

令和 8 年度 修士論文

題目

気中開閉器のアーク姿態が遮断成否に及ぼす影響

埼玉大学大学院理工学研究科 2 年
稲田研究室 24MM246 五十嵐柊登
指導教員：稲田優貴 准教授

令和 8 年 2 月 日 提出

概要

ここに概要を記述

目次

第1章 序論	1
1.1 研究背景・目的	1
第2章 原理	3
2.1 遮断器	3
2.1.1 気中開閉器	4
2.1.2 消弧室	4
2.1.3 アーク放電	4
2.1.4 アークの負性抵抗特性	5
2.1.5 他の遮断器の特徴	6
2.1.6 再発弧	7
2.2 発光分光測定	8
2.2.1 発光分光法	8
2.2.2 スペクトル線の発生機構	8
2.2.3 局所熱平衡	9
2.2.4 アーク温度測定法	9
2.2.5 空間粒子組成計算	10
2.2.6 導電率算出	11
第3章 実験手法	12
3.1 実験装置	12
3.1.1 気中開閉器	12
3.1.2 試験回路	13
3.1.3 メモリハイコーダー	14
3.1.4 高速度カメラ	16
3.1.5 パルスジェネレーター	18
3.1.6 狹帯域フィルタ	20
3.2 分光画像センサー	21
3.2.1 概略	21
3.2.2 アーク温度	24
3.2.3 鉄蒸気混入率	25
3.2.4 導電率	27
第4章 実験結果と考察	28
4.1 再発弧の分類	28
4.2 遮断時間の分類	29
4.2.1 アークスポットとの相関	30
4.2.2 ガス発光との分類	34

第1章 序論

1.1 研究背景・目的

気中開閉器（PAS : Pole Air Switch）は、大気圧空気を消弧・絶縁媒体として用いた、電流の遮断および投入を行う開閉装置である。本開閉器は主に配電線路上に設置され、通常時には負荷電流の開閉を行うことで、電力供給の信頼性を確保する役割を担っている^{[1][2][3]}。また、区分開閉器として配電線を複数の区間に分割することにより、需要家側で発生した電気事故を区分する責任分界点として機能することで、線路工事時や自然災害等による障害発生時において、停電範囲を最小限に抑制することが可能である。一般に、遮断器・開閉器の開閉は電極の機械的な接触および乖離によって行われており、電流遮断時には接点の開極に伴って電極間にアーク放電が発生する。このアーク放電は、冷却や拡散作用を受けるものの、発電機側から電力が時々刻々と注入されることで、高温・高密度のプラズマ状態が維持され、その温度は数千～数万 K に達する。このため、開閉器の内部構造に熱的損傷を及ぼすおそれがあり、アークを確実かつ速やかに消弧し、電流を遮断することが求められる。特に交流電源では、多くの場合、電源周波数の半周期ごとに電流零点を迎えること、この瞬間にはアークプラズマへの注入電力が零となる。この電流零点において、アークを消滅あるいは低導電性状態へと移行させる作用が十分に強ければ、電流を遮断することができる^[4]。一方で、アーク放電の遮断に失敗した場合には、爆発や持続的な火災を引き起こし、周辺機器に甚大な被害を与えるおそれがある。^[5] したがって、迅速かつ確実にアークを消滅させる遮断機構は必要不可欠である。

遮断動作をコンパクトな装置構成で実現するため、気中開閉器の内部には、多数の金属板（消弧板）が等間隔で積層された消弧室が設置されている^[6]。消弧板に加えてポリマー板が積層される場合もある。開極時に引き伸ばされたアークが消弧室に侵入すると、積層された金属板によってアークは複数のセグメントに分割される^[7]。この分割により、各接触点においてアノード・カソードスポットが形成され、それらの直列化に伴って電極降下電圧の合計値が増加し、アーク電圧が上昇する。その結果、アーク抵抗が増大して高抵抗状態となり、導電性が低下するため、アーク分割は等価的にアーク冷却として作用する。また、消弧室の壁材にはポリマー材料が多用されている。アークが消弧室の壁材と接触すると、ポリマーの溶発（アブレーション）が生じ、多量のアブレーションガスがアーク中に混入する^[6]。このガス混入過程は、等価的に分子性ガスの吹き付けとして機能し、分子の解離および電離に伴うエネルギー消費を通じて、アークに冷却効果をもたらす^[8,9]。さらに、アブレーションに伴い形成される複雑な流れ場は、アークの伸長や移動を促進し、冷却および消弧に寄与する。

しかし、こうした消弧手段を講じた場合でも、電流ゼロ点においてアークが一度消弧した後に、再発弧する場合がある。再発弧が発生すると、高温のアーク放電は次の電流ゼロ点まで持続することとなり、遮断完了は大きく遅延する。さらに、再発弧が繰り返されると、最終的には電流遮断に失敗し、爆発や持続的な火災を引き起こして周辺機器に甚大な被害をもたらすおそれがある。このため、再発弧の抑制は極めて重要な課題である。再発弧の発生メカニズムには、これまでに二種類が報告されている^[10]。一つ目は、電流ゼロ点直後に導電性の高い残留アークチャネルに過渡回復電圧が印加され、わずかな残留電流が流れることで供給されるジュールエネルギーが、ガスの熱伝導および放射による冷却損失を上回ることで発生する、熱的再発弧である。二つ目は、熱的再発弧が生じる時間領域の後、ギャップ内に残留する絶縁性ガスに対して、ギャップの絶縁強度を上回る過渡回復電圧が印加されることにより絶縁破壊が生じることで発生する、誘電的再発弧である^[11]。それぞれの再発弧における電流ゼロ区間およ

び再発弧時における発光画像を、図 1 および図 2 にそれぞれ示す。図 1.1.1 では、電流ゼロ区間においてアーケル経路が残留し、高い導電性が維持されており、再発弧時には消弧前と同一の経路で再発弧しているのに対し、図 1.1.2 では電流ゼロ区間において経路の発光が途切れ、絶縁層が形成されている。さらに、再発弧時には消弧前とは異なる経路で再発弧が生じていることが分かる^[10]。このように、電流ゼロ点付近に着目することは、再癃の発生メカニズムの理解に有用である。

以上より、遮断成功に至るためには、熱的および誘電的再癃の双方を防ぐ必要があり、とりわけ発生頻度が比較的高い、熱的再癃の抑制が第一関門となる。しかし、熱的再癃の直接的な発生要因は未だ十分に解明されておらず、その原因究明は必須である。そこで本研究では、熱的遮断の成否が決定づけられる電流ゼロ点付近において、分光画像センサーを用いてアーケル温度および導電率の二次元分布を時間的連続性を有する形で取得し、熱的再癃の発生要因を特定することを目的とした。

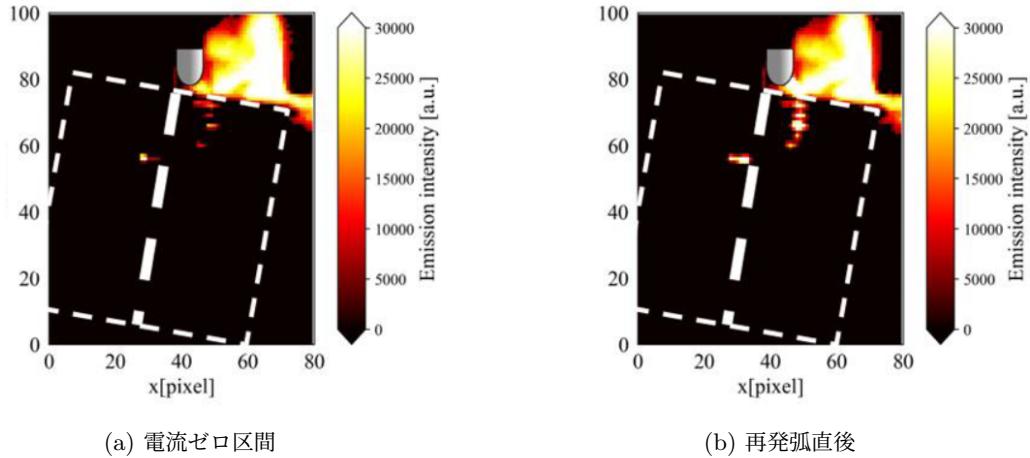


図 1.1.1 熱的再癃時の発光画像

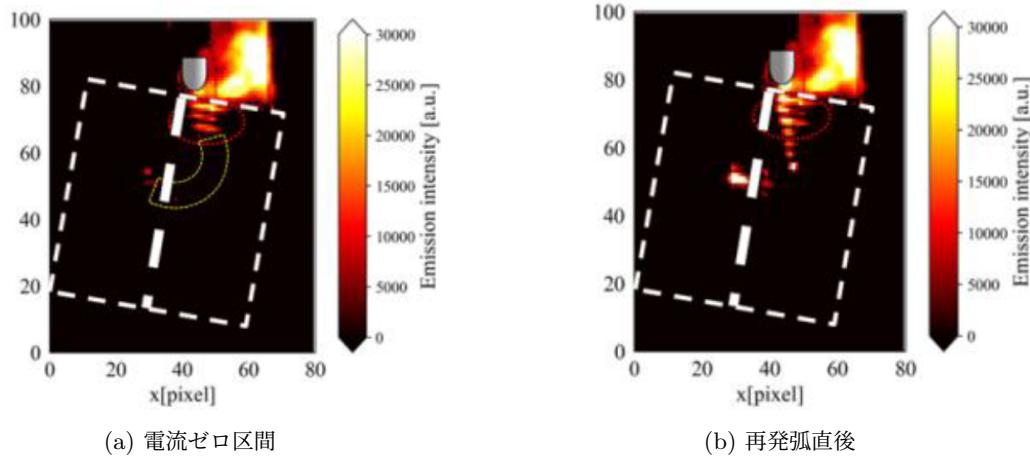


図 1.1.2 誘電的再癃時の発光画像

第2章 原理

2.1 遮断器

電力開閉装置は、電力系統の発電端から負荷端に至る巨大な電気回路のすべての節点（ノード）の入口あるいは出口に設置され、回路の開閉を行っている。遮断器の型式は、油中で接点を開く方式、油の分解で発生する水素ガスをアークに吹きつける方式、圧縮空気吹付方式、そして優れた遮断・絶縁性能を発揮する SF₆ ガス吹付方式へと進展してきた。現在、800kV 級に至る基幹電力系統の遮断器は、そのほとんどがガス遮断器である。また、遮断器のうち、配電変電所や受電設備に用いられる 7.2kV 以下の遮断器については、油遮断器に始まり、磁気遮断器、ロータリーアークガス遮断器、さらに真空中で遮断を行う真空遮断器などが開発されてきた^[12]。電力用開閉装置を、その保有する電流開閉能力によって大別すると、用途および性能に応じて以下のように分類される^[13]。

- (1) 電路の接続切替えや断路を目的とし、無電流あるいはそれに近い状態で電路を開閉する断路器。
- (2) 常時の負荷電流、あるいは過負荷電流程度までは安全に開閉できるが、負荷電流の数倍から数十倍に及ぶ故障電流の開閉を目的としない負荷遮断器、開閉器、接触器。
- (3) 常時電流のみならず、故障電流をも支障なく開閉できるように設計された遮断器、あるいは電力ヒューズであり、特に保護用遮断器、保護用ヒューズとも呼ばれる。これら表にすると 2.1.1 のようになる^[14]。

表 2.1.1 開閉機器の比較

機器 項目	遮断器	負荷開閉器	断路器	ヒューズ
断路性能	×	○	○	○※
無電流開閉	○	○	○	○※
電流開閉	○	○	×	×
過電流検出	△	×	×	○
短絡電流の投入	○	○	×	×
短絡電流の遮断	○	×	×	○
限流性能	△	×	×	○
再投入	○	○	○	×

