

УДК 533.951

**А. Н. Кришталь, А. Д. Войцеховская,  
С. В. Герасименко, О. К. Черемных**

Институт космических исследований Национальной академии наук Украины  
и Государственного космического агентства Украины  
Проспект Академика Глушкова 40, корп. 4/1, Киев 187, 03680  
kryshtal@mao.kiev.ua, annavoy@mao.kiev.ua  
geras@mao.kiev.ua, oleg.cheremnykh@gmail.com

**Влияние мелкомасштабной бернштейновской  
турбулентности на низкочастотные плазменные волны  
в предвспышечной хромосфере Солнца**

*Область исследований представляет собой участок токового контура магнитной петли в активной области в интервале высот от 1400 до 2500 км над уровнем фотосферы. На самом раннем этапе развития вспышечного процесса магнитное поле петли предполагалось стационарным и однородным в диапазоне, соответствующем «слабым» полям (так называемые дека-гектогауссовы поля). Были получены условия возникновения и развития неустойчивости второй гармоники бернштейновских мод в этой ранее не исследованной области. Причиной развития данной неустойчивости (равно как и возникающих позднее низкочастотных неустойчивостей) считалось субдрейсеровское электрическое поле петли, а основным фактором, сдерживающим ее развитие, — парные кулоновские столкновения. Полученные экстремально низкие значения порога неустойчивости указывали на принципиальную возможность последующего появления низкочастотных неустойчивостей (и соответствующих им плазменных волн), имеющих гораздо более высокие пороговые значения, уже на фоне насыщенной бернштейновской турбулентности. В рамках такого сценария частота рассеяния электронов на пульсациях турбулентности, как правило, превышает частоту парных (в основном электрон-ионных) кулоновских столкновений. При получении и исследовании дисперсионного уравнения для низкочастотных волн, кроме наличия квазистатического субдрейсеровского поля в петле, учитывалась также слабая пространственная неоднородность плотности и температуры плазмы. Показано, что решения дисперсионного уравнения для низкочастотных волн в случае преобладания парных ку-*

лоновских столкновений и в случае доминирования процесса потери импульса электронами на пульсациях насыщенной бернштейновской турбулентности являются морфологически подобными и отличаются только граничными значениями параметров возмущения. И в том, и в другом случае они относятся к одним и тем же семействам волн — кинетических альвеновских и кинетических ионно-звуковых. Эти волны, обладая собственным электрическим полем, могут играть существенную роль в предвспышечном ускорении энергичных электронов.

**ВПЛИВ ДРІБНОМАСШТАБНОЇ БЕРНШТЕЙНІВСЬКОЇ ТУРБУЛЕНТНОСТІ НА НИЗЬКОЧАСТОТНІ ПЛАЗМОВІ ХВИЛІ У ПЕРЕДСПАЛАХОВІЙ ХРОМОСФЕРІ СОНЦЯ**, Кришталь О. Н., Войцеховська А. Д., Герасименко С. В., Черемних О. К. — Областю досліджень є ділянка струмового контура магнітної петлі в активній області в інтервалі висот від 1400 до 2500 км над рівнем фотосфери. На найбільш ранішньому етапі розвитку спалахового процесу магнітне поле петлі вважалось стаціонарним та однорідним в діапазоні, який відповідає «слабким» полям (так звані дека-гектогауссові поля). Були отримані умови виникнення і розвитку нестійкості другої гармоніки бернштейнівських мод в цій раніше не дослідженій області. Причиною розвитку даної нестійкості (так само як і низькочастотних нестійкостей, що виникають пізніше) вважалось субдрейсерівське електричне поле петлі, а основним фактором, що стримує її розвиток, — парні кулонівські зіткнення. Отримані екстремально низькі значення порогу нестійкості вказували на принципову можливість подальшої появи низькочастотних нестійкостей (і відповідних їм плазмових хвиль), що мають набагато вищі порогові значення, вже на тлі насиченої бернштейнівської турбулентності. В рамках такого сценарію частота розсіювання електронів на пульсаціях турбулентності, як правило, перевищує частоту парних (в основному електрон-іонних) кулонівських зіткнень. При отриманні і дослідженні дисперсійного рівняння для низькочастотних хвиль, крім наявності квазістатичного субдрейсерівського поля у петлі, враховувалась також слабка просторова неоднорідність густини і температури плазми. Показано, що рішення дисперсійного рівняння для низькочастотних хвиль у випадку переваги парних кулонівських зіткнень, і в разі домінування процесу втрати імпульсу електронами на пульсаціях насиченої бернштейнівської турбулентності є морфологічно подібними і відрізняються тільки граничними значеннями параметрів збурення. І в тому, і в іншому випадку вони відносяться до одних і тих же родин хвиль — кінетичних альвеновських і кінетичних іонно-звукових. Ці хвилі, маючи власне електричне поле, можуть відігравати суттєву роль у передспалаховому прискоренні енергійних електронів.

**INFLUENCE OF SMALL-SCALE BERNSTEIN TURBULENCE ON THE LOW-FREQUENCY PLASMA WAVES IN THE SOLAR CHROMO-**

*SPHERE, by Kryshstal A. N., Voitsekhovska A. D., Gerasimenko S. V., Cheremnykh O. K. — The region of investigation in this problem is the part of current circuit of magnetic loop in solar active region in the range of the heights from 1400 up to the 2500 kilometers above the photosphere. At the earliest phase of the development of a flare process the loop's magnetic field was supposed to be stationary and uniform in the interval, which correspond to the «weak» fields (so called «Deca-hectogauss» fields). The conditions of appearance and development of instability of second harmonics of the Bernstein modes have been obtained. The main reason of this instability's development as well as low-frequency instabilities, which appear later, the subdreicer electric field in a loop has been assumed. At the same time the pair Coulomb collisions were supposed to be the main reason of all the instabilities damping. The obtained extremely low values of this instability's threshold point to the principal possibility of the next appearance of the low-frequency instabilities (and plasma waves, which correspond to them) with much more high threshold values on the background of saturated Bernstein turbulence. In the framework of such scenario the scattering frequency of electrons on the pulsations of this Bernstein turbulence exceeds, as a rule, the frequency of pair Coulomb (basically the ion-electron one) collisions. In the process of obtaining and investigation of the dispersion relation for low-frequency waves the weak spatial inhomogeneity of plasma temperature and density together with existence of large-scale quasi-static subdreicer field have been taken into account. It has been shown that solutions of obtained dispersion relation in case, when pair Coulomb collisions dominate in plasma as well as in the case, when electron momentum losses on the pulsations of Bernstein saturated turbulence dominate, are the «morphologically» similar and differ only by the values of the perturbation parameters. In both these cases all the solutions correspond to the only two «families» of the waves, namely to the kinetic alfvén waves (KAW) and to the kinetic ion-acoustic waves (KIAW). These waves have their own electric fields and they can play very important role in the process of preflare acceleration of energetic electrons.*

## **ВВЕДЕНИЕ**

Широкомасштабные космические миссии «Hinode» (Solar B), SDO, STEREO и целый ряд других, ориентированных в основном на исследование процессов на Солнце и в гелиосфере, обеспечивают специалистов, работающих в данной области, потоком данных отличного качества, полученных с высоким пространственным и временным разрешением [24, 25, 29, 36, 50]. В настоящее время на повестке дня стоит решение важнейших задач солнечной физики, еще сравнительно недавно казавшееся практически неосуществимым в силу ограниченных возможностей аппаратуры для наблюдений и методов обработки данных. Показательным примером можно считать исследование предвспышечного состояния активной области на Солнце, в особенности аркад магнитных петель. Такое исследование необходимо, в частнос-

ти, для повышения точности краткосрочного (от нескольких минут до нескольких часов и даже суток) прогноза вспышки в активной области или коронального выброса массы (КВМ) из нее.

Последнее явление — одно из наиболее мощных в космической погоде, и самое «геоэффективное» в смысле воздействия на магнитосферу Земли [6—8, 21, 22]. Постоянное патрулирование активных областей (АО), осуществляемое в рамках космических миссий, позволило надежно обнаружить целый ряд интересных явлений в предвспышечной плазме АО, таких как появление предвспышечной турбулентности [33], предвспышечное микроволновое излучение [35, 46], а также дека-гектометровое радиоизлучение, связанное со всплесками II-го типа [25], образование предвспышечных токовых слоев [20, 21, 43], предвспышечное ускорение энергичных электронов [24, 27, 45]. Все эти зафиксированные явления свидетельствуют о необходимости существенной модификации имеющихся моделей вспышек, — как AC (alternating current model), так и DC (direct current model) моделей, о чем говорил еще в 2001 г. М. Ашванден в своей работе [26]. Именно он первый подчеркнул необходимость учета пространственной неоднородности температуры и плотности плазмы в магнитных трубках (петлях), что может привести к появлению «медленных» дрейфовых неустойчивостей. Кроме того, источником неустойчивостей в предвспышечной плазме петель может быть слабое крупномасштабное электрическое поле, получившее название «субдрейсеровского» [45].

Наличие крупномасштабного квазистатического электрического поля в солнечной атмосфере подтверждается как прямыми, так и косвенными данными наблюдений [28, 31, 45]. К первым относится неоднократно зафиксированное дополнительное штатковское уширение водородных линий бальмеровской серии H с большими значениями номера ( $N \geq 8$ ) [31]. Что же касается второй группы наблюдений, то следует отметить, что практически все механизмы ускорения заряженных частиц на различных стадиях вспышечного процесса в активной области используют предположение о наличии крупномасштабного квазистатического электрического поля в петельных структурах [21, 45].

Именно результаты наблюдений потоков энергичных заряженных частиц (прежде всего электронов и протонов), их максимальная энергия и энергетический спектр и представляют собой косвенное подтверждение существования именно такого крупномасштабного слабого поля (DC-поля) в отдельных квазистационарных магнитных конфигурациях в хромосфере активной области [21, 27]. К таким наблюдениям можно также отнести наблюдение источников жесткого рентгеновского излучения в основаниях петель, наблюдения мощных протяженных источников теплового излучения в их вершинах, а также обнаружение корреляции между увеличением шира фотосферного магнитного поля и увеличением температуры в корональной области петли, что может трактоваться как усиление протекающего в структуре тока [27, 35].

