

JAERI - M

87-198

JT-60低域混成波入射時に観測されたECEスペクトルへの
相対論的アンチ・ロス・コーン速度分布を仮定したモデルの適用

1987年11月

佐藤 正泰・横溝 英明・JT-60チーム

日本原子力研究所
Japan Atomic Energy Research Institute

JAERI-Mレポートは、日本原子力研究所が不定期に公開している研究報告書です。
入手の問い合わせは、日本原子力研究所技術情報部情報資料課（〒319-11茨城県那珂郡東海村）あて、お申しこしてください。なお、このほかに財団法人原子力弘済会資料センター（〒319-11茨城県那珂郡東海村日本原子力研究所内）で複写による実費頒布をおこなっております。

JAERI-M reports are issued irregularly.

Inquiries about availability of the reports should be addressed to Information Division
Department of Technical Information, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-
mura, Naka-gun, Ibaraki-ken 319-11, Japan.

©Japan Atomic Energy Research Institute, 1987

編集兼発行 日本原子力研究所
印 刷 いばらき印刷機

J T-60低域混成波入射時に観測されたECEスペクトルへの
相対論的アンチ・ロス・コーン速度分布を仮定したモデルの適用

日本原子力研究所 那珂研究所 臨界プラズマ研究部
佐藤正泰・横溝英明・J T-60チーム*

(1987年10月29日受理)

J T-60プラズマからの電子サイクロトロン放射は、LH波電流駆動(LHCD)等において、非サーマルな電子による放射となる。このスペクトルから相対論的アンチ・ロス・コーン速度分布を仮定したモデルを用いて、非サーマル電子の密度や速度分布関数の情報を得た。このモデルにおいては、磁場に直角な放射で、 $\omega > \omega_{pe}$ 、 ω_{ce} の条件を満たし集団現象が無視出来る場合について、速度空間において、磁場方向にコーンの様に広がった相対論的アンチ・ロス・コーン速度分布関数が形成されていると仮定する。このモデルを適用して、観測されたECEスペクトルから非サーマルな電子の情報を、次の様にして得た。即ち、LHRF結合系のパワー・スペクトルから非サーマル電子の温度を、得られた温度と観測されたECEスペクトルの傾きからアンチ・ロス・コーンの角度を、得られた温度とアンチ・ロス・コーン角度それにECEスペクトルの放射輝度から非サーマル電子の密度を求めた。

相川 裕史・青柳 哲雄・赤岡 伸雄・赤坂 博美・秋野 昇・秋場 真人・秋山 隆
 安積 正史・阿部 哲也・新井 貴・荒川喜代次・荒木 政則・有本 公子・安東 俊郎
 安納 勝人・飯島 勉・飯田 幸生・池田 幸治・池田 佳隆・井坂 正義・伊佐治信明
 石田 真一・市毛 尚志・伊藤 孝雄・伊藤 康治・井上多加志・今井 剛・上原 和也
 宇佐美広次・牛草 健吉・薄井 勝富・梅原 昌敏・浦本 保幸・海老沢 昇・及川 晃
 大麻 和美・大内 豊・大賀 徳道・大久保 実・大島 貴幸・太田 和也・太田 充
 大高 光夫・大原比呂志・大森憲一郎・大森 俊造・大森 栄和・荻原 徳男・奥村 裕司
 奥村 義和・小関 隆久・小原健次郎・小原 祥裕・加藤 次男・神永 敦嗣・河合視己人
 川崎 幸三・川俣 陽一・菊池 勝美・菊池 満・岸本 浩・北原 勝美・北村 繁
 孤崎 晶雄・木村 豊秋・木村 晴行・清野 公広・日下 誠・草間 義紀・国枝 俊介
 久保 博孝・栗原 研一・栗山 正明・黒田 猛・小池 常之・小出 芳彦・児玉 幸三
 木島 滋・小林 則幸・小又 将夫・近藤 育朗・三枝 幹雄・逆井 章・坂田 信也
 坂本 慶司・佐藤 正泰・沢畠 正之・薮 守正・篠崎 信一・柴沼 清・嶋田 隆一
 清水 勝宏・清水 正亜・下村 安夫・白井 浩・白形 弘文・菅沼 和明・杉江 達夫
 杉山 隆・鈴木 貞明・鈴木 國弘・鈴木 紀男・鈴木 正信・鈴木 道雄・鈴木 康夫
 砂押 秀則・清宮 宗孝・関 正美・関 省吾・高崎 学・高津 英幸・高橋 春次
 高橋虎之助・高橋 実・竹内 浩・竹下 明・田中 茂・田中竹次郎・谷 啓二
 田村 早苗・大塚 正幸・千葉 真一・塚原 美光・次田 友宜・辻 俊二・津田 文男
 恒岡まさき・寺門 恒久・寺門 正之・徳竹 利国・戸塚 俊之・飛田 健次・豊島 昇
 中村 博雄・中村 幸治・長島 章・永島 圭介・永島 孝・永谷 進・永見 正幸
 西谷 健夫・西野 信博・二宮 博正・根本 正博・関谷 譲・野亦 英幸・濱松 清隆
 原 誠・原口 和三・平塚 一・平山 俊雄・蛭田 和治・廣木 成治・福田 武司
 藤井 常幸・古川 弘・細金 延幸・細田隆二郎・堀池 寛・本田 正男・前野 勝樹
 前原 直・松岡 守・松川 達哉・松川 誠・松田慎三郎・水野 誠・水橋 清
 宮 直之・宮地 謙吾・三代 康彦・武藤 貢・村井 隆一・村上 義夫・柳生 純一
 安川 享・矢野 勝久・山下 修・山下 幸彦・山口 健・山本 正弘・横倉 賢治
 横溝 英明・吉川 和伸・吉川 允二・吉田 英俊・吉成 洋治・芳野 隆治・吉行 健
 米川 出・米田 毅・渡邊 和弘

Application of the model of the relativistic anti-loss-cone
distribution to ECE spectrum in discharge applying LH wave

Masayasu SATO, Hideaki YOKOMIZO and JT-60 team*

Department of Large Tokamak Research
Naka Fusion Research Establishment
Japan Atomic Energy Research Institute
Naka-machi, Naka-gun, Ibaraki-ken

(Received October 29, 1987)

The electron cyclotron emission (ECE) is dominated from supra-thermal electron in discharge applying LH wave. We obtain informations of supra-thermal electron by applying the model of the relativistic anti-loss-cone distribution to ECE spectrum in the discharge. In this model, the emission perpendicular to the magnetic field are considered. The frequency range is considered to be well above the plasma and electron cyclotron frequencies, thus collective effects can be neglected. The electron distribution is assumed to be anisotropic in the velocity space and strongly extended in the direction parallel to the magnetic field, namely the relativistic anti-loss-cone distribution. The informations of supra-thermal electron are obtained by the following way. The temperature and density of the supra-thermal electron and the anti-loss-cone angle are obtained from the power spectrum of LH wave launched, the measured slope of the spectrum of ECE and the spectral radiance of ECE.

Keywords: Electron Cyclotron Emission, JT-60, LH Wave, Suprathermal Electron, Anti-loss-cone Relativistic Distribution Function