表中記号 ○：可能 ×：不可能

△：条件付き可能 (変流器、過電流継電器と組み合わせて可)

2.1.1 気中開閉器

ここで気中開閉器の特徴を説明(さいげき, グリッド式とか)

2.1.2 消弧室

ここもあとで

2.1.3 アーク放電

電極間の金属接触が失われると、電極間を橋絡するようにアーク放電が発生し、電流はこれを通じて流れ続ける^[15]。図 2.1.1 にアーク放電における電位分布の模式図を示す^[16]。ここで、 V_c : 陰極降下電圧、 V_a : 陽極降下電圧、 V_{col} : アーク陽光柱電圧、 E_{col} : アーク電界、 L_a : アーク長とする。陽光柱における電圧降下は、アーク電界とアーケ長に比例する。したがって、電流遮断時に両極間で発生するアーク電圧 V_{arc} は、一般に次式で表される。

$$V_{arc} = V_a + V_c + V_{col} = V_{pol} + E_{col}L_a \quad (2.1.1)$$

ここで、陰極降下電圧と陽極降下電圧の和

$$V_{pol} = V_c + V_a \quad (2.1.2)$$

を陰・陽極降下電圧と定義する。

さらに、アークを直列に n 個に分割した場合、アーク電圧は次式で与えられる^[17]。

$$V_{arc} = nV_{pol} + E_{col}L_a \quad (2.1.3)$$

電極材料や周囲気体条件に依存するものの、陰極降下電圧 V_c はおよそ $1\text{ }\mu\text{m}$ 程度の領域で発生し、その大きさは $10\sim20\text{ V}$ 程度である。また、陽極降下電圧 V_a も同様に約 $1\text{ }\mu\text{m}$ 程度の範囲で発生し、その大きさは数 V から 20 V 程度である^[18]。

一方、大電流条件下における動的アークの振る舞いは、Cassie の動特性式によって次のように表される^[19]。

$$\frac{1}{G} \frac{dG}{dt} = \frac{1}{\theta_M} \left(\frac{e^2}{e_0^2} - 1 \right) \quad (2.1.4)$$

ここで、 G はアークコンダクタンス [S/m]、 e はアーク電圧 [V]、 e_0 は初期アーク電圧 [V]、 i はアーク電流 [A] である。また、 θ_M はアーク時定数と呼ばれ、アークコンダクタンスの時間応答特性を表すパラメータである。アーク電圧を抵抗成分を含む回路の印加電圧より高めることでアークは消弧されるため、アーク電圧の上昇は遮断器の性能向上に直結する。式 2.1.1 より、アーク電圧を高める手法として、アーク電界を増大させること、遮断部の直列分割数(直列遮断点数、発弧点数)を増加させることにより陰・陽極降下電圧の合計値を増大させること、および遮断部の長さを増大させることでアーケ長を長くし、陽光柱降下電圧を増大させることが挙げられる。

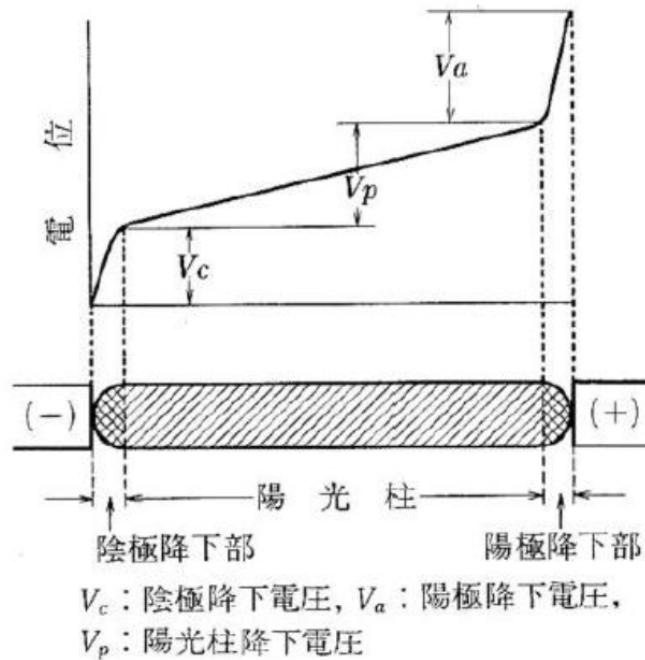


図 2.1.1 アーク放電の電位分布

2.1.4 アークの負性抵抗特性

通常、オームの法則において電流は電圧に比例し、その比例定数は抵抗として定義される。しかし、アーカの抵抗値は安定的ではなく、アーカの状態に応じて変化するため、負性抵抗特性を示す場合がある。図 2.1.2 に、アーカ長を 2 mm とした場合の、異なる圧力条件下における電流-電圧特性を示す。図 2.1.2 より、いずれの圧力条件においても低電流領域で負性抵抗特性を示していることが分かる。特に、圧力が低い条件下では、負性抵抗特性を示す電流領域が広くなる。

すなわち、大気圧条件下などの比較的低圧領域では、電圧が上昇すると電流が減少する特性を示す。また、2.1.3 節で前述したように、アーカ電圧はアーカ長に比例して上昇するため、実際にアーカ長が変化する条件下では、より強い負性抵抗特性が現れる。この場合、アーカ長が増大し、すなわち電圧が上昇すると、電流は大きく減少することになる[20]。

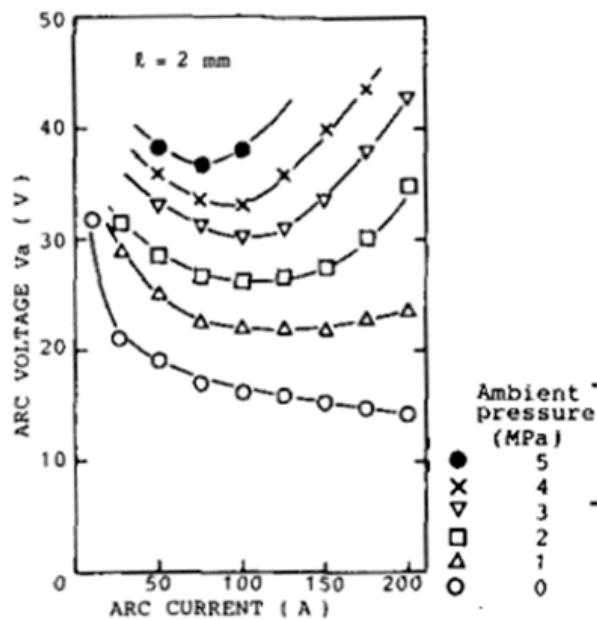


図 2.1.2 異なる圧力下での電流電圧特性

2.1.5 他の遮断器の特徴

気中開閉器との比較のため、本節では他方式の遮断器の特徴について述べる。

- (1) 油遮断器 [21] 油中で接点を開離することにより、発生したアークが油を分解して生じる水素ガスの冷却作用、局部的な圧力上昇、油の流動による置換作用、および油の高い絶縁耐力を利用してアークを消弧する方式である。しかし、高速度での遮断が困難であることに加え、絶縁油は劣化しやすく火災の原因となる場合もあるため、保守・管理に多大な手間を要するなどの短所が多い。このため、近年の日本ではほとんど使用されなくなっている。
- (2) 空気遮断器 10~30 気圧程度の圧縮空気を、電極間に発生したアークへ吹き付けることで、アークを吹き飛ばし、電流零点通過時に急速に冷却することでイオンを消滅させ、圧力によって消弧する遮断器である [22]。アーク時間が短く遮断性能が高いことに加え、アークガスの除去が高速であるため高速度再投入が可能であるという特徴を有する。一方で、遮断性能が圧縮空気の圧力、流速、流量などの条件に依存する点や、アーク消弧時の空気流が機外へ排出され、爆発的な動作音を発生させるという欠点もある [21]。

(3) SF₆ ガス遮断器空気遮断器において空気の代わりに、絶縁性能の高い SF₆ ガスを消弧媒質として用いた遮断器である。開発当初は、空気遮断器と同様に圧縮機によって予めガス圧力を高め、遮断時に弁を開いて高圧ガスをアークに吹き付ける構造であったが、現在ではアークの熱エネルギーを利用してガスを圧縮し、吹付け圧力を高める構造が主流となっている [23,12]。SF₆ ガスは無毒・無臭・不燃で極めて安定な気体であり、大気圧下において空気の約 3 倍という非常に優れた電気的絶縁性能を有することが最大の特徴である [24]。また、SF₆ ガスは平均自由行程が短く衝突電離を起こしにくく、電子を付着させて電界による加速を受けにくい負イオンを形成する。これらの特性により、遮断器の遮断性能が向上する [22,25]。さらに、SF₆ ガス中のアークは空気中と比較してアーク温度が低く、高温部が中心部に集中する特徴を有する [22,23,25]。このためアークの冷却が急速に進み、電子密度の低下が早いことも遮断性能向上の一因である。その結果、アーク中

の導電率の減少が早く、SF₆ ガス遮断器は高い遮断性能を示す。現在、高電圧・大電力用遮断器の大部分は SF₆ ガス遮断器であるが^[12]、SF₆ ガスは地球温暖化係数が 100 年換算で CO₂ の 23,900 倍と非常に高く、1997 年の京都議定書において排出削減対象物質とされた。このため、SF₆ ガスに代わる絶縁・消弧媒質に関する研究も進められている^[26,27]。

(4) 真空遮断器^[22] 真空遮断器は、真空中における高い絶縁耐力と、金属蒸気や荷電粒子の拡散による優れた消弧特性を利用し、真空容器内で電流の開閉および遮断を行う遮断器である。主な利点として、遮断動作を密閉容器内で行うため容器外にアーカや高温ガスを放出しないこと、可動軸の慣性が小さく多頻度開閉に適すること、操作機構が小型で遮断器全体を小型・軽量化できること、接触子の消耗が少なく真空バルブ寿命まで無保守・無点検で使用可能であること、さらに接触部が完全密封構造であるため、湿気、塵埃、有害ガスの影響を受けにくく、安定した通電および遮断性能を維持できることが挙げられる。また、SF₆ ガスのような環境負荷物質を消弧媒質として使用しないことから、環境適合性が高く、近年注目を集めている。

2.1.6 再発弧

電気学会では、電流零点を迎えたアーカに対し、商用周波数の 1/4 未満の期間で再び電流が流れる場合を再発弧、1/4 以上の期間を経て再び電流が流れる場合を再点弧と定義している。

交流電流遮断は、通常電流の自然零点で行われ、その後、電極間に印加される回路固有の過渡回復電圧に耐えることで遮断が完了する。回復電圧の代表的な波形を図 2.1.3 に示す。

電流零点直後の十数 μ s の間は、電極間に残留する導電性により、ごく微小な残留電流が流れる。この期間において、冷却によるアーカエネルギーの損失よりも、再起電圧および残留電流によって注入されるエネルギーが大きくなる場合、再びプラズマが成長する。この現象は熱的破壊と呼ばれる。零点近傍におけるアーカの時間的挙動は、Mayer の式により評価される。

$$\frac{1}{G} \frac{dG}{dt} = \frac{1}{\theta_M} \left(\frac{ei}{N} - 1 \right) \quad (2.1.5)$$

ただし、 G はアーカコンダクタンス [S/m]、 e はアーカ電圧 [V]、 i はアーカ電流 [A]、 N はアーカの損失 [W]、 θ_M はアーカ時定数である。

一方、電極間の導電性が消滅している状態において、絶縁耐力が十分に回復していない場合、再起電圧による絶縁破壊によって再発弧が生じることがある。この現象は誘電的破壊と呼ばれる。

