КИНЕМАТИКА
И ФИЗИКА
НЕБЕСНЫХ
ТЕЛ том 26 № 2 2010

УДК 523.98-78

П. П. Маловичко

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

Генерация низкочастотных возмущений магнитного поля в корональных петлях пучками протонов и электронов

Рассмотрена генерация низкочастотных возмущений магнитного поля корональных петель при распространении в них пучков протонов и электронов малой плотности. Проанализировано два механизма генерации низкочастотных возмущений магнитного поля. Первый механизм связан с продольным током, который создают пучки заряженных частиц, двигающиеся в петле. Показано, что такой механизм генерации альвеновских волн может приводить к развитию низкочастотных возмущений даже при очень малых токах, что может способствовать пересоединению магнитных полей и развитию вспышки. Второй механизм не связан с токами, протекающими в корональной петле. Показано, что в этом случае пучки протонов вызывают неустойчивость при значительно меньших значениях плотностей пучка. Найдены инкременты и критерии развития неустойчивостей. В резуль- тате развития этих неустойчивостей могут генерироваться возмущения не только альвеновского, но и кинетического альвеновского типа.

ГЕНЕРАЦІЯ НИЗЬКОЧАСТОТНИХ ЗБУРЕНЬ МАГНІТНОГО ПОЛЯ У КОРОНАЛЬНИХ ПЕТЛЯХ ПУЧКАМИ ПРОТОНІВ ТА ЕЛЕКТРОНІВ, Маловічко П. П. — Розглянуто генерацію низькочастотних збурень магнітного поля корональних петель при розповсюдженні у них пучків протонів та електронів малої густини. Проаналізовано два механізми генерації низькочастотних збурень магнітного поля. Перший механізм пов'язаний з поздовжнім струмом, який створюють пучки заряджених часток, що рухаються у петлі. Показано, що такий механізм генерації альвенівських хвиль може призводити до розвитку низькочастотних збурень навіть при дуже малих струмах, що *може сприяти перез'єднанню магнітних полів та розвитку спалаху. Другий механізм не пов'язаний з струмами, які протікають у корональній петлі. Показано, що у цьому випадку пучки протонів викликають нестійкість при значно менших значеннях густини пучка. У результаті розвитку цих нестійкостей можуть генеруватися збурення не тільки альвенівського, але і кінетичного альвенівського типу.*

GENERATION OF LOW-FREQUENCY MAGNETIC DISTURBANCES IN CORONAL LOOPS BY PROTON AND ELECTRON BEAMS, by Malovichko P. P. — We considered of low-frequency perturbations of magnetic field in coronal loops when low-density proton and electron beams propagate in a loop. Two mechanisms of the generation of low-frequency perturbation of magnetic fields were analysed. The first mechanism is related to longitudinal current created by charged particle beams propagated in a loop. It is shown that such generation mechanism of Alfven waves can lead to low-frequency perturbations even at very low currents. This can promote the reconnection of magnetic fields and development of a flash. The second mechanism is not related to currents in a coronal loop. It is shown that for this instability proton beams excite instabilities at lesser proton beam densities than electrons. The increments and criteria of instability development are derived. Such instabilities can generate not only Alfven disturbances, but also kinetic Alfven ones.

ВВЕДЕНИЕ

Результаты наблюдений в рамках проектов «Yohkoh», SOHO, TRACE, подтвердили важную роль МГД-волн в динамике солнечной плазмы, а также в развитии и эволюции разнообразных корональных структур. МГД-волны были зарегистрированы в солнечных пятнах, протуберанцах [10], магнитных петлях [8, 9, 28], факелах [21], спикулах, активных областях [7, 24], т. е. они оказались неотъемлемой частью многих явлений, происходящих в атмосфере Солнца. Большое внимание уделяется исследованию связи этих волн с процессами, протекающими в фотосфере, хромосфере и короне Солнца [7, 16, 24]. Так, например, механизмы нагрева солнечной короны, которые до сих пор остаются одной из основных проблем солнечной физики, связывают исключительно с волновыми процессами, протекающими в короне [7, 11, 22—26, 34]. Так как поток энергии, переносимый акустическими волнами, слишком мал, то основным кандидатом для нагрева различных областей солнечной короны и разнообразных корональных структур являются прежде всего альвеновские волны [7]. Но в то же время остается открытым вопрос, как энергия волн передается частицам плазмы.

Был предложен ряд механизмов передачи волновой энергии альвеновских волн частицам плазмы: вязкое затухание [11, 20, 25], резонансное поглощение [19, 23], фазовое перемешивание [29], турбулентность [22, 25, 27], резонансная и нелинейная трансформация волн в другие, сильно затухающие моды [18, 32], генерация, распространение и затухание кинетических альвеновских волн [26, 34, 35]. В настоящее время идет активное изучение и исследование роли различных механизмов нагрева в процессах, протекающих в солнечной короне. Среди всех перечисленных выше механизмов выделим механизмы, связанные с переносом и передачей волновой энергии кинетическими альвеновскими волнами.

