

gravitational lensing yielding lens equation  $y = x \left[ 1 - (R_0 / |x|)^{2+\varepsilon} \right]$  assuming that  $\varepsilon$  is small. The perturbed coordinates of the micro-images and the magnification of the radiation flux in the linear approximation in  $\varepsilon$  are obtained. The total magnification of two images is  $\mu_\varepsilon(y) = \mu_0(y) + \varepsilon \mu_1(y)$ , where  $\mu_0(y)$  is the unperturbed magnification, and

$$\mu_1 = \frac{4(s+y)^3 \left[ (s+y) \left( 8 \ln \frac{2}{s+y} + 4 \right) - (s+y)^3 - 32x_{p1} \right]}{\left[ (s+y)^4 - 16 \right]^2} - \frac{4(s-y)^3 \left[ (s-y) \left( 8 \ln \frac{2}{s-y} + 4 \right) - (s-y)^3 + 32x_{p1} \right]}{\left[ (s-y)^4 - 16 \right]^2},$$

where  $s = \sqrt{y^2 + 4}$ . We used these formulas to fit the simulated light curves of microlensed sources. We have carried out a statistical simulations of the microlensing light curves assuming that the initial general relativistic formula with  $\varepsilon = 0$  is correct and the apparent magnitude errors are determined with an accuracy 0.01–0.02. Preliminary results show that it is realistic to obtain some estimate of  $\varepsilon$  of the order 0.02 ( $1\sigma$  confidence level). Of course, the present accuracy of the General Relativity tests is much better, however, the direct comparison with PPN-approach is difficult due to the abovementioned circumstances. Also, the existence of a considerable observational data array on Galactic microlensing, such as accumulated by the OGLE group, as well as future monitoring campaigns open possibility of better constraining  $\varepsilon$ .

Keywords: gravitational deflection of light, Einstein formula, gravitational microlensing, light curves.

А. Александров, канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотр.  
В. Жданов, д-р физ.-мат. наук, проф.,  
В. Слюсар, канд. физ.-мат. наук, мл. науч. сотр.,  
Астрономическая обсерватория  
Киевского национального университета  
имени Тараса Шевченко

### ПРОВЕРКА ФОРМУЛЫ ЭЙНШТЕЙНА ДЛЯ ГРАВИТАЦИОННОГО ОТКЛОНЕНИЯ СВЕТА ПО КРИВЫМ БЛЕСКА МИКРОЛИНЗИРОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

Предлагается вариант проверки формулы Эйнштейна на основе данных про микролинзирование на звездах Галактики. С этой целью модифицировано уравнение гравитационного линзирования, куда введен параметр возмущения  $\varepsilon$ , который характеризует отклонение от формулы общей теории относительности. В линейном приближении по  $\varepsilon$  получены соответственно возмущенные координаты микроизображений и коэффициент усиления потока излучения. Эти формулы были применены для подгонки кривых блеска микролинзированных источников.

Ключевые слова: гравитационное отклонение света, формула Эйнштейна, гравитационное микролинзирование, кривые блеска.

УДК 523.985 + 52-337

В. Лоцицкий, д-р физ.-мат. наук,  
Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ,  
М. Стоділка, д-р физ.-мат. наук,  
Львівський національний університет імені Івана Франка, Львів

### МАГНІТНІ ПОЛЯ І ТЕРМОДИНАМІЧНІ УМОВИ В ПЕРЕДМАКСИМАЛЬНІЙ ФАЗІ СОНЯЧНОГО СПАЛАХУ БАЛУ М6.4/3N

Досліджено передмаксимальну фазу сонячного спалаху 19 липня 2000 р. балу М6.4/3N, який виник в активній області NOAA 9087. Ешельні зесман-спектрограми цього спалаху були отримані на горизонтальному сонячному телескопі Астрономічної обсерваторії Київського національного університету імені Тараса Шевченка. Ефективне магнітне поле  $B_{\text{eff}}$  було виміряне по лініях FeI 6301.5 Å, FeI 6302.5 Å, Na і H $\beta$ . Виявилось, що в найяскравішому місці спалаху, яке проєктувалось на невеличку сонячну пляму N полярності,  $B_{\text{eff}}$  по всіх чотирьох лініях були близькими між собою і відповідали 1.0–1.2 кГс. Водночас модуль напруженості магнітного поля на рівні формування FeI 6302.5, визначений за розщепленням піків V параметра Стокса і локалізацією  $\sigma$ -компонент у профілях  $I \pm V$ , був у межах 1.6–2.6 кГс. Бісектори профілів  $I + V$  та  $I - V$  ліній FeI 6301.5 є паралельними між собою, що вказує на просту однокомпонентну структуру магнітного поля на рівні середньої фотосфери під спалахом. Бальмерівський декремент  $I_{\text{max}}(\text{Na})/I_{\text{max}}(\text{H}\beta)$  по лініях Na і H $\beta$  дорівнював 1.16. Напівемпірична модель фотосферних шарів спалаху будувалась за спостережними профілями Стокса і немагніточувливих ліній FeI 5123.7 і 5434.5 шляхом розв'язання оберненої задачі нерівноважного перенесення випромінювання з використанням стабілізаторів Тихонова. Виявилось, що для розподілу температури з висотою ефекти відхилення від ЛТР є суттєвими вже для шарів нижньої фотосфери, що відповідають висотам  $h \geq 0$  (тобто  $\tau_5 \leq 1$ ). У всій товщі фотосфери ( $h = 0$ –500 км) температура у спалаху понижена порівняно із незбуреною атмосферою, тоді як для  $h > 500$  км вона є дещо підвищеною. Мікротурбулентна швидкість підвищена на висотах  $h > 200$ –500 км, тоді як на висотах  $h < 200$  км вона понижена. Отримані результати вказують на те, що верхня фотосфера і нижня хромосфера суттєво збурюються під час сонячних спалахів навіть тоді, коли в нижчих шарах (середня фотосфера) магнітне поле є квазіоднорідним.

Ключові слова: Сонце, сонячна активність, сонячні спалахи, спалах 19 липня 2000 р. балу М6.4/3N, сонячні магнітні поля, напівемпірична модель.

#### Вступ

Сонячні спалахи є найбільш інтенсивним проявом сонячної активності. Вони виникають у місцях суттєвої неоднорідності магнітного поля в активних областях, де реалізуються умови для магнітного перетинання силових ліній. На сьогодні вважається доведеним, що основне енерговиділення сонячного спалаху відбувається у хромосфері та короні Сонця [28], тобто в такому діапазоні висот атмосфери, де прями вимірювання магнітного поля з методичних

причин є значно складнішими, ніж на фотосферному рівні. Щодо фотосферного рівня, то тут також є багато неясних питань, зокрема щодо висотних змін магнітного поля в області спалаху.

Дійсно, у незбуреній атмосфері напруженість магнітного поля має монотонно спадати з висотою внаслідок спадання газового тиску. Якщо силова трубка магнітного поля є однорідною і нескрученою, то верхня межа напруженості  $B_{\max}$  у трубці знаходиться із простої умови рівності магнітного тиску  $B^2/8\pi$  всередині трубки і газового тиску  $P = nkT$  ззовні трубки. Для незбуреної атмосфери  $P \sim 10^4$  дин/см<sup>2</sup> у верхній фотосфері – там, де формуються емісійні піки ліній FeI у спалахах. Однак при такому тиску має бути  $B_{\max} \approx 500$  Гс. Насправді ж, як неодноразово зазначалось прямими вимірюваннями, тут іноді буває як мінімум  $B_{\max} = 1\text{--}3$  кГс [23, 24]. Це означає, що в області спалаху виникають якісь особливі топологічні особливості магнітного поля і термодинамічні умови, які дозволяють утримувати тут значно сильніші магнітні поля. Раніше було показано, що висотний розподіл магнітного поля у спалахах може бути немонотонним – з локальним по висоті піком в області верхньої фотосфери і в зоні температурного мінімуму [18, 19]. В інших спалахах такої немонотонності не зазначено [1, 2, 5]. Можливою причиною розбіжності цих результатів є те, що характер висотного розподілу магнітного поля в області спалаху залежить від фази спалаху. Так, авторами роботи [19] знайдено немонотонний розподіл магнітного поля в максимумі спалаху, який поступово згладжувався і через 10 хв змінився звичайним монотонним розподілом. Очевидно, для більшої ясності тут необхідні нові спостереження дані, а також опрацювання цих даних різними програмними кодами для виключення можливих артефактів при моделюванні профілів ліній. Слід зауважити, що подібна немонотонність зазначається й у спокійних областях [15, 32], однак там локальні напруженості принаймні на порядок менші, ніж у сонячних спалахах.

