

УДК 528.98

**А. Н. Кришталь¹, А. Д. Войцеховская¹, С. В. Герасименко¹,
М. В. Сидоренко²**¹Главная астрономическая обсерватория Национальной академии наук Украины
ул. Академика Заболотного 27, Киев, 03680²Астрономическая обсерватория
Киевского национального университета им. Тараса Шевченко
Обсерваторный переулок, 3, Киев
kryshstal@mao.kiev.ua**О возможности развития неустойчивостей
продольных волн на фоне мелкомасштабной
бернштейновской турбулентности в предвспышечной
хромосфере активной области на Солнце**

Исследуется процесс зарождения и развития неустойчивостей двух типов продольных волн — низкочастотных ионно-звуковых и высокочастотных («электронных») ленгмюровских — в предвспышечной атмосфере активной области на Солнце. Исследуемая часть области находится на хромосферном участке вспышечной петли вблизи ее основания. Основным источником неустойчивостей является слабое крупномасштабное электрическое поле петли. В предвспышечной плазме скорость потока электронов относительно ионов предполагается намного меньшей тепловой электронной скорости. Развитие неустойчивостей рассматривалось на фоне уже существующей мелкомасштабной бернштейновской турбулентности, имеющей аномально низкий порог возбуждения. Получены необходимые условия возникновения неустойчивостей продольных волн и граничные значения основных характеристик плазмы и волнового возмущения.

ПРО МОЖЛИВІСТЬ РОЗВИТКУ НЕСТІЙКОСТІ ПОЗДОВЖНІХ ХВИЛЬ НА ТЛІ ДРІБНОМАСШТАБНОЇ БЕРНШТЕЙНІВСЬКОЇ ТУРБУЛЕНТНОСТІ У ПЕРЕДСПАЛАНІЙ ХРОМОСФЕРІ АКТИВНОЇ ОБЛАСТІ НА СОЛНЦІ, Кришталь О. Н., Войцеховська А. Д., Герасименко С. В., Сидоренко М. В. — Досліджується процес зародження та розвитку нестійкості двох типів поздовжніх хвиль — низькочастотних іонно-звукових та високочастотних («електронних») ленг-

мюрівських — у передспалаховій атмосфері активної області на Сонці. Досліджувана частина області знаходиться на хромосферній ділянці спалахової петлі поблизу її основи. Основним джерелом нестійкостей є слабе великомасштабне електричне поле петлі. У передспалаховій плазмі швидкість потоку електронів відносно іонів вважається набагато меншою від теплової електронної швидкості. Розвиток нестійкостей розглядався на тлі вже існуючої дрібномасштабної бернштейнівської турбулентності, яка має аномально низький поріг збудження. Отримано необхідні умови виникнення нестійкості поздовжніх хвиль та граничні значення основних характеристик плазми та хвильового збурення.

ON THE POSSIBILITY OF THE DEVELOPMENT OF LONGITUDINAL WAVE INSTABILITIES ON THE BACKGROUND OF THE SMALL-SCALE BERNSTEIN TURBULENCE IN PREFLARE CHROMOSPHERE OF A SOLAR ACTIVE REGION, by Kryshstal A. N., Voitsekhovska A. D., Gerasimenko S. V., Sidorenko M. V. — We investigate the process of rise and development for instabilities of the longitudinal waves of two types, namely, low-frequency ion-acoustic and high-frequency (“electronic”) Langmuir ones, for preflare solar atmosphere plasma in an active region. The area under investigation is located at the chromosphere part of the flare loop near its footpoint. The large-scale weak electric field of flare loop is the main driver of these instabilities. The velocity of the electronic flow in preflare plasma is supposed to be much less than electron thermal velocity. Instability development is considered on the background of the small-scale Bernstein wave turbulence which exists in preflare plasma and has an extremely low threshold of excitation. The necessary conditions of the instability rise and development as well as the boundary values of the main characteristics of plasma and wave perturbations are obtained.

ВВЕДЕНИЕ

Более двадцати лет назад П. Фоукал и С. Хината [14], основываясь на анализе большого количества наблюдений, впервые выдвинули гипотезу о наличии крупномасштабных слабых электрических полей в солнечной атмосфере вообще, и в хромосфере активных областей в частности. Основным наблюдательным доказательством их существования служит надежно фиксируемое и многократно описанное [3, 4, 14] дополнительное штарковское уширение линий бальмеровской серии H с большими номерами ($N \geq 8$). На самой ранней стадии развития вспышечного процесса скорость u потока электронов относительно ионов плазмы, создаваемого таким полем E_0 , намного меньше тепловой электронной скорости V_{te} . Такие поля получили название «субдрейсеровских» [25]. Удовлетворение критерия

$$\frac{u}{V_{Te}} \ll 1 \quad (1)$$

фактически и есть необходимое условие субдрейсеровости поля. Выраженное через амплитуды полей и термодинамические характеристики плазмы это соотношение имеет вид

$$R \frac{E_0}{E_D} \ll 1. \quad (2)$$

Здесь $|E_0|$ — амплитуда слабого внешнего электрического поля, а E_D — амплитуда локального дрейсеровского поля, причем

$$E_D = \frac{m_e}{e} \omega_{ei} V_{Te}, \quad (3)$$

где m и e — масса и заряд электрона соответственно, ω_{ei} — частота электронно-ионных столкновений.

