

УДК 533.951

А. Н. Кришталь, С. В. Герасименко

Головна астрономічна обсерваторія НАН України, Київ

Генерация кинетических альвеновских волн в плазме петель в активной области

Надійшла до редакції 01.06.04

В рамках моделі спалахового процесу Хейвартса — Приста — Раства досліджуються умови виникнення та розвитку нестійкостей низькочастотних плазмових хвиль у поверхневому шарі післяспалахової петлі в активній області на Сонці. Нестійкість може виникнути на певній висоті у петлі в результаті спільної дії кількох факторів: крупномасштабного магнітного поля B_0 і скінченного значення ларморівського радіуса іонів, слабкого електричного («субдрейсерівського») поля E_0 у петлі, паралельного до магнітного, дрейфового руху плазми через наявність в ній просторових неоднорідностей густини і температури. Дисперсійні рівняння для квазіперпендикулярних збурень (відносно $B_0 \parallel E_0$) вироджується у поліном четвертого степеня відносно безрозмірної частоти. Один з його коренів, що відповідає кінетичній альвеновській хвилі, виявляється нестійким до малих збурень, причому ця нестійкість має чітко виражений пороговий характер.

ВВЕДЕНИЕ

Неустойчивости считаются главным источником волн в плазме активных областей на Солнце [5, 40], хотя далеко не единственным [5, 16, 21]. Идеология и математический аппарат, используемый при их исследовании в космической плазме, в частности в солнечной, были разработаны для плазмы «лабораторной» почти полвека тому назад. Стоит отметить, что их применение, как правило, давало отличные результаты и в новой области [17, 24, 30]. Тем не менее очевидно, что в космической плазме есть объекты и явления, для корректного описания которых известные методы должны быть модифицированы. К таким объектам можно отнести и послевспышечные петли в активных областях на Солнце [15, 21, 40]. Тому есть несколько причин. Во-первых, это заметно возросшее количество и качество данных наблюдений динамических процессов в плазме активных областей, обусловленное прежде всего успехами международных проектов «Yohkoh», SOHO и TRACE. Обработка полученных результатов позволила сделать несколько важных и достаточно неожиданных выводов о роли хромосферы во вспышечном процессе, о температуре и степени пространственной неоднородности

вспышечной плазмы [23]. Во-вторых — появление надежных экспериментальных свидетельств наличия крупномасштабного электрического поля в петлях [26], а также успехи численного МГД-моделирования взаимодействия магнитных потоков в активных областях в рамках теории Хейвартса — Приста — Раства [14, 28, 36]. В-третьих, генерация волн в результате возникновения и развития неустойчивостей в атмосфере вспышки, которая может оказаться альтернативой радиальным колебаниям петель, успешно используемых для диагностики вспышечной плазмы [7, 33]. Этот список можно продолжить. В лабораторной плазме влияние таких факторов, как кулоновские столкновения и слабые электрические поля, если не полностью контролируется, то по крайней мере поддается «регулировке» в процессе исследований [8]. В солнечной плазме активных областей это невозможно в принципе. Между тем конкретно в петельных структурах «субдрейсеровские» поля [35] в токовых контурах петель и учет влияния столкновений в хромосферном участке контура — это не просто малые возмущающие факторы, а отличительные физические особенности объекта исследований. Точно такие же, как и значительный скачок плотности плазмы в поверхностном слое петель, что

было отмечено еще де Ягером [21], а в последнее время подтверждено данными наблюдений «Yohkoh», SOHO и TRACE [23].

Температурно-дрейфовые неустойчивости всегда представляли интерес для исследователей прежде всего из-за своего экстремально низкого порога возбуждения [1, 8, 11, 12]. Дисперсионное уравнение (ДУ) для низкочастотных неустойчивостей в замагниченной плазме без учета столкновений и внешних электрических полей с равной температурой электронов и ионов $t \equiv T_e/T_i = 1$ А. Б. Михайловский получил еще в 1963 г. [11]. Предполагалось, что плазма обладает одномерной неоднородностью плотности. Несколько позднее было получено ДУ и соответствующий критерий развития температурно-дрейфовой неустойчивости для неоднородной плазмы, когда кроме градиента плотности есть еще и градиент температуры [8, 12]. Этот критерий успешно применялся Б. В. Сомовым с соавторами в работе [17]. Они показали, что требуемая мощность энерговыделения во вспышке может быть достигнута только при учете именно температурно-дрейфовых неустойчивостей, которые возбуждаются в таких условиях, когда поперек силовых линий магнитного поля имеется градиент плотности и температуры. Большая мощность энерговыделения получается при этом благодаря относительно низкому порогу раскачки дрейфовых волн по сравнению с ионно-звуковыми или ионно-циклотронными волнами.

Максимального проявления дрейфовых эффектов следует, очевидно, ожидать в местах наличия максимальных градиентов температуры и плотности, — в поверхностном слое петли. Важное значение этой области отметил Йонсон [30], который рассматривал условия генерации поверхностных кинетических альвеновских волн и последующую их трансформацию в объемные волны, которые в результате диссипации нагревают плазму. О наличии петель с «холодными ядрами» (т. е. «обратным» градиентом температуры) в ряде активных областей сообщал П. Фоукал еще в 1975 г. [25].

Здесь мы исследуем процесс возникновения и развития низкочастотных неустойчивостей в неоднородной плазме поверхностного слоя петли перед вспышкой. Крупномасштабное квазистатическое электрическое поле в петле $E_0(t)$ предполагается слабым («субдрейсеровское» поле [35]) и направленным параллельно магнитному полю B_0 [3, 29]. Исследуемый участок токового контура относится к нижней хромосфере, где влияние кулоновских столкновений может оказаться значительным. В рамках линейной стадии теории возмущений время развития неустойчивости определяется ее инкре-

ментом [1, 8]. Оказалось, что исследуемая неустойчивость имеет пороговый характер. Поэтому при учете дополнительных физических условий и используемых ограничений особо важное значение приобретают конкретные границы интервалов изменения основных параметров плазмы и характеристик возмущения. Разумеется, не менее важны и сами граничные значения этих величин, при которых возникает неустойчивость.

МОДЕЛЬ ПЛАЗМЫ И ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ ПРИБЛИЖЕНИЯ

Опыт предыдущих исследований [9, 10, 31, 32] указывает на то, что при рассмотрении плазменных неустойчивостей в солнечной атмосфере необходимо с самого начала выбрать уравнение состояния плазмы и конкретную модель вспышечного процесса. Связано это с тем, что при попытке учесть даже минимальное число наиболее характерных черт объекта (в данном случае — послевспышечной петли), выражение для инкремента неустойчивости оказывается чрезвычайно чувствительным к изменениям плотности и температуры, а также значениям амплитуд электрического и магнитного полей в петле. Очевидно, что в такой ситуации для получения достоверных результатов следует использовать полуэмпирическую модель вспышечной атмосферы, где значения температуры и плотности плазмы (а также и значения амплитуд внешних полей) зависят от высоты над уровнем фотосферы. При фиксированном значении этой величины, т. е. «на определенном этаже» петли, на определенном участке ее токового контура мы используем уравнение состояния в параметрическом виде. Параметром является высота над уровнем фотосферы. Здесь мы использовали значения равновесной электронной плотности и температуры из полуэмпирической модели Мачадо с соавторами [34], где значения

$$n_{0e} = 6.89 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3} \text{ и } T_{0e} = 4.47 \cdot 10^5 \text{ К} \quad (1)$$

