

# ОТКЛИК ПЛАЗМЕННОГО МАГНИТОСФЕРНОГО МАЗЕРА НА АТМОСФЕРНЫЕ ВОЗМУЩЕНИЯ



<sup>1</sup> НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ

П.А. Беспалов<sup>1</sup>, О.Н. Савина<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

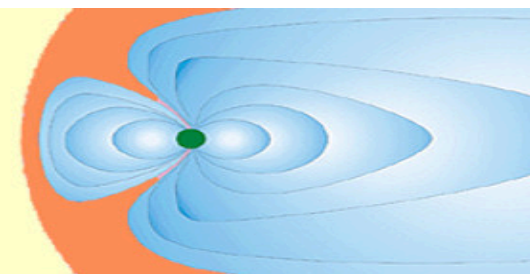
<sup>2</sup> Национальный исследовательский университет -  
Высшая школа экономики, Нижний Новгород



## *Содержание:*

- **Введение**
- **Собственная частота плазменного магнитосферного мазера**
- **Резонансные внешние воздействия на динамику ПММ**
- **Модуляция добротности плазменного магнитосферного мазера инфразвуковыми волнами**
  1. **Распространение инфразвуковых волн в атмосфере от наземного источника.**
  2. **Вариации электронной концентрации в ионосфере**
  3. **Некоторые результаты численных расчетов**
- **Заключение**

Семнадцатая ежегодная конференция  
**Физика плазмы в солнечной системе**  
7–11 февраля 2022, ИКИ РАН



## ВВЕДЕНИЕ

Во многих случаях плазменный магнитосферный мазер (ПММ) в утренней и дневной субавроральной магнитосфере представляет собой высокодобротную колебательную систему, ответственную за возбуждения квазипериодических электромагнитных излучений ОНЧ диапазона с периодами повторения спектральных форм 30-300 с.

Относительно слабые внешние воздействия могут повлиять на работу ПММ при выполнении двух условий.

Во-первых, чтобы быть резонансным внешнее воздействие должно иметь подходящий период.

Во-вторых, чтобы влиять на полное усиление свистовых излучений при их прохождении магнитосферного резонатора внешнее воздействие должно менять инкремент циклотронной неустойчивости в вершине магнитной трубки или добротность магнитосферного резонатора.

Заметно изменять инкремент циклотронной неустойчивости могут геомагнитные пульсации сжатия, имеющие переменную продольную компоненту магнитного поля. Добротность магнитосферного резонатора меняется как за счет модификации ионосферы пульсирующими потоками высыпающихся частиц, так и за счет инфразвуковых атмосферных возмущений. Для естественных атмосферных источников инфразвуковых возмущений с частотами выше частоты Бранта-Вяйсяля и горизонтальными масштабами порядка 100 км проведены модельные расчеты глубины модуляции плотности энергии электромагнитных волн в трубке магнитного поля. Полученные результаты важны для объяснения свойств квазипериодических ОНЧ излучений, не связанных с геомагнитными пульсациями.

