

外部磁界によるアーク姿態の偏向抑制の研究

東京都市大学大学院 総合理工学研究科
電気・化学専攻 電気電子工学領域

1891202 真栄田 義史

2021年3月

目 次

第 1 章	緒論	3
1.1	アーク溶接における偏向現象によって生じる溶接欠陥	3
1.2	電流と磁界によるアーク姿態の制御の研究動向	12
1.2.1	パルスアークによるアーク姿態の制御と課題	12
1.2.2	横磁界によるアーク姿態の制御	17
1.2.3	回転横磁界と縦磁界によるアーク姿態の制御	20
1.3	数値解析を用いた非対称アークの研究動向と課題	32
1.4	横風下の外部磁界によるアーク偏向抑制のモデル	37
1.4.1	横磁界によるアーク偏向抑制のモデル	37
1.4.2	縦磁界によるアーク偏向抑制のモデル	39
1.5	研究目的	42
1.6	本論文の構成	44
第 2 章	計算方法	47
2.1	計算条件	47
2.1.1	TIG アーク溶接を模擬した電磁熱流体シミュレーション	47
2.1.2	計算領域と算出を行う分布の断面	47
2.1.3	2 次元軸対称円筒座標系の TIG アークの計算条件	53
2.1.4	3 次元直交座標系の TIG アークの計算条件	55
2.2	支配方程式	56
2.3	計算手法	58
2.3.1	解析手順	58
2.3.2	物性値	65
2.3.3	境界条件	65
2.4	アーク軸中心部の物理量の比較手法	68
第 3 章	アーク溶接における金属蒸気の混入現象とアーク姿態の偏向現象の解析	70
3.1	アーク溶接における金属蒸気の混入現象とアーク姿態の偏向現象の発生	70
3.2	金属蒸気の混入現象とアーク姿態の偏向現象の解析モデル	71
3.2.1	外周部の金属蒸気量低下モデル	71
3.2.2	横風下におけるアークの軸方向流速が及ぼす対流熱輸送モデル	74
3.3	パルスアークのピークとベース時間が及ぼす金属蒸気量と電磁力	76
3.4	外周部の金属蒸気量が溶融池内の電流密度に及ぼす影響	83
3.5	横風流速変化時の各方向のアーク内の対流熱輸送	85
3.6	陰極近傍の軸方向圧力勾配が及ぼすアークの軸方向対流熱輸送	90

3.7 横風下におけるアーク内の金属蒸気濃度	95
第4章 横風下の外部磁界によるアーク姿態の偏向抑制の解析	98
4.1 本計算手法の妥当性の検証	98
4.2 横磁束密度が及ぼすアーク温度と流速分布	100
4.3 横磁束密度が及ぼすアーク軸中心部の径方向と軸方向流速の解析	103
4.4 縦磁束密度が及ぼすアーク温度と流速分布	107
4.5 縦磁束密度が及ぼすアークの流速の解析	112
第5章 外部磁界によるアーク姿態の偏向抑制手法の提案	116
5.1 横磁界と縦磁界によるアーク姿態の偏向抑制の優位性の比較	116
5.2 縦磁界印加アークのシミュレーションによる溶接速度の高速化の提案	119
5.3 外部磁界印加装置の実機への適用	122
第6章 結論	128
謝辞	134
参考文献	137
付録1 ガスの物性	150
付録2 電極の物性	172
付録3 速度場と圧力場の連成解析手法	175
発表論文一覧	178

記号

A [A/m ² ·K ²]	: リチャードソン・ダッシュマン定数
A_{arc} [m]	: アークの回転の振幅
\vec{A} [T·m]	: ベクトルポテンシャル
\vec{B} [T]	: 磁束密度ベクトル
B_{amf} [T]	: 縦磁束密度
B_{ex} [T]	: 横磁束密度
$C\%$: 鉄蒸気濃度
C_p [J/kg·K]	: 定圧比熱
d [m]	: ワイヤの直径
dt [s]	: 電流遷移時間
D [m]	: 溶融深さ
D_{vap} [m ² /s]	: 拡散係数
e [C]	: 電気素量 (1.6×10^{-19} C)
\vec{E} [V/m]	: 電界ベクトル
E_{i+1} [eV]	: i 種粒子の電離エネルギー
f [Hz]	: 周波数
\vec{F}_{em} [N/m ³]	: ローレンツ力
F_L [L/min]	: シールドガス流量
h [J/kg]	: 比エンタルピー
g [m/s ²]	: 重力加速度
G [S]	: アークコンダクタンス
i	: ソレノイドコイルの層の数
I [A]	: 入力電流
\vec{j} [A/m ²]	: 電流密度ベクトル
j_e [A/m ²]	: 電子電流密度
j_i [A/m ²]	: イオン電流密度
k [J/K]	: ボルツマン定数 (1.38×10^{-23} J/K)
l [m]	: ソレノイドコイルの高さ
l_{noz} [m]	: 電極突き出し長さ
l_a [m]	: 陰極先端から 1 mm までの距離
L [m]	: 陰極からアーク軸中心部までの線分
M_{Ar}, M_{Fe} [kg/mol]	: アルゴンの原子量, 鉄の原子量
n	: コイルの単位長さ当たりの巻き数
n_1	: コイルの層の単位長さ当たりの巻き数
n_c	: 陰極表面に対する鉛直方向
n_e [m ⁻³]	: 電子数密度
p [Pa]	: 圧力
p_{atm} [Pa]	: 大気圧 (1.0×10^5 Pa)
p_r [Pa]	: 1 気圧に対する相対圧力
p_{rad} [W/m ³]	: 放射パワー密度
p_v [Pa]	: 鉄の蒸気圧

P_{in} [W]	: 入力電力
P_{ano} [W]	: 陽極への入熱量
q_{ano} [W/m ²]	: 熱流束（陽極表面）
q_{cat} [W/m ²]	: 熱流束（陰極表面）
r_{arc} [m]	: アークの回転半径
r_i [m]	: 軸中心から1層目のソレノイドコイルまでの距離
r_o [m]	: 軸中心から最後の層のソレノイドコイルの端部までの距離
r_{noz} [m]	: 軸中心からノズルまでの距離
t [s]	: 時間
t_{peak} [s]	: ピーク電流時間
t_{base} [s]	: ベース電流時間
T [K]	: 温度
T_a [K]	: 陽極表面の温度
T_c [K]	: 陰極表面の温度
T_{arcC} [K]	: アーク領域の中心部の温度
T_{cen} [K]	: 計算領域の軸中心部の温度
U [W/m ³]	: 放射パワー密度
\vec{v} [m/s]	: 速度ベクトル
v_L [m/s]	: 横風流速
v_t [m/s]	: 溶接トーチの移動速度
W [m]	: 溶融幅
r, x, y, z [m]	: 各方向の位置（添え字は各方向の変数）
y_d [m]	: アーク偏向距離
α [W/m ² ·K ⁴]	: ステファン・ボルツマン定数（ 5.67×10^{-8} W/m ² ·K ⁴ ）
β_{Ar}, β_{Fe}	: 粘性近似式の無次元定数
β_V	: 体積膨張率
δ_{ij}	: クロネッカーのデルタ
γ	: 表面張力 (N/m)
$\varepsilon_c, \varepsilon_a$: 陰極の表面輻射率, 陽極の表面輻射率（無次元量）
η [Pa·s]	: 粘性率
η_{Ar}, η_{Fe} [Pa·s]	: アルゴンの粘性率, 鉄の粘性率
κ [W/m·K]	: 熱伝導率
μ [N/A ²]	: 透磁率（真空透磁率 μ_0 : $4\pi \times 10^{-7}$ N/A ² ）
σ [S/m]	: 導電率
σ_t [Pa]	: 粘性応力テンソル
τ_{ij} [Pa]	: 粘性応力
ρ [kg/m ³]	: 質量密度
ρ_0 [kg/m ³]	: 300 K のアルゴンの質量密度
ρ_{Ar}, ρ_{Fe} [kg/m ³]	: アルゴンの質量密度, 鉄の質量密度
ρ_{iron} [kg]	: 鉄蒸気量
$\rho v h$ [W/m ²]	: エンタルピーフロー
ϕ_d [mm]	: 直径
ϕ [V]	: 電位
ϕ_a [eV]	: SUS304 の仕事関数（4.65 eV）
ϕ_c [eV]	: タングステンの仕事関数（4.5 eV）
ϕ_{ce} [eV]	: 2% 酸化トリウム混入タングステンの実効仕事関数（2.7 eV）

第1章 緒論

1.1 アーク溶接における偏向現象によって生じる溶接欠陥

金属同士をつなぎ合わせる接合技術の中で、広く使用されているものがアーク放電を用いたアーク溶接である。アーク放電は、放電の最終形態であり、高温、高エネルギー密度の特徴があり、容易に高温が得られ、電流を用いた制御が可能である⁽¹⁾。これを利用したアーク溶接は、簡便性、生産性が高いといった利点がある⁽²⁾。この中のガスシールドアーク溶接は、シールドガスを用いて溶融池を大気から保護して溶接する。このため、アークの安定や、大気の巻き込みを防止できるなどの特長を有し、高品質な溶接が可能であり、橋梁や造船、鉄骨の溶接に用いられる⁽³⁾。ガスシールドアーク溶接の中には、MAG (Metal Active Gas) 溶接, MIG (Metal Inert Gas), TIG (Tungsten Inert Gas) 溶接がある。これらガスシールドアーク溶接は、生産性や品質の向上が求められており、更なる高速な溶接や自動溶接の開発が必要となっている^(4, 5, 6)。図1に、アーク溶接ロボット出荷台数を示す⁽⁶⁾。2010年に比べて、近年ではアーク溶接ロボットの出荷台数は多くなっており、市場が増加していくことが報告されている。このように、今後はロボットを導入することによる脱技能化が更に進んでいくことが予想される。図2に、MAG・MIG溶接における自動化率、ロボット化率を示す⁽⁷⁾。同じ作業で溶接を行うことが多いことや、母材を動かすことが可能なパイプラインや鉄鋼の溶接では、自動化率が100%に近いことが報告されている。しかし、形状が複雑となる橋梁や建築の溶接では、自動化率が小さいことが課題となっている。

橋梁や建築物の溶接は現地で行われることがあり、この際、外気による風が原因となって、溶接部の継手強度の低下を引き起こす溶接欠陥が問題となる。図3に、溶接欠陥の実態調査結果を示す⁽⁸⁾。ブローホールは、アーク溶接の溶接欠陥の中で最も発生する割合が高く、また、溶け込み不良と融合不良の発生割合が多いことが報告されている。図4, 5に、アーク溶接部の欠陥、マクロ試験による溶接欠陥調査を示す^(9, 10)。溶け込み不良と融合不良は、入熱不足により母材金属が溶融されないことで発生する。溶接時間を短縮するために高速溶接を行った場合には、アークの滞在時間が短くなることで母材の深い溶け込みが得られず、溶け込み不良や融合不良といった溶接欠陥を引き起こす問題がある。これに対して、高速溶接を行う際に、大電流を使用しても、溶接箇所の端部で入熱が足りず、溶接ができていないアンダカットや、凹凸状

の溶け込み形状となるハンピングビードを引き起こす。この要因として、電流の増加に伴う局所的な入熱の増加や圧力の増加が生じることで引き起こされることが報告されている⁽¹¹⁾。図6に、溶接速度 12,000 mm/min におけるアークと溶融池の姿態を示す⁽¹²⁾。ここで、 V は、トーチの移動速度、 β は、トーチ角度を示し、正の値はトーチの移動方向と逆向きに傾けた場合、負の値は同じ向きに傾けた場合を示す。高速に動かすことにより、アーク姿態が移動方向とは逆に傾くことが報告されている。このように、アーク姿態が陰極の移動に追従できず傾いた状態で維持されることにより、アークと陽極との接触点が一部に留まってしまう膠着現象が生じることで、この局所的な入熱や圧力の増加が起りやすくなる。このため、溶接欠陥を防止するために、アークが膠着しないように、アーク姿態の偏向を防止し、均一な溶融池形状を形成することが求められている。

また、ブローホールは、溶けた金属内に大気からガスが混入し、金属が凝固する際に大気中に放出されずに溶接金属内に留まることにより生じる。このブローホールの原因として、本来の役割であるアークと溶融池を保護していたシールドガスが、風によって流されてしまうことで、シールド性が低下するためだと報告されている^(13, 14)。図7, 8に、横風下の TIG アークの観測結果⁽¹⁵⁾、シールドガスの流れの模式図⁽¹⁶⁾を示す。このように、横から風を受けたアークは偏向してふらつくことにより、アークからの入熱が母材に集中せず、入熱不足を引き起こす。更に、大気からアークを遮断するシールドガス流が風下側に流されることにより、大気中の窒素が溶融金属内に混入することが報告されている。このような溶接欠陥を防ぐために、シールドガス流量を増加させることで、横風によって生じるアーク偏向を防止している。しかし、シールドガス流量を過剰に増加させると、シールドガスのコストの増加だけではなく、乱流が生じて更に溶融池内に大気を巻き込む可能性がある^(17, 18, 19)。このため、風速に応じて、適切なシールドガス流量を設定する必要があるため、現状では、熟練した作業員の経験則から横風によって生じる溶接欠陥を防いでいる⁽²⁰⁾。しかし、高所などの現場で溶接を行う場合では、防風設備の設置が困難なことや、多くのガスボンベを移動させることに労力がかかる課題がある。また、現在では、横風流速が 2 m/s 以下の条件で作業が行われてきたが、この条件になるまで日数を掛けたり、対策を行うと工期が延長してしまう課題がある。このため、高所などの現場で溶接を行う場合、少ないガス流量でも溶接欠陥無く溶接できることが求められる。

今後の現場における自動溶接の更なる適用の拡大に向けて、従来行われてきた対策ではなく、理論的に横風下のアーク偏向現象を防ぐことが求められる。これまでに、横風吹付け時のアーク姿態の実験的な検討が行われてきた^(21, 22)。図9に、ガス種と横風流量変化時のアーク姿態を示す⁽²²⁾。ここで、図中のアーク姿態の下の添え字は、横風流量を示している。横風流量が増加すると共に、アークが偏向していることが観測される。この時、電流が大きい程、アーク

は偏向しにくいことが示されている。この要因として、陰極近傍で、アークの自己磁界と電流密度から生じた電磁力でアークが収縮されることにより、陰極から陽極に向かう軸方向のアークジェットが大きくなるためであると示唆されている。この陰極近傍の電磁力でアーク径が狭まる現象は、電磁ピンチ効果と呼ばれる⁽²³⁾。これは、陰極先端近傍で顕著となり、電流密度の増加が引き起こすジュール発熱による温度の増加に伴い、大きい直下方向の圧力勾配が生じて、大きな軸方向流速を発生させる。このような外乱によってアークが偏向せず、陰極先端の直下方向にアークの陽光柱が真っ直ぐに延びる性質は硬直性と呼ばれている⁽²⁴⁾。したがって、アークジェットの軸方向流速や圧力が硬直性の指標として考えられている⁽²⁵⁾。アーク溶接のような大気圧下のフリーアークでは、陰極近傍の大きな圧力勾配によって中性粒子やイオンが直下方向に流されるため、これを補うようにシールドガスや雰囲気下の中性粒子が供給される。しかし、横風によりアーク姿態が偏向した時には、この圧力勾配が風下方向に傾くことによって、横風内の窒素のような中性粒子を巻き込みやすくなる。以上より、アーク偏向現象を防止するためには、アークジェットが重要であるため、電流や磁界によるアーク姿態の制御に着目する。

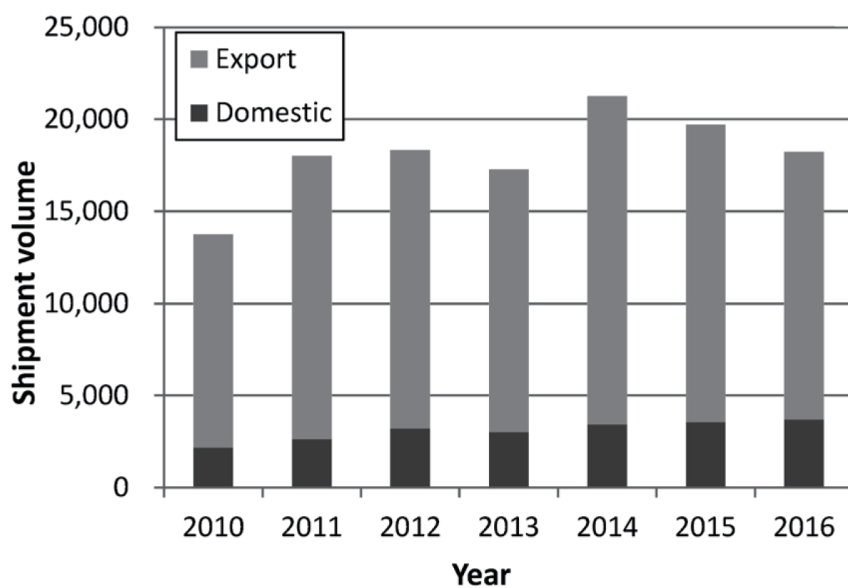


図 1 アーク溶接ロボット出荷台数⁽⁶⁾
Fig.1 Shipment volume of arc-welding robots⁽⁶⁾.

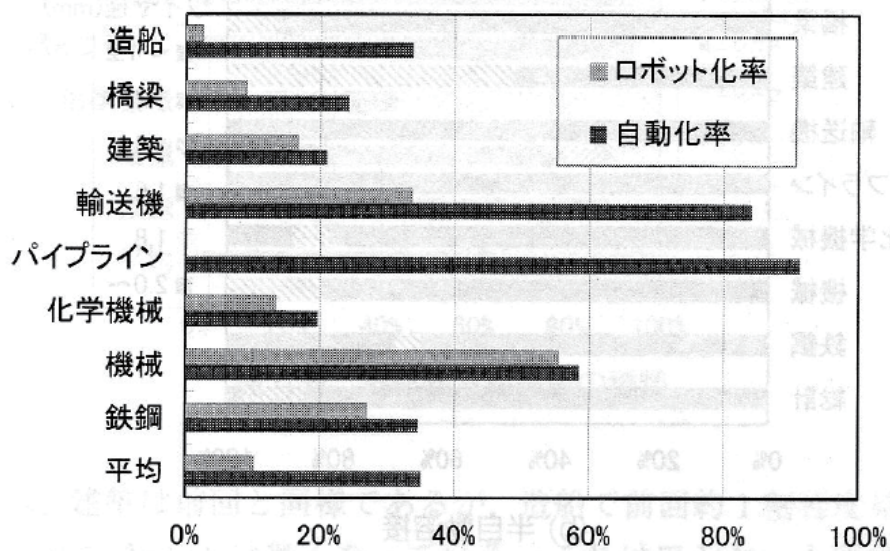


図 2 MAG・MIG 溶接における自動化率，ロボット化率⁽⁷⁾
Fig.2 Ratio of automation and robotization at MAG and MIG welding⁽⁷⁾.

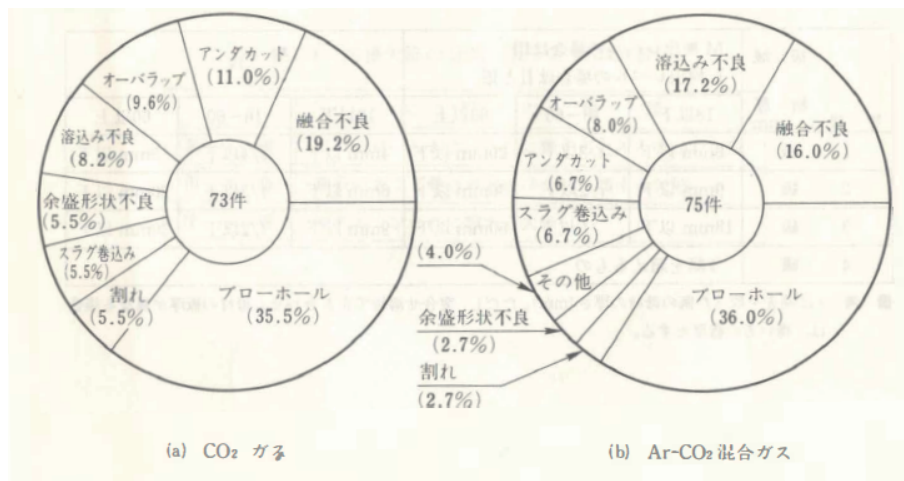


図 3 溶接欠陥の実態調査結果⁽⁸⁾

Fig.3 Survey on weld defects⁽⁸⁾.

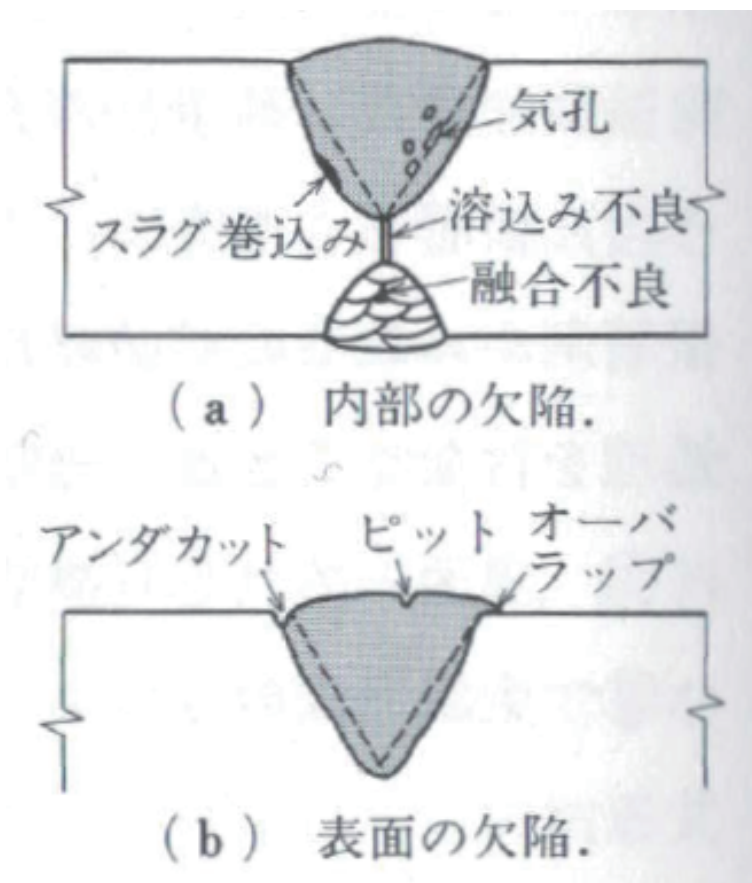


図 4 アーク溶接部の欠陥⁽⁹⁾

Fig.4 Weld defects at arc welding⁽⁹⁾.

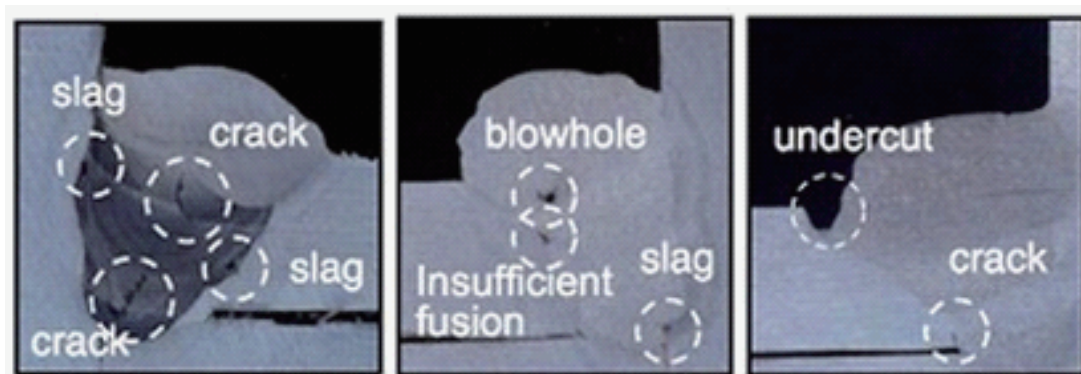


図 5 マクロ試験による溶接欠陥調査⁽¹⁰⁾
Fig.5 Weld defects investigation using macro test⁽¹⁰⁾.

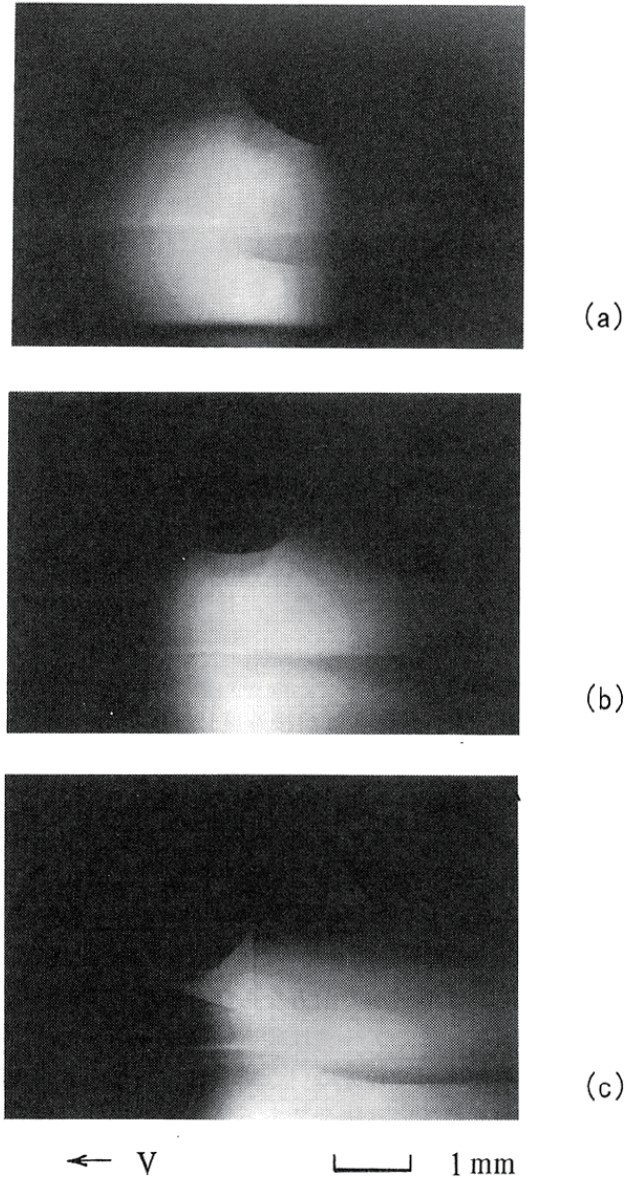


図 6 溶接速度 12,000 mm/min におけるアークと溶融池の姿態 (a) $\beta = +30^\circ$, (b) $\beta = 0^\circ$, (c) $\beta = -30^\circ$ ⁽¹²⁾

Fig.6 Photographs of the arc and the molten pool at $V = 12,000$ mm/min (a) $\beta = +30^\circ$, (b) $\beta = 0^\circ$, (c) $\beta = -30^\circ$ ⁽¹²⁾.

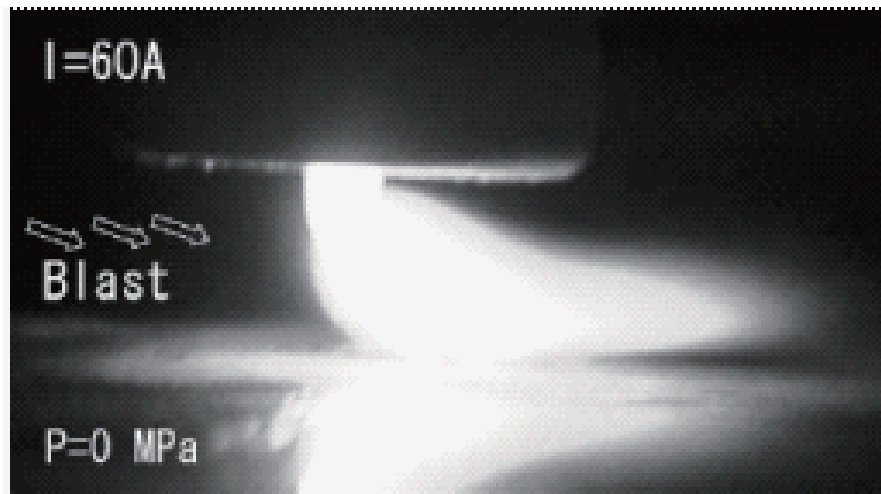


図 7 横風下の TIG アークの観測結果⁽¹⁵⁾

Fig.7 Observation results showing turbulent TIG arc welding on copper plate⁽¹⁵⁾.

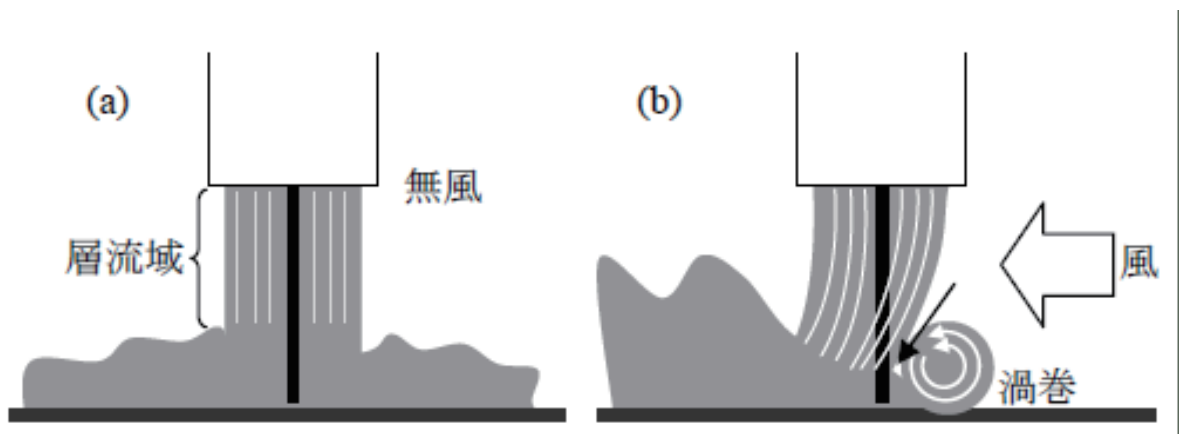


図 8 シールドガスの流れの模式図⁽¹⁶⁾

Fig.8 Image of shielding gas flow⁽¹⁶⁾.


















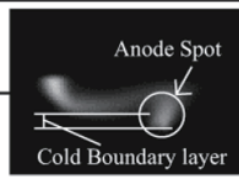
Mode	0	1	2	3	4	5
Ar, 100A, WG=5slm	 (0)	 (16)		 (18)	 (19)	 (25)
Ar, 75A, WG=5slm	 (0)	 (10)		 (15)	 (22)	 (25)
N2, 100A, WG=5slm	 (0)	 (3)	 (9)	 (15)	 (18)	
He, 100A, WG=5slm	 (0)	 (5)				

図 9 ガス種と横風流量変化時のアーク姿態⁽²²⁾

Fig.9 High-speed photos of arc appearance modes for different lateral gas flows and different gases⁽²²⁾.

1.2 電流と磁界によるアーク姿態の制御の研究動向

1.2.1 パルスアークによるアーク姿態の制御と課題

電流を周期的に増減させるパルス電流を用いると、陰極直下方向にアーク姿態が直立して安定し、いわゆる指向性が高まることが報告されている⁽²⁶⁾。特に、周波数が増加するに伴い、ピーク電流時の電磁ピンチ効果で発生したアークジェットで指向性が増加することが報告されている⁽²⁷⁾。この効果を利用して、母材の深い溶け込みを確保する取り組みが行われている^(28, 29, 30)。図 10 に、高周波数のパルスアークにおけるアーク姿態を示す⁽³¹⁾。実験において、溶接後の溶融池形状の検討がされており、形成された溶融池は、パルス電流が高周波数であるほど幅が狭く、深い溶け込みが形成されることが報告されてきた。次に、シミュレーションを用いた解析では、実験では計測することができないアークの物理現象や溶融池内に働く駆動力に関する研究が行われてきた^(32, 33)。特に、解明が求められている溶融池内の中心部で働く深さ方向の力は、浮力や、電流密度と磁束密度の外積によって算出される電磁力である。前任者のシミュレーションによる先行研究では、パルス TIG 溶接は、ベース電流からピーク電流に移る電流遷移時間の間に、急峻に電流が変化するため、アーク温度が電流の増加に追従できないことが報告されている⁽³⁴⁾。これにより、アークの径が広がっていない状態で、ピーク電流を流そうとするため、同じ電流値の定常電流時に比べて、電流密度が中心部で増加する。このため、溶融池内で深さの増加方向に働く唯一の駆動力である電流密度と磁束密度の外積によって算出される電磁力が増大すると報告されている⁽³⁵⁾。しかし、現象を単純化するため、実際に生じる母材からの金属蒸気の混入が考慮されていない課題がある。

田中氏らは、ハイスピードカメラを用いた分光計測により、アーク温度や溶融池から発生する金属蒸気の可視化を行ってきた^(36, 37)。図 11 に、ヘリウム TIG 溶接におけるヘリウムアークと鉄蒸気のスペクトル観測を示す⁽³⁸⁾。アークからの入熱によって、発生した鉄蒸気が母材表面にて観測されている。金属原子は、アルゴンなどのガスに比べて電離電圧が低く、励起状態を多く持つため、アークに混入した場合、低温においても導電率や放射係数が顕著に増加する。このアークの熱力学・輸送・放射特性が変化することにより、アークのエネルギーバランスが変化する⁽³⁹⁾。このため、アーク溶接の溶融池形成までの物理的なプロセスの解析を行う際には、金属蒸気の発生を考慮した解析が必要である。本研究室の先行研究では、アーク内に混入する金属蒸気を考慮したパルスアークの数値解析が行われてきた。図 12 に、温度と鉄蒸気濃度の時間推移を示す⁽⁴⁰⁾。電流の低下直後では、アークの流速が小さくなることで、陽極から発生した金属蒸気が陰極近傍まで拡散することが報告されている。これに対して、電流の増加直後では、軸中心部で陰極から陽極に向かうアークの対流が増加することにより、金属蒸気

濃度が陰極側まで広がることができず、中心部で凹み、外側に広がることが報告されている。しかし、この電流の増減により生じる陽極外周部の金属蒸気濃度分布の応答のみの検討でとどまっている。このため、実溶接におけるパルス電流のベースとピーク時間による溶け込み深さの増大に至る物理プロセスが理論的に解明されていないといった問題がある。溶融池の形成には、陽極の入熱を作用する陽極近傍のアークの電流密度分布が重要となる。このアークの電流路は、電界と導電率の分布で決定され、金属蒸気は、低温領域のアークの導電率の増加を引き起こす。このため、陽極近傍の金属蒸気量と溶融池内の電流密度との相関の解明が必要となる。

以上より、パルス電流の瞬間的な電流の増減にアーク温度が追従できないことが要因となり、アーク径が狭まり、中心部に集中することが数値解析的に示されてきた。しかし、このアーク温度の過渡応答により、陰極近傍の温度勾配によって生じる圧力勾配が小さくなり、アークジェットの流れが小さくなってしまふことで、横風下ではアークが偏向しやすくなってしまふ可能性がある。このパルスアークによるアーク偏向現象を解明するため、田代氏は、横風下のパルス電流によるアーク姿態の偏向現象に関して観測を行ってきた⁽⁴¹⁾。図 13 に、横風流量 30 L/min におけるパルス電流の周波数変化時のアーク姿態を示す。ここで、パルス電流は 150 A、ベース電流は 50 A、デューティ比は、0.5 であり、左図は、ベース電流時、右図は、ピーク電流時を示す。ベース電流になった際に、アークジェットが小さくなることで、アークの偏向距離が増加していることが確認できる。これは、周波数が小さい場合には、より顕著となっている。このため、実験的事実から、パルス電流を用いた場合には、ベース電流で、陰極近傍のアークジェットが弱まることで、アーク姿態の偏向を増大させてしまふことが示唆された。

以上より、パルスアークは、溶け込み深さを増加することができる長所を持つが、横風によってアーク姿態が偏向しやすい課題がある。このため、アーク内の荷電粒子に逆方向の電磁力が働くように磁界を印加することで、横風下のアーク偏向現象を防ぐ方法に着目する。

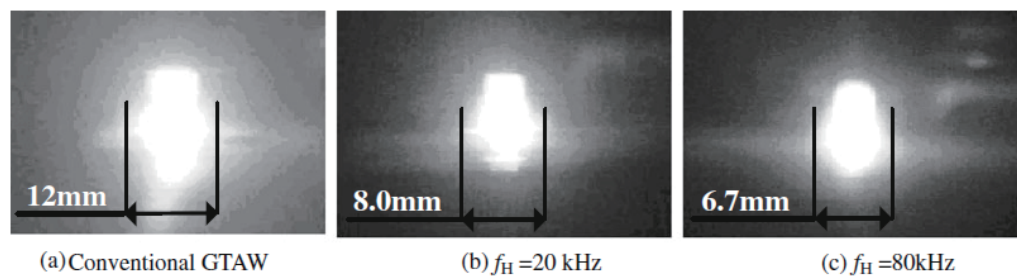


図 10 高周波数のパルスアークにおけるアーク姿態⁽³¹⁾

Fig.10 Arc profile by conventional UFP-GTAW (Ultrasonic frequency pulse gus tugsten arc welding) process⁽³¹⁾.

Weldtime Element	0.5s	5s	10s	15s
He I (587.6nm)				
Fe I (538.3nm)				

図 11 ヘリウム TIG 溶接におけるヘリウムアークと鉄蒸気のスpekトル観測⁽³⁸⁾

Fig.11 Spectral images of He I and Fe I in helium TIG welding with pure iron (99.99%) at 0.5, 5, 10 and 15 s after ignition of arc⁽³⁸⁾.

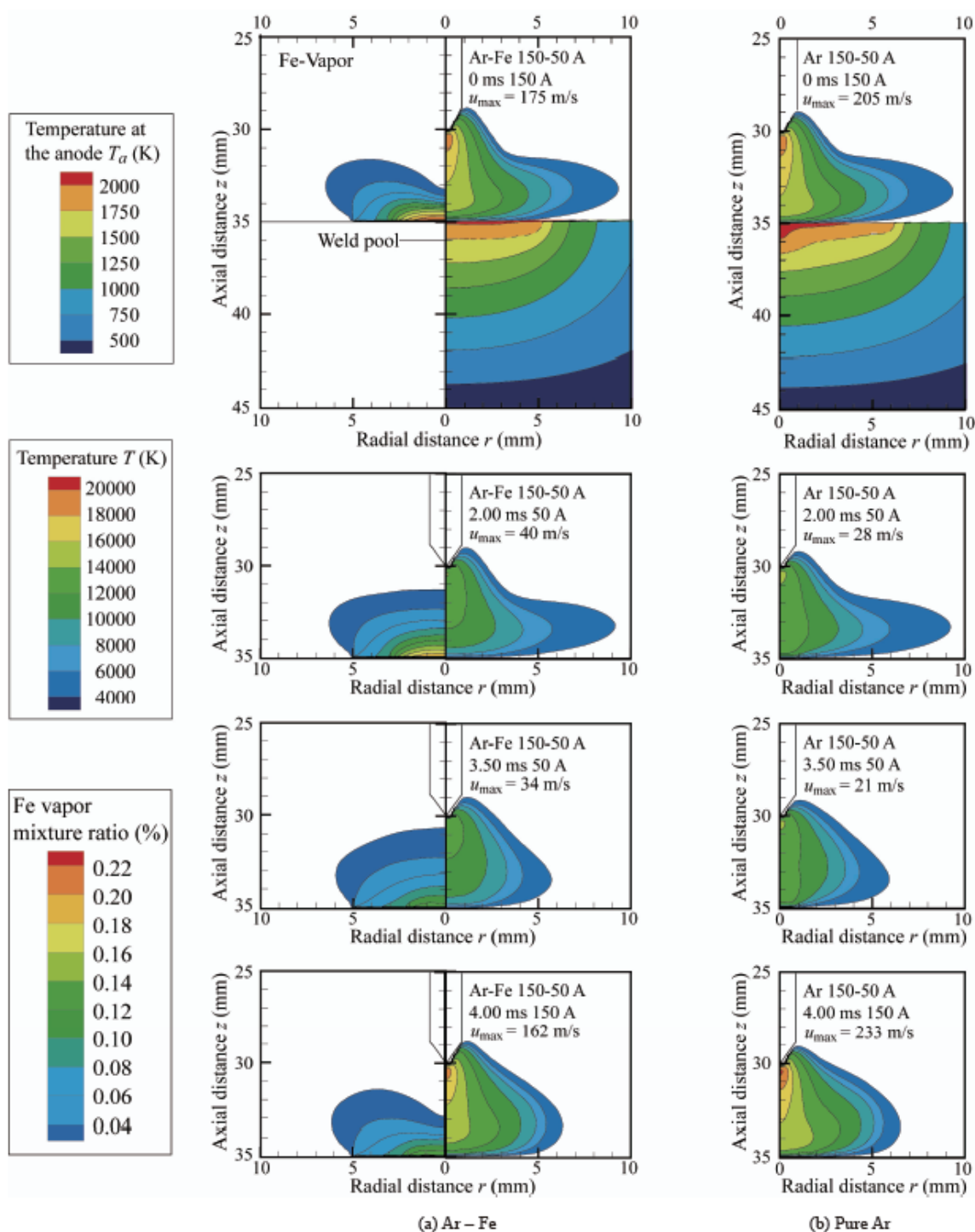
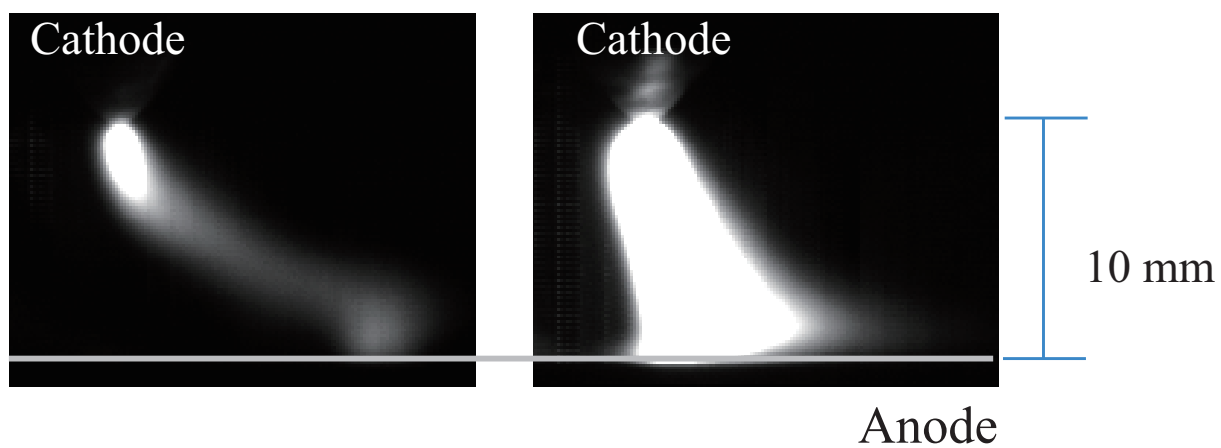
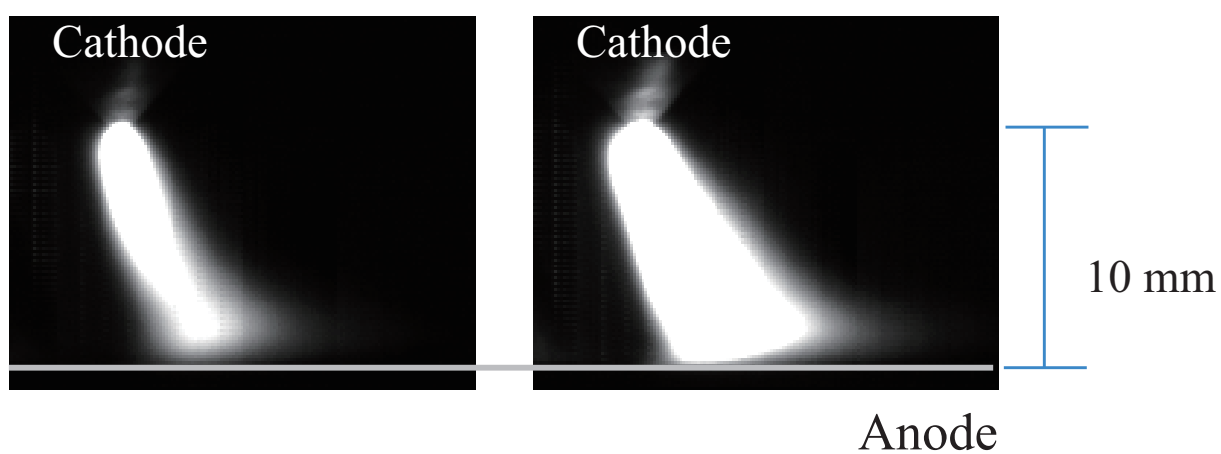


図 12 温度と鉄蒸気濃度の時間推移⁽⁴⁰⁾

Fig.12 Temperature and Fe vapor distribution at each time⁽⁴⁰⁾.



(a) 100 Hz



(b) 500 Hz

図 13 横風流量 30 L/min におけるパルス電流の周波数変化時のアーク状態
 Fig.13 Arc behavior with changing frequency of pulsed current at 30 L/min of lateral gas flow rate.

1.2.2 横磁界によるアーク姿態の制御

アークは、荷電粒子で構成されることから、外部磁場を用いて、アーク姿態の制御が行われてきた。移動溶接の高速化や鋼材の熱処理に向けて、外部磁場によってアークを制御する研究が行われている^(42, 43, 44)。図 14 に、外部磁場を用いた溶接の実験装置を示す⁽⁴³⁾。溶接トーチの移動方向に電磁力が働くように外部磁場を印加することで、後方に偏向したアークを前方に戻す制御を行い、溶接欠陥を防止している。図 15 に、カスプ型磁場によるアーク楕円形状化の原理を示す⁽⁴⁴⁾。カスプ型磁場を用いて、アークを楕円形状にすることで、深い溶け込み深さを得ることが可能であると報告されている。また、3次元の数値解析を用いて、アーク内の温度や流速、圧力の解析結果より、溶融池の形成要因を解析的に示している。しかし、永久磁石を用いているため、アーク溶接や鋼材の熱処理のように数秒から数分間、アーク放電を発生させると、アークからの放射や熱伝導による入熱によって、熱減磁を起こしやすい問題がある。更に、電流で制御できないため、必要に応じて磁石を変える必要がある。このため、電流による制御が容易なコイルを用いた磁界制御が必要である。

図 16 に、交流磁界印加によるアーク熱処理の概略図とアーク形状を示す⁽⁴⁵⁾。設置されたコイルによって陰極と陽極の間に発生するアークに直交する外部磁界を印加することで、アーク電流と外部磁界の間に発生するローレンツ力によってアークを変形させる。このコイルに、正弦波に近い励磁電流を与えることで外部から交流磁界を発生させ、左右にアークを振動させることができる。陽極表面の熱流束分布の測定より、交流磁界を印加したアークを用いて広幅な熱源を得ることが可能であると報告されている^(46, 47, 48)。

また、アーク偏向によって生じる問題の解決に向け、外部磁界を駆使してアークの偏向距離を定量的に把握する試みが行われている^(49, 50, 51, 52)。本研究室の先行研究では、実験において、横風吹付け時に、1対のヘルムホルツコイルにより横磁界を印加することでアークの偏向距離が低下したとの報告がある⁽⁵³⁾。しかし、過剰な横磁界の印加は、電磁力の増加によりアークの偏向を誘起してしまうため、適切な横磁界の印加が求められる。

以上より、横風とは逆方向の力が働くよう横磁界を加えることにより、アーク姿態を直立させることで、母材への入熱を改善できることが示された。しかし、単純な一方向の横磁界の印加であるため、現場溶接を想定した際の多方向からの横風を防ぐことができない課題がある。したがって、あらゆる方向から横風が吹付けられても、アーク偏向を抑制できる磁界の印加方法が必要となる。

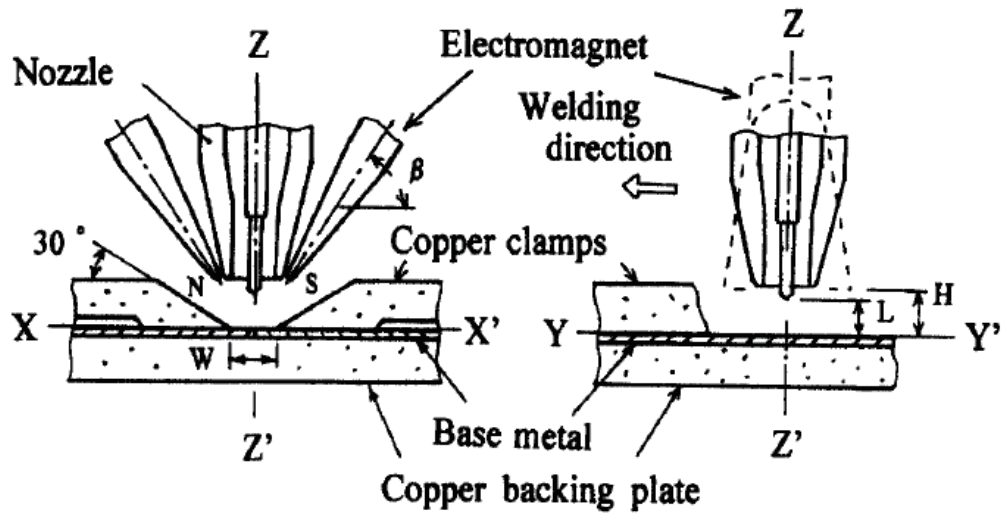


図 14 外部磁場を用いた溶接の実験装置⁽⁴³⁾

Fig.14 Apparatus for high speed butt welding with magnet device⁽⁴³⁾.

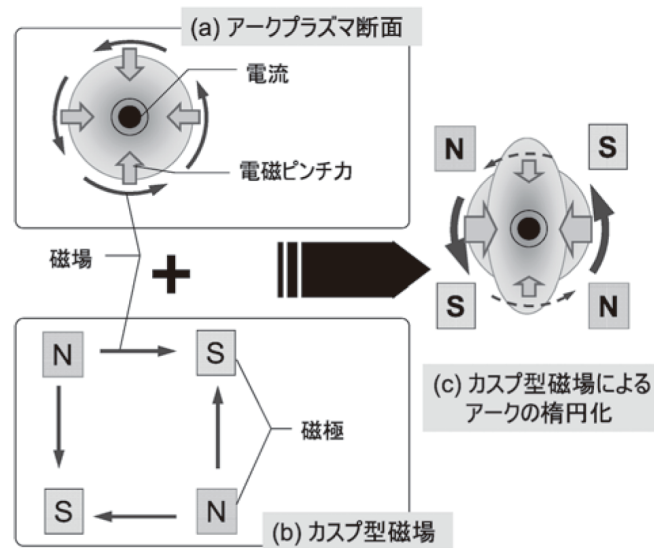


図 15 カスプ型磁場によるアーク楕円形状化の原理⁽⁴⁴⁾

Fig.15 Principle of arc elliptical shape affected by cusp type magnetic field⁽⁴⁴⁾.

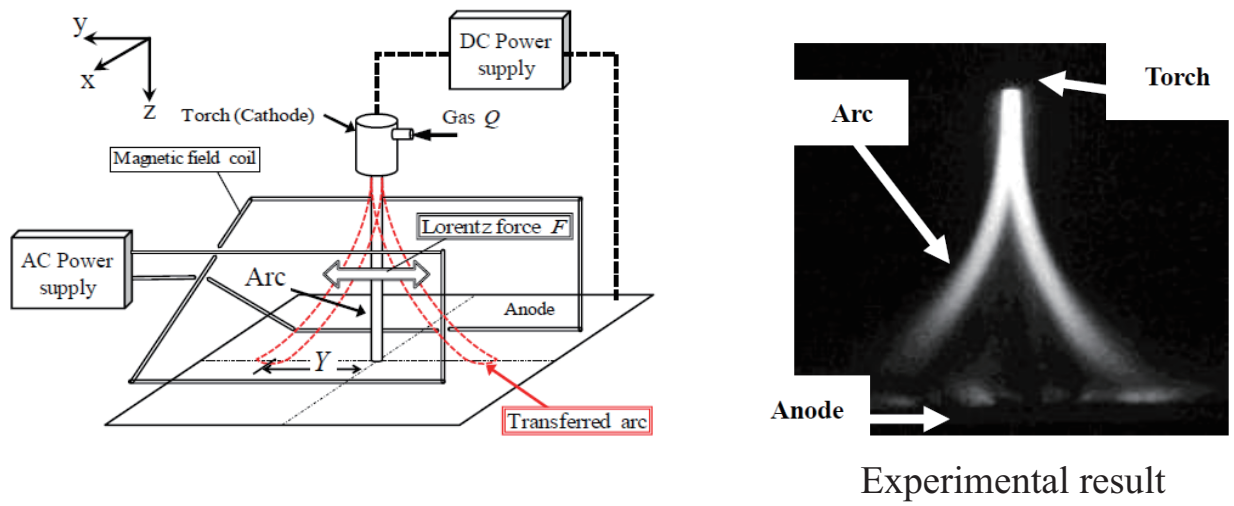


図 16 交流磁界印加によるアーク熱処理の概略図とアーク形状⁽⁴⁵⁾

Fig.16 Schematic illustration of a magnetically driven arc and arc shape using AC magnetic field with rectangular wave form⁽⁴⁵⁾.

