IX　プラズマ研究グループ

教授　　長　照二、今井　剛、石井亀男（3 月 31 日迄）
助教授　　北條仁士、中嶋洋輔、吉川正志、斉藤輝雄（12 月 31 日迄）
講師　　小波蔵純子、平田真史、立松芳典、沼倉友晴（12 月 16 日より）
技術専門官　　平田久子
技術専門職員　　大川和夫
大学院生　　２３名

共同研究者
助教授　　市村　真、片沼伊佐夫（物理工学系）
講師　　檜垣浩之（物理工学系）（3 月 31 日迄）
講師（研究機関研究員）渡邉 理、M. K. イスラム（3 月 31 日迄）、南 龍太郎（3 月 1 日より）

研究協力者
技術専門職員　　杉山昭彦、和所保規、遠藤洋一
技官　　嶋　頼子
研究支援推進員　　板倉昭慶
大学院生　　７名

【１】大学法人化に向けての、当該プラズマグループの研究の方針・基本理念

当プラズマ研究グループでは、**大学の法人化に伴う筑波大学の中期目標・中期計画に伴い、**一貫して**これに資することを基本方針・基本理念**として研究を推進し、以下のような研究成果の急進展を得ている。

先ず、当該グループとして、数理物質科学研究科の中期目標・中期計画の一般広範な記載の推進はもとより、特に、**プラズマ**に関しては、国立大学法人筑波大学の「中期目標・中期計画」に於いて、「Ⅱ 大学の教育研究等の質の向上に関する目標」の「２ 研究に関する目標」の内、「（２）研究実施体制等の整備に関する目標においては、世界的に評価されている研究及び成果が期待できる萌芽的研究に資源を重点配分して、研究面の個性化を図る。」に、「○全国共同研究に関する具体的方策　②国内外の研究機関との連携を深め、共同研究等の推進を図る。特に、**プラズマの研究**に関しては、大学共同利用機関法人自然科学研究機構核融合科学研究所との連携を強めて、双方向型共同研究等を推進するとともに、全国共同研究のための整備を図る。」と明記されていることは、**本学のプラズマ研究の歴史**を拓いた**当該グループ**としても、その責務を重く受け止め、応分の貢献を行うことを目指すことは、法人化後の一貫した研究姿勢である。

本学にとり、平成１８年度末に控える中間評価に向けて、平成１８年４月に実施される本学プラズマ研究センターの**外部評価**に対応し、当該グループも、学内共同利用を通して上記の中期目標・中期計画の実行成果の一端を、学術的に積極的に究明し支える方針である。更に、当グループとしての特長を活かし、全国共同利用・共同研究の実を挙げるべく、また学内外・国際的な貢献を縦横に果たすべく、新制度に於けるグループの在り方として、以上の、本学の中期目標・中期計画への成果の実現に向けて、最大限の貢献を果たす事を基本方針としていることは、法人化後の一貫した研究姿勢である。

【２】プラズマ研究グループの研究目的と意義・位置づけ

「プラズマ物理学、特に電位／電場によるプラズマ閉じ込めの向上並びにプラズマの高性能化に係る教育・研究」等を行うことが、当該グループの上記中期計画・新しい筑波大学規則・規定に則した**研究目的の柱**である。

即ち、本研究目的は、**「核融合実用に必要不可欠で未解決な課題である、電位形成・電位によるプラズマ閉じ込め向上の物理機構の究明**を行い、プラズマ物理・核融合研究の進展に**本質的**且つ**普遍的**な貢献を行う」という、プラズマ核融合分野全体に広く役立つ、重要な**位置づけ**を持つ。

この研究は、延いては国際熱核融合実験炉***ITER***の心臓部である、核融合炉心プラズマの高閉じ込めＨ**モード**の**生成メカニズムの解明**や、最近トカマクやヘリカル型プラズマのエネルギー閉じ込めの改善に注目を集めているドリフト波とそれに基づく乱流の生成と層状電流（ラミナー電流）形成が関連する**内部輸送障壁**（ITB）の形成、並びに その効果の物理にも繋がる、先端的な極めて本質的で重要な研究課題という**意義・位置づけ**を併せ持っている。

当グループは、実際に、以上の新たな学術研究課題に関する物理機構として、下記に詳述するように、電位のプラズマ半径方向（径方向）２階微分量である「電場の径方向シアー dE_r/dr」が深くこれらの現象に関わることを明らかにすべく大きな**寄与**を果たし、米国物理学会誌 ***Physical Review Letters*** [1]、並びに種々の国際会議[2-10]で**基調招待講演（プレナリートーク）**[3,4,6] や**招待講演** [3,4,6,7,8,9,10]、**レビュー講演** [6]として報告する機会を得、**学術普遍性の高い研究の新展開の柱**として、極めて重要な本研究課題の更なる究明を急進展・急展開させている。

同時に、高電位/高電場をつくるための**技術的新展開の柱**として、最適周波数・最適入射パワーローブ・最適モードを持った**大電力ジャイロトロン**の**新規設計・新規開発**を行っており、今後の双方向型共同研究等での**他所への供給協力**も視野に、周波数やサイズ、出力等フレキシビリティーの高い新規ジャイロトロン研究を併せて、開発・研究を進めている。

このように**学術的新展開・技術的新展開**に加え、次世代を担う**若手育成・輩出**を**その責務・本学の特徴**として、斯かる学術・開発・教育にグループ一同、日夜全力を尽くしているところである。

当プラズマグループの電位閉じ込めの研究は、インスブルックで開催された国際原子力機関（**IAEA**）の「第７回プラズマ物理並びに制御核融合研究に関する国際会議」[11] において、当研究グループが世界で初めて電位閉じ込めの有効性を実証した先駆的実績を持つテーマであることは、斯界では広く知られており、かつて米国のサイエンス誌の表紙を筑波大学のガンマ６装置が飾ったように、先駆的な電位閉じ込め研究の成果を挙げてきた。

以来、この成果は、タンデムミラーの一連の研究 [12-19] に発展し、国際熱核融合実験炉**ITER**をはじめ、トカマク・ヘリカル型プラズマ閉じ込め形式をも含む、核融合実用に必要不可欠な研究課題という意義・位置づけを持って発展・展開を見ている。

プラズマの電位閉じ込め研究の必要不可欠な重要性とその意義は、① 長年にわたり研究された磁場のみによるプラズマ閉じ込めに比べ、閉じ込め性能が著しく改善・向上すること。② ITER等のトカマク型 或いはヘリカル型の環状系プラズマ閉じ込めの 改善Ｈモードも含む、広く普遍的で顕著なプラズマ閉じ込め改善・向上方法であること。③ **このＨモード／電位による高効率プラズマ閉じ込めの発見**・これによる比例則により初めてITER装置の巨大化が避けられ、経済的最終設計が可能になったこと[20]。④ ITER装置等のトカマク型装置やヘリカル型装置の径方向エネルギー閉じ込めを、著しく向上させる**内部輸送障壁（ITB）が発見**され、ITB形成のためには、プラズマ内に形成された電場Eと外部磁場Bによる E×Bシアーフローによる乱流安定化機構が物理的に本質を与えることが予測されているが [21]、この電場/電位効果の学術究明が急務で

あること。以上の事実が、**「核融合エネルギー実用に対する電位/電場によるプラズマ閉じ込め向上の研究の必要不可欠性の証左」**を与えている。

しかしながら、これらHモードやITB形成の物理機構は依然明確にされておらず、経験則等に依存する現状において、**本研究目的である「電位形成・電位によるプラズマ閉じ込め向上のメカニズムの解明」は、核融合装置の実用的経済的なコンパクト化・プラズマ閉じ込め方法の理解とそれによる核融合プラズマ制御のために、必要欠くべからざる研究内容であるという意義**を持つばかりでなく、プラズマ特性の学術研究・応用研究という観点からも、**大学の研究の在り方**として最適な学術研究内容とその意義、研究規模であると**位置づけ**られる。

これらの重要課題に対し、**装置端部**を持つミラー型実験装置は、電子を選択的に電子サイクロトロン加熱(ECH) により高温・高速化し、ミラー端部に対しマイナスの電荷を持つ電子の一部をフローとして流れ出させ、これによりプラズマ内部のプラス電荷を持つイオンが過剰となりプラスの電位/電場を自在に形成・制御できるという、**「ミラーにしかできないこと、ミラーならば他形式プラズマ装置にも普遍的なメカニズム解明を含めてできること」**、こうした**ミラー装置独自の特長を活かした研究**を推進している。本稿では、これらの学術的具体的成果について、以下に纏めて報告する。

【３】研究成果の概要

（１）主要な研究成果の要約

（１）「核融合実用に必要不可欠で未解決な研究課題である、電位閉じ込めの普遍的物理基盤・物理機構・将来の展望・展開に係る比例則の研究。」については、以下の新しい発見を行った。

先ず、核融合研究ワーキンググループの報告書の出た２００３年１月迄の１０年間にわたり超えることの出来なかった[22]「高温イオンモードでのイオン閉じ込め電位 ϕ_c= 1 kV の壁」を破り、**平成１７年度にはこれを４倍以上に高める 3.0 kV の斯界での最高値にまで急進展**した。（図１）

これは、後述するように、それまでの６年間実験したアンカープレートのイメージ電流に頼るプラズマ安定化法[22] ではなく、プラズマ自身でつくる径方向電場 E_r シアーによる恰もHモード理論をミラーに積極的に適用し、その際に $E_r \times B_z$（プラズマ半径内の方位角θ方向回転）フローシアーが軸対称になるようにアンテナとジャイロトロンマイクロ波発振器のモードを調整する等、更には後述する大電力ジャイロトロンを新規設計・製作し、大電力電子サイクロトロン加熱(ECH)で高電位／高径方向電場をつくりうるプラズマオペレーションを工夫する等、加熱・計測・理論グループ等を総動員した、**新たな挑戦の成果**である[1,2]。

しかもこの進展は、我々が ***Physical Review Letters* 誌等に提唱**した理論比例則予想 [16-18] によく合致する事が分かり（図９）、電位/電場生成・制御への今後の展開を、単なる経験則ではなく、指導原理を着実に築きながら学術的に進行していることが将来の展開に向けて重要な点である。

この急進展は、高温プラズマ中の存在が計算機シミュレーション等で予想されていた、プラズマをかき乱す渦（電磁流体乱流）[20,21] のＸ線断層撮像による他所に先駆けた可視化**実証** [1] と、この乱流渦を**「ジャイロトロン」マイクロ波発振器**を用いて生成した高強度半径方向電場 E_r のシアー(dE_r/dr) による「渦の消滅・晴れ渡り」の発見 [1]、 更にそれに伴うプラズマの高閉じ込め・高温化の実証 [1,2] に結実した。本現象の発見の重要な意義として、ITER の心臓部の高温核融合プラズマの閉じ込め原理である、Hモード（高閉じ込めモード）の物理予想 [20] の実証・究明に繋がることが指摘されており、実際に、**Hモード理論に予想されるように**、１つの円形状渦に対する $E_r \times B_z$（プラズマ半径内の方位角θ方向回転）フローシアーが、渦を楕円形に変形させ、最後には渦が引き延ばされてつぶれて消失する様子を**初めてＸ線２次元撮像**することに成功した [1]。

（2）同時に、これら電位・電場の生成物理メカニズム・比例則も、***Physical Review Letters*** **誌**等に発表・提唱した。以上の結果は、**ジャイロトロン**で発振させたマイクロ波による、電子サイクロトロン・プラズマ局所加熱を行い、**ミラー開放端へ磁力線に沿う端損失高温電子流を生成し電子の掃き出しを行える**<u>**ミラー装置固有の特長**</u>に基盤を持つ。即ち、加熱領域の電子密度をイオン密度よりも少なくすることで正に帯電させ、これにより正の電位を生成できること。更にこの生成電位のプラズマ半径方向の勾配を制御し、延いては半径方向電場シアーを制御できるという、**「端部を持つ**<u>**ミラー装置にしかできないこと**</u>**、**<u>**ミラーでなら**</u>**ITER 等の環状プラズマ形式にも**<u>**普遍的**</u>**で且つ解明すべき中心課題を**<u>**学術究明できること**</u>**」**を背景に、研究を推進している。

このように、<u>**他装置との差別化**</u>を行いミラーの**特長**を縦横に活かして、環状系核融合装置でも本質的現象ながら「端部が無い環状装置」では自在な電場制御ができないという点を補って余りある、学術要素還元・学術普遍化を行い、**世界の核融合への**<u>**他所にはできないミラーだからできる貢献**</u>**、しかし核融合研究には**<u>**必要不可欠な独自の貢献**</u>を果たし研究を<u>**新展開**</u>させている。

（3）以上のように、電位・電場生成によるプラズマの高閉じ込め・高温化の実証、電位或いはそのプラズマ半径方向の微分である**径方向電場シアー**dE_r/dr による**プラズマ安定閉じ込め**の研究、これらによる高プラズマパラメータ領域の開拓と比例則の研究成果は、***Physical Review Letters*** **誌**や IAEA での発表 [5] を含め、着実に進展している。

（4）新たな高効率ミラー閉じ込め**安定配位**として、セントラル部**ダイバータ配位**[23] について、学術交流協定に基づく国際共同研究により、ロシア科学アカデミー・クルチャトフ研究所の世界的理論家であるパスツコフ博士との共同研究が進展しており、既に安定配位についての計算機シミュレーション結果を得ている。また、

（5）ミラー特有の、他形式にはない利点として、ミラー端部を利用する**直接発電**の研究が進展し実際に発電が可能な直前のところまで進展している。これは特に全国双方向型共同研究、学内共同利用研究として研究が進展している。また、地域連携研究として、つくば市の高エネルギー物理学研究機構(KEK)フォトンファクトリーや産業総合研究所の放射光 TERAS を用いた、X 線等の計測器感度理論研究・新型計測器開発・X 線計測器や分光器較正研究が進展している。（後述の[32],[41-45]参照。）

以上の研究の重点施策とその中期計画の実施を通して、電位生成のメカニズム・比例則の整理・構築・究明、電位/電場の核融合高効率化に果たす役割を明らかにすることを目指し、研究を着実に推進している。

（6）一方、これらの世界的・先端的研究への参加・実施・経験を通して、大学の役割である、将来のプラズマ核融合研究の基盤を支える**人材の教育・育成・輩出**の一層の充実を図り、研究成果を基に学術論文・学位論文を書き、様々な研究所や先端企業に多数の学生を送り出している。

これは、「学生の多数の学位論文･学術論文・学会等の発表の創出と、先端知識と哲理を備えた学生の社会への輩出、そのための教育･研究体制の整備を図る。」という中期目標・中期計画に対し、また、教育面での「学生の多数の学位論文･学術論文・学会等の発表の創出」を行うという具体的改善目標に沿って、学生の育成を行った。平成１７年度には、自然学類の卒研生７名、物理学専攻の大学院生２３名の日々の研究指導を行った。この内から卒業論文７編、修士論文６編、博士論文２編が作成された。平成１８年度には新たな１８名の新人が入り、在センターの学生と合わせて相当な活気に満ちた状況になっている。

殊に、<u>**学生の国際的学術誌への論文発表成果**</u>として最近２年間では、**レフリー付き論文９５編**を刊行し、**国際会議での発表は７３件**を数え、その数は斯界では主導的多数に及ぶ。科学技術産業や初等中等教育等を広範に支える人材供給・輩出の目標に対し、今年度は１０名が巣立った。

（２）研究成果の詳細

（Ｉ）高温イオンモードにおいてこの10年来突破できなかったイオン閉じ込め電位 ϕ_c=1kVの壁[22] を突破し、これまでの最高電位を４倍に高める、ϕ_c=3.0 kVの斯界で最高イオン閉じ込め電位値の達成に成功した。 [図１]

即ち、今回プラグ部電位Φ_Pの著しい増大の成功に伴い、イオン閉じ込め電位ϕ_cの値を、従来よりも４倍大きくすることができたため、セントラル部電位Φ_Cは更に著しく上昇（プラグ部からのウォーム電子等による電気伝導）し、その**電位の２階微分（$-d^2\Phi_C/dr_c^2$）の電場のシアー dE_r/dr_c** が従来よりも著しく大きくなった。

（尚、径方向電場シアーdE_r/dr_c 及びより正確な数学的表現である渦度 (dynamic vorticity) W [24] がΦ_{C0}と共に大きくなる理由は、先ずプラグ部ECH印加でΦ_P が増大し、プラグ部とセントラル部間の磁力線に沿ったトランジット電子による電気伝導でΦ_Cも増大する。以下の式に示すよう、

$dE_r/dr_c=-d^2/dr_c^2(\Phi_{C0}\exp[-(r_c/a)^2])$

$=2(1/a)^2[1-2(r_c/a)^2]\,(\Phi_{C0}\exp[-(r_c/a)^2])\propto\Phi_{C0}$.

図１ *Four-time progress in ϕ_c for confining central-cell ions (filled symbols) [see ϕ_c attained 1992-2002 (open circles)] in accordance with the favorably increasing physics scaling surface of ϕ_c with thermal- barrier potentials ϕ_b. T_i=several keV; Ion-cyclotron heating (ICH) hot-ion mode.*

また、$W\equiv(\nabla\times[n(r)V_{E\times B}(r)])_z/n_0=(1/n_0)(1/r)\partial(rnV_{E\times B})/\partial r=(1/n_0)(1/r)(1/B)\partial(nrE_r)/\partial r$.

実験データより$n(r)$及び$\Phi_C(r)$はガウス分布で$W=(1/B)[\exp(-2r^2/a^2)]\Phi_{C0}(4/a^2)[1-(2r^2/a^2)]\propto\Phi_{C0}$. [1,2]
この$n(r)$及び$\Phi_C(r)$の形状は電位を作るプラグ部ECHパワーのガウス分布形状のローブ $P_{ECH}(0)(\exp[-(r_c/a)^2])$ と良く一致する。[1,2]

この高電位形成は、従来とは質の異なるE_rシアー効果、即ち、「不均一な乱れであるプラズマ中の電磁流体渦 (Vortex) の明白な抑制・プラズマ閉じ込めの改善を含む、径方向電場シアーのプラズマ安定化効果」の顕在化現象として、世界に先駆けた２次元X線断層撮像の成

図２

Figure The effect of sheared flow on the perpendicular correlation length of a turbulent eddy (see p 226 in [37]): (a) sheared $E\times B$ flow in the y-direction varying in the x-direction; (b) the anisotropic eddy of scale length L is distorted into an elliptical shape by the sheared flow. If $V_\perp = S_v x$, then $L_t \simeq \sqrt{L^2+(LS_v t)^2}$ after time t. Since area is preserved, $L_\perp \equiv L/\sqrt{1+S_v^2t^2}$.

功を導いた。[1]

このデータに対応して、このE$_r$シアーの効果は、従来からトカマク等のHモード理論の基礎過程として理論予測されてきており、図２の J. W. Connor 等のレビュー論文 "*Review of theories of the L-H transition*" [20] 等の、「乱流渦が電場シアーの中で、どのように円形から楕円形を経て、消失するか」の説明図が有名である。

正に、X線計測データ図５(c)は、確かに乱流渦が円形から楕円に変形されてゆく様子を捉えている。

これらの成果は、**IAEA核融合エネルギー**国際会議における発表 [5] や、**IAEA**共催の **Current Trends In International Fusion Research** (2005年3月, Washington D.C.) 国際会議に於ける**基調招待レビュー講演** [6]、更には **米国物理学会誌** ***Physical Review Letters*** **94, 085002 (2005)** [1]等に発表した。

尚、この電位生成は、最近の韓国HANBIT(ハンビット) tandem mirror やロシアのAMBAL-M tandem mirror、更には従前の米国のTMX-U装置の結果を含め、本結果は高温イオンモード (Ti＝5 keV-20 keV) に於ける最大の閉じ込め電位生成新記録であると共に、「無衝突ミラープラズマにおけるE$_r$シアー効果」としても世界に先例を見ないものである。

(II)高電位生成 [図 1] に拠る、強い半径方向電場E$_r$シアー(dE$_r$/dr$_c$) の形成 [図３(k)] と、これに伴うプラズマ閉じ込め改善（径方向拡散の抑制:図４）及びプラズマ・パラメータ向上、更にはプラズマ内の乱流渦(vortex)の抑制・消滅 [図５] の発見。

この１０年来の値に比し、４倍にまで急増大・進展した生成高電位により、上式のように、強い半径方向電場E_rシアー(dE_r/dr ~数10kV/m^2)の形成が行われ、プラズマ安定化並びに閉じ込めの改善が行われる事がプラズマ内部のＸ線断層撮像画像データと共に明らかになり、電場シアーの効果の更なる新たな知見が得られた。これは今後のトカマクやヘリカル等の他形式のプラズマ閉じ込め改善に対するメカニズムの究明・普遍化への、端緒と成りうる成果である。

上に数式で示したように、セントラル部中心電位値 $\Phi_C(0)$ が大きいほど、シアーdE_r/dr_c も大きくなる事がわかる。

図３(I)(II)は、高温イオンモードに於いて、プラグ ECH 印加前（70-75ms）とプラグECH電力180kWで印加中(96-101ms) のデータセットを比べたものである。ECH印加前のプラズマ断面の方位角θ方向の位相相関のあるコーヒーレントなドリフト波(マイクロ波フラウンホーファー法

図３ *Data sets of (I) ICH plasmas having a weak shear (a small W_r) [(b)-(f)], and (II) with plug ECH (180 kW) producing a strong shear (a large W_r) [(g)-(k)]. (III) Another data set during weaker plug ECH (120 kW) in (l)-(q) having a weaker shear as compared to that in (g)-(k). Noisier and earlier-saturated density rise in (l) during ECH is found in comparison to that in (a).*

や表面のLangmuirプローブで同定：例えば、A. Mase et al.,文献[15]）に加え、乱雑でturbulentな振動成分[図３(b)]が見られ、図３(c)(d)に示すように、これは半径全体に渡り存在している。

一方、ECH印加と共に高電位が形成されると、図３(g)に見られるように、(b)に見られた揺動成分がきれいに消える。空間分布を見てみると、r_c≈6 cm近傍（電場シアーまたは渦度０）でdrift波もturbulentな揺動成分も残っているが、他の空間ではきれいに消える。

このことは、トカマク等の内部輸送障壁ITB理論予想において、例えば電子温度勾配(ETG)モード乱流シミュレーションの、「磁気シアーが消失するq-min面の領域$r=r_{min}$ で、強いETG乱流が発生し大きな電子熱輸送を引き起こし、しかしその乱流はやがて半径方向に伝播しながら波長変換を起こし、ポロイダル方向にマクロな構造を持つ長波長層流（帯状流）を形成する」というITB形成シナリオの基盤物理機構を彷彿させる[21]。

この時に、上記のHIBPやIESで求めた電位分布からE_rシアー分布を、更に密度分布を併せて考慮したvorticity Wrを求めたものが夫々図３(f)(k)並びに(e)(j)で、ECHと共に確かに大きなシアーdE_r/dr_c が形成され[図３(k)]、また図３(k)でよく見ると6cm近傍で確かにシアーdE_r/dr_c が無くなっており、上の予想と合致する。尚、茲で、aの値は実験では9cmであるので、渦度０となる$r_c=(\sqrt{2}/2)a\approx0.71a$は 6.4 cmと計算され、上記の実験値6cmと比較的よく一致している。これは図５(a)のX線計測データにも、この半径位置付近では乱流渦が消失しきれていないこととともコンシステントである点が注目される。

このことは、絶対値もさることながら、Hモード生成時のように、E_rシアーの効果が、主要なメカニズムとして、これらのdrift波やturbulentな揺動の抑制に効いていることを強く示唆している。

図３(III)は、図３(I)(II)と同様のデータセットを示したもので、プラグECH電力を120kWに下げ (II)に比べて電位を大きくせずに実験を行ったものである。図３(m)-(o)より、プラグECH印加中に於いてもdrift波やturbulentな揺動成分が抑制されずに残っていることが分かる。このとき、

図４ *Improved confinement in the hot-ion mode having a strong shear during ECH (Figs. 3(g)-(k)) is analyzed from (a) a particle-balance equation; no appreciable transverse loss $I_\perp$, and consistently good agreement with (b) Pastukhov's predicted $I_{//}$ (filled circles) are found. (c) In fact, the particle-balance procedure demonstrates the good fit curve to the data in (c) (see also Fig. 3(a)) with the on-axis total particle-confinement time τ_{total}=75 ms (i.e. $\tau_{//}$=95 ms, and $\tau_\perp>4\tau_{//}$ at t=100 ms under a strong shear (Figs. 3(j)(k))) for the present medium height of ϕ_c=0.84 kV (P_{ECH}=180 kW). On the other hand, poor confinement with a weak shear is accompanied by an appreciable $I_\perp$ in (d). The particle-balance analyses totally demonstrate the good fit to the data in (f) with τ_{total}=28 ms (i.e. $\tau_{//}$=45 ms, and $\tau_\perp$=90 ms for this lower height of ϕ_c=0.48 kV at t=100 ms in (f) having a weak shear) (P_{ECH}=120 kW). In (c), an increase in a bulk ion temperature of 5 keV at t=100 ms from 4 keV at t=80 ms is observed by the use of the central-cell charge-exchange neutral-particle analyser. (From Ref. [2].)*

図３(q)に示すように、ECH印加中ではあるが図３(k)に比べると弱い電場シアーが形成されていることが分かる。また、このような弱いシアーの場合は、ECH印加中の電子線密度の時間的上昇は低いレベルで飽和している[図３(l)]。これとは対照的に、ECH印加中に強いシアーが形成されると、電子線密度信号の揺動が減少すると共に、密度が上昇している[図３(a)]。

このような密度上昇の差異について、以下の粒子バランス式に基づく詳細な検討を行う。強い電場シアーが存在する場合について計算すると、図４(a)に示すように、

$$e\frac{dN}{dt} = I_S - I_{//} - I_{\perp}$$

の密度上昇（磁力管内のプラズマ粒子数Nの上昇）が、中性粒子数を示すソース電流I_s から端損失電流$I_{||}$ を差し引いた量とECH印加中には一致し、径方向拡散電流$I_{\perp}$が無視できる事がわかる。（粒子バランスの議論の詳細は、例えば 文献 [12,13,15]。）一方で、ECH電力を下げた、比較的弱い電場シアー形成時には、図４(d)に示すように、径方向拡散電流$I_{\perp}$が無視できなくなる。

ここで、$I_{||}$ はイオン・リペラー電圧を正弦波掃引して得られるIESの端損失電流信号、即ち、図４(b)(e)に示す鋸歯状信号のエンベロープより得られる。これらは、$I_{\perp}$を無視できると仮定したパスツコフ理論から予想される$I_{||}$ [図４(b)(e)の黒丸]と良い一致を示すことから、図４(a)で得られた$I_{||} >> I_{\perp}$とコンシステントな結果となっている。

この現象の空間構造のＸ線撮像に初めて成功したデータが図５である。図５では、(b)のECH印加前に局所的な渦構造が、時間と共に不安定に変化しながら、生成されたり消滅する時間変化を繰り返す。　しかしながら(a)のECH印加と共に、これらの渦構造が「晴れ渡るように」消えて行き、温度も上昇する。（尚、このときにイオン温度（≈５keV）も同様に上昇する。）

更に図５(c)は、二方向からのＸ線トモグラフィー計測により、初めてその詳細が明らかとなった渦構造の空間時間変化を表す。渦構造は発生から消滅までの典型的なライフタイムが100μs程度であり、$E_r \times B_z$ドリフト速度程度の速さで回転していることが確認された。また図５(c)より、渦構造の中心位置が、初期には$r_c \approx 5$ cmであるのに対し、検出器のノイズレベル近くまで減衰する頃には$r_c \approx 7$ cmと径方向外側に向かい移動していることが分かる。このような渦構造の時間変化の描像[20]は、 図４(d)(e)に示した電場シアーが弱く、このような渦構造が存在しているときに、プラズマの閉じ込めの劣化（即ち、径方向拡散電流$I_{\perp}$が無視できなくなる状態）が生じている描像とも一致する。

本成果の意義は、ITERの要となる高温核融合プラズマ閉じ込め原理であるＨモードの物理予想（図２）[20]の、実験データとして、「径方向電場シアー形成による電磁流

図５　*Contours of central-cell x- ray intensities in (a) strong and (b) weak E_r shear cases. Vortex-like structures are found in (b). The temporal evolution of a vortex is exemplified in (c) by the use of our developed x-ray tomography systems.*

体渦の抑制がこのHモードを形成する鍵」であるという物理メカニズムを、上記の２次元実験データとして他に先駆けて実証したという点が挙げられる。また、乱流渦と電場シアーの相関を初めて示し、関連し今後はITB生成との関係を究明することが緊要な課題である。

最後に、図６に、図３－５の結果を１枚に纏めた。渦の有無に対応した、X線データとそのフーリエ･スペクトル､それぞれの場合の閉じ込め特性の相関を整理して示す。**E_rシアーの強弱で、それぞれH、Lモードと相似**になっている。

図６　*Summary of the data in Figs. 3-5 to confirm the relation between the existence of vortices and plasma confinement.*

（ III ）上記のデータの物理拡張に基づく、ECHによる高温電子層を用いた、ミラー装置で初めての「径方向輸送障壁」の生成と、「径方向輸送障壁」の制御。

(II) の実験事実をもとに考えると、もしも局所的に電位を生成を制御し、電場のシアーを作ることができれば、**局在化した$E_r \times B_z$ドリフト速度シアーが形成**され、**恰もトカマクやヘリカルの内部輸送障壁（ITB）[21] に相当する領域を創る**ことができるはずである。

そこで、**輸送障壁の生成・制御を計画する半径位置に、ECH局所加熱を行い**（図７(a)）、ECH加速生成高エネルギー**電子流をつくり**、磁力線に沿って**ミラー端へ流し出す**事で、その磁力管内の電子を減少させ、この磁力管内に（周りの半径位置に対する）局所的両極性正電位Φのバンプを作る(Poissonの法則) [図７(g)]。 その半径r微分である径方向電場E_rを生成して、**$E_r \times B_z$ (θ) フローシアーを形成**し、**径方向エネルギー（内部）輸送障壁**を創ることができるはずである。

このように、ミラーなら簡便にE_rシアー効果による輸送障壁がつくれるという、**ミラー独自の生成アイディア**を用いて、**初めての、径方向輸送障壁の生成・制御実験を行った。**

本方法は、E_rシアーを効かせて$E_r \times B_z$ (θ) フローシアーを径方向に作り、他形式装置との輸送障壁物理生成機構を比較検討できる点に特長があるが、特に本論文では、**新たな径方向輸送障壁形成方法**として、中心から離れた(off-axis)半径位置r_c=5.5cm 付近を中心に、バリア部ECH用共鳴加熱層を位置させることにより、半値幅約1.5cmの円環シェル状の高温電子層を生成する[図７(c)]方法を用いた。（図７(a)）

（尚、**磁場のシアー**が閉じ込めにどう効くか等、この**電場E_rシアー効果**のデータと、円環状**トーラス装置の比較**を行うことで、**輸送障壁の電磁場のシアー効果の物理究明**が更に進む事も期待できる。）

この結果、**この円環シェル状の高温電子層の領域とその外側**に「$E_r \times B_z$ (θ)フローシアー層が強く形成」され[図７(h)]（しかも電位Φのピークr_c=7cmを挟んだ両側で、電場E_r=-grad Φが正負逆転するため**フローの向きも反転**し）$E_r \times B_z$ (θ) **フローシアーが径方向に大きく変化する**領域が生成される。[図７(h)]

こうして作られた$E_r \times B_z$ (θ) フローシアー（或はvorticity W (渦度) [23] の大きな領域）は、off-axis ECH入射t >149.2 ms より前の、イオンサイクロトロン加熱(ICH) 生成ターゲットプラズマの中で見られるプラズマ半径全体にわたる乱流状渦構造[図７(b)] に対して、off-axis ECH入射

後の$E_r \times B_z$ (θ) **フローシアー生成領域では、乱流が抑制**されている事がわかる。[図7(d)では、フローシアー形成中はX線の等強度位置が時間的に静かに一定で(即ち、時間変化がほとんど無いため、時間軸に対して等高線が平行)、乱流状態が抑制されている様子が分かる。]

一方、この乱流抑制領域では、図7(e) の様に先ず**電子温度**T_eの径方向勾配が急峻になっている事がわかり、ここでは電子加熱源は高温イオンからのスローイングダウンパワーのみであり且つoff-axis ECHの有無ではICHは一定であるので、このT_eの径方向勾配の急峻化は「径方向輸送が抑制された事」を意味している。

(尚、軸z方向の電子エネルギー輸送はフローティング・エンドプレートが3 T_e 程度の深さの負電位を両極性電位として自然に形成しており、軸方向電子エネルギー損失を抑制している。)

イオン温度T_iについては、今の場合は、**実験条件を単純化するため、プラグ部ECHを入れておらず**、軸方向の閉じ込めは単純ミラー閉じ込めのみである。そのためイオンの閉じ込めは電子とのクーロンドラッグで決まるため、T_e の上記の上昇に伴い、これに対応してイオンエネルギー ロスが減って、T_iの増大が見られる。但し、このT_i上昇は、イオンのクーロンドラッグで定量的にも説明でき、この事は、それ以外の余分な損失が無視できること、即ち**イオンも径方向損失が抑制される**事を意味している。(T_iのr_c<4 cmの分布は、そこでτ_iがほぼ一定のためICH電力径方向分布とほぼ一致。)

以上の様に、$E_r \times B_z$ (θ) フローシアー生成領域における径方向輸送の抑制(径方向エネルギー輸送障壁の形成)は、その領域でのプラズマ温度上昇、温度勾配の急峻化をもたらし、図7(e)(f) のデータが得られるものと解釈できる。

尚、詳細な計算によると、この$E_r \times B_z$ (θ) フローシアー生成領域での輸送係数 χ_e χ_i は殆ど古典理論の値に対しファクター 2以内でよく一致する事がわかっ

