

УДК 523.98

**А. Н. Кришталь<sup>1</sup>, С. В. Герасименко<sup>1</sup>, А. Д. Войцеховская<sup>1</sup>,  
О. К. Черемных<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>Главная астрономическая обсерватория Национальной академии наук Украины  
ул. Академика Заболотного 27, Киев, 03680  
kryshstal@mao.kiev.ua, geras@mao.kiev.ua, annavoy@mao.kiev.ua

<sup>2</sup>Институт космических исследований Национальной академии наук Украины —  
Государственного космического агентства Украины  
Проспект Академика Глушкова 40, Киев 187, 03680  
oleg.cheremnykh@gmail.com

### **Об одном виде трехволнового взаимодействия низкочастотных волн в магнитоактивной плазме солнечной атмосферы**

*Исследован процесс появления распадной «квазимодовой» неустойчивости кинетических альвеновских волн в хромосфере активной области на Солнце накануне вспышки, а именно в плазме магнитных петель вблизи их оснований. В качестве конкретного вида трехволнового взаимодействия исследовался процесс распада первичной кинетической альвеновской волны (КАВ) на кинетическую ионно-звуковую и вторичную КАВ. Необходимые условия возникновения распадной неустойчивости КАВ были получены для двух полуэмпирических моделей солнечной атмосферы с использованием модифицированного выражения для инкремента развития неустойчивости в случае нелинейного взаимодействия низкочастотных волн с аномально низким порогом возбуждения. Показано, что основные критерии появления неустойчивости существенно зависят от значений амплитуды внешнего магнитного поля в исследуемой области и от модели солнечной атмосферы.*

*ПРО ОДИН ВИД ТРИХВИЛЬОВОЇ ВЗАЄМОДІЇ НИЗЬКОЧАСТОТНИХ ХВИЛЬ У МАГНІТОАКТИВНІЙ ПЛАЗМІ СОНЯЧНОЇ АТМОСФЕРИ, Кришталь О. Н., Герасименко С. В., Войцеховська А. Д., Черемних О. К. — Досліджено процес появи розпадної «квазімодової» нестійкості кінетичних альвенівських хвиль у хромосфері активної області на Сонці перед спалахом, а саме у плазмі магнітних петель по-*

близу їхніх основ. Як конкретний вид трихвильової взаємодії досліджувався процес розпаду первинної кінетичної альвенівської хвилі (КАХ) на кінетичну іонно-акустичну хвилю та вторинну КАХ. Необхідні умови появи розпадної нестійкості КАХ були отримані для двох напівемпіричних моделей сонячної атмосфери з використанням модифікованого виразу для інкремента розвитку нестійкості у випадку нелінійної взаємодії низькочастотних хвиль з аномально низьким порогом збудження. Показано, що основні критерії появи нестійкості суттєво залежать від значень амплітуди зовнішнього магнітного поля у досліджуваній області, а також від моделі сонячної атмосфери.

*ON ONE TYPE OF THREE-WAVE INTERACTION OF LOW-FREQUENCY WAVES IN MAGNETOACTIVE PLASMA OF THE SOLAR ATMOSPHERE, by Kryshchal A. N., Gerasimenko S. V., Voitsekhovska A. D., Cheremnykh O. K. — We investigated a process of the appearance of decay «quasi-mode» instability of kinetic Alfvén waves (KAW) in the chromosphere of a solar active region before a flare, namely, in plasma of magnetic loops near their footpoints. The process of decay of initial KAW into kinetic ion-acoustic wave and secondary KAW was considered as the specific type of three-wave interaction. Necessary conditions for the instability rise and development were obtained for two semiempirical models of the solar atmosphere. A modified expression for the growth rate of instability in the case of nonlinear interaction was used in the calculations. It was shown that the main criterions for such instability rise and development essentially depend on the external magnetic field's amplitude in the area under investigation as well as on a model of the solar atmosphere.*

## ВВЕДЕНИЕ

С момента своего открытия в 1962 г. распадная неустойчивость рассматривалась в основном только с одной точки зрения — возможности быстрого введения в лабораторную плазму большого количества энергии, с последующей быстрой ее диссипацией и дополнительным эффективным нагревом среды. В связи с этим исследования были направлены прежде всего на поиск максимума инкремента распадной неустойчивости и максимума декремента затухания хотя бы одной из образовавшихся в результате распада волн. Значительный прогресс в теоретическом исследовании вопроса был достигнут в работах [16, 17], которые показали, что учет кинетических эффектов, в частности связанных с конечным значением ларморовского радиуса ионов, существенно влияет на закон дисперсии альвеновских (таким образом, уже кинетических альвеновских) волн, на величину максимального инкремента развития распадной неустойчивости и на амплитуду генерируемой кинетической альвеновской волны (КАВ). Начиная с пио-

