду стандартних моделей, або ж уточнення властивостей нейтрино. Серед можливих модифікацій моделей найбільш привабливими виглядають ті, що забезпечують зменшення вмісту гелію в ядрі (внаслідок перемішування сонячної речовини або зменшення його вмісту у первісній неоднорідній газовій хмарі) або зниження температури і газового тиску в ядрі з сильним магнітним полем.

Можливо, приховані властивості нейтрино припускають наявність у них деякої маси. У такому разі згенеровані у ядрі Сонця електронні нейтрино при взаємодії з сонячною речовиною можуть перетворюватися на нейтрино двох інших відомих типів: мю- і тау-нейтрино (т. зв. осциляції нейтрино між різними станами). У проведених експериментах апаратура до таких нейтрино була малочутлива, тому й давала занижені потоки нейтрино. Для перевірки гіпотези нейтринних осциляцій як можливої головної причини дефіциту потоку сонячних нейтрино в нейтронній обсерваторії Sudbury Neutrino Observatory (Канада) було проведено експеримент з водним черенковським детектором, в якому було використано важку воду. Отримані результати вимірювання високоенергетичних нейтрино при їхній взаємодії з дейтерієм підтвердили дефіцит сонячних електронних нейтрино і показали узгодження в межах похибок сумарного потоку нейтрино із передбаченнями стандартної моделі Сонця.

Тим самим було підтверджено гіпотезу про осциляції сонячних нейтрино [2, 3]. Тому останнім часом науковці акцентують зусилля на експериментах із виявлення нових властивостей нейтрино, в яких сонячне ядро можна використати як добре відкаліброване джерело потоку нейтрино.

## 1.16. Геліосейсмологічні дослідження

Принципово новий шлях до вивчення сонячних надр відкрила останніми роками *геліосейсмологія* – розділ геліофізики, в якому вивчається внутрішня будова Сонця на основі даних про спектр коливань його поверхневих шарів (див. огляди [87, 463]). Постійні хвильові рухи, подібні до сейсмічних хвиль на Землі, потрясають надра Сонця. Збуджувані акустичні і внутрішні гравітаційні хвилі проявляються у вигляді коливань на сонячній поверхні. В результаті зовнішні шари починають підніматися і опускатися, що спричиняє зміни частоти спектральних ліній у випромінюваному Сонцем світлі.

Спостережені на сонячній поверхні коливання в результаті розв'язання обернених задач надають важливу інформацію про його внутрішню структуру, зокрема про внутрішнє обертання Сонця, яке відіграє кардинальну роль у збудженні тороїдального магнітного поля в рамках моделей турбулентного динамо.

### 1.16.1. Глобальна геліосейсмологія

Вивчення сонячних коливань започаткували Р. Лейтон, Р. Нойс і Г. Саймон [254] у 1960 р. у Каліфорнійському технологічному інституті. Дослідники вирішили проаналізувати розподіл турбулентних швидкостей газу на сонячній поверхні, очікуючи, що він буде хаотичний. Натомість виявили, що швидкості газу в атмосфері Сонця зазнають коливань. На певній ділянці газ піднімається і опускається з періодом близько п'яти хвилин. Амплітуда радіальних коливань швидкості становить  $u \approx 0,1-0,6$  км/с,  $u_{\text{ср}} \approx 0,4$  км/с. Таким чином, було виявлено, що сонячна поверхня покрита ділянками, які осцилюють по вертикалі. Ці ділянки відмінні від гранул, а коливання виглядають як синусоїдальні хвильові

пакети, що зберігають фазову когерентність упродовж 4–5 циклів (часом до 9), а в просторовому масштабі – на відстанях декілька десятків тисяч кілометрів. Хвильові пакети розділені шумовими інтервалами малої амплітуди. Середня тривалість пакета  $t_{cp} \approx 23$  хв, хоча часом вона може сягати до 50 хв. Ділянки, що коливаються, рівномірно розподілені по диску Сонця, охоплюючи водночас 2/3 його поверхні. Частотний спектр коливань досить широкий. Інтервал періодів становить 150–400 с, однак максимуму спектра відповідає період  $\approx 300$  с, що зумовлює їхню назву – п'ятихвилинні коливання [463].

Найбільш імовірне пояснення п'ятихвилинних коливань було запропоноване в 1970 і 1971 рр. Це акустичні хвилі (АХ), захоплені резонансною порожниною в глибоких підфотосферних шарах. Р. Ульріх [404] і незалежно від нього Дж. Лейбахер і Р. Стейн [252], скориставшись стандартними моделями, показали, що внутрішні ділянки Сонця є акустичним резонатором, в якому поширюються резонансні стоячі акустичні хвилі. Фізичним параметром середовища, що визначає акустичні коливання, є адиабатична швидкість звуку

$$c_3 = \left( \gamma \frac{P_0}{\rho_0} \right)^{\frac{1}{2}} = \left( \gamma \frac{kT_0}{m_p} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad \gamma \equiv \left( \frac{\partial \ln P}{\partial \ln \rho} \right)_{ad}, \quad (63)$$

де  $P_0$ ,  $\rho_0$  і  $T_0$  означають незбурені тиск, густину і температуру. Частоти АХ називають  $p$ -модами. На верхній і нижній границях сонячного акустичного резонатора відбувається відбиття і заломлення АХ завдяки градієнтам густини і температури відповідно. Верхня границя резонатора розташована безпосередньо під фотосферою, де густина різко падає при збільшенні відстані від центра. Відбита верхньою границею хвиля поширюється донизу і досягає нижньої границі резонатора, зумовленої підвищенням температури. Градієнт температури спричиняє зростання швидкості звуку з глибиною. Тому більш глибока частина хвильового фронту, що похило поширюється вглиб, намагається наздогнати ту частину, яка перебуває ближче до поверхні. Фронт хвилі поступово вигинається, поки хвиля не поверне назад до поверхні. Зрештою, захоплені хвилі поширюватимуться вздовж дугоподібних траєкторій під поверхнею Сонця. Глибина проникнення коливань

у надра Сонця залежить від орієнтації хвилі в момент її відбиття і визначається рівнем, на якому горизонтальна фазова швидкість хвилі  $u_\phi$  дорівнює швидкості звуку  $c_3$ . Спостерегаючи за коливаннями на поверхні, можна визначити період  $T$  і горизонтальну довжину  $L$  хвилі. За цими величинами можна розрахувати швидкість звуку на відстані  $r$  від центра Сонця біля нижньої основи резонатора  $u_\phi(r) = L/T = c_3(r)$ . Для резонансу моди необхідно, щоб на дузі протяжністю від поверхні до нижньої межі акустичного резонатора і назад вкладалося ціле число довжин хвиль. Тоді резонуватимуть тільки хвилі з певними співвідношеннями між періодом і довжиною хвилі. Узгодженість між спостереженими даними і теоретичними розрахунками для стандартної моделі засвідчила, що Сонце дійсно є акустичним резонатором, а спостережені на сонячній поверхні пульсації є проявом АХ [103]. Дослідження енергетичного спектра п'ятихвилинних коливань показало, що спостережені коливання виникають у результаті суперпозиції декількох мільйонів резонансних мод із різними періодами і довжинами хвиль. Моди з найбільшими амплітудами мають періоди від трьох до шести хвилин, а їхні горизонтальні довжини складають від кількох тис. км (розміри окремих гранул) до 4,5 млн км (довжина кола Сонця). АХ спричиняють також стискування і розрідження газу на поверхні, що сприяє зміні його температури та яскравості. Найчастіше загальноновизнаним механізмом збудження п'ятихвилинних коливань є стохастичний механізм збудження коливань турбулентною конвекцією.

Незначні розходження між спостереженими даними і теоретичними розрахунками, виявлені нещодавно, свідчать про необхідність зміни деяких параметрів стандартної сонячної моделі, в першу чергу, збільшення ефективності конвективних процесів поблизу поверхні Сонця. Удосконалені експерименти дійсно засвідчили високу інтенсивність конвекції, що при побудові стандартної моделі відповідає більшій глибині СКЗ порівняно з попередніми визначеннями [320, 405]. Однак для того, щоб Сонце з глибокою конвективною зоною мало спостережені радіус і світимість, необхідно збільшити вміст гелію в його ядрі, що ускладнить вирішення питання сонячних нейтрино. Зважаючи на високу надійність і достовірність геліосейсмологічних експериментів,

дослідники дійшли висновку про те, що малоімовірно сподіватися на узгодження нейтринних і геліосейсмологічних експериментів шляхом зміни фізичних умов у надрах Сонця, тобто побудови нестандартних моделей. Значні успіхи в геліосейсмології, отримані на основі стандартних моделей, дають серйозні підстави шукати вирішення проблеми сонячних нейтрино не у фізиці сонячних надр, а швидше у фізиці саме нейтрино [87].

Просторову структуру коливань у сферичній системі координат можна подати через сферичні і радіальні функції, що залежать від широти, довготи і радіуса, так само, як це було здійснено для глобального магнітного поля (див. вирази (5) – (7)). Для опису поверхневих конфігурацій коливань використовують дві величини – ступінь моди  $l$  і азимутальний порядок  $m$ . Проте, на відміну від магнітного поля, коли із розгляду вилучають моду  $l = 0$ , у випадку коливань мода  $l = 0$  враховується і відповідає радіальним коливанням. Коливання з  $l = 1$  називають дипольними,  $l = 2$  – квадрупольними. Глибинна структура коливань визначається її радіальним порядком  $n$ . Кожна мода, що характеризується конкретним набором  $l$ ,  $m$  і  $n$ , має певну частоту коливань  $\omega_{nlm}$ .

Крім АХ, у надрах Сонця, як і в будь-якому газовому або рідинному середовищі, стратифікованому в полі тяжіння, можуть розповсюджуватися *внутрішні гравітаційні хвилі* (ВГХ). Ці хвилі забезпечують другий тип коливань, які називаються *гравітаційними коливаннями* (коливання частинок газоподібного середовища вгору і вниз щодо положення рівноваги). АХ зумовлені газовим тиском (ефекти стиснення), а ВГХ – силою тяжіння (ефектами плавучості). Верхня межа моди низькочастотних коливань гравітаційного типу визначається *частотою плавучості* (частота Брента–Вяйсяля)

$$N^2 = -g_0 \left( \frac{d \ln \rho_0}{dr} - \frac{1}{\gamma} \frac{d \ln P_0}{dr} \right), \quad (64)$$

величина якої залежить від вертикальних градієнтів густини і тиску (тут  $g_0(r)$  – прискорення сили тяжіння). Там, де виконується критерій конвективної стійкості Шварцшильда  $N^2 > 0$  ( $N$  – дійсне

число), відбуваються прості гармонічні вертикальні коливання з частотами  $\omega = N$ , які називають *g-модами*. Оскільки ВГХ можуть поширюватися тільки в ділянках зі стабільною стратифікацією речовини, то вони значною мірою зосереджені глибоко в надрах Сонця під нестабільною конвективною зоною. Внутрішніми гравітаційними хвилями можуть бути 160-хвилинні пульсації, відкриті в Кримській астрофізичній обсерваторії А. Сєверним, В. Котовим і Т. Цапом [353].

Крім розглянутих двох типів коливань, на Сонці можуть збуджуватися також коливання гравітаційної природи, ділянкою захоплення яких є сонячна поверхня. Аналогом цих коливань є хвилі на поверхні рідини, що перебувають у полі тяжіння. Частоти цих коливань називають *фундаментальною модою f* (модою Кельвіна).

Таким чином, у сонячних надрах здатні збуджуватися декілька типів хвильових процесів, які проявляються у вигляді коливань на поверхні. Спостерігаючи поле доплерівських швидкостей у поверхневих шарах, можна здійснювати діагностику сонячних глибин. Особлива увага приділяється вивченню АХ, оскільки частоти п'ятихвилинних коливань вимірюються з високою точністю і надійно ідентифікуються. Швидкість і напрямок поширення АХ залежать від температури, хімічного складу і рухів речовини всередині Сонця, тому вони можуть бути індикатором внутрішньої структури. Першим значним досягненням геліосейсмології був висновок про велику глибину конвективної зони [320, 405].

**Ротаційне розщеплення частот.** АХ чутливі до горизонтальних рухів під сонячною поверхнею, оскільки рухомий газ намагається захопити хвилі за собою. Виміряні частоти двох ідентичних мод, поширюючись у протилежних напрямках через підповерхневі течії, дещо відрізняться одна від одної, тобто будуть розщеплені (т. зв. ротаційне розщеплення або ж тонка структура акустичних частот). Розв'язавши обернену задачу, із величини розщеплення можна отримати швидкість течії, усереднену по тій області глибин і широт, де зосереджені ці моди. Одночасно розглядаючи розщеплення частот для багатьох мод, можна отримати картину диференційного обертання Сонця [87, 463].

**Магнітне розщеплення частот.** Для інтерпретації тонкої структури дипольних коливань можна також залучити сильні магнітні поля в надрах Сонця [114, 115]. Щоб викликати спостережені ефекти в частотах коливань при сучасній точності вимірювання, необхідні поля величиною порядку  $10^5$ – $10^6$  Гс поблизу дна СКЗ. Оскільки ефекти магнітного поля квадратичні за величиною поля, то при таких сильних полях задача ускладнюється через необхідність враховувати деформації сферично симетричної конфігурації Сонця. Пошук ефектів магнітного розщеплення частот п'ятихвилинних коливань заслуговує уваги [115, 463], хоча спочатку потрібно було б обґрунтувати існування таких потужних полів [280, 476].

Моди дуже низького ступеня з горизонтальною довжиною хвилі, порівняною з розмірами Сонця, найбільш цікаві для вивчення, оскільки їх можна виділити зі складного спектра, що складається зі збуджуючих поверхню мод більш високих ступенів. Для цього потрібно отримати зображення Сонця як зірки, тобто не у вигляді диска, а сфокусованим у точку, що є досяжним за допомогою сучасних приладів.

Геліосейсмологія одразу дала суттєву інформацію про внутрішнє обертання Сонця, однак для ефективного використання цього методу необхідні більш точні спостереження. Щоб розділити моди коливань із дуже близькими частотами, потрібні неперервні спостереження протягом тривалого часу – кількох місяців або років. На перших порах для отримання неперервного ряду даних спостереження велися на Південному полюсі [98]. Потім дослідники об'єднали зусилля і організували наземну мережу із шести обсерваторій (для дослідження Сонця як зірки) на різних довготах по всій земній кулі, так щоб у кожний момент хоча б одна із цих обсерваторій могла слідкувати за Сонцем в умовах гарної видимості – Global Oscillation Network Group (GONG) [181].

Для реєстрації доплерівського зміщення, спричиненого окремою модою, необхідний дуже точний і стабільний спектрометр. Найбільш достовірні результати дають спеціальні газові спектрометри, в яких порівнюються лінії поглинання в спектрі лабораторного газоподібного натрію і калію з лініями поглинання, зумовленими рухами на поверхні Сонця атомів цих самих елементів.

Для забезпечення якісної роздільної здатності при вивченні коливань високих ступенів потрібно вийти за межі атмосфери, турбулентність якої значною мірою спотворює тонкі деталі на сонячній поверхні. Тому паралельно наземній мережі GONG із 1995 р. ведуться спостереження з космосу за допомогою обладнання Solar Oscillation Investigation – Michelson Doppler Imager (SOI/MDI), встановленого на борту сонячної обсерваторії Solar and Heliospheric Observatory (SOHO) [357].

### 1.16.2. Локальна геліосейсмологія

Вивчення частоти глобальних мод сонячних коливань, породжених інтерференцією акустичних чи поверхневих гравітаційних хвиль, дає можливість отримувати інформацію про властивості, зокрема такі, як структура і обертання тих частин Сонця, крізь які поширюються досліджувані хвилі. Попри потужність методів глобальної геліосейсмології, вони мають певні очевидні обмеження [87].

Оскільки глобальні моди охоплюють усі широти, то аналіз їхніх частот не може надати інформацію про довготні варіації сонячних властивостей. Крім того, ці моди залежать тільки від симетричного щодо екватора параметра, наприклад, обертання. До того ж, властивості глобальних мод слабо чутливі до меридіональних течій або більш складних потоків, таких як великомасштабні конвективні вихори, які можуть бути у СКЗ. Нарешті, хоча глобальні моди, без сумніву, зазнають впливу сонячних плям або інших проявів сильно локалізованих магнітних полів, ці ефекти не розкриваються при вивченні детальних властивостей сонячних ділянок, таких, скажімо, як тривимірна підповерхнева структура сонячних плям.

Натомість шлях до отримання інформації про детальну структуру і динаміку СКЗ відкривають методи *локальної геліосейсмології*. Оскільки поле хвиль у заданій ділянці сонячної поверхні зазнає впливу підповерхневих шарів цієї ділянки, то проаналізувавши властивості таких локальних хвиль, можна відтворити обмежені тривимірні структури і потоки нижче сонячної поверхні. У ранніх дослідженнях вивчалася поле хвиль навколо сонячних плям [59] і було показано, що енергія хвилі поглинається або розсіюється плямою. На відміну від класичної геліосейсмології, яка

використовує частоти коливань, нова методика базується на спостереженні амплітуд і фаз хвиль (див. [48]).

Мабуть, уперше збурення частоти в результаті локального збурення швидкості звуку було визначене в роботі [140]. Згодом на основі цього підходу Ф. Хілл [166] розробив практичну методику так званих кільцевих ( $k-\omega$ ) діаграм (англ. *ring-diagram analysis*), за допомогою якої можна побудувати карту потоків і підфотосферної швидкості звуку. Завдяки застосуванню цієї методики було знайдено переконливий доказ підповерхневих меридіональних потоків, спрямованих до полюсів у періоди низької сонячної активності. При високій активності ситуація є більш невизначеною [29, 144]. Методика також дозволяє окремо встановити швидкість обертання для північної і південної півсфер [145].

Ще один підхід до вивчення детальної структури активних ділянок, так звана методика час-відстань (англ. *time-distance analysis*), базується на вимірюванні затримки часу проходження хвилі між двома спостережуваними точками на сонячній поверхні в наближенні геометричної акустики [106, 107]. Час поширення сигналу, отриманого в результаті відповідного кореляційного аналізу поля хвилі, вздовж променя, який з'єднує досліджувані точки, в цьому наближенні визначається виразом

$$\tau_i(t) = \int_{r_i} \frac{ds}{c_w(\mathbf{r}, t) + \mathbf{v}(\mathbf{r}, t) \cdot \mathbf{n}}, \quad (65)$$

де  $s$  – відстань уздовж променя,  $\mathbf{r}$  – просторова координата,  $c_w$  – локальна швидкість хвилі,  $\mathbf{v}$  – локальна швидкість потоку,  $\mathbf{n}$  – одиничний вектор уздовж променя. Очевидно, що швидкість хвилі, так само як і швидкість потоку, залежать від часу. Швидкість хвилі, що задається швидкістю звуку, може бути збурена магнітними полями в активних ділянках. Здійснивши вимірювання вздовж достатньої кількості променів, ці співвідношення можна інвертувати для виведення  $c_w(\mathbf{r}, t)$  і  $\mathbf{v}(\mathbf{r}, t)$  (див. [221, 222]). На практиці кореляційний аналіз для сонячної поверхні здійснюють між типово маленькою центральною ділянкою і кругом навколо неї або частиною круга. Рівняння (65) допускає також трактування хвилі в променевому наближенні (англ. *ray approximation*).

Методика час–відстань була використана для дослідження біляповерхневих потоків, пов'язаних із супергрануляційною конвекцією [221]. У роботі [132] визначено властивості меридіональних потоків у СКЗ, від екватора до полюсів, які проявляються також під час аналізу за допомогою методики кільцевих діаграм. Завдяки дослідженню збурень хвиля–швидкість у спливаючих активних ділянках було встановлено, що спливаючі магнітні ділянки пов'язані зі складною структурою загально збільшеної швидкості хвилі нижче за сонячну поверхню [186, 222].

Особливо актуальний ще один підхід, тісно пов'язаний з аналізом час–відстань, відомий як *геліосейсмічна голографія*. Початок йому поклав Ф. Роддер [328] у 1975 р., висунувши ідею використання голографічних методів для візуалізації акустичних джерел під сонячною поверхнею. Згодом, у 1990 р., С. Ліндсей і Д. Браун [257] висунули припущення про те, що можна сформувати акустичне зображення сонячних плям на зворотному боці Сонця. До практичного втілення ідей справа дійшла в 1997 р., коли Ліндсей і Браун [259] уперше застосували геліосейсмічну голографію для аналізу спостережень, а Г.-К. Чанг та ін. [76] паралельно розвинули так звану методику акустичних зображень. Відповідно до цих методик для відновлення акустичного поглинання чи розсіювання в підповерхневих шарах необхідно когерентно згрупувати поле акустичної хвилі на сонячній поверхні із врахуванням фазової інформації. Методики були використані для дослідження переважно підповерхневої структури та акустичних властивостей активних ділянок (див. [60] та ін.). Огляди нових методик були здійснені Ліндсеєм і Брауном [258] (за геліосейсмічною голографією), а також Д.-Й. Чу [84] (за акустичним зображенням).

Здатність за допомогою голографічного методу виявляти активні ділянки на зворотному боці Сонця переконливо продемонстрували Ліндсей і Браун [260] на основі аналізу даних космічного приладу SOI/MDI. Хвилі, що виникають на зворотному боці Сонця, після одного або більше відбиттів на сонячній поверхні, можна виміряти на видимому боці в ділянках, що мають назву зіниці (англ. *pupils*). Виконавши відповідний аналіз, виміряне

поле хвилі в зіницях можна сфокусувати в обмежених ділянках зворотного боку. Відносно сусідньої спокійної фотосфери хвилі активних ділянок зазнають фазового зсуву, який можна виявити. Після того, як досліджувана ділянка, зазнаючи обертання, переміститься на видимий бік Сонця, з'являється можливість зняти її магнітограму. Порівняння акустично сформованої структури на зворотному боці з магнітограмою на видимому показало вражаюче узгодження між деталями акустичного і прямого магнітного зображень [260]. Таким чином, методи геліосейсмічної голографії набувають особливої актуальності, оскільки виявлення на зворотному боці Сонця схильних до потужних ерупцій активних ділянок, які через 1–2 тижні досягають видимого боку, може забезпечити раннє попередження геоефективних подій, небезпечних для людства.

### **1.16.3. П'ятихвилинні коливання в локальних сонячних утвореннях**

Останнім часом особливої актуальності набули дослідження п'ятихвилинних коливань інтенсивності випромінювання, поля швидкості рухів та магнітного поля у локальних сонячних утвореннях: гранулах, порулах і плямах. Інтерес викликаний як загальною проблемою встановлення механізмів збудження глобальних коливань (оскільки остаточно вони невідомі), так і питанням про дискретні у просторі акустичні джерела і модуляцію акустичних хвиль конвективною структурою атмосфери. Важливим у цьому плані виглядає вивчення властивостей коливань над гранулами і міжгранульними проміжками, зокрема виявлення статистичних залежностей між коливаннями і грануляцією.

У теоретичних дослідженнях [294, 383] дискретні акустичні джерела на сонячній поверхні пов'язують із локальними потемніннями у фотосфері. Дійсно, спостерігачі [122, 145] виявили невеликі ізольовані ділянки підвищеної акустичної емісії у фотосфері. Характерною ознакою появи на поверхні локальних джерел АХ вважають швидко зміну коливань швидкості рухів

[137, 138] з висотою фази. Її пояснюють тим, що ці хвилі поширюються у підфотосферних шарах: спочатку пряма хвиля біжить від джерела догори, а через 4–5 хвилин відбита хвиля йде донизу. Тоді як для захоплених резонансною порожниною стоячих АХ, відповідальних за поверхневі глобальні коливання (*p*-моди), вертикальні зміни фази коливань швидкості викликаються тільки загасанням коливань, внаслідок чого ці зміни значно слабкіші. Тому за величиною вертикального градієнта фази коливань швидкості можна відрізнити локальні джерела коливань від глобальних осциляцій. Відповідно до спостережень [387], для міжгранульних проміжків притаманні сильні зміни фази коливань з висотою, що дає підставу зробити висновок про існування на поверхні Сонця дискретних акустичних коливань.

Водночас розбіжність властивостей коливань над гранулами і між гранулами можна пояснити іншим ефектом – модуляцією АХ конвективною структурою неоднорідної атмосфери. Вочевидь, явище пов'язане з тим, що властивості коливань відрізнятимуться у вертикальних каналах з гарячою плазмою, що піднімається догори, і холодною плазмою, яка опускається донизу, оскільки ці потоки плазми мають різну інтенсивність конвекції. На основі моделі неоднорідної атмосфери було показано [390], що, дійсно, в таких вертикальних каналах відбувається залежна від частоти модуляція коливань. На низьких частотах (5–7,5 мГц) амплітуда коливань швидкостей є більшою у гарячій плазмі, але з ростом частоти зменшується і на частоті  $\approx 7$  мГц збільшується вже в холодній плазмі. Діапазон варіацій відношення амплітуди швидкостей у гарячій і холодній плазмі становить 2,5–1. Нещодавні спостереження [197] підтвердили, що модуляція АХ конвективними рухами відповідно до передбачуваних модельних розрахунків по-різному проявляється у варіаціях амплітуди коливань швидкостей над гранулами і між гранулами.

У роботах [197, 198, 496, 565] на основі як наземних, так і космічних спостережень проведено статистичне дослідження залежності амплітуд і фаз коливань інтенсивності спектральних ліній і швидкості рухів на різних висотах у фотосфері над ділянками

поверхні з різним контрастом грануляції. Виявлено, що амплітуди коливань інтенсивності і швидкості можуть збільшуватися як між гранулами, так і над гранулами (залежно від періоду коливань та спостереженої спектральної лінії). Висотна зміна фази коливань швидкості в гранулах менша, ніж у міжгранульних ділянках, що вказує на наближеність АХ у гранулах до стоячих. Завдяки модельним розрахункам поширення акустико-гравітаційних хвиль у неоднорідній атмосфері з урахуванням швидкості конвективних рухів встановлено, що модуляція п'ятихвилинних коливань конвекцією над міжгранулами узгоджується зі спостереженими даними [197, 198].

Від середини 80-х років розпочалися теоретичні дослідження коливань магнітного поля невеликої амплітуди в сонячних плямах [261]. Останніми роками часові варіації магнітного поля плям стали доступні і для спостережень [24, 35, 261]. Згідно з недавніми вимірюваннями амплітуди коливань поля змінюються в діапазоні від 4–10 Гс [35, 261] до 50 Гс [24]. Цікавими виявилися співвідношення властивостей коливань магнітного поля і швидкостей. Амплітуда магнітних коливань зменшується у напрямку від центра плями до її межі тінь/півтінь [35, 261], тоді як амплітуда коливань швидкостей, навпаки, збільшується у цьому напрямку. За фазою коливання швидкості випереджають коливання магнітного поля приблизно на  $90^\circ$ . Нещодавно розроблено МГД-модель поширення АХ у стратифікованій замагніченій атмосфері з урахуванням вертикального градієнта магнітного поля в плямі і кута нахилу поля щодо променя зору [199]. На основі порівняння результатів модельних розрахунків і даних вимірювань встановлено, що теоретичні і спостережені часові варіації магнітного поля плям мають однаковий порядок величин. Спостерігачі виявили [199, 200], що коливання магнітного поля є суперпозицією справжніх коливань, викликаних швидкою магніто-акустичною хвилею, і коливань, спричинених ефектами непрозорості атмосфери, які зумовлені повільною магніто-акустичною хвилею. При цьому магніто-акустична хвиля виникає в результаті трансформації глобальних АХ у замагніченій атмосфері плям.

## 1.17. Диференційне обертання

Неоднорідність обертання Сонця була виявлена під час спостережень кутової швидкості переміщення плям на сонячній поверхні. Вперше поверхневу міграцію плям помітив Шейнер у 1630 р., а потім описав Керрінгтон у 1858 р. [74]. Згідно із сучасними вимірюваннями доплерівських зміщень спектральних ліній [177] сидеричний період обертання на рівні фотосфери змінюється від 26 діб на екваторі (лінійна швидкість становить  $\approx 2$  км/с) до майже 37 діб на полюсах. Оскільки генерація глобального магнетизму відбувається у всьому об'ємові СКЗ, то моделі динамо особливо чутливі до змін кутової швидкості з широтою і глибиною. Якщо на першому етапі побудови динамо-моделей розподіл кутової швидкості  $\Omega(r, \theta)$  у сонячних глибинах отримували шляхом розрахунків на основі теорії диференційного обертання [396], то в еру геліосейсмології дані про внутрішнє обертання Сонця здобувають із розшифровки геліосейсмічних вимірювань.

### 1.17.1. Теоретичні моделі диференційного обертання

Турбулентна в'язкість конвективних зон зір і Сонця під впливом обертання стає анізотропною, що спричиняє диференційне обертання  $\Omega(r, \theta)$ . Ще в піонерській роботі О. Лебединського 1941 р. [527] було виявлено, що при наявності виділеного напрямку анізотропії конвекції випадкові турбулентні рухи під впливом сили Коріоліса здатні перерозподіляти кутовий момент між різними просторовими ділянками, що приводить до потоку кутового моменту, який руйнує однорідність обертання. Але його результат був незаслужено забутий, чи, можливо, не помічений під час війни. Пізніше, у 1951 р. цю ж ідею незалежно запропонував Л. Бірманн [46], уточнивши, що джерелом диференційного обертання є анізотропія тензора в'язкої напруги, пов'язаного з підфотосферною турбулентністю, яка збуджується потоком тепла, що поширюється з сонячних надр. Згодом Г. Рюдігер [337] назвав це явище  $\Lambda$ -ефектом. Описаний процес збудження диференційного обертання був першим взірцем великомасштабних структур

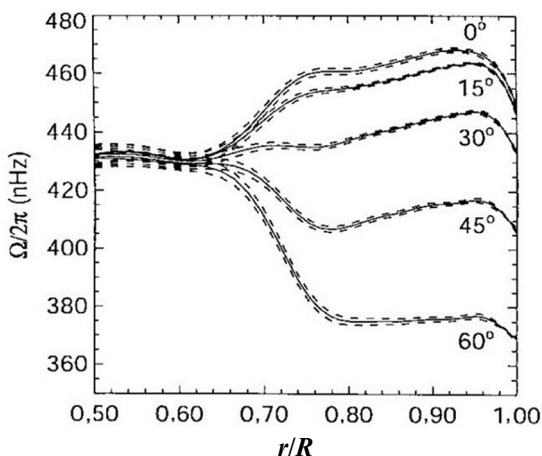
в астрофізичних умовах, спричинених маломасштабними турбулентними рухами. Значний внесок у виведення і розв'язок рівнянь Рейнольдса з анізотропною в'язкістю, які описують гідродинамічні рухи конвективних зоряних зон, зробили Дж. Васютинський [426] і К. Ельзассер [121]. Пошуком оптимального параметра анізотропії займалися Р. Кіппенхан [201], В. Кокке [91], Х. Келер [211], Б. Дарні і Дж. Латур [111], О. Рuzмаїкін і С. Вайнштейн [332, 333] та ін.

Із часом було встановлено, що не тільки анізотропія, але й неоднорідність густини турбулентного середовища дає  $\Lambda$ -ефект [203]. Порівняні внески анізотропії і неоднорідності залежать від величини числа Коріоліса  $\omega = 2\tau\Omega$ . При великих числах Коріоліса, характерних для великомасштабної конвекції в глибоких шарах Сонця ( $\omega \approx 6$ ), внесок неоднорідності в  $\Lambda$ -ефект суттєво більший за внесок анізотропії [111]. Ймовірно, обертання впливає на анізотропію, але не може змінити неоднорідність густини плазми. Співвідношення внесків анізотропії і неоднорідності сприятливе для розрахунку диференційного обертання, оскільки стратифікація СКЗ відома з високою точністю. Це зменшує кількість вільних параметрів, наявних у моделях на основі анізотропії. Побудовані останніми роками моделі диференційного обертання [210, 487, 490] в загальних рисах відтворюють дані геліосейсмічних вимірювань внутрішнього обертання СКЗ.

Однак детальне порівняння модельних розрахунків із геліосейсмічними даними виявляє розходження теоретичних і експериментальних результатів поблизу верхньої і нижньої границь СКЗ. Геліосейсмічні вимірювання [179] у поверхневих шарах показують збільшення кутової швидкості з глибиною, тоді як теоретична модель [210] дає протилежний результат. Крім того, меридіональна течія, розрахована поблизу поверхні, спрямована до екватора. Натомість спостереження на фотосферному рівні фіксують меридіональну циркуляцію від екватора до полюса [217]. Л. Кичатинов [487] показав, що це протиріччя можна ліквідувати шляхом залучення до розгляду анізотропії турбулентної конвекції. Поблизу поверхні число Коріоліса для маломасштабної конвекції суттєво зменшується ( $\omega \approx 0,5$ ) порівняно з його значеннями ( $\omega \approx 6$ ) у глибоких шарах. Тому необхідно враховувати потоки кутового моменту, що виникають внаслідок анізотропії конвекції.

### 1.17.2. Геліосейсмічні вимірювання диференційного обертання

Геліосейсмічні дослідження [92, 179, 397, 398, 463] засвідчили, що характер внутрішнього обертання Сонця сильно змінюється як з глибиною, так і з геліоширотою. На рис. 13 показано результати геліосейсмічних вимірювань наземної мережі GONG поблизу епохи максимуму 23-го циклу [179] у вигляді усереднених за період спостережень кривих залежності кутової швидкості  $\Omega(r/R)$  для п'яти геліоширот  $\theta^*$ :  $0^\circ$ ,  $15^\circ$ ,  $30^\circ$ ,  $45^\circ$  і  $60^\circ$ .



**Рис. 13.** Розподіл за відносним радіусом  $r/R$  усереднених за часом (1995–1999 рр.) швидкостей внутрішнього обертання Сонця (частот обертання  $\Omega/2\pi$ , визначених у наногерцах) для різних геліоширот (дані геліосейсмічних вимірювань наземної мережі GONG). Рисунок запозичено з роботи [179]

Пунктирними лініями на рис. 13 позначено коридор похибок вимірювань. Під нижньою основою СКЗ ( $r \approx 0,71R$ ) у порівняно тонкому шарі ( $0,63$ – $0,71R$ ), який має назву *тахоклін*, відбувається монотонний перехід від диференційного обертання СКЗ до майже жорсткого за широтою обертання променистої зони.

(Величина кутової швидкості на поверхні Сонця на екваторі становить 450 нГц.) Як видно з рисунка, поле регулярної швидкості в СКЗ природно розділене на приекваторіальний домен швидкого обертання (максимальна величина кутової швидкості  $\Omega$  досягається на глибині  $\approx 35$  тис. км на екваторі ( $\Omega/2\pi \approx 460$  нГц)) і високоширотні домени повільного обертання ( $\Omega/2\pi \approx 370$  нГц на широті  $60^\circ$ ) з протилежними знаками радіального градієнта кутової швидкості  $\partial\Omega/\partial r$ .

У приекваторіальному домені кутова швидкість зменшується з глибиною (тобто збільшується зі зростанням радіуса:  $\partial\Omega/\partial r > 0$ ), тоді як на високих широтах, навпаки, зростає всередину Сонця ( $\partial\Omega/\partial r < 0$ ). Важливо також, що кутова швидкість ядра, на відміну від більш ранніх уявлень, виявляється не набагато більшою за її усереднене поверхнєве значення 450 нГц.

Вузька широтна смуга ( $\Delta\theta \approx 10^\circ$ ) сталої кутової швидкості, локалізована в інтервалі широт від  $40^\circ$  до  $50^\circ$ , простягається вздовж радіуса від сонячної поверхні до дна СКЗ і через тахоклін з'єднується з доменом сталої  $\Omega$ -променистої зони ( $\Omega/2\pi \approx 435$  нГц). Ця так звана зона коротації поділяє СКЗ у кожній півкулі на два згадані просторові домени швидкого і повільного обертання із протилежними знаками  $\partial\Omega/\partial r$ .

Нарешті, зовсім новим і несподіваним під час останніх геліосейсмічних досліджень виявилось відкриття поблизу тахокліну [26, 154, 179] суттєвих часових і просторових варіацій кутової швидкості. Дві незалежні групи дослідників здійснили взаємно доповнювальні геліосейсмічні експерименти. Упродовж близько п'яти років (1995–2000) геліосейсмологи неперервно спостерігали поле доплерівських швидкостей на всьому диску Сонця поблизу епохи максимуму 23-го циклу сонячної активності. Одна група здійснювала спостереження в рамках наземного проєкту GONG, а інша – за допомогою інструмента MDI на борту космічного апарата SOHO. В ході розв'язку оберненої задачі ротаційного розщеплення частот акустичних і гравітаційних ( $p$ - і  $f$ -мод) глобальних коливань в околі тахокліну було виявлено помітні часові варіації (залежні від геліошироти) кутової швидкості щодо її усереднених значень  $\Omega$  [26, 154, 179]. Поблизу екваторіальної

площини період варіацій залишкової кутової швидкості з амплітудою  $\delta\Omega \approx 6$  нГц становить  $\approx 1,3$  року, тоді як на високих широтах розмах варіацій збільшується до 12 нГц, а період зменшується до року. Цікаво також, що часові зміни кутової швидкості відбуваються в протифазі у фіксованих точках сонячного радіуса вище ( $r \approx 0,72R_{\odot}$ ) і нижче ( $r \approx 0,63R_{\odot}$ ) ділянки тахокліну. Хоча варто зазначити, що пізніше в результаті незалежного аналізу іншим дослідникам [27] не вдалося впевнено підтвердити значимість цих варіацій. Фізичні механізми, які можуть впливати на такі наслідки коливань, обговорюються в роботах [93, 401].

Потрібно зауважити ще один важливий результат геліосейсмологічних експериментів. Як відомо, Р. Говард і Б. Лабонт [176] на основі прямих доплерівських спостережень відкрили на сонячній поверхні пов'язані зональні течії, що мігрують упродовж 22-х років від полюсів до екватора. Їхня швидкість сягає 600 см/с ( $\delta\Omega \approx 1,5$  нГц). Це так звані *торсіонні коливання*. Згідно із геліосейсмічними вимірюваннями [9, 154, 180] структура коливань поширюється всередину СКЗ, принаймні до глибин 60 тис. км. Для підфотосферних коливань також виявлені систематичні зміни в часі залишкової швидкості обертання  $\delta\Omega$ . В екваторіальній площині кутова швидкість  $\Omega$  постійно зменшувалася впродовж п'яти років, тоді як на високих широтах відбувався перехід до більш швидкого і складного характеру обертання. Більше з тим, у роботі [418] акцентовано, що такі потоки охоплюють цілком усю СКЗ.

## 1.18. Меридіональна (полоїдальна) циркуляція

У зорях меридіональна циркуляція з необхідністю виникає в ротаційних стратифікованих конвективних оболонках у турбулізованій плазмі, що стискається [396]. На сонячній поверхні слабка великомасштабна меридіональна течія речовини спрямована до полюсів. Найперше вона була виявлена шляхом відстеження рухів магнітних структур [217, 290, 365] прямими вимірами доплерівських зсувів у спектральних лініях [157]. На середніх геліоширотах амплітуда швидкості поверхневої меридіональної течії,

спрямованої від екватора до полюсів, становить  $U_M^{(surf)} \approx 5\text{--}15$  м/с. Геліосейсмологічні експерименти показали, що спрямована до полюсів меридіональна течія детектується методами локальної геліосейсмології у підфотосферних шарах СКЗ до глибин  $r \approx 0,85R$  (до 15 % радіуса Сонця) [58].

Зважаючи на закон збереження речовини, дослідники дійшли висновку, що біля нижньої основи СКЗ має існувати меридіональна течія протилежного спрямування від полюсів до екватора. За цієї умови речовина біля полюсів опускатиметься вниз до тахокліну, тоді як біля екватора, навпаки, підніматиметься з глибин на поверхню. У такий спосіб буде забезпечений замкнутий цикл полоїдальної циркуляції сонячної речовини в СКЗ [289, 415].

Чисельне моделювання на основі геліосейсмологічних експериментів показало, що меридіональна циркуляція існує у всіх шарах СКЗ і може проникати навіть нижче тахокліну в променисту зону [178, 185]. Розрахований профіль потоків має складну просторову структуру із кількох комірок, які розподілені за глибиною та геліоширотою (багатокоміркова циркуляційна структура) [354]. Проте остаточно профіль полоїдальних потоків речовини в надрах Сонця (одна, дві або більше комірок) залишається невизначеним.

Згідно із розрахунками за даними локальної геліосейсмології [265, 316] амплітуда швидкості зворотного потоку від полюсів до екватора  $U_M^{(deep)}$  у нижній частині СКЗ міститься в діапазоні 2–5 м/с, що узгоджується з оцінкою аналізу швидкості міграції смуги сонячних плям до екватора [160].

### **1.19. Диференційне обертання і збудження тороїдального поля ( $\Omega$ -ефект)**

Уперше індукційний ефект диференційного обертання в магнітному середовищі виявив Ельзассер у 1946 р., вивчаючи питання походження земного магнетизму [119]. У всіх досить розвинених теоріях еволюції сонячних магнітних полів генерація тороїдального поля пов'язується з дією диференційного обертання  $\Omega(r, \theta)$  на вихідне полоїдальне поле  $\mathbf{V}_p$ . На сонячній поверхні

неоднорідність обертання проявляється в тому, що екваторіальні області обертаються приблизно на 50 % швидше за приполярні (*широтний градієнт* швидкості обертання). Однак у сонячному динамо-механізмі дослідники беруть до уваги в першу чергу іншу складову неоднорідного обертання – *радіальний градієнт* кутової швидкості. В ранніх динамо-моделях зміну кутової швидкості з глибиною розраховували на основі теорії диференційного обертання. На сучасному етапі більш надійну інформацію про внутрішнє обертання Сонця здобувають із розшифровки геліосейсмічних вимірювань, згідно з якими кутова швидкість немонотонно змінюється вздовж сонячного радіуса (підрозд. 17.2).

Диференційне обертання  $\Omega(r, \theta)$  в умовах вмороженості магнітних полів у високопровідну сонячну плазму розтягує силові лінії початкового полоїдального поля  $\mathbf{V}_P$  уздовж паралелей, генеруючи тороїдальну компоненту  $\mathbf{V}_T$  у "королівських зонах" обабіч екватора (див. рис. 18 а). Для цього спочатку силові лінії утворюють петлі, які згодом поступово навиваються навколо Сонця. Зростання магнітної енергії тороїдального поля відбувається завдяки механічній енергії обертання глибинних шарів. Описаний режим збудження тороїдального поля в науковій літературі названо  $\Omega$ -ефектом (або ефектом "накручування" магнітних силових ліній) [227, 460].

Після досягнення певного критичного значення індукції тороїдальні силові трубки, з огляду на паркерівську нестійкість, утворюють вигнуті догори магнітні петлі, які спливають на поверхню на середніх широтах, формуючи активні області і біполярні групи плям нового циклу [300]. Зважаючи на те, що згинання магнітних силових ліній ефективніше відбувається на більш високих широтах, сонячні плями з'являються спочатку саме там. Розрив силових трубок внаслідок їхнього спливання і утворення плям зупиняє підсилення поля  $\mathbf{V}_T$  на відповідній широті. Однак підсилення продовжується на нижчих широтах, тому пояс сонячних плям мігрує до екватора. Отже, з розвитком циклу критичний рівень поля досягається в деякій смузі, центральна широта якої змінюється відповідно до спостережного закону Шпюрера для сонячних плям.

## 1.20. Турбулентність і електродинаміка усередненого поля

Зважаючи на всеосяжну поширеність турбулентності в астрофізичних умовах, дослідники зосередили зусилля на вивченні турбулентних механізмів збудження магнетизму, розробка яких опирається на гідромагнітне рівняння з урахуванням коефіцієнта турбулентної дифузії. Зазвичай МГД-турбулентність характеризують двома масштабами. Перший – це кореляційна довжина  $l$ , так званий зовнішній масштаб турбулентності. Його вважають малим масштабом. Унаслідок вмороженості магнітного поля у електропровідну плазму масштаб  $l$  властивий як для поля швидкості, так і для магнітного поля. Водночас для гідродинамічних рухів і магнітного поля притаманний ще один – великий масштаб  $L \gg l$ , порівняний із розмірами досліджуваних космічних об'єктів (Сонце, зорі, міжзор'яні хмари, галактики). Залучення до розгляду турбулентних рухів принципово змінило електродинаміку магнітних полів у високопровідному середовищі. Виникла проблема *турбулентного динамо* [30, 31].

Особливість нового підходу полягає в тому, що турбулентність, усупереч загально поширеному переконанню, не завжди руйнує великомасштабні структури, а за певних умов може їх створювати. Першим прикладом такого процесу, як уже згадувалося, було збудження диференційного обертання в турбулізованій конвективній зоні, що обертається. Новий крок у цьому напрямі, але вже стосовно магнітних структур, зробив Паркер [301], який продемонстрував, що під дією коріолісової сили у турбулізованій конвекції в підфотосферних шарах відсутня осева симетрія – конвекція набуває циклонічності. Магнітні силові лінії тороїдального поля в умовах вмороженості під впливом циклонічної конвекції витягуються в магнітні петлі з ненульовою складовою в меридіональній площині. Зливаючись в ході дифузії, вони відновлюють полоїдальне поле протилежної полярності. Паркер запропонував об'єднати ефект неосесиметричного підняття магнітних петель за рахунок циклонічної турбулентності з процедурою усереднення (за азимутальним кутом щодо осі обертання) в рівняннях індукції

для полоїдальної і тороїдальної компонент магнітного поля. Циклонічні рухи в СКЗ, що виникають під час обертання, піднімають і повертають силові лінії азимутального магнітного поля, деформуючи їх в умовах умороженості в спіралі (циклони за термінологією Паркера). На кожному витку такої спіралі силові лінії мають невелику меридіональну складову. Коли магнітні петлі розпливаються і зливаються внаслідок турбулентної дифузії, створюється глобальна меридіональна магнітна складова, яка сприймається як дипольне (полоїдальне) магнітне поле.

Фізична концепція Паркера була математично обґрунтована у роботах С. Брагинського (розроблено модель підтримки магнітного поля повільною великомасштабною конвекцією – ламінарне динамо) [454] та в роботах М. Штеєнбека, Ф. Краузе і К.-Х. Редлера [379, 381], в яких запропоновано механізм збудження магнетизму в результаті дії електродинамічної маломасштабної спіральної турбулентності (турбулентне динамо).

Головна ідея Брагинського полягала в тому, що хоча стаціонарні осесиметричні розв'язки задачі динамо заборонені теоремою антидинамо Каулінга [95], слабкі відхилення від осевої симетрії у випадку дуже високої електропровідності плазми і високих швидкостей ламінарного потоку можуть підтримати усереднене магнітне поле (майже симетричне динамо або ж динамо великої електропровідності). У теорії Брагинського рухи представляються у вигляді суми середньої симетричної і малої асиметричної частин, а неспівпадіння осей обертання і магнітного поля відображає малу асиметрію рухів.

Дослідження електромагнітних властивостей турбулентної плазми, розпочаті у 60-ті роки ХХ ст. під керівництвом фізика Штеєнбека (Інститут магнітогідродинаміки в Єні) у співпраці з теоретиками-астрофізиками Краузе і Редлером (Потсдамський інститут астрофізики) привели до створення електродинаміки для усереднених статистичних параметрів поля (англ. *mean field electrodynamics*), яка втрачає силу на відстанях порядку і менше кореляційної довжини або на проміжках часу порядку і менше кореляційного часу турбулентності. Таким чином, була побудована **макроскопічна електродинаміка середовища**, властивості якого визначаються не тільки газокінетичною електропровідністю  $\sigma$  і магнітною проникністю  $\mu$ , але й величинами, які характеризують

його турбулентність (ефективною турбулентною швидкістю  $u$ , кореляційною довжиною  $l$  і часом кореляції  $\tau$ , що пов'язані між собою співвідношенням  $u \approx l/\tau$ ). Урахування на наступному етапі зворотного впливу магнітного поля на турбулентні рухи розширило рамки теорії і завершилося створенням *макроскопічної МГД*, що стала основою для побудови моделей *турбулентного динамо* [227, 569]. Макроскопічна МГД набула широкого застосування в астрофізичних дослідженнях, оскільки в космічних умовах досить часто поле швидкостей розділене на два суттєво відмінних просторових масштаби, саме так, як вимагає теорія усередненого поля.

У межах макроскопічної МГД у замагніченій плазмі було виявлено три нові ефекти турбулентності, які є суттю сучасних теорій еволюції магнітних полів у турбулізованому середовищі. Основний ефект турбулентності, у разі спірального характеру рухів, полягає у збудженні макроскопічного (великомасштабного) магнітного поля, яке пов'язане з додатковим "турбулентним" електричним полем (т. зв.  $\alpha$ -ефект). Другий ефект турбулентності зумовлений неоднорідністю швидкості турбулентних пульсацій і густини турбулізованої плазми. Він проявляється у перенесенні магнітного поля відповідно вздовж градієнта турбулентної швидкості (макроскопічний турбулентний діаманетизм) і градієнта густини середовища (магнітна адвекція) [227, 460, 569]. Процеси перенесення спричиняють зміни масштабів поля, тому їх прийнято називати процесами перебудови магнетизму. Нарешті, третій ефект турбулентності пов'язаний із різким зменшенням електропровідності і магнітної проникності плазми, що зумовлює суттєве зменшення часу релаксації магнітних процесів.

Зауважимо, що протягом тривалого часу універсальним явищем у теорії турбулентності вважалася ідея спектрального перекачування енергії від більших (великомасштабних) турбулентних пульсацій в область маломасштабних збурень. Однак згодом з'ясувалося, що цілком можливий так званий зворотний каскад потоку енергії від малих масштабів до великих [126]. І саме це явище виявилось важливим для розробки теорій космічного магнетизму. Описані Бірманном [46] і Паркером [301] процеси показали, як

маломасштабні турбулентні рухи можуть викликати появу великомасштабних структур. Саме зворотний каскад потоку енергії є їхньою загальною рисою. Таке виникнення упорядкованого поля із неупорядкованого не порушує і другого начала термодинаміки, оскільки хаотичність турбулентності не є безладністю теплової рівноваги.

### 1.21. Рівняння для усереднених електродинамічних параметрів

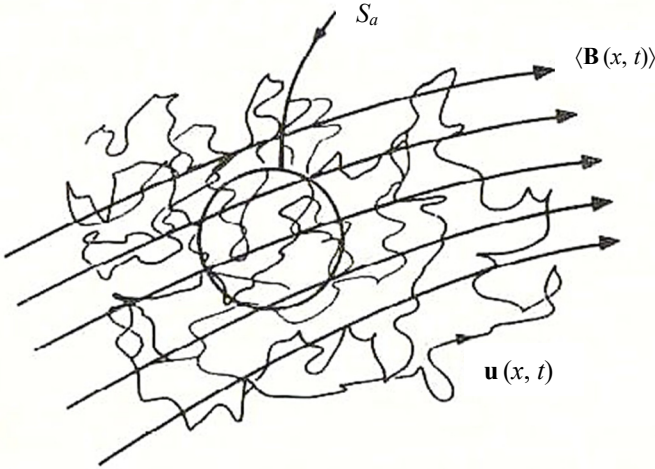
Теорія усередненого магнітного поля (УМП) базується на двомасштабному підході до рівнянь Максвелла і закону Ома для густини електричного струму в рухомому середовищі. У турбулентній плазмі всі розглядувані фізичні поля нерегулярно змінюються в просторі і часі. Для опису впливу турбулентності на властивості електропровідного середовища для всіх фізичних параметрів виділяють глобальні та флуктуаційні складові. Поле швидкості  $\mathbf{U}$  розділяється на глобальну (усереднену) швидкість (з характерним розміром  $L$  і часом зміни  $T$ ), властивості якої вважають відомими, і турбулентну (випадкову) швидкість  $\mathbf{u}$ , 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  $\mathbf{B}$  також виділяють великомасштабну і флуктуаційну (маломасштабну)  $\mathbf{b}$  складові. Для турбулентності властиво, що величини  $\mathbf{u}$  і  $\mathbf{b}$ , взяті в певній просторово-часовій точці, корелюють з деякою іншою величиною в іншій точці простору – часу, якщо тільки розділення цих точок не занадто велике. Усереднення (згладжування), для позначення якого використовують кутові дужки  $\langle \dots \rangle$ , виконується на сфері проміжного радіуса  $a$  ( $l \ll a \ll L$ ), тобто для будь-якої функції  $\Psi(x, t)$

$$\langle \Psi(x, t) \rangle_a = \frac{3}{4\pi a^3} \int_{|\xi| < a} \Psi(x + \xi, t) d^3\xi. \quad (66)$$

Так само усереднення можна вести за часовими проміжками  $t_0$ , які задовольняють умову ( $\tau \ll t_0 \ll T$ ). Тоді усереднена функція визначається як

$$\langle \Psi(x, t) \rangle_{t_0} = \frac{1}{2t_0} \int_{-t_0}^{t_0} \Psi(x, t + t_1) dt_1. \quad (67)$$

З математичної точки зору обидва усереднення можна ототожити з усередненням за ансамблем (тобто скрізь припускають ергодичність). Тому для позначення усереднених функцій використовують вирази  $\langle \psi(x, t) \rangle$  без індексів  $a$  або  $t_0$ . На рис. 14 показано схематичне зображення усереднення магнітного поля за просторовими масштабами турбулентності [277].



**Рис. 14.** Схематичне зображення випадкового поля швидкості  $\mathbf{u}(x, t)$ , що змінюється в малому масштабі  $l$ , і усередненого магнітного поля

$\langle \mathbf{B}(x, t) \rangle$ , що змінюється у великому масштабі  $L$ .

Усереднення ведеться по сфері  $S_a$  з радіусом  $a$ , який визначається нерівністю  $l \ll a \ll L$ .

Рисунок запозичено з монографії Г. Моффата [277]

Визначивши таким чином усереднені характеристики, для повних локальних полів можна записати

$$\mathbf{U} = \langle \mathbf{U} \rangle + \mathbf{u}, \quad \mathbf{B} = \langle \mathbf{B} \rangle + \mathbf{b}. \quad (68)$$

Так само можна подати решту електромагнітних параметрів:

$$\mathbf{H} = \langle \mathbf{H} \rangle + \mathbf{h}, \quad \mathbf{E} = \langle \mathbf{E} \rangle + \mathbf{e}, \quad \mathbf{j} = \langle \mathbf{j} \rangle + \mathbf{j}'. \quad (69)$$

За визначенням усі усереднені флуктуаційні складові фізичних параметрів рівні нулеві:  $\langle \mathbf{u} \rangle = \langle \mathbf{b} \rangle = \langle \mathbf{h} \rangle = \langle \mathbf{e} \rangle = \langle \mathbf{j}' \rangle = \mathbf{0}$ , тоді як середньоквадратична турбулентна швидкість має вигляд  $u = \langle \mathbf{u}^2 \rangle^{1/2}$ .

Мета електродинаміки усереднених полів полягає у встановленні співвідношень між усередненими (згладженими) параметрами полів  $\langle \mathbf{U} \rangle$ ,  $\langle \mathbf{B} \rangle$ ,  $\langle \mathbf{H} \rangle$ ,  $\langle \mathbf{E} \rangle$ ,  $\langle \mathbf{j} \rangle$ . Особливо – у визначенні відмінностей цих співвідношень, зумовлених турбулентністю, порівняно із співвідношеннями між локальними "повними" величинами  $\mathbf{U}$ ,  $\mathbf{B}$ ,  $\mathbf{H}$ ,  $\mathbf{E}$ ,  $\mathbf{j}$ . При цьому властивості усередненої швидкості  $\langle \mathbf{U} \rangle$  і деякі властивості турбулентного поля швидкостей  $\mathbf{u}$  вважаються відомими. *А відмінність неминуче виникне, оскільки в законі Ома для усередненого поля фігуруватиме новий ненульовий член  $\sigma \langle \mathbf{u} \times \mathbf{b} \rangle / c$ , зумовлений нелінійністю.* Для більшості астрофізичних об'єктів швидкість  $\langle \mathbf{U} \rangle$  описує осесиметричне неоднорідне обертання, а швидкість  $\mathbf{u}$  характеризує турбулентні рухи в конвективних зонах або в міжзоряному середовищі.

Якщо вирази (68) і (69) внести в рівняння Максвелла й закон Ома і виконати операції усереднення, вплив фактора турбулентності проявляється у виникненні додаткового "турбулентного" електричного поля [227, 337, 379, 381, 460, 569]

$$\mathbf{e} = \langle \mathbf{u} \times \mathbf{b} \rangle / c \quad (70)$$

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

$$\langle \mathbf{j} \rangle = \sigma \left\{ \langle \mathbf{E} \rangle + \frac{1}{c} (\langle \mathbf{U} \rangle \times \langle \mathbf{B} \rangle) + \frac{1}{c} \langle \mathbf{u} \times \mathbf{b} \rangle \right\}, \quad (71)$$

і додаткового члена ( $c \cdot \text{rot} \mathbf{e}$ ) – в рівнянні індукції для усередненого поля (див. далі) [227, 337, 379, 381, 460, 569]. *Основне завдання теорії УМП* власне і полягає у розрахунку усередненого турбулентного електричного поля  $\mathbf{e}$  і відповідно додаткового усередненого струму  $\langle \mathbf{j}' \rangle = \sigma \langle \mathbf{u} \times \mathbf{b} \rangle / c$ . При розрахунках приймаються деякі припущення щодо форми виразу  $\langle \mathbf{u} \times \mathbf{b} \rangle$ .

Зазвичай розглядається *псевдоізотропна турбулентність*, а потік речовини не є інваріантним стосовно відбиттів щодо початку координат (дзеркально-несиметрична або ж відбивально неінваріантна турбулентність:  $\mathbf{u}^{\text{re}}(x, t) = -\mathbf{u}(-x, t)$ ; індекс "ref" позначає

дзеркальну величину) [227]. Відсутність симетрії може спричинятися швидким обертанням або стратифікацією речовини. Необхідно зауважити, що разом із  $\mathbf{u}$  при відбитті мусять змінити знак і вектори  $\mathbf{j}$  і  $\mathbf{E}$ . Тоді як величина  $\mathbf{V}$  згідно з визначенням  $\text{rot } \mathbf{V} = (4\pi/c) \cdot \mathbf{j}$  залишається незмінною ( $\mathbf{V}^{\text{ref}} = \mathbf{V}$ ), оскільки математична операція  $\text{rot}$  є вектором ( $\text{rot}^{\text{ref}} = -\text{rot}$ ). Нагадаємо, що вектори, які поводяться як  $\mathbf{u}$ ,  $\mathbf{j}$  і  $\mathbf{E}$ , називаються полярними векторами, а подібні до  $\mathbf{V}$  – аксіальними або ж псевдовекторами. За визначенням, скалярний добуток полярного і аксіального векторів є псевдоскаляром, а векторний добуток цих величин – полярним вектором. Тому турбулентне електричне поле  $\boldsymbol{\varepsilon} = \langle \mathbf{u} \times \mathbf{b} \rangle / c$  буде, звісно, полярним вектором.

