論文紹介

프라즈마에 비스듬히 入射된 電磁波의 運動理論

C. T. Swift and F. Crownfield, IEEE Trans. Antennas and Prop. vol. AP-19, pp 81-90, 1971.

1. 序　　　論

프라즈마와 電磁波의 相互作用은 電離層의 研究, 氣象觀測에 關聯된 레이다의 研究, 프라즈마 쉬이트의 透過에 對한 研究, 또한 實驗室에서의 診斷 等의 研究에서 큰 關心을 끌고 있다.

이 問題를 다루는데 있어서 가장 많이 쓰이는 모델은 中性狀態에 있는 固定面內의 冷電子로 構成되어 있는 프라즈마이다. 中性狀態의 固定面內에서 ion 運動은 無視할 수 있고 이는 實際의 경우와 큰差가 없으나 冷電子라는 假定은 困難한 경우가 많다.

例로서 Tonkc [1], Rommel [2], Dattner [3]의 實驗結果와 metor trail로 부터의 레이다 散亂의 測定結果(그림 1)는 이 假定이 잘 맞지 않음을 보여 주고 있다. 프라즈마 모델로는 그림 1의 最右端의 共振만 說明할 수 있다. 이 共振들은 電子溫度와 非均一 프라즈마 密度에 依한 結果 [4][5]를 보여 주고 있으며 普通 Tonkc-Dattner 共振이라 한다. Parker 等이 使用한 流體 모델[4]은 信號周波數 ω가 프라즈마 周波數 ω_p 近處에서만 解析이 可能하다. 非均一 프라즈마에 對한 解析으로서는 相異한 프라즈마部分에 對해서 相異한 프라즈마 모델을 利用한 Baldwin [6]과 Ignat[7]의 方法이 있다. 여기서는 프라즈마 모델로서 Maxwell 方程式과 Vlasov 方程式만을 利用해서 問題를 다루고저 한다. Vlasov 方程式은 流體方程式 보다 더욱 記述的이며 ω와 ω_p의 差가 클때 더욱 正確할 뿐 아니라 流體方程式으로는 說明할 수 없는 Landau damping 現象[8]을 說明할 수 있다. 여기서 究明하고저 하는 것은 프라즈마 슬랩에 入射된 平行分極電磁波의 反射와 透過에 關한 것이다. 프라즈마는 均一한 것으로 가정한다.

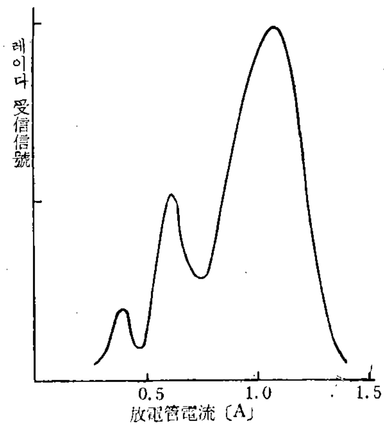

그림 1.

2. Vlasov-Maxwell 方程式을 利用한 平面波와 均一한 프라즈마 슬랩과의 相互作用에 對한 解析

그림 2는 問題의 幾荷學的關係를 表示하고 있다. 平面波가 入射平面에서 分極된 電氣벡터로서 프라즈마 스랩에 入射될때; 電磁波는

$$E=E_o\ exp\ i\ (k_o x\ \cos\theta+k_z z\ \sin\theta-wt)$$

로 表示한다. 프라즈마 스랩의 面은 $x=0$, $x=L$에 入射平面은 $x-z$ 平面으로, 入射角은 θ로 한다 $k_o=\omega/c$는 自由空間의 傳播定數를 表示하고 ω는 入射波의 角速度를 表示한다.

