

СВОЙСТВА КИНЕТИЧЕСКИХ АЛЬВЕНОВСКИХ ВОЛН И ИХ РОЛЬ В ДИНАМИКЕ МАГНИТОСФЕРЫ

Маловичко П. П.

Главная астрономическая обсерватория НАНУ, Киев

С использованием кинетических и гидродинамических уравнений рассмотрены свойства кинетических альвеновских волн. Проведен анализ и сравнение результатов, получающихся в обоих подходах. Проанализирована роль и влияние кинетических альвеновских волн на динамику процессов и явлений, протекающих в магнитосфере Земли.

Среди низкочастотных волн следует особо выделить кинетические альвеновские волны (КАВ). Такие волны обладают рядом свойств, которые позволяют им активно принимать участие во многих процессах и явлениях протекающих в магнитосферной плазме, а также объяснять ряд явлений, связанных с волновыми процессами, которые трудно объяснить с помощью других типов волн [1].

Прежде всего, кинетические альвеновские волны могут легко генерироваться в различных неравновесных ситуациях, которые часто возникают в магнитосфере Земли, так как хорошо взаимодействуют с частицами плазмы (затухание Ландау). Поэтому в областях магнитосферы, где наблюдаются пучки протонов или электронов, можно ожидать наличия кинетических альвеновских волн (границы магнитосферы, передний фронт головной ударной волны, каспы, плазменный слой хвоста). Кроме того, КАВ могут генерироваться при возникновении асимметрии продольного и поперечного давления плазмы, а также при наличии небольших продольных токов (границы магнитосферы, плазмосфера, плазменный слой хвоста).

В отличие от обычных альвеновских волн, у КАВ есть продольное электрическое поле, поэтому они, как и магнитозвуковые волны, могут эффективно ускорять заряженные частицы. Фазовая скорость КАВ существенно зависит от поперечных масштабов волны и может изменяться в широком диапазоне от альвеновской скорости вплоть до тепловой скорости электронов, поэтому КАВ способны ускорять широкий спектр частиц до достаточно больших скоростей.

Кинетические альвеновские волны, как и альвеновские волны, распространяются практически вдоль силовых линий магнитного поля, смещение поперек магнитного поля очень мало. Поэтому при вмороженности частиц процесс ускорения заряженных частиц будет синхронизирован с волнами, которые их ускоряют. Волны и частицы будут распространяться вдоль силовых линий и КАВ, в отличие от магнитозвуковых волн, не будут уходить из области ускорения частиц.

В отличие от магнитозвуковых волн, КАВ не испытывают отражения от области, в которой происходит нарастание альвеновской скорости. В этом случае происходит увеличение поперечных волновых векторов волны, т. е. усиление кинетических свойств КАВ, что будет способствовать еще более эффективному ускорению частиц. Кроме то-

го, известно, что альвеновская скорость существенно возрастает с уменьшением расстояния от Земли, поэтому скорость КАВ, которые генерируются в плазмопаузе или хвосте магнитосферы, по мере распространения к Земле будет возрастать, и в резонанс с волнами будут вступать все более быстрые частицы. Таким образом, КАВ могут ускорять целый спектр частиц, а при захвате частиц волнами — ускорять частицы от сравнительно небольших значений до очень больших.

При исследовании свойств кинетических альвеновских волн прежде всего необходим учет теплового движения частиц. Гидродинамические модели широко используются при анализе волновых процессов, а также при моделировании различных магнитосферных явлений, однако в этих моделях не всегда удается достаточно обоснованно учитывать тепловые эффекты. Действительно, при пренебрежении тепловыми движениями частиц бесконечная цепочка моментов функции распределения частиц легко обрывается, и переход к гидродинамическому способу описания плазмы не представляет большого труда, поэтому результаты гидродинамического подхода и кинетического в этом случае прекрасно согласуются. Для того чтобы учесть тепловые эффекты и оборвать бесконечную цепочку зацепляющихся уравнений, обычно задают уравнение состояния плазмы — изотермическое, адиабатическое и т. д. В большинстве случаев очень сложно достаточно четко обосновать выбор того или иного уравнения состояния, а отличие между каждым из этих подходов весьма существенно, так как, например, даже скорость звука в каждом из этих подходов может отличаться в несколько раз.

