

**内部導体装置Mini-RTでの
電子バーンスタイン波検出実験**
Electron Bernstein Wave Detection Experiments on the
Internal Coil Device Mini-RT

2008.3.17 第11回若手科学者による研究会
於原子力機構那珂研

谷塚英一

東大新領域

Eiichi Yatsuka

Grad. Sch. Frontier Sci., University of Tokyo

背景と目的 (1)

- 内部導体装置において、二流体緩和理論*に基づく高ベータプラズマ生成を目的とした実験が行われている**.
- The Ring Trap 1 (RT-1) 装置では、封入ガス圧を下げることにより($\sim 10^{-3}$ Pa)局所ベータ値10%以上のプラズマが観測されている.
 - ✓ プラズマ生成はECH
 - ✓ 反磁性計測と2次元Grad-Shafranov解析からベータ値を見積もる
- 上記の高ベータプラズマは、ECHによって生成された高エネルギー電子成分(1~10 keV, $< 10^{16} \text{ m}^{-3}$)からの寄与であることが軟X線計測により示されている.
- 一方、バルク電子の高密度化によるベータ値向上のために、電子バースタイン波(EBW)によるオーバードレンスプラズマの生成・加熱が有力であると考えられる.

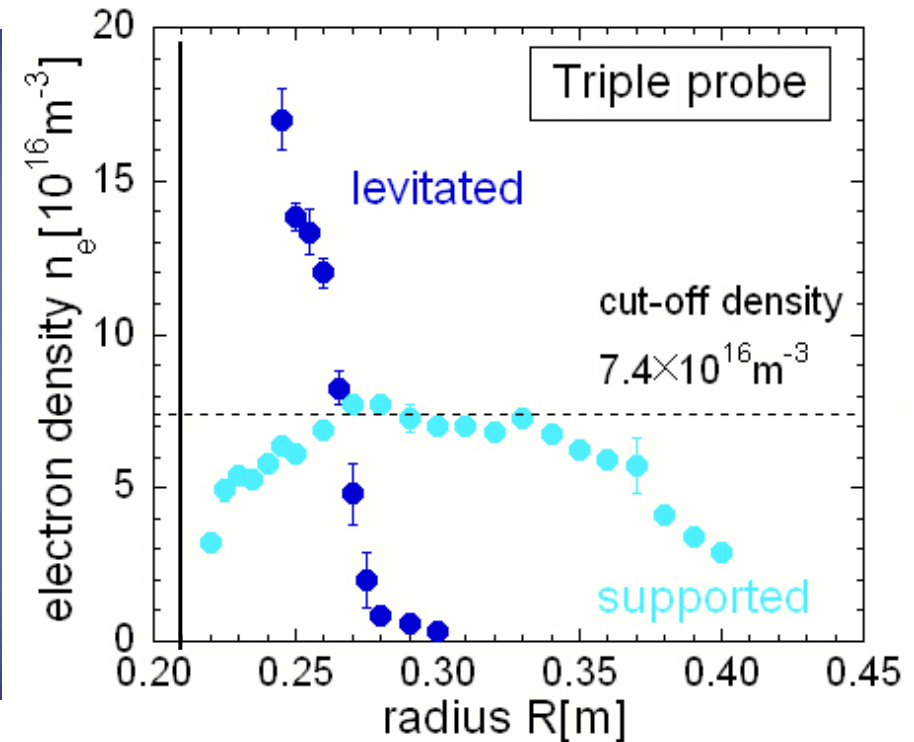
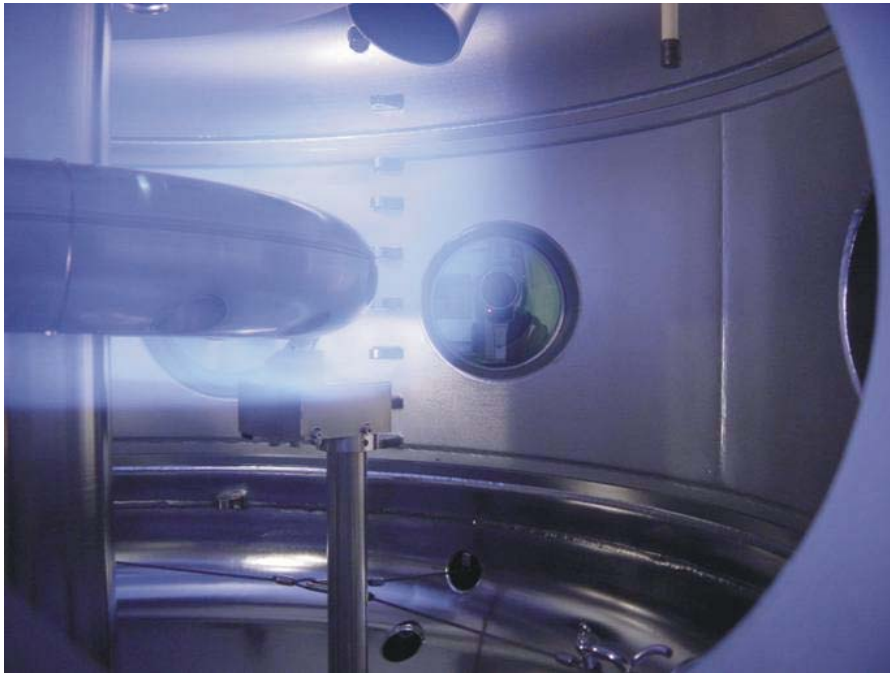
* S. M. Mahajan and Z. Yoshida, Phys. Rev. Lett. **81**, 4863 (1998);

Z. Yoshida and S. M. Mahajan, Phys. Rev. Lett. **88**, 095001 (2002).

** H. Saitoh *et al.*, Plasma and Fusion Research **2**, 045 (2007).

背景と目的 (2)

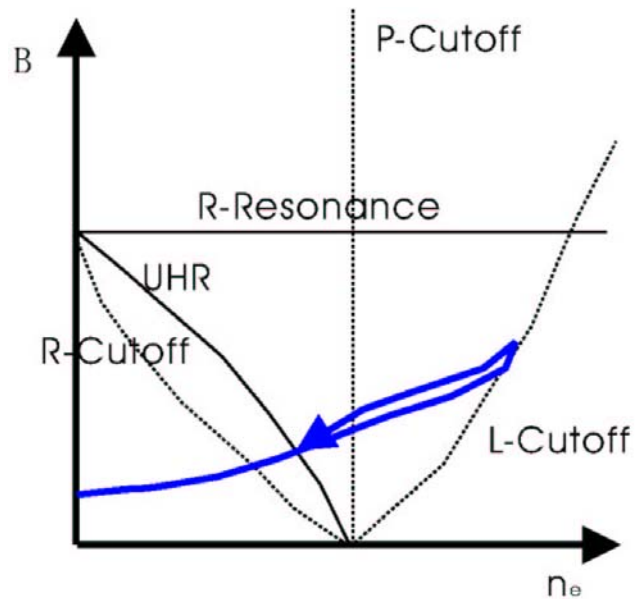
- 磁気浮上超伝導コイルを有するMini-RTでの高密度プラズマ生成



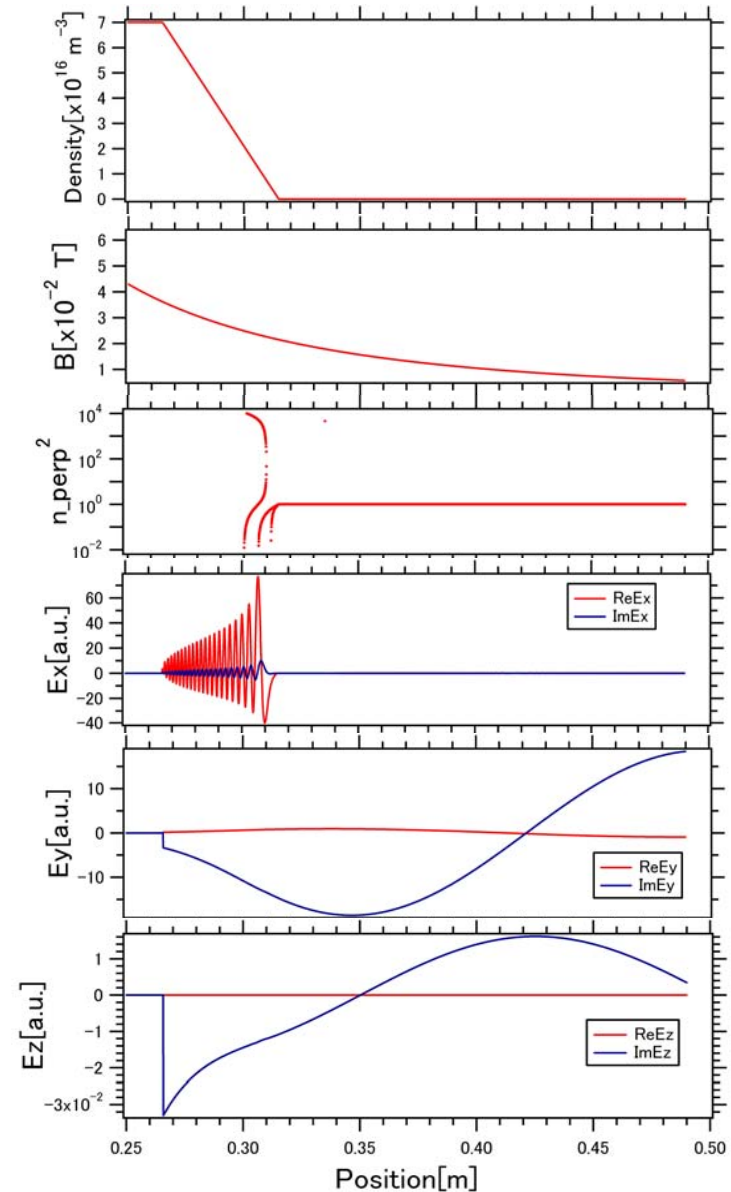
EBWへのモード変換をプラズマの内部で直接的な方法により同定し、
電磁波入射の最適化に関する基礎実験を行う。

電子バーンスタイン波

- 電子バーンスタイン波* (EBW)は、磁力線に垂直に伝播する静電波のモードで、伝播に対する密度限界がない
- EBWの波長は電子Larmor半径と同程度である
- 広域混成共鳴(UHR)層にX波を到達させることによって励起する

