

УДК 533.95

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

Институт технічної механіки Національної академії наук і Національного космічного агентства України,  
Дніпропетровськ

## **МАГНИТОГИДРОДИНАМИЧЕСКОЕ ТОРМОЖЕНИЕ «НАМАГНИЧЕННЫХ» ПЛАНЕТ В ПОТОКЕ ПЛАЗМЫ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА**

*Методом фізичного моделювання визначено підйомну силу і силу лобового опору намагнічених планет у потоці розрідженої плазми сонячного вітру. Показано, що характер залежності цих сил з відстанню до Сонця змінюється подібно моментам магнітних диполів планет. Вирішальний вплив на величину підйомної сили і сили лобового опору мають два параметри: відношення магнітного тиску полю планети до швидкісного напору сонячного вітру та кут нахилу осі магнітного диполя до осі обертання планети.*

### **ВВЕДЕНИЕ**

Солнечный ветер — поток полностью ионизованной замагниченной бесстолкновительной плазмы, вытекающей из солнечной короны и ускоряющейся до сверхзвуковой и сверхальвеновской скоростей:  $r_{i,e} \ll R_p$ ;  $\omega_{eB} \tau_{em} \gg 1$ ;  $l_{ii} \gg R_p$ ;  $M_\infty \gg 1$ ;  $M_A \gg 1$ . Здесь  $r_{i,e}$  — тепловые ларморовские радиусы ионов и электронов;  $R_p$  — характерный размер (радиус) небесного тела;  $\omega_{eB}$  — электронная циклотронная частота,  $\tau_{em}$  — время соударений между частицами в плазме,  $l_{ii}$  — длина свободного пробега для ион-ионных соударений,  $M_\infty$  — число Маха;  $M_A$  — число Маха — Альвена.

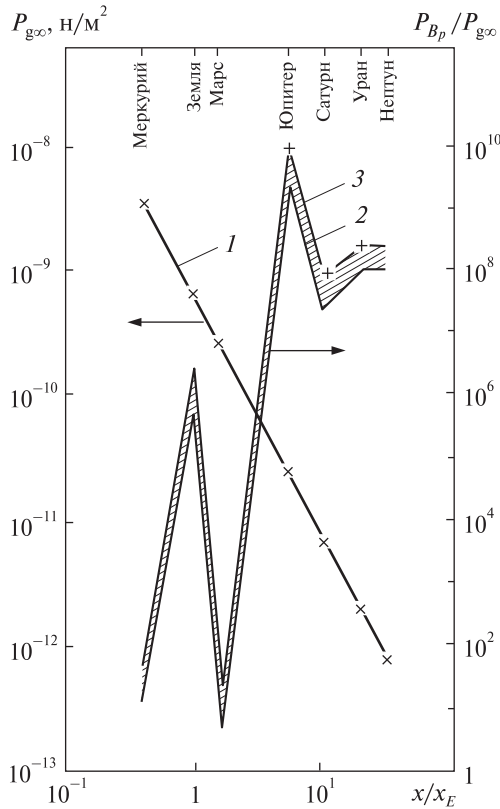
На орбите Земли средние измеренные на космических аппаратах параметры солнечного ветра составляют [2, 3, 17, 28]: скорость ионов (протонов)  $V_\infty = 400$  км/с; концентрация заряженных частиц  $N_{i,e} \approx 5 \cdot 10^6$  м<sup>-3</sup>; температура электронов  $T_e = 1.3 \cdot 10^5$  К; температура ионов  $T_i \approx 6.9 \cdot 10^4$  К; индукция внешнего (межпланетного) магнитного поля  $B_\infty \approx 5$  нТл. Плотность солнечного ветра убывает обратно пропорционально квадрату расстояния от Солнца  $N_i \propto (x/x_E)^{-2}$ , температура ионов убывает пропорционально  $T_i \propto (x/x_E)^{-0.5}$ , скорость плазмы практически не изменяется ( $x/x_E$  — расстояние от Солнца, нормированное на радиус орбиты Земли  $x_E$ ).

При взаимодействии с небесными телами солнечный ветер формирует поле течения, которое определяется параметрами плазмы и характеристиками планет (наличие ионосферы, проводящего ядра, собственного магнитного поля и др.). Взаимодействие гиперзвукового потока бесстолкновительной плазмы солнечного ветра с «намагниченным» небесным телом приводит к образованию магнитосферы, внешняя граница которой — магнитопауза — разделяет области солнечного ветра, межпланетного и собственного магнитного поля планеты.

Физически взаимодействие гиперзвукового потока сильно замагниченной бесстолкновительной плазмы солнечного ветра с магнитным полем планет сводится к магнитному отжатию плазмы от поверхности тела и образованию магнитного барьера — препятствия для частиц набегающего потока.

Дипольное магнитное поле планет гидродинимизирует картину обтекания. При взаимодействии гиперзвукового потока бесстолкновительной плазмы с магнитосферой образуется головная ударная волна. Структура обтекания сходна с картиной обтекания затупленного тела гиперзвуковым потоком газа при непрерывном режиме.

Вне ударной волны плазма солнечного ветра бесстолкновительна, длина свободного пробега для «ион-ионных» соударений на орбите Земли близка к 1 а. е. ( $l_{ii} \approx 10^8$  км), и с удалением от



**Рис. 1.** Изменение скоростного напора солнечного ветра  $P_{g\infty}$  (кривая 1) и параметра  $P_{B_p}/P_{g\infty}$  на экваторе планет (кривая 2) с расстоянием до Солнца; кривая 3 — зависимость  $P_{B_p}/P_{g\infty} = [P_m(1 + 3\sin^2\alpha)^{0.5}/R_p^3]^2 / (2\mu P_{g\infty})$

Солнца увеличивается. Число Кнудсена, определяемое как отношение  $l_{ii}$  к характерному размеру тела ( $Kn_i = l_{ii}/R_p$ ), практически для всех планет Солнечной системы превышает 100.

**Параметры магнитосфер планет**

Планета	Параметры магнитосфер планет				
	$R_p$ , км	$x/x_E$	$r_{mp}/R_p$	$P_m$ , Тл·м <sup>3</sup>	$\theta$ , град
Меркурий	2440	0.39	1.8	$4.8 \cdot 10^{12}$	12
Земля	6380	1.00	10.7	$8.1 \cdot 10^{15}$	11.5
Марс	3400	1.52	1.55	$2.4 \cdot 10^{12}$	20
Юпитер	71490	5.24	42	$1.46 \cdot 10^{20}$	9.6
Сатурн	60000	9.58	19.4	$4.3 \cdot 10^{18}$	0
Уран	25560	19.18	25	$4.3 \cdot 10^{17}$	59
Нептун	24760	30.02	26	$2.2 \cdot 10^{17}$	47
Луна	1740	1.00	0.14	$4.0 \cdot 10^8$	—

