

Title	ティグ溶接プロセスにおけるシールドガス流を用いた アーク熱源制御に関する研究
Author(s)	小西, 恭平
Citation	大阪大学, 2018, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://doi.org/10.18910/69576
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

https://ir.library.osaka-u.ac.jp/

The University of Osaka

博士学位論文

ティグ溶接プロセスにおけるシールドガス流を用いた アーク熱源制御に関する研究

小 西 恭 平

2018年1月

大阪大学大学院工学研究科

目次

第1章	緒論		
1.1 4	は研究の背景と目的		1
1.2 7	アーク溶接プロセスに関する研究の現状と問題点		4
1.3 4	は研究の方針		6
1.4 🕏	に論文の構成		7
第2章	実験計測によるアーク熱源特性の検討		
2.1 糸	者言		9
2.2 7	アークプラズマ温度の計測方法		9
2.2.	1 実験装置(イメージ分光分析システム)		9
2.2.	2 スペクトル強度画像撮影の流れ	1	C
2.2.	3 Fowler-Milne 法によるアークプラズマ温度の算品	出原理1	0
2.3	母材表面における電流密度分布および熱流束分布の	計測方法 · · · · · · 1	2
2.3.	1 実験装置	1	2
2.3.	2 分割母板法の原理	1	3
2.4 A	Abel 逆変換処理	1	3
2.5 7	アークプラズマ状態ならびに熱源特性の検討	1	5
2.5.	1 実験条件	1	5
2.5.	2 アルゴンアーク	1	6
2.5.	3 ヘリウムアーク	1	8
2.6 新	吉言	2	C
密 2 音	数値計算による溶接アーク現象の可視化		
		2	1
3.1 新			
	ー温度解析モデル (1-T モデル)		
3.2.		······································	
	2 モデルにおける標準ノズルおよび狭窄ノズルの!		
	3 物性値	2	
3.2.	4 支配方程式および補助方程式	2	7

	3.2.5	境界条件	2	28
	3.2.6	モデルの解法	2	29
3.	3 狭	窄ノズルが溶接アーク現象に与える影響の検討	3	30
	3.3.1	解析条件	3	30
	3.3.2	アルゴンアーク	3	31
	3	3.2.1 アークプラズマの温度分布,電流密度分布:	および速度分布 ・・・・・・・ 3	31
	3	3.2.2 母材表面における電流密度分布および熱流	東分布 ····· 3	35
	3.3.3	ヘリウムアーク	3	36
	3	3.3.1 アークプラズマの温度分布,電流密度分布:	および速度分布 ・・・・・・・ 3	36
	3	3.3.2 母材表面における電流密度分布および熱流	東分布 ····· 4	Ю
3.	4 結	言	4	1
第4	章 実	実験計測結果と数値計算結果の整合性の検討		
4.	1 緒	二	4	12
4.	2 P	ルゴンアーク	4	12
4.	3 ^	リウムアーク	4	15
4.	4 結	言	4	18
第 5	章って	プラズマの熱力学的非平衡を考慮した数値計算によ	る溶接アーク現象の可視化	
5.	1 緒	言	5	60
5.2	2 二剂	温度解析モデル (2-T モデル)	5	60
	5.2.1	対象とする系の設定とモデル化	5	60
	5.2.2	物性値	5	50
	5.2.3	支配方程式および補助方程式	5	54
	5.2.4	境界条件	5	56
	5.2.5	モデルの解法	5	6
5.	3 計	算結果の妥当性検討	5	57
5.	4 ア	ークプラズマ状態ならびに熱源特性の解析	6	50
	5.4.1	アルゴンアーク	6	50
	5.4	4.1.1 アークプラズマの温度分布,電流密度分布	および速度分布 ・・・・・・・・・・・・ 6	50
	5 /	412 母材表面における電流変度分布および熱流	東分布 6	54

4	5.4.2	ヘリウムアーク .		65
	5.4.	2.1 アークプラズマの温度分布,電流密度分布お	よび速度分布 ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	65
	5.4.	2.2 母材表面における電流密度分布および熱流束	分布	69
5.5	狭窄	シングルの推奨される適用条件 ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・		70
5.6	結言	•		72
第6章	子 〜 〜	窄ノズルを用いたアーク熱源制御が生み出す狭窄 ⁵	ティガの特長	
6.1	· 3人 緒言			73
6.2				
		・ク放電中におけるアークプラズマと電極の発光現		
6.3				
6.4		内における電子エミッタの動的挙動解析による電		75 75
	5.4.1			75
	5.4.2	2 JA-2 J		
	5.4.3	13.00 pt pt <u>Elip 0. 5 o t 5 o t 5 o t 1</u>		77
6	5.4.4	モデルの解法 ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・		78
6	5.4.5	電極温度および電子エミッタの質量濃度の時間変	化	
			『極消耗特性の解析 ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	
6.5	アー	-ク放電中の金属蒸気挙動の検討 ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・		83
ϵ	5.5.1	金属蒸気の動的挙動観察・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・		83
6	5.5.2	数値計算による金属蒸気挙動の解析・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・		85
ϵ	5.5.3	プラズマ気流の運動量と金属蒸気の掃き出し性能		86
6.6	結言	•		88
第7章	f 総	括 ·		89
謝辞				94
参考文	献			95
本論文	に関っ	する著者の発表論文 ・・・	1	.00

第1章 緒 論

1.1 本研究の背景と目的

アーク放電は、1807年に英国のデイビー(H. Davy)が水銀を浸した木炭片を電極にして電極間に 弧状の放電光を発生させる実験を行ったことで発見された ¹⁾. しかし、当時の電源の電池容量は少な かったため短時間のアーク放電しか実現できず、我々の生活においてアーク放電が利用されることは ほとんどなかった. しかし、1832年に発電機が発明され大容量の電源が得られるようになるとアーク 放電は蝋燭灯やガス灯に比べ光量が極めて大きいアーク灯として照明に使用されるようになった. その一方で、アーク放電時において強烈な光とともに大きな熱が発生することから、アーク放電は溶接プロセスを中心に切断、溶射、溶解、精錬などの種々の材料プロセスに応用されてきた. 近年では、CVD による半導体素子の薄膜作製や材料表面改質に加え、ナノ粒子創製プロセスにおいてもアーク 放電を利用した新たな技術展開が見られる. これらの中でも特にアーク放電を用いたアーク溶接技術 は飛躍的に進歩を遂げており、素材から製品の組立てに至るものづくりの基盤技術として、自動車、車両、船舶、機械、建築、橋梁、エネルギープラントなどあらゆる製造業分野に浸透し活用されている.

アーク放電を利用したアーク溶接法は極性(電極プラスまたは電極マイナス)や電極消耗の有無、溶接部の大気からの保護方式によっていくつかに分類される。本研究ではシールドガスとしてアルゴンやヘリウムなどの不活性ガスを用い、純タングステン、または酸化物(酸化トリウム、酸化ランタン、酸化セリウムなど)を数 wt.%の含むタングステンからなる非消耗電極と母材間にアークプラズマを発生させて溶接を行うティグ(Tungsten Inert Gas = TIG)溶接を研究対象とした。Fig. 1.1 にティグ溶接の概略図を示す。ティグ溶接では不活性ガスによってアークプラズマおよび溶接部を保護することで大気の侵入による溶接欠陥の発生、酸化などの化学反応による溶接部の強度低下を防ぎ、高品質な溶接が実現される。この特徴はISO9000ファミリーや JIS Q 9000ファミリーで「後工程で実施される検査および試験によって、要求された品質基準が満たされているかどうかを十分に検証することができない工程」すなわち「特殊工程」とされている溶接プロセスにおいて極めて重要かつ要求される項目であり、ティグ溶接の大きな利点であるといえる。また溶接トーチや溶接電源などの実験装置が簡便でランニングコストが低いことも利点である。一方で、消耗電極式のアーク放電を利用したガスメタルアーク(Gas Metal Arc = GMA)溶接と比べて単位時間あたりの溶着量が少なく溶接効率が低い点が課題として挙げられ、これが溶着量の確保が求められる溶接構造物に対するティグ溶接の適用を

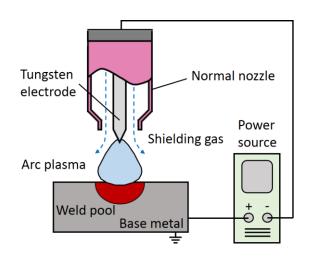


Fig. 1.1 Schematic illustration of TIG welding

困難にしている.したがって、高いクオリティを安定して確保しつつ、上述の課題を克服し他の溶接プロセスと同等もしくはそれ以上の溶接効率を実現するティグ溶接はものづくり分野における技術革新を誘起する高度な溶接プロセスになり得ると期待でき、その実現には必要な箇所に必要な量だけエネルギーを集中して投入できる高エネルギー密度な熱源が要求される.また、エネルギーを集中させるためにはアーク長が短い条件でのアーク放電が必要であるが、アーク長が短い場合では溶融池から発生した金属蒸気が放電そのものを不安定にするため、これを排除することが不可欠となる.

ティグ溶接において取扱いが簡易で容易な制御によって上述の問題点を解決し、溶接の高効率化を達成する新しい溶接プロセスとして、筆者は狭窄ノズル付きティグ溶接(以下、狭窄ティグ)について研究を行ってきた²⁾.この溶接プロセスでは Fig. 1.2 に示すように狭窄ノズルと呼ばれる銅合金で作製されたノズルをタングステン電極と標準ノズルの間に装着する.これによりシールドガスは電極一狭窄ノズル間と狭窄ノズルー標準ノズル間の二層に独立して流れるようになり、さらにそれぞれの供給量を調整することでガス流制御が可能となる. Fig. 1.3 に従来のティグ溶接(以下、従来ティグ)ならびに狭窄ティグにおけるアークプラズマの外観写真を示す. アーク電流はどちらも同じ 80 A であるが、狭窄ティグの場合、ガス流制御(この場合は純アルゴンガス)によりアークプラズマが大きく緊縮しており、熱エネルギーが体積の小さいアークプラズマに集約されていることがわかる. Fig. 1.4 に狭窄ティグを用いた突合せ溶接によって得られた薄板の溶接継手を示す. 従来ティグでは溶落ちや溶接変形などが生じるため溶接自体が難しい銅合金の薄板(0.05 mmt)の溶接やリン青銅(0.2 mmt)とステンレス鋼(0.1 mmt)の異材溶接が狭窄ティグによって達成されており、狭窄ノズル内のガス流れを制御することでアークプラズマの高エネルギー密度化が実現されていることが確認できる.しか

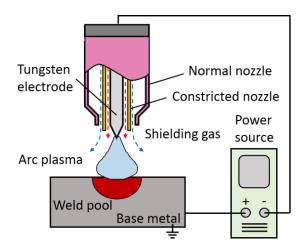
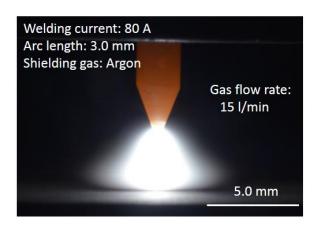


Fig. 1.2 Schematic illustration of constricted TIG welding



Welding current: 80 A
Arc length: 3.0 mm
Shielding gas: Argon

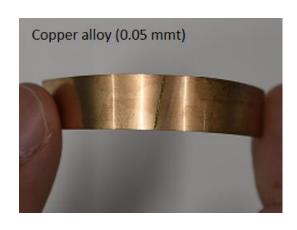
Gas flow rate:
Inner: 5 l/min
Outer: 15 l/min

5.0 mm

(i) Conventional TIG welding

(ii) Constricted TIG welding

Fig. 1.3 Appearances of TIG arc plasmas



Phosphor bronze Stainless steel (0.2 mmt) (0.1 mmt)

(i) Butt joint of copper alloy

(ii) Butt joint of phosphor bronze to stainless steel

Fig. 1.4 Photographs of welds obtained by constricted TIG welding

しながら、現状において高エネルギー密度化が得られるその詳細なメカニズムやそれを含む溶接アーク現象自体が十分に理解されているとは言い難い.なぜなら、この溶接アーク現象は高々1 cm³ 程度の空間で生じるものであるが、そこでは固相、液相、気相に加えプラズマの四つの状態が混相しており、Fig. 1.5 に示すように各領域が複雑に干渉し合っているからである。特にティグ溶接におけるアーク放電は、誘導結合型の高周波放電のような無電極放電ではなく陽極と陰極の両電極間でプラズマを発生させる有極放電であるため、プラズマ化するシールドガスだけでなく、陰極として用いられるタングステン電極での熱電子放出も溶接アーク現象に影響を与える重要な因子となる。したがって、これらの相互作用を明確にし、狭窄ティグにおける溶接アーク現象をより深く理解することは狭窄ティグアークを他の溶接プロセスよりも優れたアーク溶接熱源として使いこなすために必要不可欠である。

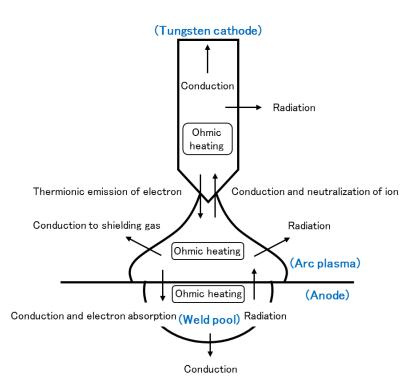


Fig. 1.5 Schematic illustration of energy balance in TIG welding process

1.2 アーク溶接プロセスに関する研究の現状と問題点

1.1 節で述べたようにアーク溶接プロセスは古くからものづくりの基盤技術として使用されてきたが、アーク放電時に生じる溶接アーク現象には未だ明確な部分が存在する. これに対し、近年では高度なアーク放電の制御を目的としてこの溶接アーク現象を可視化する取組みが盛んに行われている.

まずは実験計測の報告例について記述する. アークプラズマの温度計測には, アークプラズマが 10000 K を超える高温状態であるため,また熱電対を挿入するとアークプラズマが乱れるため非接触式の温度計測法である Fowler-Milne 法や二線強度比法,Boltzmann Plot 法などの分光分析法が広く適用されている. Haddad ら 3 は Fowler-Milne 法を用い,アークプラズマの発光強度からアルゴンアークの二次元温度分布を求めている.また,平岡ら 4 は各分光分析法をアルゴンアークに適用し,プラズマの温度評価,問題点,計測結果について議論している. 辻村ら 5 は撮影のタイミングを同期させた 3 台の高速度カメラによってアルゴン線スペクトルと鉄線スペクトルを動的に捉え,溶融ワイヤ,溶滴,溶融池から発生する鉄蒸気がアークプラズマ温度の低下に寄与していることを報告している. さらにNomura ら 6 は多方向から同時に撮影を行うことでアークプラズマの非軸対称性を考慮した 3 次元的な温度計測について報告している. Tanaka ら 7 はアーク放電において生じるアークプラズマは熱力学的に局所熱平衡(Local Thermodynamic Equilibrium = LTE)状態であるという仮定を必要としないレーザ散乱法によってアルゴンアークの電子温度や重粒子温度を計測し,それぞれの粒子温度と LTE 温度のずれについて考察している.

続いて,解析モデルを用いた数値計算による溶接アーク現象の可視化例について述べる.解析モデ ルの多くは簡易的にアークプラズマや溶融池のみを個別に取扱ったものであったが 8-15), 近年では数 値シミュレーション技術の目覚ましい進歩に伴い、アークプラズマや電極、さらには溶融池を一体化 して扱うことにより系全体のエネルギーや運動量のバランスを正確に検討しようとする試みもなさ れている. Zhu ら ¹⁰は初めて陰極, アークプラズマ, 水冷銅陽極を一体化したガスタングステンアー ク(Gas Tungsten Arc = GTA)の解析モデルを報告している. しかし, このモデルではアークプラズマモ デルと電極近傍のシース領域を扱う一次元のエネルギー保存則や電子連続の式などを連成して解く ため、計算負荷が非常に大きいという問題があった。その後、Lowke ら ¹⁷によりシース領域内におけ る電子連続の式の衝突電離項の無視やエネルギー保存則の省略といった計算モデルの簡略化を行っ ても計算精度を維持できることが示され,上述の問題点は解消された.さらに,田中ら 18)はこの一体 化モデルに対して、シース領域内の計算を省略して簡略化を進める一方、溶融池内の対流を考慮した モデルに発展させ、ステンレス鋼を対象とした GTA 溶接の数値計算に適用している. これにより Fig. 1.5 で示す各領域間のエネルギー輸送現象も正確に把握されるようになった. 荻野ら 19)は3次元アー クモデルを構築し,非軸対称現象である開先溶接における入熱密度やアーク圧力について検討してい る. 上述の報告を含め多くの数値解析モデルはアークプラズマの LTE 状態を仮定したものであるが, 実際のアークプラズマでは比較的低温となる領域やタングステン電極の近傍において Non-LTE 状態

が存在している。特にティグ溶接で用いられるヘリウムアークはその電離電圧が高くプラズマ内の電子密度が低く、原子質量が小さいため熱非平衡性が強いことが知られている ²⁰⁾。Haidar²¹⁾は Non-LTE を考慮した二温度モデルを構築し、アルゴンアークにおける電子および重粒子の温度分布を計算している。また、計算結果からアークプラズマとタングステン電極間の相互作用がプラズマ状態に大きな影響を与えていることを報告している。Guo ら ²²⁾は Non-LTE を考慮したヘリウムプラズマの熱物性を計算しており、その詳細なデータは未だに不明確な部分が多いヘリウムアークにおける溶接アーク現象の可視化に有用であると期待される。

以上のように、計測機器や数値解析機器の発展に伴いアークプラズマ状態やプラズマ内で生じている物理現象は解き明かされつつあるが、アークプラズマが示す傾向や得られた数値データに関しては各々の報告において未だばらつきが見受けられ、それぞれの実験計測結果および数値計算結果を評価しにくい。そこで本研究では、狭窄ティグのアークプラズマ状態ならびに熱源特性を明らかにするという目的に対し実験計測と数値計算の両方を行い、両者から得られた結果を比較・検討しながら定量的にその溶接アーク現象を解明していく。

本研究を遂行するにあたりまずは狭窄ノズルによってアークプラズマの特性がどのように変化するのかを明確にするため、アークプラズマはプラズマ内の粒子間のエネルギー交換が頻繁な衝突によって支配されており、電子と重粒子(イオン、原子、分子)の各々の運動論的温度が等しいLTE 状態 $^{23-25)}$ であるという仮定の下、実験計測および数値計算を行う。LTE が満たされる条件は文献によってややずれがあるものの、大気圧のアルゴンプラズマの場合、電子密度が概ね $n_e = 10^{23} \, \text{m}^3$ を満足することであると考えられている $^{26)}$. 解離・電離過程におけるプラズマの熱平衡粒子組成を表す式としてよく知られるサハ (Saha) の式によれば、LTE を満足する場合の粒子温度は約 $13000 \, \text{K}$ である $^{27,28)}$. 本研究ではプラズマの LTE 状態を仮定した解析だけでなく、熱力学的非平衡(以下、Non-LTE)状態におけるアークプラズマの物理現象を可視化するために LTE 仮定を必要としない、すなわち、電子と重粒子を別々の連続体として取扱う二温度解析モデルによる数値計算も行う.

1.3 本研究の方針

本研究は前述したように、ティグ溶接の課題である溶接効率の低さを改善した新しい溶接プロセスの確立を見据え、狭窄ノズル付きティグ溶接のアークプラズマ状態ならびに熱源特性を明らかにすることを目的とする。本研究ではアルゴンアークおよびヘリウムアークに対し実験計測および数値計算の両方を行い、両者から得られた結果を比較・検討しながらそのアークプラズマ状態を解明していく。

実験計測ではイメージ分光分析システムを用いてスペクトル強度を撮影し、Fowler-Milne 法によってアークプラズマの温度分布を計測する。また、分割母板法によって電流密度分布や熱流束分布を計測し、狭窄ノズルが母材表面におけるアークプラズマの熱源特性に与える影響を検討する。数値計算ではまず狭窄ノズルと溶接アーク現象の関係を明確にするため、LTE 仮定を用いた一温度解析モデル(以下、1-Tモデル)による計算を行う。このモデルは Zhu らのモデル ¹⁶と同様に陰極、アークプラズマ、陽極領域を一つの系として扱うことで各領域間のエネルギー輸送現象を考慮に入れている。さらに LTE 仮定を必要としない二温度解析モデル(以下、2-Tモデル)を構築し数値計算を行うことで、Non-LTE 状態となる領域の物理現象を含めた総合的な溶接アーク現象を定量的に評価する。

1.4 本論文の構成

問題点および研究遂行の方針を述べている.

以上の研究方針に従い,本論文は7つの章から構成されている. Fig. 1.6 に本研究の流れを図示する. 第 1 章は緒論であり、本研究の背景と目的、ならびにアーク溶接プロセスに関する研究の現状と

第2章では、イメージ分光分析システムを用いてスペクトル強度画像を撮影し、Fowler-Milne 法によってアークプラズマの温度分布を算出する。また、分割母板法によって母材表面における電流密度分布ならびに熱流東分布を計測する。そして、これらの実験計測で得られた結果から狭窄ティグにおけるアークプラズマの状態および熱源特性を考察する。

第3章では、狭窄ティグを対象とした1-Tモデルの構築を行う。また、構築した1-Tモデルを用いた数値計算を行い、狭窄ティグにおける溶接アーク現象を可視化する。

第 4 章では、アークプラズマの温度分布、母材表面における電流密度分布、熱流束分布について 実験計測で得られた結果と数値計算で得られた結果を比較し、両者の整合性について検討する.

第 5 章では、アークプラズマの Non-LTE 状態を考慮できる 2-T モデルの構築を行い、モデルの妥当性を評価する. また、2-T モデルを用いた数値計算を行い、狭窄ティグにおける溶接アーク現象を定量的に評価する.

第 6 章では、狭窄ティグと従来ティグの電極温度ならびに電極消耗速度の比較や金属蒸気の掃き 出し性能についての比較を行い、狭窄ティグが有する優位性について検討する.

第 7 章は総括であり、本研究で得られた結果について総括している.

第1章 緒論

- ・アーク溶接プロセスに関する研究の現状と問題点
- ・本研究の目的と方針

第2章 実験計測によるアーク熱源特性 の検討

- ・アークプラズマ温度の計測
- ・母材表面における電流密度分布および 熱流束分布の計測
- アークプラズマ状態ならびに熱源特性 の検討

第3章 数値計算による溶接アーク現象 の可視化

- ・一温度解析モデル(1-Tモデル)
- ・狭窄ノズルが溶接アーク現象に与える 影響の検討

第 4 章 実験計測結果と数値計算結果の整合性の検討

- アルゴンアーク
- ・ヘリウムアーク

第 5 章 プラズマの熱力学的非平衡を考慮した数値計算 による溶接アーク現象の可視化

- 二温度解析モデル(2-Tモデル)
- ・計算結果の妥当性検討
- ・アークプラズマ状態ならびに熱源特性の解析
- ・狭窄ノズルの推奨される適用条件

第6章 狭窄ノズルを用いたアーク熱源制御が生み出す 狭窄ティグの特長

- ・狭窄ティグと従来ティグの入熱特性比較
- ・電極解析モデルによる電極消耗現象の可視化
- ・アーク放電中の金属蒸気挙動の検討

第7章 総括

Fig. 1.6 Flowchart of this study

第2章 実験計測によるアーク熱源特性の検討

2.1 緒言

本研究では狭窄ティグにおける溶接アーク現象の可視化を通じて、狭窄ノズルの有用性やティグ溶接プロセスの高効率化に対する知見を深めていく.上記の目的に対し、実験計測と数値計算の両方から考察を行うことで実現象の定量的な理解を進めていく.

本章では、まず本研究で用いたアークプラズマの温度計測法および分割母板法の原理について説明 する. 次に実験計測によって得られた結果から狭窄ノズルがアークプラズマ状態および熱源特性に及 ぼす影響について検討を行う.

2.2 アークプラズマ温度の計測方法

2.2.1 実験装置 (イメージ分光分析システム)

本研究では、Fig. 2.1 に示すような実験装置を用いてアークプラズマからの放射スペクトルを計測し、Fowler-Milne 法を適用することでアークプラズマの温度分布を求める. 実験に使用した電源は、ダイヘン製交直両用デジタルインバーターパルス TIG 溶接機 (DA-300P) である. 光学系は対物レンズ (Micro-NIKKOR 55 mm 1:3.5)、リレイレンズ (Micro-NIKKOR 105 mm 1:2.8)、分光器 (Acton SP-2300)、カメラレンズ (Nikon ED AF NIKKOR 70-300 mm 1:4-5.6D)、高速度カメラ (nac MEMRECAM GX-1) から構成されている. 分光器は非球面鏡を用いたツェルニ・ターナー式であり、1200 本/mm のブレーズタイプの回折格子を有している. 分光器は逆線分散値が 2.38 nm/mm であるため、分光器前後のス

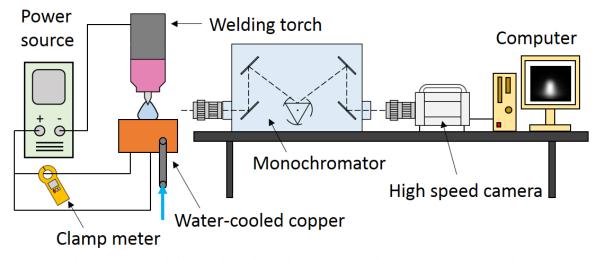


Fig. 2.1 Schematic illustration of experimental setup of the spectroscopy technique

リット幅を 0.4 mm とすることで波長分解能を 1.0 nm に設定した. 本研究ではアルゴンアークにおいて Ar I 線スペクトルである 696.5 nm を, バックグラウンドの連続スペクトルとして 694.0 nm を撮影した. また, ヘリウムアークにおいては He I 線スペクトルである 587.6 nm を, バックグラウンドの連続スペクトルとして 586.0 nm を撮影した. 使用する高速度カメラは 12 ビット (4096 階調) であり, 撮影速度は 100 fps とした.

