

УДК 523.98

А. Н. Кришталь, А. Д. Войцеховская, С. В. Герасименко,
Ю. В. Кызыоров, П. П. Маловичко, Е. К. Сиренко

Головна астрономічна обсерваторія НАН України, Київ

Исследование процессов генерации МГД-волн, их трансформации и переноса волновой энергии при наличии крупномасштабных электромагнитных полей в атмосфере Солнца и гелиосфере

Надійшла до редакції 21.01.08

Розглянуто динамічні процеси, що протікають в атмосфері Сонця та геліосферній плазмі. Запропоновано й досліджено нові механізми генерації й трансформації плазмових хвиль. Проаналізовано причини, умови й джерела виникнення турбулентних станів сонячної атмосфери. Вивчено вплив великомасштабних електромагнітних полів на процеси, що відбуваються у передспалахових і післяспалахових петлях. Досліджено механізми трансформації турбулентних рухів фотосферного газу у плазмові неоднорідності фотосфери.

ВВЕДЕНИЕ

Условия генерации плазменных волн вследствие возникновения и развития неустойчивостей имеют самое непосредственное отношение к двум большим группам проблем солнечной физики. Первую группу составляют так называемые «вечные» проблемы: нагрев плазмы в петлях и «волновой» нагрев короны, проблема возникновения электромагнитной волны в плазме активной области и ее выхода из области генерации, условия появления в петлях ударных волн, условия формирования токовых слоев и механизм развития вспышки. Исследования в данной области стали актуальными давно, и будут оставаться таковыми еще достаточно долго. Вторую группу задач составляют исследования, представляющие в той или иной степени модификацию одной главной проблемы: краткосрочного прогноза вспышки в активной области.

Хорошо известно, что вспышки чаще всего происходят в тех местах активной области, где уже произошла предыдущая вспышка, а именно в арках магнитных петель [15, 32, 34]. Крупномасштабное электрическое поле, которое существует в петлях, является одним из наиболее характерных признаков данного объекта исследований. Очевидно, что присутствие этого поля имеет значительное влияния и на процессы генерации МГД-волн, и на трансформацию и перенос волновой энергии [3, 4, 15]. Это влияния распространяется по всей атмосфере вспышки от фотосферы до короны. Последствие вспышки, основные характеристики которой рассчитываются в теоретических моделях с учетом крупномасштабного электрического поля, можно наблюдать и в солнечном ветре, и в магнитосфере Земли.

В рамках основной темы исследований были изучены физические условия генерации мелко-

масштабных волн в магнитных петлях и флюктуаций плотности плазмы в фотосферных слоях активной области; проанализирована зависимость интенсивности пространственного спектра флюктуаций от высоты и напряженности магнитного поля; проанализирована токовая неустойчивость альвеновских волн в корональных петлях; рассмотрены физические условия возникновения и основные типы некоторых трехволновых процессов в плазме активной области и магнитосфере Земли.

1. МЕЛКОМАСШТАБНЫЕ НЕУСТОЙЧИВОСТИ В ПРЕДВСПЫШЕЧНОЙ ПЛАЗМЕ ПЕТЕЛЬ В АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ

а) Крупномасштабные электромагнитные поля в солнечной атмосфере. Надежно наблюдаемое в линиях бальмеровской серии с большими номерами ($n \geq 16$) дополнительное штарковское «уширение» (расщепление) свидетельствует о наличии в послевспышечных петлях крупномасштабного квазистатического электрического поля. Его амплитуда существенно меньше амплитуды хольцмаровского поля, а также осциллирующих электрических полей низкой частоты, имеющих «турбулентное» происхождение. Возможность его непосредственного наблюдения ограничена разрешающей способностью современных средств наблюдения: $E_{\text{тр}} \approx 0.1$ В/см. Крупномасштабные магнитные поля петель являются квазипотенциальными. На малых вертикальных масштабах, определяющих стратификацию плазмы с высотой, такое поле можно считать однородным. На самой ранней предвспышечной стадии, когда

$$u_e \equiv \frac{eE_0}{m_e v_{ei}} \ll v_{Te},$$

(здесь m_e и e — масса и заряд электрона, E_0 — амплитуда электрического поля, v_{ei} — частота электрон-ионных столкновений, v_{Te} — тепловая скорость электронов), условие доминирования поперечных (по отношению к магнитному полю петли \mathbf{B}_0) полей E_{\perp} , которое заключается в наличии больших скоростей относительно движения нейтралов и ионизованного компонента плазмы, заведомо не выполняется. На этой ста-

дии доминируют продольные поля E_{\parallel} . В таком случае использование формализма дисперсионного уравнения имеет преимущества перед численным моделированием системы МГД-уравнений при исследовании устойчивости малых возмущений. Прежде всего потому, что граничные условия в области генерации в принципе не могут быть известны с требуемой точностью.

В условиях атмосферы активной области интервал изменения напряженности магнитного поля $150 \text{ Гс} \leq |\mathbf{B}_0| \leq 300 \text{ Гс}$ является наиболее проблемным с точки зрения точности измерений. Здесь уже «плохо работает» эффект Ханле, и пока «еще плохо работает» эффект Зеемана. При моделировании физических условий в послевспышечных петлях значение амплитуды магнитного поля на определенной высоте следует по возможности выбирать вне этого интервала.

Исследование устойчивости мелкомасштабных возмущений невозможно без информации об основных плазменных характеристиках, как «термодинамических», так и «электромагнитных», прежде всего таких, как плотность и температура плазмы, а также амплитуды «внешних» полей, — электрического и магнитного. Значения этих величин заметно отличаются на различных стадиях вспышечного процесса. Последовательность стадий определяется общим сценарием процесса, т. е. моделью вспышки. Можно утверждать, что конкретное рассмотрение плазменных неустойчивостей в качестве «генераторов» волн возможно только в рамках определенной модели вспышечного энерговыделения.

В предвспышечном состоянии в глубоких слоях плазмы магнитной петли, которые соответствуют «нижнехромосферному» и субфотосферному участкам ее токового контура, относительное число высокоэнергичных частиц может быть пренебрежимо малым. Это тем более справедливо в ситуации, когда предыдущая вспышка в аркаде давно закончилась, а новая еще не началась. В этом случае большинство электронов из высокоэнергичных потоков растратило свою энергию на тормозное излучение в плотных хромосферных слоях, ушло через «конус потерь», либо вышло из магнитной ловушки по «разомкнутым» силовым линиям в корону. В этом смысле представляется правомерным счи-

тать плазменные неустойчивости в этой части петли на самой ранней стадии вспышечного процесса «непучковыми» и обоснованно пренебречь влиянием стандартной пучковой неустойчивости на ход процесса.

б) Исследование устойчивости мелкомасштабных возмущений в предвспышечной плазме петель в активной области (длина волны возмущения значительно меньше характерного размера области генерации) имеет непосредственное отношение к трем наиболее актуальным задачам современной гелиофизике.

1. Изучение турбулентных явлений в плазме солнечной атмосферы (условия возникновения и динамика развития токовых слоев; ионно-звуковая турбулентность («быстрый» нагрев плазмы петель); ленгмюровская турбулентность (ускорение частиц).

2. Исследование источников и условий генерации различных типов волн в плазме активной области; причем плазменные неустойчивости рассматриваются как основной источник генерации волн на ранней стадии вспышечного процесса. Особо необходимо отметить роль процессов диссиляции в генерации высокодобротных колебаний в предвспышечной плазме.

3. Краткосрочный прогноз вспышки в активной области (срок прогноза меньше среднего времени всплыивания из-под фотосфера «нового» магнитного потока), который может быть двух видов:

- казуальный прогноз, который предполагает наличие определенного объема знаний о причинах вспышки, ее механизме и стадиях ее развития;
- синоптический прогноз, который основывается на определенной морфологии (т. е. внешнем виде) активной области перед вспышкой.

В процессе изучения мелкомасштабных неустойчивостей была предложена и разработана оригинальная концепция исследований. Ее основные положения таковы.

1. Установление пространственно-временных границ исследуемой области и рассматриваемого процесса. «Мелкомасштабность» волновых возмущений определяется требованием малости длины волны возмущения по сравнению с характерным масштабом области в заданном направлении.

