平板に衝突する非平衡プラズマジェットの電磁場制御*

佐藤 岳彦^{*1}, 西山 秀哉^{*2}, 神山 新一^{*2}Electromagnetic Control of a Nonequilibrium Plasma Jet Impinging
on a Flat Plate

Takehiko SATO, Hideya NISHIYAMA and Shin-ichi KAMIYAMA

Electromagnetic control of characteristics of a low-pressure plasma jet impinging on a flat plate in a pipe is experimentally investigated. The electron density and the electron temperature are measured by Langmuir probe. The heat flux is measured by a cylindrical heat flux probe. The response of plasma current to the bias electric field on a flat plate is measured by an electric probe similar to the Langmuir probe type. An impinging plasma jet near the flat plate area is visualized by means of CCD camera and a thermo-image processor. The distributions of the relative temperature on the flat plate are visualized by means of the interference fringes of chrome oxide on the stainless steel. It is shown that the electron density decreases close to the flat plate in both cases with and without a magnetic field. The region of Maximum electron temperature approaches the flat plate upon application of a magnetic field. The excited atomic temperature distributions show the same tendency as the electron temperature distributions. These characteristics occur due to the active recombination between ions and electrons near the plate and further wall recombination. The response of plasma current is more sensitive to the positive bias under the magnetic field. The relative temperature distributions clearly show that the plasma jet is stabilized by a magnetic field. These findings imply that an impinging plasma jet can be controlled effectively by applying magnetic field.

Key Words: Impinging Plasma Jet, Control, Electromagnetic Field, Electron Density, Electron Temperature, Heat Flux, Plasma Current, Visualization

1. 緒 言

プラズマ溶射は、アークやプラズマ流中でコーティング材料を熔融状態にして、基板の表面に吹き付けて付着させる方法である。金属はもとより自溶性合金やセラミックなど溶射材料を自由に選択できるうえ、数百 μm ～数mmの厚膜を高速で成膜できるなどの利点を有し、幅広く活用されている⁽¹⁾。最近では、耐熱性、耐熱応力性、熱伝導性、熱遮へい性、耐磨耗性、耐放射線性、耐腐食性、反応性などの種々の機能をいくつか組合せた傾斜機能材料^{(2)~(4)}や材料皮膜における異種材料間の応力などの最適なマッチングが可能な傾斜組成材料⁽⁵⁾の研究開発が進められている。大気圧下では皮膜が多孔質になるなど問題点もあったが、減圧下で溶射することにより母材との密着力や気孔率の制御も可能となり、皮膜の品質も格段に増している。また、皮膜の品質を検証するための耐熱材料試験用プラズマ風洞で、必要とされる試験雰囲気自由に制御することも重要である。

以上より、皮膜の高品質化や新たな機能性を付与する過程では、プラズマジェットの諸特性の制御が大きな役割を果たしている^{(6)~(8)}。しかし、いずれも試行錯誤の経験に頼る手法で研究が進められているため、コーティングの制御が十分にされているとはいえない。さらなる高機能性皮膜、新素材の創製さらには耐熱試験材料に衝突するプラズマジェットの熱流動制御を行うには、プラズマ溶射プロセスを想定して平板に衝突するプラズマジェットの流れの挙動を総合的に解明し、制御すべき特性値と制御可能な特性値を明確にすることが極めて重要であると考えられる。これまで、平板に衝突する減圧下のプラズマジェットの特性を研究した報告例は少ない^{(9)~(12)}。また、プラズマジェットの電磁場制御を想定して、磁場下の平板近傍の流れの特性を報告した総合的な研究も数少ない。

本論文では、減圧下で平板に衝突するプラズマジェットの電子密度、電子温度や熱流束の平面分布、平板上および平板上流での電圧印加位置に対するプラズマ電流応答特性、可視化情報などを無磁場下と磁場下でそれぞれ実験的に明らかにし、平板に衝突する非平衡プラズマジェットの磁場制御特性を示す。また、プラズマプロセスにおいて電磁場制御が今後の有望な制御法であることを実験的に検証し、物体近傍のプラズマ