У цьому сенсі слід зазначити, що автори робіт [18, 19] отримали немонотонний розподіл магнітного поля й температури з висотою у спалаху, використовуючи незалежну імплементацію програмного коду PANDORA [4]. Однак Барановський і співавтори [5], користуючись тим самим кодом для інтерпретації спостережень винятково потужного сонячного спалаху 28 жовтня 2003 р. балу X17.2/4В, знайшли у ньому лише монотонне ослаблення магнітного поля в діапазоні фотосферних висот. Аналогічну картину виявили також автори роботи [2] у спалаху 18 липня 2000 р. балу M2/2N, користуючись програмним кодом SIR [31]. Цей сучасний код дозволяє підбирати оптимальне узгодження спостережних і модельних профілів у автоматичному режимі, що підвищує точність інтерпретації даних.

Інверсні підходи, які базуються на функціях вкладу в емісію (напр. [3, 31, 34, 41]), використовують для побудови напівемпіричних моделей спокійної атмосфери, плям, факелів тощо. Залежно від використовуваних даних спостережень отримують суто фотосферні моделі або ж моделі, які охоплюють фотосферні та хромосферні шари атмосфери Сонця (напр. [4, 9, 10, 34]). Однак при відтворенні висотних залежностей із використанням навіть невеликої кількості вузлів (більше 10) виникають фізично нереальні осциляції висотних залежностей відтворених параметрів [34]. Щоб позбутись таких осциляцій, кількість вузлів зменшують. Але обмеження на кількість вузлів не дозволяє відтворювати різкі зміни параметрів області типу плато, а також дрібномасштабні особливості. Крім того, при такому підході має місце суттєва деградація самої моделі [10].

Указані недоліки відсутні при використанні стабілізаторів Тихонова для розв'язування оберненої задачі перенесення випромінювання [38]. При такому підході названих проблем узагалі не існує, не існує і проблеми залежності розв'язків від початкових значень відтворених параметрів.

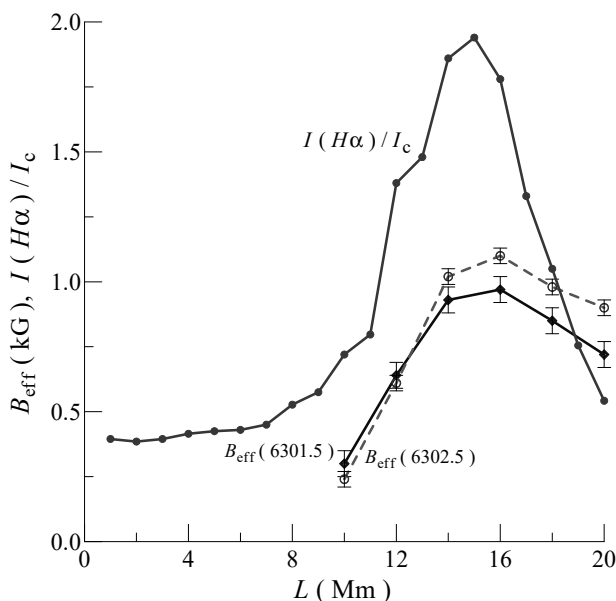
У цій роботі ми досліджуємо магнітні поля і термодинамічні параметри в сонячному спалаху 19 липня 2000 р. балу M6.4/3N – тому самому, який раніше досліджували [18]. Однак, на відміну від указаної роботи, ми вивчаємо більш ранній його момент (7<sup>h</sup>13<sup>m</sup> UT), що відповідає передмаксимальній фазі, а також використовуємо інший програмний код для побудови напівемпіричних моделей. Відповідний код, опублікований у роботі [38], дозволяє аналізувати область спокійної фотосфери, плям, спалахів тощо.

### Спостереження і вибрані спектральні лінії

Спостережний матеріал був отриманий на ешелельному спектрографі горизонтального сонячного телескопа Астрономічної обсерваторії Київського національного університету імені Тараса Шевченка (ГСТ АО КНУ). Основні характеристики інструмента наведені в роботі [22]. Одночасне спостереження на ньому майже всієї видимої області спектра (від 3800 до 6600 Å) забезпечується тим, що порядки дифракції від дифракційної ґратки розводяться скляною призмою. Спектральне розділення у зеленій області спектра 30 мА, тобто близьке до спектрального розділення на орбітальній обсерваторії Hinode [40]. Хоча просторове розділення на ГСТ майже на порядок гірше (до 1-2 Мм), ніж на Hinode, спостереження на ГСТ забезпечують на три порядки більшу широту одночасної реєстрації спектра, ніж на вказаній орбітальній обсерваторії. Завдяки цьому на ешелельних спектрограмах реєструються одночасно багато тисяч спектральних ліній, що особливо важливо для вивчення процесів сонячної активності на різних висотах у атмосфері Сонця.

Досліджений сонячний спалах виник в активній області NOAA 9087, в околиці точки з координатами 14°S, 15°E. Його бал був M6.4/3N, момент максимуму за спостереженнями в H $\alpha$  – близько 7<sup>h</sup>21<sup>m</sup> UT. У цій роботі вивчається більш ранній момент, 7<sup>h</sup>13<sup>m</sup> UT, тобто передмаксимальна фаза спалаху. Спектри спалаху були отримані з аналізатором колової поляризації, що дозволило одночасно зафіксувати спектри  $I + V$  та  $I - V$ , де  $I$  та  $V$  – відповідні параметри Стокса. Слід зауважити, що одночасність реєстрації вказаних спектрів є ще однією перевагою ГСТ АО КНУ; у деяких сучасних інструментах ці спектри реєструються неодноразово.

При спостереженнях вхідна щільність спектрографа ГСТ перетинала невелику пляму, де інтенсивність у континуумі  $I_c$  була знижена до 2 разів. Приблизно у цьому ж місці був яскравий вузлик емісії в H $\alpha$ , де інтенсивність у лінії H $\alpha$  була майже у 2 рази вищою, ніж у прилягаючому спектральному континуумі (рис. 1). На цьому рисунку по осі абсцис наведено відносні горизонтальні координати  $L$  відповідних точок поверхні Сонця, виражені в мегаметрах (Мм). Нижче більш детально буде досліджено місце, що відповідає  $L = 14$  Мм, тобто близьке до найяскравішого в H $\alpha$ . На рис. 1 нуль-пункт горизонтальної осі є довільним і відповідає крайній точці на дослідженій спектрограмі в напрямку, перпендикулярному до напрямку дисперсії.



**Рис. 1.** Розподіл уздовж напрямку вхідної щілини  $L$  ефективного магнітного поля  $B_{\text{eff}}$ , виміряного в лініях FeI 6301.5 (суцільна лінія) і 6302.5 (штрихова лінія), у дослідженому спалаху для моменту  $7^{\text{h}}13^{\text{m}}$  UT. Для наочності показано також розподіл центральної інтенсивності в лінії  $H\alpha$ , віднесеної до інтенсивності прилягаючого спектрального континууму (параметр  $I(H\alpha)/I_c$ )

Наше вивчення фізичних умов у спалаху базується на аналізі профілів шести спектральних ліній (табл. 1). У цій таблиці еквівалентна ширина лінії  $W$  у спектрі спокійного Сонця і потенціал збудження нижнього терму  $EP$  наведені згідно з монографією [26], а ефективні фактори Ланде  $g_{\text{eff}}$  для всіх ліній FeI, визначені в лабораторних умовах, – згідно з роботами [20, 43].

Зауважимо, що лінії № 1 і 2 теоретично мають нульовий фактор Ланде (для  $LS$  зв'язку), хоча їхні емпіричні фактори Ланде, визначені в лабораторних умовах, є все-таки не строго нульовими, а близькими до 0.01 за абсолютною величиною. Унаслідок таких малих факторів Ланде ці лінії можна вважати магніточутливими лише тоді, коли напруженість магнітного поля перевищує 5 кГс. Як буде показано нижче, у нашому випадку це не так, і тому вказані дві лінії можна розглядати як немагніточутливі.

