

放電에 의한 프라즈마 에서의 마이크로波 傳播特性

(The Properties of Microwave Propagation in Discharging Plasma)

楊 仁 應*
(Young, In Eung)

盧 芳 鉉***
(Kno, Bang Hyun)

金 鳳 烈**
(Kim, Bong Ryul)

要 約

外部磁界가 加해진 冷프라즈마에서의 마이크로波 傳播 特性을 測定하였다.

直流放電프라즈마는 두 電極板을 矩形導波管에 挿入한것과, 또한 유리放電管을 矩形導波管에 挿入한것에서 이루어졌다.

마이크로波 傳播方向, 放電管軸, 外部磁界는 각각 垂直이고, 磁束密度, 放電流氣, 氣體壓등이 增加할때 프라즈마를 傳播하는 마이크로波의 減衰 및 吸收는 增加함을 보았다.

ABSTRACT

In this paper microwave power propagated through the cold plasma was analyzed and measured with respect to the external magnetic flux density.

The d. c discharge plasma was in the rectangular waveguide in which two electrode was inserted, and also the glass discharge tube inserted in the rectangular waveguide. The direction of microwave propagation, the axis of the discharge tube and external magnetic flux were perpendicular to each other.

It showed that the attenuation and absorption of microwave power propagated in the plasma was increased as the magnetic flux density, the discharge current and the pressure of the gas were increased.

I. 序 論

프라즈마 상태라 함은 陽 陰으로 帶電된 粒子들이 같은 數로 勻집되어 있어 電氣적으로는 中性을 유지하면서 導電性을 갖는 狀態를 말하는 것으로 가장 一般的인 것은 이온화된 氣體이다. 中性인 原子나 分子로 構成되어 있는 氣體를 이

온화 시키는 方法으로 本實驗에서는 充分히 높은 電壓에서 電子들이 氣體原子나 分子와 충돌하여 이온화 시키게 하는 放電에 의한 方法을 사용할 目的으로 導波管을 放電管으로 製作한 것과 유리관으로 만든 放電管을 導波管測面에 直角으로 挿入하는 裝置等 두가지를 製作했다. 電子에 주어지는 에너지는 高壓 直流 電源장치에 의하여 供給한다. 그리고 異方性 프라즈마 에서 마이크로波 傳播特性을 研究하기 爲해서 外部에서 磁界를 加해 주었다. 그러면 氣體의 氣壓과 이온화된 程度에 따라 導體 半導體 強電解質 一

* ** 延世理工大 電氣工學科

Dept. of Elect. Engr. Yonsei Univ.

*** 東洋工專 電氣通信科

Dept. of Elet. Commu. Dong Yang Jr. College.

般氣體와 같은 性質을 나타내므로 이와 같은 性質을 가지는 프라즈마內를 通過하는 電磁波는 電離層에서 일어나는 現象과 같이 反射屈折 吸收 등의 여러가지 現象이 나타난다. 本論文에서는 프라즈마 상태에 마이크로波가 入射된 경우 屈折 吸收 反射 등의 問題를 연구하고자 프라즈마에 入射된 마이크로波 電力을 一定히 유지하여 外部 磁束을 變化시켜 이때 마이크로波의 투과량을 測定하였다. 本實驗에 使用한 마이크로波 發振管은 Klystron 2K25이다.

II. 프라즈마의 一般特性

(1) DEBYE 거리

프라즈마 상태를 정의함에 있어서 陽陰으로 帶電된 粒子의 雲集 密度가 너무 작아 서로의 영향이 무시되는 경우를 考慮하여 다음 條件을 하나 더 賦課한다.

프라즈마의 線形的인 범위나 프라즈마를 包含하는 容器의 크기는 다음式으로 表示되는 Debye 거리 λ_D 보다는 커야만 한다.

$$\lambda_D = \left[\frac{\epsilon k T}{8\pi N_e e^2} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (1)$$

여기서 K는 Boltzman 常數, T는 절대온도, N_e 는 電子密度, e는 電荷量, ϵ 는 誘電率이다.

이것은 프라즈마를 構成하는 電荷가 影響을 끼칠 수 있는 距離를 나타낸다. 프라즈마內에서 陽粒子에 依한 原點을 생각하여 차폐현상을 考慮할 것 같으면 陽粒子 周圍에는 Coulomb의 引力에 依하여 陰粒子들이 끌려온다. 그래서 주위에는 어떤 電位 V가 決定된다. 溫度下에서 熱平衡狀態라면 電位V인 곳에서의 電子密度 N_e 는 Boltzman의 方程式에 依해

$$N_e(V) = N_0 \exp(eV/kT) \text{이다.}$$

여기서 N_0 은 帶電된 粒子의 平均密度이다. 電位 V(r)은 Poisson의 方程式을 만족해야 하므로

$$\Delta V = -4\pi(N_i - N_e)e/\epsilon \\ = \frac{8\pi N_0 e^2}{\epsilon k T} V = \lambda_D^{-2} V \quad (2)$$

이 式을 球面座表系에서 展開하면

$$\frac{1}{r} \left[\frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{dV}{dr} \right) \right] = \lambda_D^{-2} V \text{가 된다.}$$

여기서 r 은 生覺한 原點으로 부터의 半徑이다.