図7 *(a) A schematic view of radially localized transport-barrier-formation experiments. Contours of central-cell x-ray brightness (b) without and (d) with the formation of (c) cylindrical energetic- electron layer produced by off-axis barrier ECH [see (a)]. Strong turbulence exists at r_c<4 cm both in (b) and (d). However, its quietly suppressed region in (d) is observed in the layer (c) and the outer surrounding cylindrical layer (7≤r_c<10 cm). $I \propto n_e n_i T_e^{2.3}$. With the layer formation, (g) an ambipolar potential bump due to electron end losses is formed. This provides (h) a strong E_r shear and a high vorticity W (dotted and solid curves, respectively); these stabilize turbulence and form a radial-transport barrier to raise (e) T_e and (f) T_i. In (e-h), dashed curves show data without the layer.*

ている。（このフローシアー形成領域では、$\chi_e \approx 0.003\ m^2s^{-1}$で、古典論の予想の約２倍以内の値に抑制されている。他方、円環領域内側では、乱流を抑制する機構はoff-axis ECHでは何も新たに加わらないため、図７(b)(d) のデータに見る様に、乱流構造は存在し続ける。これは、$E_r \times B_z$ (θ) フローシアーが生成されていない領域ではECHの有無に拘らず乱流が存在し続ける事を意味し、このとき確かに輸送係数χ_e χ_iは、トーラスのLモードの様に、古典理論予想値よりも１桁以上大きな悪い値になっている。これは、乱流構造に沿って中心部分から周辺部分へと[特に径方向輸送障壁がないと]エネルギーが径方向輸送損失する描像とよく対応しており、輸送障壁ができると、温度が上がる事はこの物理描像の妥当性を示している。）

尚、図８として、セントラル部ミラーのイオンと電子のエネルギー拡散係数χ_e χ_iの**「古典拡散理論値に対する実験値の比」**を、上記のoff-axis ECH生成円環状$E_r \times B_z$ (θ) フローシアー反転領域の有・無で比較し、それぞれ実線と破線で示す。**シアーの大きい領域で拡散係数が小さく**なっていることが分かる。

図８ *The thermal diffusivities of central-cell mirror trapped ions and electrons confined by end-plate potentials are compared with those calculated from classical (Coulomb collision transport) theories in the case with energetic electron layer formation due to off-axis barrier ECH application. In the high vorticity (strong E(r) shear) region, significant suppression of transverse ion and electron losses is indeed identified (see the red solid curves).*

（ IV ）高電位生成や電場シアーの形成 の背景を成す物理原理である、電位生成機構・物理比例則について。　特に、これまで我々が提唱してきた電位生成理論の拡張性（電位・電場シアー形成・制御法に繋がる）について。

図１に戻って、こうした径方向輸送の抑制と共に不可欠な、軸方向閉じ込め電位ϕ_c生成について、**プラグECHも重畳した**、イオン閉じ込め電位ϕ_cの研究を進める。（尚、軸方向閉じ込め効果のあるϕ_cの生成は、**同時に**自動的に径方向電場シアーdE_r/dr を形成する点が、注目すべき点であり、ϕ_cの生成の本来の軸方向閉じ込めの役割のみならず、径方向輸送抑制も同時に担う点が、研究の意義のキーポイントである。（文献[1,2]を参照。））

ガンマ10 [1-19, 27-45] の代表的プラズマ・モードであるHigh Potential Mode [12]、並びに Hot Ion Mode [14] の電位生成機構に普遍的に共通する物理法則を見出す事は、両モードを統合し高電位・高温プラズマを同時に維持する電位生成手法の、将来への比例則・予測をする上で、また、電位や電場のシアーの効果を生成・制御するための学術基盤としての本質を成す。

そのために、*Phys. Rev. Lett.* **86**, 4310 (2001)で我々が提唱した [16]、「コーエンのStrong ECH理論[25]による電位生成物理機構の定説$\phi_c = T_e[0.665\ (n_p/n_c)\ \exp(1.19\ \phi_b/T_e)]^{2/3} - \phi_b$ に対して、この式の電子温度T_e [keV]を決める物理機構として、パスツコフの電位閉じ込め効果に関する定説[26]を用いサーマルバリア電位ϕ_b [kV] による電子エネルギー閉じ込め時間を導出し、エネルギー・バランス式からの予想温度式を求め上式のT_eに代入する。更にコーエンの理論のソース項と

して、サーマルバリア電位を越えて磁力線に沿いプラグ部に流入するセントラル部電子をパスツコフ理論から求め、プラグ部ECHがこれを加速してプラグ電位、或いはイオン閉じ込め電位ϕ_c [kV]を生成すると考え、この２大理論をエネルギーバランスの式を介して初めて結合･統合する、電位生成と電位の効果の「新統合理論」[16]を提唱した。

今回図９(a)に示す比例則平面の理論予想と、実験データのプロットを比較したところ、最新のデータも含め、理論と実験がよく合う事がわかった。物理機構の予想とデータの合致が成立している事は、我々が提唱した電位生成理論比例則 [即ち、プラグ部ECHによりにプラグ部にプラトー型電子速度分布関数が生成され、この時の速度空間での電子拡散を求め（電子拡散により減少した電子量から）生成電位を計算し、これをパスツコフ理論の電位の項に組み込んで、電子エネルギー閉じ込め時間を媒介変数として連立させて、導出したもの[16]] が有効に比例則理論として伸張しうる事、更に今後の電位生成への拡張性・伸張性の将来展望の基盤を与えうるばかりでなく、上記のように、今後の**電位･電場シアー形成･制御法**にも広く拡張・適用しうる**理論的基盤を与える**という重要な位置づけを併せ持っている。

図９　*Scalings of ion-confining potential formation for central-cell ions in (a) various operations, and (b) as a function of plug ECH powers and central-cell densities n_c.*

更に、図９(b) に、イオン閉じ込め電位ϕ_cのプラズマ密度n_c に対する依存性を示す。ここでは、n_c~10^{19} m^{-3} **までの依存性**を、プラグECH電力を媒介変数にして140から470kW まで調べた。

その結果、密度の上昇とともに、ϕ_cは緩やかに減少はするものの、**プラグECH電力を増大させる事で、その減少分は容易にリカバーできる**事が示された。

これは、今後高密度ペレットインジェクション実験が予定されているが、この実験に対する良い見通しを与える結果である。

（Ｖ）初めての本格的セントラル部電子直接加熱(Central ECH) 初期実験結果ついて。

以上の様に、この数年間に、一歩一歩着実に、プラグ部電位を高めイオン閉じ込め電位ϕ_cを強化し、また径方向輸送に対する電場シアーdE_r/dr の効果の研究とその応用・適用を進め「プラズマの閉じ込め方法の研究」を急展開させてきた。次に、セントラル部プラズマ自体の直接加熱を開始する。

ミラーではこれまでに、セントラル部の電子の直接加熱を本格的に実施した先例がない。これは、今までは電位閉じ込めの原理実証・比例則究明に多くの力を割いてきたためであるのと同時に、高電力ジャイロトロンがなかったことが主因である。　ようやく最近高電力ジャイロトロンの自力開発を行い、**プラズマ直接加熱**の可能な環境が整い、**新たな展開への挑戦**がハードウエア面で可能となった。

今回preliminary ではあるが、初めての本格ECHを行う第１期予備実験を開始したので、その成果について以下に速報する。

ICH (90 kW入射に対し、プラズマ吸収効率 η_{ICH}~0.3) でつくったhot-ion mode プラズマ (T_i=4.5 keV, nl_c=4.5×10^{17} m^{-2}) に対して、Central ECH (但しまだジャイロトロン･コンディショニング中で、発振パワー170 kW, 20 ms) を**初めて入射**した。

これにより、現在延ばしうる最長パルス幅としての20 ms間では全く飽和しない急峻な反磁性量の上昇波形を得た (T_i=6.1 keV, T_e=0.3 keV)。 この時、ミラー磁場捕捉されたイオンのエネルギー閉じ込め時間τ_{E0}は少なくとも40 ms以上（パルスが短いためこれ以上ならばデータフィット可能）である。

同時に、240 kWのplug ECHを重畳すると、両plug部に生成される**「イオン閉じ込め電位ϕ_cによる電位閉じ込めイオン」**のエネルギー閉じ込め時間はパスツコフ理論の予想とよく一致し、τ_{E0}～60 ms（同粒子閉じ込め時間τ_{p0}～95 ms）の初期データを得た。こちらも、更に高電力入射途中データである。

この時に、特筆すべきは、**電位で閉じ込められた蓄積エネルギー量**が、反磁性量で代表されるセントラル部ミラー磁場に捕捉された、約5 keVの**高温イオンのもつ蓄積エネルギーに比し、ほぼ80%にまで到達してきており、電位閉じ込めの効果が顕在化される従来無かったパラメータに到達しつつある**ことが指摘できる。

今後は更にジャイロトロンのコンディショニングを進め、長パルス・大電力発振を進め、第２期のCentral ECH実験を本格的に実施し、電位/電場閉じ込め効果がより際だった、タンデムミラーで最初の成果を得る実験を遂行する計画である。

（参考文献）

[1] T. Cho et al., Phys. Rev. Lett. **94**, 085002 (2005).

[2] T. Cho et al., Nucl. Fusion **45**, 1650 (2005).

[3] T. Cho et al., Plenary Invited Talk in the 5th International Conference on Open Magnetic Systems for Plasma Confinement (Novosibirsk, 2004).

[4] T. Cho et al., Plenary Invited Talk in the 6th International Conference on Open Magnetic Systems for Plasma Confinement (Tsukuba, 2006) (to be held in July, 2006).

[5] T. Cho et al., in Fusion Energy (Proc. 20th IAEA Int. Conf. Vilamoura, 2004) IAEA-CN-116/EX/9-6Rd.

[6] T. Cho et al., Invited Plenary Review Talk in the 6th Symposium on Current Trends in International Fusion Research: A Review (Washington D.C., 2005).

[7] T. Cho et al., Invited Talk at the JSPF 20th Annual Meeting (2003, Mito); J. Plasma Fusion Res. **80**, 81 (2004).

[8] T. Saito et al., Invited Talk at the JSPF 21st Annual Meeting (2004, Shizuoka); J Plasma and Fusion Research **81**, 288 (2005).

[9] J. Kohagura et al., Invited Talk at the JSPF 22nd Annual Meeting (2005, Tokyo); to be submitted to J Plasma and Fusion Research.

[10] J. Kohagura et al., Invited Talk at the JPS Meeting (2006) (to be held in May 2006).

[11] S. Miyoshi *et al.*, *in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research* (*Proc. 7th IAEA International Conference, Innsbruck., 1978*) **2**, 437 (1979).

[12] S. Miyoshi et al., *in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research* (*Proc. 13th IAEA Int. Conf. Washington D.C., 1990*) Vol. 2, **IAEA**, Vienna (1991) 539; Plasma Physics Rep. **23**, 723 (1997) [*Soviet Journal of Plasma Physics*].

[13] T. Cho et al., Phys. Rev. Lett. **64**, 1373 (1990); Phys. Rev. A **45**, 2532 (1992).

[14] Y Kiwamoto et al., Phys. Plasmas **3**, 578 (1996).

[15] A. Mase et al., Phys. Rev. Lett. **64**, 2281 (1990).

[16] T. Cho et al., Phys. Rev. Lett. **86**, 4310 (2001).

[17] T. Cho et al., Nucl. Fusion **41**, 1161 (2001).

[18] T. Cho et al., Nucl. Fusion **43**, 293 (2003).

[19] T. Cho et al., in Fusion Energy (*Proc. 19th IAEA Int. Conf. Lyon, 2002*) IAEA-CN-94/EX/C1-4Ra.

[20] J. W. Connor *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **42**, R1 (2000).

[21] Y. Kishimoto *et al.*, Nucl. Fusion **40**, 667 (2000); various references herein.

[22] K. Yatsu et al., Nucl. Fusion **43**, 358 (2003).

[23] V. P. Pastukhov, Plasma Phys. Reports, **31**, 577 (2005);
I. Katanuma et al., Nucl. Fusion **46**, 608 (2006).

[24] V. P. Pastukhov and N. V. Chudin, JETP Lett. **82**, 395 (2005).

[25] R. H. Cohen, Phys. Fluids **26**, 2774 (1983).

[26] V. P. Pastukhov, Nucl. Fusion **14**, 3 (1974); R. H. Cohen, M. E. Rensink, T. A. Cutler, and A. A. Milin, Nucl. Fusion **18**, 1229 (1978); R. H. Cohen, ibid. **19**, 1295 (1979); **19**, 1693 (1979).

[27] M. Inutake et al., Phys. Rev. Lett. **55**, 1939 (1985).

[28] H. Hojo et al., Phys. Rev. Lett. **66**, 1866 (1991).

[29] M. Inutake et al., Phys. Rev. Lett. **65**, 3397 (1990).

[30] T. Tamano et al., in *Plasma Phys. and Controlled Nucl. Fusion Research* (*Proc. 15th IAEA International Conference, Seville, 1994*) **2**, 399 (1995).

[31] K. Ishii et al., Rev. Sci. Instrum. **60**, 3270 (1989).

[32] T. Cho et al., Rev. Sci. Instrum. **66**, 540 (1995); ibid. **68**, 774 (1997); ibid. **70**, 577 (1999).

[33] M. Ichimura et al., Phys. Rev. Lett. **70**, 2734 (1993).

[34] T. Saito et al., Phys. Rev. Lett. **82**, 1169 (1999).

[35] K. Ishii et al., Phys. Rev. Lett. **83**, 3438 (1999).

[36] T. Cho et al., Nucl. Fusion **28**, 2187 (1988).

[37] I. Katanuma et al., Nucl. Fusion **27**, 2041 (1987).

[38] T. Cho et al., Nucl. Fusion **27**, 1421 (1987).

[39] M. Ichimura et al., Nucl. Fusion **39**, 1995 (1999).

[40] M. Hirata et al., Nucl. Fusion **31**, 752 (1991).

[41] J. Kohagura et al., Phys. Rev. E **56**, 5884 (1997).

[42] T. Numakura et al., Plasma Phys. Control. Fusion **45**, 807 (2003).

[43] J. Kohagura et al., Nucl. Instrum. Methods A **477**, 215 (2002).

[44] R. Minami et al., Plasma Phys. Control. Fusion **44**, 1363 (2002).

[45] M. Hirata et al., Nucl. Instrum. Methods A **477**, 210 (2002).

【4】高電力ジャイロトロン開発によるECRHの増力

1．はじめに

ガンマ１０では，タンデムミラーの閉じ込めの特長を大きく引き出すため、プラグ及びセントラル部ＥＣＲＨの高電力化計画が進行中である。平成１５年度ではこの第一段階として，既設 200kW ジャイロトロンの拡張運転を試み 30％のパワーアップを得、その結果、イオン閉じ込め電位 $\phi_c = \Phi_P - \Phi_C$ （プラグ部Φ_P、中央部Φ_C及びバリア部電位Φ_B）の記録値 1.4kV を達成し、本センターが提唱する電位生成のスケーリングの初期的な検証に成功した。これを受け、平成１６年度からは、第二段階として、日本原子力研究開発機構と協力して 500kW 級の新規高電力ジャイロトロンの開発を進め、これまでにない、高パワーでの高電位生成実験とセントラル部ミラーの電子加熱実験を目指した［1］。2004 年、2005 年とジャイロトロンの改良を進めながら、新規ジャイロトロンを導入し、プラグ部電子加熱を行った［2］。イオン閉じ込め電位は入射電力とともに上昇し、プラグ部入射電力 470kW で、従来の４倍となる世界最高の閉じ込め電位 3kV が得られた［3］、［4］。タンデムプラズマ閉じ込めを向上には、中央部の高エネルギーイオンの電子冷却を抑制することが重要である。これに必要な中央部の高パワーの電子加熱のためのシステムの増強を行うため、シャットダウンした日本原子力機構の JFT-2M の ECH 用電源を本センターに移設し、セントラル部ジャイロトロンの専用電源とした。これにより 1MW 級までのジャイロトロンの駆動が可能である。H17 年度はコンデンサーバンク方式での運転を可能にし、新型のジャイロトロンを用いて 350kW までの出力試験に成功した。

2．新ジャイロトロンの開発

既存のジャイロトロンのボア直径 80mm の電磁石の構造の制約下で、500kW 出力のジャイロトロンを設計した。効率よく開発を進めるため ITER 工学R&D で得られた技術成果を取り入れ［5］、原子力機構と協力して設計を進めた。従来のジャイロトロンとの設計の比較表を表１に示す。出力増大に伴う共振器の壁への熱負荷を減らすため、

	新型	従来型
周波数	28 GHz	28GHz
出力	500kW	200kW
発振モード	TE42	TE02
出力モード	ガウス型	TE02
パルス幅	0.1	0.075
効率	40%	34%

表１新旧ジャイロトロンの設計比較

図１ジャイロトロン外形図

図２新 500kW ジャイロトロン

また、電流密度低減のために、従来のTE02より高次のTE4,2モードを採用した。また、出力はガウスモードとなるように、モード変換器を内蔵するタイプとした。電子銃は,既存電磁石の内寸法の制限のため外径寸法が、従来のジャイロトロンと同じ大きさで設計する必要がある。カソード径をできるだけ大きくとるため、従来は3極タイプの電子銃であったが、新ジャイロトロンでは2極タイプの電子銃とした。図1がジャイロトロンの外形図で、高さが1,732mmの大型の電子管である。

設計に基づき製作したジャイロトロンを図2に示す。重量は218kgである。出力は横出しタイプで、ミラー整合器（MOU）でHE11導波管と結合する。図3に新ジャイロトロン1号機のビーム電流に対する出力特性（●）を示した。電流値20Aで約500KWを達成している。また、従来の200kWジャイロトロン（△）との比較も示した。1号機では、出力の飽和が早い、ボディ電流が大きい、IbもしくはIcの過電流による管内放電が多いなどの改良すべき点が明らかとなった。出力に影響を与える寄生発振を調査するために、出力の周波数分析をした結果、設計モードの28GHzの成分以外に、26-27GHz領域に寄生発振が観測された。この寄生発振は250kW以下では観測されないことから、出力の飽和が少し早い原因とも考えられる。そのため2号機以降では、寄生発振を抑制する対策として、寄生発振が発生していると考えられるモード変換器をテーパー状にして抑制対策を実施した。また、同時に、モード変換器の内面の摂動形状を設計上で改良を加えて変換効率を改善し、性能向上を図った。ボディ電流等の対策としては、コレクターとボディ間のセラミックシールド形状の変更、コレクターの先端部形状を斜めにするなどの設計変更を行った。その改良型の新ジャイロトロン2号機の出力特性（●）を図3に示した。出力の向上が得られると共に、1号機にくらべ、ボディ電流の減少、管内放電の減少が得られ、改良の効果を確認した［6］。さらに、これと同じ、設計の3号機の製作も行い、東西プラグに、各1本、中央部用に1本、合計3本の500kW級のジャイロトロンを使用した実験を行った。これにより、世界最高のプラズマ閉じ込め電位に貢献した。中心部についても、今回のジャイロトロンのパワーアップでの実験が期待される。

図3 ジャイロトロンのビーム電流に対する出力

図4 出力に対する閉じ込め電位のの進展

3．新規ジャイロトロンを用いた高電位形成

ジャイロトロン開発の最大の目的であるプラグ部の高電力電子加熱による閉じ込め電位の増大に関しては、統合理論のスケーリングに沿った電位が得られている。図4は、新ジャイロトロンを用いたプラグ電位生成の従来のジャイロトロンでの結果からの進展を示し、横軸ジャイロトロンのパワー、縦軸に閉じ込め電位の高さを示した。パワーの増大とともに、飽和することなく大きく閉じ込め電位が増大しているのがわかる。従来のジャイロトロンを用いていたH14年以前の高イオン温度モードのデータ0.7kVに対して、H15からH17年度にかけてパワーの増大とともに、従来の4倍と

なる 3kV のイオン閉じ込め電位が得られている［3］。これは、従来の成果を大きく上回る世界最高のデータである。今のところ飽和が見られないことから、パワーアップによる更なる電位の増大が期待できると予測されることから、ジャイロトロンをさらにパワーアップし、1MW にする計画であり、既に、1MW ジャイロトロンの設計も開始し、基本的なデータは得られている［4］。

4．セントラル部用 ECRH の増力

これまでは、セントラル部の ECRH は、バリア部 ECRH の電源から電源を供給されていたことから、セントラル用ジャイロトロンへの電子ビーム電流は 8A 以下と制限され、セントラル部のプラズマの強力な電子加熱にはセントラル ECRH 用の電源を増設する必要がある。これを実現するために H15 年度にシャットダウンとなった JFT-2M の ECH 用電源を原子力機構から譲り受け、本学のプラズマ研究センターへ、H16 年度に移設し、H17 年度に一部据付けた。

この電源は図５のブロック図に示すように、コンデンサーバンクと直流発生装置の両方の運転が可能である。コンデンサーバンクでは、直流 90 kV、45A、10 ms の運転、直流発生器電源では、0.5s までの運転が可能となる。H17 年度はコンデンサーバンクでの運転が可能となるように装置の組み立てと調整を行なった。セントラル用ジャイロトロンについても新ジャイロトロンを導入し 500kW 級の電子加熱実験を行う計画である。H17 年度には、新ジャイロトロンを用いた模擬負荷での出力試験を行い、従来のセントラル ECRH ジャイロトロンの約２倍の 350kW までの試験を行った。これにより、H18 年度には、本格的にセントラル部の強力な電子加熱が可能となる。さらに、H18 年度に直流発生器（DCG）を用いた長パルスの運転が可能となるようにする予定である。これらの増力により、1MW 級のジャイロトロンも駆動できる電源となる［4］。

図５　セントラル部 ECRH 電源ブロック図

［1］T. Imai et al., “Upgrade Program of ECRH System for GAMMA 10 Tandem-Mirror Device”, U.S./Japan/Europe RF technology workshop, Amsterdam, October 4&5, 2004

［2］T. Cho, et al., Phys. Rev. Lett. 94, (2005) 085002-1~085002-4.

［3］T. Cho, et al., to be presented in OS2006, Tsukuba 17 – 21 July 2006.

［4］今井剛　他、「ガンマ１０用 ECRH 増力実験」、第６回核融合エネルギー連合講演会（2006 年６月 13C03（発表予定））

［5］今井　剛、「ITER の加熱機器技術成果の新展開と課題」、プラ・核学会第 22 回年会（2005 年 11 月 SI-1）

［6］鎌田、今井他、「ガンマ１０ECRH 用 28GHz ジャイロトロン」の特性」同上（30aC14p）

【５】プラグ部電子加熱用伝送系の設計と高電位形成実験

ガンマ１０では,プラグ部ＥＣＲＨの高電力化が進行中である。これまで用いてきたTE02発振200kW定格のジャイロトロンに替わり、日本原子力研究開発機構との協力で開発を進めてきた新規高電力ジャイロトロンを2003年から2005年にかけてガンマ１０電子加熱系に導入した。[1-4] これに伴い、伝送系及びランチャーも新規に設計・設置した。[5-8]

新規ジャイロトロンはTE42モード発振で、ブラソフ型放射器と３枚のミラーからなる内蔵モードコンバータを経て、ほぼガウスビームとして水平方向にマイクロ波電力が放射される。この出力は非球面ミラー１枚からなるMOU (Matching Optics Unit)を通り、垂直上方のコルゲート導波管にHE11モードで結合する。ジャイロトロンからの出力は、水負荷測定により、最大530kWを記録した。

マイクロ波電力は、マイターベンド２個を経由してガンマ１０の真空容器内に導入される。ガンマ１０真空容器内でのランチャー配位を図１に示す。コルゲート導波管開口からマイクロ波を放射し、２枚の反射鏡 (M1,M2) を用いて、共鳴層へ波を伝送する。反射鏡の形状を変えることで、共鳴層でのビームを制御できる。共鳴層でのビーム形状はできるだけ軸対称にする必要がある。このため、新しく開発した放射電磁界計算コードを用いて反射鏡を設計した。[5] 設計した反射鏡を製作し、大気中で、真空容器内のランチャー配位を模擬し、低電力テストにより、共鳴層に相当する位置での放射分布を測定した。その結果を図２に示す。ほぼ軸対称の分布を達成している。

２枚の鏡のうちM2はその角度を変えることができ、共鳴層でのビーム位置を制御することができる。図３に、M2の角度を標準から-3° 及び+1.5° 傾けたときの共鳴層での放射分布の計算結果と低電力テストによる測定結果を示す。測定結果は、計算結果とよく一致している。1° 鏡を振ると、共鳴層で約20mm像が上下する。鏡の振り幅は10° であり、鏡の設置誤差、プラズマ密度及び斜め入射による共鳴磁場強度の変位、入射ビームの曲がり等による、放射分布の位置を十分補正できる。

新規ジャイロトロン及び伝送系を用いて、電子加熱実験を行った。図４にプラグ部入射マイクロ波電力に対して、実験で得られたプラグ部・中央部の電位の測定結果を示す。これらのデータは、ガンマ１０の高イオン温度モードの実験から取っている。加熱電力とともに、プラグ電位の到達値が直線的に上昇している。2005年度末には入射電力470kWにおいて、これまでの最高閉じ込め電位3kVを記録した。これは2002年までに得られた電位の約４倍である。

図１　プラグ部電子加熱ランチャー配位

図２　共鳴層での放射分布

図３　M2を-3° (上) +1.5° (下) 傾けたときの共鳴層での放射分布の計算及び測定結果

[1] T. Saito, Y. Tatematsu, H. Ikegami et al.,
Expansion of Scaling Law of Field-Aligned Potential Difference with Increased Plug ECRH Power in GAMMA 10,
J. Plasma Fusion Research 80 (2004), No. 6, pp. 425-426.

[2] T. Saito, Y. Tatematsu, H. Ikegami et al.,
High Power Electron Heating Experiments at the Plug Region of GAMMA 10,
Transaction of Fusion Science and Technology 47 (2005), No. 1T, pp. 96-99.

[3]. T. Saito, K. Ishii, A. Itakura et al.,
High Power Electron Heating Experiments at the Plug Region of GAMMA 10,
J. Plasma Fusion Research 81 (2005), pp. 288-295.

図4 プラグ部、中央部電位の入射電力依存性

[4] 鎌田康宏、今井剛、斉藤輝雄、立松芳典、渡邉理他,
ガンマ１０ECRH 大電力用２８ＧＨｚジャイロトロンの特性、プラズマ・核融合学会第 22 回 30aC14P

[5] Y. Tatematsu, K. Nozaki, T. Saito et al.,
Design of Reflecting Mirrors for Electron Cyclotron Wave Launching System in GAMMA 10,
Japanese Journal of Applied Physics 44 (2005), No. 9A, pp. 6791-6795.

[6] Y. Tatematsu, T. Cho, H. Higaki et al.,
High-Power ECRH Experiments in the GAMMA 10 Tandem Mirror,
5th general scientific assembly of Asia Plasma & Fusion Association on progress of fusion science and technology in Asia (APFA2005)WI2

[7] 野崎潔、立松芳典、斉藤輝雄、渡邉理、町田紀人他,
ＦＴ計算コードによるガンマ１０プラグ部電子加熱用反射鏡の設計、プラズマ・核融合学会第 22 回年会 30aC15P

[8] 立松芳典、斉藤輝雄、野崎潔、町田紀人、永井大智他,
ガンマ１０における高電力電子加熱実験, プラズマ・核融合学会第 22 回年会 01aB02

【6】ガンマ１０中央部基本波電子加熱ランチャーの改良

ガンマ１０セントラル部では、イオンの効果的な加熱によりイオン温度が数 keV まで上昇するのに対し電子温度は 100eV 以下であった。電子温度に比べてイオン温度がかなり高いので、加熱されたイオンは冷たい電子との衝突によりエネルギーを失ってしまう。したがって、中央部の電子温度を上げることが重要なプロジェクト研究の一つである。この目的で、中央部の基本波サイクロトロン加熱による電子の直接加熱がスタートした。[1]

中央部電子加熱システムは、ジャイロトロンで発振した 28GHz, TE02 モードのマイクロ波をガンマ１０上部の 2 インチ直径のポートから入射し、ブラゾフアンテナにより直線偏波マイクロ波ビームに変換してプラズマ中に入射していた。共鳴条件を満たす磁場強度１Ｔの位置はアンテナ位置から遠いため、アンテナからのビームを共鳴層に伝送させるのに、真空容器下部の反射鏡が必要であり（図１）、加熱効率をあげるため、この反射鏡の改良を行ってきた。[1]

図１　中央部電子加熱用アンテナ配

これまで使用してきたTE02モードブラゾフアンテナは、導波管径により、ビームの出射方向が決まるが、使用ポートの制限で、導波管径を自由に選べないため、ビームの出射方向は必ずしも最適でなかった。そこで、伝送途中で、TE02 モードから TE01 へ、さらに TE11 へとモード変換し、導波管開口面から垂直方向に波を出射し、導波管開口直後に楕円鏡を置き、この鏡の設置角度を調整することで、ビームの出射角度を変えられるようにした。[2-5]

図２　ランチャーによる共鳴層での放射分布の比較

ランチャーとして、この楕円鏡１枚のみで、直接共鳴層軸上にできるだけ軸対称な放射分布を作り出す場合と、以前のように、２枚目の下部楕円体反射鏡を用いて、共鳴層まで波を伝送する場合について、得られるビーム形状を検討した。その結果を図２に示す。図中 b の破線が、これまでのランチャーで得られていた電力密度分布であり、c が今回設計した１枚ミラーによる分布、d が２枚ミラーによる分布を示す。導波管直近の鏡１枚のみでは、共鳴層でのビームの集光性が悪いことがわかる。２枚のミラーを使用した場合は、これまでの放射分布と同程度の広がりをもち、電力密度のピーク値はこれまでの約２倍に上昇する。この改善の理由は、下部反射鏡の真ん中へビームの中心があたるように、ビーム出射方向を最適化したことで、マイクロ波パワーの共鳴層への伝送率が上昇したためである。

図３　新ランチャーを用いた中央部電子加熱実験によるプラズマ波形

そこで、下部反射鏡を用いたランチャーを製作し、ガンマ１０に設置した。この鏡を用いて電子加熱実験を行った。[2,4] 図３に実験で得られた線密度、反磁性量、ソフト X 線量を示す。プラズマはイオン加熱により生成、維持される。中央部電子加熱はジャイロトロン発振パワー50kW で 130-175ms 間に印加されてい

る。中央部加熱の時間帯は、ソフトX線信号レベルは高く、軸上電子温度は60eVから150eVに上昇した。また、この間反磁性量の大きな増加が観測される。これは、電子温度が上昇した結果、電子との衝突によるエネルギーロスが緩和され、結果としてイオン温度が上昇したためと考えられる。ジャイロトロン発振パワー170kWのショットにおいては、中央部バルク電子温度の最高値290eVを達成した。このように、ランチャーの改善により、電子加熱効率を上昇させ、電子温度上昇ばかりでなく、イオン温度も上昇させることに成功した。

[1] Y. Tatematsu, T. Saito, H. Ikegami et al.,
Experiment of Fundamental ECRH in the GAMMA 10 Central Cell,
Transaction of Fusion Science and Technology 47 (2005), No. 1T, pp. 257-259.

[2] Y. Tatematsu, T. Cho, H. Higaki et al.,
High-Power ECRH Experiments in the GAMMA 10 Tandem Mirror,
5th general scientific assembly of Asia Plasma & Fusion Association on progress of fusion science and technology in Asia (APFA2005)WI2

[3] 町田紀人、立松芳典、斉藤輝雄、野崎潔、永井大智他,
ガンマ10セントラル部電子加熱用アンテナ系の設計、プラズマ・核融合学会第22回年会 30aC17P

[4] 立松芳典、斉藤輝雄、野崎潔、町田紀人、永井大智他,
ガンマ１０における高電力電子加熱実験, プラズマ・核融合学会第22回年会 01aB02

[5] Y. Tatematsu, N. Machida, T Saito et al.
Improvement of Power-Transmission for Fundamental ECRH System in the GAMMA 10 Central Cell,
Submitted to Japanese Journal of Applied Physics.

