

## Модель магнитодиска Юпитера

Р. А. Кислов<sup>1,4,a</sup>, Х. В. Малова<sup>1,2,b</sup>, И. Ю. Васько<sup>1,3,c</sup>

<sup>1</sup>Институт космических исследований РАН. Россия, 117997, Москва, Профсоюзная ул., д. 84/32.

<sup>2</sup>Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д. В. Скобелыцина (НИИЯФ МГУ). Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.

<sup>3</sup>Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет, кафедра математики. Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.

<sup>4</sup>Московский физико-технический институт (ГУ). Россия, 141700, Московская обл., г. Долгопрудный, Институтский пер., д. 9.

E-mail: <sup>a</sup>kr-rk@bk.ru, <sup>b</sup>hmalova@yandex.ru, <sup>c</sup>vaskoiy@yandex.ru

Статья поступила 27.08.2012, подписана в печать 28.09.2012.

В рамках МГД-приближения построена равновесная аксиально-симметричная модель магнитодиска Юпитера с учетом процессов коротации плазмы и влияния центробежной силы. Модель построена для двух случаев: 1) предполагается, что плазма магнитодиска имеет одинаковую температуру; 2) предполагается адиабатическая зависимость плазменного давления от плотности. Получены аналитические выражения, описывающие распределения магнитного поля, плотности тока, температуры и толщины магнитодиска в зависимости от параметров системы: радиального распределения плазменного давления в экваториальной плоскости, величины поперечного магнитного поля в центре слоя и угловой скорости вращения плазмы.

*Ключевые слова:* магнитосфера Юпитера, магнитодиск, МГД-модель.

УДК: 533.9.01. PACS: 52.65.Kj.

### Введение

Юпитер — крупнейшая планета Солнечной системы, обладающая самым мощным магнитным полем (магнитный момент в  $2 \cdot 10^4$  раз больше земного) и самой протяженной магнитосферой. Кроме того, Юпитер быстро вращается вокруг своей оси с угловой скоростью  $\omega_J = 1.76 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$  (период  $\sim 10$  ч). В отличие от земной магнитосферы, которая пополняется главным образом частицами солнечного ветра, основным источником магнитосферной плазмы Юпитера является его спутник Ио. Быстрое вращение Юпитера способствует вытягиванию магнитных силовых линий, «нагруженных» плазмой вулканических выбросов Ио, в направлении от планеты и образованию так называемого магнитодиска (рис. 1). Магнитодиск представляет собой аксиально-симметричный токовый слой, где амплитуда тока достигает  $10^8 \text{ А}$  [2, 3].

За счет вязкости нижние слои атмосферы передают момент вращения ионизованной ионосфере Юпитера. В результате ионосфера начинает вращаться вместе с нижними слоями атмосферы с угловой скоростью Юпитера  $\omega_J$ . Возникающее при этом электростатическое поле в ионосфере порождает электростатическое

поле во внешней магнитосфере, которое находится из условия эквипотенциальности силовых линий магнитного поля. В плоскости магнитного экватора это электрическое поле направлено в радиальном направлении и определяется выражением  $E = \mu\omega_J/cr^2$  ( $r$  — расстояние до планеты,  $\mu$  — величина магнитного диполя Юпитера). В работе [1] показано, что это электрическое поле приводит к дрейфу частиц магнитосферной плазмы, величина которого в точности соответствует вращению частиц с угловой скоростью ионосферы  $\omega_J$ . Это явление называется коротацией. Она доминирует над процессами магнитосферной конвекции вплоть до  $\sim 20R_J$ , играя важнейшую роль в структуре магнитосферы в этой области.

На расстояниях от  $\sim 20R_J$  до  $\sim 60R_J$  от Юпитера располагается область, в которой коротация постепенно ослабевает. Здесь плазма, вращаясь, одновременно переносится на периферию в радиальном направлении под действием центробежной силы, которая максимальна в экваториальной области.

