



講座 高速プラズマ流と衝撃波の研究の始め

5. 実験室における高速流と衝撃波研究の最前線

5.4 磁気ノズルによる超音速流の生成と衝撃波

犬竹正明⁺, 安藤 晃

東北大学工学研究科

(原稿受付: 2007年4月26日)

電磁加速による高速プラズマ流の生成とこの高速流を単純な形状を有するいくつかの磁気チャンネルを通過させた時の流れ特性と衝撃波について述べる。具体的には、一様断面磁気チャンネル内の閉塞プラズマ流、発散磁気ノズル中の超音速流、ミラー磁場中のイオン音波衝撃波、ラバール磁気ノズルによる遷音速流とソニックスロート、ヘリカル磁気チャンネル中の高速流などの実験結果を紹介する。

Keywords:

MPD arcjet, electromagnetic acceleration, ion acoustic wave, ion Mach number, supersonic plasma flow, magnetic Laval nozzle, sonic throat, isentropic flow, specific heat ratio, choked flow, parallel shock wave, rotational flow, helical flow, helical-kink instability, charge exchange effect

5.4.1 はじめに

磁気ノズル中のプラズマ流の基礎研究は高速流が関与する宇宙・天体プラズマや核融合プラズマ中の電磁流体现象の解明に、また次世代の宇宙推進機開発にも重要である。

天体プラズマを対象とした電磁流体力学の理論的研究がかなり昔から数多くなされてきた。実験的には水銀などの液体金属を使った実験や、ガスを充填した放電管内での大電流短パルス放電プラズマなどを使ったアルヴェン波励起や衝撃波の実験がなされてきた。しかし、電磁流体実験に適したプラズマの生成と高精度の計測がむずかしかったため、アルヴェン波、磁気音波などが関与する高速電磁流体现象の理論を検証する実験研究はほとんど手つかずのままであったといえる。最近、人工衛星や探査機に搭載された高性能の観測器により宇宙・天体プラズマ中の興味ある電磁流体现象が続々と観測されつつある[本講座4章に解説]。また、核融合プラズマおよび計測法の性能向上のおかげで、高電離・高ベータプラズマ中の興味ある現象[本講座5章で解説]が観測されるとともに、理論・計算機シミュレーション[本講座3章に解説]との比較がなされるようになってきた。

さらに、核融合プラズマ閉じ込めに関しても高速プラズマ流による閉じ込め改善が提案されている。このような歴史背景の中で、高速プラズマ流と衝撃波の現状を把握し、実験、理論、計算機シミュレーションが一体となった学術的研究を進め、電磁流体力学を精密科学として確立していくことは非常に重要である。

5.4.2 MPD アークジェットによる高速プラズマ流の生成

Magneto-Plasma-Dynamic Arcjet (MPDA) は宇宙用電気推進機用に開発されてきた同軸電極型の大電流アークジェットである[1]。定常あるいは準定常作動が可能である。外部磁場なしの自己磁場加速型 MPDA は、標準的な電気推進機として数多く研究されてきた。プラズマ流の特性は電極構造、放電電流、ガスの種類と流量などの運転条件の組み合わせに依存して変化する。特に、噴射した作動ガスがすべて電離する限界電流値以上の電流を強制的に流すと電極の損耗がひどくなったり放電が不安定になったりするので、放電電流値に応じた適量のガス流量が必要となる[2]。

本著者らが開発した MPDA の構造図を図1に示す。

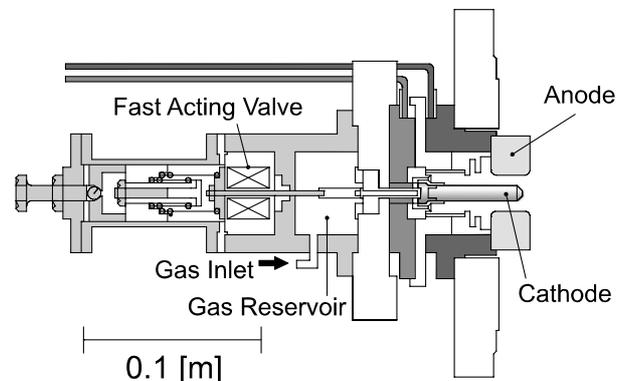


図1 MPD アークジェットの断面図。

放電電流 10 kA, 1 ms の準定常パルス作動であり, 10^{21} m^{-3} を越える高密度, 50 km/s の高速のプラズマ流を生成できる[3]. 空力的加速よりも電磁的加速を期待しているので, 陽極電極形状としてはノズル状でなく単純な円環状とし, 固体壁とプラズマの接触が少なくなるように電極長を短くしている. 同型のMPDAは, アルヴェン波や電磁波動不安定性の基礎実験[4-6], またタンデムミラー核融合実験装置の初期プラズマ入射用[7]などに使われている.

一方, 核融合研究の初期段階で開発されたプラズマ銃(plasma gun)はやはり同軸電極構造であり Marshall gun [7]とも呼ばれる. MPDA とよく似ているが, 両者は動作時間により区別される.

プラズマ銃は短パルス運転であり, 同軸電極間(銃身)に予め充填したガスをパルス大電流放電により電離すると同時に, 図2(a)のように放電電流による自己磁場と半径方向に流れるディスク状電流シートとのローレンツ力で加速される. 動作時間はおおよそ電流シートが銃身を通過する時間(10 μs)に設定される. プラズマガンでは電流シート・衝撃波により電離・加速・圧縮された(detonation-like)プラズマが塊(plasmoids or plasma blob)として銃口から打ち出される. ちょうどライフル銃あるいは水鉄砲に例えられる.

一方, MPDA は定常あるいは準定常的運転であり, 通常, 銃身は短い. したがって, 放電開始時のプラズマガンのトランジェント時間が経過した後は, 図2(a)に示すように電流シートは同軸電極下流端にほぼ固定される. 電極上流部から定常的に供給される作動ガスはこの放電電流領

域を通過しながら電離され電磁的に加速され, 膨張しながら(deflagration-like)下流へ噴出する. MPDA は定常的に水流を噴出できる消火ホースに例えられる. なお, プラズマガンのパルス時間を長くしたものは streaming plasma gun と呼ばれることがあるが, 「streaming」は定常流を, 「gun」はパルス動作を表すので, この呼称に違和感があるが本質的にはMPDAと同じである.

