УДК 550.385.37

ОТКЛИК ПЛАЗМЕННОГО МАГНИТОСФЕРНОГО МАЗЕРА НА АТМОСФЕРНЫЕ ВОЗМУЩЕНИЯ

© 2022 г. О. Н. Савина^{1, *}, П. А. Беспалов^{1, 2, **}

¹Национальный исследовательский университет "Высшая школа экономики" (НИУ ВШЭ), г. Нижний Новгород, Россия ²Институт прикладной физики РАН (ИПФ РАН), г. Нижний Новгород, Россия *e-mail: onsavina@mail.ru **e-mail: pbespalov@mail.ru Поступила в редакцию 01.03.2022 г. После доработки 28.04.2022 г. Принята к публикации 25.05.2022 г.

Рассматривается влияние слабых внешних воздействий, связанных с инфразвуковыми волнами в ионосфере, на работу плазменного магнитосферного мазера. Показано, что если частота инфразвуковых волн близка к частоте собственных колебаний плазменного магнитосферного мазера, то в радиационных поясах могут возбуждаться квазипериодические (QP) электромагнитные излучения OHЧ-диапазона с периодами повторения спектральных форм 10–300 с. Выяснено, что одной из возможных причин этого явления может стать модуляция добротности магнитосферного резонатора за счет изменения коэффициента отражения свистовых волн от ионосферы сверху атмосферными инфразвуковыми волнами. Для естественных атмосферных источников инфразвуковых возмущений с горизонтальными масштабами порядка 100 км проведены модельные расчеты глубины модуляции плотности энергии электромагнитных волн в трубке магнитного поля. Получено, что в утренней и дневной субавроральной магнитосфере даже слабые внешние воздействия приводят к появлению сигналов с достаточно большой глубиной модуляции (десятки процентов).

DOI: 10.31857/S001679402205011X

1. ВВЕДЕНИЕ

Во многих случаях плазменный магнитосферный мазер (ПММ) в утренней и дневной субавроральной магнитосфере представляет собой высокодобротную колебательную систему, ответственную за возбуждение квазипериодических электромагнитных излучений ОНЧ-диапазона с периодами повторения спектральных форм 10-300 с. Сравнительно плотная замагниченная плазма и торцы ловушки образуют резонатор для ОНЧволн свистового диапазона, активным веществом служат высокоэнергичные электроны с энергией порядка 40 кэВ. Источник частиц играет роль накачки, а инверсия населенностей, связанная с поперечной анизотропией функции распределения энергичных электронов, обеспечивает циклотронную неустойчивость электромагнитных волн Беспалов и Трахтенгерц. 1986]. Наличие у радиационных поясов собственной частоты, отвечающей периодическим процессам накопления энергичных частиц в радиационных поясах и их высыпания в ионосферу во время импульсов электромагнитного излучения, является первопричиной квазипериодических ОНЧ-излучений. Эти излучения (их принято называть QP-излучениями) с частотами в несколько килогерц обычно наблюдаются в утреннем и дневном секторах внутренней магнитосферы и имеют период повторения спектральных форм от нескольких секунд до нескольких минут (см., например, [Sato, Kokubun, 1980; Smith et al., 1998; Engebretson et al., 2004]). Они регистрируются как на космических аппаратах Cluster, Van Allen probes и THEMIS, например, [Hayosh et al., 2013; Titova et al., 2015; Nemec et al., 2016а, b], так и при наземных наблюдениях. например, [Маннинен и др., 2012; Manninen et al., 2013]. Во многих случаях наблюдения показывают одновременное появление модулированных шумовых излучений, геомагнитных пульсаций и высыпаний частиц в сопряженных областях ионосферы, например, [Распопов и Клейменова, 1977]. Такого типа свойства характерны для *QP 1* излучений, вероятно, обусловленных изменениями инкремента циклотронной неустойчивости геомагнитными пульсациями сжатия.

Наряду с описанными выше, в ряде случаев наблюдаются *QP 2* излучения с более четким повторением спектральных форм, не сопровождающиеся геомагнитными пульсациями. Природа таких излучений, вероятнее всего, связана с не-

устойчивостью стационарного состояния радиационных поясов [Беспалов, 1981] и развитием в них автоколебательного процесса [Bespalov, 1982].

