



## 解説

# 将来の大型超伝導トカマク装置に向けた プラズマ着火・立ち上げ研究の現状

前川 孝<sup>1)</sup>, 井手俊介<sup>2)</sup>, 梶原 健<sup>2)</sup>, 長崎百伸<sup>3)</sup>, 諫山明彦<sup>2)</sup>, 羽田和慶<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup>京都大学大学院エネルギー科学研究科, <sup>2)</sup>日本原子力研究開発機構, <sup>3)</sup>京都大学エネルギー理工学研究所

(原稿受付: 2011年8月30日)

国際熱核融合実験炉 (ITER) に代表される将来の大型超伝導トカマクにおいては、プラズマ着火と外部加熱によるプラズマの高温高密度化を経て燃焼点火に至るが、トカマク方式であるがゆえに、核燃焼プラズマ保持に必要な15MAにもものぼるプラズマ電流を安定に再現性良く立ち上げる必要がある。そのためには、立ち上げシナリオの最適化とともに堅実なプラズマ着火手法の確立が重要である。現在建設中のITERは、寸法で既設の大型トカマクの2倍以上、プラズマ電流を駆動する中心ソレノイドも超伝導という今までにない装置であり、安定で、効率的な立ち上げを図るためには、新たな研究開発が不可欠である。本解説では、電子サイクロトロン加熱 (ECH) による立ち上げ支援も含めた立ち上げ法の研究開発の現状を述べる。

### Keywords:

breakdown, plasma start-up, current ramp-up, ECH, superconducting tokamak, ITER

## 1. はじめに

トカマク装置におけるプラズマ着火・立ち上げは、これに続く高性能プラズマ生成の出発点となるため、より良い条件、安定的な着火・立ち上げ手法の開発が重要な課題である。

輸送や加熱などの分野と同様に、プラズマ着火・立ち上げ過程についても、多くの実験的理論的研究により、おおまかな理解が進み、ITERでの立ち上げについてのシナリオを描ける段階に達している[1,2]。しかしながら、これも他の分野と同様に、厳密な見方をすると、ITER等の大型超伝導トカマクは未知の領域であり、そこでの経済的、技術的によりすぐれた立ち上げをめざした研究が進められている。

超伝導大型トカマクにおいては超伝導コイルの運用により長時間運転をめざしているが、超伝導であってもセンターソレノイド (CS) の磁束量が特に増加するわけではなく、超伝導コイルは巻数が多いため、むしろ磁束の掃引速度に制約が加わり、印加できる一周ループ電圧が低くなる。ITERではトロイダル電場が0.3 V/m (一周電圧15 V) 以下での着火とプラズマ電流立ち上げが求められている。CSのみによる着火・立ち上げでは安定性に難があり、1990年代の初代ITERの設計段階において、電子サイクロトロン加熱 (ECH) による予備電離と追加加熱が不可欠との認識に達し、実験と理論モデルの研究が進められてきた[3]。プラズマ着火とこれに引き続くプラズマ立ち上げは、プラズマ・中性粒子間の相互作用と磁場構造の質的変化を伴う複雑な過程である。これにECHが加わるのでさらに複雑になる。着火立ち上げ過程について完全な理解に達

しているわけではなく、今後に向けてさらに検討を進める必要があると考えられている。

トカマクにおいてプラズマ電流はトロイダル磁場に沿って駆動される内部ループ電流である。プラズマ電流は外部垂直磁場  $B_{zext}$  との相互作用で生じる  $j \times B_{zext}$  力によりプラズマループの大半径方向での位置平衡を確保し、さらに磁気面を形成してプラズマ閉じ込めをもたらす。トカマクにおいてプラズマ着火・立ち上げとはプラズマ電流  $I_p$  を起動し、立ち上げることである。

$I_p$  は中心ソレノイド (CS) の磁束を掃引することによって生じる誘導電圧  $V_{cs}$  により駆動される。プラズマループに沿っては自己誘導による誘導電圧も加わるので  $I_p$  に関する回路方程式は、プラズマループの自己インダクタンスを  $L_p$ 、一周抵抗を  $R_p$  と書くと、

$$2\pi R_0 E = V_{cs} - L_p \dot{I}_p = R_p I_p \quad (1)$$

で与えられる。ここで  $R_0$  はプラズマループの主半径、 $E$  はループに沿ったトロイダル電場である。トカマクあるいはトカマク炉の標準的な運転においては  $I_p$  をゼロから起動し、様々な実験あるいは核燃焼に必要な値  $I_{ft}$  まで立ち上げ、定常に維持する。このフラットトップ電流を維持している間に、点火・燃焼を含めた多様な実験を行う。時刻ゼロに  $I_p$  を起動し、時刻  $t_{ft}$  にフラットトップ値  $I_{ft}$  に達したとすると、立ち上げ (startup) に必要な CS 磁束の掃引量  $\Psi_{su}$  は

$$\Psi_{su} = \int_0^{t_{ft}} V_{cs} dt = L_p I_{ft} + \int_0^{t_{ft}} R_p I_p dt \quad (2)$$

と書ける。CS 磁束の掃引量の上限を  $\Psi_{CS}$  とするとフラット

Recent Research Activities on Breakdown and Start-up towards Future Superconducting Large Tokamaks

MAEKAWA Takashi, IDE Shunsuke, KAJIWARA Ken, NAGASAKI Kazunobu, ISAYAMA Akihiko and HADA Kazuyoshi

トップの維持に用いることのできる磁束  $\Psi_{ft}$  は

$$\Psi_{ft} = R_{ft} I_{ft} T_{ft} = \Psi_{cs} - L_p I_{ft} - \int_0^{t_{ft}} R_p I_p dt \quad (3)$$

ここで、 $R_{ft}$  はフラットトップでのループの一周抵抗、 $T_{ft}$  はフラットトップを維持できる時間の上限である。

ループの自己インダクタンスは幾何学的に決まる定数なので、 $T_{ft}$  を伸ばすためには右辺の第三項 (抵抗損とよばれる) を抑制することになる。すなわち、抵抗  $R_p$  を下げることとともに立ち上げ時間を短くすることが目標になる。加えて、立ち上げを確実かつ安定に行うことは必須の条件である。ECH の支援により、これらの複数の要件を満たす方法を探究する。

ITER においては CS の磁束掃引量  $\Psi_{cs} = 277$  Wb のうち  $\Psi_{ft} = 37$  Wb を確保し、 $I_{ft} = 15$  MA の電流を  $T_{ft} = 400$  秒維持するシナリオである [4]。  $L_p \sim 13$   $\mu$ H なので、 $L_p I_{ft} \sim 195$  Wb となり、立ち上げ時の抵抗損を約 45 Wb と見込んでいる。これらの数字から抵抗損の抑制が、いかに重要な課題であるかが見て取れる。

第 2 章で、立ち上げ過程での抵抗  $R_p$  を決める要因について解説し、抵抗損を抑制するための要点を述べる。第 3 章で、ITER でのプラズマ着火/電流立ち上げに向けての ITPA での研究活動状況を、第 4 章で DIII-D と JT-60U で行われた ITER 模擬実験の結果を、第 5 章で ECH アシストによるプラズマ着火についてのモデリングの具体例を述べる。

最後に CS によらない立ち上げ研究についてふれる。動機はトーラスの低アスペクト比化による高性能トカマク炉の実現である。低アスペクト比を実現するために CS を完全に省く、あるいは、制御用に細い CS を残した炉設計が行われた [5, 6]。ここでは、CS に頼らない着火・立ち上げが必須である。炉工学的には ECH による立ち上げが有利であり、小型大型を含めていくつかの装置で実験が進められている [7, 8]。

(前川 孝)

## 2. トカマクプラズマの着火・立ち上げ手法の基礎と物理

電子がトロイダル電場  $E$  により駆動され電流が生じる。電子のトロイダル方向へのドリフト速度を  $v$  とすると運動方程式は

$$m\dot{v} = qE - \nu m v \quad (4)$$

ここで、 $\nu$  は他粒子との衝突頻度である。 $\nu$  は衝突時間  $\nu^{-1}$  より十分長い時間にわたって平均した速度であり、左辺の慣性項の大きさは、右辺の両項に比べてはるかに小さいので、ドリフト速度と電流密度  $j$  は、電子密度を  $n_e$  と書いて、

$$v = \frac{qE}{\nu m}, \quad j = n_e q v = \frac{n_e q^2 E}{\nu m}$$

で与えられる。したがって、プラズマ断面積を  $S$  とするとプラズマループの一周抵抗は

$$R_p = \frac{2\pi R_0}{S} \frac{m\nu}{n_e q^2} \quad (5)$$

で与えられる。

最初に、CS からの誘導電圧のみにより立ち上げる場合を考える。

初期に真空容器内に水素ガスを充填する。通常充填後の容器内封入ガス圧力  $P_{H_2}$  は  $10^{-4} \sim 10^{-3}$  Torr 程度である。続いて中心ソレノイドにより誘導電場を印加して着火する。ここでは、初期電子が誘導電場で加速され、水素分子・原子に衝突してイオン化するたびに、電子数が倍増することにより電子数が急増する。いわゆる 'タウンゼントなだれ' である。起動時は、初期電子は電子銃などにより注入されるが初期電子密度はきわめて小さく、当然イオン密度も水素分子密度に較べて無視できる。大まかに述べると、 $\nu$  の大きさは水素原子・分子との衝突で決まり、その密度に比例する定数である。すなわち、着火の初期にはループの抵抗はタウンゼントなだれによる電子数の爆発的な増大により低下する。

