

УДК 523.9

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

Головна астрономічна обсерваторія Національної академії наук України, Київ

## К ВОПРОСУ О ВОЗМОЖНОСТИ ПОЯВЛЕНИЯ ПРЕДВСПЫШЕЧНЫХ ТОКОВЫХ СЛОЕВ В ХРОМОСФЕРЕ АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ СОЛНЦА

---

*Були досліджені умови появи і розвитку іонно-звукової нестійкості в передспалаховій плазмі петельної структури в активній області. Дослідження проводилися в рамках напівемпіричної моделі FAL сонячної атмосфери. На ділянці струмового контура петлі поблизу її основи передбачалася наявність субдрейсерівського електричного поля і паралельного йому магнітного «кілогауссового» поля. Показано, що дрібномасштабна іонно-звукова нестійкість з низьким порогом збудження по амплітуді субдрейсерівського поля може виникнути в досліджуваній області до настання фази «попереднього нагрівання». Показано, що в рамках концепції, що використовується, зниження порога збудження нестійкості можливо тільки при підвищенні ступеня неізотермічності плазми.*

---

### ВВЕДЕНИЕ

Сам факт существования токовых слоев в атмосфере активной области (АО) Солнца перед вспышкой чрезвычайно важен с точки зрения «ранней диагностики» и ее краткосрочного прогноза [4]. Несмотря на стремительный прогресс методов и средств наблюдения, необходимых свидетельств существования подобных объектов по-прежнему мало. Зато каждое надежно зафиксированное их появление вносит существенное дополнение в картину ранней стадии развития вспышечного процесса в АО [6, 14]. Так, исследования распределения радиояркости, проведенные на радиогелиографе в Нобеяме [2, 3] и в рамках миссий SOHO и TRACE [6], позволили обнаружить области первичного энерговыделения вблизи основания петель [2, 3]. Отдельные события были зафиксированы буквально за несколько минут до начала импульсной фазы [2, 3]. Известно, что наилучшее согласие величин, предсказываемых в модели ненейтрального высокотурбулентного токового слоя (ВТТС), с наблюдаемыми величинами в солнечных вспышках получается в случае порогового режима ионно-звуковой турбулентности [4, 5]. При этом

данная турбулентность должна развиваться из соответствующей неустойчивости с предельно низким порогом возбуждения, иначе ВТТС не сможет обеспечить необходимой мощности, выделяемой во вспышке [5, 15]. В роли таких «триггеров» обычно использовались градиентные плазменные неустойчивости [5]. В режиме насыщения ионно-звуковой турбулентности, как показали расчеты [5, 15], могут достигаться еще большие, чем в пороговом режиме, скорости магнитного пересоединения и мощности энерговыделения ВТТС [4].

В относительно плотной и «холодной» предвспышечной плазме вблизи основания петли, где ее токовый контур находится в области, соответствующей по высоте нижней хромосфере и переходному слою, роль такого низкопорогового триггера может взять на себя ионно-звуковая неустойчивость, вызванная наличием слабого субдрейсеровского поля [8, 11, 15]. При этом, как это было показано в работах [5, 11], для построения самосогласованной и реалистичной модели процесса одинаково важными являются граничные (пороговые) значения и амплитуды квазистатического электрического (субдрейсеровского) поля, и степень неізотермічності плазми (т. е. значение отношения электронной температуры к ионной).

Модель вспышки «со всплывающим магнитным потоком» Хейвартса — Приста — Раста [9], предложенная более тридцати лет назад, по-прежнему остается наиболее популярной. В качестве одного из важнейших элементов в ней выступает предположение о наличии фазы «предварительного нагрева», которая предваряет начало импульсной фазы. Во время этого «разогрева», как следует из оценок, полученных авторами, в плазме возникает бунемановская неустойчивость, переводящая плазму в турбулентное состояние. Плазма быстро нагревается, электронная температура стремительно опережает в своем росте ионную, что приводит к зарождению ионно-звуковой неустойчивости, также быстро переходящей в ионно-звуковую турбулентность, столь необходимую для образования ВТТС [1, 4, 5]. Существенным недостатком такого сценария является то, что образовавшиеся токовые слои должны быть неправдоподобно тонкими, меньше одного метра толщиной, тогда как их длина и ширина должны быть на 6—7 порядков больше [4, 5]. В результате энергии в таком «накопителе» будет существенно меньше, чем освобождается во время вспышки [6—8, 15]. Наиболее популярные подходы для решения проблемы — это поиск модели ВТТС либо с существенно большей толщиной, в которой перекроется энергетический дефицит за счет увеличения объема области пересоединения [4, 6, 7, 9], либо с низким порогом возбуждения неустойчивости (а следовательно, и турбулентности), чтобы необходимая энергия успела накопиться за увеличенное таким образом время жизни токового слоя [5, 6, 15]. Так, в свое время в работах [4, 5] в качестве возможного триггера турбулентности были предложены различные дрейфовые неустойчивости с экстремально низкими порогами возбуждения.

#### ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ ИСПОЛЬЗУЕМОЙ КОНЦЕПЦИИ

Исследования, проведенные в работах [10—12], позволили не только получить достаточно полную картину процесса зарождения и развития неустойчивостей различных типов волн в предвспышечной плазменной атмосфере АО, но и сформулировать оригинальную концепцию ис-

следования этих мелкомасштабных неустойчивостей [10, 11]. В ее основе лежит экспериментально обнаруженный факт — дополнительное штарковское уширение линий  $H_{\beta}$  бальмеровской серии с большими номерами ( $N \geq 8$ ) [8], что было интерпретировано [6, 8, 15, 17] как проявление действия слабого крупномасштабного электрического поля, существующего и «квазистатически медленно» изменяющегося в отдельных частях атмосферы АО на протяжении достаточно длительных промежутков времени. Использование в качестве вышеупомянутых частей атмосферы АО относительно небольших участков вспышечных петель вблизи их основания, которые приблизительно соответствуют ниже-средней хромосфере, позволяет эффективно и обоснованно использовать некоторые полезные приближения [1, 12]. Так, в рассматриваемом диапазоне высот над уровнем фотосферы

$$600 \leq h \leq 1400 \text{ км} \quad (1)$$

плазму на вполне законных основаниях можно считать «плотной» и «холодной»:

$$3 \cdot 10^{10} \text{ см} \leq n_e = n_i \leq 5 \cdot 10^{11} \text{ см}, \quad (2)$$

$$5000 \text{ К} \leq (T_e)_0 = (T_i)_0 \leq 8000 \text{ К}. \quad (3)$$

В соотношениях (2)—(3)  $n_e = n_i = n$  есть плотность заряженных частиц плазмы, а само равенство  $n_e = n_i$  есть условие ее квазинейтральности [1]. Для низкочастотных колебаний и волн в плазме это условие всегда выполняется с большим запасом [1]. Условие  $(T_e)_0 = (T_i)_0$  для ионной и электронной температур можно рассматривать в некотором смысле как начальное для процесса развития ионно-звуковой неустойчивости, поскольку известно, что ионно-звуковая волна, генерируемая этой неустойчивостью, тем слабее затухает, чем более неизотермичной является плазма, т. е. должно выполняться условие

$$T_e = \Theta T_i, \quad (4)$$

где  $\Theta \geq 3$  [1]. Для «обычной», классической плазмы без внешних электромагнитных полей ( $\mathbf{E}_0 = 0$ ,  $\mathbf{B}_0 = 0$ ) выполняется соотношение для частот взаимных столкновений заряженных частиц [1, 16]

$$v_{ee} \gg v_{ei} \gg v_{ii}, \quad (5)$$

где индексами «e» и «i» обозначены электроны

и ионы соответственно. При «включении» внешнего магнитного поля ( $\mathbf{B}_0 \neq 0$ ) и параллельного ему слабого электрического поля ( $\mathbf{E}_0 \neq 0$ ) соотношение (5) несколько изменится. Из общих соображений ясно (хотя эта гипотеза требует отдельного серьезного исследования), что «выстроившиеся» вдоль направления полей и движущиеся друг навстречу другу электроны и ионы будут чаще сталкиваться с частицами противоположного знака, чем с частицами одного знака. Поэтому, если дополнительно будет выполняться условие

$$v_{ei} \gg v_{0e}, v_{0i}, \quad (6)$$

связывающее частоту электронно-ионных столкновений  $v_{ei}$  с частотами  $v_{0e}$  и  $v_{0i}$  столкновений заряженных частиц с нейтральными атомами, то суммарный вклад всех видов столкновений в модельный интеграл БГК [1], стоящий в правой части уравнения Больцмана, можно записать символически в виде

$$\sum_{\alpha, \beta} v_{\alpha, \beta} = \sigma v_{e, i}, \quad (\alpha, \beta = e, i), \quad (7)$$

где числовой параметр  $\sigma$  изменяется в пределах

$$1 \leq \sigma \leq \sigma_{\max} \quad (8)$$

и фактически является свободным параметром задачи. Значение  $\sigma=1$  соответствует ситуации, максимально благоприятной для развития неустойчивости, когда электронно-ионные столкновения полностью доминируют в плазме, а значение  $\sigma = \sigma_{\max}$  соответствует ситуации, когда зародившаяся неустойчивость полностью подавляется кулоновскими столкновениями [10, 11]. Подобный феноменологический подход является вполне корректным с точки зрения исследования устойчивости волн [1, 11, 16] в плазме, однако он, конечно, не является достаточно строгим с точки зрения микрофизики процесса диссипации энергии этих волн.