2. В самом начале развития вспышечного процесса мелкомасштабные волновые возмущения в петлях генерируются вследствие возникновения и развития неустойчивостей на линейной стадии роста возмущения. Длительность стадии определяется величиной инкремента. Причиной неустойчивости является совокупное действие таких факторов, как наличие в петлях крупномасштабных электрического и магнитного полей, учет влияния столкновений заряженных частиц, а также пространственных неоднородностей температуры и плотности плазмы.

3. При исследовании устойчивости мелкомасштабных возмущений прямым или косвенным образом используется определенная модель вспышечного процесса. В данной концепции такой моделью является модель всплывающего магнитного потока Хейвартса — Присты — Раста (ХПР) и ее конструктивные модификации.

4. Отдельная петля в аркаде активной области представляет собой типичный («базовый») элемент аркады. Он может быть смоделирован эффективным токовым контуром с э. д. с. под фотосферой. Процесс распространения возмущений по аркаде не рассматривается.

5. Медленное по сравнению со временем развития неустойчивости изменение амплитуд магнитного и электрического полей в петлях рассматривается как следствие усиления взаимодействия магнитных потоков в рамках моделей вспышки ХПР. Начало рассматриваемого этапа вспышечного процесса соответствует нулевому уровню взаимодействия потоков и «равновесному» значению плотности тока на исследуемом участке токового контура петли. Об окончании этапа свидетельствует возникновение в плазме аномального сопротивления. При этом токовая скорость электронов относительно ионов должна оставаться меньше электронной тепловой скорости. Это означает, что исследуемый начальный этап заканчивается раньше, чем начинается предвспышечная фаза в модели ХПР, где токовый слой начинает формироваться после возникновения бунемановской неустойчивости. В свою очередь это означает, что до начала предвспышечной фазы нагрева в модели ХПР есть промежуток времени длительностью от нескольких минут до нескольких десятков минут, в течение которого не только успевают возникнуть и развиться некоторые типы плазменных неустойчи-

востей, но и могут реализоваться необходимые условия для формирования токовых слоев.

6. Слабость квазистатического электрического поля и влияние столкновений, а также малость пространственных градиентов плотности и температуры плазмы позволяют реализоваться стационарному сценарию развития неустойчивости, когда равновесные функции распределения электронов и ионов не зависят от времени явным образом. Равновесная функция распределения ионов по скоростям — максвелловское, а электронов — «сдвинутое» максвелловское распределение со сдвиговой скоростью u_e .

7. В слабых («субдрейсеровских») полях процент «убежавших» электронов пренебрежимо мал. Поскольку при благоприятных условиях в плазме петель «убежавшие» электроны могут образовать пучок высокозэнергичных частиц, то в таком случае влиянием этого пучка на развитие других видов неустойчивостей также можно пренебречь. И в этом смысле неустойчивости, рассматриваемые в рамках данной концепции, тоже являются «непучковыми».

8. Необходимость учета стратификации плазмы с высотой над уровнем фотосферы. Это означает использование определенного «уравнения состояния» плазмы из определенной полуэмпирической модели атмосферы активной области. Возможность пренебрежения влиянием кривизны и кручения магнитных силовых линий определяется критерием, связывающим термодинамические параметры плазмы и амплитуду поля $|B_0|$ с характеристиками волнового возмущения [23, 24].

$$\varepsilon_R = \frac{E_0}{E_D}, \quad \beta_A = \frac{v_{Te}}{v_A}, \quad \beta_i^{1/2} \ll 2\sqrt{2} \frac{|k_z|\rho_i}{\varepsilon_R \beta_A}.$$

Здесь β_i — «ионное плазменное бета», ρ_i — циклотронный ионный гирорадиус, v_A — альвеновская скорость, k_z — продольная составляющая волнового вектора возмущения, E_D — амплитуда локального дрейсеровского поля.

в) При исследовании квазиберштейновских мод в предвспышечной плазме вблизи основания петель было получено дисперсионное уравнение для высокочастотных электронных волн в магнитоактивной столкновительной плазме, находящейся во внешнем электрическом поле. Рассмотрен случай квазипоперечного по отношению к магнитному полю распространения волн. По-

лучены выражения для инкрементов неустойчивости, исследованы физические условия ее возникновения и развития. Показано, что при наличии килогауссовых полей в области вблизи основания петли, решениями дисперсионного уравнения являются квазиберштейновские 1-я и 2-я гармоники, модифицированные учетом столкновений и наличием субдрейсеровского электрического поля в плазме.

Для заданного уравнения состояния плазмы области неустойчивости обеих гармоник существуют для всех значений электронного параметра кинетичности в длинноволновом приближении.

Ширина интервала для величины k_R в каждой «полосе неустойчивости» в плоскости (k_R , ε_R) зависит от значения z_e электронного параметра кинетичности и растет с ростом приведенной амплитуды «субдрейсеровского» поля ε_R .

Границное значение $(\varepsilon_R)_{rp}$, при котором возникает неустойчивость второй гармоники, мало отличается от равновесного значения $(\varepsilon_R)_0$ в токонесущем контуре петли. Оно отмечает собой начало «эпохи электронных столкновений» на субфотосферном участке контура на самом раннем этапе развития вспышечного процесса [7].

Границное значение $(\varepsilon_R)_{rp}$ для первой гармоники (верхнегибридной частоты) при тех же значениях температуры и плотности плазмы и напряженности магнитного поля оказывается в среднем на два порядка выше, чем для второй гармоники. Оно отмечает собой конец «эпохи электронных столкновений» и возможное появление берштейновской турбулентности [5].

г) При исследовании неустойчивости продольных волн в плазме петель на ранней стадии вспышечного процесса были получены выражения для инкрементов развития неустойчивости, исследованы физические условия ее возникновения и развития. Оказалось следующее.

Для плазмы с высокой степенью неизотермичности $t^* = T_e/T_i > 10$ ионно-звуковая неустойчивость может возникнуть в петле в широком диапазоне высот над уровнем фотосферы. На самой ранней стадии развития вспышечного процесса — в «период электронных столкновений» — в исследуемой области при $1.7 \leq t^* \leq 8$ неустойчивость ионно-звуковых волн либо вообще отсутствует, и имеет место их затухание, либо формально возможна, однако при таких дополнительных ограничениях, которые исключ-

чают ее реальное появление в рамках используемой концепции исследований и модели плазмы.

В том же диапазоне высот при $10 \leq t^* \leq 20$ неустойчивость ионно-звуковых волн может возникнуть на фоне бернштейновской турбулентности на более позднем этапе взаимодействия магнитных потоков. В «период бернштейновской турбулентности» форма поверхности приведенного инкремента $\Gamma = \Gamma(k_*, t^*)$ как функция нормированного волнового вектора возмущения k_* и степени неизотермичности плазмы t^* слабо зависит от конкретного вида «уравнения состояния». В исследуемой области граничные значения $(t^*)_{\text{рп}} = 14$ и $(\varepsilon_R)_{\text{рп}} = 0.08$, при которых возникает неустойчивость, мало изменяются с высотой, тогда как значение граничной длины волны возмущения вдоль поля растет «снизу вверх» по мере удаления от фотосферы. Диапазон высот вблизи температурного минимума, приблизительно посередине исследуемого интервала, т. е. при $600 \leq h \leq 800$ (км) можно рассматривать как наиболее благоприятный для возникновения неустойчивости. Возникновение и развитие неустойчивости ионно-звуковых волн в области вблизи основания петель маловероятно на самой ранней стадии развития вспышечного процесса и вполне возможно на более поздней стадии — на фоне бернштейновской турбулентности [7, 9].

д) Исследование устойчивости решений модифицированного дисперсионного уравнения для высокочастотных электронных ленгмюровских волн показало, что поведение инкремента развития неустойчивости как функции длины волны возмущения и амплитуды электрического поля на субфотосферном участке токового контура петли слабо зависит от высоты над уровнем фотосферы.

