

Новый связующий механизм Ио-Юпитер.

1. Долготная активность Юпитера

А. Г. Боев, Н. М. Удальцова, А. А. Янцевич¹

*Радиоастрономический институт НАН Украины,
61002, г. Харьков, ул. Краснознаменная, 4*

*¹Харьковский гуманитарный институт Народной украинской академии,
61000, г. Харьков, ул. Лермонтовская, 27*

Статья поступила в редакцию 1 августа 2001 г.

Предлагается новый связующий механизм Ио-Юпитер, в более полной степени учитывающий данные наблюдений КА магнитного поля на поверхности Юпитера и движения подошв трубки Ио (ПТИ). Настоящая статья представляет собой первый этап работы и объясняет долготную активность Юпитера. По данным КА "Pioneer-10,11", "Voyager-1,2", "Ulysses" построены долготные карты скоростей движения северной и южной ПТИ, долготные распределения электрических полей, индуцированных движением ПТИ в ионосфере Юпитера. Показано, что ДКМ активность Юпитера на определенных долготах может быть связана с эффектом "убегания" электронов и образованием на этих долготах электронных пучков, движущихся в сторону Ио и способных генерировать ДКМ излучение.

Пропонується новий зв'язуючий механізм Іо – Юпітер, що повніше враховує дані досліджень КА магнітного поля на поверхні Юпітера та руху подошв трубки Іо (ПТІ). Ця стаття є першим етапом роботи та пояснює довготну активність Юпітера. За даними КА "Pioneer-10,11", "Voyager-1,2", "Ulysses" побудовані довготні карти швидкостей руху північної та південної ПТІ, довготні розподіли електричних полів, індукованих рухом ПТІ у іоносфері Юпітера. Показано, що ДКМ активність Юпітера на визначених довготах може бути пов'язана з ефектом "втікання" електронів та утворенням на цих довготах електронних пучків, що рухаються у напрямку Іо та здатні генерувати ДКМ випромінювання.

Одной из центральных проблем в теории ДКМ излучения Юпитера является проблема так называемого связующего механизма [1], который мог бы объяснить экспериментально наблюдаемую корреляцию появления этого излучения с положением спутника Юпитера Ио. На плоскости $(\lambda_{III}, \gamma_{Io})$, где λ_{III} – долгота точки на поверхности Юпитера, γ_{Io} – фаза Ио, характеризующая его положение относительно Юпитера, этот эффект проявляется в возникновении мощных (с потоком излучения $S > 10^5$ Ян) локализованных по долготе Юпи-

тера источников излучения [1]. Связующий механизм должен также объяснять, каким образом Ио влияет на работу источников ДКМ излучения на Юпитере, их положение (активные долготы) и мощность.

Обзор работ, посвященных рассмотрению различных моделей связующего механизма, выполненных до 1976 года содержится в [2], более поздних – в [3].

Согласно [2] все модели связующего механизма можно подразделить на три большие группы: волновые, ускорительные и модели выметания.

В волновых моделях предполагается, что движение проводящего Ио в магнитосфере Юпитера генерирует свисты или МГД волны, которые затем распространяются вдоль магнитных силовых линий к ионосфере Юпитера. Здесь они взаимодействуют с невозмущенными потоками захваченных частиц, стимулируя ДКМ излучение.

Отправной точкой ускорительных моделей является токовая система Ио-Юпитер, создаваемая движением Ио в магнитосфере. В верхних слоях ионосферы Юпитера, где ток меняет направление и течет поперек трубки Ио, образуется двойной токовый слой. В нем происходит ускорение электронов, летящих в сторону Ио, которые и генерируют ДКМ излучение.

В моделях выметания [4] энергичные частицы со скоростями $\geq 1.8 \cdot 10^9$ см/с, захваченные магнитным полем Юпитера, устраниваются с тех магнитных силовых линий, которые в данный момент пересекает Ио. Возникающая при этом неоднородность в пространственном распределении частиц в следе Ио индуцирует в трубке Ио азимутальные поверхностные дрейфовые токи. Эти токи приводят к генерации ДКМ излучения.

Не вдаваясь в детали этих механизмов, отметим лишь, что ни один из них не объясняет наблюдаемой сильной асимметрии излучения на диаметрально противоположных активных долготях. Это связано с тем, что в качестве исходного модулирующего фактора они используют слабый долготный эффект – изменение высоты движущегося Ио над плоскостью экватора Юпитера. Кроме того, как было показано после полетов КА “Pioneer-10,11”, “Voyager-1,2”, эти механизмы не могут удовлетворительно объяснить наблюдаемые свойства ДКМ излучения. Что касается волновых моделей, то для них даже не построен механизм неустойчивости, обеспечивающий генерацию ДКМ излучения.