Таблиця 1

Список вибраних спектральних ліній

№ п/п	Елемент і номер мультиплету	Довжина хвилі $\lambda$ (Å)	Еквівалентна ширина $W$ (mÅ)	Потенціал збудження $EP$ (eV)	Ефективний фактор Ланде $g_{\text{eff}}$
1	FeI-16	5123.72	101	1.01	-0.013
2	FeI-15	5434.52	184	1.01	-0.014
3	FeI-816	6301.51	127	3.65	1.669
4	FeI-816	6302.50	83	3.69	2.487
5	HI-1 ( $H\alpha$ )	6562.82	4020	10.15	1.05
6	HI-1 ( $H\beta$ )	4861.33	3680	10.15	1.05

Лінії № 3 і 4 традиційно використовуються в методі "відношення ліній" для діагностики просторово нероздільної (субтелескопічної) структури магнітного поля [29, 37]. Згідно з монографією Гуртовенка й Костика [12], ефективна висота формування цих ліній, визначена за еквівалентною шириною, відповідає середній фотосфері ( $h_w = 286$  км і 264 км, відповідно), хоча згідно з роботою Хоменко та ін. [14] ефективна висота формування першої лінії – 250 км, тоді як другої – 95 км. Отже, фактично ці лінії менш придатні в методі "відношення ліній", ніж, наприклад, лінії FeI 5247.1 і 5250.2. Однак слід урахувати, що останні дві лінії, маючи дуже низький потенціал збудження нижнього терму (0.09 і 0.12 eV, відповідно), більше температурно чутливі. Для вимірювання магнітних полів у сонячному спалаху краще використовувати лінії з меншою температурною чутливістю, і саме тому були використані лінії FeI 6301.5 і 6302.5. Щодо бальмерівських ліній  $H\alpha$  і  $H\beta$ , то вони формуються в середній хромосфері. Порівняння магнітних полів за цими чотирма лініями дозволяє оцінити ефекти неоднорідності магнітного поля як по поверхні Сонця, так і у вертикальному напрямку.

**Профілі ліній і магнітні поля**

Спектрофотометрія дослідженої спектрограми за допомогою мікрофотометра МФ-4 показала, що лінії FeI 5123.7 і FeI 5434.5 мають у спалаху суто фраунгоферові профілі, без емісійних піків у їхніх ядрах. Такі піки у цій лінії спостерігаються у більш потужних спалахах балу X (див., напр., [23]). У зв'язку з цим має сенс аналізувати для обох ліній лише стоковий профіль  $I$ . Саме для аналізу цього профілю адаптований програмний код, який описаний нижче у розділі "Напівемпірична модель".

Лінії FeI 6301.5 і 6302.5 навіть по центру сонячної плями ( $L = 14-16$  Мм) мають відносно слабе зєєманівське розщеплення, без чіткого розділення  $\pi$ - і  $\sigma$ -компонент. У такому випадку за зміщеннями "центрів ваги" профілів  $I + V$  та

$I - V$  може бути вимірний не модуль магнітного поля  $B$ , а скоріше його поздовжня компонента  $B_{\parallel}$ . Однак це справедливо лише для однорідних магнітних полів, які мають у межах вхідної апертури лише одну компоненту магнітного поля. Якщо ж структура магнітного поля є двокомпонентною (магнітні силові трубки з високою напруженістю і фактором заповнення  $f +$  фон зі слабким полем), то вимірюється величина, близька до  $fB_{\parallel}$ , яку прийнято називати ефективним магнітним полем  $B_{\text{eff}}$ . Саме ця величина показана на рис. 1 для різних місць дослідженого спалаху.

Видно, що максимальна величина  $B_{\text{eff}}$  в області спалаху досягала 1.0–1.1 кГс, причому результати по лініях FeI 6301.5 і 6302.5 добре узгоджуються між собою. Точніше, для  $L = 16\text{--}20$  Мм зазначається  $B_{\text{eff}}(6302.5) > B_{\text{eff}}(6301.5)$ , що може мати дві причини: (а) лінія FeI 6302.5, маючи у 1.5 раза більший фактор Ланде, ніж лінія FeI 6301.5, теоретично може відображати величину, проміжну між модулем поля  $B$  і його поздовжньою компонентою  $B_{\parallel}$ , тоді як лінія FeI 6301.5 – величину, більш близьку до  $B_{\parallel}$ ; (б) таке співвідношення вже зазначалось у сонячних спалахах при помірних полях, коли  $B_{\text{eff}} < 1$  кГс [24], хоча за межами сонячних спалахів звичайним є обернене співвідношення  $B_{\text{eff}}(6302.5) < B_{\text{eff}}(6301.5)$  (див., напр., [11]). Останнє співвідношення вказує на наявність маломасштабних силових трубок із кілогауссовими полями, магнітна полярність у яких є однаковою з фоновим полем. Щодо зворотного співвідношення  $B_{\text{eff}}(6302.5) > B_{\text{eff}}(6301.5)$ , то воно можливе тоді, коли магнітна полярність у маломасштабних силових трубках протилежна полярності фонового поля [24].

Додатковим критерієм тут може бути вигляд бісекторів профілів  $I \pm V$  у лінії FeI 6301.5 [21, 22]. За субтелескопічної структури магнітного поля з кілогауссовими полями вказані бісектори у спостережених профілях стають непаралельними, указуючи на підсумовування двох картин ефекту Зеемана з різними розщепленнями  $\sigma$ -компонент. Оскільки в нашому випадку (рис. 2) бісектори профілів  $I \pm V$  у лінії FeI 6301.5 практично паралельні, то це вказує на майже однорідне (однокомпонентне) магнітне поле на рівні середньої фотосфери, де формується лінія FeI 6301.5. У такому випадку можна оцінити модуль його напруженості двоюко: (1) за спостереженою відстанню між  $\sigma$ -компонентами в профілях  $I \pm V$  і (2) за розщепленням піків параметра Стокса  $V$ . За неповного спектрального розділення  $\pi$ - і  $\sigma$ -компонент і при неповідомленому магнітному полі (коли кут  $\gamma$  між силовою лінією магнітного поля і променем зору не дорівнює  $0^\circ$  або  $180^\circ$ ) метод (1) дає занижену величину модуля напруженості, тоді як метод (2) – завищену.

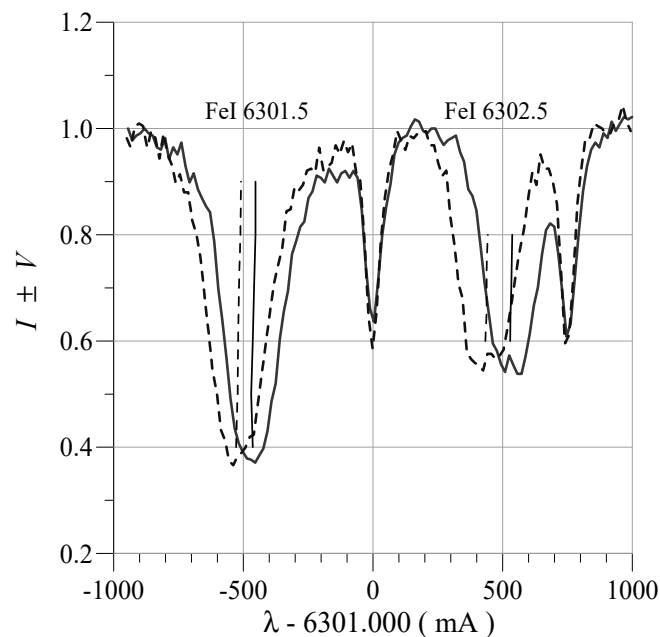


Рис. 2. Спостережені профілі  $I \pm V$  ліній FeI 6301.5 та 6302.5 у спалаху для  $L = 14$  Мм і моменту  $7^{\text{h}}13^{\text{m}}$  UT. Для лінії FeI 6301.5 майже вертикальними суцільними і штриховими лініями показані бісектори профілів

На основі аналізу спостережених профілів лінії FeI 6302.5 для  $L = 14$  Мм було знайдено, що метод (1) дає напруженість 1.6 кГс, тоді як метод (2) – 2.6 кГс. Таким чином, можна зробити висновок, що дійсна величина модуля магнітного поля в області даного спалаху на рівні середньої фотосфери була близькою до 2 кГс.

