

УДК 523.9;523.62-726;523.4-854;524.5;551.510.537;533.951

П. П. Маловичко

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

Свойства диспергирующих альвеновских волн. 2. Кинетика (плазма конечного и высокого давлений)

Работа посвящена изучению поведения диспергирующих альвеновских волн в астрофизической плазме конечного и высокого давлений. Получены все основные характеристики волн — дисперсия, затухание, поляризация, возмущения плотности, возмущения плотности заряда. Проанализировано влияние параметров космической среды на поведение и свойства диспергирующих альвеновских волн. Показано, что поведение волн в плазме конечного и высокого давления существенно отличается от поведения в плазме очень низкого, промежуточного и низкого давлений.

ВЛАСТИВОСТІ ДИСПЕРСИВНИХ АЛЬВЕНІВСЬКИХ ХВИЛЬ. 2. КІНЕТИКА (ПЛАЗМА КІНЦЕВОГО ТА ВИСОКОГО ТИСКУ). Маловичко П. П. — Робота присвячена вивченню поведінки дисперсивних альвеновських хвиль у плазмі кінцевого та високого тиску. Отримано усі основні характеристики хвиль — дисперсію, затухання, поляризацію, збурення густини, збурення густини заряду. Проаналізовано вплив параметрів космічного середовища на поведінку та властивості дисперсивних альвеновських хвиль. Показано, що поведінка хвиль у плазмі кінцевого та високого тиску суттєвим чином відрізняється від поведінки в плазмі дуже низького, проміжного та низького тиску.

PROPERTIES OF DISPERSIVE ALFVEN WAVES. 2. KINETIC (FINITE AND HIGH PRESSURE), by Malovichko P. P. — The work is devoted to study behaviour of dispersive Alfvén waves (DAW) in a finite and high pressure astrophysical plasma. It is obtain all main waves characteristics — dispersion, damping, polarization, density perturbation, charge density perturbation. It is analyzed the influence of astrophysical environment parameter on a DAW behavior and properties. It is shown, that waves

behavior in a finite and high pressure plasma are essentially different from very low, intermediate and low pressure plasma.

ВВЕДЕНИЕ

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

Последнее время особое внимание уделяется так называемым диспергирующим альвеновским волнам, таким как инерциальные и кинетические альвеновские волны, которые являются продолжением альвеновской ветви в область больших поперечных волновых векторов и обладают особыми свойствами. Такие волны могут быть одними из наиболее вероятных источников переноса энергии и нагрева солнечной короны и ее структур и играть очень важную роль в других динамических процессах в астрофизической плазме.

В настоящее время свойства альвеновских волн в плазме очень низкого и низкого давлений изучено достаточно хорошо [9, 33]. Исследования показали, что поведение волн существенно зависит от параметров среды. Так, инерциальные альвеновские волны (плазма очень низкого давления) могут распространяться со скоростями, меньшими альвеновской скорости, но не могут распространяться со скоростями, превышающими альвеновскую скорость. В то же время кинетические альвеновские волны (плазма низкого давления), наоборот, могут распространяться со скоростями, превышающими альвеновскую скорость, но не могут распространяться со скоростями, меньшими альвеновской скорости. Таким образом, поведение альвеновских волн существенно зависит от параметров астрофизической среды, в которой они распространяются.

Кроме плазмы очень низкого и низкого давлений, в космической среде есть большое количество областей, в которых плазма находится в состоянии конечного и высокого давления. Особо отметим, что плазма конечного давления, наряду с плазмой низкого давления, является одним из наиболее распространенных состояний астрофизической среды (некоторые области солнечной атмосферы, межзвездной среды и звезд, солнечный ветер вблизи и за орбитой Земли, плазменный слой хвоста магнитосферы Земли и т. д.). Поведение альвеновских волн в плазме с такими параметрами до сих пор не исследованы. Из-за уникальных свойств и роли, которую играют альвеновские волны в дина-

мических процессах в космической среде, есть острая необходимость исследовать поведение этих волн в плазме с такими параметрами.

Работа посвящена подробному исследованию свойств диспергирующих альвеновских волн в плазме конечного и высокого давлений с использованием кинетических уравнений, наиболее точно описывающих поведение плазмы. В работе охвачены практически все возможные случаи, когда поведение альвеновских волн может отличаться от «классического». При вычислениях не используются двухпотенциальное приближение и условие нейтральности плазмы. Для получения результатов в использовании этих приближений нет необходимости.

Перейдем непосредственно к вычислению основных характеристик диспергирующих альвеновских волн (ДАВ) в плазме конечного и высокого давлений.

СВОЙСТВА ДИСПЕРГИРУЮЩИХ АЛЬВЕНОВСКИХ ВОЛН

В плазме конечного $\beta_i \sim (v_{Ti}/v_A)^2 \sim 1$ (β_i — отношение газокINETического давления ионов к давлению магнитного поля, v_{Ti} — тепловая скорость ионов, v_A — альвеновская скорость) и высокого давления ($\beta_i \gg 1$) альвеновская скорость равна или меньше тепловой скорости ионов, поэтому отношение v_A/c очень мало ($v_A/c < v_{Ti}/c \ll 1$), которая, как показывает анализ решений, не влияет на поведение ДАВ. Для того чтобы упростить и без того громоздкие выражения, величиной v_A/c будем сразу пренебрегать.

Для того чтобы не загромождать вычисления и анализ свойств ДАВ, будем считать в дальнейшем, как и для плазмы очень низкого, промежуточного и низкого давлений [4], что ионно-звуковых волн нет, т. е. условие $T_e/T_i \gg 1$ (T_i — температура протонов, T_e — температура электронов) не выполняется.

