

프라스마內的 마이크로波 特性

(The Characteristics of Microwaves in the Plasma Medium)

楊 仁 應* 姜 亨 穆**
(In Eung Young) (Hyung Mok Kang)

ABSTRACT

This paper shows the characteristics of microwaves in a plasma medium bounded by a waveguide. A standing wave detector which has VSWR less than 1.05 is designed and constructed.

The electromagnetic waves which propagate through the plasma is reflected partly by the interaction between the external magnetic fields and plasma. The plasma is consisted of the electrons and positive ions ionized by high temperature of tungsten filament inserted in the waveguide. The transmitted power through the plasma was reduced by the amount of 1.5 db from the reference.

I. 序 論

프라스마(plasma)는 電荷가 雲集되어 있는 狀態인데 電磁波가 이것을 通過時 特異한 現象이 일어난다. 여기서 可變磁場內에 놓여있는 plasma 에 마이크로波를 通過시키므로 發生되는 電磁波의 現象을 取扱하였다.

여기에 使用한 마이크로波源은 클라이스트론(klystron) 2 K 25 으로 發振시킨 周波數 8500 Mc/sec 범위에서 實驗하였다. 프라스마는 實驗室에서 製作한 裝置로서 發生시킨 것으로 導波管內의 一定體積을 管內氣壓이 10⁻² mmHg 되게끔 不活性氣體인 헤리움개스로 채우고 管內에 탕크 스텐틸을 挿入시켜 外部에 供給한 電源에 依해 發生된 熱로 內部 gas 를 이온化 상태로 만들었고 이것을 프라스마로 使用하였다. 이 프라스마 狀態에 마이크로波를 加하면 一部는 이들 이온에 依해 反射한다. 萬一 外部에 加해준 可變磁場(0~1000 gauss)을 變化시키면 이온들의 運動이 甚해져 마이크로波의 反射하는 程度가 變한다.

다.

完全한 프라스마狀態를 얻기 爲해서는 活性氣體를 高溫으로 加熱하여야 하지만 이 實驗에서는 마이크로波의 出力이 微少하므로 프라스마의 發生初期로부터 準狀態의 프라스마까지를 測定에 使用하였다. 또한 프라스마內를 透過한 마이크로波를 檢出하기 爲하여 定在波檢出器를 設計 및 製作하였다.

프라스마內的 電磁波 現象을 研究하므로써 프라스마 스위치 製作의 可能性 및 그 應用에 利用할 것이다.

II. 本 論

1. 프라스마內的 電磁界

프라스마로 充滿된 導波管內의 電磁界에 關한 많은 報告가 있으나 그것은 프라스마 遲波回路로서의 性質을 考慮하여 準靜的인 條件下에서 解析한 것이다.

프라스마에도 Ferrite 와 같은 마이크로波關係의 應用이 開拓되어 있으나 純粹한 E波 및 H波는 存在하지 않고 兩者의 結合한 混合姿態(Hybrid mode)로

$$Ez p = \{A J_n(s_1 r) + B J_n(s_2 r)\} e^{-in\theta} \dots \dots \dots (1a)$$

$$Hz p = \{Y_1 A J_n(s_1 r) + Y_2 B J_n(s_2 r)\} e^{-in\theta} \dots \dots \dots (1b)$$

여기서 $s_1^2 = \frac{1}{2} \left\{ (f+c) + \sqrt{(f-c)^2 + 4gd} \right\}$

$$s_2^2 = \frac{1}{2} \left\{ (f+c) - \sqrt{(f-c)^2 + 4gd} \right\}$$

$$f = k_1^2 - \omega^2 \epsilon_0 \mu_0 \frac{\epsilon_2^2}{\epsilon_1}, \quad g = \omega \beta \epsilon_0 \epsilon_2 \frac{\epsilon_3}{\epsilon_1}$$

$$c = \frac{\epsilon_3}{\epsilon_1} k_1^2, \quad d = \omega \mu_0 \beta \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1}$$

$$k_1^2 = \omega^2 \epsilon_0 \mu_0 \epsilon_1 - \beta^2, \quad \epsilon_1 = 1 - \frac{\omega p^2}{\omega^2 - \omega_c^2}$$