Лінії  $H\alpha$  і  $H\beta$  мали у спалаху емісійні піки, які перевищували рівень найближчого спектрального континууму в 1.6–1.8 раза (рис. 3, 4). Бальмерівський декремент  $I_{\text{max}}(H\alpha)/I_{\text{max}}(H\beta)$  по цих лініях дорівнював 1.16. Величина магнітного поля, знайдена по розщепленню емісійних "вершин" у профілях  $I \pm V$  ліній  $H\alpha$  і  $H\beta$ , є однаковою і відповідає  $1.2 \pm 0.1$  кГс. У методичному сенсі ця величина еквівалентна ефективному магнітному полю  $B_{\text{eff}}$ , яке по фотосферних лініях було знайдено в межах 1.0–1.1 кГс. Оскільки лінія  $H\beta$  формується в середній хромосфері, то можна зробити висновок, що в області спалаху магнітне поле на відповідних рівнях фотосфери і хромосфери було практично однаковим за величиною. Таким чином, також і в дослідженому спалаху ми спостерігаємо досить цікавий випадок відсутності значного послаблення магнітного поля з висотою, який є очікуваним для спокійної атмосфери (див. вище). Це є непрямим свідченням того, що в області сонячного спалаху діють специфічні механізми локального підсилення магнітного поля, які діють паралельно із загальною дисипацією магнітної енергії в об'ємі інтенсивного енерговиділення.

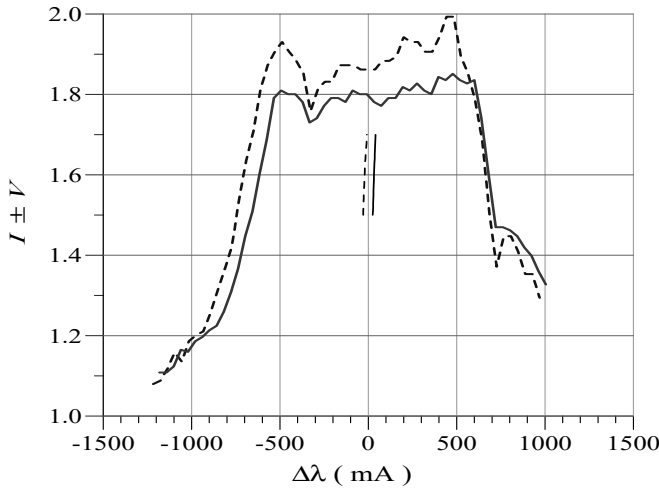


Рис. 3. Спостережені профілі  $I \pm V$  лінії H $\alpha$  у спалаху для  $L = 14$  Мм і моменту 7<sup>h</sup>13<sup>m</sup> UT

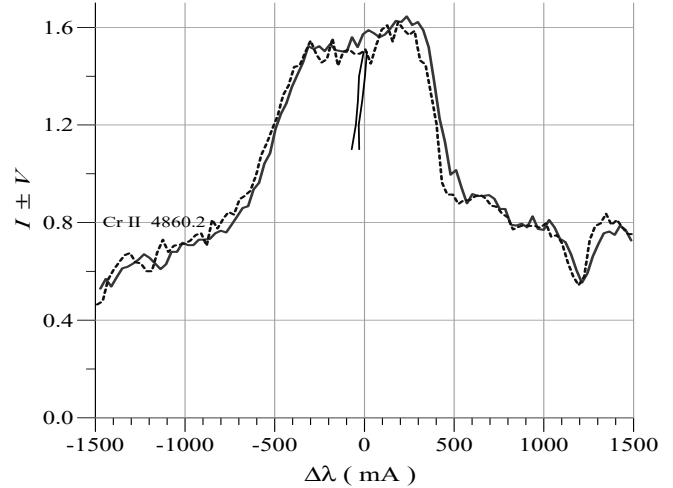


Рис. 4. Спостережені профілі  $I \pm V$  лінії H $\beta$  у спалаху для  $L = 14$  Мм і моменту 7<sup>h</sup>13<sup>m</sup> UT

**Напівемпірична модель**

Модель підспалахових шарів фотосфери Сонця була відтворена шляхом розв'язання оберненої задачі нерівноважного перенесення випромінювання [32, 35]. Обернена задача належить до некоректних задач, оскільки існує безліч розв'язків, які задовольняють вибраний критерій, за яким знаходять розв'язок. У роботі Стоділки [38] було запропоновано використати так звані тихонівські стабілізатори, які модифікують цільову функцію для забезпечення гладкості та стійкості розв'язків оберненої задачі. Нижче наведено результати застосування цього підходу для інтерпретації спостережень дослідженого спалаху.

У нашому дослідженні поле швидкостей представлено висотною стратифікацією турбулентної швидкості ( $V_{micro}$ ), макротурбулентними швидкостями (одне значення для кожної лінії) і висотною стратифікацією променевої швидкості руху газової речовини ( $V_{los}$ ). Стратифікація газового тиску перераховувалася за будь-якої зміни температури чи поля швидкостей.

Як початкове наближення для моделі ми використали модель атмосфери спокійного Сонця [42]. Для кожного наступного наближення моделі ми розв'язували пряму задачу нерівноважного перенесення випромінювання для 22-рівневої моделі атома заліза. При цьому ми враховували непружні зіткнення атомів заліза як з електронами, так і з атомами нейтрального водню. Отримані коефіцієнти відхилення від локальної термодинамічної рівноваги  $\beta = n/n^*$ , де  $n$  – реальна населеність,  $n^*$  – рівноважна населеність рівня (не-ЛТР параметри), були використані потім як параметри в оберненій задачі, розв'язок якої дає уточнену модель атмосфери. Обчислювальний процес ітераційно повторювався до досягнення критерію збіжності розв'язку.

Для вивчення фізичних умов у сонячному спалаху ми вибрали температурно чутливі лінії нейтрального заліза ( $\lambda$  5434.534 Å,  $\lambda$  5123.73 Å) з фактором Ланде, рівним 0 для LS зв'язку. Звичайно, такі лінії не дозволяють відтворювати магнітні поля. Однак, з іншого боку, це приводить до зменшення кількості вільних параметрів, якими визначається поведінка лінії.

Відомо [6], що відхилення від ЛТР спричинюють зміну коефіцієнта поглинання та функції джерела лінії. Але в умовах сонячної плями механізм ультрафіолетової надіонізації зумовлює відносно незначні зміни населеностей рівнів FeI. За рахунок цього для ліній з низьким потенціалом збудження нижнього рівня (EPL < 2 eV) виконується наближення ЛТР [7], тобто не-ЛТР параметри нижнього і верхнього рівнів для ліній, які ми розглядаємо, є приблизно рівними, що веде до  $S \approx B$ . Ця обставина забезпечує високу чутливість ліній до температурної стратифікації.

В умовах спокійної атмосфери Сонця діапазони глибин утворення ліній є такими: 580 ÷ 11 км для  $\lambda$  5434.534 Å і 430 ÷ 7 км для  $\lambda$  5123.73 Å (від центра лінії до континууму). Отже, ці лінії придатні для вивчення температури й поля швидкостей у сонячній грануляції, плямах, спалахах, тому що можна сканувати різні шари атмосфери: від нижньої фотосфери до нижньої хромосфери. Зазначимо, що використовувані дані спостережень є даними з низьким просторовим розділенням. Тому ми можемо говорити виключно про усереднені характеристики явища.

Спостережені й теоретичні профілі двох спостережуваних термочутливих ліній показані на рис. 5 і 6. Як ми бачимо, спостережувані й теоретичні профілі практично збігаються, окрім деяких спостережуваних особливостей у крилах ліній, зумовлених блендуванням ліній. Отже, можна вважати, що відтворені фізичні умови є близькими до реальних.

За даними спостережень магнітне поле, усереднене за площею вхідної щілини спектрографа,  $\approx 2000$  Гс. Маючи магнітний, газовий та турбулентний тиск на нижній основі моделі, ми з умови горизонтального балансу повного тиску визначили величину вільсонівської депресії. Згідно з розрахунками, досліджувана область зміщена відносно моделі спокійної атмосфери вниз на  $\approx 125$  км, тобто отримані стратифікації всіх параметрів моделі плями зміщені на цю величину в бік глибших шарів.

Висотні стратифікації температури, отримані як у наближенні локальної термодинамічної рівноваги (ЛТР), так і з урахуванням не-ЛТР ефектів (НЛТР), показані на рис. 7. На цьому рисунку ми додатково представили температурну стратифікацію для моделі спокійної атмосфери MACKKL [25] для порівняння.

