

Электроны и ионы в токовой трубке Юпитер–Ио. Часть II. Убегание электронов. Активные долготы Юпитера

А. Г. Боев

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

Статья поступила в редакцию 23 июня 2003 г.

Проанализированы основные интегральные характеристики процесса убегания электронов в плазме токовой трубки Юпитер–Ио: критическое и продольное электрические поля, поток убегающих электронов. Проведен подробный численный анализ зависимостей этих величин от долготного положения трубки и координат точки в ней (расстояния до оси и высоты). Исследованы их зависимости от тока в трубке, ее радиуса и параметров, определяющих кинетику процессов ионизации и нагрева плазмы. Введено понятие активных долготных зон Юпитера как зон, в которых термодинамические условия в токовой трубке наиболее благоприятны для образования электронных пучков. Обсуждена связь активных долгот с положением и свойствами экспериментально наблюдаемых источников ДКМ радиоизлучения Юпитера.

Введение

Одним из основных вопросов в построении модели механизма генерации ДКМ радиоизлучения Юпитера является вопрос о механизме образования электронных пучков. В связи с этим представляет интерес изучение условий убегания электронов [1-4] в плазме токовой трубки Юпитер–Ио, чему посвящена настоящая часть статьи.

В работе проанализированы основные интегральные характеристики процесса убегания электронов: критическое и продольное электрические поля, поток убегающих электронов. Проведен подробный численный анализ зависимостей этих величин от долготного положения трубки и координат точки в ней (расстояния до оси и высоты). Исследованы зависимости от тока, радиуса и других параметров, определяющих кинетику процессов ионизации и нагрева плазмы. Введено понятие активных долготных зон Юпитера как зон, в ко-

торых термодинамические условия в токовой трубке наиболее благоприятны для образования электронных пучков.

Показано, что основным источником убегающих электронов является центральная часть трубки величиной ~ 0.4 ее радиуса. С увеличением высоты их потоки монотонно и существенно убывают. Долготные зависимости потоков убегающих электронов характеризуются двумя максимумами: сильным – на долготе 260° в северной полярной области Юпитера – и более слабым – на долготе 80° в южной области. Эти максимумы определяют соответственно две активные долготные зоны Юпитера – северную и южную. Положение северной активной зоны совпадает с долготным положением одного из основных источников ДКМ излучения Юпитера, коррелированного с движением Ио, – Ио-А. Положение южной зоны совпадает с положением другого основного ДКМ источника, известного под названием Ио-Д. Одна из границ

северной области простирается вплоть до долготы 60°, где расположен третий основной ДКМ источник – Ио-С.

Вместе с тем полученная картина расположения активных зон Юпитера не полна. В ней отсутствует один из главных ДКМ источников – Ио-В, слабо выражен источник Ио-С, закон убывания потоков электронов с высотой не может описать частотные спектры источников. Кроме того, электрического поля, создаваемого током, не достаточно для генерации мощных электронных пучков. Все это говорит о том, что объяснение экспериментально наблюдаемой картины ДКМ излучения возможно лишь при наличии дополнительного источника электрического поля, не связанного непосредственно с током в трубке. На это указывает и эксперимент. Известно, что ДКМ излучение возникает в процессе так называемых бурь – нестационарных явлений, представляющих собой проявления некой крупномасштабной плазменной неустойчивости в ионосфере и магнитосфере Юпитера. Выяснение природы и свойств этой неустойчивости требует отдельного рассмотрения, и заранее можно утверждать, что основой его будут равновесные свойства плазмы токовой трубки и процессы, происходящие в ней.

1. Убегание электронов в токовой трубке

Убегание электронов – неустойчивость плазмы, в которой под действием электрического поля образуется поток электронов достаточно большой энергии, способных преодолеть тормозящее действие тепловых ионов и нейтральных частиц. Основными параметрами, характеризующими это явление, являются критическое электрическое поле E_C , необходимое для преодоления силы трения, и поток убегающих электронов P . Эта неустойчивость, по-видимому, представляет собой один из самых естественных источников образования электронных пучков в космической плазме.

Плазма токовой трубки достаточно разрежена и ионизована ($v_{ea} \ll v_{ee}$), в ней действует электрическое поле, индуцированное Ио. Плазма трубки трехкомпонентная, параметры ее стационарного состояния изменяются в широких пределах. В связи с этим будем исходить из выражения для критического поля, учитывающего произвольную степень ионизации [1]:

$$E_C = 4\pi e^3 \frac{\left(n \ln \frac{mV_c^2 D}{e^2} + NZ \ln \frac{0.3mV_c^2}{\bar{\epsilon}_{*s}} \right)^2}{kT_e n \ln \frac{mV_c^2 D}{e^2} + \frac{\epsilon_i d}{2} NZ \ln \frac{0.3mV_c^2}{\bar{\epsilon}_{*s}}} \quad (1.1)$$

Здесь D – дебаевский радиус; e и m – заряд и масса электрона; k – постоянная Больцмана; $d = 0.94$ – коэффициент, характеризующий диффузию электронов по скоростям; V_c – характерная скорость убегания электронов; $\bar{\epsilon}_{*s} \approx 13.5Z$, эВ – средняя энергия возбуждения атомов; Z – зарядовое число. Буквами N , T_e и n обозначены соответственно концентрация нейтральных атомов, температура и концентрация электронов.