Целью данной работы является изучение возможности резонансного влияния слабых внешних воздействий, обусловленных атмосферными инфразвуковыми возмущениями, на процессы в плазменном магнитосферном мазере. Обсуждается эффективность периодического воздействия на добротность магнитосферного резонатора электромагнитных волн ОНЧ-диапазона. В рамках модельных расчетов рассматривается долготная зависимость глубины модуляции плотности энергии электромагнитных волн в трубке магнитного поля.

2. ВЛИЯНИЕ РЕЗОНАНСНЫХ ВНЕШНИХ ВОЗДЕЙСТВИЙ НА ДИНАМИКУ ПММ

Плазменный магнитосферный мазер представляет собой квазизамкнутую подсистему магнитосферы, в которой реализуется взаимодействие на циклотронном резонансе электронов радиационных поясов с электромагнитными волнами свистового диапазона. В утренней и дневной магнитосфере в этой подсистеме возможно существование слабозатухающих колебаний реализующихся по следующему сценарию: накопление энергичных частиц под действием источника обеспечивает достижение порога циклотронной неустойчивости; после этого происходит нарастание плотности энергии свистовых волн и, если добротность магнитосферного резонатора не очень велика, накопление частиц продолжается и их содержание превосходит стационарный уровень, при котором действие источника частиц компенсируется их высыпанием в ионосферу. После этого усиливаются высыпания в ионосферу, уменьшается число энергичных частиц, электромагнитные волны затухают, и система возвращается к состоянию, близкому к исходному.

В простейших случаях, когда мощность источников энергичных электронов сравнительно небольшая и по угловой зависимости совпадает с первой собственной функцией оператора квазилинейной питч-угловой диффузии, анизотропия функции распределения и средняя частота электромагнитного излучения практически не меняются со временем. Тогда динамика сравнительно медленных процессов в ПММ описывается следующей системой уравнений балансного типа [Беспалов и Трахтенгерц, 1986]:

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \Omega_d \frac{\partial N}{\partial \psi} = -\delta(\psi)\varepsilon N - \frac{N}{T_l(\psi)} + J(\psi), \quad (1)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = h(\psi)\varepsilon N - v_{\rm eff}(\psi)\varepsilon + a(\psi).$$
(2)

Здесь *N* – содержание энергичных электронов в трубке магнитного поля с единичным сечением на уровне ионосферы; $J(\psi)$ – мощность источников частиц в этой трубке, Ψ – азимутальный угол; є – средняя плотность энергии свистовых волн в трубке магнитного поля; T_{l} – среднее время жизни энергичных электронов в магнитной ловушке без учета влияния циклотронной неустойчивости; $v_{eff} = 2 |\ln R| T_g^{-1} -$ декремент зату-хания свистовой волны, R -коэффициент отражения от ионосферы сверху; $T_{\rm g}$ — время группового распространения свистовых волн в магнитосферном резонаторе; Ω_d – средняя угловая скорость дрейфа электронов из-за неоднородности и кривизны магнитного поля; а – локальная мощность других возможных источников свистовых электромагнитных волн, связанных, например, с молниевыми разрядами в атмосфере.

Внутри плазмосферы обычно выполнено неравенство $\beta_* = (\omega_{pL}V/\omega_{BL}c)^2 \ge 1$, тогда значения δ и *h* можно оценить с помощью соотношений $\delta = \omega_{BL}/B_L^2$, $h = \omega_{BL}/(n_{pL}\sigma l)$, где L – параметр магнитной оболочки; ω_B и ω_p – циклотронная и плазменная частоты электронов; V – характерная скорость энергичных электронов; B_L – магнитное поле в вершине магнитной трубки; n_p – концентрация холодной плазмы; σ – пробочное отношение; l – длина магнитной трубки между сопряженными областями ионосферы.