Луна не имеет собственного магнитного поля, на ее поверхности имеются локальные области намагниченности. Магнитное поле с моментом  $P_m \leq 4 \cdot 10^8$  Тл·м<sup>3</sup> создается наложением магнитного поля солнечного ветра на поле, возникающее за счет намагничивающего тока [17, 21]. Взаимодействие в системе «солнечный ветер — Луна» не приводит ни к образованию магнитосферы, ни к образованию ударной волны. Луна — холодная диэлектрическая сфера — взаимодействует с гиперзвуковым потоком замагниченной плазмы солнечного ветра в бесстолкновительном режиме. Картину обтекания Луны характеризует структура следа за телом [21]. Параметры солнечного ветра на орбите Луны идентичны параметрам бесстолкновительной замагниченной плазмы на орбите Земли, а радиус Луны ( $R_p = 1740$  км) в 3.5 раза меньше радиуса Земли ( $R_E = 6380$  км). Формирование магнитосферы и ударной волны при обтекании намагниченных планет потоком плазмы солнечного ветра происходит, если  $P_{B_p} \geq P_{g\infty}$  ( $P_{B_p} = B_p^2/2\mu$  — магнитное давление собственного магнитного поля планеты,  $B_p$  — индукция магнитного поля планеты,  $\mu$  — магнитная проницаемость среды,  $P_{g\infty} = \rho_{\infty} U_{\infty}^2/2$  — скоростной напор, динамическое давление набегающего потока плазмы,  $\rho_{\infty}$ ,  $U_{\infty}$  — плотность и скорость потока плазмы).

С возникновением магнитосферы, ударной волны и магнитного барьера у поверхности тела изменяется динамическое взаимодействие тела с гиперзвуковым потоком разреженной плазмы.

Цель данной работы — оценить влияние собственного магнитного поля на характеристики

динамического взаимодействия планет Солнечной системы (силу сопротивления и подъемную силу) с гиперзвуковым потоком разреженной плазмы солнечного ветра.

## ПАРАМЕТРЫ ПОДОБИЯ

Солнечный ветер — среда с высокой проводимостью. Для взаимодействия планет и Луны с гиперзвуковым потоком неравновесной разреженной плазмы солнечного ветра характерны следующие значения параметров подобия:

- магнитное число Рейнольдса  $Re_m = \mu \sigma_\infty \times U_\infty R_p \gg 1$  ( $\sigma_\infty$  — проводимость плазмы солнечного ветра,
- параметр Холла  $\omega_{eB} \tau_{em} \gg 1$ ,
- отношение характерного размера тела  $R_p$  к тепловым ларморовским радиусам ионов и электронов  $R_p / r_{i,e} \gg 1$ ,
- отношение характерного размера тела к дебаевскому радиусу в невозмущенной плазме  $R_p / \lambda_d \gg 1$ ,
- число Маха  $M_\infty = U_\infty / \sqrt{\gamma k T_i / m_i} \gg 1$  ( $\gamma$  — отношение удельных теплоемкостей,  $k$  — постоянная Больцмана,  $m_i$  — масса иона),
- число Маха–Альвена  $M_A = U_\infty (\mu \rho_\infty)^{0.5} / B_\infty \gg 1$ ,
- число Кнудсена  $Kn_i = l_{ii} / R_p \gg 1$ ,
- степень неизотермичности плазмы  $T_e / T_i \geq 2.0$ .

Характеристической длиной структуры поля течения при взаимодействии намагниченных планет с потоком плазмы солнечного ветра является расстояние  $r_{mp}$  от центра тела до подсолнечной точки магнитопаузы (критической точки затупленного тела):  $r_{mp} = (P_m^2 / \mu K P_{g_\infty})^{1/6}$ , где  $P_m$  — магнитный момент «намагниченного» тела,  $K$  — коэффициент пропорциональности. При гиперзвуковом обтекании затупленного тела в континуумном режиме  $0.8 \leq K \leq 1.0$  [12, 19].

Для магнитного диполя, расположенного в центре тела,  $r_{mp} = R_p (2P_{Bp} / KP_{g_\infty})^{1/6}$ .

В таблице приведены характерные параметры магнитосфер планет.

Приведенные в таблице значения  $r_{mp}$  хорошо (с погрешностью не более 5 %) согласуются со значениями  $r_{mp}$ , вычисленными для отношения магнитного давления на экваторе  $P_{B_3}$  к скоростному напору солнечного ветра  $P_{B_3} / P_{g_\infty}$ , и со зна-

чениями  $P_{Bp} / P_{g_\infty} = 0.5K(r_{mp} / R_p)^6$ , вычисленными при  $K = 0.8$  ( $P_{g_\infty}$  — кривая 1;  $P_{B_3} / P_{g_\infty}$  — кривая 2 рис. 1). Кривой 3 на рис. 1 соответствуют значения

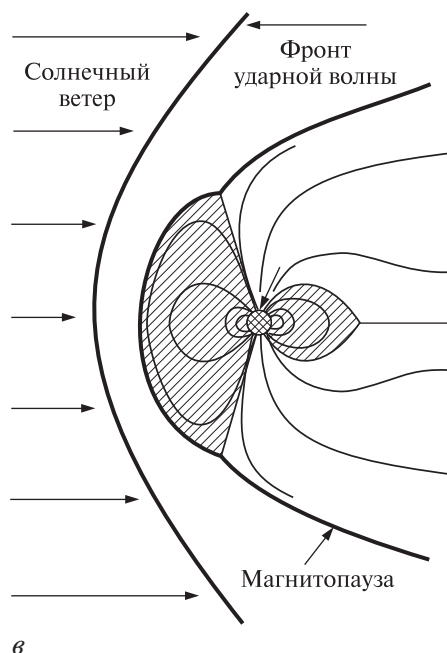
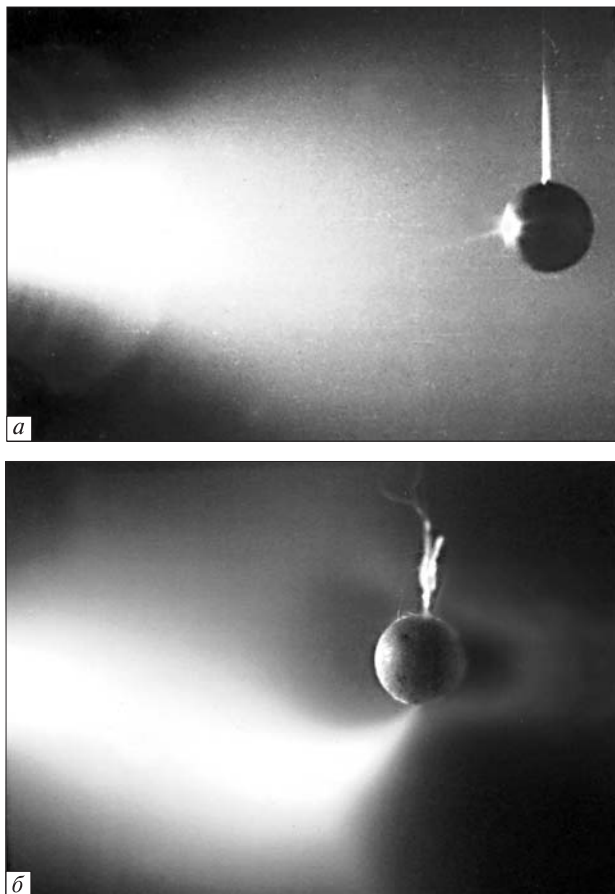
$$P_{B_\alpha} / P_{g_\infty} = \left[ P_m (1 + 3 \sin^2 \alpha)^{0.5} / R_p^3 \right]^2 / (2\mu P_{g_\infty}),$$

вычисленные с учетом угла  $\alpha = \pi/2 \pm \theta$  между векторами  $\mathbf{V}_p$  и  $\mathbf{U}_\infty$ , ( $\theta$  — угол наклона оси магнитного диполя к оси вращения планеты). Для  $P_{g_\infty}$  в качестве исходных использованы параметры солнечного ветра на орбите Земли:  $N_i = 5 \cdot 10^6 \text{ м}^{-3}$ ,  $U_\infty = 400 \text{ м/с}$ .