1.2.3 回転横磁界と縦磁界によるアーク姿態の制御

どんな場合においてもアークを中心に留めるために、全方向から磁界を印加してしまうと、中心部に存在するアーク内では磁界が打ち消されてしまう課題がある。このため、本研究室では、磁界の方向を時間に伴い回転させる回転横磁界によってアーク姿態の偏向を抑制する研究を行ってきた。図 17 に、回転横磁界の印加方法を示す。回転横磁界は、2 対のヘルムホルツコイルに位相差が 90° 異なる正弦波の電流をそれぞれ流すことにより、印加する磁束密度の方向を回転させるものである。椎野氏と松本氏は、回転横磁界を用いてアークに働く電磁力の向きを回転させることでアークジェットを回転させ、硬直性を高めたアークを形成することに取り組んできた^(54, 55, 56)。図 18, 19 に、回転横磁界発生装置を用いた実験装置、直流電流 100 A 時における横風下の回転横磁界の周波数増加時のアーク姿態を示す。同期させた 2 つのファンクションジェネレータとインバータを用いて、それぞれのヘルムホルツコイルに正弦波と余弦波の界磁電流を流すことで、アーク内に回転横磁界を印加した。また、幅 30 mm、高さ 10 mm の横風吹付け装置に、アルゴンガスを流すことで、電極間に発生したアークに紙面の奥から手前方向に横風を吹付けている。ここで、HSVC (High Speed Video Camera) で撮影したアーク姿態は、各周波数で風下方向に最も偏向したときで比較を行っており、オレンジの点線は、横風のみの場合のアーク偏向距離を示している。150 Hz の場合には、横風のみの場合に比べて、アークの偏向距離が増加している。これに対して、1,200 Hz の場合には、アークの偏向距離が低下することが示されている。図 20, 21 に、回転横磁界が及ぼすアークの回転半径（横風無し）、回転横磁界が及ぼすアークの回転半径（横風有り）を示す⁽⁵⁷⁾。ここで、図中の各算出点を示す High, Mid, Low は、それぞれ陰極から 1.67 mm, 5.00 mm, 8.33 mm 離れた位置を示す。アークの回転半径は、回転横磁界の周波数の増加に伴って減少した。更に、1,200 Hz においては、横風を吹付けていない場合と同程度の回転半径となり、横風によるアーク姿態の偏向現象を抑制できることが示された。このため、回転したアークジェットの形成によってアーク姿態の偏向を抑制可能であることが明らかとなっている。次に、回転横磁界を印加し、溶接実験を行った結果を示す。図 22 に、直流電流 100 A における回転横磁界印加時の溶融池形状を示す。回転横磁界の印加によって、位置が変わっても溶融池幅がほぼ一定となり、均一な溶融池形状を形成可能なことが確認できる。このため、溶接欠陥を引き起こす不均一な溶融池を改善する効果が期待できる。

この他、それぞれのコイルの位相を自由に制御することで、アーク姿態を意図した方向に駆動できる利点もある。しかし、コイルの数が 4 つ以上必要であることや、溶接トーチを移動させる場合には、溶接トーチの移動距離を囲うようにコイルを配置する必要があるため、コイル

の大型化が必要になる。

これに対して、溶接トーチの周りにコイルを配置し、円周上に電流を流すことにより、アーク電流に平行な縦磁界を印加することができ、回転アークを発生することが可能である。これは、荷電粒子が縦磁束密度の周りを旋回するサイクロトロン運動が起因となって、マクロ的な回転流が引き起こされるためである。本研究室の先行研究では、針電極である陰極と陽極を囲むようにヘルムホルツコイルを配置することでアーク電流に縦磁界を印加し、スパイラルアークを発生させる研究が行われてきた⁽⁵⁸⁾。図 23 に、直流電流 100 A における 5 mT の縦磁束密度印加時のアーク姿態を示す。陽極近傍でアーク姿態が回転し、スパイラル状のアークが形成された。このように、縦磁界を印加することで、回転したアークジェットを形成可能であることが示され、アーク姿態の偏向抑制が可能であることが示唆された。

また、縦磁界の印加によって、入熱に寄与する陽極の電流密度分布が広がり、ピーク値の低下が実験的に報告されている⁽⁵⁹⁾。このため、中心部の入熱が低下してしまう課題がある。これは、縦磁界によりアークが回転することで、荷電粒子が外側に輸送されることによりアーク径が広がるためだと示唆されている。このように、アークを回転させて常に駆動させることにより、大電流においてもアークを膠着させないことで、局所的な入熱を防ぐことができるのではないかと考えられる。このことから、本研究室では、大電流と縦磁界の印加で均一な溶融池形状を得ることができ、高速な溶接を行った際に生じるアンダカットやハンピングビードのような溶接欠陥を防止できるとの仮説を立て、実験的な解明を行っている。

図 24 に、直流電流 100 A における縦磁束密度増加時のアーク姿態を示す。縦磁界の印加により、陽極近傍のアーク姿態が、左右にふらつきアークの回転が観測できる。図 25 に、縦磁束密度増加時のアークの回転の振幅を示す。縦磁束密度が増加することで、アークの回転の振幅が 3 倍ほど増加したことが報告されている。これは、縦磁界とアークの径方向の電流密度から生じる回転方向のローレンツ力が増加するためである。図 26 に、直流電流 200 A における縦磁界印加時の溶融池形状を示す。ここで、 v_t は、溶接トーチの移動速度を表す。縦磁界を印加することで、電流を増加させてもアンダカットやハンピングビードが発生せず、場所ごとに均一な溶融池形状を得られることが明らかとなった。これらの実験的な事実から、電流密度と縦磁束密度を調整することで、更なる移動溶接の高速化が見込まれることが明らかとなってきた。しかし、アーク姿態や溶接痕の観測画像からの推測で留まっており、アーク姿態を形成する要因となるアークジェットの解明が不十分である。

以上より、回転横磁界は、溶融池形状を改善でき、アーク姿態の偏向抑制が可能である長所があることが示された。しかし、現場溶接の実機に適用する場合には、数 m 程の溶接する長さに合わせて、2 対のヘルムホルツコイルを配置する必要があるため、コイル数も多くなり、装

置が大型化する課題がある。これに対して、縦磁界は、コイル数が少なく小型化できるため、実機への適用が容易であり、均一な溶融池形状を得られる長所がある。しかし、中心部の入熱が低下する課題がある。このため、横磁界と縦磁界を印加したアーク姿態の偏向抑制手法に関して、両方検証することが求められる。これには、3次元的に変化し、実験の測定だけの検討では難しいアーク姿態の偏向現象に関わる物理量の定量化が必要となる。

図 27 に、横風のみ吹付けた場合と外部磁界のみ印加した場合のアーク偏向の原理を示す。アーク内部の粒子の動きに着目するために、10,000 K を超える高温なアーク領域が黒い丸で表現するような境界を持っていると仮定する。粒子の動きに着目すると、磁界によるアーク偏向の場合、アーク内部の荷電粒子が電磁力を受けることで駆動し、エネルギーを持った粒子が移動するため偏向する。これに対して、横風によるアーク偏向の場合は、アーク内の粒子だけではなく、横風の粒子の流れが存在する。横風とアークの風上側の接触面にて、横風内の粒子からアーク内のイオンや中性粒子が風下方向の力を受ける。このアーク内部の粒子が受ける駆動力は、横風がアークに及ぼす抗力と知られており、これは横風流速の 2 乗に比例する。力を受けて駆動した粒子がアークの中心部に到達するまでに、風上側のイオンや中性粒子が衝突を繰り返すことで、アーク中心部のイオンや中性粒子も風下方向に駆動される。

これらは、要因が異なるが、アーク内の粒子が力を受けて駆動するという類似点があるため、これらの外乱が加わった場合、径方向側にアーク内の対流によって熱が輸送されることが考えられる。対流による熱輸送の解明に向けて、流速とエンタルピーの積であるエンタルピーフローを対流によってエネルギーが輸送される現象と定義し、定量化が行われてきた^(60, 61, 62, 63)。しかし、軸対称形なアークの検討で留まっており、非対称なアーク偏向現象の研究報告例は少ない。また、対流に関連する流速や質量密度といった物理量は、分布を持ち、場所ごとに異なるため、実験だけでは、定量的に解明することは難しい。このため、アーク偏向現象を解明するためには、アークの偏向に伴う風下方向への熱の輸送現象の解明が求められる。この解明を行うためには、非対称な現象を解析できる 3 次元の電磁熱流体シミュレーションが必要となる。

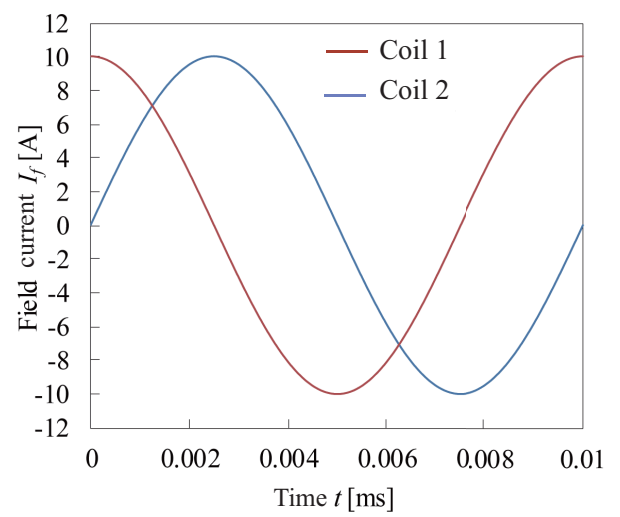
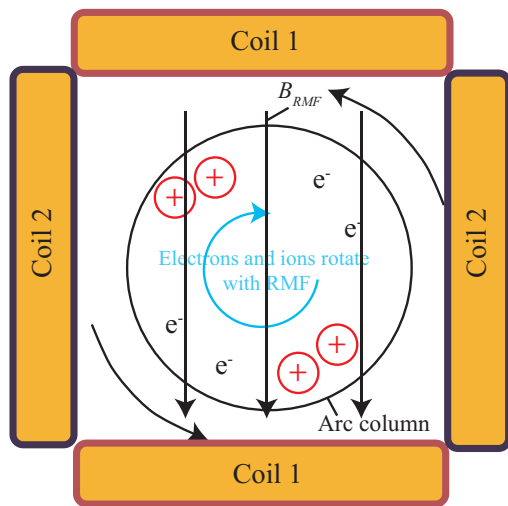


図 17 回転横磁界の印加方法

Fig.17 Application of rotating transverse magnetic field.

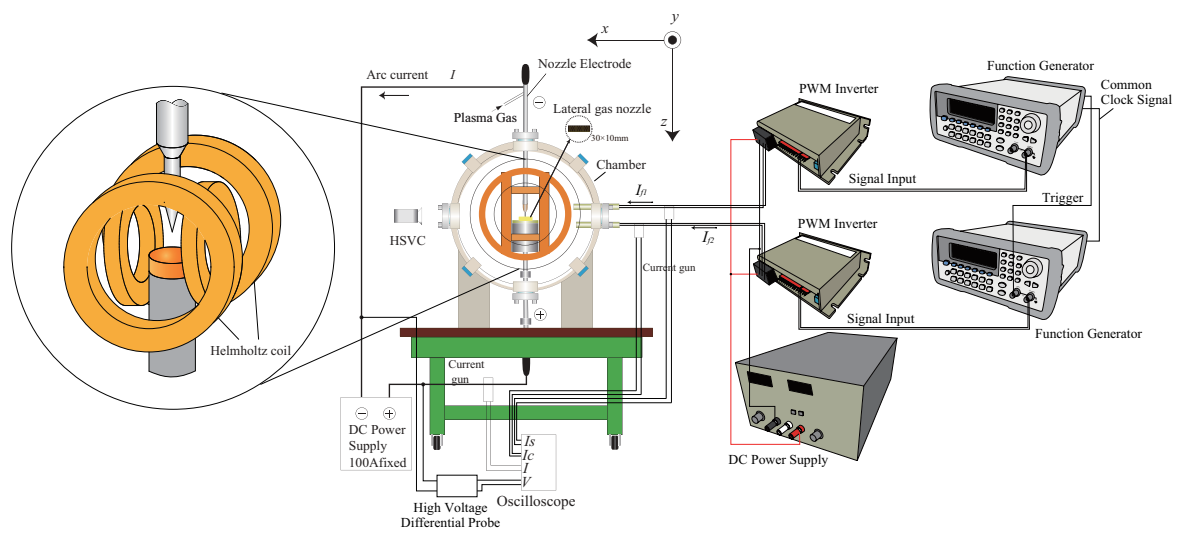
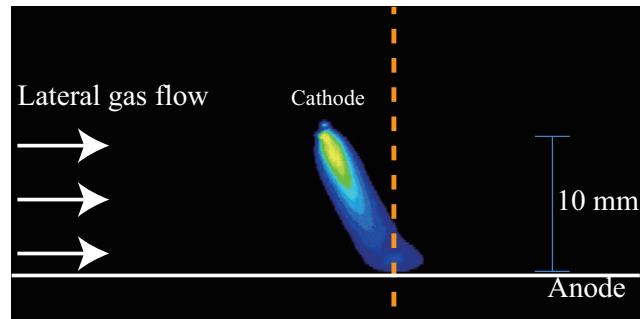
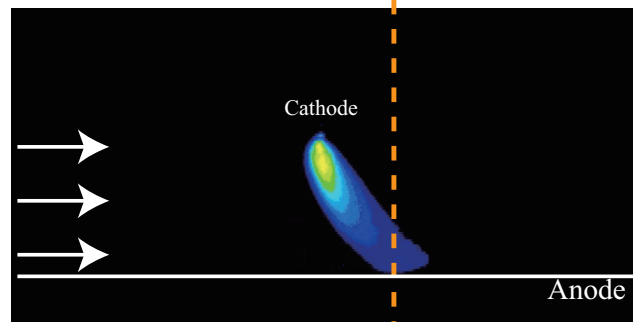


図 18 回転横磁界発生装置を用いた実験装置

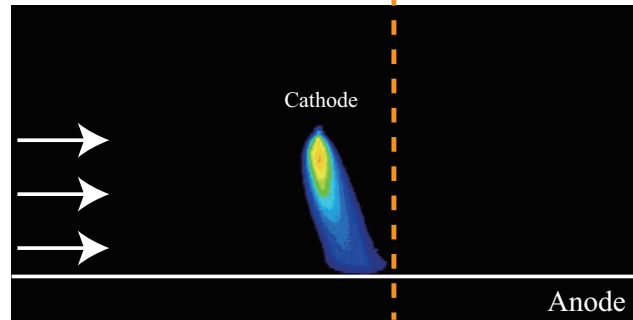
Fig.18 Experimental arrangement using equipment of generating rotating transverse magnetic field.



(a) Only lateral gas flow



(b) 150 Hz of frequency of rotating transverse magnetic field with lateral gas flow



(c) 1200 Hz of frequency of rotating transverse magnetic field with lateral gas flow

図 19 直流電流 100 A 時における横風下の回転横磁界の周波数増加時のアーク姿態
Fig.19 Arc behavior with increase in frequency of rotating transverse magnetic field with lateral gas at $I = 100$ A.

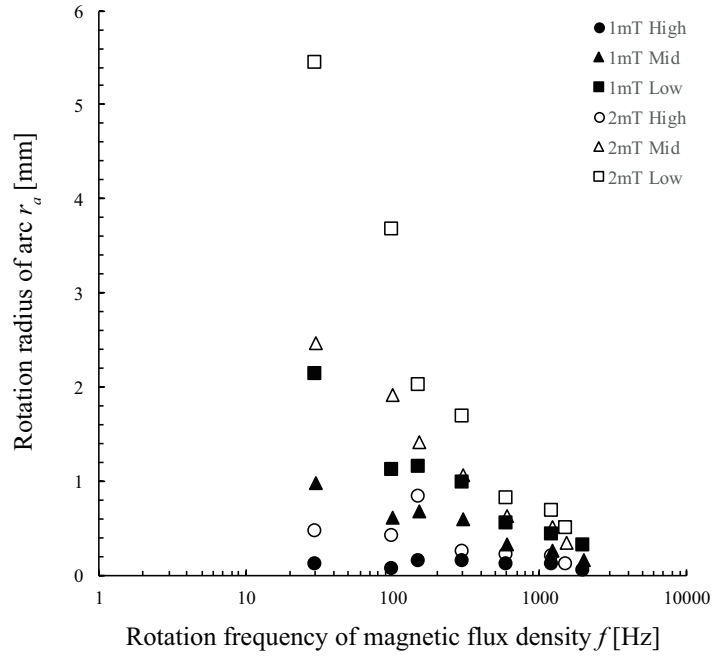


図 20 回転横磁界が及ぼすアークの回転半径（横風無し）⁽⁵⁷⁾

Fig.20 Rotation radius of arc affected by frequency of rotating transverse magnetic field without lateral gas⁽⁵⁷⁾.

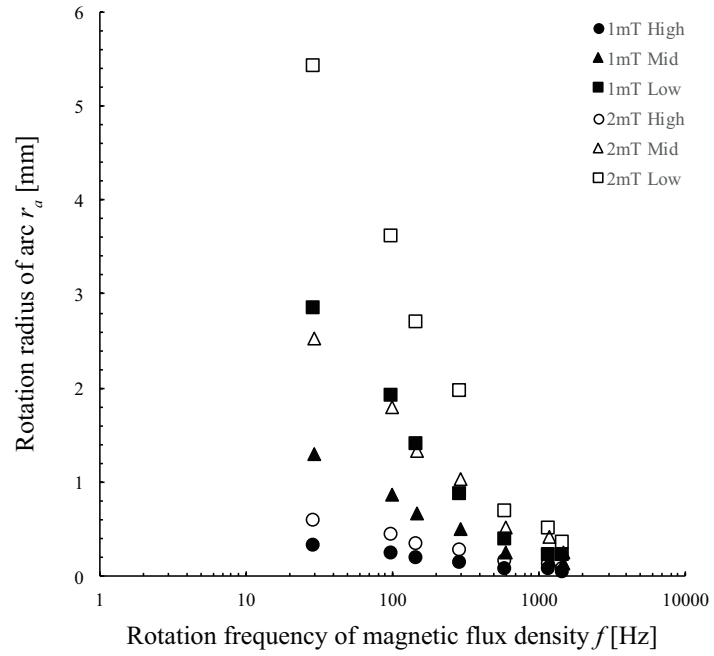


図 21 回転横磁界が及ぼすアークの回転半径（横風有り）⁽⁵⁷⁾

Fig.21 Rotation radius of arc affected by frequency of rotating transverse magnetic field with lateral gas⁽⁵⁷⁾.

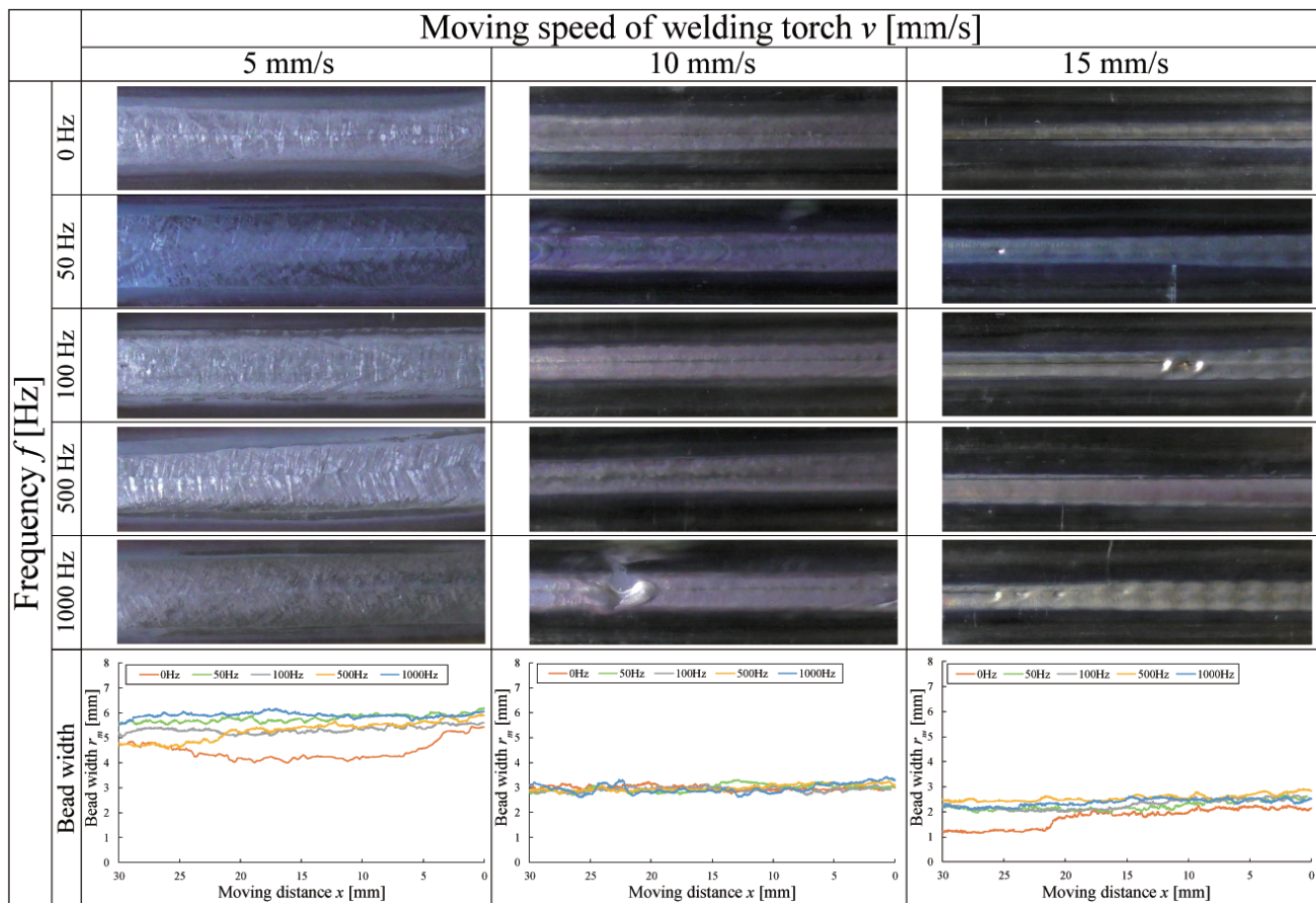


図 22 直流電流 100 A 時における回転横磁界印加時の溶融池形状
 Fig.22 Weld pool with rotating transverse magnetic field at $I = 100$ A.

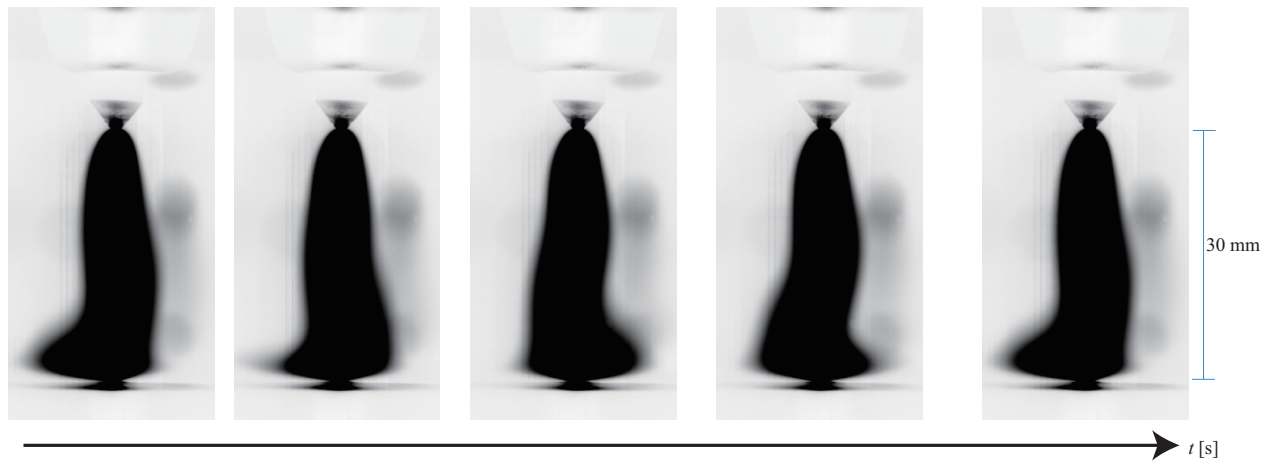


図 23 直流電流 100 A における 5 mT の縦磁束密度印加時のアーク姿態
 Fig.23 Arc behavior using 5 mT of axial magnetic flux density at $I = 100$ A.

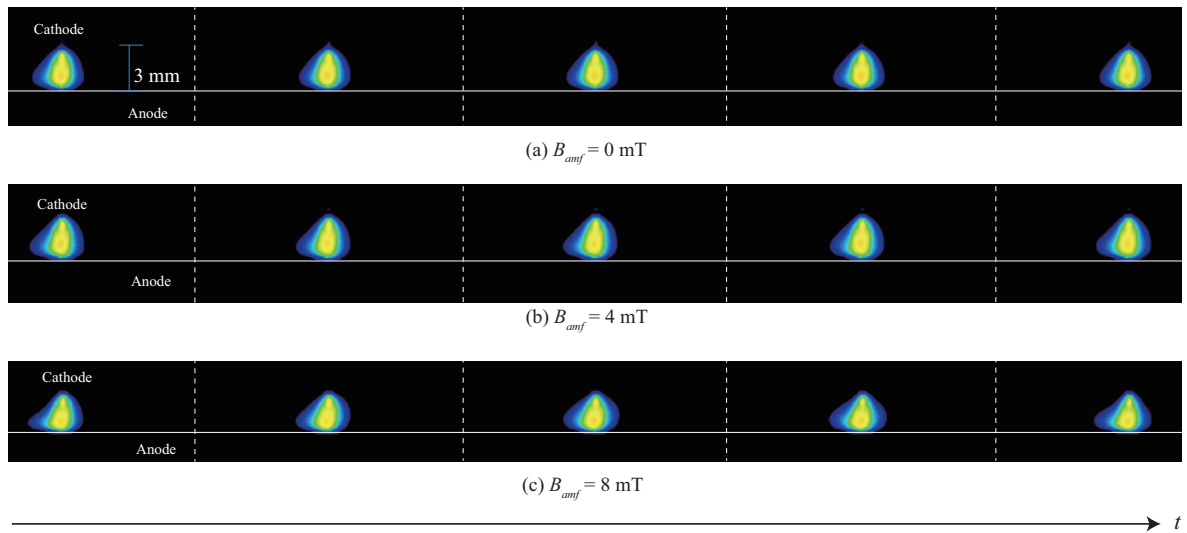


図 24 直流電流 100 A における縦磁束密度増加時のアーク姿態
 Fig.24 Arc behavior with increase in axial magnetic flux density at $I = 100$ A.

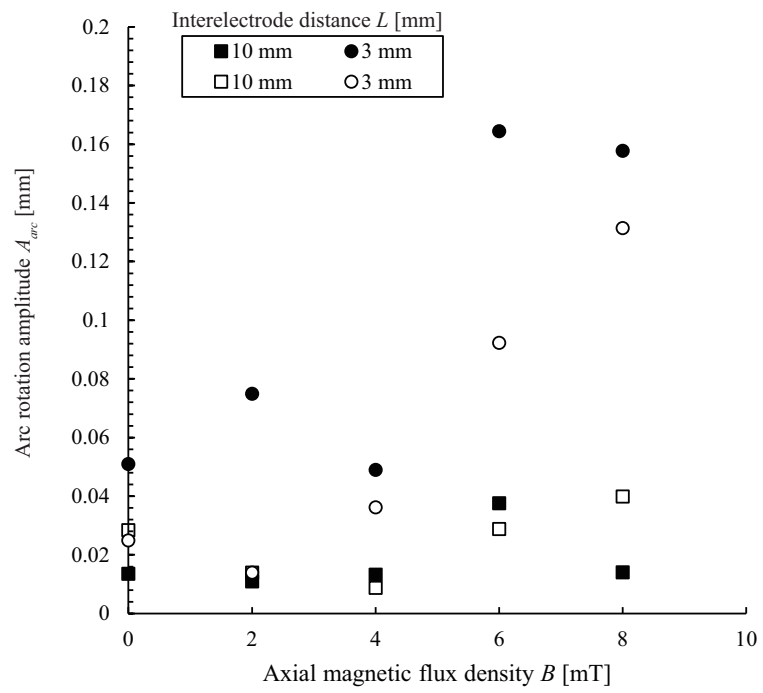


図 25 縦磁束密度増加時のアークの回転の振幅

Fig.25 Arc rotation amplitude with increase in axial magnetic flux density.

(a) $v_t = 10 \text{ mm/s}$, $B_{amf} = 0 \text{ mT}$

(b) $v_t = 10 \text{ mm/s}$, $B_{amf} = 8 \text{ mT}$

(c) $v_t = 15 \text{ mm/s}$, $B_{amf} = 0 \text{ mT}$

(d) $v_t = 15 \text{ mm/s}$, $B_{amf} = 8 \text{ mT}$

(e) $v_t = 20 \text{ mm/s}$, $B_{amf} = 0 \text{ mT}$

(f) $v_t = 20 \text{ mm/s}$, $B_{amf} = 8 \text{ mT}$

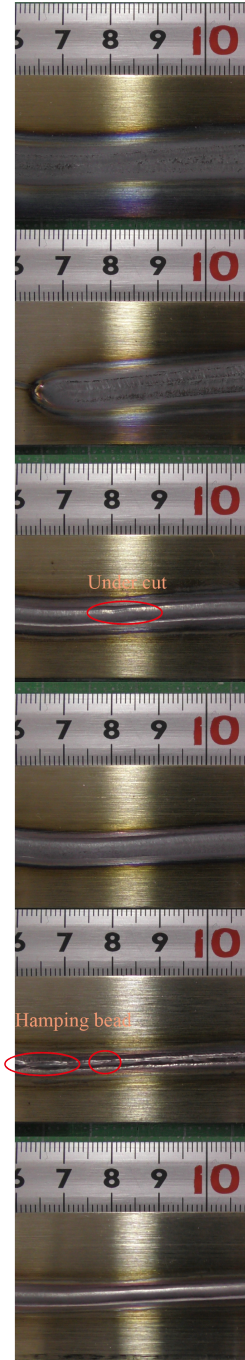
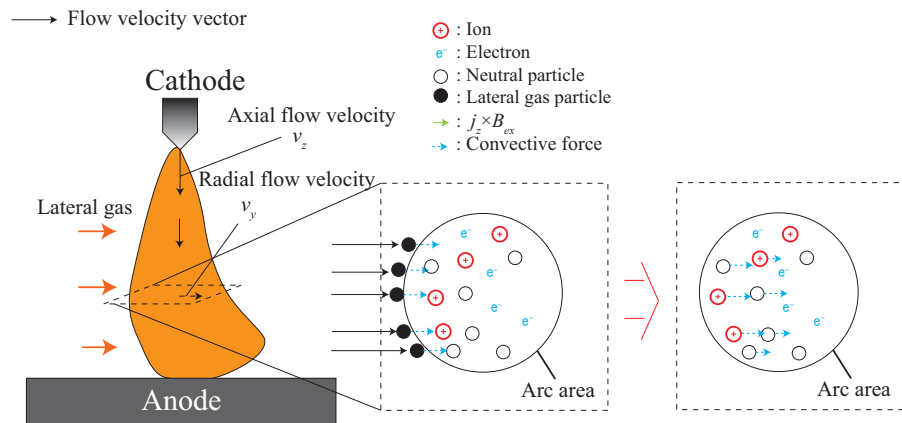
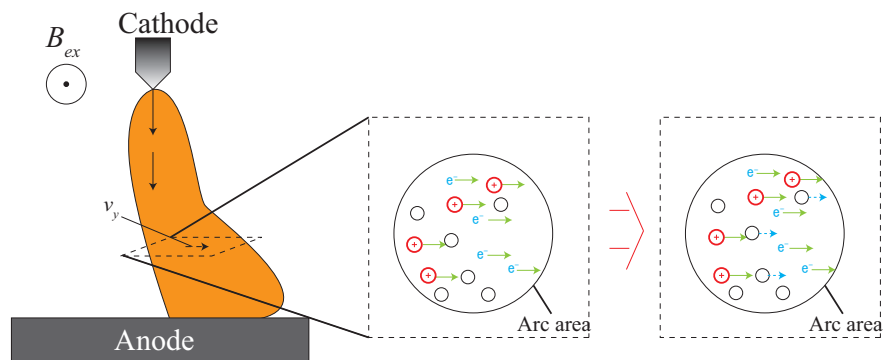


図 26 直流電流 200 A における縦磁界印加時の溶接痕形状
Fig.26 Weld bead with axial magnetic field at $I = 200 \text{ A}$.



(a) Arc deflection with lateral gas



(b) Arc deflection with external magnetic flux density

図 27 横風のみ吹き付けた場合と外部磁界のみ印加した場合のアーカ偏向の原理

Fig.27 Principle of arc deflection with lateral gas or external magnetic field.

1.3 数値解析を用いた非対称アークの研究動向と課題

非対称なアーク現象の解明のために、3次元電磁熱流体シミュレーションによる解析は行われてきた^(64, 65, 66, 67)。G. Xu 氏は、外部磁界が印加されている状況下でのガスシールドアーク溶接を模擬した解析を行った。図 28 に、外部磁束密度 0.7 mT を印加した時のアーク温度と流速分布を示す⁽⁶⁷⁾。ここで、外部磁束密度は、紙面奥から手前方向に印加されている。外部磁束密度とアークの電流密度によって生じる電磁力が働く方向に、アークの最大温度と流速がシフトしていることが示されている。また、外部磁束密度が増加するに伴い、電磁力が働く方向に陽極近傍の温度のピークがシフトすると共に、値が減少することが報告されている。

また、Gonzalez 氏は、外部磁界や横風などの外乱をアークに与えた場合の数値解析を行ってきた^(68, 69)。図 29 に、外部磁界印加と横風吹き付け時のアーク偏向距離を示す⁽⁶⁸⁾。黒いプロットは、外部磁界によって生じるアーク偏向距離、白いプロットは、横風によって生じるアーク偏向距離を示す。外部磁界によって生じるアーク偏向距離を定量化し、実験との比較から数値解析の妥当性の検証が行われた。しかし、これらの解析は、3次元の数値解析の妥当性の確認が主となっており、アーク偏向に及ぼす具体的な要因が未解明であることが問題となる。横風や外部電磁力によって変化したアーク内部の流速の定量化が行われていないため、横風の吹付けと外部磁界の印加を模擬したアーク内部の流速とアーク内の熱輸送を解明する必要がある。また、熔融池形状を改善するために、縦磁界を印加したアークの数値解析が報告されている^(70, 71, 72)。図 30, 31 に、縦磁束密度 20 mT を印加した時のアーク温度分布、縦磁束密度 20 mT を印加した時のアーク温度と流線分布を示す⁽⁷²⁾。Lei 氏は、縦磁界の電磁力がアークに働くことによりアークの流速が回転することで、陽極側の温度分布の拡大を明らかにした。更に、陰極近傍ではアーク温度が収縮し、電流密度が増加することを報告した。

以上より、外部磁界を印加した複数の研究例はあるが、横磁界印加による陽極近傍のアーク温度のシフトや、縦磁界による温度分布の広がりへの検討にとどまっている。このように、横風下で、外部磁界を印加した際のアークジェットの大小に関して議論がされていないことが現状である。

このため、横風下における横磁界と縦磁界のそれぞれをアーク姿態に印加したときの検証を行う。ここで、外部磁界によりアーク偏向を抑制した際のアーク偏向距離の目標値は、0.6 mm の半分以下の値にすることとした。これは、横風下におけるアーク偏向距離が 0.6 mm の場合で、入熱量が 14 % 低下し、風下方向へ熱の損失が生じてしまうことが報告されているためである⁽⁷³⁾。更に、この半分の 0.3 mm 以下にアーク偏向を抑えれば、この範囲内の熱流束は、ピーク値とほぼ変わらないことが示されていることから⁽⁷⁴⁾、熱流束分布の風上と風下で偏りが生

じず，溶接端部の溶接欠陥が生じないためである。

このような横風下のアーク偏向現象の解析のために，今までに3次元電磁熱流体シミュレーションの開発を行ってきた^(75, 76)。横風下のアーク偏向現象で生じる溶接欠陥を防止するため，外部磁界によるアーク偏向抑制のメカニズムに関して，仮説を立て，モデルを考案し，3次元電磁熱流体シミュレーションを用いて検証を行う。

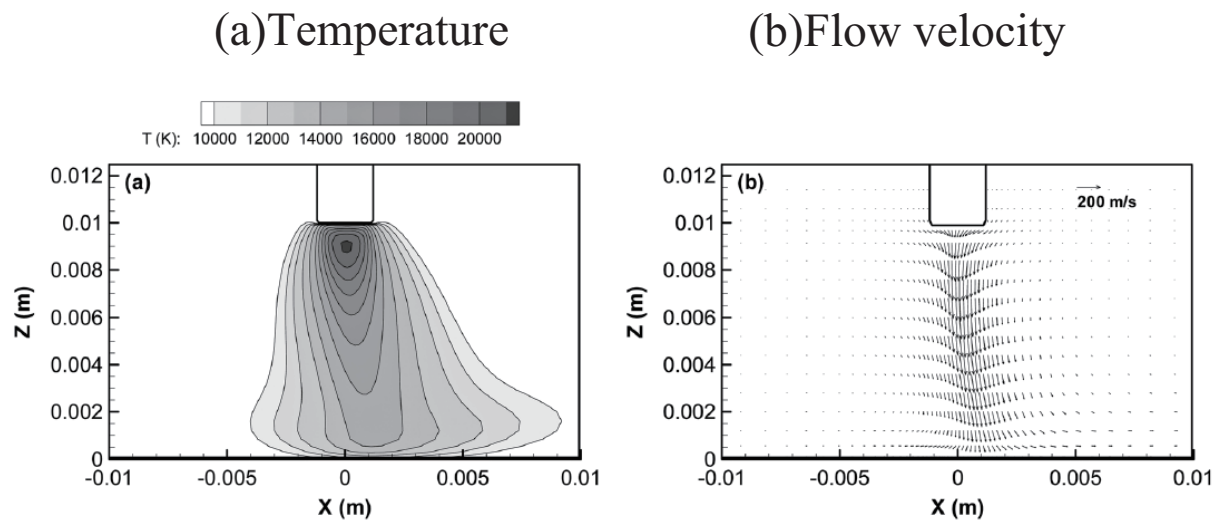


図 28 外部磁束密度 0.7 mT を印加した時のアーク温度と流速分布⁽⁶⁷⁾

Fig.28 Arc temperature and flow velocity distribution at 0.7 mT of external magnetic flux density⁽⁶⁷⁾.

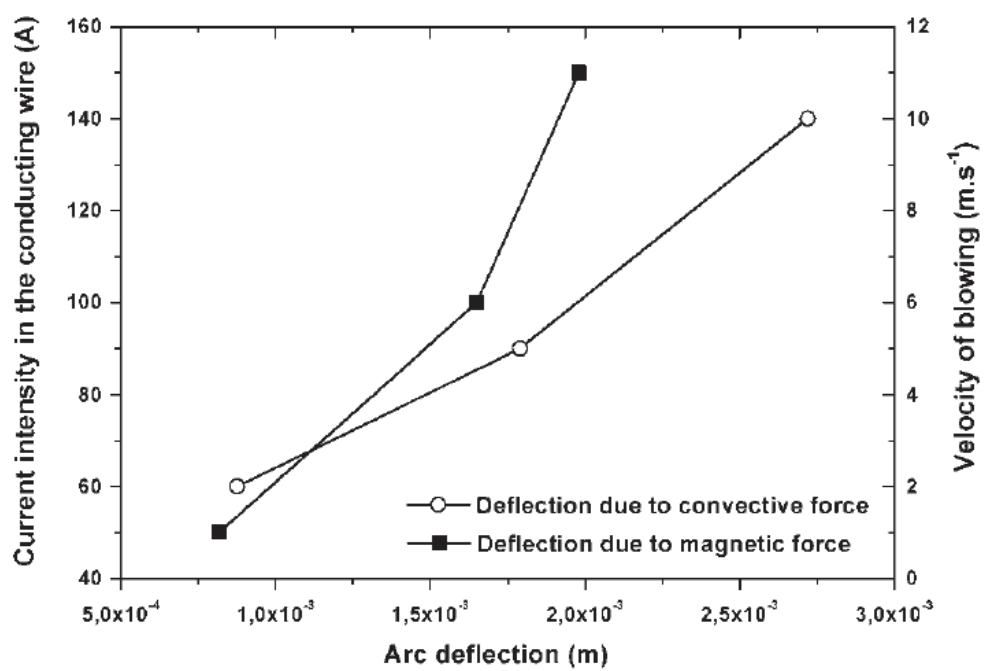


図 29 外部磁界印加と横風吹き付け時のアーク偏向距離⁽⁶⁸⁾

Fig.29 Arc deflection length with external magnetic field and lateral gas⁽⁶⁸⁾.

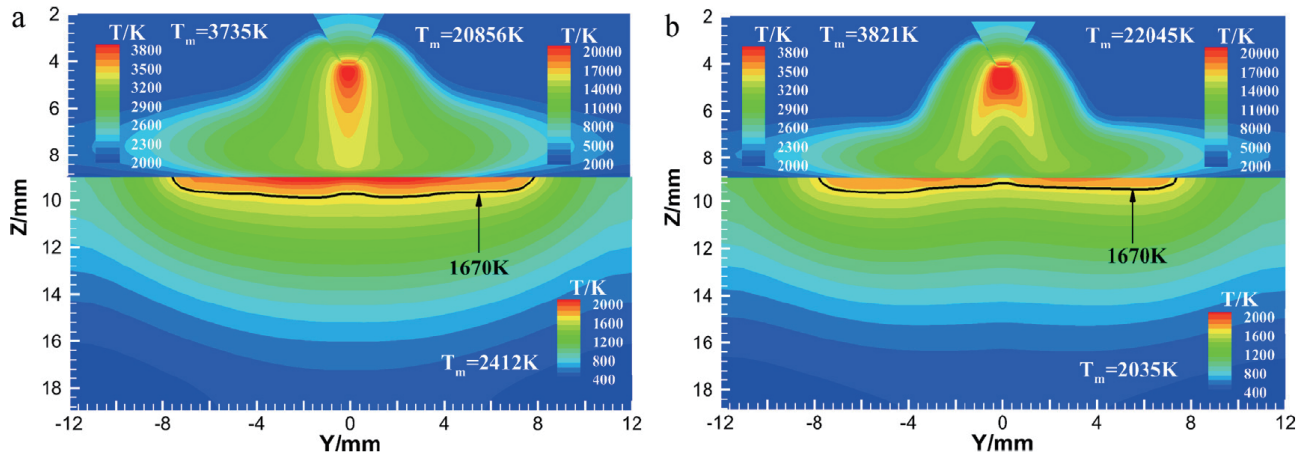


図 30 縦磁束密度 20 mT を印加した時のアーク温度分布⁽⁷²⁾

Fig.30 Temperature field in the arc and eletrodes of GTAW and with EAMF(Extra axial magnetic field):(a) GTAW, (b) EAMF⁽⁷²⁾.

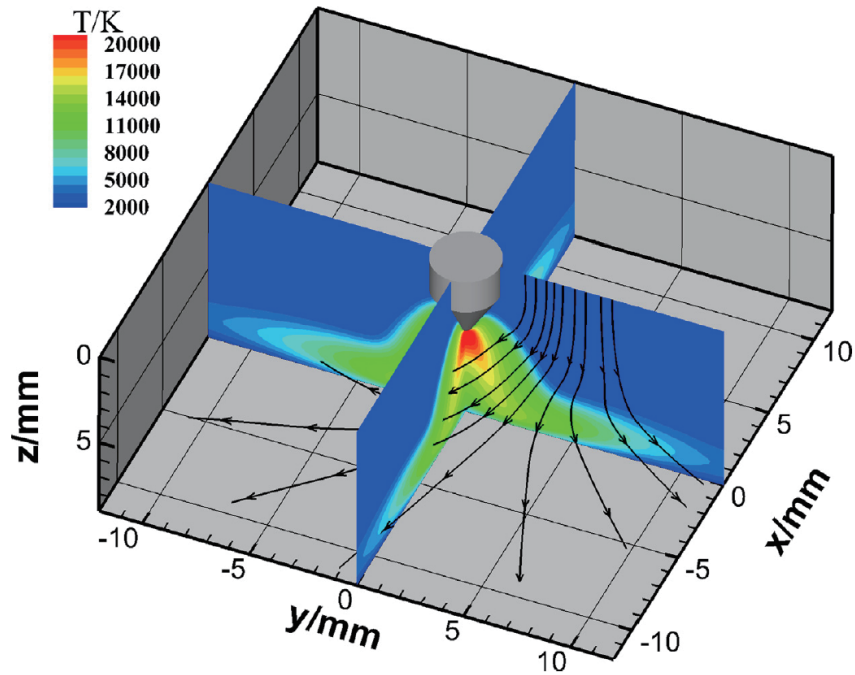


図 31 縦磁束密度 20 mT を印加した時のアーク温度と流線分布⁽⁷²⁾

Fig.31 Arc plasma stream lines with EAMF ($B = 0.02$ T)⁽⁷²⁾.

1.4 横風下の外部磁界によるアーク偏向抑制のモデル

1.4.1 横磁界によるアーク偏向抑制のモデル

横磁界を用いた際のアーク偏向抑制の仮説とモデルを述べる。ここで、現象の単純化を行うため、横風とは逆方向に電磁力をアークに印加した条件である一方向の横磁界を印加したときの物理現象のモデル化を行った。本研究で明らかにするモデルは、横風とは逆方向の電磁力を印加することにより、アークの中心部に粒子が集中し、直下方向にアークジェットが生じることでアーク姿態の偏向が抑制されるとの仮説に基づいたものである。図 32 に、横風吹付け時の横磁界によるアーク軸中心部の流速増加モデルを示す。

横風を吹き付けた状態を基準とし、横磁束密度をパラメータとして与えてモデル化を行う。Model (A) は、横風の対流の力で偏向したアークに対し、横風に対して逆方向に横磁束密度から生じる電磁力が働くことで、アークの風下方向の流速が低下する。これにより、外周部へのアーク偏向が抑えられ、陰極近傍で生じたアークジェットが径方向に広がらず、陰極直下方向に流れる。このため、アーク偏向時に比べて、アーク軸中心部におけるアークの軸方向流速が増加する。アークジェットが直下方向に維持されるため、アーク内の径方向の対流熱輸送は、軸方向に比べて小さくなる。したがって、アークが陰極の直下方向に維持されるため、アーク偏向距離は低下する。

これに対して、Model (B) は、横風に対して逆方向の電磁力が過剰に働くことで、電磁力が働く方向であるアークの風上方向の流速が増加する。これにより、陰極近傍で生じたアークジェットが径方向に吹き流される。このため、径方向にアークジェットが流されるため、アーク中心部の温度が径方向側に広がることによりアーク偏向距離は増加する。以上のモデルを解明するために、横風下のアークに印加する横磁束密度をパラメータにして、解析を行う。

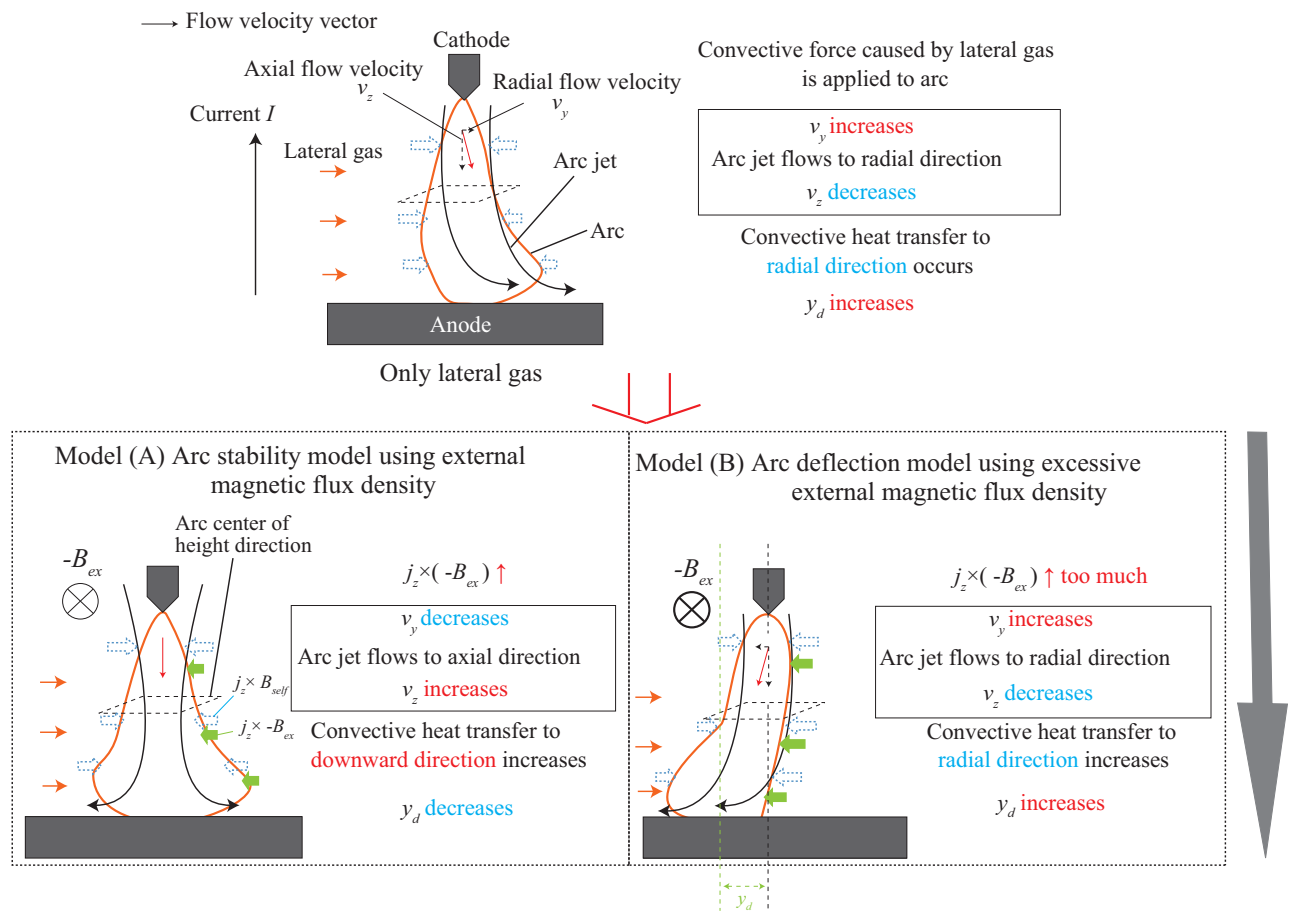


図 32 横風吹付け時の横磁界によるアーク軸中心部の流速増加モデル
 Fig.32 Flow velocity at arc axial center using transverse magnetic field with lateral gas flow.

1.4.2 縦磁界によるアーク偏向抑制のモデル

次に、縦磁界を用いた際のアーク偏向抑制の仮説とモデルを述べる。陰極近傍で回転方向のローレンツ力が増加するに伴ってアークジェットの流れが増大することにより、横風をアーク外周部に誘導させることで偏向抑制ができるのではないかと仮説を立てた。この仮説を明らかにするモデルとして、図 33, 34 に、横風下の縦磁界によるアーク偏向抑制の 3 次元分布と 2 次元分布のモデルを示す。2 次元分布のモデルは、3 次元分布のモデルを正面から見た時の YZ 平面の分布を示す。

Model (A) は、陽極から陰極に向かって電流が流れており、熱電子放出が起きる箇所である陰極点から電子が主に放出されるため、電界が大きくなり陰極先端部で電流が集中する。この時、熱電子放出を引き起こす要因であるイオンも陰極先端部に向かう方向に動くため、このイオンの速度と縦磁束密度により、回転方向の力が働く。これにより、イオンが回転方向に動くことに伴い、中性粒子と衝突することで、せん断応力が発生し、回転駆動に追従するような力が中性粒子に働く。この結果、中性粒子もイオンと同じ方向に回転しながら陽極方向に向かうジェットが形成される。このため、マクロ的な回転流が形成されることで、アークジェットは陽極に向かいつつ、回転しながら広がる。陰極直下では、電磁力によりピンチされることで高まった圧力が直下方向に開放されるため、圧力勾配が大きくなる。この圧力勾配で加速されながら回転するため、陽極に向かうにつれて回転の広がりが大きくなる。この外側方向に向かうアークの流速によって、風上では反対方向の流速は打ち消され、横風の流れはアークの外周部に流れようとする。この結果、2 次元分布に示すように、外側方向にアークジェットが広がることで、アーク偏向が抑制されることにより、陽極直上のアークが偏ることがなく、対称的な熱流束分布が生じると考えられる。

これに対して、Model (B) は、横風とアークの風上側の接触面にて、横風内の粒子からアーク内のイオンや中性粒子が風下方向の力を受ける。この横風の対流の力を受けて、風上側のイオンや中性粒子が風下方向に移動するに伴って、アーク中心部のイオンや中性粒子も風下方向に駆動される。これにより、陰極近傍から生じたアークジェットが、風下方向側に傾き、流れやすくなる。この結果、2 次元分布に示すように、陰極近傍で生じたアークジェットが径方向に流れることによって、陽極表面では、アークが偏向し、偏った熱流束分布が生じると考えられる。

以上のモデルを解明するために、横風流速と縦磁束密度をパラメータにして、解析を行う。

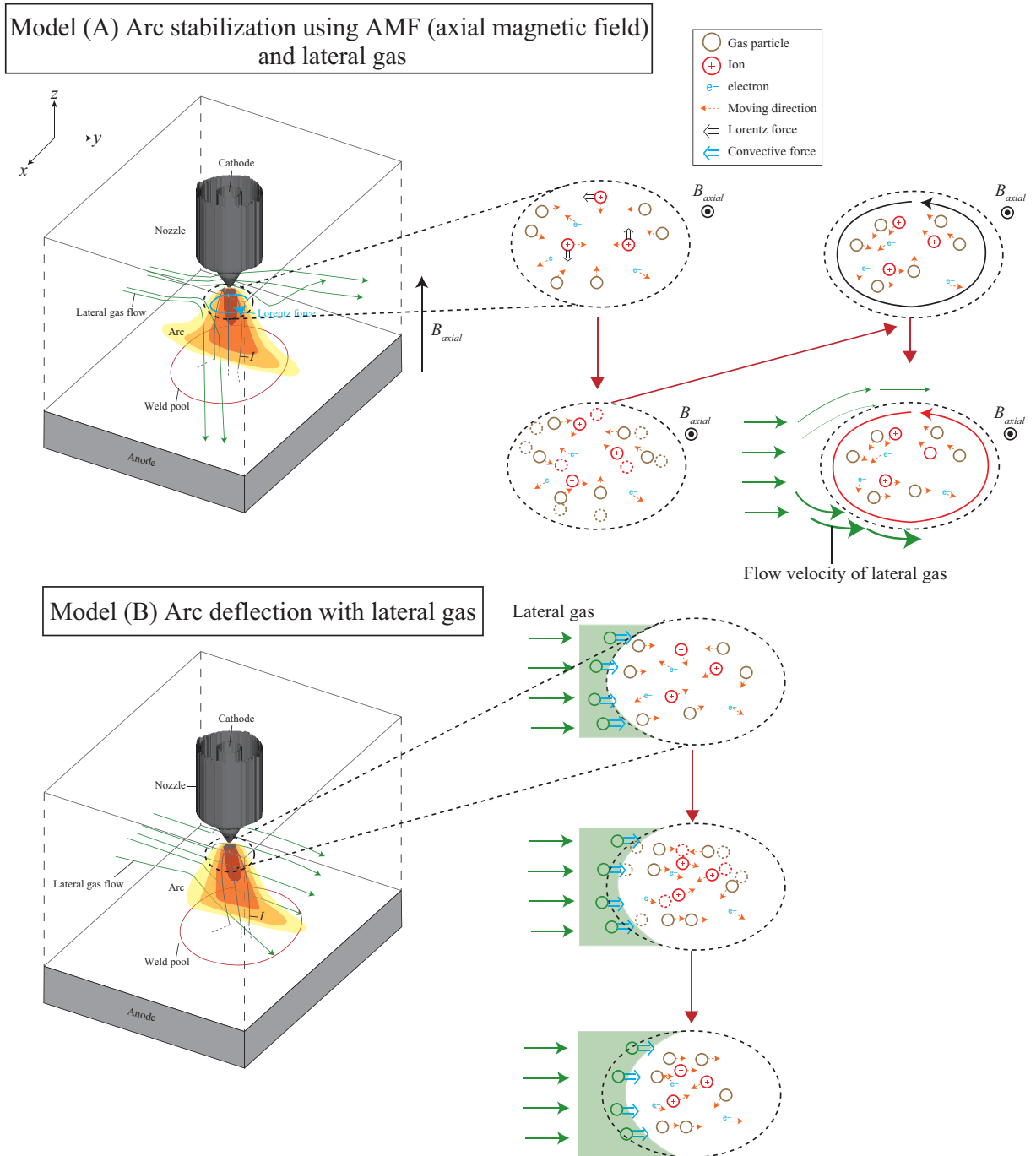


図 33 横風下の縦磁界によるアーク偏向抑制の 3 次元分布のモデル

Fig.33 Three-dimensional model of prevention of arc deflection affected by AMF (axial magnetic field) with lateral gas.

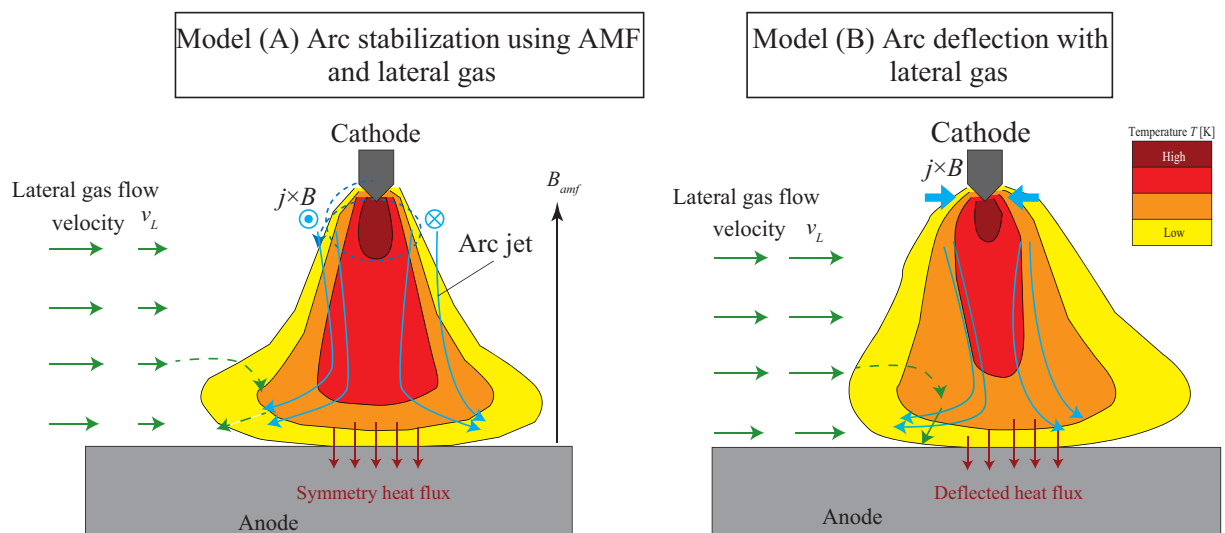
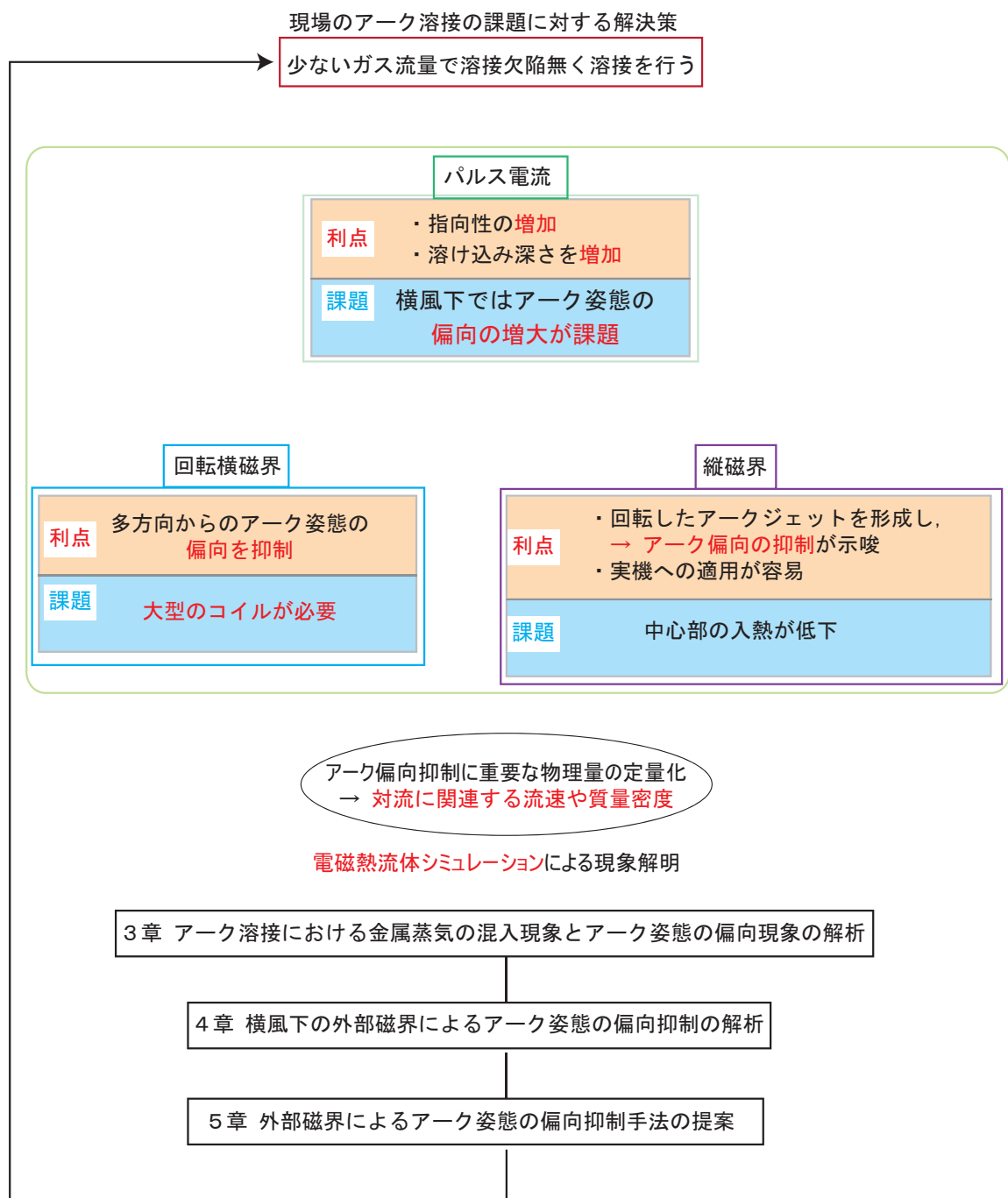


図 34 横風下の縦磁界によるアーク偏向抑制の2次元分布のモデル

Fig.34 Two-dimensional model of prevention of arc deflection affected by axial magnetic field with lateral gas.

