

ПРОИСХОЖДЕНИЕ “ВСПЛЕСКОВ В ПОГЛОЩЕНИИ” В ДЕКАМЕТРОВОМ РАДИОИЗЛУЧЕНИИ ЮПИТЕРА

© 2024 г. В. Е. Шапошников^{1,2*}

¹Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, Россия

²НИУ Высшая школа экономики Нижегородский филиал, Нижний Новгород, Россия

Поступила в редакцию 21.05.2024 г.

После доработки 03.06.2024 г.; принята к публикации 06.06.2024 г.

Дается интерпретация медленных “всплесков в поглощении”, наблюдаемых на фоне декаметрового радиоизлучения Юпитера с квазигармонической структурой. Согласно предлагаемой модели, формирование “всплесков в поглощении” обусловлено срывом циклотронной неустойчивости в результате заполнения “конуса потерь” функции распределения излучающих ионов. “Конус потерь” заполняют ионы, инжектируемые в область генерации излучения на нижней границе источника и распространяющиеся вдоль силовых линий магнитного поля. Из сопоставления модельных параметров с наблюдаемыми данными получена оценка параметров инжектированных ионов, необходимых для формирования “всплесков в поглощении”.

Ключевые слова: планеты и спутники: Юпитер, плазменный механизм генерации, радиоизлучение.

DOI: 10.31857/S0320010824060051, EDN: MXPHMS

1. ВВЕДЕНИЕ

Многолетние наблюдения декаметрового радиоизлучения Юпитера выявили богатую частотно-временную структуру его спектра (см., например, Риихимаа и др., 1981; Зарка, 2007; Литвиненко и др., 2009, 2016; Кошида и др., 2010; Панченко и др., 2016 и приведенную там литературу). В частности, на динамических спектрах наблюдаются так называемые всплески в поглощении или теньевые всплески (Риихимаа и др., 1981; Кошида и др., 2010; Шапошников и др., 2021). “Всплески в поглощении” на динамическом спектре декаметрового радиоизлучения представляют собой наклонные полосы, в которых уровень излучения соответствует уровню галактического шума (Кошида и др., 2010). Наклон этих полос (частотный дрейф) может существенно отличаться для разных всплесков излучения. Так, например, Риихимаа (1981) наблюдал “всплески в поглощении” на фоне узкополосного L-излучения, которые по длительности и величине частотного дрейфа напоминали S-всплески. Величина частотного дрейфа у этих всплесков могла достигать нескольких десятков МГц/с, их называют быстро дрейфующими “всплесками в поглощении”. Кошида и др. (2010) сообщают о другом типе “всплесков в поглощении” с частотным дрейфом, порядка нескольких МГц/с. Авторы работы называют их медленно дрейфующими теньевыми всплесками. Эти всплески наблюдались на фоне узкополосного L-излучения от Ио-А источника. Динамический спектр радиоизлучения Юпитера от источника Ио-А с похожими медленными теньевыми

всплесками (“всплесками в поглощении”) приведен также в работе Шапошников и др., (2021). На рис. 1 представлен фрагмент этого динамического спектра, на котором “всплески в поглощении” пересекают фоновое излучения с квазигармонической структурой (“зебра” структурой). Заметим, что, помимо частотного дрейфа, быстрые и медленные “всплески в поглощении” могут иметь и другие отличия. Например, быстрые всплески могут иметь V-образную форму (Риихимаа, 1981), что не наблюдается у медленных всплесков.

Механизм формирования быстрых “всплесков в поглощении” обсуждался в работе (Гопалсвами, 1986). Эта работа основывалась на предположении, что L-излучение генерируется благодаря электронному циклотронному мазерному механизму (ЭЦМ) потоками слабо релятивистских электронов (L-электроны) с функцией распределения по скоростям типа “конус потерь”, а S-излучение — пучками электронов с функцией распределения “смещенный максвелл” (S-электроны). Последние, вследствие специфики функции распределения, не дают вклад в L-излучение, а генерируют всплески S-излучения, благодаря giro-синхротронному механизму. При вторжении S-электронов в область генерации L-излучения эти электроны заполняют “конус потерь” L-электронов, что приводит к срыву ЭЦМ-неустойчивости и прекращению генерации L-излучения. В результате на динамическом спектре формируются “всплески в поглощении” с частотным дрейфом, соответствующим частотному дрейфу S-всплесков. Заметим, что “всплески в поглощении”

*Электронный адрес: sh130@ipfran.ru

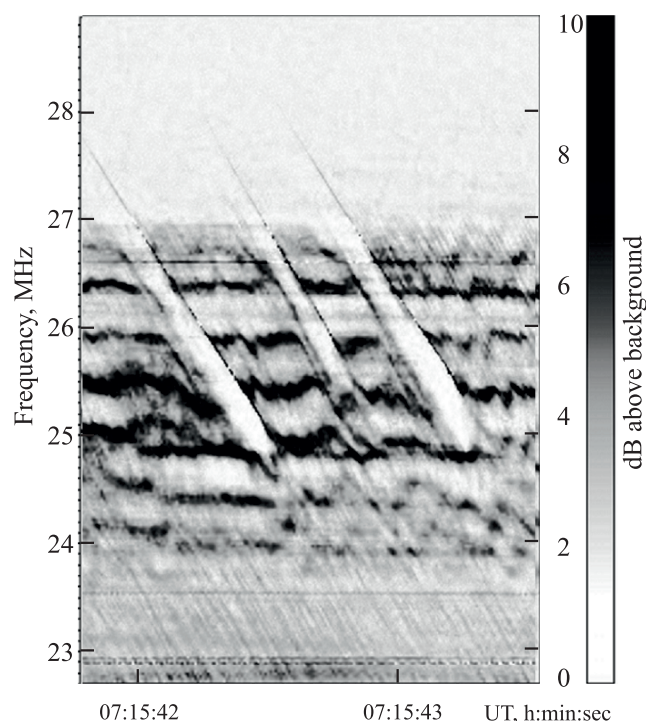


Рис. 1. Динамический спектр декаметрового радиоизлучения Юпитера с “всплесками в поглощении”. Фрагмент динамического спектра, представленного в работе Шапошникова и др. (2021).

наблюдались и в солнечном радиоизлучении (Слотье, 1972), а их интерпретация также основывалась на заполнении “конуса потерь” излучающих электронов и срыве генерации (Зайцев, Степанов, 1975).

