

Ondas de Alfvén em Plasmas com Distribuições Não-Térmicas (e com Poeira)

Rudi Gaelzer

Seminários do Grupo de Física de Plasmas – 2013/2

15 de agosto de 2013

1 Principais motivações

- Problemas atuais na física do sistema solar

2 Revisão sobre ondas de Alfvén em plasmas frios

- Ondas em plasmas frios
- Propagação paralela a B_0
- Propagação perpendicular a B_0 ($N \perp B_0$)
- Propagação oblíqua

3 Ondas de Alfvén em plasmas térmicos Maxwellianos

- Equação de dispersão para $k_{\perp} = 0$
- Soluções numéricas da equação de dispersão

4 Distribuições supertérmicas (κ) em plasmas espaciais

- Principais motivações
- Modelo teórico
- Equação de dispersão e função de dispersão supertérmica
- Ondas de Alfvén em plasmas supertérmicos

Ondas de Alfvén

£O que são?

Ondas eletromagnéticas de baixa frequência em um plasma magnetizado.

Outline

1 Principais motivações

- Problemas atuais na física do sistema solar

2 Revisão sobre ondas de Alfvén em plasmas frios

- Ondas em plasmas frios
- Propagação paralela a B_0
- Propagação perpendicular a B_0 ($N \perp B_0$)
- Propagação oblíqua

3 Ondas de Alfvén em plasmas térmicos Maxwellianos

- Equação de dispersão para $k_{\perp} = 0$
- Soluções numéricas da equação de dispersão

4 Distribuições supertérmicas (κ) em plasmas espaciais

- Principais motivações
- Modelo teórico
- Equação de dispersão e função de dispersão supertérmica
- Ondas de Alfvén em plasmas supertérmicos

Física Solar

Aquecimento da coroa solar

LETTER

doi:10.1038/nature10235

Alfvénic waves with sufficient energy to power the quiet solar corona and fast solar wind

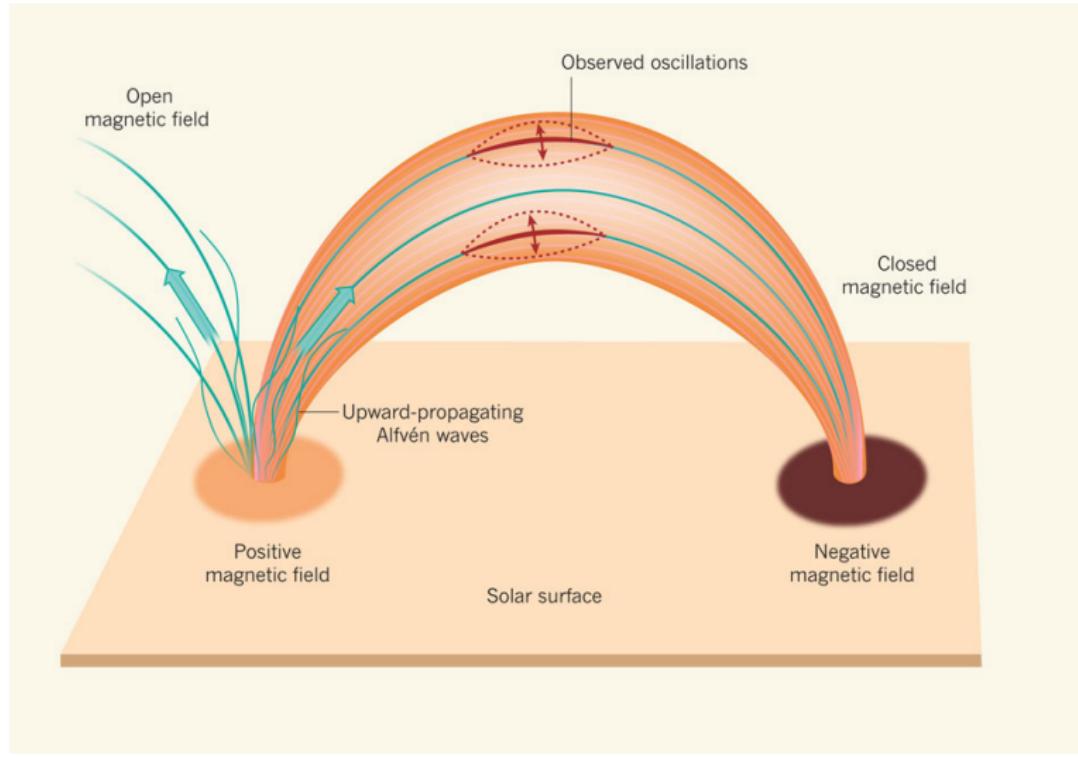
Scott W. McIntosh¹, Bart De Pontieu², Mats Carlsson³, Viggo Hansteen^{2,3}, Paul Boerner² & Marcel Goossens⁴

Energy is required to heat the outer solar atmosphere to millions of degrees (refs 1, 2) and to accelerate the solar wind to hundreds of kilometres per second (refs 2–6). Alfvénic waves (travelling oscillations of ions and magnetic field) have been invoked as possible mechanism to transport magneto-convective energy upwards along the Sun's magnetic field lines into the corona. Previous observations⁷ of Alfvénic waves in the corona revealed amplitudes far too small (0.5 km s^{-1}) to supply the energy flux ($100\text{--}200 \text{ W m}^{-2}$) required to drive the fast solar wind⁸ or balance the radiative losses of the quiet corona⁹. Here we report observations of the transition region (between the chromosphere and the corona) and of the corona that reveal how Alfvénic motions permeate the dynamic and finely structured outer solar atmosphere. The ubiquitous outward-propagating Alfvénic motions observed have amplitudes of the order of 20 km s^{-1} and periods of the order of $100\text{--}500 \text{ s}$ throughout the quiescent atmosphere (compatible with recent investigations^{5,10}), and are energetic enough to accelerate the fast solar wind and heat the quiet corona.

that those spicules are associated with material that is heated to coronal temperatures. These transition-region and coronal features undergo significant Alfvénic motion, with displacements varying sinusoidally in time (Fig. 1, Supplementary Movies 1–4). Because the magnetic field dictates the direction of plasma motions at these heights of the solar atmosphere, the observed transverse (to the long axis of the ejected material) motions imply the presence of Alfvénic waves.

The SDO/AIA image sequences show a hot outer atmosphere that is replete with Alfvénic waves (Fig. 2; Supplementary Movies 1–7). The waves are traced by structures that do not have particularly long lifetimes (of the order of 50–500 s) compared to the wave periods, and are difficult to detect because of the enormous line-of-sight superposition in the atmosphere above the solar limb. To avoid these issues, we use Monte Carlo simulations (Supplementary Information) to study the statistical properties of the waves. Below 20 Mm in height, we see a predominance of linear motion and partial swings (as opposed to full swings) in the space-time plots, because of the short transition-region spicule lifetimes. In the hotter corona, extending further from the

Aquecimento da coroa solar



Física da Magnetosfera terrestre

Aceleração de elétrons (MeV) nos cinturões de Van Allen



Electron Acceleration in the Heart of the Van Allen Radiation Belts

G. D. Reeves,^{1*} H. E. Spence,² M. G. Henderson,¹ S. K. Morley,¹ R. H. W. Friedel,¹ H. O. Funsten,¹ D. N. Baker,³ S. G. Kanekal,⁴ J. B. Blake,⁵ J. F. Fennell,⁵ S. G. Claudepierre,⁵ R. M. Thorne,⁶ D. L. Turner,⁷ C. A. Kletzing,⁸ W. S. Kurth,⁸ B. A. Larsen,¹ J. T. Niehof¹

¹Space Science and Applications Group, Los Alamos National Laboratory, Los Alamos, NM, USA. ²Each Institute for the Study of Earth Oceans and Space, University of New Hampshire, Durham, NH, USA.

³Laboratory for Atmospheric and Space Research, University of Colorado, Boulder, CO, USA. ⁴NASA Goddard Space Flight Center, Greenbelt, MD, USA. ⁵The Aerospace Corporation, El Segundo, CA, USA. ⁶Department of Atmospheric and Ocean Sciences, University of California, Los Angeles, CA, USA.

⁷Department of Earth and Space Sciences, University of California, Los Angeles, CA, USA. ⁸Department of Physics, University of Iowa, Iowa City, IA, USA.

*Corresponding author. E-mail: reeves@lanl.gov

The Van Allen Radiation Belts contain ultra-relativistic electrons trapped in the Earth's magnetic field. Since their discovery in 1958, a fundamental unanswered question has been how electrons can be accelerated to such high energies. Two classes of processes have been proposed: transport and acceleration of electrons from a source population located outside the radiation belts ("radial acceleration"); or, acceleration of lower-energy electrons to relativistic energies *in situ*, in the heart of the radiation belts ("local acceleration"). We report measurements from NASA's Van Allen Radiation Belt Storm Probes that clearly distinguish between the two types of acceleration. The observed radial profiles of phase space density are characteristic of local acceleration in the heart of the radiation belts and are inconsistent with a predominantly radial acceleration process.

ULF waves which are enhanced during geomagnetic storms. Subsequent studies suggested that rapid enhancements of the radiation belts could be explained by acceleration from rapid, time-varying radial diffusion driven by the strong ULF field fluctuations (12–17).

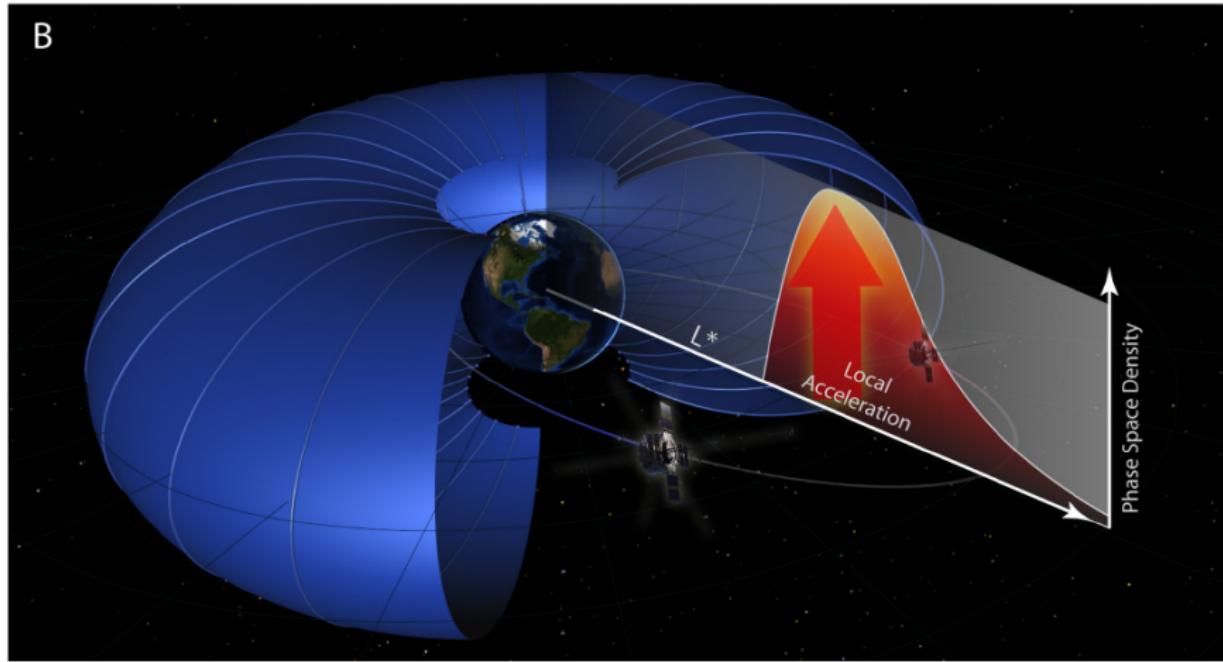
Measurements of electron flux ($\text{electrons}/\text{cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{sr} \cdot \text{MeV}$) cannot distinguish between local acceleration and acceleration by radial transport because both can produce radial peaks in electron flux. However, phase space density, which is the electron flux divided by the square of the momentum, does show unique signatures for local vs. radial acceleration when expressed as a function of "magnetic coordinates". NASA's recently-launched Van Allen Radiation Belt Storm Probes (RBSP) mission was designed to make the measurements needed to clearly distinguish whether local or radial acceleration is the primary driver behind radiation belt electron acceleration events (18). Here we report on the radial profiles of phase space density observed during the first major radiation belt enhancement event of the RBSP mission.

In the Earth's magnetic field, the motion of electrons is constrained to "drift shells" where electrons bounce

:iencemag.org on August 15, 2013

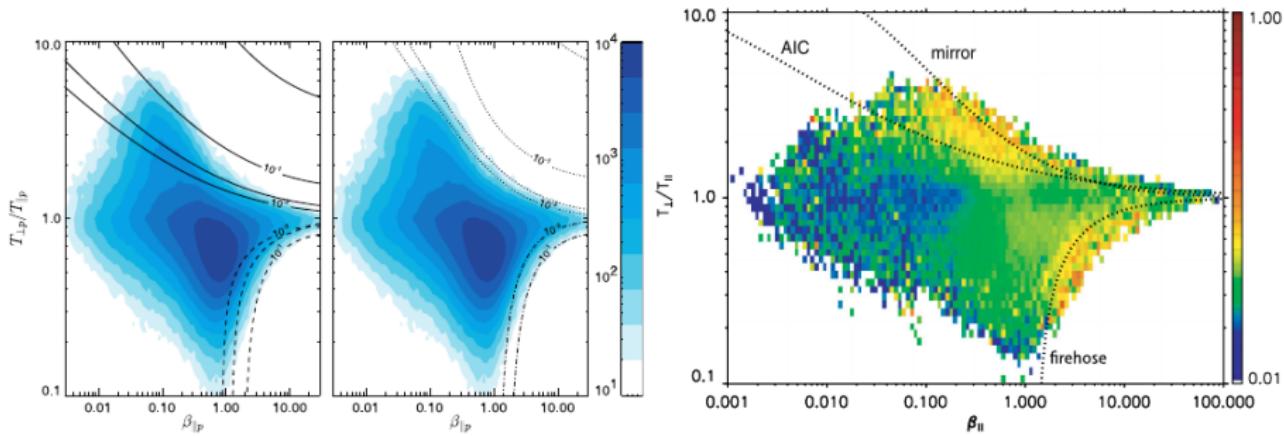
Aceleração de elétrons (MeV) nos cinturões de Van Allen

B



Física do Vento Solar

Anisotropia na temperatura dos prótons no foreshock



Outline

1 Principais motivações

- Problemas atuais na física do sistema solar

2 Revisão sobre ondas de Alfvén em plasmas frios

• Ondas em plasmas frios

- Propagação paralela a B_0
- Propagação perpendicular a B_0 ($N \perp B_0$)
- Propagação oblíqua

3 Ondas de Alfvén em plasmas térmicos Maxwellianos

- Equação de dispersão para $k_{\perp} = 0$
- Soluções numéricas da equação de dispersão

4 Distribuições supertérmicas (κ) em plasmas espaciais

- Principais motivações
- Modelo teórico
- Equação de dispersão e função de dispersão supertérmica
- Ondas de Alfvén em plasmas supertérmicos

O Tensor dielétrico e a Equação da onda

Tensor dielétrico de um plasma frio magnetizado:

$$\|\boldsymbol{\epsilon}_{ij}\| = \begin{pmatrix} S & -iD & 0 \\ iD & S & 0 \\ 0 & 0 & P \end{pmatrix},$$

sendo S , D e P os *parâmetros de Stix*:

$$S = 1 - \sum_{\alpha} \frac{\omega_{p\alpha}^2}{\omega^2 - \Omega_{\alpha}^2} \equiv \frac{1}{2}(R + L)$$

$$D = \sum_{\alpha} \frac{\omega_{p\alpha}^2 \Omega_{\alpha}}{\omega(\omega^2 - \Omega_{\alpha}^2)} \equiv \frac{1}{2}(R - L)$$

$$P = 1 - \sum_{\alpha} \frac{\omega_{p\alpha}^2}{\omega^2}$$

$$R = S + D = 1 - \sum_{\alpha} \frac{\omega_{p\alpha}^2}{\omega(\omega + \Omega_{\alpha})}$$

$$L = S - D = 1 - \sum_{\alpha} \frac{\omega_{p\alpha}^2}{\omega(\omega - \Omega_{\alpha})}$$

$$\omega_{p\alpha}^2 = \frac{4\pi n_{\alpha} q_{\alpha}^2}{m_{\alpha}} \quad \Omega_{\alpha} = \frac{q_{\alpha} B_0}{m_{\alpha} c}$$

O Tensor dielétrico e a Equação da onda

Tensor dielétrico de um plasma frio magnetizado:

$$\|\boldsymbol{\epsilon}_{ij}\| = \begin{pmatrix} S & -iD & 0 \\ iD & S & 0 \\ 0 & 0 & P \end{pmatrix},$$

sendo S , D e P os *parâmetros de Stix*:

$$S = 1 - \sum_{\alpha} \frac{\omega_{p\alpha}^2}{\omega^2 - \Omega_{\alpha}^2} \equiv \frac{1}{2}(R + L)$$

$$D = \sum_{\alpha} \frac{\omega_{p\alpha}^2 \Omega_{\alpha}}{\omega(\omega^2 - \Omega_{\alpha}^2)} \equiv \frac{1}{2}(R - L)$$

$$P = 1 - \sum_{\alpha} \frac{\omega_{p\alpha}^2}{\omega^2}$$

$$R = S + D = 1 - \sum_{\alpha} \frac{\omega_{p\alpha}^2}{\omega(\omega + \Omega_{\alpha})}$$

$$L = S - D = 1 - \sum_{\alpha} \frac{\omega_{p\alpha}^2}{\omega(\omega - \Omega_{\alpha})}$$

$$\omega_{p\alpha}^2 = \frac{4\pi n_{\alpha} q_{\alpha}^2}{m_{\alpha}} \quad \Omega_{\alpha} = \frac{q_{\alpha} B_0}{m_{\alpha} c}$$

O Tensor dielétrico e a Equação da onda

Resolvendo-se as equações de fluido no espaço de Fourier, obtém-se a equação da onda

$$\begin{pmatrix} \Lambda_{xx} & \Lambda_{xy} & \Lambda_{xz} \\ \Lambda_{yx} & \Lambda_{yy} & \Lambda_{yz} \\ \Lambda_{zx} & \Lambda_{zy} & \Lambda_{zz} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} = 0,$$

onde

$$\begin{aligned} \Lambda_{ij}(k, \omega) &= \frac{c^2}{\omega^2} (k_i k_j - k^2 \delta_{ij}) + \varepsilon_{ij}(k, \omega) \\ \Lambda_{ij}(k, \omega) &= N_i N_j - N^2 \delta_{ij} + \varepsilon_{ij}(k, \omega), \end{aligned}$$

sendo

$$N = \frac{kc}{\omega}$$

o índice de refração.

O Tensor dielétrico e a Equação da onda

Resolvendo-se as equações de fluido no espaço de Fourier, obtém-se a equação da onda

$$\begin{pmatrix} \Lambda_{xx} & \Lambda_{xy} & \Lambda_{xz} \\ \Lambda_{yx} & \Lambda_{yy} & \Lambda_{yz} \\ \Lambda_{zx} & \Lambda_{zy} & \Lambda_{zz} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} = 0,$$

onde

$$\begin{aligned} \Lambda_{ij}(k, \omega) &= \frac{c^2}{\omega^2} (k_i k_j - k^2 \delta_{ij}) + \varepsilon_{ij}(k, \omega) \\ \Lambda_{ij}(k, \omega) &= N_i N_j - N^2 \delta_{ij} + \varepsilon_{ij}(k, \omega), \end{aligned}$$

sendo

$$N = \frac{kc}{\omega}$$

o índice de refração.

O Tensor dielétrico e a Equação da onda

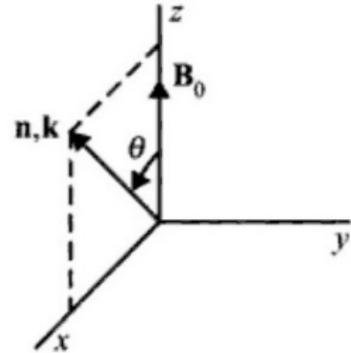
O campo magnético da onda é obtido a partir da Lei de Faraday:

$$\boldsymbol{B}(\boldsymbol{k}, \omega) = \boldsymbol{N} \times \boldsymbol{E}(\boldsymbol{k}, \omega)$$

$$= -N_{\parallel} E_y \hat{x} + (N_{\parallel} E_x - N_{\perp} E_z) \hat{y} + N_{\perp} E_y \hat{z},$$

sendo $k = k_{\perp}\hat{x} + k_{\parallel}\hat{z}$ ($k_{\perp} \geq 0$).