Неустойчивость в исследуемой области не является маргинальной ни в «период электронных столкновений», ни в «период бернштейновской турбулентности», поскольку на поверхности приведенного инкремента $\Gamma = \Gamma(k_*, \varepsilon_R)$ и в том, и в другом случаях имеется локальный экстремум, и наблюдается четко выраженный переход из области с $\Gamma < 0$ в область с $\Gamma > 0$. Сравнение граничных значений $(\varepsilon_R)_{\text{рп}}$, при которых появляется неустойчивость ленгмюровских волн, позволяет сделать вывод о том, что ее возникнове-

ние более вероятно в «период бернштейновской турбулентности», — на более позднем этапе развития вспышечного процесса, чем в «период электронных столкновений», при этом появление неустойчивости на фоне бернштейновской турбулентности гораздо более вероятно, чем на фоне насыщенной ионно-звуковой. При возникновении бернштейновской турбулентности из неустойчивости второй гармоники неустойчивость электронных ленгмюровских волн возникает несколько раньше ионно-звуковой неустойчивости, а при возникновении турбулентности из неустойчивости первой гармоники они могут появиться одновременно. Учитывая высокие граничные значения величины $(\varepsilon_R)_{\text{рп}}$ и близость значения граничной длины волны возмущения $(\lambda_z)_{\text{рп}}$ к соответствующему значению дебаевского радиуса, можно сделать вывод, что неустойчивость электронных ленгмюровских волн при адиабатически медленном росте амплитуды электрического поля появляется последней в цепи различных неустойчивостей, возникающих в плазме петли в ходе развития вспышечного процесса, — на пределе используемых приближений [6].

В предвспышечной плазме петли на хромосферном участке ее токового контура возможна генерация кинетической ионно-звуковой волны (КИЗВ) вследствие распадной неустойчивости кинетической альвеновской волны (КАВ), возникающей на самом раннем этапе развития вспышечного процесса. Важнейшим физическим условием, необходимым для реализации процесса распадной неустойчивости являются существенно более высокие, чем в лабораторной плазме, значения амплитуды распадающейся волны (КАВ) в единицах напряженности внешнего магнитного поля [10].

е) При исследовании неустойчивости низкочастотных волн в неоднородной плазме поверхностного слоя петель был рассмотрен случай квазипоперечного распространения волн по отношению к магнитному полю петли. Оказалось, что в области частот $\omega \ll \Omega_i$ при наличии на хромосферном участке токового контура петли относительно слабых магнитных полей дисперсионное уравнение для квазипоперечных волн имеет вид полинома 4-й степени относительно безразмерной частоты. Четырем корням дисперсионного уравнения, которые не являются знакосопря-

женными, соответствуют две кинетических альвеновских волны и две ПВ-волны из диапазона кинетических ионно-звуковых волн (КИЗВ) (здесь ПВ — предвестник вспышки). ПВ-волны представляют собой отдельный тип волн, который не может быть отнесен ни к инерционным или кинетическим альвеновским, ни к магнито-звуковым. По частоте ПВ-волны попадают в диапазон КИЗВ и имеют такую же дисперсию, их приведенная фазовая скорость вдоль поля уменьшается с ростом ионного параметра кинетичности. Все рассмотренные неустойчивости являются маргинальными и определяются совокупным действием эффектов, связанных с учетом влияния электрического поля, столкновений и неоднородности плазмы.

При одновременном наличии в плазме градиентов температуры и плотности все неустойчивости проявляются в узкой области изменения параметра ∇ вблизи значения $\nabla = -3$, где ∇ есть отношение средних масштабов неоднородностей плотности и температуры. В «эпоху электронных столкновений», на самом раннем этапе вспышечного процесса, сначала возникает неустойчивость «обратной КАВ» с граничными значениями $(t)_{\text{rp}}^* = 4$ и $(\varepsilon_R)_{\text{rp}} = 1.01 \cdot 10^{-4}$ в области изменения параметров

$$-0.04 \leq k_R \leq -0.01,$$

$$0.12 \leq z_i \leq 0.20,$$

когда инкремент из отрицательного становится положительным [7]. Позднее, в «эпоху ионно-звуковой турбулентности», на пределе используемых приближений, появляется неустойчивость «ПВ-волны» с граничным значением $(\varepsilon_R)_{\text{rp}} = 0.002$ и $t^* = 15.66$ в области изменения параметров

$$0.10 \leq k_R \leq 0.20,$$

$$0.10 \leq z_i \leq 0.20.$$

И в том, и в другом случаях процесс развития неустойчивости обладает достаточно высокой добротностью [8].

Если относительный градиент температуры намного превышает относительный градиент плотности в «бесшировом» приближении, то в «эпоху электронных столкновений» волны, соответствующие «физическим» корням МДУ (когда величины Ω и k_z имеют одинаковые знаки),

затухают. Точно так же затухают и волны с $\omega > 0$ в «эпоху ионно-звуковой турбулентности» [7, 8]. Рассмотренные неустойчивости были исследованы для петель «с холодными ядрами», когда температура в поперечном сечении петли растет от центра к периферии.

В ситуации, когда относительный градиент плотности доминирует в сравнении с аналогичными величинами для температуры и напряженности магнитного поля, в «эпоху электронных столкновений» возникает неустойчивость «прямой модифицированной КИЗВ» с граничными значениями $(t)_{\text{rp}}^* = 1.7$ и $(\varepsilon_R)_{\text{rp}} = 6.5 \cdot 10^{-5}$ в области изменения параметров

$$0.14 \leq k_R \leq 0.16,$$

$$0.13 \leq z_i \leq 0.15.$$

При этом неустойчивости «обратной КАВ» и «обратной ПВ-волны» с граничными значениями $(t)_{\text{rp}}^* = 3.3$ и $(\varepsilon_R)_{\text{rp}} = 6.5 \cdot 10^{-5}$ возникают в области изменения параметров

$$-0.18 \leq k_R \leq -0.10,$$

$$0.13 \leq z_i \leq 0.15,$$

когда инкремент из отрицательного становится положительным. Возникающие неустойчивости являются маргинальными и обладают высокой добротностью. Всюду в области определения $|\Gamma_3| \gg |\Gamma_2|$. В «эпоху ионно-звуковой турбулентности», на пределе используемых приближений, знакопеременным инкрементом обладает только «обратная модифицированная КАВ» с граничным значением $(\varepsilon_R)_{\text{rp}} = 0.011$ при $t^* = 15.66$ в области изменения параметров

$$-0.18 \leq k_R \leq -0.06,$$

$$0.05 \leq z_i \leq 0.09.$$

Величина Γ становится положительной при $z_i \geq 0.048$ и $|k_R| \geq 0.055$. В то же время «прямая и обратная ПВ-волны» с граничным значением $(\varepsilon_R)_{\text{rp}} = 0.011$ при $t^* = 15.66$ в области

$$-0.04 \leq k_R \leq -0.08,$$

$$0.04 \leq z_i \leq 0.09$$

имеют относительные инкременты, которые являются всюду положительными в области определения. При этом относительный инкремент

«обратной ПВ-волны» почти на порядок больше, чем инкремент «прямой» [23, 24]. Рассмотренные неустойчивости исследованы для петель «с плотными ядрами», когда плотность в поперечном сечении петли падает от центра к периферии.

Существование определенной последовательности появления различных типов неустойчивостей на определенных этапах развития вспышечного процесса, когда напряженность субдрейзеровского поля в контуре петли адиабатически медленно нарастает, позволяет сформулировать необходимые условия краткосрочного прогноза. Основными из них являются возникновение низкочастотной модуляции всплесков III рода, микроволновое излучение в диапазоне от 10 до 50 ГГц и появление «плазменных сателлитов» в линиях излучения.

2. НЕЛИНЕЙНОЕ ЗАТУХАНИЕ ЛЕНГМЮРОВСКИХ ВОЛН ВСЛЕДСТИЕ ЛЕНГМЮР-АЛЬВЕН-ВИСТЛЕР-ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В СОЛНЕЧНОЙ КОРОНЕ

Нелинейные волновые взаимодействия с участием ленгмюровских волн, возбужденных электронным пучком, неоднократно исследовались в контексте механизмов генерации солнечных радиовсплесков. Высокоамплитудные ленгмюровские волны могут генерировать радиоволны в результате нелинейной взаимосвязи с низкочастотными магнитогидродинамическими волнами, такими как ионный звук, альвеновские волны, быстрые магнитоакустические волны [18, 19]. Мы предлагаем еще один возможный нелинейный параметрический процесс для ленгмюровских волн (Л), которые возбуждаются электронным пучком в солнечной короне, а именно их распад на вистлер (ВС) и кинетическую альвеновскую волну (КАВ). Данный процесс возможен для плазмы с относительно низкой плотностью и/или сильным магнитным полем, когда локальная электронно-циклотронная частота ω_{Be} больше чем локальная электронная плазменная частота ω_{pe} ($\omega_{Be}/\omega_{pe} > 1$).