1.5 研究目的

図 35 に、本論文の各章の内容を示す。1.1 節で述べたように、現場溶接では、少ないガス流量でも溶接欠陥無く溶接できることが求められる。本研究では、アーク偏向現象で生じる溶接欠陥を防止するため、実機に適用できる外部磁界によるアーク姿態の偏向抑制手法を提案することを目指す。これを達成するため、前節で述べたアーク偏向抑制のモデルをシミュレーションで実証すると共に、横磁界と縦磁界のそれぞれの手法の優位性の比較を行い、実機に適用可能である有用な手法を明らかにすることを目的とした。ここで、横風下で想定されることとして、アークの偏向に伴う風下方向への熱の輸送現象や、母材から発生した金属蒸気の風下側への輸送現象がある。アーク姿態が陰極から離れるにつれて、風下方向に傾くことが実験的に観測されているため、アークの流速分布も同様に傾くことが示唆されている。このアークジェットの傾きの度合いを決定するアークの軸方向流速と対流による熱輸送との相関を定量的に明らかにする必要がある。また、金属蒸気の輸送は、アークの外周部の低温領域で導電率が増加し、外周部で電流が流れやすくなり、電流密度分布が拡大することを引き起こす。この電流密度の分布は陽極の入熱を左右するため、外周部の金属蒸気量と中心部の電流密度との相関を定量的に明らかにすることが求められる。横風下のアーク偏向現象の抑制のために、これら 2 つの物理現象に関しても、シミュレーションを用いて解析を行った。



アーカ偏向抑制に重要な物理量の定量化
 → 対流に関連する流速や質量密度

電磁熱流体シミュレーションによる現象解明

3章 アーク溶接における金属蒸気の混入現象とアーク姿態の偏向現象の解析

4章 横風下の外部磁界によるアーク姿態の偏向抑制の解析

5章 外部磁界によるアーク姿態の偏向抑制手法の提案

図 35 本論文の各章の内容
 Fig.35 Contents of each chapter in this study.

1.6 本論文の構成

図 36 に、本論文のフローチャートを示す。以下に、本論文の構成の詳細を示す。

第 1 章では、従来の研究の手法と課題についてまとめ、本研究の目的、並びに、構成について述べた。

第 2 章では、本研究の仮説を明らかにする TIG アーク溶接のシミュレーションの構築を行う。シミュレーションの構築における仮定と、シミュレーション内で用いる支配方程式や物性値、境界条件などについて説明した。

第 3 章では、アーク溶接における金属蒸気の混入現象とアーク姿態の偏向現象について解析する。具体的には、パルス電流のピークとベース電流時間を調整することにより外周部の金属蒸気量を変化させることで、陽極近傍の金属蒸気量と溶融池内の電流密度との相関を浮き彫りにする。また、横風によりアークジェットが吹き流されることに伴う対流熱輸送に関して、横風流速をパラメータとして設定することで解析を行う。

第 4 章では、横風下の外部磁界によるアーク姿態の偏向抑制について解析する。具体的には、1.4 節で述べたモデルを解明するため、横磁界の磁束密度、並びに、縦磁界の磁束密度をパラメータとして設定することで解析を行う。

第 5 章では、外部磁界によるアーク姿態の偏向抑制手法の提案を行う。具体的には、横磁界と縦磁界を印加した各手法の優位性に関して検証を行う。更に、所定の磁束密度を印加するために必要なコイルの数や構造に関して、シミュレーションを用いて検証し、アーク姿態の偏向現象を抑制可能な実機に適用できる磁界印加装置を明らかにする。

結論では、本研究によって得られた結果について総括する。

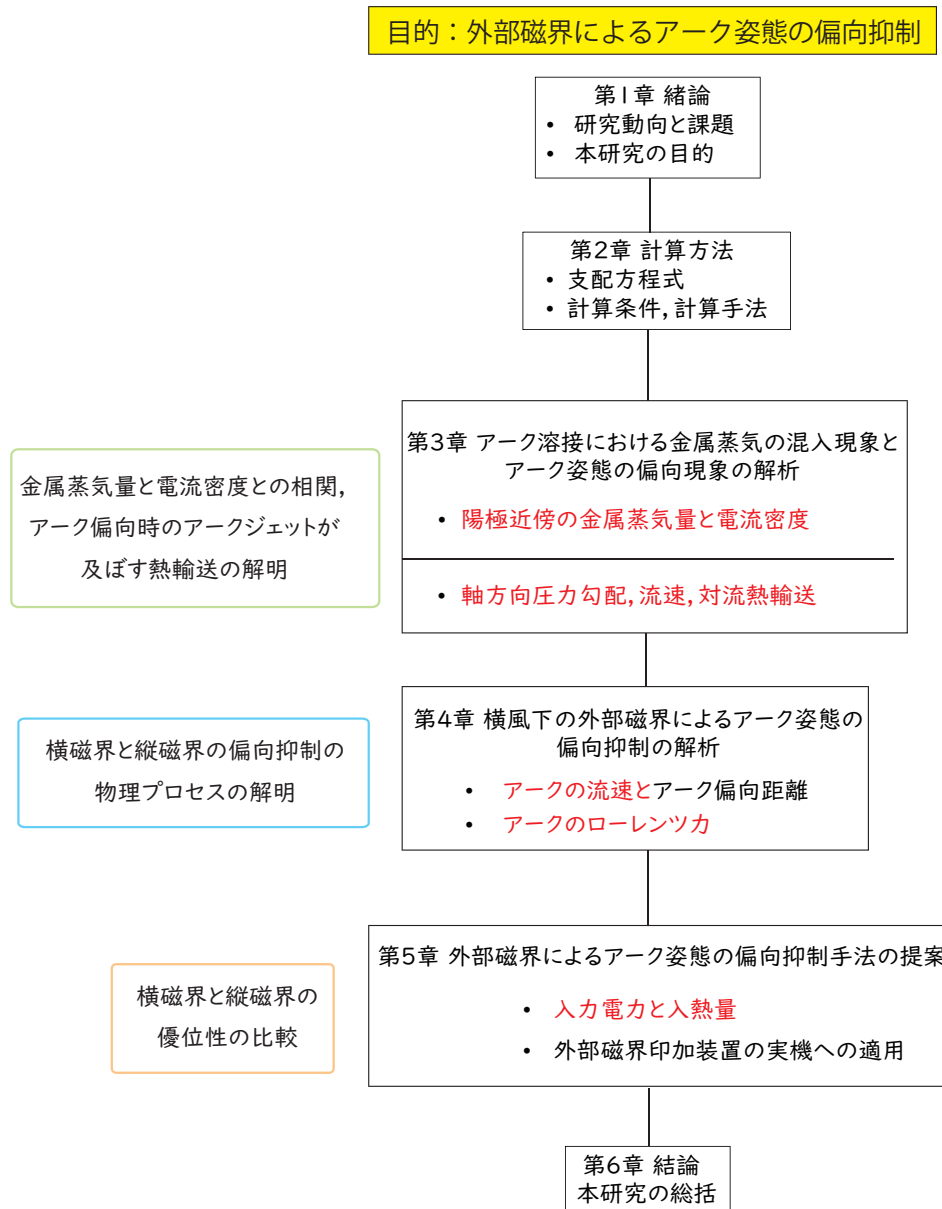


図 36 本論文のフローチャート

Fig.36 Flowchart of this study.

第2章 計算方法

2.1 計算条件

2.1.1 TIG アーク溶接を模擬した電磁熱流体シミュレーション

本研究では、「陰極（タングステン）－アーク－陽極（SUS304）」を1つの系とし、それぞれの相互作用を同時に考慮した電磁熱流体シミュレーションを行う。

更に、プラズマの挙動を記述するためには、本来、各構成粒子に対して別々の流体と考えて各種保存式を解く必要がある。しかし、原子やイオンの励起が電子の衝突によって支配的である際には、局所熱平衡 (Local Thermodynamic Equilibrium: LTE) に近い単純な近似を採用することができる。この場合にはプラズマ内の各構成粒子のエネルギー交換が十分になされ、各粒子が同じ温度と考えることができるため、プラズマ全体を一つの流体として取り扱うことができる。

本モデルにおける仮定を以下にまとめる。

- (1) アークプラズマは局所熱平衡であるとする。
- (2) 流れはすべて層流であるとする。
- (3) 陽極と陰極は平坦であるとし、溶融による変形はないものとする。
- (4) 陽極や、陰極とプラズマの境界におけるシース現象は考慮しないものとする。

2.1.2 計算領域と算出を行う分布の断面

図 37 に、本研究における 2 次元軸対称円筒座標系の TIG アークの計算領域を示す。3.3—3.4 節で使用する計算領域は、軸方向は 45 mm、径方向は 30 mm とし、シールドガスのノズル内の直径は 13.2 mm とした。陰極を耐熱性の高いトリア入りタングステン（半径 1.6 mm、電極角度 60°）、陽極を SUS304（厚さ 10 mm）、電極間距離は、5 mm と設定した。また、 $z = 35$ mm は、陽極の表面であり、 $z = 35$ —45 mm は陽極内を表す。図 38 に、本研究における 3 次元直交座標系の TIG アークの計算領域を示す。3.5 節以降で使用する計算領域は、X 方向 50 mm と Y

方向 50 mm, Z 方向 30 mm の 3 次元直交座標系で構築し, シールドガスを流すノズル内の直径は 8 mm とした。

表 1 に, 各節の計算領域の条件を示す。3.5—3.6 節, 並びに, 4.1—4.3, 5.1 節の横磁界印加時の計算では, 陰極径と陰極角度を 1.2.3 項で示したチャンバー内の大気圧アーク発生装置のものと合わせた。また, X-Z 平面 ($y = 0$ mm) の陽極上の中心から 30 mm \times 10 mm の横風ノズル面を設定した。次に, 3.3—3.4 と, 3.7 節, 並びに, 4.4 節以降における縦磁界印加時の計算では, 陰極径と陰極角度を実溶接で用いられる TIG 溶接装置のものと合わせた。縦磁界印加時の計算においては, X-Z 平面 ($y = 0$ mm) の全体を横風ノズル面とし, 一様に横風が吹付けられるように設定した。なお, 5.1 節では, 横磁界と縦磁界を印加した各手法の優位性に関して検証を行うために, 2 つの計算領域を用いて解析し, 比較を行った。

図 39 に, 3 次元の計算領域の分布の断面を示す。アークの分布は, 横から見た分布である Y-Z 断面や, 上から見た X-Y 断面で表示した。ここで, Y-Z 断面の分布は, X 軸の中心である $x = 25$ mm の位置の断面で統一している。また, $z = 10$ mm は, 陽極表面であり, $z = 0$ —10 mm は陽極内を表す。

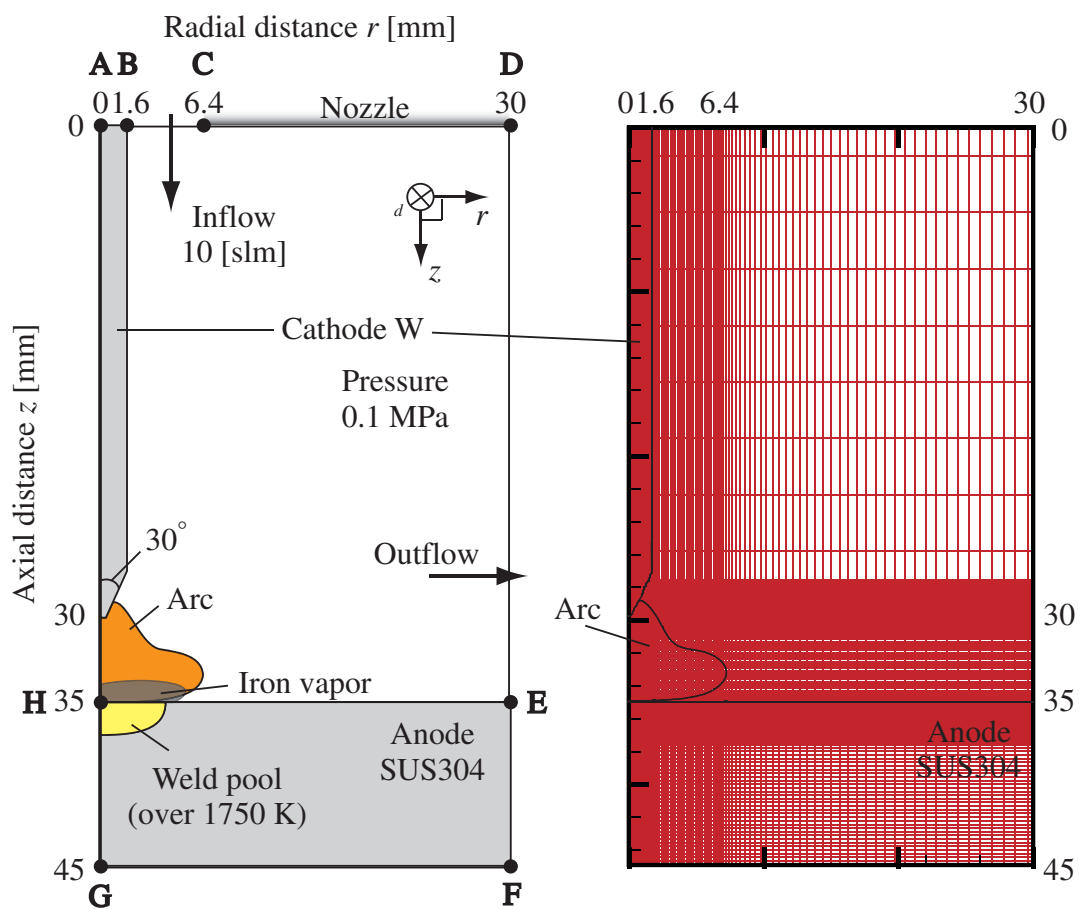


図 37 2次元軸対称円筒座標系の計算領域

Fig.37 Calculation area in two-dimensional axisymmetric cylindrical coordinate system.

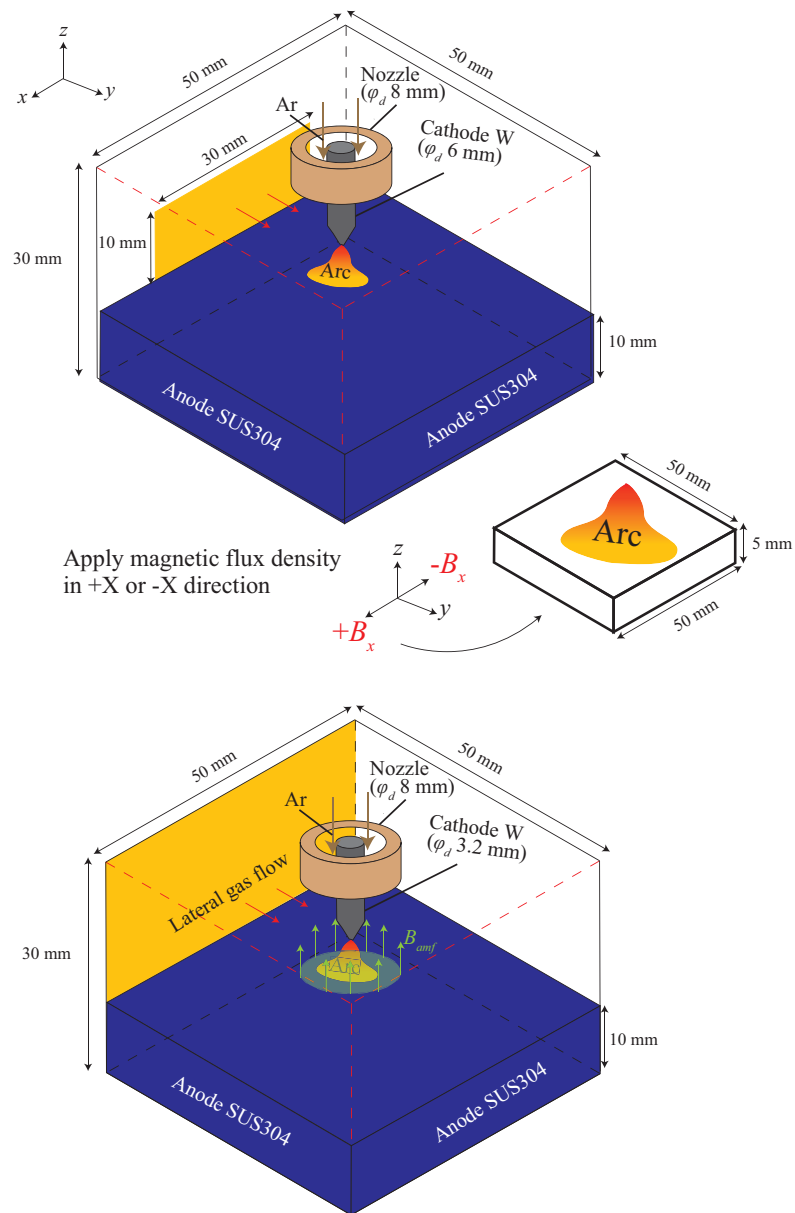


図 38 3次元直交座標系の計算領域

Fig.38 Calculation area in three-dimensional rectangular coordinate system.

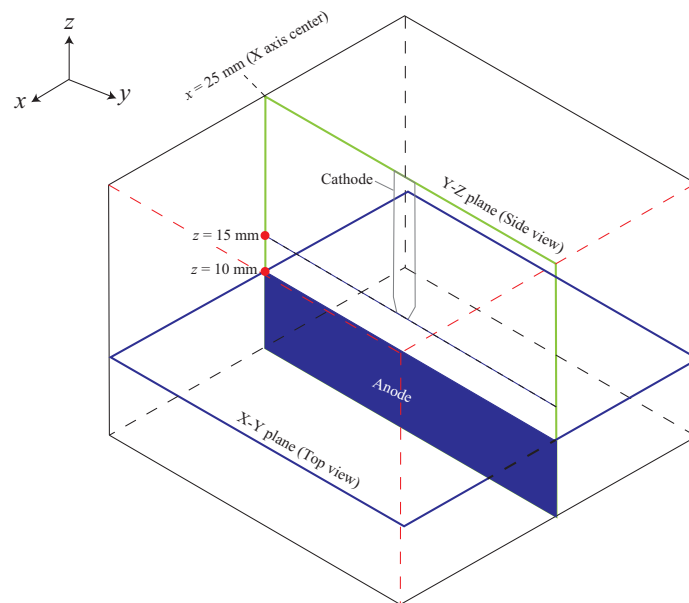


図 39 3次元の計算領域の分布の断面

Fig.39 Cross-section of distribution in three-dimensional calculation area.

表 1 各節の計算領域の条件

Table 1. Conditions of calculation area at each sections, respectively.

	Cathode radius [mm]	Cathode tip angle °	Interelectrode distance [mm]
Section 3.3—3.4	1.6	60	5
Section 3.5—3.6	3.0	120	5
Section 4.1—4.3, 5.1	3.0	120	10
Section 3.7, 4.4—5.2	1.6	60	5

2.1.3 2次元軸対称円筒座標系のTIGアークの計算条件

図 40 に、パルスアークの電流波形を示す。パルス運転開始の 1 周期分の電流波形を用いて解析を行った。これは、1 周期におけるパルス電流が及ぼす電流密度や電磁力の増加を理論的に解明するためである。TIG 溶接では小電流であると溶融不良が生じてしまう。また、非溶極式であるため、電極保護を理由に電流が 200 A 以下に制限される。このため、パルス電流の条件は、ベース電流は 100 A、ピーク電流は 200 A とした。また、電流遷移時間 dt は、電源性能の観点からパルス電流 1 波長の 1/10 の時間が設定可能である。この電流遷移時間は、短時間であるとアークの過渡応答が顕著に発生するため、0.1 ms に設定し、実際に用いる周波数帯域を設定するため、ピークとベース電流時間を $t_{peak} = t_{base} = 0.15 - 9.9 \text{ ms}$ ($f = 50 - 2,000 \text{ Hz}$) とした。この時、ピークとベース電流時間の割合であるデューティ比は 0.5 とした。計算開始時の初期値は、100 A における全計算領域の温度と圧力、流速、電位、金属蒸気濃度を初期値として読み込み、計算を行った。雰囲気ガスの種類は、アルゴン、シールドガス流量は、10 L/min、圧力を 0.1 MPa と設定し、電極間に発生したアークからの入熱によって陽極から発生した鉄蒸気がアーク内へ混入することを考慮して解析を行った。アーク内への鉄蒸気の混入現象の解析手法は、2.3.1 項で示す。

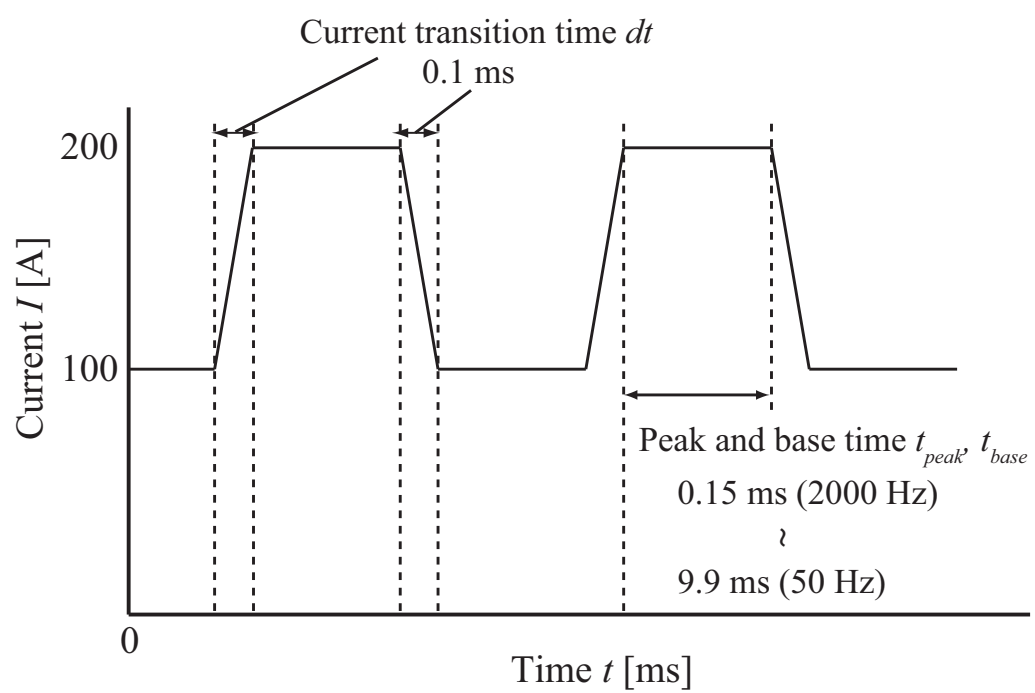


図 40 パルスアークの電流波形

Fig.40 Current waveform.

2.1.4 3次元直交座標系のTIGアークの計算条件

表2に、各節の計算条件を示す。雰囲気ガスと横風ガスの種類は、アルゴンとした。3.5—3.6節では、横風流速は、0—4.0 m/sまでとし、0.5 m/s刻みで設定した。4.1—4.3節では、50 mm × 50 mm × 5 mmの空間の領域に均一な横磁束密度を設定した。4.1節では、+X方向の横磁束密度 B_{ex} を、0, 1.0, 2.0 mTとして領域内に与えた解析結果を基に妥当性の検証を行った。次に、4.2節からは、横風に対して逆方向のローレンツ力を印加するために、+X方向の横磁束密度 $-B_{ex}$ を0, 0.3, 0.5, 0.7, 1.0, 2.0 mTとして領域内に与えた。

4.4節以降の縦磁界印加時の計算では、ノズルの周りに、縦磁界発生用のコイルを配置したことを模擬するため、ノズル直径の範囲内の電極間に電流と平行な+Z方向の磁束密度を設定した。横風流速は、2.1.2項で記載した横風ノズル面に、直交な流速を与えることで模擬した。

表2 各節の計算条件

Table 2 Calculation conditions at each sections, respectively.

	I [A]	F_L [L/min]	p [MPa]	v_L [m/s]	B [mT]
Section 3.5—3.6	100	3	0.1	0 — 4.0	0
Section 3.7	100	6	0.1	0, 3.0	0
Section 4.1—4.3, 5.1	100	3	0.1	3.0	0, 0.3, 0.5, 0.7, 1.0, 2.0
Section 4.4—5.2	100	6	0.1	0, 1.0, 2.0, 3.0	0, 10, 20

2.2 支配方程式

局所熱平衡を仮定することにより，アークプラズマを電磁熱流体として取り扱うことができる。本計算で用いる支配方程式をベクトル形式で以下に示す。

・質量保存式

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \rho \vec{v} = 0 \quad (1)$$

・運動量保存式

$$\frac{\partial(\rho \vec{v})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{v} \vec{v}) = -\nabla \sigma_t + \vec{j} \times \vec{B} \quad (2)$$

・粘性応力テンソル

$$\sigma_t = \begin{bmatrix} \sigma_{t11} & \sigma_{t12} & \sigma_{t13} \\ \sigma_{t21} & \sigma_{t22} & \sigma_{t23} \\ \sigma_{t31} & \sigma_{t32} & \sigma_{t33} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} p_r & 0 & 0 \\ 0 & p_r & 0 \\ 0 & 0 & p_r \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \tau_{11} & \tau_{12} & \tau_{13} \\ \tau_{21} & \tau_{22} & \tau_{23} \\ \tau_{31} & \tau_{32} & \tau_{33} \end{bmatrix} \quad (3)$$

$$\tau_{ij} = -\frac{2}{3}\eta \cdot \text{div} \vec{v} \cdot \delta_{ij} + 2\eta \cdot \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right) \quad (4)$$

$$\delta_{ij} = \begin{cases} 1 & (i = j) \\ 0 & (\text{otherwise}) \end{cases} \quad (5)$$

・エネルギー保存式

$$\frac{\partial(\rho h)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{v} h) = \nabla \cdot \left(-\frac{\kappa}{C_p} \nabla h \right) + \frac{\vec{j}^2}{\sigma} - U \quad (6)$$

・電流連続の式

$$\nabla \cdot (-\sigma \nabla \phi) = 0 \quad (7)$$

$$\nabla \cdot \vec{j} = 0 \quad (8)$$

・オームの法則

$$\begin{aligned} \vec{j} &= -\sigma \nabla \phi \\ &= \sigma \vec{E} \end{aligned} \quad (9)$$

・マクスウェル・アンペールの式

$$\nabla^2 \vec{A} = -\mu \vec{j} \quad (10)$$

$$\vec{B} = \nabla \times \vec{A} \quad (11)$$

・鉄蒸気の移流拡散方程式

$$\frac{\partial \rho C}{\partial t} + \nabla \cdot \rho \vec{v} C = \nabla \cdot (\rho D_{vap} \nabla C) \quad (12)$$

・移流拡散方程式の拡散係数

$$D_{vap} = \frac{2\sqrt{2}(1/M_{Ar} + 1/M_{Fe})^{0.5}}{\{(\rho_{Ar}^2/\beta_{Ar}^2\eta_{Ar}^2M_{Ar})^{0.25} + (\rho_{Fe}^2/\beta_{Fe}^2\eta_{Fe}^2M_{Fe})^{0.25}\}^2} \quad (13)$$

・陽極表面上の鉄蒸気濃度

$$C = \frac{p_v M_{Fe}}{p_v M_{Fe} + (p_{atm} - p_v) M_{Ar}} \quad (14)$$

ここで、 ρ [kg/m³] は、質量密度、 \vec{v} [m/s] は、速度ベクトル、 D_{vap} [m²/s] は、拡散係数、 p_r [Pa] は、1 気圧に対する相対圧力、 \vec{j} [A/m²] は、電流密度ベクトル、 \vec{B} [T] は、磁束密度ベクトル、 h [J/kg] は、比エンタルピー、 C_p [J/kg·K] は、定圧比熱、 κ [W/m·K] は、熱伝導率、 σ [S/m] は、導電率、 η [Pa·s] は、粘性率、 U [W/m³] は、放射パワー密度、 ϕ [V] は、電位、 \vec{E} [V/m] は、電界ベクトル、 \vec{A} [T·m] は、ベクトルポテンシャル、 μ [N/A²] は、透磁率、 T [K] は、温度である。

x_i , x_j の添え字 i と j は、1 から 3 までの数字に対応しており、 (x_1, x_2, x_3) は、デカルト座標 (x, y, z) に対応している。 σ_t [Pa] は、粘性応力テンソル、 δ_{ij} は、クロネッカーのデルタであり、 τ_{ij} [Pa] は、粘性応力、 $C\%$ は鉄蒸気濃度であり、質量分率である。 M_{Ar} , M_{Fe} [kg/mol] は、アルゴンの原子量、鉄の原子量、 p_v [Pa] は、鉄の蒸気圧、 p_{atm} [Pa] は大気圧、 β_{Ar} , β_{Fe} は鉄蒸気固有の値である。

2.3 計算手法

2.3.1 解析手順

図 41 に、本計算のフローチャートを示す。まず、速度場について計算を行った後に、全体の電磁場を求める。これらを用いて、アークプラズマと電極の温度などを解析する。これらの計算を収束するまで繰り返し計算し、目的とする時間まで行う。

また、2.2 節に示した微分方程式を有限体積法を用いて各グリッドに対して離散化を行い、得られた代数方程式を TDMA (TriDiagonal-Matrix Algorithm) 法により算出する⁽⁷⁷⁾。アーク空間を解析する最小のグリッド長さは、それぞれ $0.1\text{ mm} \times 0.1\text{ mm} \times 0.1\text{ mm}$ とした。

3.5—3.6, 4.1—4.3 節、並びに、5.1 節の横磁界印加時の解析では、定常解析を行うため、2.2 節に示した支配方程式の非定常項を省き、計算を行う。3.3—3.4, 3.7 節、並びに、4.4—5.2 節の縦磁界印加時の解析では、非定常解析を行う。この時、3.3—3.4, 3.7 節では、電流 100 A で、定常計算を行ったときの電位や温度などの物理量を初期値として計算を行う。また、4.4 節以降の解析では、電流 100 A、縦磁束密度を 0, 10, 20 mT でそれぞれ定常解析を行ったときの物理量を初期値として計算を行う。ただし、溶融池形状の形成過程を解析するため、母材の温度の初期値は 300 K にしてから計算を行う。

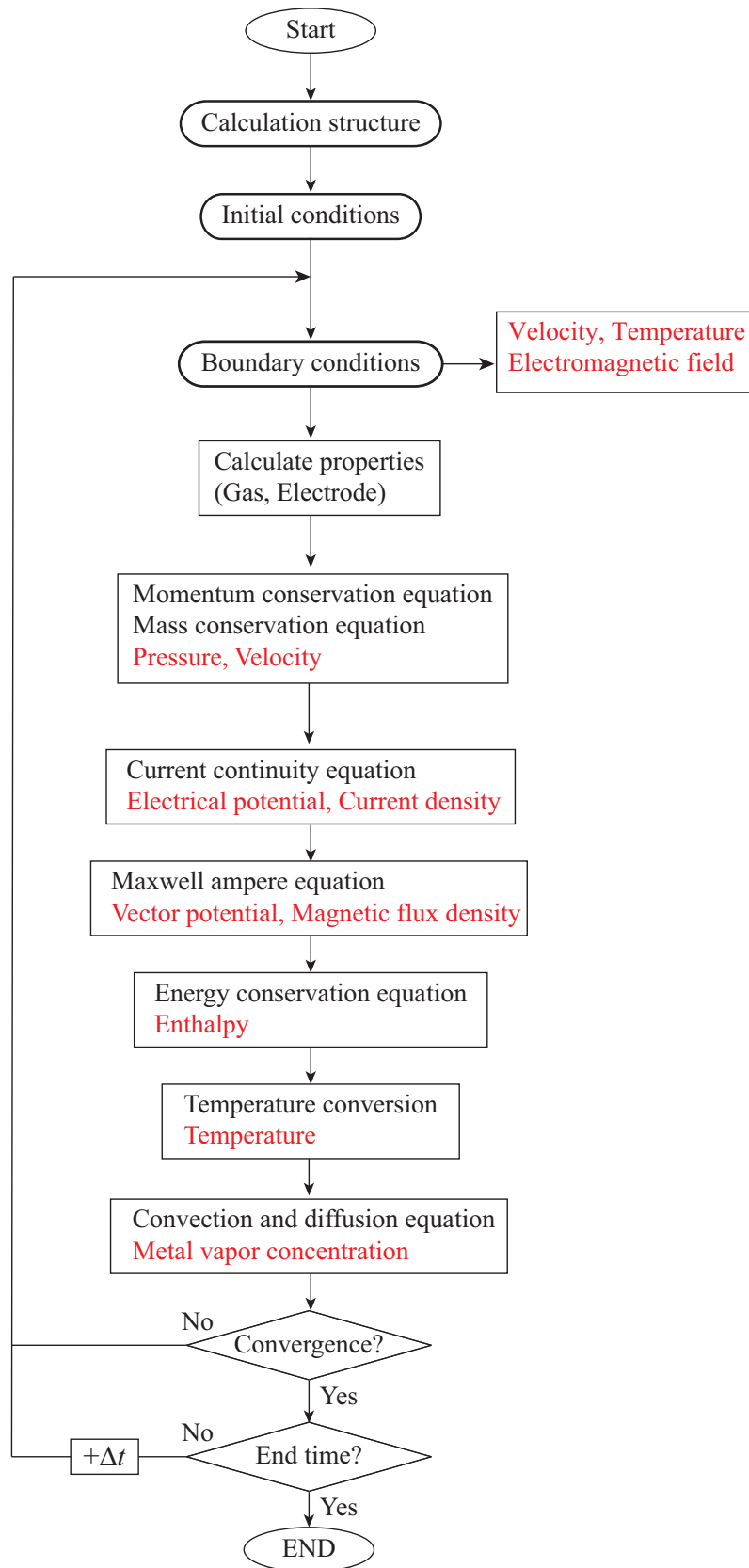


図 41 本計算のフローチャート
Fig.41 Flowchart of the calculation.

(1) 速度場

速度場は式 (2) の運動量保存式を各方向に展開した以下の式 (15)～(19) をそれぞれ解くことにより求める。式 (15), (16) は, 3.3—3.4 節で使用し, 式 (17), (18), (19) は, 3.5 節以降で用いる。圧力と速度場の解析には質量保存式と運動量保存式を連成して解析する手法である SIMPLER (Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations Revised) 法を用いた^(78, 79)。なお, SIMPLER 法の具体的な計算方法は, 付録に載せた。連成して式を解く際に必要な質量密度は, 気体の状態方程式と Saha の式を連立して求めた粒子組成の各粒子数密度を基に算出している。また, 外力である電磁力は電流密度と磁束密度の外積から算出した。

・ 運動量保存式 (軸方向)

$$\begin{aligned}
 & \frac{\partial}{\partial t}(\rho v_z) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho v_r v_z) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho v_z^2) \\
 = & - \frac{\partial p_r}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} \left(2\eta \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r\eta \frac{\partial v_z}{\partial z} + r\eta \frac{\partial v_r}{\partial r} \right) \\
 & - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial z} \left(\eta \left(\frac{\partial v_z}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial (rv_r)}{\partial r} \right) \right) + j_r B_\theta + \rho g
 \end{aligned} \tag{15}$$

・ 運動量保存式 (径方向)

$$\begin{aligned}
 & \frac{\partial}{\partial t}(\rho v_r) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho v_r^2) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho v_r v_z) \\
 = & - \frac{\partial p_r}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(2r\eta \frac{\partial v_r}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\eta \frac{\partial v_z}{\partial r} + \eta \frac{\partial v_r}{\partial z} \right) \\
 & - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial r} \left(\eta \left(\frac{\partial v_z}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial (rv_r)}{\partial r} \right) \right) \\
 & - \eta \frac{2v_r}{r^2} - j_z B_\theta
 \end{aligned} \tag{16}$$

・ 運動量保存式 (x 方向)

$$\begin{aligned}
 & \frac{\partial(\rho v_x)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho v_x v_x) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v_y v_x) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho v_z v_x) \\
 = & - \frac{\partial p_r}{\partial x} + \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left(\eta \left(2 \frac{\partial v_x}{\partial x} - \frac{2}{3} \text{div} \vec{v} \right) \right) \right\} + \left\{ \frac{\partial}{\partial y} \left(\eta \left(\frac{\partial v_x}{\partial y} + \frac{\partial v_y}{\partial x} \right) \right) \right\} \\
 & + \left\{ \frac{\partial}{\partial z} \left(\eta \left(\frac{\partial v_x}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial x} \right) \right) \right\} + j_y B_z - j_z B_y
 \end{aligned} \tag{17}$$

・ 運動量保存式 (y 方向)

$$\begin{aligned}
 & \frac{\partial(\rho v_y)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho v_x v_y) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v_y v_y) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho v_z v_y) \\
 = & - \frac{\partial p_r}{\partial y} + \left\{ \frac{\partial}{\partial y} \left(\eta \left(2 \frac{\partial v_y}{\partial y} - \frac{2}{3} \text{div} \vec{v} \right) \right) \right\} + \left\{ \frac{\partial}{\partial z} \left(\eta \left(\frac{\partial v_y}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial y} \right) \right) \right\} \\
 & + \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left(\eta \left(\frac{\partial v_x}{\partial y} + \frac{\partial v_y}{\partial x} \right) \right) \right\} + j_z B_x - j_x B_z
 \end{aligned} \tag{18}$$

・運動量保存式（ z 方向）

$$\begin{aligned}
& \frac{\partial(\rho v_z)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho v_x v_z) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v_y v_z) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho v_z v_z) \\
&= -\frac{\partial p_r}{\partial z} + \left\{ \frac{\partial}{\partial z} \left(\eta \left(2 \frac{\partial v_z}{\partial z} - \frac{2}{3} \text{div} \vec{v} \right) \right) \right\} + \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left(\eta \left(\frac{\partial v_z}{\partial x} + \frac{\partial v_x}{\partial z} \right) \right) \right\} \\
&+ \left\{ \frac{\partial}{\partial y} \left(\eta \left(\frac{\partial v_y}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial y} \right) \right) \right\} + j_x B_y - j_y B_x + (\rho_0 - \rho)g
\end{aligned} \tag{19}$$

ここで、 x [m], y [m], z [m] は、奥行方向，径方向および軸方向の位置であり， r [m] は，円筒座標系における径方向の位置を示す。また，軸方向の運動量保存式では，重力を， z 方向の運動量保存式では，重力と浮力を考慮しており， ρ_0 は，300 K のアルゴンの質量密度である。

本研究では，横風に対する抗力と，横磁束密度と縦磁束密度に起因されるローレンツ力を考慮することで，横風下における外部磁界印加時のアークの解析を行う。まず，横風に対する抗力は，式（18）に示す Y 方向の対流項が横風流速によって変化することで考慮される。また，横磁束密度に起因されるローレンツ力は，外部磁束密度により式（18）に示されるローレンツ力の項である $j_z B_x$ の B_x が増加することで考慮される。一方，縦磁束密度に起因されるローレンツ力は，外部磁束密度により式（17），（18）に示されるローレンツ力の項である $j_y B_z$ ， $j_x B_z$ の B_z が増加することで考慮される。

なお，3.5—3.6 節，4.1—4.3 節，5.1 節の横風吹付けのみの解析や横磁界を印加した解析において，粘性応力は，質量密度と粘性係数を一定と仮定した条件で導出される簡略化されたものを使用した⁽⁸⁰⁾。この粘性項を簡略化したことによる実験と計算とのアーク偏向距離の差は小さいと考えられる。これは，陰極径が大きく陰極先端の角度が鈍角であるため，電流密度が先端部で集中せず，電流密度の低下によりアークの温度と流速が小さくなるためである。

また，溶融池内の対流を計算する際には，以下の式に示す溶融池内の対流を誘起する 4 つの駆動力を考慮した。

・ローレンツ力

$$F_{Lz2D} = j_{r\text{pool}} B_{\theta\text{pool}} \tag{20a}$$

$$F_{Lr} = j_{z\text{pool}} B_{\theta\text{pool}} \tag{20b}$$

$$F_{Lx} = j_{y\text{pool}} B_{z\text{pool}} - j_{z\text{pool}} B_{y\text{pool}} \tag{20c}$$

$$F_{Ly} = j_{z\text{pool}} B_{x\text{pool}} - j_{x\text{pool}} B_{z\text{pool}} \tag{20d}$$

$$F_{Lz} = j_{x\text{pool}} B_{y\text{pool}} - j_{y\text{pool}} B_{x\text{pool}} \tag{20e}$$

・ アークの流れによる引きずり力

$$F_D = \frac{\partial}{\partial z} \left(\eta \frac{\partial v_r}{\partial z} \right) \quad (21a)$$

$$F_{Dx} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\eta \frac{\partial v_x}{\partial z} \right) \quad (21b)$$

$$F_{Dy} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\eta \frac{\partial v_y}{\partial z} \right) \quad (21c)$$

・ マランゴニ力

$$F_M = \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial \gamma}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial r} \right) \quad (22a)$$

$$F_{Mx} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial \gamma}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial x} \right) \quad (22b)$$

$$F_{My} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial \gamma}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial y} \right) \quad (22c)$$

・ 浮力

$$F_B = \rho g \beta_V (T - T_0) \quad (23)$$

ここで、式 (20a) は、2次元軸対称円筒座標系の軸方向のローレンツ力、式 (22a)―(22c) の γ は表面張力 (N/m) であり、 $\partial \gamma / \partial T$ は表面張力の温度特性に該当し、 $\partial \gamma / \partial T$ は -4.58×10^{-4} とした⁽⁸¹⁾。浮力の式 (23) において、 $T_0 = 300$ K は常温であり、 $\beta_V = -4.95 \times 10^{-5}$ 1/K は体積膨張率⁽⁸²⁾ とした。3.3―3.4 節と、4.4 節以降における縦磁界印加時の計算において、これらの駆動力は、SUS304 の融点 1,750 K 以上の陽極領域に、運動量保存則の生成項として与え（ひきずり力のみは運動量保存則自身に含まれる）、溶融池内の対流を解析した。

(2) 金属蒸気挙動の記述

金属蒸気は、陽極材料 SUS304 の主成分である鉄のみ陽極から発生すると仮定した。鉄蒸気の拡散係数に関しては、式 (13) の粘性近似式を使用した。また、 β_{Ar} 、 β_{Fe} はともに $\beta_i = (D_{ti} \rho_i) / \eta_i$ で定義される無次元化された定数で、添え字 i はアルゴンまたは鉄蒸気であり、添え字 t は他方の元素を示している。 β は、理論上ではアルゴン、ヘリウム、水素、窒素、酸素、炭酸ガスなど様々なガスに対して 1.2～1.543 の範囲の数値となるが⁽⁸³⁾、多くの実験データに基づく平均値として $\beta_{Ar} = \beta_{Fe} = 1.385$ を仮定した。この近似式は、室温から 30,000 K の高温に至るまで比較的に精度が高く⁽⁸⁴⁾、本シミュレーションに適していると考えられる。

陽極表面上における鉄の蒸気圧は文献⁽⁸⁵⁾を参考に、陽極表面の温度から決定した。陽極表面上の鉄蒸気濃度は飽和蒸気圧と周囲の圧力によって決定される。飽和蒸気圧は、溶融池表面の温度によって決定し、陽極表面上の鉄蒸気濃度を求めた後、鉄蒸気濃度分布は式(12)を解いて求めた^(86, 87)。

なお、3.5—3.6節、4.1—4.3節、5.1節の横風吹付けのみの解析や横磁界を印加した解析では、物理現象の単純化のために、金属蒸気は考慮せず計算を行った。

(3) 電磁場

次に、電磁場の解析方法について述べる。電位は以下の式(24)、(25)のポアソン方程式より算出する。

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \sigma \frac{\partial \phi}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\sigma \frac{\partial \phi}{\partial z} \right) = 0 \quad (24)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(-\sigma \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(-\sigma \frac{\partial \phi}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(-\sigma \frac{\partial \phi}{\partial z} \right) = 0 \quad (25)$$

式(24)、(25)で求められた電位に対して、式(9)のオームの法則より各方向の電流密度を算出することができる。式(9)を展開すると以下の式(26a)～(26d)となる。

$$j_r = -\sigma \frac{\partial \phi}{\partial r} = \sigma E_r \quad (26a)$$

$$j_x = -\sigma \frac{\partial \phi}{\partial x} = \sigma E_x \quad (26b)$$

$$j_y = -\sigma \frac{\partial \phi}{\partial y} = \sigma E_y \quad (26c)$$

$$j_z = -\sigma \frac{\partial \phi}{\partial z} = \sigma E_z \quad (26d)$$

更に、式(10)、(11)よりアーク内に流れる電流による磁束密度分布を求めることができる。まず、式(10)よりベクトルポテンシャルを求める。式(10)を展開すると以下の式(27a)～(27c)となる。

$$\frac{\partial A_x^2}{\partial x^2} + \frac{\partial A_x^2}{\partial y^2} + \frac{\partial A_x^2}{\partial z^2} = -\mu j_x \quad (27a)$$

$$\frac{\partial A_y^2}{\partial x^2} + \frac{\partial A_y^2}{\partial y^2} + \frac{\partial A_y^2}{\partial z^2} = -\mu j_y \quad (27b)$$

$$\frac{\partial A_z^2}{\partial x^2} + \frac{\partial A_z^2}{\partial y^2} + \frac{\partial A_z^2}{\partial z^2} = -\mu j_z \quad (27c)$$

次に、式 (11) により磁束密度を求める。式 (11) を展開すると以下の式 (28a)～(28c) となる。

$$B_x = \frac{\partial A_z}{\partial y} - \frac{\partial A_y}{\partial z} \quad (28a)$$

$$B_y = \frac{\partial A_x}{\partial z} - \frac{\partial A_z}{\partial x} \quad (28b)$$

$$B_z = \frac{\partial A_y}{\partial x} - \frac{\partial A_x}{\partial y} \quad (28c)$$

なお、3.3—3.4 節で使用する 2 次元軸対称円筒座標系のシミュレーションでは、式 (24), (26a), (26d) で、電流密度と電界の算出を行い、以下の式 (29) より磁束密度の算出を行う。

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r B_\theta) = \mu_0 j_z \quad (29)$$

また、式 (25), (26b), (26c), (26d), (28a), (28b), (28c) は、3.5 節以降で用いる。

以上のように求められた電流密度や磁束密度を用いて、運動量保存式の外力として電磁力を、エネルギー保存式の生成項としてジュール熱を代入することによりアークの電磁界の影響を考慮した速度場、並びに、温度場を求めることができる。

(4) 温度場

式 (6) を展開すると式 (30), (31) となる。電極界面では、電極とアークとのエネルギー授受を考慮しており、詳細は 2.3.3 項で説明する。

また、式 (30) や、(31) を解いた後に、エンタルピーを温度に変換している。

・ 2 次元軸対称円筒座標系のエネルギー保存則

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t}(\rho h) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \rho v_r h) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho v_z h) \\ &= \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{r \kappa}{C_p} \frac{\partial h}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\kappa}{C_p} \frac{\partial h}{\partial z} \right) \\ &+ \left(\frac{j_r^2}{\sigma} + \frac{j_z^2}{\sigma} \right) - U \end{aligned} \quad (30)$$

・ 3 次元直交座標系のエネルギー保存則

$$\begin{aligned} & \frac{\partial(\rho h)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho v_x h) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v_y h) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho v_z h) \\ &= \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\kappa}{C_p} \frac{\partial h}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\kappa}{C_p} \frac{\partial h}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\kappa}{C_p} \frac{\partial h}{\partial z} \right) \\ &+ \frac{j_x^2}{\sigma} + \frac{j_y^2}{\sigma} + \frac{j_z^2}{\sigma} - U \end{aligned} \quad (31)$$

2.3.2 物性値

アークプラズマは非常に広範囲な温度を有しているため、その温度依存性を無視することができない。このため、Ar の温度ごとの粒子組成、並びに、Ar と Fe の温度と濃度毎の粒子組成を基に、Chapman-Enskog 近似を適用することで、プラズマの熱力学・輸送・放射特性を算出した⁽⁷⁴⁾。なお、熱力学・輸送・放射特性の具体的な計算方法や式は、付録に載せた。

2.3.3 境界条件

(1) 電極界面の境界条件

アークと陰極間、アークと陽極間のエネルギー授受 $[\text{W}/\text{m}^2]$ を以下の式 (32) から求める。更に、陰極表面とガスとのグリッド間の長さや、陽極表面とガスとのグリッド間の長さで割ることで、エネルギー保存式と同じ単位にそろえ $[\text{W}/\text{m}^2 \rightarrow \text{W}/\text{m}^3]$ 、エネルギー保存式の電極境界における生成項として新たに追加した。

・ アークと陰極間、アークと陽極間のエネルギー授受（電極間のエネルギー収支）

$$\begin{aligned} q_{\text{cat}} &= \left(-\kappa \frac{\partial T}{\partial n_c} \right) - |j_e| \phi_c + j_i (E_{i+1} - \phi_{\text{ce}}) - \varepsilon_c \alpha T_c^4 \\ q_{\text{ano}} &= \left(-\kappa \frac{\partial T}{\partial z} \right) + j_z \phi_a - \varepsilon_a \alpha T_a^4 \end{aligned} \quad (32)$$

ここで、 n_c は陰極表面に対する鉛直方向、 $q_{\text{cat}} [\text{W}/\text{m}^2]$ は、陰極表面の熱流束、 $q_{\text{ano}} [\text{W}/\text{m}^2]$ は、陽極表面の熱流束、 $T_c [\text{K}]$ は、陰極表面の温度、 $T_a [\text{K}]$ は、陽極表面の温度、 $j_i [\text{A}/\text{m}^2]$ は、陰極表面のイオン電流密度、 $E_{i+1} [\text{eV}]$ は、 i 種粒子の電離エネルギー、 $j_e [\text{A}/\text{m}^2]$ は、陰極表面の電子電流密度、 $\varepsilon_c, \varepsilon_a$ は、陰極の表面輻射率、陽極の表面輻射率、 $\alpha = 5.67 \times 10^{-8} \text{ W}/\text{m}^2 \cdot \text{K}^4$ は、ステファン・ボルツマン定数である。また、 $\phi_c = 4.5 \text{ eV}$ は、陰極（タングステン）の仕事関数、 $\phi_a = 4.65 \text{ eV}$ は、陽極（SUS304）の仕事関数、 $\phi_{\text{ce}} = 2.7 \text{ eV}$ は、2% 酸化トリウム混入タングステンの実効仕事関数であり、値は文献から参照した^(32, 85, 88, 89)。

陰極表面では、式 (6) のエネルギー保存式の各項以外にアークからの熱伝導、熱電子放出による冷却、陰極表面に到達したイオンの再結合エネルギー、陰極表面からの放射損失の 4 つを考慮する。一方、陽極表面では、式 (6) のエネルギー保存式の各項以外にアークからの熱伝導、陽極材料の仕事関数に相当する電子のポテンシャルエネルギー（電子凝縮熱）、陽極表面からの放射損失の 3 つを考慮する⁽⁹⁰⁾。この陽極表面における電子凝縮熱が、陽極への電流密度成分の入熱を表す。

また、式 (33) により、熱電子放出による電子電流 j_e を計算する。

・熱電子放出の式

$$j_e = AT^2 \exp\left(-\frac{e\phi_{ce}}{kT}\right) \quad (33)$$

ここで、 $e = 1.6 \times 10^{-19} \text{ C}$ は、電気素量、 $A [\text{A}/\text{m}^2 \cdot \text{K}^2]$ はリチャードソン・ダッシュマン定数 (2% 酸化トリウム混入タングステン: $5.0 \times 10^4 \text{ A}/\text{m}^2 \cdot \text{K}^2$)、 $k = 1.38 \times 10^{-23} \text{ J/K}$ は、ボルツマン定数を示す。

イオン電流密度 j_i は、式 (34) のように全電流密度から電子電流密度を引くことにより算出を行った。

・イオン電流密度の算出式

$$j_i = j - j_e \quad (34)$$

また、運動量保存式においては、電極界面の粘性応力を考慮するとともに、界面に垂直な速度は 0 となるように境界条件を与えた。

(2) 計算領域の周囲の境界条件

表 3, 4 に、2 次元軸対称円筒座標系の TIG アークの境界条件、3 次元直交座標系の TIG アークの境界条件を示す。境界条件内の Inflow 部はノズル内を示し、シールドガス流量とノズル内の面積から算出した軸方向流速をこの領域内に設定した。

2 次元の計算領域における右側面 (D-E) と、3 次元の計算領域の 2 つの Y-Z 平面、並びに、横風ノズル面以外の手前側の X-Z 平面 ($y = 0 \text{ mm}$)、奥側の X-Z 平面 ($y = 50 \text{ mm}$) は、ガスの流出口とし、面に対して垂直な質量流束 ρv が連続となるように境界条件を与えた。また、ガスの流出口に流れるよう 3 次元の計算領域上端のノズル外では平行な流速 v_x , v_y は、0 とした。これに対して、4.4 節以降の縦磁界の計算では、上部の XY 平面に平行な流速の境界条件は自由境界で計算を行った。計算領域上端のノズル外の流速は、シールドガス流速よりも小さいため、この境界条件の違いによる計算領域中心部の物理量への影響は小さいと考えられる。なお、定常解析を行う場合には、周囲の境界条件で設定する温度は、室温である 300 K とした。

表 3 2次元軸対称円筒座標系の TIG アークの境界条件

Table 3 Boundary conditions in two-dimensional electromagnetic thermal fluid simulation.

	T	ϕ	v_z	v_r	C
A-B (Cathode)	300	-	0	0	$C=0$
B-C (Inflow)	300	$\frac{\partial\phi}{\partial z}=0$	Inflow(10 slm)	0	$C=0$
C-D (Nozzle)	300	$\frac{\partial\phi}{\partial z}=0$	0	0	$C=0$
D-E (Outflow)	300	$\frac{\partial\phi}{\partial r}=0$	0	Outflow	$\frac{\partial C}{\partial r}=0$
E-F (Anode)	300	$\frac{\partial\phi}{\partial r}=0$	0	0	$C=0$
F-G (Anode)	300	$\phi=0$	0	0	$C=0$
A-G (Axis)	$\frac{\partial T}{\partial r}=0$	$\frac{\partial\phi}{\partial r}=0$	$\frac{\partial v_z}{\partial r}=0$	0	$\frac{\partial C}{\partial r}=0$

表 4 3次元直交座標系の TIG アークの境界条件

Table 4 Boundary conditions in three-dimensional electromagnetic thermal fluid simulation.

Plane	T	ϕ	v_x	v_y	v_z	p_r	A_x	A_y	A_z
X-Yplane($z = 30$ mm)	$\frac{\partial T}{\partial z}=0$	$\frac{\partial\phi}{\partial z}=0$	0	0	$\frac{\partial\rho v_z}{\partial z}=0$	$\frac{\partial p_r}{\partial z}=0$	$\frac{\partial A_x}{\partial z}=0$	$\frac{\partial A_y}{\partial z}=0$	$\frac{\partial A_z}{\partial z}=0$
Inflow($z = 30$ mm)	$\frac{\partial T}{\partial z}=0$	$\frac{\partial\phi}{\partial z}=0$	0	0	Inflow	$\frac{\partial p_r}{\partial z}=0$	$\frac{\partial A_x}{\partial z}=0$	$\frac{\partial A_y}{\partial z}=0$	$\frac{\partial A_z}{\partial z}=0$
X-Yplane($z = 0$ mm)	$\frac{\partial T}{\partial z}=0$	$\phi=0$	0	0	0	0	$\frac{\partial A_x}{\partial z}=0$	$\frac{\partial A_y}{\partial z}=0$	$\frac{\partial A_z}{\partial z}=0$
X-Zplane($y = 0$ mm)	$\frac{\partial T}{\partial y}=0$	$\frac{\partial\phi}{\partial y}=0$	$\frac{\partial v_x}{\partial y}=0$	Inflow(v_L)	$\frac{\partial v_z}{\partial y}=0$	$\frac{\partial p_r}{\partial y}=0$	$\frac{\partial A_x}{\partial y}=0$	$\frac{\partial A_y}{\partial y}=0$	$\frac{\partial A_z}{\partial y}=0$
X-Zplane($y = 50$ mm)	$\frac{\partial T}{\partial y}=0$	$\frac{\partial\phi}{\partial y}=0$	$\frac{\partial v_x}{\partial y}=0$	$\frac{\partial\rho v_y}{\partial y}=0$	$\frac{\partial v_z}{\partial y}=0$	$\frac{\partial p_r}{\partial y}=0$	$\frac{\partial A_x}{\partial y}=0$	$\frac{\partial A_y}{\partial y}=0$	$\frac{\partial A_z}{\partial y}=0$
Y-Zplane($x = 0$ mm)	$\frac{\partial T}{\partial x}=0$	$\frac{\partial\phi}{\partial x}=0$	$\frac{\partial\rho v_x}{\partial x}=0$	$\frac{\partial v_y}{\partial x}=0$	$\frac{\partial v_z}{\partial x}=0$	$\frac{\partial p_r}{\partial x}=0$	$\frac{\partial A_x}{\partial x}=0$	$\frac{\partial A_y}{\partial x}=0$	$\frac{\partial A_z}{\partial x}=0$
Y-Zplane($x = 50$ mm)	$\frac{\partial T}{\partial x}=0$	$\frac{\partial\phi}{\partial x}=0$	$\frac{\partial\rho v_x}{\partial x}=0$	$\frac{\partial v_y}{\partial x}=0$	$\frac{\partial v_z}{\partial x}=0$	$\frac{\partial p_r}{\partial x}=0$	$\frac{\partial A_x}{\partial x}=0$	$\frac{\partial A_y}{\partial x}=0$	$\frac{\partial A_z}{\partial x}=0$

2.4 アーク軸中心部の物理量の比較手法

本研究で着目するアーク姿態は、非対称であり、陰極直下部からずれて観測される。このため、2つの統一化手法を用いてアーク偏向時におけるアーク内の傾向を解析した。一つ目は、アーク軸中心部の物理量の算出による統一化手法である。本研究では、アーク内のジュール発熱で増加したアークの軸中心部の温度がアークの形状を形成していると仮定して、アークの軸中心部の物理量に着目した。図 42 に、アーク偏向距離とアーク軸中心部の物理量の算出法を示す⁽⁹¹⁾。ここで、 T_{arcC} は、アーク領域の中心部の温度であり、 T_{cen} は、計算領域の軸中心部の温度である。各軸方向毎のアークの偏向距離は、 T_{cen} と T_{arcC} を示す径方向位置の差から算出を行った。このアーク領域の中心部の径方向位置をアーク軸中心部として定義を行い、軸方向流速などの各物理量の算出を行った。

次に、アーク偏向時のアーク線分の統一化手法を示す。アーク偏向に伴い、陰極から離れた距離が異なるため、単純に同じ軸方向位置で比較することができない。このため、陰極から離れた距離を統一化して比較を行う必要がある。図 43 に、陰極からアーク軸中心部までの線分を示す⁽⁹¹⁾。点 A と点 B を結ぶ線分が陰極からアーク軸中心部までの距離を示す。パラメータとして設定した横風流速と横磁束密度の範囲で、アークに印加した場合のアークの形状は、陰極直下から直線状に変化する^(22, 92)。このため、アーク安定化時におけるアークの高さ方向の中心部である $L = 2.5 \text{ mm}$ を陰極からアーク軸中心部までの距離として線形化し、アーク偏向時の軸方向位置は、陰極からアーク軸中心部までの距離とアーク偏向距離 y_d を用いて、算出を行った。

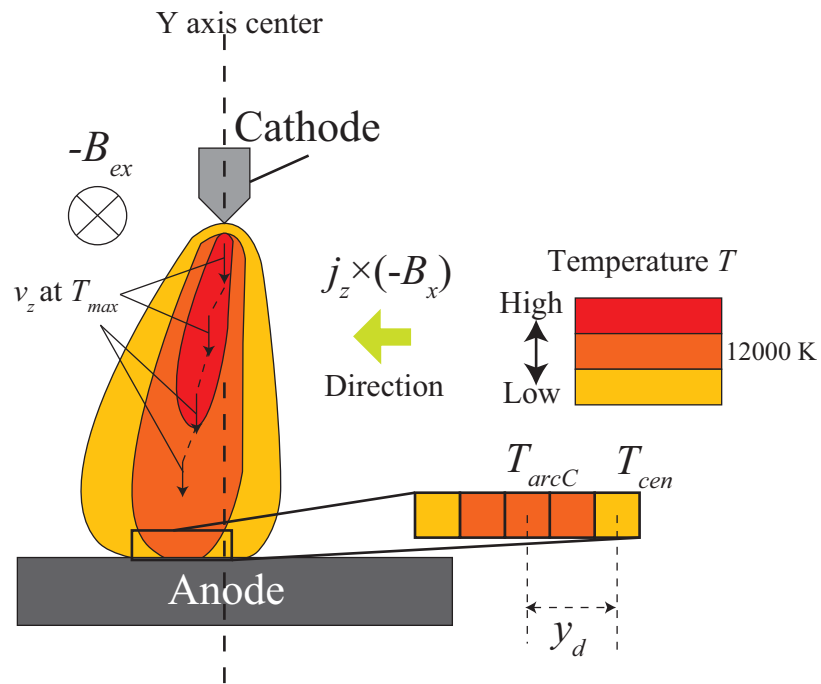


図 42 アーク偏向距離とアーク軸中心部の物理量の算出法⁽⁹¹⁾

Fig.42 Calculation of arc deflection length and flow velocity of arc axial center⁽⁹¹⁾.