2.2.2 スペクトル強度画像撮影の流れ

ここでは、イメージ分光分析システムを用いたスペクトル強度画像撮影の流れについて述べる.まずは、水冷銅板上に静止ティグアークを点弧する.アークプラズマからの放射光は対物レンズによって集光され、さらに分光器によって特定の波長に分光される.この光を高速度カメラで撮影することで選択した波長の二次元スペクトル強度画像を得る.スペクトル強度は選択する波長やアーク電流によって大きく変化するが、高速度カメラの露光時間を調節することで適当な値を持ったスペクトル強度画像を撮影した.上記の手順で得られたスペクトル強度はアークプラズマの厚み方向の積分強度であるため、Abel 逆変換 29)を用いて単位体積からのスペクトル強度に空間分解され、Fowler-Milne 法によって温度分布へと変換される. Fowler-Milne 法については 2.2.3 項で、Abel 逆変換については 2.4 節で説明する.

2.2.3 Fowler-Milne 法によるアークプラズマ温度の算出原理

Fowler-Milne 法による温度計測では、物質が励起時に放出する固有スペクトルの強度から温度を算出する. アークプラズマからの放射は Fig. 2.2 に示すように電磁波の発生機構によって束縛-束縛遷移(bound-bound transition, b-b 遷移),自由-束縛遷移(free-bound transition, f-b 遷移),自由-自由遷移(free-free transition, f-f 遷移)に分類される. b-b 遷移において発生する放射は励起放射とも呼ばれ、衝突現象によって二つの異なるエネルギー準位間を核外電子が下位へ遷移するときに線スペクトルとして現れる. 本研究ではこの線スペクトルの放射強度から温度を算出するため、撮影によって得られたスペクトル強度からf-b 遷移およびf-f 遷移によって生じる放射の連続スペクトル強度を差し引くことで真の線スペクトル強度を得る.

励起したイオンまたは原子の核外電子がm番目のエネルギー準位からn番目の下位準位に遷移するときに放射する線スペクトルの強度 I_{nm} は次式で定義される 28,30 .

$$I_{nm} = \frac{hc}{4\pi\lambda_{nm}} g_m A_{nm} \frac{n(T)}{Z(T)} exp\left(-\frac{E_m}{k_B T}\right)$$
 (2.1)

ここで、n(T) および Z(T) はそれぞれ励起した粒子の数密度と内部分配関数である。 E_m および g_m はm 番目の準位エネルギーおよび統計的重価であり、 A_{nm} は遷移確率 $^{31,32)}$ を、 λ_{nm} は固有線スペクトルの波長を表している。また c、h および k_B はそれぞれ真空における光速、プランク定数、ボルツマン定数である。 E_m 、 g_m 、Z(T)、 A_{nm} は $NIST^{33)}$ のデータより引用した。また、プラズマは LTE を満たすと仮定し、プラズマを構成する化学種の組成は Saha の熱電離方程式によって決定され、それぞれの数密度はボルツマン分布に従うとした。

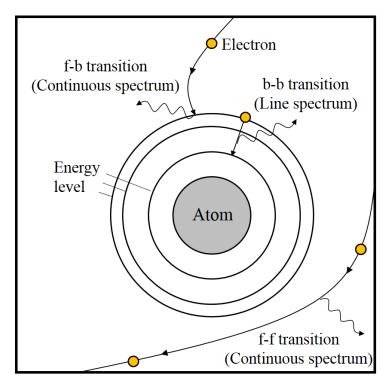


Fig. 2.2 Schematic illustration of mechanism of emission occurrence

Fig. 2.3 に式 (2.1) を線スペクトル強度の最大値で正規化することで得られる相対スペクトル強度と温度の関係についての較正曲線を示す. アルゴンおよびヘリウムアークのそれぞれについて, 計測された最大強度に対するスペクトル強度の比をこの較正曲線に当てはめることでアークプラズマの温度分布が得られる. ただし, 最大強度を示す温度からある程度ずれた温度域においては較正曲線の傾きが極めて小さくなっており, この温度域では相対強度の誤差によって得られる温度も大きく異なってしまうため, 正確な温度を求めることが困難である. そこで本研究では, 相対強度が最大強度の 3.0%以下となる温度域は計測の有効範囲から除いた.

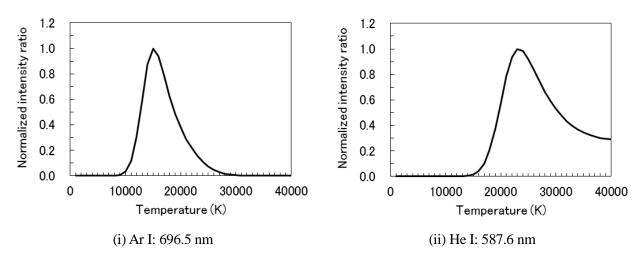


Fig. 2.3 Relationship between normalized intensity ratio and temperature

2.3 母材表面における電流密度分布および熱流束分布の計測方法

2.3.1 実験装置

母材表面における電流密度および熱流束の計測には分割母板法 ³⁴⁾を用いた. Fig. 2.4 に示すように 2 つの水冷銅陽極を並べて配置し、その間に 0.1 mm の隙間を設けることで熱的および電気的に絶縁する. 電流の計測はクランプメータ (HIOKI クランプオン AC/DC ハイテスタ 3285) を、水温変化の計測は K型熱電対を用いて行う. また、計測されたデータはマルチ入力データロガー(KEYENCE NR-500) および高精度 温度・電圧計測ユニット (KEYENCE NR-TH08) によって 100 ms 毎に記録される. なお、使用する溶接電源は 2.2 節で述べたものと同じである.

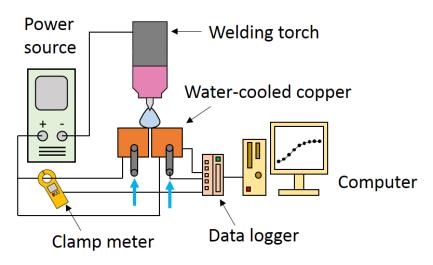


Fig. 2.4 Schematic illustration of experimental setup of the split-anode technique

2.3.2 分割母板法の原理

分割母板法による電流密度および熱流束の計測の流れについて述べる. 片方の水冷銅上においてアークプラズマを点弧し、サーボモータによって 50 μm/s の一定速度で溶接トーチをもう片方の水冷銅へ移動させる. アークプラズマの移動に伴う電流値および水温の変化はデータロガーによって記録されるが、その値はアークプラズマが計測機器を取付けた水冷銅に接する領域の積分値であるため、この計測データに対して Abel 逆変換処理を行い、電流密度分布および熱流束分布に変換する. しかしながら、本計測では計測データのばらつきが大きくそのまま Abel 逆変換を行うことが困難であったため、Abel 逆変換後の計測データが正規分布に従うものと仮定して計測データを整理した. 以下にその手順を述べる. 計測は同一条件に対し 5~8 回行い、誤差の少ない 5 つの計測データを採用する. 次にそれぞれの計測データの値に対し 0.3 mm の区分距離での差分を求め、面プローブにおける値を線プローブにおける値に変換する. 続いて、Abel 逆変換した正規分布と計測データの線プローブにおける値を比較し、次式で示す正規分布における最大値 M および分散 σ² について両者の残差平方和が最小となるように調整することで計測データに沿った正規分布を得る. 本研究ではこうして得られた5 つの計測データの平均値を計測結果とした.

$$f(x) = \frac{M}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma^2}\right) \tag{2.2}$$

水冷銅への入熱量に関してはアークプラズマからの入熱が全て水冷銅内を流れる冷却水の温度上 昇に当てられると仮定し、次式を用いて計算した.

$$Q = c_{p_water} \times \Delta T_{water} \times V_{water}$$
 (2.3)

ここで、 c_{p_water} は水の比熱(J/g K), ΔT_{water} は水温の変化量(K), V_{water} は冷却水の流量(g/s)である.

2.4 Abel 逆変換処理

Abel 逆変換には面プローブ,線プローブ,点プローブの 3 つの場合が存在するが,ここでは本研究で用いる線プローブにおける Abel 逆変換について説明する. 計測により得られたデータ(電流値および入熱量)を軸対称であると仮定した場合,計測データは Fig. 2.5 に示すように同心円状に均等な分布と考えられる. この中心からの距離 $r(0 \le r \le R)$ に依存する値を f(r) とすると,中心からの距離 x の点を通り中心に対して垂直となる直線上における積分値 Q(x) は次式で表現される.

$$Q(x) = 2 \int_{r}^{R} \frac{f(r)rdr}{(r^2 - x^2)^{1/2}}$$
 (2.4)

式 (2.4) を f(r) について解くと、次式のように変形できる.

$$f(r) = -\frac{1}{\pi} \int_{r}^{R} \frac{Q'(x)dx}{(x^2 - r^2)^{1/2}}$$
 (2.5)

次に、x軸を等間隔の幅の領域に分割し、n番目の領域を $x_n \le x < x_{n+1}$ 、 $x_n = na$ として考える.ここで、 $r^2 = v$ および $x^2 = u$ とおくと、式 (2.5) は次のようになる.

$$f[r(v)] = -\frac{1}{\pi} \int_{v}^{R^2} \frac{Q'(u)du}{(u-v)^{1/2}}$$
 (2.6)

それぞれの領域に対してこの積分を異なる積分に分割し、Q(u)を分割された領域での変数uの関数と考えると、次のような結果になる.

$$f_k \equiv f(ak) = -\frac{1}{\pi} \sum_{n=k}^{N-1} Q_n'(u) \int_{(an)^2}^{[a(n+1)]^2} \frac{du}{[u - (ak)^2]^{1/2}}$$
(2.7)

$$Q'_n(u) = \frac{Q_{n+1}(u) - Q_n(u)}{a^2 \lceil (n+1)^2 - n^2 \rceil}$$

式(2.7)での積分を計算してから、元の変数に変換すると次式のようになる.

$$f_k = -\frac{2}{\pi a} \sum_{n=k}^{N-1} A_{k,n} [Q_{n+1}(x) - Q_n(x)]$$
 (2.8)

$$A_{k,n} = \frac{[(n+1)^2 - k^2]^{1/2} - [n^2 - k^2]^{1/2}}{2n+1}$$

さらに、実験値の差 $(Q_{n+1}-Q_n)$ を避けるために式(2.8)を次式のように修正する.

$$f_k = -\frac{2}{\pi a} \sum_{n=k}^{N} B_{k,n} Q_n \tag{2.9}$$

式(2.9)を用いることで線プローブにおける半径方向の分布を求めることができる.

本研究では中心から値が 0 に至るまでの領域を温度計測においては 60 区間,電流密度および熱流 東計測においては 20 区間に分割し Abel 逆変換を行った.

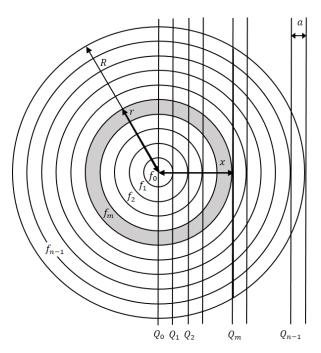


Fig. 2.5 Schematic illustration of Abel inversion

2.5 アークプラズマ状態ならびに熱源特性の検討

2.5.1 実験条件

溶接トーチに関する設定条件について述べる. Fig. 2.6 に示すように標準ノズルおよび狭窄ノズルの直径はそれぞれ 12.2 mm および 4.0 mm である. また,各ノズル先端の位置は電極先端から 4.0 mm と 5.0 mm とした. 電極には直径が 2.4 mm,先端角度を 45° とした 2.0 wt.%酸化ランタン入りタングステン電極を使用した. 溶接条件はアーク長を 3.0 mm,アーク電流を 50 A と 150 A の 2 条件とした.

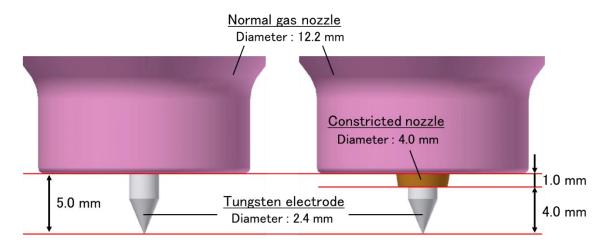


Fig. 2.6 Geometry conditions (Left: Conventional TIG welding, Right: Constricted TIG welding)

また、シールドガスにはアルゴンとヘリウムを使用した。従来ティグにおけるシールドガス流量は 15 L/min、狭窄ティグにおけるシールドガス流量は電極-狭窄ノズル間に 5 L/min、狭窄ノズルー標準ノズル間に 10 L/min とした.

2.5.2 アルゴンアーク

まずは、アルゴンアークについて検討する. Fig. 2.7 に低電流アーク (50 A) ならびに高電流アーク (150 A) の場合における従来ティグおよび狭窄ティグの計測結果を示す. 各図の左側はイメージ分光分析システムによって撮影されたスペクトル強度画像であり、右側は Fowler-Milne 法によって算出した温度分布である. ただし、スペクトル強度画像は対象とした線スペクトル強度からバックグラウンドの連続スペクトル強度を差引く処理を施した後のものである. 低電流アーク (50 A) では誘起される電磁ピンチ力が小さいため、従来ティグでは少し丸みを帯びたアークプラズマ形状となっているが、狭窄ノズルを装着することでアークプラズマは半径方向に緊縮することがスペクトル強度画像からわかる. また、アークプラズマの中心部において、高温領域が電極先端から母材へ向う方向に拡大している. 一方、高電流アーク (150 A) の場合、スペクトル強度は電極近傍において緊縮しているように見える. 実際に温度分布を比較すると、電極近傍において半径方向の温度勾配が大きくなっている. また、アークプラズマが緊縮したことにより温度増加が生じていることが確認できる.

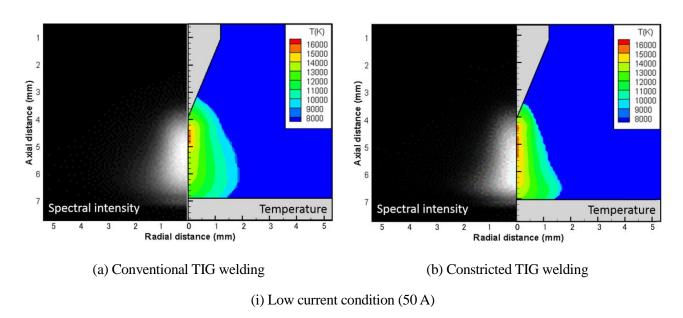
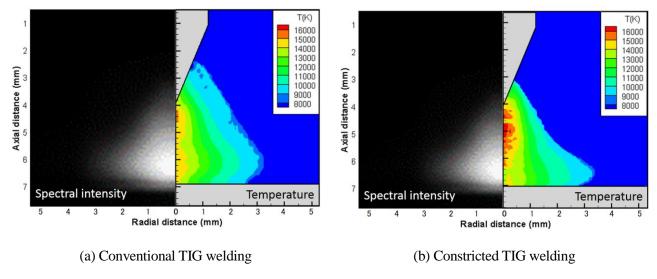


Fig. 2.7 Spectral intensity images (left side) and temperature distributions (right side) of argon arc plasma



(ii) High current condition (150 A)

Fig. 2.7 Continued

Fig. 2.8 に母材表面における電流密度分布の計測結果を示す. ここでは, 5 つの計測データの平均値を計測結果として扱っているが, 5 つの計測データにおける最大値と最小値を平均値からの誤差と考え, エラーバーとして表示している. スペクトル強度画像および温度分布の計測結果から狭窄ノズルを用いたガス流制御による電磁ピンチ効果は電極近傍で顕著であると考察されたが, 母材表面においても電流密度は中心部に集中していることがわかる.

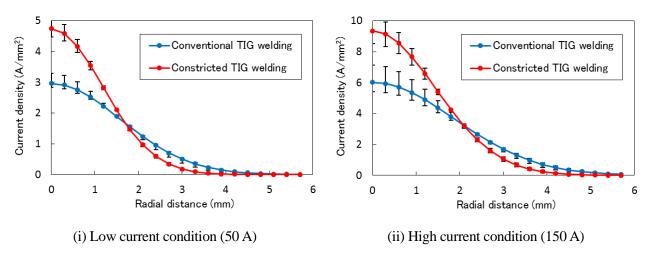


Fig. 2.8 Current density distributions of argon arc plasma on the anode surface

Fig. 2.9 に母材表面における熱流束分布の計測結果を示す.狭窄ティグでは電流経路の集中およびアークプラズマの高温化により中心部における熱流束が大きく増加している.一方で,アークプラズマの半径方向への膨らみは小さくなっているため,熱流束は中心から離れると減少し,外縁部になると従来ティグにおける熱流束を下回る.つまり,狭窄ティグは単にアーク電流を高くするだけでは得られない局所的な高エネルギー密度化を実現していることがわかる.

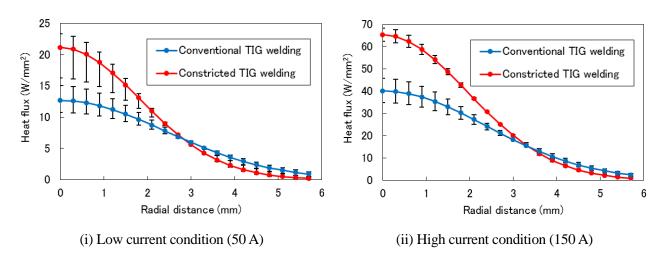


Fig. 2.9 Heat flux distributions of argon arc plasma on the anode surface

2.5.3 ヘリウムアーク

続いて、ヘリウムアークについて検討する. Fig. 2.10 に低電流アーク(50 A)ならびに高電流アーク(150 A)における従来ティグおよび狭窄ティグのスペクトル強度画像と温度分布計測結果を示す. スペクトル強度分布は低電流アーク(50 A)において丸みを帯びているのに対し高電流アーク(150 A)では逆 T 型の形状になっている. 温度分布は母材近傍やアークプラズマ外縁部の比較的低温の領域においてスペクトル強度分布と差異が生じており、分布形状そのものも異なった傾向を示している. これは、1.2 節で少し述べたようにヘリウムアークが Non-LTE 状態となっており、LTE を仮定した温度計測法では正確な計測が困難となるためであると考えられる. このヘリウムアークにおいて特徴付けられるようにアークプラズマでは LTE 状態である領域と Non-LTE 状態である領域が同時に存在するため、LTE を仮定した温度計測ではその信頼性を確認することが重要となる. 本研究では、第4章において実験計測によって得られた結果と数値計算によって得られた結果を比較し、両方で得られた結果の整合性を検討する.

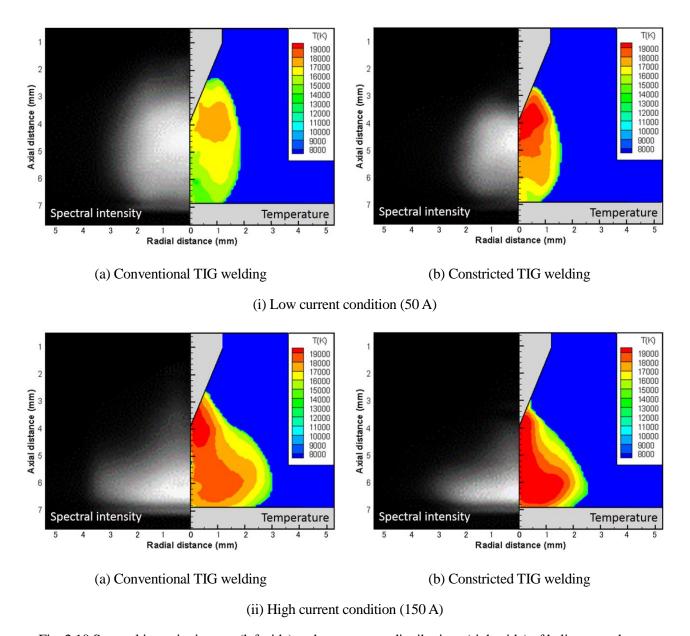


Fig. 2.10 Spectral intensity images (left side) and temperature distributions (right side) of helium arc plasma

Fig. 2.11 に母材表面における電流密度分布の計測結果を, Fig. 2.12 に熱流東分布の計測結果を示す. 電流密度および熱流東に関して中心部において若干の増加傾向が見られるが, アルゴンアークの場合と異なり狭窄ノズルによる入熱特性の変化がほぼ生じていないことがわかる. これらの結果からシールドガスの流れを利用した熱源制御ではシールドガスの有する物性の影響が大きく, 狭窄ノズルを装着することで常にアークプラズマの高エネルギー密度化が実現できるわけではないことが明らかとなった.

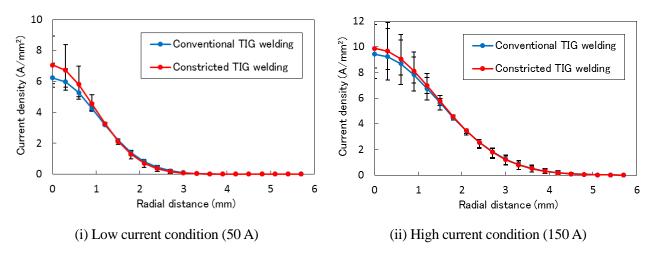


Fig. 2.11 Current density distributions of helium arc plasma on the anode surface

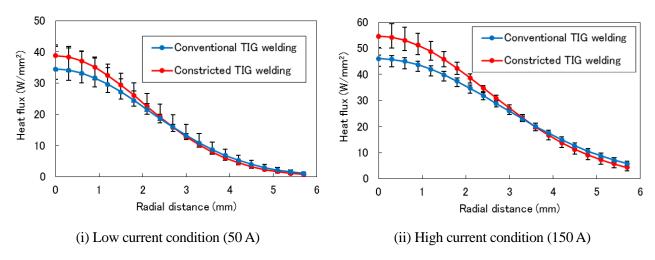


Fig. 2.12 Heat flux distributions of helium arc plasma on the anode surface

2.6 結言

本章では、アークプラズマの温度計測や熱源特性の検討に用いる実験装置や原理について述べ、アルゴンおよびヘリウムアークを対象とした実験計測の結果について考察を行った。アルゴンアークの場合、狭窄ノズルを装着することで母材表面における熱流東分布が大きく変化し、シールドガス流による入熱特性の制御が可能になると期待された。しかしながら、ヘリウムアークの場合、狭窄ノズルによるガス流制御と熱源特性との相関は認められず、用いるシールドガスの種類によって狭窄ノズルの効果が大小することが明らかとなった。

第3章 数値計算による溶接アーク現象の可視化

3.1 緒言

第 2 章では、イメージ分光分析システムを用いたアークプラズマの温度計測や分割母板法による アーク熱源特性の検討を行い、狭窄ノズルを用いたガス流制御がアークプラズマを緊縮させ、母材に 対し集中した入熱を実現していることを明らかにした。また、その効果はシールドガスの種類によっ て大小することが推察された。

本章では、まずアークプラズマのLTE 状態を仮定した一温度解析モデル(1-T モデル)の構築について述べる.次に1-T モデルでの数値計算によって得られた結果から狭窄ノズルがアークプラズマ状態および熱源特性に及ぼす影響について検討を行う.

3.2 一温度解析モデル (1-T モデル)

3.2.1 対象とする系の設定とモデル化

本章で取り扱う 1-T モデルは二次元円筒座標系の軸対称を仮定しており、陰極領域(タングステン電極),アークプラズマ領域および陽極領域(水冷銅)を計算領域に含む。電流は直流電流とし、極性はタングステン電極がマイナスとなる正極性である。Fig. 3.1 に 1-T モデルの計算領域の概略図を示す。ただし、Fig. 3.1 では領域を理解しやすいようにそれぞれの寸法の縮尺を統一せず描いている。中心軸上の上端に原点をとり r 軸および z 軸を設定した。計算領域の寸法は半径方向 25.0 mm(陰極:1.2 mm、陽極:25.0 mm),軸方向 30.0 mm(陰極:17.0 mm,アーク長:3.0 mm,陽極:10.0 mm)である。本研究において陰極は直径が 2.4 mm,先端角度が 45°の 2.0 wt.%酸化ランタン入りタングステン電極であり,先端に直径 0.10 mmの面取り部を有する。標準ノズルおよび狭窄ノズルの直径は 12.2 mm および 4.0 mm であり,ノズル先端位置はそれぞれ電極先端から 4.0 mm および 5.0 mm 上方に設定した。計算領域は Patankar の有限体積法による離散化手法 35)に従って半径方向に 70 および軸方向に 95 の不均一型コントロールボリュームに分割された後,離散化された各支配方程式は SIMPLEC(Semi Implicit Method for Pressure Linked Equation-Consistent) 法 36)を用いて数値的に解かれる。1-T モデルにおける最小の計算格子サイズは電極先端において半径方向 2.68×10 3 mm,軸方向 1.00×10 2 mm である。

1-T モデルでは以下の仮定の下,数値計算が行われる.

(i) アークプラズマは局所熱平衡状態にある.

- (ii) 流れはすべて定常・層流である.
- (iii) アークプラズマからの放射に関して自己吸収は考慮しない.
- (iv) 計算領域内はシールドガスによって満たされており、外気の混入は生じない.
- (v) 電極はタングステンの融点 (3653 K) を超えても溶融・変形を生じない.
- (vi) 電極に添加されている酸化物(本研究では酸化ランタン)の蒸発・拡散現象は考慮しない.

