

ТУРБУЛЕНТНА ЕЛЕКТРОПРОВІДНІСТЬ І ТУРБУЛЕНТНА МАГНІТНА ПРОНИКНІСТЬ СОНЯЧНОЇ ПЛАЗМИ

Вступ. Спостережуваний 22-річний сонячний цикл є наочним проявом швидкої змінності глобального магнетизму в астрофізичних умовах. Пояснення механізму магнітного циклу Сонця дає ключ до розуміння природи космічного магнетизму. Однак швидку зміну спостережуваних магнітних полів на сонячній поверхні неможливо пояснити лише їхньою омичною дифузійю. Теоретично розрахований характерний час такої дифузії (який пропорційний добутку величини електропровідності плазми на квадрат масштабу магнітного поля) є дуже великим навіть за астрономічними мірками. Тому набуває актуальності пошук нових методів дослідження сонячної замагніченої плазми. Ми вважаємо, що зменшення розрахованої тривалості реконструкції магнітних полів на Сонці (відповідно до даних спостережень) можна досягти, якщо взяти до уваги МГД-турбулентність, що значно прискорює процеси затухання і збудження полів. Залучення до розгляду турбулентних рухів у плазмі завершилося створенням макроскопічної МГД (Krause, & Rädler, 1980; Вайнштейн, Зельдович, & Рузмайкин, 1980), в межах якої відбувається суттєве зменшення електропровідності і магнітної проникності середовища, що зумовлює зменшення розрахованого часу реконструкції глобальних магнітних полів.

Методи. Макроскопічна магнітогідродинаміка, яка вивчає поведінку глобальних електромагнітних і гідродинамічних полів у турбулентній плазмі.

Результати. Для моделей фотосфери і сонячної конвективної зони розраховано розподілення вздовж сонячного радіуса коефіцієнтів кінематичної ν , магнітної ν_m і турбулентної ν_t в'язкостей, гідродинамічного Re і магнітного Rm чисел Рейнольдса: $\nu \approx 0,2-10 \text{ см}^2/\text{с}$, $\nu_m \approx 6 \times 10^8-8 \times 10^2 \text{ см}^2/\text{с}$, $\nu_t \approx 10^{11}-10^{13} \text{ см}^2/\text{с}$, $Re \approx 5 \times 10^{11}-5 \times 10^{13}$, $Rm \approx 10^4-10^{10}$. Умови $Re \gg 1$, $Rm \gg 1$ свідчать про турбулентний режим гідродинамічних рухів на Сонці, тому теорію макроскопічної МГД можна застосувати для вивчення реконструкції сонячних глобальних магнітних полів. Розрахована за таких умов величина турбулентної електропровідності $\sigma_t \approx 10^9-4 \times 10^{11} \text{ СГС}$ виявилась значно меншою газокінетичної електропровідності $\sigma \approx 10^{11}-4 \times 10^{16} \text{ СГС}$, а величина коефіцієнта турбулентної магнітної проникності $\mu_t \approx 10^{-2}-4 \times 10^{-5}$ – суттєво меншою загально прийнятого в класичній електродинаміці її газокінетичного значення $\mu = 1$. Актуально, що отримані нами результати $\sigma_t \ll \sigma$, $\mu_t \ll 1$ повинні при теоретичних оцінках сприяти прискоренні перебудові магнітних конфігурацій на Сонці.

Висновки. Розрахований нами коефіцієнт турбулентної магнітної дифузії $D_t = c^2/4\pi\sigma_t\mu_t$ виявився на 4–9 порядків величини більшим за коефіцієнт магнітної в'язкості $\nu_m = c^2/4\pi\sigma$, відповідальний за омичну дисипацію магнітних полів. Тому характерний час турбулентної дифузії сонячних магнітних полів $t_D \approx L^2/\nu_t$ стає значно меншим часу їхньої омичної дисипації $t_m \approx L^2/\nu_m$ (L – характерний розмір полів). Це надає можливість теоретичного пояснення спостереженого часу розпаду магнітних полів сонячних плям (який не перевищує кількох місяців) і тривалості 22-річного магнітного циклу. Виявлені нами радіальна неоднорідність турбулентної в'язкості ν_t і умова $\mu_t \ll 1$ свідчать про сильний макроскопічний діамagnetизм сонячної плазми.

Ключові слова: магнітні поля, турбулентність, макроскопічна МГД, електрична провідність, магнітна проникність, макроскопічний турбулентний діамagnetизм, магнітна активність Сонця.