Для Луны при  $P_m \leq 4 \cdot 10^8 \text{ Тл} \cdot \text{м}^3$  [17] и  $P_{g_\infty} = 6.7 \cdot 10^{-10} \text{ Н/м}^2$  условия формирования магнитосферы  $r_{mp} / R_p > 1$  и магнитопаузы  $P_{Bp} \approx P_{g_\infty}$  не выполняются:  $P_{Bp} / P_{g_\infty} \approx 3.4 \cdot 10^{-6}$ . Луну солнечный ветер — гиперзвуковой поток неравновесной замагниченной плазмы низкой плотности — обтекает в бесстолкновительном режиме. Условия обтекания сфер Луна и Земля плазмой солнечного ветра отличаются практически только значением параметра  $P_{Bp} / P_{g_\infty}$ . Анализ параметров подобия, характеризующих взаимодействие «намагниченных» сфер — планет и Луны с потоком плазмы солнечного ветра, свидетельствует об определяющей роли параметра  $P_{Bp} / P_{g_\infty}$  в формировании магнитосфер планет и режима их обтекания.

## ФИЗИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ОБТЕКАНИЯ «НАМАГНИЧЕННЫХ» ТЕЛ ПОТОКОМ РАЗРЕЖЕННОЙ ПЛАЗМЫ

Физическое (экспериментальное, стендовое), моделирование взаимодействия «намагниченных» тел с потоком неравновесной плазмы низкой плотности проводилось на плазмодинамическом стенде Института технической механики Национальной академии наук Украины. Стенд относится к классу плазмогозодинамических труб. Безмасляная откачивающая система установки производительностью около  $100 \text{ м}^3/\text{с}$ , наличие криопанелей, охлаждаемых жидким азотом ( $\text{LN}_2$ ), позволяют создавать в рабочей камере стенда (цилиндр диаметром 1.2 м и длиной 3.5 м) статическое разрежение около  $10^{-5} \text{ Па}$ . Источником плазмы служит газоразрядный ускоритель с осцилляцией электронов во внешнем магнитном поле с саморазгоном плаз-



**Рис. 2.** Структура поля течения при обтекании тел потоком разреженной плазмы: *a* — обтекание модели при  $B_M = 0$ , *б* —  $B_M \neq 0$  и  $U_\infty \perp B_M$ , *в* — обтекание магнитосферы Земли потоком плазмы солнечного ветра

мы. В качестве моделей использовались две сферы диаметром 10.5 см каждая: проводящая из алюминиевой фольги и диэлектрическая (картон, обтянутый пленкой тефлона). Модель была установлена в сечении плазменной струи размером 40 см с ядром (однородным распределением плотности ионного тока и индукции внешнего магнитного поля) размером до 27 см. Рабочим газом служил водород. Поток разреженной плазмы истекал в вакуумную камеру при рабочем давлении  $P \approx 4$  мПа. В рабочем сечении струи реализованы следующие значения кинетических параметров плазмы:

- концентрация заряженных частиц (ионов и электронов)  $N_{i,e} \approx 10^{16} \text{ м}^{-3}$ ,
- средняя скорость направленного движения потока ионов  $U_\infty \approx 61 \text{ км/с}$ ,
- степень диссоциации ионного компонента плазмы  $\xi_{d_i} \approx 0.6$ ,

- средняя масса ионов  $m_i = 1.4$ ,
- индукция внешнего магнитного поля  $B_\infty = 0.4 \text{ мТл}$ ,
- степень ионизации плазмы  $\epsilon_i \approx 0.086$ ,
- средняя скорость направленного движения нейтральных частиц  $U_{n,\infty} = 700 \text{ м/с}$ ,
- температура электронов  $T_e \approx 30000 \text{ К}$ ,
- температура ионов  $T_i \approx 6000 \text{ К}$ ,
- температура нейтральных частиц  $T_n \approx 2500 \text{ К}$ ,
- концентрация нейтралов  $N_n \approx 1.1 \cdot 10^{17} \text{ м}^{-3}$ .

Для используемых моделей с характерным радиусом  $R_M \approx 5.25 \text{ см}$  реализованы следующие значения параметров подобия, характеризующих обтекание тел потоком разреженной плазмы [14, 16, 20]:

- отношение ларморовского радиуса электронов  $r_e$  к радиусу модели  $r_e/R_M \approx 0.26 < 1$ ,
- отношение ларморовского радиуса ионов  $r_i$  к радиусу сферы  $r_i/R_M \approx 5.8 > 1$ ,

– отношение характерного размера тела  $R_M$  к дебаевскому радиусу в невозмущенном потоке плазмы  $R_M/\lambda_d \approx 438 \gg 1$ ,

– число Маха  $M_\infty = U_\infty/a_i \approx 7.9$  ( $a_i = \sqrt{\gamma k T_i/m_i}$  — скорость звука ионов потока плазмы),

– число Маха – Альвена  $M_A = (P_{g_\infty}/P_{B_\infty})^{0.5} \approx 0.83$ ,

– число Кнудсена для нейтрального компонента плазмы  $Kn_n = l_{nn}/R_M \approx 340 \gg 1$  ( $l_{nn}$  — средняя длина свободного пробега для нейтральных столкновений),

– число Кнудсена для ионов потока плазмы  $Kn_i = l_{ii}/R_M = 11.5 \gg 1$ ,

– параметр Холла  $\omega_{eB} \tau_{em} \approx 830 \gg 1$  ( $\tau_{em} = \tau_{ei} + \tau_{en}$  — время соударений электронов с ионами  $\tau_{ei}$  и нейтралами  $\tau_{en}$ ),

– магнитное число  $Re_m = \mu \sigma_\infty U_\infty \cdot R_M \approx 18 \gg 1$ .

Собственное магнитное поле моделей создавалось соленоидом, размещенным во внутренней полости сферы. Соленоид длиной и диаметром, равными 7 см, создавал максимальный магнитный момент  $P_M \approx 2.3$  мкТл·м<sup>3</sup>. Ему соответствует максимальное значение параметра  $r_{mp} = [P_M^2/(\mu K P_{g_\infty})]^{1/6} \approx 22.3$  см и максимальное значение отношения  $P_{B_M}^{\max}/P_{g_\infty} \approx 1.4 \cdot 10^4$  на экваторе сферы. Здесь  $P_{g_\infty} \approx 43$  мН/м<sup>2</sup>,  $P_{B_M} = B_M^2/2\mu$ ,  $B_M$  — индукция магнитного поля на поверхности сферы.