誘電的破壊では、過渡回復電圧により電子などが進展し、正イオン柱が形成される。さらに、正イオンの空間電荷効果によって電子などが增幅され、ストリーマが発生する。このストリーマが陽極側から伸展し、陰極に到達することで絶縁破壊に至る。

誘電的破壊が支配的な場合、電流遮断が完了する時点で電圧が急激に上昇し、消弧ピークを示す。

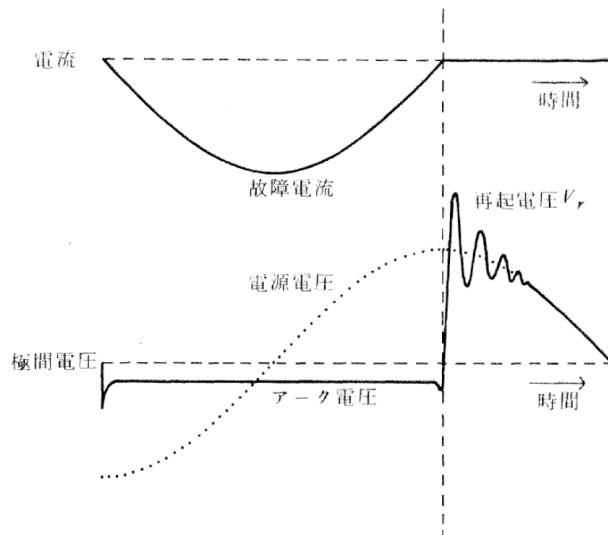


図 2.1.3 電流零点における過渡回復電圧

2.2 発光分光測定

2.2.1 発光分光法

放電時に発生する発光は、種々のスペクトル成分の集合体であり、回折格子を用いてこの光を分光することで、各元素に固有の輝線スペクトルを取り出すことができる。得られたスペクトルの強度や線幅を解析することにより、プラズマの温度、電子密度、イオン温度などの物理量を推定できる。

発光分光測定の主な利点として、マイクロ波法などの他の測定手法と比較して時間的および空間的分解能に優れること、ならびにプラズマに対して非干渉であり、測定対象に影響を与えないことが挙げられる。特に、非干渉性という特徴は、高温プラズマや化学的に活性なプラズマの計測において、プローブなどの測定器をプラズマ中に挿入することが困難な場合に、極めて有効である^[28]。

気中アーク以外に発光分光測定が適用されている例として、アーク溶接、遮断器内部におけるガスアーク、および放電加工におけるアークプラズマなどが挙げられる。平岡氏はアーク溶接において、アルゴンおよびヘリウムの混合雰囲気中で発生するアークの温度および電子密度の測定を行っている。温度については、Ar, Ar⁺, He のスペクトル線を用いたボルツマンプロット法により評価しており、電子密度については、アルゴン・ヘリウム混合ガスに 1.5% の水素を添加し、水素 H β 線のシュタルク広がりから算出している。その結果、電流 100 Aにおいて、アーク温度は約 16 000~18 000 K、電子密度は約 1.1×10^{22} ~ $1.1 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$ (1.1×10^{16} ~ $1.1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) であることが示されている^[29]。

鹿野氏らは、アルゴンガス遮断器内で発生するアーク放電に対して発光分光測定を行い、Ar および Ar⁺ スペクトル線の線強度比法（ボルツマンプロット法）を用いてアーク温度を測定している。測定の結果、電流値 70~100 A の条件において、アーク温度は約 12 000~15 000 K であることが報告されている^[30]。

2.2.2 スペクトル線の発生機構

プラズマによる発光メカニズムには、主に以下の三つがある。

- (1) 自然放射原子やイオンが熱的に励起されると、エネルギーの高い励起準位へ遷移する。その後、

寿命 τ をもって、より低いエネルギー準位へ遷移する際に発光が生じる^[28,31,32]。このような発光を自然放射と呼び、原子・イオンに固有の線スペクトルを発生する^[28,32]。

(2) 再結合放射自由電子がイオンの束縛準位に捕獲される際、電子の自由状態と束縛状態とのエネルギー差に対応した発光が生じる。この発光は再結合放射と呼ばれ、連続スペクトルを形成する^[28,32]。

(3) 制動放射自由電子がイオンのクーロン力を受けて減速、あるいは軌道を曲げられることで生じる発光であり、制動放射と呼ばれる。この発光は電子の運動エネルギーの連続的な変化に対応するため、連続スペクトルを生じる^[28,32]。

一般に、自然放射によって得られるスペクトル線の放射強度は、一方では与えられた振動数の放射を生じる量子的遷移確率により、他方では対応する励起状態にある原子数によって決定される。アークプラズマが熱平衡状態にあると仮定すると、励起された原子はボルツマン分布に従う。このとき、準位 n から m への遷移確率を A_{nm} とすると、特定のアーツペクトル線の放射強度 I は次式で与えられる。

$$I = A_{nm} h \nu_n \frac{N_0 g_n}{Z(T)} \exp\left(-\frac{E_n}{kT}\right) \quad (2.2.1)$$

ここで、 g_n は統計的重み、 E_n は励起エネルギー、 h はプランク定数、 ν_n は遷移に対応する振動数、 N_0 は原子密度、 k はボルツマン定数、 T はアーク温度、 $Z(T)$ は分配関数（状態和）である。

2.2.3 局所熱平衡

電子が電磁場から加速を受ける時間内において、電子と重粒子が弾性衝突により十分なエネルギー交換を行っていれば、電子の運動エネルギーは重粒子へと移行し、電子温度 T_e と重粒子温度 T_h はほぼ等しい値をとる。一方、十分なエネルギー交換が行われない場合には $T_e \neq T_h$ となり、いわゆる熱的非平衡状態が現れる。よく知られているように、電子温度 T_e と重粒子温度 T_h の差を与える関係式は、強い対流やドリフト、高い電子温度勾配、強い放射などの影響が無視できる場合、定常・0 次元の電子エネルギー保存式、すなわち電子が電界から得るエネルギーが重粒子との弾性衝突によって失われるエネルギーに等しいとする関係から導かれる^[33]。

$$\frac{T_e - T_h}{T_e} = \frac{3\pi}{32} \left(\frac{e E \lambda_e}{\frac{3}{2} k T_e} \right)^2 \frac{m_h}{m_e} \quad (2.2.2)$$

ここで、 e は素電荷、 m_e は電子の質量、 m_h は重粒子の質量、 λ_e は電子の平均自由行程、 k はボルツマン定数、 E は電界の大きさである。式 (2.2.2) の左辺 $(T_e - T_h)/T_e$ は、電子と重粒子の温度差を表す無次元量であり、熱的平衡性の指標として用いられる。同式より、 T_e と T_h が同程度の値となるためには、電子が重粒子との衝突間に電界から得るエネルギー $eE\lambda_e$ が、電子のランダム運動（熱運動）エネルギー $\frac{3}{2}kT_e$ に比べて十分小さいことが必要条件である。そのためには、 T_e が大きいこと、 E が小さいこと、 λ_e が小さいことなどが必要である。熱プラズマにおいては、温度が約 10,000 K と高く、圧力も大気圧程度である場合が多い。このような条件下では、粒子間の衝突が十分に頻繁に起こるため、局所熱平衡状態が成立すると考えられている^[34]。

2.2.4 アーク温度測定法

発光分光による温度決定法の代表的なものには *Fowler Milne* 法、二線強度比法、ボルツマンプロット法が挙げられる。*Fowler Milne* 法と二線強度比法はイオン化・電離温度を、ボルツマンプロット法は励起温度を決定する^[35]。以下にそれぞれの特徴を示す。

(1) Off axis 最大放射係数法

対象スペクトルの放射強度と温度を求めるとき、ある特定温度で最大の放射強度が得られる。最大強度

に対する強度比から温度を特定する。遷移確率は不要であるが、局所熱平衡を仮定し、Saha の電離平衡式を解くことが求められる。

(2) 二線強度比法

異なる状態にある同原子粒子からの放射強度比により温度が決定される。熱平衡を仮定して Saha の電離式から粒子数 N を決定し、式 (2.2.1) の放射強度比と温度を対応づける。

(3) 相対強度比法 (ボルツマンプロット法)

同状態にある粒子のスペクトル強度比から温度を導出する。Saha の電離式を使用しないが、粒子間でボルツマン分布が成立するという仮定を設ける必要がある。二準位をそれぞれ 1,2 として、式 (2.2.1) の放射強度を計算する。放射強度比と温度の関係は次式のようになるため、温度が決定される^[36]。

$$T = \frac{E_2 - E_1}{k \ln \left(\frac{\nu_2 A_2 g_2 I_1}{\nu_1 A_1 g_1 I_2} \right)} \quad (2.2.3)$$

2.2.5 空間粒子組成計算

局所熱平衡状態 (*Local Thermodynamic Equilibrium, LTE*) が成り立つ場合には、温度と圧力が決まれば、熱力学第二法則に従って粒子組成状態は系のエントロピーが最大となるように決定される。具体的に熱平衡状態における粒子組成を計算するには、次の 2 つの熱統計力学的手法がよく用いられる。

(1) 系の Gibbs 自由エネルギー G を求め、これを最小化せるように粒子組成を求める。

(2) 状態方程式のもと、解離平衡についての *Guldberg-Waage* の式と電離平衡についての *Saha* の式を連立させて各粒子密度を解く。

これらをいずれも状態方程式が成り立つという制約条件の下で解くことにより粒子組成が得られる。上記 2 つの方法は等価な関係である^[34]。

Gibbs の自由エネルギー G は次式で与えられる。

$$G = \sum_{j=1}^L y_j \left[\mu_j^0 + R_{\text{un}} T \ln \left(\frac{y_j}{\sum_{p=1}^L y_p} + \frac{P}{P_0} \right) \right]$$

ここで、 y_j : 粒子 j のモル数 [mol], $R = 8.31 \text{ J/mol/K}$: 普遍気体定数, T : 温度 [K], L : 考慮する粒子種数, P : 圧力 [Pa], P_0 : 標準圧力 (101325 Pa), μ_j^0 : 粒子 j の化学ポテンシャル [J/mol] であり、次式で与えられる。

$$\mu_j^0 = -R_{\text{un}} T \ln \left[\left(\frac{2\pi m_j k T}{h^2} \right)^{3/2} Z_j^{\text{int}}(T) \frac{k T}{P_0} \right] + \Delta H_{fj}$$

分子 AB と粒子 A, B との解離平衡に関する *Guldberg-Waage* の式は次式となる。

$$\frac{n_A n_B}{n_{AB}} = \frac{(2\pi m M_{AB} k T)^{3/2}}{h^3} \frac{Z_A Z_B}{Z_{AB}} \exp \left(-\frac{E_{AB}^{\text{dis}}}{k T} \right)$$

ここで、 n_B, n_{AB} はそれぞれ粒子 B, AB の数密度, Z_B, Z_{AB} はそれぞれ粒子 B, AB の分配関数 (状態和), E_{AB}^{dis} は粒子 AB の解離エネルギー, M_{AB} は換算質量 $M_{AB} = \frac{m_A m_B}{m_A + m_B}$ である。

次に、粒子 A の電離平衡に関する Saha の式は次式となる。

$$\frac{n_{A+} n_e}{n_A} = \frac{(2\pi m_e k T)^{3/2}}{h^3} \frac{2 Z_{A+}}{Z_A} \exp \left(-\frac{E_A^{\text{ion}}}{k T} \right)$$

ここで, n_A, n_{A^+}, n_e はそれぞれ粒子 A, A⁺ および電子 e の数密度, Z_A, Z_{A^+} はそれぞれ粒子 A, A⁺ の分配関数, E_A^{ion} は粒子 A の電離エネルギーである.

