OUKA
The University of Osaka
Institutional Knowledge Archive

Title	大気圧下のマイクロ放電現象の研究
Author(s)	Park, Mingon
Citation	大阪大学, 2015, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://doi.org/10.18910/53974
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

大気圧下のマイクロ放電現象の研究

PARK　MINGON

2015 年 7 月

大阪大学大学院工学研究科

目次

第 1 章　緒論 1
1.1　背景 1
1.1.1　半導体プロセス 1
1.1.2　レーザ加工法 2
1.1.3　電子ビーム加工法 2
1.1.4　放電加工法 3
1.1.5　プラズマアーク加工法 4
1.1.6　真空絶縁破壊によるマイクロ熱加工法 5
1.2　大気圧下マイクロ放電に関する研究の現状 6
1.3　本研究の目的 7
1.4　構成 7

第 2 章　直流放電の高パワー密度化 10
2.1　緒言 10
2.2　直流放電現象の予備的検討 10
2.2.1　直流放電の電気的特性と放電モード 10
2.2.2　気体の絶縁破壊 12
(a)　α 作用 13
(b)　γ 作用 14
(c)　火花条件式 14
(d)　パッシェンの法則 15
2.2.3　電子放出機構 17
(a)　熱電界電子放出理論(T-F theory) 17
(b)　電極形状と電界強度の関係 22
2.3　大気圧放電の高パワー密度化 23
2.3.1　パワー密度と相変化 23
2.3.2　大気圧放電の細径化· 高パワー密度化 26
(a)　プラズマ発生サイズ 26
(b)　プラズマアーク 28

(c) 放電の電流電圧特性 29
(d) プラズマガスの物性値 30
2.4 結言 32

第 3 章 実験装置 33
3.1 緒言 33
3.2 放電プラズマの拘束ノズル 33
3.2.1 アークプラズマの温度分布 33
3.2.2 ノズル BN 部分の温度分布 35
3.2.3 ノズル銅部分の温度分布 35
3.2.4 使用可能な熱量範囲 36
3.3 ノズルとトーチの設計 37
3.3.1 プラズマトーチおよびノズル 37
3.3.2 フィラメントトーチ 39
3.4 電極の製作 40
3.4.1 微細電極の作製法 40
3.4.2 フィラメント電極の作製法 43
3.5 電源の試作 46
3.5.1 高圧電源 46
3.5.2 高圧定電流電源 48
3.5.3 フィラメント電源 49
3.6 結言 50

第 4 章 マイクロ放電現象の支配因子 51
4.1 緒言 51
4.2 ノズルによる電流経路制御 51
4.2.1 実験方法 51
4.2.2 電流･電圧特性と放電外観 53
4.2.3 ノズル内径の影響 56
4.2.4 溶融スポットとそのパワー密度 58
4.2.5 放電時間とノズル内径が溶融スポットの形成に及ぼす影響 59

4.3　電極先端形状　61
4.3.1　実験方法　61
4.3.2　電流･電圧特性と放電外観　62
(a)　電極先端形状の影響　62
(b)　雰囲気ガスの影響　65
(c)　ノズルの影響　66
4.3.3　溶融スポット　68
4.3.4　放電後の電極損傷　72
4.4　陰極材料の仕事関数　73
4.4.1　実験方法　73
4.4.2　電流･電圧特性と放電外観　74
(a)　電極仕事関数の影響　74
(b)　雰囲気ガスの影響　75
(c)　ノズルの影響　77
4.4.3　溶融スポット　77
4.5　結言　79

第 5 章　結論　81
5.1　緒言　81
5.2　実験方法　81
5.3　電流･電圧特性　82
5.3.1　電極先端形状の影響　84
5.3.2　フィラメントによる陰極加熱の影響　84
5.4　溶融スポット　85
5.5　放電モードの影響　86
5.6　放電後の電極損傷　87
5.7　結言　89

第 6 章　結論　90

謝辞　92

参考文献 93

発表論文，口頭発表 97

第1章　緒論

1.1　背景

近年，MEMS(Micro Electro Mechanical Systems)や自動車部品，家電部品などの高機能化，高効率化が急速に進化している．この背景には，ナノテクに代表される微小寸法の部品を高精度に加工し，高密度に組み立てる技術の進歩が貢献している [1-5]．現在，精密加工に主に利用されているのは，半導体プロセスやレーザ加工法，電子ビーム加工法などであるが，利便性や生産効率，コストの面で有利なアークなどの代替プロセスに対してニーズがある [6-8]．まず，精密加工技術として代表的なものである半導体プロセス，レーザ加工法，電子ビーム法，放電加工法，プラズマアーク加工法，真空絶縁破壊によるマイクロ熱加工法の特徴について簡単に述べる．

1.1.1　半導体プロセス

半導体を製造するに用いられる代表的な精密加工技術が半導体プロセスである．半導体プロセスの原理を Fig.1.1 に示す．基板上に 感光性樹脂のフォトレジストを塗布した後，パターンがあるマスクの上に露光し，反応させて，マスクパターンをレジスト上に転写する．その後，エッチングをしてレジストパターンを基板に転写する．もしくは，めっきを行うことで金属構造を形成することができる．現像やレジスト除去は湿式で行うことや，微細なマスクパターンを用いるため，光の回折限界に起因する露光精度が問題点として挙げられる [9-10]．

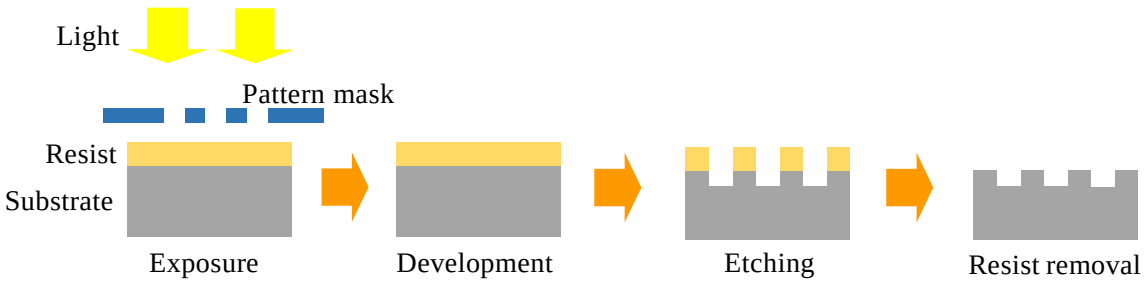


Fig.1.1 Schematic illustration of semiconductor process.

1.1.2　レーザ加工法

レーザ加工法の原理を Fig.1.2 に示す．精密加工技術に主に利用されているレーザは光学レンズを用いて，レーザビームを収束し，局所的に急速加熱させ，溶融･除去加工を行う．波長にもよるが，焦点位置でビームサイズを数十マイクロメートルオーダにまで絞ることが可能であるので，パワー密度が高く（10^{11}～10^{13} W/m^2），深い溶け込みが得られる上，ビード幅が狭く，熱歪が小さいなどの利点を持つ．しかしながら，レーザ加工機自体が高価であり，電力-光変換効率が 10-20%と低く，特に金属加工では一般にレーザ光反射率が高く，実質的な熱効率がかなり低くなるという欠点がある[5,11-14]．

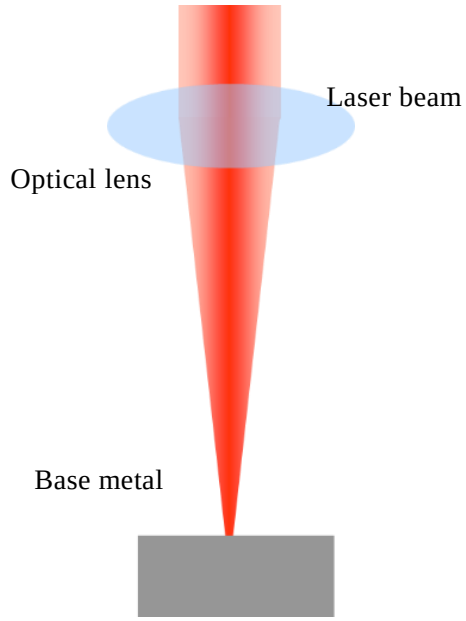


Fig.1.2 Schematic illustration of laser beam process.

1.1.3　電子ビーム加工法

電子ビーム加工法の原理を Fig.1.3 に示す．真空中でフィラメントを加熱させ，熱電子放出された電子を数 10 kV 以上に加速し，電子ビームを発生させる．電子ビームは電界や磁界により電子軌道を制御し，電子を収束させ，陽極母材を加熱し加工を行う．数 10 nm 幅の微細加工ができるという利点があるが，真空雰囲気で行うことや装置が大きいこと，設備コストが高いこと，高電圧を要するという問題点もある[5,6,9]．

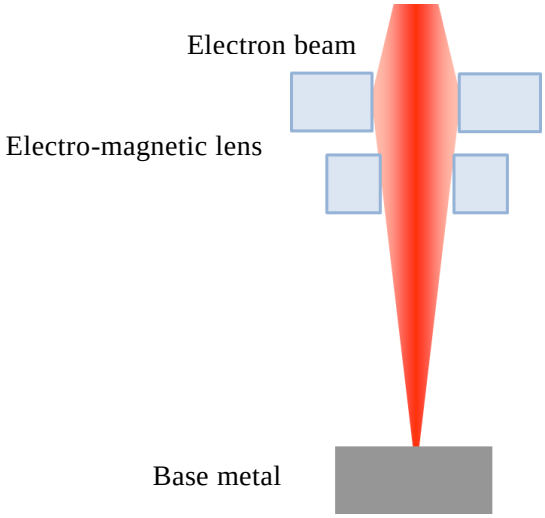


Fig.1.3 Schematic illustration of electron beam process.

電子ビーム加工法の原理を Fig.1.3 に示す．真空中でフィラメントを加熱させ，熱電子放出された電子を数 10 kV 以上に加速し，電子ビームを発生させる．電子ビームは電界や磁界により電子軌道を制御し，電子を収束させ，陽極母材を加熱し加工を行う．数 10 nm 幅の微細加工ができるという利点があるが，真空雰囲気で行うことや装置が大きいこと，設備コストが高いこと，高電圧を要するという問題点もある [6,9]．

1.1.4　放電加工法

放電加工法の原理を Fig.1.4 に示す．放電加工法とは，油や水などの加工液体の中で母材と真鍮など金属の細径電極との間で放電させる．その時に発生するアーク放電エネルギーで母材を除去加工する方法である．硬い材料や加工硬化しやすい材料も容易に加工できるなど利点があるが，湿式加工であることや，0.1mm 以下の細径ワイヤの精密送給機構･制御装置など周辺機器が高価という問題点がある [15,16]．

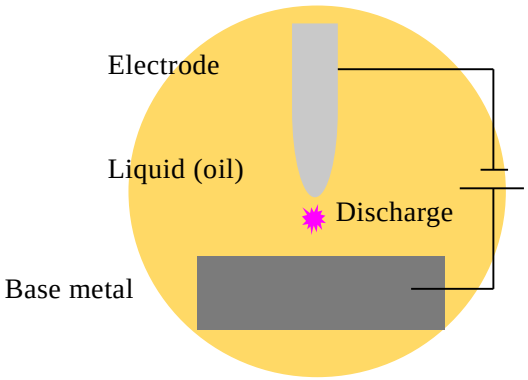


Fig.1.4 Schematic illustration of micro-discharge machining.

1.1.5　プラズマアーク加工法

プラズマアーク加工法の原理を Fig.1.5 に示す．プラズマアークは，電極と母材陽極との間でアークを発生させ，アークプラズマを水冷銅ノズルによって拘束する．アークプラズマは水冷銅ノズルにより，サーマルピンチ効果とウォール効果を受ける．つまり，高温のアークプラズマはシールドガスにより冷却されるので，半径方向に大きな温度勾配が生じる．したがって，アークプラズマからの熱流束は，シールドガスを通って，水冷銅ノズル表面に吸収される．このため，アークは緊縮され，パワー密度が高くなる．

ティグアークに比べ，パワー密度が高いプラズマアークは，幅が狭く，溶込みが深い溶接ビードが得られるため，高速溶接や低電流での溶接が可能である．そして，熱影響部が小さく，溶接変形や歪みが少ない．アーク形態は集中性に優れているので，高能率化･低歪化が要求される継手の溶接の 極薄板や微小部品の溶接に有効である．しかし，現状では，ノズル内径を 1mm より小さくすると，電流値にもよるがシリーズアークやダブルアークが発生し，ノズルも損傷することが多く，必ずしもサブミリサイズの溶接をすることはできない [5,18-22].

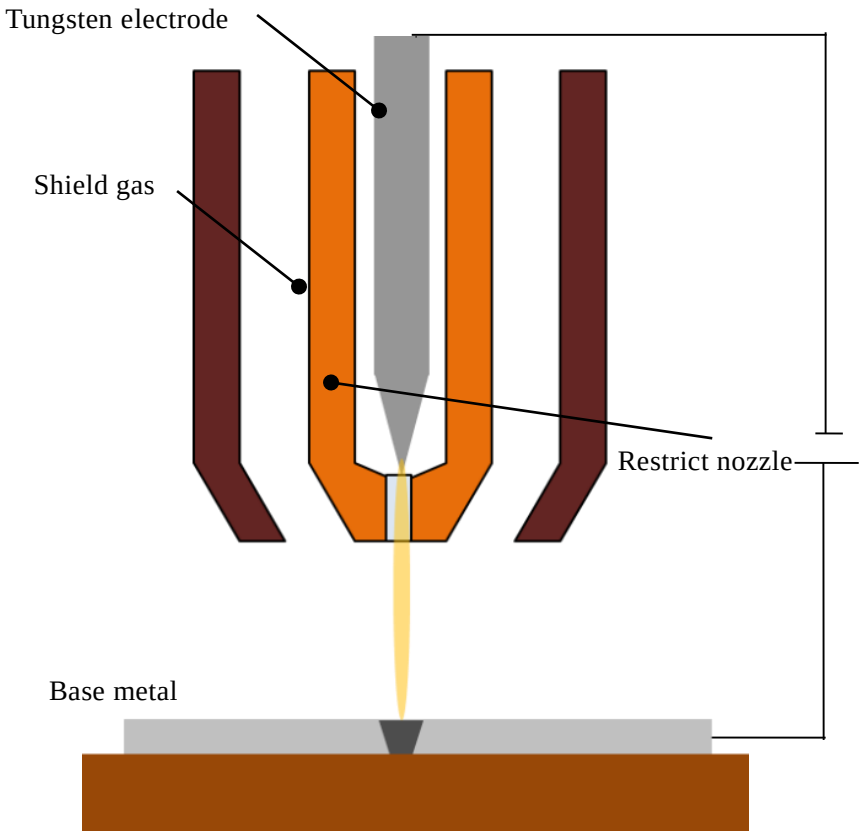


Fig.1.5 Schematic illustration of Plasma arc process.

1.1.6　真空絶縁破壊によるマイクロ熱加工法

真空絶縁破壊によるマイクロ熱加工法の模式図を Fig.1.6 に示す．Hirata ら [23-31] によって考案された方法は，10^{-2}Pa から 10^{-3}Pa の真空雰囲気下で先鋭化させたタングステン電極や，カーボンナノチューブ(CNT)を全面に合成した針状 Ni 電極を陰極として用いる．電極間距離を数 μm にして，電圧(1000V 以下)を印加することで陰極からの電界放出された電子が母材表面を加熱する．そして，母材陽極の最表面が温度上昇することで，金属原子が蒸発し，陰極から放出された電子と衝突・電離し，生成したプラズマを熱源として利用する方法である．数 μm の溶融スポットを生成することはできるが，真空雰囲気で行うことや電極の損傷，再現性などの問題点がある．

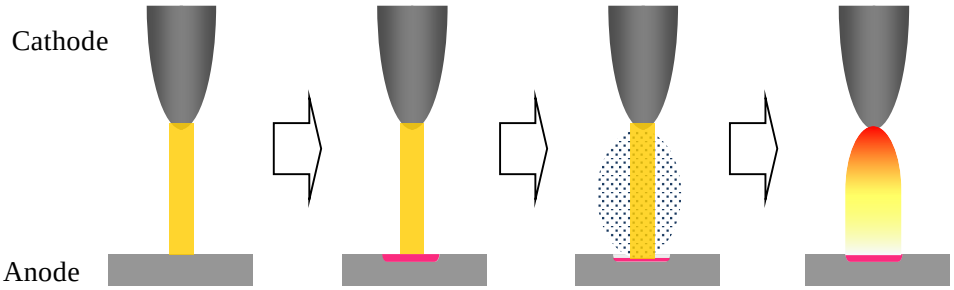


Fig.1.6 Schematic illustration of etching processes using sharpened microelectrodes.

1.2　大気圧下のマイクロ放電に関する研究の現状

大気圧下のマイクロ放電というのは，大気圧雰囲気でアーク放電だけではなく，グロー放電も含めて空間的な大きさがマイクロサイズで放電を総称している．

現在までに行われてきたマイクロ放電に関する研究の中で，真空雰囲気で行った研究例は 1．1.6 で述べたが，本章では，大気圧雰囲気で行ったマイクロ放電に関する研究例を以下に述べる．

福嶋は，大気中でシールドガスにアルゴンを用い，先端曲率半径がマイクロメートル以下のタングステン電極を陰極で利用し，微小ギャップで放電実験を行った．実験では放電電流を約 2A，パルス幅 20μs に設定し，絶縁破壊現象や溶融スポット形成現象に及ぼす電源の無負荷電圧やギャップ長の影響を明らかにした [32)]．

深谷は，定電流電気回路を組み，上記の福嶋と同じ実験を行った．その結果，電流が 300mA 以上では放電電圧が 20V～30V の安定なアーク放電が発生することが明らかとなった．一方，電流が 300mA よりも低い領域では，グローとアークが繰り返す不安定なグロー· アーク遷移領域での放電になった [33)]．

寺本は，10mA 以上の定電流電気回路を組み，細長形状のタングステン電極を用いて実験を行った．放電電流 5mA～200mA の放電を観察し，ギャップ長が長くなると，プラズマが広がって母材に十分な熱を伝達されなくなり，溶融スポットが小さくなった [34)]．

竹中は，陰極として純タングステン電極（純度 99．95%）とトリヤ入りタングステン電極（1%ThO_2）を用い，ステンレス鋼を陽極として実験を行った．トリヤ入りタングステンのほうが熱陰極になりやすく，低い電流値でもアーク放電が発生することを明らかにした．また，電極先端を先鋭化するための電解研磨の手法として，電流を遮断する

ことで再現性のある電極先端部を形成することができた[35].

以上のように，マイクロアーク放電の点弧条件や電極形状，溶融特性など基礎的な事項について明らかになってきたが，電極の消耗や操作性，再現性，寿命など実用にあたって，クリヤすべき問題がある．

1.3 本研究の目的

上述したように半導体プロセスやレーザ加工法，電子ビーム法，放電加工法においては，設備装置の価格やエネルギー効率，メンテナンス，費用などの問題点がある．それに比べて，大気圧下のマイクロ放電の精密加工技術は利便性やエネルギー効率，コストの面で有利であるので，本研究では，当研究室で蓄積してきたマイクロ放電技術を踏まえて，大気中でサブミリ以下の加工を可能にする微小放電によるプロセスを開発することを目的とした．

放電サイズを小さくするために,電流値を小さくする方法がある．しかし,直流放電で電流値を低くすると，電圧が高くなり，放電モードがグローやグロー･アーク遷移形態となる．大気圧下でマイクロ加工を行うためには，加工材料を溶融させる十分なパワー密度を持つ必要があり,プラズマのサイズを細径化，安定化させる必要がある．

そこで，グロー領域からアーク領域まで電流を供給できる高電圧の定電流電源を製作することにした．また，放電プラズマを高パワー密度で，安定化させるため，陰極先端を尖鋭化することで，電界強度を高めることにした．そして，陰極を加熱することで，電子電流密度を増加させるフィラメント電極を製作した．さらに，放電プラズマ部を拘束するプラズマ方式のトーチを設計し，耐熱性が高いボロンナイトライド(BN)のノズルを用いて，放電プラズマの細径化と安定化を目指した．

1.4 構成

本論文は 6 章の構成されており，各章の概要を以下に示す．

第 1 章は緒論であり，本研究の背景として精密加工技術の現状を踏まえ，研究目的を述べる．

第 2 章はマイクロ放電の基礎として，直流放電現象の電流電圧特性や熱電界電子放出理論(T-F theory)などこれまでに得られている知見を整理し，マイクロ熱源として機能させるため，大気圧放電のパワー密度とその細径化の方法について述べる．

第 3 章は実験装置について述べる．ノズルの温度計算を行い，トーチ及びノズルの

設計や微細電極，フィラメント電極の作製，高圧定電流電源の試作について述べる．

第 4 章はマイクロ放電現象の支配因子について検討した結果を述べる．トーチノズルによる電流経路制御の影響や雰囲気ガスの温度によるプラズマ体積の変化の影響，溶融スポットとパワー密度，電極損傷の結果について述べる．

第 5 章 はフィラメントを用いて陰極加熱を行った時のマイクロ放電の特徴について述べる．陰極加熱と電極先端形状が電流-電圧特性や放電モードに及ぼす影響， 母材陽極の溶融スポット，電極損傷について述べる．

第 6 章 は本研究の結論である．

Fig.1.7 に本研究の流れと本論文の構成を図示する．

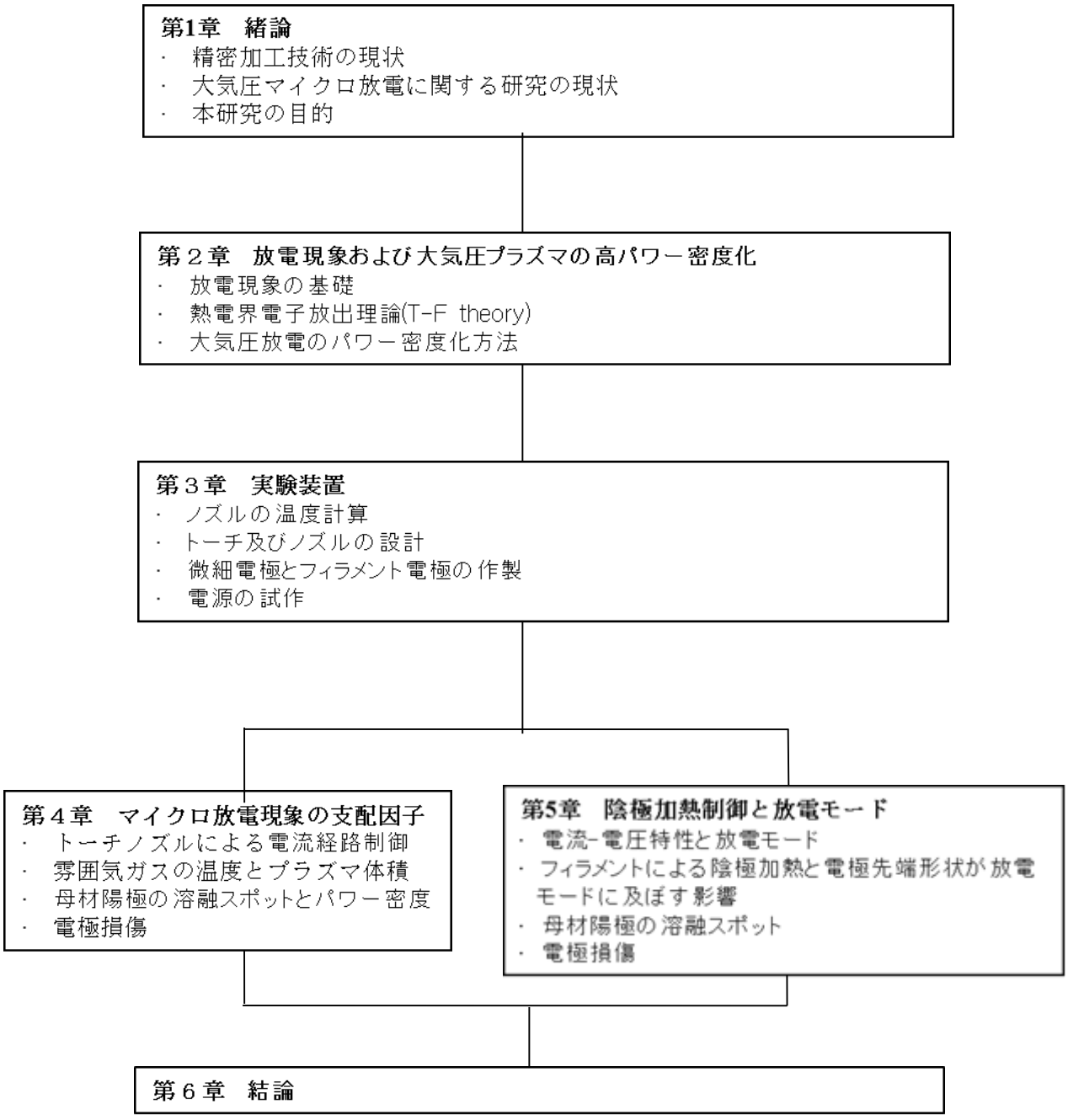


Fig.1.7　Structure of the thesis.

第 2 章　直流放電の高パワー密度

2.1　緒言

本章では，マイクロ放電の基礎として，直流放電現象の電流電圧特性や電子放出などこれまでに得られている知見を整理し，熱電界電子放出理論(T-F theory)の予備的検討をした．また，マイクロ熱源として機能させるためには，プラズマが溶融を行う十分なパワー密度を持ち，放電のサイズをサブミリサイズからマイクロサイズまで細径化し，プラズマを安定化させるのが必要条件 である．そのために，低電流領域においての大気圧放電を細径化· 高パワー密度化する方法で，BN(ボロンナイトライド)を利用するプラズマアーク方法， アークだけではなく，電圧が高いグロー· アーク戦意領域も利用する方法，プラズマガスの物性値を利用する方法について以下に述べる．

2.2　直流放電現象の予備的検討

2.2.1　直流放電の電気的特性と放電モード

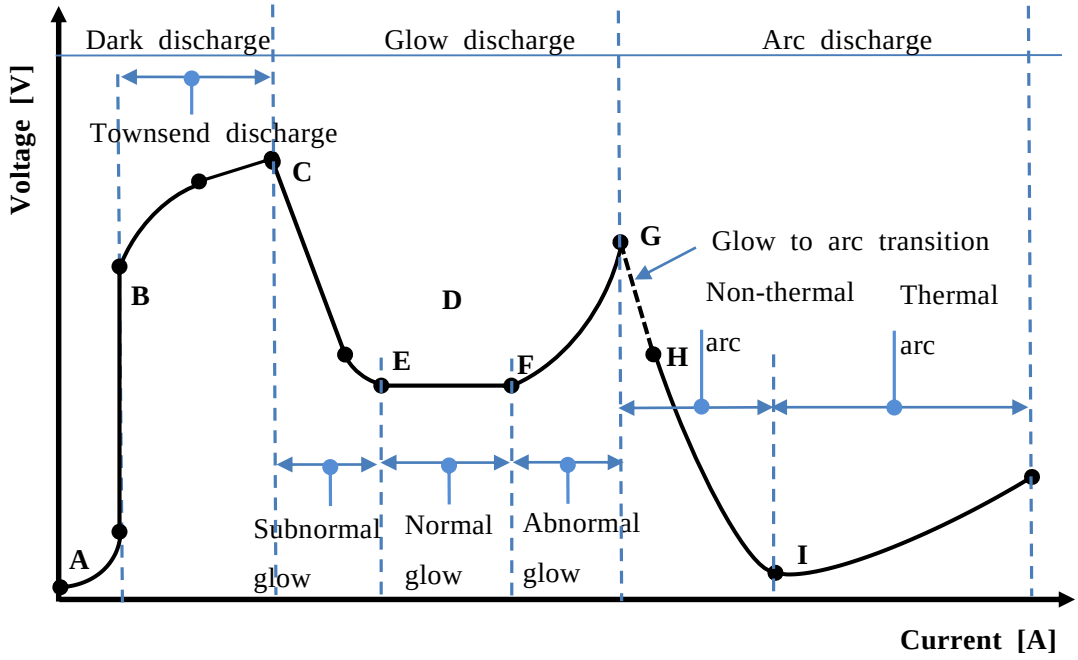


Fig.2.1 Relationship between current and voltage of DC electron discharge[36,37].

大気圧下の気体中あるいは真空中で電子が放出され,電流が流れる現象を放電という．電流は電子，イオンなどの荷電粒子が移動によって流れる．放電には様々な種類があり，冬に自動車のドアを開けるときドアと手の間に発生する静電気や暗流，コロナ放電，火花放電，溶接に使用されているアーク放電，蛍光灯に用いらているグロー放電などがある．

気圧が数百 Pa の低気圧放電管で平行平面の金属板の間に直流放電を加える時に発生させた放電の電流電圧特性を Fig.2.1 に示す[36−40]．Fig.2.2 の A 点から 印加電圧が徐々に上昇すると，初期電子により電流が流れ始める．初期の低い電圧では放電の前段階であって暗流と呼ばれる． B 点以下のところで暗流になるが，持続することはできない．B 点から C 点までの高電圧･微小電流の放電形態をタウンゼント放電という．その時，電圧を上げると電子の運動エネルギーが増加し，陽極付近の分子を電離させ，電流が増加する．陽極全面にわずかに発光し，陰極付近は発行しないし，電流を増加させても電圧はあまり変化しない．C 点から E 点までの放電形態を前期グローがという．陰極の表面まで加速されたイオンにより２次電子が放出･加速され，電子とイオンが増殖する．電流を増加させることにより C 点からは電圧の下降が起こる．E 点から F までは電圧が一定の正規グローが発生する．火花電圧の極小値付近の値である．さらに電子が増大し，空間電荷が増大する．放電管内の抵抗の減少により電圧も減少する．F 点から G までは電圧が上昇する異常グロー放電が発生する．異常グローでは陰極表面に放電面積が飽和しているので，それ以上に電流を増加すると電流密度を増加せざるをえない状態になる．電流密度の増加には陽イオンが陰極に衝突して電子を放出させるγ作用が必要となり，その結果異常グローでは陰極降下が増加する．この過程で陽イオンの衝突により陰極の加熱は集中的に増大するため，陰極温度は上昇し熱電子放出を行うようになる．熱電子を放出するようになると，これが気体分子に衝突し，電離させることによって陽イオンを作り，このようイオンが陰極に衝突することで，陰極温度がさらに上昇する．これが繰り返されることで陰極表面の温度は局部的に上昇し，その部分から高電流密度の熱電子放出が行われる．この熱電子によって回路電流を供給するようになれば，γ作用によって陰極から電子を引き出す必要はなくなり，次第に陰極降下は減少していく，この過程が G 点と H 点の間はグロー-アーク遷移領域であり，更に電流値を増すと I 点に示すアークとなり，電圧は電離電圧程度となる．

2.2.2　気体の絶縁破壊

気体放電の開始機構については上記でも述べたが，タウンゼントの理論を用いて詳しく説明する[38-40]．　大気中において大地からの放射性物質や宇宙線、紫外線，X線 などによって気体に照射されると気体分子，原子は励起され，さらには電離が生じ，通常自然に発生する荷電粒子，イオンが存在している．それ故，大気中で電極の間に直流電圧を印加すると，イオンや電子が各電極に流れこんで非常に微弱な電流が流れる．光が発生しない暗い状態になっているので，暗流と呼ばれている．このとき尖った電極を用いると，不平等電界を生じる．　電界強度が高い電極先端付近だけに電離が起こり，電極先端から距離のある空間では電界強度は低いので電離せず，　局部破壊が生じる．このような放電をコロナ放電という．さらに，電圧を高くすると，Fig2.2 に示すように電子が電解により，加速され，気体分子と衝突することで，荷電粒子が増加する．この現象を α 作用という．この現象が繰り返すことによって瞬間的に導電性が高くなることにより，気体の絶縁状態が破壊されることになる．これが絶縁破壊と呼ばれる現象である．

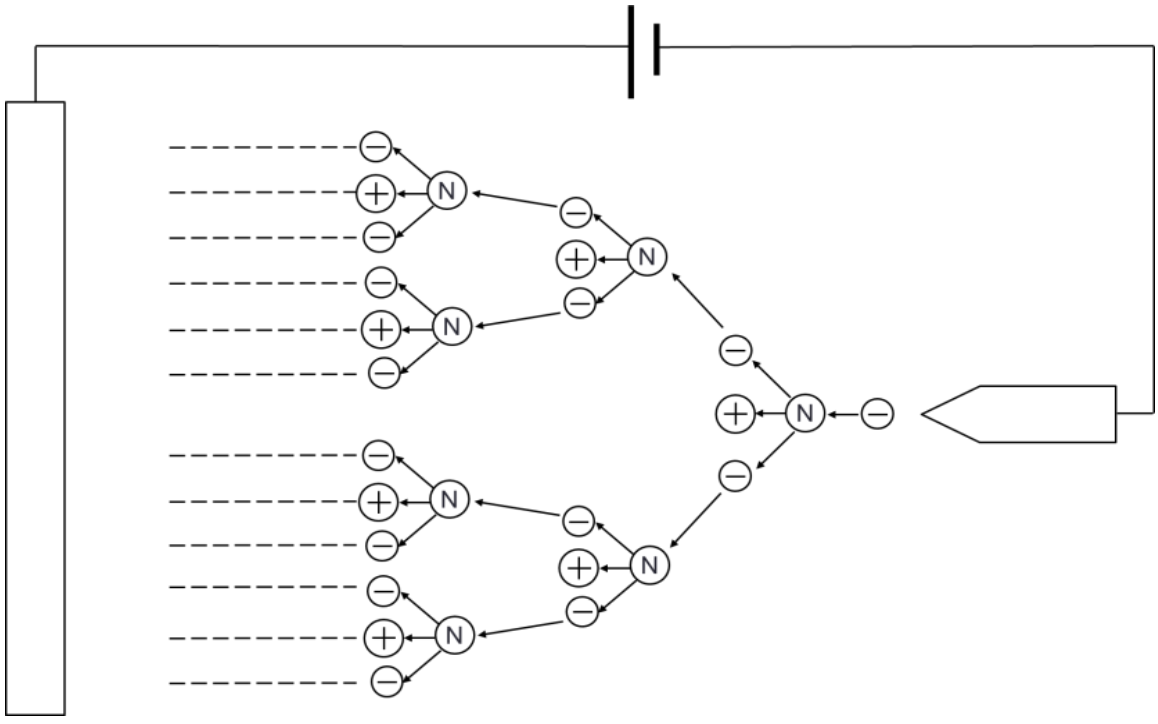


Fig. 2.2 Collision ionization..

