

О СВЯЗАННЫМ С ГАНИМЕДОМ КВАЗИПЕРИОДИЧЕСКОМ ДЕКАМЕТРОВОМ РАДИОИЗЛУЧЕНИИ ЮПИТЕРА

© 2025 г. В. Е. Шапошников^{1,2*}, В. В. Зайцев¹

¹Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, Россия

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

Поступила в редакцию 19.06.2025 г.

После доработки 12.08.2025 г.; принята к публикации 19.08.2025 г.

Обсуждается возможность реализации плазменного механизма генерации в источнике декаметрового радиоизлучения, связанного с Ганимедом, и объяснение на основе этого механизма формирования квазипериодических последовательностей всплесков этого излучения. Согласно обсуждаемой модели, регистрируемые квазипериодические последовательности импульсов излучения являются следствием реализации в источнике пульсирующего режима конверсии плазменных волн в необыкновенные электромагнитные волны с малым показателем преломления. Наблюдаемый на спектрограмме частота–время отрицательный частотный дрейф излучения обусловлен групповым запаздыванием волн с малым показателем преломления и дисперсией среды. На основе плазменной модели получены оценки параметров плазмы в области генерации, которые находятся в согласии с данными, полученными в результате спутниковых измерений.

Ключевые слова: Юпитер, магнитосферы планет, плазменный механизм генерации, радиоизлучение.

DOI: 10.31857/S0320010825040044

1. ВВЕДЕНИЕ

Декаметровое радиоизлучение Юпитера является одним из интереснейших объектов исследования в Солнечной системе. Многолетние наблюдения этого излучения выявили богатую частотно-временную структуру его спектра. В зависимости от временных масштабов, декаметровое радиоизлучение обычно делят на длинные широкополосные L-всплески (long bursts) и короткие S-всплески (short bursts) с существенно меньшей частотной полосой. Длительность L-всплесков колеблется в пределах минут, тогда как очень короткие импульсные S-всплески характеризуются длительностью в пределах миллисекунд (Карр и др., 1983; Зарка, 1998). Особое внимание обычно уделялось короткоживущим всплескам — S-всплескам, появление которых обусловлено взаимодействием спутника Ио с магнитосферой планеты (см., например, Риихимаа и др., 1981; Зарка, 2007; Панченко и др., 2016, и приведенную там литературу). На динамическом спектре эти всплески часто образуют квазипериодические последовательности отрицательно дрейфующих импульсов излучения. Как оказалось, такое излучение не является прерогативой только спутника Ио. В работе Модюит и др. (2023) сообщается об обнаружении квазипериодических последовательностей декаметровых S-всплесков, связанных со спутником Ганимед и авроральными областями Юпитера. На рис. 1 приведены примеры динамических спектров с квазипериодическими дрейфующими по

частоте всплесками декаметрового радиоизлучения, связанными с Ганимедом.

Наиболее широко обсуждаемым механизмом генерации декаметрового радиоизлучения Юпитера является электронно-циклотронный мазер (ЭЦМ), обусловленный слабо релятивистскими, порядка нескольких десятков кэВ, электронами с неравновесной функцией распределения по скоростям (Бу, Ли, 1979; Луарн, 1992; Зайцев, Шапошников, 1994). Привлечение этого механизма позволило объяснить основные свойства L-всплесков декаметрового радиоизлучения: связь с локальной электронной циклотронной частотой, высокую яркостную температуру и диаграмму направленности источника излучения в виде полого тонкостенного конуса с большим угловым раствором. Электронный циклотронный мазер также предлагается в качестве механизма, обеспечивающего генерацию связанных со спутниками Ио и Ганимед S-всплесков декаметрового радиоизлучения (см., например, Гесс и др., 2007а, б; Модюит и др., 2023). Как и L-излучение, эти всплески обладают высокой яркостной температурой и диаграммой в виде тонкостенного полого конуса, а их частота близка к локальной электронной циклотронной частоте. Однако, в отличие от L-излучения, S-всплески обладают богатой частотно-временной структурой. В частности, на динамическом спектре эти всплески представляют собой быстро дрейфующие в сторону низких частот полосы излучения. В ряде случаев эти всплески наблюдаются в виде квазипериодических последовательностей импульсов (Флагг и др., 1976; Модюит и др., 2023).