電子は誘導電場により加速され、水素原子と衝突を繰り返しながら、磁力線に沿って移動し、やがて容器壁に到達して消滅する。この間の電子の増倍率が十分に大きいとき、タウンゼントなだれがおきる。電子の単位走行距離あたりのイオン化衝突率  $\alpha$  は、水素密度を  $n_H$ 、電子衝突によるイオン化断面積を  $\sigma_{ion}$  として、

$$\alpha = \sigma_{ion} n_H \quad (6)$$

容器壁に到達するまでの初期電子の走行距離を  $l$  とすると  $\alpha l$  が 1 よりはるかに大きいことが、タウンゼントなだれが成立する条件である。ここで、要点は、①衝突電子の運動エネルギー  $w$  が水素のイオン化ポテンシャルである 13.6 eV を超えて初めてイオン化が可能になること、②  $\sigma_{ion}$  は  $w = 13.6$  eV から急速に増大して  $w = 70$  eV で最大になり (13.6 eV の場合の約 1000 倍)、 $w$  が 100 eV を超えると緩やかに小さくなること、③イオン化衝突以外に弾性衝突および非弾性衝突があり、その衝突断面積は  $\sigma_{ion}$  の数倍であることである [9]。中性ガス圧が低すぎると、イオン化衝突が極めてまれになり 'なだれ' が起きない。高すぎると衝突頻度は高まるが非弾性衝突により電子の運動エネルギーが吸収され、 $w$  が小さくなりイオン化断面積がゼロかあるいは非常に小さく、十分なイオン化が起きない。最適の水素ガス圧は、 $l$  と  $E$  に依存し、定量的な検討がなされていて [3, 9]、ITER の場合は  $P_{H_2} = 10^{-5} \sim 10^{-4}$  Torr と見積もられている。

電子は第ゼロ近似で磁力線に沿って移動するので、ポロイダル磁場を  $B_{\perp}$ 、トロイダル磁場を  $B_t$ 、容器半径を  $a$  とすると、磁力線に沿った走行距離は

$$l \approx a \frac{B_t}{B_{\perp}} \quad (7)$$

と見積もられる。このように定義したものは結合長とよばれる。 $l$  が長いほど有利なので垂直磁場がゼロになる (ヌ

ル)領域を容器内に確保することが理想であるが、エラー磁場等により  $B_{\perp} \sim 2$  mT であることが ITER では想定されている。ITER では  $B_t \sim 5$  T,  $a \sim 2$  m なので  $\ell \sim 5000$  m になり、 $E \sim 0.3$  V/m とすると一回の走行で電子の得るエネルギーは  $qE\ell \sim 1500$  eV であり、イオン化エネルギーよりはるかに大きいことがわかる。すなわち、 $E$  はトーラスの寸法に逆比例するが、結合長は比例するので、 $E\ell$  は変化せず、トーラスの大型化はタウンゼントなだれに不利にはたらくわけではない。イオン化に十分な運動エネルギーに到達させるために水素圧力を下げればよい。弾性衝突は電子のピッチ角を大きくして、軌道を磁力線に巻きつくスパイラルにするので電子の走行距離を伸ばすことになり有利にはたらく。

かくして、電離が進み、電子とイオン密度が増大すると、電子—電子、電子—イオン衝突が主になり、様相が質的に変化する。すなわち、プラズマが生じたことになり、式(5)の衝突率  $\nu$  は

$$\nu \propto \frac{n_e}{T_e^{3/2}}$$

となる。したがって、この段階に至ると電子温度  $T_e$  の上昇が抵抗を下げることになる。 $T_e$  を上昇させるためにはプラズマへの入力電力を増大し、プラズマからの流出エネルギーを下げればよい。オーミック(OH)入力の上限  $P_{OH}$  は、

$$P_{OH} = R_p I_p^2 = \frac{(R_p I_p)^2}{R_p} \leq \frac{V_{cs}^2}{R_p} \quad (8)$$

である。この段階の初期では  $T_e$  はせいぜい数 eV であると推察される。ここでのエネルギーの主な流出は、炭素等の軽元素不純物イオンからの線放射と、イオンと中性粒子との荷電交換による損失であり、これらの損失は  $T_e$  の増大とともに急劇に増大し、 $T_e$  の上昇を妨げる。これは放射障壁とよばれ、これを突破するためには十分な電力が必要である。一旦障壁を乗り越え、 $T_e$  が 100 eV を超えるとイオン化率が高まり中性粒子密度が下がり荷電交換が少なくなるとともに、軽元素不純物イオンの完全電離も促進されて線放射も下がる。すなわち、プラズマからのエネルギーの流出が主に熱拡散となる相に移行する。第5章でECHアシストによるプラズマ着火についてのモデリングが具体的に述べられている。

プラズマ体積はトーラスの寸法の3乗に比例するので、単位体積あたり入力電力は寸法の3乗に逆比例して小さくなる。一方、上記の放射損失はプラズマ寸法に無関係であり、寸法が大きくなっても熱拡散のように低減しない。したがって、プラズマ寸法が大きい場合は放射障壁を乗り越えるために入力電力を十分増加させる必要がある。ここでECHによる追加熱が重要な役割をはたす。一旦放射障壁を突破すると  $T_e$  の上昇に伴って  $R_p$  が大幅に下がり、式(8)にみるようにオーミック入力が増加する。

かくして、この段階に達すると、オーミック電力のみにより  $I_p$  を所定の最終値  $I_R$  まで立ち上げることができる。ただし、 $I_p$  の増加率を  $V_{CS}$  の上限まで用いて高めることがで

きるわけではない。 $V_{CS}$  を高めすぎると、プラズマの表面電流密度が高まって極端な場合は電流分布が中抜けになり磁気流体的に不安定になるので、これが起きない範囲で  $I_p$  の上昇をはかる。また、この最後の段階の時間幅は立ち上げの大部分を占めるため、抵抗損を抑えるためプラズマ中心部をECHで追加熱することも考えられる。すなわち、この段階では分布制御と、ダイバータ配位への移行が課題である。第3章および第4章に具体的な実験と検討状況が述べられている。

オーミックに先立ってECHによる予備電離を行った場合を考える。この場合、電子はサイクロトロン共鳴により磁場にほぼ垂直に加速されるので、電子の走行距離は、容器壁に至るまでの磁力線の長さで見積もった結合長よりも圧倒的に長くなり、初期電離は容易に進行する。

タウンゼントなだれのごく初期段階では電磁波モードは自由空間モードであり、磁場に垂直方向の波動電場を持つモードであれば(Xモードに相当)、電子のラーマー回転方向(磁場ベクトルに対して右回転)に回転する電場成分を有するので、サイクロトロン共鳴加速を行うことができる。しかし、光速を  $c$  で、サイクロトロン周波数を  $\omega_c$  で書くとき、電子密度が

$$n_{ec} \approx (\omega_c/c)^3$$

を超えて上昇すると、磁場に垂直に伝播するXモードはサイクロトロン共鳴層近傍において右回転成分がなくなり、共鳴加熱に役立たなくなる。この場合はXモードが高域混成共鳴層に達して静電波である電子バーンスタイン波になり共鳴加熱を起こす。電子バーンスタイン波の波数ベクトル  $k$  は磁場にほぼ垂直であり、電場と  $k$  は平行で、電力の半分は右回転成分とみなせるからである。また群速度は電子の熱速度以下であり、 $T_e$  が低い場合は衝突減衰も期待できる。高域混成共鳴層の弱磁場側にはサイクロトロン遮断層があるので、Xモードを高磁場側から広域混成共鳴層に近接させる必要がある。弱磁場側からOモードを内側壁に向けて入射し、壁での反射の際にXモードに変換させる方法が有力な候補である。

ECHによる電離の場合、実効的な結合長は磁力線の長さより圧倒的に長くなるので、弱い外部垂直磁場  $B_{zext}$  を印加していても不都合は生じない。むしろプラズマが成長するとともに  $B_{zext}$  が有利にはたらく。荷電粒子はトロイダル磁場の曲がりと大半径方向への勾配により垂直方向にドリフトする。その速度は、 $w$  を運動エネルギーとして

$$v_z \approx \frac{w}{qR_0 B_t}$$

で与えられる。大型で強磁場であるITERでは  $w = 30$  eV で  $v_z \sim 1$  m/s と非常に遅いのでこのドリフト自体による損失は完全に無視できるが、電子とイオンのドリフトの向きが逆のため、短時間で非常に大きな荷電分離が生じ、 $z$  方向に非常に大きな静電場  $E_z$  が生じる。その結果  $E_z \times B_t$  ドリフトによりプラズマ径が急速に大きくなり容器壁に達する。放射障壁を乗り越えるためには、プラズマ体積を小