## ИЕРАРХИЯ ВРЕМЕННЫХ И ПРОСТРАНСТВЕННЫХ МАСШТАБОВ

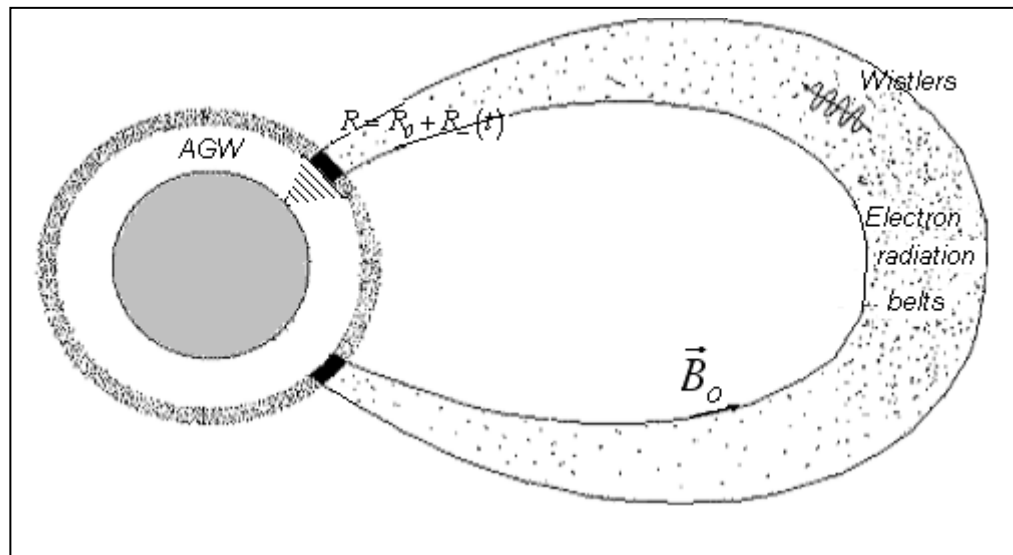
Три частоты квазипериодического движения частиц радиационного пояса:

$$\omega_B$$

$$\Omega_b \sim \omega_B (r_B / R_E L)$$

$$\Omega_d \sim \omega_B (r_B / R_E L)^2$$

При условии развитой циклотронной неустойчивости в локальной трубке магнитного поля при наличии источников энергичных частиц возможно проявлении динамики этих областей аналогичное работе лабораторных мазеров (Bespalov P.A., Trakhtengerts V. Yu., 1986, in Reviews of Plasma Physics, Ed. M.A. Leontovich, Plenum Publ., N.Y., V. 10, p.155)



## СОБСТВЕННАЯ ЧАСТОТА ПЛАЗМЕННОГО МАГНИТОСФЕРНОГО МАЗЕРА

Самосогласованная система релятивистских квазилинейных уравнений (Bespalov et al., 2005; Bespalov P.A., Trakhtengerts V. Yu., 1986, in Reviews of Plasma Physics, Ed. M.A. Leontovich, Plenum Publ., N.Y., V. 10, p.155; Bespalov P.A., Planetary and Space Sci., 1996, v. 44, p. 565):

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

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = \varepsilon [h(\psi) N - \nu(\psi)] + a(\psi)$$

*Здесь  $N$  - содержание энергичных электронов в трубке магнитного поля; зависящая от времени  $t$  и  $L$  - номера магнитной оболочки, азимутальный угол  $\psi$ ;  $\varepsilon$  - средняя плотность энергии свистовых волн в трубке магнитного поля;  $J(t, \psi)$  - мощность источников частиц в трубке магнитного поля;  $T$  - среднее время жизни энергичных электронов в магнитной ловушке, без влияния циклотронной неустойчивости;  $\nu$  - декремент затухания свистовой волны,  $a$  - локальная мощность других возможных источников свистовых электромагнитных волн, связанных, например, с молниевыми разрядами в атмосфере. Внутри плазмосферы, где выполнено неравенство  $\beta_* = (\omega_{pL} \nu / \omega_{BL} c)^2 \gg 1$  значения  $\delta$  и  $h$  можно оценить:*

$$\delta = \frac{\omega_{BL}}{B_L^2}, \quad h = \frac{\omega_{BL}}{n_{pL} \sigma l_t},$$

*где -  $\omega_{BL}$  циклотронная частота электронов,  $B_L$  магнитное поле в магнитной трубке на экваторе,  $n_{pL}$  плотность холодной плазмы,  $\sigma$  - пробочное отношение,  $l_t$  длина пути энергичных частиц между сопряженными точками..*

**Собственная частота ПММ**  $\Omega_J = (hJ)^{1/2} \gg \nu_J = hJ / 2\nu$

## РЕЗОНАНСНЫЕ ВНЕШНИЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ НА ДИНАМИКУ ПММ

Ограничимся рассмотрением влиянием на ПММ сравнительно медленных и крупномасштабных внешних воздействий  $\Omega \ll \omega_B$ ,  $\Omega T_b \ll 1$ ,  $\Omega T_g \ll 1$ ,  $r_B/R \ll 1$ ,  $\Omega \sim \Omega_J$

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

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = h \left( 1 + \frac{b(t, \psi)}{B_{L0}} \right) \varepsilon N - \nu \left( 1 + \frac{r(t, \psi)}{R_0} \right) \varepsilon,$$

$$\nu = \frac{2|\ln(R)|}{T_g}$$

где  $b$  - возмущение магнитного поля в вершине силовой трубки ( $B_L = B_{L0} + b$ ) и  $r$  - возмущение коэффициента отражения  $R + r$  за счет внешнего воздействия.

