

В. Лоцицкий, д-р физ.-мат. наук,  
Киевский национальный университет имени Тараса Шевченко, Киев,  
М. Стодилка, д-р физ.-мат. наук,  
Львовский национальный университет имени Ивана Франко, Львов

### МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ И ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ УСЛОВИЯ В ПРЕДМАКСИМАЛЬНОЙ ФАЗЕ СОЛНЕЧНОЙ ВСПЫШКИ БАЛЛА М6.4/3N

Исследована предмаксимальная фаза солнечной вспышки 19 июля 2000 г. балла М6.4/3N, которая возникла в активной области NOAA 9087. Ешелейные зееман-спектрограммы этой вспышки были получены на горизонтальном солнечном телескопе Астрономической обсерватории Киевского национального университета имени Тараса Шевченко. Эффективное магнитное поле  $B_{\text{eff}}$  было измерено по линиям FeI 6301.5 Å, FeI 6302.5 Å, Na и H $\beta$ . Оказалось, что в самом ярком месте вспышки, которое проектировалось на небольшое солнечное пятно N полярности,  $B_{\text{eff}}$  по всем четырем линиям были близки между собой и отвечали 1.0–1.2 кГс. В то же время модуль напряженности магнитного поля на уровне формирования FeI 6302.5, определенный по расщеплению пиков V параметра Стокса и локализации  $\sigma$ -компонент в профилях  $I \pm V$ , был в границах 1.6–2.6 кГс. Бисекторы профилей  $I + V$  и  $I - V$  линии FeI 6301.5 параллельны между собой, что указывает на простую однокомпонентную структуру магнитного поля на уровне средней фотосферы под вспышкой. Бальмеровский декремент  $I_{\text{max}}(\text{Na})/I_{\text{max}}(\text{H}\beta)$  по линиям Na и H $\beta$  был равен 1.16. Полуэмпирическая модель фотосферных слоев вспышки строилась по наблюдаемым профилям Стокса I немагниточувствительных линий FeI 5123.7 и 5434.5 путем решения обратной задачи неравновесного переноса излучения с использованием стабилизаторов Тихонова. Оказалось, что для распределения температуры с высотой эффекты отклонения от ЛТР являются существенными уже для слоев нижней фотосферы, которые отвечают высотам  $h \geq 0$  (т. е.  $z \leq 1$ ). Во всей толще фотосферы ( $h = 0-500$  км) температура во вспышке понижена по сравнению с невозмущенной атмосферой, тогда как для  $h > 500$  км она несколько повышена. Микротурбулентная скорость повышена на высотах  $h > 200-500$  км, тогда как на высотах  $h < 200$  км она понижена. Полученные результаты указывают на то, что верхняя фотосфера и нижняя хромосфера существенно возмущаются во время солнечных вспышек даже тогда, когда в нижних слоях (средняя фотосфера) магнитное поле является квазиоднородным.

Ключевые слова: Солнце, солнечная активность, солнечные вспышки, вспышка 19 июля 2000 г. балла М6.4/3N, солнечные магнитные поля, полуэмпирическая модель.

УДК 523.98

В. Криводубський, д-р. фіз.-мат. наук,  
Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ

### ЕЛЕКТРОПРОВІДНІСТЬ ПЛАЗМИ В МАГНІТНИХ КОНФІГУРАЦІЯХ СОЛЯЧНИХ ПЛЯМ

Основна проблема електромагнітних моделей спалахів на Сонці полягає в тому, що в умовах високої електропровідності сонячної плазми важко забезпечити ефективно енерговиділення внаслідок джоулевої дисипації струмів у "ядрі спалаху". Для пояснення швидкої дисипації електричних струмів ми розглянули ефект зменшення величини електропровідності в турбулентному середовищі. У місцях нульового магнітного поля у фотосфері (які відповідають "ядру спалаху"), де немає пригнічення турбулентності магнетизмом, провідність є турбулентною за своєю природою. Водночас в околі плям зовні "ядра спалаху" турбулентні рухи значною мірою пригнічені сильними магнітними полями ( $B \approx 3000$  Гс), що майже нівелює ефект впливу турбулентності на провідність плазми. Тому тут електропровідність буде газокінетичною, а її величина значно перевищуватиме турбулентну провідність. Розрахована нами турбулентна провідність у фотосфері  $\sigma_T \approx 5 \cdot 10^8$  CGSE виявилась на 2-3 порядки менше газокінетичної провідності  $\sigma \approx 10^{11}$  CGSE (у місцях сильних магнітних полів). Виявлені ділянки аномально низької турбулентної провідності в місцях нульових магнітних ліній складних конфігурацій груп сонячних плям можуть сприяти прискореній дисипації струмів, яка забезпечує ефективно теплове енерговиділення спалахів.

