

ПАРАМЕТРЫ ПОДОБИЯ И КРИТЕРИАЛЬНЫЕ СООТНОШЕНИЯ ПРИ МОДЕЛИРОВАНИИ МАГНИТОГИДРОДИНАМИЧЕСКОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ТВЕРДОГО ТЕЛА С ПОТОКОМ РАЗРЕЖЕННОЙ ПЛАЗМЫ

Представлен анализ параметров подобия и критериальных соотношений для магнитогидродинамического (МГД) взаимодействия намагниченных тел с разреженной плазмой в атмосфере и магнитосфере Земли. Показано, что в наземных условиях возможно воспроизведение МГД-взаимодействия.

Наведено аналіз параметрів подібності та критериальних співвідношень для магнітогідродинамічної (МГД) взаємодії тіл з розрідженою плазмою в атмосфері та магнітосфері Землі. Показано, що у земних умовах можливе відтворення МГД-взаємодії.

An analysis of similarity parameters and testing relations for the MHD interaction of magnetized bodies with the rarefied plasma in the atmosphere and the magnetosphere of the Earth is given. It is shown that reproducing of the MHD interaction is possible under land conditions.

Введение. Магнитогидродинамическое (МГД) взаимодействие намагниченного тела с потоком разреженной плазмы типично для спускаемых аппаратов (СА), оснащенных сверхпроводящим бортовым магнитом [1 – 3]. Для спускаемых аппаратов магнитогидродинамическая система (МГД-система) может служить альтернативой неразрушающейся многоразовой теплозащите. Тепловое взаимодействие диссоциированных компонентов воздуха с поверхностью СА на высотах от 50 до 70 км составляет ~ 50 % общего теплового потока. Магнитное поле с индукцией ~ 1 Тл экранирует поверхность СА от прямого контакта с набегающим потоком плазмы. Сила Лоренца, возникающая в результате воздействия магнитного поля СА на плазму в сжатом ударном слое, тормозит поток и отодвигает ударную волну от поверхности тела. Вследствие такого взаимодействия происходит изменение теплового потока и сил, действующих на тело, контролируемым образом: с помощью МГД-системы.

Цель работы. Сформулировать параметры подобия и критериальные соотношения для стендового моделирования МГД-взаимодействия в системе „тело – плазма”.

В системе „тело – плазма” рассматривается взаимодействие „намагниченного” тела и потока плазмы, не возмущенной магнитным полем тела:

– „СА – набегающий поток” – взаимодействие плазмы за ударной волной с собственным магнитным полем СА;

– „модель на стенде – поток плазмы” – взаимодействие невозмущенного сверхзвукового потока разреженной плазмы с собственным магнитным полем тела.

Значения параметров среды в системе „СА – набегающий поток” на высоте $h = 60$ км приведены в табл.1 [3]:

Таблица 1

p_1 , Па	T_1 , К	ρ_1 , кг·м ⁻³	N_{n1} , м ⁻³	M , а. е. м.
26,1	250	$3,5 \cdot 10^{-4}$	$7,3 \cdot 10^{21}$	29

где p_1 – давление в невозмущенном набегающем потоке; T_1 – температура в набегающем потоке; ρ_1 – плотность набегающего потока плазмы; N_{n1} –

концентрация нейтральных частиц в набегающем потоке; M – молекулярная масса частиц набегающего потока.

Характерным параметром подобия взаимодействия в системе „СА – набегающий поток” является магнитное число Рейнольдса

$$\text{Re}_m = \mu \sigma R V, \quad (1)$$

где μ – магнитная проницаемость частично-ионизированной среды; σ – проводимость плазмы; V – скорость невозмущенного потока плазмы; R – характерный размер тела.

