

УДК 533.951

А. Н. Кришталь, С. В. Герасименко, А. Д. Войцеховская

Головна астрономічна обсерваторія Національної академії наук України, Київ

НИЗКОПОРОГОВЫЕ НЕУСТОЙЧИВОСТИ КИНЕТИЧЕСКИХ АЛЬВЕНОВСКИХ ВОЛН В ХРОМОСФЕРЕ АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ НА СОЛНЦЕ

Досліджувався процес виникнення та розвитку нестійкості низькочастотних хвиль у плазмі в області поблизу основи корональних петель, яка відповідає нижньо-середній хромосфері. Дослідження проводились у припущенні квазіпотенціального магнітного поля окремої петлі, коли його амплітуда на обраній ділянці струмового контуру останньої змінювалася в інтервалі від 3 до 10 мТл. Як основні причини нестійкості розглядалися наявність у петлях слабого великомасштабного електричного поля і повільні дрейфові рухи плазми, викликані просторовою неоднорідністю її температури і густини. Ідентифікація отриманих рішень дисперсійного рівняння дозволила встановити, що для двох напівемпіричних моделей сонячної атмосфери MAVN F1 і MAVN F2M хвилі, що генеруються на лінійній стадії розвитку нестійкості, є кінетичними альвенівськими. Відмінними рисами досліджених хвиль у передспалаховій хромосфері активної області виявилися відносно невисокий ступінь неізотермічності плазми, необхідний для прояву нестійкості, і низький поріг цієї нестійкості по амплітуді субдрейсерівського електричного поля у петлі.

ВВЕДЕНИЕ

Уже первые результаты обработки данных наблюдения, полученных в рамках широкомасштабных международных миссий Yohkoh, SOHO и TRACE более десятка лет назад, с необходимостью приводили к выводу о том, что фундаментальная проблема нагрева короны может быть решена только путем «подключения» хромосферы и переходной области в энергетическую цепь «фотосфера — корона» [13]. При этом целый ряд реально наблюдавшихся эффектов указывал на то, что так называемые «корональные» (они же «вспышечные») петли [3, 5, 10, 13, 22, 23, 24], представляющие собой ключевой элемент как в «DC» (direct current), так и в «AC» (alternating current) моделях нагрева короны, уже нельзя рассматривать, как это делалось ранее [5], в виде однородных «поточковых» магнитных трубок с постоянной плотностью и температурой плазмы. Проведенные теоретические исследования (оценки + числен-

ное моделирование) показали, что лишь от 5 до 10 % полного потока вектора Пойнтинга идет на нагрев короны путем обычной омической диссипации (см. ссылку в [13]). Очевидно, что нагрев короны в результате резонансного поглощения волн чрезвычайно неэффективен. В то же время та же омическая диссипация в хромосфере и переходной области в 4–8 раз эффективнее. К числу важнейших, наблюдавшихся в рамках упомянутых миссий эффектов, следует отнести скачок плотности при переходе от плазмы петли к фоновой плазме ($\rho_{\text{внеш}} / \rho_{\text{внутр}} \approx 1/20$) и восходящий по петле поток массы (плазмы) из хромосферы в корону. Последним по порядку, но не по значению, можно назвать наблюдавшийся в ряде случаев непосредственно перед вспышкой нагрев петель вблизи их основания [5, 11, 12]. Практически во всех миссиях были зафиксированы вспышки с аномально низкими температурами ($T_{\text{всп}} \approx 1–2$ МК) и областями первичного энерговыделения вблизи основания петель, — в той части их токового контура, которая соответствует нижней-средней хромосфере активной области [10, 11, 13, 23].

В предыдущих наших исследованиях [17–21] в рамках предложенной оригинальной концепции исследований было показано, что наличие в петлях крупномасштабного слабого электрического поля [14], которое надежно регистрируется по дополнительному штарковскому уширению линий H_{β} бальмеровской серии с большими номерами ($N \geq 8$), может существенно повлиять на предвспышечную ситуацию в атмосфере активной области вообще, и в петле в частности. К трем известным и ставшими уже классическими этапам вспышечного процесса — предварительный нагрев, импульсная фаза и фаза спада [16] — добавляется четвертый, а точнее «нулевой» этап, который по времени предвдвывает первую фазу, — фазу предварительного нагрева. Наличие вышеупомянутого «субдрейсеровского» электрического поля [23] приводит к появлению на этом этапе целого набора неустойчивостей различных плазменных волн с аномально низким порогом возбуждения по напряженности поля. Их амплитуда не более чем на порядок может превышать уровень тепловых шумов, однако наличие среди них незатухающих волн может заметно сказаться на появлении аномального сопротивления в плазме, процессах трехволнового взаимодействия, а в ряде случаев — и на процессе ускорения частиц в предвспышечной плазме.

Среди бесконечного многообразия типов волн в магнитоактивной плазме [1] особое место занимают открытые А. Хасегавой кинетические альвеновские волны [15]. Их уникальность заключается в том, что, обладая «распадным спектром» (т. е. удовлетворяя условиям возникновения распадной неустойчивости) и продольным (по отношению к магнитному полю \mathbf{B}_0) электрическим полем \mathbf{E} , они, возникнув в плазме, могут эффективно ускорять частицы и участвовать в процессах трехволнового взаимодействия, а также способствовать появлению турбулентности и возникновению аномального сопротивления. Последнее является необходимым условием для образования предвспышечных токовых слоев [12]. Доказательство принципиальной возможности возникновения кинетических альвеновских волн (КАВ) в результате развития соответствующей неустойчивости на

хромосферном участке токового контура петли накануне вспышки, может стать принципиальным шагом на пути создания усовершенствованных DC- и AC-моделей нагрева короны. Кроме того, подобный результат может быть чрезвычайно важным для краткосрочного прогноза вспышки в активной области (АО) [2].

ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ ПРИБЛИЖЕНИЯ И ВЫБОР ПОЛУЭМПИРИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ СОЛНЕЧНОЙ АТМОСФЕРЫ

Предыдущие исследования, проведенные нами при исследовании устойчивости самых разных типов волн в предвспышечной плазме атмосферы активной области [17–21], обнаружили, что инкремент развития неустойчивости [1] чрезвычайно чувствителен к изменениям напряженности магнитного и электрического («субдрейсеровского») полей, особенно последнего, поскольку оно является в значительной степени основным источником неустойчивости, а также основной причиной штарковского уширения линий [4]. В наименьшей степени инкремент чувствителен и к изменениям главных «термодинамических» характеристик плазмы — плотности, температуры и давления [1]. На практике это означает, что диапазон изменения амплитуд полей и конкретную полуэмпирическую модель солнечной атмосферы необходимо выбирать заранее. «Субдрейсеровость» электрического поля означает, что для амплитуды $|E_0|$ выполняется соотношение [23]

$$\frac{E_0}{E_D} \equiv \varepsilon_R \ll 1. \quad (1)$$

Здесь $E_D \equiv \frac{m_e}{e} v_{ei} v_{Te}$ — напряженность локального дрейсеровского поля [1, 2], m_e и e — масса и заряд электрона, v_{Te} — его тепловая скорость, v_{ei} — частота электронно-ионных столкновений. Условие (1) можно трактовать и как условие «слабости» поля \mathbf{E}_0 . Расчетная формула для v_{ei} имеет вид [1, 4]

$$v_{ei} = 2 \cdot 10^{-6} \frac{Z n \ln \Lambda}{T_e^{3/2}}, \quad (2)$$

где Z — зарядовое число иона, $n = n_e = n_i$ — плотность плазмы (в случае низкочастотных коле-

