www.sbfisica.org.br/v1/cfcplp/

2ª CONFERÊNCIA DE FÍSICA DA CPLP

APRESENTAÇÃO | COMITÊS | PROGRAMA | LOCAL E DATA | INSCRIÇÃO | SUBMISSÃO DE TRABALHOS | LOGIN

10 - 12 Setembro
CBPF

2ª Conferência de Física da Comunidade de Países de Língua Portuguesa

Preâmbulo

A 1ª Conferência de Física da Comunidade de Países de Língua Portuguesa, CF-CPLP, foi realizada em Maputo, capital da República de Moçambique, entre 12 e 16 de setembro de 2010 - http://fcplp.ist.utl.pt/. A escolha de Maputo foi emblemática, por ser exemplo de um frutífero cruzamento de civilizações e culturas, com uma dominância das culturas bantu e portuguesa, mas também com influências árabes, indianas e chinesas.

O tema dessa primeira conferência foi o papel da física e das suas aplicações na educação e no desenvolvimento nos países de língua portuguesa. A conferência foi conduzida com um fórum, organizado em sessões plenárias convidadas, sessões orais e cartazes, permitindo a cientistas, professores e industriais discutir em conjunto seus trabalhos e as tendências atuais em áreas de grande interesse para o desenvolvimento científico, econômico e humano-social da CPLP. O encontro reuniu a cada sessão cerca de 50 pessoas na Universidade Eduardo Mondlane.

Durante a conferência, a Sociedade Brasileira de Física comprometeu-se a realizar a segunda conferência no Brasil, aproveitando a celebração do Ano de Portugal no Brasil, evento oficial que se inicia em 7 de setembro de 2012 - http://anodeportugalnobrasil.pt/.

Nessa segunda conferência será dada prioridade a quatro eixos temáticos, nos quais já existe um histórico de colaborações exitosas entre os países da CPLP, com o objetivo de estabelecer novas colaborações e fortalecer as já existentes, nomeadamente a) Física Nuclear e de Partículas Elementares, b) Física de Plasmas, c) Física da Matéria Condensada e Nanotecnologia e d) Educação e Atividades de Extensão em Física.

Os principais responsáveis pela organização local da conferência são os professores Ricardo Galvão (Universidade de São Paulo), representando a Sociedade Brasileira de Física, e Horácio Fernandes (Instituto Superior Técnico), representando a Sociedade Portuguesa de Física.

Rio de Janeiro

- Pontos Turísticos
- Hotéis
- Bares e Restaurantes
- Local da Conferência

2 Maio 2012

inct-sc

Aplicações da Mecânica Estatística Não-Extensiva em Física de Plasmas

Ricardo M.O. Galvão

Instituto de Física – Universidade de São Paulo

Luciana Rios

Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas

Primeiros Trabalhos

G. Kaniadakis, A. Lavagno, P. Quarati; Phys. Letters B 369, 308 (1996)

Solar Neutrino Problem

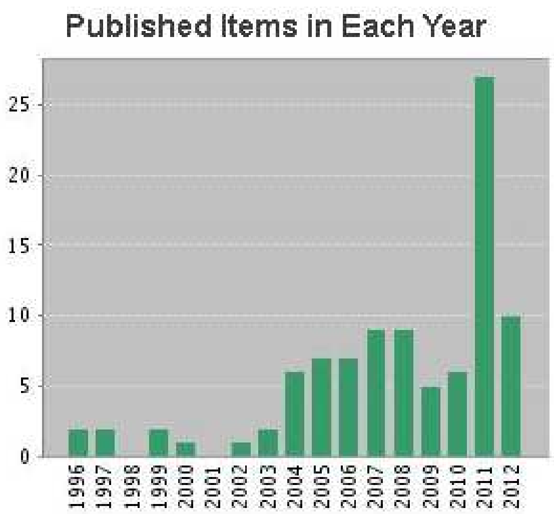
“The generalized Tsallis statistics produces a distribution function appropriate to describe the interior solar plasma”

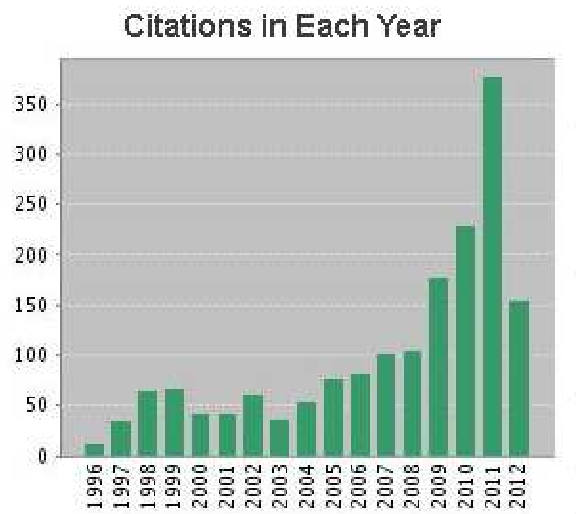
B.M. Boghosian; Phys. Rev. E 53, 4754 (1996)

Thermodynamics description of the relaxation of two-diensional turbulence using Tsallis statistics

M.P. Leubner; Phys. Plasmas 11, 1308 (2004)

Fundamental issues on kappa-distributions in space plasmas and interplanetary proton distributions

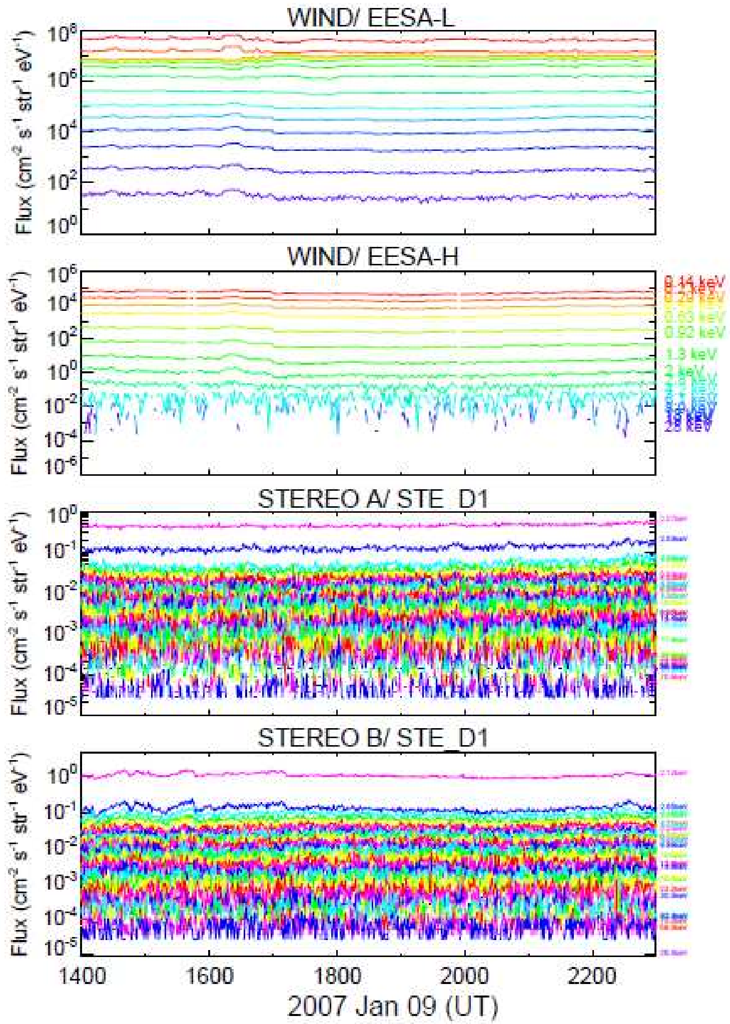


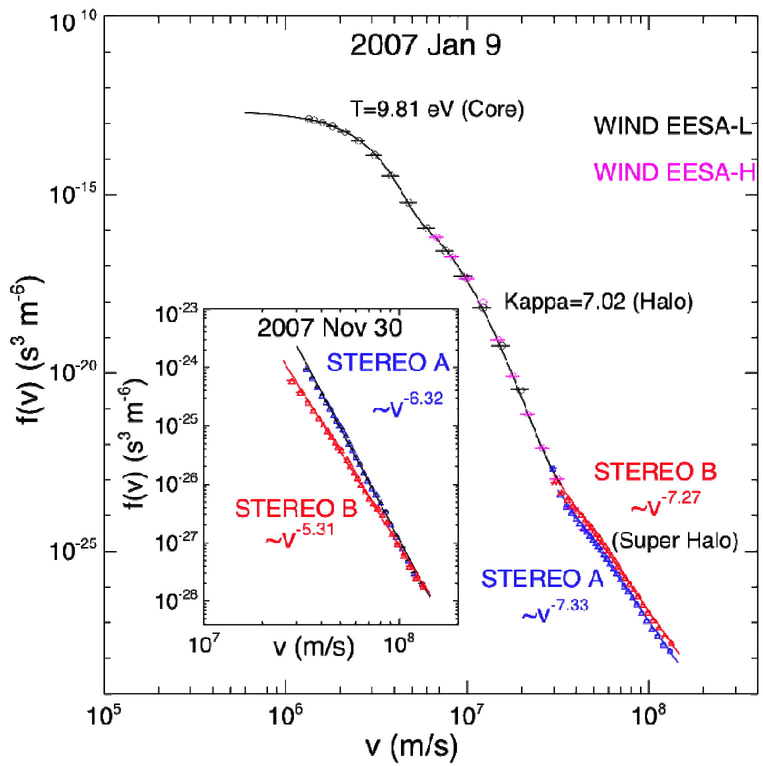


Kappa Distribution Function

V.M. Vasyliunas; Journal of Geophysical Research 73, 2839 (1968)

