

УДК 523.98

А. Н. Кришталь, С. В. Герасименко

Главная астрономическая обсерватория Национальной академии наук Украины
03680 Киев, ул. Заболотного 27**О последовательности появления неустойчивостей
плазменных волн в основаниях арочных структур
на Солнце на ранних этапах вспышечного процесса**

Физические условия возникновения и развития неустойчивости второй гармоники электронных модифицированных бернштейновских мод в плазме петли арочной структуры исследованы на ранних стадиях вспышечного процесса в активной области. Волновые возмущения, возникающие на частоте, близкой к частоте второй гармоники электронных циклотронных волн, распространяются почти перпендикулярно к направлению магнитного поля петли. Развитие неустойчивости определяется совокупным действием эффектов, связанных с учетом парных кулоновских столкновений и наличием в токовом контуре петли слабого «субдрейсеровского» электрического поля с медленно возрастающей амплитудой. В рамках механизма вспышки Хейвартса — Приста — Раста увеличение амплитуды обусловлено увеличением интенсивности взаимодействия магнитных потоков в течение вспышечного процесса. Показано, что вторая гармоника может генерироваться на самом раннем этапе этого процесса в субфотосферных слоях токового контура петли. На фоне турбулентности, развившейся из неустойчивости первой гармоники, неустойчивость второй может возникнуть только на пределе используемых приближений. Показано, что на фоне турбулентности бернштейновских мод появление ионно-звуковой неустойчивости возможно в субфотосферных слоях петли в некотором выделенном интервале высот. В той же ситуации ленгмюровская неустойчивость может возникнуть либо одновременно с ионно-звуковой, либо раньше ее, в зависимости от того, из неустойчивости какой гармоники развилась фоновая «бернштейновская» турбулентность.

ПРО ПОСЛІДОВНІСТЬ ПОЯВИ НЕСТІЙКОСТЕЙ ПЛАЗМОВИХ ХВИЛЬ В ОСНОВАХ АРКОВИХ СТРУКТУР НА СОНЦІ НА РАННІХ СТАДІЯХ СПАЛАХОВОГО ПРОЦЕСУ, Кришталь О. Н., Герасименко С. В. — Фізичні умови виникнення і розвитку нестійкості другої гармоніки електронних модифікованих бернштейнівських мод у плазмі петлі арочної структури досліджені на ранніх стадіях спалахового процесу в активній області. Хвильові збурення, що виникають на частоті, близькій до частоти другої гармоніки електронних циклотронних хвиль, розповсюд-

жуються майже перпендикулярно до напрямку магнітного поля петлі. Розвиток нестійкості визначається сукупною дією ефектів, що пов'язані з врахуванням парних кулонівських зіткнень і наявністю у струмовому контурі петлі слабого «субдрейсеровського» електричного поля з амплітудою, що повільно змінюється в часі. В рамках механізму спалаху Хейвартса — Пріста — Раста збільшення амплітуди обумовлене збільшенням інтенсивності взаємодії магнітних потоків протягом спалахового процесу. Показано, що друга гармоніка може генеруватися на самому ранішньому етапі цього процесу в субфотосферних шарах струмового контура петлі. На фоні турбулентності, що розвилася із нестійкості першої гармоніки, нестійкість другої може виникнути лише на границі використаних наближень. Показано, що на фоні турбулентності бернштейнівських мод поява іонно-акустичної нестійкості можлива в субфотосферних шарах петлі у певному виділеному інтервалі висот. В тій же самій ситуації ленгмюрівська нестійкість може виникнути або одночасно з появою іонно-акустичної нестійкості, або ще раніше, в залежності від того, із нестійкості якої гармоніки розвинулася фонові «бернштейнівська» турбулентність.

ON THE SEQUENCE OF THE RISE OF PLASMA WAVE INSTABILITIES NEAR THE FOOTPOINTS OF SOLAR ARCH STRUCTURES AT THE EARLY STAGES OF A FLARE PROCESS, by Kryshchal' A. N., Gerasimenko S. V. — The physical conditions of the rise and development of the instability of the second harmonics of the electron modified Bernstein modes in a plasma of a loop in the arch structure are investigated at the early stages of the flare process in solar active region. The wave perturbations rising at the frequency close to the frequency of the second harmonics of the electron cyclotron waves propagate in the direction which is almost perpendicular to the direction of the magnetic field of a loop. The development of instability is the result of the collective action of the effects connected with taking into account the pair Coulomb collisions and the existence of a weak «subdreicer» electric field with slowly increasing amplitude in the current circuit of a loop. In the framework of Heyvaerts-Priest-Rust theory of a flare, the growth of the amplitude is caused by the increase of interaction of the magnetic fluxes during the flare process. On the background of the turbulence developed from the instability of the first harmonics, the instability of the second one can rise only at the limit of the used approximations. It is shown that on the background of the Bernstein mode's turbulence the appearance of ion-acoustic wave instability is possible in the subphotospheric layers of a loop in some specific interval of the heights. In the same situation the Langmuir wave instability can rise simultaneously with ion-acoustic one or before it according to the harmonics the instability of which produced the background turbulence.

ВЕДЕНИЕ

Всплески микроволнового излучения в диапазоне частот от 0.3 ГГц [3, 11] до 44 ГГц [16] вблизи основания петель в активных областях регулярно фиксируются на протяжении трех последних десятилетий в рамках международных программ наблюдений [3, 8, 9, 10, 16, 17, 19, 21]. Происходят они, как правило, на импульсной стадии вспышки, причем, как это было зафиксировано в проекте «Yohkoh» [11], двойные, или даже множественные всплески из оснований петель жестко синхронизованы по времени и имеют подобные спектры. Наиболее популярной теорией, объясняющей структуру и основные характеристики всплесков, является механизм электронного

циклотронного лазера (ЭЦМ) [3, 11, 16, 21], в котором пучок энергичных электронов в петле с анизотропным распределением по скоростям типа «конуса потерь» генерирует О- или Х-моду электромагнитного излучения, либо бернштейновские гармоники. В последнем случае электромагнитная волна, способная выйти из области генерации, формируется в результате трехволнового взаимодействия — при слиянии двух бернштейновских мод [11, 21]. Как было отмечено в работах [9, 16], в теории ЭЦМ решающее значение имеет иерархия всех плазменных неустойчивостей, являющихся источниками соответствующих типов волн, поскольку именно временной последовательностью их появления во многом определяется динамика развития конкретного вспышечного процесса.