Вступ

Магнітні поля на Сонці через сильну індуктивність, зумовлену великими розмірами полів і високою газокінетичною електропровідністю плазми, характеризуються величезними часовими інтервалами їхньої омичної дисипації, що створює труднощі за спроби теоретичного пояснення реконструкції сонячного магнетизму. Згідно з класичними оцінками Т.Г. Каулінга (Cowling, 1945; 1946) теоретично розрахований час омичної дисипації магнітних полів за допустимих значень газокінетичної електропровідності сонячної плазми може становити від 300 років для сонячних плям (Cowling, 1946) до більше ніж п'ять мільярдів років для загального магнітного поля Сонця (Cowling, 1945). Це вражає суперечить спостереженим даним, згідно з якими максимальна тривалість існування сонячних плям не перевищує кількох місяців, а протяжність магнітного циклу Хейла становить 22 роки. Під час аналізу цієї суперечності дослідники виявили здатність флуктуаційних (турбулентних) пульсацій плазми значно прискорювати перебудову магнітних полів. Залучення до розгляду гідродинамічних турбулентних рухів середовища завершилося створенням теорії МГД усереднених (глобальних) магнітних полів, яка в літературі отримала назву макроскопічної МГД (Krause, & Rädler, 1980; Вайнштейн, Зельдович, & Рузмайкин, 1980). В новій теорії МГД електродинамічні властивості середовища визначаються не тільки його газокінетичною електропровідністю σ і газокінетичною магнітною проникністю μ (значення якої в класичній МГД зазвичай приймають рівною одиниці), але ще й параметрами, які відображають вплив турбулентності на середовище. В межах макроскопічної МГД відкрито **три нові ефекти впливу турбулентності** на електродинамічні властивості замагніченої плазми, які відіграють вирішальну роль у сучасній теорії еволюції магнітних полів у турбулентному середовищі. Перший ефект полягає в тому, що в охоплених турбулентністю (або конвекцією) системах, що обертаються і перебувають у гравітаційному полі, завжди з необхідністю збуджуються спіральні рухи. Останні генерують додаткове "турбулентне" електричне поле, що є паралельним глобальному магнітному полю. Цей ефект був невідомим у класичній МГД, в якій електричне поле, індуковане гідродинамічними рухами, завжди спрямовано перпендикулярно магнітному полю. Тому цей революційний ефект, який творці макроскопічної МГД назвали α -ефектом, займає ключове місце в теорії гідромагнітного динамо. Саме α -ефект, діючи на тороїдальне магнітне поле Сонця, генерує пологоїдальне магнітне поле, здійснюючи таким способом зворотний зв'язок двох глобальних магнітних компонентів, якого не вистачало в моделях ламінарного динамо, і тим самим замикає сонячний динамо-цикл. Другий новий ефект полягає в тому, що в неоднорідному турбулентному середовищі активізуються процеси зміни масштабів полів без генерації (турбулентний макроскопічний діамagnetизм і магнітна адвекція), які називають турбулентною перебудовою магнетизму. Нарешті,

© Криводубський Валерій, 2024

третій турбулентний ефект забезпечує суттєве зменшення коефіцієнтів електропровідності і магнітної проникності, що приводить до посилення турбулентної магнітної дифузії, яка значно перевищує омичну дисипацію струмів. Забезпечуючи швидкі згасання магнітних полів у сонячній конвективній зоні (СКЗ), турбулентна дифузія створює необхідні передумови безперервного збудження глобального магнетизму Сонця. Роль α -ефекту в замиканні магнітного циклу Сонця в межах динамо-моделі досліджено автором раніше в роботах (Krivodubskij, 2005; 2020; 2006; Криводубський, 2020, підрозд. 3.3). Пізніше в роботі (Криводубський, 2019) показано, що завдяки третьому турбулентному ефекту відбувається необхідне зменшення електропровідності плазми в магнітних конфігураціях сонячних плям у ділянці накопичення електричних зарядів, що служать джерелом енергії сонячних спалахів. В цьому дослідженні ми продовжуємо вивчення впливу другого і третього ефектів турбулентності на електродинамічні властивості плазми в незбурених ділянках сонячної атмосфери (за межами сонячних плям). Очікується, що низькі значення коефіцієнтів електропровідності і магнітної проникності в турбулентному середовищі можуть сприяти швидкій спостереженій перебудові структури глобального магнітного поля. У зв'язку із цим, мета нашого дослідження така: 1) розрахувати коефіцієнти турбулентної електропровідності і турбулентної магнітної проникності в турбулентній оболонці Сонця; 2) проаналізувати, до яких змін просторово-часової еволюції глобального магнетизму Сонця приводить застосування теоретично розрахованих нами значень турбулентних електродинамічних параметрів.

Методи

Правомірність застосування теорії макроскопічної МГД до умов у турбулентній оболонці Сонця. Взявши до уваги фізичні параметри плазми і значення турбулентних швидкостей із моделей фотосфери (Gingerich et al., 1971) і СКЗ (Baker, & Temesvary, 1966), спочатку розраховано коефіцієнти кінематичної ν , магнітної ν_m і турбулентної ν_T в'язкостей. Для обчислення величини коефіцієнта кінематичної в'язкості ми використали формулу

$$\nu \approx 1,2 \times 10^{-16} T^{5/2} / \rho \text{ (см}^2/\text{с)} \quad (1)$$

з роботи Е. Н. Паркера (Parker, 1979), де T і ρ – температура і густина плазми. Розрахунки коефіцієнта магнітної в'язкості виконано згідно з виразом

$$\nu_m = c^2 / 4\pi\sigma, \quad (2)$$

де c – швидкість світла. Для цього величину газокінетичної електропровідності σ в одиницях Гауссової системи мір (СГС) обчислено за формулою Л. Спітцера (Spitzer, 1956)

$$\sigma \approx 2,37 \times 10^8 \gamma T^{3/2} / \ln \Lambda, \quad (3)$$

де T – температура іонізованого газу, $\ln \Lambda$ – кулонівський логарифм, множник $\gamma \approx 0,588$ (для значення середнього заряду іона $\bar{z} \approx 1,06$). Коефіцієнт турбулентної в'язкості розраховано за формулою

$$\nu_T \approx (1/3)ul, \quad (4)$$

що є загальноприйнятою в теорії довжини шляху змішування, де u і l – відповідно ефективна швидкість і характерний розмір турбулізованих конвективних рухів.

