

УДК 523.985 + 52-337

В. Лозицький, д-р фіз.-мат. наук, І. Яковкін, асп., Є. Кравченко, студ.
Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ, Україна
В. Таращук, канд. фіз.-мат. наук
Кримська астрофізична обсерваторія, смт Научний, Україна

ПОРІВНЯННЯ РІЗНИХ МЕТОДІВ ВИМІРЮВАННЯ МАГНІТНИХ ПОЛІВ У СОНЯЧНИХ СПАЛАХАХ

Наведено порівняння можливостей трьох методів вимірювання магнітних полів по ефекту Зеємана, які найчастіше використовуються для вивчення сонячних спалахів, а саме, методу "центрів ваги", розщеплення піків параметра Стокса V й аналізу бісекторів профілів $I \pm V$. Коротко представлено нові дані про магнітні поля у лімбовому сонячному спалаху 14 липня 2005 р. За даними в лінії H α , усереднене магнітне поле B_{eff} на момент 12:02 UT досягло 850 ± 100 Гс на висоті 16 Мм. Для кількох місць спалаху знайдено слабку поляризацію різних знаків на відстанях 1,8–2,2 Å від центра лінії, яка може вказувати на надсильні локальні магнітні поля в діапазоні приблизно 85–100 кГс.

Ключові слова: Сонце, сонячна активність, сонячні спалахи, ефект Зеємана, методи вимірювань, сильні і надсильні магнітні поля.

Вступ. Магнітні поля на Сонці вимірюються в основному по ефекту Зеємана. Цей ефект дозволяє отримати найбільш прямі й надійні дані про сильні магнітні поля ($\geq 10^3$ Гс), які спостерігаються у сонячних плямах, спалахах і факелах (див. напр., [5, 6, 14]). Слабші магнітні поля ($\leq 10^2$ Гс) можна виміряти також по ефекту Ханле [16].

Ефект Зеємана проявляється спектрально у розщепленні ліній на ряд компонентів і у відповідній поляризації компонентів розщеплення [1]. Повне розщеплення компонентів Зеємана спостерігається лише у сонячних плямах, притому у спектрально вузьких лініях (з півшириною $\sim 0,1$ Å) і з великими факторами Ланде (2,5–3). Щодо сонячних спалахів, то в них, як правило, спостерігаються широкі емісійні лінії на рівні хромосфери та сонячної корони, що призводить до неповного розщеплення компонентів у ефекті Зеємана. У цьому випадку вимірюється не модуль магнітного поля (як при повному розділенні зеєманівських компонентів), а величина, близька до поздовжньої складової магнітного поля. Однак це лише при однорідному магнітному полі. Якщо ж магнітне поле є неоднорідним у формі дискретних силових трубок із високою напруженістю, занурених у більш слабе фонове поле, то з безпосередніх вимірювань визначається не модуль магнітного поля, а деяка складна функція багатьох параметрів, таких як: локальні напруженості в силових трубках, величина фонового поля, нахил силових ліній до променя зору у силових трубках і "фоні", термодинамічні параметри плазми у цих місцях [12, 15]. У цьому більш складному випадку можна виміряти лише деякі параметри неоднорідного магнітного поля, і то лише тоді, коли ці параметри перебувають у певному діапазоні числових значень.

Метою цієї роботи є порівняння можливостей деяких методів вимірювання магнітних полів по ефекту Зеємана, які найчастіше використовуються для дослідження сонячних спалахів. Також наведено нові дані про магнітні поля у сонячному спалаху 14.07.2004 р. бала X1.2, які стосуються вимірювань у лінії H α в діапазоні висот 2–24 Мм над рівнем фотосфери.

Метод "центрів ваги". Вимірювання магнітного поля по ефекту Зеємана є найпростішими тоді, коли зеєманівське розщеплення $\Delta\lambda_n$ (тобто віддаль у спектрі між компонентами розщеплення π і σ у цьому ефекті) є значно більшим за спектральну півширину лінії, яку найчастіше позначають через $\Delta\lambda_{1/2}$ або FWHM (full width on half maximum – повна ширина на половинному максимумі). Тоді за величиною $\Delta\lambda_n$ можна знайти напруженість магнітного поля за формулою

$$\Delta\lambda_n = 4,67 \times 10^{-13} g_{\text{eff}} \lambda_0^2 B, \quad (1)$$

де $\Delta\lambda_n$ і λ_0 виражені в ангстремах (Å), g_{eff} – ефективний фактор Ланде лінії, B – модуль напруженості магнітного поля; λ_0 – довжина хвилі спектральної лінії при $B = 0$.

Якщо розщеплення лінії є неповним, зеєманівські компоненти π і σ перебиваються у спектрі, утворюючи об'єднаний і дещо розширений профіль лінії. Визначити величину магнітного поля по такому профілю досить складно, особливо тоді, коли аналізуються дані у неполяризованому світлі (стоксовий профіль I) і лише в одній спектральній лінії. Однак ця задача спрощується, якщо використовувати аналізатори поляризації, у найпростішому випадку – аналізатори циркулярної поляризації. Для цього перед вхідною щілиною спектрографа ставиться пластинка у чверть хвилі ($\lambda/4$) і аналізатор лінійної поляризації – ніколь або призма Волластона. Якщо звичайна і незвичайна осі пластинки $\lambda/4$ орієнтовані під кутом 45° до площини поляризації аналізатора, то у процесі проходження світла через цю оптичну систему інтенсивність світла буде $0,5(I + V)$, а у разі повороту пластинки $\lambda/4$ на 90° відносно вихідного положення – $0,5(I - V)$, де I та V – відповідні параметри Стокса [17]. Якщо замість ніколя використовується призма Волластона або ж призма-моноліт з ісландського шпату, то інтенсивності $0,5(I + V)$ та $0,5(I - V)$ будуть спостерігатися одночасно у двох променях з ортогональною лінійною поляризацією, на які розщеплюється вхідний промінь світла.