(a)　α 作用

大気中で向かい合う平行平面板電極の電極間距離は d にする．一個の電子が電界強度によって加速され，単位長さを進む間に衝突電離を行い，他のイオンと電子と生ずる回数を電子の衝突電離係数を α [m^{-1}]で表す．これは，タウンゼントが放電開始の理論を展開するときに導入した概念であり，タウンゼントの第一係数あるいは α 係数とも呼ばれ，この作用を α 作用という．1 個の電子が微小距離 dx [m]進む間に電子の数は αdx だけ増加するから，電子数密度 n [electrons/m^3]に対する増加数 dn は

$$dn = \alpha n dx \tag{2.1}$$

である．陰極表面(x=0)を原点とし，この付近での初期電子数密度を n_0 [electrons/m^3]とすると式(2.1)から積分すると

$$n = n_0 \exp(\alpha x) \tag{2.2}$$

のように表せる．

電子が電界強度 E [V/m]で x [m]だけ衝突しないで進むときに得られるエネルギーは eEx [J]である．気体の電離電圧を V_i [V]とすると，eEx が電離させるためのエネルギー eV_i [J]より大きいなるときに必ず電離すると考えると，電離するために必要な距離は

$$x = \frac{V_i}{E} \tag{2.3}$$

である．平均自由行程 λ [m]より距離が長い x をもつ電子数の全体に対する割合を式(2.4)のように表せる．

$$\frac{n}{n_0} = \exp\left(-\frac{x}{\lambda}\right) \tag{2.4}$$

式(2.4)に式(2.3)の x を代入すると

$$\frac{n}{n_0} = \exp\left(-\frac{V_i}{\lambda E}\right) \tag{2.5}$$

平均自由行程も $1/\lambda$ は，電子が単位長さを進む間に分子と衝突する回数であので，これに電離することができる割合の n/n_0 をかけると，単位長さを進む間に電離する数になる電離係数 α を式(2.6)のように表せる [40)].

$$\alpha = \frac{n}{n_0}\frac{1}{\lambda} = \frac{1}{\lambda}\exp\left(-\frac{V_i}{\lambda E}\right) \tag{2.6}$$

(b)　γ 作用

電離によってできた正イオンが，電界により，加速され陰極表面に衝突することによって，陰極表面から二次電子が放出されることと励起された原子から出た光が，陰極に照射されることにより，光電子が発生したり，準安定励起原子が陰極と衝突することによって電子が放出されることがある．このような作用をすべて含めてγ作用という[40]．

(c)　花火条件

気体中のイオン同士の衝突電離，イオンと原子の衝突電離，イオンが陰極に衝突して２次電子を放出することで正イオンが電子を発生する．陰極表面での電子数密度を n_0 [electrons/m^3]とすると，式(2.2)より，陰極表面から陽極表面に到達するまでに電子は $n_0\{\exp(\alpha d)-1\}$ 増加すると共に同数の正イオンが形成されていることになる．そして，この正イオンは陰極表面に衝突し，γ作用寄り，表面から２次電子を放出することになる．この正イオン１個当たりにの放出電子数をγとすると，$\gamma n_0\{\exp(\alpha d)-1\}$ の二次電子が放出される．そして，これらの電子は衝突電離作用のために陽極表面では，$\gamma n_0\{\exp(\alpha d)-1\}\exp(\alpha d)$ に増殖する．それで，陽極に流れこむ電子電流は

$$j = e\left[n_0\exp(\alpha d)+\gamma n_0\{\exp(\alpha d)-1\}\exp(\alpha d)+\gamma^2 n_0\{\exp(\alpha d)-1\}^2\exp(\alpha d)+\cdots\right] \tag{2.7}$$

$$= en_0\frac{\exp(\alpha d)}{1-\gamma\{\exp(\alpha d)-1\}} \tag{2.8}$$

となる．他から初期電子 n_0 の供給がない場合，j が無限大になる持続放電確率の条件は式(2.8)の分母が 0 のときであり，式(2.9)のように表せる．

$$\gamma\{\exp(\alpha d)-1\} = 1 \tag{2.9}$$

この関係式は，最初陰極から出た 1 個の電子の衝突電離作用によって $\{\exp(\alpha d)-1\}$

個の陽イオンを生じ，これが陰極に衝突して放出する二次電子の数が 1 個あれば，最初の電子と同じ動きをすることを意味する．すなわち，放電は持続できることを意味している．式(2.9)を変えると式(2.10)のようになる．

$$\alpha d = \ln\left(\frac{1}{\gamma}+1\right) \tag{2.10}$$

これをタウンゼントの火花条件式という．この条件を満たすために必要な電極間電圧のことを絶縁破壊電圧あるいは火花電圧という．

(d)　パッシェンの法則

電子の平均自由行程 λ は，気体の圧力 p に反比例するので，定数 λ_1 を用いて

$$\lambda = \frac{\lambda_1}{p} \tag{2.11}$$

と規格化すると式は式(2.12)のように表せる．

$$\frac{\alpha}{p} = \frac{1}{\lambda_1}\exp\left\{-\frac{V_i}{\lambda_1(E/p)}\right\} = A\exp\left\{-\frac{B}{E/p}\right\} \tag{2.12}$$

$A=1/\lambda_1$，$B=V_i/\lambda_1$ である．これを式(2.10)の絶縁破壊電圧に代入し，α を消去すると

$$Apd\exp\left(-\frac{B}{E/p}\right) = \ln\left(\frac{1}{\gamma}+1\right) \tag{2.13}$$

火花条件を満たす時の電界強度を E_s，絶縁破壊電圧を V_s とすると式(2.14)のようになる。

$$\frac{E_s}{p} = \frac{V_s}{pd} \tag{2.14}$$

式(2.14)を式(2.13)に代入して，　絶縁破壊電圧 V_s について書くと

$$V_s = \frac{Bpd}{\ln\{Apd/\ln(1+1/\gamma)\}} \tag{2.15}$$

となり，絶縁破壊電圧は pd，すなわち気圧 p とギャップ長 d との積のみの関数となる．

各ガスにおいて測定されている実験定数 A，B の値を Table 2.1 に示し，その値を式(2.15)に代入したときの計算結果を Fig. 2.3 に示す．Fig. 2.3 において，γ=0.005，p=1.01×10^{-5}Pa としている．Fig.2.3 をみると，圧力 p が一定がの場合，ギャップ長を大きくなると，衝突電離を起こすのに必要な電界強度を持つために，電極間の電圧を高くするべきである．一方，ギャップ長を小さくして平均自由行程より小さくなると，電子が電極間で行う衝突回数が急に減り，荷電粒子の増殖が急激に減少するため，電極間の電圧も増加しなければならない．

Table 2.1 Phenomenological constants A and B of Townsend's first ionization coefficient for selected gases.

Gas	A[ion pair/m-Pa]	B[V/m-Pa]
Ar	9.00	150.04
He	1.37	37.51

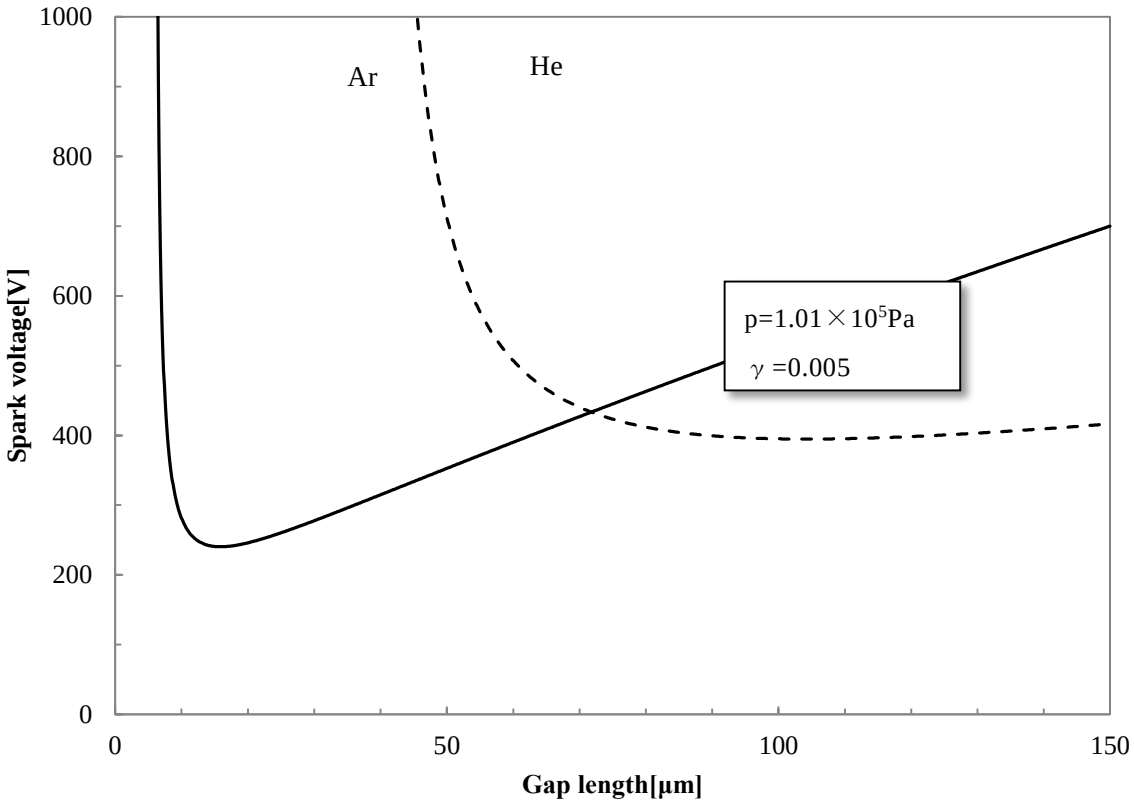


Fig. 2.3 Paschen's law.

2.2.3　電子放出機構

(a) 熱電界電子放出理論(T-F theory)

電極（陰極）からの電子放出機構として，従来から熱電子放出や電界放出がよく知られている．熱電子放出は Richardson-Dushman の式(2.16)に表わされるように陰極から放出される電子電流密度は，　電極（陰極）材料の仕事関数と温度の関数として与えられる．熱電界放出とは，金属内の電子は金属表面周囲の自由空間に比べると，エネルギー的には低いので，安定な状態にある．しかし，高温になると電子の運動エネルギーが金属の仕事関数よりも大きくなり，金属表面から自由空間にしみだしてくる現象である．

$$j_e = AT^2 \exp\left(-\frac{\varphi}{kT}\right) \tag{2.16}$$

そこで，$A=4mek^2/h^3$[$Am^{-2}K^{-2}$]，T：絶対温度[K]，φ：仕事関数[V]，m：電子の質量(9.11×10^{-31}kg)，e：素電荷量(1.6×10^{-16}C)，k：ボルツマン定数(1.38×10^{-23}J/K)，　h：プランク定数(6.63×10^{-34}Js)である．

電界放出は，Foler-Nordheim の式に表わされるように，陰極前面の電界強度の関数として与えられている [41)]．電界放出とは，　電極（陰極）表面に電界を加えると，自由電子ガスに閉じ込めていたポテンシャル障壁が薄くなるので，　一部の電子がポテンシャル障壁を透過して染み出してくる現象である．

しかしながら，放電の陰極現象は放電条件と放電雰囲気によって 電極（陰極）の表面温度及び電界強度が変化するので，両方の効果を取り入れた電子放出機構が必要になる．そこで，本研究では Murphy と Good によって提案された T-F 理論を適用した．以下に T-F 理論の概要と計算式の導出について述べる [42)]．

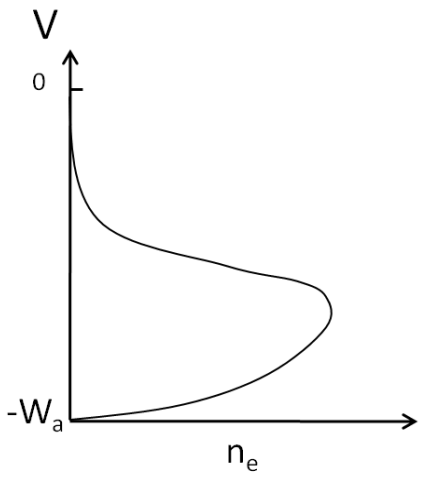


Fig. 2.4 Electron density of the state in the metal

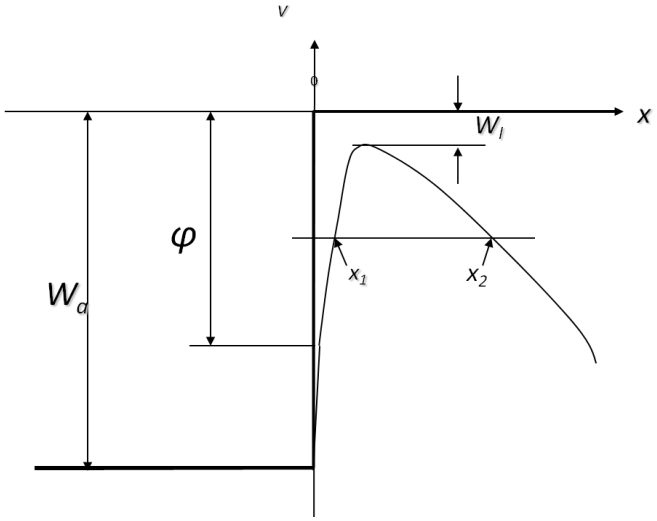


Fig. 2.5 Potential energy of an electron near the metal surface

金属内に存在する個々電子は，様々なエネルギーをもって運動している．そのエネルギー分布は気体とは異なり，Fig. 2.4 に示すようなフェルミ分布に従っている．

また，陰極金属の表面近傍には Fig. 2.5 に示すように 1 次元のポテンシャル障壁が存在していると仮定する．金属中の電子は様々な速度をもって運動しており，このポテンシャル障壁に単位時間，単位面積あたりに入射する電子のエネルギー範囲が dW であるとき，その電子の個数は式(2.17)で与えられる．

$$N(T,\zeta,W)dW = \frac{4\pi mkT}{h^3}\ln\left[1+\exp\left\{\frac{-(W-\zeta)}{kT}\right\}\right]dW \qquad (2.17)$$

ここで，$N(T,\zeta,W)$は電子の個数[electrons/m^{2}s]，ζ はフェルミエネルギー[J],

$W\left(=\frac{p(x)^2}{2m}+V(x)\right)$は電子の運動エネルギー(表面に垂直な成分)[J],

$p(x)$は電子の運動量(表面に垂直成分)[kgm/s],

$V(x)$は電子のポテンシャルエネルギー[J]である．仕事関数は$\phi=-\zeta$ であるので，フェルミエネルギーが求める．

次に，ポテンシャル障壁に入射した電子が金属表面から飛び出す浸透確率 $D(E,W)$ を求める．Fig. 2.5 に示した電子のポテンシャルエネルギーは式(2.18)のように表せる．

$$V(x)=-\frac{e^2}{4x}-eEx \qquad (x>0)$$
$$=-W_a \qquad (x\le 0) \tag{2.18}$$

ここで，E は電界強度[V/m]である．これらを用いて，浸透確率 $D(E,W)$ は以下の式で求められる．

$$D(E,W)=\left\{1+\exp\left(-2i\hbar\int_{x_1}^{x_2} p(\xi)d\xi\right)\right\}^{-1} \tag{2.19}$$

$$\hbar=\frac{h}{2\pi} \tag{2.20}$$

x_1， x_2 は $p(x)^2=0$ となる x の値である．式(2.17)，(2.18)より， $p(x)$， x_1， x_2 はそれぞれ式(2.21)， 式(2.21)， 式(2.21)で与えられる．

$$p(x)=\left\{2m\left(W+\frac{e^2}{4x}+eEx\right)\right\}^{\frac{1}{2}} \tag{2.21}$$

$$x_1=-\frac{W}{2eE}\left\{1+i\left(\frac{e^3E}{W^2}-1\right)^{\frac{1}{2}}\right\} \tag{2.22}$$

$$x_2=-\frac{W}{2eE}\left\{1-i\left(\frac{e^3E}{W^2}-1\right)^{\frac{1}{2}}\right\} \tag{2.23}$$

ここで，W の値が大きくなるにつれて，これらを適用できなくなる．その限界値 W_l は式(2.24)で与えられる．

$$W_l=-\frac{1}{\sqrt{2}}\left(e^3E\right)^{\frac{1}{2}} \tag{2.24}$$

また，W が W_l 以上になる範囲においては $D(E,W)=1$ とする．式(2.19)～(2.24)より以下の式が得られる．

$$D(E,W)=\left[1+\exp\left\{\frac{4}{3}\sqrt{2}\left(\frac{E\hbar^4}{m^2e^5}\right)^{-\frac{1}{4}}y^{-\frac{3}{2}}v(y)\right\}\right]^{-1} \qquad W<W_l \tag{2.25}$$

$$D(E,W)=1 \qquad W\ge W_l \tag{2.26}$$

ただし

$$y=\frac{\left(e^3E\right)^{\frac{1}{2}}}{|W|} \tag{2.27}$$

$$v(y)=-\left(\frac{y}{2}\right)^{\frac{1}{2}}\left\{-2E\left(\frac{y-1}{2y}\right)^{\frac{1}{2}}+(y+1)K\left(\frac{y-1}{2y}\right)^{\frac{1}{2}}\right\} \qquad y>1 \tag{2.28}$$

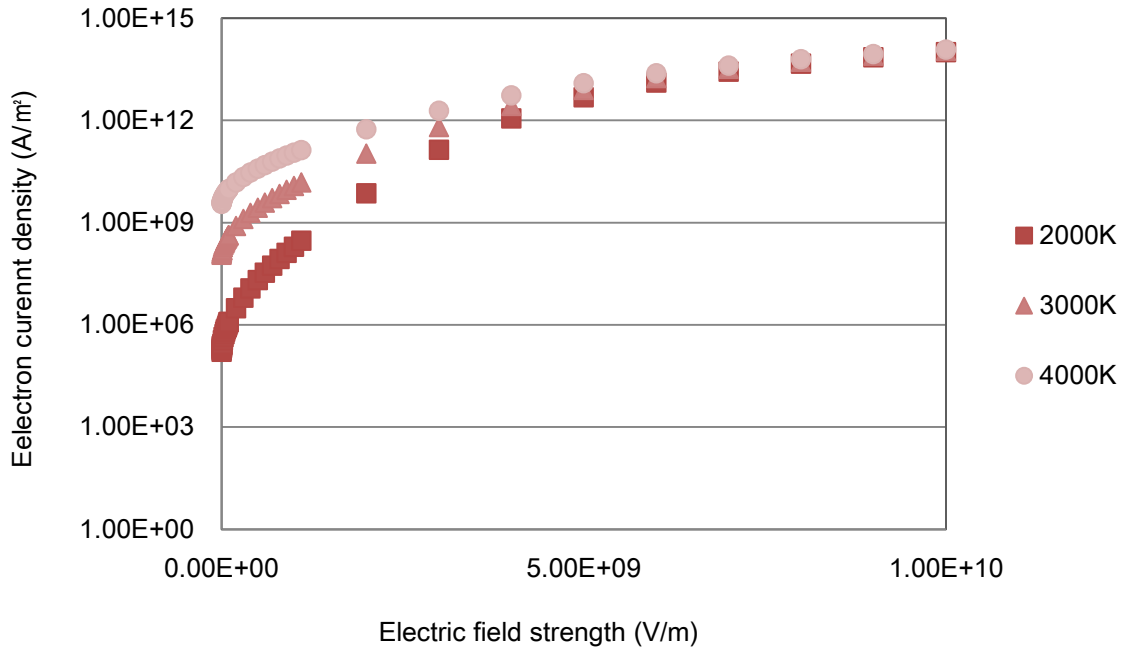
$$v(y)=-(1+y)^{\frac{1}{2}}\left\{E\left(\frac{1-y}{1+y}\right)^{\frac{1}{2}}-yK\left(\frac{1-y}{1+y}\right)^{\frac{1}{2}}\right\} \qquad y<1 \tag{2.29}$$

$$E(k)=\int_0^{\pi/2}\left(1-k^2\sin^2\theta\right)^{\frac{1}{2}}d\theta \tag{2.30}$$

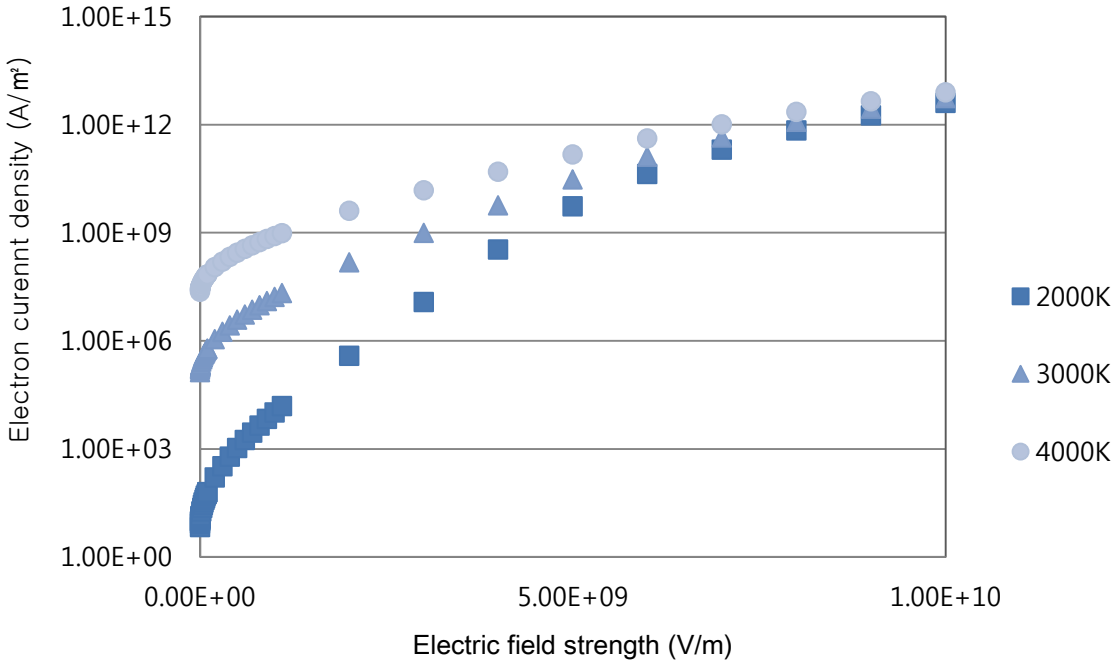
$$K(k)=\int_0^{\pi/2}\left(1-k^2\sin^2\theta\right)^{-\frac{1}{2}}d\theta \tag{2.31}$$

これらの式を用いて，陰極表面から放出される単位面積当たりの全電子電流密度は，式(2.17)，(2.25)，(2.26)の積を全エネルギー範囲について積分し，これに電荷素量eをかけた次式で表すことができる．

$$\begin{aligned} j_e(E,T,\zeta) &= e\int_{-W_a}^{\infty} D(E,W)N(T,\zeta,W)dW \\ &= \frac{4\pi mkTe}{h^3}\int_{-W_a}^{W_l}\frac{\ln\left[1+\exp\{-(W-\zeta)/kT\}\right]dW}{1+\exp\left\{\left(4\sqrt{2}/3\right)\left(F\hbar^4/m^2e^5\right)^{-\frac{1}{4}}y^{-\frac{2}{3}}v(y)\right\}} \\ &\quad+\frac{4\pi mkTe}{h^3}\int_{W_l}^{\infty}\ln\left[1+\exp\{-(W-\zeta)/kT\}\right]dW \end{aligned} \tag{2.32}$$



(a) φ = 3.1eV



(b) φ = 4.54eV

Fig. 2.6 Logarithm plot of emitted current density.

Fig. 2.6 は陰極の仕事関数を 3.1eV, 4.54eV とし，陰極温度を 2000K，3000K，4000K としたときの電界強度と電子電流密度の関係を示している．これより電極温度および電界強度が大きくなるほど，　電極の仕事関数が小さくなるほど，電子電流密度が増大することがわかる．

2.3.2　電極形状と電界強度の関係

電界強度は電極先端が鋭い場合，局部的に大きくなることが知られている．Fig. 2.7 のように棒状電極と平面状電極が向かい合っている状態を考える [35]．ギャップ長を d，電極の先端は半球状に丸くなっており，曲率半径を a とする．曲率半径とは曲線の曲がり具合を円に近似したときのその円の半径である．つまり，電極先端の曲率半径は電極の鋭さを表せるもので，曲率半径が小さくなるほど電極も鋭くなる．棒状電極先端の表面で電位を V，平面状電極の表面で電位を 0 とすると，棒状電極表面における電界強度は以下の式(2.33)のように近似される．

$$E \approx \frac{V}{a\{1-(a/d)\}} \tag{2.33}$$

d が a 比べて極めて大きいとき，式(2.21)はさらに式(2.34)のように近似される．

$$E \approx \frac{V}{a} \tag{2.34}$$

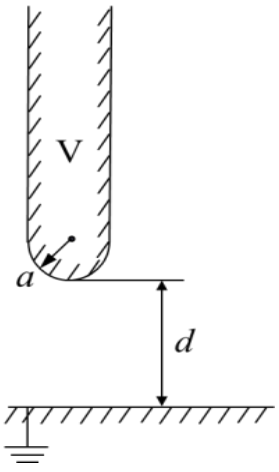


Fig. 2.7 Point and plane geometry.

したがって，このとき電極先端の曲率半径が小さいほど，電界強度は大きくなる．

本研究で用いる電極は，曲率半径が a =2.3～7.2 μ m であり，ギャップ長は d =5mm から d =0.3mm(300 μ m)までと比べると極めて小さい．よって式(2.22)より電界強度の指標として曲率半径 a を用いることとする．

2.3　大気圧放電の高パワー密度化

2.3.1　パワー密度と相変化

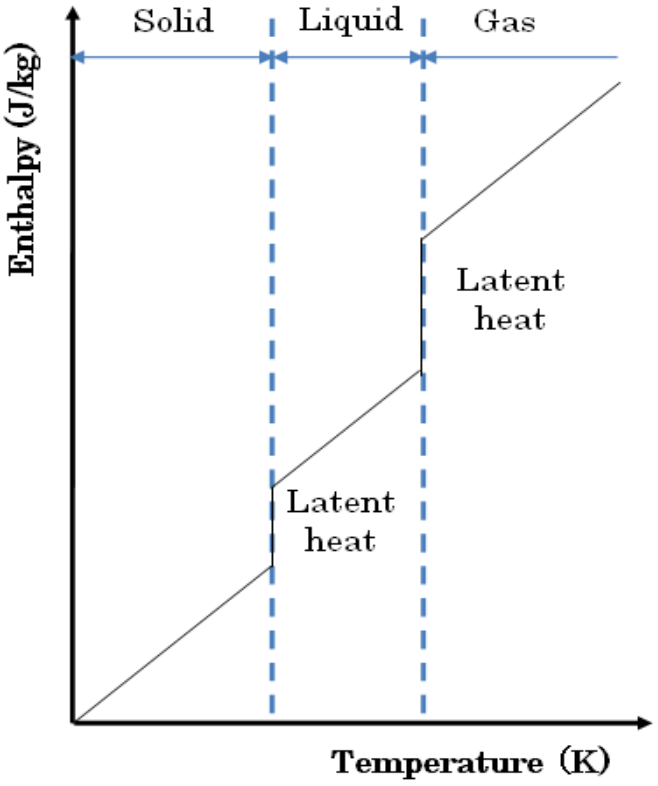


Fig.2.8 Relationship between enthalpy and temperature.

母材溶接部の温度は，熱源から与えられた熱源(入熱量)と， 母材内部への熱伝導や雰囲気への伝導などの熱損失との熱収支によって決定される．Fig.2.8 に示すように単位体積の物質が持つエネルギーを大きくすると，温度が上昇し，固体から液体，液体から気体となる相変化が起きる．母材に流入する熱流束(パワー密度)が高ければ，溶融や蒸発が生じる．液体と気体は流動するので，熱の流れによって運ばれる対流熱輸

送が起きる.

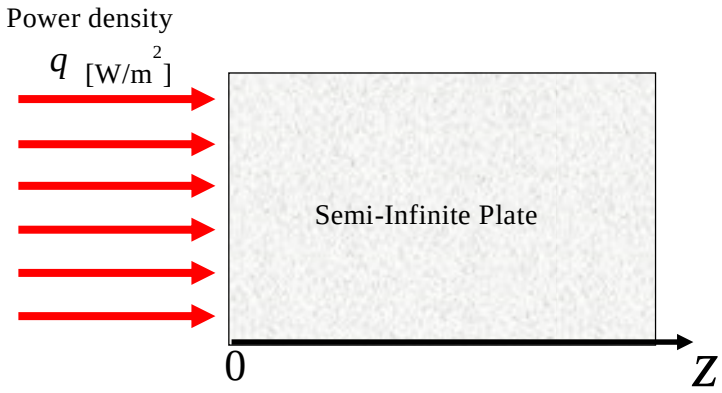


Fig.2.9 Heating of material from surface.

