О механизмах формирования хоровых ОНЧ излучений с понижающейся частотой*

А. Г. Демехов
Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

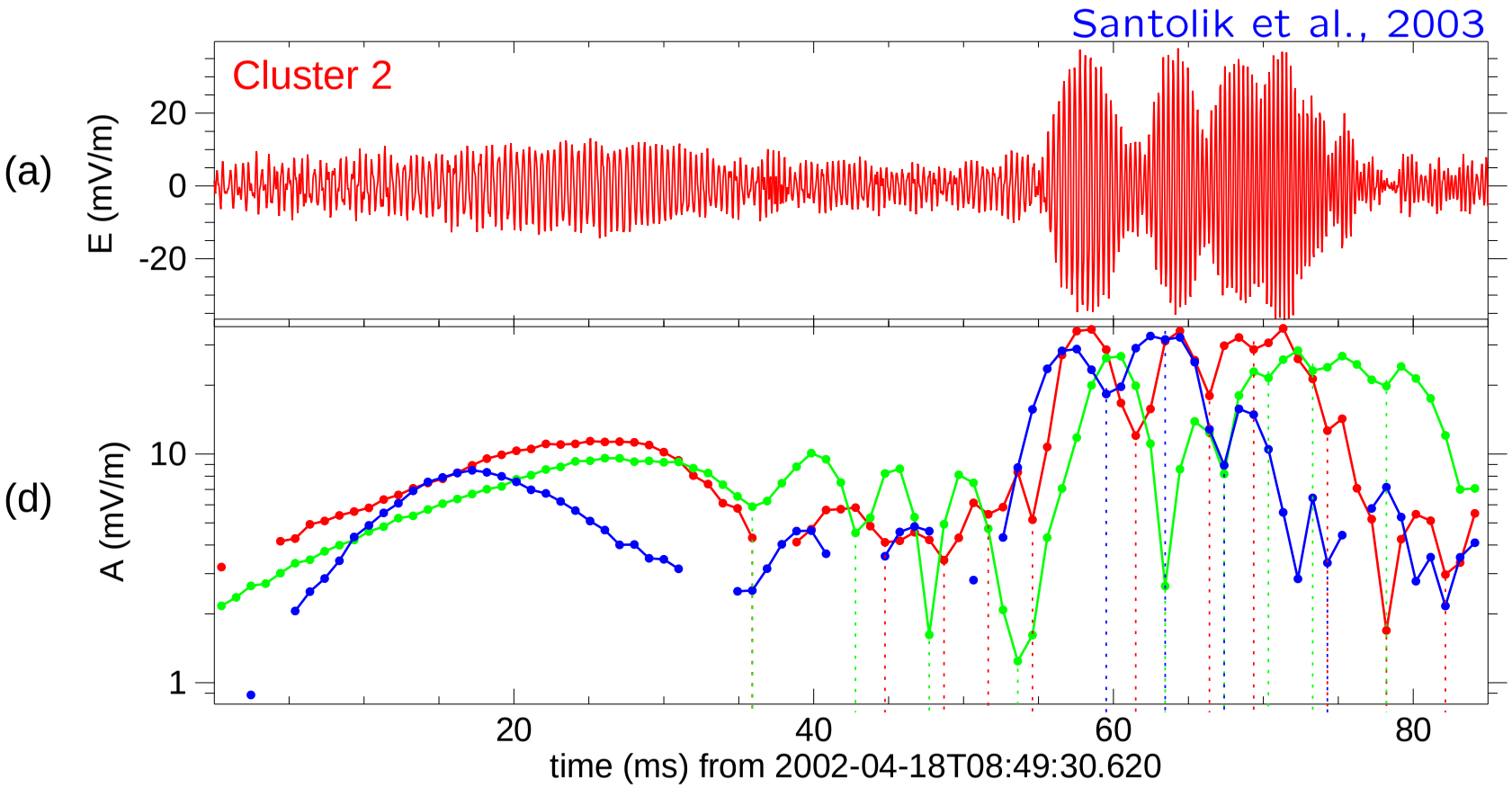
* Конференция «Физика плазмы в солнечной системе» 06–10.02.2012 г., ИКИ РАН

Содержание

- Введение
  - Основные особенности хоровых КНЧ/ОНЧ излучений в наблюдениях
  - Основные параметры хоров в модели лампы обратной волны
  - Механизм дрейфа частоты в хоровых излучениях
- Формирование понижающихся тонов — возможные механизмы
  - Повышение концентрации энергичных частиц
  - Влияние баунс-осцилляций энергичных частиц
  - Влияние пространственных осцилляций магнитного поля
  - Влияние профиля концентрации фоновой плазмы
- Выводы

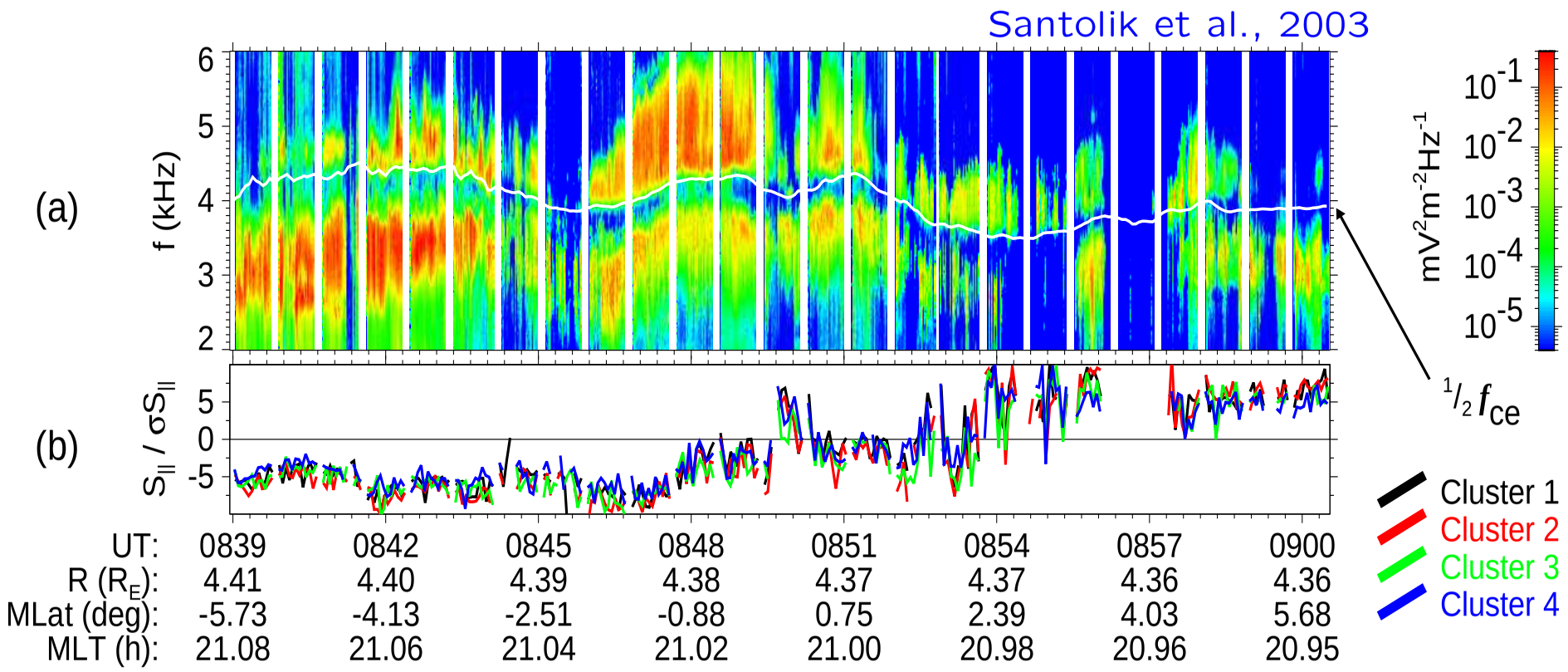
Хоровые излучения: экспериментальная основа модели ЛОВ

1. Очень большие инкременты, $\gamma \sim 10^2$ с $^{-1}$ (невозможно объяснить кинетической неустойчивостью при реальных потоках энергичных электронов).



Хоровые излучения: экспериментальная основа модели ЛОВ

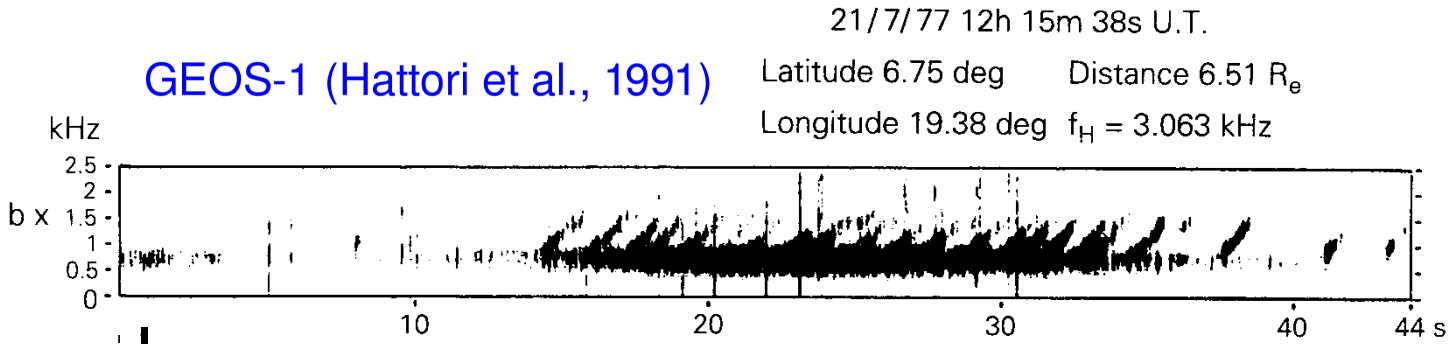
2. Очень маленькая ($\sim 10^3$ км) область источника, расположенная около геомагнитного экватора. Поток энергии вне этой области направлен вниз.