Связующий механизм, предложенный в работе [5], основан на использовании другого, более сильного, долготного эффекта (обнаруженного КА “Pioneer-11”), который определяется поведением магнитного поля на поверхности Юпитера в области движения по-

дошв трубки Ио (ПТИ). В основу этого механизма положены два эффекта:

1) эффект повышенной ионизации захваченными магнитосферой заряженными частицами областей ионосферы с относительно малыми магнитными полями;

2) эффект бетатронного ускорения частиц, движущихся вместе с трубкой Ио на тех участках траектории ПТИ, где магнитное поле уменьшается с долготой.

Первый эффект связан с тем, что угол конуса потерь увеличивается с уменьшением магнитного поля и большее число магнитосферных частиц достигает плотных слоев ионосферы.

По оценкам авторов работы [5], учет этих двух эффектов может привести на отдельных участках траектории ПТИ к увеличению тока в трубке Ио от 10^5 до $4 \cdot 10^7$ А. Таким образом, оказались выделенными две области долгот: $10 < \lambda < 60^\circ$ в южном и $200 < \lambda < 260^\circ$ северном полушариях. Авторы соотнесли эти области с зонами долготной активности Юпитера.

Однако этот механизм не объясняет ни долготной ширины источника Ио-А, ни долготного расположения источника Ио-В. Кроме того, авторы не указывают на связь свойств выделенных долгот с каким-то конкретным механизмом генерации ДКМ излучения. Не ясно также, почему авторы исключают из рассмотрения участки на долготной зависимости магнитного поля в южном полушарии, где интенсивность поля убывает при $\lambda < 10^\circ$ и $\lambda > 270^\circ$. Игнорирование долготной области с максимальным значением магнитного поля $B = 14$ Гс в северном полушарии не позволяет получить максимальную наблюдаемую частоту ДКМ излучения $f = 39.9$ МГц в рамках известных механизмов генерации.

В работе [3] для объяснения долготной зависимости ДКМ излучения предлагалось учесть влияние неравномерности движения южной ПТИ на ЭДС, возникающую в Ио, в предположении, что эта неравномерность вызывает также неравномерность вращения Ио вокруг Юпитера. Однако при этом авторы ограничились лишь оценкой возмущения ЭДС, которая, по их подсчетам, составила величину $\sim 10\%$. Анализа влияния этого эф-

фекта авторы не проводили. Следует отметить, что упомянутое выше предположение о характере влияния движения ПТИ на движение Ио не учитывает массы Ио и представляется по крайней мере спорным.

Ниже предлагается новый связующий механизм, в более полной степени учитывающий данные наблюдений КА магнитного поля на поверхности Юпитера и движения ПТИ.

Настоящая статья посвящена выяснению механизма долготной активности Юпитера. По данным КА "Pioneer-10,11", "Voyager-1,2", "Ulysses" построены долготные карты скоростей движения северной и южной ПТИ, долготные распределения электрических полей, индуцированных движением ПТИ в ионосфере Юпитера. Показано, что положение и ДКМ активность Юпитера на определенных долготах объясняются эффектом "убегания" электронов [6, 7] и образованием на этих долготах электронных пучков, движущихся в сторону Ио и способных генерировать ДКМ излучение.

1. Согласно общепринятым представлениям [2] корреляция ДКМ активности Юпитера с положением его спутника Ио осуществляется благодаря наличию магнитной трубки, соединяющей полярные области Юпитера с Ио.

Основным свойством этой трубки, отличающим ее от других, соединяющих Юпитер с иными его спутниками, является наличие постоянного продольного тока I , вызванного движением обладающего проводимостью Ио относительно магнитосферы Юпитера. Этот ток, создавая дополнительный нагрев и ионизацию, превращает магнитную трубку в плазменный шнур с параметрами (концентрация, температура), отличными от параметров окружающей ионосферы и магнитосферы.

Траектории ПТИ, известные благодаря измерениям магнитного поля с помощью КА "Pioneer-10,11" [8, 9], изображены на рис. 1 и 2 (сплошные кривые) соответственно для северного и южного полушарий.

