



核融合実験装置におけるペレット入射による燃料供給

坂本隆一, 星野光保¹⁾

核融合科学研究所, ¹⁾名古屋大学大学院工学研究科

(原稿受付: 2007年4月1日)

環状磁場閉じ込め装置の高温プラズマへの固体水素ペレット入射による粒子供給法の基礎となる, プラズマ中における固体水素ペレットの溶発と実効的な粒子のデポジションに関する研究の現状を概説した. また, 定常粒子供給が可能な連続ペレット入射装置開発の最近の動向についても紹介する.

Keywords:

plasma fueling, solid hydrogen pellet, ablation, plasmoid, drift

1. はじめに

磁場閉じ込め核融合炉における燃料供給法としての固体水素ペレット (以下単に“ペレット”と表す) 入射法は, 数百 m/s から数千 m/s の速度まで加速した固体水素の小粒 (ペレット) を高温プラズマ中へ入射し, 高温プラズマからの熱流束によってペレットを溶発させることによって, 水素原子 (燃料粒子) を高温プラズマ中にデポジットさせるものである. 磁場に閉じ込められた高温プラズマとの直接的な相互作用によって粒子を供給するので, 原理的に効率良くプラズマ中心部への粒子供給が可能である.

核融合プラズマへの粒子供給法としてのペレット入射法の検討は既に1960年代後半に始まり, 比較的少ないエネルギー消費でプラズマ中心部への粒子供給を行うことが可能であるため, 数ある粒子供給法の中でも有望であると考えられ, プラズマによる固体水素の溶発に関する実験が行われている [1]. 1970年代後半には, 中性ガス遮蔽 (Neutral Gas Shielding: NGS) モデルと呼ばれる, 高温プラズマ中におけるペレットの溶発理論が提唱された [2, 3]. この理論モデルは, 現在でもペレット溶発を考える上で基本となる理論モデルである. この理論モデルの概要に関しては 3.1 で述べる. この中性ガス遮蔽モデルによると, 10 keV という高温の核融合プラズマ条件において, プラズマ中心領域に燃料粒子を供給するためには, 少なくとも 5-10 km/s という高速でのペレット入射が必要であり, ペレット射出の高速化に力点を置いた装置開発が行われ, 2段ニューマチックパイプガン方式のペレット入射装置で, 3 km/s を超える速度のペレット加速方法が開発された [4]. 一方で高加熱入力した高温プラズマにおいては, 実効的な粒子デポジション分布が, 中性ガス遮蔽モデルからの予測値よりもずっと浅くなり, 粒子供給効率が悪化する現象が観測されるようになった [5]. このことは溶発プラズモイドの大半径外向きのドリフトに起因しているという作業仮説のも

と, 高磁場側 (トーラス内側) からペレットを入射し, ドリフトによって粒子をプラズマ中心へ供給するという実験が ASDEX-Upgrade において行われ, ペレットの粒子供給効率が劇的に改善される実験結果が得られた [6].

この実験結果は, 溶発プラズモイド内に ∇B ドリフト誘起による局所電場が生じ, $E \times B$ ドリフトによって溶発プラズモイドが大半径外向きに移動するという物理モデルで解釈されている. このような高磁場側ペレット入射による粒子供給効率の改善を受け, 現在では技術的困難度に対する粒子供給効率の改善度が低い高速入射を用いるよりも, プラズマ中での固体水素溶発とその後のプラズモイド挙動の物理的理解に基づき, それらを上手く利用することによって, 既存のペレット入射技術の範疇で粒子供給効率を高める研究に重きが置かれている.

また, 核融合炉への燃料粒子供給法は, 粒子供給効率が高いことに加えて, それを定常的に維持することが必要であり, ペレットを定常的に射出する技術も必要である. このことから, 固体水素の連続生成に関する研究も進められて来た. 最近ではスクリューを仕組んだクライオシリンドラ (Screw Extruder) の中に予め固体水素を生成しておき, スクリューを回転することによって固体水素を押し出し, ロッド状の固体水素を連続生成する装置が開発された [7]. この Screw Extruder を用いたペレット生成法にニューマチック加速法を組み合わせたペレット入射装置が2002年に LHD へ導入された. 実際にプラズマ実験に使用され, 再現性良く, 安定した定常射出が可能であることが実証されている [8, 9]. LHD に続いて, Tore Supra でも同様なシステムの連続ペレット入射装置が導入された [10]. LHD や Tore Supra での良好な運転実績を鑑み, ITER においても Screw Extruder によるペレット生成法とニューマチック加速方式を組み合わせた定常ペレット入射装置の採用が決まりつつある.

既に、ペレット入射法については、本誌 Vol. 77 の小特集「磁場閉じ込め装置での粒子補給システムの現状と課題」の第3章で概説している[11]。本稿では主に、この小特集以降の最近のペレットによる粒子供給研究およびペレット入射装置開発の動向について解説し、将来の核融合炉への展望を試みる。なお、最近のペレット入射を用いたプラズマ実験にかかわる興味ある話題として、Hモードプラズマにおける周辺輸送障壁のペダスタル部へのペレット入射によるELM制御実験[12]やプラズマ中心への粒子供給による超高密度コアプラズマ生成[13]等がある。これらに関しては本誌 Vol. 82[14]や Vol. 83[15]で詳しく紹介されているので参照されたい。

