

УДК 533.6.011.55:537.84

© 2006 г. Е. В. ГУБАНОВ, А. П. ЛИХАЧЕВ, С. А. МЕДИН

ГИПЕРЗВУКОВОЕ ОБТЕКАНИЕ ПЛОСКОГО МАГНИТНОГО ДИПОЛЯ С ПАРАЛЛЕЛЬНОЙ ОРИЕНТАЦИЕЙ ВЕКТОРОВ МАГНИТНОГО МОМЕНТА И СКОРОСТИ НАБЕГАЮЩЕГО ПОТОКА ПРИ УМЕРЕННЫХ МАГНИТНЫХ ЧИСЛАХ РЕЙНОЛЬДСА

Рассматривается двумерная задача о гиперзвуковом обтекании цилиндрического тела, несущего плоский магнитный диполь, в присутствии внешнего магнитного поля. Магнитный момент диполя параллелен скорости набегающего потока. Параметры обтекания соответствуют скорости 7000 м/с на высоте около 65 км атмосферы Земли. Система МГД уравнений (уравнения Эйлера с объемными МГД источниками импульса и энергии и уравнение магнитной индукции) решалась методом установления. Расчеты проводились для двух значений магнитного числа Рейнольдса: $(Re_m)_1 = 0.18$ (отвечает параметрам равновесно ионизованной плазмы ударного слоя) и $(Re_m)_2 = 1.8$ (проводимость плазмы увеличена в 10 раз). Проведен анализ полученных решений, определено влияние величины Re_m на характеристики обтекания: отход ударной волны от тела, конфигурацию вихревых структур, аэродинамическую и пондеромоторную составляющие сопротивления тела.

Ключевые слова: магнитогидродинамическое гиперзвуковое течение, плоский магнитный диполь, магнитное число Рейнольдса, ударный слой, отрыв потока от стенок, донная струя.

Взаимодействие высокоскоростного потока плазмы с магнитным диполем представляет наибольший интерес для физики магнитосферы. В МГД приближении эта задача достаточно подробно исследована для условий взаимодействия солнечного ветра с магнитным полем Земли и других планет [1]. Основные особенности МГД обтекания диполя при характерных для этих условий больших магнитных числах Рейнольдса были определены уже в ранних работах (см., например, обзор [2]). Сверхзвуковой поток плазмы обтекает магнитный диполь Земли как виртуальное упругое тело, имеющее скругленную головную часть. Торможение плазмы перед диполем сопровождается установлением отсоединенной ударной волны на расстоянии 10–15 радиусов Земли. Отклик магнитосферы Земли на воздействие солнечного ветра характеризуется компрессией магнитного поля в ударном слое и образованием шлейфа магнитных силовых линий в хвостовой области течения. Существенно взаимодействие замороженного в солнечный ветер межпланетного магнитного поля и поля диполя, в результате которого возникает пересоединение магнитных силовых линий и образование соответствующих токовых структур. Современные представления о магнитосфере, базирующиеся на данных спутниковых измерений и результатах численного моделирования, приведены в [2].

Задача об МГД обтекании магнитного диполя возникает также в аэрокосмических приложениях, где на основе ее решения исследуется возможность управления аэродинамическими характеристиками летательного аппарата. МГД течение в окрестности головной части тела с магнитным диполем, ориентированным вдоль направления его движения, было исследовано в первых теоретических работах [3, 4]. В плазме ударного слоя возбуждается токовый вихрь, магнитный момент которого направлен противоположно магнитному моменту диполя. Возникающая при этом сила отталкивания между плазмой и диполем тормозит тело и способствует увеличению расстояния между удар-

ной волной и телом. В [3] была построена зависимость толщины ударного слоя, отнесенной к глубине расположения диполя на оси тела, от параметра МГД взаимодействия, определенного по расстоянию между диполем и ударной волной. Эта монотонно возрастающая зависимость дает бесконечную величину относительной толщины ударного слоя при конечном значении параметра МГД взаимодействия. Это означает, что при достаточно больших значениях параметра МГД взаимодействия наличие тела не оказывает влияния на течение, которое формируется только под воздействием дипольного магнитного поля.