нерской работы Дж. Йонсона [15], генерируемые КАВ исследуются применительно к космической плазме, в частности к плазме солнечной атмосферы и даже к плазме так называемых вспышечных (или послевспышечных) петель в активных областях [4, 6, 10, 22]. За два последних десятилетия было рассмотрено достаточно много видов трехволнового взаимодействия в космической плазме [5, 12], однако исследование [16, 17] процесса распада «материнской» КАВ на «дочернюю» КАВ и кинетическую ионно-звуковую волну (КИЗВ) остается самым актуальным, в основном из-за того, что в результате распадной неустойчивости образуются две кинетических волны — КАВ и КИЗВ. Каждая из них способна эффективно участвовать в процессе ускорения заряженных частиц (иногда этот процесс называют процессом активизации частиц [12]). Из выражения для матричного коэффициента трехволнового взаимодействия, полученного в работе [12], следует, что взаимодействие двух КАВ и КИЗВ становится наиболее сильным, когда «перпендикулярная» по отношению к внешнему магнитному полю  $\mathbf{B}_0$  длина волны становится величиной порядка гирорадиуса ионов:

$$z_i t_* \sim O(1), \quad (1)$$

где  $z_i = k^2 V_{Ti}^2 / \omega_i^2$  — ионный параметр кинетичности,  $t_* = T_e / T_i, T_e$  и  $T_i$  — электронная и ионная температуры плазмы соответственно,  $V_{Ti}$  — тепловая скорость ионов,  $\omega_i$  — циклотронная частота ионов,  $V_{Ti}^2 = k_B T_i / m_i$ ,  $\omega_i = e B_0 / (m_i c)$ ,  $m_i$  — масса иона (для однозарядных ионов с  $Z = 1$   $m_i = 938.28$  МэВ),  $k$  — перпендикулярная составляющая волнового вектора  $k^2 = k_x^2 + k_z^2$  (ось  $Z$  системы координат направлена вдоль магнитного поля  $\mathbf{B}_0$ ). Выполнение условия (1) чрезвычайно важно для таких процессов как собственно параметрические распадные неустойчивости и каскадные процессы в теории слабой турбулентности [2]. КАВ, возникающая в результате нелинейного взаимодействия волн, может даже на линейной стадии развития успеть набрать значительную амплитуду и весьма малую (в результате каскадного процесса) перпендикулярную длину волны  $\lambda_{\perp} \sim 2 / k$ .

Таким образом, эти волны могут быть весьма эффективны при нагреве как электронов, так и ионов в результате фазового перемешивания КАВ, а также при турбулентном нагреве и при взаимодействии типа «КАВ + частица». В работе [6] впервые было показано, что процесс

$$\text{КАВ} \rightarrow \text{КАВ} + \text{КИЗВ} \quad (2)$$

в принципе возможен также в предвспышечной плазме оснований магнитных петель, расположенных в хромосфере активной области. Основные недостатки рассмотренной модели процесса (2) заключались, на наш взгляд, в следующем.

1. В рамках исследованной в работе [6] модели солнечной атмосферы MAVN F1 [20] начальная («материнская») КАВ генерировалась в поверхностном слое петли в малореалистичном случае полного до-

минирования либо градиента плотности, либо градиента температуры плазмы при достаточно высоких значениях степени ее неизоотермичности  $t_* = 6$  и  $t_* = 8.6$ .

2. В более реалистичном случае, когда и  $n = 0$ , и  $T = 0$  ( $= e, i$ ,  $n_e = n_i = n$  — концентрация электронов/ионов плазмы), распадная неустойчивость не осуществляется для КАВ с  $k_z < 0$ , т. е. для волн, у которых волновой вектор имеет составляющую, направленную в сторону фотосферы. В настоящей работе авторы использовали результаты последних достижений в области диагностики магнитных полей в солнечной хромосфере [3, 18, 19, 21], а также недавно полученные решения для низкочастотных КАВ, генерируемых в неоднородной плазме поверхностного слоя петли в результате развития комбинированной дрейфово-температурной неустойчивости [4]. Кроме того, наряду с моделью MAVN F1 [20] использовалась модель солнечной атмосферы FAL PM [13], учитывающая влияние процесса диффузии гелия на хромосферных высотах.

