

ФІЗИЧНІ УМОВИ У СОНЯЧНОМУ СПАЛАХУ 19 ЛИПНЯ 2000 Р. БАЛУ М6.4/3N

В. Г. Лозицький¹, М. І. Стоділка²

¹ Астрономічна обсерваторія Київського національного університету імені Тараса Шевченка,
вул. Обсерваторна, 3, Київ, Україна

² Астрономічна обсерваторія Львівського національного університету імені Івана Франка,
вул. Кирила і Мефодія, 8, Львів, Україна

(Отримано 05 липня 2019 р.)

Ми досліджуємо сонячний спалах 19 липня 2000 р. балу М6.4/3N, який виник в активній ділянці NOAA 9087. Ешелні зееман-спектрограми цього спалаху були отримані на горизонтальному сонячному телескопі Астрономічної обсерваторії Київського національного університету імені Тараса Шевченка. Ефективне магнітне поле B_{eff} виміряне по лініях FeI 6301.5, FeI 6302.5 і H_{β} . Виявилось, що в наяскравішому місці спалаху, яке проектувалось на невелику сонячну пляму N полярності, B_{eff} по всіх трьох лініях є близькими між собою і відповідають 1.0–1.2 кГс. Водночас модуль напруженості магнітного поля на рівні формування FeI 6302.5 був у межах 1.6–2.6 кГс. Особливості бісекторів профілів $I \pm V$ лінії FeI 6301.5 указують на просту однокомпонентну структуру магнітного поля на рівні середньої фотосфери під спалахом. Напівемпірична модель фотосферних шарів спалаху будувалася за спостережними профілями Стокса I немагніточутливих ліній FeI 5123.7 і 5434.5 шляхом розв'язку оберненої задачі нерівноважного переносу 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 з незбуреною атмосферою, тоді як для $h > 500$ км вона дещо підвищена. 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 у 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.

DOI: <https://doi.org/10.30970/jps.23.4902>

PACS number(s): 96.60.Hv, 96.60.Q-, 96.60.qe

I. ВСТУП

Сонячні спалахи — найінтенсивніший прояв сонячної активності. Вони виникають у місцях суттєвої неоднорідності магнітного поля в активних ділянках, де реалізуються умови для магнітного пересполучення силових ліній. На сьогодні вважається доведеним, що основне енерговиділення сонячного спалаху відбувається в хромосфері й короні Сонця, тобто в такому діапазоні висот атмосфери, де прямі вимірювання магнітного поля з методичних причин значно складніші, ніж на фотосферному рівні. Щодо ж фотосферного рівня, то тут також є багато неясних питань, зокрема щодо висотних змін магнітного поля в ділянці спалаху.

Справді, у незбуреній атмосфері напруженість магнітного поля має монотонно спадати з висотою внаслідок зменшення газового тиску. Якщо силова трубка магнітного поля однорідна й нескручена, то верхню межу напруженості B_{max} в трубці знаходимо з простої умови рівності магнітного тиску $B^2/8\pi$ всередині трубки і газового тиску $P = nkT$ зовні трубки. Для незбуреної атмосфери $P \sim 10^4$ дин/см² у верхній фотосфері — там, де формуються емісійні піки ліній FeI у спалахах. Однак за такого тиску має

бути $B_{\text{max}} \approx 500$ Гс. Насправді ж, як неодноразово зазначали прямими вимірюваннями, тут іноді буває, як мінімум, $B_{\text{max}} = 1 - 3$ кГс [1, 2]. Це означає, що в ділянці спалаху виникають якісь специфічні 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 [1, 3, 4]. В інших спалахах такої немонотонності не помічено [5–7]. Можливою причиною розбіжності цих результатів є те, що характер висотного розподілу магнітного поля в ділянці спалаху залежить від фази спалаху. Так, автори роботи [4] знайшли 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 спостережні дані, а також опрацювання цих даних різними програмними кодами для виключення можливих артефактів під час моделювання профілів ліній.

З огляду на це зазначимо, що автори праці [1] отримали немонотонний розподіл магнітного поля й тем-



ператури з висотою у спалаху 16 червня 1989 р. балу 2В, використовуючи незалежну імплементацію програмного коду PANDORA [8]. Використовуючи аналогічний код, автори роботи [3] також виявили немотонність магнітного поля, але в іншому сонячному спалаху, 19 липня 2000 р. балу М6.4/3N (був вивчений момент 7^h21^m UT цього спалаху). Однак Барановський і співавтори [7], користуючись тим же кодом для інтерпретації спостережень винятково потужного сонячного спалаху 28 жовтня 2003 р. балу Х17.2/4В, знайшли в ньому лише монотонне ослаблення магнітного поля в діапазоні фотосферних висот. Аналогічну картину виявили також автори роботи [6] у спалаху 18 липня 2000 р. балу М2/2N, користуючись програмним кодом SIR [9]. Цей сучасний код дозволяє добирати оптимальне узгодження спостережних і модельних профілів в автоматичному режимі, що підвищує точність інтерпретації даних.

Зазначимо, інверсні підходи, які базуються на функціях внеску в емісію (напр., [9, 10]), використовують для побудови напівемпіричних моделей спокійної атмосфери, плям, факелів тощо. Залежно від використовуваних даних спостережень отримують чисто фотосферні моделі або ж моделі, які охоплюють фотосферні і хромосферні шари атмосфери Сонця (див. напр. [10–12]). Але під час відтворення висотних залежностей з використанням навіть невеликої кількості вузлів (понад 10) виникають фізично нереальні осциляції висотних залежностей відтворюваних параметрів [10]. Щоб позбутись таких осциляцій, кількість вузлів зменшують. Але обмеження на кількість вузлів не дозволяє відтворювати різкі зміни параметрів, зони типу плато, а також дрібномасштабні особливості. Крім того, за такого підходу відбувається суттєва деградація самої моделі (див. рис. 2 у роботі [12]).