$$r \rightarrow \infty \text{일때 } V \rightarrow 0 \text{이고}$$

$$r \rightarrow 0 \text{일때 } V \rightarrow \frac{q_i}{r} \text{-인 境界條件을 만족}$$

하는 解는

$$V = \frac{q_i}{r} e^{-r/\lambda_{De}} \text{이다.} \quad (3)$$

단 q_i 는 考察原點에 있는 陽粒子의 電荷이므로 q_i/r 項은 생각한 兩粒子 間的 Coulomb 電位이고 指數項은 周圍의 粒子로부터 發生하는 電位이다. 實際로 프라즈마內에서의 電荷는 異符號의 電荷에 依해 차폐된다. 그러므로 內部에서 일어나는 電荷의 波動은 外部에는 아무 영향을 끼치지 못한다. 이와 같이 차폐 可能한 距離가 λ_D 에 依해 決定된다. 운집된 電荷密度가 적어 λ_D 가 電荷운집 범위보다 클때는 프라즈마 狀態라 하지 않는다. 프라즈마의 가장 一般的인 경우는 이온화된 氣體로서 陽의 粒子는 이온인 原子나 分子이고 陰의 粒子는 電子에 該當한다. 中性인 原子나 分子로 構成되어 있는 氣體를 프라즈마 狀態로 만드는 여러가지 方法이 있으나 높은 에너지의 宇宙線에 依해 宇宙는 恒常 프라즈마 狀態로 되어 있으며 특히 地球의 大氣層에는 定期的으로 나타나는 放射能으로 因해 氣體들이 恒常 이온화되어 있다. 그러나 一般的으로 낮은 大氣圈에서는 氣體의 이온화되는 程度가 프라즈마 狀態로 되기에는 不充分하나 電離層에서는 充分하므로 電離層은 하나의 프라즈마 狀態라고 볼 수 있다.

即 電離層에서는

$$N_e = 10^2 \sim 10^6 \text{ cm}^{-3} \text{이고}$$

$$T = 1000^\circ \text{K 程度이므로}$$

$\lambda_D = 4.88 (\tau/N_e)^{\frac{1}{2}} = 4.8 \sim 0.16 \text{cm}$ 로 되어 전리층의 범위를 λ_D 와 비교할때 대단히 크므로 프라즈마 狀態라고 말할 수 있다.

(2) 프라즈마의 振動

氣體 프라즈마 狀態의 電子와 陽粒子가 같은 密度로 있어 電氣的 中性狀態에 있는 프라즈마에서 帶電된 粒子들이 平衡狀態라고 가정하면 한 개 以上の 電子를 平衡位置에서 變化시키면 發生된 陽粒子의 作用에 依해 다시 제자리로 갈때

Newton의 運動法則에 依해 電子는 振動하게 된다. 이때 電子의 振動數를 포라즈마 角周波數 ω_p 라하여 다음과 같이 定義된다.

$$\omega_p^2 = \frac{e^2 N_e}{\epsilon_0 m_e} \quad (4-a)$$

이온이 진동할 경우의 振幅角周波數 ω_i 는

$$\omega_i^2 = \frac{e_2^2 N_i}{\epsilon_0 m_i} \quad (4-b)$$

ω_p 와 ω_i 의 比를 求하면

$$\frac{\omega_p}{\omega_i} = \left[\frac{m_e}{m_i} \right]^{\frac{1}{2}} 이 된다.$$

$m_i \gg m_e$ 이니까 $\omega_i \ll \omega_p$ 가 되므로

氣體 프라즈마의 角周波數는 電子密度 N_m 에만 依해 決定된다.

프라즈마 상태는 電子密度 N_e 中性子密度 N_m 에 依해 크게 左右된다. 그리고 N_e/N_m 을 D 로 表示하고 이온化된 程度를 나타낸다.

地球 이온層에서는 $N_e = 1 \times 10^8 \sim 3 \times 10^8$ 이고 $N_m < 10^{10}$ 이므로 $D < 10^{-4}$ 가 된다.

(3) 均質 異方性 프라즈마에서 電磁波 傳播 特性

프라즈마內에서 磁化率 $\mu = 1$ 이므로 Maxwell 電波 方程式에 curl을 취하면 다음과 같은 波動 方程式을 求할 수 있다.

$$\begin{aligned} -\nabla \times \nabla \times E + \omega^2 (D - i \frac{J}{\omega}) &= \nabla^2 E \\ -\nabla (\nabla \cdot E) + \omega^2 (D - i \frac{J}{\omega}) &= 0 \end{aligned} \quad (5)$$

但 E 는 電界, J 는 電流密度, D 는 電束密度이다.

유전율 ϵ 과 도전을 σ 는 外部磁界 $H^{(0)}$ 에 따라 變하는 텐서量 이므로 D, J, E 사이에 다음과 같은 선형 方程式이 成立한다.

$$D_i = \epsilon_{ik} E_k \quad J_i = \sigma_{ik} E_k \quad (6-a)$$

단 $ik = 1, 2, 3$ 이다.

