

# 플라즈마 파동의 분산관계 측정에 관한 연구

정 중 현 · 이 종 규

부경대학교

(1997년 6월 30일 접수)

## Measurement of Dispersion Relation of Plasma Wave

Jung - Hyun Jeong and Jong - Kyu Lee

Pukyong National University

(Received June 30, 1997)

### Abstract

The analytical solutions of the Fraunhofer Diffraction(FD) theory and the principle for measurement of the dispersion relation of plasma wave is presented. Especially, the method for measurement of low - frequency wave is discussed.

The wavenumbers of the density fluctuations are obtained from the curve fitting between the experimental FD profile and theoretical one for each frequency component. In measurement of the wavenumber of the low - frequency region, the information of the wavenumber is easily obtained from the ratio of the intensity at  $u=0$  to the intensity at  $u=0.5$ .

The millimeter wave FD apparatus was designed to measure low - frequency density fluctuations.

The determined wavenumbers are in the range of  $k=0.1\sim 1.0\text{cm}$ . Thus, the millimeter wave FD method was shown to be useful for the measurement of low - frequency density fluctuations, which are impossible to be measured by using a conventional Thomson scattering.

The obtained dispersion relations will be useful information for plasma waves.

### 1. 서론

플라즈마 파동에 관한 정보는 플라즈마 물리·핵융합 반응의 연구에 중요한 역할을 해 왔는데, 특히 자기장에 의한 플라즈마 가둠의 기본적인 연구에 중요한 정보를 제공한다. 플라즈마 가둠장치의 하나인 토카마크 장치에 있어서는 요동에 의한 이상 확산, 미러장치에 있어서는 반경방향에 의한 이상 확산 등이 요동에 의한 불안정성에 기인한다는

것으로 밝혀지고 있다. 그러므로 플라즈마의 안정성을 개선하기 위해서는 플라즈마 밀도 요동의 국소적인 측정을 통해 요동에 의한 이상 확산의 기구를 해명하고, 그들에 의한 플라즈마의 불안정성을 정량적으로 평가하는 것이 필요하다<sup>(1-3)</sup>. 종래의 플라즈마 파동-요동의 계측법으로서 저온, 저밀도 플라즈마에서는 여러 종류의 프로브(probe)<sup>(4,5)</sup>가 이용되어 왔지만, 현재의 고온 플라즈마 가둠장

본 연구는 1994년도 교육부 지원 한국 학술진흥 재단의 지방대 육성 학술연구조성비에 의하여 연구되었습

치에서는 주로 전자파를 이용한 협동 산란법(collective scattering method)<sup>6,7)</sup>이 이용되고 있다.

전자파의 산란에 의한 측정법에서는, 산란각을 변화시킴으로써 파수를 그리고 주파수를 분해해서 주파수 스펙트럼을 측정하는 것이 가능하다. 여기에 적절한 파장의 전자파를 적당한 산란실험 배위에 이용하는 것으로부터 플라즈마를 교란시키지 않고 광범위한 플라즈마 요동의 측정이 가능하다. 하지만 협동산란법은 측정장의 크기와 배치의 제한으로 인해 측정가능한 파수 스펙트럼이 제한되고, 전자밀도 요동의 절대강도 측정이 어려우며, 파동의 전파방향 측정이 불가능하다는 문제점도 있다. 이러한 문제점을 해결하는 방법으로 1980년에 Evans 등에 의해 극전방산란법(far forward scattering method)이 제안되었다<sup>8,9)</sup>. 이 극전방산란법은 전자파의 입사파 빔폭 범위 내에서의 전방산란으로서 가우스 형의 입사 전자파가 전자밀도 요동으로부터 받는 굴절 및 회절효과를 일반적으로 기술해서 Fraunhofer 회절상의 공간적 profile을 구하는 것으로부터 얻어진다. Evans 등에 의해 제안된 극전방산란법의 이론은 전자밀도 요동이 입사 전자파에 수직한 방향으로 전파한다는 가정하에서 유도된 이론인데, 최근 일반화된 이론으로서, Sonoda 등에 의한 전방산란법(또는 Fraunhofer diffraction method : FD법)이 제안되어 실험적으로 검증이 행해졌다<sup>10-12)</sup>. 전방산란에 의한 실제 실험은 주로 CO<sub>2</sub> 레이저를 이용하여 행해졌는데<sup>11-13)</sup>, 최근에는 측정방법이 용이한 Homodyne법<sup>14)</sup>에 의한 마이크로파 영역에서의 실험과 검토가 행해지고 있다<sup>15)</sup>.

본 연구에서는 새로운 계측법으로서 제안된 FD법을 플라즈마 파동 계측에 적용할 경우 필요한 조건 및 측정 방법을 규명하였다. 입사 beam으로는 경제적 부담이 적고 측정 광학계의 배치가 간단한 미리파(마이크로파)를 사용하였는데, 미리파 영역에서의 FD 계측의 적용범위와 측정기술에 대하여 연구하였다. 그리고 파수  $k$ 를 측정하기 위한 광학조건과 측정정도를 검토하여 가둠장치에서 이상수송의 원인으로 주목받고 있는 drift파에 대한 중요한 정보를 제공해 주는  $k-\omega$  스펙트럼 즉, 플라즈마 파동의 분산관계를 측정 논의하였다.

## 2. 이론적 연구

### 2.1 전방산란법의 일반적인 이론

플라즈마 중을 전파하는 Gaussian beam에 대한 전자밀도 요동의 위상변조 효과를 파동광학적으로 기술하는 것으로부터 Fraunhofer diffraction의 강도 profile의 이론식을 얻는다. Fraunhofer diffraction법의 일반이론은 산란이론과 회절체적내 개개의 전자에 의한 방사파를 체계적분하는 해석수법을 이용하여 far forward scattering 법에서는 논의되지 않았던 전자밀도 요동의 폭, 공간위치 그리고 기울기의 효과를 포함시켜 유도된다. Fig.1은 FD법의 이론적 해석에 이용하는 기하학적 배치도이다. Fig.1에 나타낸 것처럼 Gaussian mode의 전자파가 +z 방향으로 입사되며, 플라즈마 파동은 입사 전자파에 대해서  $\theta_i + 90^\circ$ 의 기울기를 가지고  $x'$ 의 방향으로 전파되고 입사 전자파의 beam waist로부터  $z_0$ 만큼 떨어진 위치에 존재한다. 이 배치로부터 관측점 Q에서의 산란강도를 구한다.