熱源のパワー密度と相変化との関係をおおまかにつかむため，熱伝導論をベースにして考える．Fig.2.9 に示す半無限固体の母材内での熱の流れは，(2.35)式の 1 次元熱伝導方程式で示せる [31].

$$\frac{\partial T}{\partial t} = k\frac{\partial^2 T}{\partial^2 z} \tag{2.35}$$

z=0 の母材表面の与えられたパワー密度[W/m^2]はそのまま母材内部に輸送されるので，表面の境界条件を(2.36)式のように表せる.

$$q = -\lambda \frac{\partial T}{\partial z}\bigg|_{z=0} \tag{2.36}$$

このとき，母材の z 方向の温度分布は次の(2.4)式で得られる.

$$T(z,t) = \frac{2q\sqrt{kt}}{\lambda} ierfc\left(\frac{z}{2q\sqrt{kt}}\right) \tag{2.37}$$

(2.37)式を見ると母材内部の温度(T)と加熱時間(t)以外は定数なので，母材内部の各位置の温度は加熱時間の 1/2 乗に比例して上昇する．母材表面の温度を求めるために，z=0 を代入すると $ierfc(0) = \frac{1}{\sqrt{\pi}}$ がなるので，(2.38)式になる.

$$T(0) = \frac{2q}{\lambda}\sqrt{\frac{kt}{\pi}} \tag{2.38}$$

表面から投入された熱が母材内に熱伝導により，輸送された速度を考えてみる．熱拡散距離($D_p = 2\sqrt{kt_p}$ ， t_p ：加熱時間)を使用すると， D_p 内の総熱量は単位体積当たり qt_p / D_p [J/m^3]になるので, 溶融条件は(2.39)式で, 蒸発条件は(2.40)式で表せる．

$$\frac{qt_p}{D_p} \geq \rho\{c_s(T_m - T_0) + L_m\} \tag{2.39}$$

$$\frac{qt_p}{D_p} \geq \rho\{c_s(T_m - T_0) + L_m + c_l(T_b - T_m) + L_v\} \tag{2.40}$$

ここで， T_m, T_b, T_0: 融点，沸点，母材の初期温度[K]， c_s, c_l: 固体と液体の比熱[J/kgk] L_m, L_v: 溶融潜熱と蒸発潜熱[J/kg]である．

(2.39)式を用いて，ステンレス鋼(SUS304)，アルミニウム(Al)，銅(Cu)について計算した結果を Fig2.10 に示す．例えば，ステンレス鋼の場合，加熱時間(パルス)幅 1ms に

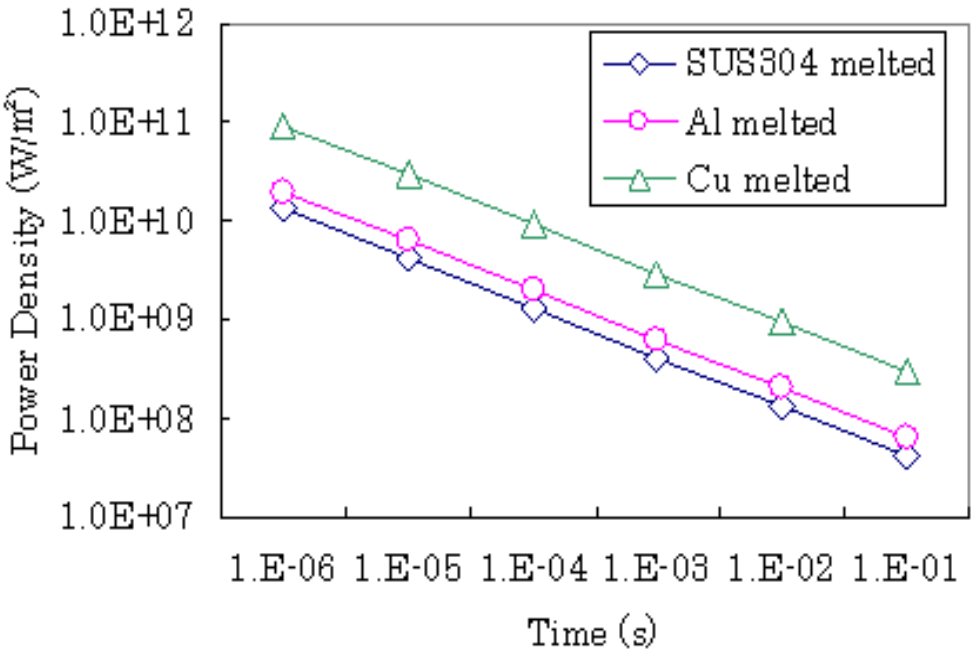


Fig.2.10 Effect of power density and heating time on phase transition.

するとき，4×10^{9} W/m^{2}以上のパワー密度の熱流束を与えると、溶融することになる．

(2.39)式と(2.40)式をみると，溶融と除去加工のとき，母材を決めるとパワー密度と加熱時間により，溶込みと除去の深さを調整できる．体表的な物質の時間に従う熱拡散距離を Table.2.2 に示す.

Table.2.2 Thermal diffusion distance of material

	0.1ms	1ms	10ms
Stainless steel 304 [mm]	0.041	0.130	0.410
Iron [mm]	0.096	0.303	0.959
Silicon [mm]	0.188	0.593	1.876
Aluminum [mm]	0.197	0.623	1.969
Copper [mm]	0.214	0.678	2.144

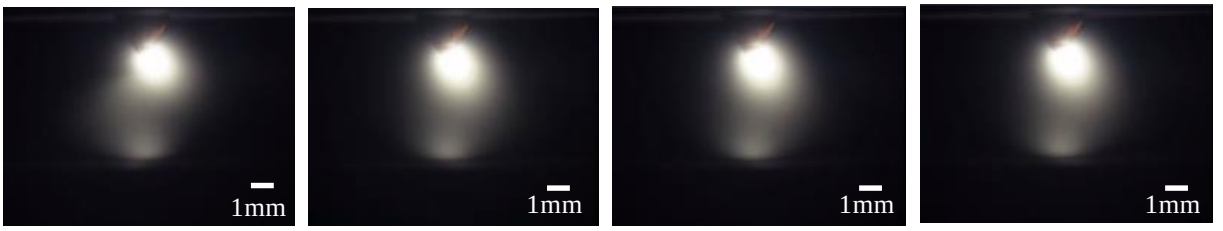
2.3.2　大気圧放電の細径化· 高パワー密度化

(a)　プラズマ発生サイズ

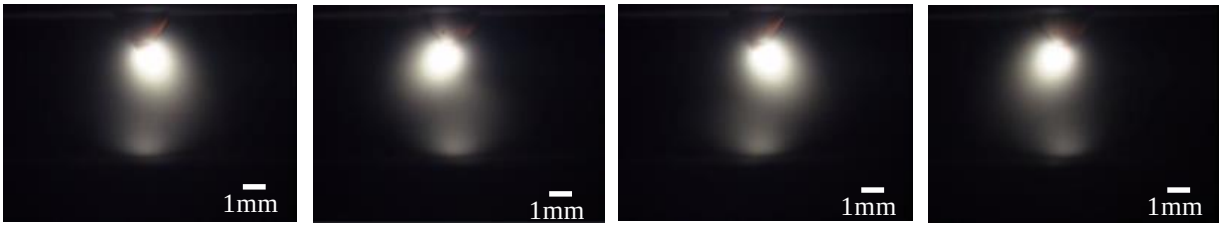
電極の直径と電極の先端のサイズを縮小することによりプラズマの発生サイズを縮小できる．それ以外に，電流値の減少により，プラズマの発生とプラズマ直径を小さくできる.

Fig.2.11 と Fig.2.12 は A r ガス雰囲気での 10A と 150A の TIG 放電の絶縁破壊から 3 秒後の定常状態から時間による放電外観の変化を示す. 150A の TIG 放電より 10A TIG 放電のほうがプラズマの発生サイズとプラズマの直径が小さくなるが，陰極からの電

子放出が不安定となることにより，放電プラズマも不安定になり，十分なパワー密度を得られない.

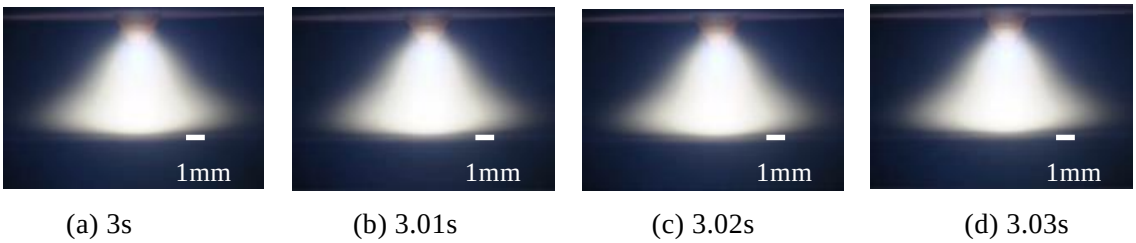


(a) 3s (b) 3.01s (c) 3.02s (d) 3.03s

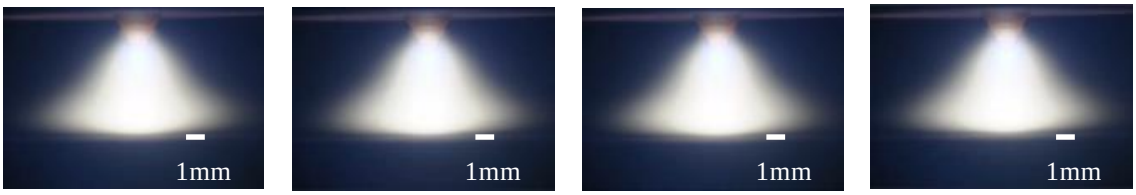


(e) 3.04s (f) 3.05s (g) 3.06s (h) 3.07s

Fig.2.11 Discharge appearance of TIG 10A.



(a) 3s (b) 3.01s (c) 3.02s (d) 3.03s



(e) 3.04s (f) 3.05s (g) 3.06s (h) 3.07s

Fig.2.12 Discharge appearance of TIG 150A.

(b)　プラズマアーク

Fig2.13 はプラズマアークの概略図である．第 1 章のプラズマアーク加工法に述べったようにプラズマアークは，発生したアーク放電を水冷された銅の拘束ノズルの孔に通過させることによって，拘束ノズルのウォール効果とシールドガスからさらにサーマルピンチ効果により，熱プラズマを緊縮されることで，パワー密度を上げている．しかし，銅などの金属製ノズルでは使用条件が制限されている．プラズマアークの電流値にもよるが，通常， 直径 1mm 以下よりも小さくなると，シリーズアークやダブルアークが発生し，アークが不安定になる．さらには，ノズルが損失してしまう問題がある．そこで，銅の融点が 1356K で，ボロンナイトライド(以下，BN と略称する)の融点が 3000 K よりも高いことから，ノズルの内側に銅よりも融点の高い BN を用いるとノズル孔径をより小さくでき，プラズマの細径化，高パワー密度化，安定化させると考えられる [5, 18-21].

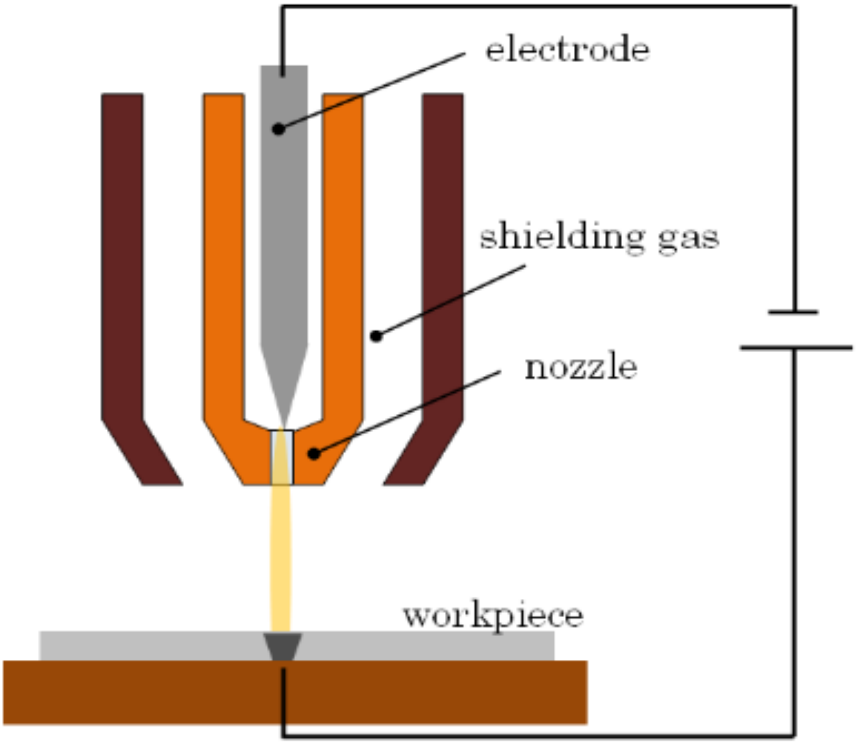


Fig.2.13 Schematic illustration of plasma arc process.

(c)　放電の電流電圧特性

母材表面からエネルギーを投入し，溶接･熱加工する場合，単位面積･単位時間当たりに与える熱流束（パワー密度）は(2.41)式で表される．

$$P = \frac{Q}{S} = \frac{V \times I}{S} \tag{2.41}$$

ここで，P： パワー密度[W/m^2]，Q ： 入熱量[W]，S ： 断面積[m^2]，V ： 電圧[V]，I ： 電流[A]である．

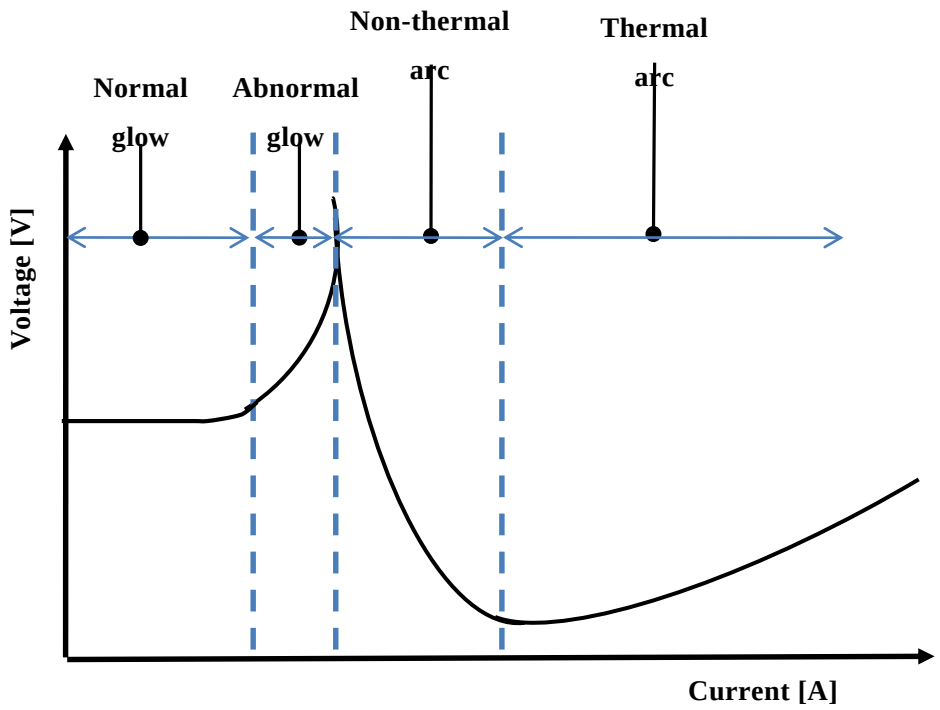


Fig.2.14 Universal voltage-current characteristic of the DC electrical discharge (glow region-arc region)[35,36].

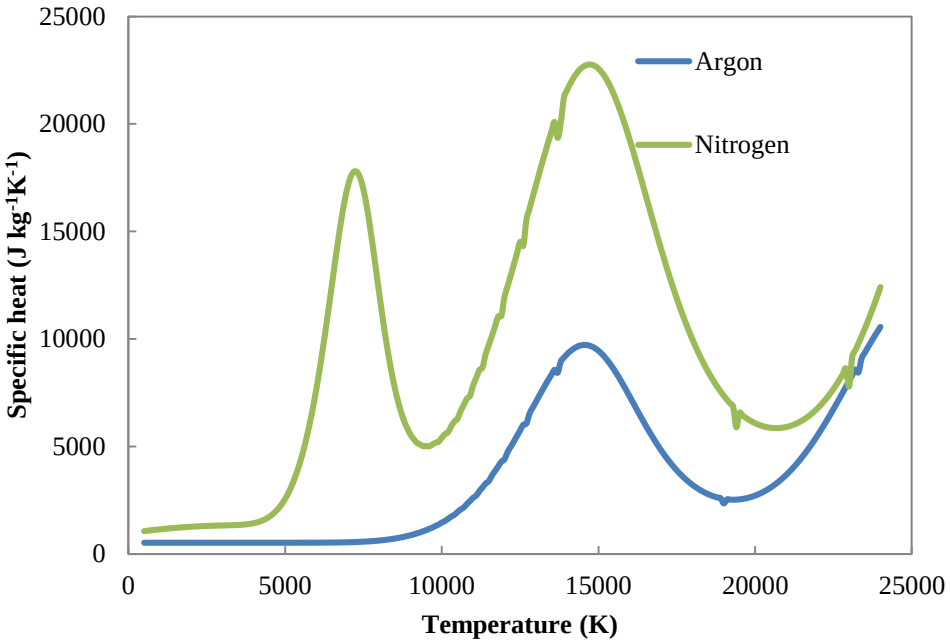
パワー密度を上げるためには，電圧と電流を高めること，あるいは，断面積を小さくすることが必要である．一般的なプラズマアークは Fig.2.14 の電圧が低く，電流が高い熱プラズマ領域で，放電し，拘束ノズルのサーマルピンチ効果により，熱プラズ

マを緊縮されることで，パワー密度を上げているとされる．しかし， 直径 1mm 以下になるとシリーズアークやダブルアークが発生 と焼損してしまうといった問題がある．

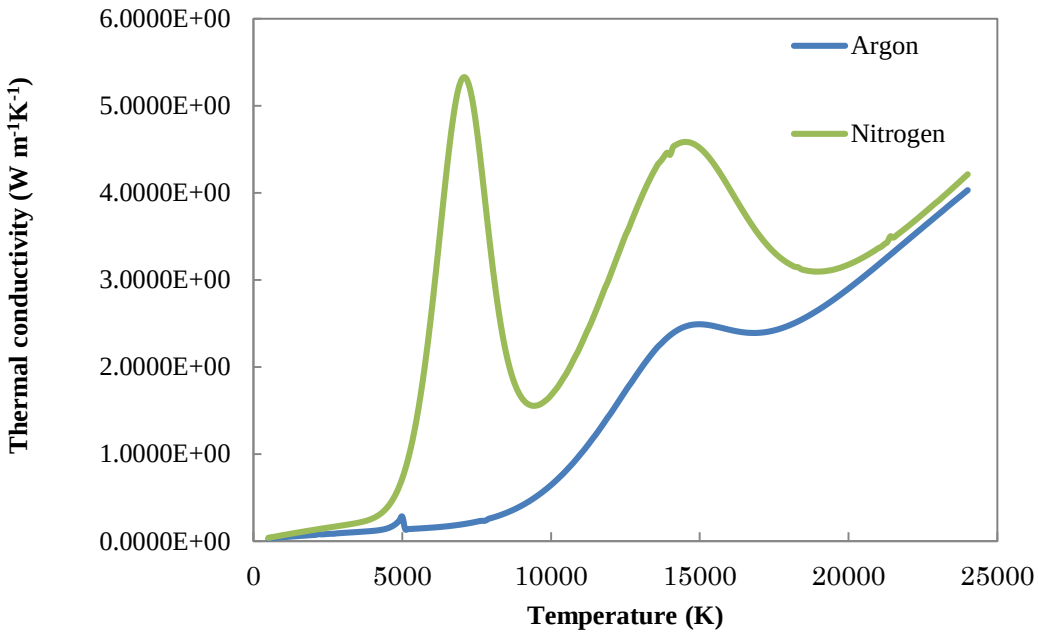
そこで，電圧が高くて，電流が低い非熱プラズマ領域(グロー–アーク領域)で放電させ，拘束ノズルを用いてプラズマ電流経路を制限し，母材に与えられる断面積を小さくすることにより，パワー密度を上げることができると考えられる．

(d)プラズマガスの物性値

通常，TIG 溶接ではシールドガスが Ar ガスが利用されているが，N_2 ガスを利あ用することで，プラズマのサイズが小さくなるし，高パワー密度が得られる．その理由は，プラズマガスのサーマルピンチ効果である．言いかえらば，プラズマガスの比熱の温度依存性である．Fig.2.15 のように Ar ガスより N_2 ガスの比熱と熱伝導率かなり高いので，プラズマの膨張しにくくなり，同じ条件でも電圧が高くなる [45-47]．それで，プラズマの直径が小さくなるし，小さい領域に電流が流れてピンチ効果により，さらに，プラズマの直径が縮小する．それで，指向性を持つ安定なプラズマが生成し，高パワー密度化されると考えられる．



(a) Specific heat



(b) Thermal conductivity

Fig.2.15 Physical properties of Ar gas and N_2 gas as a function of temperature[48)] .

2.4 結言

本章では，マイクロ放電の基礎として，直流放電現象の電流電圧特性や熱電界電子放出理論(T-F theory)などこれまでに得られている知見を整理し，マイクロ熱源として機能させるため，大気圧放電のパワー密度とその細径化の方法について述べた．結果を以下に要約する．

1)　熱電界電子放出理論(T-F theory)により，陰極の電極からの放出される電子電流密度に影響を与えられる因子は，電極温度，電極の電界強度，電極の仕事関数であり，電極温度および電界強度が大きくなるほど，電極の仕事関数が小さくなるほど，電子電流密度が増大することがわかる．

2)　加工材料を溶融させるためには, マイクロ放電のパワー密度が 10^9 W/m^2 以上 が必要になる．

3）電極先端部の曲率半径が大きくなると電極電界強度が大きくなり，電子電流密度が増加する．

4)　電極の直径と電極の先端のサイズを減少することで，プラズマの発生サイズを小さくできる．また、電流値を低減することでプラズマの発生サイズとプラズマ直径を小さくできるが，放電が不安定になり，十分なパワー密度を得られない．

5)　銅などの金属製ノズルでは，直径 1mm 以下になるとシリーズアークやダブルアークが発生 と焼損してしまうといった問題があるので, BN を用いるとノズル孔径をより小さくでき，プラズマの細径化，高パワー密度化，安定化させると考えられる

6)　普通に利用されるアーク領域だけではなく，電圧が高いグローとグロー･アーク遷移領域も用いると，低電流でも高いパワー密度が得られると考えられる．

7)　TIG 溶接加工に普通に利用される Ar ガスより N_2 ガスを利用すると，プラズマの直径が小さくなり，指向性を持つ安定なプラズマが生成し，高パワー密度化されると考えられる．

第 3 章　実験装置

3.1　緒言

第 2 章において述べたように，大気中でのマイクロ精密加工への適用に向けて，パワー密度が10^9 W/m^{2}以上のサブミリサイズの熱源を作成する必要がある．本研究では，サブミリサイズの放電プラズマを作成する手法を種々検討している．ひとつは，電流経路を制限するプラズマアーク方式を採用し，細径ノズルを設計・試作している．また，放電電流値を低くすることで，放電サイズを小さくすることを考え，アーク領域からグロー領域まで電力を供給できる高電圧の定電流電源を試作することにした．さらに，放電の安定化や集中をねらい，電極先端を尖鋭化する電解研磨の手法を検討している．そして，電極を加熱させて熱電子放出を増加させるフィラメント電極の製作も試みた．

この章ではノズルとトーチの設計や試作した電源，微細電極，フィラメント電極について述べる．

3.2　放電プラズマの拘束ノズル

3.2.1　アークプラズマの温度分布

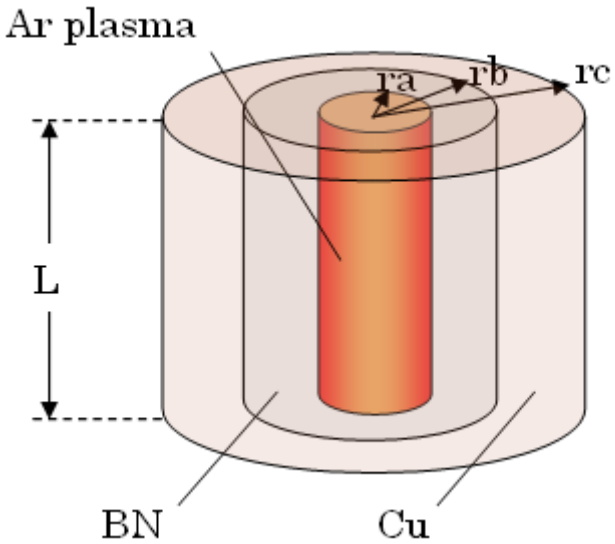


Fig.3.1 Model for estimation of temperature distribution in nozzle.

Fig.3.1 のような中心の孔に，軸対称のアルゴンプラズマが満たされており，その外側がボロンナイトライド(BN)と銅で作られているノズルを表したモデルを考える．

アークプラズマの温度分布は，対流熱輸送を無視できる場合，次式（Elenbaas-Heller の式）で表される．

$$\frac{\partial(\rho c T_{Ar}(r))}{\partial t} = -\nabla\cdot(-\lambda_{Ar}\nabla T_{Ar}(r)) - P_r(T_{Ar}) + \frac{J^2}{\sigma_{Ar}} \tag{3.1}$$

$T_{Ar}(r)$:アークプラズマの半径方向の温度分布[K]
ρ:プラズマの密度 [kg/m^3]
c:プラズマの比熱 [J/kgK]
λ_{Ar}:アルゴンの熱伝導率[W/mK]
P_r:放射損失 [W/m^3]
$J(=\frac{I}{\pi r_a^2})$:電流密度 [A/m^2] (I:電流 [A])
σ_{Ar}:アルゴンの導電率 [mho/m]

Fig.3.1 のモデルにおいて，アークプラズマは円柱形状の軸対称で，長さ方向の温度変化がないとする．アークプラズマは定常状態を考え，放射損失は無視でき，プラズマ内の電流密度，導電率，熱伝導率は一定と仮定した．円筒座標系のとき，(3.2)式が成り立つ．

$$\nabla^2 = \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial}{\partial r}\right) + \frac{1}{r^2}\frac{\partial^2}{\partial\theta^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \tag{3.2}$$

式(3.1)(3.2)により，(3.3)式になる．

$$\frac{\lambda_{Ar}}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial T_{Ar}(r)}{\partial r}\right) + \frac{J^2}{\sigma_{Ar}} = 0 \tag{3.3}$$

これを$T_{Ar}(r)$について解くと，(3.4)式になる．

$$T_{Ar}(r) = -\frac{J^2}{4\lambda_{Ar}\sigma_{Ar}}r^2 + A\ln r + B \qquad (A,B:\text{定数}) \tag{3.4}$$

ノズルの中心軸の部分$r=0$では，$T_{Ar}(r)$は有限値をとるので，$A=0$とおくことができる．また，$r=r_a$のとき$T_{Ar}(r)=T_a$になる．

$$T_{Ar}(r) = -\frac{J^2}{4\lambda_{Ar}\sigma_{Ar}}r^2 + T_a + \frac{J^2 r_a^2}{4\lambda_{Ar}\sigma_{Ar}} \tag{3.5}$$

T_a: r_aにおける温度[K]

3.2.2　ノズル BN 部分の温度分布

$r = r_a$において，アルゴンプラズマから出ていく総熱量，すなわちQ[W]は BN 部が受け取る総熱量と等しい．したがって，(3.6)式が成り立つ．

$$q \cdot 2\pi r L = Q \tag{3.6}$$

q:熱流束 [W/m^2]
L:ノズルの軸方向長さ [m]
Q:伝わる熱量 [W]

また，BN 部が受け取る熱流束q[W/m^2]は，フーリエの法則より次式で表せる．

$$q = -\lambda_{BN} \frac{dT_{BN}(r)}{dr} \tag{3.7}$$

$T_{BN}(r)$:BN部の半径方向の　温度分布[K]
λ_{BN}:BNの熱伝導率　[W/mK]

よって，式(3.6)(3.7)より(3.8)式が成り立つ．

$$-\lambda_{BN} \frac{dT_{BN}(r)}{dr} \cdot 2\pi r L = Q \tag{3.8}$$

(3. 8)式を$T_{BN}(r)$について解くと，(3. 9)式になる．

$$T_{BN}(r) = -\frac{Q}{2\pi L \lambda_{BN}} \ln r + C \qquad (C:\text{定数}) \tag{3.9}$$

それによって，境界条件が$r = r_a$のとき$T_{BN}(r) = T_a$であることから，(3.10)式が成り立つ．

$$T_{BN}(r) = -\frac{Q}{2\pi L \lambda_{BN}} \ln r + T_a + \frac{Q}{2\pi L \lambda_{BN}} \ln r_a \tag{3.10}$$

また，$r = r_b$のとき$T_{BN}(r) = T_b$であるので，(3.11)式になる．

$$T_b = -\frac{Q}{2\pi L \lambda_{BN}} \ln r_b + T_a + \frac{Q}{2\pi L \lambda_{BN}} \ln r_a \tag{3.11}$$

これを変形すると，(3.12)式になる．

$$T_a = T_b + \frac{Q}{2\pi L \lambda_{BN}} \ln r_b - \frac{Q}{2\pi L \lambda_{BN}} \ln r_a \tag{3.12}$$

3.2.3　ノズル銅部分の温度分布

BN 部の温度分布と同様に考えると，(3.13)式になる．

$$T_{Cu}(r) = -\frac{Q}{2\pi L \lambda_{Cu}} \ln r + D \qquad (D:\text{定数}) \tag{3.13}$$

$T_{Cu}(r)$:銅の半径方向の温度 分布[K]

λ_{Cu}:銅の熱伝導率 [W/mK]

よって，境界条件が $r = r_b$ のとき $T_{Cu}(r) = T_b$ であることから，

$$T_{Cu}(r) = -\frac{Q}{2\pi L \lambda_{Cu}} \ln r + T_b + \frac{Q}{2\pi L \lambda_{Cu}} \ln r_b \tag{3.14}$$

が成り立つ．また， $r = r_c$ のとき $T_{Cu}(r) = T_c$ であるので，(3.14)式より，

$$T_c = -\frac{Q}{2\pi L \lambda_{Cu}} \ln r_c + T_b + \frac{Q}{2\pi L \lambda_{Cu}} \ln r_b \tag{3.15}$$

となり，これを変形すると，(3.16)式になる．

$$T_b = T_c + \frac{Q}{2\pi L \lambda_{Cu}} \ln r_c - \frac{Q}{2\pi L \lambda_{Cu}} \ln r_b \tag{3.16}$$

3.2.4 使用可能な熱量範囲

Table 3.1 Interface temperature of nozzle

(a) r_b=4mm

r_a	T_b	Q
0.05mm	327K	146W
0.25mm	336 K	191W
0.5mm	341 K	221W

(b) r_b=5.5mm

r_a	T_b	Q
0.05mm	319K	139W
0.25mm	325 K	184W
0.5mm	329 K	207W

T_a を決めると式(3.12)と式(3.16)によりプラズマの熱量 Q の値が予測できる．T_a，T_b が使用可能温度を超えないような r_a, r_b, r_c を選定することにした． 設計の容易さから考え，BN のノズル直径を 0.1mm．0.5mm, 1mm として， r_a =0.05mm, 0.25mm, 0.5mm とし， $r_a = 0.15\text{mm}$ とし， r_b=4mm, 5.5mm , $r_c = 14\text{mm}$ で設定した．BN の融点は約 3000K，Cu の融点は 1300K なので，BN 材と Cu 材が

損傷受けないプラズマの熱量Q いわゆる BN 材が 3000K 以ので上になると損傷するので，BN 材が 3000K の計算結果を Table 3.1 で示す.

