2. 電子サイクロトロン波による 局所加熱・電流駆動を利用した分布制御

池田佳隆, 久保 伸¹⁾
(日本原子力研究所那珂研究所, ¹⁾核融合科学研究所)

Plasma Profile Control by Using Local Heating and Current Drive with EC Waves

IKEDA Yoshitaka and KUBO Shin¹⁾

Naka Fusion Research Establishment, Japan Atomic Energy Research Institute, Ibaraki 311-0193, Japan

¹⁾*National Institute for Fusion Science, Toki 509-5292, Japan*

(Received 22 November 2004)

Methods of local profile control of electron temperature and current in fusion-oriented devices using electron cyclotron (EC) waves are reviewed. Recent progress in the development of EC heating systems that enable such control is briefly described. The advantageous features of EC wave heating include local and high power density heating properties. Current drive and electron temperature profile control experiments using EC waves performed in order to improve and investigate plasma confinement properties are also discussed.

Keywords:

Electron Cyclotron Resonance Heating (ECRH), fusion plasma heating, current drive, current

2.1 はじめに

電子サイクロトロン(EC)波は, 工学的な利点として, 真空中を伝搬できるためアンテナをプラズマから離すこと, および高い電力密度 (1 GW/m^2) の伝送が可能であり核融合炉においてブランケットや遮蔽体の貫通に占める領域が少なくできることがあげられる. 一方, 物理的には, 基本的な吸収機構がわかっており理論予想が比較的容易で, 局所的な加熱/電流駆動が可能であり, このため加熱に留まらずプラズマの不安定制御や熱パルスによる診断ツールとしても期待され, また, すでに実用化されている. これらの利点から国際熱核融合実験炉 (ITER) においても 170 GHz, 20 MW の EC 加熱装置の導入が計画されている[1]. さて EC 波によるプラズマ加熱実験は1970年代から開始されていたが, 1990年代からの 100 GHz 帯の発振源 (ジャイロトロン) の開発が最近の EC 実験の飛躍に繋がっている. すなわち周波数 f の EC 波は, 電子サイクロトロン周波数 $f_{ce} = 28.0 \times B$ (GHz) (B : 磁場強度 (T)) に対して $f = f_{ce}$ (基本波) または $f = 2f_{ce}$ (第2高調波) を満足する磁場強度の近傍で局所的に吸収される. 比較的吸収の良いモードである基本波の O モードの場合, $f > f_{pe}$, また, 第2高調波 X モードの場合には $f > f_{pe}/\sqrt{2}$ ($f_{pe} = 8.98\sqrt{n_e} (10^{18} \text{ m}^{-3})$) (GHz): 電子プラズマ周波数, n_e : プラズマ電子密度) を満たす場合に限り, プラズマ中を伝搬できるので, 100 GHz 帯の大電力発振管の実現により, プラズマ密度が 10^{20} m^{-3} レベルの大型プラズマ実験装置での EC 実験ができる

Author's e-mail: ikeda@naka.jaeri.go.jp, kubo@lhd.nifs.ac.jp

ようになった. 大型プラズマ実験装置では 1) 閉じ込めが良いため電子温度が高くシングルパス吸収が可能, 2) NBI 等のイオン加熱手段を有しておりイオン加熱と電子加熱の比較が可能, 3) 波長が短かく, プラズマの特徴的な長さ (装置寸法) に比べ電力吸収分布や駆動電流分布を十分に狭くでき, さらに, それらの分布計測が可能である等, 従来の小型実験装置と比べ大幅に実験領域/計測条件が拡充されている. またターゲットとなるプラズマ自体も, この数年で, 内部輸送障壁 (ITB) や高ベータ化を妨げる新古典テアリングモード (NTM) の発見およびこれらの制御手法の開発が進み, EC による局所的な電子加熱や電流駆動の手段としての効果に関心が高まっている. 本稿では, 100 GHz 帯, MW 級のジャイロトロン等のハードウェアの開発状況およびそれによる EC 加熱装置の進展を簡単に述べた後, トーラス装置におけるプラズマの分布制御, 閉じ込め改善に向けて進められている EC 電流駆動 (ECCD), NTM 抑制, ITB 制御など EC を用いた実験を中心に紹介する. また熱輸送の計測手法についても簡単に紹介する. 最後に高ベータ実験装置である球状トーラスや逆転磁場ピンチ, また, 高電子密度プラズマの電子加熱方法として最近盛んに研究が進められている電子バーンシュタイン加熱の動向について簡単に記す. なお, EC 実験に関しては, 多くのレビューがあり, より詳細に知りたい方は, 参考文献[2-5]等をお勧めする.