Условие слабости крупномасштабного электрического поля, предложенное Пайнсом и Шриффером [16]

$$\frac{e|\mathbf{E}_0|}{k_z k_B T_\alpha} \ll 1 \quad (\alpha = e, i) \quad (9)$$

для плазмы с плотностью и температурой, изменяющимися в интервалах (2) и (3), является ме-

нее жестким, чем условие

$$\varepsilon_R \equiv \frac{E_0}{E_D} = \frac{u_e}{v_{Te}} \ll 1, \quad (10)$$

использованное в работах [11, 15]. В соотношениях (9) и (10)  $E_0$  — амплитуда квазистатического электрического поля в плазме,  $E_D$  — амплитуда локального дрейсеровского поля [1],  $e$  — заряд электрона,  $v_{Te}$  — электронная тепловая скорость,  $k_B$  — константа Больцмана,  $k_z$  — продольная (вдоль полей  $\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{B}_0$ ) составляющая волнового вектора возмущения. Отметим, что условие (10) прямо противоположно условию появления бунемановской неустойчивости [1]. Поля, удовлетворяющие этому условию, получили название «субдрейсеровских» [15].

В соотношении (10)  $u_e$  есть токовая скорость электронов относительно считающихся неподвижными ионов, причем

$$u_e = \frac{eE_0}{m_e v_{ei}}. \quad (11)$$

Как обычно, для ионно-звуковых волн выполняется условие

$$v_{Ti} \ll \left| \frac{\omega}{k_z} - u_e \right| \ll v_{Te}, \quad (12)$$

где  $v_{Ti}$  — тепловая скорость (однозарядных, т. е.  $Z=1$ ) ионов. В расчетах предполагалось, что поправки, связанные с учетом столкновений, не вносят существенных искажений в стандартный закон дисперсии [1]:

$$\omega_r^2 = \frac{k_z^2 v_s^2}{1 + k_L^2}, \quad k_L \equiv k_z d_e \leq 2\pi. \quad (13)$$

Здесь  $\omega_r$  — действительная часть частоты,  $v_s$  — скорость ионного звука [1],  $d_e$  — дебаевский электронный радиус [1]. Вторая часть соотношения (13) означает, что плазменное приближение хорошо работает только для таких волновых возмущений, у которых длина волны превышает дебаевский радиус [1]. Кривизной и кручением магнитных силовых линий можно пренебречь лишь в том случае [12], когда выполняется соотношение

$$\sqrt{\frac{\beta_i}{8}} \ll \frac{|k_z| \rho_i}{\varepsilon_R \beta_A}, \quad \beta_A \equiv \frac{v_{Te}}{v_A}. \quad (14)$$

Здесь  $\beta_i = \frac{8\pi k_B T_i}{B_0^2}$  — ионное «плазменное бета» [1],  $\rho_i = \frac{v_{Ti}}{\Omega_i}$  — ионный циклотронный радиус;  $\Omega_i$  — ионная циклотронная частота. Для плазмы с характеристиками (2) и (3) неравенство (14) выполняется всегда в области действия «килогауссовых» магнитных полей  $\mathbf{B}_0$  [17], где альвеновская скорость  $v_A$  достаточно велика. Для ионно-звуковых плазменных волн, распространяющихся в плазме с кулоновскими столкновениями, величина магнитного поля роли не играет [1]. А вот при распространении волны на фоне бернштейновской (например) турбулентности, когда основная потеря импульса электронами происходит на ее пульсациях, выполнение или невыполнение критерия (14) становится важным моментом в исследовании. При распространении ионно-звуковых волн вблизи центральной области поперечного сечения петли плазму с хорошей степенью точности можно считать однородной. Слабая неоднородность как температуры, так и плотности проявляется только при приближении к пространственной границе между более плотной плазмой тела петли и окружающей атмосферой АО. Пренебречь влиянием границ можно при условии выполнения критерия Михайловского [1]

$$(k_{\perp} L)^{-1} \ll \sqrt{\frac{m_e}{m_i}} \frac{1}{\beta_i}, \quad (15)$$

где  $m_i$  — масса однозарядного иона,  $L$  — характерный пространственный размер неоднородности,  $k_{\perp}$  — перпендикулярная составляющая волнового вектора  $\mathbf{k}$  ( $k^2 \equiv k_z^2 + k_{\perp}^2$ ). Для чисто продольной волны, каковой является ионно-звуковая (ИЗ) волна,  $k_{\perp} = 0$  и критерий (15) выполняется автоматически. И наконец, весьма важным моментом при исследовании данной неустойчивости оказалось условие, позволяющее не учитывать влияние создаваемого электрическим полем потока «убегающих» электронов [1]. При выполнении критерия (10) отношение числа «убежавших» электронов к общему их числу можно оценить с помощью достаточно простой формулы [1]

$$\frac{N_{y\delta}}{N_e} \approx \frac{1}{2\pi} \exp(-\varepsilon_R^{-1}). \quad (16)$$