Использование термина «кинетические» связано с необходимостью акцентировать внимание на том, что рассматриваются альвеновские волны с малыми поперечными длинами волн порядка ларморовского радиуса протонов. Эта часть альвеновской ветви обладает особыми свойствами — зависимостью фазовой и групповой скорости от поперечных масштабов длин волн, наличием продольного электрического поля и возмущений плотности волны [3, 12, 15, 16]. Эти особые свойства кинетических альвеновских волн позволяют рассматривать их как перспективные источники переноса и трансформации энергии, нагрева плазмы, ускорения заряженных частиц [13, 14, 17, 35—37]. При этом следует подчеркнуть, что кинетические альвеновские волны, из-за наличия продольного электрического поля, эффективно взаимодействуют с частицами плазмы, поэтому достаточно легко могут генерироваться в различных неравновесных ситуациях и активно передавать свою энергию в процессе своего распространения в корональных структурах [2, 4—6, 30, 31, 33].

В настоящей работе рассмотрены два типа неустойчивостей кинетических альвеновских волн: токовая неустойчивость и пучковая. Все вычисления проведены в рамках кинетической теории.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим квазинейтральную однородную замагниченную плазму со сдвинутым вдоль оси z (ось z направлена вдоль однородного магнитного поля) максвелловским распределением частиц по скоростям. Для получения дисперсионного выражения альвеновских волн используем общее дисперсионное уравнение [1]:

$$\begin{vmatrix} k_z^2 \quad \frac{\;^2}{c^2}\,{}_{xx} & \frac{\;^2}{c^2}\,{}_{xy} & k_x k_z \quad \frac{\;^2}{c^2}\,{}_{xz} \\ \frac{\;^2}{c^2}\,{}_{yx} & k^2 \quad \frac{\;^2}{c^2}\,{}_{yy} & \frac{\;^2}{c^2}\,{}_{yz} \\ k_x k_z \quad \frac{\;^2}{c^2}\,{}_{zx} & \frac{\;^2}{c^2}\,{}_{zy} & k_x^2 \quad \frac{\;^2}{c^2}\,{}_{zz} \end{vmatrix} = 0, \qquad (1)$$

где k, k_z, k_x — модуль и проекции волнового вектора на направления вдоль (ось z) и поперек (ось x) магнитного поля (волновой вектор лежит в плоскости xz), — частота волны, $_{ij}$ — тензор диэлектрической проницаемости, c — скорость света.

Уравнение (1) перепишем в удобном для анализа альвеновских волн виде [3]:

$$^{2} = \; [(k_z c)^2 \quad _{zz} \quad (k_x c)^2 \quad _{xx} \quad 2(k_x k_z c)^2 \quad _{xz}][(kc)^2 \quad _{yy} \quad ^2]$$

$$[k_z c \quad _{yz} \quad k_x c \quad _{xy} \quad]^2 \quad / \quad [\quad _{xx} \quad _{zz} \quad ^2_{xz}][(kc)^2 \quad _{yy} \quad ^2]$$

$$- \quad _{xx}(\quad _{yz} \quad)^2 \quad _{zz}(\quad _{xy} \quad)^2 \quad 2 \quad _{xy} \quad _{xz} \quad _{yz} \quad ^2 \; . \qquad (2)$$

Для вычисления тензора диэлектрической проницаемости будем использовать кинетическое уравнение Власова [1]:

$$\frac{f}{t} \quad \mathbf{v}\frac{f}{r} \quad e\mathbf{E} \quad \frac{e}{c}[\mathbf{vB}] \quad \frac{f}{\mathbf{p}} = 0, \qquad (3)$$

где f — функция распределения частиц, $\mathbf{v}$ — скорость частиц, $\mathbf{p}$ — импульс частиц, e — заряд частиц, $\mathbf{E}$ — вектор напряженности электрического поля, $\mathbf{B}$ — вектор индукции магнитного поля.

Для того чтобы учесть пучки заряженных частиц и относительное движение протонов и электронов фоновой плазмы для невозмущенной функции распределения частиц по скоростям, будем использовать сдвинутое вдоль магнитного поля максвелловское распределение

$$f^0 \quad \frac{n_0}{(2 \quad T_{\parallel} \quad / m \quad)^{3/2}} \exp \quad \frac{m \quad v^2}{2T} \quad \frac{m \quad (v_{\parallel} \quad u_z \quad)^2}{2T} \; .$$

Здесь n_0 , m — плотность и масса частиц сорта ($= e, i, e_b, i_b$ — соответственно фоновые электроны и протоны, электронные и протонные пучки), $v_{\parallel}$, v — продольные (относительно невозмущенного однородного магнитного поля $\mathbf{B}_0$) и поперечные скорости частиц сорта , $T_{\parallel}$, T — продольные и поперечные температуры частиц сорта , u_z — скорость распространения пучка вдоль магнитного поля.

РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ

Решая кинетическое уравнение Власова (3), можно получить возмущенную функцию распределения [1], что позволяет вычислить тензор диэлектрической проницаемости [1]

$$_{ij}(\; ,k) \qquad _{ij}$$

$$\frac{4 \quad e^2}{^2} \quad dp \quad _n \quad \frac{(\quad k_z v_z)\dfrac{f_0}{p} \quad k_z v_z \dfrac{f_0}{p_z}}{(\quad k_z v_z \quad n \quad _B)v} \quad ^{(n)}_{ij} ,$$

где

$$
{}^{(n)}_{ij} = \begin{pmatrix} v^2 \left(\dfrac{nJ_n(x)}{x}\right)^2 & iv^2 \dfrac{n}{x} J_n(x) J_n(x) & v \; v_z \dfrac{nJ_n^2(x)}{x} \\ v^2 \dfrac{nJ_n(x)J_n(x)}{x} & v^2 J_n^2(x) & iv \; v_z J_n(x) J_n(x) \\ v \; v_z \dfrac{nJ_n^2(x)}{x} & iv \; v_z J_n(x) J_n(x) & v_z^2 J_n^2(x) \end{pmatrix},
$$

$x \quad k_x v \;/\; {}_B$, $J_n(x)$ — функция Бесселя, $J_n\,(x)$ — производная функции Бесселя, — частота возмущений, ${}_B$ — циклотронная частота частиц сорта .

Нас интересуют прежде всего низкочастотные ($/ \; {}_{Bp} << 1$) электромагнитные возмущения альвеновского типа. Это дает возможность значительно упростить тензор диэлектрической проницаемости. Подставляя невозмущенную функцию распределения в выражение для тензора диэлектрической проницаемости, интегрируя по скоростям и выполняя разложение по малым параметрам ($/ \; {}_B << 1$, $k_z v_{T\|} \;/\; {}_B << 1$), для тензора диэлектрической проницаемости, описывающего поведение низкочастотных волн ($<< \; {}_B$), получаем

$$
\begin{aligned}
{}_{xx} \quad & 1 \quad \left(\frac{{}_P}{{}_B}\right)^2 \left(\frac{}{}\right)^2 \frac{1 \quad A_0(z\ )}{z}, \\
{}_{xy} \quad {}_{yx} \quad & i \frac{{}^2_{Pi}}{{}_{Bi}} \quad \frac{}{2} q \;\; A_0(z\ ), \\
{}_{xz} \quad {}_{zx} \quad & \left(\frac{{}_{Pi}}{{}_{Bi}}\right)^2 \quad \frac{k_x u_z}{2} \frac{1 \quad A_0(z\ )}{z_i}, \\
{}_{yy} \quad & 1 \quad \left(\frac{{}_P}{{}_B}\right)^2 \left(\frac{}{}\right)^2 \frac{1 \quad A_0(z\ )}{z} \\
& 2 \quad \frac{{}^2_P \; z}{2} A_0(z\ ) J\ (\quad), \\
{}_{yz} \quad {}_{zy} \quad & i \quad \frac{{}^2_P \; k_x u_z}{{}_B \quad 2} A_0(z\ ) \\
& i \quad \frac{{}^2_P \; k_x}{{}_B \; k_z} A_0(z\ )[1 \quad J\ (\quad)], \\
{}_{zz} \quad & 1 \quad \left(\frac{{}_P}{k_z v_T}\right)^2 \; A_0(z\ )[1 \quad J\ (\quad)] \\
& \left(\frac{{}_P}{{}_B}\right)^2 \left(\frac{k_x u_z}{}\right)^2 \frac{1 \quad A_0(z\ )}{z}.
\end{aligned}
\tag{4}
$$

Здесь

$$k_z u_z, \quad A_n(z \quad) \quad I_n(z \quad)\exp(\quad z \quad),$$

$$z \quad = (k_x v_T \quad / \quad _B \quad)^2, \quad q_i = 1, \quad q_e = -1,$$

$$/(k_z v_T \quad), \quad J \quad (x) \quad i(\quad /2)^{1/2} x W(x/2^{1/2}),$$

$$W(x) \quad \mathrm{e}^{\ x^2} \quad 1 \quad \frac{2i}{\sqrt{\quad}} \int_0^x \mathrm{e}^{t^2} dt \ ,$$

$I_n(z \quad)$ — модифицированная функция Бесселя, $A_0(z \quad)$ — производная функции $A_0(z \quad)$, $_P$, $_B$ — плазменная и циклотронная частоты, v_T — тепловая скорость частиц сорта . При получении (4) было проведено суммирование бесконечных рядов функций Бесселя.

Подставляя (4) в дисперсионное уравнение (2), получаем

$$^2 = \frac{k_z^2 v_A^2}{D_2 D_1 \quad D_3} \qquad \frac{n}{n} \frac{T_i}{T} A_0 \ (1 \quad J \quad)$$

$$\frac{n}{n} \frac{T_i}{T}(1 \quad A_0 \quad) \ D_1 \quad z_i \qquad \frac{n}{n} q \ A_0 \quad J \qquad ^2 \ . \qquad (5)$$