Зокрема, як аналізатор циркулярної поляризації на горизонтальному сонячному телескопі Астрономічної обсерваторії Київського національного університету імені Тараса Шевченка (скорочено – ГСТ АО КНУ) використовується саме пластинка $\lambda/4$ і призма-моноліт з ісландського шпату, виготовлені Валерієм Йосиповичем Скоморовським, доктором фізико-математичних наук, головним науковим співробітником Інституту сонячно-земної фізики РАН (<https://www.researchgate.net/profile/Valery-Skomorovsky-2>). Причому пластинка $\lambda/4$ встановлюється безпосередньо перед вхідною щілиною ешелюного спектрографа ГСТ, а призма-моноліт з ісландського шпату – за вхідною щілиною спектрографа. Після проходження променя світла через призму, він розщеплюється на два паралельні промені з ортогональною поляризацією, які рознесені просторово на 3 мм. Це створює у фокальній

площині камери спектрографа два зображення спектра, які також рознесені просторово приблизно на ту ж величину (фокусні віддалі коліматорного і камерного дзеркал спектрографа дорівнюють 600 см і 650 см, відповідно).

Дія аналізатора колової поляризації на картину ефекту Зеємана спектрально проявляється у тому, що для заданої орієнтації осей пластинки $\lambda/4$ відносно площини поляризації аналізатора лінійної поляризації у спектрі буде видно зеєманівську π компоненту (тобто центральну) і лише одну σ компоненту (або "червону", або "синю") – тобто бічну. Об'єднуючись у спектрі, ці дві компоненти утворюють більш чи менш розширений профіль лінії, "центр ваги" якого буде дещо зміщений відносно незбуреної довжини хвилі лінії λ_0 . Саме зміщення "центра ваги" такого об'єданого профілю і вказує на приховане зеєманівське розщеплення спектральної лінії [13].

Якщо зеєманівське розщеплення $\Delta\lambda_n$ значно менше за ширину спектральної лінії $\Delta\lambda_{1/2}$, то тоді згідно з теорією формування лінії в однорідному магнітному полі [17], спостереження з аналізатором циркулярної поляризації дають змогу визначити не модуль магнітного поля, а його поздовжню компоненту $B_{\parallel} \equiv B_{LOS} = B \cos \gamma$, де γ – кут між силовою лінією магнітного поля і променем зору. Важливо також, що такі спостереження дозволяють визначити полярність магнітного поля: під час зміни полярності магнітного поля у спектрі з'являється (при фіксованій орієнтації осей аналізатора) протилежне зміщення "центра ваги" сумарного зображення лінії – замість, наприклад, "червоного" зміщення "центра ваги" – "синє", або ж навпаки. Під "синім" зміщенням тут розуміють зміщення у сторону коротших довжин хвиль, а під "червоним" – у сторону більших довжин хвиль.

На основі спостережених профілів $(I + V)$ та $(I - V)$ можна знайти параметр Стокса V (тобто інтенсивність циркулярно поляризованого світла у сфері лінії), а по ньому – величину поздовжньої компоненти $B_{\parallel} \equiv B_{LOS}$ за формулою [2]

$$B_{LOS} = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \lambda V d\lambda / (4,67 \times 10^{-13} g \lambda_0^2 \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} I d\lambda), \quad (2)$$

де B_{LOS} виражено у гаусах (Гс), λ – в ангстремах (Å); λ_1 і λ_2 – межі інтегрування параметрів Стокса I та V , які вибирають так, щоб виокремити у спектрі лише досліджену магніточутливу лінію, без ліній-сусідів (тобто бленд). Важливо відмітити, що фактично відбувається інтегрування параметрів Стокса I та V не лише по довжині хвилі λ , але й по площі зображення вибраного об'єкта на Сонці. Оскільки в різних місцях на Сонці можуть бути магнітні поля не лише різної величини, але й магнітної полярності, це суттєво впливає на величину параметрів I та V , особливо параметра V . Цей параметр у разі зміни полярності магнітного поля змінює свій знак на протилежний (параметр I знаку не змінює), і в результаті проінтегрована величина добутку λV може бути дуже зменшена, причому в окремих випадках – до нуля. У підсумку, безпосередньо знайдена зі спостережень величина B_{LOS} відображає не лише величину локальних магнітних полів, але також алгебраїчну суму магнітних полярностей, різні кути γ в межах ефективної площі вхідної щілини інструмента (його апертури), різні швидкості по променю зору і термодинамічні умови в цих місцях (які також впливають на профілі I та V).

Це призводить до того, що величина B_{LOS} відображає не локальні магнітні поля на Сонці, а деяке ефективне магнітне поле B_{eff} , яке дає, у кращому випадку, лише нижню межу локальних магнітних полів. Тим не менше, інформація навіть про нижню межу локальних магнітних полів може бути важливою, наприклад, для наближених оцінок густини магнітної енергії на різних рівнях активних областей і для вдосконалення теоретичних моделей сонячних спалахів.

В ядрах (тінях) сонячних плям спостерігаються великі ділянки сильного магнітного поля регулярної (тобто однакової) полярності. Це дозволяє впевнено визначити в них модуль напруженості магнітного поля, який для розвинутих плям, що мають тінь і півтінь, дорівнює переважно 2000–3000 Гс, хоча зрідка спостерігаються сонячні плями з магнітним полем у 5000–6000 Гс [3, 19]. У спектрах сонячних плям виявлено також слабкі поляризовані особливості, які вказують на магнітні поля наруженістю 7000–8000 Гс [7, 18].