2.2 加熱装置の進展

EC 実験に当っては、前章で述べたように大電力発振管であるジャイロトロンの開発が鍵である。特に高い周波数での長パルス運転を行うためには、ジャイロトロンの主要コンポーネントの熱負荷を低減する必要がある。これに対して日本では日本原子力研究所が東芝と協力して、コレクターの熱負荷を低減する電子ビームエネルギー回収 (CPD)、発振モードから高効率で伝送モードに変換するモード変換器の内蔵、低損失のダイヤモンド窓装着等、現在の 100 GHz 帯ジャイロトロンの基本的な機能を世界に先駆けて開発してきた[6]。これらの1990年代前半から後半にかけての技術的ブレークスルーを経て現在、ITER 用として 170 GHz, 1 MW, 連続運転用ジャイロトロンの開発が、ロシア、米国、欧州、そして日本で進められている。Fig. 1 に、100 GHz 帯ジャイロトン開発の進展を示す。

ジャイロトンで発振した大電力高周波は、アンテナまで低損失で伝送する必要がある。この大電力伝送方式としては、導波管伝送方式と、ガウスビームとして空間伝送させるビーム伝送方式との2種類が考えられる[7]。前者は、円形導波管の内面に 1/4 波長程度の溝加工を施すことで、導波管壁面に電流がほとんど流れない HE_{11} モードを主要伝送モードとするもので、低損失で、高い電力伝送密度を得ることが可能である。一方、ビーム伝送方式は、凹面鏡列によりビームを集束させながら長距離伝送するものであり、構造が比較的簡単で、不要モードの影響を受けにくい等の利点を有しているが、空間的にビームが広がるため大きな鏡が必要であるとともに、光軸調整を高い精度で行う必要が生じる。このため、どちらの方式を採用するかは、装置の環境条件によって決められている。アンテナに関しては、真空容器内の最終段の鏡を可動鏡とすることで入射角度を変え、局所的な加熱／電流駆動の位置を制御するの

が一般的である。トカマク装置ではディスラプション時の電磁力等を考慮した構造設計が必要であるが、既にプラズマ中に入射位置をフィードバック制御するアンテナが JT-60U で開発されその有効性が検証されている。なお核融合炉では放射線や熱負荷の観点から可動鏡等の可動部分をプラズマから離すことが望ましいが、この課題に対して、導波管の手前に可動鏡を設置するリモートステアリングアンテナの開発が進められ[8-11]、最近、TRIAM-1M で実用に供された[11]。Table 1 に、100 GHz 帯の EC 加熱装置の状況を示す (表中、斜体文字は現在建設中)。なおジャイロトロンの発振パワー、パルス幅は目標値のものが多く、現在、各装置とも目標に向けて開発が進められている。

2.3 プラズマの分布制御、閉じ込め改善への寄与

EC 波を用いた実験は、発振管の大幅な進展により、現在世界の多くの核融合装置で精力的に進められている。従来は比較的小型装置において、オーミックプラズマをターゲットとした電子加熱や MHD 振動の抑制が研究の中心であったが、最近では、大型プラズマ実験装置の実験開始により、NBI 加熱プラズマをターゲットとして、局所的な EC 電流駆動 (ECCD) によるプラズマ性能の向上を主眼において実験が進められている。また EC 加熱装置の性能の進展と併せてモーシヨナルシュタルク計測 (MSE) による局所的な電流分布測定方法の開発も EC による分布制御研究を大きく進展させている。