Наличие квазистатического поля в плазме приводит, как известно, к появлению «убегающих электронов» [1, 2]. В предвспышечной плазме, когда поток электронов в течение некоторого времени эффективно тормозится их столкновениями с ионами и друг с другом, соотношение (2) обеспечивает пренебрежимо малую долю «убежавших» частиц и «непучковый» характер большинства плазменных неустойчивостей. В этом случае влияние высокоэнергичных частиц из хвоста максвелловского распределения на процесс развития неустойчивости можно не учитывать, поскольку для экстремально низких значений R отношение числа «убежавших» электронов к общему числу электронов плазмы в единице объема хорошо описывается формулой [1]

$$\frac{N_B}{N_0} = \frac{1}{2} \exp \left(-\frac{1}{R} \right). \quad (4)$$

Согласно наиболее распространенной теории вспышки Хейвартса — Рафта — Приста [18] развитие вспышечного процесса в аркаде петель или в отдельно стоящей петле происходит вследствие усиления взаимодействия двух магнитных потоков — старого, проходящего через контур петли, и нового, всплывающего из-под фотосферы. Увеличение амплитуды субдрейсеровского поля $|E_0|$ в фиксированной точке контура происходит, как правило, адиабатически медленно [9, 18]. Скорость его зависит от скорости всплывающего магнитного потока [24]. Почти очевидным следствием наличия субдрейсеровского поля в предвспышечной плазме является возникновение целого «букета» различных неустойчивостей с низким порогом возбуждения по амплитуде этого поля. Такие неустойчивости отличаются по закону дисперсии, однако близки по своей физической сути — все они являются в значительной мере «потоковыми» по давно уже установившейся терминологии [1, 8]. Самым низким порогом по величине R обладает неустойчивость второй квазибернштейновской гармоники [20]. В космической плазме несколько неустойчивостей могут развиваться одно-

временно [2, 4], причем все они могут находиться на разных стадиях своего развития. Учитывая тот факт, что у продольных плазменных волн этот порог обычно достаточно высокий, весьма вероятной выглядит ситуация, когда ионно-звуковая или ленгмюровская неустойчивость будет развиваться на фоне насыщенной бернштейновской турбулентности. Подобные задачи рассматривались ранее в работах [5, 6]. Принципиальная возможность такого вида неустойчивостей при аналогичных условиях на хромосферных высотах в петлях активной области доказана. При этом в общей концепции исследований мелкомасштабных неустойчивостей есть определенные слабые места, требующие дополнительных исследований. В случае развития высокочастотной ленгмюровской неустойчивости на фоне насыщенной бернштейновской турбулентности таким слабым местом являются предельно малые значения граничной длины волны возмущения (порядка дебаевского радиуса) и высокие граничные значения амплитуды субдрейсеровского поля [6] (конкретно: значения $R \approx 0.1$ соответствуют, согласно формуле (4), такой доле «убежавших» электронов, при котором уже нельзя не учитывать влияние пучков высокоэнергичных частиц). В случае развития низкочастотной ионно-звуковой неустойчивости на том же фоне чересчур высокими получаются граничные значения степени неизотермичности плазмы [5] $(T_e / T_i)_{\text{гр}} = 15$, что свидетельствует о необходимости предположения о наличии дополнительных источников нагрева предвспышечной плазмы, поскольку обеспечить такую степень неизотермичности за счет только джоулева нагрева просто невозможно [1, 8]. Предыдущие исследования [5, 6, 16, 17] показали, что все вышеперечисленные граничные значения как характеристик возмущения, так и термодинамических характеристик предвспышечной плазмы, существенно зависят от эффективной частоты столкновений электронов с пульсациями насыщенной турбулентности [15]. В случае насыщенной бернштейновской турбулентности нет одной точной формулы для эффективной частоты $\nu_{\text{эф}}$, а есть три различных выражения, представляющих собой оценки, полученные в различных физических ситуациях при различных дополнительных условиях [15—17]. Ранее в расчетах использовалось выражение из работы [16]. Ниже будут использоваться выражения для $\nu_{\text{эф}}$ из работ [15, 17]. Результаты расчета и их анализ приводятся ниже.

ОСНОВНЫЕ ФОРМУЛЫ И ПРИБЛИЖЕНИЯ

В работе исследовался процесс возникновения и развития неустойчивостей продольных плазменных волн в предвспышечной плазме петли вблизи ее основания, т. е. в интервале высот $600 < h < 1400$ км над уровнем фотосферы. Предвспышечная плазма в этой области может рассматриваться как достаточно плотная и холодная с типичными значениями плотности (точнее, объемной концентрации) электронов и

начальной температурой в интервалах $3 \cdot 10^{10} \text{ н}_e \text{ } 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ и 5000 $(T_e)_0 = (T_i)_0 \text{ } 8000 \text{ К}$ соответственно. Предполагалось, что условие квазинейтральности [1, 10]

$$n_e = n_i = n,$$

которое для низкочастотных ионно-звуковых волн выполняется, как всегда, с большим запасом, для высокочастотных (электронных) ленгмюровских волн в данном конкретном случае также будет выполняться. Учитывая, что на протяжении линейной стадии развития ионно-звуковой неустойчивости отношение электронной и ионной температур T_e / T_i увеличивается (например вследствие джоулева нагрева), предполагалось, что в начальный момент времени выполняется соотношение $(T_e)_0 = (T_i)_0$. В данной работе рассматривалась ситуация, когда в исследуемой области есть «килогауссовое» магнитное поле \mathbf{B}_0 [27], которое изменяется в интервале $0.12 < |\mathbf{B}_0| < 0.35 \text{ Тл}$. Квазистатическое крупномасштабное субдрейсеровское поле \mathbf{E}_0 предполагалось в данной области параллельным полю \mathbf{B}_0 , и оба они — перпендикулярными к поверхности фотосферы. На исследовавшихся пространственно-временных масштабах поля $\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{B}_0$ в расчетах считались постоянными и однородными. В моделях солнечной атмосферы MAVN [23] и FAL [13] связанные значения плотности и температуры плазмы зависят от высоты h над уровнем фотосферы как от параметра, образуя, таким образом, некоторое «уравнение состояния» [28]. В данной работе рассматривались только такие «уравнения состояния», для которых выполняется соотношение

$$\nu_{ei} \gg \nu_{e0}, \nu_{i0}, \quad (5)$$

где ν_{e0} и ν_{i0} — частоты столкновений электронов и ионов с заряженными атомами [1, 2], ν_{ei} — частота электронно-ионных столкновений [10]:

