

Нейтральный водород в токовой трубке Юпитер–Ио

А. Г. Боев

Радиоастрономический институт НАН Украины,
ул. Краснознаменная, 4, г. Харьков, 61002, Украина
E-mail: boev@ira.kharkov.ua

Статья поступила в редакцию 7 июля 2004 г.

Решена магнитогидродинамическая задача о движении, термодинамических параметрах и пространственном распределении нейтрального водорода в токовой трубке Юпитер–Ио. Показано, что плазма в поперечном сечении трубки сжата азимутальным магнитным полем, индуцированным током, и образует стационарный плазменный шнур, аналогичный Z-пинчу. При значениях тока $I_0 \sim 6 \cdot 10^5 + 3 \cdot 10^6$ А, зафиксированных КА “Voyager-1”, подошвы трубки Ио движутся на высотах 900 + 1100 км. Концентрация нейтрального водорода в их плазме порядка $10^8 + 10^9$ см⁻³. С увеличением высоты плотность вещества в трубке уменьшается и на высоте Ио составляет $10^{-6} + 10^{-7}$ долю от плотности плазмы подошв трубки Ио. Температура нейтрального водорода в трубке мало отличается от температуры окружающей ее среды, что связано с относительно малым выделением джоулева тепла. Движение плазмы вдоль оси трубки возможно лишь на участке, проходящем через тор Ио, скорость ее движения порядка 100 км/с. Радиальное движение приводит к вытеканию плазмы из трубки и рассеиванию ее в окружающем пространстве в радиусе около 10000 км. Полученные результаты качественно коррелируют с данными спектроскопии.

Розв'язано магнітогідродинамічну задачу про рух, термодинамічні параметри та просторовий розподіл нейтрального водню в струмовій трубці Юпітер–Іо. Показано, що плазма у поперечному перерізі трубки стиснута азимутальним магнітним полем, індукованим струмом, і утворює стаціонарний плазмовий шнур, аналогічний Z-пінчу. Із значеннями струму $I_0 \sim 6 \cdot 10^5 + 3 \cdot 10^6$ А, зафіксованими КА “Voyager-1”, підосви трубки Іо рухаються на висотах 900 + 1100 км. Концентрація нейтрального водню в їх плазмі є близько $10^8 + 10^9$ см⁻³. З висотою густина речовини в трубці зменшується і на висоті Іо становить $10^{-6} + 10^{-7}$ частку густини плазми підосви трубки Іо. Температура нейтрального водню в трубці мало відрізняється від температури середовища навколо неї, що пов'язано з відносно малим виділенням джоулевого тепла. Рух плазми уздовж осі трубки можливий лише на відрізку, що проходить через тор Іо, швидкість її руху близько 100 км/с. Радіальний рух викликає витікання плазми з трубки та її розсіяння у навколишній простір радіусом близько 10000 км. Одержані результати якісно корелюють з даними спектроскопії.

1. Введение

Известно [1], что основная S-компонента декаметрового (ДКМ) радиоизлучения Юпитера коррелирует с движением спутника Ио, связанного с полярными областями планеты магнитной трубкой. Характерной ее чертой является наличие в ней достаточ-

но большого тока $I \approx 5 \cdot 10^5 + 3 \cdot 10^6$ А [2]. Естественно, что механизм генерации ДКМ излучения должен быть связан со свойствами трубки Ио (с пространственным распределением частиц плазмы в ней, их движением, энергиями) с электрическим и магнитным полями, т. е. со всем комп-

лексом физических явлений, который сопровождается прохождением тока через плазму. Однако в большинстве работ, посвященных механизму ДКМ излучения, влияние тока на плазму трубки не рассматривается вообще (см. [1], а также обзор в [3]). Считается, что трубка по своим свойствам не отличается от окружающей ее ионосферы или магнитосферы, и гирочастота электронов в ней, ω_B , определяется лишь магнитным полем планеты.

В связи с этим в механизмах генерации S-излучения, основанных на такой модели трубки Юпитер–Ио, независимо от использованного типа неустойчивости, частота ДКМ излучения ω практически совпадает с местной гирочастотой зоны генерации,

$$\omega \approx \omega_B,$$

либо (для релятивистских механизмов) является ее линейной функцией [1, 3–6]. Поэтому долготные и высотные зависимости частоты излучения определяются лишь соответствующими зависимостями магнитного поля Юпитера. Это обстоятельство приводит к целому ряду трудностей при объяснении существующего экспериментального материала.

Наиболее показательна в этом отношении зависимость пиковых частот ДКМ излучения от иовиграфической долготы [7]. Наблюдаемая область пиковых частот отличается (\sim на 90°) от области максимума магнитного поля – факт, который послужил одним из поводов для пересмотра модели магнитного поля Юпитера [8, 9]. Однако и в последней скорректированной модели VIP-4 [9] по-прежнему остается отмеченное выше расхождение эксперимента и теории. Это обстоятельство указывает на то, что и частота, и механизм генерации должны учитывать не только свойства магнитного поля планеты, но и свойства плазмы трубки Ио, определяемые текущим в ней током. Поэтому задача изучения плазменной структуры трубки Ио является одной из ключевых задач в создании

модели механизма генерации S-радиоизлучения Юпитера.

По-видимому, первой работой, где свойства трубки считались отличными от окружающей среды, была работа [3]. В ней предлагалось учитывать влияние тока на гирочастоту электронов плазмы трубки. Согласно предположениям авторов, ток в трубке, необходимый для этого, должен достигать величины $4 \cdot 10^8$ А, т. е. на два–три порядка превышать величины токов, полученные из измерений КА “Voyager-1” [2]. Не вдаваясь в оценку этой работы, отметим только, что такие аномально большие значения токов, если и возможны, то должны характеризовать более мощные, чем обычные, и менее вероятные события, сопровождаемые ДКМ излучением.

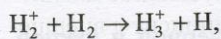
В работе [10] в связи с разработкой механизма генерации, основанного на черенковской неустойчивости плазменных волн аномальной дисперсии на локальной частоте верхне-гибридного резонанса

$$\omega \approx (\omega_p^2 + \omega_B^2)^{1/2} \quad (1.1)$$

(ω_p – плазменная частота электронов), предложено рассматривать трубку Ио как газовый разряд постоянного тока в ионосфере и магнитосфере Юпитера. Свойства ее плазмы (концентрация и температура заряженных и нейтральных частиц, магнитное и электрическое поля), механизм ее пространственной локализации должны полностью определяться током, текущим в ней. В [10] и более поздних работах [11–13], посвященных объяснению данных радиоастрономических экспериментов, концентрация электронов плазмы трубки, определяющая плазменную частоту в формуле (1.1), предполагалась достаточно большой (вплоть до 10^7 см $^{-3}$). В работе [14] на основе самосогласованных уравнений диффузии, теплопроводности и электрического поля были проведены расчеты средних по сечению трубки продольных пространственных распределений концентраций и температур заряженных

и нейтральных частиц в зоне генерации ДКМ излучения. Расчеты подтвердили порядок величины концентрации электронов, использованной в [10–13].

Физическая модель трубки, обсуждаемая в упомянутых работах, предполагает наличие в ее плазме достаточно большого количества нейтральных частиц, как источника электронов и ионов в процессе ионизации электрическим током. Основанием для этого предположения служит тот факт, что на высотах 500 ÷ 700 км, где по оценкам [14] движутся подошвы трубки Ио (ПТИ), концентрация нейтральных атомов водорода по данным КА “Voyager-1” [15] достигает величины $10^{12} \div 10^{11} \text{ см}^{-3}$. Предположение о наличии нейтральных частиц в плазме ПТИ подтверждается также экспериментами по наблюдению их траекторий в ИК и УФ диапазонах на линиях излучения иона H_3^+ и $\text{H}\gamma\text{-}\alpha$ [16, 17]. Ион H_3^+ образуется в результате процесса перезарядки,



и наличие его интенсивного излучения указывает на достаточно большое количество атомов и молекул водорода, а также горячих (с энергиями $\sim 10 \div 400 \text{ эВ}$ [18]) ионов H_2^+ в плазме ПТИ. Присутствие нейтрального водорода по всей длине трубки Ио подтверждается наблюдениями ее в линиях $\text{H}\gamma\text{-}\alpha$ [19].

В работе [14] учитывалось влияние текущего по трубке тока только на микропроцессы: ионизацию, электронную теплопроводность и диффузию. Плазма считалась покоящейся, магнитное поле, создаваемое током, не принималось во внимание. Влияние тока на макроскопическое движение плазмы как целого и ее пространственную конфигурацию, а также возможность и условия локализации плазмы в неограниченном пространстве под действием ponderomotorных сил, создаваемых током, не исследовались. Для слабоионизованной плазмы ответ на этот круг вопросов связан прежде всего с поведением нейтральной компоненты плазмы, в данном случае – ней-

трального водорода. Изучению его свойств и движения в трубке Юпитер–Ио посвящена настоящая работа.