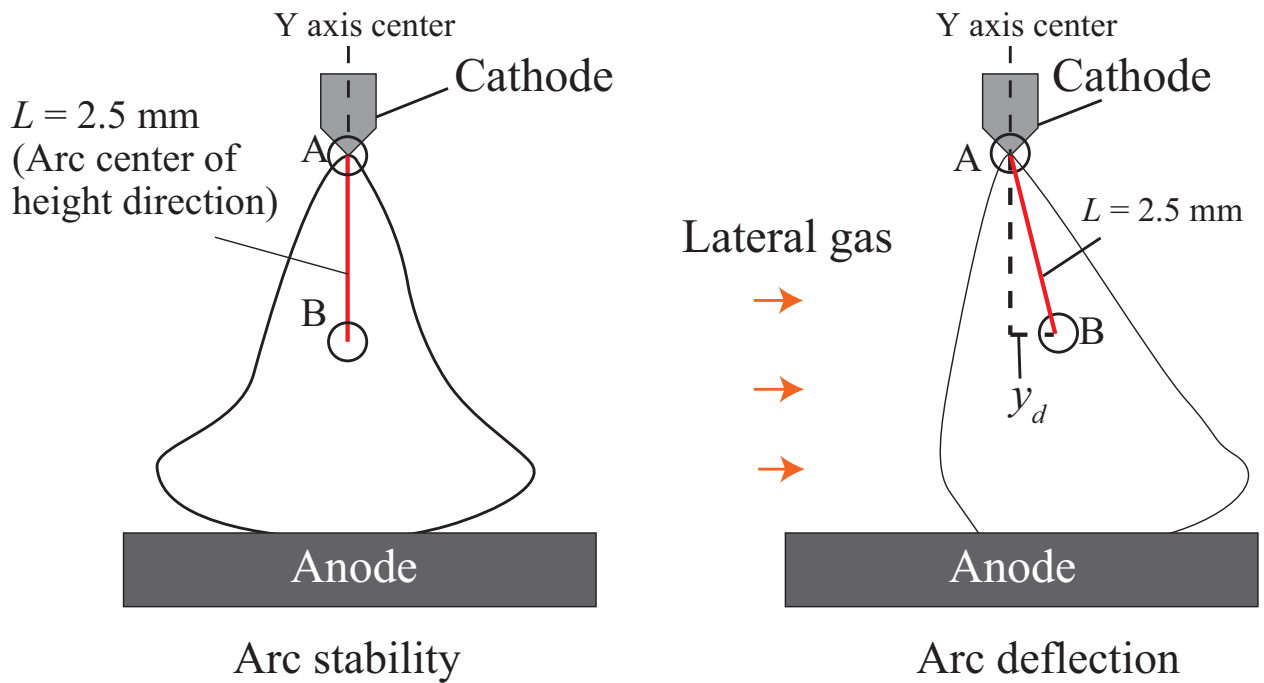


図 43 陰極からアーク軸中心部までの線分⁽⁹¹⁾

Fig.43 Line segment from cathode to arc axial center⁽⁹¹⁾.

第3章 アーク溶接における金属蒸気の混入現象とアーク姿態の偏向現象の解析

3.1 アーク溶接における金属蒸気の混入現象とアーク姿態の偏向現象の発生

溶融池の形成には、陽極の入熱を作用する陽極近傍のアークの電流密度分布が重要となる。このアークの電流路は、電界と導電率の分布で決定され、金属蒸気は、低温領域のアークの導電率の増加を引き起こす。このため、陽極近傍の金属蒸気量と溶融池内の電流密度との相関の解明が必要となる。本章では、パルス電流のピークとベース電流時間を調整することにより外周部の金属蒸気量を変化させることで、陽極近傍の金属蒸気量と溶融池内の電流密度の相関の解析を行う。計算方法は、2.1.2, 2.1.3 項と、2.3 節に詳細に述べた。

次に、このアークジェットの傾きの度合いを決定するアークの軸方向の流速と対流による熱輸送との相関を定量的に明らかにする必要がある。このため、横風によりアークジェットが吹き流されることに伴う対流熱輸送に関して、仮説とモデルを立て、横風流速をパラメータとして設定することで解析を行う。横風下の3次元の計算方法は、2.1.2, 2.1.4 項と 2.3 節に詳細に述べた。

3.2 金属蒸気の混入現象とアーク姿態の偏向現象の解析モデル

3.2.1 外周部の金属蒸気量低下モデル

高周波数のパルスアークであるほど、急峻な電流の変化に追従できず、アーク温度と金属蒸気が過渡応答するため、どちらも外周部に広がらなくなることが考えられる。このため、本章で明らかにするモデルは、外周部の電流密度が低下し、中心部の電流密度が増加することで、溶融池内部で働く深さ方向の電磁力が増大するため、溶け込み深さが増大するという仮説に基づいている。図 44 に、外周部の金属蒸気量低下モデルを示す⁽⁹³⁾。このモデルの各物理量は、1 周期当たりの各タイムステップにその時間を掛けた値の合計から 1 周期の平均を算出して得られる。このように各物理量は、時間で重み付けした 1 周期の平均の値である。これは、1 周期内の電流の増減や過渡応答により変化する金属蒸気やアーク温度を比較することで、周期内で生じる物理プロセスを解明できるためである。更に、溶け込み深さに及ぼすパルス電流の周波数の寄与が把握できるためである。

直流定常電流のモデルでは、陰極から陽極に向かって、高い温度勾配によって生じる強いアークジェットが生じる。陰極近傍から流れるアークジェットは、陽極へ向かって流れ、その後外周部に流れるため、アーク温度と陽極の中心部で発生している金属蒸気が外周部に吹き流されて輸送される。このため、直流定常電流は、短い時間で電流が増減するパルス電流に比べてアーク温度が高く、外周部の金属蒸気量が高い状態となる。したがって、外周部のコンダクタンスが高くなり、中心部と外周部のコンダクタンスの差が小さくなる。これは、鉄の原子の電離電圧は、7.9 eV とアルゴンの電離電圧に比べて低く、最外殻の電子が容易に電離するため、電子数が増え、導電率が全温度に対して上昇するためである。特に、アーク外周部の 5,000—10,000 K の範囲で導電率が上昇し、導電率に正の相関のあるコンダクタンスが増加する。この結果、外周部でも電流が流れるため、中心部の電流密度が低下することで、アークの自己磁界による磁束密度が中心部で低下する。中心部の電流密度と磁束密度が低下することにより、溶融池内部に対する深さ方向にかかる電磁力が低下するため、深さ方向の対流による熱の輸送が低下する。このため、溶融池内部に熱が伝わらず、溶け込み深さが低下してしまう。

一方、高周波数のパルスアークのモデルでは、急峻な電流の変化に追従できず、アーク温度と金属蒸気が過渡応答するため、どちらも外周部に広がらなくなる。アーク温度が低く、アークジェットによる外周部への金属蒸気の輸送が少ないため、外周部では、金属蒸気量が低い状態である。このため、外周部のコンダクタンスが低くなり、中心部と外周部のコンダクタンスの差が大きくなる。つまり、外周部で電流が流れにくくなることにより、相対的に中心部の流れやすさが増加する。この結果、外周部で流れる電流密度が低下するため、中心部の電流密度が

増加することで、アークの自己磁界による磁束密度が中心部で増加する。中心部の電流密度と磁束密度が増加することにより、溶融池内部で働く深さ方向の電磁力が増大するため、深さ方向の対流が活発になり溶け込み深さが増加する。これは、過渡応答が生じるほど顕著に生じる。以上のモデルに関して、ピークとベース電流時間を変化させ、アーク温度と金属蒸気の過渡応答を生じさせて、各物理量を検証することにより、溶融池内の電流密度に及ぼすパルスアーク外周部の金属蒸気量の寄与の解明を行った。

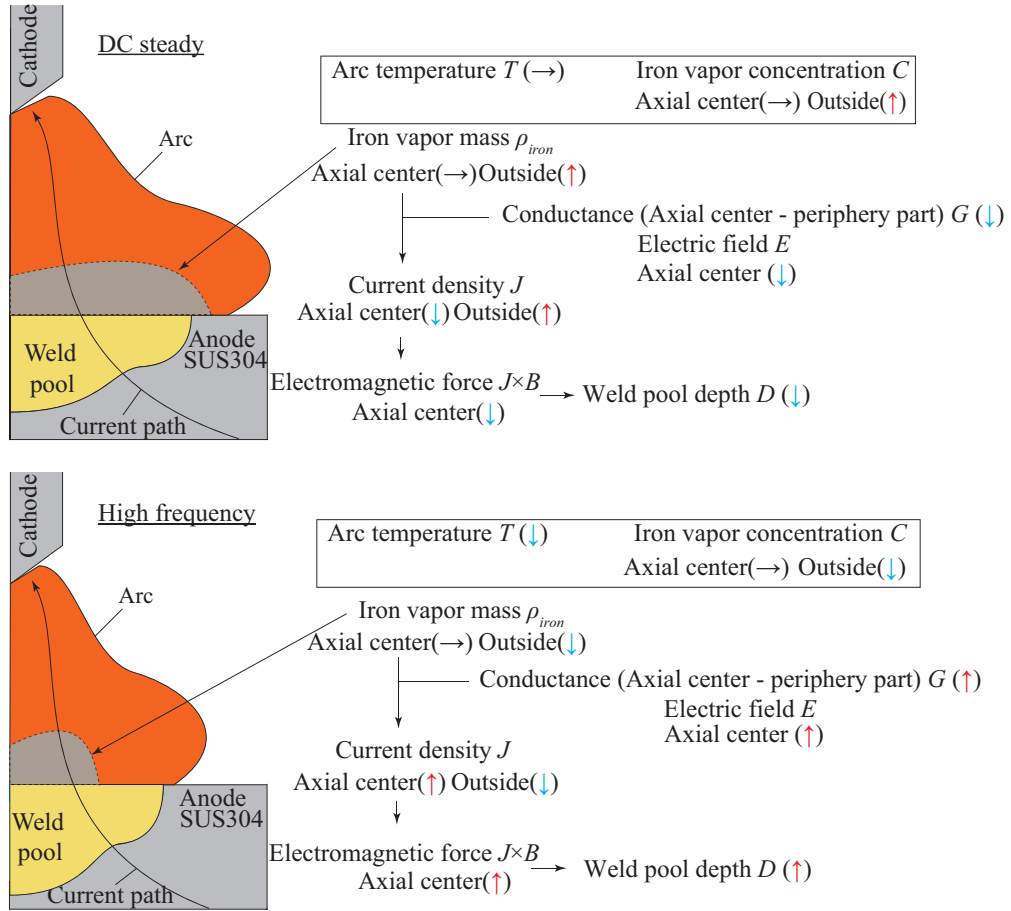


図 44 外周部の金属蒸気量低下モデル⁽⁹³⁾

Fig.44 Model of iron vapor mass decrement at periphery part in pulsed arc⁽⁹³⁾.

3.2.2 横風下におけるアークの軸方向流速が及ぼす対流熱輸送モデル

次に、横風下におけるアークの流速と対流熱輸送との相関を解明するモデルに関して述べる。図 45 に、横風吹付け時の陰極近傍の軸方向圧力勾配が及ぼすアークの対流熱輸送モデルを示す⁽⁹⁴⁾。本章のモデルは、横風流速の増加に伴い、横風の対流によって生じる力が増加することで、陰極近傍で生じたアークジェットが吹き流されることにより、アーク内の径方向の熱損失が増大するとの仮説に基づいている。横風を吹き付けていない状態を基準とし、横風流速をパラメータとして与えてモデル化を行う。

Model (A) は、横風流速が小さいため、陰極近傍の軸方向の圧力勾配によって生じるアークジェットが支配的となる。これにより、外周部へのアーク偏向が抑えられ、陰極近傍で生じたアークジェットが径方向に広がらず、直下方向に流れる。このため、アーク軸中心部において、アークの軸方向流速は変わらなくなる。このアークジェットが直下方向に維持されるため、アーク内の径方向のエンタルピーフローの増加は小さくなり、径方向の対流熱輸送は小さくなる。これに対して、Model (B) は、横風流速が大きくなることで、横風の対流によって生じる力が増加する。これにより、陰極近傍で生じたアークジェットが径方向に吹き流される。このため、陰極近傍で生じたアークジェットが径方向に流れることによって、アークの軸方向流速が低下する。このため、軸方向のエンタルピーフローは低下し、アーク内の径方向のエンタルピーフローが増加することで、径方向の対流熱輸送は大きくなる。

以上のモデルを解明するために、横風流速をパラメータとして変化させて解析を行う。各物理量を検証することによって、硬直性の要因となるアークジェットが変化した際のアークから母材に与える熱輸送の解明を行う。

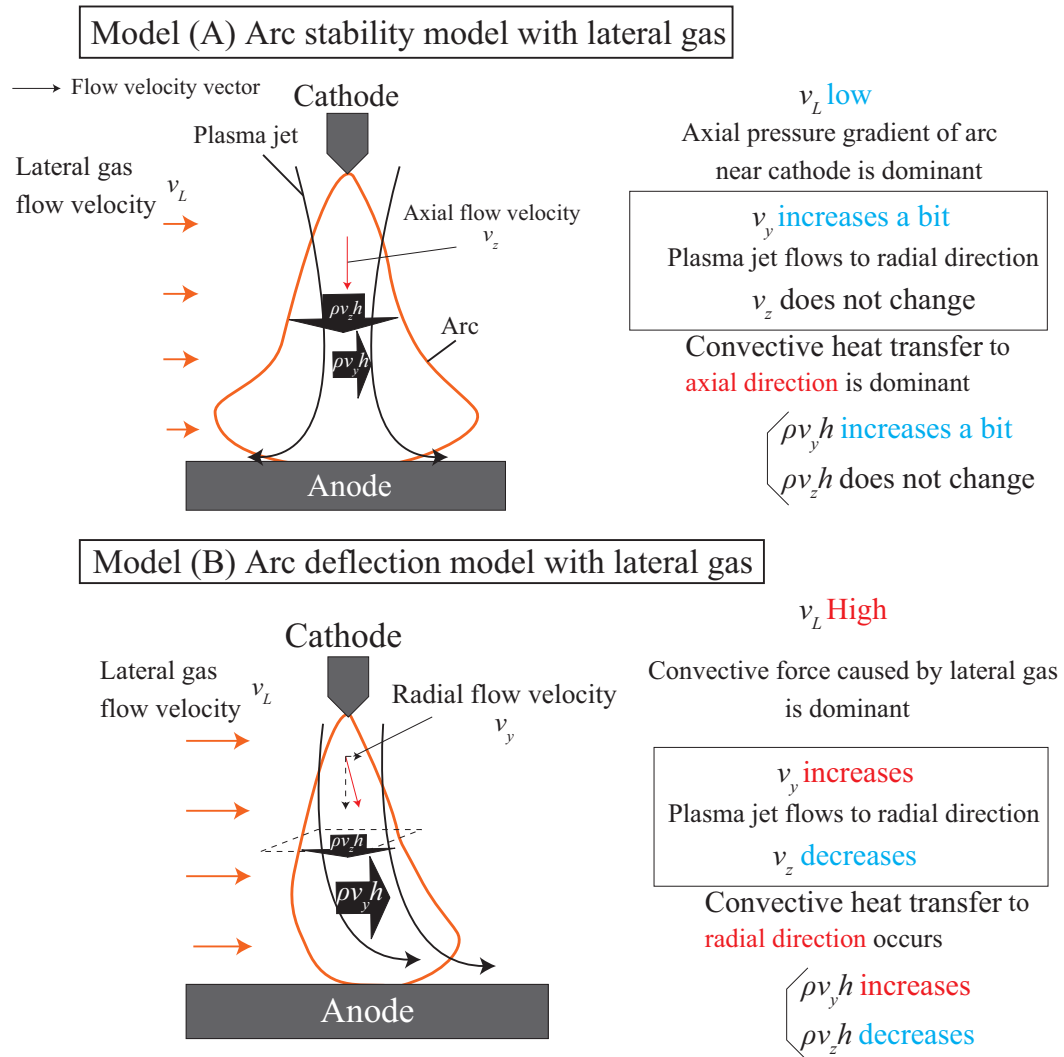


図 45 横風吹付時の陰極近傍の軸方向圧力勾配が及ぼすアークの対流熱輸送モデル⁽⁹⁴⁾
 Fig.45 Arc heat transfer model affected by axial pressure gradient near cathode with lateral gas⁽⁹⁴⁾.

3.3 パルスアークのピークとベース時間が及ぼす金属蒸気量と電磁力

図 46 に、定常アークと各周波数のパルスアークにおける 1 周期のアーク温度と鉄蒸気濃度分布を示す⁽⁹³⁾。パルスアークの分布の (a) は、パルス電流の 1 周期目におけるピーク電流到達時 (200 A), (b) は、ピーク電流立ち下がり直前 (200 A), (c) は、ベース電流到達時 (100 A), (d) は、ベース電流立ち上がり直前 (100 A) を示している。入力電力が等しい直流定常電流の温度分布は、外周部に温度が輸送されているため、4,000 K までの分布が大きくなった。また、鉄蒸気濃度分布は、外周部に鉄蒸気が拡散しているため、外周部に多量の鉄蒸気が混入した。しかし、パルスアークのアーク温度と鉄蒸気濃度分布は、ピーク電流では電流が増加したため、軸中心部のアーク温度が高温になり、鉄蒸気濃度が陰極側からのアークジェットにより、陽極近傍に推移した。ベース電流では電流が低下するため、軸中心部のアーク温度が低くなり、鉄蒸気濃度が陰極側からのアークジェットが弱まり、陰極側に拡散した。そして、高周波数のパルスアークは、アーク温度と鉄蒸気が電流の増減に追従できず過渡応答するため、1 周期を通して、アーク径と鉄蒸気の外周部への拡散範囲がほとんど一定であり、直流定常電流時より、アーク温度は収縮し、鉄蒸気は中心部に滞留していることが明らかとなった。したがって、ピークとベース電流時間が短い高周波数のパルス電流では、過渡応答が顕著に生じることにより熱と鉄蒸気の輸送が十分になされない。このため、1 周期を通してアーク径が拡大せず、鉄蒸気が軸中心部で滞留することにより、中心部では鉄蒸気濃度が高い状態が維持され、外周部では低い状態が維持される。以上より、パルス電流のピークとベース電流時間を適切に設定することにより、1 周期を通じて、鉄蒸気の拡散範囲を狭くすることが可能であることが明らかとなった。

次に、陽極近傍の鉄蒸気量に関して述べる。図 47 に、直流定常電流とパルスアーク (1000 Hz) における陽極近傍の鉄蒸気量の時間変化を示す⁽⁹³⁾。溶融池の形成に関わる電磁力は、陽極近傍のアークの電流密度に依存する。このため、図 47 以降の中心部と外周部の各物理量は、陽極近傍 ($z = 34.0 - 34.9$ mm) の中心部 ($r = 0 - 2.0$ mm), 外周部 ($r = 2.0 - 4.0$ mm) の領域の平均値とした。パルスアークの鉄蒸気量は、電流の増減によってアーク温度と鉄蒸気が変化するため、時間と共に増減した。しかし、直流定常電流とパルスアークの 1 周期の鉄蒸気量の平均値は、中心部では一定であり、直流定常電流に比べて差がなく、外周部ではパルスアークの値が定常よりも低くなった。これは、1 周期を通じて、パルスアークでは鉄蒸気が中心部で滞留し、外周部へ拡散されなかったためである。

図 48 に、ピークとベース電流時間における鉄蒸気量を示す⁽⁹³⁾。アーク温度と鉄蒸気は、ピークとベース電流時間が短時間であるほど過渡応答が生じる。このため、ピークとベース電流時

間が短時間であるほど、中心部の鉄蒸気は一定であり、外周部では低下することが明らかとなった。以上より、パルス電流のピークとベース電流時間を適切に設定することにより、1周期を通して鉄蒸気の拡散範囲を狭くすることで、アークの外周部の鉄蒸気量を低下できることが明らかとなった。

次に、外周部の鉄蒸気量が、溶融池の溶け込み深さに寄与する溶融池内の熱対流を誘起する溶融池内部に対する深さ方向にかかる電磁力に及ぼす影響を検証した。図49に、1周期の外周部の平均鉄蒸気量における深さ方向の対流を誘起する電磁力の平均と溶融池内部に働く電磁力の総和を示す⁽⁹³⁾。ここで、深さ方向の熱対流を誘起する1周期の電磁力の平均とは、溶融池と溶融していない母材の境界で熱を深さ方向に輸送させ、溶融させるために対流を深さ方向に誘起する位置 ($z=35.5\text{ mm}$ と $r=2.4\text{ mm}$, $z=35.7\text{ mm}$ と $r=1.2\text{ mm}$) における1周期の電磁力の平均のことを示す。つまり、この位置の電磁力が増加傾向を示す時は、深さ方向の熱対流を誘起していることを表す。更に、溶融池内部に働く深さ方向にかかる電磁力の総和は、溶融池内の各位置の電磁力を時間で積分した後、全ての位置で足し合わせた合計値の1周期の平均値であり、1周期を通して溶融池内部に働く合計の電磁力を表している。結果として、2つの位置の深さ方向の対流を誘起する電磁力は、1周期の外周部の平均鉄蒸気量の低下に伴い増加した。つまり、外周部の鉄蒸気量が低いほど、深さ方向に電磁力が働き、深さ方向の対流をより活発にさせることが明らかとなった。

以上より、ピークとベース電流時間が短い高周波数であるほど、外周部の鉄蒸気量は低下することが明らかになった。つまり、ピークとベース電流時間が長く、外周部に鉄蒸気量が多い低周波数ほど、深さ方向の熱対流を誘起する電磁力が低くなることと、ピークとベース電流時間が短く、外周部に鉄蒸気量が少ない高周波数ほど、深さ方向の熱対流を誘起する電磁力が増加することが検証された。この時、入力電力が等しい定常時よりも、溶融池内部における軸中心部の深部 $z=35.5\text{ mm}$ と $r=2.4\text{ mm}$ では最大59%、溶融池内部における $z=35.7\text{ mm}$ と $r=1.2\text{ mm}$ では最大62%増加した。また、溶融池内部に働く電磁力の総和も、深さ方向の熱対流を誘起する電磁力と同様に、1周期の外周部の平均鉄蒸気量の低下に伴い増加し、入力電力が等しい定常時より最大で31%増加した。したがって、ピークとベース電流時間を適切に設定することにより、アークと鉄蒸気の拡散範囲を制限させ、外周部の鉄蒸気量を低下させることによって、溶融池内部に働く電磁力を直流定常電流時よりも増大できることが明らかとなった。

また、図50に、1周期の深さ方向の対流を誘起する電磁力の総和における0.1mmの溶け込み深さを得るまでの時間と低周波数に対する効率を示す⁽⁹³⁾。これは、溶融池を形成させていない状態から計算した溶け込み深さに関する結果である。溶融池の溶け込み深さが0.1mmになるまでの時間は、1周期の溶融池内部に働く電磁力の総和の増加に伴い、短くなった。また、

低周波数に対する溶融池の溶け込み深さが 0.1 mm になるまでの効率、1 周期の溶融池内部に働く電磁力の総和の増加に伴い増加し、最大で 24% となった。溶融池内の電磁力の増大により、溶け込み深さを得る時間が短くなることから、溶融池内部に働く電磁力を増加させることが深い溶け込みを速く誘起することが明らかとなった。以上より、この深さ方向の対流を誘起する溶融池内部に対する深さ方向にかかる電磁力が増加することにより、溶け込み深さが増大し、実験の結果と同じ傾向を示すことが示唆される。このことから、ピークとベース電流時間を適切に設定し、外周部の鉄蒸気量を低下させることにより、溶融池の溶け込み深さに寄与する電磁力を増加させることで、溶け込み深さを増加させることが可能であることが明らかとなった。

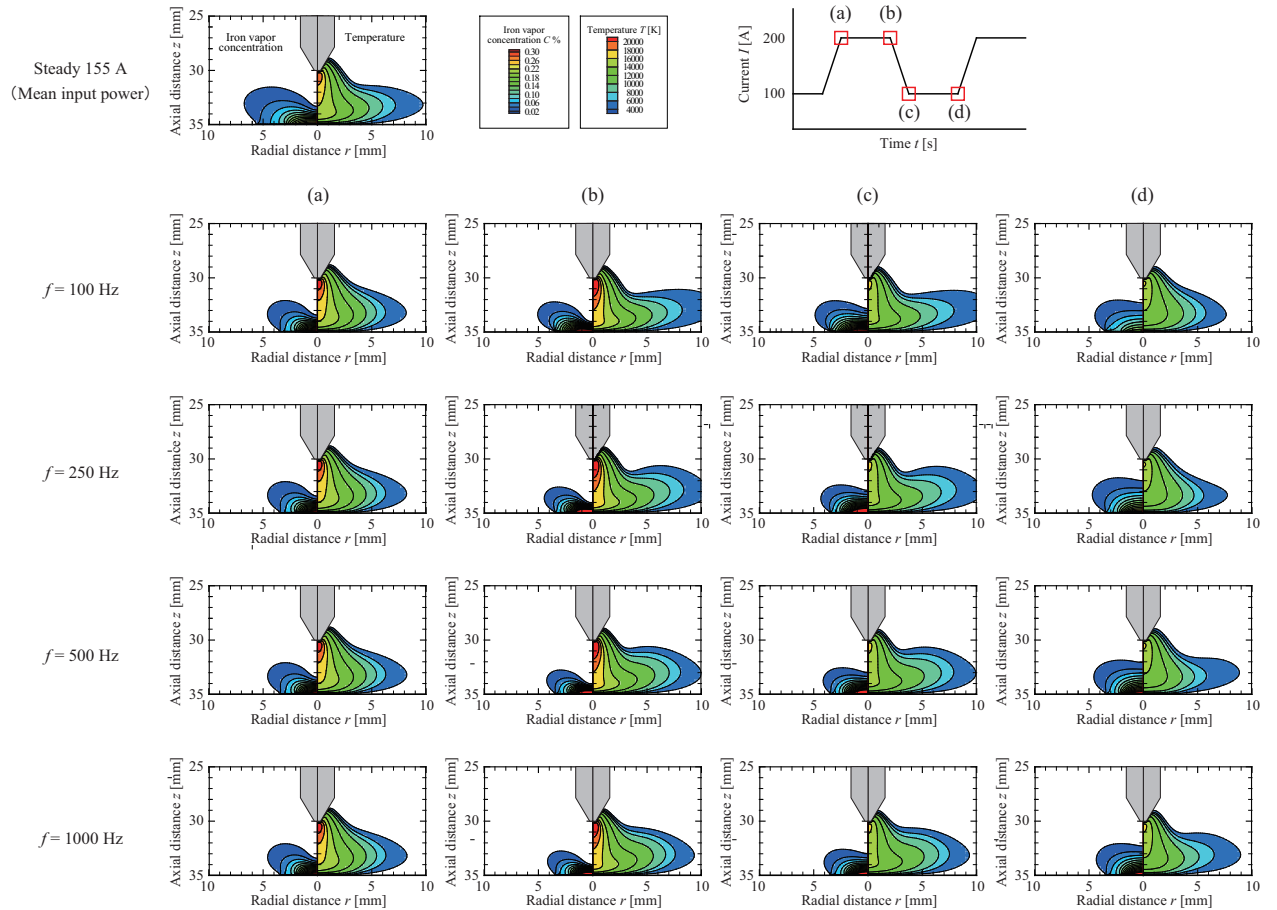


図 46 定常アークと各周波数のパルスアークにおける 1 周期のアーク温度と鉄蒸気濃度分布（左分布図：鉄蒸気濃度，右分布図：温度）⁽⁹³⁾

Fig.46 Time variation of distribution of arc temperature and iron vapor concentration as function of frequency (Left:Iron vapor concentration, Right:Arc temperature)⁽⁹³⁾.

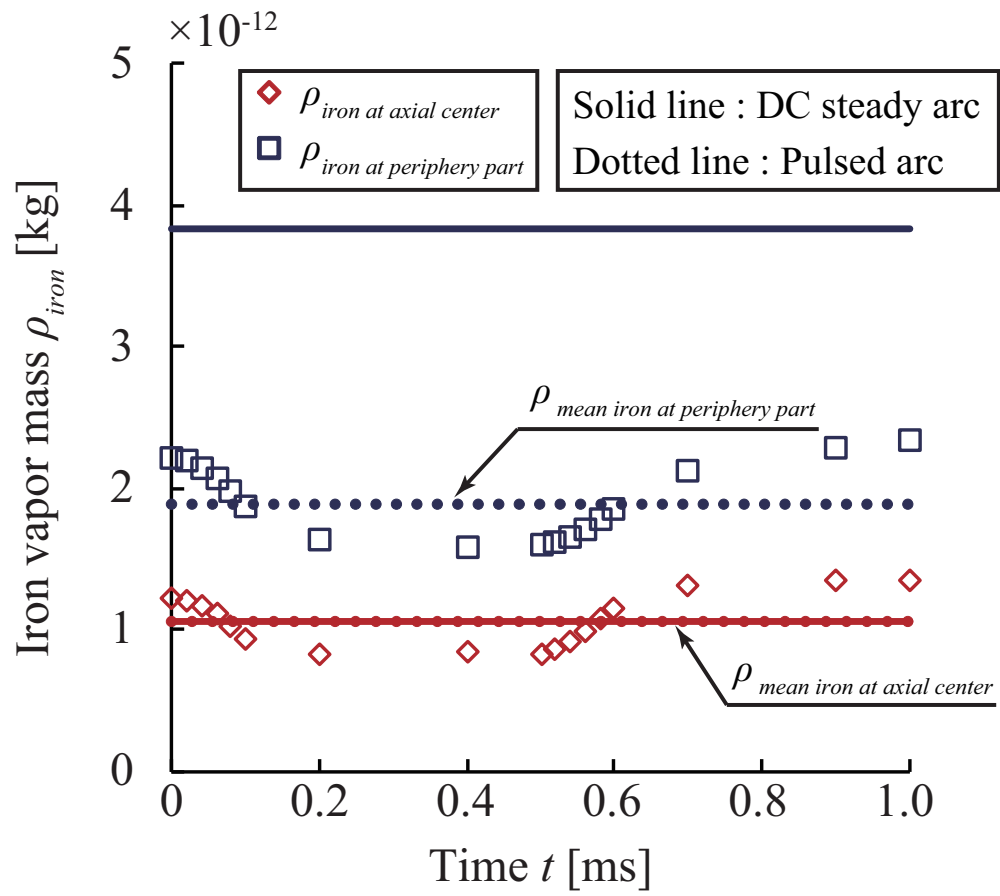


図 47 直流定常電流とパルスアークにおける陽極近傍の鉄蒸気量の時間変化⁽⁹³⁾
 Fig.47 Time variation of iron vapor mass near anode in steady and pulsed arc⁽⁹³⁾.

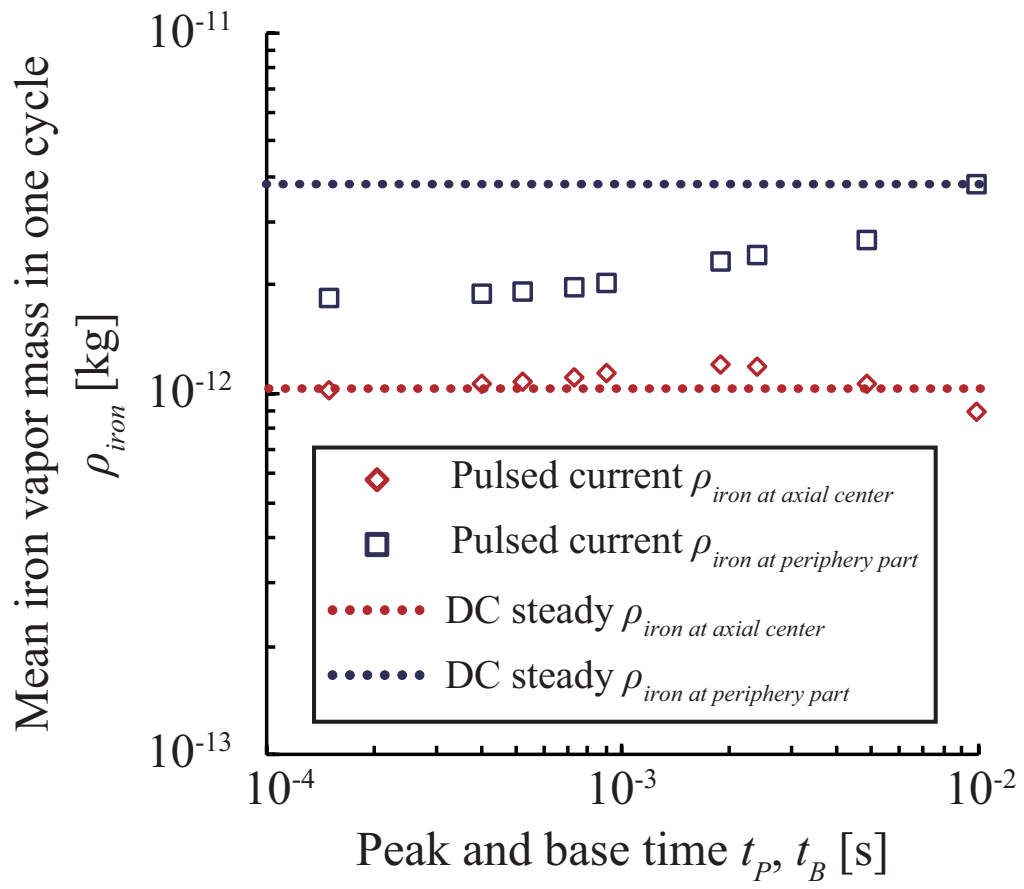


図 48 ピークとベース電流時間における鉄蒸気量⁽⁹³⁾
 Fig.48 Iron vapor mass as function of peak and base time⁽⁹³⁾.

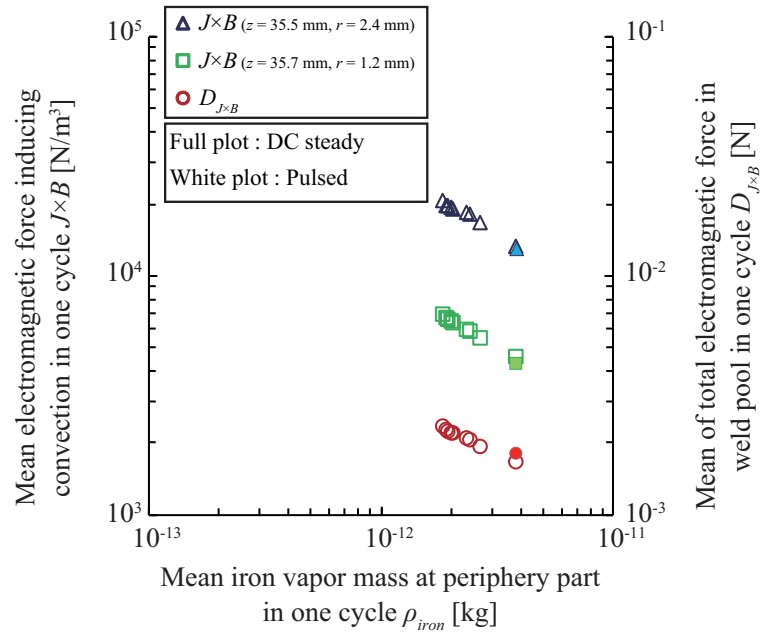


図 49 1 周期の外周部の平均鉄蒸気量における深さ方向の対流を誘起する電磁力の平均と溶融池内部に働く電磁力の総和⁽⁹³⁾

Fig.49 Mean electromagnetic force inducing thermal convection and mean total force of weld pool affected by mean iron vapor mass in one cycle⁽⁹³⁾.

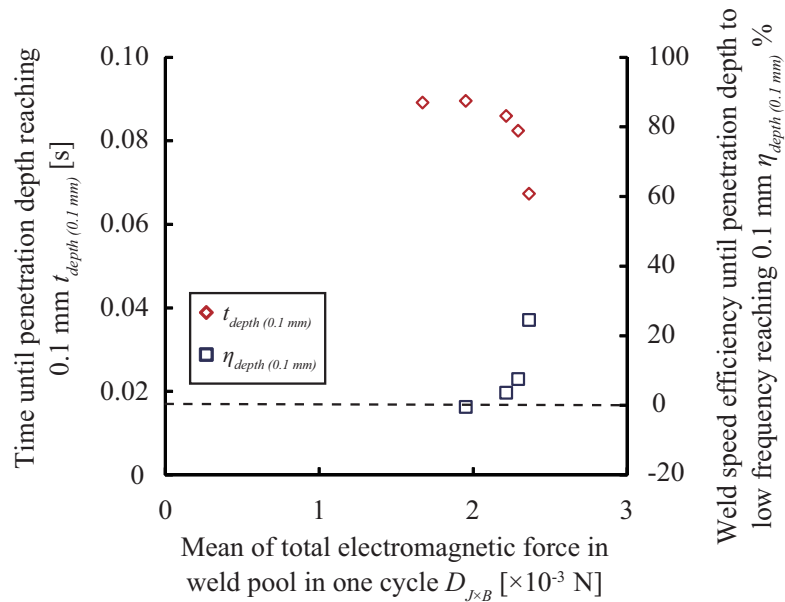


図 50 1 周期の溶融池内部に働く電磁力の総和における 0.1 mm の溶け込み深さを得るまでの時間と低周波数に対する効率⁽⁹³⁾

Fig.50 Time until penetration depth reaching 0.1 mm and weld speed efficiency to low frequency affected by mean total force of weld pool in one cycle⁽⁹³⁾.

3.4 外周部の金属蒸気量が溶融池内の電流密度に及ぼす影響

ピークとベース電流時間を設定することにより，1周期における外周部の鉄蒸気量を低下させ，深さ方向の熱輸送を誘起する電磁力を増大させることにより，溶け込み深さを増加できることが明らかとなった。図51に，1周期の外周部の平均鉄蒸気量における軸中心部と外周部のコンダクタンスの差と軸中心部の平均電界を示す⁽⁹³⁾。外周部の鉄蒸気量が増加するに伴い中心部と外周部のコンダクタンスの差が減少した。これは，中心部と外周部の電流の流れやすさが平滑化されたことを示す。つまり，外周部の電流の流れやすさが増加したことを示す。外周部の鉄蒸気量が増加すると，外周部で電流が流れやすくなり，外周部の鉄蒸気量が低下すると，中心部で電流が流れやすくなることが明らかとなった。また，1周期における平均鉄蒸気量の増加に伴い，1周期における中心部の平均電界は，低下した。アークは電流連続を維持するために，外周部のコンダクタンスが増加して外周部で電流が流れやすくなる。このため，外周部の電界が一定であっても，外周部に流れる電流が増加するため，軸中心部の電界が低下した。

図52に，1周期の外周部の平均鉄蒸気量における平均電流密度を示す⁽⁹³⁾。1周期における鉄蒸気量が外周部で増加したことにより，1周期の平均電流密度は，軸中心部で低下し，外周部では増加した。1周期において外周部の平均鉄蒸気量が低いほど，外周部のコンダクタンスが低いため，外周部で電流が流れにくくなる。この時，相対的に軸中心部で電流が流れやすいため，軸中心部に多く電流が流れ，外周部に流れない状態となる。このため，軸中心部で電流密度が増加し，この電流密度により生じる自己磁界によって発生する磁束密度が軸中心部で増加する。したがって，溶融池の深さ方向に働く電磁力は増加した。また，前節の図48で示した通り，ピークとベース電流時間を短く設定した高周波数のパルス電流ほど外周部の鉄蒸気量を低下させることができることから，高周波数ほどこれらの現象が顕著に生じることが実証された。

以上より，ピークとベース電流時間を短く設定した高周波数のパルス電流ほど，外周部の鉄蒸気量が低下したことにより，相対的に中心部で電流が流れやすいアークを維持する。このため，溶融池内に働く電磁力が増加し，この現象が高周波数のパルスアークであるほど顕著に生じることで，溶融池の溶け込み深さが増大することが立証された。

したがって，アーク外周部の金属蒸気が低下することにより，軸中心部で電流密度が増加することで，溶融池の中心部で電磁力が増大することが明らかとなった。

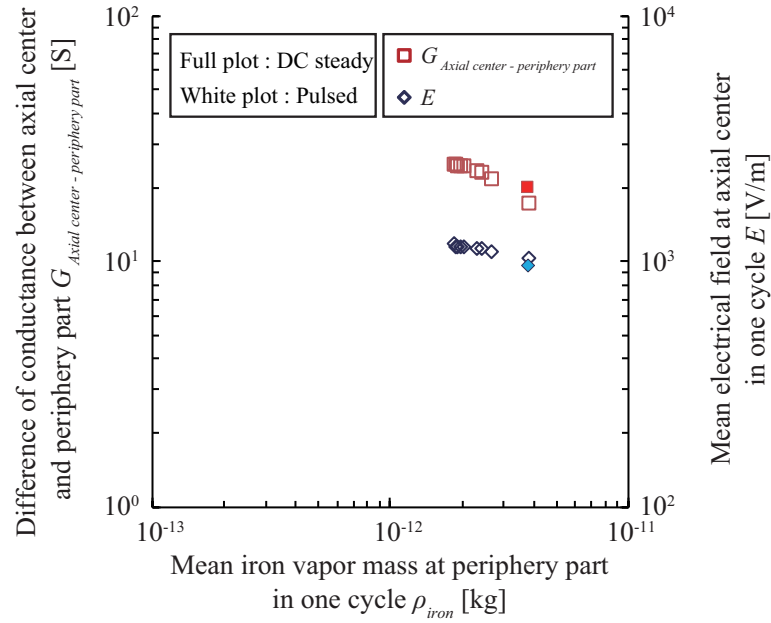


図 51 1 周期の外周部の平均鉄蒸気量における軸中心部と外周部のコンダクタンスの差と軸中心部の平均電界⁽⁹³⁾

Fig.51 Difference of conductance between axial center and periphery part and mean electrical field in one cycle at axial center affected by mean iron vapor mass in one cycle⁽⁹³⁾.

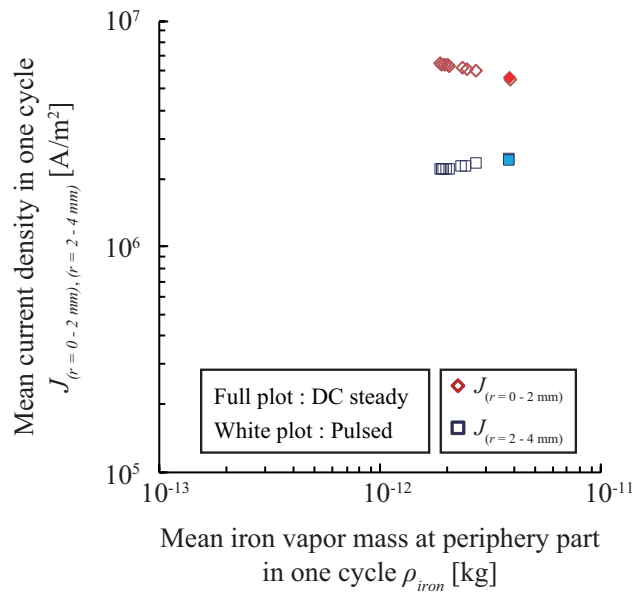


図 52 1 周期の外周部の平均鉄蒸気量における平均電流密度⁽⁹³⁾

Fig.52 Mean current density affected by mean iron vapor mass in one cycle⁽⁹³⁾.

3.5 横風流速変化時の各方向のアーケ内の対流熱輸送

本節以降では、3.2.2 項で述べた横風下のアーケの流速と対流熱輸送との相関を解明するモデルの検証を行う。図 53 に、横風流速変化時の線分 $L = 5 \text{ mm}$ のアーケ偏向距離を示す⁽⁹⁴⁾。 $v_L = 2 \text{ m/s}$ までの範囲では、アーケ偏向距離は緩やかに増加し、 $v_L = 2 \text{ m/s}$ を超えた範囲からアーケ偏向距離は急峻に増加した。2.4 節で定義した線分 L とアーケ偏向距離 y_d を用いたアーケ偏向時の軸方向位置は、 $v_L = 0 - 2.5 \text{ m/s}$ において陰極下 5.0 mm 、 $v_L = 3 \text{ m/s}$ において陰極下 4.8 mm 、 $v_L = 3.5 \text{ m/s}$ において陰極下 4.6 mm 、 $v_L = 4 \text{ m/s}$ において陰極下 4.2 mm となった。図 54 に、横風流速変化時のアーケ軸中心部の径方向と軸方向の流速を示す⁽⁹⁴⁾。 $v_L = 2 \text{ m/s}$ までの範囲では、軸方向流速の変化量が小さかった。これに対して、 $v_L = 2 \text{ m/s}$ を超えた範囲から横風流速の増加に伴い、軸方向流速は低下し、径方向流速が増加した。

次に、横風流速変化時の入熱量の結果を示す。図 55 に、横風流速変化時の電子凝縮熱成分と熱伝導成分の入熱量、放射パワー、対流熱損失を示す⁽⁹⁴⁾。ここで、 η はアーケから陽極へ与える入熱効率、 P_{in} は入力電力、 P_{rad} は放射パワーを示す。また、 $P_{in} - (P_{ele} + P_{heat} + P_{rad})$ は対流による熱損失と定義した。横風流速を増加させても、電子凝縮熱成分の入熱量は一定となった。これは、横風によりアーケ姿態が変化しても陽極に流れる電流の総量が変化しないためである。これに対して、 $v_L = 2 \text{ m/s}$ を超えた範囲から横風流速の増加に伴い、放射パワーは増加し、熱伝導成分の入熱量は低下した。これは、横風流速の増加によってアーケ長が増加し、アーケの温度体積が増加するためである。更に、径方向の対流熱輸送が増大し、陽極への入熱とならずに径方向側にエネルギーが逃げるためである。結果として、横風流速の増加に伴い対流による熱損失が増加した。 $v_L = 4 \text{ m/s}$ における陽極への電子凝縮熱と熱伝導成分の入熱量の総和は、 702 W であり、 $v_L = 0 \text{ m/s}$ では 810 W であった。更に、 $v_L = 4 \text{ m/s}$ における入力電力は 1350 W であり、 $v_L = 0 \text{ m/s}$ では 1130 W であった。これは、アーケ偏向距離の増加に伴い、アーケ長が伸びるためである。 $v_L = 4 \text{ m/s}$ の場合には、横風が及ぼすアーケ偏向によって入力電力の増加と入熱量の低下により入熱効率は 52% となり、 $v_L = 0 \text{ m/s}$ と比べて低下した。また、横風流速の増加に対する入熱効率は、アーケ偏向距離が短い場合には緩やかに低下し、アーケ偏向距離の増加に伴い、急峻に低下する傾向となった。この入熱効率の低下傾向は、他者の傾向と同様であった⁽²²⁾。

図 56 に、横風流速変化時の径方向と軸方向のアーケ領域のエンタルピーフローの総入熱量を示す⁽⁹⁴⁾。ここで、 $\rho v_y h$ 、 $\rho v_z h$ は各コントロールボリュームの径方向と軸方向のエンタルピーフロー、 s_{xz} 、 s_{xy} は各コントロールボリュームの径方向に垂直な断面積と軸方向に垂直な断面積を示す。軸方向のアーケ領域のエンタルピーフローの総入熱量は、各コントロールボリュームの軸

方向のエンタルピーフロー $\rho v_z h$ と垂直な断面積 s_{xy} の積を計算し、アーク領域で総和を求めることで算出を行った。なお、入力電流 100 A の 99% が流れている領域をアーク領域の導電面積として定義した。径方向のアーク領域のエンタルピーフローの総入熱量は、各コントロールボリュームの径方向のエンタルピーフロー $\rho v_y h$ と垂直な断面積 s_{xz} の積を計算し、算出したアーク偏向時の軸方向位置から下のアーク領域で総和をとることで算出を行った。 $v_L = 2 \text{ m/s}$ 以下では、軸方向のエンタルピーフローの総入熱量の変化量は小さかった。これに対し、 $v_L = 2 \text{ m/s}$ を超えた範囲から横風流速の増加に伴い、軸方向のエンタルピーフローの総入熱量は低下し、径方向のエンタルピーフローの総入熱量は増加した。以上より、 $v_L = 2 \text{ m/s}$ を超えた範囲から横風流速の増加に伴い、軸方向流速は低下し径方向流速は増加した。更に、軸方向のエンタルピーフローの総入熱量は低下し、径方向のエンタルピーフローの総入熱量は増加することが明らかとなった。

図 57 に、横風流速変化時の陰極直下 0.5 mm の軸方向圧力勾配とアーク外周部の単位長さ当たりの対流によって生じる力の平均を示す⁽⁹⁴⁾。ここで、アーク外周部の単位長さ当たりの対流によって生じる力の平均は、運動量保存則の y 方向の移流項で示される対流によって生じる力 $\rho v_y^2 [\text{Pa}]$ をアーク領域の軸方向のグリッド $z = 0.2 \text{ mm}$ で割り、アーク領域外周部において、平均を求めることで算出した。 $v_L = 2 \text{ m/s}$ までの範囲では、陰極近傍の軸方向圧力勾配は変化しなかった。 $v_L = 2 \text{ m/s}$ を超えた範囲から横風流速の増加に伴い、陰極近傍の軸方向圧力勾配は低下し、アーク外周部の単位長さ当たりの対流によって生じる力の平均は増加した。

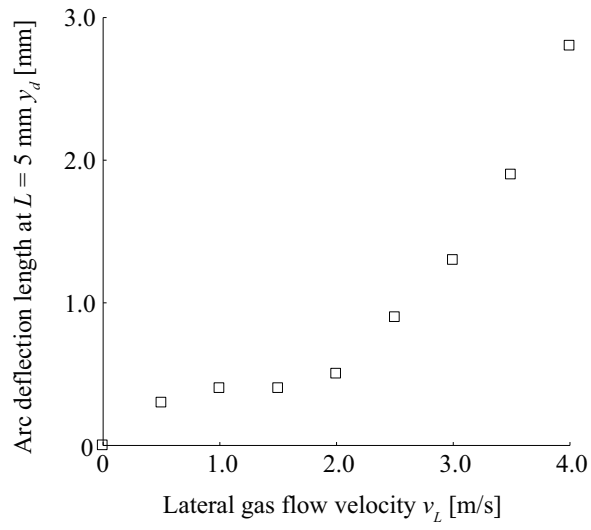


図 53 横風流速変化時の線分 $L = 5$ mm のアーク偏向距離⁽⁹⁴⁾
 Fig.53 Arc deflection length at $L = 5$ mm with lateral gas flow velocity⁽⁹⁴⁾.

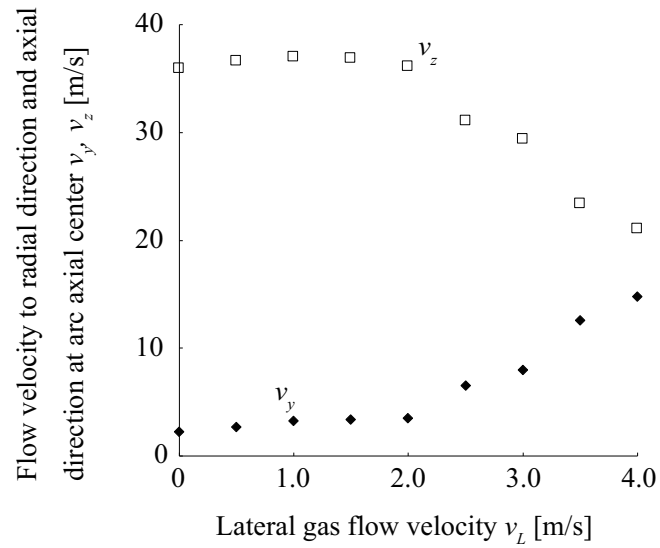


図 54 横風流速変化時のアーク軸中心部の径方向と軸方向の流速⁽⁹⁴⁾
 Fig.54 Flow velocity to radial direction and axial direction at arc axial center with lateral gas flow velocity⁽⁹⁴⁾.

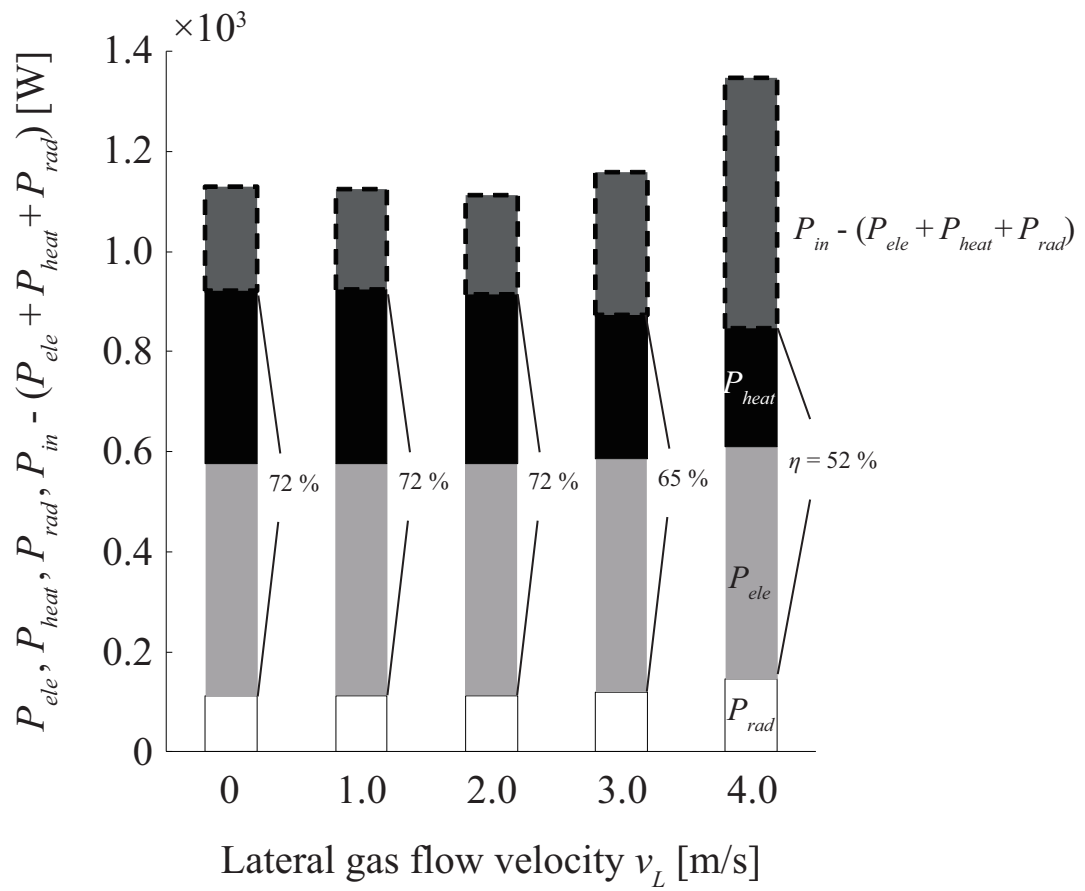


図 55 横風流速変化時の電子凝縮熱成分と熱伝導成分の入熱量，放射パワー，対流熱損失⁽⁹⁴⁾
 Fig.55 Heat transfer of electron inflow and heat conduction, radiation power, and convective heat loss with lateral gas flow velocity⁽⁹⁴⁾.