運動効果는 프라즈마波의 位相速度와 熱速度의 比에 따르게 되는데 이 比는 프라즈마波에만 適用할 수 있다. 이 波는 入射平面에 垂直으로 分

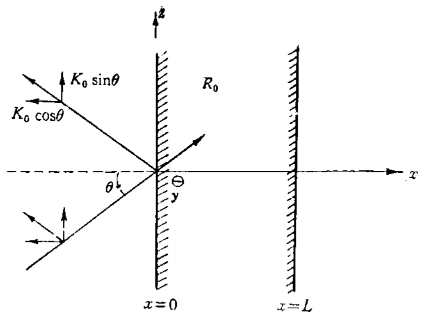

그림 2.

極된 入射波와는 無關하므로 平行分極波만 생각하면 된다.

$x>0$에서 電磁波의 接線方向成分은

$$Hy=H_O[exp(ik_o x\cos\theta)+R\,exp\,(-i\,k_o x\,\mathrm{cox}\theta)]\cdot exp[i(k_o z\,\sin\theta-\omega t)]\quad\cdots\cdots(1)$$

$$Ez=-H_O[exp(ik_o x\cos\,\theta-R\,exp(-ik_o x\,\cos\theta)]\cdot\left(\frac{\mu_o}{e_o}\right)^{\frac{1}{2}}\cos\theta\,exp\,[i(k_o z\,\sin\,\theta-\omega t)]\quad(2)$$

로 된다. R은 磁界에 對한 反射係數, H_O는 入射波의 磁界의 크기이다.

$x>L$에 對해서는

$$Hy=H_OT\,exp\,(ik_o x\,\cos\theta)\,exp[i(k_o z\,\sin\theta-\omega t)]\quad\cdots\cdots(3)$$

$$Ez=-H_OT\left(\frac{\mu_o}{\varepsilon_o}\right)^{\frac{1}{2}}exp\,(ik_o x\,\cos\,\theta)\,exp\,[i(k_o z\sin\theta-\omega t)]\,\cos\theta\quad\cdots\cdots(4)$$

로 된다. T는 磁界에 對한 透過係數이다. $x=0$, $x=L$에서의 境界條件에 依해서 스랩內外의 Z方向의 變化는 같게 되므로 스랩內에서의 電磁場은

$$[E,H]=[E_{(x)},\,H_{(x)}]\,exp\,[i(k_o z\sin\,\theta-\omega t]$$

의 形으로 된다. 따라서 $exp\,[i(k_o z\,\sin\theta-\omega t)]$는 數式에서 便宜上 省略한다.

$(f-f_o)$를 f_1으로, $\frac{\partial}{\partial t}$를 $i\omega$로 表示하면 Vlasov 方程式은

$$^-i\omega f_1+\vec{V}\cdot\frac{\partial f_1}{\partial x}-\frac{e\vec{E}}{m}\cdot\frac{\cdot\partial f_o}{\partial\vec{V}}=-\nu f_1\quad\cdots(5)$$

으로 된다. 여기서 f_o는 非攝動分布函數, $\vec{V}$는 粒子의 速度, $\vec{x}$는 粒子의 位置이다. (5)式은 Maxwell 方程式에 依해서 풀수 있다.

$$\nabla\times\vec{H}={}^-i\omega\varepsilon_o\vec{E}-e\int f_1\vec{v}\,d\,\vec{v}\quad\cdots\cdots(6)$$

$$\nabla\times\vec{E}=i\omega\vec{\mu H}\quad\cdots\cdots(7)$$

(6)式에서 $(-e\int f_1\ \ v\,d\,v)$는 對流電流密度이고, $V_x>0$에 對한 分布函數를 $f_1^+(\cdots V_x\cdots)$라 하고 $v_2<0$에 對한 것을 $f_1^-(\cdots-v_x\cdots)$라 하면 f_1^+, f_1^-는 다음式을 滿足한다.