MPDA に外部磁気ノズルを付加した場合は自己磁場加速力以外に, 図2(b)のように, 半径方向電流と軸方向磁場とのローレンツ力による回転力が加わる. 外部磁場を印加することにより電気推進機の推力性能が上昇する結果が報告されている[9,10]. また, 電極への熱損失が軽減され, 電極損傷が軽減される効果が期待される.

さて, 電磁流体现象の基礎実験を進める際, 1 ms 程度の準定常運転のメリットは主に次の3点である. 第1は大電流放電により電離度が高く高速の電磁加速プラズマ流を生成でき, かつ電極損耗が少ないこと, 第2は準定常放電であると, 磁束変化による誘導電場の影響が少ない状態で実験できるため, 数 kHz までの低周波(ドリフトアルヴェン波などの)不安定揺動の測定やそのスペクトル解析が容易になり, 多様な電磁波動現象の解明に適していること, 第3は放電およびガスパフ時間が1 ms 程度の短時間の場合, 真空容器内の中性ガス密度が, 定常実験と比べて比較的低い状態に保持されるため, 電離度の高い超音速プラズマ流の生成が可能であることなどである.

この準定常MPDAを図3に示す高密度電磁流体実験装置(HITOP)装置に設置し, 種々の磁気ノズル中における高速プラズマ流の基礎実験が進められてきた.

さて, 高速電磁流体力学で重要な無次元量であるイオンマッハ数 M_i およびアルヴェンマッハ数 M_A は次式で定義される.

$$M_i = \frac{V_i}{C_s} = \frac{V_i}{\sqrt{\frac{\gamma_i T_i + \gamma_e T_{ei}}{m}}} \quad (1)$$

$$M_A = \frac{V_i}{V_A} = \frac{V_i}{\frac{B}{\sqrt{\mu_0 m_i n_i}}} \quad (2)$$

ここで, イオン流速 V_i , イオン音速 C_s , アルヴェン速度 V_A , 温度 T , 比熱比 = 定圧比熱 / 定積比熱 = 断熱指数 γ , 質

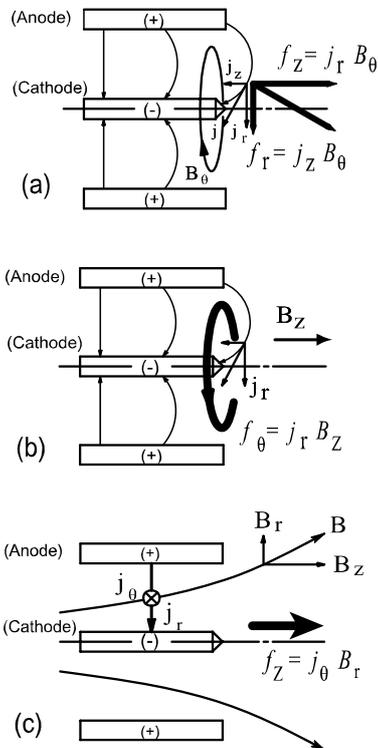


図2 MPDAの電磁加速の原理. (a)自己磁場加速型(軸方向推力と半径方向圧縮力), (b)外部一様磁場印加型(回転力), (c)発散磁気ノズル印加型(周方向電流による軸方向推力)

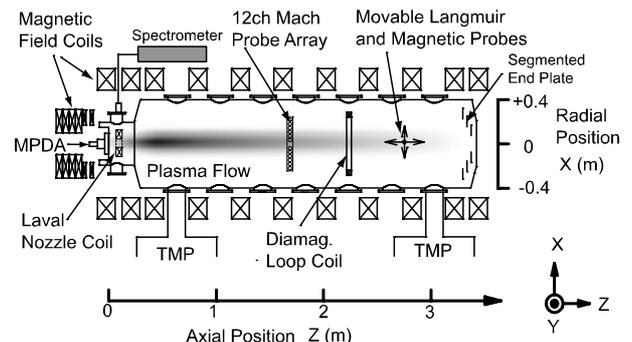


図3 高密度電磁流体実験装置 (HITOP).

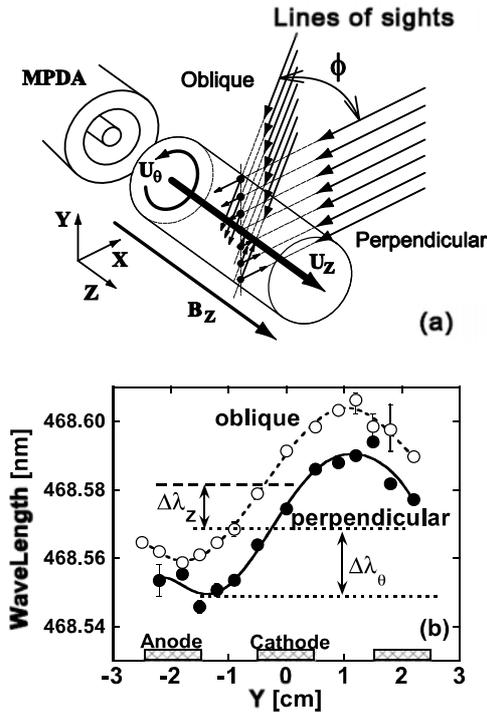


図4 分光法によるヘリウムイオンと原子の軸方向および円周方向回転速度と温度の測定。(a)プラズマ流に対し垂直および斜め方向から受光する。(b)回転流(垂直)および軸方向と回転流(斜め方向)によりドップラーシフトしたスペクトル線のシフトの半径方向分布。