* 原稿受付 1995年6月15日。

^{*1} 正員、東北大学大学院[現：松下電工(株)生産技術研究所(〒571 門真市門真1048)]。^{*2} 正員、東北大学流体科学研究所(〒980-77 仙台市青葉区片平2-1-1)。

ジェットの新たな制御法として提案する。

2. 実験装置と測定方法

2.1 実験装置 図1に、実験装置の概略図を示す。実験装置は、アルゴンガス供給部、ノズル出口の表径が7.5 mmのDCアーク放電部、2個のソレノイドコイルを有する内径80 mmのステンレス製の測定流路、真空排気系システムから構成される。

実験条件は、アルゴンガス流量3.49 g/s、放電電力8.0~10.0 kW、背圧0.8~1.0 kPaで、測定流路内にプラズマジェットを30~40 s発生させた。測定開始時刻は、プラズマジェットが安定する電源投入後15 sとした。また、印加磁場は二つのソレノイドコイルにより、ミラー磁場を発生させた。

図2に軸方向磁束密度の軸上分布を示す。最大で $B_{zmax}=0.44$ Tである。なお、半径方向磁束密度は、最大で $B_{rmax}=0.05$ T程度である。

図3に平板挿入用トラバース装置付き測定流路を示す。垂直平板は、コイル1とコイル2の中心の測定流路内に設置する。新たに設計された測定流路には、平板方向を変えずに平板を上下に80 mmトラバースで

- ① Test tube ② Mechanical booster pump
- ③ Ionized vacuum gauge ④ Control panel
- ⑤ Argon gas bomb ⑥ Power supply for plasma torch
- ⑦ Plasma torch ⑧ Power supply for solenoidal coil
- ⑨ Solenoidal coil ⑩ Window

Fig. 1 Experimental apparatus

Fig. 2 Axial variation of axial component of magnetic flux density

きる装置が備えられている。平板はステンレス製で長さ160 mm、幅20 mm、厚さ9 mmであり、直接ステンレス製トラバース用支持棒と接続した。

本論文では平板近傍のプラズマジェットの状態を明らかにするために、平板上下の中心軸線上に10 mm間隔でラングミュア探針を設置した。探針の平板面からの z 軸方向位置は、上からそれぞれ $z=-20, -10, -5, -2, 0$ mmで、上下にトラバースすることにより平板の上下方向中心軸を含む垂直平面の分布を測定した。測定範囲は、 $z=-20$ mmでは $r=20$ mm(下方)から $r=60$ mm(上方)まで、 z 軸方向測定位置が平板に近づくに従って10 mmずつ測定範囲が半径方向下方にずれ、 $z=0$ mmでは $r=60$ mm(下方)から $r=20$ mm(上方)まで測定可能である。実験結果 $r=40$ mm(下方)から $r=40$ mm(上方)の範囲を示す。また、平板をトラバースしても測定流路内で流れがつねに平板に衝突するように、最上端の $z=-20$ mmの探針と最下端の $z=0$ mmの探針からそれぞれ上下方向に60 mmずつ平板の長さを確保した。

2.2 測定方法 電子温度および電子密度は、ラングミュア探針から得られた電圧電流特性曲線をFFTアナライザを介してコンピュータで解析する多点同時計測システムから決定した。ラングミュア探針の形状は、直径0.3 mm、長さ2 mmの水平探針である。ガス温度はタングステン-レニウム熱電対で、軸方向全圧は内径0.4 mm、外径1 mmのセラミック管で計測した。

図4に熱流束計の詳細図を示す。熱流束計の測定位置は $z=-20, -10, 0$ mmの3点で半径方向に20 mm間隔である。熱流束⁽¹³⁾は、円筒容器内に水を流しその入口温度と出口温度を測定することにより、次の計算式から求めた。