2.3.1 局所電流駆動

電流駆動実験に関しては、既に1980年代中頃に WT-2 トカマクで低電流 (3 kA) であるものの完全電流駆動を実証[27]していたが、近年行われた TCV の MW 級の入射実験では 200 kA を超える非誘導プラズマ電流の保持、さらにはリチャージングに成功している[28]。また W7-AS では EC の入射方向を変え、プラズマ電流の生成量の差から、EC の駆動電流量およびブートストラップ電流量の評価を行っている[23]。これらの実験に対して、ECCD の特長である局所電流駆動の検証 (電流分布測定) については、モーシヨナルシュタルク (MSE) 計測法の開発により初めて実現された。この手法は 1) NBI のビーム発光のモーシヨナルシュタルク効果により内部のポロイダル磁場を求め、その結果より全体の電流分布を求める、2) MSE のデータを基にプラズマ平衡解を求め、そのポロイダル磁束の時間微分よりトロイダル電場を求めて誘導電流分布を算出、3) 全体の電流から誘導電流分を引くことで非誘導電流方式 (EC) による駆動電流分布を求めるものである[29]。DIII-D と JT-60U で、本手法により ECCD の実験と理論との比較が行われた。DIII-D では電子系のベータ値を変えた場合の駆動位置に対する電流駆動特性を研究し、ベータ値の上昇とともに、周辺部で局所的なミラー磁場に補足される電子が少なくなり駆動電流の減少が抑えられることを明らかにした[30]。これはベータ値が高い、すなわち電子温度が高い場合、共鳴条件： $\omega - k_{\parallel} v_{\parallel} - m \omega_{ce} / \gamma$ (ここで、 ω は入射する EC 波の角周波数、 $k_{\parallel}$ は磁場方向の波数、 $v_{\parallel}$ は磁場方向の電子速度、 ω_{ce} は電子サイクロトロン角周波数、 m は高

Fig. 1 Progresses of high power gyrotrons at the frequency of 110–170 GHz in Japan (JA), Europe (EU), Russia (RF) and US.

Table 1 EC Heating System in 100 GHz range.

Device [reference]	Frequency (GHz)	Mode	Power × Number	Pulse width (s)	Trans- mission shcheme	Injected Power (MW)	Specific Features
JT-60 [12]	110	1st, O	1MW × 4	5s	W/G	3	Hybrid heating with NB, RF ECCD with MSE current measurement Real time feedback of heating position
DIII-D [13]	110	2nd, X	1MW × 6	10s	W/G	3.5	Hybrid heating with NB, RF ECCD with MSE current measurement
RTP [14]	60 110	1st, O 2nd, X	0.2MW × 2 0.5MW × 1	0.1s 0.2s	Beam	0.15 0.35	Fundamental+ Second Harmonic (Shutdown)
TCV [15,16]	82.7 118	2nd, X 3rd, X	0.5MW × 6 0.5MW × 3	2s 2s	W/G	2.8 1.35	Second+ Third Harmonic
Tore-Supra [17]	118	1st, O	0.4MW × 2 0.4MW × 6	50s 600s	W/G	0.7	Hybrid heating with RF Long pulse injection
ASDEX-U [18]	140 105/140	2nd, X	0.5MW × 4 1MW × 4	10s 2s	Beam+ W/G	1.6	Hybrid heating with NB
FTU [19]	140	1st, O	0.4MW × 4	0.5s	W/G	0.7	Hybrid heating with RF
T-10 [20,21]	130 140	2nd, X 2nd, X	0.25MW × 4	—	—	0.9	Two frequency heating
TEXTOR [22]	110 140	2nd, X 2nd, X	0.5MW × 1 0.8MW × 1	0.2s 3s	W/G	0.3 0.8	Hybrid heating with NB, RF
W7-AS [23]	70 140	1st, O 2nd, X	0.5MW × 1 0.8MW × 4	— 0.5s	Beam + W/G	0.5 2.3	High Density heating, Bernstein heating, ECCD (Shutdown)
W7-X [24]	140	2nd, X	1 MW × 10	CW	Beam		CW operation
LHD [25]	82.7 84 168	1st, O 1st, O 2nd, X	0.5MW × 2 0.8MW × 2 0.5MW × 4	2s 3s 1s	W/G	0.5 0.8 0.7	Hybrid heating with NB, RF Fundamental+ Second hramonic
TRIAM-1M [26]	170	1st, O	0.2MW × 1	5s	W/G	0.15	Hybrid heating with,LH Remote Steering Antenna

