Министерство образования и науки Российской Федерации ФГБОУ ВО «Нижегородский государственный педагогический университет имени Козьмы Минина» (Мининский университет)

> Н.А. Бархатов О.М. Бархатова С.Е. Ревунов

# ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ МГД ВОЛНОВЫХ ПРОЦЕССОВ В КОСМИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЕ ЧАСТЬ 1

Учебное издание

УДК 523.24 ББК 22.652.8 Б 267

#### Рецензенты:

доктор педагогических наук, профессор Груздева М.Л. кандидат педагогических наук, доцент Ханжина Е.В.

#### Бархатов Н.А., Бархатова О.М., Ревунов С.Е.

Б267 Численное моделирование МГД волновых процессов в космической плазме, часть 1: учебное издание. Н. Новгород: Мининский университет, 2018. 90 с. ISBN

В данном учебном пособии предлагается первая часть материала, позволяющего получить представление о магнитогидродинамическом (МГД) подходе к изучению волновых процессов в проводящих средах. В качестве примера таких явлений служат МГД волны в околоземном космическом пространстве и земной магнитосфере, которые возникают там вследствие солнечной активности или в результате различного рода высокоэнергичных волновых воздействий. Представлены современные возможности численного моделирования волновых процессов, основанных на решении МГД дифференциальных уравнений в частных производных. Результаты выполняемых численных экспериментов сопоставляются с данными наземных и космических наблюдений.

Издание рекомендуется преподавателям, научным сотрудникам, аспирантам и студентам старших курсов физико-математических специальностей, интересующимся исследованиями динамических процессов в межпланетной среде в пределах солнечной системы.

УДК 523.24 ББК 22.652.8

© Бархатов Н.А., Бархатова О.М., Ревунов С.Е., 2018

ISBN

### ПРЕДИСЛОВИЕ

В учебном пособии предлагается материал, позволяющий получить представление о магнитогидродинамическом (МГД) подходе к изучению волновых процессов в проводящих средах. В качестве примера таких явлений служат МГД волны в околоземном космическом пространстве, которые существуют там вследствие проявлений солнечной активности В результате различного волновых взаимодействий. или рода Представлены современные возможности численного моделирования волновых процессов, основанных на решении МГД дифференциальных уравнений в частных производных. Результаты выполняемых численных экспериментов сопоставляются с данными наземных и космических наблюдений.

Издание рекомендуется преподавателям, научным сотрудникам, аспирантам и студентам старших курсов физико-математических специальностей, интересующимся исследованиями динамических процессов в межпланетной среде в пределах солнечной системы.

В основу учебного пособия положен материал нескольких лекционных курсов, читаемых авторами в Нижегородском государственном педагогическом университете им. К. Минина. Издание рекомендуется преподавателям, научным сотрудникам, аспирантам и студентам старших курсов физико-математических специальностей, интересующимся исследованиями динамических процессов в межпланетной среде в пределах солнечной системы.

#### введение

В настоящее время серьезный интерес проявляется к исследованиям волновых процессов в межпланетной среде в пределах солнечной системы [Плазменная гелиогеофизика, 2008]. Такие процессы вызываются, прежде всего, событиями на Солнце, поэтому согласованное изучение возмущений параметров плазмы и магнитного поля космического пространства и магнитосферы Земли необходимо при решении проблем солнечно-земных связей. Подобные исследования обусловлены И необходимостью прогнозирования высокоэнергичных солнечных явлений, которая ставится особенно важной в свете предполагаемых в XXI веке длительных пределы магнитосферой пилотируемых полетов за защищенного околоземного пространства.

В основе многочисленных изучения методов космического пространства исследование излучения распространения лежит И электромагнитных волн в широком частотном диапазоне. Важным диагностическим инструментом межпланетного пространства и земной магнитосферы являются низкочастотные волны или, так называемые, магнитогидродинамические (МГД) волны. В 1942 г. шведский физик Х. Альвен обнаружил, что в высокопроводящей жидкости, находящейся в постоянном магнитном поле, может распространяться особый тип электромагнитных волн – МГД волны. Они являются удачным примером самосогласованного взаимодействия частиц и полей в космическом пространстве, которое представляет собой замагниченную плазму высокой проводимости. Именно поэтому МГД волны и условия их распространения тесно связаны с ключевыми процессами в межпланетной и магнитосферной среде и, следовательно, доставляют информацию об её областях. Это означает, что на основе наблюдений таких электромагнитных возмущений может быть построена дистанционная волновая МГД диагностика

параметров космического пространства. Она выполняется на основе наземной регистрации МГД возмущений. Интерпретация таким образом полученных данных во многих случаях часто оказывается выгоднее непосредственных наблюдений параметров среды и магнитного поля на космических аппаратах.

Исследование низкочастотных волн МГД диапазона важно для идентификации типов плазменных корональных потоков, а также для оценки пространственно-временного распределения и установления характера внутримагнитосферных колебаний на разных этапах геомагнитной бури. Не менее важным является их изучение для понимания процессов в межпланетной среде. При этом некоторые принципиальные вопросы могут быть выяснены только на пути рассмотрения сильнонелинейных МГД волн различных типов.

В предлагаемом учебном издании дается представление 0 магнитогидродинамическом (МГД) подходе изучению К волновых процессов в проводящих средах заключающемся в решении МГД нелинейных дифференциальных уравнений в частных производных. Далее на этой основе выполняется исследование пространственно-временной динамики взаимодействия МГД волн в космической плазме типа солнечного ветра. Общее аналитическое исследование нелинейной системы уравнений встречает непреодолимые затруднения, поэтому вычислительное моделирование в этом случае является наиболее перспективным подходом её исследования. Принимаемое в излагаемом материале, построенном на экспериментов, разбиение возмущений выполнении численных на нормальные волны (альвеновские, быстрые (БМЗ) и медленные (ММЗ) магнитозвуковые волны) условно, поскольку линейная терминология в случаях достаточно сильной нелинейности не может адекватно описывать динамику волн.

Пособие включает разделы, в которых изучаются основные положения, описывающие движение проводящей жидкости в магнитном поле (уравнения МГД); получение представлений о линейных МГД возмущениях сред околоземного космического для пространства; численное МГД моделирование волновых явлений в среде типа космической вне и внутри магнитосферной плазмы. Рассмотрены экспериментальные численные задачи моделирующие: перенос И взаимодействие МГД волн в средах типа солнечный ветер и земная магнитосфера; нелинейное взаимодействие неоднородного коронального земной магнитосферой; взаимодействие потока с альвеновского возмущения co скачками плотности моделирующими приземный промежуток «ионосфера-атмосфера».

## §1. УРАВНЕНИЯ МГД И УСЛОВИЯ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ МГД ПОДХОДА ДЛЯ КОСМИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЫ

Гидродинамические движения жидкой проводящей среды, находящейся в магнитном поле приводят к возникновению электрических полей и токов. Токи в магнитном поле испытывают действие силы, которая изменяет движение жидкости. В свою очередь токи меняют магнитное поле. Таким образом, возникает сложная картина взаимодействия магнитных и гидродинамических явлений. Она рассматривается на основе системы уравнений Максвелла, гидродинамического уравнения непрерывности, уравнения Эйлера для движения жидкости, полученного из второго закона Ньютона, уравнения состояния, связывающее между собой давление, плотность, температуру жидкости и уравнение сохранения энтропии, выражающего адиабатичность движения в отсутствии диссипации [Ландау и Лифшиц, 1982]. Именно такой подход к описанию процессов и называется магнитогидродинамическим. Область его применения простирается от

жидких металлов до космической плазмы. Предполагается, что корреляции между как заряженными частицами, так и между заряженными частицами и нейтральными частицами ИЛИ другими эффективными объектами (например, неоднородностями магнитного поля) настолько сильны, что среда ведет себя как проводящая жидкость. Строго говоря, система уравнений МГД применима, если длины и времена свободного пробега носителей тока (электронов и протонов), т.е. частиц сорта α, меньше всех характерных длин и промежутков времени рассматриваемого движения. Последнее означает, что частоты столкновений частиц больше всех характерных частот задачи:  $\upsilon_{\alpha} \gg \omega$ ,  $\upsilon_{\alpha} \gg \omega_{B\alpha}$  ( $\omega_{B\alpha}$  - гирочастота частиц). Однако результаты МГД бывают справедливы и тогда, когда эти неравенства совершенно не выполнены. Это возможно в случае так называемой «холодной» среды для процессов, в которых характерная скорость значительно больше тепловых скоростей частиц, и в случае неизотермической «горячей» среды, когда скорость процесса лежит в диапазоне тепловых скоростей частиц:

 $v_{Ti} \ll \omega/k \ll v_{Te}, \quad \omega \ll \omega_{Bi}$ 

где  $\omega_{Bi}$  - гирочастота протонов. Первый случай называется двухжидкостной квази-гидродинамикой, а второй - одножидкостной квазигидродинамикой. Совпадение системы уравнений одножидкостной квазигидродинамики с МГД уравнениями для идеальной жидкости подтверждает справедливость применения МГД описания плазмы в широком диапазоне частот столкновений. Это позволяет успешно использовать МГД подходы для рассмотрения волновых явлений в магнитосферной плазме, в плазмах около магнитосферного пространства и солнечного ветра.

Получим систему МГД уравнений для идеальной проводящей жидкости. Это означает, что мы пренебрежем всеми процессами диссипации энергии: не учитываем вязкость, теплопроводность и джоулевы

потери (проводимость  $\sigma = \infty$ ). Для этого сначала запишем уравнения Максвелла для электромагнитного поля и закон Ома в движущихся проводниках:

$$rot\mathbf{E} = -\frac{1}{c}\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \ rot\mathbf{H} = \frac{4\pi}{c}\mathbf{j}, \ div\mathbf{B} = 0, \ \mathbf{j} = \sigma\left(\mathbf{E} + \frac{1}{c}(\mathbf{V} \times \mathbf{B})\right),$$

где H - напряженность магнитного поля, B - магнитная индукция, V скорость проводника, естественно, малая по сравнению со скоростью света с, ј - объемная плотность тока. Закон Ома записан здесь с учетом преобразования полей между неподвижной и движущимися системами отсчета. Кроме того, в уравнениях Максвелла ток смещения принят равным нулю. Это возможно для медленных процессов В условиях высокопроводящей среды. Поскольку на самом деле нас интересует плазма, которая обладает слабыми диамагнитными свойствами, примем для дальнейших выкладок B=H в системе единиц CGSE.

Исключая электрическое поле, из первых двух уравнений с учетом закона Ома можно получить уравнение для магнитного поля:

$$\frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} - rot \left( \mathbf{V} \times \mathbf{H} \right) = \frac{c^2}{4\pi\sigma} \Delta \mathbf{H} ,$$

которое в случае бесконечно проводящей среды является первым из уравнений МГД:

$$\frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} = rot \left( \mathbf{V} \times \mathbf{H} \right),$$

дополняемое уравнением

$$div\mathbf{H}=0$$
.

Третьим уравнением МГД является уравнение непрерывности:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + div \left( \rho \mathbf{V} \right) = 0,$$

где  $\rho$  - плотность среды. Четвертое уравнение МГД - уравнение Эйлера, являющееся уравнением второго закона Ньютона для элемента объема жидкости:

$$\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + (\mathbf{V}\nabla)\mathbf{V} = -\frac{1}{\rho}\nabla P + \frac{\mathbf{f}}{\rho} = -\frac{1}{\rho}\nabla P + \frac{1}{c\rho}(\mathbf{j}\times\mathbf{H}) = -\frac{1}{\rho}\nabla P - \frac{1}{4\pi c\rho}(\mathbf{H}\times rot\mathbf{H}),$$

где *P* - давление в среде. Здесь объемная плотность сторонних сил **f** заменена силой Ампера.

Для получения замкнутой системы уравнений МГД идеальной плазмы необходимо добавить уравнение состояния (Т - температура жидкости):

$$P = P(\rho, T)$$

и уравнение сохранения энтропии *s*, выражающее адиабатичность движения в отсутствие диссипации:

$$\frac{\partial s}{\partial t} + \left(\mathbf{V}\nabla\right)s = 0$$

Важной особенностью движения высокопроводящей плазмы в магнитном поле, отмеченной Альвеном, является «вмороженность» магнитных силовых линий в вещество: любые две точки, находящиеся на одной силовой линии при движении жидкости, будут оставаться на ней и в дальнейшем. При этом величина *H*/*ρ* меняется в каждой точке пропорционально растяжению соответствующей линии (см. Рис. 1.1а, б). Если жидкость несжимаема, то пропорционально растяжению силовых линий меняется сама напряженность магнитного поля.



Рис. 1.1. Последствия движения силовых линий магнитного поля вмороженных в высокопроводящую среду

Рассмотрим условия для получения магнитогидродинамических волн. Обычно, под МГД волнами понимаются нормальные возмущения в однородной проводящей среде, находящейся в однородном постоянном магнитном поле *H*. Последнее означает, что МГД волны являются низкочастотными. Будем исходить из уравнений МГД для идеальной жидкости. В случае однородной среды волновые движения изэнтропичны (*s=const*). Тогда изменения  $\rho'$  плотности и давления *P'* оказываются связанными друг с другом равенством  $P' = V_s^2 \rho'$ , где  $V_s^2 = (\partial P / \partial \rho)_s$  - скорость звука в изучаемой среде. Это уравнение, устанавливающее соотношение между возмущениями давления и плотности, выполняет в данном случае роль уравнения состояния.