Коротко розглядається проблема циркуляції двох струмів у електричному ланцюзі корона – фотосфера. Згідно з моделлю фотосферного динамо конвективні рухи на фотосферному рівні збуджують електричне поле величиною  $E_0 \approx 10^4$  CGSE. У такому випадку в зовнішніх ділянках (відносно області "ядра спалаху") електричного кола фотосфера – корона в місцях сильних магнітних полів, де турбулентність майже пригнічена, величина струму буде становити  $j_a = \sigma E_0 \approx 10^7$  CGSE. Водночас у ділянці "ядра спалаху", де нейтральні магнітні поля не впливають на турбулентність, величина струму буде значно меншою:  $j_T \approx \sigma_T E_0 \approx 5 \cdot 10^4$  CGSE. Існування в електричному колі корона – фотосфера двох ділянок з різними величинами струмів може сприяти просторовому розділенню зарядів, що, у свою чергу, може бути корисним при подальшій розробці електромагнітних моделей спалаху.

Ключові слова: сонячні спалахи, магнітні поля, сонячні плями, турбулентна електропровідність, електроструми.

**Вступ.** Після піонерської роботи Джованеллі [1] про електромагнітну природу сонячного спалаху впродовж уже більше ніж півстоліття обговорюються не менше десятка моделей спалахів (див., напр., монографії [1–5] і огляди [6–9]). Згідно зі спостереженими даними сонячні спалахи вельми різноманітні за своїми проявами, властивостями й, імовірно, за все, фізичними механізмами. Як зауважив у свій час Корнеліус де Ягер, "flares are different" (див. цитування в роботі [9]). Зважаючи на це, усі спроби пояснення природи сонячних спалахів на основі єдиного універсального механізму залишаються безуспішними. Єдине, що не підлягає сумніву, це те, що джерелом енергії спалаху служить магнітне поле, а основним механізмом вивільнення енергії – магнітне перез'єднання протилежно спрямованих магнітних полів у розвинених активних областях груп сонячних плям. З огляду на це нині існуючі моделі спалахів діляться на два класи: динамічні моделі спалахів (моделі взаємодіючих спалахових магнітних петель) і моделі "статистичних спалахів".

У рамках першого класу моделей два близько розміщені магнітні джугти активної області притягуються один до одного, у результаті при їхньому контакті формуються ділянки перез'єднання протилежно спрямованих магнітних силових ліній, у яких частина енергії магнітних полів у результаті їх анігіляції переходить у тепло (див. першу роботу в цьому напрямі Світа [10]). У роботі Хейвартса [11] висловлено припущення, що спалах виникає при взаємодії магнітної силової трубки, що піднімається, з магнітним полем корональної арки, спрямування поля якої протилежно напрямку висхід-

ного магнітного потоку. У ділянці взаємодії магнітних петель формується струмовий шар, у якому відбувається дисипація магнітних полів, що супроводжується нагріванням плазми і прискоренням заряджених часток. Зазначені моделі першого класу припускають формування одного або кількох нейтральних магнітних струмових шарів.

Що стосується моделей класу "статистичних спалахів", запропонованих Паркером [12] і Влахом [13], то підфотосферна і фотосферна турбулентність неперервно розщеплюють великомасштабні магнітні структури на мільйони закручених магнітних трубок (так званих фібріл). Взаємодія великої кількості таких трубок шляхом їхнього злиття або розвинення згинальних і тірінг-нестійкостей дає спорадичну нестійкість у вигляді слабких, кількістю до  $10^9$ , спалахів (наноспалахів). Зазначені спонтанні процеси роблять внесок у нагрівання плазми. Основною проблемою цього підходу залишається опис процесу колективної взаємодії (самоорганізації) великої кількості спонтанно виникаючих струмових шарів, тобто пошук природи єдиного тригера для мільйонів (мільярдів) струмових шарів.

