

doi: <https://doi.org/10.15407/kfnt2019.05.048>

УДК 523.942

М. І. Стоділка¹, А. В. Сухоруков^{2,3}, А. І. Присяжний¹

¹Астрономічна обсерваторія Львівського національного університету імені Івана Франка, вул. Кирила і Мефодія, 8, м. Львів, Україна, 79005
myroslav.stodilka@lnu.edu.ua, andrij13p@gmail.com

²Головна астрономічна обсерваторія Національної академії наук України, вул. Академіка Заболотного, 27, м. Київ, Україна, 03143

³Instituto de Astrofísica de Canarias, E-38205 La Laguna, Tenerife, Spain
andrii@iac.es

Діагностика фотосферних джетів спокійної атмосфери Сонця

За даними спектральних 2D-спостережень спокійної ділянки центра диска Сонця в лінії Fe I 557.609 нм шляхом розв'язання оберненої задачі переносу випромінювання побудовано гідродинамічні 3D-моделі фотосферних джетів. Отримані моделі описують термодинамічні параметри і повне поле швидкостей (вертикальних і горизонтальних). Показано, що розглянуті фотосферні джети виникають при взаємодії навколишнього середовища з полем магнітної трубки. Джети перебувають в області уніполярного замагніченого низхідного потоку на місці зіткнення двох горизонтальних потоків і виникають здебільшого на краю магнітних трубок. Спостережувані швидкості руху газу є дозвуковими в низхідних потоках джетів. Енерговиділення у фотосферних джетах локалізоване переважно в шарах середньої фотосфери, де надлишковий тиск виявляється максимальним. Порівняно з навколишнім середовищем, щільність речовини в джетах істотно збільшена у верхніх шарах і зменшена у нижніх шарах фотосфери.

Ключові слова: Сонце, фотосфера, джети, діагностика

ВСТУП

Спостереження Сонця з високим просторовим розділенням виявляє всюдисущі джети — інтенсивні швидкі потоки речовини як у верхні, так і нижні шари атмосфери. Джети спостерігаються як у верхніх ша-

рах атмосфери (хромосфера, перехідна область), так і в нижніх (фотосфера). Так, спостереження корональної діри в лінії Fe XII 19.512 нм виявили темні джети зі швидкістю витікання речовини 52–107 км/с [101]. За даними SOHO (прилад SUMER) виявили двонапрямлені джети в нижній перехідній області спокійного Сонця [29]. Дані спостережень на SDO (прилади AIA, EUV) показали, що появи яскравих областей в короні і перехідній області передують двонапрямлений джет, який виникає в компактній низькотемпературній області [27]. При цьому тригером корональних джетів у спокійних областях виступає погашення магнітного потоку [60]. Джети можуть переносити масу і енергію навіть в сонячну корону і слугувати джерелом сонячного вітру.

Джети у спокійній фотосфері Сонця виявили по 2D-спостереженнях з космічних апаратів IMAX/SUNRISE і «Hinode» [55]. Фотосферні джети мають тенденцію виникати на краю гранул, а V -профілі Стокса в цих областях завжди сильно зміщені і аномальні. Джети виникають переважно тоді, коли новий спливаючий потік взаємодіє з навколишнім магнітним полем шляхом перетинання силових ліній, внаслідок чого утворюються високошвидкісні потоки. Борреро та ін. [25] показали, що при злитті дрібномасштабних магнітних полів протилежної полярності в гранулах можуть виникати джети з надзвуковими швидкостями, а самі джети рівномірно розподілені по диску [70]. В роботі [44] наведено результати дослідження джетів за даними спостережень на SST/CRISP в магнеточувливих лініях нейтрального заліза $\lambda = 525.021, 617.334, 630.151$ і 630.250 нм; показано, що замагнічені висхідні потоки рівномірно розподілені як у сіткових, так і міжсіткових областях і з'являються переважно всередині, або ж на краю гранули. Аналіз бісекторів профілів вказує на помірні швидкості висхідних потоків; наявність надзвукових потоків не підтверджено. Юрчишин та ін. [102] виконали дослідження міжгранульних джетів. Ці джети значно менші і слабші за відомі події типу джета, але з'являються частіше, що може давати внесок у потік енергії у верхні шари атмосфери. Відзначено тенденцію об'єднання цих джетів. Зроблено припущення, що міжгранульні джети можуть виникати через взаємодію між дрібномасштабними турбулентними полями і полями великих масштабів у міжгранульних проміжках.

3D-моделювання сонячної магнетоконвекції виконувалось у роботах Хоменко та ін. [36, 47–49]. Огляд робіт з МГД-моделювання до 2006 р. можна знайти у роботі [46]. 3D-МГД-симуляції показують, що дрібномасштабні ерупції продукуються всюдисущими магнітними трубками, згенерованими сонячною турбулентною конвекцією у підфотосферних шарах [16, 17, 19, 40, 49, 50, 51]. МГД-моделювання утворення джетів у хромосфері і перехідній області шляхом перетинання магнітних полів виконано в роботі [34]. Було показано, що в сонячній атмосфері є швидкі рухи замагніченої речовини, і при цьому може мати місце магнітне перетинання, хоча саме перетинання не є обов'язковою умовою виникнення джетів.

Як бачимо, головним чином джети є результатом компактного короткочасного енерговиділення в атмосфері Сонця. Залежно від характерних розмірів і потужності джерела енерговиділення компактним активним центрам у фотосфері Сонця відповідають такі утворення: бомби Еллермана, квазібомби Еллермана (поскравішання спокійного Сонця типу бомб Еллермана), конвективний колапс. Ці типи утворень займають своєрідне проміжне положення між сонячними спалахами і магнітними трубками (магнітними концентраціями), де джерело енерговиділення відсутнє.

Бомби Еллермана (БЕ). Бомби Еллермана — дрібномасштабні, короткочасні утворення в сонячній атмосфері (вперше були виявлені Ф. Еллерманом у 1915 р. у крилах лінії H α [35]). Згодом А. Б. Северний назвав це явище «вусами» [10]. Бомби Еллермана знаходять переважно в областях магнітних потоків з протилежною полярністю. При спостереженнях на краю диска БЕ мають вигляд полум'я заввишки 1...2 Мм, характерним є короткочасне мерехтіння, що повторюється, тривалістю кілька секунд. Бомби Еллермана можуть з'являтися і зникати групами, можуть розщеплюватися на частини, утворюючи множинні пари [103]. Утворення пар БЕ пов'язане з наявністю магнітних петель спливаючого потоку. При розщепленні БЕ переміщуються з великими горизонтальними швидкостями порядку 6 км/с. Для бомб Еллермана характерна імпульсна еволюція, час їхнього життя — кілька хвилин, спостерігаються сині або ж червоні і сині доплерівські зсуви. Вони виникають поблизу активних областей і областей з підвищеною фотосферною магнітною активністю. БЕ виявляються у крилах сильних ліній водню та іонізованого кальцію. У лініях металів і відповідних континуумах (через сильну іонізацію) їхні прояви відсутні [72]. Бомби Еллермана також спостерігаються в каналах 160 нм і 170 нм на SDO (Solar Dynamics Observatory) [95]. У БЕ вивільняється стільки енергії, що їх можна бачити в УФ-лініях, які утворюються у верхній хромосфері і перехідній області атмосфери. Так, спостереження на інструменті IRIS виявили прояви БЕ в лініях Mg II, Si IV, C II [63, 96]. Залишки БЕ як результат охолодження іонізованого газу видно в D-лініях Na I і b-лініях Mg I [73].

Вважають, що БЕ локалізуються біля підніжжя хромосферних джетів. Під час спалаху речовина рухається уздовж петлі вгору і через деякий час спостерігається джет з низхідним рухом речовини на протилежному кінці петлі (спостерігається в червоному крилі лінії H α) [67]. В роботі [66] досліджено морфологію БЕ, їхні параметри, отримано оцінку швидкості взаємопогашення магнітного потоку. У роботі [21] було досліджено структуру та динаміку бомб Еллермана в активній ділянці поблизу сонячних плям.

Аналіз спектрополяриметричних спостережень бомб Еллермана було проведено, зокрема, в циклі робіт М. Пасічник і Н. Кондрашової [4, 5, 7, 8]. Було виявлено, що профілі фотосферних ліній в спектрах БЕ сильно відрізняються від профілів для незбуреної області фото-

сфери поза активною областю. I -профілі Стокса фотосферних ліній у спектрах БЕ значно слабші [4]. Проаналізовано зміни центральних інтенсивностей фраунгоферових ліній у спектрах областей БЕ і околиць на різних стадіях їхнього розвитку. Виявлено, що БЕ розвивались у міжгранульних проміжках. Збільшення інтенсивності в ядрах всіх використаних в роботі фотосферних ліній просторово корелює зі збільшенням інтенсивності у крилах лінії H . На всіх рівнях фотосфери зміни яскравості носили коливний характер, інтервал між коливаннями становив від 1 до 5 хв [8].

Напівемпіричні моделі БЕ і моделювання фотосферного перез'єднання [24] вказують на значне підвищення температури (на кілька тисяч кельвінів) і наявність двонапрямлених потоків зі швидкостями до 4 км/с. В роботі [43] для БЕ запропоновано модель двох хмар: фотосферної хмари і хромосферного магнітного купола. В рамках такої моделі вдалося узгодити профілі в H і Ca II 854.2 нм, показано, що в нижній фотосфері температура підвищується на 400...1000 К відносно спокійної атмосфери.

Запропоновано три основні механізми виникнення БЕ: 1) спливання нового магнітного потоку, який взаємодіє з наявним, але протилежної полярності [42, 98]; 2) перез'єднання уздовж спливаючого магнітного потоку хвилеподібної структури [16, 39, 61]; 3) перез'єднання шляхом зсуву уніполярної області магнітного потоку [39, 98].

Огляд робіт, присвячених дослідженню бомб Еллермана можна знайти, зокрема, у роботах [72, 74].

Квазібомби Еллермана (КБЕ). Дещо слабші, ніж БЕ, пояскравішення у крилах лінії H виникають у шарах спокійної атмосфери Сонця подалі від активних ділянок в областях зі складними біполярними полями. Руттен [69] називає їх QSEB (quiet-Sun Ellerman-like brightenings). Ці утворення спокійної атмосфери також викликані магнітним перез'єднанням в нижніх шарах. Вони менш яскраві і меншої висоти, ніж БЕ, час їхнього життя менше однієї хвилини. КБЕ проявляються в крилах лінії H (збільшення інтенсивності), вплив на ядро відсутній, немає істотного збільшення яскравості в континуумах і лініях нейтральних атомів, не проявляються в лінії Ca II 854.2 нм, а також в AIA- і IRIS-континуумах.

Температура в цих утвореннях нижча, ніж у бомбах Еллермана, тоді як щільність більша, ніж у навколишньому середовищі [69]. КБЕ, очевидно, є фотосферними маркерами дрібномасштабного магнітного перез'єднання. Для КБЕ в роботі [69] запропоновано модель перез'єднання, згідно із якою дрібномасштабне магнітне поле спливає у вигляді -петлі, силові лінії якої під впливом речовини, що збирається у вершині петлі, провисають вниз; а горизонтальні потоки зіштовхують силові лінії. Внаслідок цього виникає перез'єднання.

Магнітні концентрації (МК). На поверхні Сонця магнітне поле зосереджено в дискретних елементах, відомих як трубки потоку [68, 78, 82, 83, 86, 100]. Недавні дослідження ДМП показали, що сильні

(кілогауссові) магнітні поля переважно вертикально орієнтовані, вони локалізовані в сіткових областях і сконцентровані у міжгранулах у вигляді вертикальних магнітних трубок. Натомість слабкі магнітні поля (до декількох сотень гаусс) здебільшого горизонтальні, вони розміщені по всій поверхні Сонця і спостерігаються над гранулами і на краю гранул [30, 33, 54, 59, 90]. Сильні дрібномасштабні магнітні поля проявляються в атмосфері Сонця у вигляді магнітних яскравих точок (МЯТ) — вертикальних магнітних трубок, які розширюються з висотою в атмосфері Сонця.

Магнітні концентрації з посиленням магнітного поля видно у крилах лінії H у вигляді дрібних яскравих зерен гратчастої структури. За морфологією вони схожі з БЕ, але у місцях їхньої локалізації відсутній новий спливаючий магнітний потік. При спостереженнях в центрі сонячного диска вони мають круглу форму, а на краю диска вони видовжуються у бік лімба [69]. МК невеликі за розмірами (їх видно при розділенні, кращому за $1''$) і розміщені переважно у міжгранулах. МК видно в континуумі у вигляді яскравих утворень за рахунок випромінювання з боку гарячих стінок магнітних трубок (останні часто неправильно інтерпретують МГД-нагріванням, або ж магнітним перез'єднанням) [69]. МК також виявляються у ядрах нейтральних елементів через збільшення їхньої іонізації в розріджених магнітних трубках, у зовнішніх крилах лінії H за рахунок зменшення ударного загасання і у G-смузі через СН-дисоціації. Деякі МК раптово збільшують яскравість у синьому крилі лінії H , таке пояскравішання може бути викликане низхідними потоками всередині МК.

МК, в яких реєструють переважно низхідні потоки, проявляються як в діагностичних спектральних областях бомб Еллермана, так і в лініях нейтральних елементів.

Конвективний колапс. Вважається, що магнітні трубки з сильними магнітними полями виникають внаслідок конвективного колапсу [93]. Тригером такого колапсу можуть слугувати збурення тиску з боку зовнішнього середовища.

Теоретична модель МЯТ була розроблена Паркером [62] та Спруїтом [84]. В цій моделі розглядається низхідний потік у міжгранульній області у вигляді магнітної трубки (напруженість магнітного поля декілька сотень гаусс і швидкість декілька км/с) [37]. При цьому трубку стиснуто потоками плазми ззовні, а значення напруженості магнітного поля, яке відповідає цьому стану, називають критичним. Температура в трубці збільшується адіабатично з глибиною, тоді як для навколишнього середовища внаслідок нададіабатичності градієнт температури більший. Через це температура у трубці суттєво нижча за температуру зовні. При достатньому збуренні тиску у трубці з боку зовнішнього середовища низхідний потік збільшується і відповідно відбувається розрідження трубки (вакуумування). Внаслідок цього трубка стискається зовнішнім тиском, а магнітне поле підсилюється, поки не настане новий рівноважний стан плазми з більшим критичним

значенням напруженості магнітного поля. В такому стані плазма у трубці є сильно розрідженою порівняно з навколишнім середовищем.

Процес конвективного колапсу вивчався як із використанням чисто теоретичних підходів [62, 84], так і за допомогою числових моделювань [28, 41, 80, 85, 89, 97]. Чеунг [28] вивчав процес конвективного колапсу за допомогою симуляцій появи магнітного потоку, враховуючи, зокрема, напруженість магнітного поля, яскравість утвореного елемента у порівнянні із оточенням і невелику вільсонівську депресію, яка розвивається у сколапсованому магнітному елементі.

Перші спостережні ознаки наявності процесу конвективного колапсу було описано у роботах [22, 81]. Спостережене підтвердження явища конвективного колапсу отримали Нагата та ін. у 2008 р. [57]. Вони використали Сонячний оптичний телескоп (SOT [88, 91]) на борту космічного апарата «Hinode» для вивчення еволюції магнітних яскравих точок і підтвердили, що процес конвективного колапсу є механізмом формування МЯТ.

У роботі [92] шляхом аналізу розподілу МЯТ за магнітним полем було виділено чотири типи МЯТ: 1) фон — несколапсоване магнітне поле; 2) передколапс — МЯТ до або після колапсу — проміжна стадія при наявності нестабільних магнітних полів; 3) слабкі сколапсовані поля — ця складова стосується міжсіткових сколапсованих полів; 4) сильні сколапсовані поля — цей компонент стосується сіткових магнітних полів. Виявляється, що у спокійній атмосфері Сонця переважають МЯТ зі слабкими несколапсованими магнітними полями, тоді як в активних областях різко збільшується кількість яскравих точок із сильними сколапсованими полями [92].