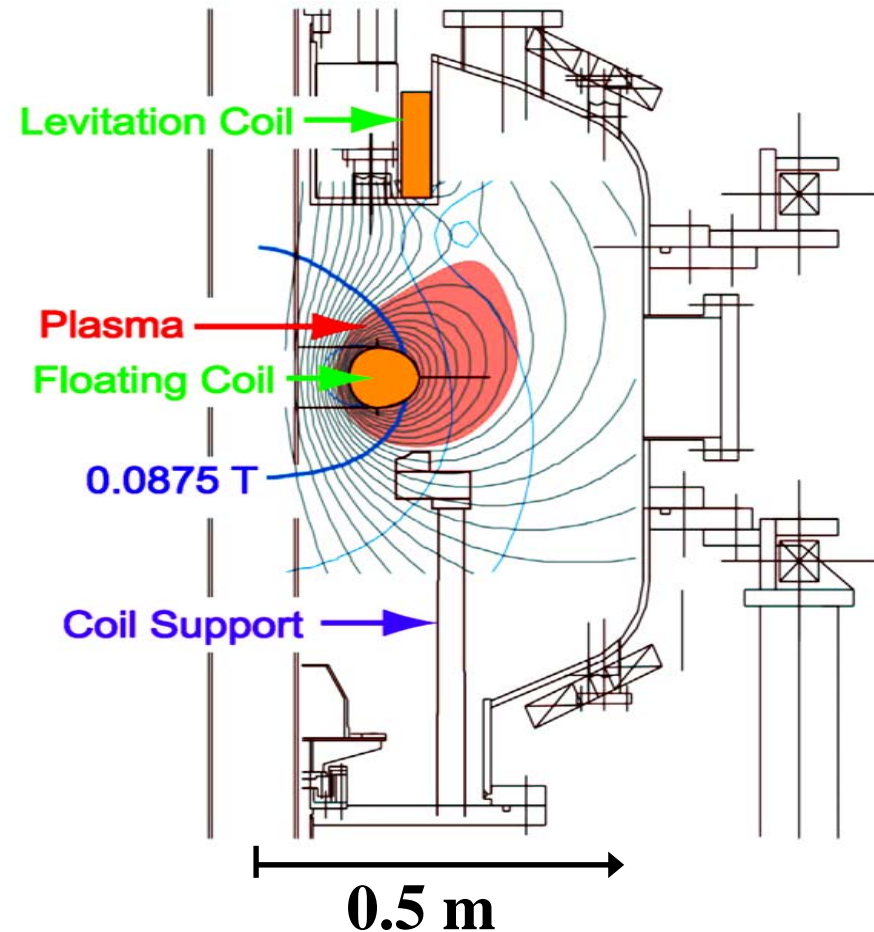


弱磁場側からのX波入射

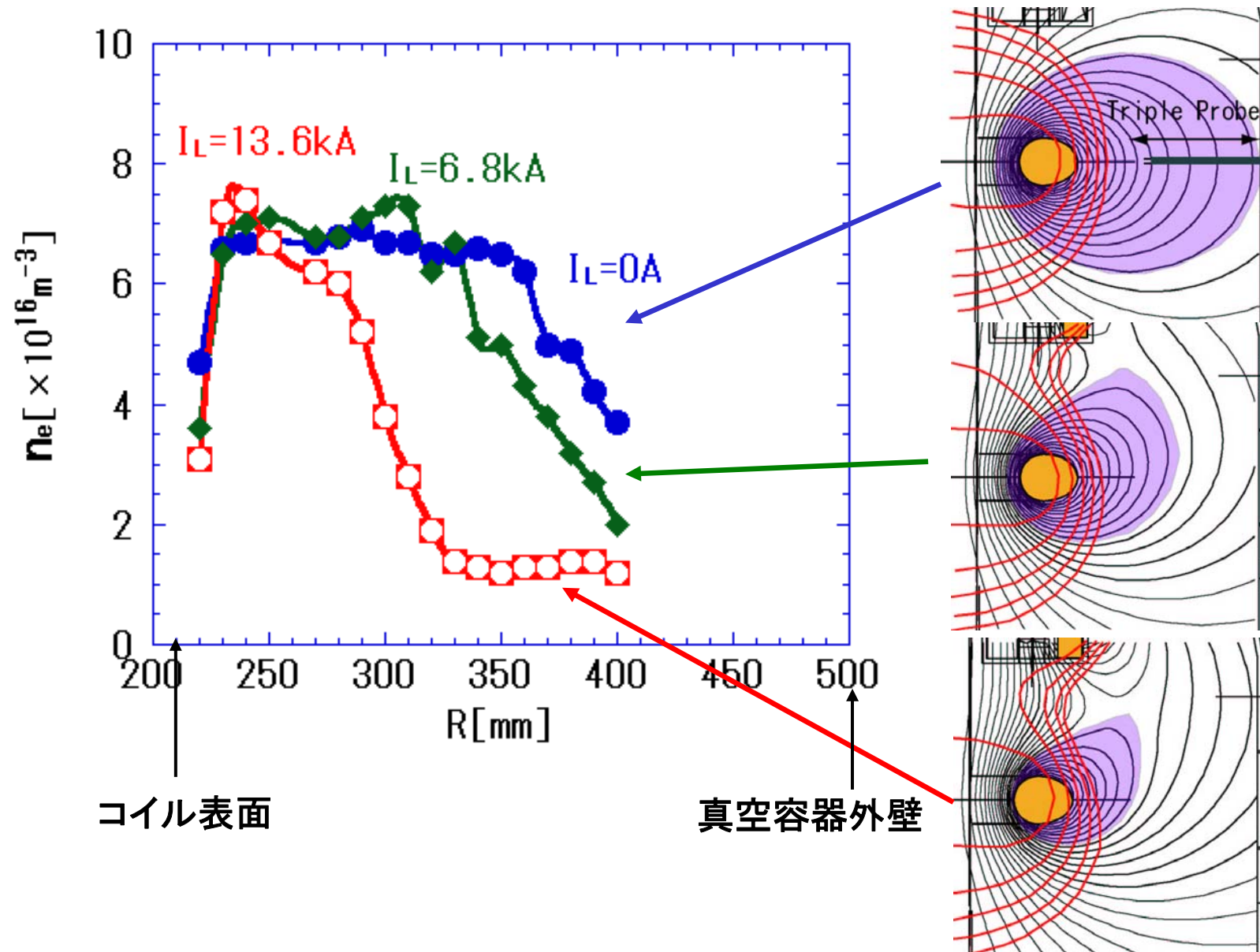


内部導体装置Mini-RT

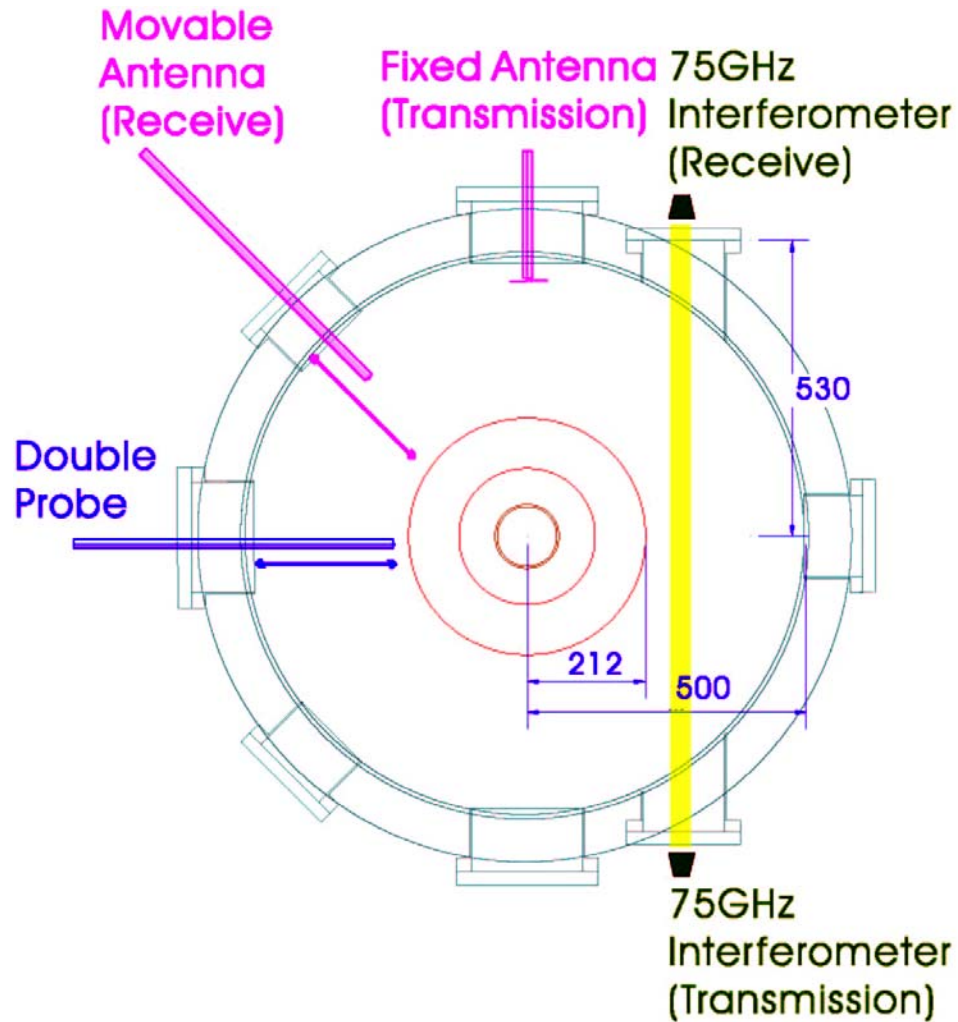
- 真空容器内の高温超伝導コイルに通電することにより、ダイポール型の磁場を生成し、プラズマを閉じ込める。
- 真空容器上部の引き上げコイル電流をフィードバック制御することにより、超伝導コイルを磁気浮上させ、支持構造物によるプラズマのエネルギー損失を低減できる。
- 浮上しない程度に引き上げコイルに通電し、閉じた磁気面領域を変化させることもできる。