Магнитодиск был впервые обнаружен спутником «Pioneer 10» по измерениям потоков частиц и напряженности магнитного поля Юпитера. Плазму можно считать бесстолкновительной. Концентрация частиц в магнитодиске составляет  $\sim 0.01 - 0.1 \text{ см}^{-3}$  [5], ионы имеют характерную температуру порядка  $10 \text{ кэВ}$  на расстояниях  $\sim 20 - 60R_J$  [6, 7], а толщина магнитодиска составляет  $\sim R_J$  [6].

Модели магнитодиска [8–13] построены в рамках магнитогидродинамического приближения. Уравнения, описывающие структуру магнитодиска, оказываются существенно нелинейными. В упомянутых работах были построены приближенные решения. В работе [6] предполагалось, что диск тонкий, так что градиенты вдоль координаты  $z$  много больше градиентов в радиальном направлении,  $\partial/\partial z \gg \partial/\partial r$ . Однако в моде-

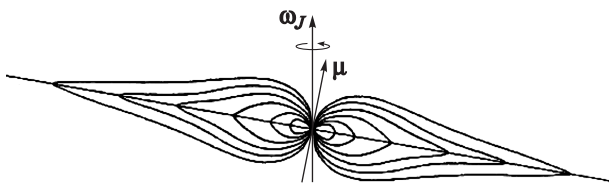


Рис. 1. Схематическое изображение силовых линий магнитного поля магнитодиска Юпитера в меридиональном сечении на основании данных спутника «Pioneer 10» [4]. На рисунке указаны угловая скорость Юпитера  $\omega_J$  и магнитный момент  $\mu$

ли [6] имеется математическая неточность, поэтому полученный результат противоречит исходным предположениям. В работе [7] решение представлялось в виде произведения «быстрой» и «медленной» функций и задавалась зависимость поперечной компоненты поля в виде функции, убывающей экспоненциально в радиальном направлении. Однако, как выяснилось, последнее предположение приводит к противоречивым результатам (экстремумы плотности тока или магнитного поля).

Целью настоящей работы является построение достаточно простой двухмерной магнитогиродинамической модели магнитодиска, исследование влияния центробежной силы, коротации и уравнений состояния плазмы на структуру магнитодиска. Свободные параметры модели и граничные условия взяты максимально приближенными к имеющимся экспериментальным данным. В настоящей работе, следуя [9, 14], рассматриваются изотермическая и адиабатическая модели магнитодиска.

### 1. Постановка задачи

Магнитодиск рассматривается в цилиндрической системе координат  $(r, \phi, z)$ , начало которой находится в центре Юпитера, а ось  $z$  совпадает с осью вращения (рис. 1). Вообще говоря, ось вращения составляет с осью магнитного диполя небольшой угол  $\sim 10^\circ$  (рис. 1), что приводит к колебаниям плоскости магнитодиска в процессе вращения планеты. Влияние этого наклона на равновесную структуру магнитодиска было исследовано в теоретических [12, 13] и экспериментальных работах [15]. В настоящей работе пренебрегается эффектами, связанными с наклоном диполя к оси вращения планеты. Мы полагаем, что магнитный диполь сонаправлен с осью вращения и строим аксиально-симметричную двумерную стационарную модель.

Все величины — магнитное поле  $H = H_r \mathbf{e}_r + H_\phi \mathbf{e}_\phi + H_z \mathbf{e}_z$ , плотность тока  $\mathbf{j} = j_\phi \mathbf{e}_\phi$ , массовая плотность  $\rho_m = m_i n$  ( $m_i$  — масса протона,  $n$  — концентрация плазмы) и давление  $p$  — зависят только от двух координат  $(r, z)$ . Плоскость эклиптики ( $z = 0$ ) является нейтральной плоскостью, где  $H_r|_{z=0} = 0$ . Поскольку характерный ларморовский радиус частиц в поле магнитодиска существенно меньше характерного масштаба неоднородности, используется одножидкостное МГД приближение. Будем считать плазму идеальным газом с уравнением состояния  $p = nT$  ( $T$  — температура плазмы). Плазма магнитодиска является бесстолкновительной, поэтому диссипативными процессами пренебрегаем.

