

Міністерство освіти України
Київський університет ім. Тараса Шевченка

На правах рукопису

Кобилінський Віктор Андрійович

УДК 523.98

НЕТЕПЛОВА ЕМІСІЯ ВОДНЮ В ІМПУЛЬСНІЙ ФАЗІ
СОНЯЧНИХ СПЛАХІВ

01.03.02 - астрофізика, 01.04.02 - теоретична фізика

Автореферат
дисертації на здобуття вченого ступеня
кандидата фізико-математичних наук

Київ - 1994

Дисертація є рукопис.



00778557 (\$)

Робота виконана на кафедрі фізики
факультету Київського університету ім. Тараса Шевченка.Науковий керівник - кандидат фізико-математичних наук
Жаркова В. В.Офіційні опоненти: доктор фізико-математичних наук, професор
Сомов Б. В.
кандидат
доктор фізико-математичних наук
Алікаєва К. В.Провідна організація - Кримська астрофізична обсерваторія
Національної АН України.Захист відбудеться 14 червня 1994 р. о 14 год. на засіданні спеціалізованої вченої ради Д 068.1022 по захисту дисертацій на здобуття вченого ступеня кандидата фізико-математичних наук при Київському університеті ім. Тараса Шевченка за адресою: 252022, Київ-22, МСЛ, проспект Глушкова, 6, фізичний факультет Київського університету ім. Тараса Шевченка, ауд. 500.

З дисертацією можна ознайомитися у бібліотеці Київського університету ім. Тараса Шевченка.

Автореферат розісланий 14 травня 1994 р.ЛНБ ім. В. Стефаніка
АН УкраїниВчений секретар спеціалізованої ради
кандидат фізико-математичних наук

Верлан Б. М.

Загальна характеристика роботи

Актуальність дослідження. Проблема сонячних спалахів у сучасній астрофізиці та фізиці сонячно-земних зв'язків є однією з найбільш актуальних. По-перше, сонячні спалахи представляють собою вибухове явище у космічній плазмі, найбільш доступне для всебічного вивчення наземними та космічними обсерваторіями. По-друге, сонячні спалахи виявляють сильну дію на навколоземний космічний простір та земну атмосферу. Вирішення проблеми сонячних спалахів обіцяє розуміння широкого кола явищ у космічній плазмі та вироблення науково обгрунтованого, надійного прогнозу радіаційної обстановки у ближньому космосі.

Спостереження з високою часовою роздільною здатністю вказують на наявність тісної (до 1с) часової кореляції сплесків світіння спалахів під час імпульсної фази у різних діапазонах довжин хвиль: рентгенівському, ультрафіолетовому та оптичному [1-7]. Це дає можливість припустити, що характерне для спалахів випромінювання з малої області простору одночасно в оптичному та ультрафіолетовому діапазоні, а також м'яких та жорстких рентгенівських фотонів зумовлено не тільки нагрівом хромосферної та корональної плазми, а також і фотосфери [8-9], в результаті газодинамічного відгуку, а й прямою взаємодією пучків, прискорених до субрелятивістських швидкостей, з нейтральними атомами. Таким чином, генерація великої кількості швидких часток й наступне перетворення їх енергії у плазмі в енергію оптичного, УФ, радіо- та X-випромінювання є основним процесом для спалахів.

Розрахунки показують, що переріз взаємодії прискорених протонів з частинками плазми значно менший, ніж переріз розсіювання електронів. Тому найбільш ефективним механізмом формування

сплесків може бути якраз пучок прискорених електронів, імпульсно інжектований в атмосферу спалаху з області основного енерговиділення [10]. *Aboudarham & Henoux* [11] показали, що в нижній хромосфері електрони пучка втрачають свою енергію в основному на непружні зіткнення з атомами водню. Цей процес визиває ряд другорядних ефектів, головні з яких зв'язані з відгуком хромосфери на потоки енергії (потоки теплових та прискорених електронів, випромінювання та Іп.). Повторне вивільнення енергії створює основу багатьох спостережуваних проявів спалаху.

Для пояснення цих спостережуваних даних необхідно вивчити всі можливі фізичні процеси та виявити головні з них, а саме: взаємодію теплових течій, випромінювання та потоків прискорених часток з плазмою спалахів.

Мета дисертаційної роботи є вивчення впливу пучка нетеплових електронів на світіння водню в спектральних лініях та в непервному спектрі в імпульсній фазі сонячних спалахів.

Методика досліджень. В дисертації широко використовуються досягнення теорій атомних зіткнень та переносу випромінювання - багатократного розсіяння випромінювання в частотах спектральних ліній, а також широке коло чисельних методів.

Наукова новизна роботи полягає в тому, що:

1. Отримано енергетичний спектр електронного пучка з рішення рівняння неперервності для пучка електронів стаціонарно інжектованого в плазму спалаху з довільною степінню іонізації. Розрахована зміна концентрації електронного пучка з глибиною атмосфери. Показано, що основна частина низькоенергетичних електронів гальмується на глибині перехідного шару між короною та хромосферою, а високоенергетичні електрони проникають в область нижньої хромосфери за рахунок зменшення кулонівських втрат енергії в частково

іонізованій плазмі, їх енергії достатньо для збудження та іонізації плазми в нижній хромосфері. Концентрація електронів в нижній хромосфері тим вища, чим більший початковий потік енергії пучка на верхній границі інжекції і нижчий показник спектру потоку часток.