調波次数, γ は相対論指数) を満たす電子の $v_{\parallel}/v_{\perp}$ が大きくなり, 補足電子の影響が減るためであると考えられる. 一方, JT-60U では, 低域混成波と併せて 21 keV という炉心レベルの高電子プラズマにおける駆動電流特性を調べ, 高加熱密度における誘導電場の効果を入れた理論計算で実験結果をよく説明できることを明らかにした[31]. これらの結果から, ITER 等の高温, 高密度プラズマでの EC 電流駆動は, ほぼ現在の理論で予想できると考えられる. Fig. 2 に, 世界の装置における電子温度に対する電流駆動効率を示す.

2.3.2 NTM 抑制

局所電流駆動によるプラズマ不安定の抑制に関しては, 従来, 鋸歯状振動や MHD 振動の抑制等で実験が行われてきたが, 最近のトピックスとしては, 新古典ティアリングモード (NTM) 抑制がある. NTM 不安定性は磁気島の発生による圧力勾配の減少によりブートストラップ電流が減少するために起るものであり, このためプラズマの高圧力化を妨げる要因となっている. これに対し, EC で磁気島中に局所的に電流駆動を行い, 磁気島中の減少したブートストラップ電流を代替し, NTM 不安定性を抑制することが提案されていた[34]. この ECCD の NTM 不安定性に対す

Fig. 2 Current drive efficiency as a function of electron temperature on various devices: JT-60[31], DIII-D[30], TCV[28], RTP[32], T-10[33].

る抑制効果は, ASDEX-U において ECCD 中に 3/2 モードが減少することで初めて確認された[35]. その後, JT-60U, DIII-D さらに ASDEX-U で, ECCD の入射位置を最適化することで 3/2 モードを完全に抑制しベータ値が回復す

ることが確認された[36-38]. さらにJT-60Uでは, Fig. 3に示すようにショット中に磁気島位置を検出し, その位置に可動鏡でECCDを行うフィードバック制御を行うことに成功し[39], ITERで想定されるECCDシナリオを実証した. また, NTMの成長率が磁気島の幅に依存していることから, 磁気島が小さい時点でECCDを入射することで, 少ないECCDでNTMが抑制できることも最近確認された[40]. これらの実験結果により, NTMの理論モデルの検証が進むとともに, ITERでのECの役割がより明確になってきた.

2.3.3 径電場形成とITB・電子ルート

磁場閉じ込め装置においては新古典論で予測される低衝突領域における閉じ込めの変化, および電場の形成による閉じ込めの改善が重要なテーマである. EC波はこの現象を実験的に確かめるために最適な加熱法である. つまり, EC波の加熱機構は電子の磁場に垂直方向のエネルギーを増大させるため, 電子を新古典拡散理論で予測される速度空間上のロスコーンに追い込むことで, 電子の空間的な局所粒子束を増加させ, 準中性条件から決定される電位を正に引き上げる. この結果, 能動的に径方向電場を形成することが可能となる. 特に, ヘリカル型プラズマ閉じ込め装置においては, 低衝突領域で予測される閉じ込めの劣化と電場によるその緩和, さらに, 電子ルートと呼ばれる閉じ込めの良い状態が予想されている. このためヘリカル装置では径電場に関する研究が精力的に進められ, 実際, CHSにおいて局所的なEC加熱による径電場の形成が確認された[41]. さらにW7-ASにおいてはEC加熱により, 中心部に拡散係数の低い領域を作ること成功し, 電子ルートが実現したと主張している[42]. CHSやLHDにおいてはECによる径電場のシアが異常拡散の局所的な抑制を引き起こし, これがITB形成の主要因となったと考えられて