Ограничимся рассмотрением сравнительно медленных и крупномасштабных внешних воздействий, таких, что выполнены неравенства $\Omega T_b \ll 1, \Omega T_g \ll 1, \Delta r/R_o \leq 1, \Omega \sim \Omega_J$, где Ω и Δr – частота и пересчитанный на экваториальное сечение пространственный масштаб внешнего воздействия; T_b – период баунс-осцилляций; T_g – период группового распространения свистовых волн между сопряженными областями ионосферы; R_{\odot} – радиус Земли. Анализ уравнений плазменного магнитосферного мазера вблизи состояния равновесия приводит к формулам для частоты колебаний [Беспалов, Трахтенгерц, 1986]

$$\Omega_J = (hJ)^{1/2},\tag{3}$$

и декремента их затухания

$$v_J = hJ/2v_{\rm eff} \,. \tag{4}$$

Для рассматриваемой нами задачи в утренней и дневной магнитосфере часто выполняется условие $v_J \ll \Omega_J$, т.е. характерное время затухания релаксационных колебаний много больше их периода. Для типичных условий в дневной магнитосфере период внешних воздействий, которые могут рассчитывать на резонансный отклик, ле-

ГЕОМАГНЕТИЗМ И АЭРОНОМИЯ том 62 № 5 2022

жит в интервале от 10 до 300 секунд, а это характерные временные масштабы инфразвуковых волн, которые наблюдаются на ионосферных высотах.

Резонансное влияние на динамику плазменного магнитосферного мазера могут оказать сравнительно малые внешние воздействия, модифицирующие величины h и v_{eff} в усредненном уравнении переноса (2):

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = h \left(1 + \mu_1 \frac{b(t, \psi)}{B_L} \right) \varepsilon N -$$

$$- \nu_{\text{eff}} \left(1 - \mu_2 \frac{r(t, \psi)}{R} \right) \varepsilon + a(\psi).$$
(5)

Здесь в первом порядке теории возмущений учтено, что h и v_{eff} зависят от магнитного поля и коэффициента отражения от ионосферы сверху, $b(t, \psi)$ – возмущение полного магнитного поля *B_L* + *b* в вершине силовой трубки магнитного поля; $\mu_{1,2} \sim 1$ — числовые коэффициенты; $r(t, \psi)$ возмущение за счет внешнего воздействия коэффициента отражения R + r свистовых волн от ионосферы сверху. Вопросы модуляции инкремента циклотронной неустойчивости при изменении величины *h* тшательно изучались как экспериментально, так и теоретически, например, [Беспалов и Клейменова, 1989] при рассмотрении формирования излучений *QP* 1, обусловленных гидромагнитными волнами сжатия в магнитосфере. В соответствии с уравнением (5) столь же эффективное воздействие на динамику ПММ может оказывать изменение декремента затухания v_{eff} , которое мы рассмотрим ниже. Отметим, что для управления режимами работы лабораторных лазерных систем широко используется именно модуляция добротности резонатора [Ханин, 1999].

3. МОДУЛЯЦИЯ ДОБРОТНОСТИ ПЛАЗМЕННОГО МАГНИТОСФЕРНОГО МАЗЕРА ИНФРАЗВУКОВЫМИ ВОЛНАМИ

Рассмотрим основные направления совершенствования пошаговой модели влияния атмосферных инфразвуковых волн на условия возбуждения электромагнитных излучений свистового диапазона в магнитосфере, которая была сформулирована в работах [Bespalov et al., 2003; Bespalov and Savina, 2012].

3.1. Инфразвуковые волны в атмосфере

В настоящее время на основании многочисленных экспериментальных и теоретических исследований установлено, что на высотах ионосферы существуют инфразвуковые возмущения интересующих нас временны́х и пространственных масштабов, например, [Hines, 1972; Lay and Shao, 2011; Nishioka et al., 2013; Pilger et al., 2013]. Опубликованы данные о возмущениях полной электронной концентрации ионосферы с периодами менее пяти минут, коррелирующих с наземными источниками, обусловленными землетрясениями, вулканами и наземными взрывами [Dautermann et al., 2009; Liu et al., 2011].