соответствуют высоте $h = 1459$ км над фотосферой. В качестве «базовой» модели вспышечного процесса была выбрана модель Хейвертса — Приста — Раста (ХПР) [28], в которой вспышка в петельной структуре представляет собой конечный результат взаимодействия двух магнитных потоков, — «старого», проходящего через токонесящий контур петли (или петель) в аркаде, и «нового», всплывающего из-под фотосферы. Следует сразу же отметить, что поскольку мы исследуем устойчивость, а не решаем динамическую задачу, то речь в принципе может идти только о косвенном использовании модели

ХПР. Она нужна в контексте данной проблемы, прежде всего для обоснованного выбора тех или иных значений параметров плазмы на определенном этапе развития вспышечного процесса. Кроме того, именно в рамках теории ХПР можно рассматривать величину амплитуды квазистатического крупномасштабного электрического поля $E_0(t)$ в контуре «старой» петли как меру интенсивности взаимодействия «нового» магнитного потока, всплывающего из-под фотосферы, со старым, проходящим через контур старой петли в аркаде. Имеется в виду возникновение дополнительной э.д.с. в замкнутом контуре с током, который при своем движении пересекает силовые линии («внешнего») магнитного поля [4]. Такие поля в солнечной атмосфере удобно измерять в единицах локального дрейсеровского поля

$$E_D = \frac{m_e}{e} v_{ei} v_{Te}, \quad (2)$$

причем для «субдрейсеровских» дс-полей [35] на начальной стадии взаимодействия потоков в петлях практически всегда выполняется условие

$$\varepsilon_R \equiv \frac{E_0}{E_D} \ll 1. \quad (3)$$

В соотношениях (2) и (3) использованы стандартные обозначения: m_e — масса электрона, e — его заряд, v_{ei} — частота электрон-ионных столкновений, v_{Te} — тепловая скорость электронов. Очевидно, что на начальной стадии взаимодействия потоков, когда электронная температура T_e незначительно превышает ионную T_i , а именно

$$1 < t \equiv \frac{T_e}{T_i} < 6, \quad (4)$$

и среди парных кулоновских столкновений доминируют электронно-ионные, величина ε_R из (3) будет мало отличаться от своего равновесного значения $(\varepsilon_R)_{EQ}$, которое соответствует ситуации, когда ток в петле (как всегда) есть, а взаимодействия потоков еще нет. Считая, что старая петля имеет вид полутора с малым радиусом R_0 , а невозмущенное значение тока в контуре петли равно I , нетрудно показать, что

$$(\varepsilon_R)_{EQ} \equiv \left(\frac{E_0}{E_D} \right)_{EQ} = \left(\frac{u_e}{v_{Te}} \right)_{EQ} = \frac{I}{\pi R_0^2 n_0 e v_{Te}}. \quad (5)$$

Здесь токовая скорость электронов

$$u_e = \frac{e E_0}{m_e \nu_{ei}} \quad (6)$$

представляет собой сдвиговую скорость в равновесной функции распределения электронов по скоростям. Эта функция имеет вид сдвинутого максвел-

ловского распределения [1]. При этом предполагается, что соответствующая равновесная функция распределения ионов описывается обычным распределением Максвелла.

Для низкочастотных возмущений с

$$\omega \ll \Omega_i, \quad (7)$$

где $\Omega_i \equiv eB_0/(m_i c)$ есть ионная гирочастота, плазму можно считать квазинейтральной, т. е.

$$n_0 = n_{0e} = n_{0i}. \quad (8)$$

Для «уравнения состояния» (1) при $R_0 = 10^8$ см и $I = 10^{12}$ А [3]

$$(\varepsilon_R)_{EQ} = 1.1 \cdot 10^{-5}. \quad (9)$$

Кроме того, предполагалось, что в начальный момент времени при $\varepsilon_R = (\varepsilon_R)_{EQ}$, условие, аналогичное условию (8), выполняется и для температур:

$$T_{0e} = T_{0i} = T_0,$$

причем для случая «слабой неоднородности» считалось, что T_i остается неизменной, а T_e изменяется в пределах, указанных в соотношении (4).

Сделанные предположения достаточно типичны. В той или иной модификации они встречаются в различных магнитогидродинамических моделях, описывающих поведение плазмы в активных областях (см. обзор [5]). Вместе с тем они позволяют в расчетах пользоваться простыми соотношениями, связывающими электронную и ионную дрейфовые частоты [1]:

$$\omega^* = \omega_e^* = -t \omega_i^*, \quad (10)$$

где дрейфовая частота частиц сорта α ($\alpha = e, i$) равна

$$\omega_\alpha^* = k_x \frac{v_{T\alpha}^2}{\Omega_\alpha} \frac{\partial}{\partial x} [\ln n_{0\alpha}(x)].$$

Здесь Ω_α — гирочастота частиц, $v_{T\alpha}$ — их тепловая скорость. В соотношении (11) k_x есть x -составляющая волнового вектора возмущения, причем

$$k^2 \equiv k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 \equiv k_z^2 + k_\perp^2. \quad (12)$$

Ось Z декартовой системы координат, используемой в расчетах, направлена вдоль магнитного поля петли. Учитывая средние характерные размеры петель $l_{loop} \approx 10^9$ см [5] и высоту рассматриваемого «этажа» ($h = 1459$ км) в петле, можно с хорошей степенью точности считать, что плоскость XY параллельна поверхности фотосферы.

При расчетах предполагалось, что неоднородность как равновесной плотности $n_0(x)$, так и рав-

новесной температуры $T_0(x)$ являются «одномерными» и направлены вдоль оси X . Мы считали, что одномерный профиль плотности можно представить функцией вида

$$n_{0\alpha}(x) = \text{const} \cdot \exp\left[-\frac{x}{L_\alpha}\right], \quad (13)$$

а аналогичный профиль температуры — функциями

$$T_{0\alpha}(x) = \text{const} \cdot \exp\left[\pm \frac{x}{L_\alpha^T}\right]. \quad (14)$$

Предполагалось, что знак «плюс» может быть использован при моделировании упоминавшихся выше петель «с холодными ядрами» [25]. В соотношениях (13)—(14) L_α и L_α^T есть средние масштабы пространственной неоднородности плотности и температуры соответственно. Всюду в расчетах мы полагали, что

$$L_e = L_i = L \quad (15)$$

и

$$L_e^T = L_i^T = L^T. \quad (16)$$

В случае, который получил название случая «слабой неоднородности», и который соответствует наиболее ранней стадии взаимодействия потоков, для L и L_T выполняются соотношения

$$\frac{\rho_i}{L}, \frac{\rho_i}{L_T} \ll 1, \quad (17)$$

где $\rho_i \equiv v_{Ti}/\Omega_i$ есть ионный гирорадиус (для однозарядных ионов). Для функций вида (13)—(14) часто встречающийся в расчетах параметр

$$\nabla_{v,T} \equiv \nabla \equiv \frac{\omega_{T,\alpha}^*}{\omega_\alpha^*} \equiv \frac{\frac{\partial}{\partial x} [\ln T_{0\alpha}(x)]}{\frac{\partial}{\partial x} [\ln n_{0\alpha}(x)]} \quad (18)$$

представляет собой отношение средних масштабов неоднородности плотности и температуры:

$$\nabla = L/L_T. \quad (19)$$

Поскольку до настоящего времени нет данных наблюдений о наличии петель, в которых плотность плазмы в поверхностном слое увеличивалась бы от центра к периферии, — скорее наоборот [23], то очевидно, что величина ∇ будет отрицательной для петель с «холодным ядром», и положительной — в противоположном случае.