### ИСПОЛЬЗУЕМЫЙ ФОРМАЛИЗМ И ПРИБЛИЖЕНИЯ

Напомним вкратце основные положения метода исследования трехволнового процесса (2), предложенного в работах [16, 17] и использованного авторами в работе [6] при получении выражения для «нелинейного» инкремента. Как и в [17], согласно стандартной методике рассматривается однородная плазма, в которой распространяется самосогласованная волна накачки — первичная КАВ вида

$$\phi_0(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} \{ \phi_0 \exp[ i(\omega_0 t - \mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{r}) ] + \text{КС} \}, \quad (3)$$

где КС — комплексно сопряженная величина.

Частота  $\omega_0$  и волновой вектор  $\mathbf{k}_0$  связаны между собой линейным дисперсионным соотношением для КАВ:

$$\frac{\omega_0^2}{k_{0z}^2 V_A^2} = 1 - \frac{z_i}{I_0(z_i) \exp(-z_i)} \left[ z_s + 1 - \frac{z_i}{e} \left( \frac{V_{Ti}}{V_A} \right)^2 \right], \quad (4)$$

где введены обозначения

$$\begin{aligned} z_s(\bar{z}) &= z_i t_*, \\ z_i &= 2\sqrt{\frac{z_i}{V_A}} \exp(-z_i), \\ z_e &= \sqrt{\frac{z_i}{V_A}} t_*^{1/2} \frac{m_e}{m_i}. \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь  $\frac{z_i}{V_A} = 2V_{Ti}^2/V_A^2$  — отношение ионного давления к магнитному,  $V_A$  — альвеновская скорость,  $m_e$  — масса электрона,  $I_0(z_i)$  — функция

Бесселя нулевого порядка. Величины  $\gamma_i$  и  $\gamma_e$  представляют собой соответственно ионный и электронный декременты затухания Ландау.

В случае, когда первичная КАВ возникает не в результате резонансной трансформации мод, как в работе [15], а в результате развития соответствующей низкороговой плазменной неустойчивости, как в работах [4, 5], реализуется сценарий так называемой слабой накачки [2], когда амплитуды всех трех волн являются величинами одного порядка. Это позволяет удерживать в расчетах члены порядка малости не выше  $O(|\gamma_0|^2)$ . При этом для получения дисперсионных уравнений и выражений для инкрементов необходимо с самого начала использовать условия синхронизма [2]:

$$\mathbf{k}_0 = \mathbf{k} + \mathbf{k}_s, \quad (6)$$

$$\omega_0 = \omega + \omega_s. \quad (7)$$

Как и в работе [6], в расчетах не учитывалась «верхняя боковая» полоса частот  $(\omega, \mathbf{k})$ , не удовлетворяющая резонансному условию для взаимодействия волн [16], а рассматривалось только взаимодействие волны накачки (3) с параметрами  $(\omega_0, \mathbf{k}_0)$  с вторичной КАВ из «нижней боковой» полосы частот  $(\omega, \mathbf{k}) = (\omega_s - \omega_0, \mathbf{k}_s - \mathbf{k}_0)$  и низкочастотной КИЗВ с параметрами  $(\omega, \mathbf{k}_s)$ .

Как и в работе [6], для  $\gamma_i \ll 0.1$  имеют место соотношения

$$|\gamma_0| \approx |k_{0z} V_A| \approx |\gamma_s| \approx |k_{zs} c_s|, \quad (8)$$

где  $c_s$  — скорость ионного звука. В расчетах также использовалось длинноволновое приближение [1, 16]

$$\sqrt{z_i} |k_i| \approx \frac{k V_{Ti}}{v_i} \approx 1 \quad (9)$$

и предположение об неизотермичности плазмы

$$t_* \approx 1. \quad (10)$$

Учитывая соотношение (1), для низкочастотных КАВ (как первичной, так и вторичной) должно выполняться условие

$$z_i t_* \approx z_s \approx \frac{0}{i}. \quad (11)$$

В соотношениях (6), (7) и (11) все величины с индексом «0» относятся к первичной КАВ, с индексом «s» — ко вторичной КАВ, с индексом «i» — к волне КИЗВ. Непосредственно в расчетах использовались упрощенные дисперсионные соотношения для первичной и вторичной КАВ:

$$\omega_0^2 \approx k_{z0}^2 V_A^2 (1 - z_{i0} t_*), \quad (12)$$

$$\omega_s^2 \approx k_z^2 V_A^2 (1 - z_i t_*) \quad (13)$$

и стандартное дисперсионное соотношение для КИЗВ:

$$\frac{k_{zs}^2 c_s^2}{1 - k_{zs} d_e z_{is} t_*} \quad (14)$$

Здесь  $d_e = V_{Te}/\omega_{pe}$  — электронный дебаевский радиус,  $\omega_{pe}$  — плазменная частота. При выполнении соотношений (10) и (11), а также  $m_e/m_i \ll \omega_{pe}/\omega_{pi} \ll 1$ , соотношения (12), (13) получаются из соотношения (4).

