

СУЩЕСТВЕННОСТЬ ВЕЛИЧИНЫ ПЛАЗМЕННОГО ПАРАМЕТРА ЭЛЕКТРОНОВ ДЛЯ ВОЗБУЖДЕНИЯ ХОРОВ И ФОРМИРОВАНИЯ НЕРЕГУЛЯРНОСТИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ОБЛАСТИ ИХ ВОЗБУЖДЕНИЯ

IMPORTANCE OF THE ELECTRON PLASMA PARAMETER FOR EXCITATION OF CHORUS AND FORMATION OF MAGNETIC FIELD IRREGULARITY IN THE REGION OF THEIR EXCITATION

П.А. Беспалов 

Федеральный исследовательский центр Институт
прикладной физики им. А.В. Гапонова - Грехова РАН,
Нижний Новгород, Россия, pbespalov@mail.ru
Национальный исследовательский университет
«Высшая школа экономики»,
Нижний Новгород, Россия

О.Н. Савина 

Национальный исследовательский университет
«Высшая школа экономики»,
Нижний Новгород, Россия, onsavina@mail.ru

П.Д. Жаравина

Федеральный исследовательский центр Институт
прикладной физики им. А.В. Гапонова - Грехова РАН,
Нижний Новгород, Россия, pollylyzh@gmail.com

P.A. Bepalov

Federal Research Center A.V. Gaponov - Grekhov
Institute of Applied Physics RAS,
Nizhny Novgorod, Russia, pbespalov@mail.ru
National Research University "Higher School of Economics",
Nizhny Novgorod, Russia

O.N. Savina

National Research University "Higher School of Economics",
Nizhny Novgorod, Russia, onsavina@mail.ru

P.D. Zharavina

Federal Research Center A.V. Gaponov - Grekhov
Institute of Applied Physics RAS,
Nizhny Novgorod, Russia, pollylyzh@gmail.com

Аннотация. Установлено пороговое условие возбуждения электромагнитных ОНЧ-излучений с хоровой структурой динамического спектра в дневной магнитосфере посредством механизма усиления коротких шумовых электромагнитных импульсов (beam pulse amplifier, BPA). В качестве модельной функции распределения электронов по скорости в магнитосфере использовано каппа-распределение. Расчеты, выполненные для этого распределения, показали, что порог возбуждения хоров во многом зависит от плазменного параметра электронов, равного отношению газокINETического давления электронов к магнитному давлению. Этой закономерности не противоречит обнаруженная нами по данным наблюдений космического аппарата Van Allen Probe зависимость вероятности возбуждения хоров от степени нерегулярности магнитного поля. Она представляет собой резкие колебания величины магнитного поля вблизи его локальных минимумов вне плазмосферы, где могут возбуждаться исследуемые излучения. При наличии нерегулярности вероятность обнаружения хоров >70 %, а при отсутствии или очень низкой нерегулярности вероятность отсутствия каких-либо излучений составляет ~80 %. Отмеченные результаты указывают на общую причину возбуждения хоров и нерегулярности магнитного поля — малое, но конечное значение плазменного параметра.

Ключевые слова: ОНЧ-излучения, хоры, взаимодействие волн и частиц, анализ данных, средняя магнитосфера.

Abstract. A threshold condition has been established for excitation of VLF electromagnetic radiation with a chorus structure of the dynamic spectrum in the daytime magnetosphere using the BPA (Beam Pulse Amplifier) mechanism for amplifying short noise electromagnetic pulses. The kappa distribution was used as a model function of the electron velocity distribution in the magnetosphere. Calculations performed for this distribution have shown that the threshold for excitation of chorus largely depends on the electron plasma parameter equal to the ratio of gas-kinetic pressure of electrons to magnetic pressure. This pattern is not contradicted by the dependence of the probability of excitation of chorus on the degree of magnetic field irregularity, which we derived from observations made by the Van Allen Probe spacecraft. It is sharp fluctuations in the magnetic field strength near its local minima outside the plasmasphere where the radiation under study can be excited. If there is an irregularity, the probability of detecting chorus is >70 %; and if there is no or very low irregularity, the probability of the absence of any emissions is ~80 %. The results indicate a common reason for the excitation of chorus and the magnetic field irregularity — a small but finite value of the plasma parameter.

Keywords: VLF emissions, chorus, wave-particle interaction, data analysis, middle magnetosphere.

ВВЕДЕНИЕ

За плазмопаузой в утреннем и предполуденном секторах средней магнитосферы обычно возбуждаются хорвые электромагнитные излучения с частотами порядка нескольких килогерц и периодами повторения дискретных элементов, составляющими десятые доли секунды. Согласно экспериментальным данным с космических аппаратов CLUSTER, THEMIS и Van Allen Probe, хоры возбуждаются в области, имеющей форму вытянутой вдоль магнитного поля сигары длиной более 2000 км и средним диаметром 300 км [Bell et al., 2009; Agapitov et al., 2017] вблизи локального минимума магнитного поля. Обычно хоры в области возбуждения представляют собой дискретные излучения в двух спектральных полосах, центрированных несколько ниже половины минимальной электронной циклотронной частоты для рассматриваемой магнитной трубки. Согласно морфологическим исследованиям, хоры возбуждаются электронами радиационных поясов с энергиями 10–20 кэВ [Kasahara et al., 2009].

Имеются экспериментальные данные и теоретические расчеты, указывающие на то, что хоры могут ускорять часть электронов до больших энергий (несколько мегэлектронвольт) за время порядка нескольких часов [Meredith et al., 2003]. С более общих позиций вопрос об ускорении электромагнитными волнами малой доли электронов до релятивистских энергий рассматривался и в более ранних работах (см., например [Summers et al., 1998; Horne, Thorne, 1998]). Ускоренные высокоэнергичные частицы в составе радиационных поясов представляют опасность для космических аппаратов и являются одним из критических факторов космической погоды. От космической погоды зависит работа космических аппаратов, стабильность систем связи и навигации. Часть энергичных электронов попадают в верхнюю атмосферу, где проявляют себя в форме пульсирующих полярных сияний [Nishimura et al., 2010; Miyoshi et al., 2015]. Таким образом, взаимодействие заряженных частиц с хорами обеспечивает энергообмен между электронами в разных энергетических каналах и имеет много других геофизических проявлений.