Рассмотрение проводится в рамках магнитной гидродинамики, описывающей движение центра масс элемента объема плазмы [20]. Для трехкомпонентной плазмы с типичной температурой электронов в несколько электрон-вольт, степень ионизации не превышает $\sim 10^{-3} \div 10^{-2}$ [20], поэтому скорость и положение центра масс элемента объема определяется скоростью и положением центра масс нейтральных атомов. Центр масс элемента объема характеризует движение плазмы как целого, скорости электронов и ионов относительно центра масс определяют соответственно электронные и ионные токи. Для полностью ионизованной плазмы, каковой является плазма трубки вблизи Ио, центр масс элемента объема совпадает с центром масс ионов. В связи с этим термин “движение плазмы”, в зависимости от рассматриваемой ситуации, будет в дальнейшем считаться тождественным терминам: “движение нейтральной компоненты” или “движение ионной компоненты”.

Основные результаты работы можно сформулировать следующим образом.

Решена магнитогидродинамическая задача о движении, термодинамических параметрах и пространственном распределении нейтрального водорода в токовой трубке Юпитер–Ио. Показано, что плазма в поперечном сечении трубки сжата азимутальным магнитным полем, индуцированным током, и образует стационарный плазменный шнур, аналогичный Z-пинчу. При значениях тока $I_0 \sim 6 \cdot 10^5 \div 3 \cdot 10^9 \text{ А}$, зафиксированных КА “Voyager-1”, ПТИ движутся на высотах 900 ÷ 1100 км. Концентрация нейтрального водорода в их плазме порядка $10^9 \div 10^8 \text{ см}^{-3}$. С увеличением высоты плотность вещества в трубке уменьшается и на высоте Ио составляет $10^{-6} \div 10^{-7}$ долю от плотности плазмы ПТИ. Температура нейтрального водорода в трубке слабо отличается от температуры окружающей среды, что связано с от-

носителем малым выделением джоулева тепла. Плазма в трубке Ио на участках от подошв до тора Ио покоится, т. к. силы Лоренца, действующей на плазму, недостаточно для преодоления силы гравитации. Движение плазмы в трубке возможно лишь на участке, непосредственно примыкающем к Ио. Здесь плазма трубки полностью ионизована, скорость движения ее порядка 100 км/с. Радиальное движение приводит к вытеканию плазмы из трубки и рассеиванию в окружающем пространстве в радиусе около 10000 км. Полученные результаты качественно коррелируют с данными спектроскопии.

2. Движение плазмы ПТИ вдоль оси трубки

Нейтральная равновесная атмосфера Юпитера по данным КА "Voyager-1" [15] и теоретическим работам [21] прижата к его поверхности гравитационным полем и имеет барометрическое высотное распределение с масштабом $H \sim 30 \div 50$ км. Скорости движения ПТИ вдоль поверхности Юпитера достигают величины порядка $4 \div 6$ км/с [22]. Долготные карты компонент скоростей ПТИ, широтной $V_{\theta,K}^0$ и долготной $V_{\lambda,K}^0$ (θ, λ – сферические углы системы координат, связанной с осью вращения Юпитера, индекс $K = N, S$ указывает на его северный или южный полюс), вычисленные по их траекториям, приведены в [23].

Рассматривая скорости ПТИ как скорости центров масс их сечений, нетрудно убедиться, что $V_{\theta,K}^0$ и $V_{\lambda,K}^0$ как компоненты вектора касательной к траектории ПТИ не удовлетворяют усредненному по сечению трубки двумерному уравнению потока массы. Это указывает на то, что плазма подошвы трубки имеет и третью (радиальную) компоненту скорости движения. Усредненное по сечению трубки трехмерное уравнение потока массы в предположении, что плотность плазмы в сечении постоянна, приводит к следующему выражению для радиальной компоненты скорости плазмы ПТИ:

$$V_{R,K}^0(\lambda) = \frac{R_J \Omega \cos \theta_K(\lambda)}{\sin \theta_K(\lambda)} \frac{d\theta_K(\lambda)}{d\lambda},$$

Здесь $\Omega = \Omega_J - \Omega_{Io}$ – где Ω_J и Ω_{Io} соответственно угловые скорости вращения Юпитера и Ио, а

$$\begin{aligned} \theta_N(\lambda) = & 0.37 + 0.045 \sin \lambda - 0.233 \cos \lambda - \\ & - 0.041 \sin 2\lambda + 0.068 \cos 2\lambda + 7.352 \cdot 10^{-3} \cdot \sin 3\lambda - \\ & - 0.033 \cos 3\lambda - 1.136 \cdot 10^{-3} \cdot \sin 4\lambda + \\ & + 6.32 \cdot 10^{-3} \cdot \cos 4\lambda + 3.842 \cdot 10^{-4} \cdot \sin 5\lambda - \\ & - 3.227 \cdot 10^{-5} \cdot \cos 5\lambda, \end{aligned} \quad (2.1)$$

$$\begin{aligned} \theta_S(\lambda) = & 0.408 + 0.098 \sin \lambda + 0.109 \cos \lambda + \\ & + 5.951 \cdot 10^{-3} \cdot \sin 2\lambda - 0.047 \cos 2\lambda - \\ & - 8.57 \cdot 10^{-3} \cdot \sin 3\lambda + 1.791 \cdot 10^{-3} \cdot \cos 3\lambda \end{aligned} \quad (2.2)$$

уравнения траекторий северной и южной ПТИ на поверхности Юпитера [23].

Скорость движения вещества вдоль оси трубки (в дальнейшем – осевая скорость), полученная путем проектирования сферических компонент скорости ПТИ на ось трубки, образованной силовой линией дипольного магнитного поля Юпитера, находится по формуле:

$$\begin{aligned} V_{\parallel,K}^0 \equiv U_{0,K} = & [1 - H(r - R_0)] \frac{R_J \Omega}{\sqrt{3 \cos^2 \theta_K(\lambda) + 1}} \times \\ & \times \left\{ \left[\frac{2 \cos^2 \theta_K(\lambda)}{\sin \theta_K(\lambda)} - \sin \theta_K(\lambda) \right] \frac{d\theta_K(\lambda)}{d\lambda} + \right. \\ & \left. + \beta \left[3 \cos \theta_K(\lambda) \cos \lambda \frac{d\theta_K(\lambda)}{d\lambda} - \sin \theta_K(\lambda) \sin \lambda \right] \right\}, \\ & K = N, S, \end{aligned} \quad (2.3)$$

где $\beta = 0.18$ – радианная мера угла между осью вращения и осью магнитного диполя

Юпитера, R_0 – радиус ПТИ, $H(r-R_0)$ – единичная функция Хевисайда [24]. Долготные зависимости осевых скоростей плазмы северной и южной ПТИ представлены соответственно на рис. 1 и рис. 2 как для соосного магнитного момента планеты ($\beta=0$), так и для наклонного ($\beta=10.62^\circ$, $\lambda_0=194.1^\circ$). Видно, что скорости плазмы

знакопеременны. Скорость плазмы положительна, когда ПТИ при движении удаляется от полюса. Для северной ПТИ максимальная скорость движения плазмы вдоль оси трубки достигает величины 8 км/с, для южной – 6 км/с.

3. Плазма в трубке Ио

По данным наземных спектроскопических измерений, а также прямых измерений функций распределения электронов по энергиям на внутренней границе тора Ио, проведенных КА “Voyager-1”, температура электронов в трубке Ио не превышает нескольких электрон-вольт [26, 27]. Степень ионизации плазмы электронным ударом в этом случае не должна превышать $10^{-3} + 10^{-2}$ [20]. В этих условиях плазму трубки можно рассматривать как трехкомпонентную смесь из электронов, ионов и нейтральных частиц.