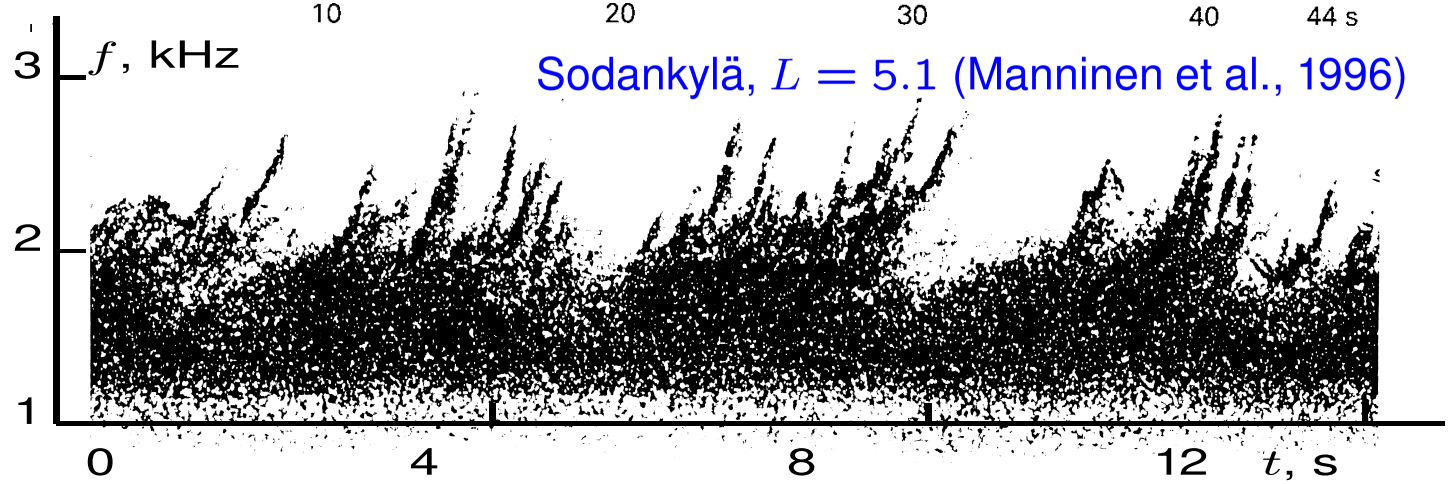
Хоровые излучения: экспериментальная основа модели ЛОВ

3. тесная связь с шумовыми излучениями (шипениями)
4. Период повторения ($T \sim 0.1$–0.3 с) много меньше чем баунс-период энергичных (~ 10 кэВ) электронов: $T \ll T_B$

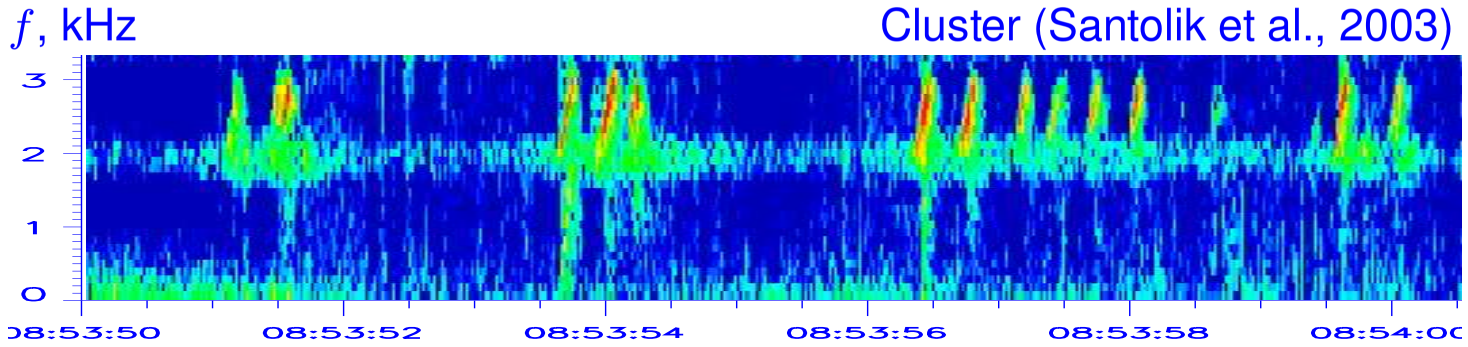
GEOS-1 (Hattori et al., 1991)



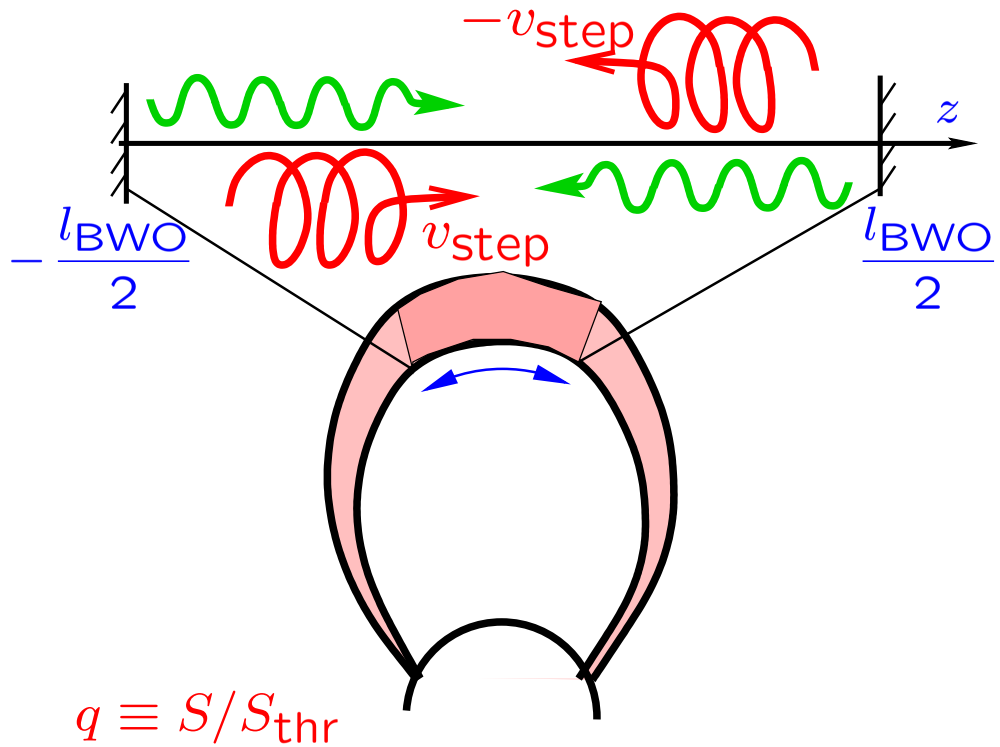
Sodankylä, $L = 5.1$ (Manninen et al., 1996)



Cluster (Santolik et al., 2003)



Хоровые излучения: модель лампы обратной волны (ЛОВ)



- длина области генерации (размер источника)
  $l_{\rm BWO} \approx (\lambda R_E^2 L^2)^{1/3} \sim 2000$ км

- характерный временной масштаб
  $T_{\rm BWO} \approx l_{\rm BWO}\left(\frac{1}{v_{\rm g}} + \frac{1}{v_{\rm step}}\right) \sim 0.03$ с

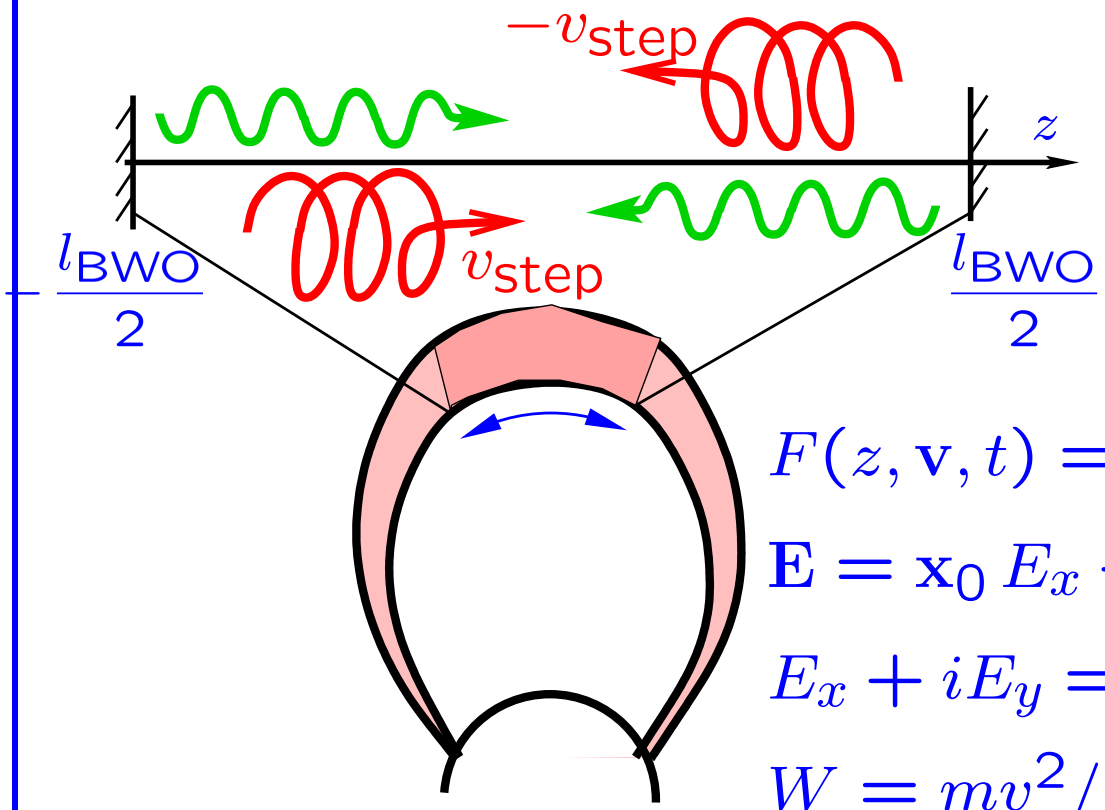
- инкремент неустойчивости
  $\gamma_{\rm BWO} \approx \frac{\pi}{T_{\rm BWO}}\left(q^{1/2} - 1\right) \sim 200$ с$^{-1}$, $\quad q \equiv S/S_{\rm thr}$

- характерная амплитуда
  $\Omega_{\rm tr}^2 = \frac{ekV_\perp B_{\rm w}}{mc} \approx 10\,\gamma_{\rm BWO}^2$, отсюда: $B_{\rm w} \approx \frac{10mc}{ekV_\perp}\gamma_{\rm BWO}^2 \sim 100$ пТл

- скорость дрейфа частоты
  $\frac{\Delta f}{\Delta t} \sim \frac{\Omega_{\rm tr}^2}{4\pi^2} \sim 0.3\,\gamma_{\rm BWO}^2 \sim 1.2 \cdot 10^4$ Гц/с $\approx 0{,}3\,\frac{\pi^2}{T_{\rm BWO}^2}(q^{1/2} - 1)^2$

(Trakhtengerts, 1999; Trakhtengerts et al., 2004; ср. df/dt с Omura et al., 2008)