баний выполняется условие квазинейтральности для плотностей электронов и ионов $n_e = n_i$, T_e — электронная температура в электрон-вольтах ($1 \text{ эВ} = 1600 \text{ К}$), $\ln \Lambda$ — кулоновский логарифм «обрезания» [1], который в общем случае зависит от n и T , а для плазмы солнечной атмосферы считается, что $8 \leq \ln \Lambda \leq 20$ [2]. На самом деле условие (1) является недостаточно информативным, по крайней мере для конкретных расчетов, и реально неравенство (1) имеет вид

$$(\varepsilon_R)_{\min} \leq \varepsilon_R \leq (\varepsilon_R)_{\max}. \quad (3)$$

Поскольку согласно используемой нами концепции исследований [21] все рассматриваемые неустойчивости должны быть «непучковыми», т. е. в предвспышечном состоянии атмосферы АО плотность пучков энергичных частиц и «убежавших» электронов на исследуемом участке токового контура петли недостаточна для возбуждения классической неустойчивости «пучкового» типа [1], то величина $(\varepsilon_R)_{\max}$ определяется из известной формулы для отношения числа «убежавших» электронов к полному числу электронов [1]

$$N_{\text{уб}} / N_{\text{общ}} \approx \exp\left(-\frac{1}{\varepsilon_R}\right). \quad (4)$$

При этом предполагается, что энергичных частиц от «предыдущей» вспышки в петле не осталось совсем [2]. Значение величины $(\varepsilon_R)_{\min}$ определяется на основе геометрических характеристик петли (в основном малого радиуса R_0 полутора, который моделирует петлю) и значения полного тока в контуре I_0 [3]. Предполагается, что перед вспышкой петля является «запитанной», т. е. по ней в стационарном состоянии, по крайней мере на хромосферном участке контура, течет слабый по плотности ток. Величина его начинает нарастать по мере развития вспышечного процесса, когда новый магнитный поток всплывает из-под фотосферы. Очевидно, что в данном случае имеется в виду модель вспышки ХПР (Хейварта — Приста — Раста) [16], а значение $(\varepsilon_R)_{\min}$ соответствует «равновесному» значению тока в «старом» контуре петли, когда новый всплывающий магнитный поток еще достаточно далеко, и старым контуром «не ощущается» [20]. В данной работе, используя «усредненные»

термодинамические характеристики плазмы, морфологические параметры петли и значения полных токов [3], мы считали, что $(\varepsilon_R)_{\min} = 5 \times 10^{-7}$, а $(\varepsilon_R)_{\max} = 0.2$. Ситуация с нахождением интервала возможных значений напряженности магнитного поля в петле усложняется тем, что задача определения полного вектора напряженности магнитного поля \mathbf{B}_0 (точнее магнитной индукции) по-прежнему остается нерешенной [3, 5]. С другой стороны, имеется некоторая свобода выбора при моделировании. Практически она сводится к тому, что в зависимости от способа определения магнитного поля (по эффекту Ханле или по зеемановскому расщеплению [3, 4]) выбирается интервал изменения амплитуды магнитного поля от нескольких десятых миллитесла до приблизительно 15 мТл, и от 30 мТл до нескольких сотен миллитесла. Интервал значений от 15 до 30 мТл при этом остается наиболее проблемным, поскольку в нем «уже плохо» работает эффект Ханле и «еще плохо» — эффект Зеемана. В данной работе в предположении квазидипольного характера магнитного поля (его напряженность уменьшается с высотой над уровнем фотосферы в исследуемом участке контура) считалось, что поля в нижнее-средней хромосфере АО относятся к области так называемых «спутанных» полей. Данная терминология взята из известного обзора С. Соланки [24]. Мы полагали, что на нижнем конце интервала высот при $h = 1120 \text{ км}$, $B_0 = 10 \text{ мТл}$, а на верхнем, при $h = 1459 \text{ км}$, $B_0 = 3.162 \text{ мТл}$.

В расчетах в данной работе были использованы две модификации известной полуэмпирической модели солнечной атмосферы: MAVN F1 и MAVN F2M [22]. Значения плотности и температуры плазмы и в том, и в другом случае были взяты на верхней границе шкалы высот. Это позволило, находясь вблизи основания петли, в пределах хромосферного участка токового контура, использовать достаточно высокие температуры, близкие к тем значениям $T_e = 1\text{—}2 \text{ МК}$, которые наблюдались в ряде случаев в АО непосредственно перед вспышкой [13]. Сама же модель MAVN была выбрана из тех соображений, что в процессах переноса энергии из короны в хромосферу в ней практически не учитывается вклад пучков

высокоэнергичных частиц и игнорируется вклад классической пучковой неустойчивости. Это полностью соответствует одному из основных положений используемой в расчетах оригинальной концепции [20, 21].

Использовавшиеся в данном исследовании физические приближения были ранее достаточно подробно изложены в работах [6, 19]. Кратко напомним основные из них.

1. Низкочастотное приближение

$$\omega \ll \Omega_i, \quad (5)$$

где ω — частота волны («периодического возмущения»), $\Omega_i = \frac{eB_0}{m_i c}$ — ионная гирочастота, m_i — масса иона, c — скорость света. В расчетах мы рассматривали однозарядные ионы ($Z = 1$).

2. Условие квазинейтральности плазмы [1] для низкочастотных колебаний

$$n_e = n_i = n. \quad (6)$$

3. Длинноволновое приближение

$$z_e \equiv \frac{k_{\perp}^2 v_{Te}^2}{\Omega_e^2} \ll z_i \equiv \frac{k_{\perp}^2 v_{Ti}^2}{\Omega_i^2} \ll 1, \quad (7)$$

где v_{Ti} — тепловая скорость ионов, $\Omega_e = \left| \frac{eB_0}{m_e c} \right|$ —

электронная циклотронная частота, $k_{\perp}^2 \equiv k^2 - k_z^2$ — перпендикулярная составляющая волнового вектора возмущения, k_z — его продольная составляющая (вдоль полей $\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{B}_0$), \mathbf{k} — полный вектор.