При решении задачи о распространении акустико-гравитационных волн с периодами от 10 до 300 с возникает ряд трудностей. Основными представляются учет реалистичных высотных профилей параметров атмосферы указанных масштабов и нелинейность, связанная с экспоненциальным ростом возмущения скорости с высотой. В работах [Савина и Беспалов, 2014; Bespalov and Savina, 2015] авторами была показана возможность фильтрации акустико-гравитационных волн из-за неоднородности температурного профиля. Эффект проявляется при достижении волной уровня, на котором для инфразвука с частой Ω и горизонтальным волновым вектором k_{\perp} выполняется условие: $k_{\perp} = \Omega/c_s$, где c_s – скорость звука. Этот эффект подтверждает возможность накопления энергии инфразвуковых волн на высотах области D и E ионосферы и образование волноводных каналов. Используя подход, применяемый в этих работах, мы провели численный анализ, выбирая высотные профили температуры атмосферы и вязкости в соответствии с моделью MSIS-E-90 [Hendin, 1991]. На рисунке 1а представлены зависимости характерных параметров акустико-гравитационных волн от высоты, построенные в соответствии с этой моделью (15:00 UT 10.08.2012 в области 65° N, 45° Е). Результаты расчета зависимости амплитуды возмущения вертикальной скорости |W| и давления |P| от вертикальной координаты z приведены на рис. 16 (в подписи к рисунку нулевой индекс отмечает значение величины на поверхности Земли, ρ_0 – плотность невозмущенной атмосферы на поверхности Земли). При расчетах использовалась формальная замена переменных для возмущения вертикальной

скорости	w	$= W(z) \exp(z) $	$p\Big(\int dz/2H + ik_{\perp}x\Big)$	$-i\Omega t$) и
возмущени	1Я	давления	$p = P(z) \exp(-$	$\int dz/2H +$

+ $ik_{\perp}x - i\Omega t$), где H — высота однородной атмосферы, x — горизонтальная координата. Расчет с учетом вязкости проводился по методике, предложенной в работе [Савина и Беспалов, 2014]. Из рисунка видно, что для волны с периодом 150 с ($\Omega/\Omega_{g0} \approx 2.1$) и горизонтальным масштабом порядка 100 км фильтрацию можно ожидать на высоте порядка 160 км, где Ω_{g0} — значение частоты Брента—Вяйсяля на поверхности Земли, вычисленное для изотермической атмосферы. В этом



Рис. 1. Высотная зависимость нормированных: (*a*) – предельной акустической частоты Ω_A/Ω_{g0} (штриховая кривая), частоты Брандта Вяисяля Ω_g/Ω_{g0} (сплошная кривая), величин $c_s k_\perp/\Omega_{g0}$ (штрих-пунктирная кривая) и Ω/Ω_{g0} (пунктир); (*б*) – амплитуды волновых возмушений для вертикальной скорости $|W_*| = |W(z)|/|W_0|$ (сплошная кривая) и давления $|P_*| = |P(z)|/\rho_0 c_{s0}^2$ (штриховая кривая).

случае расположенный на Земле источник инфразвуковых возмущений формирует стоячую структуру до высот области *E*. Отметим, что высота уровня, на котором происходит фильтрация, определяется температурным профилем атмосферы и зависит от горизонтального масштаба и частоты инфразвука.

Есть еще одна возможность возникновения на ионосферных высотах атмосферных возмущений с частотой, близкой к частоте Ω_J — это обусловленная высокими градиентами температуры неустойчивость атмосферы в условиях, когда частота Брента—Вяйсяля становится больше предельной акустической частоты [Савина, 2001].

3.2. Вариации электронной концентрации в ионосфере и модуляция добротности ПММ

Акустико-гравитационные волны, возникающие в результате естественных процессов, могут обеспечивать возмущения ионосферной плазмы. Для оценки возмущений концентрации электронов под действием инфразвука мы воспользуемся подходом, развитым в работах Б.Н. Гершмана [Гершман, 1974], предполагая, что ионосферная плазма на высотах порядка 110 км представляет собой малую примесь в атмосферной среде. Для электронов и ионов записываются обычные уравнения двух-жидкостной квази-гидродинамики. Инфразвуковая волна входит в эти уравнения через соударения нейтралов с электронами и ионами. При оценке возмущения концентрации электронов *n* можно использовать уравнение [Bespalov and Savina, 2012]