Fig. 3 Details of measuring section

$$\dot{q} = \frac{C_{pw}Q_w(T_{wout} - T_{win})}{S_w} \dots\dots\dots (1)$$

ここで、 $\dot{q}$ は熱流束 (W/m^2)、 C_{pw} は水の定圧比熱 ($4.18 \times 10^3 J/[kg \cdot K]$)、 Q_w は水の質量流量 ($0.6 \times 10^{-3} kg/s$)、 T_{wout} と T_{win} はそれぞれ出口温度と入口温度、 S_w はプラズマと直接接触する円筒部の前面面積 ($0.63 mm^2$) である。円筒容器は直接外壁とプラズマが接触しないように、また耐熱性を考慮して熱伝導率の比較的小さい厚さ 2 mm のセラミック管内に設置し、セラミックセメントで固定した。なお、入口温度と出口温度の測定には銅 コンスタンタン熱電対を用い、図 4 に示すように円筒容器の出入口から約 2 mm 外側に正確に設置した。

図 5 に電場印加に対するプラズマ応答電流測定回路を示す。平板上流 $z = -20 mm$ に下方から直径 0.3 mm、長さ 2 mm のタングステン製垂直探針を挿入する。探針はそのまま接地し、探針に流れるプラズマ電流 I_p を測定する。印加電場は、平板上 $z = 0 mm$ の位置に直径 0.3 mm 長さ 2 mm の水平探針を設置し、20 V と -20 V の定電圧を半径方向位置の一点に印加しその位置を移動させ、半径方向の電圧印加位置の変化に対するプラズマ応答電流を測定し無磁場下と磁場下で比較を行った。また、平板上流 $z = -10 mm$ での測

定も同様に行った。

ビデオ撮影および赤外線熱画像システムによる励起原子温度の測定を行った。ここで得られた温度は定量的なものではなく、磁場による励起原子温度の相対的变化を平面分布としてとらえるために可視化したものである。

ステンレスを加熱し表面上に酸化膜を形成し、白色光で照らすことにより、平板上の温度分布と密接な関係のある酸化膜の干渉じま模様が観察できる⁽¹⁴⁾。この現象を利用し、プラズマジェットの 30 s の衝突噴射と 60 s の冷却時間を交互に 40 回繰返すことにより平板上に干渉じま模様を形成した。使用した平板は SUS 304 で、実験前に研磨してある。

3. 磁場下のプラズマジェットの特性

以下に、プラズマジェットの電子密度、電子温度や熱流体力学的特性の平板近傍での空間分布を示す。電子密度や電子温度の空間分布は平板上流 $z = -10 mm$ まで示し、熱流束は平板上流 $z = -20 mm$ まで示す。

図 6 に平板近傍の電子密度分布への磁場の影響を示す。無磁場下で、電子密度は $z = -5 mm$ より軸上平板方向へ急激に減少する。電子密度の最大値は、 $4 \times 10^{19} m^{-3}$ で半径方向への密度こう配も大きい。一方、磁場下では $z = -10 mm$ より軸上平板方向へ急激に減少し、軸方向への密度こう配が大きくなる。電子密度の最大値は $10 \times 10^{19} m^{-3}$ となり、無磁場下の場合の約 2.5 倍を示す。磁場下で電子密度が大きいのは、電子がコイル 1 より上流で半径方向への拡散を抑制され中心領域で増大するためと考えられる。平板近傍で電子密度が小さいのは、平板近傍でエネルギーを失ったイオンとの再結合や壁再結合が活発に行われているためと考えられる。

図 7 に平板近傍の電子温度分布への磁場の影響を示す。無磁場下で、電子温度は、 $z = -5 mm$ で 18 000 K の最大値を示すが、その後平板方向へ向かって減少し、平板上では 12 000 K 程度になる。また、平板から 2 mm の範囲内では半径方向へのこう配も小さく、プラズマジェットが平板上で上下方向へ分岐していると考えられる。一方、磁場下では $z = -2 mm$ で 20 000 K の最大値を示し、平板方向へわずかの距離で 14 000 K まで急激に減少する。さらに半径方向への温度こう配も大きく $r = 20 mm$ (上方) では、10 000 K 程度にまで減少する。プラズマジェットが平板に衝突し、平板側壁から平板後方へ回り込み流下するが、磁場下では磁力線を横切る方向への電子の拡散が抑制される。このため、平板近傍に電子が集中するが、平板上での壁再