*Электронный адрес: sh130@ipfran.ru

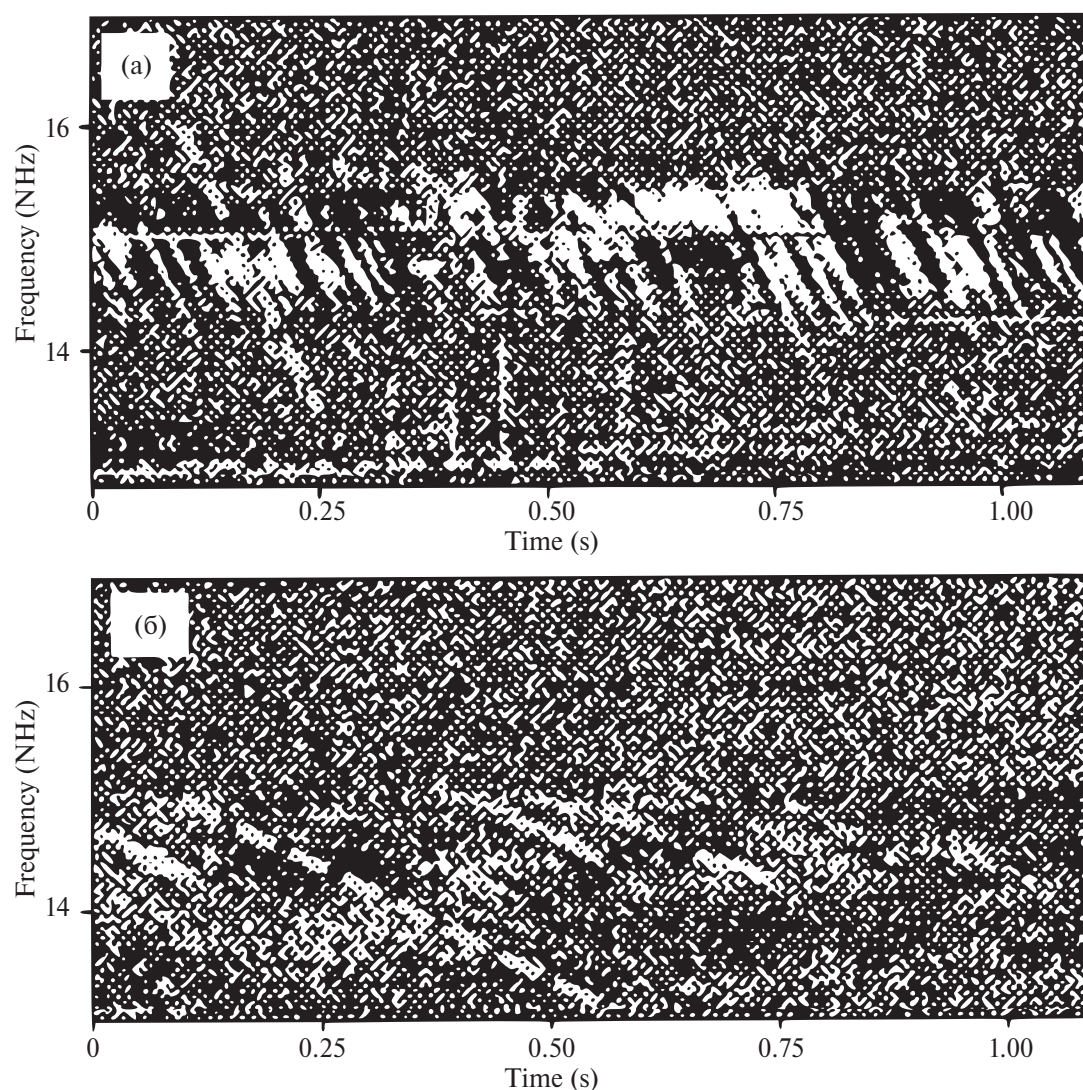


Рис. 1. Примеры динамических спектров с квазипериодическими последовательностями дрейфующих по частоте всплесков дециметрового радиоизлучения Юпитера, связанных с Ганимедом. Последовательности с периодом повторения 31 мс и скоростью частотного дрейфа -16.9 МГц/с (а) и периодом повторения 38 мс и скоростью частотного дрейфа -3.36 МГц/с (б). Рисунки адаптированы из рис. 2 в Модюит и др. (2023).

В рамках модели источника S-излучения, основанной на электронном циклотронном мазере, отрицательный частотный дрейф излучения обычно связывают с дрейфом излучающих электронов или всей области генерации вдоль силовых линий магнитного поля (Эллис, 1965; Зарка и др., 1998; Модюит и др., 2023). Наблюдаемые величины скорости частотного дрейфа требуют электронов с энергией в несколько десятков кэВ для излучения, связанного с Ио, или нескольких кэВ для излучения, связанного с Ганимедом. Так, например, величины частотного дрейфа S-всплесков, индуцированных Ганимедом, сосредоточены в основном в двух интервалах: $-14 \dots -22$ МГц/с и $-3 \dots -7$ МГц/с, что соответствует энергии излучающих электронов 2–10 и 0.1–1 кэВ соответственно (Модюит и др., 2023). Здесь следует заметить, что ЭЦМ является неэффективным источником излуче-

ния при энергии неравновесных электронов <0.5 кэВ (Вонг и др., 1989), что создает определенные трудности для ЭЦМ интерпретации всплесков с небольшим частотным дрейфом.

Существование квазипериодических последовательностей S-всплесков связывают с пульсирующим режимом ускорительного механизма. Предполагается, что в ионосфере Юпитера реализуется альфвеновский резонатор, в котором приходящей от спутника альфвеновской волной возбуждаются колебания в интервале частот, содержащем, в том числе, частоты повторений S-импульсов (Су и др., 2006; Эргун и др., 2006). Указанное совпадение послужило основанием для предположения, что электрическое поле альфвеновских колебаний в ионосферном альфвеновском резонаторе ускоряет электроны до необходимых энергий и формирует импульсы энергичных элек-

тронов. Их периодичность является причиной появления квазипериодических последовательностей S-всплесков (Эргун и др., 2006; Гесс и др., 2007а). Альфвеновские волны, возбуждающие резонатор, возникают в результате взаимодействия спутников планеты с ее магнитосферой и распространяются вдоль силовых линий магнитного поля, формируя альфвеновские крылья. В альфвеновских крыльях имеет место ускорение частиц, обусловленное резонансным или нерезонансным взаимодействием альфвеновской волны и частицы. Происхождение и результат этого ускорения исследовались в целом ряде работ (см., например, Хуэй, Сейлер, 1992; Гесс и др., 2010; Лаврухин, Алексеев, 2015; Дамиано и др., 2019, и цитируемую там литературу). Мы не будем более подробно обсуждать здесь процессы ускорения частиц, обусловленные взаимодействием спутников с магнитосферой Юпитера, поскольку проблема формирования потоков ускоренных электронов, ответственных за появление всплесков излучения, связанного с Ганимедом, находится вне рамок нашей работы. Полет космического аппарата Juno позволил экспериментально исследовать эти потоки. В работе Рабиа и др. (2024) сообщается о результатах измерений Juno потоков энергичных электронов, в частности, в альфвеновских крыльях, связанных с Ганимедом. Они отмечают, что потоки этих электронов наблюдались в широком интервале энергий, от десятков электронвольт до нескольких килоэлектронвольт, со средней энергией 2.2 кэВ и увеличением потока в сторону низких энергий.

Как показывают наблюдения, указанные последовательности содержат большое количество индивидуальных S-всплесков практически одинаковой интенсивности (Модюит и др., 2023). Если принять, что ускорение излучающих электронов обусловлено электрическим полем альфвеновских колебаний в ионосферном резонаторе, то это означает, что резонатор является высокодобротным и содержит большое количество колебаний примерно равной амплитуды. В то же время наличие поглощения, потеря энергии при ускорении электронов и неидеальность стенок резонатора уменьшает добротность, что приводит к достаточно быстрому затуханию альфвеновских колебаний (см. в этой связи Лысак, Лотко, 1996). Здесь следует заметить, что численное МГД-моделирование процессов (применительно к земным условиям) в альфвеновском резонаторе, учитывающее возбуждение альфвеновских колебаний падающим на ионосферу альфвеновским импульсом и ускорение электронов электрическим полем этих колебаний, показало, что число импульсов ускоренных электронов невелико, а энергия электронов в импульсе уменьшается со временем (Частон и др., 2002). Таким образом, в рамках модели, в которой ускорение электронов происходит электрическим полем альфвеновских колебаний в ионосферном резонаторе, проблематич-

но реализовать периодические последовательности S-всплесков с большим количеством импульсов излучения. Надо заметить, что существуют и другие структуры, такие как, например, всплески с частотным расщеплением (Флаг и др., 1976) или всплески с квазигармонической структурой (Панченко и др., 2018), появление которых трудно или невозможно объяснить в рамках модели электронного циклотронного мазера.