Потім на підставі отриманих обчислень зазначених коефіцієнтів розраховано радіальні розподіли величин гідродинамічного $Re = ul/\nu \approx 3\nu_T/\nu$ і магнітного $R_m = ul/\nu_m \approx 3\nu_T/\nu_m$ чисел Рейнольдса, які характеризують відповідно турбулентний і магнітоактивний режими рухів плазми. Результати розрахунків показано на рис. 1.

Видно, що розрахований коефіцієнт турбулентної в'язкості $\nu_T \approx 10^{11} - 10^{13} \text{ см}^2/\text{с}$ суттєво перевищує величини магнітної $\nu_m \approx 8 \times 10^8 - 8 \times 10^2 \text{ см}^2/\text{с}$ і газокінетичної $\nu \approx 0,2 - 10 \text{ см}^2/\text{с}$ в'язкостей ($\nu_T \gg \nu_m \gg \nu$). Відповідно до цього гідродинамічне і магнітне числа Рейнольдса в турбулентній оболонці Сонця **набувають величезних значень**: $Re \approx 5 \times 10^{11} - 5 \times 10^{13}$, $R_m \approx 10^4 - 10^{10}$. Умова, коли $Re \gg 1$, $R_m \gg 1$, **свідчить про турбулентний (а не ламінарний) режим гідродинамічних рухів на Сонці**, за якого допустимі прийняті в макроскопічній МГД процедури усереднення магнітних полів за масштабами, що перевищують кореляційні просторові й часові масштаби турбулентних пульсацій. Тому це надає право під час вивчення перебудови глобальних магнітних полів на Сонці застосовувати наближення теорії макроскопічної МГД. З огляду на це ми

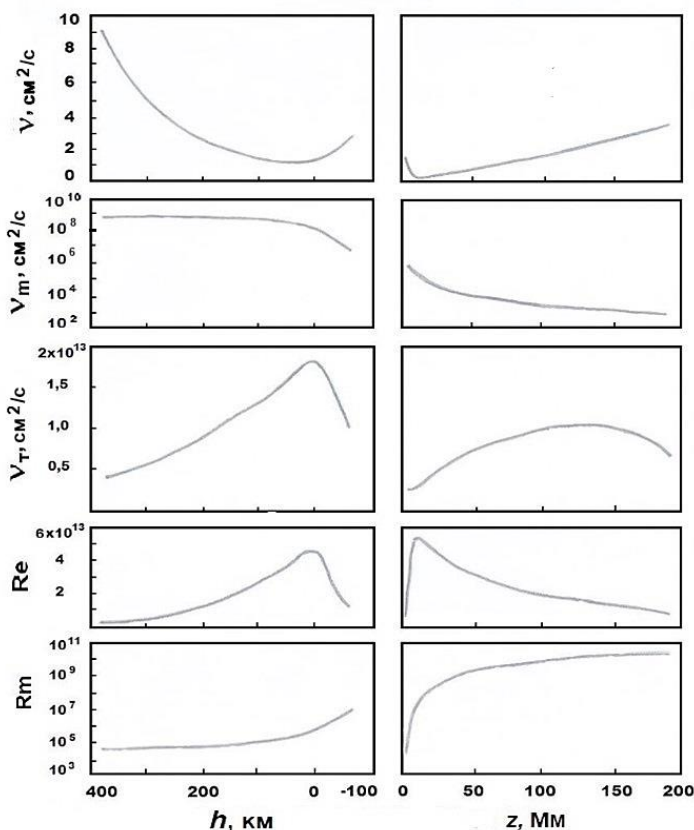


Рис. 1. Радіальні розподіли коефіцієнтів кінематичної ν , магнітної ν_m і турбулентної ν_T в'язкостей і значень гідродинамічного Re і магнітного R_m чисел Рейнольдса сонячної плазми (за висотою h для моделі фотосфери (Gingerich et al., 1971) і за глибиною z для моделі СКЗ (Baker, & Temesvary, 1966))

провели розрахунки турбулентних електродинамічних коефіцієнтів сонячної плазми, відповідальних за перебудову магнетизму, використовуючи формули макроскопічної МГД.