量 m , 磁束密度 B , 密度 n , 真空の透磁率 μ_0 であり, 添え字 i , e はイオンと電子を表す。

プラズマ物理量の主な測定法は以下のとおりである(本講座2章参照)。MPDAの作動ガスとして主にヘリウム(He)を用いると, MPDA出口付近では密度が高く, また比熱的電子が存在するためHeイオンおよびHe中性原子の発光強度が強い。図4(a), 4(b)に示すようなスペクトル線のドップラーシフトおよびドップラー拡がりからそれぞれ流速および温度計測が可能である[11]。一方, MPDA出口から十分離れた(1m)下流領域では, 本講座第2章に詳しく解説されているマッハプローブが熱的損傷を受けずに使え, マッハ数分布や密度分布などが測定できる。なお, マッハプローブは分光測定結果との比較により校正したものをを用いると, 定量的なマッハ数や比熱比の評価に利用できる[12,13]。また, プラズマ流内部の磁場・電流分布は磁気プローブアレイを用いて3成分の空間分布を測定できる。

5.4.3 一様外部磁場を印加したMPDAプラズマの加速特性と閉塞流

一様外部磁場を印加したMPDAプラズマの流速は, 図5に示すように, 放電電流にほぼ比例して増大する。しかし, イオン温度も放電電流とともに急増し, その結果イオンマッハ数 M_i は1程度で飽和することが測定からわかった[11]。

この観測結果は, 自己磁場加速に対する式(3)で表されるベルヌーイの法則から, 放電電流により生じる自己磁場

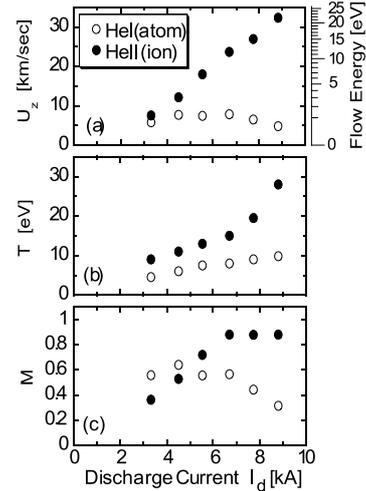


図5 放電電流に対する依存性。(a)軸方向速度, (b)温度, (c)マッハ数。ヘリウムイオン(●), ヘリウム原子(○)。 $B_0 = 0.1$ Tの一様磁場印加。ヘリウムガス流量 $dm/dt=0.07$ g/s。

B_θ の磁気エネルギー(第1項)が軸方向の流れ V_z のエネルギー(第2項)に変換されることを示している。

$$\frac{B_\theta^2}{\mu_0 \rho} + \frac{1}{2} V_z^2 + \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{P}{\rho} = \text{const.} \quad (3)$$

この式から流速 V_i が B_θ , すなわち放電電流 I_d に比例して増大することが予想され, 実験結果と一致する。もし磁気エネルギーがすべて流れのエネルギーに変換されれば最も効率よい電磁加速となるが, 上記の実験結果は流れエネルギー(第2項)と熱エネルギー(第3項)にはほぼ等分配される, すなわち $M_i = 1$ 程度となっている。

また, 一様断面の磁気チャンネルに沿ったマッハ数分布は流入端で $M_i = 1$ のプラズマ流は最下流まで $M_i = 1$ が維持されていること, すなわち閉塞流(choked flow)[本講座第1章参照]になっていることが実験的に観測されている[3]。

5.4.4 発散磁気ノズルによる超音速流の生成と背景ガスの影響

イオンの熱エネルギーを流れのエネルギーに再変換できれば電気推進機の性能を大幅に改善できる。MPDAの出口付近に印加された一様磁場から下流部に向かって“緩やかに発散する磁気ノズル”を付加することにより, 上流で $M_i = 1$ の流れは下流領域で $M_i = 2.5$ の超音速流にすることができた[3]。なお, この下流領域ではプラズマの回転は十分に小さく, ほぼ磁力線に沿った流れとなっていることが確認されている。

図6(a)に磁場分布, 6(b)にマッハ数分布の時間変化(放電開始からの時間)を示す。放電開始後1msにおける M_i 分布を見ると, 最下流領域のマッハ数がかなり減少しているのがわかる。この原因は以下に述べるように中性ガスによるものと考えられる。

真空容器のエンドプレートで再結合して生じたヘリウムガスはほぼ壁温に相当する音速で上流に拡散していく。こ

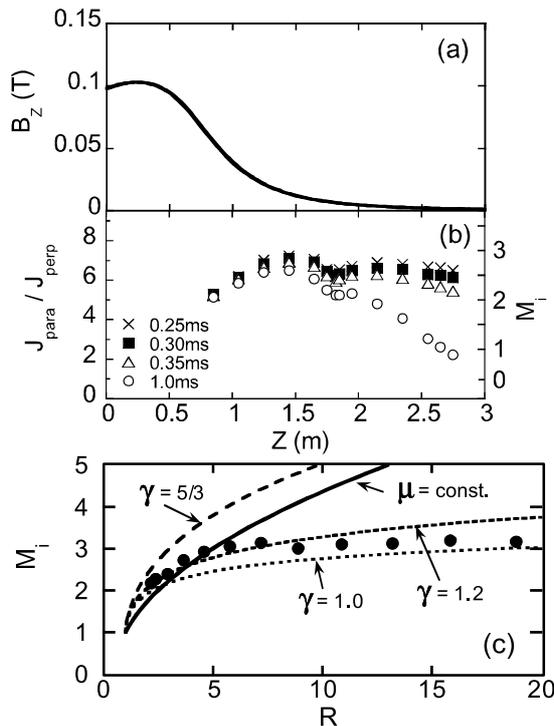


図6 (a)発散磁気ノズルの軸方向磁束密度分布, (b)マッハプロープの電流比. 放電開始後 0.25, 0.30, 0.35 and 1.0 ms. 最下流領域のマッハ数は時間経過と共に徐々に低下する. (c)等エントロピー膨張モデルとの比較によるイオンの比熱比, γ_1 , の評価. ノズル比, $R = B_1/B_0$, は磁束保存, $B_1 A_1 = B_0 A_0$ を仮定して断面積の拡張比, A_1/A_0 , に対応. 添字 1 は音速点 $M_1 = 1$ を表す.