Оскільки флуктуаційну магнітну індукцію  $\mathbf{b}$  збуджують турбулентні рухи  $\mathbf{u}$ , то існує кореляція між  $\mathbf{u}$  і  $\mathbf{b}$ , так що усереднений векторний добуток випадкових флуктуацій  $\langle \mathbf{u} \times \mathbf{b} \rangle$  може відрізнятися від нуля. Маломасштабні турбулентні рухи  $\mathbf{u}$ , взаємодіючи з глобальним магнітним полем  $\langle \mathbf{V} \rangle$ , створюють флуктуаційне магнітне поле  $\mathbf{b}$  у малому масштабі  $l$

$$\mathbf{b} \approx \tau \text{rot} (\mathbf{u} \times \langle \mathbf{V} \rangle) / c \quad (72)$$

і підтримують згладжене поле  $\langle \mathbf{V} \rangle$  у значно більшому масштабі  $L$

$$\langle \mathbf{V} \rangle \approx \tau \text{rot} \langle \mathbf{u} \times \mathbf{b} \rangle / c, \quad (73)$$

так що повне локальне поле становитиме  $\mathbf{V} = \langle \mathbf{V} \rangle + \mathbf{b}$ .

Глобальне магнітне поле, яке значно відрізняється за масштабом від турбулентних рухів, "відчуває" їх за деякими грубими, усередненими характеристиками. Якими б складними не були рухи, вони впливатимуть на великомасштабне поле тільки через величини на кшталт середньої енергії, середнього масштабу, усередненої в'язкості протяжних ділянок тощо. Тому і в рівняння для великомасштабного поля вони увійдуть тільки у вигляді певних коефіцієнтів. Можна сподіватися, що і нелінійність виявлятиметься в модифікації отриманих у лінійній теорії коефіцієнтів або ж у появі нових [457].

Зважаючи на виконання введеної вище процедури усереднення [227, 337, 379, 381, 460, 569], вираз для усередненої турбулентної е. р. с. набуває вигляду

$$\begin{aligned}\boldsymbol{\varepsilon} &= \frac{1}{c} \langle \mathbf{u} \times \mathbf{b} \rangle = \boldsymbol{\varepsilon}_{\text{gen}} + \boldsymbol{\varepsilon}_{\text{dif}} = \\ &= \frac{1}{c} \left\{ \alpha \langle \mathbf{B} \rangle - \frac{1}{2} \nabla v_T \times \langle \mathbf{B} \rangle - v_T \text{rot} \langle \mathbf{B} \rangle \right\},\end{aligned}\quad (74)$$

де  $\alpha \approx -(\tau/3) \langle \mathbf{u} \cdot \text{rot} \mathbf{u} \rangle$  – параметр спіральності турбулентних рухів,  $v_T \approx (1/3) \langle ul \rangle \approx (1/3) \langle \tau u^2 \rangle$  – турбулентна в'язкість.

## 1.22. Усереднений електричний струм і рівняння макроскопічної індукції

З'ясуємо, який сенс додаткових членів у формулі закону Ома.

**Останній член** частини виразу праворуч (74) – це е. р. с., пропорційна усередненій густині струму, негативний знак якої відповідає зменшенню електропровідності середовища під впливом турбулентності. Це кількісний опис передбачуваного раніше Р. Світом [395], І. Чада [99] і Ельзассером [120] збільшення коефіцієнта магнітної дифузії в турбулентному середовищі порівняно з нерухомим, і сформульованої Дж. Бетчелором [30] магнітогідродинамічної дії турбулентності в електропровідній рідині.

**Другий член** частини виразу праворуч (74) описує турбулентне витіснення УМП із області з підвищеною інтенсивністю турбулентності в ділянки з менш розвинутою турбулентністю, яке на прикладі двовимірної турбулентності відкрив у 1956 р. Зельдович [480].

Питання про роль дифузійного турбулентного електричного поля

$$\boldsymbol{\varepsilon}_{\text{dif}} = \frac{1}{c} \left\{ -\frac{1}{2} \nabla v_T \times \langle \mathbf{B} \rangle - v_T \text{rot} \langle \mathbf{B} \rangle \right\} \quad (75)$$

розглянемо далі. Натомість зосередимо увагу на **головному ефекті** турбулентного електропровідного середовища, сконцентрованому у першому членові частини виразу праворуч (74).

**Якісно цілком новим є саме цей член**, який характеризує виникнення додаткового електричного поля

$$\boldsymbol{\varepsilon}_{\text{gen}} = \alpha \langle \mathbf{B} \rangle / c, \quad (76)$$

паралельного чи антипаралельного, залежно від знака параметра  $\alpha$ , напрямку усередненого поля  $\langle \mathbf{V} \rangle$ . Можливість появи наведеного (індукованого) електричного поля  $\mathbf{E}_{\text{gen}} = \alpha \langle \mathbf{V} \rangle / c$ , **паралельного напрямку згладженого поля  $\langle \mathbf{V} \rangle$**  у середовищі, яке в середньому є нерухомим, але перебуває в стані турбулентних рухів, *разюче суперечить звичній картині в класичній електродинаміці*, коли індуковане регулярними рухами зі швидкістю  $\mathbf{U}$  електричне поле  $(\mathbf{U} \times \mathbf{V}) / c$  завжди перпендикулярне до напрямку магнітного поля  $\mathbf{V}$ . Параметр **гіротропної (звинтової) турбулентності  $\alpha$**  був введений Штеєнбеком, Краузе і Редлером [227, 379, 381, 569]. Виникнення турбулентного електричного поля  $\mathbf{E}_{\text{gen}}$  завдяки спіральності дослідники назвали  **$\alpha$ -ефектом**. Незважаючи на довільність, цей термін досить міцно укоренився в науковій літературі, а сам  $\alpha$ -ефект відтоді є *суттю сучасної теорії турбулентного динамо*.

Нагадаємо, що вперше цей ефект із фізичних міркувань виявив Паркер [301] і евристично ввів параметр **циклонічності**, що майже збігається з уведеним пізніше параметром **гіротропності  $\alpha$** . Згодом (у 1978 р.) Моффат [277] запровадив термін **спіральна (англ. *helical*) турбулентність**, який нині став загальноновживаним. Саме асиметричність поля швидкостей спіральної турбулентності дозволила *обійти обмеження антидинамо-теорему Каулінга* [95] щодо збудження магнетизму гідродинамічними рухами плазми (неможливість збудження стаціонарного осесиметричного поля симетричними рухами).

З урахування виразу (74) закон Ома (71) для усередненого турбулентного електричного струму набуває вигляду [379, 381]

$$\langle \mathbf{j} \rangle = \sigma \left\{ \langle \mathbf{E} \rangle + \frac{1}{c} \left( \langle \mathbf{U} \rangle \times \langle \mathbf{B} \rangle + \alpha \langle \mathbf{V} \rangle - \frac{1}{2} \nabla v_T \times \langle \mathbf{B} \rangle - v_T \text{rot} \langle \mathbf{B} \rangle \right) \right\}, \quad (77)$$

який після перетворень за схемою:  $\langle \mathbf{j} \rangle = \sigma(\mathbf{X} - \mathbf{Y}) = \sigma \mathbf{X}(1 - \mathbf{Y}/\mathbf{X}) = \sigma_T \mathbf{X}$ , де  $\mathbf{X} = \langle \mathbf{E} \rangle + (1/c) \{ [\langle \mathbf{U} \rangle \times \langle \mathbf{B} \rangle] + \alpha \langle \mathbf{V} \rangle - (1/2) \nabla v_T \times \langle \mathbf{B} \rangle \}$ ,  $\mathbf{Y} = v_T \text{rot} \langle \mathbf{B} \rangle$ ,  $\sigma_T = \sigma(1 - \mathbf{Y}/\mathbf{X})$  можна переписати таким чином:

$$\langle \mathbf{j} \rangle = \sigma_T \left\{ \langle \mathbf{E} \rangle + \frac{1}{c} \left( \langle \mathbf{U} \rangle \times \langle \mathbf{B} \rangle + \alpha \langle \mathbf{V} \rangle - \frac{1}{2} \nabla v_T \times \langle \mathbf{B} \rangle \right) \right\}, \quad (78)$$

де

$$\sigma_T = \sigma \left\{ 1 - \frac{v_T \text{rot} \langle \mathbf{B} \rangle}{\langle \mathbf{E} \rangle + \frac{1}{c} \left( \langle \mathbf{U} \rangle \times \langle \mathbf{B} \rangle + \alpha \langle \mathbf{B} \rangle - \frac{1}{2} \nabla v_T \times \langle \mathbf{B} \rangle \right)} \right\} = \quad (79)$$

$$= \frac{\sigma}{\left( 1 + \frac{v_T}{v_m} \right)^{1/2}},$$

коефіцієнт турбулентної електропровідності, який кількісно описує зменшення провідності в турбулентній плазмі [227, 337, 379, 381, 460, 569].

У космічних умовах завжди виконується співвідношення  $v_T \gg v$ , тому  $\sigma_T \ll \sigma$ , а магнітне число Рейнольдса набуває величезних значень  $R_m = v_T/v_m \gg 1$  (підрозд. 2.11). Хоча додатковий електричний струм

$$\langle \mathbf{j} \rangle^* = \sigma_T \boldsymbol{\varepsilon}_{\text{gen}} = \frac{\sigma_T \alpha}{c} \langle \mathbf{B} \rangle \quad (80)$$

і незначний, але коли його збудження відбувається в досить протяжних ділянках  $L$ , то в цілому густина струму може досягати яких завгодно великих значень. Саме цей електричний струм і відіграє ключову роль у процесах самозбудження глобальних магнітних полів. Для здійснення збудження характерний розмір поля  $L$  космічного тіла має бути більший за критичний:  $L > L_{\text{кр}} = 2\pi v_T/\alpha$ . При надто малих значеннях  $\alpha$  величина  $L_{\text{кр}}$  може стати більшою за розмір власне об'єкта, і генерація припиниться. Тому генерація в космічних масштабах матиме місце за умови  $\alpha > 2\pi v_T/L$ .

Розглянемо рівняння індукції повного локального магнітного поля  $\mathbf{B} = \langle \mathbf{B} \rangle + \mathbf{b}$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \text{rot}(\mathbf{U} \times \mathbf{B}) - \text{rot}(v_m \text{rot} \mathbf{B}). \quad (81)$$

Усереднення цього рівняння відповідно до зазначеної вище процедури усереднення [227] приводить гідромагнітне рівняння для великомасштабного поля  $\langle \mathbf{B} \rangle$  до такого вигляду:

$$\frac{\partial \langle \mathbf{B} \rangle}{\partial t} = \text{rot}(\langle \mathbf{U} \rangle \times \langle \mathbf{B} \rangle) + c \text{rot} \boldsymbol{\varepsilon} - \text{rot}\{v_m \text{rot} \langle \mathbf{B} \rangle\}. \quad (82)$$

Після врахування виразу для додаткового електричного поля  $\mathbf{\epsilon}$  (74) це гідромагнітне рівняння можна переписати таким чином:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \langle \mathbf{B} \rangle}{\partial t} = & \text{rot} \{ \langle \mathbf{U} \rangle \times \langle \mathbf{B} \rangle + \alpha \langle \mathbf{B} \rangle \} - \\ & - \text{rot} \left\{ \frac{1}{2} \nabla v_T \times \langle \mathbf{B} \rangle + (v_m + v_T) \text{rot} \langle \mathbf{B} \rangle \right\}. \end{aligned} \quad (83)$$

Якщо з повного рівняння (81) вирахувати усереднене рівняння (83), то гідромагнітне рівняння для флуктуаційного (маломасштабного) поля матиме вигляд

$$\frac{\partial \mathbf{b}}{\partial t} = \text{rot} (\langle \mathbf{U} \rangle \times \mathbf{b} + \mathbf{u} \times \langle \mathbf{B} \rangle + \mathbf{G} - v_m \text{rot} \mathbf{b}), \quad (84)$$

де  $\mathbf{G} = \mathbf{u} \times \mathbf{b} - \langle \mathbf{u} \times \mathbf{b} \rangle$ .

Підводячи підсумки теорії УМП, випишемо основні рівняння макроскопічної МГД:

$$\begin{aligned} \langle \mathbf{j} \rangle = & \sigma \left\{ \langle \mathbf{E} \rangle + \frac{1}{c} \left( [\langle \mathbf{U} \rangle \times \langle \mathbf{B} \rangle] + \alpha \langle \mathbf{B} \rangle - \frac{1}{2} [\nabla v_T \times \langle \mathbf{B} \rangle] - v_T \text{rot} \langle \mathbf{B} \rangle \right) \right\} = \\ & = \sigma_T \left\{ \langle \mathbf{E} \rangle + \frac{1}{c} \left( [\langle \mathbf{U} \rangle \times \langle \mathbf{B} \rangle] + \alpha \langle \mathbf{B} \rangle - \frac{1}{2} [\nabla v_T \times \langle \mathbf{B} \rangle] \right) \right\}, \end{aligned} \quad (85)$$

$$\mathbf{\epsilon} = \frac{1}{c} \langle \mathbf{u} \times \mathbf{b} \rangle = \mathbf{\epsilon}_{\text{gen}} + \mathbf{\epsilon}_{\text{dif}} = \frac{1}{c} \left\{ \alpha \langle \mathbf{B} \rangle - \frac{1}{2} \nabla v_T \times \langle \mathbf{B} \rangle - v_T \text{rot} \langle \mathbf{B} \rangle \right\}, \quad (86)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \langle \mathbf{B} \rangle}{\partial t} = & \text{rot} \{ \langle \mathbf{U} \rangle \times \langle \mathbf{B} \rangle + \alpha \langle \mathbf{B} \rangle \} - \\ & - \text{rot} \left\{ \frac{1}{2} \nabla v_T \times \langle \mathbf{B} \rangle + (v_m + v_T) \text{rot} \langle \mathbf{B} \rangle \right\}. \end{aligned} \quad (87)$$

Гідромагнітне рівняння (87) є фундаментом при побудові моделей підсилення і перебудови глобальних магнітних полів в астрофізичних умовах. *Перший член* цього рівняння у частині праворуч описує генерацію поля регулярними рухами ( $\Omega$ -ефект), *другий член* дає турбулентну генерацію ( $\alpha$ -ефект), *третій* відображає макроскопічний турбулентний діаманетизм, а *четвертий* – омичну дисипацію і турбулентну дифузію поля.

Перед тим, як перейти до аналізу нових турбулентних ефектів, слід зазначити суттєву роль, яку відіграють у гідромагнітному підсиленні магнітних полів їхні дифузія і дисипація. На перший

погляд, це може здаватися парадоксальним – адже турбулентна дифузія і омічна дисипація (величини яких визначаються відповідно коефіцієнтами  $\nu_T$  і  $\nu_m$ ) призводять до знищення полів. Водночас дифузія і дисипація виконують деякі важливі функції, які нагадують роль природного відбору біологічних видів. Загасання полів необхідне для контролю над необмеженим (за відсутності дисипації) зростанням маломасштабних магнітних полів у турбулентному середовищі. Без швидкого знищення маломасштабних полів турбулентні рухи незабаром будуть пригнічені магнетизмом, унеможлививши переміщення плазми і магнітного поля. Омічна дисипація і турбулентна дифузія дозволяють уникнути цієї магнітної катастрофи. Всесвіт турбулентний, незважаючи на існуючі в ньому магнітні поля. Турбулентна дифузія створює необхідність постійної генерації магнітного поля і водночас входить важливою складовою частиною в процес генерації. Процес динамо буде успішний, якщо гідродинамічні рухи, що підсилюють магнітне поле, перемагатимуть турбулентну дифузію і омічну дисипацію.

Зауважимо, що Г. Альфвен [4, 5, 451] і Л. Бірман та А. Шлютер [47] уперше сформулювали гіпотезу про те, що турбулентність приводить до росту маломасштабних магнітних полів, доки не буде досягнуто рівнорозподілення енергії між магнітним полем і турбулентними вихровими рухами:  $B^2/8\pi = (1/2)\rho u^2$ .

### 1.23. Спіральність (гіротропність) турбулентних рухів і $\alpha$ -ефект

Розглянемо більш детально питання про електродинамічний вплив турбулентності на замагнічену плазму. Проаналізуємо спочатку  $\alpha$ -ефект, а потім звернемося до макроскопічного діамагнетизму і магнітної дифузії турбулентної плазми. Коефіцієнт  $\alpha$  виражається в одиницях швидкості і є мірою інтенсивності спіральності (середньої швидкості обертання вихорів), тобто мірою *асиметрії* (правосторонньої або лівосторонньої) маломасштабного потоку плазми. Умова появи  $\alpha$ -ефекту полягає в тому, що усереднене значення кореляції  $\langle \mathbf{u} \cdot \text{rot } \mathbf{u} \rangle$  на великих відстанях повинно відрізнятись від нуля і мати певний знак. Нагадаємо, що швидкість  $\mathbf{u}$

змінює свій знак при відбитті відносно точки:  $\mathbf{u}^{\text{ref}}(x, t) = -\mathbf{u}(-x, t)$ . Тому добуток "спіну" на швидкість  $\mathbf{u} \cdot \text{rot } \mathbf{u}$  розглядається як дзеркально-несиметрична турбулентність, тобто при будь-якому перетворенні від правосторонньої до лівосторонньої систем відліку ця величина змінює знак на протилежний:

$$(\mathbf{u} \cdot \text{rot } \mathbf{u})^{\text{ref}} = \mathbf{u}^{\text{ref}} \cdot (\text{rot}^{\text{ref}} \mathbf{u}^{\text{ref}}) = -\mathbf{u} \cdot (-\text{rot}(-\mathbf{u})) = -(\mathbf{u} \cdot \text{rot } \mathbf{u}). \quad (88)$$

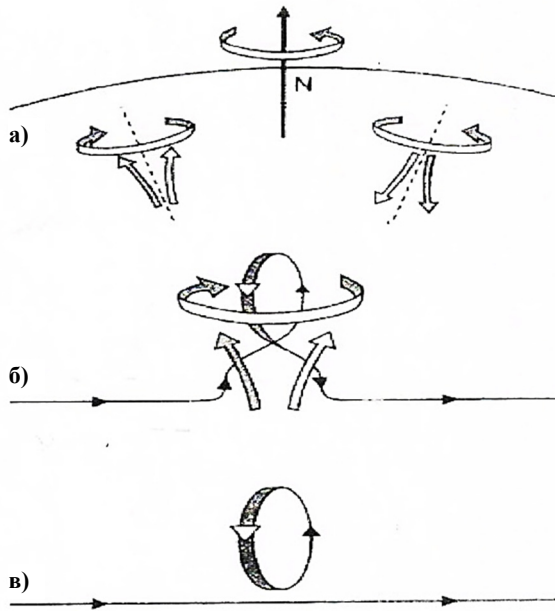
Вимога  $\langle \mathbf{u} \cdot \text{rot } \mathbf{u} \rangle \neq 0$  вказує на те, що турбулентність мусить мати переважне (правостороннє або лівостороннє) гвинтове закручування, яке забезпечуватиме асиметрію (спіральність) рухів.

Як це відбувається в космічній плазмі пояснимо на прикладі виникнення спіральності в конвективній зоні Сонця, яка обертається. Густина плазми в СКЗ зменшується (збільшується) при зміщенні по радіуса догори (донизу). Відповідно до моделей густина речовини при переході від дна СКЗ до поверхні зменшується на 5–6 порядків величини. Для наочності розглянемо ситуацію на полюсі Сонця (рис. 15), де радіальна швидкість  $\mathbf{u}_r$  паралельна вектору кутової швидкості  $\boldsymbol{\Omega}$ .

Конвективні комірки, що піднімаються або опускаються – з радіальною швидкістю  $\mathbf{u}_r$  – входять у ділянки з меншою (більшою) густиною, де розширюються (стискаються) з горизонтальною (тангенціальною) швидкістю  $\mathbf{u}_{\text{tg}}$ , щоб набути густини навколишньої плазми. Внаслідок дії сили Коріоліса  $2[\mathbf{u}_{\text{tg}} \boldsymbol{\Omega}]$  на горизонтальні складові швидкості  $\mathbf{u}_{\text{tg}}$ , конвективні комірки повертаються (закручуються) навколо вертикальної осі обертання зі швидкістю  $\mathbf{u}_{\text{rot}}$  у протилежних напрямках для висхідних і низхідних потоків (див. рис. 15 а). Якщо взяти операцію  $\text{rot}$  від швидкості певного повороту, отримаємо вектор  $\text{rot } \mathbf{u}_{\text{rot}}$ , паралельний вертикальній осі. Нагадаємо, що основний рух комірки радіальний  $\mathbf{u}_r$ , тобто також паралельний цій осі. Тому повна швидкість  $\mathbf{u} = \mathbf{u}_r + \mathbf{u}_{\text{tg}} + \mathbf{u}_{\text{rot}}$  характеризується відмінною від нуля спіральністю

$$\langle \mathbf{u} \cdot \text{rot } \mathbf{u} \rangle = \langle (\mathbf{u}_r + \mathbf{u}_{\text{tg}} + \mathbf{u}_{\text{rot}}) \cdot \text{rot}(\mathbf{u}_r + \mathbf{u}_{\text{tg}} + \mathbf{u}_{\text{rot}}) \rangle = \langle \mathbf{u}_r \cdot \text{rot } \mathbf{u}_{\text{rot}} \rangle \neq 0. \quad (89)$$

Горизонтальна магнітна силова лінія тороїдального поля закручується під впливом спірального поля швидкостей  $\langle \mathbf{u}_r \cdot \text{rot } \mathbf{u}_{\text{rot}} \rangle \neq 0$  (див. рис. 15 б).



**Рис. 15.** Схема виникнення спірального поля швидкостей  $\langle \mathbf{u} \cdot \text{rot } \mathbf{u} \rangle \neq 0$  і збудження полоїдального магнітного поля під дією спіральності на тороїдальне магнітне поле в північній півсфері СКЗ: а) конвективні комірки, що піднімаються (ліворуч) або опускаються (праворуч), під дією сили Коріоліса повертаються навколо вертикальної осі обертання, набуваючи спірального поля швидкостей  $\langle \mathbf{u}_r \cdot \text{rot } \mathbf{u}_{\text{rot}} \rangle \neq 0$ ; б) закручування горизонтальної магнітної силової лінії тороїдального поля під впливом спірального поля швидкостей; в) зорієнтована в меридіональному напрямку маломасштабна магнітна петля

Турбулентна дифузія об'єднує маломасштабні магнітні петлі (див. рис. 15 в) в об'ємі СКЗ в одне ціле, утворюючи глобальне полоїдальне магнітне поле.

Для отримання сумарного ефекту закручування певного знака необхідна деяка асиметрія між висхідними і низхідними потоками. Головною причиною асиметрії є стратифікація, зумовлена розширенням висхідних комірок та стисканням низхідних. Інші

причини можуть бути пов'язані з топологією, оскільки плазма піднімається переважно в центрі конвективної комірки і опускається на її краях, і магнітною плавучістю, що сприяє підйому намагніченої плазми. Результуюча комбінація радіального і обертального рухів приводять у досить протяжних ділянках до переважання в північній півсфері лівогвинтового, а в південній – правогвинтового закручування [227, 460].

Розглянутий тип спіральності, пов'язаний із *неоднорідністю густини* в ротаційній турбулізованій конвективній зоні, був запропонований Паркером [47] у 1955 р. Згодом Штеєнбек, Краузе і Редлер [381] у 1966 р. теоретично обґрунтували, що подібна спіральність може утворюватися також внаслідок *неоднорідної інтенсивності турбулентності* (див. вираз (91)). Цей класичний тип спіральності, який збуджується у всьому об'ємі СКЗ, прийнято називати *кінетичним  $\alpha$ -ефектом* Паркера–Штеєнбека–Краузе або ж *конвективним  $\alpha$ -ефектом*, оскільки ключову роль у його виникненні відіграє турбулізована конвекція.

По суті, Паркер мовою в заморожених магнітних полів, конвективних комірок і спливаючих закручених магнітних петель запропонував якісну модель конвективної *магнітної циклонічності*, в якій сила Коріоліса діє на горизонтальні складові швидкості стікаючої вниз речовини у спливаючих магнітних конвективних комірках. Внесок Штеєнбека, Краузе і Редлера полягає в математичному підході до тих же процесів мовою статистичних усереднень і кореляційних тензорів турбулентності.

Другий тип  $\alpha$ -ефекту, запропонований Горесом Бєбкою [17] у 1961 р. і математично обґрунтований Р. Лейтоном [253] у 1969 р., пов'язаний із поверхневими активними магнітними областями на Сонці.

В обох випадках спіральність поля турбулентних швидкостей, необхідна для збудження  $\alpha$ -ефекту, виникає в результаті впливу сили Коріоліса на горизонтальні рухи речовини, проте ці рухи в запропонованих механізмах мають різну природу. "Класичний" кінетичний механізм  $\alpha$ -ефекту Паркера–Штеєнбека–Краузе опирається на рухи, які виникають унаслідок *термічної конвекції*, тоді як у механізмові Бєбкока–Лейтона береться до уваги *маг-*

нітна плавучість. Історично сталося так, що в більшості теоретичних досліджень упродовж тривалого часу до розгляду залучалася переважно *кінетична версія*  $\alpha$ -ефекту, який функціонує у всьому об'ємі СКЗ. І тільки останніми роками дослідники згадали про трюхи вже забутий *поверхневий*  $\alpha$ -ефект. Відповідно, спочатку зосередимо увагу на висвітленні ролі кінетичного  $\alpha$ -ефекту в механізмах збудження сонячного магнетизму, тоді як особливості застосування поверхневого  $\alpha$ -ефекту опишемо далі (підрозд. 1.24).

Надзвичайною особливістю турбулентності в астрофізичних умовах, і зокрема на Сонці, є природне виникнення в ній спіральності  $\langle \mathbf{u} \cdot \text{rot } \mathbf{u} \rangle \neq 0$  завдяки взаємодії обертання  $\Omega$  з неоднорідною турбулізованою плазмою. Кількісно ця властивість описується параметром спіральності [227]

$$\alpha(r, \theta) = \alpha(r) \cos \theta, \quad (90)$$

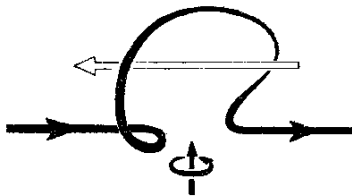
$$\begin{aligned} \alpha(r) &\approx -\frac{\tau}{3} \langle \mathbf{u} \cdot \text{rot } \mathbf{u} \rangle \approx -\frac{2}{3} \Omega l^2 \nabla \ln(\rho u) = \\ &= -\frac{2}{3} \Omega^2 \left( \frac{\nabla \rho}{\rho} + \frac{\nabla u}{u} \right) = \alpha^{\rho}(r) + \alpha^u(r), \end{aligned} \quad (91)$$

де  $r$  – відстань від центра Сонця,  $\theta$  – полярний кут,  $\rho$  – густина речовини,  $\nabla \equiv \partial/\partial r$  – радіальний градієнт. Параметр спіральності  $\alpha(r, \theta)$  (90) має різні знаки в північній ( $0 < \theta < \pi/2$ ) і південній ( $\pi/2 < \theta < \pi$ ) півсферах (набуваючи нульового значення на екваторі). Із виразу (91) видно, що для існування в природі спіральних рухів поле турбулентних швидкостей мусить мати принаймні два переважних напрямки:  $\Omega$  і  $\nabla \ln(\rho u)$ . Тобто спіральність певного знака виникає у ротаційному турбулентному середовищі за наявності градієнта густини речовини  $\rho$  і/або градієнта ефективної турбулентної швидкості  $u = \langle \mathbf{u}^2 \rangle^{1/2}$ .

За умови вмороженості магнітного поля в плазму спіральна турбулентність приводить до  $\alpha$ -ефекту – збуджує електричне поле  $\mathbf{\epsilon}_{\text{gen}} = \alpha \langle \mathbf{V} \rangle / c$ , з яким пов'язаний електричний струм  $\langle \mathbf{j} \rangle^* = \sigma_T \mathbf{\epsilon}_{\text{gen}}$  (рис. 16), необхідний для самопідтримання глобального магнетизму:  $\text{rot } \langle \mathbf{V} \rangle = (4\pi/c) \langle \mathbf{j} \rangle^*$ . На Сонці спіральні рухи, діючи на тороїдальне магнітне поле  $\mathbf{V}_T$ , забезпечують згідно із законом  $\partial \mathbf{V}_r / \partial t = \alpha \text{rot } \mathbf{V}_T$  генерацію полоїдального поля  $\mathbf{V}_r$ .

При досить інтенсивній спіральності  $\alpha$ -ефект збуджує магнітні поля, які можуть протистояти омичним виснаженням, відкриваючи шлях до пояснення походження космічних магнітних полів. Серед дослідників магнетизму Сонця  $\alpha$ -ефект набув широкого застосування як одна із двох базових складових моделі турбулентного динамо, що сприяє регенерації полоїдального поля із тороїдального, тим самим досить просто замикаючи сонячний динамо-цикл [227, 460].

Зазначимо, що в Інституті фізики Академії наук Латвії у лабораторних умовах штучно створено поле швидкості з негативною усередненою спіральністю і експериментально підтверджено  $\alpha$ -ефект. У поставленому в 1968 р. М. Штеєнбеком, І. Кирком, А. Гайлітисом та ін. [568] експерименті сформовано турбулентний потік рідкого натрію ( $Re = (2-5) \times 10^5$ ) з розподілом швидкостей за гвинтовою симетрією. У ході дослідження рідкий натрій протікав через установку, в якій система мідних стінок утворювала два переплетених взаємно перпендикулярних потоки. Водночас між натрієм і мідними стінками, що розділяли потоки, був забезпечений абсолютний електричний контакт. У результаті вздовж зовнішнього магнітного поля  $\langle \mathbf{V} \rangle$ , згенерованого за допомогою соленоїда, сформувалося поле швидкості рідкого натрію у вигляді ступінчатого повороту вектора  $\mathbf{u}$ . При цьому дзеркальна симетрія була відсутня. З'ясувалося, що такий потік рідкого натрію збуджує електрорушійну силу  $\mathbf{\epsilon}$  вздовж зовнішнього магнітного поля  $\langle \mathbf{V} \rangle$ . Знак індукованої е. р. с. не залежить від напрямку швидкості (потіку натрію) і змінюється з переорієнта-



**Рис. 16.** В умовах вмороженості магнітна силова трубка під дією спірального руху набуває форми закрученої літери  $\Omega$ .

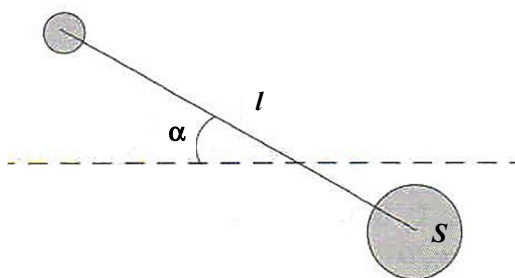
Петля супроводжується струмом  $\mathbf{j} = \sigma_T \mathbf{\epsilon} = \sigma_T \alpha \langle \mathbf{V} \rangle / c$ , який у випадку правогвинтових спіральних рухів має компоненту, антипаралельну початковому магнітному полю. Лівогвинтовий спіральний рух спричиняє струм, паралельний УМП.

Рисунок запозичено з монографії Г. Моффата [277]

цією зовнішнього магнітного поля. Таким чином, було підтверджено існування  $\alpha$ -ефекту, оскільки згідно з теоретичними передбаченнями величина е.р.с., збудженої спіральним потоком плазми, є пропорційна квадрату швидкості потоку й величині магнітного поля, тоді як її знак залежить тільки від напрямку зовнішнього поля:  $\epsilon_{\text{gen}} = \alpha \langle \mathbf{V} \rangle / c \sim u^2 \langle \mathbf{V} \rangle$  (див. вирази (76) і (91)).

## 1.24. Поверхневий $\alpha$ -ефект Бєбкока–Лейтона

Останнім часом настав ренесанс щодо вивчення поверхневого  $\alpha$ -ефекту Бєбкока–Лейтона. Виявилось, що механізм  $\alpha$ -ефекту Бєбкока–Лейтона заслуговує на не меншу увагу [253], оскільки його властивості можна оцінити за статистичними властивостями спостережених сонячних плям, на відміну від необхідності теоретичних розрахунків кінетичного параметра Паркера–Штеєнбека–Краузе. Альфа-ефект Бєбкока–Лейтона пов'язаний із правилом Джоя [149], згідно з яким осі біполярних магнітних груп плям орієнтовані під певним кутом до широтного напрямку схід–захід, так що західні (відносно напрямку обертання) плями розташовані в середньому ближче до екватора за східні хвостові плями (рис. 17).



**Рис. 17.** Ілюстрація правила Джоя орієнтації біполярних магнітних груп плям:  $S$  – площа найбільшої плями в групі,  $l$  – відстань між центрами протилежних магнітних полярностей,  $\alpha$  – кут нахилу магнітних осей біполярних груп плям до широтного напрямку. Пунктирна лінія показує локальну сонячну паралель у північній півкулі, екватор розташований унизу, тому кут нахилу  $\alpha$  – позитивний.  
Рисунок запозичено з роботи [207]

Середній позитивний кут нахилу  $\alpha$  (англ. *tilt angle*) впродовж циклу становить близько  $4^\circ$ , змінюючись при цьому від декількох градусів (для груп поблизу екватора) до  $8\text{--}10^\circ$  для високоширотних груп. Нахил осі біполярних груп зумовлений дією сили Коріоліса на горизонтальні складові швидкості стікання речовини донизу в спливаючих тороїдальних магнітних трубках. Сила Коріоліса повертає магнітні силові дуги, що утворюють плями, під певними кутами до екваторіального напрямку. Вони зростають при збільшенні геліошироти (зменшенні полярного кута  $\theta$ ), оскільки коріолісове прискорення пропорційне величині  $\cos \theta$ .

Через обмежений кінцевий кут нахилу магнітне поле активних ділянок містить полоїдальну (меридіональну) складову. Маломасштабні полоїдальні компоненти магнітних петель, які з'єднують плями з протилежними полярностями, роблять меридіональний внесок у глобальне полоїдальне поле в процесі розпаду активних областей упродовж циклу. При цьому маломасштабні меридіональні внески мають протилежне спрямування відносно орієнтації загасаючого глобального полоїдального поля  $\mathbf{V}_p$  поточного циклу. Наприкінці циклу головні плями біполярних груп дифундують через екватор, де їхні магнітні потоки взаємно анігілюються внаслідок протилежних полярностей головних плям у кожній півсфері. Водночас магнітні потоки хвостових плям дифундують у протилежному від екватора напрямку. Турбулентна дифузія об'єднує ці маломасштабні магнітні флуктуації в більші утворення, а поверхнева меридіональна циркуляція переносить їх до полюсів Сонця [253]. Спочатку тут відбувається погашення магнітного потоку поточного циклу, а потім накопичення магнітного потоку протилежної полярності, що, зрештою, спричиняє зародження нового глобального полоїдального поля протилежного знака ( $-\mathbf{V}_p$ ) в наступному циклі. Це і є суттю нелокального поверхневого  $\alpha$ -ефекту Беккока–Лейтона [17, 253], який забезпечує регенерацію полоїдального магнітного поля наприкінці поточного циклу, необхідну для пояснення зміни магнітної полярності плям у наступному циклі.

Важливо, що описаний механізм пов'язаний зі спостереженими характеристиками магнітних активних областей. Тому його внесок у генерацію полоїдального магнітного поля можна оцінити на

підставі статистичної обробки спостережених даних. Згідно з [207] внесок плям активних областей у полоїдалне поле є сумірний їхньому магнітному потоку, пропорційному площі плям. З огляду на це, загальний внесок усіх спостережених активних областей за певний проміжок часу окремого циклу в полоїдалне поле нового циклу описується параметром *магнітної потужності плям* поточного циклу  $B$ , який визначається як сумарний добуток

$$B = \sum S_i l_i \sin \alpha_i, \quad (92)$$

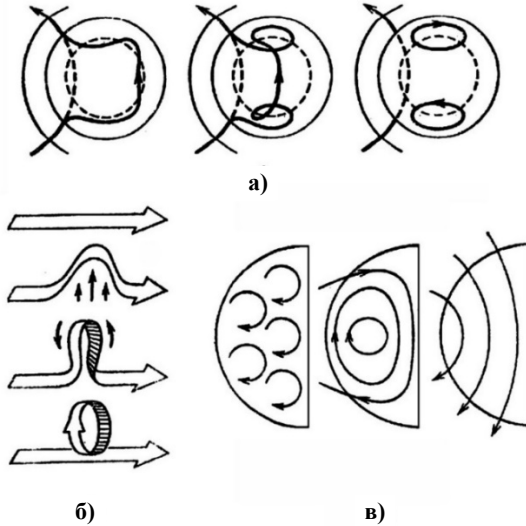
де  $S_i$  – площа найбільшої плями в певній групі,  $l_i$  – відстань між зваженими центрами протилежних магнітних полярностей,  $\alpha_i$  – кут нахилу магнітних осей біполярних груп плям до широтного напрямку. Підсумовування проводять за всіма активними областями, що спостерігаються в певний проміжок часу. Його індекс  $i$  відповідає окремій групі плям, а зазначені параметри беруть для фази максимального розвитку кожної групи. У тих випадках, коли підсумовування у виразі (92) виконується за весь сонячний цикл, величину  $B$  позначають як  $B_{\text{сус}}$  [207].

## 1.25. Сценарій сонячного магнітного циклу – модель $\alpha\Omega$ -динамо

Найбільшого поширення серед дослідників набули уявлення про те, що сонячні магнітні поля генеруються завдяки турбулентному динамо-процесу. Роль динамо-машини на Сонці відіграє його конвективна зона, в якій поле швидкостей природно розділене на великомасштабну (обертання) і маломасштабну (турбулентна конвекція) складові. І надзвичайно важливо, що в результаті взаємодії (обертання з кутовою швидкістю  $\Omega$ ) і турбулентної конвекції, яка характеризується полем швидкостей  $\mathbf{u}$ , тут створюється специфічна комбінація *диференційного обертання* і *спіральної конвекції*. Під впливом обертання (коріолісової сили) в умовах сильного вертикального градієнта густини плазми турбулізовані конвективні рухи в підфотосферних шарах набувають анізотропного і спірального характеру, тоді як внаслідок анізотропії

конвекції обертання стає неоднорідним (диференційним) [227, 380, 446, 460, 527, 569].

Тороїдальне поле зазвичай створюється досить просто. Як з'ясовано у підрозділі 1.19, диференційне обертання  $\Omega(r, \theta)$ , діючи на полоїдальне поля  $\mathbf{V}_P$ , генерує тороїдальну компоненту  $\mathbf{V}_T$ . На рис. 18 а відображено схему цього фізичного процесу.



**Рис. 18.** Схема  $\alpha\Omega$ -динамо в сонячній конвективній зоні: а)  $\Omega$ -ефект: диференційне обертання, діючи на полоїдальне магнітне поле, генерує тороїдальну складову поля; б)  $\alpha$ -ефект: спіральні турбулентні рухи, закручуючи фрагменти тороїдального поля, які піднімаються догори, генерує маломасштабні елементи оберненого полоїдального поля; в) зорієнтовані в меридіональній площині маломасштабні магнітні поля і нове глобальне полоїдальне поле антипаралельного спрямування щодо його вихідної орієнтації

Перейдемо до математичного опису МГД процесів у СКЗ. Якщо в частині рівняння праворуч (87) брати до уваги тільки перший генераційний член, отримаємо рівняння індукції, яке описує  $\Omega$ -ефект

$$\partial \mathbf{V}_T / \partial t = \text{rot}(\mathbf{U}_T \times \mathbf{V}_P) + (\mathbf{v}_m + \mathbf{v}_T) \Delta \mathbf{B}_T = r \sin \theta (\mathbf{B}_P \nabla) \Omega \mathbf{i}_\phi + (\mathbf{v}_m + \mathbf{v}_T) \Delta \mathbf{B}_T, \quad (93)$$

де  $\mathbf{i}_\phi$  – азимутальний одиничний вектор,  $\nabla \equiv (\partial/\partial r) \mathbf{i}_r + (1/r)(\partial/\partial \theta) \mathbf{i}_\theta$ . При математичному опрацюванні рівняння (93) було використано формулу векторного аналізу

$$\text{rot}(\mathbf{U}_T \times \mathbf{B}_P) = (\mathbf{B}_P \nabla) \mathbf{U}_T - (\mathbf{U}_T \nabla) \mathbf{B}_P + \mathbf{U}_T \text{div} \mathbf{B}_P - \mathbf{B}_P \text{div} \mathbf{U}_T, \quad (94)$$

а також враховано подання лінійної швидкості  $\mathbf{U}_T$  через кутову швидкість  $\boldsymbol{\Omega}$ :  $\mathbf{U}_T = \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r} = r \sin \theta \boldsymbol{\Omega} \mathbf{i}_\phi$ , де  $r$  – відстань від центра Сонця. Тут і далі будемо брати до уваги радіальний градієнт кутової швидкості  $\nabla \boldsymbol{\Omega} \equiv \partial \boldsymbol{\Omega} / \partial r$ . Другий член частини рівняння праворуч (93) описує ефект турбулентного і омічного загасання, який обмежує величину наростаючого поля  $\mathbf{B}_T$ .

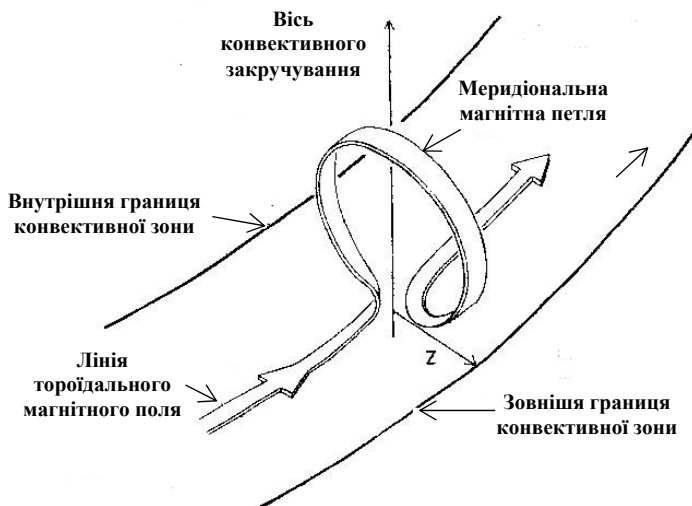
Найбільш важливою ланкою і каменем спотикання для дослідників тривалий час залишалася проблема зворотного зв'язку між тороїдальним і полоїдальним полями: як відтворити в наступному циклі полоїдальне поле протилежного спрямування (протилежної магнітної полярності) щодо його орієнтації (полярності) у попередньому циклі. Доки, нарешті, Паркер (у 1955 р.) вперше запропонував механізм регенерації полоїдального поля із тороїдального поля внаслідок індукційного ефекту циклонічної турбулентності [301]. Магнітні силові лінії спливаючих догори фрагментів тороїдального поля  $\mathbf{B}_T$  в умовах умороженості під впливом циклонічної конвекції (за термінологією Паркера) витягуються в магнітні петлі з ненульовою складовою у меридіональній площині (рис. 18 б; рис. 19). Далі маломасштабні магнітні поля об'єднуються турбулентною дифузиею в одне ціле, відновлюючи глобальне полоїдальне поле ( $-\mathbf{B}_P$ ) антипаралельного спрямування до вихідного поля  $\mathbf{B}_P$  (рис. 18 в), замикаючи тим самим сонячний динамо-цикл.

Тому саме  $\alpha$ -ефект макроскопічної МГД дозволяє здійснити необхідний зворотний зв'язок магнітних компонент і досить просто замкнути сонячний динамо-цикл [227, 460]. Усереднена турбулентна спіральність, діючи на тороїдальне поле  $\mathbf{B}_T$ , збуджує великомасштабний тороїдальний струм

$$\mathbf{j}_T = \frac{\sigma_T \alpha}{c} \mathbf{B}_T, \quad (95)$$

який своєю чергою збуджує нове полоїдальне поле  $\mathbf{B}_P$ , що має протилежну до його вихідного спрямування орієнтацію

$$\text{rot} \left( \frac{\mathbf{B}_P}{\mu_T} \right) = \frac{4 \pi}{c} \mathbf{j}_T = \frac{4 \pi \sigma_T \alpha}{c^2} \mathbf{B}_T. \quad (96)$$



**Рис. 19.** Схематичне зображення дії спірального потоку на торіодальне поле, що проявляється у піднятті та закручуванні силової лінії торіодального магнітного поля і завершується утворенням магнітної петлі, зорієнтованої в меридіональному напрямку. Переріз виконаний через конвективну зону перпендикулярно до осі обертання

Якщо в частині рівняння праворуч (87) взяти до уваги тільки другий генераційний член, то рівняння індукції, яке описує  $\alpha$ -ефект, набуває вигляду

$$\partial \mathbf{V}_P / \partial t = \text{rot} [\alpha \mathbf{V}_T + (v_m + v_T) \Delta \mathbf{V}_P]. \quad (97)$$

Нове полоїдальне поле внаслідок турбулентної дифузії (другий член у частині рівняння праворуч (97)) поступово згасає, однак диференційне обертання підсилює торіодальну компоненту (перший член у частині рівняння праворуч (93)), доки не настане реверсація полоїдального поля в епоху максимуму циклу плям. Після реверсації диференційне обертання починає генерувати нову торіодальну компоненту протилежного спрямування, так що сумарне торіодальне поле поступово зменшується. У міру його зменшення  $\alpha$ -ефект все ще підсилює нову полоїдальну компоненту, доки торіодальне поле не зникне в епоху нового мінімуму активності [205]. Далі в результаті диференційного обертання

розпочинається зростання тороїдальної компоненти нового спрямування, тобто повторюється описаний цикл, але з протилежними полярностями глобальних полів. Таким чином, реверсація полярностей глобальних магнітних полів в описаній схемі відбувається відповідно до спостереженого магнітного циклу Хейла.

Відображений на рис. 18 динамо-цикл описується системою рівнянь

$$\begin{array}{c} \Omega\text{-ефект} \\ \Downarrow \\ \partial \mathbf{V}_T / \partial t = r \sin \theta (\mathbf{V}_P \nabla) \Omega \mathbf{i}_\varphi + (v_m + v_T) \Delta \mathbf{V}_T, \end{array} \quad (98)$$

$$\begin{array}{c} \alpha\text{-ефект} \\ \Downarrow \\ \partial \mathbf{V}_P / \partial t = \text{rot} [\alpha \mathbf{V}_T + (v_m + v_T) \Delta \mathbf{V}_P]. \end{array} \quad (99)$$

Перші члени в частинах рівнянь індукції (98) і (99) праворуч відповідають за збудження магнітних полів диференціальним обертанням і  $\alpha$ -ефектом, а другі – за турбулентне і омичне загасання полів. Якщо генерація і турбулентна дифузія магнітних потоків урівноважені, вони забезпечують циклічний механізм самопідтримання тороїдальної і полоїдальної компонент великомасштабного магнітного поля, який прийнято називати моделлю  $\alpha\Omega$ -динамо [227, 380, 446, 460, 569]

$$\begin{array}{c} \alpha\Omega\text{-динамо-цикл} \\ \Downarrow\Downarrow \\ [\alpha\text{-ефект } (\alpha \neq 0) \rightarrow \mathbf{V}_T] + [\Omega\text{-ефект } (\partial\Omega/\partial r \neq 0) \rightarrow \mathbf{V}_P]. \quad (100) \\ \Downarrow \qquad \qquad \qquad \Downarrow \\ -\mathbf{V}_P \qquad \qquad \qquad \mathbf{V}_T \end{array}$$

Різновидом моделі  $\alpha\Omega$ -динамо, з огляду на сучасні уявлення, можна також вважати математично оформлену Лейтоном [253] феноменологічну модель Гореса Беккока [17] сонячного циклу. Лейтон увів у числову модель критичне значення тороїдального поля, яке визначає початок магнітного спливання поля і появу плям. Поширення і міграція магнітних ділянок на сонячній поверхні інтерпретуються кількісно в моделі як випадково блукаючий дифузійний процес, спричинений супергрануляційною конвекцією.

Чисельний експеримент Лейтона відтворив картину проявів основних динамо-ефектів у *поверхневих шарах* і став важливим кроком у дослідженні еволюції сонячного магнетизму на основі теорії динамо.

М. Пудовкін і О. Беневоленська [452, 544] усунули деякі недоліки моделі Лейтона при моделюванні сонячного циклу з урахуванням глибинного квазістаціонарного первісного полоїдального поля величиною в максимумі 0,5 Гс, спрямованого переважно на південь у сучасну епоху. Д. Буає і Е. Леві [53] розрахували модель циклу в присутності стаціонарного первісного меридіонального поля (величиною кілька гаусів), що проникає в ділянку дії  $\alpha\Omega$ -динамо в СКЗ знизу із променистого ядра. Симетричне первісне поле дипольного типу приводить до чергування більше і менше інтенсивних півциклів повного магнітного циклу, тоді як симетричний квадруполь викликає переважання магнітної активності в одній із півсфер Сонця в циклах із підвищеною інтенсивністю.

Зазначимо, що у випадку сильно розвиненої турбулентності  $\alpha$ -ефект і без залучення диференційного обертання може забезпечити збудження як полоїдальної, так і тороїдальної компонент усередненого поля (механізм  $\alpha^2$ -динамо) [227]. Цей механізм генерує не осцилюючі, а стаціонарні, поля, які притаманні земному динамо.

Турбулентна дифузія в моделях динамо відіграє декілька важливих функцій: об'єднує маломасштабні магнітні петлі в єдине згладжене поле, сприяє поширенню великомасштабного поля із області його генерації по всій СКЗ і, нарешті, що найважливіше, не допускає необмеженого зростання тороїдальної і полоїдальної компонент магнітного поля. Деяка частина вихідного магнітного потоку втрачається внаслідок його дифузії безпосередньо через сонячну поверхню, а решта – внаслідок омичної дисипації маломасштабного поля. Зауважимо, що магнітна плавучість також чинить обмеження на величину збуджених полів.

Механічна енергія диференційного обертання і турбулентної конвекції є джерелом постійного підживлення магнетизму Сонця в сучасну епоху, а відхилення від симетрії турбулентного поля спіральних швидкостей (дзеркально-несиметрична турбулентність) не допускає загасання динамо-процесу. Процес динамо буде успішний, якщо гідродинамічні рухи, що підсилюють магнітне поле, перемагатимуть турбулентну дифузію й омичну дисипацію.

Як згадувалося раніше, вперше гідромагнітну динамо-модель, основу на спільній дії циклонічної турбулентності і диференційного обертання, розглянув Паркер [301]. Розв'язок рівнянь індукції (93) і (97), які описують еволюцію компонент  $\mathbf{V}_T$  і  $\mathbf{V}_R$ , Паркер подав як зміщення магнітних хвиль (динамо-хвилі) від середніх широт до екватора (міграційне динамо)

$$\mathbf{V}_T \sim \mathbf{V}_0 \exp [t/\tau - i(q\mathbf{K}r)] \exp i(k\theta \pm t/\tau), \quad (101)$$

$$\mathbf{A} \sim -\mathbf{V}_0 \sqrt{2} \cdot \omega/k(\partial\Omega/\partial r) \cdot \exp [t/\tau - i(q\mathbf{K}r)] \exp i(k\theta \pm t/\tau + \pi/4), \quad (102)$$

де

$$K = (\alpha G/v_T^2)^{1/3} = N_D^{1/3} k \approx N_D^{1/3}/\lambda \quad (103)$$

хвильове число динамо-хвилі, яке характеризує масштаб зміни поля,

$$N_D = (K\lambda)^3 = \alpha G/v_T^2 k^3 \approx \alpha G\lambda^3/v_T^2 \quad (104)$$

безрозмірне динамо-число, що характеризує потужність динамо-процесу, амплітуда поля  $\mathbf{V}_0$  визначається початковими умовами,  $k$  – звичайне хвильове число,  $q = k/K$  – безрозмірне хвильове число,  $G = r \partial\Omega/\partial r$  – міра радіального диференційного обертання,  $\lambda \approx 1/k$  – характерний розмір області динамо (масштаб поля) при модельних розрахунках. Динамо-число зручно подавати через безрозмірні магнітні числа

$$R_\alpha = \alpha\lambda/v_T, \quad R_\Omega = G\lambda^2/v_T, \quad (105)$$

які характеризують відповідно інтенсивності  $\alpha$ - і  $\Omega$ -ефектів:  $N_D = R_\alpha R_\Omega$ . Швидкість утворення або знищення поля визначається показником зростання поля

$$\text{Re}(1/\tau) = \pm |^{1/2} \alpha G k|^{1/2} - v_T^2 k, \quad (106)$$

а частота осциляцій поля  $\omega$  – величиною

$$\text{Im}(1/\tau) = \pm |^{1/2} \alpha G k|^{1/2} \quad (\text{при } \alpha G k > 0), \quad (107)$$

або

$$\text{Im}(1/\tau) = \mp |^{1/2} \alpha G k|^{1/2} \quad (\text{при } \alpha G k < 0). \quad (108)$$

Умова  $\text{Re}(1/\tau) = 0$  відповідає динамо-хвилі сталої амплітуди, коли спільної дії спіральності і диференційного обертання досить для подолання турбулентного загасання поля. Для зростання поля

необхідна умова  $|\alpha Gk| > 2v_T^2 k^4$ , яка набуває простого вигляду  $|N_D| > 2$ , якщо використати безрозмірне динамо-число.

Х. Йошімура [443] уточнив, що динамо-хвилі поширюються вздовж ізоротаційних поверхонь у напрямку вектора

$$\mathbf{s} = \alpha \cdot [(\partial\Omega/\partial r) \times \mathbf{i}_\phi]. \quad (109)$$

Тобто напрямок меридіонального зміщення динамо-хвиль (до екватора або полюса) залежить від знака (негативного чи позитивного) добутку  $\alpha \partial\Omega/\partial r$  (правило Паркера-Йошімури). Якщо  $\alpha \partial\Omega/\partial r < 0$ , динамо-хвилі зміщуються до екватора, тоді як при  $\alpha \partial\Omega/\partial r > 0$  – до полюсів. Період зміщення цих динамо-хвиль  $T$ , який відповідає тривалості сонячного циклу, визначається величиною добутку параметрів спіральності  $\alpha$  і мірою радіального диференційного обертання  $G = r \partial\Omega/\partial r$  [301]

$$T = 2\pi/\omega = 2\pi/|\frac{1}{2} \alpha Gk|^{1/2} \approx 2\pi/\{\frac{1}{2} |\alpha \partial\Omega/\partial r| (r/\lambda)\}^{1/2}. \quad (110)$$

Із виразу (109) видно, що для пояснення спостереженої поверхневої міграції біполярних полів упродовж циклу необхідно, щоб швидкість обертання  $\Omega$  змінювалася вздовж радіуса в глибинах СКЗ. Саме в такому випадку динамо-хвилі зміщуватимуться у меридіональному напрямку від середніх широт до екватора (подібно до сонячних плям) чи полюса залежно від знака (відповідно негативного чи позитивного) добутку параметра спіральності  $\alpha$  і *радіального* градієнта кутової швидкості  $\partial\Omega/\partial r$ . Тоді як спостережений на сонячній поверхні *широтний* градієнт кутової швидкості  $\partial\Omega/\partial\theta$  спричиняє міграцію динамо-хвиль вертикально вгору. (У цьому ж напрямку зміщуються магнітні поля і під впливом магнітної плавучості.) Сонячна поверхня зупиняє динамо-хвилі, заломлює і віддаляє до екватора та полюса від широт найбільш ефективного їхнього збудження. Сценарій процесу стає досить складним для його опису. Значно простішу наочну картину дає механізм динамо з радіальним градієнтом кутової швидкості. Тому більшість дослідників обмежуються залученням до розгляду тільки *радіального* градієнта кутової швидкості  $\partial\Omega/\partial r$ .