$$\nu_{ei} = 2 \cdot 10^6 n \frac{\ln}{T_{e,eV}^{3/2}}. \quad (6)$$

Здесь $T_{e,eV}$ — электронная температура плазмы, выраженная в электрон-вольтах. В расчетах предполагалось, что в исследуемой области $\ln = 13.5$, где \ln — «кулоновский логарифм обрезания» [1, 3]. Хорошо известно, что для ионно-звуковых волн соотношение (5) выполняется в «плотной» и «холодной» плазме для степени ионизации плазмы вплоть до значений $\alpha = 10^{-3}$ [1]. Что же касается взаимных столкновений заряженных частиц, то из общих соображений ясно, что обычное соотношение для частот столкновений [1, 10]

$$\nu_{ee} \gg \nu_{ei} \gg \nu_{ii}$$

при наличии «сильного» магнитного и «слабого» электрического полей, которые параллельны друг другу, трансформируется в соотношение

$$\omega_{ee} \quad \omega_{ei} \quad \omega_{ii} \quad (7)$$

т. е. частоты ω_{ee} и ω_{ei} становятся величинами одного порядка [21]. Выражая ω_{ee} и ω_{ii} через ω_{ei} по стандартным формулам [10], суммарный вклад столкновений всех заряженных частиц между собой в модельный интеграл столкновений Батнагара — Гросса — Крука (БГК) [1, 26] можно записать в виде

$$\dots, \quad \omega_{ei}, \quad (8)$$

где ω_{ei} — свободный параметр задачи, который изменяется в пределах $1 \leq \omega_{ei} \leq \omega_{max}$. При $\omega_{ei} = 1$ условия для развития неустойчивости наиболее благоприятны, и электронно-ионные столкновения доминируют в плазме. При $\omega_{ei} = \omega_{max}$ развитие неустойчивости полностью подавляется кулоновскими столкновениями.

В случае достаточно разреженной плазмы, когда электронно-ионными столкновениями можно пренебречь, условие слабости электрического поля (его «субдрейсеровости») принимает вид [26]

$$\frac{eE_0}{k_z k_B T} \ll 1 \quad (e, i), \quad (9)$$

где k_z — продольная (вдоль $\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{B}_0$) составляющая волнового вектора \mathbf{k} ($|\mathbf{k}| = \sqrt{k_z^2 + k^2}$), а k_B — константа Больцмана. Для рассматриваемых чисто продольных волн $k_z = |\mathbf{k}|$. В расчетах использовался стандартный диапазон изменения фазовой скорости для продольных волн в плазме [1]:

$$V_{Ti} \ll \frac{u}{k_z} \quad u \ll V_{Te}, \quad (10)$$

$$\frac{u}{k_z} \gg V_{Te} \quad (11)$$

для ионно-звуковых (низкочастотных) и ленгмюровских (высокочастотных) волн соответственно. Здесь ω — циклическая частота, а

$$u = \frac{eE_0}{m_e \omega_{ei}} \quad (12)$$

— относительная скорость u из соотношения (1). В используемых приближениях функция распределения электронов по скоростям хорошо описывается сдвинутым максвелловским распределением со сдвиговой скоростью \mathbf{u} (12) [1], а функция распределения ионов — обычным максвелловским распределением. Задача исследования устойчивости продольных волн в плазме со слабым внешним электрическим полем \mathbf{E}_0 в рамках кинетического подхода впервые была решена Пайнсом и Шриффером [26] для твердотельной плазмы полупроводников. Полученные ими результаты были использованы в работах

[5, 6, 19—22] в модифицированном (с учетом специфики изучаемого объекта) виде при исследовании аналогичных процессов в атмосфере Солнца. В расчетах предполагалось, что исследуемые волны имеют стандартные законы дисперсии, т. е.

$$\omega^2 = \frac{k_z^2 V_S^2}{1 - k_L^2}, \quad (13)$$

$$\omega_{pe}^2 = \omega^2 (1 - 3k_L^2) \quad (14)$$

для ионно-звуковых и ленгмюровских (электронных) волн соответственно. Здесь $\omega_{pe}^2 = 4\pi n e^2 / m_e$ — плазменная электронная частота, $V_S = \sqrt{k_B T_e / m_i}$ — скорость ионного звука, m_i — масса иона, $k_L = k_z d_e$ — $k_z V_{Te} / \omega_{pe}$, d_e — электронный дебаевский радиус. В работах [21, 22] были получены выражения для инкрементов развития неустойчивости продольных плазменных волн. Эти выражения были получены по стандартной формуле [1]

$$\frac{\text{Im}D(\omega, \mathbf{k})}{-\text{Re}D(\omega, \mathbf{k})} \quad (15)$$

из соответствующих дисперсионных соотношений. Предполагалось, что каждое из двух дисперсионных соотношений можно написать в виде

$$D(\omega, \mathbf{k}) = \text{Re}D(\omega, \mathbf{k}) - i\text{Im}D(\omega, \mathbf{k}). \quad (16)$$

В случае ионно-звуковых волн

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

$$\text{Im}D(\omega, \mathbf{k}) = x_e^2 \sqrt{\frac{y_e^2}{2}} \exp\left(-\frac{y_e^2}{2}\right) \frac{eE_0}{k_z k_B T_e} +$$

$$\frac{x_i^2}{y_i^2} \sim \sqrt{\frac{y_i^2}{2}} y_i^3 \exp\left(-\frac{y_i^2}{2}\right) \frac{3eE_0}{m_i \omega^2},$$

$$x = \frac{p}{k_z V_T} (\mathbf{e}, i), \quad y = \frac{k_z u}{k_z V_T}, \quad u_i \ll 0$$

