

УДК 523.98

А. Н. Кришталь, С. В. Герасименко

Главная астрономическая обсерватория Национальной академии наук Украины
03680 ГСП, Киев, ул. Академика Заболотного 27

Генерация верхнегибридных волн в плазме арочных структур Солнца

Исследованы физические условия генерации верхнегибридных волн в плазме петли в арочной структуре перед вспышкой в активной области. Предполагалось, что основной причиной возникновения и развития неустойчивости является совокупное действие эффектов, связанных с учетом парных кулоновских столкновений, наличием в токовом контуре петли крупномасштабного электрического поля, а также адиабатически медленным увеличением его амплитуды. Последняя увеличивается по мере увеличения интенсивности взаимодействия потоков в рамках механизма вспышки Хейвартса — Приста — Раста. Возникающие в плазме на верхней гибридной частоте волновые возмущения распространяются в направлении, почти перпендикулярном к направлению магнитного поля петли. Генерируемая на протяжении линейной стадии развития неустойчивости волна представляет собой в исследуемом случае первую гармонику электронной моды Бернштейна, модифицированную учетом столкновений и «субдрейсеровского» электрического поля. Показано, что она может появиться как на хромосферных, так и субфотосферных участках токового контура петли на раннем этапе взаимодействия потоков, когда в плазме доминируют электронно-ионные столкновения. На более поздней стадии вспышечного процесса при возникновении аномального сопротивления вследствие развития неустойчивости второй гармоники первая гармоника устойчива.

ГЕНЕРАЦІЯ ВЕРХНЬОГІБРИДНИХ ХВИЛЬ У ПЛАЗМІ АРКОВИХ СТРУКТУР СОЛНЦЯ, Кришталь О. Н., Герасименко С. В. — Досліджені фізичні умови генерації верхньогібридних хвиль у плазмі петлі в арковій структурі перед спалахом в активній області. Вважалося, що головною причиною виникнення і розвитку нестійкості є сукупна дія ефектів, пов'язаних з урахуванням парних кулонівських зіткнень, наявністю в струмовому контурі петлі великомасштабного квазістатичного електричного поля, а також адиабатично повільним збільшенням його амплітуди. Остання збільшується із збільшенням інтенсивності взаємодії магнітних потоків згідно з механізмом спалаху Хейвертса — Приста — Раста. Хвильові збурення, що виникають в плазмі на верхньогібридній

частоті, розповсюджуються у напрямку, майже перпендикулярному до напрямку магнітного поля петлі. Хвиля, що генерується протягом лінійної стадії розвитку нестійкості, в досліджуваній ситуації є першою гармонікою електронної моди Бернштейна, яка модифікована врахуванням зіткнень і «субдрейсєрвського» електричного поля. Показано, що вона може з'являтися як на хромосферних, так і на субфотосферних ділянках струмового контура петлі, на ранній стадії взаємодії потоків, коли у плазмі домінують електронно-іонні зіткнення. На пізнішій стадії спалахового процесу, при появі аномального опору внаслідок розвитку нестійкості другої гармоніки, перша гармоніка стійка.

GENERATION OF UPPER-HYBRID WAVES IN A PLASMA OF THE ARC STRUCTURES OF THE SUN, by Kryshstal' A. N., Gerasimenko S. V. — We investigated some physical conditions of upper-hybrid wave generation at linear stage of development of corresponding instability in the loop plasma of arc structure in active region before a flare. It was assumed that the main reason of rise and development of the instability is the summary action of the effects which take into account pair Coulomb collisions, existence of quasi-static large-scale electric field in current circuit of a loop, and adiabatically slow growth of its amplitude. This last one increases as intensity of interaction of the magnetic fluxes increases in the framework of the Heyoarts-Priest-Rust theory. The wave perturbations investigated here from the stability point of view, propagate in the direction, which is almost perpendicular to the direction of magnetic field of a loop. In the case under consideration this generated wave is actually the first harmonics of the pure electron Bernstein modes. It is modified by taking into account the collisions and «subdreicer» electric field. It is shown that this wave can appear at the chromospheric, as well as at the «subphotospheric» parts of the current circuit of a loop only at the early stage of the interaction of the fluxes, when the ion-electron collisions dominate in plasma. At later stage of the flare process, when anomalous resistance appears due to the development of the second harmonics instability, the instability of the first harmonics is absent.

ВВЕДЕНИЕ

Основной причиной нынешнего повышенного интереса к генерации плазменных волн в петлях является большое число наблюдений периодических и квазипериодических движений плазмы в аркадах, полученных в рамках международных миссий Yohkoh, SOHO и TRACE [3, 6, 9, 11]. В различных физических ситуациях наблюдаемые движения ассоциируются с различными типами волн [11], однако все они по определению являются крупномасштабными, даже радиальные колебания петель [6]. Их источниками, как правило, являются фотосферные движения оснований петель [4, 9] в аркаде, имеющие непосредственное отношение к гелиосейсмологии. В большинстве теоретических моделей предполагается, что подобного рода волны могут служить инструментом для диагностики вспышечной плазмы [3, 9, 11]. Именно через определяемые с помощью этой диагностики основные характеристики плазмы — плотность, температуру, амплитуды полей — проявляется связь в рамках различных моделей [11] крупномасштабных волновых движений с мелкомасштабными квазиперпендикулярными волнами, такими как кинетические альвеновские [18, 22] и бернштейновские электронные [7, 15, 21]. Длина волны у них намного меньше среднего радиуса поперечного сечения петли [4]. Они чаще всего используются для объяснения дополнительного нагрева плазмы в петлях или для краткосрочного прогноза вспышки [15, 21]. Источниками этих волн, как правило,

являются плазменные неустойчивости [4, 7, 8, 10, 11, 15, 17, 18, 22]. Причины появления этих неустойчивостей могут быть самыми различными — от наличия в петлях пучков энергичных частиц («пучковые» неустойчивости [8, 10, 17]) до увеличения амплитуды крупномасштабного слабого электрического поля («dc-field» [12]) в токовом контуре петли [7, 14, 15, 17] и наличия неоднородностей в плазме [4, 5, 8].