МГД волны будем получать, приняв возмущения параметров в них малыми по сравнению с их постоянными величинами. Проводя процесс линеаризации рассматриваемых уравнений, т.е. представляя величины, входящие в уравнения, как сумму невозмущенных и возмущенных величин, и пренебрегая при их подстановке величинами второго и более порядка малости, получим следующую систему линейных уравнений для возмущений магнитного поля **h**, скорости **v** и плотности среды  $\rho'$ . Решение этих уравнений ищется в виде плоских волн  $\exp i(kr - \omega t)$ . Тогда полученная система уравнений сведется к системе алгебраических уравнений:

$$-\omega \mathbf{h} = \left(\mathbf{k} \times (\mathbf{v} \times \mathbf{H})\right), \quad \omega \rho' = \rho \mathbf{k} \mathbf{v},$$
$$\omega \mathbf{v} + \frac{V_s^2}{\rho} \rho' \mathbf{k} = -\frac{1}{4\pi\rho} \left(\mathbf{H} \times (\mathbf{k} \times \mathbf{h})\right), \quad \mathbf{k} \mathbf{h} = 0$$

Выберем систему координат таким образом, чтобы волновой вектор **k** был направлен вдоль оси X (k=kx), а вектор магнитного поля лежал в плоскости XY под углом  $\alpha$  к оси X. Вводя фазовую скорость волны  $V_{ph} = \omega/k$  и учитывая, что компоненты невозмущенного магнитного поля  $Hx = H \cos \alpha$ ,  $H_y = H \sin \alpha$ , получаем систему уравнений для компонент возмущений, которая разбивается на две группы:

$$\begin{split} V_{ph}h_{z} &= -v_{z}H_{x}, \ V_{ph}v_{z} = -\frac{H_{x}}{4\pi\rho}h_{z}, \ h_{x} = 0, \ h_{y} = 0\\ V_{ph}h_{y} &= v_{x}H_{y} - v_{y}H_{x}, \ V_{ph}v_{y} = -\frac{H_{x}}{4\pi\rho}h_{y},\\ \left(V_{ph} - \frac{V_{s}^{2}}{V_{ph}}\right)v_{x} &= \frac{H_{y}}{4\pi\rho}h_{y}, \ \rho' = \frac{\rho v_{x}}{V_{ph}}v_{x}. \end{split}$$

Первая группа уравнений содержит только переменные  $h_z$ ,  $v_z$ , а вторая только  $h_y$ ,  $v_x$ ,  $v_y$ ,  $\rho'$ . Это означает, что возмущения этих двух групп переменных распространяются независимо друг от друга. Первая группа описывает т.н. альвеновские (А) волны и условием совместности уравнений является соотношение

$$V_{ph} = \frac{H_x}{\sqrt{4\pi\rho}} = V_A$$

где  $V_A$  - фазовая скорость альвеновской волны. Это необыкновенная нормальная волна, в которой испытывают колебания только  $h_z$  и  $v_z$ компоненты возмущений перпендикулярные к направлению распространения волны и к направлению невозмущенного магнитного поля (см. Рис 1.2а.). Именно эта особенность А волн является основной для отделения этого типа нормальных волн от других при интерпретации результатов регистрации МГЦ волн в космическом пространстве. Закон дисперсии A волн зависит от угла, волнового вектора к магнитному полю

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{4\pi\rho}} \mathbf{H} \mathbf{k}$$

Скоростью переноса энергии А волн является групповая скорость:

$$\frac{\partial \omega}{\partial k} = \frac{\mathbf{H}}{\sqrt{4\pi\rho}}$$

Интересно, что она не зависит от направления распространения волны и всегда направлена вдоль невозмущенного магнитного поля. Величину

$$V_a = \frac{H}{\sqrt{4\pi\rho}}$$

не следует путать со скоростью А волны: ее называют альвеновской скоростью.

Вторая группа уравнений описывает т.н. магнитозвуковые волны (см. Рис 2б.). Равенство нулю определителя этих уравнений в случае поиска нетривиального решения дает возможность найти выражение для фазовых скоростей магнитозвуковых волн:

$$V_{FMS,SMS}^{2} = \frac{1}{4} \left( \sqrt{v_{s}^{2} + \frac{H^{2}}{4\pi\rho} + \frac{2H_{x}V_{s}}{\sqrt{4\pi\rho}}} \pm \sqrt{v_{s}^{2} + \frac{H^{2}}{4\pi\rho} - \frac{2H_{x}V_{s}}{\sqrt{4\pi\rho}}} \right)^{2}$$

Эго означает, что получено еще два типа нормальных волн: знак «+» отвечает быстрой магнитозвуковой (FMS) волне с фазовой скоростью  $V_{FMS}$ , знак «-» отвечает медленной магнитозвуковой (SMS) волне с фазовой скоростью  $V_{SMS}$ .

Альвеновские, быстрые и медленные магнитозвуковые волны обладают рядом особенностей. Несложный анализ показывает, что перпендикулярно магнитному полю может распространяться только быстрая магнитозвуковая волна, имеющая в этом случае фазовую скорость  $V_{FMS} = \sqrt{V_S^2 + V_a^2}$ ,  $V_A = V_{SMS} = 0$ . При уменьшении угла  $\alpha$  до нуля  $V_{FMS}$  переходит в более быструю из двух волн - альвеновскую или звуковую волну, а  $V_{SMS}$  растет и переходит в более медленную из них. Таким образом при распространении вдоль магнитного поля мы имеем обычную звуковую волну и волну и волну неотличимую от альвеновской.



**Рис. 1.2.** Направления возмущений параметров в альвеновской волне (а), направления возмущений параметров в магнитозвуковых волнах (б)

В несжимаемой жидкости (формально это означает  $V_s \to \infty$ ) остается всего один тип волн - альвеновские с двумя независимыми направлениями поляризации. Для них

$$\mathbf{v} = -\frac{\mathbf{h}}{\sqrt{4\pi\rho}}$$

Таким образом поперечные смещения жидкости при наличии продольного магнитного поля распространяются как волны. Действительно, ввиду «вмороженности» силовых линий, поперечное смещение частиц жидкости приводит к их искривлению и тем самым к растяжению и сгущению. Возникающие при этом квазиупругие силы стремятся их выпрямить, что и приводит к появлению колебаний.

Отметим, что разбиение волн на нормальные волны достаточно условно и справедливо только для линейных возмущений малых, по сравнению со значениями равновесных величин. В случае нелинейного исследования линейная терминология не является вообще говоря адекватной для описания динамики нелинейных волн. Неоднозначность языка, интерпретации одних и тех же волновых явлений свидетельствует о том, что от рассматриваемых волновых приближений полезно возвращаться к исходным уравнениям - в данном случае к уравнениям МГД - это тем более необходимо для рассмотрения сильно-нелинейных волн. Метод численного компьютерного моделирования позволяет это сделать и реализовать моделирующую вычислительную МГД среду с выводом результата на экран компьютера [Бархатов и Беллюстин, 1996]. Подробнее особенности компьютерных программ для исследования волновых процессов в космической плазме будут рассмотрены в последующих параграфах. Здесь, заранее воспользовавшись результатом численного расчета, продемонстрируем процесс образования рассмотренных выше МГД воли в замагниченной плазме типа солнечного ветра ( $V_s \rightarrow 0$ ). На Рис. 1.36, в изображены последствия поперечной к однородному магнитному полю оттяжки силовых линий Рис. 1.3а. Рис. 1.36 показывает возмущение поперечной магнитной компоненты представленное двумя альвеновскими возмущениями распространяющимися с альвеновской скоростью вдоль и против однородного магнитного поля. Возникшие магнитозвуковые возмущения в отличие от альвеновского содержат колебания плотности: БМЗ возмущение изотропно переносится с альвеновской скоростью, а MM3 практически существует на месте задания поперечного магнитного возмущения, что видно из Рис. 1.3в полученного для возмущений плотности.



**Рис. 1.3.** Динамика МГД эволюции магнитного возмущения (а) поперечного к однородному магнитному полю, (б) - два альвеновских возмущения в поперечных магнитных компонентах, распространяющихся с альвеновской скоростью вдоль и против однородного магнитного поля, (в) - возмущения плотности в изотропно переносимом БМЗ и практически неподвижном ММЗ возмущениях

## §2. ВОЗМОЖНОСТИ ДИСТАНЦИОННОЙ ВОЛНОВОЙ ДИАГНОСТИКИ КОСМИЧЕСКОЙ СРЕДЫ

МГД волны, приходящие на землю из космического пространства, называются геомагнитными пульсациями. Они несут информацию о параметрах своего источника и пространства, через которое они достигли точки регистрации. Поэтому геомагнитные пульсации годятся для практического использования ИХ как инструмента, позволяющего наземный мониторинг параметров осуществить окружающего космического пространства. Наиболее ценными с этой точки зрения пульсациями, являются электромагнитные колебания квазисинусоидальных форм в диапазоне периодов 0.2<T<600 с. В соответствие с принятой классификацией они подразделяются на пять типов: Pc1 (0.2÷5 c) или «жемчужины», Pc2 (5÷10 c), Pc3 (10÷45 c), Pc4 (45÷150 c), Pc5 (150÷600 c). Амплитуды пульсаций растут с увеличением периодов от долей нТл до сотен нТл [Пудовкин и др., 1976].

К настоящему времени сформировалось мнение, что геомагнитные пульсации - следствие МГД волн, образующихся в результате волновой неустойчивости в ионосфере, радиационных поясах, магнитопаузе, геомагнитном хвосте и наконец в межпланетном пространстве, т.е. они имеют внутримагнитосферное и внемагнитосферное происхождение. Геомагнитная структура околоземного пространства и ее колебания представлены на Рис. 2.1. Остановимся на обзоре источников МГД волн: сначала внутри, а затем внемагнитосферных.



**Рис. 2.1.** Схематическое представление магнитозвуковых полоидальных колебаний (а), тороидальные (б), твистовые (в) и гофрированные (г) альвеновские колебания магнитосферы

Квазисинусоидальный характер режима пульсаций указывает на резонансные механизмы их генерации. Действительно, в окрестностях МГД резонатор, Земли имеет место естественный образованный магнитосферными границами магнитопаузой, плазмопаузой И ионосферой. Этому резонатору два отвечают типа резонансов: магнитозвуковой или полоидальный, определяемый объемными размерами резонатора, и альвеновский или тороидальный, связанный со стоячими альвеновскими волнами вдоль геомагнитных силовых линий (см. также ниже), т.е. определяемый длиной силовой линий. В соответствии с изотропностью магнитозвукового резонанса период колебаний пульсаций определяется объемными размерами резонатора (Рис. 2.1) и не зависит от геомагнитной широты наблюдения, что наблюдается у колебаний типа Pc2,3. Альвеновские резонансы имеют отношение к колебаниям Pc4,5, у которых выражена зависимость периода от широты наблюдения и высокая корреляция в магнитосопряженных точках. Три возможных типа альвеновских колебаний магнитосферы изображены на Puc. 2.1. Это - тороидальные и гофрированные, связанные с колебаниями тонких магнитных оболочек, и твистовые колебания магнитных силовых трубок.

Что является источником возбуждения магнитосферных резонансов? Это прежде всего неустойчивость границы магнитосферы - магнитопаузы. На магнитопаузе как тангенциальном разрыве, разделяющем обтекающий неподвижную магнитосферу солнечный ветер и саму магнитосферу, возникает неустойчивость типа Кельвин-Гельмгольца для поверхностных МГД волн. Это происходит подобно волнам на поверхности воды. Другим важным источником МГД волн является горячая плазма в радиационных поясах. Эта плазма попадает в магнитосферу во время магнитных бурь из геомагнитного хвоста, который все время заполнен частицами солнечного ветра. Энергии потоков горячих протонов в экваториальных областях радиационного пояса достаточно для возбуждения МГД волн. Наиболее эффективно обмен энергией между волнами и частицами происходит при выполнении условия резонанса:

$$\omega = s\omega_{B\alpha} + kV_z,$$

где  $V_z$  - проекция скорости частицы на внешнее магнитное поле. Значение s=0 отвечает условию черенковского излучения для частицы имеющей скорость  $V_z$ , если s>0, то это нормальный и если s<0, то аномальный эффект Доплера для осциллятора с частотой  $s\omega_{B\alpha}$ .

Возможным источником МГД волн является также неустойчивость Кельвин-Гельмгольца на границе плотной внутренней части магнитосферы - плазмосфере, которая называется плазмопаузой. Дело в том, что плазмосфера вращается вместе с Землей относительно внешней части магнитосферы и плазмопауза представляет собой тоже тангенциальный разрыв.

Внемагнитосферные источники геомагнитных пульсаций также существенны. Как выясняется, они могут быть причиной не только возбуждения магнитосферных резонансов, но и являться непосредственным источником геомагнитных пульсаций на земной поверхности. Генерация МГД волн в солнечном ветре возможна по многим причинам, на которых мы остановимся ниже. Ввиду того что скорость солнечного ветра заметно выше скорости МГД волн, они всегда будут сноситься по потоку и при удачном расположении места генерации, могут прижаться к земной ударной волне, проникнуть через нее, турбулентную переходную область за ударной волной и попасть в магнитосферу [Бархатов, 1982].

Межпланетная среда или солнечный ветер имеет достаточно сложную структуру, обусловленную неоднородным характером окрестностей Солнца. Это прежде всего пространственное распределение магнитных полей на Солнце, которое представляет собой неоднородную смесь открытых и замкнутых магнитных структур. Оно является источником МГД волн, т.к. непрерывно возбуждаются фотосферные движения. Та часть МГД волн, которая проникла через неоднородную атмосферу Солнца, может обнаруживаться в солнечном ветре на больших расстояниях. Источниками МГД волн являются также неустойчивые тангенциальные границы высокоскоростных потоков плазмы образующихся в солнечном ветре благодаря вспышечному выбросу.

Источником МГД волн в солнечном ветре непосредственно около Земли является направленный против солнечного ветра поток энергичных протонов в окрестностях ударной волны. Характеристики самого потока определяются событиями вблизи ударной волны или в переходной области, которые в свою очередь обусловлены параметрами солнечного ветра (скоростью и концентрацией частиц) и ММП (его величиной и

ориентацией). Дело в том, что ускорение протонов обеспечивается статистическим механизмом Ферми, эффективно зависящим от степени турбулентности, возникающей при обтекании магнитосферы солнечным ветром. Переходная область и как турбулентная среда сама может быть источником квазисинусоидальных низкочастотных сигналов в диапазоне пульсаций.

## §3. ПРОБЛЕМЫ ДОСТОВЕРНОСТИ И СТАБИЛЬНОСТИ ЧИСЛЕННЫХ РЕШЕНИЙ МГД СИСТЕМЫ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ УРАВНЕНИЙ, ОПИСЫВАЮЩИХ ВОЛНОВЫЕ ПРОЦЕССЫ В КОСМИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЕ

Нелинейные режимы распространения магнитогидродинамических волн плохо поддаются аналитическим методам анализа, поэтому для описания их целесообразно эволюции использовать средства компьютерного моделирования [Бархатов и др., 2000] наряду с аналитическими оценками. Для этой цели ΜЫ будем использовать специально созданные компьютерные программы, реализующие МГД-уравнения в одномерном и двумерном приближениях и позволяющие проводить вычислительные эксперименты в диалоговом режиме.

Отметим некоторые особенности выполненных численных экспериментов по пространственно-временному МГД-моделированию волновых процессов в солнечном ветре. Численное решение системы уравнений проводится методом конечных разностей с постоянным шагом интегрирования по времени (метод Эйлера), при этом производные изучаемых величин представляются на основе вычисления центральных разностей.

Использование такой простейшей схемы тем не менее позволяет добиваться контролируемого перехода к случаю непрерывной среды путем

измельчения пространственной сетки и временного шага. Надежность счета гарантируется тем, что если при контрольном уменьшении временного и пространственного шагов интегрирования результат вычислений остается стабильным, то заявляется, что он соответствует пределу непрерывного времени. Этот эмпирический принцип обосновывает достоверность счета. Устойчивость полученных решений по отношению к изменениям параметров уравнений проверялась на предмет отсутствия качественного изменения решений при малом изменении параметров.

Численные эксперименты выполняются в одномерной и двумерной системах координат. Для изучения волновой эволюции в солнечном ветре в качестве оси, вдоль которой выполняется сравнение с наблюдениями, принимается ось ОХ солнечно-эклиптической системы координат. В ней ось ОХ направлена от Земли к Солнцу и ось ОХ перпендикулярна плоскости эклиптики. В соответствии с этим в расчетах принималось, что плотность и компоненты скорости и магнитного поля являются только функциями времени и координаты Х. При экспериментах в магнитосфере такая ось обычно направлялась вдоль геомагнитного поля. Двумерное моделирование позволяет более адекватно реальной ситуации описывать эволюцию структур. Действительно, реальные рассматриваемых возмущения компонент скорости, магнитного поля, плотности и температуры плазмы изменяются не только вдоль оси ОХ, но и в ортогональных ей направлениях и более точным является многомерный подход. Однако для наших задач экспериментальным материалом обычно являются наблюдения, главным образом вдоль одного направления, и данные о пространственной неоднородности изучаемых структур весьма ограничены. Поэтому выполняемые двумерные расчеты обладают в основном фундаментальной ценностью.