Для рассмотренных моделей солнечной атмосферы в исследованной её хромосферной части

$$k_{zs} d_e \ll 1. \quad (15)$$

В данной работе распадная неустойчивость исследовалась для плазмы с низкой степенью неизотермичности

$$t_* \ll 5. \quad (16)$$

Согласно [16, 17] в этом случае распадная неустойчивость проявляется через нелинейное затухание Ландау на ионах, т. е. имеет место процесс индуцированного рассеяния. Ключевые пункты стандартной методики расчетов и получения дисперсионного соотношения и выражения для «линейного инкремента нелинейного уравнения», следующие. Динамика электронов и ионов описывается на основе кинетического уравнения для частиц каждого сорта, выписанного в дрейфовом приближении; скорость частиц в поперечном (по отношению к  $\mathbf{B}_0$ ) направлении представляется в виде суперпозиции скоростей электрического, поляризационного и магнитного [1, 2, 9] дрейфов. Функция распределения для каждого сорта частиц представляется в виде суммы равновесной функции распределения, линейной добавки первого порядка теории возмущений и нелинейной добавки высшего (2-го или 3-го) порядка [6, 16]. Расчеты ведутся в двухпотенциальном приближении [7], когда продольную и поперечную составляющие электрического поля  $E_z$  и  $E_\perp$  можно представить в виде градиентов потенциалов  $\phi$  и  $\psi$ :

$$E_\perp = -\nabla \psi, \quad E_z = -\frac{d\phi}{dz}.$$

Если материнская КАВ возникает в результате резонансного преобразования мод при трансформации поверхностной альвеновской волны в объемную КАВ, то нет необходимости в изначальном использовании условий синхронизма (6), (7) [16, 17], наличие слабого субдрейсеровского поля  $\mathbf{E}_0$  не является существенным элементом алгоритма расчета, а диссипацией энергии на парных кулоновских столкновениях всюду в исследуемой лабораторной плазме можно пренебречь по сравнению с диссипацией из-за затухания Ландау. Если же предположить, как это было сделано в работе [6], что материнская КАВ возникает в исследуемой области в результате развития неустой-

чивости типа температурно-дрейфовой [4, 5], причинами появления которой являются наличие слабого электрического (субдрейсеровского) поля и пространственные неоднородности температуры и плотности плазмы, то ситуация изменяется существенным образом. Здесь уже непосредственное использование условий синхронизма (6), (7) при получении выражения для инкремента является необходимым. При учете процессов диссипации энергии пренебречь учетом парных кулоновских столкновений в принципе возможно, но только в тех областях хромосферы, где затухание Ландау как минимум на порядок превышает величину затухания из-за столкновений. Не учитывать влияние внешнего субдрейсеровского поля  $E_0$  на процесс развития распаднoй неустойчивости можно в этом случае формально лишь в нулевом порядке теории возмущений по малому параметру, содержащему множителем амплитуду  $|E_0|$  субдрейсеровского поля. Обосновать это можно тем, что, как показали предыдущие вычисления [4, 5], порог возбуждения неустойчивости, генерирующей материнскую КАВ, действительно очень низок. Именно в таких приближениях и исследовалась распадная неустойчивость в данной задаче. Разумеется, это не отменяет необходимости в дальнейших исследованиях учитывать при рассмотрении распаднoй неустойчивости влияние и субдрейсеровского электрического поля, и парных кулоновских столкновений. Следует отметить, что как и в работе [6], для материнской КАВ, рожденной из неустойчивости, необходима жесткая привязка к ее основным характеристикам. Условие

$$k_R \frac{k_z}{k} \ll 1,$$

типичное практически для всех КАВ, позволяет решить эту задачу привязки с точностью до членов, линейных по малому параметру  $k_R$ . Используя обозначения

$$a_R^2 = \frac{k^2}{k_0^2}, \quad (17)$$

где

$$k_-^2 = k_-^2 - k_{z-}^2, \quad (18)$$

$$k_0^2 = k_0^2 - k_{z0}^2, \quad (19)$$

можно считать, что с точностью до членов  $O(k_{R0})$ ,  $O(k_{R-})$ ,  $O(k_{Rs})$  имеют место соотношения

$$k_- = a_R k_0, \quad k_{z-} = a_R k_{z0}, \quad (20)$$

т. е. величина  $a_R$  играет роль масштабного множителя, связывающего абсолютные величины волновых векторов «первичной» и «вторичной» («дочерней») КАВ.