のガスは電離の平均自由行程に相当する 10 cm 程度プラズマ流中をさかのぼる間に電離されてしまう. しかし, プラズマ流周辺の真空領域を拡散していくガスは 1 ms で 1 m 程度上流にさかのぼる. プラズマジェットの密度は高いが細い (5–10 cm) ため, ガスはプラズマ流中に容易に進入できる. このガスとの荷電交換反応によりイオンの流速・温度が低下する. 結果, 図 6 (b) のように時間経過とともに, またガス密度の高い下流領域からマッハ数が低下していくと考えられる [3]. このようなプラズマ流とガスの動的相互作用は本講座の 5.6 節で解説されているトカマクのダイバータ領域や, 太陽風と彗星との相互作用, プラズマダイナミックレーザー発振 [14] などとも関連が深い.

なお, この背景ガスによるプラズマ流の減速現象は, 真空容器の長さ・容積が有限であることが原因であり, 真空容器長を長くすることで抑制できる. しかし, 定常的にプラズマを生成する場合には, 真空ポンプの排気能力の制限から背景ガス圧が相当高くなるので, ガスの進入距離が短くなる大密度, 大直径のプラズマでないとは簡明な電磁流体現象の実験がむずかしくなる.

さて, 軸方向マッハ数分布の実験結果を発散ノズル比に対してプロットしたものが図 6 (c) である. 比熱比 γ_1 (断熱指数) をパラメータとして計算した等エントロピー“流体モデル” [第 1 章 参照], および磁気モーメント ($\mu = mv^2/2B$) の保存を仮定した“粒子モデル”と比較している. この比較から, 測定されたマッハ数分布は断熱指数 $\gamma_1 = 1.2$ の場合の等エントロピー流の予測と比較的良好一致を示している. しかし, この予測曲線は比熱比が空間的に一定であることを仮定して求めたものである. 図 6 (c) の実験データは, 発散ノズル比が小さい上流領域では大きい γ_1 , 下流領域では小さい γ_1 の理論曲線によくフィットするように見える. 5.4.6 節で述べるように, 中性ガスが等価的 γ_1 に影響しているものと推測される.

なお, 粒子間衝突が少ないプラズマ流では, 磁気モーメント ($\mu = mv^2/2B$) が保存すると仮定した“粒子モデル”の予測によく一致することが, 超音速プラズマ流の高周波加熱実験で確認されている [15, 16].

5.4.5 ミラー磁場中の定在衝撃波

図 7 (a) に示すようにミラー磁場を付加し, 発散型磁気ノズルの下流を絞った場合, 図 7 (b) にハッチングで示すように, 1.2 m–1.5 m 付近でミラー磁場中に流入した超音速流が急激に亜音速流にジャンプする衝撃波が観測された [17].

衝撃波の前後の速度, 密度, イオン温度, イオンマッハ数はランキン・ユゴニオの関係式 [第 1 章 参照] から予測されるジャンプ量と実験誤差の範囲内でよく一致する. したがって, このジャンプは磁力線に平行な波面法線を持つ“平行”衝撃波であると結論された. 電子温度は衝撃波前後で変化せず, したがって電子は等温変化し, $\gamma_e = 1$ であることが実験的に確認されている. 非熱的電子があるとプラズマ電位 $\phi(z)$ の正しい測定がむずかしい. 熱的電子はポ

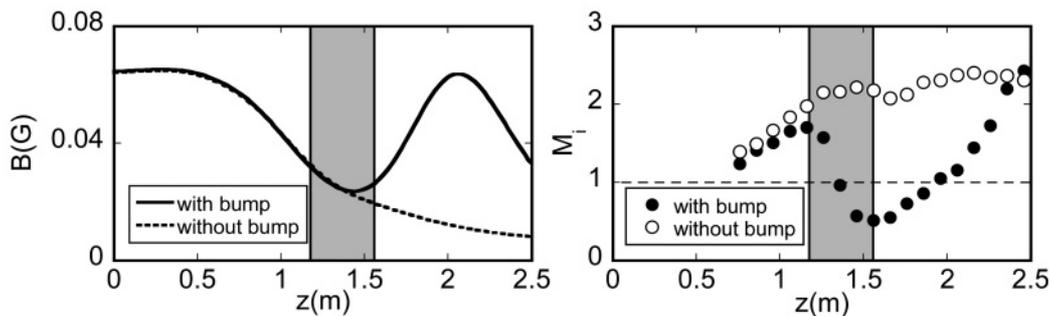


図7 (a)軸方向磁束密度分布: ミラー磁場なし (点線) およびミラー磁場あり (実線). (b)マッハプロープで測定したマッハ数の軸方向分布: ミラー磁場なし (点線) およびミラー磁場あり (実線). ハッチングで示す 1.2 m–1.5 m 付近が衝撃波領域で, それより下流が遷音速流領域.

ルツマン則 $n = n_0 \exp(e\phi/kT_e)$ に従うので、衝撃波前後の密度ジャンプ n_2/n_1 から、プラズマ電位差 $\Delta\phi = \phi_2 - \phi_1$ は $(kT_e/e) \ln(n_2/n_1)$ だけジャンプしていると予想される。また、衝撃波は平面的であり、その厚みは流れのエネルギーを有するイオンとミラー磁場中に捕捉されたイオンとの衝突平均自由行程 (20–30 cm) にほぼ等しい。以上から、この衝撃波はイオンの衝突粘性散逸に起因するイオン音波衝撃波であると考えられる。

以下に、過去の関連研究をいくつか紹介しておく。発散磁気ノズル中で十分膨張させた無衝突プラズマ流の場合に、磁力線の曲率の大きい領域付近に“平行”衝撃波が発生することが観測されている[18]。また、シートピンチによるパルスプラズマ塊のミラー磁場による反射と衝撃波発生について実験と理論研究がなされている[19, 20]。