Зауважимо, що крім диференційного обертання незначний внесок у збудження тороїдального поля також робить спіральна

турбулентність. Тому у рівняння індукції тороїдального поля слід дописати член  $\text{rot}(\alpha \mathbf{V}_P)$ , який відповідає за внесок  $\alpha$ -ефекту в генерацію тороїдального поля. З огляду на це, система двох рівнянь індукції, які описують еволюцію полів  $\mathbf{V}_T$  і  $\mathbf{V}_P$ , набуває такого вигляду ( $\alpha^2 \Omega$ -динамо):

$$\partial \mathbf{V}_T / \partial t = r \sin \theta (\mathbf{V}_P \nabla) \boldsymbol{\Omega} \mathbf{i}_\phi + \text{rot}(\alpha \mathbf{V}_P) + (v_m + v_T) \Delta \mathbf{V}_T, \quad (111)$$

$$\partial \mathbf{V}_P / \partial t = \text{rot}[\alpha \mathbf{V}_T + (v_m + v_T) \Delta \mathbf{V}_P]. \quad (112)$$

Очевидно, що обидва рівняння пов'язані між собою за допомогою члена, який описує збудження полів усередненою спіральною турбулентністю ( $\alpha$ -ефект). Однак на Сонці індукційна дія диференційного обертання ( $\Omega$ -ефект) на декілька порядків сильніша за збудження полів  $\alpha$ -ефектом, тому другим членом у частині рівняння праворуч (111) можна знехтувати. Зрештою, при заданих значеннях  $\alpha$ ,  $v_T$  і  $\boldsymbol{\Omega}$  отримуємо систему рівнянь (93) і (97), яка описує кінематичний  $\alpha \Omega$ -механізм збудження осесиметричних тороїдального та полоїдального полів за рахунок відповідно  $\alpha$ -ефекту та радіальному зсуву  $\nabla \Omega \equiv \partial \Omega / \partial r$ . Типовою ознакою  $\alpha \Omega$ -процесу є умова  $|R_\Omega| \gg |R_\alpha|$ , при якій відношення амплітуд полоїдальної і тороїдальної компонент полів визначається величиною

$$B_P / B_T \approx (R_\alpha / R_\Omega)^{1/2}. \quad (113)$$

Бажано, щоб циклічна модель  $\alpha \Omega$ -динамо, описуючи взаємне перетворення компонент полоїдального  $B_P$  і тороїдального  $B_T$  магнітних полів за схемою

$$B_P(+) \rightarrow B_T(-) \rightarrow B_P(-) \rightarrow B_T(+) \rightarrow B_P(+) \rightarrow B_T(-) \dots, \quad (114)$$

де знаки (+) і (-) належать до магнітних полярностей, встановлених спостереженнями, допомогла з'ясувати, з якої компоненти і на якій фазі слід розпочинати розрахунок і прогноз сонячного циклу. Відповідь на це питання зумовлена обсягом спостереженої інформації про магнітні поля. Як уже згадувалося, потужне тороїдальне поле  $\mathbf{V}_T$  неможливо спостерігати на сонячній поверхні, хоча саме воно і визначає активність сонячних плям, а також керує всіма активними процесами. Спостерігаючи за цими процесами і сонячними плямами, вивчаючи механізми,

що відповідають за них, дослідники власне й отримують деяку обмежену інформацію про сховану в сонячних глибинах тороїдальну компоненту. З іншого боку, слабке полоїдальне поле  $\mathbf{V}_P$  безпосередньо виходить на поверхню на високих широтах, де його можна спостерігати в чистому вигляді. Найкращі умови для спостережень  $\mathbf{V}_P$  з'являються в епохи мінімумів циклів плям, коли прояви тороїдального поля майже відсутні, а полоїдальне поле максимальне. Причому, як показують спостереження, *поле  $\mathbf{V}_P$  випереджає за фазою на пів циклу активність сонячних плям*. Оскільки в моделі динамо тороїдальне поле  $\mathbf{V}_T$  генерується під впливом диференційного обертання на полоїдальне поле  $\mathbf{V}_P$ , то очевидно, що *полярне (полоїдальне) поле біля мінімуму може стати зручним параметром, який задаватиме рівень активності нового циклу* [67]. Тому розрахунок циклічного динамо-процесу і прогноз на його підставі параметрів циклу необхідно розпочинати з визначення із спостережень полоїдального поля  $\mathbf{V}_P$  в епоху мінімуму активності плям. *Саме цю фазу дослідники вважають початком циклів і визначають їхні періоди проміжками часу між епохами двох сусідніх мінімумів кількості плям*. З аналізу спостережених даних було встановлено кореляції між величиною виміряного полярного поля поблизу мінімумів циклів і активністю в максимумах наступних циклів (річним значенням числа Вольфа  $W$ ), які були використані для прогнозів їхньої висоти [341, 342]. Нещодавно В. Макаров та ін. [264] для опису сонячної активності впродовж циклу додатково до числа Вольфа запропонували ввести ще один індекс  $A(t)$ , який кількісно характеризує інтенсивність великомасштабного магнітного поля. Параметр  $A(t)$  отримують на основі опрацювання спостережених  $\text{Na}$  синоптичних магнітних карт Сонця. Дослідивши кореляцію  $A(t)$  з числом Вольфа  $W(t)$  на спостереженому матеріалі за останні майже сто років було встановлено [264], що цей індекс у середньому на пів циклу випереджає число Вольфа і визначає його величину. Зроблено висновок, що саме слабкі великомасштабні поля в епоху мінімуму визначають динаміку всього циклу.

## 1.26. Прогнозування сонячних циклів на основі моделі $\alpha\Omega$ -динамо

Методи прогнозування сонячних циклів можна розділити на три категорії [307]:

а) екстраполяційні методи із застосуванням математичних властивостей ряду спостережених сонячних даних для прогнозування майбутніх рівнів активності;

б) методи провісників із використанням різних спостережених гео- і геліофізичних даних поточного циклу як параметрів для оцінювання амплітуд наступних циклів;

в) прогнозування на основі динамо-моделей, які використовують для прогнозів включення спостережених геліофізичних даних у моделі циклів.

Зауважимо парадоксальний, на перший погляд, причинно-наслідковий зв'язок, притаманний методу провісників. Варіації магнітного поля Землі є провісником магнітного поля Сонця із завбачливістю близько п'яти років. Проте все стає зрозумілим, якщо врахувати, що впродовж циклу відбувається трансформація великомасштабного полоїдального магнітного поля Сонця  $\mathbf{V}_p$ , яке визначає геомагнітну активність на фазі мінімуму циклу, в тороїдальне поле  $\mathbf{V}_T$  і зумовлені ним локальні магнітні поля сонячних плям на фазі максимуму, яка настає пізніше.

Далі зосередимо увагу на третій категорії прогнозів, які базуються на фізичних моделях сонячного циклу.

### 1.26.1. Омега-ефект і прогнозування амплітуди і потужності циклів

У рамках моделі  $\alpha\Omega$ -динамо на підставі даних спостережень у роботі [342] вперше було теоретично обґрунтовано функціональний зв'язок між амплітудою полоїдального поля  $\mathbf{V}_p$ , що спостерігалася в полярних областях у мінімумі циклу, та інтенсивністю плямоутворення  $W$  (числом Вольфа) наступного циклу. На підставі встановленої функціональної залежності зазначених магнітних індексів був зроблений вдалий прогноз чисел Вольфа 21-го циклу. Виявлена кореляція зумовлена досить стабільною регулярністю

диференційного обертання  $\partial\Omega/\partial r$ , якому притаманні лише незначні зміни з часом [205]. Оскільки  $B_T \sim B_P \partial\Omega/\partial r$  (див. рівняння (97)), то при майже стабільній величині  $\partial\Omega/\partial r$  полоїдальне поле  $B_P$  в епоху мінімуму циклу визначає величину тороїдального поля  $B_T$ , а отже і активність плямоутворення в наступному циклі (амплітуду  $W$  наступного максимуму). При цьому найкраща кореляція між полярним магнітним полем у мінімумі і потужністю наступного циклу забезпечується за умови високого турбулентного перенесення поверхневого полоїдального поля до тахокліну біля дна СКЗ, де відбувається найбільш ефективна генерація тороїдального поля [79, 100, 187, 100].

Таким чином, проведені останніми роками дослідження підтверджують, що  $\Omega$ -ефект є надійною складовою механізму сонячного  $\alpha\Omega$ -динамо, а вимірювання полоїдального поля в мінімумі циклів можна залучати для прогнозування наступних максимумів циклів.

### **1.26.2. Альфа-ефект і прогнозування полоїдальних полів у мінімумах циклів**

Як продемонстровано вище (див. рівняння (97) і рис. 18),  $\alpha$ -ефект перетворює тороїдальне поле на полоїдальне відповідно до залежності  $\partial \mathbf{V}_P/\partial t = \text{rot}(\alpha \mathbf{V}_T)$ . Тому слід очікувати функціональну залежність полоїдального поля  $\mathbf{V}_P$  у мінімумі наступного циклу від спостереженої амплітуди поточного циклу  $W$ . Однак на противагу майже стабільному  $\Omega$ -ефекту, для  $\alpha$ -ефекту властива значна хаотичність у часі і просторі. Альфа-ефект пов'язаний із маломасштабними флуктуаційними рухами, які не є регулярними на відміну від диференційного обертання. Тому випадкові флуктуації порушують тісний функціональний зв'язок між полоїдальною і тороїдальною складовими магнітного поля [187, 283].

Проте проведені останніми роками дослідження засвідчили, що внесок поверхневого  $\alpha$ -ефекту Бєбкока–Лейтона [253] у генерацію полоїдального поля, включно з наявними флуктуаціями, можна все ж таки оцінити за даними спостережень сонячних плям. Таку можливість надає формула (92), яка описує магнітну потужність циклу  $B_{\text{сус}}$  шляхом засвоєння (асиміляції) даних біполярних груп

плям, спостережених упродовж циклу. У роботах [207, 298] на підставі аналізу довгого ряду спостережених даних (за 14–21 цикли) було відновлено функціональну залежність полярних магнітних потоків у мінімумах циклів (які є індикатором полоїдального поля  $\mathbf{V}_P$ ) від асимільованого параметра магнітної потужності плям  $V_{\text{сус}}$  попередніх циклів (який характеризує відносну інтенсивність тороїдального поля  $\mathbf{V}_T$ ). У рамках  $\alpha\Omega$ -динамо це свідчить, що поверхневий  $\alpha$ -ефект Беккока–Лейтона поточного циклу спричиняє генерацію полоїдального магнітного поля  $\mathbf{V}_P$  у мінімумі наступного циклу. Тож асимільований його параметр  $V_{\text{сус}}$ , імовірно, є невід'ємною компонентою майбутніх сонячних прогнозів на основі моделей динамо.

## 1.27. Дискретні магнітні поля

Динамо-моделі сонячного циклу опираються на теоретичні уявлення про існування в СКЗ порівняно слабкого дифузного усередненого магнітного поля. Ці уявлення непогано узгоджуються з описаною у підрозд. 1.6 картиною усереднених (згладжених) магнітних полів за допомогою сонячних магнітографів. Проте скрізь над поверхнею Сонця магнітні поля виявляють незвичайну і, на перший погляд, незбагненну властивість спонтанно зосереджуватися в широко рознесені ізольовані інтенсивні трубки силових ліній у діапазоні від маленьких факельних точок до великих сонячних плям. Тобто у таких маломасштабних силових трубках магнітна індукція виявляється значно сильнішою за ту, що впливає як із магнітографічних вимірювань, так і з теоретичної умови рівнорозподілення кінетичної і магнітної енергії маломасштабних пульсацій. Виникали побоювання, що такі сильні поля можуть заглушати турбулентність. Однак через те, що силові трубки рознесені далеко одна від одної, потужні дискретні поля неспроможні придушити турбулентні рухи в окремих гранулах і супер гранулах. Здається, що природа уникає створення сильних неперервних маломасштабних полів, які могли б задавити турбулентне перемішування. Магнітна катастрофа, яка була нібито неминуча,

зважаючи на суто кінематичні розрахунки, ніколи не станеться [303]. Тому Всесвіт уцілому і зокрема СКЗ є турбулентними попри наявність у них магнітних полів. Незалежно від ступеня концентрації магнітного поля в пучках, усереднене поле завжди можна визначити шляхом усереднення всього поля в пучках і в ділянках між ними.

Розглянемо більш детально питання про дискретні магнітні поля на сонячній поверхні. Я. Стенфлю [384] зазначав, що магнітне поле в спокійній фотосфері концентрується на границях гранул в окремі пучки діаметром 200–500 км з індукцією 1500–2000 Гс. Величина магнітного потоку в них становить  $\approx (1-3) \times 10^{18}$  Мкс. Сумарний магнітний потік від усієї сонячної поверхні Р. Говард [172] оцінює як величину  $\approx 5 \times 10^{23}$  Мкс. Для створення у фотосфері типового усередненого поля інтенсивністю 3 Гс за Паркером [303] необхідно, щоб у кожний момент часу на поверхню спливало не менш як  $10^5$  дискретних МСТ. Характерна відстань між ними становитиме  $10^4$  км, і вони покриватимуть тільки  $\approx 0,05$  % поверхні сонячного диску. Разом із тим, у рамках двокомпонентної моделі магнітних елементів В. Лозицького і Т. Цапа [530], яка містить просторово нерозділені силові трубки (діаметром близько 50 км) з високою індукцією і слабке навколишнє поле, було з'ясовано, що середній магнітний потік в одній МСТ становить  $\leq 2 \times 10^{16}$  Мкс. Якщо загальне магнітне поле Сонця суцільно складається з аналогічних МСТ, загальна їхня кількість становитиме  $\geq 5 \times 10^6$ , що на порядок більше за наведену вище оцінку Паркера.

У міжгранульних проміжках активних ділянок окремі трубки виходять на поверхню у вигляді невеликих магнітних структур діаметром 1000 км з полями 1500 Гс і величиною потоку  $\approx 10^{19}$  Мкс, які вперше чітко ототожили Дж. Беккерс і Е. Шрьотер [32] і назвали *магнітними вузлами*. Магнітні вузли тісно пов'язані з порами, які власне є такими вузлами, де поле збільшилося до 1500 Гс, а радіус зріс до 750 км і більше. Саме концентрація потоку в магнітні вузли зростаючого розміру іноді породжує сонячні плями діаметром до 4000 км, величина поля в яких зростає до 3000 Гс, а потік досягає  $4 \times 10^{20}$  Мкс.

## 1.28. Макроскопічний діамagnetизм і турбулентна дисипація

Перейдемо до аналізу турбулентних ефектів макроскопічної МГД, пов'язаних із перенесенням і зміною масштабів магнітного поля. Хоча вони і не дають генерації, але можуть відігравати суттєву роль у механізмах турбулентного динамо. Зазвичай їх називають *процесами перебудови магнітного поля* [460].

Розглянемо дифузійну частину рівняння індукції (83)

$$\begin{aligned} \frac{\partial \langle \mathbf{B} \rangle}{\partial t} &= - \operatorname{rot} \left\{ \frac{1}{2} \nabla v_T \times \langle \mathbf{B} \rangle + (v_m + v_T) \operatorname{rot} \langle \mathbf{B} \rangle \right\} = \\ &= \operatorname{rot} \left\{ \mathbf{U}_\mu \times \langle \mathbf{B} \rangle - D_T \operatorname{rot} \langle \mathbf{B} \rangle \right\}, \end{aligned} \quad (115)$$

де  $D_T = v_m + v_T = c^2/4\pi\sigma_T\mu_T$  – коефіцієнт турбулентної магнітної в'язкості (магнітної дифузії в турбулентному середовищі). Перший член у частині цього рівняння праворуч описує процес [333, 351, 381, 460], фізичний сенс якого полягає у витісненні УМП з областей з підвищеною інтенсивністю пульсацій у місця із менш розвинутою турбулентністю вздовж градієнта турбулентної в'язкості  $\nabla v_T$  з ефективною швидкістю

$$\mathbf{U}_\mu = - \nabla v_T / 2. \quad (116)$$

Ефект виштовхування магнітного поля з ділянок двовимірних турбулентних рухів рідини був відкритий Зельдовичем [480] і пізніше підтверджений у роботі Н. Вейса [428]. Згодом з легкої руки К.-Х. Редлера [334, 335] ефект було названо *макроскопічним турбулентним діамagnetизмом*.

Розглянемо детальніше фізичний сенс явища витіснення однорідного в початковий момент магнітного поля з ділянок високопровідної плазми з вихровими турбулентними рухами [459, 460]. Спочатку внаслідок вмороженості у плазму в окремій ділянці поле сильно закручується вихорами, в результаті чого згодом досить швидко (в кінематичному режимі реакція магнітного поля на турбулентність не враховується) відбувається зменшення його масштабу. Коли масштаб стане достатньо малим, у дію вступає омична дисипація, і поле в цій ділянці майже повністю зникає.

Остаточно це явище можна інтерпретувати як витіснення поля з ділянки з турбулентним рухом – діамантний ефект, оскільки енергія магнітного поля таким чином не знищується цілком. Важливо пам'ятати, що в космічних умовах характерні розміри турбулентних вихорів зазвичай достатньо великі для того, щоб у більшості випадків між турбулізованими і незбуреними структурами виникали зони поступового зменшення інтенсивності турбулентності. Зазвичай їх називають *зонами проникної конвекції*. Зокрема, на Сонці сприятливі умови для формування шару проникної конвекції створюються біля нижньої основи СКЗ.

Другий член у частині виразу (115) праворуч відповідальний за дисипацію магнітного поля, зумовлену турбулентною магнітною дифузійною  $D_T = v_m + v_T$ . Використавши (в припущенні  $v_m = \text{const}$ ) тотожні математичні вирази

$$(v_m + v_T) \equiv v_m (1 + v_T/v_m) \equiv v_m (1 + v_T/v_m)^{1/2} (1 + v_T/v_m)^{1/2}, \quad (117)$$

$$\nabla v_T/2 \equiv v_m (1 + v_T/v_m)^{1/2} \nabla (1 + v_T/v_m)^{1/2}, \quad (118)$$

і формулу векторного аналізу

$$\text{rot}(\phi \mathbf{F}) = \phi \text{rot} \mathbf{F} + [\nabla \phi \times \mathbf{F}] \quad (119)$$

після простих перетворень [512]

$$\begin{aligned} & (v_m + v_T) \text{rot} \mathbf{B} + (1/2)[\nabla v_T \times \mathbf{B}] = \\ & = v_m (1 + v_T/v_m)^{1/2} (1 + v_T/v_m)^{1/2} \text{rot} \mathbf{B} + v_m (1 + v_T/v_m)^{1/2} [\nabla (1 + v_T/v_m)^{1/2} \times \mathbf{B}] = \\ & = v_m (1 + v_T/v_m)^{1/2} \{ (1 + v_T/v_m)^{1/2} \text{rot} \mathbf{B} + [\nabla (1 + v_T/v_m)^{1/2} \times \mathbf{B}] \} = \\ & = v_m (1 + v_T/v_m)^{1/2} \text{rot} [(1 + v_T/v_m)^{1/2} \mathbf{B}] \end{aligned} \quad (120)$$

рівняння магнітної дифузії (115) можна звести [512] до іншого, часто вживаного вигляду

$$\begin{aligned} \frac{\partial \langle \mathbf{B} \rangle}{\partial t} & = -\text{rot} \left\{ v_m (1 + v_T/v_m)^{1/2} \text{rot} \left[ (1 + v_T/v_m)^{1/2} \langle \mathbf{B} \rangle \right] \right\} = \\ & = -\text{rot} \left\{ \frac{c^2}{4\pi \sigma_T} \text{rot} \left( \frac{\langle \mathbf{B} \rangle}{\mu_T} \right) \right\}, \end{aligned} \quad (121)$$

де

$$\sigma_T = \sigma / (1 + v_T/v_m)^{1/2}, \quad (122)$$

$$\mu_T = 1 / (1 + v_T/v_m)^{1/2} \quad (123)$$

відповідно коефіцієнти турбулентної електропровідності і турбулентної магнітної проникності плазми.

У турбулентній плазмі в космосі зазвичай виконується умова  $v_T \gg v_m$ , завдяки якій відбувається суттєве зменшення електропровідності і магнітної проникності:  $\sigma_T \ll \sigma$ ,  $\mu_T \ll 1$  (третій турбулентний ефект макроскопічної МГД). Останнє приводить до турбулентної магнітної дифузії, ефективність якої значно переважає швидкість омичного загасання магнітних полів.

Таким чином, турбулентну дифузію УМП можна описувати як рівнянням (115), яке наочно розділяє ефекти дисипації і макроскопічного діаманетизму, так і рівнянням (121), в якому обидва ефекти інтегровані в одному дифузійному членові. Із другого рівняння видно, що зростання ефективності дисипації зумовлене зменшенням провідності плазми в турбулентному середовищі, тоді як турбулентний діаманетизм проявляється в тому, що тут явно фігурує параметр *турбулентної магнітної проникності*  $\mu_T$ , значно менший за одиницю. Тобто ефект, як і в теорії надпровідності, описується шляхом введенням малої магнітної проникності. Тому макроскопічна індукція різко зменшується порівняно з напруженістю поля:  $\langle \mathbf{B} \rangle = \mu_T \langle \mathbf{H} \rangle \ll \langle \mathbf{H} \rangle$ , що формально можна інтерпретувати як витіснення великомасштабного поля із турбулізованої плазми. На відміну від припущення Л.Ландау і Е.Ліфшиця [526] про те, що турбулентна область поводить ся як надпровідник, у цьому разі поле з області турбулізації цілком не витісняється. Ефект витіснення спричиняє появу струмових скіншарів з великими градієнтами магнітного поля і товщиною  $\sim R_m^{-1/2}$  (значно меншою за характерний масштаб поля швидкостей) поблизу границь турбулентних зон, що спричиняє зростання ефективності дисипації полів. Цікаво, що в двовимірному випадку руху електропровідної рідини все перенесення поля можна звести до турбулентного діаманетизму [459, 460, 481]

$$\frac{\partial \langle \mathbf{B} \rangle}{\partial t} = -v_m \operatorname{rot} \left\{ \operatorname{rot} \left( \frac{\langle \mathbf{B} \rangle}{\mu_T^*} \right) \right\}, \quad (124)$$

де  $\mu_T^* = 1/(1 + v_T/v_m)$  – коефіцієнт магнітної проникності двовимірної турбулентної плазми. Вочевидь, двовимірна турбулентність витісняє

поле з турбулентних зон більшою мірою, як тривимірне, оскільки  $\mu_T^* \ll \mu_T$  [460].

У космічних умовах рівняння (121) можна значно спростити (в силу  $v_T \gg v_m$ ):

$$\frac{\partial \langle \mathbf{B} \rangle}{\partial t} = -\text{rot} \left\{ v_T^{1/2} \text{rot} \left( v_T^{1/2} \langle \mathbf{B} \rangle \right) \right\}. \quad (125)$$

Турбулентний діамagnetизм сприяє подовженню розрахованого періоду сонячного динамо-циклу [483, 484]. О. Рузмайкін і С. Вайнштейн у роботі [333] вперше зробили оцінки швидкості витіснення глобального поля із СКЗ.

За умови однорідної турбулентності ( $v_T = \text{const}$ ) макроскопічний діамagnetизм зникає і рівняння дифузії (124) і (125) набувають звичайного в класичній МГД вигляду

$$\frac{\partial \langle \mathbf{B} \rangle}{\partial t} = D_T \Delta \langle \mathbf{B} \rangle. \quad (126)$$

## 1.29. Негативна вихрова в'язкість

Фізичні процеси, описані Лебединським, Бірманом і Паркером, були прикладом явищ, в яких маломасштабна турбулентність приводить до створення гідродинамічних і магнітних макроскопічних структур. Подальші інтенсивні теоретичні дослідження і чисельні експерименти прояснили фізичну суть виявленого феномена. Було показано, що за певних умов у турбулентній плазмі квадрат вихрової швидкості може передаватися за спектром від великомасштабних рухів до маломасштабних, тоді як енергія передається в протилежний бік. У результаті це спричиняє появу енергоємних макромасштабних вихрових (турбулентних) утворень – так званий *зворотний (інверсний) каскад енергії турбулентності* [31, 56, 126, 224, 225, 256, 275, 278, 325, 377, 533]. Саме цей процес зумовлює ефект негативної турбулентної в'язкості [377], суть якого, на відміну від молекулярної в'язкості, полягає в зростанні градієнта середньої течії (оскільки в цих процесах енергія вихрового руху витрачається на підтримку усередненого потоку). Натомість менші вихори повинні отримувати енергію з інших дже-

рел. Наприклад, шляхом перетворення інших форм енергії (потенціальної, внутрішньої тощо) усередині вихорів або перенесенням від нерегулярних рухів інших масштабів, як от ще менших. Якщо таким джерелом у будь-якому масштабі турбулентності є тепла енергія, вона також повинна мати відповідне джерело [377].

Важливий прогрес у поясненні феномена утворення макроскопічних структур у турбулентному середовищі пов'язаний із залученням до розгляду *спіральних* рухів рідини. Виявилось, що виникненню інверсного енергетичного каскаду в тривимірній турбулентності, що приводить до ефекту негативної в'язкості, сприяє швидке обертання систем, в яких розвиваються спіральні рухи (циклонічне обертання) [35, 56, 62, 224, 225]. Річ у тім, що в спіральній турбулентності підвищується стійкість і збільшується час життя турбулентних вихрових структур [56, 225, 226, 279], що може спричиняти збудження (через механізм вихрового динамо) великомасштабних вихрових структур (зворотний енергетичний каскад у *тривимірній спіральній турбулентності* [279, 363, 399, 532]). Оскільки спіральність є абсолютно природною властивістю турбулентності в небесних об'єктах, що обертаються, то в природі досить часто повинні траплятися випадки явищ негативної в'язкості.

По суті, розглядувані тут питання стимульовані дослідженнями, що відносяться до процесів *самоорганізації* у фізичних, хімічних і біологічних системах [315]. Макроскопічна поведінка цих систем описується декількома *керуючими параметрами*. Досягши певного критичного значення якогось із керуючих параметрів (пов'язаного з надходженням енергії або речовини), система може спонтанно переходити до нового впорядкованого стану (перехід до сильної невірноваженості). Щоб підкреслити роль колективних ефектів у процесах самоорганізації Г. Хакен [146] назвав цей новий напрям *синергетикою*. У рамках цієї концепції, перехід від ламінарної течії до турбулентної розглядається як перехід до надзвичайно складного, але *більш впорядкованого руху*, іншими словами, як нерівноважний фазовий перехід до самоорганізуючої системи [116]. Звичайно, при цьому вимагає детального дослідження питання про можливі шляхи переходу до турбулентності через ієрархію нестійкості (сценарії Ландау–Хопфа,

Рюеля–Такенса, механізм Фаєнгбаума або ж перемежованість турбулентної і ламінарної течій). Проте важливо, що при всіх можливих різноманітних сценаріях турбулентність виникає через послідовність біфуркацій, які збуджуються в міру збільшення величини *керуючого параметра* (в цьому випадку числа Рейнольдса) [146].

Із явищами самоорганізації, негативної турбулентної в'язкості та інверсного енергетичного каскаду спіральності дослідники стикаються при вивченні багатьох природних течій рідини в різноманітних системах, які відрізняються як складом і фізичною структурою середовища, так і фізичними процесами, що відбуваються в них. Статистичні ефекти аномальної (негативної) в'язкості найперше були виявлені в атмосфері Землі (смерчі, торнадо, тайфуни, тропічні циклони, диференційне обертання земної атмосфери) і в поведінці земного океану (виникнення поверхневих хвиль, що приводять до теплих течій типу Гольфстрім, Куросіо – чорна Японська течія та ін. [196]). Важлива роль ефектів негативної в'язкості і спіральності була встановлена також у процесах самоорганізації в конвективних шарах Сонця – утворення конвективних гексагональних комірок Бенара і збудження диференційного обертання СКЗ [303]. Згодом виявилось, що зазначені ефекти відіграють істотну роль при дослідженні навколосонячної протопланетної туманності (виникнення та еволюція Сонячної системи [214, 215, 378] і, зокрема, при вивченні виникнення планетних кілець у сімействі Сонячної системи [470]). Пізніше була доведена важливість цих ефектів при дослідженні диференційного обертання атмосфер Юпітера, Сатурна, Венери і зірок (див., напр., монографію Г. Рюдігера про диференційне обертання конвективних зон зірок [337]); галактик – середнє диференційне обертання дисків галактик; систем більших за галактики (скупчень галактик). Питання про можливість виникнення негативної в'язкості в МГД турбулентності досліджене в роботах [215, 336]. Можливість реалізації інверсного каскаду кінетичної енергії в космічних об'єктах з тривимірною спіральною турбулентністю (в рамках концепції синергетичного підходу до структуризації космічної речовини [213]), що спричиняє появу негативної турбулентної в'язкості, була продемонстрована на прикладі еволюції турбулентності протопланетної сонячної хмари та інших астрофізичних об'єктів (див. цикл робіт А. Колісниченка і М. Марова [214, 215, 216, 494]).

### 1.30. Нелінійність

Лінійна теорія (кінематичне динамо) засвідчує тільки умови, необхідні для збудження і подальшого зростання магнітного поля, однак вона не дозволяє визначити величину усталеного поля. Оскільки необмежене зростання магнітної енергії, яке дає кінематичне наближення, в реальних умовах неможливе, то необхідно залучити до розгляду нелінійні ефекти, які стабілізують зростання поля. Кожне магнітне поле з енергією  $B^2/8\pi$ , меншою за кінетичну енергію турбулентних рухів  $\rho u^2/2$ , витягується або заплутується цими рухами, доки сила Лоренца не стане такою великою, щоб перешкоджати цьому розтягуванню або ж поки не стане ефективною магнітна дифузія. Як відомо, наразі не вдається аналітично розв'язати повну систему МГД рівнянь (рівняння індукції і рівняння руху), тому доводиться обмежитися доповненням кінематичного рівняння індукції новими членами і модифікованими коефіцієнтами, які враховують реакцію електромагнітних сил на турбулентні рухи [456]. Очевидно, нелінійні ефекти вступають у силу в першу чергу на малих масштабах, оскільки саме тут густина енергії магнітних пульсацій порівнянна з густиною кінетичної енергії турбулентних рухів. Розглянемо спочатку основні нелінійні ефекти, що стабілізують необмежене зростання енергії збуджуваного магнітного поля, а потім звернемося до врахування впливу електромагнітних сил на процеси, відповідальні за турбулентну дифузію і перебудову магнітних полів.

### 1.31. Магнітне пригнічення турбулентної спіральності ( $\alpha$ -квенчінг)

Нелінійність виявляється в тому, що квадратичні за полем електромагнітні сили, пов'язані зі зростаючим УМП, намагаються придушити рухи, відповідальні за збудження магнітного поля. Нагадаємо, що основними джерелами генерації УМП у моделях сонячного динамо є диференційне обертання і усереднена спіральність турбулентної конвекції. Очевидно, що електромагнітні сили

найперше пригнічуватимуть слабкіше джерело генерації – найбільш упорядковану спіральність турбулентної конвекції. Тому найпростіший спосіб урахування реакції зростаючого УМП на рухи полягає в зміні форми параметра усередненої спіральності у вигляді функції збуджуваного поля  $B$ . Г. Рюдігер і Л. Кичатинов показали [340], що магнітне пригнічення (або так званий альфа-квенчінг) можна описати виразом

$$\alpha(\beta) = \alpha_0 \Psi_\alpha(\beta), \quad (127)$$

де  $\alpha_0$  – немагнітне значення параметра спіральності (91),  $\beta = c_a/u = B/B_{eq}$  – параметр нормалізованого магнітного поля, який характеризує потужність УМП щодо енергії турбулентних рухів,  $c_a = B/(4\pi\rho)^{1/2}$  – локальна альфвенівська швидкість,  $B_{eq} = (4\pi\rho)^{1/2}u$  – величина рівнорозподіленої магнітної індукції, а

$$\Psi_\alpha(\beta) = \frac{15}{32\beta^4} \left[ 1 - \frac{4\beta^2}{3(1+\beta^2)^2} - \frac{1-\beta^2}{\beta} \arctg\beta \right] \quad (128)$$

квенчінг-функція (функція пригнічення), нормалізована на одиницю при  $B=0$ . Видно, що при зростанні магнітного поля величина квенчінг-функції зменшується (в асимптотичному наближенні прямує до нуля), таким чином зупиняючи подальше збудження магнетизму, в чому і полягає суть магнітного альфа-квенчінгу.

### 1.32. Вплив обертання на турбулентну спіральність

Згідно із Рюдігером і Кичатиновим [340] обертання зумовлює тензорний характер параметра турбулентної спіральності. У сферичній системі координат тензор має п'ять ненульових компонент. Для  $\alpha\Omega$ -процесу актуальною є азимутальна компонента

$$\begin{aligned} \alpha_{10}(r, \omega) &= \frac{\alpha_1(r, \omega\theta)}{\cos\theta} \approx -\frac{1}{2}\Omega l^2 \Psi_1^u(\omega) \nabla \ln(\rho^{S_1(\omega)} u) = \\ &= -\frac{1}{2}\Omega l^2 \left( \Psi_1^p(\omega) \frac{\nabla\rho}{\rho} + \Psi_1^u(\omega) \frac{\nabla u}{u} \right) = \alpha_{10}^p(r, \omega) + \alpha_{10}^u(r, \omega). \end{aligned} \quad (129)$$

Функції  $\psi_1^p(\omega)$  і  $\psi_1^u(\omega)$  зумовлені радіальними градієнтами густини плазми і турбулентної швидкості. Вони враховують вплив швидкості обертання  $\Omega$  на  $\alpha$ -ефект через число Коріоліса  $\omega = 2\tau\Omega$ , яке описує ступінь збурення конвекції обертанням. Ваговий фактор  $S_1(\omega) = \psi_1^p(\omega) / \psi_1^u(\omega)$  характеризує відносний внесок радіального градієнта густини речовини в  $\alpha$ -ефект.

### 1.33. Головний нелінійний ефект – спіральність маломасштабного магнітного поля ( $\beta$ -ефект)

Інший спосіб урахування зворотного впливу електромагнітної сили полягає в пошуку нових нелінійних ефектів, які можуть стабілізувати зростання магнітного поля. Французькі дослідники Ф. Пуке, У. Фріш і Дж. Леорат [313] відкрили один із найсильніших нелінійних ефектів, що діє проти  $\alpha$ -ефекту, так званий  $\beta$ -ефект. Суть виявленого явища полягає в генерації додаткового УМП завдяки усередненій спіральності хаотичного магнітного поля  $\langle \mathbf{b} \cdot \text{rot } \mathbf{b} \rangle$ , величина якої описується параметром

$$\beta_1 = (\tau/3) \langle \mathbf{b} \cdot \text{rot } \mathbf{b} \rangle / 4\pi r. \quad (130)$$

Якщо УМП певного знака первісно збуджується усередненими спіральними турбулентними рухами  $\langle \mathbf{u} \cdot \text{rot } \mathbf{u} \rangle$  ( $\alpha$ -ефект), то завдяки маломасштабному турбулентному динамо в присутності великомасштабного поля  $\langle \mathbf{B} \rangle$  магнітні флуктуації також стають спіральними  $\langle \mathbf{b} \cdot \text{rot } \mathbf{b} \rangle$ . Саме вони генерують додаткове УМП протилежного знака, в результаті чого зростання поля з часом стабілізується ( $\alpha + \beta_1 \rightarrow 0$ ). Звертаємо увагу, що на відміну від спіральної турбулентності  $\langle \mathbf{u} \cdot \text{rot } \mathbf{u} \rangle$ , яка генерується коріолісовою силою (і яку через це часом ще називають ротаційною спіральністю), спіральність магнітного поля  $\langle \mathbf{b} \cdot \text{rot } \mathbf{b} \rangle$  збуджується без зовнішніх джерел, тобто  $\beta$ -ефект виникає самоузгодженим чином тільки за рахунок енергії великомасштабних магнітних полів. Згодом стало зрозуміло, що навіть за відсутності  $\alpha$ -ефекту спіральність магнітного поля може виникнути завдяки спіральності великомасштабного поля  $\langle \mathbf{B} \cdot \text{rot } \mathbf{B} \rangle$ , зумовленої регулярним рухом зі швидкістю  $\langle \mathbf{U} \rangle$  [486].

Наприклад, якщо диференційне обертання генерує таке тороїдальне поле, для якого  $\langle \mathbf{V} \cdot \text{rot } \mathbf{V} \rangle \neq 0$ , то в цьому випадку збуджуватиметься спіральність  $\beta_1$ .

### 1.34. Макроскопічний турбулентний парамагнетизм

Очевидно, нелінійність мусить якимось чином модифікувати і турбулентний діаманетизм. Виявляється, що магнітні пульсації  $\mathbf{b}$  дають внесок у швидкість турбулентного перенесення поля з протилежним знаком щодо внеску, отриманого в кінематичному наближенні. У нелінійному наближенні коефіцієнт турбулентної в'язкості набуває вигляду [457]

$$v_T^* \approx (1/6) \tau (\langle \mathbf{u}^2 \rangle / 2 - \langle \mathbf{b}^2 \rangle / 4\pi r), \quad (131)$$

тому зрозуміло, що амплітуда швидкості турбулентного перенесення поля  $\mathbf{U}_D = -\nabla v_T^*$  зменшується. Отже нелінійність дає протилежний діаманетизму парамагнітний ефект.

Уже зазначалося, що флуктуаційне магнітне поле  $\mathbf{b}$  збуджується маломасштабними турбулентними рухами  $\mathbf{u}$  за участі глобального магнетизму (див. (72)). Великомасштабне поле  $\langle \mathbf{V} \rangle$  породжує анізотропію турбулентності, яка поряд з іншими ефектами проявляється в пригніченні макроскопічного діаманетизму. Л. Кичатинов і Г. Рюдігер [208] показали, що величину швидкості перенесення поля в нелінійному наближенні зручно описати виразом

$$\mathbf{U}_D(\beta) = 6\mathbf{U}_\mu \Psi_D(\beta), \quad (132)$$

де  $\mathbf{U}_\mu$  – швидкість турбулентного перенесення в кінематичному наближенні,  $\beta$  – параметр нормалізованого магнітного поля. Функція магнітного пригнічення макроскопічного діаманетизму

$$\Psi_D(\beta) = \frac{1}{\beta^4} \left[ \frac{\text{arctg } \beta}{\beta} - \frac{1}{1+\beta^2} \right] \quad (133)$$

нормалізована на  $1/6$  при  $\beta = 0$ . У наближенні слабого поля ( $\beta < 1$ ), характерного для глибоких шарів СКЗ, вона набуває вигляду

$$\Psi_D(\beta < 1) \approx (1/6 - \beta^2/5). \quad (134)$$

Очевидно, що амплітуда швидкості сумарного перенесення поля в нелінійному наближенні монотонно зменшується з ростом магнітного поля [208]. Нелінійні ефекти послаблюють діамagnetизм, зате з'являється досить сильний ефект, пов'язаний із градієнтом густини плазми (який у кінематичному наближенні у випадку тривимірної ізотропної турбулентності відсутній).

### 1.35. Турбулентне перенесення великомасштабного поля в неоднорідній за густиною плазмі – $\nabla\rho$ -ефект

У турбулентному середовищі поряд із макроскопічним діамagnetизмом за певних умов виникає ще одне спрямоване вздовж градієнта густини плазми  $\nabla\rho$  перенесення великомасштабного магнітного поля, зумовлене маломасштабними магнітними пульсаціями. Вже зазначалося, що хаотичні гідродинамічні рухи зі швидкістю  $\mathbf{u}$  породжують флуктуації магнітної індукції  $\mathbf{b}$  (маломасштабне динамо). Присутність глобального магнітного поля  $\langle \mathbf{B} \rangle$  збурює турбулентність, через що з'являються додаткові флуктуації швидкостей  $\mathbf{u}'$  та магнітної індукції  $\mathbf{b}'$  [486]. Збурення  $\mathbf{b}'$  зумовлені деформацією силових ліній магнітного поля турбулентними рухами  $\mathbf{u}$ . Величина додаткової магнітної індукції оцінюється як

$$\mathbf{b}' \approx \tau \operatorname{rot} (\mathbf{u} \times \langle \mathbf{B} \rangle) / c. \quad (135)$$

Збурення  $\mathbf{u}'$  зумовлені додатковими флуктуаційними електромагнітними силами. З боку усередненого магнітного поля  $\langle \mathbf{B} \rangle$  на маломасштабні струми  $\mathbf{j} = (c/4\pi) \operatorname{rot} \mathbf{b}$  діє сила Лоренца  $\mathbf{F}_L = (\mathbf{j} \times \langle \mathbf{B} \rangle) / c$ , яка й породжує додаткові рухи з амплітудою швидкості

$$\mathbf{u}' \approx \tau [(\operatorname{rot} \mathbf{b}) \times \langle \mathbf{B} \rangle] / 4\pi r. \quad (136)$$

Тепер повні флуктуаційні швидкість та магнітна індукція відповідно будуть  $\mathbf{u}'' = \mathbf{u} + \mathbf{u}'$  та  $\mathbf{b}'' = \mathbf{b} + \mathbf{b}'$ . Тому у виразі для повної турбулентної е. р. с. з'являються нові члени [486]:

$$\mathbf{e}'' = \langle \mathbf{u}'' \times \mathbf{b}'' \rangle / c = \{ \langle \mathbf{u} \times \mathbf{b} \rangle + \langle \mathbf{u} \times \mathbf{b}' \rangle + \langle \mathbf{u}' \times \mathbf{b} \rangle \} / c = \mathbf{e} + \mathbf{e}'. \quad (137)$$

У виразі (137) знехтувано членом вищого порядку малості  $\langle \mathbf{u}' \times \mathbf{b}' \rangle$ . Тут  $\boldsymbol{\varepsilon} = \langle \mathbf{u} \times \mathbf{b} \rangle / c$  – уже розглянуте раніше незбурене наведене турбулентне електричне поле (74), а

$$\boldsymbol{\varepsilon}' = (\langle \mathbf{u} \times \mathbf{b}' \rangle + \langle \mathbf{u}' \times \mathbf{b} \rangle) / c = \boldsymbol{\varepsilon}'_1 + \boldsymbol{\varepsilon}'_2 \quad (138)$$

нове (збурене) дифузійне турбулентне електричне поле, у розрахунку якого власне і полягає задача (для спрощення викладок вважатиметься, що інтенсивність турбулентності не залежить від координат:  $\nabla \langle \mathbf{u}^2 \rangle = 0$ ). Перша складова  $\boldsymbol{\varepsilon}'_1 = \langle \mathbf{u} \times \mathbf{b}' \rangle / c$  усередненого електричного поля у формулі (138) зумовлена незбуреними турбулентними рухами (кінематичний внесок), тоді як другу складову  $\boldsymbol{\varepsilon}'_2 = \langle \mathbf{u}' \times \mathbf{b} \rangle / c$  дають магнітні флуктуації  $\mathbf{b}$  за наявності збурених турбулентних рухів  $\mathbf{u}'$  (нелінійний внесок).

Вплив збуреної дифузійної е. р. с.  $\boldsymbol{\varepsilon}'$  на УМП  $\mathbf{B}$  у неоднорідній за густиною плазмі спричиняє зміну розподілу глобального магнетизму в просторі, який формально можна описати як перенесення (магнітне накачування) цього поля в напрямку градієнта густини плазми  $\nabla \rho$  [486, 488]. Явище магнітного накачування спочатку було виявлене Дробишевським [105] для двовимірної турбулентності, а потім узагальнене Вайнштейном [455, 457] для тривимірних рухів. У лінійному режимі магнітне поле, перпендикулярне площині двовимірних турбулентних рухів, переноситься в напрямку  $\nabla \rho$  [105], тоді як у площині турбулентних рухів поле зміщується в протилежному напрямку ( $-\nabla \rho$ ) [455, 457, 486]. Тому двовимірна турбулентність з неоднорідною густиною здійснює селекцію магнітних полів: витіснення УМП відбувається паралельно чи антипаралельно  $\nabla \rho$  залежно від орієнтації поля щодо площини, в якій лежать турбулентні пульсації. Очевидно, що у загальному випадку тривимірних рухів два протилежних потоки магнітного поля конкурують між собою і для квазіізотропної турбулентності в кінематичному наближенні зрівноважують один одного, в результаті ефект витіснення поля зникає ( $\boldsymbol{\varepsilon}'_1 = 0$ ). Переважне витіснення в певний бік може з'явитися тільки за наявності анізотропії турбулентності (якогось додаткового вибраного напрямку в розподілі ймовірностей турбулентних швидкостей, не

пов'язаного з градієнтом густини [486]). Таким вибраним напрямком на Сонці може бути вектор кутової швидкості  $\Omega$ . При врахуванні обертання з'являється ненульовий кінематичний внесок  $\epsilon'_1$ .

### 1.36. Вплив магнітного поля на $\nabla\rho$ -ефект

Зовсім інша ситуація створюється в нелінійному наближенні, коли враховується зворотний вплив електромагнітних сил на турбулентні рухи. Перенесення поля в напрямку  $-\nabla\rho$  компенсується електромагнітною силою, тоді як на потік поля в напрямку  $\nabla\rho$  електромагнітна реакція не впливає, оскільки це поле перпендикулярне площині турбулентних пульсацій [455, 457, 486]. Пояснимо детальніше. Електромагнітна сила діє на рухи (викликаючи збурення  $\mathbf{u}'$ ) тільки через викривлення магнітних силових ліній. Тут це стосується поля, що перебуває в площині турбулентних рухів. Тоді як у випадку поля, перпендикулярного до площини рухів, турбулентність тільки перемішує, але не викривляє силові лінії. Тому ці рухи не відчувають реакції електромагнітних сил. У результаті для тривимірної ізотропної турбулентності незалежно від орієнтації поля залишається тільки перенесення в напрямку  $\nabla\rho$  ( $\epsilon'_2 = \langle \mathbf{u}' \times \mathbf{b} \rangle / c \neq 0$ ).

Формально фізичну суть явища можна описати так [486]. Амплітуда магнітних флуктуацій  $\mathbf{b}$ , породжуваних турбулентними пульсаціями швидкості  $\mathbf{u}$ , в неоднорідній плазмі збільшується в напрямку зростання густини середовища  $\rho$ , оскільки  $b^2 \approx 4\pi\rho u^2$ . Зростання  $\mathbf{b}$  пов'язане зі збільшенням у цьому напрямку амплітуди флуктуаційних струмів  $\mathbf{j} = (c/4\pi) \text{rot } \mathbf{b}$ . З боку великомасштабного магнітного поля  $\mathbf{B}$  на маломасштабні струми  $\mathbf{j}$  діє сила Лоренца  $\mathbf{F}_L = (\mathbf{j} \times \mathbf{B})/c$ , яка породжує додаткові рухи зі швидкістю  $\mathbf{u}'$ , що, в свою чергу, збуджують додаткове електричне поле  $\epsilon' = (\mathbf{u}' \times \mathbf{b})/c$  і додаткові електричні струми  $\mathbf{j}' = \sigma\epsilon'$ . Ці модифіковані струми згідно із законом Ампера  $\text{rot } \mathbf{B}' = (4\pi/c)\mathbf{j}'$  генерують додаткове магнітне поле  $\mathbf{B}'$ , яке складається з вихідним полем  $\mathbf{B}$ , що спричиняє зміну початкового розподілення глобального магнетизму в

просторі. Зрештою, в нелінійному режимі просторовий перерозподіл поля еквівалентний його перенесенню в напрямку зростання густини плазми  $\rho$ . За умови рівнорозподілення густин кінетичної  $\rho u^2/2$  і магнітної  $b^2/8\pi$  енергій маломасштабних пульсацій вираз для швидкості перенесення великомасштабного магнітного поля  $B$  набуває вигляду [457, 486, 467]

$$U_p = (1/6)\tau b^2 \nabla \rho / 4\pi\rho \approx (1/6)\tau u^2 \nabla \rho / \rho. \quad (139)$$

Щоб підкреслити, що описаний ефект просторової перебудови магнетизму проявляється *тільки за наявності градієнта густини плазми*, Криводубський В. Н. найменував його  $\nabla\rho$ -ефект [233, 506].

### 1.37. Вплив обертання на $\nabla\rho$ -ефект

Обертання Сонця породжує анізотропію конвекції, яка наділяє  $\nabla\rho$ -ефект новими властивостями (ротаційний  $\nabla\rho$ -ефект) [204]. Ступінь збурення конвекції обертанням визначається числом Коріоліса  $\omega = 2\tau\Omega$  ( $\omega = \text{Ro}^{-1}$  – обернене число Россбі). Вплив обертання приводить до відносного збільшення масштабів конвективних рухів уздовж осі обертання (валикова конвекція) [159]. Тому, очевидно, що трансформація  $\nabla\rho$ -ефекту залежатиме від кутової відстані від полюсів. Якщо біля полюсів градієнт густини  $\nabla\rho$  паралельний до осі обертання, то при наближенні до середніх і низьких широт  $\nabla\rho$  поступово змінює своє спрямування, так що на екваторі він стає уже перпендикулярним до осі обертання. При цьому найбільша модифікація відбувається за умови помірного обертання ( $\omega \sim 1-10$ ). Використавши спектральні тензори для ротаційних турбулентних та магнітних пульсацій, можна отримати вирази, які описують збурені е. р. с. [204, 488]:

$$\mathbf{e}'_1 = \langle \mathbf{u} \times \mathbf{b}' \rangle / c = \mathbf{U}_p^\circ \times \mathbf{B} - 2 (\mathbf{U}_p^\circ \times \mathbf{e}) (\mathbf{e} \cdot \mathbf{B}), \quad (140)$$

$$\mathbf{e}'_2 = \langle \mathbf{u}' \times \mathbf{b} \rangle / c = \mathbf{U}_p^m \times \mathbf{B} - 2 (\mathbf{U}_p^* \times \mathbf{e}) (\mathbf{e} \cdot \mathbf{B}), \quad (141)$$

де

$$\mathbf{U}_p^\circ(\omega) = -\lambda_\perp \tau \langle \mathbf{u}^2 \rangle \phi_1(\omega) \quad (142)$$

швидкість перенесення усередненого поля, зумовлена турбулентними пульсаціями (кінематичний внесок);

$$U_{\rho}^m(\omega) = + \lambda \tau \langle \mathbf{u}^2 \rangle \varphi_2(\omega) \quad (143)$$

швидкість перенесення, обумовлена магнітними флуктуаціями (нелінійний внесок);

$$U_{\rho}^*(\omega) = - \lambda_{\perp} \tau \langle \mathbf{u}^2 \rangle \varphi_3(\omega) \quad (144)$$

додаткова швидкість перенесення в нелінійному наближенні з урахуванням обертання. Тут  $\lambda_{\perp} = \lambda - \mathbf{e}(\mathbf{e}\lambda)$  – нормальна щодо осі обертання складова вектора  $\lambda = \nabla\rho/\rho$ ,  $\mathbf{e} = \mathbf{\Omega}/\Omega$  – орт у напрямку кутової швидкості.

Функції числа Коріоліса  $\varphi_n(\omega)$  [204, 488] описують вплив обертання на турбулентну конвекцію. Саме вони відповідають за трансформацію радіального  $\nabla\rho$ -перенесення в різних ділянках турбулізованої конвективної зони Сонця, яке обертається. За гранично повільного обертання ( $\omega \rightarrow 0$ ) індукована ним анізотропія турбулентності (необхідна для виникнення додаткових ефектів) мала, тому функції ротаційного впливу  $\varphi_1(\omega)$  і  $\varphi_3(\omega)$  прямують до нуля, а  $\varphi_2(\omega) \rightarrow 1/6$ . У результаті, додаткові складові перенесення  $U_{\rho}^{\circ}(\omega)$  і  $U_{\rho}^*(\omega)$  зникають, а  $U_{\rho}^m(\omega)$  збігається з виразом (139) для  $U_{\rho}$  за відсутності обертання. У протилежному граничному випадку швидкого обертання ( $\omega \gg 1$ ) анізотропія велика, але обертання пригнічує турбулізовану конвекцію, а разом із нею і магнітне накачування (усі функції ротаційного впливу прямують до нуля). Правдоподібно, що найефективнішою магнітна адвекція буде при помірному обертанні ( $\omega \sim 1-10$ ).

Таким чином, при врахуванні обертання з'являються додаткові складові магнітного перенесення  $U_{\rho}^{\circ}(\omega)$  і  $U_{\rho}^*(\omega)$ , спрямовані по нормалі до осі обертання. У сферичній системі координат зручно виділити окремо радіальну і меридіональну компоненти магнітного перенесення вздовж одиничних векторів  $\mathbf{i}_r$  і  $\mathbf{i}_{\theta}$ .

Якщо глобальне магнітне поле  $\mathbf{B}$  розкласти на тороїдальну  $\mathbf{B}_T$  і полоїдальну  $\mathbf{B}_P$  компоненти і підставити їх у вирази для збурених електричних полів  $\mathbf{e}'_1$  і  $\mathbf{e}'_2$ , можна виділити окремо компоненти магнітного накачування тороїдального ( $U_{\rho}^T$ ) і полоїдального

$(U_{\rho}^P)$  полів, що суттєво відрізняються як за напрямком, так і за величиною швидкості перенесення:

$$U_{\rho}^T(\omega) = + U_{\rho}^{\circ}(\omega) + U_{\rho}^m(\omega), \quad (145)$$

$$U_{\rho}^P(\omega) = - U_{\rho}^{\circ}(\omega) + U_{\rho}^m(\omega) + U_{\rho}^*(\omega). \quad (146)$$

Для побудови наочної картини перенесення полів зручно подати ці компоненти через меридіональні (з індексом  $\theta$ ) і радіальні (з індексом  $r$ ) компоненти [488, 508]:

$$U_{\rho}^T(\omega) = U_{\rho\theta}^T \mathbf{i}_{\theta} + U_{\rho r}^T \mathbf{i}_r, \quad (147)$$

$$U_{\rho}^P(\omega) = U_{\rho\theta}^P \mathbf{i}_{\theta} + U_{\rho r}^R \mathbf{i}_r, \quad (148)$$

$$U_{\rho\theta}^T = U_{\rho\theta}^{\circ} = -|\lambda| \cdot \tau u^2 \varphi_1 \sin\theta \cos\theta, \quad (149)$$

$$U_{\rho r}^T = U_{\rho r}^{\circ} + U_{\rho}^m = +|\lambda| \cdot \tau u^2 [\varphi_2 - \varphi_1 \sin^2\theta], \quad (150)$$

$$U_{\rho\theta}^P = -U_{\rho\theta}^{\circ} + U_{\rho\theta}^* = +|\lambda| \cdot \tau u^2 [\varphi_1 - \varphi_3] \sin\theta \cos\theta, \quad (151)$$

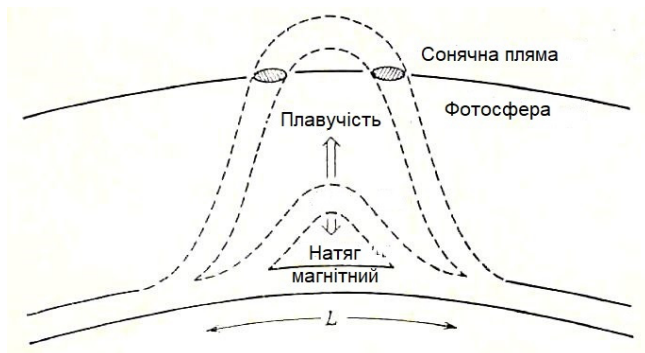
$$U_{\rho r}^P = -U_{\rho r}^{\circ} + U_{\rho}^m + U_{\rho r}^* = +|\lambda| \cdot \tau u^2 [\varphi_2 - (\varphi_1 - \varphi_3) \sin^2\theta]. \quad (152)$$

Таким чином, ротаційний  $\nabla\rho$ -ефект здійснює селекцію полів, завдяки чому тороїдальна і полоїдальна магнітні компоненти переносяться у радіальному і меридіональному напрямках незалежно з різними за величиною і знаком швидкостями.

### 1.38. Магнітна плавучість

Нелінійним процесом також є магнітна плавучість: спрямоване догори – проти вектора сили тяжіння  $\mathbf{g}$  – перенесення магнітних силових трубок із плазмою. Механізм магнітної плавучості був запропонований у 1955 р. Ю.-Н. Паркером [300] (для Сонця) і водночас незалежно Г. Єнсеном [189] (для зірок). Ідея полягала в тому, що густина речовини в ізольованих горизонтальних МТС виявляється меншою за густину навколишнього середовища. Тому в астрофізичних об'єктах у гравітаційному полі на силову трубку діє підйомна архімедова сила.

Термін *магнітна плавучість* був запропонований Паркером у його фундаментальній роботі [300], в якій він припустив, що магнітна силова трубка в СКЗ стає легша за навколишню плазму і тому піднімається вгору, утворюючи пару сонячних плям у тому місці, де вона виходить на поверхню фотосфери (рис. 20).



**Рис. 20.** Послідовні стани у верхній конвективній зоні магнітної силової трубки, частина якої піднімається внаслідок магнітної плавучості і утворює пару сонячних плям у тому місці, де вона проривається крізь фотосферу ( $L$  – відстань між точками, на які опирається магнітна дуга)

Йдучи за Паркером [300], проаналізуємо явище магнітної плавучості детальніше. Розглянемо баланс сил, що діють у підфотосферних шарах на МСТ, заповнену плазмою. Оскільки магнітне поле має власний тиск  $P_M = B^2/8\pi$ , то для сильних полів він буде істотною добавкою до газового тиску  $P_T = kT\rho_T/m_p$  у МСТ (тут  $k$  – стала Больцмана,  $m_p$  – маса протона,  $P_T$ ,  $T$  і  $\rho_T$  – відповідно тиск, температура і густина всередині МСТ). Рівняння магнітогідростатичної рівноваги горизонтальної МСТ у гравітаційному полі в стаціонарному стані (коли немає рухів)

$$\nabla P = \rho \mathbf{g} + (\mathbf{j} \times \mathbf{B})/c \quad (153)$$

показує, що дія градієнта тиску зводиться до створення струму, перпендикулярного до магнітного поля. Враховуючи, що  $\text{rot } \mathbf{B} = (4\pi/c) \cdot \mathbf{j}$ , і нехтуючи силою тяжіння, рівняння (153) можна переписати у вигляді

$$\nabla P = (\mathbf{j} \times \mathbf{B})/c = (\text{rot } \mathbf{B} \times \mathbf{B})/4\pi = (\mathbf{B} \times \nabla \mathbf{B})/4\pi - \nabla B^2/8\pi. \quad (154)$$

Якщо МСТ спрямовані так, що  $\mathbf{B} \times \nabla \mathbf{B} = 0$  (тобто прямолінійні і паралельні одна одній), то рівняння легко інтегрується в

$$P + B^2/8\pi = \text{const}. \quad (155)$$

Увівши прямокутну систему координат  $x, y, z$ , у якій вісь  $z$  вертикальна, а вісь  $x$  паралельна силовим лініям поля, матимемо

$$\partial (P + B^2/8\pi)/\partial y = 0. \quad (156)$$

Умова магнітогідростатичної рівноваги горизонтальної МСТ після інтегрування по  $y$  набуває вигляду

$$P_3 = P_T + B^2/8\pi = P_T + P_M, \quad (157)$$

де  $P_3$  – газовий тиск зовні трубки. Зазвичай припускається, що плазма в трубці перебуває в тепловій рівновазі з оточуючим середовищем. Врахувавши рівняння газового стану

$$P = \rho kT/m_p, \quad (158)$$

рівняння (157) можна переписати у вигляді

$$\rho_3 = \rho_T + (B^2/8\pi) : (kT/m_p), \quad (159)$$

де  $\rho_3$  – густина плазми зовні трубки. Оскільки магнітний тиск  $P_M$  завжди позитивний, то  $\rho_3 > \rho_T$ , внаслідок чого на одиницю об'єму МСТ діє спрямована догори сила

$$(\rho_3 - \rho_T)g = B^2/8\pi H_P \quad (160)$$

(де позначено  $H_P = kT/m_p g = P/\rho g$  – локальна шкала висот за тиском). Отже, в гравітаційному полі МСТ з плазмою *стають легші за газ, що їх оточує*. На них діє сила Архімеда величиною

$$F_{\text{пл}} = B^2/8\pi H_P, \quad (161)$$

яку Паркер назвав *магнітною плавучістю*. Ця сила намагається виштовхнути трубку догори. У результаті МСТ вигинається, і на неї починає діяти зворотна сила (вздовж силових ліній)

$$F_n = B^2/4\pi L, \quad (162)$$

зумовлена магнітним натягом ( $L$  – відстань між точками, на які опирається магнітна дуга). Якщо сила плавучості переважає силу реакції магнітного натягу

$$F_{\text{пл}} > F_n \Rightarrow B^2/8\pi H_p > B^2/4\pi L, \quad (163)$$

то трубка спливатиме. Із виразу (163) отримуємо, що для спливання МСТ необхідна умова  $L > 2H_p$ . Більш детальний аналіз показав, що максимальний розмір дуги, яка ще може утримуватися від спливання, становить  $2\pi H_p$ . Таким чином, в ізотермічній атмосфері кожна зігнута в дугу МСТ, яка спирається на точки, рознесені на відстань, більшу за  $2\pi H_p$ , не може перебувати в рівновазі і буде спливати. Крім того, підйом частини силової трубки спричиняє відтік речовини із піднятої частини, що посилює її плавучість. Паркер припустив, що як тільки МСТ виникає, вона за рахунок магнітної плавучості піднімається догори і утворює магнітну біполярну групу сонячних плям у місці її виходу на поверхню фотосфери. Отже, будь-які магнітні поля, наявні в надрах Сонця, і взагалі в надрах астрофізичних тіл, мають, зрештою, з'явитися на поверхні цих небесних тіл.