Для объяснения наблюдаемых дискретных спектральных форм хорвых электромагнитных излучений часто обсуждаются различные типы циклотронной генерации в предположении наличия высокой анизотропии функции распределения энергичных электронов [Trakhtengerts, 1995; Omura et al., 2008; Fu et al., 2014]. Однако накопленные данные наблюдений не всегда могут быть объяснены в рамках циклотронного механизма генерации электромагнитных излучений. Важные результаты были получены в статье [Zhou et al., 2015], где показано, что в дневной магнитосфере хоры могут возбуждаться в областях с маргинально устойчивой плазмой и эффективность этого возбуждения контролируется длиной области взаимодействия волн и частиц. Предложенный авторами [Bespalov, Savina, 2018, 2019] механизм усиления коротких шумовых импульсов (Beam-Pulse-Amplifier, BPA) позволяет найти ответы на многие вопросы, возникающие при ин-

терпретации ключевых особенностей экспериментальных данных.

Полученные в работе результаты согласуются с выводами BPA-механизма усиления хоров [Bespalov, Savina, 2021]. Как будет показано ниже, основной причиной их возбуждения является не слишком малое значение плазменного параметра

$$\beta_e = 8\pi P_e / B^2, \quad (1)$$

в разреженной магнитосфере. Отметим, что величину (1) кратко называют плазменным β .

В первом разделе приведены сведения о двух возможных режимах взаимодействия волн и частиц на резонансе Черенкова. Кратко изложены основы теории BPA-механизма усиления коротких шумовых импульсов. Получено условие эффективного усиления коротких шумовых импульсов при каппа-распределении энергичных электронов по модулю скорости. Во втором разделе приведены конкретные примеры связи степени нерегулярности магнитного поля с возбуждением хоров. Детализирована методика количественной оценки нерегулярности магнитного поля. Приведены результаты статистической обработки данных наблюдений. Сопоставлены данные с космических аппаратов Van Allen Probe A и B. Предложена модель нерегулярности магнитного поля, проведены расчеты порогового условия возбуждения при каппа-распределении энергичных электронов по энергиям. В заключении обобщены полученные результаты.

1. УСЛОВИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ВОЛН И ЧАСТИЦ ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ ХОРОВ В ДНЕВНОЙ МАГНИТОСФЕРЕ

1.1. Два режима взаимодействия волн и частиц на резонансе Черенкова

Наблюдаемой анизотропии функции распределения энергичных электронов, потоков частиц и их энергии часто недостаточно для достижения порога неустойчивости на циклотронном резонансе как возможном часто обсуждаемом механизме генерации хоров. Для взаимодействия волн и частиц на резонансе Черенкова такой проблемы нет.

Хорошо известно, что имеется два режима взаимодействия на резонансе Черенкова (см., например, [Арцимович, Сагдеев, 1979]). В первом режиме, когда $(\Delta V_z)^2 \gg (\gamma/k_z)^2$, при выводе формулы для инкремента неустойчивости γ при сильно размытых пучках в приближении Ландау пренебрегается конечной шириной резонанса волна — частица и предполагается, что тепловой разброс пучка по продольной (вдоль магнитного поля) скорости частиц ΔV существенно больше ширины резонанса. Тогда для каждой неустойчивой волны с продольной компонентой волнового вектора k_z на функции распределения пучка выделяется небольшая группа резонансных частиц, вклад которых в инкремент определяется наклоном функции распределения. Во втором ре-

жиме, когда $(\Delta V_z)^2 \ll (\gamma/k_z)^2$, весь пучок как целое находится в резонансе с неустойчивой волной. Именно в этом случае возможно развитие интересующего нас эффективного пучкового усиления.

1.2. ВРА-механизм возбуждения хоров

Для типичных условий в области возбуждения хоров частота излучений ω

$$\omega_{\text{ЛН}} < \omega < \omega_{\text{В}} < \omega_{\text{р}},$$

где $\omega_{\text{ЛН}}$ — нижнегибридная частота; $\omega_{\text{В}} = eB/(mc)$,

$\omega_{\text{р}} = (4\pi n_{\text{р}} e^2 / m)^{1/2}$ — величины электронной циклотронной и плазменной частот; e — заряд электрона; m — масса электрона; $n_{\text{р}}$ — концентрация плазмы; c — скорость света. Многие свойства распространяющихся в указанном световом диапазоне электромагнитных волн в квазипродольном приближении [Гинзбург, 1967] в холодной сравнительно плотной плазме описываются известным [Helliwell, 1965] дисперсионным уравнением

$$\omega_{\text{в}} = \frac{\omega_{\text{В}} |k_z| (k_z^2 + k_x^2)^{1/2}}{k_z^2 + k_x^2 + \omega_{\text{р}}^2 / c^2}, \quad (2)$$

где k_z и k_x — компоненты волнового вектора вдоль и поперек магнитного поля \vec{B} . Из (2) видно, что при условии $k_x^2 + k_z^2 = (\omega_{\text{р}} / c)^2$ уравнение сводится к виду $\omega = c\omega_{\text{В}} / (2\omega_{\text{р}}) |k_z|$. Поэтому существует определяемая по красной штриховой линии на рис. 1 выделенная скорость, отвечающая равенству продольной фазовой и групповой скоростей вдоль магнитного поля (вдоль оси Z)

$$V_{\text{phz}} = V_{\text{gz}} = u_{\text{Г}}, \quad (3)$$

где $u_{\text{Г}} = c\omega_{\text{В}} / (2\omega_{\text{р}})$ — скорость Жандрена [Helliwell, 1995], не зависящая от величины поперечной компоненты волнового вектора k_x .

Имеются интересные особенности эволюции короткого электромагнитного импульса, падающего на однородный слой намагниченной плазмы, если для спектральных компонент выполняются условия (3). Такой импульс представляет собой стационарную волну по координате z , и его волновое поле можно записать в виде

$$\begin{aligned} \vec{E}_{\perp} &= \vec{E}_{\perp}(z - u_{\text{Г}}t), \\ \vec{B}_{\perp} &= \vec{B}_{\perp}(z - u_{\text{Г}}t). \end{aligned} \quad (4)$$

Короткий электромагнитный импульс с волновым полем (4) согласно простым кинематическим соображениям [Bespalov, Savina, 2021], лежащим в основе ВРА-механизма, достаточно долго может взаимодействовать только с малой долей энергичных частиц, которую мы называем облаком активных электронов. Эти электроны влетели в область взаимодействия волн и частиц вместе с импульсом, и малый разброс их продольных скоростей относительно скорости Жандрена должен удовлетворять условию