磁場配位と電子密度プロファイル



計測器系

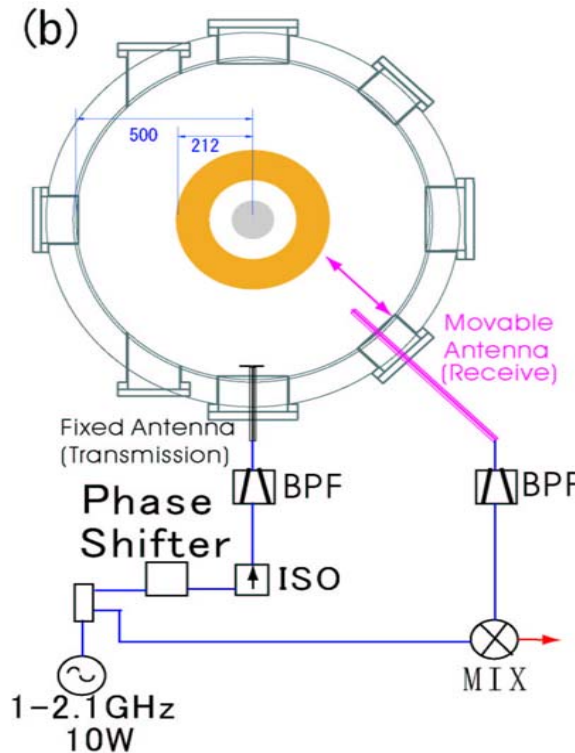
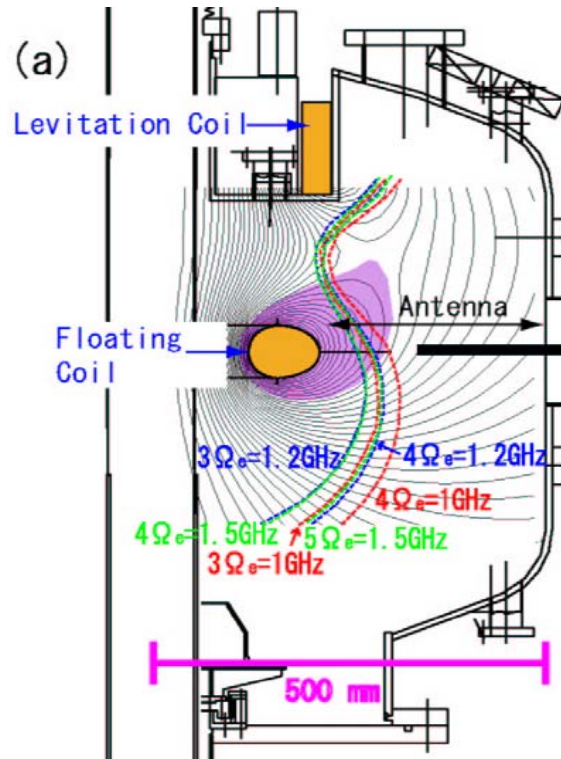


電子密度	ダブルプローブ
電子温度	ダブルプローブ
線積分電子密度	75GHzマイクロ波干渉計
ECRF電場	1-2.1GHzマイクロ波干渉計

Mini-RTでの物理量の特徴的な値

電子密度	10^{16} - 10^{17} m^{-3}
電子温度	10eV
磁場強度	0.01-0.1T
封入ガス圧	0.02-0.05 Pa

ECRF電場計測の原理



DC Voltage signal

$$E_0 + E_1 \cos[\varphi(\vec{r}) + \varphi_{ph}]$$

(a)磁場配位と計測位置 (b)計測のダイアグラム

- $E_0(\mathbf{r})$ オフセット
- $E_1(\mathbf{r})$ ECRF電場の振幅
- $\varphi(\mathbf{r})$ ECRF電場の相対位相

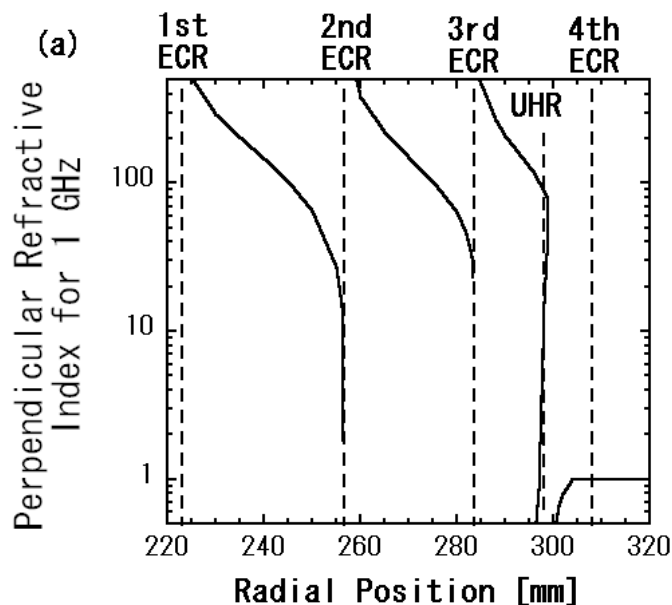
- 加熱用のマイクロ波の浸入を避けるため、バンドパスフィルタ(BPF, -44.5 dB @2.45 GHz)を設置した

- 計測用マイクロ波は1~2.1 GHz, 10Wである

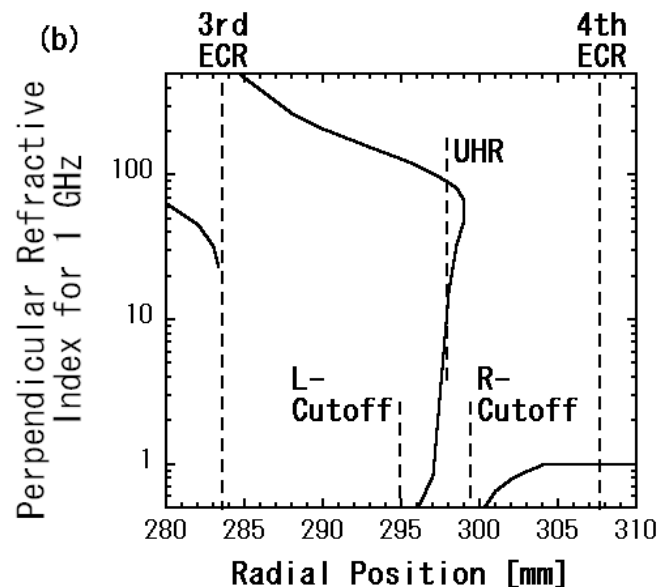
- 計測用のマイクロ波は、弱磁場側からX波をダイポールアンテナにより入射する(エレメント長100 mm).

- ECRF電場の分布はモノポールアンテナ(エレメント長5 mm)を赤道面上で径方向に挿引して計測する

モード変換, 屈折率の評価



(a) 1 GHz入射のときの屈折率分布



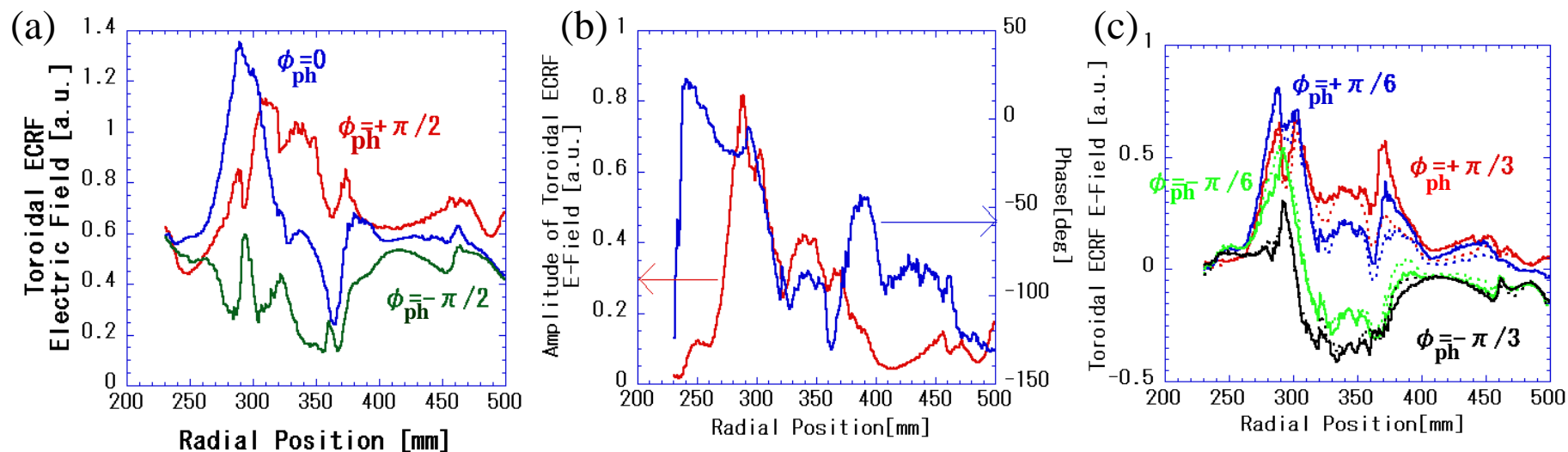
(b) UHR付近拡大図

- ◆ 入射したX波は, エバネッセント領域を透過し, UHRに到達する
- ◆ UHRに到達したX波は, EBWへとモード変換し, 強磁場側へ伝播する
- ◆ 計算はMini-RTでの典型的な電子密度, 電子温度分布(静電プローブにより計測した)を用いて行った

計算の結果, EBWの屈折率は数10~100程度であると期待される

セパトリックスなしの時の計測結果, 再現性

$$\text{DC Voltage signal} \quad E_0 + E_1 \cos[\varphi(\vec{r}) + \varphi_{ph}]$$

