SOCIETÀ ITALIANA DI FISICA

ATTI DI CONFERENZE

VOLUME 21

5° Congresso Nazionale di Elettronica Quantistica e Plasmi

a cura di G.C. Righini
Firenze, 16-19 Novembre 1988

Società Italiana di Fisica
Bologna - Italy

ITALIAN PHYSICAL SOCIETY

CONFERENCE PROCEEDINGS

VOLUME 21

Quantum Electronics and Plasma Physics 5th Italian Conference

edited by G.C. Righini
Firenze, 16-19 November 1988

Italian Physical Society
Bologna - Italy

TENSORE DIELETTRICO DEBOLMENTE RELATIVISTICO
PER UN PLASMA ANISOTROPO

M. Bornatici, G. Chiozzi e P. DeChiara

Dipartimento di Fisica dell'Universita' di Ferrara, Ferrara

Si calcola il tensore dielettrico debolmente relativistico alle frequenze prossime alla frequenza ciclotronica degli elettroni e alle rispettive armoniche per un plasma caratterizzato da una funzione di distribuzione anisotropa di tipo bi-Maxwelliano.

Il tensore dielettrico viene espresso attraverso funzioni di dispersione generalizzate alla Shkarofsky, le cui proprieta' analitiche sono note.

<u>Introduzione</u>. La forma standard del tensore dielettrico relativistico ε_{ij}, rilevante per lo studio dell'interazione fra plasmi magnetizzati e onde elettromagnetiche vicino alla frequenza di risonanza ciclotronica degli elettroni, e' caratterizzata da una integrazione sulle variabili momento, $p_\perp$ e $p_\parallel$, da una integrazione sul tempo (la variabile di integrazione τ e' collegata con il tempo medio di girazione degli elettroni) e da una somma infinita sulle armoniche di termini che contengono prodotti di due funzioni di Bessel il cui argomento e' funzione di $p_\perp$[1].

Piu' specificamente, nel sistema di riferimento in cui $\underline{B}_o = \hat{\underline{z}} B_o$ e $\underline{k} = k_\perp \hat{\underline{x}} + k_\parallel \hat{\underline{z}}$, il tensore dielettrico ε_{ij} puo' essere scritto nella forma (si considera solo il contributo elettronico):

$$\varepsilon_{ij} = \delta_{ij} + 2\pi \frac{\omega_p^2}{\omega\omega_c} (-i) \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} d\tau \int dp_\perp dp_\parallel \, p_\perp^2 \, e^{i\tau \left[\frac{\omega}{\omega_c} \gamma - N_\parallel \frac{p_\parallel}{mc} \frac{\omega}{\omega_c} - n\right]} V_i^{(n)} \left[V_j^{(n)}\right]^* \hat{U} f_o +$$

$$+ 2\pi \left[\frac{\omega_p}{\omega}\right]^2 \delta_{iz} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int dp_\perp dp_\parallel \frac{p_\perp}{\gamma} V_j^{(n)} J_n \hat{F} f_o \qquad (1)$$

dove

$$\underline{V}^{(n)} \equiv \left[\frac{n}{b} J_n, \; iJ_n', \; p_\parallel/p_\perp \cdot J_n\right], \quad J_n \equiv J_n(b), \quad J_n' \equiv \frac{dJ_n}{db}, \quad b \equiv N_\perp \frac{\omega}{\omega_c} \frac{p_\perp}{mc}$$

$$\hat{U} \equiv \frac{\partial}{\partial p_\perp} + \frac{N_\parallel}{\gamma mc} \hat{F}, \qquad \hat{F} \equiv \left[p_\perp \frac{\partial}{\partial p_\parallel} - p_\parallel \frac{\partial}{\partial p_\perp}\right] \qquad (2)$$

$\gamma \equiv (1 + (p/mc)^2)^{1/2}$ e $f_o = f_o(p_\perp, p_\parallel)$ è la funzione di distribuzione all'equilibrio (normalizzata ad 1).