いる. Fig. 4にLHDにおける電子系ITB形成時の電子温度分布とその生成条件を示す[43]. 最近CHSではITB形成時にこの径電場のシア(構造形成)を直接重イオンビームプローブ(HIBP)で観測して話題になっている[44]. 一方, 小型トカマクのEC実験でも, 電子系ITBに関する研究が進められ, RTPでは, 安全係数(q)分布の有理面で電子系のITBが見られること[45], さらにT-10トカマクではECCDにより電流分布を平坦化した場合, 電子系のITBが形成されることを明らかにした[46]. T-10の場合, 電流分布計測は行われていないがポテンシャル分布の測定により加熱位置近傍で局所的なポテンシャル井戸が観測された. 一方, JT-60Uでは, LHのみで生成した電子系のITBを有する負磁気シアプラズマのITB内部をEC加熱することで, 電子系ITBを維持したまま電子温度を26 keV(電子サイクロトロン放射(ECE)計測値)まで上げることに成功している[47]. この場合, $q_{\min}$ 近傍で電流分布の変化を伴う電子温度のマイナーコラプスが鋸歯状に振動する現象が観測されており[48], 今後の負磁気シアの安定性研究が待たれる.

イオン系のITBとしては, NBI加熱時に発見された高ポロイダルベータ(β_p)モード[48]と負磁気シアでのITB[49]がよく知られているが, これまで強力な電子加熱手段がなかったため, 実験領域は $T_i > T_e$ に限られていた. アルファ粒子による電子加熱が主となる核融合炉では $T_i \sim T_e$ となるため, 中, 大型プラズマ実験装置で始まったEC加熱実験においては, NBI加熱により生成したイオン系ITBに対する電子加熱の影響を調べるのが重要な課題となっている. いち早くEC加熱実験を初めたASDEX-Uでは, NBI加熱で生成されたイオン系のITBを持つ負磁気シアプラズマをターゲットとし, 中心部にCounter-ECCD(プラズマ電流と反対方向のEC電流駆動)とCo-ECCD(プラズマ電流と同じ方向のEC電流駆動)との比較を行った. この結

Fig. 3 Typical waveforms of NTM suppression experiment. From the top, NB power and EC power, amplitude of magnetic fluctuation, β_N , angle of EC mirror and its reference value.

Fig. 4 (a) T_e profile with (282 kW injection $\blacktriangle$) and without (177 kW injection $\circ$) ITB. (b) Averaged central electron temperature as a function of injected ECH power for two line-averaged electron densities of 0.3×10^{19} and $0.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$. The 'width' defined as indicated in (a) is also plotted in terms of the normalized minor radius ρ . (c) T_{e0} is plotted as a function of electron collisionality. The thick line calculated from the ambipolarity condition divides the area into two (electron and ion root).

果, Counter-ECCD の場合, イオン系と電子系の両方に明瞭な ITB を示し $T_i \sim T_e \sim 13$ keV のプラズマを得たが, Co-ECCD では, イオン温度が減少し, ITB が弱まることを明らかにした[50]. また, DIII-D では周辺部に Co-ECCD を行うことで負磁気シアを維持し, イオン系, 電子系ともに ITB が持続できることを示した[51]. これに対して JT-60U では, NBI 加熱で生成した強い負磁気シアと高 β_p での異なる ITB について EC 加熱の影響を調べた. この結果, 強い負磁気シアではイオン系の輸送の劣化がなく電子系においても明瞭な ITB を形成できるが, 高 β_p では, EC 加熱によりイオン系の輸送が劣化するとともに, 高 β_p の ITB の特長である径電場シアが減少していることが明らかになった[52]. さらに興味深い結果としては, 強い負磁気シアの場合には, EC 加熱を行っても電子密度および不純物の減少は観測されないが, 高 β_p では電子密度および不純物が減少することが明らかになった[53]. Fig. 5 に負磁気シアと高 β_p での EC 加熱前後のプラズマの変化を示す. 負磁気シアが弱い場合 ASDEX-U や DIII-D でも重金属等の不純物排出が観測されている. これまでの小型トカマクやステラレータでの EC 単独加熱実験でも, プラズマ密度の減少は一般的に観測されており, 高 β_p でも, この EC 加熱の特長が保持されている. 一方, 強い負磁気シアでは密度減少が見られない (図中, 強い負磁気シアでの Ar 量の増加は, EC 入射によるものではなく, 時間的な蓄積によるもの). このように EC 加熱により 2 つの ITB の挙動は大きく異なっており, そのメカニズムの解明は今後の研究課題として残されている.