Здесь

$$D_1 \qquad \frac{kv_A}{_{Bi}} \ ^2 \qquad \frac{n}{n} \frac{T_i}{T} \ \frac{\quad}{_{Bi}} \ ^2 \frac{(1 \quad A_0 \ )}{z_i} \quad 2z_i \quad \frac{n}{n} \frac{T}{T_i} A_0 \ \ J \quad ,$$

$$D_2 \qquad \frac{n}{n} \frac{T_i}{T} \ \frac{\quad}{\quad} \ ^2 \frac{(1 \quad A_0 \ )}{z_i} \quad \frac{n}{n} \frac{T_i}{T} A_0 \ (1 \quad J \quad)$$

$$\frac{n}{n} \frac{T_i}{T}(1 \quad A_0 \ ) \quad \frac{n}{n} \frac{T_i}{T} \ \frac{k_z u_z}{\quad} \ ^2 \frac{(1 \quad A_0 \ )}{z_i}$$

$$z_i \qquad \frac{n}{n} \frac{T_i}{T} \frac{k_z u_z}{\quad} \frac{(1 \quad A_0 \ )}{z_i} \ ^2 ,$$

$$D_3 \qquad \frac{n}{n} \frac{T_i}{T}(1 \quad A_0 \ ) \qquad \frac{n}{n} q \ \frac{\quad}{\quad} A_0 \qquad ^2$$

$$2 \quad \frac{n}{n} \frac{T_i}{T} \frac{\quad}{\quad}(1 \quad A_0 \ ) \quad \frac{n}{n} q \ \frac{\quad}{\quad} A_0 \qquad \frac{n}{n} q \ A_0 \ \ J$$

$$\frac{n}{n} \frac{T_i}{T} \ \frac{\quad}{\quad} \ ^2 (1 \quad A_0 \ ) \qquad \frac{n}{n} q \ A_0 \quad J \qquad ^2$$

$$\frac{n}{n} \frac{T_i}{T} A_0 \ (1 \quad J \quad) \qquad \frac{n}{n} q \ \frac{\quad}{\quad} A_0 \qquad ^2 ,$$

v_A — альвеновская скорость, T , n — температура и плотность частиц сорта , n — плотность основного неподвижного протонного компонента плазмы. Для удобства записи здесь и в дальнейшем аргументы функций $A_n(z\ )$, $J\ (\ \ )$ будем опускать и записывать в виде A_n , J .

В дальнейшем будем использовать тот факт, что в корональных петлях отношение газокинетического давления протонов к давлению магнитного поля $_i$ составляет малую величину, причем $_i$ лежит в интервале $m_e / m_p <<\ \ _i << 1$ ($_i = 2v_{Tp}^2 / v_A^2$) [7, 14, 33]. Это так называемая плазма низкого давления. В этом случае фазовая скорость альвеновских волн v_A лежит в интервале между тепловой скоростью протонов и тепловой скоростью электронов $v_{Tp} << v_A << v_{Te}$. Для $_i << 1$ из (5) для дисперсионного уравнения получаем

$$^2 = (k_z v_A)^2 \quad 1 \qquad \frac{n}{n}\frac{m}{m_i}\ \frac{v_0}{v_A}\ ^2 \frac{(1 \quad A_0\ )}{z}$$

$$\frac{1}{D_1} \qquad q\ \frac{n}{n}\frac{v_0}{v_A} A_0 \ ^2 \quad F \quad F_1$$

$$\frac{n}{n}\frac{m}{m_i} \quad 2\frac{k_z v_0}{} \ \frac{(1 \quad A_0\ )}{z} \quad \frac{n}{n}\frac{T_i}{T} A_0\ (1 \quad J\ \ )\ ^1 , \qquad (6)$$

где

$$F \qquad \frac{n}{n}\frac{T_i}{T}[A_0\ (1 \quad J\ \ )\ \ (1 \quad A_0\ )],$$

$$F_1 \quad z_i \qquad \frac{n}{n}\frac{m}{m_i}\frac{v_0}{v_A}\frac{(1 \quad A_0\ )}{z}\ ^2 .$$

Уравнение (6) содержит дисперсию альвеновских, магнитозвуковых и ионно-звуковых волн. Для того чтобы понизить порядок уравнения, будем считать, что неизотермичность в петле конечная, т. е. отношение температуры протонов к температуре электронов больше единицы $T_i / T_e \quad 1$. В этом случае влиянием ионно-звуковых волн на дисперсию альвеновских волн можно пренебречь. Для того чтобы еще понизить порядок уравнения, будем рассматривать квазипоперечные волны $k\ \ / k_{\|} >> 1$. В этом случае можно разделить дисперсию магнитозвуковых и альвеновских волн. Действительно, в этом случае для альвеновских волн величину D_1, учитывая малость $_i$, можно представить в виде $D_1 \quad (kv_A /\ \ _{Bi})^2$.

Учитывая сказанное выше ($T_i / T_e \quad 1$, $_i << 1$), для квазипоперечных альвеновских волн ($k\ \ / k_{\|} >> 1$) из (6) получаем квадратичное по частоте дисперсионное уравнение

$$\frac{}{k_z v_A}\ ^2 \frac{(1 \quad A_{0i})}{z_i} \quad 2\ \frac{}{k_z v_A} \qquad \frac{n}{n}\frac{m}{m_i}\ \frac{v_0}{v_A}\ \frac{(1 \quad A_0\ )}{z} =$$

$$= \quad \frac{T_e}{T_i}(1 \quad A_{0i}) \quad 1 \quad 1 \qquad \frac{n}{n}\frac{m}{m_i}\,\frac{v_0}{v_A}\;^{2}\,\frac{(1 \quad A_0\ )}{z}$$

$$\frac{\ _i}{2z_i} \qquad q \quad \frac{n}{n}\frac{v_0}{v_A}A_0 \qquad ^{2} + z_i\frac{T_e}{T_i} \qquad \frac{n}{n}\frac{m}{m_i}\frac{v_0}{v_A}\frac{(1 \quad A_0\ )}{z} \quad ^{2}. \qquad (7)$$

