
**ВОЗМУЩЕНИЯ ВТОРОГО ПОРЯДКА В АЛЬФВЕНОВСКИХ ВОЛНАХ
В ПЛАЗМЕ С ДАВЛЕНИЕМ****SECOND-ORDER PERTURBATIONS IN ALFVÉN WAVES
IN FINITE PRESSURE PLASMA**

И.С. Дмитриенко*Институт солнечно-земной физики СО РАН,
Иркутск, Россия, dmitrien@iszf.irk.ru***I.S. Dmitrienko***Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS,
Irkutsk, Russia, dmitrien@iszf.irk.ru*

Аннотация. Показано, во-первых, что в плазме с давлением, так же как и в холодной плазме, альфвеновские волны, создаваемые начальным возмущением, генерируют течения плазмы и уменьшения напряженности магнитного поля, распространяющиеся вместе с этими волнами. Во-вторых, на начальной стадии своего взаимодействия альфвеновские волны генерируют медленные магнитозвуковые (ММЗ) волны, распространяющиеся вдоль магнитного поля. Такие результаты позволяют предположить, что, по меньшей мере, часть наблюдаемых в хвосте магнитосферы быстрых потоков плазмы может быть одним из проявлений распространяющихся альфвеновских волн как в областях магнитосферы с холодной плазмой, так и в областях магнитосферы с плазмой с давлением. Они дают также потенциальную возможность определения положения источника альфвеновского возмущения по результатам наблюдения альфвеновских волн и генерируемых ими ММЗ-волн.

Ключевые слова: альфвеновские волны, быстрые потоки плазмы, ММЗ-волны.

Abstract. It is shown first that in finite pressure plasma, just as in cold plasma, Alfvén waves created by an initial perturbation generate plasma flows and decreases in the magnetic field, which propagate along with these waves. Second, at the stage of their interaction, Alfvén waves generate slow magnetosonic (SMS) waves propagating along the magnetic field. These results suggest that at least some of the fast plasma flows observed in the magnetotail can be one of the manifestations of propagating Alfvén waves both in the magnetosphere regions with cold plasma and in the magnetosphere regions with finite pressure plasma. They also provide potential possibility for determining the position of a source of Alfvén disturbance from observations of Alfvén waves and their induced SMS waves.

Keywords: Alfvén waves, fast plasma flows, SMS waves.

ВВЕДЕНИЕ

В настоящей работе при рассмотрении генерации и распространения альфвеновских волн в плазме с конечным давлением описываются эффекты второго порядка, вызываемые взаимодействием этих волн, рассматриваемых как возмущения первого порядка. Это такие эффекты, как формирование альфвеновскими волнами продольных течений плазмы и генерация медленных магнитозвуковых (ММЗ) волн. Эти эффекты могут быть весьма существенны для понимания магнитосферных явлений, связанных с альфвеновскими волнами, прежде всего, в связи с интерпретацией наблюдаемых потоков плазмы в хвосте магнитосферы [Zong et al., 2007; Fruhauff, Glassmeier, 2016; Takada et al., 2005; Raj et al., 2002; Cao et al., 2006; Du et al., 2011; Zhang et al., 2020]. Альфвеновские волны часто наблюдаются в хвосте магнитосферы [Keiling et al., 2000, 2005; Keiling, 2009; Takada et al., 2006]. Альфвеновские возмущения в долях хвоста и примыкающих к ним пограничным областям плазменного слоя (PSBL, plasma sheet boundary layers) могут генерироваться как быстрыми магнитозвуковыми (БМЗ) возмущениями, проникающими

из солнечного ветра, так и неустойчивостями разного типа, в том числе пересоединением в хвосте магнитосферы [Lee, 1998; Leonovich et al., 2003; Walker, 2005; Mazur, Chuiko, 2013; Klimushkin et al., 2012; Mager, Klimushkin, 2017; Birn et al., 2015; Leonovich, Kozlov, 2013]. Возможно также образование альфвеновских волн в результате трансформации БМЗ-мод волновода в хвосте магнитосферы [Wright, Allan, 2008; Mazur et al., 2010; Dmitrienko, 2013]. В то же время в хвосте магнитосферы наблюдаются так называемые быстрые потоки плазмы, распространяющиеся, так же как и альфвеновские волны, и к Земле, и от нее, в зависимости от точки наблюдения. В области существования этих потоков обычно наблюдаются возмущения магнитного поля.

Ранее исследование возмущений второго порядка в альфвеновских волнах было проведено в [Dmitrienko, 2019] в рамках магнитогидродинамической модели холодной плазмы. В работе [Дмитриенко, 2019] было показано, что в распространяющихся альфвеновских волнах образуются потоки плазмы вдоль магнитного поля, которые могут быть привлечены к интерпретации наблюдаемых потоков плазмы в хвосте магнитосферы; было показано также,

что в распространяющейся альфвеновской волне создается возмущение магнитного поля, направление которого противоположно направлению невозмущенного магнитного поля, что можно интерпретировать как локальное уменьшение напряженности невозмущенного магнитного поля.

