

УДК 533.6.04.55:537.84+523

© 1999 г. Е.В. ГУБАНОВ, А.П. ЛИХАЧЕВ, С.А. МЕДИН,
В.Е. ФОРТОВ

МГД-ЭФФЕКТЫ, ОБУСЛОВЛЕННЫЕ ГИПЕРЗВУКОВЫМ ДВИЖЕНИЕМ ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО ТЕЛА В МАГНИТОСФЕРЕ ПЛАНЕТЫ ПРИ ПАРАЛЛЕЛЬНОЙ ОРИЕНТАЦИИ ОБРАЗУЮЩЕЙ И МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Численно исследованы магнитогидродинамические (МГД) эффекты при движении метеороида (астероида, фрагмента кометы и т.д.) в атмосфере планеты, обладающей собственным магнитным полем. Рассмотрен случай, когда метеороид представляет собой протяженное тело, продольная ось которого параллельна силовым линиям магнитного поля планеты и перпендикулярна скорости его движения. В пренебрежении влияния торцов метеороида параметры вдоль его продольной оси (и силовых линий магнитного поля планеты) остаются неизменными и рассматриваемая задача сводится к двумерной постановке. Численная модель позволяет проводить изучение процесса МГД-взаимодействия в широком диапазоне значений магнитного числа Рейнольдса R_m и параметра магнитного давления R_H . Проведено исследование МГД-эффектов, возникающих при движении метеороида в плотных ($R_H \ll 1$) и разреженных ($R_H \sim 1$) слоях атмосферы. В расчетах использовались данные, близкие к имевшим место при столкновении кометы Шумейкер – Леви 9 с Юпитером, в предположении слабой электропроводности метеороида. Показано, что магнитное поле достигает максимальной величины в ударно сжатой области перед метеороидом, при этом отношение максимальной величины магнитного поля к собственному магнитному полю планеты примерно равно обратному отношению скоростей на центральном участке ударной волны. В работе проводится подробный анализ полученных решений.

Изучение взаимодействия плазменных структур, возникающих при движении метеороида в атмосфере, с магнитным полем планеты не только интересно с фундаментальной точки зрения, но может иметь важное значение для понимания ряда аномальных магнитосферных и геофизических явлений [1], в частности радиационного отклика полярных областей магнитосферы на приближение метеороида к планете [2] или повышенной намагниченности некоторых кратерообразующих пород в местах падения крупных метеороидов [3].

В данной работе проведено численное моделирование МГД-явлений, происходящих при движении метеороида в атмосфере планеты. В постановке задачи используются условия столкновения кометы Шумейкер – Леви 9 с Юпитером, что обусловлено очевидным интересом к различным аспектам этого уникального астрономического события и облегчает выбор исходных данных (внешних параметров задачи) благодаря большому объему информации, полученной в наблюдениях столкновения.

1. Постановка задачи. Физическая и математическая модели. В процессе движения крупного метеороида в атмосфере планеты можно выделить начальный этап, на котором скорость и форма метеороида меняются относительно слабо. Возникающая газодинамическая структура соответствует гиперзвуковому обтеканию затупленных тел и характеризуется наличием ионизирующей ударной волны большой интенсивности, отходящей от фрагмента на расстояние $\sim 0,1$ его характерного поперечного размера

[2, 4]. Оценки показывают, что в рассматриваемой задаче магнитное число Прандтля $Pr_m \ll 1$, т.е. магнитные пограничные слои много толще газодинамических, и при описании обтекания может быть использована модель невязкого газа. Влиянием излучения на исследуемый МГД-процесс пренебрегается. Происходящие при столкновении электродинамические эффекты описываются в низкочастотном (МГД) приближении [5].

Для данного исследования представляют интерес две двумерные постановки, отвечающие случаям однородности параметров вдоль силовых линий магнитного поля и вдоль линий электрического тока [5]. Совместный анализ решений в этих двух постановках позволит получить качественное представление о структуре трехмерных МГД-эффектов. В данной работе рассматривается первый из этих случаев.

Предполагается, что тело метеороида имеет вытянутую форму и его характерный размер вдоль продольной оси намного больше характерного поперечного размера. Движение метеороида происходит таким образом, что его ось перпендикулярна вектору скорости и параллельна собственному магнитному полю планеты. Задача решается в системе координат, жестко связанной с телом метеороида: ось z ориентирована вдоль его продольной оси, а оси x и y расположены в расчетной плоскости соответственно параллельно и перпендикулярно скорости набегающего невозмущенного потока. Считается, что торцы метеороида достаточно удалены от расчетной плоскости, чтобы можно было пренебречь концевыми эффектами.

