

УДК 523.98

А. Н. Кришталь, Е. К. Сиренко, С. В. Герасименко

Главная астрономическая обсерватория Национальной академии наук Украины
03680 Киев, ул. Академика Заболотного, 27**Распадная неустойчивость кинетических альвеновских волн в предвспышечной плазме петель в активной области Солнца**

Исследованы физические условия возникновения распадной неустойчивости кинетических альвеновских волн в плазме петель на ранних стадиях вспышечного процесса. С использованием условий синхронизма получено модифицированное выражение для нелинейного инкремента процесса распада первичной кинетической альвеновской волны (КАВ) на ионно-звуковую волну и вторичную КАВ. Получены пороговые значения амплитуды первичной КАВ в единицах напряженности фонового магнитного поля на хромосферном участке токового контура петли.

РОЗПАДНА НЕСТІЙКІСТЬ КІНЕТИЧНИХ АЛЬВЕНІВСЬКИХ ХВИЛЬ У ПЕРЕДСПАЛАХОВІЙ ПЛАЗМІ ПЕТЕЛЬ В АКТИВНІЙ ОБЛАСТІ СОЛНЦЯ, Кришталь О. Н., Сиренко О. К., Герасименко С. В. — Досліджено фізичні умови виникнення розпадної нестійкості кінетичних альвенівських хвиль у плазмі петель на початковій стадії спалахового процесу. При використанні умов синхронізму одержано модифікований вираз для нелінійного інкремента процесу розпаду первинної кінетичної альвенівської хвилі (КАХ) на іонно-акустичну хвилю і вторинну КАХ. Отримано порогові значення амплітуди первинної КАХ в одиницях напруженості фонового магнітного поля на хромосферній ділянці струмового контура петлі.

THE DECAY INSTABILITY OF KINETIC ALFVEN WAVES IN THE PREFLARE PLASMA IN ACTIVE REGION, by Kryshstal' A. N., Sirenko O. K., Gerasimenko S. V. — Physical conditions of the decay instability of kinetic Alfvén waves in the loop plasma at the early stage of the flare process are investigated. By means of the synchronism conditions a modified expression is obtained for the nonlinear growth rate of the process of the decay of the original kinetic Alfvén wave (KAW) into an ion-acoustic wave and secondary KAW. The threshold values are calculated for the amplitude of original KAW in the "background" magnetic field intensity units at the chromospheric part of the loop current circuit.

ВВЕДЕНИЕ

Вопрос о причинах возникновения ионно-звуковой турбулентности в атмосфере солнечной вспышки и о сопутствующих этому явлению физических условиях впервые был подробно рассмотрен В. М. Томозовым [12]. В работах В. П. Максимова и Е. А. Окса [8, 9] было показано, что так называемые «турбулентные» электрические поля, возникающие в ходе развития турбулентности, могут быть обнаружены с помощью наиболее мощных наземных средств наблюдения [9, 10]. Это означало принципиальную возможность по дополнительному штарковскому уширению линий излучения определить состояние вспышечной плазмы. Проблема такой дистанционной диагностики в настоящее время обретает особую актуальность в связи с очевидными достижениями миссий TRACE и RHESSI [19]. Не будем также забывать о той исключительной роли, которую играет ионно-звуковая турбулентность при образовании токовых слоев и в последующей динамике их развития [11]. Вместе с тем при попытке моделирования ионно-звуковой турбулентности, развивающейся из соответствующей неустойчивости, снова возникает проблема предварительного подогрева, поскольку ионно-звуковая неустойчивость (ИЗН) чрезвычайно чувствительна к степени неизотермичности плазмы — отношению электронной и ионной температур: $t \equiv T_e/T_i$. На ранних этапах развития вспышечного процесса в петле или в аркаде активной области (АО) чересчур высокие значения параметра t просто невозможны. Особенно остро ощущается этот «дефицит» в случае, когда неустойчивость носит «нпучковый» характер [5–7, 17], т.е. относительная концентрация высокоэнергичных частиц в плазме ниже порогового значения, необходимого для возникновения пучковой неустойчивости [1, 13]. При большом разнообразии типов отдельных петель и аркад в АО [3, 10, 11] такая ситуация отнюдь не выглядит экзотической. В предыдущих наших работах [6, 7] было показано, что в рамках стационарного сценария на хромосферном участке токового контура петли ионно-звуковая неустойчивость при $t < 10$ не возникает. Вместе с тем как раз здесь при гораздо более низких значениях параметра неизотермичности t и относительно слабой неоднородности температуры и плотности плазмы возникает неустойчивость кинетических альвеновских волн (КАВ). При благоприятном стечении обстоятельств она может дать в результате распада ионно-звуковую волну [14], которая, в свою очередь, при выполнении дополнительных условий может стать толчком к зарождению и развитию турбулентности [15]. Параметрическая распадная неустойчивость такой КАВ и физические условия в предвспышечной плазме, при которых она возникает, исследуются в данной работе.

РАСПАДНАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ КИНЕТИЧЕСКИХ АЛЬВЕНОВСКИХ ВОЛН

Впервые процесс распада КАВ на вторичную КАВ и ионно-звуковую волну (ИЗВ) был исследован в работах А. Хасегавы и Л. Чена [14, 15] в кинетическом приближении. Вопрос исследовался для двух предельных случаев:

- 1) для плазмы с высокой степенью неизотермичности

$$T_e \gg T_i$$

и

- 2) для плазмы с низкой степенью неизотермичности

$$T_e \leq 5T_i.$$

В первом случае имеет место резонансная распадная неустойчивость, во-втором, — распадная неустойчивость проявляется через нелинейное затухание Ландау на ионах, т. е. имеет место процесс индуцированного рассеяния [2]. Согласно стандартной методике [14] рассматривается однородная плазма, в которой распространяется самосогласованная волна накачки — «первичная» КАВ вида

$$\varphi_0(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{2} \{ \varphi_0 \exp[-i(\omega_0 t - \mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{x})] + \text{комп. сопр.} \}. \quad (1)$$

Частота ω_0 и волновой вектор \mathbf{k}_0 связаны между собой «линейным» дисперсионным соотношением для КАВ [18]:

$$\frac{\omega_0^2}{k_{0z}^2 v_A^2} = \frac{z_i}{1 - I_0(z_i) \exp(-z_i)} + z_s \left[1 - i\delta_e - i \left(\frac{v_{Ti}}{v_A} \right)^2 \delta_i \right],$$

где введены обозначения

$$\begin{aligned} z_i &= k_{\perp}^2 v_{Ti}^2 / \Omega_i^2, & z_s (\equiv \bar{z}) &= z_i t, & t &= T_e / T_i, \\ \delta_i &= 2\sqrt{\pi} \beta_i^{-3/2} \exp(-\beta_i^{-1}), \\ \delta_e &= \sqrt{\pi} \beta_i^{-1/2} t^{-1/2} \left(\frac{m_e}{m_i} \right)^{1/2}. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь $\beta_i \equiv 2v_{Ti}^2 / v_A^2$ — отношение «ионного» давления к «магнитному», Ω_i — циклотронная ионная частота, v_{Ti} — тепловая скорость ионов, v_A — альвеновская скорость, m_e и m_i — массы электрона и иона соответственно. Величина z_i есть ионный параметр кинетичности, в то время как δ_i и δ_e представляют собой соответственно ионный и электронный декременты затухания Ландау.

Важным ограничением является предположение о слабости поля накачки φ_0 [14], что позволяет в расчетах удерживать члены порядка малости не выше $O(|\varphi_0|^2)$. Кроме того, в расчетах не учитывается «верхняя боковая» полоса частот, не удовлетворяющая резонансному условию, а рассматривается только взаимодействие волны накачки (1) с параметрами $(\pm\omega_0, \pm\mathbf{k}_0)$, вторичной КАВ из «нижней боковой» полосы частот $(\omega_-, \mathbf{k}_-) = (\omega_s - \omega_0, \mathbf{k}_s - \mathbf{k}_0)$ и низкочастотной ИЗВ с параметрами (ω_s, \mathbf{k}_s) . Для плазмы с малым «плазменным β » имеют место соотношения

$$|\omega_0| \approx |k_{0z} v_A| > |\omega_s| \approx |k_{zs} c_s|,$$

где c_s — скорость ионного звука. Кроме того, часто используемыми условиями являются «длинноволновое» приближение

$$|k_{\perp} \rho_i| < 1 \quad (3)$$

и неизотермичность плазмы

$$t > 1. \quad (4)$$

Здесь $\rho_i \equiv v_{Ti} / \Omega_i$ — ионный циклотронный радиус, k_z и k_{\perp} — продольная (вдоль поля \mathbf{B}_0) и поперечная составляющая волнового вектора возмущения. Условия (3), (4) позволяют в расчетах делать акцент на эффекте конечной «электронной инерции» [15]. Динамика электронов и ионов описывается на основе кинетического уравнения для частиц каждого сорта, выписанного в дрейфовом приближении; скорость частиц в поперечном направлении представляется в виде суперпозиции скоростей электрического, поляризаационного и «магнитного» дрейфов, тогда как функция распределения для каждого