Фактически соотношение (16) позволяет оценить верхний предел для величины  $\varepsilon_R \ll 1$ . Нетрудно убедиться в том, что при  $\varepsilon_R \geq 0.2$  величина  $N_{y\delta} / N_e \sim 10^{-3}$ , а в этом случае пренебречь влиянием обычной пучковой неустойчивости уже нельзя. Таким образом, если в предвспышечной плазме для какого-либо типа волны порог возбуждения неустойчивости по амплитуде субдрейсеровского поля составляет, например,  $(\varepsilon_R)_{\text{пр}} = 0.15$ , что формально вполне отвечает условию (10) ( $\varepsilon_R \ll 1$ ), то это означает, что с точки зрения общей концепции исследований, все расчеты будут выполняться на пределе применимости используемых приближений. И конечно, особое значение приобретает поиск возможностей и путей понижения этого порога именно в рамках используемой концепции.

## РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ И ОБСУЖДЕНИЕ

Дисперсионное уравнение для ионно-звуковых волн в плазме с внешним слабым электрическим полем было впервые получено в работе [16] для твердотельной плазмы полупроводников. Его различные модификации для «обычной» лабораторной плазмы можно найти в монографии [1]. В виде, пригодном для использования в предвспышечной плазме, и с учетом вклада всех типов парных кулоновских столкновений в рамках оригинальной концепции исследований это уравнение было получено в работе [11]. Оно имеет вид

$$D_E^{m3}(\omega, \mathbf{k}) = \text{Re } D_E^{m3}(\omega, \mathbf{k}) + i \text{Im } D_E^{m3}(\omega, \mathbf{k}) = 0,$$

где

$$\text{Re } D_E^{m3}(\omega, \mathbf{k}) = 1 + x_e^2(1 - y_e^2) - \frac{x_i^2}{y_i^2} \left( 1 + \frac{3}{y_i^2} \right),$$

$$\text{Im } D_E^{m3}(\omega, \mathbf{k}) =$$

$$= x_e^2 \left\{ \sqrt{\frac{\pi}{2}} y_e \exp\left(-\frac{y_e^2}{2}\right) - \frac{eE_0}{k_z k_B T_e} \right\} + \\ + \frac{x_i^2}{y_i^2} \left\{ \tilde{v} + \sqrt{\frac{\pi}{2}} y_i^3 \exp\left(-\frac{y_i^2}{2}\right) + \frac{3eE_0}{m_i \omega^2} \right\},$$

причем

$$x_{\alpha} \equiv \frac{\omega_{p\alpha}}{k_z v_{T\alpha}} \quad (\alpha = e, i),$$

$$y_\alpha \equiv \frac{\omega - k_z u_\alpha}{k_z v_{T\alpha}},$$

$$u_e \equiv \frac{eE_0}{m_e v_{ei}} (u_i \equiv 0).$$

В расчетах предполагалось, что

$$\tilde{v} = \frac{v_{ei}}{\omega} \sigma$$

в ситуации, максимально благоприятной для развития неустойчивости, и что

$$\tilde{v} = \frac{8 k_z^2 v_{Ti}^2 v_{ii}}{5 \omega^2} + \frac{v_{ei}}{\omega} \sigma$$

в противоположном случае.

Инкремент развития неустойчивости определялся по стандартной формуле [1]

$$\delta = - \frac{\text{Im } D_E^{ИЗ}(\omega, \mathbf{k})}{\left. \frac{\partial}{\partial \omega} \text{Re } D_E^{ИЗ}(\omega, \mathbf{k}) \right|_{\omega=\omega_r}},$$

где  $\omega_r$  определяется по формуле (13). В единицах плазменной частоты  $\omega_{pe}$  инкремент имеет вид [11]

$$\frac{\delta}{\omega_{pe}} = \sqrt{\frac{\pi}{8}} \mu k_L \frac{G_E}{P_E},$$

где

$$\mu \equiv \sqrt{m_e / m_i} \approx 0.0233,$$

$$G_E = - \left( \frac{2k_*}{\pi} \right)^{1/2} \frac{\{\varepsilon_R \mu (2 + 6k_L^2 + 3k_L^4) + \sigma k_*^{3/2}\}}{\omega_{pe} k_L \mu} v_{ei} -$$

$$- \Theta^{3/2} \exp\left(-\frac{\Theta}{2k_*}\right) +$$

$$+ (\varepsilon_R k_*^{1/2} - \mu) \exp\left\{-\frac{1}{2}(\mu k_*^{1/2} - \varepsilon_R)^2\right\}, \quad (17)$$

$$P_E = k_*^2 \{1 + 6k_* \Theta^{-1}\} + \mu (\varepsilon_R k_*^{1/2} - \mu).$$

Здесь использовано обозначение

$$k_* = 1 + k_L^2.$$

Частота электронно-ионных столкновений  $v_{ei}$  определялась по стандартной формуле [1], где величина кулоновского логарифма «обрезания»  $\ln \Lambda$  изменялась в зависимости от плотности и температуры плазмы в пределах от 13 до 19. В случае развития ионно-звуковой неустойчи-