주파수 ω 의 함수인 ϵ 과 σ 의 복합유전율

$$\epsilon' = \epsilon - i \frac{\sigma}{\omega} 이니까$$

이식의 텐서量은

$$\epsilon'_{ik} = \epsilon_{ik} - i \frac{\sigma_{ik}}{\omega} 이다 \quad (6-6)$$

여기서 ϵ' 는 一次元 문제로 취급한다. 空間分散을 무시할때 平行平板型 異方性 프라즈마에

直角 入射한 경우의 平面波는 式(5) (6)로부터 다음과 같이 表示된다.

$$\frac{d^2 E_x}{dz^2} + \omega^2 (D_x - i \frac{1}{\omega} J_x) = 0$$

$$\frac{d^2 E_y}{dz^2} + \omega^2 (D_y - i \frac{1}{\omega} J_y) = 0$$

$$D_z - i \frac{1}{\omega} J_z = 0$$

$$D_i - i \frac{1}{\omega} J_i = \epsilon'_{ik}(\omega z) E_k \quad (7)$$

外部磁界 $H^{(0)}$ 에 依한 電子와 이온의 運動角 速度를 各各 ω_e, ω_i 라 하면

$$\omega_e = |e| H^0 / m_e \quad (8)$$

$$\omega_i = |e| H^0 / m_i$$

m_e 와 m_i 는 各各 電子와 이온의 質量이다.

$\omega > \omega_i$ 인 경우 磁界에 對한 이온의 影響을 無視할 수 있으므로 電子의 運動方程式은 다음과 같이 표시된다.

$$m_e \ddot{\gamma} + m_e \nu \dot{\gamma} = e E e^{i\omega t} + e \dot{\gamma} \times H^{(0)} \quad (9)$$

여기서 γ 는 운동電子의 변경 벡터이고 ν 는 電子의 충돌주파수이다.

가장 簡單한 경우로 $H^{(0)}$ 의 影響을 Z 軸으로 잡고 電流 密度 $J_{ix} + iJ_{iy}$ 의 關係式을 利用하면 (6) (7)로부터 다음 關係가 成立한다.

$$\begin{aligned} D_x - iJ_x/\omega \pm i(D_y - iJ_y/\omega) &= (1 - \omega_p^2/\omega^2 \mp \omega \omega_e \\ &- i\omega D) (E_x \mp E_y) \end{aligned} \quad (10)$$

$$D_z - iJ_z/\omega = (1 - \omega_p^2/\omega^2 - i\nu) E_z$$

여기서 ω_p 는 프라즈마 角周波數다. 定義에 의 하여

$$\begin{aligned} J_{ix} &= i\omega P_{ix} + J_i + (i\omega(\epsilon_{ik} - \sigma_{ik}) + \sigma_{ik}) E_k \\ &= i\omega(\epsilon'_{ik} - \delta_{ik}) E_k \end{aligned} \quad (11-a)$$

여기서 P_i 는 分極度이다

$$\text{따라서 } D_i - iJ_i/\omega = (\epsilon_{ik} - i\sigma_{ik}/\omega) E_k \quad (11-b)$$

여기서 δ_{ik} 는 델타函數이고 $i=k$ 면 $\delta_{ik} = 1$ 이 $k \neq i$ 면 $\delta_{ik} = 0$ 가 된다.

式(10) (11)로부터 텐서 ϵ'_{ik} 를 求하면

Z 軸 方向으로 進行하는 電磁波가 프라즈마에 直角으로 入射하고 $H^{(0)}$ 의 方向이 x 軸에 直角이고 Z 軸과 α 方向을 이룰 경우

$$\epsilon'_{xx} = 1 - \frac{\nu(1-is)}{(1-is)^2 - u}$$

$$\epsilon'_{yy} = 1 - \frac{\nu(1-is)^2 - u \sin^2 \alpha}{(1-is)((1-is)^2 - u)}$$

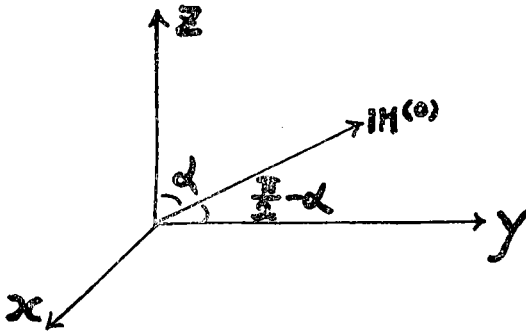


그림1 텐서 ϵ'_{ik} 가 式(12)의 形態를 가질때 좌 표계

Fig. 1. Coordinate axis of tensor ϵ'_{ik}

$$\begin{aligned} \epsilon'_{xx} &= 1 - \frac{v(1-is)^2 - u \cos^2 \alpha}{(1-is)[(1-is)^2 - u]} \\ \epsilon'_{yy} &= \epsilon'_{zz} = \frac{i\sqrt{u - (vsin\alpha)}}{(1-is)^2 - u} \\ \epsilon'_{xy} &= -\epsilon'_{yx} = -\frac{i\sqrt{u(v - \cos\alpha)}}{(1-is)^2 - u} \\ \epsilon'_{yz} &= \epsilon'_{zy} = \frac{uv \cos \alpha \sin \alpha}{(1-is)[(1-is)^2 - u]} \end{aligned} \quad (12)$$