5. Отримані формули для розрахунку швидкостей збудження та іонізації водню електронами пучка з степеневим енергетичним спектром з використанням найбільш точних напівемпіричних перерізів взаємодії електронів з атомами водню. Проведено порівняння цих швидкостей з відповідними швидкостями для вільних (теплових) електронів, а також зі швидкостями фотозбудження та фотоіонізації як прямим сонячним, так і дифузним полем випромінювання. Показано, що швидкості іонізації (збудження) атома водню дифузним випромінюванням, а також потоком прискорених часток з показником спектру потоку $\delta=3$ та початковим потоком енергії на верхній границі $F_0=10^{11}$ ерг·см⁻²·с⁻¹ в глибоких хромосферних шарах переважають відповідні швидкості для теплових електронів, що підтверджує ідею про нетепловий характер нагріву хромосферної плазми.

3. Показано, що прямий струм енергічних електронів у спалаховій області для прийнятої моделі елементарного спалахового сплеску практично повністю компенсується зворотнім струмом теплових електронів атмосферної плазми. Для пучків з жорстким спектром ($\delta=3$) умова стабільності зворотнього струму в хромосферній плазмі виконується для початкового потоку енергії пучка електронів на верхній границі $F_0 \leq 2 \cdot 10^{11}$ ерг·см⁻²·с⁻¹, а для пучків з показником спектру потоку часток $\delta=5$ - для $F_0 \leq 4 \cdot 10^{10}$ ерг·см⁻²·с⁻¹.

4. На основі спільного рішення рівнянь стаціонарності та переносу випромінювання в спалаховій атмосфері, розраховані інтенсивності випромінювання з ліній та їх нахил, а також розподіл енергії в

неперервному спектрі водню для різних параметрів інжектованого пучка електронів в елементарному спалаховому сплеску в заданий момент часу. Показано, що максимальне енерговиділення відбувається в момент часу $t=4с$ після початку інжекції електронного пучка, що, згідно прийнятій моделі, відповідає максимальному потоку енергії прискорених електронів.

5. Розроблена теорія використана для інтерпретації світіння водню спостережуваного у водневій лінії $H\alpha$ в імпульсних спалахах з високою часовою роздільною здатністю. Спостережувані профілі достатньо добре співвідносяться з теоретичними для перших секунд після початку інжекції електронного пучка.

Наукове та практичне значення роботи. Отримані результати є подальшим розвитком теорії переносу та трансформації енергії під час сонячних спалахів. Результати роботи дають суттєвий внесок у вирішення маловивчених питань розповсюдження випромінювання та пучків прискорених електронів у нерівноважній плазмі сонячних спалахів. Отримані в результаті розрахунків профілі ліній та розподіл енергії у неперервному спектрі водню, можуть бути використані при інтерпретації спостережуваних даних, отриманих з навколоземного супутника CORONAS-I.

Апробація роботи. Основні наукові результати дисертаційної роботи доповідались на:

1. Міжнародних конференціях:

- Flares 22 Workshop "Dynamics of solar flares" (Франція, Шантеді, 16-19 жовтня 1990 р.).
- IAU Colloquium 137 "Inside the Stars" (Австрія, Відень, 1992).

2. Всесоюзних семінарах робочої групи "Спеціальні теоретичні та експериментальні дослідження сонячної плазми" при секції "Сонце" Астрономічної ради і Ради "Сонце-Земля" АН СРСР (Ленін-

град, 1989 р.; Львів, 1990 р.).

3. Загальноуніверситетській фізичній (секція астрономії) конференції 31 березня 1993 р. (Київ, АО КУ).

Публікації. Основні результати дисертації опубліковані в семи статтях, список яких наведено в кінці автореферата.

Структура роботи. Дисертація складається із вступу, чотирьох розділів, висновка та списку літератури, що містить 127 назв. Загальний об'єм дисертації становить 154 сторінки.

Основні положення, представлені до захисту.

1. Розрахунок енергетичного спектру та варіацій з глибиною атмосфери концентрації електронів пучка, інжектованого із корони в хромосферу в елементарному спалаховому сплеску з довільною степінню іонізації плазми.

2. Розрахунок швидкостей збудження та іонізації атома водню електронами пучка із степеневим енергетичним спектром по найбільш точним напівемпіричним перерізам взаємодії.

3. Самоузгоджений метод розрахунку відносних заселеностей рівнів, мір емісії атома водню та інтенсивностей водневого світіння в газодинамічній моделі спалахів з урахуванням переносу випромінювання та макрорухів плазми.

4. Результати дослідження впливу інжектованого пучка швидких електронів на профілі основних водневих ліній та розподіл інтенсивностей у неперервному спектрі в імпульсній фазі спалахів та їх порівняння з спостереженнями.

Зміст роботи

У вступі показана актуальність роботи, сформульована мета та положення, представлені до захисту, приведена структура роботи.

Розділ I носить оглядовий характер. В ньому коротко описані відомі фізичні процеси у сонячній атмосфері як до початку, так і під час спалаху. Приведені дані про форми та величини вивільненої енергії як для самих потужних, так і для субспалахів.

Розглянута сучасна модель трьохфазового сонячного спалаху, а також коротко описані основні процеси, які супроводжують різні фази. Описані канали транспортування енергії в атмосферу Сонця, вивільненої під час початкової фази I, як наслідок, газодинамічний відгук атмосфери на первинне енерговиділення. Приведені суттєві аргументи на користь прийняття ефективним агентом транспортування енергії в глибокі хромосферні шари та нагріву сонячної плазми в області спалаху пучка високоенергетичних (10-300 кеВ) електронів із степневим розподілом енергії, стаціонарно інжектованого із корони в хромосферу.

Викладені результати існуючих спостережуваних даних про випромінювання спалахів у різних діапазонах спектру та проблеми, які мають місце при їх інтерпретації.

У другому розділі розглянуті різні аспекти взаємодії швидких електронів пучків з атмосферною плазмою. У зіткновальному наближенні розрахований енергетичний спектр пучка прискорених електронів в частково іонізованій плазмі.