Eseguendo l'integrazione rispetto a τ il tensore dielettrico (1) si riduce alla forma data da Bekefi[1]. Con riferimento all'ultimo termine nel membro di destra di (1), si nota che: i) e' zero per $\hat{F} f_o = 0$, cioe' per una distribuzione isotropa; ii) $\sum_{n=-\infty}^{\infty} V_j^{(n)} J_n = \delta_{jz} (p_\parallel / p_\perp)$ e la corrispondente espressione di ϵ_{ij} soddisfa le relazioni di simmetria $\epsilon_{zx}=\epsilon_{xz}$ e $\epsilon_{zy}=-\epsilon_{yz}$, che altrimenti non sono valide per il singolo termine n-esimo. Si noti anche che la parte anti-Hermitiana, $\epsilon_{a,ij}$, di ϵ_{ij} deriva solo dal secondo termine del membro di destra di (1).

In particolare, allorche' si esegue l'integrazione su τ, si ottiene un denominatore risonante e nel limite in cui vale la formula di Plemelj (piccola parte immaginaria di ω e/o k) si ha

$$\epsilon_{a,ij} = -2\pi^2 \left[\frac{\omega_p}{\omega}\right]^2 \int dp_\perp dp_\parallel p_\perp^2\, (\hat{U}f_o) \sum_n v_i^{(n)} \left[v_j^{(n)}\right]^* \delta(\gamma - N_\parallel p_\parallel/mc - n\omega_c/\omega)$$

La possibilita' di eseguire analiticamente l'integrazione sui momenti e la simmetria sui numeri armonici in (1) dipende dalla forma esplicita della funzione di distribuzione f_o. In particolare, per una distribuzione di tipo loss-cone (relativistica), un calcolo completamente relativistico puo' essere fatto analiticamente ad eccezione della sola integrazione su τ (e.g., la seconda formula di Trubnikov per una Maxwelliana relativistica[1]), e, nel limite debolmente relativistico ($\gamma \simeq 1+p^2/2m^2c^2$), ϵ_{ij} puo' essere espresso in termini delle funzioni R_q studiate da Robinson[3].

Per una bi-Maxwelliana ($T_\parallel \neq T_\perp$), nel caso completamente relativistico solo una delle tre integrazioni in (1) puo' essere eseguita analiticamente[4], mentre nel limite debolmente relativistico entrambe le integrazioni sui momenti possono essere svolte[5].

Tensore dielettrico debolmente relativistico per una bi-Maxwelliana ($T_\parallel \neq T_\perp$)

Il tensore dielettrico debolmente relativistico puo' essere espresso in termini della funzione di dispersione

$$R_{q,l}^{(n)}\left[z_n(T_\parallel), a_\parallel, \lambda_\perp; T_\perp/T_\parallel\right] \equiv -i\int_0^\infty d\tau\, \frac{e^{iz_n(T_\parallel)\tau - a_\parallel\tau^2/(1-i\tau)}}{(1-i\tau)^q (1-i\tau T_\perp/T_\parallel)^l}\, \Gamma_n\left[\frac{\lambda_\perp}{1-i\tau T_\perp/T_\parallel}\right] \quad (3)$$

con q ed l numeri positivi, rispettivamente semi-intero ed intero. Inoltre $z_n(T_\parallel) \equiv \mu_\parallel(1-n\omega_c/\omega)$, $a_\parallel \equiv \mu_\parallel N_\parallel^2/2$, $\Gamma_n(x) \equiv e^{-x}I_n(x)$, $\lambda_\perp \equiv (\omega/\omega_c)^2 N_\perp^2/\mu_\perp$, $\mu_{\parallel(\perp)} \equiv mc^2/T_{\parallel(\perp)}$ (>> 1).

Si noti che i) l'effetto dell'anisotropia nella temperatura entra esplicitamente sia nel denominatore dell'integrando di (3) che nell'argomento della funzione Γ_n; ii) nel limite isotropo, cioe' per $T_\parallel = T_\perp$, la (3) si riduce alla funzione di dispersione studiata da Robinson[3]; iii) nel limite non relativistico, cioe' $(1-i\tau) \simeq (1-i\tau T_\perp/T_\parallel) \simeq 1$, si ha

$$R_{q,l}^{(n)} \longrightarrow -(1/2\sqrt{a_\parallel})\, Z\left[z_n(T_\parallel)/2\sqrt{a_\parallel}\right] \Gamma_n(\lambda_\perp)\ ,$$

ove Z e' la usuale funzione di dispersione non-relativistica.

