

doi: <https://doi.org/10.15407/kfnt2023.06.058>

УДК 523.98

**В. Н. Криводубський<sup>1</sup>, Н. М. Кондрашова<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>Астрономічна обсерваторія Київського національного університету імені Тараса Шевченка  
вул. Обсерваторна 3, Київ, Україна, 04053  
krivod2@ukr.net

<sup>2</sup>Головна астрономічна обсерваторія Національної академії наук України  
вул. Заболотного 27, Київ, Україна, 03143  
kondr@mao.kiev.ua

## **Теоретичні та спостережні ознаки збудження маломасштабних магнітних флуктуацій у глибинах Сонця**

*Проаналізовано запропонований у роботі [Sokoloff D., Khlystova A. I. Astron. Nachr. 2010. 331. P. 82—87] теоретичний критерій для розділення внесків у сонячний поверхневий магнетизм двох якісно різних механізмів маломасштабного динамо, прихованих у надрах сонячної конвективної зони (СКЗ). Перший механізм забезпечує генерацію маломасштабних магнітних полів завдяки взаємодії турбулентних рухів з усередненим магнітним полем (маломасштабне динамо-1 макроскопічної МГД), тоді як другий механізм викликає самозбудження магнітних флуктуацій за рахунок турбулентних пульсацій високопровідної плазми (дифузійне маломасштабне динамо-2 класичної МГД). Суть запропонованого критерію полягає в тому, що глибинні маломасштабні магнітні поля за певних умов можуть призвести до порушення законів Хейла і Джоя спостережуваного магнетизму на поверхні Сонця. У випадку маломасштабного динамо-1 відсоток антихейлівських груп не залежить від фази циклу, тоді як відсоток антихейлівських груп, пов'язаних з дифузійним маломасштабним динамо-2, повинен досягати свого максимального значення в сонячних мінімумах. Таким чином, варіації магнітних аномалій дозволяють відокремити мізерні внески двох механізмів маломасштабного динамо у поверхневий магнетизм. У зв'язку з цим набуває актуальності задача виявлення із спостережень маркерів маломасштабного динамо в сонячних глибинах. З огляду на це ми проаналізували літературні дані*

© Головна астрономічна обсерваторія Національної академії наук України, 2023

© Видавець ВД «Академперіодика» Національної академії наук України, 2023

*статистичних досліджень довгих рядів спостережень порушень законів Хейла та Джоя. У роботі [Sokoloff D., Khlystova A., Abramenko V. Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. 2015. 451. P. 1522—1527] на основі обробки даних різних каталогів за період 1917—2004 рр. було продемонстровано, що відсоток антихейлівських груп плям зростає під час мінімумів сонячних циклів. Це свідчить про функціонування дифузійного маломасштабного турбулентного динамо-2 всередині СКЗ, ефективність якого стає помітною поблизу мінімумів циклів, коли глобальне тороїдальне магнітне поле послаблюється. В результаті нашого аналізу магнітограм активних областей, спостережених поблизу мінімумів 24-го та 25-го сонячних циклів, були виявлені порушники законів Хейла та Джоя, що може свідчити про вплив дифузійного маломасштабного динамо-2 на еволюцію цих областей, оскільки саме це джерело дає найбільш помітний внесок у поверхневий магнетизм поблизу мінімумів циклів.*

**Ключові слова:** сонячна конвективна зона, магнітні поля, турбулентне динамо, магнітна активність Сонця, динамо-цикли, сонячні плями, сонячні спалахи.

## ВСТУП

На сьогодні серед дослідників набула поширення концепція, що сонячна магнітна активність зумовлена дією механізму динамо в сонячній конвективній зоні (СКЗ) [12]. Однак ототожнення окремих деталей сонячного динамо з поверхневими проявами динамо, доступними для спостережень, залишається дискусійною проблемою. Це пов'язано з тим, що багато важливих деталей дії динамо, прихованих у сонячних глибинах, неможливо спостерігати безпосередньо. Тому дослідники мають дізнаватися про них, спираючись на непрямі трасери (індикатори) магнітної активності на поверхні Сонця. Зв'язок між конкретними параметрами, важливими для моделей сонячного динамо, і спостереженими індикаторами сонячної магнітної активності може бути досить складним. Недавно для спостережної перевірки концепцій сонячного динамо було запропоновано нову фізичну сутність — сонячне маломасштабне магнітне поле, збуджуване механізмами маломасштабного динамо [10]. Сонячне магнітне поле містить деякі маломасштабні деталі, які навряд чи можна включити у глобальне сонячне магнітне поле, створене традиційними моделями динамо усередненого поля на основі спільної дії диференційного обертання та спіральної турбулізованої конвекції [21, 23—25]. Тому для розв'язання зазначеної проблеми в роботі [10] розроблено теоретичний сценарій, що передбачає додатковий механізм самозбудження магнітного поля, так зване маломасштабне динамо, яке створює маломасштабне магнітне поле, тобто магнітні флуктуації. Однак ситуація ускладнюється тим, що у глибинах СКЗ можуть одночасно функціонувати два якісно різні механізми збудження маломасштабних полів (маломас-

штабне динамо макроскопічної МГД і флуктуаційне динамо класичної МГД). Мізерні внески цих джерел у поверхневий магнетизм дуже важко розрізнити за допомогою спостережень. Тому для вирішення цього ускладнення у роботах [37, 38] запропоновано тест відокремлення внесків двох джерел магнітних флуктуацій на основі статистичного аналізу даних спостережень за тривалі проміжки часу (статистична ймовірнісна модель). Суть нового підходу полягає в тому, що приховані у глибинах маломасштабні магнітні флуктуації можуть за певних умов призводити до невеликої кількості порушень законів Хейла і Джоя спостереженого магнетизму на поверхні Сонця. У випадку маломасштабного динамо макроскопічної МГД відсоток антихейлівських груп (від повної кількості нормальних груп сонячних плям) не залежить від фази циклу, тоді як відсоток антихейлівських груп, пов'язаних з флуктуаційним динамо класичної МГД, повинен досягати свого максимального значення в сонячних мінімумах. Це надає можливість відокремити крихітні внески двох механізмів маломасштабного динамо у поверхневий магнетизм. Статистичний аналіз спостережених порушень законів поверхневого магнетизму дозволяє виявити ознаки двох джерел магнітних флуктуацій, величина внесків яких змінюється з фазою сонячного циклу. У зв'язку з цим набуває актуальності задача виявлення зі спостережень маркерів маломасштабного динамо в сонячних глибинах. Саме цій проблемі присвячено дану роботу.

Спочатку описано механізми турбулентного динамо і проаналізовано запропонований у роботах [37, 38] теоретичний критерій відокремлення внесків двох механізмів маломасштабного динамо у поверхневий магнетизм. Потім зроблено короткий огляд літературних даних статистичних досліджень спостережених порушень законів Хейла і Джоя впродовж тривалих проміжків часу, які можуть бути викликані наявністю глибинних маломасштабних магнітних флуктуацій різного походження. На основі обробки даних різних каталогів за період 1917—2004 рр. у роботі [38] було продемонстровано, що відсоток антихейлівських груп плям збільшується під час мінімумів сонячних циклів. Це може бути доказом функціонування дифузійного маломасштабного турбулентного динамо всередині СКЗ, ефективність якого стає помітною поблизу мінімумів циклів, коли глобальне тороїдальне магнітне поле послаблюється.

В останній частині роботи на основі аналізу магнітограм активних областей за останні 20 років виявлено області з порушеннями законів Хейла і Джоя поблизу мінімумів 24-го та 25-го сонячних циклів. Виявлені аномалії поверхневого магнетизму можуть свідчити про вплив на еволюцію досліджених магнітних областей механізму дифузійного маломасштабного динамо класичної МГД, локалізованого у верхній частині СКЗ, оскільки саме це джерело магнітних флуктуацій забезпечує найбільш помітний внесок у поверхневий магнетизм поблизу мінімумів циклів.