2. ペレットの生成・加速技術

これまで様々なアイデアでペレット生成・加速法が開発されてきたが、現在では淘汰が進み基本的な設計は以下に挙げる方法に収束されてきている。固体水素生成法としては、単発入射用として「その場生成方式」と連続入射用として「クライオシリンダ (Extruder) 方式」が用いられている。ペレット加速方法としては「ニューマチックパイプガン方式」と「遠心加速方式」が主に使用されている。以下に各方式の特徴を述べる。

2.1 ペレット生成法

2.1.1 その場生成方式

その場生成方式は、一部を局部的に冷却したパイプ（射出バレル）内に水素ガスを充満させることによって、冷却部に水素を凝固させて円筒形のペレットを生成する[16]。極低温部での稼働部がなく、パイプの内径と冷却部長さでペレットのサイズが決まるために再現性の良いペレット生成が可能である。この方式のペレット生成法はニューマチックパイプガン方式の加速法とのみ組み合わせられ、最も単純な方式である。原理的に単発射出しかできないので、将来の核融合炉での使用を想定することはできない。しかしながら、装置の信頼性、安定性のために、定常運転が必要ない現在のプラズマ閉じ込め実験では重宝され、射出バレルを並列設置して複数のペレット入射装置が使用されている。例えば、LHD では10バレル[17, 18]、Alcator C-mod では20バレル[19]のペレット入射装置が使用されている。

2.1.2 クライオシリンダ (Extruder) 方式

冷却した銅製クライオシリンダの中に水素ガスを導入して固体水素を生成した後、シリンダ上部からピストンで固体水素を圧縮してシリンダ下部にあるノズルからロッド状の固体水素を押し出し、その固体水素ロッドを切断することによってペレットを生成する方式。予め固体水素を作り置きしているために、1つのバレルで連続ペレット入射が可能である。例えば米国のオークリッジ国立研究所で開発され、かつてはJET、現在はDIII-Dに設置されている連続ペレット入射装置は1.8 mmのペレットを10 Hzで150発程度入射可能であり[20]、放電時間が数秒から数十秒程度のプラズマ実験に対しては十分な量のペレットを供給可能である。ただし、入射できるペレット数は予め生成した固体

水素量で制限されるために、将来の核融合炉に必要な定常ペレット入射は不可能である。そこで、ピストンの代わりにスクリーを用い、固体水素の押し出しと水素の液化、固化プロセスを同時に処理できるScrew Extruder方式がロシアのペリン研究所によって開発されている[7]。このScrew Extruder方式では原理的に固体水素の定常生成が可能であり、既にLHD、Tore Supraにおいて、この方式を採用したペレット入射装置が開発され、プラズマ実験に供されており、安定した定常射出性能を実証している。また、JT-60U、JET (2007年8月に導入予定)[21]でもScrew Extruder方式を採用したペレット入射装置を現在開発中である。

ここでは、LHDにおける連続ペレット入射装置を例にとって、Screw Extruderについて説明する。図1はScrew Extruderの装置原理図である。スクリーが内蔵されている銅製のクライオシリンダの下部は冷凍機のコールドヘッド(4 K)に接続されており、待機時は7 K以下に冷却されている。輻射熱の侵入を防ぐために、クライオシリンダの周囲は40 K程度に冷却された銅製熱シールドで全方向囲まれている。まず、スクリーを停止した状態で、クライオシリンダ内に熱交換器で冷却した水素ガスを導入する。水素ガスはクライオシリンダ内で凝縮し、最も径が細いノズルの部分が固体水素で閉塞され、さらにガスを導入することによって、クライオシリンダ下部の極低温部に固体水素が生成される。極低温で硬くなった固体水素によって装置に加わる負荷を低減するために、クライオシリンダに貼り付けたヒーターで10 Kまで温度を上昇させてから、スクリーを回転させる。これによって、固体水素が下方へ押しされ、ロッド状の固体水素がノズルから押し出される(図2)。スクリーを回転させる時は、常にクライオシリンダへ水素ガスを供給しており、水素ガスは常時スクリーの隙間から極低温部へ流れ込み凝固する。すなわち、押し出しプロセスと同時に水素ガスが液化・固化し、連続的に固体水素がクライオシリンダ内に補充されるために、原理的