A equação da onda fica então:



O Tensor dielétrico e a Equação da onda

O campo magnético da onda é obtido a partir da Lei de Faraday:

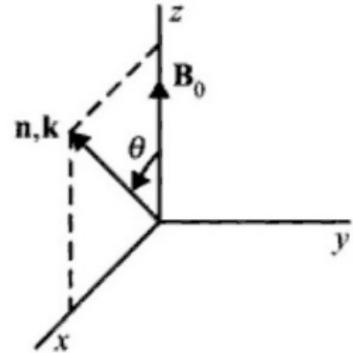
$$\mathbf{B}(k, \omega) = \mathbf{N} \times \mathbf{E}(k, \omega)$$

$$= -N_{\parallel} E_y \hat{x} + (N_{\parallel} E_x - N_{\perp} E_z) \hat{y} + N_{\perp} E_y \hat{z},$$

sendo $\mathbf{k} = k_{\perp} \hat{x} + k_{\parallel} \hat{z}$ ($k_{\perp} \geq 0$).

A equação da onda fica então:

$$\begin{pmatrix} -N_{\parallel}^2 + S & -iD & N_{\perp} N_{\parallel} \\ iD & -N^2 + S & 0 \\ N_{\perp} N_{\parallel} & 0 & -N_{\perp}^2 + P \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} = 0.$$



O Tensor dielétrico e a Equação da onda

A eq. da onda somente possui solução se:

$$\Lambda(k, \omega) = \det \|\Lambda_{ij}\| = 0,$$

cujas soluções $\omega = \omega(k) \equiv \omega_k$ são as *relações de dispersão* de um plasma magnetizado.

A equação de dispersão pode ser escrita na forma de uma quádrica,

$$\Lambda(N, \omega, \theta) = AN^4 - BN^2 + RLP = 0,$$

onde

$$A = S \sin^2 \theta + P \cos^2 \theta$$

$$B = RL \sin^2 \theta + PS(1 + \cos^2 \theta)$$

O Tensor dielétrico e a Equação da onda

A eq. da onda somente possui solução se:

$$\Lambda(k, \omega) = \det \|\Lambda_{ij}\| = 0,$$

cujas soluções $\omega = \omega(k) \equiv \omega_k$ são as *relações de dispersão* de um plasma magnetizado.

A equação de dispersão pode ser escrita na forma de uma quádrica,

$$\Lambda(N, \omega, \theta) = AN^4 - BN^2 + RLP = 0,$$

onde

$$A = S \sin^2 \theta + P \cos^2 \theta$$

$$B = RL \sin^2 \theta + PS(1 + \cos^2 \theta)$$

Outline

1 Principais motivações

- Problemas atuais na física do sistema solar

2 Revisão sobre ondas de Alfvén em plasmas frios

- Ondas em plasmas frios
- Propagação paralela a B_0
- Propagação perpendicular a B_0 ($N \perp B_0$)
- Propagação oblíqua

3 Ondas de Alfvén em plasmas térmicos Maxwellianos

- Equação de dispersão para $k_{\perp} = 0$
- Soluções numéricas da equação de dispersão

4 Distribuições supertérmicas (κ) em plasmas espaciais

- Principais motivações
- Modelo teórico
- Equação de dispersão e função de dispersão supertérmica
- Ondas de Alfvén em plasmas supertérmicos

Propagação paralela a B_0 ($N \parallel B_0$)

- Modo Longitudinal: $E \parallel B_0 \parallel N$

Se $N_{\perp} = 0$ ($\theta = 0$),

$$PE_z = 0.$$

$$\begin{pmatrix} -N_{\parallel}^2 + S & -iD & 0 \\ iD & -N_{\parallel}^2 + S & 0 \\ 0 & 0 & P \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} = 0 \rightsquigarrow$$

- Modos Transversais: $E \perp N$ e $E \perp B_0$

$$\begin{pmatrix} -N_{\parallel}^2 + S & -iD \\ iD & -N_{\parallel}^2 + S \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = 0$$

Propagação paralela a B_0 ($N \parallel B_0$)

- Modo Longitudinal: $E \parallel B_0 \parallel N$

Se $N_{\perp} = 0$ ($\theta = 0$),

$$PE_z = 0.$$

$$\begin{pmatrix} -N_{\parallel}^2 + S & -iD & 0 \\ iD & -N_{\parallel}^2 + S & 0 \\ 0 & 0 & P \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} = 0 \rightsquigarrow$$

- Modos Transversais: $E \perp N$ e $E \perp B_0$

$$\begin{pmatrix} -N_{\parallel}^2 + S & -iD \\ iD & -N_{\parallel}^2 + S \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = 0$$

Propagação paralela a B_0 ($N \parallel B_0$)

Se $N_{\perp} = 0$ ($\theta = 0$),

$$\begin{pmatrix} -N_{\parallel}^2 + S & -iD & 0 \\ iD & -N_{\parallel}^2 + S & 0 \\ 0 & 0 & P \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} = 0 \rightsquigarrow$$

- Modo Longitudinal: $E \parallel B_0 \parallel N$

$$PE_z = 0.$$

- Modos Transversais: $E \perp N$ e $E \perp B_0$

$$\begin{pmatrix} -N_{\parallel}^2 + S & -iD \\ iD & -N_{\parallel}^2 + S \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = 0$$

Propagação paralela a B_0

Relações de dispersão dos modos transversais

A equação da onda para estes modos se reduz a

$$\begin{pmatrix} -N_{\parallel}^2 + S & -iD \\ iD & -N_{\parallel}^2 + S \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = 0.$$

Resultando nas *relações de dispersão*

$$N_{(R)}^2 = \left(\frac{R}{L}\right) = 1 - \sum_{\alpha} \frac{\omega_{p\alpha}^2}{\omega(\omega \pm \Omega_{\alpha})}.$$

Propagação paralela a B_0

Relações de dispersão dos modos transversais

A equação da onda para estes modos se reduz a

$$\begin{pmatrix} -N_{\parallel}^2 + S & -iD \\ iD & -N_{\parallel}^2 + S \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = 0.$$

Resultando nas *relações de dispersão*

$$N_{(R)}^2 = \begin{pmatrix} R \\ L \end{pmatrix} = 1 - \sum_{\alpha} \frac{\omega_{p\alpha}^2}{\omega(\omega \pm \Omega_{\alpha})}.$$

Propagação paralela a B_0

Polarizações dos modos transversais

- Modo R:

$$N_R^2 = R = 1 - \sum_{\alpha} \frac{\omega_{p\alpha}^2}{\omega(\omega + \Omega_{\alpha})},$$

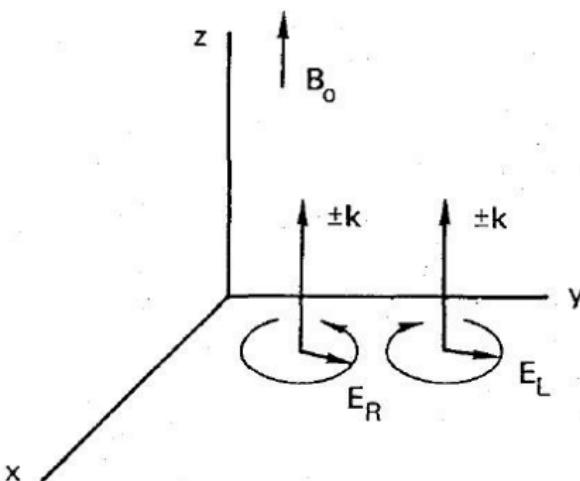
$$\begin{pmatrix} -D & -iD \\ iD & -D \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = 0,$$

$$\Rightarrow \boxed{\frac{E_x}{E_y} = -i.}$$

- Modo L:

$$N_L^2 = L = 1 - \sum_{\alpha} \frac{\omega_{p\alpha}^2}{\omega(\omega - \Omega_{\alpha})},$$

$$\Rightarrow \boxed{\frac{E_x}{E_y} = i.}$$



Propagação paralela a B_0

Polarizações dos modos transversais

- Modo R :

$$N_R^2 = R = 1 - \sum_{\alpha} \frac{\omega_{p\alpha}^2}{\omega(\omega + \Omega_{\alpha})},$$

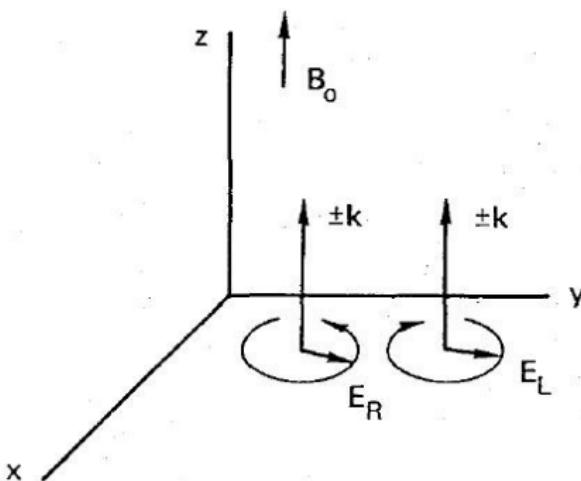
$$\begin{pmatrix} -D & -iD \\ iD & -D \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = 0,$$

$$\Rightarrow \boxed{\frac{E_x}{E_y} = -i.}$$

- Modo L :

$$N_L^2 = L = 1 - \sum_{\alpha} \frac{\omega_{p\alpha}^2}{\omega(\omega - \Omega_{\alpha})},$$

$$\Rightarrow \boxed{\frac{E_x}{E_y} = i.}$$



Propagação paralela a B_0

Índice de Refração

Para $\alpha = e, i$, resulta

$$N_R^2 = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega(\omega - \Omega_e)} - \frac{\omega_{pi}^2}{\omega(\omega + \Omega_i)}$$

$$N_L^2 = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega(\omega + \Omega_e)} - \frac{\omega_{pi}^2}{\omega(\omega - \Omega_i)},$$

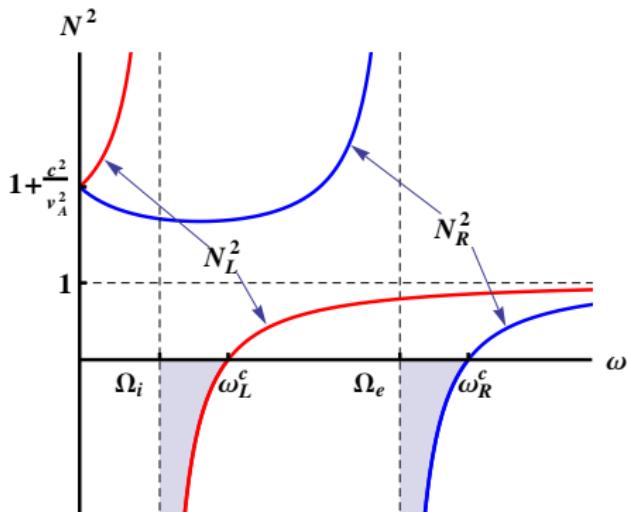
onde é assumido

$$\Omega_e \equiv eB_0/m_e c > 0.$$

Sendo:

$$v_A^2 = \frac{B_0^2}{4\pi n_0 m_i}$$

$$\omega_{(L)}^c \approx \frac{1}{2} \left(\sqrt{\Omega_e^2 + 4\omega_{pe}^2} \pm \Omega_e \right)$$



(Velocidade de Alfvén)

(Frequências de corte)

Propagação paralela a B_0

Índice de Refração

Para $\alpha = e, i$, resulta

$$N_R^2 = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega(\omega - \Omega_e)} - \frac{\omega_{pi}^2}{\omega(\omega + \Omega_i)}$$

$$N_L^2 = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega(\omega + \Omega_e)} - \frac{\omega_{pi}^2}{\omega(\omega - \Omega_i)},$$

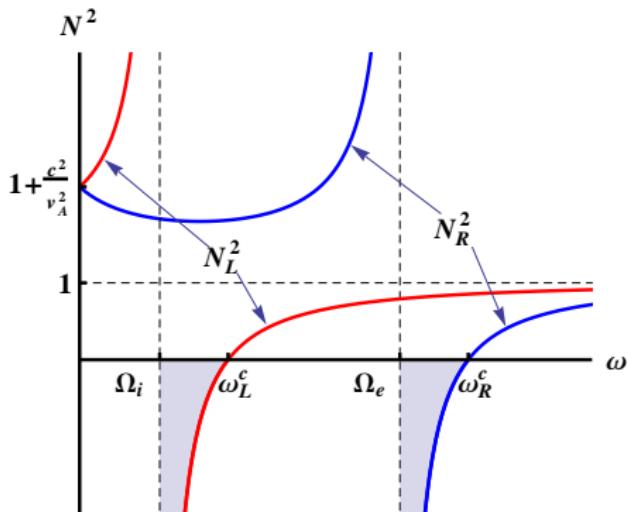
onde é assumido

$$\Omega_e \equiv eB_0/m_e c > 0.$$

Sendo:

$$v_A^2 = \frac{B_0^2}{4\pi n_0 m_i}$$

$$\omega_{(L,R)}^c \approx \frac{1}{2} \left(\sqrt{\Omega_e^2 + 4\omega_{pe}^2} \pm \Omega_e \right)$$



(Velocidade de Alfvén)

(Frequências de corte)

Propagação paralela a B_0

Relações de dispersão

Os modos R (para $\omega_R < \Omega_e$) e L (para $\omega_L < \Omega_i$) são sempre *subluminais*,

$$N^2 = \frac{k^2 c^2}{\omega^2} = \frac{c^2}{v_f^2} \gtrsim \frac{c^2}{v_A^2} \gg 1.$$

- Então:

$$\frac{\omega_R}{\Omega_e} \approx \frac{kc}{\omega_{pe}} \sqrt{\frac{\frac{m_e}{m_i} + k^2 c^2 / \omega_{pe}^2}{1 + k^2 c^2 / \omega_{pe}^2}}$$

$$\frac{\omega_L}{\Omega_i} \approx \frac{kc / \omega_{pi}}{\sqrt{1 + k^2 c^2 / \omega_{pi}^2}}$$

- Se $kc / \omega_{pi} \ll 1$:

$$\omega_R \approx kv_A + \frac{\Omega_e}{2} \frac{k^2 c^2}{\omega_{pe}^2}$$

$$\omega_L \approx kv_A - \frac{\Omega_e}{2} \frac{k^2 c^2}{\omega_{pe}^2}$$

Shear Alfvén waves

- Se $kc / \omega_{pe} \gg 1$:

$$\omega_R \approx \Omega_e \left(1 - \frac{\omega_{pe}^2}{k^2 c^2} \right)$$

$$\omega_L \approx \Omega_i \left(1 - 2 \frac{\Omega_i^2}{k^2 v_A^2} \right)$$

Propagação paralela a B_0

Relações de dispersão

Os modos R (para $\omega_R < \Omega_e$) e L (para $\omega_L < \Omega_i$) são sempre *subluminais*,

$$N^2 = \frac{k^2 c^2}{\omega^2} = \frac{c^2}{v_f^2} \gtrsim \frac{c^2}{v_A^2} \gg 1.$$

- Então:

$$\frac{\omega_R}{\Omega_e} \approx \frac{kc}{\omega_{pe}} \frac{\sqrt{\frac{m_e}{m_i} + k^2 c^2 / \omega_{pe}^2}}{1 + k^2 c^2 / \omega_{pe}^2}$$

$$\frac{\omega_L}{\Omega_i} \approx \frac{kc / \omega_{pi}}{\sqrt{1 + k^2 c^2 / \omega_{pi}^2}}$$

- Se $kc / \omega_{pi} \ll 1$:

$$\omega_R \approx kv_A + \frac{\Omega_e}{2} \frac{k^2 c^2}{\omega_{pe}^2}$$

$$\omega_L \approx kv_A - \frac{\Omega_e}{2} \frac{k^2 c^2}{\omega_{pe}^2}$$

- Se $kc / \omega_{pe} \gg 1$:

$$\omega_R \approx \Omega_e \left(1 - \frac{\omega_{pe}^2}{k^2 c^2} \right)$$

$$\omega_L \approx \Omega_i \left(1 - 2 \frac{\Omega_i^2}{k^2 v_A^2} \right)$$

*Shear Alfvén
waves*

Propagação paralela a B_0

Relações de dispersão

Os modos R (para $\omega_R < \Omega_e$) e L (para $\omega_L < \Omega_i$) são sempre *subluminais*,

$$N^2 = \frac{k^2 c^2}{\omega^2} = \frac{c^2}{v_f^2} \gtrsim \frac{c^2}{v_A^2} \gg 1.$$

- Então:

$$\frac{\omega_R}{\Omega_e} \approx \frac{kc}{\omega_{pe}} \frac{\sqrt{\frac{m_e}{m_i} + k^2 c^2 / \omega_{pe}^2}}{1 + k^2 c^2 / \omega_{pe}^2}$$

$$\frac{\omega_L}{\Omega_i} \approx \frac{kc / \omega_{pi}}{\sqrt{1 + k^2 c^2 / \omega_{pi}^2}}$$

- Se $kc / \omega_{pi} \ll 1$:

$$\omega_R \approx kv_A + \frac{\Omega_e}{2} \frac{k^2 c^2}{\omega_{pe}^2}$$

$$\omega_L \approx kv_A - \frac{\Omega_e}{2} \frac{k^2 c^2}{\omega_{pe}^2}$$

- Se $kc / \omega_{pe} \gg 1$:

$$\omega_R \approx \Omega_e \left(1 - \frac{\omega_{pe}^2}{k^2 c^2} \right)$$

$$\omega_L \approx \Omega_i \left(1 - 2 \frac{\Omega_i^2}{k^2 v_A^2} \right)$$

*Shear Alfvén
waves*

Propagação paralela a B_0

Relações de dispersão

Os modos R (para $\omega_R < \Omega_e$) e L (para $\omega_L < \Omega_i$) são sempre *subluminais*,

$$N^2 = \frac{k^2 c^2}{\omega^2} = \frac{c^2}{v_f^2} \gtrsim \frac{c^2}{v_A^2} \gg 1.$$

- Então:

$$\frac{\omega_R}{\Omega_e} \approx \frac{kc}{\omega_{pe}} \frac{\sqrt{\frac{m_e}{m_i} + k^2 c^2 / \omega_{pe}^2}}{1 + k^2 c^2 / \omega_{pe}^2}$$

$$\frac{\omega_L}{\Omega_i} \approx \frac{kc / \omega_{pi}}{\sqrt{1 + k^2 c^2 / \omega_{pi}^2}}$$

- Se $kc / \omega_{pi} \ll 1$:

$$\omega_R \approx kv_A + \frac{\Omega_e}{2} \frac{k^2 c^2}{\omega_{pe}^2}$$

$$\omega_L \approx kv_A - \frac{\Omega_e}{2} \frac{k^2 c^2}{\omega_{pe}^2}$$

- Se $kc / \omega_{pe} \gg 1$:

$$\omega_R \approx \Omega_e \left(1 - \frac{\omega_{pe}^2}{k^2 c^2} \right)$$

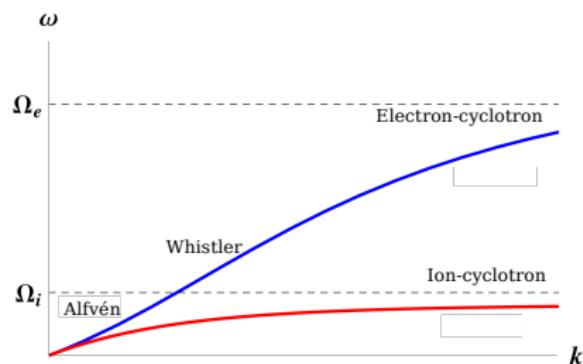
$$\omega_L \approx \Omega_i \left(1 - 2 \frac{\Omega_i^2}{k^2 v_A^2} \right)$$

*Shear Alfvén
waves*

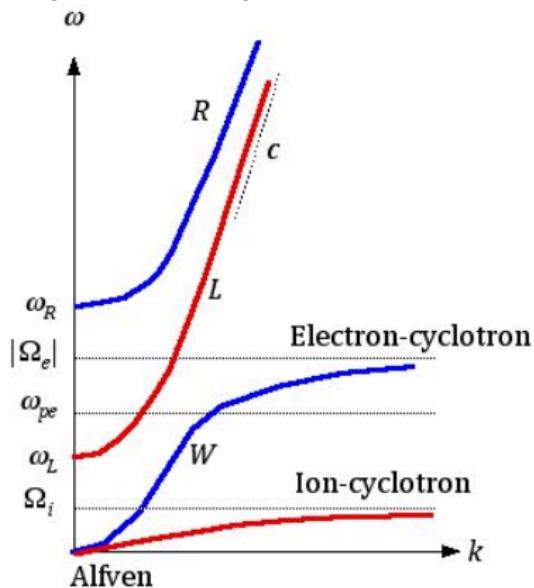
Propagação paralela a B_0

Relações de dispersão

Baixa frequência:



Espectro completo:



Outline

1 Principais motivações

- Problemas atuais na física do sistema solar

2 Revisão sobre ondas de Alfvén em plasmas frios

- Ondas em plasmas frios
- Propagação paralela a B_0
- Propagação perpendicular a B_0 ($N \perp B_0$)
- Propagação oblíqua