В рамках данной физической модели система уравнений, описывающих исследуемое МГД-течение, имеет вид [5]

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v) = 0 \quad (1.1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho u) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u u) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho u v) = -\frac{\partial p}{\partial x} + j_y B_z \quad (1.2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho v) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u v) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v v) = -\frac{\partial p}{\partial y} + j_x B_z \quad (1.3)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \left(\rho \left(\varepsilon + \frac{u^2 + v^2}{2} \right) \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(\rho u \left(\varepsilon + \frac{u^2 + v^2}{2} \right) \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\rho v \left(\varepsilon + \frac{u^2 + v^2}{2} \right) \right) = \\ & = -\frac{\partial}{\partial x}(u p) - \frac{\partial}{\partial y}(v p) + j_x E_x + j_y E_y \end{aligned} \quad (1.4)$$

$$\frac{\partial B_z}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{\mu \sigma} \frac{\partial B_z}{\partial x} + \frac{\beta}{\mu \sigma} \frac{\partial B_z}{\partial y} - u B_z \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{\mu \sigma} \frac{\partial B_z}{\partial y} - \frac{\beta}{\mu \sigma} \frac{\partial B_z}{\partial x} - v B_z \right) \quad (1.5)$$

где ρ , u , v , p , ε – соответственно плотность, продольная и поперечная компоненты скорости, давление и удельная внутренняя энергия газа, магнитная проницаемость $\mu = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м, j_x , j_y , B_z , E_x , E_y – соответствующие компоненты векторов плотности тока, индукции магнитного поля и напряженности электрического поля. Уравнение магнитной индукции (1.5) является следствием уравнений Максвелла и закона Ома

$$\mu j_x = \frac{\partial}{\partial y} B_z, \quad \mu j_y = -\frac{\partial}{\partial x} B_z, \quad -\frac{\partial}{\partial t} B_z = \frac{\partial}{\partial x} E_y - \frac{\partial}{\partial y} E_x \quad (1.6)$$

$$j_x + \beta j_y = \sigma(E_x + v B_z), \quad j_y - \beta j_x = \sigma(E_y - u B_z) \quad (1.7)$$

Данная постановка позволяет ввести функцию электрического тока $\psi \sim B_z$. Это обстоятельство используется в последующем при анализе полученных решений.

Система (1.1)–(1.5) замыкается уравнением состояния идеального газа и выраже-

ниями для проводимости σ и параметра Холла β [6]

$$\varepsilon = \frac{1}{\gamma - 1} \frac{\rho}{\rho}, \quad \sigma = \frac{n_e e^2}{m_e c_e} \frac{1}{\sum_j n_j Q_j + 3,9 n_i (e^2 / 8\pi \varepsilon_0 kT)^2 \ln \Lambda}$$

$$\Lambda = \frac{12\pi}{n_e^{1/2}} \left(\frac{\varepsilon_0 kT}{e^2} \right)^{3/2}, \quad \beta = \frac{\sigma B_z}{n_e e}$$

Концентрация электронов определялась по уравнению Саха в предположении о локальном термодинамическом равновесии среды (допустимость этого предположения обсуждается ниже).

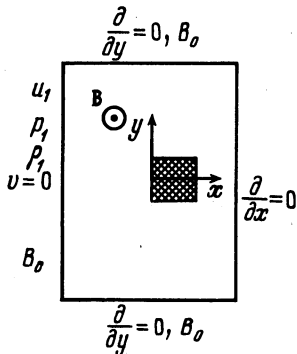
Рассматриваемая задача имеет следующие особенности. Пондеромоторная сила $\mathbf{j} \times \mathbf{B} = -(1/2\mu) \text{grad } B_z^2$ является потенциальной. Это означает, что источником вихреобразования является неизэнтропичность течения, порождающая неколлинеарность градиентов плотности $\text{grad } \rho$ и суммарного (газодинамического и магнитного) давления $\text{grad} (\rho + (1/2\mu) B_z^2)$.

Уравнению магнитной индукции (1.5) можно придать дивергентный вид, записав его в терминах двумерной дивергенции векторов $B_z \mathbf{U}$ и $-(1/\mu\sigma) \text{grad } B_z + (\beta/B_z)(\text{grad } B_z) \times \times (B_z \mathbf{e}_z)$, первый из которых можно рассматривать как вектор плотности переноса магнитного поля, а второй – как вектор плотности его диффузии. В стационарном течении эффекты переноса и диффузии магнитного поля компенсируют друг друга.

Уровень МГД-взаимодействия в проводящей области определяется отношением пондеромоторной силы f к инерционному члену $\rho(\mathbf{U}\nabla)\mathbf{U}$. Мерой интенсивности взаимодействия является параметр магнитного давления $R_H = (B_*^2 \mu) / (\rho_* u_*^2)$. Поскольку в процессе движения метеороида в атмосфере планеты давление и плотность среды возрастают на несколько порядков, что приводит к соответствующему уменьшению R_H , влияние пондеромоторного воздействия на среду, определяющее при движении в разреженных слоях атмосферы, заметно ослабевает к концу начального этапа. В этой связи рассматривается два варианта расчетов, исходные данные для которых выбирались близкими к условиям столкновения фрагмента кометы Шумейкер-Леви 9 с Юпитером. В первом проводится анализ движения метеороида в относительно плотных слоях атмосферы при $R_H \ll 1$ (~100 км относительной шкалы высоты Юпитера), а во втором – в разреженных (~360 км) при $R_H \sim 1$. В расчетах принималось, что метеороид имеет поперечный размер 1 км и движется со скоростью 60 км/с [4,7].