сорта частиц представляется в виде [14]

$$f_j = f_j^{(0)} + f_j^{(1)} + f_j^{NL}, \quad j = i, e. \quad (5)$$

В соотношении (5) $f^{(0)}$ — равновесная функция распределения, $f^{(1)}$ — линейная добавка первого порядка теории возмущений, f^{NL} — нелинейная добавка высшего (2-го или 3-го) порядка. В рамках стандартной методики расчеты ведутся в двухпотенциальном приближении [13, 14], когда для составляющих электрического поля E_z и E_{\perp} справедливы соотношения

$$E_{\perp} = -\nabla_{\perp}\varphi, \quad E_z = -\frac{\partial\psi}{\partial z}.$$

Добавки высших порядков к функциям распределения частиц нулевых порядков получаются из кинетического уравнения с использованием модифицированных потенциалов $\bar{\psi} = e\psi/T_e$, $\bar{\varphi} = e\varphi/T_e$ и модифицированного параметра кинетичности $\bar{z} = k_{\perp}^2 c_s^2 / \Omega_i^2 \equiv z_i t$. Особо стоит отметить тот факт, что у КАВ величина $\bar{z} \sim 0(1)$, поэтому в низкочастотном приближении должно выполняться соотношение

$$z_i t \gg \frac{\omega_0}{\Omega_i}, \quad (6)$$

тогда как в классической МГД согласно работе А. А. Галаева и Р. З. Сагдеева [2] справедливо противоположное неравенство. Используя добавки к функции $f_j^{(0)}$ (5) до второго порядка малости включительно, а также условие квазинейтральности плазмы, справедливое для всех низкочастотных возмущений [1, 2], можно получить аналог дисперсионного соотношения для ИЗВ [14]:

$$\varepsilon_s(\Omega_s)\bar{\varphi}_s = \Lambda_s [F(\bar{z}) + \varepsilon_s(\Omega_s)]\bar{\varphi}_0\bar{\varphi}_-, \quad (7)$$

где

$$\begin{aligned} \varepsilon_s &\equiv 1 + \bar{z}_s - \chi_i, \\ \chi_i &= c_s^2 \int \frac{\partial f_i^{(0)} / \partial v_z}{v_z - \omega_s / k_z} dv_z, \\ F(\bar{z}) &\equiv \bar{z}_0 + \bar{z}_- + \bar{z}_0 \bar{z}_- - \bar{z}_s, \end{aligned}$$

причем

$$\begin{aligned} \Omega &= \Omega_0, \Omega_- & \Omega_0 &\equiv (\omega_0, \mathbf{k}_0), \\ \Omega_- &\equiv (\omega_-, \mathbf{k}_-), & \Omega_s &\equiv (\omega_s, \mathbf{k}_s), \\ \Lambda_s &= \frac{\Lambda}{(k_z)_s} \left(\frac{(k_z)_0}{\omega_0} - \frac{(k_z)_-}{\omega_-} \right) \approx \frac{\Lambda}{\omega_0}, & \Lambda &= -ic_s^2 \frac{(\mathbf{k}_s \times \mathbf{k}_0)}{2\Omega_i} \cdot \mathbf{e}_z. \end{aligned}$$

Соотношение (7) описывает взаимодействие ИЗВ и вторичной КАВ из нижней боковой полосы частот с помощью волны накачки, — «первичной» КАВ [14]. Чтобы получить аналогичное соотношение для кинетической альфвеновской моды (ω_-, \mathbf{k}_-) , необходимо в расчетах учитывать добавки к плотности числа частиц и к плотности параллельного тока вплоть до членов порядка $O(|\bar{\varphi}_0|^2)$, т. е. $f_j^{(3)}(\Omega_s)$, с тем, чтобы учесть влияние индуцированного рассеяния [2]. В силу соотношения $|\omega_-| \gg k_z v_{Ti}$ движение ионов с хорошей степенью точности можно учитывать только в плоскости, перпендикулярной к полю \mathbf{B}_0 . Тогда, используя условие квазинейтральности и уравнение непрерывности для токов, можно получить дисперсионное соотношение для резонансной кинетической альфвеновской моды [14]:

$$\tilde{\varepsilon}_A(\Omega_-)\bar{\varphi}_- = \Lambda_A F(\bar{z})\bar{\varphi}_0^* \bar{\varphi}_s,$$

где

$$\tilde{\varepsilon}_A = \varepsilon_A - \varepsilon_A^{(3)},$$

$$\Lambda_A = \Lambda / [\omega_- \bar{z}_- (1 + \bar{z}_-)],$$

$$\varepsilon_A^{(3)} = |\bar{\varphi}_0|^2 |\Lambda|^2 \frac{1 + \bar{z}_0}{k_{zs} \omega_-} \left[1 - \frac{k_{z0} \omega_- (1 + \bar{z}_0)}{k_{z-} \omega_0} \right] \left(\frac{k_{z0}}{\omega_0} - \frac{k_{z-}}{\omega_-} \right).$$