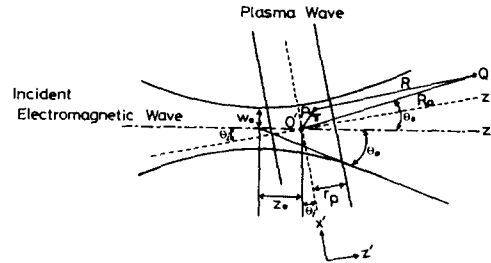


Fig.1 Schematic diagram of the experimental arrangement for calculation of the Fraunhofer diffraction. where, thet

- $\theta_s$  : scattering angle
- $r_p$  : effective radius of the plasma wave
- $w_0$  : the spot - size of the beam waist
- $\theta_0$  : divergence angle of the incident beam
- $z_0$  : distance between the beam waist and the origin
- $\theta_i$  : incident angle

입사 전자파가 전기장

$$E_i = E_0 \psi_i(x, y, z) \exp[j(\omega_i t - k_i r)] \quad (1)$$

을 가지고 전자밀도 요동  $\tilde{n}_e$ 에 의해 회절될 때를 생각하자. 여기서  $E_0$ 는 입사빔의 진폭이고,  $\psi_1$ 는 입사전자파의 Gaussian 강도분포이다. 관측점 Q( $R_0$ )에서의 전계강도  $E_s$ 는 Born 근사에 의해 다음 식으로 주어진다.<sup>(16)</sup>

$$E_s = E_0 r_e \int \frac{1}{R} \psi_1 \tilde{n}_e \exp[j(\omega t' - k_r r)] dV \quad (2)$$

여기서,  $r_e$ 는 고전 전자반경, R은 회절점 P와 관측점 Q사이의 거리,  $t'$ 은 지연시간 그리고 V는 회절체적이다. 한편, 입사 beam의 Gaussian 강도분포  $\psi_1$ 는 아래식으로 주어진다.<sup>(17)</sup>

$$\psi_1(x, y, z) = \frac{\omega_0}{\omega} \exp[-c(x^2 + y^2) + j \tan^{-1} \rho'] \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \text{여기서 } c &= (1 + j\rho') / \omega^2 \\ \rho' &= z' / Z_r, \quad z' = z + z_0 \\ Z_r &= k_s \omega_0^2 / 2 \end{aligned}$$

이다. 밀도요동  $\tilde{n}_e$ 는 원통대칭이고, Gaussian 형의 공간강도 profile을 가지는 단색파동으로 아래 식과 같이 주어진다.

$$\tilde{n}_e(x', y, z') = \tilde{n}_{e0} \exp[-(y^2 + z'^2) / r_p^2] \times \cos(kx' - \omega t') \quad (4)$$

여기서  $\tilde{n}_{e0}$ 는 상수이고,  $k(=2\pi/\lambda)$ 와  $\omega(=2\pi f)$ 는 요동 즉, 플라즈마 파동의 파수와 각진동수이다. 밀도요동은  $x'$  방향으로 전파하고 있다. (3)식과 (4)식을 (2)식에 대입하여 다음 식을 얻는다.

$$\begin{aligned} E_s &= \frac{E_0 r_e}{R} \int \frac{\omega_0}{\omega} \\ &\exp\left[-\left\{\frac{(1+j\rho')}{\omega^2}\right\}(x^2 + y^2) + j \tan^{-1} \rho'\right] \exp[j(\omega t' - k_r r)] \tilde{n}_{e0} \\ &\times \exp\left[-\left\{\frac{(z+z_0) + x \tan \theta_1}{r_p^2(1+\tan^2 \theta_1)}\right\} \cos(kx' - \omega t')\right] dV \quad (5) \end{aligned}$$

Fraunhofer 영역( $R = \infty$ )의 극한에서 (5)식은 다음과 같이 주어진다.

$$(E_s)_\infty = \frac{\tilde{n}_{e0} E_0 r_e}{2R_0} \int C [\exp j(\omega_s t + A) + \exp j(\omega_s' t + B)] dV \quad (6)$$

여기서,  $\omega_s = \omega_i + \omega$ ,  $\omega_s' = \omega_i - \omega$

$$A = (k_s \cos \theta_i - k_i \sin \theta_i)(z + z_0) + (k_s \sin \theta_s - k_i \cos \theta_i)x - \left(\frac{\rho'}{\omega^2}\right)(x^2 + y^2) + \tan^{-1} \rho'$$

$$B = (k_s \cos \theta_i - k_i \sin \theta_i)(z + z_0) + (k_s \sin \theta_s + k_i \cos \theta_i)x - \left(\frac{\rho'}{\omega^2}\right)(x^2 + y^2) + \tan^{-1} \rho'$$

$$C = \frac{\omega_0}{\omega} \exp\left[-\frac{x^2 + y^2}{\omega^2} - \frac{y^2}{r_p^2} - \frac{\{(z+z_0) + x \tan \theta_1\}^2}{r_p^2(1+\tan^2 \theta_1)}\right]$$

Fraunhofer 영역에서 관측점 Q에서의 전송파의 전기장  $E_f$ 는 아래식으로 기술된다.

$$E_f = E_0(\omega_0 / \omega_f) \exp[-u^2 - j\omega_f t - j\pi/2] \quad (7)$$

여기서, 플라즈마에서의 감쇠는 무시된다고 가정하면,  $\omega_f$ 는 전방 초평면에서의 spot-size이고,  $u = x/\omega_f$ 는 규격화된  $x$ 좌표이다. 산란파는 전송파와 결합되고, signal intensity는 아래와 같이 계산된다.

$$\begin{aligned} I &= \frac{|E_s^* E_f + E_s E_f^*|}{2} \quad (8) \\ &= \frac{\tilde{n}_{e0} E_0^2 r_e \omega_0}{2R_0} \exp\{[(S_1 - S_3)^2 + (S_2 - S_4)^2]\} \end{aligned}$$

여기서,

$$\begin{aligned} S_1 &= \int C \cos A dV, \quad S_2 = \int C \sin A dV \\ S_3 &= \int C \cos B dV, \quad S_4 = \int C \sin B dV \end{aligned}$$

이고,  $R_0$ 는 receiving lense의 초점거리이다.