$$({}^-i\omega+\nu)f_1^++\nu_x\frac{\partial f_1^+}{\partial_x}+ik_o z_z\,\sin\theta\,f_1^+-\frac{e}{m}\left(Ez\frac{\partial f_o}{\partial z_z}+Ez\frac{\partial f_o}{\partial V_x}\right)=0\quad\cdots\cdots(8)$$

$$({}^-i\omega+\nu)f_1^-V_x\frac{\partial f_1^-}{\partial_x}+ik_o\,v_z\,\sin\theta\,f_1^--\frac{e}{m}\left(Ez\frac{\partial f_o}{\partial V_z}-Ex\frac{\partial f_o}{\partial V_x}\right)=0\quad\cdots\cdots(9)$$

$F^+=f_1^++f_1^-$, $F^-=f_1^+-f_1^-$로 하면 다음式을 얻는다.

$$\frac{\partial^2F^-}{\partial x^2}+\frac{(\omega+i\,v-k_OV_z\sin\theta)^2F^-}{v_x^{\,2}}-2ie\frac{(\omega+iv-k_o\,V_Z\sin\theta)}{mv_{x2}}\frac{\partial f_o}{\partial v_x}E_x-\frac{2e}{mv_x}\frac{\partial f_o}{\partial v_z}\frac{\partial E_Z}{\partial x}=0\quad\cdots(10)$$

모든 粒子가 $x=0$, $x=L$에서 反射한다고 하면 F^-는 $x=0$, $x=L$에서 0이 된다. 이 條件은 Fourier sine 級數에서도 滿足되므로

$$F^-=\sum_{l=1}^{\infty}Fe(v)\sin\frac{l\pi x}{L}\quad\cdots\cdots(11)$$

$$Fl=\frac{2}{L}\int_o^L F^-\sin\frac{l\pi x}{L}dx\quad\cdots\cdots(12)$$

로 된다. (10)(11)式의 關係로 미루어 보아 Ex에 對해서는 Fourier sine 級數로, Ez에 對해서는 cosin 級數로 되어 있음을 알수 있다.

Ex, Ez, Hg에 對한 Fourier 級數의 成分을 E_{lx}, E_{lz}, H_{ly}라 하면

$$F_e^-=\frac{2ie\omega\,v_x\,F_o[(\mu_o/\varepsilon_o)^{\frac{1}{2}}(v_x/c)H_{ly}-(1+i(\nu/\omega))E_{lx}]}{mV_T^2[(\omega-k_o\,Vz\sin\theta+i\nu)^2-(l\pi V_x/L)^2}\quad\cdots\cdots(13)$$

여기서 f_o는 Maxwell 平衡分布函數이다.

$$f_o=n_oF_o=\frac{n_o\,exp\,(-v^2/2V_T^2)}{(2\pi V_T^2)^{\frac{3}{2}}}$$

電流의 x成分은

$$j_x=-e\iint_{-\infty}^{\infty}dv_z\,dv_y\int_o^{\infty}v_x\,F^-dv_x$$

로 定義되므로 j_x의 Fourier 成分은

$$j_{ex}=\frac{i\omega_p^2\omega\varepsilon_o L}{V_T^2\, e\pi}\left\{J_{1e}\, E_{lx}-\left(\frac{\mu_o}{\varepsilon_o}\right)^{\frac{1}{2}}\frac{J_{2l}}{C}H_{ly}\right\} \cdots\cdots(14)$$

로 된다. 여기서 J_{1l}, J_{2l}은

$$J_{1l}=\left(1+i\frac{\nu}{\omega}\right)\frac{2\rho\pi}{L}\iint_{-\infty}^{\infty}dv_y\, dv_z\cdot\int_0^{\infty}\frac{v_x^2\, F_o\, dv_x}{(\omega-k_o v_z\,\sin\theta+i\nu)^2(l\pi r_x/L)^2} \cdots\cdots(15)$$

$$J_{2l}=\frac{2_l\pi}{L}\iint_{-\infty}^{\infty}dv_y\, dv_z\cdot\int_0^{\infty}\frac{V_x^2\, V_z\, F_o\, dv_n}{(\omega-k_o v_z\sin\theta+i\nu)^2-(l\pi v_x/L)^2} \cdots\cdots(16)$$