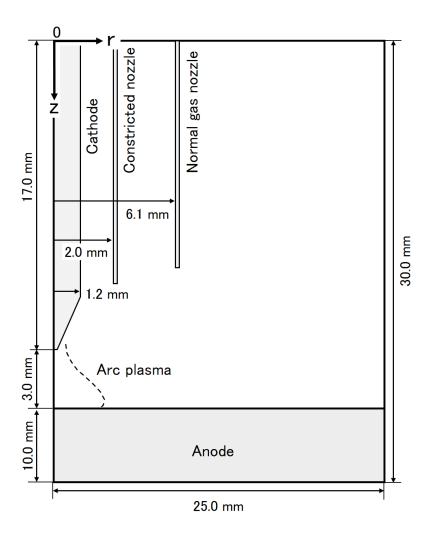


Fig. 3.1 Schematic illustration of computational domain

3.2.2 モデルにおける標準ノズルおよび狭窄ノズルの取扱い

本研究で用いた標準ノズルはセラミック,狭窄ノズルは銅合金によってそれぞれ作製されているが, 1-T モデルにおいては両方とも以下のように取り扱う.

- (i) ノズルは断熱素材とし、ノズル自体の温度変化や周囲のシールドガス雰囲気との熱のやり取りはないものとする.
 - (ii) ノズルの変形は生じず、内部において流れはないものとする.

Fig. 3.2 に狭窄ノズルの断面図を示す. 狭窄ノズルは先端から 5.0 mm 以上上方の部分においてスリット構造を有しており、その形状は Fig. 3.2 (ii) のようになっている. これは狭窄ノズルの内側を流れる高速のガス流による電極の振れを抑制するための構造であり、偏りのないシールドガスの供給を可能としている. 一方、1-T モデルは円筒座標系の軸対称を仮定しているため、上述のようなスリット構造を考慮することができない. しかしながら、数値計算において電極の振れやシールドガス流の偏りが発生することはないため、本研究では狭窄ノズルのスリット構造を Fig. 3.3 のように表現することとした. 具体的にはガイドの領域をなくしスリットを円形に変更した. その際、シールドガスが流れるスリットの総断面積を Fig. 3.2 (ii) のものと等しくなるように円形スリットの径を調整した.

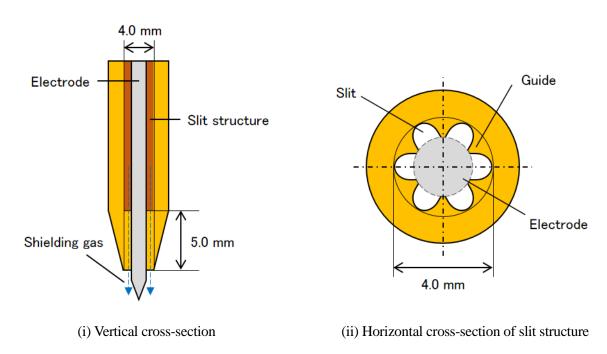


Fig. 3.2 Schematic illustrations of constricted nozzle structure

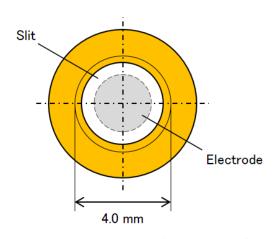


Fig. 3.3 Horizontal cross-section of slit structure for modelling

3.2.3 物性値

本研究ではシールドガスとしてアルゴンとヘリウムを想定しており、比熱、密度、粘性係数、エンタルピー、電気伝導率、熱伝導率、放射強度、電子、イオンおよび原子の数密度といった物性値に関しては Murphy らによる平衡組成計算 ³⁷⁾によって得られたデータを用いた。Fig. 3.4 にアルゴンおよびヘリウムの各種物性値と温度の関係を示す。これらの図からわかるように、シールドガスの種類によって物性値は大きく異なる。また、陰極である 2.0 wt.%酸化ランタン入りタングステン電極に用いた物性値を Table 3.1 および Fig. 3.5 に、陽極である水冷銅に用いた物性値を Table 3.2 および Fig. 3.6 に示す ^{38,39}. 熱伝導率、電気伝導率および比熱に関してはアークプラズマと同様に温度依存性を示す。さらに電極表面では熱電子放出現象も考慮している。

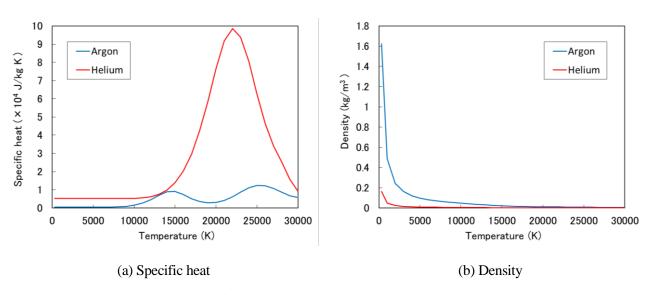


Fig. 3.4 Properties of argon and helium arc plasmas depending on temperature

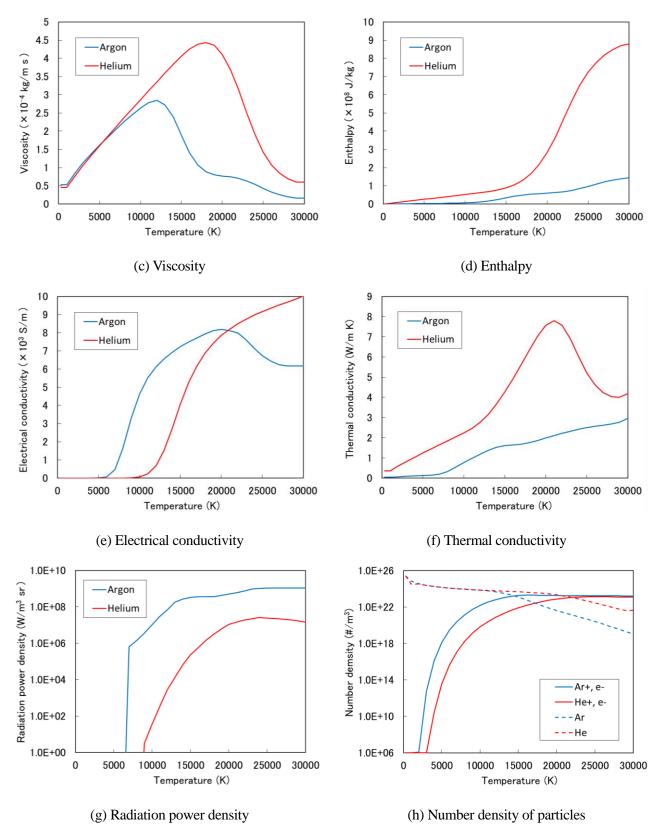


Fig. 3.4 Continued

Table 3.1 Constant values of tungsten electrode properties

Work function (eV)	3.10
Richardson constant (A/m ² K ²)	96.0×10 ⁴
Density (kg/m ³)	1.891×10^4

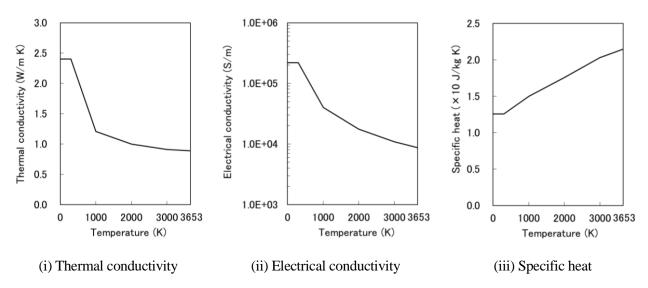


Fig. 3.5 Properties of tungsten electrode depending on temperature

Table 3.2 Constant values of water-cooled copper properties

Work function (eV)	4.60
Density (kg/m³)	8.90×10^{3}

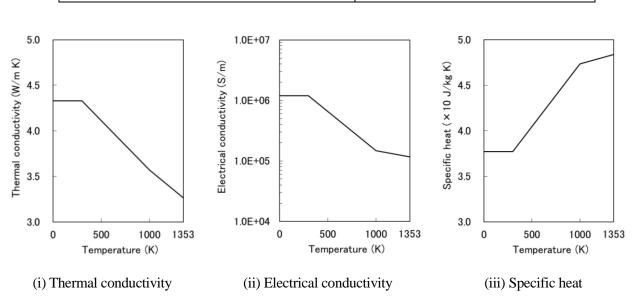


Fig. 3.6 Properties of water-cooled copper depending on temperature

3.2.4 支配方程式および補助方程式

1.3 節で述べたように本研究で構築する 1-T モデルでは陰極, アークプラズマおよび陽極を一つの計算領域として扱うため, それぞれの領域に関して個別の保存式を解く必要はなく, 統一された保存式が定義される. 以下に支配方程式および補助方程式を示す.

質量保存式:

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(r\rho v_r) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho v_z) = 0 \tag{3.1}$$

半径方向に関する運動量保存式:

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(r\rho v_r^2) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho v_z v_r)$$

$$= -\frac{\partial p}{\partial r} - j_z B_\theta + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(2r \eta \frac{\partial v_r}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\eta \frac{\partial v_r}{\partial z} + \eta \frac{\partial v_z}{\partial r} \right) - 2\eta \frac{v_r}{r^2}$$
(3.2)

軸方向に関する運動量保存式:

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(r\rho v_r v_z) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho v_z^2)$$

$$= -\frac{\partial p}{\partial z} + j_r B_\theta + \frac{\partial}{\partial z} \left(2\eta \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r\eta \frac{\partial v_r}{\partial z} + r\eta \frac{\partial v_z}{\partial r} \right) + \rho g \tag{3.3}$$

エネルギー保存式:

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(r\rho v_r h) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho v_z h) = \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{r\kappa}{c_p}\frac{\partial h}{\partial r}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{\kappa}{c_p}\frac{\partial h}{\partial z}\right) + \frac{j_r^2 + j_z^2}{\sigma} - U$$
(3.4)

電流保存式:

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(rj_r) + \frac{\partial}{\partial z}(j_z) = 0 \tag{3.5}$$

ここで、r は半径方向距離、z は軸方向距離、 ρ は密度、 v_r 、 v_z はそれぞれ速度の半径方向成分と軸方向成分、p は圧力、 η は粘性係数、 j_r 、 j_z はそれぞれ電流密度の半径方向成分と軸方向成分、 B_{θ} は周方向の磁束密度、g は重力加速度、h はエンタルピー、 κ は熱伝導率、 c_p は定圧比熱、 σ は電気伝導率、U は放射強度である.

電流密度 j_r , j_z はオームの法則によって導かれる. また周方向の磁束密度 B_{θ} はアンペールの法則によって定義される.

オームの法則:

$$j_r = -\sigma \frac{\partial V}{\partial r} \qquad j_z = -\sigma \frac{\partial V}{\partial z} \tag{3.6}$$

アンペールの法則:

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(rB_{\theta}) = \mu_0 j_z \tag{3.7}$$

ここで、 μ_0 は真空の透磁率である.

3.2.5 境界条件

1-T モデルにおける境界条件について述べる。Fig. 3.7 に 1-T モデルの境界条件をまとめた概略図を示す。タングステン電極の上端境界では設定電流値を電極断面積で除して得られる電流密度 j_z が均一に与えられる。また,この境界上端における電位は $\partial V/\partial z = -j_z/\sigma$ で定義される。さらに,電極一狭窄ノズル間と狭窄ノズルー標準ノズル間の計算領域上部境界においては,入力データとして設定されるシールドガス流量を各領域の断面積で除して得られる流速を一様に与えている。なお,母材の領域下端において電位はゼロである。

タングステン電極の表面境界では式(3.4)で示されているエネルギー輸送現象に加え、熱電子放出による冷却やイオンの再結合による加熱および熱放射による冷却を考慮する必要があり、加えられるエネルギー流束 F_c は次式で表される.

$$F_c = -\varepsilon_c \alpha T^4 - |j_e| \phi_C + |j_i| V_i \tag{3.8}$$

ここで、 $\epsilon_{\rm c}$ は電極の放射率、 α はステファン・ボルツマン定数、 j_e は電子電流密度、 $\emptyset_{\rm C}$ は電極の仕事関数、 j_i はイオン電流密度, V_i はプラズマの電離電圧である。イオン電流密度 j_i は $|j|-|j_e|$ によって計算される。電子電流密度 $|j_e|$ は次のリチャードソン・ダッシュマンの式に基づいて決定される。

リチャードソン・ダッシュマンの式:

$$|j_e| = AT^2 exp\left(-\frac{e\emptyset_C}{k_B T}\right) \tag{3.9}$$

A はリチャードソン定数 40 , e は電子素量, k_B はボルツマン定数である.

一方、母材の表面境界では電子吸収による加熱および熱放射による冷却をエネルギー流束 F_A として

加える. ただし、Lowke ら 17 と同様に母材表面におけるイオン電流はゼロとしておりイオンによる加熱は存在しないと仮定している.

$$F_A = -\varepsilon_A \alpha T^4 + |j| \emptyset_A \tag{3.10}$$

 ϵ_A は母材の放射率、 \emptyset_A は母材の仕事関数である.

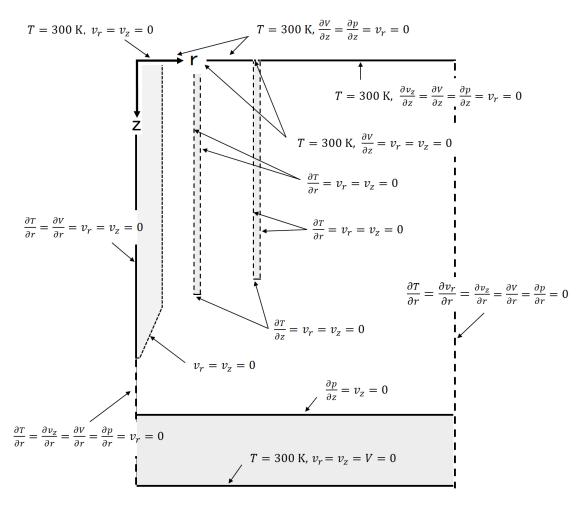


Fig. 3.7 Boundary conditions for 1-T model

3.2.6 モデルの解法

Fig. 3.8 に 1-T モデルの計算アルゴリズムのフローチャートを示す. はじめに電極径や電極先端角度, ノズル径などの装置条件およびアーク長やアーク電流, シールドガス流量などの溶接条件が入力データとして読み込まれ, 初期状態の物性値が計算される. 次に電流保存式により電位が計算され, オームの法則およびアンペールの法則から電流密度および磁束密度が導かれる. 続いて運動量保存式およ

び質量保存式より速度や圧力が求まる.また,エネルギー保存式からはエンタルピーが計算される. 1-T モデルの収束判定は,全ての計算格子におけるエンタルピー,速度,圧力および電位について 1 ステップ前の計算結果との変化が 0.1%以下かどうかによって行う.変化が 0.1%以下の場合,収束解が得られたと見なし,繰返し計算を終了するとともに各計算格子における物性値が計算・出力される.一方,収束条件が満たされない場合,暫定的な物性値が計算された後,上述の繰返し計算が再び行われる.

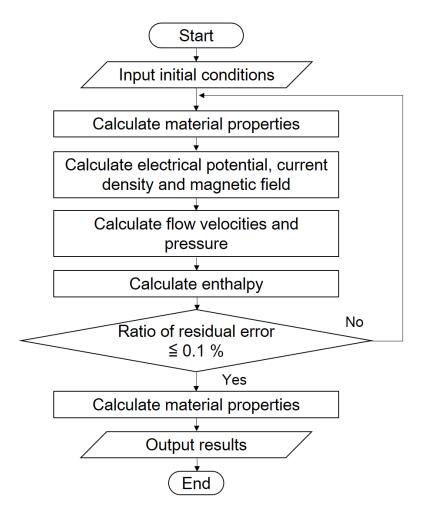


Fig. 3.8 Flowchart of calculation algorithm for 1-T model

3.3 狭窄ノズルが溶接アーク現象に与える影響の検討

3.3.1 解析条件

ここでは狭窄ティグおよび従来ティグ対して数値計算を行い、両者の計算結果を比較することで狭窄ノズルの効果を検討する.解析条件に関しては実験と同様、アーク長を3.0 mmの固定値とし、アー

ク電流を $50\,\mathrm{A}$ と $150\,\mathrm{A}$ の 2 条件とした。また、シールドガスはアルゴンとヘリウムの 2 種類を想定した。従来ティグのシールドガス流量は $15\,\mathrm{L/min}$ となるように設定した。一方、狭窄ティグでは電極一狭窄ノズル間に $5\,\mathrm{L/min}$ 、狭窄ノズルー標準ノズル間に $10\,\mathrm{L/min}$ とし、合計の流量を従来ティグと同様の $15\,\mathrm{L/min}$ となるようにした。

3.3.2 アルゴンアーク

3.3.2.1 アークプラズマの温度分布,電流密度分布および速度分布

まずは、アークプラズマの温度分布について検討する. Fig. 3.9 に低電流アーク (50 A) ならびに高電流アーク (150 A) における従来ティグおよび狭窄ティグの温度分布の計算結果を示す. 低電流アーク (50 A) の場合、従来ティグでは少し丸みを帯びたアークプラズマの温度分布形状となっているが、狭窄ノズルを装着することでアークプラズマは半径方向に大きく緊縮しており、中心部近傍では約1500 K の温度増加が見られる. 高電流アーク (150 A) における計算結果では低電流アーク (50 A) と同様に狭窄ノズルによるアークプラズマの緊縮が確認できるが、その効果は電極近傍において大きくなっていることがわかる. また、このとき狭窄ティグにおける温度増加は約3500 K であり、アーク電流が高くなると狭窄ノズルによるアークプラズマの緊縮効果が強くなることが推察される.

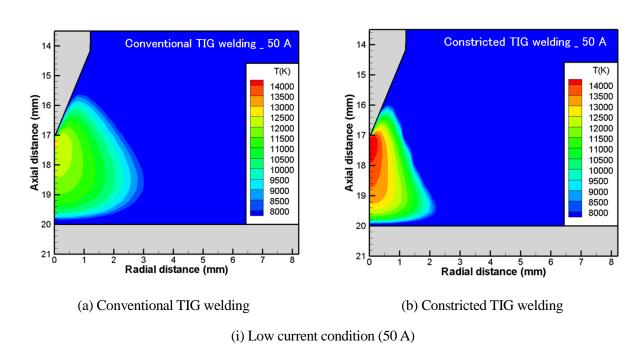


Fig. 3.9 Temperature distributions of argon arc plasma

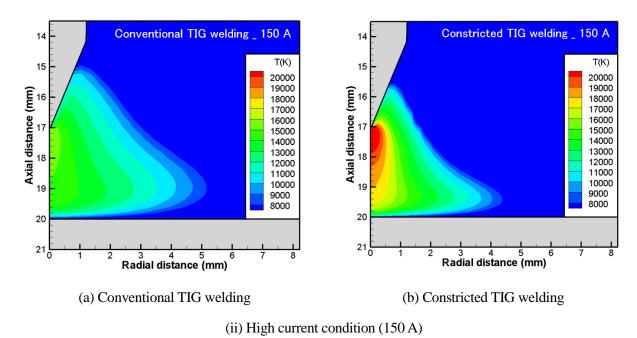


Fig. 3.9 continued

次にアークプラズマの電流密度および速度について考察する. Fig. 3.10 に低電流アーク (50 A) ならびに高電流アーク (150 A) における従来ティグおよび狭窄ティグの電流密度分布の計算結果を、Fig. 3.11 に速度の軸方向成分の計算結果を示す. 低電流アーク (50 A) と高電流アーク (150 A) のどちらの条件においても狭窄ティグでの電流密度は従来ティグに比べ電極先端部から母材表面にかけての広い範囲において増加している. これは電極一狭窄ノズル間に供給される高速なガス流によってアークプラズマの外縁部が冷却される結果、電流経路が電気伝導率の比較的高いアークプラズマ中心部に集中するためであると考えられる. 実際に Fig. 3.11 に示すプラズマ気流の流速は狭窄ティグにおいて大きく増加しており、上記のような冷却作用を担っていると考えられる. このようにアークプラズマの中心部において電流密度が高くなることで、ジュール発熱が増加しアークプラズマが高温化したものと考えられる. また、電極先端近傍において加速される高速のプラズマ気流はアークプラズマの揺らぎを抑制し、指向性および硬直性に優れ常に安定した入熱を行う熱源の維持に効果的であると期待される.

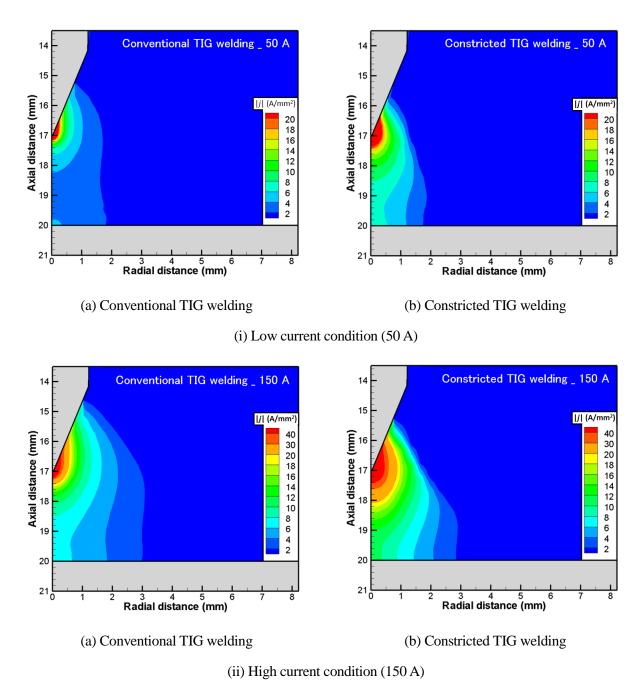


Fig. 3.10 Current density distributions of argon arc plasma

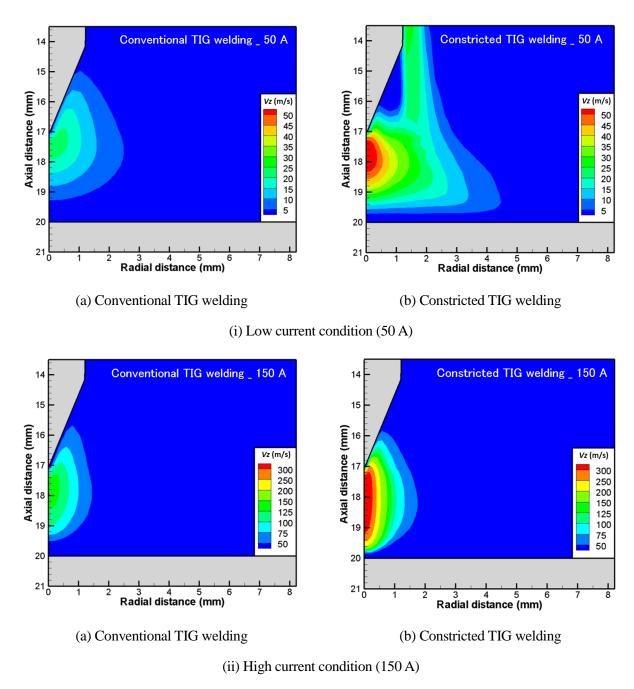


Fig. 3.11 Velocity distributions of axial component of argon arc plasma

3.3.2.2 母材表面における電流密度分布および熱流束分布

続いて母材表面における熱流束に着目し、アークプラズマの熱源特性を考察する。ティグ溶接プロセスにおいてアークプラズマと母材間の熱輸送は Fig. 1.5 に示したように主に熱伝導 H_{con} ,電子の流入 H_{ele} および放射損失 H_{rad} によって行われており、本研究では母材表面における熱流束 H を $H=H_{con}+H_{ele}-H_{rad}$ と定義した。Fig. 3.12 に母材表面における電流密度分布を、Fig. 3.13 に熱流束分布を示す。狭窄ティグではアークプラズマ内だけでなく母材表面においても電流密度が増加しており、熱流束の分布も電流密度と同様の傾向が確認できる。電子の流入による入熱 H_{ele} は $H_{ele}=|j|\times \varphi_A$ によって計算されるが、低電流アーク(50 A)の場合、この電子の流入による入熱 H_{ele} が熱流束の大部分を占めている。一方、高電流アーク(150 A)の場合、アークプラズマの温度が高いため、熱伝導

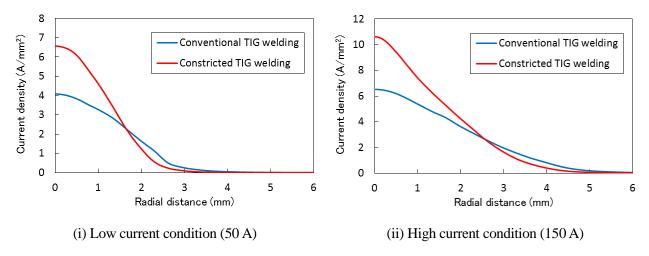


Fig. 3.12 Current density distributions of argon arc plasma on the anode surface

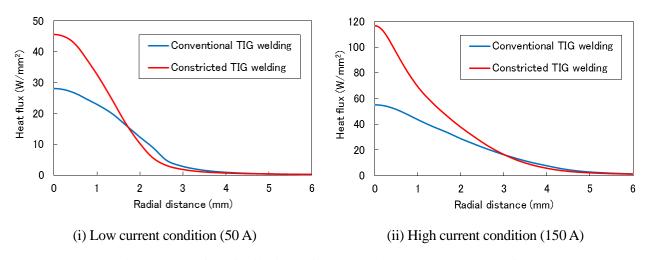


Fig. 3.13 Heat flux distributions of argon arc plasma on the anode surface

による加熱 H_{con} も熱流束に大きく寄与する. このように、高電流アーク(150 A)における狭窄ティグでの熱流束は電流経路集中に加えアークプラズマの温度増加の影響を受けるため、狭窄ノズルによる熱流束の増加量が低電流アーク(50 A)の場合に比べ大きくなると考えられる.