Механизм генерации узкополосного декаметрового радиоизлучения Юпитера, в том числе излучения с “зебра” структурой, скорее всего, отличается от популярного ЭЦМ механизма. Ряд наблюдаемых особенностей невозможно объяснить в рамках ЭЦМ механизма или электронного giro-синхротронного механизма (см. в этой связи Зайцев и др., 1986). В частности, к таким особенностям относится квазигармоническая структура излучения, на фоне которого наблюдались медленные всплески в поглощении (рис. 1). Более того, для генерации декаметрового радиоизлучения Юпитера с “зебра” структурой необходимы ионные, а не электронные потоки (Шапошников и др., 2021). Согласно Шапошников и др., (2021), ионные потоки с функцией распределения типа “конус потерь” возбуждают плазменные волны (ионные циклотронные волны) вблизи нижней гибридной частоты в условиях, когда эта частота близка к одной из гармоник ионной циклотронной частоты (двойной плазменный резонанс). Наблюдаемое электромагнитное излучение возникает в результате конверсии ионных циклотронных волн при их столкновении с горячими

электронами.

В настоящей работе анализируется возможность формирования медленных “всплесков в поглощении”, наблюдаемых на фоне декаметрового радиоизлучения с “зебра”-структурой, заполнением “конуса потерь” функции распределения по скоростям излучающих циклотронные волны ионов, и оцениваются параметры ионных потоков, которые необходимы для реализации этого явления в магнитосфере Юпитера. В разделе 2 приводятся основные положения теории формирования “зебра”-структуры в декаметровом радиоизлучении Юпитера, которые необходимо учитывать при анализе (детальное изложение механизма формирования можно найти в работах Шапошникова и др. (2018, 2021). В разделе 3 рассмотрен процесс прекращения возбуждения ионных циклотронных волн в условиях двойного плазменного резонанса, при инжекции в область генерации горячих ионных потоков с максвелловской функцией распределения. В разделе 4 полученные результаты применены для интерпретации “всплесков в поглощении”, наблюдаемых на фоне декаметрового радиоизлучения с квазигармонической структурой, а также приведены оценки необходимых для формирования этих всплесков параметров ионных потоков.

2. ФОРМИРОВАНИЕ КВАЗИГАРМОНИЧЕСКОГО СПЕКТРА ДЕКАМЕТРОВОГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ ЮПИТЕРА

Модель, описывающая формирование квазигармонической структуры декаметрового радиоизлучения, основана на эффекте двойного плазменного резонанса (ДПР), который реализуется при совпадении частоты нижнего гибридного резонанса $\omega_{\text{ЛН}}$ с частотой одной из гармоник ионной гирочастоты. Эффект заключается в существенном, на один-два порядка, увеличении инкремента неустойчивости ионных циклотронных волн при выполнении ДПР. Обращение к ионам для интерпретации “зебра”-структуры в декаметровом радиоизлучении обусловлено тем фактом, что для реализации ДПР необходимо превышение плазменной частоты над гирочастотой. В области генерации декаметрового радиоизлучения Юпитера для электронов выполняется обратное неравенство, там гирочастота электронов существенно превышает их плазменную частоту, $\omega_{\text{Ве}} \gg \omega_{\text{Ре}}$. Для ионов, в силу их большой массы, выполняется обратное неравенство, $\omega_{\text{Ви}} \ll \omega_{\text{Ри}}$ и возможна реализация ДПР на гармониках ионной гирочастоты. Для ионов условие ДПР имеет вид (Шапошников и др., 2018)

$$\omega_{\text{ЛН}} = \sqrt{\frac{\omega_{\text{Ви}}^2 + \omega_{\text{Ри}}^2}{1 + \omega_{\text{Ре}}^2/\omega_{\text{Ве}}^2}} \approx \sqrt{\omega_{\text{Ви}}^2 + \omega_{\text{Ри}}^2} \approx l\omega_{\text{Ви}}. \quad (1)$$

Здесь и выше $\omega_{\text{Р}\alpha} = \sqrt{\frac{4\pi e^2 N}{m_\alpha}}$ и $\omega_{\text{В}\alpha} = \frac{eB}{m_\alpha c}$ — плазменная и циклотронная частота электронов ($\alpha = e$) или

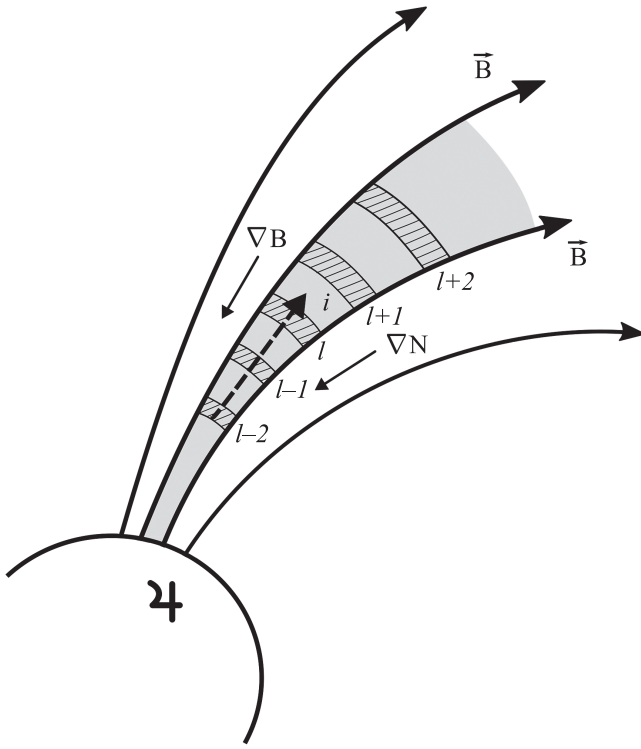


Рис. 2. Схематическое изображение источника излучения с квазигармонической структурой. Области ДПР, где, благодаря неустойчивости, возбуждаются ионные циклотронные волны, обозначены штриховкой.

ионов ($\alpha = i$) соответственно, l — номер циклотронной гармоники, N и B соответственно концентрация плазмы и величина магнитного поля в области генерации, m_α — масса электрона ($\alpha = e$) или протона ($\alpha = i$), e — величина, численно равная заряду электрона, c — скорость света. Наблюдаемое электромагнитное излучение возникает благодаря рассеянию возбужденных ионных циклотронных волн потоками горячих электронов (Шапошников и др., 2018). При этом конверсия происходит в необыкновенные электромагнитные волны в интервал частот вблизи электронной локальной гирочастоты, где их показатель преломления (n_x) много меньше единицы. Последнее обеспечивает, во-первых, пренебрежимо малое уширение частотного спектра при конверсии и, во-вторых, существенно больший спектральный поток электромагнитного излучения в области частот, $n_x \ll 1$, по сравнению с остальной частью спектра, где $n_x \sim 1$ (см. для деталей Шапошников и др., 2018). Многополосность динамического спектра обусловлена тем обстоятельством, что в плазме с неоднородным распределением магнитного поля и концентрации частиц условие ДПР (1) выполняется для различных гармоник в пространственно разнесенных областях (рис. 2).