気体の状態方程式, プラズマとしての電気的中性条件, 元素比の式を考慮し, Newton-Raphson 法を基本とした連立方程式を解くことで粒子組成が得られる [37].

2.2.6 導電率算出

Chapman-Enskog 法の第一近似を用いることにより, 導電率は次式で表される.

$$\sigma = \frac{\frac{3e^2}{16kT} n_e \left(\frac{2\pi kT}{m_e} \right)^{1/2}}{\sum_{j=1}^n' n_j \pi \bar{\Omega}_{ej}^{(1,1)}}$$

ここで, e : 電気素量, k : ボルツマン定数, T : 絶対温度, m_e : 電子の質量, n_e : 電子密度, n_j : 粒子 j の数密度, $\bar{\Omega}_{ej}^{(1,1)}$: 電子と粒子 j との間の衝突断面積 (拡散断面積), ここで, $\sum_{j=1}^n'$ は, 和をとる際に $n_e \pi \bar{\Omega}_{ej}^{(1,1)}$ を除くことを意味する.

この式は, 気中アークの銅蒸気を含む高温空気の輸送特性の解析や, アーク溶接の金属蒸気の挙動解析, 酸素燃焼火炎中の電子伝導率の測定に用いられている.

第3章 実験手法

3.1 実験装置

3.1.1 気中開閉器

図 3.1.1 に、本試験で使用した気中開閉器の内部構造を示す。本開閉器は EPP-25-102, SA-25-077, SP-25-019 で構成されている。可動電極は Cu 製（先端部は Cu-W 製）、アーキング電極は Fe 製である。可動電極と Cu 製固定電極が接触した状態から遮断動作が開始されると、可動電極は下方に回転して接点が引き離され、電極間にアークが発生する。発生したアークは、可動電極とアーキング電極間に移行し、遮断完了まで維持される。

消弧室内の消弧グリッドは、板状の鉄製消弧板と POM（ポリオキシメチレン）製絶縁板とを一定の間隔で交互に配置した積層構造を有する。アークは消弧板に接触しながら分割され、その際に発生した熱エネルギーにより周囲気体および消弧材料が高温ガス化する。生成された高温ガスは、図中橙色で示した領域に向かって噴出・滞留する。

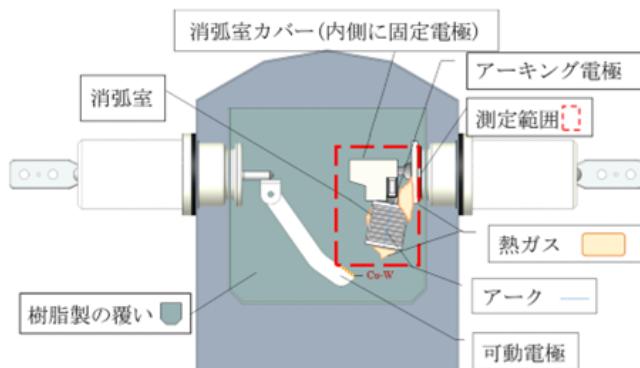


図 3.1.1 気中開閉器の内部構造

3.1.2 試験回路

図 3.1.2 に、本実験における回路構成を示す。本試験は、発電機容量 200 MVA の短絡発電機を用い、JIS C 4605 に準拠した試験手法により実施した。ただし、試験用開閉器については 1 相のみ通電し、開閉試験を行った。

電流測定は、開閉器の電源側線路に電流センサーを設置して行った。一方、電圧測定には高電圧プローブを用い、開閉器の電源側および負荷側それぞれにおいて、試験相と接地間の電位差を測定した。これらの測定結果をもとに、電源側および負荷側の電位差の差分を算出することで、同相（試験相）における電極間電圧を求めた。

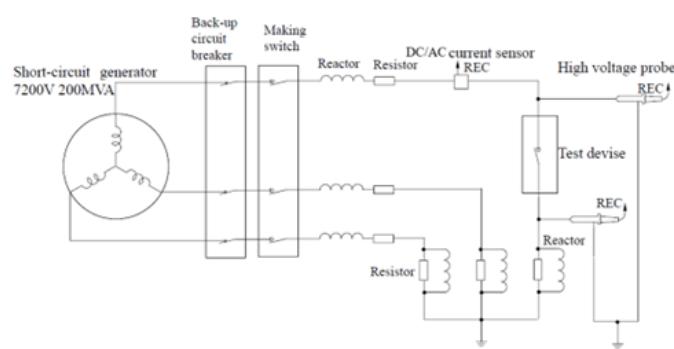


図 3.1.2 試験回路構成

3.1.3 メモリハイコーダー

動作中の電流および電圧の測定には、MR6000-01 を使用した。その主な仕様を表 3.1.1 に示す。また、外観を図 3.1.3 に示す。電流測定は、開閉器の電源側電線部に直流電流センサーを設置して行った。電圧測定には高電圧プローブを用い、開閉器の電源側および負荷側それぞれにおいて、試験相と接地間の電位差を測定した。得られた電源側および負荷側の電位差から差分を算出することで、同相（試験相）における電極間電圧を観測した。

表 3.1.1 メモリハイコーダの規格

型	HIOKI MR6000-01
チャンネル数	アナログ最大 32ch,ロジック 128ch
最大入力電圧	DC1000V/AC700V
サンプリング速度	200MS/s
インターフェイス	LAN,USB,SD,SATA,MONITOR



図 3.1.3 メモハイ画像

3.1.4 高速度カメラ

2次元分光画像解析を行うため、高速度カメラを用いて撮影を行った。表3.1.2にその主な仕様を、図3.1.4に高速度カメラの外観を示す。

表3.1.2 高速度カメラの仕様

型	Vision Research Phantom v2512
イメージセンサ	CMOS センサ 画素数 1280×800pixel
センササイズ	35.8×22.4 mm, 画素ピッチ 28μm
濃度階調	12bit



図 3.1.4 高速度カメラの外観

3.1.5 パルスジェネレーター

電流・電圧波形と高速度カメラ v2512, ならびに簡易分光器のトリガ時間を同期させるため, パルスジェネレータを使用した. 本器の主な仕様を表 3.1.3 に示す.

メモリハイコーダからの立下り信号を閾値 1 V で検出し, パルス幅 $3 \mu\text{s}$, 振幅 3.3 V の TTL 信号を出力することで, 各計測機器のトリガ時間を同期させた.

パルスジェネレータの外観を図 3.1.5 に示す.

表 3.1.3 パルスジェネレーターの仕様

型	Stanford Research Systems
出力チャンネル数	独立遅延 4ch/パルス 2ch
最大発生レート	5 psec
ジッタ性能	50 psec



図 3.1.5 パルスジェネレーターの外観

3.1.6 狹帯域フィルタ

測定に使用した 4 枚の狭帯域フィルタの仕様を表 3.1.4 に示す。いずれのフィルタも、半値全幅 (FWHM) および光学濃度 (OD) が OD \leq 4.0 であり、TECH SPEC 社製、直径 50 mm のハードコートフィルタである。この場合、中心波長以外の成分の透過率は 0.01% 以下となる。

表 3.1.4 狹帯域フィルタの商品コード

中心波長(CWL)[mm]	640	650	700	780
商品コード	#65-168	#65-170	#88-012	#65-178

3.2 分光画像センサー

3.2.1 概略

局所熱平衡 (Local Thermodynamic Equilibrium : LTE) 仮定のもと、プラズマからの複数の線スペクトル強度を用いて、プラズマ温度、金属蒸気の混入率、および導電率の時空間的変化を測定する手法は、これまでに数多く報告されている。近年では、中心波長の異なる複数の狭帯域フィルタとハイスピードカメラを組み合わせることで、線スペクトル強度の二次元分布を高い時間・空間分解能で取得することが可能となっている^[38,39]。本研究では、これらの測定技術のうち、アーカー放電に対して適用された手法を参考とし、同様のアプローチを採用した。

フィルタ選定のため、気中開閉器内に発生させたアーカー放電の発光分光スペクトルを図 3.2.1 に示す。スペクトル中に Fe の線スペクトルが多く観測されるのは、消弧板およびアーキング電極が Fe 製であることに起因している。本研究では、使用する線スペクトルの選定にあたり、(i) 強度、(ii) スペクトル同士の近接度、(iii) 上準位エネルギー差、(iv) アーカー温度に対する強度の変化率、の 4 点を考慮した。

図 3.2.2 に示すように、アーカー温度の算出には 2 線強度比法^[40]を用い、FeI スペクトルのうち、640 nm 近傍の線スペクトル群と 650 nm 近傍の線スペクトル群を採用した。また、鉄蒸気混入率および導電率の算定のため、777 nm 近傍の OI スペクトル群を採用した。さらに、これらの FeI および OI の線スペクトルには連続スペクトルが重畠しているため、700 nm の連続スペクトルをバックグラウンドとして採用し、その強度を差し引くことで、純粋な線スペクトル強度を抽出した。

以上の検討を踏まえ、中心波長が 640 nm, 650 nm, 700 nm, 780 nm, 半値全幅 10 nm の干渉フィルタを図 3.2.3 に示すように配置し、各波長帯域に対応する分光画像の取得が可能な分光画像センサーを構成した。撮影には、Vision Research 社製ハイスピードカメラ v2512 を用いた。露光時間は実測された発光強度を確認しながら 1–3 μ s の範囲で設定し（主な設定値は 1 μ s および 3 μ s）、フレーム間隔を 13.3 μ s として画像取得を行った。

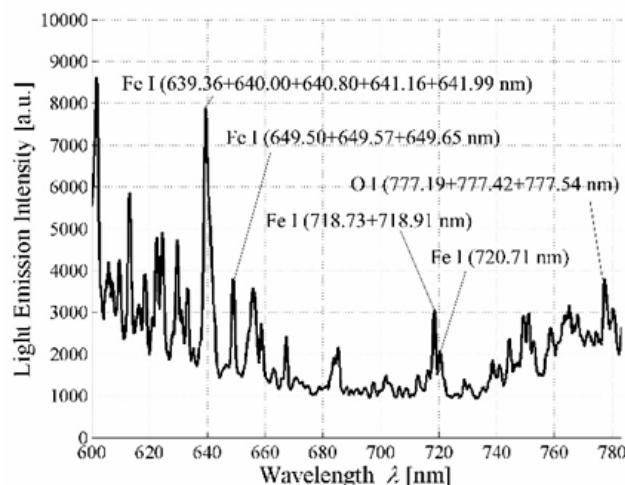


図 3.2.1 発光分光スペクトル

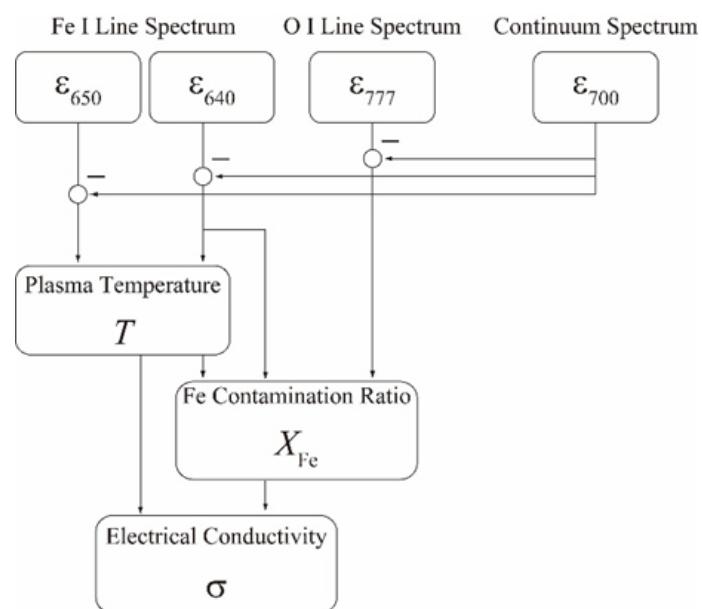


図 3.2.2 スペクトル解析のフローチャート

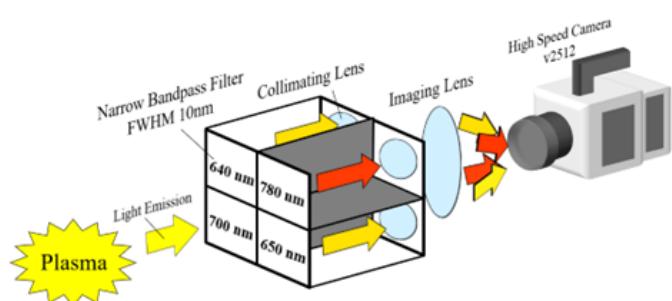


図 3.2.3 分光画像センター

3.2.2 アーク温度

本研究では、2線強度比法^[40]を用いてアーク温度を算定した。ある原子軌道中の電子がエネルギー準位 E_u からより低いエネルギー準位 E_d へ遷移する際に放射される線スペクトルの放射係数 ε は、次式で与えられる。

$$\varepsilon(\lambda) = \frac{1}{4\pi} \frac{hc}{\lambda} A_{ud} n_u \quad (3.2.1)$$