Стенфло [87] за даними спостережень дослідив магнітні поля спокійної атмосфери Сонця. Було показано, що сколапсовані елементи (сильні магнітні поля) локалізуються переважно в найтемніших міжгранульних проміжках, тоді як несколапсовані магнітні поля переважають в яскравих елементах гранул.

Бек [20] шляхом 3D-моделювання приповерхневої конвекції досліджував структуру магнітних концентрацій зір головної послідовності і показав, що для зір типу Сонця (спектрального класу G2V) у магнітних структурах щільність речовини становить 10 % від щільності навколишнього середовища (без магнітного поля), при цьому вільсонівська депресія становить близько двох сотень кілометрів. Крім того, магнітні концентрації у фотосферних шарах гарячіші за навколишнє середовище. Основні механізми нагрівання в оптично тонких шарах атмосфери такі: 1) адіабатне нагрівання у низхідних потоках; 2) радіаційне нагрівання; 3) в'язка і омична дисипація.

Слід зазначити, що магнітний тиск всередині трубки (після колапсу) приблизно дорівнює зовнішньому газовому тиску, причому зовнішній турбулентний тиск лише в два рази менший за магнітний тиск всередині трубки, що робить магнітні концентрації чутливими до фізичних умов навколишньої плазми.

Магнітні яскраві точки еволюціонують на менших часових масштабах, ніж грануляція [56], майже для всіх МЯТ час життя не перевищує 120 с [14, 45]. Їхній діаметр лежить у межах від 120...600 км [26], найчастіше діаметр МЯТ становить 160–20 км [99].

Динаміка таких дрібномасштабних магнітних елементів досліджувалась у роботі [23], а у роботі [58] було використано дані спектрополяриметра CRISP [76], змонтованого на Шведському однометровому сонячному телескопі (SST [75]), для детектування низхідних потоків, пов'язаних з дрібними магнітними утвореннями. Дослідження еволюції МЯТ, варіацій їхньої інтенсивності та магнітних полів виконано в роботі [94]. Для досліджень використовувались наземні (SST) та космічні («Hinode») дані спостережень з високим просторовим розділенням.

Недавні спостереження в лініях нейтрального заліза виявили джети з висхідними потоками речовини [44], що вказує на наявність джерел енерговиділення. Очевидно, крім джетів, зумовлених конвективним колапсом, можуть виникати джети, які виникають при взаємодії низхідного магнітного потоку трубки з магнітним полем динамічного навколишнього середовища. Незважаючи на те що енергія, яка виділяється при цьому, менша за енергію БЕ чи КБЕ, магнітні трубки всюдисущі, і їхня концентрація суттєво перевищує концентрацію цих двох утворень. Внаслідок цього фотосферні джети можуть мати визначальний вплив на динаміку і енергетику верхніх шарів спокійної атмосфери Сонця.

Дослідженню саме таких джетів, що виникають у низхідних потоках речовини, присвячена дана робота. У роботі за даними спостережень спокійної області в центрі диска Сонця в лінії нейтрального заліза відтворюються висотні залежності термодинамічних і кінематичних параметрів фотосферних шарів Сонця для кожного пікселя спостережуваної області з подальшим визначенням поля горизонтальних швидкостей. Отримані стратифікації температури, щільності, тиску і швидкості руху плазми використовуються для вивчення природи пояскравішання в лінії, локалізації джерела енерговиділення, вивчення динаміки і енергетики досліджуваних джетів.

РОЗВ'ЯЗАННЯ ОБЕРНЕНОЇ ЗАДАЧІ ПЕРЕНОСУ ВИПРОМІНЮВАННЯ

Модель неоднорідної атмосфери Сонця було відтворено шляхом розв'язання оберненої задачі переносу випромінювання [71]. Обвернена задача належить до некоректних задач. Ми запропонували для забезпечення гладкості і стійкості розв'язків оберненої задачі використовувати так звані тихонівські стабілізатори [13]. Сам вигляд стабілізаторів і коефіцієнти регуляризації були підібрані за допомогою тестової задачі, в рамках якої ми відтворили гідродинамічну 3D-мо-

дель Асплунда [18] шляхом інверсії профілів лінії Fe I, розрахованих у рамках даної моделі атмосфери.

Як початкове наближення ми використовували модель атмосфери спокійного Сонця Асплунда [18]. Для кожної проміжної моделі ми розв'язували пряму задачу нерівноважного переносу випромінювання. Отримані неЛТР-параметри використовувались як вхідні параметри в оберненій задачі, розв'язок якої дає уточнену модель атмосфери. При будь-якій зміні температури або вертикальної швидкості ми заново розраховували стратифікацію газового тиску, використовуючи рівняння гідродинамічної рівноваги (z -проекція рівняння для потоку імпульсу). Щільність легко знайти з рівняння стану для газу. Обчислювальний процес ітераційно повторювався до задоволення критерію збіжності розв'язку. Більш докладний опис нашого підходу можна знайти в роботах [12, 13].

Модель атома заліза. Реалістичну модель атома заліза описано у роботі Н. Г. Щукіної [79]. Дана модель включає 225 рівнів для Fe I, йон Fe II представлений 23 рівнями. Рівні Fe I пов'язані 330 зв'язано-зв'язаними радіативними переходами, для йона Fe II розглядалися 25 радіативних переходів. У даній роботі ми використовуємо простішу модель з 23 рівнями. Через великий обсяг обчислень для Fe I ми використовуємо 20 еквівалентних нижніх рівнів. Вони утворені шляхом об'єднання в кожному термі майже 80 рівнів тонкої структури Fe I з потенціалами збудження 0...5.56 eV. Йон Fe II представлено двома еквівалентними рівнями, які відповідають нижнім термам a^6D та a^4F . Йон Fe III представлено останнім еквівалентним рівнем для нижнього терму a^6S . Передбачалося, що неЛТР-коефіцієнти заселеностей верхніх рівнів, які не входять у модель атома, збігаються з коефіцієнтами для останнього рівня використовуваної моделі Fe I, що дозволяє легко включати їх у рівняння статистичної рівноваги.

Дана модель атома охоплює 58 зв'язано-зв'язаних переходів між еквівалентними рівнями і 21 зв'язано-вільний перехід. Оскільки рівні кожного терма об'єднані в один рівень, то така модель атома заліза дає понад дві сотні ліній. Сили осциляторів запозичено з роботи Е. А. Гуртовенка і Р. І. Костика [3] та з Віденської бази даних атомних ліній [64]. Для розрахунку коефіцієнта поглинання в неперервному спектрі послуговувались пакетом OPACITY* [52]: враховано внесок атома водню, негативного йона водню, молекулярного водню і металів у УФ-області спектру. Ван-дер-ваальсівська стала згасання обчислювалась по таблицях Ансті та О'Мари [15]. Для електронних зіткнень, які відповідають радіативно дозволеним зв'язано-зв'язаним переходам, ми використовували співвідношення Регемортера, модифіковане фактором Гаунта: $g = 0.2$ — для переходів зі зміною головного квантового числа і $g = 0.7$ — у протилежному випадку [38]; для заборонених переходів швидкості ударних переходів визначали за допомогою напівкласичного визначення перерізів через силу електронного

* Люб'язно наданий Н. Г. Щукіною

удару ($\beta = 1$) [6]. Йонізаційні переходи у результаті електронних зіткнень описувались співвідношенням Сітона [2] з $g = 0.1$ для Fe I і $g = 0.2$ для Fe II.

ВІДТВОРЕННЯ ГОРИЗОНТАЛЬНИХ ШВИДКОСТЕЙ

Для визначення горизонтальної швидкості ми використали рівняння нерозривності і рівняння, яке накладає певне обмеження на розв'язок [11]. Рівняння збереження потоку маси (рівняння нерозривності) у диференціальній формі має вигляд

$$\frac{d}{dt} (\mathbf{V}) = 0.$$

Ми припустили, що в горизонтальних площинах відсутні вихрові рухи:

$$(\mathbf{V})_z = 0 \quad \frac{V_x}{y} = \frac{V_y}{x} = 0.$$

Обидва рівняння лінійні відносно невідомих V_x і V_y , а складова V_z відома з оберненої задачі переносу випромінювання. Друге рівняння не обмежує циркуляційні рухи у вертикальних площинах.

Таким чином, для кожної горизонтальної площини з N_x і N_y вузлами отримуємо $2(N_x + N_y)$ рівнянь з $2(N_x + N_y)$ невідомими і з періодичними граничними умовами. Систему рівнянь можна записати у матричному вигляді: $\mathbf{A}\mathbf{y} = \mathbf{b}$, де \mathbf{A} — матриця лінійних рівнянь, \mathbf{b} — відомий вектор, \mathbf{y} — вектор невідомих швидкостей (V_x, V_y). Для розв'язання лінійної системи рівнянь був використаний ітераційний метод мінімізації нев'язок [9]:

$$\mathbf{y}_{k+1} = \mathbf{y}_k + \alpha_k (\mathbf{B}\mathbf{y}_k - \mathbf{f}),$$

де

$$\alpha_k = \frac{(\mathbf{r}_k, \mathbf{B}\mathbf{r}_k)}{(\mathbf{A}\mathbf{r}_k, \mathbf{B}\mathbf{r}_k)}, \quad \mathbf{r}_k = \mathbf{B}\mathbf{y}_k - \mathbf{f},$$

$$\mathbf{B} = \mathbf{A}^T \mathbf{A}, \quad \mathbf{f} = \mathbf{A}^T \mathbf{b}.$$

Індекс k позначає номер ітерації, а за початкове наближення ми брали $\mathbf{y}_1 = 0$.

ДАНІ СПОСТЕРЕЖЕНЬ

Ми використали фільтрові 2D-зображення спокійної грануляції фотосфери в центрі диска Сонця, отримані за допомогою спектрополяриметра CRISP [76] на Шведському 1-м сонячному телескопі SST [75]. Під час цих спостережень, виконаних М. С. Г. Льофдалем 3 травня

2014 р. о 8 год 12 хв UTC, було зроблено коротку 5-хвилинну серію технічних вимірювань для оцінки контрасту та розсіяного оптикою світла. Влітку 2015 р. ми повністю опрацювали цю серію за допомогою конвеєра обробки даних CRISPRED [32] і отримали два масиви спектральних зображень, придатних для досліджень. Перший масив містить зображення тільки в інтенсивності для 20 спектральних положень в околі лінії Fe I 557.609 нм, нечутливої до магнітних полів. Другий масив містить зображення в усіх чотирьох параметрах Стокса для 30 спектральних положень в околі дублету Fe I 630.15 нм та 630.25 нм, чутливого до магнітних полів. Зображення в обох масивах складають часову серію з восьми послідовних сканів з інтервалом 39.83 с та повною тривалістю серії 278.6 с. Кожне зображення має 996 984 точок з розміром одного пікселя 42.94 км на поверхні Сонця. Просторове розділення всієї оптичної системи становить приблизно 100 км на поверхні Сонця. Для згортки теоретичних профілів ми застосували гауссові спектральні контури, які відповідають спектральному розділенню спектрополяриметра, з $FWHM = 3.7$ пм у околі першої лінії, та $FWHM = 5$ пм у околі дублету. Розсіяне світло було скоректоване для гауссового розподілу з $FWHM = 1.8$ та часткою розсіяння 40 %.

ОТРИМАНІ РЕЗУЛЬТАТИ

Лінія Fe I 557.609 нм — не магніточутлива і формується у фотосферних шарах сонячної атмосфери [79]. Відсутність чутливості до магнітного поля не дозволяє отримувати інформацію про магнітні поля, але в той же час дає можливість точніше відтворити термодинамічні і кінематичні параметри атмосфери.

Оскільки вибрана лінія чутлива до неЛТР-ефектів, ми розв'язували обернену задачу нерівноважного переносу випромінювання. НеЛТР-ефекти для лінії Fe I 557.609 нм було детально розглянуто у роботі [79]. Отримані нами висотні залежності неЛТР-параметрів для гранул та міжгранул (тестова модель Асплунда [18]) якісно збігаються з даними, наведеними у роботі [79]. Як і у роботі [79], глибини утворення центру лінії у міжгранулах виявились нечутливими до неЛТР-ефектів, тоді як у гранулах вони зміщені в середньому на 60 км у глибші шари.

Щоб оцінити вплив неЛТР-ефектів на результати температурної діагностики спокійної атмосфери та джетів за даними спостережень, ми розв'язали обернену задачу у ЛТР-наближенні та з врахуванням неЛТР-ефектів.

Корелятивна залежність значень температурних варіацій T_{ij} $T_{ij} - \bar{T}$, отриманих для ЛТР- та неЛТР-випадків, показана на рис. 1. Дані наведено для висоти 400 км (де є вагомими неЛТР-ефекти). Як бачимо, найбільша похибка, пов'язана із неврахуванням неЛТР-ефек-

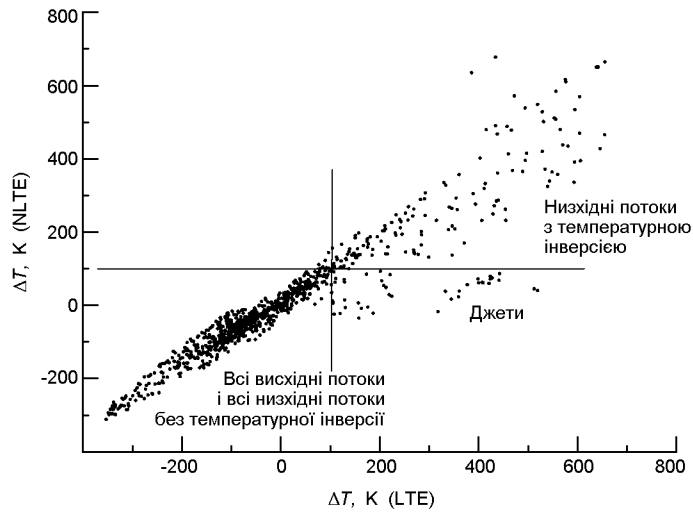


Рис. 1. Корелятивна залежність значень температурних варіацій T_{ij} , T_{ij} , \bar{T} , отриманих у рамках ЛТР- та неЛТР-наближень (для $h = 400$ км)

тів (температура завищена приблизно на 200 K), стосується міжгранул з температурною інверсією, тоді як для гранул і міжгранул без температурної інверсії — у кілька разів менша. Для джетів ЛТР-наближення також дає завищену температуру.

У розрахунках ми нехтували ефектами горизонтального переносу, тому отримані моделі можна розглядати як набір одновимірних моделей. Для кожного просторового пікселя ми розв'язали обернену задачу нерівноважного переносу випромінювання. В результаті ми отримали неоднорідні моделі, що відповідають спостережуваній ділянці спокійної атмосфери Сонця у різні моменти часу.

Відтворені моделі дрібномасштабних активних центрів спокійної фотосфери. У спокійній фотосфері поряд з грануляційною структурою спостерігаються яскраві субгрануляційні утворення. При цьому низхідні потоки дають пояскравішання у синьому крилі лінії, а висхідні — у червоному. Тому серед яскравих точкових утворень ми розглядали тільки такі, яскравість яких у ближньому червоному крилі лінії не менша за яскравість у синьому крилі. Такий критерій дозволяє ідентифікувати утворення з висхідними потоками у верхніх шарах фотосфери. Для дослідження ми використали вісім послідовних сканів, яким відповідають вісім моментів часу t_i (див. табл. 1).

На рис. 2 наведено деякі спостережувані утворення з протилежно спрямованими потоками (джети): зліва — два близьких джети всередині низхідного потоку набагато більших розмірів (об'єкт нашого дослідження), посередині — два дуже близько розташованих джети також всередині низхідного потоку, справа — група з трьох джетів, що виникли на краю висхідного потоку, причому тільки один з них видно у верхніх шарах фотосфери.