За межами сонячних плям завжди визначається величина B_{LOS} , яка по суті, є ефективним магнітним полем B_{eff} . Його величина у сонячних спалахах також доходить до "кілогаусових" значень, типових для сонячних плям (див. напр. [11], а також посилання у цій роботі). Крім того, у спектрах потужних спалахів виявлено розщеплення емісійних піків в ядрах спектральних ліній із дуже малими факторами Ланде (близько 0,01), яке вказує на ще сильніші магнітні рівня 104 Гс [9]. Таким чином, локальні магнітні поля у сонячних спалахах можуть бути значно сильнішими, ніж виміряне ефективне поле B_{eff} . Це вимагає застосування інших методів аналізу для інтерпретації спостережень, які дозволяють оцінити саме локальні магнітні поля, а не ефективне поле B_{eff} .

Метод розщеплення піків параметра Стокса V. Ще одним недоліком методу "центрів ваги" є те, що інтенсивність у спектрі центральної π компоненти може бути спотворена розсіяним світлом і внаслідок цього не відповідати ефекту Зеємана, за якого інтенсивності π і σ компонент описуються формулами Сірса [17]. Вплив світла, розсіяного в атмосфері Землі і всередині телескопа, призводить до того, що центральна π компонента додатково підсилюється і це зменшує виміряну величину B_{eff} . Можна наблизитись до більш реальної величини виміряного магнітного поля, якщо аналізувати у спектрі лише циркулярну (колову) поляризацію, без її змішування з лінійною поляризацією і з неполяризованим світлом. Це можливо завдяки тому, що в загальному випадку зеєманівські σ компоненти поляризовані еліптично, тоді як π компонента поляризована завжди лінійно, а розсіяне світло, як правило, є неполяризованим. Якщо реєструвати у спектрі лише параметр Стокса V , то відповідний розподіл інтенсивності відповідатиме лише σ компонентам, без їхнього змішування з π компонентою. Однак при цьому є також свої специфічні особливості.

При $\Delta\lambda_n \ll \Delta\lambda_{1/2}$ параметр Стокса V можна представити виразом

$$V = (\partial I / \partial \lambda) \Delta\lambda_n \cos \gamma, \quad (3)$$

де $\partial I / \partial \lambda$ є градієнтом інтенсивності у профілі Стокса I спектральної лінії. Цей параметр зліва від центра лінії (у "синьому" крилі лінії) є від'ємним, рівним нулю по центру лінії і додатним у правому ("червоному") крилі лінії.

Максимальні значення цього параметра (за абсолютною величиною) приблизно відповідають півширині лінії $\Delta\lambda_{1/2}$. Точніше, у випадку $\Delta\lambda_H \ll \Delta\lambda_{1/2}$, спектральна віддаль $\Delta\lambda_V$ між від'ємним і додатним максимумом (піками) параметра V є незмінною при рості магнітного поля і приблизно рівною $\Delta\lambda_{1/2}$, тобто $\Delta\lambda_V \approx \Delta\lambda_{1/2}$.

Це так званий режим слабого поля. У цьому режимі, у процесі зростання магнітного поля росте тільки амплітуда піків параметра Стокса V , але не їхнє розщеплення $\Delta\lambda_V$. Подальші зміни $\Delta\lambda_V$ при ще більшому зростанні магнітного поля показано на рис. 1 згідно з розрахунками, виконаними в межах теорії Унно [17] для однорідного магнітного поля при відносному коефіцієнті поглинання в центрі лінії $\eta_0 = 0,5$. Ці зміни показано для відносних величин $\Delta\lambda_V/\Delta\lambda_D$ та $v_H = \Delta\lambda_H/\Delta\lambda_D$, де $\Delta\lambda_D$ – доплерівська ширина спектральної лінії. Штрихова лінія на рис. 1, проведена під кутом 45° до обох осей, відповідає випадку $\Delta\lambda_V/\Delta\lambda_D = 2 v_H$. З рисунка видно, що при $v_H < 0,5$ маємо $\Delta\lambda_V/\Delta\lambda_D \approx \text{const}$, тоді як при $v_H > 1,5$ отримуємо $\Delta\lambda_V/\Delta\lambda_D \approx 2 v_H$.

Останній режим називають режимом сильного поля. Це саме той зручний для вимірювань режим, коли по віддалі між піками параметра Стокса V можна досить просто знайти зеєманівське розщеплення (а по ньому – модуль напруженості магнітного поля), притому незалежно від положення й інтенсивності у спектрі центральної π компоненти зеєманівського розщеплення, а отже – і незалежно від впливу розсіяння світла. З рисунка видно також, що відповідні вимірювання слабо залежать від кута нахилу силових ліній γ до променя зору. Точніше, за великих кутів нахилу, коли $\gamma \rightarrow 90^\circ$, вимірювання величини $\Delta\lambda_V$ дають дещо завищені (на кілька відсотків) значення фактичних напруженостей.

Якщо $0,5 < v_H < 1,5$, відношення $\Delta\lambda_V/\Delta\lambda_D$ є нелінійною функцією параметра v_H . Це проміжний режим між випадками слабого і сильного поля, який не дозволяє напряму вимірювати дійсне магнітне поле, але який використовується у методі "відношення ліній" [12, 18, 20] для оцінювання дійсних напруженостей на основі порівняння амплітуд параметра Стокса V або розщеплення піків $\Delta\lambda_V$ цього параметра [4] у двох або більше спектральних лініях, що мають близькі глибини формування в атмосфері Сонця і температурні чутливості, але різні фактори Ланде. У межах цього методу, дійсна величина магнітного поля визначається на основі модельних розрахунків відношення вказаних параметрів і порівняння їх із спостереженнями.

Метод "відношення ліній" незастосовний для вимірювань магнітних полів по широких спектральних емісіях у місцях інтенсивного енерговиділення сонячних спалахів. Цьому є дві причини: (а) відповідні дані стосуються режиму слабого поля і (б) ті емісійні спектральні лінії хромосфери і корони Сонця, які найчастіше світяться у сонячних спалахах (передусім це бальмерівські серії водню а також лінія D3 HeI) мають майже однакові фактори Ланде, близькі до одиниці. Однак цей метод можна використовувати для діагностики магнітних полів на фотосферному рівні, зокрема і в місцях сонячних спалахів [4].