Численные эксперименты по моделированию изучаемых волновых динамик проводятся на конечной расчетной области с периодическими граничными условиями

$$\rho(0) = \rho(L), V_i(0) = V_i(L), B_i(0) = B_i(L); i = x, y, z$$

или с условиями, позволяющими выполнить отражение возмущений от ее границ. Периодические граничные условия обеспечивают приближение бесконечного пространства: возмущения, уходя за правую или левую границу расчетной области, появляются затем с противоположной стороны. Такая возможность используется для расчетов на протяженных трассах и исключает эффекты отражения волн от границ в возникающем при этом безграничном пространстве.

В программе предусмотрена возможность вычленения любой области решения и использования ее в качестве начальных условий для других экспериментов с такими же параметрами среды. Это позволяет исследовать взаимодействие различных процессов, например, волн, полученных в результате численного моделирования. Кроме того, такая возможность исключает многократное взаимодействие возмущений после прохождения границ изучаемого пространства. Вырезка сформированного возмущения того или другого типа и перемещение его в среду с теми же начальными параметрами позволяет изучать дальнейшее рассмотрение его эволюции как отдельного объекта.

В работах, отмеченных выше, показано, что начальные условия МГД процесса удобно задавать в виде пространственно локализованного возмущения, возникшего по внешней причине и не согласованного с собственными волнами среды. Начальные условия процесса в программе задаются в виде возмущений компонент скорости и плотности плазмы и компонент магнитного поля на фоне однородной модельной среды таким образом, что эти возмущения имитируют уединенный импульс. За достаточное время наблюдения возмущение разделится на собственные

волны, бегущие с различными скоростями. Интерфейс созданной компьютерной программы позволяет вычленить такую собственную волну и использовать ее в качестве начальных условий для других экспериментов с такими же параметрами среды. Таким образом, можно методами вычислительного эксперимента исследовать взаимодействие и рассеяние магнитосферных МГД-волн, которое оказывается наиболее интересным при распространении волн под углом к направлению геомагнитного поля [Бархатов и др., 2000]. Пример такой волновой динамики, инициированной возмущением поперечного магнитного поля гауссовой формы, показан на рисунке 3.1а.



**Рис. 3.1** – Распад начального пространственно локализованного возмущения на МГДволны (а) и искажения на хвосте распространяющегося волнового импульса, обусловленные дискретностью времени (б) и дискретностью пространственной переменной (в)

В последнее время широкое распространение получили численные методики решения сложных нелинейных задач, поэтому естественно возникает вопрос об их адекватности аналитическим решениям. Нередко полагают, что континуальные (непрерывные) уравнения рассматриваемого типа более точны, чем рекурсивный вычислительный алгоритм, возникающий в результате их дискретизации. Доминирование взглядов, что дискретная модель отличается от континуальной только «ошибками численного счета», сложилось в докомпьютерную эпоху и, несомненно, будет пересматриваться в ближайшие десятилетия. По поводу устойчивых и неустойчивых разностных схем можно достаточно четко говорить только тогда, когда решение континуальной системы устойчиво [Самарский, 1977]. Для неустойчивых решений такое понятие пропадает, a случай гиперболического волнового промежуточным. уравнения является Диссипативные процессы, обеспечивающие затухание волн, могут несколько исправить положение, поэтому искусственная диссипация (например, вязкость) нередко искусственно вводится в уравнение для обеспечения устойчивости разностной схемы. В противном случае пришлось бы брать столь мелкие параметры дискретизации, что вычислительное время становится неприемлемым.

В действительности же континуальная модель в виде нелинейного дифференциального уравнения существенно более внутренне противоречива, чем дискретный рекурсивный алгоритм. Это обусловлено актуализацией бесконечности в континуальной модели и подтверждается большим числом парадоксов, связанных с применением нелинейных дифференциальных уравнений в качестве математических моделей природных процессов.

Необходимо коротко сказать и о влиянии конечной точности вычислений из-за ошибок округления. При программировании переменной числом с плавающей точкой такие ошибки очень невелики на каждом шаге,

достаточно принципиальны из-за того, что округление чисел HO при арифметических операциях является нелинейной функцией, т.е. если дискретизация пространства и времени еще оставляет класс линейных задач, то неизбежная в вычислительной системе дискретизация самой переменной уже делает все задачи нелинейными. Попытки уменьшить ошибки других типов за счет уменьшения временного шага  $\Delta t$  при фиксированном интервале наблюдения за процессом Т ведут к росту числа итерации и, соответственно, к росту нелинейных ошибок округления. Таким образом, неограниченное измельчение временной сетки становится не только неразумно дорогим в плане использования вычислительных ресурсов, но и начнет на каком-то этапе ухудшать результат вычислений. Подробное исследование отмеченных вопросов требует дополнительных исследований, выходящих за рамки настоящего пособия, однако приведенные здесь соображения позволили нам выбирать параметры дискретности пространства-времени при интегрировании системы МГДуравнений должным образом.

В связи с этими проблемами для выбора оптимальных значений параметров дискретизации системы – шага временного интегрирования  $\Delta t$ масштаба пространственной сетки  $\Delta l$  — важно было И провести исследование, как зависит расхождение дискретной и континуальной моделей от этих параметров. Для распространяющихся волновых процессов особенно существенно, что отношение параметров дискретизации задает скорость  $c = \frac{\Delta l}{\Delta t}$ , которую теперь надо сравнивать характерную С физическими скоростями распространяющихся волн. Скорость с играет роль предельной скорости распространения сигнала в дискретной среде, аналогичную скорости света в физическом вакууме. Косвенно это свидетельствует в пользу того, что появление физической константы скорости света тоже является результатом дискретизации пространства-

времени. Скорость любой волны  $\upsilon$  должна быть меньше c, что накладывает условия на параметры дискретизации. Кроме того, анализ простейшей модели линейного волнового уравнения показывает, что сильные резонансные эффекты могут возникать не только при  $\upsilon \approx c$ , но и при кратных резонансах  $\upsilon \approx \frac{c}{2}$ ,  $\upsilon \approx \frac{c}{3}$ ,  $\upsilon \approx \frac{2c}{3}$  и т.д. Вообще говоря, влияние дискретности пространства-времени на распространение волны критически зависит от относительной соизмеримости отношения  $\frac{\upsilon}{c}$ . При численном счете это отношение является рациональным числом, представимым несократимой дробью  $\frac{\upsilon}{c} = \frac{m}{n}$ , и чем больше целое число n, тем меньше искажения формы волны при распространении в дискретном пространстве. При учете кинематической вязкости ситуация становится качественно более сложной.

На рисунке 3.16 показаны искажения передвигающего импульса гауссовой формы, обусловленные временной дискретностью – быстрее других нарастает пространственная гармоника с периодом 4 *Δl* . Инкремент задача – выбирать пропорционален  $\Delta t$ , И наша шаг временного интегрирования таким образом, чтобы на рассматриваемом временном интервале наблюдения Т нарастающий шум был по амплитуде мал по сравнению с интересующими нас деталями формы исследуемого волнового импульса. На рисунке 3.1в показан другой, более важный пример искажения волнового импульса, обусловленный недостаточно малым масштабом дискретизации пространства, что приводит более к крупномасштабным осцилляциям в задней части распространяющегося импульса. Они могут быть приняты за реально обнаруженные эффекты. Это обстоятельство особенно существенно в нелинейных задачах, где укручение фронта распространяющейся волны может сделать выбранную пространственную сетку недостаточно мелкой, что и будет приводить к колебаниям в области за фронтом. Отметим, что попытки подгонять

масштаб пространственной дискретизации под конкретное волновое решение только удаляет от понимания проблемы. В результате процесс становится неконтролируемым и отделить реально наблюдаемые эффекты от вычислительных артефактов становится невозможно. Используемая в настоящей работе равномерная пространственная сетка и прямая схема интегрирования по времени с равномерным шагом этих недостатков не имеют, поскольку базируются просто на определении производной. Она позволяет делать оценки для рассогласования результатов дискретной и непрерывной моделей и выбирать оптимальные значения параметров дискретизации системы.

Система рассматриваемых уравнений была реализована в виде программы и использовалась для численного моделирования динамики МГД-процессов. Именно численное моделирование позволило увидеть процесс образования значительных возмущений плотности и привело к необходимости адекватной аналитической оценки обнаруженных эффектов. В свою очередь, соответствие результатов численных расчетов аналитическим будет свидетельствовать о достоверности всей полученной ниже пространственно-временной динамики геомагнитных возмущений. Проведем последовательное разложение решения системы по малому параметру. Будем предполагать, что к нулевому приближению относятся внешнее магнитное поле **B**<sub>0</sub> и плотность плазмы  $\rho_0$ , а начальное возмущение поперечного магнитного поля имеет только компоненту:

$$B_x = b \exp\left(-\frac{z^2}{a^2}\right).$$

Поскольку  $b \ll B_0$ , малым параметром задачи будем считать  $\epsilon = b / B_0 \ll 1$  –относительное возмущение магнитного поля в волне.

Ищем решение системы в виде:

$$B_x = \epsilon B_{1x} + \epsilon^2 B_{2x} + \dots,$$
  

$$V_x = \epsilon V_{1x} + \epsilon^2 V_{2x} + \dots,$$
  

$$V_z = \epsilon V_{1z} + \epsilon^2 V_{2z} + \dots,$$
  

$$\rho = \rho_0 + \epsilon \rho_1 + \epsilon^2 \rho_2 + \dots.$$

Приравнивая члены первого порядка малости, получим известную систему уравнений для двух независимых волн, альвеновской (быстрой) и ММЗ (медленной):

$$\frac{\partial B_{1x}}{\partial t} = B_0 \frac{\partial V_{1x}}{\partial z}, \quad \frac{\partial V_{1x}}{\partial t} = \frac{B_0}{4\pi\rho_0} \frac{\partial B_{1x}}{\partial z},$$
$$\frac{\partial V_{1z}}{\partial t} = -\frac{V_s^2}{\rho_0} \frac{\partial \rho_1}{\partial z}, \quad \frac{\partial \rho_1}{\partial t} = -\rho_0 \frac{\partial V_{1z}}{\partial z}.$$

Пусть в первом приближении есть только быстрая волна, которая возбуждается начальным возмущением  $B_x = b \exp\left(-\frac{z^2}{a^2}\right)$ , а звуковая волна отсутствует. Тогда решение системы уравнений для независимых альвеновской и ММЗ волн имеет вид двух симметрично разбегающихся альвеновских волн:

$$B_{1x}(z,t) = \frac{b}{2} \exp\left[-\frac{(z-V_{a}t)^{2}}{a^{2}}\right] + \frac{b}{2} \exp\left[-\frac{(z+V_{a}t)^{2}}{a^{2}}\right],$$

где  $V_a = B_0 / (4\pi \rho_0)$  – альвеновская скорость.

Во втором приближении возникает ММЗ волна ( $V_{1z}$ ,  $\rho_1 = 0$ ;  $V_{2z}$ ,  $\rho_2 \neq 0$ ) из-за квадратичных возмущений продольной компоненты скорости

в альвеновской волне. Приравнивая члены при второй степени *є*, получим систему уравнений второго приближения для медленной волны:

$$\frac{\partial V_{2z}}{\partial t} = -\frac{V_s^2}{\rho_0} \frac{\partial \rho_2}{\partial z} + \frac{B_{1x}}{4\pi\rho} \frac{\partial B_{1x}}{\partial z},$$
$$\frac{\partial \rho_2}{\partial t} = -\rho_0 \frac{\partial V_{2z}}{\partial z},$$

которую можно свести к одному уравнению для квадратичного возмущения плотности:

$$\frac{\partial^2 \rho_2}{\partial t^2} - V_{\rm s}^2 \frac{\partial^2 \rho_2}{\partial z^2} = \rho_0 \frac{V_{\rm a}^2}{B_0^2} \left[ \left( \frac{\partial B_{1x}}{\partial z} \right)^2 + B_x \frac{\partial^2 B_{1x}}{\partial z^2} \right].$$

Для внешнего возмущения в указанном виде и решения системы уравнений первого приближения решение последнего уравнения может быть найдено точно в виде комбинаций специальных функций. Отметим, что для качественных оценок и выводов удобнее использовать численное решение, которое является реально более точным. Также из последнего уравнения непосредственно видно, что для амплитуды относительных колебаний плотности в MM3 волне выполняется соотношение:

$$\frac{\rho_2}{\rho_0} \sim \left(\frac{V_a}{V_s}\right)^2 \left(\frac{b}{B_0}\right)^2.$$

Как и следовало ожидать, относительное изменение плотности  $\rho_2 / \rho_0$  в MM3 волне пропорционально квадрату относительного изменения магнитного поля  $\epsilon^2 = (b / B_0)^2$ . Поскольку  $\rho_2 / \rho_0$  пропорционально квадрату малого параметра  $\epsilon$ , в линейном приближении  $\rho_2$  игнорируется. Существенно, что  $\rho_2 / \rho_0$  пропорционально также параметру  $(V_a / V_s)^2$ ,

который не рассматривался здесь как параметр разложения, но в «почти холодной» космической плазме очень велик – настолько, что отношение  $\rho_2 / \rho_0$  может быть даже больше единицы. При этом ранее введенное разложение скорости на компоненты, строго говоря, теряет смысл.

Оценка  $\rho_2 / \rho_0$  полезна и для описания эффектов рассеяния быстрой волны в медленную на резких скачках плотности среды, и при отражении альвеновской волны от «жесткой стенки». Она показывает, что наряду с другими механизмами перераспределения плотности плазмы в области ионосферы (см., например, [Витинский, 1983]) существенную роль может играть формирование ММЗ при отражении мощной альвеновской магнитосферной волны. В этом можно убедиться, записывая точное решение уравнения для квадратичного возмущения плотности или проводя численное решение исходной системы нелинейных МГД уравнений.

Таким образом, видно, что небольшие по амплитуде колебания магнитного поля могут вызвать большие возмущения плотности в «почти холодной» плазме, в которой скорость звука существенно меньше альвеновской скорости. При этом ММЗ волна может оказаться существенно нелинейной.

## §4. МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННОЙ ДИНАМИКИ СТОЛКНОВЕНИЯ ИНТЕНСИВНЫХ АЛЬВЕНОВСКИХ ВОЛН В ПЛАЗМЕ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА

Подход к выполнению численных экспериментов начнем с представления МГД уравнений адаптированных для выполнения моделирования пространственно-временной динамики низкочастотных возмущений в космической плазме. Запишем исходную систему уравнений

в изотермическом приближении, которое наиболее часто используется при рассмотрении волновых явлений в проводящей вязкой среде:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} &= rot \left( \mathbf{V} \times \mathbf{B} \right) + \frac{c^2}{4\pi\sigma} \Delta \mathbf{B} ,\\ \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} &= -\left( \mathbf{V} \nabla \right) \mathbf{V} - \frac{V_s^2}{\rho_0} \nabla \rho_0 - \frac{1}{4\pi\rho_0} \left( \mathbf{B} \times rot \mathbf{B} \right) + \frac{\eta}{\rho_0} \Delta \mathbf{V} + \left( \zeta + \frac{1}{3} \eta \right) \frac{grad \ div \mathbf{V}}{\rho_0} ,\\ div \mathbf{B} &= 0 , \end{aligned}$$

 $\frac{\partial \rho_0}{\partial t} + div \rho_0 \mathbf{V} = 0,$ 

где **В** – магнитное поле, **V** – скорость потока,  $\rho_0$  - плотность среды,  $V_s$  - скорость звука,  $\eta$  и  $\varsigma$  – коэффициенты вязкости,  $\sigma$  – проводимость.