Таблиця 1. Моменти часу отримання окремих сканів (початок спостережень відповідає 8^h12^m UTC 3 травня 2014 р.)

Номер скана i	Момент часу t_i , с	Номер скана i	Момент часу t_i , с
1	$t_1 = 0$	5	$t_5 = 159.32$
2	$t_2 = 39.83$	6	$t_6 = 199.15$
3	$t_3 = 79.66$	7	$t_7 = 238.98$
4	$t_4 = 119.49$	8	$t_8 = 278.81$

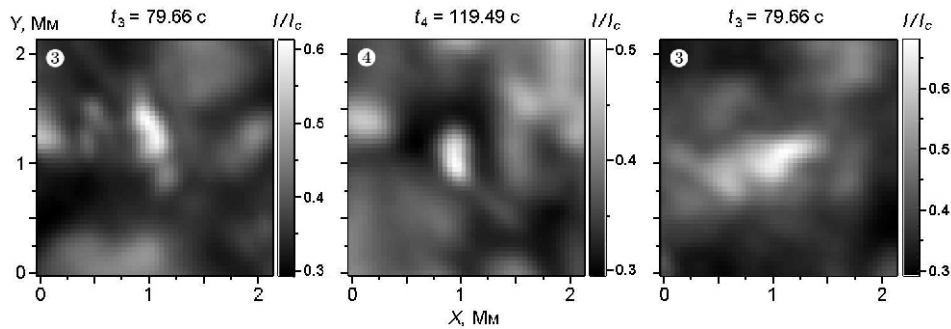


Рис. 2. Деякі спостережувані джети для різних площадок (номер скана вказано у верхньому лівому кутку кожного зображення)

У даній роботі ми не розглядаємо статистичні закономірності активних центрів у спокійній сонячній фотосфері, а детально досліджуємо фізичні умови і динаміку розвитку двох типових по енергетиці представників таких фотосферних центрів. Дрібномасштабні центри активні у моменти часу $t_3 = 79.66$ с, $t_5 = 159.32$ с, $t_6 = 199.15$ с, і $t_8 = 278.81$ с. Сьомий кадр для обробки непридатний через сильну розмитість зображення. Відтворені вертикальні швидкості (проекція додатна для швидкостей, спрямованих вгору) і варіації температури $T_{ij}(h)$, $T_{ij}(h)$, $\bar{T}(h)$, де $\bar{T}(h)$ — середнє значення температури на висоті h , для висот $h = 0, 200$, та 400 км показано на рис. 3—6 для чотирьох моментів часу: t_2, t_3, t_5 і t_6 відповідно (див. табл. 1). Моменти часу t_1, t_4 і t_8 не представлено, оскільки дані для моментів t_1 та t_2 , а також t_6 та t_8 якісно подібні, а у момент часу t_4 джет неактивний. Для кожного зображення вказано діапазон зміни відповідного параметра. Для значень варіацій поза цим інтервалом відбувається насичення контрасту, що краще відтворює неоднорідну структуру спостережуваної області.

Розглянуті активні центри локалізовані у компактній міжгранульній області з низхідними потоками і з підвищеною відносно середнього значення температурою (на рис. 3 цю область обведено еліпсом). Як видно з рис. 3—6, протягом часу спостережень найбільш стійкою до збурень з боку дрібномасштабних активних процесів є температурна структура в найнижчих шарах фотосфери (на висоті $h = 0$ км). Ця температурна структура на висоті $h = 0$ км корелює з просторовим

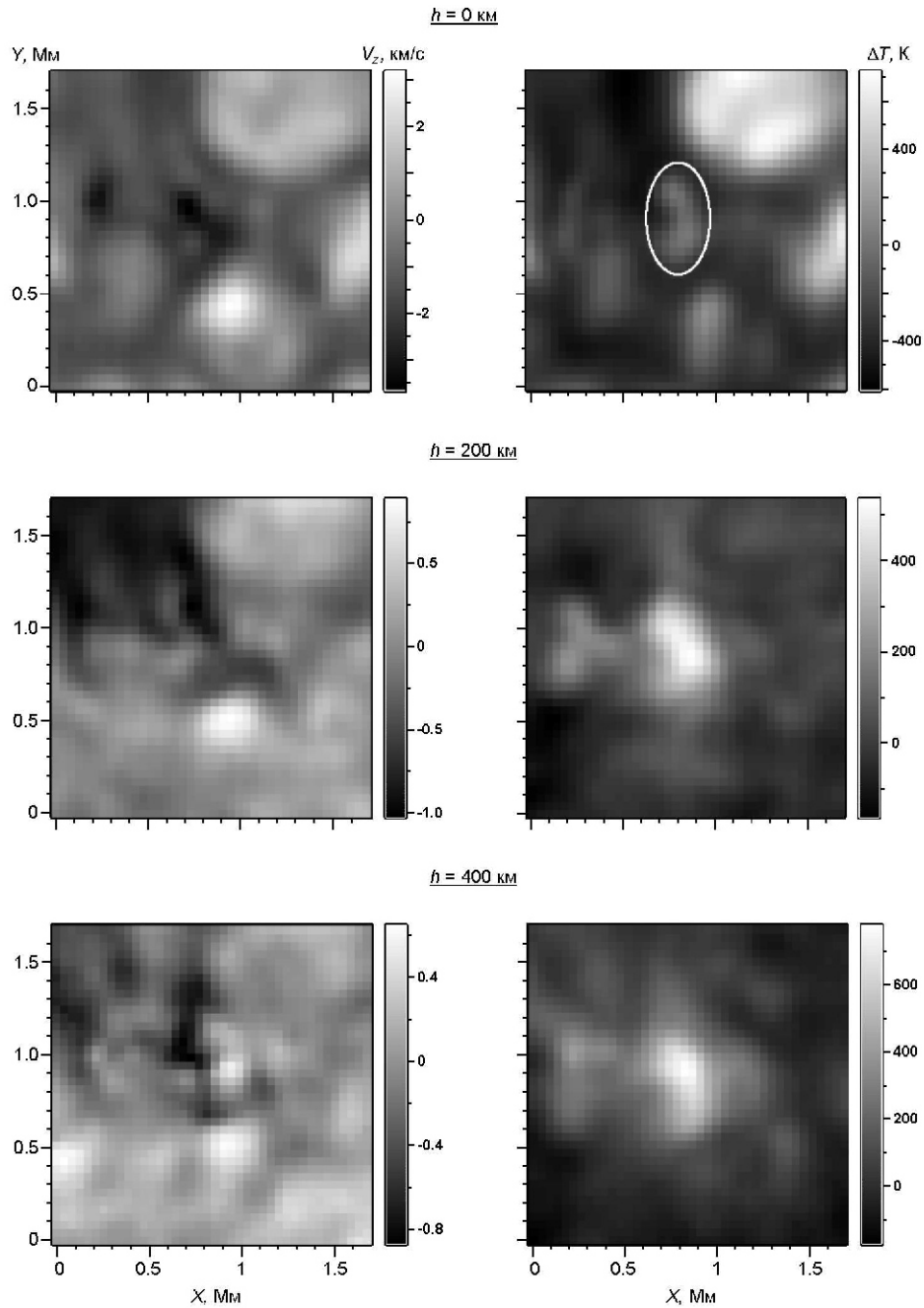


Рис. 3. Відтворені вертикальні швидкості і варіації температури для моменту часу $t_2 = 39.83 \text{ с}$

розподілом максимальних значень V -параметра Стокса (див. рис. 8). А тому температурну неоднорідність в околі джетів на висоті $h = 0 \text{ км}$ можна розглядати як структуру, що представляє магнітні концентрації.

Для моменту часу $t_2 = 39.83 \text{ с}$ (рис. 3) активність дрібномасштабних центрів у полі швидкостей не проявляється — чітко видно два близько розташованих низхідних потоки, які, мабуть, є залишками по-

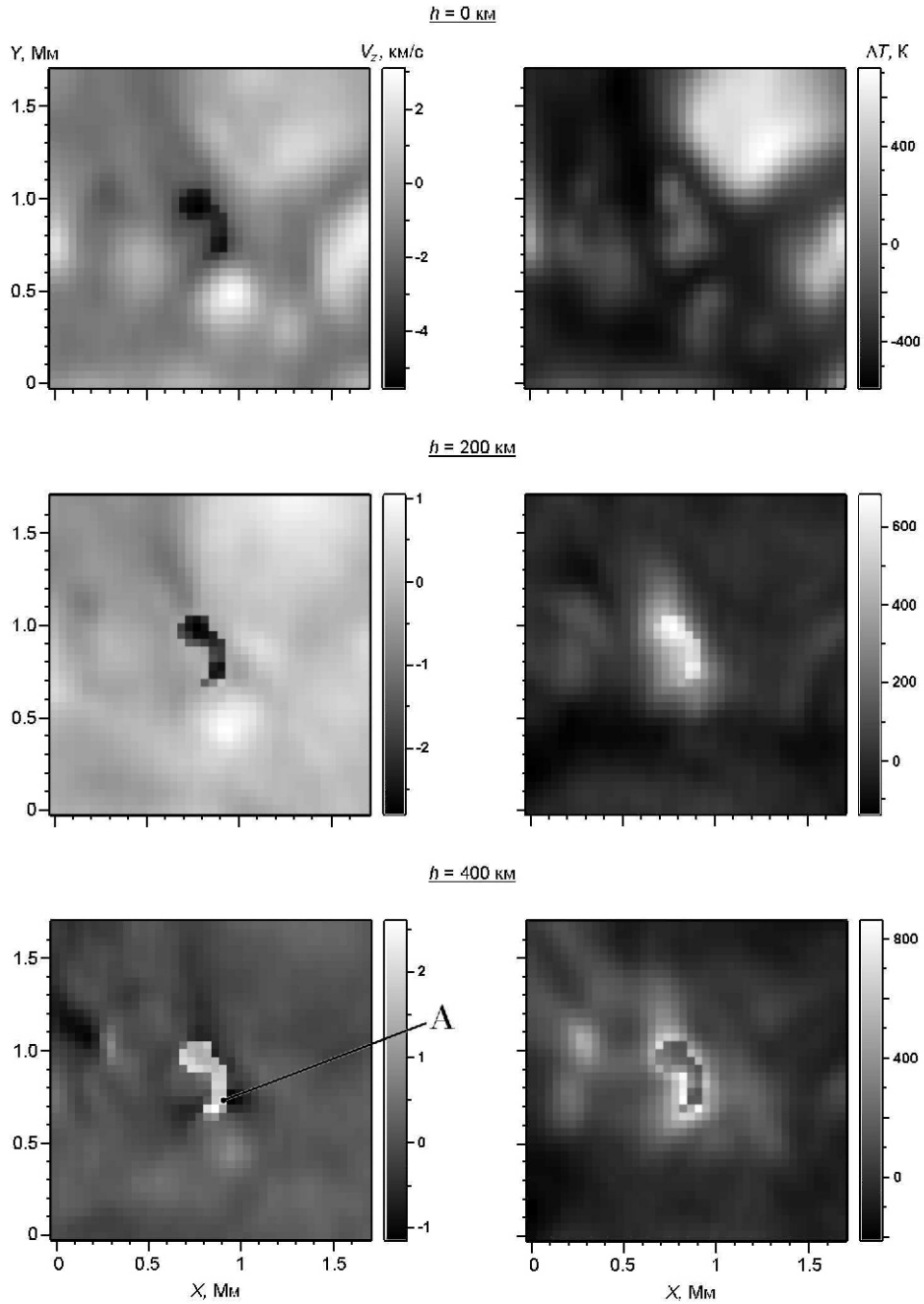


Рис. 4. Те ж для моменту часу $t_3 = 79.66$ с

передньої активності джетів, оскільки температура всередині потоків підвищена. У момент часу $t_3 = 79.66$ с (рис. 4) видно структуру фотосферного джета — активність охоплює дві магнітні концентрації і область між ними. Речовина розігрівається в шарах середньої та верхньої фотосфери, тоді як в нижній фотосфері розігрів незначний. В центральній частині цієї області (температурне представлення) видно

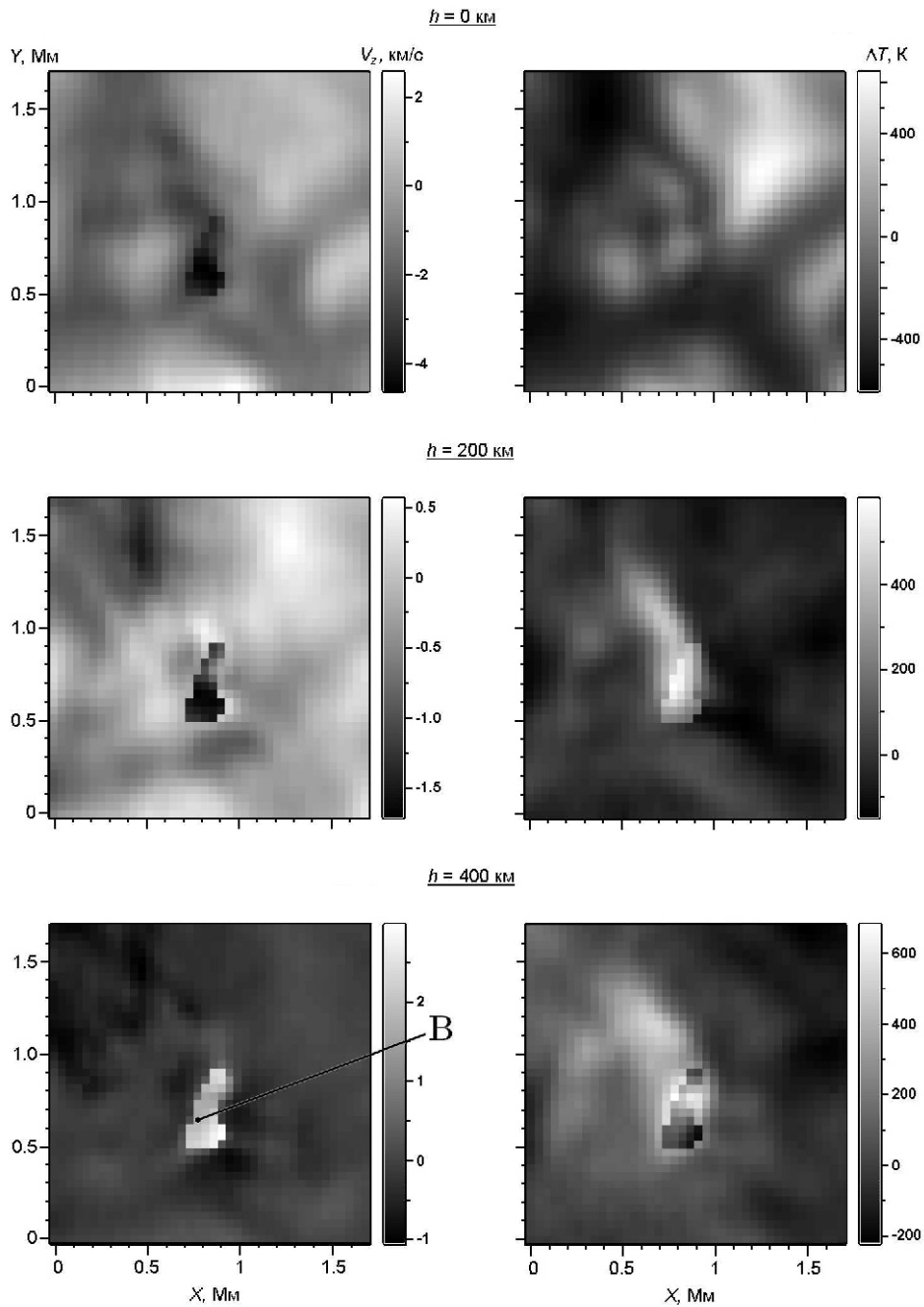


Рис. 5. Те ж для моменту часу $t_5 = 159.32$ с

структуру, що збігається з інтенсивними потоками речовини. До того ж, піднімаючись у верхні шари, газ охолоджується внаслідок адіабатного розширення. Поле швидкостей виявляє двонапрявленість джета: нижче активного центра речовина рухається вниз, досягаючи максимальної швидкості приблизно 6 км/с, вище активного центра вона рухається вгору, а зміна напрямку руху відбувається в середній фото-