Розглядався стаціонарний пучок електронів з відносно малою густиною, інжектований із корони у хромосферу Сонця. Рівняння для такого потоку швидких часток, які рухаються по обумовленій магнітним полем траєкторії має вигляд [12]:

$$\frac{\partial}{\partial s} [v n_e^b(E, s)] + \frac{\partial}{\partial E} \left[\left(\frac{dE}{ds} \right) v n_e^b(E, s) \right] = 0, \quad (1)$$

де $\frac{dE}{ds}$ - втрати енергії, v - швидкість, E - кінетична енергія, $n_e^b(E, s)$ - концентрація швидких електронів з енергією E на відстані s вздовж траєкторії.

Припускалось також, що потужність джерела часток суттєво не змінюється за час прольоту електронами поглинаючого шару. Для хромосфери та нижньої корони цей час не перевищує долей секунди. Вважалось, що хромосферна плазма складається з протонів, вільних електронів та нейтральних атомів водню, які знаходяться як в основному, так і в збудженому станах, причому в любий момент часу виконується умова квазінейтральності плазми $n_e = n_p$. Тоді втрати енергії електронів пучка при зіткненнях у такій плазмі з повною концентрацією $n = n_e + n_H$ будуть визначатись як сума кінетичних втрат при зіткненнях з електронною і протонною компонентами плазми та з нейтральними атомами водню [13]:

$$\frac{dE}{ds} = \left(\frac{dE}{ds} \right)_{e, p} + \left(\frac{dE}{ds} \right)_H \quad (2)$$

Враховуючи, що воднева плазма іонізована зі ступенню іонізації $\alpha = \frac{n_e}{n_e + n_H}$, рівняння (2) можна звести до вигляду:

$$\frac{dE}{ds} \approx -\frac{a}{E} n \quad [\text{eV/cm}], \quad (3)$$

$$a = 2\pi e^4 \left[X \ln \frac{2Em_0 b_0}{m_e e^2} + (1-X) \ln \frac{2E}{4 \cdot 10^5 \cdot I_H} \right] \quad [\text{eV}^2 \text{cm}^2], \quad (4)$$

де m_e і e - маса та заряд електрона, m_0 - зведена маса часток, які зштовхуються, b_0 - прицільний параметр зіткнень, I_H - середня енергія (потенціал) іонізації атома водню.

Параметр a виявляється дуже важливим. Він визначає глибину, на

якій частка повністю втрачає свою початкову енергію. При типових енергіях електронів у пучках $E_1 = 10$ кВ $< E < E_2 = 300$ кВ та концентрації плазми у нижній хромосфері $n = 10^{10} + 10^{13}$ см $^{-3}$, значення параметра a повільно зменшується зі зменшенням степеня іонізації. За рахунок зменшення параметра a збільшується глибина, на яку можуть проникати електрони пучка, зберігаючи при цьому значну частину своєї енергії.

Був розглянутий випадок, коли на границі шару ($s=0$) енергетичний спектр прискорених електронів є ступеневим усередині інтервалу енергій: $E_1 < E < E_2$ та рівний нулю поза цим інтервалом, тобто

$$n_0^b(E, 0) = KE^{-(\delta + \frac{1}{2})} \Theta(E - E_1) \Theta(E_2 - E), \quad (5)$$

де K та δ - постійні (δ - показник спектру потоку швидких електронів $vn_0^b(E, 0) = K \left(\frac{2}{m}\right)^{\frac{1}{2}} E^{-\delta}$), $\Theta(x) = \begin{cases} 0, & x < 0 \\ 1, & x > 0 \end{cases}$ - функція Хевісайда. При цьому потік енергії електронів на границі шару рівний

$$F_0 = \int_{E_1}^{E_2} E v n_0^b(E, 0) dE = K \sqrt{2} \begin{cases} \frac{E_2^{2-\delta} - E_1^{2-\delta}}{2-\delta}, & \delta \neq 2 \\ \ln \frac{E_2}{E_1}, & \delta = 2 \end{cases} \quad [\text{ерг} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}]. \quad (6)$$

Ввівши нову змінну $\xi = \int_0^s n(s) ds$ та використавши граничні умови (5), після деяких перетворень отримаємо енергетичний спектр швидких електронів в залежності від пройденої товщі ξ :

$$n_0^b(E, \xi) = KE^{\frac{1}{2}} (E^2 + 2a\xi)^{-\frac{\delta+1}{2}} \Theta(\sqrt{E^2 + 2a\xi} - E_1) \Theta(E_2 - \sqrt{E^2 + 2a\xi}). \quad (7)$$

Таким чином, частка з початковою енергією E повністю втрачає цю енергію на товщі $\xi = \frac{E^2}{2a}$, і на глибині ξ спектр відмінний від

нула тільки в інтервалі енергій

$$E_1'(\xi) = Re\sqrt{E_1^2 - 2a\xi} < E < Re\sqrt{E_2^2 - 2a\xi} = E_2'(\xi). \quad (8)$$