При отсутствии пучков и движения фоновых протонов и электронов из (7) получаем дисперсионное выражение кинетических альвеновских волн

$$^{2} \qquad (k_z v_A)^2 \ \frac{T_e}{T_i} z_i \qquad \frac{z_i}{(1 \quad A_{0i})} \ . \qquad (8)$$

Для малых z_i дисперсия кинетических альвеновских волн переходит в дисперсию “обычных” альвеновских волн

$$^{2} \qquad (k_z v_A)^2.$$

Напомним, что кинетические альвеновские волны являются продолжением альвеновской ветви в область малых поперечных длин волн, сравнимых с ларморовским радиусом протонов.

Дисперсионное уравнение (7) описывает поведение альвеновских (кинетических альвеновских) волн в плазме, в которой распространяются пучки протонов и электронов, и могут существовать токи, которые вызваны либо пучками, либо относительным движением электронов и протонов фоновой плазмы.

Из выражения (7) получаем следующее решение:

$$\frac{\quad}{k_z v_A} \qquad b \quad \sqrt{b^2 \quad c}\ . \qquad (9)$$

Здесь

$$b \quad \frac{z_i}{(1 \quad A_{0i})} \qquad \frac{n}{n}\frac{m}{m_i} \quad \frac{v_0}{v_A} \quad \frac{(1 \quad A_0\ )}{z},$$

$$c \qquad 1 \qquad \frac{n}{n}\frac{m}{m_i} \ \frac{v_0}{v_A}\;^{2}\frac{(1 \quad A_0\ )}{z} \quad \frac{\ _i}{2z_i} \qquad q \quad \frac{n}{n}\frac{v_0}{v_A}A_0 \qquad ^{2}$$

$$\frac{T_e}{T_i}z_i \qquad \frac{z_i}{(1 \quad A_{0i})} \qquad \frac{z_i^2}{(1 \quad A_{0i})}\frac{T_e}{T_i} \qquad \frac{n}{n}\frac{m}{m_i}\frac{v_0}{v_A}\frac{(1 \quad A_0\ )}{z} \quad ^{2}.$$

Из уравнения (9) видно, что развитие неустойчивости возможно, когда величина, стоящая под квадратным корнем, становится отрицательной. Поэтому для критерия возникновения неустойчивости получаем

$$1 \quad \frac{z_i}{(1 \quad A_{0i})} \qquad \frac{n}{n}\frac{m}{m_i}\frac{v_0}{v_A}\frac{(1 \quad A_0\ )}{z} \quad ^{2} -$$

$$\frac{n}{n}\frac{m}{m_i}\frac{v_0}{v_A}\;^{2}\frac{(1 \quad A_0 \;)}{z} \quad \frac{{}_i}{2z_i} \qquad q \;\; \frac{n}{n}\frac{v_0}{v_A}A_0 \quad ^{2} < 0. \qquad (10)$$

Решение (9) и критерий развития неустойчивости (10) содержат в себе два типа неустойчивостей.

Последний член в (10) соответствует токовой неустойчивости, которая возникает, когда в плазме есть токи, вызванные либо движением пучков, либо относительным движением фоновой плазмы. Как видно из критерия возникновения неустойчивости (10), токовая неустойчивость не имеет пороговых значений для возникновения и развития неустойчивости. Действительно, при наличии тока в плазме всегда можно подобрать достаточно малые значение параметра z_i, что соответствует большим поперечным масштабам длин волн $\quad >> \;_i$ ($_i$ ларморовский радиус протонов), при которых критерий развития неустойчивости будет удовлетворяться. Это означает, что плазма с продольным током всегда неустойчива. Стабилизировать эту неустойчивость могут либо столкновения и нелинейные процессы, либо, когда длины волн становятся порядка масштаба системы, необходимо будет учитывать граничные условия. Такой механизм развития неустойчивости был рассмотрен в работе [4] в условиях, когда можно пренебречь давлением пучков. Как видно из (10), при больших давлениях пучков такой механизм также работает. Численные оценки инкремента токовой неустойчивости (9) показывают, что максимальное значение инкремента (9) совпадает с оценкой инкремента, полученной в работе [4] $\quad 1$ с$^{-1}$ ($\quad 6\;10^5$ м) при тех же значениях параметров плазмы ($n_e \quad 10^{15}$ м$^{-3}$, $j \quad 0.01$ А/м^2, $j \quad$ плотность тока, протекающего в петле).

Третий член в (10) соответствует пучковой неустойчивости.

