

doi: <https://doi.org/10.15407/kfnt2022.03.047>

УДК 533.951

**О. Н. Кришталь, А. Д. Войцеховська**

Інститут космічних досліджень Національної академії наук України  
та Державного космічного агентства України  
03187, Київ-187, просп. Академіка Глушкова, 40, к. 4/1  
alexandr.kryshタル@gmail.com, voitsekhovska.anna@gmail.com

### **Про нелінійну взаємодію низькочастотних кінетичних плазмових хвиль у передспалаховій атмосфері активної області на Сонці**

*Отримано необхідні умови появи розпадної нестійкості низькочастотних кінетичних альвенівських хвиль у петельних структурах активної області на Сонці перед спалахом. На основі трансцендентного дисперсійного рівняння, отриманого за допомогою умов синхронізму та додаткових законів збереження, отримано вираз для нелінійного інкременту розпадної нестійкості первинної кінетичної альвенівської хвилі (КАХ) на вторинну хвиллю КАХ та кінетичну іонно-звукову хвиллю (КІЗХ). Отримано граничні значення наведеної амплітуди первинної КАХ у передспалаховій атмосфері активної області (АО). У розрахунках передбачалося, що хвилі, які беруть участь у процесі в досліджуваній області АО, з'являються внаслідок розвитку нестійкості, викликаної наявністю слабкого великомасштабного (субдрейсерівського) електричного поля та дрейфових рухів плазми, зумовлених просторовими неоднорідностями її температури і щільності. Показано, що для певного виду напівемпіричної моделі сонячної атмосфери кінетичні альвенівські та кінетичні іонно-звукові хвилі можуть генеруватись протягом лінійної стадії розвитку нестійкості. При цьому процес генерації хвиль може мати місце як у плазмі з супуклонівською провідністю, так і при наявності в ній дрібномасштабної бернштейнівської турбулентності. Для «запуску» нестійкості потрібні відносно невисокі значення неізотермічності плазми та дуже низьке граничне значення амплітуди субдрейсерівського електричного поля. Доведено можливість появи незагасаючих кінетичних хвиль малої амплітуди в області, що досліджується.*

**Ключові слова:** кінетичні хвилі, сонячна атмосфера, передспалахова плазма.

## ВСТУП

Дані спостережень, отримані в ході виконання широкомасштабних міжнародних місій Hinode (Solar B), SDO, STEREO, IRIS дозволили виявити надійний причинно-наслідковий зв'язок між спалахами в активних областях на Сонці та імпульсами мікрохвильового випромінювання, а також періодичними та квазіперіодичними процесами в радіовипромінюванні з активних областей [11, 12, 13, 15, 20, 29, 31]. При цьому останні фіксувалися на різних стадіях спалахового процесу [11, 22, 30] як перед спалахом, так і на стадії ремісії. З початку 1960-х років і до теперішнього часу найбільш популярним тригером, що запускає спалаховий процес, є, згідно з численними теоретичними розробками, пучок високоенергійних частинок, інжектований в атмосферу активної області [11, 20, 25]. Породжені ним вторинні пучки часто фіксуються у спостереженнях [19, 26, 35], хоча відомі випадки, коли вони були відсутні [14]. Такий «пучковий» механізм розвитку спалахового процесу дозволив пояснити цілу низку явищ в атмосфері активної області [11, 12, 20, 34], проте кінетичні плазмові хвилі після імпульсної фази спалаху не можуть розвиватися, бо будуть просто пригнічені вторинними пучками, а перед імпульсною фазою в абсолютній більшості випадків відсутні надійні дані про спектральні лінії випромінювання, за якими можна відновити характеристики передспалахової атмосфери АО [20, 29, 33, 34].

Таким чином, для прогнозу спалаху в АО є сенс використовувати модель атмосфери спокійного Сонця (без пучків) і відповідно непучковий механізм генерації нестійкостей і хвиль. Поставлені вимоги можуть задовольнити модель атмосфери «спокійного Сонця» VAL (F) (автори: Вернацца, Аврет та Льозер) [33] та механізм спалаху Хейвартса — Пріста — Раста (ХПР) [25]. Модель VAL (F) не передбачає наявності в атмосфері Сонця первинних високоенергійних релятивістських частинок. Можливі типи хвиль та їхні властивості були розглянуті в роботах [5, 6, 27]. Однак навіть для того, щоб отримати хоча б необхідні умови появи спалаху в АО, потрібен ще один крок. Слід розглянути можливість реалізації трихвильової взаємодії, в результаті якої має з'явитися електромагнітна хвиля, здатна донести до віддаленого спостерігача інформацію про наявність у плазмовій атмосфері АО кінетичних хвиль, оскільки самі кінетичні хвилі можуть поширюватися тільки у плазмі, але не у вакуумі [3, 4, 8, 9, 23, 24]. Згадуваний раніше процес

$$\text{КАХ} \quad \text{КАХ} + \text{КІЗХ} \quad (1)$$

з точки зору короткострокового прогнозу спалаху в АО є проміжним, оскільки за рахунок створення додаткових каналів генерації КАХ

забезпечує щільність потоку кінетичних хвиль, необхідну для утворення передспалахових струмових шарів [8, 11], а також для реалізації трихвильових взаємодій типу

$$\text{ВГХ} \quad \text{КАХ} + \text{ЕМХ} \quad (2)$$

[17, 27, 31]. Тут ВГХ — верхньо-гібридна хвиля, ЕМХ — електромагнітна хвиля. Саме вона може нести корисну для спостерігача інформацію. Процеси типу (1) та їхні можливі застосування у лабораторній плазмі описано у роботах [18, 23, 24]. Вілліс і Робінсон [34] показали можливість процесу злиття двох бернштейнівських гармонік з утворенням електромагнітної хвилі

$$\text{БГ} + \text{БГ} \quad \text{ЕМХ}. \quad (3)$$

Цей процес має значно меншу ймовірність, ніж процес (1), як будь-який процес злиття у порівнянні з процесом розпаду [1, 8, 18], проте має екстремально низький поріг збудження. Це означає, що при наявності сприятливих умов з нестійкості гармонік (3) може виникнути дрібномасштабна (насичена) турбулентність, і нестійкості з набагато вищим порогом збудження можуть розвиватися на її тлі [5, 6, 27, 28]. Такий можливий сценарій розглянуто у роботі [17].