Данные магнитометров КА "Pioneer-10,11" обрабатывались в соответствии с различными теоретическими моделями, и в настоящее время

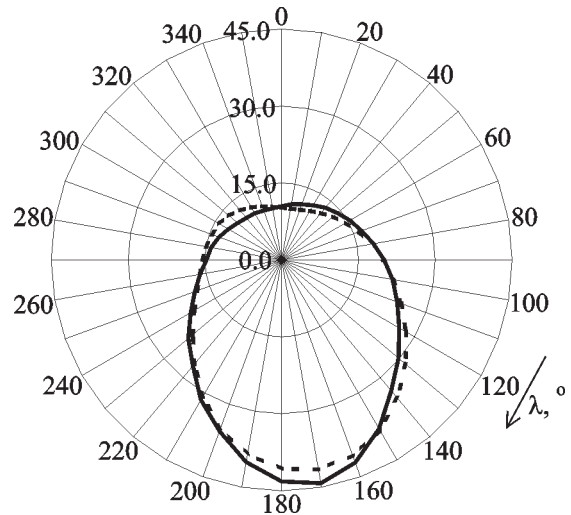


Рис. 1. Траектории северной ПТИ на поверхности Юпитера в координатах $\theta - \lambda$ (широта – долгота): сплошная линия – по данным КА "Pioneer-11"; пунктир – аппроксимация по формуле (4.1)

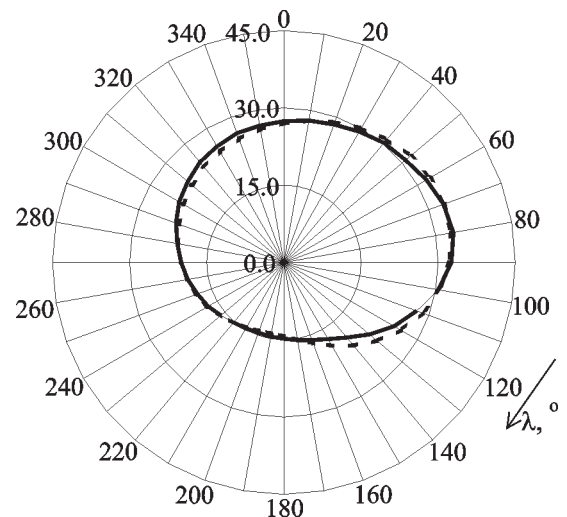


Рис. 2. Траектории южной ПТИ на поверхности Юпитера в координатах $\theta - \lambda$ (широта – долгота): сплошная линия – по данным КА "Pioneer-11"; пунктир – аппроксимация по формуле (4.2)

существуют, вообще говоря, три карты магнитных полей на поверхности Юпитера [9-11], которые несколько отличаются друг от друга. В нашей работе используются все имеющиеся карты магнитных полей.

2. При движении трубки Ио относительно магнитосферы плазма, образующая трубку, пересекает магнитные силовые линии, что приводит к возникновению в ней электрического поля и тока. Для нахождения их перейдем во вращающуюся вместе с Юпитером ортогональную систему координат, одна из осей которой совпадает с осью вращения (система Ω). Для распределений электрического \vec{E} и магнитного \vec{B} полей при этом получим следующие уравнения [12]:

$$\begin{aligned} \text{rot}\vec{E} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, & \text{div}\vec{B} &= 0, \\ \text{div}\vec{E} &= 4\pi\rho + \frac{1}{c} \text{div}[\vec{v}_0, \vec{B}], \end{aligned} \quad (2.1)$$

$$\begin{aligned} \text{rot}\vec{B} &= \frac{4\pi}{c} \vec{j} + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \frac{1}{c} [\vec{v}_0, \text{rot}\vec{E}] + \\ &+ \frac{1}{c} \text{rot} \left[\vec{v}_0, \vec{E} - \frac{1}{c} [\vec{v}_0, \vec{B}] \right]. \end{aligned}$$

Здесь $\rho = \sum_{\alpha} e_{\alpha} n_{\alpha}$, $\vec{j} = \sum_{\alpha} e_{\alpha} n_{\alpha} \vec{v}_{\alpha}$, – соответственно плотности заряда и тока, создаваемые движением частиц относительно вращающейся ионосферы и магнитосферы, суммирование производится по сортам заряженных частиц; $\vec{\Omega}$ – вектор угловой скорости вращения Юпитера; $\vec{v}_0 = [\vec{\Omega}, \vec{r}]$ – скорость коротации. Для интересующей нас области вблизи поверхности Юпитера (R_J – радиус Юпитера)

$$\frac{v_0}{c} = \frac{\Omega R_J}{c} = 4.5 \cdot 10^{-5},$$

поэтому все слагаемые в (2.1), содержащие скорость коротации, малы. В итоге в нулевом приближении по параметру v_0/c получаем:

$$\text{rot}\vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad \text{div}\vec{B} = 0, \quad (2.2)$$

$$\text{div}\vec{E} = 0, \quad \text{rot}\vec{B} = \frac{4\pi}{c} \vec{j} + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}.$$

При написании (2.2) учтено также условие электронейтральности плазмы.