В результаті інтегрування (7) по всьому спектру енергій електронів у пучку (8), отримуємо концентрацію пучка електронів з глибиною атмосфери:

$$n_e^b(\xi) = K(2a\xi)^{\frac{1-2\delta}{4}} \begin{cases} \frac{2}{2\delta-1} \left[(t_1+1)^{\frac{1-2\delta}{4}} F\left(\frac{2\delta-1}{4}, \frac{1}{4}, \frac{2\delta+3}{4}; \frac{1}{1+t_1}\right) - \right. \\ \left. - (t_2+1)^{\frac{1-2\delta}{4}} F\left(\frac{2\delta-1}{4}, \frac{1}{4}, \frac{2\delta+3}{4}; \frac{1}{1+t_2}\right) \right], & 0 \leq 1/t_1 < 1; \\ \frac{1}{2\delta} B\left(\frac{2\delta-1}{4}, \frac{3}{4}\right) = \frac{2}{2\delta-1} (t_2+1)^{\frac{1-2\delta}{4}} F\left(\frac{2\delta-1}{4}, \frac{1}{4}, \frac{2\delta+3}{4}; \frac{1}{1+t_2}\right), & 1 \leq 1/t_1 < t_2/t_1; \end{cases} \quad (9)$$

$$\delta_{1,2} = \max\left[0, \left(\frac{E_{1,2}^2}{2a\xi} - 1\right)\right], \quad (10)$$

$$K = F_0 \frac{\sqrt{m}}{\sqrt{2}} \begin{cases} (\delta-2) \frac{(\sqrt{E_1}, \sqrt{E_2})^{\delta-2}}{E_2^{\delta-2} - E_1^{\delta-2}}, & \delta \neq 2 \\ \frac{1}{\ln(E_2/E_1)}, & \delta = 2. \end{cases} \quad (11)$$

$F(a, \beta; \gamma; z)$ - гіпергеометрична функція Гауса, а $B(x, y)$ - бета-функція.

Результати розрахунків концентрації електронного пучка на заданій глибині для двох значень δ (3 і 5) та двох значень початкового потоку енергії F_0 (10^9 і 10^{11} ерг·см⁻²·с⁻¹) в момент часу $t=2.5$ с після початку інжекції пучка зображені на рис. 1.

Виявилось, що пучок прискорених електронів в частково іонізо-

ваній плазмі втрачає меншу кількість енергії, чим у повністю іонізованій, тому концентрація пучка електронів в частково іонізованій плазмі на заданій глибині виявляється вище. Внаслідок цього швидкості збудження та іонізації водневої плазми електронного пучка у нижній хромосфері ще більше зростають.

Розглянуто питання про умови нейтралізації струму пучка зворотнім струмом у плазмі. Показано, що для пучків з жорстким спектром ($\delta \leq 3$) умова стабільності зворотнього струму в хромосферній плазмі виконується практично для всіх спостережуваних значень початкового потоку енергії пучка електронів F_0 на верхній границі.

Для з'ясування впливу пучка електронів на водневе світіння в імпульсних подіях необхідно порівняти механізми їх взаємодії з аналогічними для теплових електронів з урахуванням усіх можливих первинних джерел збудження - радіаційних та зштовхувальних, а також впливу дифузного поля випромінювання в різних частотах.

Для цього у третьому розділі розглядається спільне рішення рівнянь статистичної рівноваги та переносу випромінювання атома водню. Крім цього вирішується рівняння іонізаційного балансу з урахуванням переносу випромінювання в лайманівському континуумі, з якого можна розрахувати степені іонізації атома водню та густину вільних електронів, якщо доповнити вказану систему рівняннями збереження числа часток.

У цьому розділі розраховані оптичні товщини для різних водневих ліній та частот неперервного спектру в рамках прийнятої п'ятирівневої з континуумом моделі атома водню. Проведено вивчення розрахунок швидкостей основних елементарних процесів. Особлива увага звернута на формування профілів коефіцієнтів поглинання в лініях та в континуумах.

У зв'язку з тим, що фізичні моделі спалахової події змінюються

з часом відповідно газодинамічному рішенню, необхідно врахувати ці варіації у формуванні водневого світіння. Так як швидкості елементарних процесів (як радіаційних, так і зштовхувальних) є набагато меншими, чим, величина, обернена характеристичному часу розвитку газодинамічного відгуку ($\sim 1/10 \text{ с}^{-1}$), за виключенням, можливо, іонізаційних процесів, які порівнюються по порядку величини, будемо вважати, що в кожний момент часу плазма проходить деяку квазістаціонарну рівновагу, описувану вказаною вище системою рівнянь статистичної рівноваги, переносу випромінювання та збереження числа часток.

Вирішивши цю систему, були отримані залежні від часу профілі ліній та розподіл енергії у неперервному спектрі атома водню, сформовані інжекцією електронного пучка.

Четвертий розділ знайомить з результатами чисельних розрахунків. Наводиться розподіл степені іонізації атома водню з глибиною сфалажової атмосфери (рис. 2). Порівнюються та аналізуються швидкості збудження та іонізації атома водню тепловими електронами, енергічними електронами пучка та випромінюванням, як дифузним, так і прямим сонячним (рис. 3), а також інтенсивності випромінювання водню в лініях (рис. 4 і 5) та в неперервному спектрі (рис. 6, 7 та 8) в різні моменти часу після початку інжекції пучка прискорених електронів в різних параметрах.

Профілі інтенсивностей розраховувались по формулі запропонованій Heinkel [15]:

$$I_{23}(\Delta\lambda) = r(\Delta\lambda)e^{-\tau(\Delta\lambda)} + \frac{I_{23}(\Delta\lambda)}{I_{\text{cont}}} \quad (12)$$

Величина розрахованого профіля у центрі лінії $H\alpha$ в момент часу $t = 1\text{с}$ після початку інжекції пучка прискорених електронів, достатньо добре співпадає з спостережуваними профілями у центрі лінії,

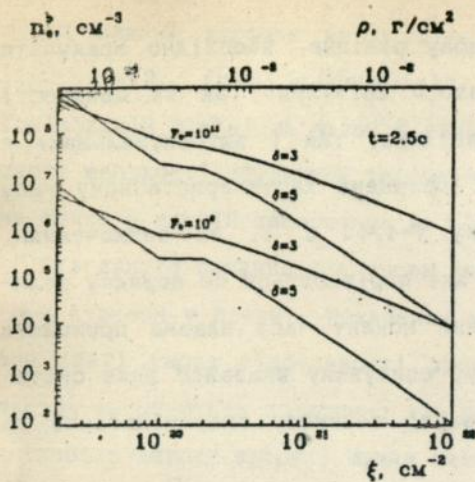


Рис. 1. Концентрація пучка електронів n_e^b з товщою атмосфери ξ для різних значень початкового потоку енергії F_0 на верхній границі та показника спектру потоку часток δ в момент часу $t=2.5$ с після початку інжекції.