На начальной (линейной) стадии параметрической неустойчивости $\text{Л} \rightarrow \text{ВС} + \text{КАВ}$, амплитуда ленгмюровской волны — волны накачки — считается постоянной, а амплитуды двух других волн нарастают со временем по экспоненте.

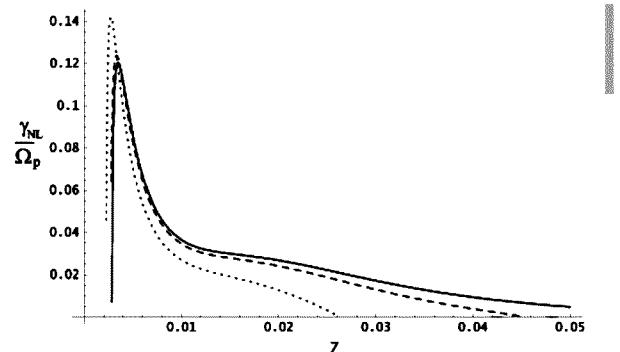


Рис. 1. Нелинейный инкремент неустойчивости $\text{Л} \rightarrow \text{ВС} + \text{КАВ}$ для ленгмюровской волны, которая возбуждается электронным пучком в солнечной короне. Величина дисперсионной переменной $Z = k_L \lambda_{De} = 0.01 \dots 0.04$ взята для спектра волн возбужденных электронным пучком с соответствующими скоростями $V_b/c = 1/3 \dots 1/4$. Нормированная энергия ленгмюровской волны $W_L = 10^{-4}$. Параметр $b = \omega_{Be}/\omega_{pe} = 1.04$ (сплошная линия); 1.1 (штриховая линия); 1.4 (пунктир)

Было показано [39], что инкремент неустойчивости (скорость экспоненциального роста двух возбужденных волн) значительно увеличивается с ростом перпендикулярного волнового числа кинетической альвеновской волны и критически зависит от отношения электронно-циклотронной частоты к электронной плазменной частоте в области волновых чисел $k_L \lambda_D \geq 0.01$: он является большим для $\omega_{Be}/\omega_{pe} \gtrsim 1$, но быстро уменьшается с увеличением ω_{Be}/ω_{pe} (рис. 1).

Таким образом, основная тенденция состоит в том, что быстрые электронные пучки в областях $\omega_{Be}/\omega_{pe} \gtrsim 1$ являются наиболее продуктивными для генерации ленгмюр-альвен-вистлер-неустойчивости.

Исследована нелинейная стадия неустойчивости $\text{Л} \rightarrow \text{ВС} + \text{КАВ}$ [16], а именно когда учитывается изменение амплитуды волны накачки со временем. Было показано, что в не диссипативном случае при четком частотном резонансе (разница частот $\Delta\omega = \omega_L - \omega_W - \omega_A = 0$) процесс распада имеет характер периодической трансформации энергии ленгмюровских волн в энергию КАВ и вистлера. Если $\Delta\omega \neq 0$, эффективность трансформации энергии умень-

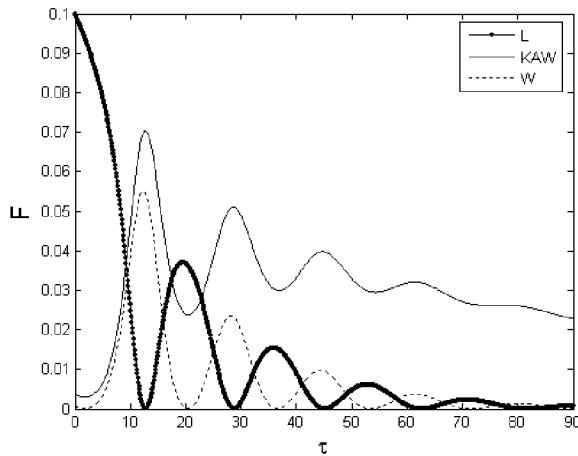


Рис. 2. Зависимость $F_\alpha(\tau)$ для диссипативных волн $\nu'_A = 0.01$, $\nu'_L = 0.04$, $\nu'_W = 0.07$ с частотным сдвигом $\delta = 0.01$. $\omega_{ch} = 1 \text{ c}^{-1}$ ($\delta = \Delta/\omega_{ch}$; $\nu_\alpha = \nu_\alpha \omega_\alpha / (\omega_{ch} \theta_\omega D)$)

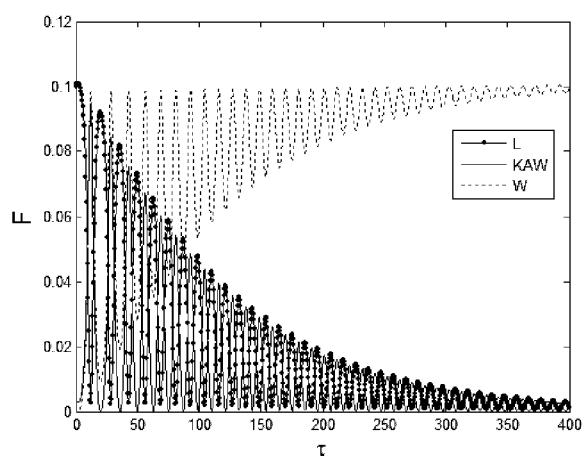


Рис. 3. Зависимость $F_\alpha(\tau)$ для диссипативных волн ($\nu'_A = 0.02$, $\nu'_L \approx 1.2 \cdot 10^{-6}$, $\nu'_W \approx 2.1 \cdot 10^{-6}$) с $\delta = 0.1$. $\omega_{ch} = \Omega_p = 3.3 \cdot 10^4 \text{ c}^{-1}$

шается. На рис. 2, 3 представлена нелинейная волновая динамика неустойчивости $\text{Л} \rightarrow \text{ВС} + \text{КАВ}$ для диссипативных волн с частотным сдвигом для случая диссипации кинетических альвеновских волн вследствие электрон-ионных столкновений и вследствие затухания Ландау.

Видно, что в первом случае две высокочастотные волны (вистлер и ленгмюровская волна) имеют одинаковый временной профиль затухания и начальная энергия ленгмюровских волн практически полностью трансформируется в кинетические альвеновские волны. В случае диссипации кинетических альвеновских волн вследствие затухания Ландау наблюдается полная трансформация начальных ленгмюровских волн в вистлеры. Таким образом, в зависимости от относительного затухания волн начальные ленгмюровские волны могут быть нелинейно трансформированы или в вистлеры, или в кинетические альвеновские волны.

Исследования, проведенные в данной работе, указывают на то, что параметрический распад ленгмюровских волн на вистлеры и кинетические альвеновские волны обеспечивает эффективное нелинейное затухание слабо дисперсионных ленгмюровских волн, которые возбуждаются электронным пучком в разреженных областях солнечной короны, где локальная электронно-циклонная частота больше чем локальная электронная плазменная частота. Такое условие

может выполняться в филаментах (~ 10 км) (или потоковых трубках) низкой плотности, которые берут начало в низкотемпературных областях в основании солнечной короны. Рассмотренный нелинейный процесс возможен также и в авроральной зоне магнитосферы Земли, где спутниками регистрируются одновременно ленгмюровские, альвеновские волны и вистлеры.

3. ГЕНЕРАЦИЯ ВОЛН В ПЫЛЕВОЙ ПЛАЗМЕ

На сегодня пылевая плазма является объектом интенсивных исследований в результате большого количества применений, как в лабораторных экспериментах, так и в космосе [33, 35]. Типичные объекты, которые содержат большое количество пыли в Солнечной системе это: межпланетное пространство, кольца планет-гигантов, хвосты комет, магнитосфера и ионосфера Земли. Один из наиболее важных источников пыли в атмосфере Земли — это искусственное загрязнение (аэрозоли). Как известно, присутствие заряженных частиц в плазме не только модифицирует обычные плазменные волны [1], но и приводит к появлению новых типов волн [22, 33], у которых инерция определяется массивным пылевым компонентом, и волновые частоты могут быть меньше или порядка пылевой циклотронной частоты. Чаще всего волны в пылевой

плазме определяются в рамках линейной теории [37]. Но существует множество процессов в пылевой плазме, для которых становятся важными нелинейные эффекты, в частности трехвольновое взаимодействие, модуляционная и параметрическая неустойчивости [22, 36, 38].