Непосредственное программирование решения данной системы уравнений будем выполнять в одномерной и двумерном приближении. Численное решение МГД уравнений в этих приближениях позволят нам, без ограничения общности, описать основные физические процессы происходящие при переносе и взаимодействии возмущений плотности и магнитного поля. Для этого представим полученные уравнения в форме для одномерного и двумерного численного моделирования в изотермической замагниченной плазме. При этом, система координат для одномерного приближения выбрана таким образом, что магнитное поле В, скорость V и плотность среды изменяются вдоль оси Z.

МГД уравнения для одномерной пространственно-временной динамики:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho \frac{\partial V_z}{\partial z} + V_z \frac{\partial \rho}{\partial z} = 0$$

$$\frac{\partial V_x}{\partial t} + V_z \frac{\partial V_x}{\partial z} - \frac{B_z}{4\pi\rho} \frac{\partial B_x}{\partial z} - \frac{\eta}{\rho} \frac{\partial^2 V_x}{\partial z^2} = 0$$

$$\frac{\partial V_z}{\partial t} + V_z \frac{\partial V_z}{\partial z} + \frac{B_x}{4\pi\rho} \frac{\partial B_x}{\partial z} + \frac{B_y}{4\pi\rho} \frac{\partial B_y}{\partial z} + \frac{V_s^2}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial z} - \frac{1}{\rho} (\zeta + \frac{4\eta}{3}) \frac{\partial^2 V_z}{\partial z^2} = 0$$

$$\frac{\partial V_{y}}{\partial t} + V_{z} \frac{\partial V_{y}}{\partial z} - \frac{B_{z}}{4\pi\rho} \frac{\partial B_{y}}{\partial z} - \frac{\eta}{\rho} \frac{\partial^{2}V_{y}}{\partial z^{2}} = 0$$

$$\frac{\partial B_{x}}{\partial t} - B_{z} \frac{\partial V_{x}}{\partial z} + V_{z} \frac{\partial B_{x}}{\partial z} + B_{x} \frac{\partial V_{z}}{\partial z} - \frac{c^{2}}{4\pi\sigma} \frac{\partial^{2}B_{x}}{\partial z^{2}} = 0$$

$$\frac{\partial B_{y}}{\partial t} + V_{z} \frac{\partial B_{y}}{\partial z} + B_{y} \frac{\partial V_{z}}{\partial z} - B_{z} \frac{\partial V_{y}}{\partial z} - \frac{c^{2}}{4\pi\sigma} \frac{\partial^{2}B_{y}}{\partial z^{2}} = 0$$

*МГД уравнения для двумерной пространственно-временной динамики:* 

$$\begin{split} \frac{\partial \rho}{\partial t} &+ \rho \frac{\partial V_x}{\partial x} + V_x \frac{\partial \rho}{\partial x} + \rho \frac{\partial V_y}{\partial y} + V_y \frac{\partial \rho}{\partial y} = 0 \\ \frac{\partial V_z}{\partial t} &+ V_x \frac{\partial V_z}{\partial x} - \frac{B_x}{4\pi\rho} \frac{\partial B_z}{\partial x} + V_y \frac{\partial V_z}{\partial y} - \frac{B_y}{4\pi\rho} \frac{\partial B_z}{\partial y} - \frac{\eta}{\rho} \frac{\partial^2 V_z}{\partial x^2} - \frac{\eta}{\rho} \frac{\partial^2 V_z}{\partial y^2} = 0 \\ \frac{\partial V_x}{\partial t} &+ V_x \frac{\partial V_x}{\partial x} + V_y \frac{\partial V_x}{\partial y} - \frac{B_y}{4\pi\rho} \frac{\partial B_x}{\partial y} + \frac{B_y}{4\pi\rho} \frac{\partial B_y}{\partial x} + \frac{B_z}{4\pi\rho} \frac{\partial B_z}{\partial x} - \frac{\eta}{\rho} \frac{\partial^2 V_x}{\partial y^2} - \frac{1}{\rho} (\zeta + \frac{\eta}{3}) \frac{\partial^2 V_y}{\partial x^2} - \frac{1}{\rho} (\zeta + \frac{\eta}{3}) \frac{\partial^2 V_y}{\partial x^2} + \frac{V_z^2}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial x} = 0 \\ \frac{\partial V_y}{\partial t} &+ V_x \frac{\partial V_y}{\partial x} + V_y \frac{\partial V_y}{\partial y} + \frac{B_z}{4\pi\rho} \frac{\partial B_z}{\partial y} + \frac{B_x}{4\pi\rho} \frac{\partial B_x}{\partial y} - \frac{B_x}{4\pi\rho} \frac{\partial B_y}{\partial x} - \frac{\eta}{\rho} \frac{\partial^2 V_y}{\partial x^2} - \frac{1}{\rho} (\zeta + \frac{\eta}{3}) \frac{\partial^2 V_y}{\partial y^2} + \frac{V_z^2}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial y} = 0 \\ \frac{\partial B_z}{\partial t} &- B_y \frac{\partial V_z}{\partial x \partial y} - \frac{1}{\rho} (\zeta + \frac{4\eta}{3}) \frac{\partial^2 V_y}{\partial y^2} - B_x \frac{\partial V_z}{\partial x} + V_x \frac{\partial B_z}{\partial x} + B_z \frac{\partial V_x}{\partial x} - V_z \frac{\partial B_x}{\partial x} - V_z \frac{\partial B_x}{\partial x} - V_z \frac{\partial B_y}{\partial y} - \frac{-\frac{c^2}{4\pi\sigma} \frac{\partial^2 B_z}{\partial x^2} - \frac{c^2}{4\pi\sigma} \frac{\partial^2 B_z}{\partial y^2} = 0 \\ \frac{\partial B_x}{\partial t} - V_x \frac{\partial B_y}{\partial y} + V_y \frac{\partial B_x}{\partial y} + B_x \frac{\partial V_y}{\partial y} - B_y \frac{\partial V_x}{\partial y} - \frac{c^2}{4\pi\sigma} \frac{\partial^2 B_x}{\partial x^2} - \frac{c^2}{4\pi\sigma} \frac{\partial^2 B_x}{\partial y^2} = 0 \\ \frac{\partial B_y}{\partial t} + V_x \frac{\partial B_y}{\partial x} - V_y \frac{\partial B_x}{\partial y} + B_x \frac{\partial V_y}{\partial y} - B_y \frac{\partial V_x}{\partial y} - \frac{c^2}{4\pi\sigma} \frac{\partial^2 B_x}{\partial x^2} - \frac{c^2}{4\pi\sigma} \frac{\partial^2 B_x}{\partial y^2} = 0 \\ \frac{\partial B_y}{\partial t} + V_x \frac{\partial B_y}{\partial x} - V_y \frac{\partial B_x}{\partial x} - B_x \frac{\partial V_y}{\partial x} + B_y \frac{\partial V_x}{\partial x} - \frac{c^2}{4\pi\sigma} \frac{\partial^2 B_x}{\partial x^2} - \frac{c^2}{4\pi\sigma} \frac{\partial^2 B_y}{\partial y^2} = 0 \\ \frac{\partial B_y}{\partial t} + V_x \frac{\partial B_y}{\partial x} - V_y \frac{\partial B_x}{\partial x} - B_x \frac{\partial V_y}{\partial x} + B_y \frac{\partial V_x}{\partial x} - \frac{c^2}{4\pi\sigma} \frac{\partial^2 B_y}{\partial x^2} - \frac{c^2}{4\pi\sigma} \frac{\partial^2 B_y}{\partial y^2} = 0 \\ \frac{\partial B_y}{\partial t} + V_x \frac{\partial B_y}{\partial x} - V_y \frac{\partial B_x}{\partial x} - B_x \frac{\partial V_y}{\partial x} + B_y \frac{\partial V_x}{\partial x} - \frac{c^2}{4\pi\sigma} \frac{\partial^2 B_y}{\partial x^2} - \frac{c^2}{4\pi\sigma} \frac{\partial^2 B_y}{\partial y^2} = 0 \\ \frac{\partial B_y}{\partial t} + V_x \frac{\partial B_y}{\partial x} - V_y \frac{\partial B_x}{\partial x} - B_x \frac{\partial V_y}{\partial x} + B_y \frac{\partial V_x}{\partial x} - \frac{c^2}{4\pi\sigma} \frac{\partial^2 B_y}{\partial x^2} - \frac{c^2}{4\pi\sigma} \frac{\partial^2 B_y}{\partial y^2} =$$

Параметры среды, включая скорость звука V<sub>s</sub>, выбираются для расчетов соответственно условиям в магнитосфере Земли. Используемая система МГД уравнений применима, когда среда движется как целое, либо за счет соударений между частицами для всех типов частиц (как уже отмечалось выше, система МГД-уравнений применима, если длина свободного пробега частиц сорта  $\alpha$  меньше всех характерных длин, встречающихся в задаче, а эффективные частоты столкновений  $v_{\alpha}$  больше всех характерных частот: частоты волны ( $v_{\alpha} \gg \omega$ ) и гирочастоты ( $v_{\alpha} \gg \omega_{\beta\alpha}$ )), либо за счет «вмороженности» всех типов заряженных частиц ( $\omega <<\omega_{B\alpha}$ ). По условиям внутримагнитосферной плазмы представленную систему можно применять при изучении низкочастотных волн ( $\omega$ ~0.1). Также в системе уравнений фигурируют два гидродинамических коэффициента вязкости  $\xi$ ,  $\eta$  и коэффициент электромагнитной вязкости  $\mu$ . В соответствии с уравнением divB=0, компонента магнитного поля B<sub>z</sub> в одномерном приближении является постоянной (B<sub>z</sub>=B<sub>0z</sub>=const).

Анализ динамики столкновения модельных импульсов. Ниже приведены результаты численного анализа и примеры динамической эволюции возмущений магнитного поля, скорости и концентрации плазмы при столкновении заданных альвеновских импульсов с  $V_x = \pm B_x / \sqrt{4}\pi\rho$ , бегущих против и вдоль оси *z*, т.е. вдоль постоянного магнитного поля [Бархатов, 1998].

Компоненты возмущений представлены функциями координаты *z*. Первая группа рисунков (рисунок 4.1 а-г) описывает процесс сближения и взаимодействия двух альвеновских импульсов одинакового пространственного масштаба и амплитуд, распространяющихся навстречу друг другу, вторая (рисунок 4.2 а-г) – процесс взаимодействия двух альвеновских импульсов разных масштабов. На рисунке 4.1а изображены

компоненты двух начальных альвеновских возмущений в солнечном ветре протяженностью <sup>2.10<sup>7</sup></sup> см. На рисунках 4.16,в показан процесс столкновения импульсов. Основным последствием столкновения является образование низкочастотной интенсивной БМЗ волны. Рисунок 4.1г демонстрирует расхождение импульсов после взаимодействия.



Рис. 4.1 – Эволюция компонент возмущений магнитного поля, скорости и концентрации плазмы в процессе сближения и взаимодействия двух импульсов масштаба альвеновских одинакового И амплитуд, распространяющихся навстречу друг другу (a), (t=0 сек) – компоненты двух альвеновских возмущений; (б), (t=5 сек), начальных (B), (t=7.5)сек) – столкновение импульсов и образование низкочастотной интенсивной сек) – расхождение БМЗ (г), (t=12.5)волны; импульсов после взаимодействия и возникновение нелинейных режимов, сопровождаемых трансформацией в магнитозвуковые волны

На этой серии рисунков можно видеть образование нелинейных режимов и связанного с ними укручения со временем зависимостей возмущений от координаты. При этом наблюдается формирование расходящихся альвеновских ударных волн, сопровождающееся перекачкой энергии вверх по частоте и вниз по пространственным масштабам [Cohen and Kulsrud,1974]. Этот механизм является одним из основных факторов, преобразующих магнитогидродинамические волны в солнечном ветре.

Диссипативные процессы, определяемые вязкостями  $\zeta$  и  $\eta$ , контролируют форму ударной волны [Бархатов и Беллюстин, 1996]. Численные расчеты демонстрируют трансформацию распространяющихся альвеновских возмущений в магнитозвуковые волны тех же масштабов: БМЗ волну, перемещающуюся с альвеновской скоростью синхронно с альвеновской волной и двух MM3 волн, медленно смещающихся в противоположных направлениях. Эти процессы особенно хорошо видны на тестовых рисунках (рисунок 4.2а,б), где столкновения импульсов отсутствуют. На рисунке 4.2а представлены компоненты двух начальных альвеновских возмущений разных масштабов с протяженностями  $2 \cdot 10^7$  см и 7.10<sup>6</sup> см. Помимо отмеченных выше особенностей динамики, на рисунке 4.26-г нетрудно увидеть увеличение характерного масштаба узкого импульса за счет размазывания, связанного с его двойным отражением внутри широкого импульса и высвечиванием энергии вдогонку за основной частью. Таким образом, распространение альвеновских возмущений дальнейшим укручением сопровождается фронтов и значительной магнитозвуковой возмущенностью.



Рис. 4.2 – Эволюция компонент возмущений магнитного поля, скорости и концентрации плазмы в процессе сближения и взаимодействия двух альвеновских импульсов разных масштабов: (a), (t=0 cek) – компоненты двух начальных альвеновских возмущений разной протяженности; (б), (t=5 cek), (в), (t=7,5 cek), (г), (t=12,5 cek) – динамика взаимодействия импульсов, уширение узкого импульса, нелинейные режимы, трансформация в магнитозвуковые возмущения

Таким образом, столкновение импульсов разных масштабов устраняет асимметрию заданных масштабов. Часть энергии узкого импульса остается вложенной в широкий импульс, что приводит к некоторому росту его амплитуды и уменьшению амплитуды узкого импульса, что следует из сопоставления, например, рисунка 4.2г с рисунками 4.3а,б, которые отвечают тестовой задаче распространения аналогичных импульсов без столкновения.



**Рис. 4.3** – Тестовая задача распространения широкого и узкого импульса без столкновений (t=12,5 сек)

Сравнение распределений параметров возмущений, представленных на рисунке 4.1г и рисунке 4.2г свидетельствует о резонансном характере взаимодействия импульсов одинаковых масштабов. Взаимодействие подобных возмущений порождает особенно интенсивные БМЗ волны. Таким образом, анализ полученной пространственно-временной динамики показывает существование эффективной генерации магнитозвуковых волн различных типов и масштабов. Для условий в солнечном ветре характерный масштаб БМЗ возмущенности, связанной с регулярной трансформацией, оценивается величиной 3.10<sup>6</sup> см.