Fig. 4 Heat flux probe

Fig. 5 Measuring circuit of plasma response current

Fig. 6 Electron number density distribution near the flat plate

Fig. 7 Electron temperature distribution near the flat plate

Fig. 8 Heat flux distribution near the flat plate

結合と平板近傍でのアルゴンイオンと再結合⁽¹⁵⁾ するため減少し、その際に放出される再結合エネルギーにより電子温度が上昇するものと推察される。

図8に平板近傍の熱流束分布への磁場の影響を示

す。熱流束の大きさは数百 kW/m² で、Stuttgart 大学の Messerschmid らのグループが行っているプラズマ風洞実験の結果⁽¹³⁾ やスペースシャトルの大気圏再突入で受ける熱流束⁽¹⁶⁾ と同程度のオーダーである。

熱流束は平板上流 $z = -10$ mm で最小値を示す。また平板上流側の熱流束の大きい領域は、無磁場下と比べ磁場下では中心軸領域に集束され最大値が増大し、プラズマジェット内の熱流束が磁場によりある程度制御可能なことを示している。これは大きな熱量を有する中性粒子と磁場により半径方向への熱拡散が抑制される荷電粒子の総合的な熱量を間接的に捕そくしているためであると考えられる。

4. 電圧印加位置に対する プラズマ電流応答特性

以下に、平板上流 $z = -20$ mm の中心軸上にラングミュア探針を固定し、探針に流れるプラズマ電流が、平板上のある1点に印加する電圧から受ける応答特性を示す。平板上および平板上流 $z = -10$ mm の電圧印加位置は、半径方向へトラバースし無磁場下と磁場下の結果を示す。

図9、10に平板上電圧印加位置の半径方向変化に対する中心軸上流のプラズマ電流の応答を示す。それぞれ印加電圧が正電圧の場合と負電圧の場合を示す。図9、10中の記号は丸印が無磁場下、四角が磁場下であり、白印が平板上、黒印が平板上流 $z = -10$ mm の位置で電圧を印加した場合を示している。いずれも電圧を印加しない場合の影響を除くために、無磁場下および磁場下それぞれ電圧を印加していない場合に測定されたプラズマ電流の値を基準にしている。なお、この値は、無磁場下・磁場下いずれも $\pm 4 \times 10^{-3}$ A 以下であり電磁場下のプラズマ電流と比較すると非常に小さい。

Fig. 9 Response of plasma current to positive bias point on the flat plate ($E = 20$ V)

い。

プラズマ電流 I_p が負の値をとるときは電子が流入していることを意味するため、図9から無磁場下では正電圧印加により、電子電流が電圧印加位置に依存せず急激に増大していることがわかる。これは電場が半径方向位置にかかわらず中心領域に影響を与えていることを示している。また、黒印に示すように平板上 $z = -10$ mm の正電圧印加により、電子電流はさらに増大し電場の影響が大きくなることが示されている。なお、磁場下では中心付近での印加電場の影響が大きく、無磁場下の2倍以上のプラズマ電流が流れるが、中心から離れるに従ってプラズマ電流は急激に減少し、管壁付近の電場は中心領域まで影響を及ぼさないことが示されている。

電場の影響の大きさは、電子が電場に応答しやすいかどうかの目安であり、プラズマジェット中での電子の移動度を意味していると考えられる。すなわち、無磁場下では半径方向のどの位置に電場が存在しても電子が自由に移動できるため、その分布は半径方向に平坦であるが、磁場下では磁力線方向への電子の移動は大きい、磁力線を横切る半径方向への移動は抑制され電場の影響が途中で遮断されてしまう。したがって、中心領域で電圧を印加する場合は増大し、管壁付近で電圧を印加する場合は減少する分布を示すと考えられる。

図10は負電圧を印加した場合で、プラズマ電流が正であることより探針にイオンが流入していることが示されている。また、図9と比較するとイオン流は電

Fig. 10 Response of plasma current to negative bias point on the flat plate ($E = -20$ V)