В рамках МГД приближения равновесие плазмы описывается следующей системой уравнений:

$$\rho(\mathbf{v}\nabla)\mathbf{v} = -\nabla p + \frac{1}{4\pi}[\text{rot } \mathbf{H} \times \mathbf{H}], \quad (1)$$

$$\text{div } \mathbf{H} = 0, \quad (2)$$

$$p = p(\rho_m, T), \quad (3)$$

где  $\mathbf{v}$  — гидродинамическая скорость,  $T$  — температура. Отметим, что в уравнении баланса сил (1) не учитывается гравитационное взаимодействие плазмы магнитодиска и планеты ввиду его малости [12, 13].

В настоящей работе рассматриваются изотермическое ( $T = \text{const}$  в уравнении (3)) и адиабатическое равновесие ( $p\rho_m^{-\gamma} = \text{const}$ ,  $\gamma = 5/3$ ).

Для построения равновесной модели необходимо задать гидродинамическую скорость плазмы  $\mathbf{v}$ . Согласно наблюдениям космических аппаратов [15], магнитодиск можно разделить на три области, в каждой из которых имеет место определенная зависимость гидродинамической скорости плазмы  $\mathbf{v}$  от расстояния до планеты  $r$ . Вблизи планеты плазма вращается с угловой скоростью Юпитера. В более отдаленных областях угловая скорость плазмы уменьшается. В рамках одножидкостного подхода гидродинамическая скорость плазмы  $\mathbf{v} = \omega(r)\mathbf{r}\mathbf{e}_\phi$  ( $\omega(r)$  — угловая скорость вращения плазмы) определяется на основании экспериментальных зависимостей. Отметим, что заданная таким образом скорость удовлетворяет уравнению непрерывности, обращая его в тождество. Уравнение баланса сил (1) в этом случае имеет вид

$$0 = -\nabla p + \frac{1}{4\pi}[\text{rot } \mathbf{H} \times \mathbf{H}] + \rho_m \omega^2(r)\mathbf{r}\mathbf{e}_r. \quad (4)$$

### 2. Построение модели

В настоящем разделе описывается процедура построения решений системы уравнений (2)–(4). Проекция уравнения (4) на направления  $r$  и  $z$  имеют вид

$$-\frac{\partial p}{\partial r} + \frac{1}{4\pi}H_z \left( \frac{\partial H_r}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial r} \right) - \frac{1}{4\pi}H_\phi \left( \frac{\partial H_\phi}{\partial r} + \frac{H_\phi}{r} \right) + mn\omega^2 r = 0, \quad (5)$$

$$H_r \left( \frac{\partial H_\phi}{\partial r} + \frac{H_\phi}{r} \right) + H_z \frac{\partial H_\phi}{\partial z} = 0,$$

$$-\frac{\partial p}{\partial z} - \frac{1}{4\pi} \frac{\partial H_\phi}{\partial z} H_\phi - \frac{1}{4\pi} H_r \left( \frac{\partial H_r}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial r} \right) = 0. \quad (6)$$

Поскольку толщина магнитодиска много меньше его протяженности в радиальном направлении, магнитодиск можно рассматривать как слабо двумерное равновесие [16],  $\partial/\partial z \gg \partial/\partial r$ ,  $1/z \gg 1/r$ . В этом приближении  $H_\phi \cong \text{const}$ , и в уравнениях (5), (6) оно не учитывается. Уравнение (6) дает вертикальный баланс давления:

$$p + \frac{H_r^2}{8\pi} = p_0(r), \quad (7)$$

где  $p_0(r)$  — плазменное давление в нейтральной плоскости  $z = 0$  магнитодиска, поддерживаемое магнитосферными источниками плазмы. Используя уравнение состояния  $p = nT$ , представим баланс давления в радиальном направлении (5) в виде

$$\frac{H_z}{4\pi} \frac{\partial H_r}{\partial z} + \frac{m_i \omega^2 r}{T} \left( p_0(r) - \frac{H_r^2}{8\pi} \right) = 0. \quad (8)$$