В работе Зайцев и др. (1986) продемонстрирован другой подход к решению проблемы возникновения всплесков S-излучения и формирования квазипериодических последовательностей индивидуальных S-всплесков в декаметровом радиоизлучении, связанным со спутником Ио, который свободен от вышеуказанных недостатков ЭЦМ-модели. Согласно предложенной ими модели, источником излучения являются неравновесные электроны с функцией распределения по скоростям типа “конус потерь”, генерирующие плазменные волны на частоте верхнего гибридного резонанса. Плазменные волны конвертируются в электромагнитное излучение в результате рассеяния на потоках надтепловых ионов. Привлечение в модель надтепловых ионов обеспечивает повышение частоты при рассеянии, что позволяет преодолеть “полосу задержки”, ширина которой в сильном магнитном поле $\omega_B \gg \omega_L$ порядка $\frac{\omega_L^2}{2\omega_B}$ (ω_L и ω_B — плазменная и циклотронная частота электронов соответственно) и сформировать электромагнитное излучение, соответствующее необыкновенной моде. Термин “полоса задержки” обозначает интервал частот между максимальной частотой плазменной волны $\omega_{p,max}$ и минимальной частотой необыкновенной электромагнитной моды $\omega_{e,min}$, которые при поперечном распространении соответственно равны частоте верхнего гибридного резонанса $\omega_{p,max} = \omega_{UH} = \sqrt{\omega_L^2 + \omega_B^2}$ и частоте “отсечки” необыкновенной моды $\omega_{e,min} = \omega_{cut} = \sqrt{2\omega_L^2 + \omega_B^2}$ (см. детали в Ахиезер и др., 1974). Квазипериодические последовательности S-всплесков появляются в результате реализации в источнике пульсирующего режима конверсии на ее нелинейной стадии. В этом режиме длительность последовательностей импульсов излучения определяется только временем существования потоков неравновесных электронов и ионов, а сами последовательности могут содержать большое количество импульсов излучения. Отрицательный частотный дрейф индивидуального всплеска обусловлен эффектом распространения. Он является результатом группового запаздывания электромагнитных волн при их распространении из области генерации в магнитосферу планеты. Заметим, что плазменная модель источника S-излучения не накладывает специальных требований к энергии излучающих частиц. Достаточно электронов, скорости которых превышают скорости электронов равновесной плазмы, чтобы избежать поглоще-

ния возбужденных плазменных волн частицами равновесной плазмы вследствие затухания Ландау.

В настоящей работе мы исследуем возможность реализации указанной выше плазменной модели генерации S-излучения на случай S-всплесков, связанных с Ганимедом, и оценим необходимые для этого параметры плазмы в области генерации этого излучения. В разделах 2 и 3 даны необходимые сведения о генерации плазменных волн в результате конусной неустойчивости (раздел 2) и о пульсирующем режиме конверсии возбужденных плазменных волн в электромагнитные волны. В разделе 4 приведена оценка параметров плазмы, при которых возможна реализация плазменного механизма генерации в ионосфере Юпитера и возникновение квазипериодических отрицательно дрейфующих по частоте всплесков декаметрового излучения с периодами и скоростями частотного дрейфа, соответствующими наблюдательным данным.

2. ВОЗБУЖДЕНИЕ ПЛАЗМЕННЫХ ВОЛН ВБЛИЗИ ВЕРХНЕЙ ГИБРИДНОЙ ЧАСТОТЫ

В магнитоактивной плазме плазменные волны, распространяющиеся поперек магнитного поля, описываются дисперсионным соотношением (Зайцев и др., 1986)

$$\varepsilon_{\parallel}^{(0)} = 1 - \frac{2\omega_L^2 I_1(\lambda) \exp(-\lambda)}{\lambda(\omega^2 - \omega_B^2)} = 0, \quad (1)$$

где $I_1(\lambda)$ — функция Бесселя первого порядка от мнимого аргумента, $\lambda = \frac{k_{\perp}^2 v_{T0}^2}{\omega_B^2}$, $k_{\perp}$ — компонента волнового вектора, ортогональная магнитному полю, $v_{T0} = \sqrt{\frac{k_B T_0}{m}}$, T_0 — температура равновесных электронов, k_B — постоянная Больцмана, m — масса электрона. Соотношение (1) справедливо и для волн, распространяющихся под углами, отличными от ортогонального, при условии

$$|\omega - \omega_B| \gg k_{\parallel} v_{T0}, \quad (2)$$

при котором затухание Ландау волн мало (Железняков, 1977). В (2) $k_{\parallel}$ — компонента волнового вектора волны вдоль магнитного поля. Решение уравнения (1) имеет вид

$$\frac{\omega^2}{\omega_B^2} = 1 + \frac{\omega_L^2}{\omega_B^2} \frac{2I_1(\lambda) \exp(-\lambda)}{\lambda}. \quad (3)$$

На рис. 2 представлены дисперсионные кривые плазменной волны для различных значений отношения $\left(\frac{\omega_L}{\omega_B}\right)^2$.

Допустим, что в источнике S-всплесков, кроме равновесной плазмы, описываемой диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_{\parallel}^{(0)}$, существует небольшая примесь,

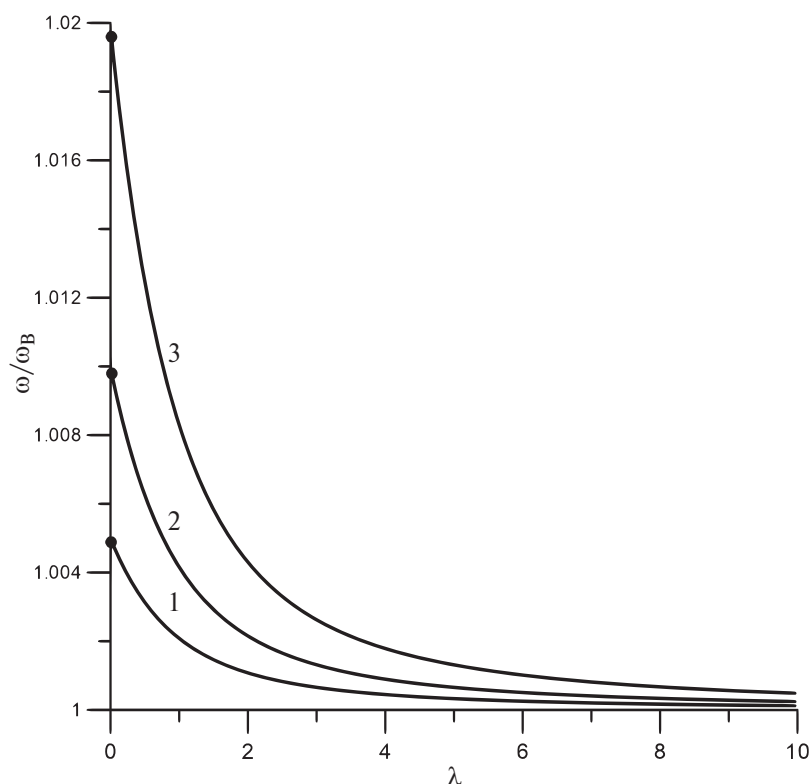


Рис. 2. Зависимость частоты плазменной волны от волнового вектора (величины $\lambda = \frac{k_{\perp}^2 v_{T0}^2}{\omega_B^2}$) для различных значений квадрата отношения плазменной частоты к циклотронной частоте электронов: 1 — $\omega_L^2/\omega_B^2 = 0.01$, 2 — $\omega_L^2/\omega_B^2 = 0.02$, 3 — $\omega_L^2/\omega_B^2 = 0.04$. Кружками на оси ординат отмечены значения частоты, равной частоте верхнего гибридного резонанса $\omega_{УН}$.