В работах [5, 14] был предложен альтернативный «беспучковый» механизм генерации бернштейновских гармоник в ситуации, когда в силу различных причин [3] плотность пучка энергичных электронов, захваченных магнитным полем ловушки, оказывается недостаточной для возбуждения неустойчивости [3, 11, 16, 19, 21]. Такая ситуация может соответствовать самому началу вспышечного процесса (в петле и в аркаде [3]), а основными физическими условиями возникновения неустойчивости бернштейновских гармоник являются наличие в петле крупномасштабного «субдрейсеровского» [17] электрического поля E_0 и наличие «килогауссовых» значений магнитного поля B_0 на субфотосферном участке токового контура петли [18] вблизи ее основания. Механизм генерации двух первых гармоник, рассмотренный в работе [5, 14], объясняет лишь причины появления соответствующей неустойчивости, в ходе развития которой эти гармоники генерируются, и никак не связан с конкретным механизмом вспышки (как ЭЦМ), и тем более, со спектром ее излучения. Однако ситуация коренным образом изменяется, если действие данного механизма представить в рамках определенной теории вспышечного процесса. Ниже в качестве таковой предлагается известная теория Хейвартса — Приста — Рафта [13], в которой степень развития вспышечного процесса определяется интенсивностью взаимодействия магнитных потоков, — «старого», проходящего через токонесящий контур петли в аркаде, и «нового», всплывающего из-под фотосферы. По мере сближения потоков в контуре старой петли появляется дополнительная э.д.с. [1, 13, 18, 19], что эквивалентно увеличению медленно изменяющейся амплитуды субдрейсеровского поля $E_0 = E_0(t)$. Вполне естественно, что в этом случае именно эта амплитуда, выраженная в единицах локального дрейсеровского поля $E_D = \frac{m_e}{e} \nu_{ei} v_{Te}$, становится наиболее важным параметром, характеризующим степень интенсивности взаимодействия потоков и стадию развития вспышечного процесса:

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

Здесь m_e и e — масса и заряд электрона, ν_{ei} — частота электронно-ионных столкновений, v_{Te} — тепловая скорость электронов. Величина

$$u_e \equiv \frac{eE_0}{m_e \nu_{ei}} \quad (2)$$

представляет собой токовую скорость электронов относительно почти неподвижных ионов [1]. В случае субдрейсеровских полей [17] с

$$\varepsilon_R \ll 1, \quad (3)$$

адиабатически медленно изменяющихся во времени, для которых

$$\left| \frac{1}{E_0} \frac{\partial E_0}{\partial t} \right| \ll t_{\text{inst}}^{-1} \approx \gamma, \quad (4)$$

возможен стационарный сценарий развития неустойчивости, когда функции распределения заряженных частиц по скоростям не зависят явным образом от времени. При этом функция распределения ионов чисто максвелловская, а поведение электронов описывается «сдвинутым» распределением Максвелла. Роль «сдвиговой» скорости в нем играет u_e [14]. В соотношении (4) t_{inst} — время развития, а γ — инкремент самой медленной из всех возможных неустойчивостей. Поскольку амплитуда локального дрейсеровского поля E_D есть известная функция плотности плазмы n и ее температуры T , а они, в свою очередь, являются функциями высоты h над уровнем фотосферы [3, 15, 20], то для квазиперпендикулярных (по отношению к магнитному полю петли \mathbf{V}_0) возмущений задача построения временной иерархии неустойчивостей существенно упрощается. Для определенного «параметрического» уравнения состояния плазмы $n = n(h)$, $T = T(h)$, следует использовать полуэмпирические модели вспышечной атмосферы [15, 20]. Их временную иерархию определяет последовательность нарастающих по величине граничных значений ε_R , при которых появляется тот или иной тип неустойчивости волн. Меньшее значение ε_R отвечает более раннему появлению неустойчивости и более раннему этапу развития вспышечного процесса [6, 7]. Учитывая то, что ток в «старой» петле есть всегда, независимо от взаимодействия с «новым» всплывающим потоком, в качестве начального значения в последовательности значений ε_R следует выбирать то, которое соответствует полному отсутствию взаимодействия потоков [7, 13]. Для петли с радиусом поперечного сечения $R_0 = 10^8$ см и средним значением полного тока $I = 10^{12}$ А [3], несмотря на довольно сильные отличия величин n и T на различных участках токового контура, величина $(\varepsilon_R)_0$ изменяется в достаточно узких пределах

$$10^{-5} \leq (\varepsilon_R)_0 \leq 7 \cdot 10^{-5}. \quad (5)$$

Разумеется, что для продольных возмущений, распространяющихся вдоль магнитного поля \mathbf{V}_0 петли, временная иерархия неустойчивостей будет определяться последовательностью значений величины E_0 , а не ε_R .

Несмотря на достаточно широкий диапазон изменения плотности n и температуры T плазмы на границе между субфотосферой и нижней хромосферой [15, 20], предположение о наличии там «килогауссовых» полей [18] приводит к тому, что даже в длинноволновом приближении, т. е. при

$$z_e \equiv \frac{k_{\perp}^2 v_{Te}^2}{\Omega_e^2} \ll z_i \equiv \frac{k_{\perp}^2 v_{Ti}^2}{\Omega_i^2} \ll 1, \quad (6)$$

электронный циклотронный радиус $\rho_e \equiv v_{Te}/\Omega_e$ становится настолько малым, что «перпендикулярная» длина волны возмущения $\lambda_{\perp} \equiv 2\pi/k_{\perp}$ оказывается намного меньше и радиуса поперечного сечения петли R_0 , и среднего размера неоднородности плотности [3, 10]. В соотношении (6) $\Omega_{e,i}$ — электронная и ионная циклотронные частоты, а $k_{\perp}^2 \equiv k^2 - k_z^2$ — перпендикулярная составляющая волнового вектора возмущения, k_z — его составляющая вдоль поля \mathbf{V}_0 . Из сказанного следует, что исследуемые неустойчивости бернштейновских мод являются мелкомасштабными, в отличие от пучковых неустойчивостей теории ЭЦМ, и не могут оказывать заметного влияния на процесс формирования излучения вспышки и его спектр [3, 9, 11, 16, 19].

Зато временная иерархия этих неустойчивостей совершенно определенным образом связана с последовательностью различных стадий вспышечного процесса и может быть использована для краткосрочного прогноза вспышки.

В нашей работе исследуются физические условия генерации второй гармоники слабонаклонных бернштейновских мод [5, 14] на самой ранней стадии вспышечного процесса для значений ϵ_R , близких к значениям $(\epsilon_R)_0$ из интервала (5). Генерация происходит на линейной стадии развития неустойчивости при условии достаточно высокой добротности колебательно-го процесса [3, 8]. Кроме того, рассмотрены возможности возникновения и развития ионно-звуковой и ленгмюровской неустойчивостей на фоне турбулентности, развившейся из неустойчивости бернштейновских гармоник.

МОДЕЛЬ ПЛАЗМЫ И ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ ПРИБЛИЖЕНИЯ

Используемая здесь модель плазмы подробно описана в работах [5, 14]. Плазма предполагается неограниченной, однородной и полностью ионизованной. Последнее означает, что рассматриваемый участок токового контура «старой» петли должен быть не только близок к ее основанию, но и достаточно далек от фотосферы, чтобы там заведомо выполнялись соотношения

$$\nu_{en}, \nu_{in} \ll \nu_{ii}, \nu_{ei}, \nu_{ee}. \quad (7)$$

Здесь ν_{en} и ν_{in} — частоты столкновений электронов и ионов с нейтралами, ν_{ii} , ν_{ei} и ν_{ee} — частоты взаимных столкновений заряженных частиц. Выражения для ν_{ii} , ν_{ei} и ν_{ee} как функции n и T остаются справедливыми при очень низкой степени ионизации вплоть до долей процента [1]. Из общих физических соображений ясно, что при наличии очень слабого поля электронно-ионные столкновения ν_{ei} будут доминировать над ν_{ii} [1], и по порядку величины могут сравниться с частотой электрон-электронных столкновений ν_{ee} . Для того чтобы точно учесть вклад каждого вида столкновений в соответствующий интеграл БГК в дисперсионном уравнении (ДУ) [1], пришлось бы решать весьма сложную теоретическую задачу. Однако при исследовании устойчивости в этом нет необходимости, — с достаточной точностью это можно сделать на феноменологическом уровне: используя известную связь между ν_{ii} , ν_{ei} и ν_{ee} [1], «столкновительный» член в ДУ можно записать в виде $\sigma \nu_{ei}$, где свободный параметр σ изменяется в пределах

$$1 \leq \sigma \leq 6. \quad (8)$$

При этом значение $\sigma = 1$ соответствует идеализированному случаю полного доминирования электронно-ионных столкновений и описывает ситуацию, максимально благоприятную для развития неустойчивости [14]. Значение $\sigma = 6$ соответствует ситуации, когда неустойчивость полностью «гасится» парными кулоновскими столкновениями. Если же неустойчивость развивается на фоне уже имеющейся турбулентности, то величину ν_{ei} в этом случае следует заменить величиной $\nu_{эф}$ эффективной частоты столкновений [1].