$$\epsilon_3 = 1 - \frac{\omega p^2}{\omega^2}$$

$$\omega p = (n_c \epsilon_0 / \epsilon_1 m)^{\frac{1}{2}}$$

A 와 B 는 任意常數이고 그 係數를 0 으로 취하면

$$Y_1 = \frac{jg}{s_1^2 - f}, \quad Y_2 = \frac{jg}{s_2^2 - f} \text{로 된다.}$$

* ** 延世 理工大 電氣工學科
Dept. of Elect. Eng., Yonsei University

프라즈마의 一部로 채워진 導波管內의 電磁界를 一般式으로 表示하면 다음과 같다¹⁾

$$Ez\rho = \{A J_n(s_1 r) + B J_n(s_2 r)\} e^{-in\theta} \quad (1a)$$

$$Hz\rho = \{Y_1 A J_n(s_1 r) + Y_2 B J_n(s_2 r)\} e^{-in\theta} \quad (1b)$$

여기서 이온의 運動과 電子의 衝突은 無視하고 프라즈마 周波數 $\omega_p = (n_0 e^2 / \epsilon_0 m)^{1/2}$ 사이클로트론(cyclotron) 周波數 $\omega_c = e B_0 / m$ 일때를 말한다.

式 (1a)와 (1b)를 다시 쓰면

$$Ez\rho = E_{z1} + E_{z2} \quad (2a)$$

$$Hz\rho = Y E_{z1} + Y_2 E_{z2} \quad (2b)$$

로 表示할 수 있고

$$E_{z1} = A J_n(s_1 r) \quad (3a)$$

$$E_{z2} = B J_n(s_2 r) \quad (3b)$$

이 된다.

Y_1 및 Y_2 는 admittance의 次元을 가지며 $Z_1 = \frac{1}{Y_1}$,

$Z_2 = \frac{1}{Y_2}$ 라고 놓으면 Z_1, Z_2 는 各各 임피던스가 된다. 그리고 $Z_1 \cdot Z_2$ 는

$$Z_1 \cdot Z_2 = \frac{d}{g} = \frac{\mu_0 / \epsilon_0}{1 - \omega_p^2 / \omega^2} = \frac{Z_0^2}{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}} \quad (4)$$

로 表示할 수 있는데 여기서 Z_0 는 自由空間의 固有 임피던스를 表示하고 $\omega_p = 0$ 일때에 Z_0^2 은 分離된 境遇의 E波 및 H波의 特性 임피던스의 相乘積과 같으므로 이 式은 프라즈마 導波管內의 特性 임피던스로 생각할 수 있다.

導波管의 一部가 프라즈마로 채워져 있을 때 遮斷 周波數는 아래의 두 式으로 求할수 있다.

$$J_n(Bx)A_3 + \left\{ \frac{nQ}{B} J_n(Bx) - \frac{1}{x} J_n'(Bx) \right\} A_4 = 0 \quad (5a)$$

$$J_n(B\sqrt{\epsilon_3})A_1 - \sqrt{\epsilon_3} J_n'(B\sqrt{\epsilon_3})A_2 = 0 \quad (5b)$$

여기서

$$A_1 = \begin{vmatrix} J_n(A) & Y_n(A) \\ J_n'(B) & Y_n'(B) \end{vmatrix} \quad A_2 = \begin{vmatrix} J_n(A) & Y_n(A) \\ J_n(B) & Y_n(B) \end{vmatrix}$$

$$A_3 = \begin{vmatrix} J_n'(A) & Y_n(A) \\ J_n'(B) & Y_n'(B) \end{vmatrix} \quad A_4 = \begin{vmatrix} J_n'(A) & Y_n'(A) \\ J_n(B) & Y_n(B) \end{vmatrix}$$

$$A = 2\pi a / \lambda, \quad B = 2\pi b / \lambda, \quad 2^2 / \lambda_0 = \omega \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}$$

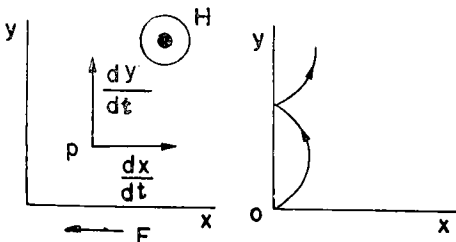


그림 1. 電磁界內의 荷電粒子的 運動

$$x = \sqrt{\frac{\epsilon_1^2 + \epsilon_2^2}{\epsilon_1}} \quad Q = \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1 - \epsilon_2^2}$$

로 各各 表示된다.