さく保つこと、さらに軽元素不純物の流入を抑制することが重要なので、この荷電分離を中和する必要がある。 $B_{zext}$ があると上下の領域が磁力線によりつながり、中和できる。

中和に際して、電子が磁力線に沿ってドリフトするが、この流れによりトロイダル電流が生じる。このトロイダル電流が発達して自発的に磁気面が形成されることも観測されている。プラズマ電流の発生も含め、 $B_{zext}$  下における ECR プラズマの振る舞いについては小型装置を中心に最近急速に研究が進んだ。 $B_{zext}$  下で ECH のみにより磁気面をもち、かつ放射障壁を突破した初期プラズマが形成できれば、電離と放射障壁の突破というプラズマ立ち上げの二つの段階をすましていくことになる。ここからオーミックを印加するとともに  $B_{zext}$  を増加させて最後のステップに進むことができる。ECH による初期磁気面形成に関しては JT-60U [7] や DIII-D [8] などでも実験が進展していて ITER クラスの装置での  $B_{zext}$  の役割が解明され、より優れた立ち上げに結びつくことが望まれる。(前川 孝)

### 3. ITPA における ITER のプラズマ着火および立ち上げの検討

国際トカマク物理活動 (ITPA: International Tokamak Physics Activity) では、ITER 実現に向け物理課題を国際的な協力のもと進めている。ITPA には 7 つのトピカル物理グループ (TG) があるが、「統合運転シナリオ」(IOS: Integrated Operation Scenarios) TG では ITER の運転シナリオに関する課題について議論し、最適な運転シナリオを提案することが主な役割である。そのために国際装置間比較実験とモデリング活動を両輪として進めている。プラズマ着火と電流立ち上げは ITER において重要な課題であり、当 TG においても国際装置間比較実験とモデリング活動両方を通じ積極的に取り組んできた。その取り組みは、IOS グループの前身である「定常運転」(SSO: Steady State Operation) TG (2008年6月まで) から始まっている。SSO TG においてプラズマ着火や電流立ち上げについてモデリングや実験結果について議論が行われており、2007年の国際装置間比較実験に関連する実験が提案されている。

IOS/SSO TG で課題としたのは大きく分けて 2 つある。一つは着火である。ITER をはじめとして、中心ソレノイドが超伝導コイルであるトカマクでは、誘導 (オーミック) により真空容器内に印加できるトロイダル一周電場 ( $E_{||}$ ) または一周電圧 ( $V_{\ell}$ ) は大きな値にできない。ITER では、 $E_{||} \leq 0.3$  V/m または  $V_{\ell} \leq 15$  V である。ちなみに、おなじく超伝導マシンである JT-60SA では、 $E_{||} \leq 0.5$  V/m または  $V_{\ell} \leq 8.8$  V である。この値は常伝導コイルを用いた従来のトカマクのそれ (たとえば JT-60U では、 $E_{||} \leq 1.7$  V/m または  $V_{\ell} \leq 36$  V) に比べてかなり低い。そのため ITER ではこのような低電場での着火をアシストするために電子サイクロトロン波 (ECRF) を用いることを想定している。

SSO TG で提案された国際装置間比較実験「SSO-5: Simulation and validation of ITER startup to achieve advanced scenarios」の目的の一つは、ITER で想定される低電圧での着火を複数の装置で検証することであった。先に述べた

ように ITER では基本的に ECRF によるアシストを想定しているが、この比較実験には低域混成波 (LHRF) やオーミック電場のみの結果も含まれる。結果は文献 [10] にまとめられているが、多くの装置で 0.3 V/m 以下のオーミック電場のもと 0.3–2 MW レベルの ECRF あるいは LHRF でプラズマ着火に成功した。さらに JET や DIII-D, ToreSupra では 0.3 V/m 以下のオーミック電場のみでの着火に成功している。これにより、ITER の低電圧での着火には見通しが得られたといえる。ITER の ECRF のトロイダル入射角は  $20^{\circ}$  でほぼ固定である。昔の DIII-D の結果で ECRFH のアシスト効果にトロイダル入射角依存性が見られたという報告があった。そのため、トロイダル入射角  $20^{\circ}$  の斜め入射の条件でのプラズマ着火についての国際装置間比較実験の提案を改めて IOS TG から行い (IOS-2.1: ECRH breakdown assist at  $20^{\circ}$  toroidal angle) 複数の装置で検証を行った。その結果、参加した 9 つの装置のうちひとつを除くすべての装置で、斜め入射の場合も垂直入射同様に着火アシスト効果が得られることがわかった [11]。

現在さらに詳細な国際装置間比較実験が進められている (IOS-2.3: X2-breakdown assist after application of  $U_{loop}$ )。ITER では主加熱用のジャイロトロン (170 GHz) をプラズマ着火にも用いる。最大磁場 (5.3 T) 近傍では正常波の基本周波数 (ここでは O1 と表記する) で、半分の磁場近傍では異常波の第二高調波 (同じく X2 と表記する) の電子サイクロトロン共鳴を用いる。いずれの場合も有限ラーマー半径効果を考慮しないと、すなわち共鳴電子があらかじめ速度を持たないと、波はプラズマに吸収されない。この時オーミック電場があると電子がトロイダル方向に加速され、電子が吸収に十分な速度を得る前にドップラーシフトのため共鳴条件から外れてしまうのではないかというのがこの比較実験のモチベーションである。基本周波数の場合、第一壁での反射で、あるいはモードの純度が低いいため入射時から、異常波 (X1) が存在することが期待される。X1 は有限ラーマー半径効果を考慮しなくてもダイレクトに吸収されるのでこれがプラズマを加熱し O1 の吸収を促進することが期待できる。一方、第二高調波帯ではこのようなものが期待できないため、上記のような状況が懸念される。これまでの実験では、ECRF はオーミック電場を引火する前から入射されている。一方 ITER では、真空容器内への電場の染み込みが遅いため、オーミック電場がかかった状態で ECRF を入射し着火することになっている。プラズマ着火に関しては、このように着実に比較実験を展開してきている。いずれの結果を見ても、また進行中のものについても、ITER のプラズマ着火に関しては大きな問題はないと言えるであろう。ただ、より詳細な運転を考えた場合、第一壁の状況等に応じた最小必要パワーについては、まだスケージングと言ったものを確立するところまでは行っていない。

国際装置間比較実験 SSO-5 でもうひとつ問題としたのは、プラズマ着火後どのようにプラズマ配位を変化させていくかということである。それまでの ITER の立ち上げシナリオでは、小体積の外側リミタプラズマをプラズマ電流

の上昇とともに徐々に大きくしていきダイバータ配位へ移行するというものであった (small-bore シナリオと呼ばれる)。このシナリオでは、30秒間リミタ配位を維持しプラズマ電流 7.5 MA でダイバータ配位に移行するというものである。ITER との電流染み込み時間を考慮した上で、プラズマ配位の時間変化を ITER と相似にした実験を SSO-5 のもと DIII-D, JET, ASDEX Up-grade で行った結果、このような立ち上げをした場合、内部インダクタンス ( $l_i$ ) が ITER で想定している範囲を超えて大きくなることがわかった。リミタ配位で高くなりすぎた  $l_i$  はダイバータ配位に移行後に回復することは困難である。これは、ポロイダルコイル電流/電圧が定格値を超える可能性を意味する。また、 $l_i$  が高くなると垂直不安定性が抑えられなくなる可能性もある。実際 DIII-D の実験では垂直不安定性が抑えきれずにディスラプションに至ったケースもある。垂直不安定性を回避しても、 $l_i$  が高すぎると早期に Sawtooth 振動が発生して閉じ込め性能に影響することも考えられる。この従来の ITER 立ち上げシナリオ相似実験とあわせて異なる立ち上げシナリオの検証も SSO-5 で行った。これは、着火後できるだけ早くプラズマの断面積を大きくし、またできるだけ早いタイミングでダイバータ配位に移行するものである (large-bore シナリオと呼ばれる)。各装置でこのシナリオを検証した結果、 $l_i$  を ITER の運転範囲内に抑えられることが示された。Small-bore, large-bore 両シナリオにおける模擬実験については第 4 章で解説する。これらの結果を受けて、ITER では立ち上げシナリオの見直しを行った。今は放電初期から大体積のリミタプラズマで立ち上げ、23秒 5.6 MA でダイバータ配位に移行する等のシナリオが考えられている。内側あるいは外側の第一壁いずれもリミタとすることが可能である。また、最初のシナリオでは長時間リミタ配位を維持するために外側ポロイダルリミタへの熱負荷が懸念されていたが、リミタ配位の時間が短くなったため問題ではなくなった。このため、外側のポロイダルリミタをなくし装置を簡素化することもできた。