(см., например, Беспалов, Клейменова, 1989)

# ВОЗМОЖНОСТЬ МОДУЛЯЦИИ ДОБРОТНОСТИ ПЛАЗМЕННОГО МАГНИТОСФЕРНОГО МАЗЕРА ИНФРАЗВУКОВЫМИ ВОЛНАМИ

## *1. Распространение инфразвуковых волн в атмосфере от наземного источника.*

(P.A. Bepalov, O.N. Savina. Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics 1 23 (2015) 137–143)

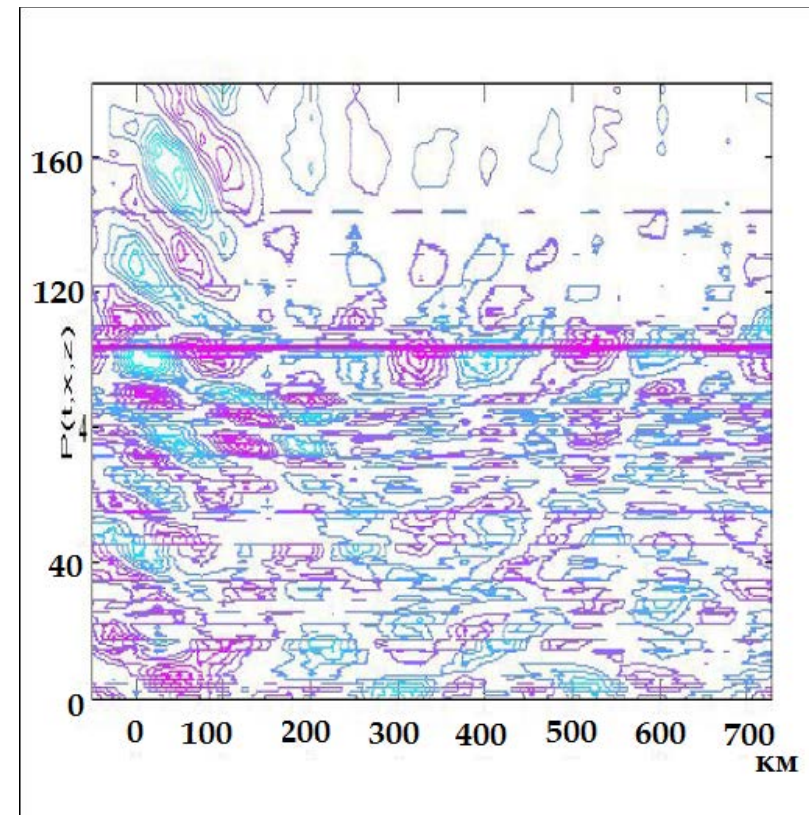