В модели источника с квазигармонической структурой спектра излучения номер гармоники, на ко-

тором реализуется эффект ДПР, является свободным параметром. Накладывается условие только на число гармоник, которое должно соответствовать числу наблюдаемых полос излучения на динамическом спектре. Другим свободным параметром в обсуждаемой модели является энергия излучающих ионов. Необходимо только, чтобы их концентрация была много меньше концентрации основной плазмы, а характерная скорость много больше тепловой скорости ионов плазмы. При этих условиях излучающие частицы не влияют на дисперсионные свойства плазмы, а поглощение волн частицами основной плазмы пренебрежимо мало. Размер области генерации вдоль магнитного поля диктуется частотным интервалом, в котором наблюдаются полосы излучения, и характерными масштабами изменения магнитного поля и концентрации плазмы. В случае спектра, представленного на рис. 1, в предположении о дипольном характере магнитного поля характерный размер источника составляет примерно 2×10^8 см.

Плазма, заполняющая источник излучения с “зебра”-структурой состоит из равновесной компоненты и небольшой примеси неравновесных ионов с функцией распределения типа “конус потерь”¹

$$f(v_{\parallel}, v_{\perp}) = \sum_{\alpha=0}^1 f_{\alpha}(v_{\parallel}, v_{\perp}), \quad (2)$$

где $v_{\parallel}$ и $v_{\perp}$ — продольная и поперечная относительно направления магнитного поля планеты компоненты скорости ионов, $f_0(v_{\parallel}, v_{\perp})$ — функция распределения по скоростям равновесной компоненты плазмы

$$f_0(v_{\parallel}, v_{\perp}) = \frac{N_0}{(\sqrt{2\pi})^3 v_T^3} \exp\left(-\frac{v_{\parallel}^2 + v_{\perp}^2}{2v_T^2}\right), \quad (3)$$

v_T — тепловая скорость равновесных ионов, N_0 — их концентрация, $f_1(v_{\parallel}, v_{\perp})$ — функция распределения ионов, генерирующих ионно-циклотронные волны

$$f_1(v_{\parallel}, v_{\perp}) = \frac{N_1 v_{\perp}^2}{2(\sqrt{2\pi})^3 a_1^3} \exp\left(-\frac{v_{\parallel}^2 + v_{\perp}^2}{2a_1^2}\right). \quad (4)$$

Функция (4) описывает распределение с дефицитом частиц с малыми поперечными относительно магнитного поля скоростями, с максимумом при поперечной скорости $v_{\perp} \approx a_1$, нулевой скоростью вдоль магнитного поля $v_{\parallel} \approx 0$ и дисперсией a_1 . Концентрация генерирующих ионов N_1 много меньше концентрации равновесных ионов, $N_1 \ll N_0$, а характерная скорость a_1 много больше тепловой, $a_1 \gg v_T$. В этих условиях неравновесные ионы не влияют на дисперсионные свойства волн, а поглощением возбужденных ионных циклотронных волн равновесными частицами можно пренебречь.

¹ При условии $\omega_{pe} \ll \omega_{Be}$ вкладом неравновесных электронов в процесс возбуждения ионных циклотронных волн можно пренебречь (Шапошников и др., 2018).

В равновесной плазме с примесью неравновесных частиц с функциями распределения, соответственно, (3) и (4) инкремент неустойчивости для продольных ионных циклотронных волн можно получить из равенства

$$\epsilon_{\parallel}^{(0)} + \epsilon_{\parallel}^{(1)} = 0, \quad (5)$$

где $\epsilon_{\parallel}^{(0)}$ и $\epsilon_{\parallel}^{(1)}$ — продольные по отношению к направлению магнитного поля компоненты тензора диэлектрической проницаемости, обусловленные равновесными ($\epsilon_{\parallel}^{(0)}$) и неравновесными ($\epsilon_{\parallel}^{(1)}$) частицами. Принимая во внимание (5), неравенства $N_1 \ll N_0$ и $a_1 \gg v_T$, инкремент неустойчивости ионных циклотронных волн можно записать следующим образом (Шапошников и др., 2018):

$$\gamma = - \frac{\text{Im} \epsilon_{\parallel}^{(1)}}{\left[\frac{\partial \epsilon_{\parallel}^{(0)}}{\partial \omega} \right]_{\epsilon_{\parallel}^{(0)}=0}}, \quad (6)$$

где

$$\text{Im} \epsilon_{\parallel}^{(1)} = - \frac{2\pi^2}{k^2} \omega_1^2 \sum_{l=-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} dv_{\parallel} \int_0^{+\infty} dv_{\perp} J_l^2 \times \\ \times \left(\frac{k_{\perp} v_{\perp}}{\omega_{\text{Bi}}} \right) \left(k_{\parallel} v_{\perp} \frac{\partial f_1(v_{\parallel}, v_{\perp})}{\partial v_{\parallel}} + l \omega_{\text{Bi}} \frac{\partial f_1(v_{\parallel}, v_{\perp})}{\partial v_{\perp}} \right) \times \\ \times \delta(\omega - l \omega_{\text{Bi}} - k_{\parallel} v_{\parallel}), \quad (7)$$

$J_l \left(\frac{k_{\perp} v_{\perp}}{\omega_{\text{Bi}}} \right)$ — функция Бесселя порядка l ,

$\omega_1 = \sqrt{\frac{4\pi e^2 N_1}{m_i}}$. В равновесной плазме производная $\left[\frac{\partial \epsilon_{\parallel}^{(0)}}{\partial \omega} \right]_{\epsilon_{\parallel}^{(0)}=0}$, стоящая в знаменателе (6),