Таким образом, задача о построении модели магнитодиска сводится к совместному решению уравнений (8) и (2). Пренебрегая в уравнении (2) производными  $\partial/\partial r$ , получим в нулевом приближении  $H_z \approx h_z(r)$ , где  $h_z(r)$  — функция, входящая в граничное условие  $H_z(r, z = 0) = h_z(r)$ . Отметим, что поправки первого порядка находятся из условия (2):

$$H_z - h_z(r) = \int_0^z \left( \frac{H_r}{r} + \frac{\partial H_r}{\partial r} \right) dz. \quad (9)$$

Решения, полученные в рамках изложенного подхода, удовлетворительны в областях, где правая часть уравнения (9) мала в сравнении с величиной  $h_z(r)$ . Величина поперечного магнитного поля  $h_z(r)$  является входным параметром модели и задается исходя из экспериментальных данных. Далее рассматриваются изотермическая и адиабатическая модели магнитодиска.

### 2.1. Изотермическая модель

Введем безразмерные переменные  $r \rightarrow r/r_0$ ,  $\mathbf{H} \rightarrow \mathbf{H}/h_0$ , где  $r_0 = \sqrt{2T/m\omega_j^2} \approx 15R_J$  и  $h_0 = h_z(r_0) \approx -10^{-3}$  Г. Единицей измерения плотности тока будет величина  $j_0 = ch_0/4\pi r_0 \approx 5 \cdot 10^{-5}$  ед. СГС. Тогда уравнение (8) примет вид

$$h_z(r) \frac{\partial H_r}{\partial z} + s^2(r)r(\beta^2 - H_r^2) = 0, \quad (10)$$

где оценка плазменного параметра  $\beta = \sqrt{8\pi p_0(r)}/h_0 \approx -10$ , а параметр  $s(r) = \omega(r)/\omega_j$  характеризует гидродинамическое движение плазмы. Отметим, что в области полной коротации параметр  $s = 1$ , тогда как в области нарушения коротации  $s < 1$ . Явное интегрирование уравнения (10) приводит к слабо двумерному решению, аналогичному равновесию, полученному в работе [16]:

$$H_r = -\beta \operatorname{th} \left( \frac{z}{L(r)} \right), \quad (11)$$

где толщина магнитодиска  $L$  определяется выражением  $L(r) = h_z(r)/\beta r s^2(r)$ . Используя (9), найдем поправки к поперечной компоненте магнитного поля  $H_z$ :

$$H_z - h_z(r) = \frac{L}{h_z} \left( \frac{\beta}{r} + \frac{\partial \beta}{\partial r} - \beta L \frac{\partial L^{-1}}{\partial r} \right) \ln \cosh \left( \frac{z}{L} \right) + z \beta L \frac{\partial L^{-1}}{\partial r} \operatorname{th} \left( \frac{z}{L} \right). \quad (12)$$

Построенное решение (11) справедливо в области, где поправки к магнитному полю  $H_z$  малы по сравнению с  $h_z(r)$ , т. е.  $|H_z - h_z(r)| \ll h_z(r)$ .

Выражение (11) позволяет определить распределение плотности тока и плазменного давления в магнитодиске:

$$j_\phi = -\frac{\beta}{L} \cosh^{-2} \left( \frac{z}{L} \right), \quad p = \beta^2 \cosh^{-2} \left( \frac{z}{L} \right). \quad (13)$$

### 2.2. Адиабатическая модель

Следуя работе [9], рассмотрим адиабатическую модель магнитодиска

$$pT^{-\gamma/(\gamma-1)} = p_1 T_1^{-\gamma/(\gamma-1)}, \quad (14)$$

где  $T_1$  и  $p_1$  обозначают температуру и давление в нейтральной плоскости  $z = 0$  на границе магнитодиска  $r \approx 15R_J = r_0$ , т. е.  $T_1 = T(0, r_0)$  и  $p_1 = p_0(r_0)$ .