в расчетах использовалось выражение для суммарной приведенной частоты столкновений $\tilde{\omega}_{ei} = \omega_{ei} / \nu$ из [1], где при развитии неустойчивости на фоне насыщенной бернштейновской турбулентности считалось, что $\nu = 1$ и $\omega_{ei} = \omega_{\text{эф}}$. Здесь $\omega_{\text{эф}}$ — частота столкновений электронов с пульсациями турбулентности. О выборе конкретного выражения для этой величины будет сказано ниже. Аналитическое выражение

для инкремента развития неустойчивости, полученное из дисперсионного соотношения (16) по алгоритму (15), имеет вид

$$- \sqrt{\frac{1}{8}} k_L \frac{G_E}{P_E}, \quad (17)$$

где $\sqrt{m_e / m_i} = 0.0233$ (для $m_i = 938.28$ МэВ),

$$G_E = \frac{2k_*^{1/2}}{P_E} \frac{(2 - 6k_L - 3k_L^4) k_*^{3/2}}{pe k_L} \exp \left(\frac{1}{2} (k_*^{1/2} - k_L)^2 \right),$$

$$P_E = k_*^2 [1 - 6k_*^{-1}] [k_*^{1/2} - k_L]^2.$$

В случае электронных ленгмюровских волн в дисперсионном соотношении (16)

$$\text{Re}D(\omega, \mathbf{k}) = 1 - \frac{x_e^2}{y_e^2} = 1 - \frac{3}{y_e^2},$$

$$\text{Im}D(\omega, \mathbf{k}) \sim \frac{x_i}{y_i} \sqrt{\frac{1}{2} x_e^2 y_e} \exp \left(\frac{1}{2} y_e^2 \right) = 3k \frac{eE_0}{m_e} \frac{1}{(k_z u_e)^4}, \quad (18)$$

а аналитическое выражение для приведенного (т. е. нормированного на pe) инкремента развития неустойчивости имеет следующий вид:

$$\frac{k_*}{pe} \frac{1}{2(1 - 7k_L^2)}$$

$$\frac{\omega}{pe} [3 - k_L \sqrt{k_*} (1 - 11k_L^2) - 1] \sqrt{\frac{1}{2} \frac{k_*^{3/2}}{k_L^3}} \exp \left(\frac{1}{2} \right) = \frac{1}{k_L^2}. \quad (19)$$

В работе [20] была исследована устойчивость второй гармоники наклонных бернштейновских мод в предвысшечной плазме хромосферы активной области. В расчетах использовалась модель FAL [13] солнечной атмосферы, учитывающая процесс диффузии гелия на хромосферных высотах. Полученная и исследованная в этой работе неустойчивость второй гармоники может при благоприятных обстоятельствах перейти по истечении определенного промежутка времени в насыщенную бернштейновскую турбулентность с характерной частотой столкновений $\omega_{\text{эф}}$, на фоне которой и будут развиваться неустойчивости продольных волн.

В настоящее время известны три различных выражения для величины $\omega_{\text{эф}}$, описывающие поведение бернштейновской турбулентности

в различных физических ситуациях и полученные при различных дополнительных физических и математических ограничениях. Все они описывают насыщенную турбулентность, и все они выведены в предположении, что сдвиговая скорость электронов намного меньше их тепловой скорости. Наиболее известным является выражение для $\omega_{\text{эф}}$ в работе [17]:

$$\frac{\omega_{\text{эф}}}{\omega_e} = \frac{R}{50} \left[1 - \frac{v_{pe}^2}{R^2} \right]^2. \quad (20)$$

Здесь $\omega_e = eB_0 / (m_e c)$ — электронная циклотронная частота.

При его выводе авторы использовали приближение Батнагара — Гросса — Крука [1, 26] для столкновительного члена в кинетическом уравнении Больцмана. Для целей, поставленных нами в настоящем исследовании, оно подходит с некоторыми оговорками, поскольку было получено в предположении $v_{pe} \ll v_e$, тогда как мы в расчетах использовали такие «уравнения состояния» предвспышечной плазмы, для которых эти частоты являются величинами одного порядка.

Вторая формула для $\omega_{\text{эф}}$ была получена в работе [16]:

$$\frac{\omega_{\text{эф}}}{\omega_e} = \frac{R^3}{m}, \quad (21)$$

где $m = 10$ для первой бернштейновской гармоники и $m = 5$ — для второй. Выражение (21) использовалось нами ранее в работах [5, 6]. С точки зрения конечной цели исследований оно «хуже» выражения (20), поскольку было получено с использованием приближения Фоккера — Планка для столкновительного члена в кинетическом уравнении Больцмана. Кроме того, нетрудно убедиться в том, что при $R < 1$ выражение (20) можно свести к виду (21) только в предположении $v_{pe}^2 / v_e^2 < 0$, что невозможно. Это означает, что выражение (21) не может быть частным случаем выражения (20).

Во всех смыслах наиболее подходящим в нашем случае является выражение

$$\frac{\omega_{\text{эф}}}{\omega_e} = \frac{1}{k^2} \frac{(u)}{v_e} \quad (22)$$

для эффективной частоты столкновений, полученное в работе [15]. Здесь (u) — линейный инкремент развития неустойчивости бернштейновской гармоники. Для бернштейновских и квазибернштейновских [1, 20] мод $k_z \ll k$ и, соответственно, $k^2 \approx k_e^2 = Z_e$. Величина Z_e называется «электронным параметром кинетичности», а $v_e = V_{Te} / \omega_e$ — циклотронный электронный радиус. Выражение (22) может обеспечить выполнение соотношения

$$\omega_{\text{эф}} > \omega_{ei} \quad (23)$$

для конечных значений величины $\omega_{\text{эф}}$ и ω_{ei} в двух противоположных случаях: а) в случае быстрых апериодических процессов с большими значениями (u) в коротковолновом диапазоне ($Z_e k^2 \approx v_e^2 \gg 1$); б) в

случае медленных периодических процессов с малыми значениями инкремента в длинноволновом приближении ($Z_e \ll 1$). Этот второй случай является для нас наиболее важным. Значения приведенного (т. е. в единицах γ_e) инкремента развития неустойчивости второй бернштейновской гармоники для четырех модификаций модели атмосферы FAL были получены в работе [13]. В исследуемой области инкремент оказался знакопеременным, т. е. была обнаружена линия $(u)_{\gamma_e} = 0$, на которой генерируются незатухающие колебания. И если положительные значения величины свидетельствуют о нарастании колебаний (волн), т. е. неустойчивости, то значения < 0 представляют собой значения декремента затухания.