## 2.2 FD법의 일반적인 이론의 근사해

Fraunhofer diffraction 이론의 결과식인 (8)식을 실제 실험에 적용시킬 경우의 근사해를 구하기 위해,  $\theta_i$ 와  $\theta_s$ 가 충분히 작고 ( $\sin \theta_s \approx \theta_s$ ,  $\sin \theta_i \approx \theta_i$ )  $\rho' = \rho$ 이며, 입사파는 일차원의 Gaussian이라고 가정하여 근사시키면 산란파의 전기장은 다음 식과 같이 표현된다.

$$\begin{aligned} E_s &= E_0 \tilde{n}_{e0} \exp\left[-\left(\frac{u}{q} + \frac{2\theta_1}{q\theta_0}\right)u^2 - j\rho - u^2\right] \quad (9) \\ &\times \{\exp[-(1-j\rho)(u-\theta)^2 + j\omega t] \\ &+ \exp[-(1-j\rho)(u+\theta)^2 - j\omega t]\} \end{aligned}$$

여기서,

$E'_0 = E_0 \pi^{3/2} r_e w_0 r_p^2 / 2R$  : 산란파의 강도성분  
 $\theta = kw_0/2$  : 규격화된 파수,  
 $\rho = z_0/Z_r$  : 규격화된 파동위치  
 $q = 2Z_r/r_p$  : 규격화된 파동 폭,  
 $Z_r = k_0 w_0^2 / 2$  : Rayleigh Zone  
 $\theta_0 = 2/k_0 w_0$  : 입사 beam의 divergence angle  
 $u \equiv x_f / w_f$  : 규격화 좌표  
 $x_f$  : 전방 초평면에서의 x 좌표  
 $w_f$  : 전방 초평면에서의 spot size

한편, Fraunhofer 영역( $R = \infty$ )에서 관측점 Q에 투과하는 파 즉, 전송파의 전기장  $E_f$ 는 다음 식으로 표현된다.

$$E_f = E_0 (w_0/w_f) \exp[-u^2 - j\omega_f t - j\pi/2] \quad (10)$$

산란파는 전송파와 결합되고, single intensity는 (9)식과 (10)식을 이용하여 아래와 같이 계산되어진다.

$$\begin{aligned}
 I &= \frac{|E_s^* E_f + E_s E_f^*|}{2} \\
 &= |B|^2 \tilde{n}_{e0} \left(\frac{1}{q}\right) \exp\left\{-\left[1 + \left(\frac{u}{q} + \frac{2\theta_i}{q\theta_0}\right)^2\right] u^2\right\} \\
 &\times \left\{ \exp\left[-\frac{(u-\theta)^2}{(1-\theta_i^2)}\right] \sin\left[\rho\left(u^2 - \frac{(u-\theta)^2}{(1-\theta_i^2)}\right)\right] \right\} \quad (11) \\
 &+ \exp\left[-\frac{(u-\theta)^2}{(1-\theta_i^2)}\right] \sin\left[\rho\left(u^2 - \frac{(u-\theta)^2}{(1-\theta_i^2)}\right)\right] \cos \alpha x \\
 &+ \left\{ \exp\left[-\frac{(u-\theta)^2}{(1-\theta_i^2)}\right] \cos\left[\rho\left(u^2 - \frac{(u-\theta)^2}{(1-\theta_i^2)}\right)\right] \right\}
 \end{aligned}$$

여기서,  $|B|^2 = 2E_0^2 \pi^3 r_e^2 Z_r^2 / R_0 w_f$ 이다. 만약, 입사파가 플라즈마 파동에 수직하고 플라즈마 파동의 폭  $r_p$ 가 무한히 작은 이상조건의 경우, 즉  $\theta_i = 0$ 이고,  $q$ 가 충분히 크면( $q = \infty$ ), FD이론식의 근사해인 (11)식은 Evans 등에 의한 far forward scattering의 이론식의 결과와 일치된다.

### 2.3 Fraunhofer diffraction 강도분포

FD 이론의 근사식인 (11)식의 강도 I는 진동항

이므로, 실험적인 조건 하에서 전송파 신호강도와 구별될 수 있다. 이상적인 조건 즉,  $\theta_i = 0, q = \infty$ 에서의 강도분포는 (11)식으로부터

$$\begin{aligned}
 I &= |B|^2 \tilde{n}_{e0} \left(\frac{1}{q}\right) \exp(-u^2) \\
 &\times [\exp(-(u-\theta)^2) \sin\{\rho(u^2 - (u-\theta)^2) + \alpha x\} \\
 &+ \exp(-(u+\theta)^2) \sin\{\rho(u^2 - (u+\theta)^2) - \alpha x\}]
 \end{aligned} \quad (12)$$

가 되고, 여기서 플라즈마 파가 beam waist를 가로지르는 경우(즉,  $\rho = 0$ )의 강도 분포식은 다음 식과 같이 주어진다.

$$\begin{aligned}
 I &= |B|^2 n_e \left(\frac{1}{q}\right) \exp(-u^2) [\exp\{-\frac{1}{2}(u-\theta)^2\} \\
 &- \exp\{-\frac{1}{2}(u+\theta)^2\}] \sin \alpha x \quad (13)
 \end{aligned}$$

이 결과식을 이용한 computer simulation을 통하여 규격화 파수  $\theta$  값을 적당히 설정하여 주면, Fig.2 와 같이 규격화 파수  $u$ 에 따른 FD 신호 강도 분포가 그려진다. Fig.2-1, Fig.2-2에서 나타나듯이 플라즈마 파동이 beam waist를 가로지르므로  $u=0$ 일 때, 즉, 중심점에서의 강도는 0이다. 이것은 (13)식에서  $u=0$ 로 두면 곧 강도(intensity)가 0이 됨을 확인할 수 있다. 또한,  $\theta$ 가 증가함에 따라 강도가 증가하다가  $\theta=1$  근방에서 최대가 된다는 것을 알 수 있다.

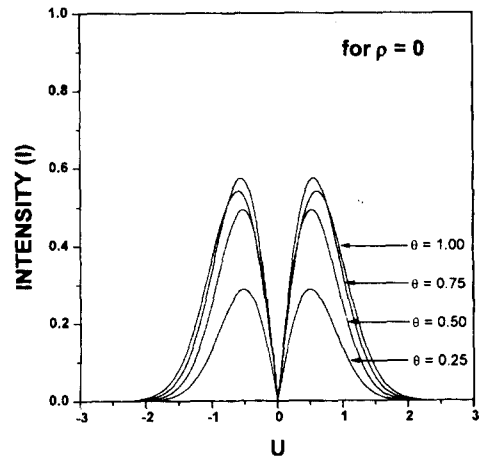


Fig.2-1 Spatial profiles of Fraunhofer diffraction intensity for  $\theta = 1, 0.75, 0.5$  and  $0.25$  in  $\rho = 0$

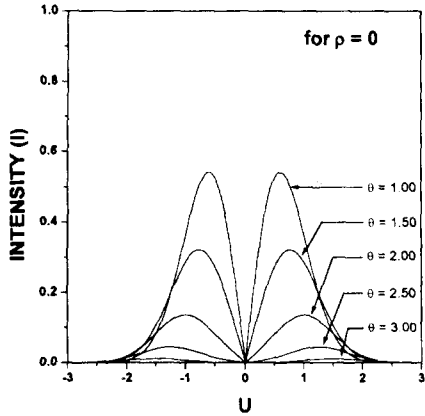


Fig.2 - 2 Spatial profiles of Fraunhofer diffraction intensity for  $\theta=1, 1.5, 2, 2.5$  and  $3$  in  $\rho=0$