Для обоснования использования модели сплошной среды во втором варианте расчетов длина свободного пробега l в полностью диссоциировавшем водороде сравнивалась с характерной толщиной ударно сжатого промежутка $d_* \sim 100$ м. Газокинетическое сечение взаимодействия атомов водорода $\sigma_A \sim 1,5 \cdot 10^{-20}$ м² определялось по их радиусу $r_A \sim 0,35$ А, а концентрация частиц $n_A \sim 3 \cdot 10^{20}$ м⁻³ – по плотности ударно сжатого газа. Это дает $l \sim 0,2$ м, что почти на три порядка меньше d_* , причем полученная оценка не учитывает ионизации водорода при переходе через ударную волну и соответственно кулоновского взаимодействия частиц плазмы, т.е. является существенно завышенной.

При выбранных во втором варианте расчетов параметрах атмосферы излучение может оказать существенное влияние на структуру ударной волны и характеристики ударно сжатой области в целом (см., например, [7, 8]). Как показывают оценки, отошедшая от тела фрагмента ударная волна имеет, по терминологии монографии [8], сверхкритическую амплитуду, характеризуясь типичными для этого случая пиком температуры в окрестности скачка уплотнения и радиационным прогревом обширной области перед ударной волной до температур, близких к температуре ударно сжатого газа. Размер этой области имеет порядок длины свободного пробега фотона $l_f \geq 10$ м для плотных слоев и $l_f \geq 10^4$ м – для разреженных, что значительно превышает длину



Фиг. 1. Схема расчетной области

установления термодинамического равновесия при переходе среды через ударно-волновой разрыв.

В условиях данной задачи высвечивание энергии из ударно сжатой области приводит, по сравнению с одномерной постановкой, к некоторому уменьшению температуры в ударно сжатой плазме. Однако, поскольку проводимость последней остается достаточно большой, а кинематика движения среды изменяется относительно слабо, можно ожидать, что пренебрежение излучением в используемой физической модели не должно сказаться на качестве описания МГД-эффектов в ударно сжатой области.

Использование уравнения Саха для определения концентрации электронов вблизи ударной волны требует установления термодинамического равновесия в токовом слое, толщина которого зависит от величины проводимости. Оценки показывают, что при принятых условиях время

установления термодинамического равновесия в плазме существенно меньше прелетного времени токового слоя для плотных слоев атмосферы. В разреженной атмосфере эти времена становятся сопоставимыми, что может внести погрешность в расчет параметров перед вязким скачком.

В качестве рабочей среды, обтекающей метеороид, рассматривался газ, состоящий из атомов водорода и продуктов его ионизации, с показателем адиабаты $\gamma = 1,2$ и газовой постоянной $R = 1,35 \cdot 10^4$ Дж/(кг · К) (первый вариант расчетов) и с $\gamma = 1,1$, $R = 1,6 \cdot 10^4$ Дж/(кг · К) (второй вариант). На левой (входной) границе расчетной области (фиг. 1) ставились "сверхзвуковые" граничные условия. При движении в плотной атмосфере параметры набегающего потока $u_1 = 60$ км/с, $v_1 = 0$, $p_1 = 1,4 \cdot 10^3$ Па, $\rho_1 = 2,4 \cdot 10^{-3}$ кг/м³, число Маха $M_1 = 71,7$, в разреженной $p_1 = 1,45 \cdot 10^{-2}$ Па, $\rho_1 = 2,5 \cdot 10^{-8}$ кг/м³, $M_1 = 75,1$ при тех же компонентах скорости u_1 и v_1 . Параметры атмосферы в зависимости от ее высоты определялись согласно данным работ [2,7]. Газодинамические условия на других границах расчетной области ставились в предположении о нулевых градиентах параметров течения в направлении нормали к границе, на границах метеороида задавалось условие непротекания $U_n = 0$.

В качестве электродинамических граничных условий на левой, верхней и нижней границах расчетной области ставилось условие $B_z = B_0 = 5 \cdot 10^{-4}$ Тл, что примерно соответствует данным об индукции собственного магнитного поля Юпитера в рассматриваемом диапазоне высот (допустимость использования условия $B_z = B_0$ на левой границе обсуждается в следующем разделе), на правой границе использовалось "мягкое" граничное условие $\partial B_z / \partial x = 0$.

В качестве начальных условий для системы (1.1)–(1.5) задавались стационарное газодинамическое течение, полученное методом установления при решении газодинамической подсистемы уравнений с нулевыми токами, и однородное магнитное поле с индукцией $B_z = B_0$.

Для сквозного решения электродинамической части задачи в невозмущенном потоке до ударной волны и в области, занимаемой телом метеороида, задавались $\sigma_0 = 1$ См/м, $\beta = 0$ (для сравнения: в потоке плазмы σ достигает $\sim 10^3$ – 10^4 См/м).