Здесь использовано обозначение

$$\varepsilon_A(\Omega_-) = 1 - \frac{(k_z)_-^2 v_A^2}{\omega_-^2} (1 + \bar{z}_i).$$

Обозначив Γ_A и Γ_s соответствующие линейные декременты затухания для альвеновской и ионно-звуковой волн, дисперсионное соотношение можно привести к виду [14]:

$$\frac{\partial \varepsilon_{sr}}{\partial \omega_{sr}} \frac{\partial \varepsilon_{Ar}}{\partial \omega_A} (\gamma + \Gamma_A)(\gamma + \Gamma_s) = \left| \frac{\Lambda}{\omega_0} \right|^2 \frac{F^2(\bar{z}) \cdot |\bar{\varphi}_0|^2}{\bar{z}_- (1 + \bar{z}_-)}, \quad (8)$$

где

$$\begin{aligned} \omega_s &\equiv \omega_{sr} + i\gamma, & \omega_A &\equiv \omega_{Ar} + i\gamma, \\ \frac{\partial \varepsilon_{sr}}{\partial \omega_{sr}} &= \frac{2(1 + \bar{z}_s)}{\omega_{sr}}, & \frac{\partial \varepsilon_{Ar}}{\partial \omega_A} &= \frac{2}{\omega_A}. \end{aligned}$$

Используя выражение (8), можно получить пороговое значение поля, полагая $\gamma = 0$. Для амплитуд поля, значительно превышающих пороговую, а также при $T_e \gg T_i$ и $|\varepsilon_A| \ll 1$, выражение для инкремента γ имеет вид [14]:

$$\gamma_D = \frac{\Omega_i}{4} \left(\frac{\omega_{sr}}{\omega_{Ar}} \right)^{1/2} \left| \frac{B_{\perp 0}}{B_0} \right| \beta^{-1/2} \frac{\bar{F}(z) \sin \Theta}{[(1 + \bar{z}_0)(1 + \bar{z}_-)(1 + \bar{z}_s)]^{1/2}}. \quad (9)$$

Угол Θ определяется соотношением

$$(\mathbf{k}_s \times \mathbf{k}_0) \cdot \mathbf{e}_z = (\mathbf{k}_- \times \mathbf{k}_0) \cdot \mathbf{e}_z = (k_{\perp})_-(k_{\perp})_0 \sin \Theta.$$

Кроме того, в работах [14, 15] при выводе выражения (9) для инкремента γ_D использовалась связь между амплитудой волны $B_{\perp 0}$ и потенциалом $\bar{\varphi}_0$ ($= e\varphi_0/T_e$), вытекающая из уравнений Максвелла. Выражение (9) отличается от аналогичного выражения, полученного в работе [2] в рамках идеальной магнитогидродинамики, множителем $\bar{z}\Omega_i/\omega_A$. Этого следовало ожидать, поскольку в силу конечных значений величин \bar{z} нелинейные эффекты, вызванные $[\mathbf{E} \times \mathbf{V}_0]$ -дрейфом электронов и ионов, не компенсируют друг друга с точностью до величин порядка \bar{z} . При этом лишь ионный поляризационный дрейф (который меньше $[\mathbf{E} \times \mathbf{V}_0]$ -дрейфа в ω_A/Ω_i раз) дает вклад в приближении идеальной МГД. Кроме того, в отличие от случая идеальной МГД, где допускается только обратное рассеяние, в данном случае возможны три различных типа распадной неустойчивости. Следует также отметить, что поскольку $F(\bar{z}) \rightarrow 0$ при $\bar{z}_0 \rightarrow 0$, то кинетическая альвеновская волна в качестве волны накачки как нельзя лучше подходит для данного процесса распадной неустойчивости. Три возможных случая распадной неустойчивости в диапазоне частот от ω_0 до ω_{sr} соответствуют возможным вариантам знаков волновых векторов k_{zs} и k_{zA} , а также определенным значениям отношения величин \bar{z}_0 ($\equiv k_{\perp 0}^2 c_s^2 / \Omega_i^2$) и \bar{z}_A ($\equiv k_{\perp A}^2 c_s^2 / \Omega_i^2$) волны накачки и «распадной» КАВ [14]. В