В случае, когда в корональной петле распространяются пучки протонов и электронов малой плотности и ток отсутствует, критерий развития пучкой неустойчивости можно приближенно записать в виде

$$1 \qquad \frac{n}{n}\frac{m}{m_i}\;\frac{v_0}{v_A}\;^{2}\frac{(1 \quad A_0 \;)}{z} < 0. \qquad (11)$$

Из решения (9) видно, что обе рассматриваемые здесь неустойчивости не являются чисто апериодическими. Можно показать, что нарастающие по времени возмущения перемещаются практически вдоль магнитного поля со скоростью

$$v \qquad \frac{z_i}{(1 \quad A_{0i})} \qquad \frac{n}{n}\frac{m}{m_i}v_0 \;\; \frac{(1 \quad A_0 \;)}{z}. \qquad (12)$$

Выражение (12) учитывает как движение фоновой плазмы, так и движение пучков, а также распространение возмущений альвеновского типа ($z_i << 1$) и кинетического альвеновского типа ($z_i > 1$). Для иллюстрации запишем (12) в более простом виде для случая, когда фоновая плазма неподвижна, и в петле распространяется один пучок протонов. Для того чтобы получить наиболее простое выражение, запишем (12) для возмущений альвеновского типа (z_i << 1):

$$v \quad \frac{n_{ib}}{n} v_{0ib} \,. \tag{13}$$

Очевидно, что чем больше скорость и плотность пучка, тем быстрее движутся возмущения вдоль магнитного поля петли. Отметим, что в выражении (12) скорость v_0 берется не по модулю, поэтому знак скорости зависит от направления распространения пучка. Поэтому, если в петле распространяются два пучка в разных направлениях, то, как видно из общего выражения (12), скорость движения возмущений будет определяться разностью скоростей пучков.

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ПУЧКОВ ЕЛЕКТРОНОВ И ПРОТОНОВ МАЛОЙ ПЛОТНОСТИ В КОРОНАЛЬНЫХ ПЕТЛЯХ

Для того чтобы оценить возможность развития неустойчивости, вызванной давлением пучка, рассмотрим наиболее простой случай, когда в петле распространяется один пучок малой плотности, а ток, создаваемый этим пучком, компенсируется относительным движение электронов и протонов фоновой плазмы. Отметим, что наличие нескольких пучков только облегчит возможность возникновения неустойчивости. В этом случае критерий (11) можно переписать в виде

$$\frac{n}{n} \quad \frac{m_i}{m} \left(\frac{v_A}{v_0} \right)^2 \frac{z}{(1 \quad A_0 \quad)}. \tag{14}$$

Рассмотрим сначала распространение пучка электронов. Для кинетических альвеновских волн, и тем более для альвеновских волн величина z_e << 1, поэтому из (14) получаем

$$\frac{n_{eb}}{n} \quad \frac{m_i}{m_e} \left(\frac{v_A}{v_{0eb}} \right)^2 \quad 1836 \left(\frac{v_A}{v_{0eb}} \right)^2 . \tag{15}$$

Если взять для параметров петли следующие значения: B 1 мТл, n 10^{15} м$^{-3}$, то для пучка электронов, распространяющегося с достаточно большой скоростью v_{0eb} = 100000 км/с (28 кэВ), получаем n_{eb}/n 0.1. Это означает, что для возникновения неустойчивости требуется пучок электронов, по плотности близкий к плотности фоновой плазмы, что в реальных условиях, видимо, реализуется очень редко, возможно во время вспышек.

Рассмотрим теперь распространение пучка протонов. Исследуем поведение функции $F(z_i) = z_i/(1 - A_{0i}(z_i))$. Эта функция монотонно возрастает от $F(z_i)$ 1 для малых значений z_i до $F(z_i)$ z_i для больших значений z_i. Учитывая свойства функции $F(z_i)$, из критерия (14) следует, что с увеличением z_i (т. е. увеличением поперечных масштабов длин волн) для развития неустойчивости требуется более плотный пучок, т. е. критерий развития неустойчивости становится более «жестким». Таким образом, для кинетических альвеновских волн ($z_i > 1$) условия для возникновения неустойчивости хуже, чем для альвеновских волн ($z_i << 1$). Рассмотрим возможность возникновения неустойчивости альвеновских волн $z_i << 1$.

Для альвеновских волн z_i $<< 1$ из (14) для критерия возникновения неустойчивости, вызванной давлением пучка протонов, имеем выражение

$$\frac{n}{n} \qquad \frac{v_A}{v_0}^{\;2} . \tag{16}$$

Из выражения (16) для пучка протонов, движущегося со скоростью v_{0ib} = 100000 км/с (52 МэВ), получаем n_{ib}/n $\quad 5\ 10^{-5}$. Для пучка протонов с энергией порядка 520 кэВ (v_{0ib} =10000 км/с) имеем n_{ib}/n $\quad$ 0.0005. Как видно из оценок, для пучков протонов получаем вполне реальные значения плотности пучков.

Сравнивая выражения (15) и (16), видим, что для возникновения неустойчивости для протонного пучка требуется пучок значительно меньшей плотности, чем для электронного.