**ТУРБУЛЕНТНІ МЕХАНІЗМИ ЗБУДЖЕННЯ МАГНЕТИЗМУ**

Більшість деталізованих математичних моделей динамо ґрунтуються на теорії усереднених (згладжених) полів [21], яка вивчає поведінку макроскопічних електромагнітних і гідродинамічних полів у турбулентній плазмі (так звана макроскопічна магнітогідродинаміка). У турбулентній плазмі всі фізичні поля нерегулярно змінюються у просторі і часі. Для опису впливу турбулентності на властивості електропровідного середовища дослідники виділяють глобальні та флуктуаційні складові всіх фізичних параметрів. Макроскопічна МГД набула широкого застосування при астрофізичних дослідженнях, оскільки в космічних умовах досить часто трапляється ситуація, коли поле швидкостей розділене на два суттєво відмінних просторових масштаби, саме так, як вимагає теорія усередненого поля. Зокрема, в конвективній зоні Сонця поле гідродинамічних рухів природно розділене на дві складові. Перша — глобальна складова — великомасштабна (регулярна) швидкість  $\mathbf{U}$ , яка відповідає сонячному обертанню з кутовою швидкістю  $\Omega$ . Її масштаб  $L$  сумірний з розмірами сонячної конвективної зони. Друга — флуктуаційна складова — маломасштабна турбулентна конвекція  $\mathbf{u}$ , масштаб якої  $l$  значно менший від  $L$ . Внаслідок вмороженості магнітного поля в сонячну плазму малий масштаб  $l$  властивий як для поля швидкості  $\mathbf{u}$ , так і для магнітного поля  $\mathbf{b}$ . Водночас глобальному магнітному полю  $\mathbf{B}$  також притаманний великий масштаб, порівняний з розмірами Сонця. Для отримання макроскопічних електромагнітних параметрів турбулентної плазми необхідно виконати процедури усереднення (тобто згладження) фізичних характеристик за просторовими ( $a$ ) або часовими ( $t$ ) масштабами, які значно перевищують кореляційні масштаби довжини  $l$  або часу турбулентних пульсацій, але менші від відповідних великомасштабних просторових  $L$  або часових  $T$  характеристик регулярних рухів ( $l \ll a \ll L, \ll t \ll T$ ). Для позначення процедур усереднення використовуватимемо кутові дужки.

Визначивши таким чином усереднені характеристики, повні поля швидкості і магнетизму можна подати у вигляді

$$\mathbf{U} = \mathbf{U} + \mathbf{u}, \quad \mathbf{B} = \mathbf{B} + \mathbf{b}. \tag{1}$$

Після застосування процедури усереднення до рівняння індукції повного магнітного поля  $\mathbf{B} = \mathbf{B} + \mathbf{b}$

$$\frac{\mathbf{B}}{t} = \text{rot}(\mathbf{U} + \mathbf{B}) = \text{rot}(\mathbf{U}) + \text{rot}(\mathbf{B}) + \text{rot}(\mathbf{b}). \tag{2}$$

Його можна розділити на два рівняння: гідромагнітне рівняння усередненого (глобального) поля  $\mathbf{B}$ :

$$\frac{\mathbf{B}}{t} = \text{rot}(\mathbf{U}) + \text{rot}(\mathbf{B}) + \text{rot}(\mathbf{b}). \tag{3}$$

і гідромагнітне рівняння для флуктуаційного (маломасштабного) поля:

$$\frac{\mathbf{b}}{t} \operatorname{rot}(\mathbf{U} + \mathbf{b} + \mathbf{u} + \mathbf{V} + \mathbf{G} + m \operatorname{rot} \mathbf{b}), \quad (4)$$

де  $\mathbf{G} = \mathbf{u} \times \mathbf{b} - \mathbf{u} \times \mathbf{b}$ ,  $m = c^2/4$  — коефіцієнт магнітної в'язкості, — газокінетична електропровідність плазми. Таким чином, в рамках макроскопічної МГД у турбулентному середовищі при наявності слабого первісного поля збуджуються дві складові магнетизму. Збудження усередненого (глобального) поля  $\mathbf{V}$  описується рівнянням (3), а флуктуаційного (маломасштабного) поля  $\mathbf{b}$  — рівнянням (4).

### СОНЯЧНИЙ МАГНІТНИЙ ЦИКЛ І ТУРБУЛЕНТНЕ ДИНАМО

Відповідно до сучасних уявлень [14, 17], які сформувалися на основі спостережень і теоретичних досліджень, аксіально-симетричне глобальне магнітне поле Сонця  $\mathbf{V}$  має дві складові. Перша складова — це слабке (величиною 1...2 Гс) полоїдальне (орієнтоване вздовж меридіанів) магнітне поле  $\mathbf{V}_p$ . Силкові лінії цього поля перетинають сонячну поверхню поблизу полюсів, формуючи таким чином полярні магнітні поля, які можна спостерігати в чистому вигляді. Друга складова — приховане в сонячних глибинах сильне тороїдальне (орієнтоване в азимутальному напрямку) магнітне поле  $\mathbf{V}_t$ . Фрагменти найбільш потужних глибинних тороїдальних полів ( $10^3$  Гс), прориваючись завдяки магнітній плавучості до сонячної поверхні, проявляються на фотосферному рівні у вигляді біполярних магнітних груп сонячних плям, які зазвичай називаються активними областями (АО).

Спостереження свідчать [14, 17], що прояви обох складових магнетизму на поверхні Сонця осцилюють в часі і просторі з середнім періодом близько 11 років у протифазі. Найкращі умови для спостережень полоїдального поля  $\mathbf{V}_p$  створюються в епохи мінімумів циклів плям, коли прояви тороїдального поля  $\mathbf{V}_t$  майже відсутні, а полоїдальне поле максимальне. Магнітні знаки біля кожного полюса збігаються зі знаками головних плям біполярних активних областей відповідної півсфери. Разом з тим полоїдальне поле проходить через нульовий стан (змінює полярність) в епохи максимумів сонячних плям, коли тороїдальне поле найбільш потужне, і навпаки, полоїдальне поле досягає максимуму амплітуди в епохи мінімумів активності плям (т. зв. магнітний цикл Хейла, який складається з двох 11-річних циклів за числами Вольфа). Тому очевидно, що обидві складові глобального поля пов'язані між собою, і збуджуються, найімовірніше, одним процесом, який носить коливальний циклічний характер.

Як згадувалося, нині вважається [12], що циклічність спостережених явищ сонячної магнітної активності забезпечується механізмом турбулентного динамо. Роль «динамо-машини» на Сонці відіграє його

конвективна зона, де в результаті взаємодії великомасштабного обертання (з кутовою швидкістю  $\Omega$ ) і маломасштабної конвекції (яка характеризується полем швидкостей  $\mathbf{u}$ ) створюється специфічна комбінація двох режимів поля швидкостей: диференційного обертання  $\mathbf{U}(r, \theta) = \Omega(r, \theta) \times \mathbf{r}$  ( $r$  — відстань від центра Сонця,  $\theta$  — полярний кут) і спіральної (дзеркально-несиметричної) турбулентної конвекції  $\mathbf{u} \text{ rot } \mathbf{u} = 0$ .

Модель турбулентного динамо магнітного циклу Сонця в рамках макроскопічної МГД враховує два ефекти, пов'язані з двома вищезгаданими режимами рухів в СКЗ. Суть першого, так званого  $\alpha$ -ефекту, така. Диференційне обертання  $\Omega(r, \theta)$  в умовах вмороженості магнітних полів у сонячну плазму розтягує силові лінії полоїдального поля  $\mathbf{B}_p$ , і тим самим генерує тороїдальну складову  $\mathbf{B}_T$ . Цей процес збудження описується першим членом правої частини рівняння індукції

$$\mathbf{B}_T / t = r \sin(\theta) \nabla_r (\mathbf{B}_p) \cdot \mathbf{i} + \alpha_T \mathbf{B}_T, \quad (5)$$

де  $\nabla_r / r$  — радіальний градієнт;  $\mathbf{i}$  — азимутальний одиничний вектор;  $\alpha_T = (1/3) u l / (1/3) l^2$  — коефіцієнт турбулентної в'язкості, яка викликає дисипацію (загасання) магнітного поля;  $u, l, \tau$  — відповідно ефективна швидкість, характерний масштаб і час кореляції турбулентних рухів.

Водночас другий, так званий  $\beta$ -ефект збудження зумовлюється дзеркально-несиметричним полем швидкостей. Усереднена спіральна турбулентність  $\langle \mathbf{u} \cdot \text{rot } \mathbf{u} \rangle = -(\beta/3) \mathbf{u} \cdot \text{rot } \mathbf{u}$  регенерує із поля  $\mathbf{B}_T$  нову полоїдальну складову  $\mathbf{B}_p$ , антипаралельного спрямування по відношенню до його вихідної орієнтації, замикаючи тим самим досить просто сонячний динамо-цикл. Регенерація полоїдального поля описується першим членом правої частини рівняння

$$\mathbf{A} / t = \mathbf{B}_T \cdot \nabla_T \mathbf{A}, \quad (6)$$

де  $\mathbf{A} = A \mathbf{i}$  — тороїдальний векторний потенціал ( $\mathbf{B}_p = \text{rot } \mathbf{A}$ ).