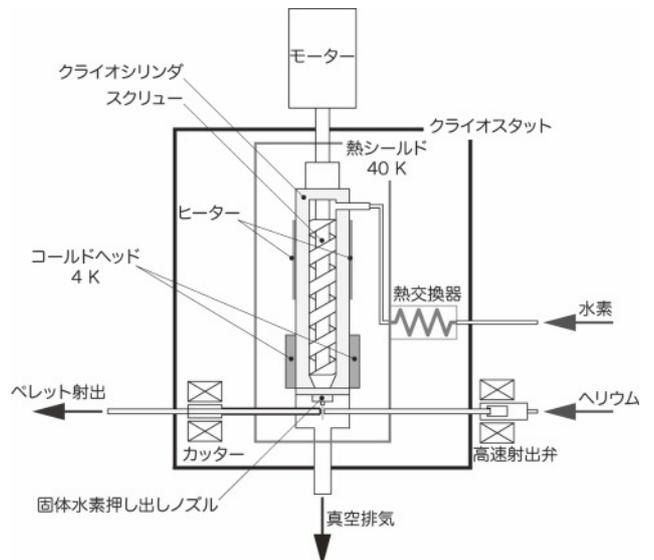


図1 Screw Extruder の装置原理図。

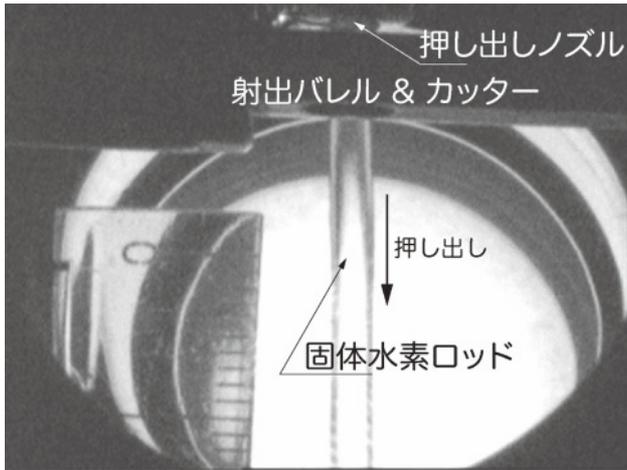


図2 Screw Extruder から押し出された固体水素ロッド。

に完全定常運転が可能である。固体水素の生成量はスクリーンの回転速度で調整可能であるが、水素ガスの固化に要するエネルギーにスクリーンの摩擦や固体水素の変形に伴う発熱と高温部からの熱伝導・輻射といった損失を加えた熱量と冷凍能力の競合から生成量の最大値が決まる。例えば、LHDでは8 Kにおいて20 Wの冷凍能力を持つ冷凍機でクライオシリンダを冷却しており、最大で毎秒35 mg (3 mmφ×55 mmℓ, ~40 Pam³)の固体水素の連続生成が可能である。なお、この固体水素生成量は3 mm正円柱形のペレットを1秒間に18個生成できる量である。最終的には連続生成されるロッド状の固体水素を実時間で切断して射出する。本装置では後述のニューマチック加速方式を採用しているために、固体水素の切り出し方法としてパイプ形状のカッターを用い、固体水素の切り出しと射出を一連の操作で行っている。固体水素ロッド切断およびペレット加速部の構造図および動作過程を図3に示す。

2.2 ペレット加速法

2.2.1 遠心加速方式

高速で回転する回転体の遠心力を用いてペレットを加速する方式である。原理上、回転体の回転周波数までの高繰り返し連続ペレット加速が可能であり、ASDEX-Upgradeでは40 Hz以上の入射周波数でペレット入射実験を行っている[22]。また、加速ガスを必要としないために定常ペレット射出に適しており、核融合炉を想定した場合の利点となっている。しかしながら、ペレット射出タイミングは回転体と同期させる必要があるため、任意のタイミングに入射することはできず、プラズマ実験における柔軟性は劣る。また、本質的にペレットと加速装置の機械的な接触があるために、ペレットの損傷が避けられず、射出の信頼性が後述のニューマチックパイプガン方式に比べて劣る。

2.2.2 ニューマチックパイプガン方式

空気銃と同様な加速方法であり、高圧のガスの伝播を利用してペレットを加速する方式である。摩擦や熱交換等を無視した理想状態を仮定すると、ペレットの質量 M 、ペ

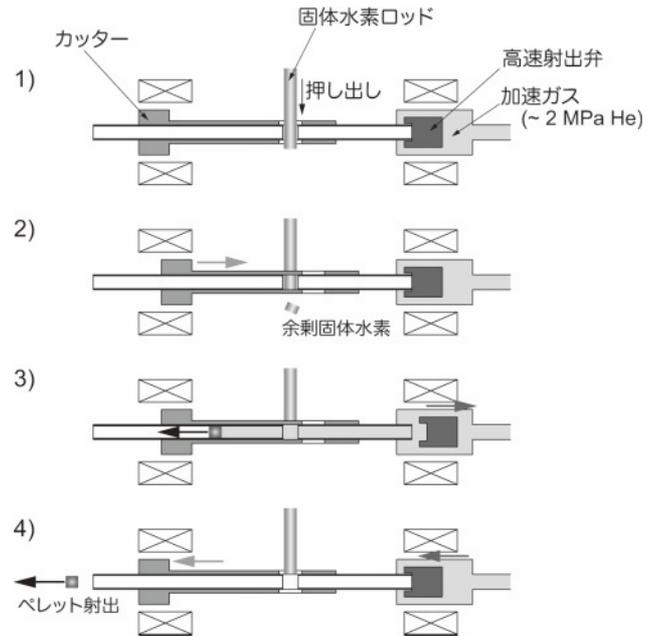


図3 固体水素ロッドの切断とペレット射出の原理図。(1)待機位置ではバレルの断続部とカッティングデバイスの縦穴が一致しており、ノズルから押し出される固体水素ロッドはバレルを通過し、下方へと伸びる。(2)射出時は先ずカッティングデバイスがソレノイドによって駆動され、固体水素が切断されてパイプ内に装填されると同時にバレル断続部はカッティングデバイスによって封じられる。なお、待機時にバレル径よりも長く押し出された余剰固体水素はペレット切り出し時に下へ落ち、蒸発して真空ポンプによって排気される。(3)10 ms遅らせて高速射出弁を開き、加速ガス(ヘリウムもしくは水素)をバレルに印加してペレットを射出する。(4)射出後、カッティングデバイスを待機位置に戻し、固体水素ロッドを再びバレル断続部を通過させて、次の射出タイミングトリガを待つ。

レットの投影面積 A_p 、加速ガス圧力 P_0 、加速ガスの比熱比 γ 、加速ガスの音速 $C_0 = \sqrt{\gamma k T / m}$ を用いて、ペレット速度 $U(t)$ は

$$U(t) = \frac{2C_0}{\gamma - 1} \left[1 - \left(1 + \frac{(\gamma + 1)A_p P_0 t}{2MC_0} \right)^{-\frac{\gamma - 1}{\gamma + 1}} \right], \quad (1)$$