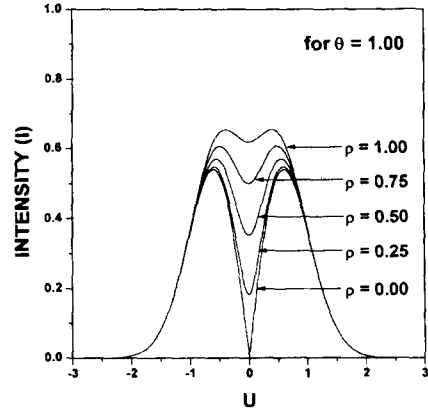


Fig.3 - 1 Effect of the position of Plasma wave ( $\rho$ ) to beam waist for  $\theta=1$

FD 이론의 강도분포의 근사해인 (11)식에서  $\theta=0$ 이라 하면, 아래식을 얻는다.

$$I = |B|^2 \tilde{n}_{e0} \left( \frac{1}{q} \right) \exp \left\{ - \left[ 1 + \left( \frac{u}{q} \right)^2 \right] u^2 \right\} \\ \times [ \{ \exp(-u - \theta)^2 \} \sin \{ \rho(u^2 - (u - \theta)^2) \} \\ + \exp(-u + \theta)^2 \} \sin \{ \rho(u^2 - (u + \theta)^2) \} ] \cos \omega t \quad (14) \\ + [ \exp(-u + \theta)^2 \} \cos \{ \rho(u^2 - (u - \theta)^2) \} \\ + \exp(-u - \theta)^2 \} \cos \{ \rho(u^2 - (u + \theta)^2) \} ] \sin \omega t$$

규격화된 플라즈마 파동폭의 값인  $q$ 의 변화에 따라 상대적인 FD회절 강도에는 영향이 있으나 강도분포의 모양에는 중대한 효과를 주지 않는다. Fig.3은 (14)식을 이용하여  $q=1$  일 때  $\theta$ 를 각각 1과 0.5로 고정시키고,  $\rho$ 를 변수로 취한 profile이다. 플라즈마 파동이 beam waist를 가로지르는 경우( $\rho=0$ )는 FD profile의 중심점( $u=0$ )에서의 강도는 0이지만, 플라즈마 파동이 beam waist로부터 벗어난 경우( $\rho \neq 0$ )는  $\rho$ 가 증가함에 따라 중심점 부근의 강도만 상승한다. 이러한  $\rho$ 에 대한 중심점 부근의 강도의 의존성으로부터 플라즈마 파동의 위치를 결정할 수 있다. 그리고 고정된  $\theta$ 값이 증가할수록 중심점에서의 강도 및 최대강도가 상승함을 알 수 있다.

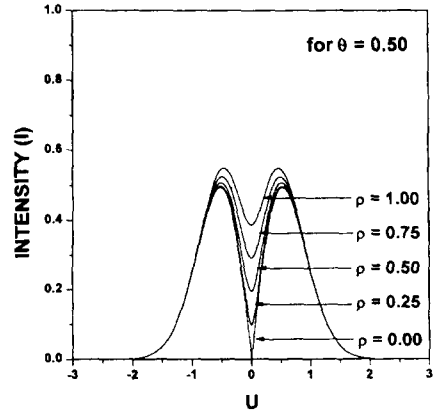


Fig.3 - 2 Effect of the position of Plasma wave ( $\rho$ ) to beam waist for  $\theta=0.5$

Fig.4에서는 (14)식에서  $\theta=0$ 일 때 parameter  $\theta$ 와  $\rho$ 의 다양한 값에 대한 3차원적 강도분포를 나타내고 있다. 즉, Fig.4 - 1, Fig.4 - 2, Fig.4 - 3, Fig.4 - 4는 각각 규격화된 파동위치  $\rho$ 가 0, 0.5, 1, 2의 값을 가질 때  $\theta$ 에 대한 강도 profile이다. 이 분포 모양을 관찰해 보면  $u=0$ 을 축으로 하여 좌 · 우 대칭의 분포임을 확인할 수 있다. 또한  $\rho$ 의 값이 작을 때는 두 개의 최대값이 존재하나  $\rho$ 의 값이 클수록 최대강도는 하나만 존재하게 됨을 알 수 있다.

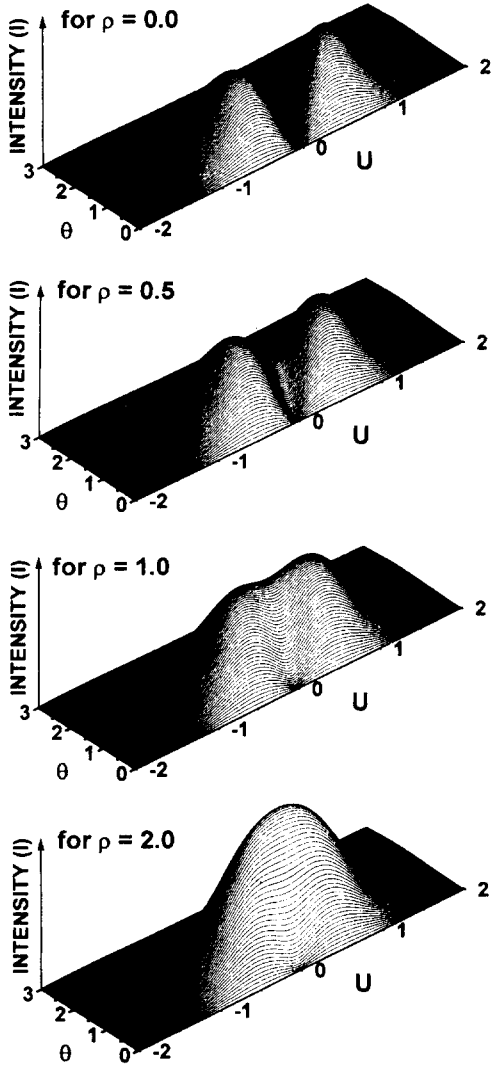


Fig.4 Variation of the envelope of the beam profile produced by changes in the wave number and the wave position of the plasma wave for (a) $\rho=0$  (b) $\rho=0.5$  (c) $\rho=1$  and (d) $\rho=2$

