

小特集 炉心プラズマの定常化に向けたトーラスプラズマ開発研究の現状と展望

2. 定常化研究の現状

2.3 ヘリカルプラズマ定常化の現状

大藪 修義

核融合科学研究所

(原稿受付：2007年3月29日)

LHD 実験では、平均密度 $0.4 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 、温度 1 keV のプラズマを ICRF 加熱で 54 分定常に維持することに成功し、定常運転に関するヘリカル系装置の優位性を示すことができた。また LHD では、新しい閉じ込め改善モードが発見された。内部拡散障壁により高性能高密度プラズマ（中心ベータ $\beta(0)=5\%$ 、中心密度 $n(0)=5 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ ）が中心部に維持されるために、新しいプラズマ点火シナリオ（高密度点火）の可能性が浮かび上がってきた。そしてこのモードの長時間保持実験の準備を進めている。

Keywords:

steady state operation, ICRF, transport barrier, high density plasma, density limit, pellet, ignition, helical device

2.3.1 はじめに

ヘリカル系装置の最大の特長は、プラズマ閉じ込めのためにプラズマ中に大電流を流す必要がないことである。このため電流崩壊に悩まされることがなく、また大きな循環パワーを伴う電流駆動の必要性もない。そのため定常研究の中心課題は、プラズマ対向壁への熱負荷の軽減と対向壁から発生する不純物の制御となる。これまでヘリカル装置で長時間放電実験が可能な装置は、LHD のみであった。LHD 研究では、装置設計の段階から高性能プラズマの定常化に向けた研究を重要課題に位置づけて、進めてきた[1]。最近では、その成果が実り、以下のように実験結果に反映されてきている[2,3]。

2.3.2 LHD における ICRF 加熱プラズマの定常運転 (54分)

LHD における定常実験[2]では、比較的大きな定常加熱パワーが得やすい ICRF 加熱を使用している。使用された ICRF アンテナは、プラズマが垂直方向に伸びている縦長ポロイダル断面の外側に設置されている。ICRF 加熱モードは、水素イオンをマイノリティとしたヘリウム放電で行った。サドル点の周りは、磁場勾配が弱く、サイクロトロン共鳴が近くになるように磁場強度を設定すれば、共鳴領域が大きく強いサイクロトロン吸収が期待できる。加熱パワーを大きくしたり、放電時間を長くすると、真空容器壁やダイバータ（カーボン）板からのアーキングによる不純物の急激な混入が生じて放電が終了する。このアーキングを抑制するために ICRF パワーを放電中に手で制御している。

図1には、54分長時間放電中の温度、密度の時間変化を

示す。加熱パワーは、ICRH 380 kw, ECRH 110 kw で全投入エネルギーは、1.6 GJ である。密度は $0.4 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ にほぼ維持されており電子、イオンのそれぞれの中心温度は、共におよそ 0.9 keV にそれぞれ維持されている。ダイバータ板への熱負荷を軽減させるために、磁気軸の位置 (R_{ax}) を 3.65 m と 3.67 m の間で周期的に変化させることによって、ダイバータレッグのダイバータ板上のストライクポイントの位置を移動させた(図1)。特に $R_{ax} \sim 3.66$ 付近