Система уравнений (2.2) замыкается обобщенным законом Ома, который для условий рассматриваемой задачи может быть записан в виде:

$$\vec{j} = -(\hat{\sigma}_e + \hat{\sigma}_i) \left(\vec{E} + \frac{1}{c} [\vec{v}, \vec{B}] \right), \quad (2.3)$$

где \vec{v} – относительная скорость центра масс всех частиц в единице объема [13],

$$\vec{v} = (1 + \alpha)^{-1} \left(\frac{m_e}{m_i} \vec{v}_e + \vec{v}_i + \alpha \vec{v}_a \right),$$

$$\alpha = \frac{n_e}{n_i}, \quad \frac{m_e}{m_i} \ll 1,$$

\vec{v}_a – скорость нейтральных частиц; σ_e и σ_i – тензоры электронной и ионной проводимости соответственно.

В системе отсчета с осью $z \parallel \vec{B}$ введенные тензоры имеют следующую структуру:

$$\hat{\sigma} = \begin{vmatrix} \sigma_{\perp\alpha} & \sigma_{H\alpha} & 0 \\ -\sigma_{H\alpha} & \sigma_{\perp\alpha} & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_{\parallel\alpha} \end{vmatrix}, \quad \alpha = e, i,$$

$$\sigma_{\perp\alpha} = \frac{\omega_{p\alpha}^2 v_{\alpha}}{4\pi(\omega_{H\alpha}^2 + v_{\alpha}^2)}, \quad (2.4)$$

$$\sigma_{H\alpha} = \frac{\omega_{p\alpha}^2}{4\pi} \frac{\omega_{H\alpha}}{(\omega_{H\alpha}^2 + v_{\alpha}^2)}, \quad (2.5)$$

$$\sigma_{\parallel, \alpha} = \frac{\omega_{p\alpha}^2}{4\pi\nu_{\alpha}}. \quad (2.6)$$

Здесь $\omega_{p\alpha}$ и $\omega_{H\alpha}$ – соответственно плазменная и циклотронная частоты, $\nu_{\alpha} = \nu_{\alpha e} + \nu_{\alpha i} + \nu_{\alpha a}$ – полная частота столкновений для частиц сорта α .

3. Для плазмы ионосферы и ближней магнитосферы, равномерно вращающихся вместе с планетой, в (2.3) относительная скорость $\vec{v} = 0$ и система (2.2) имеет вид

$$\text{rot}\vec{E} = 0, \quad \text{div}\vec{B} = 0, \quad (3.1)$$

$$\text{div}\vec{E} = 0, \quad \text{rot}\vec{B} = \frac{4\pi}{c}\hat{\sigma}\vec{E}.$$

Здесь учтено, что процессы, происходящие в ионосфере Юпитера, стационарны.

Для ионосферы Юпитера концентрация, температура и частота столкновений заряженных частиц соответственно имеют значения $n \sim 10^3 \text{ см}^{-3}$, $T_e \sim 10^3 \text{ К}$, $\nu \sim 10^3 \text{ с}^{-1}$, магнитное поле $B \sim 10 \text{ Гс}$ и масштаб неоднородности $L \sim R_J = 7 \cdot 10^9 \text{ см}$, поэтому

$$\epsilon = \frac{c}{4\pi\sigma L} \ll 1.$$

В нулевом приближении по ϵ из (3.1) получаем для коротярующей ионосферы:

$$\vec{E}_0 = 0, \quad \text{rot}\vec{B} = \text{div}\vec{B} = 0.$$

Таким образом, магнитное поле в коротярующей с Юпитером плазме определяется его источниками внутри планеты и имеет дипольный или мультипольный характер, электрическое поле в ней – нулевое.

Для плазмы трубки Ио с параметрами $n_e \sim n_i \sim 5 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}$, $\nu_e \sim \nu_i \sim 10^3 \div 10^6 \text{ с}^{-1}$, $T_e = 3 \cdot 10^3 \text{ К}$, $T_i = 2 \cdot 10^3 \text{ К}$, $n_a \sim 10^8 \div 10^{10} \text{ см}^{-3}$