З огляду на це ми залишаємося на позиціях першого класу моделей сонячного спалаху, зокрема електромагнітної моделі. У свій час Альфвен і Карлквіст [14] запропонували модель сонячного спалаху, у якій вивільнення енергії пов'язане з розмиканням електричного струму в ланцюгові "корональна магнітна арка – фотосфера". Модель базувалась на магнітографічних вимірюваннях Сєверного [15], який показав, що спалахи виникають по обидва боки лінії розділу полярності подовженого магнітного поля в околі складних конфігурацій сонячних плям, де існують сильні струми ( $\approx 10^4$  CGSE), і на аналогії з електричним контуром, що містить ртутний газотрон (який за певних умов може здійснювати різкий перехід від високої провідності до стану з великим електричним опором). Ідучи за Альфвеном і Карлквістом [14], у більшості електромагнітних моделей спалаху для пояснення енерговиділення автори використовують ефект джоулевої дисипації сильних електричних струмів. Однак ефективна омична дисипація струмів ускладнена через високу газокінетичну електропровідність сонячної плазми. З огляду на це виникла проблема пошуку причин суттєвого зниження провідності плазми в певних ділянках сонячної атмосфери. Зазвичай для розв'язання цієї проблеми дослідники залучають до розгляду аномально високу резистивність турбулізованої плазми (див. огляд [9]), оскільки сильно нестационарні процеси в астрофізичних умовах часто супроводжуються плазмовою турбулентністю. Однак умови виникнення струмової нестійкості маломасштабних іонно-звукових хвиль (яка викликає аномально високу турбулентну резистивність) на Сонці досить жорсткі [16], що веде до численних труднощів у теорії сонячних спалахів. Разом з тим у космосі часто трапляється магнітогідродинамічна (МГД) турбулентність, для якої характерні просто рухи плазми в магнітному полі. Саме МГД-турбулентність відіграє вирішальну роль у збудженні та переструктурі космічного магнетизму [17]. У межах макроскопічної МГД було відкрито кілька нових турбулентних ефектів [18], суть одного із яких полягає у значному зниженні провідності турбулентного середовища. Мета даної роботи – дослідити перерозподіл величини провідності плазми в ділянках із різною інтенсивністю турбулентних пульсацій, зумовленою складною магнітною конфігурацією в активній області, при залученні до розгляду зазначеного ефекту макроскопічної МГД. Ми очікуємо виявити суттєве зменшення параметра турбулентної провідності, що може сприяти перетворенню магнітної енергії на теплову енергію спалаху внаслідок джоулевої дисипації електричних струмів поблизу нейтральних магнітних ліній груп сонячних плям.

**Неоднорідність магнітного поля в активних областях і параметри електропровідності плазми.** Згідно з Вайнштейном, Зельдовичем і Рузмайкіним [17] величина коефіцієнта турбулентної електропровідності  $\sigma_T$  визначається виразом

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

де  $\sigma$  – газокінетична електропровідність, яку у випадку частково іонізованої плазми можна розрахувати за формулою Копецького і Кукліна [19]

$$\lg \sigma = 15,00 + 0,93 \lg (P_e/P), \quad (2)$$

де  $P_e$  і  $P$  – електронний і повний тиск плазми,  $v_T \approx (1/3)ul$  і  $v_m = c^2/4\pi\sigma$  – відповідно турбулентна в'язкість і газокінетична магнітна в'язкість,  $u$  і  $l$  – ефективна швидкість і характерний розмір турбулентних пульсацій,  $c$  – швидкість світла. Згідно з нашими розрахунками [20–23] газокінетичні параметри сонячної плазми  $\sigma$  і  $v_m$  на фотосферному рівні мають такі значення:

$$\sigma \approx 10^{11} \text{ CGSE}, \quad v_m \approx 7 \cdot 10^8 \text{ cm}^2/\text{c}. \quad (3)$$

Зазвичай в умовах розвинених турбулентних рухів виконується співвідношення  $(v_T/v_m)^{1/2} \gg 1$ , що для турбулентного середовища зумовлює те, що розрахована турбулентна провідність виявляється значно меншою від величини газокінетичної електропровідності (наші розрахунки для фотосфери див. нижче).