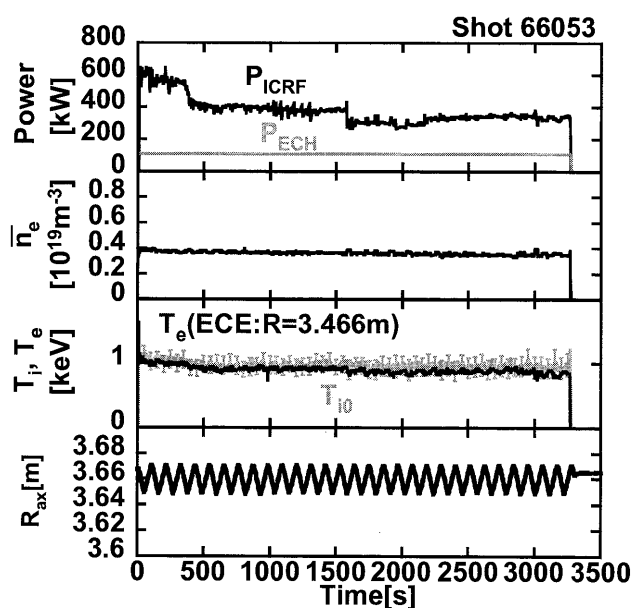


図1 54分長時間放電における密度、温度の時間変化を示す。磁気軸の位置 (R_{ax}) は、熱負荷を分散させるために 3.65 m と 3.67 m の間で周期的に移動させた。

2. Present Status of Steady-State Research 2.3 Present Status of Helical Device Research towards Steady-State Operation

OHYABU Nobuyoshi

author's e-mail: ohyabu@lhd.nifs.ac.jp

では、少しの磁気軸の変化に対して、ダイバーレグの位置の変化が大きく効率的に熱負荷を分散することができる。またより高密度の定常運転を行うには、高入力パワーが必要になるが、その結果、不純物のフレークがプラズマ周辺部に混入して放射損失の増大をまねき崩壊を引き起こす。その防御法のひとつとして、混入時には、加熱パワーを増加させることが考えられる。この実験では、ECH パワー(330 kW)を 0.6 秒入射すると崩壊の抑制に効果があった。

定常実験のひとつの結論としては、ヘリカル装置では、真空容器、ダイバータ板等のプラズマ対向機器の温度が制御できれば、パルス運転で得られたプラズマの状態は、定常かつ安定に維持できることがこの実験ではほぼ証明されたと考えている。もちろん、最終的には、パルス運転で得られたプラズマの状態が炉へ外挿できる高性能プラズマでないとその定常運転も意味がない。

2.3.3 超高密度コアプラズマ (Super Dense Core: SDC)

(1) SDC モードの発見

環状磁場プラズマ閉じ込め装置では、水素の氷でできた小さいペレットを高速で入射すると高密度プラズマに対してでも効率よく粒子補給が可能になる。このように粒子補給されたプラズマの密度分布は、ピークしており、一般的には高閉じ込めの性質を有している。しかしながらトカマクでは、プラズマ電流とサイズで決まる達成密度の限界がある。それは電流とともに増加するが、電流を伴ったプラズマは、崩壊する可能性があるため、特に大電流での高密度運転は、技術的に大きな課題を残す。

一方、ヘリカル装置では、プラズマ電流を必要としないので、密度限界は、周辺部でのプラズマ放射損失と熱流束間のバランスで決まっているとされている。最近の LHD の実験(図 2)では、ペレットによる粒子補給により、磁

場 2.6 T で極めて高い密度を達成している[4, 5]。これらの放電では 5 発程度のペレット入射によりピークした密度分布が生成されると超高密度コア (SDC) の形成が続いて起こる。そして密度分布には、規格化小半径 $\rho = 0.6$ 付近に密度勾配 ∇n の跳びがあり、内部拡散障壁 (Internal Diffusion Barrier, IDB) と呼べる輸送障壁によってピークした分布が維持されていることがわかる。その密度のピーク値は $4.5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ にも上昇する。この時の温度は 0.85 keV である。障壁の外側(マントルと呼ぶ)の密度は、 $0.6 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ と高くなく、通常の放電と同程度である。トカマクの内部輸送障壁を有する放電と違って IDB 部やコア部の温度勾配は小さい。マントル部の温度勾配は、異常輸送で決まり、低密度のマントル部では、一般的により大きい温度勾配それ故により高いコア部の温度が期待できる。核融合研究での指標である、どれだけ自己点火に近いプラズマかを表す三重積 ($n_0 \tau_E T_0$) の意味するところは、どのくらい高圧力プラズマをどのくらい長く閉じ込められるかということである。LHD の SDC 放電では、コア部の圧力が高いため、その三重積は、SDC を有しない通常の放電に比べて、1 桁以上大きくなる。そしてこの結果は、ヘリカル装置における高密度、比較的低温度での自己点火のシナリオに外挿できる可能性を秘めている。