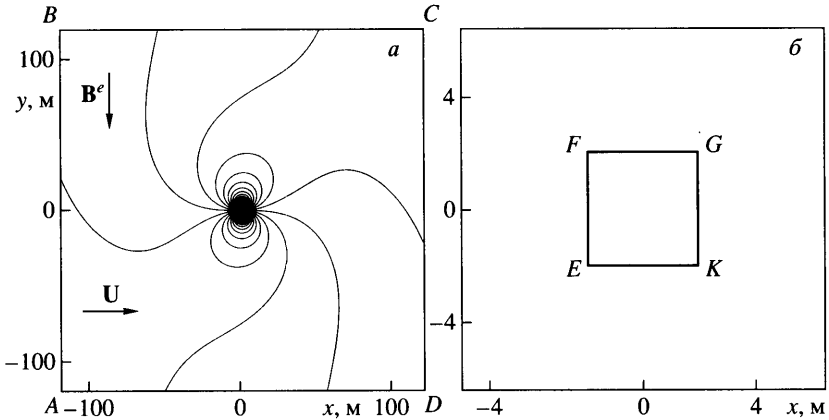
В [4] при аналогичной постановке задачи рассмотрена структура течения в дозвуковой части ударного слоя. В ударном слое были выделены две подобласти. В первой подобласти, примыкающей к ударной волне и называемой “слоем торможения”, происходит существенное уменьшение скорости. При $B = 0$ слой торможения совпадает с ударным слоем. Во второй подобласти, расположенной между слоем торможения и поверхностью тела и называемой “зоной медленного течения”, скорость плазмы очень мала. При увеличении параметра МГД взаимодействия ширина слоя торможения изменяется незначительно, в то время как зона медленного течения увеличивается, обеспечивая рост полной ширины ударного слоя. В [3, 4] отмечено снижение давления и уменьшение касательной компоненты скорости на поверхности тела по сравнению с обычным газодинамическим обтеканием. С этим связывается уменьшение тепловых потоков на стенке в окрестности критической точки.

Интерес к МГД методу управления характеристиками обтекания летательных аппаратов долгие годы сдерживался проблемой создания в потоке необходимого уровня МГД взаимодействия. Однако с ростом скорости и высоты полета современных летательных аппаратов головная ударная волна становится более интенсивной и равновесной ионизации в ударно сжатой плазме может оказаться достаточно для обеспечения требуемой величины электропроводности (~ 100 См/м). В этой связи в последние годы появилась серия публикаций (см., например [5–8]), в которых возможности МГД управления обтеканием рассматривались в естественном для таких значений электропроводности предположении о малости индуцированных магнитных полей ($Re_m \ll 1$).

В частности, в [8] исследовано гиперзвуковое МГД течение около сферической головной части с магнитным диполем. Моделирование проводилось на основе полных уравнений Навье–Стокса и закона Ома с учетом эффекта Холла. Токи Холла индуцируются в меридиональных плоскостях и порождают азимутальную компоненту поперечной силы. Под действием этой силы в ударном слое происходит закрутка потока относительно оси симметрии. Основной поток плазмы отрывается от стенки, и в меридиональных плоскостях возникают циркуляционные зоны, образующие тороидальную структуру около критической точки полусферы. В результате существенно снижаются тепловые потоки в окрестности критической точки. Эффект Холла оказывает слабое влияние на интегральные характеристики обтекания – суммарную силу сопротивления полусферической головной части и полный поток тепла на ее поверхности.

Данная статья – первая из двух работ, в которых моделируется обтекание плоского магнитного диполя при умеренных значениях магнитного числа Рейнольдса $Re_m \sim 1$. Такие значения Re_m могут реализовываться у верхней границы полетного коридора разрабатываемого гиперзвукового высотного самолета или при входе в атмосферу возвращаемых космических объектов. В этой статье анализируются решения при параллельной ориентации магнитного момента диполя и скорости набегающего потока, в следующей – будет рассмотрен случай их перпендикулярной ориентации.

1. Постановка задачи. Рассмотрим бесконечно длинное тело квадратного поперечного сечения, движущееся в атмосфере с постоянной скоростью таким образом, что одна из его граней перпендикулярна направлению движения. Тело несет плоский магнитный диполь, образованный двумя бесконечными параллельными проводниками, электрический ток в которых протекает в противоположных направлениях. Вектор магнитного момен-



Фиг. 1. Схема расчетной области: *a* – в целом (показаны силовые линии магнитного поля $\mathbf{V}^e + \mathbf{V}^d$), *б* – увеличенный фрагмент с контурами тела

та диполя направлен противоположно вектору скорости тела. Движение происходит в однородном внешнем магнитном поле, перпендикулярном оси тела и направлению его движения. Полное магнитное поле двумерно и лежит в плоскости поперечного сечения тела. При высоком уровне МГД взаимодействия в потоке общая картина обтекания определяется дипольным магнитным полем, а форма поперечного сечения тела сказывается лишь вблизи его поверхности и может быть выбрана из методических соображений.