3.2　ノズルとトーチの設計

3.3.1　プラズマトーチおよびノズル

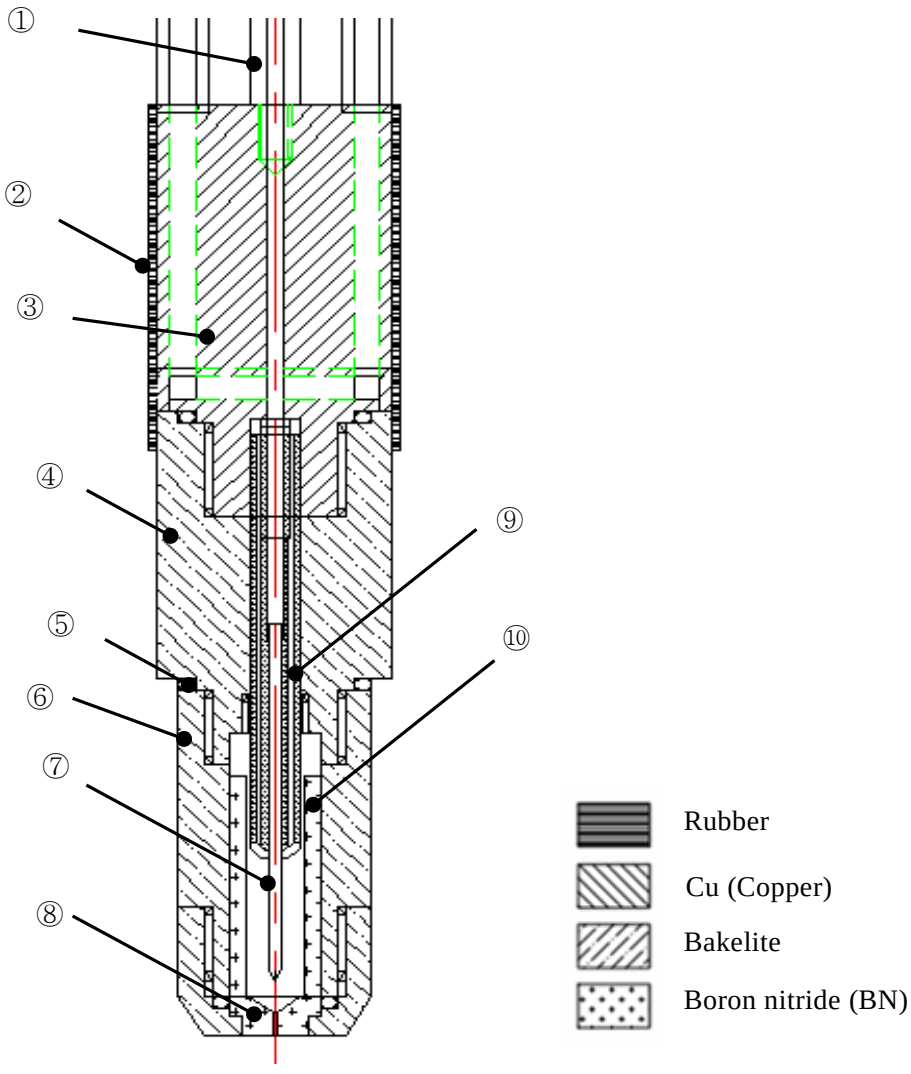
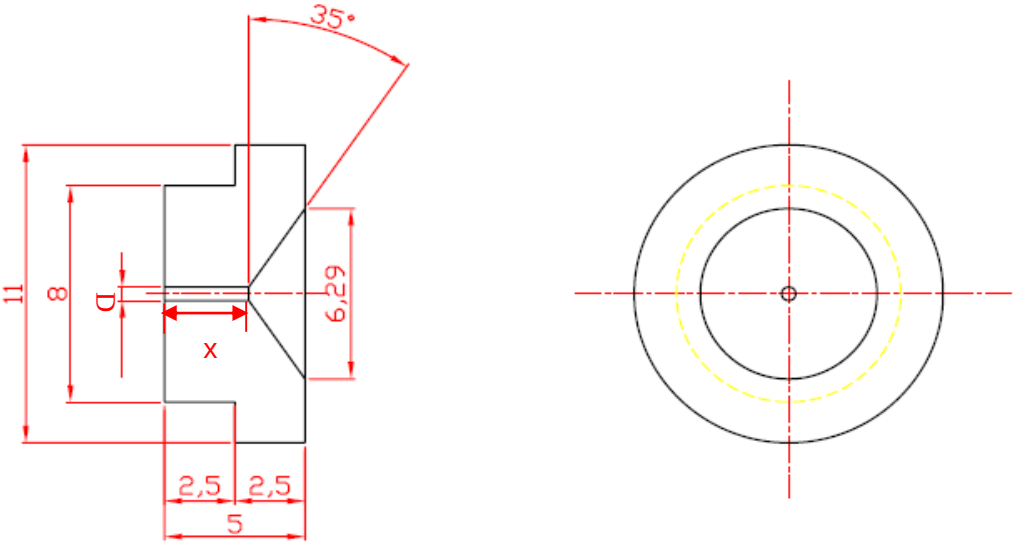


Fig.3.3 Schematic diagram of experimental torch used and BN nozzle.

前節までの結果を踏まえて, Fig.3.2 と Fig.3.3 のようなトーチとノズルを設計した．Fig.3.2 はノズルとトーチの部品を組み合わせた図面である．Fig.3.3 はノズル BN 部分の側面図と平面図である．

Fig.3.2 に示すように，プラズマトーチはベークライト，銅，ボロンナイトライド，ゴムで作られている．①の部分はアルゴンガスの注入口である．③の部分は銅で作られており，上のねじの部分にボルトをねじ込み，電源から電極に電流を流す通路の役割をする．③の部分には電気が流れるので，安全のために，ゴムで作られた②の部分を装着する．④の部分はベークライトを用いることにより，電極とノズルを電気的に絶縁する働きをしている．⑤の部分にある部品はオーリングである．トーチ内部からガスが漏れないためにねじで繋がる各部品の間に装着する．⑧の部分が BN で作られたノズルである．ノズル直径は 0.3mm と 0.5mm で二つの種類で作る．融点の高い BN を用いることで，既存ノズルの直径 1 mm より小さいノズル孔を作ることができる．⑨の部分が電極を支える電極コレットである．⑨の部分は二つの部品で構成されている．③部品と④部品を締めると外側のコレットは④部品に固定されているので，半分に割れている内側を押さえ込むことになり，電極を支えるようになる．⑩の部分は高電圧を用いて放電スタートする場合，陰極⑦が部品⑤⑥を通して絶縁破壊したり，⑤⑥の部品が損傷したりすることを防ぐために BN を用いている．



(a) Side (b) Top (unit: mm)

Fig.3.2 Drawings of torch nozzle.

3.3.2　フィラメントトーチ

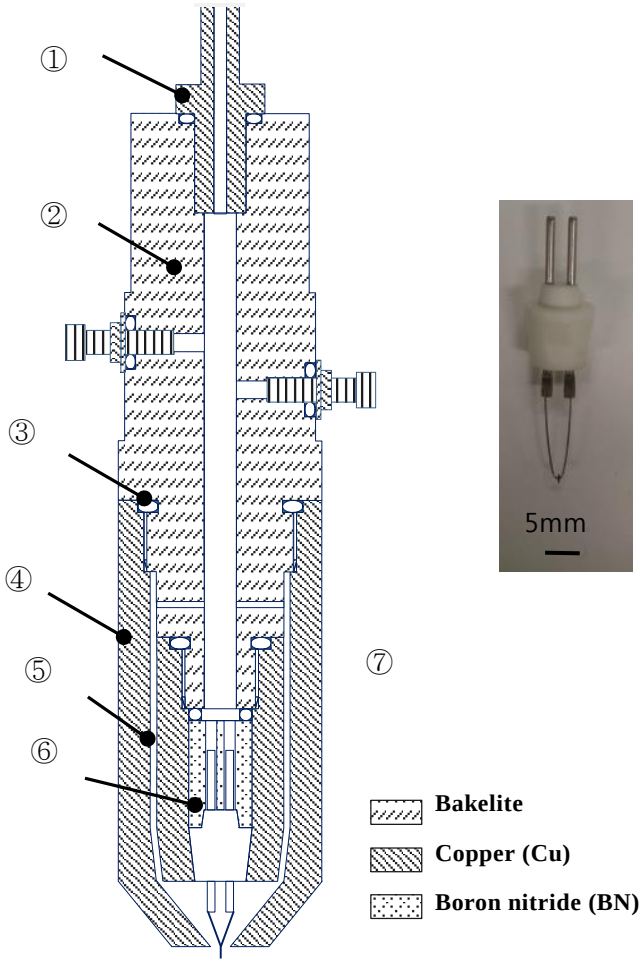


Fig.3.4 Schematic diagram of experimental torch used and cathode with tungsten

前節までの内容を踏まえ，パワー密度を大きくする方法として電子電流密度を増加させるために，陰極にタングステンフィラメントを使用し，あらかじめ陰極を加熱して熱電子放出を促すことにした．また，本研究で取り扱うマイクロ放電における放電現象や溶融現象は，TIG 溶接と原理的には同じものであるが、放電および溶融サイズは一般的な TIG 溶接によるものと比べると極めて小さい．よって Fig. 3.4 に示すような，通常使用される TIG トーチに比べて小さく，陰極にタングステンフィラメントを使用できるトーチを設計した．このトーチの部品はベークライト，銅，ボロンナイトライドで作られている．①の部分はアルゴンガスの注入口である．②の部品はベークライトで作られており，横のねじ部分にボルトをねじ込み，⑦のフィラメントの端子

と被 c 覆銅線で繋ぐことにより，電源から陰極に電流を流すことができる．また，ベークライトはボルトと④，⑤部品を電気的に絶縁する働きをしている．③の部品は O リングであり，トーチ内部からガスが漏れないためにねじで繋がる各部品の間に装着する．④はノズルであり，⑤はフィラメントを固定する部品である．共に銅を用いることにより熱を逃がしやすくしている．また，④と⑤部品の間をガスが流れるようにしている．⑥の部品は熱衝撃に強いボロンナイトライドで作られており，フィラメントの端子を差し込むことにより端子間を電気的に絶縁している．

3.4　電極の製作

3.4.1 微細電極の作製法

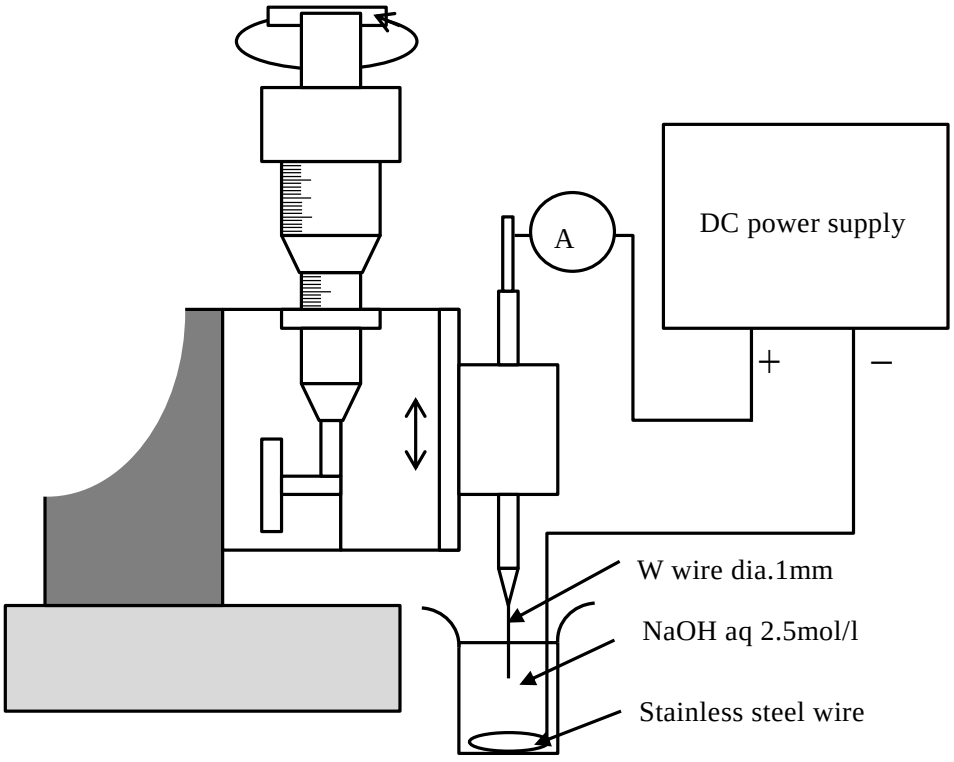


Fig.3.5 Schematic diagram of experimental torch used and cathode with tungsten

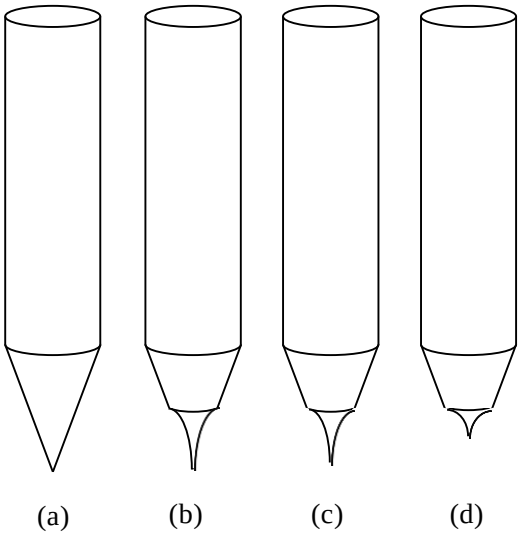
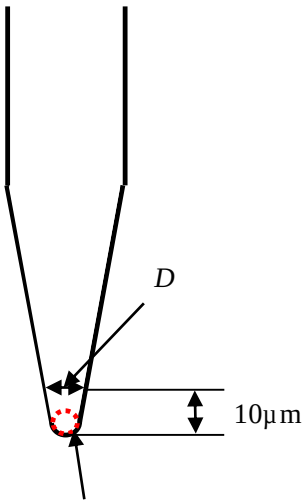


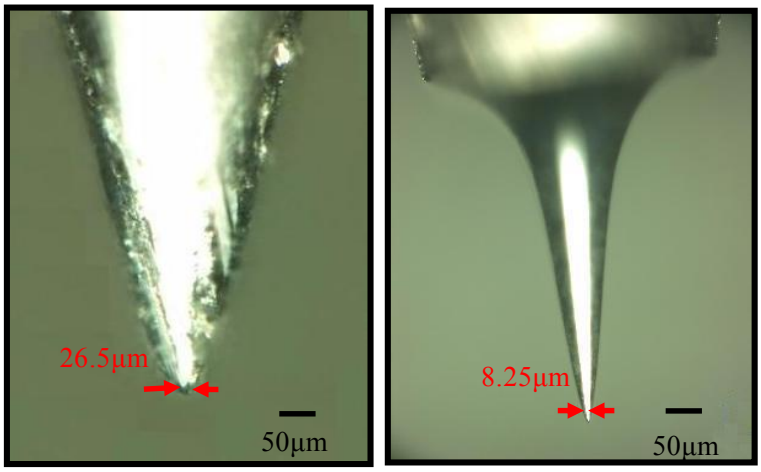
Fig.3.6 Shaping process of tungsten electrode by electrolytic polishing.

本研究では，直径 1.0mm の純タングステン(純度 99.95%)を機械研磨，および電解研磨した電極を使用している．電解研磨して先端を細径化した電極の利点はアークが先端に集中することでアークが広がるのを抑制し，安定化させる [21,22,24,25,34]．これまでの研究でトリア入りタングステン電極の方がアークの点弧性，安定性に優れることがわかっている．しかし近年，トリウムが放射性物質扱いとなり規制されたため純タングステン棒とランタン入りタングステン棒を使用することにした [54-57].



a ：Radius of curvature

Fig.3.7 Schematic illustration of Relationship between electrode tip diameter *D* and radius of curvature.



(a) Mechanical polishing (b) Electrolytic polishing

Fig.3.8 Photographs showing the electrode tip.

これまでの研究において真空絶縁破壊によるマイクロアーク放電実験を行う場合，使用していた電極の直径は 300μm であった [33-35,49-53]．本研究で使用する電極は直径 1.0mm であり，従来のものに比べると太いので，電解研磨の方法も新たに考え直さなければならなかった．Fig.3.5 に電解研磨装置を示す．電解溶液は 2.5mol/l の NaOH 溶液で，陰極には 0.8mm 径のステンレスワイヤ(MIG 溶接用ワイヤ、Y308)を用いた．タングステン棒を NaOH 溶液に浸す長さを正確に測定するため，マイクロメータを取り付け，電解研磨中に流れる電流を測定できるように回路中に電流計を取り付けた．NaOH 溶液を入れる容器として 100ml ビーカーを使用し，その中に NaOH 溶液を 50ml 入れた．

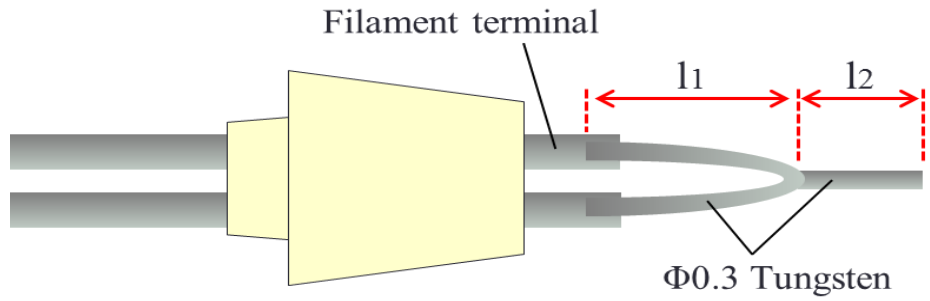
ステンレスワイヤはリング状に加工し，その中心付近にタングステンワイヤが浸るようにした．タングステン棒が研磨される過程は Fig3.6 のようであると考えられる．直径が 1.0mm とこれまでより太いので，予め機械研磨で先端角度 20° に研磨して，研磨時間を短縮した．(a)の状態から等方的に研磨され，(b)を過ぎ，(c)の状態となれば研磨完了である．研磨時間が長いと(d)まで移行し，先端は(c)に比べて太くなるので，電源を切るのに最適な電流値を見つけることが必要となる．また，基本的に電源は手動で切ることにしている．浸漬深さ d は 0.5mm として電圧と電源を切る電流値の値を変えながら電極先端が最も細くなるパラメータを定めた．電極の曲率半径と電極先端から距離 X=10μm における直径 D の関係を Fig.3.7 に示す．電極先端から距離 X=10

μm における直径 D が電解研磨した曲率半径の 4 倍とほとんど一致したので，これを基準に測定した．最初に流れる電流値は研磨電圧によって異なり，最も電極先端が細くなるパラメータは研磨電圧 20V，電源を切る電流値は 1.0mA とすると，ほぼ直径は 8.25μm，曲率半径は 2.5 μmとなった．1.1mA 以上の電流値で電源を切ると研磨が不十分であり，また 0.9mA 以下の電流値で電源を切ると研磨のしすぎで先端が短くなる結果，却って太くなってしまうことが分かった．機械研磨した電極先端は直径 26.5 μm であり，電解研磨することにより非常に細くなっている．このときの電極先端写真を Fig.3.8 に示す.

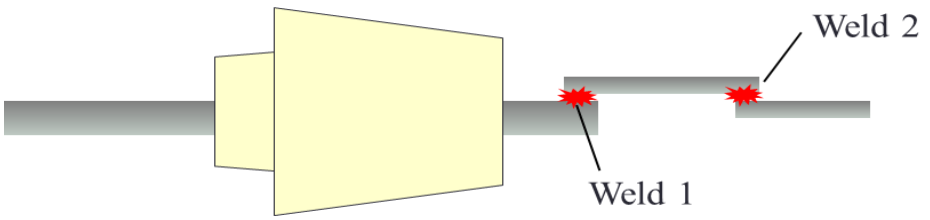
3.4.2 フィラメント電極の作製

Table3.1 Resistance welding condition.

Case	Current[A]	Weld time[ms]	Pressure[kgf]
Weld 1	400	9.0	3.0
Weld 2	350	9.0	3.0



(a) Top view



(b) Side view

Fig.3.9 Sketch of cathode with tungsten filament.

本項では陰極に使用するフィラメント電極の作製方法について述べる．Fig. 3.9(a)(b)にフィラメントの模式図を示す．Fig. 3.9(a)に示すようにフィラメント電極は，フィラメント端子と直径 0.3mm の純タングステン線(純度 99.95%)からできており，端子と繋がっている V 字のタングステン部分の長さを l_1，先端のタングステン部分の長さを l_2 とする．また，Fig. 3.9(b)のように 2 箇所を抵抗溶接することで接合している．抵抗溶接とは 2 つの金属材料を圧着しつつ電流を流し，その抵抗熱で金属を溶かして接合する方法である．抵抗溶接には，トランジスタ式溶接電源(MDB-2000B：アマダミヤチ製)と溶接ヘッド(MH-D20A：アマダミヤチ製)を使用した．抵抗溶接の電極には直径 3.0mm の CuCr 電極を使用し，溶接条件を Table 3.1 に示す．

Fig. 3.10 に電解研磨装置を示す．電解液として 2.5mol/l の NaOH 溶液 50ml で，陰極はリング状の 0.8mm 径のステンレスワイヤを浸し，陽極にはタングステンワイヤを繋ぎ，電解研磨した．タングステンワイヤの浸漬深さを測定するために，鉛直方向に上下するマイクロメータに接続した．また，電解研磨しの電流を測定するために回路中に電流計を接続した 電解研磨によって電極先端を尖らせる前に l_2=1.1mm に揃え，研磨条件を 6 段階に分け先端を尖らせた．Fig. 7 は電解研磨の各段階における電極形状の模式図を示す．また，実際の電解研磨前後の電極先端の一例を Fig. 8(a)，(b)に示す．なお，電極の先端は顕微鏡を用いて拡大し，画像処理により，その曲率半径を求めた．本研究で作製した電極の曲率半径は，2.3～7.2μm の範囲にあった．

次に，電極先端を尖らせるための研磨条件をステップ①～⑥に分け記述する．

①浸漬深さを 0.3mm とし，電流値 8.0mA で 60 秒研磨する．

②溶液から電極を 0.05mm 引き上げ，8.0mA で 90 秒研磨する．

③溶液から 0.05mm 引き上げ，5.0mA で 90 秒研磨する．

④溶液から 0.05mm 引き上げ，3.0mA で 90 秒研磨する．

⑤溶液から 0.05mm 引き上げ，0.50mA で 5 分研磨する．

⑥電極を溶液から出し，浸し直して浸漬深さを 0.15mm とし，3 分ほど研磨して完了する．

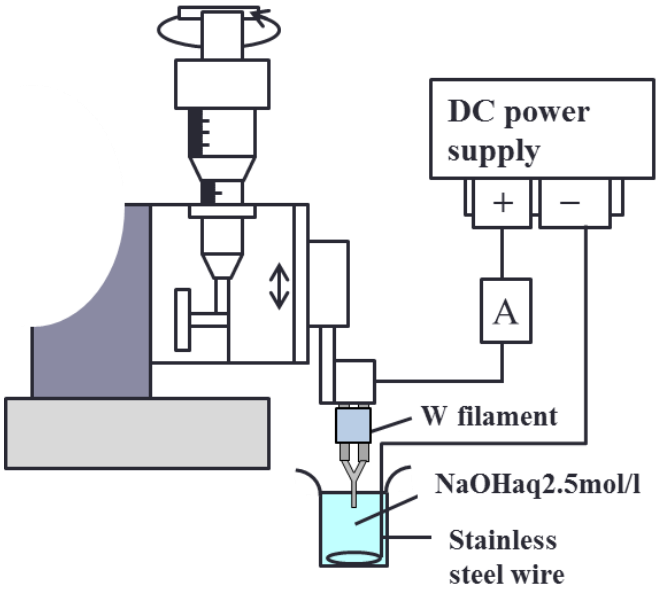
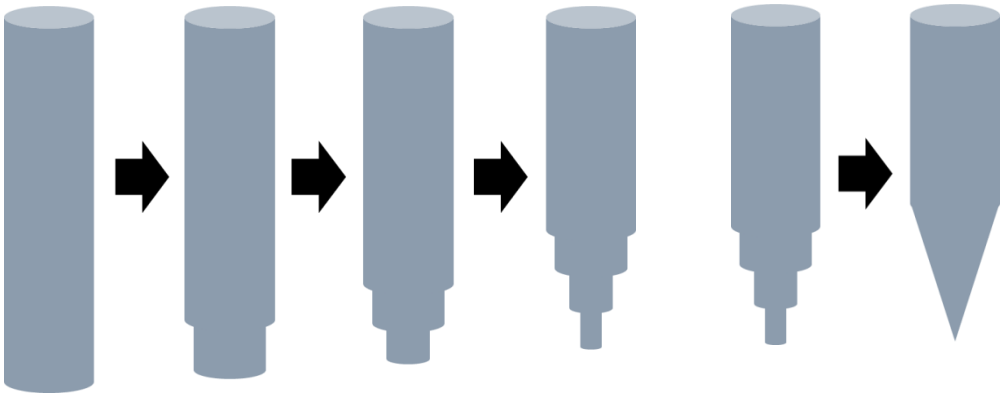


Fig.3.10 Schematic diagram of electrolytic polishing setup.



(a) Step①～⑤ (b) Step⑥

Fig.3.11 Shaping process of electrolytic polishing

Fig. 3.11 は電極先端部の電解研磨プロセスの模式図である．①では浸漬深さを 0.3mm とし，電流値 8.0mA で 60 秒研磨した．②では溶液から電極を 0.05mm 引き上げ，8.0mA で 9⑥0 秒研磨した．③では溶液から 0.05mm 引き上げ，5.0mA で 90 秒研磨した．④では溶液から 0.05mm 引き上げ，3.0mA で 90 秒研磨した．⑤では溶液から 0.05mm 引き上げ，0.50mA で 5 分研磨した．それで，最後に全体の電解研磨のため，⑥のように電極を溶液から出し，浸し直して浸漬深さを 0.15mm とし，3 分ほど

(a) Before electrolytic polishing　(b) After electrolytic polishing

Fig.3.12 Top of electrode shape after electrolytic polishing.

研磨した．その電極先端部を電解研磨した前後の様子を Fig. 3.12 に示す．電極の曲率半径が a=2.3～7.2 μ m まで制作を行った．

3.5　電源の試作

3.5.1　高圧電源

Fig.3.13 は試作した高圧電源の略図を示す．Fig.3.14 は試作した電源信号のタイムチャートを示す．マイクロ放電の研究では電源電圧が無負荷状態で最大で 900V であり，ギャップ長を数マイクロメートルにすることで，絶縁破壊を起こして点弧できた．しかし，本研究ではギャップ長が数ミリメートルでの放電を想定しており，ノズルを通して放電実験を行うには，絶縁破壊を起こす電圧が足らず Fig.3.13 のような回路を持つ電源を使用している．最初，関数発生器(Wave Factory : NF 回路)から電源- 1 (HAP-10B10 : 松定プレシジョン)に－7V のトリガー信号を入力すると，電源- 1 は－7kV の高電圧を出力し，火花放電がスタートする．その信号が 0V になると，関数発生器は電源(HAR-1N1200)に高速高電圧スイッチ(HTS81 : Behlke Electronics)に 5V のスイッチ

動作信号を入力する．この信号により高速高圧スイッチが動作し，電源-2(HAR-1N1200：松定プレシジョン)と回路がつながり，負荷には 1000V の電圧がかかる．そのとき，制限抵抗 R の値を変えることにより電流値を決めることができる． 電流と電圧の測定にはオシロスコープを用いているが，オシロスコープの最大入力電圧は±42V なので，電極間電圧を直接測定すると，電源-1 による-7kV の電圧によって壊れる可能性がある．そこで 10MΩの抵抗と 100kΩの抵抗を直列につないで分圧することで放電電圧値を測定した．母材の下に 10Ω の抵抗を繋いで，電流値を測定する．

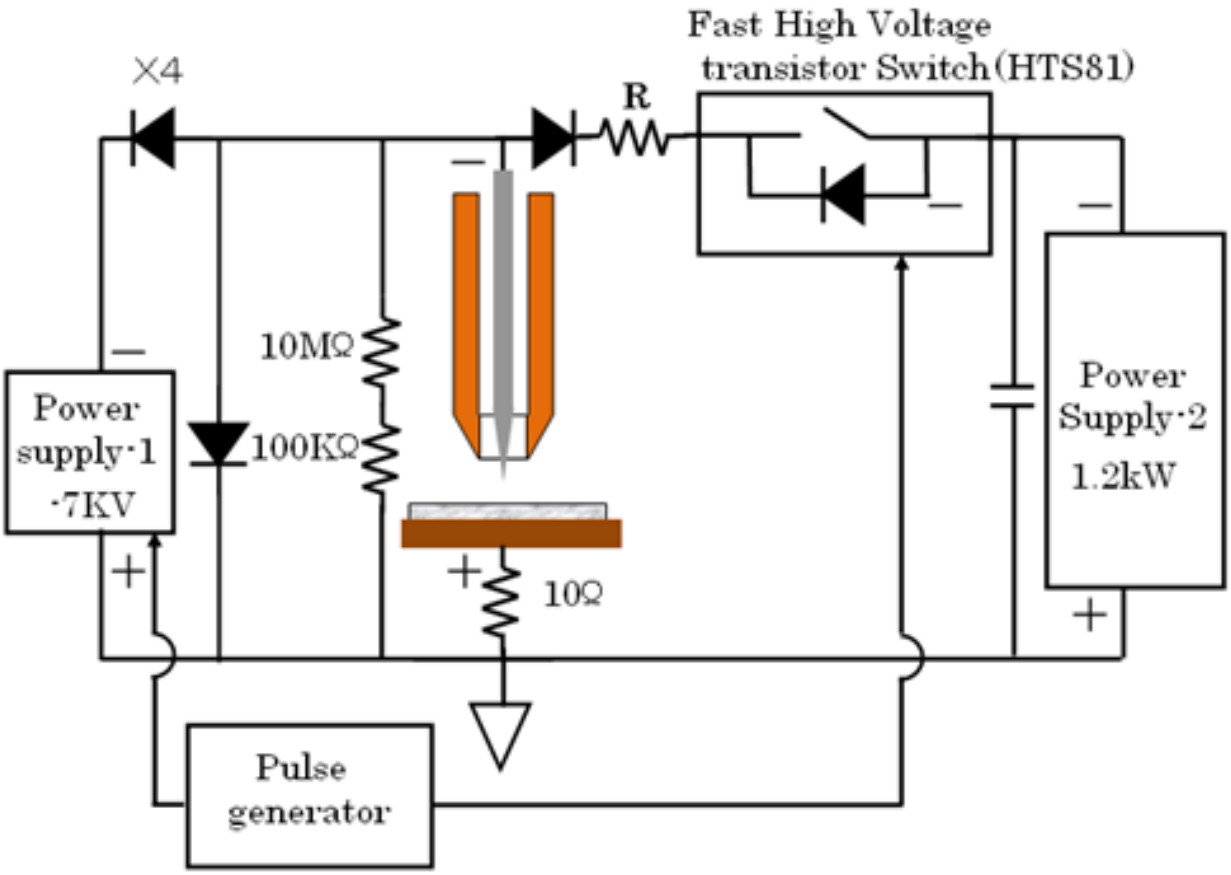


Fig.3.13 Schematic illustration of experimental high voltage power supply.

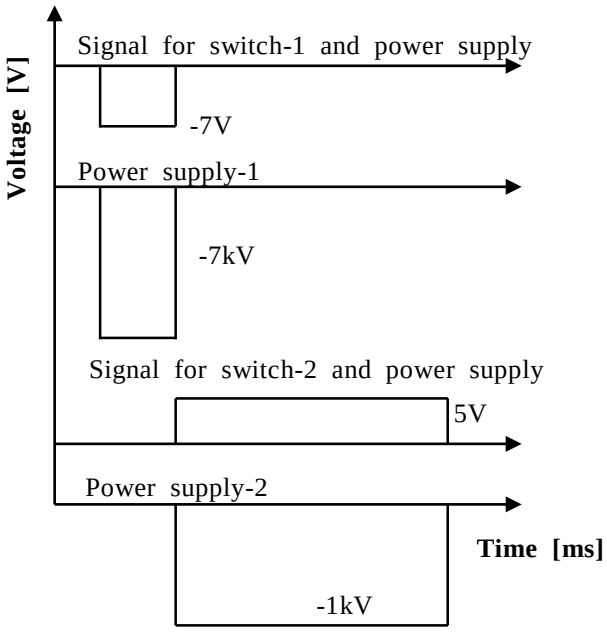


Fig.3.14 Time chart of operating signal for the newly developed power supply.