Изучение свойств ДАВ показывает, что к диспергирующим альвеновским волнам следует отнести прежде всего ту часть альвеновской ветви, для которой параметр кинетичности альвеновской волны $z_i^{1/2} = \omega_{Bi} / \omega_{ci}$ (ω_{Bi} — ларморовский радиус протонов, ω_{ci} — длина поперечной по отношению к магнитному полю волны) порядка или значительно больше единицы. Из этого следует, что $\omega_{Bi} \gg \omega_{ci}$, т. е. наиболее ярко свойства ДАВ проявляются для волн, у которых поперечная длина волны порядка, либо меньше ларморовского радиуса. Отметим также, что продольная длина альвеновской волны λ_{\parallel} не может быть порядка ларморовского радиуса, так как в этом случае нарушится основное неравенство, используемое при получении дисперсии альвеновских волн — неравенство низкочастотности альвеновских волн $\omega \ll \omega_{Bi}$ (ω_{Bi} — циклотронная частота). Это означает, что ДАВ можно считать практически поперечными альвеновскими волнами, т. е. $k_{\parallel} \gg k_z$ (k_{\parallel}, k_z — соответственно поперечный и продольный по отношению к магнитному полю волновые вектора). Поэтому в дальнейшем для простоты будем рассматривать именно такие волны. Как показы-

вает детальный анализ, такой подход значительно упрощает вычисления и члены, которыми мы пренебрегаем, оказываются несущественными и практически не влияют на изменения свойств диспергирующих альвеновских волн.

При вычислении основных характеристик волн будем использовать общие выражения для поляризации электрического и магнитного полей, возмущений плотности, возмущений плотности заряда и тензора диэлектрической проницаемости, полученные в работе [4].

Отметим, что для максвелловского распределения частиц по скоростям и низкочастотных волн $\ll \omega_{Bi}$ общее дисперсионное уравнение [4] можно упростить:

$$\frac{[(k_z c)^2_{zz} (k_x c)^2_{xx}][(kc)^2_{yy}] [k_z c_{yz} k_x c_{xy}]^2}{(kc)^2_{yy} [k_z c_{yz} k_x c_{xy}]^2}, \quad (1)$$

т. е. фактически можно пренебречь $_{xz}$ -составляющей диэлектрической проницаемости.

Подставляя конкретные значения тензора диэлектрической проницаемости [4] в дисперсионное уравнение (1), получаем ($v_A/c \ll 1$)

$$\begin{aligned} & (k_z v_A)^2 \frac{T_i}{T} A_0 [1 - J^2] - \frac{T_i}{T} (1 - A_0^2) \\ & \frac{k v_A^2}{\omega_{Bi}} - \frac{2}{\omega_{Bi}} \frac{T_i}{T} \frac{1 - A_0^2}{z_i} 2z_i \frac{T_i}{T} A_0 J \\ & z_i A_0 J^2 / \frac{T_i}{T} \frac{1 - A_0^2}{z_i} \frac{T_i}{T} A_0 [1 - J^2] \\ & \frac{k v_A^2}{\omega_{Bi}} - \frac{2}{\omega_{Bi}} \frac{T_i}{T} \frac{1 - A_0^2}{z_i} 2z_i \frac{T_i}{T} A_0 J \\ & \frac{T_i}{T} (1 - A_0^2) - A_0 (1 - J^2) \\ & \frac{T_i}{T} A_0 [1 - J^2] - A_0^2. \end{aligned} \quad (2)$$

где $A_n = A_n(z) = \exp(-z) I_n(z)$, $z^2 = (k_x v_T / \omega_B)^2$, $J = J(x) = i\sqrt{2}x W(x/\sqrt{2})$, $W(x) = \exp(-x^2) \int_0^x \exp(t^2) dt$, $\omega_e =$

$\omega_i = 1$, $I_n(z)$ — модифицированная функция Бесселя, $A_0(z)$ — производная функции $A_0(z)$ по аргументу z , ω_B, T, v_T — циклотронная частота, тепловая скорость и температура частиц сорта ($e = e, i$ — соответственно электроны и протоны), k, k_z, k_x — модуль и проекции волнового вектора на направление вдоль (ось z) и поперек (ось x) магнитного поля (волновой вектор лежит в плоскости xz), ω — частота волны.

Уравнение (2) будет исходным для анализа свойств ДАВ в плазме конечного и высокого давлений.

Отметим, что в отличие от плазмы очень низкого, промежуточно-го и низкого давлений для плазмы конечного и высокого давлений значительно упростить дисперсионное уравнение не удастся.

I. ПЛАЗМА КОНЕЧНОГО ДАВЛЕНИЯ

Отметим, что плазма конечного давления ($z_i \sim 1$, т. е. $v_A \sim v_{Ti}$, $T_i/T_e \sim 1$) — достаточно распространенное состояние космической среды. В области гелиосферы в таком состоянии находятся некоторые области хромосферы и короны Солнца, солнечного ветра (за орбитой Земли), плазменный слой хвоста магнитосферы Земли. Плазма низкого давления и плазма конечного давления — это два основных состояния, в котором находится космическая плазма.

Дисперсия волн. Основной проблемой при решении дисперсионного уравнения (2) является то, что функцию $J(x) = 1/(k_z v_{Ti})$ для протонов не во всех областях изменения параметра z_i можно разложить по большому параметру. Аргумент функции $J(x)$ для $z_i < 1$ порядка единицы: $1/(k_z v_{Ti}) \sim v_A/v_{Ti} \sim 1$, а для $z_i \gg 1$ — значительно больше единицы: $1/(k_z v_{Ti}) \gg 1$. Чтобы получить решение для всей области изменения параметра z_i , а не только для $z_i \gg 1$, используем свойства функции $J(x)$. Для $x \gg 1$ можно использовать асимптотическое разложение [1]:

$$J(x) \approx 1 - \frac{1}{x^2} - i\sqrt{\frac{\pi}{2}} x \exp(-x^2). \quad (3)$$

Из численных значений функции $J(x)$ следует, что для $x \sim 1$ значение функции близко к единице $|J(x) - 1| < 0.25$. Поэтому с хорошей степенью точности можно считать, что даже для конечных значений $x \sim 1$ асимптотическое разложение (3) хорошо описывает поведение функции.