3.3.3 ヘリウムアーク

3.3.3.1 アークプラズマの温度分布,電流密度分布および速度分布

ここでは、アルゴンアークと同様にヘリウムアークの溶接アーク現象について検討する. Fig. 3.14 に低電流アーク (50 A) ならびに高電流アーク (150 A) における従来ティグおよび狭窄ティグの温度 分布の計算結果を示す. ヘリウムアークの場合、低電流アーク (50 A) と高電流アーク (150 A) のどちらにおいてもアークプラズマ中心部で 1000 K 程度の温度増加は確認できるが、アルゴンアークほどの狭窄ノズルによる緊縮現象は生じていない.

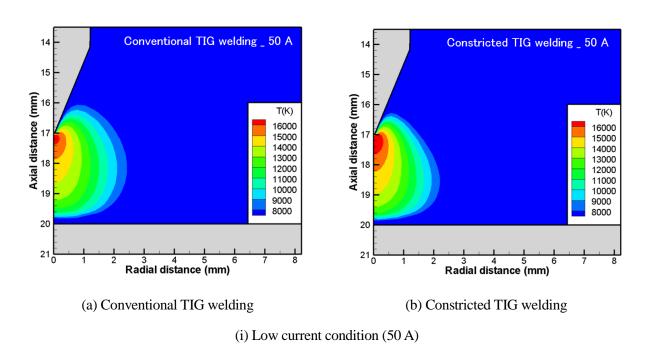


Fig. 3.14 Temperature distributions of helium arc plasma

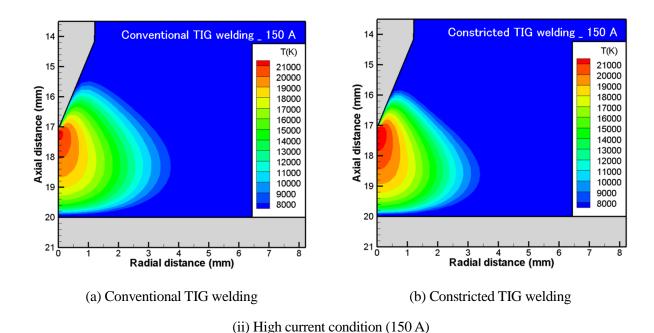


Fig. 3.14 Continued

Fig. 3.15 に低電流アーク (50 A) ならびに高電流アーク (150 A) における従来ティグおよび狭窄ティグの電流密度分布の計算結果を、Fig. 3.16 に速度の軸方向成分の計算結果を示す。狭窄ノズルによる電流密度および速度の変化に関しては、前述した温度分布とは異なった傾向が見られる。温度分布の計算結果からヘリウムアークでは狭窄ノズルによる緊縮効果があまり得られないと述べたが、電流密度および速度はアルゴンアークと同様に中心部で増加しており、狭窄ノズルを用いたガス流制御によってアークプラズマ内の電流経路を中心部に集中させることができているとわかる。このように電流経路が集中しており、それに伴い電磁力の増加が生じているにも関わらず温度分布の変化が極めて小さい理由としては、ヘリウムガスの熱伝導率の影響が大きいと推察される。Fig. 3.4 (f)からわかるように 10000 K~25000 K の温度域においてヘリウムガスの熱伝導率は高く、アルゴンガスのそれと比較すると 2~4 倍の値となる。これはヘリウムアークでは熱拡散が生じやすく、温度勾配の小さい膨張したようなアークプラズマ形状となることを示唆しており、今回のように電流経路が集中してもその影響が温度分布に寄与しにくいことが説明できる。

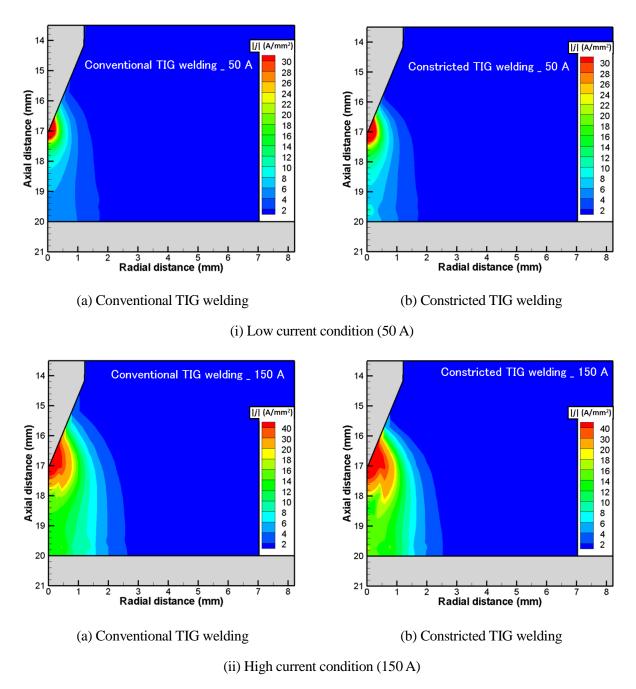


Fig. 3.15 Current density distributions of helium arc plasma

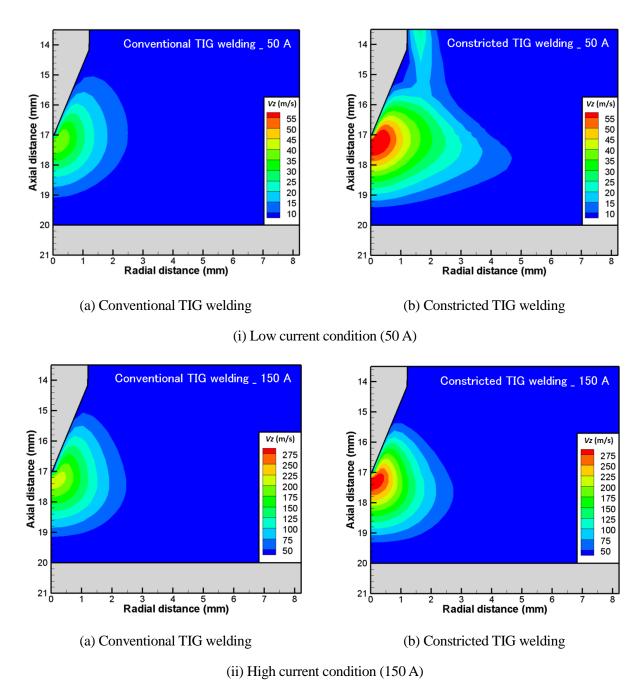


Fig. 3.16 Velocity distributions of axial component of helium arc plasma

3.3.3.2 母材表面における電流密度分布および熱流束分布

Fig. 3.17 に母材表面における電流密度分布を、Fig. 3.18 に熱流東分布を示す。ヘリウムアークはアルゴンアークに比べ深い溶込みが得られると知られているが、この特徴はヘリウムアークの熱流束がアルゴンアークのそれよりも大きくなっていることから説明できる。また、狭窄ティグでは中心部の狭い領域においてのみ熱流束が増加している。これは電流密度分布と熱流東分布の形状がとても似ていることからも推測されるように、熱伝導による加熱はあまり変化しないものの電子の流入による加熱が増加するからであると考えられる。

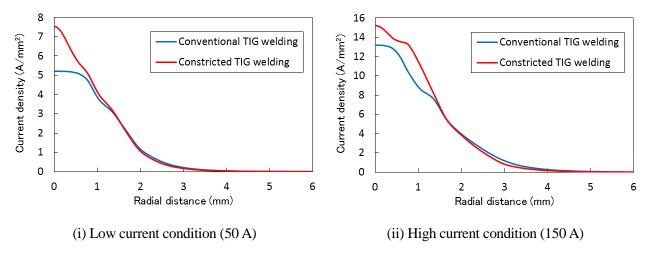


Fig. 3.17 Current density distributions of helium arc plasma on the anode surface

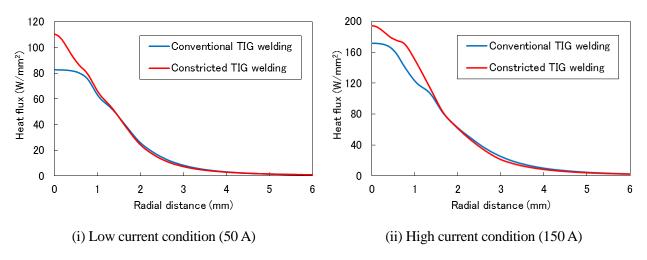


Fig. 3.18 Heat flux distributions of helium arc plasma on the anode surface

3.4 結言

本章では、まず狭窄ティグを対象とした一温度解析モデル(1-T モデル)の構築の際に用いた概念や物性値、支配方程式および計算手法について述べた。また、1-T モデルを用いた数値計算から、狭窄ノズルを用いたガス流制御によって誘起される電磁力の増加がアークプラズマの緊縮を引き起こしていることを明らかにした。さらに、アークプラズマの高エネルギー密度化に関するシールドガスの影響を調査し、ガス物性の一つである熱伝導率が狭窄ノズルの効果に大きく寄与していると推察された。

第4章 実験計測結果と数値計算結果の整合性の検討

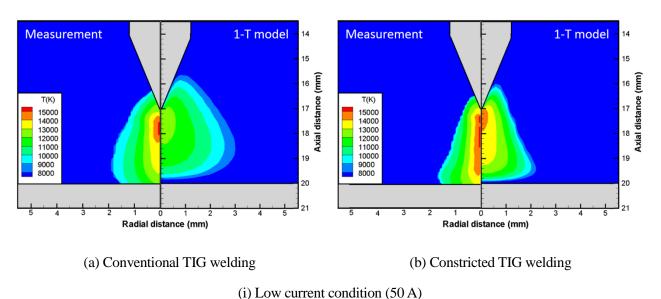
4.1 緒言

第3章では、狭窄ティグを対象とした1-Tモデルを構築し、実験計測と同条件における数値計算を 行った. その結果、狭窄ノズルを用いたガス流制御がアークプラズマ内の電磁力の増加に寄与してお り、これによりアークプラズマ状態および熱源特性が変化していることがわかった.

本章では、第2章で得られた実験計測結果と第3章で得られた計算結果を比較することで両者の整 合性を検討する.

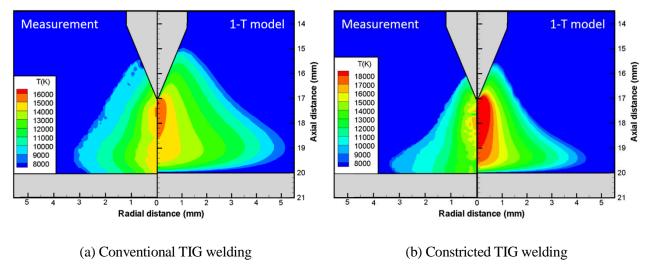
4.2 アルゴンアーク

Fig. 4.1 に実験計測および数値計算で得られたアークプラズマの温度分布を示す. 従来ティグおよび狭窄ティグのどちらにおいても計算結果は実験計測で観察されたアークプラズマ形状を再現することが出来ている. 温度に関しては電極近傍やアークプラズマ外縁部での整合性が良いとはいえないが概ね似た値となっている. また、計算結果の方が狭窄ノズルによる温度上昇が顕著になっている.



(1) Low current condition (3011)

Fig. 4.1 Comparison of temperature distributions of argon arc plasma (Left: Measurement, Right: 1-T model)



(ii) High current condition (150 A)

Fig. 4.1 Continued

Fig. 4.2 に母材表面における電流密度分布を、Fig. 4.3 に熱流東分布を示す。電流密度分布はアークプラズマ状態ならびに狭窄ノズルの効果を決定する重要な因子であるが、母材表面における電流密度は計測結果と計算結果でよく一致しており、それゆえ Fig. 4.1 のようにアークプラズマの温度分布形状において良い再現性を確認できたものと考えられる。一方、熱流東分布は実験計測と数値計算で大きな差が生じている。実験計測では冷却水の温度上昇をもとにアークプラズマからの入熱を算出しており、水冷銅板や外気への熱損失を考慮していないため、実際よりも熱流東が小さく見積もられると考えられるが、それを考慮しても両者の結果は一致しているとは言えない。この理由としては数値計算においてアークプラズマから母材への熱伝導による入熱が過大に評価されていることが考えられる。このような現象が生じるのは高温のアークプラズマと水冷により温度が低く保たれる母材の境界には大きなエネルギー勾配(温度勾配)が生じており、その位置におけるシールドガスの熱伝導率によって母材への入熱量が大きく左右されるからである。本研究において構築した1-T モデルではこの境界における熱伝導率を実際より高く想定しており、母材表面における熱流東が実験計測に比べて大きくなってしまったものと推察される。

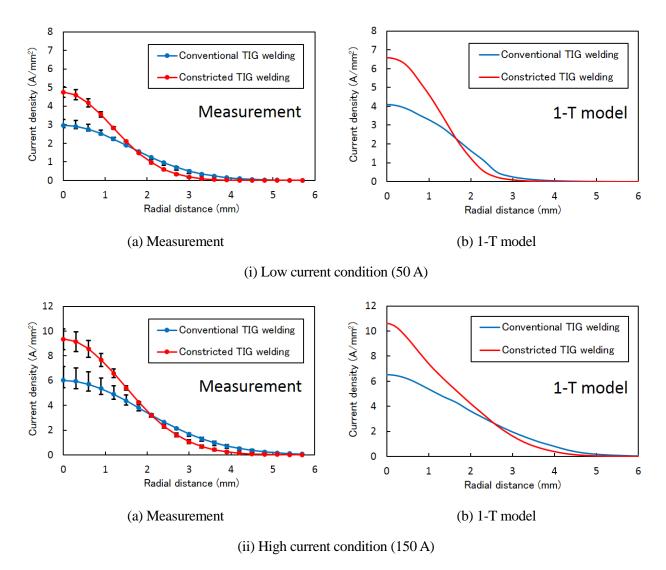


Fig. 4.2 Comparison of current density distributions of argon arc plasma on the anode surface (Left: Measurement, Right: 1-T model)

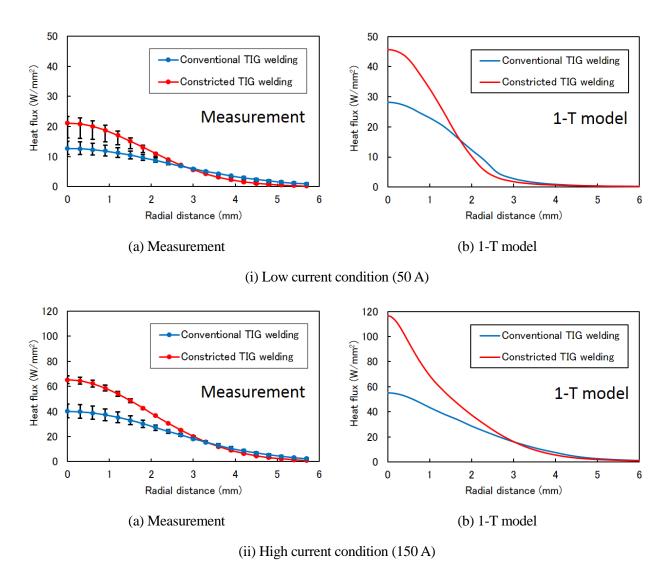
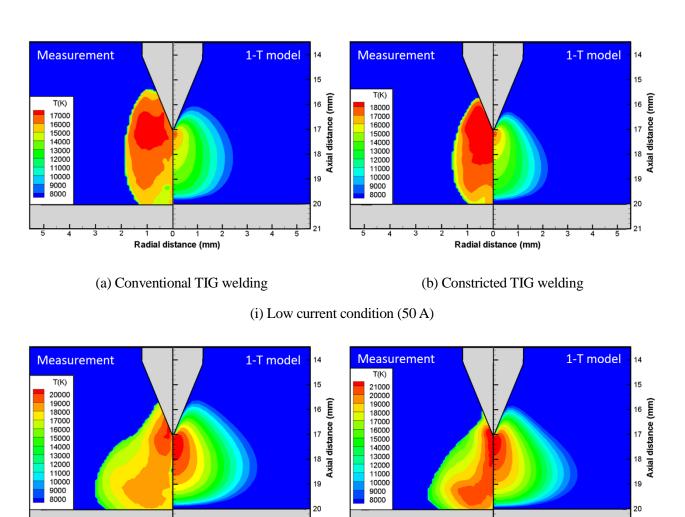


Fig. 4.3 Comparison of heat flux distributions of argon arc plasma on the anode surface (Left: Measurement, Right: 1-T model)

4.3 ヘリウムアーク

続いて、ヘリウムアークにおける結果を比較する. Fig. 4.4 に実験計測および数値計算で得られたアークプラズマの温度分布を示す. 計測結果ではアーク電流が大きくなるとアークプラズマは丸みを帯びた形状から逆 T 字型の温度分布をとるように変化するのに対し、計算結果ではアーク電流の増加に伴いアークプラズマの温度上昇が生じているものの、分布形状はアーク電流値にかかわらず常に丸みを帯びた形状となっていることがわかる. また、アークプラズマの温度に関して計測結果と計算結果は、高電流アーク(150 A)のプラズマ中心部において近い値を示しているが、それ以外の領域や低電流アーク(50 A)時のプラズマ全体においては大きな違いを示した. このように温度分布形状だ

けでなくそのプラズマ温度にも差異が生じる原因は Non-LTE 状態となっていると推測されるヘリウムアークに対し,実験計測および1-TモデルどちらもLTE仮定を用いているからであると考えられる.



(a) Conventional TIG welding

Radial distance (mm)

(b) Constricted TIG welding

Radial distance (mm)

(ii) High current condition (150 A)

Fig. 4.4 Comparison of temperature distributions of helium arc plasma

(Left: Measurement, Right: 1-T model)

また、Fig. 4.5 に示す母材表面における電流密度分布や Fig. 4.6 に示す熱流東分布を比較すると、アルゴンアークの場合と同様に数値計算において熱流東が過大に見積もられていることがわかる。この理由については 4.2 節においてアークプラズマと母材の境界における熱伝導率が関係していると推察したが、その根本的な原因はアークプラズマー母材間に存在する陽極シース領域 ⁴¹⁾における物理現象

から考察できる. 陽極シースとはアークプラズマと母材間の僅か 40 μm ほどの領域のことであるが,この領域では電子密度が小さくなるために,電子と重粒子の衝突周波数が小さくなり,衝突によるエネルギー移動が十分でなくなる ¹⁶⁾. その結果,陽極シース領域では電子と重粒子との間に大きな温度差が生じプラズマは Non-LTE 状態となる. 以上より,ヘリウムアークの正確な温度計測はもちろん,アークプラズマから母材への入熱特性を詳細に理解するためには Non-LTE 状態を考慮した溶接アーク現象の可視化ツールが必要であると考えられるため,本研究では次章において LTE 仮定を用いない二温度解析モデルを構築し,それを用いた数値計算を行うことにした.

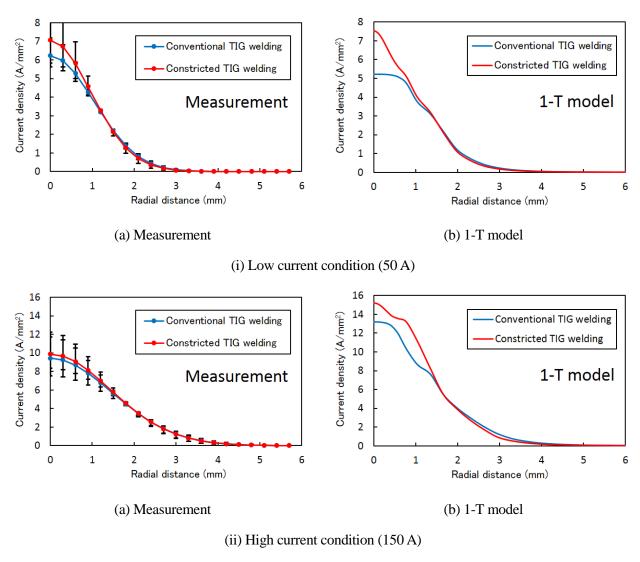


Fig. 4.5 Comparison of current density distributions of helium arc plasma on the anode surface (Left: Measurement, Right: 1-T model)

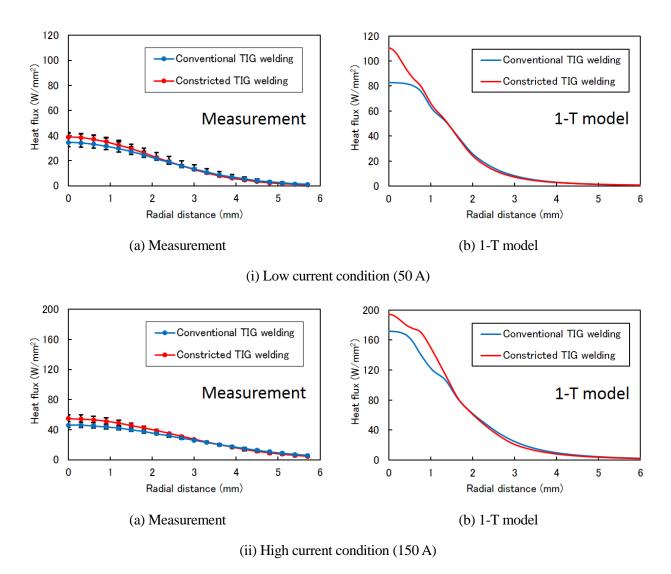


Fig. 4.6 Comparison of heat flux distributions of helium arc plasma on the anode surface (Left: Measurement, Right: 1-T model)

4.4 結言

本章では、アークプラズマの温度分布、母材表面における電流密度分布、熱流東分布について実験計測で得られた結果と数値計算で得られた結果を比較し、両者の整合性について検討した。アルゴンアークにおける温度分布の再現性は確認できたが、ヘリウムアークの温度分布に関しては計測結果と計算結果に大きな差が生じた。これは、ヘリウムアークの熱非平衡性が強いことが原因であると考えられる。また、アークプラズマの熱源特性を評価する上で重要となる熱流東に関して、計算結果が計測結果よりも熱伝導による入熱を過大に見積もっており、1-T モデルでの数値解析は実験計測で見ら

れた狭窄ティグおよび従来ティグそれぞれのアークプラズマが示す傾向を再現することが可能であるが、アークプラズマー母材間の陽極シース領域における Non-LTE 状態を考慮することがより正確な溶接アーク現象の可視化に向けての課題として見えてきた.

第5章 プラズマの熱力学的非平衡を考慮した数値計算による 溶接アーク現象の可視化

5.1 緒言

第4章では、アークプラズマの温度分布、母材表面における電流密度分布、熱流東分布について実験計測で得られた結果と1-Tモデルを用いた数値計算で得られた結果を比較した。その結果、両者で概ね同じ傾向が確認でき、狭窄ティグにおけるアークプラズマ緊縮のメカニズムを考察することができた。しかしながら、母材表面における熱流東に関しては計測結果と計算結果に大きな差異が生じており、その原因はLTEを仮定して計測ならびに数値計算を行っている点にあると推察された。

本章では、まずアークプラズマの Non-LTE 状態を考慮した二温度解析モデル(2-T モデル)の構築について述べる。次に 2-T モデルでの数値計算によって得られた結果を計測結果と比較し、その妥当性について検討する。そして、2-T モデルで得られた計算結果から従来ティグならびに狭窄ティグにおけるアークプラズマ状態および熱源特性の詳細について考察する。

5.2 二温度解析モデル (2-T モデル)

5.2.1 対象とする系の設定とモデル化

本章で取り扱う 2-T モデルは第3章で記した 1-T モデルを発展させたものであり、対象とする系やそのモデル化に関しては 1-T モデルと同様である。そこで、ここでは 2-T モデルの構築に際して新しく導入した事項や変更点について述べる。2-T モデルではアークプラズマの LTE 状態を仮定しないため、アークプラズマにおいて電子と重粒子を別々の連続体として取り扱い計算を行う。1-T モデルでは LTE 仮定の下、シールドガスの物性値を温度に依存する値として取り扱っていた。これに対し 2-T モデルでは物性値に関する式を導入し各計算格子において物性値計算を行う。また、物性値変化を詳細に表現できるよう計算領域をより細く分割し、計算格子の数を半径方向に 150 および軸方向に 250 とした。

5.2.2 物性値

2-T モデルでは、シールドガスの物性値を以下のように求めるものとした.

· 比熱 (定圧比熱)

(重粒子)

$$c_{ph} = c_p^* - c_{pe} \tag{5.1}$$

(電子)

$$c_{pe} = \frac{5k_{\rm B}}{2m_{\rm e}} \tag{5.2}$$

ただし、 c_p^* はLTE 仮定を用いて計算されたデータである $^{37)}$. また、 $n_e=n_i$ および $\mathbf{m_i}=\mathbf{m_a}$ とした.

• 質量密度

(電子)

$$\rho_e = n_e \mathbf{m}_e \tag{5.3}$$

重粒子に関しては 1-T モデルと同様に Fig. 3.4 (b)に従うものとした.

• 熱伝導率 42)

(重粒子)

$$\kappa_h = \frac{75\pi}{128\sqrt{2}} k_B C_h \left(\frac{n_i}{n_a Q_{ia} + n_i Q_{ii}} + \frac{n_a}{n_i Q_{ia} + n_a Q_{aa}} \right)$$
 (5.4)

(電子)

$$\kappa_e = \frac{75\pi}{128\sqrt{2}} k_B C_e \left(\frac{n_e}{n_e Q_{ei} + n_a Q_{ea}} \right)$$
 (5.5)

ここで、 C_h 、 C_e は重粒子および電子の熱平均速度であり次式で求められる.

$$C_h = \sqrt{\frac{8k_B T_h}{\pi m_a}} \tag{5.6}$$

$$C_e = \sqrt{\frac{8k_B T_e}{\pi m_e}} \tag{5.7}$$

各粒子間の衝突断面積 Q はそれぞれ以下の式によって求められる. なお, アルゴンおよびヘリウムアークにおける電子と原子間の衝突断面積 Q_{ea} は Milloy ら 43 および Nesbet 44 によって報告されている値を用いるが, これらの値は電子温度によって決定される.