Перші члени у правих частинах рівнянь (5) і (6) відповідають за збудження магнітних полів диференційним обертанням і  $\alpha$ -ефектом, а другі — за турбулентне загасання полів. У випадку, коли генерація і турбулентна дифузія магнітних потоків урівноважені, отримують циклічний механізм генерації тороїдальної і полоїдальної складових усередненого (глобального) магнітного поля  $\mathbf{B}$ , який в літературі прийнято називати моделлю « $\alpha$ -динамо» [12, 21].

Водночас маломасштабні турбулентні рухи  $\mathbf{u}$  за участі глобального магнетизму  $\mathbf{B}$  призводять до збудження в СКЗ маломасштабного (флуктуаційного) поля  $\mathbf{b}$  (див. рівняння (4)).

Таким чином, у турбулентній конвективній зоні Сонця в результаті спільної дії диференційного обертання та спіральної турбулізованої конвекції відбуваються процеси, які в рамках теорії макроско-

пічної МГД забезпечують генерацію глобального (усередненого) магнітного поля **V** (глобальне динамо) і флуктуаційного магнітного поля **v** (маломасштабне динамо-1 макроскопічної МГД).

Разом з тим ще задовго до створення теорії макроскопічної МГД, вперше Х. Альфвен [4], а згодом Л. Бірман та А. Шлютер [8] сформулювали гіпотезу про те, що турбулентність у високо електропровідній плазмі призводить до росту маломасштабних магнітних полів, допоки не буде досягнуто рівного розподілу енергій між магнітним полем і турбулентними вихровими рухами. Сприятливі умови для такого процесу мають місце в СКЗ. Як відомо, сонячна плазма характеризується великим коефіцієнтом електропровідності  $\sigma$ . У СКЗ величина коефіцієнта  $\sigma$  змінюється в діапазоні  $10^{11} \dots 10^{16}$  СГСЕ [22], тому тут магнітні поля вмерожені у плазму. Хаотичні гідродинамічні рухи зі швидкістю **u** збуджують флуктуаційні електричні струми  $\mathbf{j} = -ne\mathbf{u}$  (тут  $e$  — заряд електрона,  $n$  — концентрація електронів у плазмі). В умовах вмероженості магнітного поля у високоелектропровідну плазму ці флуктуаційні електричні струми **j**, в свою чергу, породжують флуктуації магнітної індукції  $\text{rot } \mathbf{h} = \mathbf{j}/(c/4\pi)$ . Амплітуду породжуваних магнітних флуктуацій  $h$  можна оцінити з умови рівнорозподілення щільностей кінетичної  $u^2/2$  і магнітної  $h^2/8$  енергій маломасштабних пульсацій

$$u^2/2 = h^2/8, \quad (7)$$

де  $n$  — щільність плазми. Можливість збудження маломасштабних магнітних флуктуацій в турбулентній плазмі було продемонстровано у подальших розробках теорії динамо [11, 19, 20, 47], а також в результаті прямого чисельного моделювання [9, 10, 33, 40]. Виходячи з цього в рамках класичної МГД слід очікувати на додатковий механізм *самозбудження* магнетизму в турбулізованій плазмі, який призводить до появи флуктуаційного магнітного поля незалежно від наявності глобального магнітного поля **V** (дифузійне маломасштабне динамо-2) [8, 10, 47].

Оскільки турбулентність повсюдно є у пронизаній магнітними полями космічній плазмі, то у дослідників укоренилися теоретичні очікування, що зазначені вище два джерела магнітних флуктуацій так чи інакше роблять свій внесок у маломасштабне магнітне поле космічних об'єктів. Тобто, теорія динамо допускає, що загальне магнітне динамо-поле Сонця **H** може містити три складові: усереднене (глобальне) магнітне поле **V**, маломасштабне магнітне поле **v**, пов'язане в рамках макроскопічної МГД з середнім полем **V**, і маломасштабне магнітне поле **h**, яке в рамках класичної МГД наявне незалежно від **V** [8, 10, 47]. Відповідно в надрах Сонця можуть функціонувати три механізми збудження магнетизму: перший — збудження глобального (усередненого) магнітного поля (глобальне динамо) і два якісно різні механізми збудження маломасштабних полів. Обидва джерела маломасштабних магнітних полів здійснюють свої внески у магнітні флук-

туації, однак будь-яка спроба розрізнити поля  $\mathbf{b}$  і  $\mathbf{h}$  за допомогою спостережень є майже безнадійною справою [10]. Це пов'язано з тим, що маломасштабне динамо, яке може діяти в надрах Сонця, буде забезпечувати дуже незначний внесок у спостережений магнетизм на поверхні. Тому дослідники зіштовхуються з фундаментальною фізичною проблемою, як знайти крихітні поверхневі прояви дії двох механізмів маломасштабного динамо, прихованих під фотосферою.

### ПОШУК ПОВЕРХНЕВИХ ТРАСЕРІВ МАЛОМАСШТАБНОГО МАГНІТНОГО ДИНАМО

В роботах [37, 38] зроблено припущення, що трасери маломасштабної дії динамо в надрах Сонця можуть бути приховані у статистиці біполярних груп сонячних плям, які порушують закон магнітної полярності Хейла і закон Джоя нахилу осей біполярних груп до широтного напрямку. Згідно із законом Хейла орієнтації магнітної полярності «схід — захід» [15, 16] протягом одного 11-річного циклу в одній півсфері (північній або південній) головні та хвостові плями біполярних магнітних груп завжди володіють одними і тими ж протилежними магнітними знаками. З іншого боку екватора знаки головної і хвостової плям виявляються протилежними. Така ситуація зберігається протягом усього поточного циклу, а потім, коли починається новий цикл, знаки плям змінюються на протилежні. При цьому осі біполярних груп плям орієнтовані під невеликим кутом до широтного напрямку «схід — захід», так що західні головні (лідери по відношенню до обертання) плями перебувають в середньому ближче до екватора, ніж східні хвостові плями (закон Джоя орієнтації магнітної полярності «північ — південь») [16]. Середній кут нахилу (*англ. tilt angle*) осей біполярних груп становить близько  $4^\circ$ , збільшуючись від кількох градусів (для груп поблизу екватора) до  $8 \dots 10^\circ$  для високоширотних груп [18]. Вважається, що нахил осей активних областей спричиняється дією сили Коріоліса на горизонтальні течії плазми у магнітних силових трубках плям, які розширюються при їхньому підйомі із глибин СКЗ до сонячної поверхні [13, 14]. Оскільки складова сили Коріоліса, яка спричиняє цей нахил, залежить від синуса кутової відстані від полюса (геліошироти) локалізації активної області на сонячній поверхні, то сумарний кут нахилу осей біполярних груп приблизно пропорційний синусу геліошироти.

Закон полярності Хейла відображає симетрію усередненого (глобального) сонячного магнітного поля. Ключовий фактор запропонованого тесту [37, 38] полягає в тому, що спостереження стосуються повного магнітного поля  $\mathbf{H} = \mathbf{V} + \mathbf{b} + \mathbf{h}$ , тоді як основна фізична проблема формулюється в термінах статистичних величин, отриманих із підходу усередненого поля  $\mathbf{V}$ . Далеко не просто визначити поле  $\mathbf{V}$  на основі спостережень загального поля  $\mathbf{H}$ .



В роботах [37, 38] для відокремлення внесків  $\mathbf{b}$  і  $\mathbf{h}$  у загальне магнітне поле  $\mathbf{H}$  запропоновано тест, який базується на статистичному аналізі спостережних даних. У статистичних дослідженнях такий опис називають ймовірнісною моделлю. У результаті опрацювання спостережених даних різних каталогів за період 1920—2004 рр. було виявлено невелику кількість груп сонячних плям, які не дотримуються правила полярності Хейла. У роботах [37, 38] ці групи було названо *порушниками закону магнітної полярності Хейла* (антихейлівськими групами) і вважалось, що виявлені магнітні аномалії спричинені впливом магнітних флуктуацій  $\mathbf{b}$  і  $\mathbf{h}$ , які збурюють симетрію глобального магнітного поля  $\mathbf{V}$ , відповідального за утворення сонячних плям.

Було проаналізовано два випадки цього впливу [37, 38]. У першому випадку, коли маломасштабне динамо-2 не працює ( $\mathbf{h}=0$ ), амплітуда флуктуацій  $\mathbf{b}$  визначається напруженістю усередненого поля  $\mathbf{V}$  (згідно з рівнянням (4)) і разом з останньою змінюється впродовж циклу. Тоді слід очікувати, що кількість антихейлівських груп має бути пропорційною кількості нормальних груп сонячних плям (пов'язаних з полем  $\mathbf{V}$ ), тому відносна кількість (відсоток) антихейлівських груп має бути незалежною від циклу. Навпаки, якщо працює механізм маломасштабного динамо-2 (істотне джерело магнітних флуктуацій  $\mathbf{h}$ , незалежних згідно з рівнянням (7) від усередненого поля  $\mathbf{V}$ ), то кількість антихейлівських груп повинна містити незалежну від циклу складову. У цьому випадку відносна кількість антихейлівських груп повинна збільшуватися під час кожного сонячного мінімуму (коли зменшується глобальне поле  $\mathbf{V}$ ). Це очікування допускає, у принципі, спостережну перевірку.