Вторым параметром подобия, характеризующим взаимодействие в системе „СА – набегающий поток” при конечной проводимости среды, является отношение магнитного давления $P_B = B^2/2\mu$ к скоростному напору $P_g = \rho_1 V_1^2/2$ [4]

$$\frac{P_B}{P_g} = \frac{B^2}{\mu \rho_1 V_1^2}. \quad (2)$$

Для расчета Re_m необходимо знать изменение проводимости плазмы в зависимости от температуры и скорости. При определении параметров среды за ударной волной обычно учитывают, что при высоких температурах в газе происходят процессы диссоциации ($T \sim 3000$ К) и ионизации ($T \sim 4000 - 5000$ К). Газ, обладающий такими свойствами, не поддается описанию с помощью законов молекулярно-кинетической теории [5, 6].

В качестве начальных условий выбираем параметры воздуха на какой-либо высоте h (давление p_1 , температура T_1 , плотность ρ_1 и др.), а также величину нормальной составляющей скорости набегающего потока V_{n1} . Косой скачок уплотнения рассматриваем в данном случае как прямой. Полагая в первом приближении относительную скорость движения $\Delta V_n \approx 0,9 \div 0,95$ ($\Delta V_n = (V_{n1} - V_{n2})/V_{n1}$), что соответствует заданию относительной плотности для скачка [7] $\rho_2/\rho_1 = (1 - \Delta V_n)^{-1} \approx 10 \div 20$, находим давление p_2 :

$$\frac{p_2}{p_1} = 1 + \gamma_1 M_{n1}^2 \Delta V_n, \quad (3)$$

и энтальпию i_2 , близкую к энтальпии торможения:

$$\frac{i_2}{i_1} = 1 + \frac{V_{n1}^2}{2} \cdot \frac{\Delta V_n}{i_1} (2 - \Delta V_n), \quad (4)$$

где $\gamma = c_p/c_v$ – показатель адиабаты; $M_n = V_n/a$ – число Маха; a – скорость звука; i – энтальпия; индексы: „1” – параметры перед ударной волной (набегающий поток), „2” – за ударной волной.

По диаграмме „ $i - s$ ” (s – энтропия) [5] определяем температуру T_2 , а по диаграмме „ $\mu - T$ ” [6] – средний молекулярный вес. Затем по найденным параметрам уточняется ΔV_n и, используя уточненное значение, повторяем

все описанные шаги. Итерационная процедура продолжается до тех пор, пока не будет достигнута заданная точность.

Скорость частиц за ударной волной рассчитывается по следующей формуле [8]:

$$\frac{V_2}{V_1} = \frac{2 + (\gamma_1 - 1)M_{n1}^2}{(\gamma_1 + 1)M_{n1}^2}. \quad (5)$$

Зная ΔV_n и используя рассчитанные по формулам (3) и (4) значения давления и энтальпии за ударной волной, по диаграмме „ $i - s$ ” можно определить температуру T_2 за ударной волной, не прибегая к методу последовательных приближений.

Описанная выше процедура нахождения зависимости T_2 от V_1 приводит к достоверным результатам, о чем свидетельствует рис. 1.

На рис.1: 1 – данные из [7]; 2 – данные из [9]; кривая 3 – найденные по процедуре значения T_2 .