여기서 $u = \frac{\omega_e^2}{\omega^2}$ $v = \frac{\omega_p^2}{\omega^2}$ $s = \frac{\nu}{\omega}$ 이다

電磁界 方程式은 式(7)에서와 같이

$$\begin{aligned} D_x - i \frac{J_x}{\omega} &= \epsilon'_{xx} E_x = 0 \text{ 이므로} \\ E_x &= -(\epsilon'_{xx} E_x + \epsilon'_{xy} E_y) / \epsilon'_{xx} \\ &= -\frac{i\sqrt{u(1-is)} vsin\alpha}{(1-is)u - (1-is)^2(1-is-v) - uv \cos^2 \alpha} E_y \\ &\quad + \frac{uv \cos \alpha \sin \alpha}{(1-is)u - (1-is)^2(1-is-v) - uv \cos^2 \alpha} E_y \end{aligned} \quad (13)$$

또 $D_y - i \frac{J_y}{\omega} = \epsilon'_{yy} E_y = -iCE_y + BE_y$

$D_z - i \frac{J_z}{\omega} = \epsilon'_{zz} E_z = AE_z + iCE_z$ 이다 (14)

여기서

$$\begin{aligned} A &= \frac{(1-is)u - (1-is)(1-is-v)^2 - uv \cos^2 \alpha}{(1-is)u - (1-is)^2(1-is-v) - uv \cos^2 \alpha} \\ B &= \frac{u(1-is-v) - (1-is)(1-is-v)^2}{(1-is)u - (1-is)^2(1-is-v) - uv \cos^2 \alpha} \\ C &= \frac{\sqrt{u(1-is-v)} v \cos \alpha}{(1-is)u - (1-is)^2(1-is-v) - uv \cos^2 \alpha} \end{aligned}$$

만약 $\alpha=0$ 이면

$$A=B = \frac{(1-is)^2 - u - v(1-is)}{(1-is)^2 - u}$$

$$= 1 - \frac{v(1-is)}{(1-is)^2 - u}$$

$$C = -\sqrt{uv / (1-is)^2 - u}$$

$\alpha = \frac{\pi}{2}$ 이면

$$A = \frac{u - (1-is-v)^2}{u - (1-is)(1-is-v)}$$

$$= 1 - \frac{v(1-is-v)}{(1-is)^2 - u - (1-is)v}$$

$$B = 1 - \frac{v}{1-is}, \quad C = 0$$

吸收가 없다면 즉 $S=0, J=0$ 이면

$$A = \frac{u - (1-v)^2 - uv \cos^2 \alpha}{u - (1-v) - uv \cos^2 \alpha}$$

$$B = \frac{u(1-v) - (1-v)^2}{u - (1-v) - uv \cos^2 \alpha}$$

$$C = \frac{\sqrt{u(1-v)} v \cos \alpha}{u - (1-v) - uv \cos^2 \alpha} \text{ 이고}$$

$$E_x = -\frac{ivu(vsina)}{u - (1-v) - uv \cos^2 \alpha} E_z$$

$$+ \frac{uv \cos \alpha \sin \alpha}{u - (1-v) - uv \cos^2 \alpha} E_y \quad (15)$$

吸收가 없는 경우 屈折率은 아래와 같은 方法으로 求해진다. 即 電磁波 電界

$$E = E_0 e^{i(\omega t - k \cdot r)} \text{에서}$$

$$k \times (k \times E) + \omega^2 (D - i4\pi J / \omega) = 0$$

(16)

이고 均一한 平面波라면 $k = \omega(n - i\phi)$ 이다

n 는 굴절율 ϕ 는 흡수율이다.

그러므로 空間分散을 無視하면 텐서量 ϵ'_{ik} 는 k 의 函數가 아니고 Ω 의 函數가 된다.

k 의 方向이 Z 軸과 一致한다면

$D_x - iJ_x/\omega = 0$ 인 條件을 利用하면 式(13)와 같이 E_x 는 E_y 와 E_z 의 項으로 表示되고 $D_{xy} - i4\pi J_{xy}/\omega$ 는 앞式들과 같이 주어진다. 그러므로 式(16)의 관계로부터

$$[A - (n - i\phi)^2] E_x + iCE_y = 0$$

$$-iCE_x + [B - (n - i\phi)^2] E_y = 0 \text{ 의 關係}$$

가 成立된다.

$$\begin{vmatrix} A - (n - i\phi)^2 & iC \\ -iC & B - (n - i\phi)^2 \end{vmatrix} = 0$$

그러므로

$$(n-i\phi)_{1,2}^2 = n_{1,2}^2 - \phi_{1,2}^2 - 2in_{1,2}\phi_{1,2}$$

$$= 1 - \frac{2U(1-is-v)}{2(1-is)(1-is-v) - u\sin^2\alpha}$$

$$\pm \sqrt{u^2\sin^2\alpha + 4u(1-is-v)\cos^2\alpha}$$

(17)

吸收를 無視하면

$$n_{1,2}^2 = 1 - \frac{2v(1-u)}{2(1-v) - u\sin^2\alpha}$$

$$\pm \sqrt{u^2\sin^2\alpha + 4u(1-v)\cos^2\alpha}$$

$$= 1 - \frac{2\omega_p^2(\omega^2 - \omega_p^2)}{2(\omega^2 - \omega_p^2)\omega^2 - \omega_c^2\omega^2\sin^2\alpha}$$

$$\pm \sqrt{\omega_c^4\sin^2\alpha - 4\omega_c^2\omega^2(\omega^2 - \omega_p^2)\cos^2\alpha}$$