вости на фоне насыщенной бернштейновской турбулентности величину  $v_{ei}$  в формуле (17) заменяла эффективная частота столкновений  $v_{эф}$  электронов с пульсациями турбулентности. В используемых обозначениях она определяется выражением [11]

$$v_{эф} = 10^{-1} \Omega_e \left( \frac{u_e}{v_{Te}} \right) = \frac{\Omega_e \varepsilon_R^2}{10}.$$

Вычисления инкрементов развития ионно-звуковой неустойчивости были проведены для четырех модификаций модели атмосферы FAL [7], а именно FAL F(1)<sub>p</sub>, FAL F(2)<sub>p</sub>, FAL E(1)<sub>p</sub> и FAL E(2)<sub>p</sub>. Как известно, различия между моделями FAL, учитывающими процесс диффузии гелия, и ранее использовавшимися в расчетах моделями атмосферы MAVN [13] и VAL [18], увеличиваются с увеличением высоты над уровнем фотосферы. В данной работе были использованы модификации модели FAL [7], соответствующие по высоте нижней и верхней границе интервала (1) исследуемого участка токового контура петли. Основные физические характеристики предвспышечной плазмы в ниже-средней области хромосферы АО приведены в табл. 1.

Учитывая традиционные трудности в определении значения полного вектора магнитного поля в хромосфере [4, 6, 9, 13, 17], в расчетах предполагалось, что исследуемый участок токового контура петли находится в области «килогауссовых» (по терминологии С. Шоланки [17]) полей «квазидипольного» типа, т. е. с высотой напряженность магнитного поля уменьшается. Результаты расчетов приведены в табл. 2 и 3, причем в табл. 2 приведены граничные значения основных характеристик ионно-звуковой неустойчивости при полном доминировании в плазме электронно-ионных парных кулоновских столкновений, т. е. в ситуации, максимально благоприятной для возникновения и развития неустойчивости.

Символом  $\Gamma_{1(+)}$  обозначено «первое положительное» значение приведенного инкремента  $\Gamma \equiv \frac{\delta}{\omega_{pe}}$ , появляющееся при переходе поверхности  $\Gamma = \Gamma(\Theta, k_L)$  через линию  $\Gamma = 0$  и выходе в положительное полупространство. Наличие

линии  $\Gamma = 0$  свидетельствует о возможности перехода процесса развития неустойчивости (или процесса затухания волн) в режим непрерывной генерации незатухающих ионно-звуковых колебаний малой амплитуды (т. е. незначительно превышающей уровень тепловых шумов). Малость значений величины  $\Gamma_{1(+)}$  свидетельствует о том, что переход этот происходит «плавно», без резких скачков, а колебательный процесс по обе стороны разделяющей линии  $\Gamma = 0$  является высокочастотным, т. е. инкремент (декремент) развития неустойчивости намного меньше основной частоты. Это означает, что на временном интервале, соответствующем линейной стадии развития возмущения, умещается большое количество периодов волн, и то, что данный про-

цесс может быть надежно идентифицирован именно как волновой [1]. Анализ результатов вычислений, приведенных в табл. 2, показывает, что «классическая» (т. е. без учета кинетических эффектов) ионно-звуковая неустойчивость в предвспышечной плазме петли с кулоновской проводимостью может развиваться только на максимальных высотах, вблизи верхней границы выбранного интервала, да и то с трудом. Граничные значения величин  $\varepsilon_R$  и  $k_L$  указывают на то, что данная модель процесса работает вблизи границ применимости используемых приближений, а граничные значения степени неизотермичности плазмы  $\Theta_{\text{rp}} = 15$  и  $\Theta_{\text{rp}} = 17$  свидетельствуют о том, что за счет только обычного Джоулева нагрева «раскачать» такую неустойчи-