Магнитосферная ЛОВ: Основные уравнения (1)



$$l_{\text{BWO}} = (\lambda R_E^2 L^2)^{1/3} \ll R_E L$$

$$T_0 = l_{\text{BWO}}(v_{\text{step}}^{-1} + v_{\text{g}}^{-1})$$

$$F(z, \mathbf{v}, t) = F(z, W, I, \varphi, t),$$

$$\mathbf{E} = \mathbf{x}_0\, E_x + \mathbf{y}_0\, E_y,$$

$$E_x + iE_y = A(z,t)\exp(i\omega t - ikz)$$

$$W = mv^2/2,\ I = v_\perp^2/2H,\ \varphi = (\widehat{\mathbf{v}_\perp \mathbf{E}}).$$

$$F_0 = \text{step}(v_{\parallel\, 0\, L})$$

$$\frac{\partial A}{\partial t} + v_{\text{g}}\frac{\partial A}{\partial z} = \alpha_1\, J := -\alpha_1\, e \int F\, v_\perp\, e^{i\varphi}\, \mathrm{d}^3\mathbf{v}$$

$$\frac{\partial F}{\partial t} + v_\parallel \frac{\partial F}{\partial z} = \frac{e}{m}\left(\mathbf{E} + \frac{1}{c}[\mathbf{v}\times\mathbf{B}]\right)\frac{\partial F}{\partial \mathbf{v}}$$

Упрощение: $F \simeq F_0 + \Phi(\varphi, z, t)\cdot\delta(v_{\parallel\, 0\, L} + V_*)\cdot f_\perp(I)$

Магнитосферная ЛОВ: Основные уравнения (2)

Невозмущенная функция распределения энергичных электронов выбирается в виде *ступеньки* по продольным скоростям:

$$F_0 = n_h\, \Phi_{\text{step}}(v_{\parallel\, L})\, \mathcal{F}(v_{\parallel\, L},\, v_{\perp\, L})$$

Для резкой ступеньки при $v_\parallel = -V_*$ и малого кпд:

$$F \simeq F_0 + \Phi(\varphi, z, t) \cdot \delta(v_{\parallel\, L} + V_*) \cdot f_\perp(v_{\perp\, L})$$

можно проинтегрировать кин. уравнение по $(v_{\perp\, L},\, v_{\parallel\, L})$ и получить

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} - V_* \frac{\partial \Phi}{\partial z} \simeq Q\, \mathrm{Re}(A\, \exp(-i\varphi))\,,$$

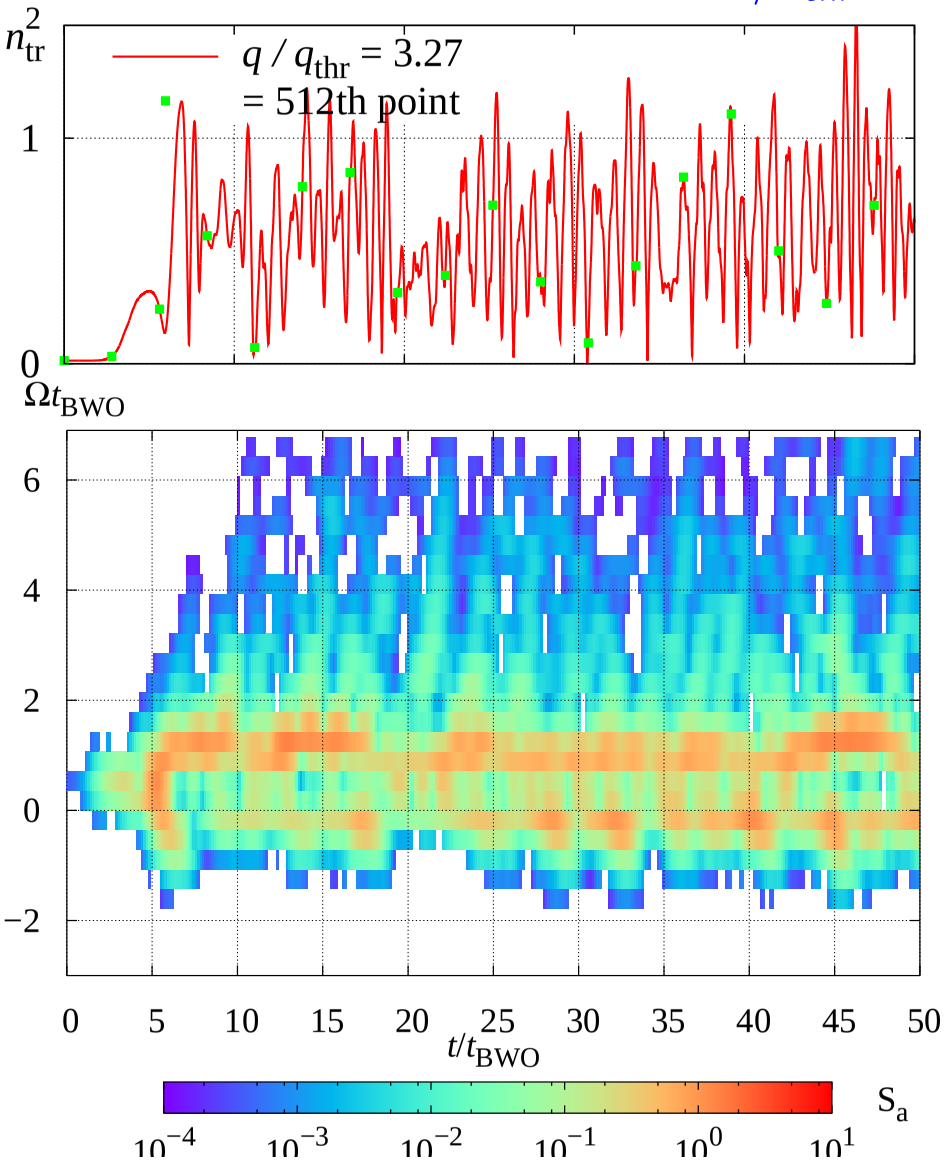
При этом

$$\begin{aligned} J &= -e \int \Phi\, \exp(i\varphi)\, d\varphi_0\,, \\ \frac{\mathrm{d}\varphi}{\mathrm{d}t} &= -\Delta - \frac{e}{p_{\perp 0}}(1 - n\beta_\parallel)\, \mathrm{Im}(A\, \exp(-i\varphi)) \\ \frac{\mathrm{d}v_\parallel}{\mathrm{d}t} &= -\frac{ekv_\perp}{m\omega}\, \mathrm{Re}(A\, \exp(-i\varphi)) - \frac{v_\perp^2}{2B}\frac{\partial B}{\partial z}\,, \end{aligned}$$

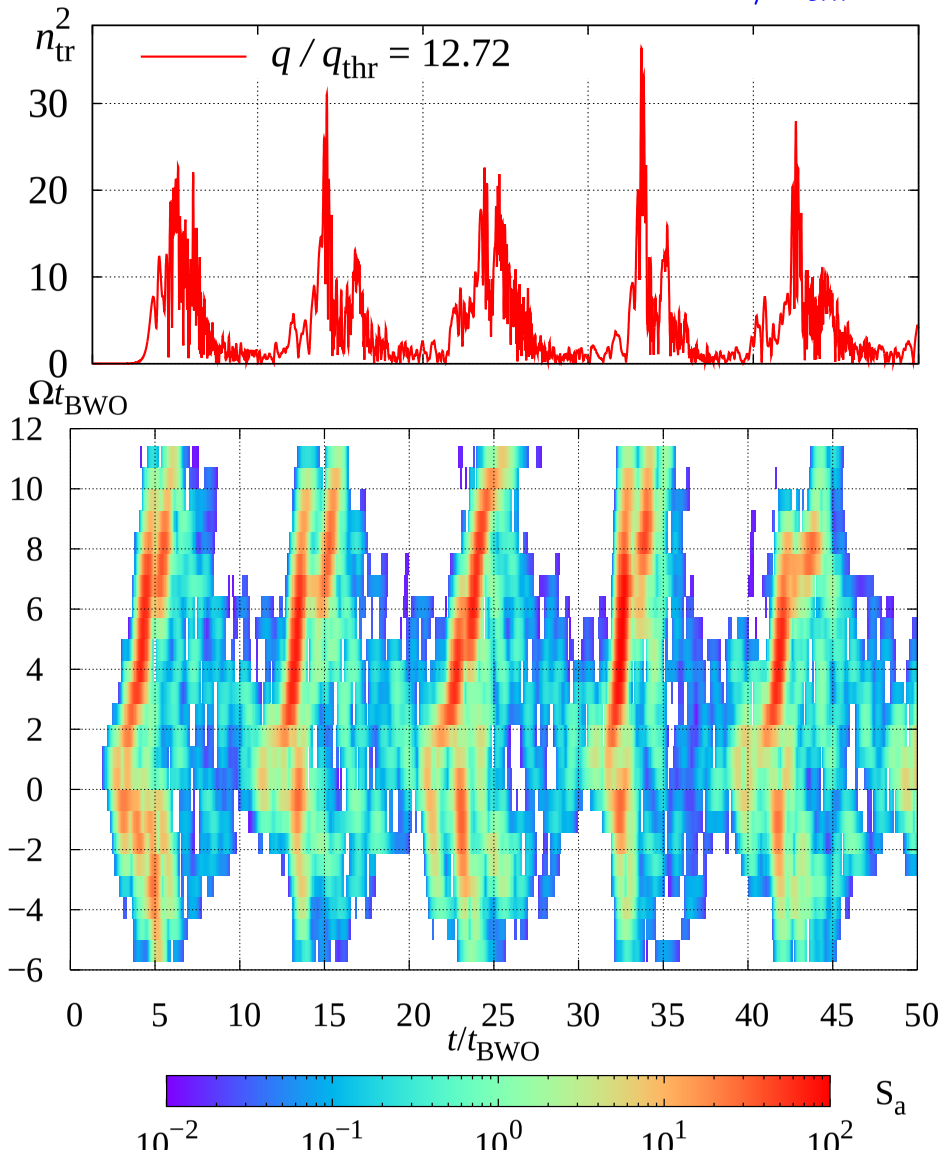
$(\Delta = \omega - \omega_H - kv_\parallel)$

Формирование дискретных элементов в ЛОВ (1)