Задача рассматривается в системе координат, связанной с телом. В отсутствие эффекта Холла индуцированное электрическое поле и плотность тока параллельны оси тела (оси z), а вектор скорости и индуцированное магнитное поле лежат в плоскости xu . Ищется стационарное решение этой задачи в плоской двумерной постановке.

Газодинамическая часть задачи описывается уравнениями Эйлера, содержащими объемную силу $\mathbf{j} \times \mathbf{B} = -j_z B_y \mathbf{e}_x + j_z B_x \mathbf{e}_y$ в уравнении сохранения импульса и плотность мощности $\mathbf{jE} = j_z E_z$ в уравнении сохранения энергии. Замыкает систему уравнений сохранения уравнение состояния термодинамически совершенного газа с постоянными показателем адиабаты и молекулярной массой.

Магнитное поле \mathbf{V} является суперпозицией индуцированного \mathbf{V}^i , внешнего \mathbf{V}^e и дипольного \mathbf{V}^d магнитных полей ($\mathbf{V} = \mathbf{V}^i + \mathbf{V}^e + \mathbf{V}^d$). Внешнее магнитное поле имеет только y -компоненту ($\mathbf{V}^e = B_y^i \mathbf{e}_y$, $B_y^i = \text{const}$), магнитное поле диполя лежит в плоскости xu ($\mathbf{V}^d = B_x^d \mathbf{e}_x + B_y^d \mathbf{e}_y$). Электродинамическая часть задачи описывается двухкомпонентным уравнением магнитной индукции, определяющим величины B_x^i и B_y^i

$$\frac{\partial B_x^i}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{\mu\sigma} \left(\frac{\partial B_y^i}{\partial x} - \frac{\partial B_x^i}{\partial y} \right) - u B_y + v B_x \right)$$

$$\frac{\partial B_y^i}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{\mu\sigma} \left(\frac{\partial B_y^i}{\partial x} - \frac{\partial B_x^i}{\partial y} \right) - u B_y + v B_x \right)$$

Расчетная область (фиг. 1) представляет собой квадрат стороной 240 м. В середине расчетной области расположено квадратное сечение тела со стороной 4 м. Начало координат выбрано в критической точке – середине верхней по потоку стороны тела EF. Провод с положительным током расположен в точке $x_1 = 2 \text{ м}$, $y_1 = 1 \text{ м}$; провод с отрицательным током имеет координаты $x_2 = 2 \text{ м}$, $y_2 = -1 \text{ м}$.

В качестве начальных газодинамических условий во всей расчетной области задавалось однородное распределение параметров $u_1 = 7 \cdot 10^3$ м/с, $v_1 = 0$, $p_1 = 10$ Па, $\rho_1 = 1.765 \cdot 10^{-4}$ кг/м³. Давление и плотность близки к параметрам земной атмосферы на высоте 65 км. Термодинамические свойства газа принимались постоянными и определялись показателем адиабаты $\gamma = 1.13$ и газовой постоянной $R = 458$ Дж/(кг К). Величины γ и R подбирались таким образом, чтобы параметры воздушной плазмы в ударном слое определялись с минимальной погрешностью [9].

На границе расчетной области АВ ставились сверхзвуковые граничные условия $u = u_1$, $v = v_1$, $p = p_1$, $\rho = \rho_1$, на остальных границах использовалось "мягкое" граничное условие $\partial/\partial n = 0$.

В качестве начального распределения магнитного поля во всей расчетной области задавалась сумма внешнего и дипольного магнитных полей ($\mathbf{B}^e + \mathbf{B}^d$). Внешнее магнитное поле полагалось равным $B_x^e = 0$, $B_y^e = -10^{-4}$ Т. Магнитное поле диполя определялось как сумма полей, индуцированных двумя бесконечно тонкими проводами с током $I = 2 \cdot 10^6$ А.