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

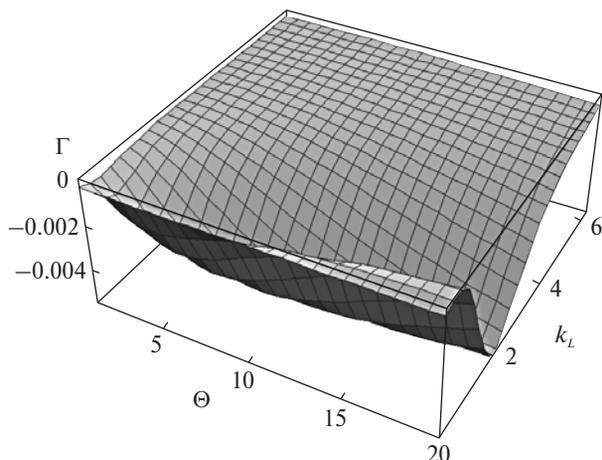
Модель атмосферы	$n_e, 10^{11} \text{ см}^{-3}$	$(T_e)_0 = (T_i)_0, \text{ K}$	$B_0, \text{ мТл}$	$h, \text{ км}$	$\omega_{pe}, 10^{10} \text{ с}^{-1}$	$\Omega_e, 10^{10} \text{ с}^{-1}$	$v_{ei}, 10^7 \text{ с}^{-1}$
FAL F(1) <sub>p</sub>	2.5	5220	321	650	2.81	5.64	2.56
FAL F(2) <sub>p</sub>	3.02	5480		700	3.10		2.89
FAL E (1) <sub>p</sub>	4.79	7420	145	1380	3.80	2.56	1.23
FAL E (2) <sub>p</sub>	0.31	6150		1375	0.97		0.093

Таблица 2. Граничные значения основных характеристик ионно-звуковой неустойчивости при доминировании в плазме электронно-ионных столкновений ( $\sigma_{\text{ка}} = 1$ )

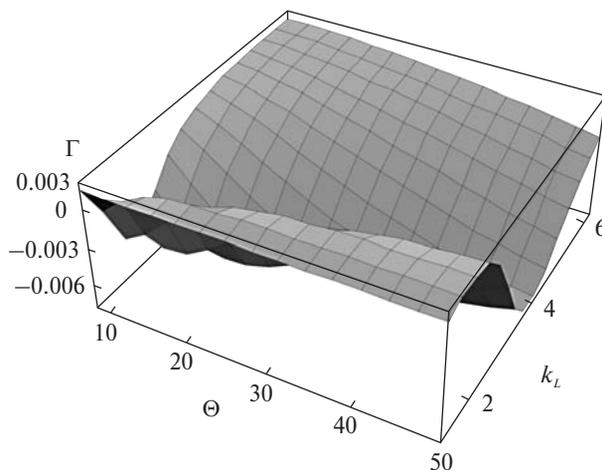
Модель атмосферы	$h, \text{ км}$	$(\varepsilon_R)_{\text{rp}}$	$(k_L)_{\text{rp}}$	$\Theta = (T_e/T_i)_{\text{rp}}$	$\Gamma_{1(+) \text{ min}}$
FAL E (1) <sub>p</sub>	1380	0.1	0.21	17	$8.20 \cdot 10^{-7}$
FAL E (2) <sub>p</sub>	1375	0.1	0.11	15	$1.25 \cdot 10^{-5}$

Таблица 3. Граничные значения основных характеристик развития ионно-звуковой неустойчивости на фоне насыщенной бернштейновской турбулентности ( $\sigma_{\text{эф}} = 1$ )

Модель атмосферы	$h, \text{ км}$	$(\varepsilon_R)_{\text{rp}}$	$(k_L)_{\text{rp}}$	$\Theta = (T_e/T_i)_{\text{rp}}$	$\Gamma_{1(+) \text{ min}}$
FAL F(1) <sub>p</sub>	650	0.1	0.21	16	$2.56 \cdot 10^{-5}$
FAL F(1) <sub>p</sub>	650	0.03	0.11	19.8	$2.09 \cdot 10^{-7}$
FAL F(2) <sub>p</sub>	700	0.03	0.11	19.7	$1.48 \cdot 10^{-7}$
FAL E(2) <sub>p</sub>	1375	0.1	0.21	15.9	$4.37 \cdot 10^{-7}$
FAL E(2) <sub>p</sub>	1375	0.08	0.21	13.3	$1.5 \cdot 10^{-5}$
FAL E(2) <sub>p</sub>	1375	0.07	0.21	16.1	$6.2 \cdot 10^{-5}$
FAL E(2) <sub>p</sub>	1375	0.05	0.11	16.9	$7.36 \cdot 10^{-9}$
FAL E(2) <sub>p</sub>	1375	0.04	0.11	17.8	$1.75 \cdot 10^{-7}$
FAL E (2) <sub>p</sub>	1375	0.03	0.11	20	$3.47 \cdot 10^{-8}$
FAL E (1) <sub>p</sub>	1380	0.029	0.11	19.7	$1.94 \cdot 10^{-7}$



**Рис. 1.** Относительный (приведенный) инкремент развития ионно-звуковой неустойчивости для модели FAL E(2)<sub>p</sub> при  $(\epsilon_R)_{гр} = 0.10$ ;  $\sigma_{кл} = 1$ ;  $\Theta_{гр} = 15$  и  $(k_L)_{гр} = 0.11$



**Рис. 2.** Относительный инкремент развития ионно-звуковой неустойчивости для модели MAVN F1 при  $(\epsilon_R)_{гр} = 0.08$ ;  $\sigma_{эф} = 1$ ;  $\Theta_{гр} = 16$  и  $(k_L)_{гр} = 0.21$ . Первое положительное значение инкремента в верхнем полупространстве  $\Gamma_{1(+)} = 2.88 \cdot 10^{-6}$ . Развитие ионно-звуковой неустойчивости происходит на фоне насыщенной бернштейновской турбулентности

ность невозможно. Вид поверхности приведенного инкремента  $\Gamma_{1(+)} = \Gamma(k_L, \Theta)$  для данного случая приведен на рис. 1.