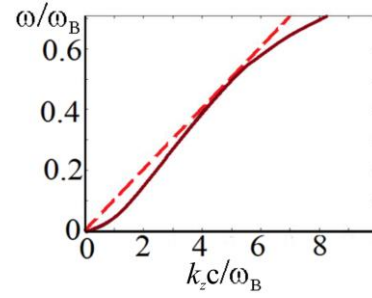


Рис. 1. Дисперсионная зависимость, определяемая уравнением (2). Красная пунктирная линия поясняет возможность равенства фазовой и групповой скоростей (3)

$$\Delta V_z \approx u_{\text{Г}}^2 t_{\text{р}} / l \leq \gamma / k_z < u_{\text{Г}}, \quad (5)$$

где $t_{\text{р}}$ — длительность импульса; l — длина области взаимодействия волн и частиц. Согласно условию (5), концентрация облака активных электронов с функцией распределения f определяется выражением

$$n_{\text{б}} = \int_{u_{\text{Г}} - (l/2)\Delta V_z}^{u_{\text{Г}} + (l/2)\Delta V_z} \left(\int_0^{\infty} f 2\pi V_{\perp} dV_{\perp} \right) dV_z, \quad (6)$$

где интервал интегрирования по продольной (вдоль магнитного поля) скорости V_z определяется условием (5).

Пространственно-временная эволюция облака активных электронов в поле электромагнитного импульса (4) описывается уравнениями квазигидродинамики, которые после линеаризации имеют вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_{\text{б}\perp}}{\partial t} + u_{\text{Г}} \frac{\partial n_{\text{б}\perp}}{\partial z} + n_{\text{б}} \text{div}(\vec{V}_{\perp}) &= 0, \\ \frac{\partial \vec{V}_{\perp}}{\partial t} + u_{\text{Г}} \frac{\partial \vec{V}_{\perp}}{\partial z} + \frac{e}{mc} (\vec{V}_{\perp} \times \vec{B}) &= \\ = -\frac{e}{m} \vec{E}_{\perp} - \frac{eu_{\text{Г}}}{mcB} (\vec{B} \times \vec{B}_{\perp}), \end{aligned} \quad (7)$$

где $n_{\text{б}\perp}$, $n_{\text{б}}$ — возмущенная и невозмущенная концентрации активных электронов, \vec{V}_{\perp} , $u_{\text{Г}} (\vec{B} / B) = \vec{V}_0$ — возмущенная и невозмущенная скорости активных электронов. В (7) первое уравнение — линеаризованное уравнение непрерывности, второе — линеаризованное уравнение движения активного электрона в координатах Эйлера. Отметим, что последнее слагаемое в правой части второго уравнения (7) соответствует выражению $-c/(mc) (\vec{V}_0 \times \vec{B}_{\perp})$, полученному при линеаризации силы Лоренца. После перехода к спектральным компонентам выражение для резонансной плотности тока в импульсе (4) можно записать в виде

$$j_{rz} = i \frac{n_{\text{б}} e^2 \omega}{m(\omega - k_z u_{\text{Г}})^2} E_{\perp}. \quad (8)$$

Учитывая резонансный ток в уравнениях Максвелла, можно записать обычное уравнение для спектральных компонент электромагнитного импульса [Гинзбург, 1967]

$$\vec{k} (\vec{k} \vec{E}) - k^2 \vec{E} + \frac{\omega^2}{c^2} \hat{\epsilon} \vec{E} = 0, \quad (9)$$

в котором ненулевые компоненты тензора диэлектрической проницаемости плазмы определяются выражениями

$$\begin{aligned}\varepsilon_{11} = \varepsilon_{22} &= 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - \omega_B^2}, \\ \varepsilon_{12} = -\varepsilon_{21} &= i \frac{\omega_B \omega_p^2}{\omega(\omega^2 - \omega_B^2)}, \\ \varepsilon_{33} &= 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} - \frac{n_b \omega_p^2}{n_p (\omega - k_z u_G)^2}.\end{aligned}\quad (10)$$

Эти формулы отличаются от хорошо известных выражений для холодной плазмы только последним слагаемым в компоненте ε_{33} , обусловленным резонансной плотностью тока (8). Интересующее нас дисперсионное уравнение, которое представляет собой равенство нулю детерминанта системы (9), в квази-продольном приближении сводится к виду [Bespalov, Savina, 2019]

$$\begin{aligned}(\omega - \omega_w(k_z, \theta))(\omega - |k_z| u_G)^2 = \\ = \frac{n_b \omega_B^3}{32 n_p} \sin^2 \theta |\cos \theta|^3,\end{aligned}\quad (11)$$

где знак модуля учитывает возможность распространения волн в двух направлениях, $\sin \theta = k_\perp / (k_z^2 + k_\perp^2)^{1/2}$ и $\cos \theta = k_z / (k_z^2 + k_\perp^2)^{1/2}$. Дисперсионное уравнение (11), представляющее собой уравнение третьего порядка относительно комплексной частоты, проанализировано в статье [Bespalov, Savina, 2019]. Зависимость реальной части частоты и инкремента для неустойчивого решения показана на рис. 2. Отметим, что в условиях справедливости аппроксимации $\omega_w \approx |k_z| u_G$ интересующее нас неустойчивое решение уравнения (11) имеет частоту и инкремент

$$\begin{aligned}\omega &= \frac{|\cos \theta|}{2} \omega_B, \\ \gamma &= \frac{\sqrt{3}}{4} \left(\frac{n_b}{4 n_p} \sin^2 \theta |\cos \theta|^3 \right)^{1/3} \omega_B.\end{aligned}\quad (12)$$

В статье [Беспалов и др., 2022] показано, что при реализации ВРА-механизма возбуждения хоров в магни-

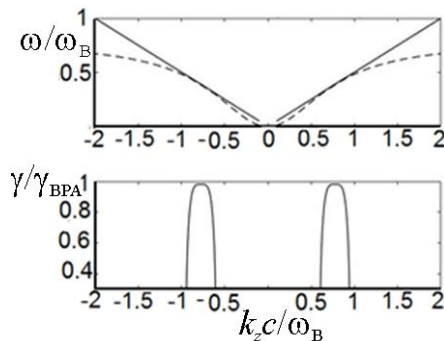


Рис. 2. Зависимости частоты (штриховая линия) и инкремента неустойчивого решения уравнения (11) от продольной компоненты волнового вектора

тосферных волноводах уплотнения и разрежения с рефракционным отражением $\theta \approx 20^\circ$ и тогда, согласно уравнениям (12), частота излучений

$$\omega = \omega_{\text{ВРА}} \approx 0.47 \omega_B \quad (13)$$

и их инкремент

$$\gamma = \gamma_{\text{ВРА}} \approx 0.13 \left(\frac{n_b}{n_p} \right)^{1/3} \omega_B. \quad (14)$$