оценки компонент (2.4)-(2.6) тензоров электронной и ионной проводимости достаточно велики:

$$\sigma_{\perp e} = 10^3 \text{ с}^{-1}, \quad \sigma_{\perp i} = 10^4 \div 10^6 \text{ с}^{-1},$$

$$\sigma_{He} = 10^6 \div 10^7 \text{ с}^{-1}, \quad \sigma_{Hi} = 10^6 \div 10^7 \text{ с}^{-1},$$

$$\sigma_{\parallel e} = 10^{10} \div 10^{12} \text{ с}^{-1}, \quad \sigma_{\parallel i} = 10^7 \div 10^9 \text{ с}^{-1}.$$

Поэтому электрические поля в трубке Ио можно аппроксимировать формулой (см. (2.3))

$$\vec{E} = -\frac{1}{c}[\vec{v}, \vec{B}]. \quad (3.2)$$

Эта формула и будет использоваться далее для оценки величины и направления электрического поля по данным, полученным КА.

4. В выражение (3.2), определяющее электрическое поле, входит скорость движения трубки относительно Юпитера. Настоящий раздел посвящен выяснению, как скорость распределена по долготе. С этой целью получены КА [1, 3, 10] траектории ПТИ $\Theta(\lambda)$ (Θ и $\lambda \equiv \lambda_{\text{ш}}$ – соответственно широта и долгота точки на поверхности Юпитера) в северной и южной полусферах аппроксимировались рядами Фурье. В итоге для траектории ПТИ в северном полушарии получаем следующую формулу:

$$\begin{aligned} \Theta_n(\lambda) = & 0.37 + 0.045 \sin \lambda - 0.233 \cos \lambda - \\ & - 0.041 \sin 2\lambda + 0.068 \cos 2\lambda + 7.352 \cdot 10^{-3} \sin 3\lambda - \\ & - 0.033 \cos 3\lambda - 1.136 \cdot 10^{-3} \sin 4\lambda + 6.32 \cdot 10^{-3} \cos 4\lambda + \\ & + 3.842 \cdot 10^{-4} \sin 5\lambda - 3.227 \cdot 10^{-5} \cos 5\lambda. \end{aligned} \quad (4.1)$$

Для южного полушария траектория ПТИ имеет вид:

$$\Theta_s(\lambda) = 0.408 + 0.098 \sin \lambda + 0.109 \cos \lambda +$$

$$+5.951 \cdot 10^{-3} \sin 2\lambda - 0.047 \cos 2\lambda - 8.57 \cdot 10^{-3} \sin 3\lambda + 1.791 \cdot 10^{-3} \cos 3\lambda. \quad (4.2)$$

В (4.1) удержано больше слагаемых, т. к. северная траектория ПТИ сильнее искривлена. Траектории ПТИ, рассчитанные по формулам (4.1) и (4.2), изображены соответственно на рис. 1 и 2 (пунктир). Видно, что полученные нами выражения достаточно хорошо аппроксимируют экспериментальные траектории (сплошные кривые). Погрешность аппроксимации не превышает 5.3 %. Сплошные кривые на рис. 1 и 2 построены на основе модели магнитного поля O_4 [8]. Траектории ПТИ, построенные по данным других моделей [10, 11], существенно отличаются от приведенных, и на рис. 1 и 2 они не изображены.

Используя значения угловых скоростей Юпитера и Ио, $\Omega_J = 1.76 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$ и $\Omega_{Io} = 4.112 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$, получим выражения для компонент скорости движения ПТИ:

– по широте

$$V_\theta = -R_J(\Omega_J - \Omega_{Io}) \frac{d}{d\lambda} \Theta(\lambda), \quad (4.3)$$

– по долготе

$$V_\lambda = -R_J(\Omega_J - \Omega_{Io}) \sin \Theta(\lambda). \quad (4.4)$$

Наличие знака минус указывает на то, что ПТИ движется в атмосфере Юпитера против вращения планеты, т. к. угловая скорость Ио меньше, чем у Юпитера. При написании формул (4.3) и (4.4) предполагалась справедливость закона изоротации Ферраро [13] и считалось, что относительная угловая скорость вращения ПТИ равна относительной угловой скорости вращения Ио. Однако этот результат справедлив лишь приближенно, с точностью $\sim 20\%$, из-за азимутальной неоднородности магнитного поля, вызванной наклоном ($\sim 10^\circ$) и смещением ($\sim 0.1R_J$) магнитного диполя Юпитера. Уточнение этого результата требует отдельного исследования, которое выходит за рамки настоящей статьи.

