

図・本館

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

名古屋大学図書
知 1086590

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

目次

第1章 緒論	1
1. 1 大電力伝送と電力用交流遮断器の責務	1
1. 2 交流電流の遮断形態	2
1. 3 交流アーク遮断の研究動向	8
1. 3. 1 熱的再点弧領域	8
1. 3. 2 火花再点弧領域	13
1. 4 本研究の目的と内容	16
1. 4. 1 本研究の目的	16
1. 4. 2 本研究の内容	18
第1章の文献	21
第2章 空気吹付けアークにおける電流零点近傍の電子密度の過渡推移	27
2. 1 まえがき	27
2. 2 アーク装置および光学系の配置	27
2. 2. 1 小型空気吹付けアーク遮断装置	28
2. 2. 2 スペクトル観測用光学系	28
2. 3 電流零点近傍における電子密度の低下状況	33
2. 4 検討	37

2. 4. 1	吹付け流量の差異による電子密度の減衰過程の違い	37
2. 4. 2	電流零点における電子密度	40
2. 5	結論	43
第2章	の文献	45
第3章	電流零点における電子密度からみたアーク遮断性能の評価	47
3. 1	まえがき	47
3. 2	各種アーク遮断装置における電子密度測定および遮断実験	48
3. 2. 1	空気吹付けアーク遮断装置	48
3. 2. 2	PTFE細隙平板状消弧室	54
3. 2. 3	空気吹付け平板状消弧室	56
3. 3	電流零点における電子密度と遮断成功率	58
3. 3. 1	空気吹付けアーク遮断装置 (ノズルAおよびBの2種類)	58
3. 3. 2	PTFE細隙平板状消弧室	62
3. 3. 3	空気吹付け平板状消弧室	63
3. 4	検討	64
3. 4. 1	電流零点の電子密度の値	64
3. 4. 2	アーク遮断装置の遮断限界	65
3. 5	電流零点での電子密度を利用した遮断能力曲線の導出	66
3. 5. 1	$dv/dt - di/dt$ 曲線の推定	66
3. 5. 2	$dv/dt - di/dt$ 曲線の検証実験	67
3. 6	結論	70
第3章	の文献	72

第4章	ガス吹付けアークにおける	
	非対称な放射強度分布の近似求解手法	75
4. 1	まえがき	75
4. 2	SF ₆ ガス吹付けアークの非対称性	77
4. 2. 1	SF ₆ ガス吹付けモデル遮断器の消弧室	77
4. 2. 2	H α 線の2方向同時観測	77
4. 2. 3	2方向から測光したH α 線の放射強度観測値	80
4. 3	非対称な放射強度分布の近似求解手法	83
4. 4	非対称な放射強度分布の計算結果例	85
4. 5	試験関数による求解誤差の検討	86
4. 6	結論	94
	第4章の文献	96
第5章	総括	98
5. 1	まえがき	98
5. 2	電流零点近傍におけるアーク中の電子密度の過渡推移	99
5. 3	電流零点の電子密度とアーク遮断成功率	101
5. 4	非対称な放射強度分布の近似求解手法	103
5. 5	今後の課題	104
	謝辞	107

付録 A レーザ光散乱法によるアーク中の電子密度の測定	108
A. 1 アーク中の電子による入射レーザ光の散乱	108
A. 2 高温空気中の電子による散乱光のスペクトル分布の計算式	108
A. 3 高温空気中の電子による散乱光のスペクトル分布の計算結果	111
付録 A の文献	118
付録 B 空気吹付けアークにおける温度および銅蒸気混入率の算出法	119
B. 1 N_2^+ 分子イオンの帯頭スペクトルの放射係数	119
B. 2 繰り返し計算による温度と銅蒸気混入率の決定	122
付録 B の文献	129
本研究に関して発表した論文	130

第1章 緒論

1. 1 大電力伝送と電力用交流遮断器の責務

電気エネルギーは、今世紀における社会的活動を根底から支え、産業の高度化や生活向上に必要不可欠なものとなってきた。さらに将来に向けて、社会においては、コンピュータを中心として多種多様な情報化が進みつつあるし、一般家庭における電化の割合はますます高まってくる傾向にある。このため、電気エネルギーの需要は増大し続けており、昭和63年度(1988年度)末までにおける最大需要時の発電量は、電力会社9社合計で1.21億kW⁽¹⁾に達している。このような電力需要に対応するため、電源の増強は絶えず続けられており、昭和63年度(1988年度)末において同合計で1.39億kW⁽²⁾の総発電設備が備えられている。

さらに、電気エネルギーは最大需要時において十分に供給されるだけでなく、停電しないことはもちろんのこと、需要地点における電圧と周波数とが長期にわたって変動することなく、安定に送り続けられなければならない。現在、電気エネルギーは、コンピュータシステムや交通など高度多様化しており、電気エネルギー伝送の信頼性は重要な問題となっている。特にコンピュータ機器においては、受端においてわずか数百ミリ秒間にわたり供給が停止したり、電圧が大幅に低下すると、機能を停止するものもある。このような社会的な背景のもと、電気エネルギーは従来よりも厳しい意味で高信頼度に伝送されなければならない。