(18)

$\phi=0$ 이니까 $n_{1,2}^2 > 0$ 이다

만약 $n_{1,2}^2 < 0$ 이면 $n_{1,2}^2 = -\phi_{1,2}^2$ 임을 나타낸다. 即 吸收가 없을때 $(n-i\phi)^2 = n^2$ 는 실수이다. $\alpha = \frac{\pi}{2}$

인 橫波에서는

$$\frac{d^2 E_x}{dz^2} + \omega^2 \left\{ 1 - \frac{v(1-is-u)}{(1-is) - u - (1-is)v} \right\} E_x = 0$$

$$\frac{d^2 E_y}{dz^2} + \omega^2 \left\{ 1 - \frac{v}{1-is} \right\} E_y = 0$$

(19)

定規的인 波를 생각하면

$E = E_0 e^{-i\omega(n-i\phi)_{1,2}z}$ 가 x축은 y축중 하나의 要素만 갖는다.

$E_x = 0$ 이고 $E_y \neq 0$ 일때 定狀波

$E_y = 0$ 이고 $E_x \neq 0$ 일때 異狀波라 한다

定狀波의 경우 屈折率

$$(n-i\phi)_s^2 = 1 - \frac{v}{1-is} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega - i\nu)}$$

(20)

로써 外部 磁界의 영향을 받지 않고 또 傳播速度도 外部 磁界와 獨立이다.

異狀波의 경우 屈折率은

$$(n-i\phi)_s^2 = 1 - \frac{v(1-is-v)}{(1-is)^2 - u - (1-is)v}$$

$$= 1 - \frac{\omega_p^2(1-i\nu/\omega - \omega_p^2/\omega^2)}{(\omega - i\nu)^2 - \omega_c^2 - (1-i\nu/\omega)\omega_p^2}$$

(21)

로써 外部 磁界 $H^{(0)}$ 의 영향을 받는다. 이것은 電界方向으로 움직이는 電子와 磁界方向이 直角이기 때문이다.

II. 프라즈마 發生裝置의 設計 및 實驗方法

(1) 프리즈마 發生裝置의 設計

本實驗에 使用한 프라즈마 發生裝置는 導波管 內에 放電極板을 달아 놓은 것과 導波管 側面에 구멍을 뚫고 電磁波 進行方向과 垂直되게 유리 放電管을 삽입하는 두가지 方法으로 프라즈마를 發生 시키기로 했다.

導波管 內에 放電 電極板을 設置하는 境遇 兩極 사이가 가까우므로 넣은 氣體의 壓力을 높임으로써 陰極部分의 영향을 除去하고 空間 電荷 分布가 零이 되는 陽光柱部分을 使用할 수 있도록 하였다.

導波管 側面에 放電管을 插入하는 경우는 外徑이 12.5mm이고 長이가 110mm인 유리管으로 放電管을 製作하였다. 管內氣壓을 12mmHg, 25mmHg, 45mmHg로 해리음 氣體를 넣었다.

放電에 必要한 電源으로 直流 10KV 電源裝置를 使用했고, 放電管과 直流電源 사이에 직렬로 큰 安定抵抗을 달아 放電의 安全을 期하였다.

프라즈마 發生裝置를 제작한 뒤 임피이던스를 測定한 結果 導波管 벽에 極板을 장치한 경우

$$Z = Z_0 (16.3 + j1) \text{ 이 되었다.}$$

(2) 實驗裝置와 方法

마이크로波의 進行方向에 直角으로 놓인 프라즈마의 軸에 垂直으로 外部磁界 $H^{(0)}$ 가 加해진 경우 마이크로波의 電界 E가 $H^{(0)}$ 와 平行인때 即 定常波, 反面 垂直일 경우 即 異常波라 한다. 屈折率 n은 異常波의 경우에만 外部磁界의 영향을 받는다는 것은 式(20) (21)에 의해 알수있다. 本實驗에서는 放電에 依한 프라즈마 이므로 電界 E가 恒常 H_0 와 垂直으로 加해지고 있으므로 定常波 異常波의 두 경우 다같이 電子의 移動이 外部磁界의 영향을 받을 것이다.

$v \ll 1$ 일때 即 $\omega^2 \gg \nu^2$ 이고

$s \ll 1$ 일때 即 $\omega \gg \nu$ 일때

式(17)을 써서 近似的으로 吸收率과 屈折率을 求할 수 있다. 그 結果에 따라

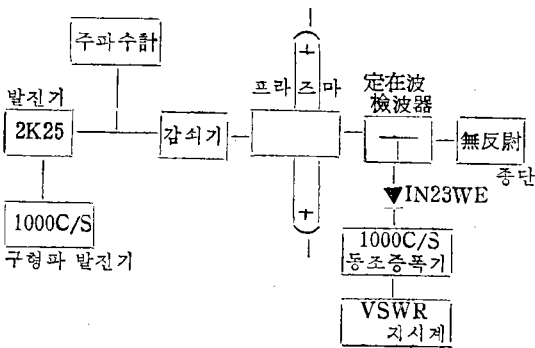
$$\omega^2 = \omega_p^2 + \omega_c^2$$

에서 共振이 일어나 이 近處에서 吸收와 反射의 尖頭值가 일어 날 것이고 透過量은 最少로 될 것이다.