Для описания процессов в трубке Ио используем вращающуюся с ней систему координат и уравнения относительного движения [28]:

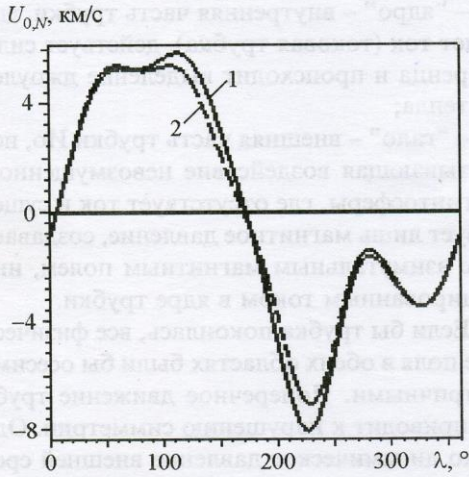


Рис. 1. Осевая скорость северной ПТИ: кривая 1 – наклонный ротор, кривая 2 – соосный

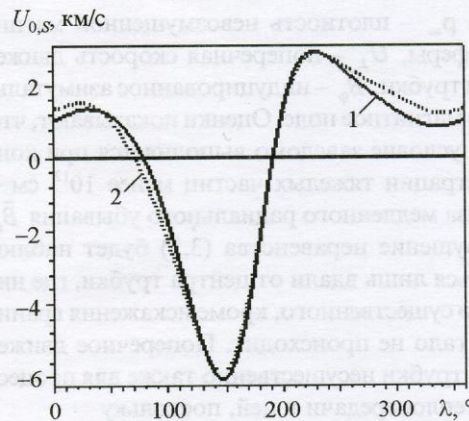


Рис. 2. Осевая скорость южной ПТИ: кривая 1 – наклонный ротор, кривая 2 – соосный

$$\frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + \vec{\nabla} \left\{ \frac{\vec{V}^2}{2} + P + \Phi \right\} = \left[\vec{V}, 2\vec{\Omega} + \text{rot} \vec{V} \right] + \frac{1}{c\rho} [\vec{j}, \vec{B}] + \nu \Delta \vec{V}; \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \vec{V}) = 0; \quad (3.2)$$

$$\text{rot} \vec{B} = \frac{4\pi}{c} (\vec{j}_0 + \vec{j}), \quad \text{div} \vec{B} = 0, \quad (3.3)$$

$$\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -\text{rot} \vec{E}, \quad j_i = \sigma_{ik} \left(\vec{E} + \frac{1}{c} [\vec{V} \vec{B}] \right)_k;$$

$$\rho c_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} + (\vec{V} \nabla) T \right) = \text{div}(\chi \nabla T) + Q_{rd}(T) + (j \vec{E}), \quad (3.4)$$

$$p = \rho R_g T.$$

Здесь ρ – массовая плотность; $\vec{V} \{u, v, w\}$ и $\vec{V} = \vec{V} - \vec{V}_0$ – соответственно абсолютная и относительная скорости элемента плазмы; $\vec{V}_0 = [\vec{\Omega} \vec{r}]$ – скорость вращения трубки вокруг Юпитера; ν – коэффициент кинематической вязкости; $P = \int dp/\rho$ – тепловая функция; p – давление, $\Phi = -\frac{\gamma M_J}{R} - \frac{\Omega^2 R^2}{2}$ – потенциал гравитационной и центробежной сил (M_J – масса Юпитера, γ – гравитационная постоянная, R – расстояние, отсчитываемое от центра Юпитера). Уравнения (3.4) представляют собой уравнения баланса тепла и состояния нейтральной компоненты. В них T , χ , c_p , R_g соответственно температура, коэффициент теплопроводности, удельная теплоемкость и газовая постоянная. Выражение для мощности излучения Q_{rd} зависит от оптической прозрачности плазмы трубки и будет уточнено в дальнейшем. В уравнениях Максвелла \vec{B} – магнитная индукция, \vec{j}_0 и \vec{j} – соответственно плотности стороннего и индуцированного токов, \vec{E} – напряженность электрического поля, c – скорость света. Закон Ома предполагается анизотропным с тензором проводимости σ_{ik} [20], т. к. плазма достаточно разрежена. Магнитное поле в трубке Ио состоит из стационарного магнитного поля планеты \vec{B}_0 и индуцированного магнитного поля \vec{B} . Осевая компонента плотности стороннего тока \vec{j}_0 задается величиной полного тока I_0 , текущего через сечение F трубки:

$$I_0 = \int (\vec{j}_0 \vec{e}_s) dF,$$

где \vec{e}_s – орт касательной к оси трубки. Производные по времени в уравнениях (3.1)–(3.4) характеризуют нестационарность относи-

тельно процесса вращения. Окружающая трубку магнитосфера при этом представляет собой поток холодной разреженной плазмы, омывающий поверхность трубки. Поперечные компоненты относительной скорости при удалении от оси трубки должны стремиться к значению поперечной скорости движения трубки в магнитосфере Юпитера.

Сечение трубки Ио качественно можно разделить на две области:

– “ядро” – внутренняя часть трубки, где течет ток (токовая трубка), действует сила Лоренца и происходит выделение джоулева тепла;

– “гало” – внешняя часть трубки Ио, испытывающая воздействие невозмущенной магнитосферы, где отсутствует ток и существует лишь магнитное давление, создаваемое азимутальным магнитным полем, индуцированным током в ядре трубки.

Если бы трубка покоилась, все физические поля в обеих областях были бы осесимметричными. Поперечное движение трубки приводит к нарушению симметрии. Однако динамическое давление внешней среды несущественно для ядра трубки, т. к.

$$\rho_\infty U_\perp^2 \ll \frac{\vec{B}_\phi^2}{8\pi}, \quad (3.5)$$

где ρ_∞ – плотность невозмущенной магнитосферы, U_\perp – поперечная скорость движения трубки, \vec{B}_ϕ – индуцированное азимутальное магнитное поле. Оценки показывают, что это условие заведомо выполняется при концентрации тяжелых частиц менее 10^{12} см^{-3} . Из-за медленного радиального убывания \vec{B}_ϕ нарушение неравенства (3.5) будет наблюдаться лишь вдали от центра трубки, где ничего существенного, кроме искажения границы гало не происходит. Поперечное движение трубки несущественно также для процесса теплопередачи в ней, поскольку

$$\chi \frac{\partial T}{\partial r} \gg \rho_\infty c_p U_\perp (T - T_\infty).$$

Поэтому плазменные процессы в ядре трубки будут характеризоваться осевой симметрией.

Гало токовой трубки, естественно, не симметрично, т. к. сдвинуто в направлении поперечного движения. Качественно новый результат (по сравнению с ядром), который может быть получен при его изучении, состоит в нахождении силы сопротивления, действующей на трубку со стороны невозмущенной магнитосферы. Полученные результаты могут быть использованы при объяснении конфигурации оси токовой трубки Ио в магнитосфере Юпитера и для диагностики параметров самой магнитосферы. Эта задача представляется достаточно интересной и должна рассматриваться отдельно. Ниже будут изучаться лишь процессы в самой токовой трубке – ядре.

Будем считать его тонким коническим круговым цилиндром с радиусом $R_T \ll L$, $L \approx 8.14R_J$ – длина цилиндра, а движение плазмы в нем – характеризовать цилиндрическими координатами r , ϕ и s , где s – длина дуги оси трубки. Для соосного магнитного ротатора –

$$s_K(\theta; \lambda) = 2.95R_J \left\{ \cos \theta_K(\lambda) \times \right. \\ \left. \times \sqrt{1 + 3 \cos^2 \theta_K(\lambda)} - \cos \theta \sqrt{1 + 3 \cos^2 \theta} \right\} + \\ + \frac{1}{2\sqrt{3}} \ln \frac{\sqrt{3} \cos \theta_K(\lambda) + \sqrt{1 + 3 \cos^2 \theta_K(\lambda)}}{\sqrt{3} \cos \theta + \sqrt{1 + 3 \cos^2 \theta}}, \\ K = N, S, \quad (3.6)$$

где $\theta_K(\lambda)$ – траектории ПТИ из (2.1) и (2.2), а угол θ – характеризует точку на магнитной силовой линии ($R(\theta) = 5.9R_J \sin^2(\theta)$). Угол λ здесь играет роль параметра, определяющего положение начальной точки магнитной силовой линии на траектории ПТИ.

Вследствие расширения токовой трубки сторонний ток в ней и магнитное поле

планеты будут иметь не только осевые, но и радиальные компоненты:

$$\vec{B}_0(B_{0r}, 0, B_0(s)), \quad \vec{j}_0(j_{0r}, 0, j_0(r, s)).$$

Радиальные компоненты этих векторов находятся из уравнений их дивергенций и равны:

$$B_{0r} = -\frac{r}{2} \frac{\partial B_0}{\partial s}, \quad (3.7)$$

$$j_{0r} = -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial s} \int_0^r j_0(x, s) x dx.$$

В дальнейшем будем предполагать, что сторонний ток в трубке Ио достаточно мал, так что квадратичными слагаемыми индуцированных электромагнитных величин в уравнениях (3.1) – (3.4) можно пренебречь. Критерием малости может служить отношение индуцированного азимутального магнитного поля на границе трубки к осевой компоненте магнитного поля планеты:

$$\frac{\tilde{B}_\phi}{B_0(s)} = \frac{2I_0}{cR_0 B_{0J}(\lambda)} \left(1 + \frac{s}{R_J}\right)^{3/2} \ll 1.$$

Здесь $B_{0J}(\lambda)$ и R_0 – магнитное поле и радиус трубки на поверхности Юпитера. Для $R_0 \sim 100$ км, получим:

$$I_0 \ll 5 \cdot 10^7 \cdot B_{0J}(\lambda) \left(1 + \frac{s}{R_J}\right)^{-3/2}, \quad (3.8)$$

где ток измеряется в амперах, а магнитное поле в гауссах. Видно, что оценка для величины тока неравномерная, она зависит от долготы λ и высоты s над поверхностью Юпитера. Оценки величин токов, полученные “Voyager-1”, вполне удовлетворяют равенству (3.8).