Тогда, используя условия (6), (7) и законы дисперсии (12)—(14) всех трех волн, можно получить трансцендентное уравнение для опре-

деления  $a_R$ . В самых известных полуэмпирических моделях солнечной атмосферы MAVN [20] и FAL [13] плотность и температура плазмы являются функциями высоты  $h$  над уровнем фотосферы. При этом значения амплитуды полей  $|\mathbf{B}_0|$  и  $|\mathbf{E}_0|$  могут быть очень различными даже на одной и той же высоте и в рамках одной и той же модели атмосферы, поскольку определяются из соображений и принципов, непосредственно с данной моделью не связанных. Тройку величин  $n$  (концентрация частиц плазмы), а также  $T_e$  и  $T_i$  совместно со значениями амплитуд полей  $|\mathbf{E}_0|$  и  $|\mathbf{B}_0|$  можно рассматривать как некое «уравнение состояния» плазмы, заданное в параметрическом виде, где параметром является высота  $h$ . Разумеется, что это не есть уравнение состояния вещества в классическом смысле [1, 2], а скорее удобный жаргон. В расчетах предполагалось, что все основные характеристики и волн, и среды относятся к одному и тому же «уравнению состояния» плазмы. Кроме того, предполагалось, что для низкочастотных волн, участвующих в процессе трехволнового взаимодействия, справедливо предположение о квазинейтральности плазмы [1, 2]

$$n = n_e = n_i,$$

в то время как аналогичное условие для температур не выполняется в силу условия (10). Это связано с тем, что в некий начальный момент времени, когда только появляется распадная неустойчивость, плазма уже немного подогрета слабым протекающим током. Полученные корни трансцендентного уравнения использовались для получения максимальной величины «нелинейного» распадного инкремента. Выраженный в единицах ионной циклотронной частоты, он имеет следующий вид [6]:

$$\left(\frac{N}{i}\right)_{\max} = \frac{a_R \left[1 - \frac{a_R}{2} z_{i0} t_*^2 - \frac{A}{t_*^{5/2}} \frac{z_{i0}^{3/2}}{1 - z_{i0} t_*} \frac{B_0}{B_0} \right]^2}{2k_{R0} (1 - a_R^2 z_{i0} t_*^2) [1 - (1 - a_R)^2 z_{i0} t_*^2]^2 t_*^2} A. \quad (21)$$

Здесь  $A = V_{Te}/V_A$ ,  $A$  — приведенный (т. е. в единицах  $\omega_i$ ) суммарный декремент затухания, обусловленный в основном электронным затуханием Ландау [1, 16],  $(B_0/B_0)_{\text{пр}}$  — пороговое значение амплитуды волны накачки в единицах амплитуды внешнего поля. Под пороговым подразумевается такое значение  $B_0/B_0$ , при котором величина  $(N/i)_{\max}$  меняет знак.

## РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ И ОБСУЖДЕНИЯ

В работе [6] впервые была показана принципиальная возможность реализации процесса (2) в предвспышечной хромосфере активной области на высоте, приблизительно соответствующей основанию магнитной петли. В ходе моделирования развития распадной неустой-



чивости выяснилось, что выражение (21) для приведенного инкремента весьма чувствительно к изменению степени неизотермичности плазмы  $t_*$ , а также характеристик волнового возмущения, амплитуды внешнего магнитного поля и вообще к изменению уравнения состояния. К недостаткам полученных результатов можно было бы отнести следующее.

1. В плазме солнечной хромосферы, описываемой моделью MAVN (случай D), распадная неустойчивость отсутствовала. И это при том, что процесс развития волнового возмущения (первичная КАВ) с отрицательными значениями  $k_{R0}$  (т. е. имеющего составляющую волнового вектора, направленную в сторону фотосферы) рассматривался для наиболее реалистичной ситуации, когда в исследуемой области предполагались отличными от нуля и градиент плотности, и градиент температуры плазмы. Кроме того, значение граничной степени неизотермичности плазмы получалось из расчетов предельно низким ( $t_* = 4$ ).

2. Зато распадная неустойчивость возникала в двух гораздо менее реалистичных случаях, когда в исследуемой области только по отдельности доминировали либо градиент плотности, либо градиент температуры плазмы. При этом граничное значение степени неизотермичности оказалось выше более чем в полтора раза ( $t_* = 6.4$ ).

3. Относительно высоким оказалось пороговое значение приведенной амплитуды волны накачки. Заметим, что эту амплитуду первичная КАВ должна была успеть накопить за относительно небольшой промежуток времени, соответствующий линейной стадии роста волнового возмущения.