ここで、 λ [m] は波長、 h [J s] はプランク定数、 c [m/s] は真空中の光速、 A_{ud} [s⁻¹] はAINシュタインの A 係数、 n_u [m⁻³] は励起準位 u にある粒子の空間数密度である。

n_u は、上準位エネルギー E_u [J] を用いると、LTE仮定のもとで次式のように表される。

$$n_u = \frac{g_u}{Z_A(T)} n_A \exp\left(-\frac{E_u}{k_B T}\right) \quad (3.2.2)$$

ここで、 g_u は準位 E_u の縮退度、 T [K] はアーク温度、 $Z_A(T)$ は発光種の内部分配関数、 n_A [m⁻³] は発光種の総空間数密度、 k_B [J/K] はボルツマン定数である。

式(3.2.1)に式(3.2.2)を代入し、異なる2波長 λ_1 および λ_2 における放射係数 $\varepsilon(\lambda_1)$ 、 $\varepsilon(\lambda_2)$ を同時に測定することで、アーク温度 T は次式から求めることができる。

$$T = \frac{E_2 - E_1}{k_B \ln\left(\frac{g_2 A_2 \lambda_1 \varepsilon(\lambda_1)}{g_1 A_1 \lambda_2 \varepsilon(\lambda_2)}\right)} \quad (3.2.3)$$

ここで、下付き添字 1、2 はそれぞれ λ_1 、 λ_2 に対応する物理量を表す。

図 3.2.4 に、式(3.2.3)に基づき算出した、640 nm 近傍および 650 nm 近傍に存在する Fe I スペクトル群の放射係数比 $\varepsilon_{640}/\varepsilon_{650}$ とアーク温度 T の関係を示す。ここで、放射係数は各波長帯域に含まれるスペクトル群の放射係数の総和として定義した。

電流零点近傍においてアークおよび熱ガスが取りうる温度領域 $T < 12000$ K では、 T は $\varepsilon_{640}/\varepsilon_{650}$ に対してほぼ線形に変化する。一方、 $T > 13000$ K の領域では、 $\varepsilon_{640}/\varepsilon_{650}$ に対して T が複数の値を取りうるため、温度の一意的な決定が困難となる。

なお、 $\varepsilon_{640}/\varepsilon_{650}$ の測定精度はおよそ ±15% であるため、本手法によるアーク温度 T の測定精度も同程度であると評価される。

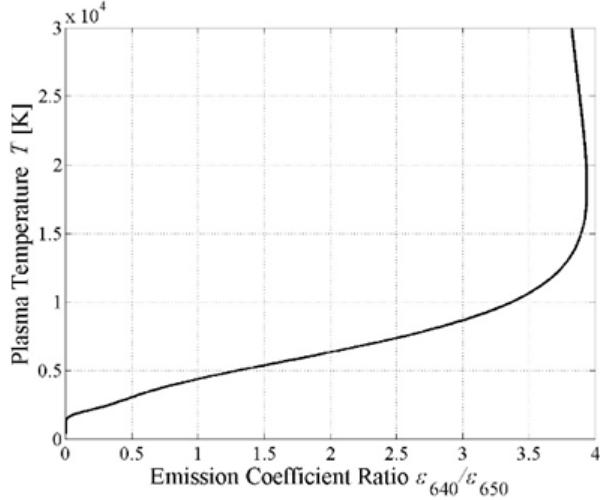


図 3.2.4 放射係数比 $\varepsilon_{640}/\varepsilon_{650}$ とプラズマ温度 T の関係

3.2.3 鉄蒸気混入率

大気圧 (0.1 MPa) 下において局所熱平衡 (LTE) が成り立つと仮定し、特定のアーケ温度 T および鉄蒸気混入率 X_{Fe} に対して、ギブスの自由エネルギー最小化に基づく粒子組成計算を行った^[41]。図 3.2.5 に、 $X_{\text{Fe}} = 10^{-5}$ における粒子組成を一例として示す。

このとき、得られた粒子組成を用いることで、式 (3.2.1) および式 (3.2.2) より、放射係数比 $\varepsilon_{640}/\varepsilon_{777}$ を事前に計算することができる。 X_{Fe} をパラメータとした場合の $\varepsilon_{640}/\varepsilon_{777}$ の温度依存性を図 3.2.6 に示す。

前節においてアーケ温度 T は既に求められているため、実測された放射係数比 $\varepsilon_{640}/\varepsilon_{777}$ を用いることで、鉄蒸気混入率 X_{Fe} を同定することが可能である。図 3.2.6 に示すように、各曲線は X_{Fe} を 1 衡ずつ変化させて設定しており、それらは互いに隣接している。この傾向は温度が低いほど顕著となるため、 X_{Fe} の算定精度はアーケ温度 T の測定精度に大きく依存する。

代表的な条件として、 $T = 6000 \text{ K}$, $X_{\text{Fe}} = 10^{-4}$ の場合を考えると、温度測定誤差に起因して、鉄蒸気混入率の算定精度はおおよそ ± 1 衡程度となる。

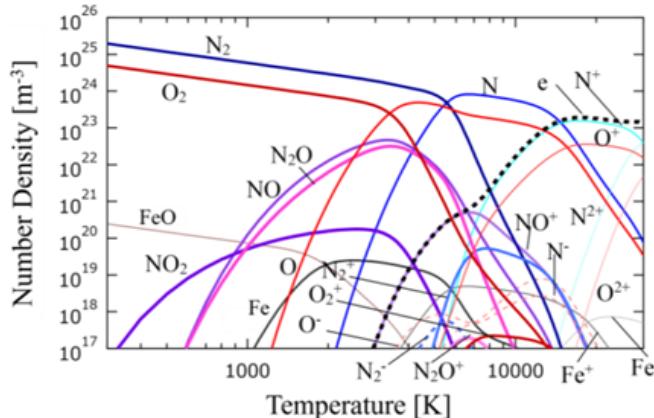


図 3.2.5 鉄蒸気混入空気の熱平衡粒子組成 (1 bar, $X_{\text{Fe}} = 10^{-5}$)

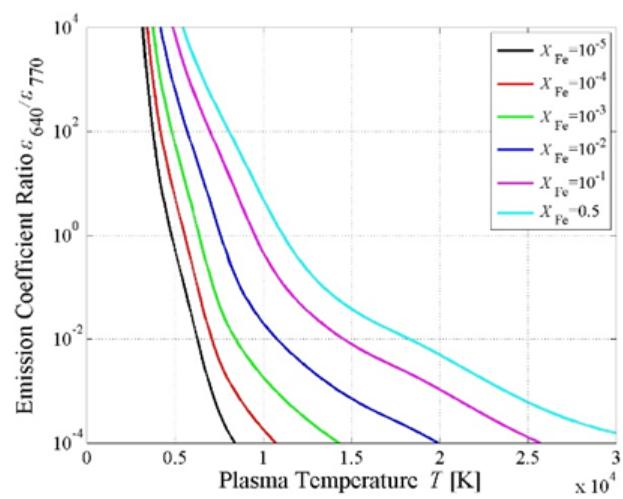


図 3.2.6 プラズマ温度 T と放射係数比 $\varepsilon_{640}/\varepsilon_{770}$ の関係

3.2.4 導電率

各種構成粒子間における衝突断面積および内部状態のデータセット^[42]を用い、Chapman–Enskog法の第一近似により導電率 σ を算定した^[41]。 X_{Fe} をパラメータとした場合の導電率 σ のアーク温度 T 依存性を図 3.2.7 に示す。

前節で求めたアーク温度 T および鉄蒸気混入率 X_{Fe} に基づき、対応する導電率 σ は一意に定まる。なお、本研究で測定対象とする熱ガスには、消弧室を構成する POM のアブレーション蒸気が混入している可能性がある。しかし、 σ の温度依存性は POM 蒸気と空気でほぼ同一であることが知られているため^[43]、POM 蒸気の混入が導電率の算定値に与える影響は無視できるほど小さいと考えられる。

図 3.2.7 より、 $10^{-5} < X_{\text{Fe}} < 10^{-3}$ の範囲では、 σ の測定精度は主にアーク温度 T に依存し、およそ ±40% 程度である。一方で、 $10^{-2} < X_{\text{Fe}} < 1$ の場合、特に $T < 10000 \text{ K}$ の温度領域において、 σ の値は X_{Fe} に強く依存する。

代表的な条件として、 $T = 6000 \text{ K}$ において $\sigma = 10^3 \text{ S/m}$ と算定された場合、測定誤差に起因する導電率の算定精度はおよそ ±1 術程度となる。

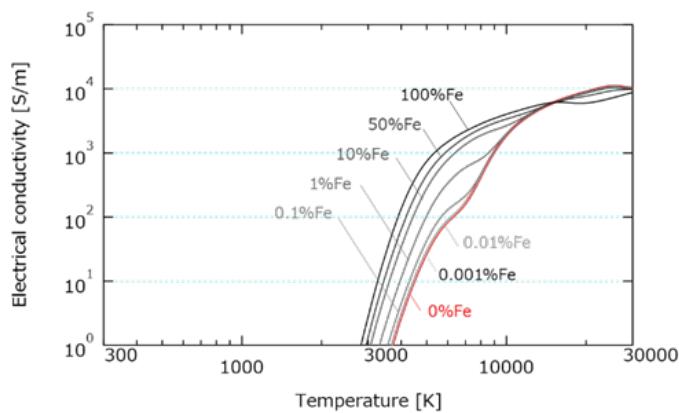


図 3.2.7 鉄蒸気混入空気の導電率 σ ($p = 1 \text{ bar}$)

第4章 実験結果と考察

4.1 再発弧の分類

本研究では、開極動作がランダムな電流位相タイミングで開始される、175回の負荷電流遮断試験を実施した。試験は60 Hzで実施し、開極動作開始から最初の電流ゼロ点（以下、第一電流ゼロ点）までの時間は、0～約8.33 msの範囲に分布する。本稿では、遮断動作における第一電流ゼロ点での遮断成否を重点的に検討した。あわせて、図4.1.1のように、開極から第一電流ゼロ点までの経過時間を本研究において「ゼロ点時間」と定義する。