Результати

Розрахунки макроскопічних електродинамічних параметрів турбулізованої сонячної плазми. Турбулентну дифузію глобального (усередненого) магнітного поля $\langle \mathbf{B} \rangle$ в наближенні теорії макроскопічної МГД (Krause, & Rädler, 1980; Вайнштейн, Зельдович, & Рузмайкин, 1980) описують рівнянням

$$\frac{\partial \langle \mathbf{B} \rangle}{\partial t} = -\text{rot} \left\{ \frac{1}{2} \nabla v_T \times \langle \mathbf{B} \rangle + (v_m + v_T) \text{rot} \langle \mathbf{B} \rangle \right\} = \text{rot} \left\{ \mathbf{U}_\mu \times \langle \mathbf{B} \rangle - D_T \text{rot} \langle \mathbf{B} \rangle \right\}, \quad (5)$$

де $D_T = v_m + v_T$ – коефіцієнт магнітної дифузії в турбулентному середовищі. У випадку неоднорідної турбулентності перший член праворуч у цьому виразі описує процес (Вайнштейн, Зельдович, & Рузмайкин, 1980), фізичний сенс якого полягає у витісненні магнітного поля з областей із підвищеною інтенсивністю пульсацій у місця з менш розвиненою турбулентністю вздовж градієнта турбулентної в'язкості ∇v_T з ефективною швидкістю

$$\mathbf{U}_\mu = -\nabla v_T / 2. \quad (6)$$

Цей ефект був відкритий Я. Б. Зельдовичем (Zeldovich, 1956) і пізніше підтверджений в роботі Н. О. Вейса (Weiss, 1966). Згодом К.-Х. Редлер (Rädler, 1968) присвоїв ефекту назву макроскопічний турбулентний діамagnetизм. Другий член праворуч у виразі (5) описує турбулентну магнітну дифузію, що справджується навіть за однорідної турбулентності.

Використавши (у припущенні $v_m = \text{const}$) тотожні математичні вирази

$$(v_m + v_T) \equiv v_m (1 + v_T/v_m) \equiv v_m (1 + v_T/v_m)^{1/2} (1 + v_T/v_m)^{1/2}, \quad (7)$$

$$\nabla v_T / 2 \equiv v_m (1 + v_T/v_m)^{1/2} \nabla (1 + v_T/v_m)^{1/2}, \quad (8)$$

і формулу векторного аналізу

$$\text{rot} (\varphi \mathbf{F}) = \varphi \text{rot} \mathbf{F} + [\nabla \varphi \times \mathbf{F}], \quad (9)$$

після простих перетворень

$$\begin{aligned} (v_m + v_T) \text{rot} \mathbf{B} + (1/2) [\nabla v_T \times \mathbf{B}] &= \\ &= v_m (1 + v_T/v_m)^{1/2} (1 + v_T/v_m)^{1/2} \text{rot} \mathbf{B} + v_m (1 + v_T/v_m)^{1/2} [\nabla (1 + v_T/v_m)^{1/2} \times \mathbf{B}] = \\ &= v_m (1 + v_T/v_m)^{1/2} \{ (1 + v_T/v_m)^{1/2} \text{rot} \mathbf{B} + [\nabla (1 + v_T/v_m)^{1/2} \times \mathbf{B}] \} = \\ &= v_m (1 + v_T/v_m)^{1/2} \text{rot} [(1 + v_T/v_m)^{1/2} \mathbf{B}] \end{aligned} \quad (10)$$

рівняння магнітної дифузії (5) можна звести до іншого вигляду

$$\frac{\partial \langle \mathbf{B} \rangle}{\partial t} = -\text{rot} \left\{ v_m (1 + v_T/v_m)^{1/2} \text{rot} \left[(1 + v_T/v_m)^{1/2} \langle \mathbf{B} \rangle \right] \right\} = -\text{rot} \left\{ \frac{c^2}{4\pi\sigma_T} \text{rot} \left(\frac{\langle \mathbf{B} \rangle}{\mu_T} \right) \right\}, \quad (11)$$

де σ_T і μ_T – відповідно макроскопічні коефіцієнти турбулентної електропровідності і турбулентної магнітної проникності плазми, що визначаються такими виразами:

$$\sigma_T = \sigma / (1 + v_T/v_m)^{1/2}, \quad (12)$$

$$\mu_T = 1 / (1 + v_T/v_m)^{1/2}. \quad (13)$$

Згідно з рівнянням (11) турбулентна дифузія усередненого магнітного поля зумовлюється сумісною дією макроскопічних коефіцієнтів турбулентної електропровідності σ_T і турбулентної магнітної проникності μ_T . В такому разі очікується, що що мають справджуватися оцінки: $\mu_T = \sigma_T / \sigma \approx (v_T/v_m)^{-1/2} = Rm^{1/2} \ll 1$. Зважаючи на це, далі досліджено, що ж насправді дають розрахунки зазначених макроскопічних коефіцієнтів у застосуванні фізичних характеристик середовища з моделей фотосфери і СКЗ.

Результати наших розрахунків радіальних розподілів параметрів σ , σ_T і μ_T за висотою h у фотосфері і за глибиною z в СКЗ зображено на рис. 2.