Учитывая особую роль и важность гидродинамических моделей при моделировании различных магнитосферных процессов и явлений, представляется весьма актуальным и интересным сравнить результаты теоретических расчетов свойств кинетических альвеновских волн, получаемые при гидродинамическом подходе и более точном кинетическом подходе.

ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Рассмотрим квазинейтральную однородную замагниченную плазму со сдвинутым вдоль оси z (ось z направлена вдоль однородного магнитного поля) максвелловским распределением частиц по скоростям. Для получения выражения для частоты альвеновских волн, используем общее дисперсионное уравнение [2]:

$$\left| k^2 \delta_{ij} - k_i k_j - \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_{ij} \right| = 0, \quad (1)$$

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

Уравнение (1) перепишем в удобном для анализа альвеновских волн виде [2]:

$$\omega^2 = \frac{[(k_z c)^2 \varepsilon_{zz} + (k_x c)^2 \varepsilon_{xx} + 2(k_x k_z c)^2 \varepsilon_{xz}][(kc)^2 - \varepsilon_{yy} \omega^2] - [k_z c \varepsilon_{yz} \omega - k_x c \varepsilon_{xy} \omega]^2}{[\varepsilon_{xx} \varepsilon_{zz} - \varepsilon_{xz}^2][(kc)^2 - \varepsilon_{yy} \omega^2] - \varepsilon_{xx} (\varepsilon_{yz} \omega)^2 - \varepsilon_{zz} (\varepsilon_{xy} \omega)^2 - 2\varepsilon_{xy} \varepsilon_{xz} \varepsilon_{yz} \omega^2}. \quad (2)$$

Для вычисления тензора диэлектрической проницаемости в кинетическом подходе будем исходить из уравнения Власова

$$\frac{\partial f(\mathbf{v}, \mathbf{r}, t)}{\partial t} + \mathbf{v} \frac{\partial f(\mathbf{v}, \mathbf{r}, t)}{\partial \mathbf{r}} + \frac{e_\alpha}{m_\alpha} \left(\mathbf{E} + \frac{1}{c} [\mathbf{v} \mathbf{B}] \right) \frac{\partial f(\mathbf{v}, \mathbf{r}, t)}{\partial \mathbf{v}} = 0, \quad (3)$$

где $f(\mathbf{v}, \mathbf{r}, t)$ — функция распределения частиц, \mathbf{v} — скорость частиц, e_α , m_α — заряд и масса частиц сорта α , \mathbf{E} , \mathbf{B} — электрическое и магнитное поля.

Из гидродинамических моделей используем двухжидкостную модель с постоянной температурой, которая, по-видимому, наиболее точно согласуется с кинетической моделью. Пренебрегая силой трения \mathbf{R}_α , тензором вязких напряжений $\boldsymbol{\pi}_\alpha$, теплопроводностью, притоком тепла и считая, что $T_\alpha = \text{const}$, для этой модели имеем:

$$\frac{\partial n_\alpha}{\partial t} + \nabla n_\alpha \mathbf{v}_\alpha = 0, \quad (4)$$

$$\frac{d\mathbf{v}_\alpha}{dt} = -\frac{1}{n_\alpha m_\alpha} \nabla p_\alpha + \frac{e_\alpha}{m_\alpha} \left(\mathbf{E} + \frac{1}{c} [\mathbf{v}_\alpha \mathbf{B}] \right),$$

$$p_\alpha = n_\alpha T_\alpha,$$

$$T_\alpha = \text{const},$$

где n_α , p_α , T_α — плотность, давление и температура частиц сорта α , \mathbf{v}_α — гидродинамическая скорость частиц сорта α .