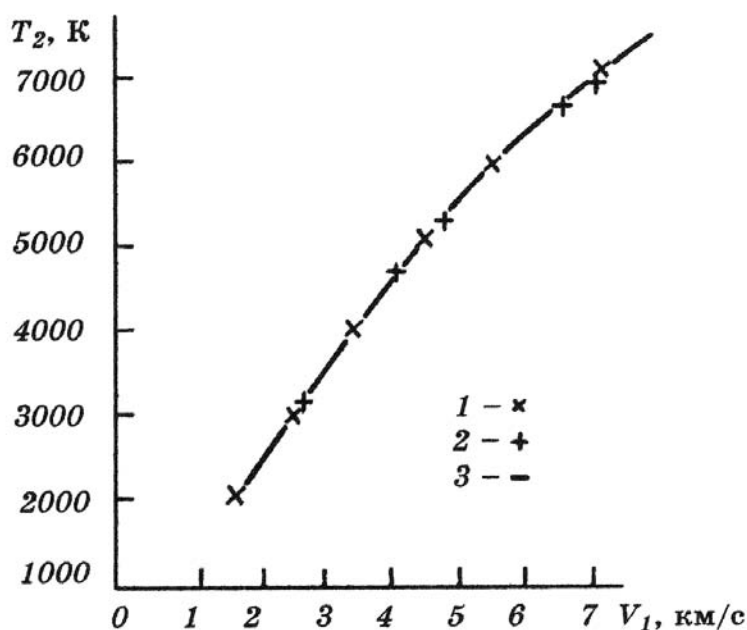


Рис. 1

Значения параметров среды за ударной волной приведены в табл. 2.

Таблица 2

V_1 , км/с	T_2 , К	p_2 , Па	ρ_2 / ρ_1	N_{n2} , м ⁻³
7,5	6700	$1,93 \cdot 10^4$	16,7	$1,29 \cdot 10^{23}$
5,5	5300	$8,97 \cdot 10^3$	13,4	$1,84 \cdot 10^{23}$

Удельная проводимость частично ионизированной среды σ_2 на высоте 60 км за ударной волной затупленного тела вычисляется по формуле [10]:

$$\sigma_2 = \frac{N_e e^2}{N_{n2} Q_{en}} \sqrt{\frac{\pi}{8kT_e m_e}}, \quad (6)$$

где N_e – концентрация электронов за ударной волной; e – заряд электрона; m_e – масса электрона; k – постоянная Больцмана; T_e – температура электронов за ударной волной; Q_{en} – эффективное сечение соударений электронов с нейтральными частицами.

Концентрацию электронов за ударной волной можно найти по формуле Саха:

$$N_e = \sqrt{N_o \cdot \frac{g_i g_e}{g_o} \cdot \frac{(2\pi m_e k T_e)^{3/2}}{h^3} \cdot \exp\left(-\frac{e\phi_i}{kT_e}\right)}, \quad (7)$$

где N_o – концентрация всех частиц за ударной волной; h – постоянная Планка; g_i, g_e, g_o – статистический вес электронов, ионов, общего количества частиц; ϕ_i – потенциал ионизации газа.

В смеси газов для вычисления концентрации электронов за ударной волной необходимо использовать потенциал ионизации того газа смеси, для которого он принимает наименьшее значение.

Принимая $Q_{en} = 3 \cdot 10^{-19} \text{ м}^2$ [10], используя значения температуры $T_2 = T_2(V_1)$, а также найденные по формуле (7) значения концентраций электронов N_e , можно рассчитать удельную проводимость плазмы $\sigma_2 = \sigma_2(V_1)$ на высоте 60 км.

На рис. 2 представлена зависимость удельной проводимости частично ионизированной среды за ударной волной затупленного тела от скорости V_1 спускаемого аппарата. Расчетные данные по формуле (6) согласуются с данными работ [11 – 15].