Используя для протонной функции J_i асимптотическое разложение (3), а для электронной функции J_e — разложение по малому параметру [1]:

$$J_e(x) \approx i\sqrt{\frac{\pi}{2}} x \exp(-x^2), \quad (4)$$

из дисперсионного уравнения (2) для действительной части частоты диспергирующих альвеновских волн в плазме конечного давления получаем

$$\frac{(k_z v_A)^2 z_i^2}{(v_A/v_{Ti})^2 - 2A_{0i}} \frac{(T_e/T_i) A_{0i}^2 / (1 - A_{0i})}{(1 - A_{0i})^2 / (1 - A_{0i}) - T_e/T_i}. \quad (5)$$

Для мнимой части частоты имеем

$$\begin{aligned}
 & \sqrt{\frac{2}{8}} \frac{T_e}{T_i} \frac{v_A}{v_{Ti}} \frac{2A_{0i}}{A_0} \frac{(1 - A_{0i})^2}{1 - A_{0i}} \frac{T_i}{T} A_0 \\
 & \frac{k_z v_A}{1 - A_{0i}} \frac{z_i}{T_e} \frac{T_i}{1 - A_{0i}} \frac{2T}{T_i} A_0 \frac{v_A}{v_{Ti}} \frac{2A_{0i}}{A_0} \frac{T_i}{T} A_0 \\
 & 2A_{0i} A_0 / \frac{v_A}{v_{Ti}} \frac{2A_{0i}}{A_0} \frac{(1 - A_{0i})^2}{1 - A_{0i}} \frac{T_e}{T_i} \\
 & \frac{T_e}{T_i} \frac{1}{k_z v_T} \exp \frac{1}{2} \frac{1}{k_z v_T} . \quad (6)
 \end{aligned}$$

Проанализируем выражение для дисперсии ДАВ. Из формулы (5) в некоторых областях изменения параметра z_i можно получить более простые приближенные формулы. Для малых значений z_i получаем «обычную» дисперсию альвеновских волн:

$$k_z v_A, \quad (7)$$

а для больших значений $z_i \gg 1$ —

$$(k_z v_A)^2 z_i \frac{v_A}{v_{Ti}} \frac{1 - T_e/T_i}{(v_A/v_{Ti})^2 - 1 - T_e/T_i}. \quad (8)$$

Из (6)—(8) видно, что с уменьшением поперечных масштабов длин волн, соответственно с увеличением z_i , скорость волны монотонно увеличивается, как и в плазме низкого давления, от альвеновской скорости v_A до тепловой скорости электронов v_{Te} . При приближении к тепловой скорости электронов ДАВ начинают сильно затухать и становятся практически аperiодически затухающими. Анализ дисперсионного уравнения (2) показывает, что тепловая скорость электронов является точкой притяжения решения, и продольная скорость волны не может превышать этого значения, что подтверждают численные расчеты.

В отличие от ДАВ в плазме очень низкого, промежуточного и низкого давлений, диспергирующие альвеновские волны в плазме конечного давления могут эффективно затухать на протонах. Если продольная фазовая скорость волны близка к тепловой скорости протонов v_{Ti} , что соответствует малым и конечным значениям параметра $z_i \sim 1$, волны затухают в основном на протонах, причем для $z_i \sim 1$ затухают сильно. С увеличением z_i продольная фазовая скорость волны становится значительно больше тепловой скорости протонов, затухание на протонах резко уменьшается из-за экспоненциальной зависимости от продольной фазовой скорости, и волны затухают в основном на электронах. Для $z_i \gg m_i/m_e$ фазовая скорость волны практически равна тепловой скорости электронов v_{Te} , и волны становятся аperiодически затухающими. Отметим также, что для таких значений z_i нарушается при-

ближение (4), используемое для получения решения (5), поэтому формула (5) справедлива только для $z_i \ll m_i/m_e$, где диспергирующие альвеновские волны являются слабо затухающими.

Групповая скорость. Рассмотрим скорость, с которой распространяется волна. Используя определение групповой скорости волны $\mathbf{v}_{\text{Гр}} = \nabla_{\mathbf{k}}$, из дисперсии (5) легко получаем продольную, относительно магнитного поля, групповую скорость

$$v_{\text{Гр}\parallel} = \omega / k_z. \quad (9)$$

Из (9) видно, что продольная групповая скорость совпадает с продольной фазовой скоростью.

Опуская громоздкое выражение, для поперечной составляющей групповой скорости приведем только оценку:

$$v_{\text{Гр}\perp} \approx v_{\text{Гр}\parallel} \left(\frac{\omega}{k_z v_A} \right). \quad (10)$$

Поскольку для низкочастотных волн $\omega / k_z v_A \ll 1$, поперечная групповая скорость ДАВ, как и в плазме очень низкого, промежуточного и низкого давлений, значительно меньше продольной групповой скорости. В то же время следует отметить, что в плазме низкого давления, а тем более — в плазме очень низкого давления ограничение на максимальное значение поперечной групповой скорости более жесткие.

Поляризация волн. Используя общую формулу для поляризации [4], для поляризации электрического поля в слабозатухающих ДАВ ($z_i \ll m_i/m_e$), получаем

$$E_y = i \frac{(1 - A_{0i}) (T_i/T_e) [1 - (\omega / (k_z v_A))^2 (1 - A_{0i}) / z_i]}{B_i (\omega / k_z v_A)^2 (T_i/T_e) (1 - A_{0i}) z_i A_{0i}} E_x, \quad (11)$$

$$E_z = \frac{k_z}{k} z_i \frac{(\omega / k_z v_A)^2 (1 - A_{0i}) / z_i A_{0i}}{(\omega / k_z v_A)^2 (T_i/T_e) (1 - A_{0i}) z_i A_{0i}} E_x.$$

Из (11) видно, что $E_x \gg E_y, E_z$.

Таким образом, для ДАВ в плазме конечного давления, так же как и в плазме очень низкого, промежуточного и низкого давлений, основной составляющей электрического поля является E_x .