4. Приближение Михайловского [7, 8] для неоднородной плазмы, позволяющее пренебречь в расчетах влиянием границ:

$$\frac{1}{\sqrt{2} k_{\perp} L} \ll \frac{\mu}{\sqrt{\beta_{\alpha}}}. \quad (8)$$

Здесь L — средний характерный размер пространственной неоднородности плазмы (в данном случае — неоднородности плотности), $k_{\perp}^2 \equiv k_x^2 + k_y^2$, $\mu \equiv \sqrt{m_e / m_p} \approx 0.0233$ (m_p — масса протона), β_e и β_i — классические «электронное» и «ионное» плазменное бэта:

$$\beta_{\alpha} = \frac{8\pi n_{\alpha} k_B T_{\alpha}}{B_0^2} \quad (\alpha = e, i), \quad (9)$$

(k_B — константа Больцмана [1]). В расчетах предполагалось, что в начальный момент време-

ни выполняется условие для электронной и ионной температур T_{e0} и T_{i0} , аналогичное условию (6):

$$t_0 \equiv \frac{T_{e0}}{T_{i0}} = 1, \quad t \equiv \frac{T_e}{T_i}. \quad (10)$$

Кроме того, предполагалось, что для средних характерных пространственных масштабов неоднородности плотностей и температур плазмы выполняется условие

$$L_e = L_i = L, \quad L_e^T = L_i^T = L^T. \quad (11)$$

5. Приближение геометрической оптики для длины волны возмущения λ_{\perp} в перпендикулярном (по отношению к полям $\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{B}_0$) направлении:

$$\frac{\lambda_{\perp}}{L}, \frac{\lambda_{\perp}}{L^T} \ll 1. \quad (12)$$

6. Диапазон изменения фазовых скоростей, характерный для низкочастотных альвеновских и ионно-звуковых волн, имеет вид [1]:

$$v_{Ti} \ll \frac{\omega}{k_z} \ll v_{Te}. \quad (13)$$

Используя обозначение

$$\Omega \equiv \frac{\omega}{k_z v_A}, \quad (14)$$

где $v_A \equiv c \frac{\Omega_i}{\omega_{pi}}$ — альвеновская скорость [1, 7, 8], соотношение (14) можно записать в виде

$$\frac{\mu}{\sqrt{t}} \beta_A \ll \Omega \ll \beta_A. \quad (15)$$

Здесь

$$\beta_A \equiv \frac{v_{Te}}{v_A}, \quad (16)$$

а $\omega_{pi} \equiv \sqrt{4\pi n_i e^2 / m_i}$ — ионная плазменная частота.

7. Приближение «плазмы низкого давления»:

$$\mu^2 \ll \beta_{\alpha} \ll 1 \quad (\alpha = e, i). \quad (17)$$

8. Приближение «полностью ионизованной плазмы» для частот столкновений частиц:

$$v_{0e}, v_{0i} \ll v_{ei}, v_{ee}, v_{ii}. \quad (18)$$

В соотношении (18) слева стоят частоты столкновений заряженных частиц с нейтралами, а справа — частоты столкновений заряженных частиц между собой. В работах [17–21] мы по-

казали, что при выполнении соотношения (18) вклад всех видов столкновений в такой плазме можно учесть на феноменологическом уровне. Интеграл столкновений записывается в форме модельного интеграла Батнагара — Гросса — Крука [1]. В приближении «времени релаксации» [1] диссипативный член в дисперсионном уравнении для низкочастотных волн имеет вид σv_{ei} . Таким образом, σ фактически играет роль свободного параметра задачи, который изменяется в пределах

$$1 \leq \sigma \leq \sigma_{\max}, \quad (19)$$

где значение $\sigma = 1$ соответствует гипотетической ситуации полного доминирования электронно-ионных столкновений, максимально благоприятной для развития неустойчивости. Значение $\sigma = \sigma_{\max}$ соответствует ситуации, максимально неблагоприятной для развития неустойчивости, когда она полностью вышеуказанными столкновениями подавляется. Во всех ранее рассмотренных случаях [17—21] получалось, что $\sigma_{\max} < 10$.

9. Приближение «однородного магнитного поля». В работах [18, 20, 21] показано, что используя известный результат Кадомцева и Погуде (см. [20, 21]), можно пренебречь кривизной и кручением магнитных силовых линий, если выполняются условия

$$\frac{\beta_i}{2} \ll z_i k_*^2 (\beta_A \varepsilon_R)^{-2} \quad (20)$$

для «ионного плазменного бэта» и условие

$$\frac{\beta_e}{2} \varepsilon_R \ll \mu \sqrt{z_i t} |k_*| \quad (21)$$

для «электронного». В соотношениях (20), (21) использовано обозначение

$$k_* \equiv k_z / k. \quad (22)$$

В рамках используемой концепции [20, 21] оказывается, что эти соотношения накладывают ограничения на величину ε_R .

10. Приближение квазиперпендикулярного (по отношению к направлению полей $\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{B}_0$) распространения волн

$$k_* \ll 1. \quad (23)$$

Стоит подчеркнуть, что ни одно из используемых приближений не является только математическим упрощением. Часть из них определяет

границы области исследования, а часть — отражает важнейшие физические свойства исследуемого объекта.

ДИСПЕРСИОННОЕ УРАВНЕНИЕ И ИНКРЕМЕНТ РАЗВИТИЯ НЕУСТОЙЧИВОСТИ

Приближения (5)—(23) совместно с условием «слабости» субдрейсеровского поля (1) были впервые использованы в работах [4, 19] при выводе дисперсионного уравнения (ДУ) и выражения для инкремента развития неустойчивости. Известно, что в случае слабой неоднородности в рамках кинетического подхода ДУ для квазипотенциальных (а именно такими являются исследуемые волны) периодических возмущений можно записать как уравнение для эйконала в нулевом приближении геометрической оптики:

$$\varepsilon = \varepsilon(\omega, \mathbf{k}, x) = 0, \quad (24)$$

где x — координата, вдоль которой изменяются пространственные градиенты основных параметров плазмы (плотности, температуры и т. д.) [1]. Для распределений вида

$$n_{0\alpha}(x) = \text{const} \cdot \exp(-x / L_\alpha) \quad (\alpha = e, i), \quad (25)$$

$$T_{0\alpha}(x) = \text{const} \cdot \exp(\pm x / L_\alpha^T) \quad (26)$$

в ДУ вместо пространственной координаты x будут стоять средние масштабы соответствующих неоднородностей, т. е. L_α и L_α^T ($\alpha = e, i$). Выражение для скаляра $\varepsilon(\omega, \mathbf{k}, x)$ получалось из выражений для составляющих тензора диэлектрической проницаемости $\varepsilon_{\mu\nu}(\omega, \mathbf{k}, x)$ ($\mu, \nu = x, y, z$) горячей магнитоактивной плазмы со слабой пространственной неоднородностью плотности и температуры [1]. Используемая в расчетах декартова система координат была ориентирована осью Z вдоль направления полей $\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{B}_0$, а плоскость XOY , учитывая локализацию исследуемой области, получалась практически параллельной поверхности фотосферы. Направление $Z > 0$ соответствовало направлению от фотосферы. При выводе выражений для составляющих тензора учитывалось наличие сдвиговой скорости

$$u_e = \frac{eE_0}{m_e v_{ei}} \quad (27)$$

в электронной функции распределения по скоростям, которая вследствие этого принимала