多段ミラー磁場を通過する衝突性プラズマ流の実験で、上記の単一ミラー中の振る舞いとよく似た密度、速度、マッハ数 (校正されていないマッハプローブ使用) の軸方向分布が得られている[21]。各ミラーセル中央部付近 (中央とは限らない) で衝撃波により亜音速になり、ミラーノズルで音速に達する遷音速流れとなっているものと推察される。

回転変換を有するトーラス磁場配位では、トロイダル効果により磁力線に沿って磁力管の断面は変化し、一種の多段ミラーになっている。したがって、本講座の5.7節で紹介されているように、トロイダルあるいはポロイダル方向の高速流とミラー磁場に捕捉されたプラズマとの相互作用の結果、イオン音波や磁気音波衝撃波が発生する可能性が考えられる。

5.4.6 ラバール磁気ノズルによる遷音速流とソニックノズルの観測

上記の衝撃波下流で亜音速になった流れが収束ミラー磁場に流入すると、図7(b)のように、再加速され、ノズルノズル部でイオン音速 ($M_i = 1$) に達し、さらに発散ノズル領域で超音速流になる。この磁気ラバールノズル中のプラズマ流の再加速現象は、第1章で解説した固体ラバールノズルを通過する圧縮性気体流と類似している。

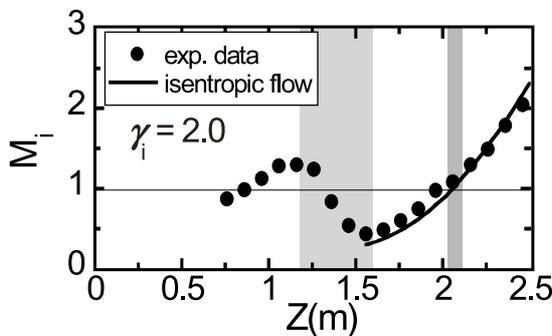


図8 実験データと等エントロピーモデルとのフィッティングによりイオンの断熱指数 (比熱比) γ_i を評価する。 γ_i を変化させると、 M_i も変化する。このデータは $\gamma_i = 2.0$ のとき、実験と理論カーブがよく一致する。理論カーブはノズルノズル部でイオン音速になると仮定。

さて、ノズルノズルにおける流速が、アルヴェン速度や磁気音速でなく、(1)式で表されるイオン音速に一致するかどうかを実験的に確認することは物理的に重要である。電子の比熱比 γ_e が1であることが確認されているので、イオンの比熱比 γ_i を仮定すると、マッハプローブの電流比からマッハ数が計算できる。そこで、図8に示すように、マッハプローブデータから求めたマッハ数の z 方向分布と等エントロピー流モデルから予測されるマッハ数分布 (ノズルノズル部で $M_i = 1$) を比較して、両者がベストフィットする γ_i を求めた。その結果、図8のデータ (放電開始後 0.5 ms) は $\gamma_i = 2.0$ の時、マッハ数がノズルノズル部で1になるとともに、流れ方向分布が理論モデルにベストフィットする。5.4.4節でもこのフィッティング法を用いて、発散ノズル流の等価的断熱指数 γ_i を評価したのと同じである。

この分布フィッティング法により、ノズル部における音速流が実験的に確認されたので、以後分布測定を行わずにノズル部におけるマッハプローブデータだけから、ソニックノズル条件 ($M_i = 1$) を満足するように γ_i が評価できる。これにより放電開始後のガンマ値の時間変化を求めると、放電開始後の経過時間とともに、 γ_i が3.0から1.1に減少していくことがわかった[17]。

比熱比 γ_i が減少していく原因としては、5.4.4節で述べたように、時間経過とともに背景中性ガスの密度が増大することと関係している。理想気体では並進・回転・振動エネルギーの自由度 f を用いて、比熱比 $\gamma_i = (f+1)/f$ と求められるが、中性粒子の電離・解離エネルギーが関与してくると、プラズマガスの自由度 f が等価的に大きくなり、 γ_i は1に漸近していくものと考えられる[22]。

さて、本講座の4.4節でホーキング放射の実験室模擬実験のために固体ラバールノズルを通過する通常気体の遷音速流を用いるソニックブラックホールの実験が紹介されている。磁気ラバールノズルを過ぎる遷音速プラズマ流を使うと、イオン音波ブラックホールの実験が可能となる。現在までに、一様磁気チャンネル中の閉塞流中でグリッドバイアス法により流れに重畳されたイオン音波の励起・伝搬・検出を行うとともに音速に等しい流れであるため上流への伝搬は検出できないことが実験的に確認された。現在、磁気ラバールノズルのスケール長 (30 cm) より短い波長のイオン音波の励起を試行中である。イオン温度が電子温度より高くランダウ減衰が強いためか、イオン音波よりも圧縮性アルヴェン波が励起されやすい。

5.4.7 高速プラズマジェットへのヘリカルキック不安定性

MPDAのガス流量を一定にして放電電流を増大していった場合、図9(c)の模式図のように、プラズマ流がヘリカル状に捻れながら回転する現象が観測された。磁気プローブアレイ測定から、放電電流の一部が下流領域まで噴出する可能性があることがわかる。真空容器に放電電流が流れ込まないように工夫しているので、陽極から流れた電流は磁力線に沿って下流に流れ、途中で磁力線を横切り、

中心軸上最上流の陰極に戻る。

この中心軸付近を流れる電流（陰極から引き出される非熱的電子ジェットがその大部分を担っている）が作る B_θ と外部印加 B_z との比がプラズマ柱の円周長（12 cm）と軸方向長さ L （200 cm）の比より大きくなる Kruskal-Shafranov 条件を満たした場合に発生するヘリカルキック不安定であることが確認されている [23]。また、上下流 2カ所に設置した静電プローブによりプラズマジェットの大振幅密度変動を観測すると、図 9 (b) のように変動が下流から上流に逆行しているのが観測される。これは、図 9 (c) の模式図のように、右巻きのヘリカルジェットが右回転 ($E \times B, j \times B$ 方向) しているためである。