2.3.4 熱輸送の計測

EC は, 局所的な電子加熱或いは電流駆動という特長から, プラズマの電子系の熱輸送解析の手段としても注目を集めるようになってきた. 従来, 電子系の熱輸送解析は鋸歯状振動の過渡応答解析を行っていたが, 大電力の EC 実験により, その入射電力を高速変調することで計測の精度を高めることが可能である. EC の吸収分布をデルタ関数とした簡単なスラブ近似では, EC の変調角周波数を ω_m , 密度で規格化した多調電力を P_0 , 熱輸送係数を χ とすると変調成分の熱平衡輸送方程式は以下の式で与えられる[54].

$$\frac{3}{2} \frac{\partial \tilde{T}}{\partial t} = \chi \nabla^2 \tilde{T} + P_0 \delta(x) e^{i\omega_m t} \quad (1)$$

加熱領域外への熱波動の伝播解は

$$\tilde{T} = A(x) e^{-i\phi(x) + i\omega_m t} = \frac{P_0}{(6\chi\omega_m)^{1/2}} e^{-k|x| + i(\omega_m t - \pi/4)} \quad (2)$$

で与えられこの解より χ は以下で求められる.

$$\chi = \frac{3\omega_m}{4} \left(\frac{d\phi(x)}{dx} \right)^2 = -\frac{3\omega_m}{4} \left(\frac{d \ln A(x)}{dx} \right)^2 \quad (3)$$

ここで, $k = (3i\omega_m/2\chi)^{1/2}$ であり, A , ϕ は計測位置における電子温度の振幅および入射波との位相差である. 最近では, EC の吸収分布をガウス分布で与えた輸送方程式を解

Fig. 5 Profiles of T_e , T_i , n_e , n_{Ar} and toroidal rotation before ($\circ$, ---) and during ($\bullet$, —) EC in the (a) high β_p mode plasma and (b) reversed shear (R/S) plasma. The deposition positions of EC waves are around $r/a = 0.15$ and 0.2 , respectively.

いて, 熱輸送係数を求めるだけでなく, 吸収分布まで実験的に求める試みがなされている[16]. その結果, ASDEX-U では, EC の加熱位置の内側では熱輸送係数の劣化は観測されないが, 外側では熱輸送係数の大幅な劣化を示す結果を得た. これは前章で記述した ITB を有さないプラズマでは, 電子温度勾配が加熱パワーによらず一定であるという温度分布の硬直性と呼ばれる現象とリンクしており, 電子温度勾配不安定性 (ETG) モード等の熱拡散係数の電子温度, 電子温度勾配に対する依存性など詳細な輸送研究のツールとして EC による熱輸送計測が定着しつつある[55-57].

2.4 新しい加熱研究の動向

閉じ込め磁場の圧力に対するプラズマの圧力の割合 (ベータ値) は経済的な核融合炉を指向する上で重要なパラメータである. 2.1 章で述べたように遮断密度が存在するため通常の EC 波では遮断密度以上の密度の加熱ができない. この点で最近注目を集めている球状トーラス, 逆転磁場ピンチ等では, 入射電磁波をプラズマ中で伝搬密度限界のない静電波の電子バーンシュタイン波 (EBW) を利用して遮断密度以上のプラズマ加熱および電流駆動行う検討および実験が進められている[58]. この電子バーンシュタイン波は直接プラズマの外側から励起することができないため, 電磁波からプラズマ中でモード変換を起させる必要がある. 弱磁場から電磁波を入射しモード変換を行う方法には 2 つあり, 1 つは X モードをプラズマ周辺にある R 遮断層を減衰しながらも通過させすぐ近傍のアップーハイブリッド共鳴の近くで EBW に変換する X-B 手法であり, もう 1 つは O モードを遮断層近傍で X モードに変換し, その

Fig. 6 Refractive indices as a function of normalized plasma radius in the LHD configuration. The wave frequency is 84 GHz. The plasma parameters are $n_{e0} = 1.4 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$, $T_{e0} = 500 \text{ eV}$, and the magnetic field is $B_0 = 2.6 \text{ T}$. The wave is injected from the outside of the torus. At the optimum launch, the O-mode injected from the plasma edge penetrates beyond the O-mode cut-off layer, and then it is converted into the X-mode. The X-mode is converted into the B-mode when approaching the UHR layer.