У нижній фотосфері під спалахом ми спостерігаємо фізичні умови в тіні плями: на глибині ( $h \approx -200$  км) температура  $T \approx 5500$  К – це зумовлено тим, що магнітне поле плями частково пригнічує конвекцію, яка є основним механізмом перенесення теплової енергії у фотосфері Сонця [30, 33]. З висотою температура спадає і досягає

на  $h \approx 200\text{--}300$  км широкого мінімуму, після чого різко зростає. Температурний мінімум зміщений відносно мінімуму спокійної атмосфери на 250 км, причому його температура понижена на  $\approx 500$  К, тоді як у верхніх шарах відбувається нагрів фотосферних підспалахових шарів. Унаслідок цього на висотах  $h > 500$  км речовина в тіні плями на кілька сотень градусів гарячіша за плазму зовні (спокійна атмосфера). На рівні утворення континууму температура тіні плями більше ніж на 1500 К понижена відносно незбуреної атмосфери.

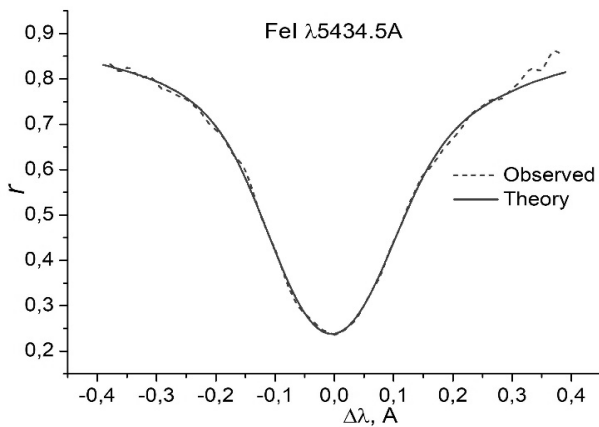


Рис. 5. Порівняння спостережених і теоретичних (змодельованих) профілів лінії Fe I 5434.5

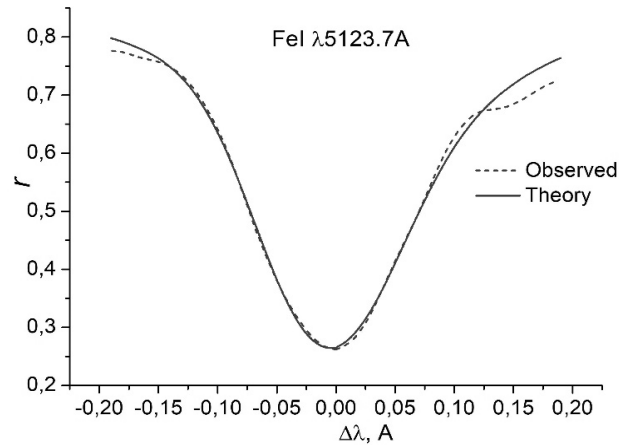


Рис. 6. Те саме, що й на рис. 5, але для лінії Fe I 5123.7

Температурна стратифікація, отримана у ЛТР наближенні, суттєво відрізняється від випадку не-ЛТР. Мінімум відносно вузький і зміщений угору на 125 км, а різниця температур між цими двома стратифікаціями сягає 600 К. Нижче мінімуму є температурне плато протяжністю 200 км. У нижніх шарах плями температури моделей збігаються. Такі відмінності між двома стратифікаціями зумовлені ефектами відхилення від ЛТР. Зокрема, на висотах від  $-25$  км до 500 км населеності рівні, переході між якими породжують обидві лінії, збіднені, а на висотах вище 500 км – перенаселені порівняно з рівноважними значеннями їхніх населеностей.

Зазначимо, що отримана нами стратифікація температури якісно узгоджується із напівемпіричною моделлю тіні плями з частковим урахуванням не-ЛТР ефектів: не-ЛТР для ліній Ca II, ЛТР для ліній Fe I [35]. ЛТР наближення (рис. 7), як і в роботах [25, 33], дає температурне плато. У роботі [10] побудована модель тіні спокійної плями за лініями Mg II  $h$  і  $k$ , УФ триплетом Mg II та лінією Fe I у не-ЛТР наближенні. Для отриманої моделі температурний хід залежності має мінімум без плато.

У нашому дослідженні поле швидкостей включає променеву, мікро- і макротурбулентну швидкість та відображає процеси, які відбуваються в атмосфері Сонця. Променева швидкість дає інформацію про стратифікацію висхідних і низхідних рухів речовини вздовж променя зору для кожного пікселя спостережуваної області. Однак за низької просторової роздільної здатності доводиться додатково вводити такі емпіричні характеристики рухів у атмосфері, як макро- та мікротурбулентна швидкість. Макротурбулентність використовують для опису руху оптично товстих структур атмосфери зорі, співрозмірних із гранулами. Макротурбулентна швидкість урахує висхідні та низхідні рухи таких нерозділених елементів [8]. Вплив макротурбулентності на профілі ліній зводиться до збільшення центральної залишкової інтенсивності та опускання вниз перехідної області ядро-крило профілю спектральної лінії. Еквівалентна ширина лінії при цьому не міняється.

Мікротурбулентна швидкість характеризує поле швидкостей на значно менших просторово нерозділених масштабах. Мікротурбулентність розширює ядро лінії, а отже, збільшує еквівалентну ширину лінії. Результати дослідження мікро- та макротурбулентності в незбуреній атмосфері Сонця наведені в монографії [12].

Висотні стратифікації променевої та мікротурбулентної швидкості, отримані в наближенні ЛТР та з урахуванням не-ЛТР ефектів, показані на рис. 8 і 9. Для мікротурбулентної швидкості показана також висотна залежність у рамках моделі спокійної атмосфери MASCKL [25].

Згідно з рис. 8 на рівні шарів нижньої фотосфери ( $h < 0$  км) речовина в тіні плями рухається вниз, причому швидкість сягає 2 км/с. У нижніх шарах тінь плями можна розглядати як велику фрагментовану трубку [7, 27, 36], при цьому підйом магнітного потоку вгору зумовлює низхідний рух немагнічної плазми, яка межує із фрагментованими магнітними трубками, тоді як у вищих шарах (середня фотосфера) речовина рухається вгору. Очевидно, під час спалаху внаслідок зменшення магнітного потоку фрагментована область змістилась у верхні шари атмосфери, що викликало горизонтальні рухи гарячої оточуючої плазми з подальшим її рухом угору під дією сил плавучості в холоднішій немагнітній плазмі тіні плями. У вищих шарах ( $h > 500$  км) швидкість висхідного руху речовини на момент спостереження спадає до нуля. Висхідний рух речовини може бути також зумовлений підігрівом вищих підспалахових шарів. Крім цього, зміна знака швидкості в шарах, що прилягають до вузької області ( $h \sim 0$  км), указує на існування вже згаданих горизонтальних потоків у бік плями. Променеві швидкості, отримані в ЛТР та не-ЛТР наближенні, якісно збігаються (рис. 8).

Поле променевих швидкостей у тіні плями за даними спостережень вивчали в роботі [33]. Згідно з результатами цього дослідження, речовина в нижніх шарах фотосфери рухається вниз, а в шарах середньої фотосфери – угору. За даними спостережень великої спокійної плями [10] суттєвих променевих швидкостей у тіні не було виявлено, тоді як на фазі розвитку в тіні плями на фотосферних висотах переважають слабкі низхідні потоки [13].