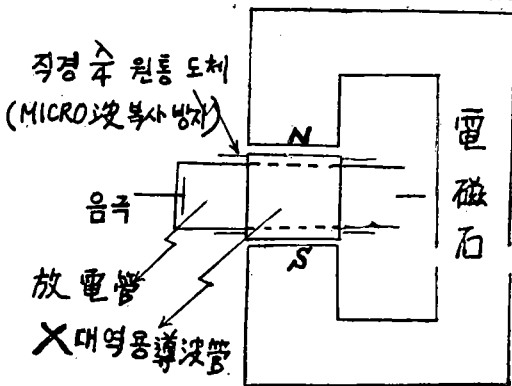
放電管 電流 I_a 가 커져서 $n = \frac{\omega_p}{\omega} \geq 1$ 이 되면 近似的으로나나 吸收率과 屈折率을 求할수 없으며 $H^{(0)}$ 에 따라 프라즈마가 振動하므로 吸收 및 反射의 現象은 복잡하여 充分한 解析이 될수 없다.

本實驗에서는 氦氣를 使用하였고 마이크로波 傳播方向과 外部磁界가 各各 垂直인 경우에 對하여 磁界의 變化量에 對한 마이크로波 透過量을 測定하였다.

本實驗에 使用한 裝置의 부력線圖를 그림2에 圖示했다. 導波管은 X帶域用 矩形導波管이고 TE_{10} 모드로 여기 되었다.



a) 마이크로波的 프라즈마內 透過電力測定부력線圖



b) 電磁石, 導波管, 放電管配置圖

그림2 測定裝置부력線圖

Fig. 2. Block diagram of measuring apparatus

實驗中 使用周波數는 9300Mc를 使用하였고 프라즈마에 入射된 電力은 恒常 一定하도록 維持하였다.

使用된 電磁石은 0~1000Gauss 程度 發生시킬 수 있는 것으로써 外型은 □모양을 하고있는 것을 使用했다. 이 電磁石의 空隙에 磁束과 垂直되게 導波管을 插入하였다. 따라서 磁束 導波管軸 그리고 프라즈마軸 方向이 相互 直角의 位置가 되었다.

透過電力의 測定은 X帶域用 定在波 檢波器와 1000C/S에 同調된 增幅器를 使用하였다. 프라즈마 發生裝置로서는 앞에 設計한 두가지 裝置를 使用했다.

2K25를 發振器로 使用해서 1000C/S 矩形波로 振幅同調 시켜서 프라즈마가 없는 狀態에서 定在波 檢波器 指示計의 指示가 最大되도록 回路를 調整한다. 導波管內에 프라즈마 狀態를 만든후 指示計의 눈금을 읽는다.

電磁石에 直流電源 電壓을 調整하여 電磁石의 入力電流를 0에서 4500mA까지 變化시켜 磁束을 0~1000 가우스 까지 變化시킨다 이때의 指示計의 눈금을 記錄한다.

使用된 檢波器의 광석은 IN23WE로써 檢波特性은 實驗前에 檢討 校正하였다.

II. 實驗 結果

(1) 導波管 內部에 放電極板을 插入한 경우

放電管의 氣體壓 $P=35\text{mmHg}$ 로 一定하게 유지할 때 마이크로波 周波數 9300Mc에서 放電電壓 V_a 를 파라미터로 하여 磁束密度에 對한 透過電力을 測定한 結果 表1과 같다.

透過量은 프라즈마가 없을 경우를 100으로 基準 잡은 것이다.

放電實驗을 하는 동안 電子총들에 의한 양극 발열로 진공상태를 유지하기 어려운 結점이 있었다.

방전전압 I_f (mA) 전자석전류	투 과 량			
	1.8KV	2.2KV	3.0KV	4.0KV
0	98.5	98.0	98.0	96.0
0.2×10^3	98.0	98.0	97.7	94.0
0.4×10^3	98.0	98.0	97.0	92.0
0.6×10^3	97.5	98.0	96.4	90.5
0.8×10^3	97.5	98.0	96.0	90.0
1.0×10^3	97.4	98.0	96.0	90.0

1.2×10^3	96.5	96.0	96.0	90.0
1.4×10^3	96.5	96.0	96.0	90.0
1.6×10^3	96.0	96.0	96.0	89.5
1.8×10^3	96.0	96.0	96.0	89.5
2.0×10^3	96.0	96.0	96.0	89.5
2.2×10^3	96.0	96.0	96.0	88.5
2.4×10^3	96.0	96.0	96.0	88.0
2.6×10^3	96.0	96.0	96.0	87.7