Роль ефекту магнітної плавучості на різних глибинах можна оцінити за величиною дефіциту густини плазми в МСТ на Сонці. Розрахунки для поля  $B \approx 1000$  Гс у поверхневих шарах Сонця ( $z \approx 1000$  км) дають  $(\rho_z - \rho_T)/\rho_z = B^2/8\pi g r_z H_p \sim 0,04$  (що еквівалентно збільшенню температури в трубці на  $600^\circ$ ), тоді як поблизу дна СКЗ ( $z \approx 200$  тис. км) це відношення суттєво зменшується і становить усього  $\sim 10^{-5}$ . Таким чином, магнітна плавучість найбільш ефективна в поверхневих шарах, де величина густини сонячної плазми мала.

Паркер вважав, що при спливанні тонкої горизонтальної МСТ у спокійній атмосфері гальмівною силою є аеродинамічний опір середовища [300, 302]. За умови, що аеродинамічна сила опору врівноважує спрямовану догори силу, гранична величина швидкості магнітного спливання  $U_B$  трубки (з радіусом  $R \sim H_p$ ) порівняна з альфвенівською швидкістю  $c_a$ :

$$U_B(B, \rho) \approx c_a = B/(4\pi\rho)^{1/2}. \quad (164)$$

Оскільки  $U_B \sim 1/\rho^{1/2}$ , швидкість спливання найбільша поблизу сонячної поверхні, де мала густина плазми, і значно менша в глибо-

ких щільних шарах. Крім того, магнітне спливання тим ефективніше, чим сильніше поле ( $U_B \sim B$ ). Магнітна плавучість – сильний нелінійний ефект за величиною поля, який створює труднощі для механізмів збудження космічного магнетизму. Зважаючи на швидку евакуацію полів із зони генерації, важко забезпечити їхнє значне підсилення. Навіть на глибині 100 тис. км у СКЗ величина швидкості піднімання, яка є по суті альфвенівською, для поля 100 Гс становить близько 1 м/с, що спричиняє швидке спливання поля на поверхню усього за два–три роки. Це значно менше за тривалість сонячного циклу.

Згодом робота Паркера була доповнена розрахунками інших дослідників. В. Унно та Елізабет Рібе [406] за гальмівну силу брали турбулентну в'язкість, тоді як М. Шюслер [350], В. Кузнецов і С. Сироватський [247] врахували стратифікацію за густиною зовнішнього середовища і розширення МСТ при їхньому підйомі. Ф. Морено-Інсертіс [282] розглянув варіанти спливання адіабатичних та ізотермічних МСТ, як для випадку аеродинамічного гальмування, так і для турбулентної в'язкості зовнішнього середовища. У всіх випадках швидкість магнітного спливання залежала від величини поля і густини речовини. У публікаціях автора [504, 506] було проаналізовано ефективність зазначених механізмів спливання в СКЗ. З'ясовано, що найбільша швидкість спливання поля властива механізму Паркера. Тому далі при розрахунках перебудови сонячного магнетизму будемо брати до уваги паркерівський механізм спливання як найбільш несприятливий з точки зору утримання полів у зоні генерації.

У моделях космічного динамо доводиться мати справу з турбулентним середовищем, в якому магнітні неоднорідності за просторовими і часовими масштабами порівняні з неоднорідностями гідродинамічних рухів. Очевидно, що отримані для дискретних МСТ результати [300, 302] некоректно застосовувати для згладжених (неперервних) магнітних полів (УМП)  $\langle B \rangle$ . Важко використати і результати Паркера [304] для ансамблю трубок, оскільки вони містять невизначені параметри, зокрема щільність трубок. Ці параметри мусять визначатися механізмом формування МСТ у глибинах СКЗ, а він поки що невідомий. Л. Кичатинов і В. Піпін

[489], дослідивши ефект магнітної плавучості в рамках теорії УМП, розраховали турбулентну е. р. с. плавучості

$$\mathbf{e}^{\wedge} = \langle \mathbf{u}^{\wedge} \times \mathbf{b}^{\wedge} \rangle / c = \mathbf{U}_B \times \langle \mathbf{B} \rangle, \quad (165)$$

де  $\mathbf{u}^{\wedge}$  і  $\mathbf{b}^{\wedge}$  – відповідно турбулентні і магнітні пульсації. Важливо, що враховувалася реакція усереднених магнітних натягів на турбулентні пульсації  $\mathbf{u}^{\wedge}$ . Величина ефективною швидкості плавучості УМП описується виразом

$$U_B(\beta) = \left( \frac{l}{H_p} \right) \left( \frac{u}{16\gamma} \right) \frac{1}{\beta^2} \left[ \frac{\beta^2 + 3}{\beta^2 + 1} - \frac{\beta^2 - 3}{\beta} \arctg\beta \right], \quad (166)$$

де  $\beta = c_a/u = B/B_{eq}$  – параметр нормалізованого магнітного поля,  $\gamma = 5/3$  – показник адиабати. Аналіз показав, що швидкість спливання згладженого поля, на відміну від спливання ізольованих силових трубок, немонотонно залежить від величини магнітної індукції. Початкове збільшення швидкості спливання слабких полів при зростанні індукції змінюється її зменшенням у випадку сильних полів.

Якісно немонотонну залежність швидкості магнітного поля спливання від величини згладженого поля можна пояснити так. Турбулентність  $\mathbf{u}^{\wedge}$  створює маломасштабні неоднорідності магнітного поля  $\mathbf{b}^{\wedge}$  і тиску  $(b^{\wedge})^2/8\pi$ , які спричиняють виникнення маломасштабних архімедових сил, що корелюють з УМП. Тобто щільніші неоднорідності магнітного поля спливають, а менш щільні – опускаються, в результаті центр ваги густини енергії УМП зміщується догори. Кичатинов і Піпін [489] взяли до уваги магнітний натяг силових ліній, яким зазвичай дослідники нехтували при описі плавучості МСТ. Слабкі магнітні поля чинять незначний опір викривленню силових ліній і тому роблять більший внесок у маломасштабні неоднорідності магнітного тиску. Якщо не враховувати сили магнітного натягу, то швидкість спливання зростає лінійно разом зі збільшенням густини енергії УМП. Проте для сильних магнітних полів їхні натяги відіграють ключову роль. Вони пригнічують неоднорідності турбулентних рухів уздовж УМП і чинять опір деформаціям. У результаті зменшуються маломасштабні неоднорідності магнітного тиску. Тому для слабких магнітних полів швидкість плавучості зростає при збільшенні  $B$ ,

тоді як для сильних – спадає в оберненій залежності від величини поля  $B$ . Отже, плавуче перенесення УМП немонотонно залежить від інтенсивності поля і, вочевидь, насичення повинно наступати на рівні рівнорозподілення густин кінетичної і магнітної енергій маломасштабних пульсацій. Аналіз виразу (166) показав [489], що максимум швидкості спливання  $U_B \approx 0,03u$  досягається при  $\beta \approx 1,6$ .

Для слабких полів ( $\beta^2 \ll 1$ ), характерних для глибоких шарів СКЗ, вираз (166) значно спрощується:

$$U_B(\beta) = \left( \frac{l}{H_P} \right) \left( \frac{u}{\gamma} \right) \frac{\beta^2}{15}. \quad (167)$$

Оцінки швидкості спливання  $U_B(\beta)$  у наближенні слабого поля (167) дають приблизно на порядок менші значення порівняно з паркерівськими швидкостями. Якщо для швидкості турбулізованої конвекції  $u$  взяти характерне для глибоких шарів СКЗ значення  $\approx 4 \times 10^3$  см/с, то час спливання на сонячну поверхню магнітного поля величиною  $B \approx 1,6B_{eq}$ , становитиме близько шести років [489], що за порядком величини вже наближається до тривалості циклу. Іншими словами, в глибинах СКЗ швидкості спливання УМП достатньо малі, що сприяє підсиленню полів у зоні генерації впродовж тривалого часу, перш ніж плавучість вступить у дію. Тому врахування плавучості в наближенні УМП розширює можливість механізмів генерації космічного магнетизму.

### **1.39. Шар проникної конвекції і тахоклін поблизу дна СКЗ – найбільш сприятливе місце для турбулентного динамо**

Моделювання процесів спливання магнітних трубок у СКЗ показало, що для пояснення спостережених в активних ділянках на сонячній поверхні величин магнітних полів необхідно, щоб поблизу дна СКЗ інтенсивність тороїдальних магнітних полів досягала, принаймні, значень порядку  $10^4$  Гс і більше (див., напр., роботи [71, 284]). Тому на перший план виступає нагальна проблема компенсації магнітної плавучості таких сильних полів і утримання їх тривалий час у ділянці динамо.

У зв'язку із цим особливу увагу дослідників привертають найглибші шари СКЗ, а саме, перехідна ділянка (*interface*) між конвективною і променистою зонами. Як відомо, поля швидкостей у СКЗ природно розділені на два масштаби: *маломасштабну* турбулентну конвекцію  $\mathbf{u}(r, \theta)$  і *великомасштабне* диференційне обертання  $\Omega(r, \theta)$ . Характерні розміри цих двох полів швидкостей достатньо великі для того, щоб між СКЗ і променистою зоною виникали ділянки поступового спадання амплітуди швидкостей. Тому біля дна СКЗ мусять сформуватися два перехідних шари різних за протяжністю масштабів, в яких відбувається перебудова поля швидкостей. Слід очікувати, що перехідний шар між маломасштабною турбулентною конвекцією (з характерними розмірами  $l$ ) і променистою зоною буде тонший порівняно із шаром, в якому відбувається перехід від великомасштабних широтних варіацій кутової швидкості в СКЗ (з характерними розмірами  $L > l$ ) до майже однорідного обертання в радіативних надрах [346, 373, 430]. Розглянемо коротко суть процесів, що приводять до формування цих перехідних шарів.

Оскільки біля дна СКЗ масштаб турбулентних рухів становить значну частину вертикальної протяжності зони конвекції, то турбулентна конвекція за інерцією проникатиме в стабільну щодо рухів променисту зону (перколяція турбулентності), збільшуючи вертикальну протяжність зони механічного перемішування речовини. Незалежним доказом перемішування речовини нижче СКЗ є зменшення спостереженого вмісту літію у сонячній фотосфері щодо його первісної величини [70, 322]. Літій руйнується при суттєво вищих, як біля дна СКЗ, температурах – близько  $2,5 \times 10^6$  К, які досягаються в термоядерних реакціях в сонячних шарах нижче зони конвекції. Завдяки перколяції турбулентності нижче СКЗ формується перехідний шар пасивної конвекції (оскільки в променистій зоні вже не виконується критерій Шварцшильда збудження активної конвективної нестійкості). При заглибленні інтенсивність пульсацій у цьому шарі плавно зменшується до нуля. Така структура, всередину якої енергія переноситься конвекцією, а зовні виноситься радіацією, в літературі отримала назву *шару проникної конвекції* (англ. *convective overshoot layer*) [63, 153, 266, 318, 344, 372, 329, 414].

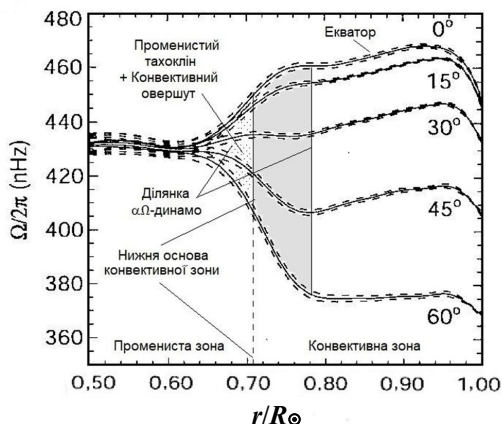
Внаслідок вмороженості поля у плазму магнітні силові лінії "закидатимуться" турбулентними пульсаціями в шар проникної конвекції. Тому через деякий час поле з'явиться на верхній межі променистої зони, де раніше його не було, і де сприятливі умови для його тривалого існування, оскільки тут турбулентні пульсації майже відсутні. Натомість через заплутування магнітних силових ліній і подальшу омічну дисипацію поле поступово зникатиме в СКЗ.

Стабільно стратифікований шар проникної конвекції виглядає особливо привабливим місцем для розташування там динамо [80, 318], оскільки в цій ділянці макроскопічний турбулентний діаманетизм протидіє магнітній плавучості (див. підрозд. 2.13) і тим сприяє утриманню полів впродовж тривалого часу в зоні генерації – так щоб динамо неперервно підсилювало їх. Проте цей шар, імовірно, дуже тонкий. Дійсно, згідно з оцінками на основі геліосейсмологічних даних [27] товщина overshoot layer становить усього  $(0,004-0,005) R_{\odot}$  ( $\approx 3000-3500$  км). Тому він суттєво не впливає на ефективність збудження магнітного поля, а тільки сприяє тривалому його збереженню. Збудження великомасштабного магнітного поля в такому тонкому шарі породжує низку проблем [339].

З огляду на це, особливого значення для перебудови магнетизму набуває *другий перехідний шар*, який простягається глибше СКЗ у надра Сонця [71, 373]. Диференційне обертання проникає в радіативні надра, внаслідок чого на нижній межі СКЗ утворюється перехідний шар від *широтного диференційного до твердотілого (жорсткого)* обертання. Походження цього перехідного шару ймовірно можна пояснити [322] певним механізмом перенесення кутового моменту (наприклад, в'язке перенесення), який ефективно усуває широтну неоднорідність обертання під СКЗ.

Смуга різкого спадання кутової швидкості розташована нижче за СКЗ, подібно до того як термокліни лежать нижче за шар перемішаної води в океані. Зважаючи на це, за аналогією з океанічним термокліном, перехідний шар спадання кутової швидкості Е. Шпігель і Ж.-П. Цан [373] назвали *тахокліном* (англ. *tachocline*) – тобто шаром стрімкого спадання швидкості диференційного обертання. Згідно із геліосейсмологічними вимірюваннями центр тахокліну (в екваторіальній площині) розміщують на глибині  $z = 214 \pm 14$  тис. км, а товщину визначають як

$\Delta z = 27 \pm 9$  тис. км, хоча остаточно її не встановлено [87, 299]. Таким чином, тахоклін розташований здебільшого в променистій зоні, але при цьому він захоплює дно СКЗ ( $r \approx 0,713R_{\odot}$ ;  $z \approx 200$  тис. км) (рис. 21). Наступні вимірювання показали, що тахоклін має витягнуту (подібно до сфероїда) форму (англ. *prolated*) [27]. Різниця між положенням тахокліна на широтах  $0^{\circ}$  і  $60^{\circ}$  становить близько 15 тис. км, тому на високих широтах тахоклін більшою мірою, як в екваторіальній площині, перекривається СКЗ.



**Рис. 21.** Розподіл за відносним сонячним радіусом  $r/R_{\odot}$  усереднених за часом (1995–1999 рр.) швидкостей внутрішнього обертання Сонця (частот обертання  $\Omega/2\pi$ ) для різних геліоширот (дані геліосейсмічних вимірювань наземної мережі GONG)

Як видно із рис. 21, під нижньою основою СКЗ ( $r \approx 0,71R$ ) у порівняно тонкому шарі (товщиною  $\approx 27 \pm 9$  тис. км), який має назву **променистий тахоклін**, відбувається монотонний перехід від диференційного обертання СКЗ до майже жорсткого (за широтою) обертання променистої зони. Всередині тахокліну (ближче до нижньої основи СКЗ) розташований ще тонший перехідний шар ( $\approx 3000\text{--}3500$  км) – **конвективний овершут**, в якому інтенсивність турбулентних конвективних пульсацій спадає до нуля. Тахоклін і овершут разом із нижніми шарами СКЗ вважаються найбільш

сприятливим місцем для ефективної роботи механізму  $\alpha\Omega$ -динамо. Важливо, що в глибинах СКЗ густина кінетичної енергії диференційного обертання значно перевищує густину магнітної енергії. Це сприяє трансформації кінетичної енергії в магнітну. У *тахокліні* внаслідок різкого спадання кутової швидкості *ефективно генерується потужне тороїдальне поле*, тоді як у *конвективному овершуті* під впливом процесів антиплавучості створюються необхідні умови для *формування шару тривалого утримання цього поля*. Вагомим чинником тривалого утримання поля біля нижньої основи СКЗ є також те, що ефективність евакуації поля внаслідок магнітної плавучості із зони генерації тут найменша, оскільки густина плазми є найбільшою у СКЗ. У міру подальшого підсилення тороїдального поля магнітна плавучість із часом починає переважати ефекти антиплавучості. Тому тороїдальне магнітне поле через певний час, зрештою, виноситься на поверхню, формуючи сонячні плями. Важливим чинником глибинних шарів також є спрямована до екватора меридіональна течія, яка в рамках моделі динамо забезпечує міграцію тороїдальних полів від високих широт до низьких.

#### **1.40. Висновки**

Інтенсивні теоретичні та спостережні дослідження привели до встановлення базового сценарію сонячного динамо, визначення ключових параметрів динамо та формулювання теоретико-методологічної моделі природи сонячного магнетизму. Побудована в рамках макроскопічної МГД теорія динамо прийнятно описує магнітний цикл Сонця завдяки двом основним процесам. Перший – генерація тороїдального поля з полоїдального внаслідок диференційного обертання ( $\Omega$ -ефект), другий – зворотне перетворення тороїдального поля на нове полоїдальне поле протилежної орієнтації, спричинене спіральними турбулізованими конвективними рухами ( $\alpha$ -ефект). Саме  $\alpha$ -ефект замикає сонячний динамоцикл, чого не вистачало в моделях ламінарного динамо. Механізм генерації магнітного поля, заснований на цих двох ефектах, називається  $\alpha\Omega$ -динамо. Підсумуємо проведений аналіз продуктивності

механізму  $\alpha\Omega$ -динамо з урахуванням фізичних параметрів моделі СКЗ [389]. Найбільш оптимально на ефективну роботу динамо налаштована ділянка, яка охоплює глибинні шари СКЗ, конвективний овершут і променистий тахоклін. По-перше, в глибоких шарах є найменшими виснаження полів унаслідок магнітної плавучості. По-друге, в шарах поблизу дна СКЗ і в конвективному овершуті сильний макроскопічний турбулентний діаманетизм діє проти магнітної плавучості, що сприяє утриманню тороїдальних полів у глибинах протягом тривалого часу (доки  $\Omega$ -ефект згенує потужне магнітне поле, здатне спливати до поверхні). По-третє, при наближенні до дна СКЗ  $\alpha$ -ефект змінює свій знак з позитивного на негативний, що важливо для визначення структури глобального магнітного поля і напрямку поширення динамохвиль до екватора відповідно до спостережень. По-четверте, тут відбувається суттєве магнітне пригнічення спіральної турбулентності ( $\alpha$ -квенчінг), необхідне для встановлення допустимої величини періоду динамо-циклу, наближеної до тривалості спостереженого циклу зміни кількості сонячних плям. По-п'яте, в нижній частині приекваторіального домену СКЗ ротаційний  $\nabla\rho$ -ефект сприяє спливанню тороїдального поля в широтній "королівській зоні" сонячних плям. Нарешті, згідно з геліосейсмічними вимірюваннями для глибинних шарів СКЗ і межового з ними променистого тахокліну властиві суттєві значення радіального градієнта кутової швидкості, необхідні для ефективною роботи  $\Omega$ -ефекту. Крім того, спрямована до екватора глибинна меридіональна течія переносить заблоковані біля дна СКЗ тороїдальні поля від високих приполярних широт до "королівської зони", де вони спливають на поверхню. Проте ряд спостережених проявів сонячного магнетизму тривалий час залишався нез'ясованим [158], що зумовило потребу вдосконалення моделі  $\alpha\Omega$ -динамо.

## Розділ 2

# ДОСЯГНЕННЯ І ТРУДНОЩІ ТУРБУЛЕНТНОГО ДИНАМО ПРИ ПОЯСНЕННІ СОНЯЧНОЇ ЦИКЛІЧНОСТІ

### 2.1. Вступ

Другий розділ монографії містить результати роботи автора над вдосконаленням моделі  $\alpha\Omega$ -динамо, яка дозволила усунути частину труднощів при теоретичному поясненні спостережених закономірностей геліомагнітної активності.

Останніми роками дослідники запропонували низку динамо-моделей сонячного циклу [133, 212, 253, 443, 444, 483, 484, 485 та ін.], в яких вдалося відтворити основні спостережені закономірності геліомагнітної активності:

- правила полярності біполярних груп сонячних плям;
- діаграму "метеликів Маундера", правильний нахил крил, концентрацію сильних полів до середніх широт та їхнє сповзання із 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 ін.

Перелік відтворених явищ сонячної активності свідчить, що моделі динамо досить адекватно описують природу магнітного циклу Сонця і загалом відображають реальні процеси у СКЗ (див. огляди [72, 77, 78, 81, 194, 299, 306, 326, 351, 388]). Однак залишалася низка спостережених явищ, яка вимагала пояснень, а саме: а) чому розрахований період динамо-хвилі значно коротший за спостережену тривалість циклу (пошук шляхів подовження теоретично оціненого динамо-періоду); б) потребувала обґрунтування північно-південна магнітна аномалія (асиметрія), спостережена під час реверсації полярного магнітного поля в епохи максимумів сонячних циклів (феномен магнітного монополя); в) чому внаслідок магнітного спливання важко утримувати сильні

поля в зоні генерації протягом часу, порівняного з тривалістю сонячного циклу; г) чому сильні поля виходять на поверхню ви-  
нятково на середніх і низьких широтах (у т. зв. "королівській  
зоні"); д) необхідно також визначити механізми повторних мак-  
симумів циклу сонячних плям і чергування максимумів активності  
плям у сусідніх циклах.

Складності моделей значною мірою пов'язані з тим, що в реаль-  
них природних умовах магнітні процеси відбуваються в неліній-  
ному режимі, на що раніше при розрахунках динамо-параметрів  
дослідники не завжди зважали. Крім того, через обмежений обсяг  
інформації стосовно внутрішнього обертання Сонця до недав-  
нього часу її отримували з теоретичних моделей.

Для вирішення цих задач автор упродовж декількох десятиліть  
проводив наукові дослідження, працюючи над вдосконаленням  
моделі  $\alpha\Omega$ -динамо. До розгляду було залучено нелінійні ефекти  
замагніченої турбулентної плазми та дані геліосейсмологічних  
експериментів, які відкрили принципово новий шлях до вивчення  
глибинного диференційного обертання Сонця.

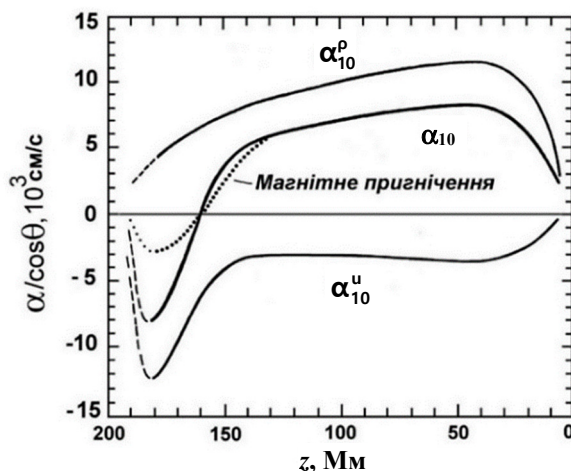
Далі наведено результати цих досліджень.

## 2.2. Зміна знака параметра спіральної турбулентності в глибинних шарах СКЗ

Як зазначено у підрозд. 1.23, спіральність певного знака  $\langle \mathbf{u} \cdot \text{rot } \mathbf{u} \rangle$   
виникає у ротаційному турбулентному середовищі за наявності  
градієнта густини речовини  $\nabla \rho$  і/або градієнта турбулентної швид-  
кості  $\nabla u$ . Вплив обертання Сонця на турбулентність зумовлює  
тензорний характер  $\alpha$ -ефекту [230, 231, 240, 241, 340, 505, 509, 525].  
Для моделі сонячного  $\alpha\Omega$ -динамо актуальною є азимутальна ком-  
понента параметра спіральності  $\alpha_{10}(r, \theta) = \alpha_{10}(r) \cos \theta$ , де

$$\begin{aligned} \alpha_{10}(r) &\approx -\frac{\tau}{3} \langle \mathbf{u} \cdot \text{rot } \mathbf{u} \rangle \approx -\frac{2}{3} \Omega l^2 \nabla \ln(\rho u) = \\ &= -\frac{2}{3} \Omega l^2 \left( \frac{\nabla \rho}{\rho} + \frac{\nabla u}{u} \right) = \alpha_{10}^{\rho}(r) + \alpha_{10}^u(r). \end{aligned} \quad (168)$$

Тут  $r$  – відстань від центра Сонця,  $\theta$  – полярний кут,  $\rho$  – густина речовини,  $\nabla \equiv \partial/\partial r$  – радіальний градієнт. Із виразу (168) видно, що сумарний параметр спіральності  $\alpha_{10}(r)$  містить два внески, спричинені відповідно градієнтом густини плазми:  $\alpha_{10}^p \approx -(2/3)\Omega l^2 (\nabla\rho/\rho)$  і градієнтом турбулентної швидкості:  $\alpha_{10}^u \approx -(2/3)\Omega l^2 (\nabla u/u)$ . Зазвичай при оцінці величини  $\alpha_{10}(r)$  в СКЗ дослідники обмежуються першим внеском  $\alpha_{10}^p$ . З метою вдосконалення моделі динамо автор врахував другий внесок  $\alpha_{10}^u$  [231, 240, 521]. На рис. 22 представлено результати розрахунків радіального розподілу в підфотосферних шарах сумарного параметра спіральності і двох зазначених внесків. Тут і далі для обчислень модифікованих параметрів динамо використано фізичні характеристики СКЗ із моделі М. Стікса [389].



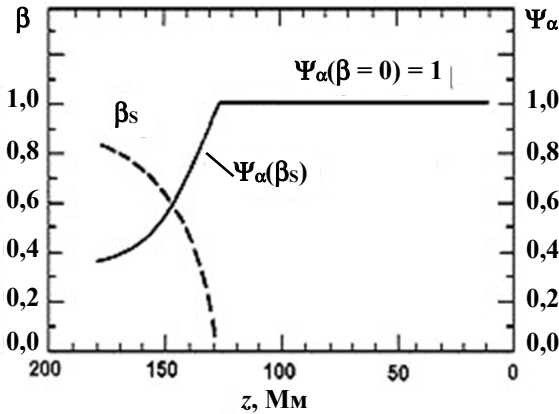
**Рис. 22.** Залежність від глибини  $z$  (радіуса  $r$ ) у СКЗ азимутальної компоненти тензора спіральної турбулентності:  $\alpha_{10}(r)$  – сумарний параметр спіральності;  $\alpha_{10}^p(r)$  і  $\alpha_{10}^u(r)$  – внески, зумовлені радіальними градієнтами густини речовини  $\nabla\rho$  і турбулентної швидкості  $\nabla u$  [231]. Пунктирна крива (.....) у нижній половині СКЗ – магнітне насичення (альфа-квенчінг) сумарного параметра спіральності:  $\alpha(\beta_S) = \alpha_{10}\Psi_\alpha(\beta_S)$ ;  $\Psi_\alpha(\beta)$  – квенчінг-функція (див. підрозд. 2.3)

Із рис. 22 видно, що у більшій частині об'єму СКЗ переважний внесок у величину сумарного параметра  $\alpha_{10}(r)$  дає радіальна стратифікація речовини (позитивна за знаком складова  $\alpha_{10}^p$ ). Проте на ділянках поблизу дна СКЗ, де інтенсивність турбулентної конвекції стрімко спадає до нуля, більш вагомим стає внесок, спричинений радіальною неоднорідністю турбулентної швидкості (негативна за знаком складова  $\alpha_{10}^u$ ). Тому в нижній частині СКЗ сумарний параметр  $\alpha_{10}(r)$  змінює свій знак з позитивного на негативний. Відтак, поблизу дна СКЗ у північній півкулі формується порівняно тонкий шар (товщиною  $\Delta z \approx 30\text{--}40$  тис. км) негативного  $\alpha$ -ефекту ( $\alpha_{10} < 0$ ), в якому максимальне негативне значення параметра  $\alpha_{10}$  становить  $\approx -7 \times 10^3$  см/с. Уперше виявлена автором зміна знака параметра спіральності  $\alpha$  має принципове значення для пояснення спостереженої меридіональної міграції поверхневих магнітних полів (підрозд. 2.4).

### 2.3. Магнітне насичення $\alpha$ -ефекту (альфа-квенчінг)

При розрахунках параметра  $\alpha$  необхідно брати до уваги, що нижня частина СКЗ заповнена магнітним полем  $B_S \approx 3000$  Гс ( $\beta_S = B_S/B_{eq} \approx 0,7\text{--}0,8$ ), яке заблоковане тут внаслідок ефекту негативної магнітної плавучості (спрямованого донизу макроскопічного турбулентного діаманетизму) (підрозд. 2.13). Як зазначено в підрозд. 1.31, магнітне поле в нелінійному режимі уповільнює динамо-процеси магнітного самозбудження. Насамперед, пригнічує  $\alpha$ -ефект як більш упорядкований, чутливий і слабкіший порівно з  $\Omega$ -ефектом. Вплив магнітного поля можна описати виразом  $\alpha(\beta) = \alpha_{10} \Psi_\alpha(\beta)$  (див. (127)), де  $\alpha_{10}$  – немагнітне значення параметра спіральності,  $\Psi_\alpha(\beta)$  – функція магнітного пригнічення  $\alpha$ -ефекту,  $\beta = B/B_{eq}$  – параметр нормалізованого магнітного поля,  $B_{eq} \approx u(4\pi r)^{1/2}$  – рівнорозподілена магнітна індукція, яка збуджується маломасштабними турбулентними пульсаціями  $u$ .

З метою подальшого вдосконалення моделі динамо автор дослідив магнітне насичення параметра  $\alpha$  в шарі заблокованого сильного магнітного поля в нижній частині СКЗ [231, 509, 516, 519]. Розрахована величина квенчінг-функції  $\Psi_\alpha(\beta_S)$  поблизу дна СКЗ становить близько 0,3–0,4 (рис. 23).



**Рис. 23.** Розподіл за глибиною  $z$  у СКЗ параметра нормалізованого усталеного магнітного поля  $\beta_S = B_S/B_{\text{eq}}$  і квенчінг-функції  $\alpha$ -ефекту  $\Psi_\alpha(\beta_S)$ , нормалізованої на одиницю за відсутності магнітного поля [231].

Поблизу дна СКЗ  $\Psi_\alpha(\beta_S) \approx 0,3-0,4$ , що свідчить про значне магнітне насичення  $\alpha$ -ефекту в нелінійному режимі

Негативний пік параметра спіральності  $\alpha_{10} \approx -7 \times 10^3$  см/с внаслідок магнітного пригнічення зменшується до величини  $\alpha_{10}(\beta_S) = \alpha_{10} \Psi_\alpha(\beta_S) \approx -3 \times 10^3$  см/с (див. рис. 22). Усереднене вздовж шару негативної спіральності значення параметра  $\overline{\alpha_{10}(\beta_S)}$  дорівнює  $\approx -10^3$  см/с. Виявлене зменшення величини параметра спіральності спричиняє подовження розрахованого періоду динамоциклу (підрозд. 2.6).

## 2.4. Напрямок міграції динамо-хвиль

У рамках моделі  $\alpha\Omega$ -динамо для пояснення поширення динамо-хвиль до екватора необхідна умова щодо знака добутку  $\alpha \cdot \partial\Omega/\partial r < 0$  (див. (109)). Геліосейсмологічні експерименти для низькоширотного домену дають позитивний знак радіального градієнта кутової швидкості  $\partial\Omega/\partial r > 0$  [87]. Тому виявлений шар негативного  $\alpha$ -ефекту ( $\alpha < 0$ ) поблизу дна СКЗ (підрозд. 2.3) забезпечує при модельних розрахунках зміщення динамо-хвиль до екватора [231, 509]. При спостереженнях це зміщення проявляється впродовж циклу у вигляді міграції сонячних плям у так званій "королівській зоні" від високих широт до екватора (закон Шпільборера, який ілюструється широтно-часовою діаграмою "метеликів Маундера" (див. рис. 2)). Водночас у високоширотних доменах згідно з геліосейсмологічними вимірюваннями радіальний градієнт кутової швидкості змінює знак на протилежний ( $\partial\Omega/\partial r < 0$ ), тоді як знак  $\alpha$ -ефекту залишається без змін ( $\alpha < 0$ ). У такому разі динамо-хвилі набувають спрямованості до полюсів, оскільки тут добуток зазначених параметрів є позитивним ( $\alpha \cdot \partial\Omega/\partial r > 0$ ). Очевидно, ці хвилі відповідальні за спостережний полярний дрейф структур із нейтральними магнітними лініями і носіїв слабких магнітних полів (факелів), а також узгоджуються зі змінами активності корони і високоширотних протуберанців.

## 2.5. Період сонячного динамо-циклу

Період динамо-хвиль  $T$ , що відповідає тривалості динамо-циклу, згідно з Паркером [301, 303], залежить від величини добутку параметра спіральності  $\alpha$  і радіального градієнта кутової швидкості  $\partial\Omega/\partial r$ :

$$T \approx 2\pi / \left\{ (1/2) |\alpha \partial\Omega/\partial r| \right\}^{1/2}. \quad (169)$$

Розрахунки в кінематичному наближенні періоду меридіональної динамо-хвилі за формулою (169) дають оцінку близько одного року [444, 460], що значно коротше за спостережену середню тривалість сонячних циклів. Отримані малі значення  $T$ , очевидно,

зумовлені завищеними значеннями параметрів  $\alpha$  і  $\partial\Omega/\partial r$ . Тому розходження спостереженого і теоретичного періодів циклу можна усунути, якщо врахувати нелінійність (самоіндукцію) і залучити до розгляду результати вдосконалених геліосейсмологічних досліджень внутрішнього обертання Сонця. Як показано вище (підрозд. 2.3), врахування магнітного  $\alpha$ -квенчінгу приводить до значно менших величин параметра спіральності (поблизу дна СКЗ  $\overline{\alpha_{10}(\beta_s)} \approx -10^3$  см/с) за ті, які брали для розрахунків раніше ( $\alpha \approx -10^4$  см/с [505]). Крім того, результати вдосконалених геліосейсмологічних експериментів [27, 87, 179, 180] змушують змінити усталені погляди на картину внутрішнього обертання Сонця. Зокрема, радіальний градієнт кутової швидкості характеризується меншою величиною порівняно з його оцінкою у попередніх експериментах. Якщо взяти до уваги магнітне насичення  $\alpha$ -ефекту поблизу дна СКЗ і величину  $\partial\Omega/\partial r \approx 2,5 \times 10^{-18}$  рад/с-см згідно з геліосейсмологічними експериментами, то розрахований за формулою (169) період сонячного динамо-циклу становить близько дев'ятох років [231, 519, 524], що за порядком величини узгоджується зі спостереженою середньою тривалістю циклів сонячних плям близько 11 років.

## 2.6. Затяжна тривалість 23-го сонячного циклу

У межах моделі  $\alpha\Omega$ -динамо було запропоноване пояснення подовженої тривалості 23-го циклу, яка становила близько 13 років [URL: <https://www.ngdc.noaa.gov/>]. Беручи до уваги спостережені дані про суттєве зростання річного модуля магнітних полів сонячних плям  $B_{sp}$  [529], було розраховано магнітне пригнічення  $\alpha$ -ефекту

$$\alpha(\beta_{sp}) = \alpha_{10} \Psi_{\alpha}(\beta_{sp}). \quad (170)$$

Тут  $\beta_{sp} = B_{sp}/B_{eq}$  – параметр нормалізованого магнітного поля,  $B_{eq}$  – величина рівнорозподіленого магнітного поля. У разі сильного магнітного поля ( $\beta_{sp} \gg 1$ ) квенчінг-функція описується виразом [340]

$$\Psi_{\alpha}(\beta_{sp}) = 15\pi/64\beta_{sp}^3. \quad (171)$$

Відповідно до цього параметр спіральності набуває вигляду

$$\alpha(\beta_{sp}) = \alpha_{10} 15\pi / 64 \beta_{sp}^3. \quad (172)$$

Оскільки період динамо-циклу пропорційний величині  $\alpha_{10}^{-1/2}$  (див. (169)), він залежить від магнітного поля таким чином:

$$T \approx \beta_{sp}^{3/2} \text{ (або ж } T \approx B_{sp}^{3/2}). \quad (173)$$

Тобто, чим сильніше магнітне поле сонячних плям, тим довша тривалість динамо-циклу. Розрахований магнітний параметр  $\beta_{sp} = B_{sp}/B_{eq}$  у максимумі 23-го циклу збільшився приблизно в 1,13 разу порівняно з його значенням в епоху мінімуму [239, 529]. Відповідно, величини функції магнітного насичення  $\Psi_{\alpha}(B_{sp})$  і параметр  $\alpha$  (пропорційні  $\beta_{sp}^{-3}$ ) у максимумі зменшилися в 1,44 разу і дорівнювали близько 0,7 їхніх значень у мінімумі циклу. Зважаючи на це, розрахований динамо-період 23-го циклу має збільшитися в  $[0,7]^{-1/2} \approx 1,2$  разу (порівняно з його середнім значенням  $\approx 11$  років) і становити близько 13 років [232, 515] відповідно до спостережень.

## 2.7. Феномен магнітного монополя Сонця

Унікальна ситуація спостерігалася в першій половині 1965 р., під час якої фотосферне поле впродовж декількох обертів переважно мало знак (+) [171, 431, 432]. Після Гарольда Бєбкока [12], який уперше спостерігав подію, коли в епоху максимуму 19-го циклу (1957,4–1958,9 р.) обидва полюси мали однаковий знак, така ситуація повторилася ще п'ять разів упродовж подальших максимумів сонячних активності.

Магнітографічні спостереження полярних магнітних структур свідчать про те, що в більшості випадків полоїдальне поле можна описати диполем, антисиметричним щодо екваторіальної площини. Проте впродовж шести останніх сонячних максимумів реверсія полярностей (зміна магнітних знаків) полярних полів відбувалася з інтервалом 1–2 роки [12, 102, 112, 142, 171, 195, 263, 281, 305, 360, 364, 392, 394, 427, 543]. У результаті обидва магнітні полюси в ці періоди мали однаковий знак. Спостережена магнітна асиметрія започаткувала дискусію з проблеми так званого

**магнітного монополя** Сонця, яка не завершена і досі [142, 170, 172, 391, 432, 553, 500]. Впевнено можна тільки сказати, що магнітний розбаланс є важливою властивістю Сонця [364, 552, 553, 554]. Для пояснення цієї спостереженої магнітної аномалії деякі дослідники припускають, що в цей час на Сонці домінувала магнітно-симетрична щодо екваторіальної площини квадрупольна мода (гармоніка) полоїдального поля [171].

Крім того, систематичні вимірювання (починаючи з 1960-х років) геліосферного магнітного поля і геліомагнітного струмового шару показали, що для відкритих сонячних магнітних структур під час мінімумів активності притаманна північно-південна асиметрія [287]. Тому дослідники міжпланетного магнетизму також дійшли висновку, що глобальне поле повинно мати квадрупольну компоненту [57, 288].

Завдання теорії динамо – обґрунтувати справедливість припущення щодо можливого співіснування двох основних магнітних гармонік і домінування квадрупольної моди в конфігурації полоїдального поля в максимумі циклу.

Незрозумілими також залишаються спостережені аномалії симетрії розподілу кількості і площі плям та їхньої полярності щодо екватора [11, 73, 156, 297, 423, 449]. У роботі [423] було проаналізовано 2700 біполярних магнітних ділянок (БМД) площею понад 315 мільйонних частинок сонячної півсфери, які спостерігалися впродовж 21-го циклу, і виявлено близько 6,4 % БМД, що порушують закон полярності Хейла. Тобто в певній, скажімо, північній півсфері, поряд із притаманною для цього циклу орієнтацією біполярних груп спостерігалися активні ділянки з неправильною (характерною для південної півсфери) орієнтацією. В іншій роботі [156] було побудовано діаграму "метеликів" 21-го циклу, яка враховує полярність плям, і знайдено, що в приекваторіальній широтній смузі  $\pm 7^\circ$  частина БМД з неправильною полярністю поступово зростає (у декілька разів) при наближенні до епохи мінімуму циклу.

Докази магнітного розбалансу Сонця впродовж 23-го циклу нещодавно було підтверджено новітньою методикою автоматизованого розпізнавання плям на всьому сонячному диску на підставі обробки його зображень, отриманих у білому світлі за

допомогою інструменту MDI/SOHO [449]. Статистичний аналіз розподілення площі зареєстрованих плям дозволив виявити північно-південну асиметрію, яка змінюється з періодом близько семи років. Суттєву північно-південну асиметрію в розподілі по сонячній поверхні плям демонструють також архівні діаграми "метеликів" на завершальній фазі мінімуму Маундера [321, 367, 368]. У цей час плями були зосереджені переважно в південній півсфері поблизу екватора (в широтній зоні до  $-20^\circ$ ), тоді як у північній півсфері лише декілька поодиноких плям ледве досягли широти  $+10^\circ$ .

Зазначені спостережені феномени північно-південної асиметрії поверхневого магнетизму, природно, наштовхують на думку, що вони пов'язані з асиметрією структури глибинного магнітного поля Сонця [416, 465]. Тому необхідно шукати шляхи виявлення цієї асиметрії.

## **2.8. Динамо-числа і структура глобального магнітного поля Сонця**

Як відомо [227, 303], розв'язки рівняння динамо є суперпозицією багатьох магнітних гармонік (мод) з відмінними типами симетрії (парності) щодо екватора. На основі механізму  $\alpha\Omega$ -динамо було побудовано низку числових нелінійних моделей [50, 94, 338], які враховують реакцію зростаючого магнітного поля на параметри турбулізованої конвективної оболонки (спіральність, диференційне обертання і плавучість). Основний результат чисельного моделювання полягає в тому, що при певному виборі параметрів  $\alpha$ ,  $\partial\Omega/\partial r$  і  $v_T$  було відтворено режими генерації, які характеризуються двома типами змішаної симетричності магнітних гармонік. У першому типі основні гармоніки мають різну інтенсивність (диполь домінує над слабким квадруполем), тоді як у другому – обидві гармоніки порівняні за інтенсивністю.

Оскільки згідно з модельними розрахунками пороги збудження диполя і квадруполя досить близькі, ймовірно, що в деяких ділянках СКЗ фізичні умови можуть бути сприятливі для генерації, насамперед, квадрупольної гармоніки полярного поля, яка

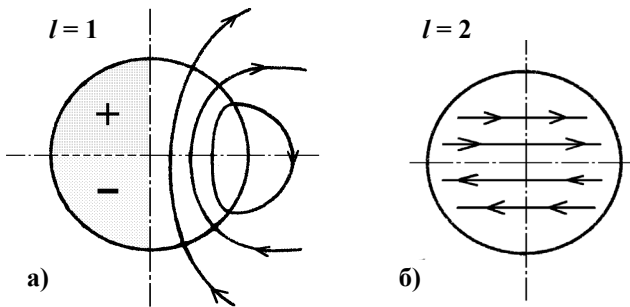
проявлятиметься на певних фазах сонячного циклу. Завдання полягає в тому, щоб знайти варіації глибинних фізичних параметрів. Широкі можливості діагностики надр Сонця відкрила останніми роками геліосейсмологія [87]. Впевненість в успішному вирішенні проблеми зросла після того, як в результаті геліосейсмологічних експериментів [28, 179, 180, 346, 418] були виявлені *різні режими* внутрішнього обертання в низькоширотному і високоширотних доменах СКЗ, що узгоджуються із незалежними теоретичними розрахунками [556].

З метою вирішення питання про північно-південну асиметрію поверхневого магнетизму було визначено гармоніки полоїдального поля, які збуджуються механізмом  $\alpha\Omega$ -динамо в глибоких шарах СКЗ поблизу променистого тахокліну. До розрахунків залучені геліосейсмологічні дані про радіальний градієнт кутової швидкості окремо в екваторіальному і полярних доменах.

У нестационарному випадку, коли магнітне поле залежить від часу, гармоніки з меншими числами  $l$  і  $n$  загасають повільніше за гармоніки з більш високими  $l$  і  $n$  [227]. При збільшенні  $l$  і  $n$  сильніше змінюється поле в просторі (зростає його неоднорідність і відповідно зменшується масштаб), тому ефективнішою стає омічна дисипація, яка зумовлює загасання поля. Із часом у розкладах магнітного поля в ряди переважатимуть гармоніки з найменшими індексами мультипольності.

Враховуючи, що регулярне поле швидкостей *симетричне* ( $\mathbf{U} = r \sin\theta \Omega \mathbf{i}_\phi$ ), а спіральна турбулентність *антисиметрична* ( $\alpha = \alpha_0 \cos \theta$ ) щодо екваторіальної площини, для ефектів індукції будуть властиві такі ж типи симетрії. Тому розв'язки рівнянь (93) і (97), що описують  $\alpha\Omega$ -процес, можна розділити на два сімейства розв'язків: антисиметричні А (непарні, дипольного типу) поля і симетричні S (парні, квадрупольного типу) поля [227]. Як зазначено в підрозд. 1.5, при математичному моделюванні структури геліомагнітного поля його тороїдальну і полоїдальну компоненти можна подати у вигляді добутоків радіальної і поверхневої функцій, розкладених відповідно в ряди (рівняння (6) і (7)). Важливо, що в цих рядах не всі складові пов'язані між собою. А саме, пов'язаними виявляються члени ряду (6), які мають непарні індекси, з членами ряду (7) з парними індексами, і навпаки. Найпростішими розв'язками задачі будуть антисиметрична  $A_0$  і симетрична

S0 моди основних (перших двох) членів у розкладах полів на мультиполі – суто дипольні і квадрупольні поля (перші два непарні і парні члени розкладів). Дипольна компонента ( $l = 1$ ) полоїдального поля (A0) пов'язана з антисиметричним двокільцевим квадрупольним ( $l = 2$ ) тороїдальним полем (дві протилежно орієнтовані смуги, які симетрично розміщені над і під екваторіальною площиною) (рис. 24), а квадрупольна компонента ( $l = 2$ ) полоїдального поля (S0) – з дипольним ( $l = 1$ ) тороїдальним полем у вигляді простого кільця, яке симетричне екваторіальній площині, з максимальною величиною індукції у цій площині ( $\theta = \pi/2$ ) (рис. 25).

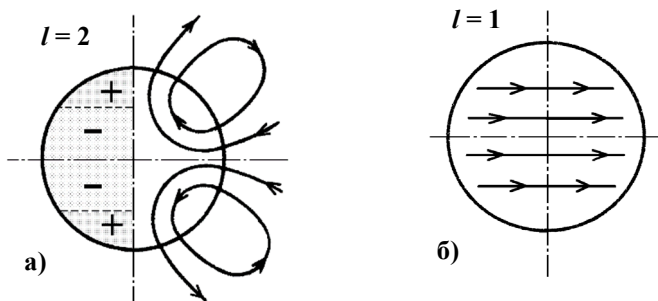


**Рис. 24** Антисиметричні найнижчі гармоніки A0 глобального магнітного поля, яке збуджується  $\alpha\Omega$ -процесом:  
 а) *півсфера праворуч* – силові лінії дипольної гармоніки ( $l = 1$ ) меридіонального поля (перший непарний член розкладу);  
*півсфера ліворуч*: дві широтні зони ( $l + 1 = 2$ ) з позитивною (+) і негативною (-) полярністю спостереженого поверхневого магнетизму, які відповідають глибинній структурі диполя;  
 б) силові лінії квадрупольної гармоніки азимутального поля (перший парний член розкладу): два протилежно зорієнтовані тороїди, симетрично розміщені над і під екваторіальною площиною

У моделі  $\alpha\Omega$ -динамо пороги збудження дипольної і квадрупольної магнітних гармонік досить близькі і відрізняються тільки знаком критичного динамо-числа [303]

$$K\lambda = N_D^{1/3}, \quad (174)$$

де  $K = [\alpha \cdot r(\partial\Omega/\partial r)/v_T^2]^{1/3}$  – хвильове число динамо-хвилі (103),  $\lambda$  – меридіональна протяжність ділянки домену генерації. Видно, що знак параметра  $K\lambda$  суттєво залежить від знаків параметрів турбулентної спіральності  $\alpha$  і радіального градієнта кутової швидкості  $\partial\Omega/\partial r$ .



**Рис. 25.** Симетричні найнижчі гармоніки  $S_0$  глобального магнітного поля, яке збуджується  $\alpha\Omega$ -процесом:

а) *півсфера праворуч* – силові лінії квадрупольної гармоніки ( $l=2$ ) меридіонального поля (перший парний член розкладу);

*півсфера ліворуч*: три широтні зони ( $l+1=3$ )

з альтернативною полярністю спостереженого поверхневого магнетизму, які відповідають глибинній структурі квадруполья;

б) силові лінії дипольної гармоніки азимутального поля (перший непарний член розкладу): спрямоване в одному напрямку кільце, симетричне щодо екваторіальної площини з максимальною величиною індукції в цій площині

Для збудження певної гармоніки необхідно, щоб динамо-число  $K\lambda$  перевищувало відповідне цій гармоніці критичне значення  $[K\lambda]_0$  [227, 303, 326, 483, 484]. При негативних значеннях  $K\lambda$  першою збуджується непарна гармоніка – диполь, яка згідно з модельними розрахунками Паркера [303] вимагає  $[K\lambda]_0 = -7,43$ ; тоді як для збудження парної гармоніки – квадруполья, необхідна умова  $[K\lambda]_0 = -9,10$ . У випадку позитивних динамо-чисел, навпаки, домінує парна гармоніка, оскільки збудження квадруполья вимагає меншого значення критичного динамо-параметра ( $[K\lambda]_0 = +7,43$ ), ніж диполь ( $[K\lambda]_0 = +9,10$ ). Тобто

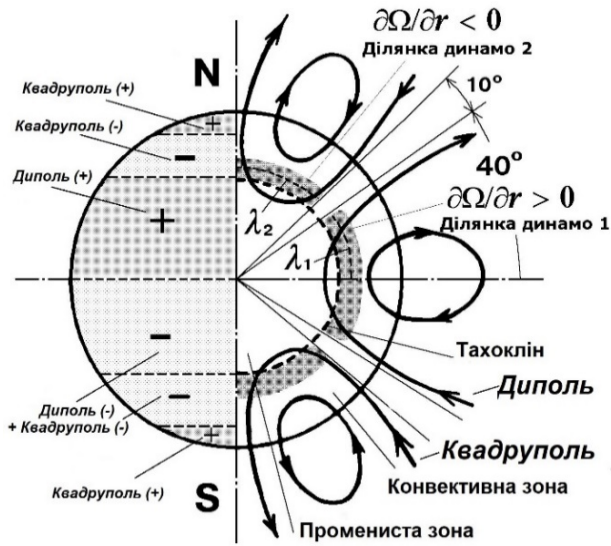
*диполь* вимагає значень  $[K\lambda]_0 = -7,43$  або ж  $[K\lambda]_0 = +9,10$ , тоді як *квадруполь* –  $[K\lambda]_0 = -9,10$  або ж  $[K\lambda]_0 = +7,43$ .

З огляду на це, було досліджено умови збудження диполя і квадруполя в глибинних шарах СКЗ (де  $v_T \approx 3 \times 10^{12}$  см<sup>2</sup>/с) окремо в низькоширотному домені (НШД) і двох високоширотних доменах (ВШД) [231, 242, 510, 511, 517, 518, 519, 521]. При розрахунках взято до уваги виявлений нами *негативний знак* параметра спіральності в глибоких шарах СКЗ:  $\alpha \approx -2 \times 10^3$  см/с (підрозд. 2.3). Крім того, використано дані геліосейсмологічних експериментів поблизу епохи максимуму 23-го циклу [179], згідно з якими СКЗ природно поділена на домени з протилежними знаками параметра  $\partial\Omega/\partial r$ . У НШД ( $\theta^* = 0-40^\circ$ ,  $\lambda_1 \approx 3,6 \times 10^{10}$  см) радіальний градієнт кутової швидкості має позитивний знак ( $\partial\Omega^{(1)}/\partial r \approx 2,5 \times 10^{-18}$  рад/с·см), тоді як у ВШД ( $\theta^* = 50-90^\circ$ ,  $\lambda_2 \approx 3,6 \times 10^{10}$  см) для нього властивий негативний знак ( $\partial\Omega^{(2)}/\partial r \approx -8 \times 10^{-18}$  рад/с·см).

Наведемо результати розрахунків динамо-параметра  $K\lambda$ . У низькоширотному домені  $K_1\lambda_1 \approx -7$ , що близько до критичного динамо-числа  $[K\lambda]_0 = -7,43$ , необхідного для генерації диполя. Тому НШД є джерелом збудження першого типу змішаної парності динамо-гармонік, в якому домінуючу роль відіграє антисиметричний щодо екватора диполь. На широтах вище за  $50^\circ$  знак  $\partial\Omega/\partial r$  змінюється на протилежний, тому  $K_2\lambda_2$  також змінює свій знак (з негативного на позитивний) і становить тепер  $\approx +8$ , що близько до критичного динамо-числа квадруполя  $[K\lambda]_0 = +7,43$ . Тому у спектрі магнітних гармонік, які збуджуються у ВШД, переважає квадруполь (другий тип змішаної парності динамо-гармонік).

На рис. 26 зображено схему розрахованої зональної широтної структури згенерованого глобального полоїдального поля [231, 245]. *Півсфера праворуч*: магнітні силові лінії антисиметричного щодо екватора *диполя* (ділянка динамо 1, що охоплює шари обабіч екватора до геліошироти  $40^\circ$ , де  $\partial\Omega/\partial r > 0$ ) і симетричного *квадруполя* (дві ділянки динамо 2 поблизу полюсів, де  $\partial\Omega/\partial r < 0$ );  $\lambda_1, \lambda_2$  – меридіональні протяжності ділянок генерації. *Півсфера ліворуч*: геліоширотні зони з позитивною (+) і негативною (–) магнітною полярністю поверхневого поля, які відповідають глибинним

магнітним структурам. Чітко видно північно-південну асиметрію розподілу поверхневого магнітного поля, зумовлену виходом на сонячну поверхню силових ліній глибинного полоїдального поля. В північній півсфері проявляються три широтні зони з перемежованими знаками магнітної полярності, тоді як у південній – тільки дві зони з протилежними знаками полярності, оскільки тут на середніх геліоширотах співпадають напрямки магнітних силових ліній диполя і квадруполя. Видно, що обидва полюси мають однаковий знак (+) поверхневого магнітного поля, відображаючи тим самим структуру уявного магнітного монополя.



**Рис. 26.** Зональна широтна структура глобального полоїдального поля, збуджаного механізмом  $\alpha\Omega$ -динамо в глибоких шарах СКЗ поблизу тахокліну

Таким чином, якщо врахувати виявлений завдяки геліосейсмологічним експериментам природний поділ СКЗ на домени з різними режимами внутрішнього обертання, то  $\alpha\Omega$ -процес у глибинних шарах спричиняє збудження двох типів (спектрів) змішаної парності сферичних мультипольних магнітних динамо-гармонік глобального поля, які можуть одночасно співіснувати на Сонці.

Домінуючі гармоніки кожного спектра відіграють певні ролі у спостереженому сценарії магнітного циклу. Впродовж тривалого часу циклом править диполь, який відповідає за північно-південне співвідношення знаків магнітних біполярних груп плям (закон Хейла). Проте при наближенні до епохи максимуму циклу, коли відбувається зміна знака полярного магнетизму, створюються сприятливі умови для спостереження квадруполя на фоні загасаючого диполя. На схемі розподілу поверхневого магнетизму, що відповідає цій глибинній конфігурації, біляполюсні зони мають однаковий знак (як у монополя). Отже застосування геліосейсмологічних даних для розрахунків динамо-гармонік надає можливість пояснити магнітну аномалію (явище уявного магнітного монополя), що спостерігається під час реверсацій полярного магнетизму.

## **2.9. Маломасштабний $\alpha^2$ -ефект і фрагментація магнітних полів у конвективній зоні Сонця**

Спостереження засвідчують дивну властивість поверхневих магнітних полів на Сонці, які мають тенденцію проявлятися у вигляді широко рознесених дискретних магнітних силових трубок однакової полярності. Необхідно пояснити механізм виникнення на Сонці уніполярних магнітних структур, попри взаємне відштовхування полів однієї полярності. Зважаючи на енергетичні міркування, здається очевидним, що процеси первинного формування МСТ повинні зароджуватися внаслідок гідродинамічних рухів у глибинних шарах СКЗ, оскільки тут густина кінетичної енергії рухів значно перевищує густину магнітної енергії. Прийнято вважати, що спостережені на поверхні ізольовані МСТ є результатом магнітного спливання із сонячних глибин на поверхню сильних полів. З огляду на це, необхідно дослідити фізичні процеси в глибинних шарах, які спричиняють утворення дискретної структури магнітних полів на Сонці.