#### 2.4 플라즈마 파동의 측정 원리

Fig.5는 Fig.2에서 보여주는 FD 신호 강도분포가 최대인 규격화된 공간좌표  $u_m$ 의  $\theta$ 에 대한 그래프이다. 여기서  $u_m$ 은  $\theta > 1$ 인 영역에서는  $\theta$ 에 대해 선형적으로 비례하는 결과가 나왔다.  $\theta > 1$ 인 영역에서는 기울기가  $1/2$ 이므로  $u_m = 1/2\theta$ 의 관계이고,

이것으로부터  $k = 4u_m/w_0$ 이 되므로 파수의 측정은 강도분포의 최대점의 규격화좌표( $u_m$ )로부터 구할 수 있음을 알 수 있다. 비선형적인 영역  $\theta \leq 1$ 에서는  $u_m$ 의 값이  $\theta$ 에 대해 거의 일정하므로 파수  $k$ 의 분해능이 나빠다. 그러므로  $k$ 는 측정된 강도 profile과 이론적인 강도 profile 사이의 curve fitting에 의해서 얻을 수 있게 된다.

Fig.6은 규격화 파수  $\theta$ 의 변화에 대한 강도분포

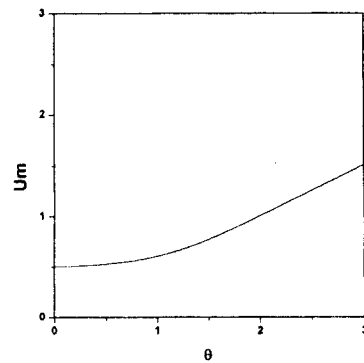


Fig.5  $u_m - \theta$  curve

의 극대치(절대강도)와의 관계를 나타낸 것이다. 여기서  $Y_m$ 은 절대강도를 표시한다. Fig.6에서와 같이  $\theta \geq 1$ 인 영역에서는 지수함수의 형태로 감소하게 되고,  $\theta \leq 1$ 인 영역에서는 급격하게 증가하다가  $\theta$ 가 1인 근방에서 최대로 나타났다.  $\theta < 0.2$ 에 대한 다른  $\theta$ 값들의 profile들은 거의 차이가 없기 때문에 curve fitting에 의한 좋은 분해능을 얻기 위해서는  $\theta$ 가 0.2보다 커야할 것이 요구된다.

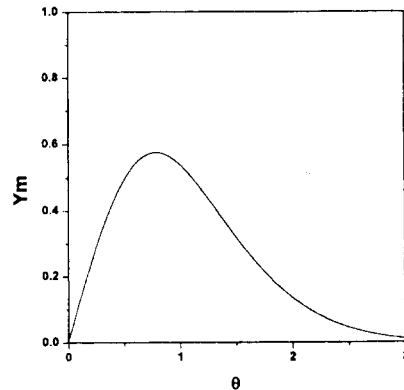


Fig.6  $Y_m - \theta$  curve

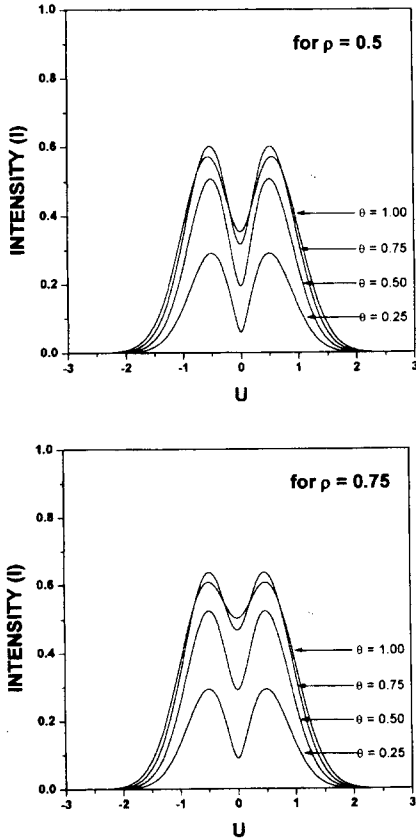


Fig.7 Spatial profiles of Fraunhofer diffraction intensity for  $\theta=1, 0.75, 0.5$  and  $0.25$  in (a)  $\rho=0.5$  (b) $\rho=0.75$

파수 분해능이 나쁜  $\theta \leq 1$ 인 영역에서 보다 간단히 급격화 파수  $\theta$ 를 측정할 수 있는 방법을 알아보자.  $\rho \neq 0$ 일 때 Fraunhofer diffraction 법에 의한 profile의 중심점에서의 강도치가  $\theta$ 에 민감하게 의존한다. 이 의존성을 알아보기 위해  $\rho$ 를 각각 0.5, 0.75로 고정하고,  $\theta$ 를 변수로 취했을 때의 강도분포를 Fig.7에 나타내었다. 이 FD 강도분포로부터 파수의 정보는 중심점( $u=0$ )에서의 강도( $I_0$ )와  $u_m$ 에서의 최대강도( $I_m$ )의 비로부터 결정된다.

Fig.8은  $\rho$ 를 고정했을 때  $\theta$ 의 변화에 의해서 중심점 강도가 변화하는 것을 이용하여 중심점 좌표  $u=0$ 에서의 신호강도와  $u_m$ 에서의 최대강도의 비인  $R' (=I_0/I_m)$ 와  $\theta$ 의 관계를 나타내는 그래프이다. 여기서  $\rho$ 는 변수이다.  $R'$ 은  $\theta$ 가 커질수록 커지고,  $\theta = \theta_m$ 에서 최대값이 된다. 그러므로,  $\theta_m > \theta > 0$ 일

때  $R'$ 은  $\theta$ 의 1가 함수이다. 파수 측정의 분해능은  $\rho$ 의 값이 클수록 더 좋아진다. 왜냐하면  $\theta$ 가 증가함에 따라  $R'$ 가 증가하기 때문이다. 그러나  $\theta_m$ 은 점점 작아지고 측정의 영역은 감소한다. 그러므로 이 방법에 의해 파수를 측정하는 경우 측정 가능한 파수의 범위 및 정도를 고려해서  $0.5 \leq \rho \leq 0.75$ 로 설정하면  $\theta \leq 1$ 에서의 플라즈마 파동의 측정이 가능하다.