*

T.ABE, H.AIKAWA, N.AKAOKA, H.AKASAKA, M.AKIBA, N.AKINO, T.AKIYAMA, T.ANDO
 K.ANNOH, T.AOYAGI, T.ARAI, K.ARAKAWA, M.ARAKI, K.ARIMOTO, M.AZUMI, S.CHIBA
 M.DAIRAKU, N.EBISAWA, T.FUJII, T.FUKUDA, H.FURUKAWA, K.HAMAMATSU, M.HARA
 K.HARAGUCHI, H.HIRATSUKA, T.HIRAYAMA, S.HIROKI, K.HIRUTA, M.HONDA
 H.HORIIKE, R.HOSODA, N.HOSOGANE, Y.IIDA, T.IIJIMA, K.IKEDA, Y.IKEDA
 T.IMAI, T.INOUE, N.ISAJI, M.ISAKA, S.ISHIDA, N.ITIGE, T.ITO, Y.ITO
 A.KAMINAGA, T.KATO, M.KAWAI, Y.KAWAMATA, K.KAWASAKI, K.KIKUCHI, M.KIKUCHI
 H.KIMURA, T.KIMURA, H.KISHIMOTO, K.KITAHARA, S.KITAMURA, A.KITSUNEZAKI
 K.KIYONO, N.KOBAYASHI, K.KODAMA, Y.KOIDE, T.KOIKE, M.KOMATA, I.KONDO
 S.KONOSHIMA, H.KUBO, S.KUNIEDA, K.KURIHARA, M.KURIYAMA, T.KURODA, M.KUSAKA
 Y.KUSAMA, S.MAEBARA, K.MAENO, S.MATSUDA, M.MATSUKAWA, T.MATSUKAWA
 M.MATSUOKA, N.MIYA, K.MIYATI, Y.MIYO, K.MIZUHASHI, M.MIZUNO, R.MURAI
 Y.MURAKAMI, M.MUTO, M.NAGAMI, A.NAGASHIMA, K.NAGASHIMA, T.NAGASHIMA
 S.NAGAYA, H.NAKAMURA, Y.NAKAMURA, M.NEMOTO, Y.NEYATANI, H.NINOMIYA
 N.NISHINO, T.NISHITANI, H.NOMATA, K.OBARA, N.OGIWARA, T.OHGA, Y.OHARA
 K.OHASA, H.OOHARA, T.OHSHIMA, M.OHKUBO, K.OHTA, M.OHTA, M.OHTAKA
 Y.OHUCHI, A.OIKAWA, H.OKUMURA, Y.OKUMURA, K.OMORI, S.OMORI, Y.OMORI
 T.OZEKI, A.SAKASAI, S.SAKATA, M.SATO, M.SAIGUSA, K.SAKAMOTO, M.SAWAHATA
 M.SEIMIYA, M.SEKI, S.SEKI, K.SHIBANUMA, R.SHIMADA, K.SHIMIZU, M.SHIMIZU
 Y.SHIMOMURA, S.SHINOZAKI, H.SHIRAI, H.SHIRAKATA, M.SHITOMI, K.SUGANUMA
 T.SUGIE, T.SUGIYAMA, H.SUNAOSHI, K.SUZUKI, M.SUZUKI, M.SUZUKI, N.SUZUKI
 S.SUZUKI, Y.SUZUKI, M.TAKAHASHI, S.TAKAHASHI, T.TAKAHASHI, M.TAKASAKI
 H.TAKATSU, H.TAKEUCHI, A.TAKESHITA, S.TAMURA, S.TANAKA, T.TANAKA, K.TANI
 M.TERAKADO, T.TERAKADO, K.TOBITA, T.TOKUTAKE, T.TOTSUKA, N.TOYOSHIMA
 F.TSUDA, T.TSUGITA, S.TSUJI, Y.TSUKAHARA, M.TSUNEOKA, K.UEHARA
 M.UMEHARA, Y.URAMOTO, H.USAMI, K.USHIGUSA, K.USUI, J.YAGYU, T.YAMAGUCHI
 M.YAMAMOTO, O.YAMASHITA, Y.YAMASHITA, K.YANO, T.YASUKAWA, K.YOKOKURA
 H.YOKOMIZO, K.YOSHIKAWA, M.YOSHIKAWA, H.YOSHIDA, Y.YOSHINARI, R.YOSHINO
 K.YOSHIYUKI, I.YONEKAWA, T.YONEDA, K.WATANABE

目 次

1. 目 的	1
2. 相対論的アンチ・ロス・コーン速度分布を仮定したモデル	1
3. JT-60プラズマにおける非サーマル電子によるECEスペクトル	5
4. 観測されたECEスペクトルへの相対論的アンチ・ロス・コーン速度分布を 仮定したモデルの適用	7
5. 議 論	10
6. ま と め	11
謝 辞	12
参考文献	12
付録1 75度ポートからの観測における真空容器内壁における反射回数の 概算	19
付録2 75度ポートにおけるJT-60プラズマのECEの偏光	21
付録3 75度ポートからの観測による異常波の2倍高調波と3倍高調波 の電子サイクロトロン放射の比から真空容器内壁の反射率	24

Contents

1. Motivation	1
2. Model of the relativistic anti-loss-cone distribution	1
3. Spectrum of the electron cyclotron emission from the supra-thermal electron in JT-60 plasma	5
4. Application of the model to the ECE spectrum	7
5. Discussion	10
6. Summary	11
Acknowledgement	12
References	12
Appendix 1 Estimation of the reflection number in the vacuum vessel in the measurement of the 75 degree port	19
Appendix 2 Polarization of the ECE from JT-60 Plasma in the measurement of the 75 degree port	21
Appendix 3. Reflectivity of the vacuum vessel from the measurement of the ratio of the second ECE to the third harmonic ECE in the measurement of the 75 degree port	24

1. 目的

JT-60プラズマからの電子サイクロトロン放射 (ECE) をフーリエ分光法で測定している。フーリエ分光法は ECE スペクトルを容易に測定する事が出来るのが特徴であり、プラズマの電子温度分布の時間変化を知るのに適している。ところが、ある特定の試験条件時には、例えば、低電子密度放電、低域混成波電流駆動 (LHCD) において、サーマルな電子によるスペクトルでなくなり、ECE スペクトルから電子温度を求める事ができなくなる。LHCD 放電のこのようなスペクトルから非サーマル電子の密度や速度分布関数の情報得る試みを、相対論的アンチ・ロス・コーン速度分布を仮定したモデル¹⁾を用いて行なう。

2. 相対論的アンチ・ロス・コーン速度分布を仮定したモデル

相対論的アンチ・ロス・コーン速度分布を仮定したモデル¹⁾は、誘導電場等により、磁場方向に非等方性をもつ速度分布関数が形成されていると仮定して、観測された ECE スペクトルから非サーマルな電子の情報を得るものである。2.1 では、相対論的アンチ・ロス・コーン速度分布関数における total plasma emissivity について、

2.2 では、非サーマル電子の空間分布について、述べる。

2.1 相対論的アンチ・ロス・コーン速度分布関数における total plasma emissivity

相対論的アンチ・ロス・コーン速度分布を仮定したモデルでは、速度空間において、磁場方向にコーンの様に広がった相対論的アンチ・ロス・コーン速度分布関数が形成されていると仮定する。ここでは、サーマル電子の寄与は考慮していない。

$$f(p) = \begin{cases} C_0 e^{-E/T_p}, & 0 \leq \psi < \psi_0 \\ 0, & \psi_0 < \psi \leq \pi \end{cases} \quad (2-1)$$

$$E^2 = c^2 p^2 + m_0^2 c^4 \quad (2-2)$$

E, p, m_0, T_{ep} は電子のエネルギー、運動量、質量、非サーマル電子の温度である。 c, Ψ_0, C_0 は、光速、アンチ・ロス・コーン角度、ノーマリゼイション因子である。

速度分布関数は、温度 (T_{ep})、アンチ・ロス・コーンの角度 (Ψ_0)、と非サーマル電子の密度 (n_{ep}) で特徴づけられる。

total plasma emissivity(全プラズマの放射率) $j^{(o,x)}(\omega)$ は 次式で与えられる。

$$j^{(o,x)} = n_{ep} \int dp f(p) \eta_{\omega}^{(o,x)}(p) \quad (2-3)$$

サフィックスの o と x は、それぞれ o モードと x モードを表す。 $n_{ep}, f(p), \eta^{(o,x)}$ (ω) は、それぞれ放射する電子の密度、電子の速度分布関数及び一電子放射率である。

$$\eta_{\omega}^{(o,x)} = \frac{e^2 \omega^2}{8\pi^2 c \epsilon_0} \sum_{\ell=1}^{\infty} \begin{cases} \beta_{\parallel}^2 J_{\ell}^2(\ell \beta_{\parallel}) \delta(\ell \omega_c - \omega) & (o) \\ \beta_{\perp}^2 J_{\ell}^2(\ell \beta_{\perp}) \delta(\ell \omega_c - \omega) & (x) \end{cases} \quad (2-4)$$

$$\beta_{(\parallel, \perp)} = v_{(\parallel, \perp)} / c. \quad (2-5)$$

$$\omega_c = \frac{eB}{m} \quad (2-6)$$

$$m/m_0 = \gamma = (1 - \beta_{\parallel}^2 - \beta_{\perp}^2)^{-1/2} \quad (2-7)$$