При этом имеются исследования [26, 31], в которых на основе анализа данных наблюдений утверждается, что в таких магнитоплазменных структурах, как джеты и «возвратные выбросы», электрическое поле отсутствует. С нашей точки зрения это просто есть подтверждение справедливости предположения о том, что подобные поля могут наблюдаться не всегда и не везде в атмосфере активной области. Чаще всего они есть в некоторых типах магнитоплазменных образований на протяжении определенного периода времени. Именно такое поле мы рассматривали в нашей работе. Субдрейсеровское поле и дрейфовые движения плазмы служат основной причиной появления ряда мелкомасштабных неустойчивостей плазменных волн, который может возникнуть в петлях АО на хромосферных высотах (а иногда и в ниже-корональных слоях атмосферы) задолго до наступления импульсной фазы вспышки и даже до начала фазы предварительного нагрева [12, 14, 37—43]. Наиболее ожидаемыми последствиями наличия такого участка контура магнитной петли вблизи ее основы можно считать возникновение там плазменной турбулентности [1, 3, 4, 10], нагрев плазмы вследствие резонансного поглощения кинетических альвеновских волн [34], предвспышечное ускорение частиц [27, 45].

Вышеупомянутая плазменная турбулентность в настоящей работе представлена мелкомасштабной насыщенной бернштейновской турбулентностью [1, 3, 9, 32], которая может возникнуть из соответствующей неустойчивости на определенном этапе ее развития [18, 19, 25]. Она может возникнуть на определенном участке магнитной петли вблизи ее основания [30] и иметь характерные масштабы порядка сантиметров [40, 42, 43]. Обычная МГД-турбулентность, которая может развиваться в хромосфере [6], имеет характерные масштабы порядка сотен километров (тогда ее называют макротурбулентностью) либо километров (тогда ее называют микротурбулентностью. Сейчас этой терминологией уже мало кто пользуется). Очевидно, что два этих вида турбулентности, — МГД-обычная и мелкомасштабная бернштейновская кинетическая могут существовать одновременно и независимо друг от друга, поскольку имеют совершенно различные характерные масштабы и источники.

#### **ИСТОЧНИК БЕРНШТЕЙНОВСКОЙ МЕЛКОМАСШТАБНОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ**

Среди исследованных до настоящего времени типов мелкомасштабных неустойчивостей, вызванных наличием в петлях субдрейсеровского поля, неустойчивость второй гармоники наклонных квазибернштейновских мод обладает самым низким порогом возбуждения по электрическому полю [41]. Эволюция этой моды, сгенерированной в процессе развития неустойчивости, может идти по трем различным направлениям [1, 7, 18, 19]. Во-первых, в результате нескольких последовательных линейных трансформаций волна из нарастающей мо-

жет превратиться в затухающую, которая будет нагревать плазму [9, 10, 15, 16]. Во-вторых, в результате нелинейного трехволнового взаимодействия с участием первой и второй бернштейновских гармоник [9, 13, 49] может возникнуть электромагнитная волна, которая при благоприятных условиях может выйти из области генерации и быть зафиксированной удаленным наблюдателем. И если первый вариант эволюции моды интересен с точки зрения решения фундаментальной проблемы нагрева хромосферы [19, 28, 35], то второй вариант важен для краткосрочного прогноза вспышки в активной области и ее связи с корональным выбросом массы [29, 35]. И в-третьих, мелкомасштабная неустойчивость может развиться в мелкомасштабную турбулентность, на фоне которой в принципе могут возникать и развиваться низкочастотные [37—39, 43], а в некоторых случаях и достаточно высокочастотные [40, 42] продольные неустойчивости плазменных волн. В связи с этим особый интерес представляет ответ на вопрос: «Как влияет насыщенная бернштейновская турбулентность на вид решений дисперсионного уравнения для низкочастотных кинетических волн, прежде всего таких, как кинетические альвеновские (КАВ) и кинетические ионно-звуковые волны (КИЗВ)?» Ведь именно эти волны, обладающие собственным электрическим полем, играют решающую роль в предвспышечном ускорении заряженных частиц [27, 45, 46, 50].

В работе [33] были исследованы условия возникновения и развития неустойчивости второй гармоники наклонных квазибернштейновских мод в килогауссовом диапазоне магнитных полей [47], когда процессы диссипации описывались парными кулоновскими столкновениями. В качестве модели атмосферы использовалась модель FAL в нескольких модификациях [30].

Полученные экстремально низкие значения порогов этой неустойчивости по субдрейсеровскому полю позволили предположить, что к началу развития гораздо более высокопороговых продольных неустойчивостей — ионно-звуковой и ленгмюровской — бернштейновская может уже достичь состояния насыщенной турбулентности. Это, в свою очередь, позволило воспользоваться известными формулами для эффективной частоты столкновений [1, 3, 23, 32]. Последние применяются в тех случаях, когда частота потери импульса электронами на пульсациях турбулентности становится величиной порядка или намного превосходит частоту парных кулоновских столкновений. В работах [14, 42, 43] было показано, что развитие неустойчивостей ионно-звуковых и ленгмюровских волн возможно на фоне насыщенной бернштейновской турбулентности при выполнении ряда дополнительных условий.

Необходимые условия генерации 2-й гармоники наклонных квазибернштейновских мод в предвспышечной хромосфере активной области, когда выполняется условие

$$R \ll 1, \quad (1)$$

а также основные характеристики соответствующей неустойчивости, генерирующей эти волны, были получены в работе [41]. В (1)  $R$  есть

приведенная амплитуда слабого крупномасштабного квазистатического электрического поля  $E_0$  в петле, т. е.

$$R \frac{E_0}{E_D} \frac{u}{V_{Te}}. \quad (2)$$

Здесь  $|E_0|$  — амплитуда электрического поля,  $V_{Te}$  — тепловая скорость электронов,  $u$  — их потоковая скорость,  $E_D$  — амплитуда локального поля Дрейсера [15, 23]. Очевидно, что выражение потоковой скорости можно записать в виде

$$u = \frac{eE_0}{m_e \omega_{ei}}, \quad (3)$$

где  $e$  и  $m_e$  — заряд и масса электрона,  $\omega_{ei}$  — частота электронно-ионных столкновений [1, 23]

$$\omega_{ei} = 2 \cdot 10^6 \frac{Z n_e \ln}{T_{e,eV}^{3/2}}. \quad (4)$$

Здесь  $n_e$  — концентрация электронов в плазме,  $Z$  — атомный номер,  $\ln$  — кулоновский фактор «обрезания»,  $T_{e,eV}$  — электронная температура, выраженная в электрон-вольтах. Всюду в расчетах мы полагали ионы однозарядными ( $Z = 1$ ), а  $\ln = 12$  [1, 7]. Обычные моды Бернштейна, также как и «родственные» им нейтрализованные ионные бернштейновские волны [23] и исследованные в [41] наклонные квазибернштейновские моды, относятся к классу квазипоперечных электростатических волн в магнитоактивной плазме.

Давно известно, что такие волны обладают очень низким порогом возбуждения [1, 2, 15, 16, 18, 19]. Раньше интерес к этим волнам в лабораторной плазме был связан с тем, что они, быстро возбуждаясь, переводят плазму в турбулентное состояние и могут ее быстро нагреть. В наших работах [40, 42] удалось показать, что в плазме солнечной хромосферы может реализоваться ситуация, когда для наклонных электронных квазибернштейновских мод неустойчивость, оставаясь низкопороговой, тем не менее развивается достаточно медленно. При этом переход в состояние насыщенной турбулентности происходит плавно, и на фоне такой турбулентности могут развиваться неустойчивости других типов плазменных волн, порог возбуждения которых намного выше [13, 37—39]. Для лабораторной плазмы [4, 10] исследовались случаи

$$\text{и} \quad \frac{\omega_{турб}}{\omega_{ei}} \ll 1, \quad (5)$$

$$\text{и} \quad \frac{\omega_{турб}}{\omega_{ei}} \gg 1, \quad (6)$$

где

$$\frac{\omega_{турб}}{\omega_{ei}} = \frac{1}{k^2} \frac{(u)}{V_{Te}} \frac{Z}{Z}, \quad (7)$$

при том, что безразмерный инкремент развития неустойчивости

$$\frac{(u)}{V_{Te}} \quad (8)$$

есть конечная величина порядка единицы, и параметр кинетичности [13, 18]

$$z_e = k^2 \lambda_e^2 \quad (9)$$

для электронов тоже есть конечная величина порядка единицы. В тоже время в плазме солнечной хромосферы соотношения (6) и (7) выполняются для случая, когда

$$1 \quad (10)$$

и

$$z_e = 1 \quad (11)$$

(длинноволновое приближение [7, 23]), но их отношение остается конечной величиной порядка единицы. Как и для всех квазипоперечных волн, для исследуемой второй гармоники выполняется условие

$$k_* = \frac{k_z}{k} = 1, \quad (12)$$

где  $k_z$  — продольная составляющая (вдоль поля  $\mathbf{B}_0 \parallel OZ$ ) волнового вектора  $k$ ,  $k$  — его поперечная составляющая, и  $k^2 = k^2 + k_z^2$ , а  $|k| = |k|$ .