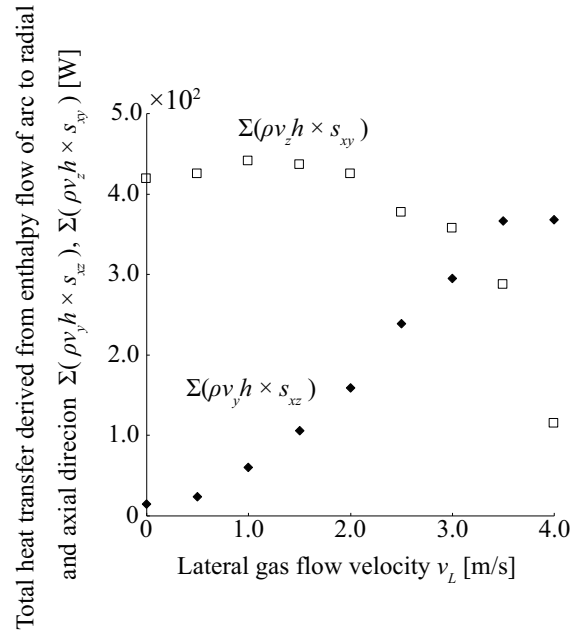


図 56 横風流速変化時の径方向と軸方向のアーカ領域のエンタルピーフローの総入熱量⁽⁹⁴⁾

Fig.56 Total heat transfer to radial or axial direction derived from enthalpy flow of arc with lateral gas flow velocity⁽⁹⁴⁾.

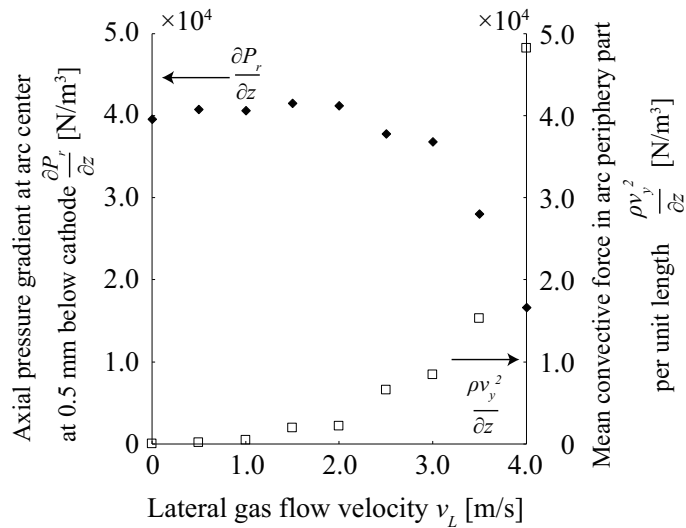


図 57 横風流速変化時の陰極直下 0.5 mm の軸方向圧力勾配とアーカ外周部の単位長さ当たりの対流によって生じる力の平均⁽⁹⁴⁾

Fig.57 Axial pressure gradient at 0.5 mm below cathode and mean convective force in arc periphery part per unit length with lateral gas flow velocity⁽⁹⁴⁾.

3.6 陰極近傍の軸方向圧力勾配が及ぼすアークの軸方向対流熱輸送

前節では、 $v_L = 2 \text{ m/s}$ を超えた範囲から横風流速の増加に伴い、軸方向のエンタルピーフローの総入熱量は低下し、径方向のエンタルピーフローの総入熱量は増加することが明らかとなった。更に、陰極近傍の軸方向圧力勾配は低下し、アーク外周部の単位長さ当たりの対流によって生じる力の平均は増加した。これらを基に、陰極近傍の軸方向圧力勾配が及ぼすアークの軸方向対流熱輸送の解析を行う。図 58 に、アーク軸中心部の軸方向流速が及ぼす径方向と軸方向のエンタルピーフローの総入熱量を示す⁽⁹⁴⁾。横風流速による軸方向流速の低下に伴い、軸方向のアークのエンタルピーフローの総入熱量は低下し、径方向のアークのエンタルピーフローの総入熱量は増加した。

次に、図 59 に、陰極直下 0.5 mm の軸方向圧力勾配が及ぼす径方向と軸方向の流速を示す⁽⁹⁴⁾。横風流速 $v_L = 2 \text{ m/s}$ を超える範囲で、陰極近傍の軸方向圧力勾配の低下に伴い、軸方向流速は低下し、径方向流速は増加した。これは、横風流速の増加に対して、対流によって生じる力の増加によって径方向流速が増加するためである。以上より、陰極近傍の軸方向圧力勾配が高い状態を維持すれば、陰極から陽極に向かうアークジェットが維持されるため、風下方向への熱損失が低下することが明らかとなった。これに対して、横風流速の増加により、陰極近傍の軸方向圧力勾配が低下することで、アークジェットが風下方向に流されることで、風下方向への熱損失が増加することが明らかとなった。

最後に、陰極直下 0.5 mm の軸方向圧力勾配とアーク外周部の単位長さ当たりの対流によって生じる力の平均を硬直性の指標とし、対流によって生じる熱輸送の検討を行う。図 60 に、陰極直下 0.5 mm の軸方向圧力勾配と対流によって生じる力の平均の比が及ぼす軸方向のエンタルピーフローの総入熱量を示す⁽⁹⁴⁾。 $v_L = 2 \text{ m/s}$ を超えた範囲から陰極近傍の軸方向圧力勾配と対流によって生じる力の平均の比の低下に伴い、軸方向のアークのエンタルピーフローの総入熱量は急峻に低下した。これに対して、 $v_L = 2 \text{ m/s}$ までの範囲では、軸方向のアークのエンタルピーフローの総入熱量はあまり変化しなかった。したがって、アークの偏向を抑制しアークを硬直させるためには、軸方向流速の増加が必要となる。この軸方向流速の増加を引き起こす陰極近傍の圧力勾配が重要となることが明らかとなった。

以上より、横風流速が小さい場合には、陰極近傍の軸方向の圧力勾配が支配的となり、アークから母材に与える熱輸送は変わらなかった。これに対して、横風流速が大きい場合には、横風の対流によって生じる力が支配的となり、風下方向への熱損失が大きくなることが明らかとなった。

したがって、陰極近傍の軸方向圧力勾配が高い状態を維持すれば、陰極から陽極に向かうアー
クジェットが維持されるため、風下方向への熱損失が低下することを明らかにした。

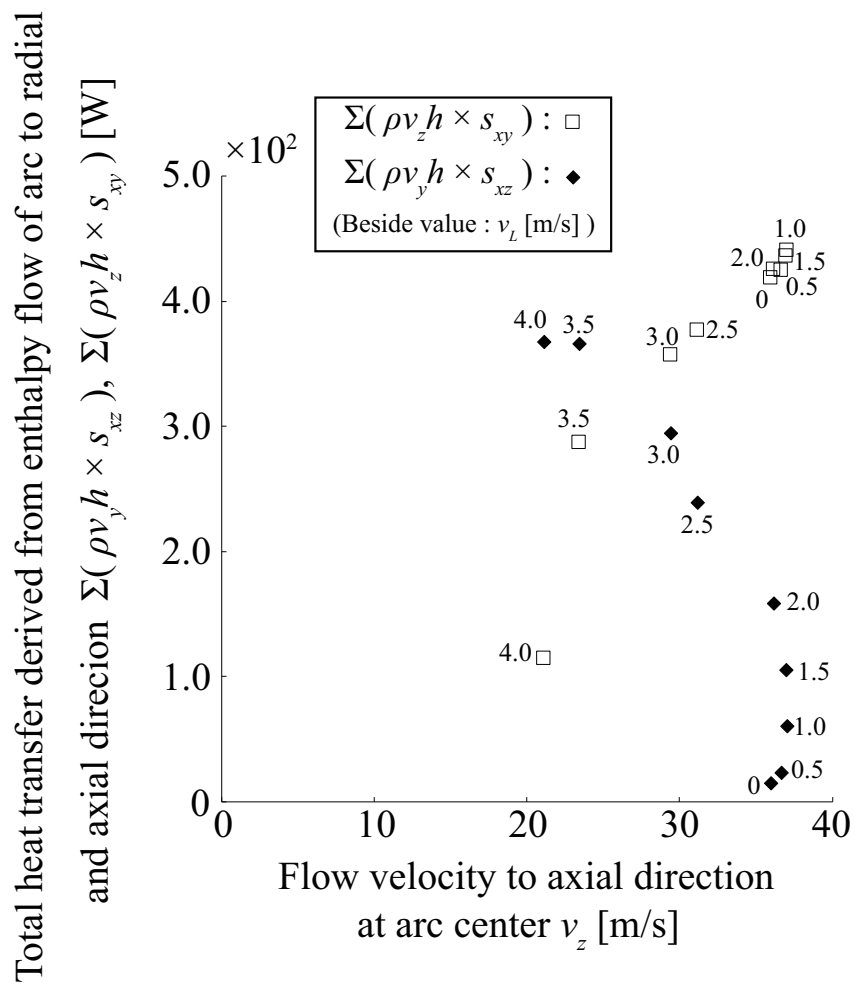


図 58 アーク軸中心部の軸方向流速が及ぼす径方向と軸方向のエンタルピーフローの総入熱量⁽⁹⁴⁾

Fig.58 Total heat transfer to radial and axial direction derived from enthalpy flow affected by flow velocity to axial direction at arc axial center⁽⁹⁴⁾.

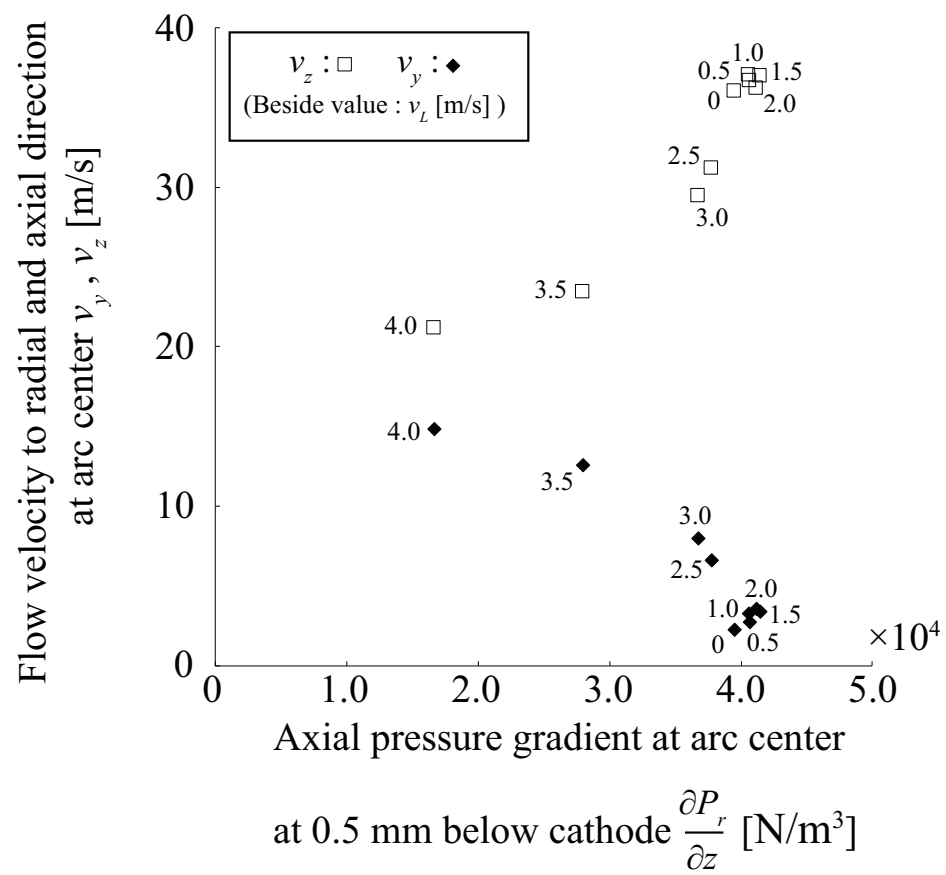


図 59 陰極直下 0.5 mm の軸方向圧力勾配が及ぼす径方向と軸方向の流速⁽⁹⁴⁾
 Fig.59 Flow velocity to radial and axial direction affected by axial pressure gradient at 0.5 mm below cathode⁽⁹⁴⁾.

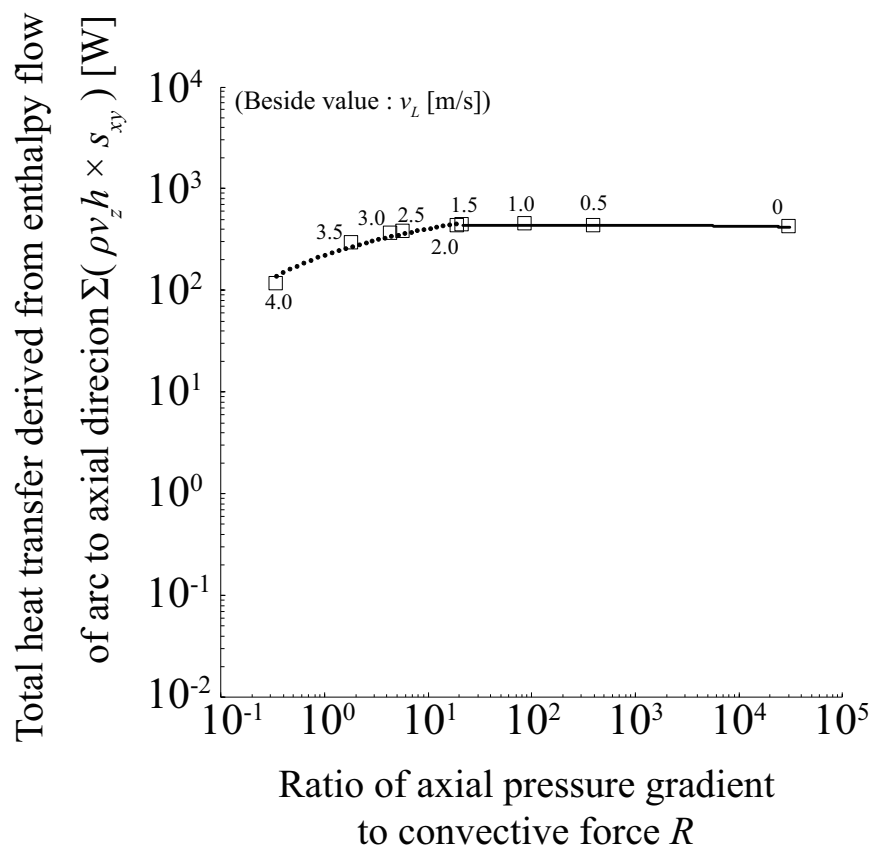


図 60 陰極直下 0.5 mm の軸方向圧力勾配と対流によって生じる力の平均の比が及ぼす軸方向のエンタルピーフローの総入熱量⁽⁹⁴⁾

Fig.60 Total heat transfer to axial direction derived from enthalpy flow affected by ratio of axial pressure gradient to convective force⁽⁹⁴⁾.

3.7 横風下におけるアーク内の金属蒸気濃度

前節までに、アーク外周部の金属蒸気が低下することにより、軸中心部で電流密度が増加することで、溶融池の中心部で電磁力が増大することが明らかとなった。また、横風下においては、陰極近傍の軸方向圧力勾配が高い状態を維持すれば、陰極から陽極に向かうアークジェットが維持されるため、風下方向への熱損失が低下することが明らかとなった。

次に、横風下で母材からの金属蒸気の発生を考慮した解析を示す。図 61 に、 $t = 21 \text{ ms}$ における横風吹付け時の温度分布及び鉄蒸気濃度分布を示す。横風がアークに吹付けられることで、風上側では鉄蒸気の分布が広がらず、風下側の方で、鉄蒸気の分布が広がった。これは、横風によりアークが偏向するに伴って、風下方向の流速が増加することで、鉄蒸気が輸送されるためである。これにより、横風下では、アークの偏向が外周部側で混入する金属蒸気の増加が引き起こされる。このため、アーク外周部側で電流が流れやすくなることで、溶け込み深さに寄与する溶融池の中心部で電磁力が低下することが示唆された。したがって、横風下でパルスアークを活用する上で、外部磁界によるアーク姿態の偏向抑制が必要であることが明らかとなった。

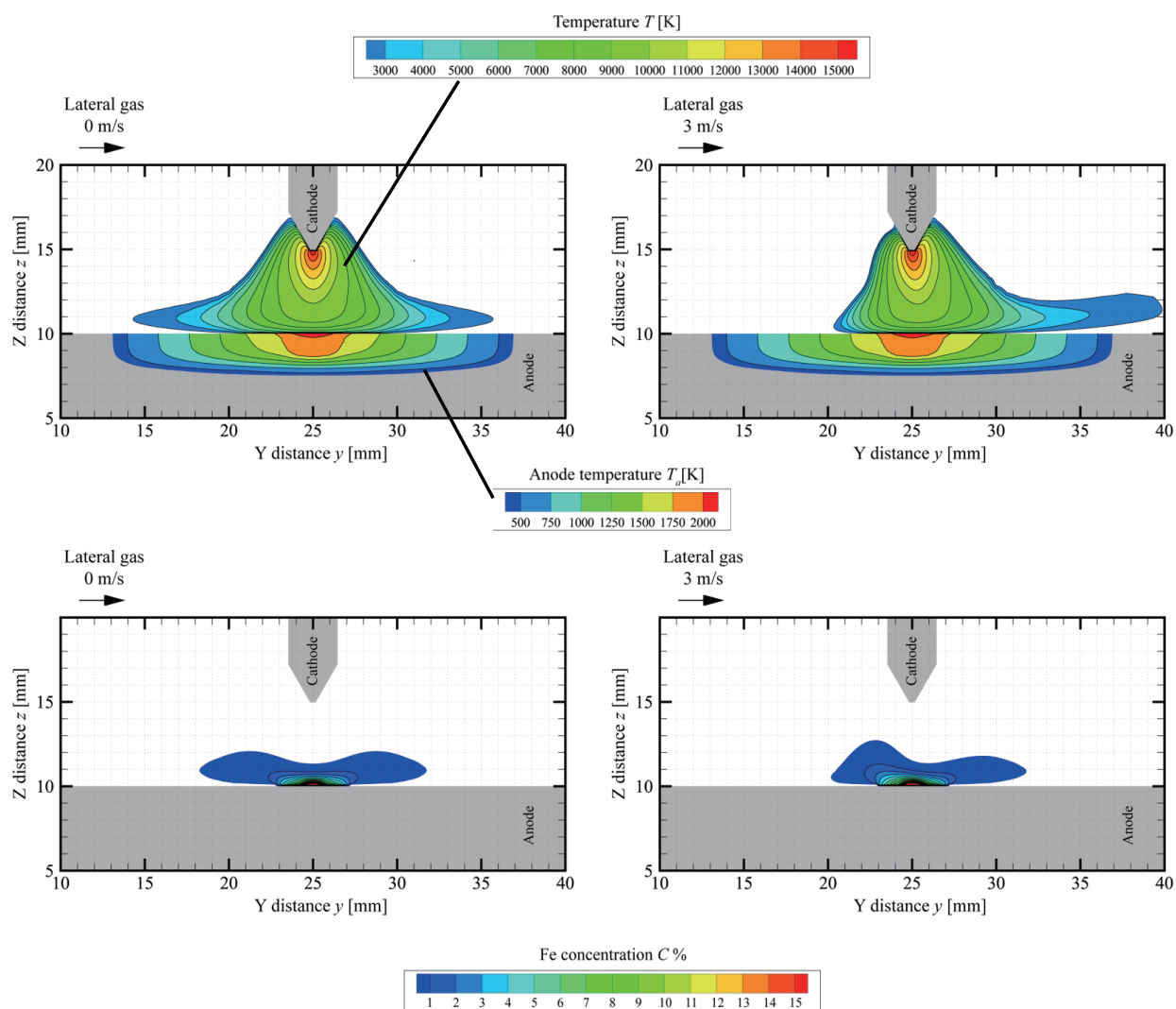


図 61 $t = 21$ ms における横風吹き付け時の温度分布及び鉄蒸気濃度分布
 Fig.61 Arc temperature and Fe vapor concentration distribution at $t = 21$ ms with lateral gas flow.

第4章 横風下の外部磁界によるアーク姿態の偏向抑制の解析

4.1 本計算手法の妥当性の検証

まず、本研究の計算手法に関して、アーク形状から妥当性の検証を行った。計算手法は、2.1.2, 2.1.4 項と、2.3 節で詳細に述べた。図 62 に、横磁束密度が及ぼすアーク偏向距離を示す⁽⁹¹⁾。実験とのアーク姿態の比較を行う際に、アーク領域の定義を行った。カメラで捉えられるアークからの可視光は、主に Ar^+ (Ar II) の再結合放射が支配的である⁽⁹⁵⁾。 Ar の放射パワー密度は、15,000 K から対数的にほぼ一定の 10^9 W/m^3 となる⁽⁸⁶⁾。この値より一桁低い放射パワー密度であり、導電率の増加が対数的に飽和する 12,000 K 以上の領域をアーク領域として定義を行う。比較を行う実験のアーク姿態の観測機器は、Photron 社製の FASTCAMAPXRS を使用した。撮影速度は 10,000 fps, 画像のサイズは $256 \times 512 \text{ pixel}$, F 値は 22, 減光用の ND フィルターは 4, 400 を使用した。観測されたアーク姿態は閾値 30 を与えて二値化を行い、解析結果との比較を行った。三角の Ref(8) と示されるプロットは、Gonzalez 氏の解析結果である⁽⁶⁸⁾。ここで、陽極上 1 mm のアーク偏向距離で比較を行った。横磁束密度 $B_{ex} = 1, 2 \text{ mT}$ におけるアーク偏向距離 y_d の解析結果は、それぞれ 2.2 mm, 2.9 mm となった。1 mT 近傍の他者の解析結果とのアーク偏向距離の差は、比較すると 0.6 mm であった。更に、実験とのアーク偏向距離の差は、0.4 mm であり、同様な傾向を示した。

更に、実験とのアーク形状との比較を行う。図 63 に、横磁束密度が及ぼすアーク姿態の比較を示す⁽⁹¹⁾。ここで、陽極表面は、 $z = 10 \text{ mm}$ であり、アーク姿態に着目するために陽極表面より上部の分布を示している。解析におけるアーク姿態を算出する閾値は、12,000 K のアルゴンの放射パワー密度である $2.9 \times 10^8 \text{ W/m}^3$ とした。解析で算出したアーク形状は、12,000 K 以上の高温領域が、横磁界のローレンツ力が働く方向に広がった。また、陽極に向かうにつれて、高温領域が広がった。これは、実験で観測したアーク姿態と同様な傾向となっているため、アーク形状の観点から本研究の計算手法の妥当性が検証された。

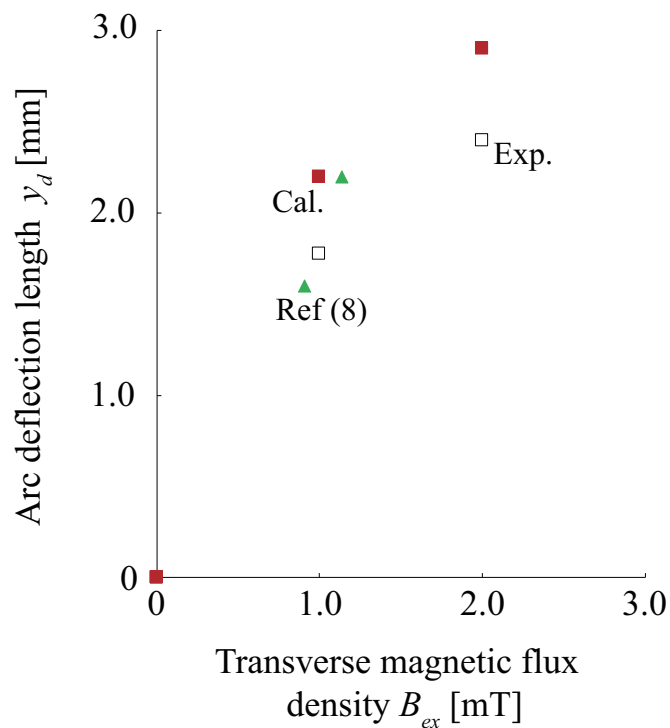


図 62 横磁束密度が及ぼすアーク偏向距離⁽⁹¹⁾

Fig.62 Arc deflection length between arc center and axial center as function of transverse magnetic flux density⁽⁹¹⁾.

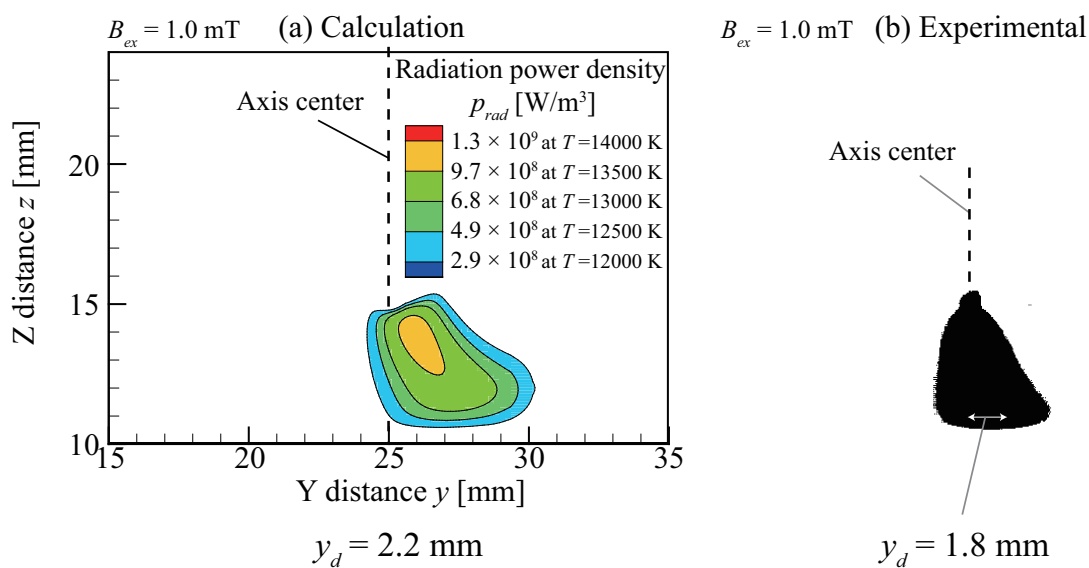


図 63 横磁束密度が及ぼすアーク姿態の比較⁽⁹¹⁾

Fig.63 Comparison of arc behavior affected by transverse magnetic flux density⁽⁹¹⁾.

4.2 横磁束密度が及ぼすアーク温度と流速分布

図 64 に、横風吹付け時における横磁束密度が及ぼすアーク偏向距離を示す⁽⁹¹⁾。それぞれのプロットの位置を示す z は陰極から離れた距離を示し、 $z = 1 \text{ mm}$ を陰極近傍、 $z = 2.5 \text{ mm}$ をアーク軸中心部、 $z = 4 \text{ mm}$ を陽極近傍として定義を行った。アーク偏向距離は、 $-B_{ex} = 0.5 \text{ mT}$ において、いずれの軸方向位置においてもアーク偏向距離は 0 となり、変曲点を持った。 $-B_{ex} \leq 0.5 \text{ mT}$ の範囲では、横風の対流によって生じる力に比べて、横磁束密度からのローレンツ力が小さく、横風の対流の力が働く方向にアークがシフトするため、アーク偏向距離が増加した。これに対して、 $-B_{ex} > 0.5 \text{ mT}$ の範囲では、横風の対流によって生じる力に比べて、横磁束密度からのローレンツ力が大きくなり、ローレンツ力が働く方向にアークがシフトするため、アーク偏向距離が増加した。

図 65 に、横風吹付け時における横磁束密度が及ぼすアーク温度と流速分布を示す⁽⁹¹⁾。Top view は、 $5,000 \text{ K}$ 以上の高温領域の横方向への広がりがピークである軸方向位置における XY 平面の分布であり、点線の近傍の値は算出した平面の軸方向位置を表す。また、流速と温度の凡例は、横磁束密度を印加していない場合の流速分布と温度分布の下に示している。Y-Z 平面に示すように、 $-B_{ex} = 0.5 \text{ mT}$ の場合には、 $12,000 \text{ K}$ 以上の領域が陰極先端の直下方向に広がった。これは、横磁束密度とアークの軸方向の電流密度によって生じるローレンツ力がアークに印加されることによって、陰極近傍で生じたプラズマ気流が偏向せずに、陰極先端の直下方向にアークの流速が真っ直ぐに流れるためである。また、XY 平面に示すように、 $-B_{ex} = 0 \text{ mT}$ に比べて $y = 20 \text{ mm}$ 付近で流速ベクトルが X 方向に広がった。更に、横磁束密度を増加させると、Y-Z 平面に示すように、 $12,000 \text{ K}$ 以上の高温領域が横風流速と逆方向に移動すると共に、これ以下の温度領域も移動した。これは、横風流速の方向とは逆方向の流速が増加し、対流に伴う熱輸送が増加するためである。

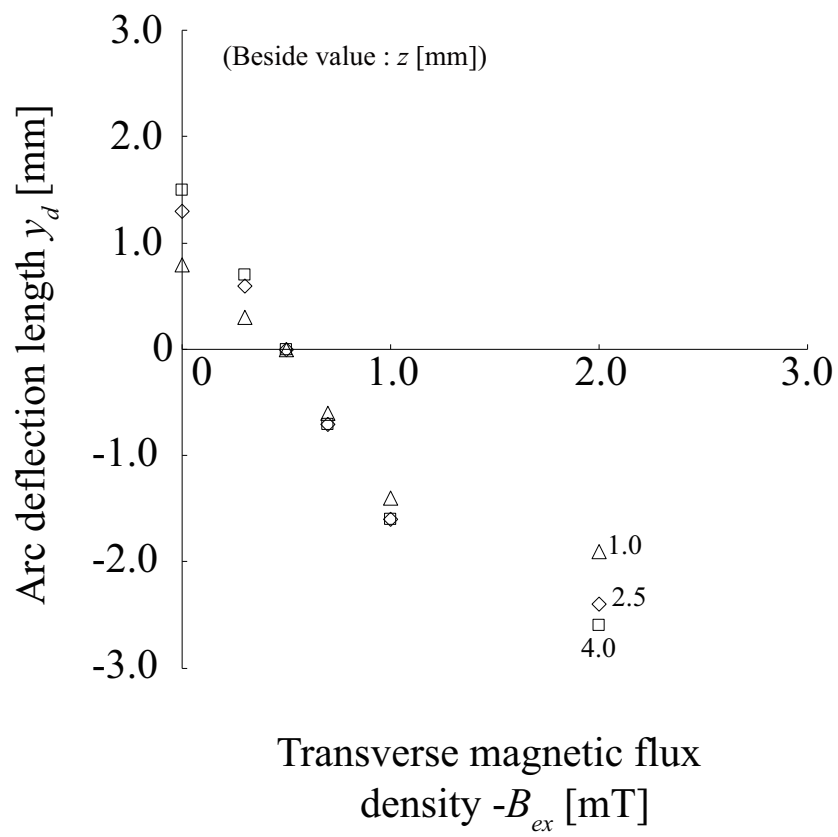


図 64 横風吹付け時における横磁束密度が及ぼすアーク偏向距離⁽⁹¹⁾
 Fig.64 Arc deflection length between arc center and axial center with transverse magnetic flux density and lateral gas⁽⁹¹⁾.

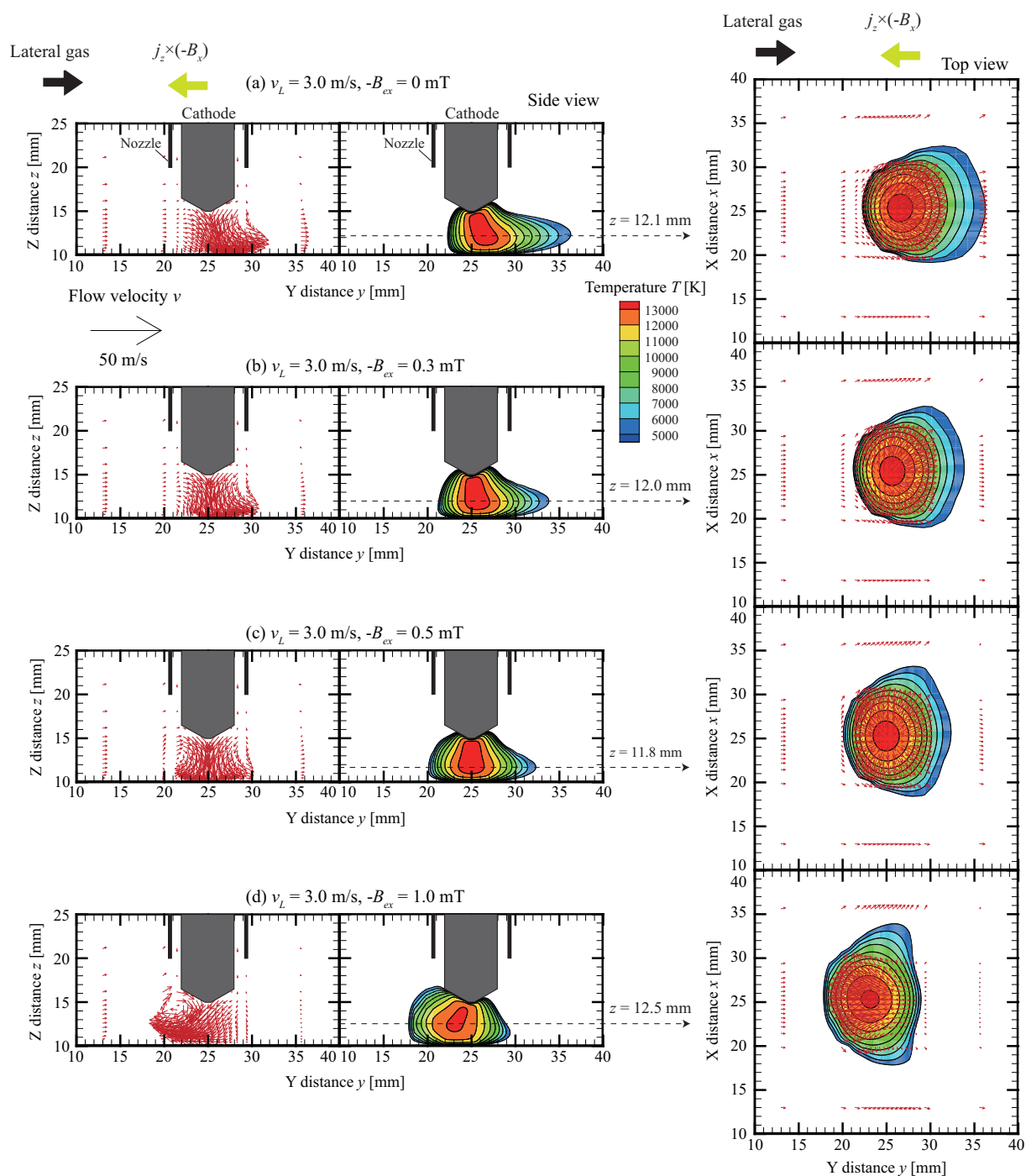


図 65 横風吹付け時における横磁束密度を変化させた時のアーク温度と流速分布⁽⁹¹⁾
 Fig.65 Arc temperature and flow velocity distribution with transverse magnetic flux density and lateral gas⁽⁹¹⁾.

4.3 横磁束密度が及ぼすアーク軸中心部の径方向と軸方向流速の解析

図 66 に、横風吹付け時における横磁束密度を変化させた時のアーク軸中心部の各方向の流速と温度を示す⁽⁹¹⁾。 $-B_{ex} = 0.5 \text{ mT}$ において、径方向流速は最小となり、軸方向流速は最大となった。これは、外乱が無い状態との比較を行うと、径方向流速の差は、 0.2 m/s となり傾向が近づいたことが示された。 $-B_{ex} \leq 0.5 \text{ mT}$ の範囲では、横磁束密度の増加に伴い、径方向流速は低下し、軸方向流速は増加した。これに対して、 $-B_{ex} > 0.5 \text{ mT}$ の範囲では横磁束密度が増加するに伴い、径方向流速が増加した。しかし、軸方向流速は、横磁束密度が増加するに伴い、一度低下した後に増加する傾向を示した。これは、アークが偏向することでアークの径方向電流密度が大きくなり、この径方向電流密度と自己磁束密度によって生じる軸方向のローレンツ力が増加するためである。また、横磁束密度が増加してもアーク軸中心部の温度はほぼ一定となった。

アークは自己磁界と自身に流れる電流が作る電磁力がアークの外周部から中心部に向けて働くことで、中心部に圧縮されながら安定している。しかし、アークが偏向し、湾曲すると湾曲部の凹の部分と凸の部分で電磁力が非対称となるキンク不安定性と呼ばれる現象が生じる⁽⁹⁶⁾。湾曲部の凹部では磁力線が密となるため電磁力が増加し、湾曲部の凸部では磁力線が疎となるため電磁力が低下し、この電磁力の非対称性がアークの偏向を助長する。このような湾曲部の凹部と凸部の電磁力の差を明らかにするため、風上側と風下側の両方のアークの電磁力の最大に着目する。図 67 に、横風吹付け時における横磁束密度を変化させた時のアーク外周部の径方向ローレンツ力の最大を示す⁽⁹¹⁾。ここで、径方向ローレンツ力の最大は、アーク偏向時の軸方向位置における y 軸上のローレンツ力の最大を示し、径方向ローレンツ力の正の値は+Y 方向を示し、負の値は-Y 方向を示す。横風吹付けに伴い、アークが偏向することで風上側のローレンツ力が大きくなり、風上側と風下側とのローレンツ力の差が大きくなった。これに対し、 $-B_{ex} = 0.5 \text{ mT}$ では、横磁界の印加に伴い風下側のローレンツ力が増加し、外乱が無い状態と同様に風上側と風下側とのローレンツ力の差が小さくなった。このため、1.4.1 項の Model (A) のように、アークを収縮させる方向に働く電磁力同士が釣り合うことで、直下方向にアークジェットが押し出されるようになる。これにより、アークの径方向流速に比べて、軸方向流速が大きくなるためアーク偏向距離が低下した。更に、横磁界を増加させると、風上側のローレンツ力が低下し、風上側と風下側とのローレンツ力の差が大きくなった。これにより、1.4.1 項の Model (B) のように、風上方向に働く電磁力が大きくなり、陰極近傍で生じたアークジェットが流れることで、径方向流速が増加した。このため、アーク偏向距離が増加した。

以上より，アーク形状の観点から本研究の計算手法の妥当性が検証された。また，横風下において，横磁界の印加によるアークの電磁力の増加によりアーク姿態の偏向を抑制した際のアークの軸方向流速の増加を明らかにし，仮説とモデルを実証できた。

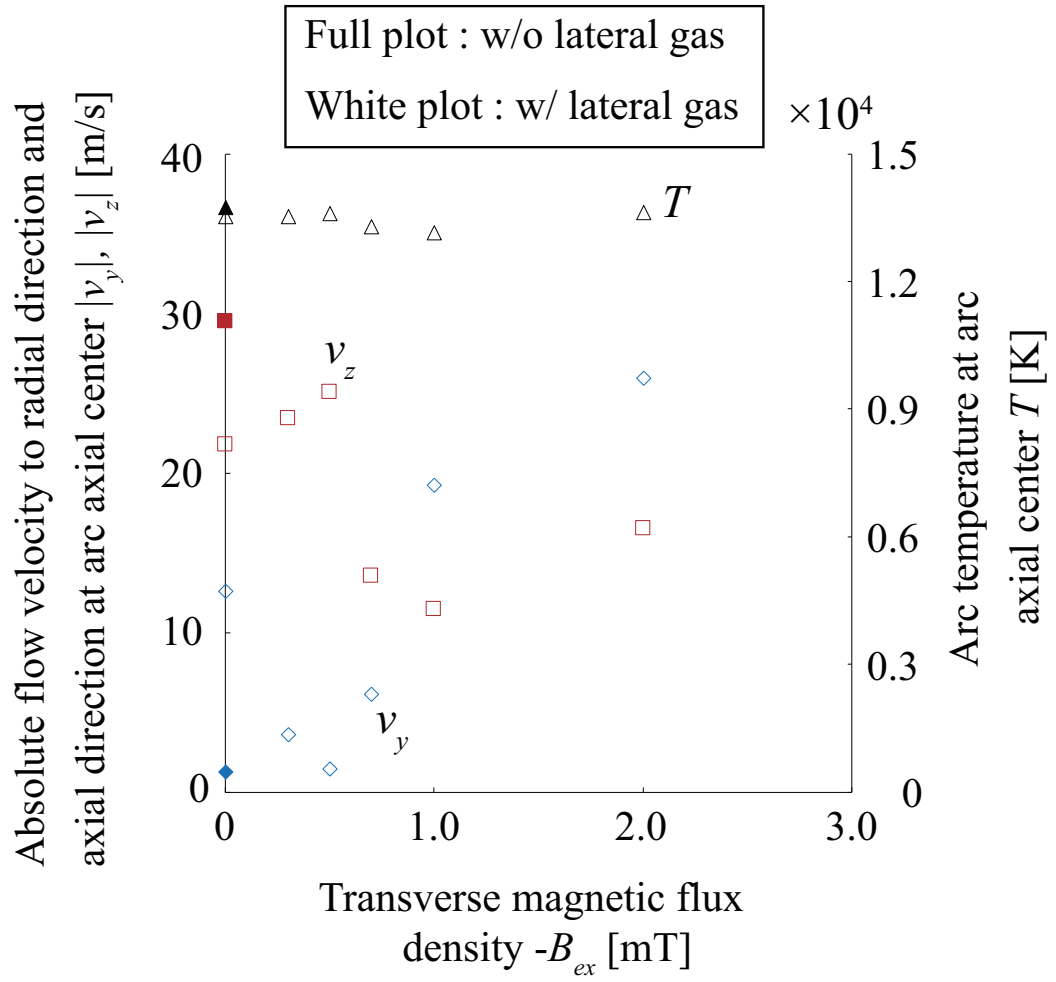


図 66 横風吹付け時における横磁束密度を変化させた時のアーク軸中心部の各方向の流速と温度⁽⁹¹⁾

Fig.66 Arc temperature and absolute flow velocity to radial direction and axial direction at arc axial center with transverse magnetic flux density and lateral gas⁽⁹¹⁾.

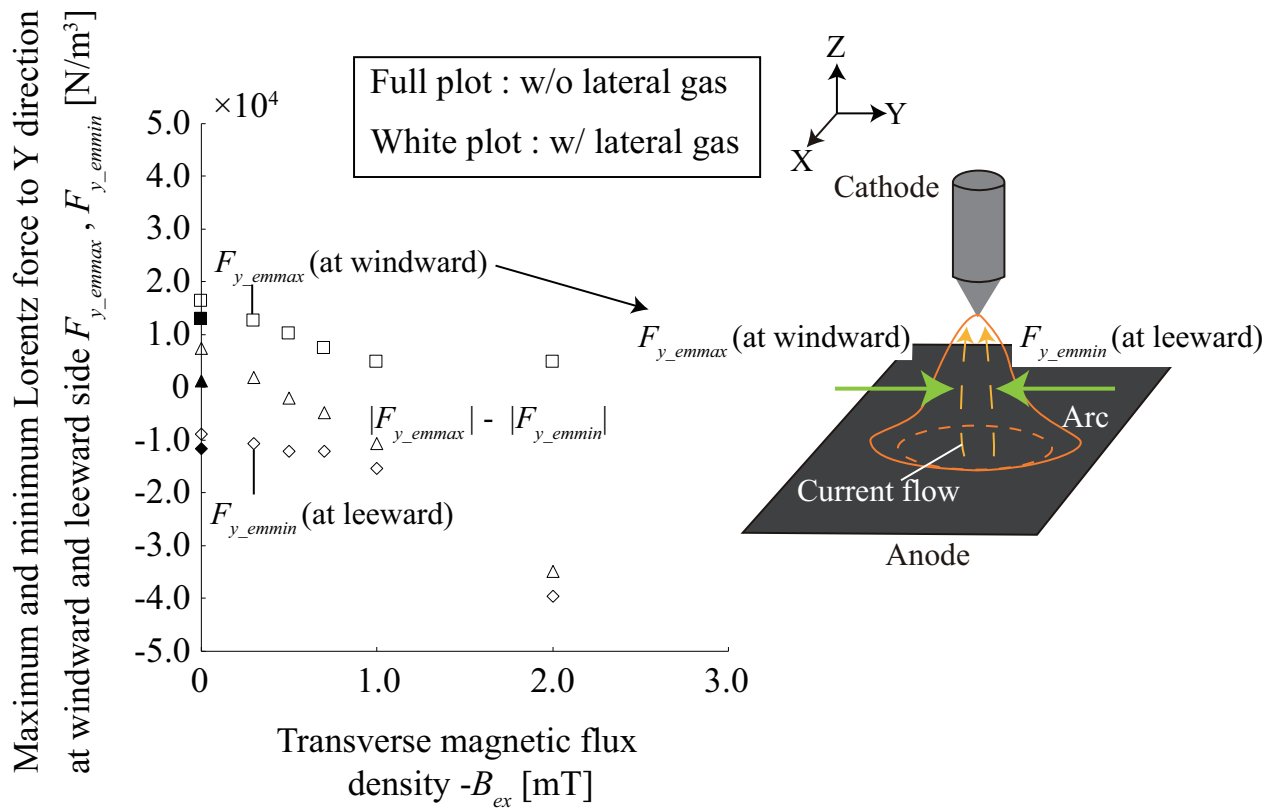


図 67 横風吹付け時における横磁束密度を変化させた時のアーク外周部の径方向ローレンツ力の最大⁽⁹¹⁾

Fig.67 Maximum and minimum Lorentz force to Y direction at windward and leeward side with transverse magnetic flux density and lateral gas⁽⁹¹⁾.

4.4 縦磁束密度が及ぼすアーク温度と流速分布

次に、1.4.2 項で述べた縦磁界によるアーク偏向抑制のモデルを明らかにする。図 68 に、横風下の縦磁束密度 0, 20 mT 時のアーク温度と流速分布 ($x = 25$ mm の Y-Z 平面) を示す。点線は、アークの最大温度の位置、オレンジの点線は、12,000 K 以上の高温領域の広がりやピークとなる位置を示す。また、分布の凡例は、枠で囲っており、以降の図も同様に示している。縦磁束密度 20 mT 印加時のアークの流速分布は、磁束密度を印加していない場合に比べて、風下方向への傾きが小さかった。このことから、縦磁界印加時には、アーク温度は偏向しなかった。更に、縦磁界を印加していない場合に比べて、陽極上 1 mm の 12,000 K 以上の高温領域は広くなった。これは、縦磁界の電磁力によって、アークジェットは回転しながら広がるためである。図 69 に、横風下の縦磁束密度 0, 20 mT 時の電流密度分布 ($x = 25$ mm の Y-Z 平面) を示す。ここで、水色の丸は、アークの軸中心部の電流密度を示す。縦磁束密度を印加した場合の陽極近傍の電流密度は、印加していない場合より低下した。これに対して、縦磁束密度を印加した場合の陰極近傍 $z = 14.8$ mm の電流密度は、印加していない場合より増加した。この要因は、陰極近傍で、電磁ピンチ効果が生じて、電流路が狭まるためである。これは、アークの温度分布が、陽極に向かうにつれアークの回転流により急に広がることに伴い、電流密度分布が径方向に広がることにより引き起こされる。

図 70 に、横風下の縦磁束密度 0, 20 mT 時の陰極近傍の流速分布 ($z = 14.5$ mm の XY 平面) を示す。縦磁界により回転方向の流速が形成された。これは、荷電粒子が回転することにより陰極近くのアークジェットのガスの流れが巻き込まれるためである。更に、中心部の回転方向の流速は、横風流速より大きくなった。図 71 に、横風下の縦磁束密度 0, 20 mT 時のローレンツ力分布 ($z = 14.5$ mm の XY 平面) を示す。縦磁界と陰極近傍の電流密度によって回転方向のローレンツ力が発生した。これは、陰極からのアークジェットの回転を引き起こす。

以上の結果より、陰極近くのローレンツ力によって回転方向の流れが生じて、アークの回転方向の流速が増加したことが明らかとなった。

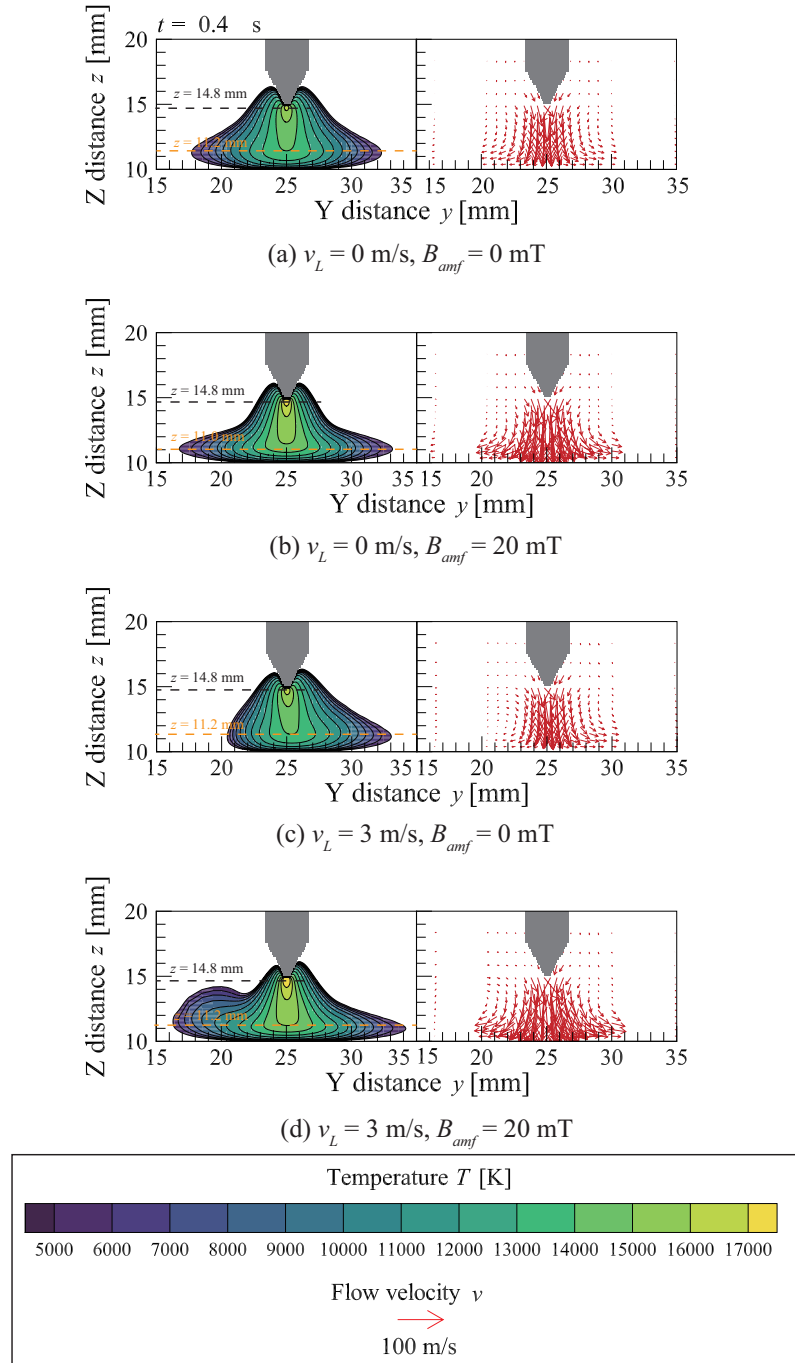


図 68 横風下の縦磁束密度 0, 20 mT 時のアーク温度と流速分布 ($x = 25$ mm の Y-Z 平面)
 Fig.68 Arc temperature and flow velocity distribution at $t = 400$ ms in the case of 0 and 20 mT of axial magnetic flux density with lateral gas flow in Y-Z plane at X axis center.

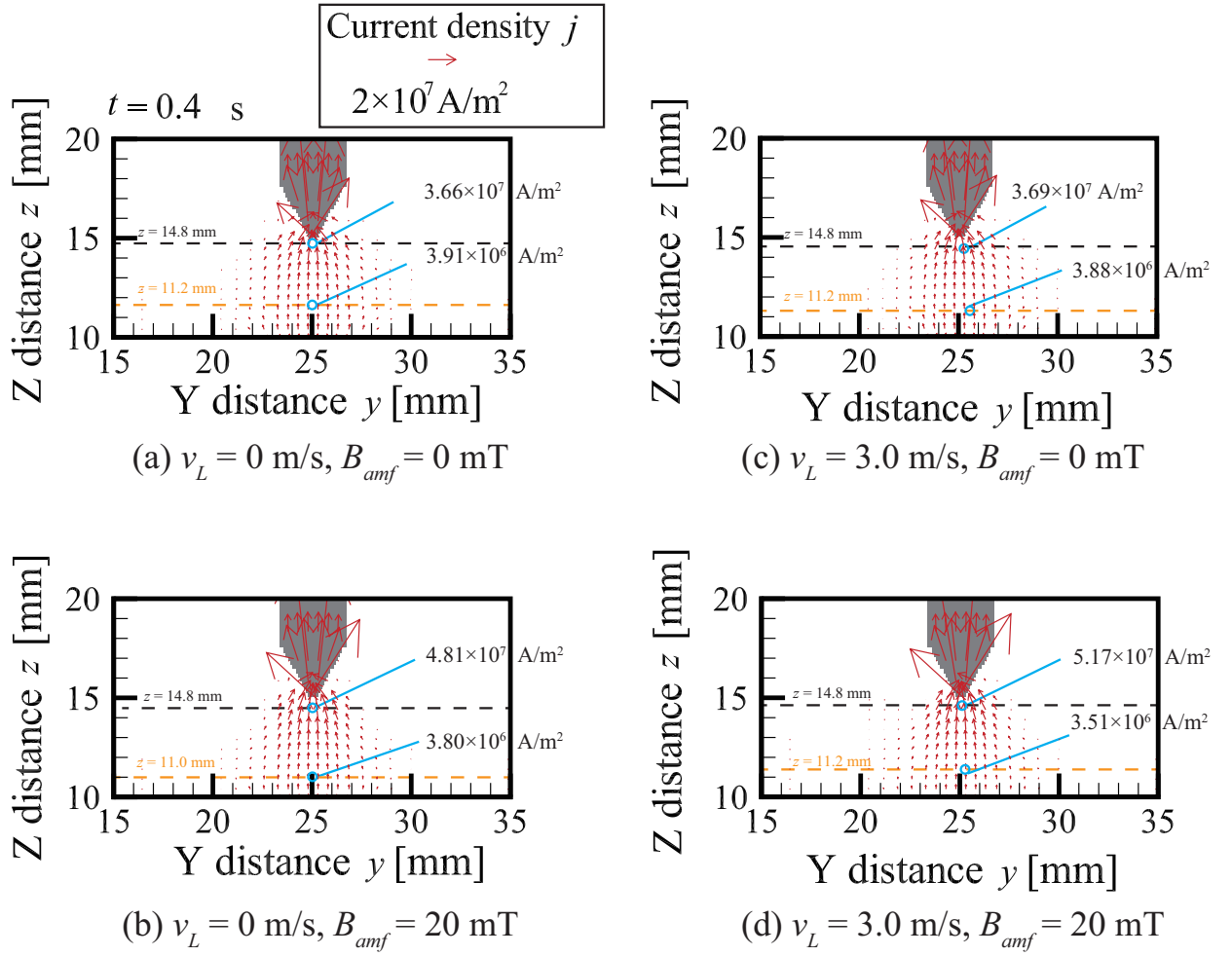


図 69 横風下の縦磁束密度 0, 20 mT 時の電流密度分布 ($x = 25 \text{ mm}$ の Y-Z 平面)
 Fig.69 Current density distribution at $t = 400 \text{ ms}$ in the case of 0 and 20 mT of axial magnetic flux density with lateral gas flow in Y-Z plane at X axis center.

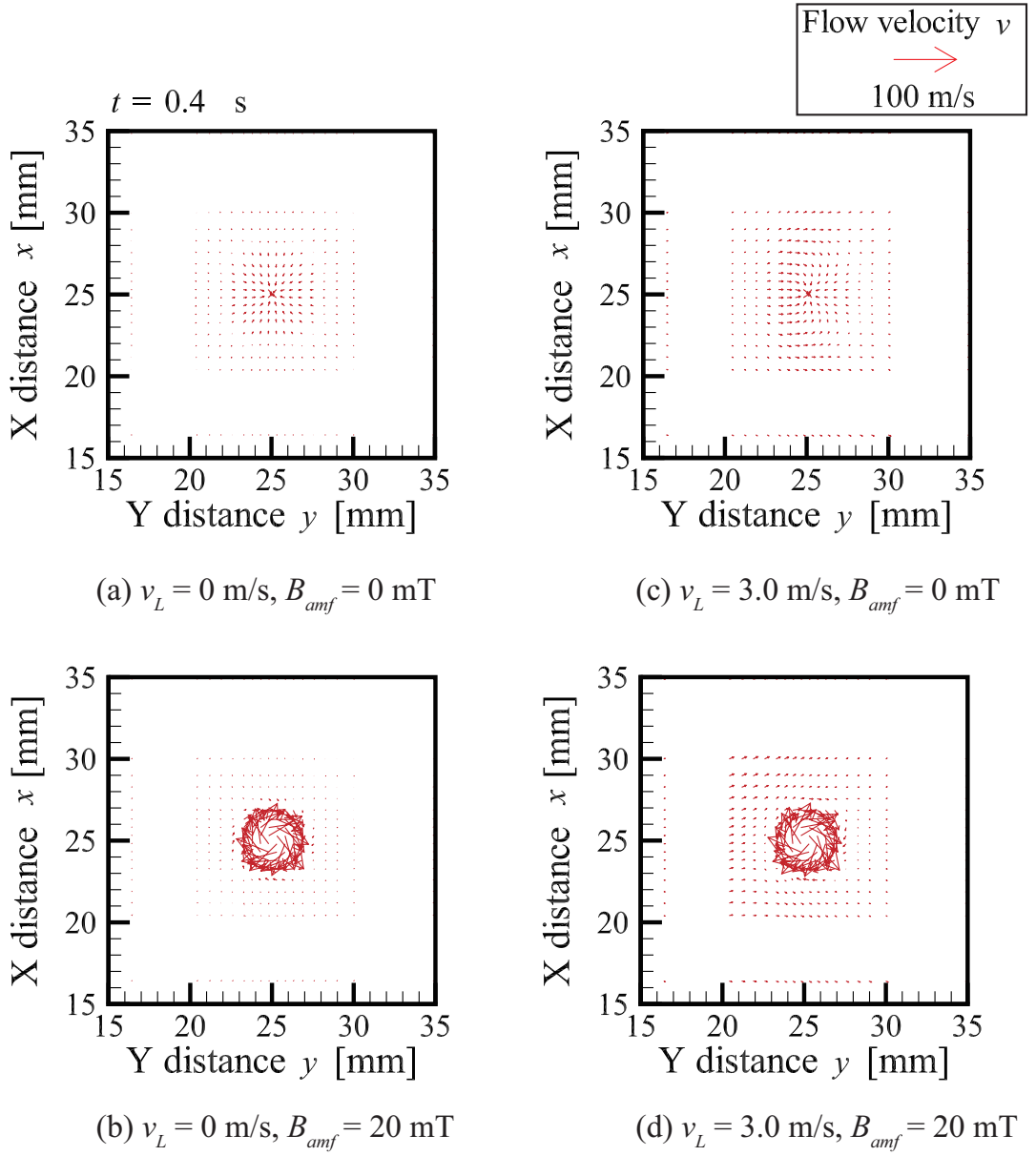


図 70 横風下の縦磁束密度 0, 20 mT 時の陰極近傍の流速分布 ($z = 14.5 \text{ mm}$ の XY 平面)
 Fig.70 Flow velocity distribution of arc at $t = 400 \text{ ms}$ in the case of 0 and 20 mT of axial magnetic flux density with lateral gas flow in X-Y plane below 0.5 mm at cathode tip.