МГД-приближении при $z_0 \rightarrow 0$ возможен лишь случай $\bar{z}_0 \leq \bar{z}_A$, $\bar{z}_0 \geq \bar{z}_A$. При $T_e \leq 5T_i$ ионно-звуковая волна испытывает сильное затухание Ландау [1]. Распадная неустойчивость в этом случае проявляет себя через нелинейное затухание как процесс индуцированного рассеяния на ионах. Этот процесс иногда называют квазимодовой распадной неустойчивостью [14]. В используемых обозначениях при выполнении условий (3), (4), (6), из (8) и (9) можно получить выражение для инкремента для случая $5 < T_e/T_i < 10$:

$$\gamma_N = \frac{\Omega_i}{8} \beta^{-1} \left| \frac{B_{\perp 0}}{B_0} \right|^2 \left(\frac{\Omega_i}{\omega_A} \right) \frac{F^2(\bar{z}) \sin^2 \Theta}{(1 + \bar{z}_0)(1 + \bar{z}_-)} \frac{\text{Im} \chi_i}{|\varepsilon_s|^2} - \Gamma_A.$$

При $|\omega_s| \approx |k_{zs}|v_{Ti}$ данное выражение имеет максимум [14]

$$(\gamma_N)_{\max} = \frac{\Omega_i}{8} \beta^{-1} \left| \frac{B_{\perp 0}}{B_0} \right|^2 \left(\frac{\Omega_i}{\omega_A} \right) \frac{F^2(\bar{z}) \sin^2 \Theta}{(1 + \bar{z}_0)(1 + \bar{z}_-)} \frac{t}{[(1 + \bar{z}_s)^2 + t^2]} - \Gamma_A, \quad (10)$$

где $B_{\perp 0}$ — амплитуда КАВ накачки. Еще раз отметим, что полученное выражение отличается множителем $(\bar{z}\Omega_i/\omega_A)^2$ от своего аналога, полученного в рамках классической МГД-теории [2]. Видно, что пороговое значение поля зависит от декремента затухания Γ_A , который в бесстолкновительном пределе определяется в основном электронным затуханием Ландау (2). Для типичных значений параметров лабораторной плазмы $\Gamma_A/\Omega_i \sim O(0.01)$. Тогда в случае выбора приемлемых значений основных величин, например $\beta \sim 0.01$, $\Omega_i/\omega_A \sim 10$ и $t \sim 1$, пороговое значение приведенной амплитуды волны есть $(B_{\perp 0}/B_0)_{\text{гр}} \sim O(0.01)$.

ФИЗИЧЕСКИЕ УСЛОВИЯ В ПРЕДВСПЫШЕЧНОЙ ПЛАЗМЕ И МОДИФИЦИРОВАННОЕ ВЫРАЖЕНИЕ ДЛЯ ИНКРЕМЕНТА

Выражение (10) для нелинейного инкремента распадной неустойчивости

$$(\text{КАВ})_0 \rightarrow (\text{КАВ})_- + \text{ИЗВ}$$

было получено в работе [14] для лабораторной плазмы. Как любое выражение для инкремента неустойчивости при наличии внешнего магнитного поля B_0 , выражение (10) чрезвычайно чувствительно к изменению основных параметров плазмы: плотности, температуры, напряженности поля и т.д. Кроме того, в рамках стандартного метода рассмотрения трехволнового взаимодействия [1] амплитуда волны накачки должна быть постоянной (хотя известны расчеты и в рамках альтернативных предположений [19]) и должна существенно превышать амплитуды волн «в выходном канале». Необходимо также упомянуть тот факт, что при выводе выражения (10) существенно использовались дополнительные физические условия (3), (4) и (6). На самом раннем этапе вспышечного процесса в плазме петли на хромосферном участке ее токового контура роль волны накачки может играть только «первичная» КАВ [5, 6], которая генерируется в результате возникновения и развития соответствующей неустойчивости. Благодаря высокой добротности колебаний волны [6] ее амплитуду можно считать почти постоянной, а в конце линейной стадии развития неустойчивости можно говорить о заметном превышении ее амплитуды над амплитудами образовавшихся волн. При этом дополнительные условия (3), (4) и (6) для предвспышечной плазмы выглядят вполне естественными в рамках используемых приближений и заданного уравнения состояния [3, 4]. В рассматриваемой постановке задачи необходимо учитывать принципиальную невозможность получения информации удаленным наблюдателем о важнейших характеристиках образующихся волн [4]. Поэтому необходима