Конкретный вид $\nu_{эф}$ как функции основных параметров плазмы зависит от того, из какого типа неустойчивости развилась данная турбулентность [1, 2, 4]. Величина σ в этом случае изменяется в пределах

$$0.1 \leq \sigma \leq 1, \quad (9)$$

где значение $\sigma = 1$ соответствует насыщенной турбулентности [2, 4], а $\sigma = 0.1$ — «недонасыщенной» турбулентности, при которой впервые появляется неустойчивость. Для турбулентности, возникшей в результате развития

неустойчивости бернштейновской моды, эффективная частота столкновений определяется выражением [2]

$$\nu_{\text{эф}} = \frac{\varepsilon_R^3}{10} \Omega_e \equiv \frac{1}{10} \left(\frac{u_e}{v_{Te}} \right)^3 \Omega_e. \quad (10)$$

В работах [5, 14] частота электронно-ионных столкновений определялась согласно известной расчетной формуле [1]

$$\nu_{ei} = 2 \cdot 10^{-6} \frac{Zn \ln \Lambda}{T_{eV}^{3/2}}, \quad (11)$$

где T_{eV} — температура плазмы ($T = T_e = T_i$), выраженная в электрон-вольтах, $\ln \Lambda$ — кулоновский логарифм (всюду в расчетах мы принимали $\ln \Lambda = 9.8$), а n — плотность числа заряженных частиц в плазме при выполнении условия квазинейтральности

$$n_e = n_i = n. \quad (12)$$

Всюду в расчетах предполагалось, что $Z = 1$ (однозарядные ионы).

В настоящей работе для описания кулоновских столкновений заряженных частиц использовался модельный интеграл Батнагара — Гросса — Крука (БГК) [1] для полностью ионизованной плазмы, в котором частота ν_{ei} была заменена эффективной частотой ν_{ei}^* столкновений электронов и ионов в случае высокочастотных ленгмюровских колебаний [1]:

$$\nu_{ei}^* = \frac{1}{6\pi\varepsilon_0^2} \frac{Ze^4 \ln \Lambda}{T_e^{3/2} \sqrt{2\pi m_e}} n_i, \quad (13)$$

где T_e — электронная температура, ε_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума в системе СИ. Данная замена была продиктована в основном тем, что для используемых в работе «уравнений состояния» плазмы из [15, 20] и «килогауссовых» напряженностей магнитных полей величина

$$\omega_* \equiv \frac{\omega_{pe}}{\Omega_e} \quad (14)$$

мало отличается от единицы [18] (здесь ω_{pe} — электронная плазменная частота). В рамках используемого в расчетах плазменного приближения

$$\lambda \gg r_D, \quad (15)$$

когда длина волны возмущения λ намного больше дебаевского радиуса r_D , условие квазинейтральности (12) выполняется с высокой степенью точности, и связь между ν_{ei}^* (13) и ν_{ei} (11) становится предельно простой:

$$\nu_{ei}^* = \sqrt{2} \nu_{ei}. \quad (16)$$

Как показал опыт предыдущих исследований [5, 6, 7, 14], такое отличие величин ν_{ei}^* и ν_{ei} следует считать довольно большим, так как выражение для инкремента развития неустойчивости чрезвычайно чувствительно к малейшим изменениям основных параметров плазмы. Это тем более справедливо в исследуемом случае предельно малых значений ε_R , близких к $(\varepsilon_R)_0$ из (5).

Неограниченность плазмы понимается в узком смысле, так как используются только локальные «по Михайловскому» [1, 4, 6, 7] решения ДУ, когда заведомо можно пренебречь влиянием границ. Несмотря на то что длина волны возмущения удовлетворяет неравенству (15), при наличии в исследуемой области «килогауссовых» полей [18] она все равно оказывается

настолько малой по сравнению со средним размером неоднородности плотности, что даже скачок плотности в поверхностном слое петли, реально зафиксированный во всех космических экспериментах последних лет [10], выглядит по отношению к ней очень слабым и размытым. Это тем более справедливо для гораздо более однородной плазмы внутри тела петли. Именно в таком смысле плазму в рамках используемой модели можно считать однородной.

ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВОЗМУЩЕНИЙ И ИНКРЕМЕНТ РАЗВИТИЯ НЕУСТОЙЧИВОСТИ

Закон дисперсии для электронных мод Бернштейна имеет вид [1, 5, 14]

$$\omega^2 = m^2 \Omega_e^2 (1 + \alpha_m), \quad m = 1, 2, 3... \quad (17)$$

где

$$\alpha_m = 2\omega_*^2 z_e^{-1} I_m(z_e) \exp(-z_e), \quad (18)$$

а $I_m(z_e)$ есть присоединенный полином Лежандра m -го порядка [1]. «Чистая» бернштейновская электронная мода распространяется в строго перпендикулярном направлении по отношению к магнитному полю петли \mathbf{B}_0 , вдоль которого направлена ось Z используемой в расчетах декартовой системы координат [1]. Эта волна является по определению незатухающей, т. е. не может ни затухать, ни нарастать вследствие развития соответствующей неустойчивости. При выводе закона дисперсии (17), (18) не учитывались ни влияние столкновений, ни слабое электрическое поле, ни отклонение от перпендикулярного направления распространения [1]. В то же время именно учет парных кулоновских столкновений и наличие крупномасштабного поля $\mathbf{E}_0(t)$ в петле представляются определяющими характеристиками плазмы в ходе развития вспышечного процесса [3, 6, 7, 14]. При этом наличие малой, но отличной от нуля продольной составляющей волнового возмущения k_z позволяет более подвижным электронам эффективно осуществлять дебаевское экранирование [1]. Тогда для высокочастотных колебаний типа исследуемой второй гармоники выполняется условие (12), но при вычислении инкремента необходимо учитывать затухание Ландау [1, 2, 4]. В этом случае для квазиперпендикулярных возмущений с

$$\frac{k_z}{k_\perp} \equiv k_* \ll 1 \quad (19)$$

при выполнении условия

$$v_{ei}^*/\omega' \ll 1 \quad (20)$$

закон дисперсии для второй гармоники имеет вид [14]

$$\omega'^2 = 4\Omega_e^2(1 + \tau), \quad (21)$$

где

$$\omega' \equiv \omega - k_z u_e \equiv \omega - k_z \varepsilon_R v_{Te},$$

$$\tau = \frac{z_e \omega_*^2}{4 \exp(z_e)}.$$

Выполнение условий (2)—(4), (6), (19) и (20) позволяет считать, что малые добавки к ДУ, описывающие совокупный эффект наличия «субдрейсеровского» электрического поля, учет столкновений и квазиперпендикулярное распространение возмущений сказываются в основном на выражении для инкремента и весьма незначительно влияют на закон дисперсии (21).