均一한 電界 및 磁界가 作用할때 그림 1과 같이 原點 0에 놓여진 荷電粒子的 軌道를 生覺하면 時刻 t 의 電子의 位置가 $p(x, y)$ 라 하면 다음의 運動方程式이 成立한다²⁾.

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = eE - \mu_0 H e \frac{dy}{dt} \quad (6a)$$

$$m \frac{d^2 y}{dt^2} = \mu_0 H e \frac{dx}{dt} \quad (6b)$$

이 두 式을 $t=0, x=0, y=0, \frac{dx}{dt}=0, \frac{dy}{dt}=0$ 의 條件 下에 積分하면

$$\frac{dx}{dt} = \frac{eE}{m} t - \frac{\mu_0 H e}{m} y \quad (7a)$$

$$\frac{dy}{dt} = \frac{\mu_0 H e}{m} x \quad (7b)$$

이 되고 兩式에서 y 를 소거하고 $\omega = \frac{\mu_0 H e}{m}, R = \frac{eE}{m}$ 라 놓으면 x 및 y 는 各各 다음과 같다.

$$x = \frac{k}{\omega^2} (1 - \cos \omega t) \quad y = \frac{k}{\omega^2} (\omega t - \cos \omega t)$$

따라서 $\omega t = \theta$ 로 놓으면

$$x = \frac{k}{\omega^2} (1 - \cos \theta)$$

$$y = \frac{k}{\omega^2} (\theta - \sin \theta)$$

이 된다. 이 式을 完全한 모양으로 고치면

$$x = \frac{mE}{\mu_0^2 H^2 e} (1 - \cos \frac{\mu_0 H e}{m} t) \quad (8a)$$

$$y = \frac{mE}{\mu_0^2 H^2 e} \left(\frac{\mu_0 H e}{m} t - \sin \frac{\mu_0 H e}{m} t \right) \quad (8b)$$

로 表示된다.

이것은 圓이 平面上을 굴렀을때 圓周上의 一點이 리는 軌跡인 Cycloid 曲線을 나타낸다. 이 運動方程式은 完全 眞空中을 荷電粒자가 自由로히 運動하는 境遇이나 準靜的인 프라즈마狀態에서는 中性氣體分子가 存在하므로 이 分子와의 衝突로 더욱 複雜한 運動을 한다. 粒子들이 서로 衝突을 反覆하여 不規則한 熱運動(thermal agitation)을 일으키고 한 衝突에서 다음 衝突까지 粒子가 進行하는 距離인 自由行程(free path)은 그림 2와 같다.

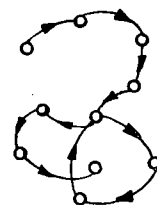


그림 2. 粒子的 自由行程의 發生한다³⁾

自由行程

Ⅲ. 實驗裝置의 設計 및 製作

A. 프라즈마 發生裝置의 設計 및 製作

1. 發生裝置의 設計

導波管內의 一定體積을 微少한 프라즈마 狀態가 發生하도록 헤리움개스를 넣고 이 氣體를 加熱시키기 爲하여 탕그스텐線을 導波管內부에 裝置하였다. 管內의 氣壓은 加熱로서 膨脹되는 體積을 考慮하여 10^{-2} mmHg로 하였고 탕그스텐線의 發熱에 依해서 發生되는 熱이 다른 部分에 傳導되는것을 막기 爲하여 導波管의 外面에 水冷式 冷却裝置를 設置하였다.

2. 發生裝置의 構造 및 製作

實驗에 使用한 프라즈마 發生裝置는 두가지 方法으로 製作하였다. 導波管의 兩側을 非誘電體 프라스틱板으로 막고 內부에 挿入되는 탕그스텐線은 排氣管과 함께 導波管의 側面에 裝置한 것과 導波管內에 挿入되도록 直六面體의 파이렉스 유리관을 製作하여 內부에 탕그스텐線을 裝置한 것이다. 프라스틱板의 接着은 高真空絶緣 接着劑인 아랄다이트를 使用하였다. 이 두가지 方法으로 製作된 發生裝置의 內部構造와 製作品이 그림 3과 같다.