Несмотря на ярко выраженное уменьшение плотности в поверхностном слое петель, очередной раз засвидетельствованное данными наблюдений «Yohkoh», SOHO и TRACE [23], тем не менее резкой границы, по крайней мере в том смысле, в

каком употребляют этот термин для лабораторной плазмы [8], между плазмой петли и фоновой реально нет. Это означает, что с учетом характерных геометрических размеров объектов и «уравнения состояния» плазмы (1) при исследовании устойчивости влиянием границ на вид ДУ и устойчивость отдельных его решений можно пренебречь. Это можно сделать в том случае, когда выполняются соотношения [11, 12]:

$$\frac{k_x}{k_\perp^2 L} \ll \frac{\mu}{\sqrt{\beta_\alpha}}. \quad (20)$$

Подобное соотношение тем более справедливо для неоднородной температуры, ибо, насколько нам известно, для нее подобный резкий перепад на границе области вообще нетипичен [21]:

$$\frac{k_x}{k_\perp^2 L^T} \ll \frac{\mu}{\sqrt{\beta_\alpha}}. \quad (21)$$

В соотношениях (20)—(21)

$$\mu \equiv \sqrt{\frac{m_e}{m_i}} \approx 0.0233 \quad (22)$$

(для однозарядных ионов), а β_α суть электронные и ионные «плазменные β »:

$$\beta_\alpha \equiv \frac{8\pi n_0 k_B T_\alpha}{B_0^2}. \quad (23)$$

Мы исследовали устойчивость квазипотенциальных возмущений [12], распространяющихся почти перпендикулярно к магнитному полю петли B_0 , т. е.

$$k_* \equiv \frac{k_z}{k_\perp} \ll 1, \quad (24)$$

причем предполагалось, что длина волны λ_\perp ($= 2\pi/k_\perp$) возмущения в перпендикулярном направлении ограничена сверху в силу выполнения основного требования геометрической оптики [1]

$$\frac{\lambda_\perp}{L}, \frac{\lambda_\perp}{L^T} \ll 1, \quad (25)$$

и снизу — в силу выполнения основного требования длинноволнового приближения

$$z_e \equiv \frac{k_\perp^2 v_{Te}^2}{\Omega_e^2} \ll z_i \equiv \frac{k_\perp^2 v_{Ti}^2}{\Omega_i^2} \ll 1. \quad (26)$$

Мы рассматривали диапазон изменения фазовых скоростей вдоль поля, характерный для альвеновских и ионно-звуковых волн [8]:

$$v_{Ti} \ll \frac{\omega}{k_z} \ll v_{Te}. \quad (27)$$

Используя обозначение

$$\Omega \equiv \frac{\omega}{k_z v_A}, \quad (28)$$

где $v_A \equiv c\Omega_i/\omega_{pi}$ — альвеновская скорость для приведенной частоты (или для приведенной фазовой скорости вдоль поля), соотношение (27) можно записать в виде

$$\frac{\mu}{\sqrt{t}}\beta_A \ll \Omega \ll \beta_A. \quad (29)$$

Здесь

$$\beta_A \equiv \frac{v_{Te}}{v_A}, \quad (30)$$

а $\omega_{pi} \equiv \sqrt{4\pi n_0 e^2/m_i}$ — ионная плазменная частота.

Здесь мы рассматривали плазму «низкого давления» [8, 12] для значений β_α из интервала:

$$\mu^2 \ll \beta_\alpha \ll 1. \quad (31)$$

Учитывая реальную невысокую точность определения значений напряженности магнитного поля в хромосфере при $h > 1000$ км и $B_0 < 20$ мТл [39], можно сказать, что мы обладаем некоторой свободой в выборе значений $|B_0|$ в петле. В расчетах мы использовали значение 3.13 мТл, близкое по величине к значению 4 мТл, использовавшемуся ранее в работе [22] при расчетах медленных МГД-движений плазмы в петлях.

Известно, что в случае неоднородной плазмы ДУ для низкочастотных квазипотенциальных волн в так называемом нулевом приближении геометрической оптики [1, 12] можно получить из условия равенства нулю скаляра диэлектрической проницаемости. Последний в этом случае зависит не только от частоты и волнового вектора возмущения, но и от пространственной координаты, вернее для распределений вида (13), (14), — от средних пространственных масштабов неоднородностей L и L^T (15), (16). Скаляр строится по стандартному рецепту из составляющих тензора диэлектрической проницаемости горячей магнитоактивной плазмы для сдвигового максвелловского распределения в случае электронов, и бессдвигового — в случае ионов [32]. В рамках используемой плазменной модели с учетом условий (4), (7), (17), (26), (27) и (31) ДУ сводится к виду полинома четвертой степени относительно безразмерной частоты (28) [9, 32]. В данной работе мы исследовали случай «слабой неоднородности», когда значения ϵ_R ненамного превышают значение $(\epsilon_R)_{EQ}$, электрон-ионные столкновения доминируют [1, 18], а величины L и L^T (15), (16) имеют тот же порядок, что и толщина поверхностного слоя петли. В общем случае корректный учет вклада парных кулоновских столкновений ча-

стиц одинаковых знаков при наличии магнитного и слабого электрического поля представляет собой отдельную нетривиальную задачу. Однако при исследовании устойчивости нам не обязательно знать ее точное решение. Достаточно, на наш взгляд, ввести всюду в расчетах множитель $\sigma_{эф}$ перед ν_{ei} , имея в виду, что ν_{ee} и ν_{ii} выражаются через ν_{ei} согласно стандартным формулам [40]. При таком феноменологическом подходе величина $\sigma_{эф}$ будет изменяться в пределах

$$1 \leq \sigma_{эф} \leq (\sigma_{эф})_{\max},$$

причем случай $\sigma_{эф} = 1$ соответствует, как правило, максимально благоприятной для развития неустойчивости ситуации, а случай $\sigma_{эф} = (\sigma_{эф})_{\max}$ — максимально неблагоприятной [31]. При одновременном наличии пространственных неоднородностей и температуры, и плотности случаю «слабой неоднородности» соответствуют максимально возможные значения z_i и минимальные значения k_* . В этом смысле рассмотренный случай «комбинированной» неоднородности не допускает такого четкого разделения «сильного» и «слабого» вариантов, как в ранее исследованных ситуациях [9, 10] отдельного доминирования либо градиента плотности, либо градиента температуры. И там, и тут мы предполагали, что конкретные физические условия, в которых находится плазма в петле, позволяют пренебречь неоднородностью магнитного поля, кривизной и скрученностью его силовых линий. Используя известный результат Б. Б. Кадомцева и О. И. Погуде из работы [6], можно показать, что пренебрежение «широм» является корректным лишь при выполнении соотношения

$$\frac{\beta_i}{2} \ll z_i k_*^2 (\beta_A \epsilon_R)^{-2} \quad (32)$$

для «ионного плазменного β » и соотношения

$$\frac{\beta_e \epsilon_R}{2} \ll \mu \sqrt{z_i} |k_*| \quad (33)$$

для «электронного».