で与えられる[23]。実際のペレット速度は、上式の70%–90%に低下するが、定性的には加速ガスの音速に比例する。また、固体水素生成部への不純物凝固やプラズマ真空容器への不純物流入の観点から、加速ガスとしては水素やヘリウムといった軽元素ガスが用いられ、最大1.5 km/s程度の速度までのペレット加速が可能である。また、ピストンで断熱圧縮した高温、高圧の加速ガスを利用する2段ニューマチックパイプガン方式も開発されており、最大3.4 km/sの速度が報告されている[4]。ニューマチックパイプガン方式は射出タイミングや速度の制御が容易であり、再現性の良いペレットの加速ができる。一方で、加速ガスがプラズマ真空容器へ流入することを防ぐために差動排気システムが必要であり、特に連続ペレット射出を想定するとデメリットとなると考えられていたが、最近開発されたLHDやTore Supraの連続ペレット入射装置ではニューマチックパイプガン方式のペレット加速法を採用し、加速ガスの定常排気というデメリットを超えるペレット射出性能

の高さを実証している。また、このことを鑑みて ITER における連続ペレット入射装置設計でも、当初予定していた遠心加速方式からニューマチックパイプガン方式へ設計変更が進められている。

3. ペレットによる高温プラズマへの粒子供給

3.1 高温プラズマ中でのペレット溶発

磁場閉じ込め核融合プラズマへのペレット入射による燃料供給の可能性を調べるために、高温プラズマ中におけるペレットの溶発に関する理論研究がすすめられてきた。現在最も広く使われており、高温プラズマ中でのペレットの溶発に関する理論モデルの原型となる中性ガス遮蔽 (NGS) モデルは1970年代後半に P.B. Parks *et al.* [2] および S.L. Milora *et al.* [3] によって提唱された。図 4 は磁場に閉じ込められた高温プラズマ中におけるペレットの溶発挙動の概念図を示す。NGS モデルではプラズマに高速で入射されたペレットが背景プラズマからの熱流束によって加熱され、溶発した中性粒子がペレット周囲に音速で発展する溶発雲を形成し、プラズマからペレットへ入射する熱流束を自己遮蔽するというメカニズムで説明されており、溶発雲の外側に磁力線に沿って広がる高密度プラズモイドの存在は考慮していない。溶発雲は中性であり、溶発の素過程はペレットの入射速度に比べて時間スケールが十分に短い現象であることから、溶発雲はペレットを中心として定常的に球対称に発展すると仮定し、溶発雲に対する 1 次元の流体方程式が質量保存・運動量保存・エネルギー保存の各方程式および理想気体の状態方程式によって記述される。背景プラズマが熱化していると仮定すると、イオンによる熱流束は電子のそれに比べて、質量比の平方根 ($\sqrt{m_i/m_e} = 42.8$) 分の一に減少することから、初期の NGS モデルでは、イオンのペレット溶発におよぼす役割は無視し得ると仮定し、電子からの熱流束のみを単色エネルギーと単純化してモデル化している。

次式は溶発雲の比熱比を $\gamma = 7/5$ 、背景プラズマの温度範囲を $T_e = 1 - 30 \text{ keV}$ と仮定した場合の、P.B. Parks *et al.* によって導き出された球状ペレットの半径減少率のスケーリング則である。

$$\frac{dr_{\text{pel}}}{dt} = -8.0 \times 10^{-14} r_{\text{pel}}^{-2/3} n_{e\infty}^{1/3} T_{e\infty}^{1.64} \quad (2)$$

ここで、 r_{pel} 、 $T_{e\infty}$ 、 $n_{e\infty}$ は、それぞれペレット半径[m]、

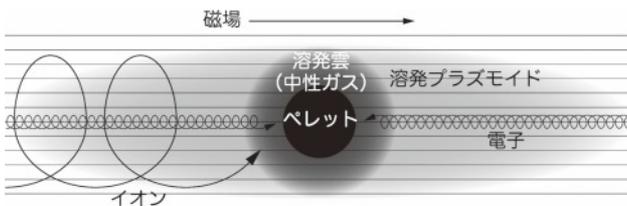


図 4 中性ガス遮蔽 (NGS) モデルの概念図。原型となる NGS モデルでは溶発プラズモイドやイオンによる熱流束がペレットの溶発挙動に及ぼす影響は考慮していない。定量的な評価のためには、これらによる影響を考慮する必要がある。

背景プラズマの電子温度[eV]および電子密度[m⁻³]である。プラズマ中に入射されたペレットの侵入長や溶発分布を求めるためには、ペレット入射軌跡に沿った温度、密度分布を微小領域に区分し、その微小領域におけるペレットサイズ減少率とそこを通過する時間から、その微小領域におけるペレット半径の変化と溶発した粒子数が求められる。ペレット入射軌跡に沿って順次計算し、ペレット半径が 0 となる点から侵入長が求められる。なお、S.L. Milora *et al.* の手法を用いた溶発計算に関しては、本誌 Vol. 52 に詳細な研究論文がある [24]。プラズマの温度、密度分布を線形分布と仮定することによって、式 (2) から次式に示すペレット侵入長のスケーリング則 [25] が導出できる。

$$\frac{\lambda}{a} = 0.079 T_{e0}^{-5/9} n_{e0}^{-1/9} m_{\text{pel}}^{5/27} v_{\text{pel}}^{1/3} \quad (3)$$