Як відомо, спалахи найчастіше виникають у активних областях із сильно розвиненими магнітними структурами [24, 25]. Спільне одночасне існування тут перемешованих ділянок сильних магнітних полів різної полярності та нейтральних магнітних конфігурацій створює сприятливі умови для утворення ділянок з різною інтенсивністю турбулентності на фотосферному рівні. Зважаючи на це, в місцях сильних магнітних полів турбулентні рухи значною мірою будуть пригнічені цими полями. Як наслідок турбулентна в'язкість  $v_T \approx (1/3)ul$  стає знехтуваною, що **майже нівелиює ефект** впливу турбулентності на провідність плазми. Тому тут електропровідні властивості плазми можна описати величиною, близькою до газокінетичної провідності середовища  $\sigma$ . Разом з тим у місцях із нульовим магнітним полем турбулентність не пригнічена. У результаті тут ефект впливу турбулентності на електропровідність має проявитися повною мірою. Зважаючи на це електропровідність плазми в цих ділянках буде мати турбулентний характер і описуватися величиною  $\sigma_T$ , суттєво меншою від величини газокінетичної провідності  $\sigma$ .

Нами запропоновано концепцію перерозподілу параметрів електропровідності, яка базується на таких фізичних ефектах і відомих зі спостережень умовах у сонячній атмосфері: 1) зменшення параметра електропровідності (збільшення резистивності) у турбулентному середовищі; 2) пригнічення турбулентності під впливом сильних магнітних полів; 3) збудження великомасштабного електричного поля макроскопічними рухами плазми у фотосфері в присутності загального магнітного поля Сонця (фотосферне динамо); 4) спостережена просторова неоднорідна структура магнітних конфігурацій в околі груп сонячних плям спричинює формування струмових шарів із нульовими (нейтральними) магнітними полями.

Сприятливі умови в сонячній плазмі для турбулентного зниження електропровідності мають проявлятися в місцях слабких магнітних полів, насамперед поблизу нейтральних ліній магнітного поля. Зазвичай формування ділянок з нульовими магнітними полями описують як процес перез'єднання магнітних силових ліній [5]. У зв'язку з цим зазначимо, що в результаті анігіляції полів поблизу нейтральних ліній магнітна енергія перетворюється на теплову, за рахунок якої тут може підтримуватися режим турбулентних рухів або навіть зростати їхня інтенсивність. Це може додатково сприяти ефекту зменшення провідності плазми.

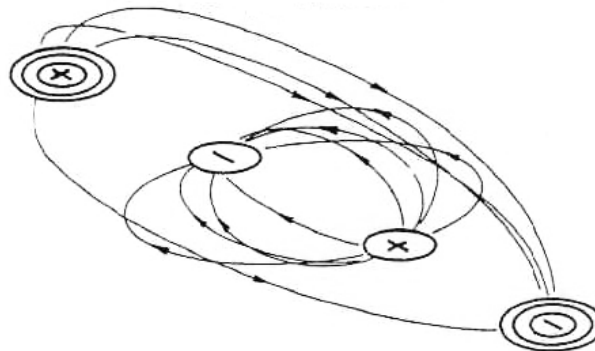
Отже, неоднорідні магнітні поля у фотосфері, які спричиняють утворення неоднорідної інтенсивності турбулентності, урешті-решт можуть сприяти формуванню ділянок з різними значеннями зазначених вище параметрів провідності плазми. Саме ця обставина буде використовуватися нами далі при розрахунках електропровідностей і фотосферних струмів.

**Фотосферне динамо і електричні струми в розвинених групах сонячних плям.** Сен і Уайт [26] для пояснення необхідного для сонячного спалаху електричного поля запропонували механізм так званого фотосферного динамо. Слід зазначити, що Сен і Уайт розробили не класичну модель самоузгодженого динамо, а спрощений механізм динамо, заснований на простому правилі елементарної електрики, коли провідник, що рухається поперек магнітних силових ліній, створює електричне поле