$N_e \ll N_0$, горячих неравновесных электронов, $T_e \gg T_0$. Здесь N_e и N_0 – соответственно концентрация горячих и равновесных электронов, T_e – температура горячих электронов. Условие $T_e \gg T_0$ обеспечивает малую величину поглощения возбужденных плазменных волн частицами равновесной компоненты плазмы. Естественно предположить, что горячая компонента имеет распределение по скоростям, характерное для захваченных электронов в магнитном поле, например, типа “конуса потерь”:

$$f(v_{\parallel}, v_{\perp}) = \frac{N_e v_{\perp}^2}{2(\sqrt{2\pi})^3 v_e^3} \exp\left(-\frac{v_{\parallel}^2 + v_{\perp}^2}{2v_e^2}\right), \quad (4)$$

где $v_e = \sqrt{\frac{k_B T_e}{m}}$. Эти электроны возбуждают плазменные волны с инкрементом

$$\gamma = -\frac{\text{Im } \epsilon_{\parallel}^{(1)}}{\left[\frac{\partial}{\partial \omega} \epsilon_{\parallel}^{(0)}\right]_{\epsilon_{\parallel}^{(0)}=0}}. \quad (5)$$

При условии $\omega_B \leq \omega_{UH} \leq 2\omega_B$ мнимая часть диэлектрической проницаемости $\text{Im } \epsilon_{\parallel}^{(1)}$, обусловленная неравновесными электронами (4), имеет вид (Железняков, Злотник, 1975)

$$\text{Im } \epsilon_{\parallel}^{(1)} \approx \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\tilde{\omega}_L^2 \omega_B}{k^2 k_{\parallel} v_e^3} \exp(-Z^2) \times [\delta(\omega)\varphi(\xi) + (\delta(\omega) + 1)\xi\varphi'(\xi)], \quad (6)$$

$$\text{где } \tilde{\omega}_L = \sqrt{\frac{4\pi e^2 N_e}{m}}, \quad \varphi(\xi) = e^{-\xi} I_1(\xi), \quad \xi = \frac{k_{\perp}^2 v_e^2}{\omega_B^2}, \quad \delta(\omega) = \frac{\omega - \omega_B}{\omega_B}, \quad Z = \frac{\omega - \omega_B}{\sqrt{2} k_{\parallel} v_e},$$

$$\left[\frac{\partial}{\partial \omega} \epsilon_{\parallel}^{(0)}\right]_{\epsilon_{\parallel}^{(0)}=0} = \frac{2\omega}{\omega^2 - \omega_B^2}. \quad (7)$$

Из (5)–(7) для оптимального направления возбуждения плазменной волны, определяемого из условия

$$\frac{|\omega - \omega_B|}{k_{\parallel}^{\text{opt}} v_e} = 1, \quad (8)$$

получаем следующее выражение для инкремента:

$$\gamma_{\text{opt}} = -\frac{\pi}{2\sqrt{2}e} \frac{(2 + \delta(\omega))}{(1 + \delta(\omega))} \frac{N_e}{N_0} \frac{\omega_L^2}{\omega_B} \frac{1}{\xi} \times [\delta(\omega)\varphi(\xi) + (\delta(\omega) + 1)\xi\varphi'(\xi)]. \quad (9)$$

На рис. 3 представлена зависимость инкремента возбуждения плазменных волн от волнового вектора для различных значений квадрата отношения плазменной частоты к циклотронной частоте электронов.

Из рис. 3 следует, что максимальный инкремент достигается при значениях $\xi \approx 3$. Принимая во внимание $v_e \gg v_{T0}$ и $\lambda = \xi \frac{v_{T0}}{v_e}$, из вида дисперсионных кривых, представленных на рис. 2, следует, что максимальный инкремент достигается для волн с частотами, близкими к частоте верхнего гибридного резонанса $\omega_{\text{max}} \approx \omega_{UH}$. Причем, как показывают оценки, величина ω_{max} мало меняется при изменении энергии

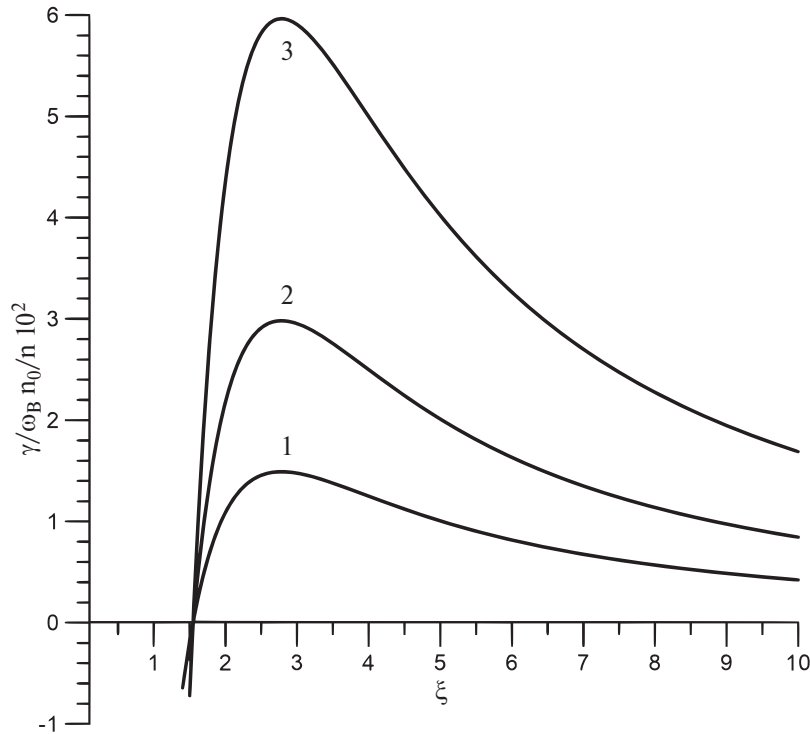


Рис. 3. Зависимость инкремента возбуждения плазменных волн от волнового вектора (величины $\xi = \frac{k_{\perp}^2 v_e^2}{\omega_B^2}$) для различных значений квадрата отношения плазменной частоты к циклотронной частоте электронов: 1 — $\omega_L^2/\omega_B^2 = 0.01$, 2 — $\omega_L^2/\omega_B^2 = 0.02$, 3 — $\omega_L^2/\omega_B^2 = 0.04$.

излучающих электронов в широком интервале энергий.

3. КОНВЕРСИЯ ПЛАЗМЕННЫХ ВОЛН В ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВОЛНЫ, СООТВЕТСТВУЮЩИЕ НЕОБЫКНОВЕННОЙ МОДЕ

Плазменные волны не могут выйти из области источника, располагающегося в достаточно плотной плазме в верхней ионосфере, в более разреженную плазму магнитосферы и, тем более, в межпланетное пространство. Поэтому необходима конверсия этих волн в электромагнитные волны. Наблюдения указывают, что декаметровое радиоизлучение Юпитера соответствует необыкновенной моде (Гольдштейн, Герц, 1983). Для того чтобы конвертировать плазменные волны в необыкновенную моду, необходимо поднять частоту излучения, по крайней мере, на величину “полосы задержки” от частоты верхнего гибридного резонанса до минимальной частоты необыкновенной моды, $\Delta\omega \geq \omega_{e,\min} - \omega_{UH}$. В плазме с сильным магнитным полем $\omega_B \gg \omega_L$ это условие можно записать следующим образом: $\Delta\omega \geq \frac{\omega_L^2}{2\omega_B}$. Следуя Зайцев и др. (1985), Зайцев и Шапошников (1988), примем, что конверсия происходит в результате рассеяния плазменных волн потоком надтепловых ионов в область частот, где показатель преломления необыкновенной волны мал, $n_e \ll 1$. Потоки нетепловых ионов необходимы потому, что рассеяние на ионах равновесной плазмы происходит с понижением частоты рассеянной волны (Железняков, 1977). Благодаря этому процессу может происходить перенос энергии плазменных волн по спектру, а также конверсия плазменных волн в электромагнитные волны, соответствующие обыкновенной моде. Как можно будет увидеть ниже, эти процессы не играют существенной роли при формировании периодических последовательностей всплесков электромагнитного излучения.

