

УДК 533.95

ТЕПЛООБМЕН И ТОРМОЖЕНИЕ НАМАГНИЧЕННОГО ТЕЛА В ПОТОКЕ РАЗРЕЖЕННОЙ ПЛАЗМЫ

В. А. Шувалов, А. И. Приймак, К. А. Бандель,
Г. С. Кочубей, Н. А. Токмак

Институт технической механики НАНУ, 49005 Днепропетровск, Украина
E-mail: shuv@vash.dp.ua

Показано, что вращение собственного магнитного поля относительно вектора скорости набегающего потока плазмы является эффективным средством управления конвективным теплообменом и аэродинамическим качеством намагниченного диэлектрического осесимметричного тела.

Ключевые слова: теплообмен, поток плазмы, намагниченное тело, торможение, магнитное поле.

Введение. Магнитогидродинамическое (МГД) взаимодействие тела с потоком разреженной плазмы характерно для “намагниченных” планет Солнечной системы и спускаемых аппаратов, оснащенных сверхпроводящим бортовым магнитом. Сила Лоренца, возникающая в результате воздействия собственного магнитного поля тела на плазму, тормозит поток, формируя магнитный барьер — препятствие для заряженных частиц плазмы — и отодвигая ударную волну от тела. Собственное магнитное поле гидродинамизирует картину обтекания тела (формирует в окрестности тела в потоке разреженной плазмы структуру возмущенной зоны с магнитным барьером, полярными каспами и т. д., для описания которой применимы модели гидродинамического взаимодействия). Взаимодействие сверхзвукового потока бесстолкновительной плазмы солнечного ветра с намагниченным телом приводит к образованию магнитосферы, формированию головной ударной волны, полярных каспов и т. д. Наличие собственного магнитного поля приводит к изменению бесстолкновительного режима обтекания небесного тела (Луна) на континуумный режим (Земля и другие “намагниченные” планеты). МГД-система изменяет характер динамического (силового и теплового) взаимодействия тела с потоком разреженной плазмы.

В настоящее время известно значительное количество работ, посвященных численному моделированию и изучению различных аспектов рассматриваемой проблемы. Экспериментальные исследования ограничены узким диапазоном параметров МГД-взаимодействия. Несмотря на то что режимы обтекания и свойства плазмы различаются, можно выделить общие закономерности, характеризующие взаимодействие намагниченного тела с набегающим потоком разреженной плазмы.

Результаты приближенного численного анализа [1, 2] и экспериментальных исследований [3, 4] свидетельствуют об уменьшении теплового потока на поверхность диэлектрического намагниченного тела, когда векторы индукции собственного магнитного поля тела \mathbf{B}_w и скорости набегающего потока плазмы \mathbf{V}_∞ направлены навстречу друг другу: $\mathbf{B}_w \uparrow \downarrow \mathbf{V}_\infty$. Практически во всех работах, посвященных исследованию МГД-взаимодействия в системе плазма — тело, рассматривался случай $\mathbf{B}_w \parallel \mathbf{V}_\infty$. При МГД-взаимодействии большинства “намагниченных” планет с потоком разреженной плазмы солнечного ветра $\mathbf{B}_w \perp \mathbf{V}_\infty$.

Целью данной работы являются расширение диапазона значений параметров МГД-взаимодействия, исследование влияния ориентации векторов \mathbf{B}_w и \mathbf{V}_∞ на конвективный тепловой поток и силы, действующие на намагниченное тело, обоснование возможности МГД-управления аэродинамическим качеством и теплообменом тела путем поворота собственного магнитного поля относительно вектора скорости набегающего потока разреженной плазмы.

Параметры подобия МГД-взаимодействия в системе плазма — тело. Магнитное поле тела взаимодействует непосредственно с заряженными компонентами плазмы.

При появлении собственного магнитного поля с давлением $P_B = B_w^2/(2\mu)$ в окрестности твердого тела, обтекаемого потоком разреженной плазмы со скоростным напором $P_{g\infty} = \rho_\infty V_\infty^2/2$ (ρ_∞ — плотность потока плазмы; μ — магнитная проницаемость плазмы), образуется возмущенная зона, экранирующая тело от прямого контакта с плазмой.