### «ПЕРЕДСПАЛАХОВА» ПЛАЗМА

Модель плазми «спокійної» сонячної атмосфери напередодні спалаху докладно розглядалася у роботах [5—7, 10, 17]. Коротко нагадаємо її основні положення та використовувані наближення. Наявність субдрейсерівського поля [29] в АО підтверджується додатковим штарківським розширенням окремих ліній випромінювання [21], а слабкість цього поля забезпечує нехтовно малий відсоток «електронів-втікачів» [1, 4, 8], в результаті чого досліджувану нестійкість можна вважати «непучковою». Усюди у розрахунках передбачалося, що виконується співвідношення

$$\frac{|\mathbf{u}|}{V_{Te}} \quad 1 \quad (4)$$

для дрейфової швидкості  $\mathbf{u}$  електронів відносно іонів, де

$$u_{ei} = \frac{eE_0}{m_e \omega_{ei}}. \quad (5)$$

Тут  $m_e$  і  $e$  — маса та заряд електрона відповідно,  $E_0$  — амплітуда зовнішнього слабкого електричного поля, а частота електрон-іонних зіткнень визначається співвідношенням [1, 17]

$$n_{ei} = 2 \cdot 10^{-6} n \frac{\ln}{T_e^{3/2}}. \quad (6)$$

У співвідношенні (6)  $n$  — концентрація частинок,  $\ln$  — кулонівський логарифм «обрізання» [2, 4],  $T_e$  — електронна температура, виражена в електрон-вольтах. Слабкість субдрейсерівського поля описує параметр

$$R = \frac{|\mathbf{u}|}{V_{Te}} \cdot \frac{E_0}{E_D} \ll 1. \quad (7)$$

З його допомогою можна обчислити відсоток «електронів-втікачів» [1, 4]. Частота низькочастотних нестійкостей (хвиль) задовольняє співвідношення

$$\omega_i, \quad (8)$$

де  $\omega_i$  — іонна циклотронна частота [1]. Як і раніше [5, 6, 17], в низькочастотному діапазоні використовувалися довгохвильове наближення [1, 4, 8]

$$z_e = \frac{k^2 V_{Te}^2}{e^2} \quad z_i = \frac{k^2 V_{Ti}^2}{i^2} \ll 1 \quad (9)$$

та наближення квазінейтральності

$$n_e = n_i = n. \quad (10)$$

Тут  $n_e$  і  $n_i$  — концентрації електронів та іонів відповідно,  $\omega_e$  — електронна циклотронна частота,  $V_{Ti}$  — іонна теплова швидкість,  $k$  — поперечна складова хвильового вектора збурення [1],

$$k_x^2 + k_y^2 + k_z^2. \quad (11)$$

Можливість захтувати впливом границь області дослідження за- безпечувалась у розрахунках виконанням умови Михайлівського [7]

$$kL = \sqrt{\frac{m_e}{m_i}}, \quad (\text{---} = e, i). \quad (12)$$

Тут  $L$  — характерний масштаб неоднорідності щільності у плазмі,  $\sqrt{m_e / m_i} = 0.0233$ , а  $\text{---}$  — стандартне «плазмове бета» для часток сорту :

$$\frac{8 \pi k_B T}{B_0^2}, \quad (13)$$

де  $k_B$  — константа Больцмана, а  $B_0$  — амплітуда зовнішнього магнітного поля. Ступінь неізотермічності плазми визначався параметром

$$t = \frac{T_e}{T_i}, \quad \text{причому } t_0 = \frac{T_{e(t=0)}}{T_{i(t=0)}}. \quad (14)$$

Тут  $t_0$  — неізотермічність плазми у початковий момент часу. Величини  $L_e = L_i = L$  та  $L_e^T = L_i^T = L^T$  позначають характерні масштаби

просторової неоднорідності для плазмової щільності та температури відповідно. У розрахунках передбачалося, що

$$kL \ll 1, \quad kL^T \ll 1. \quad (15)$$

Зі співвідношень (8)–(15) випливає, що

$$\frac{1}{\sqrt{t}} \ll \frac{1}{V_A} \quad (\text{якщо } V_A \ll 1), \quad (16)$$

$$\frac{1}{\sqrt{t}} \ll \frac{1}{c_{pi}} \quad (\text{якщо } c_{pi} \ll 1), \quad (17)$$

де  $\frac{V_{Te}}{V_A}$ ,  $\frac{c_{pi}}{k_z V_A}$  — альвенівська швидкість.

Врахування впливу зіткнень заряджених частинок плазми з нейтралами та між собою використовувалося в розрахунках у наближенні часу релаксації ( $\tau$ -наближення) [1] у припущені виконання умов

$$0_e, \quad 0_i, \quad e_i, \quad ee, \quad ii, \quad (18)$$

де  $0_e, 0_i$  — частоти зіткнень заряджених частинок із нейтралами,  $e_i, ee, ii$  — частоти зіткнень заряджених частинок між собою. При цьому за допомогою інтегралу зіткнень Батнагара — Гроса — Крука (БГК) повне врахування впливу всіх зіткнень вдалося провести з достатньою точністю на феноменологічному рівні [5, 6, 17]. В роботі розглядався випадок квазіперпендикулярного поширення хвиль

$$\frac{k_z}{k} \ll k_* \ll 1. \quad (19)$$

Можливість нехтування кривизною та крученнем магнітних силових ліній забезпечується виконанням умови [1, 8]

$$z_i k_*^2 \left( \frac{e}{R} \right)^2. \quad (20)$$

Як основний об'єкт досліджень в роботі розглядався поверхневий шар магнітної петлі у хромосфері АО. Для петлі з «холодним ядром» просторові неоднорідності щільності та температури в одновимірному наближенні описуються виразами [12, 17]

$$T_0(x) = \exp \left( -\frac{x}{L^T} \right), \quad n_0(x) = \exp \left( -\frac{x}{L} \right), \quad (e, i). \quad (21)$$

При цьому найважливішим параметром є величина

$$\frac{\frac{d}{dx} [\ln T_0(x)]}{\frac{d}{dx} [\ln n_0(x)]}. \quad (22)$$

Для функцій (21)  $L / L_T$ , при цьому  $< 0$  відповідає петлям з «холодним ядром». При визначенні інкременту нестійкості кінетичних хвиль використовувався формалізм дисперсійного рівняння [1, 8]. У цьому рівнянні враховувалася і наявність просторових неоднорідностей плазми, і наявність субдрейсерівського електричного поля. З використанням усіх вищезгаданих наближень дисперсійне рівняння (ДР) вдалося отримати у вигляді рівняння ейконалу в нульовому наближенні геометричної оптики [1, 4] для квазіпотенційних збурень

$$( , k, x),$$

де  $x$  — декартова координата, вздовж якої змінюються просторові неоднорідності плазми — щільність і температура. Після ряду тогожних перетворень ДР вдалося привести до вигляду полінома четвертого ступеня відносно  $k_z V_A$ , тобто

$$\sum_{i=0}^4 P_i k_z^i = 0. \quad (23)$$

Вирази для коефіцієнтів  $P_i$  приведено в роботах [4, 5]. Рівність нулю дійсної частини ДР еквівалентна рівнянню (23). У лінійному наближенні теорії збурень для хвиль малої амплітуди повинно виконуватись співвідношення

$$k - | \Big|_k = 1, (k = 1, 2, 3, 4) \quad (24)$$

де  $k$  нумерує корені рівняння (24), а  $\Big|$  та  $\Big|_k$  є дійсні та уявні частини цих коренів. У роботі розглядався випадок одночасної наявності неоднорідностей концентрації і температури. Було показано, що інкремент розвитку нестійкості кожної кінетичної хвилі має вигляд

$$k - | \Big|_k = \sqrt{\frac{(\omega_A - \omega_R)}{2}} \frac{F_1}{F_2}, (k = 1, 2, 3, 4), \quad (25)$$