(イオンと原子)
$$Q_{ia} = \pi(\mathbf{r}_i + \mathbf{r}_a)^2$$
 (5.8)

$$(4 \pm 2 \pm 4 \pm 2) \qquad Q_{ii} = 3\sqrt{2}\pi b_0^2 \ln\left(\frac{\lambda_D}{b_0}\right)$$
 (5.9)

(原子と原子)
$$Q_{aa} = \pi (r_a + r_a)^2$$
 (5.10)

(電子とイオン ⁴⁶⁾)
$$Q_{ii} = 6\pi b_0^2 \ln \left(\frac{\lambda_D}{b_0}\right)$$
 (5.11)

ここで、 $\mathbf{r_i}$ 、 $\mathbf{r_e}$ および $\mathbf{r_a}$ はそれぞれイオン、電子、原子の粒子半径である。 λ_D はデバイ長、 b_0 は衝突パラメータであり、それぞれ以下のように定義される 42)。

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 k_B T_e}{n_e e^2}} \tag{5.12}$$

$$b_0 = \frac{e^2}{12\pi\varepsilon_0 k_B T_e}$$
 (5.13)

• 電気伝導率

$$\sigma = \frac{n_e e^2}{m_e (\nu_{ei} + \nu_{ea})} \tag{5.14}$$

 v_{ei} , v_{ea} はそれぞれ 1 つの電子とイオン間の衝突頻度および 1 つの電子と原子間の衝突頻度であり、次式のように表される.

$$\nu_{ei} = Q_{ei}C_e n_i \tag{5.15}$$

$$v_{ea} = Q_{ea}C_e n_a \tag{5.16}$$

ティグ溶接プロセスでは電極に添加されている酸化物をエミッタとして電子放出が行われている ことが報告されており 47-49, 溶融し電極表面を覆った液相状態の添加酸化物からアークプラズマが発 生している様子が Fig. 5.1 に示すアーク外観写真からも確認できる. 一方, 本研究ではタングステ

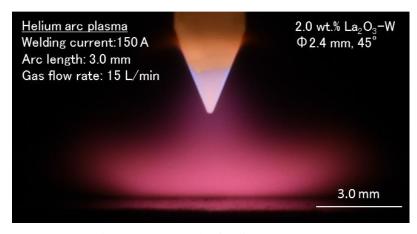


Fig. 5.1 Photograph of helium arc plasma

ン電極に添加されている酸化ランタンの蒸発・拡散現象を考慮していないため、常に電極表面は一定の酸化ランタンが存在しており、温度によって電子放出の割合は変化するものの実際のように液相状態の添加酸化物からの集中した電子放出を表現できない.そこで 2-T モデルでは分割母板法によって計測された母材表面における電流密度分布を参考に、電極表面の電気伝導率を Fig. 5.2 に示す模式図ように調整することで酸化ランタンからの電子放出現象を表現した.電子放出が行われる範囲 x_B を設定し、その範囲では電極表面の電気伝導率を電極先端からの距離に応じて Fig. 5.2 内に示す式に従って制限する. すなわち、電極先端での電気伝導率は $\sigma_s = \sigma$ となるが、電子放出範囲の上端 $x = x_B$ では $\sigma_s = 0$ に制限される. また、電子放出範囲より上方の領域に関しては電気的に絶縁状態 $\sigma_s = 0$ とする. Fig. 5.3 に示すのは、アーク電流が 150 A でのアルゴンアークにおいて電気伝導率を制限しない場合および $x_B = 1.75$ mm で制限した場合の電流密度の計算結果と、分割母板法による電流密度の計測結果を比較したものである.電気伝導率を制限しない場合,電流密度の計算結果はアークプラズマの中心部で計測結果より低く、半径方向へ3.0 mm程度離れた領域では計測結果より高くなっている.これは電流経路が実験計測に比べて半径方向へ広がっていることを表している.一方,電気伝導率を制限することで電流経路が狭まり,計測結果と極めて近い電流密度分布が得られた.

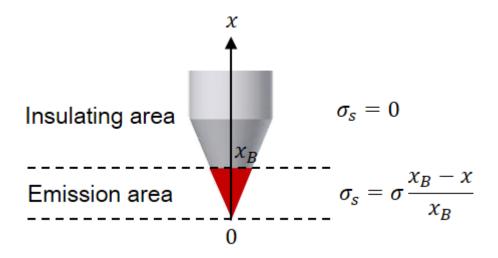


Fig. 5.2 Concept of treatment of electrical conductivity on the electrode surface

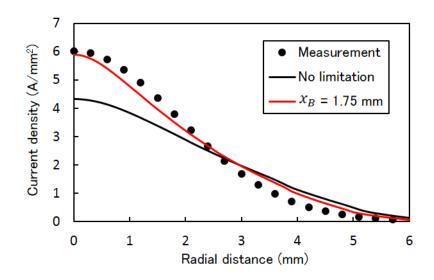


Fig. 5.3 Influence of emission area on current density distribution

5.2.3 支配方程式および補助方程式

2-T モデルでは電子と重粒子を別々の連続体として取り扱うため、アークプラズマ領域では電子および重粒子それぞれについてのエネルギー保存式を以下のように定義する.

(重粒子)

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(r\rho_{h}v_{r}h_{h}) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho_{h}v_{z}h_{h})$$

$$= \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{r\kappa_{h}}{c_{ph}}\frac{\partial h_{h}}{\partial r}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{\kappa_{h}}{c_{ph}}\frac{\partial h_{h}}{\partial z}\right) + \frac{3m_{e}}{m_{i}}n_{e}(\nu_{ei} + \nu_{ea})k_{B}(T_{e} - T_{h})$$
(5.17)

(電子)

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(r\rho_{e}v_{r}h_{e}) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho_{e}v_{z}h_{e})$$

$$= \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{r\kappa_{e}}{c_{pe}}\frac{\partial h_{e}}{\partial r}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{\kappa_{e}}{c_{pe}}\frac{\partial h_{e}}{\partial z}\right) + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(rj_{r}\frac{5}{2}\frac{k_{B}}{e}T_{e}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(j_{z}\frac{5}{2}\frac{k_{B}}{e}T_{e}\right)$$

$$- \frac{3m_{e}}{m_{i}}n_{e}(\nu_{ei} + \nu_{ea})k_{B}(T_{e} - T_{h}) + j_{r}E_{r} + j_{z}E_{z} - U$$
(5.18)

電子と重粒子間のエネルギー輸送に関しては、式(5.17)の右辺第3項および式(5.18)の右辺第5項で示す両者の衝突によるエネルギー交換によって考慮している.

また、2-T モデルでは電子の拡散方程式を解くことで電子の数密度 n_e を得る。電子の拡散は両極性拡散が支配的である。また電子の消失は一つのイオンと二つの電子の三体再結合によるものとする。また、対流による電子の輸送は拡散に比べて無視できるものとする。これらの仮定のもと、電子数保存式を以下のように記述することができる。

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(rD_a\frac{\partial n_e}{\partial r}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(D_a\frac{\partial n_e}{\partial z}\right) + \alpha(Gn_en_a - n_e^3) = 0$$
(5.19)

ここで、 D_a は両極性拡散係数であり、Devoto のデータ 50,51 により求めている。また、G は電離平衡 定数を表しており、熱平衡状態における電子の数密度 n_e^* と原子の数密度 n_a^* を用いて、次の式で定義される。

$$G = \frac{n_e^{*2}}{n_a^*} \tag{5.20}$$

また, α は三体再結合係数であり, アルゴン, ヘリウムそれぞれに対して以下の式で求められる 52-55. (アルゴン)

(i) T_h > 3200 K の場合

$$\alpha = 1.29 \times 10^{-32} \left(\frac{1.353 \times 10^5}{T_h} + 2 \right) exp\left(\frac{4.78 \times 10^4}{T_h} \right)$$
 (5.21)

(ii) $T_h < 3200$ Kの場合

$$\alpha = 1.1 \times 10^{-8} T_h^{-4.5} \tag{5.22}$$

(ヘリウム)

$$\alpha = 8.0 \times \left(\frac{T_h}{T_e}\right)^4 \tag{5.23}$$

5.2.4 境界条件

2-T モデルにおける境界条件について 1-T モデルから変更した項目について述べる. Fig. 5.4 に 2-T モデルの境界条件に関する概略図を示す. 1-T モデルからの変更点は電子温度および重粒子温度と電子数密度に関する境界条件である. 電子温度は陰極および陽極領域において重粒子温度と等しいものとした.

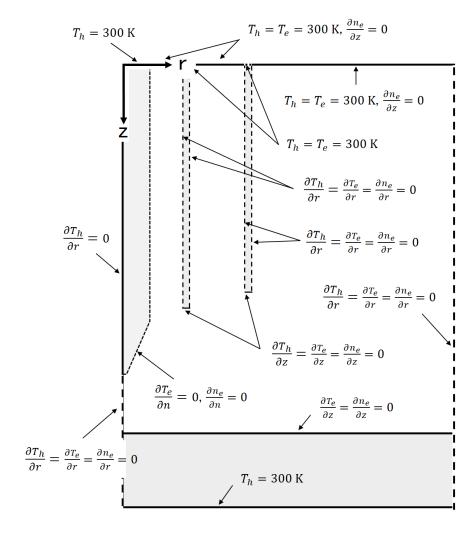


Fig. 5.4 Boundary conditions for 2-T model

5.2.5 モデルの解法

Fig. 5.5 に 2-T モデルの計算アルゴリズムのフローチャートを示す. 運動量保存式および質量保存式 を計算した後, 重粒子および電子のエネルギー保存式を解き, それぞれのエンタルピーを求める. 続

いて、電子数保存式から電子密度が計算され収束判定へと進む. 収束判定は1-Tモデルと同様に全ての格子点において1ステップ前の計算結果との変化が0.1%以下かどうかによって行う. ここでは電子および重粒子のエンタルピーと電子密度も収束判定の対象である.

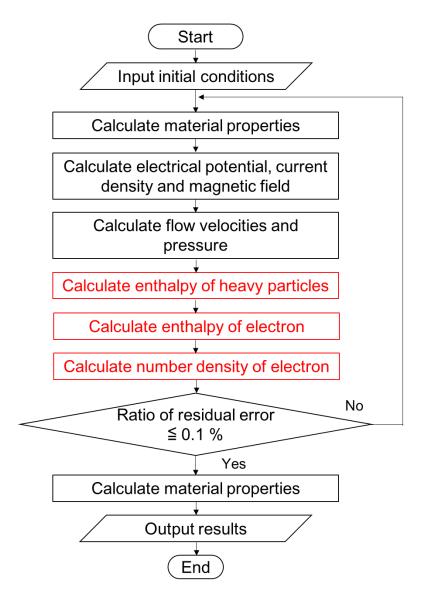


Fig. 5.5 Flowchart of calculation algorithm for 2-T model

5.3 計算結果の妥当性検討

ここでは、高電流アーク(150A)の場合を評価対象とし、2-T モデルを用いた数値計算によって得られた母材表面における電流密度分布および熱流束分布を計測結果と比較することで2-T モデルの妥当性を検討する。まずは、アルゴンアークにおける電流密度分布、熱流束分布をそれぞれ Fig. 5.6、

Fig. 5.7 に示す. 5.2.2 項で示した電極表面における電気伝導率の制限を行うことで従来ティグならびに狭窄ティグにおける電流密度分布の計算結果は計測結果をよく再現できている. また, 1-T モデルでは計測結果よりも大幅に大きい値を示していた熱流束も2-T モデルでは極めて計測結果に近い値となっていることがわかる. さらに,狭窄ノズルによって熱流束が増加する領域,減少する領域の寸法もおおよそ一致しており,狭窄ノズルを装着することによって生じる溶接アーク現象の変化も正確に計算できているといえる.

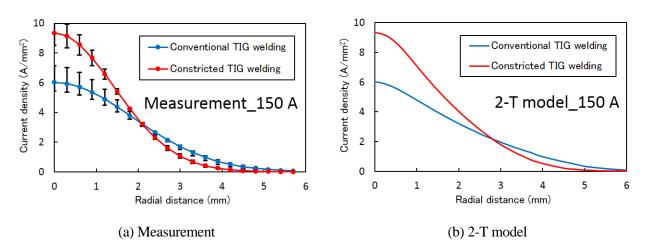


Fig. 5.6 Comparison of current density distributions of argon arc plasma on the anode surface (Left: Measurement, Right: 2-T model)

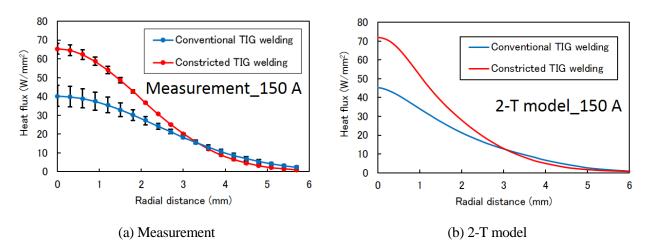


Fig. 5.7 Comparison of heat flux distributions of argon arc plasma on the anode surface (Left: Measurement, Right: 2-T model)

続いて、ヘリウムアークにおける電流密度分布および熱流東分布を比較する. Fig. 5.8 に母材表面における電流密度分布を、Fig. 5.9 に熱流東分布を示す。母材表面における電流密度はアルゴンアークと同様に計測結果をよく再現できている。一方、熱流東分布も1-Tモデルの計算結果に比べると計測結果と似た傾向を示しているといえるが、完全な一致には至っていない。計測結果ではピークが低く半径方向への広がりが大きい熱流東分布となっているのに対し、計算結果ではピークが高く半径方向への広がりが小さい熱流東となっている。これは、Fig. 5.10 に示すスペクトル強度画像と電子温度分布の計算結果の比較からわかるように、実験計測で観察されるヘリウム特有の逆 T字型のアークプラズ

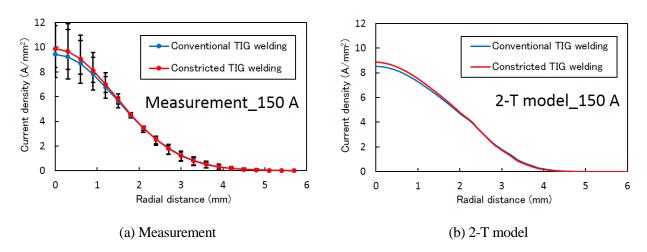


Fig. 5.8 Comparison of current density distributions of helium arc plasma on the anode surface (Left: Measurement, Right: 2-T model)

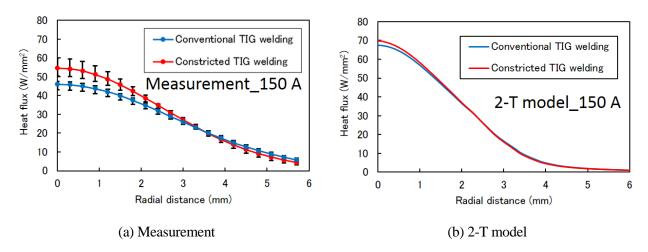


Fig. 5.9 Comparison of heat flux distributions of helium arc plasma on the anode surface (Left: Measurement, Right: 2-T model)

マ形状が 2-T モデルにおいても完全には再現できていないことが原因であると考えられる. つまり, 計測結果で示されたまんべんなく広い熱流束分布は逆 T 字型のアークプラズマ形状に起因しており, ヘリウムアークの熱源特性を詳細に理解する上で, アークプラズマ形状を決定する物理現象を明らかにすることが重要であると推察される.

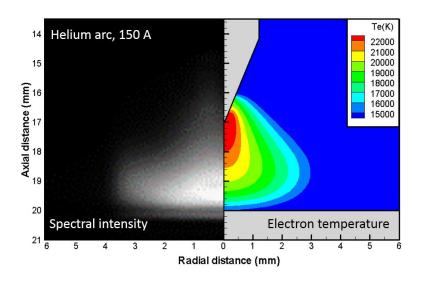


Fig. 5.10 Spectral intensity image (left side) and electron temperature distribution (right side) of helium arc plasma

5.4 アークプラズマ状態ならびに熱源特性の解析

前述のように本研究では2-TモデルによってアークプラズマのNon-LTE状態を考慮した数値計算を行い、1-T モデルに比べより実現象に近い解析が可能となったことを確認できた。そこで、本節では狭窄ノズルを用いたガス流制御によってアークプラズマ状態がどのように変化するのか、また、その結果としてどのような熱源特性が得られるようになるのかを2-Tモデルでの計算結果から定量的に評価する。

5.4.1 アルゴンアーク

5.4.1.1 アークプラズマの温度分布,電流密度分布および速度分布

まずは、アルゴンアークについて検討する. Fig. 5.11 に低電流アーク (50 A) ならびに高電流アーク (150 A) における従来ティグおよび狭窄ティグの電子温度と重粒子温度分布の計算結果を示す. 電子温度と重粒子温度を比較すると、アークプラズマの中心部では両者はおおよそ等しい温度になっ

ている一方で、電極近傍、母材表面近傍ならびにアークプラズマ外縁部では電子温度が重粒子温度よりも高くなっている。これはこれらの領域では粒子間の衝突が十分でなく、アークプラズマがNon-LTE 状態となっていることを示唆している。次に、各アーク電流における狭窄ノズルの効果について重粒子の温度分布から考察する。アーク電流が50 A の場合、狭窄ノズルによってアークプラズマは半径方向に緊縮しており、従来ティグにおいて電極先端から1.0 mm 下方の位置での重粒子温度が14575 K であるのに対し、狭窄ティグの重粒子温度は17167 K と2592 K の温度増加が生じている。アーク電流が150 A の場合、狭窄ノズルによる温度増加は4565 K であり、アーク電流の増加に伴ってアークプラズマの温度上昇が大きくなることが明らかとなった。また、アークプラズマ中心部の高温化する領域は半径方向よりも軸方向に大きく拡大していることがわかる。

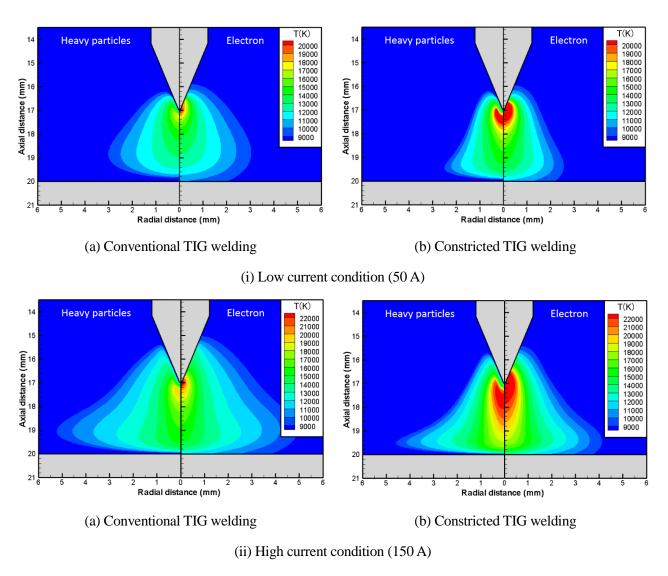


Fig. 5.11 Temperature distributions of argon arc plasma (Left: heavy particles, Right: electron)

Fig 5.12 にアークプラズマの電流密度分布を示す. 電子温度分布および重粒子温度分布からも推測されるように狭窄ノズルによる冷却作用は電極近傍のアークプラズマ外縁部で大きく,この領域において電流密度も増加している. 一方,母材表面近傍における電流密度に着目すると,この領域においても狭窄ノズルの効果が確認でき,アークプラズマの上部だけでなく全体において電流経路の緊縮が引き起こされていることが明らかとなった. また,電子放出が行われる電極近傍に比べ母材表面近傍では一般的に電流経路が広く分布するため,狭窄ノズルによる電流密度増加がより顕著に表れている. Fig. 5.13 は速度分布を示している. 狭窄ティグでは電流経路の緊縮によって強い電磁ピンチ力が誘起され,アーク電流が50 A の場合,最大流速は従来ティグの95.01 m/s から約2 倍の185.7 m/s に,アーク電流が150 A の場合,最大流速は従来ティグの207.2 m/s から約1.6 倍の337.9 m/s に増加していることがわかる.

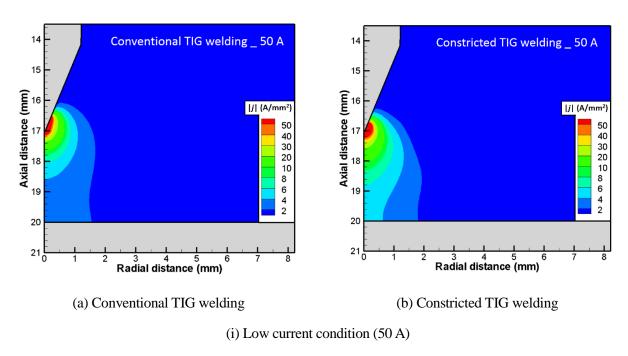


Fig. 5.12 Current density distributions of argon arc plasma

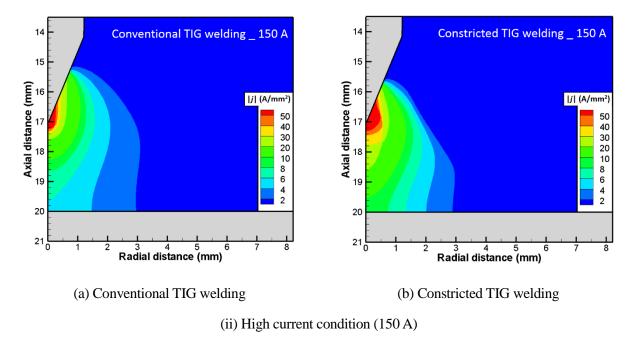


Fig. 5.12 Continued

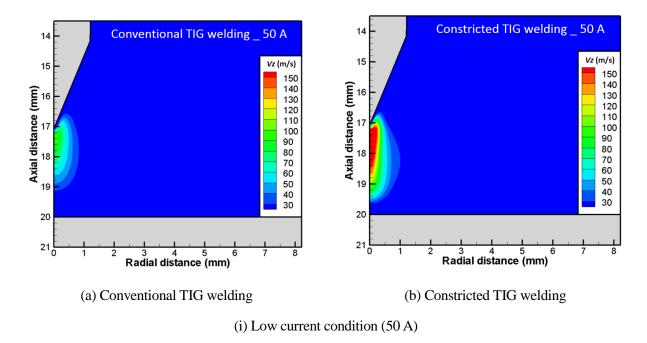
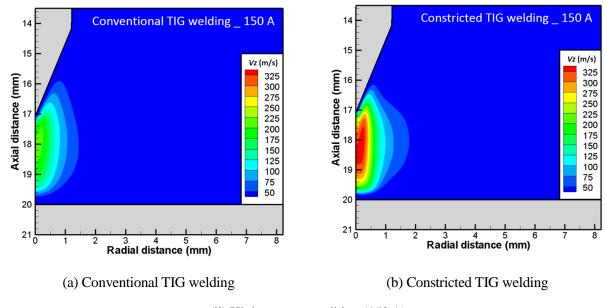


Fig. 5.13 Velocity distributions of axial component of argon arc plasma



(ii) High current condition (150 A)

Fig. 5.13 Continued

5.4.1.2 母材表面における電流密度分布および熱流束分布

Fig. 5.14 に母材表面における電流密度分布を、Fig. 5.15 に熱流束分布を示す.低電流アーク(50 A)と高電流アーク(150 A)のどちらの場合においても狭窄ティグでは電流密度は中心部で高く、外縁部で低くなっており、狭窄ノズルを用いたガス流制御によるアークプラズマの緊縮作用が電極近傍のみならず母材表面においても得られていることが確認できる.熱流束は3.3.2.2 目で述べたように熱伝導 H_{con}、電子の流入 H_{ele} および放射損失 H_{rad} によって計算されている.アーク電流が50 A のように小さい場合は、電子の流入による加熱が支配的となるため熱流束分布は電流密度分布に極めて類似したものとなっており、中心部では狭窄ノズルによって9.34 W/mm²の熱流束の増加が見られる.一方、アーク電流が150 A の場合、アークプラズマの高温化が顕著になるため狭窄ノズルによる熱流束の増加量は26.72 W/mm²と50 A の場合より大きくなっていることがわかる.以上の結果から、アルゴンを用いた狭窄ティグでは狭窄ノズルを用いたガス流制御によって電流経路を容易に変化させることができ、理想のアークプラズマ状態を作り出すことでティグ溶接プロセスで課題とされている熱源の高エネルギー密度化を実現できることが明らかとなった.また、狭窄ノズルによる熱流束の増加はアーク電流によって変動し、アーク電流を増加させるほどその増加量は大きくなることがわかった.