жесткая привязка к характеристикам первичной распадной КАВ. Условие

$$\frac{k_z}{k_{\perp}} \equiv k_R \ll 1,$$

типичное для этих волн [13, 14], позволяет решить поставленную задачу с точностью до членов, линейных по малому параметру k_R . Вводя обозначение

$$a_R^2 \equiv \frac{k_{\perp}^2}{k_0^2},$$

где

$$k_{\perp}^2 \equiv k_{\perp-}^2 + k_{z-}^2,$$

$$k_0^2 \equiv k_{\perp 0}^2 + k_{z 0}^2,$$

можно считать, что с точностью до членов $O(k_{R0})$, $O(k_{R-})$, $O(k_{Rz})$ выполняются соотношения

$$k_{\perp-} = a_R k_{\perp 0}, \quad k_{z-} = a_R k_{z 0},$$

т. е. величина a_R играет роль масштабного множителя, связывающего абсолютные величины волновых векторов первичной и вторичной КАВ. Это означает, что пользуясь условиями синхронизма [1]

$$\mathbf{k}_0 = \mathbf{k}_{\perp} + \mathbf{k}_s,$$

$$\omega_0 = \omega_{\perp} + \omega_s,$$

и зная закон дисперсии для каждой из волн

$$\omega_0^2 = k_{z 0}^2 v_A^2 (1 + z_{i0} t),$$

$$\omega_{\perp}^2 = k_{z-}^2 v_A^2 (1 + z_{i-} t),$$

$$\omega_s^2 = \frac{k_{zs}^2 c_s^2}{1 + k_{zs} d_e + z_i t},$$

можно получить трансцендентное уравнение для определения величины a_R . При этом подразумевается, что основные физические параметры волн — альбеновская скорость v_A , дебаевский (электронный) радиус d_e , скорость ионного звука c_s , а также плотность $n_e = n_i = n_0$, температура (в общем случае $T_e \neq T_i$) и напряженность магнитного поля B_0 — относятся к одному и тому же уравнению состояния плазмы. Для случая, когда вторичная (распадная) КАВ попадает в диапазон нижней боковой полосы частот [14], уравнение для a_R имеет вид

$$\begin{aligned} & [1 + z_{i0} t + a_R^2 (1 + a_R^2 z_{i0} t) - 2a_R \sqrt{(1 + z_{i0} t)(1 + a_R^2 z_{i0} t)}] \times \\ & \times [1 + (1 - a_R) k_{R0} \sqrt{z_{i0} t} \frac{v_A}{c} + a_R^2 z_{i0} t] = (\mu \beta_A)^2, \end{aligned} \quad (11)$$

где использовано обозначение

$$\beta_A \equiv \frac{v_{Te}}{v_A}.$$

Задавая диапазон изменения величины k_{R0} и значение параметра неизотермичности t , можно численно решить уравнение (11) для заданного уравнения состояния плазмы. Полученные значения a_R можно использовать для получения максимальной величины нелинейного распадного инкремента. Для случая $\Theta = \pi/2$ выражение (10) приобретает вид

$$\left(\frac{\gamma_N}{\Omega_i}\right)_{\max} = \frac{a_R \left(1 + \frac{a_R}{2} z_{i0} t\right)^2 \mu \left(\frac{\beta_A}{\beta}\right) t^{5/2} \left[\frac{z_{i0}}{1 + z_{i0} t}\right]^{3/2}}{2k_{R0}(1 + a_R^2 z_{i0} t) \{ [1 + (1 - a_R)^2 z_{i0} t]^2 + t^2 \}} - \Gamma_A, \quad (12)$$

где Γ_A — выраженный в единицах ионной циклотронной частоты Ω_i суммарный декремент затухания, обусловленный в основном электронным затуханием Ландау [14]. В используемых обозначениях он имеет вид [19]

$$\Gamma_A = \sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{k_{R0} \sqrt{t} z_{i0}^{3/2}}{\mu} \frac{1}{[1 + (1 + t) z_{i0}]}$$

ЧИСЛЕННЫЕ РАСЧЕТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В качестве уравнения состояния плазмы на хромосферном участке токового контура петли было использовано уравнение состояния MAVN (модель D) из работы [18]. Как следует из полуэмпирической модели хромосферы вспышки [18], на высоте $h = 1459$ км электронная плотность и температура плазмы равны соответственно $n = n_e = n_i = 6.89 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ и $T = T_e = T_i = 4.47 \cdot 10^5 \text{ К}$. Предполагалось, что $T_e = T_i$ только на самом раннем этапе вспыхивающего процесса, до начала взаимодействия магнитных потоков [16]. Очевидно, что к моменту распада уже будут выполняться условия (4) и (6). Как и в работе [17], в расчетах принималось, что значение однородного магнитного поля в петле на данной высоте равно $B_0 = 3.13 \text{ мТл}$. С учетом длинноволнового приближения (3), трансцендентное уравнение (11) решалось численно для значений z_{i0} и t из интервалов

$$0.05 \leq z_{i0} \leq 0.20, \quad 3 \leq t \leq 10,$$

а также величины v_A и v_{Te} , определяемых уравнением состояния MAVN [18]. Из шести корней уравнения (11) во всех рассмотренных случаях два (условные номера 5 и 6) оказывались действительными, причем очень близкими по абсолютной величине:

$$0.83 \leq [a_R]_{5,6} \leq 1.15.$$

Конкретные значения $(a_R)_{5,6}$ подставлялись в выражение (12) для определения величины максимального нелинейного инкремента. В расчетах были смоделированы три различные физические ситуации в предвспыхивающей плазме петли.