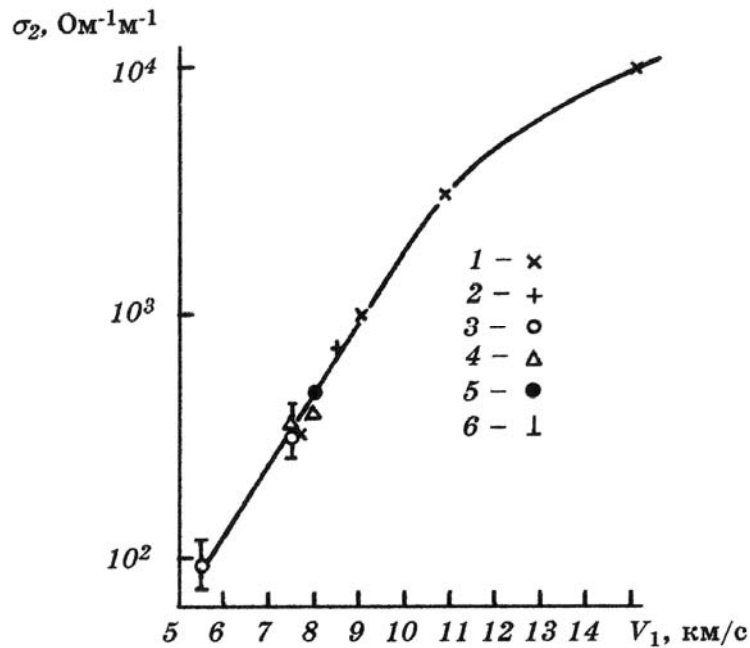


Рис.2

На рис. 2 использованы следующие обозначения: точки 1 – данные из работы [11], 2 – из [12], 3 – из [13], 4 – из [14], 5 – из [15], 6 – расчетные значения, сплошная кривая – аппроксимация вышеприведенных данных.

С учетом данных табл. 2 и приведенных на рис. 2 значений σ_2 для спускаемого аппарата радиусом $R_{CA} = 1$ м, следует:

– при традиционных представлениях, когда используется скорость в невозмущенном потоке V_1 и проводимость σ_2 , магнитное число Рейнольдса принимает значения $Re_{m|V_1=7,5 \text{ км/с}} \approx 39$ и $Re_{m|V_1=5,5 \text{ км/с}} \approx 7,8$;

– в области за ударной волной: $Re_{m|V_1=7,5 \text{ км/с}} \approx 2,3$ и $Re_{m|V_1=5,5 \text{ км/с}} \approx 0,6$.

При переходе через ударную волну выполняется условие $V_1/V_2 = \rho_2/\rho_1 = \eta$ (где η – параметр сжатия). Твердое тело (стенка), соприкасающееся с плазмой, приобретает равновесный отрицательный потенциал ϕ_f . В окрестности критической точки затупленного тела по оценкам [16] потенциал стенки равен $\phi_f = -(kT_e/2e)\ln(M_i T_e/m_e T_i)$, где M_i – масса ионов, T_i – температура ионов.

Для СА при $T_e/T_i \approx 1,0$, $\phi_f|_{V_1=7,5 \text{ км/с}} \approx -3,14$ В и $\phi_f|_{V_1=5,5 \text{ км/с}} \approx -2,49$ В.

Скорость ионов за ударной волной по нормали к поверхности затупленного тела V_2^* определяют две составляющие: газодинамическая (скорость частиц за ударной волной) V_2 и электродинамическая \bar{V}_2 , т.е. $V_2^* = V_2 + \bar{V}_2 = V_1 \cdot \eta^{-1} + \sqrt{2e\phi_f/M_i}$. В рассматриваемом случае $V_{2|V_1=7,5 \text{ км/с}}^* = 5$ км/с и $V_{2|V_1=5,5 \text{ км/с}}^* = 4,46$ км/с. Тогда $Re_{m2|V_1=7,5 \text{ км/с}} \approx 26$ и $Re_{m2|V_1=5,5 \text{ км/с}} \approx 6,3$.

МГД-взаимодействие СА с набегающим потоком (плазмой за ударной волной) относится к случаю взаимодействия тела со средой с большой, но конечной проводимостью. В качестве параметров подобия для такой системы могут быть использованы:

1. Отношение магнитного давления к скоростному напору (динамическому давлению) – P_B^{CA}/P_{g2} . За ударной волной с учетом ионизации динамическое давление можно записать в виде $P_{g2} = (\rho_1 V_1^2/2\eta)\alpha_i$. Тогда $P_B^{CA}/P_{g2} = \eta B_{CA}^2/\mu\alpha_i\rho_1 V_1^2$, где B_{CA} – магнитная индукция спускаемого аппарата, α_i – степень ионизации плазмы.