При наличии в плазме нейтральных атомов водорода убегание электронов будет начинаться за порогом возбуждения с характерной скоростью $V_c \approx 2 \cdot 10^8$ см/с. Используя это значение скорости, получим из (1.1) следующую расчетную формулу для критического поля:

$$E_C = 1.51 \cdot 10^{-10} \frac{(n + 5.6 \cdot 10^{-2} N)^2}{n \frac{T_e}{T_0} + 14N} \quad (1.2)$$

Здесь и далее, как и в первой части статьи, электронная температура нормирована на температуру ионосферы Юпитера $T_0 = 350$ К на высоте 700 км; E_C измеряется в В/см.

Важной интегральной характеристикой процесса убегания является поток частиц P через заданную поверхность в пространстве скоростей [1, 2]. Если в качестве такой поверхности выбрана плоскость, перпендикулярная направлению электрического поля, со значением скорости, характерным для убегающих частиц, то он будет характеризовать уменьшение со временем числа тепловых частиц в единице объема:

$$\frac{dn}{dt} = -P. \quad (1.3)$$

Выражение для потока убегающих частиц имеет вид:

$$P = nv_e \left(\frac{E}{E_c} \right)^{1/2} \exp \left[-\frac{E_c}{4E} - \sqrt{2} \left(\frac{E_c}{E} \right)^{1/2} \right],$$

где v_e – частота столкновений тепловых электронов; E – продольное электрическое поле, действующее в плазме. Приведенная формула справедлива при условии

$$E \ll E_c,$$

что гарантирует убегание электронов только с энергиями, много большими kT_e .

Для плазмы токовой трубки, где преобладают электрон–электронные столкновения,

$$P = 1.1 \cdot 10^{-2} n^2 \left(\frac{T_e}{T_0} \right)^{3/2} \left(\frac{E}{E_c} \right)^{1/2} \times \exp \left[-\frac{E_c}{4E} - \sqrt{2} \left(\frac{E_c}{E} \right)^{1/2} \right]. \quad (1.4)$$

Величина P измеряется в $\text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$.

Продольное электрическое поле, входящее в формулу (1.4), определяется током I_0 , текущим в трубке:

$$E = 4.16 \cdot 10^{-9} \frac{I_0}{R_0^2} \left(\frac{T_e}{T_0} \right)^{-3/2} \left(1 + \frac{z}{R_J} \right)^{-3}. \quad (1.5)$$

Здесь R_0 – начальный радиус токовой трубки (на высоте ПТИ), R_J – радиус Юпитера, поле E измеряется в В/см. Поле E достаточно сильно убывает с высотой z , что связано с уменьшением плотности тока.

Как видно из (1.3), действие процесса убегания на тепловую компоненту плазмы аналогично действию процесса рекомбинации. Поэтому выражение для равновесной концентрации электронов, создаваемой процессами фото- и ударной ионизации, процессами убегания и рекомбинации, также можно записать в виде, аналогичном выражению (2.7) первой части статьи. Разница будет состоять лишь в том, что роль коэффициента диссоциативной рекомбинации ρ будет играть величина

$$\bar{\rho} = \rho + \frac{P}{n^2} = \rho + 1.1 \cdot 10^{-2} \left(\frac{T_e}{T_0} \right)^{3/2} \times \left(\frac{E}{E_c} \right)^{1/2} \exp \left[-\frac{E_c}{4E} - \sqrt{2} \left(\frac{E_c}{E} \right)^{1/2} \right].$$

Используя введенные величины, будем называть активными такие долготные зоны Юпитера, в которых поток убегающих электронов максимален. В этих зонах термодинамическое состояние плазмы трубки наиболее благоприятно для образования электронных пучков.

2. Критическое и продольное электрические поля

Дальнейший анализ всех введенных величин проводился численно. Как и в первой части статьи, сначала исследовался “базовый” вариант параметров, от которых зависит уравнение для температуры электронов:

$$\alpha_0 = 5.54, \quad \delta/\delta^* = 1/50, \quad R_0 = 33 \text{ км},$$

Эти параметры характеризуют соответственно закон ионизации плазмы, отношение потерь энергии электронов при упругих и неупругих столкновениях, радиус трубки на высоте ПТИ. В выборе этих параметров имеется некоторая неопределенность, поэтому численный анализ был проведен и для широкого диапазона изменения их значений:

$$2 \leq \alpha_0 \leq 60, \quad 2 \cdot 10^{-1} \leq \delta/\delta^* \leq 10^{-2}, \quad (2.1)$$

$$R_0 = 20 \div 100 \text{ км}, \quad I_0 = 10^5 \div 10^7 \text{ А}.$$

Дальнейшее рассмотрение будет включать в себя детальный анализ результатов, относящихся к базовому варианту параметров, с последующим обсуждением отличий, связанных с их изменением в более широком диапазоне.