3 Ondas de Alfvén em plasmas térmicos Maxwellianos

- Equação de dispersão para $k_{\perp} = 0$
- Soluções numéricas da equação de dispersão

4 Distribuições supertérmicas (κ) em plasmas espaciais

- Principais motivações
- Modelo teórico
- Equação de dispersão e função de dispersão supertérmica
- Ondas de Alfvén em plasmas supertérmicos

Propagação perpendicular a B_0 ($N \perp B_0$)

Se $N_{\parallel} = 0$ ($\theta = \pi/2$),

$$\begin{pmatrix} S & -iD & 0 \\ iD & -N_{\perp}^2 + S & 0 \\ 0 & 0 & -N_{\perp}^2 + P \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} = 0. \sim \rightarrow$$

- Modo Ordinário: $E \parallel B_0$ e $E \perp N$

$$(-N_{\perp}^2 + P) E_z = 0.$$

- Modo Extraordinário: $E \perp B_0$

$$\begin{pmatrix} S & -iD \\ iD & -N_{\perp}^2 + S \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = 0,$$

Propagação perpendicular a B_0 ($N \perp B_0$)

Se $N_{\parallel} = 0$ ($\theta = \pi/2$),

$$\begin{pmatrix} S & -iD & 0 \\ iD & -N_{\perp}^2 + S & 0 \\ 0 & 0 & -N_{\perp}^2 + P \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} = 0. \sim$$

- Modo Ordinário: $E \parallel B_0$ e $E \perp N$

$$(-N_{\perp}^2 + P) E_z = 0.$$

- Modo Extraordinário: $E \perp B_0$

$$\begin{pmatrix} S & -iD \\ iD & -N_{\perp}^2 + S \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = 0,$$

Propagação perpendicular a B_0 ($N \perp B_0$)

Se $N_{\parallel} = 0$ ($\theta = \pi/2$),

$$\begin{pmatrix} S & -iD & 0 \\ iD & -N_{\perp}^2 + S & 0 \\ 0 & 0 & -N_{\perp}^2 + P \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} = 0. \leadsto$$

- Modo Ordinário: $E \parallel B_0$ e $E \perp N$
- $$(-N_{\perp}^2 + P) E_z = 0.$$
- Modo Extraordinário: $E \perp B_0$

$$\begin{pmatrix} S & -iD \\ iD & -N_{\perp}^2 + S \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = 0,$$

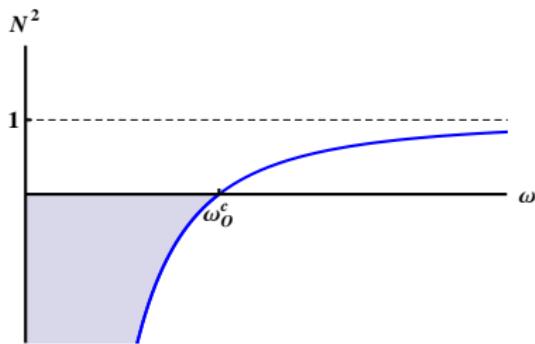
Propagação perpendicular a B_0

Modo Ordinário (N_O)

Índice de refração:

$$-N_O^2 + P = 0 \implies N_O^2 = 1 - \frac{(\omega_O^c)^2}{\omega^2}$$

$$\omega_O^c = \sqrt{\omega_{pi}^2 + \omega_{pe}^2}$$



Propagação perpendicular a B_0

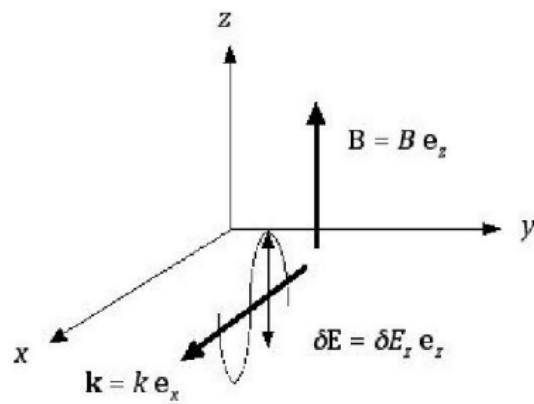
Modo Ordinário (N_O)

Polarização:

$$\mathbf{E}(k, \omega) = E_z(k, \omega) \hat{z}$$

$$\mathbf{B}(k, \omega) = -N_O E_z \hat{y}$$

Linear e transversal.

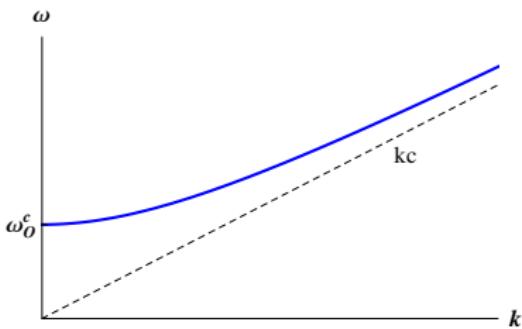


Propagação perpendicular a B_0

Modo Ordinário (N_O)

Relação de dispersão:

$$\omega^2 - (\omega_O^c)^2 - k^2 c^2 = 0 \implies \omega_O(k) = \sqrt{(\omega_O^c)^2 + k^2 c^2} \approx \sqrt{\omega_{pe}^2 + k^2 c^2}$$



Não existe em baixa frequência!

Propagação perpendicular a B_0

Modo Extraordinário

A equação da onda fica:

$$\begin{pmatrix} S & -iD \\ iD & -N_{\perp}^2 + S \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = 0$$

Resultando em:

$$\begin{aligned} N_{\perp}^2 &= S - \frac{D^2}{S} = \frac{2RL}{R+L} \\ &= 1 - \frac{\left(\omega_{pe}^2 + \omega_{pi}^2\right)\left(\omega^2 - \omega_{uh}^2 - \omega_{pi}^2\right) + \omega_{pe}^2 (\Omega_e^2 - \Omega_i^2)}{\left(\omega^2 - \omega_{uh}^2\right)\left(\omega^2 - \Omega_i^2\right) - \omega_{pi}^2 (\omega^2 - \Omega_e^2)}, \end{aligned}$$

sendo $\omega_{uh}^2 = \omega_{pe}^2 + \Omega_e^2$ a *frequência híbrida superior*.

Propagação perpendicular a B_0

Modo Extraordinário

A equação da onda fica:

$$\begin{pmatrix} S & -iD \\ iD & -N_{\perp}^2 + S \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = 0$$

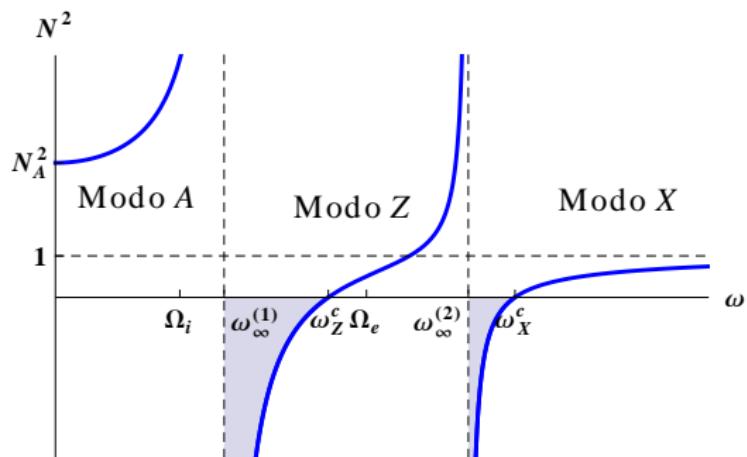
Resultando em:

$$\begin{aligned} N_{\perp}^2 &= S - \frac{D^2}{S} = \frac{2RL}{R+L} \\ &= 1 - \frac{\left(\omega_{pe}^2 + \omega_{pi}^2\right)\left(\omega^2 - \omega_{uh}^2 - \omega_{pi}^2\right) + \omega_{pe}^2 (\Omega_e^2 - \Omega_i^2)}{\left(\omega^2 - \omega_{uh}^2\right)\left(\omega^2 - \Omega_i^2\right) - \omega_{pi}^2 (\omega^2 - \Omega_e^2)}, \end{aligned}$$

sendo $\omega_{uh}^2 = \omega_{pe}^2 + \Omega_e^2$ a *frequência híbrida superior*.

Modo Extraordinário

Índice de refração



A: Modo Alfvén, $N_A^2 = 1 + \frac{\omega_{pi}^2}{\Omega_i^2} + \frac{\omega_{pe}^2}{\Omega_e^2} \approx 1 + \frac{c^2}{v_A^2}$

Z: Modo Extraordinário lento.

X: Modo Extraordinário rápido.

Ressonâncias:

$$S(\omega_\infty) = 0 \implies N_\perp^2 \rightarrow \infty :$$

$$\omega_\infty^{(1)} \approx \omega_{lh}$$

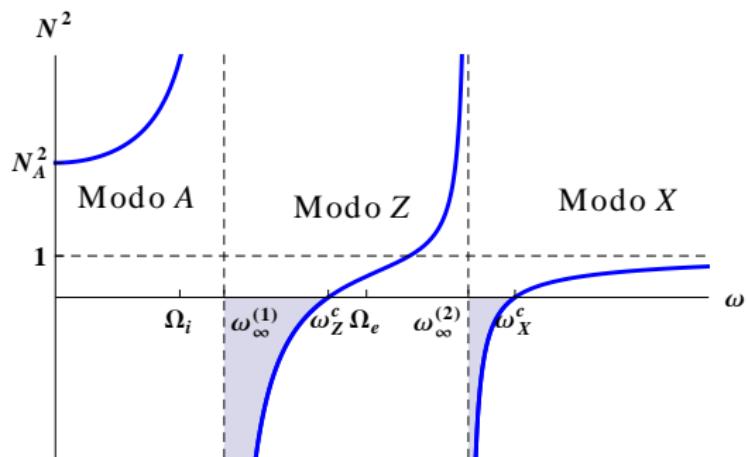
$$\omega_\infty^{(2)} \approx \omega_{uh},$$

sendo ω_{lh} a frequência híbrida inferior,

$$\begin{aligned} \omega_{lh}^2 &= \Omega_i \Omega_e \frac{c^2/v_A^2 + 1}{c^2/v_A^2 + m_i/m_e} \\ &\approx \Omega_i \Omega_e. \end{aligned}$$

Modo Extraordinário

Índice de refração



A: Modo Alfvén, $N_A^2 = 1 + \frac{\omega_{pi}^2}{\Omega_i^2} + \frac{\omega_{pe}^2}{\Omega_e^2} \approx 1 + \frac{c^2}{v_A^2}$

Z: Modo Extraordinário lento.

X: Modo Extraordinário rápido.

Ressonâncias:

$$S(\omega_\infty) = 0 \implies N_\perp^2 \rightarrow \infty :$$

$$\omega_\infty^{(1)} \approx \omega_{lh}$$

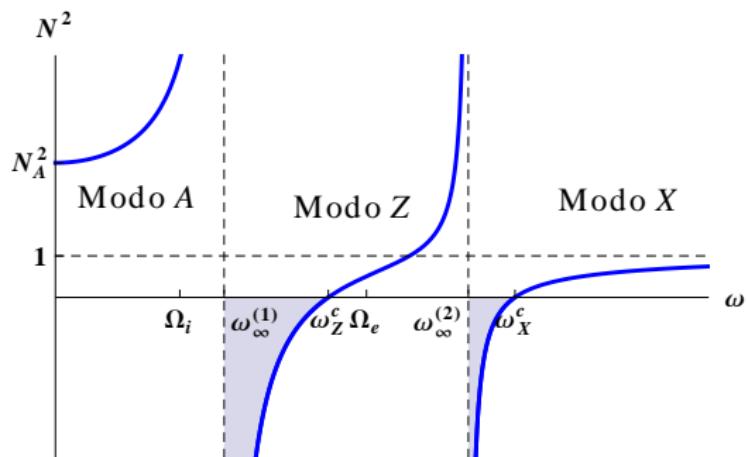
$$\omega_\infty^{(2)} \approx \omega_{uh},$$

sendo ω_{lh} a frequência híbrida inferior,

$$\begin{aligned} \omega_{lh}^2 &= \Omega_i \Omega_e \frac{c^2/v_A^2 + 1}{c^2/v_A^2 + m_i/m_e} \\ &\approx \Omega_i \Omega_e. \end{aligned}$$

Modo Extraordinário

Índice de refração



A: Modo Alfvén, $N_A^2 = 1 + \frac{\omega_{pi}^2}{\Omega_i^2} + \frac{\omega_{pe}^2}{\Omega_e^2} \approx 1 + \frac{c^2}{v_A^2}$

Z: Modo Extraordinário lento.

X: Modo Extraordinário rápido.

Frequências de corte:

$$R(\omega_X^c) = 0 \text{ ou } L(\omega_Z^c) = 0,$$

sendo

$$\omega_Z^c \approx \sqrt{\omega_{pe}^2 + \frac{1}{4}\Omega_e^2 - \frac{1}{2}\Omega_e}$$

$$\omega_X^c \approx \sqrt{\omega_{pe}^2 + \frac{1}{4}\Omega_e^2 + \frac{1}{2}\Omega_e}.$$

Modo Extraordinário

Polarização

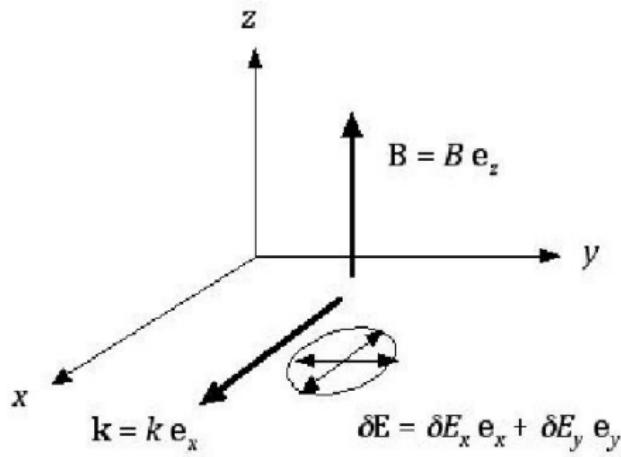
$$\mathbf{E} = E_x \hat{x} + E_y \hat{y}$$

$$\mathbf{B} = N_{\perp} E_y \hat{z},$$

com

$$\frac{E_y}{E_x} = -\frac{iS}{D} = \frac{iD}{N_{\perp}^2 - S}$$

$$= i \frac{(\omega^2 - \omega_{uh}^2)(\omega^2 - \Omega_i^2) - \omega_{pi}^2(\omega^2 - \Omega_e^2)}{\omega(\omega_{pe}^2\Omega_e - \omega_{pi}^2\Omega_i)}$$



Polarização elíptica.

Modo Extraordinário

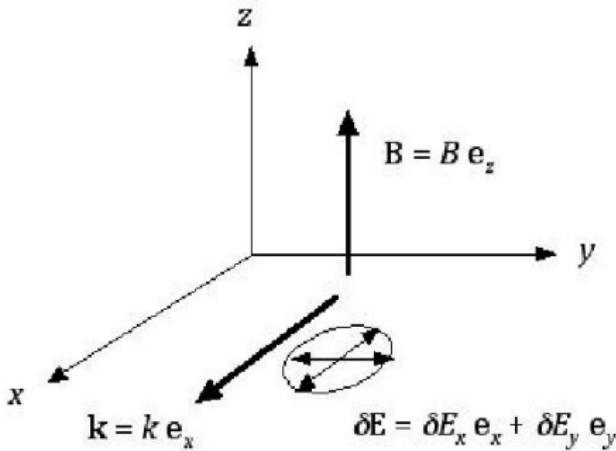
Polarização

Se $\omega \rightarrow \omega_\infty^{(1,2)}$, $S \rightarrow 0$, então

$E_y \rightarrow 0$ e $B_z \rightarrow 0$.

Polarização longitudinal ou eletrostática

Para $\omega \lesssim \omega_{uh}$: modo de Bernstein.



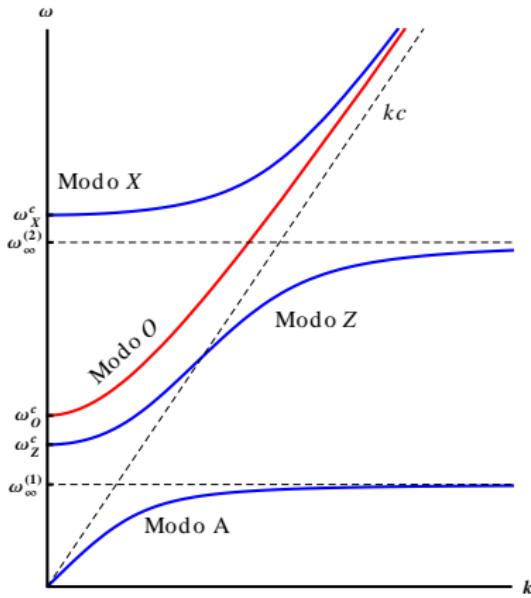
Modo Alfvén

Relação de dispersão

Como $N_A^2 \approx c^2/v_A^2 \gg 1$, o modo A também é subluminal:

$$\omega_A \approx \frac{kv_A}{\sqrt{1 + k^2 v_A^2 / \omega_{lh}^2}}$$

Compressional Alfvén waves



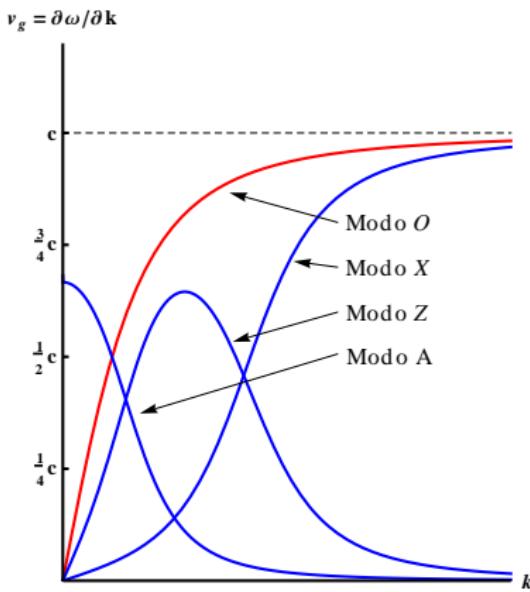
Modo Alfvén

Relação de dispersão

Como $N_A^2 \approx c^2/v_A^2 \gg 1$, o modo A também é subluminal:

$$\omega_A \approx \frac{kv_A}{\sqrt{1 + k^2 v_A^2 / \omega_{lh}^2}}$$

Compressional Alfvén waves



Outline

1 Principais motivações

- Problemas atuais na física do sistema solar

2 Revisão sobre ondas de Alfvén em plasmas frios

- Ondas em plasmas frios
- Propagação paralela a B_0
- Propagação perpendicular a B_0 ($N \perp B_0$)
- Propagação oblíqua

3 Ondas de Alfvén em plasmas térmicos Maxwellianos

- Equação de dispersão para $k_{\perp} = 0$
- Soluções numéricas da equação de dispersão

4 Distribuições supertérmicas (κ) em plasmas espaciais

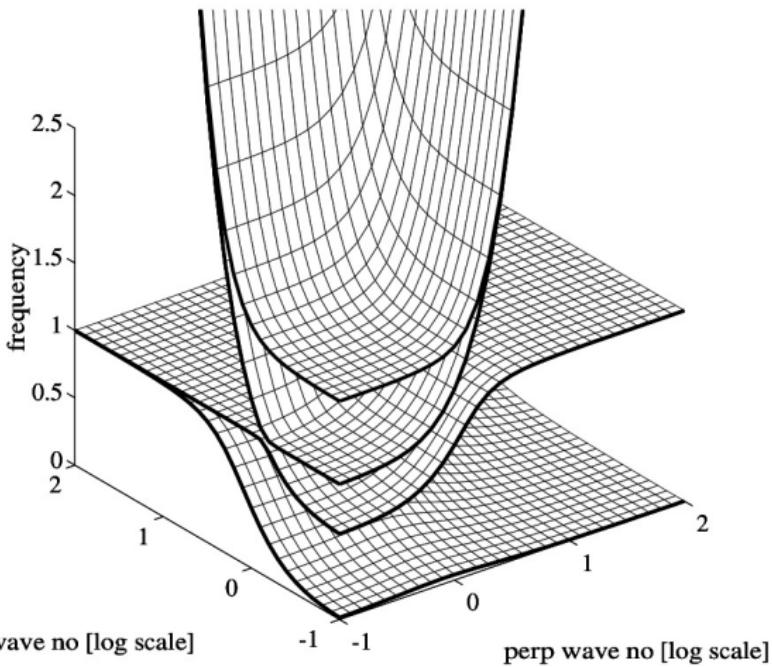
- Principais motivações
- Modelo teórico
- Equação de dispersão e função de dispersão supertérmica
- Ondas de Alfvén em plasmas supertérmicos