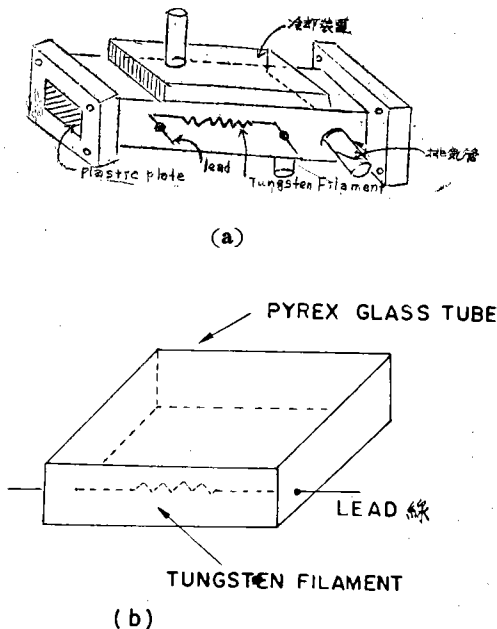


그림 3

導波管을 直接 利用한 方法은 內부의 탕그스텐線이 伸張되어 管內面과 接觸될 때 斷絶되는 難點이있고 유리管을 使用하는 方法은 斷絶될 憂慮는 없으나 탕그스텐

線이 유리管과 接觸하므로 發熱量이 變化되어 測定上의 誤差가 算出되는 短點이 있다.

B. 定在波檢波器(Standing wave detector)의 設計 및 製作

1. 定在波檢波器的 設計

定在波檢波器는 基體가되는 導波管(slotted wave guide)과 이 導波管上을 移動할 수 있는 驅動機構部로 여기에는 探針을 包含한 同軸形短絡板, 同調回路部, 檢波器를 包含한 副導波管으로된 檢出回路部가 結合되어 있다. 導波管을 支持하는 支持臺에는 導波管과 固定된 驅動臺의 移動距離를 알기爲한 눈금 裝置가 있고 移動은 導波管下部에 導波管과 平行하게 螺旋形螺絲棒을 使用하도록 製作되어 있다.

檢出回路部는 探針의 挿入長과 同調用短絡板을 微動으로 調節하게 되어 있다. 移動臺가 管의 上部를 移動할 때 溝(skirt)에서 外部로 誘起되는 電波를 막기 爲해서 移動臺의 스킨트(skirt)에서 $\frac{\lambda}{4}$ 되는 곳에 초크(choke)를 設計하였다.

檢波器的 設計를 各部分別로 보면 다음과 같다.

(a) 導波管 部分

이 部分은 檢波器에서 가장 重要한 部分으로 一般的으로 使用되는 回路素子用 導波管보다 內徑의 크기 및 內面이 均一해야 한다. 여기서 使用한 X帶域의 矩形導波管의 크기는 그림 4와 같다.

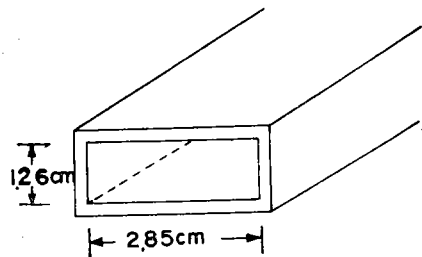


그림 4.

(b) 非輻射溝(slot) 部分

溝(slot)는 에너지의 正常的인 電波에 影響이 없도록 位置를 定해야 한다. 溝의 適合한 位置는 電波姿態에 따라 決定되는데 TEM波와 TM波를 傳送하는 傳送線路에서 電流는 傳送線의 軸에 나란하게 흐른다. 그러나 TE姿態에서는 溝의 位置가 電流에 크게 影響을 미치므로 TE₁₀姿態를 傳播하는 矩形導波管에서는 넓은面의 上面中心部에 位置해야 한다. 即 이 中心部에서도 軸方向으로 電流가 흐르기 때문이다. 電流가 slot를 橫斷하면 輻射하므로 slot는 電流가 橫斷하지 않게 鑿어야 한다.

溝(slot)의 幅이 넓으면 에너지가 空中으로 輻射되는 原因이 되나 幅이 充分히 좁으면 原來의 界에는 別로 關

係가 없다. 또한 定在波의 最大點과 最小點의 反復 觀察을 爲하여 $3\lambda_t$ 程度의 길이로 만들었다. 製作된 溝의 幅과 長이는 그림 5 와 같다.