Масштаб БМЗ возмущенности, связанной co столкновениями импульсов, определяется их параметрами. Для заданных импульсов он  $1,5.10^{7}$ см. Тогда частоты колебаний, которые могут быть равен космических аппаратах зарегистрированы на с учетом перехода в неподвижную (спутниковую) систему координат, соответственно равны: 3 Гц и 0,6 Гц (средняя скорость солнечного ветра ~  $5 \cdot 10^7 \ cm \cdot c^{-1}$ ). Благодаря наличию значительного уровня альвеновской возмущенности в солнечном
ветре весьма вероятны рассмотренные столкновения. Это означает, что изученная частичная трансформация альвеновских волн в магнитный звук может объяснить высокий процент магнитозвуковой возмущенности в солнечном ветре, несмотря на их сильное бесстолкновительное затухание. Этот вывод согласуется с результатами исследования [Бархатов и Беллюстин, 1983], где наличие значительной магнитозвуковой возмущенности объяснено следствием рассеяния альвеновских волн на неоднородностях солнечного ветра.

Выводы. На основе магнитогидродинамических представлений изучен нелинейный режим распространения МГД-волн и проанализирована пространственно-временная динамика столкновения интенсивных альвеновских волн в плазме солнечного ветра. В численных экспериментах рассмотрена трансформация альвеновских волн в магнитный звук и влияние масштабов соотношения заданных возмущений на результат ИХ взаимодействия. Полученная пространственно-временная динамика переноса заданных альвеновских волн демонстрирует образование нелинейных режимов, выражающееся в формировании альвеновских ударных волн с осциллирующими фронтами. Одновременно происходит перекачка энергии распространяющихся альвеновских возмущений в БМЗ волны.

масштабов Столкновение импульсов разных устраняет существовавшую до этого асимметрию масштабов и изменяет их амплитуды в пользу крупномасштабного по сравнению со случаями переноса импульсов без столкновения. Таким образом, моделирование отражения ОТ областей резкого подтверждает явления изменения параметров, которые чувствительны к пространственным масштабам взаимодействующих объектов. Взаимодействие сталкиваюшихся импульсов ведет также к генерации интенсивных БМЗ волн.

Полученные результаты являются иллюстрацией процесса взаимодействия интенсивных альвеновских волн, в изобилии присутствующих в солнечном ветре и поддерживающих в нем высокий уровень магнитозвуковой возмущенности.

#### §5. ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННАЯ ДИНАМИКА НЕПРОДОЛЬНОГО ПЕРЕНОСА МГД ВОЗМУЩЕНИЙ В ОКОЗЕМНОЙ ПЛАЗМЕ

Исследования низкочастотных магнитогидродинамических волн важны для понимания процессов в межпланетной среде, при этом некоторые принципиальные вопросы могут быть выяснены только на пути изучения сильно нелинейных МГД-волн различных типов. В данном параграфе применительно к плазме солнечного ветра численными методами исследуется нелинейная динамика поперечного МГД-возмущения, которое порождает типов, распространяющиеся волны всех под углом к межпланетному магнитному полю. Показано, что передний фронт убегающего вперёд быстрого магнитозвукового (МЗ) импульса формирует ударную волну, а задний фронт на стадии образования сильно растягивается. Исследована зависимость амплитуды медленной МЗ волны от отношения звуковой и альвеновской скоростей (V<sub>s</sub>/V<sub>A</sub><<1). Рассмотрено влияние сильной скорости сноса в плазме солнечного ветра на процессы нелинейной трансформации МГД-волн. Отмечено качественное различие нелинейных в динамике сильно альвеновских импульсов, распространяющихся строго продольно и под углом к внешнему магнитному полю.

Возможные причины высокого уровня магнитозвуковой турбулентности в солнечном ветре. В работе [Бархатов и Беллюстин, 1996] использована особая вычислительная среда для анализа распространения нелинейных волн вдоль внешнего магнитного поля – это

вырожденный случай, когда различие между альвеновской волной и БМЗ отсутствует и их скорости одинаковы. При этом показано, что «А-БМЗ» волна плавной гауссовой формы быстро превращается в ударную волну с осциллирующим передним фронтом – процесс формирования ударной волны сглаживается диссипативными вязкими процессами, которые в плазме солнечного ветра слабы. Целью является анализ пространственновременной динамики распространения сильно нелинейных волн под углом к внешнему магнитному полю: в проведенных численных расчётах угол *α* равен 45 градусам. В этом случае групповая скорость БМЗ волны:

$$\mathbf{V}_{gr}^{F}=\mathbf{V}_{A},$$

а групповая скорость альвеновской волны равна:

$$\mathbf{V}_{gr}^{A} = \mathbf{V}_{A} \cdot \cos \alpha$$
,

и она может быть существенно меньше скорости БМЗ. Здесь α – угол между направлением распространения и внешним магнитным полем Во.

Отметим, что разбиение волн на нормальные волны в нелинейном исследовании аналогично тому, как это делается в линейной магнитной гидродинамике – на альвеновские, БМЗ и ММЗ волны, становится достаточно условным. Однако если рассматриваются пространственно локализованные волновые пакеты, которые достаточно отчетливо разбегаются из-за разницы волновых скоростей, такое разбиение остается достаточно четким и осмысленным. Следует тем не менее помнить, что для случаев сильной нелинейности линейная терминология не является, вообще говоря, адекватной для описания динамики нелинейных волн.

*Непродольное распространение МГД-возмущений*. В этом разделе представлены результаты численного анализа динамической эволюции заданного поперечного МГД-возмущения гауссовой формы для случая его непродольного распространения. Моделирование пространственновременной динамики проводилось для средних параметров

невозмущенного солнечного ветра: плотности  $\rho_o = 2 \cdot 10^{-23} \ e \cdot cm^{-3}$ , межпланетного магнитного поля Bo=5 нTл, скорости движения плазмы  $V_o = 4 \cdot 10^7 \ cm \cdot c^{-1}$ . Как указывалось выше, в уравнения включены величины кинематической и магнитной вязкости. При выполнении анализа важно выполнение условия  $L(1 - \cos \alpha) >> a$ , где a – пространственный размер возмущения, L – путь, пройденный возмущением. Поскольку в солнечном ветре угол между ММП и волновыми векторами альвеновских возмущений невелик [Hollweg, 1974], то  $L\alpha^2 >> a$ . Конкретные вычисления эволюции проводились для угла  $\alpha = 45^o$  к внешнему магнитному полю Во, имеющему компоненты Ву и Вz.

Начальное возмущение Вх магнитного поля во всех случаях направлено в плоскости, перпендикулярной к Во, т.е. оно имеет квазиальвеновскую поляризацию. Таким образом, волновые вектора волн, образующихся в результате эволюции, направлены вдоль оси Z. Все одномерные рисунки содержат компоненты возмущений, представленные функциями координаты z. На представленных трехмерных рисунках показана эволюция возмущений со временем в некотором временном интервале. Ниже рассмотрено влияние степени нелинейности p = Bx / Bo заданного возмущения, величины звуковой скорости Vs, величины скорости сноса среды солнечного ветра Vo, принятой направленной вдоль оси Z, т.е. вдоль волновых векторов возмущений. В отдельном разделе сопоставлено влияние уровня диссипации и изменение пространственного и временного шага вычислений на устойчивость численного счета.

В качестве начального примера рассмотрена неподвижная Vo=0 холодная плазма Vs=0. В ней взято начальное линейное возмущение с p=0,3. Оно представлено на рисунке 5.1. Расчетная область вдоль оси Z. Вся ось z соответствует протяженности 2.10<sup>8</sup> см.



**Рис 5.1** – Начальное возмущение Вх магнитного поля квазиальвеновской поляризации (t=0 c)



**Рис. 5.2** – (а) Эволюция начального возмущения в условиях неподвижной и холодной плазмы для случая слабой нелинейности p=0,5 с выделением возмущения плотности и возмущения, распадающегося на альвеновский и БМЗ импульс (t=26 c); (б) БМЗ импульс после прохождения определенного пути отделился от альвеновского импульса (t=62 c)

Из рисунков 5.2а, б видно, что при эволюции начального возмущения происходит выделение отчетливо разделяющихся вследствие разности  $V_A(1-\cos\alpha)$  групповых скоростей альвеновского и БМЗ импульсов. БМЗ волна, появляющаяся из такого начального возмущения, и формирует импульс, который, пройдя определенный путь, полностью отделится от

альвеновского импульса. На приведённых рисунках масштабные факторы по Вх и Ву выбраны разные, для того чтобы удобнее можно было рассмотреть форму импульса. Нелинейная альвеновская волна содержит компоненты: Вх, Ву, Vx, Vy. БМЗ и ММЗ возмущение содержит компоненты: Ву,  $\rho_a$ , Vy, Vz.

В рассмотренном примере амплитуда БМЗ волны намного меньше альвеновской – она в линейном приближении вообще не рассматривается. Строго говоря, ММЗ волны в этом приближении нет: ее место занимает эволюционизирующее на месте возмущение плотности. На рисунке 5.3а показано выделение магнитозвуковой волны в возмущениях плотности. На рисунке 5.3б представлено разделение магнитозвукового возмущения плотности на быстрое и медленное.



**Рис. 5.3** – (а) Пространственно-временное представление процесса выделения магнитозвуковой волны в возмущениях плотности ( $\Delta t = 0-2$  с); (б) Разделение магнитозвукового возмущения плотности на быстрое и медленное ( $\Delta t = 42-44$  с)

Во втором примере эволюции нелинейность заданного возмущения принята сильной p=1,5. Скорость звука и скорость сноса по-прежнему равны нулю. На рисунках 5.4(а, б) видно, как убежавший вперед БМЗ быстро превращается в ударную волну с осцилляциями на переднем фронте. В то время как его передний фронт формирует ударную волну, задний фронт на

стадии образования определяется подпиткой энергии волны за счет сильного альвеновского возмущения.



**Рис. 5.4** – (а) Эволюция заданного возмущения в условиях неподвижной холодной плазмы для случая сильной нелинейности p=1.5. Превращение убежавшего вперед БМЗ в ударную волну с осцилляциями на переднем фронте (t=11,6 c); (б) Альвеновская волна не меняет своей формы (t=22,4 c)

Возникающая при этом альвеновская волна не меняет своей плавной формы и не укручает передний фронт – такой результат расчетов для высокого уровня нелинейности является принципиальным. Косые альвеновские волны вовсе не тяготеют к образованию ударных волн с осцилляциями в отличие от БМЗ волн. Действительно, согласно [Ахиезер, 1974], кинетическая, внутренняя и магнитная энергия среды по обе стороны альвеновского возмущения любой формы одинаковы, и поэтому не существует источника энергии, покрывающего диссипацию, связанную с поворотом вектора скорости и магнитных силовых линий. На рисунках 5.5а,б представлена пространственно-временная эволюция возмущений плотности в условиях сильной нелинейности заданного возмущения. Таким образом, полученные в [Бархатов и Беллюстин, 1996] результаты для продольного распространения МГД-возмущения надо относить к БМЗ составляющей. При продольном распространении альвеновские и БМЗ волны не различимы. Несмотря на то, что величина отношения альвеновской скорости к звуковой скорости велика в солнечном ветре, исследована зависимость амплитуды всех волн от скорости звука, т.е. следует сравнить рисунок 5.46 (Vs=0) с рисунком 5.5 ( $Vs = 0, 2 \cdot V_A$ ).



**Рис.** 5.5 – Пространственно-временная эволюция возмущений плотности в условиях сильной нелинейности заданного возмущения: (a) -  $\Delta t = 10-12$  c, (б) -  $\Delta t = 20-22$  c



**Рис.** 5.6 – Учет теплового движения ( $Vs \neq 0$ ) приводит к рассасыванию локально высоких значений плотности. Возникновение ММЗ не влияет на характер нелинейных ударных волн высоких скоростей: БМЗ и альвеновских волн (t=22,4 c)

Учет теплового движения (через не нулевую скорость звука) приводит к рассасыванию локальных высоких значений плотности за счет разбегания со ММЗ скоростью, что и подтверждено проведенными численными расчетами. Влияние параметра Vs/V<sub>A</sub><<1 на формирование ММЗ импульса носит сложный характер. С одной стороны, с уменьшением параметра уменьшается амплитуда возбуждаемой ММЗ волны, как и следует из линейного приближения. С другой стороны, растут локальные возмущения плотности, которые в холодной плазме не рассасываются. Поскольку тепловая скорость в плазме солнечного ветра меньше скорости других волн ( $Vs < 0, 2 \cdot V_A$ ), то ММЗ практически не влияет на характер нелинейных ударных волн высоких скоростей: БМЗ и альвеновских волн.

Аналогичные процессы нелинейной трансформации МГД волн исследованы и в условиях сильной скорости сноса  $Vo = 10 V_A$  плазмы солнечного ветра. Для этих расчетов вся ось z на рисунках представленной далее динамики соответствует  $4 \cdot 10^8$  см. На полученных при этих условиях рисунках (рисунок 5.7а,б) видно, что динамика формы волн для попутных и встречных потоку волн существенно различается, несмотря на то, что обе группы волн естественно (Vo<<V<sub>A</sub>) сносятся потоком солнечной плазмы.



Рис. 5.7. Разделение заданного импульса на возмущения, смещающиеся по потоку и против потока (t=2,4 c) (a); Различие в динамике формы волн для попутных и встречных потоку волн: альвеновские импульсы смещаются без искажений, как и в неподвижной среде, БМЗ импульсы формируют качественно отличные осциллирующие фронты. В движущейся плазме после прохода основного возмущения остаются более высокочастотные осцилляции (t=7,2 c) (б)

В то время как оба альвеновских импульса смещаются без искажений, как и в неподвижной среде, БМЗ импульсы формируют качественно отличные осциллирующие фронты. У более быстрого БМЗ импульса осцилляции фронта, содержащие значительные возмущения плазмы, оказываются прижаты к его переднему фронту, его расплывание затруднено – в результате имеем пространственную структуру передней части импульса. Расплывание заднего фронта медленного БМЗ импульса не ограничено гидродинамическим напором плазмы, и его осцилляции остаются в движущейся плазме после прохода основного возмущения. Подобные возмущения, в том числе с волновым последействием, часто регистрируются приемниками в межпланетном пространстве [Tu et al., 1990]. Имея магнитозвуковую природу, они могут поддерживать значительный уровень магнитозвуковой возмущенности в солнечном ветре.

*Выводы.* Основные результаты проведённого исследования сводятся к следующему.

1. Характер продольного и непродольного распространения сильных квазиальвеновских возмущений качественно различается. При продольном распространении свойства такой волны совпадают с БМЗ волной: происходит образование ударной волны с осциллирующим фронтом. При непродольном распространении на достаточно большой дистанции (при  $L\alpha^2 >> a$ ) происходит разделение на альвеновский импульс и БМЗ волну. Сильно нелинейный альвеновский импульс распространяется в среде без изменения формы, а сильная БМЗ волна формирует ударную волну.

2. Влияние отношения скорости звука к альвеновской (параметра Vs/V<sub>A</sub><<1) на процесс формирования MM3 импульса из поперечного возмущения магнитного поля носит двоякий характер: с уменьшением параметра уменьшается начальная амплитуда возбуждаемой MM3 волны, но затем растут локальные возмущения плотности из-за отсутствия расплывания в холодной плазме.