Электрическая проводимость ударно сжатой плазмы описывалась аппроксимационным выражением [10]

$$\sigma = \frac{k}{\sigma_1^{-1} + \sigma_2^{-1}}$$

$$\sigma_1 = 8.09 \cdot 10^{16} T^{3/4} \exp\left(-\frac{14 \cdot 11600}{T}\right), \quad \sigma_2 = 7.07 \cdot 10^{-4} T^{3/2}$$

Было проведено два варианта расчетов – с $k = 1$ и 10 . При $k = 1$ (первый вариант) величина проводимости ударно сжатой плазмы σ_p отвечает параметрам равновесно ионизованной воздушной плазмы ударного слоя, проводимость в набегающем потоке перед ударной волной σ_f и проводимость внутри тела σ_b задавались равными 10 См/м. Во втором варианте расчетов с увеличенной σ_p величины σ_f , σ_b задавались равными 100 См/м. В обоих вариантах σ_p намного больше, чем (σ_f , σ_b).

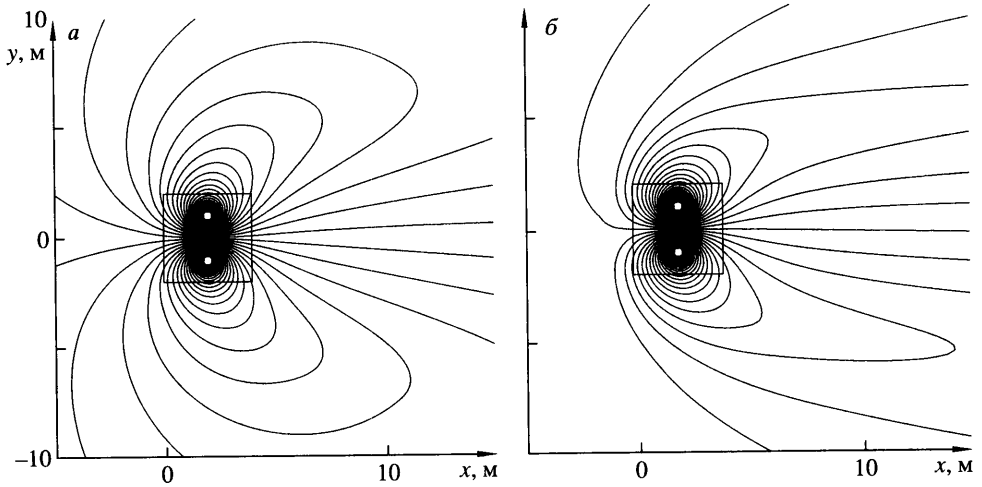
На границах расчетной области АВ, ВС и AD задавалось условие равенства суммарного магнитного поля внешнему ($\mathbf{B} = \mathbf{B}^e$), на границе CD ставились условия

$$\frac{1}{\mu\sigma} \left(\frac{\partial B_y^i}{\partial x} - \frac{\partial B_x^i}{\partial y} \right) - u B_y + v B_x = E_z = \text{const}$$

$$\frac{\partial B_x^i}{\partial x} + \frac{\partial B_y^i}{\partial y} = 0$$

Условие постоянства E_z следует из стационарного уравнения Максвелла $\text{rot} \mathbf{E} = 0$. Условие отсутствия тока при $x \rightarrow -\infty$ определяет электрическое поле из уравнения закона Ома $E_z = -u_1 B_y^e = 0.7$ В/м.

Задача характеризуется следующим набором безразмерных определяющих параметров: число Маха $M = u_1/a_1 = 27.7$, магнитное число Рейнольдса $\text{Re}_m = \mu\sigma_s u_s x_s = 0.18$ и 1.8 (первый и второй варианты расчетов соответственно), магнитное число давления $\text{R}_H = (B_c^d)^2 / (\mu\rho_s u_s^2) = 100$ (R_H , равный обратному квадрату числа Альфвена $A = (\mu\rho_s)^{1/2} u_s / B_c^d = 0.1$, в задачах с $\text{Re}_m \geq 1$ характеризует уровень МГД взаимодействия). Характерные значения плотности $\rho_s = 2.9 \cdot 10^{-3}$ кг/м³, скорости $u_s = 400$ м/с и проводимости $\sigma_s = 350$ См/м ($k = 1$); $3.5 \cdot 10^3$ См/м ($k = 10$) взяты из решения без МГД взаимодействия за центральным участком ударной волны, в качестве пространственного масштаба