電流零点後に生じる再発弧は、残留電流およびエネルギー注入に起因する熱的再発弧と、過渡回復電圧の上昇に伴う絶縁領域の誘電的破壊による再発弧に大別される。これに基づき、本研究では第一電流零点における遮断成否を、以下の3パターンに分類した。

- 再発弧を伴わない遮断成功
- 热的再発弧
- 誘電的破壊を伴う再発弧

なお、熱的再発弧および誘電的再発弧の判別は、再発弧時のアーカー経路の変化、過渡回復電圧の強度、および電極間に形成される絶縁層の有無に基づいて行った。

表4.1.1に、実施した全試験結果について、ゼロ点時間ごとの再発弧の分類を示す。なお、零点時間が0～3 msの区間では、電極間に形成されるアーカーの様相を十分に判別することができなかった。ゼロ点時間が長くなるほど消弧室内におけるアーカー冷却時間が長くなるため、熱的再発弧は抑制される傾向にある。一方で、冷却の進行に伴い絶縁回復が支配的となることから、誘電的再発弧の発生割合は相対的に増加する傾向が見られる。しかしながら、誘電的再発弧の発生率は、熱的再発弧と比較して全体として低いことが分かる。このため、本稿では主として熱的再発弧に着目し、その発生要因について検討を行う。

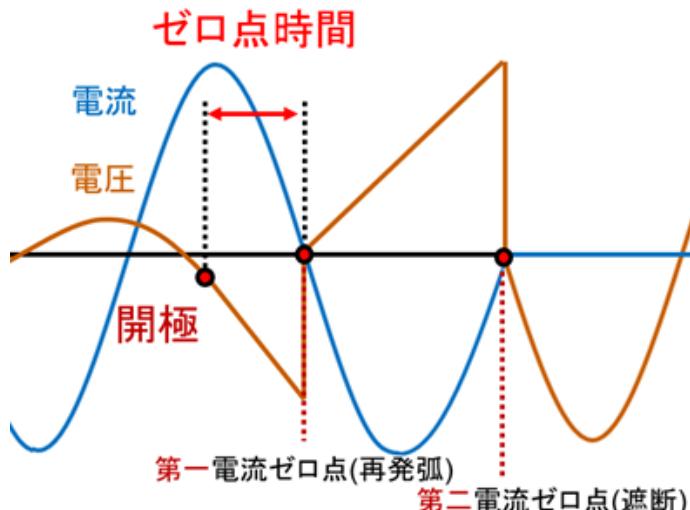


図4.1.1 ゼロ点時間の定義

4.2 遮断時間の分類

[4.1](#) 項において、ゼロ点時間を定義した。ゼロ点時間が長い場合には、第一電流零点到達時における電極間距離が十分に確保されるため、アークが消滅しやすく、第一電流零点での遮断成功率が高くなる傾向にある。一方、ゼロ点時間が短い場合には、電極間距離が不十分な状態で第一電流零点を迎えるため、第一電流零点で遮断失敗が生じやすい。

以上の観点から、本研究では、ゼロ点時間が短いにもかかわらず遮断に成功したケース（すなわちアーク時間が短いケース）を「短時間遮断」と定義する。第一電流零点での遮断に失敗した場合、遮断機会は次の電流零点まで持ち越され、その間アーク放電は持続する。本稿では、遮断に成功するまでのアーク時間が 15 ms 以上の場合を「長時間遮断」とし、「短時間遮断」と「長時間遮断」の中間に該当するケースを「通常遮断」と分類した。

また、詳細は後述するが、「短時間遮断」に該当するケースのアーク挙動を調べた結果、第一電流零点における可動電極上のアーツスポット位置が、第一電流零点での遮断成否に大きく影響していることが示唆された。このため、表 [4.2.1](#) に、アーク時間に対する遮断成否およびアーツスポット位置を整理した。

表 4.1.1 ゼロ点時間ごとの再発弧の分類

ゼロ点時間 [ms]	試験回数	遮断成功回数	熱的再発弧	誘電的再発弧
0~3	70	0	—	—
3~4	15	0	15	0
4~5	21	2	18	1
5~6	18	3	14	1
6~7	19	8	9	2
7~8	18	11	5	2
8~半波	9	6	3	0
第二ゼロ点以降遮断	5	0	4	1

表 4.2.1 ゼロ点時間に基づく遮断時間とスポット位置の分類

遮断地点	遮断時間	ゼロ点時間	回数	第一ゼロ点スポット位置(回数)		
				0~5mm	5~15mm	15~20mm
第一ゼロ点	短時間	4~5ms	2	0	0	2
		5~6ms	3	0	0	3
		6~7ms	8	1	4	3
		7~8ms	11	7	4	0
	通常	8ms~半波	6	2	4	0
		0~1ms	25	25	0	0
		1~2ms	24	24	0	0
		2~3ms	21	21	0	0
第二ゼロ点 (再発弧)	通常	3~4ms	15	14	0	1
		4~5ms	19	5	13	1
		5~6ms	15	11	3	1
		6~7ms	11	8	2	1
	長時間	7~8ms	7	4	3	0
		8ms~半波	3	3	0	0
第三ゼロ点		全波~	5	5	0	0

4.2.1 アークスポットとの相関

遮断時間の分類に基づき、第一電流零点付近におけるアーク特性を比較したところ、可動電極上に形成されるアークスポット位置に明確な差異が確認された。そこで、第一電流零点直前における可動電極上のアークスポット位置と、可動電極上端面との最短距離を「アークスポット距離」と定義し、比較を行った。

その結果、短時間遮断では、アークスポット距離が長くなる傾向が認められた。一方、長時間遮断では、第一電流零点においてアークスポットが可動電極右上付近に集中する傾向が確認された。さらに、表 4.2.1 に示すアークスポット位置分布より、15~20 mm といった比較的遠方にスポットが形成された割合は、短時間遮断において有意に高いことが分かる。これらの結果は、アークスポット距離が長くなるほど、遮断成功に寄与する可能性を示唆している。

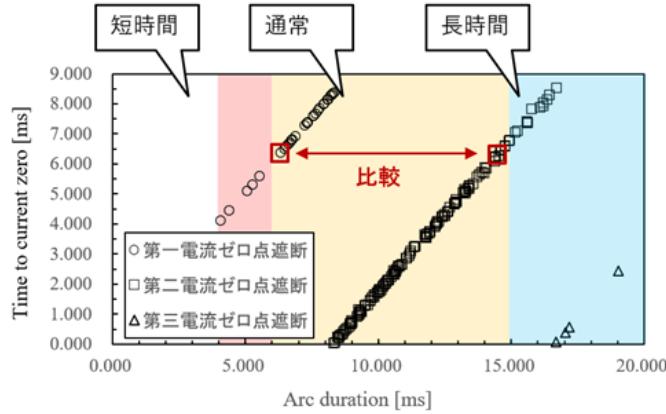


図 4.2.1 ゼロ点時間とアーク時間の関係性

この傾向を詳細に検証するため、図 4.2.1 に示すように、ほぼ同一のゼロ点時間を持つ 2 つのケースを選定し、各ケースにおけるアーク温度および導電率を比較した。ケース (a) は、第一電流零点におけるアーチスポット距離が短く、遮断に失敗した例であり、ケース (b) は、アーチスポット距離が長く、第一電流零点で遮断に成功した例である。

各ケースのゼロ点直前における電流および電位差を図 4.2.2 に、波長 640 nm における発光強度分布に、同時刻の可動電極位置を重ねて示した結果を図 4.2.3 に、温度および導電率分布を図 4.2.4 に示す。図 4.2.2 では、第一電流零点を基準時刻 $t = 0 \text{ ms}$ としており、各ケースのゼロ点時間は、それぞれ 6.45 ms および 6.34 ms である。

図 4.2.3(a), (b) より、アーキング電極—可動電極間のスポット距離は、それぞれ 20.2 mm および 43.2 mm であり、ケース (b) はケース (a) の約 2.1 倍に相当する。また、図 4.2.4(a1), (b1) に示すアーク温度分布において、白丸で示したアーク先端温度を比較すると、ケース (a) では約 4000~9000 K、ケース (b) では約 4000~5000 K となっており、スポット距離が長いケース (b) の方が顕著に低温であることが確認された。同様に、図 4.2.4(a2), (b2) に示す導電率分布では、ケース (a) が $10^{-1} \sim 10^{3.5} \text{ S/m}$ 、ケース (b) が $10^{-1} \sim 10^2 \text{ S/m}$ の範囲に分布している。

以上より、アーチスポット距離が長くなることでアークが伸長し、アーク抵抗が増大した結果、導電率が低く抑制されると考えられる。その結果、電流零点直後に過渡回復電圧により注入されるジュールエネルギーが低減され、熱的再発弧が抑制され、遮断に成功したものと推察される。さらに、図 4.2.4 に示すように、スポット距離が長い場合には、スポットとアーキング電極間に温度が 4000 K 未満の低温領域、すなわち絶縁層が形成されやすく、誘電的観点からも遮断に有利であると考えられる。

また、本実験器における可動電極先端は Cu-W (銅・タンゲステン合金) 製であるため、アーチスポット形成位置により電極材料が異なる。ケース (a) では主として Cu-W 上に、ケース (b) では Cu 上にスポットが形成されている。タンゲステンは銅と比較して融点が高く、融解・蒸発に伴う潜熱による冷却効果が小さいことから、これらの材料特性の差異も、アーク温度低下に寄与した一因であると考えられる。

