

УДК 533.951

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

Головна астрономічна обсерваторія Національної академії наук України, Київ

К ВОПРОСУ О ВОЗМОЖНОСТИ РАЗВИТИЯ ЛЕНГМЮРОВСКОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ НА РАННЕЙ СТАДИИ ВСПЫШЕЧНОГО ПРОЦЕССА

Досліджено умови появи нестійкості високочастотних електронних ленгмюрівських хвиль у плазмі поблизу основи петельної структури на ранній стадії спалахового процесу в активній області на Сонці. Процес виникнення і розвитку нестійкості визначається сукупною дією таких факторів, як наявність у струмовому контурі петлі слабого великомасштабного електричного поля, вплив парних кулонівських зіткнень, втрата імпульсу електронами на пульсаціях розвиненої бернштейнівської турбулентності, а також загасання Ландау. Вважалося, що поблизу основи петлі, — в області «кілогауссових» магнітних полів, — густина і температура плазми визначається за допомогою напівемпіричної моделі сонячної атмосфери FAL (Fontenla-Avrett-Loeser), що враховує вплив процесу дифузії гелію. Проведено порівняння отриманих результатів з результатами аналогічних розрахунків для альтернативних моделей сонячної атмосфери MAVN (Machado-Avrett-Vernazza-Noyes) та VAL (Vernazza-Avrett-Loeser).

ВВЕДЕНИЕ

Ленгмюровские волны играют чрезвычайно важную роль в физических процессах, происходящих в токовых слоях плазмы солнечной атмосферы [1, 4, 5, 10]. Среди кинетических неустойчивостей, приводящих к возбуждению ленгмюровских волн, чаще всего рассматривают неустойчивость пучка электронов в плазме [2, 10, 12]. Согласно классическому сценарию развития неустойчивости данного типа [2, 5, 9, 12, 17] линейная стадия при благоприятных условиях может перейти в стадию слабой, а затем и сильной турбулентности. При этом образование крупномасштабных областей с низкой плотностью плазмы (плазменного конденсата) можно трактовать как появление низкочастотной турбулентности на фоне высокочастотной ленгмюровской. Во всех возможных вариантах теории данного явления [1, 2, 5, 9, 10, 12, 17] получается один и тот же результат, наиболее важ-

ный для астрофизических приложений: в результате развития модуляционных возмущений энергия плазменных волн из области конденсата начинает перекачиваться в область больших волновых чисел, аналогично поведению турбулентности в гидродинамике. При развитой ленгмюровской турбулентности, когда имеются волны различных масштабов, процесс ускорения частиц носит диффузионный характер. Высокочастотная ленгмюровская турбулентность может ускорить только относительно быстрые частицы именно потому, что фазовые скорости плазмонов превышают тепловую скорость электронов. В режиме слабой турбулентности, пока идет процесс накопления энергии волн в области конденсата, ускорение частиц относительно невелико, однако процесс ускорения становится намного эффективнее при переходе в стадию сильной турбулентности. Согласно некоторым оценкам [9, 10, 12, 17, 19] почти 90 % энергии турбулентности переходит к быстрым частицам. Так могут образовываться «хвосты» энергичных частиц [1, 17]. В модели вспышки ХПР (Хейвартса — Приста — Раста) [14], где ди-

© А. Н. КРИШТАЛЬ, С. В. ГЕРАСИМЕНКО,
А. Д. ВОЙЦЕХОВСКАЯ, А. А. СОЛОВЬЕВ, 2009

намика вспышечного процесса определяется взаимодействием двух магнитных потоков — «старого», наличного в аркаде, и «нового», всплывающего из-под фотосферы, — неустойчивость высокочастотных ленгмюровских волн и ленгмюровская турбулентность, которая может из нее развиться, появляются, как правило, только на заключительной фазе процесса, что в основном подтверждается и данными наблюдений [1, 5, 9, 12, 17, 19]. Возникновение высокочастотной ленгмюровской турбулентности, формирующей в послевспышечной плазме «хвосты» энергичных частиц, подтверждается результатами лабораторного моделирования процесса вспышки [1, 9, 10] и проявляется в виде возникновения ленгмюровских сателлитов ($+\omega_{pe}$ и $-\omega_{pe}$) у известных линий излучения [3].

Здесь $\omega_{pe} = \sqrt{4\pi n_e e^2 / m_e}$ — плазменная электронная частота.

Если иметь в виду конкретно петельные структуры в АО, то исходная высокочастотная ленгмюровская неустойчивость в плазме петли имеет откровенно «пучковый» характер и, согласно все тому же классическому сценарию [4], может быть вызвана пучком энергичных электронов, который формируется в петле после импульсной («флэш») фазы [1, 17, 19].