モデリングによるプラズマ性能の予測や放電シナリオ開発の重要性は近年ますます重要となってきた。プラズマ着火や電流立ち上げに関しても同様で、様々なアプローチがなされている。特に、プラズマが着火した後電子温度分布がどのように発展するかは、電気伝導度という形でプラズマ内部へのプラズマ電流の染み込み、それによる内部インダクタンスの違い等に影響し、結果前述のようにポロイダルコイルの電流/電圧制限やプラズマパフォーマンスと係ってくる。ITPA に於いても精力的に、特に電流立ち上げのモデリングについて活動が行われている。電子温度分布の発展はプラズマ内のエネルギー輸送で決まる。そのため、どのようなエネルギー輸送モデルを用いるかがポイントとなる。IOS TG と輸送と閉じ込め (T&C: Transport and Confinement) TG では、共同でどの輸送モデルが電流立ち上げ時のモデリングに最適かを検証している。Gyro, Gyro-Bohm, Coppi-Tang, GLF23, Multi Model 等いくつかの輸送モデルを、まずは JET や DIII-D, ASDEX Upgrade 等での ITER 模擬放電のデータ (温度分布や

内部インダクタンスの時間発展等) と比較、さらに ITER へ適用した場合の検討を行っている [12]。現状まだ、最適な輸送モデルというものは確定されていないが、ITPA を中心にして活動が続けられている。

このように、ITPA では IOS TG を中心に ITER のプラズマ着火/電流立ち上げシナリオの最適化に大きく貢献してきている。  
(井手俊介)

#### 4. DIII-D, JT-60U における ITER 相似実験

ITER においては、低周回電圧でのプラズマ立ち上げが求められており、そのために ECH 補助によるプラズマ着火およびプラズマ電流立ち上げを予定している。第 3 章にて概要が述べられているように、ITER のために国際装置間比較実験がさかんに行われているが、本章では特に DIII-D および JT-60U での実験結果について紹介する。

ITER のプラズマ立ち上げを模擬する実験として以下の 3 点を考慮する必要がある。

1. 周回電圧がヌル点の位置において 0.3 V/m 以下。
2. ECH は基本波、外側入射 (弱磁場側入射)。
3. 電流立ち上げ時のプラズマ配位。

しかしながら、プラズマ着火から電流立ち上げまですべてを同時に模擬する実験は残念ながらこれまで行われてきていない。そこで、プラズマ着火・電流立ち上げの検証としては 2 つのステージを考える。

1. プラズマが着火してからプラズマ電流が数百 kA になるまで (プラズマ着火・初期電流立ち上げ)。
2. プラズマ電流が数百 kA からフラットトップまで (プラズマ電流立ち上げ)。

#### 4.1 プラズマ着火・初期電流立ち上げ

##### 4.1.1 基本波 ECH による着火・初期電流立ち上げ実験

ECH による大型トカマクにおけるプラズマ着火実験としては ITER と同様な弱磁場側 (外側) の基本波入射による実験データは少ない。その理由は DIII-D や JT-60SA、また、その他のトカマクでも二倍の高調波による ECH/ECCD 実験が主流になり、基本波によるプラズマ着火実験を行うことが不可能になったことによる。しかしながら、図 1 に示すように基本波による弱磁場側入射による吸収過程においては X-mode に対してカットオフが存在しており、カットオフが存在しない高調波入射とは状況が異なる。DIII-D における基本波入射の実験としては 1991 年の文献 [13] がある。実験当時の DIII-D における ECH システムは 200 kW/60 GHz のジャイロトロン 10 本よりなり基本波 ECH を強磁場側 (内側) より入射していた。プラズマ電流立ち上げ時の周回電圧を 0.3 V/m に固定し、ECH 入射パワーの変化によるプラズマ抵抗の変化、初期封入ガス圧力依存性、エラー磁場の影響を調べている。プラズマ抵抗は 300 kW の ECH 入射により 30% 下がるが、さらに 650 kW まで入射パワーを上げても 40% 程度しか下がらない。また、初期封入ガス圧力を増やした時 ( $4 \times 10^{-5} \rightarrow 9 \times 10^{-5}$  Torr), 通常のオーミック加熱による着火では 10 ms から

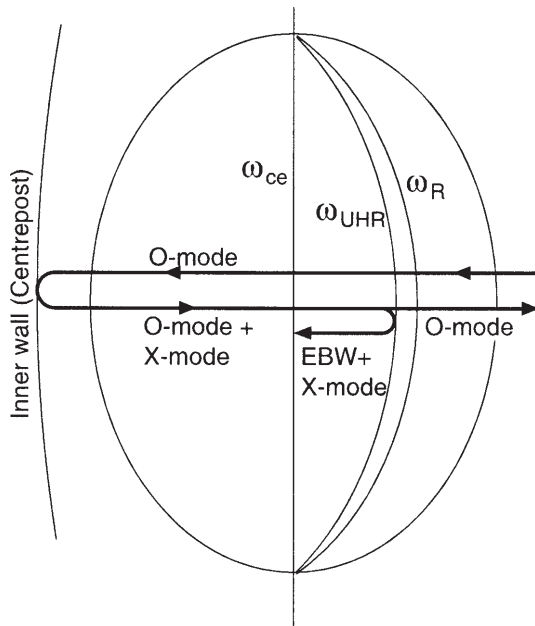


図1 基本波弱磁場側(外側)入射における想定される吸収過程。O-mode入射の場合、内壁で反射されることによりX-modeが出現するとX-modeに対して右周り偏波遮断と高域混成波共鳴が現われ、高調波入射に比べて吸収過程がより複雑になると考えられる。文献[14]より。

80 msに着火までの時間がのびるのに対して、ECHの着火ではいずれの圧力でもECH入射の瞬間に着火することがわかった。これは他の中型および小型のトカマクの結果と一致する。また、エラー磁場の影響を調べるために、図2に示すように垂直磁場を印加して意図的にエラー磁場を強めた実験を行っている。平均で約5 mTのエラー磁場があるにも関わらずECHによる着火・初期電流立ち上げに成功している。これに対してオーミック加熱による着火・初期電流立ち上げは2 mT以上のエラー磁場では失敗するため、ECHによる着火はエラー磁場に対して強いことを証明した。これらの実験から0.3 V/mというITERの条件を満たした低い周回電圧においては、ECHによる着火・初期電流立ち上げを行うことにより安定にプラズマを立ち上げることがわかる。

しかしながら、実際のITERの配位は外側入射であり、正確な模擬のためには、同様な外側入射で実験を行う必要がある。このためJT-60Uにおいて実験が行われた[14]。JT-60UにおけるECHシステムは1 MW ジャイロトロン4本で構成され、弱磁場側(外側)に二つのランチャーをもつ。実験は周回電圧0.26 V/mで行われ、パワー依存性、初期封入ガス圧力依存性、ECH入射角度、共鳴位置、偏波を変化させ周回電圧が一定電圧制御の間のプラズマ電流立ち上げ速度を調べた。ECHのパワーは400 kW入射と200 kW入射を行い、200 kW入射においても若干プラズマ電流立ち上げ速度が遅くなるが、0.26 V/mでの初期電流立ち上げに成功している。また、400 kW入射にて初期封入ガス圧を $1.2 \times 10^{-4}$  Torrまで上昇させたところ、顕著な立ち上げ速度の減少が見られている。これは密度に対してECHのパワーが足りず、プラズマ抵抗が下がりきらなかったためと考えられる。さらに、ECHの入射条件を定義するパラメー

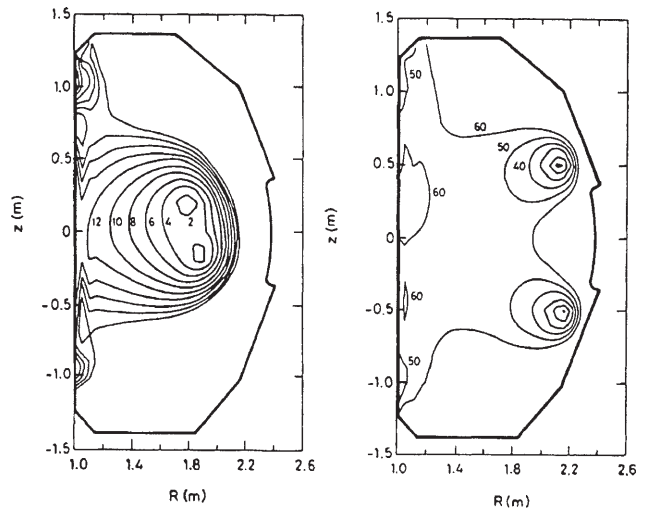


図2 DIII-Dにおける基本波ECH実験。強磁場側(内側)ECH入射。左図が通常立ち上げ時のエラー磁場、右図は意図的に垂直磁場を増やしエラー磁場を増やした場合。いずれの場合も0.3 V/mの周回電圧でのプラズマ電流立ち上げに成功。文献[13]より。