вид сдвинутого распределения Максвелла [1]. При $t = 1$, $v_{ei} = 0$ и $\varepsilon_R = 0$ ДУ для квазипотенциальных волн, распространяющихся «почти поперек» внешнего магнитного поля, впервые получил А. Б. Михайловский [7]. Было показано, что оно имеет вид полинома третьей степени относительно «безразмерной» частоты Ω (14) и что его решениями являются две альвеновские волны — прямая и обратная, а также «медленная» дрейфово-альвеновская волна [7, 8]. При $t > 1$, $v_{ei} \neq 0$ и $\varepsilon_R \neq 0$ использование приближений (5)–(23) и (1) позволило получить ДУ в виде полинома четвертой степени по переменной Ω . Впервые оно было получено и исследовано в работах [6, 19]. Учет малых добавок, связанных с неизотермичностью неоднородной плазмы, учетом столкновений и наличием слабого субдрейферовского поля привел к повышению порядка уравнения и существенно усложнил вид его коэффициентов. Впервые это ДУ, записанное в каноническом полиномиальном виде

$$\sum_{i=0}^4 P_i \Omega^i = 0, \quad (28)$$

было получено в работе [6] и получило там название модифицированного дисперсионного уравнения (МДУ). Коэффициенты этого МДУ имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} P_0 = & -\beta_A \varepsilon_R \left\{ \Omega^* (1 + \tau_* - 2z_i) + \right. \\ & \left. + \beta_A \varepsilon_R \left[1 + \tau_* + z_i t \left(1 + \frac{\beta_A v \tau_*}{\sqrt{2\pi}} \right) \right] \right\} - \\ & -\beta_A^2 \mu^2 \left[-1 + \frac{\tau_*^2}{2\pi \mu^2} - \sqrt{\frac{2}{\pi}} (1+t) \tau_* \beta_A^2 \varepsilon_R v + \right. \\ & \left. + \frac{\Omega^*}{t} \left\{ (1+\delta) \left[2\beta_A \varepsilon_R + \frac{\Omega^*}{t} \{ 1 + (1-2z_i)\delta \} \right] + \right. \right. \\ & \left. \left. + \frac{\beta_A v \tau_*}{\sqrt{2\pi}} \left[1 + 2\delta \left\{ 1 - 2z_i + \frac{3(1-z_i)}{4\sqrt{t}} \right\} \right] \right\} \right], \\ P_1 = & 2\beta_A \varepsilon_R (1 + \tau_* + z_i t) + \Omega^* \left[1 - z_i + \tau_* + \delta \left(\frac{7}{4} \tau_* - z_i \right) \right] - \\ & - 2\beta_A^2 \mu^2 \left\{ \beta_A \varepsilon_R + \frac{\Omega^*}{t} \left((1+\delta) \left(1 - \frac{\tau_*^2}{4\pi \mu^2} \right) - z_i \delta \right) \right\} + \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & + \beta_A \varepsilon_R \frac{\Omega^*}{t} (1+\delta) \left[(1+\tau_*) (\Omega^* + \beta_A \varepsilon_R) + \frac{7}{4} \tau_* \Omega^* \delta \right] \delta + \\ & + \beta_A v \sqrt{\frac{\pi}{2}} \left\{ \frac{2\tau_*}{\pi} \left[\beta_A \varepsilon_R \left(z_i t + \frac{\Omega^*}{2} \right) - \beta_A^2 \mu^2 \right] + \right. \\ & \left. + \frac{\varepsilon_R^2}{2} (2\beta_A \varepsilon_R + \Omega^* \delta) \right\}, \\ P_2 = & -1 - z_i t - \tau_* - \beta_A^2 \mu^2 \left(1 - \frac{\tau_*^2}{2\pi \mu^2} \right) - \\ & - \frac{7}{4} \tau_* \Omega^* \delta \left[\frac{\Omega^*}{t} (1+\delta) - \beta_A \varepsilon_R \right] - \\ & - (1+\tau_*) \left[\frac{\Omega^*}{t} (1+\delta) (\Omega^* + 2\beta_A \varepsilon_R) - \beta_A \varepsilon_R (\Omega^* + \beta_A \varepsilon_R) \right] - \\ & - \beta_A v \sqrt{\frac{\pi}{2}} \left[3\varepsilon_R^2 + \frac{\Omega^*}{\beta_A} \varepsilon_R + \frac{\tau_*}{\pi} (\Omega^* + z_i t) \right], \\ P_3 = & (1+\tau_*) \left[\frac{\Omega^*}{t} (1-t+\delta) - 2\beta_A \varepsilon_R \right] - \\ & - \frac{7}{4} \tau_* \Omega^* \delta + \frac{v}{\beta_A} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \left[3\beta_A \varepsilon_R - \Omega^* \left(\frac{\delta}{2} - 1 \right) \right], \end{aligned}$$

$$P_4 = 1 + \tau_* + \frac{v}{\beta_A} \sqrt{\frac{\pi}{2}}, \quad (29)$$

где

$$\begin{aligned} \tau_* = & \sqrt{\frac{2\pi}{z_i t}} \frac{v \mu}{k_*}, \\ v \equiv & \frac{\sigma v_{ei}}{\Omega_i}, \end{aligned} \quad (30)$$

$$\Omega^* = \Omega_e^* = -t \Omega_i^*,$$

$$\Omega_\alpha^* = \frac{\omega_\alpha^*}{k_z v_A} \quad (\alpha = e, i). \quad (31)$$

Стандартные дрейфовые частоты, обязанные своим появлением наличию пространственного градиента плотности, определяются по обычной формуле [1, 7]

$$\omega_\alpha^* = k_x \frac{V_{T\alpha}}{\Omega_\alpha} \frac{\partial}{\partial x} [\ln n_\alpha(x)] \quad (\alpha = e, i), \quad (32)$$

$$\omega_e^* = -t\omega_i^* = \omega^*, \quad (33)$$

а формула [6]

$$\omega_{T,\alpha}^* = k_x \frac{V_{T\alpha}^2}{\Omega_\alpha} \frac{\partial}{\partial x} [\ln T_{0\alpha}(x)] \quad (\alpha = e, i) \quad (34)$$

определяет дрейфовые частоты заряженных частиц, обязанные своим появлением наличию пространственного градиента температуры.