3.5.2 高圧定電流電源

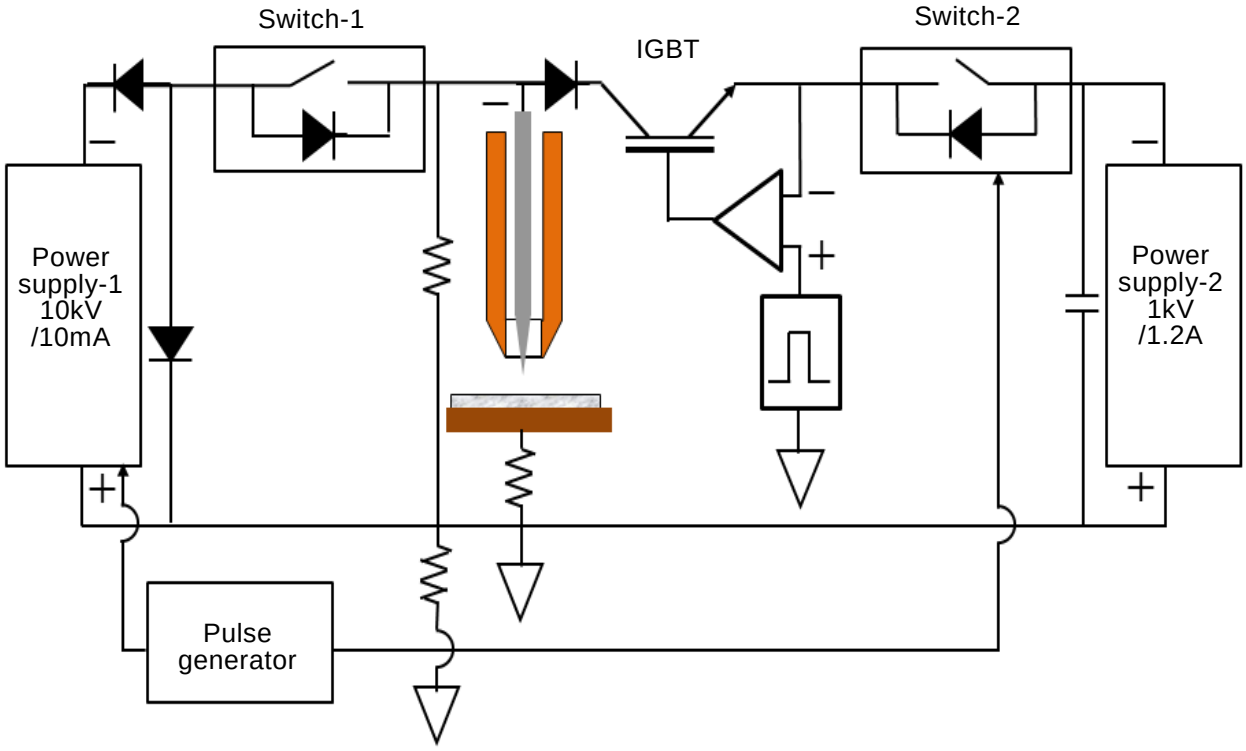


Fig.3.15 Schematic illustration of experimental high voltage power supply.

Fig.3.15 は試作した高圧電源の略図を示す．高圧電源の回路で，高耐圧 IGBT（IXGH32N170）を利用し，ゲート電圧を決めることで定電流を流せるようにしている．なお，回路に直列に繋いでいる高耐圧ダイオードは，電源-1 と電源-2 を保護する働きをしている．

3.5.3 フィラメント電源

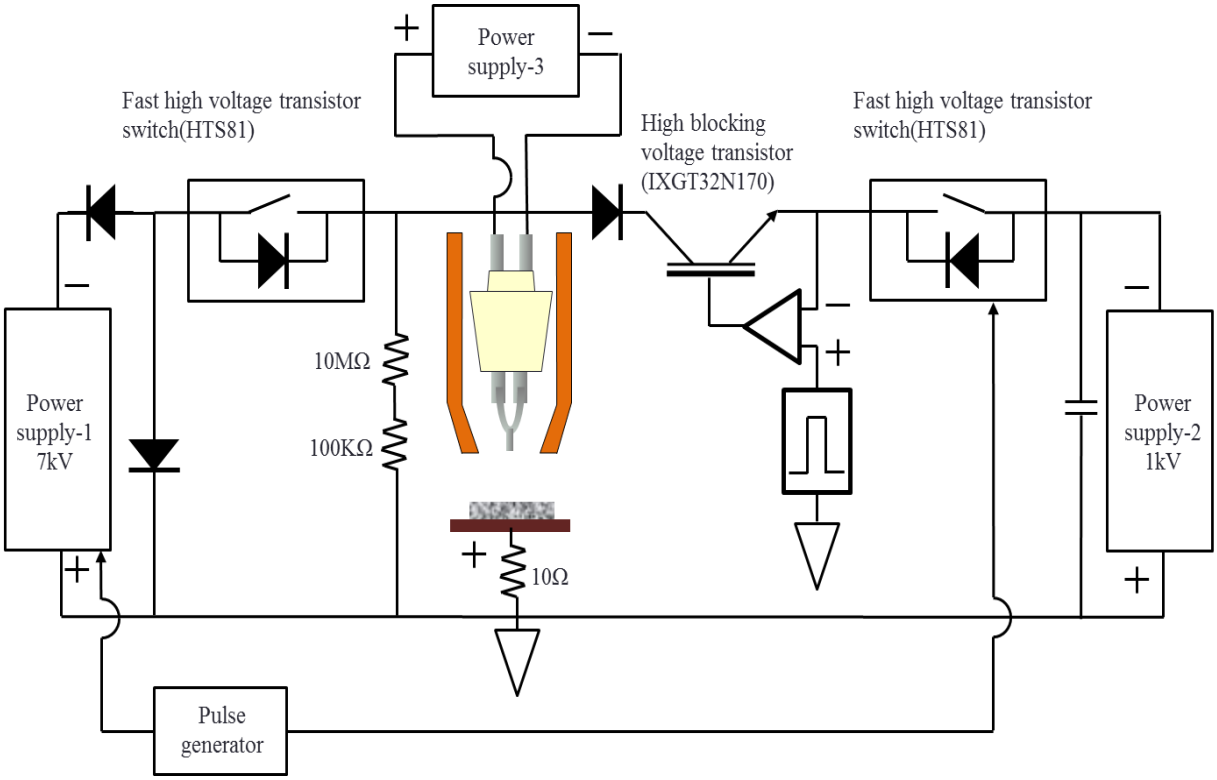


Fig.3.16 Schematic illustration of experimental filament power supply.

Fig.3.16 は試作した電源の略図を示す．Fig.3.15 と同じ仕組みになっているが，電源-3 を追加し，フィラメント電極を加熱する．電源-3 によりフィラメント電極に電流値 0～10A まで随時流せるようにしている．

3.6　結言

直流マイクロ放電を材料精密加工に適用するためには，放電サイズを小さくしながら，安定な放電を得ること，さらに材料を溶融させるに要するパワー密度を確保する必要があり，それらを達成する手法として，トーチ・ノズルの設計・製作，高圧定電流電源の試作，先鋭化電極の作製，フィラメント電極を作製し，実験に供した．

第 4 章　マイクロ放電現象の支配因子

4.1　緒言

現在，ナノテクに代表される微小寸法の部品を高精度に加工し，高密度に組み立てる技術の進化している．精密加工に様々な記述が利用されているが，便利性や効率，コストの面で有利なアークなどの代替プロセスに対してニーズがある．それで，マイクロアーク，マイクロ放電の研究が進めているが，まだマイクロ加工プロセスとして実用化されてはいない．そこで，マイクロ放電を細径化· 安定化· 高パワー密度化し，　大気中でサブミリ以下の加工を可能にする微小放電によるプロセスを検討するため，第 3 章で述べった実験装置を用いて，マイクロ放電現象の支配因子の電流経路制御，電極先端形状制御，雰囲気ガスの影響，陰極の仕事関数の影響について調べている．

4.2　ノズルによる電流経路制御

4.2.1 実験方法

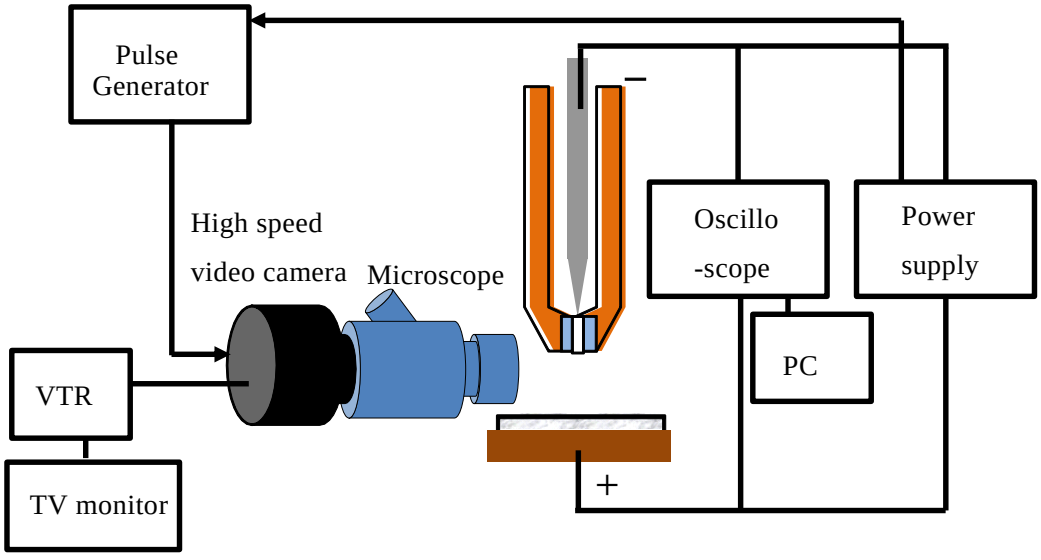
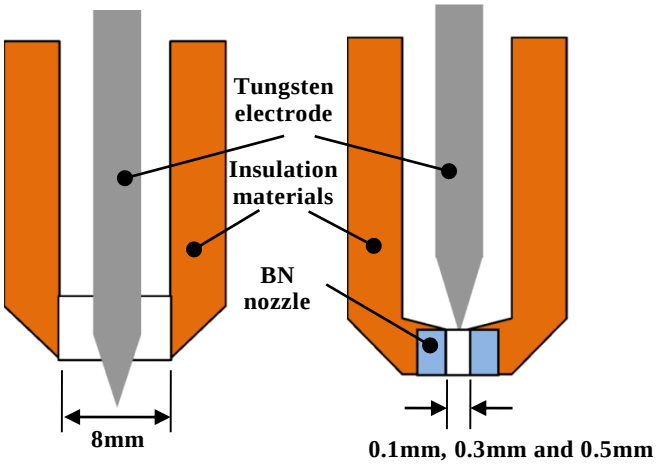


Fig.4.1 Schematic illustration of the experimental setup.



(a) TIG type torch (b) Plasma type torch

Fig.4.2 Schematic illustration of experimental torches used.

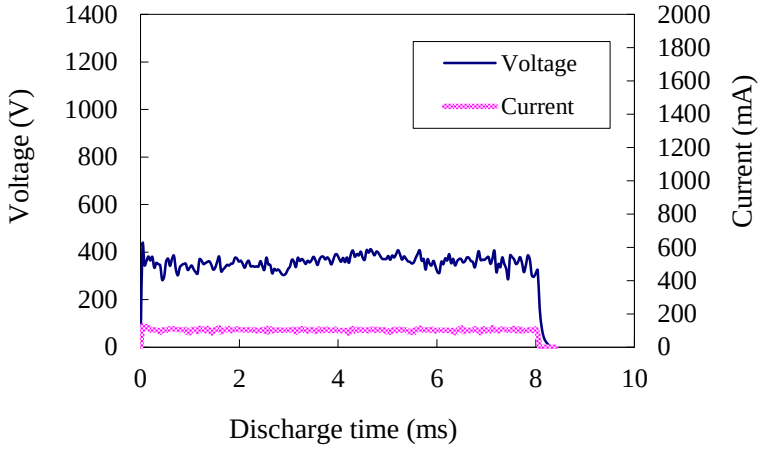
Table 4.1 Experimental condition of discharge.

Nozzle diameter	0.3, 0.5, 0.7,8
Arc length	1.5~4.5mm
Electric resistance	150Ω~10400 Ω
Current	20mA~1000mA
Shielding gas (Ar)	0.2~2L/min
Electrode diameter	1.0mm
Electrode vertex angle	30°
Discharge time	1ms～10ms

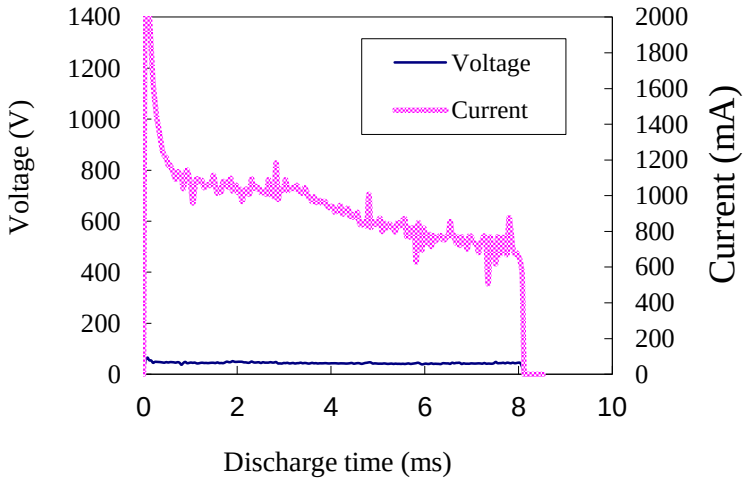
Fig.4.1 に実験装置の概略を示す．Table4.1 に示す実験条件のように電極は直径 1.0mm のトリヤ 2%入りタングステン棒を先端角度 30°に研磨したものを使用し，陽極にはステンレス鋼箔(SUS304 0.08mm)を使用している． 実験に利用したトーチは Fig3.3 のプラズマトーチである．Fig.4.2 のように，トーチの先端部の BN ノズルをシールドガスノズルを TIG 放電の形に変え，タングステン電極をトーチの先端部に

2mm を出し，TIG 方式とプラズマ方式での実験を行う．試作した Fig3.13 の高圧電源を利用し，シールドガスとしてはアルゴンガスを 0.2～2L/min で流している．放電現象を拡大して観察するため，実体顕微鏡に高速度ビデオカメラを接続している．

4.2.2 電流· 電圧特性と放電外観

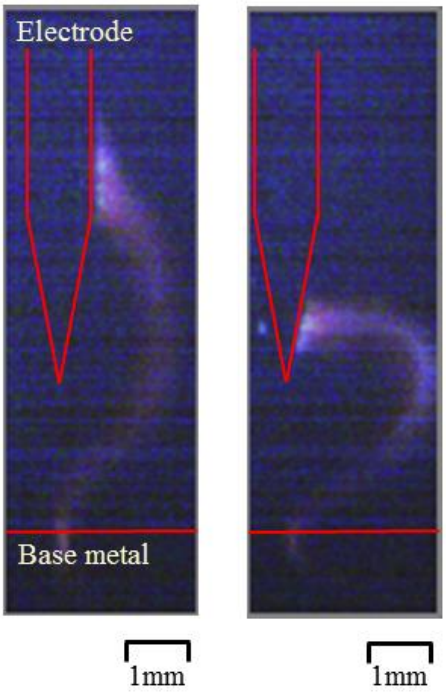


(a) Normal glow region (100mA)



(b)Thermal arc region (900mA)

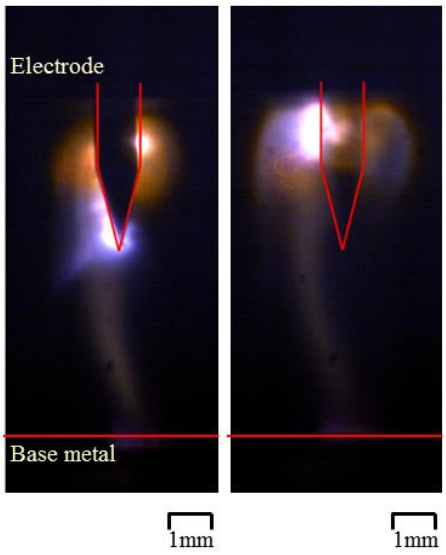
Fig 4.3 Current and voltage waveforms of the TIG type discharge.



(a) 2ms (b) 4ms

Fig.4.4 Appearance of TIG type discharge in the normal glow region.

(Arc length 2mm, Discharge time 8ms, Anode metal stainless sheet 0.08mm, Ar shielding gas

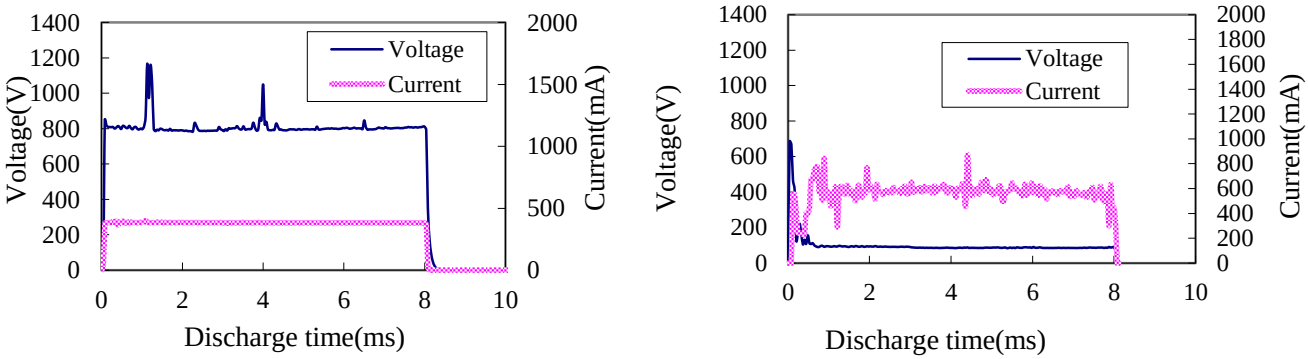


(a) 2ms (b) 4ms

Fig.4.5 Appearance of TIG type discharge in the thermal arc region.

(Arc length 3mm, Discharge time 8ms, Anode metal stainless sheet 0.08mm, Ar shielding gas

Fig.4.3 (a) (b)のときのプラズマの様子を Fig.4.4 と Fig.4.5 に示す. Fig.4.3 (a)はグロー領域(100mA)での電流· 電圧波形である．電圧の幅が約 80V 程度である．Fig.4.4 を見ると，このような低い電流域では，電極を研磨しても先端の部分だけではなく，その上の電極部分にもプラズマが発生し，直線状の安定なプラズマとはならず，揺れ動いていることが電圧変動の原因になっていると考えられる．それに比べ，Fig.4.3 (b)に示すアーク領域(900mA)での電圧波形は，50V で電圧変動幅が 10V 以下である．その理由は，Fig.4.5 のプラズマの様子は Fig.4.4 のように揺れ動いているが，その変動が少なく，ほぼ一定な部分で発生しているからである．そのため，電圧変動幅はプラズマ長さの時間的変化によるものと考えられる．



(a) Glow-Arc transition region (400mA)　　(b) Thermal arc region (600mA)

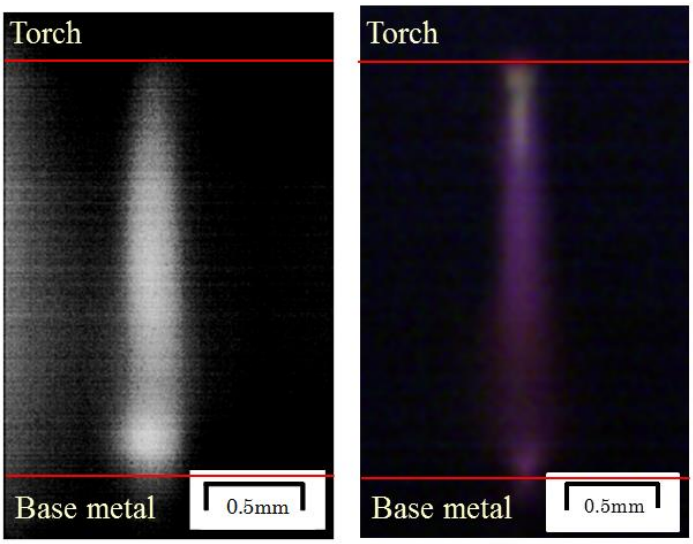
Fig.4.6 Current and voltage waveforms of the TIG type discharge.

Fig4.5 はプラズマアーク方式での放電実験を行ったときの電流電圧波形である．Fig.4.5 (a)の電圧波形を観察すると，この条件ではほぼ 800V 一定となり，ときおり 1100V をこすような状態となっており，グロー·アークの遷移領域にあると考えられる．Fig.4.5 (b)の電流·電圧波形は，約 90V の低い電圧値で 600mA の高い平均電流値を持つ，安定な電圧値が現れるので，アーク領域であると考えられる．Fig.4.5 (a), (b)は Fig.4.6 (a), (b)の電流·電圧波形の放電プラズマの様子を示す.

Fig.4.6 はプラズマアーク方式での放電実験を行ったときの電流電圧波形である．Fig.4.6 (a)の電圧波形を観察すると，この条件ではほぼ 800V 一定となり，ときおり 1100V をこすような状態となっており，グロー·アークの遷移領域にあると考えられ

る．Fig.4.6 (b)の電流･電圧波形は，約 90V の低い電圧値で 600mA の高い平均電流値を持つ，安定な電圧値が現れるので，アーク領域であると考えられる．

Fig.4.7 (a)は明るさを調整し黒白で形だけを見えるようにしている．写真からプラズマ直径はノズル出口ではかなり緊縮しているが，陽極表面付近ではほぼ 0.3mm となっている．Fig.4.7 (a)より Fig.4.7 (b)を比べると電流が上がることにより，プラズマの光度が高くなり，高いパワー密度を持っていると考えられる．



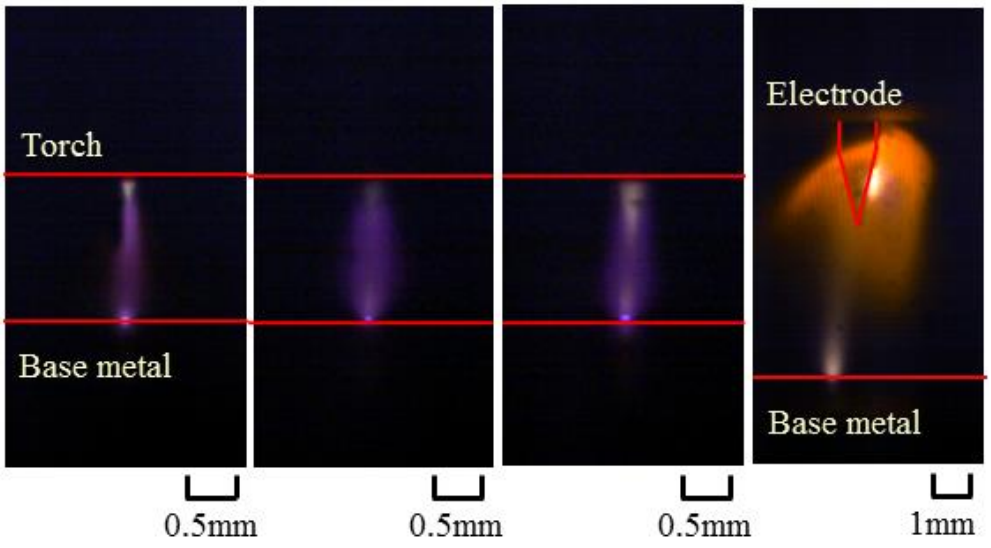
(a) Glow-Arc transition region (400mA)　　(b) Thermal arc region(600mA)

Fig.4.7 Appearance of plasma type discharge.
(Nozzle diameter 0.3mm, Arc length 5mm, Discharge time 8ms Anode metal stainless steel sheet 0.08mm, Plasma gas Ar 0.2L/min)

4.2.3　ノズル内径の影響

Fig. 4.8 (a) (b) (c) は，それぞれノズル内径 0.3 mm，0.5 mm，0.7 mm のプラズマアーク方式の放電プラズマの外観を示している．電流値はいずれも 800ｍA とし，タングステンステン電極と陽極との距離（ギャップ長もしくはアーク長）を 4 m としている．なお，実験では放電時間を 8 ms としているが，外観写真は放電スタートから 2 ms 後の状況を示している．なお，放電中の電流･電圧から発生する電力を計算すると，1.2～1.4 W であり，放電時間 8 ms の場合の放電エネルギーは 0.01 J とな

る．Fig. 4.8 (d)はノズル内径 8 mm の TIG 方式の放電プラズマ外観である．これらから，プラズマ方式にすると，放電電流経路がノズルによって拘束され，放電プラズマは薄紫色のビーム状になっているのが分かる．プラズマ外観から判断すると，いずれのノズル径においてもプラズマ直径は 0.3 mm 程度に絞られていることが分かる．一方，TIG アーク方式では陰極点がタングステン電極先端部に発生せず，アークプラズマがふらつき，不安定であった．なお，波長分解能 1.4 nm のマルチチャンネル分光器で計測したところ，ノズルで拘束したプラズマについては，一部アルゴンイオンのスペクトルが認められたが，ほとんどがアルゴン原子のスペクトルであった．一方，TIG 方式の場合，この写真では電極付近がオレンジ色となっているが，分光データではアルゴンに加えて，アルゴン以外の元素スペクトルが現れ，放電毎に異なるスペクトルが現れる．陰極点がタングステン表面を動き回ると同時に，陽極点もふらつくため，空気や金属蒸気が混入しているものと考えている．



(a)D=0.32mm (b)D=0.52mm (c)D=0.65mm (d)D=8mm

Fig.4.8 Appearances of micro plasma discharges at the time of 2ms after ignition with arc length of 4mm, current of 800mA and Ar plasma gas. Ar gas flow rate, electric power and total energy generated by the plasma discharge are as follow:
(a) Ar 0.2L/min, 1.31W, 0.010J
(b) Ar 0.3L/min, 1.20W, 0.010J
(c) Ar 0.4L/min, 1.14W, 0.009J
(d) Ar 2L/min

4.2.4 溶融スポットとそのパワー密度

Fig. 4.8 の直流放電によって，母材陽極表面の溶融状況を調べた．Fig. 4.9 (a)～(d)は Fig. 4.8 に対応する条件で形成された母材表面の溶融スポットを示す．プラズマアーク方式では，Fig. 4.9 (a)～(c)のように直径 200 μ m 程度の円形の溶融スポットが形成されている．ノズルと母材陽極間に観察される放電プラズマがビーム状で，極めて安定なプラズマが発生することに加え，放電プラズマの電流経路が細いため，パワー密度が高くなっているものと推察できる．

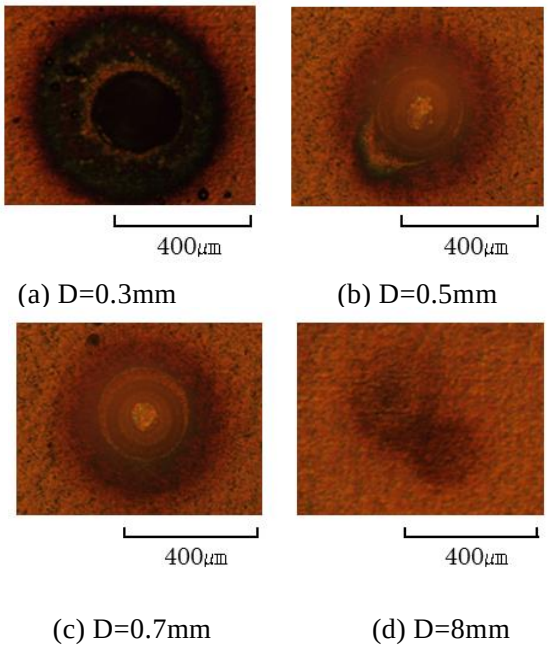


Fig.4.9 Appearances of melt spots on the stainless steel anode sheet depending on the nozzle diameter. which are formed by the micro-discharge with arc length of 4mm, current of 800mA, discharge time of 8ms and Ar plasma gas.

このことは Fig. 4.9 (d) に示す TIG アーク方式による陽極母材に溶融部が形成されていないことからも裏付けられる．プラズマトーチ方式ではタングステン陰極から母材陽極に至る電流経路の一部をノズルで拘束しているが，結果的には，放電プラズマ全体をビーム状に絞ることができているものと考えられる．なお，Fig. 4.9 (a)のように凹んだ溶融スポットの中心に穴が空いているのは，ノズル孔径の細径化と

ともに，ノズルから流出するプラズマの動圧が増加し，同時に放電プラズマの電流密度が高くなるので，溶融スポットに働く局部的なプラズマ圧力が高くなることや金属蒸気の発生による反跳力が原因であると考えている．ノズル径を小さくすると，電流密度が高くなることに加えて，電圧が高くなるので，放電プラズマのパワー密度が高くなると考えられる．したがって，Fig.2.10 から放電時間を短くしても溶融することが期待できる．そこで，放電電流を 1 A として放電時間を変えて実験を行い，陽極母材表面が溶融するかを調べた．なお，電極間距離（ギャップ長もしくはアーク長）は 5 mm としている．本実験を通して電極間距離（アーク長）を長くしても，陽極母材表面でのパワー密度が高くなることが分かった．

4.2.5 放電時間とノズル内径が溶融スポットの形成に及ぼす影響

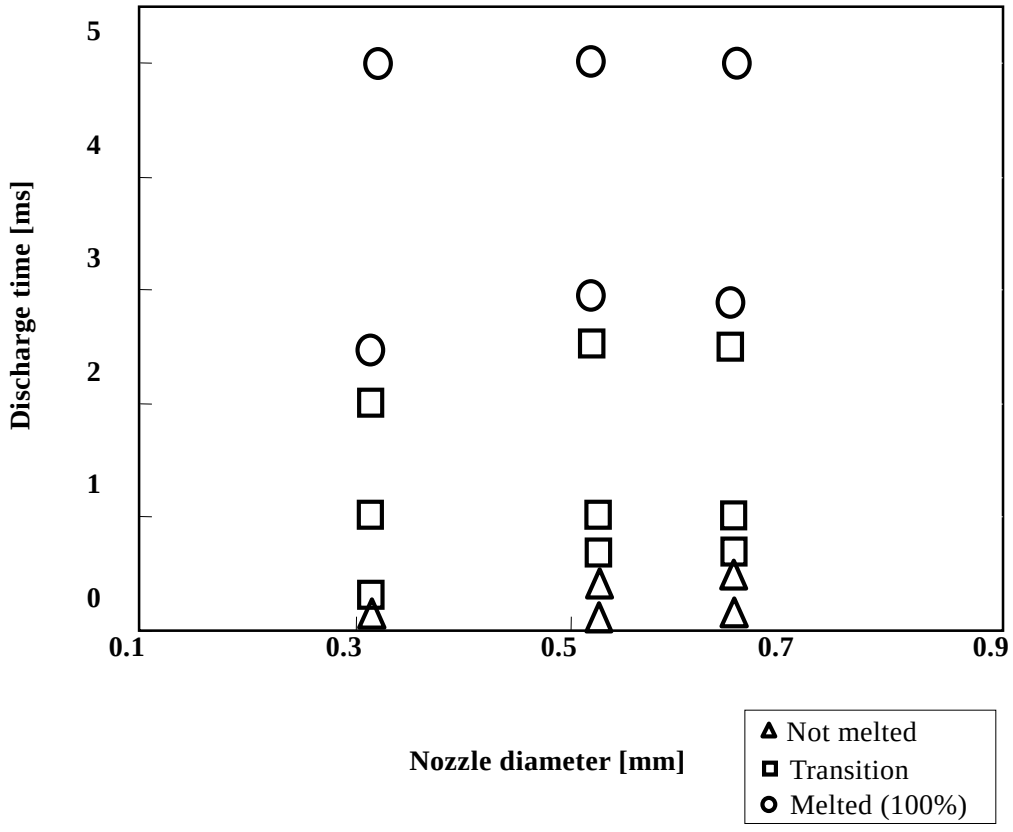
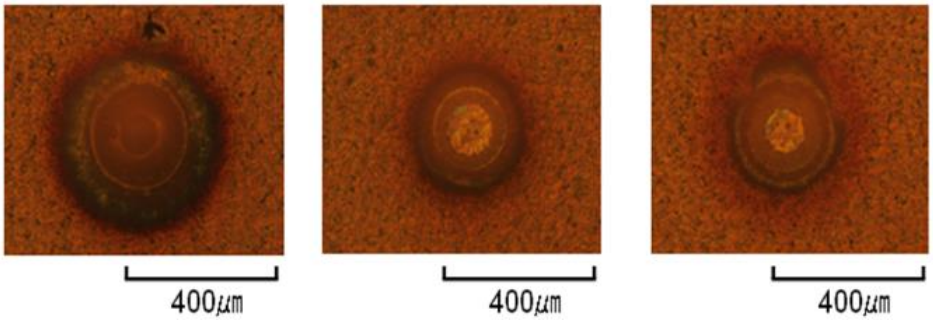


Fig.4.10 Melting condition of the anode metal sheet as variables of nozzle diameter and discharge time, of which micro-discharge are generated with arc length of 5mm, current of 1A and Ar plasma gas.