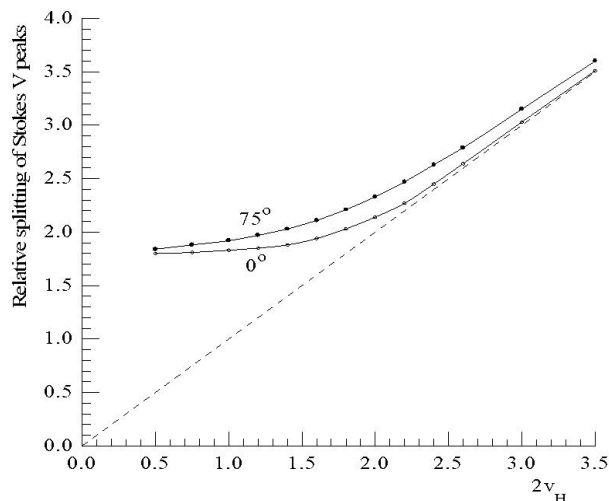


Рис. 1. Теоретична зміна згідно з теорією Унно [17] відносного розщеплення $\Delta\lambda_V/\Delta\lambda_D$ піків V -параметра залежно від відносного зеєманівського розщеплення $v_H = \Delta\lambda_H/\Delta\lambda_D$ для двох кутів (0° і 75°) між променем зору і силовою лінією магнітного поля при $\eta_0 = 0,5$ [4]

Метод аналізу бісекторів профілів $I \pm V$. З теорії переносу випромінювання в однорідному магнітному полі [17] випливає ще один важливий у методичному відношенні висновок. Якщо розглянути бісектори профілів $I \pm V$ при дійсно слабких магнітних полях, коли $\Delta\lambda_H \ll \Delta\lambda_{1/2}$, то тоді ці бісектори для профілів $I + V$ та $I - V$ мають бути паралельні один одному, тобто показувати однакове їхнє відносне зміщення у всьому діапазоні інтенсивностей спектральної лінії – від її ядра до далеких крил. Водночас, неодноразово відмічалось у ході аналізу спостережних даних, що ці бісектори іноді непаралельні один одному за малих розщеплень, зокрема у сонячних спалахах [2, 10]. У роботі [2] на основі моделювання профілів ліній для випадку двокомпонентної моделі (силові трубки магнітного поля з високою напруженістю + слабе фонове магнітне поле) показано, що місця локальних максимумів розщеплення задовільно відповідають величинам зеєманівських розщеплень у просторово нероздільних магнітних структурах. Точніше, віддаль такого максимуму розщеплення бісекторів від центра лінії $\Delta\lambda_{\text{max}}$ приблизно відповідає зеєманівському розщепленню $\Delta\lambda_H$, тобто $\Delta\lambda_{\text{max}} \approx \Delta\lambda_H$. Це дозволяє досить просто виміряти магнітне поле у просторово нероздільних магнітних структурах, які своїми спектральними вкладками у профіль лінії "збудують" бісектори у певних місцях, призводячи до явних відхилень від випадків однорідного магнітного поля. У роботі [10]

показано, що таким методом можна оцінити величину магнітного поля навіть тоді, коли магнітні полярності у відповідних субтелескопічних структурах є різними.

Важливим моментом у застосуванні цього методу є оцінювання шумових ефектів у профілях ліній. Адже локальні максимуми розщеплення бісекторів можуть бути інструментальними, тобто бути обумовленими, наприклад, флуктуаціями виміряної інтенсивності внаслідок зернистості фотоемульсії на спектрограмі. У роботі [10] запропоновано оцінювати рівень "шумів" у різних частинах профілю лінії відповідно до критерію

$$\sigma \sim (dl/d\lambda)^{-1} \sigma_0, \tag{4}$$

де σ – рівень "шуму" у досліджуваному місці магніточутливої лінії, σ_0 – цей рівень у профілі телуричної лінії, де такі ефекти мають явно немагнітне походження.

Ще однією вказівкою на те, що спостережені екстремуми у розщепленні бісекторів є реальними, може бути повторюваність виявлених ефектів у сусідніх місцях на Сонці. Адже "шумові" ефекти мають бути безладними, іррегулярними, і не повторюватись у близьких місцях на спектрограмі, тоді як сонячні ефекти повинні повторюватись на певному геометричному масштабі або ж у певній вибірці сонячних подій того ж типу – наприклад, у сонячних спалахах.

Для прикладу на рис. 2 показано зіставлення усередненого розщеплення бісекторів у лінії FeI 5233 ($g_{\text{eff}} = 1,26$) для 12 сонячних спалахів згідно з роботою [10]. По осі ординат тут подано стандартне відхилення від лінійного тренда (SDFLT) на графіку залежності "розщеплення бісекторів – віддаль від центра лінії". Цей параметр дозволяє виявляти збурені частини профілю лінії навіть у тому випадку, коли магнітні полярності у відповідних субтелескопічних структурах є протилежними. З рис. 2 видно, що якщо взяти лише три сонячні спалахи, то маємо безладні шумоподібні флуктуації, які в цілому ненабагато перевищують очікуваний рівень шуму, який подано штриховою лінією. Однак, якщо додавати кількість сонячних спалахів у послідовності 6, 9 і 12, то чим більше спалахів додавати, тим більше картина прояснюється – залишаються вище "шумового" рівня лише максимуми, які відповідають віддалям від центра $\Delta\lambda_{\text{max}} \approx 80\text{--}120$ і $170\text{--}210$ мÅ, тоді як за межами цих інтервалів загальний хід параметра SDFLT добре відповідає шумовим ефектам. У роботі [10] аргументовано висновок, що ці максимуми свідчать про просторово нероздільні магнітні поля з напруженістю близько 6 і 12 кГс, які виявляються у всіх 12 досліджених спалахах.