Обсуждение результатов начнем с рассмотрения радиальных, долготных и высотных зависимостей продольного и критического электрических полей.

На рис. 1 и 2 представлены радиальные зависимости критического поля E_C и продольного поля E , создаваемого током, в плазме северной (N) и южной (S) ПТИ на долготе $\lambda = 270^\circ$. Видно, что изменения этих полей с увеличением радиуса носят различный характер, причем сами поля существенно (на три – четыре порядка) отличаются по величине. Это связано со значительным различием поперечной и продольной проводимостей плазмы. Критическое поле, определяемое коллективными свойствами плазмы, имеет порядок величины поперечного электрического поля, создающего ее, т. е. $E_C \approx j_\perp/\sigma_\perp$. Продольное поле определяется током и продольной проводимостью: $E_\parallel = I_0/\sigma_\parallel$. В итоге

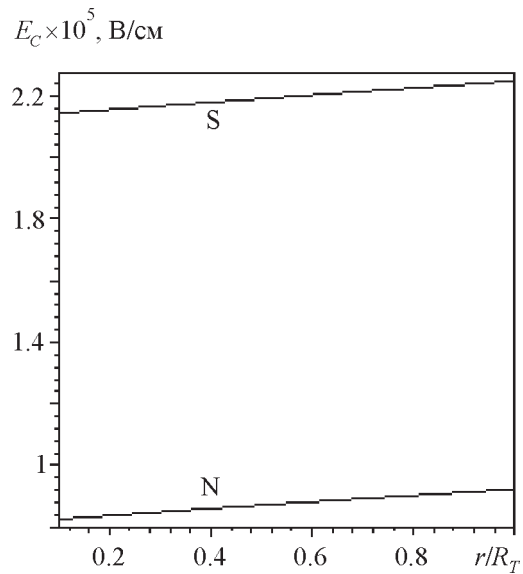


Рис. 1. Радиальные зависимости критического поля в плазме северной (N) и южной (S) ПТИ, $\lambda = 270^\circ$

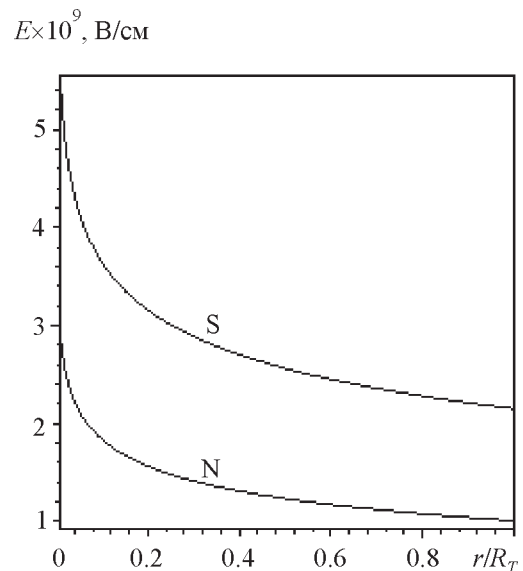


Рис. 2. Радиальные зависимости продольного электрического поля в плазме северной (N) и южной (S) ПТИ, $\lambda = 270^\circ$

$$\frac{E_C}{E_{\parallel}} = \frac{j_{\perp} \sigma_{\parallel}}{I_0 \sigma_{\perp}} \approx 10^{-3} \div 10^{-4}.$$

Уменьшение продольного поля к границе трубки определяется увеличением продольной проводимости плазмы, зависящей лишь от электронной температуры. Слабое увеличение критического поля определяется, согласно (1.2), “борьбой” растущих к границе концентрации и температуры электронов.

С увеличением высоты и критическое, и продольное поле монотонно убывают. Продольное поле при этом всегда остается меньше критического. Закон убывания отношения полей $Q \equiv E/E_C$ с высотой демонстрирует рис. 3. Согласно (1.4) именно эта величина определяет поток убегающих частиц. Убывание Q с высотой достаточно медленное, т. к. уменьшение плотности поперечного тока, приводящее к уменьшению нагрева плазмы, компенсируется уменьшением плотности нейтральных атомов, увеличивающим нагрев. С возрастанием расстояния до оси трубки Q убывает, достигая своего наименьшего значения на ее границе (рис. 4).