アーク長 4 mm では Fig.4.7 において穴明きが生じ，溶融部も酸化していたため，実験条件をそろえるため，アーク長 5 mm としてフラットな溶融部を得ることにした．Fig. 4.10 は横軸にノズル径をとり，縦軸に放電時間をとって溶融する条件をプロットしている．実験では各条件について 5 回放電実験を行い，5 回とも溶融した場合を図中“Melted”としている．1～4 回溶融した場合を“Transition”としている．図から，ノズル径 0.3 mm の場合，陽極表面を溶融させるには放電時間を 2.5 ms 以上，ノズル径 0.5 mm および 0.7 mm の場合には 3 ms 以上にする必要があり，ノズル径を小さくすることで，パワー密度を高める効果があることが伺える．Fig. 4.11 は Fig. 4.10 の放電時間 5 ms で放電したときに形成された溶融スポットの外観写真である．ノズル径が 0.7 mm の場合は 220 μ m，0.5 mm の場合は 240 μ m，0.3 mm の場合は 280 μ m の溶融スポットが形成されている．このことから，ノズル径を大きくすると，陽極母材表面は溶融するが，溶融スポットの大きさは小さくなっており，放電断面全体の平均的なパワー密度が低下しているものと推測できる．言い換えると，放電プラズマの中心付近のパワー密度が高いところが溶融に寄与していると考えられる．

一方，ノズル径 0.3 mm の場合，溶融スポット径はノズル径とほぼ同じ大きさとなっており，パワー密度が上昇していることが推察される．



(a) D=0.3mm　　(b) D=0.5mm　　(c) D=0.7mm

Fig.4.11 Appearances of melt spots on the stainless steel anode sheet on the nozzle diameter, which are formed by the micro-discharge with arc length of 5mm, current of 1A, discharge time of 5ms and Ar plasma gas.

4.3　電極先端形状

4.3.1　実験方法

Fig.4.12 に実験装置の概略を Table4.2 では実験条件を示す．実験に利用したトーチは Fig3.3 のプラズマトーチである． Fig.4.2 のように，トーチの先端部の BN ノズルをシールドガスノズルを TIG 放電の形に変え，タングステン電極をトーチの先端部に 2mm を出し，TIG 方式とプラズマ方式での実験を行う．試作した Fig3.13 の高圧電源を利用し，シールドガスとしては Ar 及び N_2 を 0.2～2L/min で流している．放電現象を拡大して観察するため，実体顕微鏡に高速度ビデオカメラを接続している．

また電極には径 1.0mm のタングステン電極（純度 99.5%）を使用しており，先端

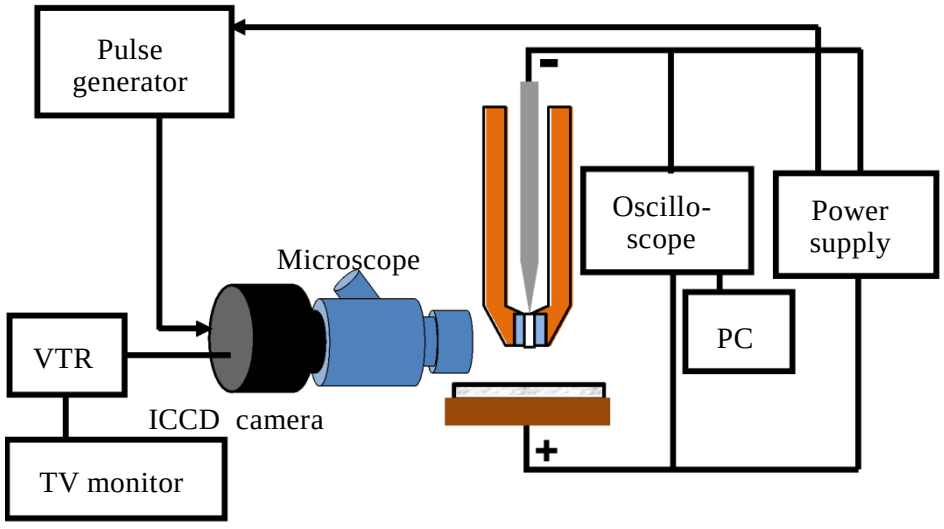


Fig.4.12 Schematic illustration of the experimental setup.

角度 30°に機械研磨したものと 3.4.1 章で述べった電解研磨 [21,22,24,25,32] より形成された微細電極を利用する．陽極にはステンレス鋼（SUS304）を用い，電源は 3.5.2 章で述べった高圧定電流電源を利用して，放電実験を行う．パルスジェネレータ（Wave Factory：NF 回路ブロック製）によって電源と ICCD カメラ（C5909-06：浜松ホトニクス製）を同期させ，放電外観を撮影できるようにしている． また電流と電圧波形の計測にはオシロスコープ（DS-5324：IWATSU 製）を，放電後の溶融部の観察には光学顕微鏡（DIGITAL MICROSCOPE VHX-100：KEYENCE 製）を使用する．

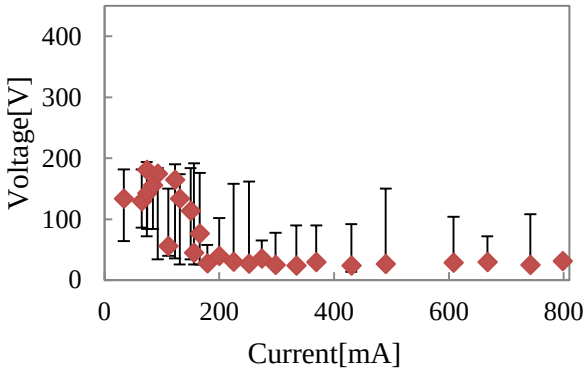
Table 4.2 Experimental condition of discharge.

Nozzle diameter	0.3, 0.5, 0.7,8mm
Arc length	0.5～5.5mm
Current	20mA~1000mA
Electrode diameter	1.0mm
Shielding gas	Ar, N2
Shielding gas　rate	0.2~2L/min
Discharge time	20 μs～100ms

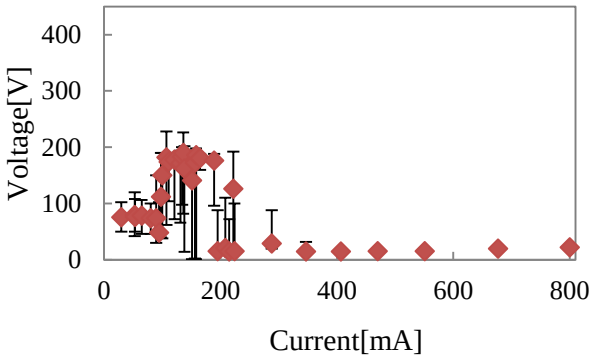
4.3.2 電流･電圧特性と放電外観

(a)電極先端形状の影響

2.2.1 章で述べたように直流放電の形態は主にグロー領域、グロー-アーク遷移領域、アーク領域に分けられ．雰囲気ガスはアルゴンガスで，電極の先端形状が 30°で機械研磨研磨したものと電解研磨したもので放電形態が変化する．その変化をとらえるのに最もわかりやすいのは，電流電圧波形である． そこで，実験条件をギャップ長 0.5mm，雰囲気ガス流量 2.0l/min，パルス幅 8ms，母材ではステンレス(SUS304、、0.07mm 厚)として，電流値を 20mA から 800mA まで変化させて実験を行った．雰囲気ガスを Ar ガスとしたときの電流･電圧の関係を Fig4.13 に示す． Fig4.13 (a)は機械研磨した電極を用いた場合の電流電圧特性であり，Fig4.13 (b)は電解研磨した電極のときの電流･電圧特性である．Fig4.13 (a)、(b)ともに Fig.3.1 で示したような電流･電圧の関係が得られることがわかった．なお，放電電圧が時間的に変化する場合、その最大値と最小値をエラーバーで示し、平均値をプロット点としている．



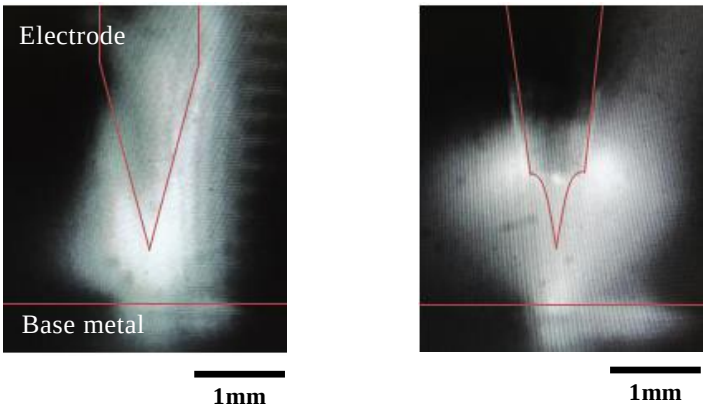
(a) Mechanical polished electrode



(b) Electrolytic polished electrode

Fig.4.13 Relationship between current and voltage of Ar gas discharge with TIG type torch.
(Gap length 0.5mm, Discharge time 10ms, Stainless steel sheet 0.07mmt, Gas flow rate 2L/min)

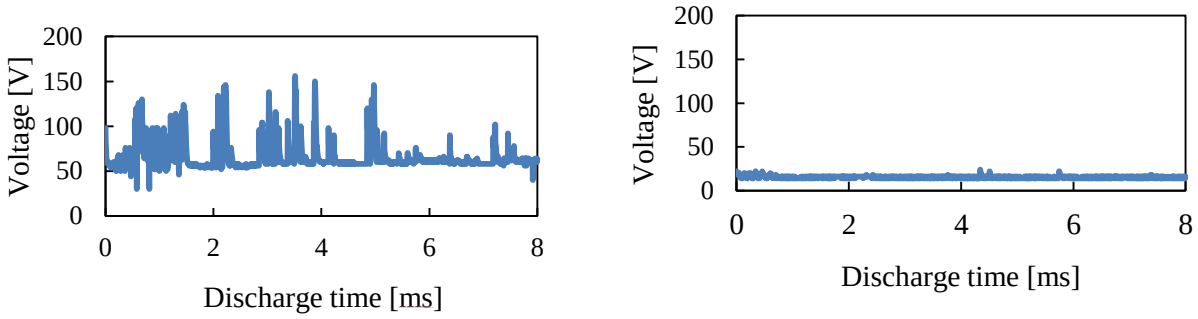
電流値が 20mA から 50mA 付近では平均電圧が 140V 程度の正規グロー領域の放電形態に対応すると考えられる. 50mA から 100mA では電流値の増加に伴って平均電圧値が上昇しているので，異常グロー領域に対応すると思われる．さらに，電流値が 100mA 以上に増加するとグローからアークへと移行が激しく変動するグロー· アーク遷移領域となる. 400mA 以上では安定なアークとなるが機械研磨した電極を用いて実験した Fig4.13 (a)では、まだグロー· アーク遷移領域で電圧が変動するが、電解研磨の電極を使用した Fig4.13 (b)では 400mA 以上では電圧値の変動はほとんどなく安定なアークになる.



(a) Mechanical polished electrode (b) Electrolytic polished electrode

Fig.4.14 Appearance of Ar gas discharge with TIG type torch.
(Current 500mA, Gap length 0.5mm, Discharge time 10ms, Stainless steel sheet 0.07mmt, Gas flow rate 2L/min)

Fig.4.14 に雰囲気ガスとして Ar ガスを用いた放電外観を示す．撮影条件は電流値 500mA，放電時間 8ms，露光時間 5μs である．Fig.4.14 (a)の機械研磨の電極における放電位置が先端だけでなく電極全体で発生し，プラズマが膨らんでいるし，プラズマが揺れ動いているが， Fig.4.14 (b)の電解研磨電極ではプラズマが膨らんでいるが，先端付近に集中している様子が観察される．

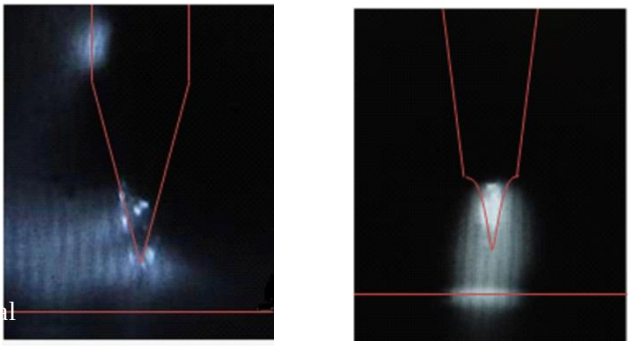


(a) Mechanical polished (b) Electrolytic polished

Fig.4.15 Voltage waveforms of Ar gas discharge with TIG type torch.
(Current 500mA, Gap length 0.5mm, Discharge time 10ms, Stainless steel sheet 0.07mmt, Gas flow rate 2L/min)

Fig.4.15 (a), (b)は， Fig.4.14 (a), (b)のそれぞれの放電電圧の時間変化を示す． 電流500ｍA では Fig.4.15 (a)はグロー･アーク遷移領域であり，電圧の変動幅が大きくなるが， Fig.4.15 (b)は電解研磨することで，電極の曲率半径が小さくなり，電極先端に電流密度が大きくなるので，電極先端にプラズマが集中して同じ 500ｍA の電流値でも安定なアーク領域が現れた. それで, 電界研磨した電極の電界強度を増加することで, プラズマの細径し，安定になるし，パワー密度も増加すると考えられる.

(b)雰囲気ガスの影響



(a) Mechanical polished (b) Electrolytic polished

Fig.4.16 Appearance of N_2 gas discharge with TIG type torch.
(Current 500mA, Gap length 0.5mm, Discharge time 10ms, Stainless steel sheet 0.07mmt, Gas flow rate 2L/min)

Fig.4.16 に雰囲気ガスとして N_2 ガスを用いた放電外観を示す．放電条件は Fig.4.14 と雰囲気ガス以外は同じである．Fig.4.16 (a)の機械研磨の電極における放電位置が先端だけでなく電極全体の様々なところからで発生するが， Fig.4.14 (a)の Ar ガス雰囲気でのよりはプラズマ自体の体積は膨らまなく，減少する．それは，2.3.2 章の(d)プラズマガスの物性値で述べったように Ar ガスより N_2 ガスの比熱がかなり高いので，プラズマの膨張しにくくなり，プラズマの体積が減少する.

電解研磨した電極を用い，Ar ガス雰囲気での放電した放電様子の Fig.4.14 (b)と N_2 ガス雰囲気での放電した放電様子の Fig.4.16 (b)を比べると， N_2 ガスの影響により，さらにプラズマが電極先端に集中し，プラズマの体積，いわゆるプラズマの直径が小さくなる様子が観察あされる.

それで，Ar ガスより N_2 ガスでの放電がさらにプラズマが細径化，安定化され，高パワー密度になると考えられる．

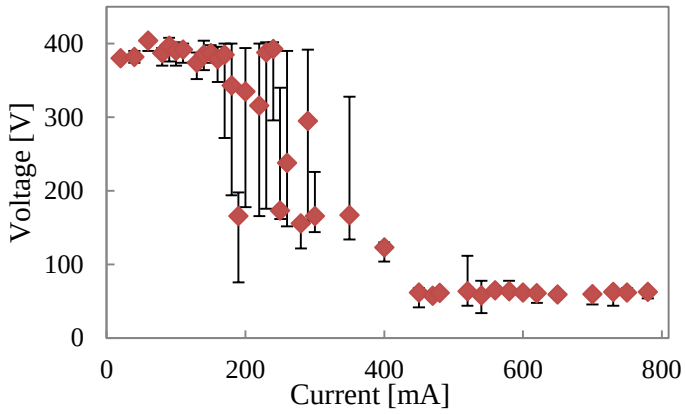


Figure.4.17 Relationship between current and voltage of N_2 gas discharge with TIG type torch using electrolytic polished electrode.
(Gap length 0.5mm, Discharge time 10ms, Stainless steel sheet 0.07mmt, Gas flow rate 2L/min)

電界研磨した電極を用い，雰囲気ガスを窒素としたときの電流･電圧の関係を Fig4.17 に示す．電流値 20mA で電圧値が 400V と Fig.4.13(b)の Ar ガスに比べると、電圧値が高いグロー放電が得られた。電圧値が高いので異常グロー放電とも考えられるが、電圧値の変動が非常に小さいことから正規グロー放電と考えている。そして、190mA を超えると、370ｍA までグローからアークへと移行が激しく変動するグロー･アーク遷移領域となる．450mA から電圧値が低く、変動の小さい完全なアークに移行している．Fig.4.13(b)の Ar ガスより全体に放電電圧値が高いのは，Ar の電離電圧が 15.76eV であるのに比べて N_2 は解離して電離させる必要があるので計 23.64eV（解離電圧 9.1eV、電離電圧 14.54eV）となり、電離しにくいために電圧が増加すると考えられる．

以上のことから電解研磨後の細い電極を使うし，N_2 ガス雰囲気での放電がプラズマの直径が小さいし，プラズマが安定化し，高い電圧のより，さらにパワー密度が高いプラズマが得られると考えられる．

(c)ノズルの影響

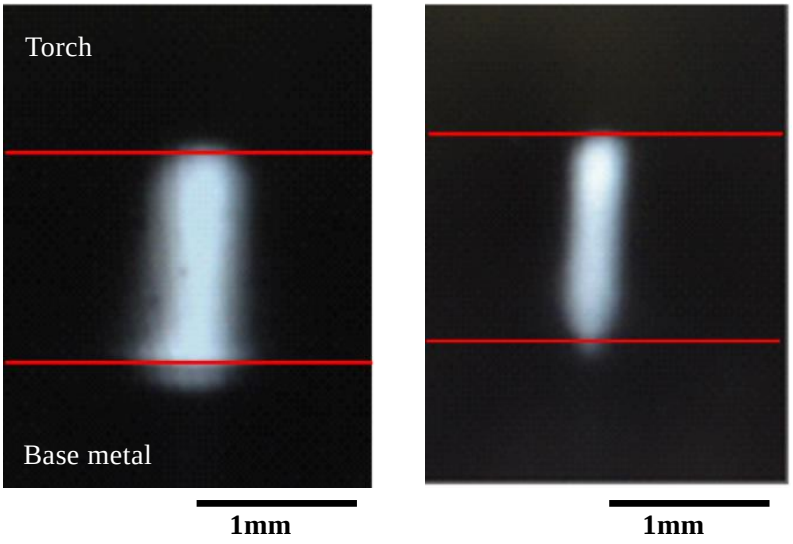
Fig.4.18 は電流値が 1A でプラズマ方式での放電様子である．BN ノズルの直径は 0.3 ㎜である．そこで，実験条件は Ar ガス雰囲気，ギャップ長 3mm，雰囲気ガス流量 2.0l/min，パルス幅 8ms，母材ではステンレス(SUS304、、0.07mm 厚)として，電流

値を 1A まで変化させて実験を行った.

上記の TIG 方式より，BN ノズルのウォール効果により，電流経路を制限することでプラズマの直径が小さくなり，安定化·高パワー密度化されている.

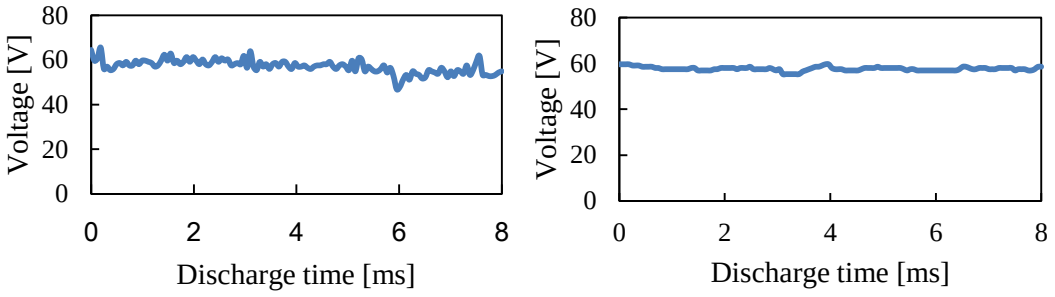
Fig.4.18 (a)は Fig.4.18 (a)より電解研磨した微細電極を利用するので， さらにプラズマの直径が細いし，安定化されるので，高パワー密度のプラズマになる.

Fig.4.19 (a), (b)は Fig.4.18(a), (b)のプラズマ電圧波形である． Fig.4.19 (b)のように電解研磨した 微細電極を利用すると，上記の TIG 放電の結果から，トーチ内の電極先端にプラズマが集中して発生し，安定化され，Fig.4.19 (a)の放電電圧より電圧変動幅が小さい安定な波形になる.



(a) Mechanical polished (b) Electrolytic polished

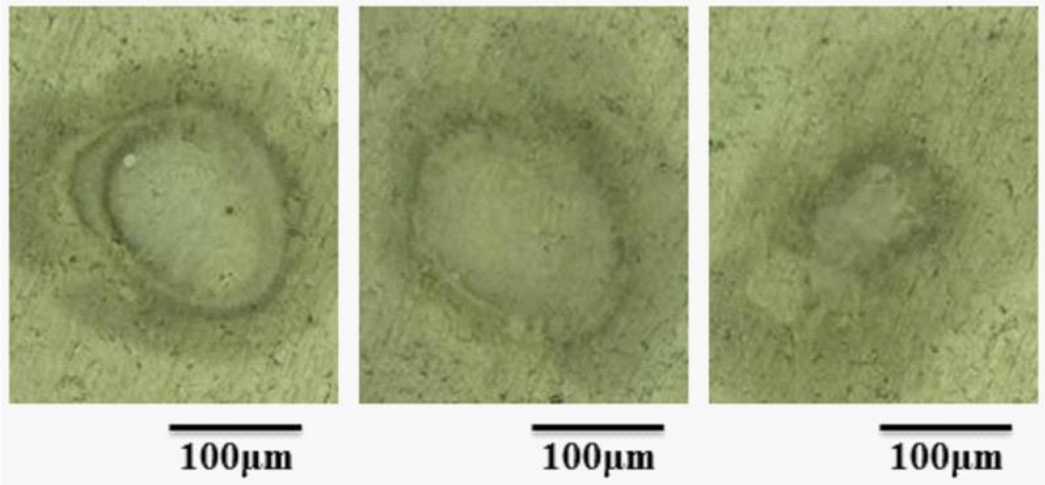
Fig.4.18 Appearance of Ar gas discharge with plasma type torch.
(Nozzle diameter 0.3mm, Current 1000mA, Gap length 3mm, Discharge time 10ms, Gas flow rate 0.2L/min)



(a) Mechanical polished electrode　　(b) Electrolytic polished electrode

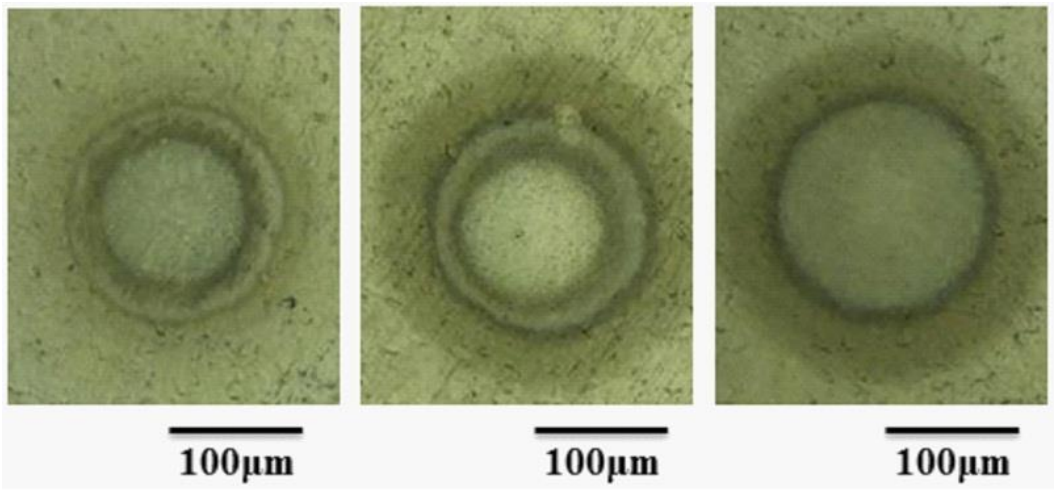
Fig.4.19 Voltage waveforms of Ar gas discharge with plasma type torch.
(Nozzle diameter 0.3mm, Current 1000mA, Gap length 3mm, Discharge time 10ms, Gas flow rate 0.2L/min)

4.3.3 溶融スポット



(a) 20mA　　(b) 200mA　　(c) 800mA

Fig.4.20 Photographs of melting spots by N_2 gas discharge with TIG type torch using mechanical polished electrode.
(Gap length 0.5mm, Discharge time 10ms, Stainless steel sheet 0.07mmt, Gas flow rate 2L/min)



(a) 20mA (b) 200mA (c) 800mA

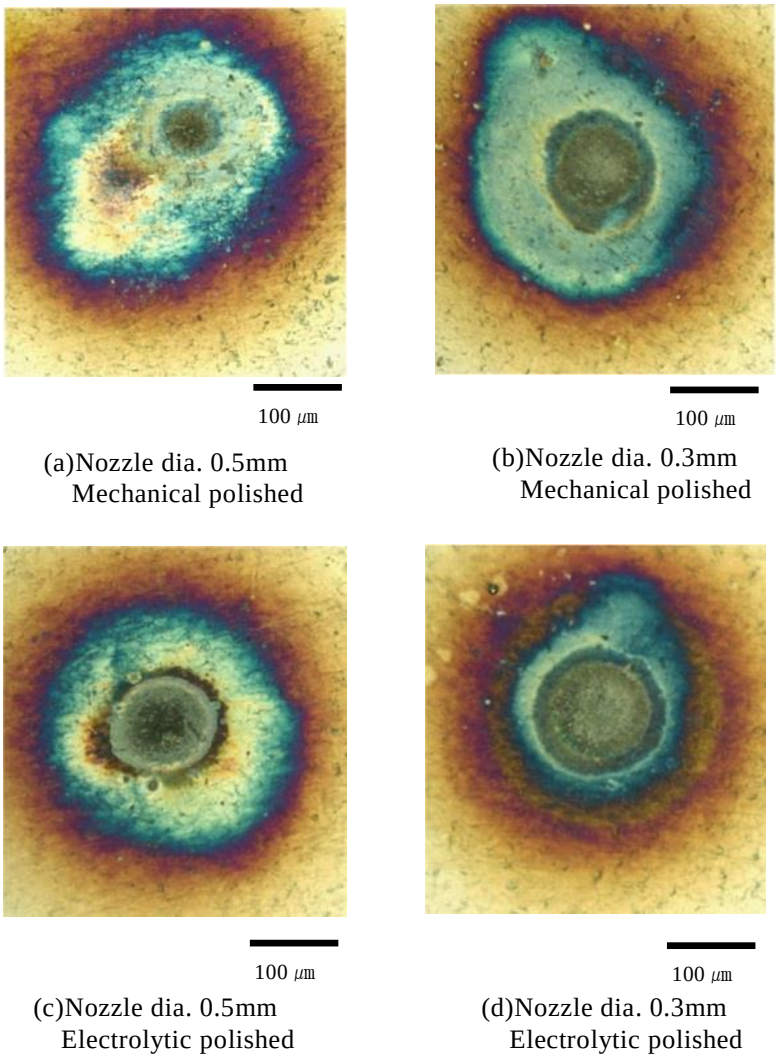
Fig.4.21 Photographs of melting spots by N_2 gas discharge with TIG type torch using electrolytic polished electrode.
(Gap length 0.5mm, Discharge time 10ms, Stainless steel sheet 0.07mmt, Gas flow rate 2L/min)

TIG 方式で雰囲気ガスを Ar ガスとしたとき、電流値が 20mA から 800mA の範囲で，放電時間を 20μs から 100ms の間で変化させた実験を行ったが，機械研磨・電解研磨のいずれの電極によっても溶融スポットは得られない．一方， TIG 方式で雰囲気ガスが N_2 ガスでは，いずれの電流値、放電時間でも溶融スポットが形成されるのを確認できる．電解研磨電極を使用することで、機械研磨電極を使用するときと比べて先端にプラズマが集中するが，雰囲気ガスが Ar ガスではプラズマが膨らんで広がり，プラズマ断面積が大きくなることによりパワー密度が低下し，母材への入熱が十分に行われなかったため，溶融スポットが形成されなかったと考えられる．

Fig.4.20 は TIG 方式で N_2 雰囲気ガス，機械研磨電極 の場合の溶融スポットの外観である．実験条件はギャップ長 0.5mm、雰囲気ガス流量 2.0l/min，放電時間 10ms，陽極ステンレス鋼(SUS304、0.07mm)であり， Fig.4.21 は Fig.4.20 と同じ条件で，電解研磨電極による溶融スポットである．機械研磨電極では電流値 20mA の Fig.4.20 (a)で中央付近に溶融スポットが形成されるが， Fig.4.20 (a), (b)の 200mA、800mA ではいずれの電流値においても溶融スポットは形成されず，熱影響によって変色した跡のみが観察された．Fig.4.2 の電解研磨電極での溶融スポットは円形の溶融スポットが形成される．機械研磨電極、電解研磨電極を用いた放電において，電流値 20mA でも電流

値で綺麗な溶融スポットが形成する.

雰囲気ガスが Ar ガスでは溶融スポットが形成されてなく, 雰囲気ガスが N_2 ガスでは形成する理由を挙げられるのは, N_2 ガスの比熱が高くてプラズマの直径が小さくなり, 電流値が小さいほど放電プラズマは電極先端に集中し, 20mA では放電形態は正規グロー領域であり電圧値が 400V と非常に高くなり, ほかの電流値でのグロー· アーク遷移領域, アーク領域でも電圧値が高くなる. このため, 式(2.41)において電流 I は小さいながらも電圧 V は大きくなりプラズマの端面積 S は小さくなるために, 結果として母材を溶融するほどの高パワー密度が得られたと考えられる.