Основной целью данного исследования было получение более реалистичной модели процесса развития распадной неустойчивости на основе усовершенствованных «уравнений состояния» хромосферной плазмы и с учетом последних достижений в области диагностики и моделирования мелкомасштабных магнитных полей в атмосфере Солнца.

Основываясь на результатах комбинирования 3D-моделей переноса рассеянного поляризованного излучения в линии Sr I 460.7 нм и в молекулярных линиях C<sub>2</sub> Трухильо Буэно и Н. Щукина [21] пришли к выводу, что так называемое скрытое магнитное поле в фотосфере имеет такую пространственную организацию, что малые значения амплитуды наблюдаются над центром гранул, а большие — над межгранульным пространством. Так, моделирование с использованием экспоненциальной функции распределения вероятностей на основании наблюдений в линии Sr I 460.7 нм дало наилучшее совпадение с результатами наблюдений эффекта Ханле в молекулярных линиях C<sub>2</sub> для усредненной амплитуды магнитного поля  $\langle B_0 \rangle = 1.5$  мТл [21]. С другой стороны, при исследовании влияния процесса амбиполярной диффузии на нагрев хромосферы в работе [18] было показано, что наличие большого количества нейтралов в хромосферной плазме

сильнее всего влияет на процесс нагрева, если дополнительно предположить наличие в ромосфере бессиловых магнитных полей с амплитудой в интервале 1—4 мТл. Это наводит на мысль о том, что слабые магнитные поля  $1 \leq B \leq 1.5$  мТл могут оказаться необходимыми при моделировании самых различных процессов в очень широком диапазоне высот — от верхней фотосферы до средней хромосферы.

Использовавшаяся в работе [6] модель солнечной атмосферы MAVN F1 (модель D) [20] интересна (и для наших целей полезна) тем, что в ней на хромосферных высотах вклад пучков энергичных частиц в процессе переноса энергии из короны в фотосферу пренебрежимо мал. Это формально позволяет неустойчивости, из которых рождаются первичные КАВ, считать неустойчивостями непучкового типа [4, 5]. Обычно считается, что модель MAVN F1 лучше всего подходит для моделирования условий в предвспышечной хромосферной плазме перед так называемой тусклой вспышкой [20]. Использование модели атмосферы FAL PM [13] позволяет учитывать диффузию гелия в верхней хромосфере и ее влияние на процесс развития неустойчивости, из которого рождается материнская КАВ. Значения температуры и плотности плазмы и в модели солнечной атмосферы MAVN F1, и в модели FAL PM выбирались на максимальных высотах, т. е. там, где различие между этими «уравнениями состояния» максимальны.

В данной работе первичные КАВ, генерируемые в переходном слое петли в результате развития температурно-дрейфовой неустойчивости, выбирались только с положительными значениями  $k_{R0}$ , т. е. все волны имели составляющую волнового вектора, направленную от фотосферы. Кроме того, в исследуемой области предполагались отличными от нуля и градиент температуры, и градиент плотности плазмы. Использование формулы (21) для «нелинейного» инкремента подразумевает, что легитимными будут только те волны, участвующие в процессе взаимодействия (в данном случае распада), которые возникают при  $t_*$ . 5. Разумеется, и граничные значения отношения амплитуды волны накачки к амплитуде «внешнего» магнитного поля, должны быть «чем меньше, тем лучше». Напомним, что для лабораторной плазмы в работах [16, 17] были получены значения  $(B_0 / B_0)_{гр} \sim 0.01$ . Очевидно, что в случае слабой накачки [2] эта величина будет больше, однако она в любом случае должна быть меньше единицы.

В табл. 1 приведены основные физические характеристики предвспышечной плазмы вблизи основания петли. Значение электронной

**Таблица 1. Основные характеристики плазмы петли**

Модель атмосферы	$n_0, 10^{10} \text{ см}^{-3}$	$T_{e(0)}, 10^5 \text{ К}$	$h, \text{ км}$	$B_0, \text{ мТл}$	$i, \text{ см}$	$i$	$e_i / i$	$L, \text{ км}$
MAVN F1	6.89	4.47	1459	3.162 ( $=\sqrt{10}$ )	20.23	0.1148	$1.92 \cdot 10^{-2}$	2
FAL (PM)	6.01	1.21	1742	1.5	30.90	0.1120	0.242	3