В пылевой плазме возможно параметрическое возбуждение электромагнитных волн верхнегибридной волной накачки с участием инерциальных альвеновских волн (ИАВ) [2]. Важными являются два случая: 1) распад верхнегибридной волны на левополяризованную электромагнитную и инерциальную альвеновскую волны ($\text{ВГВ} = \text{ЛЭМВ} + \text{ИАВ}$), 2) распад верхнегибридной волны на обыкновенную электромагнитную и на инерциальную альвеновскую волны ($\text{ВГВ} = \text{ОЭМВ} + \text{ИАВ}$). На основе уравнений трехжидкостной магнитной гидродинамики получены нелинейные дисперсионные уравнения, которые описывают трехвольновое взаимодействие. В случае пылевой плазмы уравнения трехжидкостной магнитной гидродинамики описывают электроны, ионы и заряженные частицы как проводящие жидкости, связанные друг с другом электромагнитными полями. Основную информацию о ходе процесса дает инкремент развития неустойчивости и его зависимость от параметров пылевой плазмы. Для оценки теоретических результатов использованы параметры магнитосферы Земли: $Z_d \sim 10^4$, $n_{0e} \sim 10 \text{ см}^{-3}$, $T_e \sim T_i \sim 1 \text{ эВ}$, $m_d \sim 10^{-12} \dots 10^{-6} \text{ г}$. Для распада $\text{ВГВ} = \text{ЛЭВ} + \text{ИАВ}$ инкремент развития неустойчивости равен $\gamma_1 = 10^{-7} \text{ с}^{-1}$, для распада $\text{ВГВ} = \text{ОЭВ} + \text{ИАВ}$ инкремент развития неустойчивости равен $\gamma_2 = 3 \cdot 10^{-9} \text{ с}^{-1}$. Таким образом, распад верхнегибридной волны на ИАВ и левополяризованный электромагнитной волну более эффективный, чем распад верхнегибридной волны на ИАВ и обыкновенную электромагнитную волну.

Также рассмотрено нелинейное параметрическое взаимодействие альвеновской МГД-волны накачки с кинетическими альвеновскими волнами (КАВ) в пылевой плазме [40]. Для описания нелинейного взаимодействия использована трехжидкостная магнитогидродинамика, где связь между волнами определяется пондеромоторными силами. На основе уравнений трехжидкостной магнитной гидродинамики получены дисперсионные уравнения, которые описывают

трехвольновое взаимодействие и инкремент развития неустойчивости. Оказалось, что инкремент развития неустойчивости зависит от параметров заряженных частиц, для параметров магнитосферы Земли инкремент равен $\gamma = 10^{-6} \text{ с}^{-1}$. Параметрическое взаимодействие альвеновской МГД-волны с кинетическими альвеновскими волнами является эффективным в магнитосфере Земли.

4. ГЕНЕРАЦИЯ ВОЛН В КОРОНАЛЬНЫХ СТРУКТУРАХ СОЛНЕЧНОЙ АТМОСФЕРЫ

Волновые процессы играют фундаментальную роль в динамике плазмы Солнца и солнечной короны. Без привлечения волновой теории невозможно объяснить большинство явлений, которые там протекают. Действительно, образование спиралей, взаимодействие и эволюция магнитных полей, нагрев короны Солнца, образование токовых слоев и аномального сопротивления, выделение энергии во вспышках и ускорение частиц и т. д. невозможно объяснить без рассмотрения волновых явлений, которые протекают, и как показывают наблюдения, реально существуют в атмосфере Солнца.

Известно, что в замагниченной плазме существует достаточно большое количество типов волн, которые играют свою роль в разных динамических процессах, протекающих в замагниченной космической плазме. Однако среди всех волн следует особо выделить низкочастотные волны, такие как альвеновские, которые неразрывным образом связаны с глобальными крупномасштабными динамическими процессами и поэтому играют чрезвычайно важную роль в динамике солнечной плазмы. Следует отметить, что альвеновские волны наблюдаются практически во всех астрономических объектах, для которых доступны наблюдения с достаточной разрешающей способностью, чтобы выделить такие волны.

В последнее время особое внимание уделяется так называемым кинетическим альвеновским волнам, которые являются продолжением альвеновской ветви в область больших поперечных волновых векторов и которые обладают особыми свойствами. Наличие таких свойств дают возможность рассматривать такие волны как один

из наиболее вероятных источников переноса энергии и нагрева солнечной короны, а также позволяют считать, что они играют очень важную роль в других динамических процессах, которые протекают на Солнце. В связи с этим существует необходимость пояснить как, когда, при каких условиях и в каких областях солнечной атмосферы такие волны могут генерироваться.

Были предложены и рассмотрены три новых важных механизма генерации кинетических альвеновских волн. Во-первых, рассмотрена возможность генерации КАВ в неоднородных плазменных образованиях, в которых наблюдаются неоднородности температуры [14]. Измерения температуры и плотности заряженных частиц в короне Солнца и магнитосфере Земли, в частности в корональных петлях и в области плазмопаузы и плазменного слоя хвоста магнитосферы, показывают, что плазма солнечной короны и магнитосферы существенно неоднородна. Наличие градиентов температуры и плотности может приводить к разного рода дрейфовым неустойчивостям и генерации низкочастотных волн, которые действительно часто наблюдаются в упомянутых областях. Была исследована температурно-дрейфовая неустойчивость кинетических альвеновских волн, которая обусловлена наличием градиента температуры электронов и ионов. Показано, что в корональных петлях и плазменном слое магнитосферы, в результате развития этой неустойчивости могут генерироваться кинетические альвеновские волны. Показано также, что наличие градиента температуры ионов влияет не только на критерий развития неустойчивости, но и изменяет свойства кинетических альвеновских волн. Так, учет градиента температуры ионов приводит к расщеплению одной альвеновской волны на две, причем в зависимости от параметров плазмы неустойчивой становится либо одна, либо другая волна. Необходимо отметить, что эта неустойчивость достаточно медленная. Оценки показывают, что инкремент по порядку величины имеет значение $\gamma \approx 0.1...0.01 \text{ c}^{-1}$.

Была также рассмотрена возможность генерации КАВ токами, которые протекают в корональных петлях [12]. В этой работе исследовано токовую неустойчивость альвеновских волн в корональных петлях. Показано, что такой механизм генерации очень эффективный и может

приводить к развитию низкочастотных возмущений даже при очень малых токах, что может способствовать пересоединению магнитных полей и развитию вспышки. При обычных условиях, характерных для корональных петель ($n \approx \approx 10^{15} \text{ м}^{-3}$, $j \approx 0.01 \text{ A/m}^2$) инкремент неустойчивости имеет величину порядка $\gamma \approx 1 \text{ c}^{-1}$. В активные периоды инкремент неустойчивости приближается к циклотронной частоте протонов $\gamma \approx 1000 \text{ c}^{-1}$. С помощью такого механизма можно объяснить существование волн при распространении не очень быстрых пучков с малой плотностью, и также объяснить процессы ускорения частиц и образование высокоскоростных пучков. Низкочастотная турбулентность, которая возникает при развитии этой неустойчивости, может способствовать также процессам нагрева и ускорения частиц, образованию аномальных токовых слоев, переносу и перераспределению энергии во вспышечных петлях.

Рассмотрена также анизотропная неустойчивость альвеновских волн в солнечной атмосфере. Показано, что такой механизм приводит к генерации не только альвеновских волн, но и кинетических альвеновских волн, что очень важно при рассмотрении процессов нагрева и ускорения частиц в хромосферной и корональной плазме. Найден критерий развития неустойчивости. Проанализированы условия, при которых данная неустойчивость может возникать, и области атмосферы, в которых наиболее вероятно возникновение этой неустойчивости. Показано, что такой механизм генерации кинетических альвеновских волн достаточно эффективный и может играть существенную роль в процессах, которые протекают в солнечной атмосфере. Оценки показывают, что даже для средней величины магнитного поля порядка 1 Гс, которое обычно наблюдается в атмосфере Солнца, инкремент может достигать достаточно большого значения $\gamma \sim 300 \text{ c}^{-1}$. Необходимо отметить, что такие явления могут наблюдаться также во вспышечных петельных структурах, что может приводить к ускорению частиц и способствовать их выходу в солнечный ветер.

Проведенный анализ позволяет считать, что рассмотренные нами механизмы возбуждения КАВ могут быть одними из важных источников генерации таких волн в солнечной короне и магнитосфере Земли.