Вказані недоліки відсутні за використанням стабілізаторів Тихонова для розв'язування оберненої задачі переносу випромінювання [13]. За такого підходу названих проблем взагалі нема, не існує і проблеми залежності розв'язків від початкових значень відтворюваних параметрів.

У цій праці ми досліджуємо магнітні поля й термодинамічні параметри в сонячному спалаху 19 липня 2000 р. балу М6.4/3N, тобто тому ж, який раніше досліджували в роботі [3]. Однак, на відміну від вказаної роботи, ми вивчаємо інший його момент, а саме 7^h13^m UT, а також використовуємо інший програмний код для побудови напівемпіричних моделей. Відповідний код, опублікований у праці [13], дозволяє аналізувати зони спокійної фотосфери, плям, спалахів тощо.

II. СПОСТЕРЕЖЕННЯ І ВИБРАНІ СПЕКТРАЛЬНІ ЛІНІЇ

Спостережний матеріал був отриманий на ешелю спектрографі горизонтального сонячного телескопа Астрономічної обсерваторії Київського національного університету імені Тараса Шевченка (ГСТ

АО КНУ). Основні характеристики інструмента наведені в роботі [14]. Одночасне спостереження на ньому майже всієї видимої ділянки спектра (від 3800 до 6600 Å) забезпечується тим, що порядки дифракції від дифракційної ґратки розводяться скляною призмою. Спектральне розділення в зеленій ділянці спектра 30 мÅ, тобто близьке до спектрального розділення на орбітальній обсерваторії Hinode [15]. 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 ешелю спектрографа реєструються одночасно багато тисяч спектральних ліній, що особливо важливо для вивчення процесів сонячної активності на різних висотах в атмосфері.

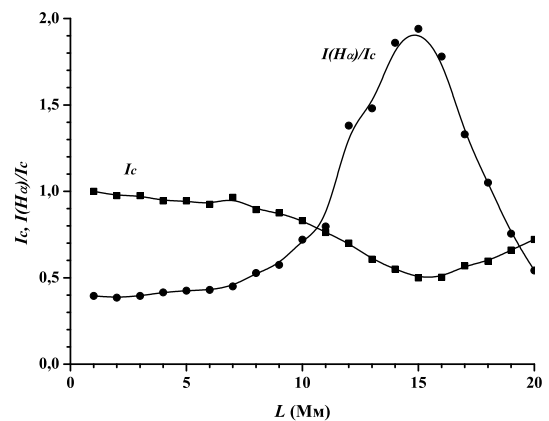


Рис. 1. Розподіл уздовж напрямку вхідної щілини ешелю спектрографа ГСТ таких параметрів: I_c — інтенсивність у спектральному континуумі поблизу лінії H_α , $I(H_\alpha)/I_c$ — інтенсивність у лінії H_α , нормована на інтенсивність у континуумі I_c .

Досліджений сонячний спалах виник в активній ділянці NOAA 9087 в околиці точки з координатами 14°S, 15°E. Його бал був М6.4/3N, момент максимуму за спостереженнями в H_α — близько 7^h21^m UT. У цій праці вивчено більш ранній момент, 7^h13^m UT, тобто передмаксимальна фаза цього спалаху. Спектри спалаху були отримані з аналізатором колової поляризації, що дозволило зафіксувати спектри $I + V$ та $I - V$, де I та V — відповідні параметри Стокса.

Під час спостережень вхідна щілина спектрографа ГСТ перетинала невелику пляму, де інтенсивність у континуумі I_c була знижена до 2 раз (рис. 1). Приблизно в цьому ж місці був яскравий вузлик емісії в H_α , де інтенсивність у лінії H_α була майже удвічі вищою, ніж у спектральному континуумі, що прилягає. На рис. 1 по осі абсцис наведено відносні горизонтальні координати відповідних точок поверхні Сонця, виражені у мегаметрах (Мм). Нижче докладніше буде досліджено місце, що відповідає $L = 14$ Мм, тобто

близьке до найяскравішого в H_{α} .

Наше вивчення фізичних умов у спалаху базується на аналізі профілів п'яти спектральних ліній (табл.). У цій таблиці еквівалентна ширина лінії W у спектрі спокійного Сонця та потенціал збудження нижнього терма EP наведені згідно з монографією [16], а ефективні фактори Ланде g_{eff} для всіх ліній FeI, визначені в лабораторних умовах, — згідно з працями [17, 18].

Зауважимо, що лінії № 1 і 2 теоретично мають нульовий фактор Ланде (для LS -зв'язку), хоча їхні

емпіричні фактори Ланде, визначені у лабораторних умовах, є все-таки не строго нульовими, а близькими до 0.01 за абсолютною величиною. Внаслідок таких малих факторів Ланде ці лінії можна вважати магнітоточувливими 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 чисто немагнітні, “доплерівські”.

№	Елемент і номер мультиплету	Довжина хвилі λ (Å)	Еквівалентна ширина W (mÅ)	Потенціал збудження нижнього терма EP (eV)	Ефективний фактор Ланде g_{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	H β — 1 (H β)	4861.33	3680	10.15	1.05

Таблиця. Список досліджених спектральних ліній.

Лінії № 3 і 4 придатні для використання в методі “відношення ліній” для діагностики просторово нероздільної (субтелескопічної) структури магнітного поля [19–21]. Вони формуються в середній фотосфері ($h \approx 250 - 300$ км), тоді як лінія H_{β} — у середній хромосфері. Порівняння магнітних полів за цими трьома лініями дозволяє оцінити ефекти неоднорідності магнітного поля як по поверхні Сонця, так і у вертикальному напрямку.