Обнаружение в первой половине 1980-х гг. дополнительного штарковского уширения линий бальмеровской серии с большими ($N \geq 8$) номерами [12] стало первым (и главным) экспериментальным подтверждением наличия в петлях АО крупномасштабного слабого электрического поля. Еще одним существенным (правда, косвенным) подтверждением можно считать значительный прогресс, достигнутый в моделировании вспышечного процесса с помощью модели петли типа «электрический контур» [1, 5, 17, 19]. В работах [6–8] было показано, что наличие такого «субдрейсеровского» поля [17] наряду с имеющейся неоднородностью плазмы и с учетом процессов диссипации может кардинальным образом повлиять на весь ход вспышечного процесса, поскольку еще до наступления фазы «предварительного нагрева» в предвспышечной плазме петли возможно появление

целого набора мелкомасштабных неустойчивостей низких и высоких частот. При наличии благоприятных условий каждая из них может дать начало соответствующей слабой, а потом, возможно, и сильной турбулентности, формирующей тем самым необходимые условия для образования высокотурбулентных токовых слоев (ВТТС) [10]. Как было показано в работах [6–8], среди этих неустойчивостей есть и высокочастотная ленгмюровская. Однако она весьма существенно отличается от своего «классического» аналога [1, 5, 12, 17]. Она является, во-первых, «довспышечной», а во-вторых, «непучковой», поскольку до начала вспышки на нижнехромосферном участке токового контура петли единственными высокоэнергичными частицами могут быть только так называемые «убежавшие» электроны [1, 2, 12], которые не оформлены в пространственно ограниченный пучок, и процент которых в исследуемой области пренебрежимо мал [6–8]. Очевидно, что непосредственное наблюдение подобной мелкомасштабной турбулентности удаленным наблюдателем на линейной стадии ее развития невозможно. Реально могут быть только косвенные свидетельства ее наличия в плазме петли. В одном случае исследуемая неустойчивость может достаточно быстро развиться в насыщенную ленгмюровскую турбулентность, и тогда у «хромосферных» линий излучения появятся ленгмюровские сателлиты $\omega_0 - \omega_{pe}$ и $\omega_0 + \omega_{pe}$ (здесь ω_0 — частота основной линии); в настоящее время их обнаружение вряд ли осуществимо, однако в принципе возможно [3, 12, 17]. В другом случае на более ранней стадии может проявиться низкочастотная турбулентность на фоне высокочастотной ленгмюровской. Образуются крупномасштабные области с пониженной плотностью плазмы, что можно трактовать как увеличение характерного масштаба турбулентности. Проявление такой турбулентности можно наблюдать по уширению линий при одном очень существенном дополнительном условии, а именно, что наблюдателю повезет вообще наблюдать предвспышечное состояние в АО. Самое удивительное заключается в том, что такие уникальные наблюдения действительно имеются.

В работе [13] в качестве индикатора возникновения предвспышечной турбулентности в АО было предложено рассматривать существенное увеличение так называемой нетепловой скорости v_{nt} (nonthermal velocity), определяемой соотношением

$$v_{nt} = \sqrt{\frac{2k_B(T_D - T_e)}{m_i}}, \quad (1)$$

где T_D — доплеровская температура, определяемая по полной ширине наблюдаемой линии, T_e — электронная температура, определяемая методом отношения линий [3,13], m_i — масса иона [13]. Эту величину необходимо было определить до вспышки (фоновое значение), проследить ее увеличение до вспышечного максимума, спад до «предвспышечного» минимума и снова увеличение до второго максимума. Тогда заметные изменения величины v_{nt} во временном интервале между двумя максимумами и представляют собой свидетельство существования предвспышечной турбулентности в АО. При этом надо быть уверенным в том, что космический аппарат (в случае [13] это был Yohkoh) наблюдает одну и ту же АО. Для этого необходимо было зафиксировать две вспышки в одной и той же активной области на протяжении одной и той же орбиты аппарата. Такая редкая возможность и представилась 3 октября 1993 года в АО 7590. Опуская детальное изложение результатов [13] и предложенную физическую интерпретацию, отметим только наиболее важные моменты. Временной интервал между вспышками «А» и «В» в АО 7590 составил приблизительно 18 минут, причем началу импульсной фазы каждой вспышки соответствовал четко фиксируемый всплеск жесткого рентгеновского излучения. Электронная температура, равно как и кривая блеска, на протяжении этого временного интервала изменялись весьма незначительно, в то время как v_{nt} изменилась почти в три раза (от 33.5 до 100 км/с). Таким образом, исследования [13] показали, что предвспышечная турбулентность в АО, фиксируемая по дополнительному уширению линий излучения, возможна. Авторы работы [13] связывают ее с пространственными изменениями, происходившими во вспышеч-

ном комплексе АО 7590 при вспышке магнитного потока из-под фотосферы.

«УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ» ПРЕДВСПЫШЕЧНОЙ ПЛАЗМЫ И ИНКРЕМЕНТ РАЗВИТИЯ НЕУСТОЙЧИВОСТИ

Полуэмпирическая модель солнечной атмосферы FAL (Fontenla-Avrett-Loeser) была разработана в 1990—1993 гг. [11]. В серии работ (см. ссылки в [11]) были изложены математические основы предложенной концепции и представлены результаты расчетов энергетического баланса для гидростатических моделей (A, C, F и P) солнечной переходной области. Эта область характеризуется аномально большими значениями температурного градиента по высоте и представляет собой промежуток между горячим корональным веществом с температурой порядка 10^6 К и гораздо более холодным хромосферным веществом с температурой 10^4 К и ниже. Она видна как узкий светящийся ободок на солнечном лимбе. В процессе моделирования ставилась цель сбалансировать потери на излучение из переходной области с полным потоком энергии, направленным из короны «вниз» в хромосферу, причем баланс этот должен иметь место на любой высоте в переходной области [11]. В указанных моделях A, C, F и P тщательнейшим образом учитывается диффузия частиц (в данном случае описываемая скоростью амбиполярной диффузии), включая отклонения от локального ионизационного равновесия и передачу энергии ионизации. В начальных работах цикла авторы модели FAL добились хорошего совпадения водородного спектра с реально наблюдаемыми интенсивностями и профилями линий $\text{Ly } \alpha$ и $\text{Ly } \beta$. В этих работах они достигли хорошего совпадения рассчитанных и реально наблюдаемых пространственных вариаций указанных линий. Последующие их работы были посвящены детальному обсуждению и анализу основных используемых приближений — пространственной «одномерности» и гидростатического равновесия. Последняя работа цикла [11] посвящена расчету излучения гелия при учете диффузии. Были получены оценки для транс-

портных коэффициентов из кинетической теории при отклонении содержания гелия от равновесных значений, соответствующих локальному ионизационному балансу. Спектры гелия были рассчитаны для каждой из моделей (А, С, F и P), при этом оценивалась роль гелия в передаче энергии (из короны в переходную область). Были исследованы эффекты «корональной подсветки» и их влияние на структуру переходной области и верхней хромосферы, а также влияние «корональной подсветки» на различные ультрафиолетовые линии и линию излучения нейтрального гелия He I λ 1083 нм. Проведенное детальное сравнение абсолютных интенсивностей и профилей линий показало, что упомянутые модели дают хорошее совпадение не только для спектра водорода, но и для спектра гелия [11]. Последний факт безусловно отражает значительный прогресс в моделировании атмосферы активной области и диагностике предвспышечной плазмы. В модели FAL, как и во всех остальных полуэмпирических моделях [5, 16, 21], в числе прочих характеристик оцениваются значения температуры и плотности плазмы как функции высоты.

Таким образом, если рассматривать высоту h над уровнем фотосферы как параметр, то связанные им пары значений плотности и температуры образуют своеобразное «уравнение состояния» плазмы [6–8]. Проведенные ранее исследования устойчивости высокочастотных ленгмюровских волн с «уравнениями состояния» MAVN и VAL [6,7] выявили высокую чувствительность инкремента к изменениям температуры и плотности. Поэтому изучение поведения инкремента в плазме с «уравнением состояния» FAL [11] можно рассматривать еще и как исследование влияния процесса диффузии гелия на развитие ленгмюровской неустойчивости. Выражение для «ленгмюровского» инкремента при наличии в предвспышечной плазме внешнего электрического поля и учета процессов диссипации было получено ранее с помощью метода Пайнса — Шриффера [18] и уже использовалось для исследования устойчивости ленгмюровских волн в плазме с «уравнениями состояния» MAVN [16] и VAL [21]. В еди-

ницах электронной плазменной частоты ω_{pe} оно имеет следующий вид [6, 7]:

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

Здесь $\varepsilon_R \equiv E_0 / E_D$, $k_L \equiv k_z d_E \equiv k_z v_{Te} / \omega_{pe}$, E_0 — амплитуда внешнего квазистатического электрического поля, E_D — величина локального дрейсеровского поля [1, 4, 5, 17, 19], v_{Te} — тепловая электронная скорость, d_e — дебаевский электронный радиус. В самом начале вспышечного процесса, в «период электронных столкновений» [8]

