

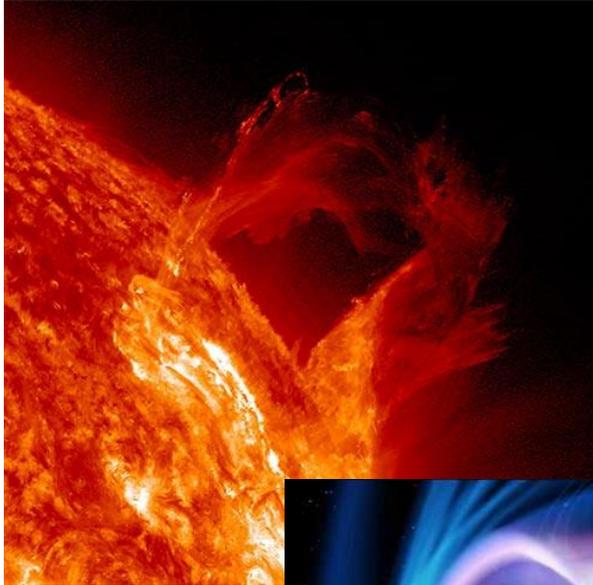
**Изменение функции распределения  
потоков холодных электронов под  
действием параллельного  
электрического поля  
альфвеновской волны**

Костарев Д.В., Магер П.Н., Климушкин Д.Ю.

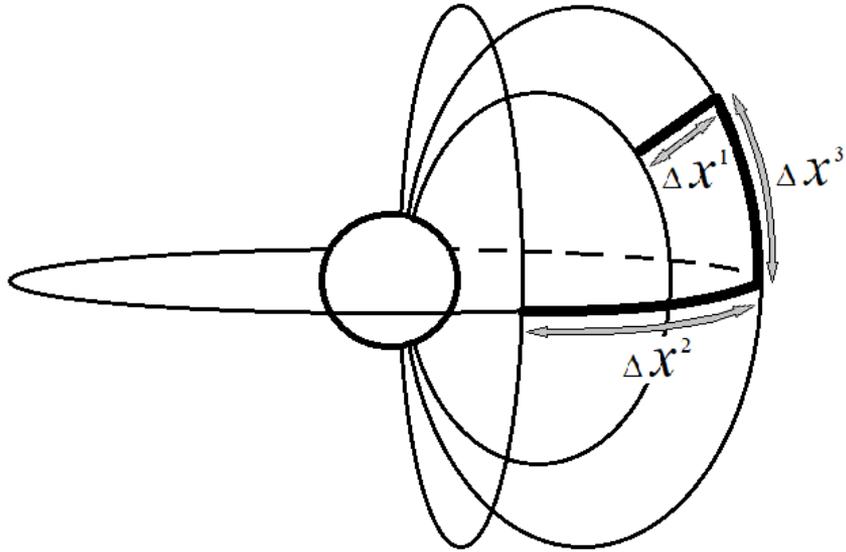
ИНСТИТУТ СОЛНЕЧНО-ЗЕМНОЙ ФИЗИКИ СО РАН

# Ультранизкочастотные волны

( $T > 0,2 \text{ с}$ )