III. ПРОФІЛІ ЛІНІЙ І МАГНІТНІ ПОЛЯ

Спостережені профілі ліній FeI зображені на рис. 2, 3 і 5. Видно, що “немагнітна” лінія FeI 5434.5 має чисто фраунгоферові профілі, без емісійних піків у її ядрі. Такі піки в цій лінії спостерігаються в потужніших спалахах балу (див., напр., [22]). Також і лінія FeI 5123.7 має чисто фраунгоферові профілі, причому профілі $I + V$ та $I - V$ практично збігаються як для лінії FeI 5434.5, так і для лінії FeI 5123.7. У зв'язку з цим має сенс аналізувати для обох ліній лише стоксовий профіль I . Саме для його аналізу адаптований програмний код, який описаний у праці [13].

Лінії FeI 6301.5 і 6302.5 навіть по центру сонячної плями ($L = 14 - 16$ Мм) мають відносно слабе земанівське розщеплення, без чіткого розділення π - і σ -компонент. У такому випадку за зміщеннями “центрів ваги” профілів $I + V$ та $I - V$ може бути вимірний не модуль магнітного поля B , а ймовірніше його поздовжня компонента B_{\parallel} [21]. 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_{eff} . Саме ця величина показана на рис. 4 для різних місць дослідженого спалаху.

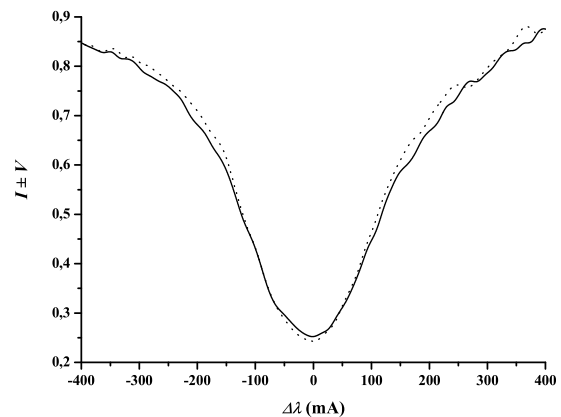


Рис. 2. Спостережені профілі $I \pm V$ лінії FeI 5434.5 у спалаху для $L = 14$ Мм.

Видно, що максимальна величина B_{eff} в ділянці спалаху досягала 1.0–1.1 кГс, причому результати по лініях FeI 6301.5 і 6302.5 добре узгоджуються між собою. Точніше, для $L = 16 - 20$ Мм помічено $B_{\text{eff}}(6302.5) > B_{\text{eff}}(6302.1)$, 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} ; (б) таке співвідношення вже помічено в сонячних спалахах за помірних полів, коли $B_{\text{eff}} < 1$ кГс [23], хоча за межа-

ми сонячних спалахів звичайним є обернене співвідношення $B_{\text{eff}}(6302.5) < B_{\text{eff}}(6302.1)$ [20].

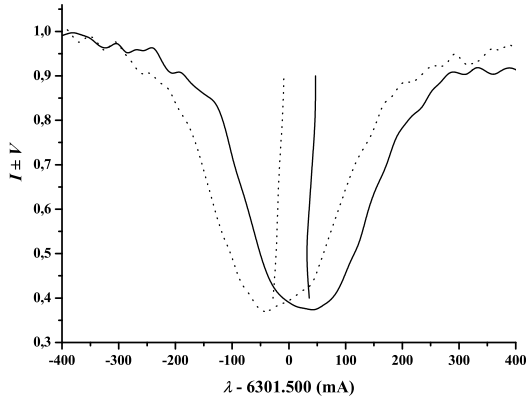


Рис. 3. Спостережені профілі $I \pm V$ лінії FeI 6301.5 у спалаху для $L = 14$ Мм. Майже вертикальними і прямими лініями показані бісектори профілів.

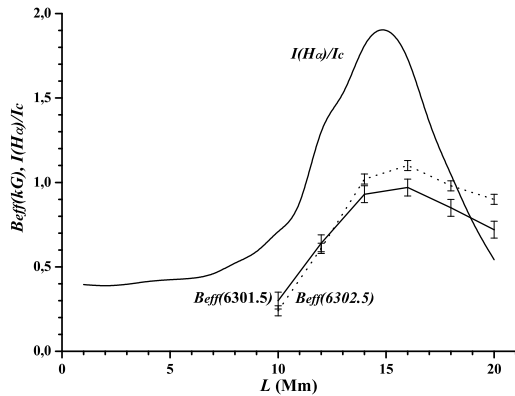


Рис. 4. Розподіл уздовж напрямку вхідної щілини ефективного магнітного поля B_{eff} , виміряного в лініях FeI 6301.5 і 6302.5. Для наочності показано також розподіл яскравості в лінії H_{α} .

Останнє співвідношення вказує на наявність маломасштабних силових трубок з кілогауссовими полями, магнітна полярність у яких є однаковою з фоновим полем. Щодо ж зворотного співвідношення $B_{\text{eff}}(6302.5) > B_{\text{eff}}(6302.1)$, то воно можливе тоді, коли магнітна полярність у маломасштабних силових трубках протилежна до полярності фонового поля [23].