На рис. 2 показаны картины обтекания сферических моделей гиперзвуковым потоком бесстолкновительной плазмы на стенде в отсутствии собственного магнитного поля (рис. 2, а) и «намагниченной» сферы при наличии собственного магнитного поля с магнитным моментом  $P_m \approx 1$  мкТл·м<sup>3</sup> (рис. 2, б). Расчетные значения параметра  $r_{mp} = [P_m^2/(\mu K P_{g_\infty})]^{1/6} \approx 16.9$  см при  $K = 0.8$  удовлетворительно согласуются с измеренной величиной  $r_{mp} \approx 17.0$  см; на рис. 2, в показана структура обтекания магнитосферы Земли потоком плазмы солнечного ветра.

Для формирования магнитосфер у «намагниченных» планет, их континуумного обтекания и формирования головной ударной волны в потоке плазмы солнечного ветра необходимо наличие двух условий:

– гиперзвукового потока сильно замагниченной бесстолкновительной плазмы;

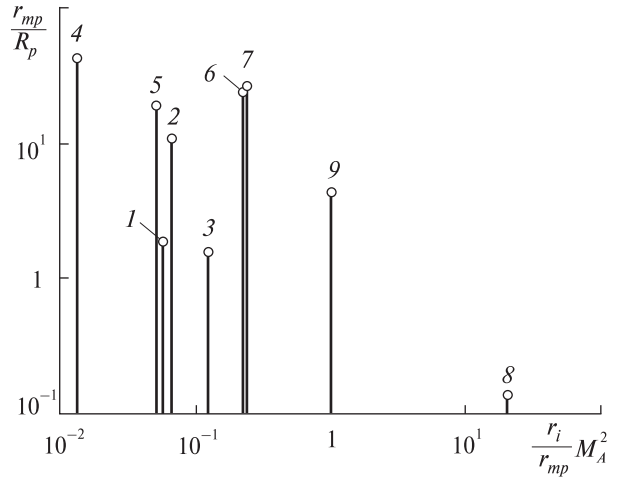
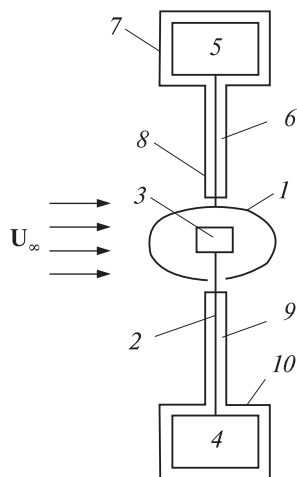


Рис. 3. Классификация режимов обтекания «намагниченных» сфер по параметрам  $\frac{r_{mp}}{R_p}$  и  $\frac{r_i}{r_{mp}} M_A^2$ : 1 — Меркурий, 2 — Земля, 3 — Марс, 4 — Юпитер, 5 — Сатурн, 6 — Уран, 7 — Нептун, 8 — Луна, 9 — «намагниченная» сферическая модель на стенде (данная работа)

– сильного собственного магнитного поля планеты, когда  $P_{B_p}/P_{g_\infty} \gg 1$ .

На стенде синтезирован гиперзвуковой поток слабо замагниченной (по ионам) бесстолкновительной плазмы: первое условие на стенде в потоке плазмы выполнено частично. Второе выполняется с высокой точностью:  $P_{B_M}/P_{g_\infty} \gg 1$ . На рис. 2, б наблюдается структура возмущенной зоны в окрестности сферической модели, соответствующая структуре магнитосферы Земли (рис. 2, в): отражение набегающего потока плазмы магнитным полем модели, образование каверн во фронтальной области и в области ближнего следа, полярных каспов и формирование магнитопаузы в нижней части рис. 2, б.

На рис. 3 приведены значения отношения характеристической длины магнитосферы  $r_{mp}$  к радиусу тела  $R_p$  в зависимости от параметра  $(r_i/r_{mp}) M_A^2$ , который включает параметры подобия, характеризующие режим обтекания «намагниченного» тела потоком замагниченной плазмы низкой плоскости:  $r_i/R_p$ ,  $r_i/r_{mp}$ ,  $P_{B_p}/P_{g_\infty}$  и  $P_{g_\infty}/P_{B_\infty}$ . Точка 1 на рис. 3 — Меркурий, 2 — Земля, 3 — Марс, 4 — Юпитер, 5 — Сатурн, 6 —



**Рис. 4.** Принципиальная схема весов для измерения силы давления потока разреженной плазмы на «намагниченное» тело: 1 — модель (исследуемое тело), 2 — опора, 3 — соленоид, 4 — поворотное устройство, 5 — магнитоэлектрический механизм весов, 6 — электропроводная державка, 7–10 — защитные экраны

Уран, 7 — Нептун, 8 — Луна, 9 — «намагниченная» сфера данной работы.

Для Луны характерен режим свободномолекулярного (бесстолкновительного) обтекания гиперзвуковым потоком сильно замагниченной плазмы Солнечного ветра  $((r_i/r_{mp})M_A^2 \approx 20 \gg 1)$ . Обтекание «намагниченных» планет солнечной системы характеризует континуумный режим с формированием магнитосферы и головной ударной волны  $((r_i/r_{mp})M_A^2 \ll 1)$ . Обтекание «намагниченной» сферы на стенде в данной работе характеризует параметр  $(r_i/r_{mp})M_A^2 \approx 1.0$ , что, по-видимому, соответствует промежуточному (переходному) режиму.

## ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Для диагностики, измерения и контроля параметров высокоскоростного потока неравновесной разреженной плазмы использовались измерительные средства плазмодинамического стенда: электрические зонды, многоэлектродный зонд-анализатор, зонд давления, масс-спектрометр МХ-7303 и СВЧ-интерферометры, работавшие на частотах 5.45 и 9.8 ГГц, а также процедуры анализа, обработки и интерпретации выходных сигналов датчиков из [24–26].

При исследовании магнитогидродинамического (силового) взаимодействия сфер с гиперзвуковым потоком разреженной плазмы атомарно-молекулярного водорода использовались микровесы компенсационного типа с магнитоэлектрической системой управления.

Принципиальная схема весов, предназначенных для измерения силы давления потока разреженной плазмы на заряженное «намагниченное» тело, представлена на рис. 4. Исследуемое тело 1 с расположенным во внутренней полости, модели закрепленном на стационарной опоре 2 соленоидом 3 является чувствительным элементом магнитоэлектрической системы. Стационарная опора 2 установлена на поворотном устройстве 4, снабженном потенциометрическим датчиком пространственного положения соленоида. Поворотное устройство позволяет изменять угловое положение соленоида относительно вектора скорости набегающего потока плазмы — угол между векторами  $\mathbf{V}_M$  и  $\mathbf{U}_\infty$ . Погрешность угловой ориентации соленоида в потоке не превышает  $20'$ . Токосподводом соленоид соединен с источником постоянного тока. Микровесы изготовлены на базе стандартного магнитоэлектрического механизма миллиамперметра постоянного тока. Компенсационный ток, протекающий через рамку прибора, прямо пропорционален приложенному механическому моменту — силе воздействия потока плазмы на модель. Магнитоэлектрический механизм 5 помещен в корпус, выполненный из магнитомягкого материала. Модель (полая сфера) закреплена на одном конце электропроводной державки 6. Второе плечо соединено с магнитоэлектрическим механизмом весов. Державка модели, опора соленоида, магнитоэлектрический механизм весов и поворотное устройство защищены от воздействия потока плазмы диэлектрическими экранами 7–10. Державкой модели и опорой соленоида служит тонкостенная алюминиевая трубка, канал которой используется для подачи потенциала на проводящие поверхности модели. На плече длиной 0.5 м диапазон измеренных сил составляет  $10^{-8}$ – $3 \cdot 10^{-3}$  Н. Измерения проводятся в автоматическом режиме.