B, m は磁場密度、電子の質量である。電子の速度分布関数が相対論的アンチ・ロス・コーン分布であり、磁場に直角な放射で、 $\omega > \omega_p, \omega_c$ の条件を満たす集団現象が無視出来る場合のtotal plasma emissivity $j^{(o,x)}(\omega)$ は次式で与えられる。 ω_p は電子のプラズマ振動角周波数である。

$$j^{(o,x)} = \frac{C}{\nu^2 G(\tau)} \sum_{\ell > \nu} (\ell^2 - \nu^2)^{1/2} \exp\left(\frac{-\ell}{\nu \tau}\right) S_{\ell}^{(o,x)}(\nu, \psi_0) \quad (2-8)$$

$$S_{\ell}^{(o,x)}(\nu, \psi_0) = \frac{1}{1 - \cos \psi_0} \int_0^{\psi_0} d\psi \sin \psi \times \begin{cases} \cos^2 \psi & J_{\ell}^2((\ell^2 - \nu^2)^{1/2} \sin \psi) \\ \sin^2 \psi & J_{\ell}^2((\ell^2 - \nu^2)^{1/2} \sin \psi) \end{cases} \quad (2-9)$$

$$G(\tau) = \int_0^{\infty} du u^2 \exp[-(1+u^2)^{1/2}/\tau] \\ = \tau K_2(1/\tau) \quad (2-10)$$

K_2 は虚数の変数を持つ Bessel 関数である。

$$\nu = \omega/\omega_{co} \quad (2-11)$$

$$\omega_{co} = eB/m_0 \quad (2-12)$$

$$\tau = T_{sp}/m_0 c^2 \quad (2-13)$$

$$C = \frac{m_0 c^2}{8\pi^2} \left(\frac{\omega_p}{c}\right)^3 \frac{\omega_{co}}{\omega_p} \quad (2-14)$$

このモデルの $T_{sp}=200[\text{keV}]$, $511[\text{keV}]$ の計算例を図1に示す。

これから判るように、total plasma emissivity ($j^{(o,x)}(\omega)$) は

$$j^{(o,x)}(\omega) = j_0 \exp(-|s|\nu) \quad (2-15)$$

のように変化する。

total plasma emissivity の傾き ($|s|$) は、温度 (T_{sp}) とアンチ・ロス・コーンの角度 (Ψ_0) に依存し、total plasma emissivity の値は、温度 (T_{sp})、アンチ・ロス・コーンの角度 (Ψ_0) と非サーマル電子の密度 (n_{sp}) に依存する。即ち total plasma emissivity は、温度 (T_{sp})、アンチ・ロス・コーンの角度 (Ψ_0)、と非サーマル電子の密度 (n_{sp}) で特徴づけられる。

2.2 非サーマル電子の空間分布

非サーマル電子は、 ΔL の幅で空間的に一様に存在すると仮定し、非サーマル電子の密度 (n_{sp}) を求める。捕捉粒子は非サーマル電子になり得ないから、非サーマル電子はすべて非捕捉粒子である。非捕捉粒子の存在領域から ΔL の幅を概算する。

トカマクにおいては、トロイダル磁場が空間的に変化する為に、粒子の軌道に磁気ミラーが存在し、粒子は 粒子の速度空間の位置により、非捕捉粒子又は捕捉粒子になる。非捕捉粒子は 磁場に垂直方向の速度 (v_{\perp}) と速度 (v) の比が次式を満足する。

$$(v_{\perp}/v)^2 < B/B_{max} = \sin^2(\alpha_{cr}) \quad (2-16)$$

B_{max} は粒子軌道上における磁場 (B) の最大値である。 α_{cr} はロス・コーン角度である。磁気面を円で近似し、非捕捉粒子の軌道を磁気面からずれない近似において、 B/B_{max} は次式で与えられる。

$$B/B_{\max} = (1 - r/R_0) / (1 + r \cos(\theta) / R_0) \quad (2-17)$$

但し、 R_0 は大半径であり、 r 、 θ は円筒座標系の座標である。 $\theta = 0^\circ$ に対する α_{cr} を Ψ_1 と定義する。即ち

$$\Psi_1 = \sin^{-1} \left(\left((1 - r/R_0) / (1 + r/R_0) \right)^{1/2} \right) \quad (2-18)$$

である。

ここでは、 $\Psi_0 = \Psi_1$ として、このアンチ・ロス・コーン角度に対応する空間位置 r を求め、そして $\Delta L = 2r$ とする。

3. JT-60プラズマにおける非サーマル電子によるECEスペクトル

JT-60 プラズマからのECEスペクトルをフーリエ分光法で測定している²⁾。フーリエ分光法は、容易にECEスペクトルが観測できる。JT-60プラズマの低域混成波電流駆動(LHCD)放電において、水平と75°を成すポートの測定において得られた典型的なECEスペクトルを図2を示す(E2537)。この時のリミッターはTiCである。このプラズマ・パラメータは プラズマ電流0.7[MA], トロイダル磁場 4.0 [T], LH波のパラメータは 位相差が90度、プラズマに入射したパワーは 0.325[MW]である。このようにLHのパワーが入射されると、通常のECEスペクトルと違くなる。LHのパワーが入射される前は、典型的なサーマルな電子によるECEスペクトルである。スペクトルの放射のピークの位置は、ほぼプラズマ中心に対応するECの基本波、2倍高調波、3倍高調波のEC周波数に対応する。LHのパワーが入射された後は、典型的な非サーマルな電子によるECEスペクトルである。分光放射輝度が格段に増大し、プラズマ中心に対応するECの基本波から4倍高調波まで連続的な放射がある。更にプラズマ中心の2倍高調波のEC周波数に対応する位置にくぼみがみられる。このくぼみはサーマル電子による吸収である。

D. Winske らは¹⁾、相対論的アンチ・ロス・コーン速度分布を仮定したモデルを適用する場合、スペクトルの傾きは5倍高調波ECEと20倍高調波ECEの傾き(s)から、非サーマル電子の情報を得ている。即ち、sは次式で与えられる。

$$s = \ln(I(20\omega_{ce})/I(5\omega_{ce})) \quad (3-1)$$

但し $I(n\omega_{ce})$ は、プラズマ中心のn倍EC周波数におけるECEの分光放射輝度である。しかし JT-60では、20倍高調波ECEは観測されていない。JT-60で観測されたECEスペクトルに、相対論的アンチ・ロス・コーン速度分布を仮定したモデルを適用する場合、サーマル電子による吸収をさけて、3倍高調波ECEと4倍高調波ECEの傾きからスペクトルの傾き(α)を求め、非サーマル電子の情報を得る。即ち、 α は次式で与えられる。

$$\alpha = \ln(I(4\omega_{ce})/I(3\omega_{ce})) \quad (3-2)$$

図2に示した放電のワンターン電圧、線積分密度、 $I(3\omega_{ce})$ 及び α の時間変化を図3(a)-(d)にそれぞれ示す。プラズマ生成直後の線積分密度の最大値から密度が減少するにつれて、 α が-2以下から-1へ変化する。図2に示したスペクトルは $\alpha <$

-2 と $\alpha > -1$ の時のものである。 $\alpha < -2$ のECEスペクトルはサーマルな電子によるECEであり、 $\alpha > -1$ のECEスペクトルは非サーマルな電子によるECEである。 α が -1 以上の一定値を取ると、 $I(3\omega_{ce})$ が増大し、かつワンターン電圧が減少する。この放電において観測されたLH波が入射されている時のECEスペクトルの傾きは

$$-0.55 < \text{ECEスペクトルの傾き} (\alpha) < -1.0$$

である。

4. 観測されたECEスペクトルへの 相対論的アンチ・ロス・コーン速度分布を仮定したモデルの適用

観測された非サーマル電子によるECEスペクトルへの相対論的アンチ・ロス・コーン速度分布を仮定したモデルの適用して非サーマル電子の情報 (T_{sp} 、 Ψ_0 、 n_{sp}) を得る。ここでは、非サーマル電子は、 ΔL の幅で空間的に一様に存在すると仮定して、LHRF結合系のパワー・スペクトルから非サーマル電子の温度 (T_{sp}) を、得られた T_{sp} 、観測されたECEスペクトルの傾きからアンチ・ロス・コーンの角度 (Ψ_0) を、得られた T_{sp} と Ψ_0 。そしてECEスペクトルの放射輝度から非サーマル電子の線積分密度 ($n_{sp}\Delta L$) を求める。その後、非捕捉粒子の空間位置とアンチ・ロス・コーン角度の間の関係から ΔL の幅を概算し、非サーマル電子の密度 (n_{sp}) を得る。