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

где v_{ei}^* — частота столкновений электронов и ионов в случае высокочастотных ленгмюровских колебаний; Z — атомный номер иона (для полностью ионизованной плазмы $Z = 1$); n_i — ионная концентрация в см^{-3} ; $\ln \Lambda$ — кулоновский логарифм; e — заряд электрона, m_e — масса электрона, T_e — «электронная» температура плазмы; ε_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума в системе СИ. На пределе используемых приближений, в конце фазы, предшествующей фазе «предварительного нагрева»,

$$v_{эф} \equiv \frac{\Omega_e}{m} \varepsilon_R^3. \quad (4)$$

Здесь $v_{эф}$ — эффективная частота рассеяния (потери импульса) электронов на пульсациях развитой бернштейновской турбулентности [2]; Ω_e — электронная циклотронная частота; $m = 10$ для первой бернштейновской гармоники и $m = 5$ — для второй. Период развития предвспышечного состояния в петле, когда эффективная частота столкновений определяется выражением (4), впредь будем условно называть «периодом бернштейновской турбулентности» [8]. Как

было показано в работах [6, 7], бернштейновская неустойчивость в предвспышечной плазме петель с «уравнениями состояния» MAVN и VAL имеет самый низкий порог возбуждения по амплитуде электрического поля. При этом ленгмюровская неустойчивость имеет самый высокий порог. Поэтому весьма вероятным видится сценарий развития событий, в котором эта неустойчивость будет развиваться на фоне уже развитой бернштейновской турбулентности [8].

Из выражения (2) для относительного инкремента видно, что в бесстолкновительном приближении, равно как и в «период электронных столкновений», скорость роста возмущений не зависит от величины магнитного поля в полном соответствии с классическими воззрениями на процесс развития неустойчивости продольных волн. Вместе с тем из выражения (4) хорошо видно, что в «период бернштейновской турбулентности» величина Γ зависит от напряженности «внешнего» магнитного поля в силу зависимости величины $v_{эф}$ от циклотронной частоты Ω_e . В предыдущих работах [6, 7] нами использовалась модель петли, в которой на исследуемом участке ее токового контура, в интервале высот от 350 до 1400 км над уровнем фотосферы, напряженность магнитного поля изменяется в «килоггауссовом диапазоне» (от 140 до 900 мТл). Такая конфигурация поля в петлях, с наиболее высокими значениями напряженности вблизи их оснований, является самой распространенной [20]. Этой же моделью мы пользовались и при исследовании устойчивости ленгмюровских волн в плазме с уравнением состояния FAL [11]. Отдельно стоит отметить, что авторы модели FAL в [11] особенно обращают внимание на то, что проведенные ими расчеты справедливы для тех областей солнечной атмосферы, где можно пренебречь влиянием крупномасштабных потоков масс и сдвиговых движений плазмы, а локальная диссипация энергии (в переходной области) мала по сравнению с радиационными потерями, которые уравнивают нисходящий поток энергии, привносимый частицами из корональной области. Такие физические условия, по их мнению, реализуются в основаниях горячих корональных петель.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ И ОБСУЖДЕНИЕ

В полуэмпирической модели FAL [11], как и в моделях MAVN [16] и VAL [21], вертикальный масштаб неоднородности температуры и плотности в среднем достаточно «мелкий» по сравнению с толщиной петли. Согласно оценкам, полученным авторами FAL, минимальная толщина должна составлять несколько сотен километров. При этом самый маленький шаг по высоте получается вблизи верхней границы области (там $\Delta h \leq 1$ км), самый большой — в субфотосферных слоях, вблизи основания петли (там $\Delta h \approx 50$ км). Поскольку «разметка» по высоте во всех трех вышеупомянутых моделях в основном не совпадает, то для сравнения результатов расчетов в рамках FAL с аналогичными величинами в MAVN и VAL выбирались значения высоты заведомо немного больше и немного меньше заданного уровня. Из четырех разновидностей модели FAL (модификации А, С, F и P) для сравнения с MAVN и VAL были выбраны только две, а именно А и P. В первой из них на одной и той же высоте значения температуры и плотности плазмы получаются наименьшими, а во второй — наибольшими. Расчеты были выполнены для двух случаев: а) для «периода электронных столкновений», когда $v_{эф}$ определяется выражением (3); б) для «периода бернштейновской турбулентности», когда $v_{эф}$ определяется по формуле (4). Основные физические характеристики предвспышечной плазмы петель с тремя различными уравнениями состояния — MAVN, VAL и FAL — представлены в табл. 1.

В последней графе табл. 1 приведены значения коэффициента перед ϵ_R^3 в формуле (4), когда $v_{эф}$ (4) выражается в единицах ω_{pe} . Обычно это делается для того, чтобы легче было сравнивать величины эффективной частоты столкновений в «период электронных столкновений» и в «период бернштейновской турбулентности». Очевидно, что в данном случае речь идет о турбулентности, которая развилась из неустойчивости первой гармоники.