Propagação oblíqua

Relações de dispersão

$$\omega_A = \frac{k_{\parallel} v_A}{\sqrt{1 + v_A^2/c^2}} \text{ (shear)}$$

$$\omega_A = \frac{kv_A}{\sqrt{1 + v_A^2/c^2}} \text{ (comp.)}$$



Outline

1 Principais motivações

- Problemas atuais na física do sistema solar

2 Revisão sobre ondas de Alfvén em plasmas frios

- Ondas em plasmas frios
- Propagação paralela a B_0
- Propagação perpendicular a B_0 ($N \perp B_0$)
- Propagação oblíqua

3 Ondas de Alfvén em plasmas térmicos Maxwellianos

- Equação de dispersão para $k_{\perp} = 0$
- Soluções numéricas da equação de dispersão

4 Distribuições supertérmicas (κ) em plasmas espaciais

- Principais motivações
- Modelo teórico
- Equação de dispersão e função de dispersão supertérmica
- Ondas de Alfvén em plasmas supertérmicos

Equação de dispersão

Na propagação paralela, a equação de dispersão fica:

$$k^2 c^2 = \omega^2 + \frac{1}{n_0} \sum_{\alpha} \omega_{p\alpha}^2 \int d^3 v \frac{L f_{0\alpha}(v)}{\omega - k v_{\parallel} \pm \Omega_{c\alpha}},$$

- Onde: $(+)$ $\rightarrow R$ e $(-)$ $\rightarrow L$
- $f_{0\alpha}(v)$: função de distribuição da espécie α
- $L = (\omega - k v_{\parallel}) \partial_{v_{\perp}} + k v_{\perp} \partial_{v_{\parallel}}$

Equação de dispersão

Na propagação paralela, a equação de dispersão fica:

$$k^2 c^2 = \omega^2 + \frac{1}{n_0} \sum_{\alpha} \omega_{p\alpha}^2 \int d^3 v \frac{L f_{0\alpha}(v)}{\omega - k v_{\parallel} \pm \Omega_{c\alpha}},$$

- Onde: $(+)$ $\rightarrow R$ e $(-)$ $\rightarrow L$
- $f_{0\alpha}(v)$: função de distribuição da espécie α
- $L = (\omega - k v_{\parallel}) \partial_{v_{\perp}} + k v_{\perp} \partial_{v_{\parallel}}$

Equação de dispersão

Na propagação paralela, a equação de dispersão fica:

$$k^2 c^2 = \omega^2 + \frac{1}{n_0} \sum_{\alpha} \omega_{p\alpha}^2 \int d^3 v \frac{L f_{0\alpha}(v)}{\omega - k v_{\parallel} \pm \Omega_{c\alpha}},$$

- Onde: $(+)$ $\rightarrow R$ e $(-)$ $\rightarrow L$
- $f_{0\alpha}(v)$: função de distribuição da espécie α
- $L = (\omega - k v_{\parallel}) \partial_{v_{\perp}} + k v_{\perp} \partial_{v_{\parallel}}$

Equação de dispersão

Na propagação paralela, a equação de dispersão fica:

$$k^2 c^2 = \omega^2 + \frac{1}{n_0} \sum_{\alpha} \omega_{p\alpha}^2 \int d^3 v \frac{L f_{0\alpha}(v)}{\omega - k v_{\parallel} \pm \Omega_{c\alpha}},$$

- Onde: $(+)$ $\rightarrow R$ e $(-)$ $\rightarrow L$
- $f_{0\alpha}(v)$: função de distribuição da espécie α
- $L = (\omega - k v_{\parallel}) \partial_{v_{\perp}} + k v_{\perp} \partial_{v_{\parallel}}$

Funções de distribuição

Plasma Maxwelliano

Se as partículas forem Maxwellianas,

$$f_{\alpha 0, M}(v_{\parallel}, v_{\perp}) = \frac{n_{\alpha 0}}{\pi^{3/2} v_{T\alpha}^3} e^{-v^2/v_{T\alpha}^2},$$

sendo $v_{T\alpha}$ a *velocidade térmica* das partículas da espécie α ,

$$v_{T\alpha}^2 = \frac{2 T_{\alpha}}{m_{\alpha}}.$$

Maxwelliana \longrightarrow Equilíbrio termodinâmico.

Temperatura T_{α} :

$$T_{\alpha} = \frac{3m_{\alpha}}{2n_{\alpha 0}} \int d^3 v v^2 f_{\alpha 0}(v_{\parallel}, v_{\perp}).$$

Funções de distribuição

Plasma Maxwelliano

Se as partículas forem Maxwellianas,

$$f_{\alpha 0, M}(v_{\parallel}, v_{\perp}) = \frac{n_{\alpha 0}}{\pi^{3/2} v_{T\alpha}^3} e^{-v^2/v_{T\alpha}^2},$$

sendo $v_{T\alpha}$ a *velocidade térmica* das partículas da espécie α ,

$$v_{T\alpha}^2 = \frac{2 T_{\alpha}}{m_{\alpha}}.$$

Maxwelliana → **Equilíbrio termodinâmico.**

Temperatura T_{α} :

$$T_{\alpha} = \frac{3m_{\alpha}}{2n_{\alpha 0}} \int d^3 v v^2 f_{\alpha 0}(v_{\parallel}, v_{\perp}).$$

Funções de distribuição

Plasma Maxwelliano

Se as partículas forem Maxwellianas,

$$f_{\alpha 0, M}(v_{\parallel}, v_{\perp}) = \frac{n_{\alpha 0}}{\pi^{3/2} v_{T\alpha}^3} e^{-v^2/v_{T\alpha}^2},$$

sendo $v_{T\alpha}$ a *velocidade térmica* das partículas da espécie α ,

$$v_{T\alpha}^2 = \frac{2T_{\alpha}}{m_{\alpha}}.$$

Maxwelliana \rightarrow Equilíbrio termodinâmico.

Temperatura T_{α} :

$$T_{\alpha} = \frac{3m_{\alpha}}{2n_{\alpha 0}} \int d^3 v v^2 f_{\alpha 0}(v_{\parallel}, v_{\perp}).$$

Funções de distribuição

Anisotropia em temperatura

Se o plasma apresenta $T_{\alpha\parallel} \neq T_{\alpha\perp}$ → **Distribuição Bi-Maxwelliana:**

$$f_{\alpha 0}(\mathbf{v}) = \frac{n_{\beta 0}}{\pi^{3/2} v_{T\alpha,\perp}^2 v_{T\alpha,\parallel}} e^{-v_{\parallel}^2/v_{T\alpha,\parallel}^2} e^{-v_{\perp}^2/v_{T\alpha,\perp}^2}.$$

Parâmetros importantes:

- Parâmetro β :

$$\beta = \frac{P_{\text{hidro}}}{P_B} \implies \beta_{\alpha\parallel(\perp)} = \frac{8\pi n_{\alpha 0} T_{\alpha\parallel(\perp)}}{B_0^2}$$

- Parâmetro de anisotropia A_{α} :

$$A_{\alpha} = 1 - \frac{T_{\alpha\perp}}{T_{\alpha\parallel}}$$

Funções de distribuição

Anisotropia em temperatura

Se o plasma apresenta $T_{\alpha\parallel} \neq T_{\alpha\perp}$ → **Distribuição Bi-Maxwelliana:**

$$f_{\alpha 0}(\mathbf{v}) = \frac{n_{\beta 0}}{\pi^{3/2} v_{T\alpha,\perp}^2 v_{T\alpha,\parallel}} e^{-v_{\parallel}^2/v_{T\alpha,\parallel}^2} e^{-v_{\perp}^2/v_{T\alpha,\perp}^2}.$$

Parâmetros importantes:

- Parâmetro β :

$$\beta = \frac{P_{\text{hidro}}}{P_B} \implies \beta_{\alpha\parallel(\perp)} = \frac{8\pi n_{\alpha 0} T_{\alpha\parallel(\perp)}}{B_0^2}$$

- Parâmetro de anisotropia A_{α} :

$$A_{\alpha} = 1 - \frac{T_{\alpha\perp}}{T_{\alpha\parallel}}.$$

Funções de distribuição

Anisotropia em temperatura

Se o plasma apresenta $T_{\alpha\parallel} \neq T_{\alpha\perp}$ → **Distribuição Bi-Maxwelliana:**

$$f_{\alpha 0}(\mathbf{v}) = \frac{n_{\beta 0}}{\pi^{3/2} v_{T\alpha,\perp}^2 v_{T\alpha,\parallel}^2} e^{-v_{\parallel}^2/v_{T\alpha,\parallel}^2} e^{-v_{\perp}^2/v_{T\alpha,\perp}^2}.$$

Parâmetros importantes:

- Parâmetro β :

$$\beta = \frac{P_{\text{hidro}}}{P_B} \implies \beta_{\alpha\parallel(\perp)} = \frac{8\pi n_{\alpha 0} T_{\alpha\parallel(\perp)}}{B_0^2}$$

- Parâmetro de anisotropia A_{α} :

$$A_{\alpha} = 1 - \frac{T_{\alpha\perp}}{T_{\alpha\parallel}}.$$

Equação de dispersão Maxwelliana

Para $\alpha = e, p$, define-se

$$z = \frac{\omega}{\Omega_p}, \quad q = \frac{kv_A}{\Omega_p} = \frac{kc}{\omega_{pp}}, \quad r_e = -\frac{m_p}{m_e}$$

Resultando na equação de dispersão

$$\frac{v_A^2}{c^2} \frac{z^2}{q^2} - 1 + \frac{1}{q^2} \left\{ \frac{m_p}{m_e} \left[\zeta_{0e} Z(\zeta_{se}) + \frac{1}{2} A_e Z'(\zeta_{se}) \right] + \zeta_{0p} Z(\zeta_{sp}) + \frac{1}{2} A_p Z'(\zeta_{sp}) \right\} = 0,$$

sendo $s = +1 \rightarrow L$ ou $s = -1 \rightarrow R$.

Equação de dispersão Maxwelliana

Para $\alpha = e, p$, define-se

$$z = \frac{\omega}{\Omega_p}, \quad q = \frac{kv_A}{\Omega_p} = \frac{kc}{\omega_{pp}}, \quad r_e = -\frac{m_p}{m_e}$$

Resultando na equação de dispersão

$$\frac{v_A^2}{c^2} \frac{z^2}{q^2} - 1 + \frac{1}{q^2} \left\{ \frac{m_p}{m_e} \left[\zeta_{0e} Z(\zeta_{se}) + \frac{1}{2} A_e Z'(\zeta_{se}) \right] + \zeta_{0p} Z(\zeta_{sp}) + \frac{1}{2} A_p Z'(\zeta_{sp}) \right\} = 0,$$

sendo $s = +1 \rightarrow L$ ou $s = -1 \rightarrow R$.

Equação de dispersão

$$\frac{v_A^2 z^2}{c^2 q^2} - 1 + \frac{1}{q^2} \left\{ \frac{m_p}{m_e} \left[\zeta_{0e} Z(\zeta_{se}) + \frac{1}{2} A_e Z'(\zeta_{se}) \right] + \zeta_{0p} Z(\zeta_{sp}) + \frac{1}{2} A_p Z'(\zeta_{sp}) \right\} = 0.$$

Temos também:

- $\zeta_{np} = \frac{z-n}{\beta_{p\parallel}^{1/2} q_{\parallel}}, \quad \zeta_{ne} = \left(\frac{m_e}{m_p} \right)^{1/2} \frac{z-n r_e}{\beta_{e\parallel}^{1/2} q_{\parallel}}.$
- $Z(\zeta)$: Função de Fried & Conte:

$$Z(\zeta) = \frac{1}{\pi^{1/2}} \int_L \frac{e^{-y^2}}{y - \zeta} dy.$$

Equação de dispersão

$$\frac{v_A^2 z^2}{c^2 q^2} - 1 + \frac{1}{q^2} \left\{ \frac{m_p}{m_e} \left[\zeta_{0e} Z(\zeta_{se}) + \frac{1}{2} A_e Z'(\zeta_{se}) \right] + \zeta_{0p} Z(\zeta_{sp}) + \frac{1}{2} A_p Z'(\zeta_{sp}) \right\} = 0.$$

Temos também:

- $\zeta_{np} = \frac{z-n}{\beta_{p\parallel}^{1/2} q_{\parallel}}$, $\zeta_{ne} = \left(\frac{m_e}{m_p} \right)^{1/2} \frac{z-n r_e}{\beta_{e\parallel}^{1/2} q_{\parallel}}$.
- $Z(\zeta)$: Função de Fried & Conte:

$$Z(\zeta) = \frac{1}{\pi^{1/2}} \int_L \frac{e^{-y^2}}{y - \zeta} dy.$$

Outline

1 Principais motivações

- Problemas atuais na física do sistema solar

2 Revisão sobre ondas de Alfvén em plasmas frios

- Ondas em plasmas frios
- Propagação paralela a B_0
- Propagação perpendicular a B_0 ($N \perp B_0$)
- Propagação oblíqua

3 Ondas de Alfvén em plasmas térmicos Maxwellianos

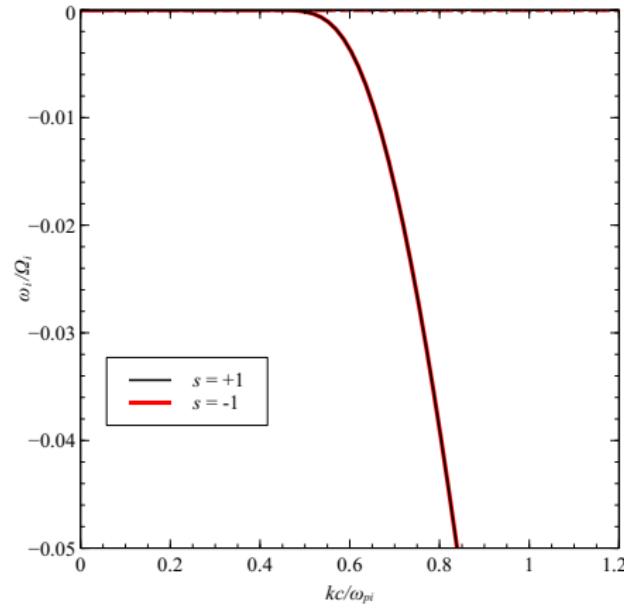
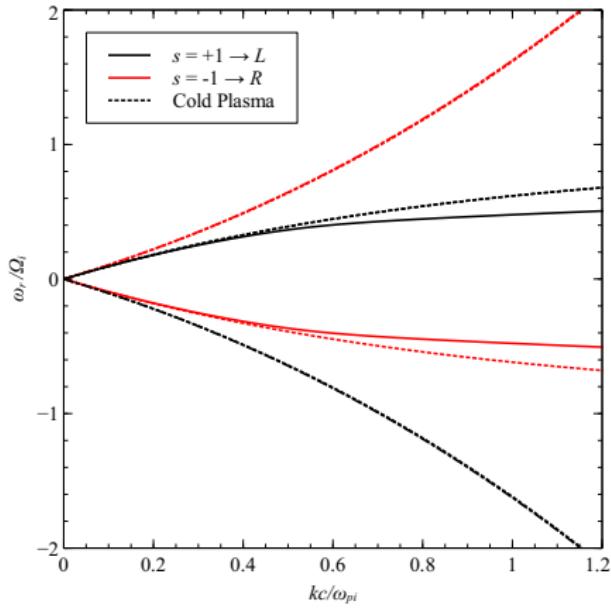
- Equação de dispersão para $k_{\perp} = 0$
- Soluções numéricas da equação de dispersão

4 Distribuições supertérmicas (κ) em plasmas espaciais

- Principais motivações
- Modelo teórico
- Equação de dispersão e função de dispersão supertérmica
- Ondas de Alfvén em plasmas supertérmicos

Plasma Maxwelliano isotrópico

Para $\beta_e = \beta_p = 0,17$ e $v_A/c = 3 \times 10^{-3}$,



Instabilidades geradas por anisotropia em temperatura

- Em plasmas espaciais, há diversas instabilidades geradas por $A_\alpha \neq 0$ operando:
 - ▶ Electromagnetic ion-cyclotron instability.
 - ▶ Whistler electron-cyclotron instability.
 - ▶ Mirror instability.
 - ▶ Firehose instabilities (electron, proton, oblique).
- Ocorrem também:
 - ▶ Beam-plasma instabilities (electron, ion).
 - ▶ Drift-field instabilities.
 - ▶ Electron-cyclotron maser instability.

Instabilidades geradas por anisotropia em temperatura

- Em plasmas espaciais, há diversas instabilidades geradas por $A_\alpha \neq 0$ operando:
 - ▶ Electromagnetic ion-cyclotron instability.
 - ▶ Whistler electron-cyclotron instability.
 - ▶ Mirror instability.
 - ▶ Firehose instabilities (electron, proton, oblique).
- Ocorrem também:
 - ▶ Beam-plasma instabilities (electron, ion).
 - ▶ Drift-field instabilities.
 - ▶ Electron-cyclotron maser instability.

Instabilidades geradas por anisotropia em temperatura

- Em plasmas espaciais, há diversas instabilidades geradas por $A_\alpha \neq 0$ operando:
 - ▶ Electromagnetic ion-cyclotron instability.
 - ▶ Whistler electron-cyclotron instability.
 - ▶ Mirror instability.
 - ▶ Firehose instabilities (electron, proton, oblique).
- Ocorrem também:
 - ▶ Beam-plasma instabilities (electron, ion).
 - ▶ Drift-field instabilities.
 - ▶ Electron-cyclotron maser instability.

Instabilidades geradas por anisotropia em temperatura

- Em plasmas espaciais, há diversas instabilidades geradas por $A_\alpha \neq 0$ operando:
 - ▶ Electromagnetic ion-cyclotron instability.
 - ▶ Whistler electron-cyclotron instability.
 - ▶ Mirror instability.
 - ▶ Firehose instabilities (electron, proton, oblique).
- Ocorrem também:
 - ▶ Beam-plasma instabilities (electron, ion).
 - ▶ Drift-field instabilities.
 - ▶ Electron-cyclotron maser instability.

Instabilidades geradas por anisotropia em temperatura

- Em plasmas espaciais, há diversas instabilidades geradas por $A_\alpha \neq 0$ operando:
 - ▶ Electromagnetic ion-cyclotron instability.
 - ▶ Whistler electron-cyclotron instability.
 - ▶ Mirror instability.
 - ▶ Firehose instabilities (electron, proton, oblique).
- Ocorrem também:
 - ▶ Beam-plasma instabilities (electron, ion).
 - ▶ Drift-field instabilities.
 - ▶ Electron-cyclotron maser instability.

Instabilidades geradas por anisotropia em temperatura

- Em plasmas espaciais, há diversas instabilidades geradas por $A_\alpha \neq 0$ operando:
 - ▶ Electromagnetic ion-cyclotron instability.
 - ▶ Whistler electron-cyclotron instability.
 - ▶ Mirror instability.
 - ▶ Firehose instabilities (electron, proton, oblique).
- Ocorrem também:
 - ▶ Beam-plasma instabilities (electron, ion).
 - ▶ Drift-field instabilities.
 - ▶ Electron-cyclotron maser instability.

Instabilidades geradas por anisotropia em temperatura

- Em plasmas espaciais, há diversas instabilidades geradas por $A_\alpha \neq 0$ operando:
 - ▶ Electromagnetic ion-cyclotron instability.
 - ▶ Whistler electron-cyclotron instability.
 - ▶ Mirror instability.
 - ▶ Firehose instabilities (electron, proton, oblique).
- Ocorrem também:
 - ▶ Beam-plasma instabilities (electron, ion).
 - ▶ Drift-field instabilities.
 - ▶ Electron-cyclotron maser instability.

Instabilidades geradas por anisotropia em temperatura

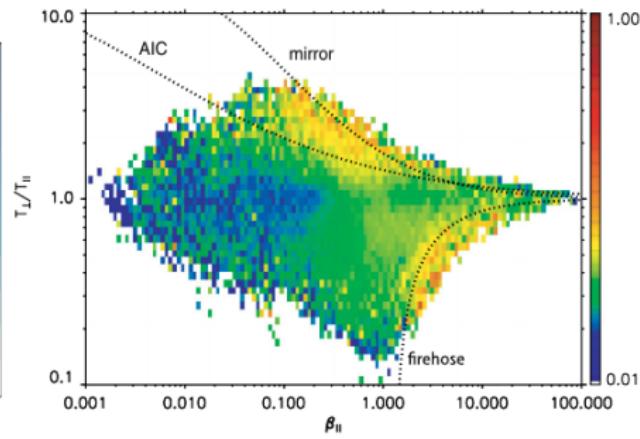
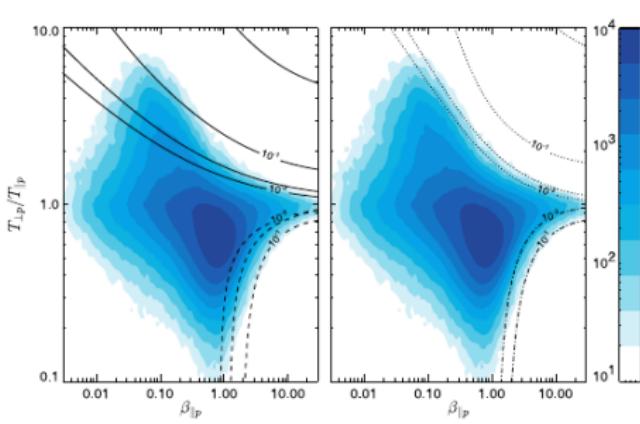
- Em plasmas espaciais, há diversas instabilidades geradas por $A_\alpha \neq 0$ operando:
 - ▶ Electromagnetic ion-cyclotron instability.
 - ▶ Whistler electron-cyclotron instability.
 - ▶ Mirror instability.
 - ▶ Firehose instabilities (electron, proton, oblique).
- Ocorrem também:
 - ▶ Beam-plasma instabilities (electron, ion).
 - ▶ Drift-field instabilities.
 - ▶ Electron-cyclotron maser instability.