## МАГНИТОГИДРОДИНАМИЧЕСКОЕ ТОРМОЖЕНИЕ СФЕРЫ В ПОТОКЕ РАЗРЕЖЕННОЙ ПЛАЗМЫ

Динамическое взаимодействие тел с гиперзвуковым потоком разреженной плазмы характеризуют параметры подобия [1, 6]:  $R_p/r_{i,e}$ ,  $R_p/\lambda_d$ ,  $T_i/T_e$ ,  $\Phi_W = e\varphi_W/kT_e$  и  $\eta = 2e\varphi_W/m_i U_\infty^2$ , где  $\varphi_W = \varphi_p - \varphi_0$  — потенциал поверхности тела  $\varphi_p$  относительно потенциала плазмы  $\varphi_0$ .

Торможение большого ( $R_p/\lambda_d \gg 10$ ) тела в бесстолкновительном потоке обусловлено в основном бомбардировкой ионами плазмы фронтальной поверхности сферы. На рис. 5 приведены результаты, иллюстрирующие влияние нормированного потенциала ( $\eta = 2e\varphi_W/(m_i U_\infty^2)$ ) поверхности и параметра  $R_p/\lambda_d$  на коэффициент лобового сопротивления  $C_{\Sigma x} = C_{0x} + C_{\Phi x}$  проводящей сферы в потоке разреженной плазмы. Здесь  $C_{0x}$  — коэффициент лобового сопротивления незаряженной сферы,  $C_{\Phi x}$  — кулоновская составляющая коэффициента лобового сопротивления; точки 1–3 — экспериментальные данные работы [18] при  $R_p/\lambda_d = 10$ , кривая 4 — расчетная зависимость из [15] для  $R_p/\lambda_d = 10$ , 5 — численные данные [5] для большой зеркально отражающей сферы, 6 — измерения [23] при  $R_p/\lambda_d = 102$ , 7 — расчетное значение из [4] для  $R_p/\lambda_d = 66.7$  и  $r_i/R_p < 1$ , 8 — измерения данной работы при  $R_p/\lambda_d = 440$ , 9, 10 — соответствуют аппроксимации

$$\frac{C_{\Sigma x}}{C_{0x}} = 1 + \left[ 1 - \exp\left(-\frac{\Phi_W^{0.5}}{0.263(R_p/\lambda_d)}\right) \right] \eta^{2/3}. \quad (1)$$

Приведенные на рис. 5 данные и результаты численных оценок [4], выполненных для  $R_p/\lambda_d = 66.7$  и  $r_i/R_p < 1$  (точка 7 на рис. 5) с учетом движения проводящей заряженной сферы в направлении, перпендикулярном к внешнему магнитному полю, свидетельствуют о том, что суммарный вклад составляющих, обусловленных кулоновским и индуктивным сопротивлением, не превосходит 3.5 %. Для углов между вектором скорости сферы и вектором внешнего магнитного поля  $\mathbf{V}_\infty$ , отличных от  $\pi/2$ , и  $R_p/\lambda_d > 100$  доля кулоновского и индуктивного сопротивления уменьшается. Для большой диэлектрической сферы при  $R_p/\lambda_d > 100$  эти составляющие

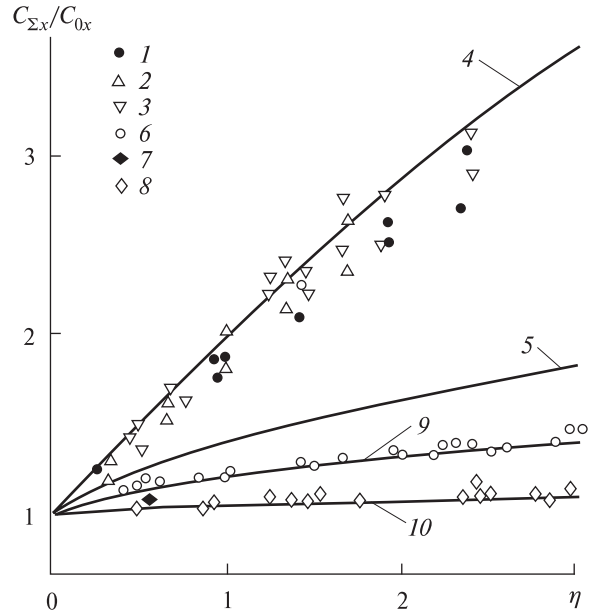


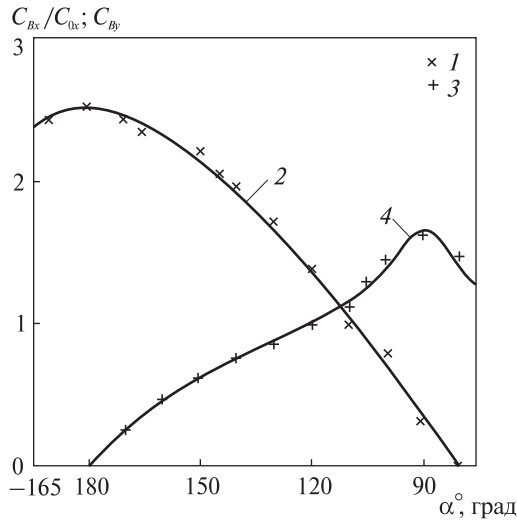
Рис. 5. Коэффициент лобового сопротивления заряженной сферы в потоке бесстолкновительной плазмы: 1–3 — экспериментальные данные [18] при  $R_p/\lambda_d = 10$ , 4 — расчетная зависимость [15] для  $R_p/\lambda_d = 10$ , 5 — численные данные [5] для большой зеркально отражающей сферы, 6 — измерения [23] при  $R_p/\lambda_d = 102$ , 7 — расчетное значение из [4] для  $R_p/\lambda_d = 66.7$  и  $r_i/R_p < 1$ , 8 — измерения данной работы при  $R_p/\lambda_d = 440$ , 9, 10 — аппроксимация (1)

отсутствуют:  $C_{\Sigma x}/C_{0x} \rightarrow 1$  ( $C_{0x} = F_x/A_p P_{g_\infty}$ ,  $F_x$  — сила сопротивления,  $A_p = \pi R_p^2$  — мидель сферы).