タ、すなわち入射角度、共鳴位置、偏波を変化させた。いずれのパラメータにおいても立ち上げ速度に変化が見られた。入射角度依存性について図3に示す。入射角度によりプラズマ電流立ち上げ速度に差があることがわかる。これらのパラメータは小型および中型のトカマクではあまり依存性が見られなかった。しかしながらこの実験結果から、大型トカマクにおいてはこれら入射条件に対する依存性があると考えられ、ITERにおいても最適な入射条件があることが予想される。一方、カットオフを交えた多重反射の末に吸収されると考えられる弱磁場側、基本波ECH入射という条件ではその吸収過程は装置固有なものであり、ITERにおける着火の最適条件を現在稼働中の装置で模擬することは困難であると考えられる。同様にITERにおけるECH着火・初期電流立ち上げに必要な最低パワーを求めることは吸収過程、リサイクリングによる密度の上昇および不純物の挙動の予想が難しいため、さらに困難であると考えられる[13]。従来、第3章で述べられている(次節4.2でも紹介する) Small bore シナリオにおいては外側に位置するヌル点付近で着火を行うために、ECHの周波数を通常の170 GHzから120 GHzまで下げる必要があり、着火・初期電流立ち上げ専用として、3本の120 GHz/1 MW ジャイロトロンの使用が予定されていた。しかしながら、近年立ち上げシナリオとして考えられている Large bore シナリオ(3章又は4.2節参照)においては170 GHzの吸収位置付近にヌル点が存在するため、通常の170 GHz ECH/ECCD ジャイロトロンの使用が可能であり最大20 MWものパワーを入射できる可能性がある。このため、他の装置による模擬によって事前にITERにおいて最低限必要な入射パワーを求めることが困難であっても大きな問題ではないと考えられる。

4.1.2 二倍の高調波による着火実験

二倍の高調波による着火実験はKSTAR, ASDEX-Upgrade等で行われておりDIII-Dにおいても、1 MWの2

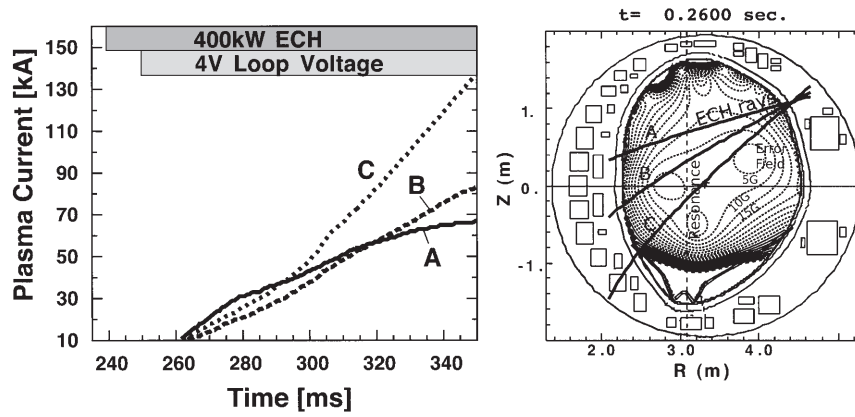


図3 JT-60UにおけるECHプラズマ着火，電流立ち上げ時のECH入射角度依存性．0.26 V/mの一定周回電圧印加中のプラズマ電流の立ち上がり速度がECHの入射角度により変化する．文献[2]および[17]より．

倍の高調波によるECHプラズマ着火により，ITERの目標値をクリアする0.21 V/mのプラズマ着火，電流立ち上げに成功している[15]．ただし，この実験においてはパワーを下げたECH入射は試みられていない．同様にJT-60Uにおいては800 kWの二倍の高調波入射によって0.26 V/mでのプラズマ着火・電流立ち上げに成功している[14]．

4.1.3 オーミック加熱による着火実験

ITERにおいては周回電圧0.3 V/m以下であるが，このような低周回電圧でもオーミック加熱だけで着火が可能のように，十分低いエラー磁場になるよう設計されている[2]．この検証のため実際に大型トカマクにおいて低周回電圧で着火が可能か試みられてきた．DIII-Dにおいては文献[15]において0.43 V/mでのプラズマ着火・電流立ち上げに成功している．同様に文献[13]においては0.25 V/mでの立ち上げに成功しているが，ただしこれは内側で着火した場合の成功例であり，文献[15]の条件の方がより正確にITERの外側着火を模擬していると考えられる．JT-60Uにおけるオーミック加熱だけの実験としては0.6 V/mでのプラズマ着火・電流立ち上げが報告されている[16]．

4.2 プラズマ電流立ち上げ

プラズマ電流立ち上げについては近年DIII-D[15, 17, 18]やJET[10]，ASDEX-Upgradeでさかんに相似実験が行われている．本節ではDIII-Dで行われた実験結果について紹介する．ITERにおいては中心ソレノイド付近のプラズマ対向壁およびその冷却機構の精密な設置が難しく，中心および内側付近での着火，プラズマ電流立ち上げが現実的でないため[2]，精度が要求されない外側での着火，プラズマ電流立ち上げが当初計画されていた．そのため，ITERのプラズマ電流立ち上げモデルは $R=7.48$  m， $z=0.62$  mに小半径0.8 mのヌル点( $B_T=4.4$  T， $B' = 1$  mT以下)にプラズマを生成し，外側リミタでプラズマ半径を制限しながら55秒かけてダイバータ配位に移行，110秒でプラズマ電流15 MAに到達するものであった[2, 17]．しかしながら，リミタ配位が長時間続くためにリミタへの熱負荷が大きい，および，電流分布が尖度化してしまい内部インダクタンス $l_i$ が大きく垂直不安定性がおきやすいという二つの問題点があった．そこで，3章にも述べられているとおりプラズマを若干中心よりに着火することで大きめの外側リミ

タ配位を形成し，早い時間でダイバータ配位に移行するモデルが模索されている．これら二つのシナリオは文献[15, 17]中でそれぞれsmall boreシナリオ，Large boreシナリオとよばれ（第3章を参照），DIII-Dにおいて相似実験が行われた．実験では，ITERの電流立ち上げを次のように模擬している．ITERとDIII-Dの弱磁場側での主半径の比は約3.5であることから，これに対応してダイバータフェーズでの主半径比を3.65 (ITER :  $R=6.2$  m， $B_T=5.3$  T，DIII-D :  $R=1.7$  m， $B_T=2.14$  T)と設定， $I_p/aB_T$  ( $a$ は小半径)がほぼ同じになるようにしている．また，電流の染み込み時間はITERとDIII-Dで約50倍の差があるため，電流立ち上げ速度も50倍とした．Small boreシナリオのITERとDIII-Dのプラズマ形状の時間変化の比較を図4に，Large boreシナリオの比較を図5に示す．なお，Small boreシナリオの場合，本来であれば55秒でダイバータ配位であり，DIII-Dでは1.1秒でダイバータ配位に移行する必要があるが電源の制約により0.7秒でダイバータ配位に移行する実験しかなかったため図4のITERの時間変化もそれに対応した35秒でダイバータ配位に移行するものになっている．Small boreシナリオのプラズマ電流と $l_i$ の時間変化を図6に示す．なお，図中の $l_i(3)$ とは近似的に $l_i$ を示したもので， $l_i(3) = 2V(B_p^2) / [(m_0 I_p)^2 R]$  ( $V$ はプラズマの体積)で表わされる．図6の水平の点線はITERが目標とする $l_i$ ，垂直の点線がダイバータ配位に移行した時間を示す．また，図7に同様にLarge boreシナリオでの波形を示す．図が示すように，Large boreシナリオでは $l_i$ が低くITERの目標値より十分低い領域で運転可能であることがわかる．また，図8に以下の式より計算したリミタへの熱負荷の時間変化の両シナリオの比較を示す．

$$E_{\text{limiter}} \leq \int (P_{\text{OH}} - P_{\text{rad}}) dt - W_{\text{MHD}} - (1/2) I_p^2 L_P \quad (9)$$

$P_{\text{OH}}$ ， $P_{\text{rad}}$ ， $W_{\text{MHD}}$ ， $L_P$ はそれぞれオーミック加熱入力，放射パワー，プラズマ中の蓄積エネルギー，プラズマの自己インダクタンスを示す．small bore，large boreシナリオでそれぞれ $t=0.6$  s，0.2 sでダイバータ配位に移行している．図からわかるように，large boreシナリオの場合はダイバータ配位への移行が早いため，リミタへの熱負荷は

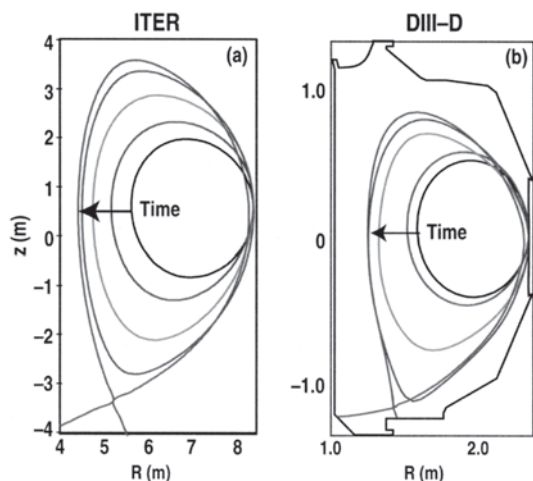


図4 Small bore シナリオのDIII-Dにおける模擬実験. 左がITERの配位で小さい配位から順に7.8秒, 15秒, 24秒, 35秒. 右がDIII-Dの模擬実験での配位で順に0.13秒, 0.15秒, 0.5秒, 0.7秒. 文献[17]より.