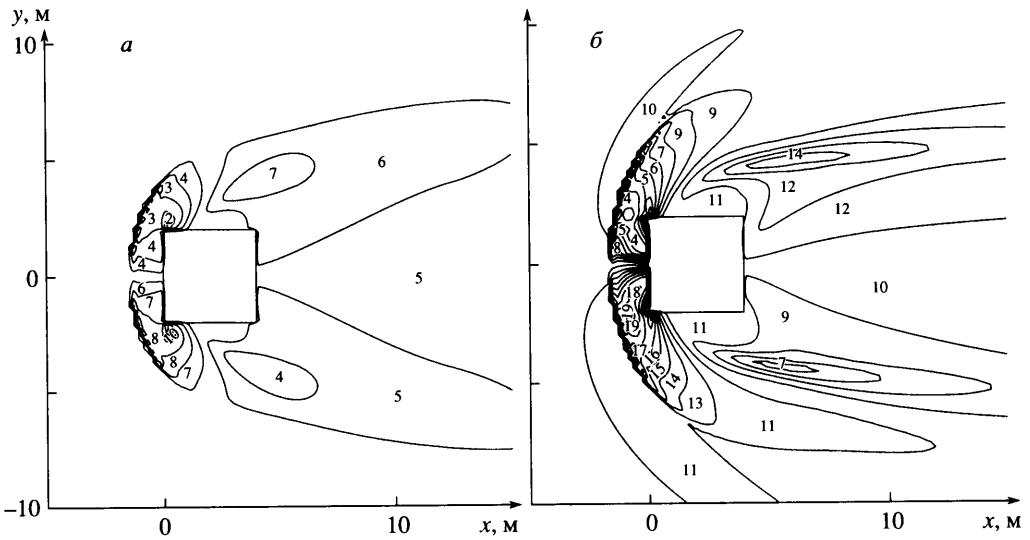
Фиг. 2. Векторные линии магнитного поля: $Re_m = 0.18$ (а), 1.8 (б)

$x_s = 1$ м взята толщина ударного слоя в этом же решении. Характерное значение магнитного поля $B_c^d = 0.7$ Т представляет собой максимальную величину дипольного магнитного поля на поверхности тела.

Задача интегрируется численно методом установления с расщеплением системы уравнений на электродинамическую и газодинамическую подсистемы. Решение газодинамической подсистемы уравнений основано на методе Годунова [11], известным достоинством которого является монотонность и безаварийность расчета сложных разрывных течений. Для описания электродинамики исследуемого процесса используется специально разработанная и апробированная численная схема с неоднородным шаблоном аппроксимации конвективного члена, зависящим от локальных свойств решения [12]. Задача решалась на многопроцессорной вычислительной системе с использованием MPI технологии параллельного программирования.

2. Результаты численного моделирования. Численное решение демонстрирует сильное взаимное влияние газодинамических и электродинамических полей. Магнитные силовые линии деформируются под влиянием эффекта конвекции (фиг. 2). Перед телом магнитные силовые линии сгущаются, прижимаясь к его поверхности, а позади тела вытягиваются по потоку с образованием уплотненного хвостового шлейфа. При $Re_m = 0.18$ проявляется диффузия магнитного поля. При $Re_m = 1.8$ магнитное поле почти полностью сосредоточено внутри области, ограниченной ударной волной. Картина силовых линий несимметрична вследствие присутствия внешнего магнитного поля. В соответствии с распределением индуцированного магнитного поля происходит генерация электрического тока (фиг. 3), значения уровней приведены ниже.

		$Re_m = 0.18$ (фиг. 3, а)									
Уровни		1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
j_z , кА/м ²		-27.8	-22.2	-1.54	-9.2	-3	3.16	9.34	15.5	21.7	27.9
		$Re_m = 1.8$ (фиг. 3, б)									
Уровни		1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
j_z , кА/м ²		-61.2	-54.9	-48.6	-42.3	-36	-29.7	-23.4	-17	-10.7	-4.43
Уровни		11	12	13	14	15	16	17	18	19	20
j_z , кА/м ²		1.9	8.2	14.5	20.8	27.1	33.5	39.8	46	52.4	58.7