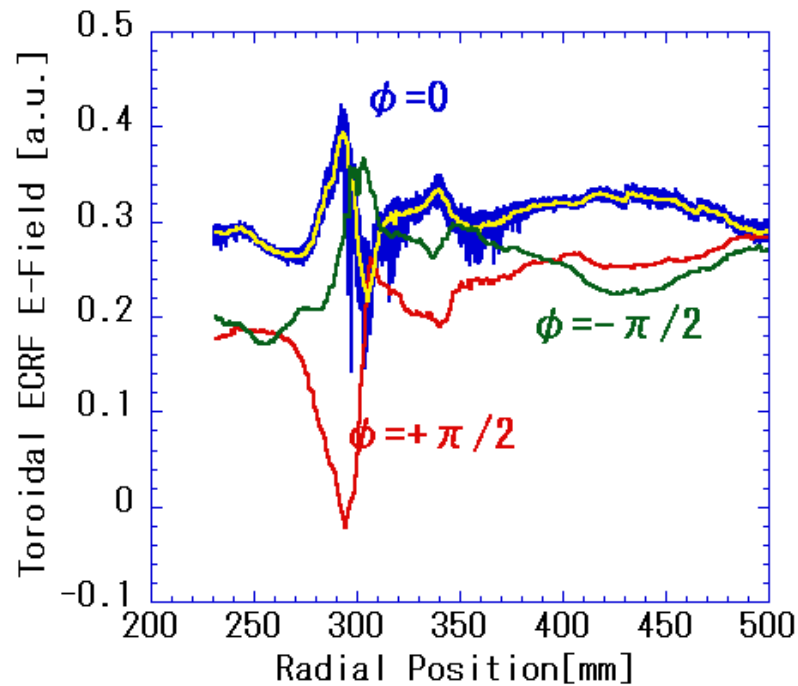


(a) 3種類の ϕ_{ph} での計測結果 (b) (a)から求めた振幅・位相分布

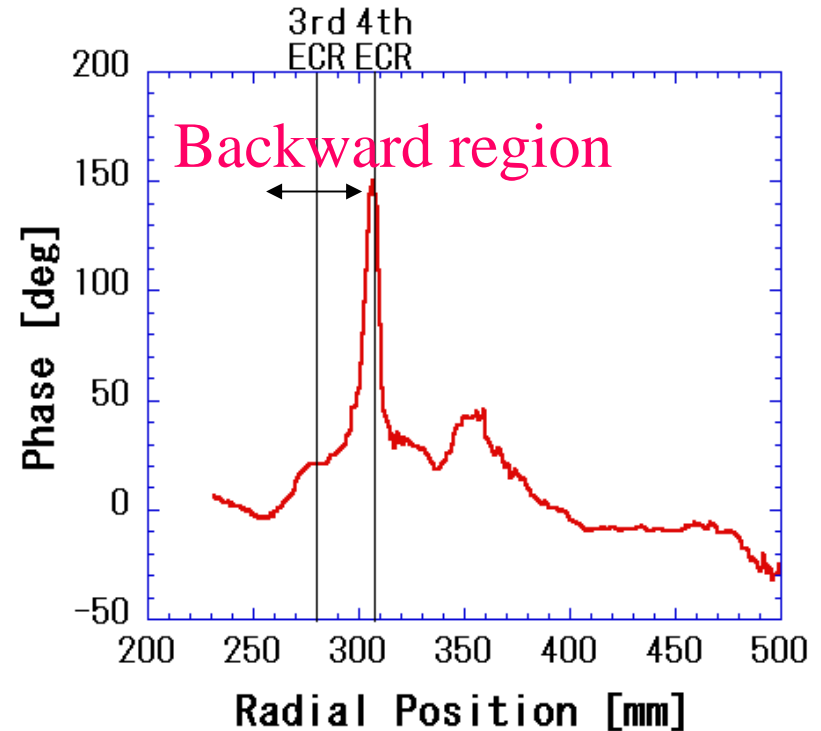
(c) (b)から計算して求めたECRF電場分布(点線)と測定結果(実線)の比較

(c)における点線と実線はよく一致しており, 放電の再現性, 計測法の妥当性は問題ないと考えられる.

セパトリックスありの時のECRF電場分布



Raw data for 1.0 GHz injection



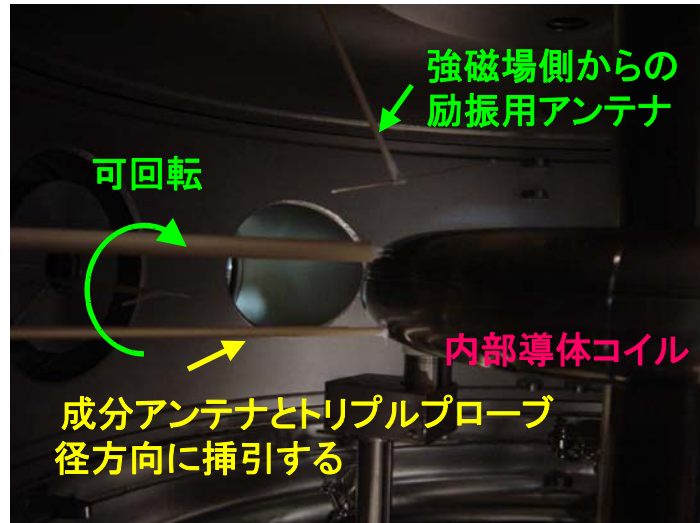
Phase Profile of ECRF electric field

- ◆ R<310mmの領域に位相分布の反転した領域が現れた.
- ◆ 位相分布の傾きは位相速度を表す. 群速度(エネルギー束)の向きを装置内向きと考えれば, R<310 mmで**後進波**になっている
- ◆ 後進波が観測されている領域では 位相分布の傾きが大きい(**短波長**)

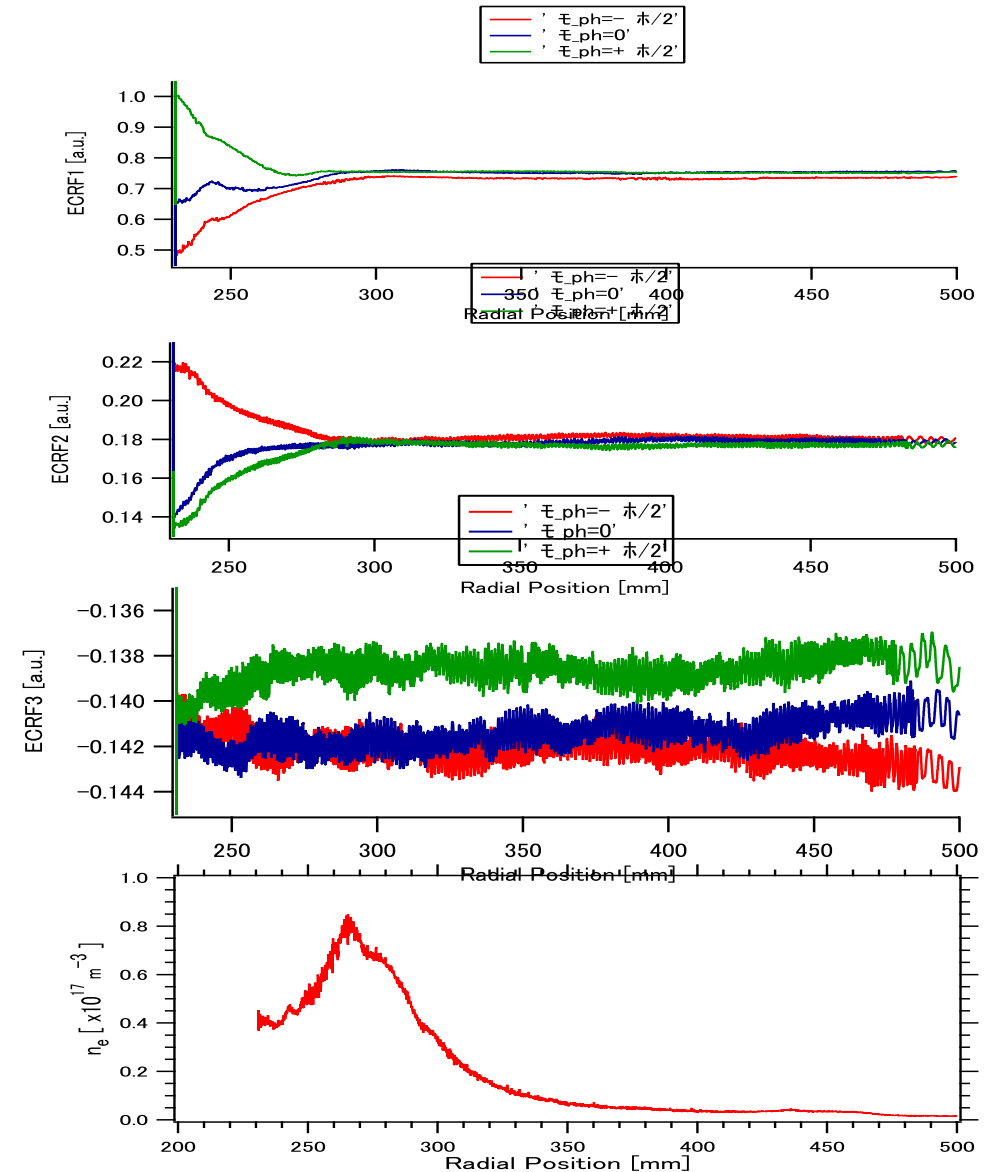
まとめ

- ✓ Mini-RTで、微小アンテナをプラズマ中に挿入することによりECRF電場の空間分布を計測した
- ✓ 外部から与える位相を変化させて、振幅・位相分布から再構成した分布と計測結果を比較し、放電の再現性と計測方法の妥当性を確認した
- ✓ 得られた信号は、短波長 (~ 2 cm) および 後進波という2つのEBWの特徴を併せ持つ
- ✓ 分散関係式の計算の結果EBWの屈折率は数10 \sim 100程度と見積もられる。一方で、実験結果から粗く見積もると屈折率は10程度であった

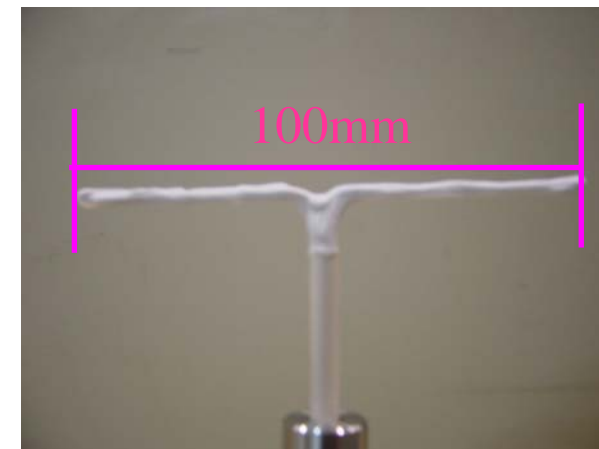
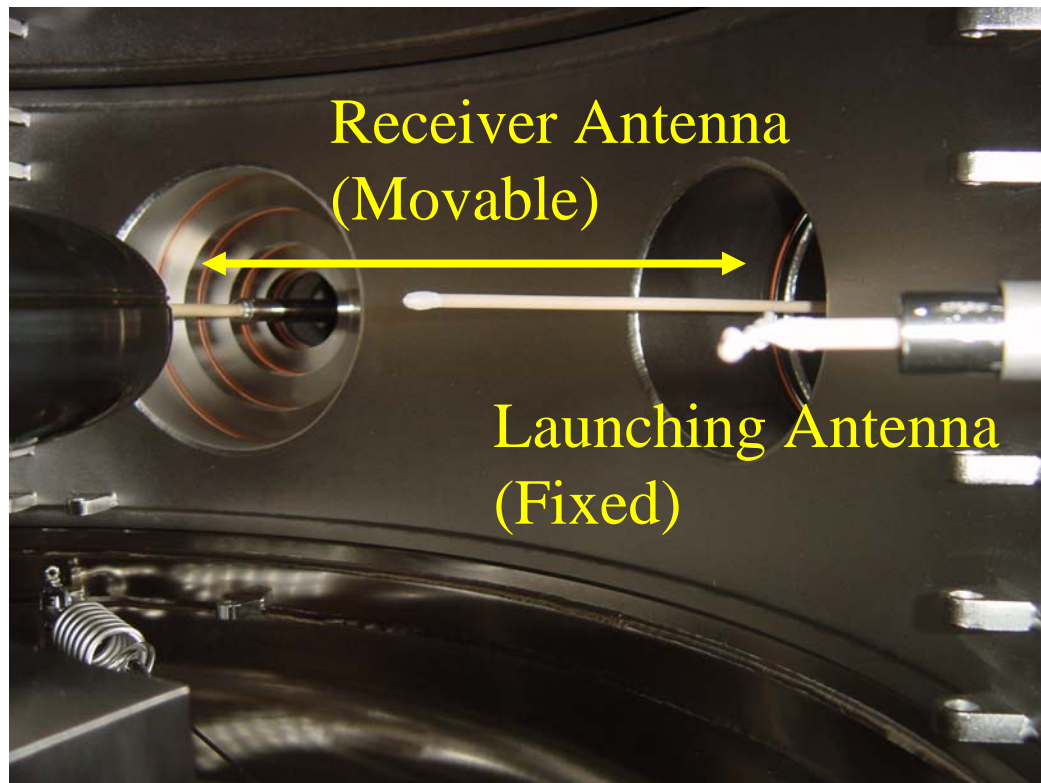
3成分同時計測とその初期計測結果