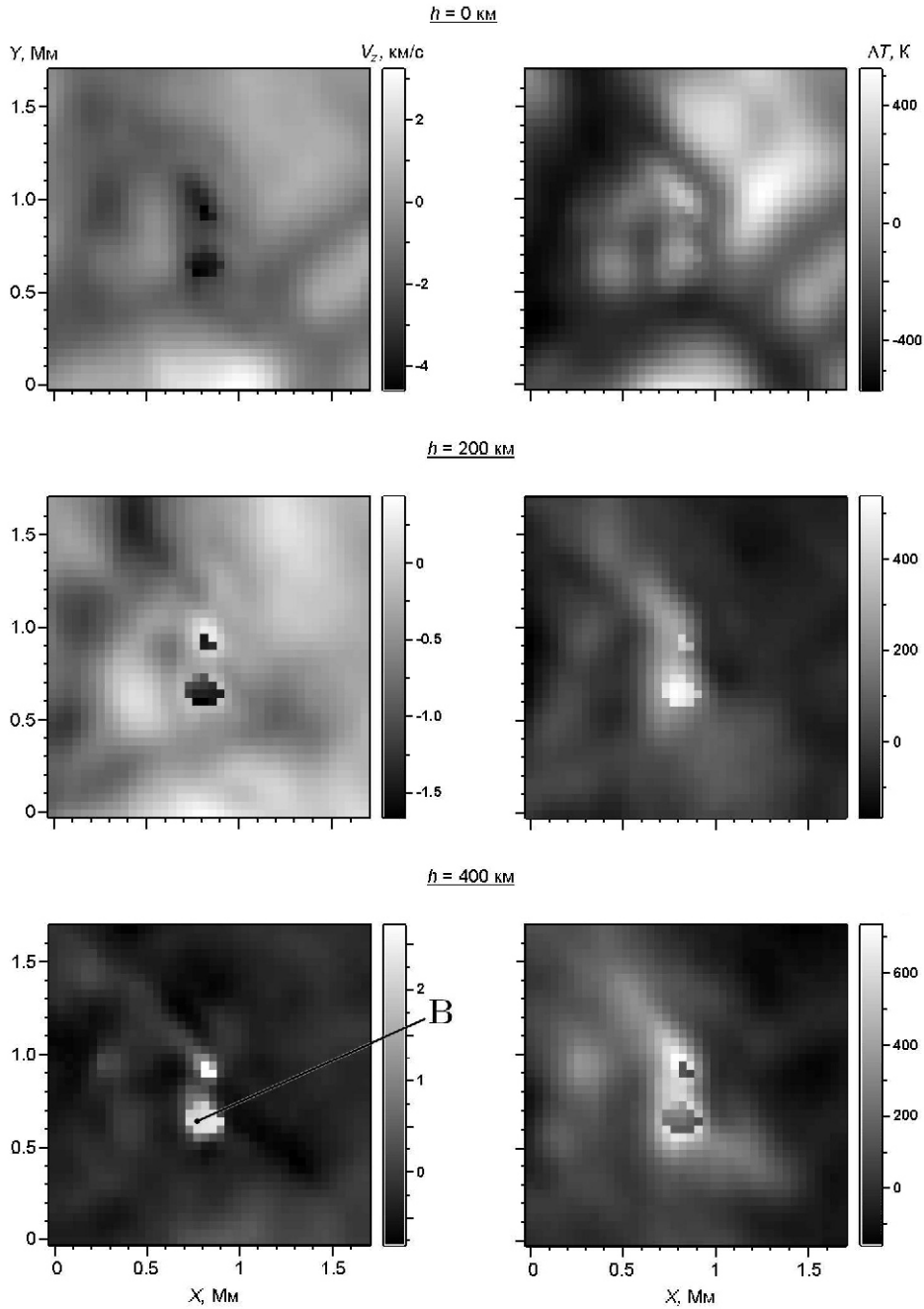


Рис. 6. Те ж для моменту часу $t_6 = 199.15 \text{ с}$

сфері. У момент часу $t_4 = 119.49 \text{ с}$ активність джета не спостерігається. Магнітні концентрації дещо збуджені попередньою активністю. Залишкову активність видно у верхній фотосфері як два слабких висхідних потоки на місці попередніх джетів, а у шарах середньої та верхньої фотосфери спостерігаються залишки нагрітої плазми. В момент часу $t_5 = 159.32 \text{ с}$ (рис. 5) видно нову, але розмиту активність. Центри активності дотикаються до нижньої і верхньої магнітних концент-

ISSN 0233-7665. Кінематика і фізика небес. тіл. 2019. Т. 35, № 5 63

рацій. У момент часу $t_6 = 199.15$ с (рис. 6) розмитий джет розділювався на два компактні джети, або ж це два нові джети. У момент часу $t_8 = 278.81$ с два активні центри трохи розійшлися з утворенням у верхніх шарах активного містка між ними.

Маючи інформацію про стратифікації вертикальної швидкості і варіації температури, можна визначити положення центру енерговиділення у фотосферних джетах як області, в якій температурний нагрів максимальний, а вертикальна проекція променевої швидкості змінює знак. Згідно з отриманими даними такі центри локалізуються переважно в шарах середньої фотосфери на висотах від 200 до 400 км, де $T = 600 \dots 1000$ К. Максимальні швидкості досягають 6 км/с у низхідних потоках джетів у нижній фотосфері на висотах $h \approx 0$ км. З урахуванням градієнта вертикальної швидкості останню можна апроксимувати в нижчі шари фотосфери. Але у будь-якому випадку швидкість руху речовини в досліджуваних фотосферних джетах надзвуковою не виходить.

Поле горизонтальних швидкостей в околі джета. Для відтворення поля горизонтальних швидкостей ми скористались спостереженнями в лінії Fe I 557.609 нм. Ми синтезували профілі інтенсивності даної лінії у рамках серії гідродинамічних моделей фотосферної грануляції Асплунда [18]. Для синтезованих профілів ми розв'язали обернену задачу переносу випромінювання, відтворивши термодинамічні і кінематичні розподіли у моделі. Маючи відтворені розподіли щільності і вертикальної швидкості, ми обчислили проекції горизонтальних швидкостей V_x , V_y та горизонтальну швидкість $V_h = \sqrt{V_x^2 + V_y^2}$. Маючи відтворені значення V_x та V_h , а також оригінальні значення V_x^{mod} та V_h^{mod} з моделі, ми перевірили їхню відповідність методом кореляційного аналізу.

Коефіцієнти кореляції між швидкостями для різних висот наведені у табл. 2. Окремі компоненти, V_x чи V_y , корелюють краще, ніж повна горизонтальна швидкість V_h , оскільки статистичні похибки швидкості V_h складаються з похибок її складових V_x та V_y .

Як бачимо, результати відтворення горизонтальних швидкостей задовільні на висотах $h < 400$ км.

На рис. 7 зображено відтворене поле горизонтальної швидкості V_h в околі активних джетів у момент часу $t_3 = 79.66$ с та на висоті $h = 200$ км, для якої відтворення працює найкраще. На висотах $h = 0 \dots 300$ км структури горизонтальних потоків у околі джетів якісно схожі.

Згідно з розподілом горизонтальних швидкостей, у місцях локалізації джетів горизонтальна швидкість пригнічена за рахунок різкого збільшення вертикальної складової (див. рис. 3—6). Структура джета у полі горизонтальних швидкостей збігається з такою у представленні вертикальною швидкістю. Як бачимо, джет перебуває в області зіткнення двох горизонтальних потоків, а новоутворені розбіжні потоки ніби намагаються розділити цей джет з розмитою структурою.

Таблиця 2. Коефіцієнти кореляції між відомими (V_x^{mod} і V_h^{mod}) та відтвореними (V_x і V_h) розподілами швидкостей

h , км	0	100	200	300	400
$r(V_x^{mod}, V_x)$	0.84	0.89	0.88	0.8	0.58
$r(V_h^{mod}, V_h)$	0.70	0.75	0.74	0.67	0.49

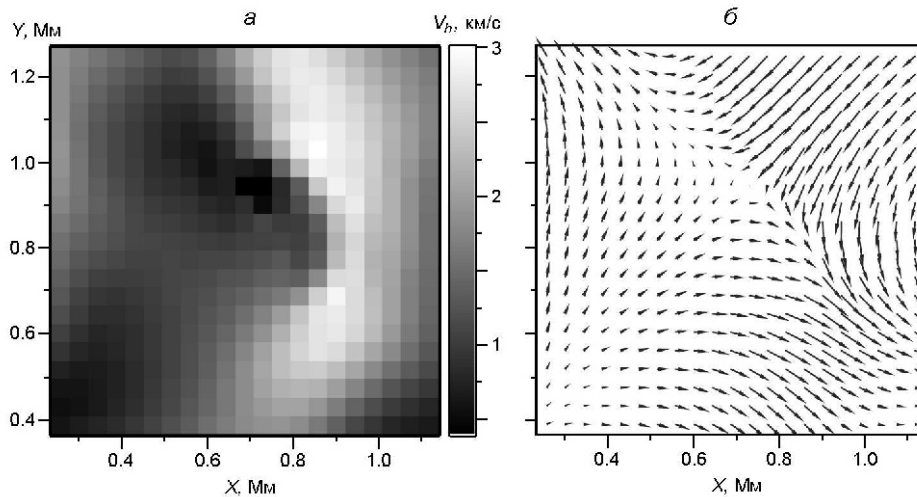


Рис. 7. Відтворені горизонтальні швидкості в околі джетів для моменту часу $t_3 = 79.66$ с на висоті $h = 200$ км: a — абсолютна величина горизонтальної швидкості $|V_h|$; b — векторне поле горизонтальної швидкості V_h

Слід зазначити, що принаймні у нижніх фотосферних шарах зіткнення двох горизонтальних потоків триває протягом усього часу спостереження, що зумовлює активність цієї області.

Природа активності фотосферних джетів. Якісну інформацію про магнітне поле в околах джетів ми отримали зі спостережень в дублеті Fe I 630.1...630.2 нм. Величини кругової поляризації в зображеннях Стокс-сигналу V пропорційні до поздовжнього магнітного потоку через площадки, що відповідають кожному пікселю зображення. Оскільки доплерівські зсуви можуть змінювати знак V -сигналу, ми на рис. 8 представили попіксельний розподіл максимального значення у лівому крилі V -профілю Стокса для шести моментів часу, які ми аналізуємо.

На кожному зображенні виділено площадки, які відповідають джетам (у представленні вертикальною швидкістю), пікселі з найбільшими швидкостями відмічено хрестиками.

Аналіз V -профілів Стокса в області активності джетів вказує на однополярність магнітних полів як у самих магнітних трубках, так і в зонах навколо них. Магнітний потік в області джетів зменшується протягом моментів часу $t_2 \dots t_4$, змінює свою структуру у момент часу

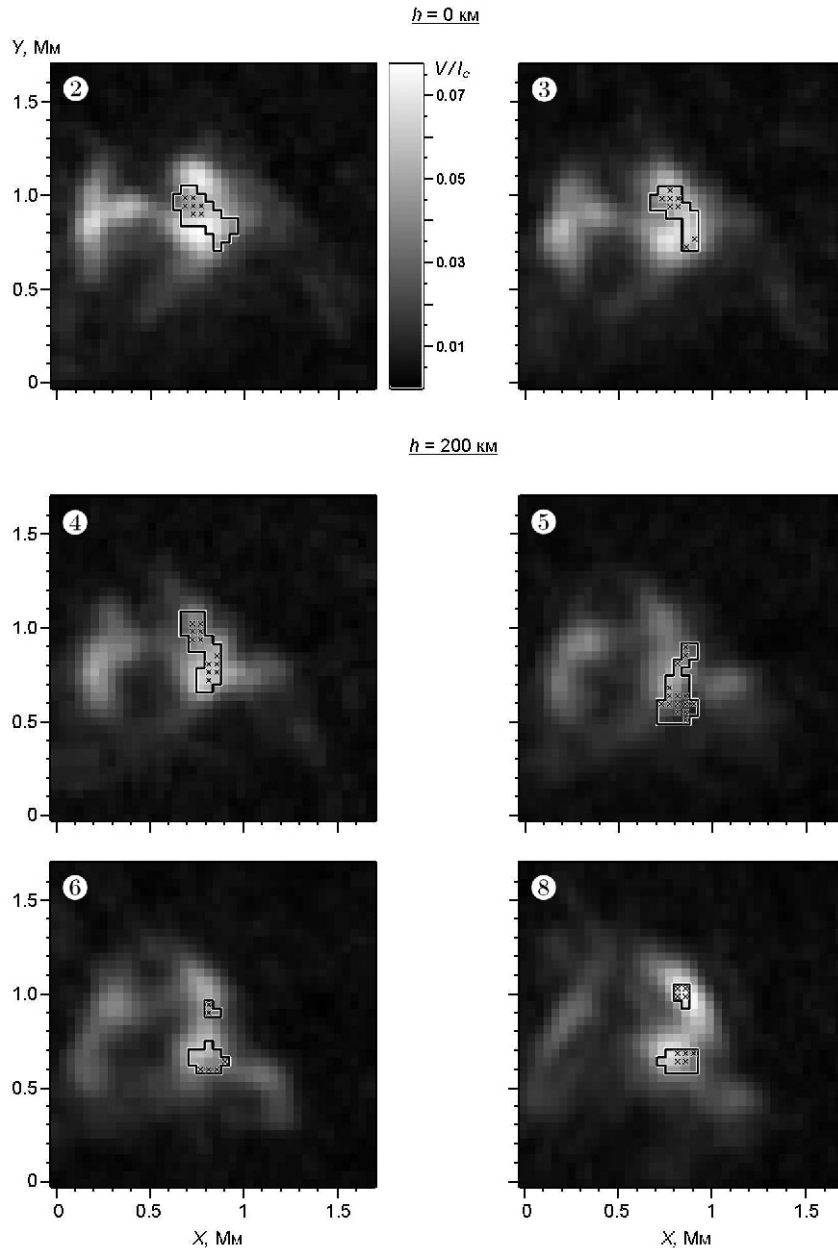


Рис. 8. Просторовий розподіл пікових значень V -профілів Стокса. Контурами виділено ділянки, які відповідають джетам на мапах вертикальних швидкостей для висоти $h = 0$ км у моменти часу $t_2 = 39.83$ с і $t_3 = 79.66$ с, та для висоти $h = 200$ км у моменти часу $t_4 = 119.49$ с, $t_6 = 199.15$ с та $t_8 = 278.81$ с. Хрестиками позначено пікселі з максимальними швидкостями

$t_4 = 119.49$ с, і збільшується у моменти $t_5 = 159.32$ с, $t_6 = 199.15$ с та $t_8 = 278.81$ с.

Крім того, у місцях розташування магнітних трубок спостерігається Q - та U -сигнал, тобто комбінація кругової та лінійної поляризації випромінювання. До того ж, з рис. 3—6 видно, що речовина у дже-тах рухається майже у вертикальному напрямку із незначним розши-

ренням потоку у верхніх шарах. Ці два факти можуть вказувати на гвинтоподібну структуру силових ліній магнітного поля трубок, що підвищує їхню стійкість до динамічних збурень з боку навколишнього середовища.