де вирази для функцій  $F_1$  та  $F_2$  приведено в роботі [4]. У процесі відбору розв'язків ДР ми виключали з розгляду аперіодичні коливання [1, 4] і водночас залишали хвилі зі знакозмінним інкрементом.

Нижче приведено основні фізичні характеристики передспалахової плазми у хромосферній частині петлі в АО (взято з моделі VAL(F) сонячної атмосфери):

$$\begin{aligned} n &= 2.57 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}, \quad T = 4.47 \cdot 10^5 \text{ К}, \\ h &= 2429 \text{ км}, \quad |\mathbf{B}_0| = 3.162 \text{ мТл}, \\ \epsilon_* &= 5.15, \quad \epsilon_{ei} / \epsilon_i = 4.61 \cdot 10^{-7}, \\ \epsilon &= 3.64 \cdot 10^{-4}, \quad r_i = 4.66 \text{ см}, \quad L = 10^5 \text{ см}. \end{aligned} \quad (26)$$

Тут  $*$  — відношення плазмової частоти  $\omega_p$  до іонно-циклotronної частоти  $\omega_i$ ;  $r_i$  — іонно-циклotronний гіорадіус,  $L$  — характеристична шкала просторової неоднорідності температури та концентрації плазми. Зазначимо, що висота  $h = 2429$  км є максимальною в розрахунках моделі [33]. Тут ми вважали, що значення температури  $T$  та концентрації частинок  $n$  однакові для іонів та електронів.

## ДОСЛІДЖЕННЯ ПРОЦЕСУ ГЕНЕРАЦІЇ КІНЕТИЧНИХ ТА ЕЛЕКТРОМАГНІТНИХ ХВИЛЬ ТА ЇХНЯ СТІЙКІСТЬ

У роботах [6, 27, 28] ми показали, що у передспалаховій плазмі друга гармоніка бернштейнівських мод [1, 8] має екстремально низький поріг збудження по амплітуді субдрейсерівського поля. Кінетичні хвилі мають значно вищий поріг збудження. Отже, є принаймні принципова можливість розвитку нестійкостей кінетичних хвиль на тлі дрібномасштабної (у граничному випадку насиченої) бернштейнівської турбулентності [2, 8]. Як правило, на більш ранній стадії розвитку спалахового процесу у плазмі домінують кулонівські зіткнення [11, 12, 17], які визначають в основному процеси дисипації енергії у плазмі, тоді як на пізнішій фазі спалаху дисипацію визначає ефективна частота зіткнень електронів з пульсаціями турбулентності. У роботі [2] показано, що вона визначається формулою

$$\text{еф} \quad \frac{\overline{z_e}}{z_e} \quad e, \quad (27)$$

де  $\overline{z_e}$  — нормований лінійний інкремент розвитку нестійкості другої квазібернштейнівської гармоніки [28]. Як показали попередні дослідження [5, 6], бернштейнівська турбулентність може розвиватися у передспалаховій плазмі в широкому діапазоні значень амплітуд магнітного поля — від кількох одиниць до кількох десятків мілітесла. У рамках використаної концепції досліджень аналітичні вирази для дисперсії кінетичних хвиль можна записати у вигляді

$$\text{как} \quad \sqrt{1 - z_i t} \quad \frac{3}{4}, \quad (28)$$

$$\text{кізх} \quad {}^A \sqrt{\frac{1 - z_i}{1 - z_i t}}, \quad (29)$$

де знак  $\sqrt{\phantom{x}}$  відповідає прямому (по полю  $\mathbf{B}_0$ ) та зворотному напрямку поширення хвиль.

Чисельне моделювання та порівняння з даними спостережень (там, де це можливо) [18, 20, 22] дозволили встановити інтервали зміни значень основних параметрів [17]:

$$\begin{aligned}
 & 5 \cdot 10^{-7} & R & 10^{-2}, \\
 & 5 & 5, \\
 & 1 & 6, \\
 & 0.001 & k_* & 0.25, \\
 & 0.001 & z_i & 0.25.
 \end{aligned} \tag{30}$$

Граничні значення параметрів (30) — це ті значення, при яких виникає і починає розвиватися нестійкість, тобто уявна частина частоти змінює знак із від'ємного на додатний. Величина  $u$  у (30) — феноменологічний параметр, що дозволяє найповніше враховувати внесок всіх видів частинок в інтеграл зіткнень.

Неважко переконатися в тому, що всі члени у виразі (25) для приведеного інкременту, що описують дрейфові рухи плазми, містять множник

$$\frac{i}{L}. \tag{31}$$

Для того щоб оцінити ступінь впливу просторової неоднорідності на інкремент розвитку нестійкості, було введено параметр

$$R_0 = \frac{z_1^0}{z_0}, \tag{32}$$

де  $z_0 = 1$ , коли  $i = 0$ , та  $z_1 = 1$ , коли  $i = 0$ . Величина  $R_0$  — перше позитивне значення інкременту на поверхні  $\mathbf{r} = (z_i, k)$  при її «виході» у додатний півпростір  $i > 0$ .

Всі значення нормованого інкременту (25) розраховувалися при  $(t)_{\text{рп}} = 4$ ,  $(r)_{\text{рп}} = 5$ ,  $k = 2$  в інтервалі

$$10^{-4} \leq R \leq 12 \cdot 10^{-4}. \tag{33}$$

Якщо ж нестійкість другої бернштейнівської гармоніки не перетворилася в своєму розвитку на насичену турбулентність (що може статися при нульовому інкременті), то альтернативним варіантом стає генерація бернштейнівських хвиль малої амплітуди [28].