5. ТРАНСФОРМАЦИЯ ТУРБУЛЕНТНЫХ ДВИЖЕНИЙ ФОТОСФЕРНОГО ГАЗА В ПЛАЗМЕННЫЕ НЕОДНОРОДНОСТИ ПРИ РОСТЕ НАПРЯЖЕННОСТИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Изучение динамики и структуры фотосферы при различной напряженности магнитного поля представляет значительный интерес для понимания ряда важных явлений на Солнце: перенос энергии в солнечной атмосфере, развитие активных областей, турбулентная диффузия магнитных полей [15, 17]. Появление случайной составляющей в распределении концентрации заряженных частиц в фотосфере связано с турбулентными движениями газа. Для описания возникновения плазменных неоднородностей в нижних слоях атмосферы Солнца можно использовать трехжидкостную модель: ионы (концентрация N_i , температура T_i , средняя масса m_i), электроны (N_e , T_e , масса m_e) и нейтральный газ (N_n , T_n , средняя масса m_n). При этом электронно-ионная плазма является пассивной примесью, помещенной в турбулентный газовый поток, и не влияет на движение газа (скорость газового компонента u считаем заданной). Соответствующую систему уравнений представим в виде [25, 26, 28]

$$\partial N_s / \partial t + \nabla \cdot (N_s \mathbf{v}_s) = 0, \quad (1)$$

$$\tau_s^{-1} (\mathbf{v}_s - \mathbf{u}) = q_s E / m_s + \Omega_s (\mathbf{v}_s \times \mathbf{b}) - v_{Ts}^2 N_s^{-1} \nabla N_s, \quad (2)$$

где v_s и v_{Ts} ($s \equiv i, e$) — макроскопическая и тепловая скорости заряженных частиц соответственно, τ_s — характерное время между столкновениями заряженных частиц с нейтральными, q_s — заряд частицы ($q_e = -q_i = -e$), $\Omega_s = q_s B / m_s c$ — гироизогнутость, $\mathbf{b} = \mathbf{B}/B$ — единичный вектор вдоль направления магнитного поля, E — напряженность электрического поля.

В фотосфере выполняются условия изотермичности ($T_e = T_i = T_n = T$), квазинейтральности ($N_e = N_i = N$), а также $\tau_i \Omega_i \ll 1$ (т. е. ларморовский радиус ионов существенно больше длины их свободного пробега) при всех наблюдаемых на уровне фотосферы магнитных полях.

Если ограничиться приближением амбиполярной диффузии, учитывая в (2) только поле E , которое обеспечивает совместный дрейф ионов и

электронов, то система (1), (2) позволяет записать уравнение, связывающее концентрацию плазмы со скоростью нейтрального газа

$$\partial N / \partial t + \nabla \cdot (N \mathbf{u}) + \tau_i \Omega_i \mathbf{b} \cdot \nabla \times (N \mathbf{u}) - D_A \nabla^2 N = 0, \quad (3)$$

где D_A — коэффициент амбиполярной диффузии.

В турбулентном потоке фотосферного газа скорость u можно представить как сумму ее среднего и флуктуирующего значения $u = u_0 + u_1$ ($u_0 = \langle u \rangle$, $\langle u_1 \rangle = 0$, $u_1 < u_0$). Тогда и концентрацию плазмы можно записать в виде $N = N_0 + N_1$ ($N_0 = \langle N \rangle$, $\langle N_1 \rangle = 0$, $N_1 < N_0$); N_1 — возмущение плотности плазмы, вызванное турбулентным полем u_1 .

Чтобы из (3) получить выражение для $\Psi(k, \omega)$, пространственно-временного спектра флуктуаций $\delta N = N_1 / N_0$, будем следовать методу из [25, 26]. Ограничим размеры возмущений u_1 и N_1 инерционным интервалом турбулентности. Тогда поле u_1 можно считать однородным и изотропным, а его спектральный тензор имеет вид

$$\begin{aligned} \Phi_{\alpha\beta}(\mathbf{k}, \omega) &= \\ &= [4\pi^2(1 + \omega^2\tau_t^2)]^{-1}(\delta_{\alpha\beta} - k_\alpha k_\beta / k^2)\tau_t(k)E(k), \end{aligned} \quad (4)$$

где $\tau_t(k) = (\nu k^2 + \epsilon^{1/3} k^{2/3})^{-1}$ — время существования турбулентного вихря с масштабом k^{-1} , $E(k) = C_1 \epsilon^{2/3} k^{-5/3}$ — спектральная плотность распределения энергии турбулентности по волновым числам в инерционном интервале $k_0 < k < k_\nu$, k_0^{-1} — внешний масштаб турбулентности, $k_\nu^{-1} = (\nu^3/\epsilon)^{1/4}$ — ее внутренний масштаб, ν — коэффициент кинематической вязкости, ϵ — средняя скорость диссиляции энергии турбулентности в единице массы жидкости (или газа), согласно экспериментальным данным постоянная $C_1 \approx \approx 1.5$ [30].

Для флуктуаций δN с масштабами меньше характерного размера $L_N = N_0 |\nabla N_0|^{-1}$ градиента фоновой концентрации плазмы N_0 имеем

$$\begin{aligned} \Psi(\mathbf{k}, \omega) &= \\ &= [4\pi^2(1 + \omega^2\tau_k^2)(1 + \omega^2\tau_t^2)]^{-1}\tau_t \tau_k^2 Q(\mathbf{k}), \\ L_N^{-1} < k < k_d, \end{aligned} \quad (5)$$

Таблица 1. Параметры фотосферы

h , км	T , К	$N_n \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3}$	$N_e \cdot 10^{18} \text{ м}^{-3}$	m_i , а.е.м.	u_0 , км/с	k_ν^{-1} , см	k_d^{-1} , см
150	5180	5.05	6.04	25	1.1	10.4	1.33
350	4670	1.01	1.12	26.3	2.05	20	2.5

$$\tau_k = (D_A k^2 + \varepsilon^{1/3} k^{2/3})^{-1},$$

$$Q(k) = [(\mathbf{n} \times \mathbf{k})^2 (L_N k)^{-2} + (\mathbf{b} \times \mathbf{k})^2 (\tau_i \Omega_i)^{-2}] C_1 \varepsilon^{2/3} k^{-11/3}.$$

Здесь $\mathbf{n} = L_N N_0^{-1} \nabla N_0$ — единичный вектор вдоль ∇N_0 , $k_d = (\varepsilon / D_A^3)^{1/4}$ — волновое число Обухова — Корсина, известное в теории диффузии пассивной примеси в турбулентной среде [31] и являющееся аналогом k_ν (в нашем случае k_d определяет масштаб возмущений, при котором коэффициенты турбулентной и амбиполярной диффузии равны).

Интегрирование $\Psi(\mathbf{k}, \omega)$ по ω приводит к выражению для пространственного спектра δN [28]:

$$\begin{aligned} P_N(\mathbf{k}) &= \int_{-\infty}^{\infty} \Psi(\mathbf{k}, \omega) d\omega = \\ &= [4\pi(1 + \tau_i/\tau_k)]^{-1} \tau_i \tau_k Q(\mathbf{k}). \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь, в отличие от [7, 8], не использовалось предположение, что $D_A \approx \nu$.

Выражение (6) позволяет оценить среднюю квадратичную амплитуду флюктуаций δN в заданном интервале волновых чисел:

$$\begin{aligned} \langle \delta N^2 \rangle &= \\ &= \int_{k_1}^{k_2} P_N(\mathbf{k}) d\mathbf{k} = S((k_2/k_d)^{4/3}) - S((k_1/k_d)^{4/3}), \end{aligned} \quad (7)$$

где

$$\begin{aligned} S(x) &= \frac{3}{8} L_N^{-2} k_d^{-2} x^{-3/2} [(3 + \text{Pr})x - 2/3] + \\ &\quad + \frac{3}{2} \frac{L_N^{-2} k_d^{-2}}{1 - \text{Pr}} [\text{arctg} x^{1/2} - \\ &\quad - ((1 + \text{Pr})/2)^{5/2} \text{arctg}(x(1 + \text{Pr})/2)^{1/2}] + \end{aligned}$$

$$+ \frac{3}{8} \frac{\tau_i^2 \Omega_i^2}{1 - \text{Pr}} [2\ln(x/(1 + x)) -$$

$$- (1 + \text{Pr})\ln(x(1 + \text{Pr})/(2 + x(1 + \text{Pr})))],$$

где $\text{Pr} = \nu / D_A$ — диффузионное число Прандтля.