(2) SDC モードによる自己点火シナリオ

核融合炉で自己点火状態にするには、まず外部から加熱パワー(例えば中性粒子ビーム)をプラズマ中に注入してプラズマの温度を上昇させる。ある温度以上になり点火条件(三重積 ($n_0 \tau_E T_0$) がある閾値より大きくなる)が満たされると、外部加熱パワーを切ってもプラズマは、発生する高エネルギーアルファ粒子によって加熱され、点火状態が維持される。

環状閉じ込め装置においてプラズマの温度を上昇させるのは、容易ではなく、特に高密度放電ではより困難である。これは、温度の上昇とともに閉じ込めが劣化するためである。図 3 (a) のようにプラズマの閉じ込め領域を高密度コア部と比較的低密度のマントル部に分割できれば、核融合条件のプラズマ達成は比較的容易になる。低密度のマントル部では、高温温度勾配が期待でき、それゆえにコア部の温度を点火に必要な最小温度に上昇させることができる。コア部では、温度は、あまり高くなくても高密度のために核融合パワー密度が高くなる。ここで重要な点は、高密度領域と高温温度勾配領域が重なり合わないことである。このような分割は、IDB により可能になり、大きな閉じ込め改善をもたらす。この新しい点火概念は、LHD 実験における SDC モードの発見から発展したものである。

まず自己点火に必要な最小温度を求める。プラズマの自己加熱パワー密度(アルファ粒子パワー密度から制動輻射パワー密度を差し引いたパワー密度)は、

$$C \cdot (n_0 T_0)^2 \cdot F(T_0, Z_{\text{eff}}) \quad (1)$$

で与えられる[6]。制動輻射は、電子からの輻射で、プラズマを冷却する。ここで n_0 , T_0 は、 10^{20} m^{-3} , 10 keV でそれぞれ規格化したコア部の密度、温度であり、 C は、0.14

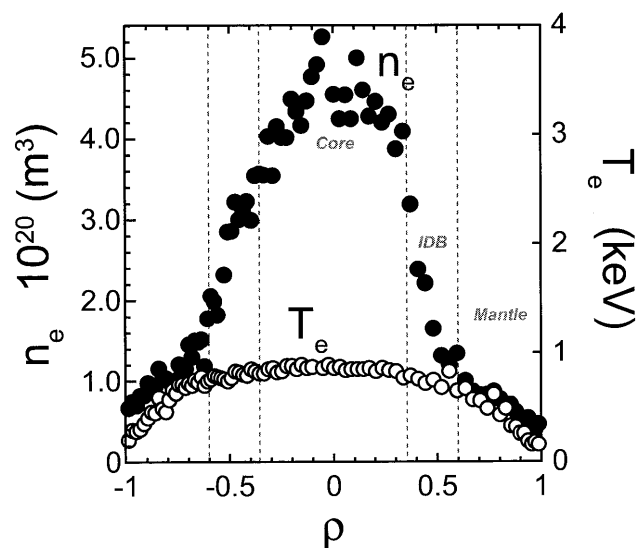


図 2 典型的な SDC 放電 ($R_{\text{ax}} = 3.75 \text{ m}$) における密度、温度分布を示す。NBI 加熱パワー P (吸収 NBI パワー) = 10 MW. $\rho = 0.6$ 付近に ∇n の跳びがある。