Расчетная область аппроксимируется прямоугольником со сторонами 6000 и 8000 м, а тело метеороида – квадратом со стороной 1000 м, располагающимся посередине расчетной области в поперечном направлении и отстоящим от ее левой границы на 1000 м. В такой геометрии отошедшая от фрагмента ударная волна пересекает только правую (выходную) границу расчетной области, а на остальных ее границах параметры остаются практически неизменными. Как показали контрольные расчеты, при сформулированных выше граничных условиях дальнейшее удаление границ расчетной области от тела метеороида практически не оказывает влияния на количественные характеристики решения.

В дополнение к указанным выше величинам безразмерных параметров задачи приведем также магнитное число Рейнольдса, определенное по толщине ударно сжатого слоя: $R_m \approx 10^2 - 10^3$.

Поставленная задача интегрировалась численно с расщеплением системы уравнений (1.1)–(1.5) на электродинамическую и газодинамическую подсистемы. Расчетная область разбивалась ортогональной равномерной сеткой с $N_x \times N_y = 300 \times 400$. Индукция магнитного поля B_z определялась в узлах сетки, газодинамические параметры – в центрах ячеек.

На каждом временном шаге сначала решалась электродинамическая часть задачи – уравнение (1.5). Электродинамика исследуемой задачи имеет ряд особенностей, вызывающих серьезные трудности при численном решении. В первую очередь к ним относятся обусловленное большими значениями R_m наличие областей с мощными токовыми слоями, характеризующимися большими градиентами B_z . Топология этих токовых структур достаточно сложна и заранее неизвестна, что затрудняет выделение этих подобластей и требует применения сквозных высокоэффективных численных алгоритмов.

Кроме того, пространственные распределения коэффициентов уравнения индукции характеризуются разрывностью, наличием зон больших градиентов и экстремумов. Попытки использования аппроксимаций уравнения (1.5) первого и более высоких порядков с фиксированным шаблоном оказались неудачными, поскольку не обеспечивали нужного качества описания исследуемого процесса (в процессе счета возникали нефизические осцилляции, а иногда и неограниченный рост неустойчивости решения). В этой связи для описания электродинамики исследуемого процесса был разработан и апробирован численный алгоритм с неоднородным шаблоном аппроксимации конвективного члена, зависящим от локальных свойств решения (алгоритм подробно описан в [9]).

В качестве электродинамического шага по времени τ_e выбиралось минимальное из характерных времен диффузии и конвективного переноса на масштабе соответствующего шага сетки. Как правило, величина τ_e оказывалась меньше газодинамического временного шага τ_g и на фиксированном газодинамическом распределении делалось несколько электродинамических временных шагов.

Временной шаг завершается решением газодинамической подсистемы уравнений (1.1)–(1.4), проводившимся на основе метода Годунова [10], известным достоинством которого является монотонность и безаварийность расчета сложных разрывных течений, и определением коэффициентов в разностном аналоге уравнения (1.5). Для реализации газо- и электродинамических граничных условий использовалась идеология фиктивных ячеек, способ задания параметров в которых варьировался в зависимости от вида граничного условия.

2. Модельная задача о поведении магнитного поля на одномерном ударно-волновом разрыве. Для того чтобы получить предварительное представление о характере распределения магнитного поля в условиях ударно-волновой структуры течения и иметь возможность тестировать вычислительный алгоритм и коды, разработанные для решения электродинамической части задачи, рассмотрим следующую модельную постановку.

Пусть плоская стационарная ударная волна разделяет два участка одномерного течения с координатами $-l_1 \leq x < 0$ и $0 < x \leq l_2$, поток движется в положительном направлении оси x , вектор индукции внешнего (приложенного) магнитного поля $\mathbf{V}_0 = \{0, 0, B_0\}$ перпендикулярен вектору скорости. Будем полагать, что имеет место условие $R_H \leq 1$ и МГД-взаимодействием можно пренебречь, так что на каждом из двух участков скорость u и проводимость σ остаются постоянными: $u = u_1$, $\sigma = \sigma_1$ при $-l_1 \leq x < 0$, $u = u_2$, $\sigma = \sigma_2$ при $0 < x \leq l_2$. Рассмотрим стационарный случай в отсутствие эффекта Холла. Тогда одномерное уравнение магнитной индукции (1.5) преобразуется к виду

$$\frac{d^2 B_z}{dx^2} - \mu \sigma u \frac{dB_z}{dx} = 0$$

Это уравнение при граничных условиях $B_z(-l_1) = B_z(l_2) = B_0$ и условии непре-

равности B_z при $x = 0$ имеет следующее решение:

$$\frac{B_z}{B_0} = \left\{ \left(\frac{u_1}{u_2} - 1 \right) \left(\frac{1 - e^{-R_{m2}}}{P} \right) \right\} e^{R_{m1}(x/l_1+1)} + \left(\frac{e^{R_{m1}} - e^{-R_{m2}}}{P} \right) - l_1 \leq x < 0$$

$$\frac{B_z}{B_0} = \left\{ \left(\frac{u_2}{u_1} - 1 \right) \left(\frac{e^{-R_{m1}} - 1}{S} \right) \right\} e^{R_{m2}(x/l_2-1)} + \left(\frac{e^{R_{m1}} - e^{-R_{m2}}}{S} \right) \quad 0 \leq x < l_2$$

$$P = e^{R_{m1}} - 1 + \frac{u_1}{u_2} (1 - e^{-R_{m2}}), \quad S = \frac{u_2}{u_1} P, \quad R_{m1} = \mu \sigma_1 u_1 l_1, \quad R_{m2} = \mu \sigma_2 u_2 l_2.$$