Аналіз рис. 3—6 та 8 вказує на те, що просторовий розподіл V -сигналу корелює з температурною структурою областей, які прилягають до джетів. Крім того, як видно з рис. 8, області найбільших швидкостей зміщені відносно максимальних значень V -сигналу, тобто джети мають тенденцію виникати на краю магнітних концентрацій. А горизонтальні потоки, що зіштовхуються, відіграють визначальну роль в активності джетів. Вони, зокрема, є постачальниками замагніченої плазми у місця локалізації магнітних концентрацій. При цьому відбувається Perez'єднання силових ліній трубки та замагніченої плазми горизонтального потоку з підсиленням магнітного поля в області Perez'єднання. Внаслідок цього плазма нагрівається. У результаті нагрівання та динамічних ефектів тиск і магнітне поле збільшуються, і речовина виштовхується переважно вздовж вертикальних силових ліній магнітного поля у верхні та нижні шари фотосфери. Зауважимо, що аналогічний механізм Perez'єднання в уніполярній області було запропоновано у роботах [39, 98].

Динаміка фізичних умов у фотосферних джетах. При вивченні динаміки активних утворень, як правило, досліджуються варіації температурного поля (або ж інтенсивності) і поля променевих швидкостей (таке дослідження виконано у попередньому розділі). Нижче аналізується надлишковий тиск і щільність як два основні параметри, що визначають динаміку і стан речовини. У джетах в області енерговиділення за рахунок збільшення температури та стискання речовини створюється надлишковий тиск, який впливає на рух речовини. Такий надлишковий тиск відображає, у першу чергу, дію магнітного поля на фотосферну плазму. Тому розглянемо стратифікацію надлишкового тиску $P_{ij}(h)$, $P_{ij}(h)$, $\bar{P}(h)$, де $\bar{P}(h)$ — середнє значення тиску на висоті h для різних джетів на різних фазах активності: передспалахова фаза, фаза активності, післяспалахова фаза. Через великий інтервал часової дискретизації можна тільки якісно зіставити розглянутий в даний момент часу джет з відповідною фазою активності. Стратифікації надлишкового тиску для окремих пікселів всередині джетів в активній фазі і поза активністю показано на рис. 9.

Отже, на відміну від фотосферної конвекції, у джетах (незалежно від їхньої активності) надлишковий тиск у шарах середньої фотосфери досягає максимального значення і зменшується вгору і вниз. При цьому, якщо у верхніх шарах P прямує до нуля, то з глибиною (на розглянутих нами висотах) P зменшується до від'ємних значень. В активних же джетах різко збільшуються максимальне значення надлишкового тиску та його градієнт вниз. Як впливає з рис. 9, стратифікації надлишкового тиску у джетах якісно схожі між собою і разом з тим відрізняються від таких для гранули і міжгранули. Правда, є одна спільна риса між «спокійними» джетами (магнітні концентрації) і

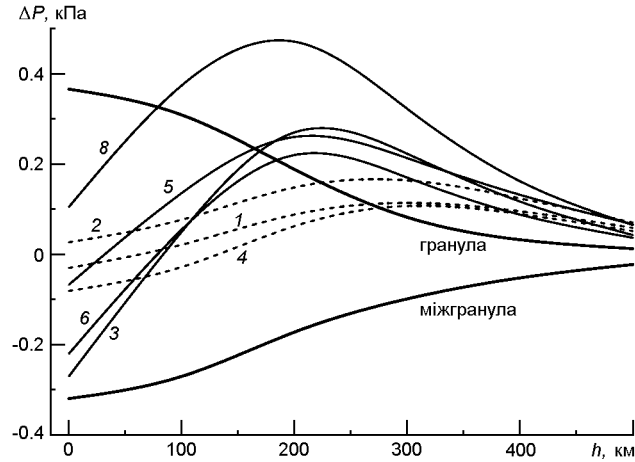


Рис. 9. Висотні залежності надлишкового тиску всередині джетів. Числа біля кривих — номери сканів (моменти часу див. табл. 1). Штрихові лінії 1, 2, 4 відповідають неактивним моментам часу. Суцільні лінії 3, 5, 6, 8 позначають активні моменти часу. Для порівняння наведено розподіли для типових гранул та міжгранул

міжгранулами — негативний надлишковий тиск у нижніх шарах, що породжує низхідні потоки речовини.

Для розгляду динаміки надлишкового тиску у джетах ми вибрали два фіксованих пікселі, які позначаємо літерами А і В (див рис. 4—6). Піксель А відповідає за фазу максимуму джета у момент часу $t_3 = 79.66$ с, а піксель В — за фазу максимуму у моменти часу $t_5 = 159.32$ с, $t_6 = 199.15$ с та $t_8 = 278.81$ с. Відповідні розподіли надлишкового тиску для цих пікселів показано на рис. 10.

Криві на рис. 10а відображають динаміку P для пікселя А у передспалаховій фазі (криві 1, 2), під час активної фази (3), і післяспалаховій фазі (4...6). У передспалаховій фазі від'ємний у нижніх фотосферних шарах надлишковий тиск породжує низхідні потоки. У післяспалаховій фазі P на всіх висотах зменшується, і низхідний потік слабшає.

Динаміка пікселя В (рис. 10б) демонструє передспалаховий стан джета у момент часу $t_4 = 119.49$ с і тривалу фазу його активності у моменти часу $t_5 = 159.32$ с, $t_6 = 199.15$ с і $t_8 = 278.81$ с (суцільні лінії 5, 6, 8; на момент t_5 піксель перебував на краю розмитого джета). Крива 4 нічим не відрізняється від відповідних кривих для пікселя А. Криві 6 і 8 характеризують стан джета після поділу і рознесені в часі інтервалом 80 с. Оскільки ці два джети активні і у момент часу $t_7 = 238.98$ с, можна говорити про тривалу фазу активності тривалістю не менше 80 с. Тобто, активність відбувається на малих проміжках часу, але все ж носить безперервний характер. Таким чином, в енергетиці досліджуваних фотосферних джетів чітко прослідковуються три фази: передспалахова, активна і післяспалахова. В активній фазі надлишковий тиск речовини досягає максимальних значень. Додатний градієнт тиску в нижніх фотосферних шарах зумовлює інтенсивний рух речовини

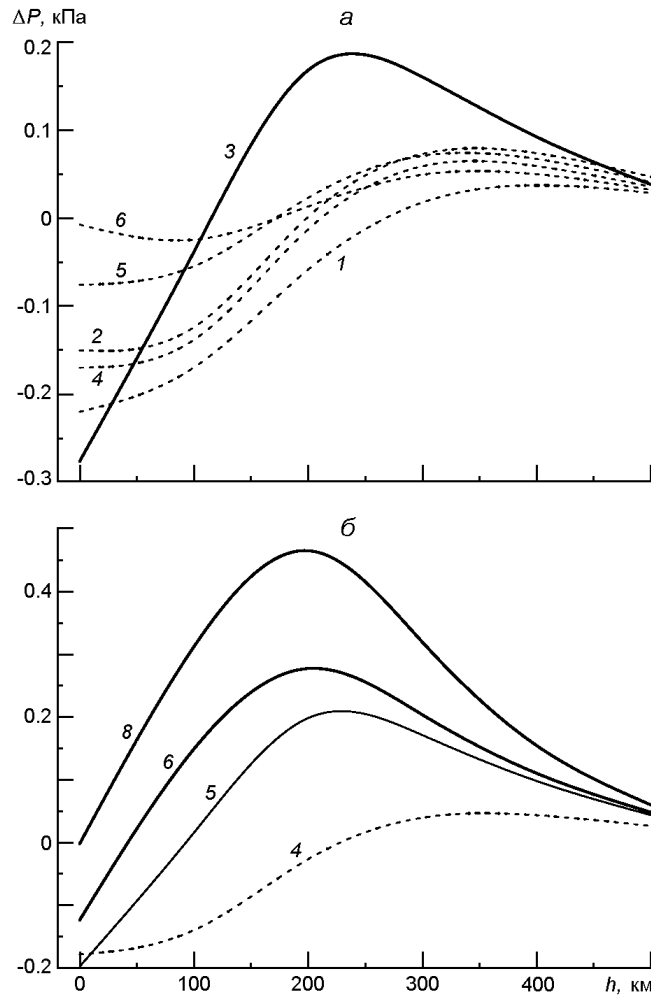


Рис. 10. Динаміка надлишкового тиску для двох різних джетів: *a* — піксель А, *б* — піксель В. Числа біля кривих — номери сканів (моменти часу див. табл. 1)

углиб атмосфери, тоді як від’ємний градієнт у шарах середньої та верхньої фотосфери — рух речовини вгору.

Аналогічне дослідження ми виконали для щільності фотосферної плазми. Відомо, що в шарах спокійної фотосфери варіації щільності зазнають інверсії на висотах порядку 30 км (дані Пушман та ін. [65]) або 75 км (дані О. А. Баран та М. І. Стоділки [1]).

Оскільки щільність речовини різко зменшується з висотою, далі будемо розглядати відносні варіації щільності $(h)^{-1} \rho(h)$, де $\rho(h)$ — середнє значення щільності на висоті h .

Відносні варіації щільності на висотах 0 км та 200 км для моменту часу $t_8 = 278.81$ с показано на рис. 11.

У нижніх фотосферних шарах висхідні конвективні потоки гарячої речовини мають меншу щільність, ніж низхідні потоки більш холодної речовини, а у верхніх шарах — навпаки: для джетів також від-

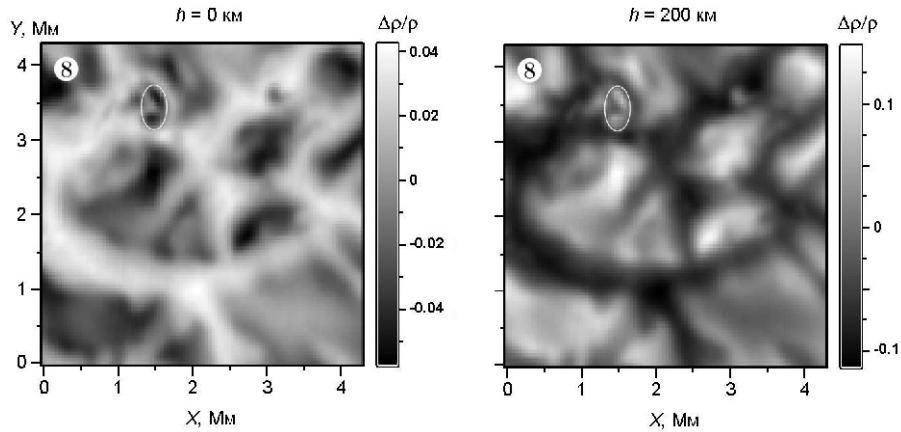


Рис. 11. Відносні варіації щільності у спокійній атмосфері на висотах $h = 0$ км (зліва) і $h = 200$ км (справа) для моменту часу $t_8 = 278.81$ с

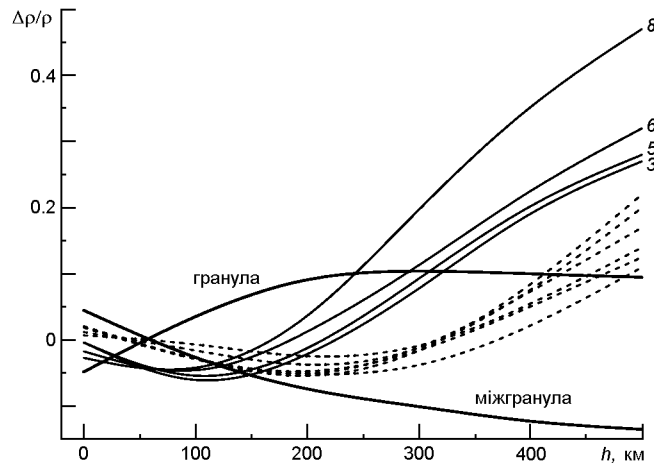


Рис. 12. Висотні залежності відносних варіацій щільності всередині джетів. Суцільні лінії відповідають активній фазі джетів ($t_3 = 79.66$ с, $t_5 = 159.32$ с, $t_6 = 199.15$ с, $t_8 = 278.81$ с), штрихові — передспалаховій і післяспалаховій фазі. Для порівняння наведено розподіли для типових гранул та міжгранул

бувається інверсія щільності. Таким чином, на мапі щільності джети видно як дрібномасштабні гранульні утворення.

На рис. 12 показано висотні залежності відносних варіацій щільності для розглянутих вище двох пікселів А і В. Крива 3 (піксель А) та криві 5, 6, 7 (піксель В) відповідають активній фазі. Штрихові лінії відповідають стратифікаціям відносної щільності за відсутності активності. Отже, в нижніх фотосферних шарах варіації щільності у перед- та післяспалаховій фазі незначні і переважно від'ємні, у верхніх же шарах вони додатні і збільшуються з висотою (через зменшення щільності), інверсія щільності відбувається на висотах 300...400 км. А під час активної фази $(h)^-(h)$ різко збільшується порівняно з до- і

післяспалаховою фазою. Внаслідок цього у джетах область інверсії щільності опускається у глибші шари — до 150...250 км (рис. 12). Крім того, самі висотні залежності варіацій щільності у джетах, як і у випадку надлишкового тиску, відрізняються від таких для гранул і міжгранул. Слід зазначити, що згідно з даними [72] у КБЕ газ має більшу густину, ніж у навколишньому середовищі, а у магнітних концентраціях — навпаки. А згідно з отриманими нами результатами у верхніх фотосферних шарах всередині джетів щільність істотно збільшена порівняно з щільністю навколишнього середовища, а в нижніх шарах — дещо зменшена (на 5 %). Зазначимо, що вплив магнітного поля на висотну стратифікацію щільності ми не враховували.

ВИСНОВКИ

Використавши спостереження спокійної області центра диска Сонця в лінії Fe I 557.609 нм на Шведському сонячному телескопі ми, розв'язавши обернену задачу нерівноважного переносу випромінювання, побудували гідродинамічні 3D-моделі фотосферних джетів. В отриманих моделях ми відтворили як термодинамічні параметри, так і повне поле швидкостей (вертикальних і горизонтальних). Ми виявили збільшення температури та тиску всередині джетів з уніполярним магнітним полем, і зробили висновок про наявність джерел енерговиділення внаслідок взаємодії полів магнітної трубки з горизонтальними потоками речовини навколо. Цей механізм виключає збільшення яскравості області за рахунок випромінювання з боку гарячих стінок магнітної трубки, тим більше що спостереження виконано у центрі диска Сонця.

Для відтворених фотосферних моделей ми отримали такі результати.

1. Показано, що фотосферні джети можуть виникати в областях низхідної замагніченої плазми внаслідок зіткнення двох горизонтальних конвективних потоків. При зіткненні такі зустрічні горизонтальні газові потоки постачають у місця магнітних концентрацій замагнічену плазму і запускають магнітне перез'єднання. Спорадична взаємодія однополярних магнітних полів трубки і навколишнього середовища породжує інтенсивні вузькоспрямовані викиди речовини — джети. Джети, у свою чергу, змінюють термодинамічну структуру самих магнітних концентрацій.

2. Джети схильні виникати на краю магнітних концентрацій, оскільки області з найбільшими вертикальними швидкостями зміщені відносно областей з максимальними V -сигналами.

3. Визначено, що фотосферні джети мають центри енерговиділення переважно в шарах середньої фотосфери. У низхідних потоках джетів спостерігаються дозвукові швидкості руху речовини.

4. У фотосферних джетах надлишковий тиск досягає максимального значення в шарах середньої фотосфери і зменшується у бік верх-

ніх і нижніх шарів. У той же час щільність всередині джетів істотно збільшена у верхніх фотосферних шарах порівняно зі щільністю навколишнього середовища, і несуттєво зменшена (~5 %) у нижніх шарах.

5. В енергетиці досліджуваних фотосферних джетів чітко простежуються три фази: передспалахова, активна та післяспалахова. В активній фазі надлишковий тиск і щільність речовини досягають максимальних значень.

Ми розглянули джети, які виникають при взаємодії магнітних полів однакової полярності. Очевидно, для випадку магнітних полів різної полярності слід очікувати значно більшої енергетики джетів.