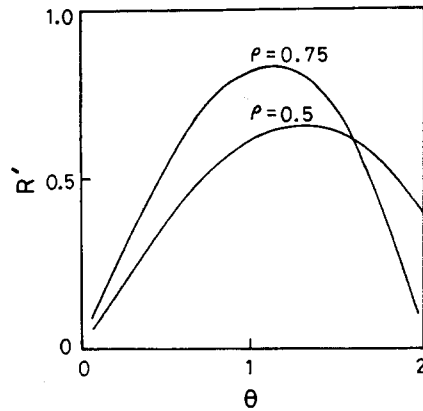


Fig.12 Example of flow visualizations with Mach-Zehnder interferometer

### 3. 실험장치 및 방법

미리파를 이용한 전방산란법을 이용하여 플라즈마 파동을 측정할 경우 필요한 beam의 pattern 및 공간전송 특성을 조사하여, 특히 저주파 밀도요동을 측정하기 위하여 고안된 FD법의 광학적 배치가 Fig.9에 보여져 있다.

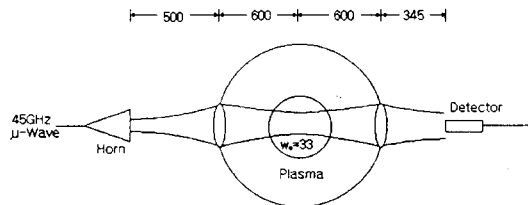


Fig.9 Optical arrangement of the FD method. The spot-size of the beam waist  $w_0$  is observed to be 33mm

입사전자파로는 gun oscillator에서 발생하는 주파수 45GHz, 100mW의 microwave를 사용하였으며, 이 출력은 transmitter horn에 의해 방사되고 석영 렌즈를 통하여 플라즈마의 중심에 focus 되도록 하였다. 플라즈마가 없는 경우, 플라즈마 중심에서 측정된 Gaussian beam profile로부터 계산된 beam waist ( $w_0$ )=33mm이다. 플라즈마를 통과한 회절신호는 반대편의 석영렌즈를 통하여 Schottky barrier diode 검출기로부터 수신된다. 검출기 전면에는 외부잡음을 제거하기 위하여 기본과 mode의 도파관(4.67mm×2.38mm)을 부착하였다. 그리고, 상세한 회절파 profile을 얻기 위해 검출기는 수직 방향으로 가동하도록 되어 있고 요동의 수직방향의 파수성분  $k_{\perp}$ 를 측정하도록 설치되어 있다.

Fig.10에 microwave를 이용한 FD법의 신호처리 시스템이 보여져 있다. 전방 회절파와 투과파의 혼합된 IF 신호는 저잡음 전치 증폭기 및 주 증폭기에서 증폭된다. 증폭된 신호는 4MHz의 최대 sampling rate를 가진 wave digitizer(Lecloy 2264)에 입력된다. 본 측정에서 사용된 sampling rate는 400kHz 또는 200kHz이다. 메모리된 신호는 personal computer에 입력되고, Fourier 변환에 의해 주파수 스펙트럼 해석을 행한다.

검출기의 위치를 변환시켜 각 위치로부터 얻어진 주파수 스펙트럼으로부터 각 주파수에 대한 FD profile을 얻을 수 있게 된다. 이와 같이 해서 얻어진 특정 주파수에 대한 FD profile로부터  $k-\omega$  스펙트럼 즉, 플라즈마 파동의 분산관계를 측정할 수 있으며, 요동의 절대강도도 측정할 수 있다.

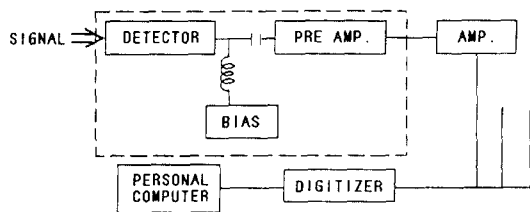


Fig.10 Schematic of the signal processing

#### 4. 결과 및 논의

FD법의 근사해로부터 여러 가지 플라즈마 파동에 관한 정보를 얻는 방법을 제시하였는데, 본 연구에서 고안된 광학적 배치의 경우 플라즈마 중심에서의 beam waist( $w_0$ )는 33mm였다. 이 경우에 Fig.6에 보여진 결과로부터 FD profile의 peak 치가 최대치의 1/10이 되는  $0.2 \leq \theta (=kw_0/2) \leq 2.5$ 의 영역이 FD법에 의해서 해석가능한 파수영역이다. 즉, 본 시스템에서 측정가능한 파수 범위는  $0.1 \leq k \leq 1.5 \text{ cm}^{-1}$ 로 볼 수 있다.

Conventional Thomson 산란법에서 파수는  $k=2k_i \sin(\theta_s/2)$ 로 주어지는 Bragg 관계식에 의존하는데, 이 관계식을 본 시스템에 적용할 경우 측정 가능한 파수 영역은  $k_{\perp} \geq 0.6 \text{ cm}^{-1}$ 이다. 따라서 FD법을 이용하면 보다 적은 파수측정이 가능함을 알 수 있다.

본 시스템의 경우 수신 안테나는 전방 초평면으로부터  $z_r=6 \text{ cm}$ 인 곳에 위치하는데 이때 Rayleigh zone  $Z_{rf}=9.2 \text{ cm}$ 이고  $\rho_f=z_r/Z_{rf}=0.65$ 이다. 이 경우는 이론에 논의된 바와 같이 측정된 FD profile로부터 파수를 정확히 결정할 수 있음을 보여준다. 그리고  $\theta (=kw_0/2)$ 는 자유 parameter이므로 각 주파수에 따르는 플라즈마 파동의 파수는 얻어진 FD profile과 이론적 profile의 최적화 방법 및 Fig.8에 논의된 방법에 의해서 결정되어 진다.

본 연구에서 고안된 광학적 배치의 유효성을 확인하기 위하여 tandem mirror GAMM 10<sup>(18-20)</sup> 장치를 이용하여 FD 신호를 측정하고, 그 결과를 해석하여  $k-\omega$  분산스펙트럼을 측정하였다.

Fig.11은 microwave 간섭계로부터 측정된 중심부에서의 선밀도와 검출기로부터 얻어진 FD 신호를 나타낸다. 여기서 선밀도가 증가함에 따라 FD 신호도 증가하고 있음을 알 수 있다. 이 신호는 2.5msec 또는 5msec 마다 Fourier 변환되어 주파수 스펙트럼이 구해진다. 이와 같이 해서 얻어진 주파수 스펙트럼의 한 예가 Fig.12에 보여져 있다. 여기서 보여진 결과의 sampling time은 2.5μsec이다.