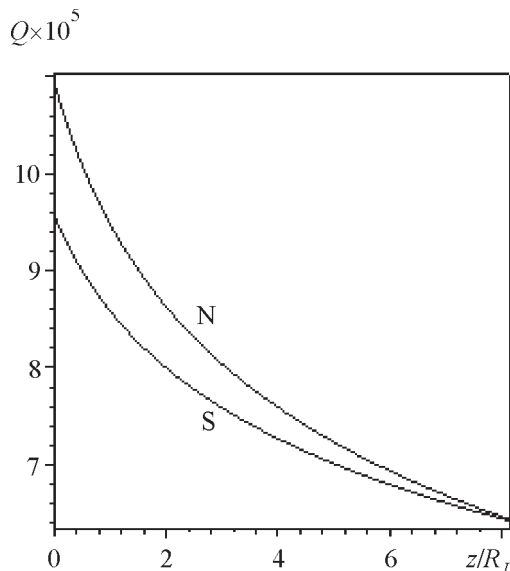


Рис. 3. Высотные зависимости отношения продольного и критического полей Q на осях северной (N) и южной (S) частей трубки, $\lambda = 270^\circ$

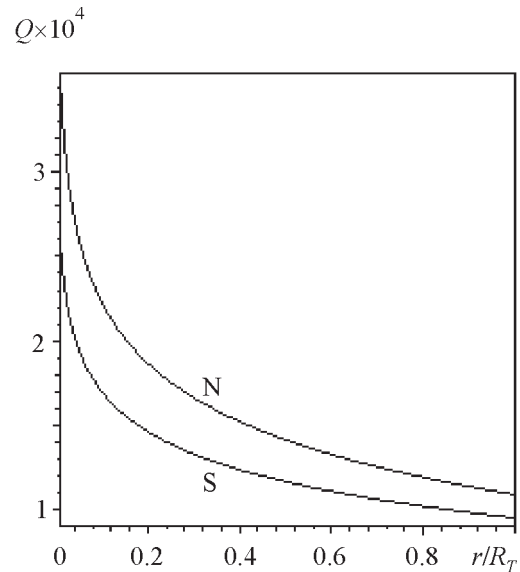


Рис. 4. Радиальные зависимости отношения продольного и критического полей Q в плазме северной (N) и южной (S) ПТИ, $\lambda = 270^\circ$

Долготные зависимости Q для обеих ПТИ, представленные на рис. 5, характеризуются антикорреляцией с долготными зависимостями магнитного поля вдоль их траекторий на поверхности Юпитера. Там, где магнитное поле максимально, Q минимально, и наоборот. Это связано с тем, что в областях с более сильным магнитным полем плазма трубки больше сжата. Плотность нейтральных частиц в ней увеличена, что приводит, согласно (1.2) и (1.5), к изменению критического и продольного полей. Численный анализ в широком диапазоне изменения параметров задачи (2.1) показывает, что отношение полей Q изменяется достаточно слабо. Для примера, на рис. 6 приведена зависимость Q от тока в плазме северной ПТИ на долготе $\lambda = 270^\circ$. При увеличении тока отношение полей уменьшается, хотя и достаточно медленно. Изменение тока на два порядка, от 10^5 до 10^7 А, приводит к изменению Q всего в 5.5 раз, от $5 \cdot 10^{-4}$ до $9 \cdot 10^{-5}$. Это связано с тем, что и критическое поле, и продольное определяются одним и тем же источником – током, текущим в трубке.

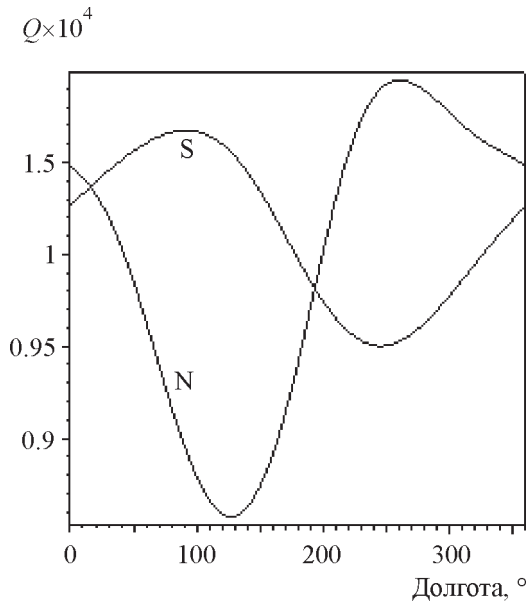


Рис. 5. Долготные зависимости отношения продольного и критического полей Q в плазме северной (N) и южной (S) ПТИ

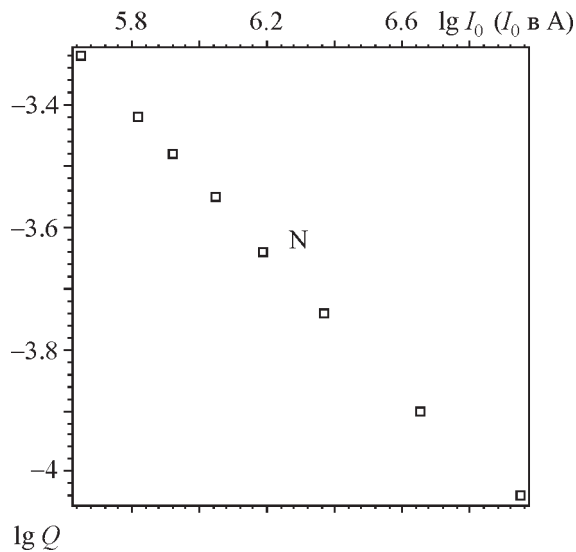


Рис. 6. Зависимость отношения продольного и критического полей Q на оси северной ПТИ от тока в трубке, $\lambda = 270^\circ$

3. Активные долготы Юпитера

Перейдем теперь к изучению свойств потока убегающих электронов и связи их с долготами Юпитера. Проведенный чис-

ленный анализ в широком диапазоне изменения параметров показал, что величина потока очень чувствительна к их изменению. Это ясно и из вида функции (1.4), определяющей поток. Вместе с тем все координатные и параметрические его зависимости оказались подобными друг другу и далее представлены в нормированном виде. Причины этого кроются в свойствах Q , которые обсуждались ранее. Зависимости потоков от магнитного поля, определяющие положение активных долгот Юпитера, также одинаковы, так как магнитное поле во всех вариантах расчета было одним и тем же.