Принциповий ефект взаємодії турбулентності з магнітним полем полягає в тому, що турбулентність не завжди є причиною згладжування магнітних неоднорідностей. Навпаки, у разі спірального характеру рухів вона може створювати магнітні неоднорідності.

На основі чисельного моделювання Р. Крейчнан [224–226] показав, що маломасштабна турбулентна дифузія з урахуванням спіральних рухів може сприяти фрагментації неперервних магнітних полів у дискретні структури. Виявлена тенденція турбулізованих спіральних рухів відповідає властивостям *негативної дифузії* [226], що здатна підтримувати різниці швидкостей турбулентної течії. Ключовим параметром нового явища стає час існування  $\tau_2$  усереднених спіральних вихорів  $\langle \mathbf{u} \cdot \text{rot } \mathbf{u} \rangle$ , який має бути більшим за характерний час життя  $\tau_1 \approx l/u$  власне комірок. Якщо усереднена величина квадрата параметра спіральності відмінна від нуля ( $\langle \alpha^2 \rangle \neq 0$ ) упродовж тривалого часу, то стійка турбулентна спіральність має дивовижну *властивість стягувати присутні магнітні поля, а не розсіювати їх* (маломасштабний  $\alpha^2$ -ефект Крейчнана спіральної негативної турбулентної магнітної дифузії [225, 226]). Для зростання локального магнітного поля необхідно, щоб час підтримки  $\tau_2$  стійкої спіральності турбулентних пульсацій вдвічі-втричі перевищував час кореляції  $\tau_1$  турбулентного поля швидкостей  $u$ . Крейчнан проводив дослідження при помірних і великих числах Рейнольдса, коли виконується умова  $\tau_1 \approx \tau_0$  ( $\tau_0$  – характерний час циркуляції речовини в конвективних комірках), яка означає, що за період існування комірки циркуляція речовини в ній робить повний оберт. Оскільки згідно з розрахунками [231, 237, 503] числа Рейнольдса в СКЗ досягають великих значень ( $\approx 10^{13}$ ), виправдано застосувати результати експериментів Р. Крейчнана (що відповідають умовам  $\tau_2 > \tau_1$ ,  $\tau_1 \approx \tau_0$ ) для вивчення турбулентних процесів на Сонці.

Згідно з дослідженням автора [513] еволюція в часі УМП внаслідок турбулентних процесів описується ефективним коефіцієнтом турбулентної магнітної дифузії

$$v_T^* = v_T + v_T^\alpha \approx (1/3) \tau_1 u^2 - \tau_2 \langle \alpha^2 \rangle, \quad (175)$$

де  $v_T \approx (1/3) ul \approx (1/3) \tau_1 u^2$  і  $v_T^\alpha \approx -\tau_2 \langle \alpha^2 \rangle$  відповідно коефіцієнти турбулентної дифузії скалярного поля і негативної турбулентної магнітної дифузії векторного магнітного поля, зумовленої спіральністю турбулентних вихорів,  $\alpha \approx -(\tau_1/3) \langle \mathbf{u} \cdot \text{rot } \mathbf{u} \rangle$  – параметр спіраль-

ності. Із виразу (175) видно, що відмінний від нуля впродовж тривалого часу  $\tau_2$  усереднений квадрат спіральності  $\langle \alpha^2 \rangle$  викликає зростання від'ємного коефіцієнта спіральної дифузії  $\nu_T^\alpha$ . Це спричиняє зменшення ефективного коефіцієнта дифузії  $\nu_T^*$  порівняно зі значенням звичайної турбулентної дифузії  $\nu_T$ . Якщо час кореляції флуктуацій спіральності  $\tau_2$  вдвічі-втричі перевищує час існування турбулентних вихорів  $\tau_1 \approx l/u$  (циркуляція рідини в спіральному вихорі за цей час встигає утворити великий кут), то негативне значення  $\nu_T^\alpha$  може перевищити позитивну величину  $\nu_T$ . Для виникнення ефекту негативної дифузії у ротаційних небесних тілах необхідні великі кути закручування  $\Phi = \Omega \tau_2 = 2\pi \tau_2 / T \gg \pi$  ( $T = 2\pi / \Omega$  – період обертання) магнітних силових ліній конвективних комірок. Очевидно, можна очікувати виконання умови  $\Phi \gg \pi$  в космічних тілах з великою швидкістю обертання, які встигають зробити багато обертів за час життя окремого спірального вихору  $\tau_2$  (тобто у випадку, коли виконується умова  $T < \tau_2$ ).

Також було розглянуто питання про можливість виконання цієї умови в глибоких шарах СКЗ [513], де найвищою є кутова швидкість диференційного обертання. Для оцінок у першому наближенні приймаємо припущення, що час  $\tau_2$  збігається з часом існування турбулентних комірок  $\tau_1 \approx l/u$ . Необхідні для розрахунків параметри турбулентної конвекції було запозичено із моделі СКЗ Стікса [389]. Виявилось, що поблизу дна СКЗ конвективні комірки можуть закручуватися на досить великі кути  $\Phi \approx 7-13$  рад. Відповідно, розрахована величина негативного коефіцієнта спіральної турбулентної магнітної дифузії  $\nu_T^\alpha \approx -(4-7) \times 10^{12} \text{ см}^2/\text{с}$  досягає двох третіх величини позитивного коефіцієнта турбулентної дифузії скалярного поля  $\nu_T \approx (6-9) \times 10^{12} \text{ см}^2/\text{с}$  ( $\nu_T^\alpha \approx -0,7 \nu_T$ ). Звідси випливає, що коефіцієнт сумарної турбулентної дифузії магнітного поля є істотно пригніченим:  $\nu_T^* = \nu_T + \nu_T^\alpha \approx 0,3 \nu_T$ . Таким чином, маломасштабний  $\alpha^2$ -ефект у глибинних шарах СКЗ може суттєво сприяти самоорганізації слабких неперервних магнітних полів у дискретні МСТ. Імовірно, спливаючи на сонячну поверхню, ці дискретні поля формують спостережену картину магнетизму, у якій присутні ізольовані МСТ у широкому діапазоні розмірів та інтенсивності полів (від пор до сонячних плям).

## 2.10. Роль турбулентного діамagnetизму у забезпеченні тривалої стабільності сонячних плям

Як зазначено в підрозд. 2.9, магнітні поля над поверхнею Сонця виявляють незвичну властивість спонтанно концентруватися в широко рознесені ізольовані МСТ у діапазоні від великих сонячних плям до маленьких факельних точок. Виникає питання, як пояснити тривалу стабільність рівноважного стану плями з магнітним полем однієї полярності після спливання поля на сонячну поверхню, коли МСТ у підфотосферних шарах займає близьке до вертикального положення. З метою вирішення проблеми нами запропоновано механізм турбулентної перебудови магнітного поля в околі сонячної плями на основі макроскопічного діамagnetизму [234].

Розглянуто модель сонячної плями, в якій магнітні силові лінії спрямовані перпендикулярно до сонячної поверхні (рис. 27).

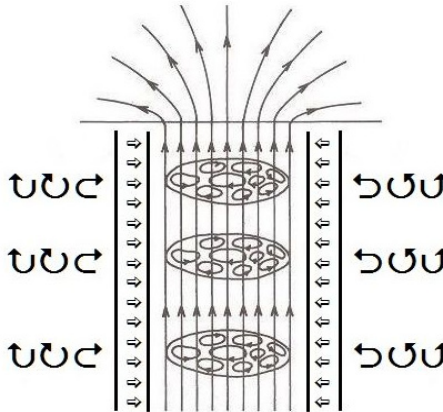


Рис. 27. Модель магнітного поля сонячної плями

Турбулентні рухи в тіні плями під впливом сильного магнітного поля послаблюються і набувають двовимірної структури (замкнуті криві в горизонтальній площині). Разом із тим, інтенсивність тривимірної турбулентної конвекції поза межами плями вища (великі

вихори зовні МСТ), оскільки тут вона не пригнічена магнетизмом. Тому на зовнішньому краї МСТ межують дві ділянки з різними величинами турбулентної в'язкості, що сприяє формуванню між ними порівняно тонкого *вертикального перехідного шару проникної конвекції*, в якому інтенсивність турбулізованих конвективних пульсацій помітно зменшується в поперечному напрямку при переході від фотосфери / СКЗ до плями. Завдяки горизонтальному градієнту турбулентної в'язкості  $\nabla v_T$  створюються умови для діаманітного перенесення поля із зони розвиненої конвекції до тіні плями (світлі стрілки) зі швидкістю  $U_\mu = -\nabla v_T/2$ .

Фізична суть еволюції магнетизму сонячної плями полягає в конкуренції двох протилежно спрямованих процесів перенесення магнітного поля в горизонтальній площині. Магнітне поле плями внаслідок двовимірної турбулентної дифузії намагається просочуватися назовні, однак інтенсивні тривимірні турбулентні пульсації в ділянці зовні МСТ повертатимуть його в протилежному напрямку – назад до плями. Тобто, межове магнітне поле на краю МСТ під впливом сильної зовнішньої турбулентності буде "закидатися" назад усередину плями, тим самим перешкоджаючи швидкому її розпаду. Розглянутий механізм турбулентної перебудови магнетизму може відігравати суттєву роль у забезпеченні стійкості рівноважного стану сонячних плям і сприяти тривалому утриманню магнітного поля у вигляді вертикальних ізольованих МСТ [234].

## **2.11. Вплив турбулентності на електродинамічні параметри сонячної плазми**

Магнітні поля Сонця через сильну індуктивність, зумовлену високою газокінетичною електропровідністю плазми, характеризуються величезними часовими інтервалами їхнього омичного загасання. Тому виникають труднощі при спробі теоретичного пояснення перебудови сонячного магнетизму. Розраховані часові інтервали омичного загасання магнітних полів плям (близько 300 років) і загального магнітного поля Сонця (понад 5 млрд років) [96]

істотно переважають спостережене короткотривале існування плям (не більш як декілька місяців) і 22-річну циклічну перебудову глобального магнетизму.

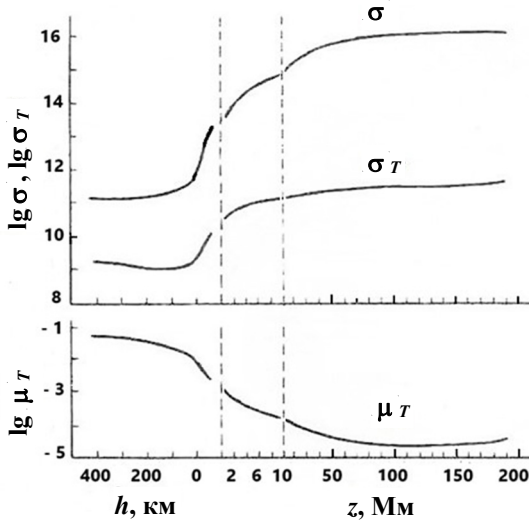
Для розв'язання зазначеного протиріччя необхідно врахувати третій турбулентний ефект макроскопічної МГД, який спричиняє суттєве зменшення величин електропровідності і магнітної проникності, що зумовлюють ефективність перебудови магнетизму. Турбулентні параметри електропровідності  $\sigma_T$  і магнітної проникності  $\mu_T$  визначаються виразами (див. підрозд. 1.28)

$$\sigma_T = \sigma / (1 + \nu_T / \nu_m)^{1/2}, \quad (176)$$

$$\mu_T = 1 / (1 + \nu_T / \nu_m)^{1/2}, \quad (177)$$

де  $\sigma \approx 2,37 \times 10^8 \gamma T^{3/2} / \tilde{z} \ln \Lambda$  – газокінетична електропровідність [303],  $T$  – температура плазми,  $\gamma \approx 0,588$ ,  $\tilde{z} \approx 1,06$  – середній заряд іона,  $\ln \Lambda$  – кулонівський логарифм,  $\nu_T \approx (1/3)ul$  – кінематична турбулентна в'язкість,  $\nu_m = c^2 / 4\pi\sigma$  – магнітна в'язкість.

В роботі Криводубського [237] розраховано радіальні розподіли кінематичних ( $\nu_T, \nu_m$ ) і електродинамічних ( $\sigma_T, \mu_T$ ) коефіцієнтів плазми в турбулентній оболонці Сонця, яка охоплює фотосферу і СКЗ. Необхідні для обчислень значення фізичних параметрів плазми і турбулентних швидкостей взято із моделей фотосфери [132] і СКЗ [22]. Були розраховані також два числа Рейнольдса – гідродинамічне  $Re = ul/\nu$  ( $\nu \approx 1,2 \times 10^{-16} T^{5/2}/\rho$  – газокінетична в'язкість [303]) і магнітне  $Rm = ul/\nu_m$ , – які характеризують режими магнітогідродинамічних течій. Виявлено, що діапазон оцінок турбулентної в'язкості  $\nu_T \approx 10^{11} - 10^{13} \text{ см}^2/\text{с}$  суттєво перевищує значення магнітної  $\nu_m \approx 10^9 - 10^3 \text{ см}^2/\text{с}$  і газокінетичної  $\nu \approx 0,2 - 10 \text{ см}^2/\text{с}$  в'язкостей ( $\nu_T \gg \nu_m \gg \nu$ ). Відповідно до цього розраховані числа Рейнольдса набувають дуже великих значень:  $Re \approx 5 \times (10^{11} - 10^{13})$ ,  $Rm \approx 10^4 - 10^{10}$ , що свідчить про турбулентний (а не ламінарний) режим магнітогідродинамічних рухів, за якого допустимі застосування для обчислень формул (176), (177) макроскопічної МГД. На рис. 28 подано результати розрахунків коефіцієнтів  $\sigma$ ,  $\sigma_T$  і  $\mu_T$  в турбулентній оболонці Сонця.



**Рис. 28.** Радіальні розподіли параметрів газокінетичної  $\sigma$  і турбулентної  $\sigma_T$  електропровідностей та турбулентної магнітної проникності  $\mu_T$  (в одиницях гаусівської системи мір СГС) сонячної плазми (за висотою  $h$  у моделі фотосфери [132] і глибиною  $z$  у моделі СКЗ [22]). На осі абсцис у точках  $h = -100$  км і  $z = 1000$  км для наочності змінено горизонтальний масштаб

Як видно із рис. 28, величина розрахованої турбулентної електропровідності  $\sigma_T \approx 10^9 - 4 \times 10^{11}$  СГС значно менша за величину газокінетичної провідності  $\sigma \approx 10^{11} - 4 \times 10^{16}$  СГС (див. оцінки, отримані автором раніше в роботі [502]), тоді як величина ефективної турбулентної магнітної проникності  $\mu_T \approx 10^{-2} - 10^{-5}$  СГС значно менша за величину газокінетичної магнітної проникності, яка дорівнює одиниці ( $\mu_T \ll 1$ ). У такому разі коефіцієнт турбулентної магнітної дифузії  $D_T = \nu_T + \nu_m = c^2 / 4\pi\sigma_T\mu_T$  стає суттєво більшим за коефіцієнт газокінетичної магнітної в'язкості  $\nu_m = c^2 / 4\pi\sigma$  ( $D_T \gg \nu_m$ ). З урахуванням турбулентності ефективність загасання сонячних магнітних полів підсилюється на 4–9 порядків величини порівняно із класичною омичною дисипацією. Зважаючи на це, розрахований характерний час турбулентної дифузії магнітних полів  $t_D \approx L^2 / \nu_T$  значно менший за час їхньої омичної дисипації  $t_m \approx L^2 / \nu_m$  ( $L$  – характерний розмір полів). Це дає можливість теоретично

пояснити спостережені швидкоплинні магнітні процеси на Сонці, зокрема такі, як час розпаду магнітних полів сонячних плям (не перевищує декілька місяців) і тривалість 22-річного магнітного циклу. Водночас надзвичайно низьке значення турбулентної магнітної проникності ( $\mu_T \ll 1$ ) свідчить про сильний макроскопічний діамагнетизм турбулізованої конвективної оболонки Сонця (див. підрозд. 2.9).

Суттєве зменшення електропровідності в ділянках інтенсивних турбулентних рухів відіграє ключову роль у запропонованій Романчуком і Криводубським [548] концепції накопичення енергії сонячного спалаху у вигляді електричних зарядів (модель умовного електричного конденсатора). В моделі враховано, що через вплив локальних магнітних полів на гідродинамічні рухи в околі сонячних плям перемешуються ділянки різної інтенсивності турбулентних пульсацій. Акумуляція електричних зарядів відбувається на границі локальної ділянки суттєво зниженої турбулентної провідності. Джерелом енергії є сильні струми зовні цієї ділянки, які збуджуються внаслідок конвективних рухів плазми в загальному магнітному полі Сонця.

## **2.12. Магнітна плавучість Паркера і необхідність пошуку ефектів антиплавучості**

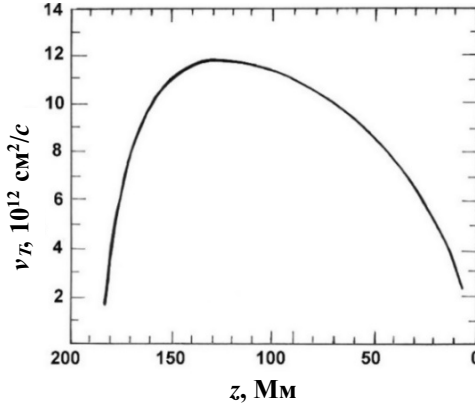
Для ефективною генерації тороїдального магнітного поля, спричиненого дією диференційного обертання на полоїдальне поле, необхідно, щоб МСТ тривалий час перебували в ділянці генерації. Проте внаслідок магнітної плавучості Паркера важко забезпечити значне підсилення і зберігання сильних полів в усьому об'ємі СКЗ упродовж тривалого часу, що призводить до обмеження на амплітуду збуджуваного тороїдального поля. Останнє зумовлене залежністю швидкості магнітного спливання  $U_B$  від величини поля  $B$  і густини плазми  $\rho$  [300]:  $U_B(B, \rho) \approx B/(4\pi\rho)^{1/2}$ . Тому при заданій величині магнітного поля  $B$  швидкість спливання буде найменша біля нижньої основи СКЗ, де величина густини плазми досягає найбільшого значення. Однак

навіть тут важко забезпечити підсилення і тривале утримання полів величиною понад 100 Гс упродовж часу, порівняного з періодом сонячного циклу, через швидку евакуацію сильних магнітних полів із зони генерації. Водночас чисельне моделювання процесів спливання магнітних трубок у СКЗ показало, що для пояснення спостережених в активних ділянках на сонячній поверхні величин магнітних полів необхідно, щоб інтенсивність тороїдальних магнітних полів поблизу дна СКЗ досягала, принаймні, значень порядку  $10^3$ – $10^4$  Гс. Тому на перший план виступає проблема компенсації магнітної плавучості таких сильних полів і утримання їх упродовж тривалого часу в ділянці динамо. Зважаючи на це, виникає необхідність пошуку механізмів магнітної антиплавучості (негативної магнітної плавучості). Як з'ясувалося, роль таких механізмів можуть виконувати турбулентні ефекти макроскопічної МГД: турбулентний діаманетизм [460] і магнітне накачування в неоднорідному за густиною турбулентному середовищі [105, 457].

### **2.13. Макроскопічний турбулентний діаманетизм сонячної плазми проти магнітної плавучості**

У підрозд. 1.28 висвітлено ефект перенесення магнітного поля у напрямку зменшення інтенсивності турбулентних пульсацій зі швидкістю  $U_{\mu} = -\nabla v_T/2$ . З'ясуємо перебудову магнетизму в СКЗ, де інтенсивність турбулентності сильно змінюється вздовж радіуса. Узявши до уваги фізичні характеристики підфотосферних шарів із моделі СКЗ [389], було розраховано параметри турбулентної в'язкості і швидкості діаманетизму перенесення горизонтального великомасштабного магнітного поля [231, 246, 504]. На рис. 29 показано радіальний розподіл за глибиною  $z$  турбулентної в'язкості  $v_T$ .

Видно, що радіальний профіль турбулентної в'язкості  $v_T(z) \approx (1/3)ul$  має вигляд випуклої функції, максимальне значення якої досягається на глибинах  $z \approx 120$ – $140$  тис. км. Вертикальна неоднорідність параметра  $v_T$  вказує на діаманетизм властивості сонячної турбулізованої плазми.

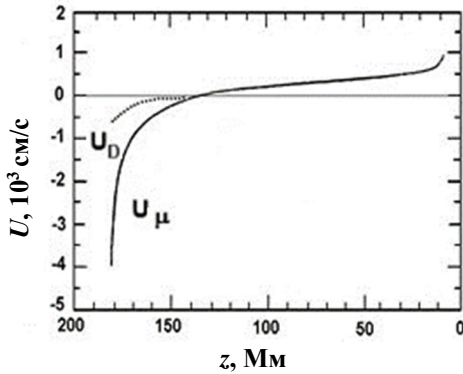


**Рис. 29.** Розподіл за глибиною  $z$  у конвективній зоні величини коефіцієнта турбулентної в'язкості  $\nu_T(z) \approx (1/3) u l$ , розрахованого [231] у наближенні теорії довжини шляху змішування для моделі СКЗ Стікса [389]

На рис. 30 показано розрахований розподіл за глибиною  $z$  величини швидкості вертикального діамангнітного перенесення горизонтального поля  $U_\mu = -\nabla \nu_T / 2$  [231].

У верхній частині СКЗ турбулентний діамангнетизм (див. рис. 30) виштовхує поле догори ( $U_\mu \approx 10^3 \text{ cm/s}$ ), тоді як у нижній частині СКЗ поблизу шару проникної конвекції, де інтенсивність турбулентної конвекції стрімко зменшується до нуля, діамангнітне перенесення спрямоване проти магнітної плавучості – донизу ( $U_\mu \approx 4 \times 10^3 \text{ cm/s}$ ) [231]. Отримана залежність  $U_\mu(z)$  пізніше була підтверджена розрахунками М. Шюслера [351] для моделі СКЗ [389] і В. Піпіна [542] для моделі [139]. За умовою балансу двох протилежно спрямованих магнітних потоків у глибинних шарах можна знайти величину поля, спливання якого цілком компенсується діамангнетизмом. Слід очікувати, що заблоковане магнітне поле модифікуватиме турбулентні параметри конвективної оболонки Сонця, які фігурують у моделях динамо-циклу. Для самоузгодженого розв'язку задачі перебудови магнетизму необхідно враховувати зворотний вплив заблокованого магнітного поля на турбулентне середовище. Згідно з Кичатиновим і Рюдігером [208] швидкість перенесення поля в нелінійному наближенні

$U_D(\beta)$  описується виразом  $U_D(\beta) = 6U_\mu\Psi_D(\beta)$ , де  $\beta$  – параметр нормалізованого магнітного поля,  $\Psi_D(\beta)$  – функція магнітного пригнічення макроскопічного діамagnetизму, нормалізована на 1/6 при  $\beta = 0$ . У наближенні слабого поля ( $\beta < 1$ ), характерного для глибоких шарів СКЗ, вона набуває вигляду  $\Psi_D(\beta) \approx (1/6 - \beta^2/5)$  (підрозд. 1.34).



**Рис. 30.** Розподіл за глибиною  $z$  у сонячній конвективній зоні (модель СКЗ [389]) швидкостей макроскопічного діамagnetизного перенесення тороїдального поля [231]:  $U_\mu$  – кінематичне наближення (суцільна крива),  $U_D$  – нелінійне наближення (пунктирна крива).

Негативні значення швидкостей відповідають перенесенню поля донизу

Розглянемо рівняння, яке описує взаємну компенсацію двох протилежно спрямованих вертикальних магнітних потоків  $U_B$  і  $U_D$

$$\partial \mathbf{V} / \partial t = \text{rot}[(U_B + U_D) \times \mathbf{V}] = 0. \quad (178)$$

Для аналізу ефектів перенесення в чистому вигляді турбулентною дифузією було знехтувано. Рівняння (178) можна звести до умови балансу процесів спливання і діамagnetизного заглиблення

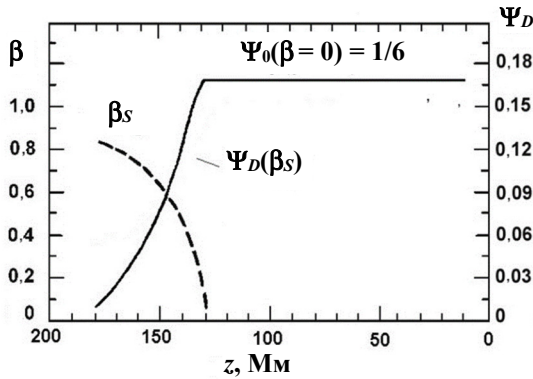
$$\uparrow U_B(B_S) + \downarrow U_D(B_S) = 0, \quad (179)$$

яка дозволяє розрахувати величину врівноваженого стаціонарного поля  $B_S = \beta_S B_{eq}$ , що упродовж тривалого часу може утримуватися в глибинах СКЗ; вертикальні стрілки показують напрямок перенесення поля. Скориставшись виразами для швидкостей спливання

УМП  $U_B$  (167) і його діаманітного витіснення донизу  $U_D$  (132), було визначено параметр нормалізованого усталеного магнітного поля [229, 231, 246]

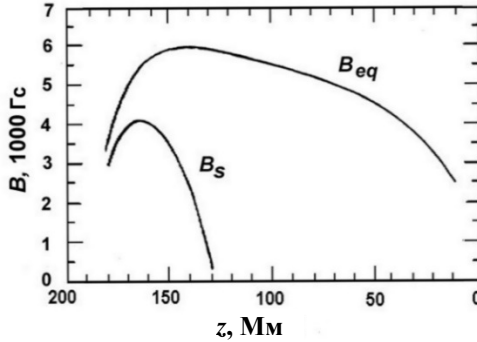
$$\beta_S \approx \left\{ \frac{5U_\mu}{6U_\mu - (lu / 3\gamma H_p)} \right\}^{1/2}. \quad (180)$$

Результати розрахунків радіальних розподілів параметра  $\beta_S$  і функції пригнічення  $\Psi_D(\beta_S)$  [231] показано на (рис. 31).



**Рис. 31.** Розподіл за глибиною  $z$  у СКЗ параметра нормалізованого магнітного поля  $\beta_S = B_S/B_{eq}$ , і функції магнітного пригнічення діаманетизму  $\Psi_D(\beta) \approx (1/6 - \beta^2/5)$ , нормалізованої на  $\Psi_0 = 1/6$  у кінематичному режимі (за відсутності магнітного поля)

Як видно, поблизу дна СКЗ (де  $\beta_S \approx 0,7-0,8$ ) макроскопічний турбулентний діаманетизм суттєво пригнічений ( $\Psi_D(\beta_S) \approx 0,1-0,2$ ). Тому в нелінійному наближенні швидкість діаманітного витіснення тороїдального поля донизу зменшується:  $U_D \approx 4 \times 10^2$  см/с (див. рис. 30). Однак навіть такої величини швидкості спрямованого донизу діаманітного витіснення достатньо, щоб компенсувати спливання сильних магнітних полів. Отже, у глибинах СКЗ (в діапазоні глибин  $z \approx 150-180$  тис. км) формується магнітний шар досить потужного усталеного поля  $B_S = \beta_S B_{eq} \approx 3000 - 4000$  Гс (рис. 32).

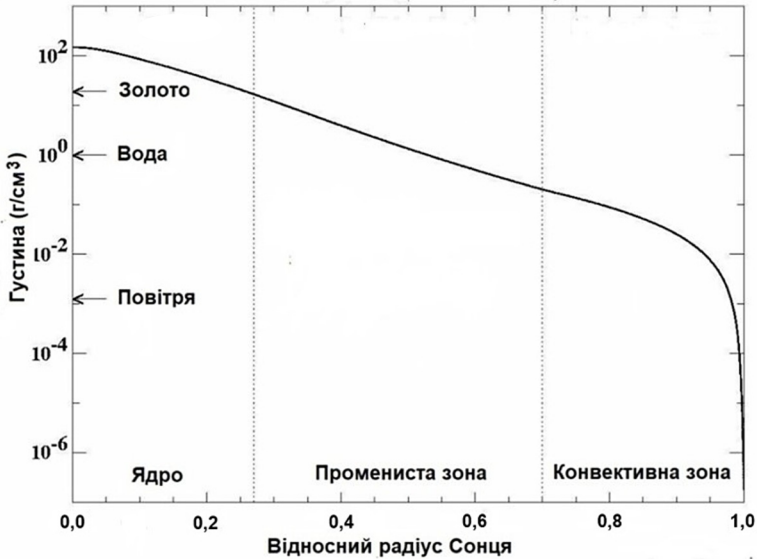


**Рис. 32.** Розподіл за глибиною  $z$  у СКЗ усталеного тороїдального поля  $B_S = \beta_S B_{eq}$ , спливання якого компенсується спрямованим донизу турбулентним діамagnetизмом [231]. Показана також рівнорозподілена магнітна індукція  $B_{eq} \approx u(4\pi\rho)^{1/2}$ , що збуджується маломасштабними турбулентними пульсаціями  $u$

Таким чином, помітний позитивний радіальний градієнт турбулентної швидкості поблизу дна СКЗ і в шарі проникної конвекції спричиняє спрямоване донизу діамagnetічне витіснення поля, яке діє проти магнітної плавучості і тим самим сприяє тривалому утриманню полів у зоні генерації. Діючи проти магнітної плавучості, макроскопічний турбулентний діамagnetизм у СКЗ виконує роль негативної магнітної плавучості.

## 2.14. Турбулентна перебудова глобального магнітного поля, зумовлена радіальним градієнтом густини плазми

У неоднорідній за густиною турбулізованій плазмі маломасштабні магнітні пульсації  $\mathbf{b}$  призводять до перенесення великомасштабного магнітного поля  $\mathbf{B}$  уздовж градієнта густини плазми  $\nabla\rho$  зі швидкістю  $U_p = (1/6)\tau b^2 \nabla\rho / 4\pi\rho \approx (1/6)\tau u^2 \nabla\rho / \rho$  [457, 486, 506]. Оскільки величина густини сонячної плазми  $\rho$  при заглибленні в СКЗ зростає вздовж радіуса на п'ять-шість порядків величини (рис. 33), слід очікувати, що в глибинних шарах виникатиме спрямований донизу інтенсивний магнітний потік, зумовлений радіальним градієнтом густини плазми.

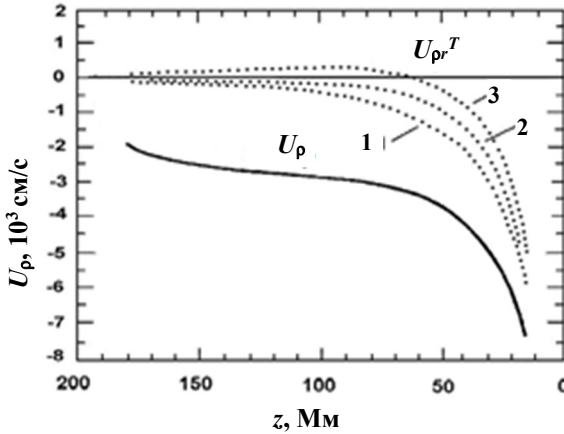


**Рис. 33.** Залежність густини плазми вздовж відносного сонячного радіуса (стандартна модель Сонця)  
 [URL: <http://solarscience.msfc.nasa.gov/interior.shtm>]

Дійсно, в результаті проведених розрахунків  $U_p$  згідно з виразом (139) знайдено [231, 506], що поблизу дна СКЗ швидкість спрямованого донизу перенесення поля досягає значень  $\approx 10^2 - 10^3$  см/с (рис. 34). Виявлений радіальний  $\nabla\rho$ -ефект у СКЗ, діючи проти магнітної плавучості, дає порівняний із турбулентним діамagnetизмом внесок у формування в глибинних шарах магнітного шару з величиною стаціонарного поля  $B_0 \approx 3000$  Гс.

Як видно з рис. 34, негативні значення швидкостей відповідають перенесенню поля донизу ( $\downarrow$ ), позитивні – догори ( $\uparrow$ ). Показано, що за відсутності обертання магнітний  $\nabla\rho$ -потік у всьому об'ємі СКЗ спрямований донизу (крива  $U_p$ ). Величина швидкості  $\downarrow U_p$  змінюється в межах від  $\approx 10^4$  см/с поблизу поверхні до  $\approx 10^2$  см/с біля дна СКЗ. Обертання Сонця спричиняє анізотропію турбулентності, внаслідок чого відбувається ротаційна модифікація  $\nabla\rho$ -ефекту, яка залежить від кутової відстані від полюсів. Біля

полюсів і в середніх широтах  $\nabla\rho$ -ефект діє проти магнітної плавучості ( $\downarrow$ ) (криві 1 і 2). Однак у екваторіальній площині в нижній половині СКЗ ( $z \approx 70\text{--}195$  тис. км) ротаційне  $\nabla\rho$ -перенесення (крива 3) уже спрямоване догори ( $\uparrow$ ).



**Рис. 34.** Розподіл за глибиною  $z$  у СКЗ швидкості  $U_p$  (суцільна крива) [506] і радіальної швидкості перенесення тороїдального поля  $U_{pr}^T(z, \theta, \omega)$  для різних коширот (пунктирні криві) [231]:  
1 –  $\theta \approx 0^\circ$  (поліус), 2 –  $\theta \approx 45^\circ$ , 3 –  $\theta \approx 90^\circ$  (екватор)

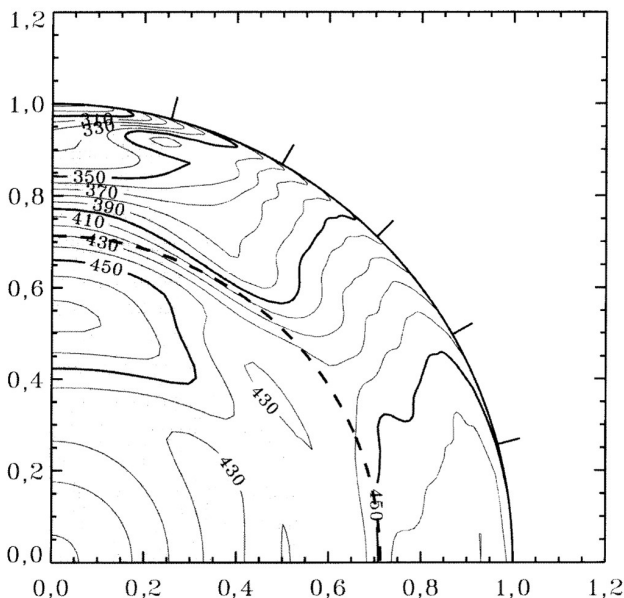
Анізотропія конвекції, зумовлена обертанням Сонця, наділяє  $\nabla\rho$ -ефект новими властивостями [204]. Ротаційний  $\nabla\rho$ -ефект здійснює селекцію магнітних полів: тороїдальна і полоїдальна компоненти переносяться у радіальному і меридіональному напрямках незалежно, з різними (за величиною і знаком) швидкостями (підрозд. 1.37). Найбільшої актуальності набуває дослідження *радіального переносу тороїдального поля* (150), оскільки саме спливання тороїдального поля на поверхню приводить до формування сонячних плям. Важливо, що напрямок і швидкість перенесення тороїдального поля (донизу чи догори) суттєво залежать від полярного кута (кошироти)  $\theta$ , глибини  $z$  і числа Коріоліса  $\omega = 2\tau\Omega$  у СКЗ [204, 206, 231, 488, 508]:

$$U_{pr}^T(z, \theta, \omega) = 6 U_p(z) \{ \varphi_2[\omega(z)] - \varphi_1[\omega(z)] \sin^2\theta \}. \quad (181)$$

Функції числа Коріоліса  $\varphi_1[\omega(z)]$  і  $\varphi_2[\omega(z)]$  описують вплив обертання на турбулентну конвекцію. Залежно від знака множника  $\{\varphi_2[\omega(z)] - \varphi_1[\omega(z)] \sin^2\theta\}$  магнітний потік може бути спрямований як донизу (коли знак позитивний), так і догори (коли знак негативний). Тому слід очікувати досить складної широтно-радіальної залежності величини  $U_{pr}^T(z, \theta, \omega)$  у СКЗ.

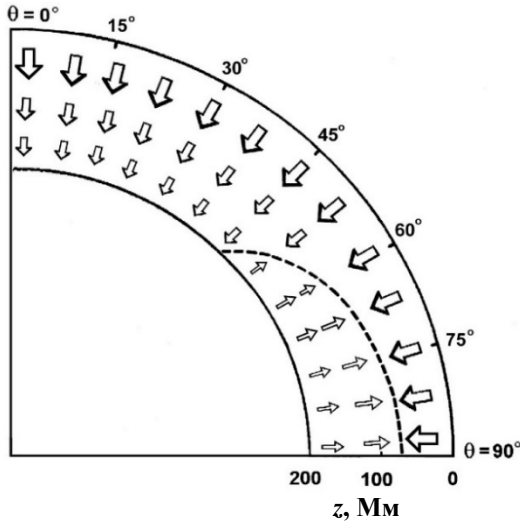
Згідно з результатами геліосейсмологічних експериментів [179, 346] поле кутової швидкості  $\Omega(r, \theta)$  у СКЗ природно розділене на домени швидкого і повільного обертання з протилежними знаками радіального градієнта кутової швидкості (рис. 35). У низькоширотному домені (НШД) швидкого обертання кутова швидкість загалом зменшується з глибиною (збільшується з ростом радіуса,  $\partial\Omega/\partial r > 0$ ), тоді як у високоширотних доменах (ВШД) повільного обертання вона, навпаки, зростає всередину Сонця ( $\partial\Omega/\partial r < 0$ ). Безпосередньо під нижньою основою СКЗ у тахокліні відбувається стрімкий перехід від широтного диференційного обертання до майже жорсткого обертання променистої зони. Вузкий широтний сектор  $\theta^* \approx 40 - 50^\circ$  сталої кутової швидкості вздовж радіуса поділяє СКЗ (у кожній півкулі) на вказані два просторові домени швидкого та повільного обертання з протилежними знаками  $\partial\Omega/\partial r$  і через тахоклін з'єднується з променистою зоною.

На рис. 35 цифрами біля контурів постійної кутової швидкості ( $\Omega = \text{const}$ ) зазначено величину  $\Omega$  у наногерцах. Величина кутової швидкості на поверхні Сонця на екваторі становить 450 нГц. Видно, що поле кутової швидкості в СКЗ розділене на НШД швидкого і ВШД повільного обертання з протилежними знаками радіального градієнта кутової швидкості  $\partial\Omega/\partial r$ . Пунктирна лінія відповідає нижній основі СКЗ ( $r \approx 0,71R$ ), глибше за яку розташований променистий *тахоклін* – тонкий шар товщиною близько 30 тис. км, де відбувається різкий перехід від широтного диференційного обертання до майже жорсткого обертання променистої зони. Безпосередньо під СКЗ локалізований ще тонший (товщиною  $\approx 3000 - 3500$  км) *шар проникної конвекції*.



**Рис. 35.** Картина внутрішнього обертання Сонця, побудована на основі даних геліосейсмічних вимірювань, отриманих за допомогою інструменту Michelson Doppler Imager на борту космічної станції SOHO [346]

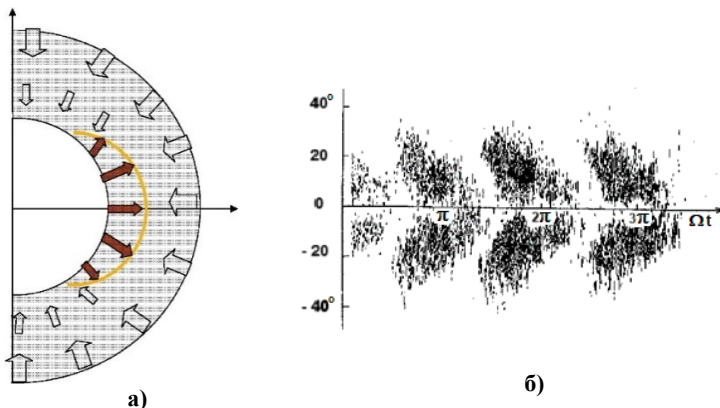
У роботах автора [206, 231, 488, 508] розраховано сценарій перенесення тороїдального поля окремо в ізольованих доменах швидкого і повільного обертання з протилежними знаками  $\partial\Omega/\partial r$  (див. рис. 34). У ВШД, де кут між векторами  $\nabla\rho$  і  $\Omega$  ще незначний ( $\theta \leq 45^\circ$ ), магнітна накачка діє донизу, оскільки тут виконується умова  $\{\varphi_2[\omega(z)] - \varphi_1[\omega(z)]\sin^2\theta\} > 0$ . Проте у НШД ( $\theta \geq 45^\circ$ ) напрямок радіального  $\nabla\rho$ -перенесення може бути різний, оскільки тут знак множника  $\{\varphi_2[\omega(z)] - \varphi_1[\omega(z)]\sin^2\theta\}$  залежить від глибини. У поверхневих шарах в умовах повільного обертання ( $\omega \approx 0,01-0,5$ ) анізотропія конвекції слабка і тому взаємна орієнтація векторів  $\nabla\rho$  і  $\Omega$  не грає ролі. Тому тут  $\nabla\rho$ -ефект протидіє магнітній плавучості ( $\downarrow U_{pr}^T(z, \theta, \omega) \approx 10^3-10^4$  см/с) (рис. 36).



**Рис. 36.** Меридіональний розріз СКЗ, який демонструє розподіл радіальної швидкості перенесення тороїдального магнітного поля  $U_{pr}^T(z, \theta, \omega)$  за глибиною  $z$  (радіусом) і коширотою  $\theta$  [231]. Стрілки показують напрямок перенесення, швидкість якого змінюється від  $\approx 10^2$  см/с поблизу дна СКЗ до  $\approx 10^4$  см/с у поверхневих шарах. Штрихова крива відповідає лінії нульової швидкості  $U_{pr}^T(z, \theta, \omega) = 0$ , де відбувається зміна напрямку магнітного перенесення

Водночас, поблизу дна СКЗ, де фізичні умови відповідають наближенню швидкого обертання ( $\omega \approx 5-20$ ), дається взнаки орієнтація векторів  $\nabla\rho$  і  $\Omega$ . Магнітне перенесення в доволі протяжній за глибиною ділянці ( $\Delta z \approx 130$  тис. км) спрямовується догори ( $\uparrow U_{pr}^T(z, \theta, \omega) \approx 10^2$  см/с), допомагаючи тим самим плавучості виносити тороїдальне поле на поверхню. Ділянка спрямованого догори  $\nabla\rho$ -перенесення тороїдального поля (див. рис. 36) локалізована в діапазоні геліоширот, який співпадає зі спостереженою широтною "королівською смугою" сонячних плям (рис. 37). Тому тут  $\nabla\rho$ -ефект сприяє прориву сильних полів до поверхні, де вони з'являються у вигляді плям. Крива нульової швидкості  $U_{pr}^T(z, \theta, \omega) = 0$  (яка відповідає ділянці, де змінюється напрямок вертикального

$\nabla\rho$ -поток) поблизу дна СКЗ розпочинається на геліошироті  $\theta^* \approx 45^\circ$  ( $\theta^* = 90^\circ - \theta$ ). Потім вона плавно наближається до поверхні при змищенні від середніх до низьких широт (досягаючи екватора на глибині  $z \approx 70$  тис. км) [231].



**Рис. 37.** Меридіональний розріз СКЗ, що показує радіальне перенесення тороїдального поля і картину широтного розподілу плям на поверхні Сонця:

- а) широтна ділянка спрямованого догори  $\nabla\rho$ -перенесення тороїдального поля;
- б) спостережена широтна "королівська зона" сонячних плям

## 2.15. Формування глибинного магнітного шару в полярних доменах СКЗ

Особливий інтерес у науковців викликає картина радіального перенесення тороїдального поля в СКЗ. Необхідно визначити механізм реконструкції магнетизму всередині СКЗ, що приводить до спостереженого розподілення магнітних структур на сонячній поверхні. Для вирішення цієї задачі було проведено детальний розрахунок турбулентної перебудови тороїдального поля в СКЗ в результаті взаємодії магнітної плавучості і двох механізмів магнітного перенесення – макроскопічного турбулентного діамagnetизму і  $\nabla\rho$ -ефекту [231].

Розглянуто баланс процесів перенесення окремо для ВШД і НШД. Порівняно проста схема вимальовується у ВШД, де на всьому вертикальному розмірі СКЗ виконується умова  $\{\varphi_2[\omega(z)] - \varphi_1[\omega(z)]\sin^2\theta\} > 0$ . Тут  $\nabla\rho$ -перенесення спрямоване донизу (див. рис. 36). Тому рівняння балансу між плавучістю і спрямованими донизу двома магнітними потоками, зумовленими турбулентним діамagnetизмом і  $\nabla\rho$ -ефектом, *поблизу дна СКЗ* можна записати у такому вигляді:

$$\uparrow U_B(\beta_S^p) + \downarrow U_D(\beta_S^p) + \downarrow U_{pr}^T = 0, \quad (182)$$

де  $\beta_S^p$  – параметр нормалізованого полярного усталеного магнітного поля (нижній "s" і верхній "p" індекси означають усталене полярне магнітне поле, англ. *stable polar*). Скориставшись виразами для швидкостей магнітного спливання  $U_B$  (167), діамagnetного заглиблення  $U_D$  (132) і  $\nabla\rho$ -занурення  $U_{pr}^T$  (181), із умови балансу потоків (182) отримуємо вираз для розрахунку параметра  $\beta_S^p$ , заблокованого біля дна магнітного поля

$$\beta_S^p \approx \left\{ \frac{5 \left[ U_\mu + 6(\varphi_2 - \varphi_1 \sin^2\theta) U_p \right]}{6U_\mu - (lu / 3\gamma H_p)} \right\}^{1/2}. \quad (183)$$

Для фізичних умов на глибині  $z \approx 84 \times 10^3$  км (для  $\theta = 25^\circ$ ), де  $\varphi_1 \approx 0,0161$ ;  $\varphi_2 \approx 0,0090$ , отримано такі оцінки:  $\beta_S^p \approx 0,85$ ;  $\uparrow U_B(\beta_S^p) \approx 2,84 \times 10^2$  см/с;  $\downarrow U_D(\beta_S^p) \approx 2,1 \times 10^2$  см/с;  $\downarrow U_{pr}^T \approx 7,4 \times 10^1$  см/с;  $\beta_S^p = \beta_S^p B_{eq} \approx 6500$  Гс [235, 236].

Таким чином, у глибоких шарах високоширотних доменів два ефекти антиплавучості можуть нейтралізувати спливання потужних полів. Унаслідок чого біля тахокліну повинен утворитися *магнітний шар* заблокованого сильного тороїдального поля  $\approx 6500$  Гс. Розглянуті явища негативної магнітної плавучості, ймовірно, можуть заважати *глибоко вкоріненим сильним полярним тороїдальним полям прорватися до поверхні, щоб бути спостереженими на високих широтах у вигляді сонячних плям* [231, 243, 244].

## 2.16. Перенесення потужних магнітних полів до поверхні в широтній "королівській зоні" сонячних плям

Зовсім інша картина перебудови тороїдального поля створюється в приекваторіальному домені. У глибоких шарах СКЗ (де виконується умова  $\{\varphi_2[\omega(z)] - \varphi_1[\omega(z)]\sin^2\theta\} < 0$ ) викликане  $\nabla\rho$ -ефектом перенесення змінює свій напрямок на протилежний (догори), що допомагає магнітній плавучості виносити магнітні поля на поверхню (див. рис. 36). У цьому випадку рівняння умови балансу трьох потоків магнітного перенесення набуває вигляду

$$\uparrow U_B(\beta_S^p) + \downarrow U_D(\beta_S^p) + \uparrow U_{pr}^T = 0, \quad (184)$$

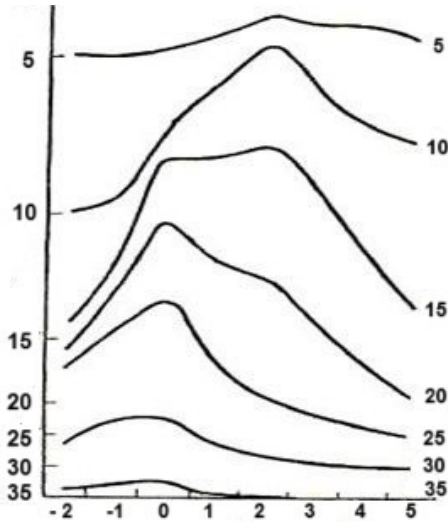
з якого видно, що в нижній частині НШД два магнітні потоки (плавучість і  $\nabla\rho$ -ефект) спрямовані догори, тоді як проти них донизу діє тільки турбулентний діамagnetизм. Як наслідок, вираз для параметра усталеного нормалізованого магнітного поля  $\beta_S^e$  (нижній "s" і верхній "e" індекси означають усталене приекваторіальне поле, англ. *stable equatorial*), має вигляд, подібний до параметра  $\beta_S^p$  (183), тільки позитивний знак множника  $(\varphi_2 - \varphi_1 \sin^2 \theta)$  у нового параметра змінюється на негативний. Тому величина розрахованого (для  $\theta = 75^\circ$ ,  $\theta^* = 15^\circ$ ) екваторіального поля, яке може утримуватися біля дна СКЗ,  $B_S^e = \beta_S^e B_{eq} \approx 6200 \text{ G}$  ( $\beta_S^e \approx 0,81$ ) буде менша за величину глибинного полярного поля  $B_S^p \approx 6500 \text{ Гс}$ .

Таким чином, ротаційний  $\nabla\rho$ -ефект у глибоких шарах (де  $\uparrow U_{pr}^T \approx 7,40 \times 10^2 \text{ см/с}$  для геліошироти  $\theta^* \approx 15^\circ$ ) допомагає магнітній плавучості ( $\uparrow U_B \approx 2,59 \times 10^2 \text{ см/с}$ ) нейтралізувати турбулентний діамagnetизм ( $\downarrow U_D \approx 3,33 \times 10^2 \text{ см/с}$ ). Значення стаціонарного тороїдального магнітного поля  $B_S^e \approx 6200 \text{ Гс}$ , яке заблоковане поблизу дна СКЗ у приекваторіальному домені, менше за

значення заблокованого глибинного поля  $B_S^p \approx 6500$  Гс у полярному домені. Зважаючи на це, тороїдальні поля, трохи сильніші за поле  $B_S^e \approx 6200$  Гс, підніматимуться до поверхні в широтній "королівській зоні" і *тим самим породжуватимуть сонячні плями*, тоді як у полярному домені такі поля заблоковані біля дна СКЗ. Максимальна геліоширота біля дна СКЗ, де  $\nabla r$ -ефект сприяє підйому полів, відповідає  $\theta^* \approx 45^\circ$  (див. рис. 36), що *збігається з широтою полярної межі "королівської зони"*. Фактично  $\nabla r$ -ефект діє як тригер для підйому до поверхні сильних глибинних полів ( $> 6200$  Гс) у приекваторіальній області.

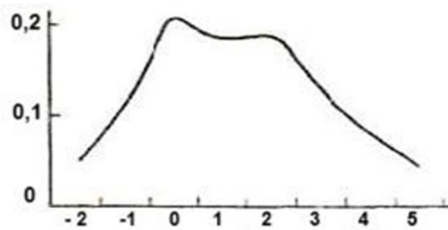
## 2.17. Подвійні максимуми циклу сонячних плям

Серед актуальних проблем СА – так званий подвійний цикл, який описується двовершинними кривими залежності більшості індексів СА від часу [462]. Явище подвійного піка в сонячному циклі було відкрите М. Гневишевим у 1963 р. [134]. Досліджуючи еволюцію середньорічної сумарної яскравості зеленої корональної спектральної лінії  $\lambda 5303^\circ \text{A}$  (яка є безпосередньою мірою магнітної активності і нагріву корони) в п'ятиградусних геліоширотних смугах упродовж 19-го циклу, Гневишев виявив два максимуми індексу корональної інтенсивності, рознесені по широті. Аналогічне дослідження широтного розподілу значень середньорічної площі протуберанців і середньорічної сумарної площі груп плям показало, що в кривих часової зміни цих індексів також були присутні два максимуми впродовж циклу. Згодом А. Анталова і М. Гневишев [8] перевірили виявлену широтну особливість індексу сумарної площі груп плям на базі спостереженого матеріалу інших циклів. За даними спостережень плям вони дослідили криві часової зміни цього індексу для восьми 11-річних циклів за проміжок часу від 1874 до 1962 р. (12–18 цикли) і отримали такий самий результат (рис. 38, рис. 39).



**Рис. 38.** Зміна площі (у відносних одиницях) сонячних плям у п'ятиградусних геліоширотних інтервалах упродовж усередненого 11-річного циклу на підставі даних за вісім циклів.

Уздовж горизонтальної осі нанесено розрахований у роках час від першого максимуму. Цифри по вертикалі праворуч на рисунку відповідають геліоширотам, до яких належать криві зміни площі. Цифри по вертикалі ліворуч на рисунку позначають нульову точку кривих. Рисунок запозичено з роботи А. Анталової і М. Гневишева [8]



**Рис. 39.** Зміна площі сонячних плям упродовж усередненого 11-річного циклу для всіх геліоширот на підставі даних за вісім циклів.

Уздовж горизонтальної осі нанесено розрахований у роках час від першого максимуму. Цифри по вертикалі позначають площу плям у відносних одиницях. Рисунок запозичено з роботи А. Анталової і М. Гневишева [8]

У кожному окремому циклі завжди спостерігалось два максимуми: перший проявлявся одночасно на всіх широтах "королівської зони" (за сумарними площами плям центрований на широту  $25^\circ$ ), тоді як другий – пізніше і тільки на низьких широтах ( $10\text{--}15^\circ$ ). Відносні амплітуди двох максимумів і тривалість часових проміжків між ними змінювалися, так що в деяких циклах при широтних усередненнях максимуми майже зливалися, тоді як в інших циклах *локальний мінімум* між ними, відомий у науковій літературі як *щілина Гневишева* (англ. *Gnevyshev gap*), визначався досить чітко. Згодом ці особливості були підтверджені і для 20-го циклу, в тому числі і при роздільному розгляді північної та південної півкуль Сонця [135]. За Гневишевим [135, 136], перший максимум СА збігається з основним максимумом 11-річного циклу за числом Вольфа, тоді як другий максимум СА пов'язаний зі збільшенням кількості плям великих розмірів (т. зв. максимум потужності плямоутворення) [462]. У циклічних кривих чисел Вольфа вторинні максимуми не завжди помітні, однак при роздільному врахуванні плям різних за розмірами можна виявити два максимуми. Зокрема, останні два цикли були чітко двовершинними (рис. 40).



WDC-SILSO, Royal Observatory of Belgium, Brussels

**Рис. 40.** Криві часової зміни сонячної активності (спостережені і згладжені місячні відносні числа сонячних плям) у 23–24-му циклах. Чітко видно два максимуми чисел Вольфа

Виявлення двох максимумів замість одного в 11-річних циклах коронального випромінювання і площі спочатку здавалося незначною деталлю. Проте в подальші роки було встановлено, що всі сонячні події – плями, спалахи, протуберанці, випромінювання корони, корпускулярне, радіо- і ультрафіолетове випромінювання мають однакову властивість: їм притаманні дві рознесені в часі хвилі активності, які проявляються у вигляді двох максимумів в 11-річних циклах. Двовершинні циклічні криві характерні також для індексів геофізичної активності. Тому для пояснення природи всього комплексу просторово-часових варіацій сонячної і геофізичної активності важливо зрозуміти фізичні механізми подвійного максимуму в циклі сонячних плям – основного індексу СА. Зокрема, Гневишев вважав, що походження двох максимумів сумарної площі груп плям на різних широтах [8, 135, 136] пов'язане з двома різними фізичними механізмами збудження магнетизму. Водночас М. Копецький і Г. Куклін [218] вважали, що вторинний максимум пов'язаний зі зростанням частини потужних довгоживучих груп плям при неперервному дрейфі зони плямоутворення до екватора.

Згодом для пояснення двох максимумів у сонячному циклі дослідники залучили до розгляду моделі динамо. О. Беневоленська вперше запропонувала модель дворівневого  $\alpha\Omega$ -динамо [37], яка забезпечувала збудження в СКЗ двох періодів коливань магнітного поля, що приводило до подвійного циклу сонячних плям. Пізніше К. Георгієва показала [130], що при врахуванні турбулентної дифузії та меридіональної циркуляції з'являється можливість пояснити подвійний максимум циклів за допомогою механізму динамо. У роботі [450] запропоновано модель *локального мінімуму* циклу, яка базується на гіпотезі Гневишева про імпульси плямоутворення, пов'язані з двома різними фізичними механізмами збудження магнетизму.

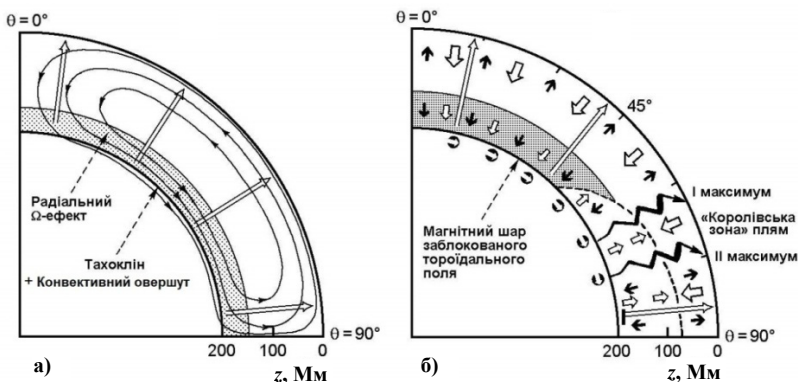
Важливим починанням останніх років є ідея про наявність на Сонці двох основних компонентів фонового магнітного поля (ФМП) з протилежною орієнтацією в північній та південній півкулях [311, 312, 356]. Завдяки аналізу спостережених даних за 21–23 цикли, отриманих за допомогою космічних апаратів, було виявлено дві зміщені в часі (на чверть 11-річного періоду) широтні

хвилі ФМП протилежної полярності, які мігрують від полюса до полюса через екватор. На основі побудованої схеми було змодельовано одночасну наявність 22-річних та квазідворічних коливань магнітних полів, що в межах двошарової моделі  $\alpha\Omega$ -динамо можуть привести до подвійного циклу плям.