Структура поверхности приведенного инкремента $\Gamma(2)$ как функции переменных ϵ_R и k_L в

Таблица 1. «Уравнения состояния» плазмы и ее основные характеристики на различных высотах в петле

Модель атмосферы	Модификация	n_e , 10^{11}см^{-3}	$T_e = T_p$, К	B_0 , мТл	h , км	v_{Te} , км/с	ω_{pe} , 10^{10}с^{-1}	Ω_e , 10^{10}с^{-1}	d_e , 10^{-4}см	v_{ei}^* , 10^7с^{-1}	$\Omega_e / 10 \omega_{pe}$
MAVN F1	F1	3.58	5620	321	675	292	3.37	5.64	8.66	3.29	0.167
FAL F1(1)P	Модель P	2.50	5220	321	650	281	2.81	5.64	10.01	2.560	0.201
FAL F1(2)P	Модель P	3.02	5480	321	700	288	3.10	5.64	9.29	2.891	0.182
FAL F1(1)A	Модель A	0.714	4390	321	650	258	1.51	5.64	17.08	0.949	0.373
FAL F1(2)A	Модель A	0.468	4510	321	700	262	1.22	5.64	21.48	0.601	0.451
VAL E	E	1.05	6500	145	1380	314	1.78	2.56	17.6	0.776	0.143
FAL E(1)P	Модель P	4.79	7420	145	1380	335	3.80	2.56	8.82	1.226	0.068
FAL E(2)A	Модель A	0.31	6150	145	1375	305	0.97	2.56	31.44	0.093	0.260

своих наиболее характерных чертах остается неизменной при переходе от «периода электронных столкновений» к «периоду бернштейновской турбулентности»: предельно малые отрицательные значения инкремента («подкритическое» состояние неустойчивости) при $0 \leq k_L < 0.2$, четко выраженный «завал» в районе $k_L \approx 0.5$ и медленный рост при $k_L > 2$ с последующим выходом в положительное полупространство. Фактически изменяются только граничные значения $(k_L)_{\text{гран}}$ и $(\epsilon_R)_{\text{гран}}$, при которых декремент затухания становится инкрементом роста неустойчивости. В табл. 2 приведены указанные граничные значения и первые значения приведенного инкремента в положительной области для всех «уравнений состояния» из табл. 1. На рис. 1 показан вид поверхности приведенного инкремента для «уравнения состояния» FAL F1(1) (модель P, $h = 650$ км).

Как было отмечено ранее [6, 7], при приближении k_L к значению $k_L = 2\pi \approx 6.28$ длина волны возмущения сравнивается с электронным дебаевским радиусом, и используемое плазменное приближение [1] становится нелегитимным. При увеличении ϵ_R увеличивается процент «убежавших» электронов. Поэтому данные табл. 2 указывают на то, что при переходе от модели атмосферы VAL к модели FAL (т. е. при учете процесса диффузии гелия [11]) затрудняется возникновение и развитие исследуемой неустойчивости, поскольку в этом случае растут (хотя и незначительно) значения $(\epsilon_R)_{\text{гран}}$, а также значения $(k_L)_{\text{гран}}$, причем последние — весьма заметно. Для модели MAVN F2 учет диффузии мало что изменяет, так как при переходе к FAL $(\epsilon_R)_{\text{гран}}$

уменьшается при увеличении $(k_L)_{\text{гран}}$ и наоборот. При этом «огрубленные средние» значения этих величин практически не меняются. То же самое наблюдается и при переходе от MAVN F1 к FAL F1(1)A и FAL F1(2)A. И только учет диффузии гелия при переходе от MAVN F1 к FAL F1(1)P и FAL F1(2)P несколько облегчает процесс возникновения и развития неустойчивости, поскольку в этом случае незначительное увеличение значений $(k_L)_{\text{гран}}$ сопровождается отчетливо выраженным снижением порога по амплитуде электрического поля.

Еще более отчетливо негативная (по отношению к возбуждению неустойчивости) тенденция, обнаружившая себя в «период электронных столкновений», проявляется в «период бернштейновской турбулентности», когда снижение порога возбуждения по электрическому полю неизменно сопровождается уменьшением величины граничной длины волны возмущения. И наоборот, при уменьшении $(k_L)_{\text{гран}}$ до предела

Таблица 2. Граничные значения основных характеристик высокочастотной ленгмюровской неустойчивости в «период электронных столкновений»