Таблица 2. Характеристики плазменных неоднородностей

h , км	B , Гс	$\tau_i \Omega_i \cdot 10^{-5}$	$\langle \delta N^2 \rangle^{1/2}$, %	γ
150	5	1.98	2.5	2.22
150	250	99	2.6	1.41
350	5	9.4	2.5	1.94
350	250	470	2.8	1.23

Используя (6), можно получить формулу для одномерного спектра δN . Если предположить, что \mathbf{b} и \mathbf{n} направлены вертикально, а спектр флюктуаций измеряется в горизонтальном направлении (в данном случае ось z), то

$$P_1(k_z) = \frac{1}{4} \int_0^{k_\xi} (L_N^{-2} + \tau_i^2 \Omega_i^2 k^2)(k_\perp + 2k_z) F(k) k^{-7} k_\perp dk_\perp, \quad (8)$$

где

$$\begin{aligned} k_\xi^2 &= k_d^2 - k_z^2, \quad k^2 = k_\perp^2 + k_z^2, \\ F(k) &= [(1 + (k/k_d)^{4/3}) \cdot (2 + (k/k_d)^{4/3} + \\ &\quad + (k/k\nu)^{4/3})]^{-1}. \end{aligned}$$

Рассмотрим плазменные неоднородности, формируемые в результате турбулентного перемешивания, в окрестности высот 150 и 350 км. Внешний масштаб турбулентности будем считать одинаковым для обеих высот $k_0^{-1} = L_0 = 940$ км [1] и полагать, что $L_N = L_0$. Если u_0 — скорость потока газа для масштаба L_0 , то $\varepsilon = u_0^3 / L_0$. Параметры фотосферы [3, 4, 21], необходимые для определения амплитуды и спектра флюктуаций δN представлены в табл. 1, там же приведены результаты расчета внутреннего масштаба турбулентности k_ν^{-1} и характерного масштаба Обухова — Корсина k_d^{-1} . В табл. 2 представлены результаты вычисления характеристик плазменных неоднородностей с помощью формул (7) и (8), а также величины $\tau_i \Omega_i$ для магнитного поля 5 и 250 Гс и высот 150 и

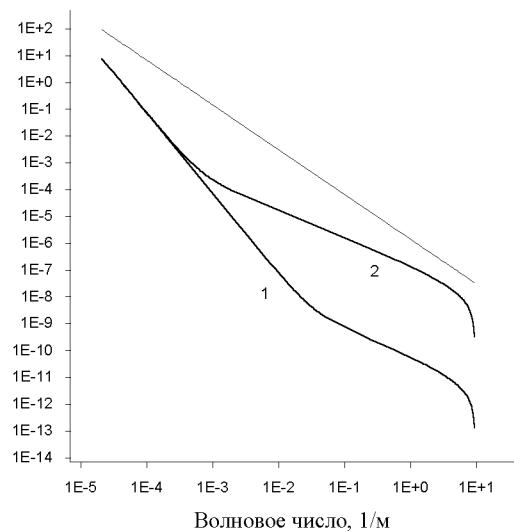


Рис. 4. Одномерный спектр $P_1(k_z)$, рассчитанный по формуле (8) для высоты $h = 150$ км: кривая 1 — при напряженности магнитного поля $B = 5$ Гс, кривая 2 при $B = 250$ Гс, прямая линия представляет степенную зависимость $k_z^{-5/3}$

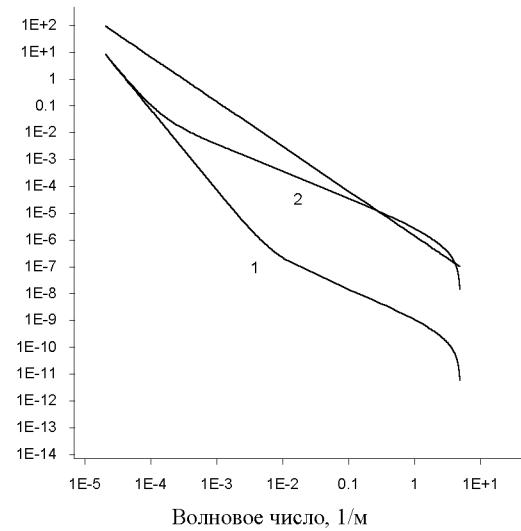


Рис. 5. Одномерный спектр $P_1(k_z)$, рассчитанный по формуле (8) для высоты $h = 350$ км: кривая 1 при напряженности магнитного поля $B = 5$ Гс, кривая 2 при $B = 250$ Гс, прямая линия представляет степенную зависимость $k_z^{-5/3}$

350 км, γ — показатель степени при аппроксимации $P_1(k_z)$ степенной функцией $k_z^{-\gamma}$. Пределы интегрирования в (7) были следующими: $k_1 = 2\pi/L_m$, $k_2 = k_\nu$ ($L_m = 300$ км).

На рис. 4 показан спектр $P_1(k_z)$, рассчитанный по формуле (8) для высоты $h = 150$ км: кривая 1 — при напряженности магнитного поля $B = 5$ Гс, кривая 2 — при $B = 250$ Гс, прямая линия представляет степенную зависимость $k_z^{-5/3}$. То же для высоты $h = 350$ км показано на рис. 5.

Результаты расчетов, представленные на рис. 4, 5 и в табл. 2, позволяют сделать вывод о том, что плазменные неоднородности, формируемые в результате турбулентного перемешивания в фотосфере, являются чувствительными к изменению как высоты, так и величины магнитного поля [11, 26—28]. Увеличение напряженности магнитного поля увеличивает среднюю квадратичную амплитуду отклонения возмущенной плотности плазмы от локального среднего значения N_0 и изменяет форму спектра. Если спектр $P_1(k_z)$ аппроксимировать степенной зависимостью $k_z^{-\gamma}$, то показатель γ уменьшается с ростом B (см. табл. 2). Учитывая, что актив-

ные области на Солнце характеризуются сильными магнитными полями, то полученный результат важен для прогноза развития таких областей на уровне фотосферы.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Крупномасштабные электрическое и магнитное поля в плазме солнечной атмосферы и гелиосфере, рассматриваемые в рамках основной темы исследований, играют как минимум двойкую роль. Будучи существенно слабее соответствующих внутриатомных и даже хольцмаровских полей (последнее, впрочем, касается только электрического поля), они, тем не менее, являются весьма эффективными генераторами мелкомасштабных плазменных неустойчивостей. И если квазистатическое электрическое поле генерирует в плазме разные типы волновых возмущений вследствие развития неустойчивостей в основном токового типа [6, 7, 9], то квазипотенциальное магнитное поле (например, поле петли), вообще делает плазму магнитоактивной, являясь причиной появления новых ветвей колебаний [5, 8, 10, 23, 24]. Как показали прове-

денные исследования, многие из них являются неустойчивыми. Поэтому и на процессы трехволнового взаимодействия, и на генерацию волн в пылевой плазме такие поля оказывают весьма сильное влияние, даже если формально оно является косвенным [10, 39, 40]. В плазме же атмосферы активной области вызванные ими мелкомасштабные неустойчивости «подготавливают почву» для появления токовых слоев. Последние, в свою очередь, в значительной степени определяют весь ход вспышечного процесса. В то же время в слабоионизованной плазме субфотосферных слоев от амплитуды крупномасштабного магнитного поля существенно зависят и локальные значения плотности, и форма спектра возмущений [25–28]. Обе характеристики чрезвычайно важны для прогноза развития вспышечного комплекса.