Прикладом їхньої нелінійної взаємодії є процес (3) за участю двох бернштейнівських гармонік одного номера з утворенням імпульсу мікрохвильового випромінювання [34]. Іншим процесом нелінійної взаємодії є розпад першої бернштейнівської гармоніки на верхній гібридний частоті (2), що супроводжується також утворенням КАХ [27]. Частотний діапазон мікрохвильового випромінювання, що утворюється, добре узгоджується з даними спостережень [15, 19—21, 26, 36]. Завдяки своїм унікальним властивостям [18, 23, 24, 31] кінетичні хвилі можуть брати участь у переважній більшості можливих трихвильових процесів у передспалаховій плазмі. Сюди можна віднести і процеси взаємного перетворення цих хвиль типу (1), тобто

$$\text{КІЗХ} \quad \text{КІЗХ} + \text{КІЗХ} \quad (34)$$

$$\text{КАХ} \quad \text{КАХ} + \text{КАХ} \quad (35)$$

Кінетичні хвилі відіграють найважливішу роль у поясненні таких ефектів, як додатковий нагрів плазми [2, 23, 24], деполяризація електромагнітного випромінювання Сонця [31] та прискорення частинок у передспалаховій плазмі АО [11, 12]. Розвиток нестійкостей кінетичних хвиль на тлі дрібномасштабної насиченої турбулентності важливий ще й тому, що така турбулентність за певних умов не порушує процес розвитку нестійкості, і часу для її розвитку може виявитися цілком достатньо для реалізації багатьох трихвильових процесів [17].

На рис. 1 і 2 зображені залежності нормованого нелінійного інкремента від величини  $k_*$  для моделі VAL(F) сонячної атмосфери [17]. У цьому випадку приведена частота кулонівських зіткнень та ефективна частота турбулентності пов'язані співвідношенням

$$\frac{\omega_{\text{турб}}}{\omega_{\text{ei}}} = R_0 \cdot \frac{\omega_{\text{турб}}}{\omega_{\text{ei}}} \quad (36)$$

Величина  $R_0$  описує поправки до інкремента  $\epsilon$ , що враховують просторові неоднорідності температури і щільності плазми, які можуть бути дуже малі за абсолютною величиною, проте при цьому викликані відносні зміни величини  $\epsilon$  можуть бути значними.

Низькочастотні кінетичні хвилі, КАХ чи КІЗХ, можуть розвиватися на фоні насиченої турбулентності, що утворилася внаслідок розвитку нестійкості двох перших бернштейнівських гармонік, причому КАХ — з нестійкості першої, а КІЗХ — другої.

Проведені розрахунки показали, що у передспалаховій плазмі, яка описується моделлю VAL (F), можуть виникати та поширюватися хвилі КАХ та КІЗХ. І ті, й інші виникають і розвиваються з відносно повільних нестійкостей і за рахунок своїх індивідуальних властивостей у певних додаткових умовах можуть трансформуватися у хвилі малої амплітуди, що не загасають, а це уможливлює їхню участь у трихвильових взаємодіях (34) і (35). Це дає підставу розглядати їхню можливу участь в альтернативних трихвильових процесах з генерацією електромагнітного випромінювання мікрохвильового діапазону. Тим самим генерація цих хвиль у процесах (34), (35) можна роз-

**Таблиця 1.** Основні характеристики нестійкості модифікованих прямих КІЗХ (корінь модифікованого ДР) та КАХ (корінь МДР) для плазмових параметрів моделі VAL(F) з (26). Тут  $\omega_c / \omega_{\text{ei}}$  — нормована кулонівська частота зіткнень,  $\omega_{\text{турб}} = \omega_{\text{турб}} / (z_e \omega_{\text{ei}})$  — ефективна частота зіткнень при домінуванні другої бернштейнівської гармоніки;  $L = 10^5$  см

Тип хвилі	$(k^*)_{\text{р}} \cdot 10^{-4}$	$(z_i)_{\text{р}} \cdot 10^{-4}$	$R_0$	$\omega_c, 10^{-4}$	$\omega_{\text{турб}}, 10^{-3}$
Пряма КІЗХ	0.029	0.011	-1.57	1.06	1.29
Пряма КАХ	0.067	0.010	-1.57	1.06	2.08

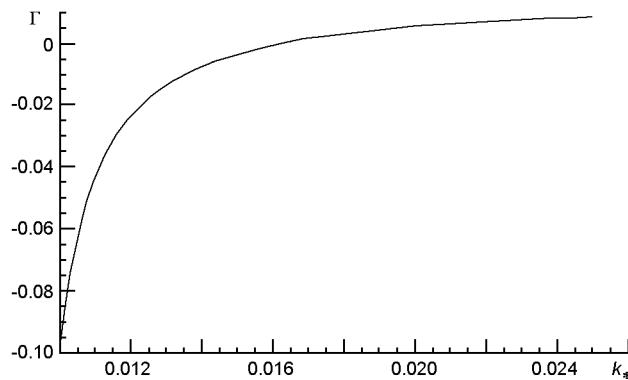


Рис. 1. Нормований інкремент нестійкості  $\Gamma$  для прямої КІЗХ як функція  $k_*$  для моделі VAL(F) сонячної атмосфери

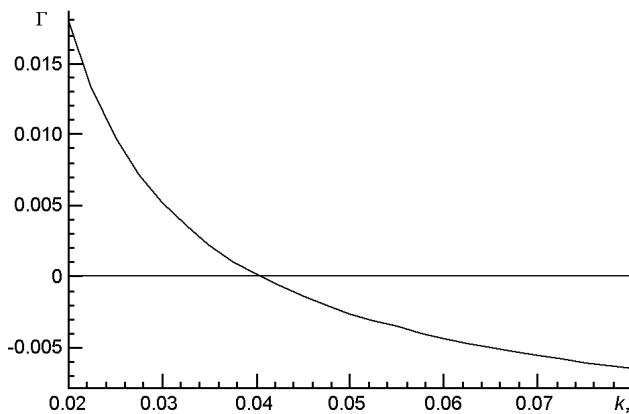


Рис. 2. Нормований інкремент нестійкості  $\Gamma$  для прямої КАХ як функція  $k_*$  для моделі VAL(F) сонячної атмосфери з  $t = 4$ ,  $= 5$ ,  $z_i = 0.011$ ,  $0_{R} = 10^{-3}$ ,  $0.01 \leq k_* \leq 0.10$

глядати як деяку необхідну умову короткострокового прогнозу спалаху в АО на Сонці.