1.3. Условие эффективного усиления шумовых импульсов для каппа-распределения энергичных электронов по модулю скорости

Угловое и энергетическое распределения энергичных электронов в средней магнитосфере зависят от многих факторов, среди которых наиболее важна мощность источников частиц и механизмы их потерь. Оба эти процесса обусловлены взаимодействием частиц и волн. Результаты многолетних наблюдений показали, что во многих случаях для энергичных электронов в средней магнитосфере конус потерь узкий, а по модулю скорости реализуется каппа-распределение [Benson et al., 2013] с параметром k , равным двум,

$$f(V) = \frac{n_p}{2\pi\sqrt{2}\alpha^3 \left(1 + \frac{V^2}{2\alpha^2}\right)^3}, \quad (15)$$

где $n_p = \int_0^\infty f(V) 4\pi V^2 dV$ — концентрация электронов, α — величина характерной скорости энергичных (горячих) электронов, удовлетворяющая условию $\alpha < u_G$. Для функции распределения (15) нетрудно записать условие эффективного усиления коротких шумовых импульсов. Начнем с выражения для давления электронов

$$P_e = \int_0^\infty \left(\frac{mV^2}{2} \right) f 4\pi V^2 dV = \frac{3\pi}{4} n_p m \alpha^2. \quad (16)$$

Записывая входящее в инкремент (14) выражение для концентрации облака активных электронов

$$\begin{aligned}n_b &= (\Delta V_z) 2\pi \int_0^\infty f V_\perp dV_\perp = \\ &\approx \frac{\gamma}{k_z} \frac{n_p}{4\sqrt{2}\alpha \left(1 + \frac{u_G^2}{2\alpha^2}\right)^2}\end{aligned}\quad (17)$$

и учитывая соотношение $\left(\frac{c\omega_B}{\alpha\omega_p} \right) = \frac{B^2}{4\pi m n_p \alpha^2} = \frac{3\pi}{2\beta_e}$,

мы получаем выражение для инкремента

$$\gamma \approx 0.01 \omega_B \beta_e^{3/4}. \quad (18)$$

Эффективное возбуждение хоровых излучений возможно при достаточно эффективном усилении

коротких шумовых импульсов, которое имеет место при выполнении условия

$$2\gamma l / u_G > 5, \quad (19)$$

где длина области взаимодействия волн и частиц равна масштабу продольного изменения магнитного поля в параболической аппроксимации [Беспалов, Трахтенгерц, 1980] $l \approx a$, $a = (3\sqrt{2}/2)r_E L$, где r_E — радиус Земли; L — параметр магнитной оболочки. Сопоставление выражений (18) и (19) показывает, что возбуждение хоров имеет место при не слишком малых значениях плазменного параметра

$$\beta_e = \frac{8\pi P_e}{B^2} > 0.05. \quad (20)$$

2. О НЕРЕГУЛЯРНОСТИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ОБЛАСТИ ВОЗБУЖДЕНИЯ ХОРОВ

2.1. Конкретные примеры связи степени нерегулярности магнитного поля с возбуждением хоров

Современные данные наблюдений, полученные в процессе реализации миссии Van Allen Probe, позволяют продвинуться в обосновании полученной оценки плазменного параметра (1). При работе с данными наблюдений [<http://emfisis.physics.uiowa.edu/Flight/>], мы обнаружили зависимость наличия хоров от нерегулярности (тонкой структуры с резкими скачками в несколько гамм) геомагнитного поля вблизи его локальных минимумов. На рис. 3 показаны два характерных примера, поясняющих эту закономерность. В 03:00–05:00 UT (а) магнитное поле было нерегулярным и наблюдались четкие хоровые спектральные элементы (в, д). На динамическом спектре (з) хоры не зафиксированы, когда магнитное поле менялось плавно (б).

2.2. Количественная оценка нерегулярности магнитного поля

Для количественного определения показателя нерегулярности магнитного поля $\Delta B > 0$ мы строили аппроксимирующую кривую для каждого события и вычисляли среднеквадратическое отклонение данных наблюдений от соответствующей аппроксимации. Показатель нерегулярности ΔB можно разделить на два промежутка: $0 < \Delta B \leq 2$ нТл, где отмечалась наименьшая вероятность обнаружения хоровых излучений и $\Delta B \geq 2$ нТл, где весьма вероятно обнаружить хоровые излучения.

Показатель нерегулярности по предложенному алгоритму ΔB составляет 5.72 и 0.24 нТл (рис. 4, а, б). Согласно полученным результатам, можно предположить, что для события (а) вероятность регистрации хоров высокая, а для события (б) низкая. Например, согласно расчетам, для событий, показанных на рис. 3, $\Delta B = 3.35$ (а) и 0.48 нТл (б).

2.3. Результаты статистической обработки данных наблюдений

Мы проанализировали 152 события за январь, февраль и ноябрь 2015 г., для которых доступны волно-

вые данные прибора EMFISIS (Electric and Magnetic Field Instrument Suite and Integrated Science) высокого разрешения [Kletzing et al., 2013]. Каждое событие представляет собой данные за 2–4 ч наблюдений вблизи локального минимума магнитного поля. С учетом визуального отбора и выборочной численной проверки нерегулярности магнитного поля по критерию из п. 2.2 установлено, что 58 событий не имеют нерегулярности магнитного поля, из них 81 % имеют спектр (см. рис. 3, е) без хоровых излучений; 94 события имеют нерегулярности магнитного поля, из них 66 % характеризуются наличием хоровых излучений.

На рис. 5 показан пример, хорошо поясняющий установленную закономерность. В ~05:00–06:00 UT (а) магнитное поле не имело нерегулярностей ($\Delta B = 0.23$ нТл), затем в 06:00–07:00 UT наблюдались нерегулярности, возрастание концентрации электронов с энергиями >200 эВ по данным прибора HOPE (Helium, Oxygen, Proton and Electron mass, spectrometer) (б); в это же время были зарегистрированы четкие хоровые спектральные элементы (в, з).

2.4. Сопоставление данных космических аппаратов Van Allen Probe А и В

Сопоставление данных космических аппаратов Van Allen Probe А и В оказалось полезно по двум причинам. Во-первых, оно позволило сделать вывод о том, что нерегулярности магнитного поля не являются волновыми, а обусловлены квазистационарными токами в плазме. Во-вторых, оно расширяет базу данных для статистической обработки связи нерегулярности ΔB с вероятностью возбуждения хоров.