При $B_{CA} \approx 1,0$ Тл получим $(P_B^{CA}/P_{g2})|_{V_1=7,5 \text{ км/с}} = 5,37 \cdot 10^3$, $(P_B^{CA}/P_{g2})|_{V_1=5,5 \text{ км/с}} = 8,03 \cdot 10^3$.

Тогда в окрестности критической точки затупленного тела на высоте 60 км при $V_1 = 7,5$ и $5,5$ км/с из [17] следует $(P_B^{CA}/P_{g2}) \approx (0,4 - 1,2) \cdot 10^2$.

2. Параметр МГД-взаимодействия в системе „СА – набегающий поток” $Q_B = \sigma B^2 R_{CA}/\rho_1 V_1$. Параметр МГД-взаимодействия – это отношение магнитной объемной силы $\sigma V B^2$ к силе инерции $\rho_1 V_1^2/R_{CA}$ [18]. При этом ма-

гнитная объемная сила может быть определена как для набегающего потока, так и для области за ударной волной:

– набегающий поток: $Q_B = \sigma_2 B^2 V_1 / (\rho_1 V_1^2 / R_{CA}) = \sigma_2 B^2 R_{CA} / \rho_1 V_1$,

– область за ударной волной:

$$Q_B = \frac{\sigma_2 B^2 V_2}{\rho_2 V_2^2 / R_{CA}} = \frac{\sigma_2 B^2 R_{CA}}{\rho_2 V_2} = \frac{\sigma_2 B^2 R_{CA}}{\rho_1 V_1}. \quad (8)$$

С другой стороны, параметр МГД-взаимодействия может быть представлен как произведение магнитного числа Рейнольдса на отношение магнитного давления к скоростному напору $Q_B = Re_m (P_B^{CA} / P_g)$. В области за ударной

волной $Q_B = Re_m \frac{P_B}{P_{g2}} = \sigma_2 \mu V_2 R_{CA} \frac{B^2}{\mu \rho_2 V_2^2} = \frac{\sigma_2 B^2 R_{CA}}{\rho_2 V_2} = \frac{\sigma_2 B^2 R_{CA}}{\rho_1 V_1}$; в об-

ласти набегающего потока: $Q_B = Re_m \frac{P_B^{CA}}{P_{g1}} = \sigma_2 \mu V_1 R_{CA} \frac{B^2}{\mu \rho_1 V_1^2} = \frac{\sigma_2 B^2 R_{CA}}{\rho_1 V_1}$.

Таким образом, для различных представлений рассматриваемый параметр МГД-взаимодействия сохраняет вид (8).

На высоте $h = 60$ км при $B_{CA} \approx 1,0$ Тл и $R_{CA} = 1,0$ м $Q_{B|V_1=7,5 \text{ км/с}} = 126$ и $Q_{B|V_1=5,5 \text{ км/с}} = 52,7$.

Приведенные значения Q_B согласуются с нашими расчетами (рис.3) для широкого диапазона значений параметра Холла $\omega_e \tau_e$ ($\omega_e = \sqrt{N_e e^2 / m_e \epsilon_0}$ – плазменная частота, τ_e – время между соударениями частиц в плазме, ϵ_0 – электрическая постоянная).