$$\mathbf{E}_0 = \mathbf{U} \times \mathbf{B} / c, \quad (4)$$

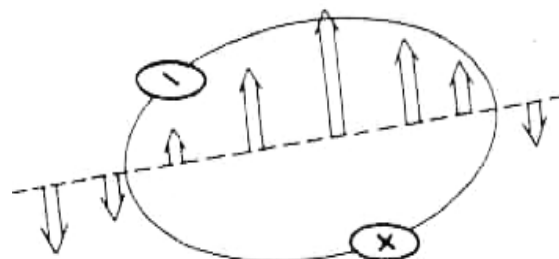
перпендикулярне як до магнітного поля  $\mathbf{B}$ , так і до вектора швидкості  $\mathbf{U}$ . Саме з цим полем пов'язана система фотосферних струмів у електромагнітних моделях спалаху. Сен і Уайт брали до уваги конвективні рухи, хоча не виключали інші можливості (напр. обертальні та вихрові рухи). Для ефективної роботи цього механізму він має діяти в області, де може бути велика відносна швидкість між електропровідним середовищем і магнітними силовими лініями. Така область підсилених механічних рухів знаходиться в ділянках слабоіонізованої плазми фотосфери і нижньої хромосфери. Поза цією областю магнітні поля вмерожені в плазму і рухаються разом з нею. Отже, схоже на те, що умови для збудження необхідного для спалаху електричного поля будуть оптимальними на фотосферному рівні поблизу сонячних плям. Саме тому запропонований механізм отримав назву *фотосферного динамо* [26]. Причиною розмикання струмів у динамо-моделях спалаху вважається зазвичай різке збільшення опору досліджуваних електричних ланцюгів у сонячній атмосфері. Проте механізми необхідного локального збільшення електричного опору (резистивності) у сонячних шарах досі потребують удосконалення.

Акасофу [27] припустив, що сприятливі умови для ефективної дії фотосферного динамо створюються в околі нової виникаючої магнітної біполярної пари сонячних плям, локалізованої між біполярною парою раніше існуючих старих плям (рис. 1).



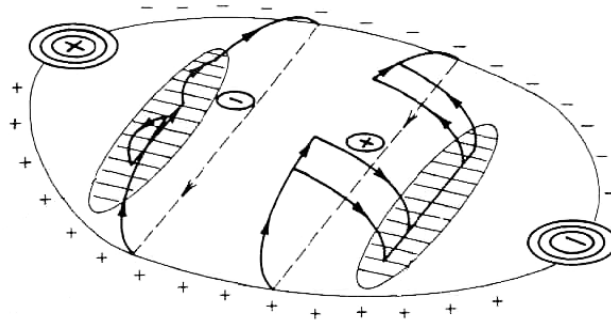
**Рис. 1.** Конфігурація магнітних полів складної розвиненої групи сонячних плям. Знаки "+" і "-" відображають протилежні магнітні полярності. Рисунок взято з роботи [27]

Відомо, що в околі плям завжди існують ускладнені фотосферні рухи [28]. Акасофу розглянув просту ситуацію рухів сусідніх конвективних елементів плазми догори-донизу між біполярними парами сонячних плям (рис. 2).



**Рис. 2.** Поле конвективних швидкостей (світлі стрілки) у розвиненій групі сонячних плям, які викликають збудження електричного поля  $\mathbf{E}_0 = \mathbf{V} \times \mathbf{B} / c$ . Рисунок взято з роботи [27]

Такі рухи спричиняють збудження електричного поля  $\mathbf{E}_0 = \mathbf{U} \times \mathbf{B} / c$ , з яким пов'язана розвинена система електричних струмів у групі сонячних плям зі складною конфігурацією магнітного поля (рис. 3).

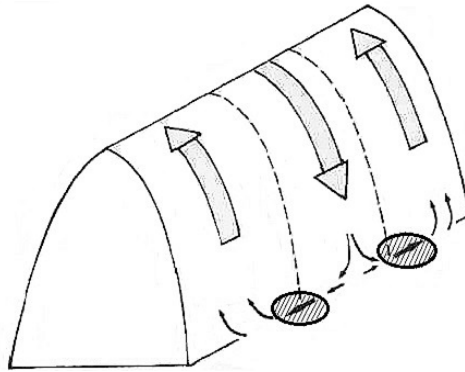


**Рис. 3.** Схема електричних струмів (чорні стрілки), що збуджуються конвективними рухами плазми у групі сонячних плям зі складною конфігурацією магнітного поля. Заштриховані ділянки поблизу нульових (нейтральних) магнітних силових ліній – місця виникнення спалахів. Рисунок взято з роботи [27]

Якщо для загального магнітного поля і швидкості фотосферних рухів узяти типові характеристики:  $B_0 \approx 10$  Гс,  $U \approx 3 \cdot 10^5$  см/с, то величина розрахованого нами згідно з виразом (4) електричного поля становитиме

$$E_0 = UB_0/c \approx 10^{-4} \text{ CGSE.} \tag{5}$$

**Перерозподіл коефіцієнтів електропровідності плазми у складних магнітних конфігураціях груп сонячних плям.** Для розрахунків величин електропровідностей ми приймаємо схему електричного кола корона – фотосфера (рис. 4) за Хейвартсом [11].