ПОДЯКИ

Автори вдячні М. С. Г. Льофдалю за надання даних технічних спостережень на SST/CRISP та за тренування з використання конвеєра обробки даних CRISPRED. Шведський 1-м сонячний телескоп діє на о. Ла-Пальма під керівництвом Інституту фізики Сонця при Стокгольмському університеті на території Іспанської обсерваторії Роке-де-лос-Мучачос при Канарському інституті астрофізики. А. В. Сухоруков вдячний Міністерству економіки та бізнесу Іспанії за фінансову підтримку.

ФІНАНСУВАННЯ РОБОТИ

Роботу виконано за часткової підтримки Міністерства освіти і науки України у Львівському національному університеті імені Івана Франка у рамках науково-дослідної роботи згідно з проектом АО-91Ф. Робота фінансово підтримувалась Міністерством економіки та бізнесу Іспанії у рамках програми 2015 Severo Ochoa, реєстраційний номер SEV-2015-0548.

1. Баран О. А., Стоділка М. І. Структура фотосферної конвекції Сонця на грануляційних і мезогрануляційних масштабах. *Кинематика и физика небес. тел.* 2015. 31. № 2. С. 65—72.
2. Вайнштейн Л. А., Собельман И. И., Юков Е. А. *Возбуждение атомов и уширение спектральных линий*. М.: Наука, 1979. 320 с.
3. Гуртовенко Э. А., Костык Р. И. Фраунгоферов спектр и система солнечных сил осцилляторов. К.: Наук. думка, 1989. 200 с.
4. Кондрашова Н. Н. Спектрополяриметрическое исследование бомбы Эллермана. 1. Наблюдения. *Кинематика и физика небес. тел.* 2016. 32. № 1. С. 21—32.
5. Кондрашова Н. Н. Спектрополяриметрическое исследование бомбы Эллермана. 2. Фотосферные модели. *Кинематика и физика небес. тел.* 2016. 32. № 2. С. 25—36.
6. Ленг К. *Астрофизические формулы*: В 2 Ч. М.: Мир, 1978. Ч. I. 448 с.
7. Пасечник М. Н. Спектральное исследование пары бомб Эллермана. *Кинематика и физика небес. тел.* 2016. 32. № 2. С. 3—24.

8. Пасечник М. Н. Спектральное исследование бомб Эллермана. Фотосфера. *Кинематика и физика небес. тел.* 2018. 34. № 2. С. 25—45.
9. Самарский А. А. *Введение в теорию разностных схем.* М.: Наука, 1971. 552 с.
10. Северный А. Б. Тонкая структура эмиссии активных образований на Солнце. *Астрон. журн.* 1956. 33, № 1. С. 72—79.
11. Стодилка М. И. Диагностика поля горизонтальных скоростей в атмосфере Солнца: линия Ва II 455.403 нм. *Кинематика и физика небес. тел.* 2016. 32. № 3. С. 145—152.
12. Стодилка М. І. Інверсна задача для дослідження неоднорідностей атмосфери Сонця та зір. *Журн. фіз. дослід.* 2002. 6. № 4. С. 435—442.
13. Стодилка М. І. Тихонівські стабілізатори в інверсних задачах спектральних досліджень. *Кинематика и физика небес. тел.* 2003. 19. № 4. С. 334—343.
14. Abramenko V., Yurchyshyn V., Goode P., Kilcik A. Statistical distribution of size and lifetime of bright points observed with the New Solar Telescope. *Astrophys. J. Lett.* 2010. 725. № 1. P. L101—L105.
15. Anstee S. D., O'Mara B. J. Width cross-sections for collisional broadening of s-p and p-s transitions of atomic hydrogen. *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 1995. 276. P. 859—866.
16. Archontis V., Hood A. W. Formation of Ellerman bombs due to 3D flux emergence. *Astron. and Astrophys.* 2009. 508. № 3. P. 1469—1483.
17. Archontis V., Hood A. W. A numerical model of standard to blowout jets. *Astrophys. J. Lett.* 2013. 769. № 2. L21. P. 1—5.
18. Asplund M., Ludwig H. G., Nordlund A., Stein R. F. The effects of numerical resolution on hydrodynamical surface convection simulations and spectral line formation. *Astron. and Astrophys.* 2000. 359. № 2. P. 669—681.
19. Ballester J. L., Alexeev I., Collados M., et al. Partially ionized plasmas in astrophysics. *Space Sci. Rev.* 2018. 214. № 2. article id. 58. 149 p.
20. Beeck B., Schüssler M., Cameron R. H., Reiners A. Three-dimensional simulations of near-surface convection in main-sequence stars. III. The structure of small-scale magnetic flux concentrations. *Astron. and Astrophys.* 2015, 581, A42. P. 1—16.
21. Bello González N., Danilović S., Kneer F. On the structure and dynamics of Ellerman bombs. Detailed study of three events and modelling of H α . *Astron. and Astrophys.* 2013, 557, A102.
22. Bellot Rubio L. R., Rodríguez Hidalgo I., Collados M., et al. Observation of convective collapse and upward-moving shocks in the quiet Sun. *Astrophys. J.* 2001. 560. № 2. P. 1010—1019.
23. Berger T. E., Title A. M. On the dynamics of small-scale solar magnetic elements. *Astrophys. J.* 1996. 463. P. 365—371.
24. Berlicki A., Heinzel P. Observations and NLTE modeling of Ellerman bombs. *Astron. and Astrophys.* 2014. 567. A110. P. 1—10.
25. Borrero J. M., Martínez Pillet V., Schmidt W., et al. Is magnetic reconnection the cause of supersonic upflows in granular cells? *Astrophys. J.* 2013. 768. № 1. 69. P. 1—9.
26. Bovelet B., Wiehr E. Dynamics of the solar active region finestructure. *Astron. and Astrophys.* 2003. 412. P. 249—255.
27. Chesny D. L., Oluseyi H. M., Orange N. B., Champey P. Quiet-Sun network bright point phenomena with sigmoidal signatures. *Astrophys. J.* 2015. 814. № 2. 124. P. 1—10.
28. Cheung M. C. M., Schüssler M., Tarbell T. D., Title A. M. Solar surface emerging flux regions: a comparative study of radiative MHD modeling and Hinode SOT observations. *Astrophys. J.* 2008. 687. № 2. P. 1373—1387.

29. Curdt W., Dwivedi B. N., Innes D. E. EUV observations of bi-directional jets in the solar corona. — *Fifth SOHO Workshop: The Corona and Solar Wind Near Minimum Activity*, held 17-20 June in Oslo, Norway, 1997. Ed. A. Wilson, ESA, 1997. P. 303.
30. Danilovic S., Beeck B., Pietarila A., et al. Transverse component of the magnetic field in the solar photosphere observed by SUNRISE. *Astrophys. J. Lett.* 2010. 723. № 2. P. L149—L153.
31. Danilovic S., Cameron R. H., Solanki S. K. Simulated magnetic flows in the solar photosphere. *Astron. and Astrophys.* 2015. 574. A28. P. 1—7.
32. de la Cruz Rodríguez J., Löfdahl M. S. G., Sütterlin P., Hillberg T., Rouppe van der Voort L. CRISPRED: A data pipeline for the CRISP imaging spectropolarimeter. *Astron. and Astrophys.* 2015. 573. A40. P. 1—13.
33. del Pino Alemán T., Trujillo Bueno J., Štěpán J., Shchukina N. A novel investigation of the small-scale magnetic activity of the quiet Sun via the Hanle effect in the Sr I 4607 A line. *Astrophys. J.* 2018. 863. P. 164.
34. Ding J. Y., Madjarska M. S., Doyle J. G., et al. Magnetic reconnection resulting from flux emergence: implications for jet formation in the lower solar atmosphere? *Astron. and Astrophys.* 2011. 535. A95. P. 1—10.
35. Ellerman F. Solar hydrogen “bombs”. *Astrophys. J.* 1917. 46. P. 298—301.
36. Felipe T., Khomenko E., Collados M. Magneto-acoustic waves in sunspots: first results from a new three-dimensional nonlinear magnetohydrodynamic code. *Astrophys. J.* 2010. 719. № 1. P. 357—377.
37. Fischer C. E., Bello González N., Rezaei R. Quiet Sun magnetic field evolution observed with Hinode SOT and IRIS. — Coimbra Solar Physics Meeting: Ground-based Solar Observations in the Space Instrumentation Era Proceedings of a Meeting held at the University of Coimbra, Coimbra, Portugal In 5-9 October 2015. Edited by I. Dorotovic, C. E. Fischer, M. Temmer. *ASP Conference Series*, Vol. 504. San Francisco: ASP, 2016, P. 19.
38. Gehren T., Butler K., Mashonkina L., et al. Kinetic equilibrium of iron in the atmospheres of cool dwarf stars. I. The solar strong line spectrum. *Astron. and Astrophys.* 2001. 366. P. 981—1002.
39. Georgoulis M. K., Rust D. M., Bernasconi P. N., et al. Statistics, morphology, and energetics of Ellerman bombs. *Astrophys. J.* 2002. 575, № 1. P. 506—528.
40. Gontikakis C., Archontis V., Tsinganos K. Observations and 3D MHD simulations of a solar active region jet. *Astron. and Astrophys.* 2009. 506. № 3. P. L45—L48.
41. Grossmann-Doerth U., Schüssler M., Steiner O. Convective intensification of solar surface magnetic fields: results of numerical experiments. *Astron. and Astrophys.* 1998. 337. P. 928—939.
42. Hashimoto Yu., Kitai R., Ichimoto K., et al. Internal fine structure of Ellerman bombs. *Publs Astron. Soc. Jap.* 2010. 62. № 4. P. 879—891.
43. Hong Jie, Ding M. D., Li Ying, et al. Spectral observations of Ellerman bombs and fitting with a two-cloud model. *Astrophys. J.* 2014. 792. № 1. 13. P. 1—10.
44. Jafarzadeh S., Rouppe van der Voort L., de la Cruz Rodríguez J. Magnetic upflow events in the quiet-Sun photosphere. I. Observations. *Astrophys. J.* 2015. 810. № 1. 54. P. 1—12.
45. Keys P. H., Mathioudakis M., Jess D. B., et al. The velocity distribution of solar photospheric magnetic bright points. *Astrophys. J. Lett.* 2011. 740. № 2. L40. P. 1—5.
46. Khomenko E. Diagnostics of quiet-Sun magnetism. Proc. Conf. Solar MHD Theory and Observations: A High Spatial Resolution Perspective, held 18-22 July, 2005 in Sacramento Peak, USA. Eds J. Leibacher, R. F. Stein, and H. Uitenbroek. *ASP Conf.*

- Series*. 354. P. 63.
47. Khomenko E., Collados M., Felipe T. Nonlinear numerical simulations of magneto-acoustic wave propagation in small-scale flux tubes. *Solar Phys.* 2008. 251. N. 1-2. P. 589—611.
 48. Khomenko E., Vitas N., Collados M., de Vicente A. Numerical simulations of quiet Sun magnetic fields seeded by the Biermann battery. *Astron. and Astrophys.* 2017. 604. A66. P. 1—8.
 49. Khomenko E., Vitas N., Collados M., de Vicente A. Three-dimensional simulations of solar magneto-convection including effects of partial ionization. *Astron. and Astrophys.* 2018. 618. P. A87.
 50. Kitiashvili I. N. Radiative 3D MHD simulations of the spontaneous small-scale eruptions in the solar atmosphere. IAU General Assembly, Meeting 29. 2015. id. 2258477.
 51. Kitiashvili I., Yoon S. Realistic modeling of spontaneous flow eruptions in the quiet Sun. AAS Meeting 224. 2014. id. 323.02.
 52. Kostik R. I., Shchukina N. G., Rutten R. J. The solar iron abundance: not the last word. *Astron. and Astrophys.* 1996. 305. P. 325—342.
 53. Kostyk R. I., Shchukina N. G., Khomenko E. V. Fine structure of wave motions in the solar photosphere: Observations and theory. *Astron. Rep.* 2006. 50. № 7. P. 588—600.
 54. Lites B. W., Kubo M., Socas-Navarro H., et al. The horizontal magnetic flux of the quiet-Sun internetwork as observed with the Hinode spectro-polarimeter. *Astrophys. J.* 2008. 672. № 2. P. 1237—1253.
 55. Martínez Pillet V., Del Toro Iniesta J. C., Quintero Noda C. Ubiquitous quiet-Sun jets. *Astron. and Astrophys.* 2011. 530. A111. P. 1—6.
 56. Mehlretter J. P. Observations of photospheric faculae at the center of the solar disk. *Solar Phys.* 1974. 38. P. 43—57.
 57. Nagata S., Tsuneta S., Suematsu Y., et al. Formation of solar magnetic flux tubes with kilogauss field strength induced by convective instability. *Astrophys. J. Lett.* 2008. 677. № 2. P. L145—L147.
 58. Narayan G. Transient downflows associated with the intensification of small-scale magnetic features and bright point formation. *Astron. and Astrophys.* 2011. 529. A79. P. 1—12.
 59. Orozco Suárez D., Bellot Rubio L. R., del Toro Iniesta J. C., et al. Quiet-Sun internetwork magnetic fields from the inversion of Hinode measurements. *Astrophys. J.* 2007. 670. № 1. P. L61—L64.
 60. Panesar N. K., Sterling A. C., Moore R. L., Chakrapani P. Magnetic flux cancelation as the trigger of solar quiet-region coronal jets. *Astrophys. J. Lett.* 2016. 832. № 1. L7. P. 1—7.
 61. Pariat E., Aulanier G., Schmieder B., et al. Resistive emergence of undulatory flux tubes. *Astrophys. J.* 2004. 614. № 2. P. 1099—1112.
 62. Parker E. N. Hydraulic concentration of magnetic fields in the solar photosphere. VI. Adiabatic cooling and concentration in downdrafts. *Astrophys. J.* 1978. 221. № 1. P. 368—377.
 63. Peter H., Tian H., Curdt W., et al. Hot explosions in the cool atmosphere of the Sun. *Science*. 2014. 346. № 6207. 1255726. P. 1—30.
 64. Piskunov N. E., Kupka F., Ryabchikova T. A., et al. VALD: The Vienna Atomic Line Data base. *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* 1995. 112. № 3. P. 525—535.
 65. Puschmann K. G., Ruiz Cobo B., Vázquez M., et al. Time series of high resolution photospheric spectra in a quiet region of the Sun. II. Analysis of the variation of