На рис.7 представлены радиальные зависимости максимальных потоков в плазме северной и южной ПТИ на долготу $\lambda = 270^\circ$. Здесь и далее потоки нормированы на максимальное значение потока в плазме северной ПТИ. Видно, что источником убегающих частиц является центральная область трубки радиуса $(0.3 \div 0.4)R_T$. В трубке радиуса 33 км такие электроны будут образовывать пучок диаметром около 25 км.

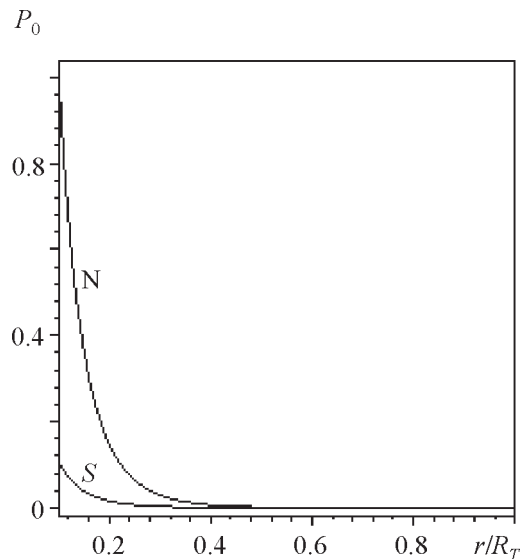


Рис. 7. Радиальные зависимости нормированных потоков убегающих электронов P_0 в плазме северной (N) и южной (S) ПТИ, $\lambda = 270^\circ$

На рис. 8 изображены долготные зависимости потоков в плазме северной (N) и южной (S) ПТИ. Поток электронов в плазме северной ПТИ имеет сильно выраженный максимум на долготе $\lambda \approx 260^\circ$. Согласно наблюдениям [5, 6], эта долгота является центром коррелированного с движением Ио источника ДКМ излучения Ио-А. Левый скат зависимости резко обрывается на долготе около 190° . Правый скат более покатый и простирается вплоть до долготы 60° .

Поток убегающих электронов южной ПТИ также имеет максимум на долготе 80° . Он меньшей величины (~ 0.4 высоты максимума Ио-А) и находится на долготе источника ДКМ излучения, известного под названием Ио-Д. Левый скат зависимости простирается до долготы 330° , где частично перекрывается с северным максимумом потока. Эта часть ската находится на долготе ДКМ источника Ио-С. Как видно из рис. 8, потоки электронов существуют и вне активных долгот. Однако величины их относительно малы, на полтора – два порядка меньше максимальных.

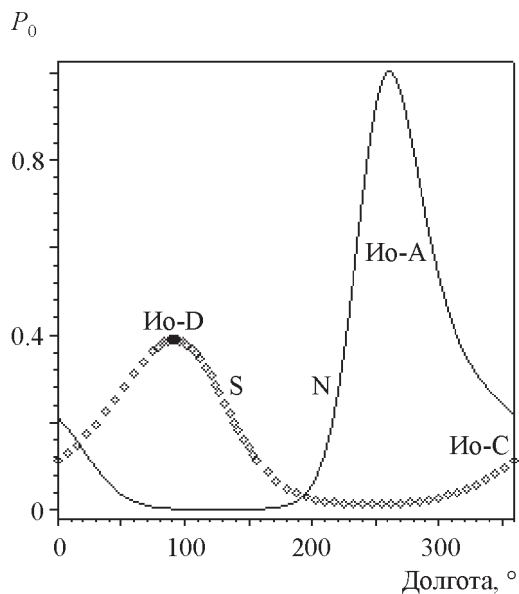


Рис. 8. Долготные распределения нормированных потоков убегающих электронов в плазме северной (N) и южной (S) ПТИ. Соответствующие надписи указывают долготные положения трех главных источников ДКМ излучения

На рис. 9 и 10 представлены долготно-высотные зависимости потоков в плазме соответственно северной и южной частей трубки. Видно, что потоки с ростом высоты убывают монотонно, причем достаточно сильно. На интервале высот $(0 \div 0.5)R_J$, где согласно [7], находится зона генерации ДКМ излучения, потоки уменьшаются на порядок.