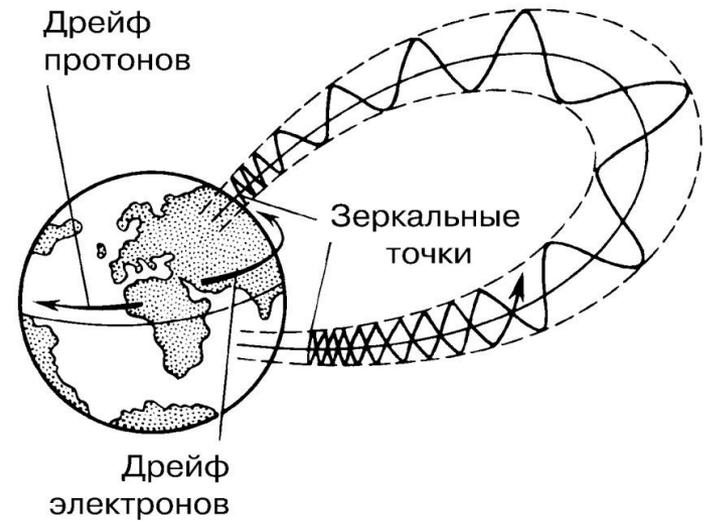
# Система координат



$x^1$  - радиальная координата

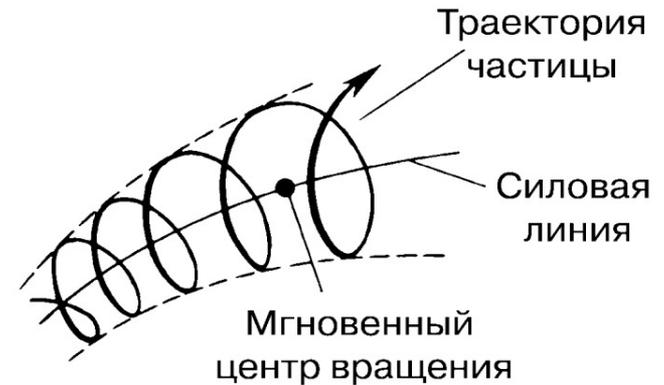
$x^2$  - азимутальная координата

$x^3$  - точка на силовой линии



# Гирокинетический подход

$$\omega \ll \omega_{Ci}$$



Описание волнового поля:

$\psi$  - поперечная компонента электрического и магнитного поля волны

$\phi_{\parallel}$  - продольная компонента электрического поля волны

$b_{\parallel}$  - продольная компонента магнитного поля волны

$$\begin{aligned}\vec{E}_{\perp} &= -\nabla_{\perp}\psi \\ \vec{E}_{\parallel} &= -\nabla_{\parallel}\phi_{\parallel}\end{aligned}$$

$A_{\parallel} = -(ic/\omega)\partial\psi/\partial l_{\parallel}$  - электромагнитный вектор-потенциал

$\nabla \cdot \vec{A} = 0$  - кулоновская калибровка

# Приближение

$$k_{\perp} \rho \ll 1,$$

$$\omega \gg \bar{\omega}_{d_{p,e}}, \omega_{b_p}.$$

Функция распределения Максвелла

$$F_j = \frac{n_j}{(2\pi\varepsilon_{0j})^{3/2}} e^{-\varepsilon/\varepsilon_{0j}}$$

$$\varepsilon = v^2/2$$

$$\partial F/\partial \mu = 0$$

$$\mu = v_{\perp}^2 / (2B)$$

Уравнение состояния плазмы

$$\frac{\beta}{2} \frac{P'}{P} + \frac{B'}{B} + \frac{\sqrt{g_1}}{R} = 0,$$

$$0 < \beta \ll 1$$

$$\beta_p \gg \beta_e$$

$$\beta = 8\pi P/B^2$$

# Изменение функции распределения электронов

$$\frac{\delta F_e}{F_{0_e}} = \frac{1}{F_{0_e}} \frac{q_e}{m_e} \left[ \frac{\partial F_{0_e}}{\partial \varepsilon} \phi - \frac{\hat{Q} F_{0_e}}{\omega} \psi \right] + \frac{1}{F_{0_e}} \frac{q_e}{m_e} \frac{\hat{Q} F_{0_e}}{\omega} \overline{\left( \phi - \psi + \frac{\omega_{d_e}}{\omega} \psi + \frac{m_e}{q_e} \mu b_{\parallel} \right)}$$

$$\hat{Q} = \omega \frac{\partial}{\partial \varepsilon} + \frac{k_2}{\omega_c \sqrt{g_1 g_2}} \frac{\partial}{\partial x^1}$$

$$\overline{(\dots)} = \frac{2}{\tau_b} \int_{-l_0}^{l_0} (\dots) \frac{dl_{\parallel}}{|v_{\parallel}|}$$

$$\tau_b = 2 \int_{-l_0}^{l_0} \frac{dl_{\parallel}}{|v_{\parallel}|}$$

$$b_{\parallel} \simeq \frac{ck_2}{\omega \sqrt{g_2}} \left( \frac{4\pi P'}{\sqrt{g_1} B^2} + \frac{\beta}{1 + \beta} \frac{3}{2R} \right) \psi$$

Chen, L., & Hasegawa, A. (1991). Kinetic theory of geomagnetic pulsations: 1. Internal excitations by energetic particles. *Journal of Geophysical Research*, 96, 1503-1512. doi: 10.1029/90JA02346

Klimushkin, D. Yu., & Mager, P. N. (2015). The Alfvén mode gyrokinetic equation in finite-pressure magnetospheric plasma. *Journal of Geophysical Research*, 350 (6), 4465–4474. (2015JA021045) doi: 10.1002/2015JA021045