В работах [18, 22] была доказана принципиальная возможность реализации в атмосфере активной области процесса распада верхнегибридной волны накачки на низкочастотную кинетическую альвеновскую волну и обыкновенную электромагнитную, т. е. процесса трехволнового взаимодействия типа

$$ВГ \rightarrow КАВ + О, \quad (1)$$

где ВГ — верхнегибридная волна, КАВ — кинетическая альвеновская, а О — обычная электромагнитная. Данный процесс важен не только как источник кинетических альвеновских волн, но и как источник высокочастотного электромагнитного излучения, способного (в отличие от всех плазменных волн) выйти из области генерации и достичь удаленного наблюдателя.

Впервые вопрос о трехволновом взаимодействии с участием двух высокочастотных плазменных мод и («поперечного») электромагнитного излучения для плазмы активной области был рассмотрен в работе [21] на примере процесса

$$B_1 + B_2 \rightarrow T \quad (2)$$

В соотношении (2) B_1 и B_2 — две электронные бернштейновские моды, а T — трансверсальная электромагнитная волна. По оценкам работы [21] наиболее вероятным является случай, когда B_1 и B_2 — одна и та же бернштейновская гармоника, а частота электромагнитной волны с учетом условий синхронизма [1] приблизительно равна удвоенной частоте гармоники. В случае, когда в плазме активной области температура электронов T_e почти равна температуре ионов T_i :

$$T_e \approx T_i, \quad (3)$$

для длинноволновых возмущений с

$$z_e \equiv \frac{k_{\perp}^2 v_{Te}^2}{\Omega_e^2} \ll z_i \equiv \frac{k_{\perp}^2 v_{Ti}^2}{\Omega_i^2} \ll 1 \quad (4)$$

первая гармоника бернштейновских мод практически совпадает с верхнегибридной частотой. В соотношении (4) v_{Ti} и v_{Te} — тепловые скорости, а Ω_e и Ω_i — гирочастоты электронов и ионов соответственно; k_{\perp} — поперечная составляющая волнового вектора возмущения \mathbf{k} , где $|\mathbf{k}|^2 = k_{\perp}^2 + k_z^2$, а k_z — продольная его составляющая, направленная вдоль оси Z и магнитного поля \mathbf{B}_0 петли. Если предположить, что в (2) $B_1 = B_2$ — первая гармоника бернштейновских электронных мод, то частота электромагнитного излучения для процесса (1) будет чуть меньше верхнегибридной, а для процесса (2) — вдвое больше верхней гибридной частоты. Данные наблюдений «Yohkoh», SOHO и TRACE указывают на то, что в предвспышечной и вспышечной плазме всплески микроволнового излучения гораздо чаще фиксировались на частотах 17 ГГц и 34 ГГц, чем в диапазоне 40—50 ГГц [3, 4, 6, 9, 11, 12, 17, 21]. Учитывая возможные значения плотности, температуры и амплитуд полей в плазме петель вблизи их оснований, а следовательно, и возможный диапазон изменений значений верхнегибридных частот, есть основания полагать, что электромагнитная волна появля-

ется в плазме вследствие процесса (1), а не процесса (2). Не говоря уже о том, что процесс слияния традиционно обладает меньшей вероятностью, чем процесс распада [1]. Таким образом, особенно актуальным становится исследование физических условий возникновения и развития соответствующей неустойчивости как основного источника верхнегибридных волн в атмосфере вспышки. Именно такое исследование и проведено в данной работе.

МОДЕЛЬ ПЛАЗМЫ И УСЛОВИЯ ПОЯВЛЕНИЯ НЕУСТОЙЧИВОСТИ

Здесь мы будем использовать ту же модель плазмы, что и в предыдущих работах [7, 15]. С точки зрения устойчивости плазменных волн наиболее важным, на наш взгляд, является предположение об отсутствии в предвспышечной плазме петель пучков энергичных частиц [4]. Разумеется, это маловероятно [4, 11, 17], зато весьма вероятной является ситуация, при которой относительная плотность пучка энергичных частиц существенно ниже критического значения [1, 5, 12, 17, 21], и влиянием его на развитие неустойчивости можно пренебречь. В этом смысле мы традиционно рассматриваем случай, максимально неблагоприятный для возникновения неустойчивости плазменных волн. Как и ранее [7, 15], плазма предполагается неограниченной, однородной и полностью ионизованной. Первое предположение означает возможность пренебрежения влиянием границ и рассмотрения лишь «локальных» решений дисперсионного уравнения (ДУ) [1, 5]. С физической точки зрения это связано, прежде всего, с наличием в субфотосферных слоях и нижней хромосфере вспышки достаточно мощных «килогауссовых» магнитных полей. При таких амплитудах полей из условия (4) следует, что длина волны λ_{\perp} поперечного возмущения (по отношению к направлению магнитного поля \mathbf{V}_0 и электрического поля $\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{V}_0$) становится намного меньше диаметра поперечного сечения петли, и даже гораздо меньше характерного размера неоднородности плотности. В качестве такого обычно принимается толщина переходного слоя между плотной плазмой петли и разреженной фоновой плазмой [11].