Поток электронов меньше: $S/S_{\text{thr}} \approx 3$

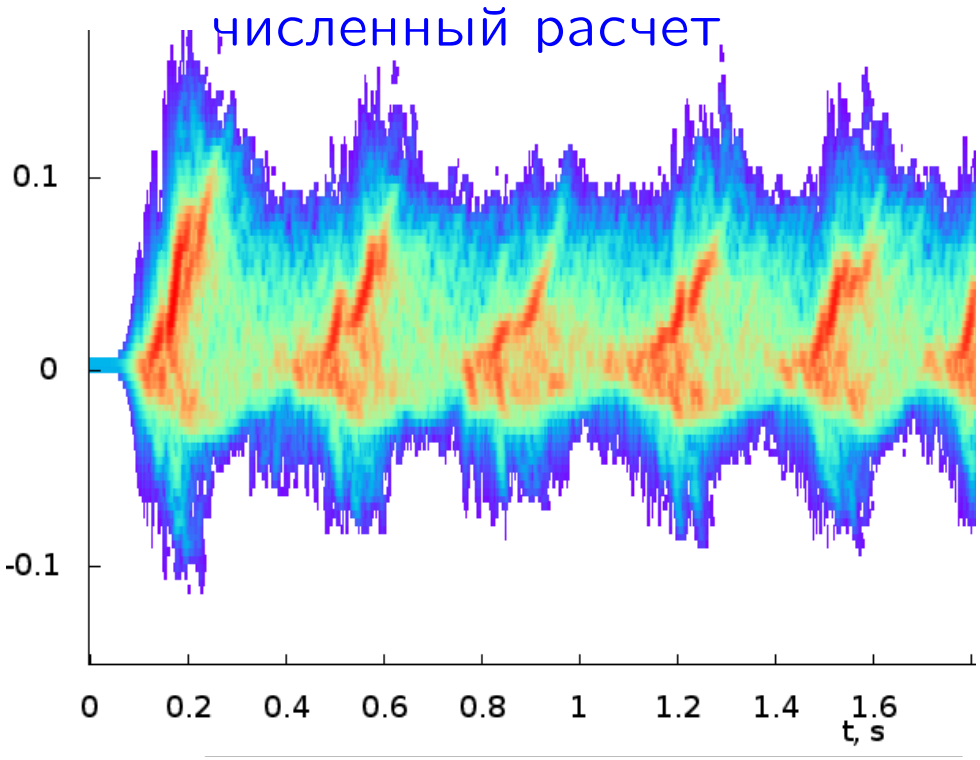


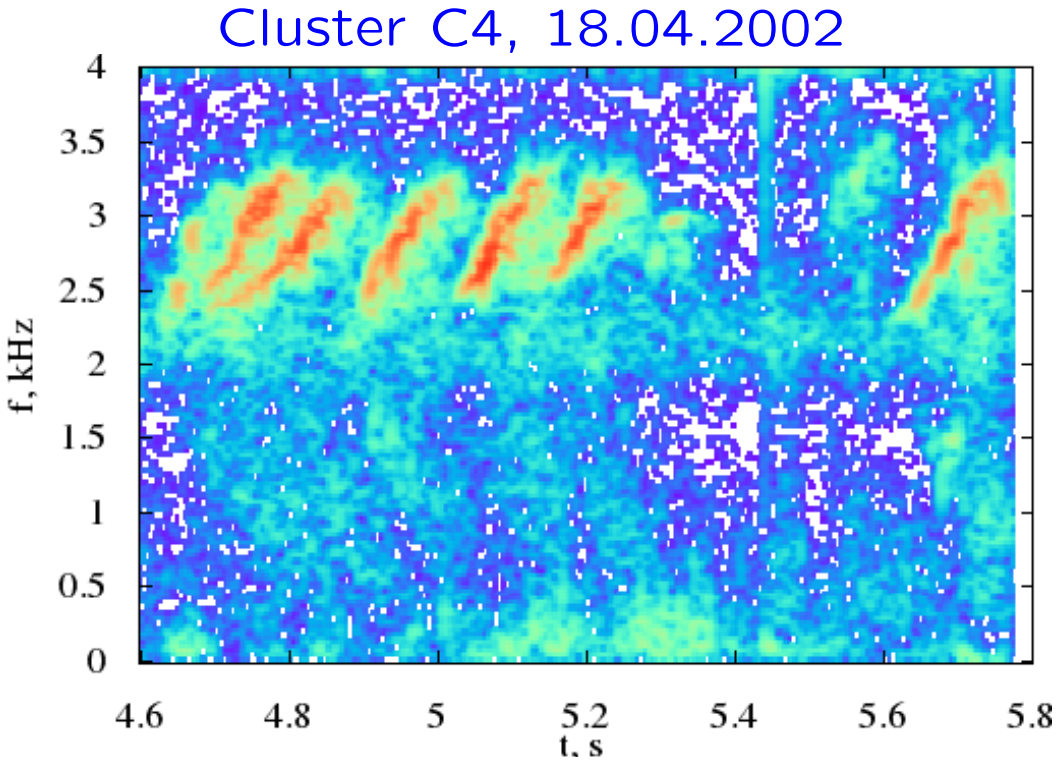
Поток электронов больше: $S/S_{\text{thr}} \approx 12$



Демехов, Трахтенгерц (2008)

Формирование дискретных элементов в ЛОВ (2)





Обращает на себя внимание сходство динамических спектров, полученных в расчетах и из наблюдений, в том числе наличие слабых низкочастотных сателлитов

Формирование дискретных элементов в ЛОВ (3)

Условие перехода от сателлитной неустойчивости к формированию дискретных элементов (Демехов, Трахтенгерц, 2008):

$$N_{\rm tr} \simeq \frac{l_{\text{ЛОВ}}\Omega_{\rm tr}}{2\pi V_*} > n_* \sim 1. \qquad (6)$$

(достаточно большая амплитуда генерируемой волны, при которой энергичные электроны успевают совершить несколько осцилляций в поле волны $N_{\rm tr}$ за время прохождения области генерации)

На основании вышеизложенного нетрудно получить аналитическую оценку числа таких осцилляций:

$$N_{\rm tr} \simeq \frac{16}{3\pi(1+V_*/v_g)}\,(q^{1/2}-1) \approx 0{,}6\,(q^{1/2}-1), \qquad q \equiv S/S_{\rm thr} \qquad (7)$$

В последней части этой формулы учтено соотношение $v_g = 2(\omega/\omega_B)V_*$ и для оценки принято типичное значение $\omega/\omega_B = 0{,}3$.

Обратим внимание на универсальный характер зависимости $N_{\rm tr}(q)$, куда не входит никакой иной параметр области генерации. С учетом (7) из (6) получаем, что генерация хоровых излучений в магнитосферной ЛОВ возможна лишь при определенном превышении порога линейной абсолютной неустойчивости:

$$q > q_* \approx (5n_*/3+1)^2. \qquad (8)$$

Если положить в (6), (8) $n_* = 1$, то получим $q_* \approx 7{,}1$. Такая же величина получается и из численных расчетов (Демехов, Трахтенгерц, 2008).

Возможные механизмы понижения частоты хоров

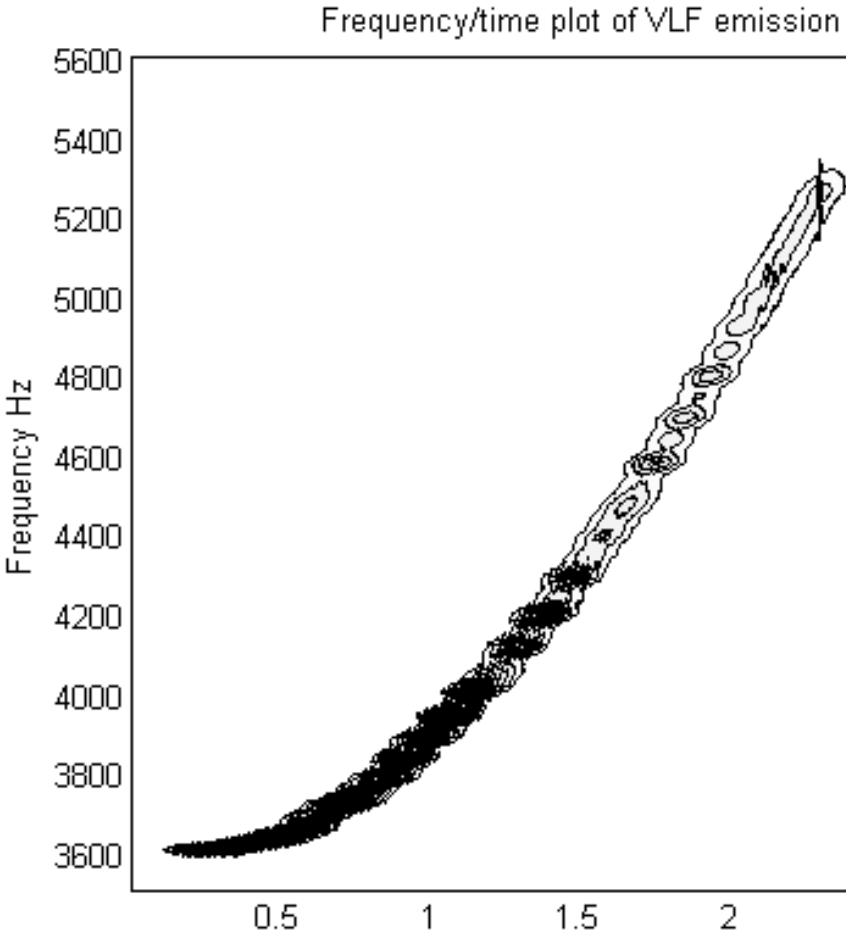
Если дрейф частоты связан с сателлитной неустойчивостью, то необходимо подавление высокочастотных и нарастание низкочастотных сателлитов. Для этого надо сдвинуть область начала генерации от экватора против движения электронов.

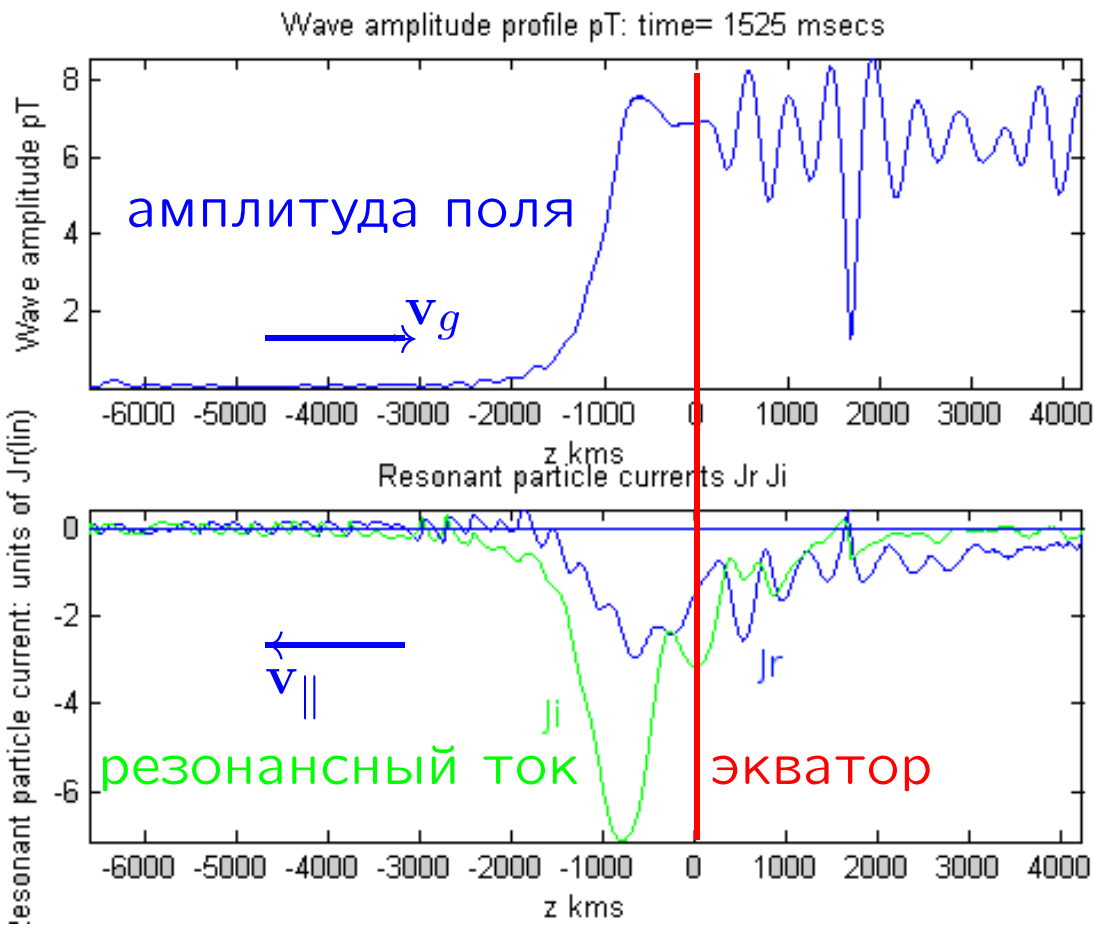
В расчетах триггерных излучений (D.Nunn) генерация понижающихся тонов достигается увеличением линейного инкремента (концентрации энергичных электронов). Эта закономерность подтверждается и в расчетах спонтанно генерируемых излучений (см. ниже).