Instabilidades geradas por anisotropia em temperatura

- Em plasmas espaciais, há diversas instabilidades geradas por $A_\alpha \neq 0$ operando:
 - ▶ Electromagnetic ion-cyclotron instability.
 - ▶ Whistler electron-cyclotron instability.
 - ▶ Mirror instability.
 - ▶ Firehose instabilities (electron, proton, oblique).
- Ocorrem também:
 - ▶ Beam-plasma instabilities (electron, ion).
 - ▶ Drift-field instabilities.
 - ▶ Electron-cyclotron maser instability.

Física do Vento Solar

Anisotropia na temperatura dos prótons no foreshock



Electromagnetic Ion-Cyclotron Instability

Instabilidade operando no modo L :

- Propagação paralela a B_0 ($k_\perp = 0$).
 - Elétrons isotrópicos: $A_e = 0$.
 - $\omega \ll \Omega_e$ e $|(\omega + \Omega_e)/k_\parallel v_{Te}| \gg 1$ (onda rápida).
 - Íons anisotrópicos: $T_{i\perp} > T_{i\parallel} \rightarrow A_i < 0$. Definindo $A = |A_i|$:

Electromagnetic Ion-Cyclotron Instability

Instabilidade operando no modo L :

- Propagação paralela a B_0 ($k_\perp = 0$).
- Elétrons isotrópicos: $A_e = 0$.
- $\omega \ll \Omega_e$ e $|(\omega + \Omega_e)/k_\parallel v_{Te}| \gg 1$ (onda rápida).
- Íons anisotrópicos: $T_{i\perp} > T_{i\parallel} \rightarrow A_i < 0$. Definindo $A = |A_i|$:

Electromagnetic Ion-Cyclotron Instability

Instabilidade operando no modo L :

- Propagação paralela a B_0 ($k_\perp = 0$).
- Elétrons isotrópicos: $A_e = 0$.
- $\omega \ll \Omega_e$ e $|(\omega + \Omega_e)/k_\parallel v_{Te}| \gg 1$ (onda rápida).
- Íons anisotrópicos: $T_{i\perp} > T_{i\parallel} \rightarrow A_i < 0$. Definindo $A = |A_i|$:

Electromagnetic Ion-Cyclotron Instability

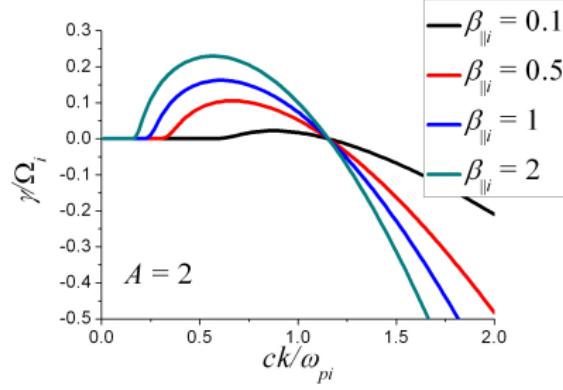
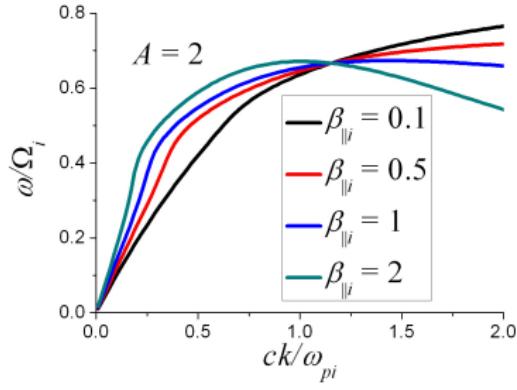
Instabilidade operando no modo L :

- Propagação paralela a B_0 ($k_\perp = 0$).
- Elétrons isotrópicos: $A_e = 0$.
- $\omega \ll \Omega_e$ e $|(\omega + \Omega_e)/k_\parallel v_{Te}| \gg 1$ (onda rápida).
- Íons anisotrópicos: $T_{i\perp} > T_{i\parallel} \rightarrow A_i < 0$. Definindo $A = |A_i|$:

Electromagnetic Ion-Cyclotron Instability

Instabilidade operando no modo L :

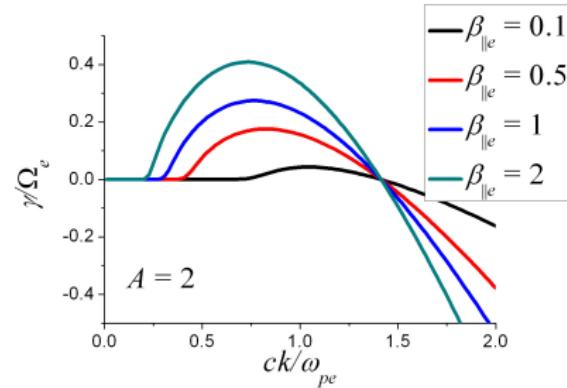
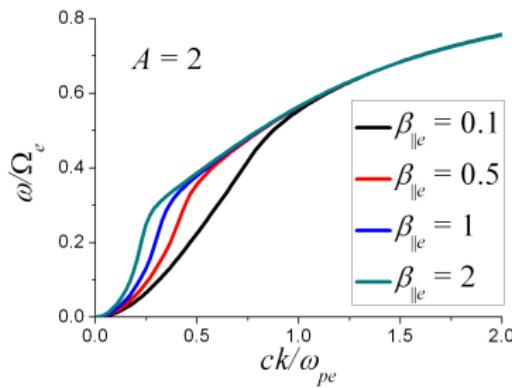
- Propagação paralela a \mathbf{B}_0 ($k_{\perp} = 0$).
- Elétrons isotrópicos: $A_e = 0$.
- $\omega \ll \Omega_e$ e $|(\omega + \Omega_e)/k_{\parallel}v_{Te}| \gg 1$ (onda rápida).
- Íons anisotrópicos: $\mathbf{T}_{i\perp} > \mathbf{T}_{i\parallel} \rightarrow \mathbf{A}_i < 0$. Definindo $A = |A_i|$:



Whistler (electron-cyclotron) Instability

Instabilidade operando no modo R :

- Propagação paralela a B_0 ($k_\perp = 0$).
- Elétrons anisotrópicos: $T_{e\perp} > T_{e\parallel} \rightarrow A_e < 0$. Definindo $A = |A_e|$.
- $\omega \gg \Omega_i \Rightarrow$ Íons desprezados.



Firehose instabilities

Condições de estabilidade

- Ocorre quando $T_{\alpha\parallel} > T_{\alpha\perp} \rightarrow 0 < A_\alpha < 1$.

- Baixa frequência: $\omega \ll \Omega_i \ll \Omega_e$.
- Parâmetro de instabilidade:

$$C_\beta = \frac{1}{2} \sum_{\alpha} (\beta_{\alpha\parallel} - \beta_{\alpha\perp}) = \frac{1}{2} [(\beta_{e\parallel} - \beta_{e\perp}) + (\beta_{i\parallel} - \beta_{i\perp})] > 1.$$

- ω_i máximo:

$$\frac{k_0^2 c^2}{\omega_{pi}^2} = \frac{16}{\beta_{i\parallel}^2} \left(\sum_{\alpha} \frac{\beta_{\alpha\parallel} - \beta_{\alpha\perp}}{2} - 1 \right).$$

Firehose instabilities

Condições de estabilidade

- Ocorre quando $T_{\alpha\parallel} > T_{\alpha\perp} \rightarrow 0 < A_\alpha < 1$.
- Baixa frequência: $\omega \ll \Omega_i \ll \Omega_e$.
- Parâmetro de instabilidade:

$$C_\beta = \frac{1}{2} \sum_{\alpha} (\beta_{\alpha\parallel} - \beta_{\alpha\perp}) = \frac{1}{2} [(\beta_{e\parallel} - \beta_{e\perp}) + (\beta_{i\parallel} - \beta_{i\perp})] > 1.$$

- ω_i máximo:

$$\frac{k_0^2 c^2}{\omega_{pi}^2} = \frac{16}{\beta_{i\parallel}^2} \left(\sum_{\alpha} \frac{\beta_{\alpha\parallel} - \beta_{\alpha\perp}}{2} - 1 \right).$$

Firehose instabilities

Condições de estabilidade

- Ocorre quando $T_{\alpha\parallel} > T_{\alpha\perp} \rightarrow 0 < A_\alpha < 1$.
- Baixa frequência: $\omega \ll \Omega_i \ll \Omega_e$.
- Parâmetro de instabilidade:

$$C_\beta = \frac{1}{2} \sum_{\alpha} (\beta_{\alpha\parallel} - \beta_{\alpha\perp}) = \frac{1}{2} [(\beta_{e\parallel} - \beta_{e\perp}) + (\beta_{i\parallel} - \beta_{i\perp})] > 1.$$

- ω_i máximo:

$$\frac{k_0^2 c^2}{\omega_{pi}^2} = \frac{16}{\beta_{i\parallel}^2} \left(\sum_{\alpha} \frac{\beta_{\alpha\parallel} - \beta_{\alpha\perp}}{2} - 1 \right).$$

Firehose instabilities

Condições de estabilidade

- Ocorre quando $T_{\alpha\parallel} > T_{\alpha\perp} \rightarrow 0 < A_\alpha < 1$.
- Baixa frequência: $\omega \ll \Omega_i \ll \Omega_e$.
- Parâmetro de instabilidade:

$$C_\beta = \frac{1}{2} \sum_{\alpha} (\beta_{\alpha\parallel} - \beta_{\alpha\perp}) = \frac{1}{2} [(\beta_{e\parallel} - \beta_{e\perp}) + (\beta_{i\parallel} - \beta_{i\perp})] > 1.$$

- ω_i máximo:

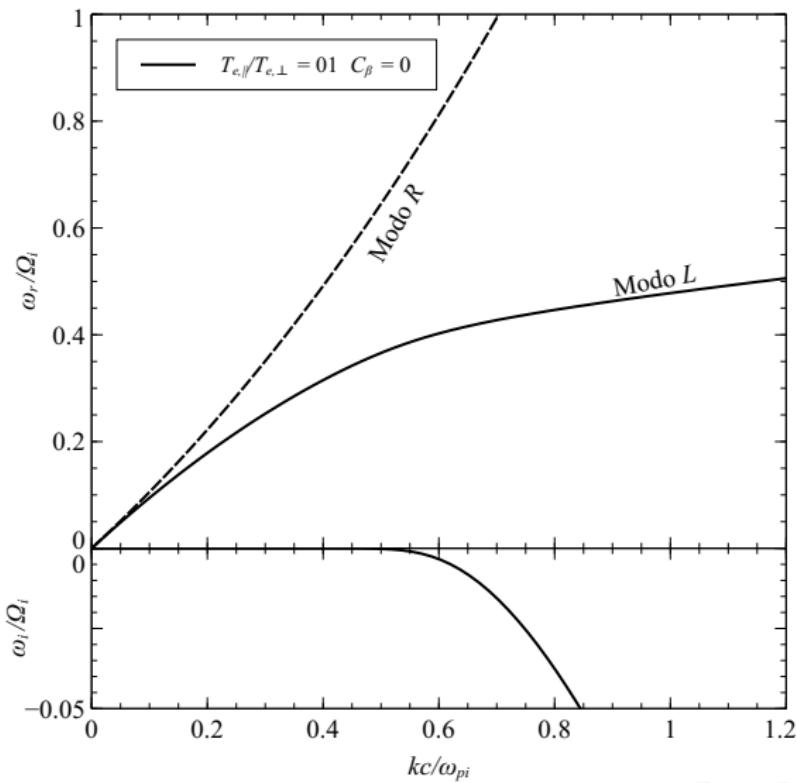
$$\frac{k_0^2 c^2}{\omega_{pi}^2} = \frac{16}{\beta_{i\parallel}^2} \left(\sum_{\alpha} \frac{\beta_{\alpha\parallel} - \beta_{\alpha\perp}}{2} - 1 \right).$$

Electron-Firehose instability

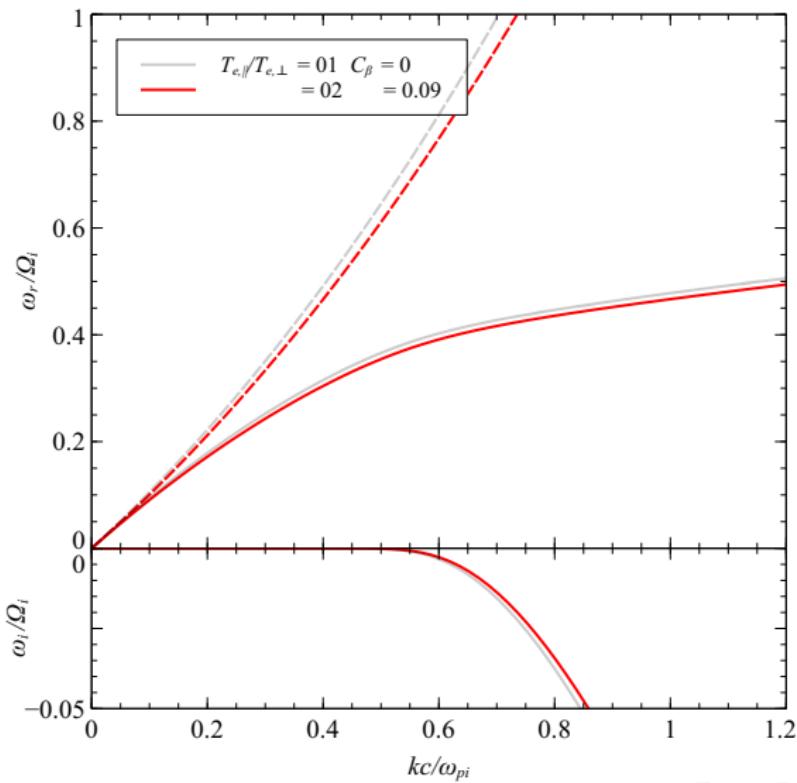
Instabilidade operando no modo L .

Resultados da equação de dispersão para $\beta_{e\perp} = \beta_p = 0,17$ e $v_A/c = 3 \times 10^{-3}$:

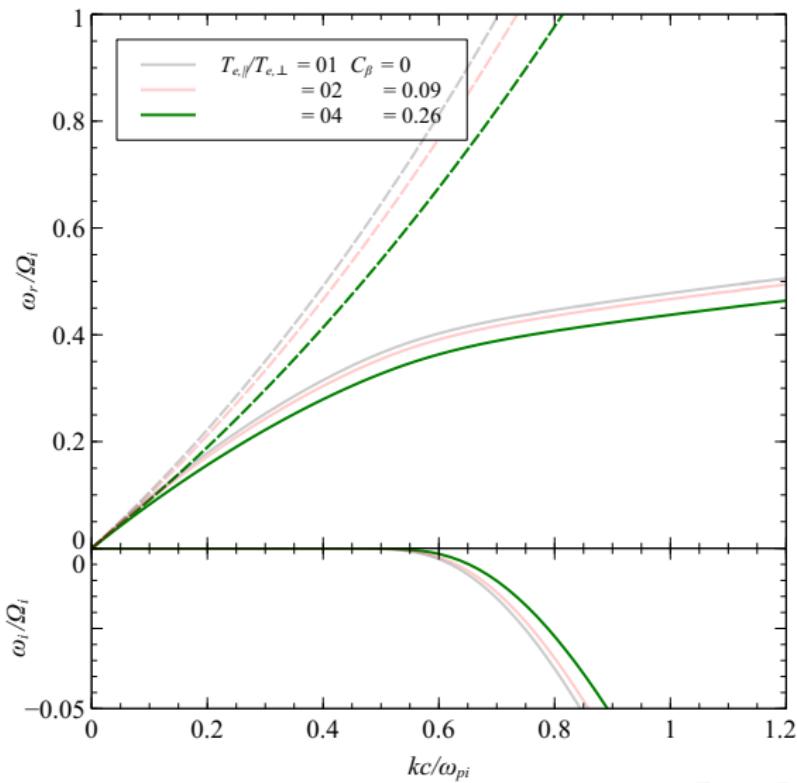
Electron-Firehose instability: $C_\beta < 1$



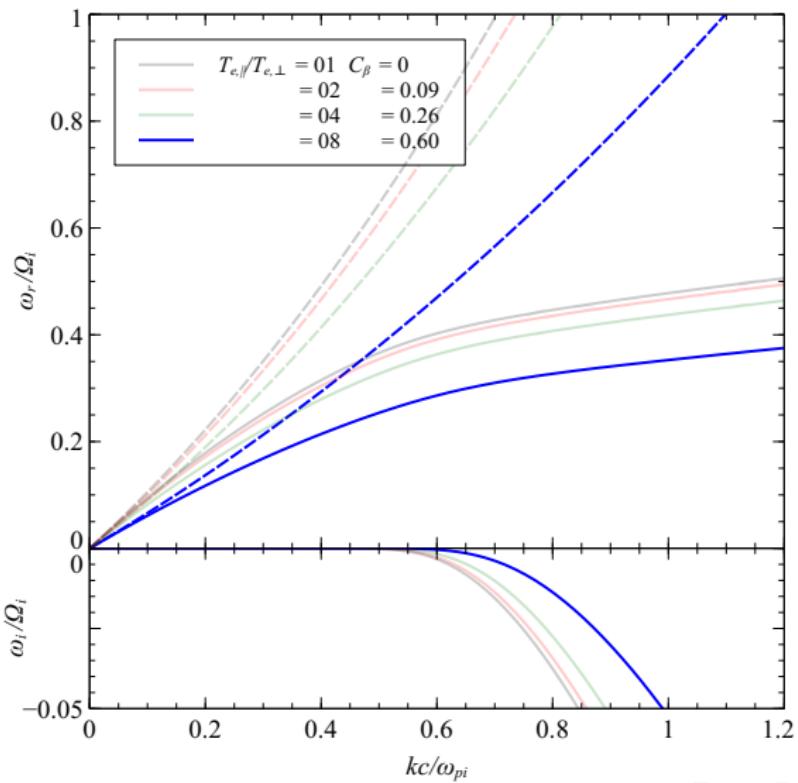
Electron-Firehose instability: $C_\beta < 1$



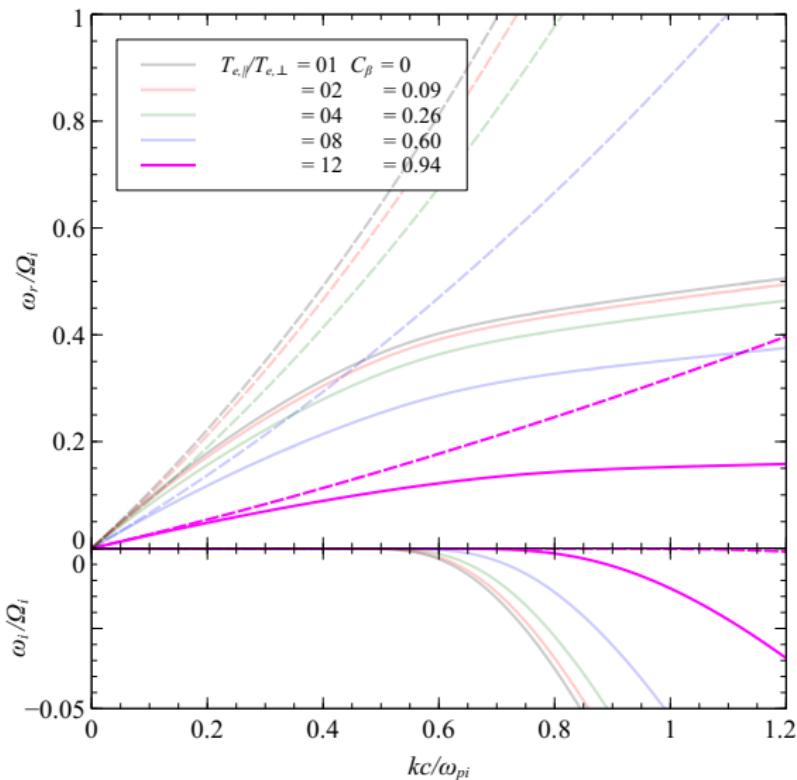
Electron-Firehose instability: $C_\beta < 1$