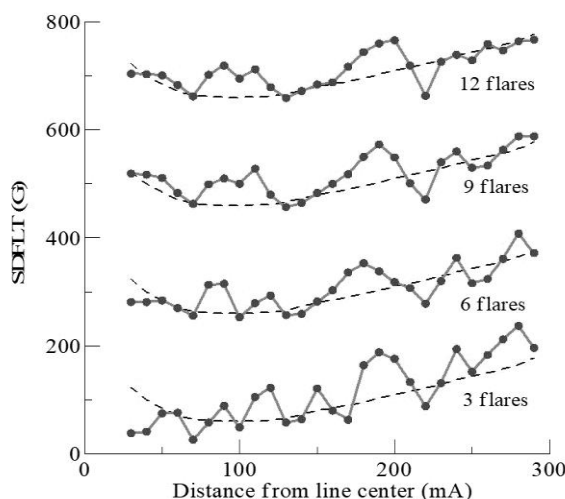


Рис. 2. Усереднене середньоквадратичне відхилення від лінійного тренда (SDFLT) для розщеплення бісекторів у лінії FeI 5233 Å, яке спостерігалось у сонячних спалахах [10]. Залежності для 6, 9 та 12 спалахів зміщені вгору на 200, 400 та 600 Гс відповідно для зручнішого порівняння даних. Штриховими лініями показано очікуваний рівень інструментальних ефектів

Нові дані про магнітні поля у сонячному спалаху 14 липня 2005 р. Сонячний спалах 14.07.2005 р. спостерігався на ГСТ АО КНУ і попередньо вже вивчався в роботі [6]; там досліджено його момент 12:07 UT. У цій роботі представлено результати дослідження іншого моменту спалаху, а саме 12:02 UT. Цей спалах виник у групі NOAA 10786, мав бал X1,2 і координати 11N і 84W. Він почався о 10:16 UT і досягнув максимуму о 10:55 UT. Тобто знімок спектра о 12:02 UT зроблено через 67 хв після його максимуму.

За методикою, докладно описаною у згаданій роботі, отримано $I \pm V$ профілі лінії H α для 12 фотометричних розрізів, які відповідають висотам над фотосферою від 2 до 24 Мм. Ширина кожного фотометричного розрізу відповідала 2 Мм, межі сусідніх розрізів упритул прилягали один до одного. Висота в атмосфері Сонця визначалася на основі відомого масштабу зображення спектра в касетній частині ГСТ АО КНУ і виміряній віддалі від того місця у спектрі, яке відповідає краю диска Сонця. Точність такого вимірювання близько 1 Мм, однак, враховуючи, що край диска Сонця (тобто фотосфера) на спектрограмі не була зафіксована, наведені в тексті значення є нижньою межею дійсних висот в атмосфері. Тобто, наприклад, у випадку рис. 3 щодо фотометричного розрізу № 13, указана висота 16 Мм над фотосферою відповідає фактичній висоті 16 Мм + x, де $x \leq 5$ Мм згідно із замальовкою у журналі спостережень краю сонячного диска відносно вхідної щілини спектрографа. У цьому випадку вказана невизначеність не має принципового значення – важливо те, що вимірювання стосуються нижньої корони і притому таких висот, які не менші, ніж указані у тексті.

У короткому викладі отримано такі результати. Розщеплення бісекторів лінії H α в усіх розрізах було відносно невеликим, до 35 мÅ (рис. 3 і 4) і відповідало напруженостям у декілька сотень гаусів, до 850 Гс. Похибки таких

вимірювань, у середньому, близько ± 100 Гс; ці похибки залежать в основному від взаємної точності "прив'язки" спектрів $I + V$ та $I - V$ по телуричних лініях, від фактора Ланде лінії $H\alpha$ ($g_{\text{eff}} = 1,05$) і від того інтервалу бісекторів по висоті лінії, для якого усереднювались дані. Інтервал усереднення бісекторів вибирався за межами телуричних ліній і охоплював значну частину профілю лінії (рис. 3 і 4). У такому випадку отримані значення напруженостей близькі за фізичним смислом до V_{eff} . На рис. 3, 4, 5 параметр $\Delta\lambda$ представляє спектральну віддаль у мА від деякого умовного нуля-пункту, який не відповідає центру спектральної лінії.

У ході зіставлення всіх спостережених профілів виявилася цікава деталь, яка досить чітко повторюється принаймні у 5 фотометричних розрізах із 12: у далеких крилах лінії, на віддалі 1,8–2,2 Å від її центра, існує слабка циркулярна поляризація, яка змінює свій знак на протилежний при переході через центр лінії. Ці місця у спектрі показано стрілочками на рис. 3 і 4. Про вказану вище поляризацію свідчить те, що у "червоному" крилі лінії профіль $I + V$ йде в цілому вище, ніж профіль $I - V$, тоді як у "фіолетовому" крилі – навпаки. У цьому випадку точність вимірювань інтенсивностей в окремих точках спектра близько 1–2 %, однак у разі усереднення даних відповідна точність підвищується до рівня < 1 %. З рис. 3 і 4 видно, що якщо усереднити коливання інтенсивностей в околі 400–500 мА відносно тих місць, які показані стрілочками, то маємо достовірну відмінність ходу інтенсивностей у профілях $I \pm V$ саме того характеру, що вказано вище.