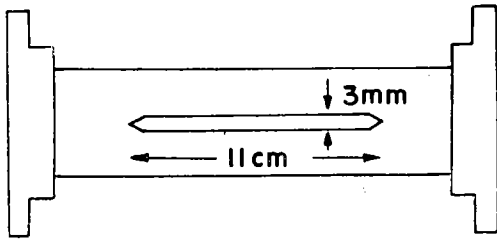


그림 5. 溝導波管의 規格

이 溝의 存在로 여러가지 影響을 받게 된다. 첫째로 溝의 兩端에서 不連續인 反射가 發生하는데 이에 對 備해서 兩端의 모양을 테이퍼(Taper) 型式으로 하였다. 둘째로 溝의 幅은 溝導波管의 特性임피던스를 變化시킨 다. 特性임피던스의 變化分은

$$\frac{\Delta z_o}{z_o} = \frac{1}{2\pi} \frac{w^2}{ab} \left(\frac{\lambda_t}{2a} \right)^2 \quad (9)$$

여기서 λ_t 는 管内波長, a 와 b 는 導波管의 幅과 높이 w 는 溝의 幅을 表示한다. 또한 管内波長의 變化量은

$$\frac{\Delta \lambda_t}{\lambda_t} = \frac{2}{\pi} \frac{w^2}{ab} \left(\frac{\lambda_t}{2a} \right)^2 \quad (10)$$

位相定數 β 는 $2\pi/\lambda_t$ 이므로

$$\frac{\Delta \beta}{\beta} = -\frac{\Delta \lambda_t}{\lambda_t} \quad (11)$$

로 表示된다¹⁾

一般的으로 矩形導波管에서 $\left(\frac{\lambda_t}{ea} \right)^2 = 1 \sim 1/2$ 이다. 矩形導波管에서 溝의 存在는 管内波長을 增加 시켜서 a 의 長이가 a' 로서 動作하게 되는데 數式으로 表示하면 다음과 같다.

$$a' = a \left(1 - \frac{w^2}{2\pi ab} \right) \quad (1e)$$

上記 모든 變化分은 幅을 充分히 좁게 하므로 無視할 수 있다.

C. 探針(Probe)部分

探針에는 線路의 電界를 測定하는 電界探針과 磁界를 測定하는 루프型探針(loop Probe)이 있다. 電界探針은 크기가 작고 傳送線의 電波에 影響을 거의 미치지 않으므로 一般的으로 電界탐침이 많이 使用된다. 探針은 되 도록 가늘고 插入長이 짧은 것이 좋은데 이것은 그自體가 吸收하는 電力損失을 적게 하기 爲함이나 檢出된 電力은 指示計를 充分히 動作시킬 수 있을 程度라야 한다. 이러한 損失을 低下시키기 爲해서 그림 6 과 같이 移動臺 中央에 管内面과 平行一致하는 探針插入의 影響을 考慮하면 檢波電流로 指示되는 定在波分布는 原來的 分布와 달라지는데 이것을 量的으로 表示하면 파라메타가 많

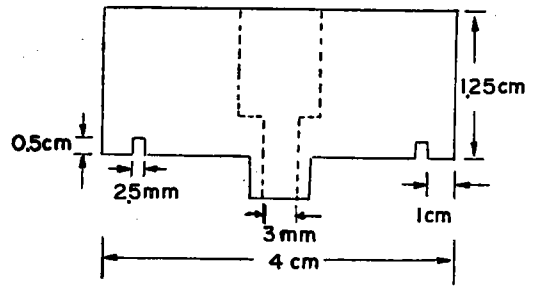


그림 6. 移動臺의 斷面 및 規格

아 複雜해지므로 그림 7 과 같이 定在波測定器의 等價回路로 生覺할수 있다. 여기서 探針은 가늘기 때문에 導波管에 對해서도 純並列 콘탁탄스 G_p 와 B_p 의 等價로

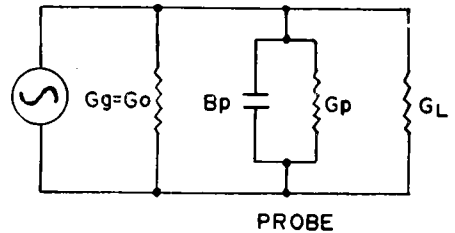


그림 7. 定在波檢波器의 等價回路

表示하고 G_p 는 檢出器에 消費되는 電力을 表示하며 負荷는 純抵抗 G_L 이라 놓는다.