Модель атмосферы	Модификация	$(\epsilon_R)_{\text{гран}}$	$(k_L)_{\text{гран}}$	$\Gamma_{(1+)}$	h , км
MAVN F1	F1	0.097	3.11	$8.67 \cdot 10^{-5}$	675
FAL F1(1)P	P	0.091	3.21	$1.76 \cdot 10^{-5}$	650
FAL F1(2)P	P	0.089	3.21	$2.89 \cdot 10^{-5}$	700
FAL F1(1)A	A	0.092	3.51	$4.75 \cdot 10^{-5}$	650
FAL F1(2)A	A	0.094	3.71	$1.02 \cdot 10^{-4}$	700
VAL E	E	0.095	3.81	$4.74 \cdot 10^{-5}$	1380
FAL E(1)P	P	0.095	4.11	$1.32 \cdot 10^{-4}$	1380
FAL E(2)A	A	0.097	5.51	$3.32 \cdot 10^{-5}$	1375

величина $(\epsilon_R)_{\text{гран}}$ существенно возрастает. Так, при численном моделировании для минимальных значений $(k_L)_{\text{гран}} = 1.91$ и $(k_L)_{\text{гран}} = 2.26$ были получены одинаковые значения $(\epsilon_R)_{\text{гран}} = 0.193$. Совершенно очевидно, что субдрейсеровское поле такой амплитуды создает недопустимо высокую долю «убежавших» электронов [8] с точки зрения используемой концепции исследований. Поскольку степень правомерности используемого плазменного приближения [1, 2] для неустойчивостей с $(k_L)_{\text{гран}} = 2.26$ и $(k_L)_{\text{гран}} = 6.28$ реально является одинаковой, то было решено в расчетах основное внимание сосредоточить на неустойчивостях с минимальным порогом возбуждения по электрическому полю, хотя для них для всех граничная длина волны возмущения практически совпадает с электронным дебаевским радиусом. Вычисления были

Таблица 3. Граничные значения основных характеристик высокочастотной ленгмюровской неустойчивости в «период бернштейновской турбулентности» (случай первой гармоники)

Модель атмосферы	Модификация	$(\epsilon_R)_{\text{гран}}$	$(k_L)_{\text{гран}}$	$\Gamma_{(1+)}$	h , км
MAVN F1	F1	0.077	6.21	$4.07 \cdot 10^{-4}$	675
FAL F1(1) _п	P	0.073	6.26	$3.89 \cdot 10^{-4}$	650
FAL F1(2) _п	P	0.075	6.26	$4.48 \cdot 10^{-4}$	700
FAL F1(1) _А	A	0.063	6.21	$2.53 \cdot 10^{-4}$	50
FAL F1(2) _А	A	0.060	6.21	$4.54 \cdot 10^{-4}$	700
VAL E	E	0.079	6.27	$1.12 \cdot 10^{-4}$	1380
FAL E(1) _п	P	0.096	6.21	$6.28 \cdot 10^{-5}$	1380
FAL E(2) _А	A	0.068	6.27	$7.09 \cdot 10^{-5}$	1375

Таблица 4. Граничные значения основных характеристик высокочастотной ленгмюровской неустойчивости в «период бернштейновской турбулентности» (случай второй гармоники)

Модель атмосферы	Модификация	$(\epsilon_R)_{\text{гран}}$	$(k_L)_{\text{гран}}$	$\Gamma_{(1+)}$	h , км
MAVN F1	F1	0.064	6.26	$1.03 \cdot 10^{-4}$	675
FAL F1(1) _п	P	0.062	6.21	$5.51 \cdot 10^{-4}$	650
FAL F1(2) _п	P	0.063	6.26	$3.56 \cdot 10^{-4}$	700
FAL F1(1) _А	A	0.053	6.21	$2.9 \cdot 10^{-4}$	650
FAL F1(2) _А	A	0.050	6.26	$1.81 \cdot 10^{-4}$	700
VAL E	E	0.067	6.22	$1.52 \cdot 10^{-4}$	1380
FAL E(1) _п	E	0.081	6.21	$3.49 \cdot 10^{-4}$	1380
FAL E(2) _А	P	0.058	6.18	$4.37 \cdot 10^{-5}$	1375

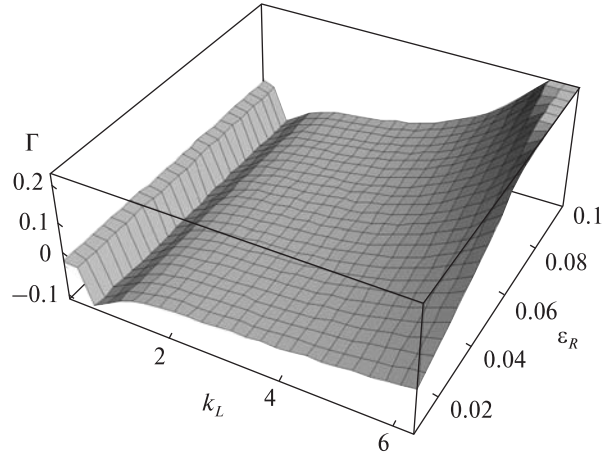


Рис. 1. Приведенный инкремент Γ как функция приведенного волнового числа $k_L \equiv k_z d_e$ и амплитуды электрического поля $\epsilon_R = E_0/E_D$ в «период электронных столкновений».