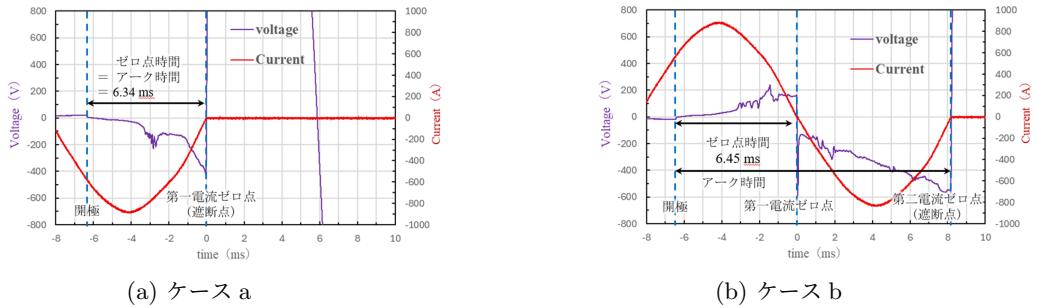


図 4.2.2 電流ゼロ点直前の電流と電位差

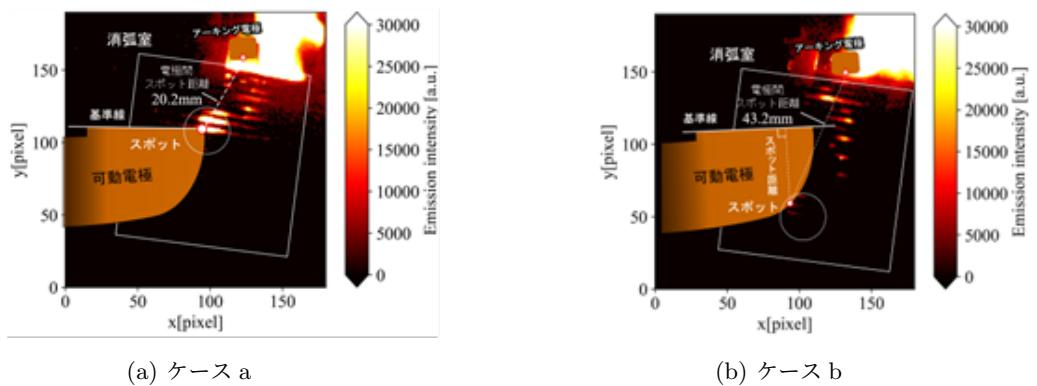


図 4.2.3 a,b における電流ゼロ点直前の電流と電位差

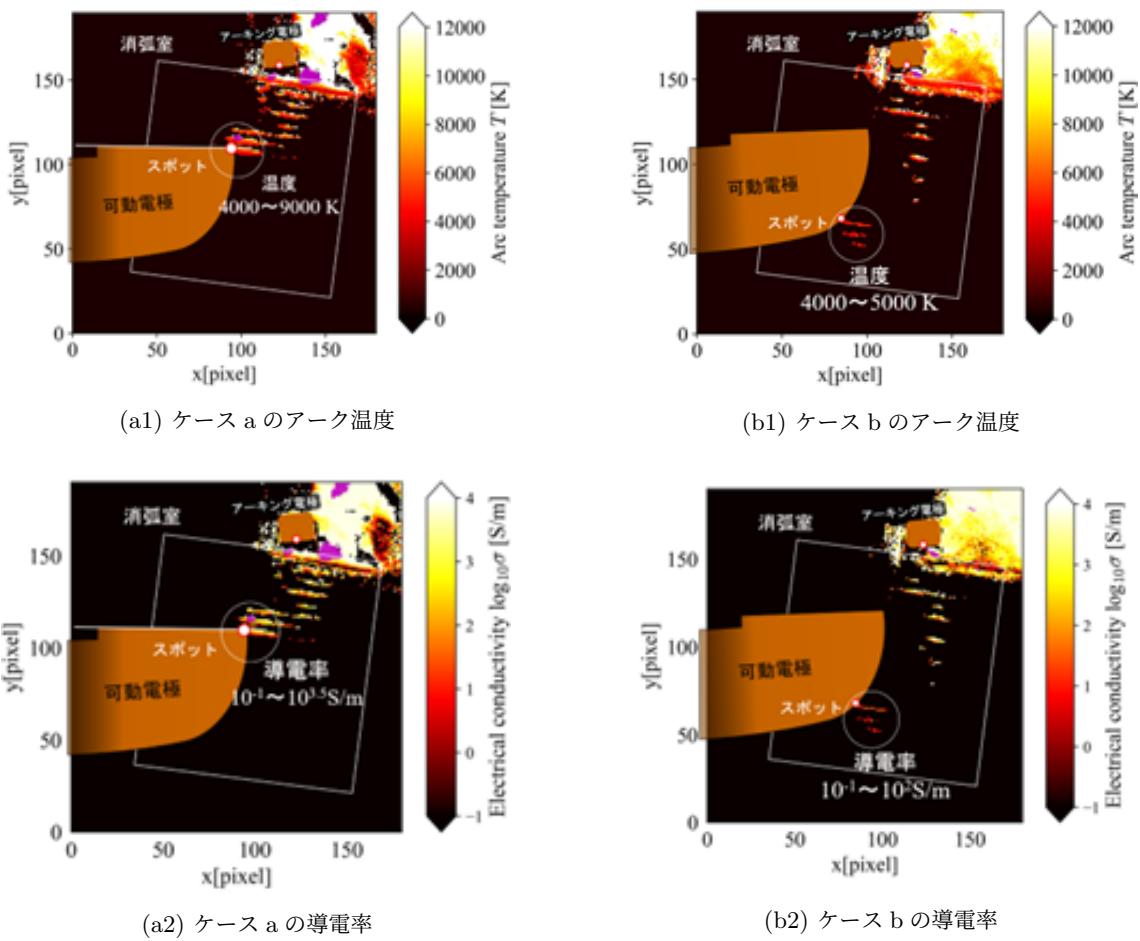


図 4.2.4 a,b における電流ゼロ点直前のアーク温度・導電率比較

4.2.2 ガス発光との分類

4.2 に示した遮断時間の分類に基づき、「短時間遮断」を除くケースの特性を比較したところ、ゼロ点時間が 7 ms 以上の場合に、第一電流ゼロ点直前における消弧室右上部のガス発光量に明確な差異が確認された。そこで本研究では、鉄の発光線のうち、640 nm に比べて発光強度が弱い波長 650 nm の発光画像に着目した。図 4.2.5 に示す白枠領域内において、発光強度がしきい値 I_{th} を上回る画素数を、高発光領域の指標として評価した。ここで I_{th} は、同一露光条件下において未飽和であった場合には最大発光強度の 75%，一方、飽和が大幅に生じた露光条件においては撮像素子の飽和値と定義した。同一実験条件下における発光強度分布の一例を図 4.2.6 に示す。図 4.2.6 のように、閾値以上の画素数から、「小」「中」「大」の三段階に分類した。表 4.2.2 に、ゼロ点時間ごとの発光強度の分類結果を示す。ゼロ点時間が 7 ms 以上で第一電流ゼロ点において遮断に成功したケースでは、16 回中 11 回（約 70%）において消弧室右上部のガス発光が強く観測された。一方、第一電流ゼロ点で遮断に至らなかったケースでは、16 回中 2 回（約 10%）にとどまり、両者の間に明確な差異が認められる。

4.2.1 節と同様に、ほぼ同一のゼロ点時間を有する 2 つのケースを選定し、各ケースにおけるアーク温度および導電率を比較した。1 つ目は、(c) 消弧室右上部の発光強度が弱く、第一電流ゼロ点で遮断に失敗したケースであり、2 つ目は、(d) 消弧室右上部の発光強度が強く、第一電流ゼロ点で遮断に成功したケースである。

各ケースにおけるゼロ点直前の電流および電位差を図 4.2.7 に示す。また、波長 650 nm における発光強度分布に、同時刻の可動電極位置を模式的に重ねて示した結果を図 4.2.8 に、温度および導電率分布を図 4.2.9 に示す。

図 4.2.7 に示すとおり、第一電流ゼロ点を基準時刻 $t = 0$ ms とした。各ケースのゼロ点時間は、それぞれ 8.27 ms および 8.32 ms である。

図 4.2.8(c), (d) より、消弧室右上部の発光強度は、ケース (c) では約 30000～40000 の領域が多く分布しているのに対し、ケース (d) では約 50000 と、より強い発光が確認される。また、同領域において図 4.2.9(c1), (d1) に示す温度分布を比較すると、ケース (d) はケース (c) に比べて 8000 K 前後の高温領域が多く、全体的に高温となっていることが分かる。具体的には、8000 K 以上の領域の画素数は、ケース (c) で 296 px、ケース (d) で 527 px であった。

さらに、図 4.2.9(c2), (d2) に示す導電率分布においても、ケース (d) はケース (c) に比べて $10^3 \sim 10^4$ S/m の領域が多く分布しており、それぞれ 326 px, 592 px であった。

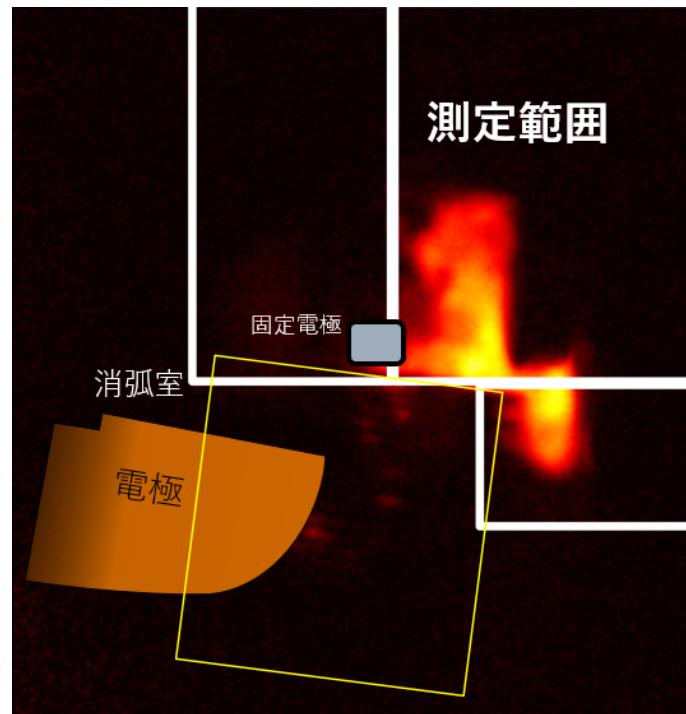


図 4.2.5 ガス測定範囲

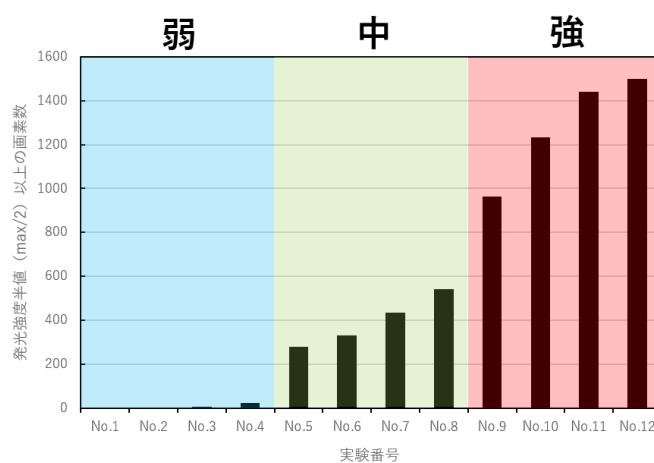
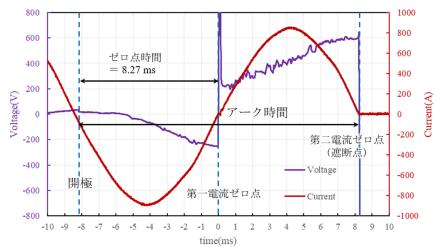


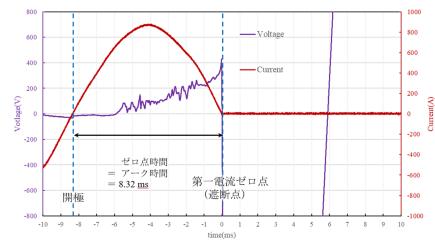
図 4.2.6 発光強度の分類

表 4.2.2 ゼロ点時間ごとの発光の分類

第一ゼロ点成否	ゼロ点時間[ms]	合計回数	回数			割合[%]		
			弱い	普通	強い	弱い	普通	強い
成功	6.5~7	6	4	1	1	67	17	17
	7~8	10	2	2	6	20	20	60
	8~	6	0	1	5	0	17	83
失敗	6.5~7	3	1	2	0	33	67	0
	7~8	8	4	3	1	50	38	13
	8~	8	2	5	1	25	63	13