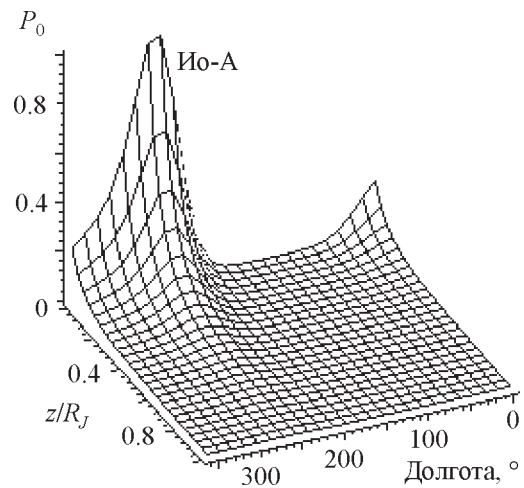


Рис. 9. Высотно-долготное распределение нормированного потока убегающих электронов в области северной ПТИ. Надписью отмечено долготное положение ДКМ источника Ио-А

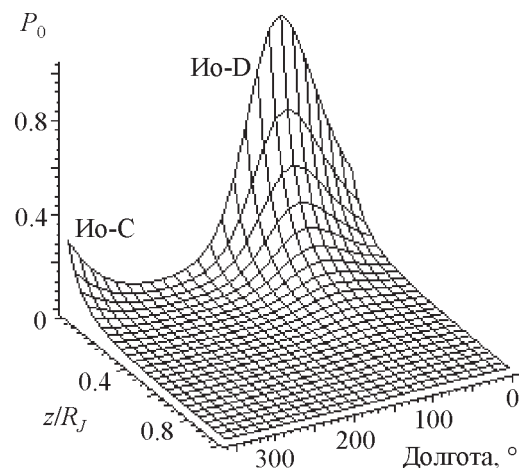


Рис. 10. Высотно-долготное распределение нормированного потока убегающих электронов в области северной ПТИ. Надписями отмечены долготные положения ДКМ источников Ио-Д и Ио-С

Зависимость потоков от радиуса трубки представлена на рис. 11. Они уменьшаются с увеличением радиуса трубки, что связано с падением плотности поперечного тока.

Найденная выше картина распределения потоков убегающих электронов достаточно точно описывает долготное положение трех из четырех основных наблюдаемых источников ДКМ излучения Юпитера: северного – Ио-А, и южных – Ио-Д и Ио-С. Это позволяет определить источники ДКМ излучения как долготные зоны в полярных областях Юпитера, наиболее благоприятные для образования в токовой трубке Ио электронных пучков, генерирующих ДКМ излучение. Степень благоприятности может быть охарактеризована величиной потока убегающих частиц и в условиях реальной магнитосферы и ионосферы Юпитера, при наличии различных случайных факторов, должна обнаруживаться в частоте проявления активности того или иного источника

В пользу этого определения можно привести также поляризационную картину ДКМ излучения Юпитера. Согласно механизму генерации, предложенному в [7], плазмен-

ные волны аномальной дисперсии трансформируются на резкой границе трубки в необыкновенные электромагнитные. Эти волны должны иметь правую поляризацию, если они излучаются из северной части трубки. Волны из южной части трубки должны обладать левой поляризацией. В рамках этого механизма генерации излучение северного источника Ио-А (рис. 8, 9) должно обладать правой поляризацией, а южного – Ио-Д (рис. 8, 10) – левой. При этом излучение на долготах $190 \div 360^\circ$ должно состоять из правополяризованного излучения источника Ио-А, к которому подмешано левополяризованное излучение источника Ио-Д. Излучение на долготах $0 \div 200^\circ$ должно обладать в основном левой поляризацией. Но на долготах $0 \div 50^\circ$ к нему должно быть подмешано правополяризованное излучение источника Ио-А.

Представленная картина достаточно точно описывает экспериментальную ситуацию на долготах $190 \div 360^\circ$ в источниках Ио-А и Ио-С, а также на долготах $70 \div 100^\circ$ в источнике Ио-Д [5, 6, 8-10].

Вместе с тем необходимо отметить, что полученное выше распределение источников не полно. В нем на долготах $100 \div 180^\circ$ отсутствует источник Ио-В, излучение которого в основном правополяризованное. Относительная величина потока в зоне действия источника Ио-С не соответствует (существенно меньше) вероятности проявления его активности [8]. Кроме того, монотонный спад потоков убегающих электронов с высотой, в принятой выше интерпретации источников, должен соответствовать монотонному убыванию их интенсивности с частотой излучения. Но это не так, ДКМ излучению источников Юпитера соответствует более сложная частотная картина. Источники обладают различными частотными спектрами, а средний поток ДКМ излучения Юпитера имеет максимум на частоте около 10 МГц [5, 8].

До сих пор обсуждение касалось нормированных потоков убегающих электронов. Представление об их величине дает рис. 12, где приведена зависимость максимального потока в плазме северной ПТИ от отношения продольного и критического полей Q .