Трихвильову взаємодію (1) вперше було запропоновано та досліджено в роботах А. Хасегави та Л. Чена [23, 24] для лабораторної плазми. У цих роботах було отримано вираз для нелінійного інкремента процесу (1) та вказано його можливі фізичні наслідки. Окремий випадок цього процесу в ситуації, коли хвильові вектори «материнської» КАХ (або КАХ «накачування») та дочірньої КАХ мало відрізняються за абсолютною величиною, було розглянуто для плазми сонячної атмосфери при наявності в ній просторових неоднорідностей температури та концентрації [7, 10]. Для розглянутих у роботах [7, 10] моделей сонячної атмосфери плазму не можна вважати передспалаховою саме внаслідок наявності у ній пучків енергійних частинок, і отже, КАХ, отримані у процесі (1), формально не можуть бути використані для короткострокового прогнозу спалаху в АО. У роботах [7, 10] у процесі обчислень використовувалося вперше виведене автора-

ми трансцендентне рівняння, отримане з умов синхронізму для хвиль [1—3, 8]:

$$k_0 = k/k_s, \quad k_0 = k_s. \quad (37)$$

Тут індекс « $s$ » позначає належність величини до КІЗХ, індекс «0» — до материнської КАХ («хвилі накачки»). Мають місце співвідношення

$$\frac{k_z}{k} = k_* = 1, \quad (38)$$

$$a_R^2 = \frac{k^2}{k_0^2}. \quad (39)$$

Видно, що  $a_R$  фактично відіграє роль масштабного множника. У роботах [7, 10] було показано, що отримане з урахуванням співвідношень (28), (29) на основі законів збереження (37) трансцендентне рівняння має вигляд

$$\begin{aligned} & [1 - z_{i0}t - a_R^2(1 - a_R^2 z_{i0}t) - 2a_R \sqrt{(1 - z_{i0}t)(1 - a_R^2 z_{i0}t)}] \\ & 1 - (1 - a_R)k_* \sqrt{z_{i0}t} \frac{V_A}{c} - a_R^2 z_{i0}t - (-\omega_A)^2. \end{aligned} \quad (40)$$

У розрахунках було показано, що рівняння (40) має дві пари комплексно спряжених коренів

$$\begin{aligned} a_{R1} &= 0.538425 - 4.87819i, \\ a_{R2} &= 0.538425 + 4.87819i, \\ a_{R3} &= 0.00363948 - 4.76077i, \\ a_{R4} &= 0.00363948 + 4.76077i \end{aligned} \quad (41)$$

та два дійсні корені

$$a_{R5} = 0.942418, \quad a_{R6} = 1.05691. \quad (42)$$

Максимальне значення нормованого нелінійного інкременту, отримане в роботах [7, 10], має вигляд

$$\frac{\max_i^N}{a_R} = \frac{1 - \frac{a_R}{2} z_{i0}t - \frac{-\omega_A}{i} t^{5/2} \frac{z_{i0}}{1 - z_{i0}t} \frac{B_0}{B_0}^{3/2}}{2k_*(1 - a_R^2 z_{i0}t)[1 - (1 - a_R)^2 z_{i0}t]^2} \frac{t^2}{t^2} \quad (43)$$

Тут  $t = T_e / T_i = 4$ ,  $\omega_A = 0.0233433$ ,  $B_0 = 3.162$  мТл.

Для кореня  $a_{R5}$   $k_* = 0.029$ ,  $z_{i0} = 0.011$ . Величина

$$a_R = \sqrt{\frac{k_* \sqrt{t} z_{i0}^{3/2}}{8} \frac{1}{[1 - (1 - t)z_{i0}]}}$$

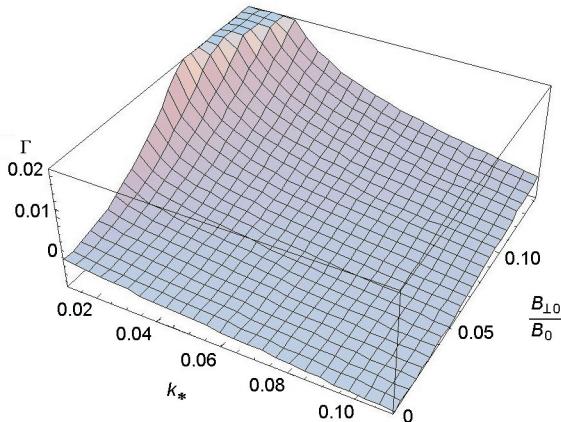


Рис. 3. Нормований нелінійний інкремент як функція нормованого хвильового вектора та амплітуди магнітного поля

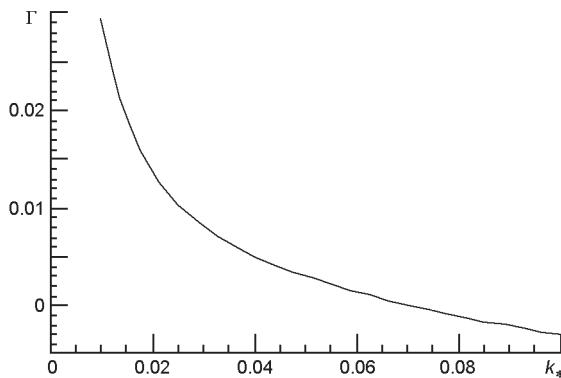


Рис. 4. Нормований нелінійний інкремент нестійкості  $\Gamma_N$  для  $B_\perp / B_0 = 0.1$ ,  $z_i = 0.011$  та  $t = 4$  для кореня  $k_{R5} = 0.942418$  як функції  $k_*$  для моделі VAL(F) сонячної атмосфери

є декрементом загасання Ландау на іонах. На рис. 3 зображенено форму поверхні нелінійного інкремента як функцію параметрів  $k_*$  та  $B_\perp / B_0$ .

З рис. 4 видно, що функція  $\Gamma_N(k)$  в околиці точки перетину графіком осі абсцис змінюється дуже плавно. Це свідчить про те, що тут виконується умова (24), а саме наявність такої точки (у три-вимірному випадку це лінія на поверхні) означає формальну можливість появи коливань малої амплітуди, що не згасають, які незначно перевищують рівень теплових шумів. Вони можуть генеруватися «материнською» КАХ («хвиля накачки») при точному виконанні умов синхронізму (37). Як правило, досягнута рівновага подібного типу повільно змінюється в часі за рахунок дисипативних процесів [16].

У висновку зазначимо, що найбільш важливим результатом представленого дослідження є доказ самої можливості появи КАХ і КІЗХ у передспалаховій плазмі активної області, яка описується моделлю сонячної атмосфери VAL(F). Було показано, що поява цих хвиль можлива у межах розвитку непучкових нестійкостей, тобто без припущення про інжекцію в атмосферу Сонця пучка релятивістських заряд-

жених частинок. Участь цих хвиль у різних типах трихвильових взаємодій дозволяє розраховувати можливість появи напередодні спалаху в АО імпульсів електромагнітного випромінювання мікрохвильового діапазону. У певних додаткових умовах їх можна розглядати як провісники спалаху.