В формулах (5)—(12)  $\nu_{\text{турб}}$  — эффективная частота столкновений в турбулентной плазме, т. е. частота потери импульса электрона на пульсациях турбулентности,  $\gamma$  — линейный инкремент развития неустойчивости второй гармоники [41], параметр кинетичности  $z_e$  (9) в работе [32] получил название «большого множителя Питаевского»,  $\omega_e$  — электронная циклотронная частота

$$\omega_e = \frac{e|\mathbf{B}_0|}{m_e c}, \quad (13)$$

$c$  — скорость света в вакууме,  $\lambda_e = V_{Te} / \omega_e$  — электронный циклотронный радиус. Величина  $\nu_{\text{турб}}$  в (5), (6) представляет собой фактически свободный параметр задачи [41], который позволяет учесть на феноменологическом уровне вклад столкновений всех видов заряженных частиц между собой в модельный интеграл Батнагара — Гросса — Крука [1, 33] в той ситуации, когда парные кулоновские столкновения доминируют. Кроме условий (10)—(12), при выводе выражения для приведенного инкремента развития неустойчивости в [41] использовались следующие условия:

а) условие «разреженности» плазмы [1, 2, 18] для электронного «плазменного бэта»:

$$\beta_e = \frac{8 n_0 k_B T_e}{B_0^2} \ll 1, \quad (14)$$

б) условие «нулевого шира», отражающее тот факт, что масштаб изменения магнитного поля  $\mathbf{B}_0$  с высотой в петле намного превышает масштабы изменения с высотой плотности и давления плазмы [10, 12]

$$\sqrt{\frac{h}{2}} \ll \sqrt{z_i} k_* \frac{1}{R_A}, \quad (15)$$

(условие (15) есть критерий правомерности приближения однородно-



го магнитного поля [9], когда кривизной и кручением его силовых линий можно пренебречь);

в) ограничение на величину  $|k_*|$  [23]

$$|k_*| \leq |(k_*)_{\max}| \sqrt{m_e / m_i} \approx 0.023. \quad (16)$$

Условие (16) является типичным для нейтральных ионных мод Бернштейна [23], когда малая, но отличная от нуля составляющая волнового вектора возмущения  $k_z \neq 0$  обеспечивает электронам возможность свободно перетекать вдоль магнитных силовых линий, компенсируя разделение зарядов. В соотношениях (14)—(16)  $k_B$  — константа Больцмана,  $m_p$  — масса протона (однозарядного иона),  $m_p \approx 928$  МэВ.

В настоящей работе использовалось выражение для  $\epsilon$ , полученное в [41]:

$$\epsilon(u) = \frac{z_e \frac{2}{z_e p} G_1 + G_2 + G_3}{G_4 + G_6 + 16 \frac{R}{p^2} \frac{G_5}{k_*^4}}, \quad (17)$$

где  $p = 1/(k_* \sqrt{z_e})$ ,  $k_* = \omega_{pe} / \omega_e$ ,

$$G_1 = \frac{1}{1} \left( 1 - \frac{7}{4} \right) + 48 \frac{(2 - 7)}{z_e p^2 k_*^2},$$

$$G_2 = 1 - \frac{z_e}{2 k_*^2} - \frac{2}{z_e p^2} \left( \frac{9}{4} - \frac{1}{k_*^2} \right) + 1 - \frac{2}{z_e k_*^2} - \frac{2}{3} \exp(-z_e),$$

$$G_3 = 2 - 1 - \frac{R}{4 z_e^2 k_*^4} \exp(z_e) (p - 2\sqrt{2}),$$

$$G_4 = 1 - 1 - \frac{3}{3} \exp(-z_e) - \frac{3}{p^2} - 1 - \frac{17}{6},$$

$$G_5 = (1 - )^{3/2} - 1 - \frac{15}{4} - 1 - \frac{2 z_e}{3 k_*^2} - 16 \frac{2}{z_e^2},$$

$$G_6 = \frac{z_e}{4} p^4 - \frac{2 \exp(-z_e)}{z_e} (1 - \sqrt{2} p) - 4 p^3 \sqrt{1 - R} Q(4\sqrt{2} p - 1),$$

$$Q = \frac{1}{8} z_e^2 \exp(-z_e) - \frac{1}{2} p^2 - 2,$$

$$\sqrt{\frac{1}{2} (1 - ) (1 - k_*^2)} Q - \frac{2 p}{z_e} \exp(-z_e),$$

а  $\omega_{pe}$  — плазменная (электронная) частота.

В (17) использовались следующие обозначения:

$$\frac{z_e^{ei} / z_e^{*2}}{4 \exp(z_e^{ei})} \quad (18)$$

В вычислениях предполагалось, что дисперсионное соотношение для второй гармоники наклонных квазибернштейновских мод имеет вид [41]

$$k_z^2 = 4 \frac{z_e^{ei}}{z_e^{*2}} (1 - \frac{z_e^{ei}}{z_e^{*2}}), \quad (20)$$

где

$$z_e^{ei} = \frac{k_z u_e}{k_z R V_{Te}} \quad (21)$$

При построении данной модели было учтено, что для большинства полуэмпирических моделей солнечной хромосферы выполняется условие

$$z_e^{ei} \ll z_e^{*2}, \quad z_e^{ei} \ll z_e^{*2} \quad (22)$$

которое позволяет при вычислении модельного интеграла столкновений БГК [1] пренебречь вкладом столкновений электронов (с частотой  $\omega_e$ ) и ионов (с частотой  $\omega_i$ ) с нейтральными атомами.

Проведенные в работе [41] исследования показали, что инкремент весьма чувствителен к изменениям плотности и температуры плазмы, а также амплитуды магнитного поля  $|\mathbf{B}_0|$ . Очевидно, что не любое полуэмпирическое уравнение состояния плазмы, т. е. полуэмпирическая модель атмосферы, может удовлетворить условиям (1), (14) и (22). Поэтому предварительный отбор подходящих модификаций полуэмпирических моделей есть необходимый этап исследования.

Используемые в данной работе модели солнечной атмосферы MAVN, VAL (F) и FAL [30, 44, 48] представляют собой ценный источник информации о значениях важнейших параметров плазмы как собственно в хромосфере, так и в находящихся в ней квазистационарных магнитоплазменных структурах [21, 22, 27]. Однако они строились без учета возможного наличия в хромосферной плазме крупномасштабного «внешнего» магнитного поля, что может проявляться в нарушении условия гидростатического равновесия. Однако возмущающее влияние магнитного поля можно минимизировать за счет использования адиабатического приближения и специального выбора пространственной области исследования.

Правомерность использования адиабатического приближения основывается на том, что время протекания рассматриваемых процессов (в нашем случае это есть время развития неустойчивостей и генерации волн) на несколько порядков меньше характерного времени изменения основных плазменных параметров в исследуемом магнитоплазменном образовании, а также времени жизни самого образования (в нашем случае — магнитной петли [22, 27]). Метод минимизации возмущающего влияния «внешнего» магнитного поля на «равновесные» значения основных плазменных параметров на участке петли был предложен в работе [30] при исследовании переходной области. В достаточно тонком цилиндрическом слое плазмы, выделенном для исследования в теле петли, плотность и температуру плазмы можно бы-

ло считать практически постоянными вдоль почти всего радиуса поперечного сечения и быстро изменяющимися — только в узком поверхностном слое, отделяющем тело петли от окружающей плазмы. При этом предполагалось, что плотность и температура достаточно быстро изменяются с высотой, а в выделенном цилиндре его высота намного меньше радиуса поперечного сечения, но может быть величиной порядка толщины поверхностного слоя [30].

Авторы предложенного метода в результате проделанных расчетов пришли к выводу, что он применим для исследования тех областей солнечной атмосферы, где «влиянием потока масс можно пренебречь», а локальная диссипация энергии в переходной области мала по сравнению с радиационными потерями, которые уравнивают энергию потока частиц из горячей корональной области» [30]. «Эти условия являются наиболее подходящими для моделирования областей вблизи оснований корональных петель» [30]. При расчетах, выполненных в данной работе, мы использовали и вышеуказанный метод, и адиабатическое приближение.

Похожая ситуация имеет место и при определении подходящего диапазона изменения амплитуды магнитного поля  $|\mathbf{B}_0|$ . Так, в работе [41] выбор значений напряженности магнитного поля именно в «килоггауссовом» диапазоне был продиктован необходимостью объяснить наличие в предвспышечной атмосфере АО всплесков микроволнового излучения с частотами от нескольких ГГц до нескольких десятков ГГц. Такие поля не раз были зафиксированы в атмосфере АО [36, 50]. При этом стоит отметить, что поля из дека-гектогауссового диапазона (т. е. поля с амплитудой от нескольких десятков до нескольких сотен гаусс) наблюдались еще чаще [5, 35, 47].

Здесь уместно вспомнить, что амплитуда магнитного поля может быть точно определена либо с помощью эффекта Зеемана, либо с помощью Ханле-эффекта лишь на уровне фотосферы [6, 21], а в хромосфере эта величина может быть получена только путем аппроксимации или определенного вида моделирования. Это означает, что точного рецепта для выбора величины  $|\mathbf{B}_0|$  по-прежнему нет [6, 8, 21], и выбирать диапазон для изменения амплитуды магнитного поля нужно в каждом отдельном случае, исходя из поставленной задачи. В данной работе изначально была поставлена задача исследования решений дисперсионного уравнения для низкочастотных плазменных волн, частота которых удовлетворяет условию

$$(23)$$

где  $\omega_i$  — ионная циклотронная частота. В работах [37, 38] было показано, что в предвспышечной плазме на этапе, когда доминируют парные кулоновские столкновения, низкочастотные волны генерировались вследствие развития неустойчивости, когда амплитуда  $|\mathbf{B}_0|$  изменялась в декагауссовом или дека-гектогауссовом диапазоне. Поэтому вполне естественным выглядит наш выбор именно дека-гектогауссова диапазона в качестве интервала изменения возможных значений амплитуды магнитного поля. Тем самым этой ранее не исследованной

областью мы заполняем промежуток между двумя уже исследованными областями декагауссовых и килогауссовых полей.

На первом этапе исследования, результаты которого представлены в данной работе, для некоторых предварительно отобранных модификаций моделей солнечной атмосферы для каждого конкретного значения амплитуды магнитного поля из дека-гектогауссова диапазона мы сначала проверяли возможность возникновения и развития неустойчивости второй гармоники бернштейновских мод с экстремально низким порогом возбуждения. Предполагалось, что со временем эта неустойчивость трансформируется в мелкомасштабную бернштейновскую турбулентность. При этом предполагалось также, что за это время магнитное поле не изменится в исследуемой области. Имеющиеся данные наблюдений магнитных полей в АО на раннем этапе вспышечного процесса [8, 24, 25] свидетельствуют о весьма незначительных изменениях амплитуды  $|\mathbf{B}_0|$ . Затем мы получили решения дисперсионного уравнения (ДУ) для низкочастотных (НЧ) волн при наличии пространственной неоднородности температуры и плотности плазмы, а также доминирования парных кулоновских столкновений, и идентифицировали их с известными кинетическими волнами. На финальной стадии вычислений мы определили, как изменяется вид полученных решений в ситуации, когда эффективная частота столкновений при наличии турбулентности становится порядка частоты парных кулоновских столкновений или намного ее превосходит.