또 反射가 없는것으로 生覺하여 發振器의 어드미탄스

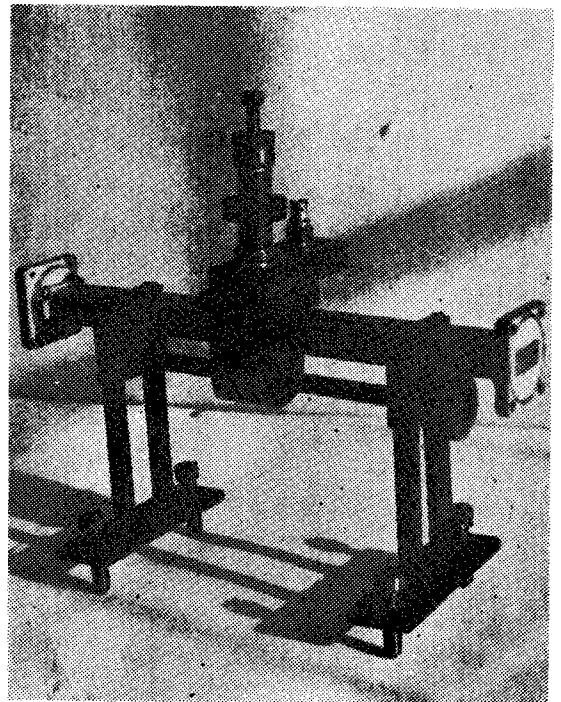


그림 8. Standing Wave Ratio Detector

G_g 는 導波管의 特性아드미탄스 G 와 같다고 놓는다. B_p 와 G_p 가 다 적고 $G_L \leq 1$ 이라면 最大點과 最小點 δ_{max} , δ_{min} 은 다음과 같다.

$$\frac{\delta_{max}}{\lambda_t} = \frac{B_p}{(1+G_L)^2} \quad (13)$$

$$\frac{\delta_{min}}{\lambda_t} = \frac{G_L^2 B_p}{(1+G_L)^2} \quad (14)$$

$B_p=0$ 일때 限해서 r 의 測定值를 r_m 이라 하면

$$\frac{r_m}{r} = \frac{1+G_L+G_p G_L}{G+G_L+G_p} \quad (15)$$

로 表示되고 여기서 어느 程度의 誤差를 알 수 있다²⁾. 10,000 Mc/s 帶에서 導波管에 挿入되는 길이는 2 mm 정도가 適當하다.

完成된 定在波檢波器는 그림 8과 같다.

X-帶域에서 使用할 수 있는 이 定在波檢波器는 電壓定在波比(VSWR)가 1.05로 良好한 性能을 가진 計器로 低價로 製作되었고 이것으로 測定한 定在波패턴(Pattern)은 그림 9와 같이 均一한 分布를 보이고 있다.



그림 9. 定在波패턴 測定圖

Ⅲ. 實 驗

A. 測定方法 및 過程

이 實驗에서는 프라즈마를 發生시키기 爲하여 導波管內에 裝置한 탕그스텐線의 入力電壓을 變化시킬때 磁束密度의 變化에 따른 電磁波의 減衰를 各各 測定하였다.

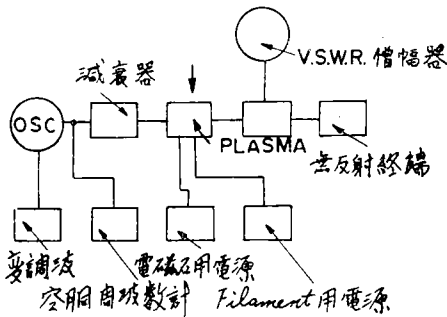


그림 10. 電磁波 감쇠현상 측정회로

即 탕그스텐線의 入力電壓에 따라 헤리움개스의 이온화된 粒子의 密度는 變化하고 이에 따라 磁力線의 影響을 받아 運動하는 粒子의 數도 變化한다. 그러므로 탕그스텐線에 加해지는 電壓과 磁束密度의 關係에서 電磁波의 減衰를 測定할 수 있다. 그림 10에 圖示된 測定回路에서 먼저 發振器를 動作시켜 出力 및 使用 mode를 調整하고 定在波檢出器의 튜너(plunger)와 探針을 調整하여 VSWR γ 이 最小되도록 한 後 定在波增幅器의 指示計器를 最大値인 눈금에 맞춘다. 다음 導波管의 側面에 裝置한 排氣管을 真空펌프로 連結하여 10^{-3} mmHg로 만든 後 管內에 不活性氣體인 헤리움개스로 채운다. 管內의 酸素粒子를 除去하기 爲하여 이 過程을 여러번 反覆하고 管內의 最終氣壓을 10^{-2} mmHg로 하여 排氣管을 遮斷시켰다.