1. Первичная КАВ возникает в неоднородной плазме на раннем этапе взаимодействия потоков при $\varepsilon_R = 1.01 \cdot 10^{-4}$ (ε_R — амплитуда квазистатического поля в единицах дрейсеровского поля). В переходном слое вблизи поверхности петли градиенты начальной температуры и равновесной плотности доминируют над градиентом напряженности магнитного поля [3, 6]. Неустойчивость первичной КАВ появляется при $t = t_{\text{тр}} = 4$ в следующем диапазоне изменения основных характеристик возмущения [5—7]:

$$0.12 \leq z_{i0} \leq 0.20, \quad (13)$$

$$-0.04 \leq k_{R0} \leq -0.01. \quad (14)$$

Отрицательные значения в соотношении (14) означают наличие у волны возмущения составляющей, направленной в сторону фотосферы (отрицательных значений k_{z0}).

2. Первичная КАВ возникает в переходном слое петли при $\varepsilon_R = 6.5 \cdot 10^{-5}$, причем физические условия в плазме соответствуют случаю,

когда градиент равновесной плотности доминирует над градиентами начальной температуры и напряженности магнитного поля. Неустойчивость появляется при $t = t_{\text{гп}} = 6$ в диапазоне

$$\begin{aligned} 0.07 \leq z_{i0} \leq 0.16, \\ 0.02 \leq k_{R0} \leq 0.04. \end{aligned} \quad (15)$$

3. Первичная КАВ возникает в переходном слое петли при $\varepsilon_R = 6.5 \cdot 10^{-5}$, причем в плазме градиент начальной температуры доминирует над градиентами равновесной плотности и напряженности магнитного поля. Неустойчивость появляется при $t = t_{\text{гп}} = 4.3$ в диапазоне

$$0.10 \leq z_{i0} \leq 0.15, \quad 0.02 \leq k_{R0} \leq 0.04. \quad (16)$$

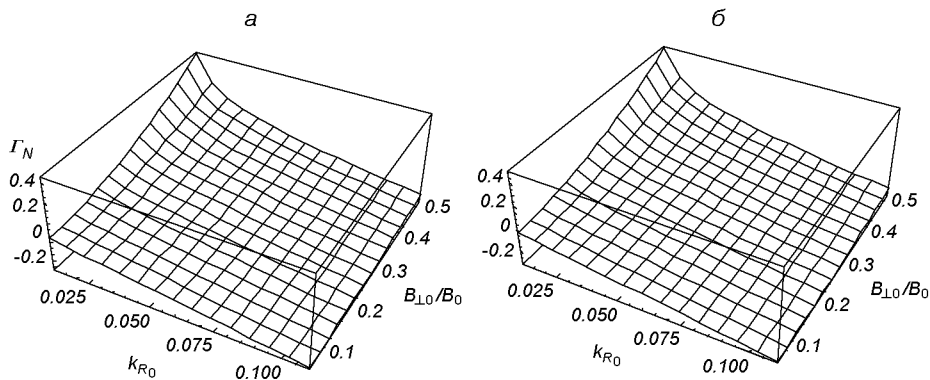
Расчеты показали, что в исследуемом диапазоне основных параметров плазмы и характеристик возмущения нелинейный инкремент первичной КАВ (13)—(14) является всюду отрицательным. Нелинейный инкремент КАВ (15) выходит в положительное полупространство при

$$t_{\text{гп}} = 6, \quad (z_{i0})_{\text{гп}} = 0.14, \quad (k_{R0})_{\text{гп}} = 0.026, \quad (B_{\perp 0}/B_0)_{\text{гп}} = 0.297. \quad (17)$$

Нелинейный инкремент КАВ (16) становится положительным при

$$t_{\text{гп}} = 8.6, \quad (z_{i0})_{\text{гп}} = 0.14, \quad (k_{R0})_{\text{гп}} = 0.026, \quad (B_{\perp 0}/B_0)_{\text{гп}} = 0.295. \quad (18)$$