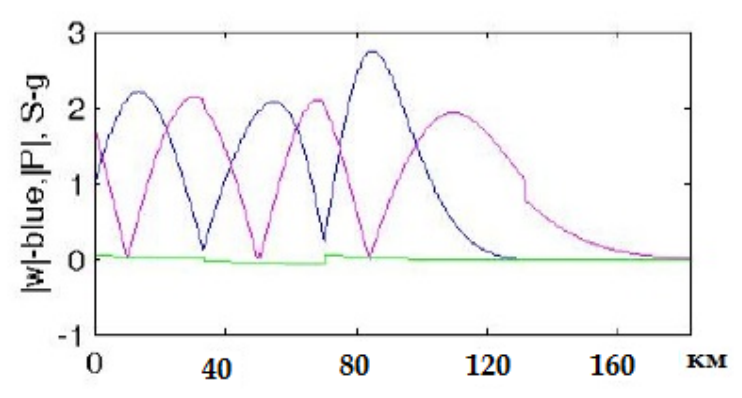
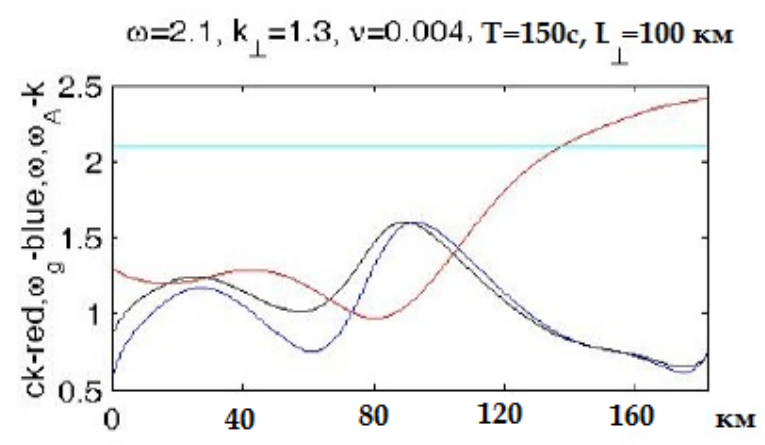
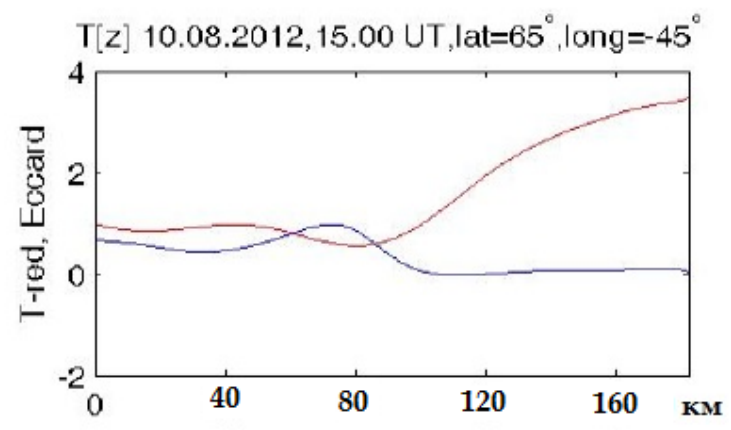
Оценки, проведенные с привлечением модельного профиля атмосферной температуры, показывают возможность существования возмущений с характерными масштабами, допускающими возможность рассматриваемого в работе взаимодействия.