**Рис. 4.** Схема струмів у електричному ланцюзі корона – фотосфера. Світлі стрілки відображають корональні струми, чорні стрілки – фотосферні струми. Заштриховані овали на фотосферних ділянках ланцюга ("ядро спалаху") – місця поблизу нульових (нейтральних) магнітних силових ліній, у яких, як буде показано нижче, унаслідок інтенсивних турбулентних рухів може відбуватися значне падіння величини електропровідності сонячної плазми

У місцях нульового магнітного поля (заштриховані овали на рис. 4, які відповідають "ядру спалаху"), де немає пригнічення турбулентності магнетизмом, електропровідність матиме турбулентний характер. Водночас в околі плям зовні "ядра спалаху" в областях сильних магнітних полів  $B \approx 3000$  Гс (чорні стрілки поза межами заштрихованих овалів на рис. 4), які пригнічують інтенсивність турбулентних рухів, електропровідність мусить бути газокінетичною (і тому значно перевищувати турбулентну провідність). Проведемо оцінювання. Якщо для фотосферних і неглибоких підфотосферних шарів узяти значення фізичних параметрів із моделі сонячної конвективної зони Стікса [29] ( $u \approx 3,3 \cdot 10^5$  см/с,  $l \approx 2 \cdot 10^8$  см), то в результаті розрахунків отримуємо [20–23], що величина турбулентної в'язкості  $\nu_T$  значно перевищує величину газокінетичної магнітної в'язкості  $\nu_m$ :

$$\nu_T \approx (1/3)ul \approx 7 \cdot 10^{13} \text{ см}^2/\text{с}, \nu_m \approx 7 \cdot 10^8 \text{ см}^2/\text{с.} \tag{6}$$

Оскільки  $(\nu_T/\nu_m)^{1/2} \gg 1$ , то згідно з виразом (1) це має викликати істотне зниження турбулентної провідності відносно газокінетичної електропровідності ( $\sigma_T \ll \sigma$ ). Дійсно, у такому випадку розрахована турбулентна провідність у фотосфері буде на 2-3 порядки менше звичайної газокінетичної провідності:

$$\sigma_T \approx 5 \cdot 10^8 \text{ CGSE}, \sigma \approx 10^{11} \text{ CGSE.} \tag{7}$$

Виявлені ділянки аномально зниженої турбулентної електропровідності в місцях нейтральних магнітних ліній складних конфігурацій груп сонячних плям можуть сприяти ефективній дисипації електричних струмів, яка забезпечує швидке енерговиділення в електромагнітних моделях спалахів. У такому разі в ділянці нульового магнітного поля циркулюватиме "турбулентний" струм:

$$j_T \approx \sigma_T E_0 \approx 5 \cdot 10^4 \text{ CGSE.} \tag{8}$$

Якщо протяжність фотосферної ділянки  $R$  зниженої турбулентної провідності взяти рівною  $\approx 10^8$  см (приблизний розмір "ядра спалаху" у фотосфері [24]), то характерний час омичної дисипації  $t_0$  цього струму становитиме

$$t_0 = 4\pi\sigma_T R^2/c^2 \approx 4 \cdot 10^4 \text{ с} \approx 10 \text{ год,} \tag{9}$$

що за порядком величини узгоджується із тривалістю так званих *теплових спалахів*, під час яких відбувається лише незначне прискорення заряджених частинок, а основна частина виділеної енергії йде на нагрівання плазми [24]. Оцінимо енергію джоулевої дисипації в ділянці фотосферного динамо. Згідно з методикою [26] приймаємо об'єм ділянки динамо  $V$  рівним  $\approx 1,4 \cdot 10^{25} \text{ см}^3$ . У такому разі величина енергії омичної дисипації "турбулентного струму"  $j\tau$  упродовж часу  $t_0$  становить

$$\varepsilon = (j\tau^2/\sigma_T)Vt_0 \approx 2 \cdot 10^{30} \text{ ерг}, \quad (10)$$

що узгоджується з енерговиділенням згаданих теплових спалахів [24].