На рис. 6 приведен пример всплеска хоров, зарегистрированного аппаратами Van Allen Probe А и В 2 января 2015 г. между 06:40 и 06:45 UT. Всплеск наблюдался в нижней полосе с частотами ниже половины минимальной электронной циклотронной частоты. Известно, что использование данных наблюдений с двух космических аппаратов с одинаковой аппаратурой и близкими траекториями позволяет получить информацию о пространственно-временной картине явлений. Приведенные графики магнитного поля, зарегистрированного двумя космическими аппаратами, имеют сходные детали, что указывает на пространственную (неволновую) природу нерегулярности магнитного поля и показывает большую пространственную область синхронного возбуждения хоров.

2.5. Предлагаемая модель нерегулярности магнитного поля и некоторые доводы в ее поддержку

По нашему мнению, как нерегулярность магнитного поля, так и хоры, возникающие после магнитных возмущений, имеют общий источник в виде электронов с энергиями ~ 10 кэВ, дрейфующих с утренней стороны магнитосферы на вечернюю в неоднородном изогнутом геомагнитном поле. Можно предположить, что поток электронов имеет мелкомасштабные неоднородности в поперечном к магнитному полю направлении. При такой неволновой нерегуляр-

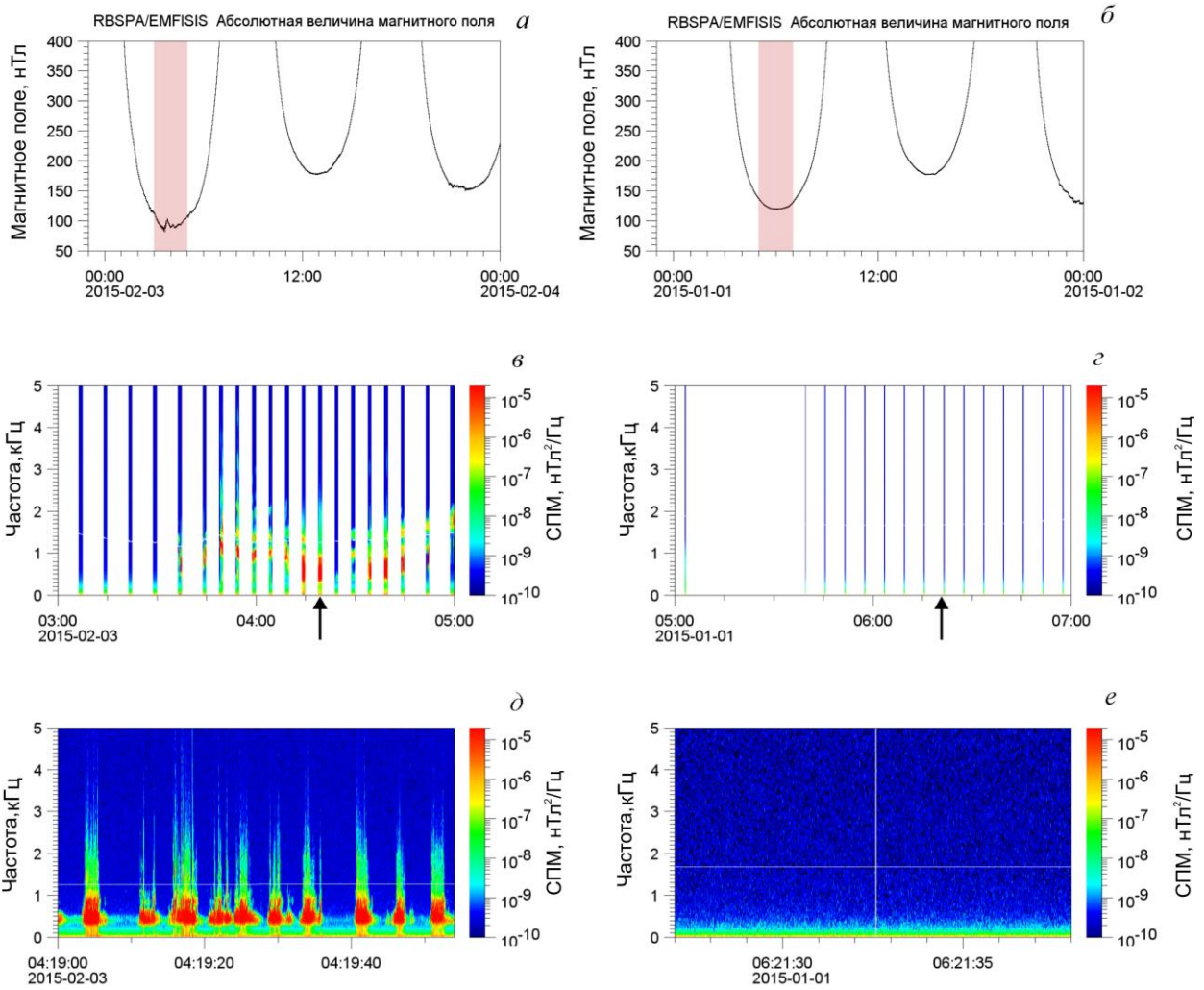


Рис. 3. Примеры одновременного наблюдения магнитного поля и динамического спектра в частотном диапазоне хоровых излучений. На панелях *в, з* вертикальными линиями выделены интервалы времени, для которых доступны пригодные для спектральной обработки данные наблюдений высокого разрешения