Как же изменяется процесс развития неустойчивости при переходе к исследованию ее развития на фоне насыщенной бернштейновской турбулентности? Как видно из данных, приве-

денных в табл. 3, процесс остается высокочастотным, и граничные значения величин  $k_L$  и  $\Theta$  изменяются незначительно. При этом весьма значительно изменяются граничные значения величин  $\epsilon_R$  (порог возбуждения по амплитуде электрического поля), и данная неустойчивость появляется на предельно низких высотах, вблизи нижней границы выбранного интервала, т. е. там, где ее раньше не было. Граничные значения основных характеристик развития неустойчивости для этого случая приведены в табл. 3. Хорошо видно, что уменьшение порога возбуждения неустойчивости возможно лишь при повышении степени неизотермичности плазмы. При этом топология поверхности приведенного инкремента  $\Gamma_{1(+)} = \Gamma(k_L, \Theta)$  остается той же, а внешний вид изменяется незначительно, что отчетливо видно на рис. 2.

Весьма интересным, на наш взгляд, результатом является то, что полученный интервал изменения граничных значений степени неизотермичности плазмы  $\Theta$

$$13.3 \leq \Theta_{гр} \leq 20$$

существенно перекрывается с интервалом

$$8.1 \leq \Theta \leq 16,$$

полученным в работе [5] и соответствующим области тепловой неустойчивости токового слоя.

Суммируя все полученные результаты, можно сделать следующие выводы.

Развитие ионно-звуковой неустойчивости в предвспышечной плазме с кулоновской проводимостью возможно лишь вблизи верхней границы выбранного интервала высот, где различия между моделями солнечной атмосферы MAVN и VAL с одной стороны, и моделью FAL — с другой стороны, являются максимальными. При этом возбуждаемая неустойчивость является мелкомасштабной, поскольку граничная длина волны возмущения изменяется в интервале от 30 до 60 дебаевских радиусов. Пороговые значения субдрейсеровского электрического поля  $(\epsilon_R)_{гр} \approx 0.1$  существенно ниже обычных пороговых значений токовых неустойчивостей, и прежде всего бунемановской, однако с точки зрения используемой концепции исследований находятся на пределе используемых приближений. Граничные значения параметра  $\Theta$ , т. е.

степени неизотермичности плазмы, таковы, что достичь их с помощью обычного джоулева нагрева представляется маловероятным. При этом с формальной точки зрения процесс зарождения и развития ионно-звуковой неустойчивости является высокочастотным, т. е. может быть надежно идентифицирован именно как волновой процесс, а наличие разделяющей линии нулевого инкремента свидетельствует о возможности генерации незатухающих ионно-звуковых волн малой амплитуды.

При переходе от предвспышечной плазмы с кулоновской проводимостью к плазме с насыщенной бернштейновской турбулентностью картина развития неустойчивости во многом остается практически без изменений. Основных отличий всего два, но оба они достаточно существенные. Во-первых, в данном случае неустойчивость может возникнуть и развиваться не только на верхней, но и на нижней границе исследуемого интервала высот. Во-вторых, при переходе к плазме с насыщенной бернштейновской турбулентностью порог возбуждения неустойчивости по амплитуде субдрейсеровского поля может уменьшиться почти в четыре раза. Это важно с точки зрения увеличения толщины предвспышечного токового слоя, т. е. увеличения его «энерговместимости». Однако это возможно только при условии увеличения степени неизотермичности плазмы. Таким образом, вопрос о дополнительных источниках нагрева плазмы остается. Возможно, что для его решения можно использовать, хотя бы на качественном уровне, соображения, высказанные в свое время авторами работ [4, 5]. По их мнению, в данном случае необходим учет диссипативных эффектов, связанных с наличием в предвспышечном слое продольной (по отношению к протекающему в нем току) составляющей магнитного поля. Она может «накапливаться» при сжатии плазмы внутри слоя [5]. Это может привести к появлению электрического тока, циркулирующего вокруг слоя в его поперечном сечении. В условиях конечной проводимости, т. е. при нарушении условия «вмороженности», этот дополнительный ток диссипирует и создает дополнительный джоулев нагрев в слое, и его окрестности. Однако этот на-

грев осуществляется за счет аннигиляции главных (т. е. пересоединяющихся) составляющих, а не за счет «сгенерированного» сжатием плазмы продольного поля. Для обычных классических ВТТС, где, как правило, сжатие плазмы невелико, этот эффект мал, но он может быть важен для холодных и плотных токовых слоев в предвспышечном состоянии.