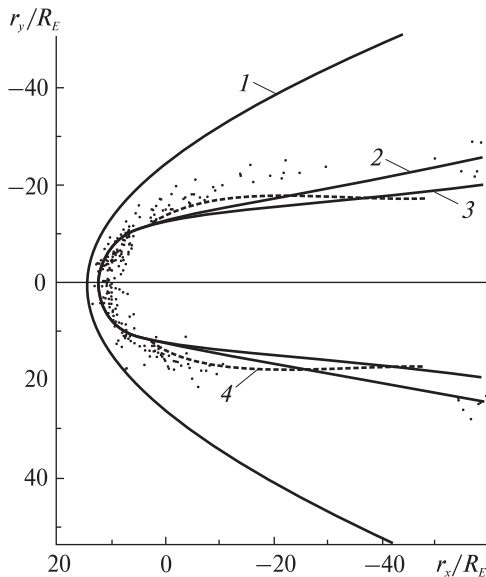
Большая  $R_p/\lambda_d = 1.57 \cdot 10^5$  холодная диэлектрическая сфера Луна взаимодействует с гиперзвуковым потоком плазмы солнечного ветра в свободномолекулярном режиме:  $C_{\Sigma x}/C_{0x} \approx 1$ ;  $C_{0x} \approx 2$  [10]. Следовательно, сила лобового сопротивления Луны в потоке плазмы солнечного ветра  $F_x = C_{0x} A_p P_{g_\infty} \approx 12.7$  кН.

Собственное магнитное поле изменяет структуру и режим обтекания тела. Сила Лоренца, возникающая в результате воздействия магнитного поля на поток плазмы, тормозит поток, создает магнитный барьер, изменяет динамическое (силовое и тепловое) взаимодействие с набегающим потоком.

На рис. 6 представлены зависимости коэффициентов лобового сопротивления  $C_{Bx}/C_{0x}$  и подъемной силы  $C_{By}$  «намагниченной» диэлект-



**Рис. 6.** Составляющие коэффициентов лобового сопротивления  $C_{Bx}/C_{0x}$  и подъемной силы  $C_{By}$ , обусловленные влиянием собственного магнитного поля и ориентацией вектора  $\mathbf{V}_M$  относительно вектора скорости набегающего потока разреженной плазмы  $\mathbf{U}_\infty$ : 1 — аппроксимация (2), 3 — аппроксимация (4), 2, 4 — измерения данной работы при  $P_{B_M}/P_{g_\infty} = 6000$



**Рис. 7.** Положение магнитопаузы Земли в плоскости эклиптики ( $r_x/R_E, r_y/R_E$ ) [17, 19]: точки — измерения космическими аппаратами IMP, 1 — ударная волна, 2 — магнитопауза (затупленный конус с диаметром основания  $50R_E$  при длине хвоста магнитосферы  $60R_E$ ), 3 — магнитопауза (затупленный конус с диаметром основания  $40R_E$  при длине хвоста магнитосферы  $60R_E$ ), 4 — теоретическая конфигурация магнитопаузы на экваторе

рической сферы с размещенным во внутренней полости соленоидом, от угла между вектором скорости набегающего потока плазмы  $\mathbf{U}_\infty$  и вектором индукции собственного магнитного поля модели  $\mathbf{V}_M$ . При этом  $C_{\Sigma x} = C_{0x} + C_{Bx}$ ;  $C_{\Sigma x}$  — «суммарный» коэффициент лобового сопротивления «намагниченного» тела в потоке плазмы, а составляющие, обусловленные наличием собственного магнитного поля сферы, характеризуют аппроксимации

$$C_{Bx}/C_{0x} = \xi^{0.67} [|\cos \alpha| + 0.134 \sin \alpha (\sin \alpha - |\cos \alpha|)] \quad (2)$$

и

$$C_{By} = \xi^{0.35} [\sin \alpha - |\cos \alpha| (1 - |\cos \alpha|)]. \quad (3)$$

Здесь  $\xi = (0.12 + 0.0625 \operatorname{erf} G) [P_{B_M}/P_{g_\infty}]^{0.413 - 0.065G}$ ;

$\operatorname{erf} x = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^2} dt$  — интеграл вероятности,  $G =$

$= \left( \lg \frac{P_{B_M}}{P_{g_\infty}} - 3 \right) / 2$ ,  $\alpha$  — угол между вектором  $\mathbf{U}_\infty$  и

$\mathbf{V}_M$ . Точки 1, 3 на рис. 6 — расчетные значения  $C_{Bx}/C_{0x}$  и  $C_{By}$  в соответствии с аппроксимациями (2), (3). Кривые 2, 4 — результаты измерения силы давления потока плазмы на «намагниченную» диэлектрическую сферу диаметром  $2R_M = 10.5$  см данной работы при  $\xi = 4$ ;  $P_{B_M}/P_{g_\infty} \approx 6000$ .

Приведенные на рис. 6 зависимости  $C_{Bx}(\alpha)/C_{0x}$  и  $C_{By}(\alpha)$  свидетельствуют о возникновении ненулевой подъемной силы и аэродинамического качества [7] у «намагниченной» диэлектрической сферы при изменении ориентации вектора индукции собственного магнитного поля сферы  $\mathbf{V}_M$  относительно вектора скорости набегающего потока плазмы  $\mathbf{U}_\infty$ .

### ДИНАМИЧЕСКОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ «НАМАГНИЧЕННЫХ» ПЛАНЕТ С ПОТОКОМ ПЛАЗМЫ «СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА»

Магнитосфера «намагниченной» диэлектрической сферы Земля в плоскости эклиптики приближенно затупленный конус с касательным эллиптическим носком (меньшая полуось  $\sim 11R_E$ , большая полуось —  $15R_E$ , поперечник —  $(40-50)R_E$  [17, 19]. Можно предположить, что эллиптический носок влияет на поток аналогично сферической поверхности эквивалентного ра-



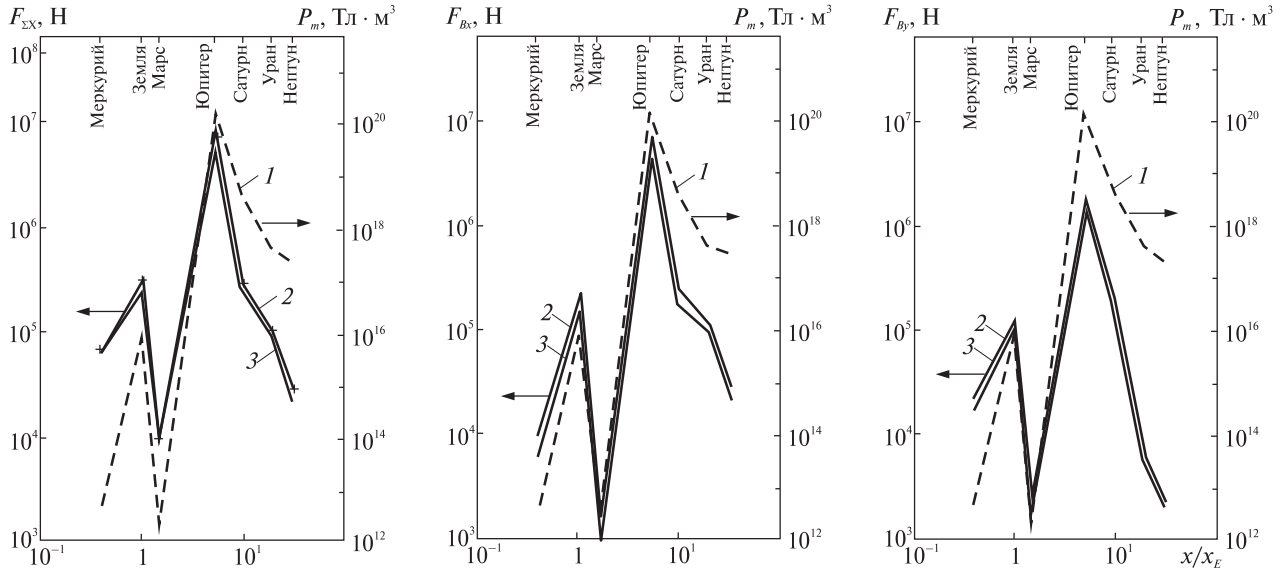


Рис. 8. Сила лобового сопротивления  $F_{\Sigma x} = F_{0x} + F_{Bx}$  (а) и составляющие силы лобового сопротивления  $F_{Bx}$  (б) и подъемной силы  $F_{By}$  (в) «намагниченных» планет: 1 — момент магнитного диполя  $P_m$ , 2 — расчет для  $P_{B\alpha}/P_{g\infty} =$