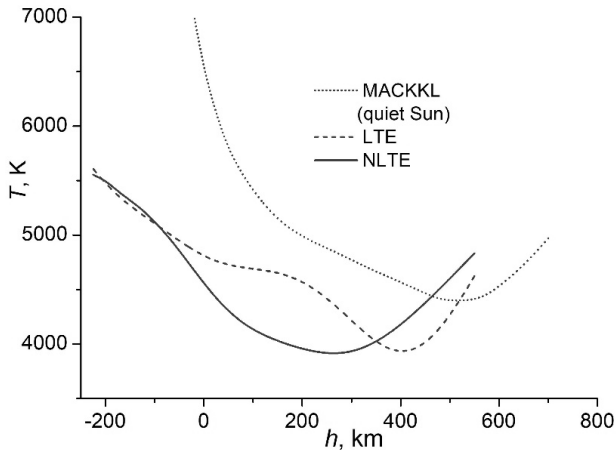


Рис. 7. Відтворені висотні залежності температури: наближення ЛТР із врахуванням не-ЛТР ефектів та для спокійної атмосфери Сонця

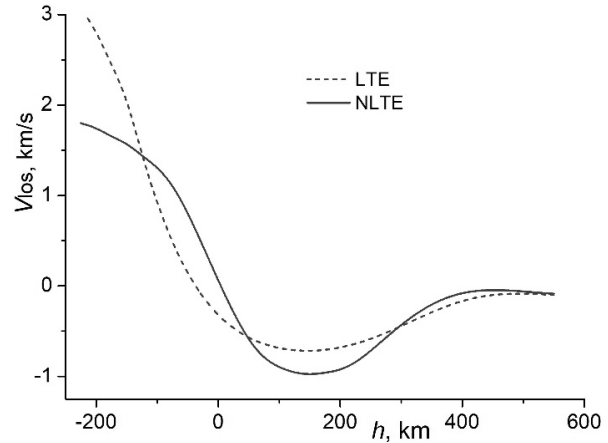


Рис. 8. Відтворені висотні залежності променевої швидкості в наближенні ЛТР та із врахуванням не-ЛТР ефектів

На рис. 9 показано стратифікацію отриманих мікротурбулентних швидкостей. Стратифікації мікротурбулентної швидкості виявляють шари  $h < -50$  км та  $200$  км  $< h < 500$  км із підвищеною турбулентністю, де  $V_{\text{micro}}$  більше  $1$  км/с. У глибоких шарах  $V_{\text{micro}}$  зростає до  $2$  км/с, таке зростання характерне також для спокійної атмосфери. Для вищих шарів, на відміну від спокійної атмосфери, характерне зменшення турбулентності плазми внаслідок дії на неї магнітного поля. Підвищена турбулентність у шарах середньої та верхньої фотосфери, очевидно, зумовлена відгуком фотосфери на спалах. На висотах  $-50$  км/с  $< h < 100$  км/с мікротурбулентність значно пригнічена, що додатково вказує на існування горизонтальних потоків у бік тіні плями на цих висотах. Такі горизонтальні потоки в околі плями в підспалаховій області були виявлені в роботі [9].

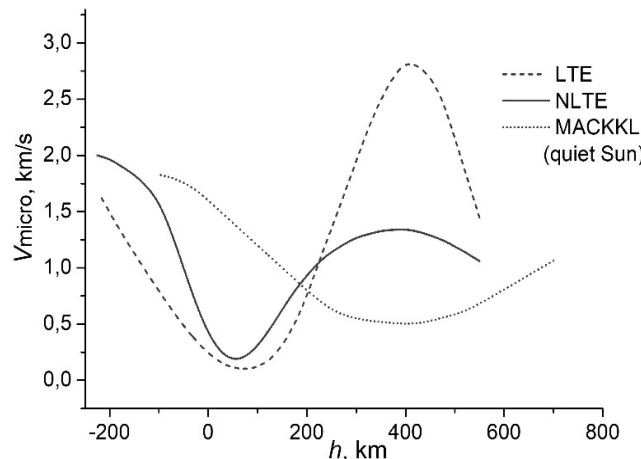


Рис. 9. Відтворені висотні залежності мікротурбулентної швидкості: наближення ЛТР із врахуванням не-ЛТР ефектів та для спокійної атмосфери Сонця

Напівемпіричну модель тіні плями з урахуванням мікротурбулентної швидкості отримано в роботі [10]. У ній мікротурбулентна швидкість поступово спадає до  $\log t = -5$ , а потім різко зростає.

Макротурбулентна швидкість для лінії для  $\lambda 5123.73$  Å становить  $3.5$  км/с, для лінії  $\lambda 5434.534$  Å –  $4.5$  км/с. Як бачимо, спалах спричинив інтенсивні хаотичні висхідні та низхідні рухи в тіні плями, що зумовило значне розширення спостережуваних ліній. Ураховуючи глибини утворення цих ліній, бачимо, що інтенсивність цих хаотичних рухів з висотою зростає.

### Обговорення і висновки

Під час спалахів відбуваються зміни структури магнітного поля та фізичних умов переважно у хромосферних та корональних шарах атмосфери Сонця. У той же час стосовно змін у підспалахових шарах на рівні фотосфери немає однозначної відповіді. У роботі [9] виявлено існування стійких висхідних та низхідних потоків (до  $3$  км/с) уздовж лінії розділення полярності поля для  $\delta$ -плями.

З іншого боку, отримані в [16, 17, 39] дані вказують на зміни магнітного поля в підспалахових фотосферних шарах та підвищення температури фотосфери. Крім цього, у роботі [17] виявили зростання інтенсивності профілів ліній нейтрального кремнію під час спалаху, що також вказує на прогрів фотосферних шарів. Проведене в цій роботі дослідження променевої швидкості у підспалаховій області показало, зокрема, переважання під час спалаху висхідних потоків. При цьому усереднена по спалаховій площадці швидкість становить  $0.1$  км/с. Автори роблять висновок,

що такий висхідний рух речовини зумовлений випаровуванням унаслідок прогрівання підспалахових фотосферних шарів, тоді як після спалаху, як стверджують автори, відбувається конденсація, що зумовлює низхідний рух плазми.

Зауважимо, що у наведених вище дослідженнях було використано дані спостережень із високим просторовим розділенням, причому променеву швидкість та магнітне поле вважали постійними з висотою. Таке обмеження зумовлене, скоріш за все, особливостями розв'язків оберненої задачі перенесення випромінювання, оскільки збільшення кількості вузлів спричинює осцилюючі висотні стратифікації відтворюваних параметрів (напр. [35]).

У даному ж дослідженні ми використовуємо власні дані спостережень, але з низьким просторовим розділенням. А використований нами підхід до розв'язання оберненої задачі не накладає ніяких обмежень на кількість вузлів для відтворюваних параметрів. Представлені вище висотні залежності параметрів моделі атмосфери є фактично результатом усереднення спостережуваної області спалаху. Проте ми можемо однозначно стверджувати, що внаслідок спалаху відбулось збурення фотосферних шарів атмосфери, зокрема прогрів фотосферних шарів, оскільки в області температурного мінімуму та вище тінь плями гарячіша (див. рис. 7) за оточуюче середовище. Унаслідок прогрівання зростає тиск відповідних шарів і речовина розширюється, тобто відбувається випаровування нагрітої речовини. Такий процес зумовлює на висотах  $0 \text{ км} < h < 400 \text{ км}$  висхідні рухи із усередненою по спостережуваній площадці швидкістю до  $1 \text{ км/с}$  (рис. 8). У [34] для тині неактивної плями отримано швидкості висхідних-низхідних рухів такої самої порядку, але наведені швидкості стосуються окремо взятих пікселів, тобто у випадку даних із високим просторовим розділенням ми б отримали значно більші значення швидкостей.

Як бачимо, під час спалаху в підспалахових шарах поряд із конвективними (висхідними й низхідними) рухами відбувається збурення поля швидкостей. Така складна структура потоків речовини спричинює розширення профілів спектральних ліній при спостереженнях із низькою просторовою роздільною здатністю. І справді, за результатами інверсії ми отримали досить високі значення макротурбулентної швидкості у фотосферних підспалахових шарах (порядку  $4 \text{ км/с}$ ), що свідчить про сильне збурення фотосферних шарів на грануляційних масштабах.

За результатами нашого дослідження збурення підспалахових шарів охоплює не тільки грануляційні, але і значно менші, тобто нерозділені просторові масштаби. Справді, оскільки процес випаровування відбувається в неоднорідному замагніченому середовищі, то в підспалахових шарах можуть виникати хаотичні дрібномасштабні рухи. А отже, зростає турбулентність середовища, яку ми описуємо таким емпіричним параметром, як мікротурбулентна швидкість. Згідно з отриманими результатами інверсії для даного спалаху мікротурбулентна швидкість зростає в бік нижніх шарів ( $h < 0 \text{ км}$ ) та в шарах  $h > 100 \text{ км}$  з відносно вузьким мінімумом на  $0 \text{ км} < h < 100 \text{ км}$ , тоді як для спокійної атмосфери мінімум мікротурбулентної швидкості значно ширший і зміщений угору на  $350 \text{ км}$ . Таке зміщення перевищує величину вільсонівської депресії ( $125 \text{ км}$ ), а отже, може бути зумовлене спалаховим збуренням, яке і на нерозділених просторових масштабах проникає у фотосферні шари.