3. Проведённые численные расчёты показали, что большая скорость сноса плазмы солнечного ветра влияет на динамику сильно нелинейных волн при непродольном распространении. Альвеновские импульсы остаются слабо чувствительными к сносу среды, в то время как у БМЗ импульсы различных направлений формируют качественно различные осциллирующие фронты. У быстрого БМЗ импульса (распространяющегося «по течению») осцилляции переднего фронта, содержащие значительные возмущения, оказываются прижаты к телу импульса, а за задним фронтом медленного БМЗ импульса остаются осцилляции, которые могут поддерживать значительный уровень магнитозвуковой возмущенности в солнечном ветре.

### §6. ТРАНСФОРМАЦИЯ МАГНИТОСФЕРНЫХ МГД ВОЗМУЩЕНИЙ ПРИ ОТРАЖЕНИИ ОТ МАГНИТОСОПРЯЖЕННЫХ ОБЛАСТЕЙ ИОНОСФЕРЫ

В данном параграфе представлено численное и аналитическое исследование магнитогидродинамических явлений В рамках одномерной модели магнитосферы, ограниченной сопряженными отражающими поверхностями. Рассмотрена специфика нелинейной трансформации альвеновской волны в медленную магнитозвуковую при распространении магнитного поля В. Подробно проанализированы эффекты, ВДОЛЬ происходящие при отражении альвеновской нелинейной магнитосферной волны от магнитосопряженных областей ионосферы. Показано, что в случае нелинейной альвеновской волны и низкой температуры плазмы эффект сводится к выметанию плазмы из областей вблизи отражающих границ [Бархатов и др., 2000].

Численные результаты, демонстрирующие динамику возникновения медленного магнитного звука и выметание плазмы при отражении мощной альвеновской волны от ионосферы, качественно согласуются с аналитическими оценками. В холодной плазме эффект выметания становится значительным и требует численного исследования, даже если исходная альвеновская волна является линейной. В связи с этим выявлена ключевая роль отношения альвеновской скорости к скорости звука для величины возникающего возмущения плотности.

Компьютерное моделирование нелинейных волн, распространяющихся вдоль геомагнитной линии. Ниже представлены результаты численного анализа эволюции поперечного МГД-возмущения гауссовой формы, возникшего в окрестности геомагнитного экватора. Рассмотрено влияние изменения пространственного и временного шага вычислений на устойчивость численного счета. Начальное возмущение Вх магнитного всех рассматриваемых случаях поля BO направлено перпендикулярно к геомагнитной линии **B**<sub>0</sub>, т.е. имеет квазиальвеновскую поляризацию. Таким образом, волновые векторы волн, образующихся в результате эволюции, направлены вдоль оси z. Все приведенные рисунки

представляют зависимости компоненты возмущения от координаты z. На представленных трехмерных рисунках показана эволюция возмущений со временем в некотором временном интервале. Численный эксперимент по изучаемой волновой предполагает моделированию динамики использование соответствующих граничных условий на концах геомагнитной силовой линии, т.е. в магнитосопряженных точках. Принято, что магнитосопряженные точки находятся в областях с бесконечной проводимостью. Пренебрегая атмосферным зазором, можно считать ионосферу также и «жесткой стенкой». В результате граничные условия запишутся в виде:

$$V_x = 0, \quad \frac{\partial \rho}{\partial z} = 0, \quad \frac{\partial V_z}{\partial z} = 0, \quad \frac{\partial B_x}{\partial z} = 0.$$

Далее рассмотрено влияние величины отношения альвеновской и звуковой скоростей g=Va/Vs и степени нелинейности p=Bx/B<sub>0</sub> заданного возмущения на процесс трансформации альвеновской волны в ММЗ волну при ee распространении между магнитосопряженными областями ионосферы и при отражении от последних. Расстояние между точками отражения вдоль силовой линии, отвечающей магнитной оболочке с L=5, равно 8·10<sup>9</sup> см. В численных расчетах именно этому расстоянию отвечает на рисунках вся ось z. Для средних параметров среды время переноса альвеновского возмущения вдоль силовой линии между магнитосопряженными областями ионосферы порядка 80 с.

Первый численный анализ касается изучения зависимости амплитуды возникающего MM3 возмущения от параметра g в условиях слабой нелинейности (p=0,2) заданного начального возмущения гауссовой формы (рисунок 6.1a). На рисунке 6.16 представлена начальная пространственновременная динамика трансформации заданного возмущения поперечной

компоненты магнитного поля для g=5 на временном интервале  $\Delta t = 0-10$  с. На рисунке 6.2a,б отражена начальная пространственно-временная динамика трансформации того же возмущения, что и на рисунке 6.1, в возмущениях продольной компоненты скорости и плотности среды.



**Рис. 6.1.** Начальное возмущение гауссовой формы (а) и начальная пространственновременная динамика трансформации заданного возмущения поперечной компоненты магнитного поля (б)



**Рис. 6.2.** Начальная пространственно-временная динамика трансформации заданного возмущения поперечной компоненты магнитного поля в возмущениях продольной компоненты скорости (а) и плотности среды (б), отражающая выделение MM3 и быстрой альвеновской волн. Параметры возмущения те же, что и на рисунке 6.1

Видно, что при эволюции начального возмущения происходит выделение MM3 и быстрой альвеновской волны. Сопоставление рис. 6.3a,6, полученных в более позднее время соответственно для g=5 и g=15, свидетельствует о значительном росте амплитуд MM3 волн с уменьшением температуры магнитосферной плазмы. Полученный эффект, естественно, оказался не столь сильным по сравнению с аналитической оценкой.

Неполное совпадение численных расчетов с аналитическими обусловлено наличием множителя, зависящего от конкретной (в данном случае гауссовой) формы заданного импульса.

Второй численный анализ посвящен изучению зависимости амплитуды возникающего MM3 возмущения от параметра нелинейности р условиях достаточно большой скорости звука (g=5). При этом В сопоставляются результаты расчетов при p=0,2 (см. рисунок 6.3a) и при p=0,4 (см. рисунок 6.4a) для одного момента времени. Нетрудно видеть, что численные расчеты подтверждают аналитические оценки, т.е. сильную зависимость амплитуды MM3 волны от квадрата параметра нелинейности. На рисунке 6.46 показана дальнейшая эволюция начального возмущения, MM3 развалившегося на быстрое альвеновское И возмущения. Альвеновское возмущение здесь уже отразилось от ионосферы, что привело к выметанию ионосферной плазмы (возникла новая ММЗ волна). Эволюция рассматриваемых волн приводит к образованию у них структурированного переднего ударного фронта и к осцилляциям на заднем краю возмущений. Эти явления отмечены в результате численного анализа независимого распространения альвеновской (быстрой) и ММЗ волн и представлены на рисунках 6.5а,б.

Третья группа численных расчетов проведена для исследования трансформации быстрого MM3 возмущения в одной из магнитосопряженных областей ионосферы, т.е. при столкновении с жесткой стенкой, в условиях средней величины параметра нелинейности (p=0,4) и значительной скорости звука (g=4).



**Рис. 6.3** – Значительный рост амплитуд ММЗ волн с уменьшением температуры магнитосферной плазмы отражен сопоставлением результатов расчетов при g=5 в момент времени t=14 с (а) и при g=15 в момент времени t=33 с (б). Через «БА» обозначена быстрая волна, включающая БМЗ и альвеновскую волны



Рис. 6.4 – Возникновение ММЗ волны в условиях достаточно большой скорости звука (g=5) и умеренной нелинейности p=0,4 для t=14 с (a). Дальнейшая эволюция (t=35 c) начального возмущения, развалившегося на быстрое альвеновское и ММЗ (б). Видно выметание плазмы из окрестностей ионосферы (возникновение новой ММЗ волны) вследствие отражения альвеновской волны



**Рис. 6.5** – Образование структурированных передних ударных фронтов и осцилляций на заднем фронте возмущений. Независимый расчет распространения быстрой (а) и ММЗ волн (б) соответственно для t=40 и 69 с



**Рис. 6.6** – Формирование отходящей от ионосферы ММЗ волны с резким передним фронтом и осцилляциями на заднем фронте как следствие столкновения быстрой волны с ионосферой в условиях умеренной нелинейности (p=0,4) и значительной скорости звука (g=4) для момента времени t=50 с

Предварительно выделенная быстрая волна отражается от ионосферы, выметает вблизи нее плазму и уходит в сторону магнитосопряженной точки. MM3 волна, существующая вначале как возмущение плазмы вблизи ионосферы, затем, ввиду значительной скорости звука, трансформируется в отходящую волну с резким передним фронтом и осцилляциями на заднем фронте. Этот случай представлен рисунок 6.6. Здесь БМЗ возмущение уже почти достигло магнитосопряженной (левой) области, в то время как ММЗ возмущение только отошло от правой. В условиях значительной нелинейности (p=0,7) и при g=4 становится заметной характерная эволюция быстрой волны, падающей на ионосферу. На рисунках 6.7а,б приведены результаты расчета для этой волны до и после столкновения. Легко видеть осцилляцию заднего склона альвеновского возмущения, возникшую в результате модуляции его структурой переднего фронта в процессе отражения.



**Рис. 6.7** – Эволюция быстрой волны, падающей на ионосферу, в условиях значительной нелинейности (p=0,7) и при g=4. Приведены результаты расчета для t=19 с, до момента столкновения (a), и для t=27 с, после столкновения (б). Осцилляции заднего склона альвеновского возмущения являются результатом модуляции его структурой переднего фронта в процессе отражения

Эта модуляция является характерной особенностью отражения волны, что следует из сопоставления этого результата (рисунок 6.76) с рисунком 6.8, полученным при тех же параметрах среды и в тот же момент времени, но для периодических граничных условий (поэтому волна появилась на рисунке 6.8 с левой стороны). С помощью специальной дополнительной программы для случая, представленного на рисунке 6.7, были рассчитаны вариации изучаемых параметров среды и магнитного поля со временем в отражающей области.



**Рис. 6.8** – Расчет эволюции быстрой волны при тех же параметрах среды и в тот же момент времени, что и на рисунке 6.7, но для периодических граничных условий (волна появилась с левой стороны)



**Рис. 6.9** – Качественная временная зависимость амплитуд возмущений изучаемых параметров среды и магнитного поля в отражающей ионосферной области для событий, представленных на рисунке 6.7

Они изображены на рисунке 6.9. Именно эти возмущения должны регистрироваться на земной поверхности при изучении рассмотренных

процессов. Имея магнитозвуковую природу, т.е. изотропный характер распространения, могут попеременно они приниматься в магнитосопряженных областях ионосферы достаточно далеко от оснований анализируемых магнитных силовых линий. Следовательно, рассмотренный процесс распада возмущения поперечной компоненты магнитного поля в альвеновские импульсы и в медленные магнитозвуковые возмущения при распространении вдоль геомагнитного поля с учетом отражений от резких скачков параметров в магнитосопряженных областях ионосферы имеет отношение к интерпретации свойств широкого класса геомагнитных возмущений.

Выводы. Аналитическим и численным методами изучен распад возмущения поперечной компоненты магнитного поля гауссовой формы в альвеновские импульсы и в медленные магнитозвуковые возмущения. Рассмотрены эффекты, возникающие при распространении альвеновских возмущений вдоль геомагнитного поля и отражении их от резких скачков параметров, имеющих место в магнитосопряженных областях ионосферы. Проведено изучение амплитуды и формы MM3 импульсов, возникающих вследствие заданного возмущения поперечной компоненты магнитного поля и отражения сформировавшейся быстрой альвеновской волны от границы ионосферы. Анализ полученных оценок и динамических картин переноса заданного возмущения вдоль геомагнитного поля в магнитосферной плазме позволил сформулировать следующие результаты:

 Проведено сравнение случая зеркального отражения МГДвозмущений от ионосферы со случаем периодических граничных условий для подобных возмущений и аналогичных параметров среды на предмет выявления влияния зеркальных отражений на изменение формы нелинейной альвеновской волны. Выделены эффекты

качественного изменения формы импульса ударной волны при отражении, в частности, появление осцилляций в хвостовой части ударного импульса, когда его головная часть уже имела осцилляции. Это особенно заметно при сильной нелинейности.

- 2. Изучено выметание плазмы от границы ионосферы при отражении интенсивного быстрого (альвеновского) возмущения. Фактически речь идет о формировании отраженной медленной волны, но если звуковая скорость очень мала, то формирующийся импульс отраженной ММЗ волны просто не успевает отойти от отражающей границы. При этом плотность плазмы вблизи границы резко уменьшается. Возникшее возмущение плотности со временем релаксирует. Здесь происходит трансформация быстрого возмущения в ММЗ волну вблизи границы ионосферы.
- Исследование эволюции ММЗ волны при уменьшении скорости звука свидетельствует о замедлении трансформации возмущения плотности в две ММЗ волны. При этом быстрее формируется ударный фронт ММЗ импульса, и на его заднем фронте появляются осцилляции.
- 4. Проанализирована зависимость возмущения плотности в возникающих MMЗ волнах от отношения Va/Vs и от степени нелинейности исходного возмущения. Полученные численные результаты подтвердили соответствующие аналитические оценки.

# §7. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ИЗОЛИРОВАННЫХ МГД ВОЗМУЩЕНИЙ В ГЕОМАГНИТНОМ РЕЗОНАТОРЕ

В данном параграфе представлены исследования особенности эволюционной динамики сильного МГД-возмущения в магнитосфере. Рассмотрены эффекты трансформации альвеновской волны, канализируемой вдоль земного магнитного поля, в быструю и медленную магнитозвуковые при столкновении встречных импульсов. Изучена зависимость эффектов от угла наклона волнового вектора альвеновской волны к магнитному полю и от отношения скорости звука в плазме к альвеновской скорости. Рассмотрена также нелинейная трансформация альвеновских волн в магнитозвуковые при отражении альвеновской волны от стенок магнитосферного резонатора при различном значении наклона земного магнитного поля в точке отражения. Особое внимание уделено эффектам, роль которых возрастает с уменьшением температуры и скорости звука в плазме. Сделаны аналитические оценки, согласующиеся с эффектами слабой нелинейности, рассматриваемыми В случае И рассмотрены особенности предельного перехода к приближению холодной промежутка плазмы. Обсуждается роль приземного «ионосфераатмосфера» в этих явлениях. Отмечено, что сильная альвеновская волна может вызывать заметное перераспределение концентрации плазмы в земной ионосфере. Исследована зависимость этого эффекта от отношения альвеновской скорости к звуковой. Выявлено два типа вычислительных неустойчивостей, возникающих в нелинейных МГД-уравнениях, показана роль диссипативных параметров вязкости для обеспечения стабильного численного счета [Бархатов и др., 2001].