То, что граничные значения степени неизотермичности плазмы, необходимые для появления ионно-звуковой неустойчивости, попадают частично в область неустойчивости тепловой, может оказаться важным моментом в формировании существенно трехмерной структуры токового слоя перед вспышкой. А это, в свою очередь, может стать одним из основных пунктов при построении нестационарных моделей пересоединения.

1. Александров А. Ф., Богданкевич Л. С., Рухадзе А. А. Основы электродинамики плазмы. — М.: Высш. шк., 1989. — 424 с.
2. 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.
3. Резникова В. Э., Мельников В. Ф., Шибасаки К. Эволюция распределения радиояркости вдоль протяженных вспышечных петель // Тез. докл. науч. конф. памяти М. Т. Тереховой (Нижний Новгород, 7 мая 2007 г.). — Нижний Новгород: ГОУ ВПО «Нижегородский государственный университет», УНЦ «Фундаментальная радиофизика», 2007. — С. 17—18.
4. Сомов Б. В. Солнечные вспышки // Итоги науки и техники / ВИНТИ. Астрономия. — 1987. — 34. — С. 78—135.
5. 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.
6. Aschwanden M. I. An evaluation of coronal heating model for active regions based on Yohkoh, SOHO and TRACE observations // *Astrophys. J.* — 2001. — 560, N 2. — P. 1035—1043.
7. Fontenla J. M., Avrett E. H., Loeser R. Energy balance in solar transition region. III. Helium emission in hydrostatic, constant-abundance models with diffusion // *Astrophys. J.* — 1993. — 406, N 1. — P. 319—345.
8. Foukal P., Hinata S. Electric fields in the solar atmosphere: a review // *Solar Phys.* — 1991. — 132, N 1. — P. 307—330.

9. *Heyvaerts J., Priest E., Rust D.* An emerging flux model for the solar flare phenomenon // *Astrophys. J.* — 1977. — **216**, N 1. — P. 213—221.
10. *Kryshstal A. N.* Bernstein-wave instability in a collisional plasma with a quasistatic electric field // *J. Plasma Phys.* — 1998. — **60**, Part 3. — P. 469—484.
11. *Kryshstal A. N., Gerasimenko S. V., Voitsekhovska A. D.* «Oblique» Bernstein modes in solar preflare plasma: generation of second harmonics // *Adv. Space Res.* — 2012. — **5**, N 4. — P. 791—796.
12. *Kryshstal A. N., Kucherenko V. P.* Ion-acoustic instability caused by large-scale electric field in solar active regions // *Solar Phys.* — 1996. — **165**. — P. 139—153.
13. *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.
14. *Melnikov V. F., Shibasaki K., Reznikova V. E.* Loop-Top Nonthermal Microwave Source in Extended Solar Flaring Loops // *Astrophys. J.* — 2002. — **580**. — P. L.185—L188.
15. *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. — **102**, N A7. — P. 14631—14659.
16. *Pines D., Schrieffer J. R.* Collective behavior in solid-state plasmas // *Phys. Rev.* — 1961. — **124**, N 5. — P. 1387—1400.
17. *Solanki S. K.* Small-scale solar magnetic fields: an overview // *Space Sci. Revs.* — 1993. — **63**. — P. 1—183.
18. *Vernazza J. E., Avrett E. H., Loeser R.* Structure of solar chromosphere. III. Models EUV brightness components of the quiet Sun // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* — 1981. — **45**. — P. 635—725.

*Надійшла до редакції 06.02.12*

*A. N. Kryshstal, S. V. Gerasimenko, A. D. Voitsekhovska*

TO THE PROBLEM OF POSSIBILITY  
OF APPEARANCE OF PREFLARE  
CURRENT SHEETS IN THE CHROMOSPHERE  
OF ACTIVE REGION

Conditions of the appearance and development of ion-acoustic instability in preflare plasma of a loop structure in solar active region have been investigated. The investigations were conducted in the framework of a semiempirical FAL (Fontenla-Avrett-Loeser) model of solar atmosphere. Subdreicer electric field together with parallel to it magnetic «kilogauss» field are supposed to be present in the region of current loop near its foot-point. It is shown that small-scale ion-acoustic instability with low threshold of excitation in the units of amplitude of subdreicer field can arise in investigated region before the phase of «pre-heating». It has been demonstrated that in the framework of the concept used, reducing of the threshold of excitation of instability is possible only when the degree of non-isothermality of plasma increases.