【7】初期プラズマ生成と高周波を用いた加熱、及び、加熱プラズマの巨視的・微視的挙動の解析

主として、イオンサイクロトロン周波数帯(ICRF)の高周波を用い、プラズマ中における電位形成やプラズマ閉じ込め物理を研究するための標的プラズマ生成、イオン加熱、また、高性能プラズマを制御するうえで不可欠なプラズマの巨視的・微視的挙動の解析を進めている。平成17年度は、昨年度より着手したプラズマ流の測定（東北大学との双方向型共同研究）に関連して、新たにセントラル部にマッハプローブを設置した。セントラル部における磁力線方向、及び、方位角方向のプラズマ流速の測定を行った。また、高周波波動計算コード（京都大学との双方向型共同研究）を用いたプラズマ中の励起波動解析の発展として、外部より高周波を印加してプラズマパラメタを推定する高周波プローブの開発を積極的に進めた。ドリフト型の密度揺動の解析が進展し、励起機構に関する新しい知見が得られた。GAMMA10 に特徴的な微視的不安定性であるアルベンイオンサイクロトロン（AIC）波動解析の高次高調波領域への拡張に加えて、日本原子力研究開発機構と締結した協力研究に基づき、那珂研究所の大型トーラスJT-60U 装置での実験を行った。イオンサイクロトロン放射(ICE)と呼ばれる ICRF 領域の自発励起波動との比較検討を継続している。半導体検出器を用いた高エネルギーイオン計測において、高周波によるノイズの抑制を丹念に行い、精度よく信号を検出することが可能となった。高エネルギーイオンのピッチ角分布に関する情報が収集された。また、韓国基礎科学研究所との共同研究が採択され、韓国側 HANBIT 装置における MHD 安定化に関する実験を実施した。

（1）セントラル部における流速測定

高温プラズマ中の流れは、プラズマ中の乱流や閉じ込め改善に関連して最近注目を集めている。GAMMA10 セントラル部においては、高電力の ICRF 加熱に伴い、ドリフト波不安定性等のプラズマ閉じ込めに影響を及ぼす揺動の発生が観測されている。セントラル部におけるプラズマ流に関する知見を得るため、東北大学との双方向型共同研究として継続しているマッハプローブをセントラル部に新たに設置した。　昨年度エンド部に設置したものと同じ上流下流型の構造をしている。図１に２つのプローブ素片（ch1&ch2）が磁力線方向に沿うように設置した時の信号の例を示す。プローブは、セントラル中央から西側に設置され、ch1 が中央方面を向いている。　また、各素片間の感度（捕集面積）を較正するため、磁力線に対してプローブを回転させた結果の各素片信号の角度依存性を図２に示した。　図２から推定される較正係数は 1.11 であり、ほぼ同じ捕集面積を持つことが明らかとなった。また、磁力線方向、

図１　マッハプローブ信号の例

図２マッハプローブ信号の角度依存性

方位角方向に流れが存在することが示唆されている。

（2）　ガンマ 10 セントラルセルミラープラズマの可視光及び H_α 線による計測

ミラー磁場中の高温プラズマの巨視的振舞いを観測するために、これまでにプラズマ周辺部に設置した静電プローブを用いて低周波密度揺動の方位角方向ならびに磁力線方向の分散関係を測定してきた。静電プローブによる計測は簡便に密度揺動の情報が得られるものの、その情報は通常プラズマ周辺部に限られている。また、近年の中心閉じ込め領域における電子サイクロトロン共鳴加熱の増強にともない、結果的には電子温度が上昇しプラズマ周辺部に設置されている静電プローブですら損傷をうける頻度が上がっている。光検出器はこの問題を避けるためにプラズマと非接触で揺動計測を行うために導入されているが、プラズマ周辺部の揺動を計測している点は静電プローブと同じであり、計測可能な周波数も限られているためさらなる改良が必要な状況である。ここではプラズマ内部の情報も得られる新たな揺動計測法を探る目的で、安価な CCD カメラを用いて高温イオン生成モードのプラズマ放電の際に中心閉じ込め領域で観測される低周波密度揺動（<100kH）を可視光ならびに H　線で計測することを試みた。ここに示した画像は全て鏡面反転して実際の配置を再現するようにしてある。可視光の場合、比較的光量があるため、現在の典型的なプラズマ密度($2x10^{12}cm^{-3}$)と電子温度（Te < 100eV）で 1/40ksec での撮像が可能となっている（図 3 (a)(b)）。そのため低周波数（<10kHz）の電子ドリフト波にともなう密度揺動が十分大きければ撮像可能であると考えられる。

図 3　(a) t~140msec における可視光画像、(b) t~206msec における可視光画像、(c) (a) と同様のプラズマにおける H　線画像、(d) (a)と(c)の視線積分の径方向分布の比較

図 3 (a)に示した撮像時刻におけるプラズマパラメーターと同様のプラズマ放電において H　線でプラズマを撮像した結果を図 3 (c)に示す。H　線の場合、光量が落ちるためシャッタースピードを 1/1k に落とす必要があり、現在のシステムでは電子ドリフト波等の計測には不十分であることがわかった。また、図 3 (a),(c)の視線積分強度の径方向分布をみると H　線の

ほうが可視光に比べて有意に小さい半値直径を持つことがわかった(図 3(d))。

（3） 高周波プローブ法の開発

高温・高密度プラズマにおいては、高エネルギー粒子の存在に起因したアルベン波動の励起が 数多く報告されている。これらの波動は、プラズマ全体に渡って発生するグローバルなモードであり、逆にモードの存在からプラズマパラメタを推定することも可能である。外部よりイオンサイクロトロン周波数帯の高周波を印加して、アンテナの応答（負荷抵抗）及び実際にプラズマ中に励起されるアルベン波動を調べ、プラズマの巨視的なパラメタに関する情報を得ることを目的とした高周波プローブ法の開発を行っている。平成 17 年度は、まずセントラル部に隣接する非軸対称アンカー部に設置されている高周波アンテナと磁気プローブを用いて予備実験を行なった。広い周波数範囲に渡ってインピーダンスが整合する外部回路系を構築し、低電力高周波の周波数を階段状に掃引してプラズマに印加した。プラズマ中の励起波動を測定し、印加高周波による共鳴的励起を確認するために、印加高周波と励起波動の複素伝達関数を導出した。図 4 (a) (b) に伝達関数の実部と虚部を示す。アンテナ設置位置においてイオンサイクロトロン基本周波数を超す 14MHz 以上にアルベン速波の共鳴的な励起が示されている。平成 18 年度以降では、軸対称セントラル部にアンテナを設置し、励起波動の実験的観測と計算機コードとの比較からプラズマパラメタとその空間分布の評価を行なう予定である。

図 4 (a) 伝達関数の実部

図 4 (b) 伝達関数の虚部

（4）電子ドリフト波動の磁力線方向と方位角方向波数の解析

GAMMA10 における高電力 ICRF 加熱の結果として発生するドリフト型の不安定密度揺動に関して解析を進めている。特に、昨年度にセントラル部に新たに設置した磁力線方向の静電プローブと従来からの方位角方向の静電プローブアレイを用いて、電子ドリフト波動強度の波数依存性を解析した。ドリフト波動の強度は、密度勾配に強く依存することが知られている。可視光領域に感度を持つ光検出器を用いて、径方向 r=8.3cm、r=16cm の 2 ヶ所からの信号の強度比から密度勾配を推定している。密度勾配に強く依存して揺動強度の下限が決まることがこれまでに観測されている。但し、勾配が緩くても強い強度の揺動が観測されていて、揺動の強度を決定する要因としては他の機構も考慮する必要であることが示唆された。平成 17 年度には、理論的に示される揺動の成長率に影響を及ぼすパラメタとして、磁力線に垂直方向の波数と平行方向の波数の比に着目した。実験結果は、方位角方向の波数が大きく、位相速度が磁力線方向に向くほど揺動強度が大きくなることを示している。プラズマパラメタと関連して、詳細な解析を行っている。

【８】端損失イオンエネルギー成分分析器（ELECA）による端損失イオン電流の揺動測定と速度空間内の輸送

開放端型磁場閉じ込め装置は、プラズマ粒子の速度空間内に必然的に損失領域が存在する為、クーロン衝突以外の要因による捕捉領域から損失領域への流出促進現象の解明が重要である。同時に、環状系磁場閉じ込め装置では測定が難しい速度空間内での輸送現象の、損失領域を積極的に活用した測定法による知見が期待される。20 チャンネル端損失イオンエネルギー成分分析器（ELECA）の信号処理部に、低周波、中間周波及び高周波揺動に対応する ADC を導入し、アルヴェン・イオンサイクロトロン（AIC）モードの電磁揺動に起因する輸送現象を検討した。

（１） 端損失イオンの速度分布関数及びエネルギー分布関数測定

ELECA 測定器は 127 度偏向円筒型静電エネルギー分析器で、入口スリットの幅を δ wes, 入口スリットと入口孔との距離を $l$es, 入口孔の面積を δ s ，分析器のエネルギー分解能を R A，イオン主軌道の長さを $l$mp, 検出器チャンネルの位置を z a，１チャンネルの検出器の幅を Δz a，ε と $\varepsilon+\Delta\varepsilon$ との間のエネルギーを持つイオンによる z a チャンネルでの電流を $\Delta I(\varepsilon, z\mathrm{a})$ とした時，端損失イオンの速度分布関数 $f(v_{\parallel}, v_{\perp})$ 及び入口スリットを引き出した時の端損失イオンのエネルギー分布関数 $f_{\varepsilon}(\varepsilon)$ は、z a チャンネルの電流を ΔI s$(\varepsilon, z\mathrm{a})$ とした時、各々次式で記述される。

$$f(v_{/\!/}, v_{\perp}) = \frac{m^2 l_{\mathrm{es}} l_{\mathrm{mp}} \Delta I(\epsilon, z_{\mathrm{a}})}{2e\delta s R_{\mathrm{A}} \delta w_{\mathrm{es}} \epsilon^2 \Delta z_{\mathrm{a}}}, \qquad f_{\epsilon}(\epsilon) = \frac{\sqrt{m}}{\sqrt{2}e\delta s R_{\mathrm{A}}\sqrt{\epsilon^3}} \sum_{z_{\mathrm{a}}=0}^{z_{\max}} 2\Delta I_{\mathrm{s}}(\epsilon, z_{\mathrm{a}}),$$

（２）端損失イオン電流の揺動測定

ICRF 高周波の入射によりセントラル部のイオンが非等方に加熱され、イオン温度の非等方性に起因し、下記に示す分散関係式を持つアルヴェン・イオンサイクロトロン（AIC）モードの電磁揺動がセントラル部に励起し観測されている。

$$D(k,\omega) = k^2c^2 - \omega^2 + \sum_{j=i,e} \omega^2_{pj}\chi_j(k,\omega) = 0$$

k: 軸方向の波数
ω_p: プラズマ周波数
Ω: サイクロトロン周波数

$$\chi_i = \frac{\omega}{\omega-\Omega_i} - \left[\frac{\Omega_i}{\omega-\Omega_i} + \frac{T_{\perp i}}{T_{\parallel i}} - \frac{3}{2}\frac{1}{R-1}\right] Z_1(\varsigma) - \frac{1}{R-1} Z_3(\varsigma),$$

$$\varsigma = \frac{\omega/\Omega_i - 1}{kc/\omega_{pi}} \sqrt{\frac{T_{\perp i}}{T_{\parallel i}} \frac{1-\beta_{\perp}}{\beta_{\perp}}}, \qquad \beta_{\perp} = 8\pi n_0 T_{\perp i}/B_0^2$$

また端損失イオンのエネルギー分布関数にハンプ構造が現れ、AIC モードの電磁揺動と関連付けられることも報告されている。

端損失イオン電流に現れる揺動を同時に広範囲の周波数帯に亘り測定するために、サンプリング周波数が、低周波数用として 62.5 k Hz, 中間周波数用として 333 k Hz, 高周波用として 64MHz である 3 種類の ADC を用意した。図 1 に示されている如く、低周波用及び中間周波数用に対し各 20 チャンネル、高周波用として 20 チャンネルの信号を加算し分析する 1 チャンネルの ADC 変換器が使用されている。セントラル部のイオン温度非等方度が、一定の閾値を超えると AIC 揺動が励起され、図 2 に示されている様に端損失イオン電流の揺動として、3 種類の周波数を持つ AIC 揺動が観測された。同時に解析した中間周波数用 ADC には図 3 に示されている如く 2 種の揺動が見出された。3 種の AIC 揺動の差周波数と中間周波数とを比較した結果を図 4、5 に示す。

Fig. 1　ELECA測定器による端損失イオン電流の揺動測定。3種類のサンプリング周波数を持つADCにより同時測定される。

Fig. 2　高周波用ADCにより３種の周波数を持つAIC揺動が観測された。

Fig. 3 中間周波数用ADCにより2種の揺動が観測された。AIC揺動の差周波数に対応している。

Fig.4 AIC揺動の差周波数と中間周波数揺動との対応の時間依存性

Fig.5 AIC揺動の差周波数と観測された中間周波数揺動との対応。

励起されたAIC揺動の広範囲な周波数帯に対し、AIC揺動の差周波数と観測された中間周波数揺動は良い一致を示し、また図4に示されている様に1ショットでの時間発展の対応も一致している。

角周波数ωが僅かに異なる波動によるビート現象は次式で記述される。

$$z_1(t) = A_1 e^{i(\omega_1 t+\theta_1)}, z_2(t) = A_2 e^{i((\omega_1+\Delta\omega)t+\theta_2)}, z(t) = z_1(t) + z_2(t) = A(t) e^{i(\omega_1 t+\theta_1+\phi(t))},$$

$$A(t) = \sqrt{A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2\cos(\Delta\omega t + \theta_2 - \theta_1)}, \qquad \phi(t) = \tan^{-1}\left\{\frac{A_2\sin(\Delta\omega t + \theta_2 - \theta_1)}{A_1 + A_2\cos(\Delta\omega t + \theta_2 - \theta_1)}\right\}.$$

ビートの振幅は両波動の振幅の小振幅に依存する。3種のAIC揺動の振幅と中間周波数揺動の振幅とを比較した2例を図6，7に示す。図6は110msで、図7は98msで両振幅を規格化している。中間周波数揺動はAIC揺動の小振幅に依存していることを表わしている。

Fig.6 AIC揺動の振幅と中間周波数揺動の振幅の時間依存性の例

Fig.7 AIC揺動の振幅と中間周波数揺動の振幅の時間依存性の例

中間周波数揺動がAIC揺動を反映することで、端損失イオンのエネルギー分布関数に現れるハンプ構造領域に対しピッチ角分解を行い、AIC揺動に起因する速度空間内の輸送について検討した。

図8は、端損失イオン電流に現れたAIC揺動強度のエネルギー依存、及びAIC揺動強度に対する端損失イオン電流量の増加率を、ピークを規格化して促進度として表している。ハンプ構造に対応し、AIC揺動強度の増加と促進度の増加が一致していることが知れた。入りロスリット引き出し時のピッチ角分解図例を、図9に示す。AIC揺動励起に依り、クーロン衝突よりも大きな散乱角で損失領域に流出していることが確認されている。

Fig.8 AIC揺動強度のエネルギー依存及び揺動強度に対する端損失イオン電流量の増加率（促進度）のエネルギー依存

Fig.9 端損失イオン電流のピッチ角分解（スリット引き出し時）。AIC揺動により損失錐の中心部まで散乱される。

低周波揺動として、セントラル部でのドリフト型及びフルート型揺動の励起が観測されている。ELECA測定器の低周波揺動及び中間周波揺動測定用のADCを用いた解析にも観測されており、ピッチ角分解をした揺動測定により、トカマク型及びヘリカル型等の環状型磁場装置では測定し難い速度空間内の輸送現象について、開放端型磁場閉じ込め装置の特徴を捉えた有用な知見を得た。

【９】荷電交換バウンスイオン分析器（CX-BIA）によるバウンスイオンの測定と端損失イオンへの輸送

タンデムミラーでは、プラズマ両端部に形成されたプラグ電位により跳ね返され閉じ込められる、プラグポテンシャル（ＰＰ）・バウンスイオンの存在が閉じ込め向上に対して本質であり、プラズマ密度を増加させるための必須条件である。PP バウンスイオンの閉じ込めは、多種類の要因により発生する各ミラーセルでの径方向拡散の影響を受け、またプラグ部の径方向電位分布形状に強く依存するため、高プラグ電位形成と共に、この観点より実験を検討する必要がある。その目的に向けて、プラグ/バリア部の内側ミラースロート（IMT）に着眼し、当箇所に荷電交換バウンスイオン測定器（CX-BIA）を設置し、同測定器による各バウンスイオンの測定と同時に、同場所でのリチウム・ビームプローブ（LiBP）を用いた径方向密度分布測定の検討を行った。

（１）荷電交換バウンスイオン分析器（CX-BIA）

高密度モードの高周波スタートアッププラズマでは、プラグ部 ECRH 用マイクロ波が入射されないとプラグ/バリア部の外側ミラースロート（OMT）の電位は内側ミラースロート（IMT）の電位よりも低くなることが、端損失イオン速度分布関数に現れた２重損失境界の観測により知られている。プラグ部へマイクロ波が入射され閉じこめ電位が形成されると、IMT 電位はセントラル部電位よりも低くなり、OMT 電位で跳ね返される OMT バウンスイオンが存在することが知られている。IMT（磁場強度:3T)、プラグ部（磁場強度:1T）及び OMT（磁場強度:3T）の近傍で跳ね返されるイオンを、各々内側ミラースロート（IMT）バウンスイオン、プラグポテンシャル（PP）バウンスイオン、外側ミラースロート（OMT）バウンスイオンと呼び、端損失イオン及びセントラルミラー捕捉イオンを含めて、概念図を図１に示す。

Fig.1　OMT, PP, IMT各バウンスイオンと端損失イオン及びセントラルミラー捕捉イオンの概念図

Fig.2　荷電交換バウンスイオン分析器（CX-BIA）設置位置。

これらのバウンスイオンの測定を、荷電交換バウンスイオン測定器（CX-BIA）を用いて試みた。バウンスイオンの測定に際し、３種のバウンスイオンが必ず通過し、測定を容易にする比較的大きなピッチ角を持つ場所として、図２に示す様に IMT のセントラル部寄りの場所に着眼した。バウンスイオンが荷電交換反応により変化した荷電交換中性粒子のピッチ角とエネルギーを測定し、各バウンスイオンを検出する方法を採用した。従って、CX-BIA は、ピッチ角選別用駆動機構、ストリッピング・ガスセル、マスフロー・コントローラー、静電エネルギー分析器から構成されている。$\varepsilon-\mu$ 空間（ε:イオンの全エネルギー、μ:イオンの磁気能率）で各バウンスイオンが占める領域、及びシャドウを付けた CX-BIA による測定領域を、図３に示す。添え字 *IMT*m を IMT 近傍の測定位置を示すものとし、θ_{IMTm} を CX-BIA の設定角度とした場合、測定される PP バウンスイオンと OMT バウンスイオンの境は次式の交点で決まる。

Fig.3　$\varepsilon-\mu$ 空間でOMT, PP, IMT各バウンスイオンが占める領域。シャドウ部はXC-BIAによる測定領域。

$$\varepsilon = (1+\frac{1}{\tan^2\theta_{IMTm}})\mu B_{IMTm} + e\Phi_{IMTm}, \qquad \varepsilon = \mu B_P + e\Phi_P,$$

図4は測定例で、濃度は1秒当りの計数を示している。PP及びOMTバウンスイオンの境は～1.4 keVであり、設定角調整の確認、及びプラグ電位形成時のみの観測等を考慮して、PP及びOMTバウンスイオンから生成される荷電交換中性粒子であると同定した。荷電交換効率及びストリッピング効率等を考慮してバウンスイオン量が算出される。今後の一層の高プラグ電位形成に対し、タンデムミラーの本質であるPPバウンスイオンの閉じ込めにとって、最も適切な半径方向電位分布の探索の指標となる計測系を確立し、基礎データの取得に成功した。

Fig. 4 PPバウンスイオン及びOMTバウンスイオンの測定。両バウンスイオンの境は約1.3keVでプラグ電位形成時に観測された。

（2）PPバウンスイオンの端損失イオンへの輸送

プラグ電位により跳ね返り非軸対称磁場配位を持つアンカー部を往復するPPバウンスイオンの径方向電場に対する輸送について、以下の点に注目し検討した。即ち、中央ソレノイド部の中央断面上で円形の磁力管は、アンカーミラー部では離心率が0.999819の強く扁平化した楕円形になり、中央ソレノイド部で軸対称な径方向電場は扁平部では局所的に極めて強くなる。高電位形成に伴いこの傾向は増大するため、平衡状態からの微小変位に起因し扁平な磁力管形状と等電位面形状とに微小差異が発生する可能性が考えられ、微小差異の輸送に及ぼす影響を検討した。

中央ソレノイド部の中央面より損失錘角内のピッチ角を持たせて放出したPPバウンスイオン軌道が，径方向電位分布の変化により，どの様に影響を受けるか検討した．z＝0 mのセントラル部中央面での電位分布は，中心電位が300 V，半値半径が0.07 m及び0.14 mのガウス型とし，熱障壁の深さ300 V，z軸上の閉じ込め電位を1200 Vとした．イオンエネルギーは500 eV，ピッチ角を12度とし，損失錘角：21.3度を大きく下回った値にとった．PPバウンスイオンの初期位置を，半径：0.03 mとし，扁平部での磁力管と等電位面とのずれの程度を表わす変形因子Dfの値を（0，0.05，0.1）とした．軌道計算には案内中心近似を用いた。計算結果の例を下記に示す。

Fig. 16 左図：扁平部での磁力管と等電位面とのずれを表わす変形因子が零の場合で、プラグ電位により閉じ込められている。中図：変形因子が0.05の場合で、軌道が径方向外側にずれ、低閉じ込め電位に移るため電位を乗り越えて端損失イオンとなる。右図：軌道の径方向のずれが大きくなり、早い段階で端損失イオンとなり流出する。

径方向電位分布の広がりは,PPバウンスイオンのバウンス中に於ける径方向移動に影響を与えることが知れた．外側への径方向移動により，電位閉じ込めされたPPバウンスイオンが，閉じ込め電位を乗り越え端損失イオンとなる割合を検討した．その結果は、プラグ部の径方向電位分布形状が狭まるにつれ、PPバウンスイオンが早い段階で端損失イオンとなるという事であった。セントラル部及びアンカー部での局所的なプラズマ生成や加熱、或いは揺動等による平衡状態からの変位により、ずれが発生する可能性があり、閉じ込め電位の径方向電位分布が狭い場合、PPバウンスイオンを端損失イオンへと流出させる。アンカー部ミラースロートでのずれ以外にも、各ミラーセルに励起される各種の揺動や乱流現象により、PPバウンスイオンが径方向外側にも移動されることを考慮すると、今後の高電位閉じ込め実験に向けて、コアプラズマの径方向プラグ電位分布は平坦化する必要があると考えられる。径方向電位分布形状の重要性に鑑み、マイクロ波の放射パターンを決めるアンテナ形状の最適化、及びエンドプレートとプラズマ周辺の各リミターを一体化して考える、外部からのプラズマ径方向電位制御システムの構築が必要である。

【１０】金中性粒子ビームプローブ（GNBP）による密度揺動と電位揺動の位相差測定、及びドリフト波に起因する径方向輸送

環状系及び開放端系に亘る多数の装置でドリフト型揺動が観測されており、乱流状態を含む揺動による径方向輸送現象解明が最重要課題の１つとして取り上げられている。金中性粒子ビームプローブ(GNBP)を使用し、電位揺動と密度揺動との位相差の径方向分布及びその時間発展を測定し、揺動励起に伴う輸送現象について研究した。

（1）金中性粒子ビームプローブ（GNBP: Gold Neutral Beam Probe）

熱障壁（サーマルバリア）部は非軸対称磁場配位を持つアンカー部に隣接し、不規則漏洩磁場の影響を受ける箇所である。バリアプラズマの密度が低くなる（$<10^{11}\mathrm{cm}^{-3}$）実験条件を想定し、また不規則漏洩磁場下でのプラズマ断面に亘る広範囲な２次元電位分布測定を目的として、金中性粒子ビームプローブ（GNBP）法が開発されたが、セントラル部でも十分に使用され得る手法である。ビームプローブ法は、電位揺動と密度揺動の同時測定が可能であると共に磁場揺動の測定も可能である点で極めて有用な計測法である。他方、ビームをプラズマに入射する為ビーム軌道に沿う軌道積分効果を考慮しなければならない。磁場揺動に対し、中性粒子を入射する当方法（GNBP）は、通常の１価のイオンビームを入射する方法（HIBP）に比較して、２次ビーム（金の１価イオン）のみが影響を受ける為、軌道積分効果が減少する利点がある。磁場揺動は、プラズマ周辺では磁気プローブにより測定されるが、プラズマ中心近傍の測定にはビームプローブ法が極めて有効である。プラズマ内に揺動が励起している時、密度揺動と電位揺動の間に生じる位相差は、揺動に起因するプラズマの径方向輸送の情報を与える。図１にセントラル部の GNBP システムを示す。

Fig. 1　セントラル部GNBPシステム

(2) 密度揺動と電位揺動の位相差測定、及びドリフト波に起因する径方向輸送

イオン化速度係数をQ、１次ビーム電流をＩとすると、イオン化点で発生する２次ビーム I_2 は次式で表され、軌道積分効果が少ない場合にはイオン化点に於ける揺動の情報を与える。

$$Q=Q_0+\tilde{Q}\exp i(\omega t)$$
$$I=I_0+\tilde{I}\exp i(\omega t+\alpha_p)$$
$$\omega: frequency,\ Q_0: DC\ value,\ \alpha_p: phase\ of\ primary\ beam$$

$$I_2 \propto IQ \approx I_0Q_0+I_0Q_0\exp i(\omega t)\left(\frac{\tilde{Q}}{Q_0}+\frac{\tilde{I}}{I_0}\exp i(\alpha_p)\right)$$

径方向粒子束 Γ_r は、密度揺動、電位揺動、電場揺動を各々 $\tilde{N}$、$\tilde{\phi}$、$\tilde{E}$ とすると次式で表される。

$$\Gamma_r=\langle\tilde{N}\,\tilde{V}_r\rangle=\langle\tilde{N}\,\tilde{E}_\theta\rangle/B_Z$$
$$\Gamma_r=\frac{-2}{B_z}\int k_\theta\gamma\tilde{n}\tilde{\phi}\sin\alpha_{n\phi}\,d\omega$$

$$\tilde{N}=\int\tilde{n}\exp(i(\vec{k}\cdot\vec{r}-\omega t+\alpha_n))\,d\omega$$
$$\tilde{\Phi}=\int\tilde{\phi}\exp(i(\vec{k}\cdot\vec{r}-\omega t+\alpha_\phi))\,d\omega$$
$$\tilde{E}_\theta=-\nabla_\theta\tilde{\Phi}=\int -ik\tilde{\phi}\exp(i(\vec{k}\cdot\vec{r}-\omega t+\alpha_\phi))\,d\omega$$

セントラル部に高周波を入射しプラズマを生成加熱する RF プラズマ発生モードで、ドリフト波及びフルート型の揺動の励起が観測されている。セントラル部に励起されたドリフト波に注目し解析を行った。図２に見られる様に、5～10kHz の周波数を持つドリフト波が励起される。密度揺動と電位揺動のコヒーレンスをγとすると、フラックスは、次式で表される。

$$\frac{P_{n\phi}}{n_e}\sin\alpha_{n\phi}=\gamma_{n\phi}\frac{I}{I}\tilde{\phi}\sin\alpha_{n\phi}$$

Fig.2　セントラル部のドリフト波の励起の観測

Fig.3　ドリフト波の成長、減衰、飽和

図３に、ドリフト波が成長した後、フラックスが増大して減衰フェイズに入り飽和することが示されている。プラズマ密度の時間変化を径方向で求め、その変化の時間発展を示したのが図４の上部から３番目の図である。t =110ms 近傍で中心部付近の密度勾配がきつくなりドリフト波が成長し、粒子束が発生する。その後密度分布が緩和され、成長が抑制されることが示されている。

飽和時のドリフト波におけるイオン加熱パワーの依存性を調べた。図５に示されている様に、揺動強度の分布がエッジの方向に移動し、中心部における電位揺動の増加が観測された。また、位相差の分布は０になる点を持っており、位相差の分布も外側に移動する。電子の非断熱応答項δを含んだボルツマン関係を考慮すると

$$\frac{\tilde{n}_e}{n_e} = (1 - i\delta)\frac{e\tilde{\phi}}{T_e}, \delta \cong \sqrt{\frac{\pi}{2}}\frac{\omega_* - \omega}{k_{//} v_{Te}}$$

イオン加熱が低パワーの時、δと位相差が比例し、高パワーの時、位相差が飽和傾向にある事が知れた。また、ドリフト波の発生地点が周辺部へと移動していると考えられる。

Fig.4　ドリフト波による粒子束の発生

Fig.5　ドリフト波励起のイオン加熱パワー依存

【１１】リチウム・ビームプローブ（LiBP）による径方向密度分布測定の検討

タンデムミラープラズマに於いては、局所的にECRHやICRHが行われるため、ミラーセル内でイオン温度、電子温度の非等方性が発生し易い。従って、電位形成に強く影響を及ぼすミラースロートの密度の知見は重要である。ミラースロート部はプラズマが細くなり、コイルや支柱の存在により装置への近接性も不良になり易い。金中性粒子ビームプローブを用いたIMT部の電位分布測定と同時に行う密度分布測定が検討されたが、径方向密度分布測定に対する空間分解の点で一層優位な、リチウム・ビームを用いた手法を検討した。プラズマ内の中性粒子を見積もるＨα線測定も同時に行えるシステムとして、リチウム・ビームプローブ測定システムを、核融合科学研究所との双方向型共同研究として進めた。密度分布及び中性粒子分布の精度ある知見により、タンデムミラー閉じ込めに本質的なPP, OMT及びIMTバウンスイオンの絶対量が知れ、電位閉じ込めを効果的にする径方向電位分布形状の探索の判断基準が明確になる。

Fig.1 IMT部の半径方向プラズマ密度分布測定用リチウム・ビームプローブシステム。Ｈα線の径方向強度分布の同時計測が可能。

プラグ/バリア部内側ミラースロート（IMT）のリチウム・ビームプローブシステムを図１に示す。$n_e(y)$ を電子密度、$<\sigma_{em}v>_{eff}$ を実効発光係数、$<\sigma_{ion}v>_{eff}$ を実効イオン化係数、n_{b0}, v_b を各々入射ビーム密度、ビーム速度とすると、発光強度は次式で表わされる。

$$N_{vp}(y) = n_e(y) < \sigma_{em} v >_{eff} n_{b0} \exp\left(-\int n_e(l) \frac{< \sigma_{ion} v >_{eff}}{v_b} dl \right)$$

プラズマの径方向密度分布をガウス型とした時の、密度に対応する発光強度の径方向分布を図２に示す。また、その時の残存するビーム密度の径方向変化のプラズマ密度依存性を図３に示す。IMT部に対しては、減衰は大きくない。プラズマの密度が増加しビーム強度が減衰すると、発光強度が弱くなり密度再生が困難になる。IMT部での測定に対する限界を検討した。

Fig.2 発光強度の径方向依存性。プラズマ密度を変化。

Fig.3 ビーム強度の減衰の密度依存性。

図４はプラズマの中心密度が１×10^{12}cm^{-3}から１×10^{13}cm^{-3}まで変化させた時の密度再生の程度を表わしている。実線は仮定した密度分布、破線は再生法を適用し求めた値であり、密度再生が適切に行われていることを示している。図５は更に高密度の場合に適用した結果である。中心密度が６×10^{13}cm^{-3}になると、再生値が仮定した分布とずれる傾向を示しているが、現在のタンデムミラー実験に対しては充分に使用出来るとの結論を得た。密度分布がガウス型でない時、例えば非対称な場合の例を図６に示す。

Fig.4 密度再生のプラズマ密度依存。良い一致を示す。

Fig.5 密度再生のプラズマ密度依存。高密度でずれが発生。

良く再生しており測定法の妥当性を示している。その他フラットな場合等多くの事例について検討した結果からも、当測定法の妥当性が得られ、システムは現在建設が進んでいる。

Fig.6 非対称な密度分布の場合も密度再生は良好である。

【１２】ガンマ１０における中性粒子入射とそれに伴う高速イオンの挙動、並びにＨα線計測、高速カメラ計測、及びモンテカルロシミュレーションに基づく中性粒子輸送解析

1. はじめに

ガンマ 10 では，近年高密度プラズマの電位閉じ込めを目的として，セントラル部及びアンカー極小磁場部に，燃料補給・プラズマ加熱の為の中性粒子入射装置（NBI）が整備されている。図１は，ガンマ 10 の真空容器と中性粒子入射装置及び関係する計測系の配置を示している。図に示すように，セントラル部 NBI（NBI-c）はセントラル中央面から 123cm 東側に磁力線に対して垂直に入射され，アンカーNBI（NBI-a）は東西アンカー部中央面上（z=±520cm）にそれぞれ磁力線に対して 82 度で入射される。ガンマ１０には，入射ビームの強度及びプロファイルを測定するためのファラデーカップ型検出器（BAD），及びカロリーメーター（CM）が，各ビームライン上に設置されている。また，NBI のプラズマへの効果を検証する測定器としては，セントラル部中央から東アンカー外側変換部に亘って，プラズマからのＨα発光強度を測定する検出器が設置されている。更に，NBI-c のビームライン上にはＨα検出器が追加されている。また，NBI-c によって生成された高速イオンの挙動を調べる為に，セントラル部中央から西側 60cm の位置に，荷電交換中性粒子エネルギー分析器（CX-NPA）を設置している。さらに，東アンカー極小磁場外側変換部に 5ch のＨα線検出器アレイを設置して，非軸対称部における中性粒子輸送の解析を開始した。

ガンマ 10 では、従来の光学的な計測手法である水素のバルマー線である Hα線計測に加え、近年新たにプラズマを視覚的に観測することのできる高速カメラを導入した。　高速カメラは、昨今の急速なコンピューター技術の発展により、プラズマ診断として有用な手段となり、注目を集めてきている。Hα線計測と同期した、高速カメラを用いた観測によって、より明確にプラズマの情報を得ることができるようになった。 図２にはガンマ 10 セントラル部から東アンカー部にわたるプラズマ･真空容器形状と、各部に取り付けられている Hα線計測器、高速カメラ、及び本研究で引用した装置を示している。プラズマの閉じ込めや、エネルギー収支、容器壁のリサイクリング輸送を考えるために、プラズマ中の中性粒子の情報は必要不可欠であり、ガンマ 10 では、先に述べた Hα線計測、高速カメラを用いた計測に加え、中性粒子モンテカルロシミュレーションコード（DEGAS）を用いて、三次元的な中性粒子挙動の解析を行なっている。　主閉じ込め領域であるセントラル部には、中性粒子ビーム入射装置（NBI）が設置され、セントラル部の密度向上に大きな寄与を与えた。　また、プラズマの加熱・安定化を目的とした、Limiter などの構造物が多く存在する。　これらに起因するプラズマの物理現象は、三次的に複雑な

図１　ガンマ１０真空容器と中性粒子入射装置及び計測系の配置図

形状を持ち、詳細な解析が必要である。この理由から、完全三次元体系の DEGAS-ver.63 において、セントラル部・東アンカー部一体となったメッシュモデルを適用して研究をおこなった。

本研究の目的は、Hα線計測・高速カメラを用いた実験結果と、それに基づくDEGASを用いた計算結果から、ガンマ10における三次元的な中性粒子輸送の解明を行なうことである。また、セントラルECHや、Limiter挿入時の計測から、電位形成を目的としたガンマ10実験の最適化を検討することである。この研究によって、高速カメラを用いた計測がガンマ10プラズマの安定な閉じ込めや、中性ガスの挙動を解析する上で有効な手段であることを実証した。