Додатковим критерієм тут може бути вигляд бісекторів профілів $I \pm V$ у лінії FeI 6301.5 [14]. За субтелескопічною структури магнітного поля з кілогауссовими полями ці бісектори в спостережених профілях стають непаралельними, вказуючи на сумування

двох картин ефекту Зеемана з різними розщепленнями σ -компонент. Оскільки в нашому випадку (рис. 3) бісектори профілів $I \pm V$ в лінії FeI 6301.5 практично паралельні, то це вказує на фактично однорідне (однокомпонентне) магнітне поля на рівні середньої фотосфери, де формуються лінії FeI 6301.5 і 6302.5. У такому разі можна оцінити модуль його напруженості двояко: (1) за спостереженою віддаллю між σ -компонентами в профілях $I \pm V$ і (2) за розщепленням піків параметра Стокса V [14, 24]. За неповного спектрального розділення π - і σ -компонент і неподовженого магнітного поля (коли кут γ між силовою лінією магнітного поля і променем зору не дорівнює 0° або 180°) метод (1) дає занижену величину модуля напруженості, тоді як метод (2) — завищену.

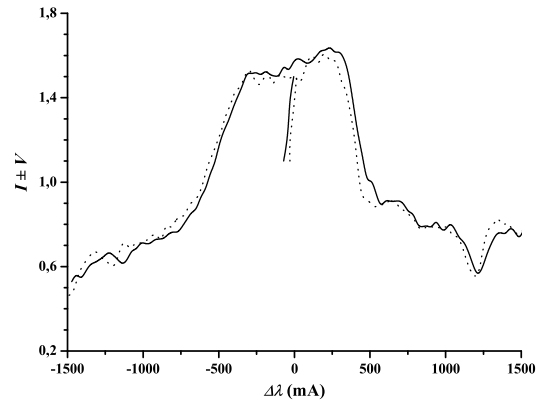


Рис. 5. Спостережені профілі $I \pm V$ лінії H_{β} у спалаху для $L = 14$ Мм.

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

Величина магнітного поля, знайдена за розщепленням емісійних “вершин” у профілях $I \pm V$ лінії H_{β} (рис. 5), відповідає 1.2 ± 0.1 кГс. По суті ця величина еквівалентна ефективному магнітному полю B_{eff} , яке за фотосферними лініями було знайдено в межах 1.0–1.1 кГс. Оскільки лінія H_{β} формується в середній хромосфері, можна зробити висновок, що в ділянці 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 ділянці сонячного спалаху наявні специфічні механізми локального підсилення магнітного поля, які діють паралельно з загальною дисипацією магнітної енергії в об’ємі інтенсивного енерговиділення.

IV. НАПВЕМПІРИЧНА МОДЕЛЬ

Модель підспалахових шарів фотосфери Сонця була відтворена розв'язком оберненої задачі нерівноважного переносу випромінювання [9, 25], що належить до некоректних задач, оскільки є безліч розв'язків, які задовольняють вибраний критерій. Ми пропонуємо для забезпечення гладкості та стійкості розв'язків оберненої задачі використати так звані тихонівські стабілізатори, які модифікують цільову функцію [13]

$$\chi_{\text{reg}}^2 = \chi^2 + \alpha S(x),$$

де χ^2 — стандартна цільова функція, яка описує відхилення розрахованого профілю лінії від спостережуваного, α — параметр регуляризації, $S(x)$ — тихонівський стабілізатор, який враховує аргіогі інформацію про розв'язок (безрозмірний параметр моделі) x : тип залежності, фізику процесу, сукупність певних обмежень і т.п. Параметр регуляризації α визначали за такими умовами: a — дає найкраще відтворення параметрів заданої моделі, b — розв'язки слабо залежать від початкових оцінок і c — відсутні осциляції розв'язків.

Маючи лінеаризоване рівняння (1), легко отримати поправку до розв'язку

$$\delta x = -\frac{\nabla \chi^2(x_0) + 2\alpha \mathbf{H} x_0}{\mathbf{D}}(x_0) + 2\alpha \mathbf{H}.$$

Тут \mathbf{D} — матриця Гессе, \mathbf{H} — матричне зображення стабілізатора.

Сам вигляд стабілізаторів і коефіцієнти регуляризації були дібрані з допомогою тестової задачі відтворення моделей за профілями вибраної лінії. За тестову модель була використана 3D гідродинамічна модель Асплунда [26].

Для знаходження стратифікації газового тиску ми використали рівняння гідродинамічної рівноваги:

$$\frac{dp}{dz} = -\rho_{\text{gas}}(g + a),$$

де a — прискорення руху газу, $p = p_{\text{gas}} + p_{\text{turb}}$, p_{gas} — газовий тиск, p_{turb} — турбулентний тиск. У нашій моделі ми припускаємо, що магнітне поле вертикальне і слабо змінюється з висотою. А отже, воно не впливає на стратифікацію газу в z -напрямку. Тиск на нижній межі моделі був одним із вільних параметрів. Положення нижньої межі моделі плями щодо моделі спокійної атмосфери ми визначали з умови горизонтального балансу повного тиску із урахуванням магнітного поля плями:

$$p_{\text{magn}} + p_{\text{gas}} + p_{\text{turb}} = p_{\text{gas}}(\text{quiet model}) + p_{\text{turb}}(\text{quiet model}).$$

Отже, знаючи магнітне поле плями в нижніх шарах атмосфери, легко оцінити величину вільсонівської депресії.

У нашому дослідженні поле швидкостей представлене 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 була перерахована за будь-якої зміни температури чи поля швидкостей.

Як початкове наближення для моделі ми використали модель атмосфери спокійного Сонця [27]. Для кожного наступного наближення моделі розв'язували пряму задачу нерівноважного переносу 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 не-ЛТР-параметри були використані надалі як параметри в оберненій задачі, розв'язок якої дає уточнену модель атмосфери. Обчислювальний процес ітераційно повторювали до досягнення критерію збіжності розв'язку.