Tentativa de ajustar dados dos satélites OGO-1 e OGO-2 para elétrons super energéticos no vento solar



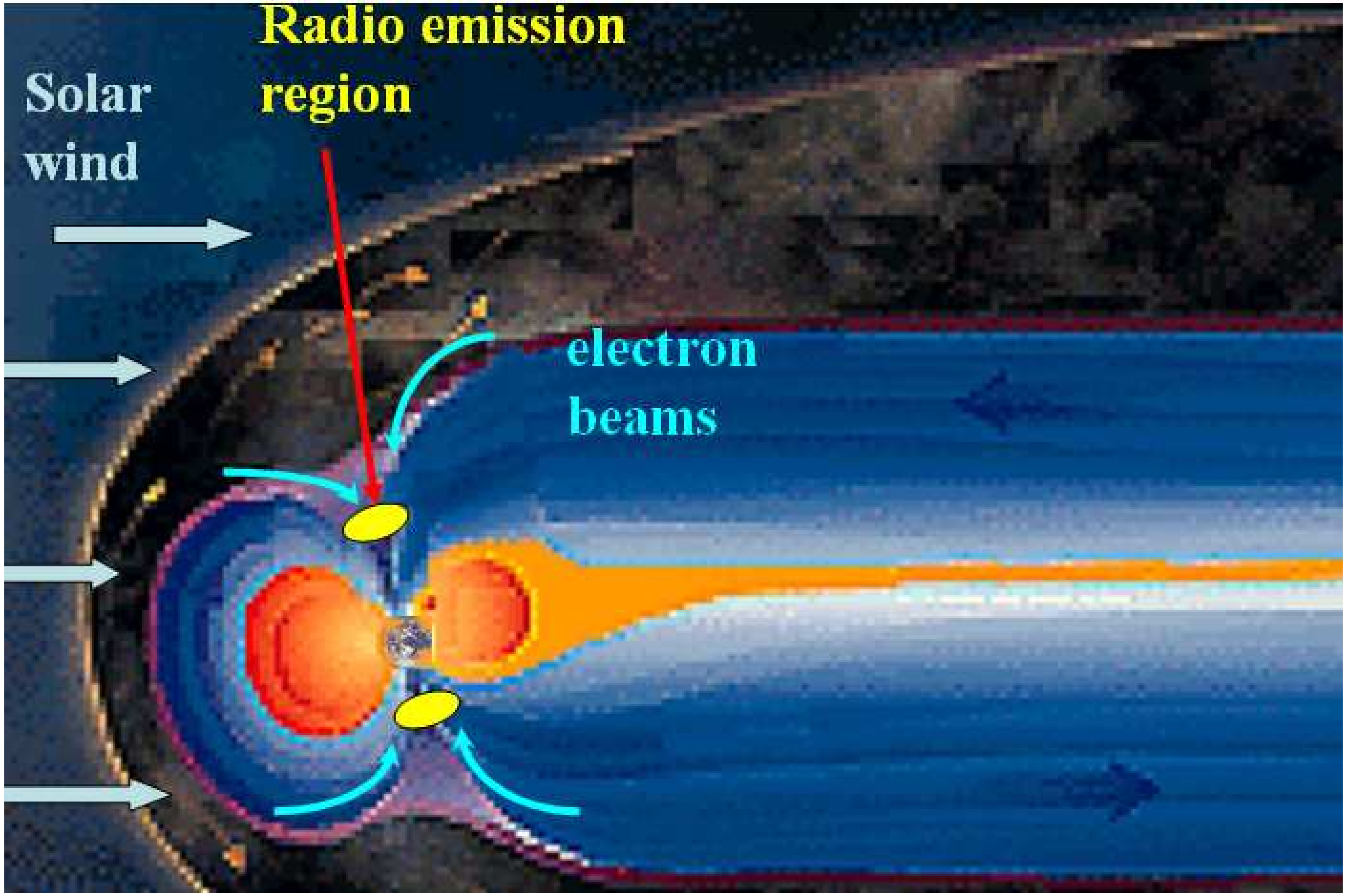


Dados mais recentes:

Linghua Wang, Davin Larsen, Robert Lin

Interação com o Plasma da Magnetosfera

Todos os planetas do sistema solar com campo magnético intenso (Júpiter, Saturno, Urano, Netuno e Terra) emitem intensa radiação de rádio próxima da freqüência ciclotrônica eletrônica



Estudo da "AKR" : **Auroral Kilometric Radiation**
R. Bingham and R.A. Cairns; Phys. Plasmas, 7, 3089 (2000)

Plasma da Magnetosfera - AKR

Mecanismos dependem da

Função de distribuição eletrônica: 1) **anisotrópica ($T_{//} \neq T_{\perp}$)** e 2) **não Maxwelliana**

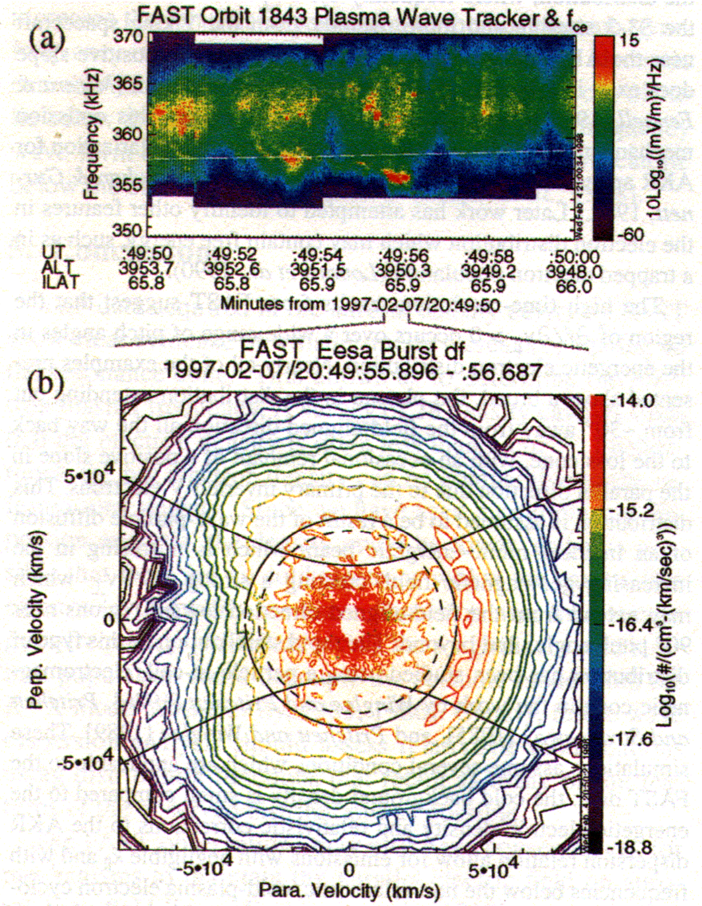
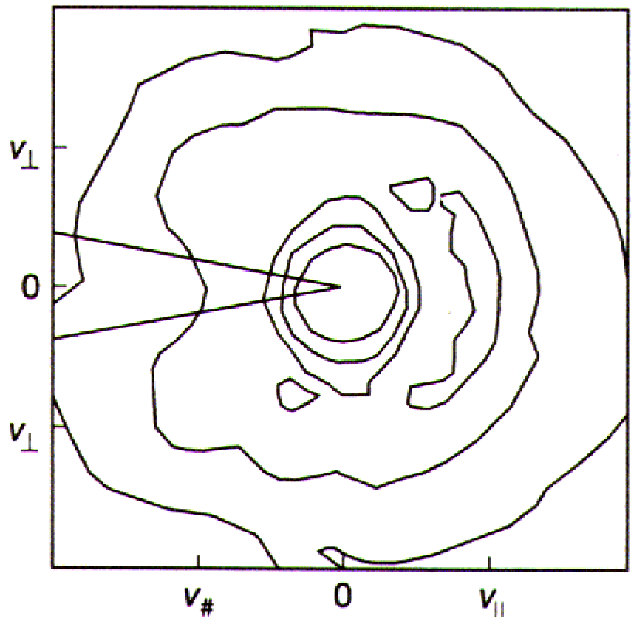


Figure 1. (a) Plasma Wave Tracker data and (b) electron contour plot for orbit 1843. The solid lines represent boundaries for adiabatic motion of electrons (see *Chiu and Schulz* [1978]), while the dotted inner circle shows the resonance condition with $k_{||} = 0$ in Equation (1) for the AKR burst near ~20:49:56 UT.