З метою реалізації наведеної схеми в роботах [37, 38] було досліджено взаємозв'язок (впродовж одного циклу) між магнітною полярністю сонячних плям і двома джерелами маломасштабних магнітних флуктуацій. Для прикладу було розглянуто магнітну конфігурацію у певній сонячній півкулі, коли відповідно до закону полярності Хейла тороїдальна складова середнього магнітного поля була спрямована на захід. Вважалось, що магнітне поле організоване в трубки двох типів: перший тип — це трубки, створені середнім полем (рівняння (3) і (4)), а другий тип — трубки, пов'язані з дією маломасштабного динамо (рівняння (7)). Для простоти приймалося, що магнітні трубки орієнтовані вздовж екватора.

Трубки першого типу містять магнітне поле з двох складових. Перша складова — тороїдальне магнітне поле  $\bar{\mathbf{V}}$ , що породжує сонячні плями, є не випадковим магнітним потоком, спрямованим поздовжньо на захід. Щільність трубок позначається як  $n_1$ , так що  $n_1 \cdot \bar{\mathbf{V}}$  є усередненим полем  $\mathbf{V}$  (рівняння (3)). Щільність трубок  $n_1$  модулюється 11-річним циклом, що призводить до 11-річної модуляції поля  $\mathbf{V}$ . Вважається, що утворення сонячних плям є пороговим явищем з пороговою напруженістю магнітного поля  $\bar{\mathbf{V}}$ , яка дещо перевищує величину  $\bar{\mathbf{V}}$ . Іншою складовою є випадкове магнітне поле  $\mathbf{b}$  (рівняння (4)), яке

також спрямоване поздовжньо, але його усереднене значення  $\mathbf{b}$  дорівнює нулю ( $\mathbf{b} = 0$ ). Це поле з однаковою ймовірністю може бути спрямованим на захід або на схід. Середнє квадратичне значення цього поля  $\bar{b} = \sqrt{\mathbf{b}^2}$  є пропорційним  $\bar{B}$ . Якщо випадкове поле  $\mathbf{b}$  спрямоване на захід, і сумарне поле  $\bar{\mathbf{B}} + \mathbf{b}$  перевищує порогове значення, то на поверхні Сонця виникає магнітна трубка, яка створює групу сонячних плям, що відповідає закону полярності Хейла. Але якщо поле  $\mathbf{b}$  спрямоване на схід і випадково воно настільки сильне, що  $|\mathbf{b}| - |\bar{\mathbf{B}}|$  перевищує  $\bar{B}$ , то трубка також виникає, проте в такому випадку магнітний прибулець, який приєднався до групи в цьому місці, викликає порушення закону магнітної полярності Хейла. Прості оцінки показали [37]: якщо  $\bar{b}/\bar{B} > 1$ , то кількість антихейлівських груп має становити кілька відсотків від загальної кількості груп сонячних плям.

Трубки другого типу містять випадкове магнітне поле  $\mathbf{h}$  з незалежним від циклу середнім квадратичним значенням  $\bar{h} = \sqrt{\mathbf{h}^2}$  і нульовим усередненим значенням  $\mathbf{h}$ . Вони не роблять внеску в усереднене магнітне поле  $\bar{\mathbf{B}}$ . Коли  $|\mathbf{h}|$  перевищує  $|\bar{\mathbf{B}}|$ , виникає трубка, орієнтація полярності якої залежить від орієнтації випадкової трубки. Якщо поле  $\mathbf{h}$  було спрямоване на захід, то з'являється група з правильною полярністю закону Хейла, якщо ж поле  $\mathbf{h}$  було спрямоване на схід — з'являється антихейлівська група.

Очевидно, кількість антихейлівських груп, що походять від трубок першого типу, залежить від фази сонячного циклу (оскільки загальна кількість плям зменшується в сонячних мінімумах), тоді як кількість груп, що походять від трубок другого типу, не залежить від фази циклу. Навпаки, відсоток антихейлівських груп, утворених трубками першого типу, не залежить від циклу (оскільки, як зазначено вище, при  $\bar{b}/\bar{B} > 1$  величини  $\bar{b}$  і  $\bar{B}$  впродовж фази циклу змінюються пропорційно). Разом з тим відсоток груп, породжених трубками другого типу, повинен досягати свого максимального значення в сонячних мінімумах, оскільки загальна кількість плям у цей час зменшується.

Тому згідно із запропонованим тестом [37, 38] важливим критерієм визначення внеску двох джерел маломасштабних полів у спостережене на поверхні Сонця магнітне поле служить частка антихейлівських груп впродовж циклів. У випадку внеску маломасштабного динамо-1 (поле  $\mathbf{b}$ ) відсоток антихейлівських груп не залежить від фази циклу, тоді як відсоток антихейлівських груп, пов'язаних з маломасштабним динамо-2 (поле  $\mathbf{h}$ ), повинен досягати свого максимального значення в сонячних мінімумах. Таким чином, досліджуючи наявність чи відсутність циклічної модуляції антихейлівських груп, ми можемо прояснити взаємозв'язок між маломасштабним полем  $\mathbf{b}$ , породженим механізмом маломасштабного динамо-1 макроскопічної МГД та маломасштабним полем  $\mathbf{h}$ , що походить від флуктуаційного маломасштабного динамо-2.

## СПОСТЕРЕЖНІ ДАНІ ПОРУШЕНЬ ЗАКОНІВ ХЕЙЛА І ДЖОЯ

З метою аналізу припущень щодо можливих прихованих внесків маломасштабних магнітних флуктуацій у спостережені поверхневі магнітні структури Сонця приведемо коротко дані щодо порушень законів Хейла і Джоя, отримані різними дослідниками на основі статистичного аналізу довгих рядів спостережень біполярних магнітних областей.

В свій час Д. Е. Хейл і С. Б. Нікольсон [16] в результаті статистичного аналізу біполярних груп плям з 1913 по 1924 рік виявили, що 2.4 % активних областей не підкоряються встановленому ними закону магнітних полярностей груп. У подальших дослідженнях впродовж майже століття було отримано подібні оцінки відхилення від закону Хейла: 3.1 % [34], <5 % [36], 1.8 % [41], 4 % [42], 4.9 % [37], 4 % [39], 8 % [26—28], 3 % [45].

На основі статистики АО за проміжок часу 1917—2004 рр. у роботі [38] було виявлено, що відсоток антихейлівських областей змінюється з фазою сонячних циклів, досягаючи максимальних значень 5...7 % під час мінімумів циклів. Тому автори цитованої роботи вважають, що підвищення відсотка антихейлівських АО біля мінімумів циклів свідчить про функціонування всередині СКЗ маломасштабного турбулентного динамо-2, ефективність роботи якого стає помітною поблизу мінімумів циклів, коли глобальне тороїдальне магнітне поле слабшає.

Подібний результат підтверджено в роботі [46], в якій дані спостережень для п'яти 11-річних циклів (16...18 і 23, 24) було об'єднано в синтетичний цикл. Скомбінований синтетичний цикл містив дані спостережень 14838 активних областей, 367 з яких були антихейлівськими. Протягом циклу відсоток антихейлівських АО становив близько 2.5 %, при цьому поблизу сонячного мінімуму було виявлено виражений пік близько 5 %.

В новітній роботі [2] було досліджено магнітограми, отримані з допомогою приладів установлених на борту космічних апаратів SOHO і SDO. На основі аналізу даних 3046 магнітограм про магнітні потоки регулярних і нерегулярних АО (тих, що порушують закон полярності Хейла) у циклах 23 і 24 зроблено висновок, що сонячне циклічне динамо передбачає наявність маломасштабного турбулентного динамо-2 у глибинах СКЗ.