Однак, як відомо, досі при поясненні подвійного максимуму циклу плямоутворення не залучалися висвітлені вище ефекти турбулентної перебудови магнетизму в межах макроскопічної МГД. Тому автором був запропонований ще один механізм, який заповнює цю прогалину. Для пояснення спостереженого явища подвійних максимумів циклу плям розроблено сценарій реконструкції тороїдального магнітного поля в СКЗ, який враховує нові турбулентні ефекти макроскопічної МГД [233, 235, 236, 514]. Він охоплює генерацію тороїдального поля внаслідок радіального диференційного обертання поблизу тахокліну і подальший підйом цього поля з глибинних шарів на сонячну поверхню в широтній "королівській зоні". У запропонованому сценарії беруть участь п'ять МГД-процесів:  $\Omega$ -ефект поблизу тахокліну, магнітна плавучість, макроскопічний турбулентний діаманетизм, ротаційний  $\nabla\rho$ -ефект і спрямована до екватора глибинна меридіональна циркуляція (рис. 41).

На першому етапі сценарію внаслідок стрімкого радіального спадання кутової швидкості в тахокліні  $\Omega$ -ефект ефективно генерує зі слабкого полоїдального поля потужне тороїдальне поле. Однак подальша реконструкція поля на високих і низьких геліоширотах відбувається в різних режимах. Ключову роль у цих режимах відіграє ротаційний  $\nabla\rho$ -ефект, який має різні знаки у високоширотних і приекваторіальному доменах СКЗ.

Розглянемо детальніше. У *високоширотному домені* два механізми негативної магнітної плавучості (турбулентний діаманетизм і  $\nabla\rho$ -ефект) діють проти магнітної плавучості, компенсуючи підйом вгору тороїдального поля, яке збуджується  $\Omega$ -ефектом поблизу тахокліну. Внаслідок цього поблизу дна СКЗ у конвективному овершуті, який міститься всередині тахокліну, формується магнітний шар заблокованого потужного магнітного поля  $B_s^p \approx 6500$  Гс (підрозд. 2.14) [522].



**Рис. 41.** Схема турбулентної реконструкції тороїдального магнітного поля в СКЗ [235]:

- а) меридіональна циркуляція (овальні замкнуті чорні стрілки), що захоплює глибинні шари нижче тахокліну і конвективного овершуту; магнітна плавучість (спрямовані догори світлі стрілки) і шар радіального  $\Omega$ -ефекту (заштрихована ділянка) поблизу дна СКЗ;
- б) меридіональне перенесення ( $\rightarrow$ ) заблокованого біля полюсів глибинного тороїдального поля (заштрихована ділянка) із високоширотних областей до приекваторіального домену внаслідок глибинної меридіональної течії; дві спрямовані до поверхні хвилі тороїдального поля ( $\sim$ ), спричинені комбінованою дією магнітної плавучості (спрямовані до поверхні довгі світлі стрілки), макроскопічного турбулентного діамagnetизму (короткі чорні стрілки) і  $\nabla\rho$ -потіку (короткі білі стрілки); прориваючись на поверхню, дві хвилі тороїдального поля викликають у широтній "королівській зоні" сонячних плям зсунуті одна від одної в часі на 1–2 роки перший і другий максимуми плям

Водночас  $\nabla\rho$ -ефект у нижній частині приекваторіального домену змінює свій знак на протилежний (через вплив обертання Сонця на турбулентність). Відповідний  $\nabla\rho$ -потік магнітного поля замість низхідного стає висхідним. Унаслідок цього величина заблокованого поля в магнітному шарі поблизу дна СКЗ зменшується до значення  $B_S^e \approx 6200$  Гс. Завдяки неперервно діючому  $\Omega$ -ефекту це тороїдальне поле з часом досягає величин  $> B_S^e$ , достатніх, щоб розпочати свій підйом до поверхні Сонця, оскільки

сумарна швидкість ( $\uparrow U_B + \uparrow U_{pr}^T$ ) магнітного спливання переважає швидкість  $\downarrow U_D$  діаманітного перенесення донизу. Зрештою, через деякий час торіодальне поле з'явиться на сонячній поверхні у вигляді плям у ділянці геліоширотної "королівської смуги". У випадку  $B > B_S^e \approx 6200$  Гс час спрямованого догори перенесення поля

$$\tau \approx (z_0 - z_1) / [\uparrow U_B(\beta_S^e) + \downarrow U_D(\beta_S^e) + \uparrow U_{pr}^T] \quad (185)$$

від дна СКЗ ( $z_0 \approx 180$  тис. км) до шару на глибині  $z_1 \approx 80$  тис. км (де відбувається зміна напрямку магнітного  $\nabla r$ -потoku) становить  $\approx 3 \times 10^7$  с ( $\approx$  один рік). Ця спрямована догори перша хвиля торіодального поля (в радіальній площині  $\theta^* \approx 20^\circ$ ) відповідає за основний максимум активності плямоутворення (див. рис. 41 б).

Водночас, у високоширотних полярних доменах під впливом двох ефектів негативної плавучості глибинні торіодальні поля  $B_S^p \approx 6500$  Гс *впродовж усього циклу заблоковані в шарі конвективного овершуту*. Очевидно, саме через це поблизу полюсів ніколи не з'являються сонячні плями.

Вагомим чинником подальшої еволюції заблокованих торіодальних полів є *меридіональна циркуляція*, яка забезпечує їхнє перенесення із полярних областей до низьких широт. Спрямована до екватора глибинна меридіональна течія витісняє заблоковані полярні поля в низькоширотні ділянки, де наявні сприятливі умови для спливання полів величиною  $\approx 6500$  Гс, оскільки тут, як зазначено вище, величина утримуваного поля менша:  $B_S^e \approx 6200$  Гс. Якщо для швидкості меридіональної глибинної течії біля дна СКЗ ( $r \approx 5 \times 10^{10}$  см) взяти величину  $U_M^{(deep)} \approx 3-5$  м/с [179, 180], характерний час міграції поля від широти  $\theta_1^* = 70^\circ$  до широти  $\theta_2^* = 15-20^\circ$  (смуги спостереженого повторного збільшення числа плям у максимумі циклу) становить  $\tau_M \approx r(\Delta\theta^*/360^\circ)/U_M^{(deep)} \approx 1-2$  роки. У низькоширотних ділянках ці мігруючі до екватора запізнілі поля згідно з описаною вище схемою транспортуються до поверхні, але вже на більш низьких геліоширотах "королівської смуги". Прориваючись на поверхню, ця друга порція спливання затриманих у часі торіодальних полів спричиняє повторний максимум сонячних плям.

Отже, в межах запропонованого сценарію відповідальність за спостережений подвійний максимум циклу плям несуть *дві висхідні хвилі* тороїдального поля в приекваторіальному домені, які сформовані в результаті комбінованої дії  $\Omega$ -ефекту, магнітної плавучості та двох макроскопічних ефектів турбулентної перебудови магнетизму. Внаслідок спрямованої до екватора глибинної меридіональної течії ці хвилі зсунуті одна від одної в часі на 1–2 роки [233, 235, 236, 514].

## 2.18. Активні довготи

Цікавим і все ще остаточно не з'ясованим явищем магнітної активності Сонця залишається феномен аксіально несиметричного розподілу індексів активності по сонячній поверхні, який отримав назву явище активних довгот [417, 462]. Активною довготою прийнято називати довготний інтервал на Сонці, в якому впродовж тривалого часу (принаймні декілька років, іноді – декілька циклів) сонячна активність, зокрема плямотворна діяльність, проявляється суттєво більше, як в інших довготних інтервалах. Уперше активні довготи були виявлені у 1897 р. А. Вольфером [442]. Зауважимо, що термін активна довгота є умовним скороченням, оскільки йдеться не про довготу, а про довготний інтервал (сектор) протяжністю близько  $40^\circ$ . При розгляді активних довгот сонячних плям потрібно також пам'ятати, що вони охоплюють широтні інтервали, які тільки зрідка перевищують смуги  $40^\circ$  обабіч екватора Сонця. Упродовж тривалого часу переважні довготні інтервали підвищеної активності ідентифікували на основі даних про сонячні плями [85, 417, 425], а потім і за іншими індексами сонячної активності, зокрема, такими як спалахи і сонячний вітер та ін. [38, 69, 192, 292, 425].

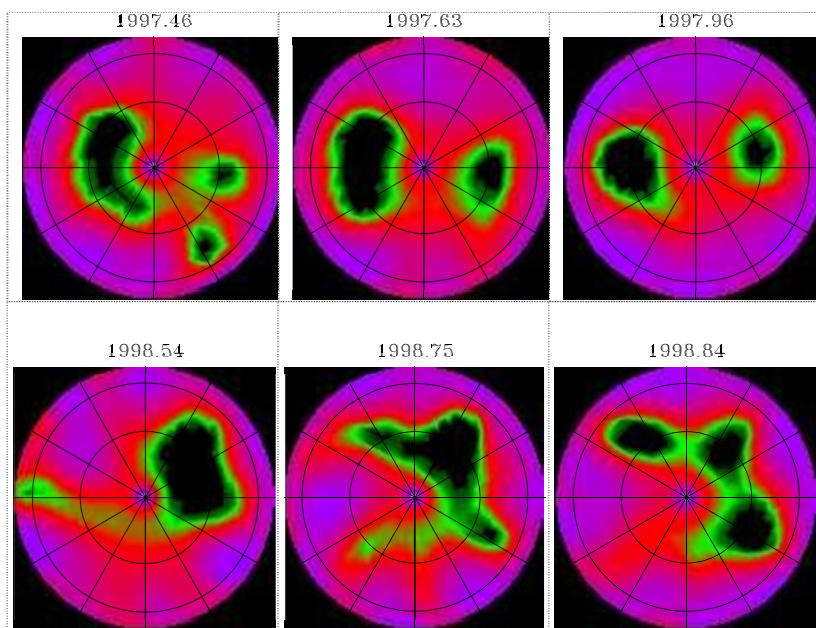
У роботах [43, 408, ] досліджено розподіл місць появи плям на сонячному диску. Встановлено, що на сонячній поверхні існують два активні довготні інтервали (сектори), зміщені приблизно на  $180^\circ$  один щодо іншого, які можуть стабільно підтримувати фазову когерентність активності впродовж, принаймні, 10 циклів. Внесок аксіально несиметричних поверхневих магнітних структур за площею становить близько 0,1 щодо переважаючої аксіально симетричної магнітної гармоніки. У кожний певний проміжок

часу один із двох довготних інтервалів є більш активним (домінуючим). При цьому домінування час від часу перемикається (перестрибує) між цими двома активними довготами. З огляду на спостереження магнітної активності зір останнє явище відоме в науковій літературі як магнітний *flip-flop* феномен [191]. Активні довготні ділянки на Сонці обертаються диференційно за шириною, з невеликою, але помітною асинхронністю між північною і південною півсферами. Природно припустити, що явище активних довгот пов'язане з аксіально несиметричною складовою великомасштабних магнітних структур, які лежать під цими довготними інтервалами.

Перші повідомлення про існування виділених активних довгот у зір певних типів з'явилися наприкінці 80-х років минулого століття [296, 447]. Зоряна пляма (англ. *starspot*) – явище на поверхні зорі, аналогічне сонячній плямі. Спостережені зоряні плями мають температуру на 100–1500 К нижчу за температуру навколишньої фотосфери і магнітні поля з величиною індукції 3–5 кГс [40]. Відмінність температур заплямованих ділянок і фотосфери спричиняє зміну видимого блиску зорі при її обертанні. Протягом тривалих (до 50 років) проміжків часу загальна змінність блиску заплямованих зір становить зазвичай 0,1–0,3<sup>m</sup> зоряної величини, досягаючи у деяких об'єктів величин 0,4–0,6<sup>m</sup> [40]. Для Сонця як зорі ефект заплямованості становить близько 0,001<sup>m</sup> зоряної величини. Зазвичай спостерігаються зоряні плями, які за розмірами помітно перевищують плями на Сонці. Вони можуть покривати до 30 % поверхні зорі, що у 100 разів більше за площу типової сонячної плями. Десятки років безперервного фотометричного моніторингу зір типу *RS CVn* виявили, що великі плями зберігали свою ідентичність максимум до 20 років. Це було інтерпретовано як ознаки однієї або двох активних довгот [42], подібних до розподілу активних довгот на Сонці. Крім зір *RS CVn*, активні довготи було виявлено в розподілі плям на зорях типу *FK Com* [219], дуже активних аналогів молодого Сонця [41], заплямованих карликів та ін. [190].

Хоча активні довготи зір виживають упродовж тривалого часу, проте активні області, з яких вони складаються, еволюціонують у розмірі, вказуючи на можливі циклічні варіації, спостережені

в доплерівських зображеннях [40]. У результаті дослідження перерозподілу площ активних довготних ділянок зорі *FK Comae Berenices*, зайнятих магнітними плямами, Л. Етсу та ін. [191, 193] відкрили у 1991 р. вже згаданий вище магнітний ефект *flip-flop* (сальто-стрибок, тобто ефект такого собі перевороту локалізації магнітної заплямованості). Було виявлено, що рівень активності двох довготних секторів, зміщених один щодо іншого на  $180^\circ$ , відрізняється. Зазвичай упродовж певного, досить тривалого періоду часу активність в одному секторі вища за активність в іншому секторі протилежної півсфери (рис. 43).



**Рис. 42.** Доплерівські зображення (проекція з полюса) заплямованості зорі *RS CVn II Peg*, які ілюструють *flip-flop* феномен, що відбувся в період з кінця 1997 р. до середини 1998 р.

Рисунок запозичено з роботи [40]

Згодом активні довготи в ході еволюції на короткий термін набувають приблизно однакового рівня активності, після чого домінуючий рівень активності першого сектора раптово стрибком

перемикається на активний сектор з протилежного боку зорі. Внаслідок чого перша активна довгота знижує рівень активності, тоді як інша збільшує його, що свідчить про перерозподіл площі плям між протилежними півсферами. Нове співвідношення рівнів активності двох секторів зберігається певний час до їхнього наступного перемикавання.

Феномен подібних варіацій площі магнітної заплямованості в активних довготах притаманний також *подвійним зорям* певних типів [44] і деяким одиночним зіркам, які швидко обертаються [220], зокрема *аналогам молодого Сонця* (заплямованим молодим карликам) [41]. Цими спостереженнями було встановлено факт *регулярного повторення* виявленого феномена, що свідчить про існування зоряних магнітних flip-флор циклів [219, 193]. Крім того, вивчення еволюції магнітної заплямованості молодих аналогів Сонця вказує на існування на цих зорях циклів сонячного типу [39]. З іншого боку, на основі еволюції площі плям *магнітний flip-флор цикл* тривалістю близько 3,7 року було виявлено і на Сонці [43]. І надзвичайно важливо, що співвідношення періодів обох типів циклів для молодих карликів і Сонця однакове: flip-флор цикл приблизно у 3–4 рази коротший за цикл сонячного типу [39]. Тобто структура і еволюція активних довгот на Сонці подібна до спостережених активних довгот на поверхні холодних зір, які швидко обертаються і мають зовнішні конвективні оболонки. Тому дослідники вважають [39, 40], що динамо-механізми збудження магнетизму і явища flip-флор циклів на Сонці і в цих зорях подібні. Це дозволяє досліджувати явища зоряної магнітної активності і порівнювати їх із детальним вивченням магнітної еволюції та перебудови магнетизму на Сонці.

При поясненні зоряних і сонячних flip-флор циклів суттєва роль відводиться динамо-гармонікам. Зокрема, в роботі [124] вдалося змоделювати криву блиску зорі, виведену зі спостереженого розподілу магнітної заплямованості, якщо припустити, що він зумовлений комбінацією аксіально несиметричних дипольної і квадрупольної динамо-гармонік. Д. Мосс [285] висунув припущення, що flip-флор цикл можна відтворити завдяки суперпозиції двох глобальних магнітних складових: осцилюючої аксіально симетричної динамо-гармоніки, яка змінює в часі свою симетричність

від майже дипольної до майже квадрупольної, і стійкої аксіально несиметричної гармоніки. У підрозд. 2.8 автором досліджено умови одночасного співіснування на Сонці двох типів змішаної симетричності глобальних мультипольних магнітних гармонік. Установлено, що впродовж більшого періоду часу домінуючу роль у циклі відіграє диполь. Проте при наближенні до моменту зміни знака полярного поля створюються сприятливі умови для домінування квадруполя [231, 242, 510, 517, 518, 519, 520, 521, 522]. Ми вважаємо [523], що це підтверджує обґрунтованість припущення Мосса [285] про те, що виділені довготні сектори підвищеної магнітної активності зір пізніх класів можна відтворити шляхом суперпозиції осцилюючих дипольної і квадрупольної динамо-гармонік.

## 2.19. Асиметрія сонячних циклів

Свого часу ще Г. Тернер завважив, що інтенсивність за числами Вольфа непарних 11-річних циклів SA, зазвичай, трохи вища за інтенсивність парних циклів [40]. Пізніше М. Гневишев і А. Оль виявили, що сонячні цикли, в яких чергується інтенсивність, групуються в пари: парний–непарний цикли (правило Гневишева–Оля) [468]. Істотна відмінність між амплітудами парних і непарних циклів (бімодальність) переконливо підтверджено Р. Вільсоном [434].

Для пояснення виявленої асиметрії циклічності в роботах [53, 544, 545, 558] запропоновано механізм, згідно з яким чергування висот сусідніх 11-річних циклів відбувається внаслідок того, що глибинне первісне полоїдальне магнітне поле Сонця проникає в область СКЗ, і тим самим впливає тут на динамо-процес. Відповідно до цього підходу полоїдальне поле  $\mathbf{V}_r$  в області динамо складається із суми двох компонент. Перша компонента – знакозмінне полоїдальне поле  $\mathbf{V}_r^{(e)}$ , пов'язане з динамо-процесом у СКЗ. Воно збуджується за допомогою  $\alpha$ -ефекту і тому змінює напрямок від одного 11-річного циклу до іншого. Друга компонента – первісне полоїдальне поле  $\mathbf{V}_r^{(r)}$  променистої зони, яке має постійне спрямування і проникає догори в турбулізовані шари

СКЗ. Зважаючи на це, сумарне полоїдальне поле в області динамо в СКЗ має осцилювати від циклу до циклу: в одному 11-річному циклі його інтенсивність буде більша, а в наступному за ним циклі – менша. Внаслідок цього тороїдальне поле, яке збуджується із полоїдального поля диференційним обертанням ( $\Omega$ -ефект), має також змінювати свою інтенсивність у сусідніх циклах. У межах такого підходу первісне поле бере участь в утворенні тороїдального поля в СКЗ (нарівні з динамо-полем), що спричиняє чергування інтенсивності сусідніх 11-річних циклів.

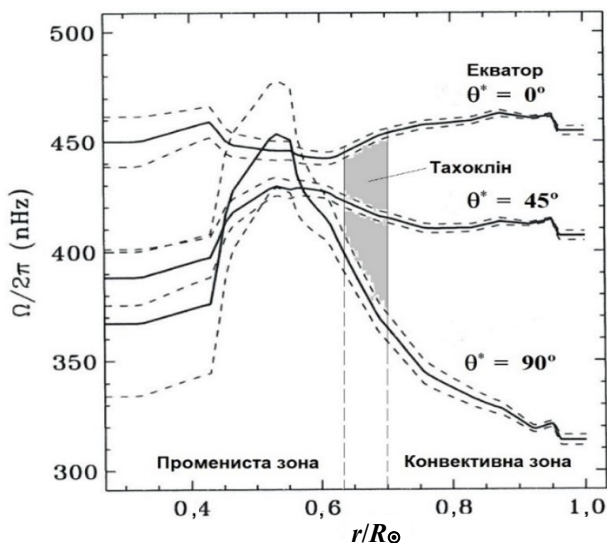
На відміну від ідеї робіт [53, 544, 545, 558], автор вважає, що первісне полоїдальне магнітне поле  $\mathbf{V}_p^{(r)}$  бере участь у генерації тороїдального поля *не тільки в СКЗ, а ще й у глибших шарах*. Підґрунтям до такого припущення є геліосейсмологічні дані [153, 178, 345, 358, 464] про внутрішнє неоднорідне обертання Сонця, яке охоплює шари променистої зони, де локалізоване первісне магнітне поле, час існування якого порівняний із часом життя Сонця. Внаслідок цього тут створюються сприятливі фізичні умови для роботи  $\Omega$ -ефекту, який генеруватиме тороїдальне поле постійного з часом спрямування. Завдяки магнітній плавучості глибинне тороїдальне поле транспортуватиметься догори, поступово проникаючи у вищі шари СКЗ, де працює турбулентне динамо. Тут додаткове тороїдальне поле має певним чином впливати на процеси перебудови магнетизму, які зумовлюють сонячну циклічність. Розглянемо детальніше механізм запропонованого процесу.

### 2.19.1. Внутрішнє обертання Сонця

Згідно з даними геліосейсмологічних експериментів у надрах глибше за СКЗ і тахоклін зберігається помітний радіальний градієнт кутової швидкості  $\partial\Omega/\partial r$  [153, 178, 345, 358, 464]. На рис. 43 представлено радіальні профілі частоти внутрішнього обертання для трьох геліоширот, отримані в результаті інверсій даних геліосейсмологічних спостережень [178].

Видно, що характерне для сонячної поверхні ( $\theta^* = 90^\circ$ ) *широтне диференційне обертання*  $\Omega(\theta^*)$  зберігається в повному обсязі СКЗ у діапазоні глибин  $(0,7-1,0) r/R_\odot$  і зменшується до мінімального в шарі тахокліну  $(0,63-0,7) r/R_\odot$  ( $R_\odot$  – радіус Сонця). Разом із тим,

всередині СКЗ на кожній фіксованій геліошироті величина кутової швидкості обертання суттєво змінюється уздовж радіуса  $r$ . І надзвичайно важливо, що помітна радіальна неоднорідність кутової швидкості  $\partial\Omega/\partial r$  зберігається нижче за тахоклін, проникаючи у верхню частину стабільної променистої зони. Цей радіальний градієнт кутової швидкості  $\partial\Omega/\partial r$  без сумніву мусить діяти на первісне магнітне поле, спричиняючи перебудову глибинного магнетизму (глибинний  $\Omega$ -ефект).



**Рис. 43.** Радіальні профілі швидкості внутрішнього обертання Сонця для трьох геліоширот  $\theta^*$ :  $\Omega/2\pi$  – частота обертання в наногерцах,  $r/R_{\odot}$  – відносний геліоцентричний радіус.  
Рисунок запозичено з роботи [178]

Припускаємо, що первісне полоїдальне магнітне поле має дипольну структуру, максимальна інтенсивність якого досягається на геліоширотах  $\pm 45^\circ$ . Для аналізу генерації тороїдального поля в променистій зоні необхідно знати величину радіального градієнта кутової швидкості  $\partial\Omega/\partial r$  на цих геліоширотах. Зміна частоти внутрішнього обертання  $\Delta\Omega/2\pi$  на геліошироті  $45^\circ$  у діапазоні глибин  $(0,3-0,7) r/R_{\odot}$  становить  $\approx 35$  нГц (рис. 43). Після розрахунків отримуємо  $\partial\Omega/\partial r \approx \Delta\Omega/\Delta r \approx 7 \times 10^{-18}$  рад/с·см.

## 2.19.2. Еволюція тороїдального поля в променистій зоні

Еволюція тороїдального поля в променистій зоні визначається рівнянням індукції [231]

$$\partial \mathbf{B}_T / \partial t = r \sin \theta (\mathbf{B}_r \nabla) \Omega \mathbf{i}_\phi + \text{rot} [\mathbf{U}_B \times \mathbf{B}_T] + \nu_m \Delta \mathbf{B}_T. \quad (186)$$

Перший член у частині рівняння праворуч (186) описує генерацію тороїдального поля  $\mathbf{B}_T = B_\phi \mathbf{i}_\phi$  ( $B_\phi$  – азимутальна компонента поля,  $\mathbf{i}_\phi$  – азимутальний одиничний вектор) під впливом радіального градієнта кутової швидкості  $\partial \Omega / \partial r$  на радіальну компоненту  $\mathbf{B}_r$  первісного полоїдального поля (глибинний  $\Omega$ -ефект). Другий член відповідає за втрату магнітного потоку тороїдального поля внаслідок його магнітного спливання зі швидкістю  $\mathbf{U}_B$ , а третій описує омичну дисипацію поля внаслідок магнітної в'язкості  $\nu_m = c^2 / 4\pi\sigma$ .

Як показав Т. Каулінг [95, 96], час омичного загасання первісного магнітного поля, захопленого речовиною при формуванні Сонця, внаслідок вмороженості поля, зумовленої високою електропровідністю плазми в глибоких надрах ( $\sigma \approx 3 \times 10^{17}$  СГС), виявляється надзвичайно великим – порівняним з еволюційним віком Сонця. Тому при подальшому розгляді не враховуватимемо третій член у частині рівняння праворуч (186). Натомість зосередимо увагу на аналізі процесів генерації поля в променистій зоні і винесення його звідси магнітною плавучістю догори в СКЗ.

Проведемо оцінки еволюційних змін магнітного поля окремо для зазначених процесів. Швидкість генерації тороїдального поля визначається мірою глибинного диференціального обертання  $G \equiv r \partial \Omega / \partial r$  ( $r$  – відстань від центра Сонця) і величиною первісного радіального поля  $B_r$

$$\left| \frac{\partial B_\phi}{\partial t} \right|_\Gamma = O(G B_r) \equiv O(\Gamma). \quad (187)$$

Тут  $\Gamma \equiv G B_r = (r \partial \Omega / \partial r) B_r$  – параметр генерації (інтенсивність  $\Omega$ -ефекту); крім того враховано, що  $\sin \theta = O(1)$  при  $\theta = 45^\circ$ .

Згідно з Паркером [303] тороїдальне поле  $B_\phi$  променистої зони, сконцентроване в магнітні силові трубки (МСТ), завдяки магнітній плавучості транспортується догори зі швидкістю

$$U_B \approx u_T (\lambda_T / a)^2 (B_\phi^2 / 8\pi P). \quad (188)$$

Тут  $u_T$  – середня швидкість переносу теплової енергії вгору,  $\lambda_T$  – температурна шкала висот,  $a$  – поперечний радіус МСТ,  $P$  – газовий тиск зовні МСТ. Швидкість втрати зростаючого поля  $B_\phi$  за рахунок магнітного спливання можна оцінити виразом

$$\left| \frac{\partial B_\phi}{\partial t} \right|_\gamma = O \left( \frac{U_B}{L} B_\phi \right) \equiv O \left( \gamma B_\phi^3 \right), \quad (189)$$

де  $L$  – характерний масштаб поля,  $\gamma_b = (U_B/LB_\phi^2) \equiv (u_T/8\pi PL)(\lambda_T/a)^2$  – параметр втрати магнітного потоку внаслідок плавучості.

Якщо скористатися оцінками (187) і (189), рівняння індукції (186) можна переписати (з урахуванням знаків еволюційних змін магнітного поля) в такому вигляді:

$$\partial B_\phi / \partial t \approx \Gamma - \gamma B_\phi^3. \quad (190)$$

Зважаючи на умову стаціонарності  $\partial B_\phi / \partial t = 0$ , коли  $\Omega$ -ефект компенсує втрати поля, зумовлені магнітною плавучістю, отримуємо вираз для оцінки максимальної величини стаціонарного тороїдального поля, яке протягом тривалого часу може утримуватися в променистій зоні [231]

$$\max |B_\phi| \equiv B_\phi^\circ = O \left( \left[ \frac{\Gamma}{\gamma} \right]^{1/3} \right) = O \left( \left[ GB_r \frac{8\pi PL}{u_T} \left( \frac{a}{\lambda_T} \right)^2 \right]^{1/3} \right). \quad (191)$$

Видно, що магнітна плавучість (параметр  $\gamma$ ) обмежує інтенсивність збуджуваного поля (параметр  $\Gamma$ ) на стаціонарному рівні  $B_\phi^\circ$ .

Характерний час досягнення цього значення становить

$$\tau_0 \approx B_\phi^\circ / \Gamma = (1/\gamma\Gamma^2)^{1/3}. \quad (192)$$

Магнітні поля  $B$ , сильніші за стаціонарне поле  $B_\phi^\circ$  ( $\Gamma > \gamma$ ), виноситимуться із зони генерації. Характерний час спливання поля  $B$  з певної глибини в променистій зоні вгору до нижньої основи СКЗ можна оцінити виразом

$$\tau_B \approx d/U_B = 8\pi Pd / u_T B^2 (\lambda_T/a)^2, \quad (193)$$

де  $d = r_{\text{пр}} - r_{\text{скз}}$  ( $r_{\text{пр}}$  – сонячний радіус, що відповідає глибині в променистій зоні, з якої розпочинається спливання поля,  $r_{\text{скз}}$  – радіус нижньої основи СКЗ).

### 2.19.3. Розрахунки параметрів перебудови магнетизму

Перейдемо до чисельного аналізу еволюції глибинного магнетизму Сонця. Фізичні параметри ( $P$  і  $u_T$ ) беремо зі стандартної моделі Сонця [143]. Значення магнітної індукції радіальної компоненти  $B_r$  полоїдального поля в променистій зоні перебувають у діапазоні 0,1–10 Гс [109, 385]. Величину радіального градієнта кутової швидкості  $\partial\Omega/\partial r \approx \Delta\Omega/\Delta r \approx 7 \times 10^{-18}$  рад/с·см було розраховано на підставі геліосейсмологічних даних [178] (див. рис. 43). Ідучи за Паркером [303], розглянемо оптимальний варіант перебудови магнетизму, коли характерний масштаб зміни магнітного поля  $L$  і температурна шкала висот  $\lambda_T$  дорівнюють поперечному радіусу  $a$  МСТ, величина якого приймається рівною  $0,1 R_\odot = 7 \times 10^{10}$  см. Розрахунки показали [110, 238], що глибинний  $\Omega$ -ефект у променистій зоні може збуджувати потужне квазістаціонарне тороїдальне магнітне поле  $B_\phi^\circ$ , величина якого змінюється в діапазоні величин від  $5 \times 10^7 - 2 \times 10^8$  Гс поблизу ядра Сонця ( $r/R_\odot = 0,3$ ) до  $5 \times 10^6 - 2 \times 10^7$  Гс на верхній межі стійкої ділянки, розміщеної безпосередньо під нижньою основою СКЗ ( $r/R_\odot = 0,7$ ). Характерний час  $\tau_0$  досягнення зазначених величин полів  $B_\phi^\circ$  згідно з оцінками за виразом (192) змінюється в діапазоні від  $10^8 - 10^6$  років до  $5 \times 10^6 - 2 \times 10^5$  років.

Зауважимо, що питання про присутність потужних полів у надрах Сонця має фундаментальну вагу, оскільки внутрішнє глибинне магнітне поле впродовж декількох десятиліть залучається дослідниками для пояснення низки спостережених явищ. За допомогою сильного магнітного поля, локалізованого у вигляді окремих неоднорідностей нижче дна СКЗ на глибині  $\approx 2,3 \times 10^5$  км, можна пояснити нестачу літію при нормальному вмісті берилію в атмосфері Сонця [303]. Потужність розрахованих полів, вочевидь, може бути достатньою для забезпечення помітного, поряд із ротаційним, їхнього внеску в ефект магнітного розщеплення п'ятихвилинних коливань Сонця [10, 114]. Крім того, подібні за величиною магнітні поля отримано при теоретичних розрахунках дифузних моделей сонячного циклу [167, 556].

Тороїдальні поля, величина яких переважає стаціонарне значення  $B_{\phi}^{\circ}$ , внаслідок магнітної плавучості поступово виносяться з променистої зони у турбулентні шари СКЗ, де працює механізм  $\alpha\Omega$ -динамо. Розрахунки за виразом (193) часу вносу цих полів із двох різних ділянок сонячних надр до нижньої основи СКЗ ( $r/R_{\odot}=0,7$ ) дають такі оцінки: при спливанні поля з глибини  $r/R_{\odot}=0,3$  ( $d=0,4R_{\odot}$ )  $\tau_B \approx 4 \times 10^8 - 2 \times 10^6$  років, тоді як при спливанні з глибини  $r/R_{\odot}=0,6$  ( $d=0,1R_{\odot}$ )  $\tau_B \approx 10^7 - 4 \times 10^5$  років.

Проведені оцінки свідчать, що характерний час  $\tau_0$  досягнення величини стаціонарного поля  $B_{\phi}^{\circ}$  завдяки  $\Omega$ -ефекту коротший за час  $\tau_B$  вносу поля з променистої зони в СКЗ (унаслідок магнітної плавучості). Тому, незважаючи на постійну втрату магнітного потоку через плавучість,  $\Omega$ -ефект у променистій зоні може підтримувати стаціонарне поле постійного спрямування  $B_{\phi}^{\circ}$  упродовж тривалого часу [231].

#### 2.19.4. Чергування амплітуди сонячних магнітних циклів

Глибинне тороїдальне поле  $B_{\phi}^{\circ}$ , що збуджується глибинним  $\Omega$ -ефектом у променистій зоні, унаслідок магнітної плавучості виносяться догори і поступово проникає у турбулізовані шари СКЗ, де працює турбулентне динамо. Зважаючи на це, сумарне тороїдальне (азимутальне) магнітне поле  $B_{\phi}(t)$  у СКЗ складається з двох компонент: *циклічної*, що змінюється з часом  $B_{\phi}^c(t)$ , і *квазі-стаціонарної (регулярної)*  $B_{\phi}^{\circ}$ :

$$B_{\phi}(t) = B_{\phi}^c(t) + B_{\phi}^{\circ}. \quad (194)$$

Перша магнітна компонента  $B_{\phi}^c(t)$ , що збуджується процесом  $\alpha\Omega$ -динамо, змінює свій напрямок (полярність) з періодом 11 років, зумовлюючи тим самим спостережену циклічність сонячної активності [230, 245, 535]. Водночас, друга додаткова компонента постійного спрямування  $B_{\phi}^{\circ}$  відіграє тут роль джерела стабільного магнітного підживлення, що впливає на потужність сумарного

магнітного потоку тороїдального поля. У певному циклі, коли напрямки двох магнітних компонент співпадають, сумарний магнітний потік буде більш потужним, ніж у суміжних циклах, в яких напрямки цих компонент орієнтовані протилежно. Спливаючи на сонячну поверхню, сумарне тороїдальне поле, для якого характерні циклічні варіації величини потужності, зумовлюватиме відповідні варіації інтенсивності плямоутворення. Що, зрештою, має викликати спостережене чергування амплітуди сусідніх (парного і непарного) циклів сонячної активності.

Таким чином, запропонований сценарій пояснює спостережене явище чергування амплітуди сусідніх 11-річних циклів сонячної активності. Помітний радіальний градієнт кутової швидкості в променистій зоні, діючи на слабе реліктове радіальне магнітне поле, генерує потужне глибинне тороїдальне магнітне поле постійного спрямування (глибинний  $\Omega$ -ефект променистої зони). Внаслідок магнітного спливання це поле поступово проникає знизу в турбулентні шари СКЗ, де працює механізм турбулентного  $\alpha\Omega$ -динамо, відповідальний за 11-річну циклічність сонячної активності. Неперервне підживлення магнітного потоку в СКЗ завдяки спливаючому знизу додатковому тороїдальному потоку приводить до варіацій потужності сумарного тороїдального поля в суміжних циклах. Останнє, спливаючи на сонячну поверхню, викликає спостережене чергування амплітуди сусідніх сонячних 11-річних циклів активності.

## 2.20. Моделювання МГД-процесів у СКЗ

Починаючи від 2010 р. в Астрономічній обсерваторії КНУ імені Тараса Шевченка автор спільно з колегами з Інституту космічних досліджень Національної академії наук України та Державного космічного агентства України проводить дослідження, пов'язані з чисельним моделюванням МГД-процесів у СКЗ. У межах цієї співпраці розроблено математичну модель магнітного циклу Сонця [262], яка базується на гіпотезі про гідродинамічну природу виникнення глобальних течій внаслідок втрати стійкості неоднорідного ротаційного шару рідини без урахування впливу

магнітного поля. Концепція моделі полягає в тому, що, як було продемонстровано вище, диференційне обертання у СКЗ діє на полоїдальне магнітне поле реліктового походження, внаслідок чого генерується тороїдальне поле ( $\Omega$ -ефект). Разом із тим, в роботі [262] було встановлено ще одну важливу роль диференційного обертання – його здатність збуджувати глобальні гідродинамічні течії у СКЗ внаслідок виникнення за певних умов нестійкості руху речовини (процес Релея–Тейлора в сферичній течії Куетта). За результатами аналізу радіального профілю диференційного обертання, отриманого в геліосейсмологічних експериментах [178], у СКЗ було виявлено ділянку, в якій диференційне обертання згідно з критерієм Релея втрачає стійкість. Чисельне моделювання показало, що виявлена нестійкість може згенерувати спостережені на сонячній поверхні глобальні міграційні течії речовини (меридіональну циркуляцію, торсіонні коливання, варіації меридіональної циркуляції). Використовуючи математичне чисельне відтворення на основі розв'язків гідродинамічних рівнянь руху речовини, встановлено, що знайдені глобальні міграційні течії відіграють суттєву роль у генерації магнітних полів у СКЗ. Спільно з диференційним обертанням глобальні течії діють на реліктове полоїдальне магнітне поле постійного спрямування. Це приводить до збудження еволюційного *вторинного* знакозмінного *полоїдального* поля і *двох складових* (монотонно зростаючої та знакозмінної в часі) *тороїдального* поля. Оскільки в запропонованій моделі диференційне обертання відіграє домінуючу роль і в збудженні глобальних гідродинамічних течій, і в генерації магнітних полів, її було названо *гідродинамічна  $\Omega^2$ -модель магнітного циклу Сонця*.

## 2.21. Довготривалі варіації магнітної активності Сонця

Наука нині має в розпорядженні достовірні факти про те, що клімат Землі (багаторічний, порядку декількох десятиліть, режим погоди, який характеризується поточним станом температури, атмосферного тиску, вологості, атмосферних опадів тощо) раніше неодноразово зазнавав радикальних глобальних змін упродовж різних за тривалістю проміжків часу [248, 37]. Найважливішим

елементом клімату, що впливає на інші його характеристики, насамперед на температуру, є промениста енергія Сонця. Зміни клімату суттєво позначаються на статистичному розподілі погодних умов протягом тривалих проміжків часу: від десятиліть до мільйонів років. Крім того, вони можуть спричинити глобальні, масштабні зміни у природних і соціальних системах. Причини зміни клімату можуть бути різні (коливання сонячної радіації, тектоніка плит, виверження вулканів, біотичні процеси) і остаточно ще не вивчені. Разом із тим, дослідники сформуливали основний закон еволюції клімату, який полягає в циклічності його глобальних змін [497]. Одним із можливих напрямів розв'язання проблеми циклічності є розвиток так званих астрофізичних моделей еволюції глобального клімату, в яких визначальним чинником називають коливання нагрівання земної поверхні енергією сонячного опромінення [551]. Першу енергобалансову модель виникнення епох типу льодовикових періодів (повторюваного глобального похолодання клімату тривалістю декілька мільйонів років) було запропоновано у 1941 р. директором Белградської обсерваторії М. Міланковичем. Це була астрономічна теорія циклічних коливань клімату (цикли Міланковича) [274]. (До речі, Міланковичем у 1923 р. було також розроблено Новоюліанський календар.) Ключовим параметром еволюції глобального клімату в теорії Міланковича став фактор періодичних змін геометрії орбіти Землі в космічному просторі: зміни довготи перигелія внаслідок прецесії осі обертання, нахилу екліптики і ексцентриситету орбіти. Згідно з астрономічною теорією періодичні варіації параметрів орбіти Землі й осі її обертання можуть спричинити повторювані зміни інсоляції земної поверхні (кількості тепла Сонця, що поступає на поверхню Землі на різних її широтах) [163]. Просторовим варіаціям зазначених параметрів земної орбіти притаманні надзвичайно довготривалі періоди коливань: ~ 22 тис. років, ~ 40 тис. років і ~ 100 тис. років відповідно [163].

Водночас в історії Землі відомі довготривалі, але коротші за 20–100 тис. років, циклічні зміни режиму погоди і клімату. Як відомо, впродовж останніх 12 тис. років сучасної геологічної епохи Землі (т. зв. голоцену) спостерігалось п'ять періодів глобальних змін температури Землі [327]. Зокрема, у науковій літературі фігурує

найближчий до нас Малий льодовиковий період (МЛП) глобального відносного похолодання впродовж XIV–XIX ст. (найхолодніший період за середньорічними температурами за останні 2 тис. років) [268].

Нині науковці різних спеціальностей намагаються розв'язати проблему майбутніх змін клімату планети Земля, зокрема і нинішнього глобального потепління (т. зв. антропоцену [331]). Остання епоха розпочалася близько 200 років тому, змінивши МЛП. Сучасне потепління, ускладнене техногенним підсиленням парникового ефекту й іншими факторами, спричиненими діяльністю людства [45, 82, 331, 497], вважається природним виходом із МЛП. Утім, якими б не були антропогенні зміни клімату, вони накладаються на його природні циклічні варіації, масштаб яких все ще сильно перевершує впливи, зумовлені зміною вигляду поверхні Землі та емісією парникових газів за останні 200 років регулярних інструментальних спостережень [45, 497]. Надтривалі цикли Міланковича неспроможні пояснити нинішні швидкі темпи глобального потепління. Тому виникає потреба пошуку довготривалих (але в часі коротших за мільйони років) періодичних природних форсингів, а саме: порядку від кількох сотень до тисяч років, що викликали циклічні зміни клімату впродовж голоцену.

Як відомо, визначальні фактори, що формують клімат (параметри орбіти Землі, рух материків, розподіл суходолу й океанів) були незмінними для сучасної епохи. Тому *сучасні зміни клімату* прийнято пов'язувати, головню, зі *змінами фізичних умов на самому Сонці*, які спричиняють варіації інтенсивності сонячного опромінення Землі [64, 251, 359]. Зважаючи на це, останніми роками набуває вагомості вивчення так званих великих мінімумів і великих максимумів магнітної активності Сонця впродовж голоцену. Зокрема, це пов'язано з тим, що прикінцева найхолодніша фаза МЛП збіглася за часом із так званим мінімумом Маундера магнітної активності Сонця. Актуальність дослідження великих мінімумів і максимумів зумовлена загальноприйнятою нині концепцією: необхідний для змін клімату часовий масштаб варіацій СА повинен становити сотні і більше років, а не декади років, що безпосередньо пов'язані з окремими 11- або 22-річними циклами.

### 2.21.1. Великі мінімуми. Мінімум Маундера

Розглянемо *великі мінімуми* – періоди значного зниження магнітної активності Сонця. Найвідоміший мінімум зафіксовано наприкінці XVII ст., коли під час спостережень було зареєстровано винятково мало сонячних плям [369, 407]. Уперше на це звернув увагу Ф. Шпюрер [376] у 1887 р., опрацювуючи дані спостережень Р. Вольфа [440]. Роботу Шпюрера невдовзі узагальнили Е. Маундер [269, 270] (у 1890, 1894 рр.) і А. Клерк [89] (1894 р.). Маундер зауважив, що нестача сонячних плям, вочевидь, збігається в часі з відсутністю земних полярних сьйв. Відомо, що полярні сьйва виникають завдяки високоенергетичним зарядженим частинкам, що випромінюються Сонцем під час вивільнення магнітної енергії, яка часто супроводжує сонячні плями.

Тривалий час аномалія сонячної діяльності не викликала пильної зацікавленості дослідників. І тільки майже через століття інтерес до проблеми відродив Дж. Едді [117, 118], опублікувавши низку додаткових свідчень стосовно різкого послаблення СА в період 1645–1715 рр., назвавши його *мінімумом Маундера*. (На честь подружжя Енні (1868–1947) та Едварда (1851–1928) Маундерів, що вивчали зміни місць розташування плям на сонячній поверхні з часом.) (рис. 44).



**Рис. 44.** Варіації активності Сонця (середньорічні числа Вольфа) упродовж 1600–2000 рр. за спостереженими даними сонячних плям.

Різке послаблення сонячної активності в періоди 1645–1715 рр. і 1795–1823 рр. прийнято називати *мінімумом Маундера* і *мінімумом Дальтона*. Зростання активності в 1940–2000 рр. – *сучасний великий максимум*  
[URL: [https://uk.wikipedia.org/wiki/Сонячна активність](https://uk.wikipedia.org/wiki/Сонячна_активність)]

Існує певна невизначеність у встановленні його тривалості. "Формальна" тривалість циклу охоплює період 1645–1715 рр. [117]. Однак глибоку фазу СА з відсутністю *видимої циклічної* активності плям часто обмежують 1645–1700 рр., тоді як проміжок часу з низьким, але виразно окресленим циклом (1700–1712 рр.) віднесено до фази відновлення циклічності [409]. Важливою особливістю СА під час мінімуму Маундера була її сильна асиметрія північ–південь, коли сонячні плями спостерігалися переважно у південній півкулі Сонця [321, 366].

Зауважимо, що саме Едді [117, 118] визначив, що затишшя сонячної магнітної активності під час мінімуму Маундера збіглося за часом з епохою холоднішої погоди (Малого льодовикового періоду), і вважав, що відсутність магнітної активності супроводжується падінням загального випромінювання.

Сучасні супутникові та наземні спостереження показали, що електромагнітне випромінювання Сонця змінюється залежно від сонячного циклу. Найбільше радіації Сонце виділяє на максимумі сонячних плям, коли, як це не парадоксально, воно найбільш щільно вкрите темними плямами. Це пояснюється зміною кількості компенсуючих – менших, але набагато чисельніших і яскравіших областей, які називають факелами, протягом сонячного циклу і досягненням піку їхньої кількості також поблизу максимуму плям. Магнітні поля, пов'язані з плямами, пригнічують конвективний висхідний потік енергії так, що плями виглядають темними. І хоча більша частина заблокованого висхідного потоку енергії повертається в зону сонячної конвекції, деякі елементи з'являються в областях, які оточують плями. Це спричиняє появу спостережених яскравих факелів. Вони менш помітні за сонячні плями, оскільки мають менші розміри, проте їхня температура вища, а енергетичний внесок у загальний потік сонячної радіації спричиняє його зростання під час максимуму плям (і відповідно зменшення – під час мінімуму). Таким чином, стало зрозумілим падіння радіації від Сонця під час мінімуму Маундера і пов'язане з ним похолодання на Землі. З огляду на це, аналіз мінімуму Маундера є важливим ключем до вивчення впливу варіацій сонячної активності на земний клімат [141, 370, 410].

Мінімум Маундера був на диво добре покритий у часі (понад 95 % днів) прямими спостереженнями сонячних плям. З іншого боку, плями в той час з'являлися лише зрідка (протягом ~ 2 % днів) і, здається, спорадично, без вказівки на 11-річний цикл. Це майже унеможлиблює застосування стандартних методів аналізу часових рядів до даних спостережень сонячних плям під час мінімуму Маундера. Тому слід використовувати спеціальні методи дослідження часового розподілу "чистих днів" (коли на Сонці не було плям) і "днів із плямами". Застосувавши до цих спостережень метод аналізу рідкісних подій у роботі [367] описано наступний сценарій поведінки СА під час мінімуму Маундера. Упродовж глибокого мінімуму (1645–1700 рр.) появи сонячних плям був притаманний переважно слабкий за амплітудою 22-річний цикл, тоді як на пізній фазі мінімуму став помітний відновлювальний 11-річний цикл. Зазначену неперервність магнітної циклічності було обґрунтовано теоретичними дослідженнями [321, 366, 367].

Концепція безперервності магнітних циклів підтверджується також вимірюваннями космогенних радіоізотопних маркерів (англ. *proxies*) у природних земних архівах (радіонуклідів, походження яких пов'язане із проникненням космічних променів в атмосферу Землі). Більшість частинок галактичних космічних променів (ГКП), які досягають Землі, утворюється за межами Сонячної системи під час вибухів наднових зірок. Як відомо, геліосфера (просторова область з діаметром близько 200–300 астрономічних одиниць) здебільшого контролюється сонячним магнітним полем. Два магнітні щити, глобальне магнітне поле Сонця і геомагнітне поле, модулюють потік космічних променів, що наближаються до Землі. Коливання в часі обох магнітних полів спричиняє зміни космічного випромінювання на Землі. Чим слабкіші ці поля, тим вища інтенсивність ГКП на Землі.

Загальний рух плазми від Сонця назовні прагне виштовхнути ГКП із сонячної системи назад у міжзоряний простір, звідки вони прийшли. Спостерігається зворотна кореляція між інтенсивністю ГКП і потужністю сонячного корпускулярного випромінювання (магнітною активністю Сонця) [125]. Тобто саме діяльність Сонця створює в певні періоди часу несприятливі умови для приходу до Землі потоку ГКП, який у протилежному разі залишався б постійним.

Тому вимірювання інтенсивності ГКП може надати низку підказок щодо зміни конфігурації магнітних полів у міжпланетному просторі, які пов'язані з магнітною активністю Сонця.

Основними маркерами, що свідчать про інтенсивність ГКП, є космогенні радіонукліди берилій  $^{10}\text{Be}$  і вуглець  $^{14}\text{C}$ . Обидва радіонукліди утворюються подібним чином в атмосфері Землі внаслідок ядерних реакцій частинок ГКП з азотом і киснем атмосфери [164, 267, 361, 382]. Швидкість генерації радіонуклідів безпосередньо пов'язана з інтенсивністю потоку ГКП. Після утворення  $^{10}\text{Be}$  швидко окисляється і приєднується до аерозолів, а потім у результаті осадів накопичується в полярній кризі і донних відкладеннях морів і океанів. Ізотоп  $^{14}\text{C}$  окислюється до  $\text{CO}_2$  і вступає в глобальний цикл вуглецю, залучаючись до обмінних процесів в атмосфері, біосфері та океані. Тому виміряні величини концентрацій радіонуклідів у земних резервуарах дослідники використовують як показники СА.

Згідно із сучасними уявленнями ГКП високої енергії, що породжують радіонукліди  $^{10}\text{Be}$  і  $^{14}\text{C}$  в земній атмосфері, за відсутності або пригніченої магнітної діяльності Сонця проникають глибоко в навколоремний простір більш інтенсивними потоками, оскільки в цей час вони менше екрануються слабким сонячним глобальним магнітним полем і менше відштовхуються сонячним вітром. Тому вимірювання варіацій радіонуклідів, які зберігаються в земних резервуарах (ізоотопу  $^{10}\text{Be}$  – у полярних ядрах льоду з Гренландії та Антарктиди, а ізоотопу  $^{14}\text{C}$  – у річних кільцях приростів стовбурів дерев: у целюлозі кілець стовбурів дерев точно відбито поточний атмосферний стан утримання радіовуглецю за період їхнього зростання), надають унікальну можливість реконструювати історію космічної радіації (ГКП) та сонячної магнітної активності протягом багатьох тисячоліть [382]. Іншими словами, реконструкція варіацій концентрації  $^{10}\text{Be}$  і  $^{14}\text{C}$  опосередковано відображає варіації захисного геліогеомагнітного щита, який регулює проникнення ГКП у земну атмосферу. Радіоізотопні записи змін вмісту  $^{10}\text{Be}$  і  $^{14}\text{C}$  в атмосфері Землі відтворюють чітку і неперервну циклічну магнітну активність Сонця впродовж мінімуму Маундера [34, 33] (рис.45). Про це свідчить також реконструкція СА на основі архівних даних спостереження

полярних сьйв [182, 183]. Тому нині вважають загальноприйнятим, що сонячні магнітні цикли неперервно функціонували впродовж усього мінімуму Маундера, проте їхня амплітуда була досить низькою [424].



**Рис. 45.** Довготривалі варіації магнітної активності Сонця впродовж 1420–2000 рр. на основі даних спостережень за сонячними плямами й ізотопами берилію

На рис. 45 показано зміни з часом маркерів сонячної магнітної активності. Нижня крива – число Вольфа (відносна кількість сонячних плям), яке характеризує інтенсивність плямоутворення. Верхня крива – концентрація радіонукліду  $^{10}\text{Be}$  (відносні одиниці) в полярних ядрах льоду, яка є маркером інтенсивності глобального магнітного поля Сонця [382].

Мінімум Маундера – єдиний представник великих мінімумів із доступними прямими спостереженнями сонячних плям. Його попередник, мінімум Шпюрера, з 1450 по 1550 р. був охоплений точними дворічними вимірюваннями радіоізоотопів  $^{14}\text{C}$  у кільцях дерев і  $^{10}\text{Be}$  – у полярних ядрах льоду [276]. У результаті аналізу цих даних виявлено подібну закономірність (див. рис. 44) з ледве помітним основним 22-річним циклом і чітким відновлюваним запізним 11-річним циклом [276], що підтверджує ідею про те, що наведений вище загальний сценарій може бути типовим для великого мінімуму.

Використовуючи дані вимірювання  $^{14}\text{C}$  у кільцях стовбурів дерев, автори роботи [411] здійснили кількісну реконструкцію сонячної магнітної активності за останні 11000 років, на основі якої було складено перелік із 27 великих мінімумів. Середня тривалість цих мінімумів становить 70 років, але розподіл за протяжністю в часі є бімодальним. Зазвичай мінімуми мають або коротку (30–90 років) тривалість, яка подібна до мінімуму Маундера, або ж досить довгу (> 100 років), що подібна до мінімуму Шпюрера. Сумарна тривалість великих мінімумів становить близько 1900 часу у спокійному стані, який відповідає великим мінімумам.

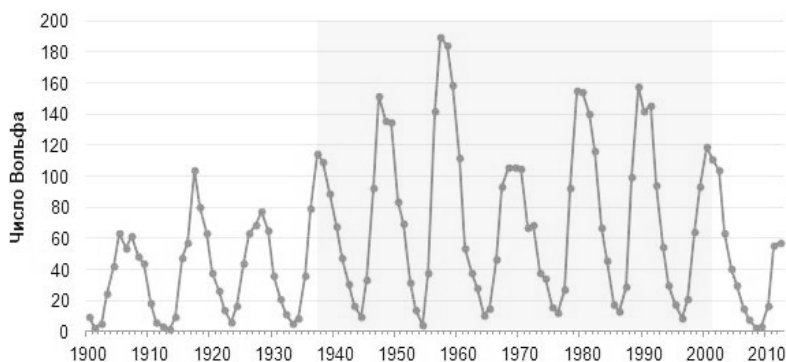
Більшість дослідників вважають, що поява великих мінімумів є суто випадковим процесом, для якого ймовірність виникнення великого мінімуму є сталою у будь-який момент часу. У роботі [411] проведено статистичний аналіз часу виникнення великих мінімумів. Зроблено висновок, що їхня поява не є результатом довготривалих циклічних змін, а визначається стохастичними процесами. Це означає, що подія може бути випадковою, але її ймовірність неоднорідна за часом і залежить від попередньої історії. Таку поведінку можна інтерпретувати як самоорганізовані процеси, пов'язані з накопиченням і вивільненням енергії. Це накладає серйозні обмеження на спостереження у побудові теоретичних моделей, що мають на меті пояснити довгострокову еволюцію СА. Спостережувана ознака може бути артефактом малої статистики (усього 27 великих мінімумів), що робить цей результат лише показовим, який вимагає детальнішого дослідження в майбутньому [407].

Дослідження останнього десятиліття продемонстрували, що сучасні моделі динамо можуть відтворювати більшість спостережуваних особливостей сонячних циклів за спеціальних вихідних передумов [310].

### **2.21.2. Великі максимуми**

Останні десятиліття були періодом дуже активного Сонця із безпрецедентно високим рівнем СА за останні декілька століть, охоплених прямими сонячними спостереженнями. Кількість сонячних плям швидко збільшувалася в 1900–1940 рр., причому

середня кількість плям зросла більш як удвічі і залишалася на цьому високому рівні до недавнього часу [407]. Таке зростання відбувалося здебільшого з підвищенням максимальної амплітуди циклу, тоді як активність плям завжди поверталася до дуже низького рівня навколо мінімумів циклу. Середня кількість *груп* сонячних плям за 1750–1900 рр. становила  $35 \pm 9$ , тоді як у 1950–2000 рр. вона перебувала на високому рівні  $75 \pm 3$ . Тому сучасний епізод активного Сонця, який розпочався у 1940-х рр., можна розглядати як *великий максимум* СА (рис. 46; див. також рис. 44 і 45).



**Рис. 46.** Часові циклічні варіації сонячної активності (згладжені середньорічні числа Вольфа) за 1900–2012 рр.

Зростання сонячної активності з 1940 по 2000 р.

(затемнена ділянка рисунка) прийнято називати

*сучасним великим максимумом*

[URL: [https://uk\\_wikipedia.org/wiki/Сонячна\\_циклічність](https://uk_wikipedia.org/wiki/Сонячна_циклічність)]

Однак після дуже слабкого сонячного мінімуму у 2008–2009 рр. можна впевнено сказати, що СА повертається до свого нормального помірному рівня або, можливо, навіть до стадії низької активності [407]. І, таким чином, епізод високої активності, відомий як *сучасний великий максимум* [407], здається, закінчився. Хоча дослідники сприймають сучасний епізод активного Сонця загалом як особливе явище, і питання про те, чи є така висока СА типовою, чи це щось надзвичайне, викликає дискусії.

Питання як часто трапляються епізоди високих максимумів і наскільки вони потужні не можна вивчити за допомогою 400-річної серії прямих спостережень. Тому кількісний аналіз можливий лише з використанням довготривалих космогенних радіоізотопних записів. Проаналізувавши ряди СА, реконструйовані за даними вимірювань  $^{10}\text{Be}$  [413, 412, 369] і  $^{14}\text{C}$  [369], встановлено, що попередній *подібний сплеск активності* стався приблизно вісім тисячоліть тому. Це дає підстави стверджувати, що сучасний сплеск активності є дуже рідкісною подією [407].

Отже, набуває актуальності пошук трохи менших за амплітудою сплесків активності. У роботі [407] розглянуто низку сплесків активності, визначених із використанням даних космогенних вимірювань  $^{14}\text{C}$  за останні 11400 років, коли кількість груп сонячних плям за 50 років стабільно перевищувала 50. Усього ідентифіковано 19 таких великих максимумів із загальною тривалістю близько 1030 років, що свідчить про перебування Сонця в підвищеному активному стані впродовж близько 10 % часу. Статистичний аналіз часу виникнення великих максимумів показує, що для них не є обов'язковими довгострокові циклічні варіації. Подібно до великих мінімумів, вони визначаються стохастичними процесами. Більшість реконструйованих великих максимумів (близько 75 %) тривали не довше, як 50 років, і лише чотири великі максимуми (включаючи сучасний) охоплювали період понад 70 років [25]. Зважаючи на це, ймовірність продовження сучасного епізоду активного Сонця низька [1, 369]. Хоча, як зауважено в роботі [407], це не прогноз майбутньої сонячної активності, а лише статистична оцінка.