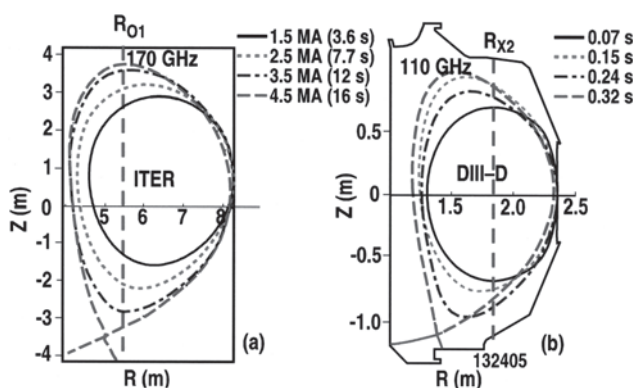


図5 Large bore シナリオのDIII-Dにおける模擬実験. 左がITERの配位で右がDIII-Dの模擬実験時の配位. 垂直の縦の点線は左のITERの図は基本波ECHの吸収位置, 右のDIII-Dの図は第二高調波によるECHの吸収位置. 図4と比較すると初期プラズマ形状が大きく, ダイバータ配位への移行時間が早い. 文献[15]より.

220 kJ から 82 kJ に下がっている. なお, DIII-D ではリミタ配位での時間が短いため, リミタの実際の温度上昇は両シナリオともに測定はできなかった. また, DIII-D においては電流立ち上げ速度を調整機構とした  $I_f$  フィードバック制御の実験を行っており, large bore シナリオにおいて  $I_f = 0.65, 0.75, 0.85, 0.95$  でのプラズマ電流立ち上げに成功している[15]. これらの結果を元にDIII-DおよびITERの立ち上げを模擬する, 境界条件なし平衡計算および輸送計算コード(CORSICA)の検証が行われており[15, 17, 18], 電流立ち上げ速度, 周回電圧, 電子温度分布などが実験値と一致することがわかっていて. しかしながら, 周辺の電子温度のモデルと実験とのわずかな違いから, 電流密度分布(すなわち  $I_f, q$  分布など)の予測が実験と大きく異なることがわかってきた[18]. 今後, 主に周辺部での輸送モデルの精度を上げることににより, 電流密度分布をより正確に予測できるコードの構築が重要であると考えられている.

### 4.3 まとめ

基本波および二倍の高調波 ECH によるプラズマの着火および初期電流立ち上げ実験が DIII-D および JT-60U で行

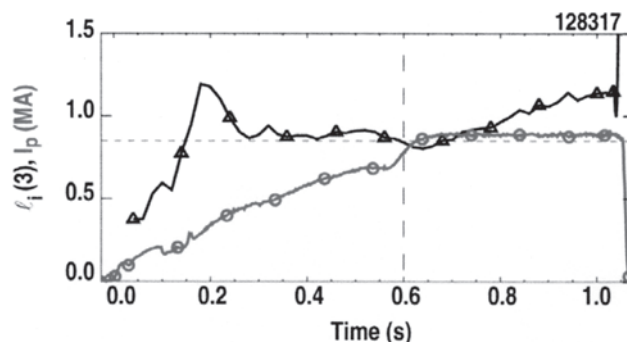


図6 Small bore シナリオでのプラズマ電流と  $I_f(3)$ . 縦の点線はダイバータ配位に移した時間, 横の点線はITERにおける  $I_f(3)$  の目標値. 文献[17]より.

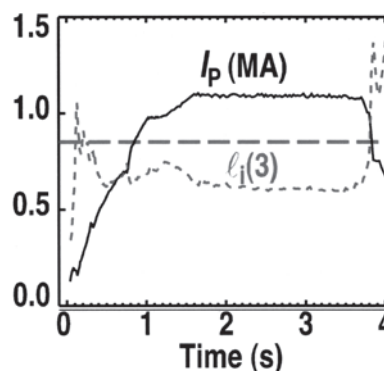


図7 Large bore シナリオのプラズマ電流と  $I_f(3)$ . 図6に示す small bore シナリオと比較すると  $I_f(3)$  が低く ITER の目標値よりも十分低い. 文献[15]より.

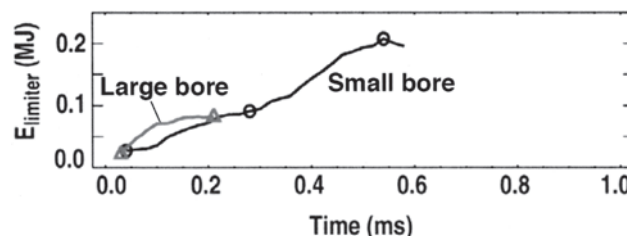


図8 リミタ熱負荷のSmall boreシナリオおよびLarge boreシナリオの比較. リミタ配位の時間が短い分, Large bore シナリオの熱負荷は小さい. 文献[17]より.

われてきており両トカマクにおいて ITER で規定されている  $0.3 \text{ V/m}$  以下の周回電圧にて, 着火および初期電流立ち上げが可能であることが明らかになっている. しかしながら, JT-60における基本波 ECH の実験によると, 大型トカマクにおいては入射条件(入射角度, 共鳴位置, 偏波)の最適値があることが予想される. ITER における最適値を事前に確認することが困難であるため, ECH システムとしてできる限りの自由度をもたせることが安定な着火を得るために必要であると考えられる.

また, DIII-D や JET 等の大型トカマクによりプラズマ電流立ち上げシナリオの相似実験が行われている. DIII-D では ITER のプラズマ電流立ち上げ, 磁気配位および電流分布等を再現する模擬実験を行っており, 文献[15, 17]中にて small-bore と呼ばれる従来の外側のリミタ付近でプラズマを立ち上げるシナリオと large-bore と呼ばれる small-bore よりヌル点が内側に形成される新しい立ち上げシナ



リオにおいて、模擬実験におおよそ成功している。しかしながら、電流分布については実験と計算で異なっており、周辺部のより正確な輸送モデルの構築がITERのプラズマ電流立ち上げを模擬する上で鍵となっている。(梶原 健)

## 5. ECHアシストによるプラズマ着火のモデリング

近年、ITER, KSTAR, JT-60SA, EAST など、定常運転をめざし超伝導コイルを用いたトカマクが開発されている。超伝導トカマクでは、超伝導ソレノイドコイルで生成される磁束変化量が小さいことや絶縁ブレイクのない肉厚の真空容器が用いられることなどから、ループ電圧が常伝導トカマクに比べて低く、真空容器壁等の状況によってはプラズマ着火が行えない可能性がある。この問題を解決するために、電子サイクロトロン共鳴加熱(ECH)を用いた予備電離が提案されている。例えば、韓国の超伝導トカマクKSTARは2008年よりプラズマ実験を開始したが、実験開始当初はプラズマ着火のためにECHプラズマによる予備電離が重要であった[20]。また、JT-60U, DIII-D, ASDEX-Upgradeなどの多くの常伝導トカマクにおいてECHアシストによるプラズマ着火実験が行われ、オーミックのみに比べ、プラズマ着火のためのトロイダル電場の下限を拡張した[13, 14, 20] (詳細は第4章参照)。一方、ループ電圧がないヘリカル系装置においては、ECHのみによるプラズマ生成がルーチ的なプラズマ生成法として確立している。物理機構についても実験的に調べられており、基本波・第2高調波ECHによるプラズマ着火に関する理解が進んでいる[21-23]。

低トロイダル電場の条件においてトカマクの様々な実験状況下で常に信頼性あるプラズマ着火を行うためには、実験による検証とともに、モデリングによって検討することが重要である。その際、プラズマ着火を決定する主たる物理過程が何かを明らかにすることが鍵となる。

ECHアシストのあるプラズマ着火の時間発展を解析するモデルは、ISX-Bトカマクでの予備電離実験を説明するためKulcharによって提案され[24]、その後、より発展したモデルがLloydやBaeによって開発された[3, 25]。本章では、ITER, KSTARでのECHアシストによるプラズマ着火を調べるために用いられた0次元モデルをベースに、ECHでアシストされたプラズマ着火の理論解析手法について説明する。