Отметим следующие свойства данного решения. Максимальная компрессия магнитного поля B_z/B_0 достигается при $R_{m1} \gg 1$ и $R_{m2} \gg 1$. В этом случае $B_z(0)/B_0 = u_1/u_2$, что соответствует известному решению [11]. Поскольку в описанной выше численной модели магнитные числа Рейнольдса, определенные по параметрам начального участка течения (от левой границы расчетной области до ударной волны) и ударно сжатого промежутка, достаточно велики, задание индукции собственного магнитного поля планеты в качестве левого граничного условия на конечном расстоянии от ударной волны вполне корректно.

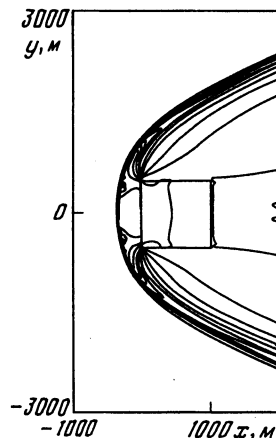
Экспоненциальный вид решения указывает также на то, что при больших значениях R_{m1} и R_{m2} существенное изменение магнитного поля происходит в узких токовых слоях, примыкающих к правым границам участков, образующих рассматриваемую область. Толщины этих токовых слоев имеют порядок $\Delta l_1/l_1 \sim R_{m1}^{-1}$ и $\Delta l_2/l_2 \sim R_{m2}^{-1}$ соответственно.

Сравнение аналитического и численного решений модельной задачи показало хорошее совпадение их результатов при шаге сетки $h_x \leq 20$ м. Хотя структура токовых слоев в численном решении модельной задачи при шаге сетки $h_x = 20$ м не разрешалась, интегральные соотношения на них, т.е. перепад магнитного поля и соответственно величина полного тока, определяются с хорошей точностью без каких-либо негативных вычислительных эффектов (нефизических осцилляций, размазывания и т.п.). Это позволяет надеяться, что и при решении двумерной задачи неразрешение структуры узких токовых слоев при их толщине, меньшей или сравнимой с величиной выбранного пространственного шага (для двумерных расчетов был выбран шаг $h_x = h_y = 20$ м), не приведет к искажению решения вне этих слоев.

3. Обсуждение результатов расчетов при $R_H \leq 1$. В качестве начальных газодинамических условий задачи использовалось стационарное решение газодинамической подсистемы уравнений (1.1)–(1.5) без МГД-взаимодействия, граничные условия описаны там же. В этом решении ударная волна отходит от метеороида примерно на 340 м, в ударно сжатом промежутке реализуются высокие давление $p \approx 8$ МПа и температура $T \approx 2 \cdot 10^4$ К, электропроводность плазмы σ составляет $2 \cdot 10^4$ См/м при степени ионизации $\alpha \approx 0,6$. Оцененное по расстоянию между левой границей расчетной области и ударной волной $R_m \approx 40$.

В начальный момент времени в расчетной области задается внешнее магнитное поле $B_0 = 5$ Гс. В условиях данной задачи характерное время имеет порядок прелетного и составляет ~ 1 с. За это время решение становится практически стационарным. Линии уровня B_z в стационарном решении и соответственно функции электрического тока ψ показаны на фиг. 2. На ударной волне происходит интенсивный рост (компрессия) магнитного поля. Увеличение B_z максимально на центральном участке ударной волны и ослабевает с уменьшением угла ее наклона к оси x и интенсивности. Компрессия магнитного поля близка к своему максимальному значению, соответствующему условию вмороженности поля в плазму $B_z/B_0 = \rho/\rho_0$, и достигает на центральном участке ударной волны $(\gamma + 1)/(\gamma - 1) = 11$.

В ударно сжатом промежутке располагается токовый вихрь с током, направленным против часовой стрелки. Вихрь инициируется компрессией магнитного поля на ударной волне, характеризующейся образованием локализованного перед ударной волной токового слоя (аналога электрического скин-слоя). С увеличением угла между фронтом ударной волны и вектором скорости набегающего потока величина электрического тока в скин-слое уменьшается, а обеспечение условия $\text{div } \mathbf{j} = 0$ вдоль фронта обеспечивается перетеканием соответствующей части тока в область ударно сжатой плазмы. Дальнейший ход линий электрического тока в этой области определяется в силу явно выраженной замороженности магнитного поля в плазму характером распределения ее плотности. Поскольку при обтекании кромок тела поток расширяется в центрированной волне разрежения (течении Прандтля – Майера), линии электрического тока ведут себя подобно характеристикам в этой волне, концентрируясь на передних кромках метеороида. Формирование токового вихря завершается у верхней по потоку границы метеороида с протеканием основной части тока в узком магнитном пограничном слое и незначительной – через тело метеороида.