Стосовно порушень закону Джоя, то вони у більшій мірі притаманні саме антихейлівським біполярним групам плям. Ще в 1948 році Р. С. Річардсон [34] установив, що кути нахилу осей антихейлівських груп відносно екватора в цілому більші, ніж кути нахилу груп плям, які відповідають закону Хейла. Пізніше Я. О. Стенфло і О. Г. Косовичев [39] на основі аналізу біполярних активних областей на магнітограмах Сонця, отриманих у 1995—2011 рр. на борту космічного апарата SOHO, показали, що області з протилежною орієнтацією магнітних

полярностей і різними кутами нахилів можуть перебувати поруч на тій самій широті одночасно. Тому вони не можуть бути частиною однієї загальної тороїдальної системи полів. Тобто, на одних і тих самих широтах повинні співіснувати різні системи магнітних полів. При цьому не було виявлено залежності кутів нахилів від розміру активних областей, яка мусила б проявитися, якби нахили були створені дією сили Коріоліса на спливаюче регулярне тороїдальне поле. Тому у роботі [39] відзначено головну роль магнітних флуктуацій маломасштабного турбулентного динамо у виникненні виявлених спостережених аномалій. Наявність випадкових магнітних флуктуацій підтверджується фактом наявності біполярних активних областей з кутами нахилів від  $90^\circ$  до  $100^\circ$ . Висновок про відхилення орієнтації антихейлівських груп від закону широтної залежності кутів нахилу підкріплено новітніми дослідженнями біполярних активних областей у 23-му і 24-му циклах [2, 26].

Дослідження кутів нахилів активних магнітних областей дозволяє робити припущення щодо механізму виникнення антихейлівських груп плям та його локалізації в СКЗ. У роботі [29] вивчено нахили відносно екватора регулярних та антихейлівських груп, що охоплюють чотири сонячні цикли. Виявлено приналежність антихейлівських груп до окремої популяції, що вказує на інший механізм їхнього походження, відмінний від збудження регулярного тороїдального поля -ефектом. Зокрема, у роботі [5] було знайдено, що порушення закону Джоя є притаманними для біполярних магнітних областей, неглибоко вкорінених у підфотосферні шари конвекції. Тому можна припустити, що цим механізмом служить підповерхнєве флуктуаційне маломасштабне динамо.

У зв'язку з цим відзначимо запропоновану в рамках теорії динамо модель подвійного магнітного циклу Сонця [6, 7]. Модель основана на ідеї двох джерел динамо, розділених у просторі. Перше джерело динамо знаходиться біля дна СКЗ, тоді як друге працює біля сонячної поверхні. Показано, що у випадку слабкої взаємодії між двома джерелами динамо можна відтворити основні ознаки подвійного магнітного циклу, який складається з низькочастотного 22-річного і високочастотного квазидворічного компонентів.

Важливим нововведенням при поясненні подвійного циклу сонячних плям служить ідея про наявність на Сонці двох головних (англ. *principal*) складових — низькочастотної і високочастотної — фонового магнітного поля (ФМП), яке пов'язане з полоїдальним полем, з протилежними орієнтаціями у північній і південній півкулях [35, 44]. У результаті обробки спостережених даних за 21...23-й цикли було виявлено дві зсунуті в часі (на чверть 11-річного періоду) широтні хвилі ФМП протилежної полярності, що поширювались від полюса до полюса через екватор. Для інтерпретації широтних варіацій ФМП запропоновано двошарову модель динамо з двома просторово рознесеними джерелами збудження полоїдального поля [31, 32]. А саме: було роз-

глянуто два шари з протилежними напрямками меридіональної циркуляції і відмінними динамо-числами: внутрішній шар, розташований у нижній частині СКЗ, і зовнішній шар, локалізований у самій верхній частині СКЗ. Динамо-числа являли собою комбінацію величини турбулентної дифузії, амплітуди  $\alpha$ -ефекту та інтенсивності диференціального обертання. Також було враховано фазові відмінності між двома динамо-хвилями, які збуджуються в цих шарах. Зазначені умови для збудження ФМП, у свою чергу, можуть суттєво вплинути на генерацію тороїдального магнітного поля, що з'являється на сонячній поверхні у вигляді плям. В результаті побудованої схеми вдалося змоделювати одночасну наявність в СКЗ 22-річних та квазидворічних коливань магнітних полів, що ведуть до подвійного циклу сонячних плям.

Виглядає на те, що розглянуті в роботах [6, 7, 31, 32] джерела динамо у приповерхневих шарах узгоджуються з теоретичною концепцією збудження магнітних флуктуацій механізмами маломасштабного динамо, які, вочевидь, локалізовані у верхній частині СКЗ.

#### **СПОСТЕРЕЖЕНІ ДОКАЗИ ВПЛИВУ ФЛУКТУАЦІЙНОГО ДИНАМО НА ПРОЯВИ МАГНІТНОЇ АКТИВНОСТІ СОНЦЯ**

В останні роки отримано спостережені докази впливу маломасштабної складової турбулентного динамо на інші прояви магнітної активності Сонця, зокрема на магнітний потік [3] і спалахову активність [1]. На основі аналізу даних, отриманих з допомогою приладу НМІ на борту космічного апарата SDO протягом 2010—2017 рр. [3] було виявлено, що на початку сонячного мінімуму частка потоку від антихейлівських груп збільшилась з 5 до 9 %. Спостережене посилення магнітного потоку від антихейлівських груп під час мінімуму може бути наслідком спільної дії двох механізмів збудження магнетизму: глобального та локального (флуктуаційного) динамо. В роботі [1] представлено результати статистичного дослідження сонячних спалахів активних областей, які викликали сильні спалахи рентгенівського класу X1.0 і вище впродовж 23-го і 24-го сонячних циклів. Було введено магнітоморфологічну класифікацію АО, що дозволило оцінити можливий внесок маломасштабної складової турбулентного динамо у магнітну структуру цих областей. Виявлено, що в 72 % спостережених спалахів структура АО не відповідала емпіричним законам глобального динамо (порушувались закони Хейла і Джоя). У роботі [1] це пояснювалось впливом дії маломасштабного турбулентного динамо всередині СКЗ на просторові масштаби типових АО. Зроблено висновок, що виникнення спалів регулюється флуктуаційною турбулентною складовою сонячного динамо.

В роботі [43] зауважено, що хоча антихейлівські АО є рідкісними утвореннями, проте у процесі своєї еволюції вони забезпечують дос-

татню магнітну енергію для спалахів. Зокрема, було виявлено антихейлівську АО, що виникла з хейлівської активної області NOAA 12882 та стала дуже спалахово продуктивною. Тому завчасне виявлення порушників законів Хейла і Джоя може служити для прогнозування ймовірності того, що такі аномальні активні області спричиняють підвищену ерупцію спалахів, що веде до небезпечної космічної погоди.

### ЕВОЛЮЦІЯ АНТИХЕЙЛІВСЬКИХ АКТИВНИХ ОБЛАСТЕЙ

Перед тим, як перейти до аналізу розвитку антихейлівських активних областей, спостережених за останні 20 років, нагадаємо критерій відокремлення внесків двох механізмів маломасштабного динамо на основі статистичної ймовірнісної моделі. В роботах [37, 38] в результаті опрацювання спостережених даних різних каталогів за період 1920—2004 рр. було продемонстровано, що *відсоток антихейлівських груп плям зростає саме під час мінімумів 11-річних циклів сонячної активності*. Важливо, що і зростання порушень закону Джоя властиве саме антихейлівським групам плям. Відповідно до ймовірнісної моделі магнітних полів [37, 38] збільшення відсотка антихейлівських груп під час сонячних мінімумів *передбачає дифузійне маломасштабне динамо-2*, оскільки саме останнє забезпечує незалежний від фази циклу дохід кількості антихейлівських груп. Тому на фоні спостереженого зменшення загальної кількості сонячних груп під час мінімуму стає помітним збільшення відсотку антихейлівських груп, породжуваних джерелом випадкових магнітних флуктуацій  $\mathbf{h}$  (дифузійне маломасштабне динамо-2).

Ми проаналізували еволюцію спостережених на Сонці активних областей за останні 20 років, починаючи з 2004 року. Було виявлено, що активні області NOAA 10715, 10875, 10930, 12752, 12826, 13088, спостережені поблизу мінімумів 24-го та 25-го сонячних циклів, є яскравими прикладами порушень законів Хейла і Джоя. Зокрема, в результаті детального аналізу розвитку активної області NOAA 13088, яка спостерігалася на сонячному диску з 24 по 30 серпня 2022 року, було встановлено, що орієнтація магнітних полярностей плям у ній сильно відрізняється від орієнтації полярностей інших груп плям у цій сонячній півкулі. Активна область NOAA 13088 викликала багато нестационарних подій, зокрема спалахи, струмені, корональні викиди маси. На рис. 1—7 показано магнітограми активних областей, отриманих за допомогою приладів, розміщених на борту космічних апаратів: MDI (Майкельсон Допплер Імаджер) на борту SOHO (Сонячна і геліосферна обсерваторія) і HMI (Геліосейсмічний і Магнітний Імаджер) на борту SDO (Обсерваторія Сонячної динаміки).