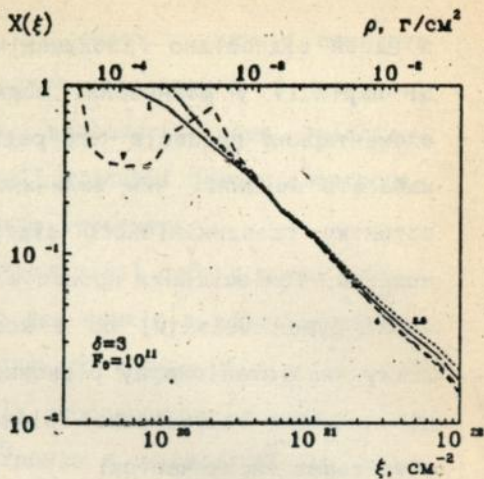


Рис. 2. Розподіл степеня іонізації атома водню з товщою ξ для різних моментів часу (числа 5 і 11 кривих).

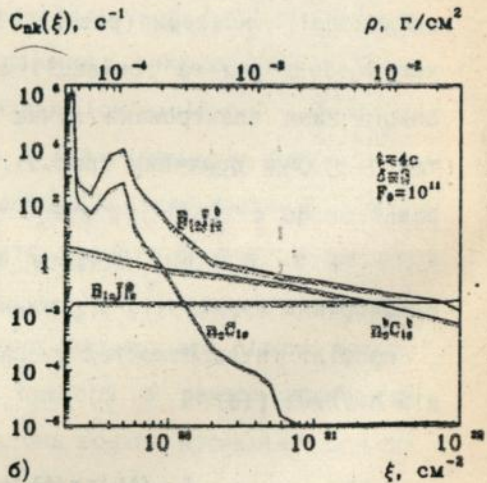
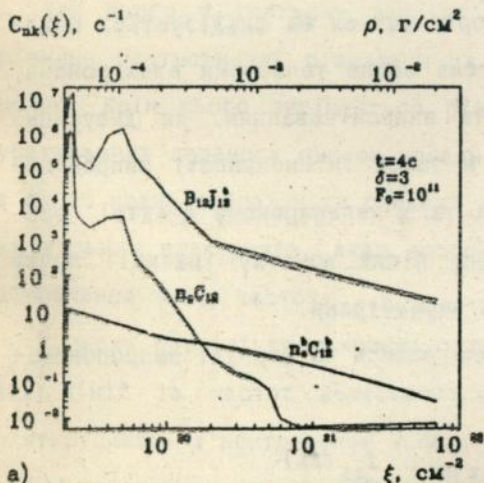


Рис. 3. Швидкості збудження та іонізації атома водню тепловими електронами плазми $n_e^c C_{nk}$, електронами пучка $n_e^b C_{nk}^b$, зовнішнім сонячним $B_{nk} J_{nk}^0$ та дифузним $B_{nk} J_{nk}^0$ випромінюванням в момент часу $t=4$ с після початку інжекції пучка прискорених електронів з параметрами $F_0=10^{11}$ ерг \cdot см $^{-2}$ \cdot с $^{-1}$ та $\delta=3$.

отриманими *Wulser & Marti* [14] для двох ядер A2 і В1 спалаху 24 травня 1987р. (рис. 5). Контури лінії $H\alpha$ двохвершинні, симетричні. Яскравість червоного піка трохи більша від синього і складає ~ 1.7 інтенсивності неперервного спектру.

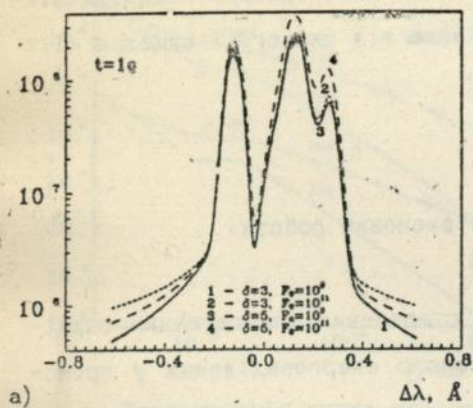
Основні результати і висновки роботи.

1. Пучок швидких електронів із степеневим енергетичним спектром, інжектований із області основного енерговиділення у хромосферу з частково іонізованою водневою плазмою, внаслідок зменшення кулонівських взаємодій втрачає меншу кількість енергії, чим у повністю іонізованій плазмі, тому концентрація пучка електронів в частково іонізованій плазмі на заданій глибині виявляється вища.

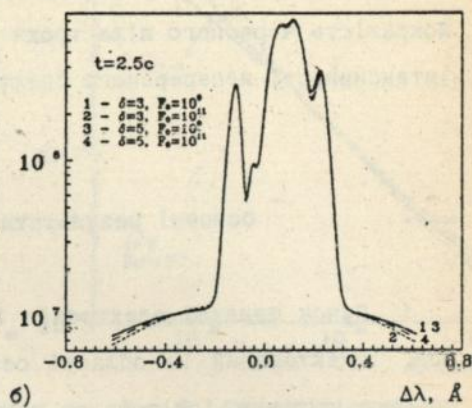
2. Пучок прискорених електронів може достатньо сильно впливати на процеси у нижній хромосфері та верхній фотосфері за рахунок нетеплового збудження та іонізації атомів водню електронами пучка. Внаслідок цього швидкості збудження та іонізації водневої плазми пучком енергічних електронів у нижній хромосфері ще більше зростають, і, як наслідок, посилюється вплив пучка електронів на формування низькотемпературного світіння плазми.