Аналитические оценки в рамках уравнений одномерной магнитной гидродинамики. Из теории линейных волн известно, что, когда фазовые скорости волн значительно различаются, волны слабо взаимодействуют между собой при рассеянии на неоднородностях или отражениях от границ. Даже на резкой границе коэффициент трансформации по потоку энергии пропорционален отношению минимальной к максимальной из фазовых скоростей этих волн. В рамках линейного приближения этот вывод универсален и служит основой для качественных рассуждений. Не столь очевидно, что учет членов более высокого порядка должен качественно изменить ситуацию. В вычислительных экспериментах по МГД-волнам в

магнитосфере был обнаружен эффект существенного изменения плотности плазмы при отражении от жесткой проводящей границы магнитосферного резонатора, роль которой играет поверхность Земли [Бархатов и др., 2000]. случая продольного распространения было найдена Там же ДЛЯ аналитическая интерпретация эффекта и показано, что эффект является квадратичным по амплитуде падающей альвеновской волны. В этом случае учет обычно игнорируемых квадратичных членов обусловливает эффекты, превосходящие по своему значению эффекты линейного приближения. эффект Было показано, что может иметь практическое значение для волновых явлений в околоземной плазме. Рассмотренный в [Бархатов *и др., 2000*] случай продольного распространения является, вообще говоря, вырожденным. В настоящем исследовании нас будет интересовать общий случай, включающий непродольное распространение МГД-волн. Поэтому имеет смысл сделать здесь аналитические оценки обнаруженного эффекта в более общем виде, чем в [Бархатов и др., 2000].

Вычислительный эксперимент по исследованию пространственно-временной волновой динамики в магнитосфере. В настоящем разделе представлены результаты численного анализа динамической эволюции альвеновского возмущения, образующегося из поперечного МГД-возмущения гауссовой формы, возникшего в окрестности плоскости геомагнитного экватора вследствие внешней причины. Рассмотрения проведены для одномерного и двумерного приближений.

Достоверность и надежность проведенных численных расчетов подтверждена тем, что при контрольном уменьшении временного и пространственного шагов интегрирования результат вычислений оставался стабильным. Тогда предполагалось, что он соответствует решению уравнений в непрерывных переменных. Устойчивость полученных решений по отношению к изменениям параметров уравнений проверялась на предмет

отсутствия качественного изменения решений при малом изменении параметров.

Все полученные одномерные рисунки содержат компоненты возмущений, представленные функциями координаты Z, все двумерные – функциями х,у. Расстояние между ионосферами вдоль рассматриваемой силовой линии, отвечающей магнитной оболочке L=5, равно 8·10<sup>9</sup> см. В одномерных численных расчетах, посвященных пространственно-временной динамике возмущений вдоль всей силовой линии, именно этому расстоянию отвечает на рисунках вся ось Z. В двумерных вычислениях рассмотрены процессы только вблизи модельной ионосферы, представляющей собой правую грань каждого двумерного рисунка.

Начальное поперечное возмущение (Вх – в одномерном случае и Bz-в двумерном) магнитного поля с характерным масштабом  $10^9$  см во всех рассматриваемых случаях лежит в плоскости, перпендикулярной к геомагнитной линии В<sub>0</sub>, т.е. оно имеет квазиальвеновскую поляризацию. Таким образом, волновые вектора волн, образующихся в результате эволюции, направлены вдоль оси Z для одномерного случая и лежат XY Численный в плоскости для двумерного. эксперимент по моделированию изучаемой волновой динамики предполагает использование соответствующих граничных условий, которые должны быть поставлены на концах геомагнитной силовой линии, т.е. в магнитосопряженных точках. Принято, что магнитосопряженные зеркальных ионосфер с бесконечной точки находятся в областях проводимостью. Если пренебречь атмосферным зазором, то можно считать ионосферу также и «жесткой стенкой». В результате в численном эксперименте будут выполнены следующие граничные условия на двух крайних точках для одномерного приближения:

$$V_x = V_y = 0, \frac{\partial \rho}{\partial x} = \frac{\partial \rho}{\partial y} = 0, \frac{\partial V}{\partial x} = \frac{\partial V}{\partial y} = 0, \frac{\partial B}{\partial x} = \frac{\partial B}{\partial y} = 0.$$

В случае двумерного приближения аналогичные граничные условия ставятся на двух крайних (правой и левой) гранях (см. рисунки), лежащих в областях зеркальных ионосфер. На двух других гранях рассматриваемого вычислительного пространства граничные условия – периодические:

$$\rho(0) = \rho(L), V_i(0) = V_i(L), B_i(0) = B_i(L).$$

В работе рассмотрено также влияние атмосферного зазора – отсутствия плазмы в приземном участке. В этом случае распределение плазмы моделируется распределением, спадающим к нулю к основанию силовой линии.

Первый этап вычислительного эксперимента касался эволюции заданного поперечного нелинейного магнитного возмущения в магнитосфере Земли, распространяющегося под углом 45° к силовой линии геомагнитного поля. Он проводился в случае «жесткой» ионосферы для параметра нелинейности  $\rho = Bx/B_0 = 1$ . Начальное магнитное И возмущение при своем распространении распадалось на альвеновские, БМЗ и MM3 волны. У магнитозвуковых волн в отличие от альвеновских волн Ha образовывались ударные структуры. приведенных рисунках последовательно продемонстрировано взаимодействие БМЗ с БМЗ (рисунок 7.1a, б); альвеновской волны с альвеновской (рисунок 7.2a,б); БМЗ с ММЗ (рисунок 7.3а,б); БМЗ с альвеновской (рисунок 7.4а,б); альвеновской с ММЗ (рисунок 7.36,в). На рисунке 7.5 демонстрируются результаты двумерных расчетов отражения БМЗ от стенки (рисунок 7.5a,б) и альвеновской волны от стенки (рисунок 7.5в,г). На этих рисунках стрелками показаны направления смещения изучаемых возмущений.



**Рис. 7.1** – Взаимодействие БМЗ с БМЗ до (а) и после (б) столкновения. Возмущения не взаимодействуют. Стрелками показаны направления смещения изучаемых возмущений



**Рис.** 7.2 – Взаимодействие альвеновской волны с альвеновской: до (а) и после (б) столкновения. Образование мощного ММЗ. Стрелками показаны направления смещения изучаемых возмущений



**Рис. 7.3** – Взаимодействие БМЗ с ММЗ до (а) и после (б) столкновения. Взаимодействие альвеновской волны с ММЗ: до столкновения (б) и после столкновения (в). Стрелками показаны направления смещения изучаемых возмущений



**Рис. 7.4** – Взаимодействие БМЗ с альвеновской волной: до столкновения (а) и после (б). Стрелками показаны направления смещения изучаемых возмущений



**Рис.** 7.5 – Взаимодействие БМЗ и альвеновской волны со стенкой: (а), (в) – до взаимодействия, (б), (г) – после взаимодействия соответственно. Стрелками показаны направления смещения изучаемых возмущений

Анализ результатов эксперимента показал, что БМЗ отражаются без изменений от стенки и плохо взаимодействуют с альвеновской волной, MM3 и другой БМ3. Альвеновская волна при взаимодействии со стенкой и другой альвеновской волной образует ММЗ волну. Можно сказать, что отражение от жесткой стенки происходит для альвеновской волны и БМЗ так же, как и столкновение между собой альвеновских волн или столкновение между собой БМЗ волн. Многократный проход трансформирующихся при столкновениях возмущений приводит прежде всего к образованию осцилляций MM3 в окрестностях оснований силовых линий и к значительным возмущениям плотности в самой магнитосфере, которые в силу невысокой скорости звука могут затем достаточно долго обусловливать здесь высокий уровень плазменной турбулентности.

Второй этап вычислительного эксперимента касается сопоставления результатов исследования трансформации альвеновского возмущения в ММЗ и БМЗ при его столкновении с «жесткой стенкой» и с атмосферным «зазором» для разных величин отношения альвеновской скорости к звуковой скорости g=V<sub>a</sub>/V<sub>s</sub>.



**Рис. 7.6** – Результат отражения альвеновской волны от «жесткой стенки» (а) и «зазора» (б): выметание плазмы (MM3). Стрелками показаны направления смещения изучаемых возмущений

Ha рисунках 7.6а.б представлены последствия отражения альвеновских возмущений, сформировавшихся в результате распада заданного поперечного МГД-возмущения со степенью нелинейности *p*=0,4 и приближающихся под углом в 45° к основанию силовой линии для случаев «стенки» и «зазора», соответственно. Расчеты проведены для низкой скорости звука g=30. В процессе отражения этих возмущений происходит их частичная трансформация в БМЗ и ММЗ возмущения – появляются возмущения продольной компоненты скорости и плотности среды. Предварительно В обоих выделенная альвеновская волна случаях отражается от модельной ионосферы, создает вблизи нее выметание плазмы и уходит в сторону магнитосопряженной точки. Ее обгоняет более быстрая БМЗ волна, скорость импульса которой не зависит от угла распространения

с внешним магнитным полем и больше скорости альвеновской волны при непродольном распространении. Медленная магнитозвуковая волна, возникающая из-за уменьшения плотности плазмы в ионосферной приземной области, формирует импульс более сложной формы, который затем отойдет от отражающей границы и будет перемещаться со скоростью звука, образуя на переднем фронте ударную волну. Сопоставление характеристик образовавшихся возмущений свидетельствует о том, что в случае зазора амплитуды обоих магнитозвуковых возмущений меньше, чем для случая стенки без воздушного промежутка.

На примере результата, представленного на рисунках 7.7а, 6, показана зависимость амплитуды ММЗ волны, возникающей в окрестностях основания силовой линии у стенки, от величины скорости звука. Графики получены для g=30 (а) и g=15 (б) соответственно.



**Рис. 7.7** – Результат отражения альвеновской волны от «жесткой стенки»: для g=30 (а) и для g=15 (б). Результат отражения альвеновской волны от «жесткой стенки» для угла 45° (в) и угла 60° (г). Стрелками показаны направления смещения изучаемых возмущений

Сопоставление рисунков 7.7 (а) и (б) свидетельствует о значительном росте амплитуд MM3 с уменьшением температуры магнитосферной плазмы. Полученный эффект, естественно, оказался не столь сильным, как следовало бы из простейших аналитических оценок. Неполное совпадение численных расчетов с аналитическими обусловлено наличием множителя, зависящего от конкретной (в данном случае гауссовой) формы заданного импульса.

Третья группа численных расчетов проведена для исследования зависимости нелинейной трансформации альвеновских волн в магнитозвуковые при отражении альвеновской волны от стенок магнитосферного резонатора при различном значении наклона земного магнитного поля в точке отражения. На рисунках 7.7в,г представлены результаты отражения альвеновской волны от «жесткой стенки» в случае углов 45° и 60° соответственно для g=30. С уменьшением угла амплитуда возникающей БМЗ волны уменьшается, а амплитуда ММЗ волны увеличивается.

Зависимость особенностей отражения альвеновской волны от угла наклона геомагнитного поля в точке отражения в условиях атмосферного зазора носит более сложный характер. На рисунках 7.8а,б представлены результаты отражения альвеновской волны от «зазора» в случае углов 45° и  $60^{\circ}$  соответственно для g=30. Видно, что соотношение амплитуд возникающей на краях зазора ММЗ волны и их знак зависят от отношения толщины зазора и длины ММЗ волны. Свой вклад в него вносит и характерный наклон распределения плотности в зазоре. В результате

амплитуда ММЗ волны в пределах зазора определяется резонансными особенностями последнего.



**Рис. 7.8** – Отражение альвеновской волны от «зазора» для g=30 в случае углов 45° (а) и 60° (б). Вариант отражения альвеновской волны от «зазора» для g=15 и угла 60° (в). Наблюдается образование ММЗ. Стрелками показаны направления смещения изучаемых возмущений

Сопоставление рисунков 7.8 (а) и (б) свидетельствует о том, что амплитуда ММЗ волны в зазоре уменьшается с увеличением угла. Однако она увеличивается с уменьшением скорости звука. Это следует из сопоставления рисунка 7.18 (б) с рисунком 7.8 (в), полученным при рассмотрении столкновения альвеновской волны с зазором для более высокой скорости звука g=15 и того же угла 60°.

**Выводы.** Аналитическим и численным методом изучена трансформация нелинейного поперечного магнитного возмущения гауссовой формы, распространяющегося в магнитосфере под углом к геомагнитному полю, в альвеновские, быстрые и медленные магнитозвуковые возмущения. Анализ полученных оценок и динамических картин непродольного переноса заданного возмущения в магнитосферной плазме между магнитосопряженными точками в случае граничных условий в виде жесткой стенки и в виде атмосферного зазора позволил сформулировать следующие результаты:

- 1. Многократный проход трансформирующихся при столкновениях возмущений, обусловленных распадом заданного, приводит к образованию осцилляций ММЗ в окрестностях оснований силовых линий. Это вызывает значительные возмущения плотности в самой магнитосфере, которые в силу невысокой скорости звука могут обеспечить высокий уровень плазменной турбулентности. В модельной магнитосфере БМЗ отражаются без изменений от стенки и плохо взаимодействует с альвеновской волной, ММЗ и другой БМЗ. Альвеновская волна при взаимодействии со стенкой и другой альвеновской волной образует сильную ММЗ волну с большой амплитудой плотности.
- 2. Сильная альвеновская волна вызывает существенное выметание плазмы из окрестностей модельной ионосферы, которое может регистрироваться как ММЗ волна. С ростом отношения альвеновской скорости к звуковой происходит усиление перераспределения концентрации плазмы в земной ионосфере. Результаты вычислительного эксперимента согласуются с соответствующими аналитическими оценками.
- 3. Исследовано наличие зависимости рассматриваемых эффектов от угла наклона направления распространения альвеновской волны

к магнитному полю в точке отражения. В случае жесткой стенки, с уменьшением угла амплитуда возникающей БМЗ волны уменьшается, а амплитуда ММЗ волны увеличивается.

4. Роль приземного зазора «ионосфера – атмосфера» с размытой верхней границей в явлениях отражения альвеновской волны сводится к уменьшению амплитуд возникающих магнитозвуковых волн по сравнению со случаем жесткой стенки.

По результатам численных экспериментов выявлено два типа численных неустойчивостей, возникающих результате В численного решения нелинейных уравнений: 1) неустойчивости, связанные с резким изменением значений переменных в зоне ударной волны, которые обычно подавляются увеличением вязкости; кроме того, такие неустойчивости могут возникать и из-за чрезмерно большого значения временного шага интегрирования (в этом случае они подавляются уменьшением величины временного шага); 2) «вспыхивающие» неустойчивости, внезапно возникающие там, где нет резких перепадов переменных; чаще всего они обусловлены чрезмерно высокой величиной вязкости. Зависимость особенностей отражения альвеновской волны от угла наклона геомагнитного поля в точке отражения в условиях атмосферного зазора носит более сложный характер и определяется его резонансными особенностями.

# §8. МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕЛИНЕЙНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НЕОДНОРОДНОГО КОРОНАЛЬНОГО ПОТОКА С ЗЕМНОЙ МАГНИТОСФЕРОЙ

Взаимодействие неоднородного коронального потока плазмы солнечного ветра с геомагнитным полем демонстрирует изменения околоземного пространства, которые могут вызвать нестационарные процессы на Солнце.

#### Формирование самосогласованной «магнитосферы». Взаимодействия неоднородностей солнечного ветра с магнитосферой Земли рассмотрено в два этапа [Бархатов и др., 2001]. На первом этапе сформирована самосогласованная «магнитосфера» с учетом того, что область сильного магнитного поля в окружающей однородной плазме будет выдавливать плазму до тех пор, пока не установится равновесная статическая область с сильным магнитным полем И пониженной концентрацией плазмы. Далее вследствие диамагнетизма плазмы магнитное поле может несколько уменьшиться, если не поддерживается внешними источниками. Полученная статическая неоднородность в плазме и будет рассматриваться как модельная магнитосфера, которая на втором этапе этого вычислительного эксперимента подвергается воздействию неоднородности солнечного ветра.