- physical quantities of granular structures. *Astron. and Astrophys.* 2005. 441. № 3. P. 1157—1169.
66. Reid A., Mathioudakis M., Doyle J. G., et al. Magnetic flux cancellation in Ellerman bombs. *Astrophys. J.* 2016. 823. № 2. 110. P. 1—10.
67. Reid A., Mathioudakis M., Scullion E., et al. Ellerman bombs with jets: cause and effect. *Astrophys. J.* 2015. 805. № 1. 64. P. 1—9.
68. Requerey I. S., Del Toro Iniesta J. C., Bellot Rubio L. R., et al. The history of a quiet-Sun magnetic element revealed by IMAx/SUNRISE. *Astrophys. J.* 2014. 789. № 1. id. 6. 12 p.
69. Rouppe van der Voort L. H. M., Rutten R. J., Vissers G. J. M. Reconnection brightenings in the quiet solar photosphere. *Astron. and Astrophys.* 2016. 592. A100. P. 1—9.
70. Rubio da Costa F., Solanki S. K., Danilovic S., et al. Centre-to-limb properties of small, photospheric quiet-Sun jets. *Astron. and Astrophys.* 2015. 574. A95. P. 1—8.
71. Ruiz Cobo B., del Toro Iniesta J. C. Inversion of Stokes profiles. *Astrophys. J.* 1992. 398. № 1. P. 375—385.
72. Rutten R. J. H features with hot onsets. I. Ellerman bombs. *Astron. and Astrophys.* 2016. 590. A124. P. 1—13.
73. Rutten R. J., Rouppe van der Voort L. H. M., Vissers G. J. M. Ellerman bombs at high resolution. IV. Visibility in Na I and Mg I. *Astrophys. J.* 2015. 808. № 2. 133. P. 1—7.
74. Rutten R. J., Vissers G. J. M., Rouppe van der Voort L. H. M., Sütterlin P., Vitas N. Ellerman bombs: fallacies, fads, usage. *J. Phys. Conf. Series.* 2013, 440, № 1. id. 012007.
75. Scharmer G. B., Bjelksjö K., Korhonen T. K., Lindberg B., Petterson B. The 1-meter Swedish solar telescope. Innovative Telescopes and Instrumentation for Solar Astrophysics. Eds S. L. Keil, S. V. Avakyan. *Proc. SPIE*, 2003. 4853. P. 341—350.
76. Scharmer G. B., Narayan G., Hillberg T., et al. CRISP spectropolarimetric imaging of penumbral fine structure. *Astrophys. J. Lett.* 2008. 689. № 1. P. L69—L72.
77. Schüssler M. Theoretical aspects of small-scale photospheric magnetic fields. *Solar Photosphere: Structure, Convection, and Magnetic Fields.* Eds R. J. Rutten, G. Severino. Dordrecht: Kluwer. 1990. P. 161—179.
78. Schüssler M. Small-scale photospheric magnetic fields. — *The Sun: a laboratory for astrophysics, Proceedings of the NATO Advanced Study Institute, held in Crieff, Scotland.* Dordrecht: Reidel, 1992, Eds J. T. Schmelz, J. C. Brown. NATO Advanced Science Institutes (ASI) Series C, Volume 373, P. 191.
79. Shchukina N., Trujillo Bueno J. The Iron line formation problem in three-dimensional hydrodynamic models of Solar-like photospheres. *Astrophys. J.* 2001. 550. № 2. P. 970—990.
80. Sheminova V. A., Gadun A. S. Evolution of solar magnetic tubes from observations of Stokes parameters. *Astron. Rep.* 2000. 44. P. 701—710.
81. Socas-Navarro H., Manso Sainz R. Shocks in the quiet solar photosphere: a rather common occurrence. *Astrophys. J.* 2005. 620. № 1. P. L71—L74.
82. Solanki S. K. Smallscale solar magnetic fields - an overview. *Space Sci. Rev.* 1993. 63. № 1-2. P. 1—188.
83. Solanki S. K. Photospheric magnetic field: quiet Sun. *Proc. Conf. Solar Polarization 5: In Honor of Jan Stenflo, held 17—21 September, 2007, Ascona, Switzerland.* Eds S. V. Berdyugina, K. N. Nagendra, R. Ramelli. *ASP Conf. Series.* 2009. 405. P. 135.
84. Spruit H. C. Convective collapse of flux tubes. *Solar Phys.* 1979. 61. P. 363—378.
85. Steiner O., Grossmann-Doerth U., Knölker M., Schüssler M. Dynamical interaction of

- solar magnetic elements and granular convection: results of a numerical simulation. *Astrophys. J.* 1998. 495. № 1. P. 468—484.
86. Stenflo J. O. Small-scale magnetic structures on the Sun. *Astron. and Astrophys. Rev.* 1989. 1. P. 3—48.
87. Stenflo J. O. Magnetic fields on the quiet Sun. *Cent. Eur. Astrophys. Bull.* 2011. P. 1—18.
88. Suematsu Y., Tsuneta S., Ichimoto K., et al. The Solar Optical Telescope of Solar-B (Hinode): The optical telescope assembly. *Solar Phys.* 2008. 249. № 2. P. 197—220.
89. Takeuchi A. Properties of convective instability in a vertical photospheric magnetic flux tube. *Astrophys. J.* 1999. 522. № 1. P. 518—523.
90. Trujillo Bueno J., Shchukina N. G., Asensio Ramos A. A substantial amount of hidden magnetic energy in the quiet Sun. *Nature.* 2004. 430. № 6997. P. 326—329.
91. Tsuneta S., Ichimoto K., Katsukawa Y., et al. The Solar Optical Telescope for the Hinode mission: an overview. *Solar Phys.* 2008. 249. № 2. P. 167—196.
92. Utz D., Jurčák J., Hanslmeier A., et al. Magnetic field strength distribution of magnetic bright points inferred from filtergrams and spectro-polarimetric data. *Astron. and Astrophys.* 2013. 554. A65. P. 1—12.
93. Utz D., van Doorselaere T., Magyar N., et al. P-mode induced convective collapse in vertical expanding magnetic flux tubes? Fine Structure and Dynamics of the Solar Atmosphere, *Proceedings of the International Astronomical Union, IAU Symposium*, 2017. V. 327. P. 86—93.
94. Vargas Domínguez S., Palacios J., Balmaceda L., et al. Evolution of small-scale magnetic elements in the vicinity of granular-sized swirl convective motions. *Solar Phys.* 2015. 290. № 2. P. 301—319.
95. Vissers G. J. M., Rouppe van der Voort L. H. M., Rutten R. J. Ellerman bombs at high resolution. II. Triggering, visibility, and effect on upper atmosphere. *Astrophys. J.* 2013. 774. P. 32—46.
96. Vissers G. J. M., Rouppe van der Voort L. H. M., Rutten R. J., et al. Ellerman bombs at high resolution. III. Simultaneous observations with IRIS and SST. *Astrophys. J.* 2015. 812. № 1. 11. P. 1—18.
97. Vögler A., Shelyag S., Schüssler M., et al. Simulations of magneto-convection in the solar photosphere. Equations, methods, and results of the MURaM code. *Astron. and Astrophys.* 2005. 429. P. 335—351.
98. Watanabe H., Kitai R., Okamoto K., et al. Spectropolarimetric observation of an emerging flux region: triggering mechanisms of Ellerman bombs. *Astrophys. J.* 2008. 684. № 1. P. 736—746.
99. Wiehr E., Bovelet B., Hirzberger J. Brightness and size of small-scale solar magnetic flux concentrations. *Astron. and Astrophys.* 2004. 422. P. L63—L66.
100. Yelles Chaouche L., Solanki S. K., Schüssler M. Comparison of the thin flux tube approximation with 3D MHD simulations. *Astron. and Astrophys.* 2009. 504. № 2. P. 595—603.
101. Young P. R. Dark jets in solar coronal holes. *Astrophys. J.* 2015. 801. № 2. 124. P. 1—9.
102. Yurchyshyn V. B., Goode P. R., Abramenko V. I., Steiner O. On the origin of intergranular jets. *Astrophys. J. Lett.* 2011. 736. № 2. L35. P. 1—6.
103. Zachariadis Th. G., Alissandrakis C. E., Banos G. Observations of Ellerman bombs in H α . *Solar Phys.* 1987. 108. № 2. P. 227—236.

REFERENCES

1. Baran O. A., Stodilka M. I. (2015) Convection structure in the solar photosphere at granulation and mesogranulation scales. *Kinematics Phys. Celestial Bodies*. 31(2). P. 65—72.
2. Vajnshtejn L. A., Sobelman I. I., Yukov E. A. (1979) *Vozbuzhdenie atomov i ushirenie spektralnykh liniy*. M.: Nauka. 320 p. (in Russian).
3. Gurtovenko E. A., Kostyk R. I. (1989) Fraunhoferov spektr i sistema solnechnykh sil oscillyatorov. K.: Nauk. dumka. 200 p. (in Russian).
4. Kondrashova N. N. (2016) Spectropolarimetric investigation of an Ellerman bomb: 1. Observations. *Kinematics Phys. Celestial Bodies*. 32(1). P. 13—22.
5. Kondrashova N. N. (2016) Spectropolarimetric investigation of an Ellerman bomb: 2. Photospheric models. *Kinematics Phys. Celestial Bodies*. 32(2). P. 70—77.
6. Leng K. (1978) *Astrofizicheskie formuly*. M.: Mir. T. 1. 448 p. (in Russian).
7. Pasechnik M. N. (2016) Spectral study of a pair of Ellerman bombs. *Kinematics Phys. Celestial Bodies*. 32(2). P. 55—69.
8. Pasechnik M. N. (2018) Spectral Study of Ellerman Bombs. Photosphere. *Kinematics Phys. Celestial Bodies*. 34(2). P. 68—81.
9. Samarskiy A. A. (1971) *Vvedenie v teoriyu raznostnykh skhem*. M.: Nauka. 552 p. (in Russian).
10. Severnyj A. B. (1956) Tonkaya struktura emissii aktivnykh obrazovanij na Solnce. *Astronomicheskij zhurnal*. 33(1). P. 72—79 (in Russian).
11. Stodilka M. I. (2016) Diagnostics of horizontal velocity field in the solar atmosphere: Line Ba II 455.403 nm. *Kinematics Phys. Celestial Bodies*. 32(3). P. 145—152.
12. Stodilka M. I. (2002) Inversna zadacha dlya doslidzhennya neodnorodnostej atmosfery Soncy ta zir. *Zhurnal fizychnykh doslidzhen*. 6(4). P. 435—442 (in Ukrainian).
13. Stodilka M. I. (2003) The Tychonoff stabilizers in inverse problems of spectral studies. *Kinematics Phys. Celestial Bodies*. 19(4). P. 229—235.
14. Abramenko V., Yurchyshyn V., Goode P., Kilcik A. (2010) Statistical distribution of size and lifetime of bright points observed with the New Solar Telescope. *Astrophys. J. Lett*. 725(1). P. L101—L105.
15. Anstee S. D., O'Mara B. J. (1995) Width cross-sections for collisional broadening of s-p and p-s transitions of atomic hydrogen. *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc*. 276. P. 859—866.
16. Archontis V., Hood A. W. (2009) Formation of Ellerman bombs due to 3D flux emergence. *Astron. and Astrophys*. 508(3). P. 1469—1483.
17. Archontis V., Hood A. W. (2013) A numerical model of standard to blowout jets. *Astrophys. J. Lett*. 769(2). L21. P. 1—5.
18. Asplund M., Ludwig H. G., Nordlund A., Stein R. F. (2000) The effects of numerical resolution on hydrodynamical surface convection simulations and spectral line formation. *Astron. and Astrophys*. 359(2). P. 669—681.
19. Ballester J. L., Alexeev I., Collados M., et al. (2018) Partially ionized plasmas in astrophysics. *Space Sci. Rev*. 214(2). article id. 58. 149 p.
20. Beeck B., Schüssler M., Cameron R. H., Reiners A. (2015) Three-dimensional simulations of near-surface convection in main-sequence stars. III. The structure of small-scale magnetic flux concentrations. *Astron. and Astrophys*. 581(A42). P. 1—16.
21. Bello González N., Danilović S., Kneer F. (2013) On the structure and dynamics of Ellerman bombs. Detailed study of three events and modelling of H α . *Astron. and Astrophys*. 557(A102).

22. Bellot Rubio L. R., Rodríguez Hidalgo I., Collados M., et al. (2001) Observation of convective collapse and upward-moving shocks in the quiet Sun. *Astrophys. J.* 560(2). P. 1010—1019.
23. Berger T. E., Title A. M. (1996) On the dynamics of small-scale solar magnetic elements. *Astrophys. J.* 463. P. 365—371.
24. Berlicki A., Heinzel P. (2014) Observations and NLTE modeling of Ellerman bombs. *Astron. and Astrophys.* 567. A110. P. 1—10.
25. Borrero J. M., Martínez Pillet V., Schmidt W., et al. (2013) Is magnetic reconnection the cause of supersonic upflows in granular cells? *Astrophys. J.* 768(1). 69. P. 1—9.
26. Bovelet B., Wiehr E. (2003) Dynamics of the solar active region finestructure. *Astron. and Astrophys.* 412. P. 249—255.
27. Chesny D. L., Oluseyi H. M., Orange N. B., Champey P. (2015) Quiet-Sun network bright point phenomena with sigmoidal signatures. *Astrophys. J.* 814(2). 124. P. 1—10.
28. Cheung M. C. M., Schüssler M., Tarbell T. D., Title A. M. (2008) Solar surface emerging flux regions: a comparative study of radiative MHD modeling and Hinode SOT observations. *Astrophys. J.* 687(2). P. 1373—1387.
29. Curdt W., Dwivedi B. N., Innes D. E. (1997) EUV observations of bi-directional jets in the solar corona. — *Fifth SOHO Workshop: The Corona and Solar Wind Near Minimum Activity*, held 17-20 June in Oslo, Norway, 1997. Ed. A. Wilson, ESA, 1997. P. 303.
30. Danilovic S., Beeck B., Pietarila A., et al. (2010) Transverse component of the magnetic field in the solar photosphere observed by SUNRISE. *Astrophys. J. Lett.* 723(2). P. L149—L153.
31. Danilovic S., Cameron R. H., Solanki S. K. (2015) Simulated magnetic flows in the solar photosphere. *Astron. and Astrophys.* 574(A28). P. 1—7.
32. de la Cruz Rodríguez J., Löfdahl M. S. G., Sütterlin P., Hillberg T., Rouppe van der Voort L. (2015) CRISPRED: A data pipeline for the CRISP imaging spectropolarimeter. *Astron. and Astrophys.* 573(A40). P. 1—13.
33. del Pino Alemán T., Trujillo Bueno J., Štěpán J., Shchukina N. (2018) A novel investigation of the small-scale magnetic activity of the quiet Sun via the Hanle effect in the Sr I 4607 Å line. *Astrophys. J.* 863. P. 164.
34. Ding J. Y., Madjarska M. S., Doyle J. G., et al. (2011) Magnetic reconnection resulting from flux emergence: implications for jet formation in the lower solar atmosphere? *Astron. and Astrophys.* 535(A95). P. 1—10.
35. Ellerman F. (1917) Solar hydrogen “bombs”. *Astrophys. J.* 46. P. 298—301.
36. Felipe T., Khomenko E., Collados M. (2010) Magneto-acoustic waves in sunspots: first results from a new three-dimensional nonlinear magnetohydrodynamic code. *Astrophys. J.* 719(1). P. 357—377.
37. Fischer C. E., Bello González N., Rezaei R. (2016) Quiet Sun magnetic field evolution observed with Hinode SOT and IRIS. — *Coimbra Solar Physics Meeting: Ground-based Solar Observations in the Space Instrumentation Era Proceedings of a Meeting held at the University of Coimbra, Coimbra, Portugal In 5-9 October 2015*. Edited by I. Dorotovic, C. E. Fischer, M. Temmer. *ASP Conference Series*, Vol. 504. San Francisco: ASP. P. 19.
38. Gehren T., Butler K., Mashonkina L., et al. (2001) Kinetic equilibrium of iron in the atmospheres of cool dwarf stars. I. The solar strong line spectrum. *Astron. and Astrophys.* 366. P. 981—1002.
39. Georgoulis M. K., Rust D. M., Bernasconi P. N., et al. (2002) Statistics, morphology, and energetics of Ellerman bombs. *Astrophys. J.* 575(1). P. 506—528.