$$= \frac{[P_m(1 + 3 \sin^2 \alpha)^{0.5} / R_p^3]^2}{2\mu P_{g\infty}}, \quad 3 — \text{ расчет для } P_B / P_{g\infty} = (r_{mp} / R_p)^6 \frac{K}{2}$$

диуса [11], и рассматривать магнитосферу Земли как затупленный конус с секущей сферой радиуса  $r_{сф} \approx 13R_E$ , диаметром основания  $(40-50)R_E$  при длине хвоста магнитосферы около  $60R_E$  (рис. 7). Вклад сферической поверхности в сопротивление затупленного конуса при гиперзвуковом (на орбите Земли  $M_{\infty} \approx 8.2$ ) обтекании в приближении Ньютона составляет 96 % для диаметра основания  $40R_E$  и 83 % для диаметра  $50R_E$  [13]. Оценки для магнитосфер других планет практически аналогичны.

Обтекание магнитосфер «намагниченных» планет Солнечной системы характеризует континуумный режим. Согласно оценкам рис. 3 измерения данной работы можно отнести к переходному (промежуточному) режиму обтекания. С учетом вывода о преобладающем вкладе в сопротивление затупленного конуса — магнитосферы — его сферического носка переход от измерений сопротивления «намагниченной» диэлектрической сферы на стенде к сопротивлению диэлектрических сфер «намагниченных» планет может быть осуществлен при выполнении двух условий:

$$\left( \frac{C_{Bx}}{C_{0x}} \right)_{tr} = \left( \frac{C_{Bx}}{C_{0x}} \right)_{cont} \quad (4)$$

и

$$\left( \frac{C_{By}}{C_{Bx}} \right)_{tr} = \left( \frac{C_{By}}{C_{Bx}} \right)_{cont} \quad (5)$$

Индекс «tr» соответствует переходному режиму обтекания, индекс «cont» — континуумному режиму;

$$C_{0x}^{cont} = \frac{1}{2} \left( \frac{\gamma + 1}{\gamma} \right) \left[ \frac{(\gamma + 1)^2}{4\gamma} \right]^{\frac{1}{\gamma - 1}}$$

— коэффициент сопротивления сферы при континуумном обтекании гиперзвуковым потоком [10] (для солнечного ветра  $\gamma \approx 5/3$  и  $C_{0x}^{cont} \approx 0.881$ ). Для охлажденной сферы в гиперзвуковом потоке разреженного газа при  $Kn \approx 1$  согласно данным [9, 27, 8, 22]  $C_{0x}^{tr} \approx 1.616$ .

Аппроксимации (2), (3), характеризующие составляющие коэффициентов лобового сопротивления и подъемной силы «намагниченной» диэлектрической сферы, и соотношения (4), (5) позволяют оценить значения коэффициентов

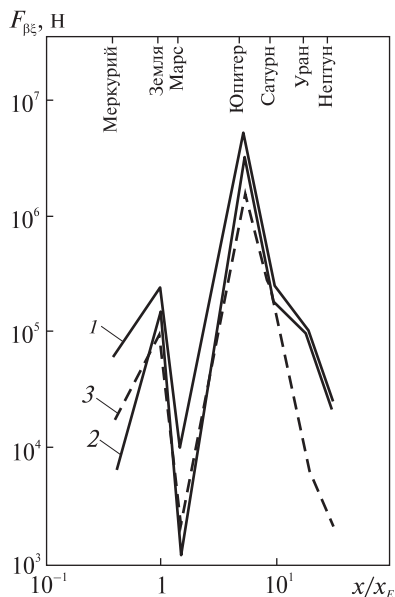


Рис. 9. Сила взаимодействия «намагниченных» планет с потоком плазмы солнечного ветра: 1 —  $F_{\Sigma x}$ , 2 —  $F_{Bx}$ , 3 —  $F_{By}$

$C_{Bx}$  и  $C_{By}$ , соответствующие континуумному обтеканию «намагниченных» сфер, и составляющие силы сопротивления и подъемной силы, обусловленные влиянием собственного магнитного поля планеты:  $F_{B\xi} C_{B\xi} A_p P_{g\infty}$  (здесь  $\xi = x; y$ ).

На рис. 8, а приведены значения силы лобового сопротивления  $F_{\Sigma x} = F_{0x} + F_{Bx}$  «намагниченных» планет в потоке плазмы солнечного ветра. На рис. 8, б, в представлены значения  $F_{Bx}$  и  $F_{By}$  соответственно, а также значения момента  $P_m$  магнитного диполя планеты. Кривая 1 — зависимость  $P_m$  от параметра  $x/x_E$  (расстояние от Солнца); кривая 2 определена для значений параметра  $P_{B\alpha}/P_{g\infty} = [P_m(1+3\sin^2\alpha)^{0.5}/R_p^3]^2/(2\mu P_{g\infty})$ ; кривая 3 характеризует зависимости  $F_{\Sigma x}$ ,  $F_{Bx}$  и  $F_{By}$  от  $x/x_E$  для значений  $P_{Bp}/P_{g\infty}$ , вычисленных по величине параметра  $r_{mp}$  в приближении магнитного диполя, расположенного в центре сферы:

$P_{Bp}/P_{g\infty} \approx \frac{K}{2} (r_{mp}/R_p)^6$ . Приведенные на рис. 8 зависимости сил  $F_{\Sigma x}$ ,  $F_{Bx}$ ,  $F_{By}$  и магнитных моментов диполей планет  $P_m$  от расстояния до Солнца  $x/x_E$  подобны. Некоторое отклонение наблюдается для Урана и Нептуна, для которых характерен значительный наклон оси магнитного диполя к оси вращения планеты ( $\theta > 45^\circ$ ).

Соотношение величин  $F_{\Sigma x}$ ,  $F_{Bx}$  и  $F_{By}$  иллюстрирует рис. 9. Для всех «намагниченных» планет  $F_{\Sigma x} > F_{Bx}, F_{By}$ .