Рис. 6. Порівняння спостережених і теоретичних (змодельованих) профілів ліній Fe I 5434.5 Å та Fe I 5123.7 Å.

Для вивчення фізичних умов у сонячному спалаху ми вибрали температурно чутливі лінії нейтрального заліза ($\lambda 5434.534 \text{ \AA}$, $\lambda 5123.73 \text{ \AA}$) з фактором Ланде, рівним 0 для LS -зв'язку. Звичайно, такі лінії не дозволяють відтворювати магнітних полів. Але з іншого боку, це приводить до зменшення кількості пара-

метрів, якими визначається поведінка лінії. Щобільше, верхні рівні FeI пов'язані із сильними UV-лініями, які є широкими у фотосфері і в зоні температурного мінімуму й підтримують рівень збудження близьким до теплового [28]. Так, не-ЛТР-параметри нижнього і верхнього рівнів для ліній, які ми розглядаємо, приблизно рівні, що веде до $S \approx B$. Ця умова забезпечує високу чутливість ліній до температурної стратифікації.

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

Експериментальні й теоретичні профілі двох спостережуваних термочутливих ліній показані на рис. 6. Як ми бачимо, спостережувані й теоретичні профілі практично збігаються, окрім деяких спостережуваних особливостей у крилах лінії, зумовлених її блендуванням. А тому можна вважати, що відтворені фізичні умови близькі до реальних.

За даними спостережень (див. вище п. 3), магнітне поле, усереднене за площею вхідної щільності спектрографа, ≈ 1600 Гс. Маючи магнітний, газовий та турбулентний тиски на нижній основі моделі, ми з умови горизонтального балансу повного тиску визначили величину вільсонівської депресії. Таким чином, досліджувана ділянка зміщена щодо моделі спокійної атмосфери вниз на ≈ 125 км. Тобто отримані стратифікації всіх параметрів моделі плями зміщені на цю величину в бік глибоких шарів.

Висотні стратифікації температури, отримані в наближенні локальної термодинамічної рівноваги (ЛТР) і з урахуванням не-ЛТР-ефектів (НЛТР), показані на рис. 7. На ньому ми додатково зобразили температурну стратифікацію для моделі спокійної атмосфери МАСККЛ [28] 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 переносу теплової енергії у фотосфері Сонця [29, 30]. З висотою температура спадає і досягає на $h \approx 200 - 300$ км широкого мінімуму, відтак температура різко підвищується. Температурний мінімум зміщений щодо мінімуму спокійної атмосфери на 250 км, причому його температура понижена на ≈ 500 К. Тоді як у верхніх шарах відбувається нагрів фотосферних підспалахових шарів, унаслідок чого на висотах $h > 500$ км речовина в тіні плями на декілька сотень градусів гарячіша за плазму зовні (спокійна атмосфера). А на рівні утворення континууму температура тіні плями більше ніж на 1500 К понижена відносно незбуреної атмосфери.

Температурна стратифікація, отримана в ЛТР-наближенні, суттєво відрізняється. Так, мінімум відносно вузький і зміщений вгору на 125 км, а різниця температур між цими двома стратифікаціями сягає 600 К. Нижче від 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 рівні, переходи між якими породжують обидві лінії, збідені, а на висотах понад 500 км — перенаселені порівняно з рівноважними значеннями їх населеностей.

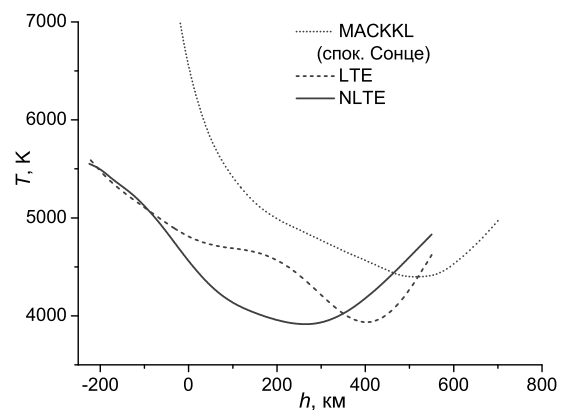


Рис. 7. Відтворені висотні залежності температури: наближення ЛТР, із урахуванням не-ЛТР-ефектів та для спокійної атмосфери Сонця.

Зазначимо, що отримана стратифікація температури якісно узгоджується з напівемпіричною моделлю тіні плями з частковим урахуванням не-ЛТР-ефектів: не-ЛТР для ліній Ca II, ЛТР для ліній Fe I [10]. ЛТР-наближення (рис. 7), як і в роботах [10, 28], дає температурне плато. У праці [12] побудована модель тіні спокійної плями за лініями MgII h і k, УФ триплетом Mg II та лінією Fe I в не-ЛТР-наближенні. Для отриманої моделі температурний хід залежності має мінімум без плато.

У нашому дослідженні поле швидкостей містить променеву, мікро- і макротурбулентну швидкість та відображає процеси, які відбуваються в атмосфері Сонця. Променева швидкість дає інформацію про стратифікацію висхідних та низхідних рухів речовини вздовж променя зору для кожного пікселя спостережуваної ділянки. Однак за низькою просторовою роздільною здатністю доводиться додатково вводити такі емпіричні характеристики рухів в атмосфері як макро- та мікротурбулентна швидкість. Макротурбулентність використовують для опису руху оптично товстих структур атмосфери зорі, співрозмірних з гранулами. Макротурбулентна швидкість враховує висхідні та низхідні рухи таких нерозділених елементів [31]. Вплив макротурбулентності на профілі ліній

зводиться до збільшення центральної залишкової інтенсивності та опускання вниз перехідної зони ядро-крило профіля 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 [32].