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial z} \left\{ \frac{\mathbf{v}_{in}^2 + \Omega_B^2 \cos^2 \chi}{\mathbf{v}_{in}^2 + \Omega_B^2} \left(nw - D_a \frac{\partial n}{\partial z} \right) \right\}.$$
 (6)

Здесь v_{in} — частота соударений ионов с нейтралами; Ω_B — ионная циклотронная частота; χ — угол между магнитным полем и вертикалью; D_a — коэффициент амбиполярной диффузии; w — вертикальная скорость нейтральных частиц в инфразвуковой волне. Если предположить, что имеется бегущая по горизонтальной координате x неоднородная инфразвуковая волна w(x, z, t) = $= A(z) \sin(\Omega t - k_{\perp} x)$ с амплитудой A(z), то сравнительно малые вариации концентрации электронов определяются выражением



Рис. 2. Зависимость от местного времени мощности источников частиц в трубке магнитного поля (a), декремента затухания свистовой волны от местного времени (δ) и амплитуды инфразвуковой волны (a).

$$\delta n = \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\mathbf{v}_{in}^2 + \Omega_B^2 \cos^2 \chi}{\mathbf{v}_{in}^2 + \Omega_B^2} n_0 A(z) \right) \cos\left(\Omega t - k_\perp x\right).$$
(7)

Модуляция будет более заметной в утренней ионосфере, где градиенты стационарной электронной концентрации больше, чем в дневной. Отметим, что в сравнительно длинной инфразвуковой волне происходит модуляция не только локальной концентрации, но и полного содержания электронов в ионосфере.

3.3. Модуляция коэффициента отражения свистовых волн от ионосферы инфразвуковыми волнами

Вернемся к системе уравнений (1) и (2), описывающих динамику сравнительно медленных процессов в ПММ, в которые входит усредненный декремент затухания свистовых волн v_{eff} , который определяется выражением

$$v_{\rm eff} = 2 \left| \ln R \right| T_g^{-1},\tag{8}$$

где R — коэффициент отражения от ионосферы сверху; T_g — время группового распространения свистовых волн в магнитосферном резонаторе.

ГЕОМАГНЕТИЗМ И АЭРОНОМИЯ том 62 № 5 2022

Хорошо известно, что в реальных условиях затухание свистовых волн в магнитосферном резонаторе определяется множеством факторов, например, рефракцией волн и затуханием в магнитной трубке. Однако стабильно важной причиной является затухание волн в ионосфере, которое определяет коэффициент отражения. В случае наличия слабых инфразвуковых возмущений в ионосфере для оценки коэффициента отражения R + r падающих из магнитосферы по нормали электромагнитных волн можно воспользоваться соотношениями [Bespalov et al., 2003]

$$R \simeq 1 - \frac{2\omega_p \omega^{1/2} H v_{en}}{c \left(\omega_B \left| \cos \chi \right| \right)^{3/2}},$$
(9)

$$r \simeq -\frac{\omega_p \omega^{1/2} v_{en}}{\Omega c \left(\omega_B \left| \cos \chi \right| \right)^{3/2}} A \cos \Omega t = -r_0 \cos \Omega t, \quad (10)$$

из которых следует, что коэффициент отражения испытывает модуляцию на частоте инфразвуковой волны. Как показал анализ и численные расчеты, свистовые волны эффективнее затухают в дневной ионосфере. Это связано с тем, что дневная нижняя граница ионосферы является менее резкой, чем ночная, и свистовые волны могут



Рис. 3. Зависимость плотности энергии свистовых волн в трубке магнитного поля от времени (UT) в разные моменты местного времени (LT), если максимальная амплитуда инфразвуковых возмущений имеет место в полдень.



Рис. 4. Зависимость плотности энергии свистовых волн в трубке магнитного поля от времени (UT) в разные моменты местного времени (LT), если максимальная амплитуда инфразвуковых возмущений имеет место в полночь.