このヘリカルキック不安定性によりプラズマジェットは直径の数倍程度偏心して回転するが、ジェットの形状はあまり崩れずに安定に保持されている。これは、本講座 4.3

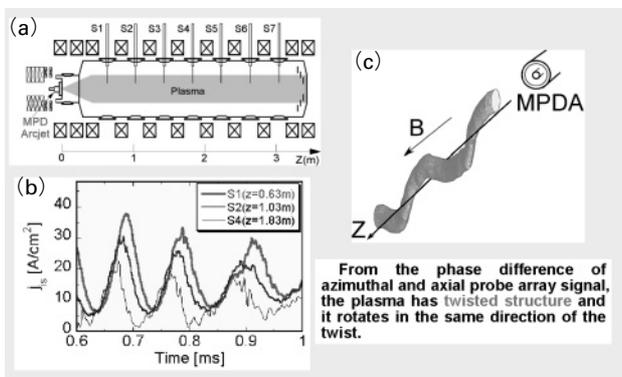


図9 ヘリカルキック不安定性によるプラズマジェットの大振幅偏芯回転運動。磁場に対して空間的に右巻きのヘリカル形状が時間的に右回転するため、軸方向に3カ所に置いたプローブ信号は、下流から上流に伝搬する。プラズマジェットはコリメートした状態を維持して回転する。

節で紹介されている宇宙ジェットのコリメーション現象とよく似た振る舞いである。また、5.5節で紹介されているプラズマ銃によるスフェロマック形成は、大電流パルス放電によるヘリカルキック不安定性と磁力線再結合を積極的に利用している。

5.4.8 MPDA 出口近傍の実効的収束磁気ノズルの形成とプラズマ回転

5.4.3で述べた“MPDA 出口近傍”の電磁加速プラズマのマッハ数がなぜ $M_i = 1$ で飽和してしまうのか、なぜイオン

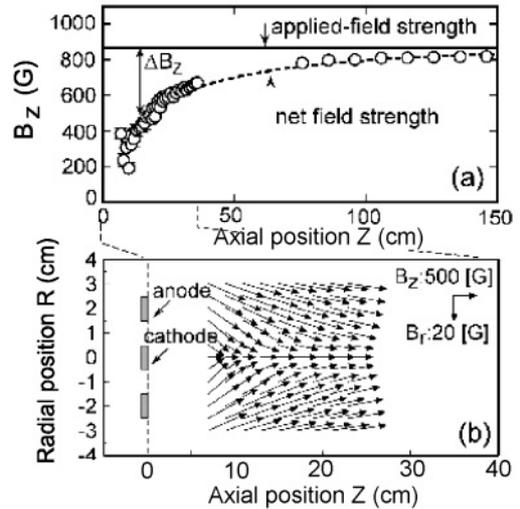


図10 MPDA 出口付近の磁場測定結果。(a)高密度プラズマのため強い反磁性効果が生じ、外部から印加した一様磁場は出口では 1/3 以下まで弱められる。(b)この結果、出口から下流に向かって収束磁気ノズル状に磁力間が変形している。ただし、軸方向 B_z に対して半径方向 B_r の大きさを25倍程度強調して磁場ベクトルを表示している。

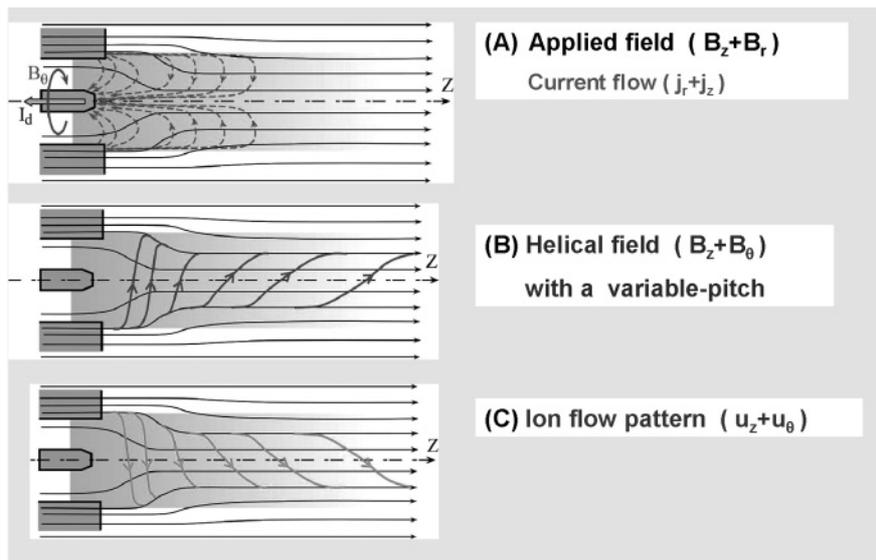


図11 MPDA 出口近傍のヘリカル磁気チャンネルとヘリカルプラズマ流の模式図。(a)外側の円環状陽極から中心の棒状陰極間の電流は、磁力線（実線）を横切って流れる。(b)軸方向に放電電流の一部が噴出するため、円周方向の磁場 B_θ が発生するので磁力線はピッチが変化するヘリカル状（青線）になる。(c)イオンには軸方向電磁加速力（下流方向）が働くとともに、円周方向にも右回り方向の電磁加速力が働くとともに、右回りに $E \times B$ ドリフトするためイオンの流れは右巻きのヘリカル流となっている。したがって、ヘリカル流がヘリカル磁力線を横切って流れるため、ローレンツ起電力が、外部から印加した電場（半径方向内向き）と逆向きに発生する。

温度が加熱されるのか、またマッハ数の飽和現象を回避する外部印加磁気ノズル形状があるのかなどは基礎物理としても、また電気推進機開発としても重要である。

(a) “MPDA 出口近傍”における実効的収束磁気ノズルの形成と閉塞流

MPDA 出口 ($Z=0$) 近傍の磁場測定から、高密度プラズマによる強い反磁性効果のため外部印加の一樣磁場は大きく変形され、**図10**に示すように実効的収束ノズルが形成されていることがわかった[24, 25]。