4. Поля в токовой трубке

Из уравнений (3.1) – (3.4) в нулевом приближении по малому параметру $R_T/L \ll 1$ и с учетом выполнения неравенства (3.8) получаем (тильда над компонентами скорости опущена):

$$\tilde{B}_r = \tilde{B}_z = 0,$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho V_r) + \frac{\partial}{\partial s} (\rho V_s) = 0, \quad (4.1)$$

$$-\frac{V_\phi^2}{r} = -\frac{\partial p}{\rho \partial r} - \frac{\partial \Phi}{\partial r} - \frac{1}{c\rho} j_0 \tilde{B}_\phi, \quad (4.2)$$

$$V_r \frac{\partial V_\phi}{\partial r} + \frac{V_r V_\phi}{r} + V_s \frac{\partial V_\phi}{\partial s} = \frac{1}{c\rho} (j_0 B_{0r} - j_{0r} B_0), \quad (4.3)$$

$$V_r \frac{\partial V_s}{\partial r} + V_s \frac{\partial V_s}{\partial s} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial s} - \frac{\partial \Phi}{\partial s} + \frac{1}{c\rho} (j_{0r} \tilde{B}_\phi), \quad (4.4)$$

$$\rho c_p \left(V_r \frac{\partial T}{\partial r} + V_s \frac{\partial T}{\partial s} \right) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\chi r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + Q_{rd}(T) + \frac{j_0^2}{\sigma_s} + \frac{j_{0r}^2}{\sigma_\perp}, \quad p = \rho R_g T, \quad (4.5)$$

$$\frac{\partial}{\partial s} (V_s \tilde{B}_\phi) = \frac{\partial}{\partial s} (V_\phi B_0) + v_M \left\{ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \tilde{B}_\phi}{\partial r} \right) - \frac{\tilde{B}_\phi}{r^2} - \frac{4\pi}{c} \frac{\partial j_0}{\partial r} \right\}. \quad (4.6)$$

Здесь $v_M = c^2/4\pi\sigma_\perp$ – коэффициент магнитной вязкости,

$$\sigma_s = \frac{e^2 n}{m v_{ei}}, \quad \sigma_\perp = \frac{e^2 n v_i}{M \omega_{Hi}^2} \quad (4.7)$$

продольная и поперечная проводимости плазмы [20, 25]. В формулах (4.7) величины e , m , M , v_{ei} , v_i и ω_{Hi} есть соответственно заряд электрона, массы электрона и иона, частоты столкновений ионов с электронами и атомами, гирочастота ионов. Магнитная вязкость оценивается по поперечной проводимости, т. к. магнитная силовая линия представляет собой винтовую линию.

Система уравнений (4.1) – (4.6) должна решаться при начальных условиях для полей, заданных на ПТИ. На оси трубки поля должны быть конечны, значения полей на границе трубки будут задаваться ниже.

Для плазмы трубки Ио магнитное число Рейнольдса $R_M = UR_T/v_M \ll 1$ (U – характерная скорость) и конвективные слагаемые в (4.6) малы. Тогда уравнение (4.6) сводится к следующему:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \tilde{B}_\phi) = \frac{4\pi}{c} j_0(r, s). \quad (4.8)$$

Это уравнение для магнитного поля прямого тока. В области локализации тока его решение зависит от конкретного вида пространственного распределения тока. Вне области локализации тока магнитное поле спадает достаточно медленно по универсальному закону $1/r$.

5. Термодинамические параметры

Уравнение (4.2) для определения плотности плазмы запишем следующим образом:

$$\frac{\partial \rho}{\partial r} + \frac{\rho}{R_g T} \left[-\frac{V_\phi^2}{r} + \frac{\partial \Phi}{\partial r} + R_g \frac{\partial T}{\partial r} \right] + \frac{j_0 \tilde{B}_\phi}{c R_g T} = 0. \quad (5.1)$$

Квадратные скобки содержат слагаемое $\partial\Phi/\partial r$, которое из-за относительной тонкости трубки может быть отброшено. При отсутствии вращения уравнение (5.1) будет описывать распределение плотности атомов в равновесном плазменном шнуре, сжатом азимутальным магнитным полем, так называемом Z-пинче [20].

Решение уравнения (5.1) имеет следующий вид:

$$\rho(r,s) = \rho_\infty(s) \frac{T_\infty}{T} \exp\left\{-\int_r^\infty \frac{V_\phi^2(t,s)}{tR_g T} dt\right\} + \frac{1}{R_g T} \int_r^\infty dx \frac{j_0 \tilde{B}_\phi}{c} \exp\left\{\int_x^r \frac{V_\phi^2(t,s)}{tR_g T} dt\right\}. \quad (5.2)$$

Здесь и далее индексом “∞” будут обозначаться величины, характеризующие среду вне трубки. Из (5.2), посредством умножения на $R_g T$, найдем выражение для давления:

$$p(r,s) = p_\infty(s) \exp\left\{-\int_r^\infty \frac{V_\phi^2(t,s)}{tR_g T} dt\right\} + \int_r^\infty dx \frac{j_0 \tilde{B}_\phi}{c} \exp\left\{\int_x^r \frac{V_\phi^2(t,s)}{tR_g T} dt\right\}. \quad (5.3)$$

Необходимо сделать некоторые пояснения относительно смысла термодинамических величин, входящих в формулы (5.2) и (5.3). Давление и плотность, по определению центра масс элемента объема, характеризуют суммарное давление и плотность всех частиц, входящих в него. В зависимости от степени ионизации они могут характеризовать либо давление, плотность и температуру нейтральных частиц, либо давление, плотность и температуру электронов и ионов.

На относительно малых высотах, где невозмущенная ионосфера Юпитера содержит заметное количество нейтральных атомов, величины ρ_∞ , p_∞ и T_∞ в формулах (5.2)

и (5.3) характеризуют нейтральную компоненту плазмы. На больших высотах невозмущенная атмосфера Юпитера находится под постоянным воздействием солнечного ультрафиолета, солнечного ветра и космических лучей и полностью ионизована. Здесь величины ρ_∞ , p_∞ и T_∞ определяются заряженной компонентой плазмы. Заряженная компонента является определяющей и для плазмы тора Ио, через который проходит завершающий участок трубки. Используемые формулы позволяют рассмотреть все эти случаи, и далее будут употребляться единые термины: давление плазмы, плотность плазмы, температура плазмы. Конкретный их смысл может быть различным.

Исследуем профили плотности и давления для различных режимов движения плазмы. При отсутствии вращения и тока получаем:

$$p(r,s) = p_\infty(s) \quad \text{и} \quad \rho(r,s) = \rho_\infty(s) \frac{T_\infty(s)}{T(r,s)}.$$

Видно, что из-за нагрева плазмы плотность ее в трубке будет меньше плотности окружающей среды. Во вращающейся плазме, при отсутствии нагрева и тока, не только плотность, но и давление в трубке будет меньше, чем в окружающей среде. При отсутствии вращения и нагрева давление и плотность плазмы, сжатой магнитным полем, наоборот выше, чем в окружающей среде. Таким образом, в зависимости от соотношения перечисленных выше процессов давление и плотность плазмы в трубке могут иметь достаточно сложные радиальные распределения.

Рассмотрение уравнения теплопередачи (4.5) начнем с оценки проводимостей (4.7) с помощью следующих выражений [20, 25]:

$$\sigma_s = 2.5 \cdot 10^6 \cdot T_e^{3/2},$$

$$\sigma_\perp \cong 3 \cdot 10^{-1} \frac{n^2}{T_e^{3/2} B_{0J}^2(\lambda)} \left(1 + \frac{s}{R_J}\right)^6,$$

где T_e – электронная температура. Для $T_e \sim 10^4$ К, $n \leq 10^7$ см⁻³, $B_{0j} \sim 10 \div 1$ Гс продольная проводимость существенно превышает поперечную.

Перейдем теперь к оценке механизмов охлаждения плазмы трубки. Оценки коэффициента поглощения излучения при свободно-свободных и свободно-связанных переходах атомов водорода и оптической толщины трубки [29] показывают, что плазма трубки Ио оптически прозрачна и мощность потерь излучения может быть записана в виде [30]:

$$Q_{\text{rad}}(T) = nNL(T), \quad (5.4)$$

где $L(T)$ – некоторая функция, имеющая в диапазоне температур $T \sim 10^2 \div 10^4$ К порядок величины $10^{-25} \div 10^{-27}$ эрг·см³·с⁻¹.