Фиг. 2. Линии уровня $B_z(x, y)$

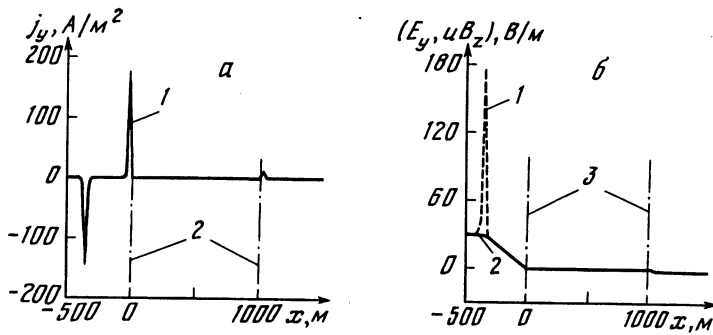
Полученное решение характеризуется симметричностью относительно оси x , что является следствием пренебрежимо слабого проявления эффекта Холла (в условиях плотных слоев циклотронная частота оказывается много меньше частоты столкновений электрона с остальными частицами плазмы и $\beta \approx 0$). В решении можно выделить области существенного влияния диффузии (токовый слой на ударной волне и магнитные пограничные слои у верхней и нижней по потоку границ метеороида), доминирующего влияния конвекции (центральная область течения ударно сжатой плазмы), а также область, где имеет место только диффузия магнитного поля (тело метеороида).

На фиг. 3 представлены одномерные распределения ($y = 0$) поперечных компонент плотности тока $j_y(x)$, напряженности электрического поля $E_y(x)$ и индуцированной ЭДС $uB_z(x)$. Из фиг. 3, а следует, что экстремумы j_y , отвечающие максимальным продольным градиентам магнитного поля, наблюдаются в токовом слое перед газодинамической ударной волной и в магнитном пограничном слое на левой границе тела. Однако в первом случае они реализуются вследствие резкого различия величин $E_y(x)$ и $uB_z(x)$ (фиг. 3, б), а во-втором – за счет высоких значений проводимости. Оценка толщин токовых слоев у ударной волны и на теле в критической точке дает $\Delta l_S \sim 1/\mu\sigma_0\mu_l \sim 10$ м и $\delta_i \sim (d_*/\mu\sigma_i)^{1/2} \sim 1$ м.

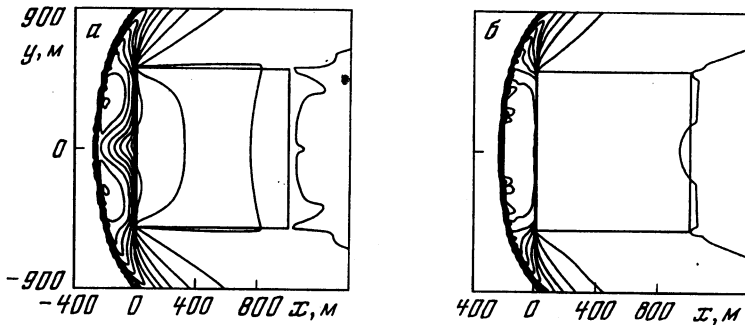
В следе за телом метеороида имеет место еще один токовый вихрь, интенсивность которого значительно меньше, чем основного (полный ток вихря на единицу погонной длины по оси z в ударно сжатом промежутке $J_{us} \sim 10^3$ А/м, в донной области $J_{ub} \sim 10^2$ А/м), а ток течет в противоположном направлении. Причиной возникновения этого вихря является встречное струйное течение в следе за метеороидом. Величина B_z в центре этого вихря меньше, чем внешнее магнитное поле B_0 .

Анализ аналогичных одномерных распределений электродинамических параметров в поперечном направлении указывает на шунтирующее действие тела метеороида. В рассматриваемом случае плотных слоев атмосферы МГД-взаимодействие в плазменной области оказалось пренебрежимо слабым ($R_H \sim 10^{-5}$).

4. Обсуждение результатов расчетов при $R_H \sim 1$. Начальные условия, при которых решалась задача о движении в разреженных слоях атмосферы, отличаются от используемых в предыдущем параграфе лишь термодинамическими параметрами в набегающем потоке, величины которых даны при постановке задачи. В этом варианте



Фиг. 3. Распределение электродинамических параметров вдоль оси x ($y = 0$). а: 1 - $j_y(x)$, 2 - границы метеороида; б: 1 - uB_z , 2 - E_y , 3 - границы метеороида



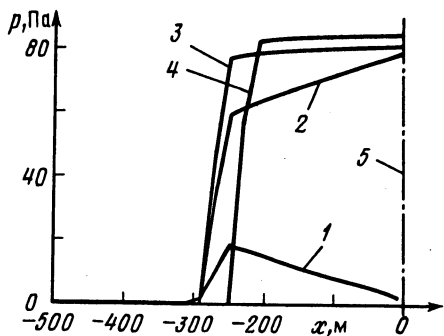
Фиг. 4. Линии уровня $B_z(x, y)$: а - с учетом МГД-взаимодействия; б - без учета МГД-взаимодействия

ударная волна отходит от метеороида примерно на 240 м, что на 100 м меньше, чем в рассмотренном выше случае плотных слоев атмосферы. В ударно сжатом промежутке реализуются давление $p \approx 80$ Па и температура $T \approx 10^4$ К, а электропроводность плазмы $\sigma \approx 3 \cdot 10^3$ См/м при степени ионизации $\alpha \approx 0,9$.