всегда положительна, и знак инкремента γ определяется знаком числителя, т.е. мнимой частью диэлектрической проницаемости $\text{Im} \epsilon_{\parallel}^{(1)}$. Таким образом, из (6) следует, что неустойчивость циклотронных волн (инкремент $\gamma > 0$) возникает при $\text{Im} \epsilon_{\parallel}^{(1)} < 0$. Подставляя в (7) функцию (4) для волн из частотного диапазона $(l \omega_{\text{Bi}}, (l+1) \omega_{\text{Bi}})$, получаем выражение для мнимой части диэлектрической проницаемости $\text{Im} \epsilon_{\parallel}^{(1)}$ (Шапошников и др., 2018):

$$\text{Im} \epsilon_{\parallel}^{(1)} \simeq \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\omega_1^2 \omega_{\text{Bi}}}{k^2 k_{\parallel}} \left\{ l \exp(-Z_{1,l}^2) \left[\delta_l \varphi_l(\xi_1) + \right. \right. \\ \left. \left. + (\delta_l + 1) \xi_1 \varphi'_l(\xi_1) \right] + (l+1) \exp(-Z_{1,l+1}^2) \times \right. \\ \left. \times \left[\delta_{l+1} \varphi_{l+1}(\xi_1) + (\delta_{l+1} + 1) \xi_1 \varphi'_{l+1}(\xi_1) \right] \right\}. \quad (8)$$

В (8) $\varphi_l(\xi_1) = \exp(-\xi_1) I_l(\xi_1)$, $I_l(\xi_1)$ — модифицированная функция Бесселя порядка l ,

$$\xi_1 = \frac{k_{\perp}^2 a_1^2}{\omega_{\text{Bi}}^2}; \quad Z_{1,l} = \frac{\omega - l \omega_{\text{Bi}}}{\sqrt{2} k_{\parallel} a_1}; \quad \delta_l = \frac{\omega - l \omega_{\text{Bi}}}{l \omega_{\text{Bi}}}.$$

Как показано в работе Шапошников и др., (2018), инкремент циклотронной неустойчивости (6) достигает наибольшего значения в гибридной полосе², для волн с частотами, близкими к нижней границе полосы (рис. 3). При этом основной вклад в инкремент дает слагаемое, содержащее $\varphi'_l(\xi_1)$ в выражении (8), а максимум инкремента на фиксированной частоте достигается в направлении, определяемом соотношением

$$k_{\parallel}^{\text{max}} = \frac{\omega - l \omega_{\text{Bi}}}{a_1}. \quad (9)$$

В условиях, соответствующих максимальному инкременту, выражение для мнимой части $\text{Im} \epsilon_{\parallel}^{(1)}$ можно упростить:

$$\text{Im} \epsilon_{\parallel}^{(1)} \simeq \sqrt{\frac{\pi}{2e}} \frac{\omega_1^2 \omega}{\omega_{\text{Bi}}^2 (\omega - l \omega_{\text{Bi}})} \xi_1 \varphi'_l(\xi_1). \quad (10)$$

3. ФОРМИРОВАНИЕ “ВСПЛЕСКА В ПОГЛОЩЕНИИ”

Для того чтобы исследовать возможность формирования “всплесков в поглощении” в области генерации излучения с квазигармонической структурой, рассмотрим модельный источник, представляющий собой ограниченную по высоте область магнитосферы планеты (рис. 2), заполненную равновесной плазмой и примесью неравновесных частиц с функцией распределения типа “конус потерь”, отвечающих за генерацию ионных циклотронных волн благодаря эффекту ДПР. В эту область вдоль силовых линий магнитного поля инжектируется поток горячих ионов (пунктирная стрелка на рис. 2), который заполняет “конус потерь” функции, что приводит при определенных параметрах инжектируемого пучка к срыву неустойчивости, прекращению генерации ионных циклотронных волн и появлению “всплеска в поглощении”.

Для того чтобы определить условия, при которых происходит срыв циклотронной неустойчивости при инжекции ионного потока в источник, рассмотрим систему, состоящую из трех ионных компонент,

$$f(v_{\parallel}, v_{\perp}) = \sum_{\alpha=0}^2 f_{\alpha}(v_{\parallel}, v_{\perp}). \quad (11)$$

Две из которых, $f_0(v_{\parallel}, v_{\perp})$ и $f_1(v_{\parallel}, v_{\perp})$, отвечают за формирование дисперсионных свойств среды и генерацию излучения с “зебра”-структурой (см. раздел 2, функции (3) и (4) соответственно). Третья компонента представляет собой инжектируемые в область генерации ионы с концентрацией $N_2 \ll N_0$. Вначале для простоты рассмотрим случай, когда в области, где происходит генерация одной из квазигармонических

²Полоса частот между соседними гармониками гирочастоты $l \omega_{\text{Bi}}$ и $(l+1) \omega_{\text{Bi}}$, содержащая частоту нижнего гибридного резонанса, называется гибридной полосой.

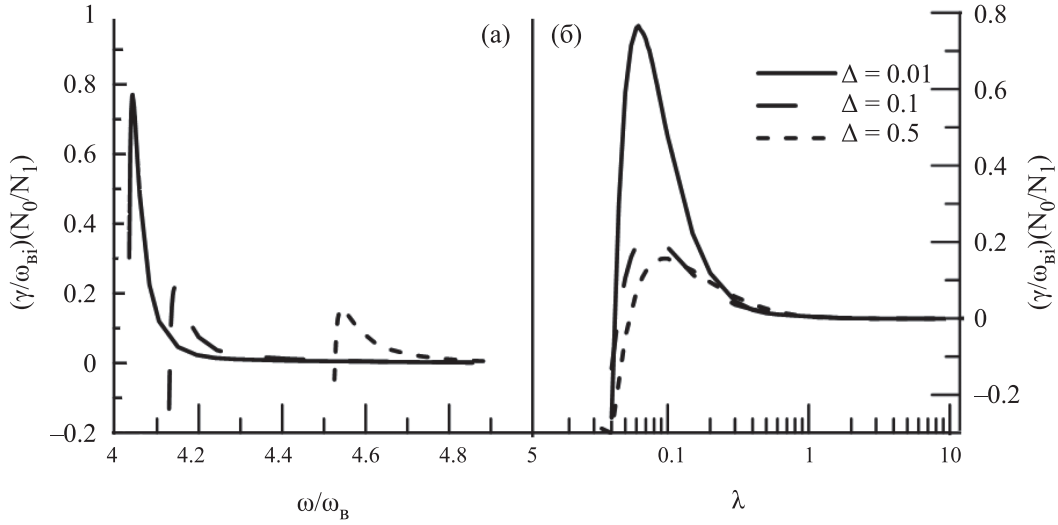


Рис. 3. Примеры зависимости инкремента циклотронной неустойчивости от частоты (а) и квадрата ортогонального волнового числа $\lambda = k_{\perp}^2 v_T^2 / \omega_{Bi}^2$ в гибридной полосе ($l, l+1$; $l=4$) (б), Δ — отклонение частоты нижнего гибридного резонанса от нижней границы гибридной полосы.