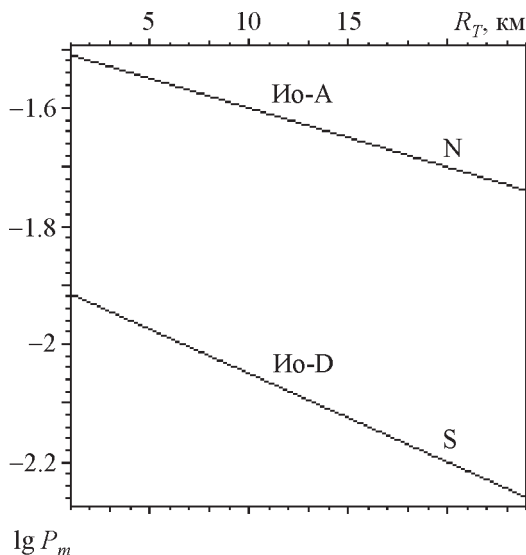


Рис. 11. Зависимости максимальных значений потока убегающих электронов от радиуса токовой трубки на высоте ПТИ на долготах источников Ио-А (север) и Ио-Д (юг)

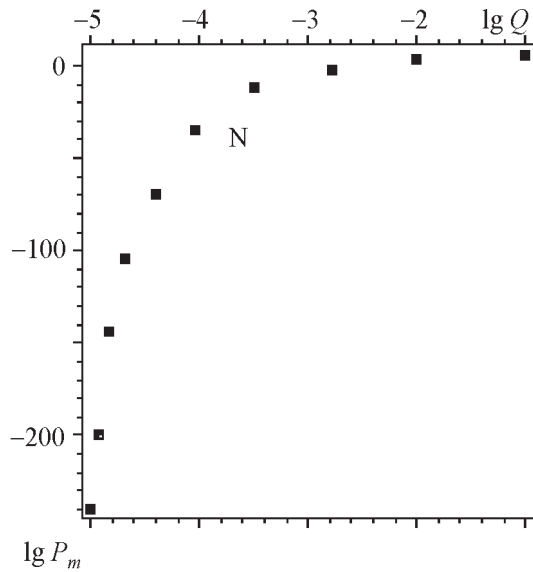


Рис. 12. Зависимость максимального значения потока убегающих электронов в плазме северной ПТИ от отношения продольного и критического полей Q , $\lambda = 270^\circ$

При изменении тока от 10^5 до 10^7 А величина Q изменяется в пределах $10^{-3} \div 10^{-4}$ (рис. 6). Потоки убегающих электронов при таких значениях Q ничтожны. Эффект убегания становится существенным лишь при значениях $Q \sim 10^{-2} \div 10^{-1}$, что возможно при наличии дополнительного источника продольного электрического поля, не связанного непосредственно с током трубки.

Эти результаты говорят о том, что в стационарных равновесных условиях генерация электронных пучков в токовой трубке практически невозможна. На это указывает и эксперимент – генерация ДКМ излучения происходит во время так называемых бурь, т. е. нестационарных явлений, определяемых некой глобальной неустойчивостью. Выяснение природы и свойств этой неустойчивости, ее влияния на убегание электронов – это большой вопрос, который должен рассматриваться отдельно. Вместе с тем можно заранее сказать, что равновесные свойства плазмы трубки Юпитер–Ио, рассмотренные выше, будут являться основой при изучении этой неустойчивости.

Приложение

Обсудим теперь условия применимости приближения локального баланса температур и концентрации заряженных частиц (первая часть настоящей статьи, формула (2.6)), на котором основано изучение свойств токовой трубки. Используя определения для коэффициентов продольной (\parallel) и поперечной (\perp) теплопроводности и диффузии [3, 4], получим для длин теплопроводности L_T электронов (e) и ионов (i) (в сантиметрах) следующие выражения:

$$L_{T,\parallel}^{(e)} = \sqrt{\frac{\kappa_{\parallel}^{(e)}}{\delta v_{ei} n}} = 4.13 \cdot 10^{10} \frac{(T_e/T_0)^2}{n},$$

$$L_{T,\parallel}^{(i)} = \sqrt{\frac{\kappa_{\parallel}^{(i)}}{v_{ii} n}} = 7.6 \cdot 10^8 \frac{(T_e/T_0)^{3/2} (T_i/T_0)^{1/2}}{n},$$

$$L_{T,\perp}^{(e)} = \sqrt{\frac{\kappa_{\perp}^{(e)}}{\delta v_{ei} n}} = 31.6 \frac{(T_e/T_0)^2}{n B_z},$$

$$L_{T,\perp}^{(i)} = \sqrt{\frac{\kappa_{\perp}^{(i)}}{v_{ii} n}} = 14.4 \frac{(T_i/T_0)^{1/2}}{n B_z}.$$

Длины диффузии L_n электронов и ионов (также в сантиметрах) в условиях диссоциативной рекомбинации с коэффициентом $\rho = 3.8 \cdot 10^{-7}$ см³/с, задаются выражениями:

$$L_{n,\parallel}^{(e)} = \sqrt{\frac{D_{\parallel}^{(e)}}{\rho n}} = 1.1 \cdot 10^{11} \frac{(T_e/T_0)^{5/4}}{n},$$

$$L_{n,\parallel}^{(i)} = \sqrt{\frac{D_{\parallel}^{(i)}}{\rho n}} = 7.4 \cdot 10^{13} \frac{(T_i/T_0)^{5/4}}{N^{1/2} n^{1/2}}.$$