Следует отметить, что формирования течений в альфвеновских волнах прежде также исследовалось как результат развития вторичной неустойчивости, обусловленной нелинейными эффектами. Это направление, в частности, представлено работами [Pokhotelov et al., 2003, 2004; Zhao et al., 2012]. В этих работах отмечена принципиальная роль кинетических эффектов в генерации конвективных движений. В работе [Дмитриенко, 2019] и в настоящей работе показано существование обусловленных нелинейными эффектами течений в магнитогидродинамическом приближении. Такое различие результатов [Pokhotelov et al., 2003, 2004; Zhao et al., 2012; Дмитриенко, 2019] и настоящей работы связано с различием в постановке задач, которое объясняется ориентацией на различные физические явления. Работы [Pokhotelov et al., 2003, 2004; Zhao et al., 2012] предполагают применение результатов к стационарным турбулентным процессам, а [Дмитриенко, 2019] и настоящая работа направлены на их применение к возмущениям, локализованным пространственно и во времени. Соответственно в [Pokhotelov et al., 2003, 2004; Zhao et al., 2012] конвективные течения выделяются, если использовать язык гармонического разложения, как нулевая пространственная гармоника по координате вдоль поля — посредством соответствующего усреднения. В таком случае усредненная продольная пондеромоторная сила существует только вследствие малых эффектов — диссипативных [Дмитриенко, 1997, 1999, 2007], нестационарного (т. е. учета низкочастотной части возмущения) [Дмитриенко, 2011] или кинетических [Pokhotelov et al., 2003, 2004; Zhao et al., 2012]. В настоящей работе рассматриваются продольно локализованные альфвеновские возмущения и соответственно течения второго порядка, также продольно локализованные. Генерирующая такие течения продольная пондеромоторная сила существует и в отсутствие малых эффектов — как кинетических, так и диссипативных. Вследствие этого она не несет в себе дополнительной малости, обусловленной этими эффектами, и может играть существенную роль в явлениях, связанных с альфвеновскими волнами.

Ограничением применимости полученных в [Дмитриенко, 2019] результатов для интерпретации наблюдаемых в магнитосфере явлений является использованная при их получении модель холодной плазмы. Она применима только в долях хвоста, тогда как быстрые потоки плазмы наблюдаются преимущественно в областях магнитосферы, проектируемых в примыкающие к долям хвоста пограничные области плазменного слоя. В этих областях плазма имеет, вообще говоря, конечное давление. Поскольку особый интерес представляют возмущения, доходящие из удаленных областей хвоста до Земли, то, перенося исследование эффектов второго порядка на случай плазмы с давлением, мы сосредоточимся на изучении возмущений второго порядка, распространяющихся вдоль магнитного поля.

1. ИСХОДНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Полагаем, что в невозмущенном состоянии плазма покоится и ее состояние характеризуется следующими однородными параметрами: \mathbf{B}_0 — магнитное поле, ρ_0 , P_0 — плотность и давление плазмы. Соответственно обозначим возмущение плазмы: магнитное поле \mathbf{B} , ρ , P , \mathbf{v} — плотность, давление и скорость плазмы. Будем использовать декартову систему координат x , y , z . Магнитное поле \mathbf{B}_0 считаем направленным вдоль оси Z .

Возмущения x - и z -компонент поля и скорости, а также давления, плотности и магнитного давления полагаем малыми величинами одного порядка. Оставляя в уравнениях магнитной гидродинамики для возмущений только наибольшие члены, получаем два набора уравнений

$$\begin{aligned} \partial_t B_y &= B_0 \partial_z v_y, \\ \rho_0 \partial_t v_y &= \frac{1}{4\pi} B_0 \partial_z B_y \end{aligned} \quad (1)$$

и

$$\begin{aligned} \partial_t B_x &= B_0 \partial_z v_x, \\ \partial_t B_z &= -B_0 \partial_x v_x, \\ \rho_0 \partial_t v_x &= -\partial_x P + \frac{B_0}{4\pi} (\partial_z B_x - \partial_x B_z) - \frac{1}{8\pi} \partial_x B_y^2, \\ \rho_0 \partial_t v_z &= -\partial_z \left(P + \frac{1}{8\pi} B_y^2 \right), \\ \partial_t P &= -\gamma P_0 (\partial_x v_x + \partial_z v_z), \\ \partial_t \rho &= -\rho_0 (\partial_x v_x + \partial_z v_z). \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь использовано адиабатическое приближение уравнения энергии с показателем адиабаты γ .

Уравнения (1) — это уравнения для альфвеновских волн. Будем предполагать, что имеется начальное возмущение, которое порождает только альфвеновские волны. В таком случае возмущения x - и z -компонент магнитного поля и скорости, а также давления и плотности плазмы могут создаваться только магнитным давлением альфвеновской волны согласно (2). Нашей задачей является описать эти возмущения. Заметим, что при получении уравнений (1), (2) не требуется каких-либо ограничений непосредственно на амплитуду альфвеновской волны. Однако, поскольку возмущения, описываемые системой (2), создаются магнитным давлением альфвеновской волны и их амплитуды, следовательно, характеризуются безразмерной величиной $b_y^2 = (B_y / B_0)^2$, то для выполнения условия малости этих возмущений необходимо выполнение условия $b_y^2 \ll 1$.