Ми припускаємо, що порушення закономірностей поверхневого магнетизму, виявлені поблизу мінімумів 24-го і 25-го циклів, можуть

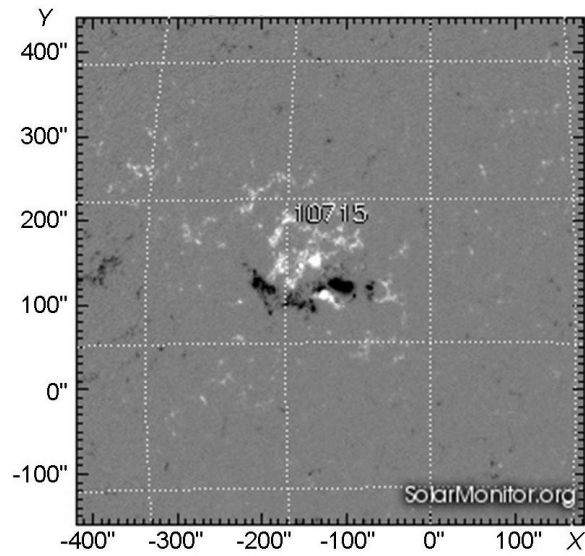


Рис. 1. MDI-магнітограма активної області NOAA 10715 (2 січня 2005 р.). Білий та чорний кольори — відповідно позитивна і негативна магнітні полярності

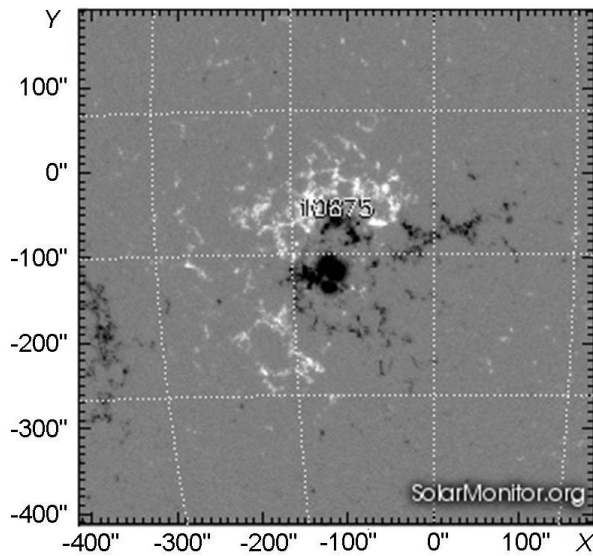


Рис. 2. MDI-магнітограма активної області NOAA 10875 (28 квітня 2006 р.)

свідчити про вплив дифузійного маломасштабного механізму динамо на еволюцію досліджених областей, оскільки це джерело магнітних флуктуацій очевидно локалізоване у верхній частині СКЗ і тому дає найбільш помітний внесок у поверхневий магнетизм саме поблизу мінімуму циклу.

Актуальність досліджень великих індивідуальних активних областей з нетиповими властивостями полягає в тому, що такі області можуть мати значний вплив на довгострокову поведінку сонячної ак-

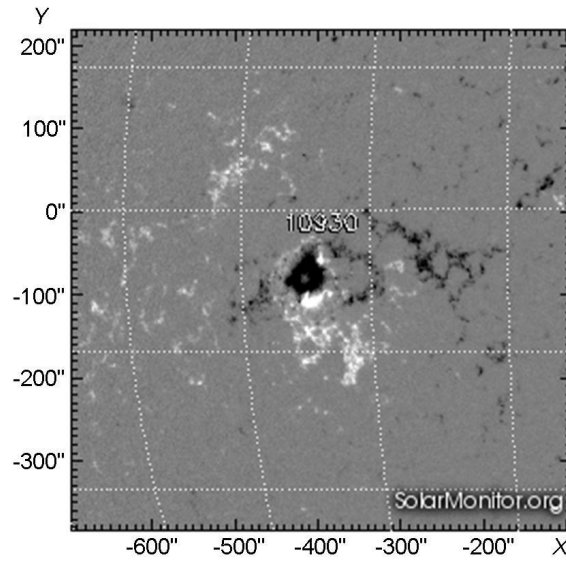


Рис. 3. MDI-магнітограма активної області NOAA 10930 (09 грудня 2006 р.)

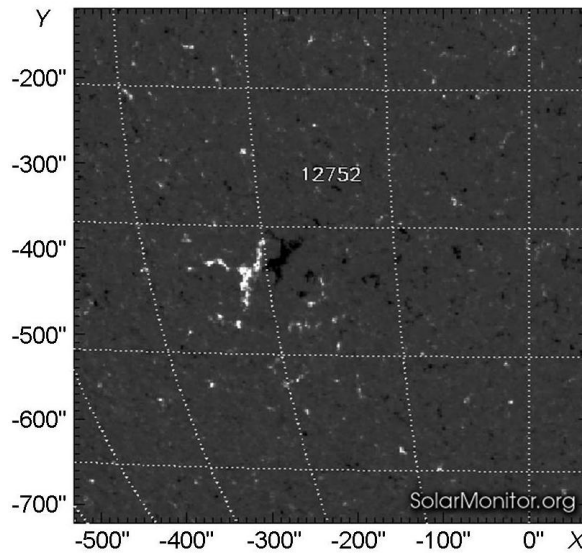


Рис. 4. HMI-магнітограма активної області NOAA 12752 (16 листопада 2019 р.)

тивності і космічної погоди. Нещодавно в роботі [30] у результаті моделювання було продемонстровано, що сукупний вплив розподілу магнітних полярностей, кутів нахилу і магнітного потоку навіть однієї біполярної магнітної області може суттєво вплинути на розвиток сонячних циклів, збільшувати або зменшувати їхню тривалість і амплітуду. Зокрема, аномальні біполярні магнітні області, що з'являються поблизу мінімуму та на фазі зростання циклу, можуть суттєво змінити його прогнозовану амплітуду. Тому завчасне виявлення порушників законів Хейла і Джоя може служити для прогнозування ймовірності



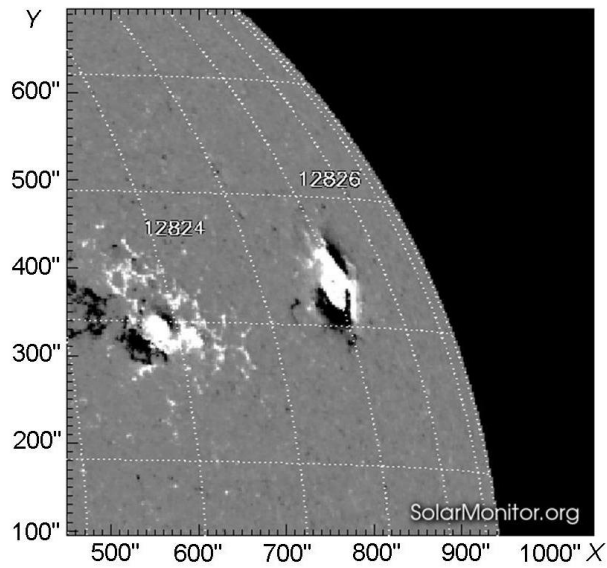


Рис. 5. HMI-магнітограма активної області NOAA 12826 (26 травня 2021 р.)

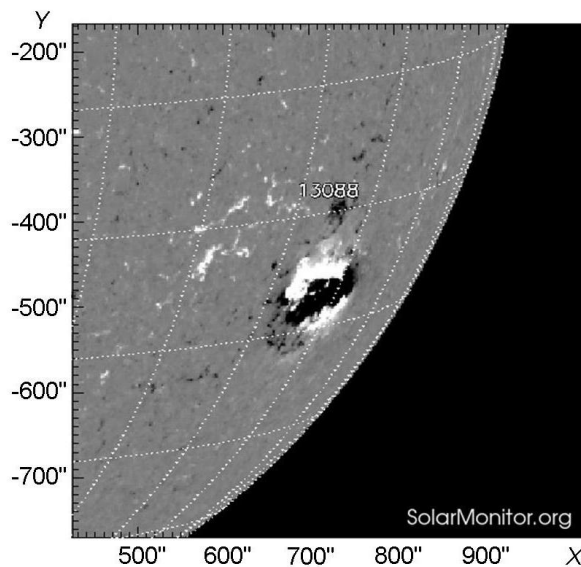


Рис. 6. HMI-магнітограма активної області NOAA 13088 (22 серпня 2022 р.)

того, що такі аномальні активні області можуть створити небезпечні прояви космічної погоди.