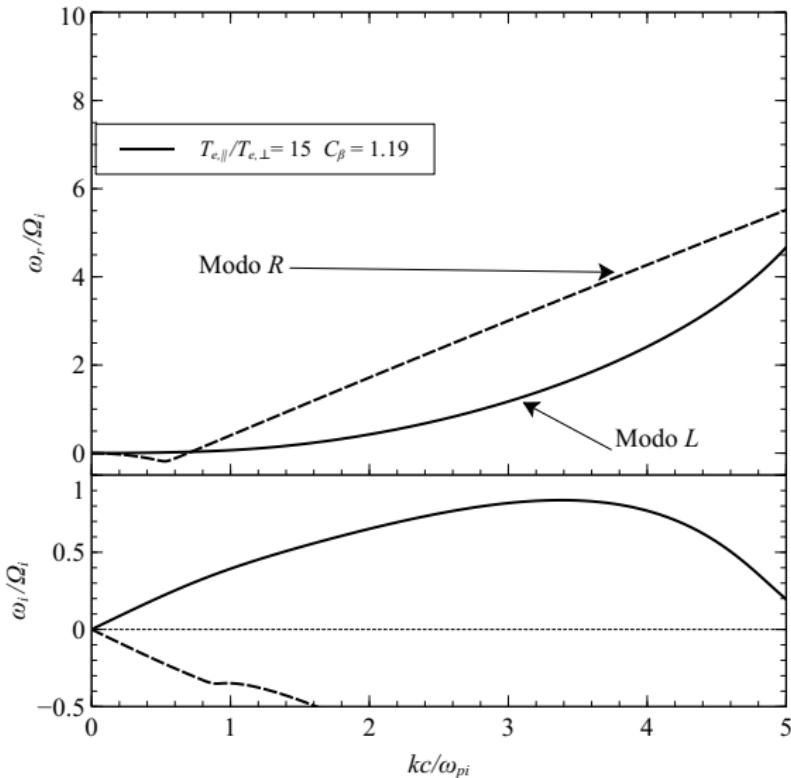
Electron-Firehose instability: $C_\beta < 1$



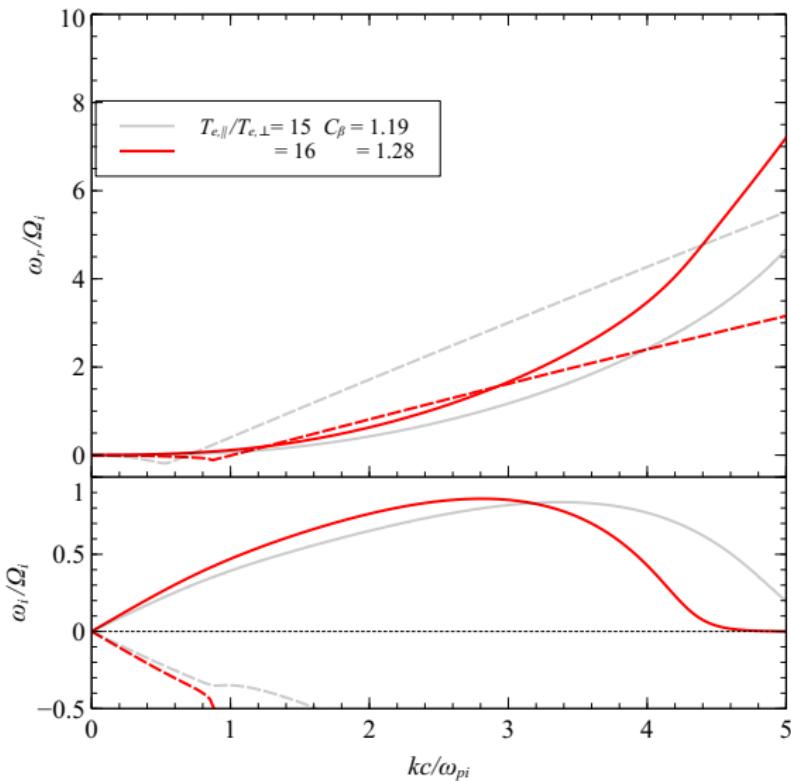
Electron-Firehose instability: $C_\beta < 1$



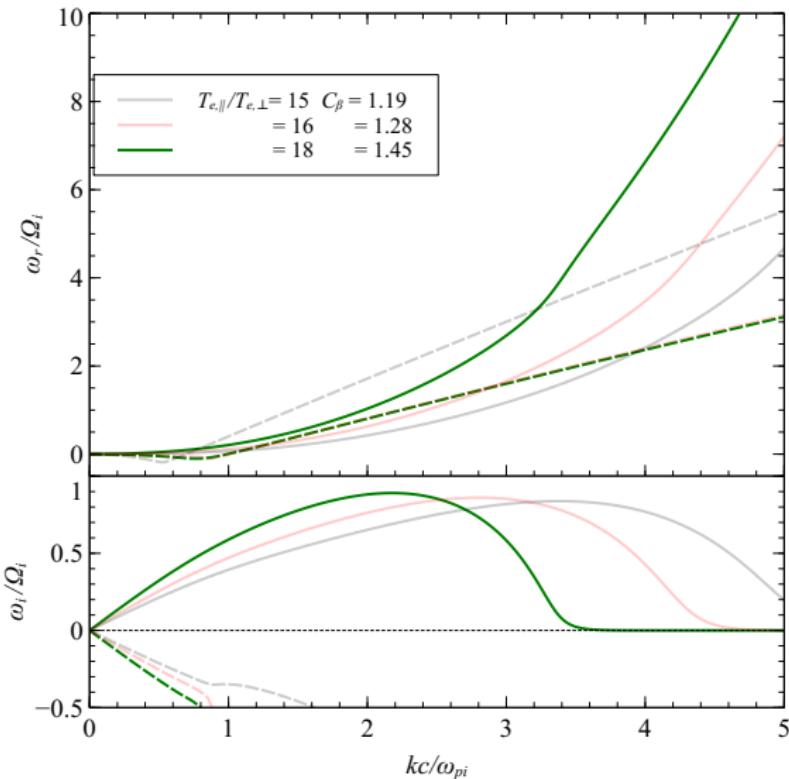
Electron-Firehose instability: $C_\beta > 1$



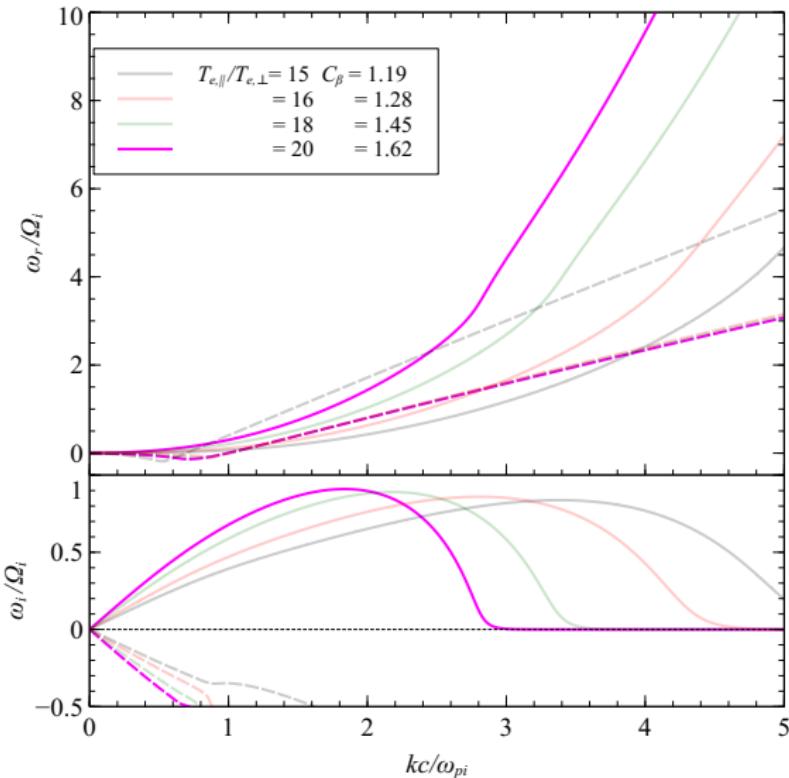
Electron-Firehose instability: $C_\beta > 1$



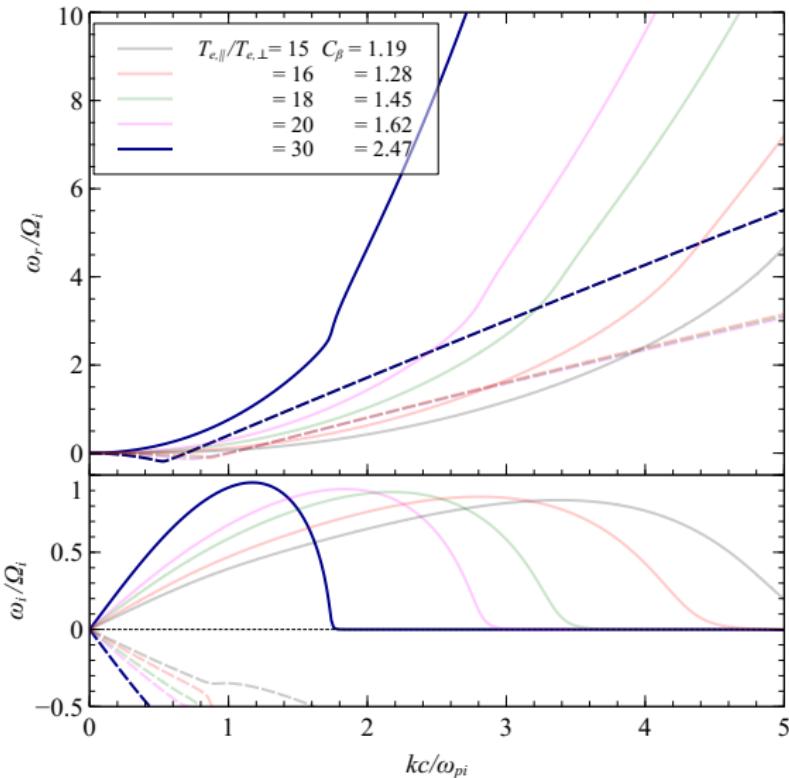
Electron-Firehose instability: $C_\beta > 1$



Electron-Firehose instability: $C_\beta > 1$



Electron-Firehose instability: $C_\beta > 1$



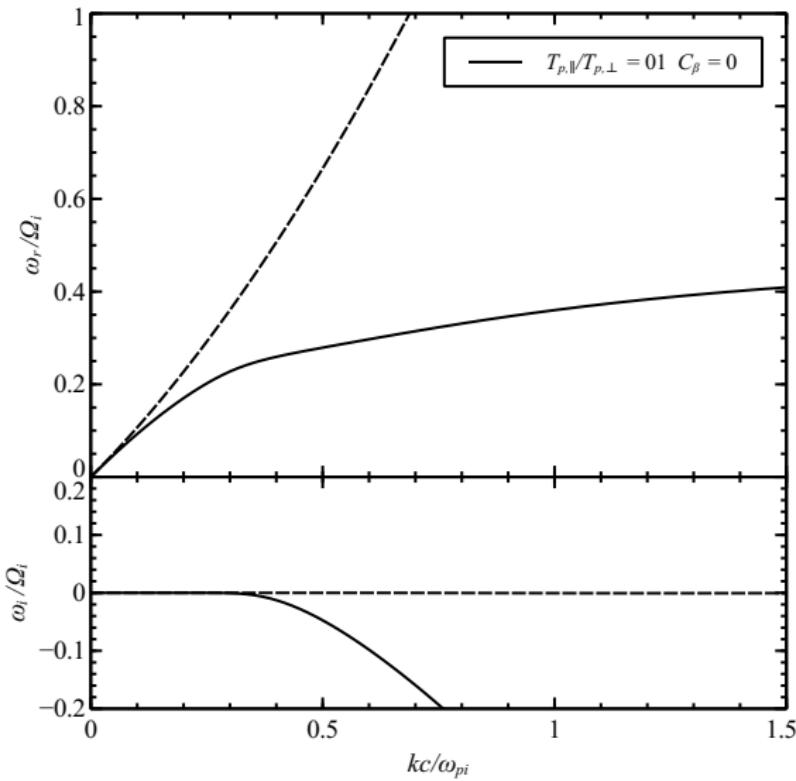
Proton-Firehose instability

Instabilidade operando no modo R .

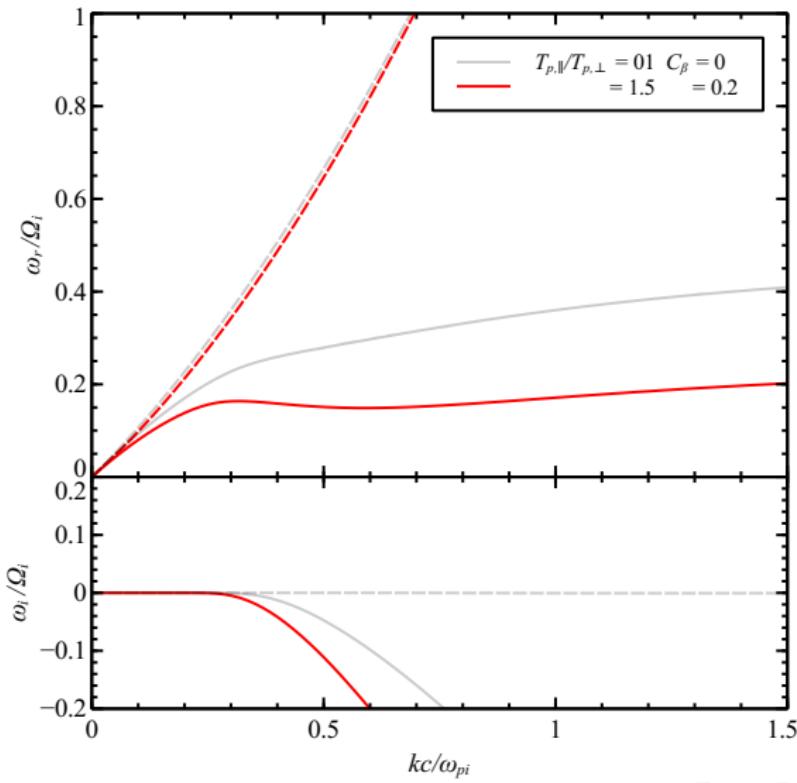
Resultados da equação de dispersão para:

- $\beta_{e\perp} = \beta_{e\parallel} = 2,0$.
- $\beta_{p\perp} = 0,8$ e
- $v_A/c = 3 \times 10^{-3}$.

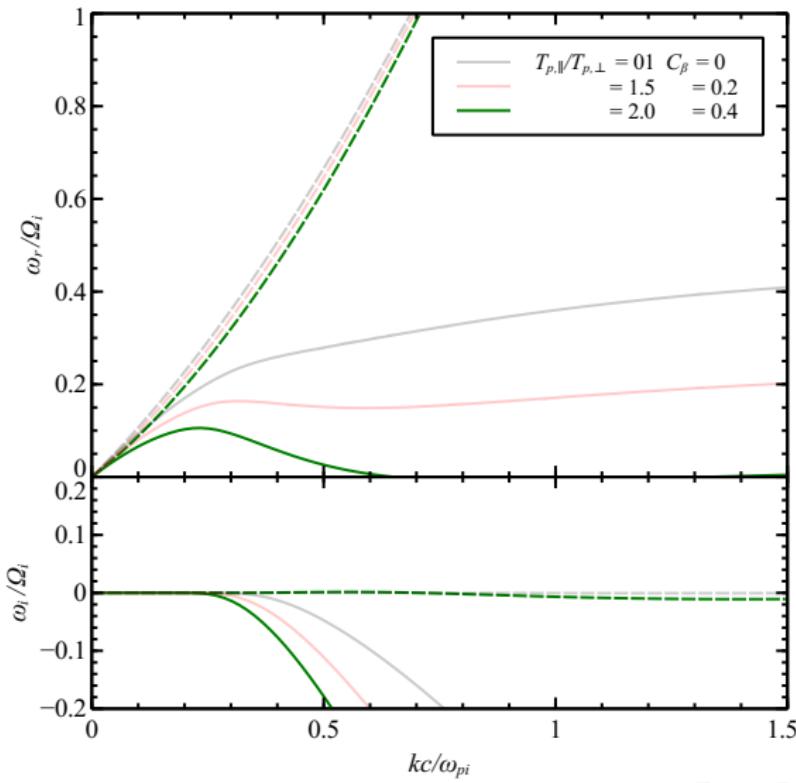
Proton-Firehose instability



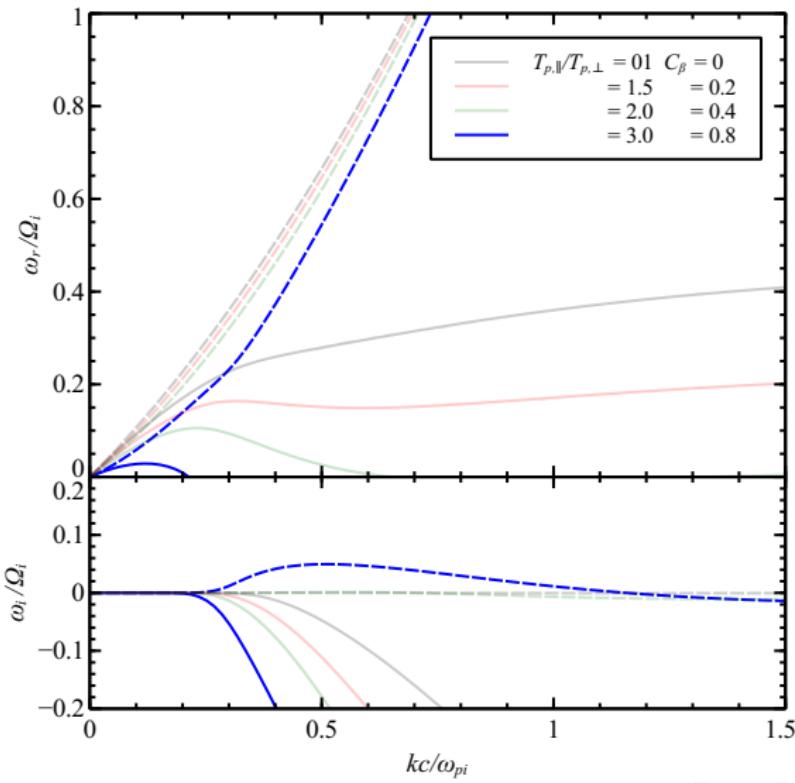
Proton-Firehose instability



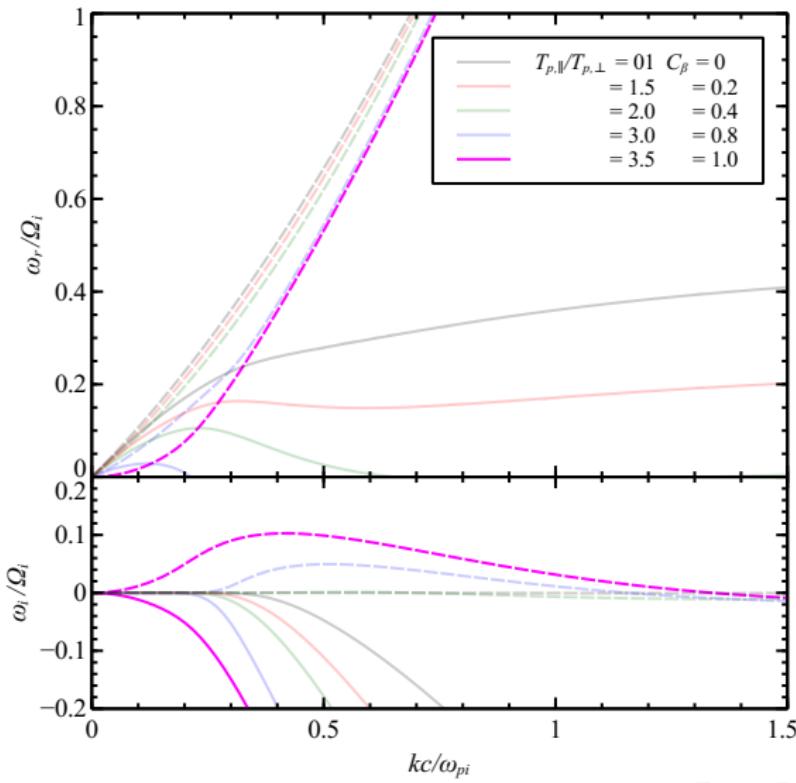
Proton-Firehose instability



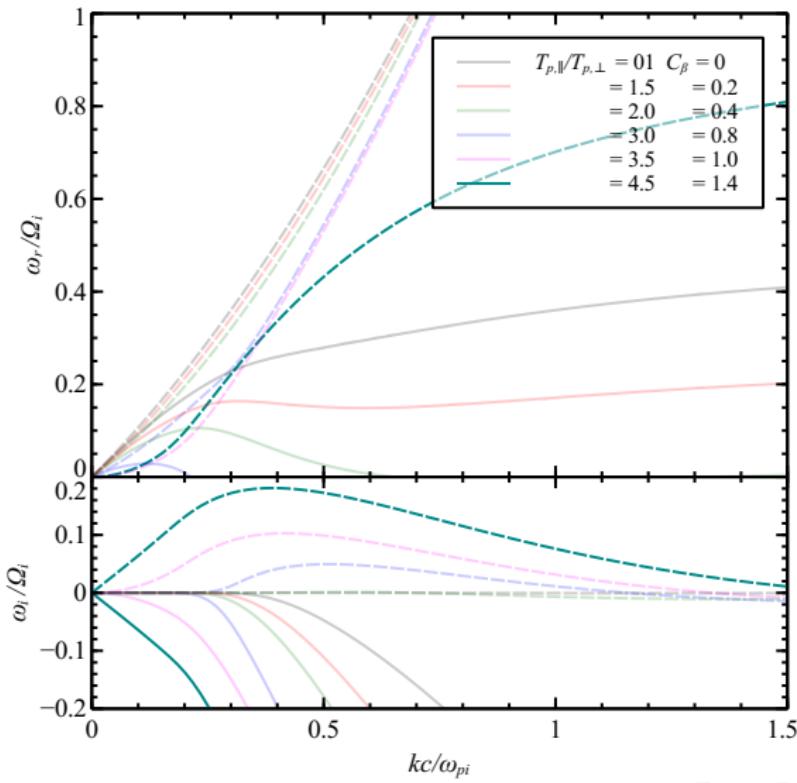
Proton-Firehose instability



Proton-Firehose instability



Proton-Firehose instability



Outline

1 Principais motivações

- Problemas atuais na física do sistema solar

2 Revisão sobre ondas de Alfvén em plasmas frios

- Ondas em plasmas frios
- Propagação paralela a B_0
- Propagação perpendicular a B_0 ($N \perp B_0$)
- Propagação oblíqua

3 Ondas de Alfvén em plasmas térmicos Maxwellianos

- Equação de dispersão para $k_{\perp} = 0$
- Soluções numéricas da equação de dispersão

4 Distribuições supertérmicas (κ) em plasmas espaciais

• Principais motivações

- Modelo teórico
- Equação de dispersão e função de dispersão supertérmica
- Ondas de Alfvén em plasmas supertérmicos

Primeiras contribuições

Journal of
GEOPHYSICAL RESEARCH—
Space Physics

VOLUME 73

MAY 1, 1968

No. 9

A Survey of Low-Energy Electrons in the Evening Sector of the
Magnetosphere with OGO 1 and OGO 3

VYTENIS M. VASYLIUNAS

*Laboratory for Nuclear Science and Department of Physics
Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, Massachusetts 02139*

Distribuições observadas no Vento Solar

Distribuição de elétrons

FDV's de elétrons observadas no Vento Solar:

Core: elétrons térmicos (Maxwellianos) em baixas energias ($\lesssim 50\text{eV}$).

