辻　幹男

連続媒質の表面プラズマ波

九大工　　辻　　幹　男

半無限の等方的一様媒質の表面に沿って伝播するプラズマ波の分散について，簡単なReviewを行なう。

I．外部磁場が無い場合

1・1　局所近似

Z＞0は誘電関数εの媒質でみたされ，Z＜0はε_0の誘電でみたされているとし，εがωだけの関数である場合を考える。Z＞0では$\vec{E}\exp\{i(q_x x-\omega t)-\alpha Z\}$，Z＜0では$\vec{E}_0\exp\{i(q_x x-\omega t)+\alpha_0 Z\}$のような形の表面波を考える。電場$\vec{E}$，$\vec{E}_0$はXZ面内にある。Maxnellの式から

$$\left.\begin{aligned}\alpha^2 &= q_x^2 - \omega^2\varepsilon(\omega)/C^2\\ \alpha_0^2 &= q_x^2 - \omega^2\varepsilon_0/C^2\end{aligned}\right\}\qquad(1)$$

を得る。また

$$\frac{E_z}{E_x}=\frac{iq_x}{\alpha}\quad(Z>0),\qquad \frac{E_z}{E_x}=\frac{iq_x}{\alpha_0}\quad(Z<0)$$

となるから，表面でE_xおよび$D_z=\varepsilon E_z$の連続条件より分散式

$$\varepsilon_0\alpha+\varepsilon\alpha_0=0\qquad(2)$$

を得る。(1)を使って書き直すと

$$\frac{C^2 q_x^2}{\omega^2}=\frac{\Theta(\omega)\ \Theta_0}{\Theta(\omega)+\Theta_0}\qquad(2')$$

となる。no-retardation limit ($q_x c \gg \omega$) では(2)は

$$\varepsilon_0 + \varepsilon(\omega) = 0 \tag{3}$$

となる。[1] $\varepsilon(\omega) = \varepsilon_L(1-\omega_p^2/\omega^2)$ を(3)に入れると

$$\omega = \omega_p \sqrt{\frac{\varepsilon_L}{\varepsilon_0+\varepsilon_L}}$$

が得られ，$\varepsilon_0 = \varepsilon_L = 1$ のときは Ritchie が最初に得た式 $\omega = \omega_p/\sqrt{2}$ になる。

(2′) に $\varepsilon(\omega)$ の表式を入れると

$$q_x^2 = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_L \omega^2(\omega_p^2 - \omega^2)}{c^2\{\varepsilon_L \omega_p^2 - \omega^2(\varepsilon_L + \varepsilon_0)\}}$$

となり，$\varepsilon_0 = \varepsilon_L = 1$ とすれば Stern の得た式[2] になる。

1・2　非局所近似

電子の表面散乱が specular の場合は image metal の方法で内部の解が容易に求められる。Fuchs and Kliewer[3] によるとこの場合の分散式は

$$-\varepsilon_0\left(q_x^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_0\right)^{\frac{1}{2}} = \frac{1}{\pi}\int_{-\infty}^{\infty} \frac{dq_z}{(q_x^2+q_z^2)}\left(\frac{q_x^2}{\varepsilon_\ell(\vec{q},\omega)} + \frac{q_z^2}{\varepsilon_t(\vec{q},\omega) - q^2c^2/\omega^2}\right) \tag{4}$$

となる。ε_ℓ，ε_t は縦および横誘電関数である。(4)で no-retardation limit をとると

$$-\varepsilon_0 = \frac{q_x}{\pi}\int_{-\infty}^{\infty} \frac{dq_z}{(q_x^2+q_z^2)\,\varepsilon_\ell(\vec{q},\omega)} \tag{5}$$

となる。ε_ℓ に局所近似を使えば直ちに(3)が得られる。また hydrodynamic 近似すなわち

$$\varepsilon_\ell(q,\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - \beta^2(q_x^2+q_z^2)} \qquad \left(\beta^2 = \frac{3}{5}v_F^2\right)$$

を入れ q_x の一次の補正項まで残すと

$$\frac{\omega^2}{\omega_p^2} = \frac{1}{2} + \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\beta q_x}{\omega_p} \tag{6}$$

となって Ritchie[4] の結果を得る。Fuchs らは(4)の ε にRPA近似の表式を使って数値計算も行なっている。

電子の表面散乱が diffuse のときは(4)が使えない。diffuse 散乱で no-retardation の場合について Zaremba[5] は Wiener Hopf の方法で積分方程式を解いて分散を求めたが，(6)と比較すると q_x の一次の項の係数が少し違ってくる。

Ⅱ．外部磁場がある場合

2・1　局所近似

磁場がある場合は内部に向って減衰する解として２種類のモードがあるので，その線形結合を使って外部の解と接続すれば良い。詳細は Chin and Quinn[6] の綜合報告にゆずる。

2・2　非局所近似

磁場がある場合は，電子の表面散乱を specular としても，bulk の $\varepsilon(\vec{q}, \omega)$ のもつ対称性が image metal の方法を可能にするために必要な対称性と矛盾するために，(4)のような簡単な形の分散式を与えることは不可能である。しかし磁場の方向が表面に垂直という特別な場合について，かつ no-retardation の近似をすれば(5)式が使える。我々はこのことを使って強い空間分散領域において bulk の longitudinal cyclotron wave に対応する表面波が存在することを示した。[7] また弱い空間分散領域においては $\varepsilon(q, w)$ を q_x，q_z について展開し２次の項までにとどめると，q_x^2 の項は現れるが q_z^2 の項が現れない（但し磁場が表面に垂直のとき）ことを利用すると，Chin and Quinn の局所近似の取扱いで非局所効果を計算することができる。結果については午後の発表（大村・辻）にゆずる。

文　献

1） E. A. Stern and R. A. Ferrell : Phys. Rev. 120 (1960) 130

2） R. A. Ferrell : Phys. Rev. 111 (1958) 1214

3) R. Fuchs and K. L. Kliewer : Phys. Rev. B3 (1971) 2270

4) R. H. Ritchie : Prog. Theor. Phys. 29 (1963) 607

5) E. Zaremba : Phys. Rev. B9 (1974) 1277

6) K. W. Chin and J. J. Quinn : Nuovo Cimento 10B (1972) 1

7) Y. Ōmura and M. Tsuji : J. Phys. Soc. Japan 38 (1975) № 1 (印刷中)

〔12月2日　午後〕

座長　江 沢　洋