Con gli effetti di raggio di Larmor finito all'ordine piu' basso, cioe' considerando solo il primo termine dello sviluppo in serie di Γ_n, tenendo conto del fatto che $\Gamma_{-n} = \Gamma_n$ ed esprimendo $(1-i\tau T_\perp/T_\parallel)^{-p}$ mediante la corrispondente rappresentazione in serie:

$$\left[1 - i\tau T_\perp/T_\parallel\right]^{-p} = \left[T_\parallel/T_\perp\right]^p \sum_{k=0}^\infty \frac{(p+k-1)!}{k!(p-1)!} \left[1-T_\parallel/T_\perp\right]^k (1-i\tau)^{-(p+k)}$$

si ottiene la seguente rappresentazione in serie della (3)

$$R_{q,l}^{(n)} = \frac{\lambda_\perp^s}{2^s s!}\left[T_\parallel/T_\perp\right]^{s+l} \sum_{k=0}^\infty \frac{(s+l+k-1)!}{k!(s+l-1)!} \left[1-T_\parallel/T_\perp\right]^k W_{q+s+l+k} \quad (4)$$

dove $s \equiv |n|$ e

$$W_q \equiv -i\int_0^\infty d\tau\, \frac{\exp\left[iz_n(T_\parallel)\tau - a_\parallel\tau^2/(1-i\tau)\right]}{(1-i\tau)^q} \quad (5)$$

Con la (4), pertanto, il tensore dielettrico per una bi-Maxwelliana e' espresso in termini della funzione di dispersione debolmente relativistica (5) le cui proprieta' analitiche sono note[6,7].

Esplicitamente il tensore dielettrico assume la forma

$$\epsilon_{xx} = 1 - \left[\frac{\omega_p}{\omega}\right]^2 \frac{mc^2}{T_\parallel} \frac{1}{\lambda_\perp} \sum_n n^2 \left\{R_{1/2,1}^{(n)} + N_\parallel^2 \left[1-T_\perp/T_\parallel\right] \frac{\partial}{\partial z_\parallel} R_{3/2,1}^{(n)}\right\} \quad (6a)$$

$$\epsilon_{xy} = -\epsilon_{yx} = i\left[\frac{\omega_p}{\omega}\right]^2 \frac{mc^2}{T_\parallel} \sum_n n \left\{R_{1/2,2}'^{(n)} + N_\parallel^2 \left[1-T_\perp/T_\parallel\right] \frac{\partial}{\partial z_\parallel} R_{3/2,2}'^{(n)}\right\} \quad (6b)$$

$$\epsilon_{yy} = 1 - \left[\frac{\omega_p}{\omega}\right]^2 \frac{mc^2}{T_\parallel} \frac{1}{\lambda_\perp} \sum_n \left[1 + N_\parallel^2 \left[1-T_\perp/T_\parallel\right] \frac{\partial}{\partial z_\parallel}\right] \left[n^2 R_{1/2,1}^{(n)} - 2\lambda_\perp^2 R_{1/2,3}'^{(n)}\right] \quad (6c)$$

$$\epsilon_{xz} = \epsilon_{zx} = \left[\frac{\omega_p}{\omega}\right]^2 \left[\frac{mc^2}{T_\perp}\right]^{1/2} N_\parallel \frac{1}{\sqrt{\lambda_\perp}} \sum_n n \left\{\frac{mc^2}{T_\parallel} \frac{\partial}{\partial z_\parallel} + \left[1-T_\perp/T_\parallel\right]\left[1 + \frac{mc^2}{T_\parallel} N_\parallel^2 \frac{\partial}{\partial a_\parallel}\right]\right\} R_{3/2,1}^{(n)} \quad (6d)$$

$$\epsilon_{yz} = -\epsilon_{zy} = i\left[\frac{\omega_p}{\omega}\right]^2 \left[\frac{mc^2}{T_\perp}\right]^{1/2} N_\parallel \sqrt{\lambda_\perp} \sum_n \left\{\frac{mc^2}{T_\parallel} \frac{\partial}{\partial z_\parallel} + \left[1-T_\perp/T_\parallel\right]\left[1 + \frac{mc^2}{T_\parallel} N_\parallel^2 \frac{\partial}{\partial a_\parallel}\right]\right\} R_{3/2,2}'^{(n)} \quad (6e)$$