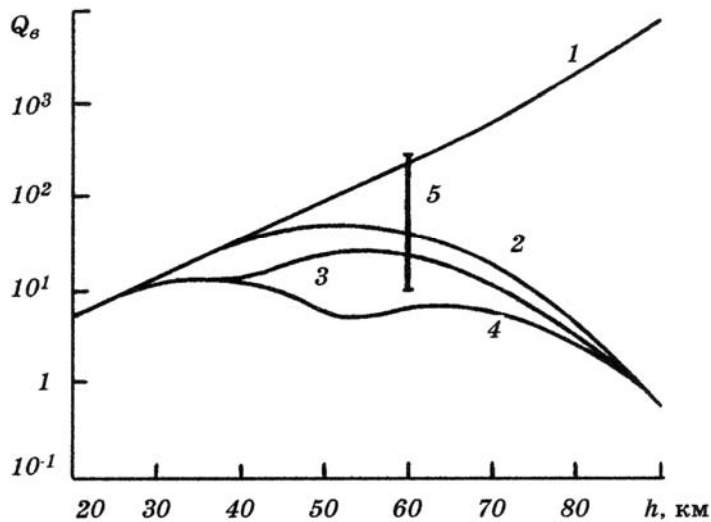


Рис. 3

На рис.3 линия 1 соответствует значениям параметра МГД-взаимодействия при $\omega_e \tau_e > 1$; 2 – значениям при $\omega_e \tau_e = 1$; 3 – значениям при $\omega_e \tau_e = 0,5$; 4 – значениям при $\omega_e \tau_e \ll 1$; 5 – разброс значений из [12].

Значения параметра Холла, характерные для СА на высотах от 15 до 90 км, представлены на рис.4 [19].

При физическом (стендовом) моделировании МГД-взаимодействия намагниченных тел со сверхзвуковыми потоками разреженной плазмы определяющими являются параметры плазмы, не возмущенной магнитным полем тела.

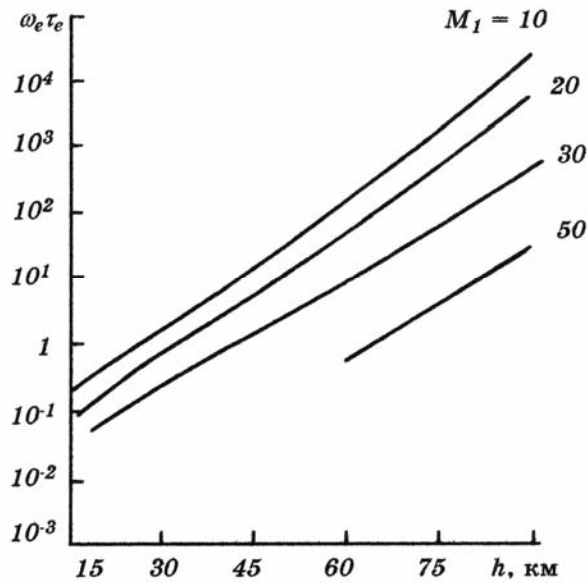


Рис. 4

В вакуумной камере плазодинамического стенда Института технической механики НАНУ и НКАУ (далее ИТМ) в потоке атомарно-молекулярного азота и водорода реализованы следующие значения параметров подобия: $4,1 \leq P_B / P_g^{N_2^+} \leq 2,5 \cdot 10^4$ и $10 \leq P_B / P_g^{H_2^+} \leq 1,4 \cdot 10^4$.

При этом концентрация ионов $N_{i1} \approx (10^{15} - 10^{17}) \text{ м}^{-3}$, рабочее давление в камере $p \approx (10^{-1} - 10^{-2}) \text{ Па}$, напряженность магнитного поля в критической точке модели затупленного тела $B_m \approx (0,5 - 40) \cdot 10^{-2} \text{ Тл}$, скорость ионов атомарно-молекулярного азота и водорода $V_1^{N_2^+} \approx (4,5 - 2,1) \text{ км/с}$, $V_1^{H_2^+} \approx (50 - 80) \text{ км/с}$, степень диссоциации плазмы $\xi_d \approx 0,6$, степень ионизации среды $10^{-3} \leq \alpha_i \leq 10^{-1}$, степень изотермичности плазмы $T_e / T_i \approx 4$.

Магнитное число Рейнольдса для моделей радиусом $R_m \geq 4 \cdot 10^{-2} \text{ м}$ принимает следующие значения: $Re_m^{N_2^+} \approx 2,7$ и $Re_m^{H_2^+} \approx 8,6$, а параметр МГД-взаимодействия Q_B охватывает диапазон от 2,5 до 10^4 .

На стенде ИТМ реализуется режим МГД-взаимодействия плазмы со средой конечной проводимости (как в системе „СА – набегающий поток” на высоте 60 км).