ここで、 λ/a 、 T_{e0} 、 n_{e0} 、 m_{pel} 、 v_{pel} は、それぞれプラズマ半径で規格化した侵入長、中心電子温度 [keV]、中心電子密度 [10²⁰ m⁻³]、ペレット質量 [10²⁰ atoms]、ペレット速度 [m/s] である。この侵入長スケーリング則は単純な仮定のみを用いた簡易なものであるが、様々なプラズマ実験装置におけるペレット入射実験で観測された侵入長と比較的良好一致を示しており [25, 26]、プラズマへのペレットの侵入長をおおまかに推定するためのツールとして使用できる。

上記のような単色エネルギーの電子による溶発のみを考慮した単純な NGS モデルで、ペレット入射実験におけるプラズマへのペレットの侵入長 (ペレット寿命) を比較的良好に説明できることが報告されている一方で、NGS モデルと実験結果の系統的な相違が見られる場合もある。例えば、高エネルギー中性粒子ビーム加熱 (NBI) による高速イオンや RF 加熱による電子やイオンの高エネルギーテール成分が多く存在するプラズマでは、高エネルギー粒子が溶発雲では遮蔽しきれずペレットまで到達するために、熱化プラズマのみを考慮した NGS モデルでは説明できない。そこで、より実際の溶発環境を考慮したモデリングを行うために、NGS モデルをベースとして、それを修正、拡張した数多くの溶発モデルが提唱されている [27]。その中で主に考慮されているのは、背景プラズマ中のエネルギー分布、高エネルギー電子およびイオン、電氣的に中性の溶発雲が電離して磁力線に沿って広がることによって形成される高密度の溶発プラズモイドによる熱流束の遮蔽効果、等がある。しかしながら、より詳細な物理過程を考慮したモデルによって、あるペレット入射実験における溶発挙動を再現できたとしても、必ずしも広く他の実験結果も再現できるとはいえないことも多く、未だに単純な初期の NGS モデルが最も一般的に使用されている。このモデル計算と実験観測の不一致は、モデリングの不完全さのみならず、モデル計算やその評価に必要なプラズマ分布、ペレット溶発分布等の実験データが不十分であることにも起因していると考えられ、より詳細なモデリングのためにはペレット入射実験における溶発にかかわるプラズマ計測の高度化も必要である。

3.2 ペレット溶発プラズモイドのドリフトを利用した粒子供給

ペレットの溶発挙動に加えて、溶発プラズモイドの低磁場側（大半径外向き）へのドリフト現象が実効的な粒子デポジションを決定づけていることが明らかになっており、ペレットの溶発現象のみならず、その後の溶発プラズモイドの挙動を理解することの重要性が認識されている。ASDEX-Upgradeにおいて、通常のトーラス外側（低磁場側）からのペレット入射ではペレット粒子の吐き出しが観測され[5]、粒子供給効率が低下するのに対して、トーラス内側（高磁場側）からのペレット入射を行うことによって粒子供給効率が劇的に改善された[6]。同様な現象はその後、DIII-D[28]、JET[29]、JT-60U等でも確認され、トカマク装置では一般的な現象であることが明らかになっている。また、DIII-D[30]やLHD[31]ではペレットの溶発分布に関してはNGSモデル計算と実験結果が一致している一方で、ペレット入射直前直後の密度分布の差から求められる実効的な粒子デポジション分布が溶発分布よりも低磁場側に大きくシフトしていることが観測されており、溶発位置からの低磁場側（大半径外向き）へ向けたペレット粒子の急激なドリフトが示唆されている。さらに、ASDEX-Upgrade[32]やRTP[33]では光ファイバアレイを用いた観測により、ペレット溶発位置から低磁場側に向けたプラズモイドのドリフトを分光的に直接観測している。

このような溶発プラズモイドの低磁場側（大半径外向き）への急激なドリフト現象を説明する物理機構として、 $E \times B$ ドリフトモデルが最も受け入れられている[34, 35]。 $E \times B$ ドリフトモデルの概念を図5に示す。ここでは大半径 R に反比例するトロイダル磁場強度を仮定し、溶発プラズモイドの密度、温度、質量、背景プラズマの密度、温度を、それぞれ $n_0, T_0, m_0, n_\infty, T_\infty$ としている。 ∇B ドリフトによる垂直電流は

$$j_{\nabla B} = \frac{2(n_0 T_0 - n_\infty T_\infty)}{RB}, \quad (4)$$

で与えられ、垂直方向の電場が生じる。簡単のため、開回路条件を仮定する(図中 $j_{\parallel} = 0$)と、この電流は逆向きの分極電流

$$j_p = \frac{n_0 m_0}{B^2} \frac{dE}{dt}, \quad (5)$$

で補償され、 $j_{\nabla B} = j_p$ から $E \times B$ ドリフト速度 V_d は

$$\frac{dV_d}{dt} \equiv \frac{dE}{dt} \times \frac{B_\infty}{B^2} \approx \frac{2(n_0 T_0 - n_\infty T_\infty)}{R n_0 m_0}, \quad (6)$$

で与えられ、プラズモイドの圧力に比例し、時間とともに増大するドリフト速度が予測される。この溶発プラズモイドのドリフト挙動に関する単純な物理描写の妥当性は、以下で説明する2次元MHD方程式を用いたシミュレーションによって確かめられている[34, 36]。図6は $E \times B$ ドリフトによってマッシュルーム形状に変形したプラズモイドの(a)特徴的な領域を示す概念図、(b)密度分布、(c)電位分布