収束磁気ノズルに流入するプラズマジェットには、反磁性電流などの周方向電流 j_θ と径方向ノズル磁場成分 B_r による減速力が働き、流れを収束磁力線に沿う方向に偏向させる。発散磁気ノズル中では逆である。しかし、5.4.6節における磁気ラバールノズルを通過する線音速流 (**図8**) でみたように、連続流体としてのプラズマ流では圧力勾配による駆動力が働き、収束磁気ノズル中で加速される。

図10のような実効的収束ノズルに、MPDA 出口で亜音速のプラズマ流が流入したとすると、等エントロピー一流モデルによると、流れは加速され最小断面積で $M_1=1$ の閉塞流になる。一方、超音速流として流入すると、流れは等エントロピー的に減速されると共にイオン温度が上がるか、あるいは衝撃波を介して亜音速流にジャンプし、その後は、同じように収束ノズルの最小断面積に向かって再加速される。このように、亜音速、超音速のいずれで流入しても、収束ノズルの最小断面積で閉塞流となることが予想される。このモデルにより、マッハ数の飽和やイオンの加熱現象などの実験結果がよく説明できる[26]。

以上から、マッハ数を飽和させない外部磁気ノズル形状としては、もし MPDA からの電磁加速プラズマが超音速流として噴出する場合には、反磁性効果の影響を受けても発散磁気ノズルとすること、もし、亜音速流として噴出してくる場合には、ラバール磁気ノズル形状のノズル比を制御することにより、イオンの熱エネルギーを効率よく流れエネルギーに変換するのがよいと結論される。

実際、MPDA 出口付近に小型のラバール型磁気ノズルを設置することにより、イオンの熱エネルギーを流れエネルギーへの変換できることが実験的に観測された[17]。

(b) “MPDA 出口近傍”における回転流

外部磁場を付加した MPDA の場合には、**図2 (b)** に示すように、プラズマの回転力が加わる。回転速度は印加磁場強度 B に比例して増大することが観測されている[11]。 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフトによる回転速度は E_r が一定なら B_z に反比例するはずであるが、実験結果は逆である。したがって、 B_z の増大とともにプラズマ中の半径方向電場 E_r が急増することが観測されている。なお、いままでに観測された回転流のイオンマッハ数は1以下である。

また、MPDA の同軸電極内部の限界速度に5.3節で紹介されている“アルヴェンの臨界電離速度”現象が深く関与していることが予想される[27, 28]。しかし、放電領域における計測がむずかしいため実験的には未だ明確な結論は出していない。

(c) ヘリカル磁気チャンネル中の高速ヘリカル流

図11 (a) に模式的に示すように、放電電流の一部が下流に噴出することにより周方向磁場 B_θ が生じ、**図11 (b)** のように軸方向にピッチが変化するヘリカル状の磁気チャンネルが形成されている。また、**図11 (c)** のようにイオンの流れは軸方向流 V_z に回転流 V_θ が加わった右巻きヘリカル流として、左巻きのヘリカル状磁力線を横切って流れている。この流れによるローレンツ逆起電力 $\mathbf{V} \times \mathbf{B}$ が、外部印加の径方向電場を打ち消す向きに発生していることがわかる。

このようなヘリカル磁気チャンネル流中のベルヌーイの法則は式(4)に従うと予想される[29]。

$$\frac{B_\theta^2}{\mu_0 \rho} - \frac{B_\theta B_z V_\theta}{\mu_0 \rho u_z} + \frac{1}{2}(V_z^2 + V_\theta^2) + \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{P}{\rho} = \text{const.} \quad (4)$$

今後、測定精度を上げた実験的な検証が必要である。なお、この回転流のエネルギーは、**図2 (c)** のように発散磁気ノズルを用いることにより、角運動量保存にしたがって軸方向流れエネルギーに変換される[30]。

(d) 宇宙ジェットとの類似性

4.3節に興味深い宇宙ジェットの発生機構がいくつか紹介されている。その一つは磁力線がプラズマに凍結され、プラズマの回転とともに捻れるとしている。上記のMPDAの加速機構から類推をしてみる。高速回転プラズマが縦磁場を横切ると、径方向にローレンツ起電力が誘起される。この誘起電場(MPDAへの外部電場に相当する)により、プラズマジェット中を同軸状に流れる電流が駆動され、周方向磁気圧によりプラズマが加速されるとともに磁力線がねじれると考えられる。噴き出し電流によるヘリカル磁場形状、コリメーションなどの実験室ジェットの振る舞いも定性的には宇宙ジェットによく似ている。ここで、4.3節や4.4節の電磁流体シミュレーションにおける仮定と本節の実験結果との相違点は次の2点である。第1は電流は磁力線に沿って往復するとともに、途中で磁力線を径方向に横切って流れており、無力磁場配位にはなっていない。第2にイオン流は磁力線に沿っては流れず、むしろヘリカル状の磁力線を横切るようにヘリカル状に流れていることである。

5.4.9 おわりに

今後、以下のような課題の解明が必要であろう。

- (1) ヘリカル磁気ラバールノズル中の高速プラズマ流特性、特に、スロートでイオン音速になるのか、磁気音速になるのかの試験的検証が必要である。そのためには、高ベータ・高動圧プラズマによる磁気ノズルの変形などを精度よく計測する必要がある[26]。
- (2) 電磁加速プラズマを熱化させない最適磁気ノズル形状の決定：小型コイルを組み込んで、MPDA 出口付近に強い発散磁場を印加できる新型 MPDA を用いた実験[17, 31]。
- (3) 宇宙推進器へ応用する場合、プラズマ流が定常的に磁力線から脱離(プラズマデタッチメント)するために必

- 要とされる磁気エネルギーより流れのエネルギーが大きくなる超アルヴェン速度流条件の検証[32, 33].
- (4) 超アルヴェン速度流中での短波長アルヴェン波動起によるホーキング輻射の模擬実験.
- (5) 種々の $M_i - M_A$ パラメータでの電磁流体衝撃波の発展性条件の実験的検証[34, 35].
- (6) ダブルベルトラムミ流理論[36, 37]の適用条件と高ベータ・高速回転プラズマ流によるプラズマ閉じ込めの実験的検証.