Отримані значення звичайної газокінетичної електропровідності $\sigma \approx 10^{11} - 4 \times 10^{16}$ СГС узгоджуються з класичними оцінками цього параметра (див., напр., (Корескь, & Kuklin, 1969)), а також з оцінками, отриманими нами раніше (Криводубский, 1973). Водночас із рис. 2 видно, що турбулентна електропровідність $\sigma_T \approx 10^9 - 4 \times 10^{11}$ СГС виявилася суттєво меншою за газокінетичну електропровідність σ , а турбулентна магнітна проникність $\mu_T \approx 10^{-2} - 4 \times 10^{-5}$ – значно меншою за одиницю. Отже, в результаті проведених розрахунків для фізичних характеристик фотосфери і підфотосферних шарів, підтвердилися теоретичні очікування макроскопічної МГД, а саме: $\sigma_T \ll \sigma$, $\mu_T \ll 1$. У фотосфері і біля верхньої межі СКЗ різниця значень σ_T і σ становить близько двох порядків величини, а біля дна СКЗ вона досягає чотирьох порядків величини, водночас значення μ_T в цих шарах виявилися меншими за одиницю відповідно на два–чотири порядки.

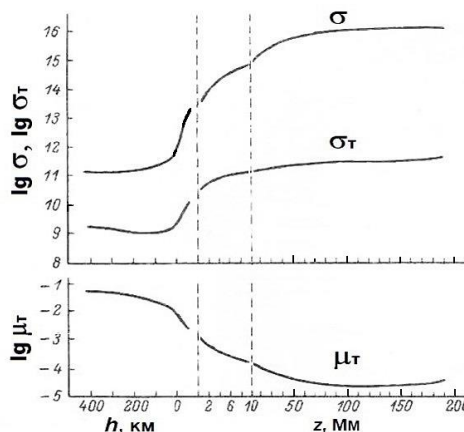


Рис. 2. Радіальні розподіли параметрів газокінетичної σ і турбулентної σ_T електропровідностей і турбулентної магнітної проникності μ_T (в одиницях СГС) сонячної плазми (за висотою h у моделі фотосфери (Gingerich et al., 1971) і за глибиною z у моделі СКЗ (Baker, & Temesvary, 1966)). На осі абсцис в точках $h = -100$ км і $z = 1000$ км для наочності змінено горизонтальний масштаб

Як видно з рівняння (11), турбулентна дифузія магнітного поля зумовлюється сумісним впливом турбулентної електропровідності σ_T і турбулентної магнітної проникності μ_T , яка описується коефіцієнтом

$$D_T = c^2 / 4\pi \sigma_T \mu_T. \quad (14)$$

З огляду на це, розрахований характерний час турбулентної дифузії сонячних магнітних полів $t_D \approx L^2 / D_T = 4\pi L^2 \sigma_T \mu_T / c^2$ мусить бути суттєво меншим за час їхньої омичної дисипації $t_m \approx L^2 / \nu_m = 4\pi L^2 \sigma / c^2$ (L – характерний розмір полів). Щоб переконатися в цьому проведемо теоретичні оцінювання часу турбулентного загасання магнітних полів сонячних плям і глобального магнітного поля Сонця. Спочатку зробимо оцінювання для сонячної плями із середнім характерним розміром $L \approx 20$ тис. км, локалізованої у фотосферних шарах на висоті $h = 200$ км, де значення турбулентних параметрів, необхідних для розрахунків, відповідно становлять: $\nu_T \approx 10^{12}$ см²/с, $\sigma_T \approx 10^{10}$ СГС, $\mu_T \approx 5 \times 10^{-3}$ СГС (див. рис. 1 і 2). Розрахунок дає оцінку $t_D \approx 3 \times 10^7$ с ≈ 45 днів, що узгоджується зі спостереженими даними щодо тривалості існування більшості розвинених груп плям. Тоді як оцінка часу омичної дисипації магнітного поля t_{vm} плями того самого розміру на тій самій висоті у фотосфері (де $\sigma \approx 10^{11}$ СГС, $\nu_m \approx 7 \times 10^8$ см²/с) становить близько 175 років, що вражає суперечить, як уже згадувалось, спостереженим даним. Перейдемо до оцінювання загасання глобального магнітного поля, характерний розмір якого порівнянний із радіусом Сонця $L \approx 700$ тис. км. Поблизу дна СКЗ значення необхідних для розрахунків коефіцієнтів відповідно становлять: $\nu_m \approx 10^3$ см²/с, $\nu_T \approx 6 \times 10^{12}$ см²/с, $\sigma \approx 4 \times 10^{16}$ СГС, $\sigma_T \approx 2 \times 10^{11}$ СГС, $\mu_T \approx 6 \times 10^{-5}$ СГС. Застосування останніх для обчислень приводить до оцінки $T_D \approx 8 \times 10^8$ с ≈ 25 років, що задовільно узгоджується з тривалістю магнітного циклу Сонця. Водночас згідно з теоретичним оцінюванням часу омичної дисипації глобального поля T_{vm}^0 , він становить нереальних 9 млрд років.

Отже, швидкість загасання сонячних магнітних полів з урахуванням турбулентності зростає (залежно від їхніх розмірів) на 4–9 порядків величини.