В данной работе в случае МГД-взаимодействия в системе плазма — тело при рабочем давлении, равном $5 \cdot 10^{-2}$ Н/м², в вакуумной камере стенда параметры набегающего потока принимают следующие значения: концентрация ионов $10^{15} \text{ м}^{-3} \leq N_{i\infty} \leq 10^{17} \text{ м}^{-3}$; скорость ионов атомарно-молекулярного азота $8,3 \text{ км/с} \leq V_\infty \leq 12,6 \text{ км/с}$; степень диссоциации ионов плазмы $\xi_{d_i} \approx 0,6$; средняя масса ионов $m_i \approx 19,6$; температура электронов $T_e \approx 3,0$ эВ; $T_i/T_e \approx 0,2$ при температуре нейтральных частиц $T_n \approx 0,25$ эВ; степень ионизации плазмы $10^{-3} \leq \varepsilon_i \leq 10^{-1}$; индукция внешнего магнитного поля в рабочем сечении струи $B_\infty \approx 10^{-3}$ Тл; индукция собственного магнитного поля на поверхности тела $5 \cdot 10^{-3} \text{ Тл} \leq B_w \leq 10^{-1} \text{ Тл}$. Приведенным значениям параметров плазмы соответствуют следующие значения параметров подобия, характеризующих взаимодействие намагниченного тела с потоком разреженной плазмы:

— отношение магнитного давления P_B к скоростному напору $P_{g\infty}$ набегающего потока плазмы, не возмущенного магнитным полем тела: $P_B^{\min}/P_{g\infty}^{\max} \approx 17$; $P_B^{\max}/P_{g\infty}^{\min} \approx 3,6 \cdot 10^5$ ($P_B/P_{g\infty} = B_w^2/(\mu\rho_\infty V_\infty^2)$);

— магнитное число Рейнольдса $0,1 \leq \text{Re}_{m\infty} \leq 0,3$ ($\text{Re}_{m\infty} = \mu\sigma_\infty R_w V_\infty$; R_w — характерный размер намагниченного тела; σ_∞ — проводимость плазмы);

— параметр МГД-взаимодействия $1,7 \leq Q_B \leq 1,1 \cdot 10^5$ ($Q_B = \text{Re}_{m\infty} P_B/P_{g\infty} = \sigma_\infty B_w^2 R_w/(\rho_\infty V_\infty)$) при $R_w = 5 \cdot 10^{-2}$ м;

— параметр Холла $\omega_{eB} \tau_{em} \gg 1$ (ω_{eB} — электронная циклотронная частота; $\tau_{em} = \tau_{en} + \tau_{ei} \approx 10^{-6}$ с — время соударения электронов с нейтральными частицами и ионами в плазме).

На рис. 1 показано обтекание цилиндра диаметром $7,5 \cdot 10^{-2}$ м и длиной $9 \cdot 10^{-2}$ м сверхзвуковым потоком разреженной плазмы частично диссоциированного азота при $\mathbf{B}_w \perp \mathbf{V}_\infty$ (рис. 1,а) и короткого диэлектрического цилиндра радиусом $R_w = 5,5 \cdot 10^{-2}$ м при $\mathbf{B}_w \updownarrow \mathbf{V}_\infty$ (рис. 1,б). Цилиндр диаметром $7,5 \cdot 10^{-2}$ м и длиной $9 \cdot 10^{-2}$ м служит источником собственного магнитного поля короткого цилиндра.

Поток разреженной плазмы обтекает область магнитного экрана — плазменное образование с включенным в него намагниченным телом. При $\mathbf{B}_w \perp \mathbf{V}_\infty$ характерный размер магнитного экрана в потоке разреженной плазмы определяется параметром $r_{mp} = (2P_m^2/(\mu\rho_\infty V_\infty^2))^{1/6} = (P_m^2/(\mu P_{g\infty}))^{1/6}$ — расстоянием от центра тела до границы магнитного экрана (P_m — магнитный момент намагниченного тела) [5]. Для магнитного диполя, расположенного в центре тела, $r_{mp} = R_w(2P_B/P_{g\infty})^{1/6}$. В случае $\mathbf{B}_w \perp \mathbf{V}_\infty$ измеренные в эксперименте (см. рис. 1,а) значения $r_{mp} \approx 16,5 \cdot 10^{-2}$ м согласуются с расчетными значениями $r_{mp} = (P_m^2/(\mu P_{g\infty}))^{1/6} \approx 16 \cdot 10^{-2}$ м при $2R_w = 7,5 \cdot 10^{-2}$ м, $P_m = 6 \cdot 10^{-7}$ Тл·м³, $N_{i\infty} = 1,5 \cdot 10^{16} \text{ м}^{-3}$, $V_\infty = 8,3 \cdot 10^3$ м/с.

В невозмущенном потоке разреженной плазмы ионы движутся со сверхзвуковой скоростью при числах Маха $M_i \approx 4 \div 6$. Нейтральные частицы в плазме движутся с до-