$$\epsilon_{zz} = 1 - \left[\frac{\omega_p}{\omega}\right]^2 \left[1-T_\parallel/T_\perp\right] - \left[\frac{\omega_p}{\omega}\right]^2 \frac{mc^2}{T_\perp} \sum_n \left\{\left[1 + \frac{mc^2}{T_\parallel} N_\parallel^2 \frac{\partial}{\partial a_\parallel}\right] R_{3/2,1}^{(n)} + N_\parallel^2 \left[1-T_\perp/T_\parallel\right] \cdot \frac{\partial}{\partial z_\parallel}\left[3 + \frac{mc^2}{T_\parallel} N_\parallel^2 \frac{\partial}{\partial a_\parallel}\right] R_{5/2,1}^{(n)}\right\} \quad (6f)$$

dove $z_\parallel \equiv z_n(T_\parallel)$ e $R_{q,l}'^{(n)}$ e' data da (3) con $\Gamma_n(x)$ sostituito da $\Gamma_n'(x) \equiv d\Gamma_n(x)/dx$.

Ancora dalla (3), $\partial R_{q,l}^{(n)}/\partial z_\parallel = R_{q,l}^{(n)} - R_{q-1,l}^{(n)}$, $\partial R_{q,l}^{(n)}/\partial a_\parallel = R_{q-1,l}^{(n)} - 2R_{q,l}^{(n)} + R_{q+1,l}^{(n)}$ con $q \geq 3/2$. Dalle (6) appare che l'effetto della anisotropia della temperatura e' combinato con $N_\parallel$.

Nel limite non relativistico,

$$\begin{bmatrix} R_{q,l}^{(n)} \\[2ex] \dfrac{\partial}{\partial z_\parallel} R_{q,l}^{(n)} \\[2ex] \dfrac{\partial}{\partial a_\parallel} R_{q,l}^{(n)} \end{bmatrix} \longrightarrow -\frac{1}{2\sqrt{a_\parallel}} \begin{bmatrix} Z\left[\dfrac{z_n(T_\parallel)}{2\sqrt{a_\parallel}}\right] \\[2ex] \dfrac{1}{2\sqrt{a_\parallel}} Z'\left[\dfrac{z_n(T_\parallel)}{2\sqrt{a_\parallel}}\right] \\[2ex] -\dfrac{1}{2a_\parallel}\left[Z\left[\dfrac{z_n(T_\parallel)}{2\sqrt{a_\parallel}}\right] + \dfrac{z_n(T_\parallel)}{2\sqrt{a_\parallel}} Z'\left[\dfrac{z_n(T_\parallel)}{2\sqrt{a_\parallel}}\right]\right] \end{bmatrix} \Gamma_n(\lambda_\perp) \quad (7)$$

le prime due relazioni essendo valide anche per $R_{q,l}'^{(n)}$ ove $\Gamma_n(\lambda_\perp) \longrightarrow \Gamma_n'(\lambda_\perp)$.

Con le (7) il tensore dielettrico (6) si riduce al risultato non relativistico per la bi-Maxwelliana[8].

Piccoli effetti di raggio di Larmor. All'ordine piu' basso negli effetti di raggio di Larmor e usando la (4), il tensore dielettrico (7) assume la forma:

$$\begin{bmatrix} \epsilon_{xx}-1 = \epsilon_{yy}-1 \\ \epsilon_{xy} = -\epsilon_{yx} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -1 \\ 1 \end{bmatrix} Q \frac{mc^2}{T_\parallel} \left[W_{n+k+3/2}^{(\pm)} + N_\parallel^2 \left[1-T_\perp/T_\parallel\right] \frac{\partial}{\partial z_\parallel} W_{n+k+5/2}^{(\mp)} \right]$$

$$\begin{bmatrix} \epsilon_{xz} = \epsilon_{zx} \\ \epsilon_{yz} = -\epsilon_{zy} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix} Q\, N_\parallel \frac{\sqrt{\lambda_\perp}}{n} \left[\frac{mc^2}{T_\perp}\right]^{1/2} \left[\frac{mc^2}{T_\parallel} \frac{\partial}{\partial z_\parallel} W_{n+k+5/2}^{(\pm)} + \left[1-T_\perp/T_\parallel\right]\left[1 + \frac{mc^2}{T_\parallel} N_\parallel^2 \frac{\partial}{\partial a_\parallel}\right] W_{n+k+5/2}^{(\mp)}\right]$$