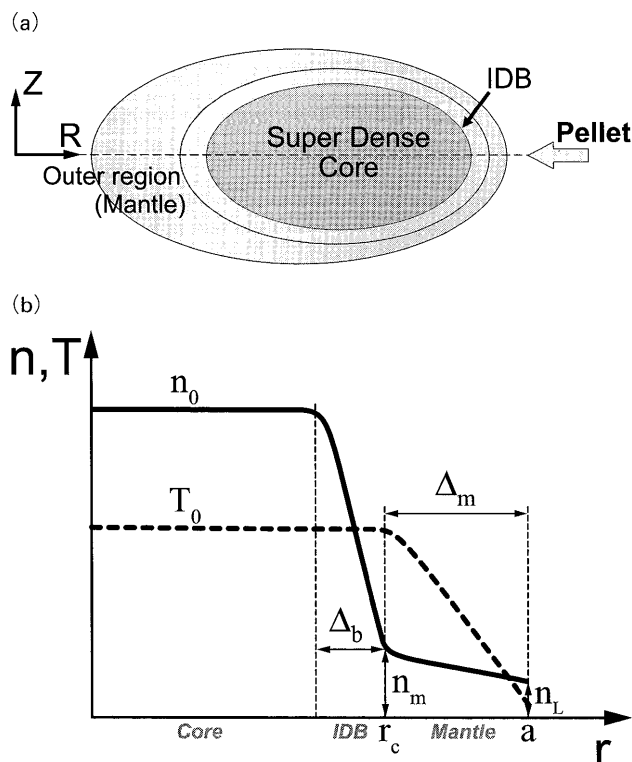


図3 (a)SDC プラズマの模式図。中心部 (SDC 領域) の密度は、IDB によって維持され、その周りを比較的低密度の外側領域 (マントル) が囲む。(b)SDC プラズマの密度、温度の模式分布。

MWm⁻³である。温度が 10 keV 付近では、自己加熱パワー密度は、密度と温度の積の 2 乗にほぼ比例する。F (無次元量) は、温度依存性の補正項で $T=10$ keV, $Z_{\text{eff}}=0$ のとき、1 になるように C を決めている。例えば $Z_{\text{eff}}=1.5$ のとき、7 keV 以下になると F は、温度の減少とともに急激に減少するので自己点火の最小温度は、7–8 keV になる。また仮に制動輻射パワーが存在しなければ、最小温度は、5 keV までに下がる。自己点火に対して最適な密度は、ベータ限界値を超えない最大の値となる。

プラズマ点火のためには、 $r=r_c$ において (図 3 (b)) 以下の不等式 (2) を満たさなければならない。即ち、 $r=r_c$ 内に発生するアルファ粒子パワーが $r=r_c$ を横切って輸送で失われるパワーより大きくなり、コアの温度が、さらに上昇または維持される。

$$q_{\text{cond}}(r_c) + q_{\text{conv}}(r_c) > q_{\text{self}}(r_c) \quad (2)$$

where

$$q_{\text{self}} = C \cdot n_0^2 \cdot T_0^2 \cdot F(T_0, Z_{\text{eff}})(r_c/2), \quad (3)$$

$$q_{\text{cond}}(r_c) = C^* (C_m n_m \chi_m / n_0 \Delta_m) \cdot n_0 T_0 \quad (4)$$

$$q_{\text{conv}}(r_c) = C^* (5 C_b D_b / \Delta_b) n_0 T_0 \quad (5)$$

ここで q_{cond} , q_{conv} は、conductive 熱流束 (∇T による熱流束), convective 熱流束である。定数 C^* は、 0.16 MJm^{-3} であり、 Δ_m , Δ_b の定義は、図 3 (b) で与えられている。 r_c , χ , Δ , τ_E は、MKS 単位で与えられている。 q_{cond} は、 $-n\chi\nabla T|_{r=r_c}$ であり、(式 4) は、 n , χ , ∇T を n_m , χ_m , $-T/\Delta_m$ でそれぞれ置き換えると第ゼロ近似で正しいが、

補正が必要であり、そのため補正係数 C_m を導入した。図 3 (b) のような温度、密度分布に対して、 χ , n が空間的に一様なときは、 C_m は、1 である。式 (5) の補正係数 C_b も同様に定義する。式 (5) で $D_b n_0 / \Delta_b$ は、IDB 内の粒子束で、大部分の粒子源がコア部にあるとするとマントル内の粒子束とほぼ等しく、 $5TD_b n_0 / \Delta_b$ は、マントル内の convective 熱流束である。

良好な SDC 放電では、 q_{conv} は、 q_{cond} より小さい。その条件は、

$$(\Delta_b / 5\Delta_m) \cdot (n_m / n_0) \cdot C_m \chi_m \gg C_b D_b \quad (6)$$