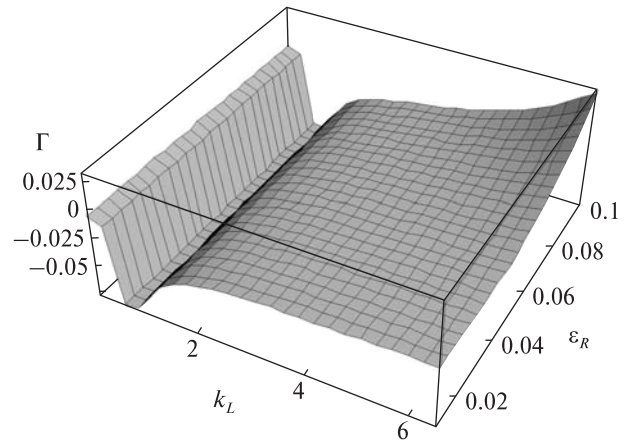


Рис. 2. Приведенный инкремент высокочастотной ленгмюровской неустойчивости в «период бернштейновской турбулентности» для «уравнения состояния» из FAL F1(2) с $(\epsilon_R)_{\text{гран}} = 0.050$ и $(k_L)_{\text{гран}} = 6.26$.

проведены отдельно для случаев, когда бернштейновская турбулентность возникает из неустойчивости первой и второй бернштейновских гармоник. Результаты расчетов приведены в табл. 3 и 4. Общий вид поверхности приведенного инкремента не изменяется при замене $v_{\text{эф}}$ из формулы (3) на $v_{\text{эф}}$ из формулы (4). Вид функции $\Gamma = \Gamma(k_L, \epsilon_R)$ для модели атмосферы FAL F1(2) ($h=700$ км, модель А, вторая гармоника) приведен на рис. 2.

Данные, приведенные в табл. 3, позволяют определить общую тенденцию: при переходе от MAVN и VAL к FAL величины $(k_L)_{\text{гран}}$ изменяются весьма незначительно: относительное изменение в основном не превышает 1%. В то же время величины $(\epsilon_R)_{\text{гран}}$ изменяются весьма заметно, особенно в моделях А из FAL, где их относительное изменение может достигать 15—17%. Именно в этих случаях учет процесса диффузии гелия формально облегчает возникновение и развитие ленгмюровской неустойчивости.

При переходе к исследованию устойчивости ленгмюровских волн на фоне бернштейновской турбулентности, возникшей из неустойчивости второй гармоники, общая картина остается неизменной в том смысле, что переход от MAVN и VAL к модели FAL, учитывающей диффузию гелия, облегчает процесс развития неустойчивости только для некоторых моделей А. При этом по сравнению со «случаем первой гармоники» относительное изменение граничной длины волны возмущения становится еще меньше, а порог возбуждения по величине электрического поля — еще ниже, тогда как его относительное изменение увеличивается (в максимуме оно достигает 21.8%).

Как видно из табл. 2—4, во всех рассмотренных случаях величина $\Gamma_{(1+)}$, представляющая собой первое ненулевое значение приведенного инкремента при выходе поверхности $\Gamma = \Gamma(k_L, \epsilon_R)$ в «положительное» полупространство, остается чрезвычайно малой. Это свидетельствует о высокой добротности исследуемого процесса.

ВЫВОДЫ

Итоги проведенного исследования можно сформулировать следующим образом: учет процесса диффузии гелия для некоторых уравнений состояния предвспышечной плазмы облегчает процесс возникновения и развития высокочастотной неустойчивости, поскольку снижает порог ее возбуждения по амплитуде электрического поля. При этом значение граничной длины волны возбуждения во всех случаях остается величиной порядка электронного дебаевского радиуса. В этом смысле, даже учитывая высокую

добротность исследуемого волнового процесса, данная неустойчивость является маргинальной, поскольку возникает на пределе применимости приближений, используемых в расчетах [6, 8]. С точки зрения величины порога неустойчивости по амплитуде квазистатического субдрейсеровского [17] электрического поля развитие неустойчивости на фоне бернштейновской турбулентности является более предпочтительным, чем в более ранний «период электронных столкновений».