FAST Observations - Delory *et al.* GRL; 25, 2069 (1998)

DE-1 at 11000 km over the polar cap
[Menietti & Burch, JGR, 90, 5345, 1985]

Observations of auroral electrons

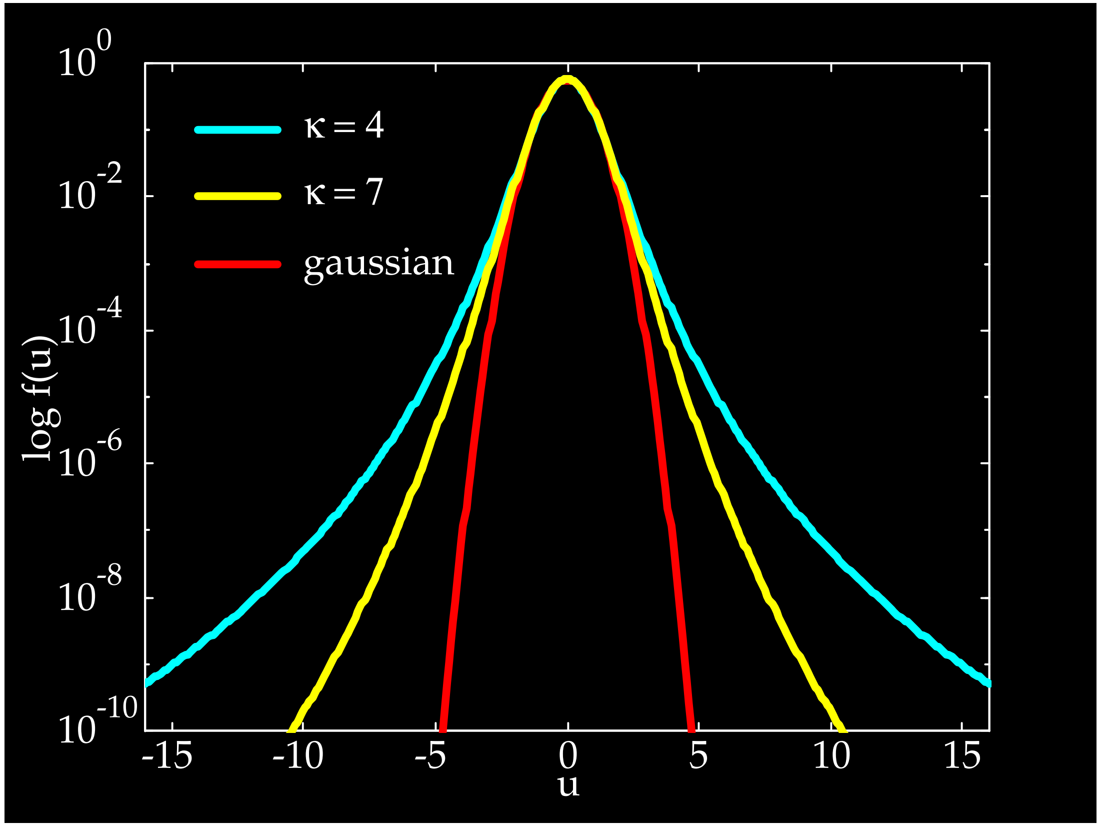


Kappa Distribution Function

Gaussian vs Kappa Distribution

$$f_{gaussian}(u) = \frac{1}{\pi^{1/2}} \exp(-u^2)$$

$$f_{kappa}(u) = \frac{1}{\pi^{1/2}} \frac{\Gamma(\kappa+1)}{\kappa^{1/2}\Gamma(\kappa+1/2)} \frac{1}{(1+u^2/\kappa)^{\kappa+1}}$$



Relação entre Função de Distribuição Kappa e Função de Distribição de Tsallis

M.P. Leubner; Phys. Plasmas 11, 1308 (2004)
G. Livadiotis and D. J. McComas; J. Geophys. Res. 114, A1110 (2009)

Energia livre de Helmholtz

$$F = U - TS,$$

$$F_{Boltzmann} = \int d\mathbf{v}\left(\frac{mv^2}{2} f + kTf \ln f\right),$$

$$F_{Tsallis} = \int d\mathbf{v}\left(\frac{mv^2}{2} f - \frac{kT}{q-1}(f - f^q)\right).$$

$$\frac{\delta F_{Boltzmann}}{\delta f} = \int d\mathbf{v}\left(\frac{mv^2}{2} + kT\ln f + kT\right)\delta f = 0,$$

$$f_{Boltzmann} \propto \exp\left(-\frac{mv^2}{2kT}\right).$$

$$\frac{\delta F_{Tsallis}}{\delta f} = \int d\mathbf{v}\left(\frac{mv^2}{2} - \frac{kT}{q-1} + \frac{qkT}{q-1} f^{q-1}\right)\delta f = 0,$$

$$f_{Tsallis} \propto \frac{1}{\left(1 + \frac{(1-q)mv^2}{2kT}\right)^{1/(1-q)}}.$$

Definindo $\kappa = \dfrac{1}{q-1}$ ⟹

$$f_{Tsallis} \propto \frac{1}{\left(1 + \frac{mv^2}{2\kappa k_B T}\right)^{\kappa+1}}.$$

"kappa – like"

inct-sc

Trabalhos “Acionados” por esses Resultados

- L. F. Burlaga and A. F. Viñas; Geophys. Res. Lett. 31, L16807 (2004)
- A. F. Viñas, R. L. Mace, and R. F. Benson; J. Geophys; Res. 110, A06202 (2005)
- L. F. Burlaga, A. F. Viñas, and C. Wang; J. Geophys. Res. 112, A0720 (2007)
- …….

- M.Tribeche, R. Amour, P.K. Shukla; Phys. Rev. E 85, 037401 (2012)
- Ghosh Uday Narayan; Chatterjee Prasanta; Roychoudhury Rajkumar; Phys. Plasmas. 19, 01211 (2012)
- Liu San-Qiu and Chen Hui; Phys. Plasmas. 19, 012303 (2012)
- H.J. Haubold and D. Kumar; Journal Plasma Phys.; 77, 1 (2011)

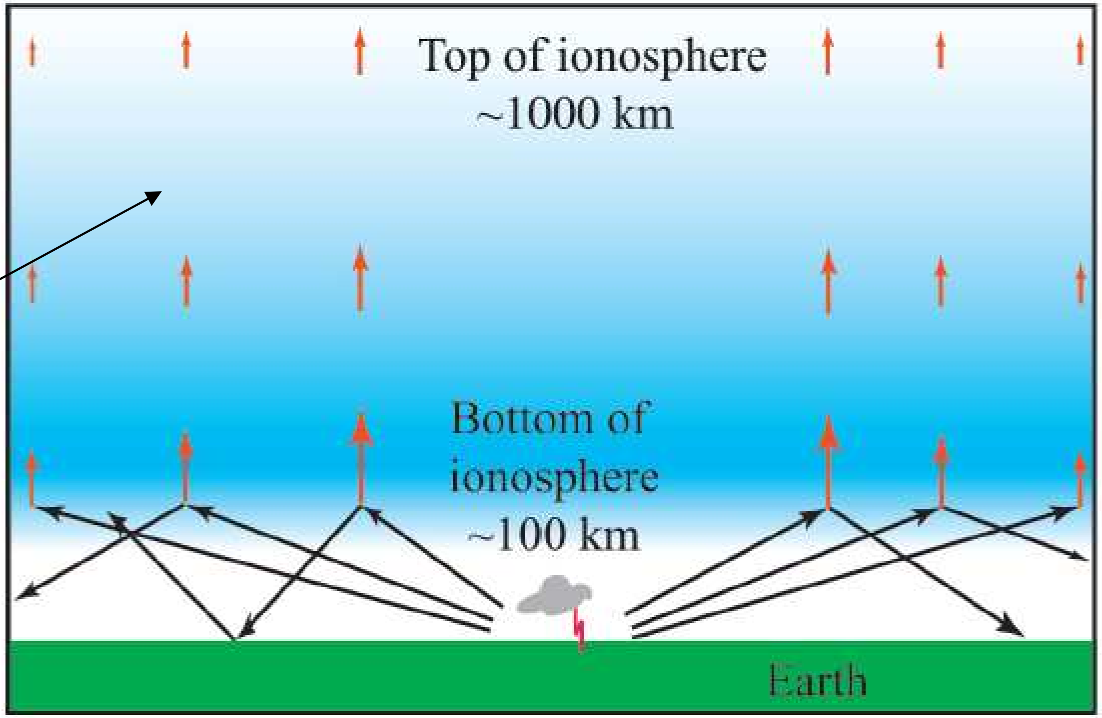
- A.S. Bains, M. Tribeche, T.S.Gill; Phys. Plasmas. 18, 022108 (2011)
- L. A. Gougam, M. Tribeche; Phys. Plasmas. 18, 022108 (2011)
- H.R. Pakzad and M. Tribeche; Astroph. Space Sci, 334, 45 (2011)
- P.H. Yoon; Phys. Plasmas. 18, 122303 (2011)

- L. Rios and R.M.O. Galvão; Phys. Plasmas. 18, 022311 (2011)
- L. Rios and R.M.O. Galvão, L. Cirto; Phys. Plasmas. 19, 034701 (2012)
- L. Rios and R.M.O. Galvão; LAWPP – 2011 (to be published)