$$\epsilon_{zz} = 1 - \left[\frac{\omega_p}{\omega}\right]^2 \left[1-T_\parallel/T_\perp\right] - \left[\frac{\omega_p}{\omega}\right]^2 \frac{mc^2}{T_\perp} \frac{T_\parallel}{T_\perp} \sum_k \left[1-T_\parallel/T_\perp\right]^k \left\{\left[1 + \frac{mc^2}{T_\parallel} N_\parallel^2 \frac{\partial}{\partial a_\parallel}\right] W_{k+5/2}^{o} \right. \quad (8a)$$

$$\left. + N_\parallel^2 \left[1-T_\perp/T_\parallel\right] \frac{\partial}{\partial z_\parallel}\left[3 + \frac{mc^2}{T_\parallel} N_\parallel^2 \frac{\partial}{\partial a_\parallel}\right] W_{k+7/2}^{o}\right\} - Q \frac{\lambda_\perp}{n^2} \frac{mc^2}{T_\perp} \left\{\left[1 + \frac{mc^2}{T_\parallel} N_\parallel^2 \frac{\partial}{\partial a_\parallel}\right] W_{n+k+5/2}^{+} \right.$$

$$\left. + N_\parallel^2 \left[1-T_\perp/T_\parallel\right] \frac{\partial}{\partial z_\parallel}\left[3 + \frac{mc^2}{T_\parallel} N_\parallel^2 \frac{\partial}{\partial a_\parallel}\right] W_{n+k+7/2}^{-}\right\}$$

dove

$$Q \equiv \left[\frac{\omega_p}{\omega}\right]^2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{n^2\lambda_\perp^{n-1}}{2^n n!} \left[T_\parallel/T_\perp\right]^{n+1} \sum_k \frac{(n+k)!}{n!\,k!} (1-T_\parallel/T_\perp)^k \tag{8b}$$

e

$$W_q^o \equiv W_q(z_o(T_\parallel),a_\parallel) \qquad W_q^{\pm} \equiv W_q(z_n(T_\parallel),a_\parallel) \pm W_q(z_{-n}(T_\parallel),a_\parallel) \tag{8c}$$

con W_q definita dalla (5).

La conoscenza del tensore dielettrico per una Bi-Maxwelliana permette di calcolare il corrispondente tensore dielettrico per una loss-cone (con anisotropia nella temperatura) mediante la relazione

$$\epsilon_{ij}(l\neq 0) = \frac{(-1)^l}{l!} \frac{1}{T_\perp^{l+1}} \frac{\partial^l}{\partial(T_\perp^{-1})^l} \left[T_\perp \epsilon_{ij}(l=0)\right] \tag{9}$$

dove $\epsilon_{ij}(l\neq 0)$ denota il tensore dielettrico per una loss-cone di indice l, mentre $\epsilon_{ij}(l=0)$ e' il tensore dielettrico per la Bi-Maxwelliana. Per il caso particolare di l=1 si ha esplicitamente

$$\begin{bmatrix} \epsilon_{xx}-1=\epsilon_{yy}-1 \\ \epsilon_{xy}=-\epsilon_{yx} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -1 \\ 1 \end{bmatrix} Q\frac{mc^2}{T_\parallel}\Big\{(n+1)W^{(\pm)}_{n+k+5/2} - W^{(\pm)}_{n+k+3/2} - N_\parallel^2 \frac{T_\perp}{T_\parallel}\frac{\partial}{\partial z_\parallel} W^{(\mp)}_{n+k+5/2} + N_\parallel^2\left[1-T_\perp/T_\parallel\right]\cdot$$
$$\cdot\frac{\partial}{\partial z_\parallel}\left[(n+1)\,W^{(\mp)}_{n+k+7/2} - W^{(\mp)}_{n+k+5/2}\right]\Big\} \tag{10a}$$