非攝動分布函數를 Maxwellian 으로 假定하므로써

$$\int_{-\infty}^{\infty}dv_y\, Fo(v_x,\ v_y,\ v_z)=F_o(v_x, v_z)$$

로 된다. 또한 被積分函數가 偶函數일 때 積分限界는 全實數軸으로 擴張할 수 있으므로 (15)(16)式은 다음과 같이 쓸수 있다.

$$J_{1l}=\left(1+i\frac{\nu}{\omega}\right)\iint_{-\infty}^{\infty}\frac{dv_x\, dv_z\, F_O\, v_x}{\omega-k_o\, v_z\,\sin\theta-l\pi\, v_x/L+i\nu} \cdots\cdots(17)$$

$$J_{2l}=\iint_{-\infty}^{\infty}\frac{dv_x\, dv_z\;\; v_x\, v_z\, F_O}{\omega-k_O\, v_z\sin\theta-l\pi\;v_x/L+i\nu} \cdots\cdots(18)$$

z 成分도 같은 方法으로 다음과 같이 된다.

$$j_{lz}=\frac{\omega_p^2\omega\varepsilon_o L}{v_T^2 l\pi}\quad J_{3l}\; E_{lx}-\left(\frac{\mu_o}{\varepsilon^o}\right)^{\frac{3}{2}}\frac{J_{4l}}{c}Hly \cdots\cdots(19)$$

여기서

$$J_{3l}=\left(1+i\frac{\nu}{\omega}\right)\iint_{-\infty}^{\infty}\frac{dv_x\, dv_z\, F_O\, v_z}{\omega-k_o\, v_z\sin\theta-(l\pi v_x/L)+i\nu} \cdots\cdots(20)$$

$$J_{4l}=\iint_{-\infty}^{\infty}\frac{dv_x\, dv_z\, F_O\, v_z^2}{\omega-k_o v_z\sin\theta-(l\pi\;v_x/L)+i\nu} \cdots\cdots(21)$$

(17)(18)(20)(21)은 프라즈마 分布函數 $Z(\rho)$로 表示할 수 있다. [9]

$$Z(\rho)=\frac{1}{\sqrt{\pi}}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{dx\, exp(-x^2)}{x-\rho} \cdots\cdots(22)$$

여기서

$$\rho=\frac{k.L}{l\pi}\;\frac{1+i(\nu/\omega)}{\sqrt{2}(V_T/C)\;(1+Ro^2\;L^2\;\sin^2\theta/l^2\pi^2)^{\frac{1}{2}}} \cdots\cdots(23)$$

로 되고

$$J_{1l}=-\left(1+i\frac{\nu}{\omega}\right)\frac{2l\pi}{k_o L}\left(\frac{V_T}{C}\right)^2\frac{1}{k_o}\rho^2[1+\rho Z(\rho)] \cdots\cdots(24)$$

$$J_{2l}=2\left(\frac{v_T}{C}\right)^4\sin\theta\left(\frac{l\pi}{k_o L}\right)\frac{C}{k_o}\rho^3\;[Z(\rho)-2\rho^2\;Z(\rho)-2\rho] \cdots\cdots(25)$$

$$J_{3l}=-2\left(1+i\frac{\nu}{\omega}\right)\sin\theta\left(\frac{v_T}{C}\right)^2\frac{1}{k_o}\rho^2\;[1+\rho Z(\rho)] \cdots\cdots(26)$$

$$J_{4l}=\frac{C}{\sin\theta}[J_{3l}-\frac{l\pi}{k_o L}\;\frac{1}{C}J_{2l}] \cdots\cdots(27)$$

$\nu\to 0$ 될 때 (22)의 積分値가 存在하게 되어 Landau damping 이 일어난다.