Instabilidade Modulacional dos Modos “Silvo” - Whistlers

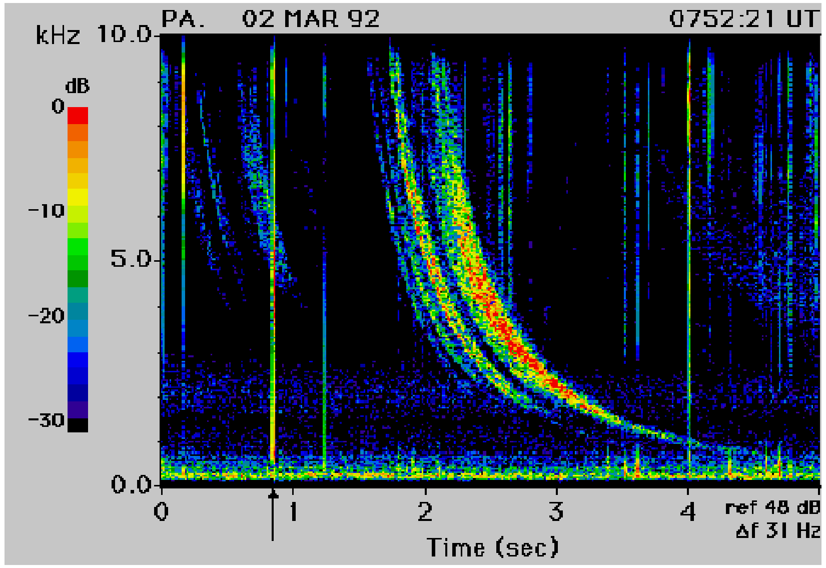
Ondas eletromagnéticas de baixa freqüência que se propagam na ionosfera guiadas ao longo das linhas de força do campo magnético terrestre

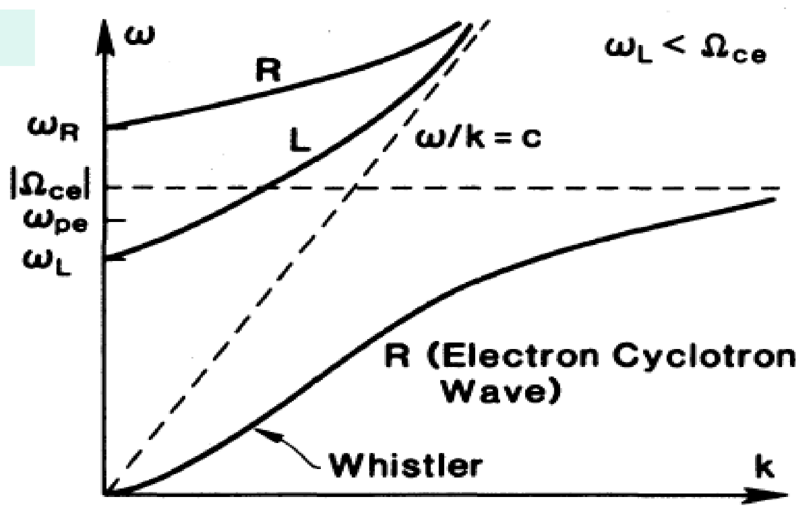
Parte da radiação emitida por relâmpagos é lançada na magnetosfera como ondas **whistler**.



Instabilidade Modulacional dos Modos "Silvo" - Whistlers

Produzem um espectro de freqüências semelhante a um silvo





Índice de refração ou relação de dispersão:

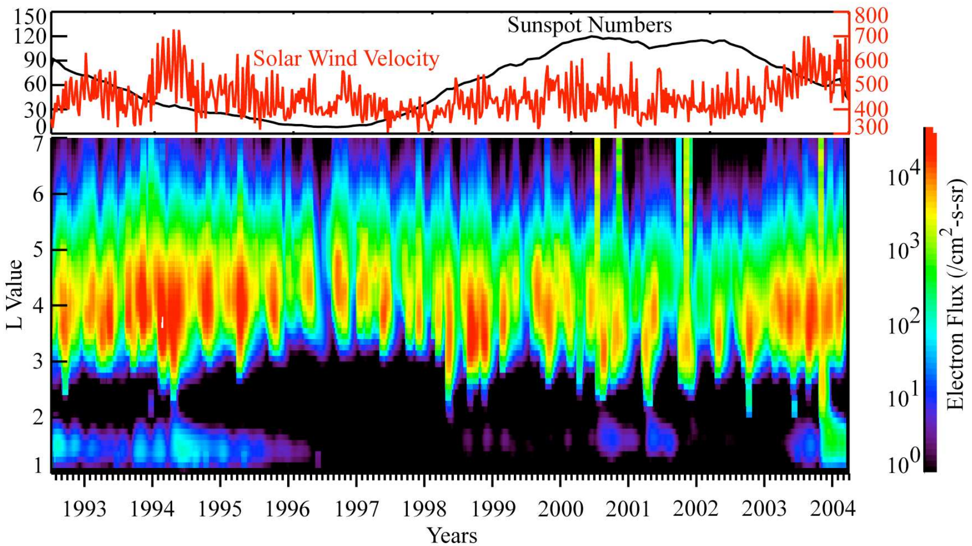
$$\mu^2 \equiv \left(\frac{kc}{\omega}\right)^2 = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega(\omega - \omega_{ce}\cos\theta)}$$

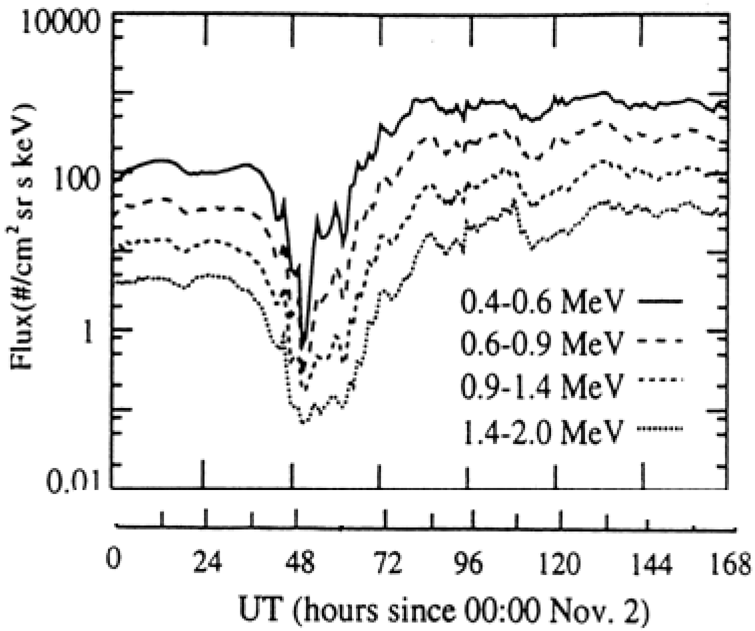
Group velocity:

$$v_g \equiv \frac{\partial\omega}{\partial k} = 2c\frac{\sqrt{\omega\omega_{ce}\cos\theta}}{\omega_{pe}}$$

Instabilidade Modulacional dos Modos “Silvo” - Whistlers

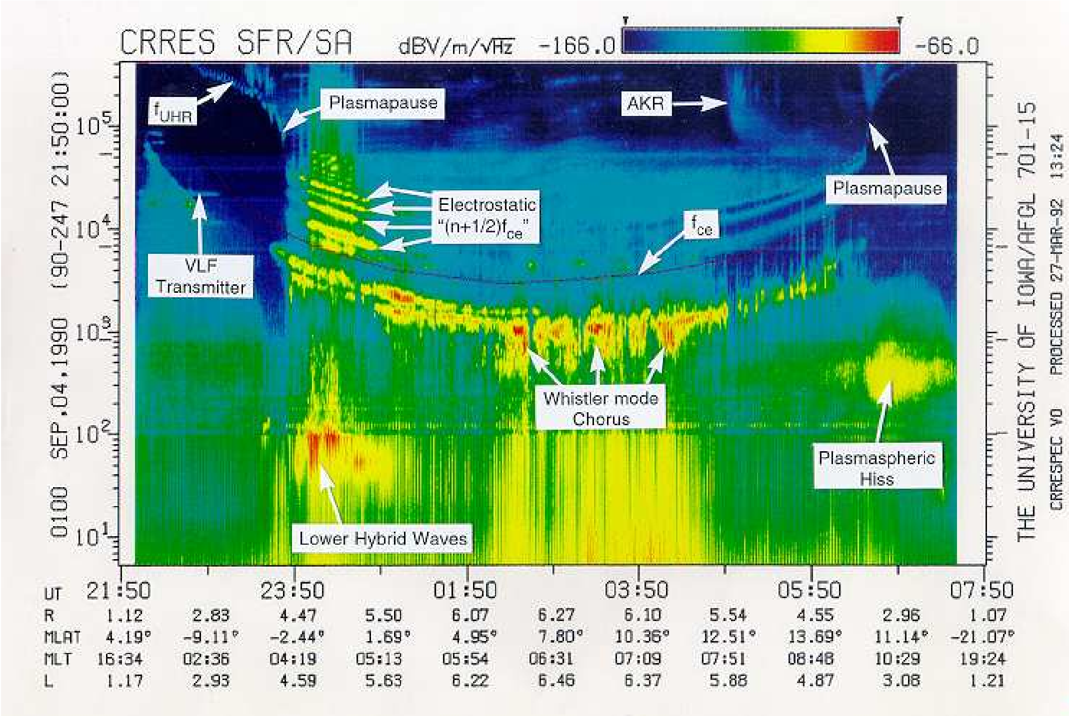
Radiation Belts - The Problem (**British Antartic Survey**)