プラズマが空間的に一様な0次元モデルを考え、粒子輸送方程式、イオンおよび電子の内部エネルギー密度輸送方程式、電気回路方程式を用いて、電子密度、イオン温度、電子温度、プラズマ電流の時間発展を調べる。

電子密度は中性粒子のイオン化による粒子生成と粒子閉じ込め損失によって求める。プラズマの粒子密度方程式は次式で与えられる。

$$\frac{dn_e}{dt} = n_0 n_e S - \frac{n_e}{\tau_p} \quad (10)$$

ここで、 $n_e$  は電子密度、 $n_0$  は中性粒子密度、 $S$  はイオン化反応係数、 $\tau_p$  は粒子閉じ込め時間である。プラズマ中の総

粒子数は変わらないものとする、即ち、

$$\frac{d}{dt}(n_e + n_0) = 0 \quad (11)$$

電子へのパワー入力にはECHパワーとオーミックパワー、パワー損失はイオン化パワー、電子からイオンへのパワー、制動輻射、放射損失、誤差磁場による損失、ドリフト損失、閉じ込め損失を仮定する。イオンへのパワー入力は電子からイオンへのパワー、パワー損失は荷電交換損失、閉じ込め損失を仮定する。不純物による放射損失では、不純物として、酸素と炭素を考える。電子およびイオンの内部エネルギー密度の時間発展方程式は次式で与えられる。

$$\frac{d}{dt}(n_e T_e) = \frac{1}{V_p}(P_{ECH} + P_{OH} - P_{IONIZ} - P_{EQU} - P_{BREM} - P_{IRAD}) - n_e T_e (\nu_{err} + \nu_{dr} + \nu_E) \quad (12)$$

$$\frac{d}{dt}(n_H T_i) = \frac{1}{V_p}(P_{EQU} - P_{CX}) - n_H T_i \nu_E \quad (13)$$

ここで、 $n_H$  は水素イオン密度、 $P_{ECH}$  はECH吸収パワー、 $P_{OH}$  はオーミック加熱パワー( $P_{OH} = I_p^2 R_p$ )、 $P_{IONIZ}$  はイオン化損失と放射損失の和、 $P_{EQU}$  は衝突により電子からイオンに移るエネルギー損失、 $P_{BREM}$  は制動輻射損失、 $P_{IRAD}$  は不純物粒子による放射損失、 $P_{CX}$  は重水素原子と重水素イオンの間での電荷交換損失、 $\nu_{err}$  は誤差磁場による損失割合、 $\nu_{dr}$  は $\nabla B$ ドリフトと湾曲ドリフトによる損失割合、 $\nu_E$  はエネルギー閉じ込め損失割合である。それぞれの項の具体的な表式については参考文献[3]を参照されたい。プラズマ着火フェーズでのエネルギー閉じ込め時間を正確に評価するのは難しく、ここでは定常プラズマでのエネルギー閉じ込め時間 $\tau_E$ から $\nu_E = 1/\tau_E$ として評価した。水素イオン密度、電子密度、不純物密度の関係は $n_e = n_H + \sum n_i \langle Z \rangle_i$ 、 $n_i = n_H + \sum n_i (1 - f_i)$ で与えられる。ここで、 $n_i$  は不純物イオン密度、 $\langle Z \rangle_i$  は不純物を含めた平均電荷数、 $f_i$  は不純物イオンと不純物イオンの基底状態との存在比である。

電気回路方程式は、外部ループ電圧、自己インダクタンスによる電圧、プラズマ抵抗による電圧の釣り合いから構成される。プラズマ電流の電気回路方程式は

$$\frac{dI_p}{dt} = \frac{V_L - I_p R_p}{L_p} \quad (14)$$

と書ける。ここで、 $I_p$  はプラズマ電流、 $R_p$  はプラズマ抵抗、 $L_p$  はプラズマの自己インダクタンス、 $V_L$  は外部印加電圧である。プラズマ抵抗は新古典抵抗率で与えられるものとする。

この0次元モデルを用いたプラズマ着火時間発展の数値解析をJT-60SAのパラメータを用いて行った。図9は入力条件として用いたJT-60SAで想定されるループ電圧時間発展の例である。印加初期の0.2 sec間、ループ電圧9Vが印加されており、その後、2Vの準定常状態となる。誘導逆電圧を考えないとすると、最大トロイダル電場は0.5 V/mである。このループ電圧下での時間発展結果の例を図10に示す。時間発展初期の低温プラズマではイオン化反応係数

が大きいと、電子密度はプラズマ電流・イオン温度・電子温度に比べて早い立ち上がりを示す。その後、ループ電圧が高い時間帯においてイオン温度、電子温度、プラズマ電流の速い上昇が見られ、ループ電圧が2Vに下がる  $t = 0.2$  sec から、ゆっくりとした時間変化へと変わる。電子温度の上昇によるプラズマ抵抗の低下、それに伴うプラズマ電流の上昇があり、結果として、オーミックパワーの増加へと繋がる正のフィードバックがかかる。これに対し、ECH パワーが十分にない場合は、電子温度が上がらず、パワーバランスとして損失が上回りプラズマ着火が成功しない。

低ループ電圧条件下でプラズマ着火が成功するためには ECH パワーに閾値が存在する。ECH パワーが閾値以下になった場合にはプラズマ電流・イオン温度・電子温度の立ち上がりが見られない。この閾値は中性粒子密度に依存しており、中性粒子密度が高くなるにつれ、プラズマ内部エネルギーの増大、放射損失の増大により、必要とされる ECH パワーが急激に増える。また、プラズマ着火に必要な ECH パワーは不純物密度にも依存しており、不純物密度が高くなるにつれて放射損失が増大するため、プラズマ着火に必要な ECH パワーの閾値は高くなる。このことは、壁コンディショニング等による中性粒子制御・不純物軽減が信頼性あるプラズマ着火のために重要であることを示唆している。特に、大気開放後やディスラプション発生後のプラズマショットでは、高パワーでの ECH アシストが有効に作用することが予想される。

このモデルの妥当性を検証するため、JT-60U における ECH アシスト実験結果との比較が進められている。ECH パワーを実験と同程度とした場合、入力パラメータの設定によるものの JT-60U における第 2 高調波 ECH アシストプラズマ着火での実験結果[14]を比較的よく再現する。ただし、プラズマの自己インダクタンスの設定等に課題があり、今後モデリングの改良が必要である。

0 次元モデルは現実の装置でのプラズマ着火を予測するには十分とはいえず、今後、より発展したモデルを構築しなければならない。例えば、渦電流の効果の導入、また、プラズマの径方向の電子温度分布、電子密度分布、中性粒子