Однако наблюдения не содержат явных указаний на то, что понижающиеся тоны в хоровых излучениях генерируются в условиях заметно большей активности, чем повышающиеся тоны.

Поэтому рассмотрим также другие объяснения, связанные (1) с сохранением фазовой группировки частиц, совершающих баунс-осцилляции в системе, (2) с пространственной модуляцией внешнего магнитного поля, (3) с влиянием продольного распределения фоновой плазмы

Расчеты триггерных излучений: Nunn et al., 2005

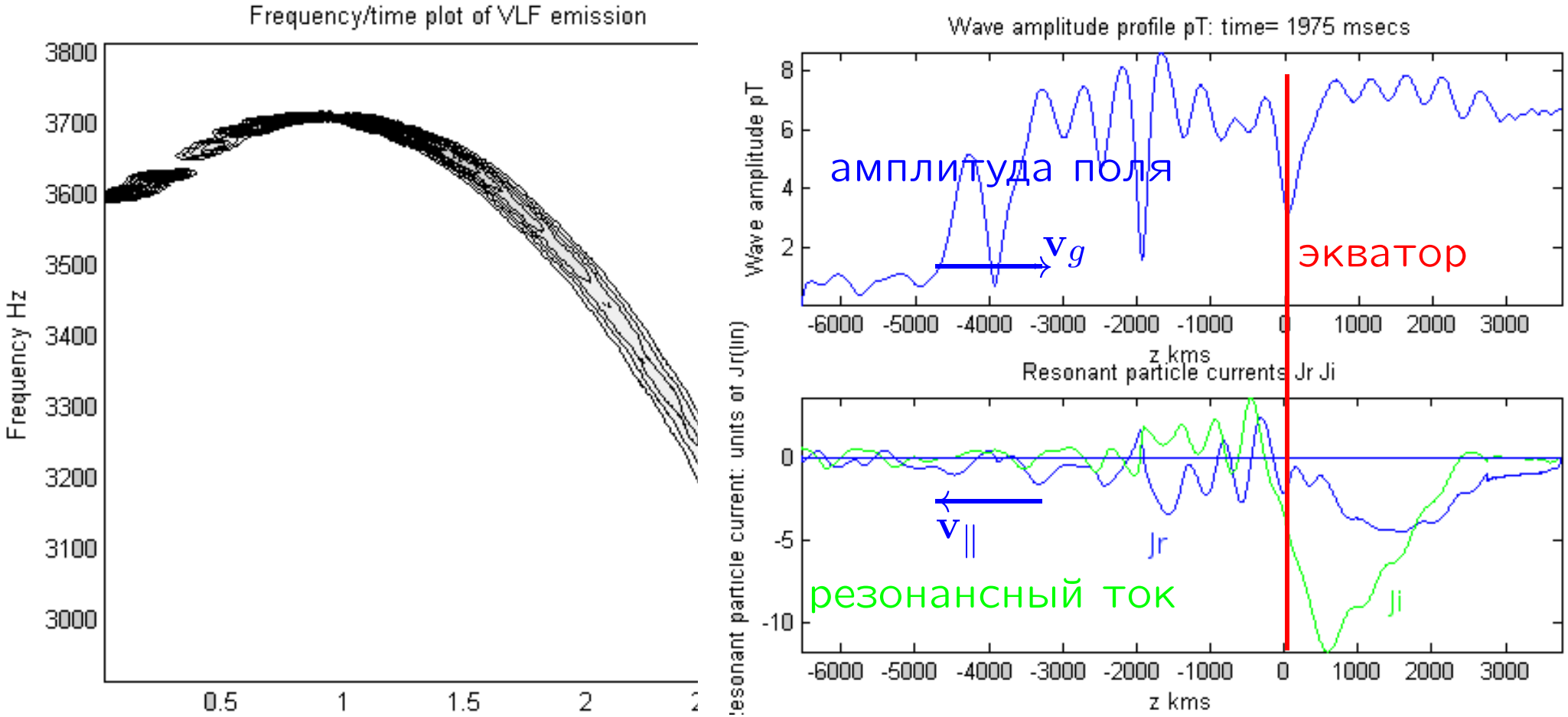




При генерации повышающихся тонов, рост амплитуды и сдвиг частоты происходят в области (слева от экватора), где электроны движутся вниз от экватора

$$\omega - \omega_B - kv_{\parallel} = 0 : \rightarrow \qquad d\omega/dt \propto d(\omega_B + kv_{\parallel})/dt > 0 \qquad (v_{\parallel} < 0)$$

Расчеты триггерных излучений: Nunn et al., 2005

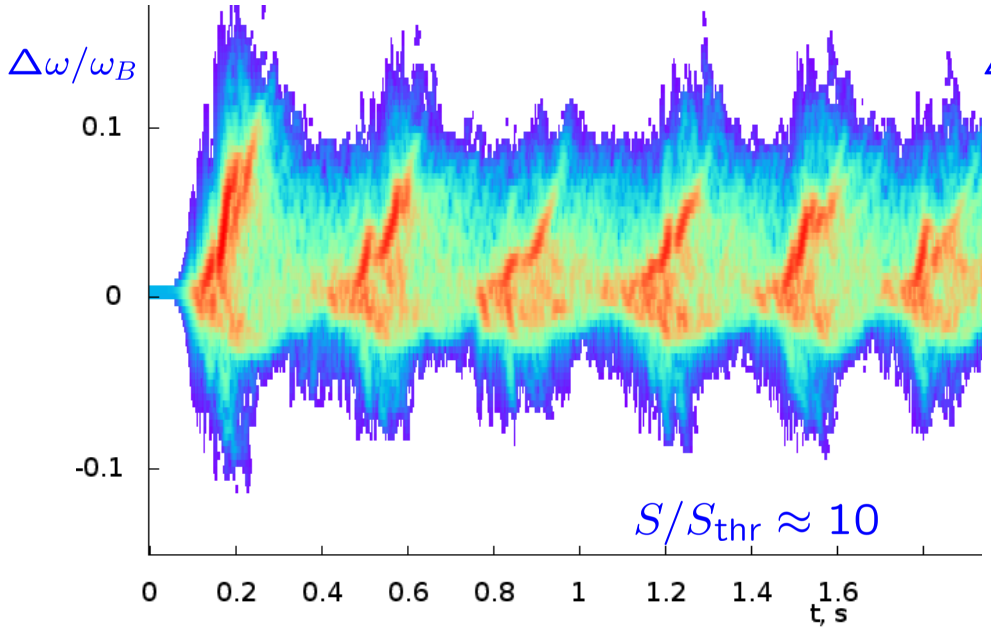


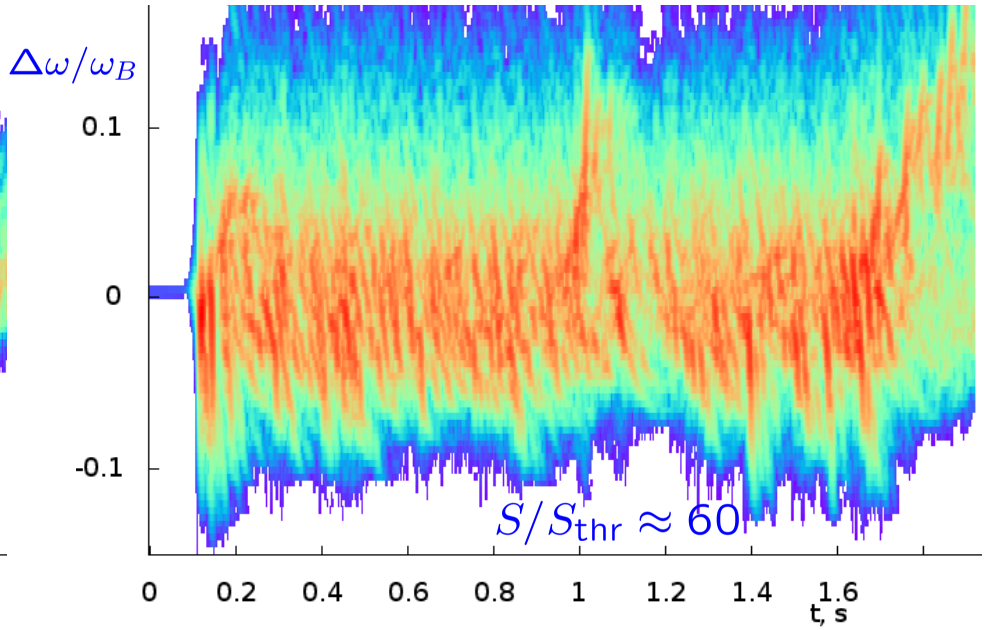
При генерации понижающихся тонов, сдвиг частоты происходит в области, где электроны движутся вверх к экватору (справа)