Таким образом, в данной работе исследуется устойчивость второй гармоники не «чистых» бернштейновских, а строго говоря, слабонаклонных модифицированных бернштейновских электронных мод с законом дисперсии (21). Относительный инкремент развития неустойчивости этой волны был получен в [14] и имеет вид

$$\Gamma_2 \equiv \frac{\gamma}{\Omega_e} = \frac{z_e \left[\left(\frac{2\varepsilon_R}{z_e p \tau} G_1 - \sigma G_2 \right) \sigma \nu - G_3 \right]}{G_4 - G_6 - 16 \frac{\sigma^3 \nu^2 \varepsilon_R}{p \omega_*^2 \tau^4} G_5},$$

где

$$\begin{aligned} p &= \frac{1}{k_* \sqrt{z_e}}, \\ G_1 &= \frac{1}{1 + \tau} \left(1 + \frac{7}{4} \tau + 48 \frac{2 + 7\tau}{z_e p^2 \tau \omega_*^2} \right), \\ G_2 &= 1 - \frac{z_e \tau}{2\omega_*^2} - \frac{2 \left(1 + \frac{9}{4} \tau \right)}{z_e p^2 \tau \omega_*^2} \left[1 + \frac{\omega_*^2}{z_e} + \frac{\omega_*^2}{3} \exp(-z_e) \right], \\ G_3 &= 2\Phi \left[1 + \frac{\varepsilon_R \sigma^3 \nu^2 \exp(z_e)}{4z_e^2 k_*^4} (p\tau - 2\sqrt{2}\pi) \right], \\ G_4 &= 1 + \tau \left[1 + \frac{\omega_*^2}{3} \exp(-z_e) \right] + \frac{3}{p^2 \tau^2} \left(1 + \frac{17}{6} \tau \right), \\ G_5 &= (1 + \tau)^{3/2} \left[1 + \frac{15}{4} \tau \left(1 - \frac{2z_e}{3\omega_*^2} \right) + 16 \frac{\tau \omega_*^2}{z_e^2} \right], \\ G_6 &= \frac{z_e}{4} \sigma \nu p^4 \Phi \times \\ &\times \left[\sigma \frac{\omega_*^2 \exp(-z_e)}{z_e} (1 + \sqrt{2\pi} \sigma^2 p \nu) + 4p^3 \sqrt{1 + \tau} \varepsilon_R Q (4\sqrt{2\pi} p \sigma^2 \nu - 1) \right], \\ Q &= \frac{1}{8} z_e^2 \exp \left[-\frac{1}{2} p^2 \tau^2 \right], \\ \Phi &= \sqrt{\frac{\pi}{2} (1 + \tau) (1 - k_*^2)} Q \frac{\omega_*^2 p}{z_e} \exp(-z_e). \end{aligned}$$

В используемых обозначениях $\nu = \nu_{ei}^*/\Omega_e$ при развитии неустойчивости на самом раннем этапе взаимодействия магнитных потоков и $\nu = \nu_{\phi}^*/\Omega_e = \varepsilon_R^3/10$ при развитии неустойчивости второй гармоники на фоне турбулентности, развившейся из неустойчивости первой гармоники. Напомним, что в работе [14] в выражении для ν использовалась частота ν_{ei} (11) вместо ν_{ei}^* (13) и ν_{ϕ} (10).

При использовании в выражении для ν частоты ν_{ei}^* величина σ изменялась в пределах (8), а при использовании в ν частоты ν_{ϕ} величина σ изменялась в пределах (9). Для рассматриваемых моделей плазмы максимальный угол отклонения волнового вектора возмущения \mathbf{k} от перпендикуляра к магнитному полю \mathbf{B}_0 определяется соотношением [1]

$$\Theta_{\max} \approx \sqrt{m_e/m_p} \approx 0.0233.$$

Здесь $m_p = 938.28$ МэВ — масса покоя протона («однозарядного» иона). С учетом соотношения (19) можно считать, что

$$\operatorname{tg}(k_*)_{\max} \approx (k_*)_{\max} \leq \Theta_{\max}.$$

Более точная оценка для $(k_*)_{\max}$ [14] имеет вид

$$(k_*)_{\max} = \frac{1}{2\mu} \sqrt{\frac{z_e \exp(-3z_e)}{3}} \omega_*^2.$$

Величина μ есть свободный параметр, и при $\mu = \mu_{\min} = 1$ максимально допустимый угол наклона будет наибольшим.

В работе Кадомцева и Погуце [4] впервые было показано, что пренебрежение влиянием «шира» (т.е. кривизны и скрученности магнитных силовых линий) при исследовании устойчивости квазиперпендикулярных возмущений в плазме накладывает весьма жесткие ограничения как на основные характеристики плазмы (плотность, температура, напряженность магнитного поля B_0), так и на характеристики возмущений (прежде всего z_e и k_*). В исследуемом случае эти ограничения выражаются неравенством [6, 7]

$$\beta_e \varepsilon_R \ll 2 \sqrt{\frac{m_e}{m_p} z_e \frac{T_e}{T_i}} \cdot |k_*|, \quad (22)$$

где β_e есть электронное «плазменное бэ́та» [1]:

$$\beta_e = \frac{8\pi n k_B T_e}{B_0^2}.$$

Нетрудно убедиться в том, что при наличии мощных «килогауссовых» полей в субфотосфере соотношение (22) выполняется с большим запасом. И хотя это соотношение накладывает определенные ограничения на максимальную величину ε_R , реально эта величина определяется долей «убежавших» электронов [1, 2, 4, 14]. При $\varepsilon_R \geq 0.2$ она становится недопустимо высокой для данной модели [5, 6, 7, 14].

В качестве уравнений состояния плазмы (разных на разных этажах петли) мы используем уравнения [5, 6, 7, 14], «связанные» пары функций $n(h)$ и $T(h)$ из полуэмпирических моделей хромосферы вспышки MAVN (Мачадо-Авре-Вернацца-Нойес) [15] и VALN (Вернацца-Авре-Лезер-Нойес) [20]. В идеальном случае это должны были быть не «пары», а «тройки» функций, однако определение вида функции напряженности магнитного поля B_0 в петле как функции высоты h над уровнем фотосферы остается нерешенной проблемой солнечной физики [3, 11, 12, 13, 17, 18]. Фактически имеется довольно значительная «свобода выбора» значений напряженности поля $|B_0|$ на субфотосферном участке контура петли и в нижней хромосфере. Значения амплитуды магнитного поля в несколько сотен гаусс получаются из оценок, основанных на данных наблюдений, гораздо чаще, чем «килогауссовые» амплитуды [18, 19, 21], однако в силу причин, о которых было сказано выше, именно этот случай представляется нам наиболее интересным.

НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ: РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Исследование устойчивости и условий генерации второй гармоники слабонаклонных модифицированных электронных мод Бернштейна было проведено для трех уравнений состояния плазмы из моделей MAVN и VALN [15, 20] солнечной атмосферы активной области. Значения электронной плотности и температуры на определенной высоте в петле, приведенные в таблице,

Уравнения состояния плазмы и ее основные характеристики на разных высотах в петле

Модель	$n_e \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$	$T, \text{ К}$	$h, \text{ км}$	$B_0, \text{ мТл}$	$v_{Te}, \text{ км/с}$	$\nu_{ei}^* \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$	$E_D, \text{ В/м}$	$\omega_* \equiv \frac{\omega_{pe}}{\Omega_e}$
F2 MAVN	13.7	5290	375	987	283	189	272.14	0.37
F1 MAVN	3.58	5620	675	321	292	23.3	34.56	0.51
E VALN	1.05	6500	1380	145	314	5.23	8.36	0.70

дополнены соответствующими значениями напряженности магнитного поля $|B_0|$. «Этажи» в петле, на которых заданы уравнения состояния приблизительно соответствуют нижней границе, середине и верхней границе исследуемого диапазона высот над уровнем фотосферы. Кроме того, в таблице приведены соответствующие значения тепловой скорости электронов, эффективные частоты столкновений электронов и ионов для высокочастотных плазменных колебаний [1], значения напряженности локального дрейсеровского поля и величины отношений соответствующих электронных плазменных частот к электронным циклотронным.

УРАВНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ ПЛАЗМЫ И ЕЕ ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ НА РАЗНЫХ ВЫСОТАХ В ПЕТЛЕ

Значение множителя σ перед ν_{ei}^* в расчетных формулах изменялось в пределах (8). На более позднем этапе развития вспышечного процесса, при усилении взаимодействия потоков, возможно развитие неустойчивости второй гармоники на фоне турбулентности, развившейся из неустойчивости первой гармоники. Разумеется, при условии, что эта неустойчивость обладает более низким по величине ϵ_R (или $|E_0|$) порогом возбуждения. Величина множителя σ перед $\nu_{эф}$ в этом случае в расчетных формулах изменялась в пределах (9).

Полученные результаты можно коротко резюмировать следующим образом.

1. На самом раннем этапе развития вспышечного процесса, когда основные плазменные параметры и характеристики возмущения изменяются в пределах

$$\mu = 1, \quad 1 \leq \sigma \leq 6, \quad 0.01 \leq z_e \leq 0.25, \\ 0.001 \leq k_* \leq (k_*)_{\max}, \quad 10^{-5} \leq \epsilon_R \leq 0.01,$$

неустойчивость второй гармоники возникает в моделях F1 и F2. В модели E неустойчивость отсутствует.

Вид поверхности относительного инкремента Γ как функции параметров z_e и k_* для модели F1 приведен на рис. 1, а и б. И в том, и в другом случае $\sigma = 5$, а граничные значения величины ϵ_R , при которых функция $\Gamma = \Gamma(z_e, k_*)$ меняет знак и становится положительной, равны $(\epsilon_R)_{\text{гр}} = 1.1 \cdot 10^{-5}$ и 0.01 соответственно. Очевидно, что эти значения соответствуют началу и концу самого раннего этапа взаимодействия потоков, когда электронные столкновения доминируют.

2. На более позднем этапе взаимодействия потоков, когда основные плазменные параметры и характеристики возмущения изменяются в пределах

$$\mu = 1, \quad 0.1 \leq \sigma \leq 1, \quad 0.01 \leq z_e \leq 0.25, \\ 0.001 \leq k_* \leq (k_*)_{\max}, \quad 0.001 \leq \epsilon_R \leq 0.20, \quad (23)$$

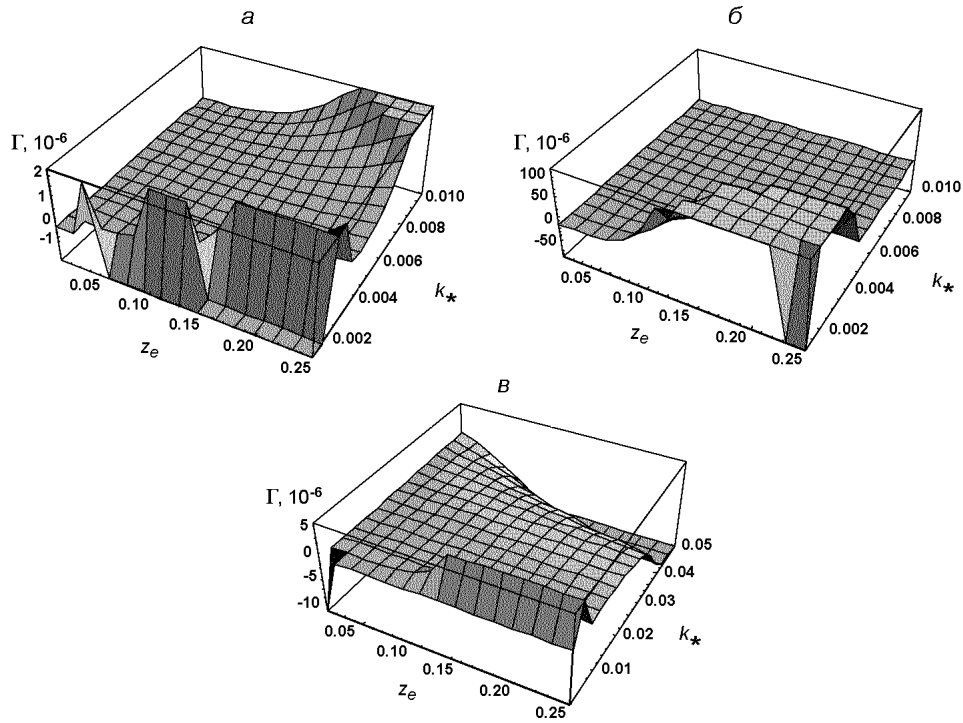


Рис. 1. Относительный инкремент развития неустойчивости второй гармоники $\Gamma(z_e, k_*)$: а — модель F1 при $(\varepsilon_R)_{гр} = 1.1 \times 10^{-5}$, $\omega_* = 0.51$, $\mu = 1$ и $\sigma = 5$ для ранней стадии взаимодействия потоков в начале «эпохи электронных столкновений»; б — модель F1 ($\mu = 1$ и $\sigma = 5$ при $(\varepsilon_R)_{гр} = 0.01$) в конце «эпохи электронных столкновений»; в — модель E ($\omega_* = 0.70$, $\mu = 1$ и $\sigma = 0.1$ при $(\varepsilon_R)_{гр} = 0.001$) для начала «эпохи бернштейновской турбулентности»

неустойчивость второй гармоники возникает на фоне турбулентности, вызванной развитием неустойчивости первой гармоники, во всех трех моделях F1, F2 и E. Однако почти во всех рассмотренных случаях неустойчивость носит исключительно маргинальный характер, т. е. возникает при крайнем значении $(\varepsilon_R)_{гр} = 0.2$. При этом доля «убежавших» электронов становится настолько высокой [1, 17], что ни о каком стационарном сценарии развития неустойчивости не может быть и речи. Исключение составляет развитие неустойчивости в модели E при явно «недонасыщенной» турбулентности с $\sigma = 0.1$ при $(\varepsilon_R)_{гр} = 0.001$. Вид поверхности относительного инкремента Γ как функции параметров z_e и k_* приведен на рис. 1, в. При $k_* < 0.01$ и $0.03 \leq z_e \leq 0.15$ видны четко выраженные локальные максимумы, «выходящие» из отрицательного в положительное полупространство, т. е. данная неустойчивость совершенно определенно не маргинальна.