полос (рис. 2), инжектированные горячие ионы имеют максвелловскую функцию распределения

$$f_2(v_{\parallel}, v_{\perp}) = \frac{N_2}{(\sqrt{2\pi})^3 a_2^3} \exp\left(-\frac{v_{\parallel}^2 + v_{\perp}^2}{2a_2^2}\right). \quad (12)$$

Небольшая концентрация инжектируемых ионов, $N_2 \ll N_0$, позволяет пренебречь влиянием этих ионов на дисперсионные свойства плазмы.

С учетом (11) дисперсионное соотношение для ионных циклотронных волн выглядит теперь следующим образом

$$\epsilon_{\parallel}^{(0)} + \epsilon_{\parallel}^{(1)} + \epsilon_{\parallel}^{(2)} = 0, \quad (13)$$

где $\epsilon_{\parallel}^{(2)}$ — продольная по отношению к направлению магнитного поля компонента тензора диэлектрической проницаемости, обусловленная горячими ионами $f_2(v_{\parallel}, v_{\perp})$. Принимая во внимание (12), инкремент неустойчивости ионных циклотронных волн в этом случае можно записать следующим образом

$$\gamma = -\frac{\text{Im } \epsilon_{\parallel}^{(1)} + \text{Im } \epsilon_{\parallel}^{(2)}}{\left[\frac{\partial \epsilon_{\parallel}^{(0)}}{\partial \omega}\right]_{\epsilon_{\parallel}^{(0)}=0}} \quad (14)$$

Как было отмечено в разделе 2, неустойчивость ионных циклотронных волн обусловлена отрицательным знаком числителя в (14), т.е. отрицательным знаком суммы мнимых частей диэлектрической прони-

цаемости $\text{Im } \epsilon_{\parallel}^{(1)} + \text{Im } \epsilon_{\parallel}^{(2)}$

$$\begin{aligned} \text{Im } \epsilon_{\parallel}^{(1)} + \text{Im } \epsilon_{\parallel}^{(2)} = & -\frac{2\pi^2}{k^2} \sum_{\alpha=1}^2 \omega_{\alpha}^2 \sum_{l=-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} dv_{\parallel} \times \\ & \times \int_0^{+\infty} dv_{\perp} J_l^2\left(\frac{k_{\perp} v_{\perp}}{\omega_{Bi}}\right) \times \left(k_{\parallel} v_{\perp} \frac{\partial f_{\alpha}(v_{\parallel}, v_{\perp})}{\partial v_{\parallel}} + \right. \\ & \left. + l \omega_{Bi} \frac{\partial f_{\alpha}(v_{\parallel}, v_{\perp})}{\partial v_{\perp}}\right) \delta(\omega - l \omega_{Bi} - k_{\parallel} v_{\parallel}) < 0, \quad (15) \end{aligned}$$

где $\omega_2 = \sqrt{\frac{4\pi e^2 N_2}{m_i}}$. Формирование “всплеска в поглощении” происходит в результате смены знака в (15) и прекращения генерации волн, обусловленной циклотронной неустойчивостью.

Подставив в (15) функцию распределения (12) и выражение для мнимой части $\text{Im } \epsilon_{\parallel}^{(1)}$ (10), получаем для волн с частотами, близкими к нижней границе гибридной полосы $\omega \approx l \omega_{Bi}$, и с волновыми векторами $k_{\parallel} \approx k_{\parallel}^{\max}$, соответствующими наибольшему значению инкремента, условие прекращения неустойчивости:

$$\frac{N_2}{N_1} > -\frac{1}{\sqrt{e}} \left(\frac{a_2}{a_1}\right)^3 \frac{\xi_1 \Phi'_l(\xi_1)}{\Phi_l(\xi_2)} \exp\left(\frac{a_1^2}{2a_2^2}\right). \quad (16)$$

В (16) $\xi_2 = k_{\perp}^2 a_2^2 / \omega_{Bi}^2$. Инкремент неустойчивости максимален при определенном значении ортогональной компоненты волнового вектора $k_{\perp} = k_{\perp}^{\max}$, которое зависит от характерной скорости излучающих ионов, a_1 (Шапошников и др., 2018). На рис. 3б приведен пример зависимости инкремента неустойчивости от ортогональной компоненты волнового вектора $k_{\perp}$, точнее, от относительной величины $\lambda = k_{\perp}^2 v_T^2 / \omega_{Bi}^2$, для скорости излучающих ионов

$a_1/v_T = 20$. Из этого рисунка следует, что инкремент максимален при $\lambda = \lambda^{\max} \approx 0.6$. Рассматривая a_1/v_T как параметр, условия срыва неустойчивости можно переписать следующим образом:

$$\frac{N_2}{N_1} > -\frac{1}{\sqrt{e}} \left(\frac{a_2}{a_1}\right)^3 \lambda^{\max} \frac{a_1^2}{v_T^2} \times \frac{\varphi'_l \left(\lambda^{\max} \frac{a_1^2}{v_T^2}\right)}{\varphi_l \left(\lambda^{\max} \frac{a_1^2}{v_T^2} \frac{a_2^2}{a_1^2}\right)} \exp \left(\frac{a_1^2}{2a_2^2}\right). \quad (17)$$

На рис. 4 для условий, соответствующих максимальному инкременту циклотронной неустойчивости, приведена зависимость граничной плотности инжектируемых ионов от отношения a_2/a_1 для трех значений параметра $a_1/v_T = 20; 10; 5$ (см. в этой связи Шапошников и др., 2018). При концентрациях, превышающих граничные значения, происходит срыв неустойчивости, прекращение генерации циклотронных волн и формирование “всплеска в поглощении”. Минимальное значение концентрации инжектируемых ионов, необходимое для срыва неустойчивости и возникновения “всплеска в поглощении”, слабо зависит от параметра a_1/v_T и примерно равно $N_2 = N_2^{\min} \approx 0.1N_1$ при отношении $a_2/a_1 = (a_2/a_1)^{\min} \approx 0.6$.