(6)(7)式을 Fourier 分析하여

$$\frac{l\pi}{L}E_{lz}=-ik_o\;\sin\theta\;E_{lx}-i\omega\;\mu_o\;Hly \cdots\cdots(28)$$

$$Elx=\frac{k_o \sin\theta}{\omega\varepsilon_o}Hly+\frac{1}{i\omega\varepsilon_o}j_{lx} \cdots\cdots(29)$$

$$Hly\left[k_o^2-k_o^2\ \sin^2\theta-\left(\frac{l\pi}{L}\right)^2\right]+\frac{l\pi}{L}\left(\frac{Hy(O)-(-1)^l\ Hy(L)}{L/2}\right)$$

$$=-ik_o\ \sin\theta\, j_{ex}-\frac{l\pi}{L}j_{lz}\cdots\cdots(30)$$

을 얻는다. (12)(19)를 (30)에 代入하여

$$Hly=\frac{-\dfrac{l\pi}{L}\ \dfrac{Hy(o)-(-1)^l Hy(L)}{L/2}}{k_o^2-k_o^2\ \sin^2\theta-\left(\dfrac{l\pi}{L}\right)^2-k_o^2\dfrac{\omega_p^2}{\omega^2}\ \dfrac{\omega}{v_T^2}(J_{4l}-\dfrac{k_oL}{l\pi}\sin\theta\ J_{2l})}\cdots\cdots(31)$$

$$Elx=\frac{\dfrac{l\pi}{\omega\varepsilon_oL}\left(\dfrac{Hy(o)-(-1)^lHy(L)}{L/2}\right)\left(k_o\ \sin\theta-\dfrac{\omega_p^2}{V_T^2}\ \dfrac{k_oL}{l\pi}\ \dfrac{J_{2l}}{C}\right)}{\left(1-\dfrac{\omega_p^2}{v_T^2}\ \dfrac{L}{l\pi}J_{1l}\right)\left(k_o^2-k_o^2\ \sin^2\theta-\left(\dfrac{l\pi}{L}\right)^2-k_o^2\ \dfrac{\omega_p^2}{\omega^2}\ \dfrac{\omega}{v_T^2}\right)J_{4l}-\dfrac{k_oL}{l\pi}\sin\theta J_{2l}\Big)\Big)}$$

$$\cdots\cdots(32)$$

$$Elz=\frac{i\omega\mu_o\left(\dfrac{Hy(o)-(-1)^l\ Hy(L)}{L/2}\right)\left(1-\sin^2\theta-\dfrac{\omega_p^2}{\omega^2}\ \dfrac{\omega}{v_T^2}J_{5l}\right)}{\left(1-\dfrac{\omega_p^2}{v_T^2}\ \dfrac{L}{l\pi}J_{1l}\right)\left(k_o^2-k_o^2\sin^2\theta-\left(\dfrac{l\pi}{L}\right)^2-k_o^2\ \dfrac{\omega_p^2}{\omega^2}\ \dfrac{\omega}{V_p^2}(J_{4l}-\dfrac{k_oL}{l\pi}\sin\theta\ J_{2l})\right)}$$

$$\cdots\cdots(33)$$

여기서 $Hy(0)$, $Hy(L)$은 $x=0$, $x=L$에서의 磁界이다. G_1, G_2를

$$G_1=\sum_{l=0}^{\infty}\frac{\dfrac{2}{(1+\delta_o^l)}\left(\dfrac{1}{k_oL}\right)^2[1-\sin^2\theta-\dfrac{\omega_p^2}{\omega^2}\ \dfrac{\omega}{v_T^2}\ J^3{}_l]}{\left(1-\dfrac{\omega_p^2}{v_T^2}\ \dfrac{L}{l\pi}J_{1l}\right)\left(1-\sin^2\theta-\left(\dfrac{l\pi}{k_oL}\right)^2-\dfrac{\omega_p^2}{\omega^2}\ \dfrac{\omega}{v_T^2}(J_{4l}-\dfrac{k_oL}{l\pi}\sin\theta\ J_{2l})\right)}\cdots\cdots(34)$$