Процессы рассеяния волн на частицах описываются системой интегро-дифференциальных уравнений переноса, которые в общем виде сложны для анализа (см. в этой связи Железняков, 1977). Применительно к источнику S-всплесков декаметрового радиоизлучения Юпитера их можно упростить, если принять во внимание следующие обстоятельства. Высокая мощность S-излучения и небольшой размер источника предполагают высокую плотность энергии излучения, как плазменного, так и электромагнитного излучения, что указывает на большой коэффициент усиления этих волн. Кроме того, групповая скорость возбужденных плазменных волн и необыкновенных электромагнитных волн с небольшим показателем преломления $n_e \ll 1$ много меньше скорости света. Все это дает основание пренебречь спонтанными процессами в сравнении с индуцированными, а также пренебречь членом $v_{gr} \frac{\partial W}{\partial l}$, отвечающим за

изменение энергии волн за счет переноса ее в пространстве. Благодаря большой групповой скорости электромагнитных волн обыкновенного типа, которая порядка скорости света, усиление обыкновенных волн на размерах источника будет существенно меньше усиления необыкновенных и плазменных волн, и можно не учитывать процесс рассеяния в обыкновенную волну. Также пренебрежем процессом рассеяния плазменных волн на ионах равновесной плазмы. Рассеяние плазменных волн на равновесных ионах приводит к “перекачке” волн по спектру в сторону меньших значений частоты. В процессе рассеяния это изменение частоты невелико, $\Delta\omega \sim \omega_B \frac{v_{Ti}}{v_e}$ (v_{Ti} — тепловая скорость равновесных ионов). Оценки показывают, даже с учетом расширения частотного спектра плазменных волн в процессе рассеяния на ионах равновесной плазмы, ширина этого спектра существенно меньше изменения частоты в процессе конверсии, которая порядка $\sim \omega_B \frac{\omega_L^2}{2\omega_B}$, и мы можем считать, что конверсия носит “интегральный” характер. В этом приближении можно проинтегрировать члены уравнения переноса по волновому вектору, получив в результате систему уравнений для полной плотности энергии (см. детали в Железняков, 1977)

$$\begin{aligned} \frac{dW_p}{dt} &= 2(\gamma - \nu_p)W_p - \eta W_p W_e, \\ \frac{dW_e}{dt} &= -2\nu_e W_e + \eta W_p W_e, \end{aligned} \quad (10)$$

где $W_{p,e}$ — плотность энергии плазменной (p) и необыкновенной электромагнитной (e) волн в источнике; η — коэффициент конверсии плазменной волны в необыкновенную электромагнитную волну, $\nu_{p,e}$ — коэффициент поглощения плазменной (p) и электромагнитной (e) волн, совпадающий для плазменной волны и необыкновенной электромагнитной волны с малым показателем преломления $n_e \ll 1$ с эффективной частотой ν_{eff} электронно-ионных столкновений в равновесной плазме (Гинзбург, Рухадзе, 1975):

$$\nu_{eff} = \sqrt{\frac{8\pi}{m}} \frac{e^2 N_0}{(\kappa_B T_0)^{3/2}} \ln \left(0.37 \frac{\kappa_B T_0}{e^2 N_0^{1/3}} \right) \approx 50 \frac{N_0}{T_0^{3/2}}. \quad (11)$$

В фазовом пространстве W_p, W_e решение системы уравнений (10) представляет собой замкнутые траектории вокруг особой точки типа “центр” (рис. 4) (Зайцев, 1971)

$$W_{p,0} = \frac{2\nu_{eff}}{\eta}, \quad W_{e,0} = \frac{2(\gamma - \nu_{eff})}{\eta}. \quad (12)$$

Период пульсаций при большой величине модуляции $|W_e - W_{e,0}| \sim W_{e,0}$; $|W_p - W_{p,0}| \sim W_{p,0}$ и большом инкременте неустойчивости плазменных волн $\gamma \gg \nu_{eff}$ равен

$$T_c \approx \frac{1}{2\nu_{eff}} \ln \left(\frac{W_{e,0}}{W_e(0)} \right) \approx \frac{\Lambda}{2\nu_{eff}}, \quad (13)$$

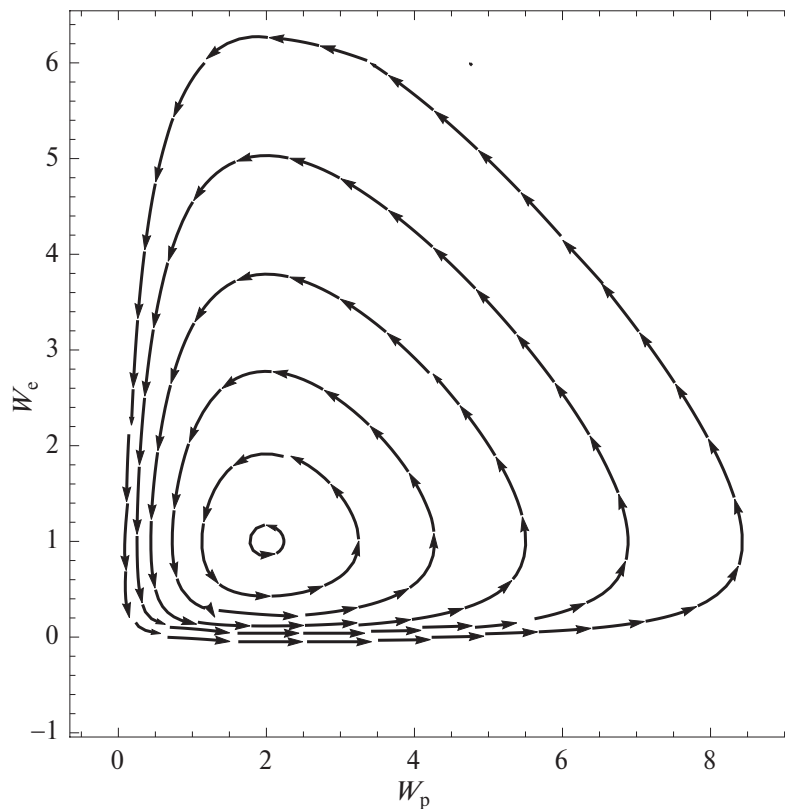


Рис. 4. Траектории изменения в процессе конверсии плотности энергии электромагнитных W_e и плазменных W_p волн в фазовом пространстве W_p, W_e для параметров уравнения (10) $\nu/\eta = 1$, $\gamma/\eta = 1.5$.