Граничные значения основных физических характеристик процесса развития неустойчивости второй гармоники для четырех модификаций модели FAL [13] (четырёх «уровней состояния» предвспышечной плазмы) приведены в табл. 1. Здесь $k_* = k_z/k \ll 1$, а γ_e первое отличное от нуля положительное значение инкремента в пространстве $\gamma_e > 0$. Малые значения этой величины свидетельствуют о том, что процесс перехода через линию $= 0$, соответствующую непрерывной генерации незатухающих колебаний (бернштейновских волн), происходит достаточно плавно, — без скачков и сингулярностей. Основные характеристики предвспышечной плазмы петли в нижнесредней хромосфере активной области приведены в табл. 2.

Разумеется, линейная стадия развития неустойчивости есть лишь необходимое условие возникновения соответствующей насыщенной турбулентности. Поэтому при решении основной задачи данного исследования предполагалось, что все достаточные условия, такие как относительно невысокая скорость подъема из-под фотосферы нового

Таблица 1. Граничные значения основных физических характеристик процесса генерации второй бернштейновской гармоники

Модель солнечной атмосферы	$(\gamma_e)_{гр}, 10^{-4}$	$(k_*)_{гр}$	$(Z_e)_{гр}$	γ_e	h , км
FAL F(1)P	0.01	0.0156	0.02	$1.49 \cdot 10^{-12}$	650
FAL F(2)P	0.95	0.0013	0.022	$1.096 \cdot 10^{-6}$	700
FAL F(3)P	1.10	0.0012	0.021	$1.41 \cdot 10^{-9}$	1380
FAL E(1)A	1.05	0.0174	0.019	$2.76 \cdot 10^{-11}$	1375

Таблица 2. Физические характеристики предвспышечной плазмы вблизи основания петь

Модель атмосферы	$n_e, 10^{11} \text{ см}^{-3}$	$(T_e)_0 = (T_i)_0, \text{ К}$	$B_0, \text{ мТл}$	$\nu_{pe}, 10^{10} \text{ с}^{-1}$	$\nu_e, 10^{10} \text{ с}^{-1}$	$\nu_{ei}, 10^7 \text{ с}^{-1}$
FAL F(1)P	2.50	5220	321	2.81	5.64	2.56
FAL F(2)P	3.02	5480	321	3.10	5.64	2.89
FAL F(3)P	4.79	7420	145	3.80	2.56	1.23
FAL E(1)A	0.31	6150	145	0.97	2.56	0.093

Таблица 3. Доля «убежавших» электронов в зависимости от амплитуды субдрейсеровского поля

R	$N_n / N_0 = \exp(-R^2) / 2$	$N_e = 4 / 3 d_e^3 n_e$
0.063	$2.03 \cdot 10^{-8}$	1050 (FAL F(1)P)
0.065	$3.31 \cdot 10^{-8}$	1014 (FAL F(2)P)
0.067	$5.25 \cdot 10^{-8}$	1475 (FAL F(3)P)
0.073	$1.78 \cdot 10^{-7}$	4018 (FAL E(1)A)
0.078	$4.31 \cdot 10^{-7}$	
0.080	$5.93 \cdot 10^{-7}$	
0.095	$4.27 \cdot 10^{-6}$	
0.099	$6.53 \cdot 10^{-6}$	

магнитного потока, наличие дополнительных источников нагрева плазмы в петле перед флэш-фазой и т. д., уже выполнены. Только в этом случае развитие неустойчивости продольных волн — ионно-звуковых и ленгмюровских — на фоне насыщенной бернштейновской турбулентности является правомерным. Кроме того, в задаче рассматривались такие волновые (или квазипериодические) возмущения, у которых граничная длина волны либо намного больше, либо намного меньше характерного размера бернштейновской турбулентности. Тем самым исключалась возможность различных резонансных эффектов.

Как уже было отмечено ранее, «непучковый» характер рассматриваемых неустойчивостей обеспечивают экстремально малые граничные значения величины $(R)_{гр}$.

Как видно из табл. 3, при $R > 0.1$ отношение N_n/N_0 плотности числа высокоэнергичных частиц в пучке к концентрации частиц в окружающей плазме может превышать 10^{-5} . В целом ряде работ [7, 11, 12] показано, что в подобной ситуации уже необходимо учитывать влияние пучка высокоэнергичных частиц (в данном случае убежавших электронов) на процесс развития неустойчивости продольных волн. Именно это соображение и позволяет хотя бы грубо определить верхний предел изменения величины R . В последней графе табл. 3 приведены значения количества частиц в сфере дебаевского радиуса для всех четырех исследованных «уравнений состояния». От R эта величина не зависит, однако является весьма важным показателем, поскольку показывает, что даже для предельно коротковолновых возмущений с длиной волны порядка дебаевского радиуса d_e число частиц N_e достаточно велико, и использование обычного плазменного приближения в расчетах является вполне законным.