Используя значение для удельной теплоемкости и выражение для коэффициента теплопроводности водорода [31, 32]:

$$c_p = 1.43 \cdot 10^8 \text{ эрг/(г·град)},$$

$$\chi = \chi_{\infty} (T/T_{\infty})^{1/2},$$

$$\chi_{\infty} = 1.9 \cdot 10^4 \cdot T_{\infty}^{1/2} \text{ (измеряется в эрг/(см·град·с))},$$

нетрудно получить оценку для слагаемых, которые описывают потери тепла, измеряемые в эрг/с, вследствие теплопроводности и конвективного переноса:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\chi r \frac{\partial T}{\partial r} \right) \approx 1.38 \cdot 10^{-4} \cdot T/R_T^2, \quad (5.5)$$

$$c_p \frac{\partial(\rho V_S T)}{\partial s} \approx 1.43 \cdot 10^{-16} \cdot NV_S T/R_j.$$

Сравнение (5.4), (5.5) показывает, что в диапазоне изменения величин, характерном для трубки Ио, охлаждение происходит в основном за счет радиальной теплопроводности. В итоге распределение температуры

плазмы в трубке будет определяться уравнением:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \chi_{\infty} \left(\frac{T}{T_{\infty}} \right)^{1/2} \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \left(\frac{j_0^2}{\sigma_s} + \frac{j_{0r}^2}{\sigma_{\perp}} \right) = 0. \quad (5.6)$$

Уравнение (5.6) должно решаться, вообще говоря, одновременно с уравнениями для соответствующих величин ионной и электронной компонент. Однако в дальнейшем параметры заряженных компонент будут заменяться их средними значениями, которые известны априори.

6. Первые интегралы движения

Задача о нахождении поля скоростей формулируется уравнениями (4.1), (4.3) и (4.4) с соответствующими краевыми и начальными условиями. В этих уравнениях плотность, давление, азимутальное магнитное поле, радиальные компоненты внешнего магнитного поля и стороннего тока определяются соответственно выражениями (5.2), (5.3), (4.8) и (3.7).

Уравнения (4.1), (4.3) и (4.4) представляют собой квазилинейную систему уравнений в частных производных первого порядка, для решения которой может быть использован метод характеристик [33]. При этом она обладает некой спецификой, состоящей в том, что плотность и давление определяются конечными (не дифференциальными) выражениями (5.2) и (5.3), которые могут рассматриваться как первые интегралы характеристической системы. Это позволяет отделить поле направлений уравнений (4.3) и (4.4) от поля направлений уравнения непрерывности. Введя для удобства следующие обозначения:

$$V_r \equiv V, \quad V_{\phi} \equiv W, \quad V_s \equiv U,$$

запишем характеристическую систему для уравнений движения в виде:

$$\frac{dr}{\rho V} = \frac{ds}{\rho U} = \frac{dW}{F_\phi - \frac{\rho V W}{r}} = d\tau, \quad (6.1)$$

$$\frac{dr}{\rho V} = \frac{ds}{\rho U} = \frac{dU}{F_s} = d\tau,$$

где $F_\phi \equiv \frac{1}{c}(j_0 B_{0r} - j_{0r} B_0)$,

$$(6.2)$$

$$F_s \equiv -\frac{\partial p}{\partial s} - \rho \frac{\partial \Phi}{\partial s} + \frac{1}{c} j_{0r} \tilde{B}_\phi,$$

а τ – параметр, отсчитываемый вдоль характеристической кривой.

Система (6.1) – (6.2) допускает следующие первые интегралы:

$$\frac{U^2}{2} - \frac{U_0^2}{2} = \int_0^s \frac{F_s}{\rho} ds, \quad W = \frac{1}{r} \int_0^r \frac{F_\phi r dr}{\rho V}. \quad (6.3)$$

Здесь учтено, что осевая скорость плазмы ПТИ равна U_0 .

Вместе с выражением для радиальной скорости,

$$\rho V = -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial s} \int_0^r r dr \rho U, \quad (6.4)$$

и формулами (5.2) и (5.3) для плотности и давления, интегралы (6.3) дают другое (интегральное) представление решения нашей задачи. Более детальное исследование свойств движения возможно лишь после задания конкретной модели тока, текущего в трубке.

Ниже будет рассмотрена модель радиального распределения плотности тока, задаваемая функцией:

$$j_0(r, s) = \begin{cases} \frac{I_0}{\pi R_T^2(s)}, & r \leq R_T(s), \\ 0, & r > R_T(s), \end{cases} \quad (6.5)$$

где I_0 – осевой ток, текущий в трубке; $R_T(s) = R_0(1 + s/R_J)^{3/2}$ – локальный радиус токовой трубки, R_0 – его значение для ПТИ.

Азимутальное магнитное поле, индуцированное таким током равно

$$\tilde{B}_\phi(r, s) = \begin{cases} \frac{2I_0}{cR_T^2} r, & r \leq R_T, \\ \frac{2I_0}{cr}, & r \geq R_T. \end{cases}$$

Для радиального тока при этом получим следующее выражение:

$$j_{0r}(r, s) = \begin{cases} \frac{I_0 r}{\pi R_T^3(s)} \frac{dR_T}{ds}, & r \leq R_T(s), \\ \frac{I_0}{\pi r R_T(s)} \frac{dR_T}{ds}, & r > R_T(s). \end{cases} \quad (6.6)$$

Для такого токового распределения азимутальная компонента силы Лоренца равна нулю,

$$F_\phi \equiv \frac{1}{c}(j_0 B_{0r} - j_{0r} B_0) = 0,$$

и вращения плазмы не будет.

7. Трубка с постоянной плотностью тока по сечению. Давление, температура, высота движения ПТИ

Согласно (5.2) и (5.3) плотность и давление для рассматриваемой модели тока будут определяться лишь температурой и радиальной компонентой силы Лоренца. После соответствующих вычислений получим следующие выражения для этих величин:

$$\rho(s) \equiv \rho_\infty(s) \frac{T_\infty}{T} \left[1 + Q(s) \left(1 - \frac{r^2}{R_T^2} \right) \right], \quad (7.1)$$

$$p(r, s) = p_\infty(s) \left(1 + Q(s) \left(1 - \frac{r^2}{R_T^2} \right) \right).$$

Здесь величина

$$Q(s) \equiv \frac{p_M}{p_\infty}, \tag{7.2}$$

$$p_M \equiv \frac{I_0^2}{\pi c^2 R_T^2} = \frac{I_0^2}{\pi c^2 R_0^2} \left(1 + \frac{s}{R_J} \right)^{-3},$$

представляет собой отношение магнитного давления p_M к давлению внешней среды и при достаточно больших значениях имеет смысл коэффициента сжатия плазмы.

С учетом зависимости плотности от температуры и координат (7.1), а также выражений (6.5), (6.6) для плотностей тока уравнение (5.6) для определения температуры внутри трубки ($r \leq R_T$) может быть переписано в виде:

$$\frac{1}{\zeta} \frac{d}{d\zeta} \left\{ \zeta \frac{d\Theta}{d\zeta} \right\} + 5 \frac{I_0^2 \zeta^2 B_{0J}^2(\lambda) T_e^{3/2} \Theta^{4/3}}{\pi^2 R_T^2 \chi_\infty T_\infty n^2} \left(\frac{dR_T}{ds} \right)^2 = 0, \tag{7.3}$$

где $\Theta = (T/T_\infty)^{3/2}$, $\zeta = r/R_T$.

Уравнение (7.3) будет решаться при следующих краевых условиях:

$$d\Theta/d\zeta = 0 \quad \text{при } \zeta = 0,$$

$$\Theta = 1 \quad \text{при } \zeta = 1.$$

Первое условие требует ограниченности решения на оси $r = 0$, второе предполагает, что поверхность ядра трубки ($r = R_T$) охлаждается обдувающим ее потоком плазмы до температуры T_∞ . При написании урав-

нения (7.3) учтено, что плазма нагревается в основном поперечным током.