Введем безразмерные переменные  $r_1 = \sqrt{2T_1/m\omega_j^2} = r_0$ ,  $\beta_1 = \sqrt{8\pi p_1}/h_0$ . Уравнение (8) принимает вид

$$h_z(r) \frac{\partial H_r}{\partial z} + r s^2(r) \beta_1^{2(\gamma-1)/\gamma} (\beta^2 - H_r^2)^{1/\gamma} = 0 \quad (15)$$

и допускает решение в квадратурах

$$z = -L(r) \int_0^{H_r/\beta} (1-x^2)^{-\gamma^{-1}} dx, \quad (16)$$

где величина  $L(r)$  аналогично изотермической модели является характерной толщиной магнитодиска и определяется выражением  $L(r) = h_z \beta_1^{2(\gamma-1)/\gamma} / r s^2(r) \beta^{2/\gamma-1}$ . По распределению магнитного поля легко определить плотность тока и давление плазмы в магнитодиске. Для этого необходимо задать конкретные зависимости  $\beta(r)$  и  $s(r)$ , что и будет сделано в следующем разделе.

### 3. Наблюдательные данные

В близкой к планете области  $r < L_0 \approx 23R_J$  наблюдается твердотельное вращение  $s(r) \approx 1$  [2]. В области  $47R_J < r < 59R_J$  угловая скорость  $\omega(r)$  падает от  $0.5\omega_j$  до  $0.3\omega_j$ , что аппроксимируется зависимостью вида  $s^2(r) = L_0^2/r^2$  [3, 5]. В переходной области  $L_0 < r < 47R_J$  мы используем модельную зависимость функции  $s(r)$ , обеспечивающую гладкий переход между двумя режимами вращения:

$$s(r) = e^{-(r-L_0)/L_0} + \frac{L_0^2}{r^2} \operatorname{th} \left( \frac{r-L_0}{L_0} \right). \quad (17)$$

Далее необходимо задать радиальную зависимость плазменного давления в центре слоя  $p_0(r)$  (или параметр  $\beta \sim \sqrt{p_0(r)}$ ). В работе [17] показано, что на расстояниях от нейтральной плоскости, соизмеримых с толщиной магнитодиска,  $H_r(r) \sim r^{-1.7}$ . Баланс давления (7) дает тогда  $\beta(r) \sim r^{-1.7}$ . Нормальная к нейтральной плоскости компонента магнитного поля падает с расстоянием от планеты также степенным образом  $h_z(r) = r^{-1.7}$  [17].

В таблице приведены зависимости угловой скорости и толщины  $L(r)$  магнитодиска в изотермической и адиабатической моделях в трех выделенных областях в зависимости от расстояния  $r$  от планеты.

Из таблицы следует, что в обеих моделях толщина магнитодиска убывает в областях 1 и 2, однако убывание сменяется ростом в области 3, где угловая скорость вращения плазмы падает до  $0.3\omega_j$ . Таким образом, толщина токового слоя имеет локальный минимум (при  $r \sim 47R_J$ ) и растет на больших расстояниях от планеты, что связано с ослаблением электрического поля коротации и центробежным переносом плазмы и как следствие — с уменьшением плотности электрического тока и собственного магнитного поля магнитодиска. Это согласуется с представлением о том, что на больших расстояниях от Юпитера вклад магнитного поля магнитодиска уменьшается по сравнению с дипольным магнитным полем планеты, а это должно приводить к ограничению протяженности магнитодиска в радиальном направлении [18]. Полученная в модели зависимость  $L(r)$  согласуется с работой [19]. В целом в модели с адиабатическим уравнением состояния поперечный размер магнитодиска Юпитера оказывается меньше, чем в изотермической модели.