- ◆ 回転可能なアンテナ列を用いて同一経路でのECRF電場3成分と密度分布計測を行った
- ◆ 強磁場側から1.2 GHz入射を行った
- ◆ 磁力線に平行な成分はほぼ振幅0で一定位相, 垂直成分は装置外側に向かって振幅が下がっている
- ◆ 短波長の信号は見えていない

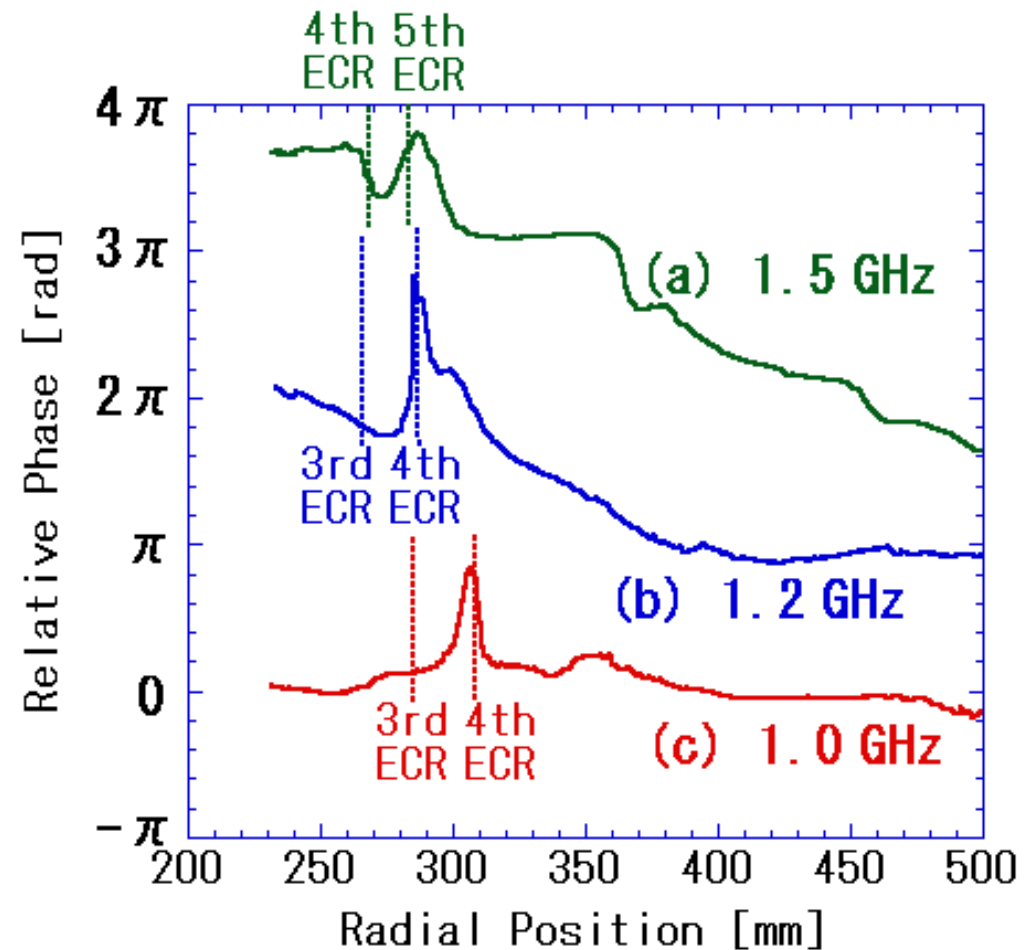
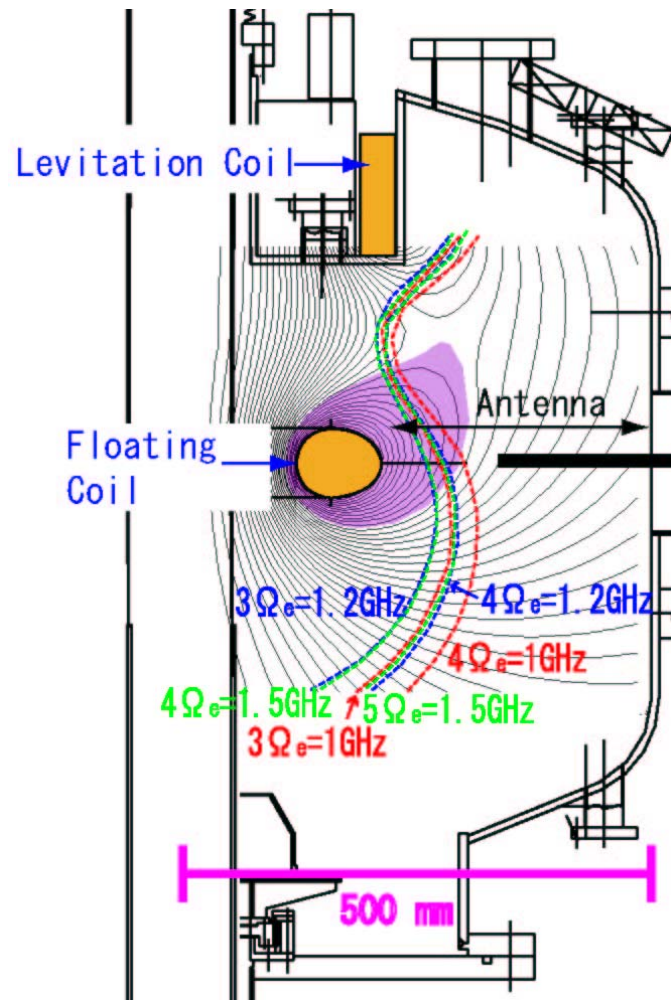


励振, 計測用アンテナ



アンテナの先端をセラミックにより被覆し, ECRF電場を検出する

位相分布の比較



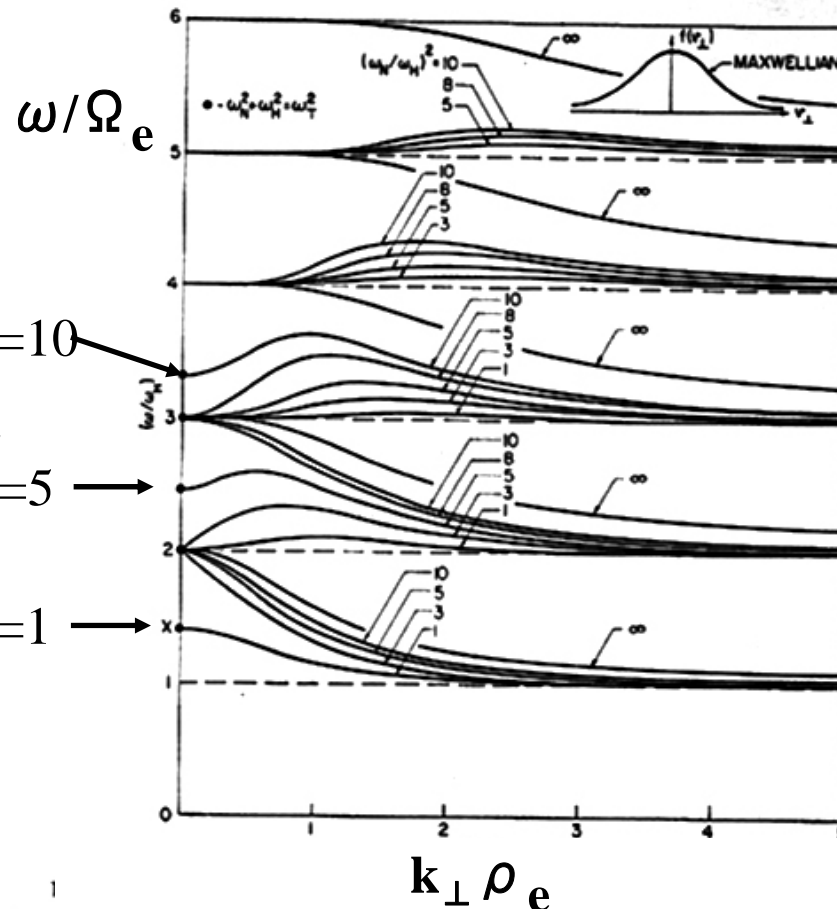
サイクロトロン高調波共鳴層の内側に位相分布が反転する領域が現れる

Dispersion Relation of EBW

$$1 + \frac{\omega_{pe}^2}{\Omega_e^2} \frac{1}{(k_{\perp} \rho_e)^2} \left\{ 1 - \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{\omega}{\omega - n\Omega_e} e^{-(k_{\perp} \rho_e)^2} I_n \right\} = 0$$

58

CRAWFORD, HARP, AND MANTREI



UHR when $\left(\frac{\omega_{pe}}{\Omega_e}\right)^2 = 10$

UHR when $\left(\frac{\omega_{pe}}{\Omega_e}\right)^2 = 5$

UHR when $\left(\frac{\omega_{pe}}{\Omega_e}\right)^2 = 1$

◆ Parameters denoted in Figure (1~10)

is $\left(\frac{\omega_{pe}}{\Omega_e}\right)^2$.

◆ Group velocity is negative ($d\omega/dk < 0$) at higher field side than UHR.