図２　セントラル部から東アンカー部に亘るガンマ 10 真空容器形状と各種実験機器の配置

２．NBI に伴う高速イオンの挙動とシミュレーション解析

標準的なホットイオンモードプラズマに対し，セントラル部の NBI 実験が行われ，セントラル部に設置されている荷電交換中性粒子エネルギー分析器（CX-NPA）を用いて荷電交換中性粒子エネルギースペクトルが測定された。本研究では、同部に設置された CX-NPA の測定結果より、NBI-c によって生成された高速イオンの空間分布及び、高速イオンのエネルギー緩和過程等を検討し、より効果的なプラズマ加熱のための知見を得る。

この実験では、NBI-c 入射開始から数 ms の間、反磁性量が増加し、電子密度も若干の上昇が認められている。NB の入射前と入射中を比較すると、入射エネルギーに対応する高エネルギー領域で NBI-c 入射中に粒子が増加していることが分かっている。従って、反磁性量及び電子密度の増加は NBI-c に起因するものと考えられる。また、高速イオンの加熱についてより詳しく調べるため、フォッカー・プランクコードを用いたシミュレーションを行った。

図３にセントラル部 NBI の入射配位における速度空間内での分布関数を示す。C-NBI により生成された高速イオンが、CX-NPA 測定視線のピッチ角まで散乱していることが分かる。これを基に作成したスペクトルを図１に示す。今回初めて、C-NBI 入射により、高速イオンの増加を再現することができ、そのピークが入射エネルギーより僅かに低いところにあること、また入射エネルギーの半分のエネルギーを持つ粒子が増加することも確認できた。ピーク位置が入射エネルギーと異なることは、C-NBI 入射ピッチ角と CX-NPA の測定ピッチ角が約 6 度離れているため、ピッチ角散乱の過程で減衰したものと考えられる。

図４は，フォッカープランクシミュレーションによって得られたエネルギースペクトルと実験結果とを比較したものである。本解析では，典型的なホットイオンモードプラズマにおけるイオン温度や電子密度，中性水素原子分子密度の径方向分布に基づいて，プラズマ断面の領域を４つの同心円領域に分割して計算を行ない，得られたスペクトルをNPAの視線に沿って積分した値を導出している。この解析手法により，これまで単一成分のプラズマに対して，中性粒子ビーム入射により生成された高速イオンに

対してなされたシミュレーションでは，低エネルギー側や入射エネルギーの直下のエネルギー領域に食い違いが認められたのに比べて，今回のシミュレーションでは，測定された全エネルギー領域に亘って，実験結果を上手く再現していることが確認され，高速イオンの減衰過程が概ね古典的な機構に支配されていることが判った。

図３　速度空間における分布関数

図４　シミュレーション結果と測定結果

３．ガンマ１０アンカー外側変換部におけるＨα線計測と中性粒子輸送解析

アンカー部では、プラズマ安定化の観点から、極小磁場配位により非軸対称な磁力管構造が形成される。アンカー部磁場変換部において、プラズマの長半径方向からHα線を観測する際、検出器とプラズマ中心との距離が長く、またプラズマ半径が極端に狭いため（セントラル部18 cmの磁力線は、変換部付近のプラズマ中心から2 cm程度まで減少する）、従来の検出器ではプラズマ中の局所的な分布を計測することはできない。さらに、外側変換部において、可動リミター(MLO;Z=±706 cm)付近では、MLOとプラズマの相互作用により、局所的な中性粒子の輸送が考えられるが、同様に従来の検出器では、ポート位置（Z=-670 cm）が離れているため、観測が困難である。本研究では、このようなアンカー部の特徴的なプラズマに対して、空間分解能の高い可動式5ch-Hα検出器を用いた測定結果と、完全３次元体系のモンテカルロ中性粒子輸送コード(DEGAS)の計算結果を合わせて考察を行ない、非対称な形状をもつプラズマ中の中性粒子輸送の研究を行なうことである。

上記の目的のため、図５に示すような視野が狭く空間分解能の高い可動式の5ch-Hα検出器を、新たに設計・製作した。検出器内部には干渉フィルター、レンズが入っている。レンズの焦点距離検出器が長いため、検出器はHα光が通る方向に長い形状をしている。今回、GAMMA 10実験に使用するに先だって、点光源を用いた較正実験を行なった。その結果、プラズマ中心付近では、全チャンネルで2.5 mm 前後の半値幅を示し、アンカー部プラズマを測定するのに十分な分解能であることを確認した。本検出器を東アンカー外側変換部に設置し、初めて磁場変換部の分布計測に成功した。

実験から得られた結果を粒子輸送の観点から研究するために、外側変換部領域を中心としたアンカー部中心からバリア部まで拡張したDEGAS-ver.63用のモデルを作成した。このモデルを用いて、MLOからのリサイクリングを想定した粒子輸送を解析するために、外側の壁モデルとは別にメッシュ内部に入り込んだSecond-Wallを適用させ、より実際に近い粒

図５　可動式 5ch Hα検出器の模式図

子放射を実現した。このモデルで算出された中性粒子密度から、各メッシュ上のHα線強度を計算した。得られたHα線計算結果から実験結果を検討する上で、可動式5ch-Hα検出器の細かい視野幅と計測方向を考慮して、図６に示すような式に基づいて計算を行った。

この計算では、あるZ軸上の位置において、XY方向での空間分布を考慮した計算を行なっており、グラフに見られるようにＺ軸上の各位置における値を導出している。グラフから判るように、計算で得られたHα線の体積輻射率（$\varepsilon_{H\alpha}$）や中性粒子密度(N_0)は、MLOから離れるにつれて減少するのに対して、Hα線の線積分量（$I_{H\alpha}$）は、水平方向に変化が少なく、実験結果を良く再現していることがわかった。これは、アンカー部中心へ向かってMLOから放出した粒子の密度が拡散により減衰することと、磁場変換部プラズマ半径の増加による視線積分量の増加が、Hα線強度を一定にしたと考えられる。上記に示したように、複雑な三次元形状をもつアンカー変換部において，モンテカルロ輸送シミュレーションに基づく，中性粒子輸送の解明に有効な手段を確立することができた。

以上の結果，アンカー部磁場変換部の特徴的なプラズマ形状に対して、空間分解能の高い可動式の5ch-Hα検出器を用いて分布計測が可能となり、その視野幅・視線長と DEGAS シミュレーションによる考察によって、複雑なプラズマ形状での中性粒子の輸送に対して、新たな知見を得ることができた。

$$\varepsilon_{H\alpha} = \sum_x \sum_y \varepsilon_{H\alpha} \cdot v_{mesh} / \sum_x \sum_y v_{mesh}$$

$$N_0 = \sum_x \sum_y \varepsilon_{H\alpha} \cdot v_{mesh} / \sum_x \sum_y n_e \cdot v_{mesh}$$

$$I_{H\alpha} = \sum_y \varepsilon_{H\alpha} \cdot \Delta y$$

図６　$I_{H\alpha}$・$\varepsilon_{H\alpha}$・N_0の計算式(左)と各Ｚ軸方向における計算結果（右）

４．C-ECH 印加時の高速カメラ観測及びHα線計測

ガンマ 10 セントラル部の東側には、セントラル部における電子加熱を目的としてセントラル ECH (以下 C-ECH) が設置され、C-ECH 印加時には、セントラル部プラズマ反磁性量が増加するプラズマショットが得られている。現在も、C-ECH 印加時のパラメータ向上は、研究段階であり、C-ECH 装置調整、各加熱装置との調整が行なわれている。それに加えて、Limiter や壁との相互作用も大きな要因となっていると考えられる。そこで、セントラル部にある Hα線検出器と高速カメラを用いた計測によって、この研究では Limiter に関連した C-ECH によるプラズマ挙動について解析した結果について述べる。

今回、初めて高速カメラを図１とは反対側の南側ポートに設置して、Limiter 付近の画像を捉えることができた。図７には、C-ECH 印加（黄色の帯の時間帯）実験における左図からセントラル部プラズマ反磁性量、Hα線強度の時間変化、及び高速カメラで撮影したセントラル部中央に取り付けた Limiter 近傍の画像を示している。上の図のプラズマショットに比べて、下の図は 10 ショット後のショットの結果を示している。図を見てわかるように、反磁性量は上の図では C-ECH の時間帯に減少していたのに対して、下の図では上昇している。Hα線強度も下の図では上昇が見られない。高速カメラの画像は、C-ECH 印加時の同じ時間帯を示しているが、上の図ではリミターでのプラズマからの発光が顕著に見られるのに対して、10 ショット経った後のショットでは下図であるように、C-ECH が印加されてもリミターからの発光は確認できなかった。これ以降のショットでは、C-ECH によって反磁性量は上昇、Hα線信号は変化がみられなくなり、C-ECH 印加されてもリミターからの発光はなかった。

図７　セントラル ECH 実験時の反磁性量、Hα線強度および高速カメラによる cc リミター近傍画像

図８には、C-ECH 印加実験における Iris Limiter（Z = - 155 cm 付近：以下 IL）挿入時の高速カメラの画像を示している。左の図から IL が内径 400mm 時のショット、その次の IL が内径 360mm 時のショット、それからしばらく経った後の IL が内径 360mm 時のショットを示している。また、上の図は C-ECH 印加直前の ICRF 印加時間帯、下の図は ICRF に加え、C-ECH が印加されている時間帯を示している。実験初期段階の#196263 と#196264 を比較した結果、iris limiter を 400mm から 360mm にすると、RF のみの時間帯の 103～150ms にプラズマが細くなると共に、上方へシフトし、二次元画像の下部が切れることが観測された。一方、実験が進んだ#196593 では、IL400 の場合よりもプラズマは径方向に細くはなるものの、103～150ms にプラズマが上にシフトすることや、画像下部のプラズマが切れることはなかった。また、セントラル ECRH 入射時には、IL 挿入によって、プラズマの振動が抑えられているように見えた。

以上のことから、今回の実験において、セントラル ECRH 入射時に IL は効果的に働いていたと考え

図８　iris limiter 挿入時の RF のみの時間帯（上）及びセントラル ECH の時間帯（下）の高速カメラ画像

られる。さらに、実験後半ではプラズマの揺動や波立ちが小さくなり、プラズマが安定することが観測された。これらの結果は、壁のコンディショニングが進んだためだと考えられる。#194263 において、セントラル ECRH を入射するとプラズマの発光領域が広がり、プラズマが波立ち上下に揺動することが、今回初めてセントラル部の２次元イメージ計測によって観測された。

５．ガンマ１０セントラル部における Hα線計測と中性粒子輸送解析

セントラル部は、各 Limiter やアンテナなどの複雑な内部構造を持ち、NBI やセントラル中央付近の GP#7（Z = +10cm 付近）などの局所的な粒子輸送のともなう粒子源が存在する。また、主な粒子源である GP#3（Z = -300cm）がセントラル部と東アンカー部の中心に位置するため、粒子輸送の観点（壁との反射など）から、DEGAS シミュレーション解析で用いるメッシュモデルの改良を行なった。図９には、これまでのセントラル部と東アンカー部のメッシュモデルを接続した一体型モデルを示している。このモデルを用いることによって、特に GP#3 に起因したセントラル部とアンカー部の詳細な粒子輸送が可能となる。図 10 には、セントラル・アンカー部一体型モデルによって得られた Hα線強度の軸方向分布（図中の△）と、セントラル部のみのモデル（図中の□）・実験結果（図中の■）を合わせて示している。

Z = -240 cm の Hα線強度に注目すると、セントラルのみのモデルでは、実験結果より減少していたのに対して、セントラル・アンカー部一体型モデルでは、実験結果と良い一致を示していることがわかる。セントラル部とアンカー部を含めた一体型モデルでは、Z= -240 cm の実験値と良い一致を示した。これは、GP#3 の存在するスロート部両端の領域が拡張され、GP#3 に起因した粒子が、幾何学的形状を反映するような輸送になったためと考えることができる。このことを違った側面から調べるために GasBox 形状が変化した場合を仮定して計算を行なってみた。図 10 には、セントラル・アンカー部一体型モデルにおいて GasBox の体積を減少させて、計算した結果（図中の○）も示している。これを見ると、Z = -240 cm の Hα線強度は実験結果より高い値になっていることがわかる。GasBox の体積が減少したことで、この付近のコンダクタンスが増加したため、中性粒子がよりセントラルミッドプレーンへ流入し、この流入した中性粒子に比例して、Hα線の発光が増加したと推測できる。

図９　セントラル部～アンカー部一体型メッシュモデル

図 10　Hα線強度の軸方向分布
実験とシミュレーションの比較

以上の結果より、GP#3,4 から出た中性粒子のうち、セントラル部へ流入した分は、GasBox や、真空容器との反射を経て、アンカー部へ流入する。また、アンカー部へ流入した分も再びセントラル部へ戻ると考えられる。これは、スロートを境として考えたとき、セントラル部側と比較して、アンカー部内側変換部の真空容器壁が狭く、コンダクタンスが悪い影響も考えられる。

６．高速カメラを用いたガスパフイメージング

GP#7 はセントラル部の粒子補給を目的として、セントラル部中心付近（Z=+10cm 付近）の下方に設置されている。高速カメラは、同じようにセントラル部中心付近に設置されているため、GP#7 にとも

なうプラズマからの発光を観測することができる。ガスパフイメージング法は、ガスパフにより増加したプラズマの発光を視覚的に観測することによって、プラズマや中性粒子・その他不純物などのふるまいをより詳細に計測する手法である。この研究では、GP#7 を用いた粒子補給実験を高速カメラを用いて計測した結果から、プラズマの詳細な挙動を調べることを目的としている。

ガンマ 10 プラズマショットナンバー194844 (以降、#194844) の高速カメラによって観測した画像を図 11 に示す。また、その画像のある点における時間変化や時間的な空間の発光強度分布の変化を図 12 に示す。図中、タイミング t=190～193ms でプラズマ中に入射された中性水素ガスによって、プラズマからの発光が増加し、プラズマを明瞭に観測できた。図 12 は図 11 の Z=45, X=50pixel 目で切った、それぞれ Z と X 方向の輝度空間分布であり、ガスパフから注入された中性水素ガスが水平、鉛直方向 X、Z の向きに徐々に広がり、減衰していく様子が分かる。X 方向の輝度空間分布では、輝度の最高点が、徐々にプラズマ周辺から中心に向かって、時間とともに移動していく過程も確認することができる。また、X 方向よりも Z 方向に中性ガスが広がっていることから、密度の高いプラズマの中心部より、密度の低い周辺部に中性ガスが広がっていくことが推察される。ガスが供給されて、輝度が上昇している時

図 11　ガスパフイメージング実験における高速カメラ画像

図 12　プラズマ発光輝度の空間強度分布 (a)水平 (z 軸) 方向, (b)垂直(x 軸)方向

間帯の輝度の頂点は移動しないが、ガスの供給が終了し、減衰していく時間帯は輝度の最高点が、徐々にプラズマ周辺から中心に向かって移動していくところが分かる。Z 方向の空間分布では、時間がたってもあまり頂点は移動しないが、X 方向では、それが顕著に現れている。

これらの実験結果のさらに三次元的な減少を明らかにするため、先に述べた DEGAS コードを用いて、GP#7 を模擬したシミュレーションを行なった。図 13 には、計算から得られた水素原子・分子密度から求めた Hα線強度の各Z位置におけるXY断面図を示している。この図では、ガスパフに伴うプラズマ発光は、ガスパフ導入部、プラズマ中心部に局在化していることがわかる。X 軸方向より Z 軸方向への拡散が大きいが、発光位置は主に中心部に分布していることがわかった。

図 13　3 次元モンテカルロシミュレーションによるセントラル部 Hα発光強度の断面図

7. ガンマ１０セントラル部における高密度モード時のイオン温度解析

ガンマ１０セントラル部には，ICRF 波動や NBI によって加熱されたイオンの温度を測定する為に，荷

電交換中性粒子分析器（CX-NPA）が設置されている。この研究では，高密度プラズマ生成を目的としたICRF 加熱プラズマのイオン温度の空間分布を計測し，そのたプラズマパラメータの空間分布計測結果に基づいて，イオンエネルギーの損失について評価を行った。このモードでは，低磁場で，比較的ガスパフの量を多くした実験条件で $10^{14}cm^{-2}$ を超える密度が達成されている。一方反磁性量は，密度の上昇に伴って減少している。そこで反磁性量のピーク近傍（63-67 ms）と密度がピーク近傍（70-75 ms）の時間帯における電子密度とイオン温度のプラズマ径方向分布を調べたところ，密度の上昇に伴って，プラズマ中心イオン温度は，0.4 keV から 0.25 keV まで大きく低下していることが分かった。

以上の測定結果に基づいて，イオンエネルギーの損失量について解析を行った。ここでは，イオンエネルギーの損失過程について(1)イオン・電子間のクーロン衝突によるエネルギー損失（電子ドラッグ）Qie と，イオンと中性水素原子及び中性水素分子との荷電交換損失 QcxH，QcxH2 について評価を行っている。その結果，損失エネルギーの大部分が電子とのクーロン衝突によるものであることが分かった。この損失の全体を占める割合は，その他のプラズマ生成モード（ICRF モードや ECRH モード）に比べても突出して大きいことが分かる。このことから，電子温度を何らかの方法で上昇させることが出来れば，プラズマ全体の蓄積エネルギーを増加できることが期待出来る。

*1: 平成１５年度まで在籍，*2: 平成１６年度まで在籍

［１］山田正樹，中嶋洋輔，他「GAMMA10 中性粒子ビーム入射実験における中性粒子分析器を用いた高速イオン計測」プラズマ・核融合学会第 20 回年会（2003 年 11 月，水戸市，県民文化センター）27pB10P.

［２］渡辺一浩，中嶋洋輔，他「中性粒子ビーム入射実験による GAMMA10 プラズマでのホットイオンの生成と挙動解析」プラズマ・核融合学会第 20 回年会（2003 年 11 月，水戸市，県民文化センター）27pB11P.

［３］東園雄太，中嶋洋輔，他「GAMMA10 セントラル部中性粒子ビーム入射実験における中性粒子の挙動」プラズマ・核融合学会第 20 回年会（2003 年 11 月，水戸市，県民文化センター）27pB12P.

［４］荻田猛史，中嶋洋輔，他「GAMMA10 セントラル部におけるイオン温度計測，及びイオンエネルギー収支の時間発展解析」プラズマ・核融合学会第 20 回年会（2003 年 11 月，水戸市，県民文化センター）27pB08P.

［５］大木俊和，中嶋洋輔，他「Ｈα線強度計測に基づく中性粒子ビーム入射時の中性粒子挙動解析」プラズマ・核融合学会第 20 回年会（2003 年 11 月，水戸市，県民文化センター）27pB12P.

［６］大木俊和，中嶋洋輔，他「Ｈα線強度計測に基づく中性粒子ビーム入射時の中性粒子挙動解析」核融合科学研究所 共同研究研究会「プラズマ分光研究の新展開」（2004 年 1 月，土岐市，核融合科学研究所）

［７］村上亮平，中嶋洋輔，他「GAMMA10 セントラル部における高Ｚ材料を用いた高速中性粒子の排気特性」プラズマ・核融合学会第 20 回年会（2003 年 11 月，水戸市，県民文化センター）25aB07P.

［８］ Y. Ishimoto, Y. Nakashima, *et al.*, "Development of Carbon Sheet pump for control of hydrogen recycling in the GAMMA 10 tandem mirror", Fusion. Eng. Design **65,** issue3 April (2003) 429-432.

［９］ Y. Nakashima, *et al.*, "Modeling of three-dimensional neutral transport in the tandem mirror plasmas using a Monte-Carlo code", Book of Abstracts16th Int. Conf. on Plasma Surface Interactions in Controlled Fusion Devices (Portland, Maine, USA, May 24-28, 2004) P1-41.

［10］中嶋洋輔，他「GAMMA10 における中性粒子ビーム入射とそれに伴う中性粒子の挙動」プラズマ・核融合学会第 21 回年会（2004 年 11 月，静岡県，コンベンションセンター）26aA08P.

［11］山田正樹，中嶋洋輔，他「中性粒子分析器を用いた GAMMA10 高速イオン計測とシミュレーション解析」プラズマ・核融合学会第 21 回年会（2004 年 11 月，静岡県，コンベンションセンター）26aA09P

［12］中嶋洋輔，他「ガンマ 10 における中性粒子ビーム入射に伴う中性粒子輸送解析」NIFS 共同研究

研究会「閉じ込め周辺領域の科学」（2005 年 2 月，核融合科学研究所）
[13] Y. Nakashima, *et al.*, "Modeling of three-dimensional neutral transport in the tandem mirror plasmas using a Monte-Carlo code", Book of Abstracts16th Int. Conf. on Plasma Surface Interactions in Controlled Fusion Devices (Portland, Maine, USA, May 24-28, 2004) P1-41.
[14] Y. Nakashima, *et al.*, "Neutral Beam Injection Experiments and Related Behavior of Neutral Particles in the GAMMA 10 Tandem Mirror", Abstracts: 5th Int. Conf. on Open Magnetic Systems for Plasma Confinement (Novosibirsk, Russia, July 5-9, 2004) p.45.
[15] Y. Higashizono, Y. Nakashima, *et al.*, "Analysis of Neutral Transport in the GAMMA 10 Anchor-Cell Using Hα-Emission Detectors", 5th Int. Conf. on Open Magnetic Systems for Plasma Confinement (Novosibirsk, Russia, July 5-9, 2004) p.90.
[16] 中嶋洋輔，他「モンテカルロコード DEGAS を用いた中性粒子輸送シミュレーションの技法－ガンマ１０への適用－」プラズマ・核融合学会誌 Vol. 80, No. 10 (2004) pp813-824.
[17] 西野信博，他「ガスパフイメージングによる GAMMA 10 周辺プラズマ測定」プラズマ・核融合学会第 22 回年会（2005 年 11 月，東京都，江戸川区タワーホール船堀）01aB04.
[18] 東園雄太，他「Ｈα計測及び DEGAS 解析に基づいた GAMMA 10 セントラル部における中性粒子輸送の研究」プラズマ・核融合学会第 22 回年会（2005 年 11 月，東京都，江戸川区タワーホール船堀）29aC04P.
[19] Y. Nakashima, *et al.*, "Monte-Carlo simulation of neutral transport in non-axisymmetric region of the GAMMA 10 anchor-cell", 19th Int. Conf. Numerical Simulation of Plasmas (Nara, Japan, July 12-15, 2005)P2-13, p.222.
[20] 中嶋洋輔，他「高速カメラを用いたガンマ 10 周辺プラズマ観測」NIFS 共同研究研究会「境界プラズマ挙動をそれを取り巻く周辺の科学」他合同研究会（2006 年 3 月，核融合科学研究所）
[21] 東園雄太，他「ガンマ 10 セントラル部における中性粒子輸送」NIFS 共同研究研究会「境界プラズマ挙動をそれを取り巻く周辺の科学」他合同研究会（2006 年 3 月，核融合科学研究所）

【１３】 GAMMA 10 セントラル部におけるＨα線、Ｈβ線の計測

磁場によって閉じ込められた水素プラズマにおいて、中性の水素の挙動はプラズマ中の粒子バランスや、粒子、エネルギー閉じ込めを考える上で重要となる。また、粒子供給の効果を知るうえでも、プラズマ中に多量の中性の水素を持ち込むという粒子供給の特性上、水素原子からの発光の計測が重要な役割を果たす。特に、バルマー系列線はその波長が可視域にあり、計測が容易であることから様々な装置で計測が行われている。プラズマ中の水素原子、分子の密度は、このバルマー系列線の計測に衝突輻射 (Collisional-Radiative: CR) モデルの計算結果を適用することで求めることが出来る。現在は、Hα、Hβ 線の同時計測からその発光強度の比を求め、水素原子、分子の密度を求める方法がよく行われている。GAMMA 10 においても、これまで Hα 線の計測に用いられていた計測器のフィルターを変更することで Hβ 線の計測へと応用し、実際のプラズマにおいて計測を行った。また、実験装置の都合等により Hα、Hβ の同時計測が行えない場合がある。そこで、いくつかの仮定を用いることで、Hα 線の計測のみから水素原子、分子の密度分布を同時に求める方法を構築し、Hα、Hβ を用いた方法との比較を行った。

・Hα、Hβ 線の計測による水素原子、分子密度の見積もり

主量子数 n=3 および n=4 の水素原子の占有密度は Hα、Hβ 線の発光強度と CR モデルの計算結果 (R_1、R_2) を用いると以下のように書ける。

$$E_{H\alpha} = \frac{\varepsilon_{H\alpha} A_{32}}{4\pi} n(3) = \frac{\varepsilon_{H\alpha} A_{32}}{4\pi}\left(n_e n_H R_1(3) + n_e n_{H2} R_2(3)\right) \tag{1}$$

$$E_{H\beta} = \frac{\varepsilon_{H\beta} A_{32}}{4\pi} n(4) = \frac{\varepsilon_{H\beta} A_{42}}{4\pi}\left(n_e n_H R_1(4) + n_e n_{H2} R_2(4)\right) \tag{2}$$

ここで、$E_{H\alpha(H\beta)}$、$\varepsilon_{H\alpha(H\beta)}$、$A_{32(42)}$はそれぞれ、Hα(Hβ)線体積輻射率、Hα(Hβ)線の光子 1 個あたりのエネルギー、主量子数 n=3(4)から 2 への自然遷移確率を示す。よって、この 2 本の方程式を連立させることにより、水素原子密度、分子密度を得ることができる。

・Hα 線の計測と分布の仮定による水素原子、分子の見積もり

水素原子、分子を見積もるために以下の仮定を用いる。

水素原子密度および R_1/R_2 の径方向分布は、分子密度の分布に比べフラットである。

プラズマの中心部（r=5cm 以内）には、分子が存在しない。（原子密度の方が十分大きい）

プラズマの周辺部（r=20cm 以上）には、原子が存在しない。

以上の仮定を用いると、水素原子、分子の密度分布は以下のように書ける。

$$\text{水素原子密度：}\ n_H(r) = \frac{R_2(3)}{R_1(3)}\left(n_{H2}^{\max}(r) - n_{H2}(r)\right) \tag{3}$$

$$\text{水素分子密度：}\ n_{H2}(r) = C\left(n_{H2}^{\max}(r) - \frac{R_1(3)}{R_2(3)}(r)\cdot n_H^{\max}(r=5)\right) \tag{4}$$

ただし、数式中における各値は以下の通り。

$$n_H^{\max} = \frac{E_{H\alpha}}{\alpha n_e R_1(3)},\quad n_{H2}^{\max} = \frac{E_{H\alpha}}{\alpha n_e R_2(3)} \qquad \alpha = \frac{\varepsilon_{H\alpha} A_{32}}{4\pi}$$
$$C = \frac{n_{H2}^{\max}(r=20)}{n_{H2}^{\max}(r=20) - \frac{R_1(3)}{R_2(3)}(r=20)\cdot n_H^{\max}(r=5)} \tag{5}$$

よって、水素原子、分子の密度分布を求めることができる。

以上の方法により求めた水素原子、分子密度の径方向分布の比較を図 1 に示す。図 1 において白丸

および黒丸がHα線のみから求めた水素原子、分子密度を、実線および点線がHα、Hβ線の強度比から求めた水素原子、分子密度分布を示す。図1から2つの方法で求めた水素原子、分子密度分布はほぼ一致していることが分かる。この結果からHα線のみの計測であっても、水素原子、分子密度の大まかな見積もりをすることが出来ることが分かった。

また、全体的な傾向として、プラズマ周辺部、特にr=10cmより外側では、水素分子が水素原子に比べ非常に多く存在していることが分かる。このことから、GAMMA 10のプラズマ全体での閉じ込めを議論する時は分子の影響が無視できないと考えられる。

以上のように、プラズマから放射されるHα、Hβ線の計測を用いて、プラズマ中の水素原子、分子密度分布の見積もりを行った。同時に、Hα線の計測のみから水素原子、分子の分布を見積もる方法を確立した。今後は、これらの方法および、モンテカルロ中性粒子輸送コードDEGAS等との比較を行いながら、プラズマ中の中性水素原子、分子の挙動についてより詳細に議論していく。

図1　水素原子、分子密度分布の比較

【１４】GAMMA 10における粒子補給方法の比較

定常的な核融合の実現に向けたプラズマの研究において、プラズマへの粒子供給方法の開発やその最適化は重要な課題の一つである。核融合プラズマを安定に維持するためには、プラズマの加熱とともに、燃料となる粒子の供給を行わなければならない。さらには、供給する粒子の量や供給する位置を、対象となるプラズマに合わせて最適化しなければならない。粒子供給の方法としては、ガスパフ、NBI、ペレット入射等が挙げられる。ガスパフは、プラズマの周辺部に燃料となるガスを注入し、後はプラズマの輸送に任せる方法であり、プラズマ研究の初期より粒子供給の方法として行われてきた。NBI は水素原子を高速のビームとしてプラズマに入射する方法であり、粒子の供給と同時にプラズマを加熱できるという特徴を持つ。ペレット入射は、水素を固体にしてプラズマ中に入射する方法で、プラズマの中心近傍まで粒子を供給することが出来る。GAMMA 10 においても、直線型の装置としては世界初となるペレットの入射実験が行われるなど、ガスパフ、NBI とともにプラズマへの粒子供給実験が行われている。そこで本研究では、GAMMA 10 における粒子供給方法の比較を目的とし、計算および実験結果に基づき粒子供給効率の比較を行った。

図 1 に 1 次元のスラブモデルの計算により求めた、粒子供給法によるプラズマ中の各領域における電子密度の変化（粒子供給率：Fueling Rate）を図 1 に示す。また、各領域における粒子供給率を積分した、粒子供給効率（Fueling Efficiency）を同時に図中に示している。計算には GAMMA 10 セントラル部の典型的なパラメータを用いている。この結果から、ペレット、NBI においては、粒子供給のピークがプラズマの中心にあることが、また、ガスパフによる供給では、入射側の周辺部にピークをもつことが分かる。このことから、ガスパフによる粒子供給においては分子の影響が大きいと推測される。また、セントラル部の典型的なパラメータにおいてはガスパフが最も効率が良いことが分かる。

図 1　粒子供給率の分布および粒子供給効率

この計算結果をもとに、GAMMA 10 の実験におけるガスパフ、NBI による粒子供給実験の結果の解析を行い、過去に行われたペレット入射実験の結果と合わせ、Hα 線の放射強度の変化、および、プラズマ中の平均密度、平均温度の相関について考察を行った。

図 2 は粒子供給時の Hα 線体積輻射率の径方向分布（a）、および Hα 線体積輻射率の分布の変化（b）を示している。この図から、ペレットの分布はほぼ中心にピークをもち、その絶対値はガスパフや NBI に比べ 4 桁ほど大きいことが分かる。また、ペレットの溶発もプラズマ中心にピークをもつ分布をしていることから、電子密度の増加も中心部にピークをもつ分布であることが予想される。ガスパフの分布は、分子の影響が大きい周辺部でピークをもっている。それ以外の部分では水素原子に起因した発光がわずかに見えているのみである。NBI による分布の変化は、ビームの影響が大きく、中心にピークをもつ分布となる。周辺部には低温ガスの効果による

図 2　Hα 線体積輻射率の分布とその変化

増加も確認できる。

図 3 に粒子供給時におけるプラズマ中の平均密度、温度の相関を示す。図中の矢印は時間の流れを示している。図から分かるように、ペレットやガスパフ等プラズマに比べ低温の水素をプラズマに入射すると、密度と温度の変化が同時に起こる。密度上昇、温度低下のピークの後、密度が先に減少し、その後温度が回復していく。ペレットはプラズマ中に持ち込む粒子数の多さと、供給時間の短さから密度、温度の変化が大きく、その変化が短時間で起こる。NBI はビームにより、プラズマに比べ高温の水素を供給するため、密度上昇時に温度を維持することが出来る。

以上のように、GAMMA 10 における粒子供給方法としてのペレット、ガスパフ、NBI の多角的な比較を初めて行い、各粒子供給方法によるプラズマの変化に対して知見を得た。今後は、この結果をもとに、GAMMA 10 のプラズマに対する粒子供給の最適化を目的とし、研究を行っていく。

図 3　供給直前の値で規格化した平均密度、温度の相関
（3 つのグラフは同一のグラフで、各供給方法を強調している）

【１５】GAMMA 10における異なる放電条件下の炭素不純物挙動の研究

磁場閉じ込めプラズマ中から放射される不純物スペクトルには、不純物輸送、プラズマ密度、温度、回転速度など多くの情報が含まれている。これまでGAMMA10では軟X線、真空紫外、紫外・可視の波長領域の分光器と衝突・輻射モデルを用いて不純物イオンからの放射が研究されてきた。各波長領域において分光測定システムが絶対感度較正されており、不純物密度の絶対値を導出することが可能になっている。GAMMA 10には２つの代表的なプラズマ放電条件が存在する。ひとつはイオンサイクロトロン周波数帯(ICRF)の高周波によってセントラル部の主プラズマを生成、加熱する高イオン温度モード、もう一方はバリア部における電子サイクロトロン共鳴加熱(ECRH)により立ち上げる高電位モードである。それぞれの放電条件は大きく異なる電子密度、電子温度分布を持つ。このため、それぞれの放電条件における不純物と電子の衝突時間は大きく異なり、不純物の電離、励起の様子が大きく異なることが予想される。本研究では、GAMMA 10における２つの異なる放電条件下における不純物の振る舞いを不純物分光計測の観点から評価した。