**Зависимость угловой скорости и толщины  $L(r)$  магнитодиска  
в изотермической и адиабатической моделях в трех выделенных областях  
по расстоянию  $r$  от планеты**

	$s(r)$	$T = \text{const}$ $L(r) \sim$	$\gamma = 5/3$ $L(r) \sim$
1. $r < L_0$	1	$r^{-1}$	$r^{-2.36}$
2. $L_0 < r < 47R_J$	$s(r) = e^{-(r-L_0)/L_0} + (L_0^2/r^2) \text{th}[(r-L_0)/L_0]$ ,	$1/(rs^2)$	$r^{-2.36}/s^2$
3. $47R_J < r < 59R_J$	$L_0^2/r^2$	$r^3$	$r^{1.64}$

**4. Результаты: самосогласованные профили магнитного поля, плотности тока и других характеристик магнитодиска Юпитера**

В настоящем разделе приведены профили магнитного поля и характеристик плазмы для двух моделей магнитодиска, описанных в разделах 2.1 и 2.2. Для определенности были выбраны следующие численные значения параметров моделей:  $\beta_1 = 10$ ,  $L_0 = 1.5$ . Поскольку в зависимости от расстояния до планеты можно выделить три разные области, отличающиеся гидродинамическими параметрами плазмы, ниже мы приводим вертикальные профили компоненты магнитного поля  $H_r$ , плотности тока  $j_\phi$  и температуры  $T$  в трех радиальных сечениях  $r = 1.5, 2, 3$ .

На рис. 2 изображены вертикальные профили магнитного поля  $H_r$  и плотности тока  $j_\phi$  в изотермической модели магнитодиска. В соответствии с формулой (11) тангенциальная компонента магнитного поля  $H_r$  выходит на плато, определяемое величиной  $\beta(r)$  вдали от нейтральной плоскости. С увеличением расстояния от планеты величина этой константы падает в соответствии с выбранной нами зависимостью  $\beta \sim r^{-1.7}$ .

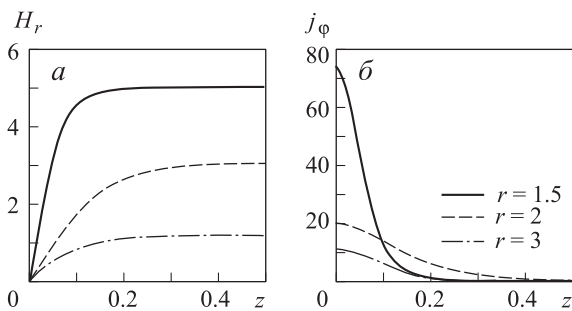


Рис. 2. Вертикальные профили магнитного поля  $H_r$  (а) и плотности тока  $j_\phi$  (б) в изотермической модели магнитодиска в трех сечениях  $r = 1.5, 2, 3$

Аналогичные профили для адиабатической модели магнитодиска показаны на рис. 3. Профиль температуры в адиабатической модели изображен на рис. 4, тогда как в изотермической модели температура постоянна.

Из рис. 2 и 3 следует, что амплитуда плотности тока в магнитодиске убывает в радиальном направлении в обеих моделях. В адиабатической модели токовый слой более компактный, а амплитуда плотности тока практически одинакова в сечениях  $r = 1.5, 2$ , хотя

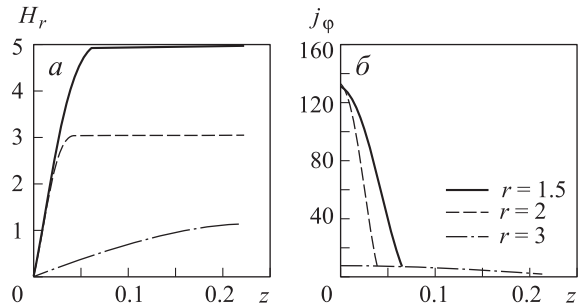


Рис. 3. Вертикальные профили магнитного поля  $H_r$  (а) и плотности тока  $j_\phi$  (б) в адиабатической модели магнитодиска в трех радиальных сечениях  $r = 1.5, 2, 3$