2. АЛЬФВЕНОВСКИЕ ВОЛНЫ ОТ НАЧАЛЬНОГО ВОЗМУЩЕНИЯ

Будем предполагать, что начальное возмущение представляет собой смещение плазмы со скоростью $v_y(x, z, 0) = V_0(x, z)$, а возмущение поля в начальный момент отсутствует: $B_y(x, z, 0) = 0$. Тогда для обез-

размеренного возмущения y -компоненты магнитного поля в альфвеновской волне $b_y = B_y / B_0$ получаем

$$b_y(x, z, t) = b_{y+}(x, z, t) + b_{y-}(x, z, t),$$

где

$$b_{y+}(x, z, t) = -b(x, z + V_a t),$$

$$b_{y-}(x, z, t) = b(x, z - V_a t),$$

а

$$b(x, z) = -V_0(x, z) / (2V_a),$$

где $V_a = B_0 / \sqrt{4\pi\rho_0}$ — альфвеновская скорость.

Магнитное давление такого возмущения характеризуется величиной b_y^2 , которую можно записать в виде

$$b_y^2(x, z, t) = b_{y\pm}^2(x, z, t) + \overline{b_y^2}(x, z, t),$$

где

$$b_{y\pm}^2(x, z, t) = b_{y+}^2(x, z, t) + b_{y-}^2(x, z, t),$$

$$b_{y+}^2(x, z, t) = b^2(x, z + V_a t),$$

$$b_{y-}^2(x, z, t) = b^2(x, z - V_a t),$$

и

$$\begin{aligned} \overline{b_y^2}(x, z, t) &= 2b_{y+}(x, z, t)b_{y-}(x, z, t) = \\ &= -2b(x, z + V_a t)b(x, z - V_a t). \end{aligned}$$

Таким образом, магнитное давление альфвеновских волн представляет собой сумму магнитных давлений в каждой из распространяющихся в противоположных направлениях волн и магнитного давления, появляющегося в результате взаимодействия этих волн. Ясно, что $\overline{b_y^2}(x, z, t)$ существует до тех пор, пока области возмущения плазмы в каждой из альфвеновских волн пересекаются. Мы будем предполагать, что область, где величина $b(x, z)$ существенна по величине, конечна; в таком случае магнитное давление взаимодействующих альфвеновских волн имеет конечную длительность.

3. ВОЗМУЩЕНИЯ, СОЗДАВАЕМЫЕ МАГНИТНЫМ ДАВЛЕНИЕМ АЛЬФВЕНОВСКИХ ВОЛН

Возмущения, создаваемые магнитным давлением альфвеновских волн, описываются системой уравнений (2) с нулевыми начальными условиями:

$$B_x(x, z, 0) = B_z(x, z, 0) = 0,$$

$$v_x(x, z, 0) = v_z(x, z, 0) = 0,$$

$$\rho(x, z, 0) = 0, P(x, z, 0) = 0.$$

Обозначим

$$L_T = \partial_t \partial_t - V_a^2 \Delta,$$

$$L_a = \partial_t \partial_t - V_a^2 \partial_z \partial_z,$$

$$L = L_T \partial_t \partial_t - V_s^2 L_a \Delta.$$

В формулах (3) $\Delta = \partial_x \partial_x + \partial_z \partial_z$, а $V_s = \sqrt{\gamma P_0 / \rho_0}$ — скорость звука.

Нужные нам в дальнейшем уравнения, получающиеся из (2), с использованием (3) записываются в виде

$$Lv_z = -V_a^2 L_T \partial_t \partial_z b_y^2 / 2 \quad (4)$$

и

$$L \operatorname{div} \mathbf{v} = -V_a^2 L_a \Delta \partial_t b_y^2 / 2. \quad (5)$$

Уравнения (2) представляют собой уравнения для МГД-возмущений (с внешней силой), от которых в силу $\partial_y = 0$ отделились уравнения на альфвеновские волны (1). Поэтому оператору L соответствует дисперсионное уравнение

$$\omega^4 - \omega^2 (V_s^2 + V_a^2) \mathbf{k}^2 + V_s^2 V_a^2 k_z^2 \mathbf{k}^2$$

с двумя оставшимися после отделения альфвеновских волн ветвями МГД-колебаний — быстрым магнитным звуком

$$\begin{aligned} \omega^2 = \omega_f^2 &= \frac{\mathbf{k}^2 (V_s^2 + V_a^2)}{2} + \\ &+ \sqrt{\frac{\mathbf{k}^4 (V_s^2 + V_a^2)^2}{4} - V_s^2 V_a^2 k_z^2 \mathbf{k}^2} \end{aligned}$$

и медленным магнитным звуком

$$\begin{aligned} \omega^2 = \omega_c^2 &= \frac{\mathbf{k}^2 (V_s^2 + V_a^2)}{2} - \\ &- \sqrt{\frac{\mathbf{k}^4 (V_s^2 + V_a^2)^2}{4} - V_s^2 V_a^2 k_z^2 \mathbf{k}^2}. \end{aligned}$$

Мы обозначили $\mathbf{k} = (k_x, k_z)$.

Мы далее будем рассматривать возмущения, поперечный масштаб которых много меньше продольного масштаба. В этом случае, т. е. при $k_x^2 \gg k_z^2$, дисперсионные соотношения для БМЗ- и ММЗ-волн можно представить в виде

$$\omega_c^2 = k_z^2 V_c^2, \quad \omega_f^2 = k_x^2 V_f^2,$$

где $V_c = V_s V_a / \sqrt{V_s^2 + V_a^2}$ — скорость ММЗ-волн,

$V_f = \sqrt{V_s^2 + V_a^2}$ — скорость БМЗ-волн.