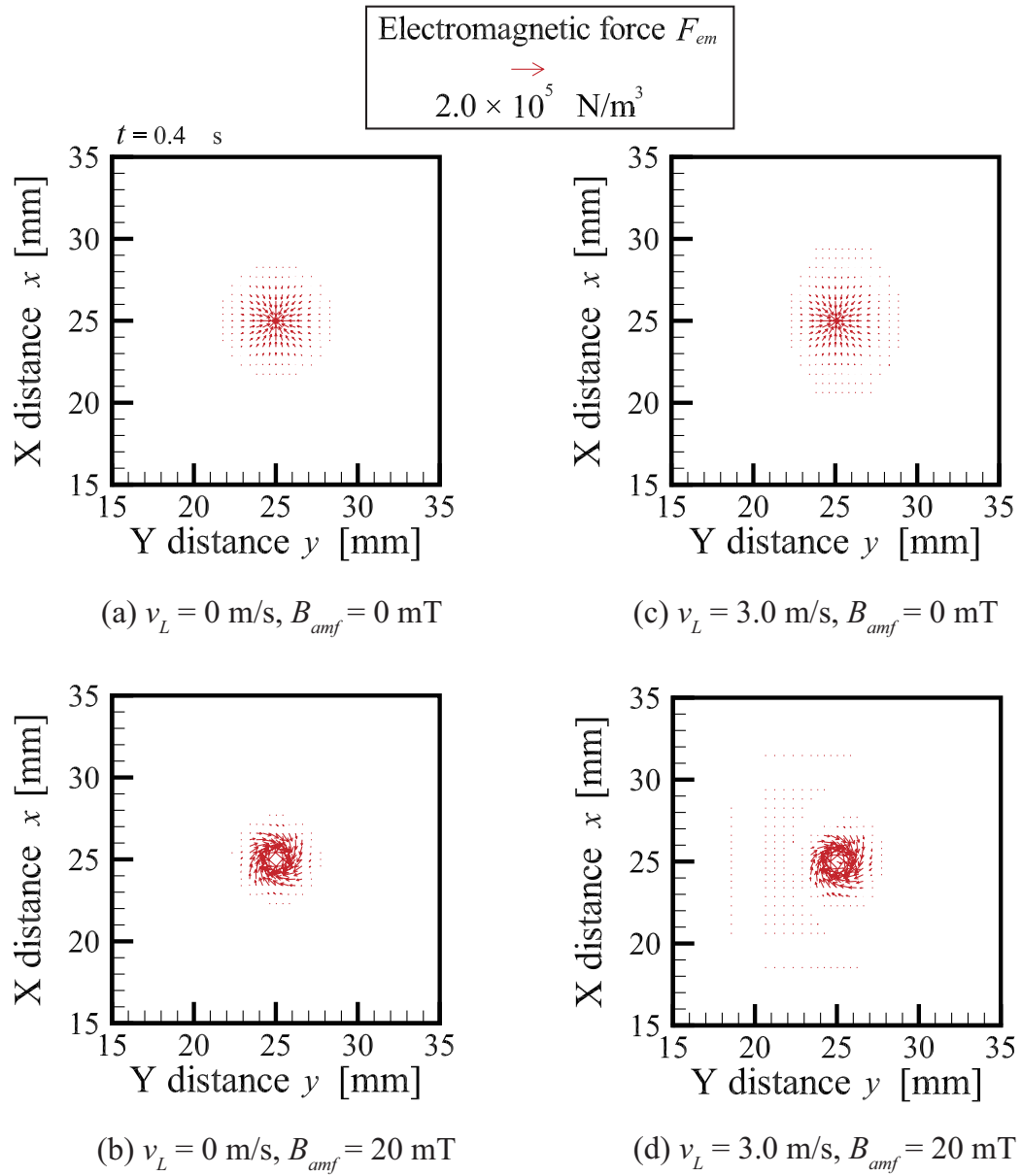


図 71 横風下の縦磁束密度 0, 20 mT 時のローレンツ力分布 ($z = 14.5 \text{ mm}$ の XY 平面)
 Fig.71 Lorentz force distribution of arc at $t = 400 \text{ ms}$ in the case of 0 and 20 mT of axial magnetic flux density with lateral gas flow in X-Y plane below 0.5 mm at cathode tip.

4.5 縦磁束密度が及ぼすアークの流速の解析

図 72 に、横風流速増加時の縦磁束密度が及ぼす陰極直下 0.5 mm における X と Y の流速ベクトルの総和の最大とアーク軸中心部の軸方向流速を示す。縦磁界印加時には、アークは回転しているため、位置により、X 方向の流速が支配的な場所や、Y 方向の流速が支配的な場所が存在する。このため、X と Y の流速ベクトルの総和を算出し、回転方向の流速として定義し、統一化した。縦磁界印加時の陰極近傍の軸方向流速、並びに、X と Y の流速ベクトルの総和は、縦磁界を印加していない場合に比べて、大きくなった。これは、縦磁界から生じる回転方向の電磁力の増加と、陰極近傍の電流路の収縮に伴い、電磁ピンチ効果が生じて、圧力勾配が増加するためである。図 73, 74 に、横風流速増加時の縦磁束密度が及ぼす陽極上 1 mm のアーク偏向距離と、横風下の縦磁束密度 0, 20 mT 時の熱流束の電子凝縮熱と熱伝導率成分の総和の分布を示す。横風下では、縦磁界の印加に伴いアーク偏向距離は低下した。また、横風のみの場合では、風上側である中心から 3 mm 離れた熱流束は、風下側に比べて一桁小さくなり、熱流束のピークが風下方向にシフトした。このことから、1.4.2 項の Model (B) のように、陰極近傍で生じたアークジェットが径方向に流れることによって、アークが偏向し、陽極表面で偏った熱流束分布が生じたことが確認できた。これに対して、縦磁界を印加した場合には風上側である中心から 3 mm 離れた熱流束が増加し、熱流束分布が対称的となった。これは、陽極近傍のアークの導電路が偏向していないことを示す。このため、1.4.2 項の Model (A) で示すように、縦磁界の電磁力が形成する回転流により、外側方向にアークジェットが広がることで、アーク姿態の偏向が抑制され、陽極直上のアークが偏向せず、対称的な熱流束分布が生じたことが確認できた。これにより、1.3 節で示した横風流速 2 m/s を超えた条件で、縦磁束密度 10, 20 mT 時にアーク偏向距離の目標値である 0.3 mm 以下にすることができた。

以上より、陰極近傍の回転したアークジェットの増大により、横風をアーク外周部方向に誘導させることで偏向抑制を明らかにし、仮説とモデルを実証できた。したがって、本研究の目的である外部磁界によるアーク姿態の偏向抑制を達成することができた。

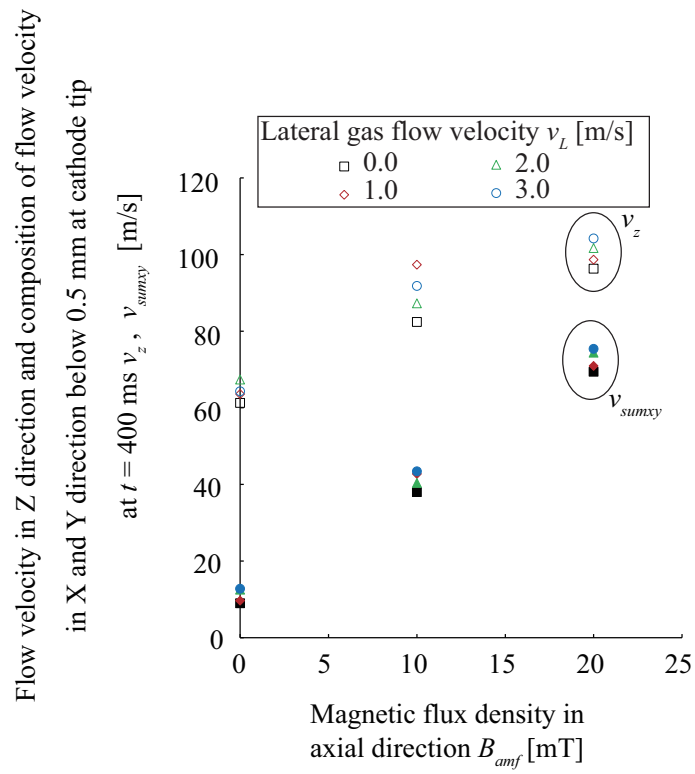


図 72 横風流速増加時の縦磁束密度が及ぼす陰極直下 0.5 mm における X と Y の流速ベクトルの総和の最大とアーク軸中心部の軸方向流速

Fig.72 Maximum flow velocity composition of flow velocity to X and Y direction and flow velocity of arc axial center to Z direction below 0.5 mm at cathode tip at $t = 400$ ms as function of axial magnetic flux density with increase in lateral gas flow velocity.

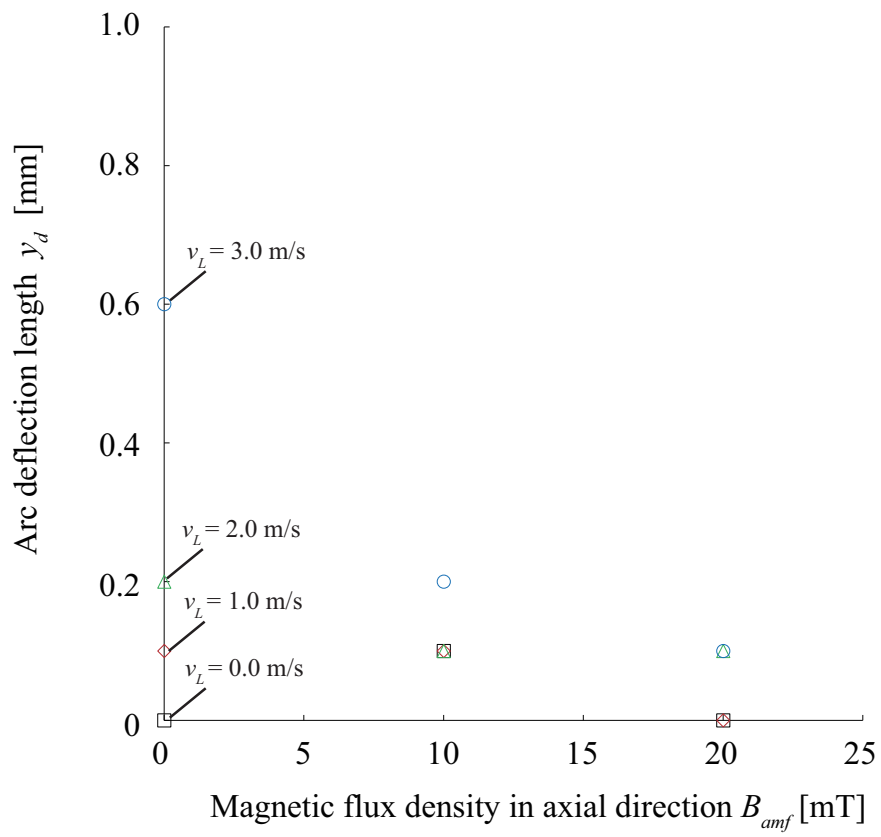


図 73 横風流速増加時の縦磁束密度が及ぼす陽極上 1 mm のアーク偏向距離
 Fig.73 Arc deflection length above 1mm at anode surface at $t = 400$ ms as function of axial magnetic flux density with increase in lateral gas flow velocity.

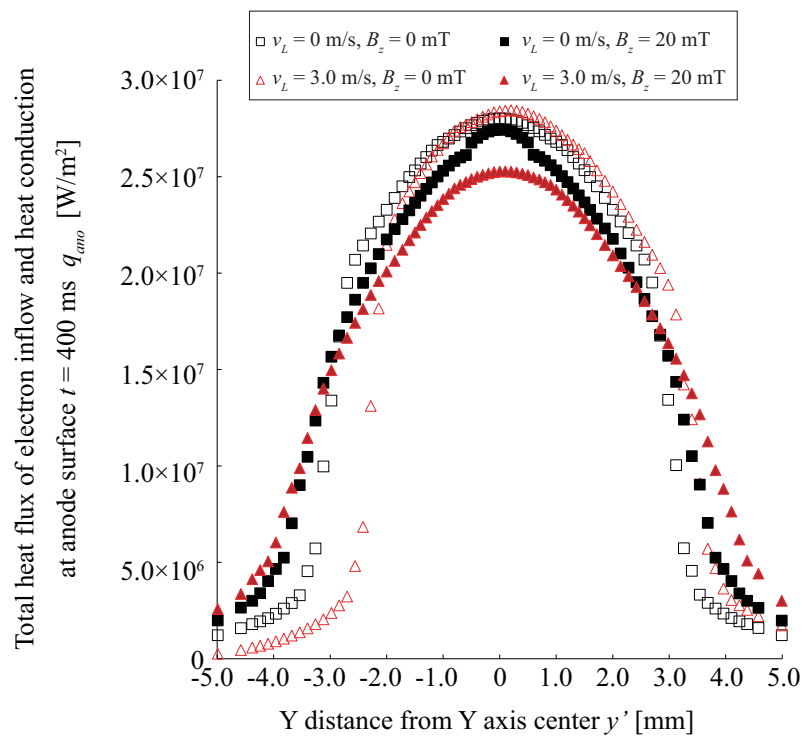


図 74 横風下の縦磁束密度 0, 20 mT 時の熱流束の電子凝縮熱と熱伝導率成分の総和の分布
 Fig.74 Total heat flux distribution of electron inflow and heat conduction at anode surface with lateral gas flow at $t = 400$ ms in the case of 0 and 20 mT of axial magnetic flux density.

第5章 外部磁界によるアーク姿態の偏向抑制手法の提案

5.1 横磁界と縦磁界によるアーク姿態の偏向抑制の優位性の比較

前章までに、アーク偏向距離の目標値である 0.3 mm 以下にすることができ、本研究の目的である外部磁界によるアーク姿態の偏向抑制を達成することができた。本節では、横磁界と縦磁界を印加した各手法の優位性に関して検討する。2.1.2 項で示したように、電極形状が異なることで、アーク内の電流密度分布と共に、温度や流速、熱流束の分布が変化するため、単純に大きさの比較ができない。このため、横風のみの場合の軸方向流速を基準とし、外部磁界を印加した場合の軸方向流速との比を算出することで、アークジェットの比較を行った。また、電極の形状が変わっても、計算領域内のエネルギーバランスは保たれているため、同じ指標で比較を行うことができる入熱量と入力電力で検討を行った。図 75 に、横風のみの場合の軸方向流速と外部磁束密度が及ぼす軸方向流速との比を示す。横磁束密度 $-B_{ex} = 0.5 \text{ mT}$ や、縦磁束密度 $B_{amf} = 10, 20 \text{ mT}$ 印加時には、軸方向流速の比が 1 を超えており、アークジェットが増大した。このため、外部磁界によるアークジェットの増大によって、アーク姿態の偏向を抑制できたことが明らかとなった。

図 76 に、横風流速 3 m/s における横磁界と縦磁界印加時のそれぞれの入力電力が及ぼす陽極への入熱量を示す。ここで、横磁界と縦磁界を印加したときの条件は、アーク姿態の偏向現象が抑制された状態に合わせて比較を行った。また、入力電力内のアーク電圧の項は、酸化トリウム混入タングステン電極の陰極降下電圧の 3 V を加えて、算出を行った⁽⁹⁷⁾。横磁束密度を 0.5 mT 印加させた時に入熱量が最大となった。しかし、入力電力も増加しているため、入熱効率としては縦磁界を印加した場合と横磁界を印加した場合で差はなかった。

回転横磁界を印加する場合には、数 m 程の母材の長さ以上の半径を持つ 4 個のヘルムホルツコイルを配置する必要があるため、コイルの数も多くなり、装置が大型化する課題がある。具体的には、縦磁界を印加する場合のように半径が 1 cm 程の溶接トーチの周りにソレノイドコイルを配置する時に比べて、100 倍ほどヘルムホルツコイルを大きくする必要があるため、重量やコストが 100 倍増加する。したがって、母材への入熱やコストなど総合的な観点から検討し

た結果、縦磁界の方が実機に適用する上では有用であることが明らかとなった。

以上より、2つの磁界印加手法を検証し、橋梁や建築物の現場溶接を行う実機に適用する場合には、縦磁界を印加する装置が有用であることが明らかになった。

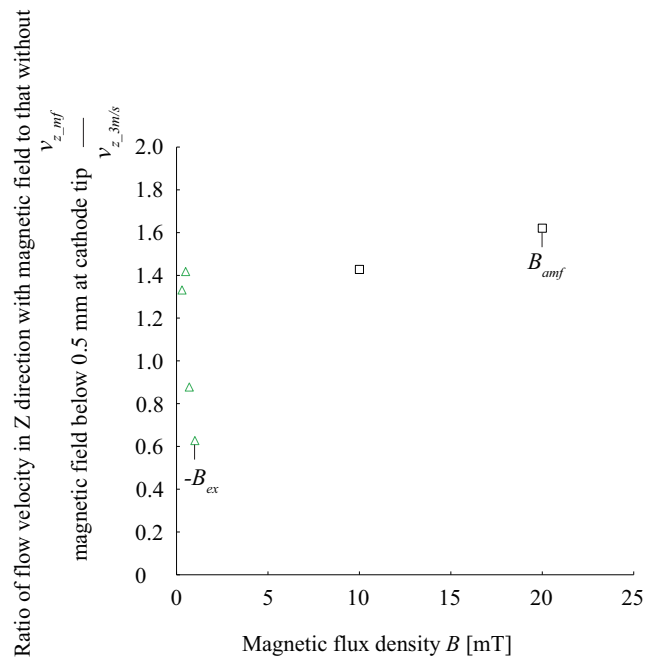


図 75 横風のための軸方向流速と外部磁束密度が及ぼす軸方向流速との比
 Fig.75 Ratio of flow velocity in Z direction with external magnetic field to that without external magnetic field.

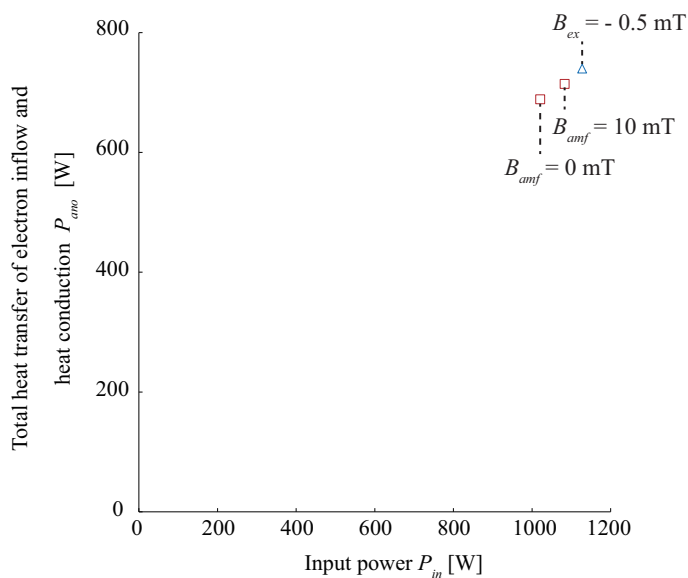


図 76 横風流速 3 m/s における横磁界と縦磁界印加時のそれぞれが入力電力が及ぼす陽極への入熱量

Fig.76 Each total heat transfer of electron inflow and heat conduction to anode affected by input power with transverse magnetic field or axial magnetic field at 3 m/s of lateral gas flow velocity.

5.2 縦磁界印加アークのシミュレーションによる溶接速度の高速化の提案

前節より、実機に適用する上で縦磁界を印加する装置が有用であることが明らかになった。本節では、シミュレーションと実験結果との比較と、シミュレーション結果を基に溶融幅と深さを予測し、実溶接へのフィードバックを行う。図 77 に、シミュレーションと実験における縦磁界印加時のアークの回転半径を示す。ここで、実験の回転半径は、図 25 の回転の振幅を半分にしたものであり、シミュレーションの結果は、計算領域の XY 平面の中心 ($x = 25 \text{ mm}$, $y = 25 \text{ mm}$) とアーク温度の最大値の位置との変位を 1 周期で平均して算出を行った。また、シミュレーションの補正值は、前章で算出したアークの回転方向の流速が磁束密度で線形的に増加していたため、磁束密度で比を計算したものを回転半径に掛けることで算出した。シミュレーションでは、電極間距離は 5 mm に設定してあり、シミュレーションの補正值は、実験の 3 mm と 10 mm の値の真ん中にあり、これらの値との差は、アーク偏向距離の目標値である 0.3 mm よりも一桁小さかった。このことから、縦磁界を印加した電磁熱流体シミュレーションの結果は概ね妥当であると判断した。シミュレーションで溶融幅と溶融深さを解析することで、溶接欠陥が発生しない溶接条件の提案を行う。

図 78 に、縦磁束密度 20 mT 時の溶融深さと溶融幅を示す。ここで、実線は、 $t = 900 \text{ ms}$ までのプロットで対数近似を行った曲線を示し、点線は、曲線から得られた式を基に、 $t = 900 \text{ ms}$ 以降の算出値を示す。また、 150 A の推定値は、溶融深さと溶融幅は、電流のほぼ 1 乗に相関することが報告されているため、 100 A との比を掛けることで算出した^(98, 99)。溶融深さと溶融幅は、時間の経過に伴い対数的に増加した。これは、他者研究の TIG アーク溶接における時間に伴う溶融深さと溶融幅の形成と同様な傾向を示した⁽⁹⁹⁾。次に、溶接欠陥が生じない必要な溶融深さを検討する。融合不良のような入熱不足で生じる溶接欠陥が発生しない溶融深さは、 1 mm だと報告されている⁽⁸⁾。この溶融深さを得るために必要な時間は、 150 A の場合では 1.9 s となった。この時の溶融幅は、約 5.0 mm であるため、この溶融幅と加熱時間より、溶接欠陥が発生しない溶接速度は、 5 mm/s となる。これは、従来の 3 倍の速度の溶接が可能であり⁽¹⁰⁰⁾、縦磁界の印加により大電流を用いて溶接速度の更なる高速化が可能であることが示唆された。

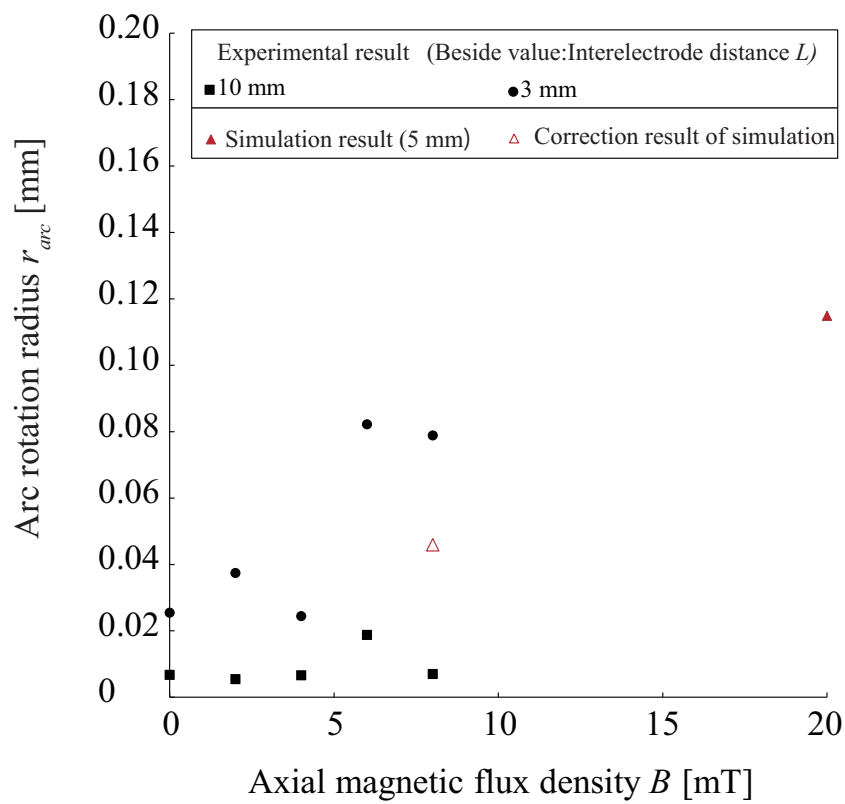


図 77 シミュレーションと実験における縦磁界印加時のアークの回転半径
 Fig.77 Arc rotation radius with axial magnetic field at simulation and experiment result.

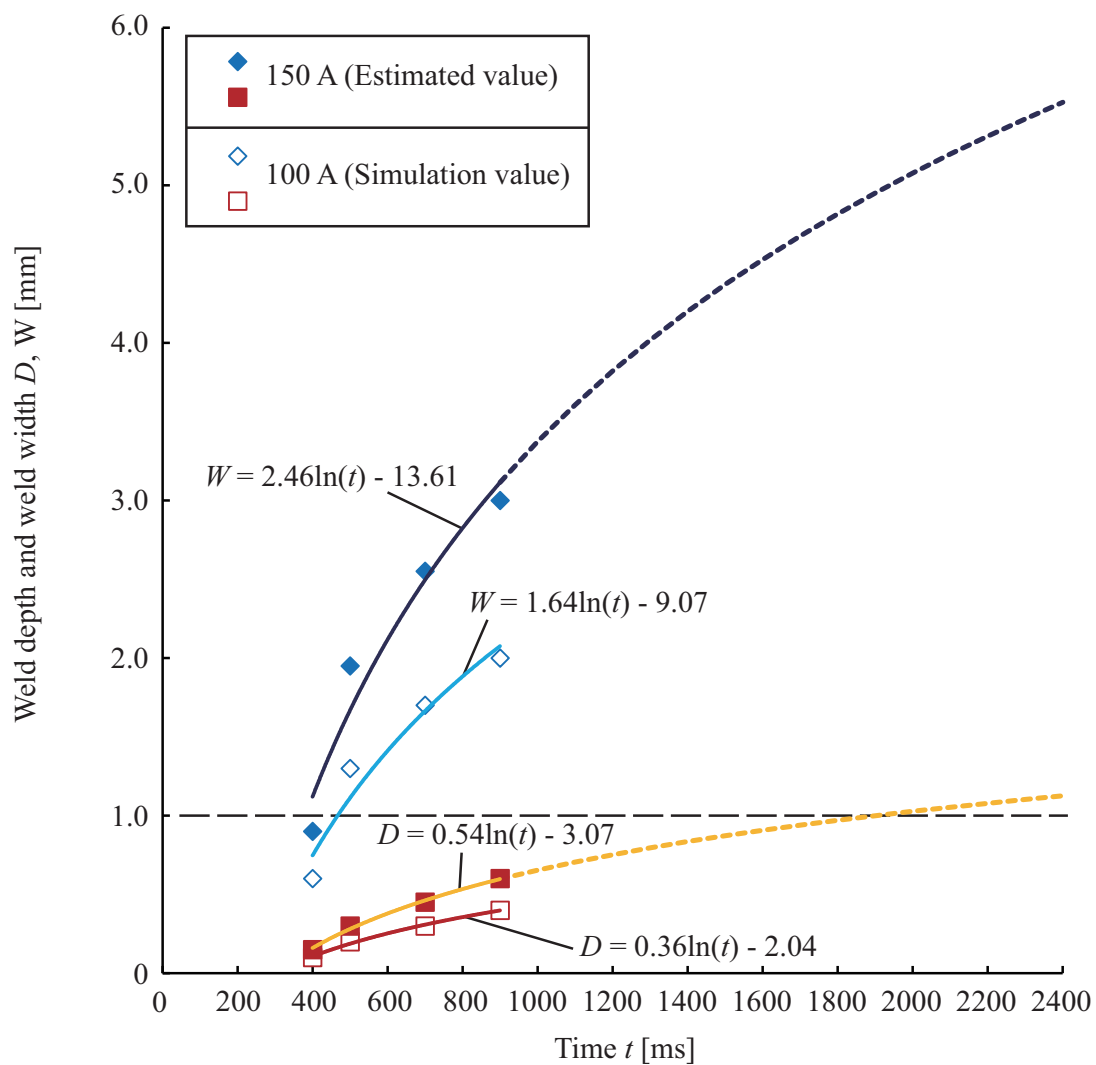


図 78 縦磁束密度 20 mT 時の溶融深さと溶融幅

Fig.78 Weld depth and weld width with 20 mT of magnetic flux density in axial direction.

5.3 外部磁界印加装置の実機への適用

図 79 に、磁界印加装置の実機への適用を示す。溶接トーチの周りを囲うようにコイルを配置することで、アークに縦磁界を印加する。この時、コイルが 1 層だけでは、得られる磁束密度が小さいため、半径方向に多層配置することで、必要な 10 mT の縦磁束密度を印加できるようにする必要がある。ここで、所定の磁束密度が得られるソレノイドコイルの数を計算する。有限長の多層ソレノイドコイルの中心軸上の縦磁束密度は、次式で示される。

$$B_z = \frac{\mu_0 n n_1 I}{2} \left[z \ln \left(\frac{r_o + \sqrt{r_o^2 + z^2}}{r_i + \sqrt{r_i^2 + z^2}} \right) + (l - z) \ln \left(\frac{r_o + \sqrt{r_o^2 + (l - z)^2}}{r_i + \sqrt{r_i^2 + (l - z)^2}} \right) \right] \quad (35)$$

磁束密度を計算する際に必要な物理量は、表 5 に示す。ここで、 n は、コイルの単位長さ当たりの巻き数、 n_1 は、コイルの層の単位長さ当たりの巻き数、 z は、ソレノイドコイル端部から陰極先端から 1 mm までの距離、 r_i は、軸中心から 1 層目のソレノイドコイルまでの距離、 r_o は、軸中心から最後の層のソレノイドコイルの端部までの距離、 l は、ソレノイドコイルの高さ、 l_{noz} は、電極突き出し長さ、 l_a は、陰極先端から 1 mm までの距離、 d は、ワイヤの直径、 r_{noz} は、軸中心からノズルまでの距離、 i は、ソレノイドコイルの層の数を示す。ワイヤの直径は、電流を導体に 10 A 流した際に、一般的に許容される目安となる電流密度が 5 A/mm² 以下となる 1.6 mm とした。上式より、100 巻きのソレノイドコイルを 6 層配置した場合において、陰極直下 1.0 mm のアークの中心部に、偏向抑制に必要な 10 mT が印加される。この値を参考に、電磁界解析ソフトウェア JMAG を用いて、陰極の周りに 6 個ソレノイドコイルを配置することを模擬した静磁界解析を行った。図 80, 81 に、ソレノイドコイルの個数増加時の縦磁束密度、6 層ソレノイドコイル配置時における磁束密度分布を示す。ここで、図 81 の Case 1 は、母材の材料が SUS304（比透磁率 1）で、上方向に縦磁界が印加される条件、Case 2 は、母材の材料が建築用の鋼材である SM490A（比透磁率 1278）で、上方向に縦磁界が印加される条件、Case 3 は、SM490A（比透磁率 1278）で、下方向に縦磁界が印加される条件とした。なお、Case 2 と Case 3 は、アークから入熱された母材は熱消磁が起こるため、アークの加熱半径を 6 mm で想定し、母材領域内の中心から半径 6 mm、高さ 10 mm の円柱内の比透磁率は 1 で設定した。なお、陽極からアーク、陰極に流れる電流が作る自己磁界は考慮しなかった。Case 1 より、6 層ソレノイドコイルを配置することで、陰極先端から 1 mm の位置で、12 mT 印加された。縦磁束密度の理論値と比較すると、陰極下部 1 mm のシミュレーションの値は、2 mT 程小さいが、コイル中心の値は、ほぼ一致した。また、ベクトルの分布より、電極間のアークを模擬した領域内では、縦磁束密度より横磁束密度は十分に小さいため、横磁束密度から生じる電磁力は無

視できると判断できる。次に、Case 2, 3 より、透磁率の大きい母材の所から磁束が通るため、磁性体がない場合よりも外周部で磁束密度が増加した。しかし、外周部において、縦磁束密度が大きいため、非磁性材料の場合と同様に縦磁束密度から生じる回転方向のローレンツ力が生じ、アーク偏向抑制が可能であることが示唆された。

この6層ソレノイドコイルを配置した場合の半径は、16.8 mm となり、大きさとしては実機で搭載されるノズルの半径より2倍程大きくなる。また、6層ソレノイドコイルを配置した場合の質量は、1 km 当たりのエナメル銅線の質量をオヤイデ電気のデータシートより 17.87 kg/km とし⁽¹⁰¹⁾、各層の100巻き ($n(0.001l/1.0) = 100$) のソレノイドコイルの長さである $n(0.001l/1.0)[2\pi\{r_i + (d/2) + (k-1)d\}]$ [m] ($k = 1, 2, \dots, 6$) と次の層のコイルを巻く際の帰線の長さ ($5l$) も加えたエナメル銅線の全長より、0.85 kg となった。これは、実際のロボット溶接の実機の 20 kg に比べて、20 倍ほど軽いため、重量は問題ないと判断できる⁽¹⁰²⁾。したがって、橋梁や建築物の現場溶接を行う実機に適用できるアーク姿態の偏向現象を抑制可能な縦磁界印加装置の実現可能性を明らかにした。

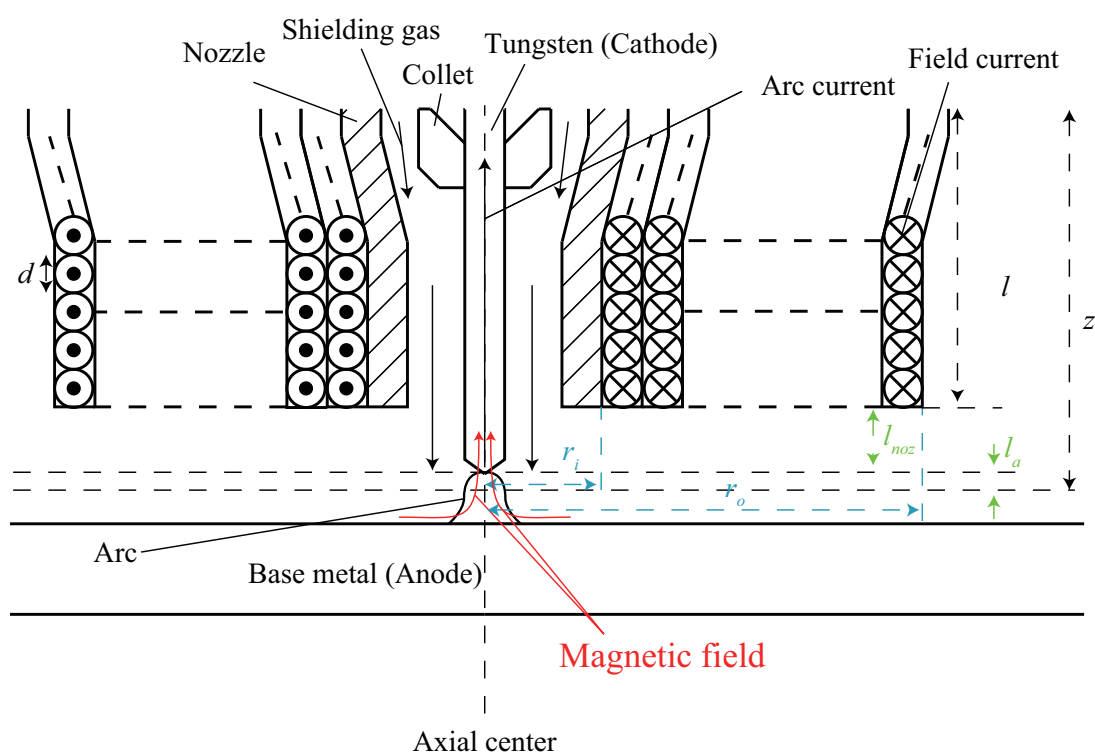


図 79 縦磁界印加装置の実機への適用

Fig.79 Application of axial magnetic field equipment for gas shielded arc welding.

表 5 縦磁束密度の計算条件

Table 5 Calculation conditions of axial magnetic flux density.

n	625
n_1	625
I [A]	10
r_i [mm]	r_{noz}
r_o [mm]	$r_{noz} + id$
z [mm]	$l + l_{noz} + l_a$
l [mm]	160
l_{noz} [mm]	4.0
l_a [mm]	1.0
d [mm]	1.6
r_{noz} [mm]	7.15
i	6

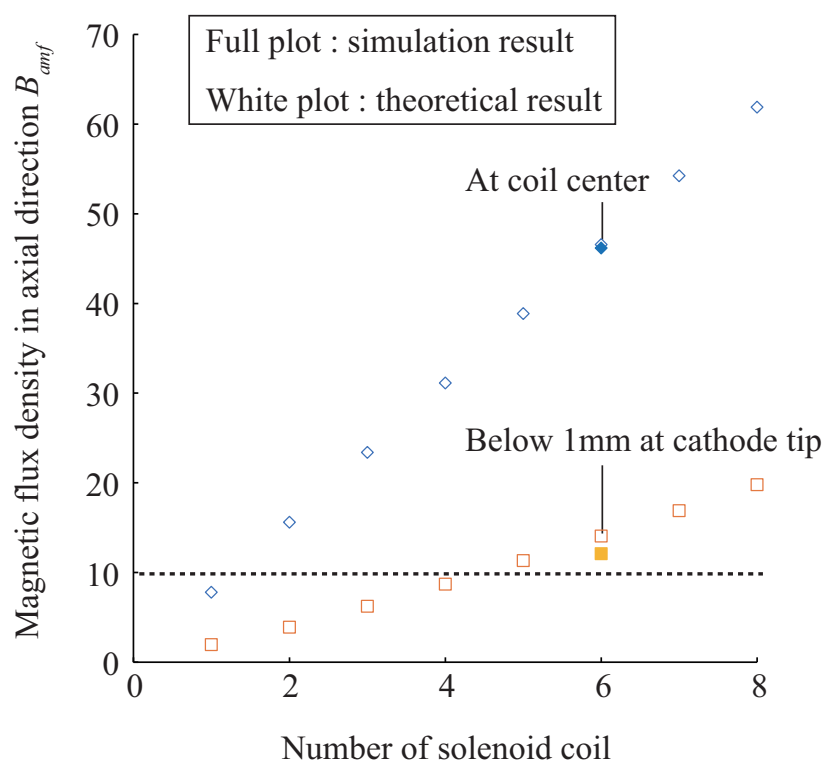


図 80 ソレノイドコイルの個数増加時の縦磁束密度
Fig.80 Magnetic flux density in axial direction with increase in number of solenoid coil.

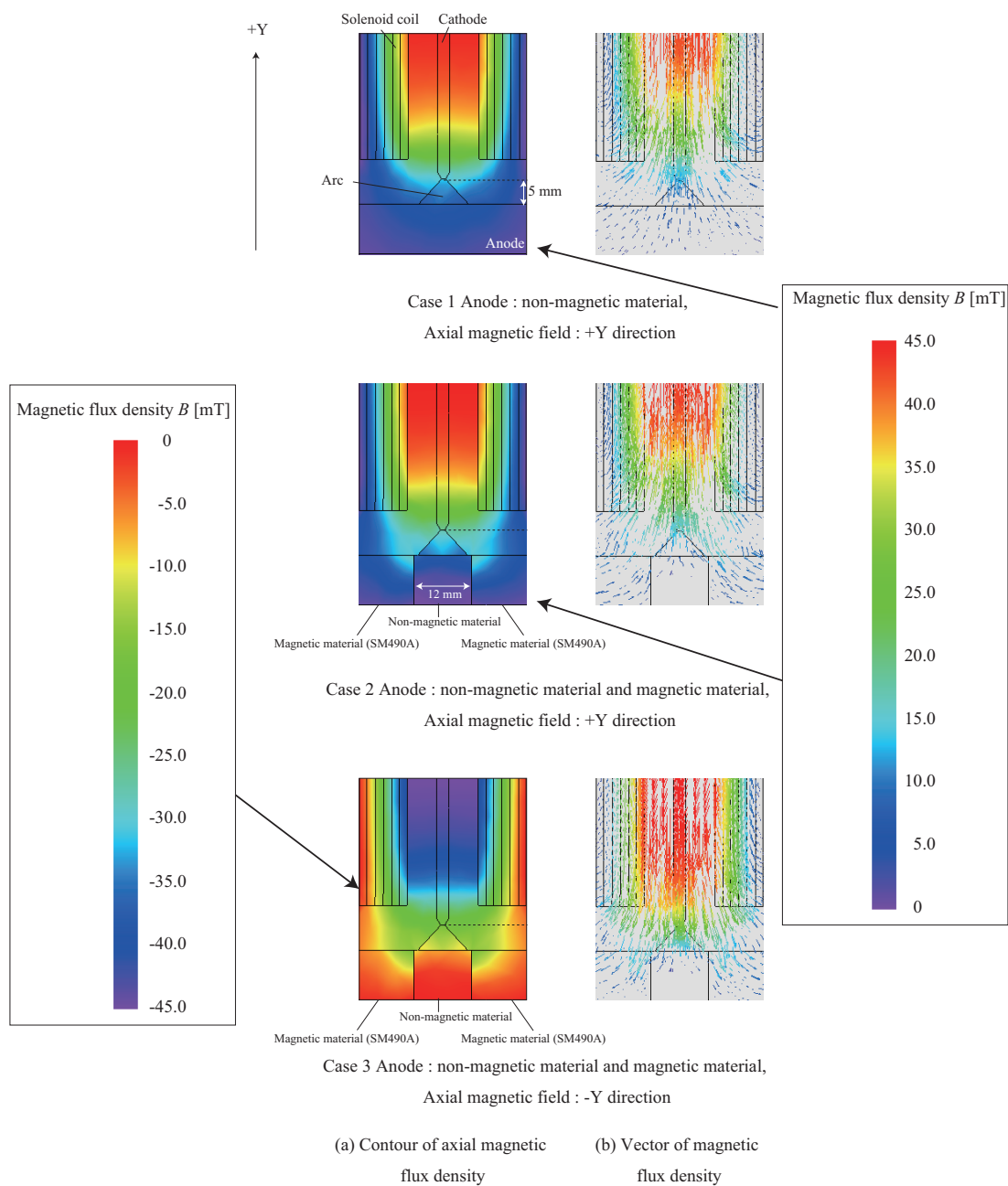


図 81 6層ソレノイドコイル配置時における磁束密度分布
Fig.81 Magnetic flux density distribution with six layer solenoid coil.

第6章 結論

現場溶接では、少ないガス流量でも溶接欠陥無く溶接できることが求められる。このため、アーク偏向現象で生じる溶接欠陥を防止するため、実機に適用できる外部磁界によるアーク姿態の偏向抑制手法を提案することを目指す。これを達成するため、1.4節で述べたモデルをシミュレーションで実証すると共に、横磁界と縦磁界のそれぞれの手法の優位性の比較を行い、実機に適用可能である有用な手法を明らかにすることを目的とした。ここで、横風下で想定されることとして、アークの偏向に伴う風下方向への熱の輸送現象や、母材から発生した金属蒸気の風下側への輸送現象がある。横風下のアーク偏向現象の抑制のために、これら2つの物理現象に関しても、シミュレーションを用いて解析を行った。

図82に、本論文の総括を示す。以下に、本研究によって得られた成果について総括する。

第1章では、従来の研究の手法と課題についてまとめ、本研究の目的、並びに、構成について述べた。

第2章では、本研究の仮説とモデルを明らかにするTIGアーク溶接のシミュレーションの構築を行った。シミュレーションの構築における仮定と、シミュレーション内で用いる支配方程式や物性値、境界条件などについて説明した。

第3章では、アーク溶接における金属蒸気の混入現象とアーク姿態の偏向現象について解析した。その結果を以下にまとめる。

- (1) ピークとベース電流時間が短時間であるほど、中心部の金属蒸気は一定であり、外周部では低下した。また、外周部の金属蒸気量が低いほど、1周期における溶融池内部に働く深さ方向の電磁力の総和が増加した。この電磁力が増大するほど溶融池の溶け込み深さを得る時間が短くなった。
- (2) ピークとベース電流時間を短く設定した高周波数のパルス電流ほど、外周部の鉄蒸気量が低下したことにより、軸中心部で電流密度が増加した。このため、溶融池内に働く電磁力

が増加した。

- (3) 横風流速による軸方向流速の低下に伴い、軸方向のアークのエンタルピーフローの総入熱量は低下し、径方向のアークのエンタルピーフローの総入熱量は増加した。
- (4) 横風下においては、陰極近傍の軸方向圧力勾配が高い状態を維持すれば、陰極から陽極に向かうアークジェットが維持されるため、風下方向への熱損失が低下した。
- (5) 横風がアークに吹付けられることで、風上側では鉄蒸気の分布が広がらず、風下側の方で、鉄蒸気の分布が広がった。

以上より、溶融池内の電流密度に及ぼすパルスアーク外周部の金属蒸気量の寄与の解明と、横風でアークジェットが変化した際のアークから母材に与える熱輸送の解明を行い、目的を達成することができた。また、横風下では、アークの偏向が外周部に混入する金属蒸気の増加を引き起こすことにより、アーク外周部で電流が流れやすくなることで、溶け込み深さに寄与する溶融池の中心部で電磁力が低下することが示唆された。このため、横風下でパルスアークを活用する上で、外部磁界によるアーク姿態の偏向抑制が必要であることを明らかにした。

第4章では、横風下の外部磁界によるアーク姿態の偏向抑制について解析した。その結果を以下にまとめる。

- (1) 横磁界を印加した時の他者の解析結果とのアーク偏向距離の差は、0.6 mm となり、実験とのアーク偏向距離の差は、0.4 mm であり、同様な傾向を示した。また、解析で算出したアーク形状は、実験で観測したアーク姿態と同様な傾向となっているため、アーク形状の観点から妥当性が検証された。
- (2) 横風によりアークが偏向した状態で、横磁束密度を増加させると、径方向流速は最小となり、軸方向流速は最大となる傾向を示した。また、アーク偏向距離が低下した。軸方向流速が最大となった後に、更に磁束密度を増加させると、径方向流速が増加し、軸方向流速は一度低下した後に増加する傾向を示した。
- (3) 横風によりアークが偏向した状態で、横磁束密度を増加させると、風下側のローレンツ力が増加し、外乱が無い状態と同様に風上側と風下側とのローレンツ力の差が小さくなった。このため、アークの収縮方向に働く電磁力が釣り合うことで、直下方向にアークジェットが押し出されることにより、軸方向流速が大きくなるためアーク偏向距離が低下した。

- (4) 縦磁界を印加した場合の陰極近傍の軸方向流速，並びに，X と Y の流速ベクトルの総和は，縦磁界を印加していない場合に比べて，大きくなった。これは，縦磁界から生じる回転方向の電磁力の増加と，陰極近傍の電流路の収縮に伴い，電磁ピンチ効果が生じて，圧力勾配が増加するためである。
- (5) 横風下では，縦磁界の印加に伴いアーク偏向距離は低下した。更に，横風流速 2 m/s を超えた条件で，アーク偏向距離の目標値である 0.3 mm 以下にすることができた。

以上より，横風下において，横磁界の印加によるアークの電磁力の増加によりアーク姿態の偏向を抑制した際のアークの軸方向流速の増加を明らかにし，仮説とモデルを実証した。また，縦磁界による陰極近傍の回転したアークジェットが増大により，横風をアーク外周部方向に誘導させることで偏向抑制を明らかにし，仮説とモデルを実証した。このため，本研究の目的を達成できた。

第 5 章では，外部磁界によるアーク姿態の偏向抑制手法を提案した。その結果を以下にまとめる。

- (1) 横風下の横磁界や縦磁界によるアーク偏向抑制時には，アーク偏向時の軸方向流速との比が 1 を超えており，アークジェットが増大した。
- (2) 横磁束密度を 0.5 mT 印加させた時に入熱量が最大となった。しかし，入力電力も増加しているため，入熱効率としては縦磁界を印加した場合と横磁界を印加した場合で差はなかった。このため，必要なコイル数が少なく，横磁界印加装置より小型化ができる縦磁界印加装置の方が有用であることが明らかとなった。
- (3) 150 A の溶融深さと溶融幅は，溶接欠陥が発生しない溶融深さである 1 mm を得るために必要な時間が 1.9 s となった。これは，従来の 3 倍の速度の溶接が可能であり，縦磁界の印加によって大電流を用いた高速化が行えることが示唆された。
- (4) 6 層ソレノイドコイルを配置することで，陰極先端から 1 mm の位置で，12 mT 印加された。このため，橋梁や建築物の現場溶接を行う実機に適用できるアーク姿態の偏向現象を抑制可能な縦磁界印加装置の実現可能性を明らかにした。

以上より，外部磁界によるアークジェットの増大によって，アーク姿態の偏向を抑制できたことが明らかとなった。また，母材への入熱やコストなど総合的な観点から検討した結果，縦磁界の方が実機に適用する上では有用であることが明らかとなった。このため，各章の成果よ

り本研究の目的を達成し，実機に適用可能である縦磁界によるアーク姿態の偏向抑制手法を明らかにすることができた。したがって，高所などの現場において，風が吹く環境下で溶接を行う場合においても，縦磁界により少ないガス流量で溶接欠陥無く溶接することが実現可能であることを明らかにした。

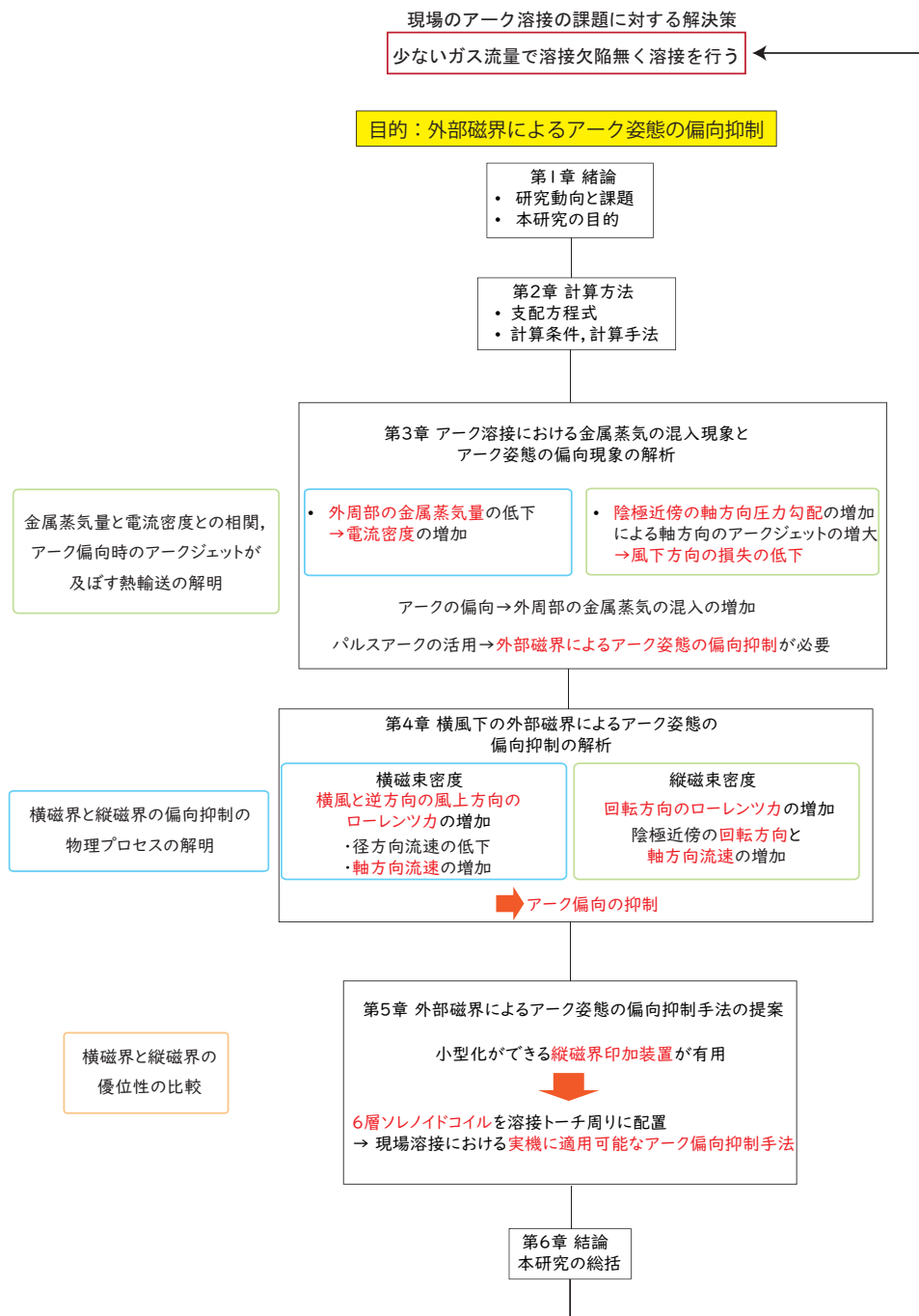


図 82 本論文の総括
Fig.82 Summary of this study.