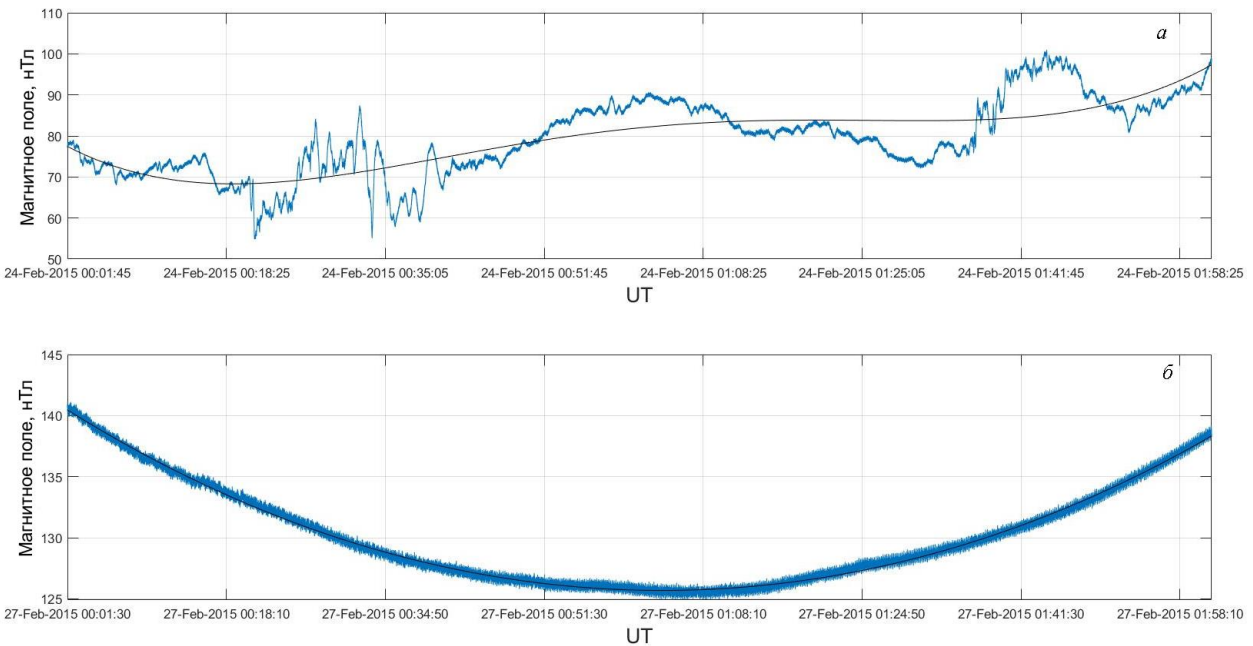


Рис. 4. Примеры зависимости магнитного поля от времени, поясняющие алгоритм вычисления показателя нерегулярности

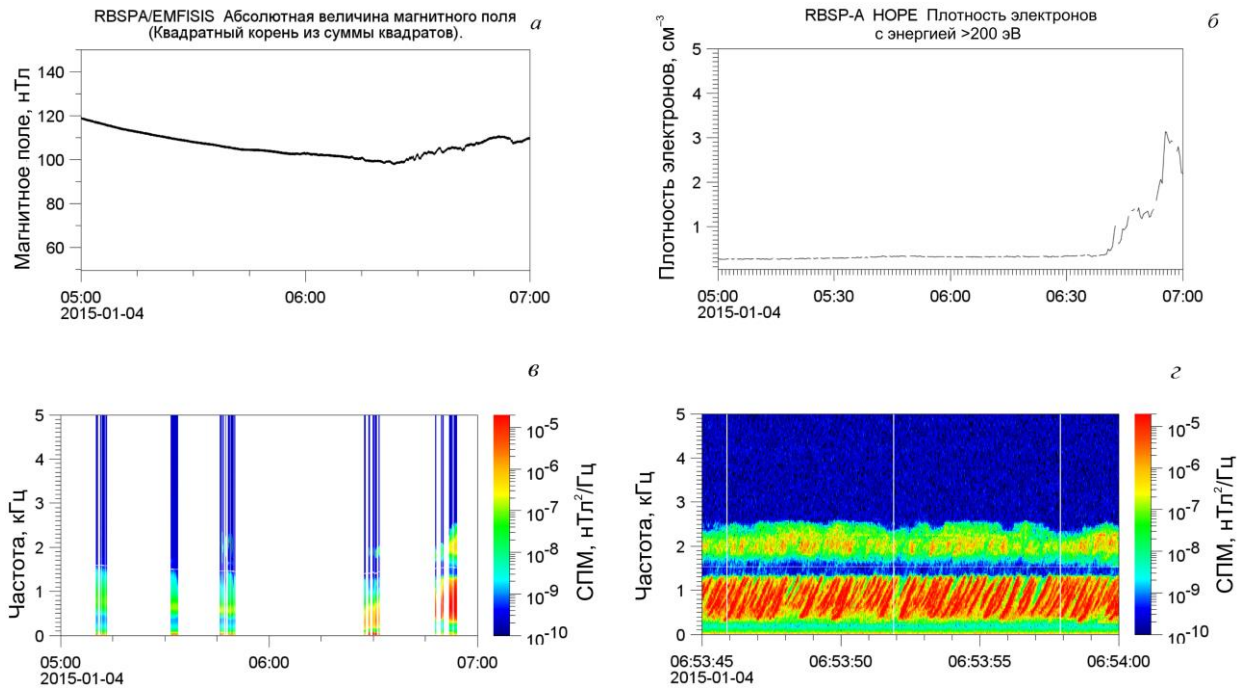


Рис. 5. Характерный пример, иллюстрирующий зависимость появления хоров от изрезанности магнитного поля. На панели в вертикальными линиями выделены интервалы времени, для которых доступны пригодные для спектральной обработки данные наблюдений высокого разрешения