**Таблица 2. Граничные значения основных характеристик распадной неустойчивости КАВ**

Модель атмосферы	$(a_{R0})_{гр}, 10^{-4}$	$(z_{i0})_{гр}$	$(k_{R0})_{гр}$	$(t_*)_{гр}$	$a_{max}$	$L, км$	$L/L_T$	$\alpha_1$
MAVN F1	1.01	0.18	0.026	4	2.6	2	-2	0.019
FAL (PM)	1.0	0.23	0.025	4	2.6	3	-2	$8.3 \cdot 10^{-3}$

температуры  $T_{e(0)}$  соответствует условно начальному моменту времени, когда уже выполняются соотношения (10) и (16). Ионный циклотронный радиус  $r_i$  определен соотношением (9),  $\beta_i$  — ионное «плазменное бэ́та»,  $L$  — толщина переходного слоя петли между собственно петельной и фоновой плазмой [11],  $\alpha$  — феноменологический множитель, позволяющий учесть вклад взаимных столкновений заряженных частиц между собой в модельный интеграл столкновений БГК, входящий в дисперсионное уравнение для КАВ [1, 4, 5].

В табл. 2 представлены граничные значения основных характеристик распадной неустойчивости первичной КАВ, а также пороговые значения амплитуды субдрейсеровского электрического поля в единицах амплитуды локального поля Дрейсера  $(a_R)_{гр}$  и пороговые значения степени неизотермичности плазмы  $(t_*)_{гр}$ , при которых начинает генерироваться сама первичная КАВ. Пороговые величины, относящиеся к распадной неустойчивости, отмечены индексом «0». Каждая волна, генерируемая в рамках одной из двух моделей солнечной атмосферы, MAVN F1 или FAL PM, характеризуется одним определенным значением параметра  $a_R$ , которое является положительным действительным корнем трансцендентного уравнения (см. [6]). Для первичных КАВ в модели MAVN F1 таких корней два, а в модели FAL PM — четыре. Кроме того, в табл. 2 приведены значения двух величин, которые не являются граничными. Значение  $\alpha_1$  — первое положительное значение распадного инкремента (21) в положительном полупространстве  $(a_N / a_i)_{max} > 0$ . Малость этой величины указывает на то, что переход через линию нулевого распадного декремента происходит достаточно плавно, без скачков. Вторая величина  $L/L_T$  есть отношение среднего масштаба неоднородности плотности к среднему масштабу неоднородности температуры. Отрицательные значения  $L/L_T$  указывают на то, что градиенты плотности  $n_0$  и температуры  $T_e(0)$  направлены в разные стороны. Такая ситуация может реализоваться в петлях с холодными ядрами [14], где температура плазмы растет от центра в периферии поперечного сечения петли. Пороговые значения свободного параметра обозначены в табл. 2 как  $a_{max}$ .

Для «уравнения состояния» MAVN F1 ( $h = 1459$  км) было обнаружено два значения  $a_{R0}$ , — это два действительных положительных корня трансцендентного уравнения [6]. Каждому из них соответствует

своя КАВ со своим пороговым значением параметра  $(B_0/B_0)_{гр}$ . Так, для волны с  $a_{R0} = (a_{R0})_1 = 0.898$  имеем  $(B_0/B_0)_{гр} = 0.258$ . Если оценивать по стандартной грубой оценке [3], то можно считать что уровень шума при  $B_0 = \sqrt{10} \cdot 3.16$  мТл составляет  $(B_0)_H = 0.32$  мТл, и к концу линейной стадии развития неустойчивости можно ожидать значения амплитуды первичной КАВ  $B_0 = 0.9...1$  мТл. Квазипериодические изменения магнитного поля с амплитудой в 3–4 мТл фиксировались в свое время при наблюдении вспышки в активной области [19], но не на предвспышечной стадии, а после окончания импульсной фазы. Для «уравнения состояния» FAL PM ( $h = 1742$  км) было обнаружено четыре действительных положительных корня трансцендентного уравнения и, соответственно, четыре первичных КАВ с пороговыми значениями параметра  $(B_0/B_0)_{гр} = 0.284, 0.267, 0.283$  и  $0.267$  для  $a_{R0} = 0.903, 1.082, 0.911$  и  $1.077$  соответственно. Аналогично можно оценить, что в этом случае  $(B_0)_H = 0.15$  мТл и  $B_0 = 1.2...1.5$  мТл в конце линейной фазы роста и с учетом неоднородности плотности плазмы.