Excitation and Propagation of Short Wavelength Wave

- We must consider how to excite the wave which has short wavelength.
- The principle of solving hot plasma dispersion relation is identical with that of cold plasma.

$$\vec{n} \times \vec{n} \times \vec{E}_1 + \vec{K} \cdot \vec{E}_1 = 0$$

For perpendicular propagating wave, dispersion relation is written as

$$\begin{pmatrix} K_{xx} - n_{//}^2 & K_{xy} & K_{xz} + n_{//}n_{\perp} \\ -K_{xy} & K_{yy} - (n_{//}^2 + n_{\perp}^2) & K_{yz} \\ K_{xz} + n_{//}n_{\perp} & K_{yz} & K_{zz} - n_{\perp}^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} = 0$$

$\mathbf{E}_1 \perp \mathbf{B}_0$
 $\mathbf{E}_1 \parallel \mathbf{B}_0$

- Even if wavelength is comparable or shorter than Larmor radius, **Ordinary and extraordinary modes are decoupled.**
- At the location of resonance, the wavelength of electromagnetic wave becomes short, thus **multiple root of dispersion relation is expected to find near resonance.**

Warm Plasma Approximation

(Simplest Picture of Mode Conversion)

- We consider the minimum order of finite Larmor radius effect and neglect imaginary part of plasma dispersion function.
- We assume the case of electron cyclotron range of frequency.

$$K_{xx} \approx S + \left(\frac{\omega}{\Omega_e} \frac{v_{e,T\perp}}{c} \right)^2 \left(\frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2 - \Omega_e^2} - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2 - 4\Omega_e^2} \right) n_{\perp}^2$$

$$K_{xy} = -K_{yx} \approx -iD + \left(\frac{\omega}{\Omega_e} \frac{v_{e,T\perp}}{c} \right)^2 \left[\left(\frac{-\omega_{pe}^2}{\omega^2 - \Omega_e^2} + \frac{2\omega_{pe}^2}{\omega^2 - 4\Omega_e^2} \right) \frac{\Omega_e}{\omega} + \frac{1}{2} \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2 - \Omega_e^2} \right] n_{\perp}^2$$

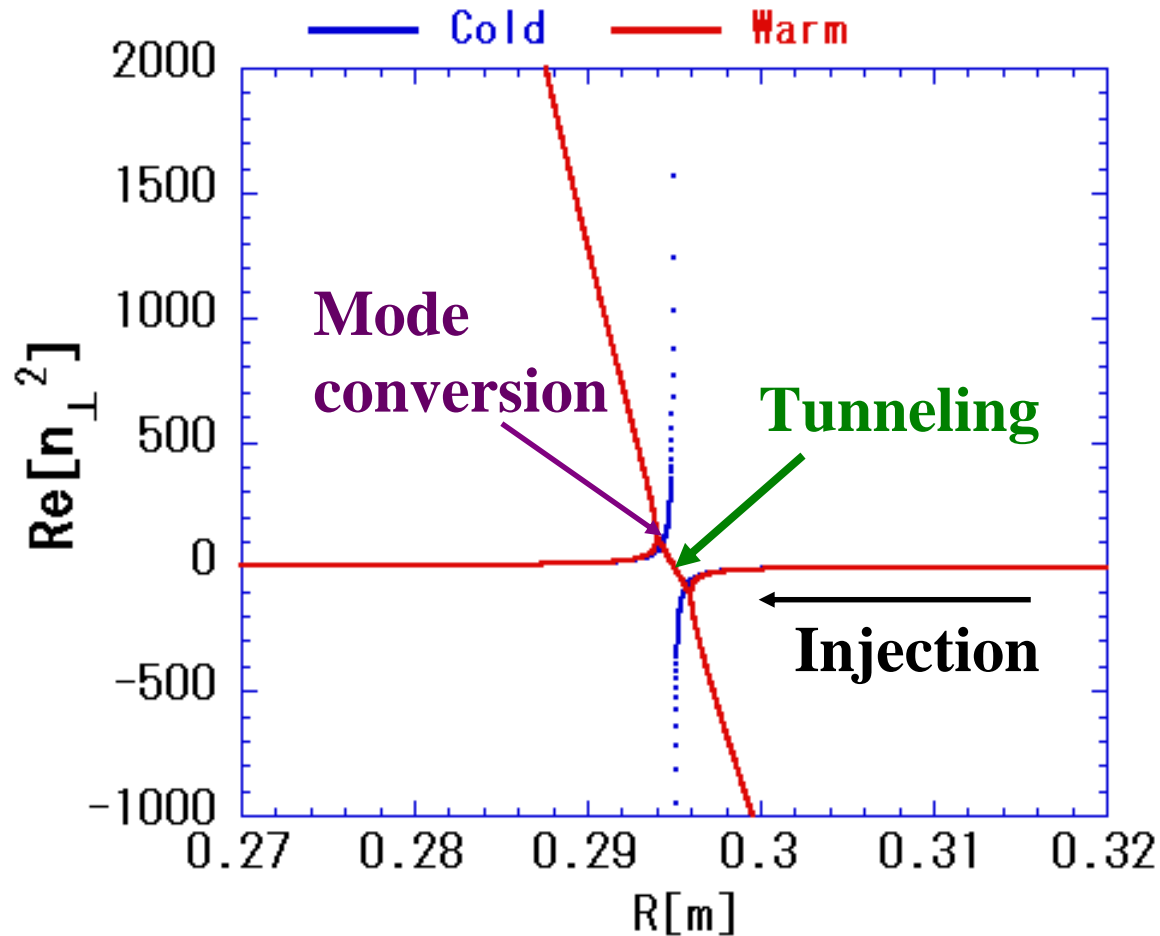
$$K_{yy} \approx S + \left(\frac{\omega}{\Omega_e} \frac{v_{e,T\perp}}{c} \right)^2 \left(-\frac{2\omega_{pe}^2}{\omega^2} + \frac{3\omega_{pe}^2}{\omega^2 - \Omega_e^2} - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2 - 4\Omega_e^2} \right) n_{\perp}^2$$

There are two roots of dispersion relation.

finite Larmor radius effect

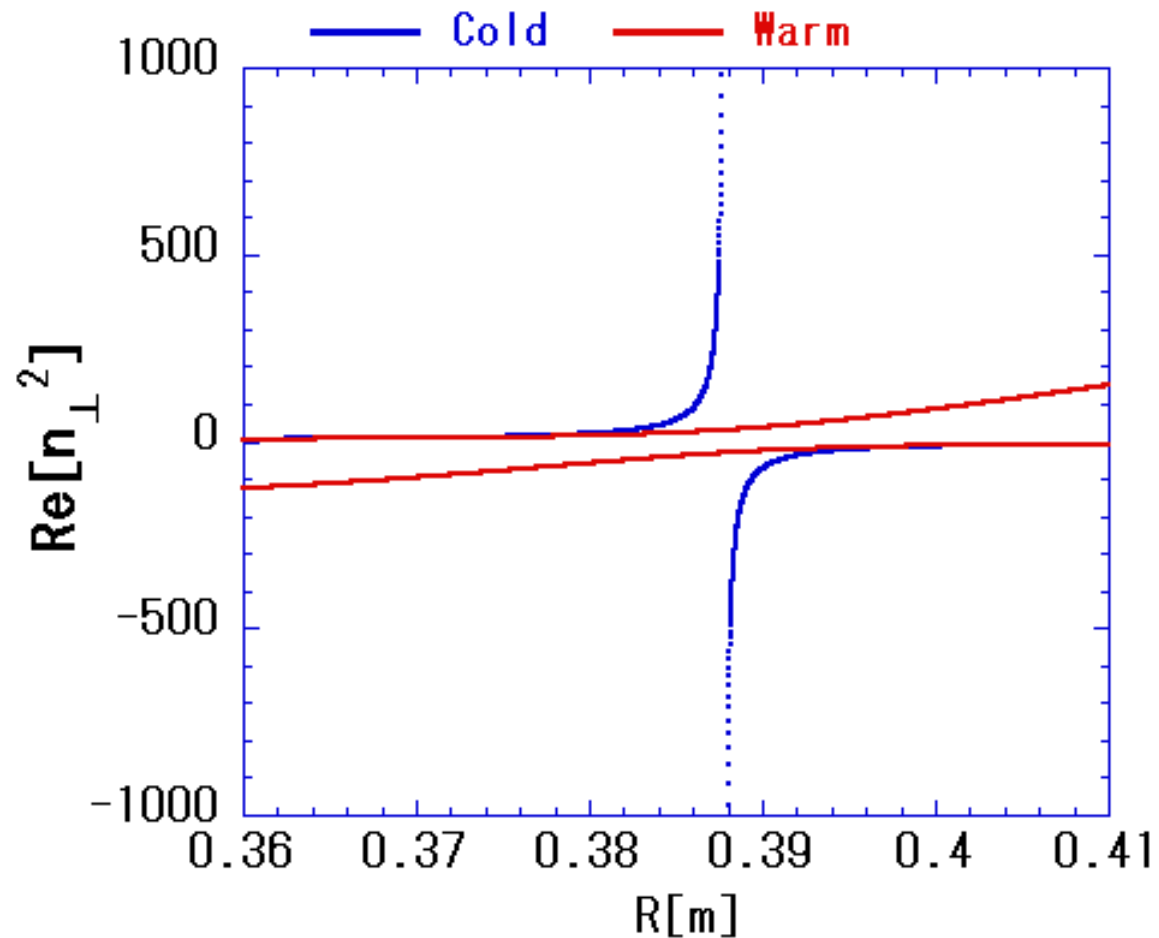
$$\begin{vmatrix} K_{xx} & K_{xy} \\ -K_{xy} & K_{yy} - n_{\perp}^2 \end{vmatrix} = 0$$

If UHR Lies Between Fundamental ECR and 2nd Harmonic ECR



- **Finite Larmor radius effect becomes important near the UHR.**
- **Mode conversion occurs and converted wave propagates to high field side.**

If UHR Lies Between 2nd and 3rd Harmonic ECR



- **Multiple root does not appear and it seems that we cannot excite short wavelength wave from X-wave.**

Hot Plasma Dielectric Tensor (1)

in the case of bi-Maxwellian without flow

- For simplicity, we assume electron velocity distribution function is bi-Maxwellian without flow.

$$f_0 = n_0 F_{\perp}(v_{\perp}) F_z(v_z) F_{\perp} = \frac{m}{2\pi\kappa T_{\perp}} \exp\left[-\frac{mv_{\perp}^2}{2\kappa T_{\perp}}\right], \quad F_z = \sqrt{\frac{m}{2\pi\kappa T_z}} \exp\left[-\frac{mv_z^2}{2\kappa T_z}\right]$$

$$\vec{K} = \vec{I} + \sum_j \left[\frac{\omega_{pj}^2}{\omega} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \exp[-\lambda_j] \vec{Y}_{jn}(\lambda_j) \right]$$

$$\vec{Y}_{jn} = \begin{pmatrix} n^2 \frac{I_n(\lambda_j)}{\lambda_j} A_{jn} & in(I'_n(\lambda_j) - I_n(\lambda_j)) A_{jn} & \frac{k_{\perp}}{\Omega_j} \frac{nI_n(\lambda_j)}{\lambda_j} B_{jn} \\ -in(I'_n(\lambda_j) - I_n(\lambda_j)) A_{jn} & \left[\left(\frac{n^2}{\lambda_j} + 2\lambda_j \right) I_n(\lambda_j) - 2\lambda_j I'_n(\lambda_j) \right] A_{jn} & -\frac{ik_{\perp}}{\Omega_j} (I'_n(\lambda_j) - I_n(\lambda_j)) B_{jn} \\ \frac{k_{\perp}}{\Omega_j} \frac{nI_n(\lambda_j)}{\lambda_j} B_{jn} & \frac{ik_{\perp}}{\Omega_j} (I'_n(\lambda_j) - I_n(\lambda_j)) B_{jn} & \frac{\omega - n\Omega_j}{k_z v_{j,Tz}^2} I_n(\lambda_j) B_{jn} \end{pmatrix}$$

$$\lambda_j \equiv \left(\frac{k_{\perp} v_{j,T\perp}}{\Omega_j} \right)^2 = \left(k_{\perp} \rho_{j,T\perp} \right)^2, \quad v_{j,Tz} \equiv \frac{\kappa T_z}{m_j}, \quad v_{j,T\perp} \equiv \frac{\kappa T_{\perp}}{m_j}$$