Оценим инкремент неустойчивости. Рассмотрим распространение одного пучка малой плотности в корональной петле в условиях, когда продольные токи скомпенсированы. В этом случае (9) можно записать в виде

$$\frac{}{k_z v_A} \qquad \frac{z_i}{(1 \quad A_{0i})}\frac{n}{n}\frac{m}{m_i} \quad \frac{v_0}{v_A} \quad \frac{(1 \quad A_0\ )}{z}$$

$$\sqrt{\quad \frac{n}{n}\frac{m}{m_i} \quad \frac{v_0}{v_A}^{\;2} \frac{(1 \quad A_0\ )}{z} \quad \frac{T_e}{T_i} z_i \qquad \frac{z_i}{(1 \quad A_{0i})}} \; . \tag{17}$$

Для малых z решение (17) можно существенно упростить:

$$k_z v_A \;\frac{n}{n}\frac{m}{m_i} \quad \frac{v_0}{v_A} \qquad \sqrt{1 \quad \frac{n}{n}\frac{m}{m_i} \quad \frac{v_0}{v_A}^{\;2}} \; . \tag{18}$$

Из выражения (18) видно, что подбором величины продольного волнового вектора можно сделать величину произвольно большой. В то же время мы должны учитывать, что рассматриваем низкочастотные волны $/ \ _{Bi} << 1$. Учитывая выше сказанное, для инкремента неустойчивости из (18) получаем оценку (B $\quad$ 1 мТл)

$$_{\max} \quad 0.3 \ _{Bi} \quad 3\ 10^4 \text{ с}^{-1}. \tag{19}$$

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Как показывает проведенный анализ, наличие в корональных петлях пучков электронов и протонов, даже очень малой плотности, приводит к неустойчивости плазмы корональной петли и генерации волн. Обе рассмотренные здесь неустойчивости являются достаточно эффективными механизмами преобразования энергии поступательного движения частиц пучка в волновую энергию. Действительно, скорость роста возмущений, особенной для пучковой неустойчивости, достаточно высокая 3 10^4 $с^{-1}$), поэтому такие возмущения нарастают быстро. Следует отметить, что хотя инкремент токовой неустойчивости значительно меньше инкремента пучковой неустойчивости, тем не менее он существенно зависит от величины продольного тока, поэтому для более сильных токов инкремент может быть значительно больше величины 1 $с^{-1}$. Кроме того, неустойчивость, вызванная продольным током, в отличие от пучковой не имеет ограничений ни на скорость частиц, ни на плотность, и реализуется всегда при условии, что в петле протекает продольный ток. В этом смысле эта неустойчивость является универсальной. Поэтому такой механизм может объяснить наличие волн, которые наблюдаются при распространении очень медленных пучков и пучков очень малой плотности.

В заключение особо отметим, что в процессе развития рассмотренных в данной работе неустойчивостей могут генерироваться не только альвеновские, но и кинетические альвеновские волны, что очень важно для выяснения механизмов образования таких волн.

1. *Александров А. Ф., Богданкевич Л. С., Рухадзе А. П.* Основы электродинамики плазмы. — М.: Высш. шк., 1978.—407 с.

2. *Войтенко Ю. М., Кришталь А. Н., Маловичко П. П., Юхимук А. К.* Генерация кинетических альвеновских волн и их роль в нагреве корональных петель // Кинематика и физика небес. тел.—1990.—**6**, № 2.—С. 61—64.

3. *Войтенко Ю. М., Куц С. В., Маловичко П. П., Юхимук А. К.* Кинетические свойства альвеновских волн. — Киев, 1990.—20 с.—(Препринт / АН УССР. Ин-т теор. физики; № ИТФ-90-75Р).

4. *Маловичко П. П.* Связь продольных токов с генерацией альвеновских волн в солнечной атмосфере // Кинематика и физика небес. тел.—2007.—**23**, № 5.—С. 259—265.

5. *Маловичко П. П.* Устойчивость магнитных конфигураций солнечной атмосферы в присутствии анизотропии температуры // Кинематика и физика небес. тел.—2008.—**24**, № 5.—С. 360—369.

6. *Маловичко П. П., Юхимук А. К.* Токовая неустойчивость и генерация альвеновских волн в корональных петлях // Кинематика и физика небес. тел.—1992.—**8**, № 1.—С. 20—23.

7. *Прист Э. Р.* Солнечная магнитогидродинамика. — М.: Мир, 1985.—589 с.

8. *Aschwanden M. J., De Pontieu B., Schrijver C. J., Title A. M.* Transverse oscillations in coronal loops observed with TRACE. II. Measurements of geometric and physical parameters // Solar Phys.—2002.—**206**, N 1.—P. 99—132.

9. *Aschwanden M. J., Nightingale R. W., Andries J., et al.* Observational tests of damping by resonant absorption in coronal loop oscillations // Astrophys. J.—2003.—**598**, N 2.—P. 1375—1386.

10. *Berghmans D., Clette F.* Active region EUV transient brightenings — First results by EIT of SOHO JOP 80 // Solar Phys.—1999.—**186**, N 1.—2.—P. 207—229.

11. *Campos L. M. B. C., Mendes P. M. V. M.* On the dissipation rates for Alfvén waves in the solar transition region // Solar Phys.—2000.—**191**, N 2.—P. 257—280.

12. *Coroniti F. V., Kennel C. F.* Electron precipitation pulsation // J. Geophys. Res.—1970.—**75**, N 10.—P. 1863—1879.