Разумеется, слишком малые значения k_* в данном случае усложняют выполнение неравенств (32), (33), однако, как будет показано ниже, ситуацию спасают предельно низкие значения ϵ_R , при которых появляется первая неустойчивость. Кроме того, она появляется и в «сильном», и в «слабом» вариантах (в отличие от ранее исследованных случаев) — при относительно больших значениях z_i . Это позволяет соотношениям (32), (33) выполняться даже с некоторым запасом. Правда, это относится только к случаю «слабой неоднородности».

МОДИФИЦИРОВАННОЕ ДИСПЕРСИОННОЕ
УРАВНЕНИЕ И ИНКРЕМЕНТ РАЗВИТИЯ
НЕУСТОЙЧИВОСТЕЙ

В случае однородной плазмы ДУ для плазменных волн получается из условия равенства нулю скалярной диэлектрической проницаемости ($\varepsilon = \varepsilon(\omega, \mathbf{k}) = 0$), которая строится по известным правилам из составляющих тензора диэлектрической проницаемости $\varepsilon_{\alpha\beta}(\alpha, \beta = x, y, z)$ [1, 8]. Для неоднородной плазмы это в общем случае несправедливо [1, 12]. Однако в случае слабой неоднородности в рамках кинетического подхода соответствующее ДУ для квазипотенциальных волн можно записать как уравнение эйконала в нулевом приближении геометрической оптики

$$\varepsilon = \varepsilon(\omega, \mathbf{k}, x) = 0, \quad (34)$$

где x — координата, вдоль которой изменяются пространственные градиенты основных параметров плазмы (плотности, температуры, etc.) [1]. Для распределений вида (13), (14) в ДУ (34) вместо x есть средние масштабы соответствующих неоднородностей. Выражение для скаляра $\varepsilon(\omega, \mathbf{k}, x)$ получается из выражений для составляющих тензора диэлектрической проницаемости $\varepsilon_{\mu\nu}(\omega, \mathbf{k}, x)$ (где $\mu, \nu = x, y, z$) горячей магнитоактивной плазмы со слабой пространственной неоднородностью плотности и температуры [1]. При выводе выражений для компонент учитывалось наличие сдвиговой скорости в электронной функции распределения по скоростям [1]. Скаляр (34) можно представить в виде [9]

$$\varepsilon = \varepsilon_{\parallel} \sin^2 \Theta + \varepsilon_{\perp} \cos^2 \Theta, \quad (35)$$

где

$$\sin \Theta \equiv k_z / k,$$

а ε_{\parallel} и ε_{\perp} — «продольная» и «поперечная» диэлектрические проницаемости. А. Б. Михайловский [11, 12] показал, что ДУ для низкочастотных волн в магнитоактивной неоднородной (по плотности) плазме при $\nu_{ei} = 0$, $t = 1$ и $\varepsilon_R = 0$ имеет вид

$$\varepsilon_{\parallel} \left(1 - \frac{\omega^2}{c^2 k_z^2 \varepsilon_{\perp}} \right) + \frac{k_z^2}{k_z^2} \varepsilon_{\perp} = 0. \quad (36)$$

Для квазипотенциальных волн, распространяющихся почти перпендикулярно к магнитному полю, ДУ (35) сводится к виду полинома III степени относительно безразмерной частоты Ω (28) [11, 12]. Его решениями являются две альвеновские и одна «медленная» дрейфово-альвеновская волны [11]. При $t > 1$, $\nu_{ei} \neq 0$ и $\varepsilon_R \neq 0$ использование соотношений (4), (7), (17), (20), (24)—(27) и (31) позволяет диэлектрическую проницаемость (34)

получить в виде (35), а ДУ (36) для низкочастотных волн представить в виде полинома четвертой степени по Ω [9]. Таким образом, учет малых добавок, связанных с неизотермичностью неоднородной плазмы, учетом столкновений и наличием слабого «субдрейсеровского» [35] поля привел к вполне прогнозируемому повышению порядка уравнения и существенно усложнил вид его коэффициентов, однако оставил неизменным общий вид ДУ (36). Это ДУ, выписанное в полиномиальном виде

$$\sum_{i=0}^4 P_i \Omega^i = 0, \quad (37)$$

мы в дальнейшем будем называть модифицированным дисперсионным уравнением (МДУ). Конкретный вид коэффициентов P_i уравнения IV степени приведен в Приложении. Малые добавки имеют наиболее простой и компактный вид лишь для максимальных возможных значений ε_R — на пределе применимости соотношений (32), (33) [32]. В этом случае можно получить аналитические решения МДУ (37), однако их конкретный вид все равно не допускает простой физической интерпретации. Поэтому естественным было решение использовать численные методы, тем более что в данном конкретном случае метод Эйлера [41] позволяет получить не приближенное решение МДУ (37), а численный результат на основании точных формул [9]. Что еще важнее, он позволяет исследовать устойчивость при минимальных значениях ε_R , мало отличающихся от $(\varepsilon_R)_{EQ}$ из (9). Мы исследовали только действительные корни МДУ (37), исключая из рассмотрения возможные случаи аперидической неустойчивости и аперидического затухания [12]. На практике это означает, что для того, чтобы все четыре корня МДУ (37) были действительными, необходимо, чтобы все три корня соответствующего резольвентного уравнения третьего порядка были действительными и положительными [2, 13, 41]. А для этого необходимо, чтобы отрицательным был дискриминант этого уравнения:

$$D < 0. \quad (38)$$

Расчеты показали, что это условие накладывает весьма жесткие ограничения на возможные значения основных плазменных параметров. Наиболее общий вид уравнения (36) можно представить следующим образом:

$$D(\omega, \mathbf{k}, x) = \operatorname{Re} D(\omega, \mathbf{k}, x) + i \operatorname{Im} D(\omega, \mathbf{k}, x) = 0. \quad (39)$$

Тогда МДУ (37) эквивалентно уравнению

$$\text{Re}D(\omega, k, x) = 0. \quad (40)$$

Инкремент развития неустойчивости волны, соответствующей корню номер $k = 1, \dots, 4$ МДУ (37), можно определить по стандартной формуле [1]

$$\gamma_k = - \frac{\text{Im}D}{\frac{\partial}{\partial \omega} \text{Re}D} \Big|_{\omega=\omega_k}.$$

Очевидно, что только та волна будет генерироваться в плазме (по крайней мере на протяжении линейной стадии развития неустойчивости), у которой инкремент будет положительный:

$$\gamma_k > 0. \quad (41)$$

Выражения для приведенных (обезразмеренных) инкрементов развития неустойчивости были получены в следующем виде:

$$\Gamma_k \equiv \frac{\gamma_k}{\omega} \Big|_{\omega=\omega_k} = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{(\Omega - \beta_A \varepsilon_R) F_1}{\beta \Omega^2 F_2} \Big|_{\omega=\omega_k}, \quad (42)$$

где

$$F_1 = \sum_{i=0}^6 C_i \Omega^i, \quad (43)$$

$$F_2 = \sum_{m=0}^4 S_m \Omega^m, \quad (44)$$

а конкретный вид коэффициентов C_i и S_m представлен в Приложении.