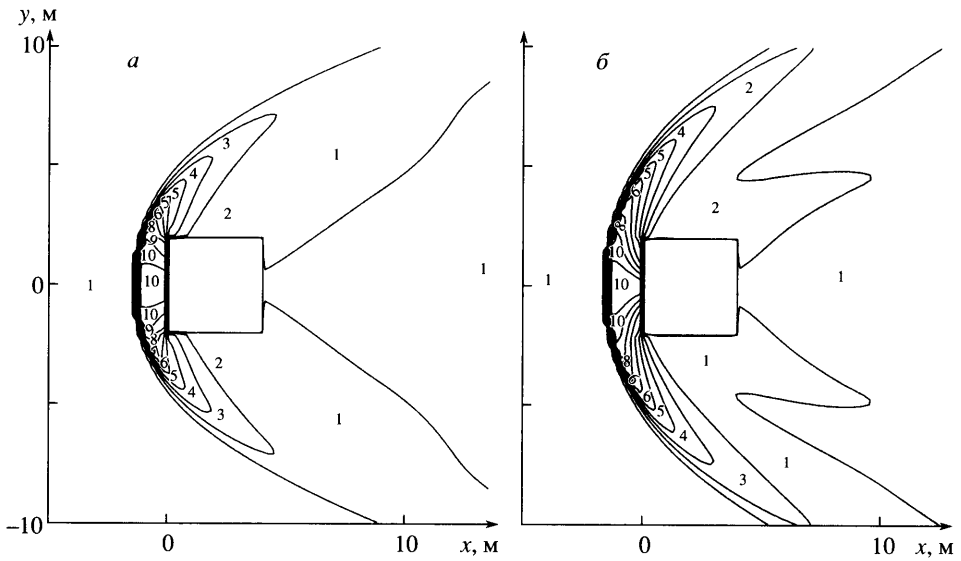
Фиг. 3. Линии уровня плотности электрического тока $j_z(x, y)$: $Re_m = 0.18$ (а), 1.8 (б)

Максимальные плотности тока наблюдаются в периферийных областях ударного слоя, примыкающих к верхним по потоку углам тела Е и F, где велика у-компонента магнитного поля. Токи в этих областях имеют разный знак, образуя замыкающийся при $z \rightarrow \pm\infty$ токовый виток, магнитный момент которого направлен противоположно магнитному моменту диполя. Пондеромоторное воздействие на плазму в этих областях является тормозящим. В центральной части ударного слоя плотность тока и соответственно МГД взаимодействие малы (на оси x , являющейся линией разграничения областей с $j_z > 0$ и $j_z < 0$, плотность тока равна нулю). В потоке, обтекающем углы тела G и K, расположены области, где ток направлен противоположно току в соседних с ними частях ударного слоя и имеет меньшую по модулю плотность. Эти токи также тормозят плазму. При увеличении Re_m максимальные значения плотности тока возрастают примерно в два раза.

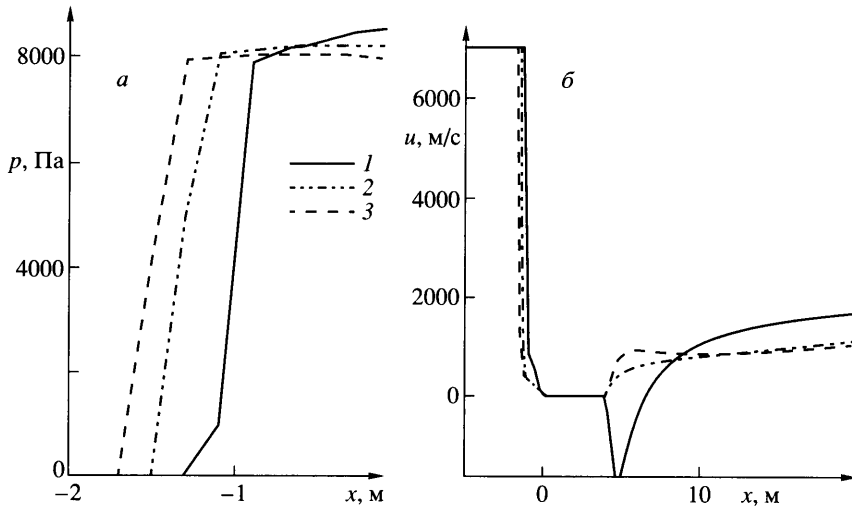
В небольшой области ударного слоя в окрестности оси x давление практически однородно (фиг. 4), значения уровней приведены ниже. Величины давления в этой области в рассматриваемых вариантах решения при $Re_m = 0.18$ и 1.8 незначительно отличаются от давления при обтекании тела в отсутствие магнитного поля (фиг. 5, а). Видно, что включение МГД взаимодействия увеличивает отход ударной волны от тела. Если при $B = 0$ расстояние между ударной волной и телом составляет 1 м, то при $Re_m = 0.18$ и 1.8 это расстояние равно соответственно 1.2 и 1.3. Наряду с увеличением толщины ударного слоя наблюдается уменьшение кривизны ударной волны. Этот эффект обсуждается ниже.