## ОБГОВОРЕННЯ РЕЗУЛЬТАТИВ

У проведенню дослідження вдалося показати, що наявність у передспалаховій атмосфері активної області, а саме — поблизу основ магнітних петель, субдрейсерівського електричного поля та просторових неоднорідностей плазми кардинально змінює стандартний сценарій розвитку спалахового процесу в АО. Став можливим розвиток так званих непучкових нестійкостей, появі яких пов’язана з інжекцією в атмосферу АО пучка релятивістських частинок [1, 3, 8, 12]. При швидкості руху електронів плазми, набагато меншій за теплову електронну, задовго до появи бунеманівської нестійкості та фази попереднього нагрівання став можливим виникнення дрібномасштабної бернштейнівської нестійкості, що досить швидко перетворюється на відповідну турбулентність. Екстремально низький поріг цієї нестійкості може бути причиною того, що кінетичні нестійкості, які мають набагато вищий поріг, будуть розвиватися на тлі насиченої турбулентності, що вже утворилася. У розрахунках передбачалося, що до появі турбулентності процеси дисипації енергії у середовищі визначалися кулонівськими зіткненнями частинок, а потім — втратами імпульсів електронів на пульсаціях турбулентності [1—3]. Виявилося, що у передспалаховій плазмі, яка описується моделлю атмосфери VAL(F), із низькочастотної кінетичної нестійкості може розвинутися пряма кінетична іонно-звукова хвиля (КІЗХ) у період, коли турбулентність домінує над кулонівськими зіткненнями [17]. При певних додаткових умовах [17] у плазмі АО може з’явитися і кінетична альвенівська хвиля (КАХ). Нелінійна взаємодія цих двох типів хвиль відіграє найважливішу роль практично у всіх трихвильових процесах у передспалаховій плазмі АО. Унікальні властивості цих хвиль, і насамперед наявність у них власного електричного поля [23, 24], дозволяють з їхньою допомогою пояснити цілу низку найважливіших фізичних ефектів у сонячній фізиці: додаткове нагрівання плазми в атмосфері АО, прискорення частинок у передспалахових струмових шарах [11, 12], деполяризація радіовипромінювання сонячної атмосфери [31], виникнення мікрохвильових сплесків перед початком імпульсної фази спалахового процесу в АО [13, 26, 30, 35]. Проведені дослідження показали, що зміни в інкременті, спричинені наявністю субдрейсерівського електричного поля, на 2-3 порядки перевершують зміни, спричинені наявністю просторових неоднорідностей температури та концентрації передспалахової плазми у АО [17]. При цьому виявилося, що просторові

масштаби кінетичних хвиль, на відміну від МГД-хвиль, які не раз спостерігалися у магнітних петлях АО [12, 20, 22], не дозволяють безпосередньо спостерігати їх із Землі та з космічних апаратів. Таким чином, єдина їхня можливість проявити себе — це, беручи участь у трихвильовій взаємодії, породити провісник спалаху, — мікрохвильовий імпульс здатний дійти до віддаленого спостерігача [27, 34]. У своїй роботі [30] Нуньєнс із співавторами вказали на те, що підвищити точність прогнозу спалаху в АО можна використовуючи одночасно синоптичний та казуальний прогнози, де синоптичний прогноз базується на морфології АО перед спалахом, а казуальний — на знанні фізичних механізмів спалахового процесу. Подане дослідження слід розглядати як необхідну частину казуального прогнозу.

Роботу виконано за фінансової підтримки Цільової комплексної програми НАН України «Фізика плазми і плазмова електроніка: фундаментальні дослідження та застосування».

1. Александров А. Ф., Богданевич Л. С., Рухадзе А. А. Основы электродинамики плазмы. М. : Высшая школа, 1989. 424 с.
2. Галеев А., Ломинадзе Д., Патарая А., Сагдеев Р., Степанов К. Аномальное сопротивление плазмы вследствие неустойчивости на циклотронных гармониках. *ЖЭТФ*. 1972. 417. С. 112—114.
3. Загородний А. Г., Черемных О. К. *Введение в физику плазмы*. Киев: Наукова думка, 2014. 696 с.
4. Кришталь А. Н., Войцеховская А. Д., Герасименко С. В. Низкочастотные кинетические волны в плазме магнитных петель на ранней стадии вспышечного процесса в активной области. *Кинематика и физика небес. тел.* 2019. 35, № 3. С. 1—30.
5. Кришталь А. Н., Войцеховская А. Д., Герасименко С. В., Черемных О. К. Влияние мелкомасштабной бернштейновской турбулентности на низкочастотные плазменные волны у предвспышечной атмосфере Солнца. *Кинематика и физика небес. тел.* 2017. 33, № 4. С. 3—28.
6. Кришталь А. Н., Сиренко Е. К., Герасименко С. В. Распадная неустойчивость кинетических альвеновских волн у предвспышечной плазме петель в активной области Солнца. *Кинематика и физика небес. тел.* 2007. 23, № 3. С. 131—140.
7. Михайловский А. Б. *Теория плазменных неустойчивостей. Неустойчивости неоднородной плазмы*. М.: Атомиздат, 1974. 360 с.
8. *Основы физики плазмы*. Под ред. А. А. Галеева и Р. Судана, в 2-х томах, том 2. М.; Энергоатомиздат, 1984. 632 с.
9. Сомов Б. В., Титов В. С., Вернетта А. И. Магнитное пересоединение в солнечных вспышках. *Итоги науки и техники. Астрономия*. 1987. Вып. 34. С. 136—237.
10. Чен Ф. *Введение в физику плазмы*. М.: Мир, 1987. 398с.
11. Aschwanden M. *Physics of the Solar Corona* ISBN 3-540-30765-6. Praxis Publishing Ltd., Chichester, UK; Springer, New York, Berlin, 2005, 892 p.
12. Aurass H. *Radio type IV burst fine structures and the dynamics of flare process*. Proc. of the 144-th IAU Colloq. Solar Coronal Structures. Bratislava, Slovakia, 20—24 September. Eds V. Rusin, P. Heinzel, I. C. Vial. VEDA Publishing Company, Bratislava. 1993. P. 251—256.