Водночас поза межами "ядра спалаху" величина струму активної області може досягати значно вищих значень:

$$j_a \approx \sigma E_0 \approx 10^7 \text{ CGSE}. \quad (11)$$

Виявлення нами в досліджуваному електричному колі двох ділянок з різними величинами струмів може сприяти просторовому розділенню зарядів (гіпотетичний електричний конденсатор), яке, у свою чергу, може бути корисним при подальшій розробці електромагнітних моделей спалаху.

**Висновок.** Для пояснення швидкої дисипації струмів у електромагнітних моделях спалаху ми розглянули ефект зменшення величини параметра електропровідності в турбулентному середовищі. Висунуто ідею перерозподілу величини електропровідності в групах сонячних плям зі складною конфігурацією магнітного поля. Запропонована концепція перерозподілу електропровідностей базується на таких фізичних ефектах і відомих зі спостережень умовах у сонячній атмосфері. 1) зменшення параметра електропровідності (збільшення резистивності) у турбулентному середовищі; 2) пригнічення турбулентності під впливом сильних магнітних полів; 3) збудження великомасштабного електричного поля макроскопічними рухами плазми у фотосфері в присутності слабкого загального магнітного поля Сонця (фотосферне динамо); 4) спостережена просторова неоднорідна структура магнітних конфігурацій в околі груп сонячних плям спричинює формування струмових шарів із нульовими (нейтральними) магнітними полями. У результаті проведених розрахунків знайдено, що величина параметра МГД-турбулентної провідності на фотосферній ділянці електричного кола корона – фотосфера поблизу нульових ліній магнітних конфігурацій груп сонячних плям виявляється на 2–3 порядки менше значення коефіцієнта звичайної газокінетичної провідності частково іонізованої плазми в місцях сильних магнітних полів в околі сонячних плям. Виявлені ділянки аномально низької турбулентної провідності можуть сприяти прискореній дисипації струмів, яка забезпечує ефективне теплове енерговиділення спалахів. Зокрема, отриманий результат може становити інтерес для моделі спалаху на основі Perez'єднання електричних струмів [30], оскільки в цій моделі для топологічного переривання електричних струмів досить локального збільшення опору в ділянці магнітного Perez'єднання.

Це дослідження було профінансовано Київським національним університетом імені Тараса Шевченка, держбюджетна тема № 19БФ023-03.