У підсумку загальна картина магнітних полів і термодинамічних умов у сонячному спалаху 19 липня 2000 р. балу  $M6.4/3N$  є такою. Незважаючи на те, що цей спалах був доволі потужним, у ньому не виявлено (у межах використаних методів) особливо сильних магнітних полів. Виявилось, що в найяскравішому місці спалаху, яке проектувалось на невелику сонячну пляму  $N$  полярності, ефективне магнітне поле  $B_{\text{eff}}$  по фотосферних лініях  $\text{FeI } 6301.5 \text{ \AA}$  і  $\text{FeI } 6302.5 \text{ \AA}$ , а також по хромосферних лініях  $\text{H}\alpha$  і  $\text{H}\beta$  було практично однаковим і близьким до  $1.0\text{--}1.2 \text{ кГс}$ . Водночас модуль напруженості магнітного поля на рівні формування середньої фотосфери (лінія  $\text{FeI } 6302.5$ ), визначений за розщепленням піків  $V$  параметра Стокса і локалізацією  $\sigma$ -компонент у профілях  $I \pm V$ , був у межах  $1.6\text{--}2.6 \text{ кГс}$ . Бісектори профілів  $I + V$  та  $I - V$  ліній  $\text{FeI } 6301.5$  є паралельними між собою, що вказує на просту однокомпонентну структуру магнітного поля на рівні середньої фотосфери під спалахом. Аналогічна особливість виявлена також для бісекторів емісійних піків хромосферних ліній  $\text{H}\alpha$  і  $\text{H}\beta$ . Бальмерівський декремент  $I_{\text{max}}(\text{H}\alpha)/I_{\text{max}}(\text{H}\beta)$  у цих лініях дорівнював  $1.16$ . Напівемпірична модель фотосферних шарів спалаху будувалась за спостережними профілями Стокса  $I$  немагнітоточувливих ліній  $\text{FeI } 5123.7$  і  $5434.5$  шляхом розв'язання оберненої задачі нерівноважного перенесення випромінювання з використанням стабілізаторів Тихонова. Виявилось, що для розподілу температури з висотою ефекти відхилення від ЛТР є суттєвими вже для шарів нижньої фотосфери, що відповідають висотам  $h \geq 0$  (тобто  $\tau_5 \leq 1$ ). У всій товщі фотосфери ( $h = 0\text{--}500 \text{ км}$ ) температура у спалаху понижена порівняно із незбуреною атмосферою, тоді як для  $h > 500 \text{ км}$  вона є дещо підвищеною. Мікротурбулентна швидкість підвищена на висотах  $h > 200\text{--}500 \text{ км}$ , тоді як на висотах  $h < 200 \text{ км}$  вона понижена. Отримані результати вказують на те, що верхня фотосфера і нижня хромосфера суттєво збурюються під час сонячних спалахів навіть тоді, коли у нижчих шарах (середня фотосфера) магнітне поле є квазіоднорідним.

## Подяки

Автори вдячні невідомому рецензенту за дуже багато слушних зауважень, які були враховані при доопрацюванні роботи. Це дослідження було профінансоване Київським національним університетом імені Тараса Шевченка, держбюджетна тема № 19БФ023-03, і Львівським національним університетом імені Івана Франка, тема №. АО91-Ф.

## Список використаних джерел

1. Abramenko V. I. Flare-related changes in the profiles of six photospheric spectral lines / V. I. Abramenko, E. A. Baranovsky // Solar Physics. – 2004. – Vol. 220, Iss. 1. – P. 81–91.
2. Photosphere model of 2N/2M solar flare: July 18, 2000 / E. S. Andriets, N. N. Kondrashova, E. V. Kurochka, V. G. Lozitsky // Bulletin of the Crimean Astrophysical Observatory. – 2012. – Vol. 108, Iss. 1. – P. 1–3.
3. Line formation in solar granulation. I. Fe line shapes, shifts and asymmetries / M. Asplund, A. Nordlund, R. Trampedach et al. // Astron. and Astrophys. – 2000. – Vol. 359. – P. 729–742.
4. Avrett E. H. SAO, Special Report 303 / E. H. Avrett, R. Loeser. – 1969.
5. Baranovsky E. A. Modelling of photosphere and chromosphere of two powerful flares (28 October 2003 and 1 September 1990) (in Russian : Моделирование фотосферы и хромосферы двух мощных вспышек (28 октября 2003 г. и 1 сентября 1990 г.)) / E. A. Baranovsky, V. G. Lozitsky, V. P. Tarashchuk // Kinematics and Physics of Celestial Bodies. – 2009. – Vol. 25, № 5. – P. 373–384.
6. The non-LTE formation of Li I lines in cool stars / M. Carlsson, R. J. Rutten, J. H. M. J. Bruls, N. G. Shchukina // Astron. Astrophys. – 1994. – Vol. 288. – P. 860–882.
7. Choudhuri A. R. The cluster model of sunspots / A. R. Choudhuri // In: NATO ASIC Proc. 375: Sunspots. Theory and Observations ; eds. J. H. Thomas, N. O. Weiss. – 1992. – P. 243.