У Меркурия и Марса — сфер со сравнительно слабым магнитным полем ( $P_{Bp}/P_{g\infty} < 100$ ) при углах наклона оси магнитного диполя к оси вращения планеты  $\theta \approx 12...20^\circ$  составляющая подъемной силы  $F_{By}$  превышает составляющую силы лобового сопротивления:  $F_{By} > F_{Bx}$ . Для планет с сильным магнитным полем (Земля, Юпитер,  $\theta \approx 10...12^\circ$ ) при  $P_{Bp}/P_{g\infty} < 10^5$  имеем  $F_{By} < F_{Bx}$ . С увеличением угла  $\theta$  и параметра  $P_{Bp}/P_{g\infty}$  (Уран, Нептун)  $F_{By} \ll F_{Bx}$ . Для Сатурна при  $P_{Bp}/P_{g\infty} > 10^5$  и  $\theta \sim 0^\circ$  динамическое взаимодействие характеризует равенство составляющих сил:  $F_{By} \approx F_{Bx}$ .

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Посредством физического (стендового) моделирования выявлен эффект возникновения подъемной силы и аэродинамического качества у «намагниченной» диэлектрической сферы в сверхзвуковом потоке разреженной плазмы при ненулевом угле между вектором индукции собственного магнитного поля и вектором скорости потока плазмы. Установлено, что эти условия выполняются практически для всех «намагниченных» планет солнечной системы в потоке разреженной плазмы солнечного ветра. Для магнитосфер «намагниченных» планет солнечной системы характерен континуумный режим обтекания, для Луны — бесстолкновительный (свободномолекулярный).

С применением эмпирических аппроксимаций и соотношений определены значения силы лобового сопротивления и подъемной силы «намагниченных» сфер — планет. Установлено, что зависимости подъемной силы и силы лобового сопротивления, обусловленных влиянием собственного магнитного поля, и моментов магнитных диполей планет от расстояния до Солнца подобны.

Показано, что на величину подъемной силы и силы лобового сопротивления, аэродинамическое качество «намагниченных» сфер [7] определяющее влияние оказывают два параметра:  $P_{Bp}/P_{g\infty}$  и угол  $\theta$  наклона оси магнитного диполя к оси вращения планеты.

1. Альперт Я. Л. Волны и искусственные тела в приземной плазме. — М.: Наука, 1974. — 214 с.
2. Баранов В. Б., Краснобаев К. В. Гидродинамическая теория космической плазмы. — М.: Наука, 1977. — 431 с.
3. Бельская Е. С. Магнитосферы планет, обладающих собственным магнитным полем // Успехи физ. наук. — 2009. — 179, № 8. — С. 809—835.
4. Вуд Г. П. Электрическое и электромагнитное торможение спутника в верхней атмосфере Земли // Газовая динамика космических аппаратов. — М.: Мир, 1965. — С. 258—277.
5. Гуревич А. В., Москаленко А. М. О торможении тел, движущихся в разреженной плазме // Исследования космического пространства. — М.: Наука, 1965. — С. 241—254.
6. Гуревич А. В., Питаевский Л. П., Смирнова В. В. Ионосферная аэродинамика // Успехи физ. наук. — 1969. — 99, № 1. — С. 3—49.
7. Карафоли Е. Аэродинамика больших скоростей. — М.: Изд-во АН СССР, 1960. — 740 с.
8. Кассой М., Стюарт Д. А., Хорстмен С. С. Сопротивление сферы в гиперзвуковом потоке, близком к свободномолекулярному // Ракетная техника и космонавтика. — 1970. — 8, № 11. — С. 231—232.
9. Кинслоу М., Поттер Дж. Л. Сопротивление сфер в разреженном гиперзвуковом потоке // Ракетная техника и космонавтика. — 1963. — 1, № 11. — С. 3—11.
10. Кошмаров Ю. А., Рыжов Ю. А. Прикладная динамика разреженного газа. — М.: Машиностроение, 1977. — 184 с.
11. Краснов Н. Ф. Аэродинамика. — М.: Высш. шк., 1971. — 632 с.
12. Лайонс Л., Уильямс Д. Физика магнитосферы. — М.: Мир, 1987. — 312 с.
13. Любимов А. Н., Русанов В. В. Течение газа около затупленных тел. — М.: Наука, 1970. — Ч. II. — 380 с.
14. Мак-Даниель И. Процессы столкновений в ионизованных газах. — М. Мир, 1967. — 832 с.
15. Маслеников М. В., Сигов В. С., Чуркина Г. П. Численные эксперименты по обтеканию тел различной формы разреженной плазмой // Космические исследования. — 1968. — 6, № 2. — С. 220—227.
16. Митчнер М., Кругер И. Частично ионизованные газы. — М.: Мир, 1976. — 496 с.
17. Модель космического пространства (Модель космоса-82) / Под ред. И. С. Вернова. — М.: МГУ, 1983. — Т. 2. — 7780 с.
18. Нечтел Е., Питтс У. Экспериментальное исследование сопротивления движению спутников, обусловленного электрическими силами // Ракетная техника и космонавтика. — 1964. — 2, № 6. — С. 222—225.
19. Нишида А. Геомагнитный диагноз магнитосферы. — М.: Мир, 1980. — 299 с.
20. Райзер Ю. П. Физика газового разряда. — М.: Наука, 1987. — 592 с.
21. Уонг С. П. Взаимодействие солнечного ветра с Луной и некоторыми другими небесными телами // Ракетная техника и космонавтика. — 1970. — 8, № 6. — С. 191—197.
22. Хаджимихалис К., Брандин К. Влияние температуры стенки на сопротивление сферы в гиперзвуковом потоке разреженного газа // Динамика разреженных газов / Под ред. В. П. Шидловского. — М.: Мир, 1976. — С. 274—282.
23. Шувалов В. А. Моделирование взаимодействия тел с ионосферой. — Киев: Наук. думка, 1995. — 180 с.
24. Шувалов В. А., Кочубей Г. С., Приймак А. И. и др. Контактная диагностика высокоскоростных потоков разреженной плазмы // Теплофизика высоких температур. — 2005. — 43, № 3. — С. 343—351.
25. Шувалов В. А., Письменный Н. И., Приймак А. И. и др. Зондовая диагностика высокоскоростных потоков разреженной частично диссоциированной плазмы // Приборы и техника эксперимента. — 2007. — № 3. — С. 92—100.
26. Шувалов В. А., Чурилов А. Е., Быстрицкий М. Г. Диагностика потоков импульсной плазмы зондовым, СВЧ- и фотометрическими методами // Теплофизика высоких температур. — 2000. — 38, № 6. — С. 877—881.
27. Matting F. W. Approximate bridging relations in the transitional regime between continuum and free-molecule flow // J. Spacecraft and Rockets. — 1971. — 8, N 1. — P. 35—40.
28. Paranicas C. P., Decker R. B., Williams D. J., et al. Recent research highlights from planetary magnetospheres and heliosphere // Johns Hopkins Apl. Technical Digest. — 2005. — 26, N 2. — P. 156—163.

Надійшла до редакції 22.10.09

V. A. Shuvalov, K. A. Bandel, A. I. Priymak, G. S. Kochubey  
MAGNETOHYDRODYNAMIC DECELERATION  
OF «MAGNETIZED» PLANETS IN SOLAR WIND  
PLASMA

The lift and drag forces of magnetized planets in the low-density plasma of solar wind are determined using the method of physical modelling. It is shown that the lift and drag forces change similarly relative to moments of magnetic dipoles of planets with the distance to the Sun. Two parameters have a defined effect on the values of the lift and the drag forces: the relation of magnetic pressure of the planet field to the velocity head of solar wind and the angle of a magnetic dipole axial slope towards the planet rotation axis.