При обтекании тел бесстолкновительной плазмой в отсутствие собственного магнитного поля структуру возмущенной зоны $R / \lambda_d \gg 1$ (λ_d – дебаевский радиус невозмущенной плазмы) определяет супутный след.

С появлением собственного магнитного поля у поверхности тела формируются магнитосфера, магнитопауза, полярные каспы и т.д.

В рассматриваемых случаях плазма движется во внешнем магнитном поле:

– для спускаемых аппаратов плазма за ударной волной движется в магнитном поле Земли;

– на стенде сверхзвуковой поток плазмы движется во внешнем магнитном поле источника плазмы, которое проникает в рабочую часть вакуумной камеры.

Поэтому при рассмотрении МГД-взаимодействия в системе „тело с собственным магнитным полем – плазма” целесообразно использовать традиционные параметры подобия, такие как отношение характерного размера тела к ларморовским радиусам ионов R/ρ_i и электронов R/ρ_e , а также отношение индукции внешнего магнитного поля к индукции собственного магнитного поля тела.

На стенде ИТМ для моделей радиусом $R_m \geq 4,0$ см при $T_e \approx 3,5$ эВ и $T_i \approx 1,0$ эВ, индукции внешнего магнитного поля $B_1 \approx 5 \cdot 10^{-4}$ Тл, степени диссоциации $\xi_d \approx 0,6$ реализуется модель слабого магнитного поля по отношению к ионам: $R_m/\rho_e \approx 3,5$, $R_m/\rho_i^{H_2^+} \approx 0,13 \ll 1$ и $R_m/\rho_i^{N_2^+} \approx 0,035 \ll 1$.

Для отношения индукции внешнего магнитного поля к индукции собственного магнитного поля имеем:

– система „СА – набегающий поток” $B_3/B_{CA} \approx 1 \cdot 10^{-4}$;

– система „модель на стенде – поток плазмы” $B_1/B_m \approx (1 \cdot 10^{-3} \div 1 \cdot 10^{-2})$, где B_3 – индукция магнитного поля Земли, B_m – индукция магнитного поля модели.

По аналогии с обтеканием Земли солнечным ветром, для классификации режима МГД-взаимодействия намагниченных тел с потоком плазмы используется также параметр ρ_i/d_p , где d_p – характерный размер магнитосферы [1, 20]:

$$d_p = (3 \div 4) \cdot \left(\frac{P_m^2}{2\pi\rho_i V_i^2} \right)^{1/6}, \quad (9)$$

где $(P_m^2/2\pi\rho_i V_i^2)^{1/6} = r_{mp}$ – расстояние от центра тела до подсолнечной точки магнитопаузы, P_m – магнитный момент собственного поля тела [19].

Для рассматриваемых случаев:

– система „СА – набегающий поток” $\rho_i^{CA}/d_p^{CA} \approx 1,0$;

– система „модель на стенде – поток плазмы” $\rho_i^m/d_p^m \approx 1,0$.

Значения рассмотренных параметров подобия приведены в табл. 3.

Таблица 3

Параметр подобия	„СА – набегающий поток” ($h=60$ км)	„модель на стенде – поток плазмы”
P_B/P_3	$(0,4-2) \cdot 10^4$	$10^1 - 10^4$
Q_B	$10^1 - 10^3$	$10^1 - 10^4$
R/ρ_e	10^1	10^1
R/ρ_i	10^{-1}	10^{-1}
$B_{внеш}/B_{мело}$	$\sim 10^{-4}$	$10^{-2} - 10^{-3}$
ρ_i/d_p	$\sim 1,0$	$\sim 1,0$
Re_m	$1 - 10^1$	$1 - 10^1$

Выводы. Дан анализ параметров подобия и критериальных соотношений, характеризующих МГД-взаимодействие намагниченных тел (СА, модели на стенде) с неравновесной разреженной плазмой. Показано, что практически для всех параметров подобия на стенде ИТМ воспроизводятся условия МГД-взаимодействия в системе „СА – плазма за ударной волной” на высоте $h \approx 60$ км в атмосфере Земли.