3. Швидкості збудження та іонізації атома водню потоком прискорених електронів з показником спектру потоку $\delta=3$ та початковим потоком енергії на верхній границі інжекції $F_0=10^{11}$ ерг·см⁻²·с⁻¹ у глибоких хромосферних шарах, переважають відповідні швидкості для теплових електронів.

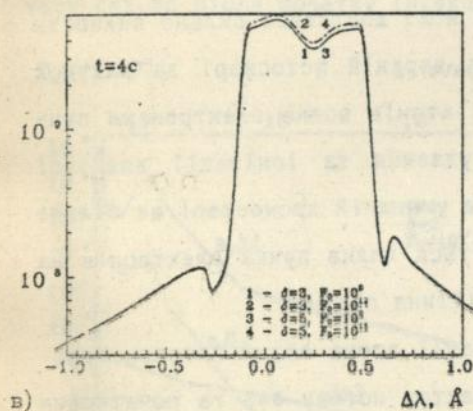
4. Прямий струм енергічних електронів у спалаховій області, для прийнятої моделі елементарного спалахового сплеску, практично повністю компенсується зворотнім струмом теплових електронів

$I_{12}(\lambda), \text{erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{c}^{-1} \cdot \text{cp}^{-1} \cdot \text{\AA}^{-1}$


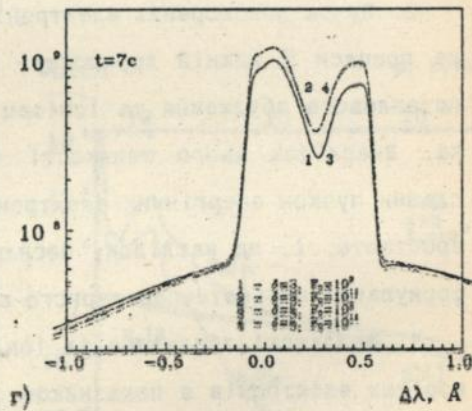
a)

 $I_{12}(\lambda), \text{erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{c}^{-1} \cdot \text{cp}^{-1} \cdot \text{\AA}^{-1}$


б)

 $I_{12}(\lambda), \text{erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{c}^{-1} \cdot \text{cp}^{-1} \cdot \text{\AA}^{-1}$


в)

 $I_{12}(\lambda), \text{erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{c}^{-1} \cdot \text{cp}^{-1} \cdot \text{\AA}^{-1}$


г)

Рис.4. Розраховані інтенсивності випромінювання водню у лінії $L\alpha$ для різних моментів часу t після початку інжекції пучка прискорених електронів з параметрами F_0 та δ .

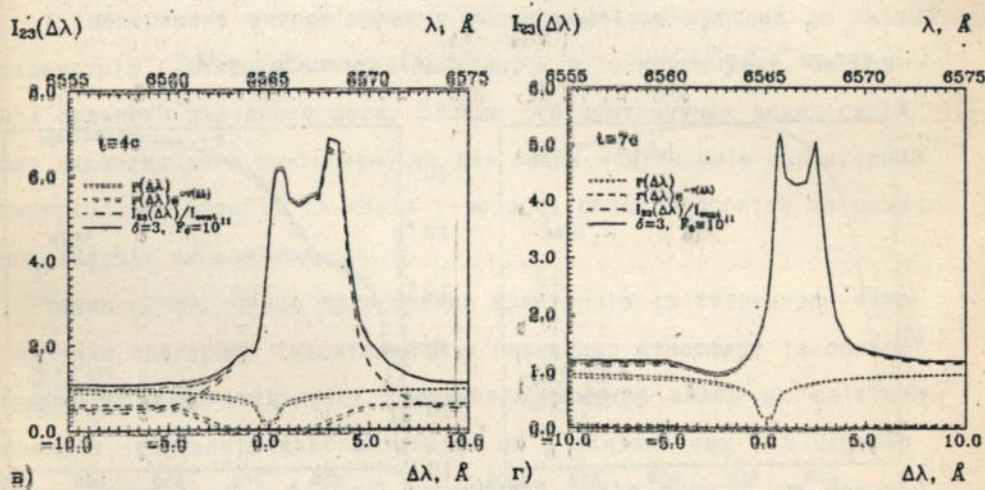
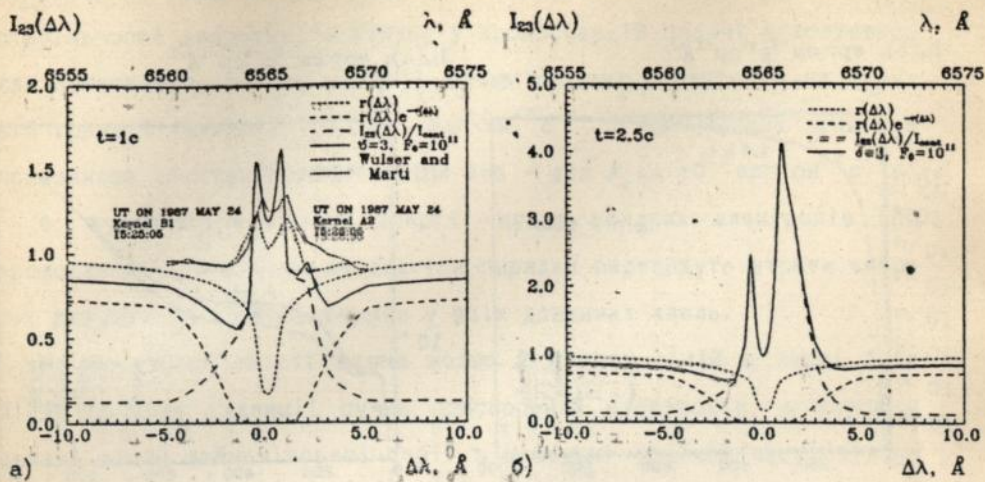
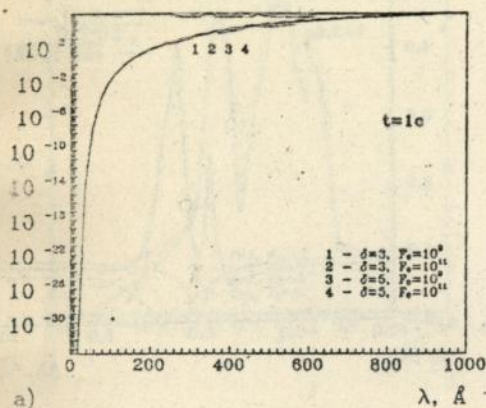
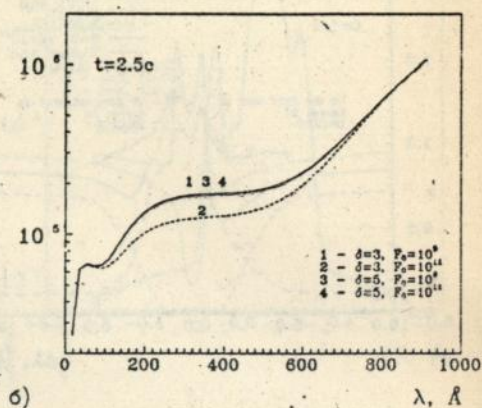