Для функций вида (25), (26) часто встречающийся в расчетах параметр

$$\delta_{nT} \equiv \delta \equiv \frac{\omega_{T,\alpha}^*}{\omega_\alpha^*} \equiv \frac{\frac{\partial}{\partial x} [\ln T_{0\alpha}(x)]}{\frac{\partial}{\partial x} [\ln n_\alpha(x)]} \quad (35)$$

представляет собой отношение средних масштабов неоднородности плотности и температуры плазмы

$$\delta = L / L_T. \quad (36)$$

Исследование МДУ (28), (29), проведенное в работах [6, 19], показало, что исключение из рассмотрения корней, соответствующих аperiодическим процессам (как «усилению», так и затуханию), и рассмотрение только действительных корней ДУ накладывает весьма жесткие ограничения на возможные значения как основных плазменных параметров, так и характеристик периодического возмущения. Инкремент развития неустойчивости определялся стандартным способом [1, 7, 8] на основании конкретного вида действительной и мнимой частей МДУ, причем равенство нулю действительной части эквивалентно соотношению (28) [6]. Требования высокой добротности колебаний есть не что иное, как условие малости инкремента по сравнению с основной частотой:

$$\Gamma_k \equiv \frac{\gamma}{\omega} \Big|_{\omega=\omega_k} \ll 1 \quad (k = 1, \dots, 4). \quad (37)$$

Одновременно оно обеспечивает правомерность использования линейного приближения теории возмущений при определении инкремента развития неустойчивости колебаний (или волн). Как было показано в работе [6], инкремент для каждого из четырех корней МДУ (28), (29) имеет вид

$$\Gamma_k \equiv \frac{\gamma_k}{\omega} \Big|_{\omega=\omega_k} = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{(\Omega - \beta_A \varepsilon_R) F_1}{\beta \cdot \Omega^2 F_2} \Big|_{\omega=\omega_k} \quad (k = 1, \dots, 4), \quad (38)$$

где

$$F_1 = \sum_{i=0}^6 C_i \Omega^i, \quad (39)$$

$$F_2 = \sum_{m=0}^4 S_m \Omega^m, \quad (40)$$

а коэффициенты C_1 и S_m имеют вид [6]

$$\begin{aligned} S_0 &= 2P_0 + P_1 \beta_A \varepsilon_R, \\ S_1 &= P_1 + 2P_2 \beta_A \varepsilon_R, \\ S_2 &= 3P_3 \beta_A \varepsilon_R, \\ S_3 &= 4P_4 \beta_A \varepsilon_R - P_3, \\ S_4 &= -2P_4, \end{aligned} \quad (41)$$

$$\begin{aligned} C_0 &= -\sqrt{\frac{2}{\pi}} \beta_A^3 \varepsilon_R^2 v z_i t + \frac{\tau_* \beta_A^2}{\pi} \left\{ 2\beta_A^2 \mu^2 \left[\beta_A \varepsilon_R (1+t) - \frac{\Omega^*}{t} \left\{ \frac{1}{2} + \delta \left(1 - 2z_i + \frac{3(1-z_i)}{4\sqrt{t}} \right) \right\} \right] - \beta_A^2 \varepsilon_R^2 z_i t \right\}, \\ C_1 &= \sqrt{\frac{8}{\pi}} \beta_A v \left[\beta_A \varepsilon_R z_i t - \beta_A^2 \mu^2 \left\{ \beta_A \varepsilon_R + \frac{\Omega^*}{2t} (1 - 2z_i) \delta \right\} \right] + \beta_A^2 \varepsilon_R^2 \left(\frac{\delta}{2} \Omega^* + \beta_A \varepsilon_R \right) + 2 \frac{\tau_* \beta_A^2}{\pi} \left[\beta_A \varepsilon_R \left[z_i t \frac{\Omega^*}{2} + \frac{\Omega^*}{t} (1 + \delta) (\beta_A \varepsilon_R z_i t - \beta_A^2 \mu^2) \right] + \beta_A^2 \mu^2 \left\{ -1 + \left[\frac{\Omega^*}{t} (1 + \delta) - \beta_A \varepsilon_R \right] \left[-\beta_A \varepsilon_R t + \frac{\Omega^*}{t} \left\{ \frac{1}{2} + \delta \left(1 - 2z_i + \frac{3(1-z_i)}{4\sqrt{t}} \right) \right\} \right] \right\} \right], \\ C_2 &= \sqrt{\frac{2}{\pi}} \beta v \left[-z t - \beta^2 \mu^2 \left(1 - \frac{\tau^2}{2\pi \mu^2} \right) + \beta \varepsilon \left((1 + \tau) (\Omega^* + \beta \varepsilon) + \frac{7}{4} \tau \Omega^* \delta \right) \right] - \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & +\beta\varepsilon\left(\Omega^*+\beta\varepsilon\left(3+\frac{\Omega}{t}(1+\delta)\left(\beta\varepsilon+\frac{\Omega}{2}+\Omega^*\right)\right)\right)+ \\
 & +\frac{\tau\beta^2}{\pi}\left(\beta\varepsilon z t\left(\beta\varepsilon-\frac{\Omega^*}{t}(1+\delta)\right)-\right. \\
 & \left.-(z t+\Omega^*)\left(1+\beta\varepsilon\frac{\Omega}{t}(1+\delta)\right)+\right. \\
 & \left.+2\beta^2\mu^2\left(\frac{\Omega}{t}\left(\frac{3}{2}+2\delta\left(1-z+\frac{3(1-z)}{8\sqrt{t}}\right)\right)-\beta\varepsilon(1+t)\right)\right), \\
 & C_3=3\beta_A\varepsilon_R-\Omega^*\left(\frac{\delta}{2}-1\right)+ \\
 & +\beta_A\varepsilon_R\left[\left(3\beta_A\varepsilon_R+\Omega^*\right)\frac{\Omega^*}{t}(1+\delta)-\beta_A\varepsilon_R\left(\beta_A\varepsilon_R+\frac{\delta}{2}\Omega^*\right)\right]+ \\
 & +\frac{\tau_*\beta_A^2}{\pi}\left[2\beta_A^2\mu^2-\beta_A\varepsilon_R z_i t-(z_i t+\Omega^*)\left\{\beta_A\varepsilon_R-\frac{\Omega^*}{t}(1+\delta)\right\}\right]- \\
 & -\sqrt{\frac{2}{\pi}}\beta_A v\left[\left(1+\tau_*\right)\left(\Omega^*+2\beta_A\varepsilon_R\right)+\frac{7}{4}\tau_*\Omega^*\delta\right], \\
 & C_4=-1+\beta_A\varepsilon_R\left[3\beta_A\varepsilon_R+\Omega^*\left\{1-\frac{3}{t}(1+\delta)\right\}\right]+ \\
 & +\sqrt{\frac{2}{\pi}}\beta_A v\left(1+\tau_*\right)+\frac{\tau_*\beta_A^2}{\pi}\left(z_i t+\Omega^*\right)- \\
 & -\frac{\Omega^{*2}}{t}\left[1+\frac{\delta}{2}(1-\delta)\right], \quad (42) \\
 & C_5=-3\beta_A\varepsilon_R+\Omega^*\left(\delta\left(\frac{1}{2}+\frac{1}{t}\right)-1+\frac{1}{t}\right), \\
 & C_6=1.
 \end{aligned}$$

Последовательное использование оригинальной концепции исследований [18, 20, 21] закономерно привело к дополнительному условию, накладываемому на вид инкремента развития неустойчивости. После определения интервалов изменения основных термодинамических характеристик плазмы и параметров периодического возмущения, внутри которых инкремент γ_k положителен, и следовательно, возможно появление и развитие неустойчивости, сначала отсеивались те решения МДУ, которые не удовлетворяют критерию (37). Тем самым из рассмотрения были исключены процессы аperiodически быст-