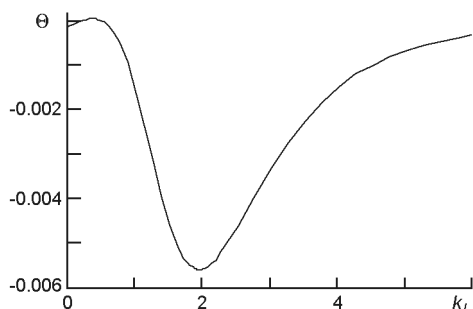
ОБСУЖДЕНИЕ И РЕЗУЛЬТАТЫ

Исследование устойчивости ионно-звуковых волн на фоне насыщенной бернштейновской турбулентности было проведено с использованием формулы (17) для приведенного инкремента и четырех модифи-

каций моделей FAL [13] в диапазоне высот $600 < h < 1400$ км над уровнем фотосферы. В расчетах использовались выражения (20) и (22) для $\alpha_{\text{эф}}$, выражение (21) использовалось ранее в работах [5, 6]. Использование выражения (22) позволило во всех рассмотренных случаях обеспечить выполнение условия (23), чего не было ранее. Это один из наиболее важных результатов проведенного исследования. Кроме него, получены важные выводы: а) в отличие от случая предвспышечной плазмы с чисто кулоновской проводимостью, в рассмотренном случае появления аномального сопротивления ионно-звуковая неустойчивость имеет место для всех четырех модификаций модели FAL; б) в плазме с бернштейновской турбулентностью пороговая величина амплитуды субдрейсеровского поля $(R)_{\text{гр}}$ может уменьшиться более чем в два раза по сравнению со случаем плазмы с кулоновской проводимостью. Это может привести к существенному увеличению энергоемкости так называемых предвспышечных токовых слоев [8]. При этом переход от α_{ei} к $\alpha_{\text{эф}}$ сопровождается довольно незначительными изменениями граничных значений величин $(k_L)_{\text{гр}}$ и $\alpha_{\text{гр}}$. Так, например, минимальное значение $\alpha_{\text{гр}}$ уменьшается с 15 до 13. В этом узком смысле можно говорить о том, что подобный переход от α_{ei} к $\alpha_{\text{эф}}$ благоприятен для развития ионно-звуковой неустойчивости. Заметим, что при этом интервал изменения величины $(k_L)_{\text{гр}}$ остается практически тем же, т. е. $0.11 < (k_L)_{\text{гр}} < 0.31$. Неизменным остается общий вид поверхности приведенного инкремента как функции величин $\alpha_{\text{гр}}$ и k_L , а также наличие на этой поверхности кривой $\alpha = 0$, что свидетельствует о возможности генерации незатухающих волн малой амплитуды. Важно также отметить четко выраженную зависимость: чем меньше значения $(R)_{\text{гр}}$, тем выше значения $\alpha_{\text{гр}}$. Значения 13 и 16 попадают в интервал 8.6 и 16, который был получен впервые в работе [8] при исследовании тепловой неустойчивости токовых слоев в атмосфере Солнца. Тепловая неустойчивость может привести в конечном счете к филаментации слоя, т. е. к распаду его на отдельные токнесущие нити [7, 12]. В турбулентной плазме с $\alpha_{\text{эф}}$ (22) в расчетах мы использовали граничные значения α_{ei} и $(z_e)_{\text{гр}}$ из табл. 1 для получения граничных значений $\alpha_{\text{эф}}$ и k_L , характеризующих ионно-звуковую неустойчивость. Расчеты показали, что для моделей атмосферы FAL F(1)P, FAL F(3)P и FAL E(1)A величина $(k_L)_{\text{гр}} = 0.11$ остается неизменной при любых (допустимых) изменениях $(R)_{\text{гр}}$ и $\alpha_{\text{гр}}$. Однако если $(R)_{\text{гр}}$ уменьшается с 0.10 до 0.05, то степень неизотермичности увеличивается с 13 до 16. При $\alpha_{\text{гр}} = 19$ ионно-звуковая неустойчивость в модели FAL F(2)P характеризуется следующими интервалами изменения важнейших параметров: $(R)_{\text{гр}} \in [0.06, 0.10]$, $(k_L)_{\text{гр}} \in [0.21, 0.31]$, $(\alpha)_{\text{гр}} \in [15, 19]$. В плазме с $\alpha_{\text{эф}}$ (21) ионно-звуковая неустойчивость имеет место для всех четырех моделей FAL.

На рис. 1 представлен график сечения плоскостью $\alpha = 17$ поверхности $\alpha = \alpha(\alpha_{\text{гр}}, k_L)$ для модели FAL F(2)P с $\alpha_{\text{эф}}$ (22). Это наиболее на-

Рис. 1. Сечение поверхности $\theta = \theta(k_L)$ плоскостью $\theta = 17$ при $(k_R)_{гр} = 0.09$ для модели FAL F(2)P



глядный пример наличия локального максимума инкремента в исследуемой области.

В моделях FAL F(1)P, FAL (3)P и FAL E(1)A $(k_L)_{гр} \in [0.11, 0.31]$, а $(k_R)_{гр} \in [15, 19]$, когда $(k_R)_{гр}$ уменьшается от 0.10 до 0.04. Для модели FAL F(2)P величина $(k_L)_{гр}$ уменьшается с 0.21 до 0.11, а $(k_R)_{гр}$ увеличивается с 17 до 19, когда $(k_R)_{гр}$ уменьшается с 0.09 до 0.04.

В предвспышечной плазме с $\alpha_{эф}$ (20) ионно-звуковая неустойчивость имеет место во всех четырех моделях. Отметим, что в этом случае $(k_L)_{гр} = 0.11$, когда $(k_R)_{гр}$ уменьшается с 0.11 до 0.05, а $(k_R)_{гр}$ увеличивается с 13 до 16. Отношение характерного размера бернштейновской турбулентности и граничной длины волны возмущения для ионного звука «наилучшее» для моделей FAL F(1)P и FAL E(1)A в том смысле, что оно обеспечивает максимальное удаление от опасной резонансной области. И только граничное значение степени неизотермичности плазмы $\alpha_{гр} = 13$, необходимое для возникновения ионно-звуковой неустойчивости на фоне насыщенной бернштейновской турбулентности, представляется чересчур высоким, с точки зрения возможности его достижения за счет исключительно джоулевого нагрева предвспышечной плазмы. Здесь мы снова сталкиваемся с проблемой поиска дополнительных источников нагрева плазменной атмосферы активной области в предвспышечном состоянии [12].