表1. 導波管 内部壁에 極板을 裝置했을때 測定結果
氣體壓力 P=35mmHg

Table1. Results of measurec value in the
ractanglr plasma waveguide

(2) 放電管을 導波管 側面에 挿入하였을
境遇

放電管의 氣體壓을 12mmHg, 35mmHg, 40
mmHg로 區分하여 마이크로波 發振周波數 9300

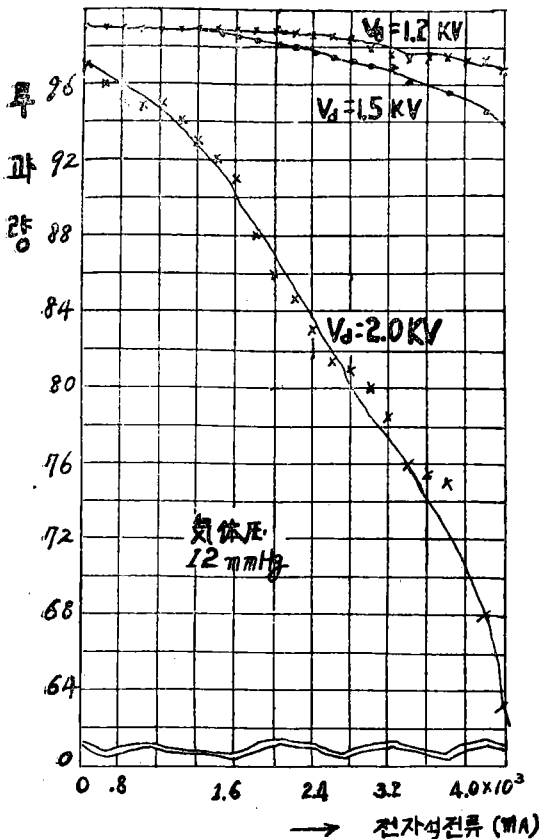


그림3 도파관 측면에 방전관을 삽입했을때
사용기체 He p=12mmHg
Fig.3. When glass discharge tube insertec
in the ractanglr waveguide; Hegas,
p=12mmHg.

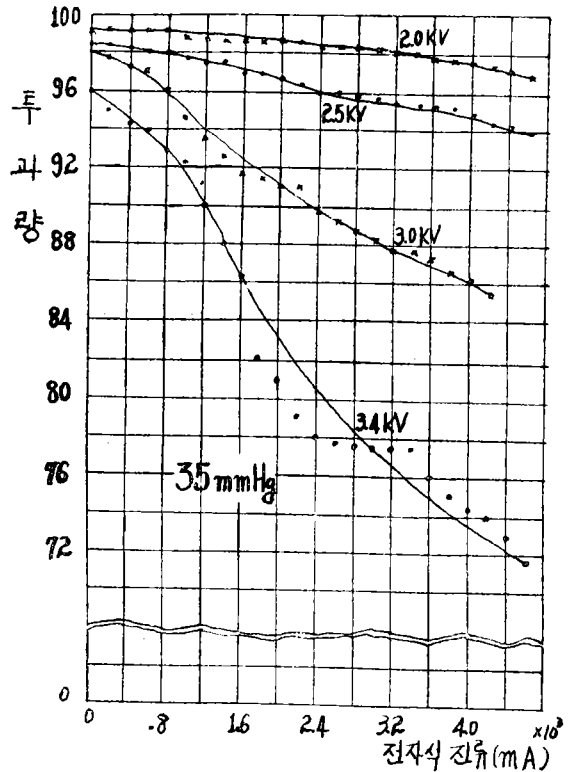


그림4 전자석전류(mA), 사용기체 He,
氣體壓 P=35mmHg
Fig.4. He gas, P=mmHg

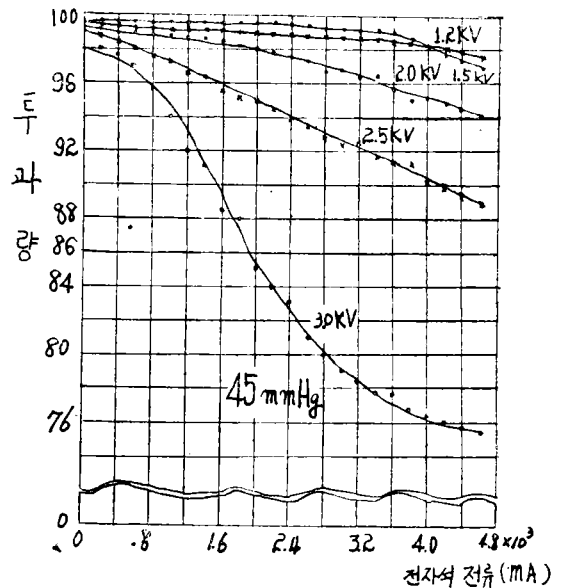


그림5 사용기체 He, 기체압 p=45mmHg,
放電電壓 Vd Parameter, 발진주파수 9300MC
Fig.5. He gas, p=45mmHg, f=9300MC

Mc에서 放電電壓 V_d 를 파라미터로 磁束密度에 對한 透過電力의 測定을 行했다. 이 結果 各各에 對한 實驗結果를 그림 3, 4, 5에 圖示하였다.

각 측정값은 세번 이상 測定한 것을 平均한 것이다. 測定값은 부록을 참조

(3) 放電電壓을 一定히 유지한 경우

放電電壓을 20KV로 一定하게 유지하고 氣體壓이 各各 12mmHg, 45mmHg의 두 경우에 對하여 磁束密度에 對한 透過電力을 測定한 結果 그림 6에 圖示하였다.