Це дає можливість теоретичного пояснення спостережених швидкоплинних магнітних процесів на Сонці, таких як час розладу магнітних полів сонячних плям і тривалість 22-річного магнітного циклу. Крім того, надзвичайно актуально, що турбулентна дифузія веде до швидкого знищення полів, чим створює необхідність постійного ефективного магнітного збудження, яке компенсує загасання магнетизму. Тим самим, ця властивість турбулентності стимулює дослідників до пошуку механізмів швидкої реконструкції глобального магнетизму Сонця.

Розглянуто роль макроскопічного турбулентного діамagnetизму у формуванні магнітного шару в нижній частині СКЗ. Помітний позитивний радіальний градієнт турбулентної в'язкості $\nabla \nu_T$ в нижній частині СКЗ (див. рис. 1), викликає низхідне інтенсивне діамagnetизне зміщення тороїдального магнітного поля, швидкість якого досягає значення $U_\mu \approx 4 \times 10^3$ см/с біля нижньої основи СКЗ ($z \approx 180\,000$ км). Тому макроскопічний турбулентний діамagnetизм у глибоких шарах відіграє роль **негативної магнітної плавучості**. Макроскопічний діамagnetизм протидіє магнітній плавучості, швидкість якої становить $U_B(B) = B / (4\pi\rho)^{1/2}$ (B – магнітна індукція, ρ – густина плазми), і тим самим сприяє утворенню магнітного шару усталеного тороїдального магнітного поля напруженістю $B_s = (4\pi\rho)^{1/2} \nu_T / 2 \approx 3000$ – 4000 Гс.

Дискусія і висновки

1. На підставі фізичних параметрів фотосфери і СКЗ ми розраховували розподіли вздовж сонячного радіуса коефіцієнтів кінематичної ν , магнітної ν_m і турбулентної ν_T в'язкостей. Виявлено, що коефіцієнт турбулентної в'язкості $\nu_T \approx 10^{11}$ – 10^{13} см²/с суттєво перевищує величини магнітної $\nu_m \approx 8 \times 10^8$ – 8×10^2 см²/с і газокінетичної $\nu \approx 0,2$ – 10 см²/с в'язкостей ($\nu_T \gg \nu_m \gg \nu$). Тому гідродинамічне і магнітне числа Рейнольдса в турбулентній оболонці Сонця набувають величезних значень: $Re \approx 5 \times 10^{11}$ – 5×10^{13} , $R_m \approx 10^4$ – 10^{10} . Умова $Re \gg 1$, $R_m \gg 1$ **свідчить про**

турбулентний (а не ламінарний) режим гідродинамічних рухів на Сонці, за якого допустимі прийняті в макроскопічній МГД процедури усереднення магнітних полів за масштабами, що перевищують кореляційні просторові й часові масштаби турбулентних пульсацій. З огляду на це зроблено висновок, що наближення теорії макроскопічної МГД можна застосувати для вивчення реконструкції глобальних магнітних полів Сонця.

2. Розраховано радіальні розподіли параметрів газокінетичної σ і турбулентної σ_T електропровідностей, а також турбулентної магнітної проникності μ_T . Установлено, що в турбулентній оболонці Сонця турбулентна провідність σ_T є значно меншою за газокінетичну провідність σ (різниця значень становить від двох до чотирьох порядків величини залежно від локалізації в надрах Сонця: $\sigma \approx 10^{11} - 4 \times 10^{16}$ СГС, $\sigma_T \approx 10^9 - 4 \times 10^{11}$ СГС). У цьому разі з'ясувалося, що величина коефіцієнта турбулентної магнітної проникності $\mu_T \approx 10^{-2} - 4 \times 10^{-5}$ у всіх шарах також є суттєво меншою ніж загально прийняте в класичній електродинаміці її газокінетичне значення $\mu = 1$.

3. Розрахований коефіцієнт турбулентної магнітної дифузії $D_T = c^2/4\pi\sigma_T\mu_T$ виявився на 4–9 порядків величини вищим за коефіцієнт магнітної в'язкості $\nu_m = c^2/4\pi\sigma$, який визначає швидкість омичної дисипації магнітних полів. Зважаючи на це, розрахований характерний час турбулентної дифузії сонячних магнітних полів $t_D \approx L^2/\nu_T$ виявився значно меншим за час їхньої омичної дисипації $t_m \approx L^2/\nu_m$ (L – характерний розмір полів). Це дає можливість теоретичного пояснення спостережених швидкоплинних магнітних процесів на Сонці, зокрема й таких, як час розпаду магнітних полів сонячних плям (який не перевищує кількох місяців) і тривалість 22-річного магнітного циклу.

Джерела фінансування. Роботу виконано за підтримки Міністерства освіти і науки України: держбюджетна тема № 22БФ23-03 за програмою "Астрономія та фізика космосу" Київського національного університету імені Тараса Шевченка.