На втором этапе будет исследована устойчивость полученных решений. Решения, которые окажутся неустойчивыми, по определению становятся источником генерации соответствующих низкочастотных волн, таких как кинетические альвеновские волны (КАВ) и кинетические ионно-звуковые волны (КИЗВ). Те из них, которые «выживут» после появления мелкомасштабной бернштейновской турбулентности, могут стать необходимым элементом трехволнового взаимодействия [13, 34, 49], в результате которого проявляется электромагнитное излучение микроволнового диапазона. Это излучение может проявиться в виде микроволновых всплесков перед вспышкой в активной области [29, 47]. В таком случае эти всплески играют роль предвестников вспышки. Для того чтобы этот сценарий развития событий реализовался, нужно прежде всего четко идентифицировать решения дисперсионного уравнения для низкочастотных волн и установить степень влияния на них мелкомасштабной насыщенной бернштейновской турбулентности. Именно эта задача и решается в представленной работе.

В таблице приведены основные характеристики плазмы в исследуемой области для трех отобранных модификаций известных полуэмпирических моделей солнечной атмосферы. В каждой из них расчеты проводились для шести различных значений напряженности магнитного поля, а именно  $|\mathbf{B}_0| = 31.62 (\sqrt{1000})$ , 100, 300, 500, 700 и 1000 Гс. Для экономии места в таблице приводится только по одному значению  $|\mathbf{B}_0|$  для каждой модели. Модель VAL (F) впервые предложена и исследована в работе [48].

**Физические характеристики предвспышечной плазмы на хромосферном участке токового контура петли в активной области**

Модель	$n_0 = n_e = n_i,$ $10^9 \text{ см}^{-3}$	$T_e = T_i = T_0,$ $10^5 \text{ К}$	$h,$ км	$ \mathbf{B}_0 ,$ мТл	*	$\frac{ei}{10^{-6} e},$	$i,$ см	$L,$ см
MAVN (F1)	68.85	4.47	1459	10	8.41	3.93	$1.07 \cdot 10^{-2}$	$8.93 \cdot 10^5$
FAL (PM)	60.10	1.21	1741.97	3.162	24.76	76.8	$2.52 \cdot 10^{-2}$	$4.66 \cdot 10^5$
VAL (F)	2.567	4.47	2429	3.162	5.15	0.461	$3.6 \cdot 10^{-4}$	$4.66 \cdot 10^5$

Значения основных плазменных характеристик рассчитывались для плазмы с доминированием парных кулоновских столкновений при  $\nu = 5$ , т. е. до появления турбулентности. В таблице  $i$  — ионный циклотронный радиус, а  $L$  — предполагаемая толщина поверхностного слоя петли. Из-за наличия в нем неоднородностей температуры и плотности плазмы, здесь будут в дополнение к уже существующим развиваться и медленные дрейфовые неустойчивости. Влияние дрейфовых движений на низкочастотные волны будет рассмотрено ниже.

На рис. 1 показан вид поверхности приведенного инкремента как функции параметра кинетичности  $z_e$  и угла наклона волнового вектора  $\mathbf{k}$  по отношению к вектору магнитного поля  $\mathbf{B}_0$  ( $\text{tg } k_z / k_{\perp}$ ) для второй квазибернштейновской гармоники в рамках разных моделей. Приведены граничные значения  $(z_e)_{\text{гр}}$ ,  $(k_*)_{\text{гр}}$  и  $(z_e, k_*)_{\text{гр}}$ , при которых поверхность  $(z_e, k_*)$  выходит из отрицательного полупространства в положительное, а также первое положительное значение  $\nu_1$  приведенного инкремента при выходе поверхности  $(z_e, k_*)$  в область  $\nu > 0$ .

В модели VAL (F) неустойчивость была обнаружена только в приведенном случае для  $|\mathbf{B}_0| = 31.62$  Гс. В моделях MAVN (F1) и FAL (PM) неустойчивости были обнаружены и при  $|\mathbf{B}_0| = 300$  Гс, и даже при  $|\mathbf{B}_0| = 500$  Гс, однако только модели, приведенные в таблице и на рис. 1, обладают самым низким порогом возбуждения по амплитуде субдрейсеровского поля и удовлетворяют всем необходимым условиям (1), (10)—(12), (14)—(16), (22).

Таким образом, мы показали, что возникновение и развитие неустойчивости второй гармоники возможно в большей части интервала изменения амплитуды дека-гектогауссовых полей, при этом с точки зрения неустойчивости предпочтительной является нижняя часть интервала, где  $1 < |\mathbf{B}_0| < 30$  мТл.

**ДИСПЕРСИОННОЕ УРАВНЕНИЕ  
ДЛЯ НИЗКОЧАСТОТНЫХ НЕУСТОЙЧИВОСТЕЙ**

О необходимости модификации AC- и DC-моделей нагрева хромосферы и короны речь идет уже давно [28, 30, 45, 46]. Однако только в

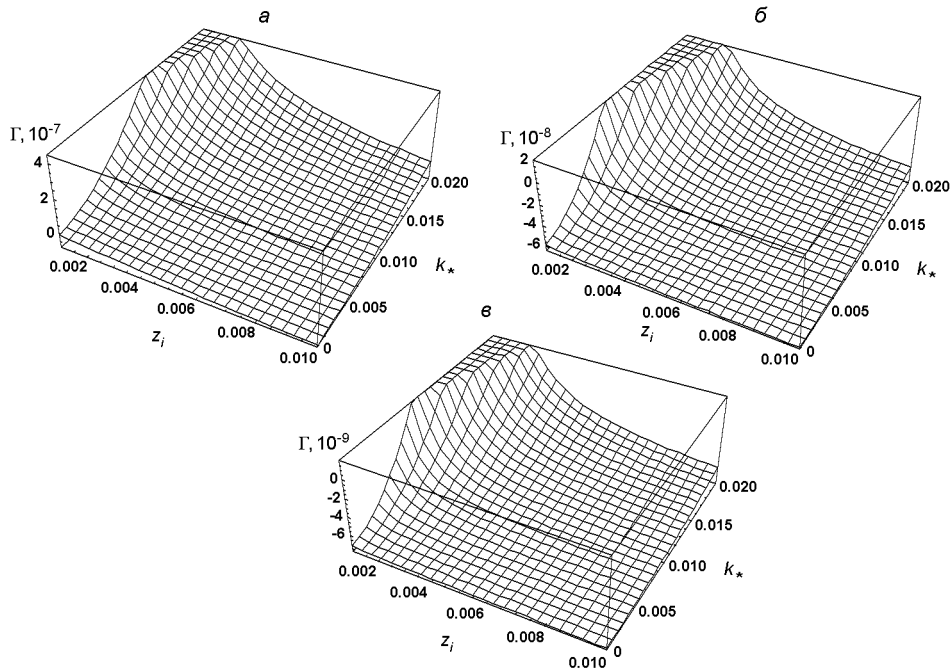


Рис. 1. Вид поверхности приведенного инкремента  $\Gamma(z_e, k_*)$ : а — для модели VAL (F) с  $|\mathbf{B}_0| = 31.62$  Гс при  $(r_e)_{\text{гр}} = 10^6$ ,  $(z_e)_{\text{гр}} = 0.002$ ,  $(k_*)_{\text{гр}} = 0.004$ ,  $\nu_1 = 5.21 \cdot 10^9$  (приведенная частота кулоновских столкновений  $\nu_{ei} / \nu_e = 4.61 \cdot 10^7$  при  $\nu = 5$ ); б — для модели FAL (PM) с  $|\mathbf{B}_0| = 31.62$  Гс при  $(r_e)_{\text{гр}} = 10^6$ ,  $(z_e)_{\text{гр}} = 0.001$ ,  $(k_*)_{\text{гр}} = 0.008$ ,  $\nu_1 = 7.36 \cdot 10^9$  (приведенная частота кулоновских столкновений  $\nu_{ei} / \nu_e = 7.68 \cdot 10^5$  при  $\nu = 5$ ); в — для модели MAVN (F1) с  $|\mathbf{B}_0| = 100$  Гс при  $(r_e)_{\text{гр}} = 1.1 \cdot 10^6$ ,  $(z_e)_{\text{гр}} = 0.001$ ,  $(k_*)_{\text{гр}} = 0.020$ ,  $\nu_1 = 3.15 \cdot 10^6$  (приведенная частота кулоновских столкновений  $\nu_{ei} / \nu_e = 3.93 \cdot 10^6$  при  $\nu = 5$ )

2001 г. М. Ашванден в работе [26] четко сформулировал основные требования к таким модификациям. Во-первых, модели должны объяснять появление относительно холодных вспышек с  $T_{\text{всп}} = 1...2$  МК, во-вторых, основной нагревательный элемент модели — магнитную трубку — уже нельзя считать однородной по плотности и температуре, а необходимо учесть пространственную неоднородность плазмы в трубке по этим двум параметрам, и, в-третьих, плазма в трубке (или петле) должна быть как минимум на порядок более плотной, чем плазма окружающей атмосферы. Наличие пространственных неоднородностей плазмы должно привести к появлению дополнительных медленных дрейфовых неустойчивостей с низким порогом возбуждения, которые должны начать подогреть плазму до импульсной фазы вспышки, а возможность расположения области первичного энерговыделения в хромосфере вблизи основания петли может привести в результате к достаточно низкой температуре вспышки в импульсной фазе [21, 22, 27]. Отсутствие резкой границы между плазмой внутри петли и наружной плазмой атмосферы при наличии значительного градиента плотности в поверхностном слое магнитной трубки, можно обеспечить в модифицированной модели, если будут выполнены два условия:

1) приближение геометрической оптики для исследуемого возмущения (т. е. волны) в плазме

$$\overline{L}, \overline{L^T} = 1, \quad (24)$$

2) «приближение Михайловского» [16], позволяющее в неоднородной плазме пренебречь влиянием границ

$$\frac{1}{\sqrt{2k} L} = \frac{1}{\sqrt{A}}. \quad (25)$$

Здесь использованы обозначения

$$\sqrt{m_e / m_p} = 0.023, \quad (26)$$

$$A = V_{Te} / V_A, \quad (27)$$

где

$$V_A = c \frac{i}{pi} \quad (28)$$

— альвеновская скорость. Соотношения (24), (25) выписаны для волны, распространяющейся в направлении, почти перпендикулярном к магнитному полю  $\mathbf{B}_0$ , которое, в свою очередь, ориентировано вдоль оси  $OZ$ . Таким образом,  $L$  есть перпендикулярная к оси  $OZ$  длина волны возмущения. Величины  $L$  и  $L^T$  — средние характерные размеры пространственной неоднородности плотности и температуры плазмы соответственно.