謝 辞

本稿で紹介した HITOP 装置での実験的研究は、服部邦彦博士、戸張博之博士、さらに、研究室に所属していた大学院生との共同研究により得られたものであること、また、科学研究費補助金（基盤研究および萌芽研究）の援助を受けたことを記し、感謝します。

参 考 文 献

- [1] R.G. Jahn, *Physics of Electric Propulsion* (McGRAW-HILL, 1968).
- [2] K. Kuriki and H. Suzuki, *AIAA J.* **16**, 1062 (1978).
- [3] M. Inutake, A. Ando, K. Hattori, H. Tobar and T. Yagai, *J. Plasma Fusion Res.* **78**, 1352 (2002).
- [4] R. Hatakeyama, M. Inutake and T. Akitsu, *Phys. Rev. Lett.* **47**, 183 (1981).
- [5] Y. Amagishi, A. Tsushima and M. Inutake, *Phys. Rev. Lett.* **48**, 1183 (1982).
- [6] A. Tsushima, Y. Amagishi and M. Inutake, *Phys. Lett.* **88A**, 457 (1982).
- [7] M. Inutake, S. Adachi, T. Kariya, T. Kondoh, T. Nomura, A. Sakasai, I. Wakaida, M. Ichimura, N. Yamaguchi, A. Mase and S. Miyoshi, *Proc. 17th International Electric Propulsion Conference*, 213-221 (1984).
- [8] J. Marshall, *Phys. Fluids* **3**, 135 (1960).
- [9] H. Tahara, Y. Kagaya and T. Yoshikawa, *J. Propulsion Power* **13**, 651 (1997).
- [10] A. Sasoh and Y. Arakawa, *J. Propulsion Power* **8**, 98 (1992).
- [11] A. Ando, M. Ashino, Y. Sagi, M. Inutake *et al.*, *J. Plasma Fusion Res. SERIES 4*, 373 (2001).
- [12] A. Ando, T.S. Watanabe, T. Makita, H. Tobar *et al.*, *J. Plasma Fusion Res.* **81**, 451 (2005).
- [13] A. Ando, T.S. Watanabe, T.K. Watanabe, R. Sato *et al.*, *Thin Solid Films*, **506-507C**, 601 (2006).
- [14] T. Hara, K. Koder, M. Hamagaki, K. Matsunaga, M. Inutake and T. Dote, *Jpn. J. Appl. Phys.* **19** (10), L606(1980).
- [15] M. Inutake, A. Ando, K. Hattori, T. Yagai, H. Tobar *et al.*, *Trans. Fusion Technol.* **43**, 118 (2003).
- [16] A. Ando *et al.*, *Phys. Plasmas* **13**, 057103-1 (2006). 安藤晃：プラズマ・核融合学会誌 **83**, 276 (2007).
- [17] M. Inutake, A. Ando, K. Hattori, H. Tobar, T. Makita and H. Isobe, *Trans. Fusion Sci. Technol.* **51**, 141 (2007).
- [18] K. Kuriki and M. Inutake, *Phys. Fluids* **17**, 92 (1974).
- [19] T. Uchida, K. Miyamoto, J. Fujita, N. Inoue, Y. Suzuki and K. Adati, *Nucl. Fusion* **11**, 441 (1971).
- [20] S. Hamada, I. Kawakami and M. Sato, *J. Phys. Soc. Japan* **25**, 542 (1968).
- [21] A. Komori, M. Inutake, R. Hatakeyama and N. Sato, *Phys. Lett* **78A**, 143 (1980).
- [22] K.T.A.L. Burm, W.J. Goedheer and D.C. Schram, *Phys. Plasmas* **6**, 2622 (1999).
- [23] A. Ando, A. Imasaki, H. Tobar, T. Yagai, K. Hattori and M. Inutake, *Trans. Fusion Sci. Technol.* **43**, 130 (2003).
- [24] H. Tobar, M. Inutake, A. Ando and K. Hattori, *J. Plasma Fusion Res.* **80**, 651 (2004).
- [25] H. Tobar, A. Ando, M. Inutake and K. Hattori, *Proc. the 29th International Electric Propulsion Conference*, IEPC-2005-65 (2005).
- [26] M. Inutake, Y. Hosokawa, R. Sato, A. Ando *et al.*, *Trans. Fusion Technol.* **47**, 191 (2005).
- [27] A.A. Galeev and R.Z. Sagdeev, *Sov. J. Plasma Phys.* **9**, 127 (1983).
- [28] E.Y. Choueiri and H. Okuda, *AIAAS Paper*, AIAA 94-2465 (1994).
- [29] A.I. Morosov and L.S. Solov'ev, *Consultant Bureau* (New York, 1980), Vol. 8, p.1.
- [30] J. Rosciszewski, *Phys. Fluids* **10**, 10951099 (1967).
- [31] M. Inutake, A. Ando, K. Hattori, H. Tobar, T. Makita, M. Shibata, Y. Kasashima and T. Komagome, *Plasma Phys. Control. Fusion* **49**, A121 (2007).
- [32] E.B. Hooper, *J. Propul. Power* **9**, 757 (1993).
- [33] A.V. Arefiev and B.N. Breizman, *Phys. Plasmas* **12**, 043504 (2005).
- [34] I. Imai, *Rev. Modern Physics* **32**, 992 (1960).
- [35] A. Jeffrey and T. Taniuchi, *Non-linear Wave Propagation* (Academic Press, New York, 1964).
- [36] L.C. Steinhauer and A. Ishida, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 3423 (1997).
- [37] S.M. Mahajan and Z. Yoshida, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 4863 (1998).