СВОЙСТВА КИНЕТИЧЕСКИХ АЛЬВЕНОВСКИХ ВОЛН

Сравним результаты, получающиеся при кинетическом и гидродинамическом подходах. При вычислении тензора диэлектрической проницаемости, будем исходить из уравнений (3) и (4), а для вычисления дисперсии будем использовать дисперсионное уравнение, записанное в виде (2). Опуская промежуточные вычисления, приведем конечные результаты.

Для плазмы низкого давления ($m_e / m_i \ll \beta \ll 1$, β — отношение газокинетического давления к давлению магнитного поля, m_e , m_i — масса электрона и масса протона) в кинетическом приближении для дисперсии кинетических альвеновских волн имеем [2, 3]

$$\omega^2 = (k_z v_A)^2 \left[\frac{z_i}{1 - A_0(z_i)} + \frac{T_e}{T_i} z_i \right], \quad (5)$$

где $A_0(z_i) = \exp(-z_i)$, $z_i = (k_x v_{Ti} / \omega_{Bi})^2$, $I_0(z_i)$ — модифицированная функция Бесселя нулевого порядка, T_e , T_i — температура электронов и протонов, v_{Ti} — тепловая скорость протонов, v_A — альвеновская скорость, ω_{Bi} — протонная циклотронная частота.

Для дисперсии кинетических альвеновских волн в гидродинамическом подходе получаем:

$$\omega^2 = (k_z v_A)^2 \left[1 + z_i \left(1 + \frac{T_e}{T_i} \right) \right]. \quad (6)$$

Сравним выражения (5) и (6) в предельных случаях $z_i \ll 1$ и $z_i \gg 1$.

Для $z_i \ll 1$ из (5) для кинетического подхода получаем:

$$\omega^2 \approx (k_z v_A)^2 \left[1 + z_i \left(\frac{3}{4} + \frac{T_e}{T_i} \right) \right]. \quad (7)$$

Отметим, что в (7) специально оставлена малая поправка к частоте, пропорциональная z_i , она может быть существенна при исследовании нелинейных процессов. Так, например, распад (слияние) трех КАВ пропорционален разности $\omega_1/k_{z1} - \omega_2/k_{z2}$, в этом случае гидродинамика и кинетика даст небольшое различие значений коэффициентов нелинейного распада.

Для $z_i \gg 1$ из (5) и (6) для кинетики и гидродинамики получаем одинаковый результат:

$$\omega^2 = (k_z v_A)^2 z_i \left(1 + \frac{T_e}{T_i} \right). \quad (8)$$

Таким образом, можно сделать вывод, что двухжидкостная гидродинамика в предельных случаях для дисперсии кинетических альвеновских волн дает хороший результат и практически полностью согласуется с более точным кинетическим подходом. Заметные различия дисперсий будут наблюдаться только при конечных значениях параметра z_i , что, в общем, и следовало ожидать, так как гидродинамика не может настолько же точно описывать тепловые процессы, протекающие в плазме, как и кинетика. В то же время практически полное совпадение результатов в предельных случаях говорит о том, что двухжидкостная гидродинамическая модель с постоянной температурой очень хорошо подходит для описания процессов распространения кинетических альвеновских волн в замагниченной плазме.

Сравним поляризации волн, получающиеся в обоих подходах. Для простоты ограничимся предельными случаями $z_i \ll 1$ и $z_i \gg 1$. Отметим, что в области конечных z_i гидродинамика не может точно описывать ни дисперсию, ни поляризацию КАВ, и количественные отличия в этой области параметров неизбежны.

При $z_i \ll 1$ для поляризации кинетических альвеновских волн в кинетическом подходе имеем

$$E_y = i \frac{\omega}{\omega_{BI}} \left(\frac{v_{Ti}}{v_A} \right)^2 \left[\frac{3}{2} + \frac{T_e}{T_i} \right] E_x,$$

$$E_y = - \frac{k_z}{k_x} \frac{T_e}{T_i} z_i E_x. \quad (9)$$

При $z_i \ll 1$ для поляризации кинетических альвеновских волн в гидродинамическом подходе имеем

$$E_y = i \frac{\omega}{\omega_{BI}} \left(\frac{v_{Ti}}{v_A} \right)^2 \left[1 + \frac{T_e}{T_i} \right] E_x,$$