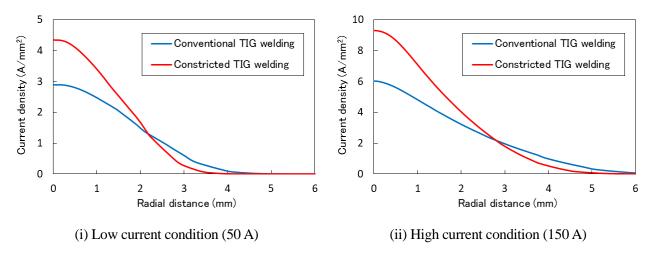


Fig. 5.14 Current density distributions of argon arc plasma on the anode surface

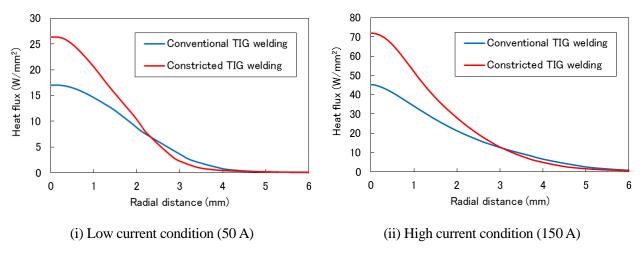


Fig. 5.15 Heat flux distributions of argon arc plasma on the anode surface

5.4.2 ヘリウムアーク

5.4.2.1 アークプラズマの温度分布,電流密度分布および速度分布

続いて、ヘリウムアークについて検討する. Fig. 5.16に低電流アーク(50 A)ならびに高電流アーク(150 A)における従来ティグおよび狭窄ティグの電子温度と重粒子温度分布の計算結果を示す. 低電流アーク(50 A)の場合、Non-LTE 状態となりやすいと考察された電極や母材近傍ならびにアークプラズマ外縁部だけでなくアークプラズマ全体において電子温度と重粒子温度に差が生じている. 一方、高電流アーク(150 A)の場合、アークプラズマ中心部において電子温度と重粒子温度がほぼ一致し、LTE に近い状態であることがわかる. これらの結果から、ヘリウムアークはアルゴンアークよりも熱非平衡性が強くそのプラズマは Non-LTE 状態になりやすいこと、また、高電流アーク(150 A)

になるとプラズマの中心部から LTE が満たされはじめることが明らかとなった. 続いて,各アーク電流における狭窄ノズルの効果を明らかにするためアルゴンアークと同様に重粒子温度に着目すると,アーク電流が 50 A の場合,狭窄ノズルによる若干のプラズマの緊縮が見られるが,重粒子温度分布はほぼ変化していないことがわかる. また,電極先端から 1.0 mm 下方の位置での重粒子温度は狭窄ティグにおいて 16790 K であり,17040 K の従来ティグよりも極僅かではあるがアークプラズマの温度が低くなっている.アーク電流が 150 A の場合,50 A で見られたような温度低下は認められないが,従来ティグおよび狭窄ティグにおける重粒子温度はどちらも約 22000 K であり,狭窄ノズルによるアークプラズマの温度上昇は生じていないことがわかった.

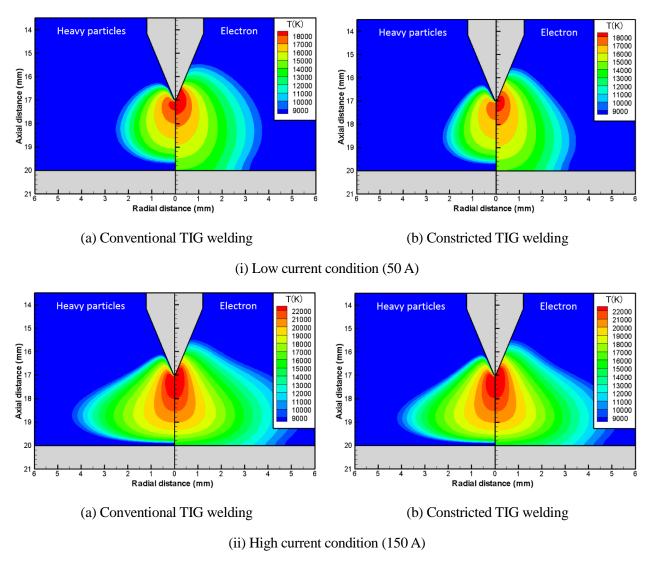


Fig. 5.16 Temperature distributions of helium arc plasma (Left: heavy particles, Right: electron)

Fig. 5.17 にアークプラズマの電流密度分布を、Fig. 5.18 に速度分布を示す。ヘリウムアークにおいてはプラズマ内の電流密度および速度に関して狭窄ノズルを用いたガス流制御による目立った変化は認められない。これらの結果から、原子質量がアルゴンの 1/10 程度と比較的軽いヘリウムをシールドガスに用いたヘリウムアークではシールドガスの流れによるアークプラズマの緊縮効果が得られにくいため、狭窄ティグによる熱源の高エネルギー化をアルゴンアークほど期待できないと推察される。

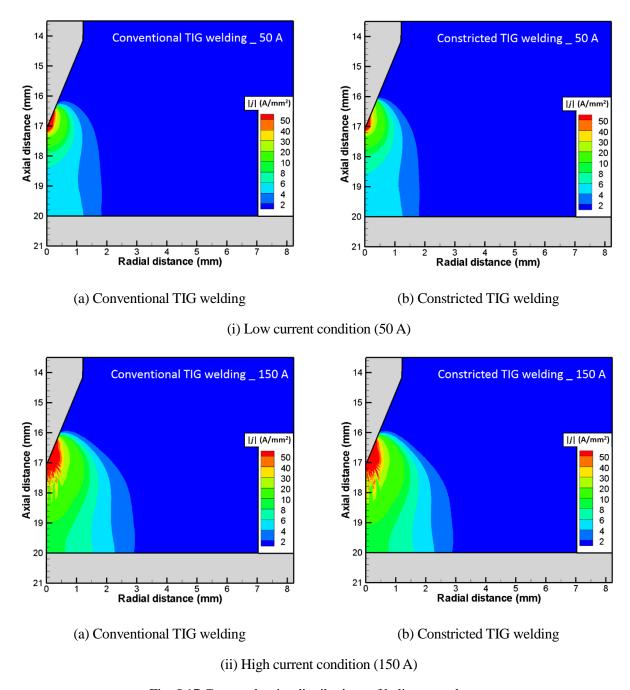


Fig. 5.17 Current density distributions of helium arc plasma

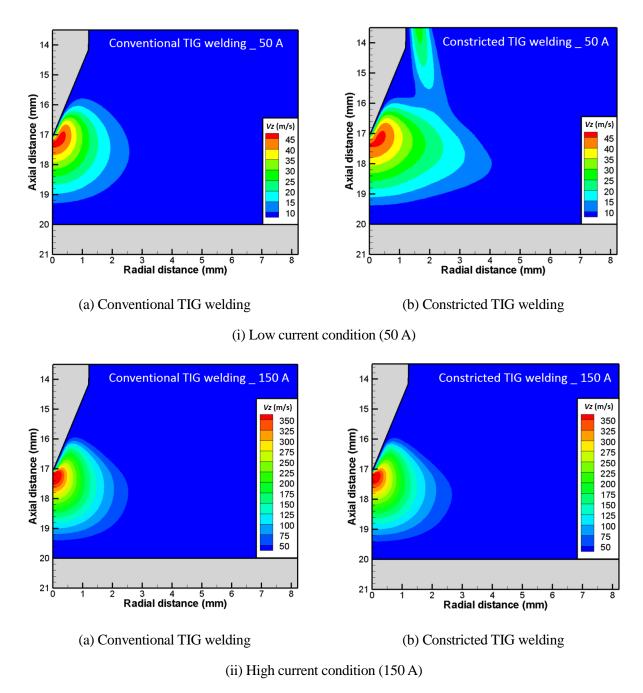


Fig. 5.18 Velocity distributions of axial component of helium arc plasma

5.4.2.2 母材表面における電流密度分布および熱流東分布

Fig. 5.19 に母材表面における電流密度分布を示す. 5.4.2.1 目において狭窄ノズルによるアークプラ ズマの緊縮効果はほぼ認められないと考察したが、母材表面における電流密度は低電流アーク(50A) と高電流アーク(150 A)のどちらの場合においても狭窄ノズルを装着することで僅かながら増加し ている.この傾向は 2.5.3 項で示した実験計測結果でも確認できることから,ヘリウムアークにおい ても微々たるものではあるが狭窄ノズルによる電流経路の集中が生じていることがわかる.つまり、 ヘリウムアークでは狭窄ノズルを装着することで電流経路の緊縮が生じてもFig. 5.16に示したように アークプラズマの温度は従来ティグのそれと同等かむしろ低下してしまうことになる.これは一見す ると矛盾しているように思えるが、以下のようにヘリウムの熱伝導率の観点から説明ができる.まず、 狭窄ノズルを装着することでアークプラズマの外縁部が冷却され、その度合に違いがあるもののアル ゴンアークと同様に電流経路が中心部に集中する.この電流経路の集中によりアークプラズマ内の ジュール発熱は若干大きくなるが、3.3.3.1目でも述べたようにヘリウムは熱伝導率が高いためアーク プラズマ中心部から外縁部に熱拡散が生じやすく,狭窄ノズルから供給される高速なガス流によって そのエネルギーが吸収されアークプラズマ外へと絶えず輸送される。すなわち、ガス流制御による ジュール発熱の増加(電流経路の集中)よりも高速なガス流によるエネルギーの吸収および外部への 輸送が大きくなってしまい、結果としてアークプラズマの温度低下を招いていると推察される. Fig. 5.20 は母材表面における熱流束分布を示している. ヘリウムアークでは電子の流入による入熱 Hele に 加え熱伝導による入熱 H_{con} が熱流束に大きく寄与しているが,上述したようにアークプラズマの温 度分布はほぼ変化しないため狭窄ノズルによる電流密度の増加のみが熱流東分布に反映されており、 狭窄ノズルによる熱流束の増加率は3~6%程度しかないことがわかった. このように, ヘリウムアー クはアルゴンアークに比べ熱流束が大きく、母材への入熱を十分に確保できる優れた熱源特性を持つ 一方で、その熱伝導率の高さが原因でガス流制御によるアークプラズマの高エネルギー密度化が困難 であることが明らかとなった.

以上の結果から、狭窄ノズルを用いたガス流制御の効果はアーク電流やシールドガスの種類によって容易に変化し、ヘリウムアークでは僅か数%の熱流束増加にしか寄与しない一方で、アルゴンアークでは大きなアークプラズマの緊縮を実現することが明らかとなり、アルゴンガスを用いる場合において狭窄ノズル付きティグ溶接を適用することが望ましいと考察された.

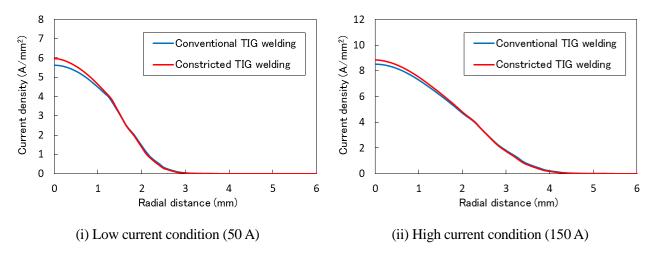


Fig. 5.19 Current density distributions of helium arc plasma on the anode surface

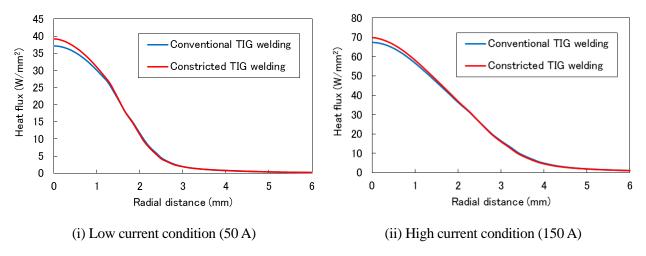


Fig. 5.20 Heat flux distributions of helium arc plasma on the anode surface

5.5 狭窄ノズルの推奨される適用条件

5.4 節ではアーク電流が 50 A ならびに 150 A の場合における狭窄ノズルの効果について考察を行った. 本節では狭窄ノズルの推奨される適用条件を検討するため,アルゴンアークについてアーク電流を 50 A から 350 A まで 50 A 毎に変化させ,狭窄ノズルを装着することで得られるアークプラズマの緊縮率を評価する. ここでは電極直下の高さ (母材表面から 3.0 mm 上方) における中心軸から電子温度が 10000 K となる位置までの半径方向距離をアークプラズマ緊縮の評価指標とする. Fig. 5.21 に例としてアーク電流が 150 A の場合を示す. アーク電流が 150 A の場合,狭窄ノズルを装着することで電子温度が 10000 K 以上となる領域の幅は従来ティグにおける 2.77 mm から 1.95 mm に減少しており,その緊縮率は 29.76 %となっている. Fig. 5.22 にアーク電流とアークプラズマの緊縮率の関係を

示す. アークプラズマの緊縮率はアーク電流が150Aより高くなると減少していることがわかる. こ れはアーク電流が高くなると電極近傍において誘起される電磁ピンチ力が増加し、アークプラズマ自 身が半径方向への広がりを抑えた釣鐘のような形状をとるようになるため、狭窄ノズルを装着するこ とによるアークプラズマの緊縮効果が小さくなったものと考察される. 一方、アークプラズマの緊縮 率はアーク電流が 100 A から 50 A と低くなる場合においても減少している. これは Fig. 5.23 に示す アーク外観写真で確認できるようにアーク電流が 50 Aの場合,アークプラズマの体積が小さく,そ の半径方向の幅が電極径と同等かそれ以下になっていることが原因であると考えられる. アークプラ ズマの幅が電極径よりも小さくなった場合,狭窄ノズルの内側を流れる高速ガス流がアークプラズマ の外側を流れ、プラズマの冷却にあまり寄与しなくなるからである。ただし、アーク電流が 50 A の 場合でもさらに電極径の小さいタングステン電極を用いると高速ガス流がアークプラズマ外縁部を 冷却することが可能となり、アークプラズマの緊縮率が増加すると推察される. 以上の結果から狭窄 ティグはシールドガス流によってアークプラズマ外縁部を冷却するという機構上,アーク電流が150 A より高くアークプラズマの体積が大きくなる条件においては熱源の高エネルギー密度化への寄与 が小さくなることが明らかとなった.一方で、アークプラズマの体積が比較的小さい低電流アークに おいては狭窄ノズルによるアークプラズマの緊縮率が高く、局所的に高い入熱を実現する熱源特性が 得られる.

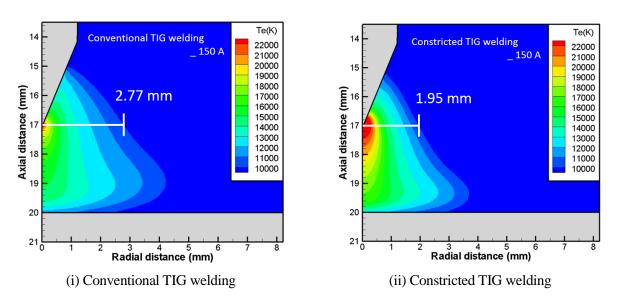


Fig. 5.21 Electron temperature distributions with the arc current of 150 A

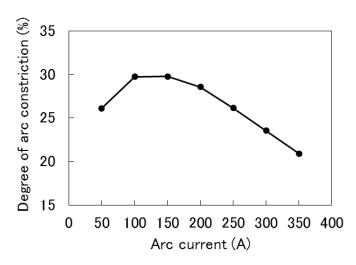


Fig. 5.22 Relationship between arc current and degree of arc constriction

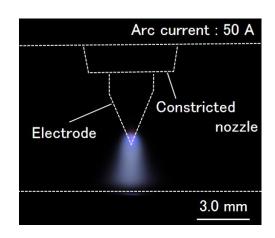


Fig. 5.23 Photograph of argon arc plasma with the arc current of 50 A

5.6 結言

本章では、まずプラズマの Non-LTE を考慮した二温度解析モデル(2-T モデル)の構築の際に用いた概念や物性値、支配方程式および計算手法について述べた。また、2-T モデルを用いた数値計算を行い、計測結果と極めて近い計算結果を得た。さらに、アルゴンおよびヘリウムアークを対象とした計算結果から、各条件における電子温度と重粒子温度を比較し、アークプラズマの熱非平衡性について明らかにした。また、狭窄ノズルを用いたガス流制御の効果はアーク電流やシールドガスの種類によって変化し、アルゴンガスを用いる場合において狭窄ノズル付きティグ溶接の適用が推奨されることがわかった。さらに、狭窄ノズルによるアークプラズマの緊縮効果はアークプラズマの体積が比較的小さい低電流アークにおいて高くなることから、狭窄ノズル付きティグ溶接は特に低電流条件において局所的に高い入熱を実現する溶接プロセスであることが明らかとなった。

第6章 狭窄ノズルを用いたアーク熱源制御が生み出す狭窄ティグの特長

6.1 緒言

第5章では、1-Tモデルにおいて考慮していなかった Non-LTE 状態の溶接アーク現象を計算する 2-T モデルを構築し、計測結果とよく一致した計算結果を得た。また、狭窄ノズルを用いたガス流制御の 効果はシールドガスの有するガス物性によって変化し、ヘリウムアークでは僅か数%の熱流束増加に しか寄与しない一方で、アルゴンアークでは大きなアークプラズマの緊縮を実現することが明らかと なった。さらにアーク電流を変化させた結果、狭窄ノズルによるアークプラズマの緊縮は全アーク電流において確認できたが特に低電流条件においてその効果が顕著であり、狭窄ティグは低電流アーク への適用が適していることが明らかとなった。

本章ではアーク電流が150Aでのヘリウムを用いた従来ティグとアルゴンを用いた狭窄ティグにおいて、母材表面では同等の熱流束が得られることに着目し、同等の熱流束を必要とする条件において狭窄ティグは従来ティグに比べてどのような優位性を有するのかを調査し、新しい溶接プロセスとしての狭窄ティグの意義を検討する.

6.2 狭窄ティグと従来ティグの入熱特性比較

Fig. 6.1 にアルゴンを用いた従来ティグおよび狭窄ティグならびにヘリウムを用いた従来ティグで得られる母材表面における熱流東分布の計算結果を示す。アーク電流はいずれの場合においても150 Aである。第5章でも述べたようにアルゴンアークの場合、狭窄ノズルを装着することでアークプラズマは緊縮し、中心部において熱流東が大きく増加していることが確認できる。一方、アルゴンを用いた狭窄ティグ(以下、狭窄アルゴン)とヘリウムを用いた従来ティグ(以下、従来ヘリウム)を比較すると、狭窄アルゴンの方が半径方向距離が0.5 mm以上の領域において従来ヘリウムを下回っており余分な入熱が少ないと言えるが中心部ではおおよそ同じ値となっており、両者の溶接部への入熱特性は同等であると考えられる。そこで、ここでは同等の熱流東を必要とする条件において入熱特性以外の観点から狭窄ティグは従来ティグに比べてどのような優位性を有するのかを検討し、狭窄ティグの溶接プロセスとしての特長を明らかにする。

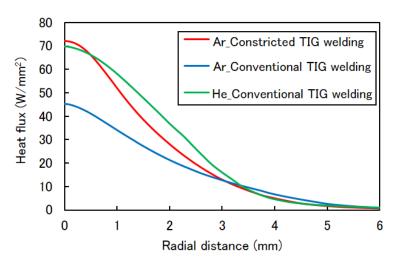


Fig. 6.1 Heat flux distributions on the anode surface

6.3 アーク放電中におけるアークプラズマと電極の発光現象の関係

Fig. 6.2 にアーク電流が 150 A の場合における狭窄アルゴンと従来へリウムのアーク外観写真を示す. 撮影では露光時間の調整や減光フィルタの装着によって光量を調整しているが, Fig. 6.2 で示す二つのアーク外観写真は同じ撮影条件としている. 従来へリウムでは狭窄アルゴンに比べてタングステン電極からの発光が強くなっており, 電極温度に違いがあること, またアーク放電中の電極消耗速度に差が生じていることが推察される. そこでまずは電極の表面温度について検討を行う. Haidar ら 50 は分光器と光学ミラーおよびレンズを駆使し, 電極を覆うプラズマの輻射, 電極表面に反射するプラズマの輻射, プランクの放射則に基づく電極表面からの放射を分離し, アーク放電中の電極表面温度を計測しており, 電極表面温度は電極の先端が最も高く (酸化ランタン入り電極では約 3300 K), 上

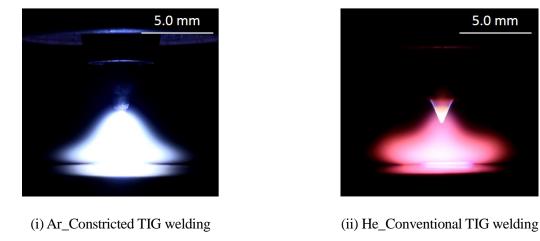


Fig. 6.2 Appearances of TIG arc plasmas

方になると温度が低下していくことや電極の組成によって動作温度が異なることを明らかにしている。また、Tanakaら 57 は酸化トリウム、酸化ランタンおよび酸化セリウム入り電極について数値解析モデルを構築し、電極温度やアークプラズマの特性に酸化物の仕事関数や酸化物の融点が大きく寄与していることを示している。これらの知見を踏まえ本研究では、電極を対象とした数値解析モデルを構築し、第5章で構築した2-T モデルとの連成計算を行うことで電極内における電子エミッタの動的挙動ならびに時間経過に伴う電極温度変化を明らかにし、狭窄アルゴンおよび従来へリウムと電極の消耗現象について考察を行う。

6.4 電極内における電子エミッタの動的挙動解析による電極消耗現象の可視化

6.4.1 対象とする系の設定とモデル化

電極解析モデルの計算対象は直径 2.4 mm, 電極先端角度 45°, 先端に直径 0.01 mm の面取りを施した 2.0 wt.%酸化ランタン入りタングステン電極である. Fig. 6.3 に電極解析モデルの計算領域を示す. 二次元円筒座標系の軸対称を仮定しており, 軸方向の領域寸法は面取りを施した電極先端から 5.0 mm とした. 電極解析モデルは電子エミッタであるランタンの蒸発現象と拡散現象を計算する. 電極解析モデルにおける計算領域は 2-T モデルと同様に Patankar の有限体積法による離散化手法 35)に従って半径方向に 122 ならびに軸方向に 209 の均一型コントロールボリュームに分割され, 離散化された拡散 方程式は 3 重対角行列解法(Tri-Diagonal Matrix Algorithm: TDMA)を用いた陰解法 58)によって解かれる. 計算格子のサイズは半径方向 1.00×10⁻² mm, 軸方向 2.41×10⁻² mm である.

本モデルでは電極の溶融に伴う形状変化は考慮しておらず、電極温度がタングステンの融点(3653 K)に達した領域に関しては温度が3653 K以上にならないようにしている。また、中心軸上の電極先端から0.1 mm上方の位置における電極温度がタングステンの融点に達した時点を電極寿命と定義し、電極の消耗速度を評価する指標とした。

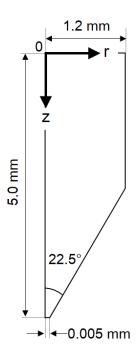


Fig. 6.3 Schematic illustration of computational domain for electrode model

6.4.2 支配方程式および補助方程式

以下に電極解析モデルで用いる支配方程式および補助方程式を示す.

ランタンの拡散方程式:

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(rD(T) \frac{\partial n}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(D(T) \frac{\partial n}{\partial z} \right) \tag{6.1}$$

ここで、r は半径方向距離、z は軸方向距離、tは時間、nはランタンの数密度、T は温度である。D(T) は温度によって決定される拡散係数であり、拡散定数 D_0 、活性化エネルギーQ、気体定数Rを用いて次式のように定義される。

拡散係数に関するアレニウスの式:

$$D(T) = D_0 \exp\left(\frac{-Q}{RT}\right) \tag{6.2}$$

電極表面においてランタンは電子放出に関して大きな役割を担っており、ランタンの表面占有率は 電極とアークプラズマの境界における電気伝導率を左右する重要な因子である。半径方向および軸方 向のランタンの表面占有率は拡散速度や蒸発速度の影響を考慮した以下の式で求められる。ただし、 初期状態および酸化ランタンの融点以下においては酸化ランタンの質量濃度からその体積率を求め 電極表面における表面占有率とした。本研究で想定している 2.0 wt.%の酸化ランタン入り電極では初 期状態の表面占有率は $\varphi=0.05$ である.

電極表面におけるランタンの保存式:

(半径方向)

$$N_0 \frac{\partial \varphi_r}{\partial t} = -\gamma_{eff}(T, \varphi_r) - D(T) \left. \frac{\partial n}{\partial r} \right|_{r=r_*}$$
(6.3)

(軸方向)

$$N_0 \frac{\partial \varphi_z}{\partial t} = -\gamma_{eff}(T, \varphi_z) - D(T) \left. \frac{\partial n}{\partial z} \right|_{z=z_*}$$
(6.4)

ここで、 φ_r および φ_z は半径方向および軸方向のランタンの表面占有率、 N_0 は電極表面におけるランタン原子の単位表面積あたりの初期数密度、 $\gamma_{\rm eff}$ はランタンの正味の蒸発率、r*およびz*は半径方向および軸方向の終端の座標である。本研究では初期数密度は $N_0=4.2\times10^{18}\,{\rm m}^{-2}$ とした 59)。

ランタンの蒸発率⁶⁰⁾:

$$\gamma_{eff}(T, \varphi) = \varphi \varepsilon N_0 \left(\frac{k_B T}{h_{plank}}\right) \exp\left(-\frac{eH}{k_B T}\right)$$
(6.5)

ここで、 ϵ は吸着を考慮した蒸発に用いる定数、 h_{plank} はプランク定数、Hは吸着熱、eは電子素量、 k_B はボルツマン定数である。ただし、蒸発率の算出に用いる電極温度の最大値はタングステンの融点である $3653~\rm K$ とし、ランタンの表面占有率 ϕ はランタンが完全に電極表面を覆った状態で最大の $1.0~\rm C$ あり、 $1.0~\rm C$ より大きくならないものとした。

電極表面の仕事関数 ϕ_w は Gyftopoulos らの実験結果 61 により表面占有率 ϕ を用いて次式のように表される.

電極表面の仕事関数:

$$\emptyset_{\mathbf{w}} = \emptyset_{\min} + (\emptyset_{\max} - \emptyset_{\min})(1 - \varphi)^2 \tag{6.6}$$

ここで、 ϕ_{min} は仕事関数の最小値、 ϕ_{max} は仕事関数の最大値であり、 ϕ_{min} にはランタンの仕事関数を、 ϕ_{max} にはタングステンの仕事関数を用いた ⁵⁶⁾.

6.4.3 添加物の物性値ならびに境界条件

Table 6.1 に電極解析モデルで使用する添加物の物性値を示す $^{62-64)}$. T_m は添加物である酸化ランタンの融点であり、 ϕ 、Q、 D_0 、H および ϵ はそれぞれランタンの仕事関数、活性化エネルギー、拡散定数、吸着熱、吸着を考慮した蒸発に用いる定数である.