Посмотрим теперь, как влияет скорость инжектированного потока на условие срыва неустойчивости. Для этого рассмотрим ионы с функцией распределения по скоростям типа “смещенный максвелл”

$$f_2(v_{\parallel}, v_{\perp}) = \frac{N_2 v_{\perp}^2}{2(\sqrt{2\pi})^3 a_2^3} \exp \left(-\frac{(v_{\parallel} - v_0)^2 + v_{\perp}^2}{2a_2^2} \right). \quad (18)$$

В этом случае неравенство (17) принимает вид

$$\frac{N_2}{N_1} > -\frac{1}{\sqrt{e}} \left(\frac{a_2}{a_1}\right)^3 \lambda^{\max} \frac{a_1^2}{v_T^2} \frac{\varphi'_l \left(\lambda^{\max} \frac{a_1^2}{v_T^2}\right)}{\varphi_l \left(\lambda^{\max} \frac{a_1^2}{v_T^2} \frac{a_2^2}{a_1^2}\right)} \times \exp \left(\frac{a_1^2}{2a_2^2} \left(1 - \frac{v_0}{a_1}\right)^2 \right). \quad (19)$$

На рис. 5 приведена зависимость граничной плотности инжектируемых ионов от отношения a_2/a_1 для различных значений скорости потока. Характерная скорость излучающих ионов взята для определенности $a_1/v_T = 20$. Как и на рис. 4, срыв неустойчивости происходит при концентрациях инжектируемых ионов, превышающих граничные значения. Из этого рисунка следует, что в интервале скоростей, меньших характерной скорости излучающих ионов, $v_0 \leq a_1$, увеличение скорости потока снижает требование к плотности потока, необходимой для формирования “всплесков в поглощении”, а в области скоростей $v_0 > a_1$ с увеличением скорости растет и

необходимая плотность. Так, например, при трехкратном превышении скорости потока над характерной скоростью излучающих ионов, $v_0/a_1 = 3$, плотность ионов в потоке должна составлять значительную долю от плотности излучающих ионов $N_2/N_1 \geq 0.7$, чтобы прекратить генерацию излучения.

Из рис. 1 следует, что, начиная с определенной высоты, соответствующей локальной гирочастоте электронов $f_{Be} = 2\pi\omega_{Be} \approx 25$ МГц, инжектированные ионы уже не влияют на генерацию излучения. Причиной этому может быть либо уширение, т.е. увеличение a_2 , функции распределения по скоростям f_2 , либо пространственное расплывание ионного потока, т.е. уменьшение плотности N_2 , по мере распространения. В обоих случаях, показанных на рис. 4 и 5, происходит переход из области поглощения в область неустойчивости. Для неизлучающих ионов, уширение функции распределения по скоростям происходит благодаря столкновениям инжектированных ионов с ионами фоновой плазмы (Кролл, Трайвелпис, 1975). Однако оценки показывают, что этот процесс несущественен. При разумной величине плотности фоновой плазмы N_0 характерное время расплывания потока из-за столкновений оказывается на несколько порядков больше времен, характеризующих “всплески в поглощении”. Пространственное расплывание потока инжектированных ионов по мере его распространения в источнике вдоль магнитного поля происходит из-за разброса ионов в потоке по скоростям.

В пренебрежении столкновениями, изменение функции распределения инжектированных ионов при их распространении вдоль магнитного поля описывается уравнением

$$\frac{\partial f_2}{\partial t} + v_{\parallel} \frac{\partial f_2}{\partial x} = 0. \quad (20)$$

Здесь x — координата вдоль силовой линии магнитного поля. Решая это уравнение, нетрудно получить, что функция f_2 зависит от времени и координаты по закону $x - v_{\parallel}t$. Возьмем для простоты функцию, описывающую пространственное распределение ионов на нижней границе источника излучения в виде $\exp(-x^2/2\Delta l_b^2)$, а функцию распределения по скоростям в виде (12). В этом случае функции распределения ионов в потоке в некоторой точке источника x и в момент времени t будет иметь вид

$$f_2(v_{\parallel}, v_{\perp}, x, t) = \frac{N_{2,0}}{(\sqrt{2\pi})^3 a_2^3} \times \exp \left(-\frac{(x - v_{\parallel}t)^2}{2\Delta l_b^2} \right) \exp \left(-\frac{v_{\parallel}^2 + v_{\perp}^2}{2a_2^2} \right). \quad (21)$$

В (21) $N_{2,0}$ — плотность инжектированных ионов на нижней границе источника излучения. Проинтегрировав выражение (21) по скоростям, получим выражение, описывающее изменение плотности ионов в потоке по мере его распространения вдоль магнитного

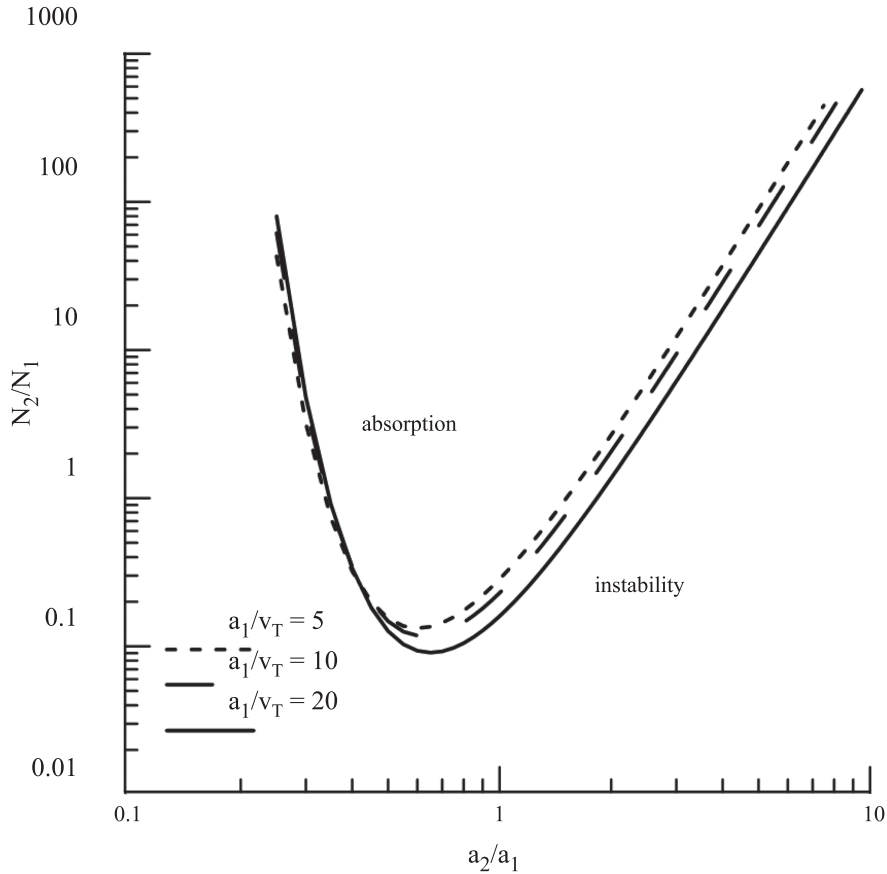


Рис. 4. Зависимость граничной плотности инжектируемых ионов от отношения a_2/a_1 для трех значений параметра $a_1/v_T = 20; 10; 5$.