#### Список використаних джерел

1. *Giovanelli R. G.* A theory of chromospheric flares / *R. G. Giovanelli* // *Nature*. – 1946. – 158. – P. 81–82.
2. *Solar Flare Magnetohydrodynamics* / ed. *E. R. Priest*. – London : Gordon and Breach, 1981. – 574 p.
3. Солнечные вспышки / *А. Т. Алтынецов, В. Г. Банин, Г. В. Куклин, В. М. Томозов*. – М. : Наука, 1982. – 220 с.
4. *Somov B. V.* Physical Processes in Solar Flares / *B. V. Somov*. – Dordrecht : Kluwer Academic, 1992.
5. *Priest E.* Magnetic Reconnection: MHD Theory and Applications / *E. Priest, T. Forbes*. – Cambridge : Cambridge University Press, 2000.
6. *Сомов Б. В.* Физические процессы в атмосфере Солнца, вызываемые вспышками / *Б. В. Сомов, С. И. Сыроватский* // *Успехи физ. наук*. – 1976. – 120. – С. 217–257.
7. *Sakai J.* Solar flares and collisions between current-carrying loops types and mechanisms of solar flares and coronal loop heating / *J. Sakai, C. de Jager* // *Space Sci. Rev.* – 1996. – 77. – P. 1–192.
8. *Лившиц М. А.* Солнечные вспышки: результаты наблюдений и газодинамические процессы / *М. А. Лившиц* // *Плазменная гелиогеофизика. Т. 1*; ред. Л. М. Зеленый, И. С. Веселовский. – М. : Физматлит, 2008. – 672 с.
9. *Степанов А. В.* Основные модели вспышек / *А. В. Степанов* // *Плазменная гелиогеофизика. Т. 1*; ред. Л. М. Зеленый, И. С. Веселовский. – М. : Физматлит, 2008. – 672 с.
10. *Sweet P. A.* The neutral point theory of solar flares / *P. A. Sweet* // *Electromagnetic Phenomena in Cosmical Plasma*; ed. D. Lehnert. – Cambridge : Cambridge Univ. Press. – 1958. – P. 123–134.
11. *Heyvaerts J.* Coronal electric currents produced by photospheric motions / *J. Heyvaerts* // *Solar Phys.* – 1974. – 38. – P. 419–437.
12. *Parker E. N.* Nanoflares and solar X-ray corona / *E. N. Parker* // *Astrophys. J.* – 1988. – 330. – P. 474–479.
13. *Vlahos L.* Particle acceleration in solar flare / *L. Vlahos* // *Solar Phys.* – 1989. – 121. – P. 431–437.
14. *Alfvén H.* Currents in the solar atmosphere and a theory of solar flares / *H. Alfvén, P. Carlqvist* // *Solar Phys.* – 1967. – 1, № 2. – P. 220–228.
15. *Severny A. B.* Solar magnetic fields / *A. B. Severny* // *Space Sci. Rev.* – 1964. – 3. – P. 451–486.
16. *Zaitsev V. V.* The dynamo theory of solar flares / *V. V. Zaitsev, A. V. Stepanov* // *Astron. Zhurnal*. – 1991. – 68. – P. 384–393.
17. *Вайнштейн С. И.* Турбулентное динамо в астрофизике / *С. И. Вайнштейн, Я. Б. Зельдович, А. А. Рузмайкин*. – М. : Наука, 1980. – 352 с.
18. *Krause F.* Mean Field Magnetohydrodynamics and Dynamo Theory / *F. Krause, K.-H. Rädler*. – Oxford : Pergamon Press, Ltd., 1980. – 271 p.
19. *Kopecky M.* On a more precise calculation of the electric conductivity in the photosphere and in sunspot / *M. Kopecky, G. V. Kuklin* // *Solar Phys.* – 1969. – 6, № 2. – P. 241–250.
20. *Криводубский В. Н.* Электропроводность вещества в подфотосферных слоях Солнца / *В. Н. Криводубский* // *Проблемы космической физики*. – 1973. – 8. – С. 3–15.
21. *Криводубский В. Н.* О турбулентной проводимости и магнитной проницаемости солнечной плазмы / *В. Н. Криводубский* // *Солн. данные*. – 1982. – № 7. – С. 99–109.
22. *Krivodubskij V. N.* Turbulent dynamo near tachocline and reconstruction of azimuthal magnetic field in the solar convection zone / *V. N. Krivodubskij* // *Astron. Nachrichten*. – 2005. – 326, № 1. – P. 61–74.
23. *Krivodubskij V. N.* Turbulent effects of sunspot magnetic field reconstruction / *V. N. Krivodubskij* // *Kinematics and Phys. Celestial Bodies*. – 2012. – 28, № 5. – P. 232–238.
24. *Priest E. R.* Solar Magnetohydrodynamics / *E. R. Priest*. – Dordrecht : D. Reidel Company, 1982. – 471 p.
25. *Обридко В. Н.* Солнечные пятна и комплексы активности / *В. Н. Обридко*. – М. : Наука, 1985. – 255 с.
26. *Sen H. K.* Physical mechanism for the production of solar flares / *H. K. Sen, M. L. A. White* // *Solar Phys.* – 1972. – 23, № 1. – P. 146–154.
27. *Akasofu S.-I.* Magnetospheric substorms and solar flares / *S.-I. Akasofu* // *Solar Phys.* – 1979. – 64. – P. 333–348.
28. *Harvey K.* Observations of moving magnetic features near sunspots / *K. Harvey, J. Harvey* // *Solar Phys.* – 1973. – 28. – P. 61–71.
29. *Stix M.* The Sun / *M. Stix*. – 2nd edition. – Berlin : Springer-Verlag, 2002. – 490 p.
30. *Somov B. V.* On the magnetic reconnection of electric currents in solar flares / *B. V. Somov* // *Astron. Letters*. – 2012. – 38, № 2. – P. 128–138.