Итак, на самом раннем этапе развития вспышечного процесса, когда доминируют электронно-ионные и электрон-электронные столкновения, неустойчивость легче возникает и развивается в более низких слоях петли, где сильнее магнитное поле. На позднем этапе, при возникновении турбулентности из неустойчивости первой гармоники, неустойчивость второй появляется в единственном немаргинальном варианте в более высоких слоях, где магнитное поле наиболее слабое. Особо отметим, что на раннем этапе именно в этой области вторая гармоника вообще устойчива. Из сказанного следует определенный вывод: неустойчивость первой и второй

гармоник достаточно четко «разграничивают сферы влияния», т. е. либо они возникают при близких граничных значениях величины ε_R , но на разных «этажах» петли и при разных физических условиях, либо они возникают на одном и том же «этаже», но при существенно различных граничных значениях ε_R . Во всяком случае, можно определенно утверждать, что в эпоху доминирования электронных столкновений неустойчивость второй гармоники появляется намного раньше неустойчивости первой.

НЕУСТОЙЧИВОСТИ ИОННО-ЗВУКОВЫХ И ЛЕНГМЮРОВСКИХ ВОЛН НА ФОНЕ «БЕРНШТЕЙНОВСКОЙ» ТУРБУЛЕНТНОСТИ

Для расчета инкремента развития ионно-звуковой (ИЗ) неустойчивости в предвспышечной плазме активной области (АО) была использована формула из работы [6]. В ней выражение для инкремента в единицах электронной плазменной частоты ω_{pe} имеет вид

$$\Gamma \equiv \frac{\gamma}{\omega_{pe}} = \sqrt{\frac{\pi}{8}} \mu_* k_L \frac{G_E}{P_E}, \quad (24)$$

где

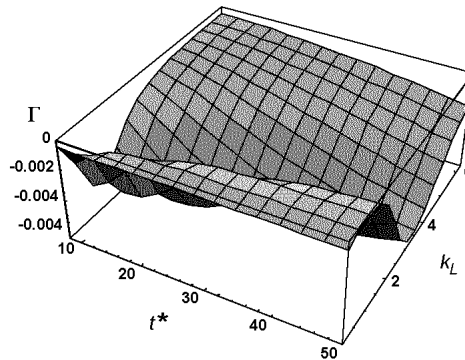
$$P_E = (1 + k_L^2)^2 \left\{ 1 + \frac{6(1 + k_L^2)}{t^*} \right\} + \mu_*(\varepsilon_R \sqrt{1 + k_L^2} - \mu_*),$$

$$G_E = -\sqrt{\frac{2}{\pi}} (1 + k_L^2) \left\{ \mu_* \varepsilon_R (2 + 6k_L^2 + 3k_L^4) + \sigma (1 + k_L^2)^{3/2} \right\} \frac{\alpha_{WS}}{k_L} -$$

$$- (t^*)^{3/2} \exp \left[-\frac{t^*}{2(1 + k_L^2)} \right] + (\varepsilon_R \sqrt{1 + k_L^2} - \mu_*) \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{\mu_*}{\sqrt{1 + k_L^2}} - \varepsilon_R \right)^2 \right].$$

Здесь $t^* \equiv T_e/T_i$, $\mu_* = \sqrt{m_e/m_p} \approx 0.0233$, $k_L = k_z d_E \equiv k_z v_{Te} / \omega_{pe}$ и $\alpha_{WS} \equiv v_{\phi} / \mu \omega_{pe}$. Выражение для относительного инкремента (24) учитывает влияние столкновений и наличие «субдрейсеровского» электрического поля в плазме АО. При возникновении ИЗ-неустойчивости на фоне турбулентности, образовавшейся в результате развития неустойчивости бернштейнских гармоник, величина σ изменяется в пределах (9), а эффективная частота столкновений v_{ϕ} определяется выражением (10). Исследования условий появления ИЗ-неустойчивости на фоне «бернштейнсовской турбулентности» для всех трех моделей F1, F2 и E (всех трех уравнений состояния) показали, что форма поверхности относительного инкремента $\Gamma = \Gamma(k_L, t^*)$ практически одинакова во всех трех случаях. На рис. 2 приведена функция $\Gamma = \Gamma(k_L, t^*)$ для модели F1. Величины параметров k_L , t^* изменялись в тех же пределах, что и в работе [6] для случая более поздней стадии взаимодействия потоков ($0.01 \leq k_L \leq 2\pi$, $8 \leq t^* \leq 50$).

Рис. 2. Относительный инкремент развития ионно-звуковой неустойчивости $\Gamma(k_L, t^*)$ для модели F1 при $(\varepsilon_R)_{гр} = 0.08$, $\sigma = 1$, $(t^*)_{гр} = 16$ и $(k_L)_{гр} = 0.21$. Первое положительное значение инкремента в верхнем полупространстве $\Gamma = 2.88 \cdot 10^{-6}$. Развитие ионно-звуковой неустойчивости на фоне насыщенной «бернштейнсовской турбулентности»



Проведенные расчеты показали, что:

1) для всех трех моделей величина Γ отрицательна в области $0.50 < k_L < 5.5$ и выходит в положительное полупространство только при $k_L > 5.5$, т. е. на пределе применимости используемых приближений. Поэтому наиболее интересными с точки зрения исследования устойчивости являются самые длинноволновые возмущения, для которых выполняется условие $0.01 \leq k_L < 0.5$;

2) для всех трех моделей граничные значения величины ε_R , при которых впервые появляется неустойчивость, оказываются одинаковыми:

$$(\varepsilon_R)_{\text{гр}} = 0.08. \quad (25)$$

Разумеется, что граничные значения амплитуды поля $|E_0|$ разные. При этом значение $(\varepsilon_R)_{\text{гр}}$ (25) получается одинаковым как для самой «недонасыщенной» бернштейновской турбулентности с $\sigma = 0.1$ на левой границе интервала (9), так и для насыщенной турбулентности с $\sigma = 1$ на правой границе этого интервала;

3) кроме одинаковых значений $(\varepsilon_R)_{\text{гр}} = 0.08$ все три модели в случае «недонасыщенной» бернштейновской турбулентности с $\sigma = 0.1$ имеют одинаковые граничные значения t^* и k_L , при которых относительный инкремент Γ становится из отрицательного положительным: $(t^*)_{\text{гр}} = 14$, $(k_L)_{\text{гр}} = 0.21$.

Значения относительных инкрементов в этом случае, хотя и формально разные, фактически почти совпадают ($\Gamma = 9.79 \cdot 10^{-6}$ для F2, $\Gamma = 10^{-5}$ для F1 и $\Gamma = 1.02 \cdot 10^{-5}$ для модели E);

4) в случае насыщенной бернштейновской турбулентности с $\sigma = 1$ граничное значение $(\varepsilon_R)_{\text{гр}}$ (25) также получается одинаковым для всех трех моделей. При этом $(k_L)_{\text{гр}} = 0.11$ для F2, $(k_L)_{\text{гр}} = 0.21$ для F1 и $(k_L)_{\text{гр}} = 0.30$ для модели E. Следовательно, значение граничной длины волны возмущения вдоль магнитного поля увеличивается снизу вверх от $(\lambda_z)_{\text{гр}} = 0.0243$ см для F2 до $(\lambda_z)_{\text{гр}} = 0.0369$ см для модели E. При этом $(t^*)_{\text{гр}} = 16$ для моделей F2 и F1, но $(t^*)_{\text{гр}} = 15$ для модели E. Для значений t^* и k_L , предельно близких к соответствующим $(t^*)_{\text{гр}}$ и $(k_L)_{\text{гр}}$, при которых появляются первые положительные значения инкремента, значения Γ составляют $1.15 \cdot 10^{-5}$ для F2, $2.38 \cdot 10^{-6}$ для F1 и $3.47 \cdot 10^{-6}$ для модели E. Учитывая разницу значений ω_{pe} , можно отметить, что абсолютные значения инкрементов для моделей F2 и E почти равны, а в модели F1 — приблизительно в два с половиной раза меньше. Малые значения относительных инкрементов указывают на высокую добротность волнового процесса [1, 8, 9], когда в течение линейной стадии развития неустойчивости успевает возникнуть большое число полных периодов волн возмущения.