$$\frac{dY}{dz} = -2\Gamma Y + \frac{(\Omega^2 - c_s^2 k_{\perp}^2)}{\Omega c_s^2} Y^2 + \frac{\Omega^2 - \omega_g^2}{\Omega}$$

$$\frac{dW}{dz} = \Gamma W - \frac{(\Omega^2 - c_s^2 k_{\perp}^2)}{\Omega c_s^2} W Y$$

$$Y = -\frac{iP}{\rho_{00}W}$$

$$\omega_g^2 = \frac{(\gamma-1)g^2}{c_s^2} + \frac{g}{T} \frac{\partial T}{\partial z}, \quad \Gamma = \frac{(2-\gamma)g}{2c_s^2} - \frac{1}{2T} \frac{\partial T}{\partial z},$$



## 2. Вариации электронной концентрации в ионосфере

Модуляция плотности ионосферной плазмы инфразвуковыми волнами (Gershman, 1974)

Для определения модуляции концентрации ионосферной плазмы воспользуемся системой гидродинамических уравнений

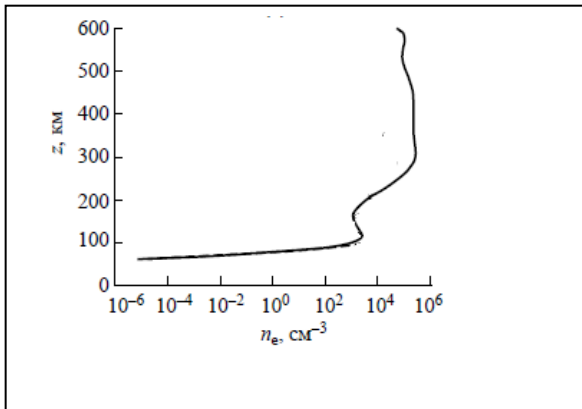
$$-nm_{e,i} \frac{\partial \bar{u}_{e,i}}{\partial t} - \nabla P_{e,i} + m_{e,i} n \bar{g} + q_{e,i} n \left( \vec{E} + \frac{1}{c} [\bar{u}_{e,i}, \vec{H}_0] \right) = m_{e,i} v_{en,in} (\bar{u}_{e,i} - \bar{u}_n) n$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla(n\bar{u}_{e,i}) = 0,$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial z} \left\{ \frac{v_{in}^2 + \omega_{Hi}^2 \cos^2 \chi}{v_{in}^2 + \omega_{Hi}^2} (nw - D_a \frac{\partial n}{\partial z}) \right\}.$$

$$\bar{u}_{e,i} = \frac{v_{en,in}^2}{v_{en,in}^2 + \omega_{He,i}^2} \left\{ \bar{u}_n \mp \frac{\omega_{He,i}}{v_{en,in}} [\bar{u}_n \vec{h}_0] + \frac{\omega_{He,i}^2}{v_{en,in}^2} \vec{h}_0 (\vec{h}_0 \bar{u}_n) \right\}$$

Здесь  $n$  - концентрации плазмы,  $\vec{H}_0$  - магнитное поле,  $\bar{u}_n$  - скорость нейтральных частиц,  $P_{e,i} = \kappa n T_{e,i}$  - давление электронов и ионов,  $\bar{u}_{e,i}$  - скорости заряженных частиц,  $q_{e,i}$  - заряд электрона и иона,  $D_a = \kappa(T_e + T_i)(m_i v_{in})^{-1}$  - коэффициент амбиполярной диффузии,  $\vec{E}$  - электрическое поле,  $m_{e,i}$  - масса электрона и иона,  $T_{e,i}$  - температура электронов и ионов.  $v_{en,in}$  - частота столкновения электронов и ионов с заряженными частицами,  $\kappa$  - постоянная Больцмана.



Запишем выражение для вертикальной скорости частиц, вызываемой инфразвуковой волной в виде:

$$w(z, t) = A(z) \sin(\Omega t - kx)$$

В результате столкновения заряженных частиц с нейтральными инфразвуковые колебания передаются плазме, возникающие возмущения можно оценить как

$$\delta n = \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{v_{in}^2 + \omega_{Hi}^2 \cos^2 \chi}{v_{in}^2 + \omega_{Hi}^2} n_0 A(z) \right) \cos(\Omega t - kx)$$



### 3. Модуляция коэффициента отражения свистовых волн инфразвуковыми волнами

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

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = \varepsilon [h(\psi) N - \nu(\psi)] + a(\psi)$$

Усредненный декремент затухания свистовых волн

$$\nu = 2 |\ln R| T_g^{-1}$$

В случае слабых инфразвуковых возмущений для коэффициента отражения можно воспользоваться соотношением  $R + r$ ,

$$R \approx 1 - \frac{2\omega_{p0}\omega^{1/2}H\nu_{en0}}{c(\omega_{He}|\cos\theta|)^{3/2}} \quad r \approx -\frac{2\omega_{p0}\omega^{1/2}H\nu_{en0}}{c(\omega_{He}|\cos\theta|)^{3/2}} [A \cos \omega t]$$

где  $\omega_{p0}$  - плазменная частота электронов в области отражения,  $\omega$  - частота свистовой волны,  $\nu_{en0}$  - частота столкновений электронов с нейтральными частицами в области отражения,  $H$  - вертикальный масштаб неоднородной атмосферы.