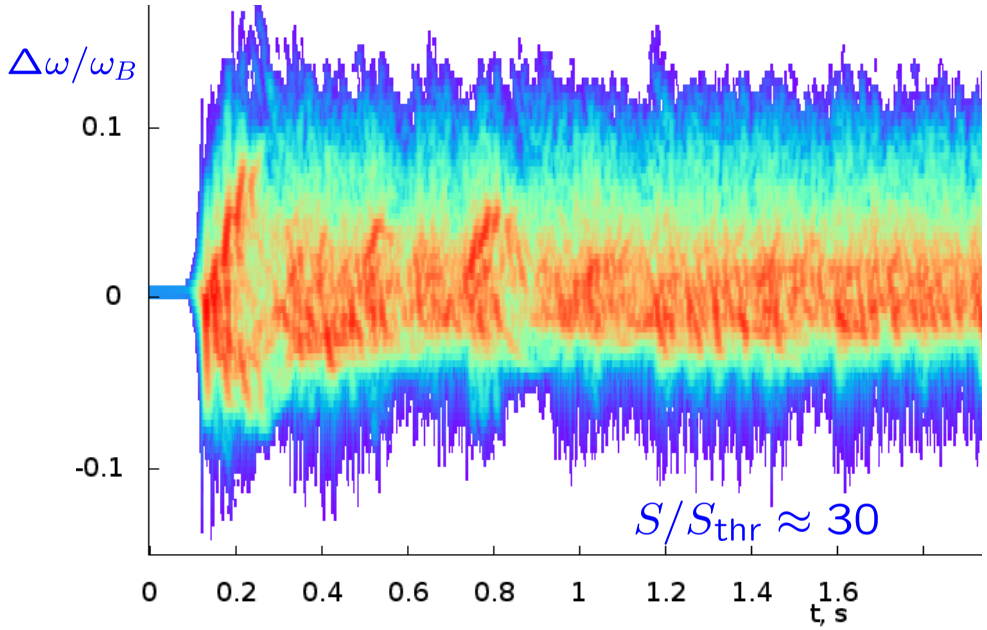
$$\omega - \omega_B - kv_{||} = 0 : \rightarrow \qquad d\omega/dt \propto d(\omega_B + kv_{||})/dt < 0 \qquad (v_{||} < 0)$$

Переход к понижающимся тонам в магнитосферной ЛОВ (1)

Повышение концентрации энергичных электронов

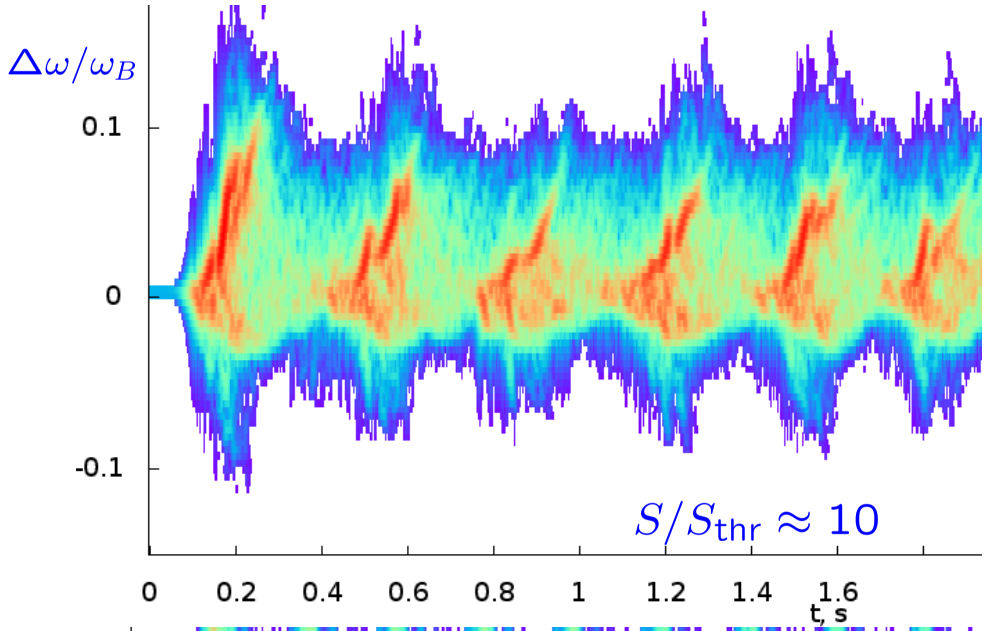


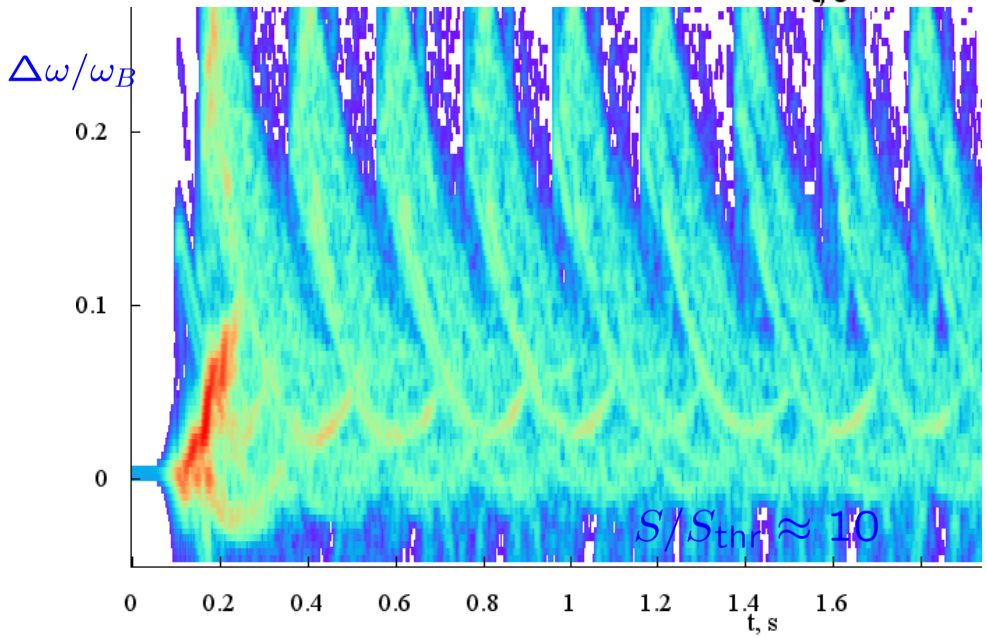




Смена повышающихся тонов понижающимися происходит при достаточно большом превышении порога генерации ($S/S_{\text{thr}} \approx 30$–$60$). При этом понижающиеся тоны следуют с довольно малым характерным интервалом.

Переход к понижающимся тонам в магнитосферной ЛОВ (2)
Учет начальной группировки электронов (из-за баунс-осцилляций?)





Нижний спектр получен при изменении граничных условий для энергичных частиц на «периодические»: на вход области взаимодействия поступают частицы с фазовой группировкой, отвечающей вышедшим из этой области частицам.

Характерный интервал следования понижающихся тонов по порядку величины такой же, как для повышающихся тонов.

Переход к понижающимся тонам в магнитосферной ЛОВ (3)

Оценим условия, при которых размах баунс-осцилляций электронов $l_{\rm b}$ близок к размеру источника $l_{\rm gen}$.

$$l_{\rm gen} = \beta l_{\text{ЛОВ}}, \qquad \beta > 1. \tag{9}$$

Для параболической зависимости $B(z)$ размах баунс осцилляций:

$$|z| \le l_{\rm b}, \qquad l_{\rm b}/a_B = |v_{\parallel L}/v_{\perp L}|, \qquad |v_{\parallel L}| = V_* = (\omega_{BL} - \omega)/k. \tag{10}$$

Используя дисперсионное уравнение и выражение для $l_{\text{ЛОВ}}$, получим

$$\frac{v_{\perp *}}{V_*} \gtrsim \beta^{-1}\left(\frac{a\omega_{BL}}{V_*}\right)^{1/3} \approx 9.5\beta^{-1}L^{1/3}N_{\rm c}^{1/6}\frac{\tilde{\omega}^{1/6}}{(1-\tilde{\omega})^{1/2}}, \qquad \tilde{\omega} = \omega/\omega_{BL} \tag{11}$$

Для $\beta = 10$, $L = 4.4$, $N_{\rm c} = 50$ см$^{-3}$, $\tilde{\omega} = 0.3$, имеем $v_{\perp L}/V_* \gtrsim 2.9$.

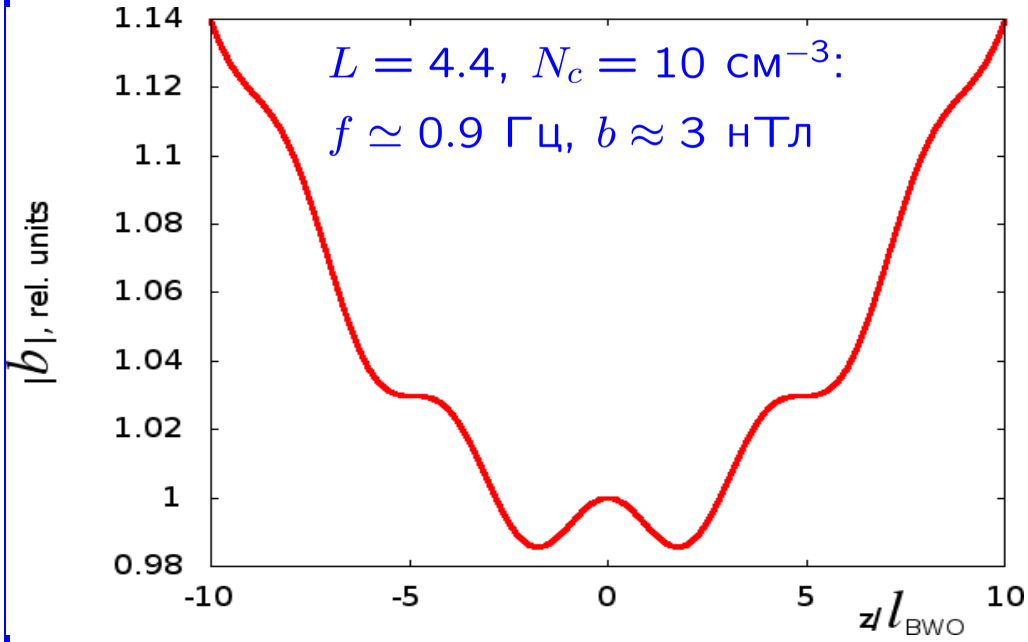
Уравнение (10) перепишем в виде ограничения на плотность плазмы:

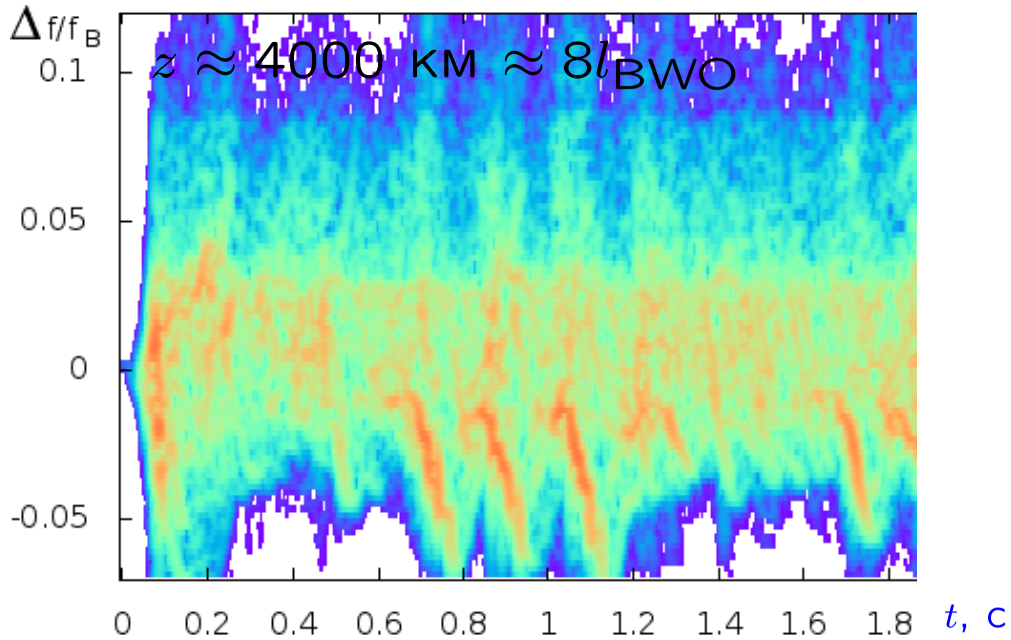
$$N_{\rm c} \gtrsim \frac{mc^2}{4\pi e^2 a^2}\tilde{\omega}\left(\frac{1-\tilde{\omega}}{\beta}\frac{a\omega_{BL}}{v_{\perp *}}\right)^3. \tag{12}$$