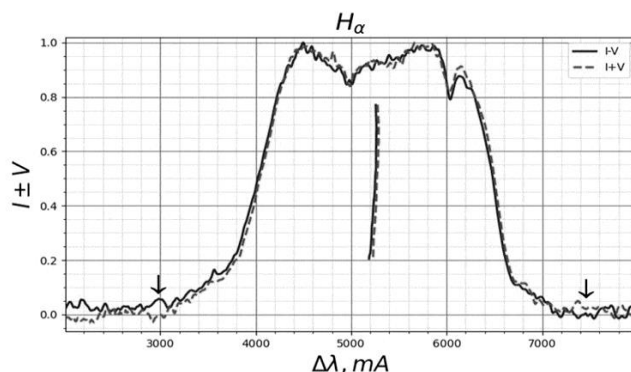


Рис. 3. Фотометричні профілі $I \pm V$ лінії $H\alpha$ у сонячному спалаху 14 липня 2005 р. для моменту 12:02 UT і фотометричного розрізу № 13, який відповідає висоті близько 16 Мм над фотосферою. Майже вертикальними лініями показано бісектори профілів, а стрілками – фотометричні особливості з протилежною коловою поляризацією у далеких крилах лінії, які можуть вказувати на надсильні магнітні поля у спалаху

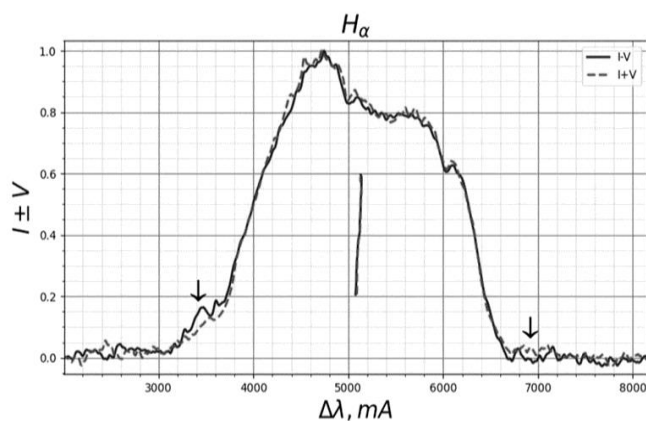


Рис. 4. Те саме, що й на рис. 3, але для фотометричного розрізу № 23, який відповідає висоті близько 6 Мм

Слід зауважити, що подібний ефект не повинен виникати в однорідному полі у разі слабких розщеплень профілю лінії, коли $\Delta\lambda_n \ll \Delta\lambda_{1/2}$. Адже тоді різниця інтенсивностей між профілями $I + V$ та $I - V$ має бути пропорційною величині $dI/d\lambda$, яка в далеких крилах лінії близька до нуля. Альтернативний висновок полягає в тому, що магнітне поле є неоднорідним, воно як мінімум двокомпонентне: містить одну компоненту з напруженістю ≥ 102 Гс (що видно з розщеплення бісекторів), і ще другу компоненту з дуже високими напруженостями, яка дає настільки сильно розщеплені зєсманівські σ компоненти, що вони потрапляють аж у далекі крила лінії – на віддаль 1,8–2,2 Å від її центра.

Величину відповідного магнітного поля можна оцінити за калібровочною формулою для лінії $H\alpha$, яка є такою:

$$\Delta\lambda_n = 2,11 \times 10^{-5} B, \quad (5)$$

де $\Delta\lambda_n$ виражено в ангстремах, а B – у гаусах. При $\Delta\lambda_n = 1,8\text{--}2,2$ Å маємо $B \approx 85\text{--}104$ кГс. Спостережені вказівки на такі надсильні магнітні поля раніше виявлено у сонячних спалахах [8, 9], але там вони стосувались значно менших висот в атмосфері, близько 0,5 Мм. По фізичному смислу такі надсильні поля близькі до локальних магнітних полів у спалаху, оскільки показані стрілками особливості (рис. 3 і 4) можна вважати повністю розщепленими σ компонентами.

Дійсно, з розгляду збільшеного зображення картини розщеплення бісекторів для фотометричного розрізу № 23 видно (рис. 5), що це розщеплення є найбільшим у крилах лінії, але стає практично нульовим ближче до ядра лінії. Тобто це може означати, що внутрішня межа відповідних дуже слабких σ компонент є чітко окресленою – вона не простягається аж до центра лінії. У такому разі, наведені вище значення напруженостей ($B \approx 85\text{--}104$ кГс) відповідають модулю напруженості магнітного поля.

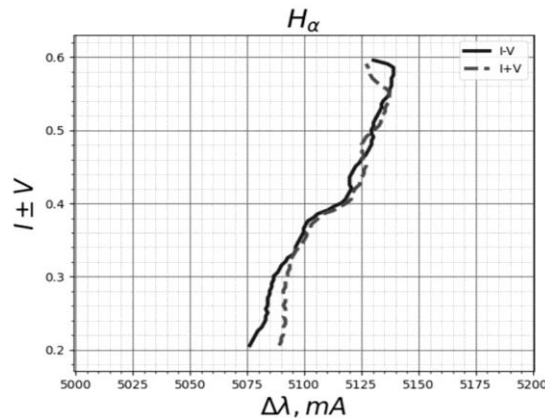


Рис. 5. Збільшене зображення бісекторів лінії $H\alpha$ у лімбовому сонячному спалаху 14 липня 2005 р. для моменту 12:02 UT і фотометричного розрізу № 23, який відповідає висоті 6 Мм над лімбом

Висновки. Розглянуто особливості основних методів вимірювання магнітних полів у сонячних спалахах, зокрема методу "центрів ваги", розщеплення піків параметра Стокса V і методу аналізу бісекторів профілів $I \pm V$. Наголошено, що метод "центрів ваги" дає дуже усереднені дані про сонячні магнітні поля, які можна розглядати як нижню оцінку локальних магнітних полів. Точніші значення напруженостей локальних магнітних полів можуть дати методи аналізу розщеплення піків параметра Стокса V і метод аналізу бісекторів профілів $I \pm V$. Найбільш тонким є останній метод, однак він вимагає у разі застосування ретельного вивчення і врахування можливих інструментальних ефектів.