рого затухания или усиления колебаний (волн). Среди оставшихся решений МДУ исследовались только такие, которые в своей области определения обладали знакопеременным инкрементом. При этом наличие на поверхности $\Gamma_k = \Gamma_k(z_i, k_z)$ ($k = 1, \dots, 4$) «разделяющей» линии $\Gamma_k = 0$ трактовалось как свидетельство возможности появления в предвспышечной плазме незатухающих волн малой амплитуды, которая не более чем на полпорядка может превысить уровень тепловых шумов. Само это явление может оказаться чрезвычайно важным фактом как с точки зрения краткосрочного прогноза вспышки в АО, так и с точки зрения возможности различных трехволновых процессов в предвспышечной плазме.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЯ

Для конкретных расчетов в данной работе использовались две модели солнечной атмосферы из класса полуэмпирических моделей, а именно MAVN F1 и MAVN F2M [22]. Как уже было отмечено ранее, их отличительной особенностью является возможность пренебрегать вкладом пучков высокоэнергичных частиц в процесс обмена энергией между хромосферой и короной на хромосферных высотах. И в том, и в другом случае связанные между собой значения плотности и температуры плазмы выбирались на верхней границе интервала высот. Как показали наблюдения [5, 10, 11, 13, 23], именно в этой области, занимаемой достаточно плотной и относительно «горячей» плазмой, как раз и могут быть сравнительно слабые магнитные поля, получившие название «спутанных» [24]. Основные термодинамические характеристики плазмы в исследуемой области и амплитуды полей приведены в табл. 1.

Как было отмечено выше, в данной области токового контура петли величина инкремента очень чутко реагирует даже на небольшие изменения плотности и температуры плазмы, а также изменения амплитуд внешних полей. К этим, уже традиционным, сложностям в исследуемом случае добавляется еще одна: инкремент сильно зависит от того, выполняется ли соотношение (18) или его более «слабый» вариант, — соотношение

$$v_{0e} < v_{ei}. \quad (43)$$

Величина v_{ei} рассчитывается по стандартной формуле (2), а величина v_{0e} — по формуле

$$v_{0e} = \sigma n_0 v_{Te}, \quad (44)$$

где σ — сечение рассеяния электрона на нейтральном атоме (величина порядка πa^2 , a — борровский радиус атома водорода), n_0 — плотность плазмы. Так, для модели MAVN F1 величина $v_{ei} = \alpha v_{0e}$, где $\alpha \geq 7$, а для модели MAVN F2M $\alpha \approx 2$. Поэтому всюду в расчетах для модели MAVN F2M мы вместо v_{ei} брали сумму $v_{ei} + v_{0e}$. Интервалы изменения основных параметров плазмы и волнового возмущения, внутри которых были обнаружены неустойчивости всех четырех корней МДУ, оказались следующими:

$$\begin{aligned} 0.05 \leq z_i \leq 0.25, \\ 0.02 \leq k_* \leq 0.10, \\ -0.10 \leq k_* \leq -0.02. \end{aligned} \quad (45)$$

Отрицательные значения k_* свидетельствуют о наличии у данной волны (данного корня МДУ) отрицательной составляющей волнового вектора $k_z < 0$, направленной в сторону фотосферы, т.е. в сторону отрицательных значений на оси Z . Как показали расчеты, области положительных значений инкремента имеются у всех четырех корней МДУ. Но только у двух из них инкремент является знакопеременным, и на поверхности $\Gamma = \Gamma(z_i, k_*)$ существует разделяющая линия $\Gamma = 0$. Именно по этому критерию и были отобраны две волны, соответствующие двум корням МДУ с положительным инкрементом. Подразумевается, что волна генерируется в течение линейной стадии развития соответствующей неустойчивости [1, 17, 18]. Возможно благодаря значительному числу ограничений, накладываемых на основные параметры пла-

мы и относительной узости интервалов их изменения (45), идентифицировать тип этих волн удалось достаточно легко. В используемых обозначениях закон дисперсии $\omega = \omega(\mathbf{k}, z_i, t, \dots)$ для кинетических альвеновских волн (КАВ) [15] можно записать в виде

$$\Omega_k = \pm \sqrt{1 + z_i(t + 3/4)} \quad (k = 1, \dots, 4), \quad (46)$$

где знак плюс соответствует «прямой» (с $k_z > 0$), а знак минус — «обратной» КАВ. Алгоритм вычисления корней МДУ, основанный на стандартном способе нахождения корней алгебраического уравнения четвертого порядка [9], позволяет получать их численно на основании точных формул [17–20]. На рис. 1 сравниваются два закона дисперсии для корня $\Omega = \Omega_2$ модифицированного дисперсионного уравнения в модели MAVN F1. Слева изображен вид поверхности приведенной фазовой скорости v_ϕ/v_A для корня $\Omega = \Omega_2^{\text{чис}}$, полученной в результате решения МДУ, с помощью численного счета на основании точных формул. Справа — вид той же поверхности для корня $\Omega = \Omega_2^{\text{ан}}$, полученной с помощью формулы [6, 15]:

$$\Omega^{\text{ан}} = -\sqrt{1 + z_i(t + 3/4)}. \quad (47)$$

Нетрудно убедиться в том, что корень $\Omega = \Omega_2$ модифицированного дисперсионного уравнения соответствует «обратной» кинетической альвеновской волне. Та же процедура, примененная к корню $\Omega = \Omega_2$ МДУ в модели MAVN F2M, показала, что и в данном случае корень $\Omega = \Omega_2$ МДУ соответствует «обратной» КАВ. Отсутствие разделяющей линии $\Gamma_k = 0$ ($k = 1, \dots, 4$) на поверхности приведенного фазового инкремента $\Gamma = \Gamma(z_i, k_*)$, имеющее место для двух других корней МДУ и в MAVN F1, и в MAVN F2M, послужило основной причиной их отсева. Вид поверхностей приведенного инкремента

Таблица 1. Физические характеристики предвспышечной плазмы на хромосферном участке токового контура петли в активной области

Модель	$n_0, 10^{10} \text{ см}^{-3}$	$T_{e0} = T_{j0}, 10^5 \text{ К}$	$h, \text{ км}$	$B_0, \text{ мТл}$	$\rho_1, \text{ см}$	β_i	ν	$L, 10^5 \text{ см}$
MAVN (F1)	6.89	4.47	1459	3.162	20.23	0.1148	0.0192	2
MAVN (F2M)	50.54	7.10	1120	10	11.26	0.1244	0.0216	1