図１に両放電条件における加熱シーケンスと電子線密度の時間変化の一例を示す。また、高イオン温度モードの120ms、高電位モードの75msの電子密度分布を図２に示す。また、この時のプラズマ中心での電子温度はそれぞれ65eV、120eVである。この時GAMMA 10セントラル部に設置した紫外・可視分光器で計測したCII(426.7nm)とCIII(464.7nm)の放射強度分布を図３に示す。高電位モードの方が高イオン温度モードよりも大きい結果が得られ、高電位モードでは不純物がプラズマ中に多く進入していることが推測された。そこで、衝突・輻射モデルを用いて両モードにおけるC^{+}、C^{2+}イオン密度分布を計測値を元に計算した。得られた結果を図４に示す。炭素イオン密度は周辺部では両モードで比較的近い値になっているが、中心部では１桁以上異なることが分った。

図 1:両モードにおける加熱シーケンスと電子線密度の時間変化 (a) 高温イオンモード (b) 高電位モード

不純物の振る舞いの観点で、両実験モードの最大の違いは電子密度分布である。高イオン温度モードでは中心では2×10^{12}cm^{-3}で周辺に向かって大きく減少するが、高電位モードにおいては平坦な分布をしており4×10^{11}cm^{-3}程度である。このようなプラズマ中での炭素の進入の様子を調べるため、粒子バランスから炭素原子密度を概算した。ミラープラズマ中の低電離不純物の粒子バランスが電離による流入出により成り立っていると仮定すると、

$$S^0 n_e n_0 = S^1 n_e n_1 \qquad \cdots (1)$$

となる。ここでS^0、S^1及びn_0、n_1はそれぞれC原子、C^{1+}イオンの電離速度係数及び密度、n_eは電子密度である。ただし、軸方向の密度分布や分子の影響、電離以外のfluxを全て無視しているため荒い見積もりである。C^{1+}イオン密度分布が得られているため、上式より推定したC原子密度分布を図５に示す。この結果からプラズマ周辺部での炭素原子密度は両モードにおいて同程度と見積もられるが、中心部での密度が大きく異なることが分った。ここで、炭素原子が周辺から流入し、次第に電離によって失われることにより密度分布が

$$n_0(r) = n_L \exp(-(L-r)/\lambda) \qquad \cdots (2)$$

で近似できると仮定する。n_Lはプラズマ周辺境界部での炭素原子の密度、Lはプラズマ半径、rは半径方向の位置であり、lは進入長を意味する。図５に示す各密度分布を(2)式で近似すると、高イオン温度モードでl = 4 cm、高電位モードではl = 8 cmという結果が得られた。

図 2:電子密度分布

本研究によりGAMMA 10の異なる放電条件下での炭素不純物の進入長が初めて示された。今回の評価は荒い見積もりであり、今後軸方向分布、電離以外の粒子バランスへの寄与を考慮し、詳細な炭素不純物の振る舞いを検討するとともに、酸素など他の不純物の密度計測を行い、タンデムミラー装置における不純物の振る舞いを評価する予定である。

図 4:CII、CIII 放射強度分布　　図 3:C^{+}(CII)、C^{2+}(CIII) イオン密度分布　図 5:炭素原子密度分布

【１６】核融合プラズマへのペレット入射による粒子補給の研究

核融合プラズマにおいて、プラズマの高温、高密度化、及び定常維持のためには、プラズマ粒子補給は重要な意味をもつ。プラズマ粒子補給の詳細制御法の一つとして、ペレット入射法が有効であるが、高磁場側からのペレット入射の有効性が近年の研究で明らかとなり、ペレットの輸送を行うガイドチューブの使用が重要となってきた。しかし、ペレットのガイドチューブ内での損耗過程、輸送メカニズム等に関しては、未だ明らかとなっていない。さらに、LHD においても定常運転を行った場合の連続ペレット入射時におけるガイドチューブ内での圧力上昇による速度、質量の変化等、連続ペレット入射を行った場合の問題が考えられる。本研究では、ペレットのガイドチューブ内での損耗過程、輸送メカニズムを明らかにすること、及び、微小ペレット生成によるプラズマ密度詳細制御法の確立を目的とする。特に、ペレットのガイドチューブ内での形状、速度、質量計測器及び圧力上昇センサーの開発を行いペレットのガイドチューブ内での輸送に関する詳細研究を行う。本研究では、筑波大学プラズマ研究センターのガンマ１０に設置されているペレット入射器と核融合科学研究所の LHD 定常ペレット入射器を用いて、ペレットのガイドチューブ内での損耗過程、輸送メカニズムについて調べ定常運転に最適なペレットガイドチューブの設計のための情報を得る。

本年度は、ガイドチューブ内でのペレット反射による速度、形状変化を測定す反射計測器の開発、及び、プラズマ研究センターにおける微小ペレット生成とガイドチューブ通過テストを行った。

ペレットのガイドチューブ内での損耗過程を調べるための計測器の開発として、新たに次の様なペレット反射計測システムを構築した。原理図を図１に示す。ガイドチューブから射出されたペレットを滑らかな金属板で反射させ、その時の、反射位置、反射角を高速カメラで測定し、反射したペレットの形状、速度、位置をライトゲートシステムとシャドウグラフシステムを組み合わせて測定する。これによって、ペレットがガイドチューブ内で反射しながら伝搬していく過程における、ペレットの損耗、速度変化、形状変化についての基礎的な情報を収集できる様になる。

図１： ペレット反射計測システム

本計測システムは、高速カメラ（FANTOM V7, 20000F/s, 512x256pixel）と鏡を利用して、反射板によるペレットの反射位置、反射角を同時に測定することができる。また、反射板の角度は、0ー4° 程度まで微調できる。反射板によって反射されたペレットを、レーザーラインジェネレータモジュール（VLM3 30°, Edmund）とフォトダイオード（S3588-08、浜松ホトニクス）を使用したライトゲートシステムと、ナノパルスライト（NP-1A, NPL-5, 菅原研究所）と CCD カメラ（HR-50, Sonny）２台を使用

した２次元シャドウグラフシステムを利用して、速度、形状、反射角を測定する。実際に設置したペレット計測システムの写真を図２に示す。

図２：ペレット反射計測システムの写真

本年度の研究によって、ガイドチューブ内でのペレットの内壁での反射による形状、速度、軌道の変化の効果を調べる準備が整った。今後、このシステムを利用して詳細にデータをとることによって、ガイドチューブ内でのペレットの変化についてのデータベースの構築を行い、ガイドチューブでの輸送メカニズムのモデル構築を目指す。さらに、その結果をもとに、ペレットのガイドチューブ内でのペレットの損耗過程、輸送メカニズムを調べるため、ガイドチューブの曲率を変えた測定を行うことにより、モデルの確認を行う。一方、ガイドチューブ内での連続ペレット入射時の圧力上昇等によるペレットの変化についての計測も今後行っていく予定である。

筑波大学プラズマ研究センターのガンマ１０ペレット入射装置では、サブミリメートルの直径を持つ微小ペレットを生成することが可能である。このペレット入射装置を使用することで、ガンマ１０プラズマの詳細粒子制御が可能となる。本年度は、まず、ペレット入射装置のシステムチェックと、微小ペレット生成、ガイドチューブ通過テスト、プラズマ入射直前のペレットを計測する第三計測部の計測システムのチェックを行った。第三計測部には、ライトゲートシステム、マイクロ波質量計、シャドウグラフシステム、真空計が設置されており、ペレットの質量、速度、形状、チェンバーの圧力上昇が計測できる。直径0.79mmのバレルを用いて、ペレット生成テストを行い、ペレット作成時の圧力調整を行った結果、直径0.4mmの球状ペレットの生成に成功（図３）し、第三計測部までペレット通過を確認した。また、ペレットのサイズは、ペレット生成時にばれるにつめるガスの流量で調整できることを確認した。今後、ペレットをプラズマ中に入射して、プラズマ密度上昇実験を行い、プラズマ閉じ込め性能の向上に向けた研究を行っていく予定である。

図３：直径0.4mmの球状ペレット。上下にライトゲートシステムの光ファイバーが見える。

【１７】多チャンネルマイクロ波干渉計を用いたガンマ１０プラズマの密度計測

ガンマ１０ではマイクロ波干渉計を用いてプラズマ線密度測定を行ってきた。マイクロ波干渉計は、マイクロ波をプラズマ内部に透過させてその位相の変化を計測する。このマイクロ波干渉計は、アップコンバーターを使用したヘテロダイン型干渉計である。ガンマ１０では、セントラル部、セントラル西スロート部、東西アンカー部、東西バリア部、東西プラグ部の各部にマイクロ波干渉計を設置して、それぞれの位置での線密度計測を行い、プラズマ閉じ込めとの関連を調べている。プラズマ密度測定を行う場合は、線密度の測定位置をプラズマショットごとに移動して径方向の各位置での線密度を計測し、それを Abel 逆変換して密度分布を導出する。プラズマ中の位置 y における x_1 から x_2 の距離をマイクロ波が伝搬した場合の位相の変化量 $\phi(y)$ は、次のように表される。

$$\phi(y) \cong \frac{k_0}{2n_c}\int_{x_1}^{x_2} n_e(r)dx \qquad (1)$$

ここで、k_0 は真空中の端数、n_e は電子密度、$\int_{x_1}^{x_2} n_e(r)dx$ は電子線密度である。しかし、この方法では、プラズマショットを合計１０ショット程度必要とし、同一プラズマを繰り返し生成する必要がある。そのため、単発現象などの場合にはプラズマ密度を導出することができないという問題があった。そこで、昨年度来、多チャンネルマイクロ波干渉計を設計、設置してきた。設置したマイクロ波干渉計の概略図を図１に示す。70GHz の Impatt 発振器（1W）のマイクロ波を方向性結合器で分岐して、片方を１個の送信ホーンからプラズマ中に入射し、もう片方を参照波とする。参照波は、アップコンバーターを使用して低周波発振器(150 MHz)からの出力とミックスし、６個の受信ホーンで受けたそれぞれの位置における透過波との位相差を低周波で計測できるように

図１：多チャンネルマイクロ波干渉計概略図。全６チャンネル設置してある。

図２：多チャンネルマイクロ波干渉計による電子密度測定結果。

する。それぞれの位置（チャンネル）に対応する位相差を位相検出回路で検出し、計測位置に対応した線密度を得る。これをAbel逆変換を用いて線密度分布から密度分布に変換して径方向径方向密度分布を得る。

ガンマ１０セントラル部に設置した多チャンネルマイクロ波干渉計は、受信ホーンの位置を y = -9, -6, -1, 1, 3, 7 cm を測定する位置に設置して測定した。この測定結果とこれまで使用してきたセントラルマイクロ波干渉計の y = 0 cm のデータを組み合わせて、１ショットでプラズマ線密度分布を測定した。その結果を図２に示す。これは、高イオン温度モードでECRH印加による高密度プラズマ生成実験のときに結果である。(a), (c)は、電子線密度の径方向時間変化を示し、(b), (d)は電子密度の径方向時間変化を示す。(a), (b)はECRH印加前、(c), (d)は、ECRH印加中である。このとき、ECRH印加により、電子密度が 4.5×10^{12} cm^{-3} まで上昇していることがわかる。また、ECRH印加によって強い揺動も観測されている。今後、より詳細な計測を行い、プラズマ電位閉じ込めと密度上昇、密度揺動について調べていくことにする。また、現在の送信ホーンの位置(y = 0 cm)から y = 15 cm に移動することにより、これまでは、プラズマ中心部を主に測定していたが、よりプラズマ径の外側までの広い範囲を測定できる様にする予定である。これと平行して、レンズシステムの設計を行い、空間分布測定の精度をあげることを計画している。

【１８】小型端損失粒子計測器によるガンマ 10 端損失イオン・電子電流量同時計測

電位によるプラズマ閉じ込め・電位形成物理機構の究明は、タンデム・ミラー型プラズマ閉じ込めの本質である。従って、開放磁場端部から流出する端損失粒子の計測は、端損失電流量、プラズマ閉じ込め電位、イオン温度等、プラズマ閉じ込め性能を評価する上で大変重要な計測として位置づけられる。またこれらの計測よる、プラズマ閉じ込め電位生成機構、及び電位生成比例則の解明に加え、生成電位/電場によるプラズマ閉じ込めの改善効果の究明は、開放端型プラズマ閉じ込め研究のみならず、国際熱核融合実験炉ITERのプラズマ向上に本質的であることも分かり、装置形式を超えた普遍的で緊要な解明すべき研究課題となっている。最近では、乱れた渦状のプラズマ内構造が高電位生成・強い電場シアdE(r)/drの形成によって抑制される事を我々は世界に先駆けて示した。[1-4]

本研究では、「電位生成によるイオン閉じ込め性能の厳密な評価」をアレイ状に多数個再現性良く作成できる簡便な計測器構造で行うことを目的とした、「小型端損失粒子計測器」の開発を行うと共に、ガンマ10端損失イオン・電子電流量同時計測に適用した。[5-8]

今回新たに開発した計測器(図１)は、入射プラズマに平行に設置された電極板と箱型のコレクターの間に静電遮蔽グリッドを一枚挟んだ簡易構造から成り、電場偏向によりプラズマ中のイオンと電子を完全に分離し、各々を個別に計測することが出来る。特にイオン計測においては、入射電子・二次電子の影響を抑制した正確なイオン電流計測が可能である。計測器内部の生成電場を静電遮蔽グリッドにより二分し、電極板側を(1)粒子軌道偏向部、他方を(2)イオン捕集部と、その機能を明確に分離することで、低電圧化・小型化を実現した。(1)粒子軌道偏向部では、入射プラズマに垂直な正電場生成により電子とイオンを完全に分離し、イオンのみを選択的にイオン捕集部に導く。この際、電極板とグリッドの間に生成される偏向電場の距離を小さくすることで、低電圧ながらも強電場生成を可能にした。また、電極板では0.1 keV－13 keVの電子電流計測が可能となる。一方、(2)イオン捕集部では、イオン入射に伴いコレクター板から放出する二次電子を、①コレクター板に平行なプラズマ閉じ込め磁場を利用したラーマー回転運動に、②グリッドとコレクターの間に生成された電子放出抑制電場の効果を加え、回転半径をより小さく抑えてコレクターに再捕集した事から、小型ながらも二次電子ノイズを完全に抑制した。加えて、コレクターの形状を箱型にすることで幅広いエネルギー(50 eV～5 keV)のイオン計測を可能にした。更に本新型計測器は、プラズマ流入部（コリメーター）からコレクターまでのイオン軌道中に、プラズマ入射方向と平行なワイヤーからなる静電遮蔽グリッドしか存在しないため、検出効率をグリッドの幾何学的透過率 98.3%とすることができ、従来の多重グリッド付きファラデー・カップ型の計測器では、グリッドの重なり具合等で困難であった、正確なイオン電流量計測を可能にした。

図１　小型端損失粒子計測器。(a)ルンゲ・クッタ法による入射イオン・電子の軌道計算。(b)有限要素法による計測器内部の電位分布計算。

以上のように本新型計測器は、従来のファラデー・カップを用いた場合には不可能であった、高速電子の同時流入下においても、小型ながら正確にイオン電流量の絶対値を評価できる特長を持った計測器のみならず、電子電流量を同時に評価できる新しい計測器として開発された。

本新型計測器を実際にガンマ10エンド部に設置し、主プラズマ閉じ込め領域で生成され、エンド部へと流出する端損失イオン・電子の電流量計測を行った。既に端損失イオン計測器として確立している、新型イオン・エネルギー・スペクトル計測器、及び端損失電子計測を行っている多重グリッド型静電エネルギー分析器により端損失イオン・電子電流量計測を行い、本新型計測器による計測値との比較を行ったところ、本新型計測器による端損失イオン・電子電流の時間変化は既設計測器による測定結果と良い一致を示した(図２)。以上より、入射イオン・電子の同時計測が可能な端損失粒子計測器として確立され、イオンと電子の閉じ込めの相関をより詳細に評価できるようになった。

図２　小型端損失粒子計測器、及び既設計測器による端損失イオン・電子電流量の時間変化。

また、本新型計測器は粒子軌道偏向部の印加電圧を更に高くする事により、より高エネルギーのイオン・電子計測が期待されるため、今後の高電位形成時の計測への適用を検討している。

[1] T. Cho et. al., Physical Review Letters **94** (2005) 085002–1-4.
[2] T. Cho *et al.*, Nuclear Fusion **45** (2005) 1650-1657.
[3] 平田真史 他，プラズマ・核融合学会第22回年会 (2005) 01pA04P.
[4] 小波蔵純子 他，プラズマ・核融合学会第22回年会 (2005) 01aB01.
[5] M. Hirata *et al.*, Transactions of Fusion Science and Technology **47** (2005) 215-217.
[6] M. Hirata et. al., Review of Scientific Instruments **75** (2004) 3631-3633.
[7] 三宅泰宏 他，プラズマ・核融合学会第22回年会 (2005) 01pA06P.
[8] 三宅泰宏 他，プラズマ・核融合学会第21回年会 (2004) 25pB25P.

【１９】核融合生成中性子損傷による半導体Ｘ線トモグラフィ検出器Ｘ線感度特性変化の解明

プラズマから輻射されるＸ線の計測は、プラズマの密度・電子温度や、プラズマ中の不純物に関する情報を得るのに広く用いられると共に、プラズマ形状のモニターや、磁気面計測、或いはMHDモード構造の評価、更にはプラズマ中に生成された電位構造の導出に適用される等、得られる情報は多岐に亘り、その応用範囲は広い。輻射Ｘ線が、リアルタイムで時間・空間情報を与えるという特徴から、殊に、半導体Ｘ線検出器やＸ線 CCD を含む各種半導体を用いた、Ｘ線トモグラフィ計測やＸ線スペクトル計測は、上記の種々の計測を行う上で欠かすことのできない手法となっている[1,2]。

一方で、本格的な核融合実験に伴い更に著しい発生が予想される、中性子、高エネルギー粒子、並びにＸ線等に拠る、半導体Ｘ線計測器や CCD を含む各種半導体、計算機の CPU 素子への影響、グラスファイバー等のシリコン製品への影響を、実際の核融合装置環境下で、或いは基礎的・体系的に平行して、研究・検討しておくことは、プラズマ・パラメータの向上と一対を成して進めるべき、現下の緊要な研究課題である。以上に基づき、我々はこれまでに *JET* [3,4]、*DIII-D* [5]、*ASDEX-U* トカマク[6]、*Wendelstein 7AS* ステラレータ等のＸ線グループの研究依頼に協力すべく、以下の様に研究を進めている。特に、*JET* の DT 核融合プラズマ実験で用いられた n 型半導体Ｘ線トモグラフィ検出器、並びにp型半導体をサンプルとしてこの結果を一般化し、それを基盤に広く種々の装置に拡張･適用すべく、中性子の検出器出力に与える影響を系統的に研究している。

実際に我々が現在進めている研究手法は、(ｉ) *JET* の DT プラズマ実験で使用後、直接搬入された半導体Ｘ線検出器の物理・物性的特性の調査・解析に加え、(ii) 日本原子力研究所FNSとの協力研究によるDT反応生成中性子照射実験、並びにDD反応を用いるサイクロトロン加速器実験により、定量化された中性子の、各種Ｘ線検出器への照射実験を行い、更に (iii) これらの検出器の中性子の影響を、詳しくＸ線感度変化から解析すべく、高エネルギー加速器研究機構(KEK)のシンクロトロン放射光を用いた研究を行い、加えて (iv) 半導体感度領域への中性子の影響を、我々の提唱した、湯川方程式型の解を特徴とする「半導体Ｘ線計測器新感度理論」[7]の拡張に拠り定式化すべく、以上を、基礎研究・実用対策両面から、体系的に研究している。

第１図 中性子照射前の JET 半導体検出器Ｘ線感度特性(丸)と理論曲線との比較

第２図 n 型半導体検出器(JET)のＸ線エネルギー感度特性

第３図 n 型半導体検出器のフルエンスに対するＸ線感度特性変化

第４図 p 型半導体検出器のフルエンスに対するＸ線感度特性変化

先ず、第１図に、*JET* で用いている半導体Ｘ線トモグラフィー検出器に対して、中性子入射を行わない場合に、我々の提唱した「半導体Ｘ線計測器新感度理論」を用いた場合と、「従来から標準的に使用されている *Price* 等の教科書にある感度式」に拠る場合の量子効率理論値の差異と、実験結果を比較して示す。

次に、FNS における一連の詳細且つ定量的な DT 中性子照射実験[8,9]により、n 型、並びに p 型のシリコン半導体検出器の中性子照射量に対するＸ線感度特性の詳細な評価を行った結果を示す。

第５図 検出器印加電圧による中性子照射後の検出器Ｘ線感度回復率

第２図に、JET で用いている n 型Ｘ線トモグラフィ検出器の、中性子照射積分量 8.94×10^{12} n/cm^2 から 5.68×10^{14} n/cm^2 に対する、シンクロトロン放射光を用いたＸ線感度変化データを示す。第３図に、同検出器の中性子照射積分量に対する、エネルギー9.1keV のＸ線感度特性変化を示す。第２図、並びに第３図より、Ｘ線感度変化の「非線形的振舞い」、即ち、「n 型半導体のＸ線感度は、ある中性子照射量の範囲に於いて照射量増大に伴い一時的に増大し、その後減少する」ことを初めて見出した。以上の結果は、中性子照射に拠る、(1)n 型半導体初期ドナーの removal、並びに(2)半導体アクセプターの生成に基づく、半導体 type inversion によるＸ線感度特性変化として説明できる。

他方、第４図に、同様にして得られた p 型Ｘ線トモグラフィ検出器の中性子照射積分量に対するＸ線感度変化データを示す。本図より明らかな様に、p 型半導体では、n 型と同様に照射前に対する感度劣化は見られるものの、n 型の非線形的な振る舞いとは異なる。即ち、「p 型半導体は照射量増大に対し緩やかな単調劣化を示す」ことが初めて定量的に確認された。特に、今回用いた p 型半導体では、10^{15} n/cm^2 を超える中性子照射に対しても、照射前に比べ 50%程度の感度を保っていることが分かる。これらの結果は、n 型に比し p 型半導体の優れた耐放射線特性を示すデータと位置づけられる。両型について、更に一般化した理論的体系化、並びにより広範な定量的な比較を行うことが、今後の半導体検出器の選定に於いて重要となる。

更に、第５図に示す様に、この感度劣化は、半導体に与える印加バイアスを高くすることにより、改善されることが見出された。

以上の物理機構は、感度劣化に関しては、中性子生成欠陥準位生成に拠る実効的な半導体不純物濃度の変化に基づき、「新感度理論」の示す拡散電荷の捕捉に伴う「拡散長 L の減少」、並びに「新感度理論」のもう一つのキー・パラメータである半導体空乏層厚の変化として、また、バイアス印加による感度の回復は、マイノリティー・キャリアの信号出力特性距離 $\exp(-r/L)/r$ [7] に対し、空乏層の増大に伴う検出器深部の無電場基板領域で生成される高エネルギーＸ線生成拡散電荷の回収効果の改善（r 効果）に拠り、理論描像とコンシステントに説明される。

[1] T. Cho *et al.*, Phys. Rev. Lett. **94**, 085002-1 (2005).
[2] J. Kohagura *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **75**, 3992 (2004).
[3] J. Kohagura *et al.*, Nucl. Instrum. Methods **A 477**, 215 (2002).
[4] T. Cho *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **70**, 577 (1999).
[5] T. Cho, R. Snider *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **66**, 540 (1995).
[6] T. Cho, M. Bessenrodt-Weberpals *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **68**, 774 (1997).
[7] J. Kohagura *et al.*, Phys. Rev. **E 56**, 5884 (1997).
[8] J. Kohagura *et al.*, Nucl. Instrum. Methods **A 513**, 300 (2003).
[9] J. Kohagura *et al.*, Trans. Fus. Sci. Tech. **47**, 303 (2005).

【２０】半導体検出器を用いた電子温度並びにイオン温度空間分布同時計測

開放端型プラズマ閉じ込め装置（タンデム・ミラー）による核融合実験において、プラズマから放射される中性粒子並びにＸ線の計測は、プラズマのイオン温度及び電子温度等、プラズマ閉じ込め性能を評価する上で大変重要な計測として位置づけられる。また、これらの計測から、プラズマ閉じ込め電位生成機構、及び電位生成比例則の解明に加え、生成電位がもたらすプラズマ･イオン並びに電子のエネルギー輸送の制御を見いだすことは、開放端型プラズマ閉じ込め研究に本質的な寄与を果たすだけではなく、国際熱核融合実験炉 ITER のプラズマ向上に本質的であることも分かり、装置形式を超えた普遍的で緊要な解明すべき研究課題となっている。

従来から我々は、プラズマＸ線計測を目的とした半導体計測器の開発を行い、計測性能の向上を進めており、既に我々は今までの教科書理論を覆す「プラズマＸ線半導体計測器新感度理論」を提唱し、さらにこれを応用した「半導体表面薄膜成膜法」特許技術を開発している。これら半導体計測器の一連の研究開発成果を基盤として、世界に先駆けて、プラズマ・イオン温度及び電子温度を、同一計測視線上で同時に計測ができる、新型半導体計測器を設計・製作し、この計測器の性能をプラズマ実験で実証した。

半導体の粒子とＸ線の感度特性の差異である、粒子の出力はＸ線に比べ、不感層が薄いと大きいが、厚くなると急減し、且つ上に凸の特徴的減衰特性[図1(a)]を用いて、Ｘ線と中性粒子を分別解析するために、マトリックス形状の列毎に同一で一様な厚さの不感層を形成した半導体受光面を配置した構造をもつ検出器[図1(b)]を開発した。為に、プラズマの半径方向に対向して、列毎に異なる厚さの不感層を「吸収体」として位置づける工夫を行い、各列の信号がそれぞれ同一吸収体（同一エネルギー帯）のプラズマ半径方向の信号と考えて解析することが可能である。検出器設置スペースが限られ、また鋸歯状振動等ショット毎の再現性が期待しにくい場合に、この電子温度並びにイオン温度を１ショットのみで計測可能である性能は、種々の（特に単発の）現象の物理機構解明のために、特に重要な意義を持つ。多数個の半導体検出器を使用する事と比べ、この検出器の同一シリコン・ウエハー上で一度に半導体プロセスを実施する事は以下の優れた特長をもつ。即ち、(i) 検出器のベースとなるシリコン・ウエハーの特性（不純物濃度／Ｘ線生成電荷拡散長等）のばらつきが少ないため、感度のばらつきが小さい。(ii) 半導体プロセス時に、一度にイオン注入を行うため、ばらつきが少ない。そのため空乏層厚、並びに不感層厚を一様に製作し易く、感度のばらつきを抑制できる。(iii) １回のプロセスで製作できるため、コスト・パーフォーマンスがよい。(iv) 無駄なケーシング・スペースがいらないのでコンパクトな検出器の設計・製作、並びに検出器の実装密度を高くできる等の利点がある。

簡便ながら画期的なイオン温度・電子温度二次元同時断面撮像計測ができる、この新開発半導体検出器をガンマ１０タンデム・ミラー装置に設置し、求められた温度分布(図２)と従来型計測器より求められた結果の比較を行ったところ良い一致を示し、この新しい検出器の信頼性が実証された。[1-3]

図１　マトリックス型半導体計測器の(a)半導体不感層厚に対する粒子並びにＸ線の検出器出力。(b)検出器の外観。

一方、この検出器を用いて、実際に、ガンマ１０セントラル部での電位閉じ込め効果を調べる実験を行った。電位により閉じ込め制御された電子及びイオンの相関について、電位閉じ込め理論と電位生成理論の「２大電位理論」を統合・統一した、「電位生成 並びに 電位閉じ込め効果に関する 新統合理論」を本計測法により、プラズマパラメータの空間分布も含めて検証し、特にガンマ１０の実験結果から得られた「プラズマ閉じ込め電位生成に対するジャイロトロン電力比例則」を基盤にセントラル部中心に局在する非等方高温イオン分布を散乱させ、高温イオンがエンド方向に到るために必要な電位形成用ジャイロトロンの出力は500kWで十分であることを示した。[4,5]

今後は、より多チャンネルをもつ半導体検出器を多数設置し、より高精度な空間分解能をもつイオン温度・電子温度空間分布計測器として確立すべく、研究を推進していく。

図２　新型マトリックス型半導体検出器による(a)イオン温度空間分布、及び(b)電子温度空間分布の時間変化。

[1] T. Numakura, T. Cho *et al.*, Appl. Phys. Lett. **76**, 146 (2000).

[2] T. Numakura, T. Cho *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **74**, 2144 (2003).

[3] T. Numakura, T. Cho *et al.*, Plasma. Phys. Controlled Fusion **45**, 807 (2003).

[4] T. Numakura, T. Cho *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **75**, 3616 (2004).

[5] T. Numakura, T. Cho *et al.*, Trans. Fus. Sci. Tech. **47**, 100 (2005).

【２１】理論・シミュレーション解析

（１）電磁波伝搬解析シミュレータの開発

これまで電磁波伝搬解析のためのシミュレータを開発してきた。このシミュレータは，超短パルス反射法，モード変換散乱法，イメージング反射法等の色々なプラズマのマイクロ波計測に応用できるだけでなく，磁場閉じ込めプラズマにおける電子サイクロトロン共鳴加熱の解析にも応用できるものである。電子サイクロトロン共鳴加熱の解析では，従来のレイトレーシング法による吸収電力の計算結果を再現できるだけでなく，レイトレーシング法が破綻する高密度プラズマに対しても適用できることが明らかになった。また電磁波の光線ではなく波動そのものを計算しているので，波の回折効果やトンネル伝搬等も取り扱うことが可能であり，電磁波の伝搬をより正確に捉えることができる。一方マイクロ波計測に関しては, LHD プラズマに対する超短パルス反射法等のシミュレーションを行い，これらの先進的計測法の有効性を理論的に明らかにしてきた。

プラズマ中の電磁波伝搬を扱う基礎方程式は，マクスウェル方程式と誘起電流に対する式：

$$\frac{\partial}{\partial t}\boldsymbol{B} = -\nabla\times\boldsymbol{E}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\boldsymbol{E} = \nabla\times\boldsymbol{B} - \boldsymbol{J}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\boldsymbol{J} = f\boldsymbol{E} - \alpha\boldsymbol{J}\times\boldsymbol{b}$$

である。ここで各物理量に関しては以下のような規格化を行っている。$\omega_0 t \to t$, $\omega_0 \boldsymbol{r}/c \to \boldsymbol{r}$, $\boldsymbol{E}/E_0 \to \boldsymbol{E}$, $c\boldsymbol{B}/E_0 \to \boldsymbol{B}$, $\boldsymbol{J}/\varepsilon_0\omega_0 E_0 \to \boldsymbol{J}$, $\boldsymbol{b} = \boldsymbol{B}_0/B_0$, $\alpha = \omega_{ce}/\omega_0$, $f = (\omega_{pe}/\omega_0)^2$。ここで，$\omega_{pe}$ は電子プラズマ振動数，ω_{ce} は電子サイクロトロン周波数，またω_0 はある基準周波数である。電子サイクロトロン共鳴加熱の解析に対しては，アンペールの式が以下のように修正される。

$$\frac{\partial}{\partial t}\boldsymbol{E} = \nabla\times\boldsymbol{B} - \boldsymbol{J} - \tilde{\sigma}\cdot\boldsymbol{E}$$

$$\tilde{\sigma} = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} & \sigma_{xz} \\ \sigma_{yx} & \sigma_{yy} & \sigma_{yz} \\ \sigma_{zx} & \sigma_{zy} & \sigma_{zz} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sigma_1 b_z^2 + \sigma_3 b_x^2 & -\mathrm{i}\sigma_1 b_z & -(\sigma_1-\sigma_3)b_x b_z \\ \mathrm{i}\sigma_1 b_z & \sigma_1 & -\mathrm{i}\sigma_1 b_x \\ -(\sigma_1-\sigma_3)b_x b_z & \mathrm{i}\sigma_1 b_x & \sigma_1 b_x^2 + \sigma_3 b_z^2 \end{pmatrix}$$

$$\frac{\sigma_1}{\varepsilon_0\omega} = \sqrt{\pi}\frac{\omega_{pe}^2}{2\omega|k_{\parallel}|v_{te}}\exp\left[-\left(\frac{\omega-|\omega_{ce}|}{|k_{\parallel}|v_{te}}\right)^2\right], \quad \frac{\sigma_3}{\varepsilon_0\omega} = \sqrt{\pi}\frac{\omega\omega_{pe}^2}{(|k_{\parallel}|v_{te})^3}\exp\left[-\left(\frac{\omega}{|k_{\parallel}|v_{te}}\right)^2\right]$$

ここで，σ_1，σ_3 がそれぞれサイクロトロン共鳴，ランダウ共鳴の効果を表している。また，プラズマに対する複雑な境界を簡単なプログラムで設定できる新しい計算手法も考案した。境界の外に対しては電磁波が強いエバネッセント波となるように境界の外の領域に複素誘電率（ε_r，ε_i）を設定するという手法で，この場合のアンペールの式は複素誘電率（ε_r，ε_i）を取り入れた次式で与えられる。

$$\frac{\partial}{\partial t}\boldsymbol{E} = \frac{1}{\varepsilon_r}\left(\nabla\times\boldsymbol{B} - \varepsilon_i\frac{\omega}{\omega_0}\boldsymbol{E} - \boldsymbol{J}\right)$$

この複素誘電率の導入により，複雑なプラズマ境界も非常に簡単に取り扱うことが可能になった。

次に，従来の FDTD (Finite Difference Time Domain)スキームに代わる新しいセミ陰解法スキームについて考える。電磁場に対する FDTD 法は陽解法であり，誘起電流 $\boldsymbol{J}$ の方程式も同様に陽解法で取り扱うと，高密度プラズマに対しては陽解法スキームが破綻して差分式が不安定になることが分かる。このような高密度プラズマでの差分式の数値不安定性を回避するために，ファラデーの式はそのままに

しておいてアンペールの式と誘起電流 J の式を陰解法スキームで計算するセミ陰解法スキームを考案した。この計算スキームを用いて，密度一定の円形プラズマに電磁波のビームを垂直照射する２次元シミュレーションを行った。図１は，プラズマ表面での電場の値 E_0 とプラズマ密度 n_p の関係を示している。従来の陽解法スキーム（□）では 10^{16}cm^{-3} 台のプラズマ密度で数値不安定性を起こして数値計算は破綻するが，この新しいセミ陰解法スキーム（●）では 10^{22}cm^{-3} 台の固体密度のプラズマでも数値不安定性を起こすことなく安定に計算されていることが分かる。この新しいセミ陰解法スキームは，金属物質を含むような系の電磁波解析シミュレーションに非常に有効であると考えている。

図１．プラズマ表面での電場の値とプラズマ密度の関係

参考文献

[1] H. Hojo, et al., Conference Digest on 28th Int. Conf. Infrared and Millimeter Waves(Otsu, Japan, Sept.28-Oct.2, 2003) 49-50.