Продовжено дослідження потужного сонячного спалаху 14 липня 2005 р., який виник у групі NOAA 10786 і мав бал X1.2. Вивчено магнітні поля у цьому спалаху для ще одного моменту, а саме 12:02 UT (раніше досліджувався момент 12:07 UT), для ділянки протяжністю ≈ 22 Мм по висоті. Виявилось, що у дослідженому спалаху напруженість магнітного поля, виміряна по лінії $H\alpha$, була на рівні кількох сотень гаусів, досягаючи в одному місці значення 850 ± 100 Гс.

Отримано спостережні свідчення існування у цьому спалаху надсильних магнітних полів рівня $\approx 85\text{--}100$ кГс на висотах 6–24 Мм над рівнем фотосфери. На це вказують відповідним чином поляризовані особливості в далеких крилах лінії $H\alpha$ – на віддалі 1,8–2,2 Å. Спостережні вказівки на існування магнітних полів такого діапазону відмічались раніше в роботах [8, 9], але не в лінії $H\alpha$ і не в лімбових спалахах, тобто для менших висот у сонячній атмосфері (близько 0,5 Мм).

Подяка. Автори статті вдячні невідомому рецензенту і редактору за слушні зауваження, які ми врахували, доопрацьовуючи статтю. Це дослідження профінансовано Київським національним університетом імені Тараса Шевченка, держбюджетна тема № 19БФ023-03.

Список літератури

1. Frish I.E. Optical spectra of atoms (Фриш І.Е., Оптические спектры атомов). – М.-Л.: Fizmathiz, 1963. – 640 p.
2. Gordovskyy M., Lozitsky V.G.: 2014, Observations of unresolved photospheric magnetic fields in solar flares using FeI and CrI lines // Solar Phys. – Vol. 289, No. 10. – P. 3681–3701.
3. Livingston, W., Harvey, J.W., Malanushenko O.V. Sunspots with the strongest magnetic fields // Solar Physics. – 2006. – Vol. 239. – P. 41–68.
4. Lozitska N., Lozitsky V. Small-scale magnetic fluxtube diagnostics in a solar flare // Solar Physics. – 1994. - Vol.151, № 2. - P. 319-331.
5. Lozitska N.I., Lozitsky V.G., Andreeva O.A., Akhmetov Z.S. et al., Methodical problems of magnetic field measurements in umbra of sunspots // Advances in Space Research. – 2015. – Vol. 55. – P. 897–907.
6. Lozitsky V., Yakovkin I., Kravchenko Ye. Magnetic fields in limb solar flares at heights 2-14 Mm (Лозицький В., Яковкін І., Кравченко Є. Магнітні поля у лімбових сонячних спалахах на висотах 2–14 Мм) // Bull. Taras Shevchenko Nation. Univ. Astronomy. – 2020. – Vol. 1(61). – P. 6–14.
7. Lozitsky V.G. Indications of 8-kilogauss magnetic field existence in the sunspot umbra // Advances in Space Research. – 2016. – Vol. 57. – P. 398–407.
8. Lozitsky V.G. Observational evidences to the 105 G magnetic fields in active regions on the Sun // Journal of Physical Studies. – 2009. – V. 13, No. 2. – P. 2903-1–2903-8.
9. Lozitsky V.G. Observations of magnetic fields with strength of several tesla in solar flares // Kinematics and Physics of Celestial Bodies. – 1998. – V.14, № 5. – P.401–414.
10. Lozitsky V.G. Small-scale magnetic field diagnostics in solar flares using bisectors of $I \pm V$ profiles // Advances in Space Research. – 2015. – Vol. 55, Iss.3. – P. 958–967.
11. Lozitsky V.G., Yakovkin I.I., Lozitska N.I. Line profiles and magnetic fields in the limb solar flare of July 17, 1981. Preliminary Results // Journ. of Physical Studies. – 2020. – Vol. 24, No. 2, 2901 (6p.).
12. Rachkovsky D.N., Tsap T.T., Lozitsky V.G. Small-scale magnetic field diagnostics outside sunspots: comparison of different methods // Journ. of Astrophysics and Astronomy. – 2005. – Vol. 26. – P. 435–445.
13. Rees D.E., Semel M.D. Line formation in an unsolved magnetic element: a test of the centre of gravity method // Astronomy and Astrophysics. – 1979. – Vol. 74. – P. 1-5.
14. Solanki S.K. Sunspots: An overview // Astronomy and Astrophysics Review. – 2003. – Vol. 11. – P. 153–286.
15. Stenflo J.O. Magnetic-field structure of the photospheric network // Solar Physics. – 1973. – Vol. 32, No 1. – P. 41–63.
16. Trujillo Bueno J., Shchukina, N., Asensio Ramos A. A substantial amount of hidden magnetic energy in the quiet Sun // Nature. – 2004. – Vol. 404. P. 326–329.
17. Unno W. Line formation of a normal Zeeman triplet // Publ. of Astron. Society of Japan. – 1956. – Vol. 8. P. 108–125.
18. Van Noort M., Lagg A., Tiwari S.K., Solanki S.K. Peripheral downflows in sunspot umbrae // Astronomy and Astrophysics. – 2013. Vol. 557, id. A24, 14 pp.
19. Wang Y., Yurchyshyn V., Lin C. et al. Strong transverse photospheric magnetic fields and twist in light bridge diving delta sunspot of active region 12673 // Res. Notes of the Amer. Astron. Society. – 2018. Vol/ 2, article id. 8.
20. Wiehr E. A unique magnetic field range for non-spot solar magnetic regions // Astron. and Astrophys. – 1978. – Vol. 69, No 2. – P. 279–284.