① 非サーマル電子の温度 (T_{sp})

LH実験で用いたLHRF結合系のパワー・スペクトルがBrambilla theory³⁾から計算され、その結果⁴⁾によればパワー・スペクトルのピーク (N_{peak}) は およそ 1.7 であり、スペクトル巾 (ΔN) は およそ 1 である。このスペクトル及びピークに対応する電子のエネルギー領域は、 $50[\text{keV}] \leq T_{sp} \leq 500[\text{keV}]$ 及び $121[\text{keV}]$ である。非サーマル電子の温度は、LHRF結合系のパワー・スペクトルのピークに対応する電子のエネルギー $121[\text{keV}]$ であるとする。

② アンチ・ロス・コーン角度 (Ψ_0)

上で得られた非サーマル電子の温度の領域と観測されたECEスペクトルの傾きからアンチ・ロス・コーン角度の領域を求める。LHCD放電において観測されたECEスペクトルの傾きは $-0.65 < \text{ECEスペクトルの傾き} (\alpha) < -1.0$ である。この傾きから、傾きの近似式Ref.1のEq.(17)を適用して、 $47^\circ < \Psi_0 < 55^\circ$ を得る。又、2.の定式化に従って計算した傾きから、表1の Ψ_0 を得る。

③ 真空容器内壁における反射回数

ECEスペクトルの放射輝度から非サーマル電子の線積分密度を得る為には真空容器内壁における反射回数 (N_{ref}) を知る事が重要である。非サーマル電子からのE

CEの様に観測した放射輝度が光学的に薄い場合、真空容器内壁における反射により光路が増し、反射回数分放射輝度が増す。非サーマル電子からのECE非サーマル電子の線積分密度を求める時、真空容器内壁における反射回数分の光路を考慮する必要がある。この反射回数を次の観測事実から概算する。JT-60プラズマの2倍高調波のOモードの放射は光学的に薄いにも関わらず、XモードとOモードの観測された放射輝度の比は、およそ1:1である。これは真空容器内壁における反射によるモード変換によると考えられる。光学的に薄い2倍高調波のOモードの放射が、光学的に厚くなるのに必要な最低の反射回数は、付録1で考察しその結果は約6回以上である。

④非サーマル電子の密度 (n_{sp})

非サーマル電子は、 ΔL の幅で空間的に一様に存在すると仮定して、測定された分光放射輝度 $I(\omega)$ と上で得た温度 (T_{sp})、アンチ・ロス・コーン角度 (Ψ_0) と真空容器内壁における反射回数 ($N_{r,of}$) を用いて、非サーマル電子の線積分密度 ($n_{sp} \Delta L$) を求める。その後、非捕捉粒子の空間位置とアンチ・ロス・コーン角度の間の関係から ΔL の幅を概算し、非サーマル電子の密度 (n_{sp}) を得る。

観測された放射輝度 ($I(\omega)$) は、モデルにより計算された放射率 ($j^{(x)}(\omega)$) と次式の関係が成立する。

$$\begin{array}{ccc} \text{calculation} & & \text{obsevation} \\ j^{(x)}(\omega) \cdot n_{sp} \cdot \Delta L \cdot (N_{r,of} + 1) & = & I(\omega) \end{array} \quad (4-1)$$

よって

$$n_{sp} \cdot \Delta L = I(\omega) / j^{(x)}(\omega) / (N_{r,of} + 1) \quad (4-2)$$

付録1で得られた反射回数は約6回以上であるが、ここでは6回と仮定する。この為、この解析から得られる非サーマル電子の密度の値は、最大値である。得られた温度 (T_{sp})、アンチ・ロス・コーン角度 (Ψ_0) を基に、 $j^{(x)}(3\omega_{ce})$ 、観測値 $I(3\omega_{ce}) = 2.5 \times 10^{-10}$ [W/Hz/m²/sr] に対応する非サーマル電子の線密度の最大値 $\max(n_{sp} \cdot \Delta L)$ 及びサーマル電子に対する非サーマル電子の割合 ($\max(n_{sp} \cdot \Delta L) / f_{n.d1}$) (但し $f_{n.d1} = 2.61 \times 10^{14}$ [cm²] とした。) を表2に示す。表2によれば、 $T_{sp} \sim 121$ [keV] とすると、 $50^\circ < \Psi_0 < 59^\circ$ であり、観測値 $I(3\omega_{ce}) = 2.5 \times 10^{-10}$ [W/Hz/m²/sr] は 5.3×10^{-12} [cm²] $< \max(n_{sp} \cdot \Delta L) < 1.3 \times 10^{-13}$ [cm²] に対応する。サーマル電子に対する非サーマル電子の割合は5%以下である。

$\Psi_0 = \Psi_1$ として、このアンチ・ロス・コーン角度に対応する空間位置 r を式(2-18)から求め、そして $\Delta L = 2r$ とする。 r , ΔL の結果を表3に示す。 $\Delta L = 1.18$ [m] として、非サーマル電子の密度 (n_{sp}) を求め、その結果を表2に示す。

得られた非サーマル電子のパラメータは $T_{sp} \sim 121$ [keV], $50^\circ < \Psi_0 < 59^\circ$ である。観測値 $I(3\omega_{ce}) = 2.5 \times 10^{-10}$ [W/Hz/m²/sr] は 4.5×10^{-10} [cm⁻³] $< \max(n_{sp}) < 1.1 \times 10^{11}$ [cm⁻³] に対応する。

非サーマル電子が、 $T_{sp} = 121$ [keV]、 $\Psi_0 = 55^\circ$ 、 $\max(n_{sp}) = 6.5 \times 10^{10}$ [cm⁻³] の相対論的アンチ・ロス・コーン速度分布関数であるとした場合のECEスペクトルを図2に示す。

5. 議 論

得られた非サーマル電子の線積分密度の誤差は 真空容器内壁における反射回数 ($N_{r,ref}$) の誤差と非サーマル電子の温度に大きく依存する。付録1で得られた反射回数は約6回以上であるが、上では6回と仮定した。この為、この解析から得られる非サーマル電子の密度の値は、最大値である。

非サーマル電子の温度が $50[\text{keV}] < T_{sp} < 500[\text{keV}]$ の範囲内とすると、 $49^\circ < \Psi_0 < 63^\circ$ であり、観測値 $I(3\omega_{ce}) = 2.5 \times 10^{-10} [\text{W/Hz/m}^2/\text{sr}]$ は $4.3 \times 10^{10} [\text{cm}^{-3}] < \max(n_{sp}) < 1.4 \times 10^{11} [\text{cm}^{-3}]$ に対応する。これら値と、4. で得られた $T_{sp} = 121[\text{keV}]$ とした場合の値との差は2.5%以内である。即ち、ここで得られた非サーマル電子の密度は、非サーマル電子の温度に大きくは依存しない。

得られた非サーマル電子のパラメータから非サーマル電子による非相対論的を概算する。ここでは簡単の為、速度分布関数は非相対論的とする。得られた非サーマル電子のパラメータとそれに対応する非相対論的アンチ・ロス・コーン速度分布関数から非サーマル電子による電流を計算すると、非サーマル電子による電流は約1.8[MA]である。これは全プラズマ電流の約2.6倍である。この原因として、次の事が考えられる。①真空容器内壁における反射回数の過小評価。②アンチ・ロス・コーン速度分布は、速度空間上の V_{\parallel} が大きい所で、等速面が広がっている為、逃走電子の速度分布関数として、よく言われている裾を引くような速度分布関数とは、違う。この違いによる誤差。よって、今後の課題としては、①真空容器内壁における反射回数を正確に求める、②逃走電子の速度分布関数として、裾を引くような速度分布関数を仮定して、放射率を計算して、非サーマル電子の情報を得る、等がある。