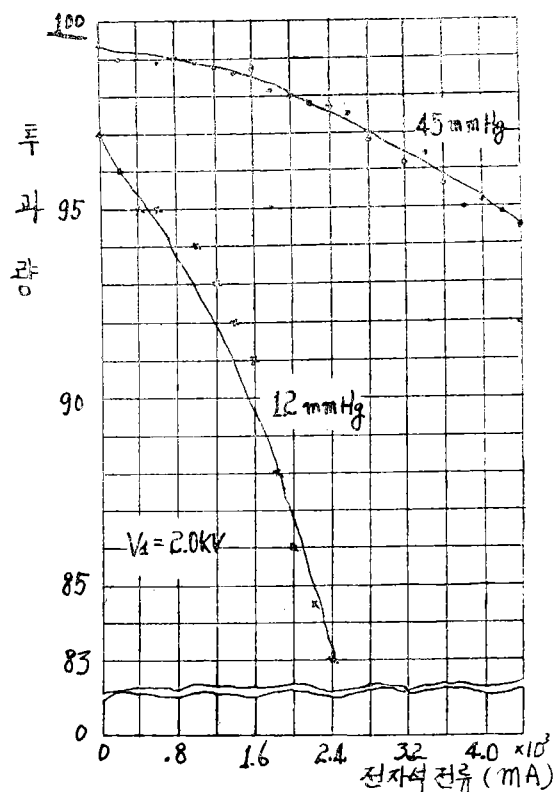


그림 6 氣體壓에 對한 透過電力의 比較 사용기 체He, 기체압 P Parameter, 放電電壓 $V_d=2.0KV$, 발진주파수 9300Mc

Fig.6. Comparison of transmitting power

V. 考 察

그림 3, 4, 5를 관찰하면 放電管의 氣體壓 P가 一定할 때 放電電壓 V_d 와 磁束密度 B에 比例的으로 屈折과 吸收가 큰 것을 알수있다. 이는 電子의 活潑한 運動에 依해서 增加한 ω_p 와 ω_e 가

入射波의 一定한 周波數 ω 와 共振點에 가까워 지기때문이다.

또 같은 放電의 條件에서는 氣體壓 P가 격을 때 大體로 离子化가 잘 된다. 그러므로 그림 6에서 알수있는바와 같이 放電電壓이 一定할 때 氣體壓 P가 큰 경우가 적은 경우보다 많은 透過量을 나타낸다.

以上的 結果는 离子의 影響과 放電溫度에 依한 電子의 熱運動을 無視한 경우에 나타나는 屈折率을 表示하는 式(21)을 관찰함으로써 定量的인 解析을 할 수 있다. 그러나 電子의 濃度를 測定하지 않았으므로 正確한 定量的 解析은 기대할 수 없다.

그리고 充分한 磁束을 加하여 $\frac{\omega_e}{\omega}=1$ 이될 때 共振이 일어나 反射와 吸收의 最大값이 나타나고 電磁波의 透過를 차단시킬 수 있음을 豫想할 수 있다.

VI. 結 論

프라즈마 軸 方向, 外部磁界의 方向, 마이크로波의 傳播方向이 各各 直角일 때 放電電壓과 磁束密度의 變化에 對하여 마이크로波 電力의 透過量을 測定한 結果 大部分의 影響은 磁束密度에 依하여 나타나며 磁束密度가 커서 ω_c 가 增加할 때 共振點에 가까워지기 때문에 透過電力은 減少하였다.

프라즈마 發生裝置의 製作에 곤란이 많아 均一한 測定은 어려웠으나 透過量을 測定하여 反射와 吸收 現象은 定性的으로 考察할 수 있었다.

宇宙通信問題에 있어서 重要 役割을 했던 프라즈마에 依한 마이크로波 反射吸收 現象에 따르는 곤란점은 加速度的으로 발전하는 現代科學에 依해 멀지 않은 장래에 解決될 수 있을 것으로 確信한다. 또한 現在 프라즈마 狀態에 關한 研究가 급격히 발전되어 氣體管 放射檢出器(Radiation Detector)等에 利用되고 있으며 앞으로의 發展分野는 프라즈마 熱에너지 變換機(Plasma thermionic energy converter), Fusion Reactor 等の 可能性과 航空機의 推進力 等 여러 分野에

應用可能性이 있다. 特히 通信分野에서 重要한 것은 프라즈마波와 電子束(Electron Beam)과의 相互作用으로 波의 增幅이 可能하다는 事實이며 이事實은 增幅器 製作 및 그方面에 응용 可能性을 암시하는 것이라서 甚 重要하다고 할수있다.

參考 文獻

1. Ginzton. G.L: "Microwave Measurement"
McGraw-Hill Book Company,
New York 1957
2. Stratton. J.A: "Electromagnetic Theory"
McGraw-Hill Book Company

3. Cobine: "Gaseous Conductors"
McGraw-Hill Book company
New York 1964
4. Cambel.A.B: "Plasma Physics and Magnetofluid-mechanics"
McGraw Hill Book Company
New York 1963
5. Nergarrd L.S: "Microwave Solid State Engineering"
McGraw-Hill Book Company
New York 1964