Перепишем уравнение (5), учитывая, что возмущения, для которых $\operatorname{div} \mathbf{v} \neq 0$, создаются только давлением взаимодействующих альфвеновских волн:

$$L \operatorname{div} \mathbf{v} = -V_a^2 L_a \Delta \partial_t \overline{b_y^2} / 2. \quad (6)$$

Для возмущений с $\operatorname{div} \mathbf{v} = 0$ используем (4) в виде

$$Lv_z = -V_a^2 L_T \partial_t \partial_z b_{y\pm}^2 / 2. \quad (7)$$

Таким образом, альфвеновские волны создают возмущения двух типов — с $\operatorname{div} \mathbf{v} = 0$ и $\operatorname{div} \mathbf{v} \neq 0$, создаваемые частями $b_{y\pm}^2$ и $\overline{b_y^2}$ их магнитного давления соответственно.

Рассмотрим возмущение, создаваемое невзаимодействующими альфвеновскими волнами. Из (7) легко находится решение $v_{z\pm}(x, z, t)$, удовлетворяющее условию $L_a v_{z\pm} = 0$. Для такого решения (7) принимает вид

$$\partial_t v_{z\pm} = -V_a^2 \partial_z b_{y\pm}^2 / 2. \quad (8)$$

Из (8) получаем

$$\begin{aligned} v_{z\pm} &= v_{z+} + v_{z-}, \quad v_{z+} = -V_a b^2(x, z + V_a t) / 2, \\ v_{z-} &= V_a b^2(x, z - V_a t) / 2. \end{aligned} \quad (9)$$

Как видим, в каждой из волн направление продольной компоненты течения совпадает с направлением распространения волны.

Что касается поперечной компоненты течения, ею можно пренебречь. Поскольку из (6) следует, что в распространяющихся альфвеновских волнах для течения выполняется условие $\text{div} \mathbf{v} = 0$, а мы рассматриваем возмущения, поперечный масштаб которых много меньше продольного, то имеем $v_x \ll v_z$, так что течение плазмы в каждой отдельной альфвеновской волне можно считать продольным. Таким образом, плазма в альфвеновской волне движется в направлении ее распространения, а скорость движения определяется отношением поля волны B_y к внешнему магнитному полю B_0 и значением альфвеновской скорости в области распространения волны. Заметим, что уравнение (8) и формула (9) совпадают с соответствующими равенствами для течения холодной плазмы в распространяющихся альфвеновских волнах, так что мы получили, что наличие давления невозмущенной плазмы не влияет на движение плазмы в таких волнах.

Нетрудно видеть, что, помимо течения, магнитное давление альфвеновских волн вызывает также изменение продольного магнитного поля. Для безразмерного изменения поля $b_{z\pm}$ в распространяющихся альфвеновских волнах из второго уравнения (2) и $\text{div} \mathbf{v} = 0$ получаем $b_{z\pm} = \pm V_a^{-1} v_{z\pm}$, откуда

$$\begin{aligned} b_{z\pm} &= b_{z+} + b_{z-}, \quad b_{z+} = -b^2(x, z + V_a t) / 2, \\ b_{z-} &= -b^2(x, z - V_a t) / 2. \end{aligned}$$

Таким образом, в распространяющихся альфвеновских волнах продольное магнитное поле уменьшается.

Теперь рассмотрим возмущение, создаваемое взаимодействующими альфвеновскими волнами. Простые преобразования правой части приводят уравнение (6) к виду

$$L \text{div} \mathbf{v} = -4V_a^4 \partial_t \Delta \left[(\partial_z b(z - V_a t)) \partial_z b(z + V_a t) \right]. \quad (10)$$

Как следует из приведенного выше дисперсионного уравнения для оператора L , этому оператору соответствуют БМЗ- и ММЗ-волны. Поскольку нас интересуют возмущения, способные распространяться вдоль магнитного поля, мы выбираем для дальнейшего рассмотрения ММЗ-волны. Для их выделения из (10) полагаем, что возмущение удовлетворяет условию $\partial_t \partial_t \ll V_a^2 \partial_x \partial_x$, что в случае поперечно-мелкомасштабного возмущения ($\partial_x \partial_x \gg \partial_z \partial_z$) позволяет получить из (10) уравнение для ММЗ-волн вида

$$\begin{aligned} \left[\partial_t \partial_t - V_c^2 \partial_z \partial_z \right] \text{div} \mathbf{v} &= 4 \frac{V_a^4}{V_s^2 + V_a^2} \partial_t g, \\ g &= (\partial_z b(z - V_a t)) \partial_z b(z + V_a t). \end{aligned}$$

Решение этого уравнения можно записать в виде

$$\begin{aligned} \text{div} \mathbf{v} &= \frac{2V_a^2 V_c}{V_s^2} \left(\int_z^{z+V_c t} g \left(s, -\frac{s-z}{V_c} + t \right) ds + \right. \\ &\left. + \int_{z-V_c t}^z g \left(s, \frac{s-z}{V_c} + t \right) ds \right). \end{aligned} \quad (11)$$

В случае начального возмущения, имеющего конечные пространственные размеры, можно заменить при больших t пределы интегрирования в (11) следующим образом:

$$\begin{aligned} \text{div} \mathbf{v} &= \frac{2V_a^2 V_c}{V_s^2} \left(\int_{-\infty}^{z+V_c t} g \left(s, -\frac{s-z}{V_c} + t \right) ds + \right. \\ &\left. + \int_{z-V_c t}^{\infty} g \left(s, \frac{s-z}{V_c} + t \right) ds \right). \end{aligned}$$

Полученное выражение описывает распространяющиеся в противоположных направлениях ММЗ-волны.