#### 4. Некоторые результаты численных расчетов

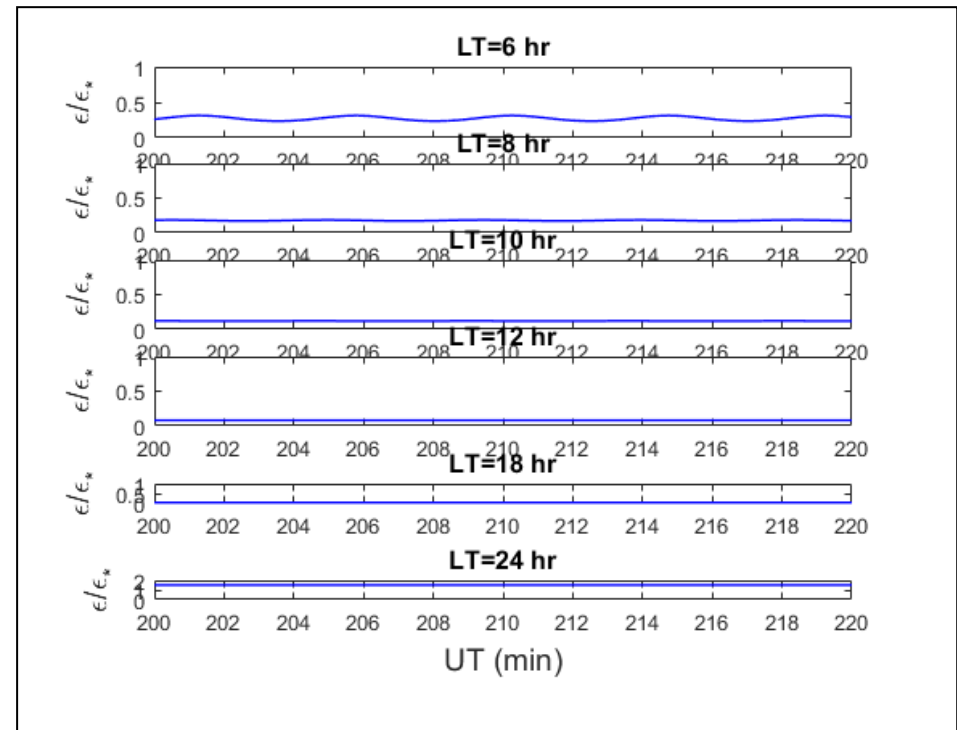
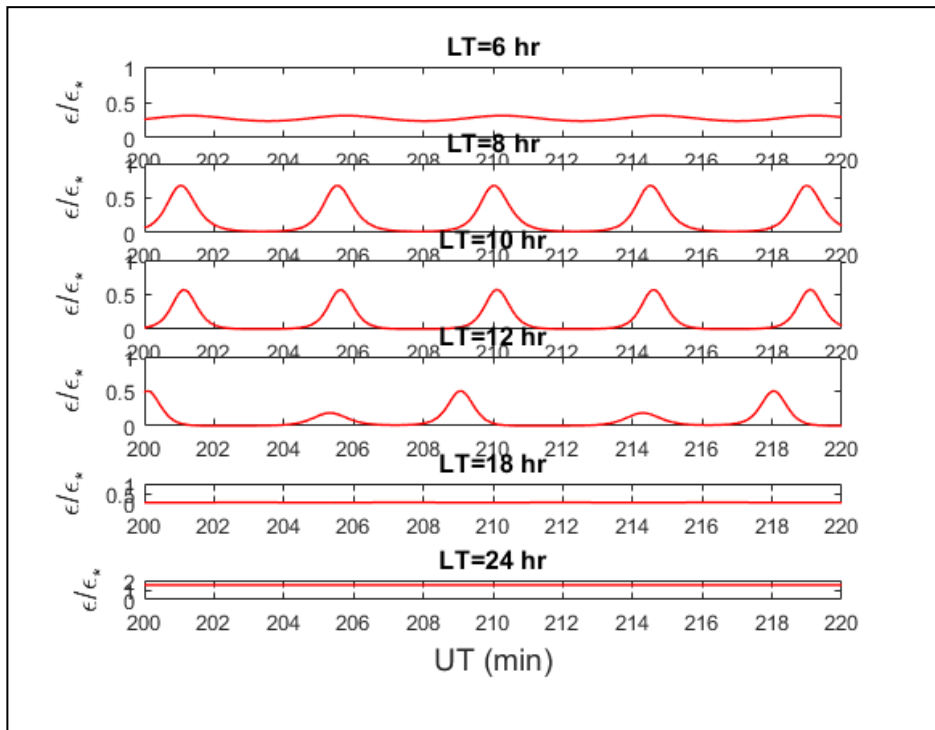
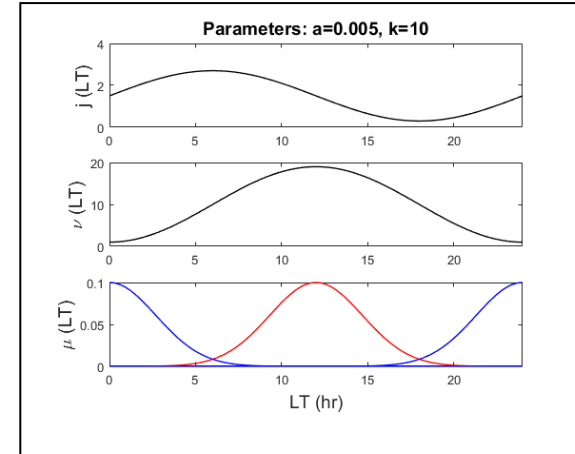
$$\tau = \Omega t, \tau_0 = \omega T, \omega_d = \frac{\Omega_d}{\Omega}, \nu_* = \frac{\nu}{\Omega}, j = \frac{hJ}{\Omega^2}, \alpha = \frac{\delta a}{\Omega^2}, F = \frac{hN}{\Omega}, w = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_*}, \varepsilon_* = \frac{\Omega}{\delta}$$