где $W_e(0)$ — плотность энергии в начальный момент времени, Λ — величина, приблизительно равная кулоновскому логарифму. При этом длительность импульса оказывается значительно меньше расстояния между импульсами.

При малых отклонениях от равновесного состояния $|W_e - W_{e,0}| \ll W_{e,0}$, $|W_p - W_{p,0}| \ll W_{p,0}$ и большом инкременте неустойчивости плазменных волн $\gamma \gg \nu_{\text{eff}}$ период равен (Зайцев, 1970)

$$T_c \approx \frac{\pi}{\sqrt{\gamma \nu_{\text{eff}}}}. \quad (14)$$

При этом длительность отдельных импульсов электромагнитного излучения совпадает по порядку величины с периодом T_c .

Заметим, что усредненное за период пульсаций значение плотности энергии волн не зависит от глубины модуляции и равно соответствующему равновесному значению

$$\begin{aligned} \bar{W}_p &= \frac{1}{T_c} \int_t^{t+T_c} W_p(t') dt' = \frac{2\nu_{\text{eff}}}{\eta}, \\ \bar{W}_e &= \frac{1}{T_c} \int_t^{t+T_c} W_e(t') dt' = \frac{2(\gamma - \nu_{\text{eff}})}{\eta}. \end{aligned} \quad (15)$$

Таким образом, в результате конверсии возникает периодическая последовательность импульсов элек-

тромагнитных волн, соответствующих необыкновенной моде, с малым показателем преломления $n_e \ll 1$.

Отрицательный частотный дрейф обусловлен эффектом группового запаздывания при выходе электромагнитного излучения из области генерации в область магнитосферы Юпитера, где коэффициент преломления электромагнитных волн близок к единице. Время прохождения сигналом пути l , на котором показатель преломления меняется от значений $n_e \ll 1$ до $n_e \approx 1$, определяется интегралом $t(\omega) \approx \int \frac{dl}{v_{\text{gr}}(\omega)}$, где $v_{\text{gr}}(\omega)$ — групповая скорость, l — координата вдоль траектории распространения волны. Величину частотного дрейфа всплеска, наблюдаемого на диаграмме частота—время и обусловленного зависимостью времени от частоты $t(\omega)$, можно оценить по формуле

$$\frac{1}{\omega} \frac{d\omega}{dt} = -\frac{c}{L_N} \left(\frac{\omega_L}{\omega_B} \right)^4 \zeta, \quad (16)$$

где L_N — характерное расстояние, на котором происходит изменение коэффициента преломления от значений $n_e \ll 1$ до $n_e \approx 1$; $\zeta \sim (0.1-1)$ — параметр, зависящий от характера изменения коэффициента преломления n_e вдоль траектории распространения излучения; c — скорость света. Четвертая степень отношения частот $(\omega_L/\omega_B)^4$ в формуле (16) является следствием того факта, что в условиях сильной анизотропии, $\omega_L \ll \omega_B$, групповая скорость необыкновенных волн в

области частот, где показатель преломления этих волн мал, $n_e \ll 1$, зависит от квадрата отношения частот $(\omega_L/\omega_B)^2$, $v_{gr} \approx cn_e(\omega_L/\omega_B)^2$, в то время как скорость частотного дрейфа пропорциональна квадрату групповой скорости, $d\omega/dt \propto v_{gr}^2$.

4. ФОРМИРОВАНИЕ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТЕЙ ДРЕЙФУЮЩИХ ПО ЧАСТОТЕ S-ВСПЛЕСКОВ ДЕКАМЕТРОВОГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ, СВЯЗАННОГО С ГАНИМЕДОМ

Рассмотрим возможность применения плазменной модели для интерпретации наблюдаемых периодических последовательностей дрейфующих по частоте S-всплесков декаметрового радиоизлучения, связанного с Ганимедом и представленных на рис. 1. Для этого оценим параметры плазмы в источнике излучения, необходимые для формирования таких последовательностей, и проведем сопоставление полученных результатов с известными данными о магнитосфере и ионосфере Юпитера.

Как следует из плазменной модели и соотношения (16), частотный дрейф обусловлен групповым запаздыванием электромагнитных волн, а его скорость существенно зависит от отношения плазменной частоты к гирочастоте электронов. Полагая, что характерный масштаб L_n в (16) порядка размеров ионосферного источника $L_n \approx 4 \times 10^7$ см (см. в этой связи Гродент и др., 2009), получаем следующие оценки величины отношения плазменной частоты к гирочастоте электронов. Для всплеска, представленного на рис. 1а, где скорость частотного дрейфа -16.9 МГц/с, получаем из (16) отношение плазменной частоты к гирочастоте электронов в области генерации $\frac{\omega_L}{\omega_B} \approx 2 \times 10^{-1}$, а для всплеска, представленного на рис. 1б, где скорость дрейфа -3.4 МГц/с, отношение $\frac{\omega_L}{\omega_B} \approx 10^{-1}$. Согласно модели, электромагнитные волны, генерируемые в результате рассеяния плазменных волн, имеют частоты, близкие к частоте отсечки для необыкновенной моды ω_{cut} , которая в условиях обсуждаемого источника S-всплесков мало отличается от гирочастоты электронов $\omega_e \approx \omega_{cut} = \sqrt{\omega_B^2 + 2\omega_L^2} \approx \omega_B + \frac{\omega_L^2}{\omega_B}$. Полагая $\omega_e = 2\pi \times 15$ МГц (Модюит и др., 2023), получаем следующую оценку концентрации равновесной плазмы в области генерации $N_0 \approx (0.5 - 1) \times 10^5$ см $^{-3}$, которая находится в согласии с известными данными о концентрации плазмы в ионосфере Юпитера (Хинсон и др., 1997).

Необходимую концентрацию электронов, возбуждающих плазменные волны, можно оценить из выражения для периода повторения S-всплесков (14). Согласно Модюит и др. (2023), период повторения импульсов в представленных на рис. 1 квазипериодических последовательностях излучения составляет соответственно 31 и 38 мс. Причем визуально расстояние между импульсами по порядку величины совпадает с периодом следования импульсов. Полагая температу-

ру плазмы в ионосфере Юпитера $T_0 \approx 1500$ К (Хинсон и др., 1997) и концентрацию равновесной плазмы в области генерации соответственно 10^5 см $^{-3}$ и 5×10^4 см $^{-3}$, получаем следующую оценку концентрации энергичных электронов в потоке $N_e \approx 10^2$ см $^{-3}$.