Бернштейновская турбулентность может развиваться из неустойчивости как первой, так и второй гармоники, причем на данном этапе исследований невозможно определить, на фоне какой именно турбулентности происходит зарождение и развитие неустойчивости ионного звука. Связано это с тем, что граничное значение $(\varepsilon_R)_{\text{гр.из}}$ для ионного звука (25) намного больше граничного значения $(\varepsilon_R)_{\text{гр.1}} = 0.001$ для первой гармоники и граничного значения для второй гармоники $(\varepsilon_R)_{\text{гр.2}} = 1.1 \cdot 10^{-5}$. Кроме того, граничная длина волны возмущения для ионного звука $(\lambda_z)_{\text{гр.из}} = 0.0199$ см намного меньше характерного масштаба турбулентности, т.е. граничного значения продольной длины волны $(\lambda_z)_{\text{гр.1}} = 0.435$ см для первой гармоники, который, в свою очередь, намного меньше характерного масштаба турбулентности

$(\lambda_z)_{гр.п} = 3.61$ см для второй гармоники. Это означает, что развитие ионно-звуковой неустойчивости на фоне такой бернштейновской турбулентности аналогично ее развитию на фоне регулярного крупномасштабного поля [2, 4], и используемое приближение для эффективной частоты столкновений $\nu_{эф}$ является вполне адекватным. Несмотря на то, что формально неустойчивость ионно-звуковых волн имеет место для всех трех моделей, напомним, что значения напряженности магнитного поля $|B_0|$ в модели F2 завышены как минимум на порядок. Сделано это было для того, чтобы надежнее определить, как изменяются с высотой и с амплитудой магнитного поля важнейшие граничные характеристики возмущения, такие как длина волны и угол наклона по отношению к магнитному полю. Кроме того, напомним, что в модели E неустойчивость ИЗ-волн имеет место на фоне бернштейновской турбулентности, однако отсутствует на более раннем этапе, в «эпоху электронных столкновений». Из сказанного следует, что реально о развитии ИЗ-неустойчивости на фоне бернштейновской турбулентности можно говорить лишь для модели F1. Другими словами, есть некоторый интервал высот вблизи середины исследуемого диапазона, который является наиболее благоприятным для развития ионно-звуковой неустойчивости.

Для ИЗ-неустойчивости, инкремент которой сильно зависит не только от величины ε_R , но и от t^* , понятие «самая ранняя стадия вспышечного процесса» (или «эпоха электронных столкновений») связано не только с малыми значениями ε_R , но и с относительно небольшими значениями t^* . Поэтому нет смысла говорить об «эпохе электронных столкновений», если частота ν_{ei} или ν_{ei}^* описывается стандартным выражением (11) или (13), а $t^* > 10$. Ранее нами было показано, что минимальное значение $(\varepsilon_R)_{гр} = 0.04$ соответствует $t^* = 100$, а при $t^* \leq 10$ величина $(\varepsilon_R)_{гр} \geq 0.36$, что совершенно недопустимо [5, 6, 7, 14]. Кроме того, в работе [6] было показано, что по крайней мере в нижней хромосфере при $1.7 \leq t^* \leq 8$ ИЗ-неустойчивость на самой ранней стадии взаимодействия потоков вообще не наблюдается. А самое малое значение величины $(t^*)_{гр}$, как показано выше, равно 14. Поэтому в рассмотренном случае, как и в работе [6], следует сделать вывод о том, что ИЗ-неустойчивость появляется впервые только на более поздней стадии взаимодействия потоков на фоне бернштейновской турбулентности.

Для определения инкремента развития ленгмюровской неустойчивости в предвспышечной плазме АО на фоне бернштейновской турбулентности была использована расчетная формула из работы [7]. В ней выражение для инкремента в единицах электронной плазменной частоты ω_{pe} имеет вид

$$\Gamma \equiv \frac{\delta}{\omega_{pe}} = \frac{1 + k_L^2}{2(1 + 7k_L^2)} \left\{ \frac{\nu_{эф}}{\omega_{pe}} (3\varepsilon_R k_L \sqrt{1 + k_L^2} (1 + 11k_L^2) - 1) - \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{(1 + k_L^2)^{3/2}}{k_L^3} \exp \left[-\frac{1}{2} \left(3 + \frac{1}{k^2} \right) \right] \right\}. \quad (26)$$

Здесь $\nu_{эф}/\omega_{pe} \equiv \varepsilon_R^3/(10\omega_*)$ [2], если «бернштейновская» турбулентность развивается из неустойчивости первой гармоники бернштейновских мод и $\nu_{эф}/\omega_{pe} \equiv \varepsilon_R^3/(5\omega_*)$ — если из второй [2]. Формально ленгмюровская неустойчивость появляется во всех трех моделях F1, F2 и E и в том, и в другом случае, причем поверхность приведенного инкремента $\Gamma = \Gamma(k_L, \varepsilon_R)$ имеет практически одинаковую топологическую структуру для всех шести возможных вариантов. В области $0.01 \leq k_L \leq 2$ и $0.05 \leq \varepsilon_R \leq 0.15$ в

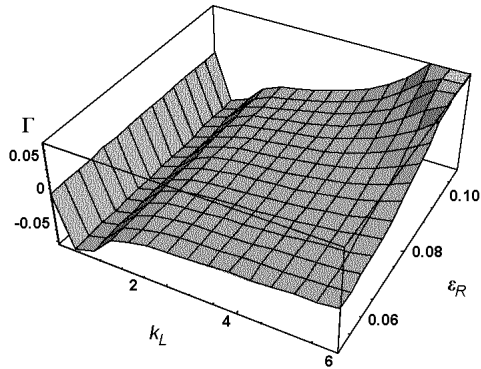


Рис. 3. Относительный инкремент развития ленгмюровской неустойчивости $\Gamma(k_L, \varepsilon_R)$ для модели F1 ($(\varepsilon_R)_{\text{гр}} = 0.07$ при $\sigma = 1$, $\omega_* = 0.51$ и $(k_L)_{\text{гр}} = 5.50$). Первое положительное значение инкремента в верхнем полупространстве $\Gamma = 6.62 \cdot 10^{-5}$. Развитие ленгмюровской неустойчивости на фоне насыщенной турбулентности, развившейся из неустойчивости второй бернштейновской гармоники

отрицательном полупространстве $\Gamma < 0$ она имеет место локальный минимум, а в положительное полупространство $\Gamma > 0$ поверхность $\Gamma = \Gamma(k_L, \varepsilon_R)$ выходит при $5.2 \leq k_L \leq 2\pi$ и $0.05 \leq \varepsilon_R \leq 0.10$. Совершенно очевидно, что, будучи немаргинальной по форме поверхности $\Gamma = \Gamma(k_L, \varepsilon_R)$, ленгмюровская неустойчивость маргинальна по длине волны возмущения, поскольку при $k_L > 2\pi$ величина $\lambda_z = 2\pi/|k_z|$ становится меньше электронного дебаевского радиуса. Поэтому неустойчивость в модели F2, маргинальная по магнитному полю, оказывается дважды маргинальной и должна быть исключена из рассмотрения, хотя и обладает среди всех рассмотренных шести вариантов самым низким порогом $(\varepsilon_R)_{\text{гр}} = 0.06$ при $\Gamma = 7.48 \cdot 10^{-5}$.