Halo: elétrons supertérmicos ($50 - 100\text{eV}$) distribuídos isotropicamente em torno do core.

Strahl: elétrons supertérmicos ($\gtrsim 100\text{eV}$) que apresentam uma anisotropia acentuada na direção radial ao Sol.

Distribuições observadas no Vento Solar

Distribuição de elétrons

FDV's de elétrons observadas no Vento Solar:

Core: elétrons térmicos (Maxwellianos) em baixas energias ($\lesssim 50\text{ eV}$).

Halo: elétrons supertérmicos ($50 - 100\text{ eV}$) distribuídos isotropicamente em torno do core.

Strahl: elétrons supertérmicos ($\gtrsim 100\text{ eV}$) que apresentam uma anisotropia acentuada na direção radial ao Sol.

Distribuições observadas no Vento Solar

Distribuição de elétrons

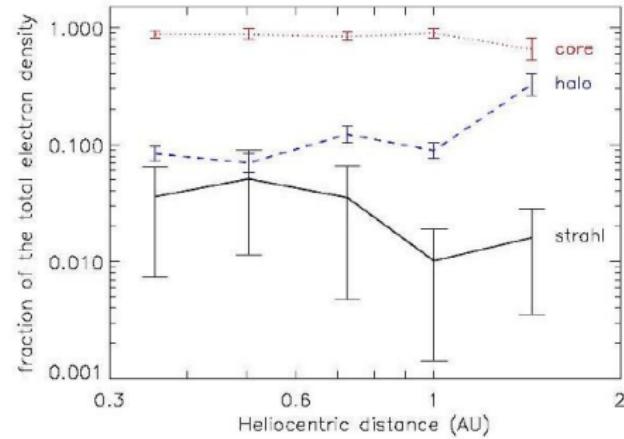
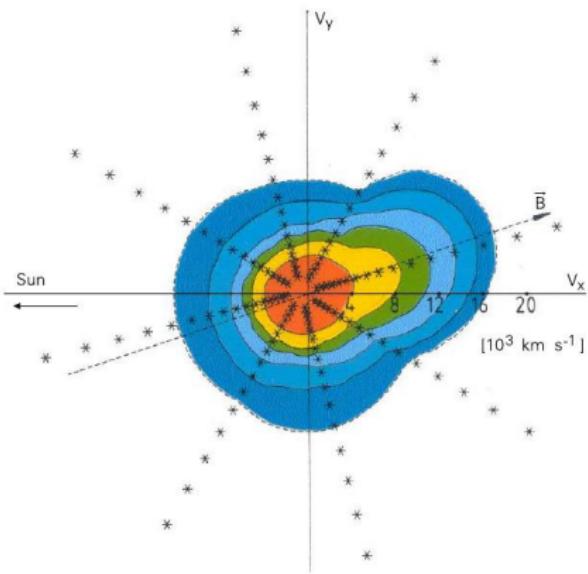
FDV's de elétrons observadas no Vento Solar:

Core: elétrons térmicos (Maxwellianos) em baixas energias ($\lesssim 50\text{ eV}$).

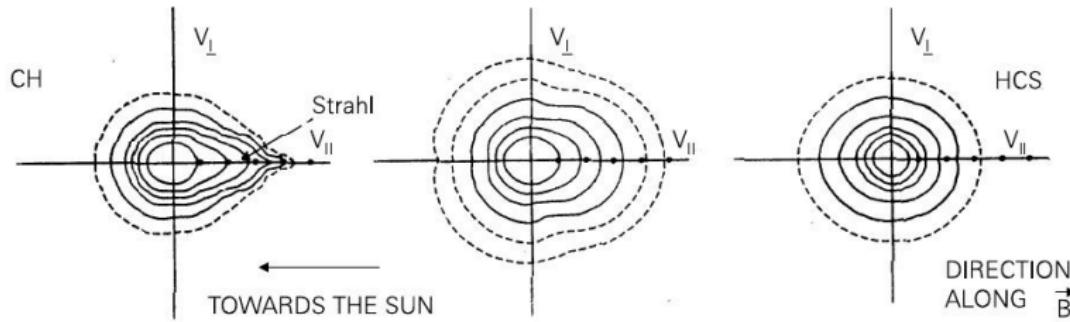
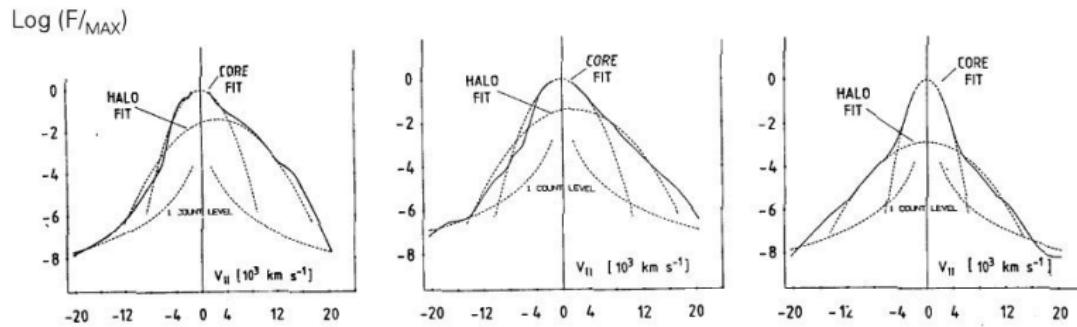
Halo: elétrons supertérmicos ($50 - 100\text{ eV}$) distribuídos isotropicamente em torno do core.

Strahl: elétrons supertérmicos ($\gtrsim 100\text{ eV}$) que apresentam uma anisotropia acentuada na direção radial ao Sol.

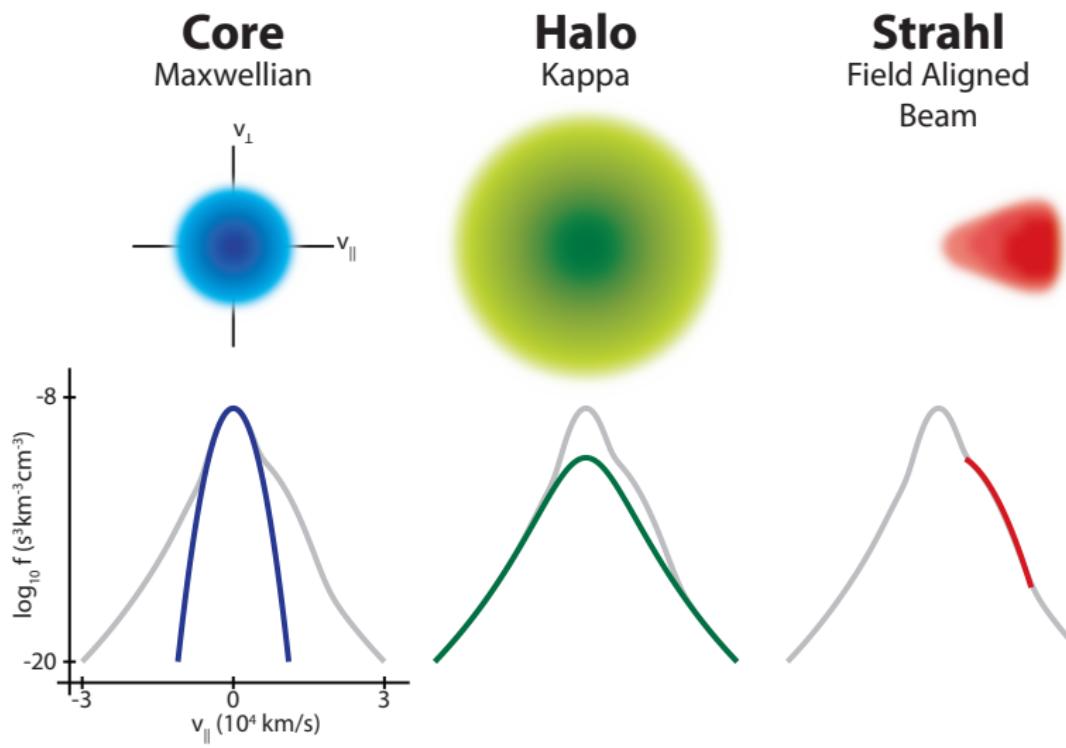
FDV's de elétrons



FDV's de elétrons

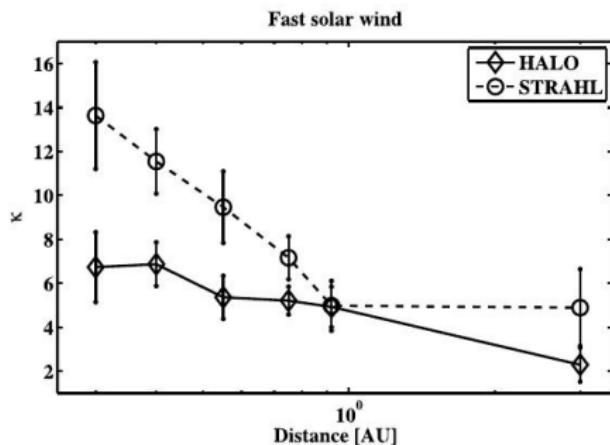
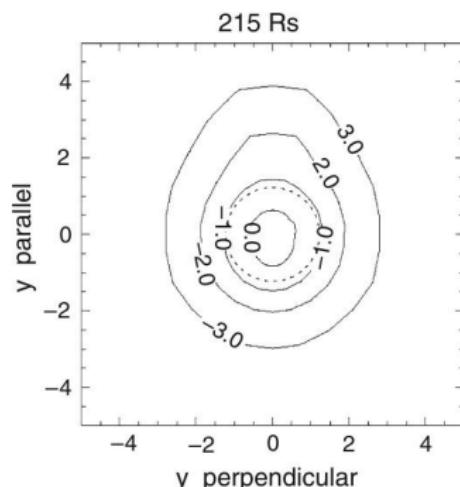
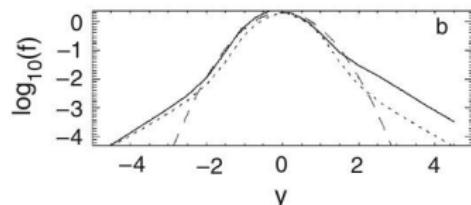


FDV's de elétrons



FDV's de elétrons

Ajustes com distribuições supertérmicas (κ)



Distribuições observadas no Vento Solar

Distribuição de prótons

- FDV's de prótons observadas no Vento Solar:

Core: forte anisotropia em temperatura:

Vento solar rápido: $T_{p\perp} > T_{p\parallel}$.

Vento solar lento: $T_{p\perp} < T_{p\parallel}$.

Beam: feixe de prótons alinhados com o vento solar com velocidade $\simeq 1,5v_A$ em relação ao core. *Forte correlação com ondas de Alfvén.*

- FDV's de prótons interagem fortemente com ondas de Alfvén:

- Anisotropia de temperaturas.
- Instabilidades beam-plasma.

Distribuições observadas no Vento Solar

Distribuição de prótons

- FDV's de prótons observadas no Vento Solar:

Core: forte anisotropia em temperatura:

Vento solar rápido: $T_{p\perp} > T_{p\parallel}$.

Vento solar lento: $T_{p\perp} < T_{p\parallel}$.

Beam: feixe de prótons alinhados com o vento solar com velocidade $\simeq 1,5v_A$ em relação ao core. *Forte correlação com ondas de Alfvén.*

- FDV's de prótons interagem fortemente com ondas de Alfvén:
 - Anisotropia de temperaturas.
 - Instabilidades beam-plasma.

Distribuições observadas no Vento Solar

Distribuição de prótons

- FDV's de prótons observadas no Vento Solar:

Core: forte anisotropia em temperatura:

Vento solar rápido: $T_{p\perp} > T_{p\parallel}$.

Vento solar lento: $T_{p\perp} < T_{p\parallel}$.

Beam: feixe de prótons alinhados com o vento solar com velocidade $\simeq 1,5v_A$ em relação ao core. *Forte correlação com ondas de Alfvén.*

- FDV's de prótons interagem fortemente com ondas de Alfvén:

- Anisotropia de temperaturas.
- Instabilidades beam-plasma.

Distribuições observadas no Vento Solar

Distribuição de prótons

- FDV's de prótons observadas no Vento Solar:

Core: forte anisotropia em temperatura:

Vento solar rápido: $T_{p\perp} > T_{p\parallel}$.

Vento solar lento: $T_{p\perp} < T_{p\parallel}$.

Beam: feixe de prótons alinhados com o vento solar com velocidade $\simeq 1,5v_A$ em relação ao core. *Forte correlação com ondas de Alfvén.*

- FDV's de prótons interagem fortemente com ondas de Alfvén:

- Anisotropia de temperaturas.
- Instabilidades beam-plasma.

Distribuições observadas no Vento Solar

Distribuição de prótons

- FDV's de prótons observadas no Vento Solar:

Core: forte anisotropia em temperatura:

Vento solar rápido: $T_{p\perp} > T_{p\parallel}$.

Vento solar lento: $T_{p\perp} < T_{p\parallel}$.

Beam: feixe de prótons alinhados com o vento solar com velocidade $\simeq 1,5v_A$ em relação ao core. *Forte correlação com ondas de Alfvén.*

- FDV's de prótons interagem fortemente com ondas de Alfvén:

- Anisotropia de temperaturas.
- Instabilidades beam-plasma.

Distribuições observadas no Vento Solar

Distribuição de prótons

- FDV's de prótons observadas no Vento Solar:

Core: forte anisotropia em temperatura:

Vento solar rápido: $T_{p\perp} > T_{p\parallel}$.

Vento solar lento: $T_{p\perp} < T_{p\parallel}$.

Beam: feixe de prótons alinhados com o vento solar com velocidade $\simeq 1,5v_A$ em relação ao core. *Forte correlação com ondas de Alfvén.*

- FDV's de prótons interagem fortemente com ondas de Alfvén:
 - Anisotropia de temperaturas.
 - Instabilidades beam-plasma.

Distribuições observadas no Vento Solar

Distribuição de prótons

- FDV's de prótons observadas no Vento Solar:

Core: forte anisotropia em temperatura:

Vento solar rápido: $T_{p\perp} > T_{p\parallel}$.

Vento solar lento: $T_{p\perp} < T_{p\parallel}$.

Beam: feixe de prótons alinhados com o vento solar com velocidade $\simeq 1,5v_A$ em relação ao core. *Forte correlação com ondas de Alfvén.*

- FDV's de prótons interagem fortemente com ondas de Alfvén:
 - Anisotropia de temperaturas.
 - Instabilidades beam-plasma.

Distribuições observadas no Vento Solar

Distribuição de prótons

- FDV's de prótons observadas no Vento Solar:

Core: forte anisotropia em temperatura:

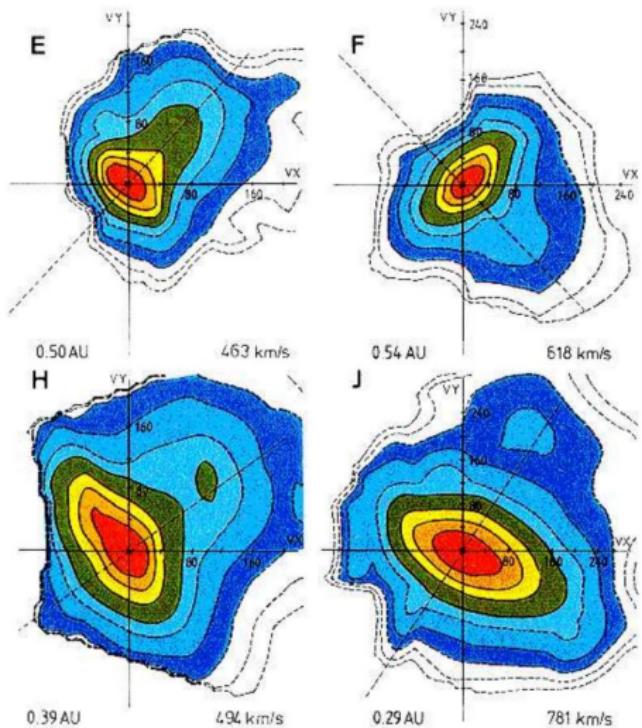
Vento solar rápido: $T_{p\perp} > T_{p\parallel}$.

Vento solar lento: $T_{p\perp} < T_{p\parallel}$.

Beam: feixe de prótons alinhados com o vento solar com velocidade $\simeq 1,5v_A$ em relação ao core. *Forte correlação com ondas de Alfvén.*

- FDV's de prótons interagem fortemente com ondas de Alfvén:
 - Anisotropia de temperaturas.
 - Instabilidades beam-plasma.