Таким образом, реальный скачок плотности [11] для таких волновых возмущений выглядит настолько «размытым» и слабым, что это позволяет говорить и об отсутствии резкой границы, и об однородности плазмы даже в поверхностном слое петли. Тем более это справедливо для намного более протяженной и однородной плазмы внутри «тела» петли. Когда мы говорим о плазме как полностью ионизованной, мы имеем в виду лишь тот факт, что формулы, полученные для некоторых важнейших характеристик плазмы, прежде всего для эффективной частоты столкновений заряженных частиц в случае высокочастотных колебаний, остаются справедливыми при степени ионизации, не превышающей нескольких процентов и даже доли процентов [1]. Именно такая ситуация чаще всего имеет место в исследуемых слоях нижней хромосферы и на субфотосферных участках токового контура петли [4, 11, 12, 17], где, как правило, выполняются условия

$$\nu_{en}, \nu_{in} \ll \nu_{ii}, \nu_{ei}, \nu_{ee}. \quad (5)$$

Здесь ν_{en}, ν_{in} — частоты столкновений заряженных частиц с нейтралами, а $\nu_{ii}, \nu_{ei}, \nu_{ee}$ — частоты взаимных столкновений заряженных частиц. Обычно считается [8], что последние связаны между собой соотношениями

$$\nu_{ii} \ll \nu_{ei} \ll \nu_{ee}. \quad (6)$$

Наличие слабого электрического поля в петле (когда $\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{V}_0$) [12, 13] может резко изменить ситуацию. С достаточной для нас точностью учесть

вклад всех типов взаимных столкновений можно на феноменологическом уровне. Учтем, что ν_{ii} и ν_{ee} можно по известным формулам [1] выразить через ν_{ei} , а величину ν_{ei} в ДУ заменить на $\sigma\nu_{ei}$. Здесь мы считали, что безразмерный множитель σ изменяется в пределах

$$1 \leq \sigma \leq 5 \quad (7)$$

в случае, когда в плазме доминируют электронно-ионные столкновения [1, 7, 15]. Значение $\sigma = 1$ соответствует ситуации, максимально благоприятной для развития неустойчивости, а $\sigma = 5$ — ситуации, когда неустойчивость полностью гасится столкновениями [7, 15]. В случае, когда исследуемая неустойчивость развивается на фоне уже имеющейся турбулентности, величину ν_{ei} следует заменить на $\nu_{\text{эф}}$ [1], конкретный вид которой определяется типом неустойчивости, из которой развивается данная турбулентность [2, 5, 8, 17]. Величина σ в этом случае изменяется в пределах

$$0.1 \leq \sigma \leq 1, \quad (8)$$

где $\sigma = 1$ соответствует насыщенной турбулентности, а $\sigma = 0.1$ — той «недонасыщенности» турбулентности, при которой впервые появляется неустойчивость.

В процессе решения задачи электрическое крупномасштабное поле $E_0 = E_0(t)$ в петле считалось слабым, т. е. удовлетворяющим условие [7]

$$\frac{e|E_0|}{k_z k_B T} \ll 1, \quad (9)$$

и квазистатическим [7, 15]:

$$\left| \frac{1}{E_0} \frac{\partial E_0(t)}{\partial t} \right| \ll \frac{1}{t_{\text{inst}}} = \gamma. \quad (10)$$

Здесь $e = 1.6 \cdot 10^{-19}$ Кл — заряд электрона, E_0 — амплитуда электрического поля, k_B — постоянная Больцмана, $T = T_e = T_i$ — температура плазмы при выполнении условий локального термодинамического равновесия (ЛТР), t_{inst} — время развития неустойчивости, а γ — ее инкремент. При наличии слабого поля E_0 большая часть электронов тормозится достаточно частыми столкновениями и не переходит в режим «убегания» [1, 5]. В этом случае «токовая» скорость электронов относительно почти неподвижных ионов определяется выражением [1]

$$u_e \equiv (u_e)_z = \frac{eE_0}{m_e \nu_{ei}}, \quad (11)$$

где m_e — масса покоя электрона. Предполагалось, что функция распределения ионов по скоростям есть обычное максвелловское распределение, а аналогичная функция для электронов есть сдвинутое максвелловское распределение, причем сдвиговая скорость электронов определяется выражением (11). Амплитуду квазистатического поля $E_0(t)$ удобно в расчетах измерять в единицах дрейсеровского поля E_D , где

$$E_D = \frac{m_e}{e} \nu_{ei} v_{Te}. \quad (12)$$

При этом поля, для которых выполняется соотношение

$$\frac{E_0}{E_D} \equiv \varepsilon_R \equiv \frac{u_e}{v_{Te}} \ll 1, \quad (13)$$

согласно установившейся терминологии [17] будем называть субдрейсеровскими.

Для частоты электронно-ионных столкновений ν_{ei} справедлива формула [7, 15]

$$\nu_{ei} = 2 \cdot 10^{-6} \frac{Zn \ln \Lambda}{T_{eV}^{3/2}}, \quad (14)$$

где T_{eV} — температура плазмы (3), выраженная в электрон-вольтах, $\ln \Lambda$ — кулоновский логарифм, а n — плотность числа заряженных частиц в плазме при выполнении условия квазинейтральности [1]:

$$n_e = n_i = n. \quad (15)$$

Всюду в расчетах полагалось $Z = 1$ (однозарядные ионы) и $\ln \Lambda = 9.8$.

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

$$\nu_{ei}^* = \frac{1}{6\pi\epsilon_0^2} \frac{Ze^4 \ln \Lambda}{T_e^{3/2} \sqrt{2\pi m_e}} n_i, \quad (16)$$

где ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума в системе СИ. Нетрудно убедиться, что при выполнении условия (15) связь между частотами ν_{ei}^* и ν_{ei} становится особенно простой:

$$\nu_{ei}^* = p \nu_{ei}. \quad (17)$$

Численный множитель p изменяется в пределах

$$\sqrt{5}/2 \leq p \leq \sqrt{5/2}, \quad (18)$$

причем конкретное значение p зависит от диапазона высоких частот и вида дисперсии плазменной волны [1, 2, 5, 8].