На рис. 3 изображена зависимость компоненты скорости по широте V_θ от долготы в северной (сплошная линия) и южной (пунктир) полусферах. Видно, что для обеих кривых характерно наличие участков, на которых скорость имеет выраженные максимумы. Для северной ПТИ максимальное значение V_θ равно 3.98 км/с, для южной ПТИ несколько меньше – 2.56 км/с. На рис. 4 представлено изменение скорости движения ПТИ по долготе (скорость вращения) V_λ для северной и южной полусфер (соответствен-

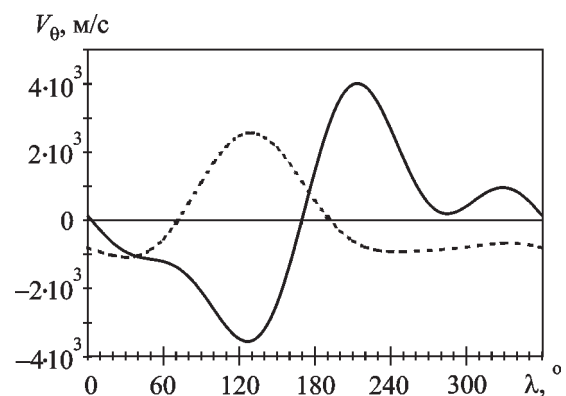


Рис. 3. Скорости движения ПТИ по широте V_θ : сплошная линия – северная полусфера, пунктир – южная

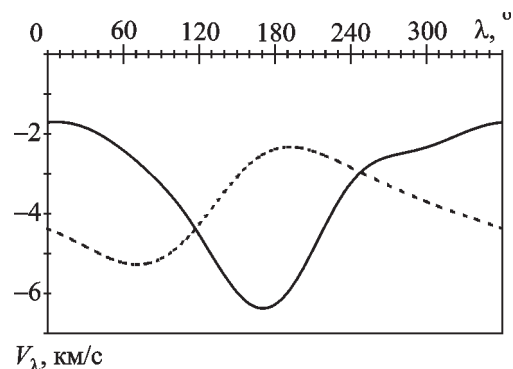


Рис. 4. Скорости движения ПТИ по долготе V_λ : сплошная линия – северная полусфера, пунктир – южная

но сплошная линия и пунктир). Северная и южная составляющие достигают своей максимальной величины на различных долготах. Максимальная скорость северной ПТИ имеет значение 6.38 км/с на долготе $\lambda = 170^\circ$, что обусловлено удаленностью ПТИ от полюса на данной долготе. Максимальная скорость южной ПТИ – 5.25 км/с на долготе $\lambda = 80^\circ$.

Сравнение скоростей северной и южной ПТИ свидетельствует о том, что трубка Ио движется не как твердое тело. Для нее характерно долготное запаздывание и отставание ее концов друг от друга, что говорит о деформациях и изгибе, характерных для плазменного шнура.

5. Используя способ задания магнитного поля Юпитера, принятый в работах [10, 11], а также выражения (4.3), (4.4) для компонент скорости ПТИ, получим из (3.2) следующие зависимости для компонент индуцированного электрического поля:

$$E_r = \frac{1}{c}(V_\lambda B_\theta - V_\theta B_\lambda),$$

$$E_\theta = -\frac{1}{c}V_\lambda B_r, \tag{5.1}$$

$$E_\lambda = \frac{1}{c}V_\theta B_r,$$

где B_θ и B_λ – соответственно широтная и долготная составляющие магнитного поля в областях ПТИ [8]. Здесь принято, что радиальная компонента скорости, описывающая поднятие ПТИ вдоль магнитной силовой линии, $V_r = 0$.

На основании формул (5.1), по экспериментальным данным о магнитных полях на поверхности Юпитера [1, 10] и полученным выше долготным распределениям скоростей движения ПТИ (рис. 3 и 4) были построены долготные карты электрических полей, индуцированных движением трубки Ио в ионосфере Юпитера в областях ее по-

дошв. На рис. 5 представлены распределения горизонтальных (широтных) компонент электрического поля E_θ по долготе для северной (сплошная линия) и южной (пунктир) полусфер Юпитера. На рис. 6 приведены аналогичные зависимости для горизонтальных (долготных) компонент электрического поля E_λ . Видно, что поведение кривых качественно повторяет поведение зависимостей скоростей V_λ и V_θ . Значения полей достигают достаточно больших величин: $E_\theta = 4 \cdot 10^{-4} \div 8.9 \cdot 10^{-4}$ В/см, а $E_\lambda = 4.8 \cdot 10^{-4}$ В/см.