검출기의 위치를 이동시키면서 측정된 각 FD 신호로부터 특정주파수에서의 FD profile을 결정할 수 있는데,  $t=65 \sim 70 \text{ msec}$  영역에서 얻어진 여



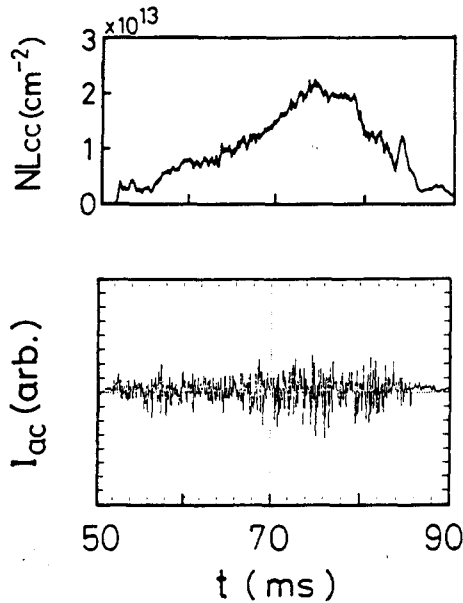


Fig. 11 Time evolution of the central-cell line density and the FD signal obtained with the detector

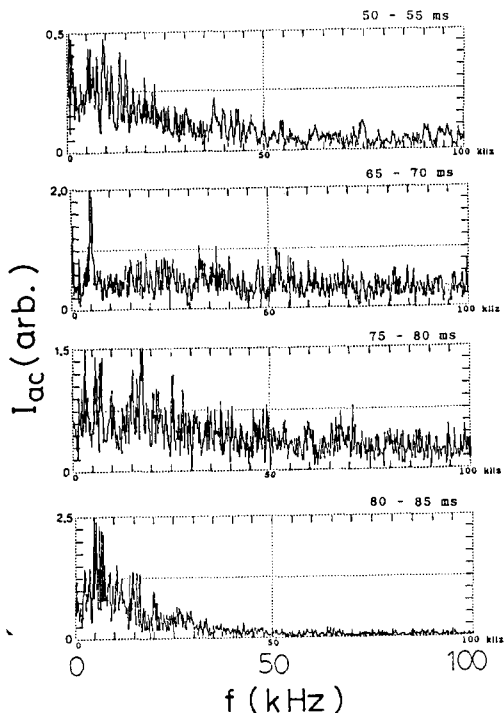


Fig. 12 Examples of the FD frequency spectra in every 5msec

러 주파수에 대한 전형적인 FD profile들이 Fig. 13에 보여져 있다. 실선은 (12)식으로부터 계산된 이론적인 FD profile들을 나타내는데 실험치와 이론치 사이의 최적화법에 의해서 파수를 결정할 수도 있지만, 본 연구에서는 이론에서 논의된 바와같이 중심에서의 강도와 peak점 ( $u=0.5$ )에서의 강도의 비로서 더욱 간단하게 플라즈마 파동의 파수를 결정하였다.

이 측정결과로부터 결정된 파수영역은  $k=0.1 \sim 1.0 \text{ cm}^{-1}$ 로 나타났다. 한편, 종래의 Thomson 산란법에서 파수 측정하한은 입사 beam의 폭에 의해 결정되는데, 본 측정 광학계의 경우  $k \approx 0.6 \text{ cm}^{-1}$ 이기 때문에 FD법을 이용하면 더 작은 파수 영역이 측정 가능하다는 것이 실험적으로 확인되었다. Fig. 14는 플라즈마 가둠장치에 있어서 가열장치의 하나인 Electron cyclotron resonance heating (ECRH)가 적용되었을 때 얻어진 FD profile로부터  $t=65 \sim 70 \text{ ms}$ 과  $t=80 \sim 85 \text{ ms}$ 의 경우  $k-\omega$  스펙트럼을 나타낸 것이다.

이와 같은 분산관계의 측정 결과로부터 phase velocity가 결정될 수 있으며, 특히 장파장 영역에서 플라즈마 불안정성의 원인이 되는 drift 파의 원인을 규명할 수 있을 것으로 기대된다<sup>(21)</sup>. 그리고  $\vec{E} \times \vec{B}$ 에 기인한 plasma rotation과 rotation velocity에 기인한 Doppler shift의 효과에 대한 정보를 얻을 수 있으며, 나아가 플라즈마 가둠장치의 효율개선에 유용한 정보를 얻을 수 있을 것으로 기대된다.

## 5. 요약 및 결론

본 연구에서는 경제적 부담이 적고 측정 광학계의 배치가 간단한 미리파(마이크로파) 영역에서 FD법을 이용하여 전자 밀도요동을 측정할 경우 필요한 제조조건 및 측정방법을 규명하고, 특히 플라즈마의 이상수송에 영향을 미치는 장파장 영역의 파동측정법에 대하여 논의하였다. 플라즈마 파동 측정을 목적으로 FD법의 일반화된 이론을 제시하였고, 실제 실험에 적용할 수 있는 근사해를 구하여 플라즈마 파동의 파수 스펙트럼 특히, 장파장 영역의 파수 측정 원리에 대하여 설명하였다. 일반

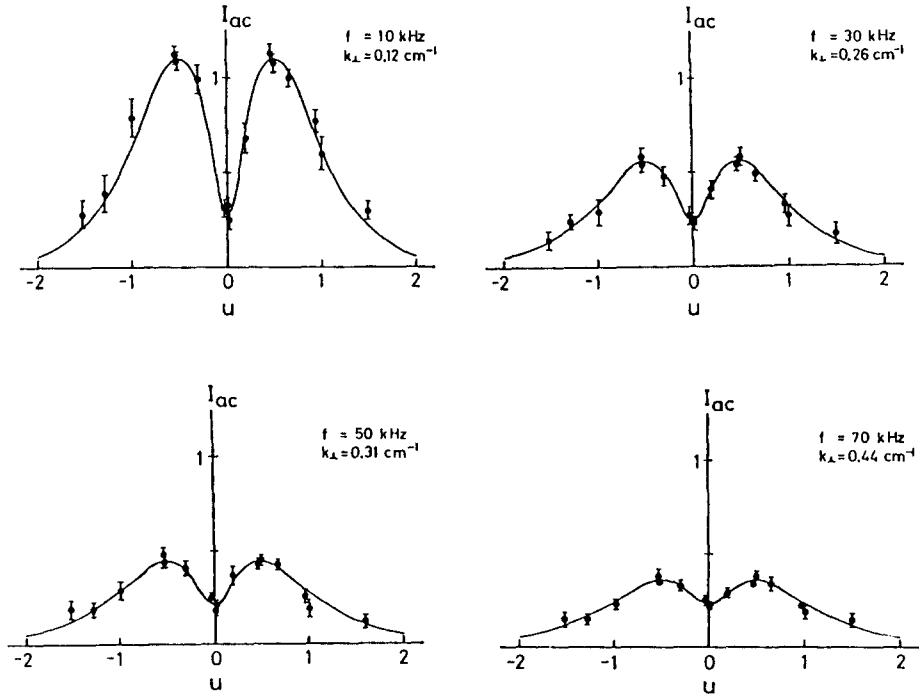


Fig. 13 Examples of the typical FD profiles for 65~70ms of the central cell Plasma