Используя формулы [4], для поляризации магнитного поля в слабозатухающих ДАВ ($z_i \ll m_i/m_e$) получаем

$$B_x = i \frac{k_z v_A}{v_{Ti}} \frac{k_z v_A}{B_i} \frac{(1 - A_{0i}) (T_i/T_e) [1 - (\omega / (k_z v_A))^2 (1 - A_{0i}) / z_i]}{(T_i/T_e) (1 - A_{0i}) (1 - A_{0i})} B_y,$$

$$B_y = \frac{P_i}{B_i k_z v_A} z_i \frac{(T_i/T_e) (1 - A_{0i}) / z_i (1 - A_{0i}) / z_i}{(\omega / k_z v_A)^2 (T_i/T_e) (1 - A_{0i}) z_i A_{0i}} E_x, \quad (12)$$

$$B_z = i \frac{v_A}{v_{Ti}} \frac{k_z v_A}{z_i^{1/2}} \frac{(1 - A_{0i}) (T_i/T_e) [1 - (\omega / k_z v_A)^2 (1 - A_{0i}) / z_i]}{(T_i/T_e) (1 - A_{0i}) (1 - A_{0i})} B_y.$$

Видно, что $B_y \gg B_x$. В то же время для конечных и больших $z_i \gg 1$ составляющая B_z магнитного поля по порядку величины близка к основной составляющей B_y .

Таким образом, в отличие от плазмы очень низкого, промежуточного и низкого давлений, в плазме конечного давления при $z_i \gg 1$ в ДАВ должны наблюдаться существенные сжатия магнитного поля.

Возмущения плотности. Для возмущений плотности из общего выражения для возмущения плотности [4], используя поляризацию электрического (11) и магнитного (12) полей, получаем

$$\frac{n_i}{n_{0i}} - \frac{n_e}{n_{0e}} = i \frac{v_A}{v_{Ti}} z_i^{1/2} \frac{k_z v_A (1 - (k_z v_A)^2)^2 (1 - A_{0i}) / z_i - A_{0i} B_y}{(1 - A_{0i}) (T_e / T_i) (1 - A_{0i}) B_0}. \quad (13)$$

Из (13) следует, что возмущения плотности в ДАВ достаточно большие и оказываются существенными уже для $z_i \gg 1$. Следует отметить, что возмущения плотности ДАВ в плазме конечного давления значительно меньше, чем в плазме низкого, а тем более очень низкого давлений.

Возмущения плотности заряда. Из (13) видно, что возмущения плотности протонов и электронов практически равны друг другу, поэтому из формулы (51) работы [4] получается, что $n_i - n_e = 0$. Для того чтобы не вычислять плотность с большой точностью, для вычислений возмущения плотности заряда, используем общую формулу [4].

Для возмущения плотности заряда волны из общей формулы [4], получаем

$$\frac{n_i - n_e}{n_{0i} - n_{0e}} = i \frac{v_A}{v_{Ti}} \frac{v_A}{c} z_i^{3/2} \frac{k_z v_A (1 - (k_z v_A)^2)^2 (T_i / T_e) (1 - A_{0i}) / z_i - A_{0i} B_y}{(T_i / T_e) (1 - A_{0i}) (1 - A_{0i}) B_0}. \quad (14)$$

Поскольку для нерелятивистской плазмы конечного давления величина v_A/c очень маленькая ($v_A/c \ll (m_e/m_i)^{1/2}$), то и возмущения плотности заряда ДАВ в плазме конечного давления малы.

Отметим, что наличие в ДАВ возмущений плотности и сжатия магнитного поля может значительно облегчить выявлению таких волн в космической среде. Кроме того, в плазме конечного давления, как и в плазме низкого давления, скорость альвеновских волн увеличивается с увеличением поперечных масштабов длин волн и может значительно превышать альвеновскую скорость, при этом волны двигаются практически вдоль магнитного поля, что также может помочь в регистрации таких волн.

II. ПЛАЗМА ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ

Плазма высокого давления ($z_i \gg 1$, то есть $v_A \ll v_{Ti}$, $T_i/T_e \gg 1$) — редкое явление в астрофизической плазме, в отличие от плазмы конеч-

ного и низкого давлений. Привести пример такого состояния среды в области ближнего космоса, гелиосферы или Солнца сложно. Возможно, такие состояния наблюдаются в межзвездной или межгалактической среде, либо в астрофизических объектах с очень малым магнитным полем и большой плотностью частиц.

Несмотря на наличие малого параметра $v_A/v_{Ti} \ll 1$, из-за сильного затухания плазма высокого давления является наиболее сложной областью для получения и анализа решений для ДАВ.

Дисперсия волн. Общее решение для всей области изменения параметров найти сложно, поэтому разобьем дисперсию на три участка по параметру z_i , где такие решения можно получить в аналитическом виде.

1. Участок $z_i \ll v_A/v_{Ti} \ll 1$. Из общего дисперсионного уравнения (2) при $z_i \ll v_A/v_{Ti}$ для действительной и мнимой частей частоты ДАВ получаем

$$(k_z v_A)^2 [1 - z_i(3/4 - 1/(1 - T_i/T_e))] (k_z v_A)^2, \quad (15)$$

$$(2 -)^{1/2} (9/4)(v_{Ti}/v_A) z_i. \quad (16)$$

2. Участок $z_{ivi} \gg z_i \gg v_A/v_{Ti}$ (z_{ivi} — значение z_i , при которых продольная скорость волны равна тепловой скорости ионов $v_A/k_z = v_{Ti}$).