FDV's de prótons



Outline

1 Principais motivações

- Problemas atuais na física do sistema solar

2 Revisão sobre ondas de Alfvén em plasmas frios

- Ondas em plasmas frios
- Propagação paralela a B_0
- Propagação perpendicular a B_0 ($N \perp B_0$)
- Propagação oblíqua

3 Ondas de Alfvén em plasmas térmicos Maxwellianos

- Equação de dispersão para $k_{\perp} = 0$
- Soluções numéricas da equação de dispersão

4 Distribuições supertérmicas (κ) em plasmas espaciais

- Principais motivações
- **Modelo teórico**
- Equação de dispersão e função de dispersão supertérmica
- Ondas de Alfvén em plasmas supertérmicos

FDV supertérmica

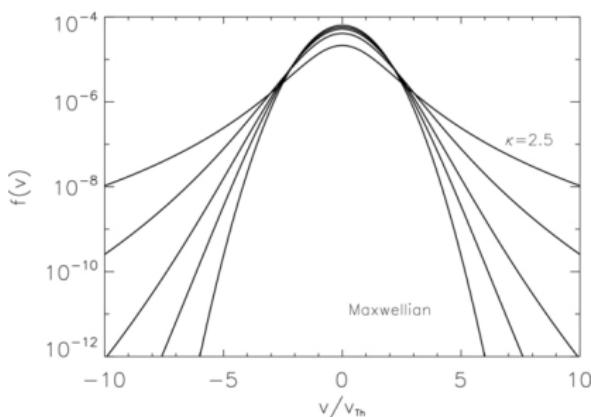
Distribuição Bi-kappa

$$f_{\alpha,\kappa}(\nu) = \frac{n_{\alpha 0}}{\pi^{3/2} v_{\alpha\perp}^2 v_{\alpha\parallel}} \frac{\Gamma(\kappa)}{\kappa^{3/2} \Gamma(\kappa - 3/2)} \\ \times \left(1 + \frac{v_{\parallel}^2}{\kappa v_{\alpha\parallel}^2} + \frac{v_{\perp}^2}{\kappa v_{\alpha\perp}^2} \right)^{-\kappa},$$

sendo $\kappa > 5/2$, $\Gamma(x)$: função gama e

$$v_{T\beta,\parallel}^2 = \frac{2T_{\beta\parallel}}{m_\beta} \text{ e } v_{T\beta,\perp}^2 = \frac{2T_{\beta\perp}}{m_\beta}.$$

$$\lim_{\kappa \rightarrow \infty} f_{\alpha, \kappa}(\nu) = \frac{n_{\alpha 0}}{\pi^{3/2} v_{\alpha \perp}^2 v_{\alpha \parallel}} e^{-\nu_{\parallel}^2/v_{\alpha \parallel}^2} e^{-\nu_{\perp}^2/v_{\alpha \perp}^2}$$



Outline

1 Principais motivações

- Problemas atuais na física do sistema solar

2 Revisão sobre ondas de Alfvén em plasmas frios

- Ondas em plasmas frios
- Propagação paralela a B_0
- Propagação perpendicular a B_0 ($N \perp B_0$)
- Propagação oblíqua

3 Ondas de Alfvén em plasmas térmicos Maxwellianos

- Equação de dispersão para $k_{\perp} = 0$
- Soluções numéricas da equação de dispersão

4 Distribuições supertérmicas (κ) em plasmas espaciais

- Principais motivações
- Modelo teórico
- Equação de dispersão e função de dispersão supertérmica
- Ondas de Alfvén em plasmas supertérmicos

Distribuição bi-Kappa

Equação de dispersão & função de dispersão supertérmica

Equação de dispersão:

$$\frac{v_A^2}{c^2} \frac{z^2}{q^2} - 1 + \frac{1}{q^2} \left\{ \frac{m_p}{m_e} \left[\zeta_{0e} Z_{\kappa_e}^{(-1)}(\zeta_{se}) - A_e \left(1 + \zeta_{se} Z_{\kappa_e}^{(-1)}(\zeta_{se}) \right) \right] \right. \\ \left. + \zeta_{0p} Z_{\kappa_p}^{(-1)}(\zeta_{sp}) - A_p \left(1 + \zeta_{sp} Z_{\kappa_p}^{(-1)}(\zeta_{sp}) \right) \right\} = 0.$$

Função de dispersão supertérmica:

$$Z_{\kappa}^{(n)}(\xi) = i \frac{\kappa + n - 1/2}{\kappa^{1/2} (\kappa + n)} {}_2F_1 \left[1, 2\kappa + 2n; \kappa + n + 1; \frac{1}{2} \left(1 + \frac{i\xi}{\kappa^{1/2}} \right) \right], \text{ para } \left(\kappa > -n - \frac{1}{2} \right),$$

onde ${}_2F_1(a, b; c; z)$: função hipergeométrica de Gauss.

Novamente:

$$\lim_{\kappa \rightarrow \infty} Z_{\kappa}^{(n)}(\xi) = Z(\xi).$$

Distribuição bi-Kappa

Equação de dispersão & função de dispersão supertérmica

Equação de dispersão:

$$\frac{v_A^2}{c^2} \frac{z^2}{q^2} - 1 + \frac{1}{q^2} \left\{ \frac{m_p}{m_e} \left[\zeta_{0e} Z_{\kappa_e}^{(-1)}(\zeta_{se}) - A_e \left(1 + \zeta_{se} Z_{\kappa_e}^{(-1)}(\zeta_{se}) \right) \right] + \zeta_{0p} Z_{\kappa_p}^{(-1)}(\zeta_{sp}) - A_p \left(1 + \zeta_{sp} Z_{\kappa_p}^{(-1)}(\zeta_{sp}) \right) \right\} = 0.$$

Função de dispersão supertérmica:

$$Z_{\kappa}^{(n)}(\xi) = i \frac{\kappa + n - 1/2}{\kappa^{1/2} (\kappa + n)} {}_2F_1 \left[1, 2\kappa + 2n; \kappa + n + 1; \frac{1}{2} \left(1 + \frac{i\xi}{\kappa^{1/2}} \right) \right], \text{ para } \left(\kappa > -n - \frac{1}{2} \right),$$

onde ${}_2F_1(a, b; c; z)$: função hipergeométrica de Gauss.

Novamente:

$$\lim_{\kappa \rightarrow \infty} Z_{\kappa}^{(n)}(\xi) = Z(\xi).$$

Distribuição bi-Kappa

Equação de dispersão & função de dispersão supertérmica

Equação de dispersão:

$$\frac{v_A^2}{c^2} \frac{z^2}{q^2} - 1 + \frac{1}{q^2} \left\{ \frac{m_p}{m_e} \left[\zeta_{0e} Z_{\kappa_e}^{(-1)}(\zeta_{se}) - A_e \left(1 + \zeta_{se} Z_{\kappa_e}^{(-1)}(\zeta_{se}) \right) \right] + \zeta_{0p} Z_{\kappa_p}^{(-1)}(\zeta_{sp}) - A_p \left(1 + \zeta_{sp} Z_{\kappa_p}^{(-1)}(\zeta_{sp}) \right) \right\} = 0.$$

Função de dispersão supertérmica:

$$Z_{\kappa}^{(n)}(\xi) = i \frac{\kappa + n - 1/2}{\kappa^{1/2} (\kappa + n)} {}_2F_1 \left[1, 2\kappa + 2n; \kappa + n + 1; \frac{1}{2} \left(1 + \frac{i\xi}{\kappa^{1/2}} \right) \right], \text{ para } \left(\kappa > -n - \frac{1}{2} \right),$$

onde ${}_2F_1(a, b; c; z)$: função hipergeométrica de Gauss.

Novamente:

$$\lim_{\kappa \rightarrow \infty} Z_{\kappa}^{(n)}(\xi) = Z(\xi).$$

Distribuição bi-Kappa

Temperaturas efetivas

Definindo:

$$\theta_{\alpha\parallel}(\kappa) = \frac{m_\alpha}{n_{\alpha 0}} \int d^3v v_\parallel^2 f_{\alpha,\kappa}(\mathbf{v})$$
$$\theta_{\alpha\perp}(\kappa) = \frac{m_\alpha}{2n_{\alpha 0}} \int d^3v v_\perp^2 f_{\alpha,\kappa}(\mathbf{v}),$$

resulta:

$$\theta_{\alpha\parallel}(\kappa) = \frac{T_{\alpha\parallel}}{1 - 5/2\kappa}$$

$$\theta_{\alpha\perp}(\kappa) = \frac{T_{\alpha\perp}}{1 - 5/2\kappa}.$$

Ou seja,

$$\theta_{\alpha\parallel(\perp)}(\kappa) > T_{\alpha\parallel(\perp)}, \text{ mas } \frac{\theta_{\alpha\perp}}{\theta_{\alpha\parallel}} = \frac{T_{\alpha\perp}}{T_{\alpha\parallel}}.$$

Distribuição bi-Kappa

Temperaturas efetivas

Definindo:

$$\theta_{\alpha\parallel}(\kappa) = \frac{m_\alpha}{n_{\alpha 0}} \int d^3v v_\parallel^2 f_{\alpha,\kappa}(\mathbf{v})$$
$$\theta_{\alpha\perp}(\kappa) = \frac{m_\alpha}{2n_{\alpha 0}} \int d^3v v_\perp^2 f_{\alpha,\kappa}(\mathbf{v}),$$

resulta:

$$\theta_{\alpha\parallel}(\kappa) = \frac{T_{\alpha\parallel}}{1 - 5/2\kappa}$$

$$\theta_{\alpha\perp}(\kappa) = \frac{T_{\alpha\perp}}{1 - 5/2\kappa}.$$

Ou seja,

$$\theta_{\alpha\parallel(\perp)}(\kappa) > T_{\alpha\parallel(\perp)}, \text{ mas } \frac{\theta_{\alpha\perp}}{\theta_{\alpha\parallel}} = \frac{T_{\alpha\perp}}{T_{\alpha\parallel}}.$$

Distribuição bi-Kappa

Temperaturas efetivas

Definindo:

$$\theta_{\alpha\parallel}(\kappa) = \frac{m_\alpha}{n_{\alpha 0}} \int d^3v v_\parallel^2 f_{\alpha,\kappa}(v)$$
$$\theta_{\alpha\perp}(\kappa) = \frac{m_\alpha}{2n_{\alpha 0}} \int d^3v v_\perp^2 f_{\alpha,\kappa}(v),$$

resulta:

$$\theta_{\alpha\parallel}(\kappa) = \frac{T_{\alpha\parallel}}{1 - 5/2\kappa}$$

$$\theta_{\alpha\perp}(\kappa) = \frac{T_{\alpha\perp}}{1 - 5/2\kappa}.$$

Ou seja,

$$\theta_{\alpha\parallel(\perp)}(\kappa) > T_{\alpha\parallel(\perp)}, \text{ mas } \frac{\theta_{\alpha\perp}}{\theta_{\alpha\parallel}} = \frac{T_{\alpha\perp}}{T_{\alpha\parallel}}.$$

Outline

1 Principais motivações

- Problemas atuais na física do sistema solar

2 Revisão sobre ondas de Alfvén em plasmas frios

- Ondas em plasmas frios
- Propagação paralela a B_0
- Propagação perpendicular a B_0 ($N \perp B_0$)
- Propagação oblíqua

3 Ondas de Alfvén em plasmas térmicos Maxwellianos

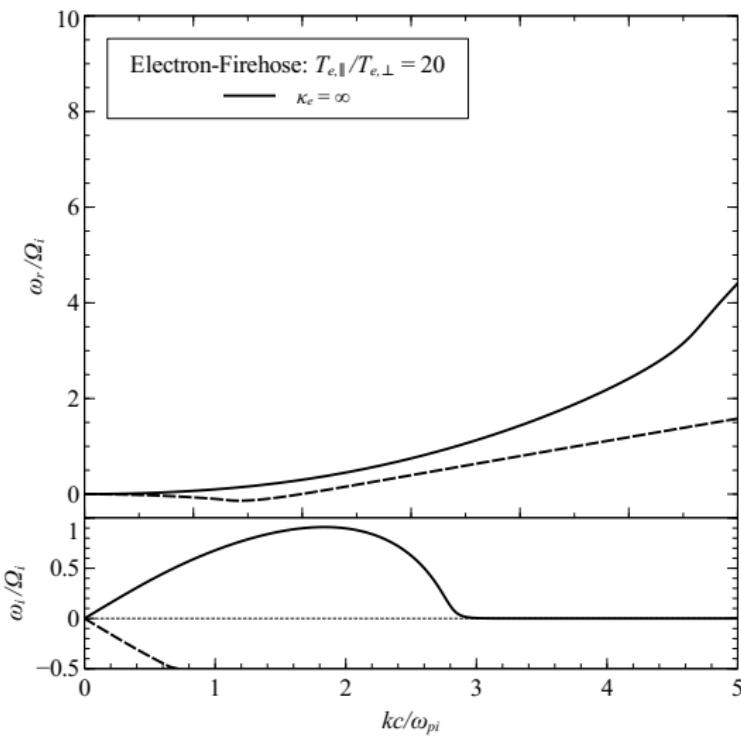
- Equação de dispersão para $k_{\perp} = 0$
- Soluções numéricas da equação de dispersão

4 Distribuições supertérmicas (κ) em plasmas espaciais

- Principais motivações
- Modelo teórico
- Equação de dispersão e função de dispersão supertérmica
- Ondas de Alfvén em plasmas supertérmicos

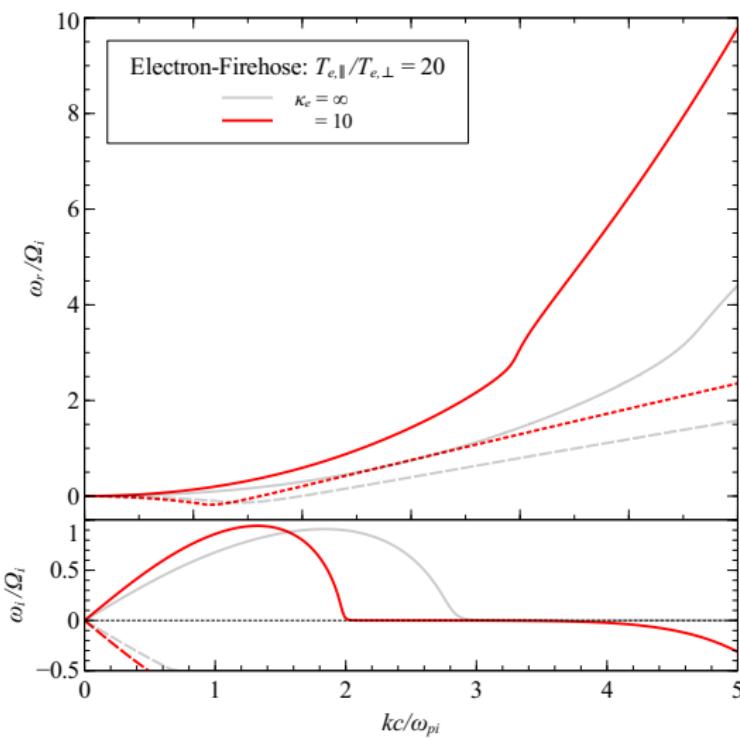
Soluções numéricas

Electron-Firehose instability



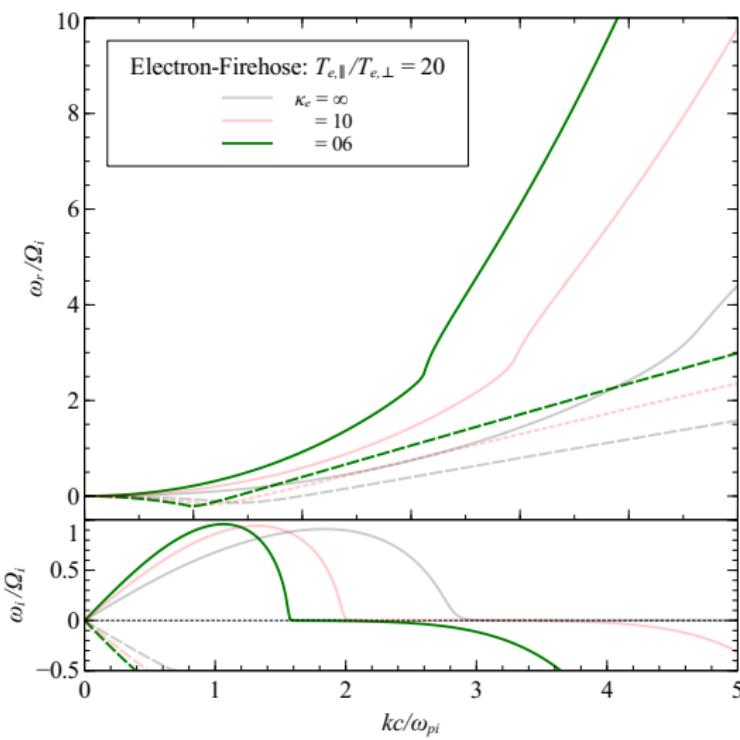
Soluções numéricas

Electron-Firehose instability



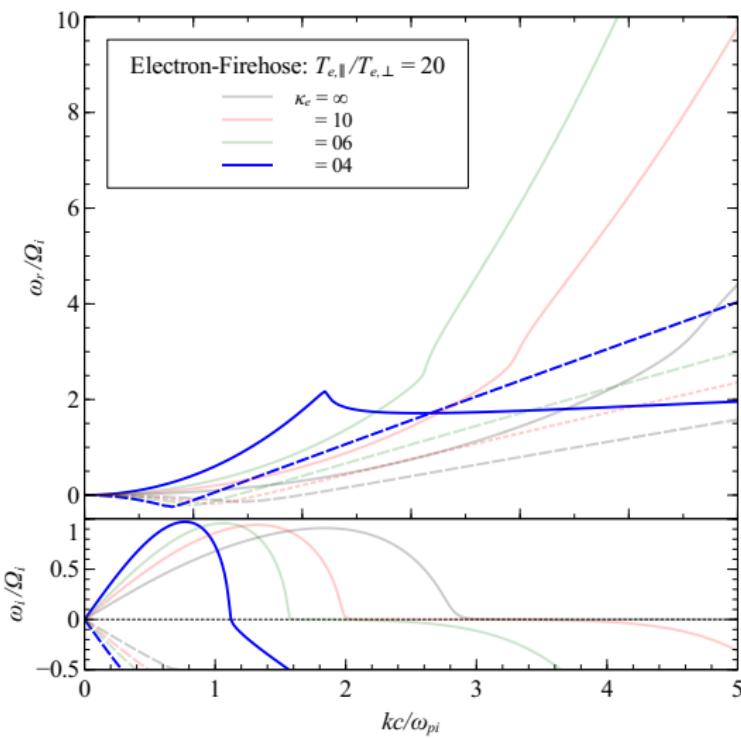
Soluções numéricas

Electron-Firehose instability



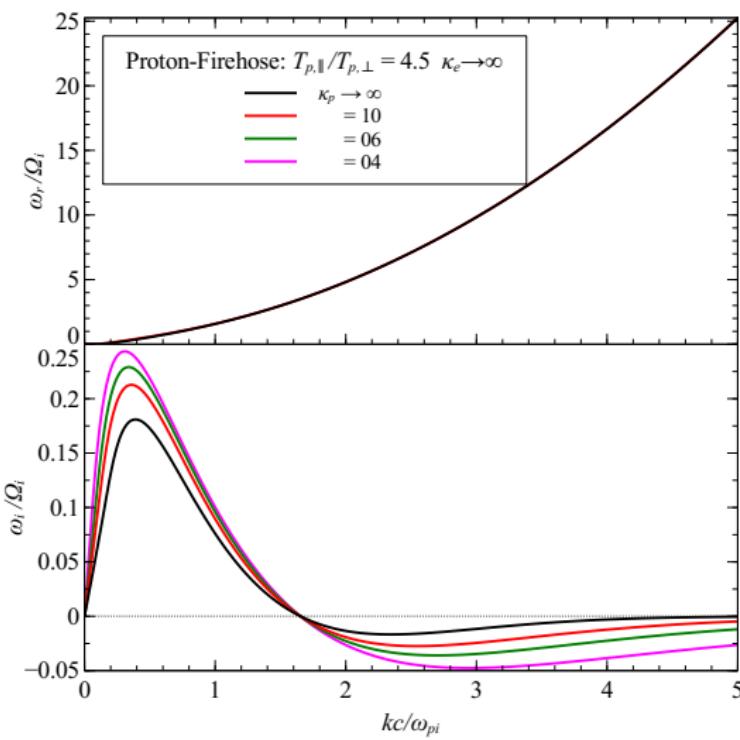
Soluções numéricas

Electron-Firehose instability



Soluções numéricas

Proton-Firehose instability



Resumo

- Apresentados alguns problemas relevantes e atuais na física do sistema solar, relacionados a ondas de Alfvén.
- Realizada uma revisão do comportamento das ondas de Alfvén em plasmas frios.
- Discutiu-se o comportamento das ondas de Alfvén e algumas instabilidades geradas por anisotropia nas distribuições de partículas.
- Discutiu-se brevemente as diferenças no comportamento das anisotropias Firehose (electron & proton) para distribuições Maxwellianas e Supertérmicas.

Resumo

- Apresentados alguns problemas relevantes e atuais na física do sistema solar, relacionados a ondas de Alfvén.
- Realizada uma revisão do comportamento das ondas de Alfvén em plasmas frios.
- Discutiu-se o comportamento das ondas de Alfvén e algumas instabilidades geradas por anisotropia nas distribuições de partículas.
- Discutiu-se brevemente as diferenças no comportamento das anisotropias Firehose (electron & proton) para distribuições Maxwellianas e Supertérmicas.

Resumo

- Apresentados alguns problemas relevantes e atuais na física do sistema solar, relacionados a ondas de Alfvén.
- Realizada uma revisão do comportamento das ondas de Alfvén em plasmas frios.
- Discutiu-se o comportamento das ondas de Alfvén e algumas instabilidades geradas por anisotropia nas distribuições de partículas.
- Discutiu-se brevemente as diferenças no comportamento das anisotropias Firehose (electron & proton) para distribuições Maxwellianas e Supertérmicas.

Resumo

- Apresentados alguns problemas relevantes e atuais na física do sistema solar, relacionados a ondas de Alfvén.
- Realizada uma revisão do comportamento das ondas de Alfvén em plasmas frios.
- Discutiu-se o comportamento das ondas de Alfvén e algumas instabilidades geradas por anisotropia nas distribuições de partículas.
- Discutiu-se brevemente as diferenças no comportamento das anisotropias Firehose (electron & proton) para distribuições Maxwellianas e Supertérmicas.