今後の研究課題、並びに、展望について以下の点が挙げられる。

- (1) 本研究では、一様な縦磁界の印加を模擬したシミュレーションを行った。しかし、実機に取り付ける際には、一様な縦磁界の印加が難しいため、場所ごとに磁束密度の向きや大きさが異なる磁界を反映した電磁熱流体解析が必要となる。今後は、溶接以外にも、磁界を活用する遮断器や切断など実機に近い磁界分布で、製品開発や現象解明が求められる。このため、磁界解析を得意とする JMAG と、独自のプログラムであり拡張性が高い 3 次元電磁熱流体シミュレーションを組み合わせ、観測が難しい物理現象の解明や、解析結果を基にした新しい構造の提案が重要となる。
- (2) 本研究では、静止した状態のアーク溶接を模擬したシミュレーションを行った。しかし、実際の現場溶接ではトーチが移動しながら溶接を行う。このため、高速な溶接で生じるアーク現象を解明する上では、時間経過に伴って、計算領域内の溶接トーチを動かす必要があるため、移動境界を考慮した解析が必要となる。
- (3) 本研究では、横風と雰囲気ガスをアルゴンでアーク姿態の偏向抑制のシミュレーションを行った。しかし、ブローホールを防止するためには、アーク姿態の偏向が抑制された際に、陽極近傍で窒素が混入されていないことを明らかにすることが求められる。このため、アーク姿態の偏向を抑制した際の陽極近傍の窒素原子のスペクトルを分光計測で解明することや、アルゴンガスと空気との混入現象のシミュレーションが必要となる。
- (4) 本研究では、横風流速が小さく、陽極近傍の暗領域で再点弧が生じて陽極点が移動するリストライクと呼ばれる現象が起きない条件でシミュレーションを行った。しかし、横風流速が大きい条件のアーク溶接や、プラズマ溶射のようなアークに対して直交なガス流が大きい場合には、リストライクが生じる。このリストライクが発生する要因を定量化、定式化できれば、陽極点が移動することによる凹凸状のビードの防止や電極の損耗の防止が可能となる。このリストライクの発生は、電極とアーク間の暗領域における電位差と導電率が要因と考えられている。この暗領域内は、電子温度と重粒子温度が等しくない熱的非平衡の状態である。また、リストライクが発生して、陽極点に戻る位置は、陰極ジェットの前直進方向であることが多いため、中性粒子の流れや、電子が電界に沿って加速される流れなど各粒子の流れの解析も重要となる。この課題の解決のために、本研究室では、熱的非平衡を考慮した解析や、電子と重粒子の運動量保存則を分けた解析が行われてきた。今後は、更に、リストライク現象をシミュレーションする上で、電極近傍のシース現象を考慮し、イオンや電子の各粒子の流れを分けた複合的な解析が求められる。

謝辞

本研究において、ご多忙であるにも関わらず、ミーティングや勉強会、研究発表等で研究を進展させるために必要な基礎知識、研究の方向性、更に、発表の際のプレゼンテーションのご指導を受け賜りました岩尾徹教授に深く感謝いたします。特に、研究や発表の方向性がずれている際には、適切にご指摘いただき、自分で修正できるように気付く機会をいただいたことを感謝しております。また、研究以外においても、研究室の運営や物事の考え方は参考になるものばかりで未熟な自分にとって、とてもためになり、価値観を広げる機会となりました。更に、困難なことに挑戦する姿勢を学ばせていただきました。3次元電磁熱流体シミュレーションの開発から行った一連の研究テーマを継続していた中で、何度も壁にぶつかり挫けそうになりました。しかし、相談の中で、多様な方向性を示して頂くことで、一つのことに固執せず物事を前進させることができました。これらの経験を通して、最初は別の道に見えていたものを一つのストーリーにまとめることができ、大局的にまとめあげる力を養うことができました。このような困難のテーマに挑戦することを何度も応援していただき、深く感謝します。

本研究に対して、幅広い見地から有意義な御助言を頂いた江原由泰教授、中島達人教授、和多田雅哉教授に御礼申し上げます。工学的な観点からのご指摘は、博士論文を執筆、発表する上で、非常に勉強になりました。また、共同研究でもお世話になり、JMAGの使用を許可していただいた鈴木憲吏准教授に深く感謝いたします。更に、本研究の実施にあたり、大阪大学接合科学研究所の田中学教授、茂田正哉准教授、田代真一助教に御協力を頂き深く感謝いたします。これまでの研究活動において、ご多忙の中、適切かつ有益な御助言を頂きました中川聡子教授に深く感謝いたします。1年間、研究活動の中でお世話になりましたDe La Salle UniversityのReggie C. Gustilo准教授に感謝いたします。

何度も親身に相談に乗って頂き、時に優しく時に厳しく、わかりやすく納得するまで熱心に有意義な助言をして頂いた2017年度修了の山本真司氏に深く感謝いたします。数値解析を行う上で、プログラムの記述や物理現象に関して、様々な助言を頂きました。自分の理解が足りないところを修正していただき、議論を通して次の研究の方向性を示して頂きました。山本氏の助言が無ければ、本研究の目的を達成することはできず、自分は成長できていなかったと感じています。

本研究を進めるにあたり、何度も議論を交わした、博士後期課程3年の根本雄介氏と任振威氏に感謝します。根本氏とは、学会を共に参加することが多く、切磋琢磨しつつ、楽しいひと時を過ごすことができました。他にも、研究室を運営していく中で、広い視野を持ち、至らない点が多い自分をサポートしていただいたことに深く感謝します。また、一步前に出て何事も挑戦する姿勢に自分も動かされることが多く、負けないように自分を成長させるきっかけとなりました。今後も周りを巻き込んで、困難なことに挑戦していくことを継続してもらえればと思います。任氏とは、定例会での議論や、英語論文の修正など研究活動をしていく上で多くのことで助けていただきました。また、研究室に配属されたのが、修士からでありましたが、短い期間で、わからないことを自分なりに整理して、他の人を巻き込んで、議論していく姿勢は大変勉強になりました。研究活動以外にも、TAなどを行うための資料の準備など多くのことで助けていただき、御礼申し上げます。

研究室の所属の初めに、研究活動や研究室の運営に丁寧にご指導して頂いた2014年度修了の後藤康德氏、三堀広紀氏、山田貴弘氏に感謝します。研究活動の最初の方角性を示して頂き、今までの自分を変えて成長することができました。2015年度修了の鈴木大智氏、曾根和貴氏、小倉佳太氏、柳健太郎氏、宮本凜氏、野崎康平氏に深く感謝いたします。先輩方のご指導、ご指摘により自分を更に成長させ、論文を書き上げることができました。特に、自分が抱えている問題に対し相談したところ、親身に相談に乗っていただき、時間を気にせずに議論していただいたことを覚えております。更に、研究だけでなく研究室の運営や組織の在り方に関しても自分の考えを理解した上で頂けるアドバイスはとても嬉しく思いました。2016年度修了の佐藤健氏、鹿野竜大氏、長澤地洋氏、中村駿哉氏、青野大樹氏、カドカキラン氏、工藤昂平氏に深く感謝いたします。先輩方のご指導、ご指摘により自分をより成長させ、論文を書き上げることができました。特に、自分の発表に関して、自分が気付いていない問題点の指摘をしていただいたことで、学部生の頃よりも自信を持って、発表を行えるようになりました。同じ溶接班で先輩である田中達朗氏に深く感謝いたします。学部生の頃から自分の考えがまとまっていなかったところには、厳しく指摘をしていただき、考えをまとめて相手に伝える能力を養うことができました。また、論文を書く際には、親身に相談に乗って頂き、大変感謝しています。さらに、研究室の運営活動において、積極的に支援いただいたことに感謝しており、また、同じように成長できるように目標としていました。研究室に同じ年に配属され3年間苦楽を共にした、2017年度修了の計算班の高橋広樹氏、小野世瑞氏、大気圧班の清水雄太氏、椎野透氏、犬塚祐太郎氏、真空班の高橋有沙氏、金田至功氏、電力系統班の福岡玲央氏に深く感謝いたします。研究室の運営について、助力を惜しまない姿勢を学ぶことができました。また、研究室以外の話等もとても楽しく、辛いこと等を乗り越えられたのは、苦楽を共にした仲間であり、友である同

期のおかげです。更に、それぞれの進路で活躍している話を聞くことは、私にとって励みになりました。研究室で共に過ごした2018年度修了である、内藤友人氏と大和嵩氏に感謝します。また、計算班の浅野雄飛氏、石川裕也氏、岩田総司氏に感謝します。共同研究や、研究の協力など多方面にわたって、私の研究活動を支えていただきありがとうございます。同じ溶接班で、積極的に実験結果を提供していただいた坐間義幸氏に感謝します。豊富な実験の知識を持っており、実験屋の視点からの意見は大変勉強になりました。研究室で共に過ごした2016年度卒業である、岩本壮史氏、源通翔太氏、石井葉子氏に感謝します。本研究室の2019年度修了である、岩崎智成氏、川崎一輝氏、小久保翔太氏、駒井優治氏、竹田悠莉子氏、徳永梢吾氏、西澤翔也氏に、感謝します。本研究室の修士課程2年である、カナシロ タング タケヒデ氏、杉山雄紀氏、鈴木祐揮氏、石宇氏、田代拓也氏に、感謝します。また、同じ溶接班で、実験結果を提供していただいた松本昂樹氏に感謝します。松本氏は、装置の設計や開発以外にもプログラムの構築など、幅広い知識を持っており、フィジカルとサイバーの融合を学ぶ中で見習うことが多くありました。磁界印加装置を検討する中で、JMAGの解析を快く引き受けていただきました、本研究室の修士課程2年である島崎将至氏に感謝します。研究室で共に過ごした2018年度卒業である、須貝航一氏、堀場祐哉氏に感謝します。

研究活動する中でご助力いただいた本研究室の修士課程1年である、柏木伸一郎氏、河内皓暉氏、大矢純平氏、金子尚嗣氏、高木真宏氏、宮下善郎氏、学士課程4年の小林拓磨氏、助川秀明氏、関口史也氏、田中順也氏、豊田真矢氏、布施航氏、堀川堯寛氏、南澤知正氏、森下穂香氏、学士課程3年の漆坂健氏、草刈雄己氏、小杉駿氏、西郷謙伸氏、白田伶太朗氏、丸田樹氏、工藤大征氏、河野聖氏、鈴木裕斗氏に感謝します。

大学生活を送るにあたり、経済面で多大な支援を頂き、自分の最も精神的な支えであった家族に対して深く感謝いたします。国際会議などの参加に後押ししてもらうことで、幅広いことに挑戦することができました。また、博士後期課程の進学に挑戦することを応援していただき、進学後に継続的なサポートをしていただいたことに感謝します。

最後に、本研究を実施するにあたり御協力を頂いた全ての方々に深く感謝いたします。

参考文献

- (1) 稲葉次紀・岩尾徹:「材料プロセッシングを支える熱プラズマの新展開」, *Journal of Plasma Fusion, Research*, Vol.82, No.8, pp.470-471 (2006)
- (2) 中央労働災害防止協会編:「アーク溶接等作業の安全」 (1994)
- (3) 鷗飼昌一:「極厚板を使用した大規模アーク橋の現場溶接 (全断面現場溶接)」, JCM マンスリーレポート, Vol.17, No.6, pp.10-14 (2008)
- (4) 野村博一・杉谷祐司:「アーク溶接における自動化の変遷と今後の課題」, 溶接学会誌, Vol.69, No.1, pp.21-28 (2000)
- (5) 芝池雅樹・永田学・本間正浩:「溶接ロボットシステムの現状と今後」, 神戸製鋼技報, Vol.63, No.1, pp.6-10 (2013)
- (6) 清水弘之・芝池雅樹:「溶接材料およびロボットシステムの展望」, 神戸製鋼技報, Vol.67, No.1, pp.2-4 (2018)
- (7) 溶接法研究会, アンケート調査委員会:「アンケート調査結果-ガイドブック 7 溶接プロセスの可視化・シミュレーション技術より」, 溶接学会誌, Vol.81, No.6, pp.489-501 (2012)
- (8) 日本溶接協会 溶接棒部会 編:「マグ・ミグ溶接の欠陥と防止対策」, 産報出版 (1991)
- (9) 佐藤邦彦:「溶接・接合工学概論 (第 2 版)」, 理工学社 (2011)
- (10) 京都大学大学院 工学研究科 建築学専攻:「既存鋼構造建物の構造品質と性能の実態を明らかにし効果的な耐震対策を提示する研究」, <http://www.ar.t.kyoto-u.ac.jp/ja/information/laboratory/space> (最終閲覧日:2020/11/12)
- (11) 西泰彦:「ウィービング溶接」, 溶接学会誌, Vol.67, No.4, pp.321-325 (1998)
- (12) 浮田静雄・増子知樹・小久保邦雄:「DCEN 高速 TIG 溶接における電極形状ならびにトーチ傾斜角の影響」, 溶接学会論文集, Vol.20, No.1, pp.32-37 (2002)

- (13) 日本溶接協会 溶接棒部会 技術調査委員会 共研第 6 分科会：「ガスシールドアーク溶接のシールド性に関する研究報告 第 3 回 積層に伴う窒素上昇および管理条件の影響」, 日本溶接協会機関誌一溶接技術 (2009)
- (14) 日本溶接協会 溶接棒部会 技術調査委員会 共研第 6 分科会：「ガスシールドアーク溶接のシールド性に関する研究報告 第 4 回 風速の影響 (前編)」, 日本溶接協会機関誌一溶接技術 (2009)
- (15) 森川茂弘・神谷修：「環状噴流で形成する防風シールドチャンバーに関する基礎的検討」, 溶接学会論文集, 第 23 巻, 第 2 号, pp.230-235 (2005)
- (16) 日本溶接協会 溶接棒部会 技術調査委員会 共研第 6 分科会：「ガスシールドアーク溶接のシールド性に関する研究報告 第 5 回 風速の影響 (後編)」, 日本溶接協会機関誌一溶接技術 (2009)
- (17) 鈴木励一・笹倉秀司・横田泰之・佐藤豊幸・重森康伸・上仲明郎・西村仁志・木曾博之：「多層溶接金属品質を考慮したマグ溶接の耐風性に関する研究」, 溶接学会論文集, Vol.32, No.4, pp.242-250 (2014)
- (18) 棟徹夫・二俣正美：「ガスシールドアーク溶接における耐風効果に関する研究 (第 1 報)」, 溶接学会誌, Vol.43, No.1, pp.50-56 (1974)
- (19) 棟徹夫・二俣正美：「ガスシールドアーク溶接における耐風効果に関する研究 (第 2 報)」, 溶接学会誌, Vol.43, No.2, pp.50-56 (1974)
- (20) 日本溶接協会 溶接棒部会 技術調査委員会 共研第 6 分科会：「ガスシールドアーク溶接のシールド性に関する研究報告 第 1 回 シールド性に関する従来知見の問題」, 日本溶接協会機関誌一溶接技術 (2009)
- (21) 石川周平・別府卓弥・岩尾徹・稲葉次紀：「電流変化時における直交高速空気吹付アルゴン Torch プラズマアークの陽極近傍姿態と受熱量」, 電気学会論文誌 B, Vol.126, No.2, pp.173-178 (2006)
- (22) T. Iwao, P. Cronin, D. Bendix, and J. V. R. Heberlein : “Anode Attachment Stability and Anode Heat Transfer for High-Intensity Arcs With Lateral Gas Flow ”, *IEEE TRANSACTIONS ON PLASMA SCIENCE*, Vol.33, No.3, pp.1123-1128 (2005)
- (23) 田中学：「アークプラズマの基礎現象」, 溶接学会誌, Vol.73, No.2, pp.113-118 (2004)

- (24) 安藤弘平・長谷川光雄：「溶接アーク現象（増補版）」，産報出版（1967）
- (25) 三田常夫：「アーク溶接技術発展の系統化調査」，国立科学博物館技術の系統化調査報告，Vol.23, pp.391-527（2016）
- (26) 平田好則：「パルスアーク溶接」，溶接学会誌，Vol.71, No.5, pp.389-403（2002）
- (27) 松縄朗・山本英幸・平本誠剛：「パルスアーク溶接法」，溶接学会誌，Vol.53, No.6, pp.284-322（1984）
- (28) 溶接法研究委員会編：「溶接プロセスの可視化・シミュレーション技術」，溶接法ガイドブック 7（2012）
- (29) J. Onuki, Y. Anazawa, M. Nihei, M. Katou, A. Onuma, and T. Funamoto : “Development of A New High-Frequency, High-Peak Current Power Source for High Constricted Arc Formation ” , *Japanese journal of applied physics*, Vol.41, No.9, pp.5821-5826（2002）
- (30) H R Saedi, and W Unkel : “ Arc and Weld Pool Behavior for Pulsed Current GTAW ” , *Welding research supplement*, pp.247-255（1988）
- (31) B. J. Qi, M. X. Yang, B. Q. Cong, and F. J. Liu : “ The effect of arc behavior on weld geometry by high-frequency pulse GTAW process with 0Cr18Ni9Ti stainless steel ” , *The International Journal of Advanced Manufacturing Technology*, pp.1545-1553（2013）
- (32) M. Tanaka, H. Terasaki, M. Ushio and J. J. Lowke : “ A Unified Numerical Modeling of Stationary Tungsten-Inert-Gas Welding Process ” , *Metallurgical and Materials Trans.A*, Vol.33A, pp.2043-2051（2002）
- (33) A. Traidia, F. Roger : “ A computational investigation of different helium supplying methods for the improvement of GTA welding ” , *Journal of Materials Processing Technology*, Vol.211, pp.1553-1562（2011）
- (34) 靱井平：「パルス TIG 溶接におけるアークにおける熱的慣性が及ぼす溶融池の溶け込み深さ増大への寄与」，東京都市大学大学院修士論文（2014）
- (35) 靱井平・岩尾徹・湯本雅恵：「パルスアークにおける陽極への熱流束に及ぼす電流立ち上がり遷移時間の寄与」，電気学会論文誌 B, Vol.133, No.5, pp.409-416（2012）

- (36) 辻村吉寛・田中学：「ティグ溶接におけるプラズマ温度場と金属蒸気濃度場の挙動解析-イメージ分光法による溶接アーク現象の可視化-」，溶接学会論文集, Vol.30, No.4, pp.281-287 (2012)
- (37) 田中学：「溶接アーク物理」，溶接学会論文集, Vol.87, No.8, pp.555-574 (2018)
- (38) 田中学・辻村吉寛：「ティグ溶接における金属蒸気挙動の可視化-イメージ分光法による溶接アーク現象の可視化-」，溶接学会論文集, Vol.30, No.2, pp.164-170 (2012)
- (39) 岩尾徹・山本真司・後藤康德・田中達朗：「溶接欠陥防止に向けたティグ溶接の電磁熱流体シミュレーション」，溶接技術, No.5, pp.121-131 (2015)
- (40) 下倉卓也・森佑介・岩尾徹・湯本雅恵：「鉄蒸気および放射分布に及ぼすパルスアークの電流周波数の寄与」，電気学会論文誌 B, Vol.132, No.8, pp.718-727 (2012)
- (41) 田代拓也・松本昂樹・真栄田義史・岩尾徹：「パルス TIG アーク溶接における周波数が及ぼす横風吹き付け時のアーク偏向距離」，平成 31 年放電学会 年次大会, 2-1 (2019)
- (42) 野村和史・荻野陽輔・平田好則：「永久磁石を用いたカस्प型磁場による TIG アークプラズマの形状制御」，溶接学会論文集, Vol.27, No.3, pp.170-175 (2009)
- (43) 浮田静雄・増子知樹・入江俊幸・小久保邦雄：「磁気制御による DCEN 高速 TIG 溶接の研究」，溶接学会論文集, Vol.20, No.4, pp.484-492 (2002)
- (44) 平田好則・野村和史・荻野陽輔：「5. 外部磁場による溶接アークプラズマの制御」，*J. Plasma Fusion Res*, Vol.87, No.8, pp.535-538 (2011)
- (45) 秋保良太・杉本尚哉・武田紘一・野口洋介・三浦得太郎：「磁気駆動アークによる鋼材熱処理装置の開発」，日本機械学会論文集 C 編, Vol.79, No.806, pp.3979-3992 (2013)
- (46) N. Matsumoto, T. Usami, I. Kuno, T. Yamamoto, M. Sugimoto, S. Kumagai, and K. Takeda : “ Heat Flux of a Transferred Arc Driven by a Transverse Magnetic Field ” , *Advances in Materials Science and Engineering*, Volume 2009 (2009).
- (47) N. Matsumoto, I. Kuno, T. Yamamoto, M. Sugimoto, and K. Takeda : “ Arc Behavior in Non-uniform AC Magnetic Field ” , *ISIJ International*, Vol.52, No.3, pp.488-492 (2012).

- (48) N. Matsumoto, T. Yamamoto, M. Sugimoto, and K. Takeda : “ Experimental Study of Heat Flux Distribution of Arc Driven by AC Magnetic Field ”, *Advances in Materials Science and Engineering* Volume 2011 (2011).
- (49) M. Karasik, A.L. Rowuemoore, and S.J. Zweben : “ Experiment and modeling of an atmospheric pressure arc in an applied oscillating magnetic field ”, *Physics of plasmas*, Vol.7, No.6, pp.2715-2727 (2000).
- (50) M. Karasik, A.L. Rowuemoore, and S.J. Zweben : “Experiment and modeling of an instability of an atmospheric pressure arc”, *Physics of plasmas*, Vol.7, No.10, pp.4326-4340 (2000).
- (51) Y. Ishii, T. Shiino, S. Yamamoto, and T. Iwao : “ Arc Deflection Affected by Transverse AC Magnetic Field with Lateral Gas ”, *The Paper of Joint Technical Meeting on Electrical Discharges, Static Apparatus and Switching and Protecting Engineering*, ED-16-084 SA-16-047 SP-16-013, pp.65-70 (2016).
- (52) 生沼一浩 : 「プラズマアーク安定化に向けた横磁界の影響」, 武蔵工業大学大学院修士論文 (2007)
- (53) 石井葉子・椎野透・岩田総司・山本真司・岩尾徹 : 「アーク偏向距離に及ぼす駆動力の解明」, 電気学会 放電/静止器/開閉保護合同研究会資料, ED-17-082, SA-17-049, SP-17-015 (2017)
- (54) 椎野透 : 「アーク硬直化に向けたアークの小回転半径化に及ぼす回転横磁界による電磁力の寄与」, 東京都市大学大学院修士論文 (2018)
- (55) 松本昂樹・根本雄介・杉山雄紀・真栄田義史・岩尾徹 : 「回転横磁界における TIG アークのヤング率の算出」, 平成 31 年放電学会 年次大会, 2-2 (2019)
- (56) 椎野透・松本昂樹・真栄田義史・岩尾徹 : 「大気圧アークにおける回転横磁界の周波数が及ぼすアークの駆動力」, 平成 30 年電気学会電力・エネルギー部門大会, 69, 8-5-19-23 (2018)
- (57) 松本昂樹 : 「アークの偏向抑制に向けた回転横磁界印加時のアーク挙動の解析」, 東京都市大学卒業論文 (2019)
- (58) 内藤友人 : 「縦磁界印加時におけるスパイラルアークのアーク長が及ぼす遮断速度への寄与」, 東京都市大学大学院修士論文 (2019)

- (59) J. Luo, Q. Luo, Y. H. Lin, and J. Xue : “ A New Approach for Fluid Flow Model in Gas Tungsten Arc Weld Pool Using Longitudinal Electromagnetic Control ”, *Welding research* Vol.82 202s-6s (2003).
- (60) 渡辺隆行・本田卓也・神沢淳 : 「吹き出し流によるプラズマ流の絞り」, 化学工学論文集, Vol.14, No.1 (1988)
- (61) T. Watanabe, T. Honda, and A. Kanzawa : “ Concentration of a plasma energy flow by a blowing gas ”, *International Chemical Engineering*, Vol.29, No.4 (1989).
- (62) Y. Tanaka, T. Muroya, K. Hayashi, and Y. Uesugi : “ Control of Nitrogen Atomic Density and Enthalpy Flow Into Reaction Chamber in Ar/N₂ Pulse-Modulated Induction Thermal Plasmas ”, *IEEE TRANSACTIONS ON PLASMA SCIENCE*, Vol.35, No.2, pp.197-203 (2007).
- (63) P. Freton, J.J. Gonzalez, A. Gleizes, F. Camy Peyret, G. Caillibotte, and M. Delzenne : “ Numerical and experimental study of a plasma cutting torch ”, *J. Phys. D: Appl. Phys*, Vol.35, pp.115-131 (2002)
- (64) H. P. Li, J. Heberlein, and E. Pfender : “ Three-Dimensional Modeling of Non-Equilibrium Effects in a Transferred DC Arc Plasma with Lateral Gas Blowing ”, *Proc. 17th Int. Symp. Plasma Chemistry*, Aug 7-12 (2005).
- (65) H. P. Li, J. Heberlein, and E. Pfender : “ Three-Dimensional Nonequilibrium Effects in a High-Intensity Blown Arc ”, *IEEE TRANSACTIONS ON PLASMA SCIENCE*, Vol. 33, No. 3, pp.402-403 (2005).
- (66) G. Xu, J. Hu, and H. L. Tsai : “ Three-Dimensional Modeling of Plasma Arc in Arc Welding ”, *Journal of Applied physics*, Vol.104, 103301-1-9 (2008).
- (67) G. Xu, J. Hu, and H. L. Tsai : “ Modeling Three-Dimensional Plasma Arc in Gas Tungsten Arc Welding ”, *Journal of Manufacturing Science and Engineering*, Vol.134, 031001-1-13 (2012).
- (68) J. J. Gonzalez, F. Lago, P. Freton, M. Masquere, and X. Franceries : “ Numerical modelling of an electric arc and its interaction with the anode: part II. The three-dimensional model-

- influence of external forces on the arc column”, *J. Phys. D: Appl. Phys.* Vol.38, pp.306-318 (2005).
- (69) A. Blais, P. Proulx, and M. I. Boulos : “ Three-dimensional numerical modelling of a magnetically deflected dc transferred arc in argon ”, *J. Phys. D: Appl. Phys.* Vol.36, pp.488-496 (2003).
- (70) L. Jian, Y. Zongxian, and X. Kelian : “ Anti-gravity gradient unique arc behavior in the longitudinal electric magnetic field hybrid tungsten inert gas arc welding ”, *Int J Adv Manuf Technol*, Vol.84, pp.647-661 (2016)
- (71) Z. Liu, Y. Li, and Y. Su : “ Simulation and analysis of heat transfer and fluid flow characteristics of arc plasma in longitudinal magnetic field- tungsten inert gas hybrid welding ”, *The international Journal of Advanced Manufacturing Technology*, Vol.98, pp.2015-2030 (2018)
- (72) L. Xiao, D. Fan, and J. Huang : “ Tungsten cathode-arc plasma-weld pool interaction in the magnetically rotated or deflected gas tungsten arc welding configuration ”, *Journal of Manufacturing Processes*, Vol.32, pp.132-137 (2018)
- (73) 猪俣剛志 : 「陽極近傍におけるアーク形状に及ぼす低温ガスによるアーク外周部のエネルギー損失の影響」, 東京都市大学大学院修士論文 (2010)
- (74) A.B. Murphy, M. Tanaka, K. Yamamoto, S. Tashiro, T.Sato, and J.J.Lowke : “ Modelling of thermal plasmas for arc welding : the role of the shielding gas properties and of metal vapor ”, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, Vol.42, 194006-1-20 (2009)
- (75) 真栄田義史 : 「外部磁界印加時におけるアーク軸中心部の流速が及ぼす径方向の対流熱輸送の抑制」, 東京都市大学大学院修士論文 (2018)
- (76) Y. Maeda, S. Yamamoto, T. Iwao, S. Tashiro, M. Shigeta, and M. Tanaka : “ Development of 3D Electromagnetic Thermal Fluid Simulation for Elucidation of Heat Transfer to Anode Affected by Lateral Gas ”, *The Paper of Joint Technical Meeting on Electrical Discharges, Static Apparatus and Switching and Protecting Engineering*, ED-17-75 SA-17-42 SP-17-8, pp.41-44 (2017).

- (77) スハス. V. パタンカ, 水谷幸夫・香月正司 共訳: 「コンピュータによる熱移動と流れの数値解析」, 森北出版 (1985)
- (78) J.H. ファーティガー他: 「コンピュータによる流体力学」, シュプリンガー・フェアラーク, pp.162-163 (2003)
- (79) 松下陽介他: 「数値流体力学 (第2版)」, 森北出版株式会社 (2011)
- (80) 金丸周平・佐々木智章・佐藤豊幸・三島久・田代真一・田中学: 「TIG-MIG 複合溶接法の三次元モデル数値解析」, 溶接学会論文集, Vol.30, No.4, pp.306-312 (2012)
- (81) M. Tanaka, M. Ushio, and J. J. Lowke: “Numerical Analysis for Weld Formation Using a Free-Burning Helium Arc at Atmospheric Pressure”, *JSME International Journal Series B Fluids and Thermal Engineering*, Vol.48, No.3, pp.397-404 (2005).
- (82) J. Hu, and H. L. Tsai: “Effects of current on droplet generation and arc plasma in gas metal arc welding”, *JOURNAL OF APPLIED PHYSICS*, Vol.100, 053304-1-12 (2006).
- (83) C. R. Wilke: “A viscosity equation for gas mixtures”, *J. Chem. Phys.*, Vol.18, No.4 (1950)
- (84) A. B. Murphy: “A comparison of treatments of diffusion in thermal plasmas”, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, Vol.29, No.7, pp.1922-1932 (1993)
- (85) 日本化学会: 「化学便覧 基礎編 改訂5版」, 丸善出版 (2004)
- (86) Y. Mori, T. Iwao, M. Yumoto, S. Tashiro, and M. Tanaka: “Effects of Metal Vapor for Temperature Distribution of Transient Arc in Pulsed TIG Welding”, 溶接学会論文集, Vol.27, No.2, pp.8s-12s (2009)
- (87) M. Tanaka, K. Yamamoto, S. Tashiro, K. Nakata, E. Yamamoto, K. Yamazaki, K. Suzuki, A. B. Murphy, and J.J. Lowke: “Time-dependent calculations of molten pool formation and thermal plasma with metal vapour in gas tungsten arc welding”, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, Vol.43, pp.1-11 (2010)
- (88) M. Tanaka, M. Ushio, M. Ikeuchi, and Y. Kagebayashi: “In situ measurements of electrode work functions in free-burning arcs during operation at atmospheric pressure”, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, Vol.38, No.1, pp.29-35 (2005)

- (89) 田代真一・田中学：「アーク溶接の電極および溶融池現象」, J. Plasma Fusion Res., Vol.88, No.7, pp.383-388 (2012)
- (90) 田中学・Murphy Anthony B.・田代真一：「ガス組成設計による熱プラズマの熱源特性制御」, プラズマ・核融合学会誌, Vol.87, No.8, pp.522-527 (2011)
- (91) 真栄田義史・岩尾徹：「アーク偏向現象の解明に向けた横風吹付け時における横磁界が及ぼすアークの流速分布の解析」, 電気学会論文誌 A, Vol.40, No.5, pp.269-275 (2020)
- (92) G. Speckhofer, and H. P. Schmidt : “Experimental and Theoretical Investigation of High-Pressure Arcs - PartII: The Magnetically Deflected Arc (Three-Dimensional Modeling) ”, *IEEE TRANSACTIONS ON PLASMA SCIENCE*, Vol.24, No.4, pp.1239-1248 (1996)
- (93) 田中達朗・真栄田義史・山本真司・岩尾徹：「溶融池内の電磁力に及ぼすパルスアーク外周部の金属蒸気量の寄与」, 電気学会論文誌 A, Vol.138, No.11, pp.562-569 (2018)
- (94) 真栄田義史・岩尾徹：「横風吹付け時におけるアークの軸方向エンタルピーフローに及ぼす陰極近傍アークの圧力勾配の寄与」, 電気学会論文誌 B, Vol.139, No.5, pp.309-315 (2019)
- (95) 本田賢・岩尾徹・湯本雅恵・稲葉次紀：「Biberman Factor を考慮した高温アルゴンガスにおける波長別放射成分特性」, 電気学会論文誌 B, Vol.126, No.2, pp.166-172 (2006)
- (96) V. Abbasi, A. Gholami, and K Niayesh : “ Three-Dimensional Simulation of Plasma Deformation During Contact Opening in a Circuit Breaker, Including the Analysis of Kink Instability and Sausage Instability ”, *Plasma Science and Technology*, Vol.14, No.11, pp.996-1001 (2012)
- (97) M. Ushio, D. Fan, and M Tanaka : “ A method of estimating the space-charge voltage drop for thermionic arc cathodes ”, J.Phys. D:Appl. Phys, Vol.27, pp.561-566 (1994)
- (98) 森佑介：「熱力学・輸送特性を考慮したアークの応答性が及ぼす溶融形状への寄与」, 東京都市大学大学院修士論文 (2010)
- (99) 日向輝彦・安田克彦, 春日幸生・恩澤忠男：「静止 TIG アークによる溶け込み形態の検討-低速 DC-TIG 溶接法の研究 (第一報)」, 溶接学会論文集, Vol.10, No.3, pp.353-358 (1992)
- (100) 参考情報 - ニツコー溶材 参考資料 10-ステンレス鋼の溶接
<https://www.nikko-yozai.co.jp/wp/wp-content/themes/nikko/pdf/reference/reference10.pdf>
 (最終閲覧日：2020/11/12)

- (101) オヤイデ電気 取り扱い品目一覧表 2017.08 電線と電材
<http://www.oyaide.com/application/files/1115/0287/2184/2017.pdf> (最終閲覧日 : 2021/1/21)
- (102) 吉田康之・広本悦己・村本廣毅・上村修 : 「鉄骨柱の現地横向き溶接ロボットの開発」, 三菱重工技報, Vol.32, No.6, pp.387-390 (1995)
- (103) 神沢 淳 : 「プラズマ伝熱」, 信山社サイテック (1992)
- (104) 小島和夫 : 「入門化学統計熱力学 分子集団へのアプローチ」, 講談社サイエンティフィック, pp.61-93 (1990)
- (105) 小島和夫, 越智健二 : 「化学系のための統計熱力学」, 培風館 (2003)
- (106) NIST Atomic Spectra Database Version 5.0
<http://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/index.html> (最終閲覧日 : 2020/11/12)
- (107) Kurucz Atomic Linelist
<http://www.cfa.harvard.edu/amp/ampdata/kurucz23/sekur.html> (最終閲覧日 : 2020/11/12)
- (108) E. クライツィグ : 「数値解析」, 培風館 (2003)
- (109) S. Chapman and T. G. Cowling : “The Mathematical Theory of Non Uniform Gases”, J. Chem. Educ. (1941)
- (110) A. A. Abrahamson : “Born-Mayer-Type Interatomic Potential Neutral Ground-State Atoms with $Z=2$ to $Z=105$ ”, *Physical Review*, Vol.178, No.1, pp.76-79 (1969)
- (111) L. Monchick : “Collision Integrals for the Exponential Repulsive Potential”, *The Physics of Fluids*, Vol.2, No.6, pp.695-700 (1959)
- (112) J. M. Yos : “Transport Properties of Nitrogen, Hydrogen, Oxygen and Air to 30,000 K”, (1967) Research and Advanced Development Division AVCO Corporation, Amendments to AVCO RAD-TM-63-7, Massachusetts
- (113) D. Rapp, W. E. Francis : “Charge Exchange between Gaseous Ions and Atoms”, *J.Chem.Phys.*, Vol.37, No.11, pp.2613-2645 (1962)

- (114) R. N. Gupta, J. M. Yos, R. A. Thompson, K. P. Lee : “ A Review of Reaction Rates and Thermodynamic and Transport Properties for an 11-Species Air Model for Chemical and Thermal Nonequilibrium Calculations to 30,000 K ” , *NASA Reference Publication*, Vol.1232 (1990)
- (115) Y. Itikawa : “MOMENTUM-TRANSFER CROSS SECTIONS FOR ELECTRON COLLISIONS WITH ATOMS AND MOLECULES Revision and Supplement 1977 ” , *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, Vol.21, No.1, pp.69-75 (1978)
- (116) M. I. Boulos, P. Fauchais, E. Pfender : “Thermal Plasmas Fundamentals and Applications ” , Vol.1, Plenum Press, Appendix (1994)
- (117) Khokan C. Paul, Tadahiro Sakuta and Takeshi Takashima : “ Gas-Flow Simulation With Contact Moving in GCB Considering High-Pressure and High-Temperature Transport Properties of SF₆ Gas ” , *IEEE TRANSACTIONS ON PLASMA SCIENCE*, Vol. 25, No. 4, pp.786-798 (1997)
- (118) T. Mori, H. Kawano, K. Iwamoto, Y. Tanaka, E. Kaneko : “ Gas-Flow Simulation With Contact Moving in GCB Considering High-Pressure and High-Temperature Transport Properties of SF₆ Gas ” , *IEEE TRANSACTIONS ON POWER DELIVERY*, Vol. 20, No. 4, pp.2466-2472 (2005)
- (119) 田中康規, 八町暢彦, 松本真治, 金子周平, 岡部成光, 渋谷正豊 : 「温度 300-30,000 K, 圧力 0.1-10 MPa における CO₂ の熱力学・輸送特性と O₂ および H₂ 混入の影響」 , 電気学会論文誌 B, Vol.126, No.1, pp.80-90 (2006)
- (120) 斎藤孝基 : 「応用熱力学」 , 東京大学出版会, pp.127-130 (1987)
- (121) M. W. Chase : “ NIST-JANAF Thermochemical Tables Fourth Edition ” , Monograph No.9, American Chemical Society, Washington (1998)
- (122) 山本学, 村山精一 : 「プラズマの分光計測」 , 学会出版センター (1995)
- (123) 池田弘一, 天川正士, 渋谷正豊 : 「高圧高温アルゴンアークの放射輝度の解析」 , 電学論 A, Vol.120, No.4, pp.414-419 (2000)

- (124) A. T. M. Wilbers, G. M. W. Kroesen, C. J. Timmermans and D. C. Schram : “ The continuum emission of an arc plasma ” , *J. Quant. Spectrosc. Radiant. Transfer*, Vol. 45, No. 1, pp.1-10 (1991)
- (125) R. S. Devoto : “ Transport coefficients of ionized argon ” , *The Physics of Fluids*, Vol.16, No.5, pp.616-623 (1973)
- (126) T. Mos'cicki, J. Hoffman, Z. Szyman'ski : “ Emission coefficients of low temperature thermal iron plasma ” , *Czechoslovak Journal of Physics*, Vol.54, Suppl.C, pp.677-682 (2004)
- (127) L. G. D'Yachkov, Y. K. Kurilenkov, Y. Vitel : “ RADIATIVE CONTINUA OF NOBLE GAS PLASMAS ” , *J. Quant. Spectrosc. Radiant. Transfer*, Vol.59, No.1/2, pp.53-64 (1998)
- (128) 藤本孝 : 「はじめに : プラズマ再結合」 , プラズマ・核融合学会誌, Vol.74, No.6, pp.535 (1998)
- (129) 浜口智志, 村上 泉, 加藤 太治, プラズマ・核融合学会 : 「プラズマ原子分子過程ハンドブック」 , 大阪大学出版社 (2011)
- (130) 金田輝男 : 「電離気体の原子・分子過程」 , 東京電機大学出版局 (1995)
- (131) 電気学会 : 「電離気体論」 , オーム社 (1969)
- (132) 菅井秀郎 : 「プラズマエレクトロニクス」 , オーム社 (2000)
- (133) EINER HINNOV, JOSEPH G.HIRSCHBERG : “ Electron-Ion Recombination in Dense Plasmas ” , *PHYSICAL REVIEW*, Vol.125, No.3, pp.795-801 (1962)
- (134) S. M. V. Aldrovandi, D. Pequignot : “ Radiative and Dielectronic Recombination Coefficients for Complex Ions ” , *Astron.& Astrophys.*, Vol.25, pp.137-140 (1973)
- (135) 高柳和夫 : 「スペース・シャトルからの粒子放出実験 (SEPAC 計画) における原子分子過程」 , 東京大学宇宙航空研究所報告, Vol.12, No.3, pp.753-773 (1976)
- (136) 牧島一夫 : 「宇宙におけるプラズマ現象と長距離相互作用」 , 日本物理學會誌, Vol.63, No.8, pp.595-603 (2008)
- (137) Mundiayath Venugopalan : “ Reactions under plasma condition -Vol.1- ” , New York : Wiley-Interscience (1971)

- (138) 日本機械学会編：「伝熱工学資料改訂第5版」，丸善出版(2009)
- (139) 日本金属学会編：「金属データブック改訂3版」，丸善出版(1993)
- (140) ステンレス協会編：「ステンレス鋼便覧」，日刊工業新聞社(1995)

付録1 ガスの物性

粒子組成と熱力学・輸送・放射特性の算出にあたる仮定

一般にアークにおける気体の温度は 3,000～30,000 K と高温である。この高温気体中における温度等の特性は、ガス圧力、ガス種、電流、入力電力等、多くの外的条件によって左右される。構成要素は次の通りである。

- 熱力学特性：質量密度，エンタルピー，定圧比熱
- 輸送特性：導電率，熱伝導率，粘性率
- 放射特性：線スペクトル，連続スペクトル (制動放射，再結合放射)

高温気体が熱平衡状態である場合には，これらの特性は温度と圧力の関数となり，これを平衡物性と呼ぶ⁽¹⁰³⁾。熱平衡状態の定義を次に示す⁽¹⁰³⁾。

- 粒子のエネルギーがマクスウェル・ボルツマン分布をしていること
- 各粒子の温度が等しくプラズマ温度であること (重粒子温度 T_h = 電子温度 T_e)
- 励起状態がボルツマン分布であること
- 粒子数密度が反応平衡組成になっていること

本計算では，高温気体を大気圧アーク同様，局所熱平衡状態と仮定した。算出した熱力学・輸送・放射特性の温度範囲は，300, 1,000 — 30,000 K であり，これらを温度毎にデータベース化したものを電磁熱流体シミュレーションで読み込むようにした。なお，電磁熱流体シミュレーションで用いる際には，計算の負荷を下げるため，1,000 から 24,000 K の間は，1,000 K 刻みで計算し，24,000 から 30,000 K の間は，6,000 K 刻みで読み込み，この間の温度の物性値は，線形補間で算出を行った。本研究で計算した電流値では，24,000 から 30,000 K まで温度が増加しないため，計算に支障はない。

分配関数と高温気体の粒子組成

熱平衡状態における粒子組成を計算するには、次の2つの統計熱力学的手法が用いられる。

1. 系のギブスの自由エネルギーを求め、これを最小化させるように粒子組成を求める
2. 状態方程式のもと、電離平衡についての Saha の式を連立させて各粒子密度を解く

これらをいずれも状態方程式が成り立つという制約条件の下で解くことにより粒子組成が得られる。上記2つの方法は等価な関係である。このような熱平衡状態における粒子組成の計算や、熱力学・輸送・放射特性を計算するためには、各粒子の分配関数を求めておくことが必要となる。

分配関数

分配関数とは、各粒子群の速度 (エネルギー) 分布関数がボルツマン分布を仮定できる場合に、分子のとることのできる全てのエネルギー値 $\varepsilon_0, \varepsilon_1, \varepsilon_2 \dots$ を含み、これをボルツマン因子 $\exp(-\varepsilon_i/(kT))$ で表して加えた総和である。したがって、分配関数は状態和とも呼ばれ、一般的には次式で表される。

$$Q = \sum \exp\left(-\frac{\varepsilon_i}{kT}\right) \quad (36)$$

この和は、可能なエネルギーの値に関するものではなく、全ての状態についての和であることに注意が必要である。連続的な状態が関係する場合は、上の離散的な和は連続的な変数に関する積分として表される。

さて、理想気体の挙動を示す分子のエネルギー ε_i について考える。分子の運動形態は並進運動、回転運動、振動運動がある。これらの運動によるエネルギーはそれぞれ、並進エネルギー $\varepsilon_{\text{trans}}$ 、回転エネルギー ε_{rot} 、振動エネルギー ε_{vib} と表され、さらに電子の軌道のエネルギー ε_{ele} も考慮すると、これら4つの和が分子1個の所有するエネルギー ε_i となる。

$$\varepsilon_i = \varepsilon_{\text{trans}} + \varepsilon_{\text{rot}} + \varepsilon_{\text{vib}} + \varepsilon_{\text{ele}} \quad (37)$$

この分子1個が所有するエネルギー ε_i に基づいて、分配関数を求めることができる。ここで求める分配関数は、分子内部の状態の総和で表されるため内部分配関数 (内部状態和) と呼ばれる。式 (37) に対してまとめると、内部分配関数 Q_i は並進分配関数 q_{trans} 、回転分配関数 q_{rot} 、振動分配関数 q_{vib} 、電子分配関数 q_{ele} の積で表すことができる^(104, 105)。

$$Q_i = q_{\text{trans}} \cdot q_{\text{rot}} \cdot q_{\text{vib}} \cdot q_{\text{ele}} \quad (38)$$

N₂ や O₂ 等の二原子分子および CO₂ や SF₆ 等の多原子分子の場合は，内部分配関数 Q_i は式 (38) より求めることができる。Ar や W, Fe 等の単原子の場合は，振動，回転の運動は無いため，内部分配関数 Q_i は並進と電子分配関数の積となる。

$$Q_i = q_{\text{trans}} \cdot q_{\text{ele}} \quad (39)$$

ここからは内部分配関数を構成する並進分配関数 q_{trans} ，電子分配関数 q_{ele} の算出について述べる。計算には分光データベース⁽¹⁰⁶⁾⁽¹⁰⁷⁾が必要である。

(1) 並進分配関数

並進分配関数 q_{trans} は次式で表せる。

$$q_{\text{trans}} = \left(\frac{2\pi mkT}{h_P^2} \right)^{\frac{3}{2}} V \quad (40)$$

ここで， m は質量， k はボルツマン定数， h_P はプランク定数， V は系の体積である。並進分配関数は分子一個の質量 m ，系の温度 T および系の体積 V に依存する。本研究では，体積 $V = 1 \text{ m}^3$ としている。式 (40) に $V = 1 \text{ m}^3$ を代入すると，後述する Saha の式 (43) の右辺中項に相当する。

(4) 電子分配関数

電子分配関数とは，電子の軌道運動による状態和のことである。電子は縮退していることが知られており^(104, 105)，電子分配関数は (36) 式に統計的重みを考慮した以下の式で表される。

$$\begin{aligned} q_{\text{ele}} &= g_0 \exp\left(-\frac{\varepsilon_0}{kT}\right) + g_1 \exp\left(-\frac{\varepsilon_1}{kT}\right) + g_2 \exp\left(-\frac{\varepsilon_2}{kT}\right) + \dots \\ &= \sum g_{ei} \exp\left(-\frac{E_{ei}}{kT}\right) \end{aligned} \quad (41)$$

g_{ei} は統計的重み， E_{ei} は電子の準位エネルギーである。また，電子自体の分配関数は基底状態のみであり，次のように決まっている。

$$q_e = 2 \quad (42)$$

熱平衡状態の粒子組成

粒子組成の算出方法

本研究では、粒子組成の計算には「状態方程式のもと、電離平衡についての Saha の式を連立させて各粒子密度を解く」方法を採用した。具体的には、以下に示す Saha の式 (電離平衡式)、気体の状態方程式、電荷中性保存式からなる非線形連立方程式を、数値的に解くことにより、温度ごとの電子密度 $n_e [\text{m}^{-3}]$ 、中性粒子やイオンの粒子密度を求めた。その際の解法は Newton-Raphson 法⁽¹⁰⁸⁾とした。

・ Saha の式 (電離平衡式)

$$\frac{n_{i+1}n_e}{n_i} = \frac{Q_e Q_{i+1}}{Q_i} \left(\frac{2\pi m_e kT}{h_P^2} \right)^{\frac{3}{2}} \exp \left(-\frac{E_{i+1} - \Delta E_{i+1}}{kT} \right) \quad (43)$$

・ 気体の状態方程式

$$P = \left(n_e + \sum n_i \right) kT \quad (44)$$

・ 電荷中性保存式

$$n_e = \sum (Z - 1)n_i \quad (45)$$

Saha の式に含まれる、Stark 効果による電離エネルギーの減少 ΔE_{i+1} およびデバイ長 λ_D は以下の式より算出した。

$$\Delta E_{i+1} = \frac{(i+1)e^2}{\varepsilon_0 \lambda_D} \quad (46)$$

$$\lambda_D = \left\{ \frac{\varepsilon_0 kT}{4\pi e^2 \left(n_e + \sum_i (i+1)n_{i+1}^2 \right)} \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (47)$$

ここで、 $P [\text{Pa}]$ は圧力、 $Z_i [\text{C}]$ は i 種粒子の電荷量、 m_e は電子の質量、 h_P はプランク定数、 E_{i+1} は電離エネルギー、なお、 i は元素の種類を示す。また、 ΔE_{i+1} は電離エネルギーの補正項 (J)、 e は電気素量、 λ_D はデバイ長、 $(i+1)$ はイオンの価数を表し、 $(i+1)=1, 2$ は、それぞれ 1 価と 2 価のイオン、 $(i+1)=0$ は原子を表す。

また、表 6 に、本シミュレーションで用いた気体の電離電圧⁽⁸⁵⁾を以下に示す。

表 6 使用した気体の電離エネルギー⁽⁸⁵⁾

Table 6 Ionization energy of Ar, Fe⁽⁸⁵⁾.

Ar	\rightleftharpoons	Ar ⁺	+	e ⁻	:	15.8 eV
Ar ⁺	\rightleftharpoons	Ar ²⁺	+	e ⁻	:	27.6 eV
Ar ²⁺	\rightleftharpoons	Ar ³⁺	+	e ⁻	:	40.7 eV
Ar ³⁺	\rightleftharpoons	Ar ⁴⁺	+	e ⁻	:	59.8 eV
Fe	\rightleftharpoons	Fe ⁺	+	e ⁻	:	7.87 eV
Fe ⁺	\rightleftharpoons	Fe ²⁺	+	e ⁻	:	16.2 eV
Fe ²⁺	\rightleftharpoons	Fe ³⁺	+	e ⁻	:	54.7 eV

衝突断面積

高温気体の輸送特性を求めるには、粒子組成以外に衝突断面積が必要となる。高温気体中では、電子、イオンのほか、分子、原子等が数万 K の非常に広い温度範囲に存在している。したがって、輸送特性を求めるにあたっては、通常低圧プラズマの解析に用いられる電子衝突断面積のほか、これらすべての粒子間に対する衝突断面積が必要になる。

1. 同種中性粒子間の衝突断面積
2. 同種中性粒子-イオン間衝突断面積
3. 電子-中性粒子間衝突断面積
4. クーロン衝突断面積

熱平衡状態下における輸送特性の算出には Chapman-Enskog 法による近似計算⁽¹⁰⁹⁾ が用いられる。この近似計算において衝突断面積は、実効衝突断面積というべき衝突積分の形で取り扱われる。したがって、Chapman-Enskog 法の近似に基づいた各種衝突断面積を求める必要がある。

Chapman-Enskog 法

Chapman-Enskog 法では、次の 4 つの仮定が重要である。

- 1) 2 分子衝突のみであること
- 2) 分子衝突は古典力学に従うこと
- 3) 衝突は弾性衝突であること
- 4) 分子間相互作用ポテンシャル関数が球対称であること

Chapman-Enskog 理論は、分子間の相互作用を詳細に考慮しており、その効果を表すパラメータを衝突断面積 $\pi\bar{\Omega}_{ij}^{(l,s)}$ で表している。この精度は Sonine 多項式近似の次数 (l, s) により決定されるが、この次数により必要となる衝突断面積の種類も異なる。以下に次数別に必要となる衝突断面積をまとめた。

1 次近似: $\pi\bar{\Omega}_{ij}^{(1,1)}$, $\pi\bar{\Omega}_{ij}^{(2,2)}$

2 次近似: $\pi\bar{\Omega}_{ij}^{(1,1)}$, $\pi\bar{\Omega}_{ij}^{(1,2)}$, $\pi\bar{\Omega}_{ij}^{(1,3)}$, $\pi\bar{\Omega}_{ij}^{(2,2)}$

3 次近似: $\pi\bar{\Omega}_{ij}^{(1,1)}$, $\pi\bar{\Omega}_{ij}^{(1,2)}$, $\pi\bar{\Omega}_{ij}^{(1,3)}$, $\pi\bar{\Omega}_{ij}^{(1,4)}$, $\pi\bar{\Omega}_{ij}^{(1,5)}$, $\pi\bar{\Omega}_{ij}^{(2,2)}$, $\pi\bar{\Omega}_{ij}^{(2,3)}$, $\pi\bar{\Omega}_{ij}^{(2,4)}$

ここで、 $l=1, s=1 \sim 5$ の場合は運動量変換断面積を与え、 $l=2, s=2 \sim 4$ の場合は粘性断面積を与える。本研究では、衝突断面積の算出数が最も少ない Chapman-Enskog 法の 1 次近似を採用し

た。したがって、必要となる衝突断面積は運動量変換断面積 $\pi\bar{\Omega}_{ij}^{(1,1)}$ [m²] と粘性断面積 $\pi\bar{\Omega}_{ij}^{(2,2)}$ [m²] の二種類である。

同種中性粒子間の衝突断面積

同種中性原子間の衝突断面積については、以下のように計算を行った。まず、Abrahamson 氏は原子番号 2～105 番までの中性原子間の相互作用ポテンシャルを次のような Born-Mayer 型で求めている⁽¹¹⁰⁾。

$$U(R) = A \exp(-bR_{\text{dis}}) \quad (48)$$

ここで、 A [J], b は $b \times 10^{-10}$ [m], R_{dis} は核間距離であり $R_{\text{dis}} \times 10^{-10}$ [m] である。これらの A および b の値を用いて、Monchick 氏は衝突断面積を求めるためのパラメータ α および ρ を以下のように定義している⁽¹¹¹⁾。

$$\alpha = \ln \left(\frac{A}{kT} \right) \quad (49)$$

$$\rho = \frac{1}{b} \quad (50)$$

ここで、 k はボルツマン定数、 T は絶対温度を表している。Monchick は、この α に対する衝突断面積の補正係数 $I_{(l,s)}$ の値を示している⁽¹¹¹⁾。 $I_{(l,s)}$ から以下に示す式により、運動量変換断面積および粘性断面積を求める⁽¹¹¹⁾。

$$\sigma_R^2 \pi \bar{\Omega}_{ij}^{(l,s)} = \frac{8\pi\alpha^2 \rho^2 I_{(l,s)}}{(s+1)! \left(1 - \frac{1}{2} \frac{1 + (-1)^l}{1+l} \right)} \quad (51)$$

ここで、 σ_R は $U(R)$ によって定義される任意の距離パラメータである。本研究では、すべて $\sigma_R=1$ としている。 $l=1, s=1$ の場合、運動量変換断面積 $\pi\bar{\Omega}_{ij}^{(1,1)}$ を与え、 $l=2, s=2$ の場合、粘性断面積 $\pi\bar{\Omega}_{ij}^{(2,2)}$ を与える。

異種中性粒子間の衝突断面積

異種中性粒子間の運動量変換断面積 $\pi\bar{\Omega}_{ij}^{(1,1)}$ および $\pi\bar{\Omega}_{ij}^{(2,2)}$ は、Empirical Combining Laws⁽¹¹²⁾ に基づき次のように算出した。

$$\pi\bar{\Omega}_{ij}^{(1,1)} = \frac{1}{2} \left(\pi\bar{\Omega}_{ii}^{(1,1)} + \pi\bar{\Omega}_{jj}^{(1,1)} \right) \quad (52)$$

$$\pi\bar{\Omega}_{ij}^{(2,2)} = \frac{1}{2} \left(\pi\bar{\Omega}_{ii}^{(2,2)} + \pi\bar{\Omega}_{jj}^{(2,2)} \right) \quad (53)$$

同種中性粒子-イオン間の衝突断面積

(1) 同種中性粒子-1価イオンの場合

同種中性粒子-1価イオン間の運動量変換断面積 $\pi\bar{\Omega}_{ij}^{(1,1)}$ は、次式より計算を行った。まず、共鳴電荷交換断面積は次のような解析的な形で表される⁽¹¹³⁾。

$$\sigma(v) = (K_2 - K_1 \ln v)^2 \quad (54)$$

ここで、 v は相対速度を表す。粒子 i と粒子 j 間の実効衝突断面積は、Gupta 氏と Yos 氏が次の式を与えている⁽¹¹⁴⁾。

$$\pi\bar{\Omega}_{ij}^{(l,s)} = \frac{\int_0^\infty \int_0^\pi \exp(-v^2) v^{2s+3} (1 - \cos^l x) 4\pi \sigma_{ij} \sin x dx dv}{\int_0^\infty \int_0^\pi \exp(-v^2) v^{2s+3} (1 - \cos^l x) \sin x dx dv} \quad (55)$$

$$v = \sqrt{\frac{m_i m_j}{2(m_i + m_j)kT}} \cdot g \quad (56)$$

ここで、 $\sigma_{ij} = \sigma_{ij}(x, g)$ は i - j 粒子間の微分散乱断面積、 x は重心系における散乱角、 g は衝突粒子の相対速度、 v は換算速度である。 $l=1, s=1$ の場合は運動量変換断面積、 $l=2, s=2$ の場合は粘性断面積を与える。(55) 式を (56) 式に代入して解析的に積分すると、実効衝突断面積は次式となる。

$$\pi\bar{\Omega}_{A-A+}^{(1,1)} = (39.8K_1^2 - 17.8K_1K_2 + 2K_2^2) + (8.82K_1^2 - 2K_1K_2) \left[\ln \left(\frac{T}{M} \right) \right] + \frac{1}{2}K_1^2 \left[\ln \left(\frac{T}{M} \right) \right]^2 \quad (57)$$

ここで、 M は分子量、 T は絶対温度である。定数 K_1, K_2 に関しては、Rapp 氏らが共鳴電荷交換断面積 $\sigma(v)$ と v の関係図を、電離エネルギーをパラメータとして与えていることから、その図に外挿して求めた。つまり、 v をパラメータとして $\sigma(v)$ とイオン化エネルギーの関係図を描き、目的の粒子のイオン化エネルギーにおける $\sigma(v)$ の値を読みとって、再び $\sigma(v)$ と v の関係図に変換することにより、定数 K_1, K_2 の値を求めた。粘性断面積については、電荷交換の影響は全くないため、中性粒子間の衝突断面積と等しいとした。

(2) 同種中性粒子-2価イオンの場合

中性粒子-2価イオン間における運動量変換断面積 $\pi\bar{\Omega}_{ij}^{(1,1)}$ 、粘性断面積 $\pi\bar{\Omega}_{ij}^{(2,2)}$ については、両者の共存する温度領域が少ないことから、それぞれ中性粒子間の場合と等しいとした。

異種中性粒子–イオン間の衝突断面積

異種中性粒子–イオン間の衝突断面積については、非共鳴電荷交換衝突である。したがって、これらの衝突断面積を中性粒子間の衝突断面積と等しいとした。

電子–中性粒子間の衝突断面積

電子と Ar 原子間の運動量変換断面積 $\pi\bar{\Omega}_{ij}^{(1,1)}$ には、電子エネルギーが 1 eV 近辺で衝突断面積がきわめて小さくなるラムザウアー効果を考慮する必要がある。この場合の衝突断面積は、文献⁽¹¹⁵⁾より外挿した。

クーロン衝突断面積

電子–電子、電子–イオン間およびイオン–イオン間の衝突断面積については、粒子の種類に関係なく以下の式⁽¹¹⁴⁾から求めた。

$$\pi\bar{\Omega}_{ej}^{(l,s)}(T) = aQ_c(T) \quad (58)$$

$$Q_c(T) = \left(\frac{e^2}{kT}\right)^2 \ln \Lambda \quad (\text{cm}^2) \quad (59)$$

$$\Lambda = \sqrt{\frac{9(kT)^3}{4\pi e^6 n_e} + \frac{16(kT)^2}{e^4 n_e^{\frac{2}{3}}}} \quad (60)$$

a は補正係数、 $n_e [\text{m}^{-3}]$ は電子密度である。また、ここでは $e=4.80 \times 10^{-10}$ esu であり、 $Q_c(T) \text{ cm}^2$ である⁽¹¹⁴⁾。クーロン散乱による衝突断面積は、イオンが静止しているとした場合であり、いずれも粒子が運動している場合には、補正が必要となる。したがって、粒子の相対速度比に対する補正係数 a を乗じる必要がある。表 7 に補正係数を示す。表中の M は粒子の種類を表す。

表 7 クーロン衝突の補正係数
Table 7 Correction coefficient of Coulomb collision.

	e-e	e-M ⁺	e-M ²⁺	e-M ³⁺	M ⁺ -M ⁺	M ⁺ -M ²⁺	M ⁺ -M ³⁺	M ²⁺ -M ²⁺	M ²⁺ -M ³⁺	M ³⁺ -M ³⁺
$\pi\Omega_{ij}^{(1,1)}$	0.800	0.800	2.700	0.708	0.800	2.700	0.708	12.80	28.04	62.65
$\pi\Omega_{ij}^{(2,2)}$	0.750	0.750	2.100	6.650	0.300	0.840	6.650	4.800	26.25	58.73

熱力学・輸送特性

高温気体の熱力学特性としては、質量密度、エンタルピー、定圧比熱、輸送特性としては、導電率、熱伝導率、粘性率が挙げられ、以下の式を用いて求められる^(112, 116, 117, 118, 119)。図 83 に、本シミュレーションで用いた気体の熱力学・輸送特性を示す。

(1) 質量密度

ある温度 T [K] における質量密度 ρ [kg/m³] は、各構成粒子の粒子密度 n_i [m⁻³] および質量 m_i [kg] の総和として計算される。

$$\rho = \sum_i m_i n_i \quad (61)$$

i は粒子の種類を表す。(例. Ar, Ar⁺ 等)

(2) エンタルピー

定圧下では、物質に加えた熱は仕事と内部エネルギーの上昇に使われるが、その両方を合わせたものがエンタルピーである。比エンタルピー h [J/kg] は、 i 種粒子の内部分配関数 Q_i と標準生成エンタルピー U_i [kJ/mol] より次のように計算される。

$$h = \frac{1}{\rho} \sum_i h_i m_i n_i \quad (62)$$

$$h_i = \frac{1}{m_i} \left(\frac{5}{2} kT + kT^2 \frac{\partial}{\partial T} (\ln Q_i) + U_i \right) \quad (63)$$