Как показано в разделе 2, плазменные волны в основном возбуждаются на частотах, близких к частоте верхнего гибридного резонанса $\omega_p \approx \omega_{UH} = \sqrt{\omega_B^2 + \omega_L^2} \approx \omega_B + \frac{\omega_L^2}{2\omega_B}$. При рассеянии этих волн на ионе, скорость которого v_i , частота возникающей электромагнитной волны ω_e определяется из закона сохранения

$$\omega_e = \omega_p + (\vec{k}_e - \vec{k}_p)\vec{v}_i \approx \omega_p + k_p v_{i\perp}, \quad (17)$$

где $k_p \approx \frac{\omega_p}{v_e} \approx \frac{\omega_B}{v_e}$ и $k_e = \frac{\omega_e}{c} n_e$ — волновой вектор возбуждаемой плазменной волны и волновой вектор конвертированной электромагнитной волны соответственно. В (17) принято во внимание, что $k_p \gg k_e$ и плазменные волны возбуждаются под малыми углами к направлению, ортогональному магнитному полю в источнике. Таким образом, конверсия плазменных волн в электромагнитные волны, которая сопровождается увеличением частоты на величину $\Delta\omega = \omega_e - \omega_p \approx \frac{\omega_L^2}{2\omega_B}$, возможна при условии, что скорость рассеивающих ионов превышает величину $v_{i\perp} \geq \frac{\Delta\omega}{\omega_B} v_e \approx \frac{\omega_L^2}{2\omega_B} v_e$. При условии, что рассеяние происходит на протонах и, полагая $\frac{\omega_L^2}{\omega_B} \approx 4 \times 10^{-2}$, что соответствует всплеску, представленному на рис. 1а, указанное условие в энергетических единицах принимает вид $\epsilon_i \geq 40\epsilon_e$, где $\epsilon_{e,i}$ — характерная энергия излучающих плазменных волн электронов (e) и рассеивающих эти волн ионов (i). Для всплеска с меньшими по абсолютной величине скоростями дрейфа (рис. 1б) энергия рассеивающих ионов может быть меньше $\epsilon_i \geq 10\epsilon_e$.

В рамках обсуждаемой в работе модели, энергия излучающих электронов является свободным параметром, причем в широком диапазоне энергий электроны могут эффективно возбуждать плазменные волны. Измерения энергии электронов, распространяющихся в альфвеновской трубке Ганимеда, показали, что эти электроны обладают широким энергетическим спектром, протянувшимся от нескольких десятков электроновольт до нескольких десятков килоэлектронвольт с возрастанием потока в сторону меньших энергий. Причем электроны, ускоренные непосредственно в трубке, наблюдались на энергиях $\epsilon_e \geq 70$ эВ (Раба и др., 2024). Заметное увеличение потока электронов наблюдается на нижней границе (≈ 70 эВ) измеряемого интервала энергий (см. рис. 4б в работе Раба и др., 2024). Полагая, для определенности, эту энергию как энергию излучающих электронов $\epsilon_e = 70$ эВ, получаем следующую оценку необходимой для конверсии энергии ионов: $\epsilon_i \approx (0.7 - 2.8)$ кэВ.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе на примере всплесков излучения, связанных с Ганимедом и представленных в работе Модюит и др. (2023), рассмотрена возможность реализации плазменного механизма генерации этого излучения и объяснения на основе плазменного механизма формирования квазипериодических последовательностей дрейфующих по частоте импульсов излучения. Этот механизм, который был впервые предложен в работе Зайцев и др. (1985) для объяснения узкополосных квазипериодических последовательностей импульсов связанного с Ио S-излучения, представляет собой двухэтапный процесс. На первом этапе возбуждаются плазменные волны энергичными электронами с неравновесной по поперечным скоростям функцией распределения. Плазменные волны возбуждаются на частотах вблизи верхнего гибридного резонанса. В рамках обсуждаемой модели энергия электронов, возбуждающих плазменные волны, является свободным параметром и слабо влияет на эффективность возбуждения. В предлагаемой модели для оценок была взята энергия ~ 70 эВ, соответствующая энергии электронов, ускоренных непосредственно в альфвеновской трубке Ганимеда (Раба и др., 2024).

Плазменные волны не могут выйти за пределы магнитосферы планеты. Необходима конверсия этих волн в электромагнитное излучение. Это происходит на втором этапе процесса генерации. Согласно модели, в результате рассеяния плазменных волн на потоках энергичных ионов происходит конвертация этих волн в необыкновенные электромагнитные волны с частотами, близкими к частоте “отсечки” необыкновенной моды $\omega_{\text{cut}} \approx \omega_B + \frac{\omega_L^2}{2\omega_B}$, где показатель преломления необыкновенной волны мал, $n_e \ll 1$. В процессе рассеяния, благодаря энергии ионов, происходит увеличение частоты рассеиваемых волн, что необходимо для преодоления так называемой полосы задержки, ширина которой равна $\Delta\omega \approx \frac{\omega_L^2}{2\omega_B}$. Необходимая для этого энергия ионов зависит, кроме отношения $\frac{\omega_L}{\omega_B}$, от энергии возбуждающих плазменные волны электронов ϵ_e . Для обсуждаемых в работе всплесков излучения необходимую конверсию могут обеспечить ионы с энергией $\epsilon_i \approx (0.7-2.8)$ кэВ.

Эффект группового запаздывания электромагнитных волн с малым показателем преломления проявляется на динамическом спектре излучения как отрицательный частотный дрейф, и его величина существенно зависит от концентрации основной плазмы в источнике, точнее от отношения $\frac{\omega_L}{\omega_B}$. Оценки показывают, что наблюдаемые скорости частотного дрейфа реализуются при концентрации плазмы $N_0 \sim 10^5 \text{ см}^{-3}$. Причем более низкие по абсолютной величине скорости дрейфа реализуются в источнике с меньшей концентрацией плазмы. Так, для всплесков излучения, представленных на рис. 1, концентрация $N_0 \approx 10^5 \text{ см}^{-3}$ ($\frac{\omega_L}{\omega_B} \approx 2 \times 10^{-1}$) соответствует ско-

рости дрейфа ≈ -17 МГц/с, а концентрация $N_0 \approx 5 \times 10^4 \text{ см}^{-3}$ ($\frac{\omega_L}{\omega_B} \approx 10^{-1}$) соответствует дрейфу со скоростью -3.4 МГц/с.

Реализация в источнике пульсирующего режима конверсии обеспечивает появление квазипериодических последовательностей импульсов. Период пульсаций излучения зависит от параметров основной плазмы в источнике, температуры T_0 и концентрации N_0 , а также от концентрации энергичных неравновесных электронов N_e . Мы нашли, что при $T_0 = 1500$ К и $N_0 = (0.5-1) \times 10^5 \text{ см}^{-3}$ энергичные электроны с концентрацией $N_e \approx 10^2 \text{ см}^{-3}$ обеспечивают наблюдаемые периоды повторения импульсов излучения 31 и 38 мс.