6. ま と め

1. JT-60プラズマからのECEを フーリエ分光法で測定している。フーリエ分光法は ECEスペクトルを容易に測定する事が出来るのが特徴である。JT-60プラズマのECEスペクトルは、低電子密度放電や低域混成波電流駆動 (LHCD) において、サーマルな電子によるスペクトルでなくなる。測定されたECEと相対論的アンチ・ロス・コーン速度分布を仮定したモデルを用いて、この様なスペクトルから非サーマル電子の線積分密度や速度分布関数の情報を得た。
2. このモデルは 誘導電場等により、磁場方向に非等方性をもつ速度分布関数が形成されていると仮定して、観測されたECEスペクトルから非サーマルな電子の情報を得るものである。即ち 速度空間において、磁場の一方向にコーンの様に広がった相対論的アンチ・ロス・コーン角度速度分布関数が形成されていると仮定する。更に、磁場に直角な放射で、 $\omega > \omega_p$, ω_c の条件を満たす集団現象が無視出来る場合を考える。ここでは速度分布関数は、温度 (T_{sp})、ロス・コーン角度 (Ψ_0) と非サーマル電子の密度 (n_{sp}) で特徴づけられる。
3. 観測された非サーマル電子によるECEスペクトルへ、このモデルの適用は次の様に、行なった。即ち、LHRF結合系のパワー・スペクトルから非サーマル電子の温度 (T_{sp}) を、観測されたECEスペクトルの傾きからアンチ・ロス・コーンの角度 (Ψ_0) を、求めた T_{sp} と Ψ_0 とECEスペクトルの放射輝度から非サーマル電子の密度 (n_{sp}) を得る。付録1で得られた真空容器内壁における反射回数は約 6回以上であるが、上では6回と仮定した為、得られる非サーマル電子の密度の値は、最大値である。非サーマル電子は、 ΔL の幅で空間的に一様に存在し、バナナ粒子は非サーマル電子になり得ないから、非サーマル電子はすべて非捕捉粒子であると仮定して、非捕捉粒子の存在領域から ΔL の幅を概算する。得られた ΔL の値は1.18[m] である。得られた非サーマル電子のパラメータは $T_{sp} \sim 121$ [keV], $50^\circ < \Psi_0 < 59^\circ$ である。観測値 $I(3\omega_{ce}) = 2.5 \times 10^{-10}$ [W/Hz/m²/sr] は 4.5×10^{-10} [cm⁻³] $< \max(n_{sp}) < 1.1 \times 10^{11}$ [cm⁻³] に対応する。サーマル電子に対する非サーマル電子の割合 ($\max(n_{sp} \cdot \Delta L) / \int n_e \cdot dl$) (但し $\int n_e \cdot dl = 2.6 \times 10^{14}$ [cm⁻²] とした。) は5%以下である。

謝 辞

終始御指導と御鞭撻を戴いた苦米地 顕 那珂研究所所長に、深く感謝します。

参 考 文 献

- 1) D. Winske, Th. Peter and D. A. Boyd: Phys. Fluids 26 (1983) 3497
- 2) M. Sato, H. Yokomizo, A. Nagashima: to be submitted to Jpn. J. Apl. Phys.
- 3) M. Brambilla ; Nucl. Fusion 16 (1976) 47
- 4) JT-60チーム ; JAERI-M 87-009

表1：LHCD放電において観測されたECEスペクトルの傾きは $-0.65 < \text{ECE}$ スペクトルの傾き (α) < -1.0 である。この傾きと、2.の定式化に従って計算した傾きの比較から、得られた Ψ_0 。

$T_{\text{sep}} / [\text{keV}]$	$\Psi_0 / [\text{degree}]$
50	50 ~ 63
100	50 ~ 61
127	50 ~ 59
200	49 ~ 56
500	49 ~ 55

表2：反射回数を6回と仮定して、得られた温度 (T_{sp})、アンチ・ロス・コーン角度 (Ψ_0) を基に、 $j^{(*)}$ ($3 \omega_{ce}$)、観測値 $I(3 \omega_{ce}) = 2.5 \times 10^{-10}$ [W/Hz/m²/sr]に対応する非サーマル電子の線密度 ($n_{sp} \cdot \Delta L$)、非サーマル電子の密度 (n_{sp}) 及び 電子に対する非サーマル電子の割合 ($P_{sp} = n_{sp} \cdot \Delta L / \int n_e \cdot dl$) (但し $\int n_e \cdot dl = 2.61 \times 10^{14}$ [cm⁻²] とした。.)。

T_{sp}	$j(3 \omega_{ce})$ (Ψ_0 / [degree])	$\max(n_{sp} \cdot \Delta L)$ $\max(P_{sp})$	n_{sp}
[keV]	[W/Hz/m ³ /sr/ n_{sp} (cm ⁻³)/B(kG)]	10^{13} [cm ⁻²] (%)	10^{11} [cm ⁻³]
50	$2.16 \times 10^{-24} \sim 6.66 \times 10^{-24}$ ($50^\circ \sim 63^\circ$)	1.34 ~ 4.13 (5.13 ~ 15.8)	1.17 ~ 3.50
100	$5.81 \times 10^{-24} \sim 1.66 \times 10^{-23}$ ($50^\circ \sim 61^\circ$)	0.538 ~ 1.54 (2.06 ~ 5.90)	0.56 ~ 1.31
121	$6.79 \times 10^{-24} \sim 1.70 \times 10^{-23}$ ($50^\circ \sim 59^\circ$)	0.525 ~ 1.32 (2.01 ~ 5.06)	0.45 ~ 1.12
200	$7.46 \times 10^{-24} \sim 1.74 \times 10^{-23}$ ($49^\circ \sim 56^\circ$)	0.513 ~ 1.20 (2.00 ~ 4.60)	0.43 ~ 1.02
500	$5.40 \times 10^{-24} \sim 1.37 \times 10^{-23}$ ($49^\circ \sim 55^\circ$)	0.652 ~ 1.65 (2.50 ~ 6.32)	0.55 ~ 1.40

表3：速度空間でアンチ・ロス・コーン角度 ($\Psi_0 = 50^\circ, 55^\circ, 59^\circ$) 上に存在する粒子が非捕捉粒子である空間位置の最大の半径 (r)、比 r/R 及び ΔL ($\Delta L = 2r$ とした。)

Ψ_0 / [degree]	$\sin(\Psi_0)$	r/R	r / [m]	ΔL / [m]
50	0.766	0.260	0.780	1.560
55	0.819	0.197	0.591	1.181
59	0.857	0.153	0.459	0.918

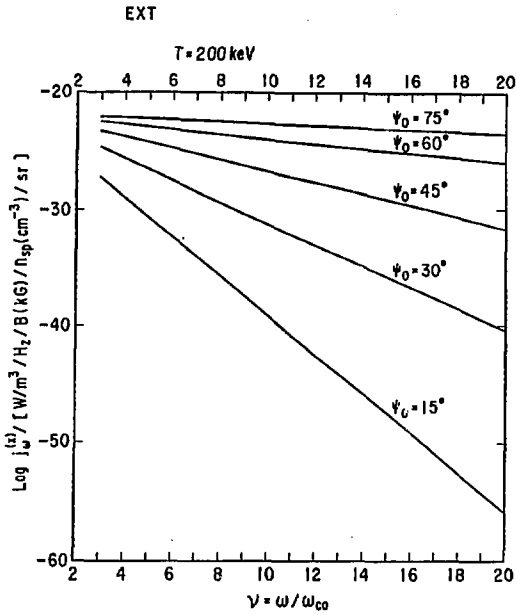


図 1.1 : 温度 $T_{\text{sp}} = 200$ [keV] について、アンチ・ロス・コーン角度 (ψ_0) 15° 、 30° 、 45° 、 60° 、 75° の場合の total plasma emissivity の計算結果

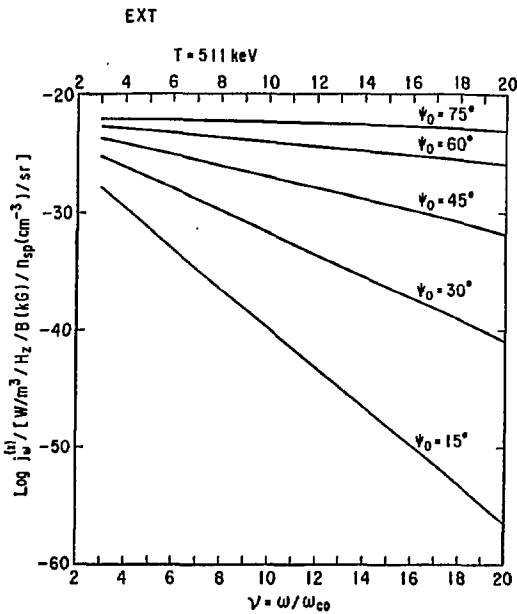


図 1.2 : 温度 $T_{\text{sp}} = 511$ [keV] について、アンチ・ロス・コーン角度 (ψ_0) 15° 、 30° 、 45° 、 60° 、 75° の場合の total plasma emissivity の計算結果