Поперечные длины диффузии электронов и ионов при $v_{ei} \gg v_{ea}, v_{ia}$ равны

$$L_{n,\perp}^{(e)} = L_{n,\perp}^{(i)} = \sqrt{\frac{D_{\perp}}{\rho n}} = 47 \frac{(T_e/T_0)^{-5/4} (T_i/T_0)^{1/2}}{B_z}.$$

Для дальнейших оценок выберем типичные для рассматриваемой задачи значения плазменных параметров. Температура электронов $T_e \sim 1 \div 3$ эВ, ионов – $T_i \sim 10 \div 10^2$ эВ, концентрации заряженных частиц и нейтральных атомов соответственно $n \sim 10^5 \div 10^6$ см⁻³ и $N \sim 10^8 \div 10^9$ см⁻³, индукция магнитного поля Юпитера $B_Z \sim 10^{-2} \div 10$ Гс. Подстановка этих значений в предыдущие формулы показывает, что отношение продольных и поперечных длин теплопроводности и диффузии соответственно к длине токовой трубки ($8.14R_J$) и радиусу ее на высоте ПТИ (33 км) не превышает $10^{-3} \div 10^{-4}$. Это доказывает правоту использования приближения.

Литература

1. Гуревич А. В. К вопросу о количестве ускоряющихся частиц в ионизованном газе при различных механизмах ускорения // ЖЭТФ. – 1960. – Т. 38, В. 5. – С. 1597-1607.
2. Гуревич А. В. К теории эффекта убегающих электронов // ЖЭТФ. – 1960. – Т. 39, В. 5. – С. 1296-307.
3. Голант В. Е., Сахаров С. А. Основы физики плазмы. – М.: Атомиздат, 1977. – 384 с.
4. Гуревич А. В., Шварцбург А. Б. Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере. – М.: Наука, 1973. – 272 с.
5. Новейшие наблюдения Юпитера в декаметровый и гектометровый областях. Юпитер. Т. 3 / Карр Т. Д., Деш М. Д. / Под ред. Т. Герелса. – М.: Мир, 1979. – С. 91-144.
6. Рябов Б. П., Герасимова Н. Н. Декаметровое спорадическое излучение Юпитера. – Киев: Наукова думка, 1990. – 238 с.
7. Боев А. Г., Лукьянов М. Ю. К теории декаметрового S-радиоизлучения Юпитера // Астрон. журн. – 1991. – Т. 68, №4. – С. 853-862.
8. Phenomenology of magnetospheric radio emissions. Physics of the Jovian magnetosphere / Karr T. D., Desch M. D., Alexander J. K. / Ed. by Dessler A. J. – Cambridge: Cambr. Univ. Press, 1983. – P. 226-284.
9. Auber M. G., Calvert W., Genova F. Source localization of Jupiter's Io dependent radio emissions // Planetary Radio Emission II, Proc. 2nd International Workshop. – Graz (Austria). – 1987. – P. 105-118.
10. H. Misawa Polarization of Jupiter's decametric radio bursts. // Planetary Radio Emission IV, Proc. 4th International Workshop. – Graz (Austria). – 1996. – P. 130-142.

Електрони та іони у струмовій трубці Юпітер-Іо. Частина II. Виліт електронів. Активні довготи

А. Г. Боев

Проаналізовані основні інтегральні характеристики процесу вилітання електронів у плазмі струмової трубки Юпітер-Іо: критичне та подовжнє електричні поля, потік вилітаючих електронів. Проведено докладний кількісний аналіз залежностей цих величин від довготного положення трубки та координат точки у ній (відстані до осі та висоти). Досліджені їх залежності від струму у трубці, її радіуса та параметрів, що визначають кінетику процесів іонізації та нагріву плазми. Впроваджено поняття активних довготних зон Юпітера як зон, в яких термодинамічні умови у струмовій трубці є найсприятливішими для формування електронних пучків. Дискутується зв'язок активних довгот з положенням та властивостями джерел ДКМ радіовипромінювання Юпітера, що спостерігаються експериментально.

Electrons and Ions in the Jove-Io Current Tube. Part II. Electron Runaway. Active Longitudes

A. G. Boev

The basic integral parameters of the electron runaway process in the Jove-Io current tube plasma are analyzed: critical and longitudinal electric fields, streams of escaping particles. The dependencies of these magnitudes vs. longitudinal position of the tube and coordinates of its point (i. e. distance to the axis and height) are numerically analyzed in detail. Their dependencies on the tube current, radius and the parameters determining the kinetics of ionization and plasma heating processes are investigated. The definition of active longitudinal Jove zones as such where the current tube thermodynamic conditions are optimal for electron beam formation is introduced. The connection of active longitudes with the position and properties of experimentally observed Jove DAM sources is discussed.