8. Cowley Ch. The theory of stellar spectra / Ch. Cowley. – New York ; London ; Paris : Gordon and Breach Science Publishers, 1970. – 255 p.
9. Cristaldi A. 1D Atmosphere Models from Inversion of Fe I 630 nm. Observations with an Application to Solar Irradiance Studies / A. Cristaldi, I. Ermolli // *Astrophys. J.* – 2017. – Vol. 841. – P. 115–129.
10. De la Cruz Rodríguez Jaime. Non-LTE Inversions of the Mg II h & k and UV Triplet Lines / Jaime Rodríguez de la Cruz, Jorrit Leenaarts, Andrés Asensio Ramos // *Astrophys. J. Let.* – 2016. – Vol. 830. – P. 30–36.
11. Dominguez Cerdena I. Inter-network magnetic fields observed with sub-arcsec resolution / Cerdena I. Dominguez, Almeida J. Sanches, F. Kneer // *Astron. Astrophys.* – 2003. – Vol. 407. – P. 741–757.
12. Gurtovenko E. A. Fraunhofer's spectrum and system of solar oscillator powers / E. A. Gurtovenko, R. I. Kostik (in Russian : Гуртовенко Э. А., Костик Р. И. Фраунгоферов спектр и система солнечных сил осцилляторов). – Kiev : Naukova Dumka, 1989.
13. Joshi J. Magnetic and Velocity Field of Sunspots in the Photosphere and Upper Chromosphere / J. Joshi // PhD Thesis, Technische Universität Braunschweig. – 2014. ISBN 978-3- 944072-01-2.
14. Quiet-Sun inter-network magnetic fields observed in the infrared / E. V. Khomenko, M. Collados, S. K. Solanki et al. // *Astronomy and Astrophysics.* – 2003. – Vol. 408. – P. 1115–1135.
15. Three-dimensional simulations of solar magneto-convection including effects of partial ionization / E. Khomenko, N. Vitas, M. Collados et al. // *Astronomy & Astrophysics.* – 2018. – Vol. 618, id. A87.
16. Kondrashova N. N. Spectropolarimetric investigation of the photosphere during a solar microflare / N. N. Kondrashova // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society.* – 2013. – Vol. 431. – P. 1417–1424.
17. Kuckein C. Magnetic and dynamical photospheric disturbances observed during an M3.2 solar flare / C. Kuckein, M. Collados, Sainz R. Manso // *The Astrophysical Journal Letters.* – 2015. – Vol. 799, Iss. 2, article id. L25. – 5 p.
18. Kurochka E. V. Magnetic fields and thermodynamical conditions in the M6.4/3N solar flare on July 19, 2000 / E. V. Kurochka, V. G. Lozitsky // *Kinematics and Physics of Celestial Bodies, Suppl.* – 2005. – № 5. – P. 143–145.
19. Kurochka E. V. Temporary changes of physical conditions in photospheric layers of a solar flare / E. V. Kurochka, V. G. Lozitsky, O. B. Osyha // *Kinematics and Physics of Celestial Bodies.* – 2008. – Vol. 24, № 4. – P. 308–320.
20. Landi Degl'Innocenti E. On the effective Lande factor of magnetic lines / Degl'Innocenti E. Landi // *Solar Phys.* – 1982. – Vol. 77, № 1/2. – P. 285–289.
21. Methodical problems of magnetic field measurements in umbra of sunspots / N. I. Lozitska, V. G. Lozitsky, O. A. Andryeyeva et al. // *Advances in Space Research.* – 2015. – Vol. 55. P. 897–907.
22. Lozitsky V. G. Indications of 8-kilogauss magnetic field existence in the sunspot umbra / V. G. Lozitsky // *Adv. Space Res.* – 2016. – Vol. 57. – P. 398–407.
23. Profiles of spectral lines, magnetic fields, and thermodynamical conditions in the X17.2/4B solar flare of 2003 October 28 / V. G. Lozitsky, E. A. Baranovsky, N. I. Lozitska, V. P. Tarashchuk // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society.* – 2018. – Vol. 477, Iss. 2. – P. 2796–2803.
24. Lozitsky V. G. Observational evidences for multi-component magnetic field structure in solar flares / V. G. Lozitsky, J. Staude // *Journal of Astrophysics and Astronomy.* – 2009. – Vol. 29. – P. 387–404.
25. A new sunspot umbral model and its variation with the solar cycle / P. Maltby, E. H. Avrett, M. Carlsson et al. // *Astrophys. J.* – 1986. – Vol. 306. – P. 284–303.
26. Moore Ch. E. The spectrum 2935 Å to 8770 Å. Second revision of Rowland's Table of solar spectrum wave lengths, National Bureau of Standards / Ch. E. Moore, M. G. J. Minnaert, J. Houtgast. – Washington, DC, 1966. – 349 p.
27. Parker E. N. Sunspots and the physics of magnetic flux tubes. IX – Umbral dots and longitudinal overstability / E. N. Parker // *Astrophys. J.* – 1979. – Vol. 234. – P. 333–347.
28. Parker E. N. Solar activity and classical physics / E. N. Parker // *Chinese Journal of Astronomy and Astrophysics.* – 2001. – Vol. 1, № 2. – P. 99–124.
29. Rachkovsky D. N. Small-scale magnetic field diagnostics outside sunspots: comparison of different methods / D. N. Rachkovsky, T. T. Tsap, V. G. Lozitsky // *Journal of Astrophysics and Astronomy.* – 2005. – Vol. 26. – P. 435–445.
30. Rempel M. Radiative Magnetohydrodynamic Simulation of Sunspot Structure / M. Rempel, M. Schüssler, M. Knölker // *Astrophys. J.* – 2009. – Vol. 691. – P. 640–649.
31. Ruiz Cobo B. Inversion of Stokes profiles / Cobo B. Ruiz, J. C. Iniesta del Toro // *Astrophys. J.* – 1992. – Vol. 398. – P. 375–385.
32. Shchukina N. G. A Si I atomic model for NLTE spectropolarimetric diagnostics of the 10 827 Å line / N. G. Shchukina, A. V. Sukhorukov, Bueno J. Trujillo // *Astronomy & Astrophysics.* – 2017. – Vol. 603, id. A98. – 16 p.
33. Schüssler M. Magnetoconvection in a sunspot umbra / M. Schüssler, A. Vögler // *Astrophys. J.* – 2006. – Vol. 641. – P. 73–76.
34. Socas-Navarro H. Semiempirical models of solar magnetic structures / H. Socas-Navarro // *Astrophys. J. Sup. Ser.* – 2006. – Vol. 169. – P. 439–457.
35. Socas-Navarro H. Non-LTE inversion of line profiles / H. Socas-Navarro, Cobo B. Ruiz, Bueno J. Trujillo // *Astrophys. J.* – 1998. – Vol. 507. – P. 470–481.
36. Spruit H. C. A cluster model for sunspots. The Physics of Sunspots / H. C. Spruit // *Proc. of the Conference, Sunspot, NM, July 14-17. – 1981. – P. 98–103.*
37. Stenflo J. O. Magnetic-field structure of the photospheric network / J. O. Stenflo // *Solar Physics.* – 1973. – Vol. 32. – P. 41–63.
38. Stodilka M. I. Tikhonov stabilizers in inverse problems of spectral studies / M. I. Stodilka // *Kinematika i Fizika Nebesnykh Tel.* – 2003. – Vol. 19. – P. 334–343.
39. Sudol J. J. Longitudinal magnetic field changes accompanying solar flares / J. J. Sudol, J. W. Harvey // *The Astrophysical Journal.* – 2005. – Vol. 635, Iss. 1. – P. 647–658.
40. The Solar Optical Telescope for the Hinode Mission: An Overview / S. Tsuneta, K. Ichimoto, Y. Tatsukawa et al. // *Solar Phys.* – 2008. – Vol. 249. – P. 167–196.
41. Time dependent flare model with non-LTE radiative transfer. Solar variability: from core to outer frontiers. The 10th European Solar Physics Meeting, 9–14 September 2002, Prague / M. Varady, M. Karlicky, J. Kasparova, P. Heinzel. – P. 521–524.
42. Vernazza J. E. Structure of the solar chromosphere. III – Models of the EUV brightness components of the quiet sun / J. E. Vernazza, E. H. Avrett, R. Loeser // *Astrophys. J. Sup. Ser.* – 1981. – P. 45, 635–725.
43. Zemanek E. N. Splitting of some spectral lines of Fe I in magnetic field / E. N. Zemanek, A. P. Stefanov // *Vestnik Kiev Univ. Seria Astronomii.* – 1976. – № 18. – P. 20–36.

Надійшла до редколегії 06.11.19

V. Lozitsky, Dr.Sci.,  
Taras Shevchenko National University of Kyiv, Kyiv,  
M. Stodilka, Dr.Sci.,  
Ivan Franko National University of L'viv, Lviv

## MAGNETIC FIELDS AND THERMODYNAMIC CONDITIONS IN THE PRE-PEAK PHASE OF M6.4 / 3N SOLAR FLARE

*We present a study of the pre-peak phase of the solar flare of M6.4 / 3N class which arose on July 19, 2000 in the NOAA 9087 active region. The effective magnetic field  $B_{\text{eff}}$  was measured using the Fe I 6301.5 Å, Fe I 6302.5 Å, H $\alpha$  and H $\beta$  spectral lines. It was found that at the brightest place of the flare, which was projected onto a small sunspot of N polarity,  $B_{\text{eff}}$  was close to each other on all four lines and corresponded to 1.0–1.2 kG. At the same time, the modulus of the magnetic field at the level of Fe I 6302.5 formation, determined by the splitting of peaks V of the Stokes parameter and the localization of the  $\sigma$ -components in the  $I \pm V$  profiles, was in the range 1.6–2.6 kG. The bisectors of the  $I + V$  and  $I - V$  profiles of the Fe I 6301.5 line are parallel to each other, indicating a simple one-component structure of the magnetic field at the level of the middle photosphere under the flare. The Balmer decrement of  $I_{\text{max}}$  (H $\alpha$ ) /  $I_{\text{max}}$  (H $\beta$ ) by H $\alpha$  and H $\beta$  lines was 1.16. The semi-empirical model of the photospheric layers of the flare was constructed using Stokes I observations of non-magnetic-sensitive Fe I 5123.7 and 5434.5 lines by solving the inverse equilibrium transfer problem using Tikhonov stabilizers. For the distribution of temperature with height, the effects of deviation from the LTE were found to be significant for the layers of the lower photosphere corresponding to the heights  $h \geq 0$  (i.e.  $z \leq 1$ ). In the entire thickness of the photosphere ( $h = 0$ –500 km), the flare temperature is lower compared to the non-perturbed atmosphere, while it is slightly higher for  $h > 500$  km. The micro-turbulent velocity is increased at altitudes  $h > 200$ –500 km, while at altitudes  $h < 200$  km it is reduced. The obtained results indicate that the upper photosphere and the lower chromosphere are perturbed during solar flares, even when the magnetic field is quasi-homogeneous in the lower layers (middle photosphere).*

**Keywords:** Sun, solar activity, solar flares, flare on July 19, 2000 of M6.4 / 3N class, solar magnetic fields, semi-empirical model.

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, H $\alpha$  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  $I_{\text{max}}(\text{H}\alpha)/I_{\text{max}}(\text{H}\beta)$  по линиям H $\alpha$  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-