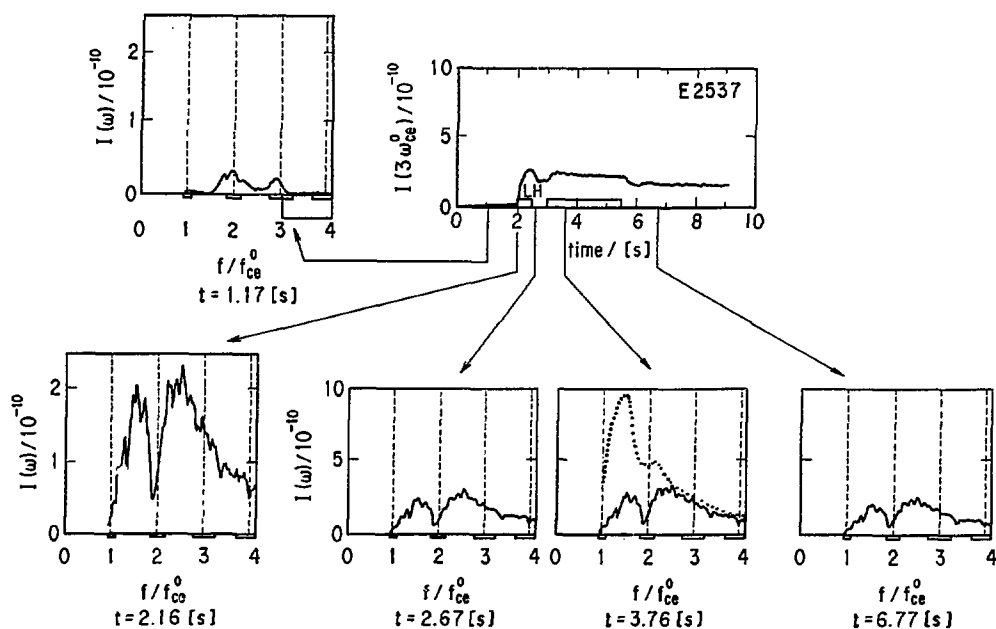


図2 : JT-60プラズマの低域混成波電流駆動 (LHCD) 放電において、水平と75°を成すポートの測定において得られた典型的なECEスペクトル(E2537)。この時ノプラズマ・パラメータは プラズマ電流 0.7[MA], トロイダル磁場 4.0[T], LH波のパラメータは 位相差が90度、プラズマに入射したパワーは 0.325[MW]である。LHのパワーが入射される前は、典型的なサーマルな電子によるECEスペクトルである。スペクトルの放射のピークの位置は、ほぼプラズマ中心に対応するECの基本波、2倍高調波、3倍高調波のEC周波数に対応する。LHのパワーが入射された後は、典型的な非サーマルな電子によるECEスペクトルである。分光放射輝度が格段に増大し、プラズマ中心に対応するECの基本波から4倍高調波まで連続的な放射がある。更にプラズマ中心の2倍高調波のEC周波数に対応する位置にくぼみがみられる。点線は、非サーマル電子が、 $T_{sp} = 121$ [keV]、 $\Psi_0 = 55^\circ$ 、 $\max(n_{sp}) = 6.5 \times 10^{10}$ [cm⁻³]の相対論的アンチ・ロス・コーン速度分布関数であるとした場合のECEスペクトルである。サーマル電子の寄与は考慮していない。

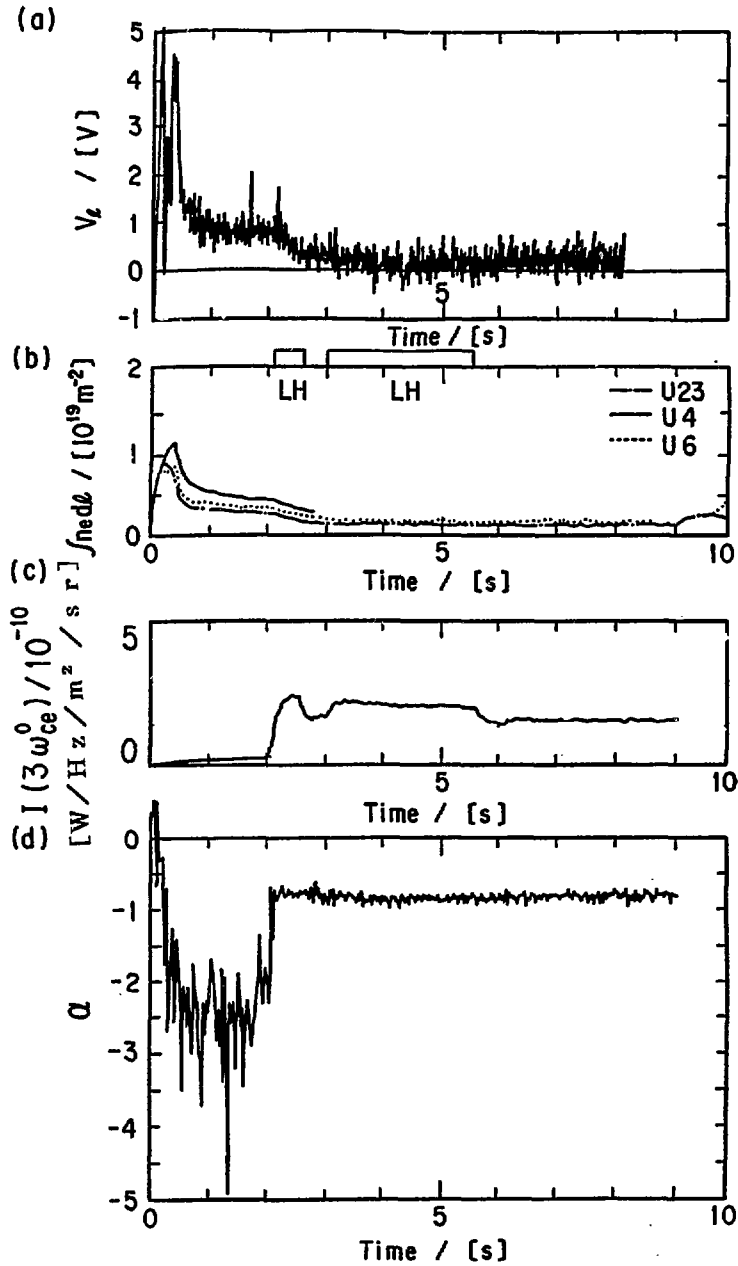


図3：LHCD放電のプラズマ・パラメータの時間変化 (a) ループ電圧、(b) 線積分密度、(c) $I(3\omega_{ce})$ (d) α

付録1 75度ポートからの観測における真空容器内壁における反射回数の概算

非サーマル電子からの電子サイクロトロン放射は光学的が薄く、この放射から非サーマル電子の密度を求める場合、真空容器内壁における反射回数を知る必要がある。

なぜなら観測した放射輝度は光学的が薄い場合、真空容器内壁における反射により光路が増し、反射回数分放射輝度が増すからである。この反射回数を次の二つの観測事実から概算する。但し、この時のJT-60のリミッターはTiCである。

①JT-60プラズマの2倍高調波の正常波の放射は光学的に薄いにも関わらず、XモードとOモードの観測された放射輝度の比は、およそ1:1である。この測定事実の正常波の放射が大きい事実は、真空容器内壁における反射によるモード変換によると考えられる。光学的に薄い2倍高調波のOモードの放射が、光学的に厚くなるのに必要な最低の反射回数を求める。この測定事実の詳細は、付録2で与える。

②観測されたJT-60プラズマの異常波の2倍高調波と3倍高調波の放射の比から電子密度を求め、他の測定結果との違いから真空容器の反射率を求める。この測定事実の詳細は、付録3で与える。この反射率の測定結果が、ここで仮定したモード変換率の値が妥当である事を確認する。