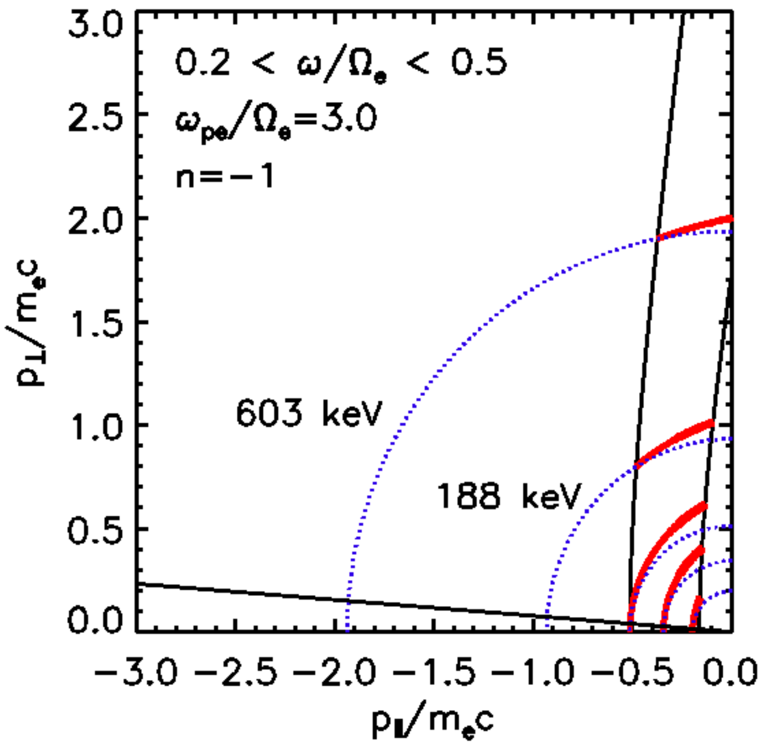




- Basic science
  - How do you produce >1 MeV electrons?
- Space weather
  - Hazard to humans and satellites
- Climate link
  - Precipitation transmits solar variability to the atmosphere
  - Precipitation - chemistry – temperatures - winds

Acceleration by Whistler Mode Waves





$$v_\parallel = v_{\parallel res} = \frac{\omega}{k_\parallel}\left(1 - \frac{n\Omega_\sigma}{\gamma\omega}\right)$$

- Diffusion into loss cone E > ~10 keV
  - Whistler wave growth
- Diffusion at large pitch angles ~ MeV
  - Acceleration
  - Trapping

British Antarctic Survey
NATURAL ENVIRONMENT RESEARCH COUNCIL

inct-sc

Instabilidade Modulacional

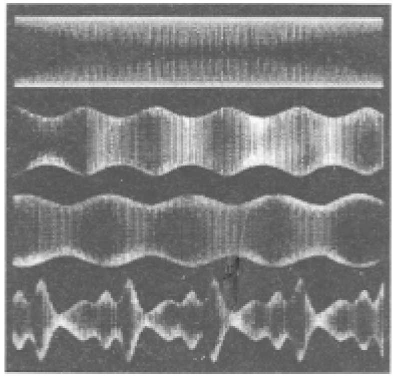
Em Óptica Não-Linear, a *Instabilidade Modulacional* é um fenômeno através o qual desvios da forma de onda são reforçadas pela não-linearidade, levando à geração de bandas satélites e eventual quebra da forma de onda em um trem de pulsos.

Condição para ocorrência:

Dispersão anômala da velocidade de grupo ► pulsos com menor comprimento de onda viajam com maior velocidade de grupo.

Envelope com variação lenta descrito pela **Equação Não Linear de Schroedinger**

$$\frac{\partial A}{\partial z} + i\beta \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} = i\gamma |A|^2 A$$; γ parâmetro não-linear de Kerr



Instabilidade modulacional em uma linha elétrica não-linear

V.E. Zakharov and L.A. Ostrovsky; Phyica D 238, 540 (2009)

Instabilidade Modulacional de Modos Silvo em Plasmas Não – Térmicos

L. Rios and R.M.O. Galvão; Phys. Plasmas <u>18</u>, 022311 (2011)

$$\boxed{f_K(v) = \frac{N_0}{\left(\pi\kappa\theta^2\right)^{3/2}} \frac{\Gamma(\kappa+1)}{\Gamma(\kappa-1/2)} \times \left(1 + \frac{v^2 - 2e\varphi/m}{\kappa\theta^2}\right)} \Rightarrow \boxed{N(\phi) = N_0\left[1 - \frac{\phi}{(\kappa-3/2)}\right]^{-\left(\kappa-\frac{3}{2}\right)}}$$

Campo magnético externo: $\vec{B} = \vec{B}_0\hat{e}_z$

$$\left(\nabla^2 - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\right)\vec{A} = \frac{4\pi e}{c} N\vec{v}_\perp$$

$\vec{A}$ Potencial Vetor

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\right)\vec{A} = \frac{4\pi e}{c} N\vec{v}_\perp$$

Componente longitudinal

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + v_z\frac{\partial}{\partial z}\right)\left(v_z - \frac{e\vec{A}}{mc}\right) = \omega_c\left(\hat{e}_z \times \vec{v}_\perp\right)$$

Componente trnsversal

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + v_z\frac{\partial}{\partial z}\right)v_z = -\frac{e}{mc}\left(v_x\frac{\partial A_x}{\partial z} + v_y\frac{\partial A_y}{\partial z}\right) - \frac{1}{mN}\frac{\partial P}{\partial z}$$

Instabilidade Modulacional de Modos Silvo em Plasmas Não – Térmicos

Método de solução: desenvolvimento em escala múltipla de tempo
(Krylov–Bogoliubov–Mitropolsky method)

Ex: Oscilador anarmônico

$$\frac{d^2x}{dt^2} + \omega^2 x = -\varepsilon x^3 ; \varepsilon << 1$$

Solução perturbativa

$$x(t) = x_0(t) + \varepsilon x_1(t) + \varepsilon^2 x_2(t) + ...$$

$$x(t) = A_0 e^{i\omega t} + \varepsilon\left[A_1 e^{i\omega t} + \frac{A_0^3}{8\omega^2} e^{i3\omega t} - \frac{3te^{i\omega t}}{2i\omega} A_0^2 A_0^*\right] + c.c.$$

quando $t \sim \varepsilon$ terceiro termo da ordem do de ordem zero → **Termo Secular**

Método da escala múltipla de tempo:
i)introduz - se nova variável independente $\varsigma = \varepsilon t$ (nova escala de tempo);
ii)supõe –se solução do tipo

$$x(t) = x_0(t,\varsigma) + \varepsilon x_1(t,\varsigma) + \varepsilon^2 x_2(t,\varsigma) + ...$$

i) usa –se nova dependência para eliminar termos seculares ordem por ordem

$$\frac{\partial^2 x_1}{\partial t^2} + \omega^2 x_1 = -\boxed{\left[2i\omega \frac{dA_0(\varsigma)}{d\varsigma} e^{i\omega t} + 3A_0^2 A_0^* e^{i\omega t} + c.c\right]} - A_0^3 e^{i3\omega t}$$

= O

Instabilidade Modulacional de Modos Silvo em Plasmas Não – Térmicos

Para estudar a instabilidade modulacional dos modos silvo, desenvolvimento até terceira ordem é necessário !

<u>Resultado</u>

$$i\frac{\partial a}{\partial \tau} + P\frac{\partial^2 a}{\partial \xi^2} + Q(|a|^2 - |a_0|^2)a = 0 \qquad\qquad P = \frac{v_g}{2k\omega_{ce}}(\omega_{ce} - 4\omega)$$

$$Q = -\frac{2\mu_{ei}\omega_{pe}^2\omega^3}{\omega_{ce}k^2(\omega - \omega_{ce})(v_g^2 - c_{si}^2)}$$

Instabilidade modulacional se: $Q/P > 0 \implies (\omega_{ce} - 4\omega)(v_g^2 - c_{si}^2) > 0$

$$K < K_{cr} = (2Q/P)^{1/2}|a_0$$

Instabilidade Modulacional de Modos Silvo em Plasmas Não – Térmicos

Q/P > 0 para instabilidade

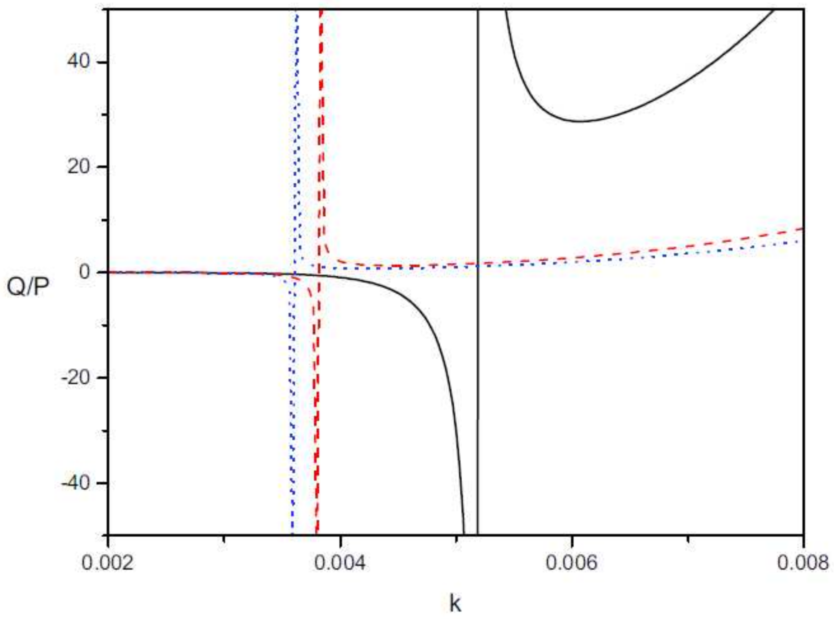


FIG. 2. (Color online) Q/P (m^{-2}) vs k (m^{-1}) for $B_0=100$ nT and $\kappa_e=1.6$ (solid line), $\kappa_e=2.8$ (dashed line), and $\kappa_e=5$ (dotted line).