## ДИСКУСІЯ І ВИСНОВКИ

Дискусійною проблемою на сьогодні є пошук спостережених доказів існування глибинних маломасштабних магнітних полів Сонця. У зв'язку з цим нами проаналізовано запропонований у роботах [37, 38]

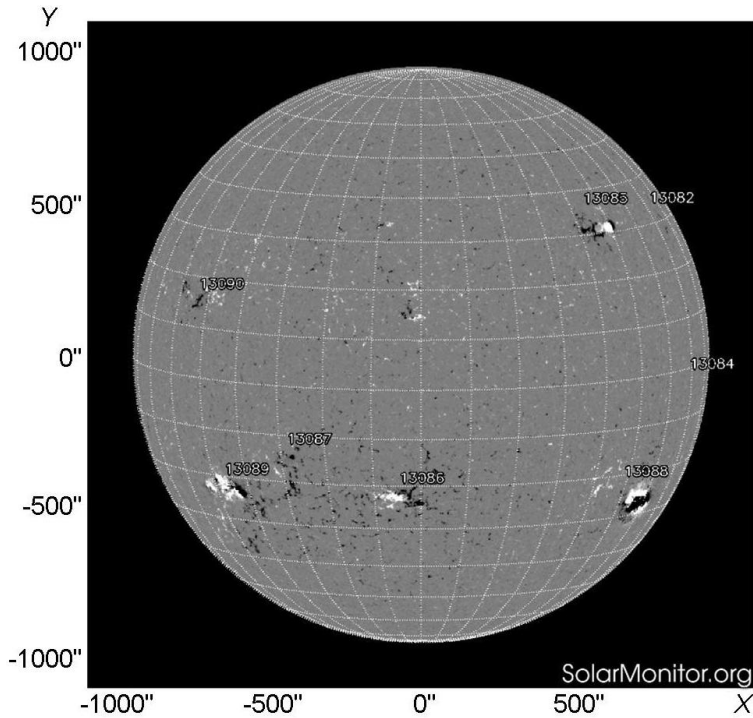


Рис. 7. SDO-HMI-магнітограма Сонця (26 серпня 2022 р.)

теоретичний критерій відокремлення внесків у сонячний поверхневий магнетизм двох механізмів маломасштабного динамо, дія яких прихована у глибинах СКЗ. Перший механізм забезпечує генерацію маломасштабних магнітних полів завдяки взаємодії турбулентних рухів з усередненим (глобальним) магнітним полем (маломасштабне динамо-1 макроскопічної МГД), тоді як другий механізм викликає самозбудження магнітних флюктуацій за рахунок турбулентних пульсацій високопровідної плазми (дифузійне маломасштабне динамо-2 класичної МГД). Суть запропонованого критерію полягає в тому, що глибинні маломасштабні магнітні поля за певних умов можуть призводити до порушень законів Хейла і Джоя спостереженого магнетизму на поверхні Сонця. Статистичний аналіз цих порушень впродовж тривалих проміжків часу дозволяє виявляти відмінності еволюції спостережених проявів двох джерел маломасштабних полів, оскільки величина внесків двох глибинних механізмів маломасштабного динамо у поверхневий магнетизм по-різному змінюється з фазою сонячного циклу. Такою важливою ознакою служать варіації частки антихейлівських груп із загальної кількості сонячних плям впродовж циклів. У випадку збудження флюктуаційних полів **b** завдяки маломасштабному динамо-1 відсоток антихейлівських груп не залежить від фази циклу. Це пов'язано з тим, що абсолютні кількості антихейлівських груп (пов'язаних з полем **b**) і нормальних («правильних») груп (пов'язаних з полем **B**), змінюються впродовж циклу зрівноважено (бо відповідно

пропорційно спочатку підсилюються, а потім виснажуються поля  $\mathbf{b}$  і  $\mathbf{B}$ ). Разом з тим відсоток антихейлівських груп, пов'язаних з флуктуаційними полями  $\mathbf{h}$  дифузійного маломасштабного динамо 2, в сонячних мінімумах повинен досягати свого максимального значення. Це зумовлено тим, що абсолютна кількість антихейлівських груп в такому випадку не залежить від фази циклу (в цей час залишається постійним поле  $\mathbf{h}$ ), тоді як кількість «правильних» груп зменшується при наближенні до мінімумів (виснажується поле  $\mathbf{B}$ ). При цьому у мінімумах має більше спостерігатися і порушників закону Джоя, оскільки останні у більшій мірі притаманні антихейлівським групам. Отже, дослідження спостережених часових варіацій магнітних аномалій надає можливість відокремити мізерні внески двох механізмів маломасштабного динамо у поверхневий магнетизм. У зв'язку з цим набуває актуальності задача виявлення із спостережень провісників маломасштабного динамо в сонячних глибинах.

З огляду на це ми проаналізували довгі (впродовж століття) ряди спостережень порушень законів Хейла і Джоя, які можуть бути викликані наявністю глибоких маломасштабних магнітних флуктуацій різного походження. Зокрема, в роботах [37, 38] на основі опрацювання даних різних каталогів за період 1917—2004 рр. було продемонстровано, що відсоток антихейлівських груп плям зростає під час мінімумів сонячних циклів. Це свідчить про функціонування у верхній частині СКЗ дифузійного маломасштабного турбулентного динамо-2, ефективність роботи якого стає помітною поблизу мінімумів циклів, коли глобальне тороїдальне магнітне поле послаблюється.

В результаті проведеного нами аналізу магнітограм активних областей за останні 20 років було виявлено характерні порушення законів Хейла та Джоя поблизу мінімумів 24-го та 25-го сонячних циклів. Тому ми припускаємо, що виявлені відхилення від законів Хейла і Джоя можуть свідчити про вплив на еволюцію досліджених активних областей механізму дифузійного маломасштабного динамо-2, оскільки саме це джерело магнітних флуктуацій, яке очевидно локалізоване у неглибоких підфотосферних шарах СКЗ, забезпечує найбільш помітний внесок у поверхневий магнетизм поблизу мінімумів циклів.

Дане дослідження профінансовано в рамках держбюджетної теми № 22БФ23-03 за програмою «Астрономія та фізика космосу» Київського національного університету імені Тараса Шевченка.

## REFERENCES

1. Abramenko V. I. (2021) Signature of the turbulent component of the solar dynamo on active region scales and its association with flaring activity. *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 507. 3698—3706.
2. Abramenko V. I., Suleymanova R. A., Zhukova A. V. (2023) Magnetic fluxes of solar active regions of different magneto-morphological classes: I. Cyclic variations. *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 518. 4746—4754.

3. Abramenko V. I., Zhukova A. V., Kutsenko A. S. (2018) Contributions from different-type active regions into the total solar unsigned magnetic flux. *Geomag. Aeron.* 58. 1159—1169.
4. Alfvén H. (1942) On the existence of electromagnetic-hydrodynamic waves. *Arkiv f. Mat., Astron. o. Fys.* 29B. 1—7; *Nature.* 150. 405—406.
5. Bekki Y., Cameron R. H. (2023) Three-dimensional non-kinematic simulation of the post-emergence evolution of bipolar magnetic regions and the Babcock-Leighton dynamo of the Sun? *Astron. and Astrophys.* 670. A101. 18.
6. Benevolenskaya E. E. (1995) Double magnetic cycle of solar activity. *Solar Phys.* 161. 1—8.
7. Benevolenskaya E. E. (1998) A model of the double magnetic cycle of the Sun. *Astrophys. J.* 509. L49—L52.
8. Biermann L., Schlüter A. (1951) Cosmic radiation and cosmic magnetic fields. II. Origin of cosmic magnetic fields. *Phys. Rev.* 82. 863—868.
9. Blackman E. G., Field G. B. (2002) New dynamical mean-field dynamo theory and closure approach. *Phys. Rev. Lett.* 89. 265007.
10. Brandenburg A., Sokoloff D., Subramanian K. (2012) Current status of turbulent dynamo theory. From large-scale to small-scale dynamos. *Space Sci. Rev.* 169. 123—159.
11. Brandenburg A., Subramanian K. (2005) Astrophysical magnetic fields and nonlinear dynamo theory. *Phys. Reports.* 417. 1—285.
12. Charbonneau P. (2020) Dynamo models of the solar cycle. *Living Rev. Solar Phys.* 7. 1—104.
13. Choudhuri A.R. (1989) The evolution of loop structures in flux rings within solar convection zone. *Solar Phys.* 123. 217—239.
14. Fan Y. (2009) Magnetic fields in the solar convection zone. *Living Rev. Solar Phys.* 6. 1—96.
15. Hale G. E., Ellerman F., Nicholson S. B., Joy A. H. (1919) The magnetic polarity of sun-spots. *Astrophys. J.* 49. 153—186.
16. Hale G. E., Nicholson S. B. (1925) The law of sun-spot polarity. *Astrophys. J.* 62. 270.
17. Hathaway D. H. (2015) The Solar Cycle. *Living Rev. Solar Phys.* 12. 1—87.
18. Howard R. F. (1991) Axial tilt angles of sunspot groups. *Solar Phys.* 136. 251—262.
19. Kazantsev A. P. (1968) Enhancement of a magnetic field by a conducting fluid. *Sov. J. Exp. Theor. Phys.* 26. 1031.
20. Kraichnan R. H., Nagarajan S. (1967) Growth of turbulent magnetic fields. *Phys. Fluid.* 10. 859—870.
21. Krause F., Rädler K.-H. (1980) *Mean field magnetohydrodynamics and dynamo theory*. Oxford: Pergamon Press, Ltd., 271 p.
22. Krivodubskij V. N. (1973) Electrical conductivity of the matter in subphotospheric layers of the Sun. *Problems of space physics.* 8. 1—15. [in Russian].
23. Krivodubskij V. N. (2005) Turbulent dynamo near tachocline and reconstruction of azimuthal magnetic field in the solar convection zone. *Astron. Nachr.* 326. 61-74.
24. Krivodubskij V. N. (2021) Role of rotational radial magnetic advection in explaining a cycle with two peaks. *Advances in Space Research.* 68. 3943—3955.
25. Krivodubskij V. N. (2006) Dynamo parameters of the solar convection zone. *Kinematics and Phys. Celestial Bodies.* 22. 1—20.
26. Li J. (2018) A systematic study of Hale and anti-Hale sunspot physical parameters. *Astrophys. J.* 867. 89. 16.
27. Li J., Ulrich R. K. (2012) Long-term measurements of sunspot magnetic tilt angles. *Astrophys. J.* 758. 115. 12.