Условие

$$\Gamma_k \ll 1, \quad k = 1 \dots 4, \quad (45)$$

которое использовалось нами в процессе вычислений для отбора «хороших» решений МДУ (37), т. е. колебаний с высокой добротностью, обеспечивает правомерность использования линейного приближения теории возмущений. Совместно с условием (38) оно накладывает жесткие ограничения не только на возможные значения основных плазменных параметров, но и на характеристики возмущений.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

При анализе локальных решений МДУ (36) и соответствующих инкрементов (42)—(44) было установлено, что при выполнении соотношений (38) и (45) интервалы допустимых значений для величин z_i и k_* получаются весьма узкими:

$$0.11 \leq z_i \leq 0.20, \quad (46)$$

$$-0.036 \leq k_* \leq -0.010 \quad (47)$$

для плазмы с уравнением состояния (1) и $t = 4$. При

этом

$$(\sigma_{\text{эф}})_{\text{max}} = 2.604, \quad (48)$$

$$\nabla = -3. \quad (49)$$

Сразу стоит отметить основные отличия данного случая с $\nabla n \neq 0$ и $\nabla T \neq 0$ от ранее рассмотренных случаев в работах [10, 32], когда градиенты плотности и температуры доминируют «по отдельности».

Во-первых, случаи «сильной» и «слабой» неоднородностей для «температурно-дрейфовой неустойчивости» не столь резко отделены друг от друга как ранее, поскольку корни МДУ (37) с положительным инкрементом и в «слабом», и в «сильном» случаях появляются внутри одного и того же интервала для z_i (46).

Во-вторых, несмотря на узость интервалов (46), (47), поверхность приведенной фазовой скорости $\Omega_k = \Omega_k(z_i, k_*)$ является практически плоской лишь для «КАВ-подобных» волн, если считать, что закон дисперсии для кинетических альфвеновских волн (КАВ) в принятых обозначениях имеет вид [38, 42]:

$$\Omega = \sqrt{1 + z_i(t + 3/4)}. \quad (50)$$

Корень с $\Omega = \Omega_2$ и соответствующий приведенный инкремент изображены на рис. 1 и 2. При этом поверхность $\Omega_3 = \Omega_3(z_i, k_*)$ сильно отличается от плоскости, особенно для минимальных по абсолютной величине значений k_* . Судя по значениям модуля $|\Omega_3|$, соответствующая волна попадает в диапазон медленных магнитозвуковых волн (ММЗВ). Они имеют в используемых обозначениях следующий закон дисперсии (с точностью до членов порядка $0(v_S^2/v_A^2)$):

$$\Omega \approx \mu \beta_A = \text{const}. \quad (51)$$

В чистом виде данная волна не является ММЗВ в силу отчетливо выраженной зависимости Ω от z_i , и от k_* . Поведение функции $\Omega_3 = \Omega_3(z_i, k_*)$ при $|k_*| \rightarrow 0.01$ является, на наш взгляд, следствием того, что в этой области уже плохо работают используемые приближения. Поверхность $\Omega_3 = \Omega_3(z_i, k_*)$ и соответствующий инкремент $\Gamma = \Gamma_3$ показаны на рис. 3 и 4. В случае «слабой» неоднородности значение параметра $\rho_i/L = 1.01 \cdot 10^{-4}$ из (17) (для параметра $|\rho_i/L^T|$ согласно (49) оно в три раза больше) приблизительно в 18 раз меньше, чем в случае «сильной» неоднородности (≈ 0.00183). Именно этот факт, наряду с предельно низким граничным значением

$$(\varepsilon_R)_{\text{bound}} = 1.011 \cdot 10^{-4}, \quad (52)$$

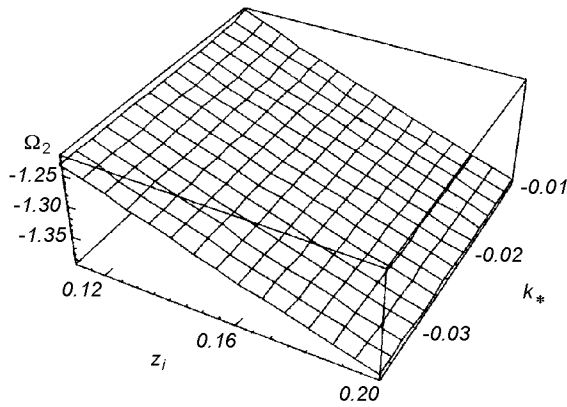


Рис. 1. Поверхность приведенной продольной фазовой скорости для «обратной модифицированной КАВ», соответствующей корню $\Omega = \Omega_2$ при $\nabla = -3$, $t_{\text{bound}} = 4$ и $(\epsilon_R)_{\text{bound}} = 1.01 \cdot 10^{-4}$

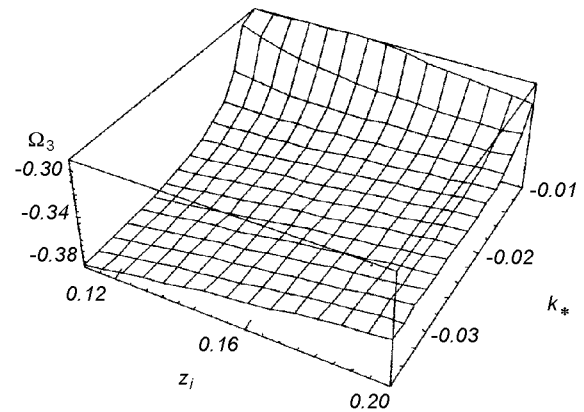


Рис. 3. Поверхность приведенной продольной фазовой скорости для «обратной модифицированной МЗВ», соответствующей корню $\Omega = \Omega_3$ при $\nabla = -3$, $t_{\text{bound}} = 4$ и $(\epsilon_R)_{\text{bound}} = 1.01 \cdot 10^{-4}$

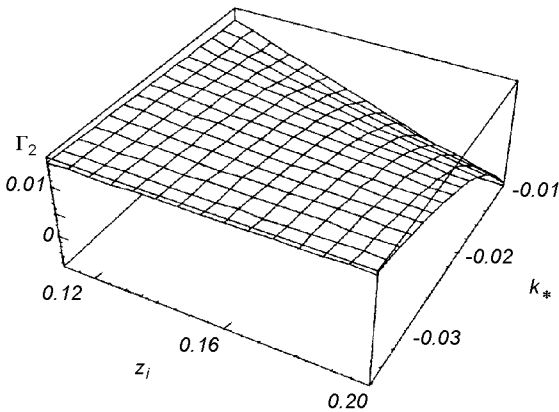


Рис. 2. Инкремент «обратной модифицированной КАВ» $\Gamma_2 = \Gamma_2(z_i, k_*)$ при $\nabla = -3$, $t_{\text{bound}} = 4$ и $(\epsilon_R)_{\text{bound}} = 1.01 \cdot 10^{-4}$

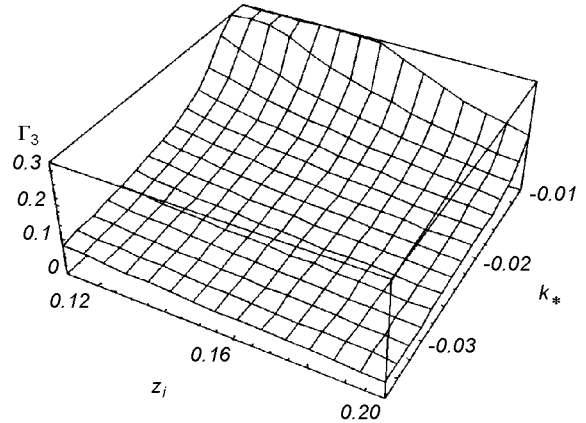


Рис. 4. Инкремент «обратной модифицированной МЗВ» $\Gamma_3 = \Gamma_3(z_i, k_*)$ при $\nabla = -3$, $t_{\text{bound}} = 4$ и $(\epsilon_R)_{\text{bound}} = 1.01 \cdot 10^{-4}$