Hot Plasma Dielectric Tensor (2)

Plasma Dispersion Function

$$A_{jn} = \frac{1}{\omega} \frac{T_{\perp} - T_z}{T_z} + \frac{1}{\sqrt{2}k_z v_{j,Tz}} \frac{(\omega - n\Omega_j)T_{\perp} + n\Omega_j T_z}{\omega T_z} Z(\zeta_{jn})$$

$$B_{jn} = \frac{1}{k_z} \frac{(\omega - n\Omega_j)T_{\perp} + n\Omega_j T_z}{\omega T_z} + \frac{1}{k_z} \frac{\omega - n\Omega_j}{\sqrt{2}k_z v_{j,Tz}} \frac{(\omega - n\Omega_j)T_{\perp} + n\Omega_j T_z}{\omega T_z} Z(\zeta_{jn})$$

$Z(\zeta_n)$ is the Plasma Dispersion Function. $\zeta_{nj} \equiv \frac{\omega - n\Omega_j}{\sqrt{2}k_z v_{j,Tz}}$

$$Z(\zeta_{jn}) = \pi^{-1/2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp[-\beta^2]}{\beta - \zeta_{jn}} d\beta \quad \text{Im}[\omega] > 0$$

$$Z(\zeta_{jn}) = \pi^{-1/2} \mathbf{P} \left[\int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp[-\beta^2]}{\beta - \zeta_{jn}} d\beta \right] + i \frac{k_z}{|k_z|} \pi^{1/2} \exp[-\zeta_{jn}^2] \quad \text{Im}[\omega] = 0$$

$$Z(\zeta_{jn}) = \pi^{-1/2} \mathbf{P} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp[-\beta^2]}{\beta - \zeta_{jn}} d\beta + 2i \frac{k_z}{|k_z|} \pi^{1/2} \exp[-\zeta_{jn}^2] \quad \text{Im}[\omega] < 0$$

Imaginary part of $Z(\zeta_n)$ corresponds to energy damping.

Hot Plasma Dielectric Tensor (3)

In the case of isotropic temperature

$$A_{jn} = \frac{1}{\sqrt{2}k_z v_{j,Tz}} Z(\zeta_{jn})$$

$$B_{jn} = \frac{1}{k_z} (1 + \zeta_{jn} Z(\zeta_{jn}))$$

$\mathbf{k}_z=0 \Rightarrow \zeta_n \rightarrow \infty$ (perpendicular propagation)

$$Z(\zeta_{jn}) = i \frac{k_z}{|k_z|} \pi^{1/2} \exp[-\zeta_{jn}^2] - \frac{1}{\zeta_{jn}} - \frac{1}{2\zeta_{jn}^3} + \dots$$

asymptotic form

$$A_{jn} = \frac{\zeta_{j0}}{\omega} Z(\zeta_{jn}) = i \frac{k_z}{|k_z|} \pi^{1/2} \frac{1}{\omega} \zeta_{j0} \exp(-\zeta_{jn}^2) - \frac{1}{\omega - n\Omega_j} + \dots$$

$$B_{jn} = \frac{1}{k_z} [1 + \zeta_{jn} Z(\zeta_{jn})] = i \frac{1}{|k_z|} \pi^{1/2} \zeta_{jn} \exp(-\zeta_{jn}^2) - \frac{k_z v_{j,Tz}^2}{(\omega - n\Omega_j)^2} + \dots$$

$$G_{jn} \equiv \frac{k_z}{|k_z|} \pi^{1/2} \zeta_{j0} \exp(-\zeta_{jn}^2) \text{ gives heating property.}$$

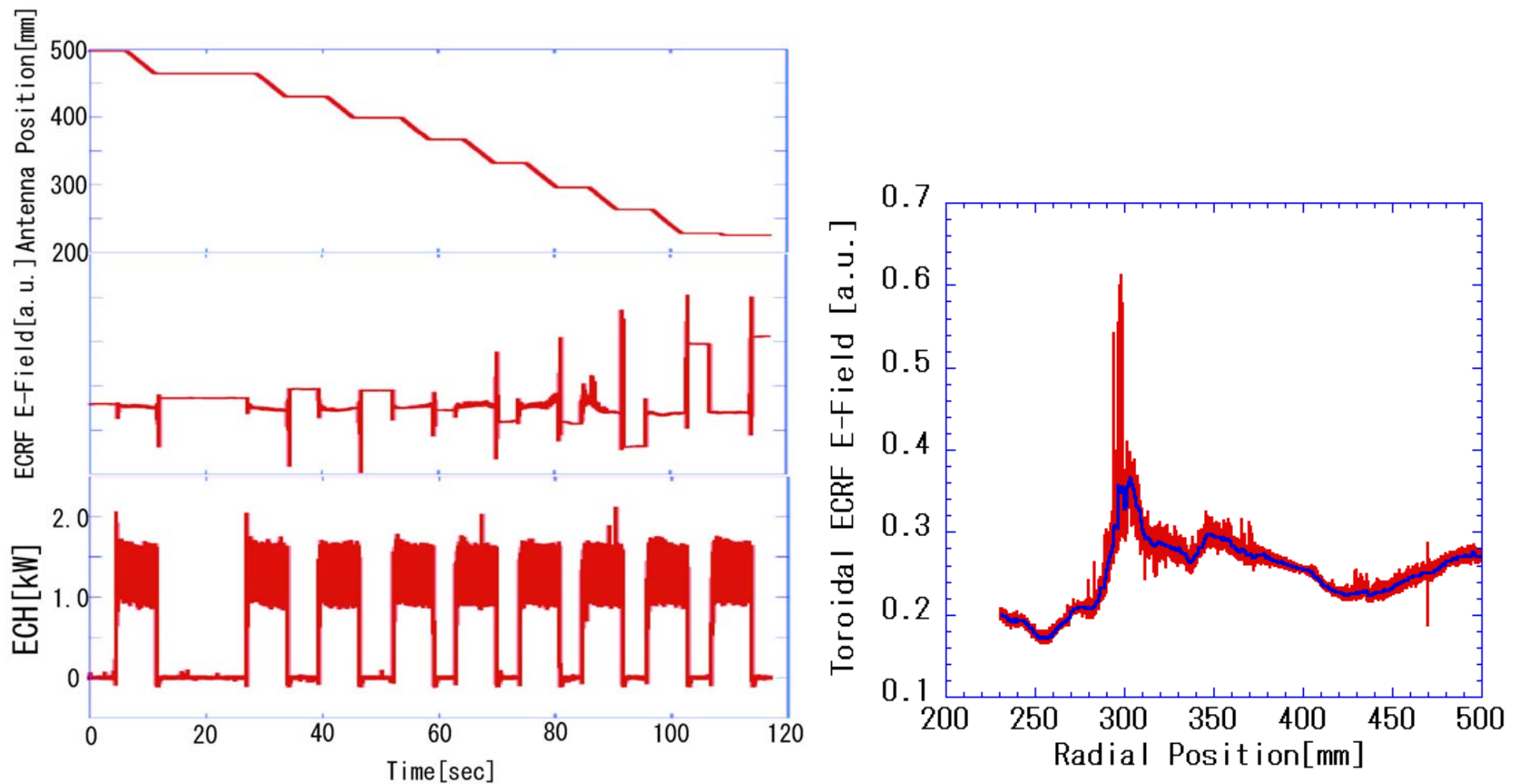
Hot Plasma Dielectric Tensor (4)

Series Expansion

$$\begin{aligned}
 K_{xx} &= 1 + \sum_j \frac{\omega_{pj}^2}{\omega^2} \zeta_{j0} \left[(Z_1 + Z_{-1}) \left(\frac{1}{2} - \frac{\lambda_j}{2} + \dots \right) + (Z_2 + Z_{-2}) \left(\frac{\lambda_j}{2} - \lambda_j^2 + \dots \right) + \dots \right] \\
 K_{yy} &= 1 + \sum_j \frac{\omega_{pj}^2}{\omega^2} \zeta_{j0} \left[Z_0 (2\lambda_j + \dots) + (Z_1 + Z_{-1}) \left(\frac{1}{2} - \frac{3\lambda_j}{2} + \dots \right) + (Z_2 + Z_{-2}) \left(\frac{\lambda_j}{2} - \lambda_j^2 + \dots \right) + \dots \right] \\
 K_{zz} &= 1 - \sum_j \frac{\omega_{pj}^2}{\omega^2} \zeta_{j0} \left[2\zeta_{j0} W_0 (1 - \lambda_j + \dots) + (\zeta_{j1} W_1 + \zeta_{j-1} W_{-1}) (\lambda_j + \dots) + (\zeta_{j2} W_2 + \zeta_{j-2} W_{-2}) \left(\frac{\lambda_j^2}{4} + \dots \right) + \dots \right] \\
 K_{xy} &= -K_{yx} = i \sum_j \frac{\omega_{pj}^2}{\omega^2} \zeta_{j0} \left[(Z_1 + Z_{-1}) \left(\frac{1}{2} - \lambda_j + \dots \right) + (Z_2 + Z_{-2}) \left(\frac{\lambda_j}{2} + \dots \right) + \dots \right] \\
 K_{xz} &= K_{zx} = \sum_j \sqrt{2\lambda_j} \frac{\omega_{pj}^2}{\omega^2} \zeta_{j0} \left[(W_1 - W_{-1}) \left(\frac{1}{2} + \dots \right) + (W_2 - W_{-2}) \left(\frac{\lambda_j}{4} + \dots \right) + \dots \right] \\
 K_{yz} &= -K_{zy} = -i \sum_j \sqrt{2\lambda_j} \frac{\omega_{pj}^2}{\omega^2} \zeta_{j0} \left[W_0 \left(-1 + \frac{3\lambda_j}{2} \right) + (W_1 - W_{-1}) \left(\frac{1}{2} + \dots \right) + (W_2 - W_{-2}) \left(\frac{\lambda_j}{4} + \dots \right) + \dots \right]
 \end{aligned}$$