Для оценки концентрации заряженных частиц n , входящей в (7.3), свяжем ее с концентрацией нейтральных частиц N через степень ионизации α :

$$n = \alpha N.$$

С учетом зависимостей величин от высоты уравнение (7.3) может быть записано в следующем виде:

$$\frac{1}{\zeta} \frac{d}{d\zeta} \left\{ \zeta \frac{d\Theta}{d\zeta} \right\} + \varepsilon(s, \lambda) \frac{\zeta^2 \Theta^{4/3}}{\frac{1}{Q} + 1 - \zeta^2} = 0, \tag{7.4}$$

где Q определяется формулами (7.2), а

$$\varepsilon(s, \lambda) = 5.92 \cdot 10^{-4} \times \frac{c^4 B_{0J}^2(\lambda) T_e^{3/2} T_\infty^{1/2} R_0^4 k_B^2}{I_0^2 \alpha^2 R_J^2} \left(1 + \frac{s}{R_J} \right)^{-2} \tag{7.5}$$

(k_B – постоянная Больцмана). Для диапазона изменения тока $\sim 10^5 \div 10^7$ А, степени ионизации $\sim 10^{-1} \div 10^{-3}$ и типичных параметров трубки величина $\varepsilon(\lambda) \sim 10^{-1} \div 10^{-4}$ и уравнение (7.4) содержит малый параметр. Отыскивая его решение методом малых возмущений, получим:

$$\frac{T(r, s; \lambda)}{T_\infty(s)} = 1 + \varepsilon(s, \lambda) J(r, s), \tag{7.6}$$

$$J(r, s) \equiv \frac{2}{3} \int_{r/R_T}^1 dt \int_0^t \frac{dx x^3}{\frac{1}{Q(s)} + 1 - x^2}.$$

Интеграл в (7.6) берется в элементарных функциях, однако окончательное его вы-

ражение имеет громоздкий вид и здесь не приводится.

На рис. 3 представлен радиальный профиль относительной температуры для значений $\varepsilon(\lambda) = 10^{-2}$ и $Q = 10^2$. Как будет видно далее, такое значение Q характерно для участка трубки, расположенного выше ПТИ на несколько сот километров.

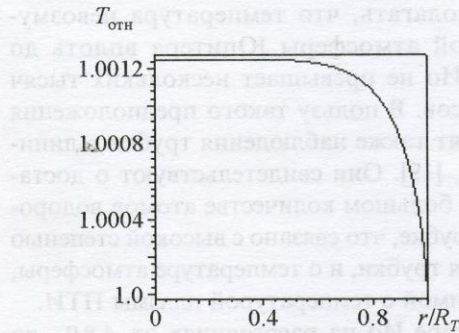


Рис. 3. Радиальный профиль температуры при $Q = 100$, $\varepsilon = 0.01$

Видно, что максимум относительной температуры мало отличается от единицы, а профиль ее достаточно сильно уплощен. Анализ показывает, что увеличение Q , зависимость от высоты и долготная модуляция магнитного поля на поверхности Юпитера в решении (7.6) проявляются достаточно слабо. Температура нейтральной компоненты в трубке в среднем мало отличается от температуры окружающей атмосферы.

Формулы для давления и концентрации нейтральных частиц в трубке при этом записываются в следующем виде:

$$p(r, s) = p_\infty(s) \times \left[1 + \frac{I_0^2}{\pi c^2 R_0^2 p_\infty(s)} \left(1 - \frac{r^2}{R_T^2} \right) \left(1 + \frac{s}{R_J} \right)^{-3} \right], \quad (7.7)$$

$$N(r, s) \equiv N_\infty(s) \times$$

$$\left[1 + \frac{I_0^2}{\pi c^2 R_0^2 p_\infty(s)} \left(1 - \frac{r^2}{R_T^2} \right) \left(1 + \frac{s}{R_J} \right)^{-3} \right]. \quad (7.8)$$

Определим теперь высоту ионосферы h , на которой движутся ПТИ. С этой целью будем считать, что плазма ПТИ характеризуется степенью сжатия

$$Q \equiv \frac{P_M}{p_\infty(h)} = 1, \quad (h \ll R_J). \quad (7.9)$$

Согласно (7.2), (7.7), давление водорода на оси трубки при этом будет превышать внешнее давление в два раза, т. е. трубка будет уже заметно выделяться в ионосфере Юпитера. При токе $6 \cdot 10^5 + 3 \cdot 10^6$ А условию (7.9) соответствует давление $p_\infty(h) = 3.6 \cdot 10^{-12} + 2 \cdot 10^{-11}$ бар и, согласно данным КА “Voyager-1” [15], высоты $h \sim 1100 + 900$ км. Эти высоты могут быть приняты за высоты движения ПТИ. При температуре $T_\infty \sim 1000$ К, соответствующей таким высотам [15, 34], концентрация атомов водорода в плазме ПТИ будет достигать значений $N_0(h) \sim 10^8 + 10^9$ см⁻³. С увеличением высоты равновесное давление в атмосфере Юпитера убывает гораздо быстрее магнитного давления в трубке, поэтому степень сжатия плазмы Q будет быстро расти с высотой.

Усредненные по сечению давление и концентрация определяются формулами:

$$\bar{p}(s) = p_\infty(s) + \bar{p}_M(0) \left(1 + \frac{s}{R_J} \right)^{-3}, \quad (7.10)$$

$$\bar{N}(s) \equiv N_\infty(s) + \bar{N}_0 \frac{T_\infty(0)}{T_\infty(s)} \left(1 + \frac{s}{R_J} \right)^{-3}, \quad (7.11)$$

где

$$\bar{p}_M(0) = \frac{I_0^2}{2\pi c^2 R_0^2}, \quad \bar{N}_0 = \frac{I_0^2}{2\pi c^2 R_0^2 k_B T_\infty(0)}$$

средние значения давления и концентрации водорода в плазме ПТИ.

На рис. 4 представлена зависимость средней концентрации атомов \bar{N}_0 в плазме ПТИ от величины тока. Температура атмосферы принята равной 1050 К [34]. Видно, что для значений тока $6 \cdot 10^5 \div 3 \cdot 10^6$ А концентрация нейтрального водорода в плазме ПТИ достаточна велика и изменяется от $7 \cdot 10^7$ до $2 \cdot 10^9$ см⁻³.

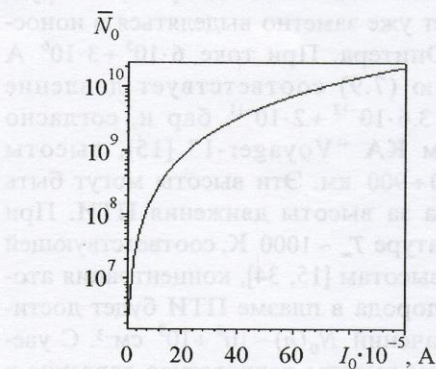


Рис. 4. Зависимость средней концентрации атомов водорода в плазме ПТИ от тока

Для анализа высотной зависимости средней концентрации нейтрального водорода (7.11) вдоль всей трубки Ио необходимо знать аналогичную зависимость температуры окружающей среды на высотах от более 1000 км и вплоть до тора Ио. Однако значения T_∞ экспериментально известны либо только для сравнительно небольших высот (до 2000 км) вблизи поверхности Юпитера [15, 34], либо в области тора Ио [27].

На высотах (1750 ± 250) км, согласно данным КА “Voyager-1”, $T_\infty \approx (1450 \pm 250)$ К [15]. Теоретическая оценка температуры экзосферы Юпитера (> 800 км), рассчитанная с учетом ее нагрева распространяющимися вверх гравитационными волнами, составляет величину ~ 1050 К [34]. На внутренней границе тора Ио ($4.8R_J$), по данным КА “Voyager-1”, $T_\infty \approx 4 \cdot 10^3$ К [27].

Исходя из этого, будем в дальнейшем предполагать, что температура невозмущенной атмосферы Юпитера вплоть до тора Ио не превышает нескольких тысяч градусов. В пользу такого предположения говорят также наблюдения трубки в линиях H_α [19]. Они свидетельствуют о достаточно большом количестве атомов водорода в трубке, что связано с высокой степенью сжатия трубки, и о температуре атмосферы, сравнимой с температурой плазмы ПТИ.

В торе Ио на расстояниях от $4.8R_J$ до $6R_J$, где проходит завершающий участок трубки Ио, температура изменяется от $4 \cdot 10^3$ К до $8 \cdot 10^5$ К [27]. При таких температурах нейтральные атомы уже практически не существуют, время их жизни – всего порядка часа [26]. Плазма в трубке Ио будет полностью ионизована, и уравнения магнитной гидродинамики будут описывать движение в ней ионной компоненты.