В. Лоцицкий, д-р физ.-мат. наук,
И. Яковкин, асп.,
Е. Кравченко, студ.
Киевский национальный университет имени Тараса Шевченко, Киев, Украина,
В. Тарашчук, канд. физ.-мат. наук
Крымская астрофизическая обсерватория, пгт Научный, Украина

СРАВНЕНИЕ РАЗНЫХ МЕТОДОВ ИЗМЕРЕНИЙ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ В СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШКАХ

Приведено сравнение возможностей трех методов измерений магнитных полей по эффекту Зеемана, которые чаще всего используются при изучении солнечных вспышек, а именно, метода "центров тяжести", расщепления пиков параметра Стокса V и анализа бисекторов профилей $I \pm V$. Кратко представлены новые данные о магнитном поле в лимбовой солнечной вспышке 14 июля 2005 г. По данным в линии H α , усредненное магнитное поле B_{eff} на момент 12:02 UT достигало 850 ± 100 Гс на высоте 16 Мм. Для нескольких мест вспышки найдена слабая поляризация разных знаков на расстояниях 1,8–2,2 Å от центра линии, которая может указывать на сверхсильные локальные магнитные поля в диапазоне приблизительно 85–100 кГс.

Ключевые слова: Солнце, солнечная активность, солнечные вспышки, эффект Зеемана, методы измерений, сильные и сверхсильные магнитные поля.

V. Lozitsky, Dr Hab.,
I. Yakovkin, PhD Student,
E. Kravchenko, Student
Taras Shevchenko National University of Kyiv, Kyiv, Ukraine,
V. Tarashchuk, PhD
Crimean Astrophysical Observatory, Nauchnij, Ukraine

COMPARISON OF DIFFERENT METHODS FOR MAGNETIC FIELD MEASUREMENTS IN SOLAR FLARES

We present a comparison of possibilities of three methods of magnetic field measurements using the Zeeman effect, namely, method of "center of gravity", splitting of Stokes V peaks and analysis of bisectors of $I \pm V$ profiles. We note that first method gives very averaged data in form of effective magnetic field B_{eff} which presents the lower limit of local magnetic field in spatially unresolved structures. Splitting of Stokes V peaks $\Delta\lambda V$ can present local magnetic field B, but only in a case when this splitting exceeds considerably the splitting of peaks of the Stokes I gradient $dI/d\lambda$. Analysis of bisectors of $I \pm V$ profiles presents simple method for rapid diagnostics of magnetic field inhomogeneity. In particular, in case of really weak and homogeneous magnetic field, bisectors of $I + V$ and $I - V$ profiles should be parallel to each other. If these bisectors are non-parallel having some extrema, this could be an evidence of hidden presence of strong spatially unresolved magnetic field. Last method is very subtle but needs careful accounting of instrumental effects in line profiles. In this paper, we present also new data related to magnetic fields in limb solar flare of 14 July 2005. Spectral observations of this flare were carried out with the Echelle spectrograph of the Horizontal Solar Telescope of the Astronomical Observatory of Taras Shevchenko National University of Kyiv. In order to measure the magnetic fields in this flare, $I \pm V$ profiles of H α line were studied. It was found that effective magnetic field B_{eff} in the flare reached 850 ± 100 G on height 16 Mm. However, the spectral evidences to yet stronger local fields of 104 - 105 G range were found. In particular, for several places of the flare, a weak circular polarization of opposite signs was found in line wings on distances of 1.8-2.2 Å from line center. If this polarization to interpret as manifestations of the Zeeman effect, the corresponding magnetic field is $\approx 85-100$ kG.

Key words: Sun, solar activity, solar flares, Zeeman effect, methods of measurements, strong and superstrong magnetic fields.

УДК 524.7

О. Александров, канд. фіз.-мат. наук, ст. наук співроб.
Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ, Україна

КОМПЛЕКСНИЙ ФОРМАЛІЗМ У ТЕОРІЇ ГРАВІТАЦІЙНОГО ЛІНЗУВАННЯ І ГЕОМЕТРІЯ КАУСТИК

У комплексному формулюванні теорії гравітаційного лінзування із застосуванням параметризації критичних кривих (Witt, 1990) розроблено загальний метод переходу від локальних координат, пристосованих до точки на каустіці, до глобальних вихідних координат. Метод дозволяє виразити локальні характеристики лінзи через похідні від лінзового потенціалу у вихідних координатах. У цій роботі проаналізовано формулу для кривини каустики, знайдено умову існування точок перегину й умови існування критичних зображень для точок з опуклого або вгнутого боку каустики. Розглянуто умови того, що критична точка є касповою, а також додатності і від'ємності каспів. Властивості каустик проілюстровано на прикладах лінзи Чанг – Рефсдала і спрощеній моделі клампа темної матерії.

Ключові слова: гравітаційне лінзування, комплексне формулювання, критичні криві і каустики.

1. Вступ. Найяскравіші прояви гравітаційного лінзування, такі як, кратність зображень і значне збільшення блиску, спостерігаємо, коли джерело міститься поблизу каустики гравітаційно-лінзової системи (ГЛС) [1]. Каустики – це образи критичних точок (особливостей) лінзового відображення (lens mapping), яке встановлює зв'язок між координатами зображення, що лежить у площині лінзи, і координатами більш віддаленого джерела. Згідно з добре званою теоремою Уїтні диференційоване відображення однієї площини на іншу може мати лише два типи стійких особливостей – складки і зборки (напр. [1, п. 6.2.3; 2, с. 328]). Складкам відповідають регулярні точки каустики кривої, а зборкам – так звані каспи (вістря або роги) каустик. Складніші особливості можуть стійко існувати, коли розглядається не одне відображення, а сім'я відображень, що параметризована кількома параметрами. Але зрозуміло, що складки і зборки становлять головний інтерес для теорії гравітаційного лінзування.

Каустики розділяють області площини джерел, які мають різну кількість зображень. Коли точкове джерело наближається до каустики з того боку, якому відповідає більше зображень (так званий додатний бік), деякі зображення прямують до відповідної критичної точки. Причому їхня яскравість необмежено зростає. Ці зображення ми називаємо критичними. Після того як джерело перетне каустику два критичні зображення зникають.

У першому наближенні каустику локально розглядають як пряму лінію. Але розгляд більших областей, або більш тонких деталей процесу лінзування, потребує врахування кривини каустики. Зокрема, кривина каустики необмежено