проникать в область сильного затухания, где $v_{en} \sim \omega_{Be}$. Для случая наклонного падения результаты расчета коэффициента отражения приведены в работах [Bespalov et al., 2018; Мизонова и Беспалов, 2021], на основании которых при разумных амплитудах инфразвуковой волны глубина модуляции логарифма коэффициента отражения от утренней ионосферы может меняться на величину порядка десяти—пятнадцати процентов.

3.4. Некоторые результаты численных расчетов

Запишем систему уравнений (1) и (2) для плазменного магнитосферного мазера в безразмерных переменных с учетом распространяющейся по долготе атмосферной инфразвуковой волны

$$\frac{\partial \tilde{N}}{\partial \tau} = -\tilde{\varepsilon}\tilde{N} - \frac{\tilde{N}}{\tau_0} + j - \omega_d \frac{\partial \tilde{N}}{\partial \psi}, \qquad (11)$$

$$\frac{d\tilde{\varepsilon}}{\partial\tau} = \tilde{\varepsilon}\tilde{N} - \nu_*[1 + \mu\cos(\tau - k\psi)]\tilde{\varepsilon} + \alpha, \qquad (12)$$

FIGE
$$\tau = \Omega t$$
, $\tau_0 = \Omega T_l$, $\omega_d = \frac{\Omega_d}{\Omega}$, $\nu_* = \frac{\nu_{\text{eff}}}{\Omega}$, $j = \frac{hJ}{\Omega^2}$
 $\alpha = \frac{\delta a}{\Omega^2}$, $\tilde{N} = \frac{hN}{\Omega}$, $\tilde{\varepsilon} = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_*}$, $\varepsilon_* = \frac{\Omega}{\delta}$, $\mu \simeq \frac{r_0}{R}$.

При проведении численного анализа уравнений (11), (12) было учтено, что $\tau_0 \ge 1$, $j \sim 1$, $v_* \ge 1$, в установившемся режиме $\tau \ge 1$, в размерных величинах горизонтальная длина инфразвуковой волны принималась равной 100 км, локальная мощность других возможных источников свистовых электромагнитных волн выбиралась малой $(\alpha = 0.005)$. В результате была получена и проанализирована зависимость плотности энергии свистовых волн в трубке магнитного поля от местного времени. Использованные в расчетах модельные зависимости от местного времени мощности источников энергичных частиц в трубке магнитного поля и декремента затухания свистовой волны представлены на рис. 2а, 2б. Для инфразвуковой волны отдельно рассматривались две возможности: максимум амплитуды инфразвуковой волны в полдень (точечная линия на рис. 26) и в полночь (штриховая линия на рис. 2в). Зависимость плотности энергии свистовых волн в трубке магнитного поля от времени приведена на рис. 3 и 4. Из графиков, приведенных на рис. 3 видно, что даже малое инфразвуковое возмущение (u < 0.1) в дневной ионосфере может стать причиной сильной модуляции плотности энергии свистовых волн в трубке магнитного поля в дневной и утренней магнитосфере, где мощность источников не существенна, а затухание электромагнитных волн в магнитосферном резонаторе значительно. Для аналогичных инфразвуковых возмущений в ночные часы, где затухание электромагнитных волн в магнитосферном резонаторе намного меньше, чем днем, уровень стационарного значения плотности энергии свистовых волн намного выше, но модуляция практически отсутствует (рис. 4). В вечернем секторе магнитосферы мощность источников энергичных электронов не достаточна для достижения порога циклотронной неустойчивости.

Вызванная инфразвуковыми волнами модуляция средней плотности энергии свистовых волн, вероятно, объясняет природу некоторых типов *QP* излучений, которые наблюдаются в отсутствие гидромагнитных волн сжатия с периодом повторения спектральных форм, лежащем в диапазоне атмосферных возмущений с периодами 10–300 с.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, атмосферные инфразвуковые волны могут влиять на процессы в электронных радиационных поясах и стать причиной формирования квазипериодических ОНЧ-излучений. Для таких процессов наиболее благоприятны следующие условия:

инфразвуковая волна должна иметь период от 10 до 300 с;

 – горизонтальный масштаб инфразвуковой волны должен быть порядка 100 км;

 процесс может происходить в утренней и дневной магнитосфере на субавроральных широтах.