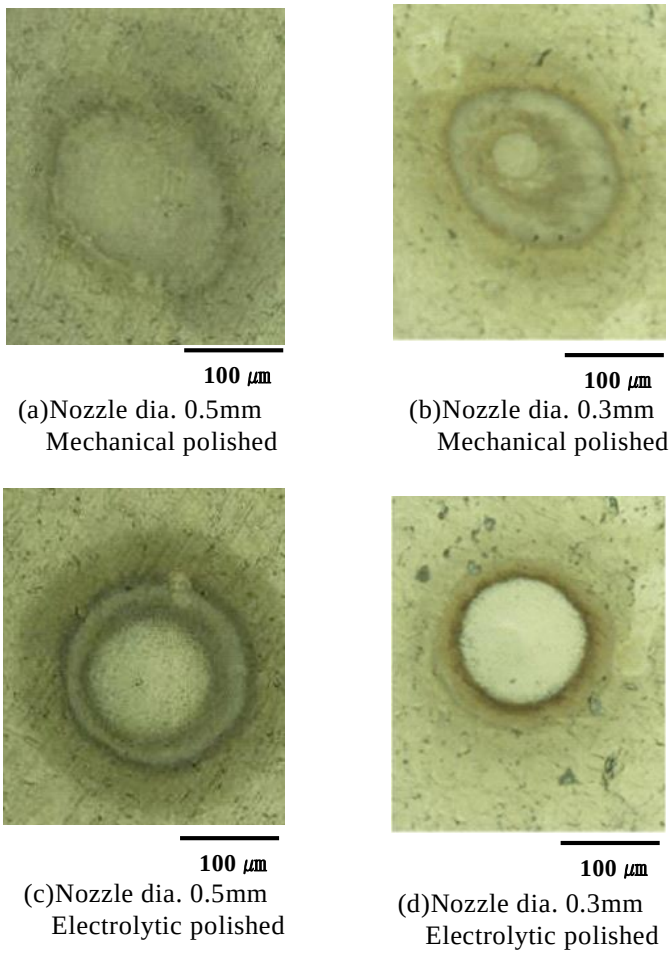
(a)Nozzle dia. 0.5mm Mechanical polished

(b)Nozzle dia. 0.3mm Mechanical polished

(c)Nozzle dia. 0.5mm Electrolytic polished

(d)Nozzle dia. 0.3mm Electrolytic polished

Fig.4.22 Photographs of melting spots by Ar gas discharge with plasma type torch. (Current 1000mA, Gap length 3mm, Discharge time 10ms, Stainless steel sheet 0.07mmt, Gas flow rate 0.2L/min)



(a)Nozzle dia. 0.5mm Mechanical polished

(b)Nozzle dia. 0.3mm Mechanical polished

(c)Nozzle dia. 0.5mm Electrolytic polished

(d)Nozzle dia. 0.3mm Electrolytic polished

Fig.4.23 Photographs of melting spots by N_2 gas discharge with plasma type torch. (Current 200mA, Gap length 3mm, Discharge time 10ms, Stainless steel sheet 0.07mmt, Gas flow rate 0.2L/min)

Fig.4.22 はプラズマ方式で Ar 雰囲気ガスの場合の溶融スポットである．実験条件は放電電流 200mA，ギャップ長 3mm、雰囲気ガス流量 2.0l/min，放電時間 10ms，陽極ステンレス鋼(SUS304、0.07mm)である．Fig.4.22 (a)はノズル直径 0.5mm，機械研磨電極のとき，Fig.4.22 (b)はノズル直径 0.3mm，機械研磨電極のとき Fig.4.22 (c)はノズル直径 0.5mm，電解研磨電極のとき，Fig.4.22 (d)はノズル直径 0.3mm，電解研磨電極のとき溶融スポットの外観である．

TIG 方式で Ar 雰囲気ガスで放電を行ったときは，溶融スポットが形成されてなかったが，プラズマ方式で放電に行うと，高速ノズルの電流制限効果により，プラズマの直径が小さくなり，パワー密度が増加し，溶融スポットが形成される．ノズルの直径が 0.5mm より，ノズルの直径が 0.3mm のほうに小さくなることで，プラズマの

直径がパワー密度が増加し，さらに機械研磨電極より，電解研磨電極を利用することで，電極先端にプラズマが集中され，安定化し，パワー密度が増加する．それで，Fig.4.22 (d)のように円形の直径 120 ㎛の溶融スポットが形成される．

Fig.4.23 (a)- (d)は Fig.4.22 (a)- (d)と同じ条件で， N2 雰囲気ガスによる溶融スポットの外観である． N_2 の影響により，プラズマが細径化，安定化され，高パワー密度になり，Fig.4.23 (d)のように綺麗な円形の直径 100 ㎛の溶融スポットが形成される．

4.3.4 放電後の電極損傷

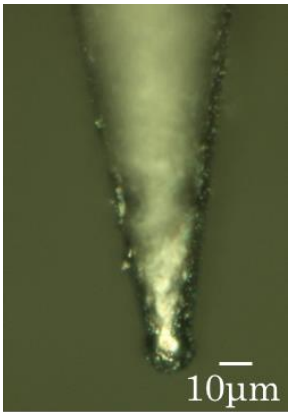


Fig.4.24 Electrode shape after discharge(Current≧16.0m).

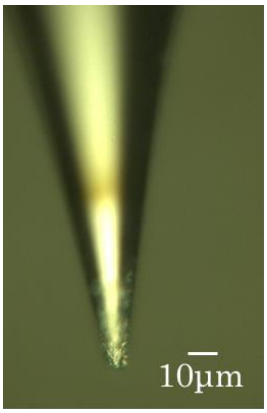


Fig.4.25 Electrode tip shape after discharge(Current≦6.0mA).

Fig.4.24 は電流値 16mA 以上における放電後の曲率半径 1.4μm 電極写真を示す. 電極の先端が溶融し，丸みを帯びていることがわかる．電流値が 16mA 以上ではグロー-アーク遷移領域のような, プラズマが熱陰極アークの性質をわずかでも帯びると，電極先端が非常に細いので熱によって溶融することが考えられる．それで，電極先端の曲率半径が変わり，放電の再現性が減少する.

Fig.4.25 は N_2 雰囲気で電流値 6mA 以下における放電後の曲率半径 1.4μm の電極写真を示す. 電極の先端には凹凸があることがわかる. 電流値が 6mA 以下ではグロー放電のため, 放電維持にはイオンが電極に衝突して電子が叩き出されるγ作用が支配的である．陰極の電極でのイオン衝突により電極が損傷し，凹凸が発生すると考えられる．一方で電極は損傷するものの電極形状は損なわれないため，常に電極先端から指向性の高いプラズマを生成することができ，再現性が高めると考えられる.

4.4 陰極材料の仕事関数

4.4.1 実験方法

Table 4.3 Experimental condition of discharge.

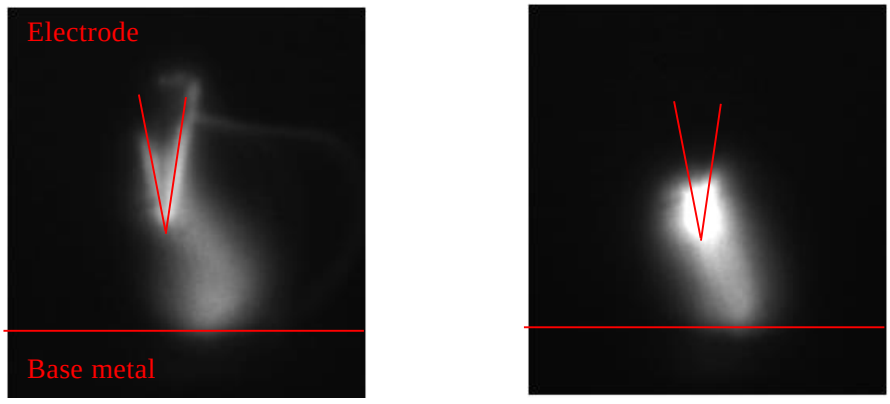
Nozzle diameter	0.3, 0.5, 0.7,8mm
Arc length	0.5～5.5mm
Current	20mA~1000mA
Electrode diameter	1.0mm
Shielding gas	Ar, N2
Electrode vertex angle	20°
Shielding gas　rate	0.2~2L/min
Discharge time	20 μs～100ms

Fig.4.12 に実験装置で，同じ実験方法で実験を行った．Table4.3 では実験条件を示す．電極には径 1.0mm の純タングステンとランタン２％入りタングステン電極を使用しており，先端角度 30°に機械研磨してを利用する．陽極にはステンレス鋼（SUS304）を用い，電源は 3.5.2 章で述べった高圧定電流電源を利用して，放電実験を行う．パルスジェネレータ（Wave Factory：NF 回路ブロック製）によって電源

と ICCD カメラ（C5909-06：浜松ホトニクス製）を同期させ，放電外観を撮影できるようにしている． また電流と電圧波形の計測にはオシロスコープ（DS-5324：IWATSU 製）を，放電後の溶融部の観察には光学顕微鏡（DIGITAL MICROSCOPE VHX-100：KEYENCE 製）を使用する．

4.4.2 電流· 電圧特性と放電外観

(a) 電極仕事関数の影響



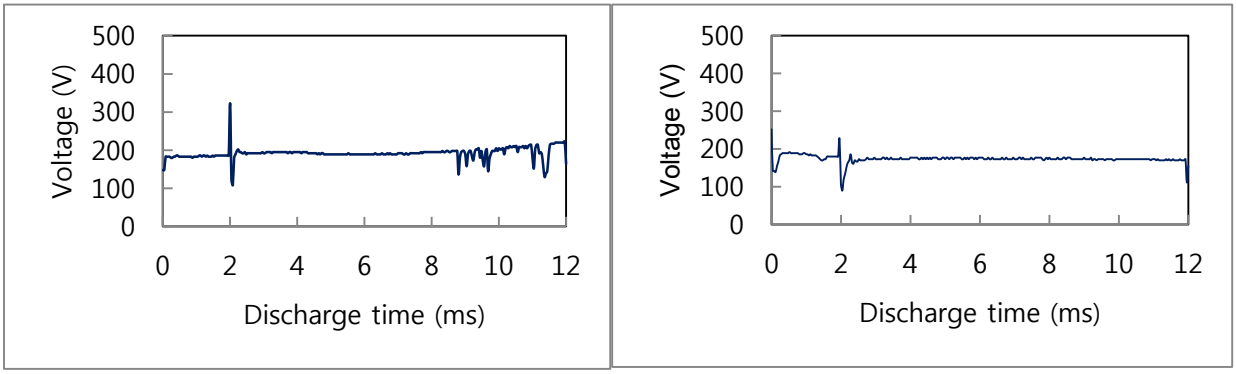
(a) W-Pure　　(b) W-Lanthan2%

Fig.4.26 Appearance of Ar gas discharge with TIG type torch.
(Current 20mA, Gap length 1.5mm, Discharge time 10ms, Gas flow rate 2L/min, Electrode vertex angle 20 Degree , Mechanical polished electrode)

Fig.4.26 に TIG 方式で雰囲気ガスとして Ar ガスを用いた放電外観を示す．撮影条件は電流値 20mA，放電時間 10ms，露光時間 5μs である．先端角度 20° で機械研磨した純タングステンとランタン 2%入りタングステンの直径 1.0 ㎜の電極を利用する．Fig.4.26 (a)は電位置が先端だけでなく電極全体で発生し，プラズマが膨らんでいるし，プラズマが揺れ動いているが， Fig.4.26 (b)の電解研磨電極では先端付近に集中している様子が観察される．Fig.4.26 (b)は電極の仕事が低いことにより，電極先端の電子電流密度が増加することにより，電極先端にプラズマが集中して プラズマの細径し，

安定になるし，パワー密度も増加すると考えられる.

Fig.4.27 (a), (b)は Fig.4.26 (a), (b)のプラズマ電圧波形である． Fig.4.19 (b)のように仕事関数が低い電極を利用すると，プラズマが集中して発生し，安い定化され，Fig.4.19 (a)の放電電圧より電圧変動幅が小さい安定な波形になる.

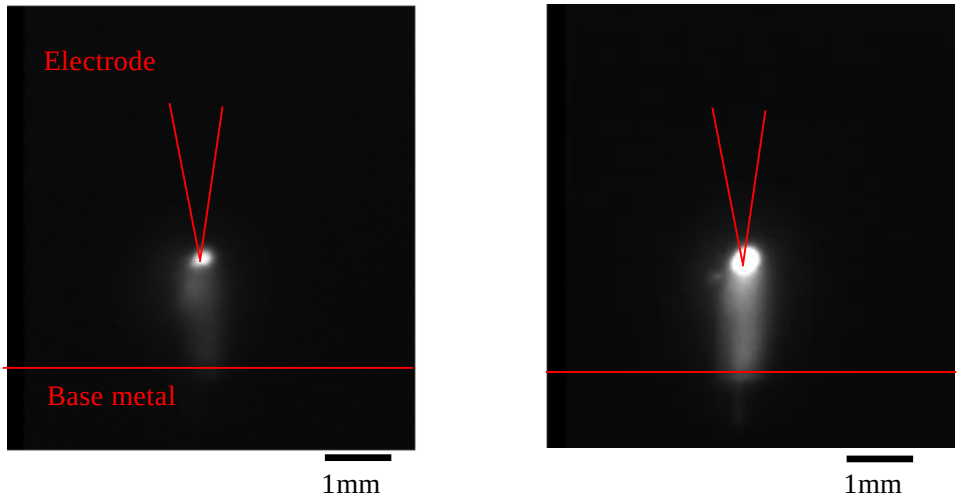


(a) W-Pure　　(b) W-Lanthan2%

Fig.4.27 Voltage waveforms of Ar gas discharge with TIG type torch.
(Current 20mA, Gap length 1.5mm, Discharge time 10ms, Gas flow rate 2L/min, Electrode vertex angle 20 Degree , Mechanical polished electrode)

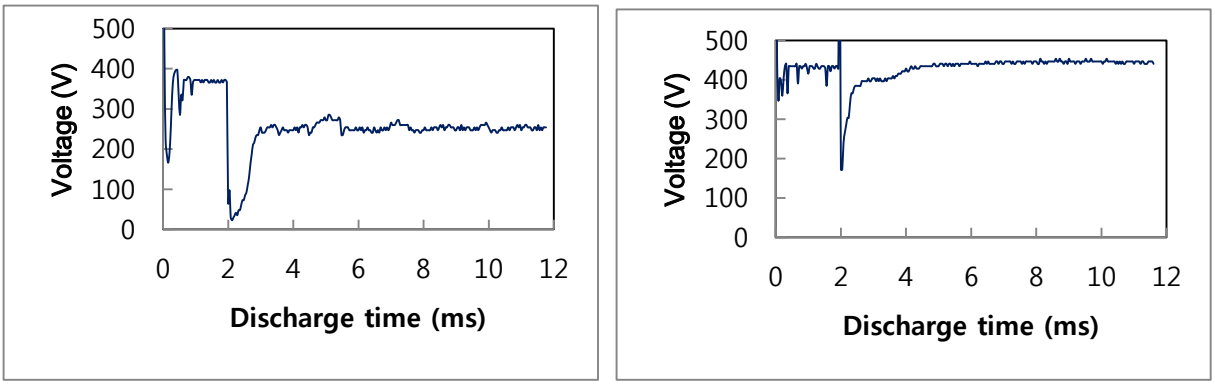
(b)　雰囲気ガスの影響

Fig.4.28 に雰囲気ガスとして N_2 ガスを用いた放電外観を示す. 放電条件は Fig.4.26 と雰囲気ガス以外は同じである. Fig.4.28 (a)のように機械研磨した 純タングステン電極を利用しても N_2 ガスの比熱がかなり高いので， プラズマの体積が減少し，先端にプラズマの発生が集中い，安定なプラズマになる． Fig.4.28 (b)のようにランタン 2%入りタングステン電極を用いることで，さらにプラズマの発生が集中，安定化され，先端で Fig.4.28 (a)より強く発光されているので, 高いパワー密度をもつプラズマが生成されると考えられる.



(a) W-Pure　　(b) W-Lanthan2%

Fig.4.28 Appearance of N_2 gas discharge with TIG type torch.
(Current 20mA, Gap length 1.5mm, Discharge time 10ms, Gas flow rate 2L/min, Electrode vertex angle 20 Degree , Mechanical polished electrode)



(a) W-Pure　　(b) W-Lanthan2%

Fig.4.29 Voltage waveforms of N_2 gas discharge with TIG type torch.
(Current 20mA, Gap length 1.5mm, Discharge time 10ms, Gas flow rate 2L/min, Electrode vertex angle 20 Degree , Mechanical polished electrode)

Fig.4.29 (a), (b)は Fig.4.28 (a), (b)のプラズマ電圧波形である． Fig.4.29 (a)は Fig.4.27 (a)よりと比べると，N_2 雰囲気ガスの影響により，プラズマが安定になるので，電圧波形幅の変動も減少する．Fig.4.29 (b)のように仕事関数が低い電極を利用すると，プラズマが集中して発生し，安定化され，Fig.4.29 (a)の放電電圧より電圧変動幅が小さ

い安定な波形になる.

(b)ノズルの影響

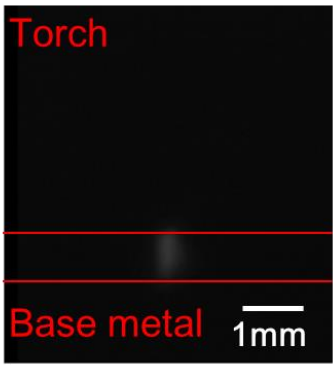


Fig.4.30 Appearance of N_2 gas discharge with Plasma type torch.
(Nozzle diameter 0.5mm, Current 20mA, Gap length 3mm, Discharge time 10ms, Gas flow rate 2L/min, Electrode vertex angle 20 Degree , Mechanical polished electrode)

Fig.4.30 は電流値が 20mA でプラズマ方式での放電様子である．BN ノズルの直径は 0.5 ㎜である．電極は 2%入りタングステン電極の先端角度を 20°に機械研磨したものを利用する． 実験条件は N_2 ガス雰囲気，ギャップ長 3mm，雰囲気ガス流量 2.0l/min，パルス幅 8ms，母材ではステンレス(SUS304、、0.07mm 厚)として，実験を行う.

上記の TIG 方式より，BN ノズルのウォール効果により，電流経路を制限するここと でプラズマの直径が小さくなっているので，高パワー密度のプラズマが生成されると考えられる.

4.4.3 溶融スポット

Fig.4.31 と Fig.4.32 は TIG 方式とプラズマ方式の N_2 雰囲気ガスの場合の溶融スポットである. 実験条件は 2%入りタングステン電極の先端角度を 20°, 放電電流 20mA ，ギャップ長 1.5mm、雰囲気ガス流量 2.0l/min，放電時間 10ms，陽極ステンレス鋼(SUS304、0.07mm)である．TIG 方式で N_2 雰囲気ガスで放電を行ったときは，溶融スポットが中心付近の部分しか溶融してなかったが，プラズマ方式で放電に行うと，高

速ノズルの電流制限効果により, プラズマの直径が小さくなり, パワー密度が増加し, 直径が約 100 ㎛の溶融スポットが形成される.

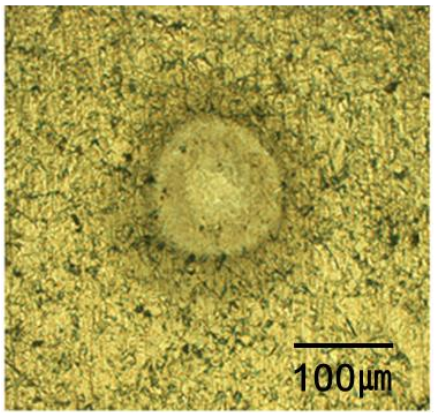


Fig.4.31 Photographs of melting spots by N_2 gas discharge with TIG type torch using mechanical polished La-2% W electrode.
(Current 20mA, Gap length 1.5mm, Discharge time 10ms, Stainless steel sheet 0.07mmt, Gas flow rate 2L/min)

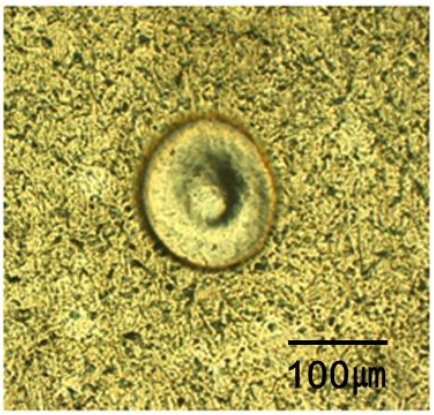


Fig.4.32 Photographs of melting spots by N_2 gas discharge with TIG type torch using mechanical polished La-2% W electrode.
(Nozzle diameter 0.5mm, Current 20mA, Gap length 3mm, Discharge time 10ms, Stainless steel sheet 0.07mmt, Gas flow rate 2L/min)

4.5 結言

大気圧下のマイクロ放電を細径化· 安定化· 高パワー密度化し， サブミリ以下の加工を可能にする微小放電によるプロセスを検討する．それで，マイクロ放電現象の支配因子の電流経路制御，電極先端形状制御，雰囲気ガスの影響，陰極の仕事関数の影響について調べ，次のようなを得た．

(1) TIG 方式の放電とプラズマアーク方式の放電における電流-電圧特性は，雰囲気ガスをＡｒとＮ２で行っても， 機械研磨した電極と電解研磨した電極を利用しても，純タングステンとランタン２％入りタングステン電極を使用しても，直流放電の電流-電圧特性に従い，熱プラズマのアーク領域，非熱プラズマのグロー領域が現れた．

(2) 放電実験を 1 A よりも低い電流領域で行うと，TIG 方式の放電では，不安定なプラズマとなる．一方，プラズマアーク方式の放電では，ノズルの拘束効果で TIG 方式の放電プラズマより安定なプラズマを形成した．

(3) ノズル径を小さくするほど，プラズマが絞られ，パワー密度が高くなる．ノズル径が 0.3 mm の場合は電流値 1 A，放電時間 5 ms で 200 μ m～300 μ m の溶融スポットが形成された．

(4) 機械研磨の電極よりも電解研磨の電極のほうが放電プラズマが集中し，安定化することが分かった．さらに雰囲気ガスを窒素にすると，放電プラズマは電極先端に集中することが分かった．

(5) アルゴンガスの場合， 純タングステンの電解研磨した電極を用い、プラズマ方式で 放電を行うと，パワー密度が高くなり，約 100 μ m の溶融スポットが形成された．

(6) 窒素ガスの場合， 純タングステンの電解研磨した電極を用いるだけでも放電が安定し，きれいな溶融スポットが形成された．

(7) 純タングステンの電極よりも 2%ランタン入りタングステンの電極のほうが放電

プラズマが集中し, 安定化することが分かった. さらにプラズマガスを窒素にすると, 放電プラズマは電極先端に集中することが分かった.

(8) 2%ランタン入りタングステン電極の場合, 窒素ガスを用い、プラズマ方式で放電を行うと，パワー密度が高くなり，約 100 μ m の溶融スポットが形成された.

第 5 章　陰極加熱制御と放電モード

5.1　緒言

第 2 章の背景を踏まえて，本章では，大気圧下で放電サイズを小さくするために，放電電流値を低減し，その可能性を実験的に調べることにした．従って，放電モードはアーク領域に加えて，グロー-アーク遷移領域，グロー領域までを対象としている．そして，小電流領域においても陰極からの電子放出を確保するため，陰極にタングステンのフィラメントを使用し，これを予め加熱することで熱電子放出を促進することにする．さらに，放電の安定性を確保するため，陰極先端を電界研磨し，先鋭化することで，マイクロ放電を陰極先端の延長上に集中させることを図り，精密加工の可能性を検討している．

5.2　実験方法

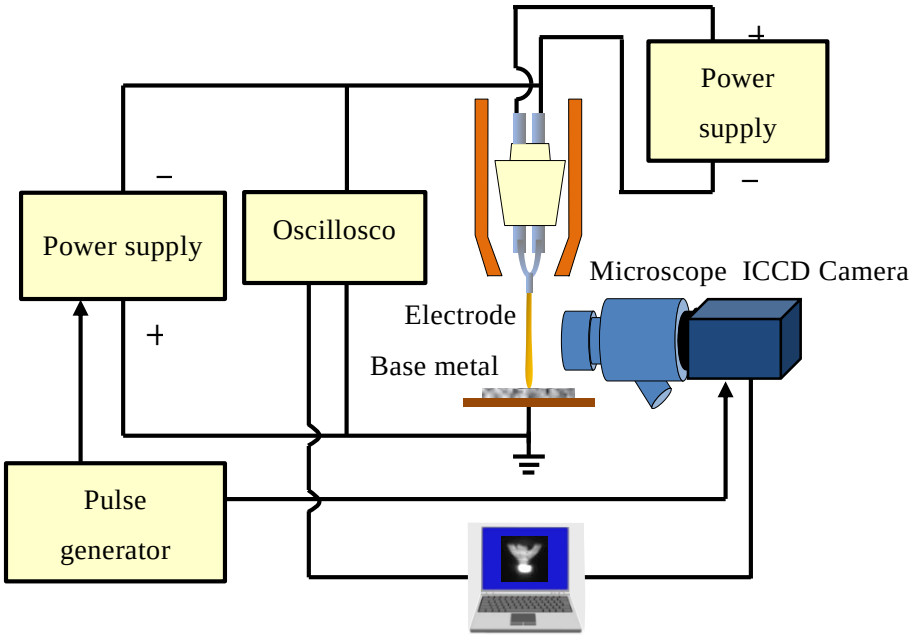
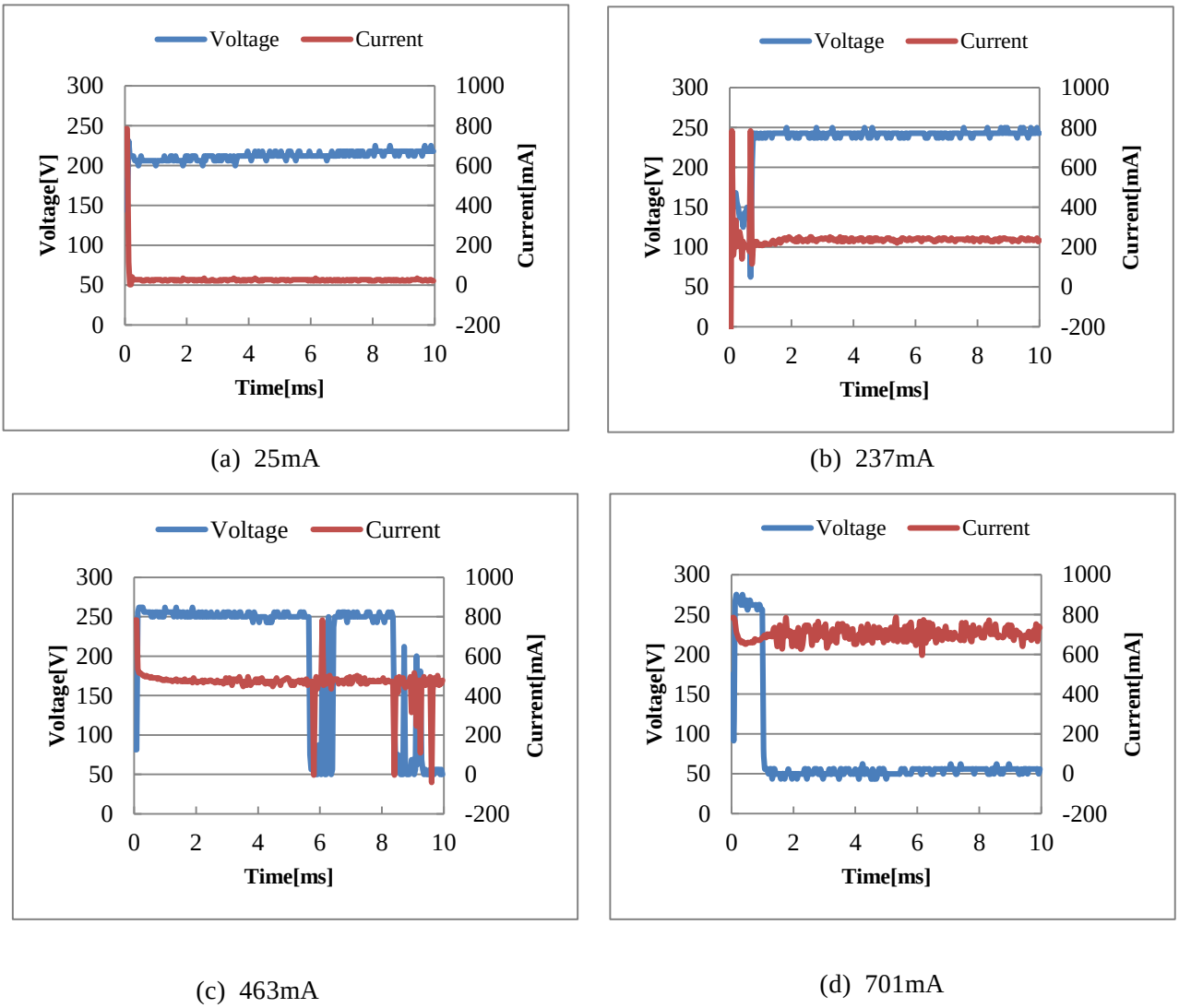


Fig.5.1 Schematic illustration of the experimental setup.