[2] H. Hojo, A. Fukuchi, A. Itakura and A. Mase, Rev. Sci. Instrum. **75**, No.10 (2004) 3813-3815.

[3] A. Fukuchi, H. Hojo, A. Itakura and A. Mase, J. Plasma Fusion Res. SERIES **6** (2004), 745-747.

[4] H. Hojo, Summer School for Diagnostics for Fusion Plasmas (Daejeon, Korea, 2004), 399-417, *Invited.*

[5] H. Hojo, et al., J. Plasma Fusion Res. **80**, No.3, 175-176 (2004).

[6] Y. Tatematsu, T. Saito and H. Hojo, J. Plasma Fusion Res. **80**, No.5 (2004) 360-361.

[7] 北條仁士 他，超高速高周波エレクトロニクス実装研究会論文集，Vol.4, No.1 (2004) 1-6, 依頼講演.

[8] H. Hojo and A. Mase, 7th Australia/Japan Workshop on Plasma Diagnostics (NIFS, Dec., 2005).

[9] 北條仁士 他，電気学会・プラズマ研究会論文　PST-05-45 (2005).

（２）表面プラズモン干渉法を用いたプラズマ密度計測

物質の誘電率を測定する光学的計測法に表面プラズモン分光法という計測法がある。これは物質に斜め照射した光の反射波が物質内で共鳴的に励起された表面プラズモンの影響を受けて反射率が減少することを利用して，物質の誘電率を計測する手法である。この計測法により物質の誘電率等の物性定数が計測される。

本研究は，この計測法に関連したシートプラズマ中のプラズマ密度を求める新しい計測手法の開発を目的としている。図２に計測原理を説明するための理論モデルの概略図を示す。図に示すように，密度一定のシートプラズマにマイクロ波を斜めに照射して，その透過率 T を解析する。マイクロ波の入射角を θ とする。プラズマに対して照射するマイクロ波の伝搬を記述する波動方程式は

$$\nabla(\nabla\cdot\boldsymbol{E})-\nabla^2\boldsymbol{E}-k_0^2\varepsilon_r\boldsymbol{E}=0$$

で記述される。$k_0=\omega/c$，ε_r は比誘電率であり，プラズマと空気（真空）領域に対して

$$\varepsilon_r=\begin{cases}\varepsilon_p=1-\left(\dfrac{\omega_{pe}}{\omega}\right)^2, & \text{plasma}\\ 1, & \text{otherwise}\end{cases}$$

図２．理論モデルの概略図

で与えられる。また，ω_{pe} はプラズマの電子プラズマ周波数であり，シートプラズマの密度を n_p，またその厚さを h とする。ここでは入射電磁波は TM モードを仮定して，入射電磁波に対してプラズマは overdense（$\omega<\omega_{pe}$）になっているとする。従って，シートプラズマ中の電磁波は伝搬モードではないエバネッセント波になっている。

上式の波動方程式を解析的に解くことによって，シートプラズマを透過する電磁波の透過率 T が以下のように求められる。

$$T=\frac{16\left(\dfrac{1}{\varepsilon_P}\right)^2\dfrac{1-\sin^2\theta}{|\varepsilon_P|+\sin^2\theta}}{16\left(\dfrac{1}{\varepsilon_P}\right)^2\dfrac{1-\sin^2\theta}{|\varepsilon_P|+\sin^2\theta}\cosh^2\left[k_0h\sqrt{|\varepsilon_P|+\sin^2\theta}\right]+4\left[\left(\dfrac{1}{\varepsilon_P}\right)^2-\dfrac{1-\sin^2\theta}{|\varepsilon_P|+\sin^2\theta}\right]^2\sinh^2\left[k_0h\sqrt{|\varepsilon_P|+\sin^2\theta}\right]}$$

この場合，$\varepsilon_p<0$ である。図３に $k_0h=0.2$ の場合の電磁波の透過率 T と入射角 θ との関係を示す。透過率がある入射角に対して最大になっていることが分かる。また透過率を最大にする入射角がプラズマの誘電率 ε_p の大きさに依存して変化していることが分かる。これから，透過率を最大にする電磁波の入射角を実験的に測定することによって，プラズマの誘電率 ε_p を決定できることが分かる。誘電率 ε_p の決定は，プラズマ密度 n_p の決定に他ならない。図４には，$k_0h=0.8$ の場合の電磁波の透過率 T と入射角 θ との関係を示す。透過率の大きさは異なっているが，この場合も図３と同様のことが成り立つことが分かる。図５は，入射波に TE モードを用いた場合の電磁波の透過率 T と入射角 θ との関係を示している。この場合，透過率は常に垂直入射（$\theta=0$）に対して最大になり，プラズマの誘電率の大きさに依存しないことが分かる。従って，本計測委手法では TE モードの電磁波を用いてプラズマ密度を測定することはできない。図６には，$k_0h=0.1$，1.0，3.0 の場合に対して透過率を最大にする入射角 θ_R とプラズマ密度の関係を示す。各曲線は単調増加関数であり，透過率を最大にする入射角 θ_R を測定することによって，入射周波数は既知であることからプラズマ密度 n_p を決定できることが分かる。本計測法は，これまで開発を行ってきた Fabry-Perot 干渉法と同様に，PDP プラズマ等のマイクロプラズマの密度計測にも適用できると考えている。

図３．TM 波透過率と入射角の関係（$k_0h = 0.2$）

図４．TM 波透過率と入射角の関係（$k_0h = 0.8$）

図５．TE 波透過率と入射角の関係（$k_0h = 0.2$）

図６．プラズマ密度と最適入射角の関係（TM 波）

参考文献

[1] H. Hojo and A. Mase, Extended Abstracts in Optics Japan 2003 (Hamamatsu, 2003), 230-231.

[2] H. Hojo and A. Mase, J. Plasma Fusion Res. **80**, No.5 (2004) 358-359.

[3] H. Hojo, K. Akimoto and A. Mase, J. Plasma Fusion Res. **80**, No.3, 177-178 (2004).

[4] H. Hojo and A. Mase, Extended Abstracts in Optics Japan 2004 (Osaka, 2004), 330-331.

[5] H. Hojo and A. Mase, International Microwave Diagnostic Meeting (Kyushu-Univ., March 2004).

[6] H. Hojo and A. Mase, Proc. Joint 30th Int. Conf. Infrared and Millimeter Wave and 13th Int. Conf. Terahertz Electronics (Williamsburg, 2005), 26-27.

[7] H. Hojo and A. Mase, Proc. 12th Int. Symp. Laser-Aided Plasma Diagnostics (Snowbird, 2005), 291-296.

（３）プラズマフォトニック結晶からの放射電磁波のビーム化

フォトニック結晶は２つの異なる誘電率をもつ誘電媒質を１次元（或いは，２次元，３次元）的に周期的に配列した構造体として定義される。フォトニック結晶中の電磁波は，固体結晶中の電子と同様に，その伝搬特性を定める分散関係において伝搬が禁止される禁止帯を有するようになる。そして光波，電磁波の制御にこの禁止帯が有効に利用されている。プラズマフォトニック結晶は，誘電媒質の１つが放電プラズマであるようなフォトニック結晶として定義される。このプラズマフォトニック結晶はマイクロ波・ミリ波領域の電磁波を制御するための新しい機能性プラズマデバイスとして重要であるだけでなく，光波に対する従来のフォトニック結晶に対する良いシミュレータになり得ると考えられる。このプラズマフォトニック結晶は，誘電率の観点から２つのタイプに大きく分類すること

ができる。ひとつは円筒状のガラス等を周期的に並べて結晶格子を作り，バックグラウンドを放電プラズマで満たしたものである（Type-1)。いまひとつは円筒状の放電プラズマを生成して結晶格子を作り，バックグラウンドを真空または空気で満たしたものである（Type-2)。後者のプラズマフォトニック結晶に関しては，最近京都大学の研究グループが実験的に作製することに成功している。

本研究では，プラズマフォトニック結晶導波路から放射される電磁波のビーミングに関するシミュレーション解析を行う。シミュレーションにおいてマクスウェル方程式等の解くべき方程式は，

$$\frac{\partial}{\partial t}\boldsymbol{B} = -\nabla \times \boldsymbol{E}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\boldsymbol{E} = \frac{1}{\varepsilon_r}\left(\nabla \times \boldsymbol{B} - \boldsymbol{J}\right)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\boldsymbol{J} = f\boldsymbol{E}$$

で与えられ，Finite Difference Time Domain(FDTD)法を用いて数値計算する。ただし，以下のような規格化：$\omega_0 t \rightarrow t$, $\omega_0 r/c \rightarrow r$, $E/E_0 \rightarrow E$, $cB/E_0 \rightarrow B$, $J/\varepsilon_0\omega_0 E_0 \rightarrow J$ を行っている。ここで，$f = (\omega_{pe}/\omega_0)^2$ である。数値計算において，プラズマ，ガラス，真空（空気）は，以下のような設定：

$\varepsilon_r = 1.0$ and $J \neq 0$ for plasma

$\varepsilon_r = 7.0$ and $J = 0$ for glass

$\varepsilon_r = 1.0$ and $J = 0$ for vacuum (or, air)

で区別される。図７に Type-1 プラズマフォトニック結晶における表面格子変調効果による導波路から放射された電磁波のビーミングのシミュレーション結果を示す。左図は表面格子はあるが変調を付けていない場合で，右図は変調を付けた場合である。図８に表面格子の変調の形状を示す。表面格子の変調によって，電磁波のビーミングが起こっていることが分かる。これは，表面格子変調に起因した表面波との結合によって，導波路モードの位相がうまく制御されてビーミングが起こっていると考えられる。このような電磁波のビーミング制御は，１つのデバイスから別のデバイスへの電磁波の効率的な伝送において非常に重要である。図９には，Type-2 プラズマフォトニック結晶におけるホーンアンテナ効果による電磁波のビーミングのシミュレーション結果を示す。左図はホーンアンテナがない場合で，右図は導波路の外にホーンアンテナを付加した場合である。ホーンアンテナの形状は図10に示されている。ホーンアンテナの付加によって，電磁波のビーミングがある程度起こっていることが分かる。このホーンアンテナの特徴は，一層のプラズマ格子列でホーンアンテナが十分に機能している点である。Type-2 プラズマフォトニック結晶においては，表面格子変調による電磁波のビーミングは計算した範囲ではあまり効率的でなかった。

図７．導波路からの放射電磁波（Type-1 PPC）

図８．表面格子変調の形状

図９．導波路からの放射電磁波（Type-2 PPC）

図10．ホーンアンテナの形状

参考文献

[1] H. Hojo et al., Proc. 28th Int. Conf. Infrared and Millimeter waves (Otsu, 2003), 347-348.

[2] H. Hojo et al., J. Plasma Fusion Res. **80** (2004) 89-90.

[3] N. Uchida, H. Hojo, et al., Proc. Plasma Science Symposium 2005 and the 22th Symposium on Plasma Processing (Nagoya, Jan. 2005) P1-11.

[4] H. Hojo et al., Proc. Joint 30th Int. Conf. Infrared and Millimeter Wave & 13th Int. Conf. Terahertz Electronics (Williamsburg, USA, 2005) 117-118.

[5] H. Hojo, et al., Int. Workshop on Microwave Technologies and Applications (Kyushu-Univ., Dec. 2005).

[6] H. Hojo et al., Plasma Fusion Research **1** (3006), 021-1-2.

[7] H. Hojo et al., Workshop on Plasma Science and Applications (Kyushu-Univ., March 2006).

[8] 北條仁士 他，第 53 回応用物理学会関係連合講演会（武蔵工大，2006 年 3 月）25pZC5.

（4）プラズマ共鳴を有する不均一プラズマ中の表面波

大学における研究成果を社会に還元することは非常に重要であり，大学の更なる発展において欠くことの出来ないものである。表面波の研究は日本の中心産業である半導体プロセス産業のプラズマプロセスにおいて非常に重要な役割を担っている波動であり，プロセスプラズマの生成・加熱に良く利用されている。これまでの表面波に対する理論解析の多くは一様なプラズマ密度の仮定に基づいていたが，実際のプロセスプラズマは表面のシース領域において不均一であり，プラズマ密度の不均一性を取り入れた理論解析が必要である。本研究では，軸方向へのプラズマ密度の不均一性を考慮してこれまでより更に進んだ表面波の詳細解析を行った。

解析のための基礎方程式は，電磁場のマクスウェル方程式とプラズマ中の誘導電流に対する式：

$$\frac{\partial}{\partial t}\boldsymbol{B} = -\nabla \times \boldsymbol{E}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\boldsymbol{E} = c^2 \nabla \times \boldsymbol{B} - \frac{1}{\varepsilon_0}\boldsymbol{J}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\boldsymbol{J} = \varepsilon_0 \omega_{\mathrm{pe}}^2 \boldsymbol{E} - \nu \boldsymbol{J}$$

である。ここで，ω_{pe} は電子プラズマ周波数，ν は衝突周波数である。いまプラズマ密度が軸（z）方向のみに不均一であると仮定して，電場 $\boldsymbol{E}$ を $E_z(r,\theta,z) = \psi(r,\theta)F(z)$，$\nabla_\perp \cdot \boldsymbol{E}_\perp(r,\theta,z) = \psi(r,\theta)G(z)$ とおくと，プラズマ中の電磁場の $F(z)$ と $G(z)$ は

$$\frac{d^2G}{dz^2}+\frac{\lambda^2}{\lambda^2-k_0^2\varepsilon_p}\frac{1}{\varepsilon_p}\frac{d\varepsilon_p}{dz}\frac{dG}{dz}-\left(\lambda^2-k_0^2\varepsilon_p\right)G=0$$

$$\frac{d^2F}{dz^2}-\left(\lambda^2-k_0^2\varepsilon_p\right)F+\frac{d}{dz}\left(F\frac{d\ln\varepsilon_p}{dz}\right)=0$$

ただし，プラズマの誘電率ε_pとψは次式で記述される。

$$\left(\nabla_\perp^2+\lambda^2\right)\psi(r,\theta)=0,\qquad \varepsilon_p(z)=1-\frac{\omega_{pe}^2(z)}{\omega(\omega+i\nu)}$$

図11．表面波の解析モデル

上式から明らかなように，$F(z)$ と $G(z)$ に対する方程式はどちらも$\varepsilon_p=0$（$\nu=0$ の場合）で singular になることが分かる。これがプラズマ共鳴であり，この singularity に起因してプラズマ共鳴層で強い電磁場が励起される。プラズマ密度が，$N(z)=N_0(z/d)$ $(0<z<d)$，N_0 $(z>d)$ と与えられ，プラズマ表面だけで不均一であると仮定すると，この密度が不均一な領域の解は近似的に変形ベッセル関数を用いて表される。図12に，$(\omega_{p0}a/c)^2=50$，$h/a=0.2$，$d/a=0.3$ の場合における $m=8$，$n=1$ のピュアモードの軸方向の固有関数 G の波形を示す。図13は，同じパラメータでのピュアモードの固有関数 F の波形を示す。ここでピュアモードとは，プラズマ領域とクオーツ板領域の両方で電磁波がエバネッセント波になっている表面波モードを意味する。プラズマが均一である場合表面波はプラズマとクオーツ板の境界でピーキングを起こすが，プラズマが不均一である場合表面波は$\omega=\omega_{pe}$ のプラズマ共鳴層の位置でピーキングを起こしていることが分かる。図14には，$(\omega_{p0}a/c)^2=55$，$h/a=0.2$，$d/a=0.3$ の場合における $m=8$，$n=1$ のハイブリッドモードの軸方向の固有関数 G の波形を示す。また図15は，同じパラメータでのハイブリッドモードの軸方向の固有関数 F の波形を示す。ハイブリッドモードとは，プラズマ領域ではエバネッセント波であるが，クオーツ板領域の方では伝搬波になっている表面波モードを意味する。このハイブリッドモードに対しては，ピュアモードと異なりプラズマとクオーツ板の境界と$\omega=\omega_{pe}$ のプラズマ共鳴層の２カ所で固有関数がピーキングしていることが分かる。また方程式における singularity の効果は，G よりも F の方が強く出ていることが分かる。また，プラズマ共鳴層近傍等に強く局在したこのような電磁場がプロセスプラズマの生成・加熱に大きく寄与していることが電磁波の吸収電力解析に関する３次元 FDTD シミュレーションで明らかになった。

図12．TM_{81} ピュアモードの固有関数 G

図13．TM_{81} ピュアモードの固有関数 F

図14. TM_{81} ハイブリッドモードの固有関数 G

図15. TM_{81} ハイブリッドモードの固有関数 F

参考文献

[1] H. Hojo et al., J. Plasma Fusion Res. **80** (2004), 719-720.

[2] H. Hojo, Y. Yasaka and A. Mase, 7th Asia Pacific Conference on Plasma Science and Technology & 17th Symposium on Plasma Sciencefor Materials (Fukuoka, June 29-July 2, 2004), 29P-126.

[3] A. Shimamura, H. Hojo, et al., Proc. Plasma Science Symposium 2005 and The 22nd Symposium on Plasma Processing (Nagoya, Jan. 2005), 241-242.

[4] 北條仁士 他, 第22回プラズマ・核融合学会年会（東京, 2005年11月）29pC01, 招待講演.

[5] 北條仁士 他, 第53回応用物理学会関係連合講演会（武蔵工大, 2006年3月）23pZC9.

（5）Simulations on Microwave Imaging Reflectometry

Microwave reflectometry is a diagnostic tool that uses radar to measure plasma parameters. In the microwave reflectometry, WKB approximation is often used for the signal interpretation. According to this approximation, plasma fluctuations are supposed to predominantly affect phase of the probing signal and do not change its amplitude. Therefore, near the cutoff region shape of the signal wavefronts corresponds to the shape of the fluctuations. If amplitude of the fluctuations is small or width of their wavenumber spectrum is narrow, microwaves bear phase information on a large distance and interpretation of the reflectometer signal is straightforward. Otherwise, interference of the scattered wavefronts destructs the shape of the phase already close to the cutoff position making difficult extraction of the information. One of the possible ways to solve the problem, which is used in microwave imaging reflectometry, is to use high aperture optics to restore the wavefronts at the receiver position. This technique potentially can record time history of the density fluctuations and estimate value and direction of the fluctuations rotation.

Our numerical model employed here consists of analytical and numerical (FDTD) solutions of 2D Maxwell's equations in vacuum and of the equation for the induced current density in a plasma. Geometrical parameters of the model and plasma parameters correspond to the GAMMA10 tandem mirror device configuration, as shown in Fig.16. The reflectometer operates in the X-mode and utilizes the frequency of 15GHz (k_0=3.1cm^{-1}). The antenna pattern of the transmitting antenna has a Gaussian shape with beam waist $\Delta_{transm} = 2\lambda$. Plasma density profile with the Gaussian form is considered:

$$n(r) = n_0 \exp\left(-\frac{r^2}{\Delta_r^2}\right),$$

where n_0 = 2x10^{12}cm^{-1}, Δ_r =10cm and $r^2=x^2+z^2$. External magnetic field B_0 = 0.405T is directed normally to the simulation plane. For the model parameters the cutoff layer is located at radius r_c= 10.3cm. The random

fluctuations $\delta n_e/n_e$ are generated as a sum of N modes with random amplitudes δn_{0i} and uniformly distributed phases $\phi_{\theta i}$, ϕ_{ri} as follows:

$$\frac{\delta n_e}{n_e} = \frac{2\gamma}{\sqrt{N}\sigma}\sum_{i=1}^{N}\delta n_{0i}\cos\left(k_{\theta i}r_c\left(\theta-\omega_\theta t\right)+\phi_{\theta i}\right)\cos\left(k_{ri}r+\phi_{ri}\right),$$

where γ is the root-mean-square amplitude of random fluctuations, σ is the standard deviation of δn_{0i}, ω_θ is the angular speed chosen such that at the plasma edge, the linear rotation speed v_θ=6km/s. The amplitude δn_{0i} has Gaussian shape $\delta n_{0i} \sim \exp[-(k_{\theta i} - k_{\theta 0})^2/(\Delta k_\theta)^2 - (k_{ri} - k_{r0})^2/(\Delta k_r)^2]$ with $k_{\theta i}$, $k_{\theta 0}$ and Δk_θ (k_{ri}, k_{r0} and Δk_r) being the poloidal (radial) wavenumbers, the shift of a wavenumber spectrum and spectral width respectively. We assume fluctuations with equal poloidal and radial spectral widths. The maximum of the spectra is always located at the zero wavenumber ($k_{\theta 0}=k_{r0}$=0cm^{-1}) and the RMS amplitude γ=0.06. The imaging optics consists of a confocal two-lens optical system. The lens1 with a focal length f_1=50cm is placed close to the vacuum vessel wall. The maximum aperture of the optics D is limited by the size of the access port window and for the model parameters is equal to 50cm. Single receiving antenna of the imaging reflectometer is located at the rear focal plane of the lens2 at optical axis and records time-history of density fluctuations near the cutoff region. Receiving antenna of the conventional reflectometer is located near port access window at x=60cm.

Fig.16. Scheme of simulated device for GAMMA 10

Numerical experiments allow us to compare spectra of reference and received explicitly and to examine applicability of clear or distorted signal for the fluctuation measurements. The power spectrum $Sp(\omega)$ is the Fourier transform of the autocorrelation function:

$$Sp(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} K_S(\tau)e^{-i\tau\omega}d\tau ,$$

where $\omega=2\pi f$ is the angular frequency of the signal and K_s is the autocorrelation function defined as

$$K_S(\tau) = \left\langle\left(S(t)-\mu_S\right)\left(S(t+\tau)-\mu_S\right)\right\rangle .$$

Here, $S(t)$ is the reflectometer signal with averaged value μ_S and sign < > denotes averaging over the ensemble. Reflectometer signals of 5120 time points are calculated. The random parameters of the density fluctuation are refreshed every 512 points, and thus ensembles of 10 realizations are obtained. The signal is sampled at 1.0Msamples/second rate, determining the frequency resolution of the spectrum by 1.95kHz. Power spectra of the reflectometer signal phase fluctuations are shown in Fig.17. The power spectra of the density fluctuations observed at the fixed point at the cutoff region are used as the reference spectra. Obviously, the shape of the coherent-like density fluctuation spectrum is accurately reproduced, as shown in Fig.17(a). But the system is not able to measure accurately broaden spectra corresponding to turbulent fluctuations, as shown in Fig.17(b). In order to compare parameters of measured and reference spectra in detail, spectral width and spectral index η are calculated. The η arises from the approximation of the observed frequency region of the power spectra as a

power-law function f^{η}. When width of the spectrum and spectral index are equal to the reference ones, the shape of measured spectra is expected to be the same as the shape of reference spectrum. The shape of the phase and complex amplitude spectra is similar to the shape of the reference spectrum when $\Delta k_\theta = \Delta k_r = 0.1k_0$ (Fig.17(a)). If fluctuations are broaden ($\Delta k_\theta = \Delta k_r = 0.5k_0$), spectrum of phase fluctuations of the both reflectometer systems tends to the $1/f^2$ law (Fig.17(b)). The phase of imaging reflectometer signal lies close to the reference lines, and therefore gives accurate measurements when $\Delta k_{fluct} \leq 0.2k_0$. At the same time, conventional system shows accurate results for spectrum width and spectral index measurements when $\Delta k_{fluct} \leq 0.1k_0$, and is able to recover only width of spectrum if $\Delta k_{fluct} \leq 0.2k_0$. Therefore, imaging reflectometer demonstrates wider range of measurable parameters in comparison with the modeled conventional system.

Fig.17 Power spectra of density fluctuations and phase fluctuations in imaging and conventional systems for $\Delta k_\theta = \Delta k_r = 0.1k_0$ (a) and $0.5k_0$ (b). The thick lines show the spectra by the polynomial fitting.

Fig.18 The width of the power spectra (a) and spectral indexes (b) in imaging and conventional systems.

References

[1] M. Ignatenko, A. Mase, L. Bruskin, Y. Kogi and H. Hojo, J. Plasma Fusion Res. **80** (2004) 85-86.

[2] M. Ignatenko, A. Mase, L. Bruskin, Y. Kogi and H. Hojo, Transactions of Fusion Science and Technology **47** (2005) 183-186.

[3] M. Ignatenko, A. Mase, L. Bruskin, Y. Kogi and H. Hojo J. Plasma Fusion Res. **81** (2005) 419-420.

[4] M. Ignatenko, A. Mase, L. Bruskin, Y. Kogi and H. Hojo, 12th Int. Symp. Laser-Aided Plasma Diagnostics (Snowbird, USA, 2005) 371-376.

[5] M. Ignatenko et al., 22nd Annual Meeting of the Japan Society of Plasma Science and Nuclear Fusion Research (Tokyo, Nov., 2005), 01pA07P.

【２２】ダイバータ磁場配位の設計研究および交換型モードの安定性に関する理論的研究

我々のグループはタンデムミラーGAMMA10の波動加熱、静電位形成、新古典共鳴拡散、電位の非等方性に起因する粒子径方向輸送、ダイバータ磁場配位設置に関する設計等の研究を行なっている。
平成17年度は主としてダイバータ磁場に関する次の研究を行なった。

1. ダイバータ磁場配位の設計および平衡に関する研究

今年度はGAMMA10中央ミラー部にダイバータ磁場配位を設置する為の設計研究を行なった。この研究では現行のコイルおよび各コイルに電流を供給する電流系統をそのまま用いる事でダイバータ磁場配位設置に係る改造費用を最小限に抑える条件を設けた。

図１ GAMMA10現有のコイル電流系統図。それぞれ"CR","AB","RT","RB","MR"と言う名前があり、GAMMA10標準実験時でのコイル電流および最大許容電流値をkAの単位で図中に示している。

図２ ダイバータ磁場設置の目的で中央ミラー部のパンケーキコイル（暗色）を"CR"電流系から"RT"電流系統に繋ぎ変えた例。

図１にGAMMA10現有の電流系統図を示した。GAMMA10には５系統の電流系統があり、図１に示している様にそれぞれ各コイルに独立に電流を供給している。中央ミラー部にダイバータ磁場配位を設置する為には中央部にあるパンケーキコイルの一部について電流の向きを逆にする事で実現される。この為に図２に一例を示すように、二つ（暗色）のパンケーキコイルをダイバータコイルとして"CR"電流系統から"RT"電流系統へ配線を繋ぎ替える。これによってダイバータコイルは中央部の他のパンケーキコイルとは独立に電流値を変更することが出来るようになる。

図３ 中央ミラー部コイルの一部をダイバタ用コイルとして使うことにより実現する磁場配位。中央ミラー部のパンケーキコイルに(1)から(10)までの番号を付けて、それぞれ組み合わせを替えた例を図(a)から(d)に図示した。

中央ミラー部内のダイバータ磁場配位に関して、どのパンケーキコイルをダイバータ用コイルとして用いるかによって図３に示しているような磁場配位が存在する。ここで図３(a)から図３(d)のどのダイバータ磁場配位が良いかを決定するためには、基本的にプラズマ平衡の問題と安定性の問題を解いてどのくらいの圧力のプラズマを保持できるのか調べる必要がある。平衡に関しては次のGrad-Shafranov方程式を解け

ばその解を求める事が出来る。

$$r\frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{1}{r}\frac{\partial\psi}{\partial r}\right)+\frac{\partial^2\psi}{\partial z^2}=-\frac{r^2}{\sigma}\frac{\partial p_{\parallel}(\psi,B)}{\partial\psi}-\frac{1}{\sigma}(\nabla\psi\cdot\nabla\sigma) \tag{1}$$

ただし

$$\sigma(\psi,B)\equiv\frac{1}{4\pi}+\frac{p_{\perp}(\psi,B)-p_{\parallel}(\psi,B)}{B^2} \tag{2}$$

ここで磁場を $\boldsymbol{B}=\nabla\psi\times\nabla\theta$ と記述する座標系 (ψ,θ,z) を用いている。座標軸 z に関して軸対称磁場配位を考えているので流れ関数 ψ 自身は $\psi(r,z)=\int_0^r B_z(r',z)\,r'\mathrm{d}r'$ の様に計算することが出来る。Grad-Shafranov 方程式を解くためにはあらかじめプラズマ圧力 $p_{\perp}(\psi,B)$, $p_{\parallel}(\psi,B)$ の関数系を与える必要がある。今回は次式の (3), (4) で与えられる圧力モデルを採用した。これはロスコーンがあるときの等方 (ピッチ角方向に等方な) 分布関数に対する圧力分布に相当している。

$$p_{\parallel}(\psi,B)=p_{\perp 0}\left[1-\left(\frac{\psi}{\psi_s}\right)\right]\left[\frac{[B_{max}(\psi)-B]^{3/2}}{[B_{max}(\psi)-B_{min}(\psi)]^{1/2}[B_{max}(\psi)+\frac{1}{2}B_{min}(\psi)]}\right] \tag{3}$$

$$p_{\perp}(\psi,B)=p_{\perp 0}\left[1-\left(\frac{\psi}{\psi_s}\right)\right]\left[\frac{[B_{max}(\psi)-B]^{1/2}[B_{max}(\psi)+\frac{1}{2}B]}{[B_{max}(\psi)-B_{min}(\psi)]^{1/2}[B_{max}(\psi)+\frac{1}{2}B_{min}(\psi)]}\right] \tag{4}$$

ここで ψ_s はプラズマ周辺ダイバータ磁場について磁場ヌルの位置を通る磁力線位置の座標である。また $B_{max}(\psi)$, $B_{min}(\psi)$ は同一磁力線 ψ 上の磁場強度の最大値と最小値である。図 4 (a), (b) に (3), (4) の圧力モデルを用いたときの β 値限界での Grad-Shafranov 方程式のから求めた ψ_s を圧力 $p_{\perp}(r,z)$, $p_{\parallel}(r,z)$ の等高線とともにプロットした。また真空状態の $\psi(r,z)$ と β 値限界のときの解 $\psi(r,z)$ を図 4 (c) にプロットしている。ここでの β 値限界は Grad-Shafranov 方程式の解が数値的に存在する限界 β 値として定義している。図 4 の例では図 3 (d) の様に No.(2) と No.(9) のパンケーキコイルをダイバータコイルとして利用している。更に GAMMA10 実効的軸対称タンデムミラー磁場を満たす為に磁力線の再円形化条件を満たすように各電流系統に流れる電流値を調整している。しかし図 4 では磁場ヌル点が真空容器外に存在しているために、GAMMA10 現有の真空容器での実験は出来ない。尚、図 4 は "RT" 電流系統に流す電流値は許容電流値限界である。また図 4 (c) の結果から β 値限界では高いプラズマ圧力が存在することで軸上磁場強度が非常に小さくなっている事が分る。

図 4　中央ミラー部コイルの一部をダイバタ用コイルとして使うことにより実現する磁場配位。中央ミラー部のパンケーキコイルに (1) から (10) までの番号を付けて、それぞれ組み合わせを替えた例を図 (a) から (d) に図示した。

図 5　中央ミラー部コイルの一部をダイバタ用コイルとして使うことにより実現する磁場配位。中央ミラー部のパンケーキコイルに (1) から (10) までの番号を付けて、それぞれ組み合わせを替えた例を図 (a) から (d) に図示した。

図 5 に No.4 と No.7 のコイルをダイバータ用コイルとして利用したときの真空磁場配位とプラズマが存在するときに平衡に対する β 値限界での磁場配位をプロットしている。平衡に関する β 値限界は現在考えている全てのダイバータ磁場配位で大体 $\beta\equiv 8\pi p_{\perp}/B_{vac}^2\simeq 1$ である事がわかった。このとき B_{vac} は磁場ヌル点

直下の軸上での磁場極小値を用いている。従ってより高い圧力のプラズマを保持できることと、磁場ヌル点の径方向位置を様々に変える実験が現有の電流系統の許容範囲内で出来ること、および軸上真空磁場の強度が高い事を考慮すると、図3 (b) に示している No.(4) と No.(7) の二つのコイルをダイバータ用コイルとして採用することが最も良いことが明らかになった。

図6に図3 (b) のダイバータ磁場配位においてダイバータ用コイルに流す電流値 I_{div} を横軸にとったときのダイバータ磁場ヌル点の径方向位置を図6 (a) に、平衡 β 値限界を図6 (b) に磁場ヌル点直下の軸上真空磁場極小値を図6 (c) にプロットした。図6の陰で色づけした領域が GAMMA10 電流系統の許容範囲内である。この領域では磁場ヌル点位置が真空容器内に存在している。平衡 β 値限界は図6 (b) より大体 $\beta \simeq 1$ である。しかし磁場ヌル点直下の軸上位置における真空磁場の極小値は図6 (c) から分るように GAMMA10 標準磁場 ($\simeq$ 4kG) に比べて 1/5 程度である。この事は $\beta \simeq 1$ の β 値限界でのプラズマ圧力は $B_{vac} = 4$kG の磁場に換算すると $\beta \simeq 1/25$ 程度であることが分る。従って今後の設計研究の方向としてより強い軸上真空磁場を持つダイバータ磁場配位を模索する事である。

図6 No.(4), No.(7) のパンケーキコイルをダイバータ用コイルに利用したときパラメータサーベイ。

ここまで述べた事は I.Katanuma *et al.*, Nuclear Fusion, Vol.46 (2006) pp.608–617 に論文として掲載されているので詳細はそちらを参照して下さい。