где  $\tau \gg 1, \tau_0 \gg 1, j \sim 1, \frac{\nu}{\Omega} \geq 1$

Система уравнений в безразмерных переменных:

$$\frac{\partial F}{\partial \tau} = -wF - \frac{F}{\tau_0} + j - \omega_d \frac{\partial F}{\partial \psi}$$

$$\frac{\partial w}{\partial \tau} = wF - \nu_* [1 + \mu \cos(\tau - \kappa_\psi \psi)] w + \alpha.$$



## ЭКВАТОРИАЛЬНАЯ ТОКОВАЯ СТРУЯ КАК НЕЛИНЕЙНАЯ ОНЧ АНТЕННА

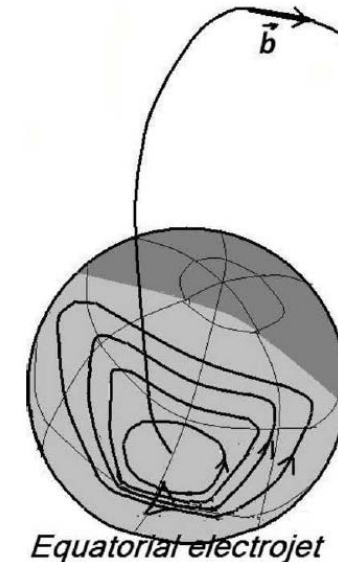
Воздействие инфразвуковых волн на экваториальную токовую струю может стать причиной резонансного отклика ПММ в форме квазипериодических изменений содержания энергичных электронов в магнитной трубке.

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = h \left( 1 + \frac{b(t, \psi)}{B_{L0}} \right) \varepsilon N - \nu \varepsilon$$

Полагая, что невозмущенная плотность тока в экваториальной струе известна ( $j \approx j_\psi$ ), запишем возмущенную плотность тока в струе как

$$j_{ext,r} = -\frac{\Delta n v_{en}}{n \omega_{Be}} j \sin \chi; \quad j_{ext,\vartheta} = -\frac{\Delta n v_{en}}{n \omega_{Be}} j \cos \chi; \quad j_{ext,\psi} = \frac{\Delta n v_{en} \sigma_P}{n \omega_{Be} \sigma_H} j$$

где  $n$  - концентрация нейтралов,  $\Delta n$  - возмущение концентрации нейтралов,  $\sigma_P, \sigma_H$  - педерсеновская и холловская проводимости,  $\chi$  - угол отклонения магнитного поля от вертикали.