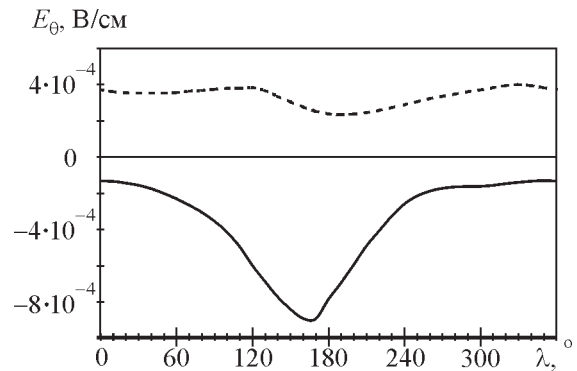


Рис. 5. Зависимость широтных компонент электрического поля E_θ от долготы: сплошная линия – северная полусфера, пунктир – южная

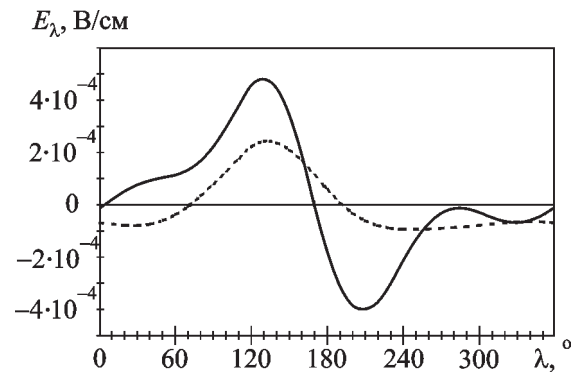


Рис. 6. Зависимость долготных компонент электрического поля E_λ от долготы: сплошная линия – северная полусфера, пунктир – южная

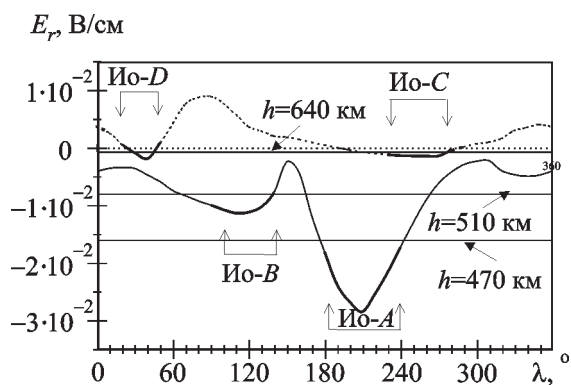


Рис. 7. Зависимость радиального электрического поля E_r от долготы: сплошная линия – северная полушария, пунктир – южная. Стрелками и линиями указаны наблюдаемые интервалы активных долгот ДКМ излучения, линиями – значения критических полей E_G на различных высотах

Долготное распределение радиального электрического поля E_r представлено на рис. 7. Южная составляющая (пунктир) изменяется достаточно плавно и положительна на всем своем протяжении, за исключением долготных интервалов $35 \div 60^\circ$ и $230 \div 285^\circ$. На долготах $80 \div 100^\circ$ поле достигает значения $8.98 \cdot 10^{-3}$ В/см. Северная же составляющая (сплошная линия) на всех долготах отрицательна. В северном полушарии можно выделить два участка долгот: $80 \div 140^\circ$ и $170 \div 250^\circ$, на которых поле имеет максимальные значения ($1.13 \cdot 10^{-2}$ В/см и $2.8 \cdot 10^{-2}$ В/см соответственно). Видно, что E_r значительно превышает E_θ и E_λ .

На рис. 7 отмечены также наблюдаемые активные долготы Юпитера [1]. Видно, что им соответствуют электрические поля, направленные к поверхности Юпитера, причем наиболее активные долготы: $80 \div 150^\circ$ и $170 \div 250^\circ$, соответствующие источникам Ио-В и Ио-А, характеризуются наибольшими величинами полей в северном полушарии. Долготы $35 \div 60^\circ$, соответствующие источнику Ио-Д, характеризуются сравнительно небольшими электрическими полями, индуцированными южной ПТИ. Области долгот $230 \div 285^\circ$, где обычно наблюдается источ-

ник Ио-С, соответствует участок сравнительно небольших электрических полей.

Для типичных параметров трубки Ио [14] и ионосферы Юпитера [15] оценки критических полей, при которых возможно “убегание электронов” [6, 7], показывают, что для полностью ионизованной плазмы критическое поле (Драйсер [6]) имеет величину $E_D \sim 10^{-7}$ В/см, что существенно меньше продольных электрических полей, индуцированных движением трубки.

Критическое поле для слабоионизованной плазмы (Гуревич [7]), выраженное в В/см, –

$$E_G = 7 \cdot 10^{-15} N(h), \quad (5.2)$$

где N – концентрация нейтральных атомов, зависящая от высоты h ионосферы [14], сравнимо с индуцированными продольными полями.