Анализ формул (7.10), (7.11) начнем для участков трубки вблизи ПТИ. Здесь температура атмосферы хотя и увеличивается, но достаточно медленно (в среднем градус на километр). В этих условиях давление p_∞ и плотность атомов N_∞ в атмосфере убывают с высотой почти экспоненциально. При этом степень сжатия плазмы трубки током Q с высотой возрастает, а концентрация атомов водорода в трубке уменьшается по закону несколько более сильному, чем $(1 + s/R_J)^{-3}$. При удалении от подошв трубки, с увеличением высоты, вторые слагаемые в формулах (7.10) и (7.11) преобладают над первыми, поэтому средние давление и концентрация в трубке, вплоть до тора Ио, будут достаточно точно описываться следующими выражениями:

$$\bar{p}(s) \approx \bar{p}_M(0) \left(1 + \frac{s}{R_J}\right)^{-3},$$

$$\bar{N}(s) \approx \bar{N}_0 \frac{T_\infty(0)}{T_\infty(s)} \left(1 + \frac{s}{R_J}\right)^{-3}.$$

Внутри тора Ио температура, как уже отмечалось, сильно возрастает. Для температуры плазмы вблизи Ио $T_{\infty_{\text{Ио}}} = 8 \cdot 10^5$ и температуры ПТИ $T_\infty(0) = 1050$ К отношение концентраций частиц на концах трубки составит

$$\bar{N}_{\text{Ио}} / \bar{N}_{\text{ПТИ}} \approx 10^{-6} \div 10^{-7}. \quad (7.12)$$

8. Скорость движения плазмы

Согласно (6.3) скорость движения плазмы вдоль оси трубки определяется следующим выражением:

$$\frac{U_K^2}{2} - \frac{U_{0,K}^2}{2} = - \int_0^s ds \left\{ \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial s} \left(p + \frac{\tilde{B}_\Phi^2}{8\pi} \right) + \frac{\partial \Phi}{\partial s} \right\},$$

$$K = N, S, \quad (8.1)$$

где $U_{0,K}$ – начальная скорость, определяемая формулой (2.3). Индекс K здесь, как и раньше, указывает на полюса Юпитера. Используя формулы (7.7), (7.8) и уравнение, определяющее плотность равновесной атмосферы,

$$\frac{1}{\rho_\infty} \frac{\partial \rho_\infty}{\partial s} + \frac{\partial \Phi}{\partial s} = 0,$$

получим из (8.1):

$$\frac{U_K^2}{2} - \frac{U_{0,K}^2}{2} =$$

$$= \int_0^s ds \left\{ \left(\frac{\rho_\infty}{\rho} - 1 \right) \frac{\partial \Phi}{\partial s} + \frac{2I_0^2}{\pi r c^2} \frac{1}{R_T^3} \frac{\partial R_T}{\partial s} \left(1 - \frac{r^2}{R_T^2} \right) \right\}. \quad (8.2)$$

При достаточно большом сжатии плазмы в трубке радиальный профиль будет сильно уплощен и соотношение (8.2) может быть представлено в виде:

$$\frac{U_K^2}{2} - \frac{U_{0,K}^2}{2} = [1 - H(r - R_T)] \times \int_0^s ds \left\{ - \frac{\partial \Phi}{\partial s} + 3R_g T_\infty(s) [1 + \epsilon(s, \lambda)] J(r, s) \right\} \frac{\partial}{\partial s} \ln R_T, \quad (8.3)$$

где $H(r - R_T)$ – единичная функция Хевисайда. Здесь подынтегральное выражение уже не зависит от тока, а только от температуры плазмы в трубке. Это объясняется тем, что и магнитные напряжения, и плотность плазмы пропорциональны энергии тока, а радиальная компонента силы Лоренца, сжимающая плазму, в стационарном состоянии уравновешивается тепловым давлением.

Для анализа интеграла в правой части (8.3) перейдем от интегрирования по длине дуги к интегрированию по углу θ (см. (3.6)). После соответствующих преобразований получим окончательно:

$$U_K(r, \theta, \lambda) = \left\{ U_{0,K}^2 - \frac{1}{3} U_1^2 [1 - H(r - R_T)] \times \int_{\theta_0}^{\theta} d\theta N(\theta) \sin \theta \sqrt{1 + \cos^2 \theta} \right\}^{1/2}, \quad (8.4)$$

где

$$N(\theta) = - \frac{\cos \theta}{\sin^4 \theta \sqrt{1 + \cos^2 \theta}} + 7.6 \sin^4 \theta \cos \theta - \frac{1.31 \cdot 10^{-5} \cdot T_\infty(\theta)}{\sin \theta \sqrt{1 + \cos^2 \theta}} \frac{d}{d\theta} \ln \frac{\sqrt{1 + \cos^2 \theta}}{\sin^6 \theta}, \quad (8.5)$$

$U_1 \equiv (2\gamma M_J / R_J)^{1/2} = 61$ км/с – первая космическая скорость для Юпитера, она почти на порядок превышает максимальную начальную скорость $U_{0,K}$ (рис. 1 и рис. 2). В последнем слагаемом выражения (8.5) не учитывается малое отличие температур плазмы внутри и вне трубки.

Два первых слагаемых в (8.5) представляют собой проекции на ось трубки Ио нормированных гравитационной и центробежной сил. Последнее слагаемое – осевая проекция силы Лоренца, действующей на плазму трубки. Проекция гравитационной силы направлена к поверхности Юпитера, проекции центробежной и лоренцевской сил – в сторону Ио. Движение плазмы возможно лишь в условиях, когда последние преобладают. Подкоренное выражение в правой части (8.4) при этом становится положительным.

Исследование (8.5) показывает, что движение плазмы в трубке (в сторону Ио) возможно лишь при значениях температуры $T_\infty \geq 10^4$ К и начинается на высотах порядка $5R_J$ и выше. Это связано с тем, что на таких высотах проекция центробежной силы на ось трубки практически компенсирует аналогичную проекцию гравитационной силы, и здесь начинает играть роль осевая компонента силы Лоренца, увлекающая плазму в сторону Ио. С повышением температуры начинается движение и на более низких высотах.

Представление о порядке величины осевой скорости дает рис. 5, где приведена ее

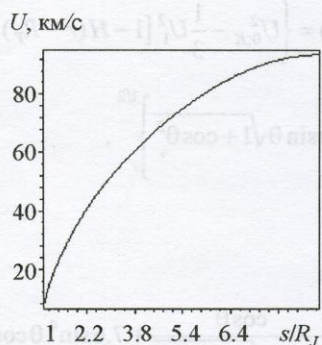


Рис. 5. Зависимость осевой скорости плазмы трубки от высоты при $T_\infty = 10^5$ К и $U_0 = 8$ км/с

высотная зависимость для $T_\infty = 10^5$ К и $U_0 = 8$ км/с. Вблизи Ио скорость достигает значения порядка 100 км/с.

Радиальная скорость определяется из уравнения (6.4). Не приводя вычислений, запишем окончательное выражение для нее:

$$V_K(r, s, \lambda) = \frac{r \left[\left\{ \rho_\infty Q(s) U_K(0, s, \lambda) \right\}' - \frac{r^2}{2} \left\{ \frac{\rho_\infty Q(s) U_K(0, s, \lambda)}{R_T^2} \right\}' \right]}{2\rho_\infty \left[1 + Q(s) \left(1 - \frac{r^2}{R_T^2} \right) \right]},$$

$$r \leq R_T;$$

(8.6)

$$V_K(r, s, \lambda) = \frac{R_T^2 \left[\left\{ \rho_\infty Q(s) U_K(0, s, \lambda) \right\}' - \frac{R_T^2}{2} \left\{ \frac{\rho_\infty Q(s) U_K(0, s, \lambda)}{R_T^2} \right\}' \right]}{2\rho_\infty r},$$

$$r \geq R_T.$$

Здесь штрихом обозначено дифференцирование по s ; $U_K(0, s, \lambda)$ – значение скорости (8.4) на оси трубки. Производные в правой части (8.6) отрицательны, причем вторые слагаемые по величине меньше первых. При этом радиальная скорость направлена от оси трубки наружу и вызывает вытекание плазмы на периферию. Закон радиального убывания скорости вне ядра достаточно слабый, поэтому вещество, вытекающее из трубки, рассеивается в окружающей атмосфере в области с масштабом порядка 10 радиусов трубки.

Учитывая данные о температуре атмосферы Юпитера, которые обсуждались выше и анализ поля скоростей, можно заключить, что плазма в трубке Ио на участке от подошв до тора Ио не движется. Силы Лоренца, действующей на плазму, не достаточно для преодоления силы гравитации.

Движение плазмы в трубке становится возможным лишь на участке длиной $\sim (0.7 \div 0.8)R_J$, непосредственно примыкающем к Ио. Здесь плазма в трубке полностью ионизуется, и приведенные выше уравнения описывают движение и состояние ее ионной компоненты. Концентрация ионов, согласно (7.12), не превышает $10 \div 10^2 \text{ см}^{-3}$, осевая скорость движения – порядка 100 км/с, расстояние до Ио плазма преодолевает за $500 \div 600$ с. При этом будет происходить радиальный разлет плазмы со скоростью $\sim 10 \div 20$ км/с, и за время движения она рассеется в окружающем пространстве в радиусе около 10000 км. Концентрация ионов водорода уменьшится, и не будет превышать нескольких единиц в кубическом сантиметре. На очень низкую концентрацию протонов в торе Ио указывают также спектроскопические наблюдения [35]. Как отмечалось ранее (формулы (7.5), (7.6)), температура в трубке подвержена небольшой модуляции по юпитерианской долготе. Аналогичную модуляцию испытывают и другие параметры плазмы, что может проявиться в спектроскопических данных. Возможно, что корреляция интенсивности красных линий SII в плазме тора Ио с положением активных секторов ДКМ излучения, которая отмечалась в измерениях [26], связана именно с этим.