Из общего дисперсионного уравнения (2) для частоты ДАВ получаем

$$i\sqrt{2} (k_z v_A) \frac{z_i}{(A_{0e} - A_{0i})^2} (v_A/v_T) A_0. \quad (17)$$

3. Участок $z_i > z_{ivi} \gg 1$. В этой области $(k_z v_{Ti}) > 1$. Для $z_i > z_{ivi}$ из общего дисперсионного уравнения (2) для действительной и мнимой частей частоты ДАВ получаем

$$(k_z v_A)^2 z_i \frac{1 - T_e/T_i}{1 - (T_i/T_e)(1 - A_{0e})} \frac{(v_A/v_{Ti})^2}{[(v_A/v_{Ti})^2 A_{0e} - (T_e/T_i)A_{0e}^2][1 - (T_i/T_e)(1 - A_{0e})] A_{0e} A_{0e}^2}, \quad (18)$$

$$\sqrt{\frac{2T_e}{8}} \frac{T_e}{A_{0e} A_0} \frac{v_A}{v_{Ti}} \frac{T_i}{T} A_0^2 A_{0e} A_0$$

$$1 - \frac{T_i}{T_e} (1 - A_{0e}) - \frac{T_i}{T} A_{0e}^2 A_0 - \frac{k_z v_A}{v_{Ti}} z_i^2 - 2 \frac{T_i}{T_e} \frac{T}{T_i} A_0$$

$$\frac{v_A}{v_{Ti}} \frac{T_i}{T} A_0^2 / \frac{T_i}{T_e} \frac{v_A}{v_{Ti}} A_{0e}^2 A_{0e}^2 - 1 - \frac{T_i}{T_e} (1 - A_{0e})$$

$$\frac{T_i}{T_e} A_{0e} A_{0e}^2 \frac{1}{k_z v_T} \exp \frac{1}{2} \frac{1}{k_z v_T}^2. \quad (19)$$

Дисперсию (18) для больших $z_e = (T_e/T_i)(m_e/m_i)z_i \gg 1$ можно записать в виде

$$^2 (k_z v_A)^2 z_i \frac{(v_A/v_{Ti})^2}{(v_A/v_{Ti})^2 A_{0e} (T_e/T_i) A_{0e}^2}. \quad (20)$$

Величина z_{ivi} является важной характеристикой, которая определяет поведение ДАВ в плазме высокого давления. Аналитическое выражение для z_{ivi} найти сложно. Для конкретных значений параметров плазмы численные значения этой величины можно найти из дисперсии (18) подставляя в левую часть вместо 2 ее значение $(k_z v_{Ti})^2$.

Из выражений (15), (17), (18) видно, что с уменьшением поперечных масштабов длин волн (соответственно с увеличением z_i) скорость волны монотонно увеличивается, как и в плазме низкого и конечного давлений, от альвеновской скорости v_A до тепловой скорости электронов v_{Te} . Детальный анализ дисперсионного уравнения (2) показывает, что при приближении продольной фазовой скорости волны к тепловой скорости электронов ДАВ начинают сильно затухать и становятся практически аperiодически затухающими. Из выражения (17) для дисперсии видно, что в области $z_{ivi} \gg z_i \gg v_A/v_{Ti}$ диспергирующие альвеновские волны также аperiодически затухают, поэтому слабозатухающие ДАВ в плазме высокого давления возможны только в областях $z_i \ll v_A/v_{Ti}$ и $z_{imax} \gg z_i > z_{ivi}$ (z_{imax} — значения z_i , при которых фазовая скорость волны равна тепловой скорости электронов). Отметим, что значение величины z_{imax} можно найти не из дисперсии (18), а из более простой дисперсии (20), подставляя вместо левой части 2 ее значение $(k_z v_{Te})^2$.

Из (16), (17), (19) можно показать, что для $z_i < z_{ivi}$ ДАВ затухают в основном на протонах. Для $z_i \gg z_{ivi}$ из-за экспоненциальной зависимости затухания от продольной фазовой скорости затухание на протонах становится очень маленьким, и волны затухают в основном на электронах.

Групповая скорость. Рассмотрим скорость, с которой распространяется волна. Используя определение групповой скорости волны $v_{Гр} = \frac{d\omega}{dk}$, из дисперсии (15) легко получаем продольную относительно магнитного поля групповую скорость ($z_i \ll v_A/v_{Ti}$)

$$v_{Гр\parallel} = v_A. \quad (21)$$

Из (21) видно, что продольная групповая скорость для $z_i \ll v_A/v_{Ti}$ совпадает с продольной фазовой скоростью и равна альвеновской скорости.

Во второй области, где реализуются слабозатухающие ДАВ, из дисперсии (18), для продольной групповой скорости при $z_i > z_{ivi}$ получаем

$$v_{Гр\parallel} = v_{Te}. \quad (22)$$

Конкретное выражение для продольной фазовой скорости элементарно получается из (18), поэтому выписывать его не будем. Из дисперсии (18) и определения параметра z_{ivi} следует, что для $z_i > z_{ivi}$ продольная фазовая скорость и соответственно продольная групповая

скорость волны монотонно увеличиваются от тепловой скорости протонов v_{Ti} до тепловой скорости электронов v_{Te} .

Из (21, 22) следует, что, как и в плазме очень низкого, низкого и конечного давлений, в плазме высокого давления продольная групповая скорость совпадает с продольной фазовой скоростью волны.

Для поперечной групповой скорости из дисперсии (15) для $z_i \ll \ll v_A/v_{Ti}$ получаем

$$v_{Гр} = \frac{v_{Ti}}{k} \frac{v_{Ti}}{k_z} \frac{v_{Ti}}{v_A} z_i^{1/2} \frac{3}{4} \left(1 - \frac{T_i}{T_e}\right). \quad (23)$$

Для поперечной групповой скорости из (18) для $z_i > z_{ivi} \gg 1$ получим оценочную формулу

$$v_{Гр} \sim \frac{v_{Ti}}{k_z} z_i^{1/2} \frac{k_z v_{Ti}}{v_A}. \quad (24)$$

Поскольку для низкочастотных волн $k_z/v_{Ti} \ll 1$, поперечная групповая скорость ДАВ в плазме высокого давления значительно меньше продольной групповой скорости:

$$v_{Гр \max} / v_{Гр \parallel} \ll 1. \quad (25)$$

Следует отметить, что в плазме высокого давления ограничение на максимальное значение поперечной групповой скорости такие же, как и в плазме конечного давления.