1. Алтынцев А. Т., Банин В. Г., Кузлин Г. В., Томозов В. М. Солнечные вспышки. — М.: Наука, 1982. — 247 с.
2. Галеев А. А., Сагдеев Р. З. Нелинейная теория плазмы // Вопросы теории плазмы. — 1973. — Вып. 7. — С. 3—145.
3. Грим Г. Уширение спектральных линий в плазме. — М.: Мир, 1978. — 492 с.
4. Де Ягер К. Строение и динамика атмосферы Солнца. — М.: Изд-во иностр. лит., 1962. — 376 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. Кришталь А. Н., Герасименко С. В. Неустойчивости высокочастотных ленгмюровских волн в предвспышечной плазме // Космічна наука і технологія. — 2005. — 11, № 1/2. — С. 68—74.
7. Кришталь А. Н., Герасименко С. В. О последовательности появления неустойчивостей плазменных волн в основаниях арочных структур на Солнце на ранних этапах вспышечного процесса // Кинематика и физика небес. тел. — 2005. — 21, № 5. — С. 352—367.
8. Кришталь О. Н. Дрібномасштабні нестійкості в передспалаховій плазмі петель в активній області Сонця: Автореф. дис. ... д-ра фіз.-мат. наук / НАН України. Головна астрономічна обсерваторія. — Київ, 2008. — 40 с.
9. Максимов В. П., Томозов В. М. О возможных проявлениях турбулентного Штарк-эффекта в различных моделях вспышки // Год солнечного максимума: Тр. Междунар. конф., Симферополь, 27—31 марта 1981 г. — М.: Изд-во ИЗМИРАН, 1981. — Т. 1. — С. 168—177.
10. Сомов Б. В. Солнечные вспышки // Итоги науки и техники / ВИНТИ. Астрономия. — 1987. — 34. — С. 78—135.
11. Fontenla J. M., Avrett E. H., Loeser R. Energy balance in solar transition region. III. Helium emission in hydrostatic, constant-abundance models with diffusion // Astrophys. J. — 1993. — 406, N 1. — P. 319—345.

12. Foukal P., Hinata S. Electric fields in the solar atmosphere: a review // *Solar Phys.* — 1991. — **132**, N 1. — P. 307–330.
13. Harra I. K., Mathews S. A., Culhane J. L. Nonthermal velocity evolution in the precursor phase of a solar flare // *Astrophys. J.* — 2001. — **549**, N 2. — P. L245–L248.
14. Heyvaerts J., Priest E., Rust D. An emerging flux model for the solar flare phenomenon // *Astrophys. J.* — 1977. — **216**, N 1. — P. 213–221.
15. Kryshchal 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.
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 I. A., Cargil P. I., Emslie A. G., et al. Critical issues for understanding particle acceleration in impulsive solar flares // *J. Geophys. Res.* — 1997. — **102A**, N 7. — P. 14631–14659.
18. Pines D., Schrieffer J. R. Collective behavior in solid-state plasmas // *Phys. Rev.* — 1961. — **124**, N 5. — P. 1387–1400.
19. Poletto G., Kopp R. A. Macroscopic electric fields during two-ribbon flares // *The lower atmosphere of solar flares* / Ed. by D. Niedeg. — Sacramento Peak, NM, 1986. — N 50. — P. 453–465.
20. Solanki S. K. Small-scale solar magnetic fields: an overview // *Space Sci. Revs.* — 1993. — **63**. — P. 1–183.
21. Vernazza J. E., Avrett E. H., Loeser R. Structure of solar chromosphere. III. Models EUV brightness components of the quiet Sun // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* — 1981. — **45**. — P. 635–725.

Надійшла до редакції 10.08.09

A. N. Kryshchal', S. V. Gerasimenko,
A. D. Voitshovskaya, A. A. Soloviov

ON THE POSSIBILITY OF LANGMUIR TURBULENCE DEVELOPMENT AT THE EARLY STAGE OF A FLARE PROCESS

We investigated some conditions of the appearance of high-frequency electron langmuir wave instability in a plasma near the foot-point of the loop structure at the early stage of a flare process in a solar active region (AR). The process of the instability rise and development is a result of the combined action of the following factors: the existence of a weak large-scale electric field in the loop current circuit, influence of the pair Coulomb collisions, loss of electron momentum due to the interaction with the pulsations of saturated Bernstein turbulence and Landau damping. It is assumed that near the loop footpoint, in the region of «kilogauss» magnetic fields, the plasma density and temperature are determined in the framework of the semiempirical model FAL (Fontenla-Avrett-Loeser) for solar atmosphere which takes into account the helium diffusion process. We performed the comparison of the obtained results with the analogous results derived in the framework of alternative models MAVN (Machado-Avrett-Vernazza-Noyes) and VAL (Vernazza-Avrett-Loeser) for the solar atmosphere.