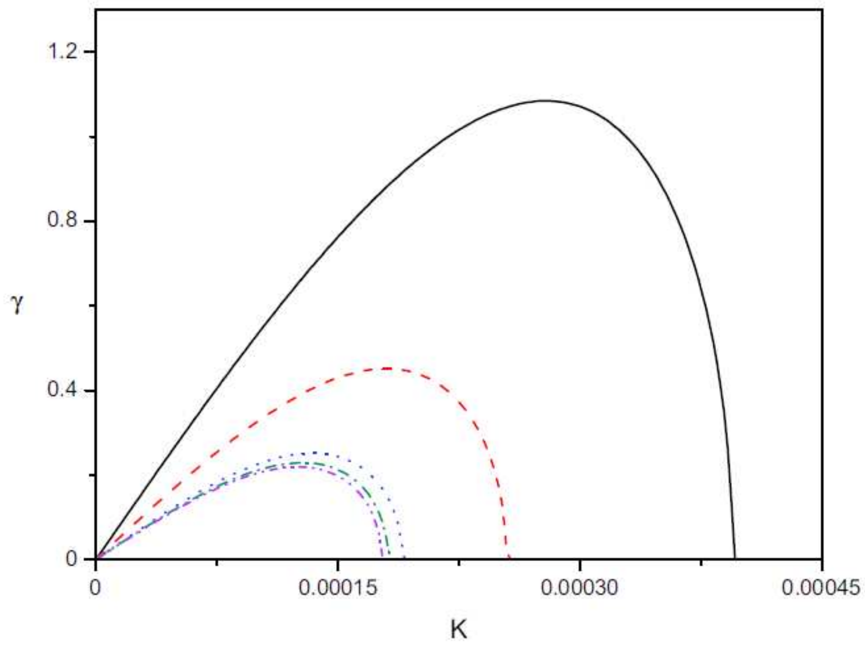


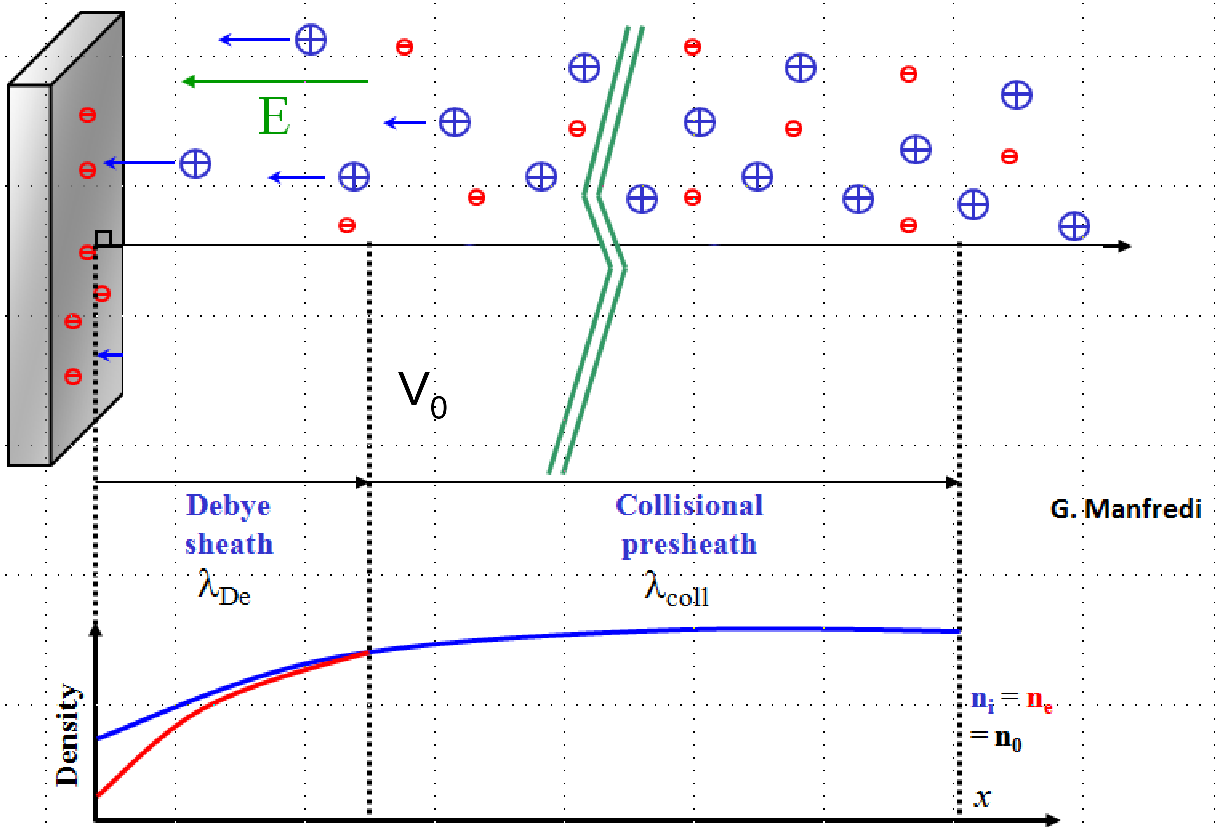
FIG. 4. (Color online) γ (s^{-1}) vs K (m^{-1}) for $k=6\times10^{-3}$ m^{-1}, $B_0=100$ nT and $\kappa_e=1.8$ (solid line), $\kappa_e=2.5$ (dashed line), $\kappa_e=8$ (dotted line), $\kappa_e=20$ (dot-dashed line), and $\kappa_e=100$ (dot-dot-dashed line, Maxwellian case).

A instabilidade modulacional pode ocasionar a formação de “sólitons brilhantes”.
O efeito não – térmico é fazer sua amplitude decrescer.

Blindagem de Debye e Critério de Bohm

Leila Ait Gougam and Mouloud Tribeche; Phys. Plasmas 18, 062102 (2011)

L. A. Rios, R. M. O. Galvão, and L. Cirto; Phys. Plasmas 19, 034701 (2012);



Debye sheath (DS):

- nonneutral region
- width ~ λ_{De}
- Bohm criterion: ions velocity at DS edge > C_s

Collisional presheath (CP):

- quasi-neutral area
- width ~ λ_{coll}: mean free path
- ion acceleration towards the wall

Blindagem de Debye e Critério de Bohm

Leila Ait Gougam and Mouloud Tribeche; Phys. Plasmas 18, 062102 (2011)

L. A. Rios, R. M. O. Galvão, and L. Cirto; Phys. Plasmas 19, 034701 (2012);

Modêlo de Bohm

Entre o plasma (campo ~ nulo) e a camada de Debye há uma pré-camada através da qual os íons são acelerados, entrando na camada como um feixe monoenergético.

Equações Básicas

$$\frac{d^2V}{dx^2} = -\frac{e}{\varepsilon_0}(n_i - n_e)$$

$$n_e = n_0 e^{\frac{e(V-V_0)}{k_b T_e}}$$

$$\frac{1}{2} m_i v_i^2 + eV = \frac{1}{2} m_i v_0^2 + eV_0$$

$$en_0 v_0 = en_i(x) v_i(x)$$

$$\frac{d^2V_1}{dx^2} = -\frac{en_0}{\varepsilon_0}\left[\left(1 - \frac{2eV_1}{m_i v_0^2}\right)^{-\frac{1}{2}}\right] - e^{\frac{eV_1}{k_B T_e}};$$

$$V_1 = V(x) - V_0$$

Solução só é possível se os íons entrarem na camada com velocidade

$$\boxed{v_0 \geq \sqrt{\frac{k_B T_e}{m_i}}}$$

Velocidade íon – acústica: resultado extremamente importante para aplicações tecnológicas de plasmas !

Blindagem de Debye e Critério de Bohm

L. A. Gougam and M. Tribeche

$$f_e(v_x) = C_{q_e}\left\{1-(q_e-1)\left[\frac{m_e v_x^2}{2T_e}-\frac{e\phi}{T_e}\right]\right\}^{1/(q_e-1)}$$

$$C_{q_e} = \begin{cases} n_{e0}\dfrac{\Gamma(\frac{1}{1-q_e})}{\Gamma(\frac{1}{1-q}-\frac{1}{2})}\sqrt{\dfrac{m_e(1-q_e)}{2\pi T_e}} & \text{for } -1 < q_e < 1, \\ n_{e0}\left(\dfrac{1+q_e}{2}\right)\dfrac{\Gamma(\frac{1}{q_e-1}+\frac{1}{2})}{\Gamma(\frac{1}{q_e-1})}\sqrt{\dfrac{m_e(q_e-1)}{2\pi T_e}} & \text{for } q_e > 1. \end{cases}$$

$$\boxed{v_0 \geq \sqrt{\frac{2}{1+q_e}}\sqrt{\frac{k_B T_e}{m_i}}}$$

Para altos valores de q_e os íons podem entrar a camada com velocidades menores

→ aumenta fluxo de deposição e diminui “sputtering”.

L. A. Rios, R. M. O. Galvão, and L. Cirto

Resultado depende da relação entre o parâmetro β e a temperatura.

$$\boxed{\begin{aligned} & v_0 \geq \sqrt{\frac{2}{(1+q_e)\Theta_e}}\sqrt{\frac{k_B T_e}{m_i}}; \\ & \Theta_e = k_B T_e \beta \end{aligned}}$$

No entanto, resultado de Gougam e Tribeche é promissor para confirmação experimental !