であり、当然ながら IDB (粒子拡散障壁) であるので小さい D_b が要求される。このときの自己点火の条件は、式 (2), (3), (4) より

$$n_m T_0 \tau_E^* > 2.3 (n_m / n_0)^2 / F \quad (7)$$

で与えられる。ここで $\tau_E^* = r_c \cdot \Delta_m / C_m \cdot \chi_m$ であり、三重積 ($n_m \tau_E^* T_0$) は高密度コア部がない場合 ($n_0 = n_m$) の三重積に対応するが、高密度コア部が存在する時 ($n_0 \gg n_m$) には、自己点火に要求される値 ($n_m \tau_E^* T_0$) は $(n_m / n_0)^2$ 倍に小さくなり、比較的容易に満たすことができる。ヘリカル装置における点火シナリオのプラズマパラメータの一例を表 1 に示す。重要なパラメータである中心密度 n_0 , 中心ベータ $\beta(0)$ は、それぞれ $5.0 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$, 5.0% で、LHD 実験で既にはほぼ同時に達成している。このようなパラメータに対して熱輸送拡散係数 (χ_m) が $5 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ 以下であれば自己点火の条件を満たす。この値は、比較的容易に達成できそうな値である。SDC モードであるためには、式 (6) を満たす必要があり、この条件は、 $C_b D_b < 0.1 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ になり、IDB が必要になる。

ヘリカル装置の場合、新古典輸送 (リップル損失) を考慮する必要がある。そのために提案した点火シナリオでは、できるだけ低温かつ高密度運転によりリップル損失の低減を目指す必要がある。表 1 のプラズマパラメータでは、密度が高いためプラズマは、イオンルート領域にある。リップル損失を抑制するには、プラズマがより collisional であることが要求される。自己点火のためにはマントル領域でのリップル損失による熱輸送係数は $5 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ 以下であり、また IDB のために $C_b D_b < 0.1 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ も要求される。そのために、ヘリカル磁場配位における粒子軌道の改善が必要になる可能性もある。

(3) SDC プラズマへの粒子補給

表 1 核融合プラズマパラメータ。

$R_{\text{ax}} = 15 \text{ m}$, $a = 2.3 \text{ m}$	$n_0 = 5 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$,
(R/a) は、LHD と同じ	$n_m = 1 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$
$T_0 = 8 \text{ keV}$, $B = 8 \text{ T}$,	$n_L = 0.3 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$
$\beta(0) = 5.0 \%$, $Z_{\text{eff}} = 1.5$,	$r_c = 1.6 \text{ m}$,
Δ_m (マントルの径方向の幅) = 0.7 m	
Δ_b (拡散障壁の径方向の幅) = 0.45 m ,	

SDC プラズマ形成およびその定常維持のために重要な鍵は粒子補給と排気である。SDC モードを維持するためのペレットの入射率は、 $SD_b n_o / \Delta_b$ で与えられる (S はプラズマ表面面積である)。そして、定常運転ではこの入射量を排気しなければならない。convective 熱流束を抑制するためにもまた粒子排気量に対する技術的要求を満たすためにも IDB での拡散係数が低いことが重要である。ペレットで誘起された IDB での粒子流はマントル中での粒子流とほぼ同じ程度であるので次の関係式が成立する。

$$D_b n_o / \Delta_b \approx D_m (n_m - n_L) / \Delta_m \quad (8)$$

この関係が (n_o/n_m) を決める。低い D_b が、高い n_o/n_m につながり、高性能の SDC モードを維持するには重要な点である。

LHD 実験においては、準定常 SDC 放電が連続ペレット入射 (160 ms 間隔、粒子数 1×10^{21} /pellet) により維持されることが実証されている (図 4)。ペレット入射直前と直後の密度分布の差をとると入射粒子の分布がわかる (図 4