Для возмущений с периодом  $T > L(R_E / V_A)$  работает квазистатическое приближение и поле рассчитывается по

закону Био Савара 
$$\frac{b}{B_L} \approx \frac{2\pi \Delta I}{c R_E B_L (L-1)^3} \approx 10^{-4}$$

## ВЛИЯНИЕ ВЫСЫПАНИЙ ЭНЕРГИЧНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В ИОНОСФЕРУ НА ДИНАМИКУ ПММ

Высыпание энергичных электронов в ионосферу представляет собой дополнительный источник ионизации, который меняет концентрацию электронов в ионосфере.

$$\frac{dN}{dt} = -\delta\varepsilon N - \frac{N}{T} + J ; \quad \frac{d\varepsilon}{dt} = h\varepsilon N - \frac{2|\ln R(n_I)|}{T_g} \varepsilon ; \quad \frac{dn_I}{dt} = q + \eta\varepsilon N - \alpha n_I^2$$

Характеристическое уравнение для процесса  $\exp(\lambda t)$  вблизи стационарного состояния имеет вид

$$(\lambda + 2\alpha n_{Io})(\lambda^2 + 2\nu_J \lambda + \Omega_J^2) + \kappa \lambda = 0$$

Возбуждение автоколебаний из-за высыпаний возможно только при  $\kappa < 0$ , когда увеличение высыпаний приводит к росту коэффициента отражения от ионосферы за счет увеличения градиентов электронной концентрации.

П.А. Беспалов, В.Ю. Трахтенгерц. Динамика циклотронной неустойчивости в пробкотроне. Физика плазмы, 1976, т.2, №2, 396-406.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Атмосферные инфразвуковые волны могут влиять на процессы в электронных радиационных поясах и условия генерации ОНЧ-излучений. Для таких процессов наиболее благоприятны следующие условия:

- инфразвуковая волна должна иметь период от 30 до 300 с;
- горизонтальная шкала инфразвуковой волны должна быть порядка 100 км;
- процесс может происходить в дневной магнитосфере;
- процесс может иметь место в субавроральных широтах.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Bespalov P. A. and V. Yu. Trakhtengerts, Dynamics of cyclotron instability in the Earth's radiation belts, in *Rev. Plasma Phys.*, edited by Leontovich, M. A., **10**, 155–292, Consultants Bureau, New York, London, 1986.
- Bespalo, P. A., V. G. Mizonova, and O. N. Savina, Magnetospheric VLF response to the atmospheric infrasonic waves, *Adv. Space Res.*, **31**, 1235–1240, 2003.
- Bespalov P. A. and V. G. Mizonova, Reflection coefficient of whistler mode waves normally incident on the ionosphere, *Geomagn. Aeron.*, **44**, 49–53, 2004.
- Bespalov P. A., and O. N. Savina, Magnetospheric VLF response to the atmospheric infrasonic waves, *Earth Planets Space*, **64**, 451–458, 2012.
- Bespalov P.A., Savina O.N. Ionospheric response to the acoustic-gravity wave singularity. *Acta Geophysica*. 2015, v. 63, No 1, p. 319-328.
- Беспалов П.А., Савина О.Н. Нелинейный отклик экваториальной токовой струи на внешние воздействия и его влияние на электромагнитные волны свистового диапазона в магнитосфере. *Космические исследования*, 2015, т. 53, № 1, с. 79–84
- Bespalov P.A., Savina O.N. Equatorial electrojet as a nonlinear ulf antenna for the short-wave heating facility. *Advances in Space Research*, 2015, v. 56, No. 9, p. 1922-1926.
- Bespalov P., Mizonova V. Propagation of a whistler wave incident from above on the lower nighttime ionosphere. *Annales Geophysicae*, 2018, v. 35, p. 671-675