Исследование устойчивости высокочастотных (электронных) ленгмюровских волн на фоне насыщенной бернштейновской турбулентности было проведено с использованием формулы (19) для приведенного инкремента для тех же модификаций моделей FAL и в том же интервале высот над уровнем фотосферы, что и для ионного звука. В предвспышечной плазме с насыщенной бернштейновской турбулентностью общий вид поверхности приведенного инкремента (19) $\theta = \theta(k_R, k_L)$ изменяется пренебрежимо мало по сравнению со случаем плазмы с чисто кулоновской проводимостью [5, 6]. А конечные результаты существенно зависят от конкретного выбора выражения для $\alpha_{эф}$. Наиболее подходящей для наших целей оказалась формула (22). Кроме того, важным моментом вычислений оказался правильный (с точки зрения поставленной цели) выбор значений $\alpha_{эф}$ и z_e в этой формуле. Проведенный анализ показал, что выбирать эту пару величин следует так, чтобы они находились максимально близко к кривой

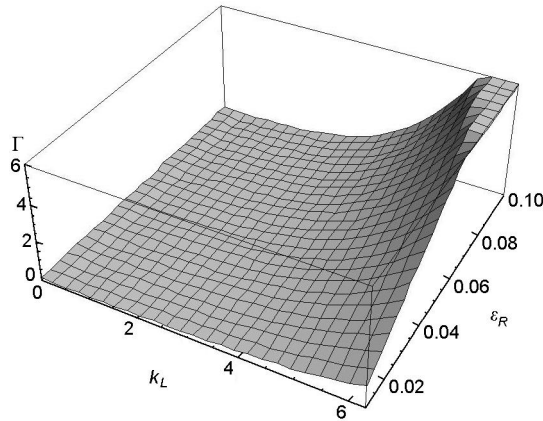


Рис. 2. Поверхность приведенного инкремента ленгмюровской неустойчивости на фоне бернштейновской турбулентности с $\epsilon_{\text{ф}}$ (22) для модели атмосферы FAL F(2)P

(23). Оказалось, что удовлетворить эти требования может только модель FAL F(2)P. Поверхность приведенного инкремента $\Gamma = \Gamma(k_L, \epsilon_R)$ для этого случая изображена на рис. 2. Здесь $\Gamma_{\text{гр}} = 1.76 \cdot 10^4$, $(k_L)_{\text{гр}} = 1.5$, $(\epsilon_R)_{\text{гр}} = 0.076$ (тут подразумевается ϵ_R для ленгмюровских волн). При этом значения $\Gamma = 6.77 \cdot 10^4$ и $z_e = 0.05$ были взяты из работы [20] для $(\epsilon_R)_{\text{гр}} = 9.5 \cdot 10^5$ (здесь ϵ_R — для бернштейновских волн). В этом случае можно считать, что $\epsilon_{\text{ф}} = \Gamma / z_e$ (поскольку $\Gamma / z_e = 1.354 \cdot 10^2$, а $\epsilon_{\text{ф}} / \epsilon_e = 5.12 \cdot 10^4$). Во всех других рассмотренных случаях для модели FAL F(2)P, когда величины Γ / z_e и $\epsilon_{\text{ф}} / \epsilon_e$ становятся сравнимыми по величине, мы в расчетах использовали для $\epsilon_{\text{ф}}$ их сумму. Для всех рассмотренных случаев пороговое значение длины волны возмущения для ленгмюровских волн оказалось на порядок меньше характерного масштаба турбулентности.

Результаты расчетов позволили сформулировать следующий вывод: по сравнению со случаем чисто кулоновской проводимости в предвспышечной плазме вблизи основания петли [7, 9] при появлении в плазме аномального сопротивления вследствие насыщенной бернштейновской турбулентности граничные значения k_L при $\epsilon_{\text{ф}}$ (22) становятся меньше (приблизительно в четыре раза), а граничные значения ϵ_R увеличиваются (приблизительно в 20—40 раз). Это означает, что мелкомасштабная бернштейновская турбулентность заметно затрудняет развитие неустойчивости ленгмюровских волн, однако не в состоянии погасить ее полностью. Наличие линии «нулевого инкремента» $\Gamma = 0$ на поверхности $\Gamma = \Gamma(k_L, \epsilon_R)$ (см. рис. 2) и в этом случае, как и в случае плазмы с кулоновской проводимостью, свидетельствует о возможности генерации незатухающих ленгмюровских колебаний малой амплитуды ненамного превышающей уровень шумов.

ВЫВОДЫ

Наиболее важный вывод, который можно сделать на основе проведенного исследования, состоит в том, что развитие неустойчивостей продольных волн в предвспышечной плазме хромосферы активной облас-

ти на фоне насыщенной бернштейновской турбулентности возможно.

Вместе с тем для появления и развития неустойчивости ионно-звуковых волн необходимо выполнение условия 13. Достичь такой высокой степени неизотермичности в предвспышечной плазме за счет обычного джоулевого нагрева представляется маловероятным даже при наличии слабого «внешнего» электрического поля. Один из вопросов плазменной физики солнечной атмосферы о природе возможных дополнительных источников подогрева плазмы остается, таким образом, открытым. Однако если условие $\gamma_p > 13$ может быть выполнено, то, как показали проведенные исследования, «включение» аномального сопротивления существенно снижает порог неустойчивости по амплитуде субдрейсеровского поля по сравнению со случаем плазмы с обычной кулоновской проводимостью. Этот факт представляется весьма важным с точки зрения возможного образования предвспышечных токовых слоев и их «энергетической вместимости». Также в результате проведенных исследований нам удалось показать принципиальную возможность непрерывной генерации незатухающих ионно-звуковых волн малой амплитуды в предвспышечной плазме петель вблизи их оснований.