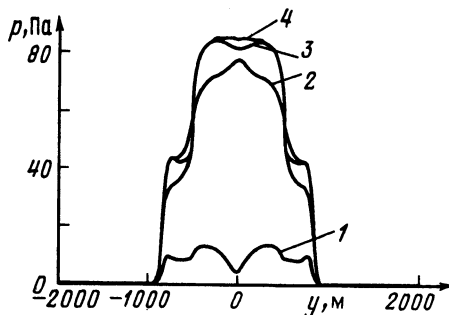
Решения, анализируемые в этом и предыдущем параграфах, имеют многие сходные черты, такие как динамика процесса установления, компрессия магнитного поля ударной волной, образование магнитных пограничных слоев на вертикальных границах метеороида, характер распределения $B_z(x, y)$ в его теле и т.п. Поэтому, не останавливаясь на этом сходстве, обратимся к особенностям решения, описывающего движение метеороида в разреженных слоях атмосферы. Его принципиальным моментом является относительно высокий уровень МГД-взаимодействия (в этом случае число магнитного давления $R_H \sim 1$), что приводит к заметному взаимному влиянию электро- и газодинамических полей.

На фиг. 4 даны линии уровня $B_z(x, y)$, отвечающие решению полной системы МГД-уравнений (1.1)–(1.4), (1.5) (фиг. 4, а) и ее электродинамической подсистемы (1.5) с использованием в качестве фиксированного газодинамического фона начальных условий (фиг. 4, б).

Максимальная величина индукции магнитного поля $B_{z \max} \sim 80$ Гс достигается в ударно сжатом промежутке перед телом метеороида (фиг. 4, а). Несмотря на то что параметр Холла β в данных условиях не является малым (в области максимального магнитного поля $\beta \sim 0,1$), распределение $B_z(x, y)$ остается практически симметричным. В отличие от распределения $B_z(x, y)$ для более плотных слоев (фиг. 2), где МГД-взаимодействие пренебрежимо мало, в данном решении перед метеороидом имеют



Фиг. 5. Распределение давлений вдоль оси x ($y = 0$) перед метеороидом: 1 – p_m , 2 – p_g , 3 – p_Σ , 4 – p^0 , 5 – граница метеороида



Фиг. 6. Поперечное распределение давлений ($x = -20$ м): 1 – p_m , 2 – p_g , 3 – p_Σ , 4 – p^0

место два симметрично расположенных ярко выраженных максимума магнитного поля.

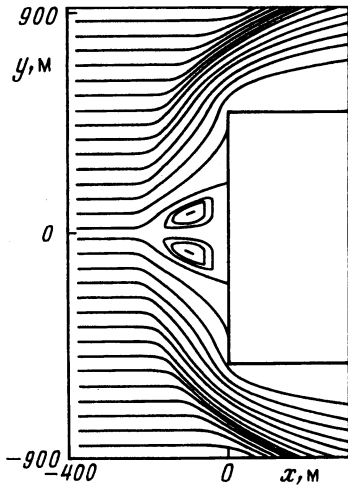
Влияние МГД-взаимодействия можно видеть при сравнении фиг. 4, а и б. Происходит сильное "разбухание" магнитного пограничного слоя в середине верхней по потоку границы метеороида – ток, локализованный в отсутствие МГД-взаимодействия в очень узкой зоне, при его учете распределен по всей толщине ударно сжатого промежутка. МГД-взаимодействие усиливает неоднородность распределения давления в ударно сжатом промежутке, причем линии уровня магнитного поля и давления имеют близкую структуру, но распределения этих параметров различаются знаком градиентов.

Продольные распределения магнитного давления $p_m(x) = B_z^2 / 2\mu$, газодинамического давления $p^0(x)$ в решении без учета МГД-взаимодействия и $p_g(x)$ с его учетом, а также суммарного давления $p_\Sigma = p_m(x) + p_g(x)$ при $y = 0$ приведены на фиг. 5. Анализ этой фигуры показывает, что начальный импульс потока существенным образом перераспределяется между газодинамическим и магнитным давлением. Под влиянием МГД-эффектов ударная волна отходит от тела метеороида примерно на 50 м дальше, чем в чисто газодинамическом течении. Эта особенность задач внешнего МГД-обтекания отмечалась многими авторами – от ранней работы [12] до относительно недавней [13].

При учете МГД-взаимодействия в течении вырабатывается такое газодинамическое давление, градиент которого стремится уравновесить пондеромоторную силу (в рамках данной постановки $\mathbf{j} \times \mathbf{B} = \text{grad} (B_z^2 / 2\mu)$), и в результате суммарное давление p_Σ примерно равно газодинамическому p^0 , имевшему место в течении без МГД-взаимодействия (фиг. 6).