При исследовании процесса развития неустойчивости на фоне уже имеющейся в плазме турбулентности мы полагали, что [2, 5, 8]

$$\nu_{эф} = \frac{\omega_{p_i}}{32\pi} \frac{u_e}{c_s}, \quad (19)$$

если сначала недонасыщенная ($\sigma = 0.1$), а потом и насыщенная ($\sigma = 1$) турбулентность возникает в результате развития ионно-звуковой неустойчивости, и что [2]

$$\nu_{эф} = \left(\frac{u_e}{v_{Te}} \right)^3 \frac{\Omega_e}{10}, \quad (20)$$

если сначала недонасыщенная, а потом и насыщенная турбулентность возникает в результате развития неустойчивости бернштейновских мод. Используя ранее введенные обозначения, формулу (19) можно записать в виде

$$\frac{\nu_{эф}}{\Omega_e} = \omega_* \frac{\epsilon_R}{32\pi} \approx \frac{\omega_* \epsilon_R}{100}, \quad (21)$$

а формулу (20) — в виде

$$\frac{\nu_{эф}}{\Omega_e} = \frac{\epsilon_R^3}{5} \quad (\text{для } \omega = \omega_2 \approx 2\Omega_e). \quad (22)$$

В (21) введено обозначение

$$\omega_* \equiv \omega_{pe} / \Omega_e, \quad (23)$$

а ω_{pe} и ω_{pi} в (19) и (23) — соответственно электронная и ионная плазменные частоты [1].

**ИНКРЕМЕНТ РАЗВИТИЯ НЕУСТОЙЧИВОСТИ
И УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ ПЛАЗМЫ**

Верхнегибридная частота определяется выражением [1]

$$\omega_{\text{ВГ}}^2 = \Omega_e^2 + \omega_{\text{Рe}}^2. \quad (24)$$

В то же время закон дисперсии для электронных мод Бернштейна [1, 7, 15] имеет вид

$$\omega^2 = m^2 \Omega_e^2 (1 + \alpha_m), \quad (25)$$

где

$$m = 1, 2, 3, \dots, \quad (26)$$

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

а $I_m(z)$ — присоединенный полином Лежандра m -го порядка. Очевидно, что для предельно длинноволновых возмущений с $z_e \rightarrow 0$ закон дисперсии (25) для первой гармоники с $m = 1$ совпадает с выражением (24). Учет парных кулоновских столкновений и наличие крупномасштабного поля $E_0(t)$ в петле представляются не просто важными, а определяющими характеристиками плазмы в ходе развития вспышечного процесса [15]. Следовательно, наличие малой, однако отличной от нуля продольной составляющей возмущения k_z позволяет более подвижным электронам эффективно осуществлять дебаевское экранирование [1, 5]. Тогда для высокочастотных колебаний выполняется условие (15), однако при вычислении инкремента необходимо учитывать затухание Ландау [7, 15]. В этом случае для квазиперпендикулярных возмущений с

$$\frac{k_z}{k_{\perp}} \equiv k_* \ll 1 \quad (27)$$

при выполнении условия

$$\frac{\nu_{ei}}{\omega'} \ll 1 \quad (28)$$

закон дисперсии для первой гармоники имеет вид

$$\omega_1 \equiv \omega'^2 = \Omega_e^2 [1 + \omega_*^2 \exp(-z_e)], \quad (29)$$

где

$$\omega' \equiv \omega - k_z u_e. \quad (30)$$

Выполнение условий (3), (4), (9), (10), (27), (28) позволяет считать, что малые добавки к ДУ, вызванные наличием электрического поля, учетом столкновений и малым отклонением от строго перпендикулярного направления распространения, сказываются только на выражении для инкремента и практически не влияют на закон дисперсии (29). Таким образом, проблема устойчивости верхнегибридных волн сводится к исследованию устойчивости первой гармоники слабонаклонных модифицированных мод Бернштейна, закон дисперсии которой определяется выражением (29). Выражение для относительного инкремента неустойчивости такой волны было получено в [7] и имеет вид

$$\Gamma_1 = \frac{\gamma}{\Omega_e} \bigg|_{\omega=\omega_1} = - \frac{(C_1 + C_2)}{(D_1 + D_2)} \bigg|_{\omega=\omega_1}, \quad (31)$$

где C_1 , C_2 , D_1 и D_2 — известные функции плазменных параметров и характеристик возмущения z_e , ω_* , k_* , ε_R , ν и μ . Их явный вид приведен в Приложении. В отличие от [7], в данной работе в выражении для

$$\nu \equiv \frac{\nu_{ei}}{\Omega_e} \quad (32)$$

использовалась эффективная частота ν_{ei}^* из (16), (17) при $p = \sqrt{5}/2$ вместо стандартной электронно-ионной частоты ν_{ei} из (14). В случае развития неустойчивости на фоне уже имеющейся турбулентности величину ν_{ei} в (32) заменяет величина $\nu_{эф}$, которая определяется выражением (21), если турбулентность возникает из неустойчивости ионно-звуковых волн, и выражением (22), если последняя возникает из неустойчивости второй гармоники мод Бернштейна [15]. И в том, и в другом случае величина σ изменяется в пределах (8), тогда как на более раннем этапе развития вспышечного процесса значения σ изменяются в пределах (7). Для моделей плазмы, подобных той, что используется в данной работе, максимальный угол отклонения волнового вектора возмущения от перпендикуляра к магнитному полю \mathbf{B}_0 определяется соотношением [1]

$$\Theta_{\max} \approx \sqrt{m_e/m_p} \approx 0.023. \quad (33)$$

В используемых обозначениях с учетом (27) можно считать, что

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

Более точная, чем (33), оценка для величины $(k_*)_{\max}$, полученная в [7], имеет вид

$$(k_*)_{\max} = \frac{1}{\mu} \sqrt{\frac{1}{3} z_e e^{-3z_e} \frac{\omega_*^2}{\left(1 + \frac{9}{4} e^{-z_e} \omega_*^2\right)}}. \quad (34)$$