начиная с которого инкремент «обратной» модифицированной КАВ с $\Omega = \Omega_2$ становится положительным, и послужил причиной того, чтобы рассмотренный случай определить как случай «слабой» неоднородности. В пользу сделанного выбора говорят и относительно низкая неизотермичность плазмы ($t_{\text{bound}} = 4$), и преобладание электронно-ионных столкновений, о чем свидетельствует значение $\sigma_{\text{эф}} = 2.604$ в (48). Имея в виду обычные трудности, связанные с идентификацией плазменных волн на основании результатов наблюдений [7, 19, 33, 37], именно невысокие значения параметра неизотермичности t для волны с $\Omega = \Omega_3$, свидетельствуют в пользу того, что ее можно считать «обратной» медленной магнитозвуковой волной, которая модифицирована учетом столкновений, дрейфовых движений и субдрейсеровского поля. Иначе на основании одного только закона дисперсии, особенно учи-

тывая очень малые значения величины v_s^2/v_A^2 (здесь v_s — скорость ионного звука), отличить медленную магнитозвуковую волну от ионного звука практически невозможно. Но при $t < 6$ ионно-звуковая волна сильно затухает [1.8], а волна с $\Omega = \Omega_3$ только появляется. Как видно из приведенных графиков, неустойчивость волны с $\Omega = \Omega_3$ развивается намного быстрее, чем неустойчивость «обратной» КАВ с $\Omega = \Omega_2$. Правда, как показали расчеты, к изменениям величины ϵ_R (т. е. амплитуды квазистатического поля $E_0(t)$) эта неустойчивость практически не чувствительна. Основными причинами, вызвавшими ее, являются магнитное поле петли \mathbf{B}_0 и дрейфовые движения. Один из возможных вариантов ее будущей судьбы — возникновение соответствующего типа турбулентности и появление аномального сопротивления на определенном участке

токового контура петли. Совсем иначе ведет себя неустойчивость модифицированной «обратной» КАВ с $\Omega = \Omega_2$. При граничных значениях ε_R из (52) и $t = t_{\text{bound}} = 4$ инкремент Γ_2 становится из отрицательного положительным для $z_1 > 0.182$ и $k_* < -0.016$. Таким образом, инкремент Γ_2 имеет четко выраженный порог, и неустойчивость корня $\Omega = \Omega_2$ может проявиться только на определенном этапе развития предвспышечного состояния в петле. Поэтому появление модифицированной «обратной» КАВ в поверхностном слое петли можно в известном смысле считать предвестником вспышки [10, 20, 35]. Основной причиной появления волны с $\Omega = \Omega_2$ является адиабатически медленный рост амплитуды субдрейсеровского поля $E_0(t)$, а дрейфовые движения, вызванные наличием пространственных градиентов плотности и температуры, играют роль малых добавок в законе дисперсии. Именно этим фактом объясняется, на наш взгляд, несколько необычное граничное значение параметра $\nabla = -3$ в (49), в достаточно «узкой» окрестности которого появляется данная неустойчивость. Из сравнения с известным значением $\nabla \geq 2$ для обычной температурно-дрейфовой неустойчивости видно, что в качественном плане основной вывод выглядит аналогично классическому случаю: неустойчивость появляется тогда, когда характерные масштабы пространственной неоднородности плотности и температуры являются величинами одного порядка. Конкретное же критическое значение параметра ∇ ($\nabla_{\text{кр}} = -3$ или $\nabla_{\text{кр}} = 2$ [17]) зависит от того, какая именно из причин, чьим совокупным действием вызвано появление неустойчивости, является доминирующей.

Появление неустойчивости КАВ на определенной стадии развития вспышечного процесса, строго говоря, можно считать лишь необходимым условием краткосрочного прогноза. Сама генерируемая кинетическая альфвеновская волна (КАВ) распространяется только в замагниченной достаточно плотной плазме. И поэтому очевидно не может достичь удаленного наблюдателя в течение короткого промежутка времени, отпущенного на прогноз. Скорее всего, наиболее подходящим источником информации о появлении «предвестника» в виде КАВ может быть электромагнитная волна. В принципе она может появиться в результате трехволнового взаимодействия [38, 42], однако представляется маловероятным, чтобы «низкоэнергетичная» КАВ дала при распаде «Е-Н-моду», достаточно «высокоэнергетичную», чтобы выйти из области генерации. Поэтому более вероятным выглядит альтернативный вариант [33, 35, 37], когда поток убежавших

электронов в одной из «ног» петли, поднимаясь вверх по ней, разгоняется и становится, в конце концов, источником всплеска III рода [20, 21]. Распространяющаяся практически поперек движения потока электронов волна (КАВ) на определенном «этаже» петли может в этом случае играть роль управляющей сетки в триоде и стать причиной низкочастотной модуляции всплеска. Учитывая малую амплитуду КАВ, следует ожидать скорее фазовой (или частотной) модуляции всплеска III рода, т. е. появления в спектре «сателлитов» типа $\omega_0 \pm \omega_A$, где ω_0 есть некая усредненная «эффективная» частота всплеска (в данный промежуток времени), а ω_A — частота генерируемой КАВ. Однако эта проблема заслуживает отдельного подробного исследования.

Авторы выражают благодарность Р. И. Костыку и К. В. Аликаевой за полезные дискуссии и ценные замечания.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Коэффициенты МДУ (37) имеют следующий вид:

$$\begin{aligned}
 P_0 = & -\beta_A \varepsilon_R \left\{ \Omega^* (1 + \tau_* - 2z_1) + \right. \\
 & \left. + \beta_A \varepsilon_R \left[1 + \tau_* + z_1 t \left(1 + \frac{\beta_A \nu \tau_*}{\sqrt{2\pi}} \right) \right] \right\} - \\
 & -\beta_A^2 \mu^2 \left[-1 + \frac{\tau_*^2}{2\pi \mu^2} - \sqrt{\frac{2}{\pi}} (1+t) \tau_* \beta_A^2 \varepsilon_R \nu + \right. \\
 & \left. + \frac{\Omega^*}{t} (1 + \nabla) \left[2\beta_A \varepsilon_R + \frac{\Omega^*}{t} [1 + (1 - 2z_1)\nabla] \right] + \right. \\
 & \left. + \frac{\beta_A \nu \tau_*}{\sqrt{2\pi}} \left[1 + 2\nabla \left(1 - 2z_1 + \frac{3(1 - z_1)}{4\sqrt{t}} \right) \right] \right\}, \\
 P_1 = & 2\beta_A \varepsilon_R (1 + \tau_* + z_1 t) + \\
 & + \Omega^* \left[1 - z_1 + \tau_* + \nabla \left(\frac{7}{4} \tau_* - z_1 \right) \right] - \\
 & - 2\beta_A^2 \mu^2 \left\{ \beta_A \varepsilon_R + \frac{\Omega^*}{t} \left[(1 + \nabla) \left(1 - \frac{\tau_*^2}{4\pi \mu^2} \right) - z_1 \nabla \right] \right\} + \\
 & + \beta_A \varepsilon_R \frac{\Omega^*}{t} (1 + \nabla) \left[(1 + \tau_*) (\Omega^* + \beta_A \varepsilon_R) + \frac{7}{4} \tau_* \Omega^* \nabla \right] + \\
 & + \beta_A \nu \sqrt{\frac{\pi}{2}} \left\{ \frac{2\tau_*}{\pi} \left[\beta_A \varepsilon_R \left(z_1 t + \frac{\Omega^*}{2} \right) - \beta_A^2 \mu^2 \right] + \right. \\
 & \left. + \frac{\varepsilon_R^2}{2} (2\beta_A \varepsilon_R + \Omega^* \nabla) \right\},
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
P_2 &= -1 - z_1 t - \tau_* - \beta_A^2 \mu^2 \left(1 - \frac{\tau_*^2}{2\pi\mu^2} \right) - \\
&\quad - \frac{7}{4} \tau_* \Omega^* \nabla \left[\frac{\Omega^*}{t} (1 + \nabla) - \beta_A \varepsilon_R \right] - \\
&\quad - (1 + \tau_*) \left[\frac{\Omega^*}{t} (1 + \nabla) (\Omega^* + 2\beta_A \varepsilon_R) - \beta_A \varepsilon_R (\Omega^* + \beta_A \varepsilon_R) \right] - \\
&\quad - \beta_A \nu \sqrt{\frac{\pi}{2}} \left[3\varepsilon_R^2 + \frac{\Omega^*}{\beta_A} \varepsilon_R + \frac{\tau_*}{\pi} (\Omega^* + z_1 t) \right], \\
P_3 &= (1 + \tau_*) \left[\frac{\Omega^*}{t} (1 - t + \nabla) - 2\beta_A \varepsilon_R \right] - \frac{7}{4} \tau_* \Omega^* \nabla + \\
&\quad + \frac{\nu}{\beta_A} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \left[3\beta_A \varepsilon_R - \Omega^* \left(\frac{\nabla}{2} - 1 \right) \right], \\
P_4 &= 1 + \tau_* + \frac{\nu}{\beta_A} \sqrt{\frac{\pi}{2}},
\end{aligned}$$

причем

$$\begin{aligned}
\tau_* &= \sqrt{\frac{2\pi}{z_1 t}} \frac{\nu\mu}{k_*}, \\
\nu &\equiv \frac{\sigma_{\text{эф}} \nu_{ei}}{\Omega_i} \quad \text{и} \quad \Omega^* = \Omega_e^* = -t\Omega_i^*,
\end{aligned}$$

где

$$\Omega_\alpha^* = \frac{\omega_\alpha^*}{k_z \nu_\alpha}.$$

В свою очередь, дрейфовые частоты ω_α^* определяются формулой (11), а формула

$$\omega_{T,\alpha}^* \equiv \frac{k_x \nu_{T\alpha}^2}{\Omega_\alpha} \frac{\partial}{\partial x} [\ln T_{0\alpha}(x)]$$

определяет дрейфовые частоты заряженных частиц, обзаванные своим появлением наличием пространственного градиента температуры.

Коэффициенты полиномов F_1 и F_2 в выражении для приведенного инкремента (42) имеют следующий вид:

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

$$\begin{aligned}
C_0 &= -\sqrt{\frac{2}{\pi}} \beta_A^3 \varepsilon_R^2 \nu z_1 t + \frac{\tau_* \beta_A^2}{\pi} \left\{ 2\beta_A^2 \mu^2 \left[\beta_A \varepsilon_R (1 + t) - \right. \right. \\
&\quad \left. \left. - \frac{\Omega^*}{t} \left(\frac{1}{2} + \nabla \left(1 - 2z_1 + \frac{3(1 - z_1)}{4\sqrt{t}} \right) \right) \right] - \beta_A^2 \varepsilon_R^2 z_1 t \right\}, \\
C_1 &= \sqrt{\frac{8}{\pi}} \beta_A \nu \left\{ \beta_A \varepsilon_R z_1 t - \beta_A^2 \mu^2 \left[\beta_A \varepsilon_R + \frac{\Omega^*}{2t} (1 - 2z_1) \nabla \right] \right\} +
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
&\quad + \beta_A^2 \varepsilon_R^2 \left(\frac{\nabla}{2} \Omega^* + \beta_A \varepsilon_R \right) + \\
&\quad + 2 \frac{\tau_* \beta_A^2}{\pi} \left\{ \beta_A \varepsilon_R \left[z_1 t \frac{\Omega^*}{2} + \frac{\Omega^*}{t} (1 + \nabla) (\beta_A \varepsilon_R z_1 t - \beta_A^2 \mu^2) \right] + \right. \\
&\quad \left. + \beta_A^2 \mu^2 \left\{ -1 + \left[\frac{\Omega^*}{t} (1 + \nabla) - \beta_A \varepsilon_R \right] \times \right. \right. \\
&\quad \left. \left. \times \left[-\beta_A \varepsilon_R t + \frac{\Omega^*}{t} \left(\frac{1}{2} + \nabla \left(1 - 2z_1 + \frac{3(1 - z_1)}{4\sqrt{t}} \right) \right) \right] \right\} \right\}, \\
C_3 &= 3\beta_A \varepsilon_R - \Omega^* \left(\frac{\nabla}{2} - 1 \right) + \\
&\quad + \beta_A \varepsilon_R \left[(3\beta_A \varepsilon_R + \Omega^*) \frac{\Omega^*}{t} (1 + \nabla) - \beta_A \varepsilon_R \left(\beta_A \varepsilon_R + \frac{\nabla}{2} \Omega^* \right) \right] + \\
&\quad + \frac{\tau_* \beta_A^2}{\pi} \left[2\beta_A^2 \mu^2 - \beta_A \varepsilon_R z_1 t - (z_1 t + \Omega^*) \left\{ \beta_A \varepsilon_R - \frac{\Omega^*}{t} (1 + \nabla) \right\} \right] - \\
&\quad - \sqrt{\frac{2}{\pi}} \beta_A \nu \left[(1 + \tau_*) (\Omega^* + 2\beta_A \varepsilon_R) + \frac{7}{4} \tau_* \Omega^* \nabla \right], \\
C_4 &= -1 + \beta_A \varepsilon_R \left[3\beta_A \varepsilon_R + \Omega^* \left\{ 1 - \frac{3}{t} (1 + \nabla) \right\} \right] + \\
&\quad + \sqrt{\frac{2}{\pi}} \beta_A \nu (1 + \tau_*) + \\
&\quad + \frac{\tau_* \beta_A^2}{\pi} (z_1 t + \Omega^*) - \frac{\Omega^{*2}}{t} \left[1 + \frac{\nabla}{2} (1 - \nabla) \right], \\
C_5 &= -3\beta_A \varepsilon_R + \Omega^* \left[\nabla \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{t} \right) - 1 + \frac{1}{t} \right], \\
C_6 &= 1,
\end{aligned}$$

где величина ∇ определяется выражениями (18), (19).