# Параметры альфвеновской волны

случай полоидальной поляризации

$$k_1 \ll k_2$$

$$V_A = 1550 \text{ км/с}$$

$$m = 50$$

$$E_a = 10 \text{ мВ/м}$$

$$\beta = 0.4$$

$$T_e = 1 \text{ кэВ}$$

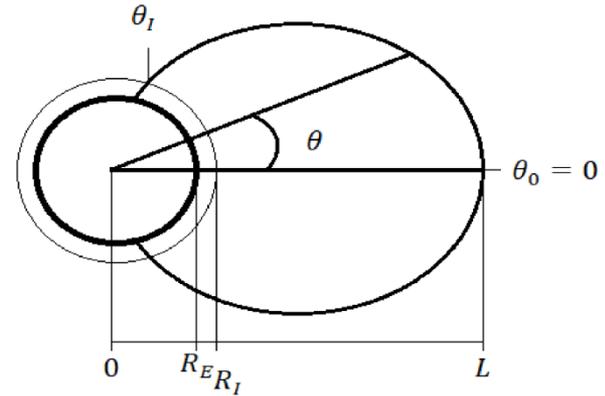
$$R_I = R_E + 1500 \text{ км}$$

$$L = 6.6 R_E$$

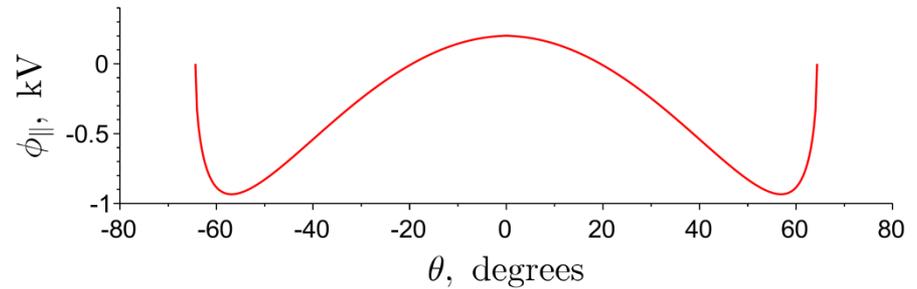
$$\omega = 19.02 \text{ мГц}$$

$$\vec{E}_\perp = -\nabla_\perp \psi$$
$$\vec{E}_\parallel = -\nabla_\parallel \phi_\parallel$$

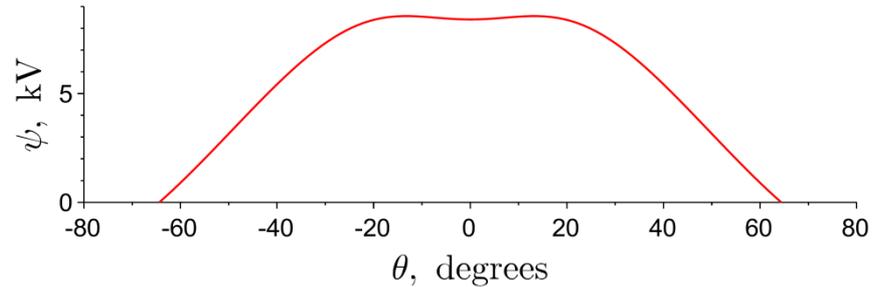
A



B



C



# Изменение функции распределения электронов

## Решение

$$\frac{\delta F_e}{F_{0e}} = -\frac{q_e}{m_e \varepsilon_{0e}} \varphi_{\parallel}(\theta_0) - \frac{k_2}{\omega B_0 L} \left[ \frac{n'_e}{n_e} - \frac{3 \varepsilon'_{0e}}{2 \varepsilon_{0e}} \right] \psi(\theta_0) + I_{\varphi_{\parallel}}(\theta) + I_{1\psi}(\theta) + I_{2\psi}(\theta)$$

$$I_{\varphi_{\parallel}}(\theta) = \frac{q_e}{m_e \varepsilon_{0e}} \frac{4L}{L_b} \int_0^{\theta_\alpha} \frac{\cos\theta \sqrt{1 + 3\sin^2\theta}}{\sqrt{1 - \lambda \frac{B(\theta)}{B_0}}} \varphi_{\parallel}(\theta) d\theta$$