40. Gontikakis C., Archontis V., Tsinganos K. (2009) Observations and 3D MHD simulations of a solar active region jet. *Astron. and Astrophys.* 506(3). P. L45—L48.
41. Grossmann-Doerth U., Schüssler M., Steiner O. (1998) Convective intensification of solar surface magnetic fields: results of numerical experiments. *Astron. and Astrophys.* 337. P. 928—939.
42. Hashimoto Yu., Kitai R., Ichimoto K., et al. (2010) Internal fine structure of Ellerman bombs. *Publs Astron. Soc. Jap.* 62(4). P. 879—891.
43. Hong Jie, Ding M. D., Li Ying, et al. (2014) Spectral observations of Ellerman bombs and fitting with a two-cloud model. *Astrophys. J.* 792(1). 13. P. 1—10.
44. Jafarzadeh S., Ruppe van der Voort L., de la Cruz Rodriguez J. (2015) Magnetic upflow events in the quiet-Sun photosphere. I. Observations. *Astrophys. J.* 810(1). 54. P. 1—12.
45. Keys P. H., Mathioudakis M., Jess D. B., et al. (2011) The velocity distribution of solar photospheric magnetic bright points. *Astrophys. J. Lett.* 740(2). L40. P. 1—5.
46. Khomenko E. (2006) Diagnostics of quiet-Sun magnetism. Proc. Conf. Solar MHD Theory and Observations: A High Spatial Resolution Perspective, held 18-22 July, 2005 in Sacramento Peak, USA. Eds J. Leibacher, R. F. Stein, and H. Uitenbroek. *ASP Conf. Series.* 354. P. 63.
47. Khomenko E., Collados M., Felipe T. (2008) Nonlinear numerical simulations of magneto-acoustic wave propagation in small-scale flux tubes. *Solar Phys.* 251(1-2). P. 589—611.
48. Khomenko E., Vitas N., Collados M., de Vicente A. (2017) Numerical simulations of quiet Sun magnetic fields seeded by the Biermann battery. *Astron. and Astrophys.* 604(A66). P. 1—8.
49. Khomenko E., Vitas N., Collados M., de Vicente A. (2018) Three-dimensional simulations of solar magneto-convection including effects of partial ionization. *Astron. and Astrophys.* 618. P. A87.
50. Kitiashvili I. N. (2015) Radiative 3D MHD simulations of the spontaneous small-scale eruptions in the solar atmosphere. IAU General Assembly, Meeting 29. id. 2258477.
51. Kitiashvili I., Yoon S. (2014) Realistic modeling of spontaneous flow eruptions in the quiet Sun. AAS Meeting 224. id. 323.02.
52. Kostik R. I., Shchukina N. G., Rutten R. J. (1996) The solar iron abundance: not the last word. *Astron. and Astrophys.* 305. P. 325—342.
53. Kostyk R. I., Shchukina N. G., Khomenko E. V. (2006) Fine structure of wave motions in the solar photosphere: Observations and theory. *Astron. Rep.* 50(7). P. 588—600.
54. Lites B. W., Kubo M., Socas-Navarro H., et al. (2008) The horizontal magnetic flux of the quiet-Sun internetwork as observed with the Hinode spectro-polarimeter. *Astrophys. J.* 672(2). P. 1237—1253.
55. Martínez Pillet V., Del Toro Iniesta J. C., Quintero Noda C. (2011) Ubiquitous quiet-Sun jets. *Astron. and Astrophys.* 530. A111. P. 1—6.
56. Mehltrötter J. P. (1974) Observations of photospheric faculae at the center of the solar disk. *Solar Phys.* 38. P. 43—57.
57. Nagata S., Tsuneta S., Suematsu Y., et al. (2008) Formation of solar magnetic flux tubes with kilogauss field strength induced by convective instability. *Astrophys. J. Lett.* 677(2). P. L145—L147.
58. Narayan G. (2011) Transient downflows associated with the intensification of small-scale magnetic features and bright point formation. *Astron. and Astrophys.* 529(A79). P. 1—12.
59. Orozco Suárez D., Bellot Rubio L. R., del Toro Iniesta J. C., et al. (2007) Quiet-Sun internetwork magnetic fields from the inversion of Hinode measurements.

- Astrophys. J.* 670(1). P. L61—L64.
60. Panesar N. K., Sterling A. C., Moore R. L., Chakrapani P. (2016) Magnetic flux cancelation as the trigger of solar quiet-region coronal jets. *Astrophys. J. Lett.* 832(1). L7. P. 1—7.
 61. Pariat E., Aulanier G., Schmieder B., et al. (2004) Resistive emergence of undulatory flux tubes. *Astrophys. J.* 614(2). P. 1099—1112.
 62. Parker E. N. (1978) Hydraulic concentration of magnetic fields in the solar photosphere. VI. Adiabatic cooling and concentration in downdrafts. *Astrophys. J.* 221(1). P. 368—377.
 63. Peter H., Tian H., Curdt W., et al. (2014) Hot explosions in the cool atmosphere of the Sun. *Science.* 346(6207). 1255726. P. 1—30.
 64. Piskunov N. E., Kupka F., Ryabchikova T. A., et al. (1995) VALD: The Vienna Atomic Line Data base. *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* 112(3). P. 525—535.
 65. Puschmann K. G., Ruiz Cobo B., Vázquez M., et al. (2005) Time series of high resolution photospheric spectra in a quiet region of the Sun. II. Analysis of the variation of physical quantities of granular structures. *Astron. and Astrophys.* 441(3). P. 1157—1169.
 66. Reid A., Mathioudakis M., Doyle J. G., et al. (2016) Magnetic flux cancellation in Ellerman bombs. *Astrophys. J.* 823(2). 110. P. 1—10.
 67. Reid A., Mathioudakis M., Scullion E., et al. (2015) Ellerman bombs with jets: cause and effect. *Astrophys. J.* 805(1). 64. P. 1—9.
 68. Requerey I. S., Del Toro Iniesta J. C., Bellot Rubio L. R., et al. (2014) The history of a quiet-Sun magnetic element revealed by IMAx/SUNRISE. *Astrophys. J.* 789(1). id. 6. 12 p.
 69. Rouppe van der Voort L. H. M., Rutten R. J., Vissers G. J. M. (2016) Reconnection brightenings in the quiet solar photosphere. *Astron. and Astrophys.* 592(A100). P. 1—9.
 70. Rubio da Costa F., Solanki S. K., Danilovic S., et al. (2015) Centre-to-limb properties of small, photospheric quiet-Sun jets. *Astron. and Astrophys.* 574. A95. P. 1—8.
 71. Ruiz Cobo B., del Toro Iniesta J. C. Inversion of Stokes profiles. *Astrophys. J.* 1992. 398. № 1. P. 375—385.
 72. Rutten R. J. (2016) H α features with hot onsets. I. Ellerman bombs. *Astron. and Astrophys.* 590(A124). P. 1—13.
 73. Rutten R. J., Rouppe van der Voort L. H. M., Vissers G. J. M. (2015) Ellerman bombs at high resolution. IV. Visibility in Na I and Mg I. *Astrophys. J.* 808(2). 133. P. 1—7.
 74. Rutten R. J., Vissers G. J. M., Rouppe van der Voort L. H. M., Sütterlin P., Vitas N. (2013) Ellerman bombs: fallacies, fads, usage. *J. Phys. Conf. Series.* 440(1). id. 012007.
 75. Scharmer G. B., Bjelksjö K., Korhonen T. K., Lindberg B., Petterson B. (2003) The 1-meter Swedish solar telescope. Innovative Telescopes and Instrumentation for Solar Astrophysics. Eds S. L. Keil, S. V. Avakyan. *Proc. SPIE.* 4853. P. 341—350.
 76. Scharmer G. B., Narayan G., Hillberg T., et al. (2008) CRISP spectropolarimetric imaging of penumbral fine structure. *Astrophys. J. Lett.* 689(1). P. L69—L72.
 77. Schüssler M. (1990) Theoretical aspects of small-scale photospheric magnetic fields. Solar Photosphere: Structure, Convection, and Magnetic Fields. Eds R. J. Rutten, G. Severino. Dordrecht: Kluwer. P. 161—179.
 78. Schüssler M. (1992) Small-scale photospheric magnetic fields. — The Sun: a laboratory for astrophysics, *Proceedings of the NATO Advanced Study Institute*, held in Crieff, Scotland. Dordrecht: Reidel, Eds J. T. Schmelz, J. C. Brown. NATO Advanced Science Institutes (ASI) Series C, Volume 373, P. 191.

79. Shchukina N., Trujillo Bueno J. (2001) The Iron line formation problem in three-dimensional hydrodynamic models of Solar-like photospheres. *Astrophys. J.* 550(2). P. 970—990.
80. Sheminova V. A., Gadun A. S. (2000) Evolution of solar magnetic tubes from observations of Stokes parameters. *Astron. Rep.* 44. P. 701—710.
81. Socas-Navarro H., Manso Sainz R. (2005) Shocks in the quiet solar photosphere: a rather common occurrence. *Astrophys. J.* 620(1). P. L71—L74.
82. Solanki S. K. (1993) Smallscale solar magnetic fields - an overview. *Space Sci. Rev.* 63(1-2). P. 1—188.
83. Solanki S. K. (2009) Photospheric magnetic field: quiet Sun. Proc. Conf. Solar Polarization 5: In Honor of Jan Stenflo, held 17—21 September, 2007, Ascona, Switzerland. Eds S. V. Berdyugina, K. N. Nagendra, R. Ramelli. *ASP Conf. Series.* 405. P. 135.
84. Spruit H. C. (1979) Convective collapse of flux tubes. *Solar Phys.* 61. P. 363—378.
85. Steiner O., Grossmann-Doerth U., Knölker M., Schüssler M. (1998) Dynamical interaction of solar magnetic elements and granular convection: results of a numerical simulation. *Astrophys. J.* 495(1). P. 468—484.
86. Stenflo J. O. (1989) Small-scale magnetic structures on the Sun. *Astron. and Astrophys. Rev.* 1. P. 3—48.
87. Stenflo J. O. (2011) Magnetic fields on the quiet Sun. *Cent. Eur. Astrophys. Bull.* P. 1—18.
88. Suematsu Y., Tsuneta S., Ichimoto K., et al. (2008) The Solar Optical Telescope of Solar-B (Hinode): The optical telescope assembly. *Solar Phys.* 249(2). P. 197—220.
89. Takeuchi A. (1999) Properties of convective instability in a vertical photospheric magnetic flux tube. *Astrophys. J.* 522(1). P. 518—523.
90. Trujillo Bueno J., Shchukina N. G., Asensio Ramos A. (2004) A substantial amount of hidden magnetic energy in the quiet Sun. *Nature.* 430(6997). P. 326—329.
91. Tsuneta S., Ichimoto K., Katsukawa Y., et al. (2008) The Solar Optical Telescope for the Hinode mission: an overview. *Solar Phys.* 249(2). P. 167—196.
92. Utz D., Jurčák J., Hanslmeier A., et al. (2013) Magnetic field strength distribution of magnetic bright points inferred from filtergrams and spectro-polarimetric data. *Astron. and Astrophys.* 554(A65). P. 1—12.
93. Utz D., van Doorselaere T., Magyar N., et al. (2017) P-mode induced convective collapse in vertical expanding magnetic flux tubes? Fine Structure and Dynamics of the Solar Atmosphere, *Proceedings of the International Astronomical Union, IAU Symposium.* V. 327. P. 86—93.
94. Vargas Domínguez S., Palacios J., Balmaceda L., et al. (2015) Evolution of small-scale magnetic elements in the vicinity of granular-sized swirl convective motions. *Solar Phys.* 290(2). P. 301—319.
95. Vissers G. J. M., Rouppe van der Voort L. H. M., Rutten R. J. (2013) Ellerman bombs at high resolution. II. Triggering, visibility, and effect on upper atmosphere. *Astrophys. J.* 774. P. 32—46.
96. Vissers G. J. M., Rouppe van der Voort L. H. M., Rutten R. J., et al. (2015) Ellerman bombs at high resolution. III. Simultaneous observations with IRIS and SST. *Astrophys. J.* 812(1). 11. P. 1—18.
97. Vögler A., Shelyag S., Schüssler M., et al. (2005) Simulations of magneto-convection in the solar photosphere. Equations, methods, and results of the MURaM code. *Astron. and Astrophys.* 429. P. 335—351.
98. Watanabe H., Kitai R., Okamoto K., et al. (2008) Spectropolarimetric observation of an emerging flux region: triggering mechanisms of Ellerman bombs. *Astrophys. J.*

- 684(1). P. 736—746.
99. Wiehr E., Bovelet B., Hirzberger J. (2004) Brightness and size of small-scale solar magnetic flux concentrations. *Astron. and Astrophys.* 422. P. L63—L66.
100. Yelles Chaouche L., Solanki S. K., Schüssler M. (2009) Comparison of the thin flux tube approximation with 3D MHD simulations. *Astron. and Astrophys.* 504(2). P. 595—603.
101. Young P. R. (2015) Dark jets in solar coronal holes. *Astrophys. J.* 801(2). 124. P. 1—9.
102. Yurchyshyn V. B., Goode P. R., Abramenko V. I., Steiner O. (2011) On the origin of intergranular jets. *Astrophys. J. Lett.* 736(2). L35. P. 1—6.
103. Zachariadis Th. G., Alissandrakis C. E., Banos G. (1987) Observations of Ellerman bombs in H α . *Solar Phys.* 108(2). P. 227—236.

*М. І. Стодилка*¹, *А. В. Сухоруков*^{2,3}, *А. І. Присяжний*¹

¹Астрономическая обсерватория Львовского национального университета имени Ивана Франко, Львов, Украина

²Главная астрономическая обсерватория Национальной академии наук Украины, Киев, Украина

³Канарский институт астрофизики, Е-38205 Ла Лагуна, Тенерифе, Испания

ДІАГНОСТИКА ФОТОСФЕРНИХ ДЖЕТОВ СПОКІЙНОЇ АТМОСФЕРИ СОЛНЦЯ

По данным спектральных 2D-наблюдений спокойного участка центра диска Солнца в линии Fe I 557.609 нм путем решения обратной задачи переноса излучения построены гидродинамические 3D-модели фотосферных джетов. Полученные модели описывают термодинамические параметры и полное поле скоростей (вертикальных и горизонтальных). Показано, что рассматриваемые фотосферные джеты возникают при взаимодействии окружающей среды с полем магнитной трубки. Джеты находятся в области униполярного замагниченного нисходящего потока на месте столкновения двух горизонтальных потоков и возникают преимущественно на краю магнитных трубок. Наблюдаемые скорости движения газа являются дозвуковыми в нисходящих потоках джетов. Энерговыделение в фотосферных джетах локализовано преимущественно в слоях средней фотосферы, где избыточное давление оказывается максимальным. В сравнении с окружающей средой, плотность вещества в джетах существенно увеличена в верхних слоях и уменьшена в нижних слоях фотосферы.

Ключевые слова: Солнце, фотосфера, джеты, диагностика.

*М. І. Стодилка*¹, *А. В. Сухоруков*^{2,3}, *А. І. Присяжний*¹

¹Astronomical Observatory of Ivan Franko National University of Lviv, Lviv, Ukraine

²Main Astronomical Observatory of National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv, Ukraine

³Instituto de Astrofísica de Canarias, Е-38205 La Laguna, Tenerife, Spain

DIAGNOSTICS OF PHOTOSPHERIC JETS OF THE QUIET SUN ATMOSPHERE

From the data of 2D spectral observations of a quiet region of the solar disk center in the Fe I 557.609 nm line, 3D hydrodynamic models of photospheric jets are built by solving the inverse radiative transfer problem. The obtained models describe thermodynamic parameters and the full velocity field (vertical and horizontal). It is shown that the considered photospheric jets arise at the interaction of the surrounding medium with the magnetic flux tube field. Jets are located in the unipolar magnetized descending flow area at the collision point of two horizontal flows and arise preferentially at the edge of magnetic flux tubes. Observed gas motion velocities are subsonic in descending jet flows. Energy release in photospheric jets is localized in the middle photosphere layers, where the excess pressure is maximum. In comparison with the surrounding medium, the matter density in jets is significantly increased in the upper layers and decreased in the lower layers of the photosphere.

ters and the complete velocity field (vertical and horizontal). It is shown that the photospheric jets under consideration arise from the interaction of the surrounding environment with the field of the magnetic tube. The jets are located in a region of a unipolar magnetized downflow at the impact point of two horizontal flows and tend to occur at the edge of magnetic tubes. Observed gas velocities are subsonic in downflows of the jets. Energy release in the photospheric jets is predominantly localized in the middle photosphere layers, where the excess pressure appears maximal. Compared with the surrounding media, mass density in the jets is significantly increased in the upper layers and decreased in the lower layers of the photosphere.

Keywords: Sun, photosphere, jets, diagnostics.

Стаття надійшла до редакції 10.04.2019

Після доопрацювання 27.05.2019

Прийнята до друку 15.06.2019