Список використаних джерел

- Вайнштейн, С. И., Зельдович, Я. Б., & Рузмайкин, А. А. (1980). *Турбулентное динамо в астрофизике*. Наука.
- Зельдович, Я. Б. (1956). Магнитное поле при двумерном движении проводящей жидкости. *Журнал теоретической и экспериментальной физики*, 31, 154–156.
- Криводубский, В. Н. (1973). Электропроводность вещества в подфотосферных слоях Солнца. *Проблемы космической физики*, 8, 3–15.
- Криводубский, В. (2019). Электропроводность плазмы в магнитных конфигурациях сонячних плям. *Вісник Київського національного університету імені Тараса Шевченка. Серія "Астрономія"*, 1(59), 29–34.
- Криводубський, В. Н. (2020). Магнетизм Сонця. Теорія та спостереження. У В. М. Єфіменка, В. М. Івченка (Ред.), 175 років Астрономічній обсерваторії Київського університету (с. 236–263). ВПЦ "Київський університет".
- Baker, N., & Temesvary, S. (1966). *Tables of convective stellar envelope models*. 2nd edition. New York: NASA, Institute for Space Studies.
- Cowling, T. G. (1945). On the Sun's general magnetic field. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 105, 166–174.
- Cowling, T. G. (1946). The growth and decay of the sunspot magnetic field. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 106, 218–224.
- Gingerich, O., Noyes, R. W., Kalkofen, W., & Cuny, Y. (1971). The Garvard-Smithsonian reference atmosphere. *Solar Physics*, 18(3), 347–365.
- Kopecký, M., & Kuklin, G. V. (1969). On a more precise calculation of the electric conductivity in the photosphere and in sunspots. *Solar Physics*, 6(2), 241–253.
- Krause, F., & Rädler, K.-H. (1980). *Mean Field Magnetohydrodynamics and Dynamo Theory*. Oxford: Pergamon Press, Ltd.
- Krivodubskij V. N. (2005). Turbulent dynamo near tachocline and reconstruction of azimuthal magnetic field in the solar convection zone. *Astronomische Nachrichten*, 326(1), 61–74.
- Krivodubskij, V. N. (2006). Dynamo parameters of the solar convection zone. *Kinematics and Physics of Celestial Bodies*, 22(1), 1–20.
- Parker, E. N. (1979). *Cosmical Magnetic Fields*. Oxford: Clarendon Press.
- Rädler, K.-H. (1968). Zur Elektrodynamik turbulent bewegter leitender Medien. *Zeitschrift Naturforschung Teil A*, 23a, 1841–1860.
- Spitzer, L. (1956). *Physics of Fully Ionized Gases*. New York: Interscience Publ.
- Stix, M. (2002). *The Sun: An Introduction* (2nd ed.). Berlin: Springer-Verlag.
- Weiss, N. O. (1966). The expulsion of magnetic flux by eddies. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences*, A293, 310–328.

References

- Baker, N., & Temesvary, S. (1966). *Tables of convective stellar envelope models*. 2nd edition. New York: NASA, Institute for Space Studies.
- Cowling, T. G. (1945). On the Sun's general magnetic field. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 105, 166–174.
- Cowling, T. G. (1946). The growth and decay of the sunspot magnetic field. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 106, 218–224.
- Gingerich, O., Noyes, R. W., Kalkofen, W., & Cuny, Y. (1971). The Garvard-Smithsonian reference atmosphere. *Solar Physics*, 18(3), 347–365.
- Kopecký, M., & Kuklin, G. V. (1969). On a more precise calculation of the electric conductivity in the photosphere and in sunspots. *Solar Physics*, 6(2), 241–253.
- Krause, F., & Rädler, K.-H. (1980). *Mean Field Magnetohydrodynamics and Dynamo Theory*. Oxford: Pergamon Press, Ltd.
- Krivodubskij, V. N. (1973). Electrical conductivity of matter in the subphotospheric layers of the Sun. *Problems of Space Physics*, 8, 3–15 [in Russian].
- Krivodubskij V. N. (2005). Turbulent dynamo near tachocline and reconstruction of azimuthal magnetic field in the solar convection zone. *Astronomische Nachrichten*, 326(1), 61–74.
- Krivodubskij, V. N. (2019). Electrical conductivity of plasma in magnetic configurations of sunspots. *Bulletin of National Taras Shevchenko University of Kyiv. Astronomy*, 1(59), 29–34 [in Ukrainian].
- Krivodubskij, V. N. (2020). Magnetism of the Sun. Theory and observation. In V. M. Efimenko, V. M. Ivchenko (Eds.), *175 years of the Astronomical Observatory of Kyiv University* (p. 236–263). PPC "Kyiv University" [in Ukrainian].
- Krivodubskij, V. N. (2006). Dynamo parameters of the solar convection zone. *Kinematics and Physics of Celestial Bodies*, 22(1), 1–20.
- Parker, E. N. (1979). *Cosmical Magnetic Fields*. Oxford: Clarendon Press.
- Rädler, K.-H. (1968). Zur Elektrodynamik turbulent bewegter leitender Medien. *Zeitschrift Naturforschung Teil A*, 23a, 1841–1860.
- Spitzer, L. (1956). *Physics of Fully Ionized Gases*. New York: Interscience Publ.
- Stix, M. (2002). *The Sun: An Introduction* (2nd ed.). Berlin: Springer-Verlag.
- Vainshtein, S. I., Zeldovich, Ya. B., & Ruzmaikin, A. A. (1980). *Turbulent Dynamo in Astrophysics*. Nauka [in Russian].
- Weiss, N. O. (1966). The expulsion of magnetic flux by eddies. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences*, A293, 310–328.
- Zeldovich, Ya. B. (1956). Magnetic field during two-dimensional motion of a conducting fluid. *Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 31, 154–156 [in Russian].