На рис. 7 линиями отмечены значения полей E_G , вычисленные по формуле (5.2) для высот ионосферы, соответствующих наблюдаемым активным долготным областям. Видно, что границам источников Ио-А и Ио-В соответствуют высоты $h \sim 500$ км, границам Ио-С и Ио-Д – высоты $h \sim 600$ км. Учитывая направление электрических полей на выделенных долготах, можно сделать вывод, что наблюдаемая долготная ДКМ активность Юпитера связана с эффектом “убегания” электронов в слабоионизованной плазме. Этот эффект приводит к образованию электронных пучков, движущихся в сторону Ио и генерирующих ДКМ излучение [16]. Дополнительным доводом в пользу такого механизма долготной активности является то, что он позволяет объяснить рассмотренное в [14] экспериментально наблюдаемое явление частотной периодичности ДКМ излучения.

Можно утверждать, что северная ПТИ способна генерировать электронные пучки и ДКМ излучение на всех долготах, хотя интенсивность этих процессов будет различна. Южная ПТИ способна генерировать электронные пучки в сторону Ио лишь в выделенных облас-

тях, о которых говорилось выше. ДКМ излучение из этих областей должно обладать левой поляризацией. Именно такая картина и наблюдается в эксперименте [1].

Литература

1. Т. Д. Карр, М. Д. Деш. Новейшие наблюдения в декаметровых и гектометровых областях. В кн.: Юпитер. Т. III. Под ред. Т. Герелса. Москва, Мир, 1979, с. 91-144.
2. Р. А. Смит. Модели декаметрового излучения Юпитера. В кн.: Юпитер. Т. III. Под ред. Т. Герелса. Москва, Мир, 1979, с. 433-485.
3. Б. П. Рябов, Н. Н. Герасимова. Декаметровое спорадическое радиоизлучение Юпитера. Киев, Наукова Думка, 1990, 238 с.
4. С. S. Wu. *Astrophys. J.* 1973, **186**, pp. 313-336.
5. A. J. Dessler, T. W. Hill. *Astrophys. J.* 1979, **227**, No. 2, pp. 664-675.
6. В. Е. Голант, А. П. Жилинский, С. А. Сахаров. Основы физики плазмы. Москва, Атомиздат, 1977, 384 с.
7. А. В. Гуревич. ЖЭТФ. 1960, **39**, №5, с. 1296-1307.
8. М. Х. Акуна, Н. Ф. Несс. Результаты, полученные с помощью феррозондового магнитометра на борту КА "Пионер-11". В кн.: Юпитер. Т. III. Под ред. Т. Герелса. Москва, Мир, 1979, с. 248-266.
9. M. H. Acuna, K. W. Behannon, J. E. P. Connerney. Jupiter's magnetic field and magnetosphere. *Physics of the Jovian magnetosphere*. Ed. by A. S. Dessler. Cambr. Univ. Press, 1983, pp. 1-50.
10. J. E. P. Connerney et al. *J. Geophys. Res.* 1998, **103**, No. A6, pp. 11,929-11,939.
11. Е. Д. Смит, Л. Дэвис, Д. У. Джонс. Магнитное поле Юпитера и его магнитосфера. В кн.: Юпитер. Т. III. Под ред. Т. Герелса. Москва, Мир, 1979, с. 202-247.
12. А. Г. Боев, Я. М. Соболев. Кинематика и физика небесных тел. 1995, **11**, №5, с. 1424.
13. Г. Альфвен, К. Г. Фельтхаммар. Космическая электродинамика. Москва, Мир, 1967, 260 с.
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. А. Г. Боев, М. Ю. Лукьянов. *Астрон. ж.* 1991, **68**, №4, 664-675.

New Io-Jupiter Connecting Mechanism. 1. Jovian Longitudinal Activity

**A. G. Boev, N. M. Udaltsova,
A. A. Yantsevich**

A new connecting mechanism Io – Jupiter is suggested which, in a greater extent account the observational data of the magnetic field at the Jovian surface and of the motion of the feet of Io flux tube obtained by spacecrafts. The present paper is the first stage of the research and explains the longitudinal Jovian activity. According to the data of the "Pioneer-10,11", "Voyager-1,2", and "Ulysses", we have constructed the longitudinal maps of motion of northern and southern feet of the Io tube and the longitudinal distributions of the electric fields induced by the Io tube motion in the Jovian ionosphere. It is shown that Jovian decameter activity at of certain longitudes may be associated with the effect of electron "run-away" and the formation of electron beams at these longitudes, which move toward Io and are able to generate decameter radiation.