Рис.5. Профілі лінії $H\alpha$, розраховані для різних моментів часу t після початку інжекції в хромосферу пучка прискорених електронів з параметрами F_0 та δ , та спостережувані Wulser & Marti [14] під час двох спалахових подій.

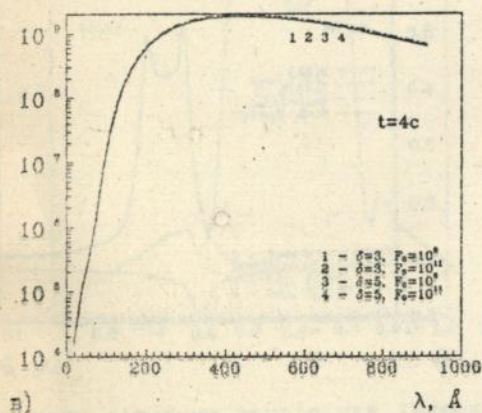
$I_{1c}(\lambda)$, $\text{epr}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{c}^{-1}\cdot\text{cp}^{-1}\cdot\text{A}^{-1}$



$I_{1c}(\lambda)$, $\text{epr}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{c}^{-1}\cdot\text{cp}^{-1}\cdot\text{A}^{-1}$



$I_{1c}(\lambda)$, $\text{epr}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{c}^{-1}\cdot\text{cp}^{-1}\cdot\text{A}^{-1}$



$I_{1c}(\lambda)$, $\text{epr}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{c}^{-1}\cdot\text{cp}^{-1}\cdot\text{A}^{-1}$

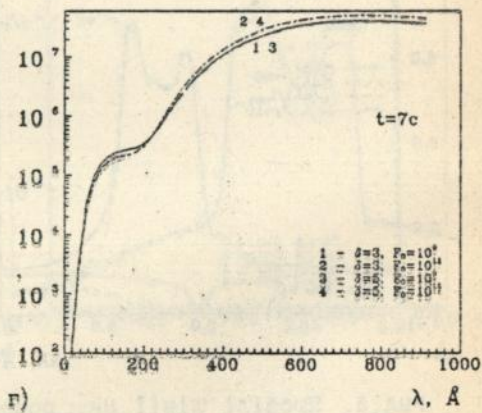


Рис. 6. Інтенсивність випромінювання водню у лайманівському континуумі для різних моментів часу t після початку інжекції пучка прискорених електронів з параметрами F_0 та δ .

атмосферної плазми. Для пучків з жорстким спектром ($\delta=3$) умова стабільності зворотнього струму у хромосферній плазмі виконується для початкового потоку енергії пучка швидких електронів на верхній границі інжекції $F_0 \leq 2 \cdot 10^{11}$ ерг·см⁻²·с⁻¹, а для м'яких пучків з показником спектру потоку часток $\delta=5$ - для $F_0 \leq 4 \cdot 10^{10}$ ерг·см⁻²·с⁻¹.

5. Кулонівські втрати енергії пучка швидких електронів при проходженні хромосфери на два-три порядки перевищують втрати енергії плазми на випромінювання у всіх довжинах хвиль.

6. Зростання емісії атома водню у крилах ліній в перші 2.5с після початку інжекції пучка прискорених електронів, а також у центрі ліній лайманівської серії в наступні моменти часу, відбувається внаслідок збудження водневої плазми електронами пучка та дифузним випромінюванням у частотах відповідних ліній.

7. Неперервне випромінювання водню найбільш чуттєве до зміни параметрів інжектваного пучка: менше - в Ly-континуумі, за рахунок сильного дифузного поля, більше - в континуумах вищих серій. Для пашенівського континууму та для вищих континуумів характерний перерозподіл енергії із голів у червоні області спектру за рахунок дифузії випромінювання.