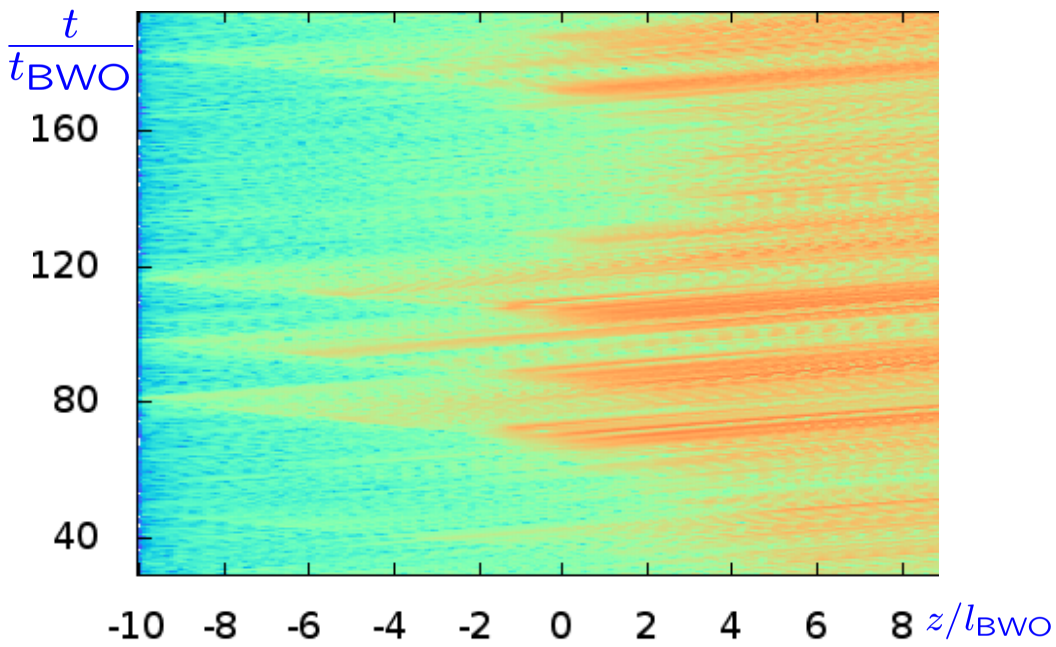
Для $mv_{\perp *}^2/2 = 10$ кэВ получаем $N_{\rm c} \gtrsim 50$ cm^{-3}.

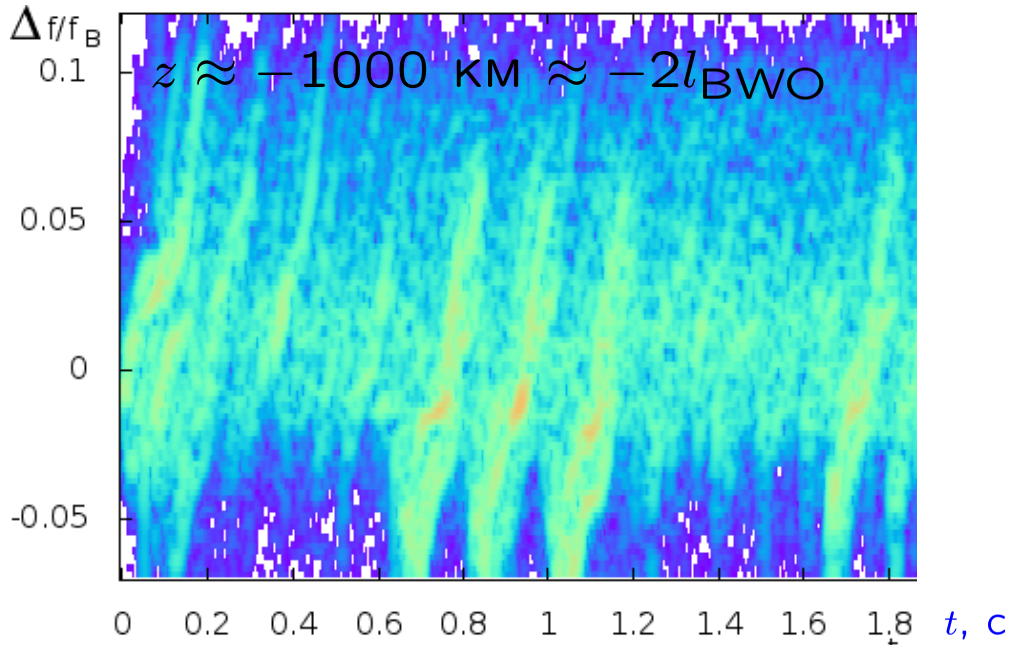
Переход к понижающимся тонам в магнитосферной ЛОВ (4)

Эффект пространственной модуляции магнитного поля



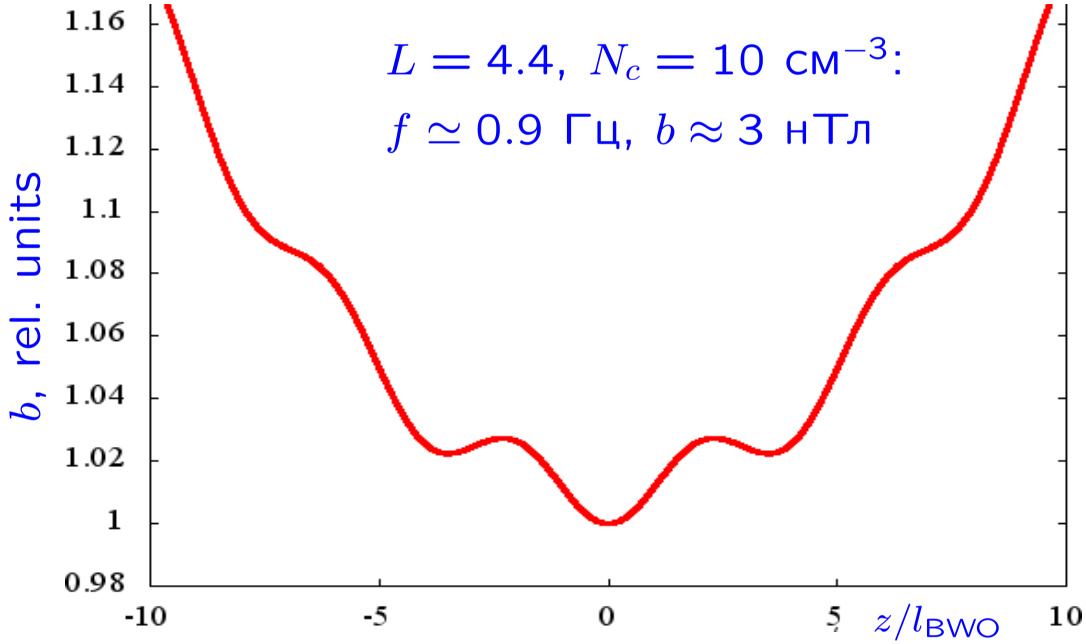


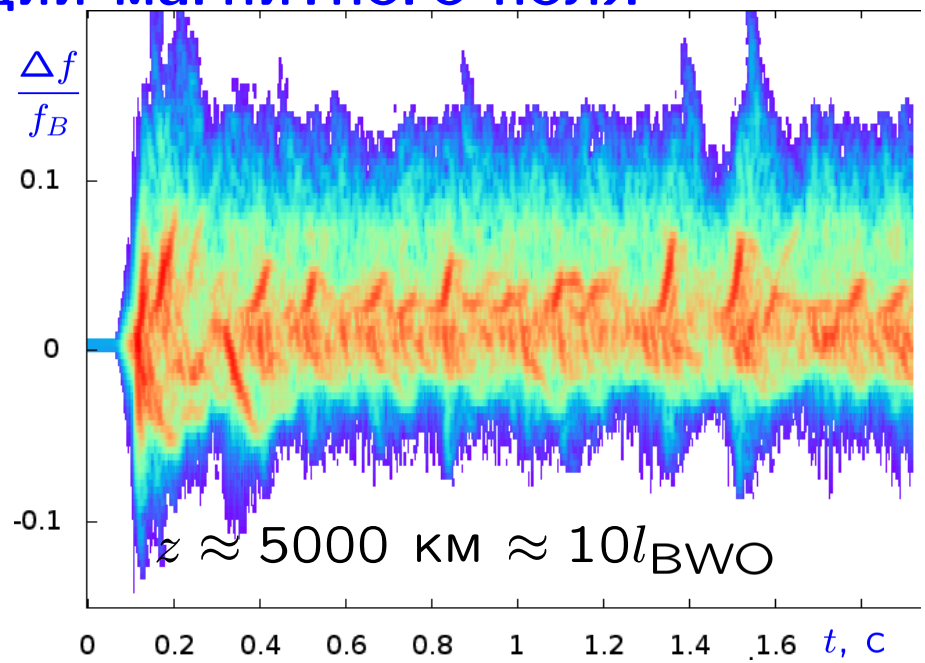


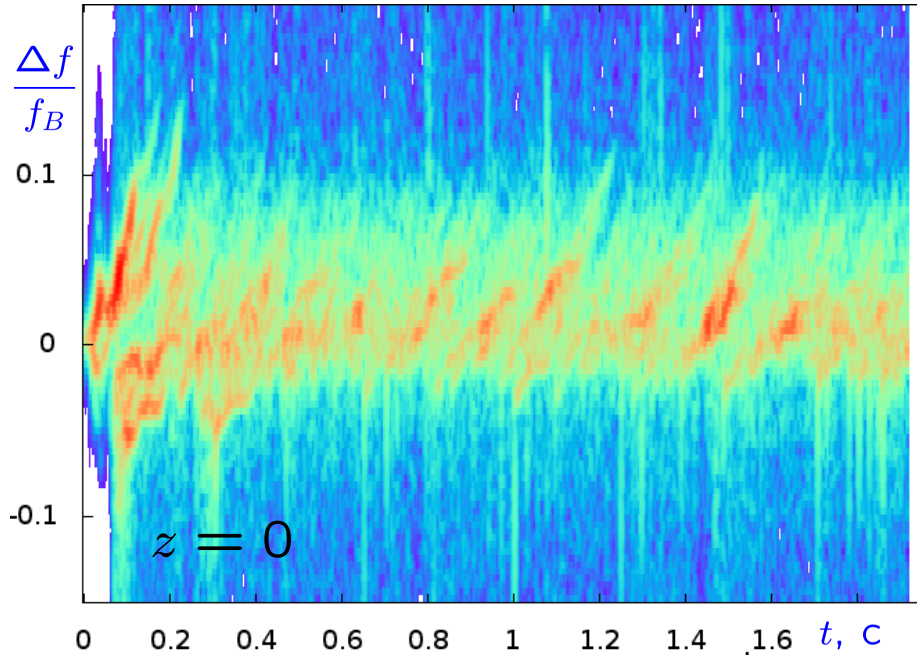


Переход к понижающимся тонам в магнитосферной ЛОВ (5)