2. ダイバータ磁場配位での交換不安定性に関する研究

ダイバータ磁場配位で交換型モードの安定性解析をするときに、磁場ヌルの点がありその近傍では MHD 方程式をそのままで使用する事は困難である。この為にブラソフ方程式から出発して、交換型モードの解析に有限ラーモア半径効果と磁力線曲率の効果を取り入れる。この方法は B. Lane, R. S. Post, and J. Kesner, Nucl. Fusion 27, 227(1987) および V.P.Pastukhov and A.Yu.Sokolov, Sov.J.Plasma Phys.17(1991)603 の論文において Maxwellian イオンと電子の場合について方程式の導出と解析が行なわれている。しかし GAMMA10 ダイバータ磁場配位で交換型モード解析を行なうためには非等方圧力の効果を取り入れる必要がある。本研究では上記論文で用いられた方法を利用して bi-Maxwellian プラズマに対して適用できる方程式を導出する事を目的とする。

$$f_{i0}(\boldsymbol{x}, P_\theta, v_\theta, v_\parallel) = n_i(P_\theta)\left(\frac{m}{2\pi T_\perp(P_\theta)}\right)\left(\frac{m}{2\pi T_\parallel(P_\theta)}\right)^{\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{mv_\parallel^2}{2T_\parallel(P_\theta)}\right)\exp\left(-\frac{mv_\perp^2}{2T_\perp(P_\theta)}\right) \tag{5}$$

2.1 電子の磁力線方向の応答

電子分布関数は Maxwellan であると仮定する。しかしイオン分布関数が bi-Maxwellian であるために磁力線に沿ってイオン密度勾配を持つ。従って電子との電荷中性条件から磁力線方向に零次の静電位分布 $\phi_0(\chi)$ が存在する。ここでは (ψ, θ, χ) 座標を用いる。ただし磁場は $\boldsymbol{B} = \nabla\psi \times \nabla\theta = \nabla\chi$ の様に表現される。この座標系を用いると磁力線方向の電子の応答が次のように表わされることが示される。

$$\sigma_e^{(0)} = K_\parallel(\phi_1) \equiv \frac{B^2}{4\pi}\frac{\partial}{\partial\chi}\left(\frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}\frac{\partial\phi_1}{\partial\chi} + \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}\frac{n_{e1}}{n_{e0}}\frac{\partial\phi_0}{\partial\chi}\right) \tag{6}$$

ただし $\sigma_e^{(0)} \equiv -en_{e1}, \omega_{pe}^2 = 4\pi n_{e0}e^2/m_e$ である。また添え字 0 は平衡量で 1 は交換型モードによる摂動量を表わす。上付きの添え字 $^{(0)}$ は磁力線方向の運動から決まる摂動量を表わす。(6) は摂動電位 ϕ_1 による電子

電荷密度 $\sigma_e^{(0)}$ の応答を表わしている。イオンと電子の電荷中性条件は

$$\sigma_i + \sigma_e = 0 \tag{7}$$

である。(7) において最も大きな寄与は電子の磁力線に沿った運動に起因する電荷密度変化分であり、そのときの電子電荷密度は $\sigma_e^{(0)}$ で与えられる。電荷密度に対する次のオーダの寄与は ϕ_0 の効果を取り入れたイオンと電子の径方向の運動からの寄与である。この寄与は $\phi_1^{(0)}$ の効果を取り入れることにより計算することが出来て、

$$\sigma_e(\phi_1^{(0)}) + \sigma_i(\phi_1^{(0)}) = \frac{B^2}{4\pi}\frac{\partial}{\partial\chi}\left(\frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}\frac{\partial\phi_1^{(1)}}{\partial\chi} - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}\frac{\sigma(\phi_1^{(1)})}{en_{e0}}\frac{\partial\phi_0}{\partial\chi}\right) \tag{8}$$

この式において $\phi_1^{(1)}$ は、左辺のイオンと電子の径方向の運動の結果発生する電荷密度差を打ち消すために電子が磁力線方向に運動する結果現れる静電位である。従って $\phi_1^{(0)}$ は次の条件を満たす必要がある。

$$\int\frac{d\chi}{B^2}\left[\sigma_e(\phi_1^{(0)}) + \sigma_i(\phi_1^{(0)})\right] = \int\frac{d\chi}{B^2}\left[e\tilde{n}_i(\phi_1^{(0)}) - e\tilde{n}_e(\phi_1^{(0)})\right] = 0 \tag{9}$$

(9) は $\phi_1^{(0)}$ に対する solvability condition である。

2.2 電子とイオンの磁場に垂直方向の応答

イオンの磁力線に沿った旋回運動を考慮するためにブラソフ方程式から出発する。ブラソフ方程式を $\rho_c\nabla$ (ρ_c はラーモア半径) の二乗のオーダまで展開し、非摂動軌道理論を駆使することで電子の摂動密度 $\tilde{n}_e$ とイオンの摂動密度 $\tilde{n}_i$ の差に対する次の方程式を導出した。

$$\begin{aligned}
\frac{e\tilde{n}_i - e\tilde{n}_e}{e^2B^2} = {} & \frac{\partial}{\partial\psi}\left[\frac{r^2}{B^2}n_{i\,local}\left(1 + k_m\frac{\omega^*_{local}}{\omega}\right)\frac{\partial\tilde{\phi}}{\partial\psi}\right] - \tilde{\phi}\frac{k_m^2}{r^2B^4}n_{i\,local}\left(1 + k_m\frac{\omega^*_{local}}{\omega}\right) \\
& + \frac{\partial\tilde{\phi}}{\partial\psi}\left[-\frac{k_mc}{e\omega}r^2\frac{\partial B}{\partial\psi}\frac{1}{B^3}\frac{\partial\{n_{i\,local}(T_{i\perp local} - T_{i\parallel})\}}{\partial\psi} + r^2\frac{\partial B}{\partial\psi}\frac{1}{B^3}n_{i\,local}\left(1 - \frac{T_{i\parallel}}{T_{i\perp local}}\right)\right] \\
& + \tilde{\phi}\left[-\frac{k_m}{2}\frac{\partial}{\partial\psi}\left(\frac{r^2}{B^2}\right)\frac{\partial}{\partial\psi}\left(\frac{\omega^*_{local}}{\omega}n_{i\,local}\right) - \frac{k_m^2}{m_i\omega^2}\frac{\partial B}{\partial\psi}\frac{1}{B^3}\frac{\partial\{n_{i\,local}(T_{i\parallel} + T_{i\perp local})\}}{\partial\psi}\right. \\
& - \frac{k_me}{m_i\omega c}\frac{\partial B}{\partial\psi}\frac{1}{B^3}n_{i\,local}\left(1 - \frac{T_{i\parallel}}{T_{i\perp local}}\right) + \frac{k_m^2}{m_i\omega^2}\left(\frac{\partial B}{\partial\psi}\right)^2\frac{1}{B^4}n_{i\,local}\left(2T_{i\parallel} + 3\frac{T_{i\parallel}^2}{T_{i\perp local}} + 2T_{i\perp local}\right) \\
& \left. - \frac{k_m^3c}{m_ie\omega^3}\left(\frac{\partial B}{\partial\psi}\right)^2\frac{1}{B^4}n_{i\,local}\left(6T_{i\parallel}T'_{i\parallel} + 2T_{i\perp local}T'_{i\parallel} + 2T_{i\parallel}T'_{i\perp local} + 4T_{i\perp local}T'_{i\perp local}\right)\right],
\end{aligned} \tag{10}$$

ただし

$$\begin{aligned}
\omega^*_{local} = {} & -\frac{c}{en_{i\,local}}\left\{\eta - \frac{B_{cc}}{B}(\eta - 1)\right\}^{-2}\frac{\partial}{\partial\psi}(n_iT_{i\perp}) + 2\frac{cn_iT_{i\perp}}{en_{i\,local}}\left\{\eta - \frac{B_{cc}}{B}(\eta - 1)\right\}^{-3}\frac{\partial\eta}{\partial\psi}\left(1 - \frac{B_{cc}}{B}\right) \\
& + 2\frac{cn_iT_{i\perp}}{en_{i\,local}}\left\{\eta - \frac{B_{cc}}{B}(\eta - 1)\right\}^{-3}\frac{\partial B}{\partial\psi}\frac{B_{cc}}{B^2}(\eta - 1)
\end{aligned} \tag{11}$$

$$\eta = T_\perp/T_\parallel, \qquad \frac{1}{T_{\perp local}} = \frac{1}{T_\parallel} - \frac{B_{cc}}{BT_\parallel} + \frac{B_{cc}}{BT_\perp}, \qquad n_{i\,local} = \frac{n_i}{T_\perp}\left(\frac{1}{T_\parallel} - \frac{B_{cc}}{BT_\parallel} + \frac{B_{cc}}{BT_\perp}\right)^{-1}. \tag{12}$$

(10) の方程式は $T_{i\perp} = T_{i\parallel}$ の等方イオン分布関数の場合は V.P.Pastukhov and A.Yu.Sokolov, Sov.J.Plasma Phys.17(1991)603 の論文結果と完全に一致する。従ってここで導出した式はその論文をより一般的に拡張した方程式になっている。(9), (10) から与えられたダイバータ磁場配位についての摂動電位 $\tilde{\phi}$ に対する ω を固有値に持った二階の常微分方程式が得られる。次年度にこの方程式を GAMMA10 ダイバータ磁場配位に適用して交換型モードに対する安定性境界を導出する予定である。

<論文>

01. T. Cho, J. Kohagura, M. Hirata, T. Numakura, H. Higaki, H. Hojo, M. Ichimura, K. Ishii, K. Md. Islam, A. Itakura, I. Katanuma, Y. Nakashima, T. Saito, Y. Tatematsu, M. Yoshikawa, Y. Takemura, A. Kojima, T. Kobayashi, Y. Yamaguchi, Y. Miyata, N. Yokoyama, Y. Tomii, Y. Miyake, S. Kiminami, K. Shimizu, Y. Kubota, H. Saimaru, Y. Higashizono, A. Mase, Y. Yasaka, K. Ogura, K. Sakamoto, M. Yoshida, V. P. Pastukhov, T. Imai, S. Miyoshi, GAMMA 10 Group,
Progress in potential formation and findings in the associated radially sheared electric-field effects on suppressing intermittent turbulent vortex-like fluctuations and reducing transverse losses,
Nuclear Fusion **45**, 12 (2005) 1650-1657.

02. T. Saito, K. Ishii, A. Itakura, M. Ichimura, Md. K. Islam, I. Katanuma, J. Kohagura, Y. Tatematsu, Y. Nakashima, T. Numakura, H. Higaki, M. Hirata, H. Hojo, M. Yoshikawa, K. Sakamoto, T. Imai, T. Cho, S. Miyoshi,
High Power Electron Heating Experiments at the Plug Region of GAMMA 10,
Journal of Plasma and Fusion Research **81**, 4 (2005) 288-295.

03. K.Ishii, S.Fujimoto, A.Kojima, Y.Miyata, T.Yamaguchi, N.Kaidou, H.Kakiuchi, M.Ichimura, H.Higaki, I.Katanuma, T.Cho,
The Appearance of Beat Frequencies Caused by AIC Waves in an Analysis of End-Loss Ion Current in the Tandem Mirror,
Journal of Plasma and Fusion Research **81**, 12 (2005) 969-970.

04. S. Mebara, M. Goniche, F. Kazarian, M. Seki, Y. Ikeda, T. Imai, B. Beaumont,
Development of cold isostatic pressing graphite module for a heat-resistant lower hybrid current drive antenna,
Review of Scientific Instruments **76**, 5 (2005) 053501-1~7.

05. S. Maebara, S. Moriyama, M. Saigusa, M. Sugimoto, T. Imai, H. Takeuchi,
Power-Balance Control by Slug Tuner for the 175 MHz Radio-Frequency Quarupole (RFQ) Linac in IFMIF Project,
Fusion Science and Technology **47**, 5 (2005) 941-945.

06. H. Yamazaki, M. Iwai, Y. Suzuki, H. Takagi, O. Watanabe and K. Ogura,
Nonaxisymmetric Instabilities in Periodically Corrugated Cylindrical Waveguide with Low Magnetic Field,
IEEJ Transactions on Fundamentals and Materials **125**, 9 (2005) 739-743.

07. Y. Tatematsu, K. Nozaki, T. Saito, H. Ikegami, T. Sekine, D. Nagai, S. Kubo, T. Shimozuma, T. Imai and T. Cho,
Design of Reflecting Mirrors for Electron Cyclotron Wave Launching System in GAMMA 10,
Japanese Journal of Applied Physics **44**, 9A (2005) 6791-6795.

08. T. Maekawa, Y. Terumichi, H. Tanaka, M. Uchida, T. Yoshinaga, S. Yamaguchi, H. Igami, M. Konno, K. Katsuura, K. Hayashi, Y. Abe, J. Yamada, S. Maebara and T. Imai,
Formation of spherical tokamak equilibria by ECH in the LATE device,
Nuclear Fusion **45**, 11 (2005) 1439-1445.

09. H. Tamai, M. Akiba, H. Azechi, T. Fujita, K. Hamamatsu, H. Hashizume, N. Hayashi, H. Horiike, N. Hosogane, M. Ichimura, K. Ida, T. Imai, S. Ishida, S. Itoh, Y. Kamada, H. Kawashima, M. Kikuchi, A. Kimura, K. Kizu, H. Kubo, Y. Kudo, K. Kurihara, G. Kurita, M. Kuriyama, K. Masaki, M. Matsukawa, M. Matsuoka, Y. Miura, Y.M. Miura, N. Miya, A. Morioka, K. Nakamura, H. Ninomiya, A. Nishimura, K. Okano, K. Okuno, A. Sagara, M. Sakamoto, S. Sakurai, K. Sato, R. Shimada, A. Shimizu, T. Suzuki, H. Takahashi, Y. Takase, M. Takechi, S. Tanaka, K. Tsuchiya, H. Tsutsui, Y. Uesugi, K. Yatsu and N. Yoshida,
Design study of National Centralized Tokamak facility for the demonstration of steady state high-β plasma operation,
Nuclear Fusion **45**, (2005) 1676-1683.

10. K. Takahashi, S. Illy, R. Heidinger, A. Kasugai, R. Minami, K. Sakamoto, M. Thumm, T. Imai,
Development of reliable diamond window for EC launcher on fusion reactors,
Fusion Engineering and Design **74**, (2005) 305-310.

11. S. Maebara, S. Moriyama, M. Saigusa, M. Sugimoto, T. Imai, H. Takeuchi,
Development of RF-input coupler with a multi-loop antenna for the RFQ linac,
Fusion Engineering and Design **75-79**, (2005) 823-827.

12. M. Yoshikawa, H.-K. Na, D.-C. Seo, A. Iwamae, K. Sawada, T. Kobayashi, Y. Kubota, M. Saito And T. Cho,
Study of Radiated Spectral Intensities in the HANBIT Plasma for Plasma Diagnostics,
Journal of Plasma and Fusion Research SERIES **7**, (2005).

13. T. Kobayashi, M. Yoshikawa, T. Kato, Y. Kubota, M. Saito, K. Matama, A. Itakura And T. Cho,
Study of Carbon Ion Behavior by Using Collisional Radiative Model in the GAMMA 10 Tandem Mirror,
Journal of Plasma and Fusion Research SERIES **7**, (2005).

14. T.Ito and I.Katanuma,
Neoclassical Resonant Transport of a Mirror Cell,
Physics of Plasmas **12**, (2005) 082512

15. K.Ishii, Y.Miyata, A.Kojima, T.Yamaguchi, I.Katanuma, T.Saito, M.Yoshikawa, T.Cho,
Transport of the Bounced Ion by the Plug Potential Caused by Radial Electric Field in the Tandem Mirror,
Czechoslovak Journal of Physics **55**, (2005) 285-294.

16. R.Kumazawa, T.Seki, T.Mutoh, K.Saito, T.Watari, Y.Nakamura, M.Sakamoto, T.Watanabe, S.Kubo,
T.Shimozuma, Y.Yoshimura, H.Igami, Y.Takeiri, Y.Oka, K.Tsumori, M.Osakabe, K.Ikeda, K.Nagaoka,
O.Kaneko, J.Miyazawa, S.Morita, K.Narihara, M.Shoji, S.Masuzaki, M.Goto, T.Morisaki, B.J.Peterson,
K.Sato, T.Tokuzawa, N.Ashikawa, K.Nishimura, H.Funaba, H.Chikaraishi, T.Notake, Y.Torii, H.Okada,
M.Ichimura, H.Higaki, Y.Takase, H.Kasahara, F.Shimpo, G.Nomura, C.Takahashi, M.Yokota, A.Kato,
Y.Zhao, J.S.Yoon, J.G.Kwak, H.Yamada, K.Kawahata, N.Ohyabu, K.Ida, Y.Nagayama, N.Noda, A.Komori,
S.Sudo, O.Motojima and LHD experiment group,
ICRF Heated Long-pulse Plasma Discharges in LHD,
Plasma Science and Technology **8**, 1 (2006) 28-32.

17. M.Ichimura, T.Cho, H.Higaki, M.Hirata, H.Hojo, T.Imai, K.Ishii, M.K.Islam, A.Itakura, I.Katanuma,
J.Kohagura, Y.Nakashima, T.Numakura, T.Saito, Y.Tatematsu, M.Watanabe, M.Yoshikawa,
ICRF Experiments and Potential Formation on the GAMMA 10 Tandem Mirror,
Plasma Science and Technology **8**, 1 (2006) 87-90.

18. T. Watanabe, Y. Matsumoto, M. Hishiki, S. Oikawa, H. Hojo, M. Shoji, S. Masuzaki, R. Kumazawa,
K. Saito, T. Seki, T. Muto, A. Komori and LHD Experimental Group,
Magnetic Field Structure and Confinement of Energetic Particles in the LHD,
Nuclear Fusion **46**, 2 (2006) 291-305.

19. K. Tsuchiya, M. Akiba, H. Azechi, T. Fujii, T. Fujita, M. Fujiwara, K. Hamamatsu, H. Hashizume,
N. Hayashi, H. Horiike, N. Hosogane, M. Ichimura, K. Ida, Y. Ikeda, T. Imai, N. Inoue,k, S. Ishida, S. Itoh,
Y. Kamada, H. Kawashima, M. Kikuchi, A. Kimura, K. Kizu, H. Kubo,Y. Kudo, K. Kurihara, G. Kurita,
M. Kuriyama, K. Masaki, M. Matsukawa, M. Matsuoka, Y. Miura, Y.M. Miura, N. Miya, A. Morioka,
K. Nakamura, H. Ninomiya, A. Nishimura, K. Okano, K. Okuno, A. Sagara, M. Sakamoto, S. Sakurai,
K. Sato, R. Shimada, A. Shimizu, T. Suzuki, H. Takahashi, Y. Takase, M. Takechi, H. Tamai, S. Tanaka,
H. Tsutsui, Y. Uesugi, K. Yatsu, N. Yoshida,
Engineering design and control scenario for steady-state high-beta operation in National Centralized Tokamak,
Fusion Engineering and Design **81**, (2006) 1599-1605.

20. H. Hojo and A. Akimoto,
Electromagnetic Wave Transmission across a Thin Plasma Layer Comparable to Incident Wavelength,
Plasma and Fusion Research **1**, (2006) 018-1-2.

21. H. Hojo, N. Uchida, K. Hattori and A. Mase,
Beaming of Millimeter Waves from Plasma Photonic Crystal Waveguides,
Plasma and Fusion Research **1**, (2006) 021-1-2.

22. Y. Tatematsu, T. Saito, K. Nozaki, D. Nagai, N. Machida, T. Imai, T. Cho, S. Kubo, T. Shimozuma,
K. Sakamoto,
Power up for ECRH in the GAMMA 10 Tandem Mirror,
US-J workshop of RF heating technology, (Coast Hotel, Santa Cruz, California, U.S.A, June 15-18).

23. M. K. Islam and Y. Nakashima,
Instability of High Frequency Wave in Irradiated and Streaming Dusty Plasmas,
19th Int. Conf. Numerical Simulation of Plasmas, (Nara, Japan, July 12-15) P1-61.

24. Y. Nakashima, Y. Higashizono, M. Shoji, S. Kobayashi, Y. Kubota, M. Yoshikawa, T. Kobayashi, M. K. Islam and T. Cho,
Monte-Carlo simulation of neutral transport in non-axisymmetric region of the GAMMA 10 anchor-cell,
19th Int. Conf. Numerical Simulation of Plasmas, (Nara, Japan, July 12-15) P2-13.

25. T. Saito, D. Nagai, Y. Tatematsu, K. Nozaki, N. Machida, T. Kaitsuka, Y. Kamata, O. Watanabe, H. Hojo, I. Katanuma, K. Sakamoto, T. Imai, T. Cho,
Study of Microwave Transmission through the Plug Region with Beach Geometry in the GAMMA 10 Tandem Mirror,
6th International Workshop on Strong microwaves in plasmas, (Nizhny Novgorod to Saint Petersburg, Russia, July 25-1).

26. Y. Tatematsu, T. Cho, H. Higaki, M. Hirata, H. Hojo, M. Ichimura, T. Imai, K. Ishii, M. K. Islam, I. Itakura, I. Katanuma, J. Kohagura, Y. Nakashima, T. Numakura, T. Saito, K. Sakamoto, O. Watanabe, M. Yoshikawa, N. Machida, D. Nagai, K. Nozaki, Y. Yamaguchi,
High-Power ECRH Experiments in the GAMMA 10 Tandem Mirror,
Invited, 5th general scientific assembly of Asia Plasma & Fusion Association on progress of fusion science and technology in Asia(APFA2005), (Ramada Plaza Hotel, Jeju, Korea, August 29-31) WI2.

27. T. Kobayashi, M. Yoshikawa, K. Matama, Y. Kubota and T. Cho,
Study of impurity ion radiation and density profiles by using ultraviolet/visible spectrometer in the GAMMA 10 tandem mirror,
The 5th conference of Asia Plasma & Fusion Association, (Ramada Plaza Hotel, Jeju, Korea, August 29-31) TP10.

28. M. Yoshikawa, A. Itakura, A. Nakahara, N. Yanagi, Y. Shima, H. Higaki, T. Kobayashi and T. Cho,
Density fluctuation measurements in the tandem mirror GAMMA 10,
The 5th conference of Asia Plasma & Fusion Association, (Ramada Plaza Hotel, Jeju, Korea, August 29-31) TP12.

29. A. Kojima, K. Ishii, Y.Miyata, T.Yamaguchi, S. Fujimoto, H. Kakiuchi, N. Kaidou, H. Higaki, M. Yoshikawa, A. Itakura, M. Ichimura and T.Cho,
Observations of the radial particle flux induced by the phase difference between density and potential fluctuations using a gold neutral beam probe in the tandem mirror GAMMA 10,
The 5th conference of Asia Plasma & Fusion Association (APFA), (Jeju Island, Korea, August 29-31) TP9.

30. M. Hirata, Y. Miyake, K. Shimizu, T. Cho, T. Numakura, M. Ito, N. Morimoto, S. Tokioka, J. Kohagura, T. Kondohb, S. Miyoshi,
A novel position-sensitive ion-current detector array using a self-collection method for secondary-electron suppression,
The 7th International Conference on Position Sensitive Detectors, (Liverpool, UK, September 12-16) 24.

31. J. Kohagura, T. Cho, T. Numakura, M. Hirata, Y. Tomii, S. Kiminami, K. Shimizu, N. Morimoto, Y. Takahashi, T. Imai, K. Hirano, H. Maezawa, M. Nakao, M. Yamauchi, T. Kondoh, T. Nishitani, S. Miyoshi,
Characterization of X-ray energy responses of both n-type and p-type silicon tomography detectors irradiated with fusion produced neutrons,
The 7th International Conference on Position Sensitive Detectors, (Liverpool, UK, September 12-16) 25.

32. T. Numakura, T. Cho, J. Kohagura, M. Hirata, Y. Tomii, S. Kiminami, K. Shimizu, N. Morimoto, Y. Takahashi, T. Imai, S. Miyoshi,
X-ray tomography systems for observations of electron cyclotron heated plasmas using novel position-sensitive X-ray semiconductor-detector arrays,
The 7th International Conference on Position Sensitive Detectors, (Liverpool, UK, September 12-16) 58.

33. H. Hojo and A. Mase,
Method of Electron Density Measurement by Fabry-Perot Inferferometry,
Proc. Joint 30th Int. Conf. Infrared and Millimeter Wave and 13th Int. Conf. Terahertz Electronics, (Williamsburg, USA, September 19-23).

34. H. Hojo, N. Uchida and A. Mase,
Control of Electromagnetic Waves by 2-D Plasma Photonic Crystals,
Proc. Joint 30th Int. Conf. Infrared and Millimeter Wave and 13th Int. Conf. Terahertz Electronics, (Williamsburg, USA, September 19-23).

35. H. Hojo and A. Mase,
Surface Plasmon and Fabry-Perot Interferometry for Probing Microplasmas,
Proc. 12th Int. Symp. Laser-Aided Plasma Diagnostics, (Snowbird, USA, September 26-29).

36. M. Ignatenko, A. Mase, L. Bruskin, Y. Kogi and H. Hojo,
Numerical Study of Microwave Imaging Reflectometry for Measurements of Density Fluctuations Spectra for GAMMA 10 Geometry,
Proc. 12th Int. Symp. Laser-Aided Plasma Diagnostics, (Snowbird, USA, September 26-29).

37. Y. Miyata, K.Ishii,A.Kojima,S.Fujimoto,T.Yamaguchi, N.Kaidou, H.Kakiuchi, and T.Cho,
Density measurement by using a gold neutral beam probe at the inner mirror throat in the tandem mirror GAMMA10,
15th-International Toki Conference "Fusion and Advanced Technology", (Toki City, Japan, December 5-9) PS2-04.

38. Y. Sasagawa, I.Katanuma, H.Saimaru, Md.K.Islam, Y.Nakashima and T.Cho,
Stability Analysis of GAMMA10 Tandem Mirror with Diverter,
15th International Toki Conference, (Toki Gifu, JAPAN, December 6-9) PS2-01.

39. I.Katanuma, T.Ito, H.Saimaru, Y.Mizoguchi, Y.Tatematsu, T.Saito, K.Ichii, T.Imai and T.Cho,
The Analytical Formulation of a Neoclassical Resonant Transport in a Mirror,
15th International Toki Conference, (Toki Gifu, JAPAN, December 6-9) PS2-02.

40. H.Saimaru, I.Katanuma, Y.Sasagawa and T.Cho,
The Study by Mappings of the Orbits and Diffusion of Ions Trapped in the Magnetic Field of GAMMA10,
15th International Toki Conference, (Toki Gifu, JAPAN, December 6-9) PS2-03.

41. M. Yoshikawa, A. Itakura, A. Nakahara, N. Yanagi, Y. Shima, H. Higaki, T. Kobayashi, H. Hojo and T. Cho,
Density fluctuation measurements in the tandem mirror GAMMA 10,
The 8th Biennial Japan-Australia workshop on plasma physics and diagnostics, (NIFS, Japan, December 12-15).

42. H. Hojo and A. Mase,
Computational Study of Ultrashort-Pulse Reflectometry in Magnetically Confined Plasmas,
7th Australia/Japan Workshop on Plasma Diagnostics, (NIFS, Japan, December 12-14).

43. A. Mase, Y. Kogi, Y. Yokota, K. Uchida, M. Ignatenko, H. Hojo, T. Tokuzawa, K. Kawahata, Y. Nagayama, K. Tanaka, A. Ejiri,
Ultrashort Reflectometry for Low and High Temperature Plasmas,
7th Australia/Japan Workshop on Plasma Diagnostics, (NIFS, Japan, December 12-14).

44. T. Kobayashi, M. Yoshikawa, T. Kato, I. Murakami, A. Iwamae, Y. Kubota and K. Matama,
Development of collisional-radiative model for impurity ions in GAMMA 10,
第2回日韓原子分子データ共同セミナー, (NIFS, Japan, February 16-17).

45. T. Seki, T. Mutoh, R, Kumazawa, K. Saito, Y. Nakamura, F. Shimpo, G. Nomura, S. Kubo, Y. Takeiri, S. Masuzaki, M. Sakamoto, Y. Takase, H. Kasahara, M. Ichimura, H. Higaki, Y.P. Zhao, J.G. Kwak, T. Watari, A. Komori, and LHD Experimental Group,
Long pulse plasma discharge experiment by ICRF heating in LHD,
15th International Stellarator Workshop, (Madrid, 2005.10.3-2005.10.7).

46. T. Seki, T. Mutoh, R, Kumazawa, K. Saito, T. Watari, Y. Nakamura, M. Sakamoto, T. Watanabe, S. Kubo, T.Shimozuma, Y. Yoshimura, H. Igami, K. Ohkubo, Y. Takeiri, Y. Oka, K. Tsumori, M. Osakabe,K. Ikeda, K. Nagaoka, O. Kaneko, J. Miyazawa, S. Morita, K. Narihara, M. Shoji, S. Masuzaki, M. Goto, T. Morisaki, B.J. Peterson, K. Sato, T. Tokuzawa, N. Ashikawa, K. Nishimura, H. Funaba, H. Chikaraishi, N. Takeuchi, T. Notake, H. Ogawa, Y. Torii, F. Shimpo, G, Nomura, M. Yokota, C. Takahashi, A. Kato, Y. Takase, H. Kasahara, M. Ichimura, H. Higaki, Y.P. Zhao, J.G. Kwak, H. Yamada, K. Kawahata, N. Ohyabu, K. Ida, Y. Nagayama, N. Noda, A. Komori, S. Sudo, O. Motojima and LHD Experimental Group,

Long pulse plasma heating experiment by ion cyclotron heating in LHD,
16the Topical Conference on Radio Frequency Power in Plasmas, (Park City, 2005.4.11-2005.4.13).

47. R, Kumazawa, K. Saito, F.Shimpo, G.Nomura, M.Yokota, C.Takahashi, S.Kubo, T.Shimozuma, Y.Yoshimura, H.Igami, Y.Takeiri, K.Tsumori, M.Osakabe, K.Nagaoka, T.Watari, T.Watanabe, Y.Nakamura, M.Hoshino, Y.Takase, M.Ichimura, M.Sakamoto, Y.P.Zhao, J.G.Kwak, J.S.Yoon and LHD Experimental Group,
Causes Limiting Duration of Long-pulse Discharge on LHD,
16the Topical Conference on Radio Frequency Power in Plasmas, (Park City, 2005.4.11-2005.4.13).

48. K. Saito, R. Kumazawa, T. Mutoh, T. Seki, T. Watari, F. Shimpo, G. Nomura, M. Yokota, C. Takahashi, Y. Nakamura, N. Takeuchi, Y. Takase, H. Kasahara, M. Ichimura, H. Higaki, Y. Zhao, and LHD Experimental Group,
Long Pulse Discharge with ICRF Heating in LHD,
EPS2005, (Tarragona, 2005.6.27-2005.7.1).

49. Y. Yamaguchi, M. Ichimura, H. Higaki, S. Kakimoto, K. Nakagome, K. Nemoto, M. Katano, H. Nakajima, A.Fukuyama, T. Cho,
Radio-frequency transmission spectroscopy in the ion-cyclotron frequency range in the minimum-B anchor of the GAMMA 10 tandem mirror,
The 5th conference of Asia Plasma & Fusion Association, (Jeju, 2005.8.29-2005.8.31) TP11.

50. H. Higaki, M.Ichimura, R.Kumazawa, T.Watari, T.Mutoh, T.Seki, K.Saito,
Excitation of High Frequency Fluctuations and Their Effects on High Energy Ions in LHD,
Annual Report of National Institute for Fusion Science **April 2004-March 2005**, (2005) 77.

51. T. Watanabe and H. Hojo,
New Theoretical Approach to 3D Equilibrium of the LHD,
Annual Report of National Institute for Fusion Science **April 2004-March 2005**, (2005) 169.

52. Y. Yasaka, T. Yamamoto, H. Takeno, Y. Tomita, M. Ishikawa, Y. Nakashima, T. Cho, M. Ohnishi, K. Sato,
Experiment on Charge Separation in a Small-Scale CUSPDEC Device,
Annual Report of National Institute for Fusion Science **April 2004-March 2005**, (2005) 194.

53. Y. Yasaka, H. Takeno, Y. Tomita, M. Ishikawa, Y. Nakashima, T. Cho, M. Ohnishi,
Experiment on Direct Energy Conversion in a Small-Scale CUSPDEC Device,
Annual Report of National Institute for Fusion Science **April 2004-March 2005**, (2005) 195.

54. M. Yoshikawa, Y. Kubota, T. Kobayashi, M. Saito, Y. Nakashima, H. Yamada, R. Sakamoto,
Study of the Fueling pellet Transportation in the Guiding Tube,
Annual Report of National Institute for Fusion Science **April 2004-March 2005**, (2005) 202.

55. A. Fukuyama, Y. Yamaguchi, M. Ichimura, H. Higaki,
ICRF Wave Excitation and Propagation in the Axisymmetrized Tandem Mirror GAMMA 10,
Annual Report of National Institute for Fusion Science **April 2004-March 2005**, (2005) 449.

56. M. Yoshikawa, Y. Kubota, T. Kobayashi, M. Saito, Y. Nakashima, T. Kato, I. Murakami, M. Goto,
Study of Impurity Ion Radiation Intensity in the GAMMA 10 Plasma,
Annual Report of National Institute for Fusion Science **April 2004-March 2005**, (2005) 450.

57. A. Iwamae, M. Atake, T. Fujimoto, T. Kobayashi, Y. Kubota, K. Matama, M. Yoshikawa,
Anisotoropic Electron Velocity Distribution Function in GAMMA 10 Tandem Mirror Plasma Analyzed by Means of Plasma Polarization Spectroscopy,
Annual Report of National Institute for Fusion Science **April 2004-March 2005**, (2005) 451.