1. Блиох П. В., Ярошенко В. В. Электростатические волны в колышцах Сатурна // Астрон. журн.—1985.—63, № 3.—С. 569—579.
2. Войцеховская А. Д., Юхимук А. К., Сиренко Е. К. Нелинейный механизм генерации электромагнитных волн в пылевой космической плазме // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика плазмы.—2007.—№ 13.—С. 87—89.
3. Костык Р. И. Тонкая структура фраунгоферовых линий и строение атмосферы Солнца // Астрон. журн.—1985.—62, № 1.—С. 112—123.
4. Кринберг И. А., Теплицкая Р. Б. Методы описания и классификация космической плазмы. II. Плазма Солнца // Исслед. по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца.—1971.—№ 18.—С. 40—71.
5. Кришталь А. Н., Герасименко С. В. Генерация верхне-гибридных волн в плазме арочных структур Солнца // Кинематика и физика небес. тел.—2005.—21, № 4.—С. 243—256.
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 А. Н., Герасименко С. В. Генерація магнітоакустичних хвиль в передспалаховій плазмі активних областей // Вісник КНУ. Сер. Астрономія.—2005.—№ 41/42.—С. 77—86.
9. Кришталь А. Н., Герасименко С. В. Особенности генерации ионно-звуковых волн в предвспышечной плазме // Кинематика и физика небес. тел.—2004.—20, № 6.—С. 467—476.
10. Кришталь А. Н., Сиренко Е. К., Герасименко С. В.

Распадная неустойчивость кинетических альвеновских волн в предвспышечной плазме петель в активной области // Кинематика и физика небес. тел.—2007.—23, № 3.—С. 131—140.

11. Кызыров Ю. В. Спектр плазменных неоднородностей в активной области фотосферы Солнца // 7-а Укр. конф. з косміч. досліджен: Зб. тез, Євпаторія, Крим, 3—8 вересня 2007 р. — Київ, 2007.—С. 49.
12. Маловичко П. П. Связь продольных токов с генерацией альвеновских волн в солнечной атмосфере // Кинематика и физики небес. тел.—2007.—23, № 5.—С. 259—265.
13. Маловичко П. П. Связь продольных токов с генерацией альвеновских волн в солнечной атмосфере // Кинематика и физики небес. тел.—2007.—23, № 5.—С. 259—265.
14. Маловичко П. П., Кришталь А. Н., Юхимук А. К. Влияние неоднородностей температуры на генерацию кинетических альвеновских волн в магнитосфере Земли // Кинематика и физики небес. тел.—2006.—22, № 1.—С. 58—64.
15. Прест Э. Р. Солнечная магнитогидродинамика. — М.: Наука, 1985.—592 с.
16. Сиренко Е. К., Войтенко Ю. М., Гуссенс М., Чиан А. С.-Л. Нелинейное затухание ленгмюровских волн вследствие ленгмюр-альвен-вистлер взаимодействия в солнечной короне // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика плазмы.—2007.—№ 13.—С. 84—86.
17. Cadavid A. C., Lawrence J. K., Ruzmaikin A. A., et al. Spatiotemporal correlations and turbulent photospheric flows from SOHO/MDI velocity data // Astrophys. J.—1998.—509, N 2.—P. 918—926.
18. Chian A. C.-L., Abalde J. R., Alves M. V., Lopes S. R. Coherent Generation of Narrow-Band Circularly Polarized Radio Bursts from the Sun and Flare Stars // Solar Phys.—1997.—173, N 1.—P. 199—202.
19. Chian A. C.-L., Lopes S. R., Alves M. V. Nonlinear excitation of Langmuir and Alfvén waves by auroral whistler waves in the planetary magnetosphere // Astron. and Astrophys.—1994.—288.—P. 981—984.
20. Chian A. C.-L., Lopes S. R., Alves M. V. Generation of auroral whistler-mode radiation via nonlinear coupling of Langmuir waves and Alfvén waves // Astron. and Astrophys.—1994.—209.—P. 13—16.
21. Fontenla J. M., Avrett E. H., Loeser R. Energy balance in the solar transition region. III. Helium emission in hydrostatic, constant-abundance models with diffusion // Astrophys. J.—1993.—406, N 1.—P. 319—345.
22. Hertzberg M. P., Cramer N. F., Vladimirov S. V. Parametric instabilities of Alfvén waves in dusty plasma // Phys. Plasmas.—2003.—10, N 8.—P. 3160—3167.
23. Kryshnal A. N., Gerasimenko S. V. Kinetic alfvén waves in preflare plasma // Astron. Nachr.—2005.—326, N 1.—P. 52—60.
24. Kryshnal A. N. Low-frequency wave instabilities in magnetoactive plasma with spatial inhomogeneity of temperature // J. Plasma Phys.—2005.—71, part 6.—P. 729—745.
25. Kuzyurov Yu. Electron density fluctuations in the lower part of the solar atmosphere // Publ. Astron. Department of the Eotvos University (Hungary).—2003.—13.—P. 81—86.
26. Kuzyurov Yu. V. Non-thermal fluctuations in plasma den-

- sity near the temperature minimum of the solar atmosphere // Kinematics and Physics of Celest. Bodies. Suppl.—2005.—N 5.—P. 183—186.
27. Kzyurov Yu. V. Formation of small-scale plasma structures in the photosphere // Abstract Book, XXVIth General Assembly of the International Astronomical Union, August 14—25, 2006, Prague (Czech Republic). — Prague, 2006.—P. 276.
 28. Kzyurov Yu. V. Spectrum of small-scale plasma structures in the photosphere // Problems of Atomic Sciences and Technology. Ser. Plasma Physics.—2007.—N 13.—P. 81—83.
 29. Mamun A. A., Shukla P. K. Linear and nonlinear dust-hydromagnetic waves // Phys. Plasmas.—2003.—10, N 11.—P. 4341—4349.
 30. McComb W. D. Theory of turbulence // Rep. Prog. Phys.—1995.—58, N 10.—P. 1117—1206.
 31. McComb W. D., Filipiak M. J., Shanmugasundaram V. Rederivation and further assessment of the LET theory of isotropic turbulence, as applied to passive scalar convection // J. Fluid Mech.—1992.—245.—P. 279—300.
 32. Melrose D. B. The emission mechanisms for solar radio bursts // Space Sci. Rev.—1980.—26, N 5.—P. 3—38.
 33. Mendis D. A., Rosenberg M. Cosmic Dusty Plasmas // Annu. Rev. Astron. and Astrophys.—1994.—32.—P. 419—463.
 34. Nakariakov V. M., Tsiklauri D. Wide-spectrum slow magneto-acoustic waves in coronal loops // Astron. and Astrophys.—2001.—379, N 2.—P. 1106—1112.
 35. Shukla P. K. A survey of dusty plasma physics // Phys. Plasmas.—2001.—8, N 5.—P. 1791—1803.
 36. Shukla P. K., Feix G., Rao N. N. Decay and modulation instability of electron plasma waves in unmagnetized dusty plasmas // Planet. Space Sci.—1993.—41, N 9.—P. 693—695.
 37. Shukla P. K., Kourakis I. Low-frequency electromagnetic waves in a Hall-magnetohydrodynamics plasma with charged dust macroparticles // Phys. Plasmas.—2005.—12, N 1.—P. 024501-1-014501-4.
 38. Shukla P. K., Stenflo L. Stimulated scattering of electromagnetic waves in dusty plasmas // Astrophys. and Space Sci.—1992.—190.—P. 23—32.
 39. Voitenko Yu. M., Goossens M., Sirenko O., Chain A.-L. Nonlinear excitation of kinetic Alfvén waves and whistler waves by electron beam-driven Langmuir waves in the solar corona // Astron. and Astrophys.—2003.—409.—P. 331—345.
 40. Yukhimuk A. K., Fedun V. N., Voitsekhovskaya A. D., Cherenmykh O. K. The transformation of long scale Alfvén waves in space dusty plasma // Kinematics and Physics of Celest. Bodies. Suppl.—2005.—N 5.—P. 192—195.
-

**INVESTIGATION OF THE PROCESSES
OF THE MHD-WAVE GENERATION, WAVE
TRANSFORMATION AND WAVE ENERGY TRANSPORT
UNDER CONDITION OF THE LARGE-SCALE
ELECTROMAGNETIC FIELDS EXISTENCE IN SOLAR
ATMOSPHERE AND HELIOSPHERE**

*A. N. Kryshnal, A. D. Voytsekhovskaja, S. V. Gerasimenko,
Yu. V. Kzyurov, P. P. Malovichko, O. K. Sirenko*

Dynamical processes in solar atmosphere and heliospherical plasma have been considered. New mechanisms of wave generation and transformation in plasma have been proposed and investigated. The reasons, conditions and sources of the turbulent state appearance in the solar atmosphere have been analyzed. The influence has been studied of the large-scale electromagnetic fields on the processes in preflare and post flare loops. The mechanisms of the transformation of the photospheric gas turbulence into the plasma inhomogeneities of the photosphere have been investigated.