Отримано редакцією журналу / Received: 27.10.24

Прорецензовано / Revised: 17.11.24

Схвалено до друку / Accepted: 06.12.24

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

TURBULENT ELECTRICAL CONDUCTIVITY AND TURBULENT MAGNETIC PERMEABILITY OF SOLAR PLASMA

Background. The observed 22-year solar cycle is a clear manifestation of the rapid variability of global magnetism in astrophysical conditions. Explaining the mechanism of the Sun's magnetic cycle provides a key to understanding the nature of cosmic magnetism. However, the rapid change of the observed magnetic fields on the solar surface cannot be explained only by their ohmic diffusion. The theoretically calculated characteristic time of such diffusion (which is proportional to the product of the electrical conductivity of the plasma by the square of the scale of the magnetic field) is very large even by astronomical standards. Therefore, the search for new methods of studying the solar magnetized plasma becomes relevant. We believe that reducing the calculated duration of the reconstruction of magnetic fields on the Sun (according to the data of observations) can be achieved if we take into account MHD turbulence, which significantly accelerates the processes of attenuation and excitation of fields. Involvement in the consideration of turbulent motions in the plasma ended with the creation of macroscopic MHD (Krause, & Rädler, 1980; Vainshtein, Zeldovich, & Ruzmaikin, 1980), in the framework of which there is a significant decrease in the electrical conductivity and magnetic permeability of the medium, which causes a decrease in the calculated time of reconstruction of global magnetic fields. The purpose of this study is to calculate the coefficients of turbulent electrical conductivity and turbulent magnetic permeability of the solar plasma and to analyze changes in the spatio-temporal evolution of the global magnetism of the Sun taking into account these turbulent parameters.

Methods. Macroscopic magnetohydrodynamics, which studies the behavior of global electromagnetic and hydrodynamic fields in turbulent plasma.

Results. The distribution along the solar radius of the coefficients of kinematic ν , magnetic ν_m and turbulent ν_τ viscosities, hydrodynamic Re and magnetic Rm Reynolds numbers were calculated for the photosphere and the solar convective zone models: $\nu \approx 0.2\text{--}10\text{ cm}^2/\text{s}$, $\nu_m \approx 6 \times 10^8\text{--}8 \times 10^2\text{ cm}^2/\text{s}$, $\nu_\tau \approx 10^{11}\text{--}10^{13}\text{ cm}^2/\text{s}$, $Re \approx 5 \times 10^{11}\text{--}5 \times 10^{13}$, $Rm \approx 10^4\text{--}10^{10}$. The conditions $Re \gg 1$, $Rm \gg 1$ indicate a turbulent regime of hydrodynamic motions on the Sun, therefore the theory of macroscopic MHD can be applied to study the reconstruction of solar global magnetic fields. The value of the turbulent electrical conductivity $\sigma_\tau \approx 10^9\text{--}4 \times 10^{11}$ CGS calculated under such conditions turned out to be significantly smaller than the gas-kinetic electrical conductivity $\sigma \approx 10^{11}\text{--}4 \times 10^{16}$ CGS, and the value of the turbulent magnetic permeability coefficient $\mu_\tau \approx 10^{-2}\text{--}4 \times 10^{-5}$ – significantly smaller than its gas-kinetic value $\mu = 1$ generally accepted in classical electrodynamics. It is relevant that the results we obtained, $\sigma_\tau \ll \sigma$, $\mu_\tau \ll 1$, should, according to theoretical estimates, contribute to the accelerated restructuring of magnetic configurations on the Sun.

Conclusions. The turbulent magnetic diffusion coefficient $D_\tau = c^2/4\pi\sigma_\tau\mu_\tau$, calculated by us, turned out to be 4–9 orders of magnitude larger than the magnetic viscosity coefficient $\nu_m = c^2/4\pi\sigma$, responsible for the ohmic dissipation of magnetic fields. Therefore, the characteristic time of turbulent diffusion of solar magnetic fields $t_D \approx L^2/\nu_\tau$ becomes significantly less than the time of their ohmic dissipation $t_m \approx L^2/\nu_m$ (L is the characteristic size of the fields). This provides a theoretical explanation for the observed decay time of the magnetic fields of sunspots (which does not exceed a few months) and the duration of the 22-year magnetic cycle. The radial inhomogeneity of the turbulent viscosity ν_τ and the condition $\mu_\tau \ll 1$, that we discovered, testify to the strong macroscopic diamagnetism of the solar plasma.

Keywords: magnetic fields, turbulence, macroscopic MHD, electrical conductivity, magnetic permeability, macroscopic turbulent diamagnetism, magnetic activity of the Sun.

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

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