Fig. 5.1 に実験装置の概略図を示す． 実験トーチは Fig3.3 のプラズマトーチをノズル部分を TIG 方式に変えて使用し，電極はフィラメント電極を製作して用いる．フィラメントを加熱しないで放電させる場合と 8.0A で加熱して放電る場合について実験を行う．母材にはステンレス(SUS304 0.07mm)を使用している．ギャップ長を 0.3mm とし，放電電流値は 14～720mA，放電時間を 10～1000ms とした．また，シールドガスとしてアルゴンガスを 0.5*l*/min で流している．放電現象を観察するため，実体顕微鏡に高速度 ICCD カメラを接続している．

5.3 電流· 電圧特性



(a) 25mA (b) 237mA

(c) 463mA (d) 701mA

Fig.5.2 Current and voltage waveforms of the micro-discharge.
(Filament heating current：8.0A，Gap length：0.3mm，Ar gas flow：1.0l/min ，Discharge time：10ms)

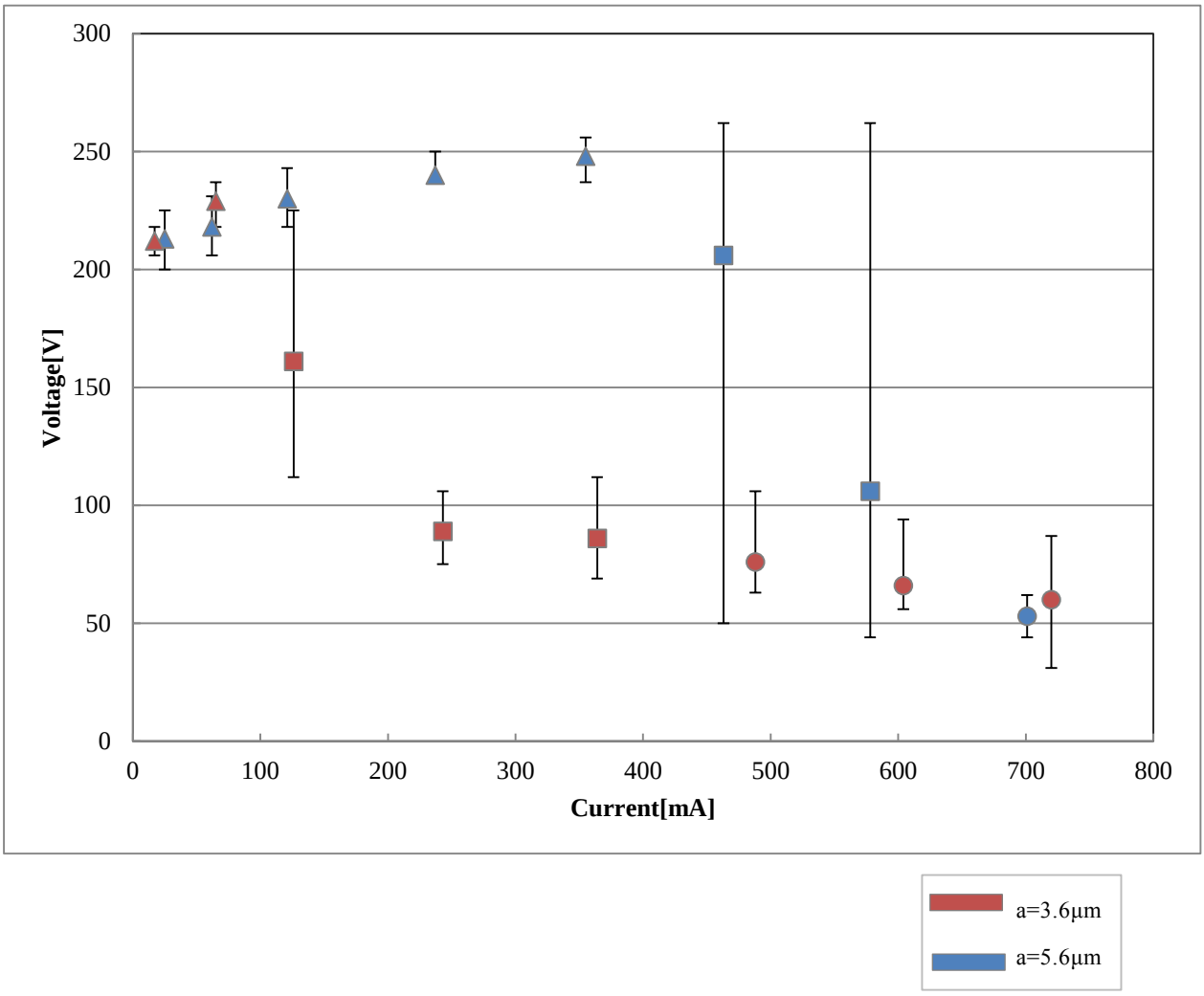


Fig.5.3 Relationship between current and voltage of micro-discharge with filament electrode type.
(Filament heating current：8.0A，Gap length：0.3mm，Ar gas flow：1.0l/min，Discharge time：10ms

Fig. 5.2 に曲率半径が 5.6μm のときの電流値 25mA，237mA，463mA，701mA における電流-電圧波形を示す. 実験条件として, フィラメント加熱電流 8.0A, 放電時間 10ms の場合を示している． Fig. 5.2 (a), (b)では電流値が低く，電圧値が 200～250V と高いグロー領域である． (a)と(b)を比べると，放電電流値が 25mA から 237mA への増加にともない電圧値が 30～50V 上昇しており，異常グロー領域と考えられる．次に，Fig. 5.2 (c)では放電途中で電圧値が 0～250V の間で大きく変動しており，放電モードがグローとアークの間で変化するグロー· アーク遷移領域にあると考えられる．Fig. 5.2 (d)では，放電スタートから約 1ms の間，電圧が 250V 程度の高電圧を示しているが，その後 50V 程度まで電圧が低下している． これは設定電流値が 701mA と大きくなり，

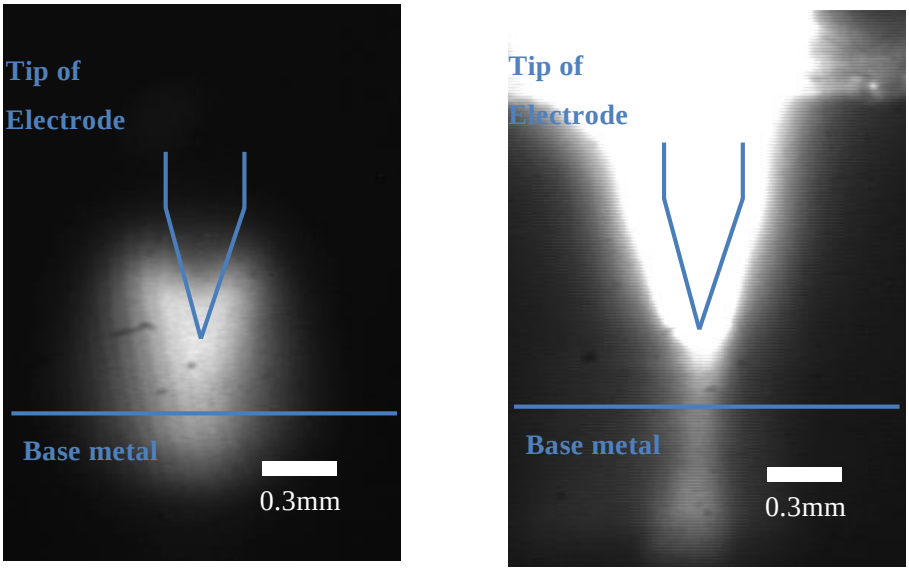
陰極をフィラメント加熱していても熱電子放出だけで電子電流を供給できる陰極温度まで達していないと考えられる．このため，放電初期には陰極前面の電界が高くなり，仕事関数を低下させるショットキー効果による電子放出が生じていると考えられる．従って，この場合 1ms 間，放電電圧が上昇することで，電流供給が行われることになる．その後，陰極先端が放電時のイオン電流によって加熱される結果，式(2.16)で示される熱電子放出が促され，放電が安定になり，放電形態がアーク領域に移行すると考えられる．

5.3.1 電極先端形状の影響

Fig. 5.3 に陰極先端の曲率半径が 3.6μm と 5.6μm のときの電流-電圧特性曲線を示す. 実験条件は, フィラメント加熱電流 8.0A, 放電時間 10ms とし, 放電電流値を 17mA～700mA 程度まで変化させて実験を行う．Fig. 5.3 において，△はグロー領域，□はグロー-アーク遷移領域，○はアーク領域を示している．なお，放電電圧が時間的に変化する場合，その最大値と最小値をエラーバーで示し，平均値をプロット点としている．曲率半径が 3.6μm の場合は 17mA～65mA まではグロー領域，126mA はグロー･アーク遷移領域，243mA 以上はアーク領域である．曲率半径が 5.6μm の場合は 17mA～355mA まではグロー領域，463mA～578mA まではグロー-アーク遷移領域，701mA 以上はアーク領域である．同じ電流値でも曲率半径が小さくなると，電界強度が大きくなるので，電圧をあまり上昇させなくても，電極先端から電子放出が促され，小さい電流値でもアーク領域へと移行すると考えている．

5.3.2 フィラメントによる陰極加熱の影響

Fig. 5.4 (a), (b) はフィラメント加熱電流 0A，8.0A のときの放電外観を示す．実験条件は， 放電電流は 14ｍA， ギャップ長 0.3mm，Ar ガス流量 1.0l/min，放電時間 200ms で実験を行った．この写真は (a)，(b)それぞれ同じ陰極を使用している． フィラメントを加熱しないときの放電は，陰極全体を包むようなぼんやりとしている指向性の低いプラズマとなっている．Fig. 5.4 (b) のようにフィラメントを 8A で加熱したときの放電は，Fig. 5.4 (a) に比べると陰極先端付近からプラズマが発生しているが，先端部から細いプラズマが生成されているのがわかる．



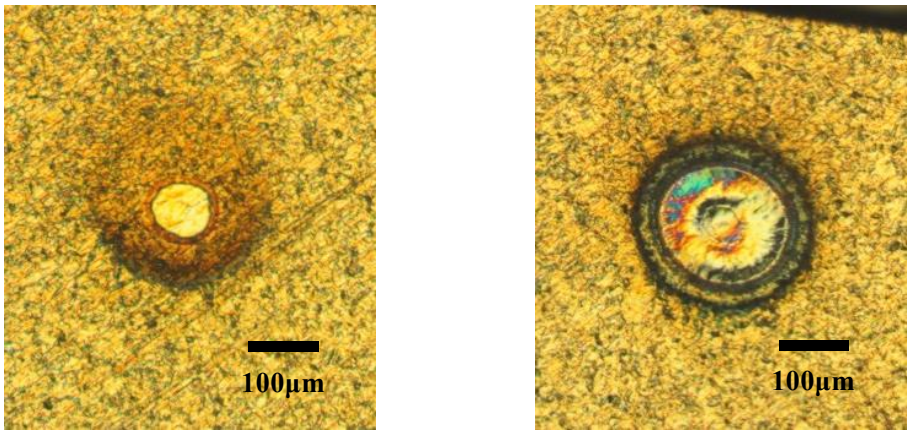
(a) filament heating current : 0A　　(b) filament heating current : 8A

Fig.5.4 Appearances of discharge with　filament electrode electrode.
((Discharge current：14mA,　Discharge time：200ms Gap length：0.3mm,　Ar gas flow：1.0 l/min,　Exposure time：2 μ m))

5.4　溶融スポット

Fig. 5.5(a), (b) は Fig5.4.(a), (b) の放電したときに形成された溶融スポットの外観写真である. Fig. 5.5 (a) のようにフィラメントを加熱しないときの溶融スポットはプラズマの発生が先端に集中できず，ぼんやり膨らんでいるので，母材を溶融させる十分なパワー密度を持つ部分が少なくなったから 80 μmの溶融スポットが形成されたが，Fig. 5.5 (b) のようにフィラメントを 8A で加熱したときの溶融スポットは，プラズマの発生が先端に集中され，母材を溶融させる十分なパワー密度を持つプラズマの部分が大きくなれ，200 μmの溶融スポットが形成された． 溶融中心に凹んでいるのは，溶融スポットの中心部の電流密度が高く，局部的なアーク圧力が高くなることと局部的な蒸発が原因だと考えられる.

これらより，あらかじめフィラメントを加熱し熱電子放出を促すことで，陰極先端からプラズマが発生しやすくなり，放電プラズマが安定化され，指向性うの高くて高パワー密度のプラズマが得られることがわかる.



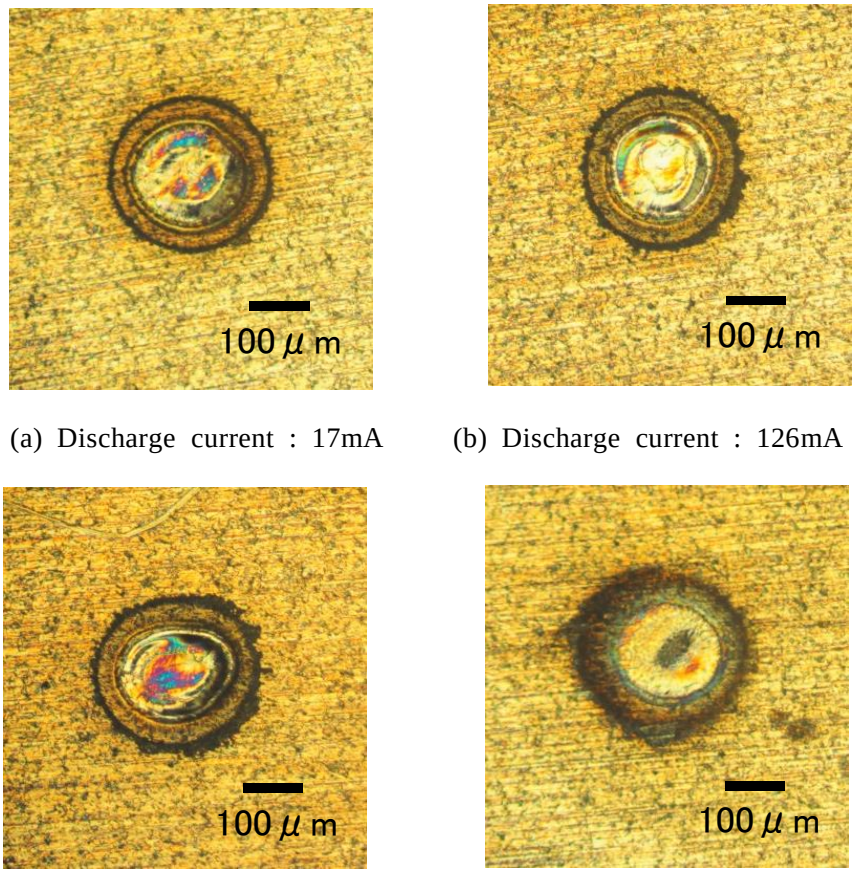
(a) filament heating current : 0A　　(b) filament heating current : 8A

Fig.5.5 Photographs of melting spots by micro- discharge with filament electrode.
(Discharge current：14mA,　Discharge time：200ms Gap length：0.3mm,　Ar gas flow：1.0 l/min)

5.5　放電モードの影響

Fig.5.6 はフィラメント加熱電流 8.0A，曲率半径 3.6μm，放電時間 200ms のときの溶融スポット外観を示す. (a)~(d)は放電電流値がそれぞれ 17mA, 126mA, 364mA, 720mA のときの溶融スポットである．フィラメント電極を用いることで，17mA 以上の放電領域で 100~200μm 程度のサブミリサイズの溶融スポットが形成されることがわかる．

放電電流値 17mA という小さい電流値で綺麗な溶融スポットが形成されていることがわかる．この電流値では Fig.5.2(a)を見ると放電形態はグロー領域で 電圧波形の変動幅が小さい 200V である．Fig.5.2(a)を見ると 220V の高い電圧である．電圧変動幅は放電モードにより，大きく変動するが，放電の様子が時間による長さの変動にも従うものであり，グロー･アーク遷移領域とアーク領域よりプラズマが安定になっている．(2.4.1) 式で述べったように 電流値（I）は小さいが電圧値（V）は大きくなり，安定なプラズマで断面積が小さくなり，母材を溶融するほどのパワー密度が得られたと考えられる．



(a) Discharge current : 17mA　(b) Discharge current : 126mA

(c) discharge current : 364mA　(d) Discharge current : 720mA

Fig.5.6 Photographs of melting spots by micro- discharge with filament electrode.
(Filament heating current : 8A Discharge time : 200ms Gap length : 0.3mm, Ar gas flow : 1.0 l/min)

5.5 放電後の電極損傷

Fig.5.6 はフィラメント加熱電流 8.0A, 曲率半径 3.6μm, 放電時間 200ms のときの溶融スポット外観を示す. (a)~(d)は放電電流値がそれぞれ 17mA, 126mA, 364mA, 720mA のときの溶融スポットである. フィラメント電極を用いることで, 17mA 以上の放電領域で 100~200μm 程度のサブミリサイズの溶融スポットが形成されることがわかる.

放電電流値 17mA という小さい電流値で綺麗な溶融スポットが形成されていることがわかる. この電流値では Fig.5.2(a)を見ると放電形態はグロー領域で 電圧波形の変

動幅が小さい 200V である．Fig.5.2(a)を見ると 220V の高い電圧である．電圧変動幅は放電モードにより，大きく変動するが，放電の様子が時間による長さの変動にも従うものであり，グロー･アーク遷移領域とアーク領域よりプラズマが安定になっている．(2.4.1) 式で述べったように 電流値（I）は小さいが電圧値（V）は大きくなり，安定なプラズマで断面積が小さくなり，母材を溶融するほどのパワー密度が得られたと考えられる．

(a) Before discharge　　(b) After discharge

Fig. 5.7 Filament electrode tip shape.
(Filament heating current : 8A Discharge time：10ms Gap length：0.3mm，Ar gas flow：1.0 l/min)

フィラメント加熱電流を 8A，放電時間 10ms，放電電流値 700mA 程度まで放電させたときの放電前後の電極写真を Fig. 5.7 (a)，(b)に示す．Fig. 5.7 (b)の電極表面の凸凹は，イオンが陰極に衝突して電子が叩き出されるγ作用によるものだと考える．これにより電極は損傷するものの電極形状は損なわれないため，電極先端から指向性の高いプラズマを生成することができる．4.3.5 章で述べったように，グロー-アーク遷移領域やアーク領域で，プラズマが熱陰極アークの性質をわずかでも帯びると，電極先端が非常に細いため熱によって溶融することが考えられたが，電極形状は変わらない．それは，4.3.5 章での曲率半径は 1.4μm であり，非常に細かったが、本章で使用した電極の先端曲率半径は 2.3～7.2μm なので，溶融するほど細くなかったことと，電子放出による冷却作用だと考えられる．電子放出により陰極から電子が放出されるとき，電極からは放出に必要なエネルギーが奪われるため，陰極には一種の冷却作用

が加えられる. したがって, フィラメントを加熱することで熱電子放出が促され, アークの温度による影響を受けたとしても冷却作用により電極温度を融点以下に保つことができたとかんがえられる.

5.6 結言

本研究では，大気圧下で安定な微小プラズマを生成し，サブミリサイズの溶融部を得ることを目的に，フィラメント電極を作製し，放電実験を行い，次のような結果を得た.

(1)電流・電圧波形を観測し，放電形態をグロー領域，グロー–アーク遷移領域，アーク領域に分類することができた．陰極先端の曲率半径を小さくすると，より低い電流値でアーク放電に移行した.

(2)陰極先端を尖鋭化し，加熱することで，指向性が良く，パワー密度の高いプラズマが生成された. 放電電流値 17mA のグロー領域の放電で 100-200μm の溶融スポットが形成された.

(3)放電モードの特徴により，グロー領域の電流値 17mA でも綺麗な溶融スポットが形成された.

(4)放電後でも電極先端部が溶融しなく，γ作用により陰極表面に凹凸が形成される程度の損傷しか確認されず，電極形状は変わらないので， 指向性の高いプラズマを生成した.

第６章　結論

本研究では，大気圧下のマイクロ放電の精密加工技術は利便性やエネルギー効率，コストの面で有利であるので，　大気中でサブミリ以下の加工を可能にする微小放電によるプロセスを開発することを目的とした．放電サイズを小さくするために，電流値を小さくする方法がある．しかし，直流放電で電流値を低くすると，電圧が高くなり，放電モードがグローやグロー･アーク遷移形態となる．大気圧下でマイクロ加工を行うためには，加工材料を溶融させる十分なパワー密度を持つ必要があり，プラズマのサイズを細径化，安定化させる必要がある．そこで，グロー領域からアーク領域まで電流を供給できる高電圧の定電流電源を製作し，放電プラズマを高パワー密度で，安定化させるため，陰極先端を尖鋭化することで，電界強度を高めることにした．そして，陰極を加熱することで，電子電流密度を増加させるフィラメント電極を製作した．さらに，放電プラズマ部を拘束するプラズマ方式のトーチを設計し，耐熱性が高いボロンナイトライド(BN)のノズルを用いて，放電プラズマの細径化，安定化，高パワー密度を目指して放電実験を行い，放電現象について調べた．

以下に本研究で得られた結果を要約する．

(1)　TIG 方式の放電とプラズマアーク方式の放電における電流-電圧特性は，雰囲気ガスをＡｒとＮ２で行っても，　機械研磨した電極と電解研磨した微細電極を利用しても，　純タングステンとランタン２％入りタングステン電極を使用しても，　加熱したフィラメント電極を用いても，直流放電の電流-電圧特性に従い，熱プラズマのアーク領域，非熱プラズマのグロー領域が現れた．

(2)　Ar 雰囲気で放電実験を 1 A よりも低い電流領域で行うと，TIG 方式の放電では，不安定なプラズマとなる．一方，ラズマアーク方式の放電では，ノズルの拘束効果で TIG 方式の放電プラズマより安定なプラズマを形成した．さらに，ノズル径が小さくするほど，電流制限効果により，プラズマが絞られ，パワー密度が高くなる．ノズル径が 0.3 mm の場合は電流値 1 A，放電時間 5 ms で 200 μ m～300 μ m の溶融スポットが形成された．

(4)　機械研磨の電極よりも電解研磨の電極のほうが電極先端部の電子電流密度が

高くなるので，放電プラズマが集中し，安定化することが分かった．さらに雰囲気ガスを N_2 にすると， N_2 放電プラズマは電極先端に集中することが分かった．

(5) Ar 雰囲気の場合，純タングステンの電解研磨した電極を用い，TIG 方式で放電を行うと溶融スポットが形成されなかったが，プラズマ方式で放電を行うと，パワー密度が高くなり，約 100 μ m の溶融スポットが形成された．N_2 ガスの場合，純タングステンの電解研磨した電極を用いるだけでも放電が安定し，溶融スポットが形成された．さらに，プラズマ方式で放電を行うと，パワー密度が増加し，きれいな円形の溶融スポットが形成された．

(6) 純タングステンの電極よりも仕事関数は低い 2%ランタン入りタングステンの電極のほうが放電プラズマが集中し，安定化することが分かった．N_2 の雰囲気で放電を行うにすると，放電プラズマは電極先端に集中することが分かった．さらに，プラズマ方式で放電を行うと，パワー密度が高くなり，約 100 μ m の溶融スポットが形成された．

(7) Ar 雰囲気の TIG 方式放電において電極先端を電解研磨により尖鋭化し加熱しない場合，ぼんやりとした指向性の低いプラズマが生成されるのに対し，電極を加熱することで，指向性が良く，パワー密度の高いプラズマが生成された．放電モードの特徴により，放電電流値 17mA のグロー領域の放電で 綺麗な溶融スポットが形成された．値 17mA 以上の電流値で 100-200μm の溶融スポットが形成された．

(8) 電極を加熱して放電を行うと後でも電極先端部が溶融されず，γ 作用により陰極表面に凹凸が形成される程度の損傷しか起こり，電極形状は変わらないので， 指向性の高いプラズマを生成した．

謝辞

本研究を遂行するにあたり終始適切な御指導，御鞭撻を賜りました大阪大学大学院工学研究科教授，平田好則先生に深く感謝の意を表し，心から御礼申し上げます.

本研究を遂行するにあたり常に適切な御指導，御助言を賜りました大阪大学大学院工学研究科助教，野村和史先生に深く感謝の意を表します.

研究の姿勢の手本となり，研究室生活全般にわたり，常に親切丁寧な御指導，御助言を賜りました大阪大学大学院工学研究科特任助教，荻野陽輔氏に深く感謝の意を表します.

本研究を遂行及び各方面にわたり，助言や手伝いをしてくれた御協力を賜りました大阪大学大学院工学研究科卒業生の浦部竜真氏と，大阪大学大学院工学研究科博士前期課程 1 年生の山下隼 氏に深く感謝の意を表します.

本研究を遂行するにあたり実験機器を使わせて頂き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藤本研究室の教員および学生のみなさまに深く感謝の意を表します.

研究の姿勢の手本となり，研究生活に刺激と活力を与えて下さった大阪大学大学院工学研究科博士前期課程 2 年，片岡耕太朗氏，木花翔吾氏，高部義浩氏，春名俊祐氏，齋藤遼氏，大阪大学大学院工学研究科博士前期課程 1 年，新田夏規氏，福富友也氏，吉井嘉一郎氏，石田三都輝氏， 大阪大学工学部応用理工学科 4 年，井上洋輝氏，河野秀規氏，永田純也氏，三村晃平氏，田中宣次氏，西田浩士氏 に深く感謝の意を表します.

[参考文献]

1) 藤田博之，“MEMS の技術動向と設計技術の役割”，精密工学会誌，Vol. 70，No. 9 (2004), p.1133-1136

2) 池上尚克，“Micro Electro Mechanical Systems (MEMS) の最新技術動向”，沖テクニカルレビュー，Vol. 70，No.4 (2003), p.108-111

3) 江刺正喜“マイクロマシーン”応用物理 vol.60、No.3、(1991), p.225-238

4) 藤田博之“マイクロマシーン研究入門”電気学会論文集 A、vol.112、No.12、(1992), p.958-961

5) R. Snoeys, F. Staelens, W. Dekeyser, ：Current trends in non-conventional material removal process, CIRP Annals - Manufacturing Technology, Volume 35, Issue 2, 1986, p.467-480

6) METCALFE J C, QUIGLEY M B C: Heat transfer in plasma-arc welding [J]. Welding Journal, 1975, 54(3), p.99-103.

7) LANCASTER J F.:The physics of welding [M]. 15th ed. Oxford: Pergamon Press, 1984, p.268-280.

8) WU Chuan-song, WANG Huai-gang, ZHANG Yu-ming.: A new heat source model for keyhole plasma arc welding in FEM analysis of the temperature profile [J]. Welding Journal, 2006, 85(12), p.284-291.

9) 古田善一, “マイクロ加工の物理と応用”, 裳華房(2001)

10) 木本康雄矢野章成，杉田忠彰，黒部利次，山本昌彦, “マイクロ応用加工　新訂版”，共立出版株式会社

11) 新井武二、宮本勇“レーザー加工の基礎”マシニスト出版, (1993)

12) 安長暢男“レーザが変える加工技術”海文堂、(1992)9) 木本康雄矢野章成，杉田忠彰，黒部利次，山本昌彦, “マイクロ応用加工　新訂版”，共立出版株式会社

13) Z. Sun，R. Karppi，“The application of electron beam welding for the joining of dissimilar metals：an overview”，Journal of Materials Processing Technology，Vol. 59 (1996), p.257-267

14) 荒田吉明，“レーザ溶接と熱加工”，溶接学会誌，第 40 巻，第 12 号 (1971) , p.1191-1205

15) 鳳誠三郎，倉藤尚雄, “改訂　放電加工”，コロナ社(1970).

16) 増沢隆久，“放電加工技術の新たな展開”，精密工学会誌，Vol. 64，No.12

(1998) , p.1713-1714
17) Halim Ali, MORI Shuzo, FUJII Nobuyuki, YASUDA Katsuhiko : Plasma Welding of Thin Plate, quarterly journal of the Japan Welding Society, Volume 23, Number 2, 2005, p.245-251 (in Japanese)
18) Nishiguchi kimiyuki, Tashiro Kazumasa：Series Arcing in Plasma Arc Welding, Journal of Japan Welding Society, Volume 39, Number 4, 1970, p.269-279 (in Japanese)
19) Wang, J, Kusumoto, K., Nezu, K:,Investigation into micro-tungsten inert gas arc behaviour and weld formation , Science and Technology of Welding & Joining, Volume 9, Number 1, February 2004 , p. 90-94(5)
20) T. Kimura, A. Komatsu, S. Yoshioka and T. Miyazali: Small diameter nozzle plasma arc as a processing tool. Rev. Sci. Instrum., 63, 6, 1992, p. 3384–3388.
21) S. Yoshioka, T. Miyazaki, T. Kimura, A. Komatsu and N. Kinoshita: Thin-Plate Welding by a High-Power Density Small Diameter Plasma Arc, Annals of the CIRP, 42, 1, 1993, p. 215–218.
22) M. Boselli, V. Colombo, E. Ghedini, M. Gherardi and P.Sanibondi: Two-temperature modeling and optical emission spectroscopy of a constant current plasma arc welding process, J. Phys. D: Appl.Phys.46(2013),p.224009
23) Hirata Y, Ozaki K, Ikeda U, Mizoshiri M: Field emission current and vacuum breakdown by a pointed cathode, Thin Solid Fims, 515, 9, 2007, p. 4247-4250
24) M. Kunieda, M. Yoshida, “Electrical Discharge Machining in Gas”, Annals of the CIRP, Vol. 46, No.1 (1997), p.143-146
25) 尾崎公洋,“微小電極を用いる放電とそれによるマイクロ溶融現象の基礎的研究,” 大阪大学工学部博士論文(1993)
26) 深谷勝哉,“電界放出を利用したマイクロ熱加工法に関する研究”,大阪大学工学部修士論文(2001)
27) 寺本政由志,“カーボンナノチューブ（CNT）膜をエミッタとしたマイクロ熱加工法の研究”,大阪大学工学部修士論文(2002)
28) 竹中徹宏,“真空マイクロ放電による熱加工に関する研究”,大阪大学工学部修士論文(2003)
29) 池田宇亨,“針状電極によるマイクロ熱加工法の研究”,大阪大学工学部修士論文(2004)

30) 吉田満尚, “カーボンナノチューブ(CNT)を用いたマイクロ熱加工法の研究”，大阪大学工学部卒業論文 (2003).

31) 溝尻瑞枝，“カーボンナノチューブ膜をエミッタとした熱加工法の研究”，大阪大学工学部卒業論文 (2004).

32) 福嶋勝人,“マイクロアーク放電現象とその応用に関する研究”,大阪大学工学部修士論文(1998)

33) 深谷勝哉,“マイクロアーク放電に関する研究”,大阪大学工学部卒業論文(1999)

34) 寺本政由志,“マイクロアーク放電に関する研究”,大阪大学工学部卒業論文(2000)

35) 竹中徹宏,“マイクロアーク放電に関する研究”,大阪大学工学部卒業論文(2001)

36) J. R. Roth，“Industrial Plasma Engineering：Volume 1：Principles”，Institute of Physics Publishing (1995)

37) Watanabe S., Saito S., Takahashi K., Onzawa T.: V-I Characteristic of Plasma in the Glow-to-Arc Transition, Quarterly Journal of the Japan Welding Society, Vol.20(2002), No.4, p.493-498 (in Japanese)

38) 武田進，“気体放電の基礎”，東京電機学出版局(1990)第 5 章

39) 行村建，“放電プラズマ工学”，オーム社出版局第 2 章

40) 高村秀一，“プラズマ理工学入門”，森北出版 (1997)

41） R. H. Fowler and L. W. Nordheim，“Electron Emission in Intense Electric Fields”，Proceeding of the Royal Society of London. Series A，Containing Papers of a Mathematical and Physical Character，Vol. 119 (1928), p.173-181

42) E. L. Murphy and R. H. Good，“Thermionic Emission，Field Emission，and the Transition Region”，Physical Review，Vol. 102，No. 6 (1956), p. 1464-1473

43) Sylvain C., Jean-Luc M.: Thermo-field emission: a comparative study, J. Phys. D: Appl. Phys., Vol.30(1997), p.776–780.

44) M. Boselli, V. Colombo, E. Ghedini, M. Gherardi and P.Sanibondi: Two-temperature modeling and optical emission spectroscopy of a constant current plasma arc welding process, J. Phys. D: Appl.Phys.46(2013),p. 224009

45) Lu S, Dong W, Li D, Li Y (2009) Numerical study and comparisons of gas tungsten arc properties between Ar and N2. Comput Mater Sci 45, p.327–335

46)　Lisovskiy V.A., Yakovin S.D., Yegorenkov V.D.: Low-pressure gas breakdown in uniform dc electric field, J. Phys. D: Appl.Phys., Vol.33(2000), p.2722-2730.
47)　Chen J., Farson D.F., Rokhlin S.I.: Experimental study of femtosecond laser-stimulated electrical discharges in small gaps and surface modifications, J. Applied Physics, Vol.105(2009), p.013302.
48)　M.I. Boulos, P. Fauchais, E. Pfender, Thermal Plasmas – Fundamentals and Applications, vol. 1, Plenum, New York, 1994. p. 388.
49）平田好則“マイクロアーク放電” 高温学会誌 vol28、No1、(2010) p.40-44
50)　Hirata,Y., Fukushima,M., Sano,T., Ozaki,K., Ohji,T.: Micro-arc discharge phenomena, Vacuum, Vol.59(2000)No.1, p.142-151.
51) 平田好則,寺本政由志,溝尻瑞枝,池田宇亨,黄地尚義,尾崎公洋:カーボンナノチューブを成膜した針状電極による電界放出と真空絶縁破壊,高温学会誌,Vol.31(2005)No.3, p.172-177.
52)　Maruo H., Hirata Y., Ozaki K.: Surface Melting Process with a Thin Electrode in a Micrometer Scale, 1993, IIW Doc.212-835-93.
53)　Maruo H., Hirata Y., Ozaki K.: Melting phenomena by micro-discharge, Welding International, Vol.9 (1995), No.5, p.375-383.
54）安藤弘平、長谷川光雄“溶接アーク現象”産報(1962)
55）松田福久,牛尾誠夫,熊谷達也，ランタン,イットリウム,セリウム入り各タングステン電極によるアーク特性の比較研究，溶接学会論文集，第 6 巻，(1988)，第 2 号，p.199-204
56）松田福久,牛尾誠夫,藤井裕之,アルベールサデ，酸化物入りタングステン電極の消耗変形,RIM 形成について，溶接学会論文集，第 6 巻，(1988)，第 2 号，p.205-209
57）田中和士,松田福久,牛尾誠夫，タングステン電極の特性に及ぼす添加元素の影響，溶接学会論文集，第 13 巻，(1995)，第 4 号，p.524-531

発 表 論 文

[1] M. Park, Y. Hirata, T. Urabe, Development of controlled micro-discharge, International Institute of Welding, Vol.58, p.47-54, 2014

[2] M. Park, Y. Hirata, Research on generation of micro-plasma arc and its power density, JWS, Vol.1, No.1, p.49-54, 2015

[3] S. Yamashita, Y. Hirata, M. Park, Micro-discharge phenomena with pointed cathode heated by filament, Journal of smart processing, 2015 (under review)

口 頭 発 表

[1] 朴 ミン坤, 平田 好則, 野村 和史, マイクロアークプロセスに関する研究, 溶接学会, 平成 22 年度秋季全国大会, 2010 年 9 月

[2] 朴 ミン坤, 野村 和史, 平田 好則, マイクロアークプロセスに関する研究(第 2 報),溶接学会, 平成 23 年度秋季全国大会, 2011 年 9 月

[3] M. PARK, Y. HIRATA, Research on Micro-Plasma Welding, 溶接学会シンポジウム Mate2012, 2012 年 1 月

[4] 朴 ミン坤, 浦部 竜真, 平田 好則, マイクロ放電に関する研究, 溶接学会, 平成 24 年度春季全国大会, 2012 年 4 月

[5] M. Park, Y. Hirata and T. Urabe, Development of controlled micro-discharge, IIW(国際溶接学会)年次大会, Denver(USA), 2012 年 7 月

[6] Y. Hirata, M. Park, マイクロ放電プロセス, 第 103 回マイクロ接合研究員会, 2013 年 5 月