Поляризация волн. Используя общую формулу для поляризации [4], для поляризации электрического поля слабозатухающих ДАВ $z_i \ll v_A/v_{Ti}$ получаем

$$E_y = i \frac{2}{k_z} \frac{v_{Ti}}{v_A} \frac{1}{3(1 - T_i/T_e)} E_x, \quad (26)$$

$$E_z = \frac{k_z}{k} \frac{z_i}{1 - T_i/T_e} E_x.$$

Для слабозатухающих ДАВ в области $z_i > z_{ivi}$ получаем

$$E_y = i \frac{k_z v_A}{k_z} \frac{1}{v_{Ti}} \frac{1}{A_{0e} A_{0e}} \frac{1}{(k_z v_A)^2} A_{0e} [1 - (T_i/T_e)(1 - A_{0e})] / z_i E_x, \quad (27)$$

$$E_z = \frac{k_z}{k} \frac{T_e/T_i}{A_{0e}} \frac{1 - A_{0e}}{A_{0e}} E_x.$$

Из выражений (26), (27) видно, что, как и в плазме с другими значениями параметра z_i , основной составляющей электрического поля ДАВ в плазме высокого давления является составляющая E_x , т. е. выполняется условие $E_x \gg E_y, E_z$.

Используя общие формулы для поляризации магнитного поля [4], для поляризации магнитного поля слабозатухающих ДАВ $z_i \ll v_A/v_{Ti}$ в плазме высокого давления получаем

$$\begin{aligned}
 B_x &= i \frac{2}{B_i} \frac{1}{3(1 - T_i/T_e)} B_y, \\
 B_y &= \frac{P_i}{B_i} E_x, \\
 B_z &= i \frac{v_A}{v_{Ti}} \frac{2z_i^{1/2}}{3(1 - T_i/T_e)} B_y.
 \end{aligned} \tag{28}$$

Для слабозатухающих ДАВ в области $z_i > z_{ivi}$ для поляризации магнитного поля получаем

$$\begin{aligned}
 B_x &= i \frac{k_z v_A}{B_i} \frac{k_z v_A}{(1 - T_e/T_i) A_{0e} [1 - (T_i/T_e)(1 - A_{0e})]/z_i} B_y, \\
 B_y &= \frac{P_i}{B_i} \frac{k_z v_A (1 - T_e/T_i)}{A_{0e}} E_x, \\
 B_z &= i \frac{v_A}{v_{Ti}} \frac{k_z v_A}{z_i^{1/2}} \frac{1}{(1 - T_e/T_i) A_{0e}} \frac{1}{(1 - T_e/T_i) A_{0e} [1 - (T_i/T_e)(1 - A_{0e})]/z_i} B_y.
 \end{aligned} \tag{29}$$

Из (28), (29) видно, что $B_y \gg B_x, B_z$. Таким образом, в плазме высокого давления, как и в плазме очень низкого, промежуточного и низкого давлений, основной составляющей магнитного поля ДАВ является B_y .

Возмущения плотности. Для возмущений плотности из общего выражения для возмущения плотности [4], используя поляризацию электрического (26) и магнитного (28) полей, для слабозатухающих ДАВ $z_i \ll v_A/v_{Ti}$ получаем

$$\frac{n_i}{n_{0i}} = \frac{n_e}{n_{0e}} = i \frac{v_A}{v_{Ti}} \frac{z_i^{1/2}}{[1 - T_e/T_i] B_0} B_y. \tag{30}$$

Для слабозатухающих ДАВ в области $z_i > z_{ivi}$ получаем

$$\frac{n_i}{n_{0i}} = \frac{n_e}{n_{0e}} = i \frac{v_A}{v_{Ti}} \frac{A_{0e}}{k_z v_A [1 - T_e/T_i] z_i^{1/2} B_0} B_y. \tag{31}$$

Используя дисперсию (20), можно показать, что возмущения плотности слабозатухающих ДАВ в плазме высокого давления, в отличие от плазмы с другими значениями параметра β_i , маленькие.

Возмущения плотности заряда. Для возмущения плотности заряда волны из общей формулы [4] для слабозатухающих ДАВ в области $z_i \ll v_A/v_{Ti}$ получаем

$$\frac{\rho}{\rho_0} = i \frac{v_A}{v_{Ti}} \frac{v_A}{c} z_i^{1/2} \frac{B_y}{B_0}, \tag{32}$$

а в области $z_i > z_{ivi}$ —

$$\frac{1}{0} i \frac{v_A}{v_{Ti}} \frac{v_A}{c} z_i^{1/2} \frac{A_{0e}}{k_z v_A [1 - T_e/T_i] B_0} \frac{B_y}{B_0}. \quad (14)$$

Из-за того, что для нерелятивистской плазмы высокого давления величина v_A/c очень мала, так как соблюдается соотношение $v_A \ll v_{Ti} \ll v_{Te} \ll c$, возмущения плотности заряда ДАВ в плазме высокого давления также очень малы.

Отметим, что отсутствие в ДАВ в плазме высокого давления возмущений плотности, плотности заряда и сжатия магнитного поля может существенно затруднить обнаружение таких волн в космической среде. Отличительной особенностью наличия таких волн в астрофизической плазме высокого давления будет, прежде всего, наличие в среде изгибов магнитного поля, распространяющихся вдоль однородного магнитного поля со скоростями, значительно превышающими альвеновскую скорость.

ВЫВОДЫ

Из подробного и более точного исследования свойств альвеновских волн, следует, что альвеновские волны играют более существенную роль в динамике астрофизической плазмы, чем это принято считать. Действительно, есть часть альвеновской ветви — диспергирующие альвеновские волны, поведение которых существенно отличается от «классического» поведения альвеновских волн. Из-за своих уникальных свойств ДАВ могут быть перспективными источниками переноса энергии и нагрева среды [7, 24, 26—28], включая нагрев магнитных оболочек и внутренних областей различных структур, эффективными «ускорителями» частиц [11, 22, 25, 27], а также могут являться причиной возникновения турбулентных состояний в активных областях Солнца, звезд, ядрах галактик и т. д. [6, 15, 19, 21].

Исследование показало, что наиболее ярко свойства ДАВ проявляются для волн, у которых поперечная длина волны порядка либо меньше ларморовского радиуса. Исключение составляет плазма очень низкого давления, где дисперсные свойства могут проявляться и при поперечных длинах волн больше ларморовского радиуса. Учитывая, что продольная длина альвеновской волны λ_{\parallel} не может быть порядка ларморовского радиуса, это означает, что в большинстве случаев ДАВ можно считать практически поперечными альвеновскими волнами, то есть $k_{\perp} \gg k_{\parallel}$.

