

さえて定常な状態を実現させる非線型な機構を明確にする必要がある。

- (1) Hutson et al.; Phys. Rev. Letters. 7(1961) 237.
- (2) Smith; Phys. Rev. Letters. 9(1962) 87.
- (3) Hutson; Phys. Rev. Letters 9(1962) 296.

### Alfvén 波の重力効果

横 田 万里夫(京大理)

一様なプラズマの Alfvén 波をしらべるとき, electromagnetic field を Hamiltonian 形式から運動方程式を求めてとりあつかうのが便利な場合がある。全系の Hamiltonian を  $\mathcal{H}$  で表すと,

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_p + \mathcal{H}_f$$

$$\mathcal{H}_p = \sum_i \frac{1}{2m_i} \left\{ \vec{p}_i - \frac{e_i}{c} (\vec{A}_{0i} + \vec{A}_i) \right\}^2 + \sum_{i>j} \frac{e_i e_j}{r_{ij}}$$

$$\mathcal{H}_f = \sum_{\lambda} \frac{1}{2} (P_{\lambda}^2 + v_{\lambda}^2 Q_{\lambda}^2) = \sum_{\lambda} 2v_{\lambda}^2 q_{\lambda} q_{\lambda}^*$$

$$A_i = \sqrt{4\pi} c \sum_{\lambda} (q_{\lambda} e_{\lambda} e^{ik_{\lambda} r_i} + q_{\lambda}^* e_{\lambda} e^{-ik_{\lambda} r_i})$$

となる。ここで  $A_{0i}$  は charge particle  $i$  に作用する外場の Vector potential,  $P_{\lambda}, Q_{\lambda}$  は field variable で  $q_{\lambda}$  は  $\mathcal{H}_f$  の definition からきまる variable である。この Hamiltonian からつぎの運動方程式をうる。

$$m_i v_i = \frac{e_i}{c} v_i \times H(r_i) - F_i - \sqrt{4\pi} e_i \sum_{\lambda} \left[ e^{ik_{\lambda} r_i} \{ i q_{\lambda} (\kappa_{\lambda} v_i + q_{\lambda}) e_{\lambda} - i q_{\lambda} (e_{\lambda} v_i) \kappa_{\lambda} + \text{c.c.} \} \right]$$

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} (q_{\lambda} + q_{\lambda}^*) = -v_{\lambda}^2 (q_{\lambda} + q_{\lambda}^*) - \sqrt{4\pi} \sum_i (e_{\lambda} v_i) e^{-ik_{\lambda} r_i}$$

この二つの式をくみあわせて  $\vec{v}_i$  を消すとつぎの式をうる。

$$\left[ \left( 1 + \frac{i\omega}{(\omega_{ce} + \omega)(\omega_{ci} - \omega)\tau} \right) (\omega_\lambda^2 - \omega^2) + \sum_i \frac{4\pi e_i^2}{m_i} \frac{\kappa_\lambda v_i - \omega}{\omega_i + \kappa_\lambda^2 v_i^2 - \omega} + \sum \frac{4\pi e_i^2}{m_i} \frac{1}{\omega_{ci}^2 (\kappa_\lambda v_i)} \right] (q_\lambda + q_{-\lambda}^*) = \sqrt{4\pi} \sum_i \frac{e_i}{i\omega_{si}} \frac{g}{m_i} e^{-i\kappa_\lambda r_i}$$

ここで  $\omega_{ci}$  は cyclotron frequency  $q_\lambda^+ = q_\lambda x + i q_\lambda y$  で,  $x, y$  は polarization の方向を表す。ここで magnetic field は一様で,  $z$  方向を向き重力が  $y$  方向に作用している。また一つの波  $\lambda$  だけが excite していて random phase 近似を用いた。

つぎに中嶋・山田の両氏がやられた様に  $z$  方向の縦波の運動を考えると, 重力場のため  $x$  方向に電波が生じていて, 従波は直接  $q_\lambda, q_{-\lambda}^*$  と couple して上の方程式と共に解くことができる。この様な現象は太陽表面や電離層で Alfvén 波を考えると重要であろう, 又上式の左辺第三項は non-linear の contribution を与え, Alfvén 波の振巾と damping constant に比例してあまり大きな contribution はない。

### 横のプラズマ振動に対する非線型理論

松 平 升 (東大教養)

J. Enoch の paper 'Nonlinearized Theory of Transverse Plasma Oscillation' (Phys. Fluid. 5(1962) 467) .

の紹介をした。陽イオンをぬりつぶした一様な電子ガス中での横波は Vlasov Eq. と Maxwell Eq. に従い, そこにあらわれる電流が分布関数で定まることは, 縦波の場合の Vlasov-Landau の話と同様である。

横波の場合には, Vlasov Eq. は essential に一次元で, 線型化することなしに形式解を得ることが出来る。そこで得られた分布関数  $\rightarrow$  電流を