Проведенные исследования показали, что рассмотрение КАВ, имеющих составляющую, направленную от фотосферы и использование «уравнения состояния» FAL, учитывающее диффузию гелия на хромосферных высотах, дают заметный положительный эффект. Это сказалось прежде всего на снижении пороговых значений величин, необходимых для начала процесса распадной неустойчивости. Снижение порогового значения степени неизотермичности плазмы до значения  $(t_*)_{гр} = 4$  указывает на возможность достижения его только за счет обычного джоулевого нагрева. Снижение граничного значения отношения амплитуды волны накачки к амплитуде внешнего поля  $|B_0|$  на величину от 10 до 17 % увеличивает степень надежности результатов, полученных с использованием теории возмущений. Возможный диапазон изменения амплитуд волн, участвующих в процессе трехволнового взаимодействия, дает надежду на их обнаружение даже на предвспышечной фазе в процессе наблюдения за активными областями.

1. Александров А. Ф., Богданкевич Л. С., Рухадзе А. А. Основы электродинамики плазмы. — М.: Высш. шк., 1989.—424 с.
2. Кадомцев Б. Б. Коллективные явления в плазме. — М.: Наука, 1988.—303 с.
3. Костык Р. И. Что такое солнечные факелы? // Кинематика и физика небес. тел.—2013.—**29**, № 1.—С. 50—57.
4. Кришталь А. Н., Герасименко С. В., Войцеховская А. Д. Низкопороговые неустойчивости кинетических альвеновских волн в хромосфере активной области на Солнце // Космічна наука і технологія.—2012.—**18**, № 5.— С. 29—40.
5. Кришталь А. Н., Герасименко С. В., Войцеховская А. Д. Генерация кинетических ионно-звуковых волн в предвспышечной атмосфере активной области на Солнце // Космічна наука і технологія.—2013.—**19**, № 3.—С. 37—46.
6. Кришталь А. Н., Сиренко Е. К., Герасименко С. В. Распадная неустойчивость кинетических альвеновских волн в 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, 1975.—Т. 2: Неустойчивости неоднородной плазмы. — 360 с.
8. Ораевский В. Н., Сагдеев Р. З. Об устойчивости установившихся продольных колебаний плазмы // Журн. технич. физики.—1962.—**22**, № 11.—С. 1291—1296.
9. Сомов Б. В., Тутов В. С., Вернетта А. И. Магнитное пересоединение в солнечных вспышках // Итоги науки и техники / ВИНТИ. Астрономия.—1987.—**34**.—С. 136—237.
10. Юхимук А. К., Федун В. Н., Войцеховская А. Д., Черемных О. К. О генерации кинетических альвеновских волн в космической плазме // Космічна наука і технологія. Додаток.—2003.—**9**, № 2.—С. 228—236.
11. 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.
12. Brodin G., Stenflo L., Shukla P. K. Nonlinear interactions between kinetic and ion-sound waves // *Solar Phys.*—2006.—**236**.—P. 285—291.
13. Fontenla J. M., Avrett E. H., Loeser R. Energy balance in the solar transition region. III. Helium emission in hydrostatic, constant-abundance models with diffusion // *Astrophys. J.*—1993.—**406**.—P. 319—345.
14. Foukal P. Structure and pressure balance of magnetic loops in active regions // *Solar Phys.*—1975.—**43**, N 2. — P. 327—336.
15. Ionson J. Resonant absorption of alfvénic surface waves and the heating of solar coronal loops // *Astrophys. J.*—1978.—**236**, N 2.—P. 650—673.
16. Hasegawa A., Chen L. Parametric decay of «kinetic Alfvén wave» and its application to plasma heating // *Phys. Rev. Lett.*—1976.—**36**.—P. 1362—1365.
17. Hasegawa A., Chen L. Kinetic processes in plasma heating by resonant mode conversion of Alfvén wave // *Phys. Fluids.*—1976.—**19**, N 12.—P. 1924—1934.
18. Khomenko E., Collados M. Heating of the magnetized solar chromosphere by del ionization effects // arXiv:1112.3374v1[astro-ph.SR] 14 Dec 2011.
19. Kosovichev A. G., Zharkova V. V. Variations of photospheric magnetic field associated with flares and CMEs // *Solar Phys.*—1999.—**190**.—P. 459—466.
20. 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.
21. Schukina N. G., Trujillo Bueno J. New spectropolarimetric diagnostics of unresolved magnetic fields // *Solar and astrophysical dynamos: Proc. IAU Symp. N 294 / Eds A. G. Kosovichev, E. M. Gouveia Dal Pino, Y. Yan.* — 2012.—P. 1—12.
22. Yukhimuk A. K., Yukhimuk V. A., Sirenko O. K., Voitenko Yu. M. Parametric excitation of electromagnetic waves in a magnetized plasma // *J. Plasma. Phys.*—1999.—**62**, part 1.—P. 53—64.

Статья поступила в редакцию 18.07.13