Xモードがアップハイブリッド共鳴の近くでEBWに変換するO-X-B手法がある。Fig. 6にLHDにおけるO-X-B手法の場合の屈折率と吸収率の計算例を示す[59]。この例では、OモードがXモードに効率良く変換できるように、入射時の波数を最適化している。O-X-B手法は、遮断層とアップハイブリッド共鳴層の位置が十分離れている場合に有効でありW7-ASで検証された[60]。現在、NSTXやMAST等で本格的な加熱実験が計画中であり、今後の進展が期待される。

2.5 おわりに

10年位前の高周波の国際会議では、EC実験の課題となるといつも強力なパワー源がないということであったが、この数年で主要な核融合装置でEC装置がないものが珍しくなってきた今日この頃である。本稿ではページの制限で割愛したが、各装置においてプラズマ着火、鋸歯状振動、Hモード生成等も精力的に研究が行われている。EC実験も局所的なECCDの検証等のEC固有の実験から、ECの持つ特性を生かしたNTM制御等、プラズマ性能を上げる研究に進展してきている。核融合炉はアルファ粒子による電子加熱が主体であることから、今後もEC実験の果たす役割は大きく、ITERでの燃焼プラズマ制御に向けた研究が加速されることを期して本稿を終えることとしたい。

参考文献

[1] K. Kobayashi *et al.*, Fusion Eng. Des. **53**, 475 (2001).
 [2] R. Prater, Phys. Plasmas **11**, 2349 (2004).
 [3] T.C. Luce, IEEE Tran. Plasma Sci. **30**, 734 (2002).