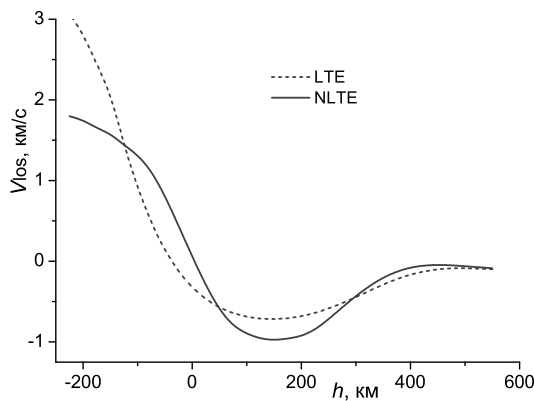


Рис. 8. Відтворені висотні залежності променевої швидкості в наближенні ЛТР та з урахуванням не-ЛТР-ефектів.

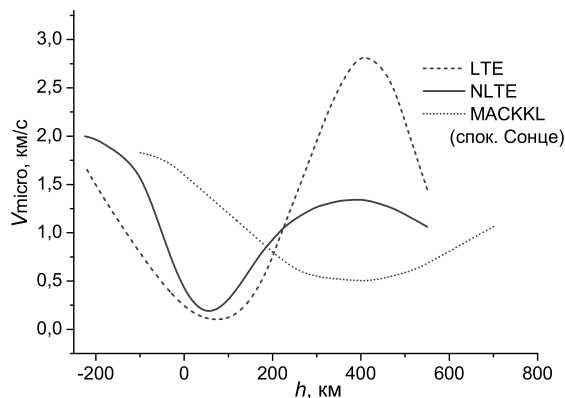


Рис. 9. Відтворені висотні залежності мікротурбулентної швидкості: наближення ЛТР, з урахуванням не-ЛТР-ефектів та для спокійної атмосфери Сонця.

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 межах моделі спокійної атмосфери MASCKL [28].

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 [33–35], при цьому підйом магнітного потоку вгору зумовлює низхідний рух незамагніченої плазми, яка межує з фрагментованими магнітними трубками. Тоді як у вищих шарах (середня фотосфера) речовина рухається вгору. Очевидно, під час спалаху внаслідок зменшення магнітного потоку фрагментована ділянка змістилась у верхні шари атмосфери, що викликало горизонтальні рухи гарячої навколишньої плазми з подальшим її рухом угору під дією сил плавучості в холоднішій немагнітній плазмі тінні 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, прилеглих до вузької ділянки ($h \sim 0$ км), вказує 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 [10]. Згідно з результатами цього дослідження, речовина в нижніх шарах фотосфери рухається вниз, а в шарах середньої фотосфери — вгору. За даними спостережень великої спокійної плями [12], суттєвих променевих швидкостей у тіні не було виявлено, тоді як на фазі розвитку в тіні плями на фотосферних висотах переважають слабкі низхідні потоки [36].

Мікротурбулентна швидкість суттєво змінюється з висотою (рис. 9). Так, на висотах ($h < -50$ км та 200 км $< h < 500$ км) турбулентність підвищена, тут V_{micro} понад 1 км/с. У глибоких шарах V_{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 $< h < 100$ км 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 ділянці були виявлені в праці [37].

Напівемпіричну модель тіні плями з урахуванням мікротурбулентної швидкості отримано в праці [12]. У ній мікротурбулентна швидкість поступово спадає до $\log \tau = -5$, а потім різко зростає.

Макротурбулентна швидкість для лінії для λ 5123.73 Å становить 3.5 км/с, для лінії λ 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, ми бачимо, що інтенсивність цих хаотичних рухів з висотою зростає.

V. ОБГОВОРЕННЯ І ВИСНОВКИ

Під час спалахів відбуваються зміни структури магнітного поля та фізичних умов переважно в хромосферних та корональних шарах атмосфери Сонця. Водночас стосовно змін у підспалахових шарах на рівні фотосфери немає однозначної відповіді. Так, автори роботи [38] не виявили суттєвих змін променевих швидкостей під час спалаху М-класу у δ -плямі. Вони також показали, що в ділянці тіні переважають низхідні потоки (~ 2 км/с), а в ділянці лінії інверсії магнітного поля — висхідні потоки (~ 1 км/с). У праці [37] виявлено існування стійких висхідних та низхідних потоків (до 3 км/с) вздовж лінії розділення полярності поля для δ -плями. На такі рухи також указують результати НМІ-вимірювань [38].

З іншого боку, отримані в роботах [39–41] дані вказують на зміни магнітного поля в підспалахових фотосферних шарах та підвищення температури фотосфери. Крім цього, автори [41] виявили зростання інтенсивності профілів ліній нейтрального кремнію під час спалаху, що також указує на прогрів фотосферних шарів. Проведене в цій роботі дослідження променевих швидкостей у підспалаховій ділянці 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 в наведених вище дослідженнях використано дані спостережень з високим просторовим розділенням, причому променеву швидкість та магнітне поле вважали постійними з висотою. Таке обмеження зумовлене, імовірно, особливостями розв'язків оберненої задачі переносу випромінювання, оскільки збільшення кількості вузлів приводить до осцилюючих висотних стратифікацій відтворюваних параметрів [10].