	$Re_m = 0.18$ (фиг. 4, а)									
Уровни	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
$p, \text{Па}$	523	1322	2121	2920	3718	4517	5316	6114	6913	7712
	$Re_m = 1.8$ (фиг. 4, б)									
$p, \text{Па}$	514	1299	2084	2869	3653	4438	5223	6008	6792	7577

С удалением от критической линии тока вдоль верхней по потоку поверхности тела EF под действием тормозящей пондеромоторной силы развивается градиент давления (фиг. 4). В результате с увеличением Re_m среднее давление на передней поверхности те-



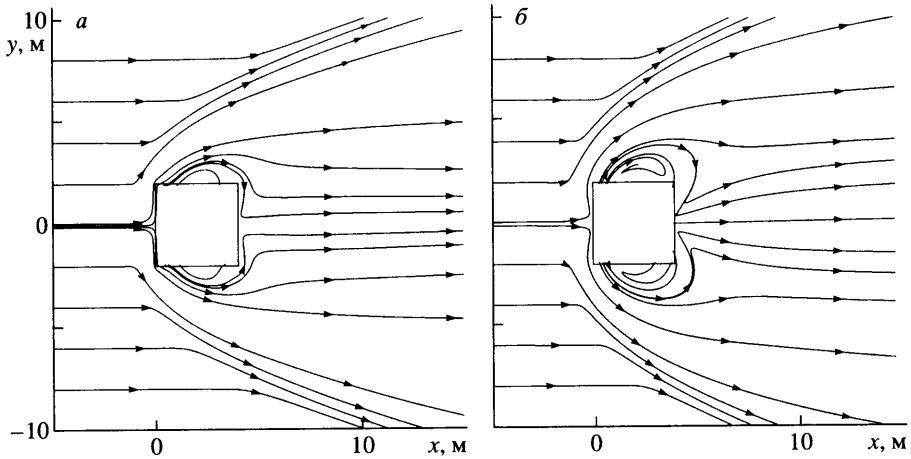
Фиг. 4. Линии уровня давления $p(x, y)$: $Re_m = 0.18$ (а), 1.8 (б)



Фиг. 5. Осевые распределения давления $p(x, 0)$ (а) и скорости $u(x, 0)$ (б): 1 – $B = 0$, 2 – $Re_m = 0.19$, 3 – $Re_m = 1.9$

ла $\langle p(0, y) \rangle$ уменьшается, составляя при $B = 0$, $Re_m = 0.18$ и 1.8 соответственно 7.7 ; 6.8 и 5.9 кПа.

Как следует из фиг. 5, б различия в распределениях скорости $u(x, 0)$ перед телом при $B = 0$, $Re_m = 0.18$ и 1.8 незначительны и обусловлены отходом ударной волны под влиянием МГД взаимодействия. Однако вниз по потоку от тела включение магнитного поля приводит к существенной перестройке течения (фиг. 5, б, 6). Если при $B = 0$ за телом $u(x, 0) < 0$, т.е. имеет место возвратное течение, то под влиянием МГД взаимодействия в этой области генерируется ускоряющаяся вдоль оси x струя. Кардинальные изменения



Фиг. 6. Линии газодинамического тока: $Re_m = 0.18$ (а), 1.8 (б)

происходят и в пространственной структуре течения (фиг. 6): поток стремится затекать в полюса, следуя направлению магнитных силовых линий, а донные вихри вытесняются на боковые границы тела FG и EK. Такие изменения обусловлены, с одной стороны, выпуклой формой магнитных силовых линий у этих поверхностей (фиг. 2), а с другой – сильным торможением потока в окрестности верхней по потоку границы тела EF. Образование отрывных зон на боковых границах тела можно рассматривать как увеличение его эффективного поперечного размера, приводящего к отмеченному выше уменьшению кривизны ударной волны.