Результаты расчетов для ММЗ-волн приведены на рис. 1 и 2 при разных соотношениях альфвеновской и ММЗ-скоростей. Начальному возмущению соответствует функция $b(x, z)$ вида $b(x, z) = b_0 \exp(-z^2/l^2) X(x)$. Поперечная структура $X(x)$ может быть произвольной. Она не меняется при распространении волны, поэтому не конкретизировалась и на рисунках не отражена. Множитель b_0 задает амплитуду возмущения; для расчетов выбиралось $b_0=0.3$. Продольная скорость в таком случае имеет вид

$$\begin{aligned} v_{z\pm} &= -V_{z0} \exp\left(-2(z + V_a t)^2/l^2\right) X^2(x) + \\ &+ V_{z0} \exp\left(-2(z - V_a t)^2/l^2\right) X^2(x), \\ V_{z0} &= V_a b_0^2 / 2. \end{aligned}$$

Рисунок 1 отражает расчеты $\text{div} \mathbf{v}$ согласно (11), а рис. 2 — соответствующие расчеты возмущения плотности согласно формуле

$$\rho / \rho_0 = -\int_0^t \text{div} \mathbf{v}(x, z, \tau) d\tau,$$

которая следует из последнего уравнения (2).

Для расчетов выбраны значения альфвеновской скорости и скорости звука, характерные для различных областей хвоста магнитосферы. На рис. 1, а и 2, а альфвеновская скорость больше скорости звука, что соответствует параметрам долей хвоста и примыкающим к ним пограничным областям плазменного слоя. Для V_a значения следующие: 6000, 4000, 2000 км/с, $V_s=1000$ км/с. Соответственно выбранным значениям альфвеновской скорости для величины V_{z0} , характеризующей скорость продольного потока, получаем значения 270, 180, 90 км/с. На рис. 1, б и 2, б альфвеновская скорость равна или меньше скорости звука, что соответствует параметрам плазменного слоя и примыкающей к ним части его краевой области. Для V_a значения следующие: 1000, 800, 600 км/с, $V_s=1000$ км/с. В этом случае для V_{z0} получаем меньшие значения: 45, 36, 27 км/с.

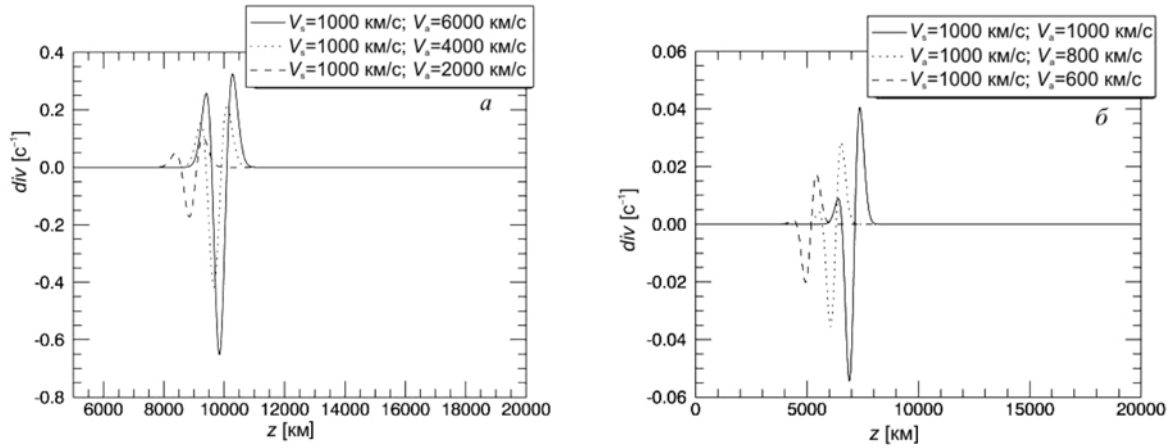


Рис. 1. $\text{div } v$ как функция продольной координаты при $V_s=1000$ км/с, $V_a=6000$ км/с, $V_a=4000$ км/с, $V_a=2000$ км/с, $b_0=0.3$, $t=10$ с (а); $\text{div } v$ как функция продольной координаты при $V_s=1000$ км/с, $V_a=1000$ км/с, $V_a=800$ км/с, $V_a=600$ км/с, $b_0=0.3$, $t=10$ с (б)