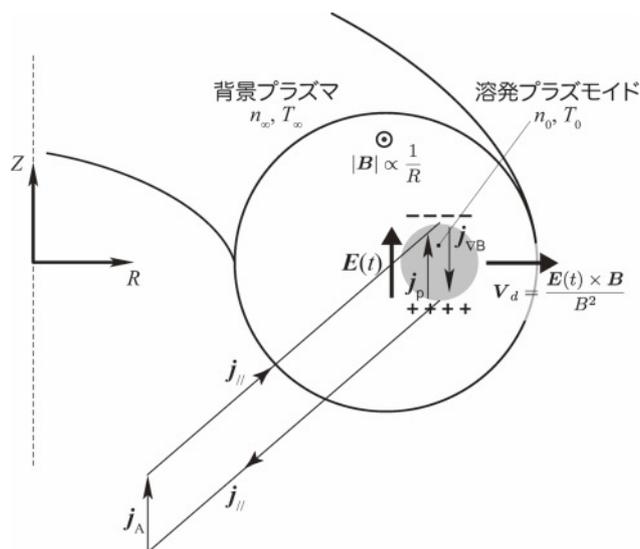


図5 ペレット溶発プラズモイドの $E \times B$ ドリフトモデルの概念図。

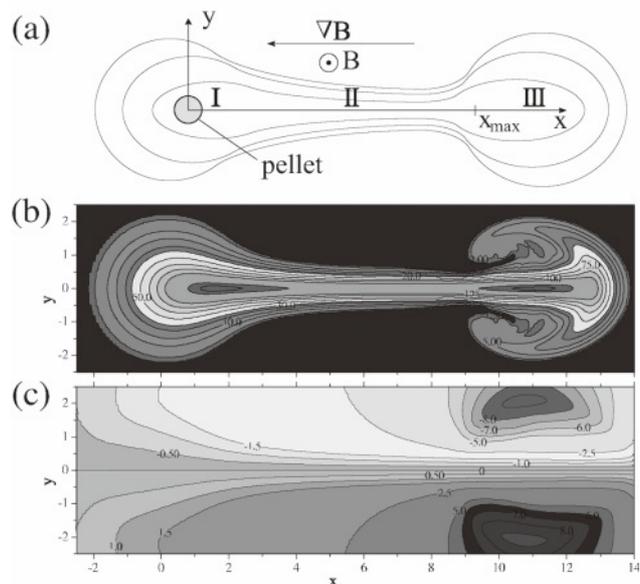


図6 2次元シミュレーションで得られた、 $E \times B$ ドリフトによって変形した溶発プラズモイドの(a)特徴的な領域を示す概念図、(b)密度分布、(c)電位分布[34]。

布を示す。ペレット近傍の領域Iは溶発した粒子が電離し、mass-loading電流を生成しながらドリフトを開始する領域である。なお、mass-loading電流は荷電粒子が移動するとき、プラズマ源がある場合に発生し、宇宙プラズマでは重要なプロセスである。ここでは、 $j_{\nabla B}$ を補償するために、電場形成が抑制されるが、完全に補償するほどではないので、あまり重要とはならない。マッシュルームの柄(stem)やかさ(cap)に対応する領域IIや領域IIIには粒子源が無いので、 $j_{\nabla B}$ は j_p のみで補償される必要がある。粒子源近傍の領域IおよびIIでは、ペレットが溶発、電離した粒子が $E \times B$ ドリフトによって時間的に一定に流れ、それゆえ電場も時間的に一定となっている。領域IIではプラズモイドは等電位面に沿って移動し、最大電位差部 x_{max} を過ぎて

等電位面が発散する位置でプラズモイドは最大電位部を巻くように回転し cap 形状の領域 III が形成される。領域 III は非定常であり、電場が時間とともに増大して加速を続ける。その結果、領域 II は細く長く伸び、最終的には分離し、領域 III は単独のプラズモイドとして振る舞うようになる。この領域 III の分離と見られる現象が、実験でも高速カメラによって観測されている。図 7 は TEXT において、露光時間 200 ns のフレーミングカメラを用いて観測されたペレット溶発プラズモイドの振る舞いである [37]。 $\Delta t = 4 \mu\text{s}$ でペレット溶発プラズモイドが分離を始め、 $\Delta t = 7 \mu\text{s}$ ではプラズモイドが明らかに分離し、ペレット進行方向とは逆向きすなわち低磁場側へおおよそ 4 km/s に加速しているのがわかる。同様な溶発雲の分離加速は LHD においても観測されている。図 8 は LHD において、フレームレート 20 kHz、露光時間 2 μs の高速ビデオカメラにて観測された溶発プラズモイドである。ステレオ法による 3 次元観測 [38]

によって、分離したプラズモイドは 2–4 km/s 以上の速度に加速されていることが確かめられている。

このように、実験で得られた溶発プラズモイドの挙動は $E \times B$ ドリフトモデルによって定性的に説明できる。しかしながら、上記の $E \times B$ ドリフトモデルでは単純な物理描写をするために孤立したプラズモイドを仮定しているために現実的ではない部分もある。定量的な議論のためには、式 (6) に加えて磁力線に沿ったアルヴェン波の伝播 j_{\parallel} によって溶発プラズモイド中の分極が制限される影響 [35]、磁力線に沿って伸展した溶発プラズモイドの長さが $\pi q R$ に達するとプラズモイドの両端が接続し、 ∇B ドリフトが直接補償される影響 [34]、磁力線に沿って伸展した溶発プラズモイド断面が回転変換のシアによって分散する影響 [39] 等を考慮した減速項を付け加える必要がある。これらの現実的なドリフト挙動を考慮した数値計算によって、DIII-D、ASDEX-Upgrade の実験で観測されたプラズモイドのドリフトを再現できることが報告されている [39–41]。これらの解析では固定された背景プラズマ中における溶発プラズモイドの挙動のみを解いているが、溶発プラズモイドのドリフト挙動と同時に溶発プラズモイドの背景プラズマへの吸収過程も自己無撞着に解く試みもなされている [42]。