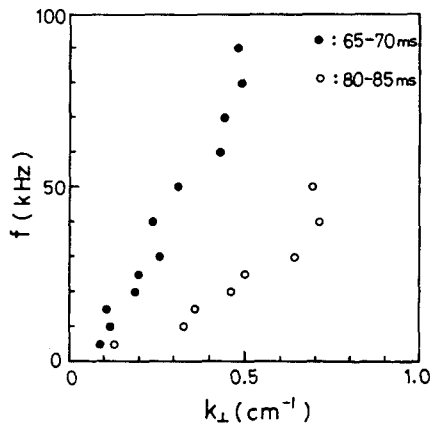


Fig. 14 Dependence of the dispersion relation

화된 이론의 실험적 검증으로서 미리파를 이용한 계측 시스템을 설계하여 파수 측정의 가능성을 조사하였고, 실제 플라즈마의 파동 측정으로서 tandem mirror GAMMA 10 플라즈마 가둠장치의 중심부에서 전자밀도 요동을 측정 해석하였다. 측정된 신호를 해석하여 FD profile을 얻었으며, 본 광

학적 배치에서 측정된 파수범위는  $0.1 \leq k \leq 1.5 \text{ cm}^{-1}$ 로서 종래 Thomson 산란법에서는 측정 불가능한 저주파수 영역의 파수가 측정됨을 확인하였다. 그리고, GAMMA 10 플라즈마 가둠장치의 각기 다른 조건하에서 FD를 측정하여  $k-\omega$  스펙트럼, 즉 분산관계를 얻었다. 이와 같은 측정으로부터 얻어진 결과는 drift 파의 해석, 플라즈마 불안정성 및 플라즈마 가둠장치의 개선에 유용한 정보가 될 것으로 기대된다.

#### Reference

- 1) A. Semet, A. Mase, W. A. Peebles, N. C. Luhmann Jr., and S. Zweben(1980) : Study of Low - frequency Microturbulence in the Microtor Tokamak by Far - Infrared Laser Scattering. Phys. Rev. Lett. 45, 445
- 2) E. Mazzucato(1982) : Spectrum of Small - scale Density Fluctuations in Tokamaks. Phys. Rev. Lett. 48, 1828

- 3) P. C. Liewer(1985) : Measurements of Microturbulence in Tokamaks and Comparisons with Theories of Turbulence and Anomalous Transport. Nuclear Fusion 25, 543
- 4) S. J. Zweben and R. W. Gould(1983) : Nucl. Fusion 23, 1625
- 5) R. H. Huddleston and S. L. Leonard ed.(1965) : Plasma Diagnostic Techniques, Academic Press, New York
- 6) R. E. Slusher, C. M. Surko, J. J. Schuss, R. R. Parker, I. H. Hutchinson, D. Overskei and L. S. Scayurro(1980) : Study of Plasma Density Fluctuations by the Correlation of Crossed CO<sub>2</sub> Laser Beams. Phys. Fluids 23(12), 2425
- 7) TFR Group and A. Truc(1984) : Turbulent Spectrum Analysis in TFR Tokamak Plasma. Plasma Phys. 26, 1045
- 8) D. E. Evans, E. J. Doyle, D. Frigione, M. Von Hellermann and A. Murdoch(1983) : Measurement of Long Wavelength Turbulence in a Tokamak by Extreme Far Forward Scattering. Plasma Phys. 25, 617
- 9) D. E. Evans, M. Von Hellermann and E. Holzhauser(1982) : Fourier Optics Approach to Far Forward Scattering and Related Refractive Index Phenomena in Laboratory Plasmas. Plasma Phys. 24, 819
- 10) Y. Sonoda, Y. Suetsugu, K. Muraoka and M. Akazaki(1983) : Applications of the Fraunhofer - Diffraction Method for Plasma - Wave Measurements. Plasma Phys. 25, 1113
- 11) M. Matsuo, H. Nitta, Y. Sonoda, K. Muraoka, M. Akazaki and RFC - XX - M Group (1987) : Identification and Role of Low - Frequency Microinstability in RFC - XX - M Studied by the Fraunhofer - Diffraction Method. J. Phys. Soc. Jpn. 56, 150
- 12) R. Philipona and O. Kuttel(1988) : Measurements of Density Fluctuations using a Simplified CO<sub>2</sub> Laser Forward Scattering Technique. Rev. Sci. Instrum. 59 (8), 1585
- 13) R. Philipona and O. Kuttel(1988) : Measurements of Microturbulence in a Linear Magnetized Plasma using CO<sub>2</sub> Laser Forward Scattering. Plasma Physics and Controlled Fusion, 30 (9), 1175
- 14) T. Tsukishima, I. Nishida, M. Nagatsu, H. Inuzuka and K. Mizuno(1986) : Dual Homodyne Detection System for Measuring Asymmetric Spectra in the Far - infrared Regime. Rev. Sci. Instrum. 57 (4), 560
- 15) A. Mase, J. H. Jeong, A. Itakura, K. Ishii and S. Miyoshi(1990) : Measurement of Dispersion Relation of Waves in a Tandem Mirror Plasma by the Fraunhofer - diffraction method. Rev. Sci. Instrum. 61 (4), 1247
- 16) G. Bekefi(1966) : Radiation Processes in Plasmas. John Wiley, New York
- 17) R. Philipona(1987) : Simplified Homodyne Small - angle Scattering Technique which uses a Diffraction Pattern as Local Oscillator. Rev. Sci. Instrum. 58 (9), 1572
- 18) A. Mase, J. H. Jeong, A. Itakura, K. Ishii and S. Miyoshi(1990) : Ambipolar Potential Effect on a Drift - Wave Mode in a Tandem - Mirror Plasma. Phys. Rev. Lett. 64 (19), 2281
- 19) M. Inutake et al(1985) : Thermal Barrier Formation and Plasma Confinement in the Axisymmetrized Tandem Mirror GAMMA 10. Phys. Rev. Lett. 55, 939
- 20) A. Mase and GAMMA 10 Group(1986) : Plasma Confinement in the Axisymmetrized Tandem Mirror GAMMA 10. International school of Phys, Varenna, 3, 13
- 21) A. Mase, A. Itakura, K. Ishii, J. H. Jeong, K. Hattori and S. Miyoshi(1991) : Control of the Radial Electric Field and of Turbulent Fluctuations in a Tandem Mirror Plasma. Nuclear Fusion.31 (9), 1725