Эффект пространственной модуляции магнитного поля

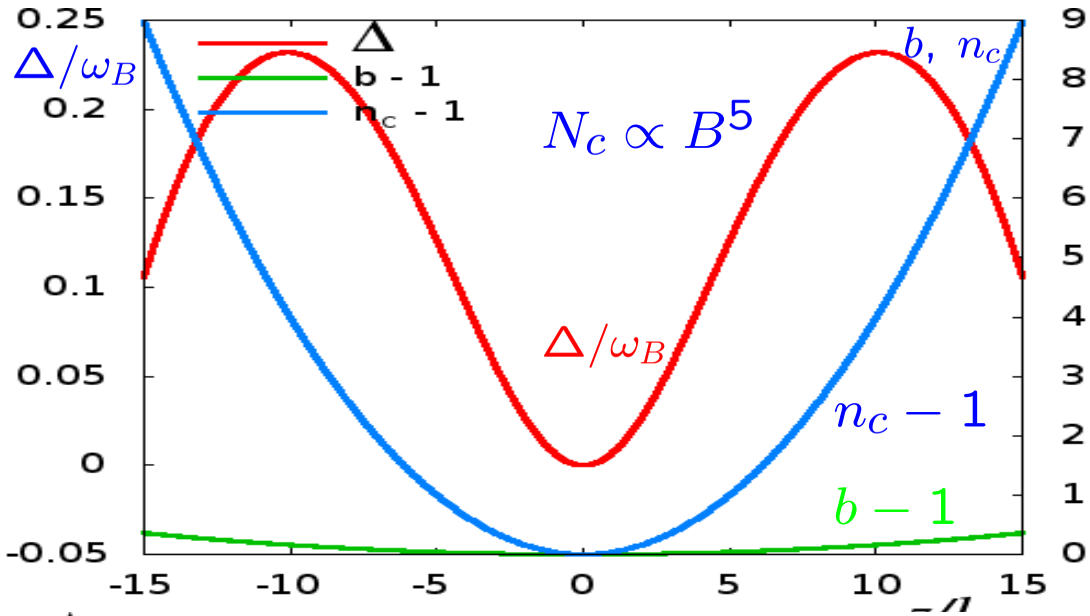


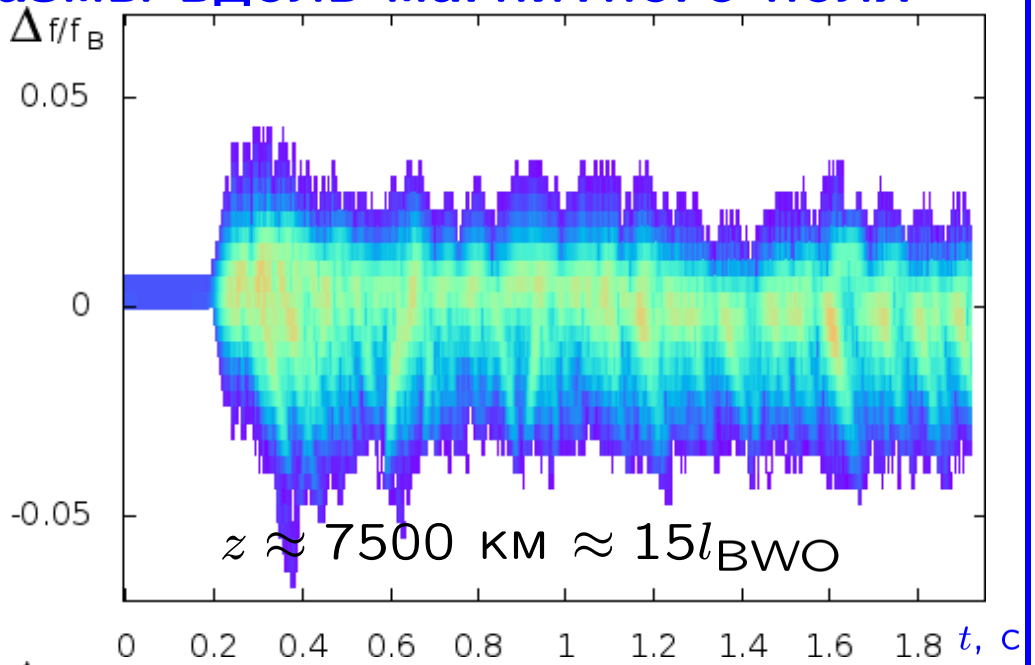


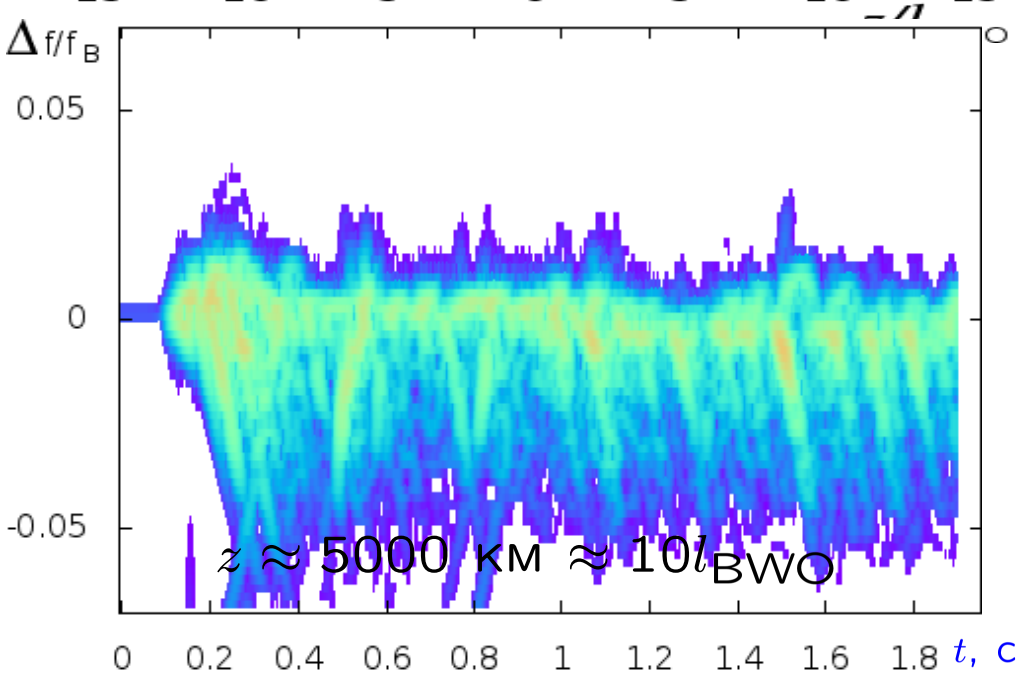


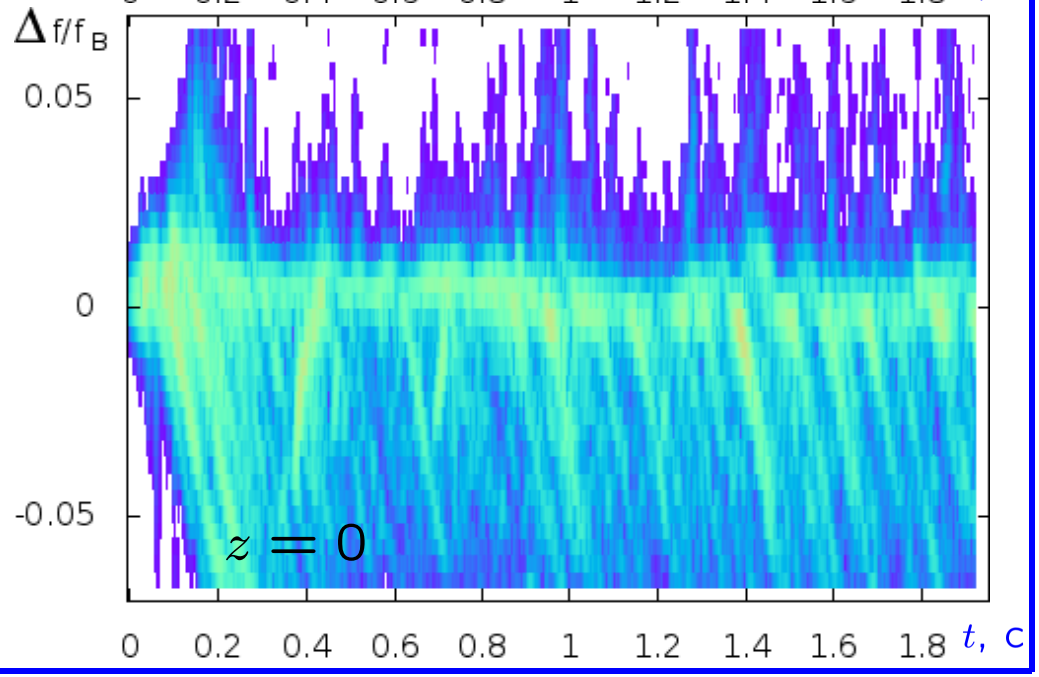
Переход к понижающимся тонам в магнитосферной ЛОВ (6)

Эффект возрастания плотности плазмы вдоль магнитного поля









Выводы

- Аналитически и численно обосновано наличие минимального превышения порога перехода в режим ЛОВ, выше которого формируются дискретные элементы.

- Продемонстрирована возможность перехода к генерации дискретных ОНЧ излучений с понижающейся частотой за счет четырех механизмов:

  – увеличения потока энергичных электронов;

  – учета начальной фазовой группировки, которая в естественных условиях может быть обусловлена возвращением энергичных частиц в область взаимодействия в процессе баунс-осцилляций;

  – влияния квазистатической модуляции магнитного поля в области генерации;

  – быстрого возрастания концентрации фоновой плазмы вдоль геомагнитного поля ($N_c \propto B^n$, $n > 4$)