これらの $E \times B$ ドリフトモデルは、大半径に反比例した磁場強度分布 ($B_t \propto 1/R$) を仮定した 2 次元モデルであるため、3 次元の磁場構造を持つヘリカル装置に直接適用することはできない。実験的にもヘリカル装置 (LHD) ではペレット入射位置の磁場構造が実効的な粒子デポジション分布におよぼす影響が表れず、溶発プラズモイドのドリフトによる影響が明確ではない [43]。一方で、高速カメラによる溶発プラズモイド観測では、トカマク装置と同様なプラズモイドの分離・加速現象が見られている。よって、局所的には共通の物理機構が働いていると考えられ、磁場構造の 3 次元性を考慮した $E \times B$ ドリフトモデルの構築により、ヘリカル装置におけるグローバルな粒子供給特性が説明できると考えられる。また、異なる磁場構造の装置でモデルの検証を行うことによって物理機構の理解も進むと期待される。

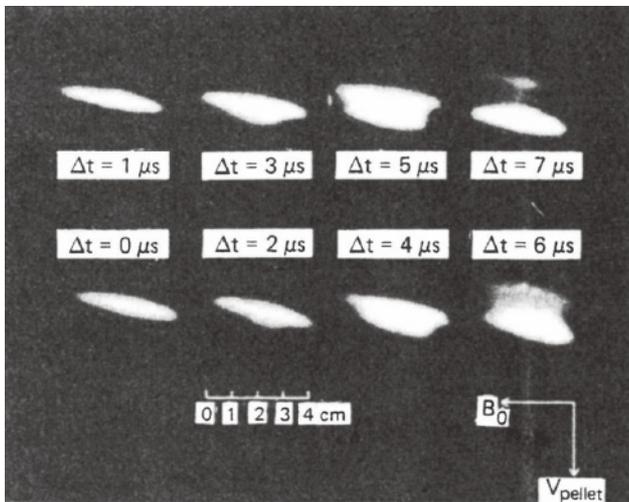


図 7 TEXT で観測された溶発プラズモイドの分離、加速現象。 $\Delta t = 4 \mu\text{s}$ からプラズモイドが分離を始め、 $\Delta t = 7 \mu\text{s}$ では 1.2 cm ほど後方 (ペレット速度 V_{pellet} は図中下向き) に観測されており、約 4 km/s で加速されている [37]。

#55639, 2nd pellet

$$t_{\text{exp}} = 3 \mu\text{s}, T_e(0) = 2 \text{ keV}, V_{\text{pellet}} = 382 \text{ m/s}$$

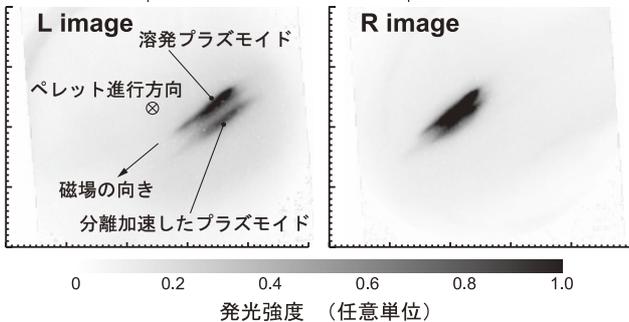


図 8 LHD で観測された溶発プラズモイドのステレオ像。これらの画像はペレット入射軸のほぼ後方から撮影している。L 側画像と R 側画像で、溶発プラズモイドと分離したプラズモイドの相対位置が異なっているが、これらの左右画像の視差から奥行き方向の情報が得られ、3 次元位置の推定が可能である。なお、コントラストを強調するために白黒反転している。

4. まとめと今後の展望

本解説ではペレット入射による核融合プラズマへの粒子供給法の基礎となるペレット入射技術、および高温プラズマ中におけるペレットの溶発と $E \times B$ ドリフトモデルによる溶発プラズモイドの移動を考慮したペレット粒子のデポジションについて紹介した。溶発プラズモイドのドリフトを用いた高温プラズマへの中心粒子供給法の発見によって、ペレット入射速度の高速化が必然でなくなり、ペレット入射装置への技術的要求はかなり緩和され、ITER での使用を想定したペレット入射装置も既存の技術の延長で設計が可能となった。P.B. Parks によって開発された $E \times B$ ドリフトを考慮したペレット粒子デポジションコードを用いて ITER における粒子デポジション分布を評価したところ、高磁場側からのペレット入射を用いると、 $\rho = 0.9$ より

外側でペレットが溶発しているにもかかわらず、溶発プラズモイドのドリフトによって $\rho = 0.5$ 程度まで粒子を供給できることが示されている[44]。一方で、溶発や溶発プラズモイド挙動の実験的把握については、時間的にも空間的にも高分解能な計測が必要であることから、明らかになっていないことも多い。燃焼プラズマへの粒子供給は、核融合研究において本質的な課題であり、より正確な粒子供給シナリオの策定が必要である。今後、実験的に溶発や溶発プラズモイドの挙動を明らかにし、それらを説明し得る物理機構に基づく理論モデルの構築が望まれる。