$$\begin{bmatrix} \epsilon_{xz}=\epsilon_{zx} \\ \epsilon_{yz}=-\epsilon_{zy} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix} Q\, N_\parallel \frac{\sqrt{\lambda_\perp}}{n} \left[\frac{mc^2}{T_\perp}\right]^{1/2}\Big\{\frac{mc^2}{T_\parallel}\frac{\partial}{\partial z_\parallel}\left[(n+1)W^{(\pm)}_{n+k+7/2} - W^{(\pm)}_{n+k+5/2}\right] - \frac{T_\perp}{T_\parallel}\left[1+\frac{mc^2}{T_\parallel}N_\parallel^2\frac{\partial}{\partial a_\parallel}\right]\cdot$$
$$\cdot W^{(\mp)}_{n+k+5/2} + \left[1-T_\perp/T_\parallel\right]\left[1+\frac{mc^2}{T_\parallel}N_\parallel^2\frac{\partial}{\partial a_\parallel}\right]\left[(n+1)W^{(\mp)}_{n+k+7/2} - W^{(\mp)}_{n+k+5/2}\right]\Big\} \tag{10b}$$

$$\epsilon_{zz} = 1 - \left[\frac{\omega_p}{\omega}\right]^2 - \left[\frac{\omega_p}{\omega}\right]^2\frac{mc^2}{T_\perp}\frac{T_\parallel}{T_\perp}\sum_k\left[1-T_\parallel/T_\perp\right]^k\Big\{\left[1+\frac{mc^2}{T_\parallel}N_\parallel^2\frac{\partial}{\partial a_\parallel}\right]\left[W^o_{k+7/2} - W^o_{k+5/2}\right]$$
$$- N_\parallel^2\frac{T_\perp}{T_\parallel}\frac{\partial}{\partial z_\parallel}\left[3+\frac{mc^2}{T_\parallel}N_\parallel^2\frac{\partial}{\partial a_\parallel}\right]W_{k+7/2} + N_\parallel^2\left[1-T_\perp/T_\parallel\right]\frac{\partial}{\partial z_\parallel}\left[3+\frac{mc^2}{T_\parallel}N_\parallel^2\frac{\partial}{\partial a_\parallel}\right]\left[W^o_{k+9/2} - W^o_{k+7/2}\right]\Big\}$$
$$- Q\frac{\sqrt{\lambda_\perp}}{n^2}\frac{mc^2}{T_\perp}\Big\{\left[1+\frac{mc^2}{T_\parallel}N_\parallel^2\frac{\partial}{\partial z_\parallel}\right]\left[(n+1)W^{+}_{n+k+7/2} - W^{+}_{n+k+5/2}\right] - N_\parallel^2\frac{T_\perp}{T_\parallel}\frac{\partial}{\partial z_\parallel}\left[3+\frac{mc^2}{T_\parallel}N_\parallel^2\frac{\partial}{\partial a_\parallel}\right]\cdot$$
$$\cdot W^{-}_{n+k+7/2} + N_\parallel^2\left[1-T_\perp/T_\parallel\right]\frac{\partial}{\partial z_\parallel}\left[3+\frac{mc^2}{T_\parallel}N_\parallel^2\frac{\partial}{\partial a_\parallel}\right]\left[(n+1)W^{-}_{n+k+9/2} - W^{-}_{n+k+7/2}\right]\Big\} \tag{10c}$$

Nel limite di temperatura isotropa ($T_\parallel=T_\perp$), il tensore dielettrico (10) coincide con il risultato di Ref.9.

<u>Referenze</u>

1. M.Bornatici, R.Cano, O.DeBarbieri and F.Engelmann, Nucl. Fusion <u>23</u>, 1153 (1983)
2. G.Bekefi, <u>Radiation Processes in Plasmas</u>, John Wiley , NewYork (1966)
3. P.A.Robinson, J. Math. Phys. <u>28</u>, 1203 (1987)
4. K.Tsang, Phys. Fluids <u>27</u>, 1659 (1984)
5. S.T.Tsai et al., Phis. Fluids <u>24</u>, 2186 (1981)
6. C.Maroli and V.Petrillo, Physica Scripta <u>24</u>, 955 (1981)
7. V.Krivenski and A.Orefice, J. Plasma Phys. <u>30</u>, 125 (1983)
8. D.B.Melrose, <u>Plasma Astrophysics</u>, Gordon and Breach, New York (1980), Cap.12
9. A.Orefice, J. Plasma Phys. <u>39</u>, 61 (1988)