$$G_2=\sum_{l=0}^{\infty}\frac{\dfrac{2}{1+\delta_o^l}\left(\dfrac{1}{k_oL}\right)^2[1-\sin^2\theta-\dfrac{\omega_p^2}{\omega_2}\ \dfrac{\omega}{v_T^2}J_5l](-1)^l}{\left(1-\dfrac{\omega_p^2}{v_T^2}\ \dfrac{L}{l\pi}J_{1l}\right][1-\sin^2\theta-\left(\dfrac{l\pi}{k_oL}\right)^2-\dfrac{\omega_p^2}{\omega^2}\ \dfrac{\omega}{v_T^2}(J_{4l}-\dfrac{k_oL}{l\pi}\sin\theta\ J_{2l})]}\quad(35)$$

로 定義하고 (δ_o^l은 Kronecaer delta), $J_{5l}=(J_{1l}-(J_{2l}/c\ \sin\theta)\ (\omega l/l\pi)$
라 하면 $x=0$, $x=L$에서 Ez는

$$Ex(0)=\sum_{l=0}^{\infty}E_{lz}=-i\omega\mu_o[Hy(0)\ G,L-Hy(L)\ G_2L]\cdots\cdots(36)$$

$$Ez(L)\sum_{l=0}^{\infty}(-1)^l\ Elz=-i\ \omega\mu_o\ [Hy(0)\ G_2L-Hy(L)\ G_1L]\cdots\cdots(37)$$

프라즈마 境界面에서 E와 H의 接線成分은 連續이므로 $x=0$點의 임피이던스는

$$Z=i\frac{k.L}{\cos\theta}G_1-\frac{G_2^2}{\varepsilon_1-i\ \cos\theta/k_oL}\cdots\cdots(38)$$

로 된다. 反射係數 R, 透過係數 T, 吸收係數 A는 各各.

$$R=\frac{1-Z}{1+Z}\cdots\cdots(39)\qquad T=\frac{(1+R)G_2\ exp(-ik_oL\cos\theta)}{G_1-i\ \cos\theta/k_oL}\cdots\cdots(40)$$

$$A=1-|R|^2-|T|^2\cdots\cdots(41)$$

로 된다. $v_T\to0$, $\nu\equiv o$에서 (24)(25)(26)(27)은 다음과 같은 近似式으로 쓸수 있다 [10]

$$J_{1l}\cong\frac{v_T^2}{\omega^2}\ \frac{l\pi}{L}[1+3\frac{v_T^2}{\pi^2}\left(\frac{l^2\pi^2}{L^2}+k_o^2\ \sin^2\theta\right)]\cdots\cdots(42)$$

$$J_{2l}\cong2k_o\sin\theta\frac{l\pi}{L}\ \frac{v_T^4}{\omega^3}\cdots\cdots(43)\qquad J_{3l}\cong2k_o\ \sin^2\theta\frac{v_T^4}{\omega^3}\cdots\cdots(44)$$

$$J_{4l}\cong\frac{v_T^2}{\pi}\left[1-\frac{v_T^2}{\omega^2}\left(\frac{l^2\pi^2}{L^2}+3k_o^2\sin\theta\right)\right] \cdots\cdots(45)$$

以上을 (34)(35)에 代入하여

$$G_1\cong\left(\frac{1}{k_oL}\right)^2\sum_{l=0}^{\infty}\frac{2}{1+\delta_o^l}\frac{\left\{1-\sin^2\theta/\left[1-\frac{\omega_b^2}{\omega_b}-3\frac{\omega_p^2}{\omega^2}\frac{v_T^2}{C^2}\left(\frac{l\pi}{k_oL}\right)^2\right]\right\}}{1-\frac{\omega_p^2}{\omega_b}-\sin^2\theta-\left(\frac{l\pi}{k_oL}\right)^2} \cdots\cdots(46)$$