Модюит и др. (2023) отмечают, что всплески с более низкими абсолютными скоростями дрейфа, как правило, менее интенсивны, чем быстро дрейфующие всплески. В рамках плазменной модели этот эффект является следствием конверсии плазменных волн в электромагнитные волны, соответствующие необыкновенной моде с малым показателем преломления. Согласно модели, скорость частотного дрейфа зависит от величины отношения $\frac{\omega_L}{\omega_B}$ в источнике: чем меньше отношение, тем меньше скорость дрейфа. С другой стороны, отношение $\frac{\omega_L}{\omega_B}$ определяет ширину “полосы задержки” $\Delta\omega \approx \frac{\omega_L^2}{2\omega_B}$, которую необходимо преодолеть в процессе конверсии. Чем меньше отношение $\frac{\omega_L}{\omega_B}$, тем уже “полоса задержки” и меньше частота “отсечки” необыкновенной моды $\omega_{\text{cut}} \approx \omega_B + \frac{\omega_L^2}{2\omega_B}$. Это означает, что при одной и той же энергии рассеивающих ионов, при меньших значениях $\frac{\omega_L}{\omega_B}$ конверсия будет происходить в область частот, где коэффициент преломления больше. Согласно дисперсионной кривой для необыкновенной моды, чем дальше частота волны от частоты “отсечки”, тем больше коэффициент преломления. Спектральный поток излучения F_ω , наблюдаемый на некотором расстоянии от источника, обратно пропорционален третьей степени коэффициента преломления $F_\omega \propto \frac{W_e}{n_e^3}$, что обусловлено зависимостью спектрального потока излучения от фазового объема в пространстве волновых чисел (Зайцев и др., 1986). Отсюда следует, что при одной и той же величине плотности энергии электромагнитных волн в источнике W_e , при уменьшении отношения $\frac{\omega_L}{\omega_B}$ и, как следствие, возрастании коэффициента преломления, регистрируемый от источника спектральный поток излучения F_ω будет меньше.

В целом, наше исследование показывает, что плазменный механизм генерации способен обеспечить генерацию квазипериодических последовательностей отрицательно дрейфующих импульсов дециметрового излучения, связанного с Ганимедом, при параметрах плазмы в источнике, находящихся в хорошем согласии с известными данными об ионосфере Юпитера. Скорость регистрируемого частотного дрейфа может быть использована для радиоастрономической диагностики концентрации плазмы в верхней ионосфе-

ре планеты в области генерации декаметрового радиоизлучения, которая подвержена воздействию потоков энергичных электронов и ионов. Вопрос о формировании параметров ионосферной плазмы в активной области ионосферы требует специального рассмотрения и находится вне рамок настоящей работы.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант 25-22-00238).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ахизер А.И., Ахизер И.А., Половин Р.В., Ситенко А.Г., Степанов К.Н., *Электродинамика плазмы* (М.: Наука, 1974).
2. Вонг и др. (H.K. Wong, D. Krauss-Varban, and C.S. Wu), *J. Geophys. Res.* **94**, 5327 (1989).
3. Ву, Ли (C.S. Wu and L.C. Lee), *Astrophys. J.* **230**, 621 (1979).
4. Гесс и др. (S. Hess, F. Mottez, and P. Zarka), *J. Geophys. Res.* **112**, A11312 (2007a).
5. Гесс и др. (S. Hess, P. Zarka, and F. Mottez), *Planet. Sci.* **55**, 89 (2007b).
6. Гесс и др. (S.L.G. Hess, P. Delamere, V. Dols, et al.), *J. Geophys. Res.* **115**, A06205 (2010).
7. Гинзбург В.Л., Рухадзе А.А., *Волны в магнитоактивной плазме* (М.: Наука, 1975).
8. Гольдштейн, Герц (M.L. Goldstein and C.K. Goertz), *Physics of the Jovian magnetosphere: Theories of radio emissions and plasma waves* (Ed. A.J. Dessler, Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1983), p. 317.
9. Гродент и др. (D. Grodent, B. Bonfond, A. Radioti, et al.), *J. Geophys. Res.* **114**, A07212 (2009).
10. Дамиано и др. (P.A. Damiano, P.A. Delamere, B. Stauffer, et al.), *Geophys. Res. Lett.* **46**, 3043 (2019).
11. Зайцев В.В., *Изв. ВУЗов Радиофизика* **13**, 837 (1970).
12. Зайцев (V.V. Zaitsev), *Solar Phys.* **20**, 95 (1971).
13. Зайцев В.В., Злотник Е.Я., Шапошников В.Е., *Письма в Астрон. журн.* **11**, 208 (1985).
14. Зайцев и др. (V.V. Zaitsev, E.Ya. Zlotnik, and V.E. Shaposhnikov), *Astron. Astrophys.* **169**, 345 (1986).
15. Зайцев В.В., Шапошников В.Е., *Астрон. журн.* **65**, 1067 (1988).
16. Зайцев В.В., Шапошников В.Е., *Изв. ВУЗов Радиофизика* **37**, 693 (1994).
17. Зарка (P. Zarka), *J. Geophys. Res.* **103**, 20159 (1998).
18. Зарка (P. Zarka), *Planet. Space Sci.* **55**, 598 (2007).
19. Железняков В.В., *Электромагнитные волны в космической плазме* (М.: Наука, 1977).
20. Железняков, Злотник (V.V. Zheleznyakov and E.Ya. Zlotnik), *Solar Phys.* **43**, 431 (1975).
21. Карр и др. (T.D. Carr, M.D. Desch, and J.K. Alexander), *Physics of the Jovian Magnetosphere: Phenomenology of magnetospheric radio emissions* (Ed. A.J. Dessler, Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1983), p. 226.
22. Лаврухин, Алексеев (A.S. Lavrukhin and I.I. Alexeev), *Astron. Lett.* **41**, 687 (2015).
23. Луарн (P. Louarn), *Adv. Space Res.* **12**, 121 (1992).
24. Лысак, Лотко (R.L. Lysak and W. Lotko), *J. Geophys. Res.* **101**, 5085 (1996).
25. Модюит и др. (E. Mauduit, P. Zarka, L. Lamy, and S.L.G. Hess), *Nature Communicat.* **14**, id. 5981 (2023).
26. Панченко и др. (M. Panchenko, S. Rocer, H.O. Rucker, et al.), *Astron. Astrophys.* **610**, id. A69 (2018).
27. Рабиа и др. (J. Rabia, V. Hue, N. Andre, et al.), *J. Geophys. Res.* **129**, id. e2024JA032604 (2024).
28. Риихимаа и др. (J.J. Riihimaa, T.D. Carr, R.S. Flag, et al.), *Icarus* **48**, 298 (1981).
29. Су и др. (Y.-J. Su, S.T. Jones, R.E. Ergun, et al.), *J. Geophys. Res.* **111**, id. a06211 (2006).
30. Флагг и др. (R.S. Flagg, D.S. Krausche, and G.R. Lebo), *Icarus* **29**, 477 (1976).
31. Хинсон и др. (D.P. Hinson, F.M. Flasar, A.J. Kliore, et al.), *J. Geophys. Res.* **24**, 2110 (1997).
32. Хуэй, Сейлер (C.-H. Hui and C.E. Seyler), *J. Geophys. Res.* **97**, 3953 (1992).
33. Частон и др. (C.C. Chaston, J.M. Bonell, C.W. Chalson, et al.), *J. Geophys. Res.* **107**, 1413 (2002).
34. Эллис (J.R.A. Ellis), *Radio Sci.* **69D**, 1513 (1965).
35. Эргун и др. (R.E. Ergun, Y.-J. Su, L. Andersson, et al.), *J. Geophys. Res.* **111** id. A06212 (2006).