子電流の1/10程度である。無磁場下で $z=0$ mmでは電場の影響は小さく半径方向にほとんど変化しないが、磁場下では中心部の衝突領域付近で急激に増大する。また、 $z=-10$ mmで負電圧を印加した場合、正電圧印加の場合と異なり磁場の有無にかかわらず $z=0$ mmの場合とほぼ同じである。

負電圧印加の場合も正電圧印加の場合と同様で、無磁場下よりも磁場下のほうが電場の影響を受けやすい。これは磁力線方向への移動が大きくなるためと考えられる。イオンは電子よりもラーマ半径が大きく、磁力線を横切る半径方向への移動が比較的容易であるため電場を電子ほど完全に遮断しない。そのため管壁付近の電場にもある程度応答し、プラズマ電流が増大すると考えられる。また、電圧印加位置が管壁に近づくほど、中心軸上での電場は小さくなるため、磁場下で電子と比べ移動度の大きなイオンは影響を受けにくくなることも一因であると考えられる。

以上の結果より、平板近傍のプラズマ流の特性を制御する方法として、磁場のみまたは電場のみのプラズマ制御よりも平板上の印加電場と外部磁場とを組合せて制御する電磁場制御が有効であることが明らかにされた。

なお、図10中の磁場下の黒印の最大値が $r=0$ mmでないのは、測定用探針の下流10 mmにあるため、その後流効果によるものと考えられる。

また、上流側探針にパルス波を印加し、波形の位相遅れからイオン速度の測定を試みたが、測定器の最高分解能 3.96×10^{-6} sの範囲を超えていたため測定できなかった。しかし、この時探針間の距離は20 mmであり、最低でも5000 m/sの速度があることが推算された。

5. 平板近傍のプラズマジェットと 平板上相対温度分布の可視化

図11に電場を印加しない平板に衝突するプラズマジェットの磁場による変化の写真を示す。平板上で発光領域は上下に広がるが、図6の電子密度は上下に広がらず、必ずしも発光領域と電離領域が一致していないことを示している。

平板上に形成される発光領域すなわちプラズマ境界層厚さは、無磁場下よりも磁場下のほうが厚いことが観察できる。また、磁場下では平板上の発光領域は磁場により中心軸領域に集束され、強い発光を示すプラズマジェットが平板側壁を回り込んで流れている様子も観察できる。

図12に波長1 μ mの放射赤外線測定光とする励

起原子温度の磁場による相対変化を示す。プラズマジェット中心付近で平板に近い領域に高温領域が存在している。無磁場下に比べ磁場下のほうが高温でありその領域も大きく厚く拡大する。磁場下の温度上昇に関しては図7の電子温度分布とほぼ同一の傾向が見られる。このとき、この領域では再結合が行われていると考えられ、励起原子の数密度も増大する可能性があり、励起原子の放射光を測定光としているこの温度分布と対応する。

図13に平板上に形成される干渉じまの可視化画像を示す。図13は正面を中心に両側の側面と裏面の写真を示した。平板表面上に色彩の変化を伴う酸化膜による干渉じま模様が観察されるが、これは平板上の相対温度分布と強い相関性を示し⁽¹⁷⁾、プラズマジェットの温度だけでなく平板の熱流束や放射も影響していると考えられる。なお、色の種類と温度の相関性はないため、定量的評価はせず定性的な相対温度分布の評価を行う。

平板正面の模様より、無磁場下ではプラズマジェットが直接平板に衝突している中心部から離れた位置でも発色が見られるのに対し、磁場下ではプラズマジェットが衝突している中心軸領域の発色しか観察されない。これは、無磁場下ではプラズマジェットは上下へ

