乱れたプラズマにおける電子の異常緩和のモデル^{*}

法 橋 登 (日立中研)^{**}

(1963年6月20日受理)

Abstract

A new mechanism is suggested for the anomalous relaxation of electrons in a disturbed plasma in which velocity distribution function of electrons fluctuates around some smooth function. The analysis of the Nyquist diagram, which is a plot as a function of ω/k of real and imaginary parts of $w = (\omega_p^2/k^2) \epsilon(k, \omega)$, where $\epsilon(k, \omega)$ is the dielectric constant, shows that as we go to smaller k values the diagram crosses the origin of the complex w -plane (zeros of $\epsilon(k, \omega)$) at a number of points, each crossing giving a possible value of ω/k and hence the dispersion relation for a possible wave mode in the medium. That these modes have acoustic type dispersion relation is easily seen by the observation of the diagram.

The energy loss of a fast electron incident on our disturbed plasma will be greatly increased due to excitation of these extra modes, arising from the fluctuation, in addition to the usual loss associated with plasmon excitation. The fluctuation in the velocity distribution function may be due either to external causes, or to runaway electrons on some other cooperative phenomena in the medium.

* A model of Anomalous Relaxation of Electrons in Disturbed Plasmas

** N. Hokkyo (Hitachi Cent. Research Lab.)

§1 はじめに

プラズマに入射した電子ビームの異常緩和現象を説明する理論としては、プラズマ境界の振動する電気二重層によって速度変調をうけたビームによるコヒーレント・プラズモン励起を起を考える Vlasov モデル¹⁾と、媒質の反作用によるビーム内電子の速度分布の歪を考慮した Klimontovich の非線型理論²⁾(distorted plasma wave 輻射)が目立つ。両者とも外的(二重層)または内的(媒質反作用)原因により、入射ビーム内の電子速度分布が変調をうけるとする点で共通している。緩和距離の定義はそれぞれ図1に示す如く異なっているが、両理

図1 電子ビームの緩和距離の定義。

(a) Vlasov の電気二重層による速度変調モデル

(b) klimontovich の非線型理論

論とも Langmuir の実験の定量的説明にほど成功したのでどちらが本当かわからなくなった。電気二重層モデルが本当だとすると Langmuir の問題はこまかくてつまらないし、非線型にするとなぜ緩和距離が短くなるのか、ひとくちに説明しにくい(多分コヒーレンスをはたしているのであろう)。こゝでは Vlasov, Klimontovich モデルを再変調するのもゆううつであるから、別の方向から異常緩和の新しいモデルの可能性について考えてみよう。

§ 2 乱れたプラズマ内での電子の異常緩和

われわれの考える“乱れた”プラズマのモデルを図1に示す。即ちわれわれの乱れたプラズマでは電子の速度分布 $f(v)$ が、 v 空間内の小さなスケールでゆらいでいる。図2ではまた“静かな”高温プラズマと、高温でなくてもよいが“乱れた”プラズマの速度分布が比較されている。速度分布のゆらぎが Nyquist diagram :

$$Re H(k, \omega) = \frac{k^2}{\omega_p^2} - P \int_{-\infty}^{\infty} \frac{(\partial f / \partial v) dv}{v - \omega/k}, \quad \mathcal{I}_{MH}(k, \omega) = -\pi (\partial f / \partial v)_{v=\omega/k} \quad (1)$$

図2 乱れたプラズマのモデル

—— 静かな高温プラズマ

----- 静かな低温プラズマ

~~~~~ 乱れた低温プラズマ

に与える影響^{*}を、低エネルギー領域のゆらぎの影響と高エネルギー tail におけるゆらぎの影響とにわけて図 3(a), (b)に示す。diagram は $k \rightarrow 0$ とともに $B_e H$ 軸上を M が 0 に一致するまで左に移動するが、このとき図 3(a)では contour は多数回原点 0 を過ぎる。このことから、分布関数の高エネルギー tail におけるゆらぎはプラズマの誘電率 $\epsilon(k, \omega) = (\omega_p^2 / k^2) H(k, \omega)$ に多数の零点を発生させることがわかる。他方図 3(b)より、低エネルギー core 領域のゆらぎは誘電率の零点の数に影響をあたえない。零点の数に影響をあたえるゆらぎの生ずる速度範囲の下限 v_m は

$$\text{Min} \{ \text{Re } H(k, \omega/k) \} = \text{Re } H(k, v_m) \quad (2)$$

図 3 速度分布のゆらぎの

Nyquist diagram への影響

(a) 高エネルギー tail における

ゆらぎは $\epsilon(k, \omega)$ の零点

をふやす。(b) 低エネルギー

core におけるゆらぎは零点

の数に影響をあたえない。

* $\text{Im } H \sim \partial f / \partial v$ は $f(v)$ の局所的な性格、あるいは共鳴電子の分布状態によってきまり diagram はゆらぎのひとゆれごとに実軸の上下を往復するが、 $\text{Re } H$ は全非共鳴電子の速度分布の gross な形できまり、スケールの小さいゆらぎには殆ど影響されない。

から定まる。さて速度 v でプラズマに入射した荷電粒子 Ze の単位飛程あたりエネルギー損失は

$$W = \frac{e^2 Z^2}{v^2} \sum_s \int_{g_{os}}^{g_s} \frac{\omega_s}{|\partial \epsilon / \partial \omega|_{\omega=\omega_s}} \frac{g dg}{g^2 + \omega_s^2 / v^2} \quad (3)$$

$$\epsilon(k = \sqrt{g^2 + \omega_s^2 / v^2}, \omega_s) = 0 \quad (4)$$

から計算される。²⁾ g_s, g_{os} は s モードについての g の上, 下限で プラズモン・モードに対しては $g_{os} = 0, g_s = k_D$ (デバイ波数) である。われわれの場合

$$\epsilon(k, \omega) \approx (1 - \omega_p^2 / \omega^2) \prod_i^N (1 - u_i^2 k^2 / \omega^2) \quad (5)$$

u_i : diagram と実軸の交点における ω/k の値 = “音速”³⁾

を用いて

$$W = \frac{e^2 Z^2 \omega_p}{v^2} \left(\ln \frac{k_D v}{\omega_p} + 2 \pi \sum_i^N u_i / L_i \right) \quad (6)$$

となる。こゝに N は $|v| > |v_m|$ の速度範囲にあらわれた分布関数 $f(v)$ のギザギザの数 = ϵ の零点の数 (プラズマ波モード以外の), $L_i \approx 2 \pi / (g_a - g_{aa})$ は音波型 i モードを発生させたゆらぎを構成する電子群の空間的密度変動の週期である。(6) の第 1 項はプラズマ波モードからの, 第 2 項は $f(v)$ のギザギザからの寄与である。速度分布関数のギザギザのひとつひとつには異なる速度の音波型モードが対応しているが, ギザギザの数が増えるとエネルギー損失 W への寄与も大になる。

§ 3 むすびと問題点

以上の考えでは, 誘電率の実部は速度分布関数の微細構造に鈍感であるが, 虚部は極めて敏感で, 分布関数の小さなゆらぎによっても容易にその符号を逆転する, という点に着目している。このゆらぎは外的原因によるものかも知れないし, また逃走電子, あるいはその他の媒質内協同現象に起因しているのかも知れない。このこと自身興味のある問題である。

法 橋

参 考 文 献

- 1) A. A Vlasov, Many Particle Theory (1950)
- 2) Yu. L. Klimontovich and V. P. Silin, Usp. Fiz. Nauk 70, 247 (1960)
- 3) 法橋, 核融合研究, 10 241 (1963)