Особо следует отметить одну из характерных особенностей диспергирующих альвеновских волн. Поведение этих волн существенно зависит от параметра β_i . Так, в плазме очень низкого давления ($\beta_i \ll \ll (m_e/m_i)(T_i/T_e)$) с ростом поперечных масштабов длин волн скорость распространения альвеновских волн уменьшается (например, некоторые области плазмосферы Земли), в плазме же низкого ($(m_e/m_i)(T_i/T_e) \ll \beta_i \ll 1$, например в солнечных магнитных петлях), конечного ($\beta_i \sim 1$, например в центральной области хвоста магнитос-

феры Земли) и высокого давления ($\beta_i \gg 1$), скорость распространения ДАВ с увеличением поперечных масштабов длин волн, наоборот, увеличивается. Это означает, что поведение диспергирующих альвеновских волн в различных космических объектах и структурах может кардинальным образом отличаться друг от друга, причем поведение волн будет различаться не только в разных астрономических объектах, например на Солнце и в магнитосфере Земли, но и в различных структурах этих объектов, например в магнитных петлях на Солнце и в области солнечной атмосферы с малыми значениями магнитного поля.

Таким образом, основной характеристикой, которая предопределяет свойства ДАВ, является значение плазменного параметра β_i , поэтому прежде чем исследовать поведение альвеновских волн в данной среде, необходимо определить значение параметра β_i .

В отличие от «обычных» альвеновских волн, у диспергирующих альвеновских волн есть продольное электрическое поле, поэтому они могут эффективно взаимодействовать с заряженными частицами. Фазовая скорость ДАВ существенно зависит от поперечных масштабов волны и может изменяться в широком диапазоне от альвеновской скорости вплоть до тепловой скорости электронов. При приближении фазовой скорости к тепловой скорости электронов быстро нарастает затухание волн, поэтому волны с очень маленькими поперечными масштабами становятся практически аperiодически затухающими и их уже нужно считать не волнами, а аperiодически затухающими возмущениями.

Следует отметить, что в плазме очень низкого, промежуточного и низкого давлений волны затухают в основном на электронах. В то же время в плазме конечного и высокого давления альвеновские волны, в зависимости от поперечных масштабов длин волн, могут сильно взаимодействовать, не только с электронами, но и с протонами. Такое взаимодействие может быть настолько сильным, что в плазме конечного давления ДАВ становятся практически аperiодическими затухающими даже в областях, где фазовая скорость еще далека от тепловой скорости электронов. Сильное взаимодействие ДАВ с тепловыми частицами позволяет рассматривать их в качестве перспективных источников переноса и нагрева астрофизической плазмы.

Так как дисперсивные альвеновские волны хорошо взаимодействуют с заряженными частицами, они могут легко генерироваться в различных неравновесных ситуациях, которые часто возникают в магнитосфере Земли и атмосфере Солнца. Поэтому в областях магнитосферы и различных структурах солнечной атмосферы, где наблюдаются пучки протонов или электронов, можно ожидать наличия дисперсивных альвеновских волн (границы магнитосферы, передний фронт головной ударной волны, каспы, плазменный слой хвоста, солнечные петли и т. д.) [8, 10, 12, 14, 20, 23]. Кроме того, ДАВ могут генерироваться при возникновении асимметрии продольного и поперечного давления плазмы [17, 18], неоднородностей температуры и плотности [5], а также при наличии небольших продольных токов

(границы магнитосферы, плазмосфера, плазменный слой хвоста, различные структуры в атмосфере Солнца) [2, 16].

Дисперсивные альвеновские волны, как и альвеновские, распространяются практически вдоль силовых линий магнитного поля, но в отличие от «обычных» альвеновских волн, у ДАВ все-таки есть небольшие смещения поперек магнитного поля, что может сказываться на поведении таких волн в конкретных астрофизических объектах. Например, при распространении кинетических альвеновских волн в пограничной области плазменного хвоста магнитосферы Земли происходит разворот и нарастание поперечных волновых векторов в сторону плазменного слоя, и кинетические альвеновские волны проникают в плазменный слой хвоста магнитосферы, передавая там свою энергию частицам плазмы [2].

Наличие в ДАВ продольного электрического поля и тот факт, что они распространяются практически вдоль силовых линий магнитного поля, позволяет рассматривать их как перспективный механизм ускорения заряженных частиц. Действительно, учитывая вмерзженность частиц плазмы, процесс ускорения заряженных частиц будет синхронизирован с волнами, и диспергирующие альвеновские волны не будут выходить из области ускорения.

Кроме того, ДАВ могут распространяться в широком диапазоне скоростей, начиная альвеновской скорости вплоть до тепловой скорости электронов, поэтому процесс ускорения будет синхронизирован также с процессом нарастания скорости частиц. Особенно это важно для плазмы очень низкого давления в областях с очень сильным магнитным полем (квазары, нейтронные звезды), где альвеновская скорость может быть порядка скорости света. В этом случае альвеновские волны распространяются со скоростями, начиная от тепловой скорости электронов v_{Te} вплоть до скорости света c . В результате этого диспергирующие волны будут ускорять частицы вплоть до релятивистских скоростей, поэтому взаимодействие ДАВ и заряженных частиц можно рассматривать как один из эффективных механизмов образования космических лучей.

Диспергирующие альвеновские волны, как и «обычные» альвеновские волны, являются практически линейно поляризованными. Вектор электрического поля перпендикулярен к плоскости поперечного волнового вектора и невозмущенного магнитного поля. В то же время следует напомнить, что все-таки есть небольшое продольное электрическое поле, которое очень сильно влияет на поведение и свойства ДАВ. Вектор же возмущений магнитного поля практически совпадает с направлением поперечного волнового вектора, хотя и есть малые возмущения продольного магнитного поля. Известно, что «классические» альвеновские волны являются волнами изгиба силовых линий магнитного поля без сжатия. В отличие от них у ДАВ есть небольшие сжатия магнитного поля.