13. *de Assis A. S., Leubner C.* Enchancement of the electron runaway flux with kinetic Alfvén waves // Astron. and Astrophys.—1994.—**281**, N 2.—P. 588—594.

14. *de Azevedo C. A., Elfimov A. G., de Assis A. S.* Coronal loop heating by Alfvén waves // Solar. Phys.—1994.—**153**, N 2.—P. 205—210.

15. *Hasegawa A., Chen L.* Kinetic processes in plasma heating by resonant mode conversion of Alfvén waves // Phys. Fluids.—1976.—**19**.—P. 1924—1929.

16. *Hollweg J. V.* Kinetic Alfvén wave revisited // J. Geophys. Res.—1999.—**104A**, N 7.—P. 14811—14819.

17. *Malik M., Sharma R. P., Singh H. D.* Ion-acoustic wave generation by two kinetic Alfvén waves and particle heating // Solar Phys.—2007.—**241**, N 2.—P. 317—328.

18. *McDougall A. M. D., Hood A. W.* A new look at mode conversion in a stratified isothermal atmosphere // Solar. Phys.—2007.—**246**, N 1.—P. 259—271.

19. *Narain U., Agarwal P., Sharma R. K., et al.* On coronal loop heating by torsional Alfvén waves // Solar Phys.—2001.—**199**, N 2.—P. 307—315.

20. *O'Neill I., Li X.* Coronal loops heated by turbulence-driven Alfvén waves: A two fluid model // Astron. and Astrophys.—2005.—**435**, N 3.—P. 1159—1168.

21. *Ofman L., Nakariakov V. M., DeForest C. E.* Slow magnetosonic waves in coronal plumes // Astrophys. J.—1999.—**514**, N 1.—P. 441—447.

22. *Oughton S., Matthaeus W. H., Dmitruk P., et al.* A reduced magnetohydrodynamic model of coronal heating in open magnetic regions driven by reflected low-frequency Alfvén waves // Astrophys. J.—2001.—**551**, N 1.—P. 565—175.

23. *Peter H., Vocks C.* Heating the magnetically open ambient background corona of the Sun by Alfvén waves // Astron. and Astrophys.—2003.—**411**, N 3.—P. L481.

24. *Roberts B.* Waves and oscillations in the corona — (Invited review) // Solar. Phys.—2000.—**193**, N 1-2.—P. 139—152.

25. *Ruderman M. S.* Coronal loop heating by torsional Alfvén waves directly driven by footpoint motions: Harmonic driving versus stochastic driving // Astrophys. J.—1999.—**521**, N 2.—P. 851—858.

26. *Shukla P. K., Bingham R., McKenzie J. F., Axford W. I.* Solar coronal heating by high-frequency dispersive Alfvén waves // Solar Phys.—1999.—**186**, N 1-2.—P. 61—66.

27. *Smith P. D., Tsiklauri D., Ruderman M. S.* Enhanced phase mixing of Alfvén waves propagating in stratified and divergent coronal structures // Astron. and Astrophys.—2007.—**475**, N 3.—P. 1111—1124.

28. *Verwichte E., Nakariakov V. M., Ofman L., Deluca E. E.* Characteristics of transverse oscillations in a coronal loop arcade // Solar. Phys.—2004.—**223**, N 1-2.—P. 77—94.

29. *Voitenko Y., Goossens M.* Competition of damping mechanisms for the phase-mixed Alfvén waves in the solar corona // Astron. and Astrophys.—2000.—**357**, N 3.—P. 1086—1092.

30. *Voitenko Y., Goossens M.* Excitation of high-frequency Alfvén waves by plasma outflows from coronal reconnection events // Solar. Phys.—2002.—**206**, N 2.—P. 285—313.

31. *Voitenko Y., Goossens M.* Excitation of kinetic Alfvén turbulence by MHD waves and energization of space plasmas // Nonlinear Processes in Geophysics.—2004.—**11**.—P. 535—543.

32. *Voitenko Y., Goossens M.* Nonlinear excitation of small-scale Alfvén waves by fast waves and plasma heating in the solar atmosphere // Solar. Phys.—2002.—**209**, N 2.—P. 37—60.

33. *Voitenko Y.* Excitation of kinetic Alfvén waves in a flaring loop // Solar Phys.—1998.—**182**, N 2.—P. 411—430.

34. *Walsh R. W., Ireland J.* The heating of the solar corona // Astron. and Astrophys. Rev.—2003.—**12**, N 1.—P. 1—41.

35. *Wu D. J., Fang C.* Coronal plume heating and kinetic dissipation of kinetic Alfvén waves // Astrophys. J.—2003.—**596**, N 1.—P. 656—662.

36. *Wu D. J., Yang L.* Anisotropic and mass-dependent energization of heavy ions by kinetic Alfvén waves // Astron. and Astrophys.—2006.—**452**, N 1.—P. L7.

37. *Wu D. J., Yang L.* Nonlinear interaction of minor heavy ions with kinetic Alfvén waves and their anisotropic energization in coronal holes // Astrophys. J.—2007.—**659**, N 2.—P. 1693—1701.

Поступила в редакцию 16.02.09