Дисперсионное уравнение для таких волн впервые было получено в работах Михайловского [15, 16] при учете только градиента плотности и отсутствии градиента температуры. Было показано, что оно имеет вид полинома 3-й степени относительно приведенной частоты

$$\overline{k_z V_A}. \quad (29)$$

Михайловский показал, что из трех корней ДУ для НЧ-волн два соответствуют «прямой» и «обратной» кинетическим альвеновским волнам (КАВ), а еще один — медленной дрейфовой волне с характерной частотой

$$* \quad k_x \frac{V_T^2}{x} [n_0(x)], \quad e, i. \quad (30)$$

Эта последняя волна генерируется вследствие наличия в плазме поперечного градиента плотности. Здесь  $n_0(x)$  — плотность плазмы, изменяющаяся вдоль оси  $X$  прямоугольной декартовой системы координат. Михайловский получил закон дисперсии для двух альвеновских волн, — прямой и обратной, — которые он назвал наклонными альвеновскими волнами, в виде

$$k_z^2 V_A^2 (1 - z_i t_*),$$

в предположении  $z_i \ll 1$ . Название кинетических альвеновских волн они получили гораздо позже, в работе Хасегавы и Чена [34], и их уточненный закон дисперсии имеет вид

$$k_z^2 V_A^2 = 1 - z_i t_* \frac{3}{4} \quad (31)$$

В соотношениях (30) и (31)  $k_z > 0$  соответствует распространению прямой волны вдоль магнитного поля  $\mathbf{B}_0 \parallel OZ$ , а  $k_z < 0$  — обратной,  $z_i$  — «ионный параметр кинетичности»,  $t_*$  — отношение электронной и ионной температур:

$$t_* = T_e / T_i \quad (32)$$

В работе [11] впервые было показано, что учет наличия в плазме слабого квазистатического электрического поля  $\mathbf{E}_0$ , параллельного магнитному полю  $\mathbf{B}_0$ , приводит к вполне ожидаемому повышению порядка полинома в ДУ. При выполнении определенных условий и наличии некоторых ограничений, оно приобретает вид полинома 4-го порядка

$$\sum_{i=0}^4 P_i z_i^i = 0, \quad (33)$$

что позволяет получить его решения, пользуясь стандартной методикой [17]. Конкретный вид коэффициентов при степенях  $z_i^i$  ( $i = 0, 1, \dots, 4$ ) приведен в работах [12, 37]. В случае, когда в плазме доминирует поперечный градиент температуры (случай слабой неоднородности), ДУ имеет точно такой же вид (33), однако коэффициенты  $P_i$  уже совсем другие. Их вид приведен в работе [38]. Здесь мы рассматриваем случай, когда в плазме одновременно имеют место слабые пространственные неоднородности плотности и температуры, причем их градиенты направлены в противоположные стороны. С физической точки зрения отрицательный градиент плотности соответствует наиболее часто встречающейся ситуации, когда в поперечном сечении петли плотность уменьшается по мере удаления от центра [8, 20, 21]. Положительный градиент температуры в поперечном сечении магнитной трубки (петли) соответствует так называемым «петлям с холодными ядрами» [8, 22, 26]. Оценки коэффициентов  $P_i$ , приведенные в данной работе, обобщают аналогичные оценки, полученные в работах [37, 38]. Коэффициенты  $P_i$ , полученные в нашей работе, имеют вид

$$P_0 = \frac{A}{\sqrt{2}} \left( 1 - \frac{2z_i}{t_*} \right) \left( 1 - \frac{z_i t_*}{1} \right) \frac{A}{\sqrt{2}}$$

$$= \frac{A^2}{2} \left( 1 - \frac{2z_i}{t_*} \right) \sqrt{\frac{2}{t_*}} \left( 1 - \frac{z_i t_*}{1} \right) \frac{A}{\sqrt{2}}$$

$$= \frac{A^2}{t_*} \left( 1 - \frac{2z_i}{t_*} \right) \frac{A}{t_*} \left[ 1 - \frac{z_i t_*}{1} \right]$$

$$= \frac{A}{\sqrt{2}} \left( 1 - \frac{2z_i}{t_*} \right) \frac{3(1 - z_i)}{4\sqrt{t_*}},$$



$$\begin{aligned}
 P_1 &= 2 \frac{2}{A} \frac{2}{R} (1 - \frac{z_i}{z_i^*}) \frac{1}{t_*} \frac{z_i}{z_i^*} \frac{7}{4} \frac{z_i}{z_i^*} \\
 &= 2 \frac{2}{A} \frac{2}{R} \frac{1}{t_*} (1 - \frac{z_i}{z_i^*}) \frac{1}{4} \frac{z_i^2}{z_i^{*2}} \frac{z_i}{z_i^*} \\
 &= \frac{2}{A} \frac{2}{R} \frac{1}{t_*} (1 - \frac{z_i}{z_i^*}) (1 - \frac{z_i}{z_i^*}) (\frac{z_i}{z_i^*}) \frac{7}{4} \frac{z_i}{z_i^*} \\
 &= \frac{1}{A} \sqrt{\frac{2}{2}} \frac{2}{z_i^*} \frac{2}{A} \frac{2}{R} \frac{z_i}{z_i^*} \frac{1}{2} \frac{z_i^2}{z_i^{*2}} \frac{2}{R} (2 \frac{z_i}{z_i^*} \frac{z_i}{z_i^*}) , \\
 P_2 &= 1 \frac{z_i}{z_i^*} \frac{2}{A} \frac{2}{R} \frac{1}{2} \frac{z_i^2}{z_i^{*2}} \frac{7}{4} \frac{z_i}{z_i^*} \frac{1}{t_*} (1 - \frac{z_i}{z_i^*}) \frac{z_i}{z_i^*} \\
 &= (1 - \frac{z_i}{z_i^*}) \frac{1}{t_*} (1 - \frac{z_i}{z_i^*}) (\frac{z_i}{z_i^*} \frac{2}{A} \frac{2}{R}) \frac{z_i}{z_i^*} (\frac{z_i}{z_i^*} \frac{z_i}{z_i^*}) \\
 &= \frac{1}{A} \sqrt{\frac{2}{2}} \frac{3}{R} \frac{3}{A} \frac{z_i}{z_i^*} \frac{z_i}{z_i^*} (\frac{z_i}{z_i^*} \frac{z_i}{z_i^*}) , \\
 P_3 &= (1 - \frac{z_i}{z_i^*}) \frac{1}{t_*} (1 - \frac{z_i}{z_i^*}) \frac{z_i}{z_i^*} \frac{7}{4} \frac{z_i}{z_i^*} \frac{1}{A} \frac{2}{R} \frac{z_i}{z_i^*} \frac{1}{2} \frac{z_i}{z_i^*} , \\
 P_4 &= 1 \frac{z_i}{z_i^*} \frac{1}{A} \sqrt{\frac{2}{2}} ,
 \end{aligned} \tag{34}$$

причем

$$\frac{1}{A} \sqrt{\frac{2}{2}} \frac{z_i}{z_i^*} \frac{1}{k_*} , \quad \frac{z_i}{z_i^*} \frac{z_i}{z_i^*} \frac{z_i}{z_i^*} \frac{z_i}{z_i^*} , \tag{35}$$

где

$$\frac{z_i}{z_i^*} \frac{z_i}{z_i^*} \frac{z_i}{z_i^*} \frac{z_i}{z_i^*} , \quad e, i, \tag{36}$$

$$\frac{z_i}{z_i^*} \frac{1}{x} \frac{[\ln T_0(x)]}{x} \frac{1}{x} \frac{[\ln n_0(x)]}{x} . \tag{37}$$

Мы предполагали, что одномерный профиль плотности можно представить функцией

$$n_0(x) = \text{const} \exp \frac{x}{L} , \tag{38}$$

а одномерный профиль температуры — функцией вида

$$T_0(x) = \text{const} \exp \frac{x}{L^T} . \tag{39}$$

Предполагалось, что знак «+» может быть использован при моделировании упоминавшихся ранее петель с холодными ядрами [8, 31]. Для функций вида (38), (39) параметр  $\frac{L}{L^T}$  представляет собой отношение средних масштабов неоднородности плотности и температуры:

$$\frac{L}{L^T}. \quad (40)$$

Всюду в расчетах мы полагали, что

$$\frac{L_e}{L_e^T} = \frac{L_i}{L_i^T} = \frac{L}{L^T}, \quad (41)$$

$$\frac{L_e^T}{L_e} = \frac{L_i^T}{L_i} = \frac{L^T}{L}, \quad (42)$$

а также, что для декартовых составляющих  $k_x$  и  $k_y$  перпендикулярной составляющей волнового вектора возмущения  $k = (k_x^2 + k_y^2)^{1/2}$  выполняются соотношения

$$\frac{|k_x|}{|k_y|} = \frac{k_x}{k_y} = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\sqrt{z_e}}{e} \sqrt{\frac{z_i}{2}} \frac{1}{i}, \quad (43)$$

где  $z_e$  и  $z_i$  — значения электронного и ионного ( $z = 1$ ) циклотронных радиусов. Для рассмотрения в данной работе случая «слабой пространственной неоднородности» всегда выполняется соотношение [1, 23]

$$\frac{z_i}{L} > \frac{z_e}{L^T} \gg 1. \quad (44)$$

В случае преобладания парных кулоновских столкновений величина  $\frac{z_i}{L}$  в (34) описывается формулой

$$\frac{z_i}{L} = \frac{e^2}{i}, \quad (45)$$

а при доминировании процесса потери импульса электронами на пульсациях насыщенной бернштейновской турбулентности — формулой [3]

$$\frac{z_i}{L} = \frac{e^2}{z_e}. \quad (46)$$

Кроме уже упоминавшихся ранее условий (1), (10)—(12), (14), (15), (22)—(25) при получении решений ДУ (33), (34) использовались также следующие приближения:

а) длинноволновое приближение для ионного параметра кинетичности

$$z_i \ll 1 \quad (47);$$

б) диапазон изменения фазовых скоростей вдоль поля, характерный для альвеновских и ионно-звуковых волн [1, 4, 7]:

$$V_{Ti} \ll \frac{V_{Te}}{k_z} \ll V_{Te}; \quad (48)$$

в) приближение плазмы низкого давления:

$$\frac{m_e}{m_p} \ll 1, \quad e, i. \quad (49)$$

Необходимо отметить следующий важный момент: для того чтобы можно было в принципе говорить о распространении низкочастот-

ных кинетических волн на фоне насыщенной высокочастотной турбулентности, необходимо полностью исключить возможность резонансных процессов, когда длина волны низкочастотного возмущения становится порядка характерного масштаба турбулентности [7, 9]. В первом приближении обычно полагают, что он равен граничной длине волны возмущения, при которой возникает неустойчивость, со временем переходящая в насыщенную турбулентность [9]. Поскольку и высокочастотные бернштейновские электронные моды, и низкочастотные кинетические волны из диапазона (48) являются «наклонными», т. е. имеют и продольную, и поперечную составляющие волнового вектора, необходимо, чтобы величины

$$L_R \frac{\left( \begin{array}{c} \phantom{z} \end{array} \right)_{Bern}}{\left( \begin{array}{c} \phantom{z} \end{array} \right)_{LF}} \frac{m_e}{m_p} \sqrt{\frac{z_i}{z_e}} \quad (50)$$

и

$$L_R^* \frac{\left( \begin{array}{c} z \end{array} \right)_{Bern}}{\left( \begin{array}{c} z \end{array} \right)_{LF}} \frac{m_e}{m_p} \sqrt{\frac{z_i}{z_e}} \frac{(k_*)_{LF}}{(k_*)_{Bern}} \quad (51)$$

были либо намного больше, либо намного меньше единицы. Здесь  $m_p = 928$  МэВ есть масса протона («однозарядный ион полностью ионизованной плазмы» [1]). Величины  $(k_*)_{Bern}$  и  $(k_*)_{LF}$  представляют собой пороговые значения угла наклона волнового вектора к оси  $OZ$  в случае возникновения бернштейновской и низкочастотной неустойчивости соответственно, а  $z_i$  и  $z_e$  — пороговые значения параметров кинетичности. Конкретные значения этих величин определяются в процессе исследования устойчивости решений дисперсионного уравнения (33), (34). Идентификацию корней полинома 4-й степени (33) мы проводили путем сравнения вида поверхностей приведенной фазовой скорости (29) как функции параметров  $z_i$  и  $t_*$  (32) для решений ДУ (33), полученных в результате численного счета с одной стороны, и для законов дисперсии известных волн из диапазона (48), выраженных в аналитическом виде, — с другой.

Такой способ идентификации не является математически строгим, однако, как будет показано ниже, он позволяет достаточно точно определить принадлежность полученного решения к тому или иному известному семейству плазменных волн.

Результаты исследований, полученные в работах [37, 38], определенно указывали на то, что решения (33), (34) могут быть отнесены только к двум семействам кинетических плазменных волн, а именно — к кинетическим альвеновским волнам (КАВ) и кинетическим ионно-звуковым волнам (КИЗВ). К последним прежде всего на том основании, что из всех известных кинетических волн только у них величина  $| \dots |$  уменьшается с увеличением параметра кинетичности  $z_i$ .

Напомним, что в работах [37, 38] предполагалось, что в плазме полностью доминируют парные кулоновские столкновения, а медленные дрейфовые движения определяются либо градиентом плотности плазмы, либо градиентом температуры. Поэтому решения (33), (34) по

определению должны быть модифицированными по сравнению с решениями дисперсионных уравнений в [37, 38], поскольку в ДУ (33), (34) изначально учитывалось возможное наличие турбулентности и одновременное наличие в плазме обоих пространственных градиентов — и плотности, и температуры.

Таким образом, изначально было ясно, что полного совпадения с точными известными решениями быть не может, но вполне можно ожидать очень близкой аналогии, т. е. именно принадлежности к конкретному семейству плазменных волн. В обозначениях, используемых в данной работе, закон дисперсии для КАВ [34] имеет вид

$$\sqrt{1 - z_i t_*} = \frac{3}{4}, \quad (52)$$

а для КИЗВ [34] —

$$^A \sqrt{1 - z_i t_*}. \quad (53)$$

В соотношениях (52), (53) знак «+» соответствует прямой волне, а знак «-» — обратной.

$$10^{-6} \quad R \quad 3 \cdot 10^3. \quad (54)$$

Выбор именно такой области основывался на опыте предыдущих исследований [11, 12, 14, 37, 43], дополненном учетом конкретных особенностей данной задачи. Полученные в настоящей работе результаты подтвердили правильность такого подхода. Так, как и ранее, оказалось, что  $\max = 6$ , а пороговое значение величины  $t_* = T_e / T_i$ , с которого может начинаться генерация и КАВ, и КИЗВ, с хорошей степенью точности можно считать равным 4.

В результате расчетов были получены значения приведенной фазовой скорости  $v_i$  ( $i = 1, \dots, 4$ ) вдоль поля для всех трех полуэмпирических моделей атмосферы Солнца [30, 44, 48], представленных в таблице, и для всех указанных значений амплитуды магнитного поля  $|\mathbf{B}_0|$ . Как уже было отмечено в работах [11, 12, 37], используемый метод решения модифицированного дисперсионного уравнения (МДУ) [17] не позволяет, даже с использованием всех вышеприведенных приближений, получить аналитический вид функции  $(z_i, k_*, t_*, R)$ . Поэтому в сложившейся ситуации идентифицировать конкретный корень  $v_i$  или доказать его принадлежность к определенному семейству плазменных волн можно лишь путем сравнения форм поверхностей  $v_i$ , полученных численно известным методом [17], с поверхностями  $v_i$  ( $l = 1, 2$ ), заданными в аналитическом виде (52), (53). При этом ожидать можно в лучшем случае лишь их «морфологического подобия» и близости численных значений, поскольку в (52), (53) зависимость от параметров  $k_*$ ,  $R$  и отсутствует по определению.

На рис. 2 представлены 3D-формы поверхностей  $v_1^{\text{ан}} = v_1^{\text{ан}}(z_i, t_*)$  и  $v_1^{\text{чис}} = v_1^{\text{чис}}(z_i, t_*)$  (рис. 2, а и б соответственно) для корня  $v_1$  — «прямая» КАВ, а также 2D-графики сечения этих поверхностей плоскостями  $k_* = +0.1$  (рис. 2, в). На рис. 2, в штриховая кривая соответствует  $v_1^{\text{ан}}$ , сплошная кривая — функции  $v_1^{\text{чис}}$ , когда в плазме домини-

нируют кулоновские столкновения. Пунктирная кривая на рис. 2, *в* моделирует ситуацию, когда «полностью выключены» кулоновские столкновения и есть только бернштейновская турбулентность. В данном случае для модели FAL PM и магнитного поля  $|\mathbf{B}_0| = 31.62$  Гс частоты столкновений равны соответственно  $1.76 \cdot 10^2$ , а  $3.57 \cdot 10^3$ , т. е.  $\nu_{\text{кул}} \gg \nu_{\text{турб}}$ . Значения остальных параметров указаны в подписи к рисунку.

Чаще всего сравнение форм поверхностей в виде 3D менее информативно, чем сравнение их 2D-сечений. Поэтому для корня  $z_2(z_i, t_*)$  (обратная КАВ) мы приводим только график сечения поверхностей плоскостью  $k_* = -0.1$  (рис. 3). Значения остальных параметров для модели FAL PM и  $|\mathbf{B}_0| = 31.62$  Гс — те же. В данном случае также  $\nu_{\text{кул}} \gg \nu_{\text{турб}}$ .

На рис. 4 представлены 3D-графики для корня  $z_3$  модели MAVN F1 при  $|\mathbf{B}_0| = 300$  Гс, а именно  $z_3^{\text{ан}}$  (рис. 4, *а*) и  $z_3^{\text{турб}}$  (рис. 4, *б*), а так же сечение этих поверхностей и поверхности  $z_3^{\text{кул}}$  плоскостью  $k_* = -0.1$  (рис. 4, *в*). Кривые  $z_3^{\text{турб}}$  и  $z_3^{\text{кул}}$  здесь не так близки к  $z_3^{\text{ан}}$ , как в рассмотренных ранее случаях с КАВ, однако очевидно, что  $z_3^{\text{турб}}$  и  $z_3^{\text{кул}}$  относятся к семейству КИЗВ. На это указывает тот факт, что  $|z_i|$  увеличивается с уменьшением  $|z_i|$  при постоянных  $t_*$  и  $k_*$ . В данной ситуации  $\nu_{\text{кул}} = 3 \cdot 10^4$ , а  $\nu_{\text{турб}} = 5.46 \cdot 10^3$ , т. е.  $\nu_{\text{турб}} \ll \nu_{\text{кул}}$ . Значения остальных параметров указаны в подписи к рисунку.

Ситуация с 3D-графиками в случае с корнем  $z_4$  совершенно аналогична ситуации с графиками КАВ, т. е. двумерное сечение поверхностей оказывается более наглядным и информативным. Поэтому для корня  $z_4$  («прямая КИЗВ») модели VAL F при  $|\mathbf{B}_0| = 31.62$  Гс приведено на рис. 5 только сечение поверхностей  $z_4^{\text{ан}}$ ,  $z_4^{\text{турб}}$  и  $z_4^{\text{кул}}$  плоскостью  $k_* = 0.1$ . В данном случае  $\nu_{\text{кул}} = 1.06 \cdot 10^4$ , а  $\nu_{\text{турб}} = 1.29 \cdot 10^3$ , то есть  $\nu_{\text{турб}} \gg \nu_{\text{кул}}$ . Отметим, что для «прямой» КИЗВ кривые  $z_4^{\text{турб}}$  и  $z_4^{\text{кул}}$  заметно ближе к  $z_4^{\text{ан}}$ , чем для «обратной» КИЗВ, а граничное значение величины  $R = 10^4$  — на порядок ниже.

Основные результаты, полученные в данной работе, можно сформулировать следующим образом.