На рис. 3 изображена форма поверхности относительного инкремента $\Gamma = \Gamma(k_L, \varepsilon_R)$ ленгмюровской неустойчивости для модели F1 в случае, когда $\nu_{\text{эф}} = \varepsilon_R^3 \omega_{\text{pe}} / (5\omega_*)$. При $\omega_* = 0.51$ здесь $(k_L)_{\text{гр}} = 5.5$, $(\varepsilon_R)_{\text{гр}} = 0.07$, а $\Gamma = 6.62 \cdot 10^{-5}$ вблизи граничных значений k_L и ε_R . Соответствующие значения для модели E с $\omega_* = 0.70$ и тем же $\nu_{\text{эф}}$ равны $(k_L)_{\text{гр}} = 5.95$, $(\varepsilon_R)_{\text{гр}} = 0.07$ и $\Gamma = 6.25 \cdot 10^{-5}$. В случае, когда $\nu_{\text{эф}} = \varepsilon_R^3 \omega_{\text{pe}} / (10\omega_*)$, в модели F1 $(k_L)_{\text{гр}} = 5.73$, $(\varepsilon_R)_{\text{гр}} = 0.08$ и $\Gamma = 1.92 \cdot 10^{-4}$, тогда как в модели E $(k_L)_{\text{гр}} = 5.51$, $(\varepsilon_R)_{\text{гр}} = 0.09$ и $\Gamma = 1.27 \cdot 10^{-4}$. Напомним, что в работе [7] нами было показано, что в «эпоху электронных столкновений» минимальное значение ε_R для ленгмюровской неустойчивости в модели E равно $(\varepsilon_R)_{\text{гр}} = 0.10$.

В ту же эпоху ИЗ-неустойчивость, как было показано в работе [6], отсутствует во всех трех моделях. Из этого следует, что развитие ионно-звуковой и ленгмюровской неустойчивостей в субфотосферных слоях петли возможно только на «более позднем этапе» взаимодействия потоков и на фоне турбулентности, развившейся из неустойчивостей бернштейновских гармоник. Принимая во внимание то, что модель F2 должна быть исключена из-за слишком высоких значений напряженности магнитного поля, а в моделях F1 и E амплитуды локального дрейсеровского поля E_D являются величинами одного порядка, последовательность во времени появления всех рассмотренных здесь неустойчивостей можно определять на основании значений только $(\varepsilon_R)_{\text{гр}}$, а не $(E_0)_{\text{гр}}$. Расчеты показали, что критическим значением ε_R , разделяющим «эпоху электронных столкновений» и «эпоху бернштейновской турбулентности», является значение $(\varepsilon_R)_{\text{гр}} = 0.001$, при котором появляется первая «квазибернштейновская» гармоника на верхней гибридной частоте. И если появление второй гармоники при $(\varepsilon_R)_{\text{гр}} = 1.1 \cdot 10^{-5}$ знаменует собой начало «эпохи электронных столкновений», то появление первой означает ее фактический конец. После этого, в «эпоху бернштейновской турбулентности», ионно-звуковая неустойчивость появляется при $(\varepsilon_R)_{\text{гр}} = 0.08$ после ленгмюровской неустойчивости с $(\varepsilon_R)_{\text{гр}} = 0.07$, если

бернштейновская турбулентность возникла из неустойчивости второй гармоники. Если же турбулентность возникла из неустойчивости первой гармоники, то ионно-звуковая и ленгмюровская неустойчивости появляются одновременно при $(\varepsilon_R)_{гр} = 0.08$, по крайней мере в модели F1. Таким образом, развитию во времени вспыхивающего процесса в петельной структуре соответствует определенная последовательность появления разных типов плазменных неустойчивостей в субфотосферных и хромосферных участках токового контура петли, что может быть использовано для краткосрочного прогноза вспышки.

Авторы выражают благодарность К. В. Аликаевой за участие в обсуждении результатов и ценные замечания.

1. Александров А. Ф., Богданкевич Л. С., Рухадзе А. А. Основы электродинамики плазмы. — М.: Высшая школа, 1989.—424 с.
2. Галеев А. А., Сагдеев Р. З. Нелинейная теория плазмы // Вопросы теории плазмы. — М.: Госатомиздат, 1973.—Вып. 7.—С. 3—145.
3. Зайцев В. В., Степанов А. В., Цап Ю. Т. Некоторые проблемы физики солнечных и звездных вспышек // Кинематика и физика небес. тел.—1994.—10, № 6.—С. 3—31.
4. Кадомцев Б. Б., Погуце О. И. Турбулентные процессы в тороидальных системах // Вопросы теории плазмы. — М.: Госатомиздат, 1967.—Вып. 5.—С. 209—350.
5. Кришталь А. Н. Наклонные бернштейновские моды в солнечной атмосфере: неустойчивость первой гармоники // Кинематика и физика небес. тел.—1997.—13, № 1.—С. 24—36.
6. Кришталь А. Н., Герасименко С. В. Особенности генерации ионно-звуковых волн в предвспыхивающей плазме // Кинематика и физика небес. тел.—2004.—20, № 6.—С. 467—476.
7. Кришталь А. Н., Герасименко С. В. Неустойчивость высокочастотных ленгмюровских волн в предвспыхивающей плазме // Космічна наука і технологія.—2005.—11, № 1/2.—С. 68—74.
8. Степанов А. В., Копылова Ю. Г., Цап Ю. Т. и др. Пульсации микроволнового излучения и диагностика вспыхивающей плазмы // Письма в Астрон. журн.—2004.—30, № 7.—С. 530—539.
9. Флейшман Г. Д., Чариков Ю. Е. Нелинейное насыщение циклотронного мазерного излучения // Астрон. журн.—1991.—68, вып. 4.—С. 719—731.
10. Aschwanden M. I. An evaluation of coronal heating models for active regions based on Yohkoh, SOHO and TRACE observations // Astrophys. J.—2001.—560, N 2.—P. 1035—1043.
11. Conway A. J., Willes A. J. Electron cyclotron maser emission from double footpoints in solar flares // Astron. and Astrophys.—2000.—355.—P. 751—758.
12. Foukal P., Hinata S. Electric fields in the solar atmosphere: a review // Solar Phys.—1991.—132, N 2.—P. 307—334.
13. Heywaerts J., Priest E., Rust D. M. Models of solar flares // Astrophys. J.—1977.—216, N 1.—P. 213—231.
14. 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.
15. 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.
16. Melrose, D. B., Dulk, G. A. Electron-cyclotron masers as the source of certain solar and stellar radio bursts // Astrophys. J.—1982.—259, N 1.—P. 844—858.
17. Miller J. A., Cargill 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.
18. Solanki S. K. Small-scale solar magnetic fields: an overview // Space Sci. Rev.—1993.—63.—P. 1—188.
19. Tsuneta S. Heating and acceleration processes in hot thermal and impulsive solar flares // Astrophys. J.—1985.—290, N 1.—P. 353—358.
20. 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.
21. Willes A. J., Robinson P. A. Electron-cyclotron maser theory for noninteger ratio emission frequencies in solar microwave spike bursts // Astrophys. J.—1996.—467, N 1.—P. 465—472.