$$G_2\cong\left(\frac{1}{k_oL}\right)^2\sum_{l=0}^{\infty}\frac{2(-1)^l}{1+\delta_o^l}\frac{1-\sin^2\theta/\ 1-\frac{\omega_p^2}{\omega^2}-3\frac{\omega_p^2}{\omega^2}\frac{v_T^2}{C^2}\left(\frac{l\pi}{k_oL}\right)^2}{1-\frac{\omega_p^2}{\omega^2}-\sin^2\theta-\left(\frac{l\pi}{k_oL}\right)^2} \cdots\cdots(47)$$

(46)(47)에서

$$l\pi=k_oL\left(\cos^2\theta-\frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right)^{\frac{1}{2}},\quad l=0,1,2,\ \cdots\cdots(48)$$

일때 分母가 0 된다.

(48)의 結果는 冷프라즈마에서도 일어날 수 있는 Fabry-Perot 共振을 意味하며, (46),(47)의 分母는 다음 條件에서도 0이 된다.

$$l\pi=\frac{k_oL}{\sqrt{3}(v_T/c)}\ \frac{(1-\omega_p^2/\omega^2)1/2}{\omega_p/\omega},$$
$$l=0,1,2\cdots\cdots(49)$$

(49)는 一連의 縱振動을 表示하며, $v_T\to0$ 됨에 따라 없어진다. 프라즈마스랩이 充分히 얇고 熱速度가 너무 낮지 않으면 位相速度 $(k_oL/l\pi)c$는 매우 적을 수 있다.

3. 結　　論

以上에서 프라즈마 스랩에 角 θ로 入射된 電磁波에 對해서 純全히 Maxwell 方程式과 Vlasov 方程式만으로써 入射波의 反射, 透過, 吸收係數를 求했다. 이 方法은 電磁波를 平面波의 스펙트럼으로 表示할 수 있다는 觀點에서 스랩內의 開口안테나에도 適用할 수 있다.

이 方法의 長點은 다른 方法에서 困難한 數値計算이 可能한 것이다. Kondratenko와 Miroshnichenko [10]는 Vlasov 方程式을 Fourier 級數形으로 變換하기 爲해서 積分因子를 利用했지만 여기서는 直接 Fourier 級數로 된 解를 얻었다.

參 考 文 獻

1. L. Tonkc, "Plasma electron resonance, plasma resonance and plasma shape." Phys. Rev., Vol. 38. pp 1219-1233, 1931.
2. D. Rommel, "Radio reflections from a column of ionized gas," Nature, vol. 167, pp 243, 1951.
3. A. Datter, "The plasma resonator." Ericcon Tech, vol. 2, pp 309-350, 1957.
4. J.V. Parker, T.C. Nickel, and R. W. Gould, "Resonance oscillations in a hot nonuniform plsma." Phys. Fluids. vol. 7, pp 1489-1500, 1954.
5. D.R. Vandenplas, "Electron waves and resonances in bounded plasma." New York Interscience, 1968.
6. D.E. Baldwin, "Kinetic model of Tonks-Dattner resonances in plasma column. "Phys, Fluids, vol. 12, pp 279-290, 1969.
7. D.W. Ignat, "Resonant behavior of a bounded plasma." ph. D Dissertation, Yale Univ, New Haven, Conn.
8. L. Landau, "On the vibrations of the electronic plasma," Izv. Akad. Nauk SSSR Ser Fig, vol 10, pp. 25-34. 1946.
9. C.T. Swift, "A theoretical Investigation of electromagentic waves obliquely incident upon a plasma slab," ph. D dissertation, College of William and Mary. Will: amsbury, va., 1969.
10. A.N Kondratenko and V.I. Miroshnichenko, "Kinetic theory of the propagation of electromagnetic waves through aplasma layer". Sor. Phys. Tech, Phys., vol. 11, pp 16-21, 1966).

(延世大 電子科 李相高 抄)