У цьому ж дослідженні ми використовуємо власні дані спостережень, але з низьким просторовим розділенням. Наш підхід до розв'язку оберненої задачі не накладає жодних обмежень на кількість вузлів для відтворюваних параметрів. Наведені вище висотні залежності параметрів моделі атмосфери є фактично результатом усереднення спостережуваної ділянки спалаху. Проте, ми можемо однозначно стверджувати, що внаслідок спалаху відбулось збурення

фотосферних шарів атмосфери, зокрема, прогрів фотосферних шарів, оскільки в ділянці температурного мінімуму та вище тінь плями гарячіша (див. рис. 7) за навколишнє середовище. Унаслідок прогрівання зростає тиск відповідних шарів і речовина розширюється, тобто відбувається випаровування нагрітої речовини. Такий процес зумовлює на висотах $0 \text{ км} < h < 400$ км висхідні рухи з усередненою по спостережуваній площадці швидкістю до 1 км/с (рис. 8). У [10] для тіні неактивної плями отримано швидкості висхідних-низхідних рухів такого ж порядку, але наведені швидкості стосуються окремо взятих пікселів. Тобто для 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 приводить до розширення профілів спектральних ліній під час спостережень з низькою просторовою роздільною здатністю. І справді, за результатами інверсії ми отримали досить високі значення макротурбулентної швидкості у фотосферних підспалахових шарах (близько 4 км/с), що свідчить про сильне збурення фотосферних шарів на ґрануляційних масштабах.

За результатами нашого дослідження, збурення підспалахових шарів охоплює не тільки ґрануляційні, але й 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 емпіричним параметром — мікротурбулентною швидкістю. Згідно з отриманими результатами інверсії для цього спалаху мікротурбулентна швидкість зростає в сторону нижніх шарів ($h < 0$ км) та в шарах $h > 100$ км з відносно вузьким мінімумом на $0 \text{ км} < h < 100$ км. Тоді як для спокійної атмосфери мінімум мікротурбулентної швидкості значно ширший і зміщений вгору на 350 км. Таке зміщення перевищує величину вільсонівської депресії (125 км), а отже може бути зумовлене спалаховим збуренням, яке і на нерозділених просторових масштабах проникає у фотосферні шари.

Подяки

Це дослідження було профінансоване Київським національним університетом імені Тараса Шевченка, проект № 19БФ023-03, а також Львівським національним університетом імені Івана Франка, проект № АО91-Ф.

[1] V. G. Lozitsky, E. A. Baranovsky, N. I. Lozitska, U. M. Leiko, *Solar Phys.* **191**, 171 (2000); <https://doi.org/10.1023/A:1005298827306>.

[2] V. G. Lozitsky, *Astron. Lett.* **35**, 136 (2009); <https://doi.org/10.1134/S106377370902008X>.

[3] E. V. Kurochka, V. G. Lozitsky, *Kinem. Phys. Nebes. Tel, Suppl.* **21**, 143 (2005).

[4] E. V. Kurochka, V. G. Lozitsky, O. B. Osyka, *Kinem. Phys. Celest. Bodies* **24**, 308 (2008); <https://doi.org/10.3103/S0884591308040053>.