58. T. Saito, Y. Tatematsu, H. Hojo, K. Ohkubo, S. Kubo, T. Shimozuma, Y. Yoshimura, M. Saigusa, T. Notake, D. Nagai, K. Nozaki,
Development of High Performance Antennas for Electron Heating in GAMMA 10,
Annual Report of National Institute for Fusion Science **April 2004-March 2005**, (2005) 452.

59. Y. Yasaka, H. Takeno, Y. Tomita, M. Ishikawa, Y. Nakashima, T. Saito, M. Hirata, T. Cho,
Investigation on Applicability of a CUSPDEC to the GAMMA 10 Tandem Mirror,
Annual Report of National Institute for Fusion Science **April 2004-March 2005**, (2005) 453.

60. Y. Tomita, Y. Yasaka, H. Takeno, M. Ishikawa, Y. Nakashima, I. Katanuma,T. Saito, M. Hirata, T. Cho,
Magnetic Configuration of Kobe-Cusp DEC in GAMMA 10,
Annual Report of National Institute for Fusion Science **April 2004-March 2005**, (2005) 454.

61. M. Ichimura, H. Higaki, S. Kakimoto, Y. Yamaguchi, D. Inoue, K. Ide, K. Nakagome, K. Nemoto, T. Watari, R. Kumazawa, T. Mutoh, T. Seki, K. Saito,
Excitation of RF Waves in GAMMA 10 and in the Local Magnetic Mirror Configuration on LHD,
Annual Report of National Institute for Fusion Science **April 2004-March 2005**, (2005) 455.

62. A. Ando, H. Tobari, M. Shibata, K. Hattori, M. Inutake, M. Ichimura, H. Higaki,
ICRF Heating and Ion Acceleration at the Open End in GAMMA 10,
Annual Report of National Institute for Fusion Science **April 2004-March 2005**, (2005) 456.

63. R. Hatakeyama, T. Kaneko, K. Takahashi, T. Saito, Y. Tatematsu, A. Itakura,
Propagation and Radiation of Cyclotron Waves and Excitation of Fluctuations Due to High Power Plug ECRH,
Annual Report of National Institute for Fusion Science **April 2004-March 2005**, (2005) 457.

64. K. Ishii, T. Saito, I. Katanuma, M. Yoshikawa, A. Kojima, Y. Miyata, T. Yamaguchi, S. Fujimoto, H. Iguchi,
Study of Radial Transport of Bounce Ions by Means of Control of Radial Potential Profile of Core Plasma,
Annual Report of National Institute for Fusion Science **April 2004-March 2005**, (2005) 458.

65. A. Mase, Y. Kogi, M. Ignatenko, M. Yoshikawa, A. Itakura, A. Nakahara, H. Hojo, T. Cho, Y. Nagayama,
Study of Potential Confinement Mechanism via Plasma Visualization Technology,
Annual Report of National Institute for Fusion Science **April 2004-March 2005**, (2005) 459.

66. Y. Nakashima, M. Yoshikawa, M. K. Islam, N. Nishino, S. Kobayashi, M. Shoji, K. Sawada, Y. Ishimoto, Y. Kubota, Y. Higashizono, Y. Tomita, A. Sagara, T. Masuzaki, T. Morisaki,
Analysis of Neutral Particle Transport and Recycling Behavior in Open Magnetic Field Configuration Plasmas,
Annual Report of National Institute for Fusion Science **April 2004-March 2005**, (2005) 460.

67. H. Takeno, Y. Yasaka, H. Hojo, M. Ichimura, K. Higaki, T. Cho,
Analysis of Edge Fluctuation with ICRF in a Tandem Mirror for the Purpose of Radial Transport Control,
Annual Report of National Institute for Fusion Science **April 2004-March 2005**, (2005) 461.

68. T. Cho, GAMMA 10 Group, V. P. Pastukhov, 61 Collaborators from Japanese Universities and Institutes,
Progress in Potential Formation and Findings in the Associated Radially Sheared Electric-Field Effects on the Suppression of Intermittent Turbulent Vortex-like Fluctuations and Transverse Losses,
Annual Report of National Institute for Fusion Science **April 2004-March 2005**, (2005) 462.

69. M. Hirata, T. Cho, J. Kohagura, T. Numakura, T. Fukai, N. Yokoyama, S. Tokioka, Y. Tomii, Y. Miyake, K. Ogura, Y. Suzuki, K. Komiyama, H. Saito,
Study of Relations between the Spatial Structure of Potential-Trapped Electron Distribution Functions and the Physics Scaling Law of Plasma Confining Potentials,
Annual Report of National Institute for Fusion Science **April 2004-March 2005**, (2005) 463.

70. T. Idehara, H. Tsuchiya, O. Watanabe, La Agusu and S. Mitsudo,
The first experiment of a THz gyrotron with a pluse magnet,
FIR Center Report **FU-71**, (2006).

71. J. Kohagura, T. Cho, M. Hirata, T. Numakura, N. Yokoyama, Y. Tomii, S. Kiminami, S. Tokioka, Y. Miyake, K. Shimizu, M. Nakao, T. Kondoh, T. Nishitani, K. Hirano, H. Maezawa, S. Miyoshi,
Long-term observations of x-ray energy responses of semiconductor detectors after neutron irradiation,
Photon Factory Activity Report 2004 **22**, (2005) 181.

72. M. Yoshikawa, Y. Kubota, T. Kobayashi, and K. Matama,
Absolute Calibration of Space-Resolving Soft X-ray Spectrograph for Plasma Diagnostics,
Photon Factory Activity Report 2004 **#22**, Part B (2005) 258.

73. M.Ichimura, H.Higaki, M.Ishikawa, S.Moriyama, T.Suzuki,
Measurement of Spontaneously Excited Waves near Ion Cyclotron Range of Frequency on JT-60U,
Review of JT-60U Experimental Results in 2003 and 2004, 2005-005 (2006) 87-90.

74. 檜垣浩之、長照二、平田真史、北條仁士、市村真、石井亀男、イスラムカイルル、板倉昭慶、今井剛、片沼伊佐夫、小波蔵純子、中嶋洋輔、沼倉友晴、斉藤輝雄、立松芳典、渡邊理、吉川正志,
タンデムミラー型核融合炉に向けて,
原子力研究会資料, NE-05-13 (2005) 13-18.

75. 市村　真,
「物理科学、この一年」（プラズマ物理）,
パリティ **21**, 1 (2006) 12-14.

76. 嶋　頼子,
GAMMA10 セントラル部における多チャンネルマイクロ波干渉計によるプラズマ計測,
筑波大学「技術報告」第 5 回筑波大学技術職員技術発表会報告集, 26 (2006) 52-55.

77. 杉山昭彦,
パーソナルコンピュータによるガンマ 10 データ収集系の更新,
筑波大学「技術報告」, 26 (2006) 94-97.

78. 平田久子,
核融合発電実用時の我が国の電力供給の考察,
筑波大学「技術報告」, 26 (2006) 101-121.

＜学位論文＞

博士論文

久保田 雄介［博士（理学）］

Study of Particle Fueling and Its Effects on Plasma Behavior in GAMMA 10
(GAMMA 10 における粒子供給とそれに伴うプラズマの挙動の研究)

小島 有志［博士（物理学）］

Study of Radial Particle Transport Induced by Fluctuations Using a Gold Neutral Beam Probe
(金中性粒子ビームプローブを使用した揺動に起因する径方向粒子輸送の研究)

修士論文

内田 直人［修士（理学）］

プラズマの機能的利用による電磁波の制御に関する研究

富井 大和［修士（理学）］

X線計測による電子速度分布関数測定並びに電位形成効果の研究

永井 大智［修士（理学）］

ガンマ 10 プラグ部における電子加熱用高電力マイクロ波の透過計測

野崎　潔［修士（理学）］

ガンマ 10 プラグ部における高電力電子加熱用アンテナ系の設計

藤本 省吾［修士（理学）］

GAMMA１０における端損失イオンの揺動測定

三宅 泰宏［修士（理学）］

端損失イオン及び電子電流量計測器の開発とプラズマ空間分布計測への適用

<講演>

01. A.Kojima, K.Ishii,
Simultaneous Measurement of the Density, Potential Fluctuations and the Phase Difference using a Gold Neutral Beam Probe,
Seminar, (Korea Basic Science Institute, March 24-26).

02. M. Yoshikawa,
Plasma spectroscopic diagnostics in the fusion plasmas,
The 1st Korea-Japan Joint Seminar on Atomic and Molecular Data for Plasma, (Ramada Plaza Hotel (Han-La Hall), Jeju city, Jeju, Korea, August 31-2).

03. T. Kobayashi,
Study of Impurity Ion Radiation and Density Profiles by Using Ultraviolet / Visible Spectrometer in the GAMMA10 Tandem Mirror,
Seminar, (KBSI, Korea, September 2-2).

04. A.Kojima, K.Ishii,
Observations of the Radial Particle Flux Induced by the Phase Difference between Density and Potential Fluctuations Using a Gold Neutral Beam Probe in the Tandem Mirror GAMMA10,
Seminar, (Korea Basic Science Institute, September 2).

05. H. Higaki, M.Ichimura, S.Kakimoto, Y.Yamaguchi, K.Nakagome, K.Nemoto, M.Katano, H.Nakajima, and T.Cho,
ICRF heating in a magnetic mirror configuration and related physics,
Korea-Japan Worlshop on RF heating and current drive, (Korea, October 24).

06. T.Cho,
Recent results on GAMMA 10,
Symposium on Divertor Stabilization, (Tsukuba, Japan, October 24).

07. I.katanuma,
Divertor configuration on GAMMA 10,
Symposium on Divertor Stabilization, (Tsukuba, Japan, October 24).

08. Y.Sasagawa,
Stabilization by divertor magnetic configuration,
Symposium on Divertor Stabilization, (Tsukuba, Japan, October 24).

09. H. Hojo, N. Uchida and A. Mase,
Electromagnetic Wave Control by Using Plasma Photonic Crystals,
International Workshop on Microwave Technologies and Applications, (Kyushu-Univ., December 15-16).

10. A. Mase, Y. Kogi, N. Ito, K. Kudo, K. Nishiyama, T. Iwata, S. Takemmura, Y. Yokota, H. Hojo, S. Yamaguchi, Y. Nagayama, T. Tokuzawa, K. Kawahata, N.C. Luhmann,Jr.,
Development and Applications of Microwave Profile Meter,
International Workshop on Microwave Technologies and Applications, (Kyushu-Univ., December 15-16).

11. H. Hojo, N. Uchida and A. Mase,
What is Plasma Photonics?,
Workshop on Plasma Science and Applications, (Kyushu-Univ., March 30-31).

12. Y.Yamaguchi,
MHD Stabilization with Minimum-B Anchor in the Hanbit Tandem Mirror,
Plasma Seminar at Korea Basic Science Institute, (Daejeon (Korea), 2005.11.7).

13. Y.Yamaguchi,
Radio-Frequency Transmission Spectroscopy in the Ion-Cyclotron Frequency Range in the Minimum-B Anchor of the GAMMA10 Tandem Mirror,
Plasma Seminar at Korea Basic Science Institute, (Daejeon (Korea), 2005.9.2).

14. 今井　剛,
ガンマ１０ECRH の現状と増力計画,
第１９回トライアム研究会, (九州大学, 2005 年 4 月 14 日-15 日).

15. 北條仁士,
マイクロ波計測シミュレーション,
セミナー, (NIFS, 2005 年 4 月 25 日).

16. 宮田良明,
ミラープラズマにおける捕捉イオンの研究,
プラズマ科学のフロンティア, (核融合科学研究所, 2005 年 7 月 25 日-26 日) Poster No.7.

17. 小島有志,
金の中性粒子ビームプローブを用いた密度電位揺動の位相差計測による径方向粒子束の見積り,
プラズマ科学のフロンティア, (核融合科学研究所, 2005 年 7 月 25 日-26 日) Poster No.9.

18. 小林 貴之, 吉川 正志, 真珠 健, 久保田 雄介,
衝突・輻射モデルを用いたタンデムミラープラズマの不純物診断,
プラズマ科学のフロンティア 2005 研究会, (NIFS, 2005 年 7 月 26 日-27 日).

19. 内田直人, 北條仁士, 際本泰士,
プラズマフォトニック結晶による電磁波の伝搬制御,
プラズマ科学のフロンティア 2005 研究会, (NIFS, 2005 年 7 月 26 日-27 日).

20. 平田真史,
新型半導体検出器を用いた電子温度・イオン温度・電位計測とそのプラズマ物理究明への適用,
第 44 回プラズマ若手夏の学校, (河口湖温泉, 2005 年 8 月 8 日-11 日) 135-154.

21. 立松芳典、斉藤輝雄、北條仁志、片沼伊佐夫、野崎潔、町田紀人、永井大智、久保伸、下妻隆、ガンマ１０グループ,
筑波における ECRH 解析用計算コードと最近の話題,
平成１７年度ミリ波作業会, (核融合科学研究所, 2005 年 8 月 12 日-12 日).

22. 渡邊理,
表面波を用いた発振器の提案,
「第 5 回 新型プラズマ電磁波源によるプラズマ航跡場診断」に関する研究会, (宇都宮大学農学部演習林, 2005 年 8 月 29 日-31 日) 37132.

23. 檜垣浩之、長照二、平田真史、北條仁士、市村真、石井亀男、イスラムカイルル、板倉昭慶、今井剛、片沼伊佐夫、小波蔵純子、中嶋洋輔、沼倉友晴、斉藤輝雄、立松芳典、渡邊理、吉川正志,
タンデムミラー型核融合炉に向けて,
電気学会東京支部連合研究会, (早稲田大学理工学部, 2005 年 9 月 8 日-8 日) NE-05-13.

24. 渡辺二太, 北條仁士,
平衡解析で求めたＬＨＤの圧力駆動電流の値とその分布,
日本物理学会 2005 年秋季大会, (2005 年 9 月 19 日-22 日) 19pWG1.

25. 片沼 伊佐夫,
「GAMMA10 磁場の特徴と改良について」,
物理工学系セミナー, (第三学群物理工学系, 2005 年 10 月 19 日-19 日).

26. 今井　剛,
核融合炉を魅力的にする加熱技術 –ITER の加熱技術成果の新展開と課題–,
第 22 回プラズマ・核融合学会年会, (タワーホール船堀, 2005 年 11 月 29 日-2 日) SI-1.

27. 吉川正志、嶋頼子、松本俊昭、中原章智、柳直行、板倉昭慶、長照二,
ガンマ１０における多チャンネルマイクロ波干渉計を用いたプラズマ密度揺動計測,
第 22 回プラズマ・核融合学会年会, (タワーホール船堀, 2005 年 11 月 29 日-2 日) 29aC02P.

28. 東園雄太, 中嶋洋輔, 庄司主, 小林進二, 吉川正志, 久保田雄介, M.K.Islam, 三嶋良幸, 河野博一, 三村大輔, 長照二,
Ｈα計測及び DEGAs 解析に基づいた GAMMA10 セントラル部における中性粒子輸送の研究,
第 22 回プラズマ・核融合学会年会, (タワーホール船堀, 2005 年 11 月 29 日-2 日) 29aC04P.

29. 永井大智、斉藤輝雄、立松芳典、渡辺理、野崎潔、町田紀人、貝塚徹也、鎌田康広、中村真理亜、北條仁士、今井剛、長照二,
ガンマ１０プラグ部における電子加熱用マイクロ波の透過計測,
第 22 回プラズマ・核融合学会年会, (タワーホール船堀, 2005 年 11 月 29 日-2 日) 29aC05P.

30. 沼倉友晴, 長 照二, 小波蔵純子, 平田真史, 富井大和, 木南瀬里奈, 森本直道, 高橋佳宏, 三宅泰宏, 清水清昭, 伊藤万梨絵, 斉藤輝雄, 立松芳典, 今井 剛, 小椋一夫, 三好昭一,
高出力ジャイロトロンを用いた電位生成によるプラズマ閉じ込め改善及び電位形成比例則,
第 22 回プラズマ・核融合学会年会, (タワーホール船堀, 2005 年 11 月 29 日-2 日) 29aC06P.

31. 富井大和, 小波蔵純子, 長 照二, 平田真史, 沼倉友晴, 木南瀬里奈, 高橋佳宏, 森本直道, 三宅泰宏, 清水清昭, 伊藤万梨絵, 小椋一夫, 齋藤則生, 斎藤輝文,
電子速度分布関数測定並びに X 線トモグラフィ計測を用いた電位形成・径電場シアー効果の研究,
第 22 回プラズマ・核融合学会年会, (タワーホール船堀, 2005 年 11 月 29 日-2 日) 29aC07P.

32. 清水清昭, 平田真史, 長 照二, 小波蔵純子, 沼倉友晴, 三宅泰宏, 伊藤万梨絵, 富井大和, 木南瀬里奈, 森本直道, 高橋佳宏, 小椋一夫,
端損失粒子計測に基づくガンマ１０の高電位・高電場シアー形成効果の研究,
第 22 回プラズマ・核融合学会年会, (タワーホール船堀, 2005 年 11 月 29 日-2 日) 29aC08P.

33. M.K.Islam, 中嶋洋輔, 東園雄太, 三嶋良幸, 河野博一, 三村大輔, 市村真, 桧垣浩之, 長照二,
Puffing gas flow modulation experiment in the GAMMA 10 tandem mirror,
第 22 回プラズマ・核融合学会年会, (タワーホール船堀, 2005 年 11 月 29 日-2 日) 29aC09P.

34. 久保田雄介, 吉川正志, 中嶋洋輔, 小林貴之, 真珠健, 長照二,
GAMMA10 における粒子供給の考察,
第 22 回プラズマ・核融合学会年会, (タワーホール船堀, 2005 年 11 月 29 日-2 日) 29aC10P.

35. 根本健樹、市村真、桧垣浩之、安藤晃、戸張博之、柴田雅希、服部邦彦、犬竹正明、山口裕資、柿本真吾、中嶋元、中込賢一郎、片野誠、長照二,
GAMMA10 における初期プラズマ生成用プラズマガンの放電特性,
第 22 回プラズマ・核融合学会年会, (タワーホール船堀, 2005 年 11 月 29 日-2005.12.2) 29aC15P.

36. 中込賢一郎、市村真、檜垣浩之、柿本真吾、山口裕資、根本健樹、片野誠、中嶋元、北條仁士、長照二、八坂保能、竹野裕正,
GAMMA10 における低周波密度揺動の分散関係の解析,
第 22 回プラズマ・核融合学会年会, (タワーホール船堀, 2005 年 11 月 29 日-2005.12.2) 29aC24P.

37. 北條仁士, 内田直人, 八坂保能, 間瀬淳,
表面波励起プラズマにおけるプラズマ共鳴の効果,
invited, 第 22 回プラズマ・核融合学会年会, (タワーホール船堀, 2005 年 11 月 29 日-2 日) 29pC01.

38. 中原章智、吉川正志、嶋頼子、柳直行、松本俊昭、板倉昭慶、長照二、間瀬淳、近木祐一郎,
位相イメージ法によるプラズマの２次元密度分布の研究,
第 22 回プラズマ・核融合学会年会, (タワーホール船堀, 2005 年 11 月 29 日-2 日) 29pC01P.

39. 柿本真吾、市村真、桧垣浩之、山口裕資、中込賢一郎　根本健樹、北條仁士、石川正男、森山伸一、鈴木隆博 渡辺二太、長照二,
JT-60U におけるイオンサイクロトロン周波数帯でのプラズマ不安定性の理論的解析,
第 22 回プラズマ・核融合学会年会, (タワーホール船堀, 2005 年 11 月 29 日-2005.12.2) 30aA12P.

40. 中嶋浩太, 図子秀樹, 前園伸美, 稲田優一, 坂本瑞樹, 吉田直亮, 徳永和俊, 廣岡慶彦, 四竈泰一, 門信一郎, 西野信博, 中嶋洋輔, 花田和明, 佐々木啓介, 出射浩, 川崎昌二, 佐藤浩之助, 中島寿年, 中村一男, 長谷川真, 東島亜紀, トライアム実験グループ,
TRIAM-1M における Mo リミターからの水素バルマー線及び Mo 中性線の表面温度依存性,
第 22 回プラズマ・核融合学会年会, (タワーホール船堀, 2005 年 11 月 29 日-2 日) 30aA26P.

41. 高木健太郎, 坂本瑞樹, 小川正訓, 図子秀樹, 中嶋洋輔, 東園雄太, 久保田雄介, 中嶋浩太, 東島亜紀, 中島寿年, 川崎昌二, 長谷川真, 出射浩, 花田和明, 中村一男, 佐藤浩之助,
TRIAM-1M 長時間プラズマにおける H α 線強度の空間分布,
第 22 回プラズマ・核融合学会年会, (タワーホール船堀, 2005 年 11 月 29 日-2 日) 30aA28P.

42. 小林貴之、吉川正志、久保田雄介、真珠健、長照二,
分光法によるミラープラズマの不純物イオン密度分布計測,
第 22 回プラズマ・核融合学会年会, (タワーホール船堀, 2005 年 11 月 29 日-2 日) 30aB14P.

43. 真珠健、吉川正志、小林貴之、久保田雄介、長照二,
GAMMA 10 プラズマの紫外・可視不純物スペクトル測定,
第 22 回プラズマ・核融合学会年会, (タワーホール船堀, 2005 年 11 月 29 日-2 日) 30aB15P.

44. 鎌田康広、今井剛、斉藤輝雄、立松芳典、渡辺理、坂本慶司、南龍太郎、假家強、満仲義加、永井大智、野崎潔、町田紀人、貝塚徹也、中村真理亜、沼倉友晴、長照二,
ガンマ１０ECRH 用大電力 28GHz ジャイロトロンの特性,
第 22 回プラズマ・核融合学会年会, (タワーホール船堀, 2005 年 11 月 29 日-2 日) 30aC14P.

45. 野崎潔、斉藤輝雄、立松芳典、渡辺理、永井大智、町田紀人、貝塚徹也、鎌田康広、中村真理亜、久保伸、下妻隆、今井剛、長照二,
FT 計算コードによるガンマ１０プラグ部電子加熱用反射鏡の設計,
第 22 回プラズマ・核融合学会年会, (タワーホール船堀, 2005 年 11 月 29 日-2 日) 30aC15P.

46. 渡邉　理, 渡邉　二太, 小椋　一夫, 今井　剛, 長　照二,
表面波と電子ビームの相互作用の線形解析,
第 22 回プラズマ・核融合学会年会, (タワーホール船堀, 2005 年 11 月 29 日-2 日) 30aC16P.

47. 町田紀人、立松芳典、斉藤輝雄、野崎潔、永井大智、貝塚徹也、鎌田康広、中村真理亜、渡辺理、今井剛、長照二,
ガンマ１０セントラル部電子加熱用アンテナ系の設計,
第 22 回プラズマ・核融合学会年会, (タワーホール船堀, 2005 年 11 月 29 日-2 日) 30aC17P.

48. 小波蔵純子, 長照二, 平田真史, 桧垣浩之, 北條仁士, 市村真, 石井亀男, M.K.イスラム, 板倉昭慶, 片沼伊佐夫, 中嶋洋輔, 沼倉友晴, 斉藤輝雄, 立松芳典, 渡邉理, 吉川正志, 今井剛, V.P.パスツコフ, 三好昭一, ガンマ１０グループ,
ガンマ１０プラズマ研究センターへの円環状ラミナーフロー生成・入射と閉じ込め改善実験,
invited, 第 22 回プラズマ・核融合学会年会, (タワーホール船堀, 2005 年 11 月 29 日-2 日) 01aB01.

49. 立松芳典、斉藤輝雄、野崎潔、町田紀人、永井大智、山口裕資、鎌田康宏、貝塚徹也、中村真理亜、渡邉理、市村真、小波蔵純子、中嶋洋輔、坂本慶司、今井剛、長照二、ガンマ１０グループ,
ガンマ１０における高電力電子加熱実験,
第 22 回プラズマ・核融合学会年会, (タワーホール船堀, 2005 年 11 月 29 日-2 日) 01aB02.

50. 金子俊郎、高橋和貴、斉藤輝雄、野崎潔、町田紀人、貝塚徹也、立松芳典、板倉昭慶、吉川正志、長照二、畠山力三,
大電力電子サイクロトロン共鳴加熱に伴う放射電磁波の非線形特性,
第 22 回プラズマ・核融合学会年会, (タワーホール船堀, 2005 年 11 月 29 日-2 日) 01aB03.

51. 西野信博, 中嶋洋輔, 東園雄太, 小林進二, M.K.Islam, 久保田雄介, 吉川正志, 三嶋良幸, 長照二,
ガスパフイメージングによる GAMMA10 周辺プラズマ測定,
第 22 回プラズマ・核融合学会年会, (タワーホール船堀, 2005 年 11 月 29 日-2 日) 01aB04.

52. 平田真史, 長 照二, 小波蔵純子, 沼倉友晴, 三宅泰宏, 富井大和, 清水清昭, 木南瀬里奈, 伊藤万梨絵, 森本直道, 高橋佳宏, 小椋一夫, 三好昭一,
ガンマ 10 端損失イオン及びＸ線の空間分布計測による電位閉じ込め効果の研究,
第 22 回プラズマ・核融合学会年会, (タワーホール船堀, 2005 年 11 月 29 日-2 日) 01pA04P.

53. 木南瀬里奈, 長 照二, 小波蔵純子, 平田真史, 沼倉友晴, 富井大和, 高橋佳宏, 森本直道, 三宅泰宏, 清水清昭, 伊藤万梨絵,
Ｘ線計測に基づくガンマ１０の高電位・高電場シアー形成効果の研究,
第 22 回プラズマ・核融合学会年会, (タワーホール船堀, 2005 年 11 月 29 日-2 日) 01pA05P.

54. 三宅泰宏, 平田真史, 長 照二, 小波蔵純子, 沼倉友晴, 清水清昭, 伊藤万梨絵, 富井大和, 木南瀬里奈, 森本直道, 高橋佳宏, 小椋一夫,
端損失イオン・電子電流の空間分布計測器アレイの開発,
第 22 回プラズマ・核融合学会年会, (タワーホール船堀, 2005 年 11 月 29 日-2 日) 01pA06P.

55. M. Ignatenko, 間瀬淳, L. Bruskin, 近木祐一郎, 北條仁士,
Simulation of Microwave Imaging Reflectometry for Measurements of Spectra of Density Fluctuations,
第 22 回プラズマ・核融合学会年会, (タワーホール船堀, 2005 年 11 月 29 日-2 日) 01pA07P.

56. 柳直行、吉川正志、嶋頼子、松本俊昭、中原章智、板倉昭慶、長照二,
ガンマ 10 における超短パルス反射計を用いたプラズマ密度揺動計測,
第 22 回プラズマ・核融合学会年会, (タワーホール船堀, 2005 年 11 月 29 日-2 日) 01pA08P.

57. 山口裕資, 市村真, 桧垣浩之, 柿本真吾, 中込賢一郎, 根本健樹, 片野誠, 中島元, 長照二,
GAMMA10 極小磁場配位における ICRF 波動の伝達特性評価,
第 22 回プラズマ・核融合学会年会, (タワーホール船堀, 2005 年 11 月 29 日-2005.12.2) 01pA09P.

58. 桧垣浩之、市村真、柿本真吾、山口裕資、中込賢一郎根本健樹、熊沢隆平、渡利徹夫、武藤敬、関哲夫、斉藤健二,
LHD における高周波数アルフベン固有モードの計測,
第 22 回プラズマ・核融合学会年会, (タワーホール船堀, 2005 年 11 月 29 日-2005.12.2) 02aC24P.

59. 久保田雄介,
粒子補給時における Ha 線発光強度の変化,
平成１７年度　核融合科学研究所共同研究　研究会「プラズマの素過程と分光診断の最前線」, (NIFS, 2006 年 1 月 26 日-27 日).

60. 真珠健,
GAMMA 10 プラズマにおける紫外・可視不純物スペクトル測定,
平成１７年度　核融合科学研究所共同研究　研究会「プラズマの素過程と分光診断の最前線」, (NIFS, 2006 年 1 月 26 日-27 日).

61. 吉川正志、長　照二、石井亀男、斉藤輝雄、小波蔵純子、井口春和、藤澤彰英、岩前　敦,
ガンマ 10 におけるプラズマ電位閉じ込めと密度揺動,
科研費特定領域「プラズマ燃焼のための先進プラズマ計測」C 班分科会「燃焼プラズマと不安定性」, (KKR 鎌倉わかみや, 2005 年 12 月 27 日-28 日).

62. 平田真史, 長 照二, 小波蔵純子, 沼倉友晴, 今井 剛,
ガンマ 10 端損失イオン 及び X 線空間分布計測による高電位・高電場シアー形成効果,
科研費特定領域「プラズマ燃焼のための先進プラズマ計測」C 班分科会「燃焼プラズマと不安定性」, (KKR 鎌倉わかみや, 2005 年 12 月 27 日-28 日).

63. 中嶋洋輔,
ヘリカル非軸対称プラズマ研究センターにおける中性粒子輸送の基礎研究,
平成１７年度双方向型共同研究成果報告会, (核融合科学研究所, 2006 年 1 月 19 日-19 日).

64. 小林 貴之, 吉川 正志, 加藤 隆子, 村上 泉, 岩前 敦, 久保田 雄介, 真珠健,
GAMMA 10 における衝突・輻射モデルの適用,
平成１７年度　核融合科学研究所共同研究　研究会「プラズマの素過程と分光診断の最前線」, (NIFS, 2006 年 1 月 26 日-27 日).

65. 石井亀男,
タンデムミラーにおける揺動と粒子輸送,
ヘリカル型磁場とミラー型磁場プラズマ内の電位形成に伴う輸送現象の検討セミナー, (核融合科学研究所, 2006 年 1 月 27 日).

66. 吉川正志、長　照二、石井亀男、斉藤輝雄、小波蔵純子、井口春和、藤澤彰英、岩前　敦,
先進シナリオに則した電位閉じ込め効果究明のための新しい電位計測,
第 2 回 科研費特定領域「プラズマ燃焼のための先進プラズマ計測」シンポジウム, (福岡ガーデンパレス, 2006 年 2 月 16 日-18 日).

67. 平田真史, 長 照二, 小波蔵純子, 沼倉友晴, 今井 剛,
ガンマ 10 端損失イオン 及び X 線空間分布計測による高電位・高電場シアー形成効果,
第 2 回 科研費特定領域「プラズマ燃焼のための先進プラズマ計測」シンポジウム, (福岡ガーデンパレス, 2006 年 2 月 16 日-18 日).

68. 今井　剛,
核融合炉に向けた大電力マイクロ波加熱技術開発の現状と展望,
未来エネルギー研究協会講演会, (京都大学芝蘭会館, 2006 年 2 月 24 日).

69. 嶋頼子,
GAMMA10 セントラル部における多チャンネルマイクロ波干渉計の製作とプラズマ計測,
第 17 回分子科学研究所技術研究, (自然科学研究機構 岡崎コンファレンスセンター（愛知県岡崎市）, 2006 年 3 月 2 日-3 日).

70. 中嶋洋輔，東園雄太，河野博一，西野信博，小林進二，庄司主,
高速カメラを用いたガンマ１０周辺プラズマ観測,
NIFS 共同研究研究会「境界プラズマ挙動をそれを取り巻く周辺の科学」他合同研究会, (核融合科学研究所, 2006 年 3 月 9 日-10 日).

71. 東園雄太，中嶋洋輔,
ガンマ１０セントラル部における中性粒子輸送,
NIFS 共同研究研究会「境界プラズマ挙動をそれを取り巻く周辺の科学」他合同研究会, (核融合科学研究所, 2006 年 3 月 9 日-10 日).

72. 伊藤智之，林秀美，石井便則，金尾充浩，田中善裕，金沢光則，北條仁士，上瀧恵里子，間瀬淳,
マイクロ波を用いた汚泥等の乾燥・滅菌法の開発,
平成１８年電気学会全国大会, (2006 年 3 月 15 日-17 日) A208-C1-1-016.

73. 宮田良明、小島有志,
タンデムミラーにおける捕捉、損失イオンの計測,
第 9 回若手科学者によるプラズマ研究会, (日本原子力研究開発機構　那珂核融合研究所, 2006 年 3 月 15 日-17 日).

74. 八坂保能，栄敦司，杉本直樹，竹野裕正，北條仁士,
平板状マイクロ波放電における波の空間構造,
第 53 回応用物理学関係連合講演会, (2006 年 3 月 22 日-26 日) 23pZC5.

75. 北條仁士，内田直人，八坂保能，間瀬淳,
表面波励起プラズマにおける吸収電力の解析,
第 53 回応用物理学関係連合講演会, (2006 年 3 月 22 日-26 日) 23pZC9.

76. 北條仁士，内田直人，服部邦彦，間瀬淳,
プラズマフォトクック結晶を用いた電磁波のビーミング,
第 53 回応用物理学関係連合講演会, (2006 年 3 月 22 日-26 日) 25pZC5.

77. 岩田武徳，間瀬淳，北條仁士,
ミリ波異物検査システムの研究,
電子情報通信学会 2006 総合大会, (2006 年 3 月 24 日-27 日) C-2-99.

78. 嶋頼子,
GAMMA10 セントラル部における多チャンネルマイクロ波干渉計によるプラズマ計測,
第 5 回筑波大学技術職員技術発表会, (筑波大学, 2006 年 3 月 25 日-25 日).

79. 渡辺二太，北條仁士,
ＬＨＤゲージを用いたＬＨＤ高ベータプラズマの平衡解析,
日本物理学会第 61 回年次大会, (愛媛大、松山大, 2006 年 3 月 27 日-30 日) 27pUD4.

80. 久保伸、下妻隆、田中謙治、斉藤輝雄、立松芳典、吉村泰夫、伊神弘恵、稲垣滋、田村直樹,
LHD における ECRH による密度クランピング,
日本物理学会第 61 回年次大会, (愛媛大、松山大, 2006 年 3 月 27 日-30 日) 28aUD-3.