Таким чином, пучок прискорених електронів із степеневим енергетичним спектром, інжектований у спалахову атмосферу із області основного енерговиділення, спричиняє значний вплив на світіння водню в імпульсній фазі спалахів, як у лініях, так і в неперервному спектрі. Чим більший початковий потік енергії на верхній границі інжекції та жорсткіше енергетичний спектр пучка, тим випромінювання водню у крилах ліній більш сильне та протяжне за рахунок як прямого впливу пучка, так і за рахунок більш складного впливу, через збільшення степеня іонізації плазми.

При розрахунках інтенсивності світіння водню, а також інших

нейтральних елементів в імпульсній фазі, необхідно обов'язково враховувати непружну взаємодію електронів пучка з цими елементами, що дозволить отримати більш реальну картину формування світіння цих елементів.

Основні результати дисертації опубліковані у таких роботах.

1. Жаркова В.В., Кобылинский В.А. Исследование нетеплового возбуждения и ионизации водорода в низкотемпературной плазме вспышек. I. Скорости возбуждения и ионизации атома водорода потоком электронов // Письма в Астрономический журнал, 1989, 15, № 3, с. 847-856.

2. Жаркова В.В., Кобылинский В.А. Свечение лаймановского континуума водорода в импульсной фазе вспышек // В сборнике "Ядерная физика" (под ред. Г.Е.Кочарова). Изд. ЛЯЯИ, 1991.

3. Жаркова В.В., Кобылинский В.А. Исследование нетеплового возбуждения и ионизации водорода в низкотемпературной плазме вспышек. II. Метод расчёта // Письма в Астрономический журнал, 1991, 17, № 1, с. 75-85.

4. Жаркова В.В., Кобылинский В.А. Столкновительное взаимодействие пучка электронов с частично ионизованной хромосферной плазмой // Кинематика и физика небесных тел, 1992, 8, № 3, с. 38-43.

5. Zharkova V.V., Kobylinsky V.A. Non-thermal hydrogen ionization and second level excitation in elementary flare bursts // Proceedings of Flare-22 Workshop "Dynamic of solar flares" at France 1990, 1991, 151-152.

6. Zharkova V.V., Kobylinsky V.A. The effect of non-thermal excitation and ionization on the hydrogen emission in the impulsive solar flares // Solar Physics, 1993, 143, 259-274.

7. Zharkova V.V., Kobylinsky V.A. The effect of electron beams

on the hydrogen emission in impulsive flares on the Sun and Stars // Proceedings of the IAU Colloquium 137, "Inside the Stars", the Conference Series of the Astronomical Society of the Pacific, eds. A. Baglin and W. Weiss, Vienna, 1993.

Литература

1. Cheng C.-C. Ultraviolet observations of the preimpulsive phase in a solar flare: enhanced turbulence and heating // The Astrophysical Journal, 1990, 349, No.1, Pt.1, 362-368.

2. Cheng C.-C., Pallavicini R. Temporal and spatial relationships between O V and Fe XXI emissions in solar flares // The Astrophysical Journal, 1988, 324, No.2, Pt.1, 1138-1152.

3. Cheng C.-C., Orwig L.E., Tandberg-Hanssen E. Temporal correlation between impulsive hard X-Ray and UV bursts in flares observed with high time resolution // Solar Physics, 1987, 113, No.1/2, 301-302.

4. Cheng C.-C., Vanderveen K., Orwig L.E., Tandberg-Hanssen E. Temporal correlations between impulsive ultraviolet and hard X-ray bursts in solar flares observed with high time resolution // The Astrophysical Journal, 1988, 330, No.1, Pt.1, 486-492.

5. Hiei E. The review of the optical observations of solar flares // Solar Physics, 1987, 113, No.1/2, 249-258.

6. Kurokawa H., Takakura J., Ohki H. Close relationship between H α and hard X-ray emission at the impulsive phase of a solar flares // Publ. Astron. Soc. Japan, 1988, 40, No.3, 357-367.

7. Wang J.L., Takakura T., Liu J.Q., Ohki K., Kawabata K., Ogawa H. An observational study of the 2B/X2.8 flare of 30 March,

1982 in optical, radio, and X-ray ranges // Solar Physics, 1987, 108, No.1, 169-181.

8. Аликаева К.В. Фотосферный отклик в процессе вспышек по данным спектральных наблюдений // Сборник научных трудов VI ежегодного семинара "Физика солнечной плазмы" под ред. Сомова Б.В. и Фомичева В.В. Изд. "Наука", М., 1989, 5-13.

9. Аликаева К.В., Барановский Э.А. Полупан П.Н. Изменение состояния низкотемпературной плазмы в процессе мощной солнечной вспышки // Кинематика и физика небесных тел, 1986, 2, № 4, 27-33.

10. Hudson H.S. Thich-target processes and white-light flares // Solar Physics, 1972, 24, No.2, 414-428.

11. Aboudarham J., Henoux J.C. Non-thermal collisional excitation and ionization by electron beams: effect on the atmospheric energy balance and white-light emission in solar flares // Adv. Space Res., 1986, 6, No.1, 131-134.

12. Сыроватский С.И., Шмелева О.П. Нагрев плазмы быстрыми электронами и нетепловое рентгеновское излучение солнечных вспышек // Астрономический журнал, 1972, 49, вып.2, 334-347.

13. Emslie A.G. The collisional interaction of a beam of charged particles with a hydrogen target of arbitrary ionization level // The Astrophysical Journal, 1978, 224, No.1, Pt.1, 241-246.

14. Wulser J.-P., Marti H. High time resolution observations of H α line profiles during the impulsive phase of a solar flare // The Astrophysical Journal, 1989, 341, No.2, Pt.1, 1088-1096.

15. Heinzel P. A chromospheric response to pulse beam heating // Solar Physics, 1991, 135, No.1, 65-88.

457295

AB 30.234

AB 30.234