1. Показана возможность генерации второй гармоники наклонных квазибернштейновских мод в дека-гектогауссовом диапазоне амплитуд магнитных полей в предвспышечной хромосфере АО. В последнее время увеличилось количество данных наблюдений, поступающих с космических аппаратов широкомасштабных международных миссий, которые свидетельствуют о преобладании в хромосфере полей этого диапазона [24, 25, 29, 36, 50].

2. Анализ форм поверхностей приведенной фазовой скорости вдоль поля ( $\mathbf{B}_0 \parallel \mathbf{E}_0$ )

$$z_m = z_m(k_*, z, \nu_{\text{эф}}, t_*), \quad (m = 1, \dots, 4),$$

которые являются корнями модифицированного дисперсионного уравнения (МДУ) для низкочастотных волн с  $\omega \ll \omega_i$ , показал что:

а) при переходе от предвспышечной плазмы с доминированием парных кулоновских столкновений к стадии с доминированием насы-

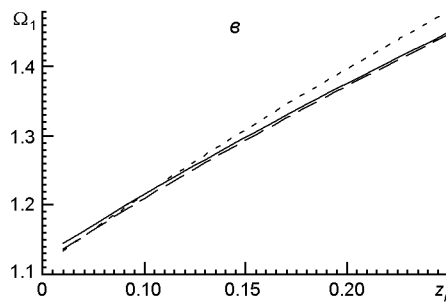
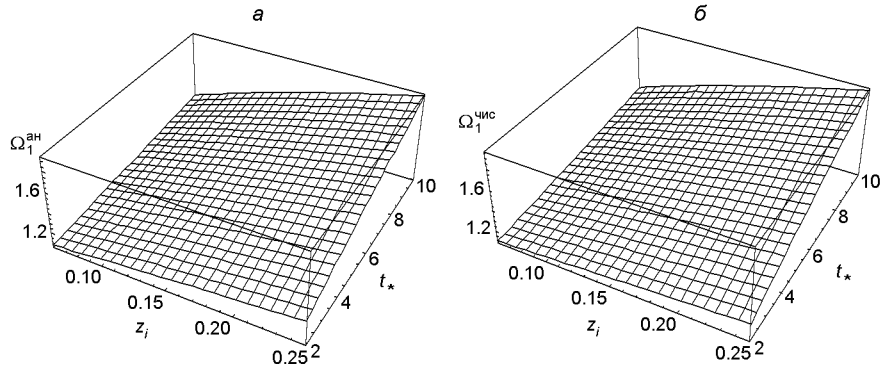


Рис. 2. Сравнение форм поверхностей приведенной фазовой скорости вдоль поля для случаев аналитического ( $\Omega_1^{\text{ан}}$ ) и численного ( $\Omega_1^{\text{чис}}$ ) способа задания функции  $\Omega_1(z_i, t_*)$  в модели FAL PM при  $|\mathbf{B}_0| = 31.62$  Гс,  $t_* = 4$ ,  $R = 10^3$  и  $1.48 \cdot 10^{-4}$ ; а, б — 3D-поверхности, в — их 2D-сечения плоскостью  $k_* = +0.1$  (штриховая кривая —  $\Omega_1^{\text{ан}}$ , сплошная кривая —  $\Omega_1^{\text{чис}}$ )

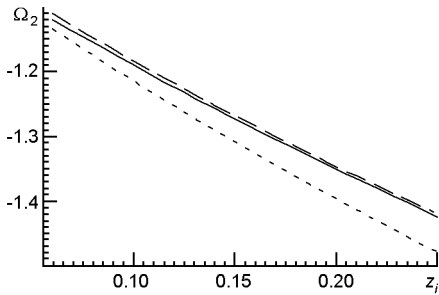


Рис. 3. То же для 2D-сечения функции  $\Omega_2 = \Omega_2(z_i, t_*)$  плоскостью  $k_* = -0.1$

щенной бернштейновской турбулентности топология поверхностей  $m(k_*, z, z_{\text{эф}}, t_*)$  в исследуемой области изменения параметров остается неизменной. На поверхностях  $m$  не образуются особые точки и сингулярности. Поверхности  $m^{\text{ан}}$ ,  $m^{\text{кул}}$ ,  $m^{\text{турб}}$  являются морфологически подобными, и их различия есть следствия трансляций (смещений) и поворотов. Поскольку те, и другие незначительны по величине, то можно считать, что при переходе от  $\frac{\text{кул}}{\text{эф}} = e_i / i$  (где  $\text{max} = 6$ ) к  $\frac{\text{турб}}{\text{эф}} = / z_e$  корни МДУ и  $m^{\text{турб}}$  остаются членами одного и того же семейства, определяемого функцией  $\Omega_l^{\text{ан}}$  ( $l = 1, 2$ );

б) в исследуемом случае функции  $\Omega_l^{\text{ан}}$  ( $l = 1, 2$ ) могут быть двух видов, а именно

$$\Omega_{l1}^{\text{ан}} = \sqrt{1 - z_i(t_* - 3/4)}$$

для кинетических альфвеновских волн (КАВ) и

$$\Omega_{l2}^{\text{ан}} = A \sqrt{\frac{1 - z_i}{1 - z_i t_*}}$$

для кинетических ионно-звуковых волн (КИЗВ).

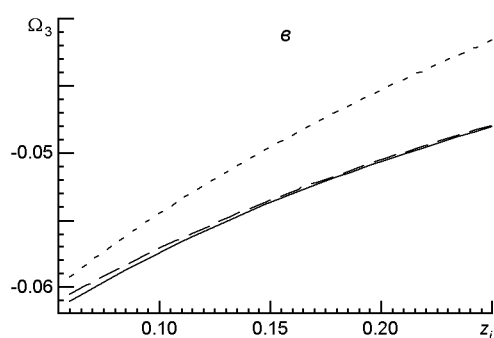
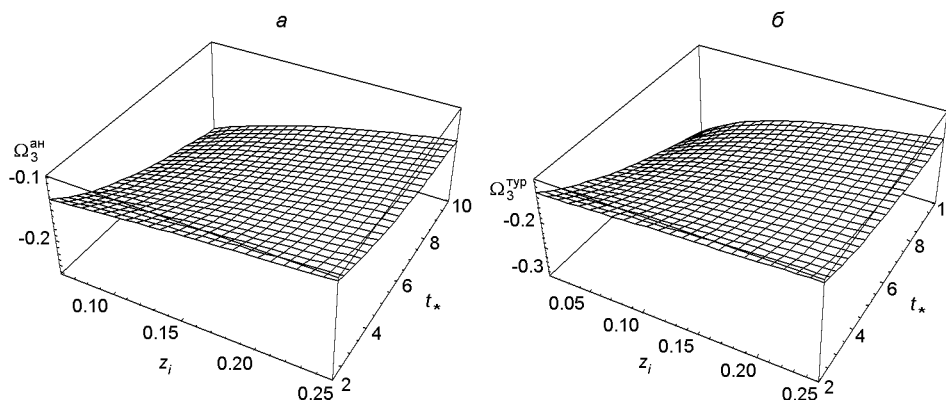


Рис. 4. Сравнение форм поверхностей приведенной фазовой скорости вдоль поля  $(\mathbf{B}_0 \parallel \mathbf{E}_0)$  для случаев численного и аналитического способа задания функции  $\Omega_3(z_i, t_*)$  в модели MAVN F1 («обратная КИЗВ») при  $|\mathbf{B}_0| = 300$  Гс,  $t_* = 4$ ,  $R = 10^3$  и  $2.98 \cdot 10^5$ ; а, б — 3D-поверхности, в — их 2D-сечения плоскостью  $k_* = -0.1$  (штриховая кривая —  $l_1^{ан}$ , сплошная кривая —  $l_1^{чис}$ )

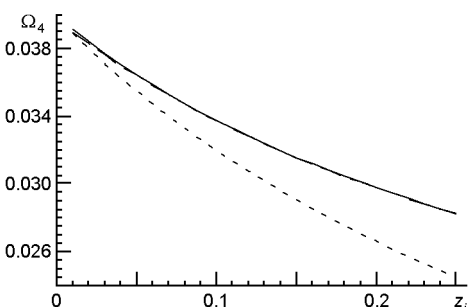


Рис. 5. То же для 2D-сечения функции  $\Omega_4(z_i, t_*)$  плоскостью  $k_* = 0.1$  в модели VAL F при  $|\mathbf{B}_0| = 31.62$  Гс,  $t_* = 4$ ,  $R = 10^4$  и  $2.82 \cdot 10^3$ . Случай  $l_{турб} = 1.29 \cdot 10^3 \gg l_{кул} = 1.06 \cdot 10^4$

Как уже было отмечено ранее, точного совпадения полученных численным способом корней  $l_{м}^{кул}$  и  $l_{м}^{турб}$  с заданным в аналитическом виде соответствующим корнем  $l_{л}^{ан}$  не может быть по определению, поскольку в МДУ есть члены с  $\omega_{эф} = 0$ ,  $R = 0$  и  $k_* = 0$ , которых нет в тех ДУ, из которых получены выражения для  $l_{л1}^{ан}$  и  $l_{л2}^{ан}$ . Потому, строго говоря, корни  $l_{м}^{кул}$  и  $l_{м}^{турб}$  из обоих семейств  $l_{л1}^{ан}$  и  $l_{л2}^{ан}$  следует называть модифицированными, т. е. МКАВ и МКИЗВ. Было показано, что в семейство  $l_{л1}^{ан}$  входят МКАВ как положительные, так и отрицательные («прямые» и «обратные» МКАВ), точно также и в семейство  $l_{л2}^{ан}$  входят «прямые» и «обратные» МКИЗВ. При этом при переходе от  $l_{эф}^{кул}$  к  $l_{эф}^{турб}$  распределение корней  $l_{м}$  по семействам  $l_{л1,2}^{ан}$  не изменяется, хотя сами корни претерпевают разные изменения. Однако изменения эти, как уже отмечалось, относительно невелики.

3. Проведенные исследования дают основание предполагать, что генерация низкочастотных плазменных волн вследствие развития ки-

нетической неустойчивости на фоне насыщенной бернштейновской турбулентности возможна в предвспышечной плазме петельных структур в АО. На такую возможность указывают результаты наших предыдущих исследований [37, 38, 43]. Однако утверждать это определенно можно только после анализа устойчивости полученных решений модифицированного дисперсионного уравнения.