Table 6.1 Physical property of Lanthanum used in electrode model

$T_{m}(K)$	Ø (eV)	Q (J/mol)	$D_0 (m^2/s)$	H (eV)	3
2490	3.1	3.93×10^{5}	1.13×10^{-4}	6.5	1.0×10^{-3}

Fig. 6.4 に電極解析モデルの境界条件をまとめた概略図を示す. 電極の中心軸, 上端ならびに電極表面の境界においてランタンの数密度の勾配をゼロとしている.

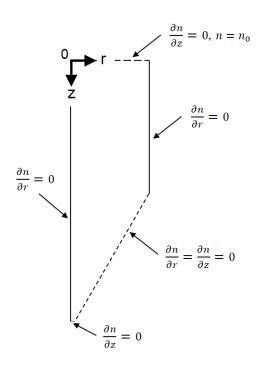


Fig. 6.4 Boundary condition for electrode model

6.4.4 モデルの解法

Fig. 6.5 に電極解析モデルと 2-T モデルでの連成計算に用いる計算アルゴリズムのフローチャートを示す。2-T モデルにおいて定常状態のアークプラズマ現象を計算し、収束したところで電極の温度分布が出力される。電極解析モデルは非定常モデルであり、まず 2-T モデルで計算された電極の温度分布が入力された後、時間を Δt 進め、各計算格子における拡散係数ならびに電極表面となる計算格子における蒸発速度が計算される。ただし、電極解析モデルの 1 タイムステップ Δt 内において電極の温度分布は変化しないものと仮定している。本研究において Δt は 10 秒とした。次に拡散方程式を解くことで各計算格子におけるランタンの数密度を得る。電極解析モデルの収束判定は 2-T モデルと同様に全ての格子点におけるランタンの数密度について、1 ステップ前の計算結果との変化が 0.1%以

下かどうかによって行う.この操作を6タイムステップ行った後,収束条件が満たされた場合,各計算格子のランタンの表面占有率から電極の仕事関数が計算され,2-T モデルへの入力データとして出力される.この一連の計算は電極解析モデルでの時刻が計算終了時刻になるまで繰り返し行われる.また,本研究で取り扱う2つのモデルは計算格子のサイズおよび数が異なるため,モデル間における温度分布および電極の仕事関数データの輸送にはバイリニア補間を用いた.

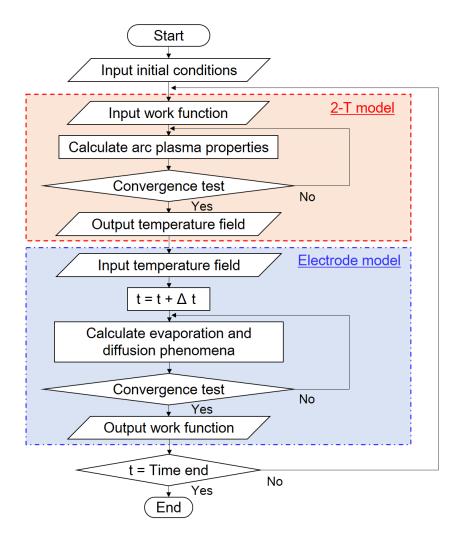


Fig. 6.5 Flowchart of calculation algorithm for electrode model

6.4.5 電極温度および電子エミッタの質量濃度の時間変化ならびに電極消耗特性の解析

まずは、狭窄アルゴンおよび従来へリウムにおけるアーク放電中の電極の温度分布ならびに電極内に添加されているランタンの質量濃度分布変化を比較する. Fig. 6.6 はアーク放電開始から 3600 秒後までの電極温度とランタンの質量濃度の変化を 600 秒毎に比較したものである. アーク放電開始から

1200 秒後の間において狭窄アルゴンと従来へリウムの電極温度分布はほぼ変化していない. 電極先端の温度を比較すると狭窄アルゴンでは3371 K, 従来へリウムでは3537 K であり, 狭窄アルゴンの方が166 K 低くなっている. 一方, 電極内のランタンの質量濃度は温度分布とは異なり時間経過とともに電極先端から低下していることがわかる. つまり, アーク放電開始から1200 秒後の間では電極温度は一定に保たれているが電子エミッタであるランタンは蒸発により消失しており, アーク放電に影響が生じない範囲において電極消耗が進行しているといえる.

アーク放電開始から 1800 秒を経過すると従来ヘリウムでは電極先端においてランタンが欠乏する ため電極表面の仕事関数が増加し、その結果、電極温度がタングステンの融点である 3653 K に達し ている. また, 1800 秒後から 3600 秒後にかけて時間経過とともに電極消耗が進行し, 3653 K に達す る領域が電極先端から上方に拡大していくことがわかる.このように電極先端の表面だけでなく電極 内部までタングステンの融点に達した場合、電極先端は溶融し形状変化が生じてしまうため電流経路 が広がり、アークプラズマの熱源特性が悪くなると考えられる。一方、狭窄アルゴンにおける雷極温 度はアーク放電開始から 3600 秒を経過してもアーク放電開始時のまま変化しておらず、従来ヘリウ ムよりも長時間安定したアーク放電が維持されることがわかる.これは狭窄アルゴンでは電極温度が 従来ヘリウムよりも低い分ランタンの蒸発による消失が抑えられ、結果として電極の消耗速度が小さ くなるからである. Fig. 6.7 に狭窄アルゴンおよび従来ヘリウムの電極寿命に達するまでの温度変化を 示す. 従来ヘリウムでは電極の消耗速度が速く、アーク放電開始から 1320 秒のあたりから電極の温 度上昇が始まり 3120 秒に電極寿命を迎えている. 一方,狭窄アルゴンでは電極の温度上昇はアーク 放電開始から 7080 秒後に生じ、電極寿命は従来ヘリウムの 3 倍以上の 10320 秒となっている. 以上 の結果から、アーク放電時の電極温度が電子エミッタであるランタンの蒸発速度に強く影響しており、 同じ組成の電極を用いてもアーク放電時の電極温度によって電極寿命は大きく変化することが明ら かとなった. また, Fig. 6.2 に示すアーク外観写真から推測されたように狭窄アルゴンにおける電極温 度は従来へリウムにおける電極温度よりも低いため、狭窄アルゴンを用いることで長時間安定した アーク放電が維持できること、さらに電極のメンテナンス回数を減らし生産性を向上できることが推 察された.

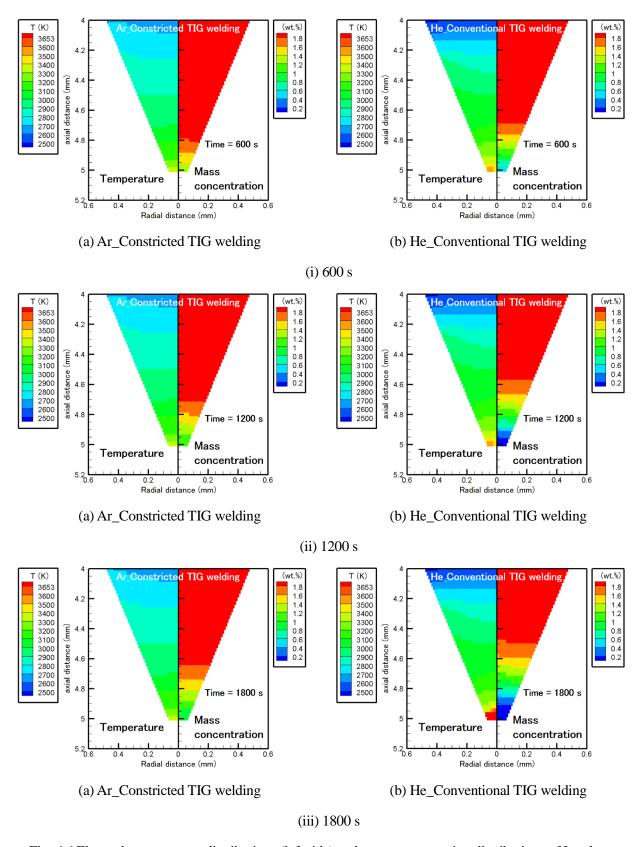


Fig. 6.6 Electrode temperature distributions (left side) and mass concentration distributions of Lanthanum (right side) at the time of 600 s, 1200 s, 1800 s, 2400 s, 3000 s and 3600 s

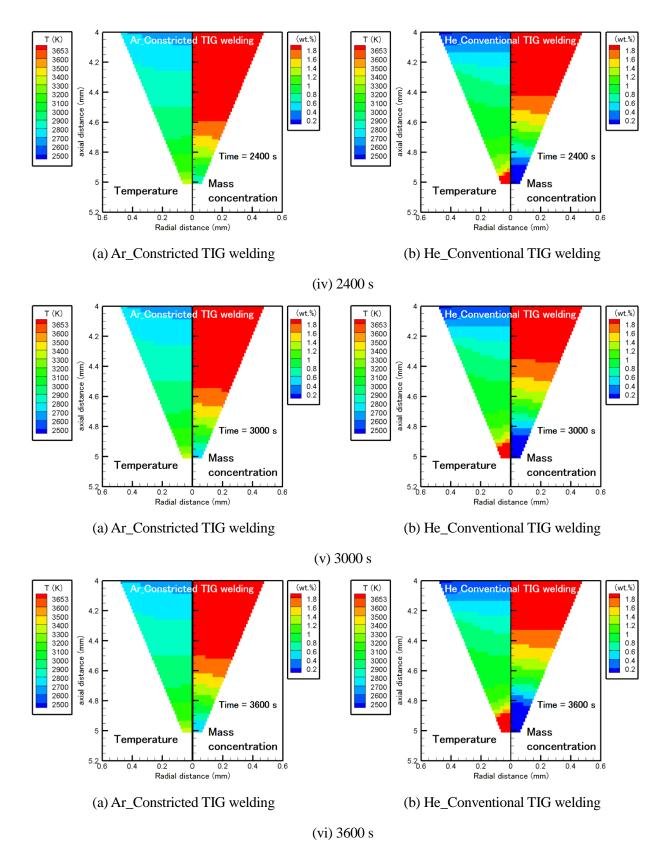


Fig. 6.6 Continued

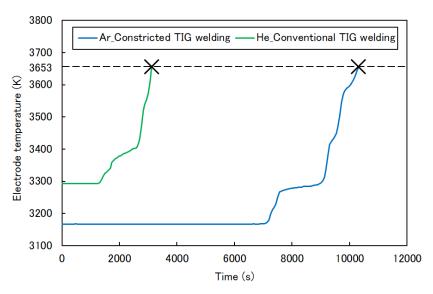


Fig. 6.7 Changes of electrode temperature with time progress

6.5 アーク放電中の金属蒸気挙動の検討

6.5.1 金属蒸気の動的挙動観察

6.3 節から 6.4 節では電極温度と電極の消耗現象の観点から狭窄アルゴンと従来へリウムの熱源特性を検討したが、本節では母材に形成される溶融池から発生する金属蒸気の挙動について狭窄アルゴンと従来へリウムを比較する。金属蒸気が溶接アーク現象に及ぼす影響については実験計測ならびに数値計算によって検討されており、アーク熱源特性を決定する大きな因子であることが報告されている。安藤ら 600はアーク長が短く溶融池から発生した金属蒸気が電極に接触するような場合、電極表面においてタングステンとの合金が生じ電極消耗が促進されることを実験から明らかにしている。また、山本ら 600は数値計算において溶融池から発生する金属蒸気のアークプラズマへの拡散を考慮することで、金属蒸気の有無によってアーク電流経路が異なり、アークプラズマから母材への熱流束分布が変化することを報告している。さらに、辻村ら 600は金属蒸気を考慮したガスメタルアーク溶接の数値解析を行い、アークプラズマ内に金属蒸気が混入することで放射によるエネルギー損失が増大し、アークプラズマの温度低下を引き起こすことを明らかにしている。以上の報告において示されているように金属蒸気はアークプラズマの熱源としての安定性や入熱特性を低下させるように働くためその効率的な排除が重要である。

Fig. 6.8 に狭窄アルゴンおよび従来ヘリウムのステンレス鋼 (SUS304) 上での静止ティグ溶接のアーク外観撮影結果を示す. 従来ヘリウムでは溶融池から発生する金属蒸気がアークプラズマへと混入していく様子が観察され,アーク放電開始から僅か5秒の間にアークプラズマ状態が大きく変化するこ

とがわかる.一方,狭窄アルゴンではアーク放電開始から2秒後ならびに5秒後の母材表面近傍のアークプラズマ外縁部において金属蒸気の青白い発光が見られるが,アークプラズマへの混入は生じておらず,アークプラズマ状態はアーク放電開始時とほぼ変わらない.つまり,狭窄アルゴンでは金属蒸気が効率的に外部へと掃き出されており,母材がどのような金属材料であっても金属蒸気の影響を受けない安定したアーク放電が実現されると考察される.

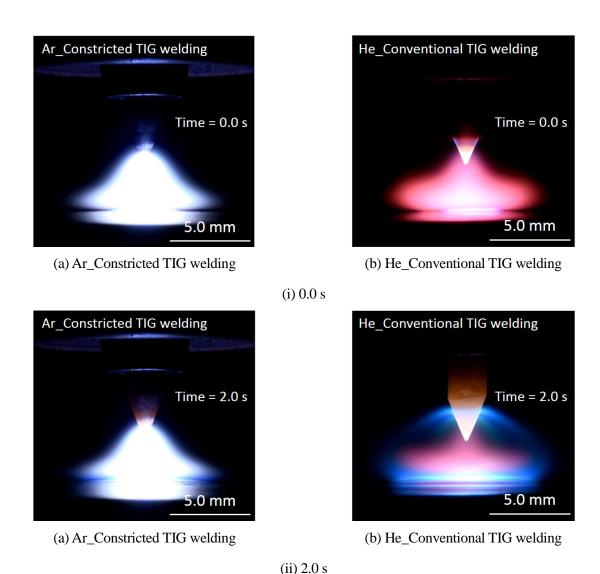
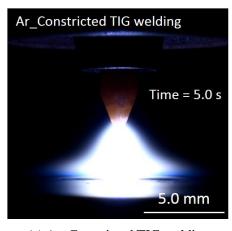
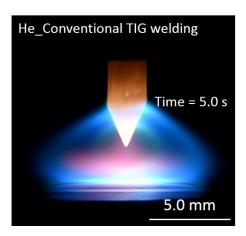


Fig. 6.8 Arc appearances at the time of 0.0 s, 2.0 s and 5.0 s



(a) Ar_Constricted TIG welding



(b) He_Conventional TIG welding

(iii) 5.0 s

Fig. 6.8 Continued

6.5.2 数値計算による金属蒸気挙動の解析

実験計測で観察された金属蒸気挙動のメカニズムを明らかにするため、1-T モデルにおいて母材をステンレス鋼と想定した数値計算を行った。ここでは1-T モデルを用いた計算を行っているが、その理由は2-T モデルでは金属蒸気が混入し混合系の状態となったシールドガスの物性値を計算することができないのに対し、1-T モデルでは温度および金属蒸気の質量分率によって変化するシールドガスの物性値データが有り、それを用いた数値計算は2-T モデルに比べ精度は落ちるものの安定で実績があるからである。ただし、溶融池から生成する金属蒸気は鉄のみとして計算を行っている。

金属蒸気が溶融池から発生する場合, 3.2.4 項で示した支配方程式に加え次式で示す金属蒸気の拡散 方程式を計算する.

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(r\rho v_r C) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho v_z C) = \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\rho D\frac{\partial C}{\partial r}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(\rho D\frac{\partial C}{\partial z}\right) \tag{6.7}$$

ここで、Cは金属蒸気の質量分率、Dは鉄のアルゴン雰囲気における拡散係数であり、次式により見積もることができる。

$$D = \frac{2\sqrt{2}(1/M_{Fe} + 1/M_{Ar})^{1/2}}{[(\rho_{Fe}^2/\beta_{Fe}^2\eta_{Fe}^2M_{Fe})^{1/4} + (\rho_{Ar}^2/\beta_{Ar}^2\eta_{Ar}^2M_{Ar})^{1/4}]^2}$$
(6.8)

Mは分子量であり、添え字FeおよびArはそれぞれ鉄およびアルゴンを表している。 β は $\beta_i = (D_{ti}\rho_i)/\eta_i$ で定義される無次元化された定数で、相互拡散係数 D_{ti} の添え字iは鉄もしくはアルゴンであり、添え字tは他方の元素を示している。また、本研究では $\beta_{Fe} = \beta_{Ar} = 1.385$ とした ⁶⁸⁾。母材表面において温

度がステンレス鋼の融点以上の領域では次式によって金属蒸気の質量分率を計算し、溶融池表面における境界条件として与えている.

$$C = \frac{p_v M_{Fe}}{p_v M_{Fe} + (p_{atm} - p_v) M_{Ar}}$$
(6.9)

ここで、 p_{atm} は大気圧(1.013×10^5 Pa)である。また、 p_v は金属蒸気の蒸気圧であり、その位置における溶融池の表面温度に依存する関数で与えられる。

Fig. 6.9 に狭窄アルゴンおよび従来へリウムにおける金属蒸気の質量分率分布を示す.アーク長は3.0 mm,アーク電流は150 A である. 従来へリウムでは溶融池から発生した金属蒸気が上方へ拡散しながら外縁部に輸送されていることがわかる. そして,上方へ拡散した金属蒸気は回り込みように外側から電極近傍へと侵入しており,電極先端に金属蒸気が接触していることが確認できる.これに対し,狭窄アルゴンでは従来へリウムと同様に溶融池から金属蒸気が発生するが,その挙動は明らかに異なっており,金属蒸気は上方への拡散を抑制されたままアークプラズマ外へ掃き出されている.このように両者にはFig. 6.8 と同様に顕著な差が生じており,1-T モデルでも十分に金属蒸気挙動を表現できているといえる.

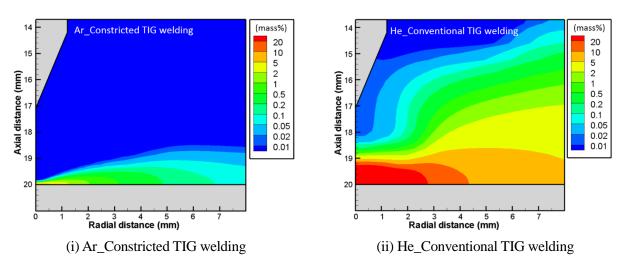


Fig. 6.9 Metal vapor concentration distributions

6.5.3 プラズマ気流の運動量と金属蒸気の掃き出し性能

ここでは狭窄アルゴンおよび従来へリウムにおける金属蒸気挙動が異なる原因についてプラズマ 気流の運動量の観点から検討を行う. Fig. 6. 10 はアーク電流が 150 A の場合における狭窄アルゴンと 従来へリウムの軸方向の速度分布を示しているが、最大流速は狭窄アルゴンで 337.9 m/s, 従来へリウ ムで 405.8 m/s となっており、従来へリウムの方が流速は大きいことがわかる. 一方、1 mm³ あたりの運動量を比較すると狭窄アルゴンでは 3.72×10⁻⁶ g m/s であるのに対し従来へリウムでは 4.06×10⁻⁷ g m/s であり、両者には 10 倍程度の差が生じている. これはアルゴンガスの質量密度がヘリウムのそれの約 10 倍であることに起因しており、このプラズマ気流の運動量が金属蒸気挙動を決定する要因であると考えられる. つまり、従来へリウムではなく狭窄アルゴンを採用することでそのプラズマ気流によって溶融池から発生する金属蒸気を押さえつけながらアークプラズマ外へ排除でき、金属蒸気混入による電極消耗やアークプラズマ状態の変化を抑制することができる.

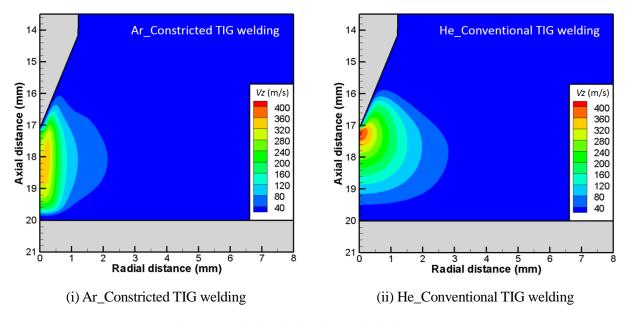


Fig. 6.10 Velocity distributions of axial component

Fig. 6.11 は狭窄アルゴンおよび従来へリウムにおけるアーク電流とプラズマ気流の運動量の関係を示している. 従来へリウムではアーク電流が低くなると最大流速が減少するためプラズマ気流の運動量は小さくなっており, 低電流条件における金属蒸気の掃き出しが特に課題となることがわかる. 一方, 狭窄アルゴンではアーク電流に対するプラズマ気流の運動量変化の傾向は従来へリウムと同様であるが, どのアーク電流条件においても従来へリウムを大きく上回っており, 低電流条件における金属蒸気の効率的な掃き出しに貢献していると考察される. 以上のように, 狭窄ノズルを用いたガス流制御はアークプラズマの緊縮による熱源の高エネルギー密度化を実現すると同時にプラズマ気流の高速化によるアークの硬直性向上ならびに金属蒸気の効率的な排除を達成する働きを担っていることが明らかとなった.

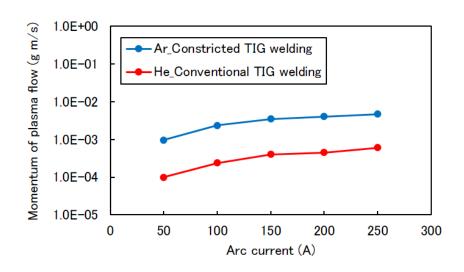


Fig. 6.11 Relationship between arc current and momentum of plasma flow

6.6 結言

本章ではアーク電流が150Aの場合においてアルゴンを用いた狭窄ティグ(狭窄アルゴン)とヘリウムを用いた従来ティグ(従来ヘリウム)で得られる母材表面における熱流束がほぼ等しいことに着目し、入熱特性以外の観点から狭窄アルゴンの従来ヘリウムに対する優位性を検討した。まずは電極解析モデルを構築し2-Tモデルとの連成計算を行うことで、時間経過に伴う電極消耗現象ならびに電極温度の変化を可視化し、狭窄アルゴンではアーク放電時の電極温度が従来ヘリウムよりも低く電極の消耗速度が小さくなることがわかった。次に母材をステンレス鋼とした場合に溶融池から発生する金属蒸気の挙動について狭窄アルゴンと従来ヘリウムを比較し、両者のプラズマ気流の運動量の違いが金属蒸気の拡散の抑制に大きく寄与していることを明らかにした。これらの知見から、狭窄ノズルを用いたガス流制御はアークプラズマの緊縮による熱源の高エネルギー密度化を実現すると同時にプラズマ気流の高速化によるアークの硬直性向上ならびに金属蒸気の効率的な排除を達成する働きを担っていることが明らかとなり、狭窄ノズル付きティグ溶接は従来のティグ溶接に比べ極めて優れた溶接プロセスであると結論付けられた。

第7章 総括

本研究ではティグ溶接の課題である溶接効率の低さを改善した新しい溶接プロセスの確立を見据え、狭窄ノズル付きティグ溶接(狭窄ティグ)のアークプラズマ状態ならびに熱源特性を明らかにすることを目的とした。この目的に対し、アルゴンアークおよびヘリウムアークを対象とした実験計測ならびに数値計算を行い、アークプラズマの温度分布や電流密度分布、速度分布、熱流束分布について調査することで、狭窄ノズルを用いたガス流制御によってアークプラズマ状態や熱源特性がどのように変化するのかを検討した。本章では、本研究によって得られた知見について総括する。

第1章は緒論であり、本研究の背景と目的、アーク溶接プロセスに関する研究の現状、ならびに本研究の方針について述べた。

第2章では、イメージ分光分析システムを用いてスペクトル強度画像を撮影し、Fowler-Milne 法によってアークプラズマの温度分布を算出した。また、分割母板法を用いた母材表面における電流密度分布ならびに熱流東分布を計測した。そして、これらの実験計測で得られた結果から狭窄ティグにおけるアークプラズマ状態および熱源特性を考察した。

本章で得られた結果を以下に示す.

- (1) アルゴンアークでは低電流アーク(50A),高電流アーク(150A) どちらの場合においても狭窄 ノズルによってアークプラズマが半径方向に大きく緊縮し、中心部の温度が増加することを明らかに した.
- (2) また、アルゴンを用いた狭窄ティグでは単にアーク電流を高くするだけでは得られない局所的な高エネルギー密度化が実現されていることを明らかにした.
- (3) ヘリウムアークでは電流密度ならびに熱流束に関して若干の増加傾向は見られるが、狭窄ノズルによるガス流制御と熱源特性との相関は認められず、狭窄ノズルの効果は用いるシールドガスの種類によって大小することを明らかにした.

第3章では、まず狭窄ティグを対象とした一温度解析モデル(1-T モデル)の構築を行った。モデル構築の際に用いた概念や物性値、支配方程式、境界条件、ならびにモデルの解法について説明した。また、1-T モデルを用いた数値計算を行い、狭窄ティグにおける溶接アーク現象を可視化した。

本章で得られた結果を以下に示す.

- (1) 狭窄ティグでは狭窄ノズルを用いたガス流制御によって誘起される電磁力の増加がアークプラ ズマの緊縮を引き起こしていることを明らかにした.
- (2) アークプラズマの高エネルギー密度化に関するシールドガスの影響を調査し、ガス物性の一つである熱伝導率が狭窄ノズルの効果に大きく寄与していると推察された。

第4章では、アークプラズマの温度分布、母材表面における電流密度分布、熱流束分布について実験計測で得られた結果と数値計算で得られた結果を比較し、両者の整合性について検討した.

本章で得られた結果を以下に示す.