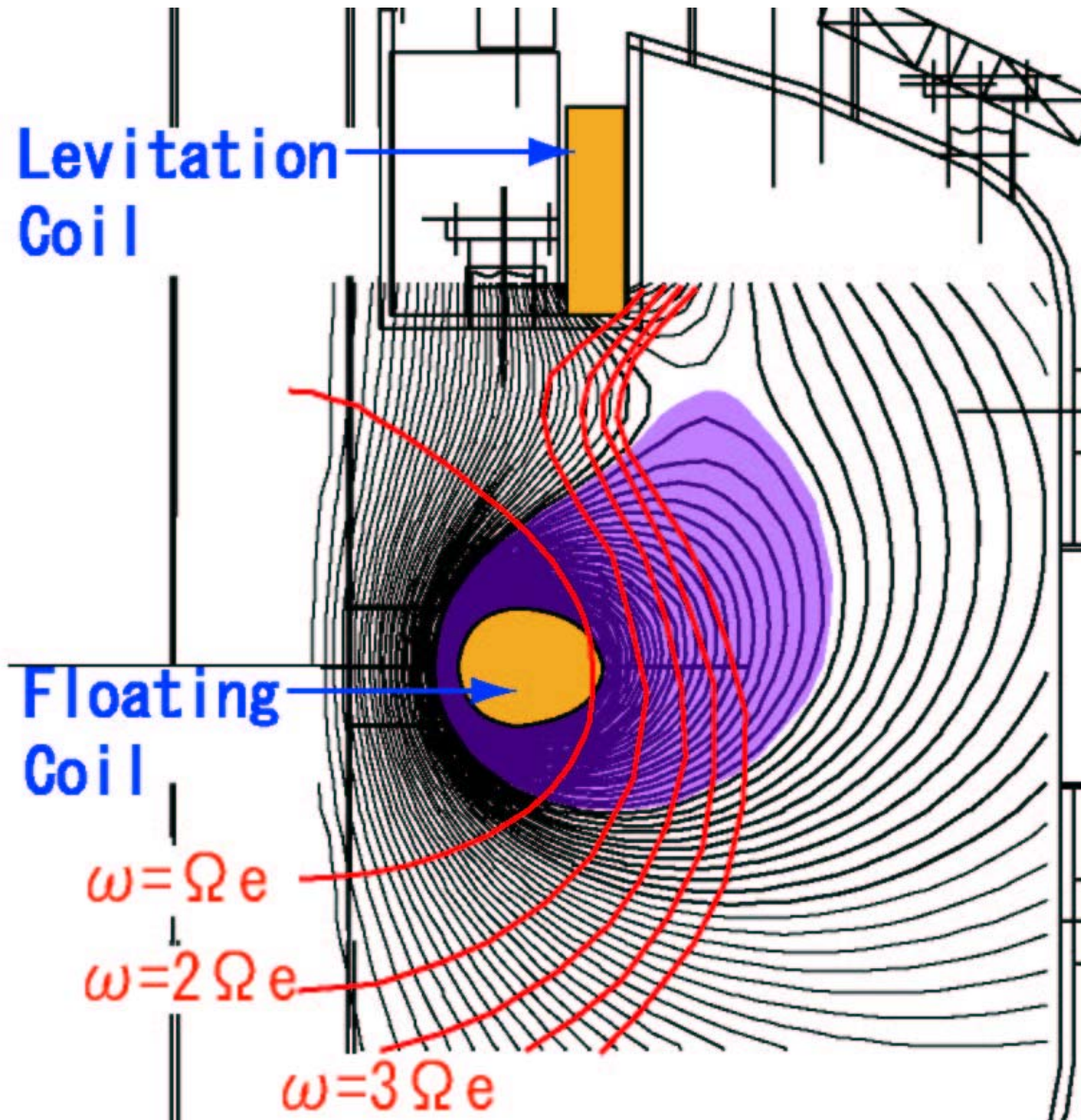
$$Z_n = Z(\zeta_{jn}) \quad W_n = -[1 + \zeta_{jn} Z(\zeta_{jn})]$$

典型的結果



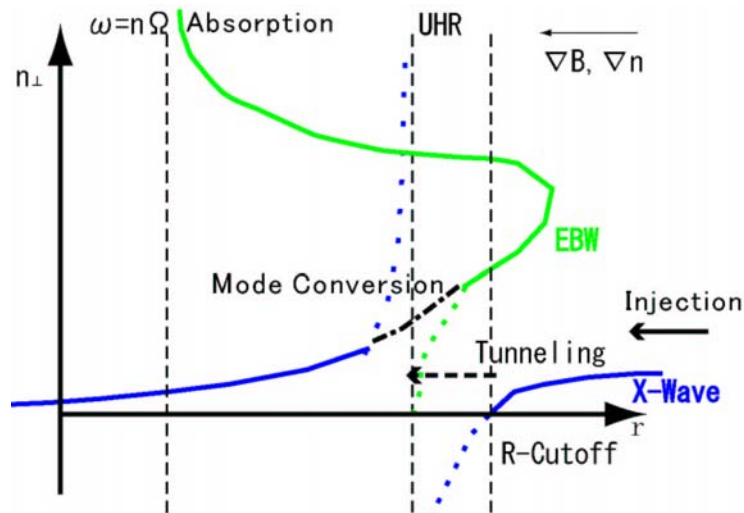
プラズマ生成中に可動式の受信アンテナを径方向に掃引し、
アンテナ位置とECRF電場の信号の関係を得る

Mini-RTの特徴, EBWの特性



- 急峻な磁場強度の勾配を持つ
- 引き上げコイル電流によってセパトリックスの位置を変化させられる
- EBWはUHR付近で波長の短くなったX波からモード変換され, サイクロトロン高調波共鳴によって, 比較的低温, 低密度なプラズマにも効率よく吸収される

EBWへのモード変換効率



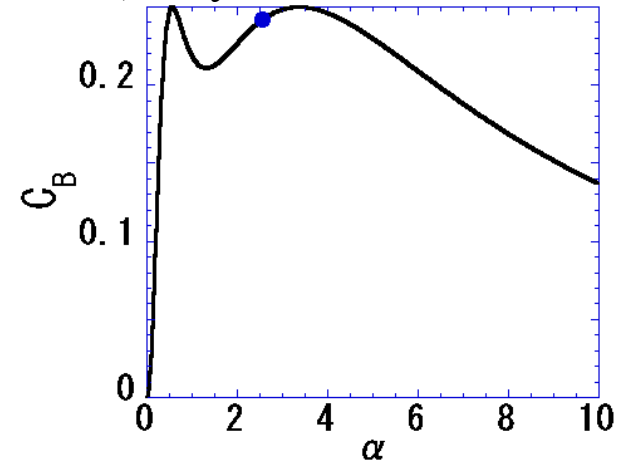
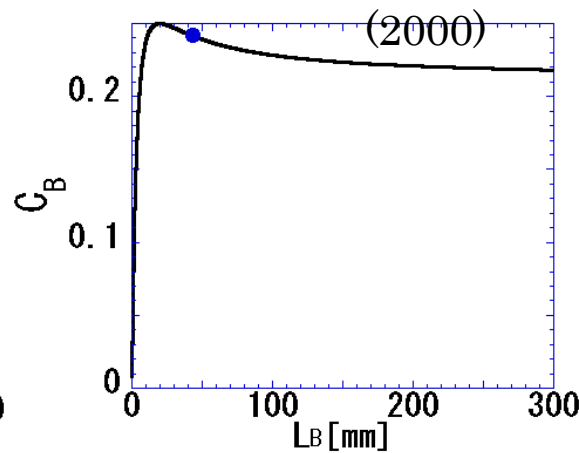
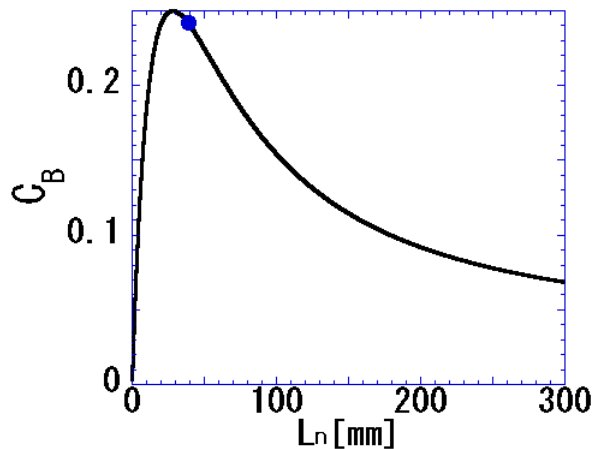
$$C_B = e^{-\pi\eta} \left(1 - e^{-\pi\eta} \right)$$

tunneling parameter

$$\eta = \frac{\Omega_e L_n}{c} \frac{\alpha}{\sqrt{\alpha^2 + 2(L_n/L_B)}} \left[\frac{\sqrt{1 + \alpha^2} - 1}{\alpha^2 + (L_n/L_B)\sqrt{1 + \alpha^2}} \right]^{1/2}$$

$$\alpha = \left[\frac{\omega_{pe}}{\Omega_e} \right]_{\text{UHR}}, \quad L_n = \left[\frac{n}{|dn/dr|} \right]_{\text{UHR}}, \quad L_B = \left[\frac{B}{|dB/dr|} \right]_{\text{UHR}}$$

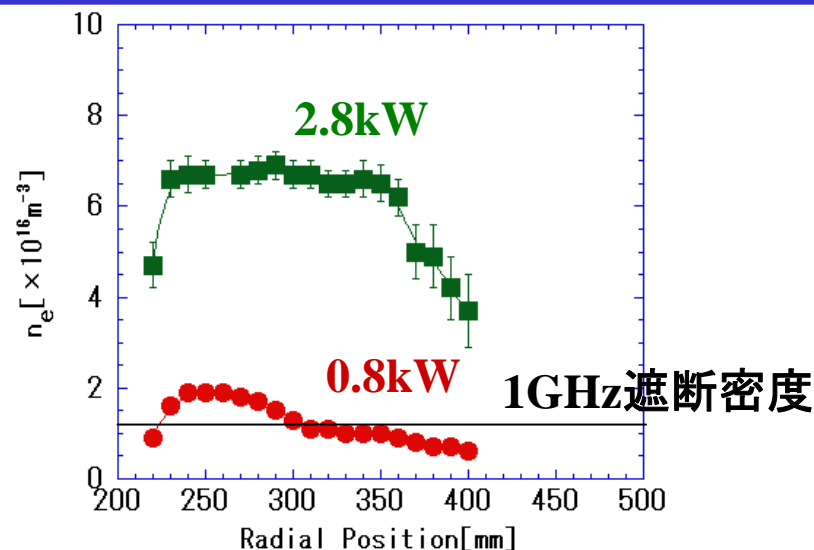
* A.K.Ram et al., Phys. Plasmas 7 4084



■ Mini-RTの コイル支持状態での典型的なパラメータ ($L_n=39\text{mm}$, $L_B=43\text{mm}$, $B_{\text{UHR}}=0.032\text{T}$, $n_e|_{\text{UHR}}=6.5 \times 10^{16}\text{m}^{-3}$) を用いた

■ 変換効率は密度勾配の特性長と、UHRにおける磁場の強度に敏感に依存する

0モードの遮断



電子密度プロファイルのマイクロ波入射強度依存性