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

Как всегда, при исследовании устойчивости квазиперпендикулярных возмущений в петлях, где неоднородности магнитного поля максимальны именно в этом «поперечном» направлении [4], пренебрежение влиянием «шира», т. е. кривизны и скрученности магнитных силовых линий, накладывает ограничения и на основные характеристики плазмы (плотность, температура, напряженность поля \mathbf{B}_0), и на характеристики возмущений (z_e и k_*). Для электронного кинетического параметра z_e соответствующее соотношение имеет вид [15]

$$\beta_e \varepsilon_R \ll 2 \sqrt{\frac{m_e}{m_p} \frac{T_e}{T_i} z_e} |k_*|. \quad (35)$$

В (33) и (35) $m_p = 938.28$ Мэв — масса протона, $m_e = 0.511$ Мэв — масса электрона, а β_e в (35) — «электронное плазменное бета» [1]:

$$\beta_e = \frac{8\pi n k_B T_e}{B_0^2}. \quad (36)$$

Мощные «килогауссовые» поля в субфотосфере делают величину β_e очень малой, и позволяют неравенству (35) выполняться с «большим запасом», даже с учетом малости значений z_e и k_* . Впрочем, реальное максимально возможное значение ε_R определяется не соотношением (35), и даже не условием (13), а процентом «убежавших» электронов [1]. При $\varepsilon_R \geq 0.2$ он становится недопустимо высоким для данной модели [1, 7, 15].

В работе [15] нами уже было отмечено, что попытка учесть хотя бы в первом приближении самые характерные черты предвспышечной плазмы в

петле, такие как крупномасштабное «субдрейсеровское» поле E_0 , частые кулоновские столкновения в хромосфере и неоднородность плотности, приводит к тому, что выражение для инкремента (31) становится чрезвычайно чувствительным к малейшим изменениям газокинетического давления в плазме $P = nk_B T$ и амплитуды магнитного поля $|B_0|$. В этом случае уже нельзя пользоваться для оценки ситуации просто значениями параметров z_e , ν и ϵ_R из интервала допустимых значений, как это делалось в [7]. Необходимо задаться определенным состоянием субфотосферной или хромосферной плазмы, т. е. задавать пару связанных величин n и T_e на определенной высоте в петле [15]. Поступая таким образом, мы фактически задаем «уравнение состояния плазмы» в параметрическом виде, где высота h над уровнем фотосферы играет роль параметра. В качестве уравнений состояния в данной работе использовались две известные полуэмпирические модели хромосферы вспышки: модель MAVN (Machado — Avrett — Vernazza — Noyes) [16] и модель VALN (Vernazza — Avrett — Loeser — Noyes) [20]. Определение значения напряженности магнитного поля на определенной высоте в атмосфере активной области до сих пор остается очень сложной и до конца не решенной проблемой [3, 4, 10, 11, 14, 17, 19]. Поэтому в смысле моделирования здесь имеется гораздо большая свобода выбора, чем в случае задания значений температуры и плотности. Учитывая относительно «невысокое» расположение исследуемых слоев плазмы в петле, мы использовали эту свободу в пользу выбора более сильных «килогауссовых» полей [4].

РЕЗУЛЬТАТЫ ВЫЧИСЛЕНИЙ И ОБСУЖДЕНИЕ

Исследование устойчивости и условий генерации первой гармоники слабонаклонных электронных бернштейновских мод на верхней гибридной частоте (24) было проведено для трех пар связанных величин, — электронных плотности и температуры, взятых из полуэмпирических моделей MAVN [16] и VALN [20] солнечной атмосферы активной области. Каждое из этих трех уравнений состояний, дополненное соответствующим значением амплитуды магнитного поля, задано на определенном «этаже» петли [15]. «Этажи» соответствуют нижней границе, середине и верхней границе исследуемого диапазона высот над уровнем фотосферы в активной области. В таблице приведены значения концентрации n частиц, температуры T , напряженности B_0 магнитного поля на определенной высоте h в петле, соответствующие значения v_{Te} тепловой скорости электронов, частоты ν_{ei} столкновений электронов с ионами, эффективные частоты ν_{ei}^* столкновений (16) для высокочастотных плазменных колебаний [1] при $p = \sqrt{5}/2$ (18), а также напряженности E_D локального дрейсеровского поля. Величина ν_{ei}^* (17) заменяет величину ν_{ei} в интеграле столкновений БГК [1] и расчетных формулах (см. Приложение) на самом раннем этапе вспышечного процесса. Согласно теории Хейварта — Приста — Рафта [14] на этом этапе

Основные характеристики плазмы петли в предвспышечном состоянии

Модель	n_e , 10^{11} см^{-3}	T , К	h , км	B_0 , мТл	v_{Te} , 10^5 м/с	ν_{ei} , 10^6 с^{-1}	ν_{ei}^* , 10^6 с^{-1}	E_D , В/м
F2 MAVN	13.71	5290	375	987	2.83	169	189	272.14
F1 MAVN	3.58	5620	675	321	2.92	20.8	23.3	34.56
E VALN	1.05	6500	1380	145	3.14	4.68	5.23	8.36

взаимодействие «старого» магнитного потока, проходящего через токнесущий контур петли в аркаде, и «нового», всплывающего из-под фотосферы, является предельно слабым.

Множитель σ перед ν_{ei}^* в расчетных формулах изменялся в пределах (7). На более позднем этапе развития предвспышечного состояния, когда взаимодействие потоков усиливается [14], возможно развитие неустойчивости верхнегибридных волн на фоне возникшей турбулентности. В этом случае в расчетных формулах величину ν_{ei} заменяла эффективная частота столкновений ν_{ϕ} (19), если турбулентность возникла в результате развития ионно-звуковой неустойчивости [1, 5, 8], или ν_{ϕ} (20), если турбулентность возникла в результате развития неустойчивости второй гармоники бернштейновских мод [2, 15]. И в том, и в другом случаях множитель σ перед ν_{ϕ} изменялся в пределах (8).