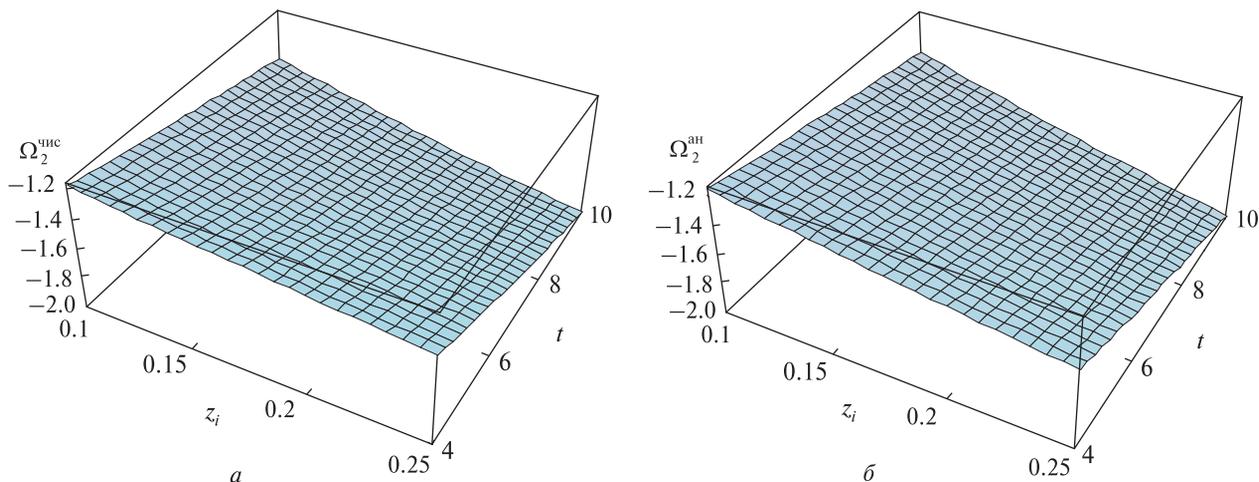


Рис. 1. Сравнение корня модифицированного дисперсионного уравнения $\Omega = \Omega_2^{\text{чис}}$ для MAVN F1 (а) с аналитическим выражением $\Omega^{\text{ан}} = -\sqrt{1 + z_i(t + 3/4)}$ для «обратной» кинетической альвеновской волны (б)

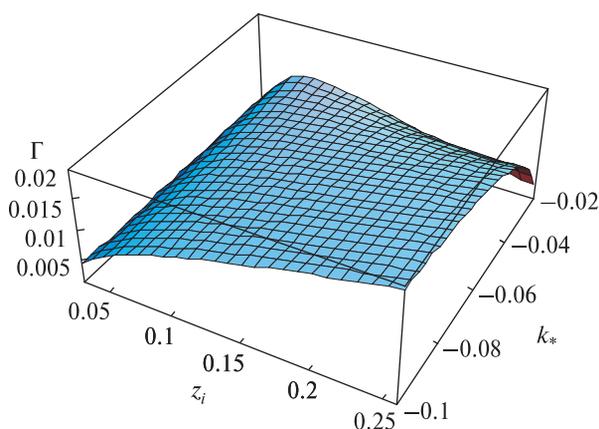


Рис. 2. Приведенный инкремент развития неустойчивости «обратной» кинетической альвеновской волны для модели MAVN F1 при $\epsilon_R = 1.011 \cdot 10^{-4}$, $\sigma_{\text{max}} = 2.6$, $(z_i)_{\text{гр}} = 0.18$, $(k_*)_{\text{гр}} = -0.09$, $\delta = -2$

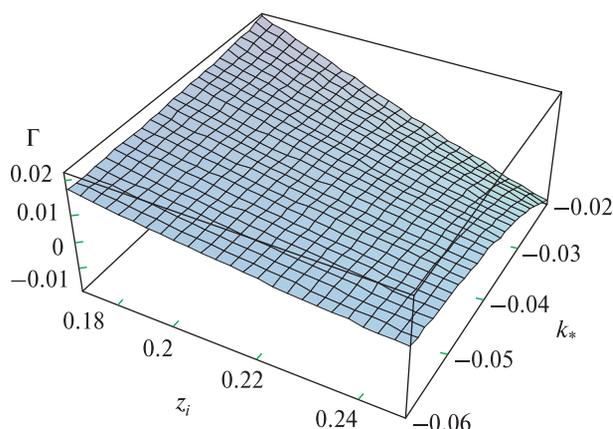


Рис. 3. Приведенный инкремент развития неустойчивости «обратной» кинетической альвеновской волны для модели MAVN F2M при $\epsilon_R = 1.00 \cdot 10^{-4}$, $\sigma_{\text{max}} = 5$, $(z_i)_{\text{гр}} = 0.23$, $(k_*)_{\text{гр}} = -0.03$, $\delta = -3$

Таблица 2. Граничные значения основных характеристик неустойчивости кинетических альвеновских волн в предвспышечной плазме петли

Модель	$t_{\text{гр}}$	$\delta = L / L_T$	σ_{max}	Γ_{1+}	$L, 10^5 \text{ см}$	$(z_i)_{\text{гр}}$	$(k_*)_{\text{гр}}$	$(\epsilon_R)_{\text{гр}}$
MAVN F1	4	-2	2.6	0.019	2	0.18	-0.09	$1.011 \cdot 10^{-4}$
MAVN F2M	9.3	-3	5	0.047	1	0.23	-0.03	$1.00 \cdot 10^{-4}$

для корней $\Omega = \Omega_2$ в моделях MAVN F1 и MAVN F2M представлен на рис. 2 и 3.

Граничные значения основных характеристик предвспышечной плазмы и параметров возмущения приведены в табл. 2. Отрицательные значения величины δ означают, что мы в данном случае рассматриваем так называемые «петли с холодным ядром», в которых температура увеличивается от центра поперечного сечения петли к ее периферии. Впервые они были обнаружены П. Фоукалом в 1975 г. (см. ссылку в [5, 6]).

Три величины в табл. 2 не являются, строго говоря, граничными. Так, толщина поверхностного слоя петли L — средний масштаб неоднородности плотности — взята приблизительно и соответствует реальной разрешающей способности лучших современных средств наблюдения. Значения упоминавшейся выше величины δ взяты (с учетом эффекта «холодного ядра») из соображений близости к «классическим» значениям этого параметра ($\delta = 2$) для температурно-дрейфовых неустойчивостей [12]. Символом Γ_{1+} обозначено первое отличное от нуля значение приведенного инкремента в области $\Gamma > 0$. Малые значения Γ вблизи «разделяющей» линии $\Gamma = 0$ свидетельствуют о том, что неустойчивость в этой области остается такой же добротной и «плавной», какой она была в области затухания, а процесс перехода происходит без резких скачков и при отсутствии сингулярностей. Некоторые моменты проведенного исследования заслуживают быть отмеченными особо. Во-первых, трудно сказать, как для других объектов, но для исследованных относительно холодных и плотных «низких» петель [12] с их конкретными размерами и геометрией влияние пространственных неоднородностей температуры и плотности плазмы на процесс развития неустойчивости оказалось весьма слабым (доли процента). Во-вторых, экстремально низким оказался порог неустойчивости по амплитуде «субдрейсеровского» поля. С точки зрения результатов предыдущих исследований [17–21] это означает, что в исследованной области неустойчивость КАВ может зародиться и развиваться намного раньше, чем неустойчивости ионно-звуковых и ленгмюровских волн. В-третьих, в одной из рассмотрен-

ных моделей атмосферы (MAVN F1) граничные значения степени неизотермичности плазмы настолько низкие, что могут быть достигнуты за счет обычного джоулева нагрева [1, 2]. И наконец, сам факт возможности перехода неустойчивости в режим генерации незатухающих колебаний (или волн) малой амплитуды представляется нам очень важным моментом, который может быть использован и в краткосрочном прогнозе вспышки в хромосфере АО, и в изучении всех возможных типов трехволновых взаимодействий в предвспышечной плазме петель.