### **2.21.3. Зміни сонячної активності впродовж голоцену. Сучасний рівень активності і чого очікувати надалі**

Дослідження декількох десятиліть засвідчили, що впродовж останнього післяльодовикового періоду в історії клімату Землі (голоцену тривалістю  $\approx 12$  тис. років) Сонце близько 70 % часу перебувало в нормальному стані, що характеризується середньою

сонячною активністю. Водночас близько 15–20 % часу воно переживає великий мінімум, тоді як ~10 % часу займають періоди дуже високої активності. На рис. 47 показано довготривалі циклічні варіації магнітної активності Сонця впродовж останнього тисячоліття, визначені за вимірами концентрації радіонукліду  $^{14}\text{C}$  у річних кільцях приросту стовбурів дерев.



**Рис. 47.** Довготривалі циклічні варіації  $\delta$ -концентрації радіонукліду  $^{14}\text{C}$  (у відносних одиницях promille за вимірами в річних кільцях приросту стовбурів дерев), яка є маркером інтенсивності глобального магнітного поля Сонця за проміжок часу 900–2000 рр.  
[URL: [https://uk\\_wikipedia.org/wiki/Сонячна\\_циклічність](https://uk_wikipedia.org/wiki/Сонячна_циклічність)]

Однією з основних особливостей довготривалої сонячної активності є її нерегулярна поведінка, яку неможливо описати комбінацією квазіперіодичних процесів, оскільки вона містить по суті випадкову складову.

Великі мінімуми магнітної активності, характерним представником яких є мінімум Маундера, є типовими сонячними явищами. Усього в космогенних реконструкціях магнітної активності Сонця за останні 11000 років було виявлено 27 великих мінімумів, сумарна тривалість яких становить близько 1900 років. Їхня поява свідчить про те, що вони з'являються не періодично, а скоріше в результаті хаотичного процесу всередині скупчень проявів магнітної активності, розділених 2000–2500 роками. Великі мінімуми зазвичай бувають двох різних типів: короткі (подібні до циклу Маундера), середня тривалість яких становить 30–90 років, і довші (подібні до циклу Шпюрера), середня тривалість – понад 100 років.

Важливим ключем до вивчення впливу варіацій СА на клімат Землі є мінімум Маундера, впродовж якого спостерігалось винятково мало сонячних плям. Застосування методу аналізу рідкісних подій під час цих спостережень, дозволило дослідникам дійти висновку, що появи плям під час мінімуму Маундера притаманний слабкий за амплітудою 22-річний цикл. Концепція безперервності магнітних циклів у цей час підтверджується також вимірюваннями космогенних радіонуклідів у природних земних архівах. Тому прийнято вважати, що під час мінімуму Маундера циклічна магнітна активність Сонця не припинялася, незважаючи на досить низьку амплітуду циклів. У рамках моделі  $\alpha\Omega$ -динамо це пояснюється тим, що величина тороїдального магнітного поля, збудженого диференційним обертанням у глибинах СКЗ, у цей час не досягала порогового значення, яке необхідне для спливання магнітних силових трубок на сонячну поверхню (нелінійний режим динамо).

За даними космогенних вимірювань за останні 11400 років ідентифіковано 19 великих максимумів із загальною тривалістю близько 1030 років. Статистичний аналіз часу виникнення великих максимумів показав, що вони, подібно до великих мінімумів, визначаються стохастичними процесами. Середня тривалість більшості великих максимумів була коротшою за 50 років, і лише чотири великі максимуми були довшими за 70 років.

Сучасний рівень магнітної активності Сонця (після 1940-х рр.) був дуже високим, відповідаючи довгому великому максимуму тривалістю близько 60–70 років, що є типовою, але *рідкісною і нерегулярною подією* в його поведінці. Тому ймовірність продовження сучасного епізоду активного Сонця є *низькою*. Він припинився після 23-го сонячного циклу, і СА, здається, повертається до свого нормального помірному рівня. Хоча це не прогноз майбутньої СА, а лише статистична оцінка.

Особливості довготривалих спостережених незвичних змін у часі магнітної активності Сонця є викликом для розробників теоретичних моделей сонячного динамо. Випадкова поява великих мінімумів і максимумів певною мірою може бути відтворена сучасними моделями турбулентного динамо зі стохастичним приводом, але деякі проблеми ще залишаються і чекають на вирішення в майбутньому.

## 2.22. Висновки

Сонячний магнетизм є трудомісткою темою досліджень як для спостерігачів, так і для теоретиків. Найбільшого поширення серед дослідників набули переконання, що спостережені на Сонці магнітні явища спричинені механізмами динамо в сонячних надрах. Теорія динамо забезпечує всі необхідні засоби і обґрунтування для пошуку прийняттого пояснення сонячного магнетизму. Останніми роками більшість аспектів сонячного динамо було з'ясовано завдяки застосуванню методів макроскопічної МГД, чисельного моделювання, даних геліосейсмологічних експериментів і спостережень сонячної активності. Нові застосування містять  $\alpha$ -ефект, турбулентну спіральність, турбулентну дифузію, ефекти магнітного накачування, магнітну плавучість, анізотропні коефіцієнти динамо, меридіональну циркуляцію, геліосейсмологічні дані про внутрішнє обертання Сонця, процеси в шарах проникної конвекції і променистого тахокліну. Ці чинники потрібно враховувати у будь-якій моделі сонячного динамо. Найчастіше для опису спостереженої магнітної циклічності дослідники використовують модель  $\alpha\Omega$ -динамо. Дослідження останніх років засвідчили, що фізичні умови в глибинах СКЗ сприятливі для механізму  $\alpha\Omega$ -динамо, який у кінематичному режимі адекватно описує динаміку магнітного циклу Сонця (див. підрозд. 1.20 та 2.1). Однак низка таємниць магнітної циклічності все ще залишалася нерозгаданою (див. підрозд. 2.1).

Зважаючи на це, автором проведено теоретичні дослідження, спрямовані на усунення труднощів при поясненні спостереженого магнетизму Сонця. Залучивши до розгляду турбулентні ефекти макроскопічної МГД і дані сучасних геліосейсмологічних експериментів, було розраховано розподіл у СКЗ модифікованих базових динамо-параметрів, що дозволило розширити перелік спостережених явищ магнітної циклічності, які можна описати в рамках поліпшеної моделі  $\alpha\Omega$ -динамо. Актуальність застосування реформованих автором ключових чинників удосконаленої моделі (турбулентний макроскопічний діаманетизм, "негативна магнітна плавучість", спіральність турбулентних рухів, оновлений  $\alpha$ -ефект

у глибинних шарах СКЗ) для пояснення специфічних проявів циклічності неодноразово цитувалася геліофізиками в провідних наукових журналах [54, 55, 81, 312, 338, 340, 449 та ін. (див. базу даних NASA ADS)]. Зокрема в недавньому огляді [81] (Space Science Review. 2023), присвяченому успіхам сучасної теорії турбулентного динамо Сонця, серед великого обсягу досягнень і нових ідей відзначено ранній внесок українського астронома Криводубського В. Н.

### **Основні результати проведених автором наукових досліджень по вдосконаленню моделі турбулентного динамо Сонця:**

- Виявлено *зміну знака  $\alpha$ -ефекту* в глибинних шарах СКЗ (завдяки врахуванню радіальної неоднорідності турбулентної швидкості).

- Розраховано *магнітне насичення  $\alpha$ -ефекту* ( $\alpha$ -квенчінг).

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

- Запропоновано пояснення спостереженої *затяжної тривалості 23-го циклу*.

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

- Розроблено сценарій перебудови тороїдального магнітного поля в СКЗ, що описує *подвійний максимум 11-річного циклу плям* (залучено до розгляду п'ять МГД-процесів у СКЗ).

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

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

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

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

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

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

- Запропоновано пояснення явища *активних довгот* на Сонці і зорях (завдяки співіснуванню дипольної і квадрупольної гармонік полоїдального магнітного поля у конвективних зонах).

Результати можуть бути корисні у подальших дослідженнях магнетизму Сонця. Утім, автор не претендував на всеосяжне висвітлення і вирішення всіх проблем. Навіть після модифікації і вдосконалення теорії турбулентного динамо все ще досі зберігається низка загадок і парадоксів сонячного магнетизму, що заслуговують на вивчення і роз'яснення в контексті сучасної науки. Їхнє вирішення – справа майбутніх наукових пошуків.

## СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Abreu J. A., Beer J., Steinhilber F. et al. For how long will the current grand maximum of solar activity persist? *Geophys. Res. Lett.* 2008. Vol. 35. L. 20109.
2. Ahmad Q. R., Allen R. C., Andersen T. C. et al. Measurements of the rate of  $\nu_e + d \rightarrow p + p + e^-$  interactions produced by solar neutrinos at the Sudbury Neutrino Observatory. *Phys. Rev. Lett.* 2001. Vol. 87. P. 071301.
3. Ahmad Q. R., Allen R. C., Andersen T. C. et al. Direct evidence for flavor transformation from neutral-current interactions in the Sudbury Neutrino Observatory. *Phys. Rev. Lett.* 2002. Vol. 89. P. 0111301.
4. Alfven H. The existence of electromagnetic-hydrodynamic waves. *Nature.* 1942. Vol. 150, No. 3805. P. 405–406.
5. Alfven H. On the existence of electromagnetic-hydrodynamic waves. *Arkiv f. Mat., Astron. o. Fys.* 1943. Vol. 29 B, No. 2. P. 1–7.
6. Alfven H. Granulation, magneto hydrodynamic waves, and the heating of the solar corona. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 1947. Vol. 107. P. 211–219.
7. Altschuler M. D., Trotter D. F., Newkirk G. Jr., Howard R. The large-scale solar magnetic field. *Solar Phys.* 1974. Vol. 39. P. 3–17.
8. Antalova A., Gnevyshev M. N. Principal characteristics of the 11-year solar activity cycle. *Soviet Astronomy.* 1965. Vol. 9. P. 198–201.
9. Antia H. M., Basu S. Temporal variations of the solar rotation rate at high latitudes. *Astrophys. J.* 2001. Vol. 559. L. 67–70.
10. Antia H. M., Chitre S. M., Thompson M. J. On variation of the latitudinal structure of the solar convection zone. *Astron. Astrophys.* 2003. Vol. 399. P. 329–336.
11. Ataç T., Özgüç A. Overview of the solar activity during solar cycle 23. *Solar Phys.* 2006. Vol. 233. P. 139–153.
12. Babcock H. D. The Sun's polar magnetic field. *Astrophys. J.* 1959. Vol. 130, No. 2. P. 364–365.
13. Babcock H. W. Zeeman effect in stellar spectra. *Astrophys. J.* 1947. Vol. 105. P. 105–119.

14. Babcock H. W. The solar magnetograph. *Astrophys. J.* 1953. Vol. 118. P. 387–396.
15. Babcock H. W. A catalog of magnetic stars. *Astrophys. J. Suppl.* 1958. Vol. 3. P. 141–210.
16. Babcock H. W., Babcock H. D. The Sun's magnetic field 1952–1954. *Astrophys. J.* 1955. Vol. 121. P. 349–366.
17. Babcock H. W. The topology of the Sun's magnetic field and the 22-year cycle. *Astrophys. J.* 1961. Vol. 133. P. 572–1033.
18. Bahcall J. N., Bahcall N. A., Shaviv G. Present status of the theoretical predictions for the  $^{36}\text{Cl}$  solar-neutrino experiments. *Phys. Rev. Lett.* 1968. Vol. 20. P. 1209–1212.
19. Bahcall J. N. Neutrino astrophysics. Cambridge. 1989.
20. Bahcall J. N., Pinsonneault M. N. (with an appendix by Wasserburg G. J.). Solar models with helium and heavy-element diffusion. *Rev. Mod. Phys.* 1995. Vol. 67. P. 781–808.
21. Bahcall J. N., Serenelli A. M., Basu S. 10,000 Standard Solar Models: A Monte Carlo Symposium. *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 2006. Vol. 165. P. 400–431.
22. Baker N., Temesvary S. Tables of Convective Stellar Envelope Models. 2-nd Ed. N.Y. : NASA, 1966.
23. Bakus G. E. A class of self-sustaining dissipative spherical dynamos. *Ann. Phys.* 1958. Vol. 4. P. 372–447.
24. Balthasar H. Temporal fluctuations of the magnetic field in sunspots. *Solar. Phys.* 1999. Vol. 187. P. 389–403.
25. Barnard L., Lockwood M., Hapgood M. A. et al. Predicting space climate change. *Geophys. Res. Lett.* 2011. Vol. 38. L. 16103.
26. Basu S. Seismology of the base of the solar convection zone. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 1997. Vol. 288. P. 572–584.
27. Basu S., Antia H. M. A study of possible temporal and latitudinal variations in the properties of the solar tachocline. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 2001. Vol. 324. P. 498–508.
28. Basu S., Antia H. M. Changes in solar dynamics from 1995 to 2002. *Astrophys. J.* 2003. Vol. 585. P. 553–565.
29. Basu S., Antia H. M., Tripathy S. C. Ring diagram analysis of near-surface flows in the Sun. *Astrophys. J.* 1999. Vol. 512. P. 458–470.

30. Batchelor G. K. On the spontaneous magnetic field in a conducting liquid in turbulent motion. *Proc. Roy. Soc.* 1950. Vol. A 247. P. 405–416.
31. Batchelor G. K. *The Theory of Homogeneous Turbulence.* Cambridge. 1956.
32. Beckers J. M., Schröter E. H. The intensity, velocity and magnetic structure of a sunspot region. I. Observational technique: properties of magnetic knots. *Solar Phys.* 1968. Vol. 4. P. 142–164.
33. Beer J., Mende W., Stellmacher R. The role of the Sun in climate forcing. *Quat. Sci. Rev.* 2000. Vol. 19. P. 403–415.
34. Beer J., Tobias S., Weiss N. An active Sun through the Maunder Minimum. *Solar Phys.* 1998. Vol. 181. P. 237–249.
35. Bellot Rubio L. R., Collados M., Ruiz Cobo B., Rodriguez Hidalgo I. Oscillations in the photosphere of a sunspot umbra from the inversion of infrared stokes profiles. *Astrophys. J.* 2000. Vol. 534. P. 989–996.
36. Benard H. Les tourbillans cellulaires dans une nappe liquide. *Revue Generale des Sciences Pures Appliquees.* 1900. Vol. 11. P. 1261–1271; P. 1309–1328.
37. Benevolenskaya E. E. A model of the double magnetic cycle of the Sun. *Astrophys. J. Lett.* 2003. Vol. 509, No. 1. L. 49–52.
38. Benevolenskaya E. E., Kosovichev A. G., Scherrer P. H. Structure and dynamics of interconnecting loops and coronal holes in active longitudes. *Solar Phys.* 1999. Vol. 190. P. 145–151.
39. Berdyugina S. V. Non-axisymmetric magnetic fields and flip-flops on the Sun and cool stars. *Solar Phys.* 2004. Vol. 224. P. 121–131.
40. Berdyugina S. V. Star spots: A key to the stellar dynamo. *Living Rev. Solar Phys.* 2005. Vol. 2, No. 8. P. 1–62.
41. Berdyugina S. V., Järvinen S. P. Spot activity cycles and flip-flops on young solar analogs. *Astron. Nachr.* 2005. Vol. 326. P. 283–286.
42. Berdyugina S. V., Tuominen I. Permanent active longitudes and activity cycles on RS CVn stars. *Astron. Astrophys.* 1998. Vol. 336. L. 25–28.
43. Berdyugina S. V., Usoskin I. G. Active longitudes in sunspot activity: Century scale persistence. *Astron. Astrophys.* 2003. Vol. 405. P. 1121–1128.

44. Berdyugina S. V., Berdyugin A. V., Ilyin I., Tuominen I. The active RS Canum Venaticorum binary II Pegasi IV. The spot activity cycle. *Astron. Astrophys.* 1999. Vol. 350. P. 626–634.
45. Berger A., Loutre M.-F. Modeling the climate response to astronomical and CO<sub>2</sub> forcings. *Geophys. Extern., Climat et Envir.* 1996. Vol. 323 (II a). P. 1–10.
46. Biermann L. Bemerkungen über das Rotationsgesetz in irdischen und stellaren Instabilitätszonen. *Zeits. Astrophys.* 1951. Vol. 28. P. 304–309.
47. Biermann L., Schlüter A. Cosmic radiation and cosmic magnetic fields. II. Origin of cosmic magnetic fields. *Phys. Rev.* 1951. Vol. 82. P. 863–868.
48. Bogdan T. J., Braun D. C. Active region seismology. Fourth SOHO Workshop: Helioseismology. Proc. Workshop / Eds.: J. T. Hoeksema, V. Domingo, B. Fleck, B. Battrick. Noordwijk. 1995. Vol. 1. P. 31–45.
49. Böhm-Vitense E. Über die Wasserstoffkonvektionszone in Sternen verschiedener Effektivtemperaturen und Leuchtkräfte. *Z. Astrophysik.* 1958. Vol. 46. P. 108–143.
50. Bonanno A., Elstner D., Belvedere G. Advection-dominated solar dynamo model with two-cell meridional flow and a positive  $\alpha$ -effect in the tachocline. *Astron. Nachr.* 2006. Vol. 327. P. 680–685.
51. Bonnet R. M., Dupree A. K., Zwann, C. Solar Phenomena in stars and stellar systems. *Space Sci. Rev.* Vol. 33. P. 461.
52. Bortsov V. V., Makarov V. I., Mikhailutsa V. P. Global solar cycle in the distribution of the green coronal emission period – 1940–1989. *Solar Phys.* 1992. Vol. 137. P. 395–400.
53. Boyer D. W., Levy E. H. Oscillating dynamo magnetic field in the presence of the external nondynamo field. The influence of a solar primordial field. *Astrophys. J.* 1984. Vol. 277, No. 2. P. 848–861.
54. Brandenburg A. Advances in mean-field dynamo theory and applications to astrophysical turbulence. *J. Plasma Phys.* 2018. Vol. 84, No. 4. – 69 pp.
55. Brandenburg A., Larsson G., Del Sordo F., Käpylä P.J. Magneto-rotational instability in a solar mean-field dynamo. URL:<https://arxiv.org/abs/2504.16849v1>. 2025.

56. Branover H., Moiseev S. S., Golbraikh E., Eidelman A. Turbulence and Structures: Chaos, Fluctuation, and Helical Self-Organization in Nature and Laboratory. San Diego. 1999.
57. Bravo S., Gonzalez-Esparza J. A. The north-south asymmetry of the solar and heliospheric magnetic fields during activity minima. *Geophys. Res. Lett.* 2000. Vol. 27. P. 847–849.
58. Braun D. C., Birc A. C. Prospects for the detection of the deep solar meridional circulation. *Astrophys. J. Lett.* 2008. Vol. 689. L. 161–165.
59. Braun D. C., Duvall T. L. Jr., LaBonte B. J. Acoustic absorption by sunspots. *Astrophys. J.* 1987. Vol. 319. L. 27–31.
60. Braun D. C., Lindsey C. Helioseismic holography of active region subphotospheres. *Solar Phys.* 2000. Vol. 192. P. 285–305.
61. Bray R., Loughhead R. Sunspots. London. 1964.
62. Brissaud A., Frisch U., Leorat J. et al. Helical cascade in fully developed turbulence. *Phys. Fluids.* 1973. Vol. 16. P. 1366–1367.
63. Brun A. S., Turck-Chièze S., Zahn J. P. Standard solar models in the light of new helioseismic constraints. II. Mixing below the convection zone. *Astrophys. J.* 1999. Vol. 525. P. 1032–1041.
64. Budyko M. I. Effect of solar radiation variations on the climate of the Earth. *Tellus.* 1969. Vol. 21. P. 611–619.
65. Bullard E. C., Gellman H. Homogeneous dynamos and terrestrial magnetism. *Phil. Trans. Roy. Soc.* 1954. Vol. A247. P. 213–278.
66. Bumba V., Howard R. A study of the development of active regions of the Sun. *Astrophys. J.* 1965. Vol. 141, No. 4. P. 1492–1501.
67. Bumba V., Howard R. Large-scale distribution of solar magnetic fields. *Astrophys. J.* 1965. Vol. 141, No. 4. P. 1502–1512.
68. Bumba V., Howard R. Solar magnetic fields. *Science.* 1965. Vol. 149, No 3690. P. 1331–1337.
69. Bumba V., Obridko V. N. "Bartels" active longitudes, sector boundaries and flare activity. *Solar Phys.* 1969. Vol. 6. P. 104–110.
70. Chaboyer B. Internal rotation, mixing and lithium abundance. New Eyes to See Inside the Sun and Stars. Proc. IAU Symp. 185, 1997 / Eds.: F.-L. Deubner, J. Christensen-Dalsgaard, D. W. Kurtz. Dordrecht; Kluwer. 1998. P. 25–36.
71. Cally P. S. Three-dimensional magneto-shear instability in the solar tachocline. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 2003. Vol. 339. P. 957–972.

72. Cameron R. H., Dikpati M., Brandenburg A. The global solar dynamo. *Space Sci. Rev.* 2017. Vol. 210. Iss. 1–4. P. 367–395.
73. Carbonell M., Oliver R., Ballester J. L. On the asymmetry of solar activity. *Astron. Astrophys.* 1993. Vol. 274. P. 497–504.
74. Carrington R. C. On the distribution of the solar spots in latitudes since the beginning of the year 1854, with a map. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 1858. Vol. 19. P. 1–3.
75. Chandrasekhar S. Hydromagnetic and hydromagnetic stability. Oxford. 1970.
76. Chang H-K., Chou D.-Y., LaBonte B. et al. Ambient acoustic imaging in helioseismology. *Nature.* 1997. Vol. 389. P. 825–827.
77. Charbonneau P. Solar dynamo theory. *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 2014. Vol. 52. P. 251–290.
78. Charbonneau P. Dynamo models of the solar cycle. *Living Rev. Solar Phys.* 2020. Vol. 17, No. 4. P. 1–104.
79. Charbonneau P., Barlet G. The dynamo basis of solar cycle precursor schemes. *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* 2011. Vol. 73, No. 2–3. P. 198–206.
80. Charbonneau P., MacGregor K. B. Solar interface dynamo. II. Linear, cinematic models in spherical geometry. *Astrophys. J.* 1997. Vol. 486. P. 502–520.
81. Charbonneau P., Sokoloff D. Evolution of solar and stellar dynamo theory. *Space Sci. Rev.* 2023. Vol. 219, Iss. 5.
82. Charlson R. J., Schwarz S. E., Hales J. M. et al. Climate forcing by anthropogenic aerosols. *Science.* 1992. Vol. 255. P. 423–430.
83. Chen H.-R., Chou D.-Y., Chang H.-K. et al. Probing the subsurface structure of active regions with the phase information in acoustic imaging. *Astrophys. J.* 1998. Vol. 501. L. 139–144.
84. Chou D.-Y. Acoustic imaging of solar regions. *Solar Phys.* 2000. Vol. 192. P. 241–259.
85. Chidambara A. P. R. Two longitudinal zones of apparent inhibition of sunspots on the solar disc. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 1932. Vol. 93. P. 150.
86. Choudhuri A. R. Origin of solar magnetism. The Physics of Sun and Star Spots. Proc. IAU Symp. 273, 2010. Vol. 273. 2011. P. 28–36.

87. Christensen-Dalsgaard J. Helioseismology. *Rev. Mod. Phys.* 2002. Vol. 74. P. 1073–1129.
88. Christensen-Dalsgaard J., Däppen J. W., Ajukov S. V. et al. The current state of solar modeling. *Science*. 1996. Vol. 272. P. 1286–1292.
89. Clerke A. M. A prolonged sunspot minimum. *Knowledge*. 1894. Vol. 17. P. 206–207.
90. Cleveland B. T., Daily T., Davis R. Jr. et al. Measurement of the solar electron neutrino flux with the Homestake chlorine detector. *Astrophys. J.* 1998. Vol. 496. P. 505–526.
91. Cocks W. J. On the solar differential rotation and meridional currents. *Astrophys. J.* 1967. V. 150, No. 3. P. 1041–1050.
92. Corbard T., Berthomieu G., Morel P. et al. Solar internal rotation from LOWL data. *Astron. Astrophys.* 1997. Vol. 324. P. 298–310.
93. Covas E., Tavakol R., Moss D. Dynamical variations of the differential rotation in the solar convection zone. *Astron. Astrophys.* 2001. Vol. 371. P. 718–730.
94. Covas E., Tavakol R., Tworkowski A. et al. Axisymmetric mean field dynamos with dynamic and algebraic alpha-quenchings. *Astron. Astrophys.* 1998. Vol. 329. P. 350–360.
95. Cowling T. G. The magnetic field of sunspots. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 1934. Vol. 94. P. 39–48.
96. Cowling T. G. Solar Electrodynamics. The Sun. / ed. by G. P. Kuiper. Chicago. 1953.
97. Cowling T. G. The present status of dynamo theory. *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 1981. Vol. 19. P. 115–135.
98. Crec G., Fossat E., Pomerantz M. Solar oscillation: full disk observations from the geographic South Pole. *Nature*. 1980. Vol. 288. P. 541–544.
99. Csada I. K. On the magnetic effect of turbulence in ionized gases. *Acta Phys. Hung.* 1951. Vol. 1. P. 215–230.
100. Dasi-Espuig M., Solanki S. K., Krivova N. A. et al. Sunspot group tilt angles and the strength of the solar cycle. *Astron. Astrophys.* 2010. Vol. 518. – 10 pp.
101. Davis R. Jr., Harmer D. S., Hoffman K. C. Search for neutrino from the Sun. *Phys. Rev. Lett.* 1968. Vol. 20. P. 1205–1209.

102. DeRosa M. L., Brun A. S., Hoeksema J. T. Solar magnetic field reversals and the role of dynamo families. *Astrophys. J.* 2012. V. 757. P. 96–113.
103. Deubner F.-L. Observation of low wavenumber non-radial eigenmodes of the Sun. *Astron. Astrophys.* 1975. Vol. 44. P. 371–375.
104. Drobyshevskij E. M. Magnetic field transfer by two-dimensional convection and solar "semi-dynamo". *Astrophys. Space Sci.* 1977. Vol. 46. P. 41–49.
105. Drobyshevski E. M., Yuferev V. S. Topological pumping of magnetic flux by three-dimensional convection. *J. Fluid Mech.* 1974. Vol. 65. P. 33–44.
106. D'Silva S. Theoretical foundations of time-distance helioseismology. *Astrophys. J.* 1996. Vol. 469. P. 964–975.
107. D'Silva S., Duvall T. L. Jr., Jefferies S. M., Harvey J. W. Helioseismic tomography. *Astrophys. J.* 1996. Vol. 471. P. 1030–1043.
108. Dudorov A. E., Khaibrakhmanov S. A. Theory of fossil magnetic field. *Adv. Space Res.* 2015. Vol. 55, No. 3. P. 843–850.
109. Dudorov A. E., Krivodubskij V. N., Ruzmaikina T. V., Ruzmaikin A. A. The internal large-scale magnetic field of the Sun. *Soviet Astronomy.* 1989. Vol. 33, No. 4. P. 420–426.
110. Dudorov A. E., Krivodubskij V. N., Ruzmaikina T. V., Ruzmaikin A. A. Large-scale internal magnetic field of the Sun. *Solar Photosphere: Structure, Convection and Magnetic Fields. Proc. IAU Symp.138. Kiev, May 15–20, 1989 / ed. by J. O. Stenflo. Dordrecht; Boston; London. 1990. P. 391–394.*
111. Durney B. R., Latour J. On the angular momentum loss of late-type stars. *Geohys. Astrophys. Fluid Dyn.* 1978. Vol. 9. P. 241–255.
112. Durrant C. J., Wilson P. R. Observations and simulations of the polar field reversals in cycle 23. *Solar Phys.* 2003. Vol. 214, No. 1. P. 23–39.
113. Duvall T. L., Wilcox J. M., Svalgaard L. et al. Comparison of Ha synoptic charts with the large-scale solar magnetic field as observed at Stanford. *Solar Phys.* 1977. Vol. 55, No. 1. P. 63–68.
114. Dziembowski W. A., Goode P. R. The toroidal magnetic field in the Sun. *Astrophys. J.* 1989. Vol. 347, No. 2. P. 540–550.

115. Dziembowski W. A., Goode P. R., Kosovichev A. G. et al. Signatures of the rise of cycle 23. *Astrophys. J.* 2000. Vol. 537. P. 1026–1038.
116. Ebeling W., Klimontovich Yu. L. Selforganization and Turbulence. Leipzig. 1984.
117. Eddy J. A. The Maunder Minimum. *Science*. 1976. Vol. 192, No. 4245. P. 1189–1192.
118. Eddy J. A. The Maunder Minimum: a reappraisal. *Solar Phys.* 1983. Vol. 89. P. 195–207.
119. Elsasser W. M. Induction effects in terrestrial magnetism. *Phys. Rev.* 1946. Vol. 69. P. 106–116.
120. Elsasser W. M. Hydromagnetic dynamo theory. *Rev. Mod. Phys.* 1956. Vol. 28. P. 135–163.
121. Elsasser W. M. Anisotrope Reibung. *Z. Astrophysik.* 1965. Vol. 63, No. 1. S. 65–77.
122. Espagnet O., Muller R., Roudier T. et al. Spatial relation between the 5-minute oscillations and granular patterns. *Astron. Astrophys.* 1996. Vol. 313. P. 297–305.
123. Fan Y. Magnetic fields in the solar convection zone. *Living Rev. Solar Phys.* 2009. Vol. 6, No. 4. P. 1–96.
124. Fluri D. M., Berdyugina S. V. Flip-flops as observational signatures of different dynamo modes in cool stars. *Solar Phys.* 2004. Vol. 224. P. 153–160.
125. Forbush S. E. World-wide cosmi c-ray variations, 1937–1952. *J. Geophys. Res.* 1954. Vol. 59, No. 4. P. 525–542.
126. Frisch U., Pouquet A., Leorat J. et al. Possibility of an inverse cascade of magnetic helicity in magnetohydrodynamic turbulence. *J. Fluid Mech.* 1975. Vol. 68. P. 769–778.
127. Fukuda S., Fukuda Y., Ishitsuka M. et al. Solar  $^8\text{B}$  and hep neutrino measurements from 1258 days of Super-Kamiokande data. *Phys. Rev. Lett.* 2001. Vol. 86. P. 5651–5655.
128. Gailitis A. K. Theory of the Herzenberg dynamo. *Mag. Gigrodin. Riga.* 1973. Vol. 9. P. 12–16.
129. Gavrin V. N. Solar neutrino results from SAGE. *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)*. 2001. Vol. 91. P. 36–43.
130. Georgieva K. Why the sunspot cycle is doubly peaked. *ISRN Astron. Astrophys.* 2011. – 11 pp.

131. Gibson E. G. The Quiet Sun. 1973. NASA Spec. Publ., NASA-SP-303. 1973.
132. Gingerich O., Noyes R. W., Kalkofen W., Cuny, Y. The Garvard-Smithsonian reference atmosphere. *Solar Phys.* 1971. Vol. 18, No. 3. P. 347–365.
133. Gilman P. A. Dynamically consistent non-linear dynamos driven by convection in a rotating spherical shell. II. Dynamos with cycles and strong feedbacks. *Astrophys. J. Suppl.* 1983. Vol. 53. P. 243–268.
134. Gnevyshev M. N. The corona and the 11-year cycle of solar activity. *Soviet Astronomy.* 1963. Vol. 7, No. 3. P. 311–318.
135. Gnevyshev M. N. On the 11 years cycle of solar activity. *Solar Phys.* 1967. Vol. 1. P. 107–120.
136. Gnevyshev M. N. Essential features of the 11-year solar cycle. *Solar Phys.* 1977. Vol. 51. P. 175–183.
137. Goode P. R., Gough D., Kosovichev A. Localized excitation of solar oscillations. *Astrophys. J.* 1992. Vol. 387. P. 707–711.
138. Goode P. R., Strous L. H., Rimmele T. R. et al. On the origin of solar oscillations. *Astrophys. J.* 1998. Vol. 495. L. 27–30.
139. Gough D. O., Weiss N. O. The calibration of stellar convection theories. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 1976. Vol. 176. P. 589–607.
140. Gough D. O., Toomre J. On the detection of subphotospheric convective velocities and temperature fluctuations. *Solar Phys.* 1983. Vol. 82. P. 401–410.
141. Gray L. J., Beer J., Geller M. et al. Solar influences on climate. *Rev. Geophys.* 2010. Vol. 48, No. 4. RG4001. 53 pp.
142. Grigoryev V. M., Demidov M. L. The solar magnetic monopole in activity cycles 19–21. Solar magnetic fields and corona. 1989. Novosibirsk. Vol. 1. P. 108–114.
143. Guenter D. V., Demarque P., Kim Y.-C. et al. Standard solar model. *Astrophys. J.* 1992. Vol. 387. P. 372–393.
144. Haber D. A., Hindman B. W., Toomre J. et al. Evolving submerged meridional circulation cells within the upper convection zone revealed by ring-diagram analysis. *Astrophys. J.* 2002. Vol. 570. P. 855–864.
145. Haber D. A., Hindman B. W., Toomre J. et al. Solar shear flows deduced from helioseismic dense-pack sampling of ring diagrams. *Solar Phys.* 2000. Vol. 192. P. 335–350.

146. Haken H. *Advanced Synergetics*. Berlin; Heidelberg; New York; Tokyo. 1983.
147. Hale G. E. On the probable existence of a magnetic field in Sun-spots. *Astrophys. J.* 1908. Vol. 28. P. 315–343.
148. Hale G. E. Preliminary results of an attempt to detect the general magnetic field of the Sun. *Astrophys. J.* 1913. V. 38. P. 27–98.
149. Hale G. E., Ellerman F., Nicholson S. B. et al The magnetic polarity of sun-spots. *Astrophys. J.* 1919. Vol. 49. P. 153–186.
150. Hale G. E., Nicholson S. B. The law of sun-spot polarity. *Astrophys. J.* 1925. Vol. 62. P. 270–300.
151. Hale G. E., Nicholson S. B. Magnetic observations of sunspots, 1917–1924, Part I. Publ. Carnegie Inst. Washington. 1938. No. 438.
152. Hampel W., Handt J., Heusser G. et al. GALLEX solar neutrino observations: results from GALLEX IV. *Phys. Lett. B.* 1999. Vol. 447, No. 1–2. P. 127–133.
153. Hanasoge S., Miesch M. S., Roth M. et al. Solar dynamics, rotation, convection and overshoot. *Space Sci. Rev.* 2015. Vol. 196, No. 1–4. P. 79–99.
154. Harvey J. W., Hill F., Hubbard R. P. et al. The Global Oscillation Network Group (GONG) project. *Science.* 1996. Vol. 272. P. 1284–1286.
155. Harvey K. L., Zwaan C. Properties and emergence of bipolar active regions. *Solar Phys.* 1993. Vol. 148. P. 85–118.
156. Harvey K. L. The cycle behavior of solar activity. *Astron. Soc. Pacific Conf.* 1992. Vol. 27. P. 335–367.
157. Hathaway D. H. Doppler measurements of the Sun's meridional flow. *Astrophys. J.* 1996. Vol. 460. P. 1027–1033.
158. Hathaway D. H. The solar cycle. *Living Rev. Solar Phys.* 2015. Vol. 12, No. 4. P. 1–87.
159. Hathaway D. H., Gilman P. A., Toomre J. Convection instability when the temperature gradient and rotation vector are oblique to gravity. I. Fluids without diffusion. *Geophys. Astrophys. Fluid Dyn.* 1979. Vol. 13, No. 4. P. 289–301.
160. Hathaway D. H., Nandy D., Wilson R. M., Reichmann E. J. Evidence that a deep meridional flow sets the sunspot cycle. *Astrophys. J.* 2003. Vol. 589. P. 665–670.

161. Hayashi C. Stellar evolution in early phases of gravitational contraction. *Publ. Astron. Soc. Japan*. 1961. Vol. 13. P. 450–452.
162. Hayashi C. Evolution of protostars. *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 1965. Vol. 4. P. 171–192.
163. Hays J. D., Imbrie J. I., Shackleton N. J. Variations in the Earth's orbit: pacemaker of the ice ages: for 500,000 years, major climatic changes have followed variations in obliquity and precession. *Science*. 1976. V. 194. P. 1121–1132.
164. Heikkila U., Beer J., Feichter J. Meridional transport and deposition of atmospheric  $^{10}\text{Be}$ . *Atmos. Chem. Phys.* 2009. Vol. 9. P. 515–527.
165. Herzenberg A. Geomagnetic dynamos. *Philos. Trans. Roy. Soc. London*. 1958. Vol. A 250. P. 543–585.
166. Hill F. Ring and trumpets – three-dimensional power spectra of solar oscillations. *Astrophys. J.* 1988. Vol. 333. P. 996–1013.
167. Hiremath K. M., Gokhale M. H. "Steady" and "fluctuating" parts of the Sun's internal magnetic field: improved model. *Astrophys. J.* 1995. Vol. 448. P. 437–443.
168. Horrebow C. *Elementa astronomiae sphaericae in usum praelectionum*. 1783.
169. Howard R. Magnetic field of the Sun (observational). *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 1967. Vol. 5. P. 1–24.
170. Howard R. Polar magnetic fields of the Sun: 1960–1971. *Solar Phys.* 1972. Vol. 25. P. 5–13.
171. Howard R. Studies of solar magnetic fields. I. The average field strengths. *Solar Phys.* 1974. Vol. 38. P. 283–299.
172. Howard R. Studies of solar magnetic fields. II. The magnetic fluxes. *Solar Phys.* 1974. Vol. 38. P. 59–67.
173. Howard R. Large-scale solar magnetic fields. *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 1977. Vol. 15. P. 153–157.
174. Howard R. F. The magnetic fields of active regions. *Solar Phys.* 1991. Vol. 132. P. 49–61.
175. Howard R. F. Axial tilt angles of sunspot groups. *Solar Phys.* 1991. Vol. 136. P. 251–262.
176. Howard R., LaBonte B. J. The Sun is observed to be a torsional oscillations with a period of 11 years. *Astrophys. J.* 1980. Vol. 239. L. 33–36.

177. Howard R., Harvey J. Spectroscopic determination of solar rotation. *Solar Phys.* 1970. Vol. 12. P. 23–51.
178. Howe R. Solar interior rotation and its variation. *Living Rev. Solar Phys.* 2009. Vol. 6, No. 1. P. 1–75.
179. Howe R., Christensen-Dalsgaard J., Hill F. et al. Dynamic variations at the base of the solar convection zone. *Science.* 2000. Vol. 287. P. 2456–2460.
180. Howe R., Christensen-Dalsgaard J., Hill F. et al. Deeply penetrating banded zonal flows in the solar convection zone. *Astrophys. J.* 2000. Vol. 533. L. 163–166.
181. Howe R., Christensen-Dalsgaard J., Hill F. et al. Solar cycle changes in convection zone dynamics from MDI and GONG 1995–2000. SOHO 10 GONG 2000 Workshop: Helio- and Astroseismology at the Dawn of the Millennium. Proc. Workshop, 2000 / ed. by A. Wilson. Noordwijk. 2001. P. 19–26.
182. Hoyt D. V., Schatten K. H. How well was the Sun observed during the Maunder Minimum? *Solar Phys.* 1996. Vol. 165. P. 181–192.
183. Hoyt D. V., Schatten K. H. Groups sunspot numbers; a new solar activity reconstruction. *Solar Phys.* 1998. Vol. 181. P. 491–512.
184. Iben I., Jr. The  $^{37}\text{Cl}$  solar neutrino experiment and the solar helium abundance. *Ann. Phys.* 1969. Vol. 54. P. 164–203.
185. Jackiewicz J., Serebryanskiy A., Kholikov S. Meridional flow in the solar convection zone. II. Helioseismic inversions of GONG DATA. *Astrophys. J.* 2015. Vol. 805. P. 133–141.
186. Jensen J. M., Duvall T. L. Jr., Jacobsen B. H. et al. Imaging an emerging active region with helioseismic tomography. *Astrophys. J.* 2001. Vol. 553. L. 193–196.
187. Jiang J., Chatterjee P., Choudhuri A. R. Solar activity forecast with a dynamo model. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 2007. Vol. 381, No. 4. P. 1527–1542.
188. Jiang J., Cameron R. H., Schmitt D., Schüssler M. The solar magnetic field since 1700. I. Characteristics of sunspot group emergence and reconstruction of the butterfly diagram. *Astron. Astrophys.* 2011. Vol. 528, No. A82. 7 pp.
189. Jensen E. On tubes of magnetic force embedded in stellar material. *Annales d'Astrophysique.* 1955. Vol. 18. P. 127–140.

190. Jetsu L. The active longitudes of  $\lambda$  Andromedae,  $\sigma$  Geminorum II Pegasi and V 711 Tauri. *Astron. Astrophys.* 1996. Vol. 314. P. 153–164.
191. Jetsu L., Pelt J., Tuominen I. et al. The spot activity of FK Comae Berenices. The Sun and Cool Stars: Activity, Magnetism, Dynamos. Proc. IAU Coll. 130, 1990. Lecture Notes in Physics / Eds.: I. Tuominen, D. Moss, G. Rüdiger. Berlin; Heidelberg. 1991. Vol. 380. P. 381–383.
192. Jetsu L., Pohjolainen S., Pelt J., Tuominen I. Is the longitudinal distribution of solar flares nonuniform? *Astron. Astrophys.* 1997. Vol. 318. P. 293–307.
193. Jetsu L., Tuominen I., Grankin K. N. et al. New "flip-flop" of FK Comae Berenices. *Astron. Astrophys.* 1994. Vol. 282. L. 9–12.
194. Jouve L., Brun A.S., Arlt R. et al. A solar mean field dynamo benchmark. *Astron. Astrophys.* 2008. Vol. 483, No. 3. P. 949–960.
195. Karna N., Hess Webber S. A., Pesnell W. D. Using polar coronal hole area measurements to determine the solar polar magnetic field reversal in solar cycle 24. *Solar Phys.* 2014. Vol. 289, No. 9. P. 3381–3390.
196. Kerr B. W., Darkow G. L. Storm-relative winds and helicity in the tornadic thunderstorm environment. *Weath. Forecast.* 1996. Vol. 11. P. 489–496.
197. Khomenko E. V., Kostik R. I., Shchukina N. G. Five-minute oscillations above granules and intergranular lanes. *Astron. Astrophys.* 2001. Vol. 369. P. 660–671.
198. Khomenko E. V. The local five-minute oscillations in granules and intergranular lanes: observation and theory. *Kinematics Phys. Celestial Bodies, Suppl. Ser.* 2001. No. 3. P. 456–457.
199. Khomenko E. V., Collados M., Bellot Rubio L. R. Magnetoacoustic waves in a stratified magnetic atmosphere. *II Nuovo Cimento.* 2002. Vol. 25. P. 615–623.
200. Khomenko E. V., Collados M., Bellot Rubio L. R. Magneto-acoustic waves in sunspots. *Astron. Astrophys.* 2003. Vol. 558, No. 1. P. 606–619.
201. Kippenhahn R. Differential rotation in stars with convective envelopes. *Astrophys. J.* 1963. Vol. 137, No. 2. P. 664–678.

202. Kirsten A. Solar neutrino experiments: results and implications. *Rev. Mod. Phys.* 1999. Vol. 71. P. 11213–11232.
203. Kitchatinov L. L. A mechanism for differential rotation based on angular momentum transport by compressible convection. *Geophys. Astrophys. Fluid Dyn.* 1987. Vol. 38. P. 273–292.
204. Kitchatinov L. L. Turbulent transport of magnetic fields in a highly conducting rotating fluid and the solar cycle. *Astron. Astrophys.* 1991. Vol. 243, No. 2. P. 483–491.
205. Kitchatinov L. L. Can turbulent plane shear flows support large scale dynamos? *Astron Nachr.* 2008. Vol. 329, No. 7. P. 722–724.
206. Kitchatinov L. L., Krivodubskij V. N. The transfer of large-scale magnetic field by radial inhomogeneity of the material density in the rotating convective zone. *The Sun and Cool Stars: Activity, Magnetism, Dynamos. Proc. IAU Coll. 130.* 1990. Lecture Notes in Physics / Eds.: I. Tuominen, D. Moss, G. Rüdiger. Berlin; Heidelberg. 1991. Vol. 380. P. 190–192.
207. Kitchatinov L. L., Olemskoy S. V. Does the Babcock-Leighton mechanism operate on the Sun? *Astron. Lett.* 2011. Vol. 37. P. 656–658.
208. Kitchatinov L. L., Rüdiger G. Magnetic field advection in inhomogeneous turbulence. *Astron. Astrophys.* 1992. Vol. 260. P. 494–498.
209. Kitchatinov L. L., Rüdiger G.  $\Lambda$ -effect and differential rotation in the stellar convection zones. *Astron. Astrophys.* 1993. Vol. 276. P. 96–102.
210. Kitchatinov L. L., Rüdiger G. Differential rotation in solar-type stars: revisiting the Taylor-number puzzle. *Astron. Astrophys.* 1995. Vol. 299. P. 446–452.
211. Köhler H. Differential rotation caused by anisotropic turbulent viscosity. *Solar Phys.* 1970. Vol. 13, No. 1. P. 3–18.
212. Köhler H. The solar dynamo and estimates of the magnetic diffusivity and the  $\alpha$ -effect. *Astron. Astrophys.* 1973. Vol. 25, No. 3. P. 467–476.
213. Kolesnichenko A. V. A synergetic approach to the description of advanced turbulence. *Solar System Res.* 2002. Vol. 36. P. 107–124.

214. Kolesnichenko A. V. On the simulations of helical turbulence in an astrophysical nonmagnetic disk. *Solar System Res.* 2011. Vol. 45. P. 246–263.
215. Kolesnichenko A. V., Marov M. Ya. Magnetohydrodynamic simulation of the protoplanetary disk of the Sun. *Solar System Res.* 2009. Vol. 43. P. 410–433.
216. Kolesnichenko A. V., Marov M. Ya. The effect of spirality of turbulence in the solar protoplanetary cloud. *Solar System Res.* 2007. Vol. 41. P. 1–18.
217. Komm R. W., Howard R. F., Harvey J. W. Meridional flow of small photospheric magnetic features. *Solar Phys.* 1993. Vol. 147, N. 2. P. 207–223.
218. Kopecky M., Kuklin G. V. A few notes on the sunspot activity in dependence on the phase of the 11-year cycle and on the heliographic latitude. *Bull. Astron. Inst. Czech.* 1969. Vol. 20. P. 22–29.
219. Korhonen H., Berdyugina S. V., Tuominen I. Study of FK Comae Berenices. IV. Active longitudes and the "flip-flop" phenomenon. *Astron. Astrophys.* 2002. Vol. 390. P. 179–185.
220. Korhonen H., Berdyugina S. V., Strassmeier K. S. et al. The first close-up of the "flip-flop" phenomenon in a single star. *Astron. Astrophys.* 2001. Vol. 379. L. 30–33.
221. Kosovichev A. G. Tomographic imaging of the Sun's interior. *Astrophys. J.* 1996. Vol. 461. L. 55 – L. 57.
222. Kosovichev A. G, Duvall T. L. Jr., Scherrer P. H. Time-distance inversion methods and results. *Solar Phys.* 2000. Vol. 192. P. 159–176.
223. Kraichnan R. H. Internal-ranger spectrum of hydromagnetic turbulence. *Phys. Fluids.* 1965. Vol. 8. P. 1385–1387.
224. Kraichnan R. H. Helical turbulence and absolute equilibrium. *J. Fluid Mech.* 1973. Vol. 59. P. 745–752.
225. Kraichnan R. H. Diffusion of passive-scalar and magnetic fields by helical turbulence. *J. Fluid Mech.* 1976. Vol. 77. P. 753–774.
226. Kraichnan R. H. Eddy viscosity in two and three dimensions. *J. Atmos. Sci.* 1976. Vol. 33. P. 1521–1536.
227. Krause F., Rädler K.-H. Mean Field Magnetohydrodynamics and Dynamo Theory. Oxford. 1980.

228. Krivodubskij V. N. Generation of strong toroidal magnetic field near the bottom of the solar convective zone. Inside the Stars. Proc. IAU Coll. 137, 1992. Astron. Soc. of the Pacific Conf. Series / Eds.: Werner W. Weiss, Annie Baglin. 1993. Vol. 40. P. 78–80.
229. Krivodubskij V. N. Non-linear diamagnetic transfer of the large-scale magnetic field in the solar convection zone. The Cosmic Dynamo. Proc. IAU Symp 157, 1992 / Eds.: F. Krause, K.-H. Rädler, G. Rüdiger. Dordrecht; Boston; London. 1993. No. 157. P. 49–50.
230. Krivodubskij V. N. The structure of the global solar magnetic field excited by the turbulent dynamo mechanism. *Astronomy Reports*. 2001. Vol. 45, No. 9. P. 738–745.
231. Krivodubskij V. N. Turbulent dynamo near tachocline and reconstruction of azimuthal magnetic field in the solar convection zone. *Astron. Nachr.* 2005. Vol. 326, No. 1. P. 61–74.
232. Krivodubskij V. N. On the extended 23rd solar cycle. Solar and Astrophysical Dynamos and Magnetic Activity. Proc. IAU Symp. 294, 2012 / Eds.: A. G. Kosovichev, E M. de Gouveia Dal Pino, Y. Yan. 213. Vol. 294. P. 69–70.
233. Krivodubskij V. N. Double maxima of 11-year solar cycles. *Kinematics Phys. Celestial Bodies*. 2017. Vol. 33, No. 2. P. 24–38.
234. Krivodubskij V. N. The role of macroscopic turbulent diamagnetism in ensuring long-term stability of sunspots. *Odessa Astron. Publ.* 2020. Vol. 33. P. 85–88.
235. Krivodubskij V. N. Role of rotational radial magnetic advection in possible explaining a cycle with two peaks. *Adv. Space Res.* 2021. Vol. 68, Iss.9. P. 3943–3955.
236. Krivodubskij V. N. On sunspots "royal zone" and two maxima of solar cycle. *Bulletin of Taras Shevchenko National University of Kyiv. Astronomy*. 2021. Vol. 2 (62). P. 23–34.
237. Krivodubskij V. N. Electrical conductivity and magnetic permeability of magnetohydrodynamic turbulent plasma of the Sun. *Kinematics Phys. Celestial Bodies*. 2024. Vol. 40, No. 3. P. 161–171.
238. Krivodubskij V. N., Dudorov A. E., Ruzmaikina T. V. Ruzmaikin A. A. The toroidal magnetic field inside the Sun. The Sun and Cool Stars: Activity, Magnetism, Dynamos. Proc. IAU Coll. 130, 1990. Lecture Notes in Physics / Eds.: I. Tuominen, D. Moss, G. Rüdiger. Berlin; Heidelberg. 1991. Vol. 380. P. 187–189.

239. Krivodubskij V. N., Lozitska N. I. Dependence of solar cycle duration on the magnitude of the annual module of the sunspots magnetic field. *Solar and Astrophysical Dynamos and Magnetic Activity. Proc. IAU Symp. 294, 2012 / Eds.: A. G. Kosovichev, E. M. de Gouveia Dal Pino, Y. Yan. 2013. Vol. 294. P. 71–72.*
240. Krivodubskij V. N., Schultz M. Complete alpha-tensor for solar dynamo. *The Cosmic Dynamo. Proc. IAU Symp. 157, 1992 / Eds.: F. Krause, K.-H. Rädler, G. Rüdiger. Dordrecht; Boston; London. 1993. P. 25–26.*
241. Krivodubskij V. N., Schultz M. The  $\alpha$ -effect in the solar convection zone: influence of rotation and magnetic quenching. *Solar Magnetic Fields. Proc. Inter. Conf. 1993 / Eds.: M. Schüssler, W. Schmidt. Cambridge. 1994. P. 104–107.*
242. Kryvodubskij V. N. Zonal latitude structure of the Sun's global magnetic field excited by turbulent dynamo mechanism. *Kinematics Phys. Celestial Bodies, Suppl. Ser.* 2000. No. 3. P. 451–452.
243. Kryvodubskij V. N. A role of magnetic advection mechanisms in the formation of a sunspot belt. *Multi-Wavelength Investigations of Solar Activity. Proc. IAU Symp. 223, 2003 / Eds.: A. V. Stepanov, E. E. Benevolenskaya, A. G. Kosovichev. Cambridge. 2004. P. 227–228.*
244. Kryvodubskij V. N. Negative magnetic buoyancy and formation of a sunspot belt. *Kinematics Phys. Celestial Bodies, Suppl. Ser.* 2005. No. 5. P. 155–158.
245. Kryvodubskij V. N. Dynamo parameters of the solar convection zone. *Kinematics Phys. Celestial Bodies.* 2006. Vol. 22, No. 1. P. 1–20.
246. 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.
247. Kuznetsov V. D., Syrovatskii S. I. The floating up of magnetic fields and the 11-year cyclicity of solar activity. *Soviet Astronomy.* 1979. Vol. 23. P. 715–719.
248. Lamb H. H. *Climate: Past, Present, and Future, 2.* London. 1977.

249. Larmor J. How could a rotation body such as the Sun become a magnet? *Rep. Brit. Assoc. Adv. Sci.* 1919. P. 159–160.
250. Layzer D., Rosner R., Doyle H. T. On the origin of solar magnetic fields. *Astrophys. J.* 1979. Vol. 229. P. 1126–1137.
251. Lean J. Solar forcing of global climate. *The Solar Engine and its Influence on Terrestrial Atmosphere and Climate* / ed. by E. Nesme-Ribes. New York. 1994.
252. Leibacher J., Stein R. F. A new description of the solar five-minute oscillations. *Astrophys. Lett.* 1971. Vol. 7. P. 191–192.
253. Leighton R. B. A magneto-kinetic model of the solar cycle. *Astrophys. J.* 1969. Vol. 156. P. 1–26.
254. Leighton R. B., Noyes R. W., Simon G. W. Velocity fields in the solar atmosphere I. Preliminary report. *Astrophys. J.* 1962. Vol. 135. P. 474–499.
255. Leroy J. L., Noes J. C. Does the solar activity cycle extend over more than an 11-year period? *Astron. Astrophys.* 1983. Vol. 120, No. 2. L. 1–2.
256. Levina G. V., Moiseev S. S. Negative turbulent heat conduction and its role in the formation of large-scale structures. *Tech. Phys. Lett.* 1998. Vol. 24, No. 4. P. 315–318.
257. Lindsey C., Braun D. C. Helioseismic imaging of sunspots at their antipodes. *Solar Phys.* 1990. Vol. 126. P. 101–115.
258. Lindsey C., Braun D. C. Helioseismic holography. *Astrophys. J.* 1997. Vol. 485. P. 895–903.
259. Lindsey C., Braun D. C. Basic principles of solar acoustic holography. *Solar Phys.* 2000. Vol. 192. P. 261–284.
260. Lindsey C., Braun D. C. Seismic images of the far side of the Sun. *Science.* 2000. Vol. 287. P. 1799–1801.
261. Lites B. W., Thomas J. R., Bogdan T. J. Et al. Velocity and magnetic field fluctuations in the photosphere of a sunspot. *Astrophys. J.* 1998. Vol. 497. P. 464–482.
262. Loginov O. O., Cheremnykh O., Krivodubskij V., Selivanov Y. O. Kinematic dynamo model of a solar magnetic cycle. *Ukrainian J. Phys.* 2022. Vol. 67, No. 11. P. 796–810.

263. Makarov V. I., Sivaraman K. R. Evolution of latitude zonal structure of the large-scale magnetic field in solar cycles. *Solar Phys.* 1989. Vol. 119. P. 35–44.
264. Makarov V. I., Tlatov A. G., Callebaut D. K. et al. Large-scale magnetic field and sunspot cycles. *Solar Phys.* 2002. Vol. 198. P. 409–421.
265. Mandal K., Hanasoge S. M., Rajaguru S. P. et al. Helioseismic inversion to infer the depth profile of solar meridional flow using spherical born kernels. *Astrophys. J.* 2018. Vol. 863. P. 839–848.
266. Marik D., Petrovay K. A new model for the lower overshoot layer in the Sun. *Astron. Astrophys.* 2002. Vol. 396. P. 1011–1014.
267. Masarik J., Beer J. An updated simulation of particle fluxes and cosmogenic nuclide production in the Earth's atmosphere. *J. Geophys. Res-Atmos.* 2009. Vol. 114. D11103.
268. Matthes F. Report of committee on glaciers. 1939. Transactions. *American Geophys. Union.* 1939. Vol. 20, No. 4. P. 518–535.
269. Maunder E. W. Prof. Spoerer's researches on Sun-spots. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 1890. Vol. 51. P. 251–252.
270. Maunder E. W. A Prolonged sunspot minimum. *Knowledge.* 1894. Vol. 17. P. 173–176.
271. Maunder E. W. Distribution of sunspots in heliographic latitude, 1874–1913. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 1913. Vol. 73. P. 112–116.
272. Maxwell J. Clerk. A Treatise on Electricity and Magnetism. Oxford. 1873. Vol. 1–2.
273. Miesch M. S. Large-scale dynamics of the convection zone and tachocline. *Living Rev. Solar Phys.* 2005. Vol. 2, No. 1. P. 1–139.
274. Milankovitch M. M. Canon of Insolation and the Ice-Age Problem. Beograd. 1941.
275. Mininni P. D., Alexakis A., Pouquet A. Scale interactions and scaling laws in rotating flows at moderate Rossby numbers and large Reynolds numbers. *Phys. Fluids.* 2009. Vol. 21.
276. Miyahara H., Masuda K., Muraki Y. et al. Variation of solar cyclicity during the Spoerer Minimum. *J. Geophys. Res.* 2006. Vol. 111, No. A3.
277. Moffatt H. K. Magnetic Field Generation in Electrically Conducting Fluids. London; New York; Melbourne. 1978.