(a) $B_{zmax} = 0$ T

(b) $B_{zmax} = 0.44$ T

Fig. 11 Impinging plasma jet on the flat plate

(a) $B_{z\max} = 0 \text{ T}$

(b) $B_{z\max} = 0.44 \text{ T}$

Fig. 12 Relative variation of excited atomic temperature

広がるが、磁場下ではプラズマジェットが中心へ集束されジェットが安定化し、定常的に同じ位置に衝突するためと考えられる。これらの平板上に形成された干渉じまの観察の結果は、今まで行ってきたプラズマジェットの磁場制御機構の考察を確認するものである⁽⁷⁾⁽⁸⁾。さらに、平板上のプラズマジェットの相対温度分布をとらえることも可能であり、非常に有効な可視化法であることが示されている。

6. 結 言

本論文では、平板に衝突する非平衡プラズマジェットの特性を無磁場下と磁場下で実験的に明らかにし、両者の結果を比較することによりその制御機構を総合的に検討した。得られたおもな結果を以下に要約する。

(1) プラズマジェットの電子密度、電子温度や熱流束は磁場により平板近傍のジェット衝突領域で増大し、その後平板に向かって減少する。電子密度と電子温度の分布傾向が異なることや可視化画像などから、特に磁場下の平板上および平板近傍では再結合が活発に行われている可能性があることが推察された。

(2) 平板上および平板上流の電圧印加位置の変化によるプラズマ電流応答特性より、磁場下でプラズマ

(a) $B_{z\max} = 0 \text{ T}$

(b) $B_{z\max} = 0.44 \text{ T}$

Fig. 13 Interference fringe formed on the flat plate

電流は半径方向に大きく変化し、特に正電圧印加のほうが大きな電流が流れることが明らかにされた。これは、平板近傍のプラズマジェットの特性を平板上および平板上流の印加電場と外部磁場で制御する電磁場制御の有効性を示すものである。

(3) 平板上の相対温度分布の可視化画像より、磁場下の衝突プラズマジェットは平板衝突領域へ集束し安定化することが明らかにされた。これは、高精度プラズマ溶射における磁場制御の有効性を確認するものである。

本実験では、昭和61年度特別設備費により導入した非平衡流エネルギー変換実験装置を用いた。実験装置の製作には、本研究所 加藤誠技官、実験遂行には、本研究所 佐藤武志技官、現在院生 松島幸夫君の助力を得たことに対し謝意を表す。なお、本研究の一部は、文部省科学研究費の補助を受けたことを付記し謝意を表す。

文 献

- (1) 沖, 機誌, **96** 896 (1993), 571-576.
- (2) 伊藤・高橋, 機械の研究, **46** 9 (1994), 926.
- (3) 伊藤・高橋, 機械の研究, **46** 10 (1994), 1050.
- (4) 岡本・ほか5名, 川崎重工技報, **112** (1992), 1.

- (5) 伊藤・豊田, 機械の研究, **46** 12 (1994), 1225.
- (6) 西山, 機誌, **97**-913 (1994), 1049.
- (7) 佐藤・西山・神山, 機論, **60**-572, B (1994), 1161-1167.
- (8) 佐藤・西山・神山, 機論, **61**-588, B (1995), 2911-2917.
- (9) Robin, L., Chéron, B. G. and Vervisch, P., *Phys. Fluids*, B, **5** (1993), 610-620.
- (10) Loshkarev, V. A., *High Temperature*, **31** (1993), 501-509.
- (11) Chung, K. S. and Hutchinson, I. H., *Phys. Fluids*, B, **1** (1989), 2229-2238.
- (12) Chéron, B. G., Robin, L. and Vervisch, P., *Meas. Sci. Technol.*, **3** (1992), 58-61.
- (13) Auweter-Kurtz, M., ほか 9 名, *Plasma Wind Tunnels PWK1, PWK2, Version 2* (1990) 39-41, University of Stuttgart.
- (14) 出口, 表面技術, **41** (1990), 207.
- (15) プラズマ・核融合学会編, プラズマ診断の基礎, (1990), 99-102, 名古屋大学出版会.
- (16) Anderson, J. D., *Hypersonic and High Temperature Gas Dynamics*, (1989), McGraw-Hill Book Company.
- (17) 八代・ほか 2 名, 表面技術, **41** (1990), 207.