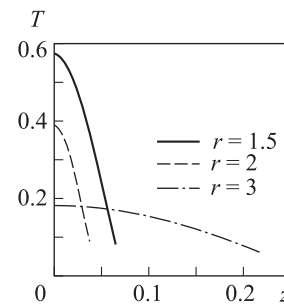


Рис. 4. Вертикальные профили температуры в адиабатической модели магнитодиска в трех радиальных сечениях  $r = 1.5, 2, 3$

в сечении  $r = 3$  токовый слой имеет существенно меньшую амплитуду, чем в изотермической модели.

**5. Корректность модели**

Построенные в настоящей работе равновесия справедливы при выполнении условия  $|H_z - h_z(r)| \ll h_z(r)$ , где  $H_z$  определяется выражением (9). Детальный расчет показывает, что изотермическая и адиабатическая модели удовлетворительны ( $|H_z - h_z(r)| < 0.2h_z(r)$ ) на расстояниях порядка  $L(r)$  от нейтральной плоскости.

**Заключение**

В настоящей работе представлена самосогласованная модель магнитодиска Юпитера в магнитогидродинамическом приближении и предположении, что масштаб пространственной неоднородности токового слоя в поперечном направлении много меньше масштаба в радиальном направлении. На основании имеющихся экспериментальных данных выбраны радиальные распределения плазменного давления в экваториальной

плоскости, поперечной компоненты магнитного поля и угловой скорости вращения плазмы.

Получены самосогласованные профили плотности тока и магнитного поля в трех разных сечениях, соответствующих интервалам дифференциального вращения. Показано, что тангенциальное магнитное поле магнитодиска стремится к постоянному значению на краях токового слоя, которое с ростом расстояния от планеты убывает, так же как и амплитуда плотности тока. Получено поперечное распределение температуры в адиабатической модели магнитодиска, которое демонстрирует, что плазма токового слоя более нагрета в области ближе к планете и является более холодной на периферии. Показано, что толщина токового слоя магнитодиска уменьшается в радиальном направлении, достигая минимума в некоторой промежуточной области, а потом увеличивается во внешней части магнитодиска, что связано с нарушением коротации на периферии системы.

Полученные результаты на качественном уровне согласуются с имеющимися экспериментально наблюдаемыми распределениями магнитных полей и плотности токов в магнитодиске Юпитера, а также с другими моделями. Знание механизмов формирования магнитодиска и подобных ему структур в космической плазме позволяет исследовать взаимодействие Юпитера с потоками плазмы его спутников и солнечного ветра. Открытие к настоящему времени экзопланет — так называемых «горячих Юпитеров» [20] — позволяет предположить, что вокруг планет подобного типа также могут образовываться протяженные магнитодиски, которые во многом определяют структуру их магнитосфер. В связи с этим возрастает значение моделей подобных магнитосферных конфигураций в космических и астрофизических исследованиях.

### The model of the Jupiter magnetodisk

R. A. Kislov<sup>1,a</sup>, H. V. Malova<sup>1,2,b</sup>, I. Y. Vasko<sup>1,3,c</sup>

<sup>1</sup>Space Research Institute, Russian Academy of Sciences, 84/32 Profsoyuznaya Str., Moscow 117997, Russia.

<sup>2</sup>D. V. Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, M. V. Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia.

<sup>3</sup>Department of Mathematics, Faculty of Physics, M. V. Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia.

<sup>4</sup>Moscow Institute of Physics and Technology (State University), Moscow Region 141700, Russia.

E-mail: <sup>a</sup>kr-rk@bk.ru, <sup>b</sup>hmalova@yandex.ru, <sup>c</sup>vaskoiy@yandex.ru.