異常波、正常波及び黒体放射の放射輝度を I_{ex} 、 I_{or} 及び I_B とし、異常波及び正常波の有効光路長を τ_{ex} 、 τ_{or} とする。また、モード変換率 p 、 q 、 p' 、 q' を以下のように定義する。

q : 正常波 \rightarrow 正常波

p : 正常波 \rightarrow 異常波

p' : 異常波 \rightarrow 正常波

q' : 異常波 \rightarrow 異常波

壁での m 回反射した異常波及び正常波の放射強度を、 m のサフィックスを付けて表わす。

$$(I_{ex}^m, I_{or}^m)$$

$$I_{or}^0 = I_B (1 - e^{-\tau_{or}}) \quad (A1-1)$$

$$I_{or}^1 = (q I_{or}^0 + p' I_{ex}^0) e^{-\tau_{or}} + I_B (1 - e^{-\tau_{or}}) \quad (A1-2)$$

$$I_{or}^m = (q I_{or}^{m-1} + p' I_{ex}^{m-1}) e^{-\tau_{or}} + I_B (1 - e^{-\tau_{or}}), \quad (A1-3)$$

$$I_{ex}^0 = I_B (1 - e^{-\tau_{ex}}) \quad (A1-4)$$

$$I_{ex}^1 = (p I_{or}^0 + q' I_{ex}^0) e^{-\tau_{ex}} + I_B (1 - e^{-\tau_{ex}}) \quad (A1-5)$$

$$I_{ex}^m = (p I_{or}^{m-1} + q' I_{ex}^{m-1}) e^{-\tau_{ex}} + I_B (1 - e^{-\tau_{ex}}) \quad (A1-6)$$

XモードとOモードの放射輝度の比を観測したプラズマの有効光学長は、

$\tau_{EX}^2 = 5.2$, $\tau_{OR}^2 = 0.003$ である。これを上式に代入して、 $I^P_x / I^P_o > 0.9$ となる反射回数を図A1-1に示す。

JT-60真空容器壁によるモード・コンバージョンのモード変換率 p, q, p', q' は、どのような値であるか判らないが、ここではJT-60真空容器壁によるモード・コンバージョンをライト・パイプ内のモード・コンバージョンと同じと仮定する。即ち、 $p=p' \sim 1/3, q=q' \sim 2/3$ であるとする、図A1-1から真空容器内壁における反射回数は6回である。

②の真空容器の反射率の測定結果から、上で仮定したJT-60真空容器壁によるモード・コンバージョンのモード変換率 $p=p' \sim 1/3, q=q' \sim 2/3$ が、妥当である事を付録3で与える。

付録2 75度ポートにおけるJT-60プラズマのECEの偏光

2.1 ライト・パイプ内のモード・コンバージョン

JT-60プラズマの75度ポートのECE測定では、計測架台下部のポラライザーとフーリエ干渉計内部のポラライザーにより、偏光を規定している。二つのポラライザーの間を内径 110φのA1製のライト・パイプにより電磁波を伝播させている。計測架台下部のポラライザー及びライト・パイプの空間的位置を図A2-1に示す。但し、ブリュスター窓は、異常波に対して、ブリュスター角度になっている。これらポラライザーの角度を回転させて、ライト・パイプ内の偏光の変化をプラズマを光源として調べる。 $I(\theta_D, \theta_F)$ を、計測架台下部のポラライザーの角度が θ_D 、フーリエ干渉計内部のポラライザーの角度が θ_F の場合のECE電子スペクトルの放射輝度とする。 $\theta_D = 90^\circ$ の場合が、異常波が透過する角度とする。計測架台下部のポラライザーを異常波が透過するように設定すると、異常波はライト・パイプ中を伝播して、フーリエ干渉計内部のポラライザーの位置で、異常波の電場は鉛直に対して約7度傾く。 $\theta_F = 0^\circ$ を、入射する電磁波の電場が水平の場合にフーリエ干渉計に入る角度とする。

観測されたECEスペクトルの放射輝度の信号の比は、以下の通りである。

$$I(90^\circ, 90^\circ) / I(90^\circ, 0^\circ) = 2.2 \quad (A2-1)$$

$$I(0^\circ, 0^\circ) / I(0^\circ, 90^\circ) = 1.9 \quad (A2-2)$$

$$I(90^\circ, 90^\circ) / I(0^\circ, 0^\circ) = 2.2 \quad (A2-3)$$

ここで ライト・パイプ中で電磁波の損失はないと仮定する。この観測事実(1)、(2)から電磁波がライト・パイプ中を伝播する間、平均として、偏光が変わらない割合が2/3であり、偏光が90°変わる割合が1/3である。

ライト・パイプ内のモード・コンバージョンは次式に従う。

$$I^{BW'}_x q' + I^{BW'}_o p = I^{FTS}_x \quad (A2-4)$$

$$I^{BW'}_x p' + I^{BW'}_o q = I^{FTS}_o \quad (A2-5)$$

ここで、 $I^{BW'}$ 及び I^{FTS} は ブリュスター窓を出射するECE及びフーリエ干渉計に入射するECEであり、サフィクスは偏光を表し、(X,0) はそれぞれ異常波及び正常波を表す。モード変換率 p, q, p', q' をそれぞれ次のように定義される。

- P : 正常波から異常波へのモード変換率
 q : 正常波から正常波へのモード変換率
 p' : 異常波から正常波へのモード変換率
 q' : 異常波から異常波へのモード変換率。

観測事実(1)、(2)から

$$p \sim 1/3, q \sim 2/3 \text{ である。}$$

観測事実(3)から

$$(I^{BW'}_x \quad q') / (I^{BW'}_o \quad q) = 2.2 \quad (A2-6)$$

であり、 q, q' を代入すると

$$I^{BW'}_x / I^{BW'}_o = 2.2 \text{ である。}$$

I^{BW}_x の測定時の真空窓の角度はプリュスター角度であり、 I^{BW}_o の測定時の真空窓の角度はプリュスター角度でない。この値 $I^{BW'}_x / I^{BW'}_o$ に、窓の透過率の補正を行なうとプリュスター窓を入射するECEの正常波と異常波の比(I^{BW}_x / I^{BW}_o)はおよそ1である。

2.2 75度ポート内のモード・コンバージョン

75度ポート内のモード・コンバージョンをライト・パイプ内のモード・コンバージョンの観測事実から考察する。75度ポートは、インコネル 625製の内径70φの約5[m]のポートである。ライト・パイプは内径110φのA1製の約6[m]のパイプである。

75度ポート内のモード・コンバージョンは次式に従う。

$$I^P_x \quad q' + I^P_o \quad P = I^{BW}_x \quad (A2-7)$$

$$I^P_x \quad p' + I^P_o \quad q = I^{BW}_o \quad (A2-8)$$

ここで、 I^P 及び I^{BW} はそれぞれJT-60プラズマからのECEの放射輝度及びプリュスター窓に入射するECEの放射輝度であり、サフィクスは偏光を表し、(X, 0) はそれぞれ異常波及び正常波を表わす。モード変換率 p, q, p', q' をそれぞれ次ぎのように定義される。

- P : 正常波から異常波へのモード変換率
 q : 正常波から正常波へのモード変換率
 p' : 異常波から正常波へのモード変換率
 q' : 異常波から異常波へのモード変換率。

75ポートのモード変換は、材質等が違うがライト・パイプ内のモード変換と同じと考え、これらの75ポートのモード変換率 p, q, p', q' を、ライト・パイプ内のモード変換率と同じと仮定する。即ち

$$p=p' \sim 1/3, q=q' \sim 2/3 \quad \text{である。}$$

$I^{BW}_x / I^{BW}_0 = 1$ は、ライト・パイプ内のモード変換を考慮すると $I^P_x / I^P_0 = 1$ である。

よって JT-60 プラズマから異常波と正常波のECEの放射輝度は、ほぼ同じである。

付録3 75度ポートからの観測による異常波の2倍高調波と3倍高調波の電子サイクロトロン放射の比から真空容器内壁の反射率

75度ポートからの観測されたJT-60プラズマの異常波の2倍高調波と3倍高調波の放射の比、電子温度及び電子密度から真空容器内壁の反射率を Ref.A1に従って求める。但し、この時のJT-60のリミッターはTiCである。