다음은 冷却裝置를 動作시키고 탕그스텐線에 電壓을 加한다. 이 電源은 周波數 400 ω 의 高周波發電器(Dynamo)를 使用하였다. 이것은 電流가 흐르는 탕그스텐線과 外部에서 加해주는 磁力線의 方向이 垂直이므로 후레밍의 左手法則에 依한 탕그스텐線의 振動을 除去하기 爲한 것이다. 電壓이 加해지면 탕그스텐線의 發熱로 헤리움개스는 이온化되며 磁力線을 導波管 軸方向의 垂直으로 透過시키면 導波管을 따라 傳送되는 電磁波는 減衰現象을 일으키는데 이것을 定在波檢出器로 測定한다. 測定裝置의 全體 사진은 그림 11과 같다.

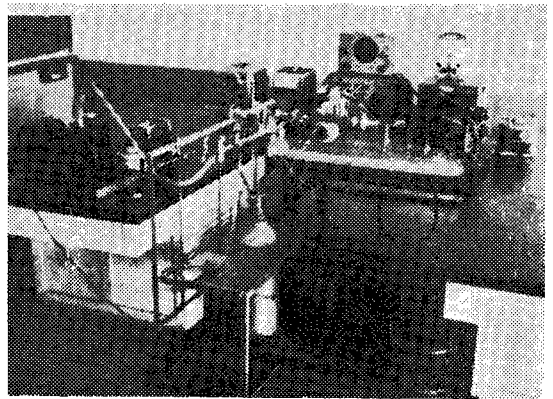


그림 11. plasma 導波管內의 電磁波 減衰現象 測定圖(도파관을 이용한 발생장치의 측정)

第1表 프라즈마(plasma)導波管內의 電磁波의 減衰現象 測定結果

전자석의 입력전류	발생장치의 종류 탕그스텐선 의 입력전압	유리관을 이용한 발생장치의 측정결과					도파관을 이용한 발생장치의 측정 결과 (80V)
		40V	60V	70V	80V	90V	
0		100 98.6	100 96	100 92	100 90	100 98	100 82.5
0.25		97.9	90	90.6	88.1	97	
0.5		97.9	93.8	89.4	66.9	96	80
0.75		96	92.5	88.3	86	95	79.8
1		96	91.7	87.3	85.5	94.8	79
1.25		94.3	90.8	86.0	84.5	94.1	
1.5		93.8	90.3	85.8	84	93.6	79.1
1.75		93.5	89.7	85.3	83.5	93	
2		93	89.2	85	83	92	78
2.25		93.5	88.8	84.4	82.5	91	
2.25		92	88.4	84	82.2	90	77.5
2.75		91.5	87.1	83.6	82	89	
3		91	89	83.3	81	88	77.1
I=0일때 歸還值		96.5	93.2	90	93	98	

(b) 實驗結果

發振周波數 8815 MC에서 탕그스텐線의 入力電壓과 磁束密度의 變化에 따른 電磁波의 減衰現象을 測定한 것이 第1表와 그림 12에 各各 表示되어 있다.

導波管을 直接 使用한 測定에서는 內部탕그스텐 線이 加熱 伸長되어 導波管壁과 接觸 斷線되었기 때문에 탕그스텐線의 入力電壓 80V에서만 測定 되었다.

유리관을 使用한 方法은 8815 MC/sec의 周波數에서 탕그스텐 入力電壓 90V까지 測定한 後 斷線되었기 때문에 發振周波數의 變化에 따른 測定値는 算出하지 못하였다. 各入力電壓에서 最大 磁束密度까지 測定한 後 磁力線을 除去시키면 指示計器는 測定 始作時의 位置로 歸還하는데 이것은 管內의 氣體가 이온化 되었음을 나