- [5] V. I. Abramenko, E. A. Baranovsky, *Solar Phys.* **220**, 81 (2004); <https://doi.org/10.1023/B:sola.0000023432.42145.b0>.
- [6] E. S. Andriets, N. N. Kondrashova, E. V. Kurochka, V. G. Lozitsky, *Bull. Crimean Astrophys. Observ.* **108**, 1 (2012); <https://doi.org/10.3103/S0190271712010032>.
- [7] E. A. Baranovsky, V. G. Lozitsky, V. P. Tarashchuk, *Kinem. Phys. Celest. Bodies* **25**, 373 (2009); <https://doi.org/10.3103/S0884591309050043>.
- [8] E. H. Avrett, R. Loeser, *SAO Spec. Rep.* 303 (1969).
- [9] B. Ruiz Cobo, J. C. del Toro Iniesta, *Astrophys. J.* **398**, 375 (1992); <https://doi.org/10.1086/171862>.
- [10] H. Socas-Navarro, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **169**, 439 (2007); <https://doi.org/10.1086/510336>.
- [11] A. Cristaldi, I. Ermolli, *Astrophys. J.* **841**, 115 (2017); <https://doi.org/10.3847/1538-4357/aa713c>.
- [12] J. de la Cruz Rodríguez, J. Leenaarts, A. Asensio Ramos, *Astrophys. J. Lett.* **830**, 30 (2016); <https://doi.org/10.3847/2041-8205/830/2/L30>.
- [13] M. I. Stodilka, *Kinem. Fiz. Nebes. Tel* **19**, 334 (2003).
- [14] V. G. Lozitsky, *Adv. Space Res.* **57**, 398 (2016); <https://doi.org/10.1016/j.asr.2015.08.032>.
- [15] S. Tsuneta *et al.*, *Solar Phys.* **249**, 167 (2008); <https://doi.org/10.1007/s11207-008-9174-z>.
- [16] Ch. E. Moore, M. G. J. Minnaert, J. Houtgast, *The spectrum 2935 Å to 8770 Å. Second revision of Rowland's Table of solar spectrum wave lengths* (National Bureau of Standards, Washington, DC, 1966).
- [17] E. L. Landi Degl'Innocenti, *Solar Phys.* **77**, 285 (1982); <https://doi.org/10.1007/BF00156111>.
- [18] E. N. Zemanek, A. P. Stefanov, *Vestnik Kiev Univ. Ser. Astron.* **18**, 20 (1976).
- [19] J. O. Stenflo, *Solar Phys.* **32**, 41 (1973); <https://doi.org/10.1007/BF00152728>.
- [20] I. Dominguez Cerdena, J. Sanches Almeida, F. Kneer, *Astron. Astrophys.* **407**, 741 (2003); <https://doi.org/10.1051/0004-6361:20030892>.
- [21] D. N. Rachkovsky, T. T. Tsap, V. G. Lozitsky, *J. Astrophys. Astron.* **26**, 1 (2005); <https://doi.org/DOI:10.1007/BF02702449>.
- [22] V. G. Lozitsky, E. A. Baranovsky, N. I. Lozitska, V. P. Tarashchuk, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **477**, 2796 (2018); <https://doi.org/10.1093/mnras/sty738>.
- [23] V. G. Lozitsky, J. Staude, *J. Astrophys. Astron.* **29**, 387 (2009); <https://doi.org/10.1007/s12036-008-0051-9>.
- [24] N. I. Lozitska, *et al.*, *Adv. Space Res.* **55**, 897 (2015); <https://doi.org/10.1016/j.asr.2014.08.006>.
- [25] H. Socas-Navarro, B. Ruiz Cobo, J. Trujillo Bueno, *Astrophys. J.* **507**, 470 (1998); <https://doi.org/10.1086/306330>.
- [26] M. Asplund, A. Nordlund, R. Trampedach, C. Allende Prieto, R. F. Stein, *Astron. Astrophys.* **359**, 729 (2000).
- [27] J. E. Vernazza, E. H. Avrett, R. Loeser, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **45**, 635 (1981); <https://doi.org/10.1086/190731>.
- [28] P. Maltby *et al.*, *Astrophys. J.* **306**, 284 (1986); <https://doi.org/10.1086/164342>.
- [29] M. Schussler, A. Vogler, *Astrophys. J.* **641**, 73 (2006); <https://doi.org/10.1086/503772>.
- [30] M. Rempel, M. Schussler, M. Knolker, *Astrophys. J.* **691**, 640 (2009); <https://doi.org/10.1088/0004-637X/691/1/640>.
- [31] Ch. Cowley, *The Theory of Stellar Spectra* (Gordon and Breach Science Publishers, New York–London–Paris, 1970).
- [32] Э. А. Гуртовенко, Р. И. Костик, *Фраунгоферов спектр и система солнечных сил осцилляторов* (Наукова думка, Киев, 1989).
- [33] E. N. Parker, *Astrophys. J.* **234**, 333 (1979); <https://doi.org/10.1086/157501>.
- [34] H. C. Spruit, in *Proceedings of the Conference "The Physics of Sunspots"* (Sacramento Peak Observatory, New Mexico, 1981), p. 98.
- [35] A. R. Choudhuri, *NATO ASIC Proc. 375: Sunspots. Theory and Observations*, edited by J. H. Thomas, N. O. Weiss (Kluwer Academic Publisher, 1992).
- [36] J. Joshi, PhD Thesis, Techn. Universität Braunschweig (Germany, 2014).
- [37] A. Cristaldi *et al.*, *Astrophys. J.* **789**, 162 (2014); <https://doi.org/10.1088/0004-637X/789/2/162>.
- [38] P. Gomory *et al.*, *Astron. Astrophys.* **602**, 60 (2017); <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201730644>.
- [39] J. J. Sudol, J. W. Harvey, *Astrophys. J.* **635**, 647 (2005); <https://doi.org/10.1086/497361>.
- [40] N. N. Kondrashova, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **431**, 1417 (2013); <https://doi.org/10.1093/mnras/stt266>.
- [41] C. Kuckein, M. Collados, R. Manso Sainz, *Astrophys. J. Lett.* **799**, L25 (2015); <https://doi.org/10.1088/2041-8205/799/2/L25>.

PHYSICAL CONDITIONS IN M6.4/3N SOLAR FLARE OF 19 JULY 2000

V. G. Lozitsky¹, M. I. Stodilka²

¹*Astronomical Observatory of the Taras Shevchenko National University of Kyiv, 3, Observatorna St., Kyiv, Ukraine*

²*Astronomical Observatory of the Ivan Franko National University of Lviv, 8, Kyryla i Mefodiya St., Lviv, Ukraine*

We investigate the solar flare on July 19, 2000 of M6.4/3N class, which arose in the active region NOAA 9087. Echelle Zeeman spectrograms of this flare were obtained at the horizontal solar telescope of the Astronomical Observatory of the Taras Shevchenko National University of Kyiv. The effective magnetic field B_{eff} was measured using spectral lines FeI 6301.5, FeI 6302.5 and H_{β} . It turned out that in the brightest place of the flare, which was projected onto a small sunspot of N magnetic polarity, B_{eff} by all three above-named lines are close to each other and correspond to 1.0–1.2 kG. At the same time, the module of magnetic field strength at the level of formation of FeI 6302.5 was within the range of 1.6–2.6 kG. The features of the bisectors of $I \pm V$ profiles of FeI 6301.5 line

indicate a simple one-component magnetic field structure at the level of the middle photosphere under the flare. The semi-empirical model of the photospheric layers was constructed on the basis of the observational profiles of Stokes I of Fe I 5123.7 and 5434.5 lines by solving the inverse problem of non-equilibrium transfer of radiation using Tikhonov's stabilizers. It turned out that for the temperature distribution with height, the deviation from the LTE is already significant for the layers of the lower photosphere corresponding to the heights $h \geq 0$ (that is, $\tau_5 \leq 1$). In the entire thickness of the photosphere ($h = 0 - 500$ km), the temperature in the flare is lowered compared to the undisturbed atmosphere, whereas for $h > 500$ km it is slightly elevated. The microturbulent velocity is raised at altitudes of $h = 200 - 500$ km, while at altitudes of $h < 200$ km it is lowered. The obtained results indicate that the upper photosphere and the lower chromosphere are significantly disturbed during a solar flare, even when the magnetic field in the lower layers (the middle photosphere) is quasi-homogeneous.