13. Battaglia M., Fletcher L., Simões Paulo J. A. Where is the chromospheric response to conductive energy input from a hot pre-flare coronal loop? *Astrophys. J.* 2014. 789. P. 789—799.
14. Benka S. G. *DC-electric fields in solar flares; theory meets observation*. Proc. Kofu Symposium ew look at the Sun with emphasis on advanced observations of corona dynamics and flares. Kofu, September 6-10, 1993. Ed. S. Enome, T. Hirayama. Nobeyama Radio Observatory, 1994. 360. P. 225—229.
15. Brodin G., Stenflo L., Shukla P. K. Nonlinear interactions between kinetic and ion-sound waves. *Solar Phys.* 2006. 236. P. 285—291.
16. Cheremnykh O. K., Andrushchenko Zh. N., Edenstrasser J. W., Taranov V. B. Relaxation of a magnetohydrodynamic plasma in a cylindrical column. *Phys. Plasmas.* 1994. 1, № 8. P. 2525—2530.
17. Cheremnykh O. K., Fedun V. N., Kryshnal A. N., Verth G. Incompressible magnetohydrodynamic modes in the thin magnetically twisted flux tube. *Astron. and Astrophys.* 2017. 604, A62; DOI: <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201629863>.
18. Druett M., Scullion E., Zharkova V. V., Matthews S., Zharkov S., Luc Rouppe Van der Coort. Beam electrons as a source of H  $\alpha$  flare ribbons. *Nature Commun.* 2017. 8. P. 16905.
19. Fárník, F., Savy S. K. Soft X-ray pre-flare emission studied in Yohkoh-SXT images. *Solar Phys.* 1998. 183. P. 339—357
20. Foukal P., Hinata S. Electric fields in the solar atmosphere: a review. *Solar Phys.* 1991. 132, № 2. 307—334.
21. Griem H. R. *Spectral line broadening by plasmas*. New York, Academic Press, Inc. (Pure and Applied Physics). V. 39. 1974. 421 p.
22. Harra L. K., Matthews S. A., Culhane J. L. Nonthermal velocity evolution in the precursor phase of a solar flare. *Astrophys. J.* 2001. 549, № 2. L245—L248.
23. Hasegawa A., Chen L. Parametric decay of "kinetic Alfvén wave" and its application to plasma heating. *Phys. Rev. Lett.* 1976. 36. P. 1362—1365.
24. Hasegawa A., Chen L. Kinetic processes in plasma heating by resonant mode conversion of Alfvén wave. *Phys. Fluids.* 1976. 19, № 12. P. 1924—1934.
25. Heyvaerts J., Priest E. R., Rust D. M. Models of solar flares. *Astrophys. J.* 1977. 216. P. 213—221.
26. Kashapova L. K., Meshalkina N. S., Kisil M. S. Detection of acceleration processes during the initial phase of the 12 June 2010 flare. *Solar Phys.* 2012. 280. P. 525—535.
27. Kryshnal A. N., Fedun V., Gerasimenko S. V., Voitsekhovska A. D. "Oblique" Bernstein mode generation near the upper-hybrid frequency in solar pre-flare plasma. *Solar Phys.* 2015. 290, № 11. P. 3331—3341.
28. Kryshnal A. N., Gerasimenko S. V., Voitsekhovska A. D. "Oblique" Bernstein modes in solar preflare plasma: Generation of second harmonics. *Adv. Space Res.* 2012. 49. P. 791—796.
29. Kryshnal A. N., Voitsekhovska A., Cheremnykh O., Ballai I., Verth G., Fedun V. Generation of low-frequency kinetic waves at the footpoints of pre-flare coronal loops. *Solar Phys.* 2020. 295(12). P. 162—175.
30. Núñez M., Fidalgo R., Baena M., Morales R. The influence of active region information on the prediction of solar flares: an empirical model using data mining. *Ann. Geophys.* 2005. 23. P. 3129—3138.
31. Sirenko O., Voitenko Yu., Goossens M., Yukhimuk A. *Nonlinear coupling of O- and X-mode radio emission and Alfvén waves in the solar corona*. Waves in dusty, solar, and space plasmas. AIP Conference Proceedings. 2000. 537. P. 287—294.

32. Tsap Y., Fedun V., Cheremnykh O., Stepanov A., Kryshnal A., Kopylova Y. On stabilisation of twisted magnetic flux tube by shielding surface current. *Astrophys. J.* 2020. 901. 99. 9 p.
33. Vernazza J. E., Avrett E. H., Loeser R. Structure of the solar chromosphere. III — Models of the EUV brightness components of the quiet-sun. *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 1981. 45, № 1. P. 635—725.
34. Willes A. J., Robinson P. A. Electron-cyclotron maser theory for noninteger radio emission frequencies in solar microwave spike bursts. *Astrophys. J.* 1996. 467, № 1. P. 465—472.
35. Zharkova V. V., Kashapova L. K., Chornogor S. N., Andrienko O. V. The effect of energetic particle beams on the chromospheric emission of the 2004 July 25 flare. *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 2011. 411, № 3. P. 1562—1574.

## REFERENCES

1. Александров А. Ф., Богданович Л. С., Рухадзе А. А. (1989). Основы электродинамики плазмы. М.: Высшая школа. 424 с.
2. Галеев А., Ломинадзе Д., Патарая А., Сагдеев Р., Степанов К. (1972). Аномальное сопротивление плазмы вследствие неустойчивости на циклотронных гармониках. *ЖЭТФ*. 417. С. 112—114.
3. Загородний А. Г., Черемных О. К. (2014). *Введение в физику плазмы*. Киев: Наукова думка, 696 с.
4. Kryshnal A. N., Voitsekhovska A. D., Gerasimenko S. V. (2019). Low-frequency kinetic waves in plasmas of magnetic loops at the early stage of flare process in active region. *Kinematika i fizika nebesnyh tel.* 35(3). 3—34.
5. Kryshnal A. N., Voitsekhovska A. D., Gerasimenko S. V., Cheremnykh O. K. (2017). Influence of small-scale Bernstein turbulence on the low-frequency plasma waves in the solar chromosphere. *Kinematika i fizika nebesnyh tel.* 33(4). 3—28.
6. Kryshnal' A. N., Sirenko O. K., Gerasimenko S. V. (2007). The decay instability of kinetic Alfvén waves in the preflare plasma in active region. *Kinematika i fizika nebesnyh tel.* 23(3). 131—140.
7. Михайловский А. Б. (1974). *Теория плазменных неустойчивостей. Неустойчивости неоднородной плазмы*. М.: Атомиздат, 360.
8. Основы физики плазмы. (1984). Под ред. А. А. Галеева и Р. Судана, в 2-х томах, том 2. М.: Энергоатомиздат, 632.
9. Сомов Б. В., Титов В. С., Вернетта А. И. (1987). Магнитное пересоединение в солнечных вспышках. *Итоги науки и техники. Астрономия*. Вып. 34. 136—237.
10. Чен Ф. (1987). *Введение в физику плазмы*. М.: Мир. 398.
11. Aschwanden M. (2005). *Physics of the Solar Corona* ISBN 3-540-30765-6. Praxis Publishing Ltd., Chichester, UK; Springer, New York, Berlin. 892.
12. Aurass H. (1993). *Radio type IV burst fine structures and the dynamics of flare process*. Proc. of the 144-th IAU Colloq. "Solar Coronal Structures". Bratislava, Slovakia, 20—24 September. Eds. V. Rusin, P. Heinzel, I. C. Vial. VEDA Publishing Company, Bratislava. 251—256.
13. Battaglia M., Fletcher L., Simtes Paulo J. A. (2014). Where is the chromospheric response to conductive energy input from a hot pre-flare coronal loop? *Astrophys. J.* 789. 789—799.
14. Benka S. G. (1994). *DC-electric fields in solar flares; theory meets observation*. Proc. Kofu Symposium "New look at the Sun with emphasis on advanced observations of