2倍高調波と3倍高調波の放射の比は 次式で与えられる。

$$I_n = n^2 (1 - e^{-\tau_n}) / (1 - \rho e^{-\tau_n}) \quad (A3-1)$$

I_n , ρ , τ_n は n 倍高調波ECEの放射輝度、真空容器の反射率、 n 倍高調波ECEの有効光学長である。

n 倍高調波ECEの有効光学長は次式で与えられる。

$$\tau_n = \frac{\pi^2 n^2 (n-1)}{2^{(n-1)} (n-1)!} Z_n(x) \left[\frac{kT_e}{m_0 C^2} \right]^{n-1} \frac{f_{ce}}{c} R \quad (A3-2)$$

$$Z_n = x \left(\frac{1 - (x/n^2)(n^2 - x)}{n^2 - x - 1} \right)^{n-3/2} \left(1 + \frac{x/n}{n^2 - x - 1} \right)^2 \quad (A3-3)$$

$$x = (f_{pe} / f_{ce})^2 \quad (A3-4)$$

式 (A3-1) ~ (A3-4) から真空容器の反射率は次式で与えられる。

$$\rho = \frac{9/4 (1 - e^{-\tau_3}) - R (1 - e^{-\tau_2})}{9/4 (1 - e^{-\tau_3}) e^{-\tau_2} - R (1 - e^{-\tau_2}) e^{-\tau_3}} \quad (A3-5)$$

式 (A3-4) に観測された異常波の3倍高調波と2倍高調波の電子サイクロトロン放射の比 R_{32} , 電子温度及び電子密度を代入して真空容器の反射率を求める。

$$0.95 < \rho < 0.98$$

この真空容器の反射率が ほぼ1に近い事と、JT-60プラズマから2倍高調波

ECE異常波と正常波のECEの放射輝度の比は、ほぼ1である事から、JT-60真空容器壁によるモード・コンバージョンのモード変換率 p, q, p', q' の情報を得る。

式(A1-3)と(A1-6)において $\tau_{or}^2 \ll 1$ の時、

$$I_o = \frac{p'}{1-q} I_e \quad (A3-6)$$

$$I_e = \frac{I_B(1 - e^{-\tau_{ex}})}{1 - (q' + pp'/(1-q))e^{-\tau_{ex}}} \quad (A3-7)$$

JT-60プラズマから2倍高調波ECE異常波と正常波の放射輝度の比は、ほぼ1である事と式(A3-6)から、

$$p' + q = 1 \quad (A3-8)$$

式(A3-6)と(A3-7)より I_{or}^2 を消去すると

$$I_e = \frac{I_B(1 - e^{-\tau_{ex}})}{1 - (q' + pp'/(1-q))e^{-\tau_{ex}}} \quad (A3-9)$$

$$\text{よって、} \quad \rho = q' + p p' / (1 - q) \quad (A3-10)$$

式(A3-8)を考慮すると

$$\rho = q' + p \quad (A3-11)$$

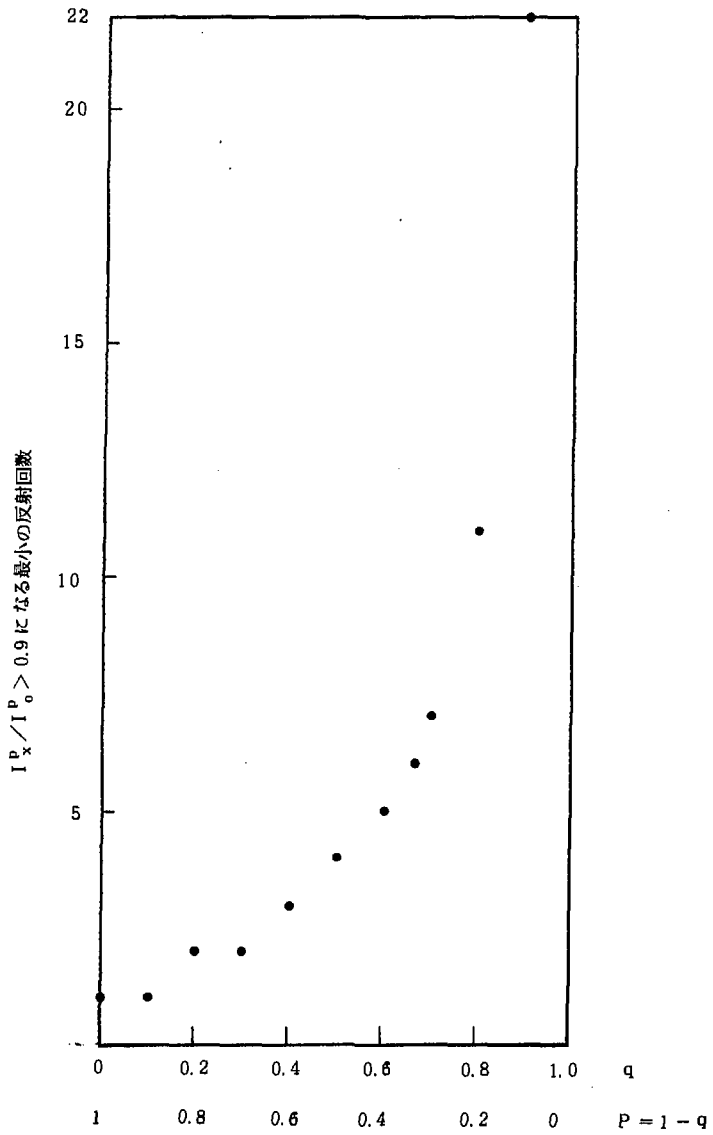
真空容器の反射率がほぼ1に近い事から、

$$q' + p = 1 \quad (A3-12)$$

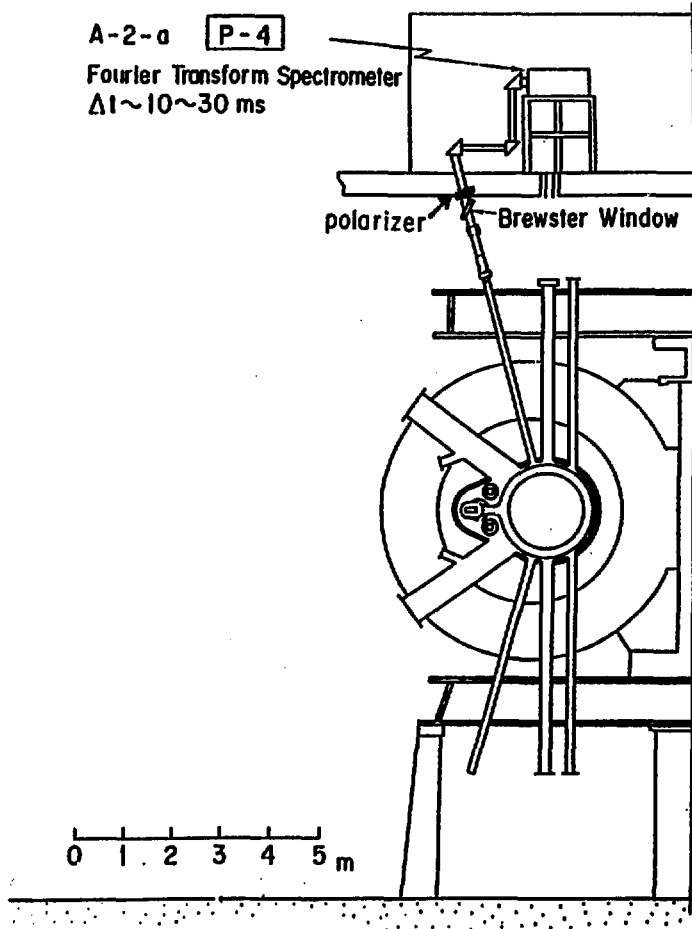
本文で仮定したJT-60真空容器壁によるモード・コンバージョンのモード変換率 $p=p' \sim 1/3, q=q' \sim 2/3$ は、式(A3-6)と式(A3-12)をほぼ満たす。即ち、必要条件を満たす。よって、本文で仮定したJT-60真空容器壁によるモード・コンバージョンのモード変換率 $p=p' \sim 1/3, q=q' \sim 2/3$ は、妥当である事が判る。

参考文献

- A1) T. Yamamoto, M. Abe, T. Hirayama, A. Kameari, A. Kitsunezaki, K. Kodama, S. Konoshima, M. Nagami, S. Sengoku, M. Shimada, N. Suzuki, T. Takizuka and M. Washizu: Phys. Rev. Lett. 55 (1985) 83



図A1-1: $\tau_{EX}^2 = 5.2$, $\tau_{OR}^2 = 0.003$ の場合の $I_x^p / I_o^p > 0.9$ となる反射回数



図A2-1：計測架台下部のポライザー及びライト・パイプの空間的位置