Вид приведенного нелинейного инкремента как функции параметров k_{R0} и $(B_{\perp 0}/B_0)$ для случаев (17) и (18) приведен на рисунке. Хорошо видно, что на границе исследуемого диапазона при предельно больших значениях $B_{\perp 0}/B_0$ и предельно малых k_{R0} , инкремент резко увеличивается, т. е. здесь проходит граница применимости используемых приближений. Напомним, что для квазиперпендикулярных (по отношению к \mathbf{V}_0) волн типа КАВ в качестве граничного значения для k_{R0} обычно принимают значение $(k_{R0})_{\text{гп}} = \sqrt{m_e/m_p} \approx 0.023$ [13, 17], а при $B_{\perp 0} \approx B_0$ становится проблематичным использование стандартных методов исследования распадной неустойчивости [1, 14]. Общий вывод можно сформулировать следующим образом: генерация ионно-звуковой волны в предвспышечной плазме петли на хромосферном участке ее токового контура возможна вследствие распадной неустойчивости КАВ. Для этого необходимо выполнение дополнительных физических условий, важнейшим из которых является существенно более



Вид максимального нелинейного инкремента распадной неустойчивости как функции угла наклона волнового вектора первичной КАВ к направлению магнитного поля \mathbf{V}_0 и амплитуды волны в единицах $|\mathbf{V}_0|$: а и б — для наборов параметров (17) и (18) соответственно

высокие по сравнению с лабораторной плазмой значения величины $B_{\perp 0}/B_0$ [14, 15], представляющей собой амплитуду распадающейся волны в единицах напряженности внешнего магнитного поля.

Авторы благодарны К. В. Аликаевой и К. Н. Степанову за участие в обсуждении результатов и ценные замечания.

1. Александров А. Ф., Богданкевич Л. С., Рухадзе А. А. Основы электродинамики плазмы. — М.: Высш. шк., 1989.—424 с.
2. Галеев А. А., Сагдеев Р. З. Нелинейная теория плазмы // Вопросы теории плазмы.—1973.—Вып. 7.—С. 3—145.
3. Гопасюк С. И. Структура и динамика магнитного поля в активных областях на Солнце // Итоги науки и техники / ВИНТИ. Астрономия.—1987.—34.—С. 7—77.
4. 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.
5. Кришталь А. Н., Герасименко С. В. Генерация низкочастотных волн в плазме послевспышечных петель при наличии «сильной» неоднородности температуры // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории.—2003.—99.—С. 119—131.
6. Кришталь А. Н., Герасименко С. В. Генерация кинетических альфвеновских волн в плазме петель в активной области // Космічна наука і технологія.—2004.—10, № 4.—С. 81—91.
7. Кришталь А. Н., Герасименко С. В. Особенности генерации ионно-звуковых волн в предвспышечной плазме // Кинематика и физика небес. тел.—2004.—20, № 6.—С. 467—476.
8. Максимов В. П., Томозов В. М. О возможных проявлениях турбулентного Штарк-эффекта в различных моделях вспышки // Год солнечного максимума: Сб. тр. междунар. конф., Симферополь, 27—31 марта 1981 г. — М.: Изд-во ИЗМИРАН, 1981.—Т. 1.—С. 168—177.
9. Окс Е. А. Спектроскопия плазмы с осциллирующими электрическими полями и их диагностика в солнечных вспышках // Год солнечного максимума: Сб. тр. Междунар. конф., Симферополь, 27—31 марта 1981 г. — М.: Изд-во ИЗМИРАН, 1981.—Т. 1.—С. 200—206.
10. Северный А. Б. Некоторые проблемы физики Солнца. — М.: Наука, 1988.—221 с.
11. 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.
12. Томозов В. М. Плазменная турбулентность в солнечных вспышках // Астрон. журн.—1971.—48, вып. 3.—С. 556—564.
13. Шафранов В. Д. Электромагнитные волны в плазме // Вопросы теории плазмы.—1963.—Вып. 3.—С. 3—140.
14. Hasegawa A. Kinetic properties of Alfvén waves // Proc. Indian Acad. Sci.—1977.—86A, N 2.—P. 151—174.
15. Hasegawa A., Chen L. Kinetic processes in plasma heating by resonant mode conversion of Alfvén wave // Phys. Fluids.—1976.—19, N 2.—P. 1924—1934.
16. Heyvaerts J., Priest E., Rust D. An emerging flux model for the solar flare phenomenon // Astrophys. J.—1977.—216, N 1.—P. 213—221.
17. Kryshstal A. N. Low-frequency wave generation in plasma of solar active regions // Plasma Physics and Controlled Fusion: Book of abstracts of VIII Ukrainian Conference and School, Alushta, Crimea, September 11—16, 2000. — Alushta, 2000.—P. 83.
18. Machado M. E., Avrett E. H., Vernazza J. E., Noyes R. W. Semiemperical models of chromospheric flare regions // Astrophys. J.—1980.—242, N 1.—P. 336—351.
19. Voitenko Yu. M. Excitation of kinetic Alfvén waves in flaring loops // Solar Phys.—1998.—182, N 2.—P. 411—414.

Поступила в редакцию 26.01.06