$$E_y = - \frac{k_z}{k_x} \frac{T_e}{T_i} z_i E_x. \quad (10)$$

При $z_i \gg 1$ для поляризации кинетических альвеновских волн в кинетическом и гидродинамическом подходе получаем одинаковые выражения:

$$E_y = i \frac{\omega}{\omega_{BI} z_i} \left(\frac{v_{Ti}}{v_A} \right)^2 \left[1 + \frac{T_e}{T_i} \right] E_x,$$

$$E_y = - \frac{k_z}{k_x} \frac{T_e}{T_i} E_x. \quad (11)$$

Как видно из выражений (9)–(11), поляризации кинетических альвеновских волн в обоих подходах, как и дисперсии, в предельных случаях практически совпадают. Это говорит о том, что двухжидкостная модель с постоянной температурой очень хорошо подходит для описания процессов распространения КАВ в замагниченной плазме.

Линейные свойства волн являются основными характеристиками, которые определяют поведение этих волн в различных ситуациях, которые возникают в замагниченной плазме. Дисперсия волны позволяет определить ее фазовую и групповую скорости, по поляризациям можно различать различные типы волн. Из дисперсии (5) видно, что кинетические альвеновские волны с достаточно малыми поперечными масштабами длин волн (порядка ларморовского радиуса протонов) распространяются со скоростью, которая может значительно превышать альвеновскую скорость, причем это относится как к фазовой, так и к групповой скорости. Волны являются электромагнитными, возмущения плотности очень малы, поляризация остается практически линейной, что характерно для обычных альвеновских волн, распространяющихся под углом к магнитному полю. Основными компонентами волновых полей являются компоненты E_x и B_y .

Знания этих свойств может помочь при анализе результатов наблюдений, так как дает возможность выделить кинетические альвеновские волны из целого набора волн, которые обычно есть в магнитосферной плазме. Прежде всего, КАВ являются низкочастотными электромагнитными волнами ($\omega/\omega_{Bi} \ll 1$). Из обычных низкочастотных

волн, ни какие другие волны не могут иметь поперечный масштаб порядка или меньше ларморовского радиуса протонов. Групповая скорость волны может значительно превышать альвеновскую скорость и зависит от поперечного масштаба волн. Кроме того, групповая скорость направлена вдоль невозмущенного магнитного поля, компоненты скорости, поперечные магнитному полю, малы. Отметим, что для магнитозвуковых волн фазовая и групповая скорости, в плазме низкого давления равны альвеновской скорости, и направление групповой скорости совпадает с направлением волнового вектора. Для КАВ, в отличие от магнитозвуковых волн, волновой вектор практически расположен в плоскости, перпендикулярной к возмущениям магнитного поля. Возмущения плотности в кинетических альвеновских волнах, в отличие от магнитозвуковых, сравнительно малы. Эти особенности КАВ могут помочь при экспериментальных исследованиях роли этих волн в динамических процессах, протекающих в магнитосферной плазме.

Отметим также, что, как показал проведенный анализ, двухжидкостная гидродинамическая модель с постоянной температурой, не только качественно, но и численно хорошо описывает процессы распространения кинетических альвеновских волн в замагниченной плазме, поэтому эта модель может быть использована не только для теоретических расчетов, но и при численном моделировании таких процессов.

1. Hollweg J. V., Kinetic Alfvén wave revisited//J. Geophys. Res. - 1999. - Vol. 104, A7.- 14811.
2. Александров А. Ф., Богданкевич Л. С., Рухадзе А. П. Основы электродинамики плазмы. М: *Высшая школа*, 1978, 407 с.
3. Войтенко Ю. М., Куц С. В., Маловичко П. П., Юхимук А. К. Кинетические свойства альвеновских волн. – Киев: АН УССР, 1990, 1–20 с. Препринт ИТФ-90-75Р.
4. Hasegawa A., Chen L. Kinetic processes in plasma heating by resonant mode conversion of Alfvén waves//Phys. Fluids. - 1976, Vol. 19, 1924.