1. Баранов В. Б. Гидродинамическая теория космической плазмы / В. Б. Баранов, К. В. Краснобаев. – М. : Наука, 1977. – 431 с.
2. Куликовский А. Г. Магнитная гидродинамика / А. Г. Куликовский, Г. А. Любимов. – М. : Физматгиз, 1962. – 246 с.
3. Influence of electrical conductivity of wall on magnetohydrodynamic control of aerodynamic heating / T. Fujino, H. Sugita, J. Funaki, M. Isikawa // J. Spacecraft and Rockets. – 2006. – V. 43, № 1. – P. 63 – 70.
4. Аржаников Н. С. Аэродинамика больших скоростей / Н. С. Аржанников, Г. С. Садекова. – М. : Высшая школа, 1965. – 560 с.
5. Кибардин Ю. А. Атлас газодинамических функций при больших скоростях и высоких температурах воздушного потока / Ю. А. Кибардин. – Госэнергоиздат, 1961. – 328 с.
6. Предводителей А. С. Термодинамические функции воздуха для температур от 1000 до 12 000 °К и давлений от 0,001 до 1000 атм / А. С. Предводителей. – Издательство АН СССР, 1960. – 56 с.
7. Краснов Н. Ф. Аэродинамика / Н. Ф. Краснов. – М. : Высшая школа, 1971. – 632 с.
8. Аэродинамика в вопросах и задачах / под ред. Краснова Н. Ф. – М. : Высшая школа, 1985. – 725 с.
9. Фэй Дж. Теория теплопередачи в точке торможения в частично ионизированном двухатомном газе / Дж. Фэй, Н. Кемп // Механика. – 1963. – №1. – С. 47 – 70.
10. Митчнер М. Частично ионизированные газы / М. Митчнер, Ч. Кругер. – М. : Мир, 1976. – 496 с.
11. Meyer R. X. Magnetohydrodynamics and Aerospace Heating / R. X. Meyer // J. American Rocket Society. – 1959. – V. 29, № 3. – P. 187 – 194.
12. Ericson W. B. Investigation of Magnetohydrodynamics flight control / W. B. Ericson, A. Maciulaitis // J. Spacecraft and Rockets. – 1964. – V. 1, № 3. – P. 283 – 289.
13. Райзер Ю. П. Физика газового разряда / Ю. П. Райзер. – М. : Наука, 1992. – 592 с.
14. Гуревич А. В. Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере / А. В. Гуревич, А. Б. Шварцбург. – М. : Наука, 1973. – 272 с.
15. Дресвин С. В. Физика и техника низкотемпературной плазмы / С. В. Дресвин, А. В. Донской, В. М. Гольдфарб, В. С. Клубникин. – М. : Атомиздат, 1972. – 352 с.
16. Толбат Л. Теория зонда Ленгмюра в критической точке / Л. Толбат // Механика. – 1961. – № 5. – С. 75 – 87.
17. Мартин Дж. Вход в атмосферу. Введение в теорию и практику / Дж. Мартин. – М. : Мир, 1969. – 320 с.
18. Саттон Дж. Основы технической магнитной газодинамики / Дж. Саттон, А. Шерман. – М. : Мир, 1968. – 492 с.
19. Портер Р. У. Эффект Холла в магнитогазодинамике полета / Р. У. Портер, А. В. Кемпбелл // Ракетная техника и космонавтика. – 1968. – Т. 6, № 12. – С. 118 – 125.
20. Модель космоса (МК-82). Т.1 / под ред. Вернова Н. С. – М. : МГУ, 1983. – 600 с.

Институт технической механики
НАН Украины и НКА Украины,
Днепропетровск

Получено 21.07.08,
в окончательном варианте 25.03.09