поля,

$$N_2(x, t) = \frac{N_{2,0}}{\sqrt{1 + \left(\frac{ta_2}{\Delta l_b}\right)^2}} \times \exp\left(-\frac{\left(\frac{x}{\Delta l_b}\right)^2}{2\left(1 + \left(\frac{ta_2}{\Delta l_b}\right)^2\right)}\right). \quad (22)$$

С учетом (22) условие прекращения циклотронной неустойчивости и формирования “всплеска в поглощении” принимает вид

$$\frac{N_{2,0}}{N_1} \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{ta_2}{\Delta l_b}\right)^2}} \exp\left(-\frac{\left(\frac{x}{\Delta l_b}\right)^2}{2\left(1 + \left(\frac{ta_2}{\Delta l_b}\right)^2\right)}\right) > -\frac{1}{\sqrt{e}} \left(\frac{a_2}{a_1}\right)^3 \frac{\xi_1 \Phi'_l(\xi_1)}{\Phi_l(\xi_2)} \exp\left(\frac{a_1^2}{2a_2^2}\right). \quad (23)$$

Из (23) следует, что по мере распространения потока ионов левая часть неравенства убывает и, начиная с

некоторой высоты, условие формирования “всплеска в поглощении” нарушается, что мы и наблюдаем на динамическом спектре, представленном на рис. 1. Высота, на которой инжектированный пучок ионов перестает влиять на генерацию излучения с квазигармонической структурой, зависит от параметров инжектированных ионов.

4. ОБСУЖДЕНИЕ

Как показало проведенное в работе исследование, потоки быстрых ионов, инжектированные в источник излучения с квазигармонической структурой, генерация в котором происходит благодаря неустойчивости на ионных циклотронных гармониках при двойном плазменном резонансе, могут приводить к срыву неустойчивости и формированию на динамическом спектре “всплесков в поглощении”. Было показано, что наименьшие требования к концентрации инжектируемых ионов для возникновения “всплесков в поглощении” реализуются, когда скорость потока близка к характерной скорости излучающих ионов, $v_0 \approx a_1$. Нарушение этого условия приводит к увеличению концентрации частиц потока, необходимой

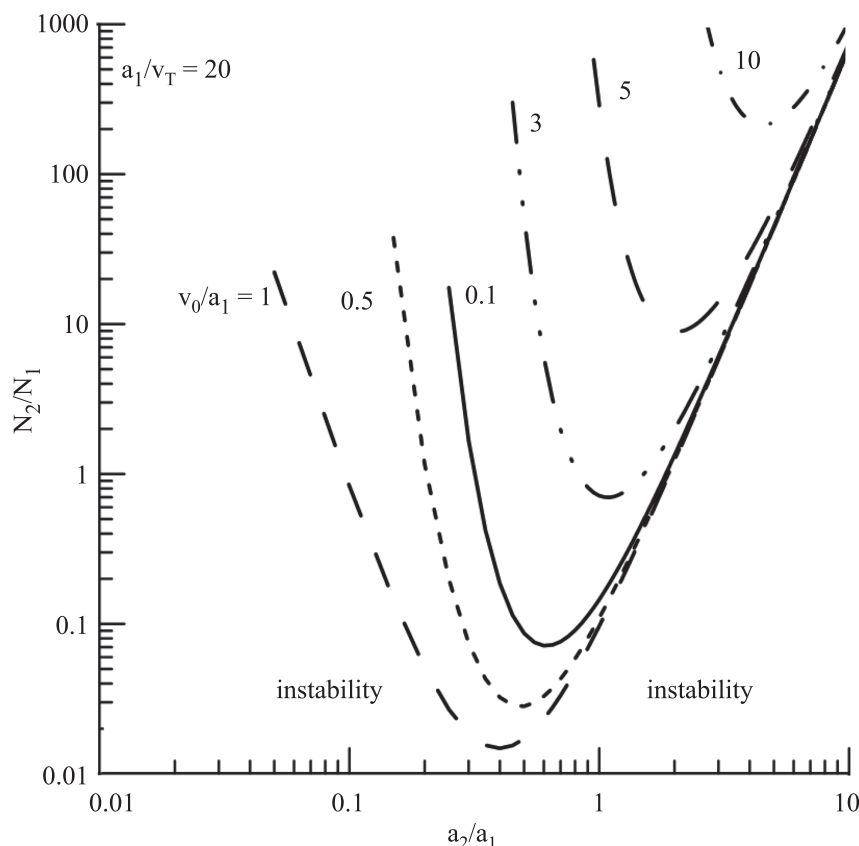


Рис. 5. Зависимость граничной плотности инжектируемых ионов от отношения a_2/a_1 для различных значений скорости потока v_0 и скорости излучающих ионов $a_1/v_T = 20$.

для формирования “всплесков в поглощении”.

В модели источника излучения с квазигармонической структурой, основанной на эффекте двойного плазменного резонанса, скорость излучающих ионов является свободным параметром. Появление на фоне излучения с такой структурой дрейфующих по частоте “всплесков в поглощении” позволяет оценить величину этой скорости. Возможны две причины возникновения частотного дрейфа. Дрейф может быть обусловлен движением инжектированных ионов вдоль силовых линий магнитного поля в область с более слабым магнитным полем. Другая возможность связана с групповым запаздыванием электромагнитных волн с малым показателем преломления, в которые конвертируются возбуждаемые в источнике циклотронные волны (см. в этой связи Шапошников и др., 2018). В предположении о дипольном характере магнитного поля в источнике, наблюдаемый частотный дрейф $df/dt \approx 4$ МГц/с соответствует скорости потока ионов $v_b \geq 2 \times 10^8$ см/с (энергия ионов $E \geq 20$ кэВ). В случае группового запаздывания скорость потока может быть и больше. Исследование причин частотного дрейфа лежит за рамками данной работы. Заметим только, что в пользу второй возможности говорит

тот факт, что величина частотного дрейфа примерно одинакова для всех “всплесков в поглощении”, существующих на обсуждаемом динамическом спектре.