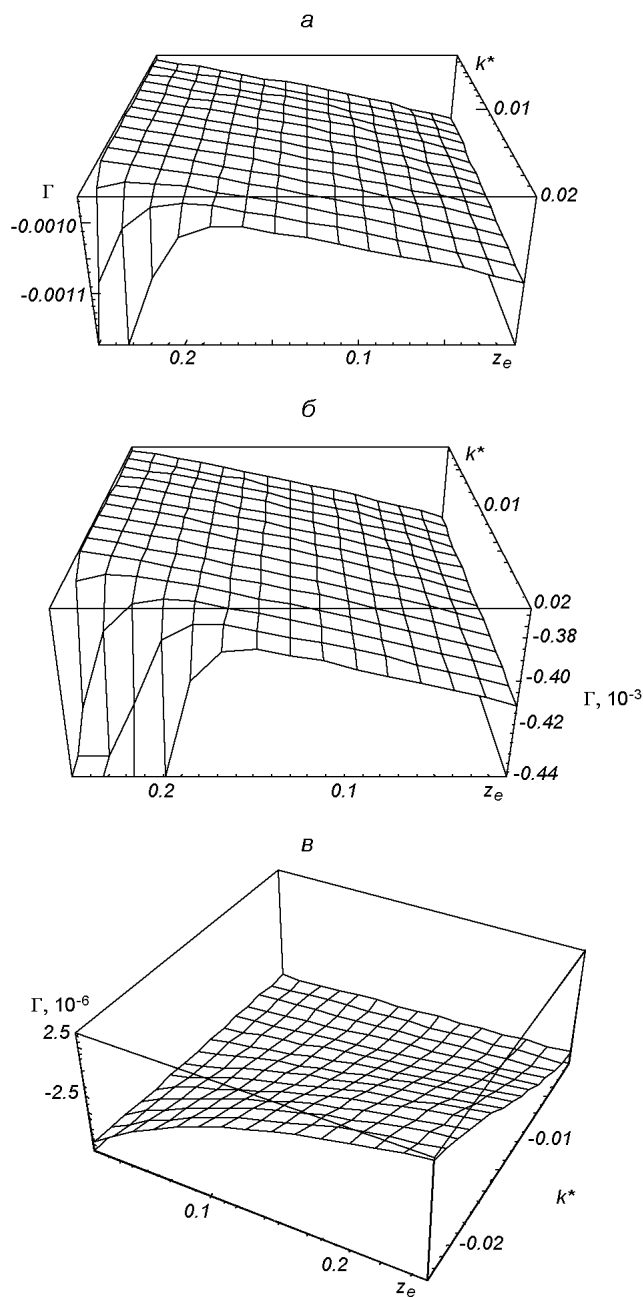
Полученные результаты можно коротко сформулировать следующим образом.

1. На раннем этапе взаимодействия потоков, когда доминируют электронно-ионные столкновения, неустойчивость верхнегибридных волн возникает в модели F2 (высота 375 км) и модели F1 (высота 675 км). В модели E (высота 1380 км) неустойчивости нет. Вид поверхности относительного инкремента Γ как функции параметров z_e и k_* для моделей F2 и F1 приведен на рисунках *a* и *б*. И в том, и в другом случаях граничное значение ε_R , при котором функция $\Gamma(z_e, k_*)$ становится положительной, равно $(\varepsilon_R)_{\text{гр}} = 0.001$.

2. Неустойчивость верхнегибридных волн на фоне возникшей ионно-звуковой турбулентности появляется только в модели E (высота 1380 км, $\omega_* = 0.70$). В моделях F1 ($\omega_* = 0.37$) и F2 ($\omega_* = 0.507$) ее нет. Вид поверхности относительного инкремента $\Gamma = \Gamma(z_e, k_*)$ для модели E при $(\varepsilon_R)_{\text{гр}} = 0.01$ изображен на рисунке *в*.

3. Неустойчивость верхнегибридных волн на фоне турбулентности, возникшей из неустойчивости второй гармоники бернштейновских мод, отсутствует во всех трех моделях.

Неустойчивости, появляющиеся в моделях F1 и F2 на ранних этапах взаимодействия магнитных потоков, имеют ряд сходных свойств. И та, и другая имеют отчетливо выраженный пороговый характер, т.е. относительный инкремент Γ становится положительным (из отрицательного) лишь тогда, когда величины k_* и z_e превышают свои (для каждой модели — разные) пороговые значения. В принципе именно это их свойство способствует возможному использованию в дальнейшем таких неустойчивостей в качестве предвестника вспышки в арочной структуре [4, 7, 8, 15, 17]. В модели F2 $(k_*)_{\text{гр}} = 0.014$ и $(z_e)_{\text{гр}} = 0.25$, причем $z_e \in [0.01; 0.25]$ и $k_* \in [0.001; 0.20]$. Для значений k_* и z_e , близких к граничным, $\Gamma = +8.6 \cdot 10^{-4}$. В модели F1 $(k_*)_{\text{гр}} = 0.020$ и $(z_e)_{\text{гр}} = 0.140$, причем k_* и z_e изменяются в тех же интервалах, и для значений k_* и z_e , близких к этим граничным, $\Gamma = +2.3 \cdot 10^{-4}$. Малые значения Γ свидетельствуют о высокой добротности процесса [3, 6, 9], когда в течение линейной стадии развития неустойчивости генерируется большое количество периодов волн. В таком случае процесс особенно легко идентифицировать как волновой [1]. Максимум инкремента Γ достигается в модели F2 почти на границе интервала значений z_e . Для неустойчивости в модели F2 это опасно, поскольку в этом случае длина волны «перпендикулярного» возмущения (λ_{\perp}) становится сравнимой, и даже несколько меньшей электронного дебаевского радиуса d_e .