Возможность генерации таких волн с амплитудой, ненамного превышающей уровень тепловых шумов, — это единственное, что является общим и для низкочастотных ионно-звуковых волн, и для высокочастотных ленгмюровских. Для последних это важно с точки зрения краткосрочного прогноза вспышки в активной области. Разумеется, такой прогноз возможен только тогда, когда выполняются необходимые физические условия для процесса распада подобной волны, т. е. когда может возникнуть электромагнитное излучение, способное выйти из зоны генерации и достичь удаленного наблюдателя. В остальном же проведенные исследования показали, что развитие неустойчивости ленгмюровских волн на фоне насыщенной бернштейновской турбулентности происходит заметно труднее, чем в предвспышечной плазме с кулоновской проводимостью, поскольку увеличение (почти на полпорядка) длины волны возмущения, т. е. удаление от «опасной зоны» вблизи дебаевского радиуса, сопровождается увеличением в 20–40 раз порога неустойчивости по амплитуде внешнего электрического поля.

Таким образом, данная неустойчивость является в некоторой степени маргинальной, поскольку проявляется на пределе используемых приближений. При этом основным требованиям, предъявляемым к неустойчивостям плазменных волн «непучкового типа», она удовлетворяет.

1. Александров А. Ф., Богданкевич Л. С., Рухадзе А. А. Основы электродинамики плазмы. М.: Высшая школа, 1989.—424 с.
2. Алтынцев А. Т., Банин В. Г., Куклин Г. В., Томозов В. М. Солнечные всплески. — М.: Наука, 1982.—247 с.

3. *Грим Г.* Уширение спектральных линий в плазме. — М.: Мир, 1978.—429 с.
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., Войцеховская А. Д.* К вопросу о возможности появления предвспышечных токовых слоев в хромосфере активной области Солнца // Космічна наука і технологія.—2012.—**18**, № 3.—С. 52—60.
6. *Кришталь А. Н., Герасименко С. В., Войцеховская А. Д., Соловьев А. А.* К вопросу о возможности развития ленгмюровской турбулентности на ранней стадии вспышечного процесса // Космічна наука і технологія.—2009.—**15**, № 5.— С. 59—67.
7. *Резникова В. Э., Мельников В. Ф., Горбиков С. П., Шибасаки К.* Динамика распределения радиояркости вдоль вспышечной петли // Физика плазмы в Солнечной системе: Сб. тез. конф. (Москва, ИКИ РАН, 5—8 февраля 2008 г.). — М.: ИКИ РАН, 2008.—С. 17.
8. *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.
9. *Чариков Ю. Е.* Предвспышечная стадия накопления энергии: новые наблюдения и возможные механизмы // Физическая природа солнечной активности и прогнозирование ее геофизических проявлений: Сб. тез. 11-й Пулков. международ. конф. по физике Солнца (ГАО РАН, Пулково, Санкт-Петербург, 2—7 июля 2007 г.). — Санкт-Петербург, 2007.—С. 138—139.
10. *Чен Ф.* Введение в физику плазмы. — М.: Мир, 1987.—398 с.
11. *Шейнер О. А., Фридман В. М.* Структура микроволнового излучения с точки зрения диагностики плазмы солнечной атмосферы // Физика плазмы в солнечной системе: Сб. тез. конф. (Москва, ИКИ РАН, 5—8 февраля 2008 г.). — М.: ИКИ РАН, 2008.—С. 10.
12. *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.
13. *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. 327—336.
14. *Foukal P., Hinata S.* Electric fields in the solar atmosphere: a review // *Solar Phys.*—1991.—**132**, N 2.—P. 307—334.
15. *Galeev A. A., Lominadze D., Pataria A., et al.* Anomalous resistance of plasma due to the instability of the cyclotron harmonics // *JETP.*—1972.—P. 417—420.
16. *Galeev A. A., Sagdeev R. Z.* Nonlinear plasma theory // *Probl. Plasma Theory.*—1973.—**7**.—P. 3—48.
17. *Galeev A. A., Sagdeev R. Z.* Current instabilities and anomalous resistance of plasma // *Handbook of plasma physics. Basic plasma Physics / Eds A. A. Galeev, R. N. Sudan.* Amsterdam, 1984.—Vol. 2.—P. 272—303.
18. *Heyvaerts J., Priest E. R., Rust D. M.* Models of solar flares // *Astrophys. J.*—1977.—**216**.—P. 213—221.
19. *Kryshtal A. N.* Bernstein wave instability in a collisional plasma with a quasistatic electric field // *J. Plasma Phys.*—1998.—**60**, part 3.—P. 469—484.
20. *Kryshtal A. N., Gerasimenko S. V., Voitsekhovska A. D.* “Oblique” Bernstein modes in solar preflare plasma: Generation of second harmonics // *Adv. Space Res.*—2012.—**49**.—P. 791—796.

21. *Kryshtal A. N., Kucherenko V. P.* A possible excitation mechanism for a longitudinal wave instability in a plasma by a quasi-static electric field // *J. Plasma. Phys.*—1995.—**53**, N 2.—P. 169—183.
22. *Kryshtal A. N., Kucherenko V. P.* Ion-acoustic instability caused by large-scale electric field in solar active regions // *Solar Phys.*—1996.—**165**, N 1.—P. 139—153.
23. *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.
24. *Melnikov V. F., Shibasaki K., Reznikova V. E.* Loop-top nonthermal microwave source in extended solar flaring loops // *Astrophys. J.*—2002.—**580**.—P. L185—L188.
25. *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.
26. *Pines D., Schrieffer J. R.* Collective behavior in solid-state plasmas // *Phys. Rev.*—1961.—**124**, N 5.—P. 1387—1400.
27. *Solanki S. K.* Small-scale solar magnetic fields: an overview // *Space Sci. Revs.*—1993.—**63**.—P. 1—183.
28. *Vernazza J. E., Avrett E. H., Loeser R.* Structure of the solar chromosphere. III. Models of the EUV brightness components of the quiet-sun // *Astrophys. J. Suppl. Ser.*—1981.—**45**, N 1.—P. 635—725.

Статья поступила в редакцию 19.12.13