1. Александров А. Ф., Богданкевич Л. С., Рухадзе А. А. Основы электродинамики плазмы. — М.: Высш. шк., 1989.—424с.
2. Бейтман Г. МГД-неустойчивости. — М.: Энергоиздат, 1982.—200 с.
3. Галеев А., Ломинадзе Д., Патарая А. и др. Аномальное сопротивление плазмы вследствие неустойчивости на циклотронных гармониках // Журн. эксперим. и теор. физ.—1972.—**417**.—С. 112—114.
4. Галеев А. А., Сагдеев Р. З. Нелинейная теория плазмы // Вопр. теории плазмы.—1973.—Вып. 7.—С. 3—145.
5. Гонасюк С. И. Структура и динамика магнитного поля в активных областях на Солнце // Итоги науки и техники / ВИНТИ. Астрономия.—1987.—**34**.—С. 7—77.
6. Де Ягер К. Строение и динамика атмосферы Солнца. — М.: Изд-во иностр. лит., 1962.—376 с.
7. Загородний А. Г., Черемных О. К. Введение в физику плазмы. — Киев: Наук. думка, 2014.—696 с.
8. Зайцев В. В., Степанов А. В., Цан Ю. Т. Некоторые проблемы физики солнечных и звездных вспышек // Кинематика и физика небес. тел.—1994.—**10**, № 6.—С. 3—31.
9. Кадомцев Б. Б. Коллективные явления в плазме. — М: Наука, 1988.—303 с.
10. Кадомцев Б. Б., Погуце О. П. Турбулентные процессы в тороидальных системах // Вопр. теории плазмы.—1967.—Вып. 5.—С. 209—350.
11. Кришталь А. Н. Низкочастотные неустойчивости плазменных волн в замагниченной столкновительной плазме со слабой неоднородностью плотности // Радиофизика и радиоастрономия.—2003.—**8**, № 1.—С. 5—20.
12. Кришталь А. Н., Войцеховская А. Д., Герасименко С. В., Сидоренко М. В. О возможности развития неустойчивостей продольных волн на фоне мелкомасштабной бернштейновской турбулентности в предвспышечной хромосфере активной области // Кинематика и физика небес. тел.—2014.—**30**, № 4.—С. 14—25.
13. Кришталь А. Н., Герасименко С. В. Дисперсия волн в магнитоактивной плазме арочных структур с учетом субдрейсеровских полей и сильной неоднородности плотности // Кинематика и физика небес. тел.—2002.—**18**, № 3.—С. 258—272.
14. Кришталь А. Н., Герасименко С. В., Войцеховская А. Д., Черемных О. К. Об одном виде трехволнового взаимодействия низкочастотных волн в магнитоактивной плазме солнечной атмосферы // Кинематика и физика небес. тел.—2014.—**30**, № 3.—С. 58—70.
15. Михайловский А. Б. Колебания неоднородной плазмы // Вопр. теории плазмы.—1963.—Вып. 3.—С. 141—202.
16. Михайловский А. Б. Теория плазменных неустойчивостей. Неустойчивости неоднородной плазмы. — М.: Атомиздат, 1975.—Т. 2. Неустойчивости неоднородной плазмы.—360 с.
17. Мишина А. П., Проскуряков И. В. Высшая алгебра. — М.: ГИФМЛ, 1962.—300 с.
18. Основы физики плазмы: В 2-х томах / Под ред. А. А. Галеева, Р. Судана. — М.: Энергоатомиздат, 1983.—Т. 1.—640 с.
19. Основы физики плазмы: В 2-х томах / Под ред. А. А. Галеева, Р. Судана. — М.: Энергоатомиздат, 1984.—Т. 2.—632 с.



20. Подгорный А. И., Подгорный И. М. Моделирование солнечной вспышки при всплывании нового магнитного потока // *Астрон. журн.*—2001.—**78**, № 1.—С. 71—77.
21. Прист Э. Р. Солнечная магнитогидродинамика. — М.: Мир, 1985.—592 с.
22. Филиппов Б. П. Эруптивные процессы на Солнце. — М.: Физматлит, 2007.—213 с.
23. Чен Ф. Введение в физику плазмы. — М.: Мир, 1987.—398 с.
24. Чернов Г. П., Фомичев В. В., Сыч Р. А. Новые результаты исследований зebra-структуры в солнечном радиоизлучении // 11-я ежегодная конференция «Физика плазмы в солнечной системе» (15—19 февраля 2016 г.). — М.: ИКИ РАН, 2016.—С. 24.
25. Шабалин А. Н., Чариков Ю. Е. Генерация жесткого рентгеновского излучения ускоренными электронами в турбулентной плазме солнечных вспышек // 11-я ежегодная конференция «Физика плазмы в солнечной системе» (15—19 февраля 2016 г.). — М.: ИКИ РАН, 2016.—С. 25.
26. Anan T., Casini R., Ichimoto K. Diagnosis of magnetic and electric fields of chromospheric jets through spectropolarimetric observations of H I Paschen lines // *Astrophys. J.*—2014.—**786**, N 2.—article id. 94.—11 p.
27. Aschwanden M. J. An evaluation of coronal heating models for active regions based on Yohkoh, SOHO and TRACE observations // *Astrophys. J.*—2001.—**560**.—P. 1035—1043.
28. Aschwanden M. J. Physics of the solar corona. An introduction with problems and solutions (2nd edition), Chichester: Praxis Publishing Ltd.; New York, Berlin: Springer, 2005.—892 p.
29. Bendict M. L., Shanmugaraju A., Vrsnak B. Investigation of X-class flare associated coronal mass ejection with and without DH type II radio bursts // *Solar Phys.*—2015.—**290**, N 11.—P. 365—377.
30. Benka S. G. DC-electric fields in solar flares; theory meets observation // Proc. Kofu Symposium «New look at the Sun with emphasis on advanced observations of corona dynamics and flares», Kofu, September 6—10, 1993 / Eds S. Enome, T. Hirayama. — Nobeyama Radio Observatory, 1994.—N 360.—P. 225—229.
31. Casini R., Landi Degl'Innocenti E. The polarized spectrum of hydrogen in the presence of electric and magnetic fields // *Astron. and Astrophys.*—1993.—**276**, N 1, P. 289—302.
32. 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**.—P. 319—345.
33. Foukal P., Hinata S. Electric fields in the solar atmosphere: a review // *Solar Phys.*—1991.—**132**, N 2.—P. 307—334.
34. Galeev A. A., Lominadze D., Pataria A., et al. Anomalous resistance of plasma due to the instability of the cyclotron harmonics // *JETP.*—1972.—P. 417—420.
35. Harra L. K., Matthews S. A., Culhane J. L. Nonthermal velocity evolution in the precursor phase of a solar flare // *Astrophys. J.*—2001.—**549**, N 2.—P. L 245—L 248.
36. Hasegava A., Chen L. Parametric decay of «kinetic Alfvén wave» and its application to plasma heating // *Phys. Rev. Lett.*—1976.—**36**.—P. 1362—1365.
37. Hudson H. S. The Physics of Chromospheric Plasmas / Eds P. Heinzel, I. Dorotovich, R. Rutten. ASP Conf. Ser.: Coimbra Solar Physics Meeting, 2007.—368.—P. 365.
38. Kashapova L. K., Meshalkina N. S., Kisil M. S. Detection of acceleration processes during the initial phase of the 12 June 2010 flare // *Solar Phys.*—2012.—**280**, N 2.—P. 525—535.
39. Kryshchal A. N. Low-frequency wave instabilities in a plasma with a quasi-static electric field and weak spatial inhomogeneity // *J. Plasma Phys.*—2002.—**68**, part 2.—P. 137—148.
40. Kryshchal A. N. Low-frequency wave instabilities in magnetoactive plasma with spatial

- inhomogeneity of temperature // *J. Plasma Phys.*—2005.—**71**, part 6.—P. 729—745.
42. *Kryshtal A. N., Gerasimenko S. V.* Kinetic Alfvén waves in preflare plasma // *Astron. Nachr.*—2005.—**326**, N 1.—P. 52—60.
41. *Kryshtal A. N., Fedun V., Gerasimenko S. V., Voitsekhovska A. D.* «Oblique» Bernstein mode generation near the upper-hybrid frequency in solar pre-flare plasma // *Solar Phys.*—2015.—**290**, N 11.—P. 3331—3341.
43. *Kryshtal A. N., Gerasimenko S. V., Voitsekhovska A. D.* «Oblique» Bernstein modes in solar preflare plasma: Generation of second harmonics // *Adv. Space Res.*—2012.—**49**.—P. 791—796.
44. *Kryshtal A., Gerasimenko S., Voitsekhovska A.* Small-scale Langmuir wave instability in preflare chromospheres of solar active region // *Astrophys. and Space Sci.*—2014.—**349**, N 2.—P. 637—646
45. *Kryshtal A., Gerasimenko S., Voitsekhovska A., Fedun V.* The ion-acoustic instability in the pre-flare plasma near the loop footpoints at solar active regions // *Ann. Geophys.*—2013.—**31**, N 12.—P. 2193—2200.
46. *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.
47. *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.—**102**, N A7.—P. 14631—14659.
48. *Schmahl E. I., Webb D. K., Woodgate B., et al.* Coronal manifestations of preflare activity // *Energetic Phenomena on the Sun (Impulsive Phase Transport)* / Eds M. Kundu, B. Woodgate. — Washington, DC, 1986.—NASA CP-2439.—P. L 48—L78.
49. *Solanki S. K.* Small-scale solar magnetic fields: an overview // *Space Sci. Revs.*—1993.—**63**.—P. 1—183.
50. *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.
51. *Willes A. J., Robinson P. A.* Electron-cyclotron maser theory for noninteger radio emission frequencies in solar microwave spike bursts // *Astrophys. J.*—1996.—**467**, N 1.—P. 465—472.
52. *Zharkova V. V., Kashapova L. K., Chornogor S. N., Andrienko O. V.* The effect of energetic particle beams on the chromospheric emission of the 2004 July 25 flare // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*—2011.—**411**, N 3.—P. 1562—1574.

Статья поступила в редакцию 23.06.16