Зависимость относительного инкремента неустойчивости $\Gamma(z_e, k_*)$ от электронного параметра кинетичности z_e и угла наклона волнового вектора возмущения k_* : *а* — для модели F2 (высота над уровнем фотосферы $h = 375$ км), $(\varepsilon_R)_{\text{гр}} = 0.001$ при $\omega_* = 0.37$; $\Gamma = +8.6 \cdot 10^{-4}$, начиная с $k_* = (k_*)_{\text{гр}} = 0.014$ и $z_e = (z_e)_{\text{гр}} = 0.25$ на ранней стадии взаимодействия потоков; *б* — для модели F1 ($h = 675$ км), $(\varepsilon_R)_{\text{гр}} = 0.001$ при $\omega_* = 0.51$; $\Gamma = +2.3 \cdot 10^{-4}$, начиная с $k_* = (k_*)_{\text{гр}} = 0.020$ и $z_e = (z_e)_{\text{гр}} = 0.14$ на ранней стадии взаимодействия потоков; *в* — для модели E ($h = 1380$ км) на поздней стадии взаимодействия потоков, $(\varepsilon_R)_{\text{гр}} = 0.01$ при $\omega_* = 0.70$; $\Gamma = +6 \cdot 10^{-6}$, начиная с $k_* = (k_*)_{\text{гр}} = -0.016$, $(|k_*|)_{\text{max}} = 0.023$ и $z_e = (z_e)_{\text{гр}} = 0.162$. Отрицательные значения k_* соответствуют волновому возмущению, имеющему составляющую волнового вектора, направленную в сторону фотосферы

Как правило, это свидетельствует о том, что методика работает на пределе используемых приближений, и реальная точность полученных прогнозов невысока. Неустойчивость в модели F1 свободна от этого существенного недостатка, хотя значение $(k_*)_{\text{гр}} = 0.020$ располагается достаточно близко к значению $(k_*)_{\text{max}} = 0.023$. Однако, несмотря на все перечисленные недостатки, главный результат проведенных исследований можно сформулировать следующим образом: генерация первой гармоники слабо-наклонных бернштейновских мод на верхней гибридной частоте вполне реальна на субфотосферном участке токового контура петли на раннем этапе взаимодействия магнитных потоков. Сравнивая этот результат с основными выводами предыдущих исследований [7, 5], следует отметить, что он был получен прежде всего благодаря использованию уравнений состояния MAVN [16] и VALN [20], а также эффективной частоты столкновений ν_{ei}^* [1] вместо ν_{ei} . Если считать, что для некой средней петли $(\varepsilon_R)_0 \approx 10^{-5}$ в состоянии, когда «старый» и «новый» потоки настолько далеки друг от друга, что их можно считать невзаимодействующими [4, 14], то вполне естественно предположить, что на самой ранней стадии вспышечного процесса

$$10^{-5} \leq \varepsilon_R \leq 10^{-4}. \quad (37)$$

В то же время, учитывая, что при $\varepsilon_R > 0.2$ процент «убежавших» электронов становится недопустимо высоким [1], и неустойчивость уже не может развиваться в рамках стационарного сценария [7], также естественно предположить, что на более позднем этапе взаимодействия потоков (в конце фазы стационарного развития процесса)

$$0.01 \leq \varepsilon_R \leq 0.1. \quad (38)$$

Граничное значение $(\varepsilon_R)_{\text{гр}} = 10^{-3}$, полученное и для модели F1, и для модели F2, является в точности промежуточным относительно оценок (37) и (38). И все-таки, учитывая отсутствие турбулентности, мы склонны полагать, что имеем в данном случае дело с окончанием самого раннего этапа, а не с началом более позднего. На наш взгляд, на этом этапе нельзя с определенностью утверждать, что именно является основной причиной отсутствия верхнегибридных волн на верхней границе и их фактического отсутствия на нижней границе интервала исследуемых высот. Вероятно, что это есть следствие завышенных (для данных «этажей» петли) значений магнитного поля $|B_0|$. Однако с полной определенностью можно утверждать, что реальная генерация волн на верхнегибридной частоте возможна лишь на весьма ограниченном участке токового контура петли внутри исследуемого интервала ближе к его середине ($600 \text{ км} \leq h \leq 800 \text{ км}$). В самых общих чертах можно понять, почему развитие неустойчивости на фоне ионно-звуковой турбулентности оказывается возможным только на верхней границе интервала высот. Значение напряженности поля $|B_0| = 150 \text{ мТл}$, заведомо завышенное для раннего этапа вспышечного процесса, становится более реальным для позднего этапа, когда взаимодействие потоков усиливается [14]. При этом увеличивается и температура плазмы в целом, и разница температур электронов и ионов. Ионно-звуковая турбулентность с эффективной частотой столкновений $\sigma\nu_{\text{эф}}$, где $\nu_{\text{эф}}$ определяется выражением (19), может возникнуть в результате развития неустойчивости либо чистой ионно-звуковой волны, появившейся в плазме как следствие трехволнового распадного взаимодействия [18, 19, 21, 22], либо неустойчивости низкочастотной плазменной волны с близким законом дисперсии [4], возникшей в плазме намного раньше при $\varepsilon_R \ll 0.01$. В любом случае значение $\sigma = 0.1$ свидетельствует о том, что эта турбулентность

является существенно «недонасыщенной». «Микрофизика» этого явления, т. е. условия возникновения и основные характеристики такой турбулентности, — серьезная проблема [2, 5], требующая отдельного детального исследования.