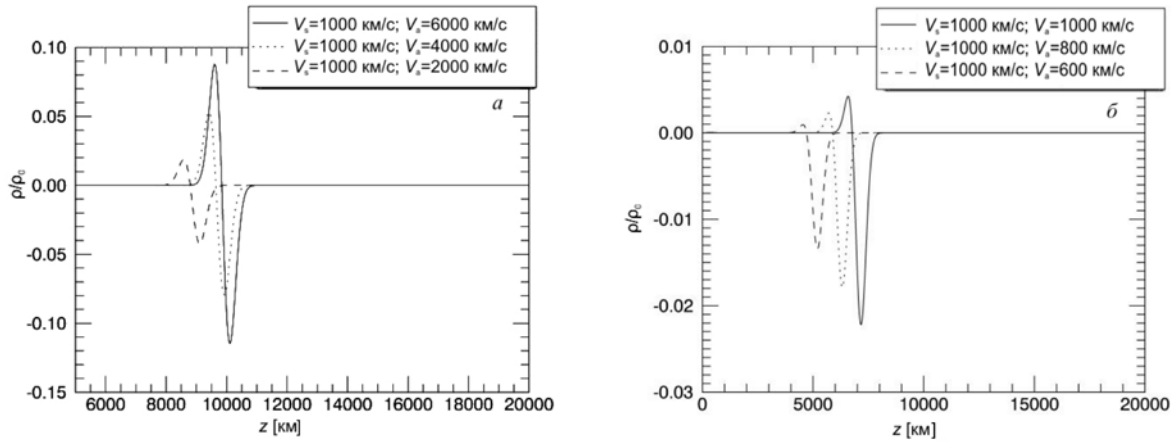


Рис. 2. Возмущение плотности плазмы ρ/ρ_0 как функция продольной координаты при $V_s=1000$ км/с, $V_a=6000$ км/с, $V_a=4000$ км/с, $V_a=2000$ км/с, $b_0=0.3$, $t=10$ с (а); возмущение плотности плазмы ρ/ρ_0 как функция продольной координаты при $V_s=1000$ км/с, $V_a=1000$ км/с, $V_a=800$ км/с, $V_a=600$ км/с, $b_0=0.3$, $t=10$ с (б)

Из рисунков видно также, что ММЗ-волны при всех выбранных параметрах имеют достаточно существенную амплитуду. Можно отметить, что при прочих равных параметрах амплитуда ММЗ-волны больше при больших значениях альфвеновской скорости. Это могло бы свидетельствовать в пользу преимущественности проявления эффекта возбуждения ММЗ-волн совместно с альфвеновскими в области долей хвоста, если бы не то обстоятельство, что в этих областях скорость ММЗ-волн практически совпадает с тепловой скоростью ионов, что должно приводить к достаточно быстрому их поглощению. Поэтому более вероятно, что будет наблюдаться рассматриваемый эффект генерации ММЗ в пограничных областях плазменного слоя. В этой области альфвеновская скорость достаточно велика, а скорости ММЗ и звука заметно различаются. Кроме того, высокая плотность плазмы позволяет ее небольшим относительным возмущениям быть заметными.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Учет возмущений второго порядка по амплитуде в МГД-уравнениях вносит существенные изменения в картину распространения альфвеновских волн.

В рамках линейного приближения начальный поперечный сдвиг плазмы вызывает только альфвеновские волны, т. е. распространяющиеся вдоль магнитного поля поперечные смещения плазмы и поперечные возмущения магнитного поля. Во втором порядке по амплитуде при таком начальном возмущении мы получаем, что в распространяющихся в противоположных направлениях альфвеновских волнах магнитное давление этих волн создает продольные потоки плазмы и вызывает уменьшение малыми величинами внешнего магнитного поля. Эти результаты получены прежде в [Дмитриенко, 2019] в рамках модели холодной плазмы и, как показано в настоящей работе, справедливы также и для плазмы с давлением. Потоки плазмы, создаваемые альфвеновскими волнами, интересны в контексте интерпретации наблюдаемых в хвосте магнитосферы быстрых потоков плазмы. Существенно, что при наблюдении быстрых потоков плазмы наблюдаются также и альфвеновские волны. По поводу этого обстоятельства распространено представление, что быстрые потоки плазмы порождают альфвеновские волны, наблюдаемые совместно с ними. Однако, как мы видим из [Дмитриенко, 2019] и настоящей работы, возможна обратная ситуация: распространяющиеся

альфвеновские волны порождают потоки плазмы в области своей локализации. Дифференциация в наблюдениях потоков плазмы, создаваемых альфвеновскими возмущениями, и потоков плазмы, генерируемых независимо от альфвеновских волн, должна базироваться на том, что перемещение области, занятой потоком плазмы, генерируемым альфвеновским возмущением, происходит с альфвеновской скоростью, а не со скоростью потока. Кроме того, скорость создаваемого альфвеновскими волнами потока плазмы связана определенным образом с амплитудой альфвеновского возмущения. Эта связь на границе применимости слабонелинейного приближения дает для скорости потока величину (оценочного характера) порядка альфвеновской скорости. Таким образом, в долях и примыкающих к ним частям PSBL, где альфвеновская скорость составляет 6000 км/с, возможны скорости потока порядка 1000 км/с. Это означает, что в рамках использованного в работе приближения продольная скорость потока, вообще говоря, может иметь достаточно большую величину, чтобы охватывать диапазон скоростей быстрых потоков плазмы в магнитосфере, таких как BBF (bursty bulk flows) и продольные пучки (field-aligned beams), наблюдаемые в пограничных областях плазменного слоя. Заметим, что при рассмотрении BBF как объекта применения полученных в работе результатов, конечно, следует иметь в виду их часть, не связанную с суббурями и глобальной перестройкой структуры хвоста магнитосферы. Наличие потоков плазмы в распространяющихся альфвеновских волнах представляет интерес также с точки зрения интерпретации протонных авроральных высыпаний.