Рассмотрим погонную силу сопротивления, которое тело испытывает при взаимодействии с потоком. Она состоит из двух компонент

$$F_x = F_{xg} + F_{xm} = -\oint_L p n_x dl + \int_S j_z B_y dS$$

где L – периметр и S – площадь поперечного сечения тела. В пондеромоторную силу F_{xm} вносит основной вклад взаимодействие токов в проводах с индуцированным магнитным полем $-l[B_y^i(x_1, y_1) - B_y^i(x_2, y_2)]$. Взаимодействие токов, протекающих в теле, с полным магнитным полем пренебрежимо мало. При $Re_m = 0.18$ сила торможения $F_x = 5.5 \cdot 10^4$ Н/м ($F_{xg} = 2.9 \cdot 10^4$ Н/м), а при $Re_m = 1.8$ F_x увеличивается за счет роста F_{xm} до $6.7 \cdot 10^4$ Н/м ($F_{xg} = 2.3 \cdot 10^4$ Н/м).

Закключение. На основе системы МГД уравнений, включающей уравнения Эйлера и уравнение магнитной индукции, решена плоская двумерная задача о гиперзвуковом обтекании тела с плоским магнитным диполем в однородном внешнем магнитном поле. Эффекты конвекции магнитного поля проявляются в сильной деформации силовых линий: их компрессии в ударном слое и вытягивании вдоль потока в боковых и донной областях течения. В соответствии с распределением магнитного поля формируются токовые структуры, оказывающие тормозящее воздействие на поток. В ударном слое это воздействие снижает величину среднего давления на передней стенке тела и увеличивает отход ударной волны от тела. Одновременно уменьшается кривизна ударной волны.

При большем значении магнитного числа Рейнольдса сильнее проявляется тенденция следования линий газодинамического тока магнитным силовым линиям. Наблюдается

затекание плазмы в полюсные зоны, располагающиеся в окрестности критических точек. На боковых границах тела возникают отрывные вихревые зоны (этот эффект отмечается впервые). Отрывные зоны огибаются линиями тока, приходящими к критической точке на нижней по потоку границе тела. В донной области течения формируется ускоряющаяся осевая струя.

Работа проводилась при финансовой поддержке Программ фундаментальных исследований Президиума РАН № 17 и № 20.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Космическая магнитная гидродинамика / Под ред. Э. Приста и А. Худа. М.: Мир, 1995. 439 с.
2. *Otto A.* The Magnetosphere // *Lect. Notes Phys.* 2004. V. 656. P. 133–192.
3. *Bush W.* Magneto-hydrodynamic hypersonic flow past a blunt body // *J. Aerospace Sci.* 1958. V. 25. № 11. P. 685–690.
4. *Levy R.H., Gierasch P.J., Henderson D.B.* Hypersonic magnetohydrodynamics with or without a blunt body // *AIAA Journal.* 1964. V. 2. № 12. P. 2091–1299.
5. *Фрайштадт В.Л., Куранов А.Л., Шейкин Е.Г.* Применение МГД систем на гиперзвуковых летательных аппаратах // *Ж. техн. физ.* 1998. Т. 68. № 11. С. 43–47.
6. *Vatazhin A.B., Gouskov O.V., Danilov M.K., Kopchenov V.I.* Some possibilities of MHD control of flow at hypersonic inlet // *Proc. 4th Workshop on Magnetoplasma Aerodynamics for Aerospace Applications, Moscow, Russia, 2002.*
7. *Bityurin V.A., Lineberry J.* MND interaction at a Cylinder in Hypersonic Flow // *In: Proc. of 5th Intern. Workshop on Magneto- and Plasma Aerodynamics for Aerospace Applications, Moscow, Russia, 2003.* P. 109–125.
8. *Битюрин В.А., Ватажин А.Б., Гуськов О.В., Копченков В.И.* Обтекание головной сферической части тела гиперзвуковым потоком при наличии магнитного поля // *Изв. РАН. МЖГ.* 2004. № 4. С. 169–179.
9. *Предводителев А.С., Ступоченко Е.В., Ионов В.П. и др.* Термодинамические функции воздуха для температуры от 1000 до 12000 °К и давлений от 0.001 до 1000 атм. М.: Изд-во АН СССР, 1960. 56 с.
10. *Саттон Дж., Шерман А.* Основы технической магнитной газодинамики. М.: Мир, 1968. 492 с.
11. *Годунов С.К., Забродин А.В., Иванов М.Я. и др.* Численное решение многомерных задач газовой динамики. М.: Наука, 1976. 400 с.
12. *Губанов Е.В., Лихачев А.П., Медин С.А.* МГД эффекты при взаимодействии метеороида с оболочками планеты // *Препринт № 3-428.* М.: ОИВТ РАН, 1999. 32 с.

Москва

Поступила в редакцию
22.IX.2005