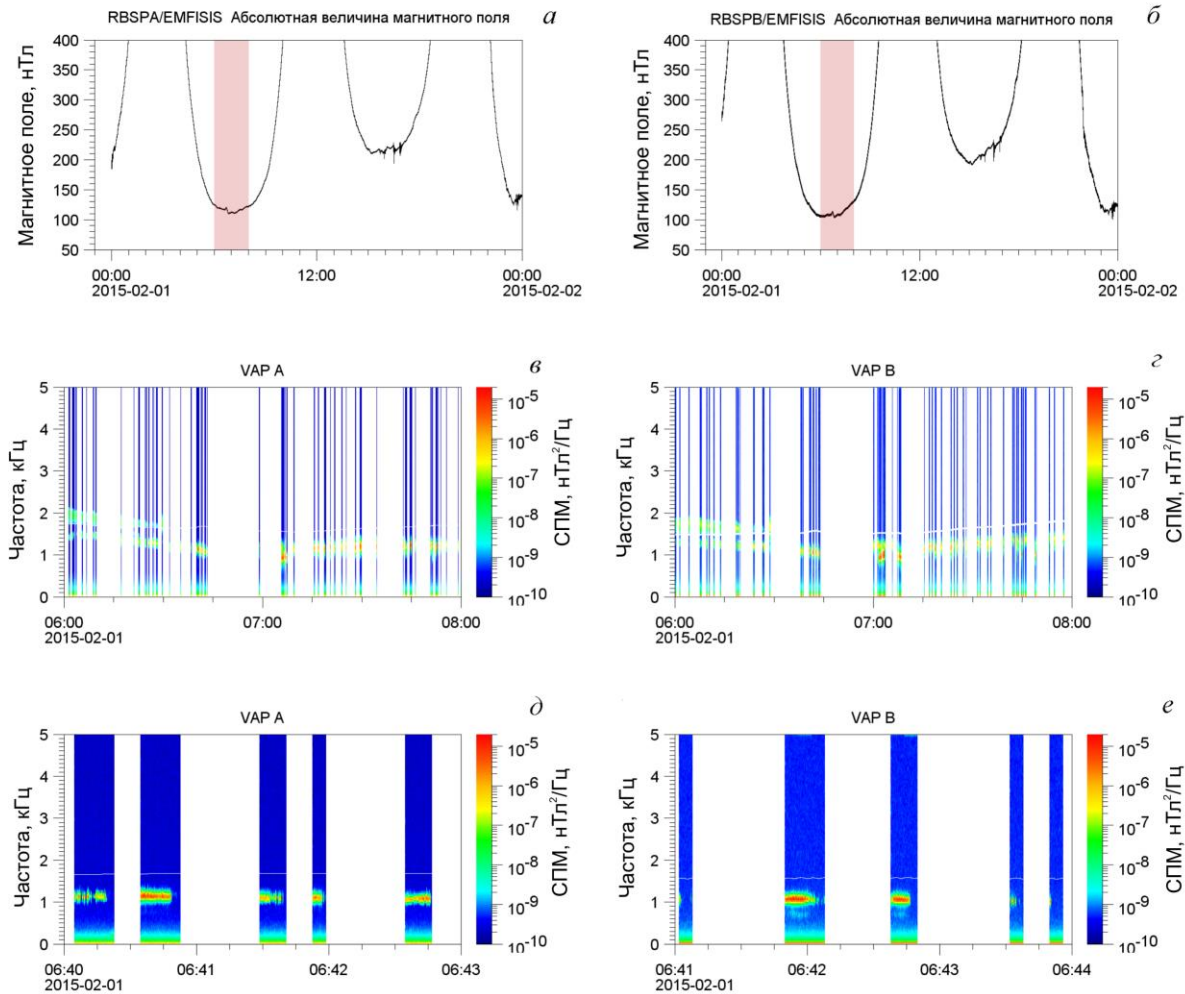


Рис. 6. Пример события с хоровыми излучениями, зафиксированными космическими аппаратами Van Allen Probe A и B 2 января 2015 г. между 06:40 и 06:45 UT. На панелях в, г вертикальными линиями выделены интервалы времени, для которых доступны пригодные для спектральной обработки данные наблюдений высокого разрешения

ности магнитного поля в сравнительно спокойных условиях выполняется баланс давлений в поперечном направлении

$$P = P_e + P_i + \frac{B^2}{8\pi} = \text{const.} \quad (21)$$

Поэтому, если предположить, что ионное давление не меняется, $\delta P_e + 2B/(8\pi)\delta B = 0$ и, следовательно,

$$\begin{aligned} \delta\beta_e &= 8\pi / B^2 \delta P - 2(8\pi P_e / B^3) \delta B = \\ &= -2(1 + \beta_e) B \delta B. \end{aligned}$$

Для макроскопической устойчивости средней магнитосферы должно быть $B_e \ll 1$ и поэтому мы получаем оценку вариации плазменного параметра, обусловленной наличием в магнитосфере системы квазистационарных токов,

$$\delta\beta_e = -2\delta B/B. \quad (22)$$

Отсюда можно сделать вывод относительно величины плазменного параметра, неоднородного поперек трубки магнитного поля с $\beta_e \approx 0.05$. При этом можно объяснить как величину скачков магнитного поля, так и возбуждение хоров посредством реализации ВРА-механизма усиления коротких шумовых электромагнитных импульсов. Отметим, что для заметно больших значений плазменного параметра магнитосферная конфигурация теряет устойчивость и условия возбуждения хоров перестают выполняться.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрено возбуждение хоров в областях магнитосферы без сильной анизотропии функции распределения энергичных электронов посредством усиления коротких шумовых импульсов. В качестве их функции распределения по модулю скорости выбрано каппа-распределение. Установлено, что при не слишком малых значениях плазменного параметра естественный усилитель электромагнитных импульсов очень эффективен.

При работе с данными наблюдений, полученными в результате миссии Van Allen Probe, нами была обнаружена зависимость наличия электромагнитных ОНЧ-излучений с хоровой структурой динамического спектра от нерегулярности магнитного поля вблизи его локальных минимумов. При наличии нерегулярности вероятность обнаружения хоров более 70 %, а при отсутствии или очень низком показателе нерегулярности вероятность отсутствия каких-либо излучений составляет ~80 %. Анализ данных с двух космических аппаратов показал, что нерегулярности магнитного поля не являются волновыми и, вероятно, связаны с квазистационарными токами. Предложена модель тесной взаимосвязи нерегулярностей магнитного поля и возбуждения хоров.

Таким образом, результаты расчетов и данные наблюдений дополняют друг друга и согласуются с условиями реализации ВРА-механизма возбуждения хоров в магнитосфере. Получена оценка величины

плазменного параметра на уровне $\beta_e \approx 0.05$, ответственного как за возбуждение хоров, так и за нерегулярность магнитного поля.