- (1) アルゴンアークでは電極近傍やアークプラズマ外縁部で計測結果と計算結果に温度差はあるものの, 低電流アーク(50A), 高電流アーク(150A) どちらの場合においても両者は概ね似た値となっていることが確認された.
 - (2) ヘリウムアークでは計測結果と計算結果の差異が顕著に生じていた.
- (3) 実験計測および 1-T モデルではアークプラズマは局所熱平衡状態(LTE 状態)であるという仮定を用いていることから、計測結果と計算結果に差異が生じている領域ではアークプラズマが熱非平衡状態(Non-LTE 状態)となっていることが示唆された.
- (4) アークプラズマの熱源特性を評価する上で重要となる熱流束に関して、計算結果が計測結果よりも熱伝導による入熱を過大に見積もっており、アークプラズマー母材間の陽極シース領域における Non-LTE 状態を考慮することが必要であると考えられた.

第5章では、第4章で課題として挙げられたアークプラズマのNon-LTE 状態における溶接アーク現象を明らかにするため、第3章で構築した1-T モデルを発展させた二温度解析モデル(2-T モデル)の構築を行った。2-T モデルでは電子温度と重粒子温度を別々に定義し計算を行うことでアークプラズマのNon-LTE 状態を考慮した解析が可能となった。まずは、2-T モデル構築の際に用いた概念や物性値、支配方程式、境界条件、ならびにモデルの解法について説明した。次に、アーク電流が150 Aの場合におけるアルゴンおよびヘリウムアークの数値計算を行い、実験計測で得られた結果と比較することで2-T モデルの妥当性について検討した。さらに、実験計測および1-T モデルと同じ条件における数値計算を行い、狭窄ティグにおける溶接アーク現象を定量的に評価した。

本章で得られた結果を以下に示す.

- (1) 2-T モデルによって得られた母材表面における電流密度分布および熱流束分布は実験計測で得られたものと同様の傾向かつ極めて近い値を示し、本章で構築した 2-T モデルを用いた数値計算の妥当性は十分であると示された.
- (2) アルゴンアークの場合, アークプラズマの中心部では電子と重粒子はおおよそ等しい温度になっている一方で, 電極近傍, 母材表面近傍ならびにアークプラズマ外縁部では電子温度が重粒子温度よりも高くなっていることを明らかにした. また, 狭窄ティグにおいて電極先端から 1.0 mm 下方の位置での重粒子温度は従来のティグ溶接における重粒子温度に比べ, 低電流アーク (50 A) では 2592 K, 高電流アーク (150 A) では 4565 K 高くなることがわかった.
- (3) 狭窄ノズルによって電流経路がアークプラズマ中心部に集中する結果,アルゴンアークの軸方向の最大流速は低電流アーク(50A)で約2倍,高電流アーク(150A)で約1.6倍増加することを明らかにした.
- (4) ヘリウムアークの場合, 低電流アーク (50 A) ではアークプラズマ全体において電子温度と重粒子温度に差が生じるが, 高電流アーク (150 A) になるとアークプラズマ中心部において両者の温度がほぼ一致し, LTE に近い状態となることを明らかにした. また, 狭窄ティグにおける重粒子の温度増加は生じず, むしろ低電流アーク (50 A) では温度が低下することがわかった.
- (5) ヘリウムアークにおいてはプラズマ内の電流密度および速度に関して狭窄ノズルを用いたガス 流制御による目立った変化は認められないことを明らかにした.
- (6) ヘリウムアークにおいて狭窄ノズルの効果が得られにくい理由として、ヘリウムは熱伝導率が高いためアークプラズマ中心部から外縁部に熱拡散が生じやすく、狭窄ノズルから供給される高速なガス流によってそのエネルギーがアークプラズマ外へと絶えず輸送されるからであると推察された.
- (7) 狭窄ノズルを用いたガス流制御の効果はアーク電流やシールドガスの種類によって変化し、アルゴンアークで大きなアークプラズマの緊縮を実現することから、アルゴンガスを用いる場合において狭窄ティグを適用することが望ましいとわかった.
- (8) 狭窄ノズルによるアークプラズマの緊縮効果はアークプラズマの体積が比較的小さい低電流 アークにおいて高くなることから、狭窄ティグは特に低電流条件において局所的に高い入熱を実現す る溶接プロセスであることが明らかとなった.

第6章では、アーク電流が150Aの場合において母材への熱流束がほぼ等しくなる狭窄アルゴンと 従来へリウムに対し、電極温度と電極消耗の比較や金属蒸気の掃き出し性能についての比較を行い、 狭窄ノズルを用いたガス流制御が有する溶接プロセスとしての優位性について検討した. 本章で得られた結果を以下に示す.

- (1) 電極温度は電極の消耗速度に大きく影響しており、狭窄アルゴンでは従来へリウムに比べてアーク放電中の電極温度が低いため電極消耗が抑えられ長時間安定したアーク放電が維持できることが明らかとなった。
- (2) 母材をステンレス鋼とした場合,溶融池から金属蒸気が発生し電極消耗やアークプラズマ状態の変化を引き起こすため金属蒸気の効率的な排除が必要とされるが,狭窄アルゴンを用いることで金属蒸気は拡散を抑制されながらアークプラズマ外部へと掃き出されることがわかった.
- (3) 狭窄アルゴンを用いることによる金属蒸気掃き出し効果はアークプラズマ自身の硬直性が低下する低電流アークにおいて特に有効であり、低電流条件における適用が推奨されることが明らかとなった.

以上,本研究における研究成果をもとに,狭窄ノズルを用いたガス流制御がアークプラズマ状態ならびに熱源特性に及ぼす影響は次のように結論づけられた.

狭窄ティグでは、電極ー狭窄ノズル間に供給される高速なガス流によってアークプラズマの外縁部が冷却される。その結果、電流経路が電気伝導率の比較的高いアークプラズマ中心部に集中する。するとアークプラズマは半径方向に緊縮し、中心部でジュール発熱が増加するためアークプラズマの温度が上昇する。また電流経路の集中によって強い電磁力がアークプラズマの内向きに働くため、プラズマ気流が加速され揺らぎの少ない指向性および硬直性に優れた入熱を行う熱源が容易に維持できる。また、狭窄ノズルによる電流経路の集中は電極近傍だけでなく母材近傍においても生じ、アークプラズマから母材への熱流束を大きく変化させることができ、結果として高エネルギー密度な熱源を実現する。

上記のガス流制御による効果はアーク電流やシールドガスの種類によって変動し、熱伝導率が比較的高いヘリウムアークにおいてはアークプラズマの緊縮が得られにくい一方で、アルゴンアークでは大きな熱流束の増加が得られることから、アルゴンガスを用いる条件での適用が望ましい。さらに狭窄ノズルによって低電流アークにおいてアークプラズマの緊縮率が高くなること、金属蒸気の掃き出し効果が高くなることから、狭窄ティグは低電流かつアーク長の短い溶接条件が必要とされる薄板溶接に適していると考察される。このように狭窄ティグはガス流を制御することでアークプラズマを緊縮させアーク溶接熱源特性を向上するだけでなく、電極消耗の軽減や金属蒸気の効率的な掃き出しを

可能とすることで溶接部の高品質化や生産効率の向上を実現する働きも兼ね備えており、今後のものづくりを担う溶接プロセスになり得ると期待できる.

謝辞

本研究は、大阪大学接合科学研究所教授 田中 学 博士の懇切なご指導とご鞭撻を賜って遂行し得たものであり、謹んで深甚なる謝意を表わします。

また、本論文をまとめるにあたり、有益なご教示とご討論を賜りました大阪大学大学院工学研究科マテリアル生産科学専攻教授 浅井 知 博士、大阪大学接合科学研究所教授 井上裕滋 博士に深く感謝いたします.

本研究の遂行および本論文の執筆にあたり、懇切なご指導をいただきました大阪大学接合科学研究所准教授 茂田正哉 博士、同研究所助教 田代真一 博士に心から感謝いたします.

本研究を進めるにあたり、多大なご支援とご協力をいただきました株式会社ムラタ溶研 村田彰久氏、村田唯介 氏に心からお礼申し上げます。

本研究を遂行するにあたり、必要なデータをご提供していただき、さらに、研究成果について有益なご助言をいただきましたオーストラリア CSIRO 主席研究員 Anthony B. Murphy 博士に心から感謝いたします.

本実験を行うにあたり、多大なご協力をいただきました 三木聡史 氏をはじめ、同じ研究室でともに研究に勤しみ、様々な面でサポートしていただきました Nguyen Van Anh 氏、Methong Titinam 氏、Sarizam Bin Mamat 氏、古免久弥 氏、Phan Huy Le 氏、黒川顕稔 氏、田中慶吾 氏、島田克之 氏、須貝友裕 氏、山田哲生 氏に厚くお礼申し上げます。そして、同じ大学、同じ研究所の仲間として本研究ならびに大学生活を支えていただきました数多くの方々に深く感謝の意を表します。

研究生活において大変お世話になりました大阪大学接合科学研究所田中研究室秘書 増田万里 氏, 同研究所所長秘書 吉村淳子 氏に心から感謝いたします.

最後に、生活の面から私の研究を支え続けていただきました愛する家族に心から感謝いたします.

参考文献

- 1) H. Ayrton: The Electric Arc, The Electrician Printing & Publishing, London, (1902).
- 2) A. Murata, T. Murata and M. Tanaka: Development and it's practical application of GTAW automated butt welding equipment for ultra thin sheet, Journal of light metal welding, 51, 2 (2013) 56-59.
- 3) G. N. Haddad and A. J. D. Farmer: Temperature determinations in a free-burning arc, Journal of Physics D: Applied Physics, 17 (1984) 1189.
- 4) 平岡和雄,塩飽考至,黄地尚義:各種分光法によるアークプラズマの温度評価,溶接学会論文集, 14,4(1996)641-648.
- 5) 辻村吉寛, 田中学: ミグ溶接の溶滴移行現象を伴うアークプラズマ状態の挙動解析ーイメージ分 光法による溶接アーク現象の可視化一. 溶接学会論文集. 30. 4 (2012) 288-297.
- 6) K. Nomura, T. Kishi, K. Shirai and Y. Hirata: 3D temperature measurement of tandem TIG arc plasma, Welding in the World, 57 (2013) 649-656.
- 7) M. Tanaka and M. Ushio: Plasma state in free-burning argon arc and its effect on anode heat transfer, Journal of Physics D: Applied Physics, 32 (1999) 1153-1162.
- 8) 赤崎正則, 村岡克紀, 渡辺征夫, 蛯原健治: プラズマ工学の基礎, 産業図書, (1984).
- 9) K.C. Hsu, K. Etemadi and E. Pfender: Study of the free-burning high-intensity argon arc, Journal of Applied Physics, 54 (1983) 1293-1301.
- T. Zacharia, S.A. David, J.M. Vitek and T. Debroy: Modeling of interfacial phenomena in welding, Metallurgical Transactions B, 21, 3 (1990) 600-603.
- 11) S.A. David, T. Debroy and J.M. Vitek: Phenomenological modeling of fusion welding processes, MRS Bulletin, 19, 1 (1994) 29-35.
- 12) T. Zacharia, S.A. David, J.M. Vitek and H.G. Kraus: Surface temperature distribution of GTA weld pools on thin-plate 304 stainless steel, Welding Journal-Including Welding Research Supplement, 74, 11 (1995) 353-362.
- 13) W.H. Kim, H.G. Fan and S.J. Na: Effect of various driving forces on heat and mass transfer in arc welding, Numerical Heat Transfer A, 32, 6 (1997) 633-652.
- 14) H.G. Fan, H.L. Tsai and S.J. Na: Heat transfer and fluid flow in a partially or fully penetrated weld pool in gas tungsten arc welding, International Journal of Heat and Mass Transfer, 44, 2 (2001) 417-428.

- 15) C. Winkler, G. Amberg, H. Inoue, T. Koseki and M. Fujii: Effect of surfactant redistribution on weld pool shape during gas tungsten arc welding, Science and Technology of Welding and Joining, 5, 1 (2000) 8-20.
- 16) P. Zhu, J. J. Lowke, R. Morrow and J. Haidar: Prediction of anode temperature of free burning arcs, Journal of Physics D: Applied Physics, 28 (1995) 1369-1376.
- 17) J. J. Lowke, R. Morrow and J. Haidar: A simplified unified theory of arcs and their electrodes, Journal of Physics D: Applied Physics, 30 (1997) 1-10.
- 18) M. Tanaka, H, Terasaki, M. Ushio and J. J. Lowke: A unified numerical modeling of stationary tungsten-inert-gas welding process, Metallurgical and Materials Transactions A, 33A (2002) 2043-2051.
- 19) 荻野陽輔, 野村和史, 平田好則: 3 次元アークモデルの開先部への適用, 溶接学会論文集, 28, 1 (2010) 10-15.
- 20) J. Jonkers, M. V. D. Sande, A. Sola, A. Gamero, A. Rodero and J. V. D. Mullen: On the differences between ionizing helium and argon plasma at atmospheric pressure, Plasma Sources Science and Technology, 12, 1 (2003) 30-38.
- 21) J. Haidar: Non-equilibrium modelling of transferred arcs, Journal of Physics D: Applied Physics, 32 (1999) 263-272.
- 22) X. Guo, A. B. Murphy and X. Li: Thermodynamic properties and transport coefficients of two-temperature helium thermal plasmas, Journal of Physics D: Applied Physics, 50 (2017) 125202.
- 23) M. N. Hirsh and H. J. Oskam: Gaseous Electronics, Academic Press, New York, (1978).
- 24) 牛尾誠夫: アーク放電とその利用, 鉄と鋼, 73 (1987) 1309-1315.
- 25) 牛尾誠夫: プラズマ利用技術の基礎 (I), 溶接学会誌, 60, 3 (1991) 182-187.
- 26) H. R. Griem: Plasma Spectroscopy, McGraw-Hill, New York, (1964).
- 27) M. I. Boulos, P. Fauchais and E. Pfender: Thermal Plasmas, Plenum Press, New York, (1994).
- 28) 溶接アーク物理研究委員会編: 溶接プロセスの物理, 溶接学会, (1996).
- 29) O. H. Nestor and H. N. Olsen: Numerical Methods for Reducing Line and Surface Probe Data, SIAM review, 2, 3 (1960) 200-207.
- 30) 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).
- 31) H. N. Olsen: The electric arc as a light source for quantitative spectroscopy, Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer, 3 (1963) 305-333.

- 32) W. L. Wiese. M. W. Smith and B. N. Miles: Atomic Transition Probabilities, Vol. II, Sodium through Calcium, NSRDS-NBS 22, The United States Government Printing Office, (1969).
- 33) NIST: http://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/lines_form.html
- 34) O. H. Nestor: Heat Intensity and Current Density distributions at the Anode of High Current Inert Gas Arcs, Journal of Applied Physics, 33, 5 (1962) 1638-1648.
- 35) S.V. Patankar: Numerical Heat Transfer and Fluid Flow, New York: McGraw-Hill, (1980).
- 36) J.P. Van Doormaal and G.D. Raithby: Enhancements of the simple method for predicting incompressible fluid flow, Numerical Heat Transfer, 7, 2 (1984) 147-163.
- 37) A. B. Murphy and C. J. Arundell: Transport Coefficients of Argon, Nitrogen, Oxygen, Argon-Nitrogen, and Argon-Oxygen Plasmas, Plasma Chemistry and Plasma Processing, 14, 4 (1994) 451-490.
- 38) 日本金属学会編: 改訂 3 版 金属データブック, 丸善, (1993).
- 39) V. S. Fomenko: Emission Properties of Materials, Kiev, Naukova Dumka, (1970).
- 40) ヴェ・エス・フォメンコ: 電子放出特性便覧, 日・ソ通信社, (1970).
- 41) V. A. Nemchinskii and L. N. Peretts: Anode sheath in a high-pressure, high-current arc, Soviet Physics Technical Physics, 22 (1977) 1868-1875.
- 42) L.E. Kalikhman: Elements of Magnetogasdynamics, W. B. Saunder Company, (1967).
- 43) H. B. Milloy, R. W. Crompton, J. A. Rees and A. G. Robertson: The Momentum Transfer Cross Section for Electrons in Argon in the Energy Range 0-4 eV, Australian Journal of Physics, 30, 1 (1977) 61-72.
- 44) R. K. Nesbet: Variational calculations of accurate e--He cross sections below 19 eV, Physical Review A, 20, 1 (1979) 58-70.
- 45) I. H. Hutchinson: Principles of Plasma Diagnostics, Cambridge University Press, (2002).
- 46) M. Mitchner and Charles H. Kruger: Partially Ionized Gases, Vol. 8, NewYork: Wiley, (1973).
- 47) F. Matsuda, M. Ushio and T. Kumagai: Comparative Study on Fundamental Arc Characteristics with La-, Y-, Ce- Oxide Tungsten Electrodes, Welding Society, 6, 2 (1988) 3-8.
- 48) A. A. Sadek, M. Ushio and F. Matsuda: Effect of Rare Earth Metal Oxide Additions to Tungsten Electrodes, Metallurgical Transactions A, 21A (1990) 3221-3236.
- 49) K. Tanaka, F. Matsuda and M. Ushio: Effect of Additives in Tungsten Electrode -Consumption of Electrode Tip at Relative High Current-, Quarterly Journal of the Japan Welding Society, 13, 4 (1995) 524-531.

- 50) R.S. Devoto: Transport Coefficients of Partially Ionized Argon, Physics of Fluids, 10, 2 (1967) 354-364.
- 51) R.S. Devoto: Simplified Expressions for the Transport Properties of Ionized Monatomic Gases, Physics of Fluids, 10, 10 (1967) 2105-2012.
- 52) M.I. Hoffert and H. Lien: Quasi-One-Dimensional, Nonequilibrium Gas Dynamics of Partially Ionized Two-Temperature Argon, Physics of Fluids, 10, 8 (1967) 1769-1777.
- 53) E. Hinnov and J.G. Hirschberg: Electron-Ion Recombination in Dense Plasmas, Physical Review, 125, 3 (1962) 795-801.
- 54) J. M. Pouvesle, A. Bouchoule and J. Stevefelt: Modeling of the charge transfer afterglow excited by intense electrical discharges in high pressure helium nitrogen mixtures, The Journal of Chemical Physics, 77, 2 (1982) 817-825.
- 55) P. Zhang and U. Kortshagen: Two-dimensional numerical study of atmospheric pressure glows in helium with impurities, Journal of Physics D: Applied Physics, 39 (2006) 153-163.
- 56) J. Haidar and A. J. D. Farmer: Surface temperature measurements for tungsten-based cathodes of high-current free-burning arcs, Journal of Physics D: Applied Physics, 28 (1995) 2089-2094.
- 57) M. Tanaka, K. Yamamoto, S. Tashiro and J. J. Lowke: Predictions of current attachment at thermionic cathode for TIG arcs, Materials Science Forum, 580 (2008) 319-322.
- 58) 荒川忠一: 数值流体工学, 東京大学出版会, (1994).
- 59) V. A. Nemchinsky: Life time of a refractory cathode doped with a work-function-lowering dopant, Journal of Physics D: Applied Physics, 29 (1996) 2417-2422.
- 60) L. E. Belousova: Effect of the temperature of a tungsten electrode on the activation depletion time, Soviet Physics Technical Physics, 25 (1980) 471-473.
- 61) E. P. Gyftopoulos and J. D. Levine: Work function variation of metals coated by metallic films, Journal of Applied Physics, 33, 1 (1962) 67-73.
- 62) 深川修吉: 真空管材料・超高真空技術, オーム社, (1956) 第4章.
- 63) 足立吟也: レアメタル便覧, 丸善,(2011) 第13章.
- 64) A. R. Miedema and J. W. F. Dorleijn: Quantitative predictions of the heat of adsorption of metals on metallic substrates, Surface Science, 95, 2 (1980) 447-464.
- 65) 安藤弘平, 西川淳: TIG 溶接用タングステン電極のアーク特性に関する研究(第2報), 溶接学会誌, 40, 6 (1971) 552-562.

- 66) 山本健太郎,田中学,田代真一,中田一博,山崎圭,山本恵理,鈴木啓一:数値計算シミュレーションによるガスタングステンアーク溶接の金属蒸気挙動解析,溶接学会論文集,25,3(2007) 443-449.
- 67) 辻村吉寛, 田中学: 数値シミュレーションによる金属蒸気を考慮した GMA 溶接の熱源特性解析, 溶接学会論文集, 30, 1 (2012) 68-76.
- 68) C. R. Wilke: A Viscosity Equation for Gas Mixtures, The Journal of Chemical Physics, 18, 4 (1950) 517-519.

本論文に関する著者の発表論文

雑誌掲載論文

- 小西恭平, 茂田正哉, 田中学, 村田彰久, 村田唯介: ティグ溶接における狭窄ノズルのアーク現象 に及ぼす影響, 溶接学会論文集, 32, 2 (2014) 47-51.
- 2) 小西恭平, 茂田正哉, 田中学, 村田彰久, 村田唯介: 狭窄ティグアークに及ぼす溶接条件の影響, 溶接学会論文集, 32, 3 (2014) 207-212.
- 3) 小西恭平, 茂田正哉, 田中学, 村田彰久, 村田唯介, A. B. Murphy: ガスタングステンアークの温度 計測における Fowler-Milne 法の信頼性評価, 溶接学会論文集, 33, 1 (2015) 42-48.
- 4) K. Konishi, M. Shigeta, M. Tanaka, A. Murata, T. Murata and A. B. Murphy: Numerical study on thermal non-equilibrium of arc plasmas in TIG welding processes using a two-temperature model, Welding in the World, 61, 1 (2017) 197-207.
- 5) 小西恭平, 茂田正哉, 田中学, 村田彰久, 村田唯介, A. B. Murphy: アルミニウム溶接における狭窄 ティグアークの熱源特性解析, 軽金属溶接, 55, 6 (2017) 227-232.

国際会議発表論文

- K. Konishi, M. Tanaka, A. Murata and T. Murata: Development of a GTAW Welding Process with Constricted Nozzle for Butt Joint of Thin-Sheet Metals, 7th Asia Pacific IIW International Congress 2013, D2B3-AW3-3, Singapore, July (2013).
- K. Konishi, M. Tanaka, A. Murata and T. Murata: Characteristics of TIG welding process with constricted nozzle, 66th Annual Assembly of Int. Inst. Welding (IIW), IIW Doc.212-1297-13, Essen, Germany, September (2013).
- 3) K. Konishi, M. Tanaka, A. Murata and T. Murata: Numerical analysis of Gas Tungsten Arc Welding with constricted nozzle for butt joint of thin-sheet metals, THERMEC'2013, THERMEC 2013 Supplement, 383-387, Las Vegas, USA, December (2013).
- 4) K. Konishi, M. Shigeta and M. Tanaka: Temperature measurements of gas tungsten arcs, 67th Annual Assembly of Int. Inst. Welding (IIW), IIW Doc.212-1323-14, Seoul, Korea, July (2014).
- 5) K. Konishi, M. Shigeta, M. Tanaka, A. Murata and T. Murata: Dependence of TIG arc behavior on gas flow control by a constricted nozzle, Visual-JW2014, Proceedings of Visual-JW2014, 21-22, Osaka, Japan,

- November (2014).
- 6) K. Konishi, M. Shigeta, M. Tanaka, A. Murata, T. Murata and A. B. Murphy: Two-temperature model analysis of non-LTE arc plasma, 68th Annual Assembly of Int. Inst. Welding (IIW), IIW Doc.212-1375-15, Helsinki, Finland, June (2015).
- 7) K. Konishi, M. Shigeta, M. Tanaka, A. Murata, T. Murata and A. B. Murphy: Numerical Analysis of TIG Arc Phenomena Considering non-LTE Plasma, 6th International Conference on Welding Science and Engineering (WSE2015), Proceedings of WSE2015, 151-154, Beijing, China, September (2015).
- 8) K. Konishi, S. Miki, M. Shigeta, A. Murata, T. Murata, A. B. Murphy and M. Tanaka: Study on arc plasma properties during TIG welding with a constricted nozzle, IIW Commission I, IV, XII, SG212 Intermediate Meeting of Int. Inst. Welding (IIW), IIW Doc.212-1407-16, Genova, Italy, March (2016).
- 9) K. Konishi, S. Miki, M. Shigeta, A. Murata, T. Murata, A. B. Murphy and M. Tanaka: Effect of a constricted nozzle on plasma properties and heat transfer in TIG arc, IIW 6th Welding Research and Collaboration Colloquium, Abstract Book of IIW 6th Welding Research and Collaboration Colloquium, 41-43, Hyderabad, India, April (2016).
- 10) K. Konishi, M. Shigeta, A. Murata, T. Murata, A. B. Murphy and M. Tanaka: Numerical analysis of arc phenomena during TIG welding with a constricted nozzle by using a two-temperature model, 69th Annual Assembly of Int. Inst. Welding (IIW), IIW Doc.212-1433-16, Melbourne, Australia, July (2016).
- 11) K. Konishi, M. Shigeta, M. Tanaka, A. Murata, T. Murata and A. B. Murphy: Visualization for arc phenomena of constricted TIG arcs by a two-temperature model analysis, Visual-JW2016, Proceedings of Visual-JW2016, 59-60, Osaka, Japan, October (2016).
- 12) K. Konishi, M. Tanaka, M. Shigeta, A. Murata, T. Murata and A. B. Murphy: Computational analysis of arc phenomena during GTA welding with a constricted nozzle, The 7th International Symposium on Advances in Computational Heat Transfer (CHT-17), Proceedings of CHT-17, 229, Napoli, Italy, June (2017).
- 13) K. Konishi, M. Tanaka, M. Shigeta, A. Murata and T. Murata: Visualization of arc phenomena during TIG welding with a constricted nozzle, International Workshop on Welding and Joining 2017 (IWWJ 2017), Proceedings of IWWJ 2017, 66-69, Hanoi, Vietnam, November (2017).