標準生成エンタルピーとは、化合物が標準状態 (298 K, 0.1 MPa) にある構成粒子から反応によって生成したときの反応熱である。その基準として標準状態で安定な単体のエンタルピーを 0^(85, 120) としている。例として、希ガスの Ar や He においては標準状態において単原子で存在することができるので、標準生成エンタルピー $U_i=0$ である。また、イオンに関しては、基準状態から任意の励起状態までに必要な電離エネルギーが標準生成エンタルピー U_i にあたる。これらの値は NIST-JANAF⁽¹²¹⁾ にまとめられている。

(3) 比熱

比熱 C_p [J/kg·K] とは、一定圧力下において単位質量あたりの気体の温度を 1 K 上昇させるために必要なエネルギーを表す。同一圧力下のエンタルピーを温度で微分したものであるため、

解離・電離反応が生じる温度領域では極大値を示す。本計算では圧力 0.1 MPa 一定とし、以下の式を用いた。

$$C_p = \left. \frac{\partial h}{\partial T} \right|_{P=\text{const}} \quad (64)$$

(4) 導電率

導電率は、電子密度に比例し、電離が生じると電子が電流を輸送し、急激に増加する。導電率 σ [S/m] は、次式によって与えられる。

$$\sigma = \frac{e^2}{kT} \frac{n_e}{\sum_{\substack{j=1 \\ j \neq e}}^N n_j \Delta_{ej}^{(1)}} \quad (65)$$

ここで、

$$\Delta_{ij}^{(1)} = \frac{8}{3} \left(\frac{2m_i m_j}{\pi kT (m_i + m_j)} \right)^{\frac{1}{2}} \pi \bar{\Omega}_{ij}^{(1,1)} \quad (66)$$

であり、 e は電気素量、 $\pi \bar{\Omega}_{ij}^{(1,1)}$ は i 種粒子- j 種粒子間の運動量変換断面積である。

(5) 熱伝導率

熱伝導率 κ [W/m·K] の定義は、単位時間に単位面積を通過する熱エネルギー、つまり熱流束を温度勾配で除した物理量である。熱流束を q 、温度勾配を dT/dr とすれば、熱伝導率 κ との関係は

$$q = -\kappa \frac{dT}{dr} \quad (67)$$

で表せる。高温気体の熱伝導機構には、接触(並進)運動エネルギーによるもの、内部エネルギーによるもの、解離や電離などの反応によるものがある。したがって、高温気体の熱伝導率 κ はこの3つの総和で計算される。

$$\kappa = \kappa_{\text{tr}} + \kappa_{\text{int}} + \kappa_{\text{re}} \quad (68)$$

ここで、 κ_{tr} は接触熱伝導率、 κ_{int} は内部熱伝導率、 κ_{re} は反応熱伝導率である。単原子の場合は、振動や回転に伴う内部エネルギーの変化はないため、接触熱伝導率と反応熱伝導率の和から求めることができる。

(5-1) 接触熱伝導率

$$\kappa_{\text{tr}} = \kappa_{\text{tr}}^{\text{h}} + \kappa_{\text{tr}}^{\text{e}} \quad (69)$$

$$\kappa_{\text{tr}}^{\text{h}} = \frac{15}{4} k \sum_{i \neq e}^N \frac{n_i}{\sum_j^N \alpha_{ij} n_j \Delta_{ij}^{(2)}} \quad (70)$$

$$\kappa_{\text{tr}}^{\text{e}} = \frac{15}{4} k \sum_{i=e}^N \frac{n_e}{\sum_j^N \alpha_{ej} n_j \Delta_{ej}^{(2)}} \quad (71)$$

$$\alpha_{ij} = 1 + \frac{\left(1 - \frac{m_i}{m_j}\right) \left(0.45 - 2.54 \frac{m_i}{m_j}\right)}{\left(1 + \frac{m_i}{m_j}\right)^2} \quad (72)$$

$$\Delta_{ij}^{(2)} = \frac{16}{5} \left(\frac{2m_i m_j}{\pi k T (m_i + m_j)} \right)^{\frac{1}{2}} \pi \bar{\Omega}_{ij}^{(2,2)} \quad (73)$$

(5-2) 内部熱伝導率

$$\kappa_{\text{int}} = k \sum_{i=1}^N \frac{\left(\frac{C_{pi} M_i}{R} - \frac{5}{2} \right) n_i}{\sum_{j=1}^N n_j \Delta_{ij}^{(1)}} \quad (74)$$

(5-3) 反応熱伝導率

$$\kappa_{\text{re}} = k \sum_{l=1}^{N_{\text{re}}} \frac{\left(\frac{\Delta H_l}{RT} \right)^2}{\sum_{i=1}^N \frac{\beta_{li}}{n_i} \left(\sum_{j=1}^N (\beta_{li} n_j - \beta_{lj} n_i) \Delta_{ij}^{(1)} \right)} \quad (75)$$

ここで、 $\kappa_{\text{tr}}^{\text{e}}$ は電子の接触熱伝導率、 $\kappa_{\text{tr}}^{\text{h}}$ は重粒子の接触熱伝導率、 $\pi\overline{\Omega}_{ij}^{(2,2)}$ は i 種粒子- j 種粒子間の粘性断面積、 C_{pi} [J/kg·K] は i 粒子の定圧比熱、 M_i は i 粒子の分子量、 R [J/K·mol] は気体定数 (=8.31 J/K·mol)、 N_{re} は化学反応の種類、 β_{li} は l 番目の化学反応における i 粒子の係数、 ΔH_l [J/mol] は 1mol 当たりの反応エネルギーである。

(6) 粘性率

高温気体の粘性率 η [Pa·s] は、以下の式より求められる。

$$\eta = \sum_{i=1}^N \frac{m_i n_i}{\sum_{j=1}^N n_j \Delta_{ij}^{(2)}} \quad (76)$$

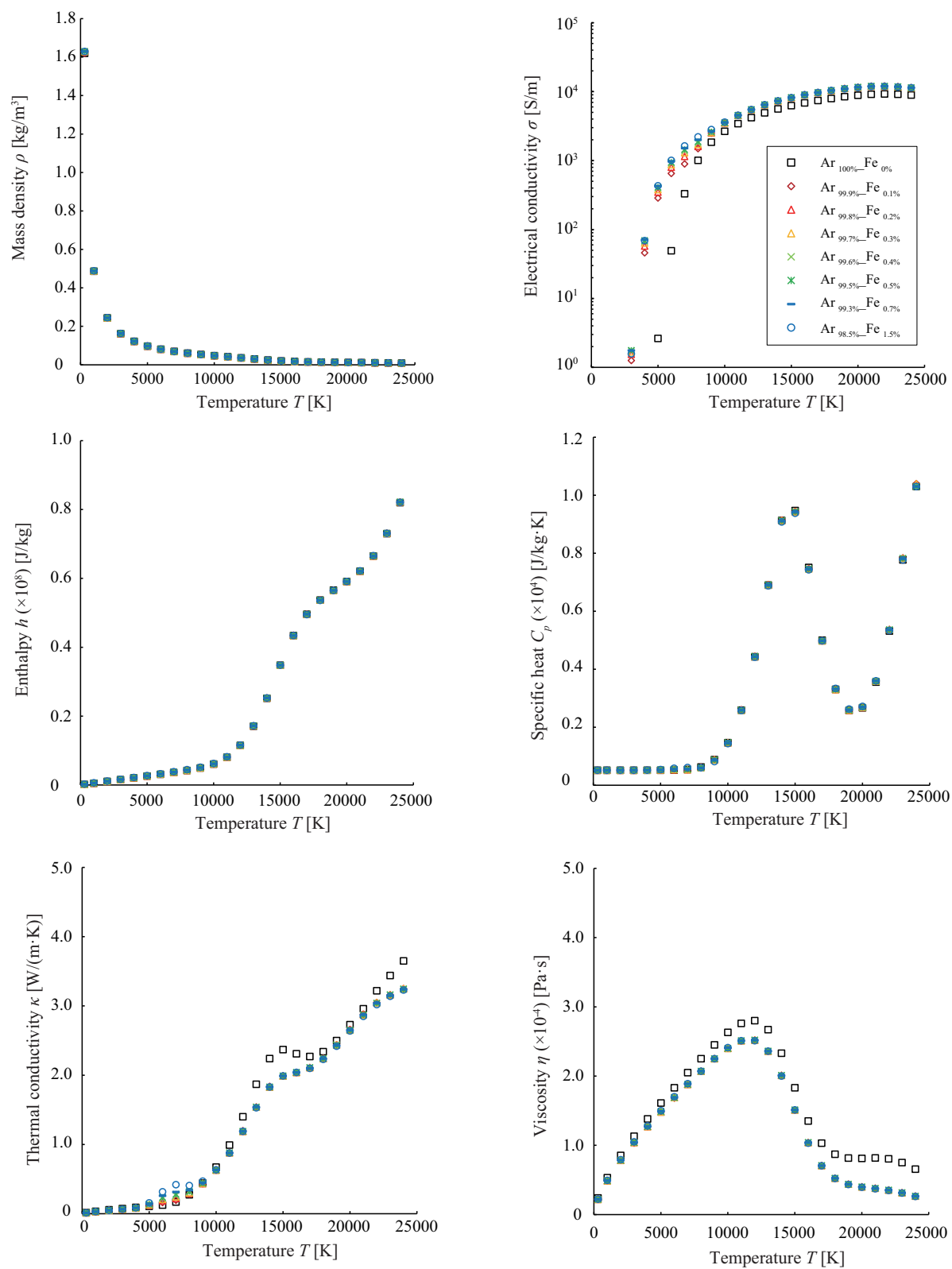


図 83 熱力学・輸送特性
Fig.83 Gas property.

高温気体の放射係数

熱プラズマの放射特性は、高温気体の電子の振る舞いにより決定され、線スペクトルや連続スペクトルが放射される。これらの計算を行うことで、高温気体の温度と波長に対する放射が求まる。この際、熱プラズマの高温部から放射された光は、プラズマ中の低温部に再びエネルギーとして吸収される。この現象は自己吸収と呼ばれ、これを考慮するには、吸収係数の計算が不可欠である。

放射係数の計算には粒子組成および各分光データベース^(106, 107)が必要である。以下の章で基本的なスペクトルの放射係数の計算方法を述べる。

また、図 84 に、本シミュレーションで用いた気体の放射特性を示す。

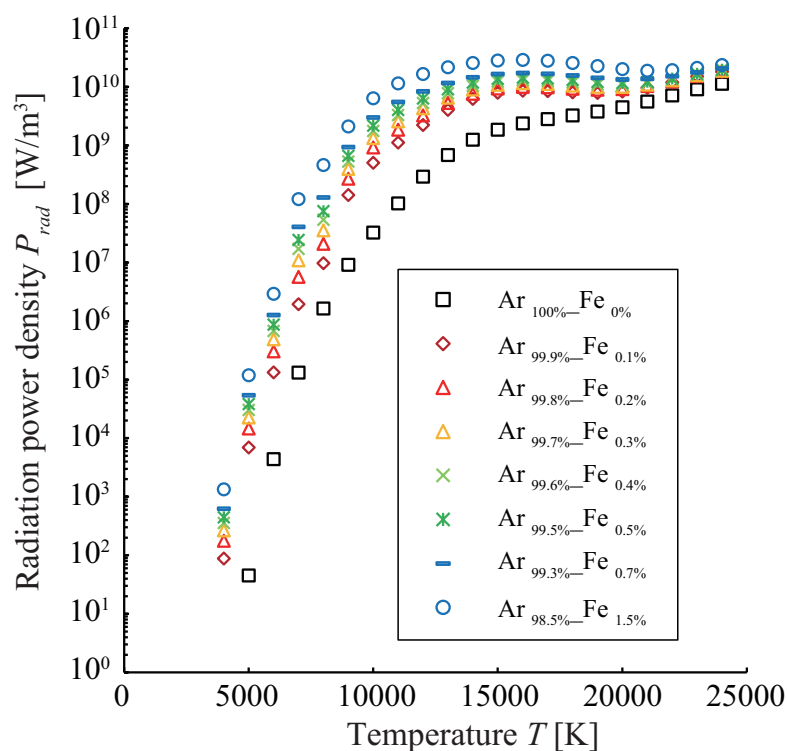


図 84 放射パワー密度
Fig.84 Radiation power density.

線スペクトル

熱プラズマの放射特性は、高温気体の電子の振る舞いにより決定され、線スペクトルや連続スペクトルが放射される。これは、熱プラズマ中の構成粒子である原子やイオン中の電子が、エネルギーを得て励起し、そのエネルギーが脱励起するために生じる線スペクトルと、気体中の自由電子がイオンとの間に生じるクーロン力により生じる連続スペクトルがある。以下の章で、線スペクトル、連続スペクトルについて説明する。

線スペクトルとは、ある特定の波長の近くで光の強度が連続スペクトルに比べて、強い部分や弱い部分を指す。原子あるいはイオンのエネルギー準位によって、各元素はその原子固有の電子配置と放射スペクトルを持つ。エネルギー状態は、種々の量子数によって決まるとびとびの値で与えられる。原子あるいはイオンからのスペクトル線は、電離または励起によって電子が変化（遷移）するのに伴って、各々の元素の種類に固有な波長に放出される。また、光を吸収することでより高い準位へと遷移する。線スペクトルの放射係数の理論式を示す^(116, 122, 123)。

$$\varepsilon_{\text{rad}}^{\text{line}} = \frac{n_i}{4\pi Q_i} \frac{h_P c}{\lambda_{mi}} g_{mi} A_{mni} \exp\left(-\frac{E_{mi}}{kT}\right) \quad (77)$$

ここで、 i は粒子の種類を表し、 $\varepsilon_{\text{rad}}^{\text{line}}$ [W/m³·sr] は吸収を考慮しない線スペクトルの放射係数、 n_i [m⁻³] は i 種粒子の粒子数密度、 Q_i は i 種粒子の分配関数、 h_P [J·s] はプランク定数、 c [m/s] は光速、 λ_{mi} [m] は i 種粒子の波長、 g_{mi} は i 種粒子の m 準位 (上準位) の統計的重み、 E_{mi} [J] は i 種粒子の m 準位のエネルギー、 A_{mni} [s⁻¹] は i 種粒子の m 準位から n 準位への遷移確率 (アインシュタインの A 係数：自然放出係数)、 λ_{mi} [m] は i 種粒子の波長、 k [J/K] はボルツマン定数、 T [K] は温度である。

連続スペクトル

連続スペクトルは、線スペクトルと異なり広い波長範囲で連続的な強度分布を持ち、再結合放射と制動放射の2つの過程により生じる。以下に各々の放射係数の理論式を示す⁽¹²⁴⁾。

$$\varepsilon_{\text{fb}} = \sum_i C_1 \frac{n_e n_i}{\lambda^2 \sqrt{T}} Z_{\text{eff},i}^2 \left[1 - \exp\left(-\frac{h_P c}{\lambda k T}\right) \right] \frac{g_{i,1}}{Q_i} \xi_{\text{fb}}(\lambda, T, i) \Delta \lambda \quad (78)$$

$$\varepsilon_{\text{ff}}^{\text{ei}} = \sum_i C_1 \frac{n_e n_i}{\lambda^2 \sqrt{T_e}} Z_{\text{eff},i}^2 \exp\left(-\frac{h_P c}{\lambda k T_e}\right) \xi_{\text{ff}}(\lambda, T_e, i) \Delta \lambda \quad (79)$$

$$\varepsilon_{\text{ff}}^{\text{ea}} = C_2 \frac{n_e n_a}{\lambda^2} \sqrt{T^3} S(T_e) \left[\left(1 + \frac{h_P C}{\lambda k T_e} \right)^2 + 1 \right] \exp \left(-\frac{h_P C}{\lambda k T_e} \right) \Delta \lambda \quad (80)$$

$$C_1 = \frac{1}{(4\pi\varepsilon_0)^3} \frac{16\pi e^6}{3c^2 (6\pi m_e^3 k)^{\frac{1}{2}}} = 1.63 \times 10^{-43} \text{ Wm}^4 \text{K}^{\frac{1}{2}}/\text{sr} \quad (81)$$

$$C_2 = \frac{1}{(4\pi\varepsilon_0)^3} \frac{32e^6}{3c^2} \left(\frac{k}{2\pi m_e} \right)^{\frac{3}{2}} = 1.026 \times 10^{-34} \text{ Wm}^4 \text{K}^{\frac{3}{2}}/\text{sr} \quad (82)$$

ここで、 $\varepsilon_{\text{fb}} [\text{W}/\text{m}^3 \cdot \text{sr}]$ は再結合放射の放射係数、 $\varepsilon_{\text{ff}}^{\text{ei}} [\text{W}/\text{m}^3 \cdot \text{sr}]$ は電子-イオン間の制動放射の放射係数、 $\varepsilon_{\text{ff}}^{\text{ea}} [\text{W}/\text{m}^3 \cdot \text{sr}]$ は電子-原子間の制動放射の放射係数、 C_1 は電子-イオン間の連続定数、 C_2 は電子-原子間の連続定数、 $\varepsilon_0 [\text{F}/\text{m}]$ は真空の誘電率、 $m_e [\text{kg}]$ は電子の質量、 $n_a [\text{m}^{-3}]$ は原子密度、 $n_e [\text{m}^{-3}]$ は電子密度、 $n_i [\text{m}^{-3}]$ は i 種のイオン密度、 $\lambda [\text{m}]$ は波長、 $Z_{\text{eff},i}$ は i 種粒子の有効電荷数、 $S(T_e) [\text{m}^2]$ は電子-中性粒子間の衝突断面積⁽¹²⁵⁾、 $\Delta \lambda [\text{m}]$ は波長刻み幅、 $g_{i,1}$ は i 種粒子の基底状態の統計的重み、 $\xi_{\text{fb}}(\lambda, T_e, i)$ は Biberman factor ($=\xi_{\text{ff}}(\lambda, T_e, i)$)^(126, 127) である。

本式より、連続スペクトルは、主に電子密度とイオン密度の積や統計的重みにより決定される。また、Biberman factor は、紫外線と赤外線領域で、値が小さくなるため、注意が必要である^(126, 127)。

再結合放射

再結合放射は、荷電粒子が空間内で再結合することによって、もとの原子またはイオンに戻る現象である。自由電子がイオンとの間に生じるクーロン力により減速され、電子の速度がイオンとの再結合時に零となり、イオンのある準位に補足された場合に余ったエネルギーを放出することであり、この際の運動エネルギーと励起エネルギー（脱励起エネルギー）分を放射する。

$$h_P \nu = E_k + eV_i \quad (83)$$

ここで、 $\nu [\text{Hz}]$ は振動数、 $E_k [\text{J}]$ は自由電子の運動エネルギー、 $eV_i [\text{eV}]$ は i 種粒子の励起エネルギーである。

なお、熱プラズマのような高温気体では、イオン-電子間の粒子の衝突は、再結合の機構によって、放射再結合、二電子再結合、三体再結合、解離再結合、荷電交換再結合がある^(128, 129)。

放射再結合は、自由電子がイオン中のある準位へ捕獲され、捕獲前後のエネルギー差（電子の運動エネルギーと電離エネルギー）を光子として放出する過程で、光電離の逆過程である。捕獲される自由電子の運動エネルギーは連続的な値を持つので、発光線の波長も連続的となる。

二電子再結合は、一度、外核電子が2個同時に励起状態になる二重励起状態を経由し、さらにその一部が光子を放出して通常の励起、もしくは基底状態になる過程であり、自動励起の逆過程である。これは、自由電子が高いエネルギーを保有しないと二重励起という特殊な場合にはならないため、電子温度が高いと生じる。

三体再結合は、電子衝突電離の逆過程で、自由電子がイオンに捕獲されるという点では、放射再結合と同じであるが、余剰エネルギーを近くにいる別の電子もしくは粒子が受け取るため、光子を放出しない。反応式を以下に示す⁽¹³⁰⁾。

(1) 放射再結合



(2) 二電子再結合



(3) 三体再結合



本論文における再結合放射は放射再結合を想定している。しかし、これら3つの再結合を比較すると、一般的には放射再結合は生じにくいとされる⁽¹³¹⁾。したがって、これらの現象が生じる、気体分子の熱運動について考えてみる。

● マクスウェル分布

気体分子 n 個のうち、速度が大きさ v から $v + dv$ までの粒子数を dn 個とすると、この割合は速度の大きさ v の関数として、次の式で示される。

$$\frac{dn}{n} = f_M(v)dv \quad (88)$$

$f_M(v)$ は、一般に次式で表される⁽¹³²⁾。

$$f_M(v) = 4\pi \left(\frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{3/2} v^2 \exp \left(-\frac{mv^2}{2k_B T} \right) \quad (89)$$

ここで、 m [kg] は質量、 k_B [J/K] はボルツマン定数、 T [K] は温度である。この関数 f_M がマクスウェル分布で、熱平衡状態にある粒子系の粒子の速度分布や粒子のエネルギー分布を表す関数として用いられる。マクスウェル分布は系の平均温度あるいは平均エネルギーを定めることにより、一意に速度分布やエネルギー分布を記述することができる。この f_M をエネルギー ε の関数として表す場合、 $\varepsilon = (1/2)mv^2$ および $dv = (1/(mv))d\varepsilon$ から、 $f_M(v)dv$ を変形して、

$$f_M(\varepsilon) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{1}{k_B T} \right)^{3/2} \sqrt{\varepsilon} \exp \left(-\frac{\varepsilon}{k_B T} \right) \quad (90)$$

となる。

電子のエネルギー分布を (89) 式を用いて計算した。電離などの反応が起こるには、ある閾値以上のエネルギーを電子がもたなければならない。電子温度 T_e [K] の増加とともに低いエネルギーの電子が存在する割合が低下し、高いエネルギーをもつ電子の割合が増える。また、15,000 K に着目すると、平均が 3 eV 程度で、Ar の電離エネルギー 15.76 eV、He の電離エネルギー 24.59 eV を持った電子はほとんど存在しない。したがって、電離を行っていない粒子が圧倒的に多く、0～3 eV 辺が再結合に大きく作用している。

● 再結合速度係数

この時、これらの再結合の生じやすさは、単位時間での単位体積における再結合の度合いを表す再結合速度係数 α_{ei} [cm³/s] の値で決まる。三体再結合、放射再結合、二電子再結合のそれぞれにおける再結合速度係数の算出式を以下に示す。

$$\alpha_{3B} \approx 5.6 \times 10^{-27} k T^{-\frac{9}{2}} N_e \quad (91)$$

$$\alpha_{rad} = 4.3 \times 10^{-13} \left(\frac{T_e}{10^4} \right)^{-0.672} \quad (92)$$

$$\alpha_{di} = 1.9 \times 10^{-3} T_e^{-\frac{3}{2}} \exp(-T_0/T_e) \times (1 + B_{di} \exp(-T_1/T_e)) \quad (93)$$

ここで、 α_{3B} [cm³/s] は、三体再結合の再結合速度定数⁽¹³³⁾、 α_{rad} [cm³/s] は放射再結合の再結合速度係数⁽¹³⁴⁾、 α_{di} [cm³/s] は二電子再結合の再結合速度係数⁽¹³⁴⁾、 T_e [K] は電子温度である。

三体再結合、放射再結合、二電子再結合を考慮すると、0.7 eV 未満の低温域では三体再結合が生じやすく、二電子再結合は 6 eV 以上の高温域では支配的であるが、0.7～6 eV のアーク領域では放射再結合が生じやすい。He も Ar もこれらのイオンが低いエネルギーに励起準位をもたないため、Ar の再結合速度係数も He と同様と考えることができる⁽¹³⁵⁾。したがって、この温度領域では、放射再結合を考慮すべきであり、再結合放射は十分起こり得る。この際、高圧

ランプのような圧力を考慮していないが、物理的な解明を行うことを目的とする本研究では、圧力を 0.1 MPa と一定で考える。以上より、本温度領域では放射再結合が支配的であることから、再結合放射を考慮して、放射特性を算出する。

制動放射

制動放射は、自由電子がイオンの近傍を通過する際、クーロン力を受けて加速度運動して軌道が曲げられるとき、より低エネルギーの自由電子状態に遷移する過程である。自由電子のみでは、光子のエネルギーと運動量を同時に吸収（または供給）できないため、過不足分の運動量をイオンが受け持つ。エネルギーの値は零から電子のエネルギーに至るまで、確率的に広く分布し、連続スペクトルが形成される⁽¹³⁶⁾。電子の初速度が小さい時あるいは電子がイオンの散乱中心のごく近くを通過するときには、電子はその初めの軌道から大きく曲げられる。このような場合には、エネルギーの大きな光子が放出される。電子の初速度が大きいかあるいは衝突径数が大きいと、電子はその直線軌道からあまりはずれることなく軌道は直線的となる。このような小角散乱で放出されるエネルギーのごく小さい光子が放出される。

図 85 に連続スペクトルに関する遷移過程を示す。図中の (1), (2) は制動放射と逆制動放射, (3), (4) は放射再結合と光電離, (5), (6) は自然放射と光励起, (7), (8) は三体再結合と電子衝突励起, (9), (10) は衝突脱励起と衝突励起, (7) と (11) の過程が同時に起こり, (12) で脱励起するのが, 二重電子再結合, (14) で励起し, (8) と (13) の過程が同時に起こるのが, 自動励起である。放射が関与する過程は破線, 衝突過程は実線で示す。すべての放射過程に誘導放射・吸収過程が存在する。

ここで、連続スペクトルの計算で考慮している現象の中でも特に注意しなければならない現象（Gaunt factor, Biberman factor）を次に示す。

連続スペクトルの諸現象

● Gaunt factor

Gaunt factor は、電子の軌道量子数上の依存を補正する、量子論的補正項である。 $G_z(\nu, T_e)$ を Gaunt factor といい、古典理論により以下のように書き表される⁽¹³⁷⁾。

$$G_z(\nu, T_e) = \int_{x_0}^{\infty} \exp(-x) \cdot g_z(u_0) dx \quad (94)$$

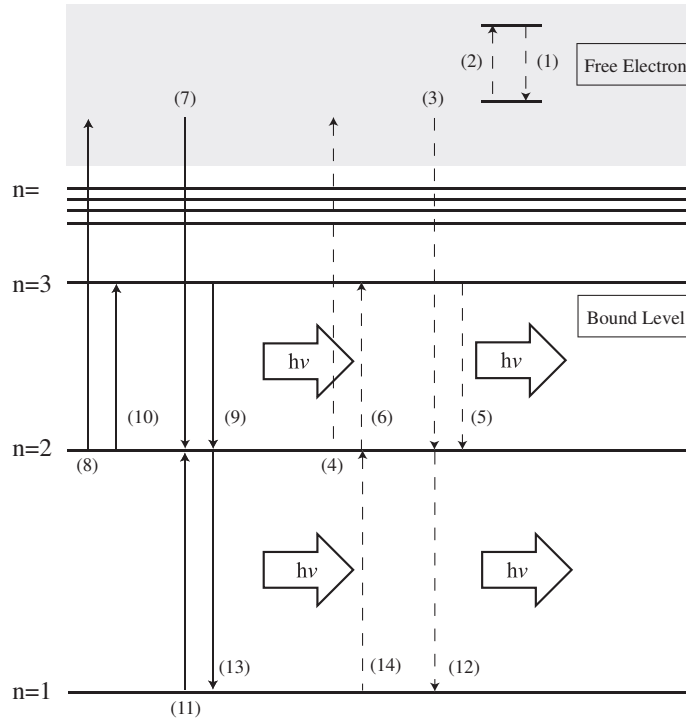


図 85 遷移過程

Fig.85 Transition process.

ここで, $x = mv^2/2kT_e$, $x_0 = h\nu/kT_e$, $u_0 = 2\pi\nu p_0/v$ に相当する。なお, 衝突係数 ($p_0 = ze^2/mv^2$) は 90° からの逸脱に相当する。 $g_z(u_0)$ は u_0 の因子として表される。高周波 ($h\nu/kT_e \gg 1$) の時, $g_z(u_0) \cong 1$ かつ $G_z(\nu, T_e) = \exp(-h\nu/kT_e)$ となり, (78), (79), (80) 式が成立し, 式の中では 1 となる。

● Biberman factor

アーク固有の連続スペクトルの形を決めるパラメータが Biberman factor (以下, ξ 因子とする) である。 ξ 因子は定数のように扱われる場合もあるが, 厳密には波長と温度の関数である。この ξ 因子は, 1960 年にロシアの Biberman と Norman により原子の光電離断面積を計算する過程で, 水素の光電離断面積に対する比として導入されたのが最初である。

Biberman-Norman は量子偏差が量子数の増加とともに急激に減少するという事実から, 複雑な原子のエネルギー準位の全体系を 2 つのグループに分けることを考えた。グループ A には大きな量子偏差を持つ準位が含まれ, 一方グループ B には量子偏差が事実上零である準位により構成される。グループ B の準位に対する光電離断面積は水素の対応する準位に対するそれに等しい。従って, 複雑な原子 1 個あたりの光電離断面積と水素原子の断面積との差に関する補正は, グループ A の準位に対して行えばよいことを導いた。この結果から, Biberman-Norman

は古典放射理論に対する補正を表す要素として ξ 因子を定義した。その後 Schlüter によりやや異なった形で非水素様原子の連続スペクトルを簡単に表現する方法に応用された。現在までに主に希ガスについて多くの研究が行われている。しかし、 ξ 因子は 20～30 % の誤差があり、各研究者により異なっている。また、同じ元素でも価数によっても値が異なる⁽¹²⁶⁾。本論文では L.G.D'Yachkov 氏⁽¹²⁷⁾ による計算結果を外挿し、 $\xi_{fb}(\lambda, T_e, i) = \xi_{ff}(\lambda, T_e, i)$ とした。

付録2 電極の物性

図 86, 87 に陰極 (W) の物性値, 陽極 (SUS304) の物性値を示す。電極に用いる材料の物性値は, 文献から参照して使用し, 物性値の温度依存性を考慮している^(32, 138, 139, 140)。どちらも質量密度は, 温度変化による低下が, ガスに比べて小さいと考え, 一定とした。陽極の物性値において, 溶融潜熱は, 溶融潜熱を 50 K の温度の幅で割った値を比熱に追加することで考慮した。この温度幅は, 固相線温度と液相線温度との差を基に決定し, 溶融潜熱は, 2.47×10^5 [J/kg] を用いた⁽⁸²⁾。比エンタルピーが融点である 1,750 K を超えた場合に, シミュレーションでは, 液体と判断するように設定した。

陽極では, 融点以降の物性値に関しては, 融点の物性値を使用し, 陰極では, 4,000 K 以降の物性値に関しては, 4,000 K の物性値を使用するようにした。

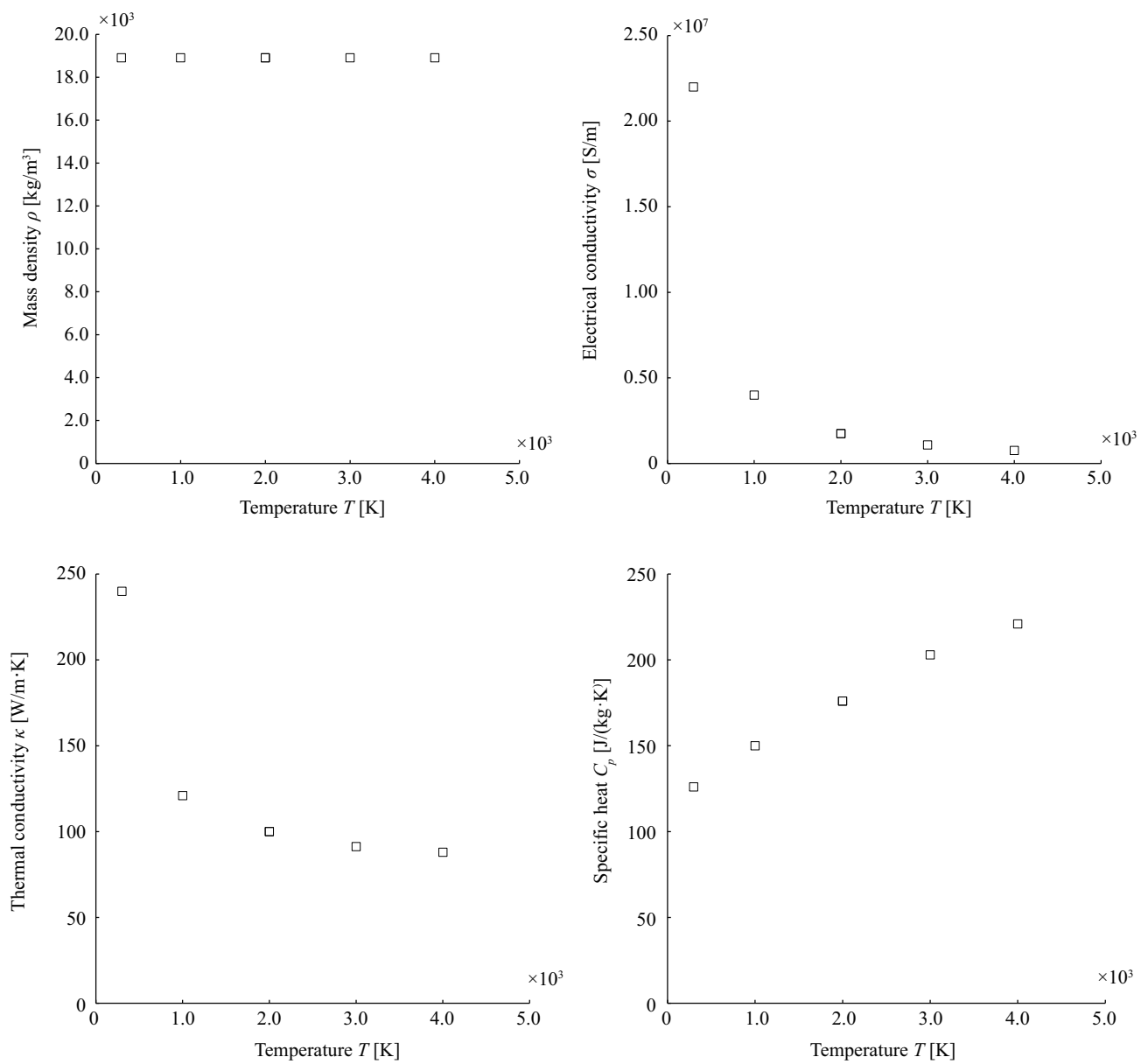


図 86 陰極の物性
Fig.86 Property of cathode.

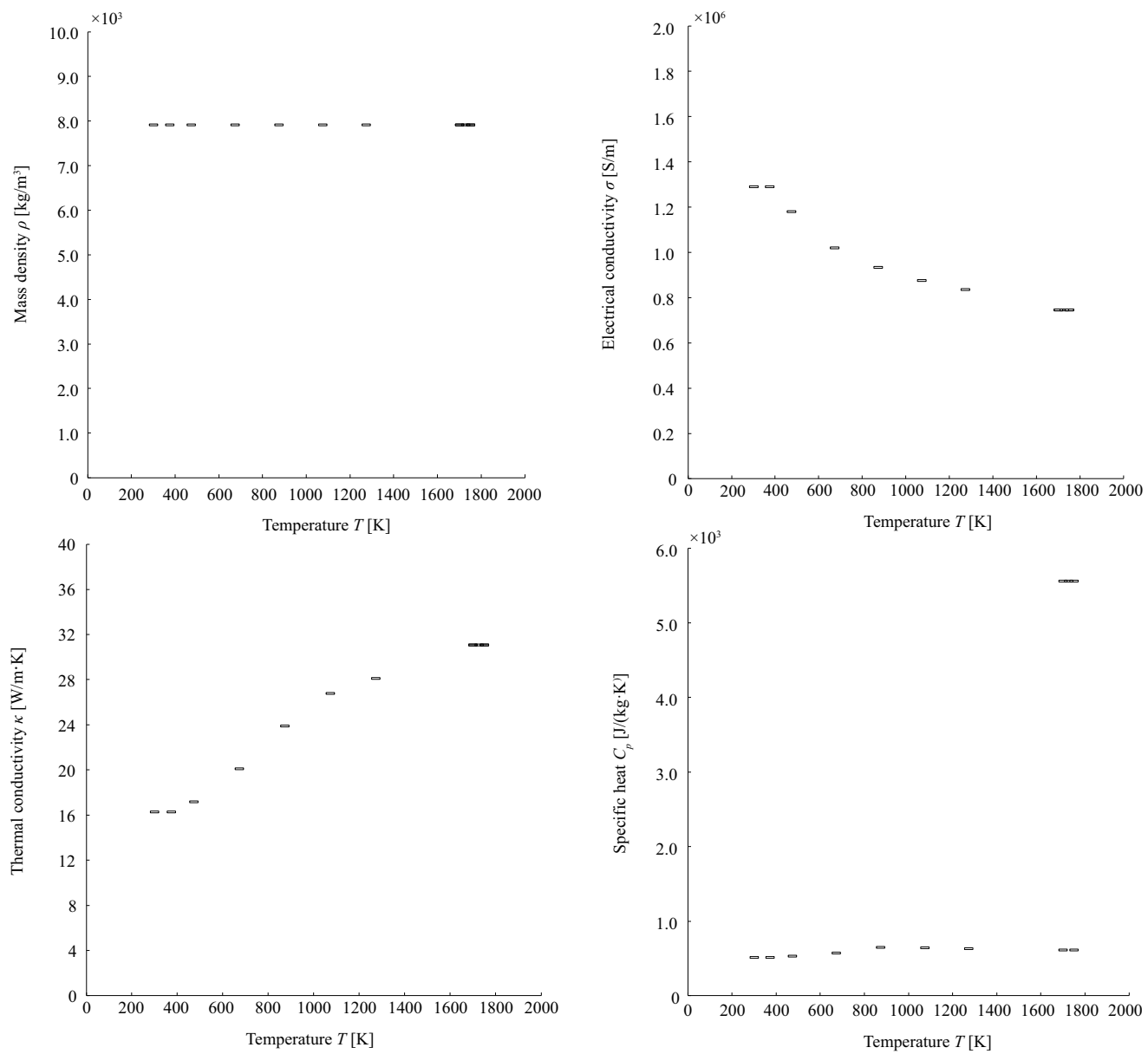


図 87 陽極の物性
Fig.87 Property of anode.

付録3 速度場と圧力場の連成解析手法

大気圧フリーアークの計算では、数値解析法の中のSIMPLE (Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations) 法が広く用いられている。本論文では、この方法を改良したSIMPLER (Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations Revised) 法を用いる^(77, 79)。SIMPLER法の利点は、収束性が早く、計算負荷が軽く、安定性に優れていることである。流れ場が既知である場合、従属変数 ϕ に関する一般微分方程式を定式化することができる。しかし、一般的に流れ場を最初に規定することは不可能である。したがって、SIMPLER法では反復計算を行い、最終的に真の速度場を求める。速度場は運動量保存式に支配されており、それは ϕ に関する一般微分方程式のある一つの場合に相当する。従って、運動量保存式を解き、それによって速度場を得ることができる。具体的な計算方法は速度場の推定値を与え、反復計算によって運動量保存式を解き、速度成分を求めていくというものである。図88に、SIMPLER法のアルゴリズムを示す。過去の真空アークの3次元シミュレーションで使用したSIMPLER法の記述は、アルゴリズム内の1と3の運動量保存則を解く際に、離散化方程式の係数 a を解き直していた。しかし、 x, y, z 方向の順番で解く毎にそれぞれの方向の流速が、求まることによって値が変化する。このため、この値を用いて、次の方向の離散化方程式の係数を算出するため、係数の値が変化する。したがって、質量保存則を満たす速度場が算出されず、解が発散してしまう課題があった。また、過去の本研究室で主流であった2次元円筒座標系のプログラムは、アルゴリズム内の1で、求めた係数を用いて、3の運動量保存則を解いているが、物理量の配列を共有配列としていた。このため、ある変数の配列を計算すると2つの変数の値が変わることで、係数の変化を追うのが困難となり、他者にとって、明瞭でないプログラムとなる。本研究では、3次元直交座標系において、アルゴリズム内の1で用いた係数の値を用いて、3の計算を行う設定とした。更に、共有配列を廃止し、新たに、別の離散化方程式の係数を定義する設定とした。図89に、共有配列を使用しないSIMPLER法のプログラムの記述の改善案を示す。(2)のように、1で求めた係数 a_{pu} を、別の係数 a'_{pu} に代入する。そして、3の運動量保存則を解く時には、 a'_{pu} を a_{pu} に代入することによって、運動量保存則の離散化方程式を求める。これらの工夫によって、解が発散せず、質量保存則と運動量保存則速度分布が算出可能となった。

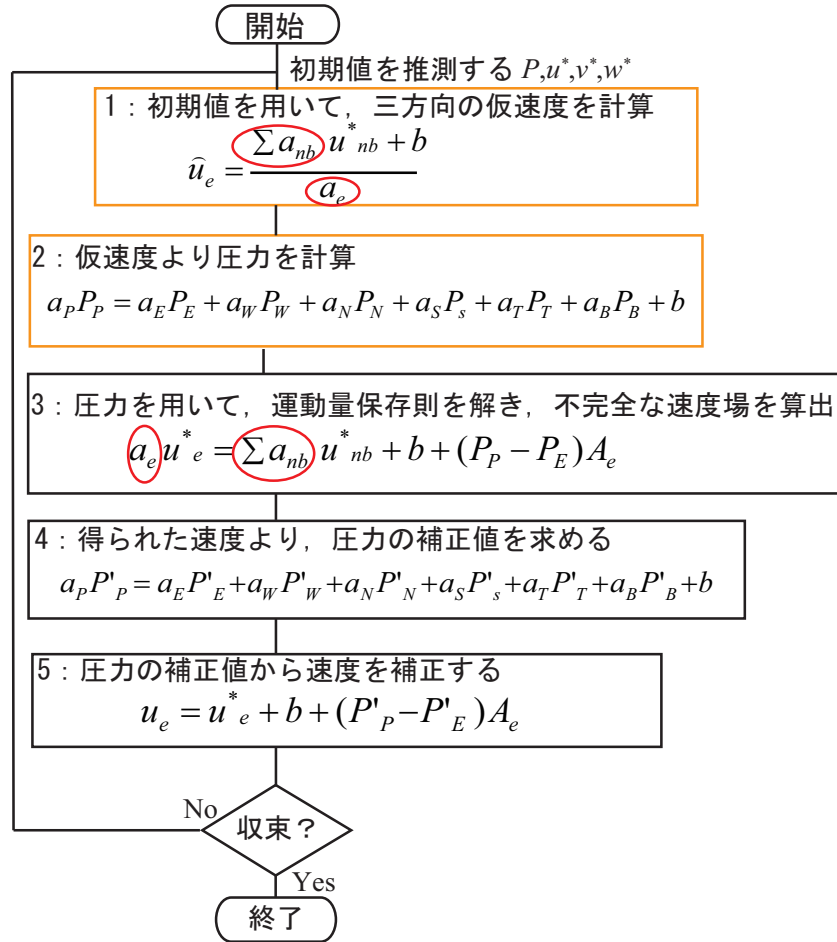


図 88 SIMPLER 法のアルゴリズム

Fig.88 Algorithm of semi-implicit method for pressure-linked equations revised.

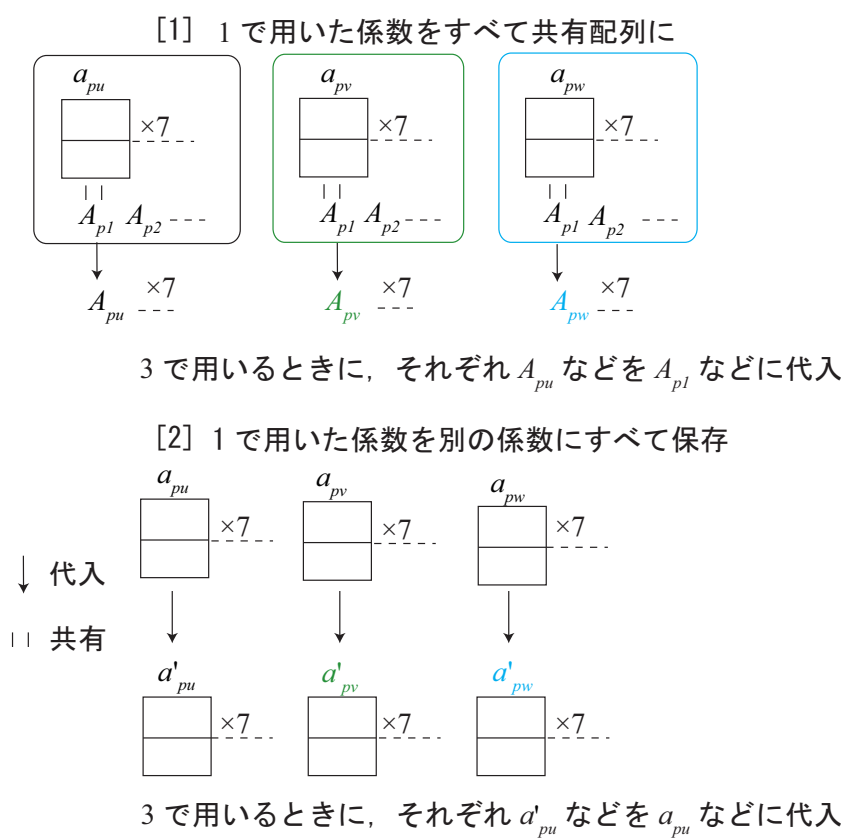


図 89 共有配列を使用しない SIMPLER 法のプログラムの記述の改善案
 Fig.89 Improvement plan of semi-implicit method for pressure-linked equations revised.

発表論文一覧

査読論文

- (1) 田中達朗・真栄田義史・山本真司・岩尾徹：「溶融池内の電磁力に及ぼすパルスアーク外周部の金属蒸気量の寄与」，電気学会論文誌 A，Vol.138，No.11，pp.562-569（2018）
- (2) T. Tanaka, Y. Maeda, S. Yamamoto, and T. Iwao : “ Contribution of Metal Vapor Mass at Periphery Part of Pulsed Arc to Electromagnetic Force in Weld Pool ”, Electrical Engineering in Japan, Vol.207, No.1, pp.15-23 (2019) (1) の翻訳論文
- (3) 真栄田義史・岩尾徹：「横風吹付時におけるアークの軸方向エンタルピーフローに及ぼす陰極近傍アークの圧力勾配の寄与」，電気学会論文誌 B，Vol.139，No.5，pp.309-315（2019）
- (4) 根本雄介・岩田総司・真栄田義史・岩尾徹：「熱的非平衡を考慮したアークの電子と重粒子の流速分布の解析」，電気学会論文誌 B，Vol.139，No.9，pp.562-567（2019）
- (5) 鹿野竜大・根本雄介・真栄田義史・山本真司・岩尾徹：「マイクロ秒分光計測を用いたアーク温度計測」，電気学会論文誌 B，Vol.139，No.10，pp.629-635（2019）
- (6) Y. Nemoto, S. Iwata, Y. Maeda, and T. Iwao : “ Analysis of Electron and Heavy Particle Velocity Distribution under Consideration of Nonthermal Equilibrium Arc ”, Electronics and Communications in Japan, Vol.102, No.11, pp.9-15 (2019) (4) の翻訳論文
- (7) R. Kano, Y. Nemoto, Y. Maeda, S. Yamamoto, and T. Iwao : “ Arc temperature measurement with microsecond spectroscopic measurement ”, Electrical Engineering in Japan, Vol.210, No.1, pp.1-8 (2020) (5) の翻訳論文
- (8) Z. Ren, S. Kokubo, Y. Maeda, S. Yamamoto, and T. Iwao : “ Three-Dimensional Electromagnetic Thermal Fluid Simulation of Re-strike Phenomenon in Magnetic Driven Arc Between Parallel Electrodes with Edges ”, IEEEJ Transactions on Electrical and Electronic Engineering, Vol.15, No.5, pp.1-7 (2020)

- (9) 真栄田義史・岩尾徹：「アーク偏向現象の解明に向けた横風吹付け時における横磁界が及ぼすアークの流速分布の解析」，電気学会論文誌 A，Vol.40，No.5，pp.269-275（2020）

国際会議発表

- (1) Y. Maeda, S. Yamoto, and T. Iwao: “HEAT TRANSFER DECREMENT AFFECTED BY LATERAL GAS FLOW VELOCITY IN TIG ARC WELDING ”, 43rd IEEE International Conference on Plasma Science, Web (June, 2016)
- (2) Y. Maeda, T. Tanaka, S. Yamamoto, T. Iwao, S. Tashiro, M. Shigeta, and M. Tanaka: “Heat Flux and Electromagnetic Force Affected by Current Frequency in Argon Pulsed Arc Welding Mixed with Oxygen ”, 21th International Symposium on Plasma Chemistry, Web (October, 2016)
- (3) Y. Maeda, T. Tanaka, S. Yamamoto, and T. Iwao: “Heat Transfer Affected by Transverse Magnetic Field using 3D Modeling of Arc Plasma ”, 58th Annual Meeting of the APS Division of Plasma Physics, Web (October, 2016)
- (4) Y. Maeda, Y. Ishikawa, K. Sato, S. Ono, S. Yamamoto, T. Iwao, Y. Mori, and T. Otsuka: “Analysis of Arc Conductance Decay in Post Arc Using Electromagnetic Thermal Fluid Simulation ”, Joint Conference of IWHV2016 & JK 2016 on ED & HVE, ED-16-136, SP-16-65, HV-16-121, pp.9-13 (November, 2016)
- (5) Y. Maeda, S. Iwata, S. Yamamoto, T. Iwao, and T. Hayasaka: “EVAPORATION QUANTITY OF TROLLEY WIRE AFFECTED BY ARC CURRENT USING ELECTROMAGNETIC THERMAL FLUID SIMULATION ”, The Papers of Joint Technical Meeting on , 44th IEEE International Conference on Plasma Science, Web (May, 2017)
- (6) Y. Maeda, S. Yamoto, and T. Iwao: “ CONVECTIVE HEAT TRANSFER TO RADIAL DIRECTION AFFECTED BY TRANSVERSE MAGNETIC FIELD WITH LATERAL GAS IN TIG ARC WELDING ”, 45th IEEE International Conference on Plasma Science, Web (June, 2018)
- (7) Y. Maeda, Y. Sugiyama, and T. Iwao: “3-D Electromagnetic Thermal Fluid Simulation of Arc Behavior Affected by Rotating Transverse Magnetic Field for Heat Transfer Improve-

- ment ”, 11th International Workshop on High Voltage Engineering, ED-18-075, SP-18-027, HV-18-109 (November, 2018)
- (8) K. Matsumoto, T. Shiino, Y. Maeda, Reggie C. Gustilo, K. Suzuki, and T. Iwao: “ Arc Rotation Radius and Driven Force Affected by Frequency of Transverse Rotating Magnetic Field ”, The 71st Annual Gaseous Electronics Conference (November, 2018)
 - (9) Y. Maeda, and T. Iwao: “ ANALYSIS OF NITROGEN CONTAMINATION PROCESS INTO ARC AFFECTED BY LATERAL GAS FLOW VELOCITY IN ATMOSPHERIC PRESSURE ”, Pulsed power & plasma science (June, 2019)
 - (10) Y. Maeda, Y. Nemoto, Z. Ren, and T. Iwao: “Nitrogen Concentration near Anode Affected by Convective Mass Transfer Flux of Arc in Atmospheric Pressure ”, APS -72nd Annual Gaseous Electronics Conference (October, 2019)
 - (11) Y. Maeda, Y. Sugiyama, Y. Nemoto, Z. Ren, and T. Iwao: “Convective Force Derived from Arc Jet Affected by Convective Force of Lateral Gas Flow for Elucidation of Arc Deflection Phenomenon ”, APS -73rd Annual Gaseous Electronics Conference (October, 2020)
 - (12) Y. Sugiyama, K. Matsumoto, Y. Maeda, and T. Iwao: “ ARC DEFLECTION LENGTH AFFECTED BY DIAGNAL MAGNETIC FIELD IN 3D ELECTROMAGNETIC THERMAL FLUID SIMULATION ”, 47th IEEE International Conference on Plasma Science, Web (December, 2020)

国内学会発表

- (1) Y. Maeda, Y. Shimizu, Y. Asano, K. Sone, S. Yamoto, and T. Iwao : “ Radiation Power Affected by Electric Field with Changing Wall Radius and Current with Wall-Stabilized Argon Arc ”, 平成 28 年放電静止器開閉保護合同研究会, p.35 (2016 年 6 月)
- (2) 真栄田義史・山本真司・岩尾徹 : 「直交風の流速が及ぼすアーク姿態の三次元シミュレーション」, 平成 28 年電気学会電力・エネルギー部門大会, P74, pp.147-148 (2016 年 9 月)
- (3) 真栄田義史・岩田総司・田中達朗・山本真司・岩尾徹・早坂高雅 : 「アークによるトロリ線とすり板の溶損量の算出に向けた電磁熱流体シミュレーション手法の開発」, 電気学会第 23 回鉄道技術連合シンポジウム (J-RAIL2016), S8-2-6, pp.631-632 (2016 年 12 月)

- (4) 真栄田義史・岩田総司・田中達朗・山本真司・岩尾徹・早坂高雅：「電磁熱流体シミュレーションを用いたアーク放電によるトロリ線とすり板の溶損量の算出」，平成 29 年電気学会全国大会, 1-169, p.189 (2017 年 3 月)
- (5) Y. Maeda, Shinji Yamamoto, Toru Iwao, S. Tashiro, M. Shigeta, and M. Tanaka: “Development of 3D Electromagnetic Thermal Fluid Simulation for Elucidation of Heat Transfer to Anode Affected by Lateral Gas ”, 平成 29 年放電静止器開閉保護合同研究会, ED-17-75, SA-17-42, SP-17-8, pp.41-44 (July, 2017)
- (6) 真栄田義史・岩田総司・山本真司・岩尾徹・早坂高雅：「電磁熱流体シミュレーションを用いたアーク放電が及ぼすトロリ線の溶損量の解析」，平成 29 年電気学会産業応用部門大会, 5-56, V-355-356 (2017 年 8 月)
- (7) 真栄田義史・山本真司・岩尾徹・田代真一・茂田正哉・田中学：「3 次元電磁熱流体シミュレーションを用いた横風吹き付け時の外部磁界が及ぼすアーク姿態」，電気学会 放電開閉保護高電圧合同研究会, ED-17-156, SP-17-057, HV-17-109 (2017 年 11 月)
- (8) 真栄田義史・西澤翔也・山本真司・岩尾徹：「横風吹き付け時における外部磁界が及ぼす対流熱伝達の算出」，平成 30 年電気学会全国大会 (2018 年 3 月)
- (9) 真栄田義史・岩尾徹：「アーク溶接における横風流速が及ぼす対流熱輸送の解析」，平成 30 年放電/静止器/開閉保護合同研究会, ED-18-060, SA-18-043, SP-18-012, pp.61-66 (2018 年 6 月)
- (10) 高橋広樹・真栄田義史・岩尾徹：「大気圧アークにおけるアーク内への窒素混入過程の解析」，平成 30 年電気学会 電力エネルギー部門大会, 67, 8-5-7-12 (2018 年 9 月)
- (11) 椎野透・松本昂樹・真栄田義史・岩尾徹：「大気圧アークにおける回転横磁界の周波数が及ぼすアークの駆動力」，平成 30 年電気学会電力・エネルギー部門大会, 69, 8-5-19-23 (2018 年 9 月)
- (12) 真栄田義史・山本真司・岩尾徹：「3 次元電磁熱流体シミュレーションによる横風吹き付け時のアーク内の窒素濃度分布の解析」，平成 31 年電気学会全国大会 (2019 年 3 月)
- (13) 坐間義幸・杉山雄紀・松本昂樹・真栄田義史・岩尾徹：「溶接速度向上に向けた回転横磁界の周波数が及ぼすアーク電圧と回転半径」，平成 31 年電気学会全国大会 (2019 年 3 月)

- (14) 根本雄介・岩田総司・真栄田義史・岩尾徹：「横風吹付け時におけるアークの重粒子と電子の流速の算出」，平成 31 年電気学会全国大会 (2019 年 3 月)
- (15) 杉山雄紀・松本昂樹・真栄田義史・岩尾徹：「大気圧アークへの回転横磁界が及ぼす軸中心部における対流熱輸送の解析」，平成 31 年電気学会 電力エネルギー部門大会, 307 (2019 年 9 月)
- (16) 松本昂樹・坐間義幸・杉山雄紀・真栄田義史・岩尾徹：「溶接速度の向上に向けた回転横磁界印加時の溶融池形状」，平成 31 年電気学会 電力エネルギー部門大会, P82 (2019 年 9 月)
- (17) 松本昂樹・根本雄介・杉山雄紀・真栄田義史・岩尾徹：「回転横磁界印加時における TIG アークのヤング率の算出」，平成 31 年放電学会 年次大会, 2-2 (2019 年 11 月)
- (18) 真栄田義史・杉山雄紀・松本昂樹・任振威・根本雄介・岩尾徹：「横風吹付け時における縦磁界の電磁力が及ぼす回転アークの流速分布」，令和 2 年 電気学会 基礎・材料・共通部門大会, 3-B-p1-2 (2020 年 9 月)
- (19) 杉山雄紀・松本昂樹・島崎将至・根本雄介・任振威・真栄田義史, 鈴木憲吏, 岩尾徹：「TIG アーク溶接における外部磁界の印加の角度が及ぼす温度分布の解析」，令和 2 年 電気学会 基礎・材料・共通部門大会, 3-B-a2-4 (2020 年 9 月)
- (20) 真栄田義史・杉山雄紀・松本昂樹・任振威・根本雄介・岩尾徹：「TIG 溶接における陰極移動時の 3 次元電磁熱流体シミュレーションの開発」，令和 2 年 電気学会 電力エネルギー部門大会, 323 (2020 年 9 月)
- (21) Y. Maeda, Z. Ren, Y. Nemoto, R. C. Gusutilo, and Toru Iwao : “ Heat Flux Distribution from Transient Rotated Arc to Anode with Applied Axial Magnetic Field Using Three-Dimensional Electromagnetic Thermal Fluid Simulation ”, 2020 年【放電・プラズマ・パルスパワー/静止器/開閉保護合同研究会, EPP-20-082, SA-20-094, SP-20-024, pp.135-139 (September, 2020)
- (22) Y. Nemoto, Y. Maeda, Z. Ren, R. C. Gusutilo, and Toru Iwao : “ Arc Voltage for Re-strike with Lateral Gas Flow under Consideration of LTE and non-LTE Using Three-dimensional Electromagnetic Thermal Fluid Simulation ”, 2020 年【放電・プラズマ・パルスパワー/静止器/開閉保護合同研究会, EPP-20-080, SA-20-092, SP-20-022, pp.125-130 (September, 2020)