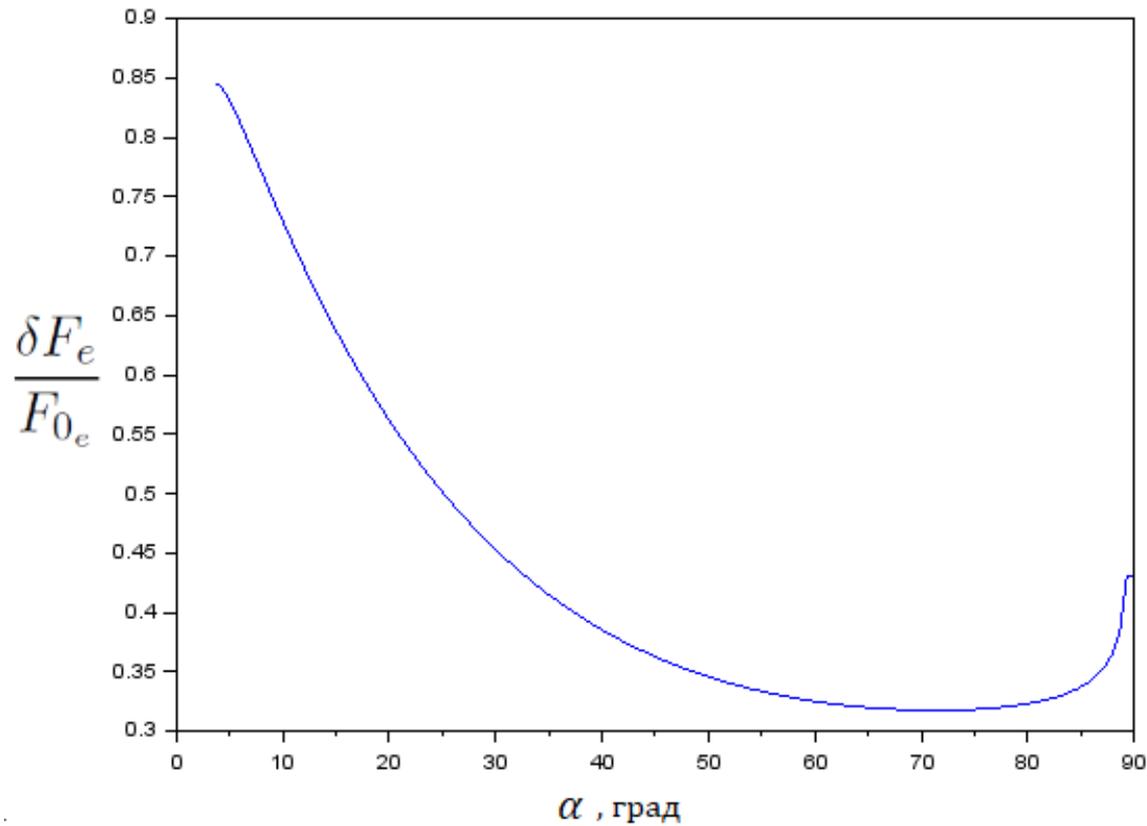
$$I_{1\psi}(\theta) = \frac{k_2 c}{\omega B_0} \frac{12}{L_b L} \frac{\varepsilon_e}{\varepsilon_{0e}} \left( 1 + \frac{3}{2} \frac{\beta}{(1 + \beta)} \right) \int_0^{\theta_\alpha} \frac{(1 + \sin^2\theta)}{\cos^3\theta (1 + 3\sin^2\theta)} \frac{B(\theta)}{B_0} \frac{\lambda}{\sqrt{1 - \lambda \frac{B(\theta)}{B_0}}} \psi(\theta) d\theta$$

$$I_{2\psi}(\theta) = -\frac{k_2 c}{\omega B_0} \frac{24}{L_b L} \frac{\varepsilon_e}{\varepsilon_{0e}} \int_0^{\theta_\alpha} \frac{(1 + \sin^2\theta)}{\cos^3\theta (1 + 3\sin^2\theta)} \frac{1}{\sqrt{1 - \lambda \frac{B(\theta)}{B_0}}} \psi(\theta) d\theta$$

$$\alpha = \arcsin \sqrt{\cos^6\theta_\alpha / \sqrt{1 + 3\sin^2\theta_\alpha}}$$

$$\lambda = \sin^2\alpha$$

# Численное решение



Изменение потока электронов с энергиями  $T_e = 100$  эВ  
в зависимости от питч-угла

# Результаты

Параллельный электрический потенциал альфвеновской волны может сильно изменять потоки холодных электронов с малыми питч-углами. Это должно наблюдаться как изменение числа холодных электронов в зависимости от их питч-углов и фазы альфвеновской волны.

Полученные результаты могут быть использованы для интерпретации распределений холодных электронов и проверки профилей вдоль силовых линий геомагнитного поля параллельных и поперечных электрических полей, генерируемых альфвеновскими волнами.