Приведенные выше оценки и конкретные результаты получены для трубки с постоянной плотностью осевого тока по сечению. Кроме этого, была исследована более сложная модель трубки с радиальным распределением плотности осевого тока

$$j_0 = \frac{I_0}{2\pi R_T^2} \exp\left(-\frac{r^2}{R_T^2}\right).$$

Значительно усложняя вычисления, эта модель приводит качественно к тем же результатам, но все-таки с некоторым отличием. Характерный масштаб трубки, определяемый равенством магнитного и теплового давления, в этой модели увеличен почти в два раза, что приводит к уменьше-

нию максимальной концентрации атомов в трубке примерно в четыре раза. Этот факт указывает на необходимость детальной разработки электрической модели трубки Юпитер–Ио. Модели, имеющиеся в литературе слишком схематичны, чтобы ответить на вопрос о конкретном распределении тока по сечению трубки.

Литература

1. Р. А. Смит. Юпитер. Т. 1. Под ред. Т. Герелс. Москва, Мир, 1978, с. 433-485.
2. М. Н. Acuna, К. W. Behannon, J. E. P. Connerney. Physics of the Jovian magnetosphere. Ed. by A. S. Dessler. Cambr. Univ. Press, 1983, pp. 1-50.
3. Б. П. Рябов, Н. Н. Герасимова. Декаметровое спорадическое излучение Юпитера. Киев, Наукова думка, 1990, 238 с.
4. A. J. Willes, D. B. Melrose, P. A. Robinson. J. Geophys. Res. 1994, **99**, A11, pp. 21.203-21.211.
5. P. H. M. Galocean, M. Y. Boudjada, H. O. Rucker. Planetary Radio Emissions V. Ed. by H. O. Rucker, M. L. Kaizer, Y. Leblanc. Vienna, Austrian Academy of Sciences Press, 2001.
6. V. N. Melnik. Planetary Radio Emissions V. Ed. by H. O. Rucker, M. L. Kaizer, Y. Leblanc. Vienna, Austrian Academy of Sciences Press, 2001.
7. F. Genova, W. Calvert. J. Geophys. Res. 1988, **93**, A2, pp. 979-986
8. J. E. P. Connerney. Planetary Radio Emissions III. Ed. by H. O. Rucker, S. J. Bauer, M. L. Kaizer. Vienna, Austrian Academy of Sciences Press, 1992, pp. 13-33.
9. J. E. P. Connerney, M. N. Acuna, N. F. Ness, T. Satoh. J. Geophys. Res. 1998, **103**, A6, pp. 11.929-11.939.
10. А. Г. Боев, М. Ю. Лукьянов. Астрономический журнал. 1991, **68**, №4, с. 853-862.
11. А. Г. Боев, М. Ю. Лукьянов, Н. А. Цвык. Кинематика и физика небесных тел. 1993, **9**, №6, с. 27-36.
12. А. Г. Боев, Т. Е. Щербинина. Кинематика и физика небесных тел. 1997, **13**, №3, с. 3-9.
13. А. Г. Боев, Т. Е. Щербинина. Радиофизика и Радиоастрономия. 1998, **3**, №3 с. 273-276.
14. А. Г. Боев, И. В. Болименко. Радиофизика и радиоастрономия. 1998, **3**, №2, с. 173-180.
15. D. F. Strobel, S. K. Atreya. Physics of the Jovian magnetosphere. Ed. by A. S. Dessler. Cambr. Univ. Press., 1983, pp. 51-67.
16. R. Baron, T. Owen, J. E. P. Connerney, T. Satoh, G. E. Ballester. Nature. 1991, **353**, pp. 539-542.

17. J. E. P. Connerney, R. Baron, T. Satoh, T. Owen. Science, 1993, **262**, pp. 1035-1038.
 18. И. Мак-Даниэль. Процессы столкновений в ионизованных газах. Москва, Мир, 1967, 832 с.
 19. J. T. Clarke, G. E. Ballester. J. Trager at all. Science. 1996, **274**, pp. 404-409.
 20. В. Е. Голант, А. П. Жилинский, С. А. Сахаров. Основы физики плазмы. Москва, Атомиздат, 1977, 384 с.
 21. D. V. Melrose. Planet. Space Sci. 1967, **15**, No. 2, pp. 381-39.
 22. М. Х. Акуна, Н. Ф. Несс. Юпитер. Т. 3. Под ред. Т. Герелс. Москва, Мир, 1979, с. 248-261.
 23. А. Г. Боев, Н. М. Удальцова, А. А. Янцевич. Радиофизика и Радиоастрономия. 2001, **6**, №3, с. 252-260.
 24. М. А. Лаврентьев, Б. В. Шабад. Методы теории функций комплексного переменного. Москва, Наука, 1963, 716 с.
 25. Г. Альвен, К.-Г. Фельдхаммар. Космическая электродинамика. Москва, Мир, 1967, 272 с.
 26. К. Б. Пилчер, Д. Ф. Стробел. Спутники Юпитера. Т. 3. Под ред. Д. М. Моррисон. Москва, Мир, 1986, с. 197-237.
 27. Д. Д. Салливан, Д. Л. Сиско. Спутники Юпитера. Т. 3. Под ред. Д. М. Моррисон. Москва, Мир, 1986, с. 238-263.
 28. А. Г. Боев, Я. М. Соболев. Кинематика и физика небесных тел. 1995, **11**, №5, с. 14-24.
 29. В. В. Соболев. Курс теоретической астрофизики. Москва, Наука, 1985, 502 с.
 30. С. А. Каплан, С. Б. Пикельнер, В. Н. Цытович. Физика плазмы солнечной короны. Москва, Наука, 1977, 256 с.
 31. У. Чайлдс. Физические постоянные. Москва, Физматгиз, 1962, 80 с.
 32. М. Ф. Широков. Физические основы газодинамики. Москва, Физматгиз, 1958, 340 с.
 33. Ф. Трикоми. Лекции по уравнениям в частных производных. Москва, ИЛ, 1957, 444 с.
 34. С. Атрея, Т. Донахью. Юпитер. Т. 2. Под ред. Т. Герелс. Москва, Мир, 1979, с. 127-143.
 35. Ш. Кумар, Д. М. Хантен. Спутники Юпитера. Т. 3. Под ред. Д. М. Моррисон. Москва, Мир, 1986, с. 171-196.

Neutral Hydrogen in the Jupiter-Io Flux Tube

A. G. Boev

The magnetohydrodynamic problem on the motion, thermodynamic parameters and space distribution of neutral hydrogen in the Jupiter-Io flux tube is solved. The plasma in the tube cross-section is shown to be compressed by the current-induced azimuth magnetic field and forms a stationary plasma column similar to the Z-pinch. For the "Voyager-1" recorded current magnitudes $6 \cdot 10^5 + 3 \cdot 10^6$ A the Io tube foots move as high as 900 + 1100 km. The concentration of neutral hydrogen in their plasma makes about $10^8 + 10^9$ cm⁻³. With height the density of matter in a tube decreases making at the Io height the $10^{-6} + 10^{-7}$ part of the plasma density in the Io tube foots. The neutral hydrogen temperature in a tube differs little from the ambient medium temperature that is connected to rather small Joule heat evolution. Plasma can move along the tube axis only on the length which passes through the Io torus, its speed being about 100 km/s. Radial motion results in plasma escaping from the tube and dispersal in the circumambience within a radius of about 10,000 km. The results obtained correlate qualitatively with the spectroscopic data.

$$j_0 = \frac{I_0}{2\pi R_0^2} \exp\left(-\frac{r^2}{R_0^2}\right)$$

Эта статья посвящена решению задачи о движении, термодинамических параметрах и пространственном распределении нейтрального водорода в Io-трубке Юпитера. Показано, что плазма в поперечном сечении трубки сжимается индуцированным током азимутальным магнитным полем и образует стационарный плазменный столб, аналогичный Z-пинчу. Для записанных "Voyager-1" величин токов $6 \cdot 10^5 + 3 \cdot 10^6$ А Io-ножки трубки поднимаются на высоту 900 + 1100 км. Концентрация нейтрального водорода в плазме ножек составляет около $10^8 + 10^9$ см⁻³. С высотой плотность вещества в трубке уменьшается, достигая на высоте Io доли $10^{-6} + 10^{-7}$ от плотности плазмы в Io-ножках. Температура нейтрального водорода в трубке мало отличается от температуры окружающей среды, что связано с малым выделением джоулевого тепла. Плазма может двигаться по оси трубки только на длине, проходящей через Io-торус, ее скорость составляет около 100 км/с. Радиальное движение приводит к уходу плазмы из трубки и ее рассеиванию в окружающей среде в радиусе около 10 000 км. Полученные результаты качественно согласуются с данными спектроскопии.