Одной из характерных особенностей диспергирующих альвеновских волн являются достаточно большие возмущения плотности, а в

плазме очень низкого давления, где альвеновская скорость порядка скорости света, — и возмущения плотности заряда. Особо подчеркнем, что наличие таких возмущений может помочь в регистрации таких волн.

Таким образом, диспергирующие альвеновские волны обладают уникальными свойствами, которые позволяют выделить их среди других волн и считать, что они могут играть очень важную роль в процессах, протекающих в космической среде.

1. Александров А. Ф., Богданкевич Л. С., Рухадзе А. П. Основы электродинамики плазмы. — М: Высшая школа, 1978.—407 с.
2. Маловичко П. П. Распространение альвеновских волн в пограничной области плазменного слоя хвоста магнитосферы Земли // Геомагнетизм и аэронавигация.—1995.—**35**, № 6.—С. 89—95.
3. Маловичко П. П. Генерация альвеновских волн в плазменном слое хвоста магнитосферы Земли // Космічна наука і технологія.—2012.—**18**, № 5.—С. 41—47.
4. Маловичко П. П. Свойства диспергирующих альвеновских волн. 1. Кинетика (плазма очень низкого, промежуточного и низкого давлений) // Кинематика и физика небес. тел.—2013.—**29**, № 6.—С. 20—44.
5. Маловичко П. П., Кришталь А. Н., Юхимук А. К. Влияние неоднородностей температуры на генерацию кинетических альвеновских волн в магнитосфере Земли // Кинематика и физика небес. тел.—2006.—**22**, № 1.—С. 58—64.
6. Bian N. H., Kontar E. P., Brown J. C. Parallel electric field generation by Alfvén wave turbulence // Astron. and Astrophys.—2010.—**519**.—P. A114.
7. Brodin G., Stenflo L., Shukla P. K. Nonlinear interactions between kinetic Alfvén and ion—sound waves // Solar Phys.—2006.—**236**, N 2.—P. 285—291.
8. Chen L., Wu D. J. Kinetic Alfvén wave instability driven by field-aligned currents in solar coronal loops // Astrophys. J.—2012.—**754**, N 2.—P. 123.
9. Cramer N. F. The physics of Alfvén waves. — Wiley, 2001.—298 p.
10. Farrell W., Curtis S., Desch M., et al. A theory for narrow-banded radio bursts at Uranus: MHD surface waves as an energy driver // J. Geophys. Res.—1992.—**97**, N A4.—P. 4133—4141.
11. Fletcher L., Hudson H. S. Impulsive phase flare energy transport by large-scale Alfvén waves and the electron acceleration problem // Astrophys. J.—2008.—**675**, N 2.—P. 1645—1656.
12. Hasegawa A. Kinetic theory of MHD instabilities in a nonuniform plasma // Solar Phys.—1976.—**47**, N 1.—P. 325—330.
13. Hollweg J. V. Kinetic Alfvén wave revisited // J. Geophys. Res.—1999.—**104**, N A7.—P. 14811—14819.
14. Lakhina G. S. Generation of ULF waves in the polar cusp region by velocity shear—driven kinetic Alfvén modes // Astrophys. and Space Sci.—1990.—**165**, N 1.—P.153—161.
15. Malik M., Sharma R. P. Nonlinear evolution of kinetic Alfvén waves and filament formation // Solar Phys.—2005.—**229**, N 2.—P. 287—304.
16. Malovichko P. P. Correlation of longitudinal currents with Alfvén wave generation in the solar atmosphere // Kinematics and Physics of Celestial Bodies.—2007.—**23**, N 5.—P. 185—190.
17. Malovichko P. P. Generation of low-frequency magnetic field disturbances in coronal loops by proton and electron beams // Kinematics and Physics of Celestial Bodies.—2010.—**26**, N 2.—P. 62—70.
18. Malovichko P. P. Stability of magnetic configurations in the solar atmosphere under temperature anisotropy conditions // Kinematics and Physics of Celestial Bodies.—

- 2008.—**24**, N 5.—P. 236—241.
19. *Perri S., Carbone V., Veltri P.* Where does fluid-like turbulence break down in the solar wind? // *Astrophys. J. Lett.*—2010.—**725**, N 1.—P. L52—L55.
 20. *Siversky T., Voitenko Y., Goossens M.* Shear flow instabilities in low-beta space plasmas // *Space Sci. Rev.*—2005.—**121**, N 1—4.—P. 343—351.
 21. *Smith K. W., Terry P. W.* Damping of electron density structures and implications for interstellar scintillation // *Astrophys. J.*—2011.—**730**, N 2.—P. 133.
 22. *Su Y., Ergun R. E., Jones S. T., et al.* Generation of short-burst radiation through Alfvénic acceleration of auroral electrons // *J. Geophys. Res.*—2007.—**112**, N A6.—P. A06209.
 23. *Tiwari B. V., Mishra R., Varma P., et al.* Shear driven kinetic Alfvén wave with general loss-cone distribution function in the plasma sheet boundary layer // *Earth, Moon, and Planets.*—2008.—**103**, N 1-2.—P. 43—63.
 24. *Voitenko Y., Goossens M.* Cross-field heating of coronal ions by low-frequency kinetic Alfvén waves // *Astrophys. J. Lett.*—2004.—**605**, N 2.—P. L149—152.
 25. *Voitenko Y., Goossens M.* Energization of plasma species by intermittent kinetic Alfvén waves // *Space Sci. Rev.*—2006.—**122**, N 1—4.—P. 255—270.
 26. *Wu D. J., Fang C.* Coronal plume heating and kinetic dissipation of kinetic Alfvén waves // *Astrophys. J.*—2003.—**596**, N 1.—P. 656—652.
 27. *Wu D. J., Huang J., Tang J. F., et al.* Solar microwave drifting spikes and solitary kinetic Alfvén waves // *Astrophys. J.*—2007.—**665**, N 2.—P. L171—L174.
 28. *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—L10.

Статья поступила в редакцию 06.12.12