In the frame of MHD approach we have developed stationary axially-symmetric model of the Jupiter magnetodisk, which takes into account plasma corotation and centrifugal force. Model is developed in two cases: (1) temperature is uniform across the magnetodisk; (2) plasma pressure depends adiabatically on the density. We have obtained analytical expressions, describing the distribution of the magnetic field, current density, temperature and magnetodisk thickness in dependence of the parameters of the model: radial distribution of the plasma pressure in the equatorial plane, the transverse component of the magnetic field and plasma angular velocity.

**Keywords:** Jupiter magnetosphere, Jupiter magnetodisk, MHD model.

PACS: 52.65.Kj.

Received 27 August 2012.

English version: *Moscow University Physics Bulletin* 1(2013).

Авторы признательны Т. М. Кисловой за помощь в оформлении, а также Е. С. Беленькой и И. И. Алексе-еву за ценные обсуждения.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты 11-02-01166, 12-02-91158), FP-7 Geoplasmas (269198) и Программы поддержки ведущих научных школ (грант НШ-623.2012.2).

### Список литературы

1. Hones E.W., Bergeson J.E. // *J. Geophys. Res.* 1965. **70**, N 19. P. 4951.
2. Беленькая Е.С. // *Успехи физ. наук.* 2009. **179**, № 8. С. 809.
3. Bessalov P.A., Davydenko S.S. // *Planet. Space Sci.* 1994. **42**, N 7. P. 583.
4. Van Allen J.A. et al. // *Science.* 1974. **183**, N 4122. P. 309.
5. Gurnett D.A. et al. // *Geophys. Res. Lett.* 1980. **7**, N 1. P. 53.
6. Goertz C.K. // *Space Sci. Rev.* 1979. **23**. P. 319.
7. Lanzerotti L.J. // *Geophys. Res. Lett.* 1980. **7**, N 10. P. 817.
8. Hawkins S.E. et al. // *J. Adv. Space Res.* 1995. **16**, N 4. P. 191.
9. Liu Z.X. // *J. Geophys. Res.* 1982. **87**, N 3. P. 1691.
10. Cowley S.W.H. // *Planet. Space Sci.* 1978. **26**, N 2. P. 1037.
11. Cheng C. Z. // *J. Geophys. Res.* 1992. **97**, N 2. P. 1497.
12. Goertz C.K. // *J. Geophys. Res.* 1976. **81**, N 19. P. 3368.
13. Gleeson L.J., Axford W.I. // *J. Geophys. Res.* 1976. **81**, N 19. P. 3403.
14. Wipple E., Puetter R., Rosenberg M. // *J. Adv. Space Res.* 1991. **11**, N 9. P. 133.
15. Carbary J.F. // *Geophys. Res. Lett.* 1980. **7**, N 1. P. 29.
16. Lembège B., Pellat R. // *Phys. Fluids.* 1982. **25**, N 11. P. 1995.
17. Yin L. et al. // *J. Geophys. Res.* 2000. **25**, N 11. P. 345.
18. Khurana et al. // *The planet, satellites and magnetosphere / Ed. by Fran Bagenal. Cambridge, 2004. Vol. 1. P. 593.*
19. Zimbardo G. // *J. Geophys. Res.* 1989. **94**, N A7. P. 8707.
20. Khodachenko M.L. et al. // *Astrophys. J.* 2012. **74**, N 7.

### Сведения об авторах

1. Кислов Роман Анатольевич — студент, ст. лаборант ИКИ РАН; e-mail: kr-rk@bk.ru.

2. Малова Хельми Витальевна — докт. физ.-мат. наук, ст. науч. сотрудник ИКИ РАН; e-mail: hmalova@yandex.ru.

3. Васьюко Иван Юрьевич — аспирант МГУ, инженер ИКИ РАН; тел.: (495) 333-25-00, e-mail: vaskoiy@yandex.ru.