Рассмотрение случая плазмы с давлением помимо подтверждения наличия эффектов второго порядка, имеющих место в холодной плазме, приводит также к выявлению эффекта, специфического именно для плазмы с давлением. Такая плазма, как известно, обладает условиями для распространения ММЗ-волн. Поэтому магнитное давление взаимодействующих на начальной стадии возникновения альфвеновских волн, разбегающихся в противоположных направлениях от своего источника, создает ММЗ-волны, также распространяющиеся в противоположных направлениях от источника. Полученные для них уравнения позволяют установить связь амплитуд альфвеновских и ММЗ-волн и их пространственной структуры. Появление ММЗ-волн совместно с альфвеновскими представляет интерес не только само по себе, но и в связи с тем, что их существование, вообще говоря, может позволить получить информацию о местоположении источника альфвеновского возмущения. В геомагнитном хвосте роль начального возмущения для альфвеновских волн могут играть различные быстрые деформации в области токового слоя, в частности, процессы пересоединения. Эти события представляют большой интерес как элементы, запускающие, или, по меньшей мере, маркирующие, различные процессы в магнитосфере, в том числе и глобального масштаба (авроральные явления, перестройка токовой системы магнитосферы, изменение конфигурации геомагнитного хвоста). Несомненно, представляет интерес инфор-

мация об их расположении в хвосте. Такая информация, может быть, вообще говоря, получена по разнице времени регистрации альфвеновской и ММЗ-волн, пришедших из одной и той же области локализации источников этих волн, которая позволяет определить расстояние от точки наблюдения до области первоначального возмущения.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Дмитриенко И.С. Возмущения второго порядка в альфвеновских волнах в приближении холодной плазмы Солнечно-земная физика. 2019. Т. 5, № 2. С. 89–96. DOI: [10.12737/szf-52201912](https://doi.org/10.12737/szf-52201912).
- Birn J., Liu Y., Daughton W., et al. Reconnection and interchange instability in the near magnetotail. *Earth, Planets and Space*. 2015. Vol. 67, no. 1. P. 67–110. DOI: [10.1186/s40623-015-0282-3](https://doi.org/10.1186/s40623-015-0282-3).
- Cao J.B., Ma Y.D., Parks G., et al. Joint observations by Cluster satellites of bursty bulk flows in the magnetotail. *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2006. Vol. 111, iss. A4. A04206. DOI: [10.1029/2005JA011322](https://doi.org/10.1029/2005JA011322).
- Dmitrienko I.S. Nonlinear effects in Alfvén resonance. *J. Plasma Phys.* 1997. Vol. 57, no. 2. P. 311–326. DOI: [10.1017/S0022377896004965](https://doi.org/10.1017/S0022377896004965).
- Dmitrienko I.S. Nonlinear non-stationary Alfvén resonance. *J. Plasma Phys.* 1999. Vol. 62, no. 02. P. 145–164. DOI: [10.1017/S0022377899007758](https://doi.org/10.1017/S0022377899007758).
- Dmitrienko I.S. Nonlinear nonstationary Alfvén resonance in a finite-pressure plasma. *Plasma Phys. Rep.* 2007. Vol. 33, no. 7. P. 567–578. DOI: [10.1134/S1063780X07070069](https://doi.org/10.1134/S1063780X07070069).
- Dmitrienko I.S. Formation of accelerated ion flows in Alfvén disturbances of the magnetotail. *Geomagnetism and Aeronomy*. 2011. Vol. 51, no. 8. P. 1160–1164. DOI: [10.1134/S0016793211080032](https://doi.org/10.1134/S0016793211080032).
- Dmitrienko I.S. Evolution of FMS and Alfvén waves produced by the initial disturbance in the FMS waveguide. *J. Plasma Phys.* 2013. Vol. 79, no. 1. P. 7–17. DOI: [10.1017/S0022377812000608](https://doi.org/10.1017/S0022377812000608).
- Du A.M., Nakamura R., Zhang T.L., et al. Fast tailward flows in the plasma sheet boundary layer during a substorm on 9 March 2008: THEMIS observations. *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2011. Vol. 116, iss. A3. A03216. DOI: [10.1029/2010JA015969](https://doi.org/10.1029/2010JA015969).
- Fruhauff D., Glassmeier K.-H. Statistical analysis of magnetotail fast flows and related magnetic disturbances. *Ann. Geophys.* 2016. Vol. 34. P. 399–409. DOI: [10.5194/angeo-34-399-2016](https://doi.org/10.5194/angeo-34-399-2016).
- Keiling A. Alfvén waves and their roles in the dynamics of the Earth's magnetotail: a review. *Space Sci. Rev.* 2009. Vol. 142, iss. 1-4. P. 73–156. DOI: [10.1007/s11214-008-9463-8](https://doi.org/10.1007/s11214-008-9463-8).
- Keiling A., Wygant J.R., Cattell C., et al. Large Alfvén wave power in the plasma sheet boundary layer during the expansion phase of substorms. *Geophys. Res. Lett.* 2000. Vol. 27, iss. 19. P. 3169–3172. DOI: [10.1029/2000GL000127](https://doi.org/10.1029/2000GL000127).
- Keiling A., Parks G.K., Wygant J.R., et al. Some properties of Alfvén waves: observations in the tail lobes and the plasma sheet boundary layer. *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2005. Vol. 110, iss. A10. A10S11. DOI: [10.1029/2004JA010907](https://doi.org/10.1029/2004JA010907).
- Klimushkin D.Yu., Mager P.N., Pilipenko, V.A. On the ballooning instability of the coupled Alfvén and drift compressional modes. *Earth, Planets and Space*. 2012. Vol. 64, iss. 9. P. 777–781. DOI: [10.5047/eps.2012.04.002](https://doi.org/10.5047/eps.2012.04.002).
- Lee D.Y. Ballooning instability in the tail plasma sheet. *Geophys. Res. Lett.* 1998. Vol. 25, iss. 21. P. 4095–4098. DOI: [10.1029/1998GL900105](https://doi.org/10.1029/1998GL900105).
- Leonovich A.S., Kozlov D.A. On ballooning instability in current sheets. *Plasma Physics and Controlled Fusion*. 2013. Vol. 55, no. 8. P. 085013. DOI: [10.1088/0741-3335/55/8/085013](https://doi.org/10.1088/0741-3335/55/8/085013).