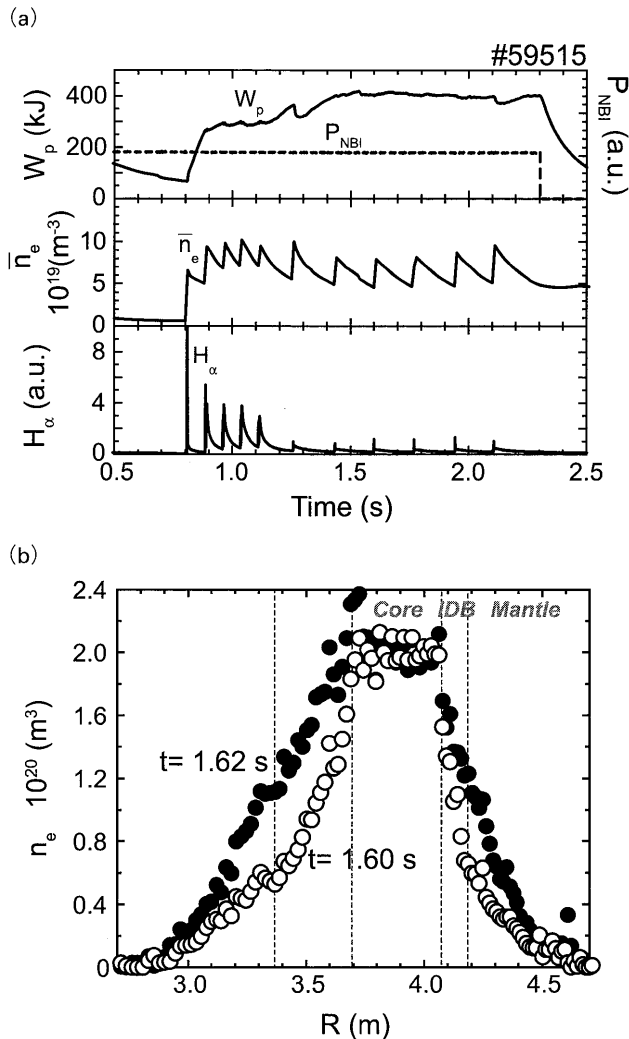


図 4 (a)ペレットを 160 ms 間隔で入射して得られた長パルス SDC 放電。(b)ペレット入射直前 ($t = 1.60$ s)、および入射直後 ($t = 1.62$ s) の密度分布。ペレットの入射粒子分布は、両分布の差と考えられ、密度分布の屈曲点付近にピークを持っている。

(b))。また中心部の密度は、ペレット入射に関係なくほぼ定常に維持されているが中心部の温度は、20% 程度減少する。ただし全プラズマエネルギー (W_p) はほぼ一定に維持されている。また粒子は、IDB とマントルの境界付近を中心に注入されるため入射直後の密度分布は、典型的な SDC 型分布でなくなっている。

ペレット入射により粒子は IDB 部、またはそれより内側に注入する必要がある。ペレットのプラズマへの進入距離は、温度とペレットの大きさに強く依存するため LHD 実験に比べて 10 倍程度高温である炉の場合、大きな 14 mm ペレット ($N_{\text{total}} = 1.0 \times 10^{23}$ 程度) が必要になる。またこのサイズのペレットの入射による平均密度の変化は、30 % 程度あり、LHD の場合と同じである。またペレット入射直後の密度分布は、図 5 にあるようにそのピーク値が入射前の中心での値より十分大きい必要がある。またプラズマの楕円断面の短軸に沿って入射する必要がある (LHD では、長軸に沿って外側からペレットを入射しているのでペレットの進入距離の観点からは、最も不利な位置からの入射である)。固体水素ペレット溶発コードを用いて、表 1 の炉を想定したプラズマに対して粒子 deposition 分布を求めた (図 5 [7])。分布の形状は、LHD の場合 (図 4 (b)) とよく似ており、ペレット (速度 1500 m/s) は、7, 8 keV のプラズマに十分進入することがわかる。