1. Александров А. Ф., Богданкевич Л. С., Рухадзе А. А. Основы электродинамики плазмы. — М.: Высш. шк., 1989. — 424 с.
2. Алтынцева А. Т., Банин В. Г., Куклин Г. В., Томозов В. М. Солнечные всплески. — М.: Наука, 1982. — 247 с.
3. Гонасюк С. И. Структура и динамика магнитного поля в активных областях на Солнце // Итоги науки и техники / ВИНТИ. Астрономия. — 1987. — 34. — С. 6–77.
4. Грим Г. Уширение спектральных линий в плазме. — М.: Мир, 1978. — 429 с.
5. Зайцев В. В., Степанов А. П., Цап Ю. Т. Некоторые проблемы физики солнечных и звездных вспышек // Кинематика и физика небес. тел. — 1994. — 10, № 6. — С. 3–31.
6. Кристаль А. Н., Герасименко С. В. Генерация кинетических альвеновских волн в плазме петель в активной области // Космічна наука і технологія. — 2004. — 10, № 4. — С. 81–91.
7. Михайловский А. Б. Колебания неоднородной плазмы // Вопросы теории плазмы. — М.: Госатомиздат, 1963. — Вып. 3. — С. 141–202.
8. Михайловский А. Б. Теория плазменных неустойчивостей. Неустойчивости неоднородной плазмы. — М.: Атомиздат, 1975. — Т. 2. Неустойчивости неоднородной плазмы. — 360 с.
9. Мишина А. П., Проскураков И. В. Высшая алгебра. — М.: ГИФМЛ, 1962. — 300 с.
10. Подгорный А. И., Подгорный И. М. Численное МГД-моделирование образования послевспышечных петель на Солнце. Учет анизотропии теплопроводности // Астрон. журн. — 2002. — 79, № 1. — С. 73–80.
11. Резникова В. Э., Мельников В. Ф., Горбиков С. П., Шибасаки К. Динамика распределения радиояркости вдоль вспышечной петли // Сб. тез. конф. «Физика плазмы в солнечной системе», Москва, 5–8 февраля 2008 г. — М.: ИКИ РАН, 2008. — С. 17.

12. Сомов Б. В., Титов В. С., Вернетта А. И. Магнитное пересоединение в солнечных вспышках // Итоги науки и техники / ВИНТИ. Астрономия. — 1987. — **34**. — С. 136—237.
13. *Aschwanden M. I.* An evaluation of coronal heating models for active regions based on Yohkoh, SOHO and TRACE observations // *Astrophys. J.* — 2001. — **560**. — P. 1035—1043.
14. *Foukal P., Hinata S.* Electric fields in the solar atmosphere: a review // *Solar Phys.* — 1991. — **132**, N 2. — P. 307—334.
15. *Hasegawa A.* Kinetic properties of Alfvén waves // *Proc. Indian Acad. Sci.* — 1977. — **86A**, N 2. — P. 151—174.
16. *Heyvaerts J., Priest E. R., Rust D. M.* Models of solar flares // *Astrophys. J.* — 1977. — **216**. — P. 213—221.
17. *Kryshnal A. N.* Low-frequency wave instabilities in a plasma with a quasi-static electric field and weak spatial inhomogeneity // *J. Plasma Phys.* — 2002. — **68**, N 2. — P. 137—148.
18. *Kryshnal A. N.* Low-frequency wave instabilities in magnetoactive plasma with spatial inhomogeneity of temperature // *J. Plasma Phys.* — 2005. — **71**, N 6. — P. 729—745.
19. *Kryshnal A. N., Gerasimenko S. V.* Generation of low-frequency waves in post-flare loop's plasma // Proceedings of the SOLMAG 2002 «Magnetic Coupling of the Solar Atmosphere»: Euroconference and IAU Colloq. No. 188, Santorini, Greece, 11—15 June, 2002 / Ed. H. Sawaya-Lacoste. — Noordwijk, Netherlands: ESA Publ. Division, 2002. — P. 465—468.
20. *Kryshnal A. N., Gerasimenko S. V.* Slow magnetoacoustic-like waves in post-flare loop // *Astron. and Astrophys.* — 2004. — **420**. — P. 1107—1115.
21. *Kryshnal A. N., Gerasimenko S. V., Voitsekhovska A. D.* «Oblique» Bernstein modes in solar preflare plasma: Generation of second harmonics // *Adv. in Space Res.* — 2012. — **49**. — P. 791—796.
22. *Machado M. E., Avrett E. H., Vernazza J. E., Noyes R. W.* Semiempirical models of chromospheric flare regions // *Astrophys. J.* — 1980. — **242**, N 1. — P. 336—351.
23. *Miller I. A., Cargil P. I., Emslie A. G., et al.* Critical issues for understanding particle acceleration in impulsive solar flares // *J. Geophys. Res.* — 1997. — **102A**, N 7. — P. 14631—14659.
24. *Solanki S. K.* Small-scale solar magnetic fields: an overview // *Space Sci. Revs.* — 1993. — **63**. — P. 1—183.

Надійшла до редакції 21.05.12

A. N. Kryshnal, S. V. Gerasimenko, A. D. Voitsekhovska

LOW-THRESHOLD INSTABILITIES OF KINETIC ALFVEN WAVES IN THE CHROMOSPHERE OF AN ACTIVE REGION ON THE SUN

We investigated the process of initiation and development of low-frequency wave instability in the plasma in the region near the foot-point of coronal loops which corresponds to the lower-middle chromosphere. Our study was performed under the assumption of quasi-potential magnetic field of a single loop where its amplitude in a selected part of the current circuit of the loop varies from 30 to 100 gauss. As the main reasons for the instability development, we considered a weak large-scale electric field in a loop and slow drift motion of plasma due to the spatial inhomogeneity of its temperature and density. The identification of our solutions for the dispersion equation allowed us to determine the following. For two semi-empirical solar atmosphere models used in the calculation, MAVN F1 and MAVN F2M, the waves generated during the linear stage of instability development are kinetic Alfvén waves. The distinctive features of the waves under investigation in preflare chromosphere of an active region are relatively low degree of non-isothermality of plasma which is necessary for the instability manifestation and low threshold of this instability with respect to the amplitude of subdrift electric field in a loop.