28. McClintock B. H., Norton A. A., Li J. (2014) Re-examining sunspot tilt angle to include anti-hale statistics. *Astrophys. J.* 797. 130. 10.
29. Munoz-Jaramillo A., Navarrete B., Campusano L. E. (2021) Solar anti-Hale bipolar magnetic regions: a distinct population with systematic properties. *Astrophys. J.* 920. 31. 11.
30. Nagy M., Lemerle A., Labonville F., Petrovay K., Charbonneau P. (2017) The effect of “rogue” active regions on the solar cycle. *Solar Phys.* 292. 167. 22.
31. Popova E. P., Potemina K. A., Yukhina N. A. (2015) Double cycle of solar activity in a two-layer medium. *Geomagnetism and Aeronomy.* 54. 877—881.
32. Popova E., Zharkova V., Zharkov S. (2013) Probing latitudinal variations of the solar magnetic field in cycles 21—23 by Parker’s two-layer dynamo model with meridional circulation. *Ann. Geophys.* 31. 2023—2028.
33. Rädler K.-H., Kleeorin N., Rogachevskii I. (2003) The mean electromotive force for MHD turbulence: the case of a weak mean magnetic field and slow rotation. *Geophys. Astrophys. Fluid Dyn.* 97. 249—274.
34. Richardson R. S. (1948) Sunspot groups of irregular magnetic polarity. *Astrophys. J.* 107. 78.
35. Shepherd S. J., Zharkov S. I., Zharkova V. V. (2014) Prediction of solar activity from solar background magnetic field variations in cycles 21—23. *Astrophys. J.* 795. 46—53.
36. Smith S. F., Howard R. (1968) Magnetic classification of active regions. In: Kiepenheuer, K.O. (ed.) *Structure and Development of Solar Active Regions*, IAU Symp. 35. 33.
37. Sokoloff D., Khlystova A. I. (2010) The solar dynamo in the light of the distribution of various sunspot magnetic classes over butterfly diagram. *Astron. Nachr.* 331. 82—87.
38. Sokoloff D., Khlystova A., Abramenko V. (2015) Solar small-scale dynamo and polarity of sunspot groups. *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 451. 1522—1527.
39. Stenflo J. O., Kosovichev A. G. (2012) Bipolar magnetic regions on the Sun: global analysis of the SOHO/MDI data set. *Astrophys. J.* 745. 129. 12.
40. Sur S., Brandenburg A., Subramanian K. (2008) Kinematic  $\alpha$ -effect in isotropic turbulence simulations. *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 385. L15—L19.
41. Vitinsky Y. I. (1968) On sunspot groups with irregular magnetic polarities. *Byull. Solnechnye Dannye.* 9. 86.
42. Wang Y.-M., Sheeley J. N. R. (1989) Average properties of bipolar magnetic regions during sunspot cycle-21. *Solar Phys.* 124. 81—100.
43. Xu Zh., Yan X., Yang L., et al. (2022) Evolution of an emerging anti-Hale region and its associated eruptive solar flares in NOAA AR 12882. *Astrophys. J. Lett.* 937. L11. 9.
44. Zharkova V. V., Shepherd S. J., Zharkov S. I. (2012) Principal component analysis of background and sunspot magnetic field variations during solar cycles 21—23. *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 424. 2943—2953.
45. Zhukova A., Khlystova A., Abramenko V., Sokoloff D. (2020) A catalog of bipolar active regions violating the Hale polarity law, 1989—2018. *Solar Phys.* 295. 165. 18.
46. Zhukova A., Khlystova A., Abramenko V., Sokoloff D. (2022) Synthetic solar cycle for active regions violating the Hale’s polarity law. *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 512. 13651370.
47. Zeldovich Y. B., Ruzmaikin A. A., Sokoloff D. D. (1990) *The almighty chance. World scientific lecture notes in physics*, Singapore: World Scientific Publication.

V. N. Krivodubskij<sup>1</sup>, N. M. Kondrashova<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Astronomical Observatory, Taras Shevchenko National University of Kyiv,  
Kyiv, Ukraine

<sup>2</sup>Main Astronomical Observatory, National Academy of Sciences of Ukraine,  
Kyiv, Ukraine

#### THEORETICAL AND OBSERVED SIGNS OF EXCITATION OF SMALL-SCALE MAGNETIC FLUCTUATIONS IN THE DEPTH OF THE SUN

An actual problem today is the search for observed evidence of the existence of deep small-scale magnetic fields of the Sun. In this regard, we analyzed the proposed by the authors [Sokoloff D., Khlystova A. I. *Astron. Nachr.* 2010. 331. P. 82—87] a theoretical criterion for separating the contributions to the solar surface magnetism of two qualitatively different mechanisms of a small-scale dynamo, the action of which is hidden in the depths of the solar convection zone (SCZ). The first mechanism ensures the generation of small-scale magnetic fields due to the interaction of turbulent motions with the mean magnetic field (small-scale dynamo 1 of macroscopic MHD), while the second mechanism causes self-excitation of magnetic fluctuations due to turbulent pulsations of highly conductive plasma (diffusive small-scale dynamo 2 of classical MHD). The essence of the proposed criterion is that deep small-scale magnetic fields under certain conditions can lead to violations of Hale's and Joy's laws of observed magnetism on the surface of the Sun. Statistical analysis of these disturbances allows us to identify the differences in the evolution of the observed manifestations of two sources of small-scale fields, since the contribution of two deep dynamo mechanisms to surface magnetism varies with the phase of the solar cycle in different ways. Such an important feature is the behavior of the percentage of anti-Hale groups of sunspots (in relation to the total number of sunspots) during the cycles. In the case of small-scale dynamo 1, the percentage of anti-Hale groups is independent of cycle phase, whereas the percentage of anti-Hale groups associated with diffusive small-scale dynamo 2 should reach its maximum value at solar minima. Therefore, the variations of magnetic anomalies make it possible to separate the meager contributions of two small-scale dynamo mechanisms to surface magnetism. In this connection, the task of identifying the markers of a small-scale dynamo in the solar depths from observations becomes relevant. With this in mind, we conducted an analysis of literature data of statistical studies of long series of observed violations of Hale's and Joy's laws, which can be caused by the presence of deep small-scale magnetic fluctuations of various origins. In particular, in the work [Sokoloff D., Khlystova A., Abramenko V. *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 2015. 451. P. 1522—1527] on the basis of processing the data of different catalogs for the period 1917—2004, it was demonstrated that the percentage of anti-Hale groups of spots increases during the minima of solar cycles. This testifies to the operation of a diffusive small-scale turbulent dynamo 2 within the SCZ, the efficiency of which becomes noticeable near the minima of the cycles, when the global toroidal magnetic field weakens. As a result of our analysis of six magnetic active regions observed near the minima of the 24th and 25th solar cycles, characteristic violations of Hale's and Joy's laws were revealed, which may indicate the influence of a diffusive small-scale dynamo 2 on the evolution of these regions, since it is this source that gives the most noticeable contribution in surface magnetism near cycles minima.

**Keywords:** solar convection zone, magnetic fields, turbulent dynamo, magnetic activity of the Sun, dynamo-cycles, sunspots, solar flares.

Стаття надійшла до редакції 27.06.2023

Після доопрацювання 03.07.2023

Прийнята до друку 10.08.2023