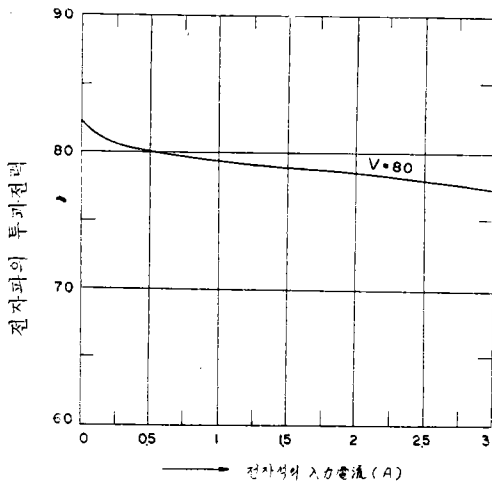


그림 12. (a)

타내고 歸還値와 測定初期의 指示値의 差는 加熱時間에 따른 이온化 程度의 差로 生覺할수 있다.

(c) 結果考察

測定結果에서 프라즈마 狀態를 通過하는 電磁波는 磁

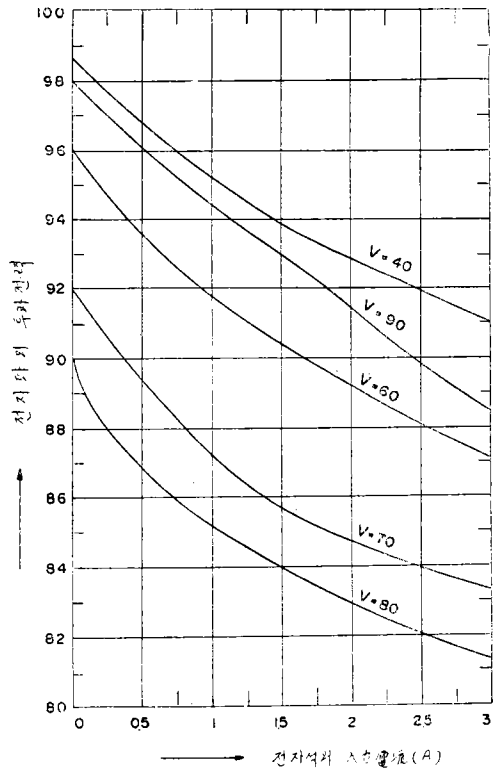


그림 12. (b)

力線의 影響으로 反射量의 變化를 알 수 있었다. 탕그스텐線의 入力電壓이 높아지면 溫度가 上昇되므로 이온 粒子의 密度가 增加하고 따라서 磁力線의 影響으로 反射되는 量도 많아짐을 알 수 있는데 管內의 氣體를 活性 氣體로 바꾸면 電磁波를 完全히 遮斷시킬 수 있음을 豫測할 수 있다.

磁力線을 加하지 않고 入力電壓만을 加했을 때 電磁波가 減衰한 것은 탕그스텐線이 加熱에 依해서 抵抗值가 增加되었기 때문이다. 入力電壓 90 V의 測定에서 減衰曲線은 圓滑하게 減衰되었으나 減衰量은 적어졌는 데 이것은 유리管內의 탕그스텐線이 유리管底面과의 接觸으로 發熱量이 減少되었기 때문이다.

一般的으로 모든 減衰曲線은 比較的 均一한 減衰現象을 보여 주므로 簡便하게 減衰量을 調整할 수 있음이 豫測된다.

V. 結 論

프라즈마 狀態를 通過하는 電磁波의 傳播方向에 垂直

으로 磁力線을 供給하면 反射現象이 일어나고 이로 因한 電磁波의 減衰現象을 測定하므로써 프라즈마 스위치의 製作 및 應用이 可能함을 알 수 있었다. 導波管內에 프라즈마狀態를 發生시키기 爲한 裝置의 設計 및 製作이 困難하여 여러번 失敗하였고 廣範圍한 測定值의 算出이 不可能 하였으나 熱에 依한 프라즈마의 發生을 試圖한 點과 프라즈마內의 電磁波의 性質을 一部 考察한 데 意義가 있다고 보겠다.

參 考 文 獻

- 1) Ginzton, G.L., Microwave Measurements, McGraw Hill, New York, pp. 220—234, 1957.
- 2) Helland, E.J., Plasma State, Reinhold Pub. corp., New York, pp. 1—32, 1961.
- 3) Drumond, J.E., Plasma Physics, McGraw Hill, New York pp. 307—312, 1961.
- 4) Linhart J.G., Plasma Physics, North Holland Pub. Co. Amsterdam, pp. 32—34, 1960