- corona dynamics and flares”, Kofu, September 6-10, 1993. Ed. S. Enome, T. Hirayama. Nobeyama Radio Observatory. 360. 225—229.
15. Brodin G., Stenflo L., Shukla P. K. (2006). Nonlinear interactions between kinetic and ion-sound waves. *Solar Phys.* 236. 285—291.
16. Cheremnykh O. K., Andrushchenko Zh. N., Edenstrasser J. W., Taranov V. B. (1994). Relaxation of a magnetohydrodynamic plasma in a cylindrical column. *Phys. Plasmas.* 1(8). 2525—2530.
17. Cheremnykh O. K., Fedun V. N., Kryshnal A. N., Verth G. (2017). Incompressible magnetohydrodynamic modes in the thin magnetically twisted flux tube. *Astron. and Astrophys.* 604, A62; DOI: <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201629863>.
18. Druett M., Scullion E., Zharkova V. V., Matthews S., Zharkov S., Luc Rouppe Van der Coort. (2017). Beam electrons as a source of H flare ribbons. *Nature Commun.* 8. 16905.
19. Fárník, F., Savy S. K. (1998). Soft X-ray pre-flare emission studied in Yohkoh-SXT images. *Solar Phys.* 183. 339—357.
20. Foukal P., Hinata S. (1991). Electric fields in the solar atmosphere: a review. *Solar Phys.* 132(2). 307—334.
21. Griem H. R. (1974). *Spectral line broadening by plasmas*. New York, Academic Press, Inc. (Pure and Applied Physics). V. 39. 421.
22. Harra L. K., Matthews S. A., Culhane J. L. (2001). Nonthermal velocity evolution in the precursor phase of a solar flare. *Astrophys. J.* 549(2). L245—L248.
23. Hasegawa A., Chen L. (1976). Parametric decay of "kinetic Alfvén wave" and its application to plasma heating. *Phys. Rev. Lett.* 36. 1362—1365.
24. Hasegawa A., Chen L. (1976). Kinetic processes in plasma heating by resonant mode conversion of Alfvén wave. *Phys. Fluids.* 19(12). 1924—1934.
25. Heyvaerts J., Priest E. R., Rust D. M. (1977). Models of solar flares. *Astrophys. J.* 216. 213—221.
26. Kashapova L. K., Meshalkina N. S., Kisil M. S. (2012). Detection of acceleration processes during the initial phase of the 12 June 2010 flare. *Solar Phys.* 280. 525—535.
27. Kryshnal A. N., Fedun V., Gerasimenko S. V., Voitsekhovska A. D. (2015). "Oblique" Bernstein mode generation near the upper-hybrid frequency in solar pre-flare plasma. *Solar Phys.* 290(11). 3331—3341.
28. Kryshnal A. N., Gerasimenko S. V., Voitsekhovska A. D. (2012). "Oblique" Bernstein modes in solar preflare plasma: Generation of second harmonics. *Adv. Space Res.* 49. 791—796.
29. Kryshnal A. N., Voitsekhovska A., Cheremnykh O., Ballai I., Verth G., Fedun V. (2020). Generation of low-frequency kinetic waves at the footpoints of pre-flare coronal loops. *Solar Phys.* 295(12). 162—175.
30. Núñez M., Fidalgo R., Baena M., Morales R. (2005). The influence of active region information on the prediction of solar flares: an empirical model using data mining. *Ann. Geophys.* 23. 3129—3138.
31. Sirenko O., Voitenko Yu., Goossens M., Yukhimuk A. (2000). *Nonlinear coupling of O- and X-mode radio emission and Alfvén waves in the solar corona*. Waves in dusty, solar, and space plasmas. AIP Conference Proceedings. 537. 287—294.
32. Tsap Y., Fedun V., Cheremnykh O., Stepanov A., Kryshnal A., Kopylova Y. (2020). On stabilisation of twisted magnetic flux tube by shielding surface current. *Astrophys. J.* 901. 99. 9.
33. Vernazza J. E., Avrett E. H., Loeser R. (1981). Structure of the solar chromosphere. III — Models of the EUV brightness components of the quiet-sun. *Astrophys. J. Suppl.*

- Ser.* 45(1). 635—725.
34. Willes A. J., Robinson P. A. (1996). Electron-cyclotron maser theory for noninteger radio emission frequencies in solar microwave spike bursts. *Astrophys. J.* 467(1). 465—472.
35. Zharkova V. V., Kashapova L. K., Chornogor S. N., Andrienko O. V. (2011). The effect of energetic particle beams on the chromospheric emission of the 2004 July 25 flare. *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 411(3). 1562—1574.

*O. N. Kryshnal, A. D. Voitsekhovska*

Space Research Institute of the National Academy of Sciences of Ukraine and the State Space Agency of Ukraine

#### TO THE NONLINEAR INTERACTION OF LOW-FREQUENCY KINETIC PLASMA WAVES IN THE PRE-FLARE ATMOSPHERE OF SOLAR ACTIVE REGION

Necessary conditions of rise and development of decay instability of low-frequency kinetic Alfvén waves have been obtained in the loop structures before a flare in solar active regions. Expression for the nonlinear growth rate of decay instability of initial kinetic Alfvén waves (KAW) for secondary wave (KAW<sub>2</sub>) and kinetic ion-acoustic wave (KIAW) has been derived on the basis of transcendental dispersion relation which has been obtained with the help of the synchronism conditions and additional conservation laws. Boundary values of the reduced amplitude of initial KAW in preflare atmosphere of active region (AR) have been obtained. It has been proposed in calculations that waves in the area under investigation appear as result of instability development. This last one takes place due to existence of large-scale weak electric (subdreicer) field and drift motions of plasma density and temperature. It has been shown that for some specific kind of semiempirical model of solar atmosphere the KAWs and KIAWs can be generated during linear stage of instability development. At the same time the process of wave generation can take place in plasma with pure coulomb conductivity as well as in plasma with small-scale Bernstein turbulence. For the start up of instability the relatively low values of plasma nonisothermality are needed as well as very small threshold values of the reduced amplitude of subdreicer electric field. Appearance of nondamped kinetic waves with small amplitude in the area under investigation has been proved.

**Keywords:** kinetic waves, solar atmosphere, pre-flare plasma.

Стаття надійшла до редакції 04.11.2021

Після доопрацювання 10.01.2022

Прийнята до друку 17.02.2022