2.3.4 まとめ

LHD 実験では、平均密度 $0.4 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 、温度 1 keV のプラズマを ICRF 加熱で長時間 (54 分) 維持することに成功し、ヘリカル系装置では、定常運転は、比較的容易であることを示した。そしてその放電の全投入加熱エネルギーは、1.6 GJ にも達している。放電は、金属フレークがプラズマ中に入ったときに、急激に放射パワーが増大して終了する。これを防ぐためには、ダイバータ板への熱負荷を軽減

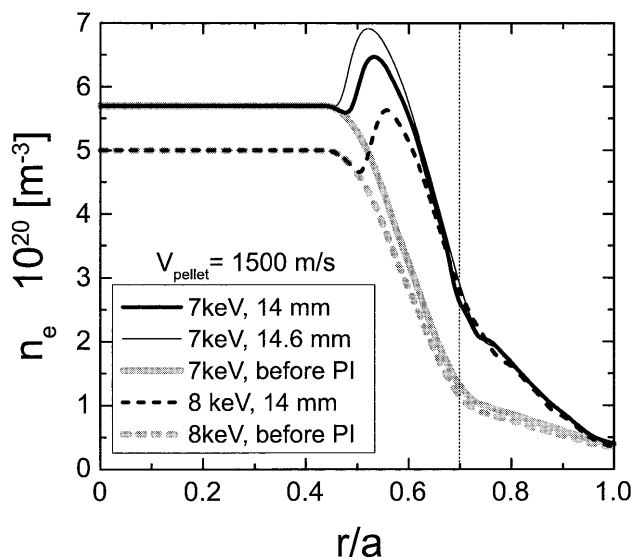


図 5 表 1 に示されている炉プラズマパラメータにペレットを入射したときの入射粒子分布。ターゲットプラズマの温度が高くなるとペレット侵入が浅くなることわかる [7]。

させることが重要であり、LHD 実験では、熱流束分散のためにダイバータレッグの位置を100秒程度の周期で変化させることで対処している。

最近 LHD では、新しい閉じ込め改善モードが発見されている。超高密度プラズマ ($4.5 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$) が拡散障壁 (IDB) により中心部に維持され、中心ベータは、閉じ込めが改善されているため、高磁場下 (2.6 T) でも 4.4% に達している。このような高性能プラズマモードの発見により新しいプラズマ点火シナリオ (高密度点火) の可能性が浮かび上がってきている。このシナリオでは、プラズマ閉じ込め領域は、コア部とマントル部からなっている。コア部では、超高密度それ故高圧力プラズマが存在して、高い核融合出力を生み出す。マントル部では、比較的低密度プラズマが存在して、両領域間の境での温度を自己点火に必要な 7–8 keV にもたらずに十分な温度勾配が存在する。このような分割は、IDB によって可能になる。

今後の課題としては、1) 炉への応用に外挿するためには、IDB の形成機構、その安定性に関して十分な物理的理解が必要である。2) 核融合プラズマ (LHD でのプラズマ

より無衝突) に対して、小さい D_b , $(n_m/n_o)\chi_m$ を維持、特に IDB での新古典論拡散の最適化がある。3) ペレットによる粒子中心補給、4) コア部のサイズおよび位置の最適化、等がある。

また LHD 第 2 期計画の主要テーマとしてこのモードの定常運転の実証実験を予定している。そのためには、ヘリカルダイバータにバッフル板を設置して、粒子制御 (排気) 能力を高めてマントルの密度 (n_m) を減少させ、コア部の温度の上昇を目指し、またダイバータの熱除去能力を高めて、大出力の NBI 加熱に対処する。

参考文献

- [1] A. Iiyoshi *et al.*, Fusion Technol. **17**, 169 (1990).
- [2] O. Motojima *et al.*, Nucl. Fusion **45**, S255 (2005).
- [3] T. Mutoh *et al.*, J. Plasma Fusion Res. **81**, 229 (2005).
- [4] N. Ohyabu *et al.*, Phys. Rev. Lett. **97**, 055002 (2006).
- [5] N. Ohyabu *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **48**, B383 (2006).
- [6] W.R. Arnold *et al.*, Phys. Rev. **93**, 483 (1954).
- [7] R. Sakamoto *et al.*, Nucl. Fusion **41**, 381 (2001).