参考文献

- [1] L.W. Jørgensen *et al.*, Plasma Physics **17**, 453 (1975).
 [2] P.B. Parks and R.J. Turnbull, Phys. Fluids **21**, 1735 (1978).
 [3] S.L. Milora and C.A. Foster, IEEE Trans. Plasma Sci. PS **-6**, 578 (1978).
 [4] S.K. Combs, Rev. Sci. Instrum. **64**, 1679 (1993).
 [5] P.T. Lang *et al.*, Nucl. Fusion **36**, 1531 (1996).
 [6] P.T. Lang *et al.*, Phys. Rev. Lett. **79**, 1487 (1997).
 [7] I. Viniar *et al.*, J. Plasma Fusion Res. SERIES **3**, 470 (2000).
 [8] H. Yamada *et al.*, Fusion Eng. Des. **69**, 11 (2003).
 [9] R. Sakamoto *et al.*, Nucl. Fusion **46**, 884 (2006).
 [10] A. Géraud *et al.*, Fusion Eng. Des. **69**, 5 (2003).
 [11] R. Sakamoto, J. Plasma Fusion Res. **77**, 231 (2001).
 [12] P.T. Lang *et al.*, Nucl. Fusion **44**, 665 (2004).
 [13] N. Ohyabu *et al.*, Phys. Rev. Lett. **97**, 055002 (2006).
 [14] Y. Kamada *et al.*, J. Plasma Fusion Res. **82**, 566 (2006).
 [15] N. Ohyabu *et al.*, J. Plasma Fusion Res. **83**, 429 (2007).
 [16] J. Lafferranderie *et al.*, Proc. of 14th Symp. on Fusion Technology (1986) Vol.2, p.1367.
 [17] H. Yamada *et al.*, Fusion Eng. Des. **49-50**, 915 (2000).
 [18] M. Hoshino *et al.*, Fusion Eng. Des. **81**, 2655 (2006).
 [19] J.A. Urbahn, *The design and performance of a twenty barrel hydrogen pellet injector for Alcator C-Mod* (Massachusetts Institute of Technology, 1994).
 [20] S.K. Combs *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **66**, 2736 (1995).
 [21] A. Géraud, 24th Symp. on Fusion Technology (2006) p.299.
 [22] C. Andelfinger *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **64**, 983 (1993).
 [23] L.D. Landau and E.M. Lifshitz, *Fluid mechanics* (Pergamon Press, 1987).
 [24] Y. Nakamura *et al.*, J. Plasma Fusion Res. **52**, 173 (1984).
 [25] L.R. Baylor *et al.*, Nucl. Fusion **37**, 445 (1997).
 [26] M. Hoshino *et al.*, Plasma Fusion Res. **1**, 033 (2006).
 [27] S.L. Milora, Nucl. Fusion **35**, 657 (1995).
 [28] L.R. Baylor *et al.*, Phys. Plasmas **7**, 1878 (2000).
 [29] JET Team, Nucl. Fusion **41**, 189 (2001).
 [30] L.R. Baylor *et al.*, Fusion Technol. **34**, 425 (1998).
 [31] R. Sakamoto *et al.*, Nucl. Fusion **41**, 381 (2001).
 [32] H.W. Müller *et al.*, Phys. Rev. Lett. **83**, 2199 (1999).
 [33] J. de Kloe *et al.*, Phys. Rev. Lett. **82**, 2685 (1999).
 [34] V. Rozhansky *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **46**, 575 (2004).
 [35] P.B. Parks *et al.*, Phys. Plasmas **7**, 1968 (2000).
 [36] V. Rozhansky *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **37**, 399 (1995).
 [37] R.D. Durst *et al.*, Nucl. Fusion **30**, 3 (1990).
 [38] R. Sakamoto *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **76**, 103502 (2005).
 [39] P.B. Parks and L.R. Baylor, Phys. Rev. Lett. **94**, 125002 (2005).
 [40] A.R. Polevoi and M. Shimada, Plasma Phys. Control. Fusion **43**, 1525 (2001).
 [41] I.Yu. Senichenkov *et al.*, Nucl. Fusion **46**, 788 (2006).
 [42] B. Pégourié *et al.*, Nucl. Fusion **47**, 44 (2007).
 [43] R. Sakamoto *et al.*, Proc. 29th EPS, (2002) ECA **26B**, P-1.074.
 [44] L.R. Baylor *et al.*, Phys. Plasmas **12**, 056103 (2005).



さかもと りゅういち
坂本 隆一

核融合科学研究所大型ヘリカル研究部准教授。工学博士。1996年に九州大学大学院総合理工学研究科博士課程修了後、核融合科学研究所のLHDの立ち上げに参加。その後

のLHD実験では高温プラズマにおける粒子制御に関する実験研究に従事。核融合炉における燃料供給法の確立を目指し、固体水素ペレット入射実験を中心として研究を進めている。



ほしの みつやす
星野 光保

名古屋大学大学院工学研究科エネルギー理工学専攻・博士後期課程3年。研究テーマは「高温プラズマ中での固体水素溶発の理解」で、学生としては珍しい燃料供給の分野において日々貴重な経験を積ませていただいていると感じます。修士課程からLHDにおいて研究させていただき早4年。この山の上での暮らしにも慣れ、どこに行っても生きていける自信を持てるようになりました。趣味は海外サッカー観戦です。