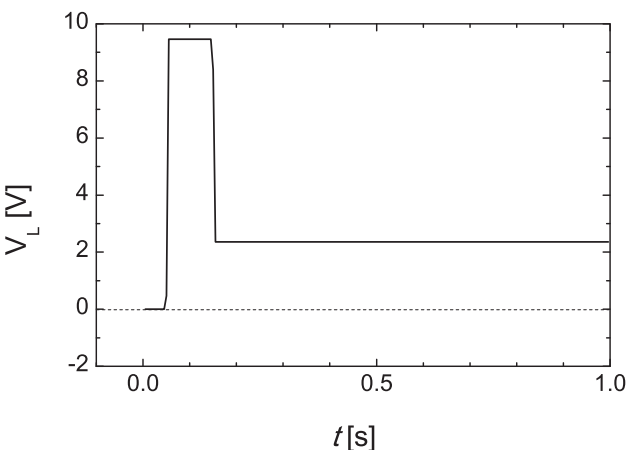


図9 JT-60SA におけるループ電圧の時間発展例。

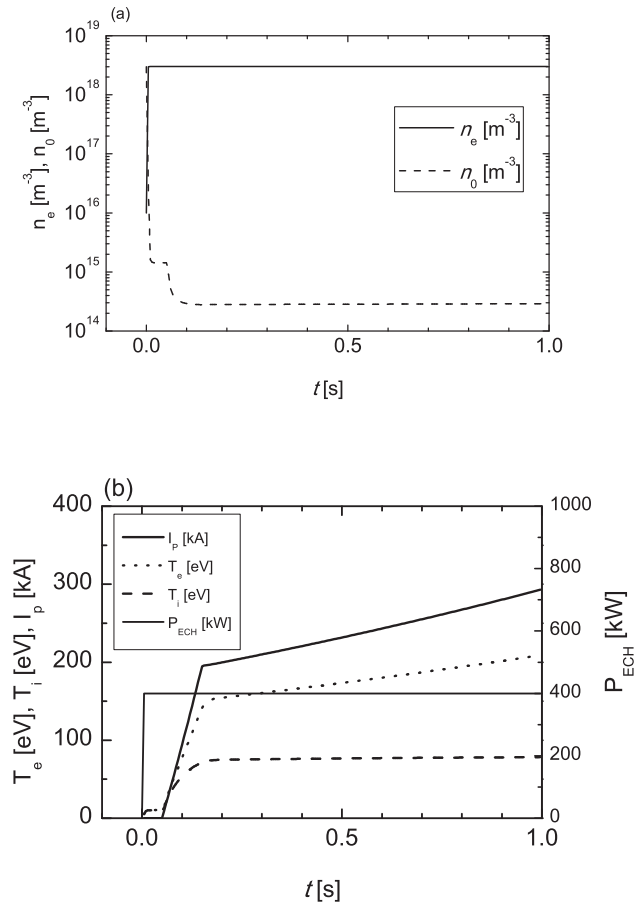


図10 JT-60SA パラメータにおけるプラズマ着火成功時の時間発展例、(a)電子密度と中性粒子密度、(b)プラズマ電流、イオン温度、および、電子温度。

密度分布、電流分布などの時間発展を考慮に入れた 1 次元拡散方程式による解析が進めば、ECH パワーのより定量的な評価が可能となるだろう。また、ポロイダル方向の非一様性、磁場ヌル点等の効果も考慮した 2 次元モデルへの発展も考えていかなければならない。ECH パワーの入力条件にも課題がある。これまでの解析では、入射した ECH パワーは初期状態からすべて吸収されるとしているが、実際のプラズマ着火初期での低密度・低温プラズマでは ECH パワーの 1 回吸収率は低く、パワー吸収の時間変化や壁からの多重反射が無視できない要素となる。また、バルク電子での吸収が弱くとも高エネルギー電子の生成がプラズマ生成に寄与するため、原子分子過程や電子の速度分布の変化[26]も考えていかなければならない。

(長崎百伸, 諫山明彦, 羽田和慶, 井手俊介)

参考文献

[ 1 ] ITER Physics Expert Groups, ITER Physics Basis Editors and ITER EDA, Nucl. Fusion **39**, 2577 (1999).  
 [ 2 ] Y. Gribov, D. Humphreys, K. Kajiwara, E.A. Lazarus, J. B. Lister, T. Ozeki, A. Portone, M. Shimada, A.C.C. Sips and J.C. Wesley, Nucl. Fusion **47**, S385 (2007).  
 [ 3 ] B. Lloyd, P.G. Carolan and C.D. Warrick, Plasma Phys. Control. Fusion **38**, 1627 (1996).  
 [ 4 ] <http://www.naka.jaea.go.jp/ITER/FDR/SummaryFDR.pdf> (Summary of the ITER final design report

(2001) p.33).

[ 5 ] S. Nishio, K. Tobita, K. Tokimatsu, K. Shinya, I. Senda and T. Isono, Proc. the 20th IAEA Fusion Energy Conference (Vilamoura) FT/P7-35, 2004.

[ 6 ] K. Tobita, S. Nishio, M. Sato, S. Sakurai, T. Hayashi, Y.K. Shibama, T. Isono, M. Enoda, H. Nakamura, S. Sato, K. Ezato, T. Hayashi, T. Hirose, T. Inoue, Y. Kawamura, N. Koizumi, Y. Nakamura, K. Mouri, Y. Nomoto, J. Ohmori, N. Oyama, K. Sakamoto, S. Suzuki, T. Suzuki, H. Tanigawa, K. Tsuchiya and D. Tsuru, Proc. 21st IAEA Fusion Energy Conference (Chengdu), FT/P5-22 (2006).

[ 7 ] M. Uchida, T. Maekawa, H. Tanaka, S. Ide, Y. Takase, F. Watanabe, S. Nishi, Nucl. Fusion **51**, 063031 (2011).

[ 8 ] G.L. Jackson, D.A. Humphreys, A.W. Hyatt, J.M. Lohr, T. C. Luce and J.H. Yu, Nucl. Fusion **51**, 083015 (2011).

[ 9 ] 滝塚知典：放電研究 **69**, 31 (1977).

[10] A.C.C. Sips *et al.*, Nucl. Fusion **49**, 085015 (2009).

[11] J. Stober *et al.*, Nucl. Fusion **51**, 083031 (2011).

[12] F. Imbeaux *et al.*, Nucl. Fusion **51**, 083026 (2011).

[13] B. Lloyd, G.L. Jackson, T.S. Taylor, E.A. Lazarus, T.C. Luce and R. Prater, Nucl. Fusion **31**, 2031 (1991).

[14] K. Kajiwara, Y. Ikeda, M. Seki, S. Moriyama, T. Oikawa and T. Fujii, Nucl. Fusion **45**, 694 (2005).

[15] G.L. Jackson, T.A. Casper, T.C. Luce, D.A. Humphreys, J.R. Ferron, A.W. Hyatt, J.A. Leuer, T.W. Petrie, F. Turco and W.P. West, Nucl. Fusion **49**, 115027 (2009).

[16] R. Yoshino, M. Seki, Plasma Phys. Control. Fusion **39**, 205 (1997).

[17] G.L. Jackson, T.A. Casper, T.C. Luce, D.A. Humphreys, J.R. Ferron, A.W. Hyatt, E.A. Lazarus, R.A. Moyer, T.W. Petrie, D.L. Rudakov and W.P. West, Nucl. Fusion **48**, 125002 (2008).

[18] T.A. Casper, W.H. Meyer, G.L. Jackson, T.C. Luce, A.W. Hyatt, D.A. Humphreys and F. Turco, Nucl. Fusion **5**, 013001 (2011).

[19] Y.S. Bae, J.H. Jeong, S.I. Park, M. Joung, J.H. Kim, S.H. Hahn, S.W. Yoon, H.L. Yang, W.C. Kim, Y.K. Oh, A.C. England, W. Namkung, M.H. Cho, G.L. Jackson and J.S. Bak, Nucl. Fusion **49**, 022001 (2009).

[20] G.L. Jackson *et al.*, Nucl. Fusion **47**, 257 (2007).

[21] A. Cappa *et al.*, Nucl. Fusion **41**, 363 (2001).

[22] K. Nagasaki *et al.*, Nucl. Fusion **45**, 13 (2005).

[23] K. Nagasaki *et al.*, J. Korean Phys. Soc. **49**, S18 (2006).

[24] A.G. Kulchar *et al.*, Phys. Fluids **27**, 1869 (1984).

[25] Y.S. Bae *et al.*, IEEE Trans. Plasma Sci. **31**, 745 (2003).

[26] A. Cappa *et al.*, Nucl. Fusion **44**, 4 (2004).



まえ かわ たかし  
前川 孝

京大エネルギー科学研究科。現在ECHによるトカマクの初期磁気面形成に興味を持っている。昭和25年3月兵庫県佐用の生まれ。小学校学級文庫以来の魯智深ファン。平成15年には銭塘江の潮音を聞き入寂した杭州六和塔を訪ねる機会を得た。いつかは出家の地である五臺山にいつか行ってみたいと思っている。



かじ わら けん  
梶原 健

日本原子力研究開発機構、核融合研究開発部門、加熱工学研究グループ・研究副主幹。ITER用ジャイロトロンおよびランチャーの研究開発が主なテーマです。これまでに静岡大学、筑波大学、日本原子力研究所 (JT-60U)、米国内ゼネラルアトミクスと転々としてきました。最近はランニングにはまっています。

いさ やま あき ひこ  
諫山 明彦

日本原子力研究開発機構核融合研究開発部門研究主幹。1995年原研入所以来 JT-60 で電子サイクロトロン放射計測、新古典テアリングモード等の MHD 不安定性研究、高ベータプラズマの定常化研究等に従事。2008年10月からは JT-60SA 用ジャイロトロン開発に従事。



い で しゅん すけ  
井手 俊介

1989年京都大学大学院理学研究科博士後期課程終了(理学博士)。1990年、原子力機構(当時は原研)に入所。以来、JT-60Uで先進トカマク研究を中心に実験を続けてきた。現在は、JT-60SAの物理検討を主に行っている。国際トカマク物理活動「統合運転シナリオ」トピカル物理グループ議長(間もなく任期終了)。家族は妻一人息子二人と犬一匹、2年程前に猫一匹追加。最近子どもがあまり相手をしてくれなくなってきたので、一人で趣味に浸っても良いか思案中。



なが さき かず のぶ  
長崎 百伸

京都大学エネルギー理工学研究所エネルギー生成研究部門・教授。京都大学工学研究科電気系第2専攻博士後期課程修了、工学博士。主な研究テーマは核融合プラズマの生成・閉じ込め・輸送、波動加熱物理・システム開発、特に、ミリ波領域の加熱・電流駆動、計測。通勤に自転車、週末にテニス、水泳、ボウリングなどのスポーツで体力維持に努めている。



は だ かず よし  
羽田 和慶

京都大学大学院エネルギー科学研究科、修士課程2回生。主な研究分野：プラズマの理論解析。現在の研究内容は『JT-60SAにおける予備電離を用いたプラズマ生成に関する1次元解析』です。学部生のときはパワーリフティングをして体を鍛えていましたが、最近はあまりトレーニング場に行っていないので、少しお腹が気になりました。