[4] B. Lloyd, Plasma Phys. Control. Fusion **40**, A119 (1998).
 [5] V. Erckmann and U. Gasparino, Plasma Phys. Control. Fusion **36**, 1869 (1994).
 [6] K. Sakamoto *et al.*, Phys. Rev. Lett. **73**, 3532 (1994); K. Sakamoto *et al.*, Rev. Sci. Instr. **70**, 208 (1999).
 [7] S. Kubo, Kakuyugo Kenkyu **66**, 581 (1991).
 [8] C.P. Moeller, Proc. of 23rd Int. Conf. On Infrared and MM waves, (1998) Tul.1, p116.
 [9] K. Ohkubo *et al.*, Int. J. Infrared Millim. Waves **22**, 1709 (2001).
 [10] K. Takahashi *et al.*, Fusion Eng. Des. **65**, 589 (2003).
 [11] H. Idei *et al.*, Proc. of 13th Joint Workshop on ECE and ECRH, Nizhny Novgorod, Russia, May 17-20, 2004.
 [12] Y. Ikeda *et al.*, Fusion Sci. Technol. **42**, 435 (2002).
 [13] I.A. Gorelov *et al.*, Proc. of 13th Joint Workshop on ECE and ECRH, Nizhny Novgorod, Russia, May 17-20, 2004.
 [14] N.J. Lopes *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **39**, 560 (1997).
 [15] T.P. Goodman *et al.*, Nucl. Fusion **43**, 1619 (2003).
 [16] G. Arnoux *et al.*, Proc. of 13th Joint Workshop on ECE and ECRH, Nizhny Novgorod, Russia, May 17-20, 2004.
 [17] G. Giruzzi *et al.*, Proc. of 13th Joint Workshop on ECE and ECRH, Nizhny Novgorod, Russia, May 17-20, 2004.
 [18] F. Leuterer *et al.*, Nucl. Fusion **43**, 1329 (2003).
 [19] B. Angelini *et al.*, Nucl. Fusion **43**, 1632 (2003).
 [20] S.V. Neudatchin *et al.*, Nucl. Fusion **43**, 1405 (2003).
 [21] M.V. Maslov *et al.*, Proc. of 13th Joint Workshop on ECE and ECRH, Nizhny Novgorod, Russia, May 17-20, 2004.
 [22] E. Westerhof *et al.*, Nucl. Fusion **43**, 1371 (2003).
 [23] V. Erckmann *et al.*, Nucl. Fusion **43**, 1313 (2003).
 [24] V. Erckmann *et al.*, IEEE Tran. Plasma Sci. **27**, 538 (1999).
 [25] S. Kubo *et al.*, Proc. of 13th Joint Workshop on ECE and ECRH, Nizhny Novgorod, Russia, May 17-20, 2004.
 [26] H. Zushi *et al.*, Nucl. Fusion **43**, 1600 (2003).
 [27] S. Tanaka *et al.*, Proc. 11th Int. Conf. Plasma Phys. and Control. Nucl. Fusion Research. Kyoto, Japan, 1986, Paper No. IAEA-F-II-6.
 [28] S. Coda *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **42**, B311 (2000).
 [29] C.B. Forest *et al.*, Phys. Rev. Lett. **73**, 2444 (1994).
 [30] T.C. Luce *et al.*, Phys. Rev. Lett. **83**, 4550 (1999).
 [31] T. Suzuki *et al.*, Nucl. Fusion **44**, 699 (2004).
 [32] E. Westerhof *et al.*, Fusion Eng. Des. **53**, 259 (2001).
 [33] V.V. Alikae *et al.*, Nucl. Fusion **32**, 1811 (1992).
 [34] O. Sauter *et al.*, Phys. Plasmas **4**, 1654 (1997).
 [35] H. Zohm *et al.*, Nucl. Fusion **39**, 577 (1999).
 [36] A. Isayama *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **42**, L37 (2000).
 [37] G. Gantenbein *et al.*, Phys. Rev. Lett. **85**, 1242 (2000).
 [38] R.J. La Haye *et al.*, Phys. Plasmas **9**, 2051 (2002).
 [39] A. Isayama *et al.*, Nucl. Fusion **43**, 1272 (2003).
 [40] K. Nagasaki *et al.*, Nucl. Fusion **43**, L7 (2003).
 [41] H. Idei *et al.*, Phys. Rev. Lett. **71**, 2220 (1993).
 [42] H. Maassberg, C.D. Beidler, U. Gasparino *et al.*, Phys. Plasmas **7**, 575 (2000).
 [43] T. Shimozuma *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **45**, 1183 (2003).
 [44] A. Fujisawa *et al.*, Proc. 20th Fusion Energy Conf, EX/8-5 Rb (2004).
 [45] N.J. Lopes Cardozo *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion

- 39, B303 (1997).
- [46] K.A. Razumova *et al.*, Plasma Phys. Rep. **27**, 273 (2001).
 - [47] Y. Ikeda *et al.*, *Proc. of 12th Joint Workshop on ECE and ECRH*, Aix-en-Provence, France, May 17-20, (2002) p.247.
 - [48] S. Ishida *et al.*, *Proc 16th Int. Conf. on Fusion Energy*, Montreal, Canada, (1996) Vol. **1**, p.315 .
 - [49] Y. Koide *et al.*, Phys. Rev. Lett. **72**, 3662 (1994).
 - [50] F. Leuterer *et al.*, Fusion Eng. Des. **53**, 277 (2001).
 - [51] K.H. Burrell *et al.*, Nucl. Fusion **44**, 1555 (2004).
 - [52] S. Ide *et al.*, Nucl. Fusion **44**, 87 (2004).
 - [53] H. Takenaga *et al.*, Nucl. Fusion **43**, 1235 (2003).
 - [54] M. Cox *et al.*, Nucl. Fusion **33**, 1657 (1993).
 - [55] N. J. Lopes Cardozo, Plasma Phys. Control. Fusion **37**, 799 (1995).
 - [56] F. Ryter, Plasma Phys. Control. Fusion **43**, A323 (2001).
 - [57] K. Toi, J. Plasma Fusion Res. **78**, 895 (2002).
 - [58] T. Maekawa, J. Plasma Fusion Res. **78**, 508 (2002).
 - [59] K. Nagasaki *et al.*, Plasma Phys. Control Fusion **44**, 409 (2002).
 - [60] H.P. Laqua *et al.*, Phys. Rev. Lett. **78**, 3647 (1997).