Различные природные явления возбуждают интенсивные инфразвуковые волны: извержения вулканов, землетрясения и сильные грозы. Волны с периодами 10—300 с и горизонтальными масштабами порядка 100 км наблюдаются в ионосфере. Из-за возможности резонансного влияния на работу плазменного магнитосферного мазера можно ожидать корреляции появления инфразвуковых волн в атмосфере с наблюдаемыми в магнитосфере квазипериодическими ОНЧ-излучениями.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 22-22-00397).

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Беспалов П.А. Самомодуляция излучения плазменного циклотронного "мазера" // Письма в ЖЭТФ. Т. 33. В. 4. С. 192–195. 1981.

- Беспалов П.А., Трахтенгерц В.Ю. Альфвеновские мазеры. Горький: ИПФ РАН, 190 с. 1986. - Беспалов П.А., Клейменова Н.Г. Влияние геомагнитных пульсаций на свистовые излучения вблизи плазмопаузы // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 29. № 2. C. 177-191, 1989.

 Беспалов П.А., Мизонова В.Г. Коэффициент отражения свистовых волн от ионосферы при нормальном падении // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 44. № 1. C. 1-5. 2004.

Гериман Б.Н. Динамика ионосферной плазмы. М. Наука. 1974. 257 с.

- Мизонова В.Г., Беспалов П.А. Особенности пространственного распределения пучка излучения свистового диапазона, падающего на ночную ионосферу сверху // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 61. № 6. С. 723-734. 2021.

https://doi.org/10.31857/S0016794021060110

- Распопов О.М., Клейменова Н.Г. Возмущения электромагнитного поля Земли. Ч. 3. ОНЧ-излучения. Л.: ЛГУ, 144 с. 1977.

- Савина О.Н. Колебания солнечной атмосферы, связанные с неустойчивостью акустико-гравитационных волн // Изв. вузов. Радиофизика. Т. 44. № 9. С. 750-755.2001.

Савина О.Н., Беспалов П.А. Особенности фильтрации длинных акустико-гравитационных волн в безветренной атмосфере // Изв. вузов. Радиофизика. Т. 57. Ѻ 2. C.129−136. 2014.

https://doi.org/10.1007/s11141-014-9497-6

Ханин Я.И. Основы динамики лазеров. М.: Наука, 368 c. 1999.

- Bespalov P.A. Self-exitation of periodic cyclotron instability regimes in a plasma magnetic trap // Physica Scripta. V. T2/2. P. 576-579. 1982.

https://doi.org/10.1088/0031-8949/1982/T2B/044

Bespalov P.A., Mizonova V.G., Savina O.N. Magnetospheric VLF response to the atmospheric infrasonic waves // Adv. Space Res. V. 31. P. 1235-1240. 2003.

https://doi.org/10.1016/S0273-1177(02)00936-5

- Bespalov P.A., Savina O.N. Magnetospheric VLF response to the atmospheric infrasonic waves // Earth Planets Space. V. 64. P. 451–458. 2012.

https://doi.org/10.5047/eps.2011.05.024

- Bespalov P.A., Savina O.N. Exponential and local Lamb waves in the nonisothermal atmosphere as an obstacle to the acoustic-gravity disturbance propagation up to the ionosphere // J. Atmos. Solar-Terr. Phys. V.123. P. 137-143. 2015.

https://doi.org/10.1016/j.jastp.2015.01.002

Bespalov P.A., Misonova V.G., Savina O.N. Reflection from and transmission through the ionosphere of VLF electromagnetic waves incident from the mid-latitude magnetosphere // Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics. V. 175. P. 40–48. 2018.

https://doi.org/10.1016/j.jastp.2018.04.018

- Dautermann T., Calais E., Mattioli G.S. Global Positioning System detection and energy estimation of the ionospheric wave caused by the 13 July 2003 explosion of the Soufriure Hills Volcano, Montserrat // J. Geophys. Res. V. 114. B02202. 2009.