01—Plasma TV
02—Plasma-coated jet turbine blades
03—Plasma-manufactured LEDs in panel
04—Diamondlike plasma CVD eyeglass coating
05—Plasma ion-implanted artificial hip
06—Plasma laser-cut cloth
07—Plasma HID headlamps
08—Plasma-produced H_2 in fuel cell
09—Plasma-aided combustion
10—Plasma muffler
11—Plasma ozone water purification
12—Plasma-deposited LCD screen
13—Plasma-deposited silicon for solar cells
14—Plasma-processed microelectronics
15—Plasma-sterilization in pharmaceutical production
16—Plasma-treated polymers
17—Plasma-treated textiles
18—Plasma-treated heart stent
19—Plasma-deposited diffusion barriers for containers
20—Plasma-sputtered window glazing
21—Compact fluorescent plasma lamp

A Pergunta de Peter Yoon

Turbulent equilibrium

=

non-extensive equilibrium (?)

Diferentes Mecanismos Não – Lineares Acoplados

Instabilidades
Turbulência

Gradientes
Anisotropias
Fluxos
....

Interação partícula –onda
Acoplamento onda-onda
Mistura de fases
Difusão quasilinear

Modificação da função de distribuição
Alteração de gradientes
Amortecimento Não-Linear de Landau

Esforços para Um Modêlo “Auto Consistente”

M.P. Leubner; Phys. Plasmas <u>11</u>, 1308 (2004)

• Interação de partículas com espectro largo de turbulência de ondas cinéticas de Alfvén.

• Descrição usando operador de Fokker-Planck.

• Distribuição inicialmente Maxwelliana pode evoluir para distribuição com cauda com lei de potência.

P.H. Yooon; Phys. Plasmas <u>18</u>, 122303 (2011)

• Interação de partículas com turbulência de Langmur.

• Descrição usando operador de Fokker-Planck.

• Solução assintótica produz distribuição com cauda longa.

inct-sc

Quasi-linear beam-plasma interaction
(Peter Yoon)

$$\frac{\partial f_e}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial v_i}\left(A_i f_e + D_{ij} \frac{\partial f_e}{\partial v_j} \right),$$

$$A_i = \frac{e^2}{4\pi m_e} \int d\mathbf{k} \frac{k_i}{k^2} \sum_{\sigma=\pm1} \sigma\omega_{\mathbf{k}}^L \delta(\sigma\omega_{\mathbf{k}}^L - \mathbf{k}\cdot\mathbf{v}),$$

Spontaneous drag
(discrete particle effect)

$$D_{ij} = \frac{\pi e^2}{m_e^2} \int d\mathbf{k} \frac{k_i k_j}{k^2} \sum_{\sigma=\pm1} \delta(\sigma\omega_{\mathbf{k}}^L - \mathbf{k}\cdot\mathbf{v}) I_{\mathbf{k}}^{\sigma L},$$

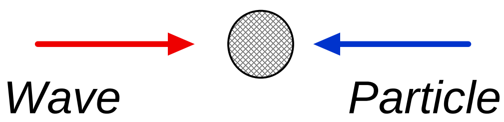
Velocity space diffusion

$$\frac{\partial I_{\mathbf{k}}^{\sigma L}}{\partial t} = \frac{\pi\omega_{pe}^2}{k^2} \int d\mathbf{v}\, \delta(\sigma\omega_{\mathbf{k}}^L - \mathbf{k}\cdot\mathbf{v}) \left(\frac{ne^2}{\pi} f_e + \sigma\omega_{\mathbf{k}}^L I_{\mathbf{k}}^{\sigma L} \mathbf{k}\cdot \frac{\partial f_e}{\partial \mathbf{v}} \right).$$

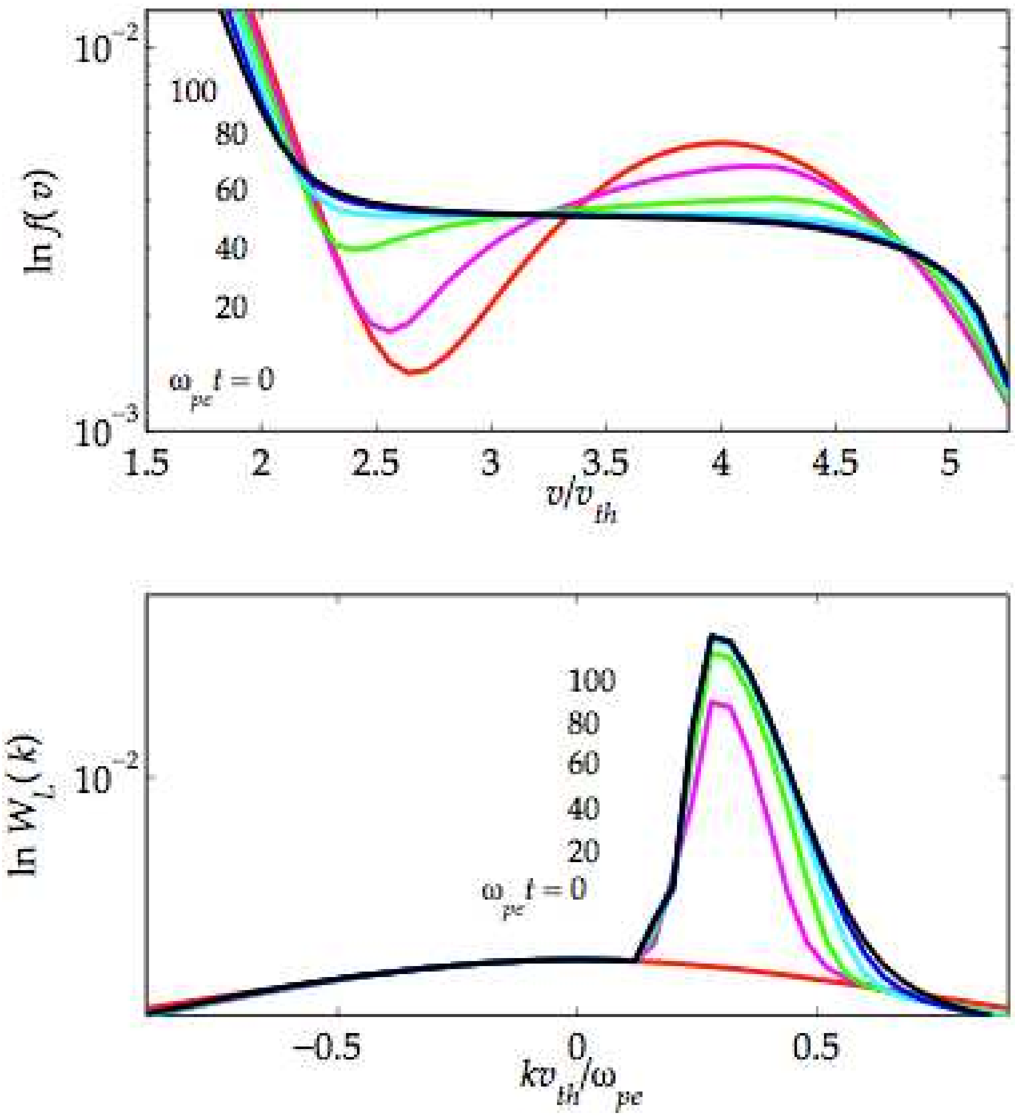
Linear wave-particle resonance

Spontaneous emission (fluctuation-dissipation theorem)

Induced emission (Landau damping/ Quasi-linear growth/damping rate)



Quasi-linear beam-plasma interaction



Weak turbulence theory

L. M. Gorbunov, V. V. Pustovalov, and V. P. Silin, *Sov. Phys. JETP* **20**, 967 (1965)

L. M. Al'tshul' and V. I. Karpman, *Sov Phys. JETP* **20**, 1043 (1965)

L. M. Kovrizhnykh, *Sov. Phys. JETP* **21**, 744 (1965)

B. B. Kadomtsev, *Plasma Turbulence* (Academic Press, 1965)

V. N. Tsytovich, *Sov. Phys. USPEKHI* **9**, 805 (1967)

V. N. Tsytovich, *Nonlinear Effects in Plasma* (Plenum Press, 1970)

V. N. Tsytovich, *Theory of Turbulent Plasma* (Consultants Bureau, 1977)

A. G. Sitenko, *Fluctuations and Non-Linear Wave Interactions in Plasmas* (Pergamon, 1982)

Equilíbrio Turbulento

$$\frac{\partial f_e}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial v_i}\left(A_i f_e + D_{ij}\frac{\partial f_e}{\partial v_j}\right),$$

$$A_i = \frac{e^2}{4\pi m_e}\int d\mathbf{k}\,\frac{k_i}{k^2}\sum_{\sigma=\pm1}\sigma\omega_{\mathbf{k}}^L\,\delta(\sigma\omega_{\mathbf{k}}^L - \mathbf{k}\cdot\mathbf{v}),$$

$$D_{ij} = \frac{\pi e^2}{m_e^2}\int d\mathbf{k}\,\frac{k_i k_j}{k^2}\sum_{\sigma=\pm1}\delta(\sigma\omega_{\mathbf{k}}^L - \mathbf{k}\cdot\mathbf{v})\,I_{\mathbf{k}}^{\sigma L}.$$