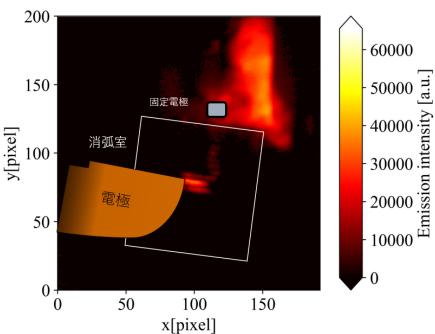


(c) ケース c

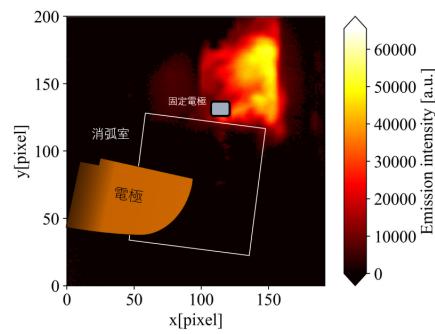


(d) ケース d

図 4.2.7 c,d の電流ゼロ点直前の電流と電位差



(c) ケース c



(d) ケース d

図 4.2.8 c,d における電流ゼロ点直前の電流と電位差

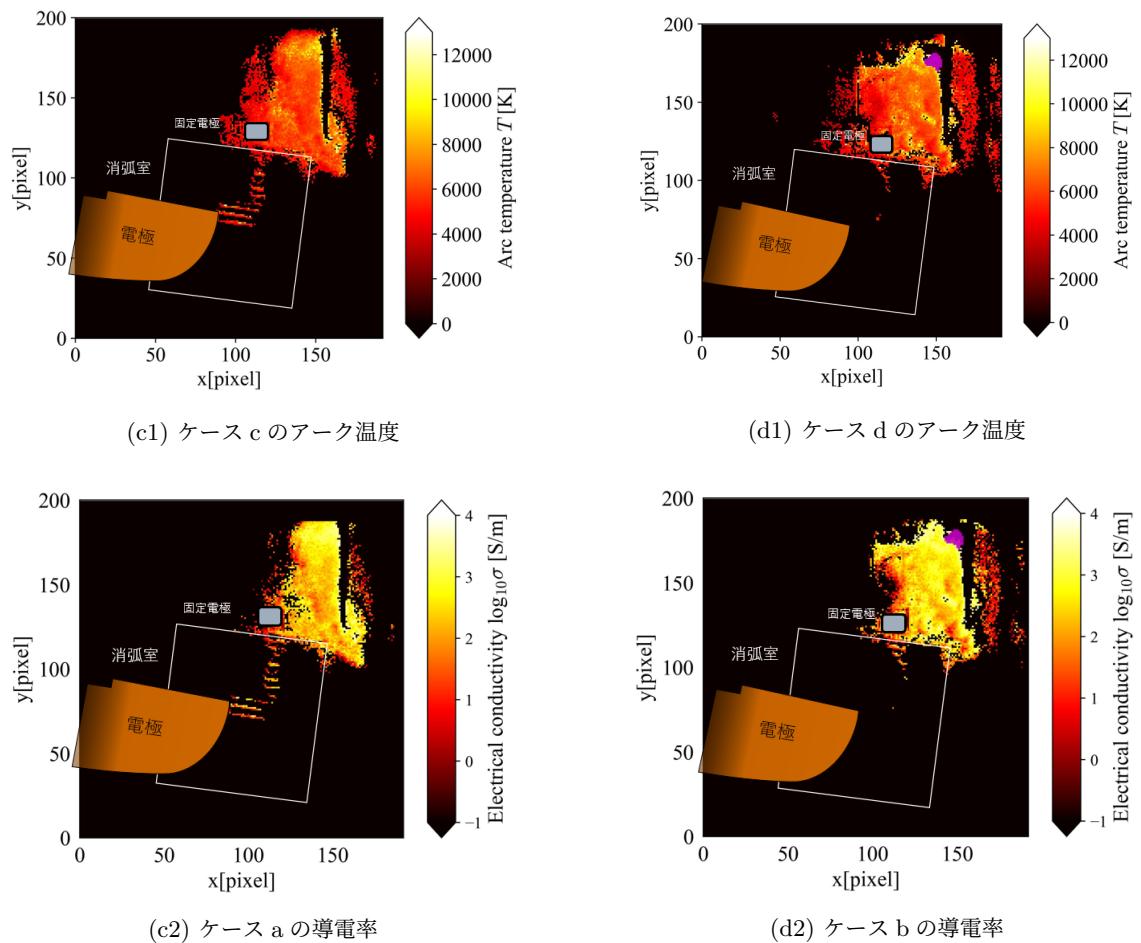


図 4.2.9 c,d における電流ゼロ点直前のアーク温度・導電率比較

第5章 結言

謝辞

参考文献

- [1] 九州電力送配電. 電力供給の取り組み. https://www.kyuden.co.jp/td_supply_effort_flow.html, 2023.
- [2] 小田切司朗. 配電自動化の変遷. 電気学会誌, 129(9):620–623, 2009.
- [3] 石谷卓也, 原亮一, 北裕幸, 小暮英二, 三栗祐己, and 神谷英志. センサ付開閉器の負荷情報を活用した配電系統のオンライン構成変更. 電気学会論文誌 B (電力・エネルギー部門誌), 132(10): 853–861, 2012.
- [4] 渋谷正豊 and 黒沢幸夫. 第 9 章 アーク制御電力保護機器. 電氣學會雜誌, 107(11):1141–1144, 1987.
- [5] Steven Patrick Nowlen, Jason W Brown, and Francis John Wyant. High energy arcing fault fires in switchgear equipment: a literature review. 2008.
- [6] Pierre Freton and Jean-Jacques Gonzalez. Overview of current research into low-voltage circuit breakers. *Open Plasma Physics Journal*, 2:105–119, 2009.
- [7] JW McBride and PM Weaver. Review of arcing phenomena in low voltage current limiting circuit breakers. *IEE Proceedings-Science, Measurement and Technology*, 148(1):1–7, 2001.
- [8] Toshiyuki Onchi, Yasunori Tanaka, and Yoshihiko Uesugi. Effect of polymer ablation gas on arc quenching properties around current zero. *Electrical Engineering in Japan*, 180(3):32–45, 2012.
- [9] Takuya Nakagawa, Tomoyuki Nakano, Yasunori Tanaka, Yoshihiko Uesugi, and Tatsuo Ishijima. Numerical simulation on dynamics and thermal decomposition of spallation polymer particles flying in polymer ablated arcs. *IEEE Transactions on Power and Energy*, 135(11): 681–687, 2015.
- [10] Yunosuke Hiraide, Akio Saitsu, Naoya Yamaguchi, and Yuki Inada. Two-dimensional spectroscopic measurement of hot air gas and residual arc for applicability examination of thermal and dielectric reignition theory in air switchgear installing splitter plate. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 58(34):345206, 2025.
- [11] T. Roininen, C. E. Sölder, H. Nordli, A. Bosma, P. Jonsson, and A. Alfredsson. Live tank circuit breakers, application guide. Technical report, ABB AB High Voltage Products, 2009.
- [12] 吉岡芳夫. 電力用遮断器の現状と将来. 電気学会論文誌 B (電力・エネルギー部門誌), 126(7): 653–656, 2006.
- [13] 電気学会. 遮断器・開閉器. 電気学会大学講座. 電気学会, 1965.
- [14] 電子情報通信学会. 電気エネルギー工学. コロナ社, 1992.
- [15] 横水康伸. ガス吹付けによる大電流のアーク遮断に関する基礎研究. 1991.
- [16] 中野 義映. 高電圧工学. オーム社, 1991.
- [17] William Bussiere. Electric fuses operation, a review: 1. pre-arcing period. In *IOP Conference Series: Materials Science and Engineering*, volume 29, page 012001. IOP Publishing, 2012.
- [18] 電気学会放電ハンドブック出版委員会. 放電ハンドブック, volume 上巻. 電気学会.
- [19] 森田公. 交流電流零点前消弧ピークの発生条件に関する考察. 電気学会論文誌. B, 105(11):965–971, 1985.

- [20] 菅泰雄 and 蓮井淳. 高圧ヘリウム雰囲気中におけるアークの特性について. 溶接学会論文集, 6(1): 86–91, 1988.
- [21] 水島. 開閉装置・避雷器. pages 69–71. 1983.
- [22] 電気学会通信教育会. 電力用しゃ断器. 社団法人電気学会, 1975. pp. 159, 1, 18–31, 87, 124, 152–153, 239–249, 292.
- [23] 柳父. 高電圧大電流工学. オーム社, 2000. pp. 92–109.
- [24] Kai Bo, Xue Zhou, and Guofu Zhai. Investigation on arc dwell and restriking characteristics in dc high-power relay. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 45(6):1032–1042, 2017.
- [25] 日高. 高電圧工学. 数理工学社, 2009. pp. 179–184.
- [26] 斎藤仁. 真空遮断器の最近の動向. *Journal of the Vacuum Society of Japan*, 52(7):383–387, 2009.
- [27] 大久保仁. 環境低負荷の真空遮断器 (vcb) 高電圧化技術動向. 電気学会論文誌 B (電力・エネルギー部門誌), 123(2):129–132, 2003.
- [28] 山本 and 村山. プラズマの分光計測. 学会出版センター, 1995. p. 4.
- [29] 平岡和雄. 混合ガスシールドアークプラズマの発光分光特性とその解析混合ガス雰囲気下におけるtig アーク特性に関する研究 (第 2 報). 溶接学会論文集, 11(1):68–74, 1993.
- [30] 鹿野竜大, 根本雄介, 真栄田義史, 山本真司, and 岩尾徹. マイクロ秒分光計測を用いたアーク温度計測. 電気学会論文誌 B (電力・エネルギー部門誌), 139(10):629–635, 2019.
- [31] 大道寺 and 中原. 原子スペクトル 測定とその応用. 学会出版センター, 1996. p. 25.
- [32] 木下, 太田, 永井, and 南. 発光の辞典 基礎からイメージングまで. 朝倉書店, 2015. pp. 229–230.
- [33] 田中康規 and 渡辺隆行. 熱プラズマにおける非平衡性 (小特集: 材料プロセッシングを支える熱プラズマの新展開). PhD thesis, Kanazawa University, 2006.
- [34] 康伸 横水, 年郎 松村, and 康規 田中. 2. 热プラズマの熱力学・輸送・放射特性 (小特集: 材料プロセッシングを支える熱プラズマの新展開). プラズマ・核融合学会誌 = *Journal of plasma and fusion research*, 82(8):472–478, 08 2006. ISSN 09187928. URL <https://cir.nii.ac.jp/crid/1520853832517707008>.
- [35] 平岡和雄. アークプラズマの分光計測. 溶接学会誌, 67(8):600–605, 1998.
- [36] 平岡和雄, 塩飽孝至, and 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):641–648, 1996.
- [37] 作田忠裕, 鬼頭幸生, and 宮地巖. 銅蒸気混入による高温空気中の電子密度の増大. 電気学会論文誌. A, 98(4):209–214, 1978.
- [38] Y Inada, K Abe, A Kumada, K Hidaka, K Amano, K Itoh, and T Oono. Temperature of hydrogen radio frequency plasma under dechlorination process of polychlorinated biphenyls. *Applied Physics Letters*, 105(17), 2014.
- [39] Akiko Kumada, Taiga Nagata, Kunihiko Hidaka, Shinya Watanabe, and Kentaro Kokura. Two-dimensional temperature distribution of air arc commutating to arc runner. *Plasma Sources Science and Technology*, 28(9):095013, 2019.
- [40] M. I. Boulos, P. Fauchais, and E. Pfender. *Thermal Plasmas: Fundamentals and Applications*. Springer Science, New York, 2013.
- [41] Yasunori Tanaka, Nobuhiko Yamachi, Shinji Matsumoto, Shuhei Kaneko, Shigemitsu Okabe, and Masatoyo Shibuya. Thermodynamic and transport properties of co₂, co₂–o₂, and co₂–h₂ mixtures at temperatures of 300 to 30,000 k and pressures of 0.1 to 10 mpa. *Electrical*

Engineering in Japan, 163(4):18–29, 2008.

- [42] National Institute of Standards and Technology. Atomic spectra database. <http://www.nist.gov/pml/data/asd.cfm>. Physical Measurement Laboratory.
- [43] Yusuke Nakano, Yasunori Tanaka, Tatsuo Ishijima, Daiki Nagai, and Kentaro Inenaga. Numerical prediction on arc characteristics for various polymer materials during polymer-ablated arc ignition process. *IEEJ Transactions on Power and Energy*, 141(11):687–694, 2021.