Авторы благодарны миссии Van Allen Probe за возможность использования данных приборов EMFISIS и HOPE, размещенных на сайте [<https://emfisis.physics.uiowa.edu/Flight/>]. Рисунки 1–6 получены с использованием MatLab кодов. Работа П.А. Беспалова и П.Д. Жаравиной над разделами 1–2.3, 4 выполнена по планам гранта Российского научного фонда (проект № 20-12-00268), работа О.Н. Савиной и П.Д. Жаравиной над разделами 2.1, 2.3–2.5 поддержана фондом развития теоретической физики и математики «Базис» (проект № 23-1-1-67-1). Работа П.А. Беспалова над разделом 2.2 выполнена по плану госзадания ИПФ РАН FFUF-2023-0002.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 20-12-00268).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Арцимович Л.А., Сагдеев Р.З. *Физика плазмы для физиков*. М.: Атомиздат, 1979. 313 с.
- Беспалов П.А., Трахтенгерц В.Ю. Циклотронная неустойчивость радиационных поясов Земли. В кн.: Вопросы теории плазмы. Под ред. М.А. Леонтовича. М.: Атомиздат, 1980. В.10. С. 88–163.
- Беспалов П.А., Савина О.Н., Жаравина П. Д. Особенности возбуждения хоров посредством ВРА механизма в магнитосферных волноводах уплотнения и разрежения с рефракционным отражением. *Космические исследования*. 2022. Т. 60, № 1. С. 17–25. DOI: [10.1134/S0010952522010026](https://doi.org/10.1134/S0010952522010026).
- Гинзбург В.Л. *Распространение электромагнитных волн в плазме*. М.: Наука, 1967. 683 с.
- Agapitov O., Blum L.W., Mozer F.S., et al. Chorus whistler wave source scales as determined from multipoint Van Allen Probe measurements. *Geophys. Res. Lett.* 2017. Vol. 44. P. 2634–2642. DOI: [10.1002/2017GL072701](https://doi.org/10.1002/2017GL072701).
- Bell T.F., Inan U.S., Hague N., Pickett J.S. Source regions of banded chorus. *Geophys. Res. Lett.* 2009. Vol. 36. L11101. DOI: [10.1029/2009GL037629](https://doi.org/10.1029/2009GL037629).
- Benson R.F., Vicas A.F., Osherovich V.A., et al. Magnetospheric electron-velocity-distribution function information from wave observations. *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2013. Vol. 118. P. 5039–5049. DOI: [10.1002/jgra.50459](https://doi.org/10.1002/jgra.50459).
- Bespalov P., Savina O. An excitation mechanism for discrete chorus elements in the magnetosphere. *Ann. Geophys.* 2018. Vol. 36. P. 1201–1206. DOI: [10.5194/angeo-36-1201-2018](https://doi.org/10.5194/angeo-36-1201-2018).
- Bespalov P.A., Savina O.N. On the linear theory of oblique magnetospheric chorus excitation. *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* 2019. Vol. 185. P. 58–67. DOI: [10.1016/j.jastp.2019.01.016](https://doi.org/10.1016/j.jastp.2019.01.016).
- Bespalov P.A., Savina O.N. Electromagnetic pulse amplification in a magnetized nearly stable plasma layer. *Results in Physics*. 2021. Vol. 28. Aid. 104607. DOI: [10.1016/j.rinp.2021.104607](https://doi.org/10.1016/j.rinp.2021.104607).
- Fu X., Cowee M.M., Friedel R.H., et al. Whistler anisotropy instabilities as the source of banded chorus: Van Allen Probes observations and Particle-in-Cell simulations. *J. Geophys. Res.* 2014. Vol. 119. P. 8288–8298. DOI: [10.1002/2014JA020364](https://doi.org/10.1002/2014JA020364).
- Helliwell R.A. *Whistlers and Related Ionospheric Phenomena*. Stanford Univ. Press, Stanford, 1965.
- Helliwell R.A. The role of the Gendrin mode of VLF propagation in the generation of magnetospheric emissions. *Geophys. Res. Lett.* 1995. Vol. 22. P. 2095–2098. DOI: [10.1029/95GL02003](https://doi.org/10.1029/95GL02003).
- Horne R.B., Thorne, R.M. Potential waves for relativistic electron scattering and stochastic acceleration during magnetic

storms. *Geophys. Res. Lett.* 1998. Vol. 25. P. 3011–3014. DOI: [10.1029/98GL01002](https://doi.org/10.1029/98GL01002).

Kasahara Y., Miyoshi Y., Omura Y., et al. Simultaneous satellite observations of VLF chorus, hot and relativistic electrons in a magnetic storm “recovery” phase. *Geophys. Res. Lett.* 2009. Vol. 36. L01106. DOI: [10.1029/2008GL036454](https://doi.org/10.1029/2008GL036454).

Kletzing C.A., Kurth W.S., Acuna M., et al. The Electric and Magnetic Field Instrument Suite and Integrated Science (EMFISIS) on RBSP. *Space Sci. Rev.* 2013. Vol. 179. P. 127–181. DOI: [10.1007/s11214-013-9993-6](https://doi.org/10.1007/s11214-013-9993-6).

Meredith N.P., Cain M., Horne R.B., et al. Evidence for chorus-driven electron acceleration to relativistic energies from a survey of geomagnetically disturbed periods. *J. Geophys. Res.* 2003. Vol. 108, 1248. DOI: [10.1029/2002JA009764](https://doi.org/10.1029/2002JA009764).

Miyoshi Y., Saito S., Seki K., et al. Relation between fine structure of energy spectra for pulsating aurora electrons and frequency spectra of whistler mode chorus waves. *J. Geophys. Res.* 2015. Vol. 120. P. 7728–7736. DOI: [10.1002/2015JA021562](https://doi.org/10.1002/2015JA021562).

Nishimura Y., Bortnik J., Li W., et al. Identifying the Driver of Pulsating Aurora. *Science*. 2010. Vol. 330. P. 81–84. DOI: [10.1126/science.1193186](https://doi.org/10.1126/science.1193186).

Omura Y., Katoh Y., Summers D. Theory and simulation of the generation of whistler-mode chorus. *J. Geophys. Res.* 2008. Vol. 113, A04223. DOI: [10.1029/2007JA012622](https://doi.org/10.1029/2007JA012622).

Summers D., Thorne R. M., Xiao F. Relativistic theory of wave-particle resonant diffusion with application to electron acceleration in the magnetosphere. *J. Geophys. Res.* 1998. Vol. 103. P. 20487–20500. DOI: [10.1029/98JA01740](https://doi.org/10.1029/98JA01740).

Trakhtengerts V.Yu. Magnetosphere cyclotron maser: Backward wave oscillator generation regime. *J. Geophys. Res.* 1995. Vol. 100. P. 17205–17210. DOI: [10.1029/95JA00843](https://doi.org/10.1029/95JA00843).

Zhou C., Li W., Thorne R.M., et al. Excitation of dayside chorus waves due to magnetic field line compression in response to interplanetary shocks. *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2015. Vol. 120. P. 8327–8338. DOI: [10.1002/2015JA021530](https://doi.org/10.1002/2015JA021530).

URL: <http://emfisis.physics.uiowa.edu/Flight/> (дата обращения 24 марта 2024 г.).

Статья подготовлена по материалам Девятнадцатой ежегодной конференции «Физика плазмы в Солнечной системе», 5–9 февраля 2024 г., ИКИ РАН, Москва.

Как цитировать эту статью:

Беспалов П.А., Савина О.Н., Жаравина П.Д. Существенность величины плазменного параметра электронов для возбуждения хоров и формирования нерегулярности магнитного поля в области их возбуждения. *Солнечно-земная физика*. 2024. Т. 10, № 3. С. 88–96. DOI: [10.12737/szf-103202410](https://doi.org/10.12737/szf-103202410).