Продольный размер потока (вдоль силовых линий магнитного поля) можно оценить, если примем, что длительность “всплеска в поглощении” на фиксированной частоте f , равная $\Delta_f \approx 0.15$ с, соответствует времени прохождения потоком слоя, где эта частота f соответствует локальной электронной гирочастоте, $f \approx f_{Be}$, и выполнено условие двойного плазменного резонанса для соответствующей ионной гирогармоники. Полагая скорость потока $v_0 \geq 2 \times 10^8$ см/с, получаем следующую оценку характерного размера потока $\Delta l_b \geq 3 \times 10^7$ см.

Воспользовавшись формулой (23), можно оценить минимальную плотность потока на нижней границе источника, которая может обеспечить частотный интервал, занимаемый “всплеском в поглощении”, представленном на рис. 1. В предположении о дипольном характере магнитного поля, наблюдаемый частотный интервал “всплеска в поглощении” соответствует пространственному интервалу $\Delta l_{ab} \approx 1,4 \times 10^8$ см. Заметим, что величина Δl_{ab} находится в хорошем соответствии с расстоянием $\Delta l_t \approx 1.6 \times 10^8$ см,

которое проходят ионы со скоростью $v_0 \approx 2 \times 10^8$ см/с за время жизни “всплеска в поглощении” $t_{ab} \approx 0.8$ с. Это расстояние Δl_t соответствует координате $x \approx \Delta l_t$ в (23). Для ионов с максвелловской функцией распределения по скоростям (12) $v_0 \approx a_2$. Подставляя в (23) $a_2 = 2 \times 10^8$ см; $\Delta l_b = 3 \times 10^7$ см; $t_{ab} = 0.8$ с и принимая во внимание, что минимальное значение правой части неравенства (23) примерно равно 0.1 при $(a_2/a_1)^{\min} \approx 0.6$, получаем следующую оценку минимальной плотности потока на нижней границе источника $N_{2,0} \approx 0.8N_1$, необходимой для формирования “всплеска в поглощении”.

В настоящей работе вопрос о формировании потоков энергичных ионов, инжектируемых в область генерации декаметрового радиоизлучения с квазигармонической структурой и формирующих “всплески в поглощении”, лежит вне рамок предлагаемой модели. Можно утверждать, что механизм ускорения заряженных частиц связан с процессами, происходящими в электродинамической цепи спутник Ио-ионосфера Юпитера. Дело в том, что обсуждаемый в работе всплеск излучения, был зарегистрирован от Ио-связанного источника (в этом названии отражен тот факт, что появление Ио-связанного излучения коррелирует с положением спутника Ио на его орбите). Потоки ускоренных частиц, с одной стороны могут сами являться источниками излучения, а с другой — могут прекращать генерацию других частиц, имеющих неустойчивую функцию распределения по скоростям, например, заполняя ее “конус потерь”. Один из возможных и наиболее широко обсуждаемый в литературе сценариев связан с альфвеновскими волнами в электродинамической цепи Ио-Юпитер. Заметим, что хорошо разработанной теории формирования потоков заряженных частиц, ответственных за генерацию декаметрового радиоизлучения во всех его проявлениях, пока не существует. Этот сценарий заключается в следующем. Ио при своем движении относительно магнитного поля планеты возбуждает альфвеновские волны, электрическое поле которых ускоряет заряженные частицы, генерирующие декаметровое радиоизлучение. Ускорение, возможно, происходит либо в магнитосфере планеты между Ио и ионосферой Юпитера (Хесс и др., 2007), либо в ионосфере планеты в области ионосферного

альфвеновского резонатора, предположительно существующего в верхней ионосфере. Как показали расчеты (Эргун и др., 2006) временные характеристики резонатора (периоды возбуждаемых в резонаторе альфвеновских колебаний) близки характерным периодам повторения S-всплесков (S-всплески — декаметровое радиоизлучение Юпитера, появляемость которого коррелирована с положением спутника Ио на его орбите) и обсуждаемых “всплесков в поглощении”.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант 20-12-00268-П). Автор благодарит В.В. Зайцева за полезное и плодотворное обсуждение.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гопалсвами (N. Gopalswamy), Earth, Moon, and Planets **35**, 93 (1986).
2. Зайцев, Степанов (V.V. Zaitsev and A.B. Stepanov), Astron. Astrophys. **45**, 135 (1975).
3. Зайцев и др. (V.V. Zaitsev, E.Y. Zlotnik, and V.E. Shaposhnikov), Astron. Astrophys. **169**, 345 (1986).
4. Зарка (P. Zarka) J. Geophys. Res. **55**, 598 (2007).
5. Кошида и др. (T. Koshida, T. Ono, M. Iizima, et al.), J. Geophys. Res. **115**, A01202 (2010).
6. Кролл Н., Трайвелпис А. Основы физики плазмы (М: Мир, 1975).
7. Литвиненко и др. (G.V. Litvinenko, A. Lecacheux, H.O. Rucker, et al.), Astron. Astrophys. **493**, 651 (2009).
8. Литвиненко и др. (G.V. Litvinenko, V.E. Shaposhnikov, A.A. Konovalenko, et al.), Icarus **272**, 80 (2016).
9. Панченко и др. (M. Panchenko, S. Rožer, H.O. Rucker, et al.), Astron. Astrophys. **610**, A69 (2016).
10. Риихимаа и др. (J.J. Riihimaa, T.D. Carr, R.S. Flagg, et al.), Icarus **48**, 298 (1981).
11. Слотье (C. Slottje), Solar Phys. **25**, 210 (1972).
12. Хесс и др. (S. Hess, F. Mottez, and P. Zarka), J. Geophys. Res. **112**, A11212, (2007).
13. Шапошников и др. (V.E. Shaposhnikov, V.V. Zaitsev, and G.V. Litvinenko), J. Geophys. Res. **123**, 93905 (2018).
14. Шапошников и др. (V.E. Shaposhnikov, G.V. Litvinenko, V.V. Zaitsev, et al.), Astron. Astrophys. **645**, A31 (2021).
15. Эргун и др. (R.E. Ergun, Y.-J. Su, L. Andersson, et al.), J. Geophys. Res. **111**, A06212 (2006).