Однако полный баланс сил не достигается. В результате поперечная составляющая градиента суммарного давления p_Σ в центральной части верхней по потоку границы метеороида имеет то же направление, что и параллельная этой границе компонента скорости u в течении без учета МГД-взаимодействия, а с приближением к кромкам тела метеороида $\partial p_\Sigma / \partial y$ меняет знак. Это изменение направления силового воздействия на поток обусловлено сменой знака компоненты пондеромоторной силы $f_y = -j_x B_z$. Такое поведение суммарного давления p_Σ провоцирует отрыв потока от тела метеороида. Плазма в отрывных зонах движется к оси X , разворачивается в окрестности критической точки и направляется вдоль этой оси навстречу основному потоку. В результате возникает вихревая конфигурация, состоящая из двух антисимметричных газодинамических вихрей (фиг. 7).

Таким образом, в анализируемом решении имеет место суперпозиция взаимозависимых эффектов: образования вихревой газодинамической структуры перед телом



Фиг. 7. Линии тока газа (фрагмент)

метеороида, конвективного "выноса" магнитного поля вверх по потоку от поверхности тела, приводящего к "разбуханию" магнитного пограничного слоя, и возникновению двух максимумов B_z в ударно сжатом промежутке. Отвечающие этим максимумам B_z вихревые токи порождают направленное вонне пондеромоторное воздействие на среду, которое в свою очередь оказывает влияние на распределение суммарного давления вдоль верхней по потоку границы тела.

Заключение. Проведено исследование МГД-эффектов, возникающих при движении метеороида в атмосфере планеты, для близких к юпитерианским условиям на двух уровнях высот: ~ 100 км и 360 км. Для обоих вариантов расчетов характерна компрессия магнитного поля на ударной волне с возникновением в ударно сжатом промежутке вихря электрического тока. Отношение максимальной величины магнитного поля к собственному магнитному полю планеты примерно равно $(\gamma + 1)/(\gamma - 1)$. Эффект Холла не оказывает заметного влияния на полученные решения и они практически симметричны.

Основное отличие вариантов расчетов для плотных и разреженных слоев атмосферы связано с разной интенсивностью МГД-взаимодействия. В первом случае оно пренебрежимо мало ($R_H \ll 1$) и течение остается практически невозмущенным. Во втором $R_H \sim 1$ и полученные решения демонстрируют заметное взаимное влияние газо- и электродинамических полей. В результате этого влияния газодинамическое давление в ударно сжатом промежутке уменьшается, а расстояние между телом метеороида и отошедшей ударной волной увеличивается. В ударно сжатом промежутке образуются два максимума магнитного поля с соответствующей вихревой токовой структурой. Перед центральным участком верхней по потоку границы метеороида происходит "разбухание" магнитного пограничного слоя, связанное с возникновением в этой области двух антисимметричных газодинамических вихрей.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Космическая магнитная гидродинамика / Под ред. Э. Приста, А. Худа. М.: Мир, 1995. 439 с.
2. Фортон В.Е., Гнедин Ю.Н., Иванов М.Ф. и др. Столкновение кометы Шумейкер–Леви 9 с Юпитером: что мы увидели // Успехи физ. наук. 1996. Т. 166. № 4. С. 391–422.
3. Morrison D., Chapman C. Target Earth: It Will Happen // Sky and Telescope. 1990. V. 79. № 3. P. 261–265.
4. Клунов Б.А., Кондауров В.И., Конохов А.В. и др. Моделирование долговременных последствий столкновения кометы Шумейкер–Леви 9 с Юпитером // Докл. РАН. 1994. Т. 337. № 1. С. 28–35.
5. Шерклиф Дж. Курс магнитной гидродинамики. М.: Мир, 1967. 320 с.
6. Роза Р. Магнитогидродинамическое преобразование энергии. М.: Мир, 1970. 288 с.
7. Chevalier A., Sarazin L. Explosion of infalling comets in Jupiter's atmosphere // Astrophys. J. 1994. V. 429. № 2. P. 863–875.
8. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966. 686 с.
9. Губанов Е.В., Лихачев А.П., Медин С.А. МГД-эффекты при взаимодействии метеороида с оболочками планеты: Препринт № 3-428. М.: ОИВТАН, 1999. 32 с.
10. Годунов С.К., Забродин А.В., Иванов М.Я. и др. Численное решение многомерных задач газовой динамики. М.: Наука, 1976. 400 с.

11. *Burgers J.M.* Penetration of a shock wave into a magnetic field // *Magnetohydrodynamics* / Ed. R.K.M. Landshoff. Stanford: Univ. Press. 1957. P. 36–56.
12. *Bush W.B.* Magnetohydrodynamic-hypersonic flow past a blunt body // *J. Aero-Space Sci.* 1958. V. 25. № 11. P. 685–690.
13. *Alferov V.I., Bityurin V.A., Potebnia V.G.* On MHD control of hypersonic flows: Planning of experimental studies of MHD effects on bow shock // *Proc. 34th SEAM.* 1997. Mississippi State Univ. USA.

Москва

Поступила в редакцию
20.IV.1999