https://doi.org/10.1029/2008JB005722

Engebretson M.J., Posh J.L., Halford A.J. et al. Latitudinal and seasonal variations of quasiperiodic and periodic VLF emission in the outer magnetosphere // J. Geophys. Res. V. 105. A05216. 2004.

https://doi.org/10.1029/2003JA010335

- Hayosh M.F., Nemec F., Santolik O., Parrot M. Statistical investigation of VLF quasiperiodic emissions measured by the DEMETER spacecraft // J. Geophys. Res. Space Physics. V. 119. P. 8063-8072. 2014.

https://doi.org/10.1029/2013JA019731

- Hemdin A.E. Extension of the MSIS thermosphere model into the middle and lower atmosphere // J. Geophys. Res. V. 96. P. 1159–1172. 1991.

https://doi.org/10.1029/90JA02125

Hines C.O. Gravity waves in the atmosphere // Nature. V. 239. P. 73–78. 1972

https://doi.org/10.1038/239073a0

- Lav E.H., Shao X.-M. High temporal and spatial-resolution detection of D-layer fluctuations by using time-domain lightning waveforms // J. Geophys. Res. V. 116. A01317. 2011.

https://doi.org/10.1029/2010JA016018

- Liu J.-Y., Chen C.-H., Lin C.-H., Tsai H.-F., Chen C.-H., Kamogawa M. Ionospheric disturbances triggered by the 11 March 2011 m9.0 Tohoku earthquake. J. Geophys. Res. V. 116. A06319. 2011.

https://doi.org/10.1029/2011JA016761

Manninen J., Kleimenova N.G., Kozyreva O.V., Bespalov P.A. Non-typical ground-based quasi-periodic VLF emissions observed at $L \sim 5.3$ under quiet geomagnetic condition at night/ J. Atmos. Solar-Nerr. Phys. V. 99. P. 123-128. 2013. https://doi.org/10.1016/j.jastp.2012.05.007

- Němec F., Hospodarsky G., Pickett J.S., Santolik O. et al. Conjugate observations of quasiperiodic emissions by the Cluster, Van Allen Probes, and THEMIS spacecraft // J. Geophys. Res. Space Physics. V. 121. P. 7647-7663. 2016a.

https://doi.org/10.1002/2016JA022774

– Němec F., Bezděková B., Manninen J., Parrot M., Santolik O., Hayosh M., Turunen T. Conjugate observations of a remarkable quasiperiodic event by the low-altitude DEMETER spacecraft and ground-based instruments //J. Geophys. Res. Space Physics. V. 121. P. 8790-8803. 2016b.

https://doi.org/10.1002/2016JA022968

- Nishioka M., Tsugawa T., Kubota M., Ishii M. Concentric waves and short-period oscillations observed in the ionosphere after the 2013 Moore EF5 tornado // Geophys. Res. Lett. V. 40. P. 5581–5586. 2013.

https://doi.org/10.1002/2013GL057963

Pilger C., Schmidt C., Streicher F., Wüst S. Airglow observations of orographic, volcanic, and meteorological infrasound signatures // J. Atmos. Sol. Terr. Phys. V. 104. P. 55-66. 2013.

https://doi.org/10.1016/j.jastp.2013.08.008

- Sato N., Kokubun S. Interaction between ELF-VLF emissions and magnetic pulsations: Auasi-periodic ELF-VLF emissions associated with Pc 3-4 magnetic pulsations and their geomagnetic conjugacy // J. Geophys. Res. V. 95. № A1. P. 101–113. 1980.

- Smith A.J., Engebretson M.J., Klatt E.M., Inan U.S., Arnoldy R.L, Fukunishi H. Periodic and quasiperiodic ELF/VLF emissions observed by an array of Antarctic stations // J. Geophys. Res. V. 103. № A10. P.611–622. 1998. https://doi.org/10.1029/98JA01955

Titova E.E., Kozelov B.V., Demekhov A.G., Manninen J., Santolik O., Kletzing C.A., Reeves G. Identification of the source of quasiperiodic VLF emissions using ground-based and Van Allen Probes observations // Geophys. Res. Lett. V. 42. P. 6137-6145. 2015.

https://doi.org/10.1002/2015GL064911