Динамический процесс формирования модельной магнитосферы 8.1 Линейный показан рисунке размер представленной на на рисунке 8.1(а-в) пространственной области – примерно 3 млн км., размер модельной магнитосферы – около 200 тыс. км. Рисунок 8.1а демонстрирует начальное условие – поперечную к плоскости ХУ компоненту сильного магнитного поля **Bz** с амплитудой в центре 0,3 Гс (аналога геомагнитного). Начальное магнитное поле компактно локализовано в области в центре рисунка. После необходимого числа итерационных шагов, реализующих уравнения, В*z*-компонента магнитного поля несколько расплывается (рисунок 8.1б). В центральной области, где магнитное поле выдавило плазму, наблюдается сильный, но неподвижный статический провал плотности, окруженный разбегающейся звуковой концентрической волной (рисунок 8.1в).



Рис. 8.1 – Изменение магнитного поля и плотности плазмы в процессе формирования модельной магнитосферы

Рассматриваемый динамический процесс сопровождается выбросом из возмущенной области концентрической звуковой волны. Фрагмент, содержащий центральную область рисунка, принимается в качестве модельной магнитосферы. Созданная программа обеспечивает возможность использования в дальнейшем полученного фрагмента в виде начального условия.

Модельное рассеяние неоднородности солнечного ветра на модельной земной магнитосфере является вторым этапом ЭТОГО исследования. Картина рассеяния представлена 8.2 на рисунке распределением плотности и скорости плазмы. Здесь (a) – начальное
распределение плотности (амплитуда возмущения составляла десятки процентов от фонового, скорость перемещения возмущения – 500 км/сек), (б) – распределение плотности в момент рассеяния, (в) – прошедшая и рассеянная волны после взаимодействия магнитосферы с неоднородностью. На рисунках 8.2г и 8.2д показана компонента скорости **Vy** в момент взаимодействия и после рассеяния соответственно. Длительность всего динамического процесса, предъявленного на рисунках, 6000 сек.



**Рис. 8.2** – Переменные плотности и скорости при прохождении волнового возмущения через магнитосферу

Интерес представляет изменение магнитного поля во внутренней области магнитосферы, в центральной части которой расположена Земля. Динамика изменения магнитного поля (рисунок 8.3) свидетельствует о возрастании величины **Bz** примерно на 5% во время прохождения (рисунок 8.3 б) неоднородности солнечного ветра с последующим

восстановлением (рисунок 8.3 в) после акта рассеяния. Таким образом, модель показывает, что процесс прохождения неоднородности через магнитосферу может сопровождаться значительным импульсом геомагнитного поля (SI), а также разбеганием волн в плазме солнечного ветра. Следует ожидать, что качественно похожий процесс будет иметь место при рассмотрении влияния неоднородности солнечного ветра и в рамках более сложной модели.



**Рис. 8.3** – Возрастание магнитного поля в момент прохождения возмущения через магнитосферу – «внезапный импульс»

Взаимодействие солнечного потока с магнитосферой в условиях сноса среды. Рассмотрим теперь случай сноса плазмы солнечного ветра со скоростью, превышающей скорости волн среды. В этой ситуации область сильного магнитного поля в модели должна удерживаться внешней силой в точке **X=Xo**, **Y=Yo** – в противном случае она придет в движение и будет увлечена потоком. Для обеспечения этого нужно заменить в правой части МГД-уравнений **B** на **B**+**Bo**, где **Bo** – магнитное поле Земли, которое направлено вдоль оси **Z**, не зависит от времени и определяется несложной модельной формулой, отвечающей дипольному распределению в плоскости **XY**:

$$B_0 = \frac{A}{\sqrt{(X - X_0)^2 + (Y - Y_0)^2 + r}}$$

Здесь **А** – постоянная, а малый параметр "**r**" добавлен для того, чтобы обеспечить конечное значение поля в точке **X=X0**, **Y=Y0**.

численный Заключительный эксперимент ПО взаимодействию модельной магнитосферы с неоднородностью плотности и скорости поставлен уже с учетом обтекания магнитосферы плазмой солнечного ветра. На группе рисунков 8.4 представлены стационарные профили 4-х основных МГД-переменных, возникшие в результате обтекания плазмой области внешнего магнитного поля. Отношение скорости сноса к скорости звуковой волны (число Маха) здесь равно 5. На рисунке 8.4а видно, что поток плазмы «выдувает» магнитное поле в хвост магнитосферы. процесса стационарная Возникающая вследствие ЭТОГО структура магнитного поля качественно отражает свойства реальной земной магнитосферы. На рисунке 8.46 показано выдавливание плазмы из области сильного магнитного поля как в центральной области магнитосферы, так и в ее хвосте. Кроме этого, отчетливо просматривается ударная волна в распределениях плотности и скорости, сформированная в результате взаимодействия потока солнечного ветра с локализованной областью сильного магнитного поля. Из рисунка 8.4в следует, что внутри магнитосферы сохраняется лишь небольшая область, где скорость Vx мала и куда поток не проникает. Поперечное разбегание потока показано на рисунке 8.4г распределением скорости **Vy**.

Представленная на рисунке 8.4 ситуация является исходной для изучения рассеяния набегающего возмущения, динамика которого показана на рисунке 8.5 для плотности плазмы. На рисунке 8.5а локализованное вдоль и протяженное поперек волновое возмущение подходит к

75

магнитосфере. Рисунок 8.56 соответствует моменту непосредственного взаимодействия, когда влияние набегающего возмущения на центральную область магнитосферы максимально. На рисунке 8.5в показано как профиль магнитосферы восстановился, а возмущение сместилось в хвост модельной магнитосферы.



**Рис.** 8.4 – МГД-переменные стационарной магнитосферы, возникшей в процессе обтекания Земли потоком плазмы солнечного ветра





**Рис.** 8.5 – Распределение плотности плазмы на этапах прохождения волнового возмущения через магнитосферу

Далее представлена динамика магнитного поля при прохождении возмущения через область магнитосферы, вызывающая «внезапный импульс» (SI). Последовательность кадров, отвечающих этому процессу, представлена на серии рисунков 8.6. Видно, как натекающее возмущение вызывает ощутимый подъем геомагнитного поля в задней части центральной области магнитосферы (рисунок 8.6а). Он не превышает нескольких процентов от стационарного значения в момент наибольшего прохождения возмущения. На периферии, в хвосте магнитосферы влияние сносимого возмущения в долевом отношении проявляется более отчетливо, поскольку там слабее стационарное земное магнитное поле (рисунок 8.6б).



**Рис. 8.6** – Возмущения магнитного поля в центральной области магнитосферы (а) и в хвосте (б)

На рисунке 8.7 показаны распределения продольной и поперечной скоростей при прохождении возмущения через магнитосферу. Сравнение с рисунком 8.4в и рисунком 8.4г показывает ощутимое влияние возмущения на распределение скоростей в этот момент.



**Рис. 8.7** – Распределения продольной и поперечной скоростей плазмы в момент прохождения возмущения через центральную часть магнитосферы

**Выводы.** Поставленные численные эксперименты иллюстрируют основные особенности взаимодействия плазмы и магнитного поля. Продемонстрировано возникновение диамагнитного плазменного статического объекта, сопровождаемого звуковым волновым процессом. Рассмотренный модельный пример рассеяния плоского возмущения на этом объекте является частным случаем общефизической задачи рассеяния плоской волны на пространственно локализованной неоднородности среды.

Полученные в вычислительных экспериментах результаты могут быть использованы для объяснения связи параметров возмущений космической среды и вариаций геомагнитного поля. В рамках рассмотренной модели магнитосферы показано, что двукратное возрастание плотности в потоке солнечного ветра может вызывать «внезапный импульс» SI – изменение на процентов поля внутренней области несколько магнитного BO магнитосферы. Разработанная анализа взаимодействия методика неоднородностей солнечного ветра с магнитосферой полезна для оценки геоэффективности различных возмущений, обусловленных типов солнечной активностью.

78

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассматриваемый в учебном пособии численный магнитогидродинамический подход к изучению волновых процессов в проводящих средах демонстрирует современные возможности моделирования возмущенных параметров космического пространства.

Выполненное моделирование переноса солнечным ветром низкочастотных возмущений в солнечном ветре, взаимодействия волн различных типов, явлений воздействия солнечного ветра на формирование земной магнитосферы находит свое подтверждение многочисленных В экспериментальных данных наземных и космических наблюдений. Это в быть свою очередь может использовано для совершенствования соответствующих физических моделей, а также для создания методов дистанционной волновой диагностики. Вместе с тем предлагаемый материал показывает и недостатки численного моделирования волновых процессов описываемых дифференциальными уравнениями в частных производных.

Результаты моделирования полезны для интерпретации наземных и внутримагнитосферных наблюдений низкочастотных электромагнитных возмущений, содержащих и возмущения самой среды. Представленные результаты численных экспериментов могут быть использованы для объяснения причинно-следственной связи вариаций геомагнитного поля с возмущенными параметрами космической среды, обусловленных солнечной активностью.

79

## БИБЛИОГРАФИЯ

- 1. Ахиезер А.И. Электродинамика плазмы. 2-е изд., перераб. М.: Наука, 1974. 720 с.
- Пудовкин М.И., Распопов О.М., Клейменова Н.Г. Возмущения электромагнитного поля Земли. Ч. 2. Короткопериодические колебания геомагнитного поля. Л.: ЛГУ. 1976. 271 с.
- 3. Самарский А.А. Теория разностных схем. М.: Наука, 1977. 636 с.
- 4. Бархатов Н.А. Затухание ультранизкочастотных волн в переходной области. // Геомагнетизм и аэрономия, 1982, Т.22, С. 819
- 5. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Т. 8. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. 620 с.
- Бархатов Н.А., Беллюстин Н.С. Резонансное рассеяние альвеновских волн в солнечном ветре. // Известия ВУЗов "Радиофизика", 1983, Т.26, N 5, C. 519
- 7. Витинский Ю.В. Солнечная активность. Москва: Наука, Главная редакция физико-математической литературы, 1983. 192 с.
- Бархатов Н.А., Беллюстин Н.С. Нелинейная трансформация магнитогидродинамических волн в движущейся плазме. // Известия ВУЗов "Радиофизика", 1996, Т.39, N 5, C. 579.
- Бархатов Н.А. Моделирование пространственно-временной динамики столкновения интенсивных альвеновских волн в плазме солнечного ветра. // Вестник Нижегородского государственного университета. Математическое моделирование и оптимальное управление, 1998, N 18, C.89.
- Бархатов Н.А., Беллюстин Н.С., Левитин А.Е., Сахаров С.Ю. О трансформации магнитосферных альвеновских возмущений в медленное магнитозвуковое при отражении от магнитосопряженных областей ионосферы. // Известия ВУЗов "Радиофизика", 2000, Т.43, N 4, C.285-295
- Бархатов Н.А., Беллюстин Н.С., Сахаров С.Ю., Хурлапов П.Г. Пространственно-временная динамика непродольного переноса магнитогидродинамических возмущений в солнечном ветре // Геомагнетизм и аэрономия. 2000. Т.40. №4. С.9-15
- 12. Бархатов Н.А., Беллюстин Н.С., Емельянов Н.Н. Динамика нелинейного взаимодействия неоднородностей потока солнечного

ветра с земной магнитосферной системой. Известия ВУЗов "Прикладная нелинейная динамика", 2001, Т.9, N 2, C.82

- 13. Бархатов Н.А., Беллюстин Н.С., Емельянов Н.Н., Левитин А.Е. Трансформация изолированных МГД-возмущений в планетарном магнитном резонаторе. // Известия ВУЗов «Прикладная нелинейная динамика». 2001. Т.9. №4-5. С.78-94.
- 14. Плазменная гелиогеофизика. В 2 т. Т. I / Под ред. Л.М. Зеленого, И.С. Веселовского. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2008. 672 с., Т.2. 560 с.
- 15. Cohen R.H., Kulsrud R.M. Nonlinear evolution of parallel-propagating hydromagnetic waves // Phys. Fluids. 1974. V. 17. №12. P. 2215.
- Hollweg J.V. Hydromagnetic waves in interplanetary space // Publ. Astr. Soc. Pacific. 1974. V.86. №513. P. 561.
- 17. Tu C.-Y., Marsch E., Rosenbauer H. The dependence of MHD turbulence spectra on the inner solar wind stream // Geoph.Res.Lett. 1990. V. 17. P. 283

## СОДЕРЖАНИЕ

ПРЕДИСЛОВИЕ	3
ВВЕДЕНИЕ	4
§1. УРАВНЕНИЯ МГД И УСЛОВИЯ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ МГД ПОДХОДА ДЛЯ КОСМИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЫ	( 6
§2. ВОЗМОЖНОСТИ ДИСТАНЦИОННОЙ ВОЛНОВОЙ ДИАГНОСТИКИ КОСМИЧЕСКОЙ СРЕДЫ	15
§3. ПРОБЛЕМЫ ДОСТОВЕРНОСТИ И СТАБИЛЬНОСТИ ЧИСЛЕННЫХ РЕШЕНИЙ МГД СИСТЕМЫ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ УРАВНЕНИЙ, ОПИСЫВАЮЩИХ РОШИЛЬ И ПРОИСССИ В КОСМИНЕСКОЙ ПЛАЗМЕ	10
ВОЛНОВЫЕ ПРОЦЕССЫ В КОСМИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЕ §4. МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННОЙ ДИНАМИКИ СТОЛКНОВЕНИЯ ИНТЕНСИВНЫХ АЛЬВЕНОВСКИХ ВОЛН В ПЛАЗМЕ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА.	29
§5. ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННАЯ ДИНАМИКА НЕПРОДОЛЬНОГО ПЕРЕНОСА МГД ВОЗМУЩЕНИЙ В ОКОЗЕМНОЙ ПЛАЗМЕ	38
§6. ТРАНСФОРМАЦИЯ МАГНИТОСФЕРНЫХ МГД ВОЗМУЩЕНИЙ ПРИ ОТРАЖЕНИИ ОТ МАГНИТОСОПРЯЖЕННЫХ ОБЛАСТЕЙ ИОНОСФЕРЫ	17
«АГНИТОСОПРИЖЕННЫХ ОВЛАСТЕЙ ИОПОСФЕРЫ §7. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ИЗОЛИРОВАННЫХ МГД ВОЗМУШЕНИЙ В ГЕОМАГНИТНОМ РЕЗОНАТОРЕ	47 57
§8. МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕЛИНЕЙНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИ НЕОДНОРОДНОГО КОРОНАЛЬНОГО ПОТОКА С ЗЕМНОЙ	[Я
МАГНИТОСФЕРОИ	70
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	79
БИБЛИОГРАФИЯ	80

Бархатов Николай Александрович Бархатова Оксана Михайловна Ревунов Сергей Евгеньевич

## ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ МГД ВОЛНОВЫХ ПРОЦЕССОВ В КОСМИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЕ, ЧАСТЬ 1

Учебное издание