Отсутствие неустойчивости исследуемых волн на фоне турбулентности, вызванной генерацией второй гармоники, для всех трех «уравнений состояния», равно как и сравнение граничных значений величины ε_R , при которых обе эти неустойчивости появляются на ранней стадии взаимодействия потоков, позволяют предположить, что первая гармоника в исследуемой области может появиться раньше второй. Однако окончательный ответ на этот вопрос можно будет дать только после исследования условий генерации второй гармоники как на раннем этапе взаимодействия потоков, так и на более позднем.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Вид функций C_1 , C_2 , D_1 и D_2 , входящих в выражение для относительного инкремента (31):

$$C_1 = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{(1 - k_*^2)}{z_e} \exp(-z_e) \cdot S \cdot \left[\frac{\omega_*^2}{k_*} \sqrt{\frac{1 + \omega_*^2}{z_e}} - \frac{\varepsilon_R \sigma \nu^2}{8 \omega_*^2} \left(\frac{\omega_*^2}{z_e k_*^2} \right) \exp(-z_e) \right],$$

$$C_2 = -\frac{1}{2} \left[\frac{1}{\mu} k_* \nu \varepsilon_R \frac{\sqrt{z_e}}{\omega_*^2} Q_1 - 2 \sigma \nu Q_2 \right],$$

$$D_1 = Q_3 - \frac{32}{\mu} k_* \sigma \nu^2 \frac{\varepsilon_R}{\sqrt{z_e} \omega_*^{10}} Q_4,$$

$$D_2 = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{1 - k_*^2}{z_e^{7/2}} \frac{\sqrt{1 + \omega_*^2}}{k_*^2} \exp(-z_e) S \omega_*^2 \left[\frac{\nu \varepsilon_R}{\sqrt{z_e} k_*} - \frac{\sigma \nu}{4} \omega_*^4 \exp(-z_e) \right],$$

где использованы обозначения

$$S = \frac{z_e}{2} \exp \left[-\frac{\tau \omega_*^2}{4 z_e^2 k_*^2} \right],$$

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

$$Q_1 = 4 + 8z_e + (3 - z_e) \omega_*^2 - \frac{4z_e}{\omega_*^4} \left(7\sigma^2 \nu^2 + \frac{18}{\mu^2} k_*^2 \right),$$

$$Q_2 = 1 + \frac{z_e}{2} - \frac{\omega_*^2}{2} + 2z_e \frac{\sigma^2 \nu^2}{\omega_*^4} - 2 \frac{z_e k_*^2}{\mu^2 \omega_*^4} \left(1 + \frac{\omega_*^2}{z_e} \right),$$

$$Q_3 = 1 + z_e - \frac{\omega_*^2}{2} + 12z_e \frac{\sigma^2 \nu^2}{\omega_*^4} + \frac{4}{\mu^2} z_e k_*^2 \omega_*^6 (1 + 2z_e) [3(1 + 2z_e) + 4\omega_*^2],$$

$$Q_4 = 2 + z_e(8 + 7z_e) - (3 + 14z_e) \omega_*^2 - 20z_e \frac{\sigma^2 \nu^2}{\omega_*^4}.$$

Всюду в расчетах при определении значения $(k_*)_{\max}$ по формуле (34) предполагалось, что $\mu = 1$.

Авторы благодарны 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.: Высш. шк., 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. Гельфрейх Г. Б., Цап Ю. Т., Копылова Ю. Г. и др. О вариациях микроволнового излучения активных областей солнечной атмосферы // Письма в Астрон. журн.—2004.—30, № 7.—С. 540—547.
4. 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.
5. Кадомцев Б. Б., Погуце О. И. Турбулентные процессы в тороидальных системах // Вопросы теории плазмы.—1967.—Вып. 5.—С. 209—350.
6. 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.
7. Кришталь А. Н. Наклонные бернштейновские моды в солнечной атмосфере: неустойчивость первой гармоники // Кинематика и физика небес. тел.—1997.—13, № 1.—С. 24—36.
8. Сомов Б. В., Титов В. С., Вернетта А. И. Магнитное пересоединение в солнечных вспышках // Итоги науки и техники. Астрономия.—1987.—Вып. 34.—С. 136—237.
9. Степанов А. В., Копылова Ю. Г., Цап Ю. Т. и др. Пульсации микроволнового излучения и диагностика вспышечной плазмы // Письма в Астрон. журн.—2004.—30, № 7.—С. 530—539.
10. Флейшман Г. Д., Чариков Ю. Е. Нелинейное насыщение циклотронного мазерного излучения // Астрон. журн.—1991.—68, вып. 4.—С. 719—731.
11. Aschwanden M. I. An evaluation of coronal heating models for active regions based on Yohkoh, SOHO and TRACE observations // Astrophys. J.—2001.—560.—P. 1035—1043.
12. Benka S. G. DC-electric fields in solar flares: theory meet observation // Proc. Kofu Symp. “New look at the Sun with emphasis on advanced observations of coronal dynamics and flares” Kofu, September 6—10, 1993 / Eds S. Enome, T. Hirayama. — Nobeyama Radio Observatory, 1994.—N 360.—P. 225—229.
13. Foukal P., Hinata S. Electric fields in the solar atmosphere: a review // Solar Phys.—1991.—132, № 2.—P. 307—334.
14. Heywaerts J., Priest E., Rust D. M. Models of solar flares // Astrophys. J.—1977.—216, N 1.—P. 213—231.
15. Kryshchal A. N. Bernstein wave instability in a collisional plasma with a quasistatic electric field // J. Plasma Phys.—1998.—60, part 3.—P. 469—484.
16. 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.
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. Sirenko O. Non-linear interaction of dispersive Alfvén-waves with high-frequency waves in space plasmas: Ph. D. thesis. — K. V. Leuven, 2003.—151 p.
19. Solanki S. K. Small-scale solar magnetic fields: an overview // Space Sci. Rev.—1993.—63.—P. 1—188.
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.
22. Yukhimuk V., Voitenko Yu., Fedun V., Yukhimuk A. Generation of kinetic Alfvén waves by upper-hybrid pump waves // J. Plasma Phys.—1998.—60, part 3.—P. 485—495.

Поступила в редакцию 29.04.05