- Leonovich A.S., Mishin V.V., Cao J.B. Penetration of magnetosonic waves into the magnetosphere: Influence of a transition layer. *Ann. Geophys.* 2003. Vol. 21, iss. 5. P. 1083–1093. DOI: [10.5194/angeo-21-1083-2003](https://doi.org/10.5194/angeo-21-1083-2003).
- Mager P.N., Klimushkin D.Yu. Non-resonant instability of coupled Alfvén and drift compressional modes in magnetospheric plasma. *Plasma Physics and Controlled Fusion*. 2017. Vol. 59, iss. 9. 095005. DOI: [10.1088/1361-6587/aa790c](https://doi.org/10.1088/1361-6587/aa790c).
- Mazur V.A., Chuiko D.A. Kelvin-Helmholtz instability on the magnetopause, magnetohydrodynamic waveguide in the outer magnetosphere, and Alfvén resonance deep in the magnetosphere. *Plasma Phys. Rep.* 2013. Vol. 39, no. 6. P. 488–503. DOI: [10.1134/S1063780X13060068](https://doi.org/10.1134/S1063780X13060068).
- Mazur N.G., Fedorov E.N., Pilipenko V.A. MHD Waveguides in Space Plasma. *Plasma Phys. Rep.* 2010. Vol. 36, no. 7, P. 609–626. DOI: [10.1134/S1063780X10070081](https://doi.org/10.1134/S1063780X10070081).
- Pokhotelov O.A., Onishchenko O.G., Sagdeev R.Z., Treumann R.A. Nonlinear dynamics of inertial Alfvén waves in the upper ionosphere: Parametric generation of electrostatic convective cells. *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2003. Vol. 108, iss. A7. 1291. DOI: [10.1029/2003JA009888](https://doi.org/10.1029/2003JA009888).
- Pokhotelov O.A., Onishchenko O.G., Sagdeev R.Z., et al. Parametric interaction of kinetic Alfvén waves with convective cells. *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2004. Vol. 109, iss. A3. A03305. DOI: [10.1029/2003JA010185](https://doi.org/10.1029/2003JA010185).
- Raj A., Phan T., Lin R.P., Angelopoulos V. Wind survey of high-speed bulk flows and field-aligned beams in the near-Earth plasma sheet. *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2002. Vol. 107, iss. A12. 1419. DOI: [10.1029/2001JA007547](https://doi.org/10.1029/2001JA007547).
- Takada T., Seki K., Hirahara M., et al. Statistical properties of low frequency waves and ion beams in the plasma sheet boundary layer: Geotail observations. *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2005. Vol. 110, iss. A2. A02204. DOI: [10.1029/2004JA010395](https://doi.org/10.1029/2004JA010395).
- Takada T., Nakamura R., Baumjohann W., et al. Alfvén waves in the nearPSBL lobe: Cluster observations. *Ann. Geophys.* 2006. Vol. 24. P. 1001–1013. DOI: [10.5194/angeo-24-1001-2006](https://doi.org/10.5194/angeo-24-1001-2006).
- Walker A.D.M. Excitation of field line resonances by sources outside the magnetosphere. *Ann. Geophys.* 2005. Vol. 23, no. 1. P. 3375–3388. DOI: [10.5194/angeo-23-3375-2005](https://doi.org/10.5194/angeo-23-3375-2005).
- Wright A.N., Allan W. Simulations of Alfvén waves in the geomagnetic tail and their auroral signatures. *J. Geophys. Res.* 2008. Vol. 113, iss. A2. A02206. DOI: [10.1029/2007JA012464](https://doi.org/10.1029/2007JA012464).
- Zhang L.Q., Baumjohann W., Khotyaintsev Yu.V., et al. BBF Deceleration Down-Tail of X< -15 RE From MMS Observation. *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2020. Vol. 125, iss. 2. DOI: [10.1029/2019JA026837](https://doi.org/10.1029/2019JA026837).
- Zhao J.S., Wu D.J., Yu M.Y., Lu J.Y. Convective cell generation by kinetic Alfvén wave turbulence in the auroral ionosphere. *Phys. Plasmas*. 2012. Vol. 19, no. 6. 062901. DOI: [10.1063/1.4729327](https://doi.org/10.1063/1.4729327).
- Zong Q.-G., Fu S.Y., Baker D.N., et al. Earthward flowing plasmoid: Structure and its related ionospheric signature. *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2007. Vol. 112, iss. A7. A07203. DOI: [10.1029/2006JA012112](https://doi.org/10.1029/2006JA012112).

Как цитировать эту статью:

Дмитриенко И.С. Возмущения второго порядка в альфвеновских волнах в плазме с давлением. *Солнечно-земная физика*. 2022. Т. 8, № 2. С. 34–40. DOI: [10.12737/szf-82202205](https://doi.org/10.12737/szf-82202205).