278. Moffatt H. K., Dormy E. *Self-Exciting Fluid Dynamos*. Cambridge. 2019.
279. Moiseev S. S., Chkhetiani O. G. The helical scaling of turbulence. *JETF*. 1996. Vol. 110, No. 7. P. 357–371.
280. Moss D. The internal magnetic field. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 1987. Vol. 224. P. 1019–1029.
281. Mordvinov A. V., Yazev S. A. Reversals of the Sun's polar magnetic fields in relation to activity complexes and coronal holes. *Solar Phys.* 2014. Vol. 289, No. 6. P. 1971–1981.
282. Moreno-Insertis F. Rise times of horizontal magnetic flux tubes in the convection zone of the Sun. *Astron. Astrophys.* 1983. Vol. 122. P. 241–250.
283. Moreno-Insertis F., Caligari P., Schüssler M. "Explosion" and intensification of magnetic flux tubes. *Astrophys. J.* 1995. Vol. 452. P. 894–900.
284. Morel P., Provost J., Berthomien G. Update solar models. *Astron. Astrophys.* 1997. Vol. 327. P. 349–360.
285. Moss D. Dynamo models and the flip-flop phenomenon in late-type stars. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 2004. Vol. 352. L. 17–20.
286. Munoz-Jaramillo A., Sheeley N. R., Zhang J. et al. Calibrating 100 years of polar faculae measurements: implications for the evolution of the heliospheric magnetic field. *Astrophys. J.* 2012. Vol. 753, No. 2. – 14 pp.
287. Mursula K., Hiltula T. Bashful ballerina: Southward shifted heliospheric current sheet. *Geophys. Res. Lett.* 2003. Vol. 30, No. 22. P. 2 (1–4).
288. Mursula K., Hiltula T. Systematically asymmetric heliospheric magnetic field: evidence for a quadrupole mode and non-axisymmetry with polarity flip-flops. *Solar Phys.* 2004. Vol. 224. P. 133–143.
289. Nandy D., Choudhuri A. R. Explaining the latitudinal distribution of sunspots with deep meridional flow. *Science*. 2002. Vol. 296. P. 1671–1674.
290. Nesme Ribes E., Meunier N., Vince I. Solar dynamics over cycle 19 using sunspots as tracers. *Astron. Astrophys.* 1997. Vol. 321. P. 323–329.

291. Ness N. F., Wilcox J. M. Extension of the photospheric magnetic field into interplanetary space. *Astrophys. J.* 1965. Vol. 143. P. 23–38.
292. Neugebauer M., Smith E. J., Ruzmaikin A. et al. The solar magnetic field and the solar wind: Existence of preferred longitudes. *J. Geophys. Res.* 2000. Vol. 105. P. 2315–2324.
293. Newton H. W., Milsom A. S. Note on the observed differences in spottedness of the Sun's northern and southern hemispheres. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 1955. Vol. 115. P. 398–404.
294. Nigam R., Kosovichev A. G. Source of solar acoustic modes. *Astrophys. J.* 1999. Vol. 514. L. 53–56.
295. November L. J., Toomre J., Gebbie K. B. et al. The detection of mesogranulation on the Sun. *Astrophys. J.* 1981. Vol. 245. L. 123–126.
296. Olah K., Panov K. P., Pettersen B. R. et al. Long-lived active longitudes on the spotted RS CVn star  $\sigma$  Germinorum. *Astron. Astrophys.* 1989. Vol. 218. P. 192–194.
297. Oliver R., Ballester J. L. The north-south asymmetry of sunspot areas during solar cycle 22. *Solar Phys.* 1994. Vol. 152. P. 481–485.
298. Olemskoy S. V., Choudhuri A. R., Kitchatinov L. L. Fluctuations in the alpha-effect and grand solar minima. *Astron. Reports.* 2013. Vol. 57, No. 6. P. 458–468.
299. Ossendrijver M. The solar dynamo. *Astron. Astrophys. Rev.* 2003. Vol. 11, No. 4. P. 287–367.
300. Parker E. N. The formation of sunspots from the solar toroidal field. *Astrophys. J.* 1955. Vol. 121. P. 491–507.
301. Parker E. N. Hydromagnetic dynamo models. *Astrophys. J.* 1955. Vol. 122. P. 293–314.
302. Parker E. N. The generation of magnetic fields in astrophysical bodies. X. Magnetic buoyancy and solar dynamo. *Astrophys. J.* 1975. Vol. 198. P. 205–209.
303. Parker E. N. *Cosmical Magnetic Fields.* Oxford. 1979.
304. Parker E. N. The dynamics of fibril magnetic field. II. The mean field equations. *Astrophys. J.* 1982. Vol. 256. P. 302–315.
305. Petrie G. J. D. Evolution of active and polar photospheric magnetic fields during the rise of cycle 24 compared to previous cycles. *Solar Phys.* 2012. Vol. 281, No. 2. P. 577–598.

306. Petrovay K. What makes the Sun tick? The origin of the solar cycle. *The Solar Cycle and Terrestrial Climate, Solar and Space Weather Euroconference*. 2000. ESA Publ. Division / Ed. by A. Wilson. Noordwijk. 2000. Vol. 463. P. 3–14.
307. Petrovay K. Solar cycle prediction. *Living Rev. Solar Phys.* 2010. Vol. 7, N. 6. P. 1–59.
308. Piddington J. H. Theory of the solar 22-year cycle. *Proc. Astron. Soc. Australia*. 1971. Vol. 2. P. 7–10.
309. Piddington J. H. Solar magnetic fields and convection. A review of the primordial field theory. *Basic Mechanisms of Solar Activity*. Proc. IAU Symp. 71, 1975 / Eds.: V. Bumba, J. Kleczek. 1976. P. 389–407.
310. Pipin V. V., Sokoloff D. D., Usoskin I. G. Variations of the solar cycle profile in a solar dynamo with fluctuating dynamo governing parameters. *Astron Astrophys.* 2012. Vol. 542.
311. Popova E. P., Potemina K. A.. Modeling of the solar activity double cycle using dynamical system. 2013. *Geomag. Aeron.* Vol. 53, No. 8. P. 941–944.
312. Popova E., Zharkova V., Zharkov S. Probing latitudinal variations of the solar magnetic field in cycles 21–23 by Parker's two-layer dynamo model with meridional circulation. *Ann. Geophys.* 2013. Vol. 31. P. 2023–2028.
313. Pouquet F., Frisch U., Leorat J. Strong MHD turbulence and the nonlinear dynamo effect. *J. Fluid Mech.* 1976. Vol. 77. P. 321–354.
314. Priest E. R. *Solar Magnetohydrodynamics*. Dordrecht; Boston; London. 1981.
315. Prigogine I., Nicolis G. *Self-Organization in Non-Equilibrium Systems*. Wiley. 1977.
316. Rajaguru S. P., Antia H. M. Meridional circulation in the solar convection zone: time-distance helioseismic inferences from four years of HMI/SDO observations. *Astrophys. J.* 2015. Vol. 813. P. 114–122.
317. Rayleigh Lord. On convective currents in a horizontal layer of fluid, when the higher temperature is on the under side. *Phil. Magazine*. 1916. Vol. 32. P. 529–546.

318. Rempel M., Schüssler M., Tóth G. Storage of magnetic flux at the bottom of solar convection zone. *Astron. Astrophys.* 2000. Vol. 363. P. 789–799.
319. Reynolds O. An experimental investigation of the circumstances which determine whether the motion of water in parallel channels shall be direct or sinuous and of the law of resistance in parallel channels. *Phil. Trans. Roy. Soc. A.* 1883. Vol. 173. P. 935–982.
320. Rhodes E. J., Jr., Ulrich R. K., Simon G. W. Observation of non-radial p-mode oscillations on the Sun. *Astrophys. J.* 1977. Vol. 218. P. 901–919.
321. Ribes J. C., Nesme-Ribes E. The solar sunspot cycle in the Maunder minimum AD1645 to AD1715. *Astron. Astrophys.* 1993. Vol. 276. P. 549–563.
322. Richard O., Vauclair S., Charbonnel C. et al. New solar models including helioseismological constraints and light-element depletion. *Astron. Astrophys.* 1996. Vol. 312. P. 1000–1011.
323. Rikitake T. Oscillation of a system of disk dynamos. *Proc. Camb. Phil. Soc.* 1958. Vol. 54. P. 89–105.
324. Rincon F., Rieutord M. The Sun's Supergranulation. *Living Rev. Solar Phys.* 2010. Vol. 7, No. 2. P. 1–74.
325. Roberts P. H. Dynamo theory. Mathematical problems in the geophysical sciences: Lectures in applied mathematics. 1971. Vol. 14. Providence. P. 129–206.
326. Roberts P. H. Kinematic dynamo models. *Phil. Trans. Roy. Soc.* 1972. Vol. A 272. P. 663–703.
327. Roberts N. *The Holocene: An Environmental History.* Oxford, 2014.
328. Rodder F. Principe de réalisation d'un hologramme acoustique de la surface du Soleil. *C. R. Acad. Sci. Paris. B,* 1975. Vol. 281. P. 93–95.
329. Roxburgh I. W. Convection and solar structure. *Astron. Astrophys.,* 1978. Vol. 65. P. 281–285.
330. Rozenberg R. L., Colman P. J., Jr. Heliographic latitude dependence of the dominant polarity of the interplanetary magnetic field. *J. Geophys. Res.* 1969. Vol. 74. P. 5611–5622.
331. Ruddiman W. F. The atmospheric greenhouse era began thousands of years ago. *Clim. Change.* 2003. Vol. 61. P. 261–93.

332. Ruzmaikin A. A., Vainshtein S. I. The nature of one mechanism of solar differential rotation. *Astrophys. Space Sci.* 1978. Vol. 59, No. 1. P. 215–221.
333. Ruzmaikin A. A., Vainshtein S. I. The magnetic field transfer in the solar convective zone. *Astrophys. Space Sci.* 1978. Vol. 57, No. 1. P. 195–202.
334. Rädler K.-H. Zur Elektrodynamik turbulent bewegter leitender Medien / Thesis. Univ. Jena. 1966.
335. Rädler K.-H. Zur Elektrodynamik turbulent bewegter leitender Medien. *Zeits. Naturf.* I. 1968. Vol. 23 a. P. 1841–1851; II. 1968. Vol. 23 a. P. 1851–1860.
336. Rüdiger G. On the negative viscosity in MHD turbulence. *Magnetic Hydrodynamics.* Riga. 1980. No. 1. P. 3–14.
337. Rüdiger G. Differential Rotation and Stellar Convection of the Sun and Solar-Type Stars. Berlin. 1989.
338. Rüdiger G., Arlt R. Physics of solar cycle. Advances in nonlinear dynamos. *Fluid Mech. Astrophys. Geophys.* 2002. Vol. 9. P. 147–191.
339. Rüdiger G., Brabdenburg A. A solar dynamo in the overshoot layer: cycle period and butterfly diagram. *Astron. Astrophys.* 1995. Vol. 296. P. 557–566.
340. Rüdiger G., Kichatinov L. L. Alpha-effect and alpha-quenching. *Astron. Astrophys.* 1993. Vol. 269. P. 581–588.
341. Schatten K. H., Hedin A. E. A dynamo theory prediction for cycle 22: sunspot number, radio flux, exospheric temperature, and total density at 400 km. *Geophys. Res. Lett.* 1984. Vol. 1. P. 873–876.
342. Schatten K. H., Shcherrer P. H., Svalgaard L. et al. Using dynamo theory to predict the sunspot number during solar cycle 21. *Geophys. Res. Lett.* 1978. Vol. 5. P. 411–414.
343. Schlüter A., Biermann L. Interstellare Magnetfelder. *Zeits. Naturf.* 1950. Vol. 5 a. P. 237–251.
344. Schmitt J. H. M. M., Rozner R., Bohn H. U. The overshoot region at the bottom of the solar convection zone. *Astrophys. J.* 1984. Vol. 282. P. 316–329.
345. Schou J., Christensen-Dalsgaard J., Thompson M. J. The resolving power of current helioseismic inversions for the Sun's. *Astrophys. J.* 1992. Vol. 385. L. 59–62.

346. Schou J., Antia H. M., Basu S. et al. Helioseismic studies of differential rotation in the solar envelope by the Solar Oscillations Investigation using the Michelson Doppler Imager. *Astrophys. J.* 1998. Vol. 505. P. 390–417.
347. Schöve D. J. Sunspot cycles. Stroudsburg, 1983.
348. Schwabe H. Sonnen-Beobachtungen im Jahre 1843. *Astron. Nachr.* 1844. Vol. 21 (495). P. 233–236.
349. Schwarzschild K. Über das Gleichgewicht der Sonnenatmosphäre. Nachrichten von der Königlich-Gelehrten Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen. Math.-phys. Klasse. 1906. Vol. 195. P. 41–53.
350. Schüssler M. On buoyant magnetic flux tubes in the solar convection zone. *Astron. Astrophys.* 1977. Vol. 56. P. 439–442.
351. Schüssler M. Stellar dynamo theory. Solar and Stellar Magnetic Fields. Proc. IAU Symp. 102, 1982 / Ed. J. O. Stenflo. Dordrecht; Boston; Lancaster. 1983. P. 213–236.
352. Severny A. B. Time fluctuations of general magnetic field of the Sun. *Quart. J. Roy. Astron. Soc.* 1971. Vol. 12, No. 4. P. 363–379.
353. Severny A. B., Kotov V. A., Tsap T. T. Observations of solar pulsations. *Nature.* 1976. Vol. 259. P. 87–89.
354. Schad A., Timmer J., Roth M. Global helioseismic evidence for a deeply penetrating solar meridional flow consisting of multiple flow cells. *Astrophys. J. Lett.* 2013. Vol. 778. L. 38–45.
355. Shaviv G., Salpeter E. Convective overshooting in stellar interior models. *Astrophys. J.* 1973. Vol. 184. P. 191–200.
356. Shepherd S. J., Zharkov S. I., Zharkova V. V. Prediction of solar activity from solar background magnetic field variations in cycles 21–23. *Astrophys. J.* 2014. Vol. 795, No. 1. P. 46–53.
357. Scherrer P. H., Boggart R. S., Bush R. I. et al. The Solar Oscillation Investigation Michelson Doppler Imager. *Solar Phys.* 1995. Vol. 162. P. 129–188.
358. Schou J., Antia H. M., Basu S. et al. Helioseismic studies of differential rotation in the solar envelope by the Solar Oscillations Investigation using the Michelson Doppler Imager. *Astrophys. J.* 1998. Vol. 505. P. 390–417.

359. Sellers W. D. A global climatic model based on the energy balance of the earth-atmosphere. *J. Appl. Meteorol.* 1969. Vol. 8, No. 3. P. 392–400.
360. Shiota D., Tsuneta S., Shimojo M., et al. Polar field reversal observations with Hinode. *Astrophys. J.* 2012. Vol. 753, No. 2.
361. Siegenthaler U. Uptake of excess CO<sub>2</sub> by an outcrop-diffusion model of the ocean. *J. Geophys. Res.-Oc. Atmos.* 1983. Vol. 88. P. 3599–3608.
362. Simon G. W., Leighton R. B. Velocity fields in the solar atmosphere. III. Large-scale motions, the chromospheric network, and magnetic fields. *Astrophys. J.* 1964. Vol. 140. P. 1120–1149.
363. Smith L. M., Waleffe F. Transfer of energy to two-dimensional large scales in forced, rotating three-dimensional turbulence. *Phys. Fluids.* 1999. Vol. 11. P. 1608–1622.
364. Snodgrass H. B., Kress J. M., Wilson P. R. Observations of the polar magnetic fields during the polarity reversals of cycle 22. *Solar Phys.* 2000. Vol. 191. P. 1–19.
365. Snodgrass H. B., Dailey S. B. Meridional motions of magnetic features in the solar photosphere. *Solar Phys.* 1996. Vol. 163. P. 21–42.
366. Sokoloff D. D., Nesme-Ribes E. The Maunder minimum: A mixed-parity dynamo mode? *Astron. Astrophys.* 1994. Vol. 288. P. 293–298.
367. Sokoloff D. D. The Maunder minimum and the solar dynamo. *Solar Phys.* 2004. Vol. 224. P. 145–152.
368. Solanki S. K. Sunspots: An overview. *Astron. Astrophys. Rev.* 2003. Vol. 11. P. 153–286.
369. Solanki S.K., Usoskin I.G., Kromer B. et al. Unusual activity of the Sun during recent decades compared to the previous 11,000 years. *Nature.* 2004. Vol. 431. P. 1084–1087.
370. Soon W. W.-H., Yaskell S. H. The Maunder Minimum and the Variable Sun-Earth Connection. Singapore. 2003.
371. Spiegel E. A. Convection in stars. *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 1971. Vol. 9. P. 323–352; 1972. Vol. 10. P. 261–304.
372. Spiegel E. A., Weiss N. O. Magnetic activity and variations in solar luminosity. *Nature.* 1980. Vol. 287. P. 616–617.
373. Spiegel E. A., Zahn J.-P. The solar tachocline. *Astron. Astrophys.* 1992. Vol. 265. P. 106–114.

374. Spruit H. A convection zone model. Magnetic flux tubes and transport of heat in the convection zone of the Sun. Thesis. Utrecht. 1977. P. 17–34.
375. Spörer G. Beobachtungen von Sonnenflecken in den Jahren 1885 bis 1893. *Publikationen des Astrophysikalischen Observatoriums zu Potsdam*. 1894. Vol. 10, No 32. P. 3–147.
376. Spörer F. W. G. Vierteljahrsschr. *Astron. Ges. (Leipzig)*. 1887 Vol. 22. P. 323.
377. Starr V. P. Physics of Negative Viscosity Phenomena. Toronto; London; Sydney. 1968.
378. Starr V. P., Gaut N. E., Copeland J. A. Angular momentum transport in the solar nebula. *Pure Appl. Geophys. PAGEOPH*. 1967. Vol. 67, No. 1. P. 221–232.
379. Steenbeck M., Krause F. The generation of stellar and planetary magnetic fields by turbulent dynamo action. *Zeits. Naturf.* 1966. Vol. 21 a. P. 1285–1296.
380. Steenbeck M., Krause F. On the dynamo theory of stellar and planetary magnetic fields. I. A.C. dynamos of solar types. *Astron. Nachr.* 1969. Vol. 291. P. 49–84.
381. 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. Naturf.* 1966. Vol. 21 a. P. 369–376.
382. Steinhilber F., Abreu J. A., Beer J. et al. 9,400 years of cosmic radiation and solar activity from ice cores and tree rings. *Proc. Nat. Acad. Sci. USA*. 2012. Vol. 109, No. 16. P. 5967–5971.
383. Stein R. F., Nordlund A. Solar oscillations and convection. II. Excitation of radial oscillations. *Astrophys. J.* 2001. Vol. 546. P. 585–603.
384. Stenflo J. O. Magnetic-field structure of the photospheric network. *Solar Phys.* 1973. Vol. 32. P. 41–63.
385. Stenflo J. O. Observation of the polar magnetic fields. Solar Magnetic Fields. Proc. IAU Symp. 43, 1970 / ed. by R. Howard. Dordrecht. 1971. P. 714–724.
386. Stenflo J. O. Cycle patterns of the axisymmetric magnetic field. Solar Surface Magnetism. 1993 / Eds.: R. J. Rutten, C. J. Shrijver. Dordrecht. 1994. P. 365–395.

387. Strous L. H., Goode P. R., Rimmele T. R. The dynamics of the excitation of solar oscillations. *Astrophys. J.* 2000. Vol. 535. P. 100–1013.
388. Stix M. Theory of the solar cycle. *Solar Phys.* 1981. Vol. 74. P. 79–101.
389. Stix M. *The Sun: An Introduction* (2nd ed.). Berlin. 2002.
390. Stix M. Modulation of acoustic waves by solar convection. *Solar Phys.* 2000. Vol. 196. P. 19–27.
391. Stix M., Wiehr E. On the solar magnetic "monopole". *Solar Phys.* 1974. Vol. 37. P. 493–495.
392. Sun X., Hoeksema J. T., Liu Y. et al. On polar magnetic field reversal and surface flux transport during solar cycle 24. *Astrophys. J.* 2015. Vol. 798. P. 114–122.
393. Svalgaard L., Cliver E. W., Kamide Y. Sunspot cycle 24: Smallest cycle in 100 years? *Geophys. Research Lett.* 2005. Vol. 32, No. 1.
394. Svalgaard L., Kamide Y. Asymmetric solar polar field reversals. *Astrophys. J.* 2013. Vol. 763, No. 1.
395. Sweet P. A. The effect of turbulence on a magnetic field. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 1950. Vol. 110. P. 69–83.
396. Tassoul J-L. *Theory of Rotating Stars*. Princeton. 1978.
397. Thompson M. J., Toomre J., Anderson E. R. et al. Differential rotation and dynamics of the solar interior. *Science.* 1996. Vol. 272, No. 5266. P. 1300–1305.
398. Tomczyk S., Schou J., Thompson M. J. Measurement of the rotation rate in the deep solar interior. *Astrophys J.* 1995. Vol. 448, No. 1. Part II. L. 57–60.
399. Tsinober A., Levich E. On the helical nature of three-dimensional coherent structures in turbulent flows. *Phys. Lett.* 1983. Vol. 99 A. P. 321–324.
400. Turcotte S., Richer J., Michaud G. et al. Consistent solar evolution model including diffusion and radiative acceleration effects. *Astrophys. J.* 1998. Vol. 504. P. 539–558.
401. Turck-Chièze S. The solar neutrino puzzle: the way ahead. *New Astronomy.* 1999. Vol. 4. P. 325–332.

402. Turck-Chièze S., Coividat S., Kosovichev A. G. et al. Solar neutrino emission deduced from a seismic model. *Astrophys. J.* 2001. Vol. 551. L. 69–73.
403. Turner H. H. Note on the alternation of the eleven-year solar cycle. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 1925. Vol. 85. P. 467–471.
404. Ulrich R. K. The five-minute oscillations on the solar surface. *Astrophys. J.* 1970. Vol. 306. L. 37–40.
405. Ulrich R. K., Rhodes E.J., Jr. The sensitivity of non-radial p mode eigenfrequencies to solar envelope structure. *Astrophys. J.* 1977. Vol. 218. P. 521–529.
406. Unno W., Ribes E. On magnetic buoyancy in the convection zone. *Astrophys. J.* 1978. Vol. 208. P. 222–232.
407. Usoskin I. G. A history of solar activity over Millennia. *Living Rev. Solar Phys.* 2013. Vol. 10. P. 1–94.
408. Usoskin I. G., Berdyugina S. V., Poutanen J. Preferred sunspot longitudes: non-axisymmetry and differential rotation. *Astron. Astrophys.* 2005. Vol. 441. P. 347–352.
409. Usoskin I. G., Mursula K., Kovaltsov G. A. Cyclic behaviour of sunspot activity during the Maunder minimum. *Astron. Astrophys.* 2000. Vol. 354. L. 33–36.
410. Usoskin I. G., Mursula K., Kovaltsov G. A. Heliospheric modulation of cosmic rays and solar activity during the Maunder minimum. *J. Geophys. Res.* 2001. Vol. 106, No. A8. P. 16039–16046.
411. Usoskin I. G., Solanki S. K., Kovaltsov G. A. Grand minima and maxima of solar activity: new observational constraints. *Astron. Astrophys.* 2007. Vol. 471. P. 301–309.
412. Usoskin I. G., Mursula K., Solanki S.K. et al. Reconstruction of solar activity for the last millennium using  $^{10}\text{Be}$  data. *Astron. Astrophys.* 2004. Vol. 413. P. 745–751.
413. Usoskin I. G., Solanki S. K., Schüssler M. et al. Millennium-scale sunspot number reconstruction: evidence for an unusually active Sun since the 1940s. *Phys. Rev. Lett.* 2003. Vol. 91, No. 21.
414. Van Ballegooijen A. A. The overshoot layer at the base of the solar convective zone and the problem of magnetic flux storage. *Astron. Astrophys.* 1982. Vol. 113. P. 99–112.

415. Van Ballegooijen A. A., Choudhuri A. R. The possible role of meridional circulation in suppressing magnetic buoyancy. *Astrophys. J.* 1988. Vol. 333. P. 965–977.
416. Verma V. K. On the north-south asymmetry of solar activity cycles. *Astrophys. J.* 1993. Vol. 403. P. 797–800.
417. Vitinskij Ju. I. On the problem of active longitudes of sunspots and flares. *Solar Phys.* 1969. Vol. 7. P. 210–216.
418. Vorontsov S. V., Christensen-Dalsgaard J., Schou J. et al. Helioseismic measurements of solar torsional oscillations. *Science.* 2002. Vol. 296. P. 101–103.
419. Waldmaier M. *Astron. Mitt. Zurich.* 1935. No. 133.
420. Waldmeier M. *Zeits. Astrophys.* 1938. Vol. 16. P. 439–450.
421. Waldmeier M. *Ergenbnisse und Problem der Sonnenforschung*, 2<sup>nd</sup> ed. Leipzig. 1955.
422. Waldmeier M. *The Sunspot Activity in the Years 1610–1960.* Zürich. 1961.
423. Wang Y.-M., Sheeley N. R., Jr. Average properties of bipolar magnetic regions during sunspot cycle 21. *Solar. Phys.* 1989. Vol. 124. P. 81–100.
424. Wang Y.-M., Sheeley N. R., Jr. Modeling the Sun's large-scale magnetic field during the Maunder Minimum. *Astrophys. J.* 2003. Vol. 591. P. 1248–1256.
425. Warwick C. S. Longitude distribution of proton flares. *Astrophys. J.* 1965. Vol. 141. P. 500–504.
426. Wasiutynski J. Studies in hydrodynamics and structure of stars and planets. *Astrophys. Norvegica.* 1946. Vol. 4. P. 1–497.
427. Webb D. F., Davis J. M., McIntosh P. S. Observations of the reappearance of polar coronal holes and the reversal of the polar magnetic field. *Solar Phys.* 1984. Vol. 92, No. 1. P. 109–132.
428. Weiss N. O. The expulsion of magnetic flux by eddies. *Proc. Roy. Soc. London.* 1966. Vol. A 293. P. 310–328.
429. Weiss N. O. *Solar magnetism. Planetary and Stellar magnetism / ed. by A. M. Soward.* New York. 1983. P. 115–147.
430. Weiss N. O. *Solar and stellar dynamos. Lecture on Solar and Planetary Dynamos / Eds.: M. R. E Proctor, A. D Gilbert.* Cambridge. 1994. P. 59–75.

431. Wilcox J. M. Statistical significance of the proposed heliographic latitude dependence of the dominant polarity of the interplanetary magnetic field. *J. Geophys. Res.* 1970. Vol. 75. P. 2587–2590.
432. Wilcox J. M. Why does the Sun some times look like a magnetic monopole? *Com. Astrophys. Space Phys.* 1972. Vol. 4. P. 141–147.
433. Wilcox J. M., Severny A. B., Goldburn D. S. Solar source of interplanetary magnetic fields. *Nature*. 1969. Vol. 224. P. 353–354.
434. Wilson R. M. Bimodality and the Hale cycle. *Solar Phys.* 1988. Vol. 117, No. 2. P. 269–278.
435. Wilson P. R., Altrock R. C., Harvey K. L. et al. The extended solar activity cycle. *Nature*. 1988. Vol. 333, No. 6175. P. 748–750.
436. Wolf R. On the solar spots. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 1857. Vol. 17. P. 252–253.
437. Wolf R. Extract of a letter to Mr. Carrington. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 1859. Vol. 19. P. 85–86.
438. Wolf R. Abstract on his latest results. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 1861. Vol. 21. P. 77–78.
439. Wolf R. On the course of the sun-spot phenomenon. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 1865. Vol. 25. P. 216–218.
440. Wolf R. Astronomische Mittheilungen der Eidgenössischen Sternwarte Zürich XXIV. 1868. Vol. 3. P. 103–152.
441. Wolf R. Handbuch der Astronomie. Schulthiss. Zürich. 1892. Vol. 2.
442. Wolfer A. Publ. Sternw. Eidg. Polytechn. Zürich. 1897. Vol. 1. S. 1–41.
443. Yoshimura H. Solar-cycle dynamo wave propagation. *Astrophys. J.* 1975. Vol. 201, No. 3. P. 740–748.
444. Yoshimura H. A model of the solar cycle driven by the dynamo action of the global convection in the solar convective zone. *Astrophys. J. Suppl.* 1975. Vol. 29, No. 294. P. 467–494.
445. Yoshimura H. Solar cycle general magnetic fields of 1959–1974 and dynamical structure of the convection zone. *Solar Phys.* 1976. Vol. 47. P. 581–600.
446. Zeldovich Ya. B., Ruzmaikin A. A., Sokoloff D. D. Magnetic Fields in Astrophysics. New York. 1983.

447. Zeilik M., de Blasi C., Rhodes M. et al. A half-century of starspot activity on SV Camelopardalis. *Astrophys. J.* 1988. Vol. 332. P. 293–298.
448. Zhao J., Bogart R. S., Kosovichev A. G. et al. Detection of equatorward meridional flow and evidence of double-cell meridional circulation inside the Sun. *Astrophys. J. Lett.* 2013. Vol. 774. L. 29–34.
449. Zharkov S., Zharkova V. V., Ipson S. S. Statistical properties of sunspots in 1996–2004. I. Detection, North – South asymmetry and area distribution. *Solar Phys.* 2005. Vol. 228 P. 377–397.
450. Zolotova N. V., Ponyavin D. I. Impulse-like behavior of the sunspot activity. *Astron. Reports.* 2012. Vol. 56. P. 250–255.
451. Альфвен Г., Фельтхаммар К.-Г. Космическая электродинамика. М. 1967.
452. Беневоленская Е. Е., Пудовкин М. И. Моделирование 22-летнего цикла солнечной активности в рамках теории динамо с учетом первичного поля. *Астрон журн.* 1984. Т. 61, № 4. С. 783–788.
453. Богородский А. Ф. Магнитная гидродинамика. Киев. 1966.
454. Брагинский С. И. Теория гидромагнитного динамо. *ЖЭТФ.* 1964. Т. 47, № 12. С. 2178–2193.
455. Вайнштейн С. И. МГД-эффекты в турбулентной среде с неоднородной плотностью. *Магнит. гидродинамика.* 1978. № 1. С. 45–50.
456. Вайнштейн С. И. Единый подход в нелинейной теории турбулентного динамо. *Магнит. гидродинамика.* 1980. № 2. С. 3–9.
457. Вайнштейн С. И. Магнитные поля в космосе. М. 1983.
458. Вайнштейн С. И., Быков А. М., Топтыгин И. Н. Турбулентность, токовые слои и ударные волны в космической плазме. М. 1989.
459. Вайнштейн С. И., Зельдович Я. Б. О происхождении магнитных полей в астрофизике. *Успехи физических наук.* 1972. Т. 106. № 3. С. 431–457.
460. Вайнштейн С. И., Зельдович Я. Б., Рузмайкин А. А. Турбулентное динамо в астрофизике. М. 1980.
461. Вандакуров Ю. В. Конвекция на Солнце и 11-летний цикл. М. 1976.

462. Витинский Ю. И., Копецкий М., Куклин Г. В. Статистика пятнообразовательной деятельности Солнца. М. 1986.
463. Воронцов С. В., Жарков В. Н. Гелиосейсмология. *Итоги науки и техники. Астрономия*. М. 1988. Т. 38. С. 253–338.
464. Гаврюсева Е. А., Гаврюсев В. Г., Ди Муаро М. П. Внутреннее вращение Солнца по наблюдениям наземной сети GONG. *Письма в Астрон. журн.* 2000. Т. 26, № 4. С. 313–320.
465. Галицкий В. М., Соколов Д. Д., Кузанын К. М. Динамо-волна вблизи солнечного экватора. *Астрон. журн.* 2005. Т. 82, № 4. С. 378–384.
466. Гетлинг А. В. Формирование пространственных структур конвекции Рэлея-Бенара. *Успехи физ. наук.* 1991. Т. 161, № 9. С. 1–80.
467. Гетлинг А. В., Тверской Б. А. Модель колебательного гидромагнитного динамо. II. *Геомаг. Аэроном.* 1971. Т. 9. С. 389–395.
468. Гневышев М. Н., Оль А. И. О 22-летнем цикле солнечной активности. *Астрон. журн.* 1948. Т. 25, № 1. С. 18–20.
469. Гопасюк С. И., Северный А. Б. Некоторые общие особенности солнечных и звездных магнитных полей. *Письма в Астрон. журн.* 1983. Т. 9, № 2. С. 120–124.
470. Горькавый Н. Н., Фридман А. М. Физика планетных колец. *Успехи физ. наук.* 1990. Т. 160. № 2. С. 170–237.
471. Григорьев В. М., Пещеров В. С., Осак Б. В. Измерение фонового магнитного поля Солнца в Саянской солнечной обсерватории. *Исследования по геомагнетизму, аэронауке и физике Солнца*. М. 1983. Т. 64. С. 80–95.
472. Гуменюк А. Ф. Електрика та магнетизм : навч. посіб. Київ. 2008.
473. Гуревич Л. Э., Лебединский А. И. Магнитное поле солнечных пятен. *Докл. АН СССР*. 1945. Т. 49. С. 92–94.
474. Долгинов А. З. Возникновение магнитного поля и неоднородностей химического состава у пекулярных звезд. *Письма в Астрон. журн.* 1976. Т. 2, № 3. С. 151–154.
475. Дробышевский Э. М., Колесникова Э. Н., Юферев В. С. Топологическое полудинамо. *Препринт АН СССР, ФТИ им. А. Ф. Иоффе*. 1981. № 724.

476. Дудоров А. Е., Криводубский В. Н., Рузмайкина Т. В., Рузмайкин А. А. Внутреннее крупномасштабное магнитное поле Солнца. *Астрон. журнал*. 1989. Т. 66, № 4. С. 809–821.
477. Дудоров А. Е., Криводубский В. Н., Рузмайкина Т. В., Рузмайкин А. А. Магнитное поле в неоднородно вращающейся лучистой зоне Солнца : сб. *Солнечные магнитные поля и корона*. Новосибирск. 1989. Т. 2. С. 16–21.
478. Ермаков В. И., Охлопков В. П., Стожков Ю. И. Стабильность среднего периода 11-летних циклов солнечной активности за последние 2650 лет: сб. *Активные процессы на Солнце и звездах*. Санкт-Петербург. 2002. С. 44–47.
479. Загородний А. Г., Черемных О. К. Введение в физику плазмы. В 2 ч. Киев. 2014.
480. Зельдович Я. Б. Магнитное поле при двумерном движении проводящей жидкости. *ЖЭТФ*, 1956. Т. 31. С. 154–156.
481. Зельдович Я. Б., Рузмайкин А. А. Проблемы динамо в астрофизике. *Итоги науки и техники. Астрономия*. М. 1982. Т. 21. С. 151–187.
482. Жугжда Ю. Д. Внутреннее строение Солнца. Разд. 1. 2. 1. Плазменная гелиогеофизика / под ред. Л. М. Зеленого, И. С. Веселовского. М. 2008. Т. 1. С. 18–21.
483. Иванова Т. С., Рузмайкин А. А. Магнитогидродинамическая динамо-модель солнечного цикла. *Астрон. журн*. 1976. Т. 53, № 2. С. 398–410.
484. Иванова Т. С., Рузмайкин А. А. Нелинейная магнитогидродинамическая модель динамо Солнца. *Астрон. журн*. 1977. Т. 54, № 4. С. 846–858.
485. Ирошников Р. С. Квазисимметричные модели магнитного динамо и природа циклов солнечной активности. *Астрон. журн*. 1970. Т. 47, № 6. С. 1253–1256.
486. Кичатинов Л. Л. О магнитной гидродинамике средних полей в неоднородной турбулентной среде. *Магнит. гидродинамика*. 1982. № 3. С. 67–73.
487. Кичатинов Л. Л. Дифференциальное вращение и меридиональная циркуляция вблизи границ солнечной конвективной зоны. *Астрон. журн*. 2004. Т. 81, № 2. С. 176–183.

488. Кичатинов Л. Л., Криводубський В. Н. 1991. Вплив обертання Сонця на турбулентне перенесення великомасштабного магнітного поля у конвективній зоні. *Кинематика и физика небес. тел.* 1991. Т. 7, № 6. С. 30–39.
489. Кичатинов Л. Л., Пипин В. В. Плаучесть середнього магнітного поля в турбулентній середі. *Письма в Астрон. журн.* 1993. Т. 19, № 6. С. 557–563.
490. Кичатинов Л. Л., Рюдігер Г. Переход к твердотельному вращению в лучистой зоне Солнца: эффект реликтового магнитного поля? *Письма в Астрон. журн.* 1996. Т. 22. С. 312–317.
491. Клиорин Н. И., Рузмайкин А. А. Динамика средней спиральности в магнитном поле. *Магнит. гидродинамика.* 1982. № 2. С. 17–24.
492. Козак Л. В., Костык Р. И., Черемных О. К. Два режима турбулентности на Солнце. *Кинематика и физика небес. тел.* 2013. Т. 29, № 2. С. 22–29.
493. Козак Л. В. Вступ до фізики космічної плазми: навч. посіб. Київ. 2010.
494. Колесниченко А. В., Маров М. Я. Роль гидродинамической спиральности в эволюции протопланетного турбулентного облака. Математическое моделирование. М. 2008. Т. 20, № 10. С. 99–125.
495. Колмогоров А. Н. Локальная структура турбулентности в несжимаемой вязкой жидкости при очень больших числах Рейнольдса. *Докл. АН СССР.* 1941. Т. 30, № 4. С. 299–303.
496. Костык Р. И., Хоменко Е. В. Влияние звуковых волн на профили спектральных линий в атмосфере Солнца: наблюдения и теория. *Астрон. журн.* 2002. Т. 46, № 12. С. 925–931.
497. Котляков В. М. О причинах и следствиях современных изменений климата. *Солнечно-земная физика.* 2012. № 21. С. 110–114.
498. Котов В. А., Левицкий Л. С. К проблеме разбаланса общего магнитного поля Солнца: аномальный характер межпланетного магнитного поля в 1970–1981 гг. *Изв. Крым. астрофиз. обс.* 1985. Т. 71. С. 32–53.

499. 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. Крым. астрофиз. обс.* 1977. Т. 56. С. 75–83.
500. Котов В. А., Ханейчук В. И., Цап Т. Т. К измерениям магнитного разбаланса Солнца. *Кинематика и физика небес. тел.* 2002. Т. 18, № 3. С. 205–216.
501. Кременецкий И. О., Черемних О. К. Космічна погода: механізми і прояви. Київ. 2009.
502. Криводубский В. Н. Электропроводность вещества в подфотосферных слоях Солнца. *Проблемы космической физики.* 1973. Т. 8. С. 3–15.
503. Криводубский В. Н. О турбулентной проводимости и магнитной проницаемости солнечной плазмы. *Солнеч. данные.* 1982. № 8. С. 99–109.
504. Криводубский В. Н. О переносе магнитных полей в турбулентной оболочке Солнца. *Астрон. журн.* 1984. Т. 61. № 2. С. 354–365.
505. Криводубский В. Н. Интенсивность источников магнитных полей солнечного  $\alpha\omega$ -динамо. *Астрон. журн.* 1984. Т. 61, № 3. С. 540–548.
506. 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.
507. Криводубский В. Н. Внутреннее крупномасштабное тороидальное магнитное поле Солнца. *Вестник Киев. ун-та. Астрономия.* 1990. № 32. С. 3–10.
508. Криводубский В. Н. Турбулентный перенос крупномасштабного магнитного поля во вращающейся конвективной зоне Солнца. *Астрон. журн.* 1992. Т. 69, № 4. С. 842–849.
509. Криводубский В. Н. Вращательная анизотропия и магнитное подавление гиротропной турбулентности в конвективной зоне Солнца. *Астрон. журн.* 1998. Т. 75, № 1. С. 139–143.
510. Криводубский В. Н. О структуре глобального магнитного поля Солнца, возбуждаемого механизмом турбулентного динамо. *Астрон. журн.* 2001. Т. 78, № 9. С. 649–658.

511. Криводубський В. Н. Проблеми сонячного динамо-цикла. *Космічна наука і технологія*. 2003. Т. 9, № 5–6. С. 147–152.
512. Криводубський В. Н. Турбулентні ефекти перестройки магнітного поля сонячних плям. *Кинематика і фізика небес. тел.* 2012. Т. 28, № 5. С. 37–49.
513. Криводубський В. Н. О мелкомасштабном  $\alpha^2$ -ефекте Крайчнана в конвективній зоні Сонця. *Кинематика і фізика небес. тел.* 2015. Т. 31, № 2. С. 3–20.
514. Криводубський В. Н. Двойні максимуми 11-літніх сонячних циклів. *Кинематика і фізика небес. тел.* 2017. Т. 33, № 1. С. 55–80.
515. Криводубський В. Н., Черемних О. К. О зтягнутому в часі 23-м сонячному циклі. *Космічна наука і технологія*. 2011. Т. 17, № 1. С. 23–28.
516. Криводубський В. Н. Ротаційне та магнітне пригнічення сонячного турбулентного динамо. *Вісник Київ. ун-ту. Астрономія*. 1997. № 34. С. 23–29.
517. Криводубський В. Н. Хвильове число динамо-хвилі і моди глобального магнітного поля Сонця, збуджувані механізмом  $\alpha\Omega$ -динамо. *Вісник Київ. нац. ун-ту ім. Тараса Шевченка. Астрономія*. 2001. № 37. С. 17–29.
518. Криводубський В. Н. Генерація глобального геліомагнетного поля. *Журнал фізичних досліджень*. 2002. Т. 6, № 4. С. 376–382.
519. Криводубський В. Н. Про динамо-період сонячного циклу. *Вісник Київ. нац. ун-ту ім. Тараса Шевченка. Астрономія*. 2003. № 39–40. С. 10–13.
520. Криводубський В. Н. Динамо-параметри і перебудова великомасштабного магнітного поля в конвективній зоні Сонця. Дисертація на здобуття наукового ступеня доктора фіз.-мат. наук. Київ. 2006.
521. Криводубський В. Н. Динамо-параметри конвективної зони Сонця. *Кинематика і фізика небес. тел.* 2006. Т. 22, № 1. С. 3–28.
522. Криводубський В. Н. Роль конвективної зони у збудженні магнітної активності Сонця. *Вісник Київ. нац. ун-ту ім. Тараса Шевченка. Астрономія*. 2018. № 1 (57). С. 31–41.

523. Криводубський В. Н. Магніто-активні довготи на Сонці і зорях. *Вісник Київ. нац. ун-ту ім. Тараса Шевченка. Астрономія*. 2023. № 1(67). С. 5–11.
524. Криводубський В. Н., Лозицький В. Г., Єфіменко В. М. Закономірності і парадокси сонячного магнетизму. *Вісник Національної академії наук України*. 1999. № 1. С. 3–19.
525. Криводубський В. Н., Полудненко О. Ю. Проблеми сонячного турбулентного динамо. *Наукові записки. (Києво-Могилянська академія)*. Т. 5. *Природничі науки*. 1998. С. 15–26.
526. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. *Електродинаміка сплошних сред*. М. 1982.
527. Лебединский А. И. Вращение Солнца. *Астрон. журнал*. 1941. Т. 18, № 1. С. 10–25.
528. Лихачев Г. Г., Студеникин А. И. Осцилляции нейтрино в магнитном поле Солнца, сверхновых и нейтронных звезд. *ЖЭТФ*. 1995. М. Т. 108. С. 769–782.
529. Лозицкая Н. И., Лямова Г. В., Малащук В. М. Сравнение результатов визуальных измерений магнитных полей крупных солнечных пятен, выполненных в разных обсерваториях в 23 цикле солнечной активности. *Изв. Крым. астрофиз. obs.* 2007. Т. 103, № 4. С. 59–67.
530. Лозицкий В. Г., Цап Т. Т. Эмпирическая модель мелкомасштабного магнитного элемента спокойной области Солнца. *Кинематика и физика небес. тел.* 1989. Т. 5, № 1. С. 50–58.
531. Мак-Интош П. С. Определение полярностей солнечных магнитных полей по наблюдениям в линии  $H_{\alpha}$ : сб. Наблюдения и прогноз солнечной активности / под ред. П. Мак-Интоша, М. Драйера. М. 1976. С. 43–67.
532. Моисеев С. С., Руткевич П. Б., Тур А. В. и др. Вихревое динамо в конвективной среде со спиральной турбулентностью. *ЖЭТФ*. 1988. Т. 94, № 2. С. 144–153.
533. Моисеев С. С., Сагдеев Р. З., Тур А. В. и др. Теория возникновения крупномасштабных структур в гидродинамической турбулентности. *ЖЭТФ*. 1983. Т. 85, № 6 (12). С. 1979–1987.
534. Манин А. С. О природе турбулентности. *Успехи физ. наук*. 1978. Т. 125, № 1. С. 97–122.

535. Манин А. С. Солнечный цикл. Ленинград. 1980.
536. Манин А. С. Гидродинамическая неустойчивость. *Успехи физ. наук*. 1986. Т. 150. № 1. С. 61–105.
537. Манин А. С. Климат как проблема физики. *Успехи физ. наук*. 2000. Т. 70. С. 419–445.
538. Никулин Н. С., Северный А. Б., Степанов В. Е. Солнечный магнитограф Крымской астрофизической обсерватории. *Изв. Крым. астрофиз. обс.* 1958. Т. 19. С. 3–15.
539. Обридко В. Н. Солнечные пятна и комплексы активности. М. 1985.
540. Обридко В. Н. Магнитные поля и индексы активности. Раздел 1.4. Плазменная гелиогеофизика / под ред. Л. М. Зеленого, И. С. Веселовского. М. 2008. Т. 1. С. 47–60.
541. Парновский А. С., Ермолаев Ю. И., Жук И. Т. Космическая погода: история исследования и прогнозирование. *Космічна наука і технологія*. 2010. Т. 16, № 1. С. 90–99.
542. Пипин В. В. О переносе крупномасштабных магнитных полей в турбулентной конвективной оболочке Солнца. *Письма в Астрон. журн.* 1995. Т. 21, № 3. С. 226–230.
543. Пишкало Н. И., Лейко У. М. Динамика околополярного магнитного поля Солнца в максимуме 24-го цикла. *Кинематика и физика небес. тел.* 2017. Т. 32, № 2. С. 37–47.
544. Пудовкин М. И., Беневоленская Е. Е. Квазистационарное первичное магнитное поле Солнца и вариации интенсивности солнечного цикла. *Письма в Астрон. журн.* 1982. Т. 8, № 8. С. 506–509.
545. Пудовкин М. И., Беневоленская Е. Е. Моделирование 22-летнего цикла солнечной активности в рамках теории динамо с учетом первичного поля. *Астрон. журн.* 1984. Т. 61, № 4. С. 783–788.
546. Ривин Ю. Р., Обридко В. Н. Северо-южная асимметрия модуля крупномасштабного магнитного поля Солнца. *Астрон. журн.* 1999. Т. 76. № 7. С. 552–557.
547. Романчук П. Р. Образование солнечных пятен и магнитные поля Солнца. *Астрон. журн.* 1961. Т. 40, № 3. С. 477–478.

548. Романчук П. Р., Криводубский В. Н. Механизм возникновения хромосферных вспышек. *Препринт № 2. Астрон. обс. Киев. гос. ун-та.* 1974.
549. Романчук П. Р., Криводубский В. Н., Изотов Ю. И., Изотова И. Ю. Образование и распад солнечных магнитных полей и вопросы постоянного магнитного поля Солнца: сб. Проблемы магнитных полей в космосе / под ред. А. Б. Северного. Крым, СССР. 1976. Т. 1. С. 161–185.
550. Рубашев Б. М. Проблемы солнечной активности. Москва; Ленинград. 1964.
551. Русов В. Д., Глушков А. В., Ващенко В. Н. Астрофизическая модель глобального климата Земли. Киев. 2003.
552. Северный А. Б. Исследования общего магнитного поля Солнца. *Изв. Крым. астрофиз. обс.* 1966. Т. 35. С. 97–138.
553. Северный А. Б. Магнитная асимметрия и колебания общего магнитного поля Солнца. *Изв. Крым. астрофиз. обс.* 1968. Т. 38. С. 3–51.
554. Северный А. Б. Некоторые проблемы физики Солнца. М. 1988.
555. Солнечно-земные связи и космическая погода. Глава 8. Плазменная гелиогеофизика / под ред. Л. М. Зеленого, И. С. Веселовского. М. 2008. Т. 2. С. 175–257.
556. Соловьев А. А., Киричек Е. А. Диффузная теория солнечного магнитного цикла. Элиста; С.-Петербург. 2004.
557. Сотникова Р. Т., Файнштейн В. Г. Введение в гелиофизику. Иркутск. 2013.
558. Тарбеева С. М., Семикоз В. Б., Соколов Д. Д. Магнитное поле в зоне лучистого переноса и цикл солнечной активности. *Астрон. журн.* 2011. Т. 88. № 5. С. 496–502.
559. Тверской Б. А. К теории гидродинамического самовозбуждения регулярных магнитных полей. *Геомаг. и Аэронаом.* 1966. Т. 6. С. 11–18.
560. Терлецкий Я. П., Рыбаков Ю. П. Электродинамика. М. 1990.
561. Унзольд А. Физика звездных атмосфер. М. 1949.
562. Филиппов Б. П. Эруптивные процессы на Солнце. М. 2007.
563. Франк-Каменецкий Д. А. Лекции по физике плазмы. М. 1968.

564. Френкель Я. И. О происхождении земного магнетизма. *Докл. АН СССР*. 1945. Т. 49. С. 98–101.
565. Хоменко Е. В. Фазовые характеристики локальных пяти-минутных колебаний Солнца. *Кинематика и физика небес. тел.* 1999. Т. 15, № 2. С. 142–152.
566. Хоменко Е. В. Локальные осцилляции и их модификация в неоднородной солнечной атмосфере. *Кинематика и физика небес. тел.* 2002. Т. 18, № 6. С. 559–573.
567. Чижевский А. Л. Земное эхо солнечных бурь. М. 1973.
568. Штеенбек М., Кирко И. М., Гайлитис А. и др. Экспериментальное обнаружение электродвижущей силы вдоль внешнего магнитного поля, индуцированной течением жидкого металла ( $\alpha$ -эффект). *Докл. АН СССР*. 1968. Т. 180, № 2. С. 326–329.
569. Штеенбек М., Краузе Ф. Возникновение магнитных полей звезд и планет в результате турбулентного движения их вещества. *Магнит. гидродинамика*. Рига. 1967. № 3. С. 19–44.

# ЗМІСТ

<b>Передмова</b> .....	3
<b>Розділ 1. Теорія усередненого турбулентного магнітного поля і модель турбулентного динамо</b> .....	7
1.1. Вступ.....	7
1.2. Одинадцятирічний цикл сонячних плям .....	9
1.3. Відкриття магнітної природи плям і винахід магнітографа .....	17
1.4. Глобальне магнітне поле і магнітний цикл Сонця .....	20
1.5. Модельне подання структури глобального магнітного поля Сонця.....	25
1.6. Магнітографічні вимірювання усереднених магнітних полів .....	29
1.7. Рівняння електромагнетизму Максвелла .....	32
1.8. Магнетизм у космосі.....	36
1.9. Пошук механізмів збудження космічного і сонячного магнетизму .....	38
1.10. Вмороженість магнітних полів у космічну плазму .....	44
1.11. Джоулева дисипація магнітних полів.....	49
1.12. Становлення та розвиток теорії космічного динамо.....	50
1.13. Турбулізована конвекція і конвективне перенесення енергії.....	53
1.14. Сонячна конвективна зона .....	56
1.15. Проблема сонячних нейтрино .....	65
1.16. Геліосейсмологічні дослідження .....	68
1.16.1. Глобальна геліосейсмологія .....	68
1.16.2. Локальна геліосейсмологія.....	74
1.16.3. П'ятихвилинні коливання в локальних сонячних утвореннях.....	77
1.17. Диференційне обертання .....	80
1.17.1. Теоретичні моделі диференційного обертання .....	80
1.17.2. Геліосейсмічні вимірювання диференційного обертання .....	82
1.18. Меридіональна (полоїдальна) циркуляція .....	84

1.19. Диференційне обертання і збудження тороїдального поля ( $\Omega$ -ефект).....	85
1.20. Турбулентність і електродинаміка усередненого поля.....	87
1.21. Рівняння для усереднених електродинамічних параметрів.....	90
1.22. Усереднений електричний струм і рівняння макроскопічної індукції.....	94
1.23. Спіральність (гіротропність) турбулентних рухів і $\alpha$ -ефект.....	98
1.24. Поверхневий $\alpha$ -ефект Бебкока–Лейтона.....	104
1.25. Сценарій сонячного магнітного циклу – модель $\alpha\Omega$ -динамо.....	106
1.26. Прогнозування сонячних циклів на основі моделі $\alpha\Omega$ -динамо.....	116
1.26.1. Омега-ефект і прогнозування амплітуди і потужності циклів.....	116
1.26.2. Альфа-ефект і прогнозування полоїдальних полів у мінімумах циклів.....	117
1.27. Дискретні магнітні поля.....	118
1.28. Макроскопічний діамагнетизм і турбулентна дисипація.....	120
1.29. Негативна вихрова в'язкість.....	123
1.30. Нелінійність.....	126
1.31. Магнітне пригнічення турбулентної спіральності ( $\alpha$ -квенчінг).....	126
1.32. Вплив обертання на турбулентну спіральність.....	127
1.33. Головний нелінійний ефект – спіральність маломасштабного магнітного поля ( $\beta$ -ефект).....	128
1.34. Макроскопічний турбулентний парамагнетизм.....	129
1.35. Турбулентне перенесення великомасштабного поля в неоднорідній за густиною плазмі – $\nabla\rho$ -ефект.....	130
1.36. Вплив магнітного поля на $\nabla\rho$ -ефект.....	132
1.37. Вплив обертання на $\nabla\rho$ -ефект.....	133
1.38. Магнітна плавучість.....	135

1.39. Шар проникної конвекції і тахоклін поблизу дна СКЗ – найбільш сприятливе місце для турбулентного динамо .....	141
1.40. Висновки .....	145

<b>Розділ 2. Досягнення і труднощі турбулентного динамо при поясненні сонячної циклічності.....</b>	<b>147</b>
2.1. Вступ.....	147
2.2. Зміна знака параметра спіральної турбулентності в глибинних шарах СКЗ.....	148
2.3. Магнітне насичення $\alpha$ -ефекту (альфа-квенчінг) .....	150
2.4. Напрямок міграції динамо-хвиль.....	152
2.5. Період сонячного динамо-циклу.....	152
2.6. Затяжна тривалість 23-го сонячного циклу .....	153
2.7. Феномен магнітного монополя Сонця .....	154
2.8. Динамо-числа і структура глобального магнітного поля Сонця.....	156
2.9. Маломасштабний $\alpha^2$ -ефект і фрагментація магнітних полів у конвективній зоні Сонця .....	162
2.10. Роль турбулентного діаманетизму у забезпеченні тривалої стабільності сонячних плям ....	165
2.11. Вплив турбулентності на електродинамічні параметри сонячної плазми.....	166
2.12. Магнітна плавучість Паркера і необхідність пошуку ефектів антиплавучості.....	169
2.13. Макроскопічний турбулентний діаманетизм сонячної плазми проти магнітної плавучості .....	170
2.14. Турбулентна перебудова глобального магнітного поля, зумовлена радіальним градієнтом густини плазми .....	174
2.15. Формування глибинного магнітного шару в полярних доменах СКЗ .....	180
2.16. Перенесення потужних магнітних полів до поверхні в широтній "королівській зоні" сонячних плям .....	182
2.17. Подвійні максимуми циклу сонячних плям.....	183
2.18. Активні довготи.....	190

2.19. Асиметрія сонячних циклів.....	194
2.19.1. Внутрішнє обертання Сонця.....	195
2.19.2. Еволюція тороїдального поля в променистій зоні.....	197
2.19.3. Розрахунки параметрів перебудови магнетизму.....	199
2.19.4. Чергування амплітуди сонячних магнітних циклів.....	200
2.20. Моделювання МГД-процесів у СКЗ.....	201
2.21. Довготривалі варіації магнітної активності Сонця.....	202
2.21.1. Великі мінімуми. Мінімум Маундера.....	205
2.21.2. Великі максимуми.....	210
2.21.3. Зміни сонячної активності впродовж голоцену. Сучасний рівень активності і чого очікувати надалі.....	212
2.22. Висновки.....	215
<b>Список використаних джерел.....</b>	<b>218</b>

Наукове видання

**КРИВОДУБСЬКИЙ** Валерій Никифорович

# ПРОБЛЕМИ ТУРБУЛЕНТНОГО ДИНАМО МАГНІТНОГО ЦИКЛУ СОНЦЯ

Монографія

Редактор *І. В. Давиденко*

Оригінал-макет виготовлено ВПЦ "Київський університет"



Формат 60x84<sup>1/16</sup>. Обл.-вид. арк. 13,0. Ум. друк. арк. 15,3. Наклад 100. Зам. № 225-11389.  
Гарнітура Times New Roman. Папір офсетний. Друк офсетний. Вид. № А4.  
Підписано до друку 04.07.25

Видавець і виготовлювач  
ВПЦ "Київський університет"

Б-р Тараса Шевченка, 14, м. Київ, 01601, Україна

☎ (38044) 239 32 22; (38044) 239 31 58; (38044) 239 31 28

e-mail: [vpc@knu.ua](mailto:vpc@knu.ua); [vpc\\_div.chief@univ.net.ua](mailto:vpc_div.chief@univ.net.ua); [redaktor@univ.net.ua](mailto:redaktor@univ.net.ua)

<http://vpc.knu.ua>

Свідоцтво суб'єкта видавничої справи ДК № 1103 від 31.10.02



### **КРИВОДУБСЬКИЙ Валерій Никифорович**

Народився в с. Райки Іллінецького р-ну Вінницької обл., астрофізик, доктор фіз.-мат. наук, старший науковий співробітник. Закінчив фізичний факультет (1969) та аспірантуру (1974) Київського університету (нині Київський національний університет імені Тараса Шевченка). Від 1974 року працює в Астрономічній обсерваторії альма-матер.

Член-фундатор Європейського астрономічного товариства (1990), член Міжнародного астрономічного союзу (1994).

Коло наукових інтересів: астрофізика, фізика Сонця, космічна і сонячна магнітогідродинаміка, глобальний магнетизм Всесвіту та Сонця, природа та прогнозування сонячних спалахів.

Автор понад 200 праць у фахових наукових виданнях. Розробив і читає для студентів курси лекцій "Сонячна магнітогідродинаміка" (кафедра астрономії та фізики космосу Київського національного університету імені Тараса Шевченка) та "Астрофізика" (кафедра фіз.-мат наук Національного університету "Києво-Могилянська Академія").