1. Александров А. Ф., Богданкевич Л. С., Рухадзе А. А. Основы электродинамики плазмы. — М.: Высш. шк., 1989.—424 с.
2. Бронштейн И. Н., Семендяев К. А. Справочник по математике. — М.: Наука, 1981.—720 с.
3. Голасюк С. И. Структура и динамика магнитного поля в активных областях на Солнце // Итоги науки и техники. ВИНИТИ. Астрономия.—1987.—34.—С. 6—77.
4. Джексон Д. Классическая электродинамика. — М.: Мир, 1965.—702 с.
5. Зайцев В. В., Степанов А. П., Цап Ю. Т. Некоторые проблемы физики солнечных и звездных вспышек // Кинематика и физика небес. тел.—1994.—10, № 6.—С. 3—31.
6. Кадомцев Б. Б., Погуце О. И. Турбулентные процессы в тороидальных системах // Вопросы теории плазмы.—1967.—Вып. 5.—С. 209.
7. Копылова Ю. Г., Степанов А. В., Цап Ю. Т. Радиальные колебания корональных петель и микроволновое излучение солнечных вспышек // Астрон. журн.—2002.—28, № 11.—С. 870—879.
8. Кролл Н, Трайвеллис А. Основы физики плазмы. — М.:

- Мир, 1975.—526 с.
9. Кришталь А. Н., Герасименко С. В. Дисперсия волн в магнитоактивной плазме арочных структур с учетом субдрейсеровских полей и сильной неоднородности плотности // Кинематика и физика небес. тел.—2002.—18, № 3.—С. 258—272.
 10. Кришталь А. Н., Герасименко С. В. Генерация низкочастотных волн в плазме послевспышечных петель при наличии «сильной» неоднородности температуры // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории.—2004.—99.—С. 119—131.
 11. Михайловский А. Б. Колебания неоднородной плазмы // Вопросы теории плазмы.—1963.—Вып. 3.—С. 141—202.
 12. Михайловский А. Б. Теория плазменных неустойчивостей. Неустойчивости неоднородной плазмы. — М.: Атомиздат, 1975.—Т. 2.—289 с.
 13. Мишина А. П., Проскураков И. В. Высшая алгебра. — М.: ГИФМЛ, 1962.—300 с.
 14. Подгорный А. И., Подгорный И. М. Моделирование солнечной вспышки при всплывании нового магнитного потока // Астрон. журн.—2001.—78, № 1.—С. 71—77.
 15. Прист Э. Р. Солнечная магнитогидродинамика. — М.: Мир, 1985.—589 с.
 16. Сомов Б. В. Солнечные вспышки // Итоги науки и техники. ВИНТИ. Астрономия.—1987.—34.—С. 78—135.
 17. 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.
 18. Чен Ф. Введение в физику плазмы. — М.: Мир, 1987.—398 с.
 19. Цап Ю. Т. Обобщенная сила давления, желобковая неустойчивость и магнитогидростатическое равновесие корональных магнитных петель // Кинематика и физика небес. тел.—1997.—13, № 2.—С. 3—11.
 20. Юровский Ю. Ф. О механизмах модуляции радиоизлучения солнечных вспышек // Астрон. журн.—1997.—74, № 6.—С. 347—360.
 21. де Ягер К. Структура и динамика солнечной атмосферы. — М.: Иностр. лит-ры, 1962.—380 с.
 22. Aschwanden M. I. Theory of radiopulsations in coronal loops // Solar Phys.—1987.—111, N 1.—P. 113—136.
 23. Aschwanden M. I. An evaluation of coronal heating models for active regions based on Yohkoh, SOHO and TRACE observations // Astrophys. J.—2001.—560, N 1.—P. 1035—1043.
 24. Duijveman A., Hoynig P., Ionson I. A. Fast Plasma Heating by Anomalous and Inertial Resistivity Effects in the Solar Atmosphere // Astrophys. J.—1981.—245, N 1.—P. 721—735.
 25. Foukal P. Structure and pressure balance of magnetic loops in active regions // Solar Phys.—1975.—43, N 2.—P. 327—336.
 26. Foukal P., Hinata S. Electric fields in the solar atmosphere: a review // Solar Phys.—1991.—132, N 2.—P. 307—334.
 27. Hasegava A. Kinetic properties of Alfvén waves // Proc. Indian Acad. Sci.—1977.—86A, N 2.—P. 151—174.
 28. Heyvaerts J., Priest E. R., Rust D. M. Models of solar flares // Astrophys. J.—1977.—216, N 1.—P. 213—221.
 29. Hinata S. Large-scale electric fields in post-flare loops // Solar Phys.—1987.—109, N 2.—P. 321—333.
 30. Ionson J. Resonant absorption of alfvénic surface waves and the heating of solar coronal loops // Astrophys. J.—1978.—236, N 2.—P. 650—673.
 31. Kryshstal 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, part 2.—P. 169—184.
 32. Kryshstal A. N. Low-frequency wave instabilities in a plasma with a quasi-static electric field and weak spatial inhomogeneity // J. Plasma Phys.—2002.—68, part 2.—P. 137—148.
 33. Kundu, Nindos, Grechnev, White S. M. A multiwavelength study of three solar flares // Astrophys. J.—2001.—557, N 2.—P. 880—891.
 34. 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.
 35. Miller J. A., Cargill P. J., 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.
 36. Sakai, Fukusawa. Nonuniform heating of coronal loop footpoints and formation of loop threads associated with up-and down flows in the solar chromosphere // Astrophys. J.—2002.—564, N 2.—P. 1048—1053.
 37. Schrijver C. I., Aschwanden M. I., Title A. M. Transverse oscillations in coronal loops observed with TRACE // Solar Phys.—2002.—206, N 1.—P. 69—98.
 38. Sirenko O., Voitenko Yu., Goossens M., Yukhimuk A. Non-linear Coupling of O- and X-mode Radio Emission and Alfvén Waves in the Solar Corona // AIP Conf. Proc.—537.—2000.—P. 287—294.—(Waves in Dusty, Solar and Space Plasmas / Ed. Verheest, Goossens, Hellberg and Bharuthram).
 39. Solanki S. K. Small-scale solar magnetic fields: an overview // Space Sci. Rev.—1993.—63.—P. 1—188.
 40. Somov B. V. Fundamentals of Cosmic Electrodynamics. — Dordrecht: Kluwer, 1994.—364 p.
 41. Van der Waerden B. L. Modern Algebra. — Berlin: Springer, 1930.—268 p.
 42. Yukhimuk A., Fedun V., Sirenko O., Voitenko Yu. Excitation of Fast and Slow Magnetosonic Waves by Kinetic Alfvén Waves // Waves in Dusty, Solar and Space Plasmas / Ed. Verheest, Goossens, Hellberg and Bharuthram. AIP Conf. Proc.—537.—2000.—P. 311—316.

THE GENERATION OF KINETIC ALFVEN WAVES IN THE LOOP'S PLASMA IN ACTIVE REGION

O. N. Kryshstal, S. V. Gerasymenko

In the framework of Heyvaerts-Priest-Rust model of flare process, the conditions of rise and development of the low-frequency plasma wave instabilities in the surface layer of a post-flare loop in a solar active region are investigated. The instability can rise at the definite height in a loop as a result of the collective action of several reasons, namely, the existence of large-scale magnetic field B in the loop as well as taking into account the limit value of the ion gyroradius, the influence of a weak ("subdreicer") electric field E , which is parallel to the magnetic field of the loop, and the drift plasma motions due to the existence of the spatial inhomogeneities of plasma density and temperature. The dispersion relation for quasi-perpendicular perturbations (with respect to $B \parallel E$) is reduced to the polynomial of the 4-th order in reference to the reduced frequency. One of its roots, which corresponds to the kinetic Alfvén wave, becomes unstable with respect to the small perturbations, and this instability has clearly expressed threshold.