$f_e(v)$

Electron kinetic equation

$$\frac{\partial I_{\mathbf{k}}^{\sigma L}}{\partial t} = \frac{\pi\omega_{pe}^2}{k^2}\int d\mathbf{v}\,\delta(\sigma\omega_{\mathbf{k}}^L - \mathbf{k}\cdot\mathbf{v})\left(\frac{ne^2}{\pi}f_e + \sigma\omega_{\mathbf{k}}^L I_{\mathbf{k}}^{\sigma L}\,\mathbf{k}\cdot\frac{\partial f_e}{\partial \mathbf{v}}\right)$$

$$-\frac{\pi e^2}{m_e^2\omega_{pe}^2}\sigma\omega_{\mathbf{k}}^L\sum_{\sigma'=\pm1}\int d\mathbf{k}'\int d\mathbf{v}\,\frac{(\mathbf{k}\cdot\mathbf{k}')^2}{k^2k'^2}\,\delta[\sigma\omega_{\mathbf{k}}^L - \sigma'\omega_{\mathbf{k}'}^L - (\mathbf{k}-\mathbf{k}')\cdot\mathbf{v}]$$

$$\times\left(\frac{ne^2}{\pi\omega_{pe}^2}(\sigma'\omega_{\mathbf{k}'}^L I_{\mathbf{k}}^{\sigma L} - \sigma\omega_{\mathbf{k}}^L I_{\mathbf{k}'}^{\sigma' L})\,f_i - \frac{m_e}{m_i}I_{\mathbf{k}'}^{\sigma' L} I_{\mathbf{k}}^{\sigma L}(\mathbf{k}-\mathbf{k}')\cdot\frac{\partial f_i}{\partial \mathbf{v}}\right)$$

$I(k)$

Langmuir wave kinetic equation

- Balance of spontaneous emission and induced emission:

$$0 = \left(\frac{ne^2}{\pi} f_e + I(k)\omega_{pe} \mathbf{k} \cdot \frac{\partial f_e}{\partial \mathbf{v}} \right)_{\mathbf{k}\cdot\mathbf{v}=\omega_{pe}},$$

- Self-consistent kappa distribution but κ is undetermined:

$$f_e(v) = \frac{1}{\pi^{3/2} v_{Te}^3} \frac{\Gamma(\kappa)}{\kappa^{3/2}\Gamma(\kappa - 3/2)} \frac{1}{(1 + v^2/\kappa v_{Te}^2)^\kappa},$$

$$I(k) = \frac{T_e}{4\pi^2} \frac{1 + \kappa(k v_{Te}/\omega_{pe})^2}{\kappa(k v_{Te}/\omega_{pe})^2}.$$

• To determine κ one must also balance spontaneous and induced scattering (turbulent equilibrium):

$$0 = \int d\mathbf{k}' \int d\mathbf{v}\,\delta[\omega_{\mathbf{k}} - \omega_{\mathbf{k}'} - (\mathbf{k} - \mathbf{k}')\cdot \mathbf{v}]$$

$$\times\left(\frac{T_i}{4\pi^2}[\omega_{\mathbf{k}'} I(\mathbf{k}) - \omega_{\mathbf{k}} I(\mathbf{k}')] + I(\mathbf{k}) I(\mathbf{k}')(\omega_{\mathbf{k}} - \omega_{\mathbf{k}'})\right) f_t$$

$$\approx \int d(\delta\mathbf{k}) \int d\mathbf{v}\,\delta[\omega_{\mathbf{k}} - \omega_{\mathbf{k}+\delta\mathbf{k}} - (\delta\mathbf{k})\cdot \mathbf{v}]$$

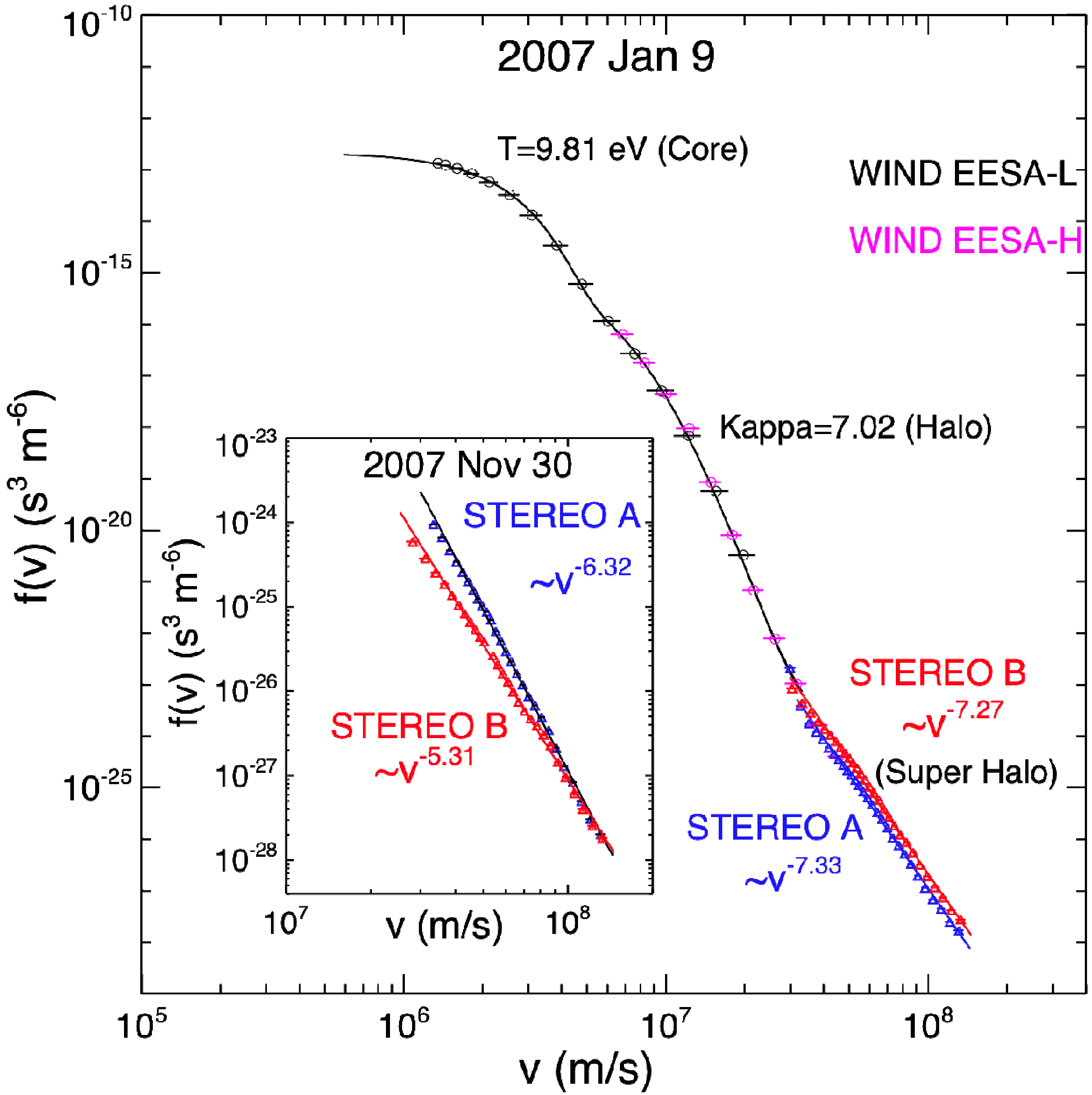
$$\times(\delta\mathbf{k})\cdot \underbrace{\left(\omega_{\mathbf{k}} \frac{dI(\mathbf{k})}{d\mathbf{k}} + \frac{4\pi^2}{T_i}\frac{d\omega_{\mathbf{k}}}{d\mathbf{k}}[I(\mathbf{k})]^2 - \frac{d\omega_{\mathbf{k}}}{d\mathbf{k}} I(\mathbf{k})\right)}_{=0} f_i,$$

$$\omega_k \frac{dI(k)}{dk} + \frac{4\pi^2}{T_i}\frac{d\omega_k}{dk}[I(k)]^2 - \frac{d\omega_k}{dk} I(k) = 0.$$

- **Steady-state solution (Turbulent quasi-equilibrium):**

$$\boxed{\begin{aligned} f_e(v) &= \frac{1}{\pi^{3/2} v_{Te}^3} \frac{\Gamma(\kappa)}{\kappa^{3/2}\Gamma(\kappa-3/2)} \frac{1}{(1+v^2/\kappa v_{Te}^2)^{\kappa}}, \\ I(k) &= \frac{T_i}{4\pi^2} \frac{(4/3)(\kappa-5/2)+\kappa(kv_{Te}/\omega_{pe})^2}{\kappa(kv_{Te}/\omega_{pe})^2} \\ &= \frac{T_e}{4\pi^2} \frac{1+\kappa(kv_{Te}/\omega_{pe})^2}{\kappa(kv_{Te}/\omega_{pe})^2}. \end{aligned}}$$

$$\boxed{\kappa = \frac{13}{4} = 3.25.}$$



- Theory:

$$f_e(v) \approx \frac{1}{v^{2\kappa}} \sim v^{-6.5}.$$

- Observation:

$$f_e(v) \approx v^{-5.5} - v^{-8.0}$$

inct-sc

CONCLUSÕES

• Aplicações da Mecânica Estatística Não – Extensiva à Física de Plasmas tem fornecido resultados relevantes.

• No entanto, maioria das aplicações voltada para utilização da *q* – Gaussiana.

• Investigações iniciais de solução estacionária na presença de turbulência de Langmuir deram resultados promissores.