電気エネルギーの大部分は、大都市、その近郊地域および工業地帯に集中して消費される。一方、発電所は立地上の諸制約から需要周辺地から遠隔地に建設されている。そして、1地点あたりの発電容量は数百万kW級にも達している⁽³⁾。

したがって、遠方の電源において発電された大容量の電気エネルギーが、長距離送電線を通じて消費地まで送られている。この大容量送電線が自然雷などの地絡事故を除去できず、電力系統から脱落するようなことがあると、その波及範囲は広がると懸念されている。電気エネルギーの高信頼度供給を確保するために、本州・九州間の交流500kV送電線による連系および本州・北海道間の直流±250kV連系などを含め、各電力会社の系統は相互に連系を強化されている⁽⁴⁾。さらに、各電力会社の系統においても、交流500kVの送電線の一部は、東京、大阪および名古屋などの巨大な電気エネルギー消費地を取り囲み、外輪線を構成している⁽⁵⁾。ここに、近郊の大容量火力電源からの電力が注入されるほか、遠隔地の大容量原子力電源や水力電源からの電力が集約され、送電線の電氣的結合は密になっている。電力系統が拡大されると、電気エネルギーの信頼性は増加するとは言うものの、逆に変電所側からみた系統のインピーダンスは低くなり、系統の短絡容量はますます増大する。短絡電流は現在50kA級を越えつつあり、平成7年(1995年)頃には60kA級を越えると予想されている⁽⁶⁾。電力用遮断器は、このように増大し続ける短絡電流を確実に遮断し、事故区間を速やかに除去し、事故が他の健全な系統に波及するのを防止する。このため、電力用遮断器の責務は厳しいものになってきている。遮断器の大容量化および遮断性能の高性能化は、電気エネルギーの大容量高信頼度輸送を支えるものとして、重要な意味を持つ。

1. 2 交流電流の遮断形態

電力用交流遮断器の重要な責務の一つは、電力系統に故障が発生したとき、その区間をただちに除去することである。その際、遮断器は種々のレベルの故障電流を遮断するが、とりわけ短絡電流は振幅が大きい上、電源電圧に対して電流が

遅れ位相にあるために、その遮断が最も難しいとされている。

遮断器は開極指令を受けると、それまで接触していた二つの金属電極を開離させる。もし、電極がはじめて解離する瞬間と遮断すべき交流電流の零点とを同期させることができ、しかも零点直後に極間に現われてくる系統電圧に対して、極間の絶縁が破壊さえないほどの高速度で電極を開離させることができれば、交流電流を遮断できる。しかし、今のところ、この二つの条件を機械的に実現することは不可能であると考えられる。

実際には、遮断器の電極間の金属接触が失われると、アーク放電が電極間を橋絡し、これを通じて電流が流れ続ける。ガス遮断器の場合、気体圧力は通常0.1 MPa以上であるから、その内部はおよそガス温度も電子温度も等しい、すなわち熱平衡状態にあるとみなされ、いわゆる熱プラズマからなる。例えば、0.1 MPa、10,000 K の高温空気は約3,000 S/m の高い導電率をもつ⁽⁷⁾。この導電率は、例えば金属の場合と比較すれば、純粋なゲルマニウムの常温における導電率約1,000 S/m の3倍程度である。電流零点ではアークへのエネルギー入力はゼロになるので、エネルギー損失が十分に大きければ導電性が維持できず、極間に現われる系統電圧に耐える絶縁体へと変容する。閉路状態では、接触抵抗の低い金属接触、開離後の電流の遮断には、アーク放電に依存するのが物理的に可能な手段であるとされている。

交流アークの遮断過程をみると、アークの導電性は、遮断すべき交流電流の瞬時値がゼロに近づくにつれて、次第に低下していくけれども、遮断すべき交流電流の波高値が大きい程、電流零点後の数マイクロ秒から十数マイクロ秒の期間においては、極間にはまだ導電性の高い高温ガスが残留している。他方、電流零点後には極間に過渡回復電圧が印加されてくる。過渡回復電圧の電流零点直後の初期部分において、極間に電流が流れ始めることがあり、これは残留電流と呼ばれている。この残留電流によって、極間には電気的エネルギーが注入される。

アークからの損失が電気的入力より大きい場合には、いったんは流れた残留電流は次第にゼロに収束し、この期間の消弧に成功したことになる。しかし、電気的入力がアーク損失より大きい場合には、残留電流は増加し、再び短時間にアークが形成され遮断失敗に至る。このような遮断失敗は「熱的再点弧」と呼ばれている。図1.1の過渡回復電圧は、 T_i と記した期間において、急峻な上昇率を持つものである。その典型的な例は、近距離線路故障において、同図のように三角波が重畳する場合である。このように初期過渡回復電圧の上昇率が高い場合には、注入される電気エネルギーが大きいために遮断が困難とされており、現在では近距離線路故障時の遮断性能を検証することになっている。

極間が、過渡回復電圧の初期部分における急峻な上昇率の電圧波形に対して、熱的に再点弧せず、電流零点後の数十マイクロ秒以上経過すると、極間の導電性はほとんど失われる。しかし、極間には3,000 K以下の高温ガスが残留しており、その絶縁耐力は常温時の絶縁耐力よりは低い。一方、過渡回復電圧は上昇し続けており、図1.1の T_r と記した期間において系統電圧の波高値以上の高い値に達し

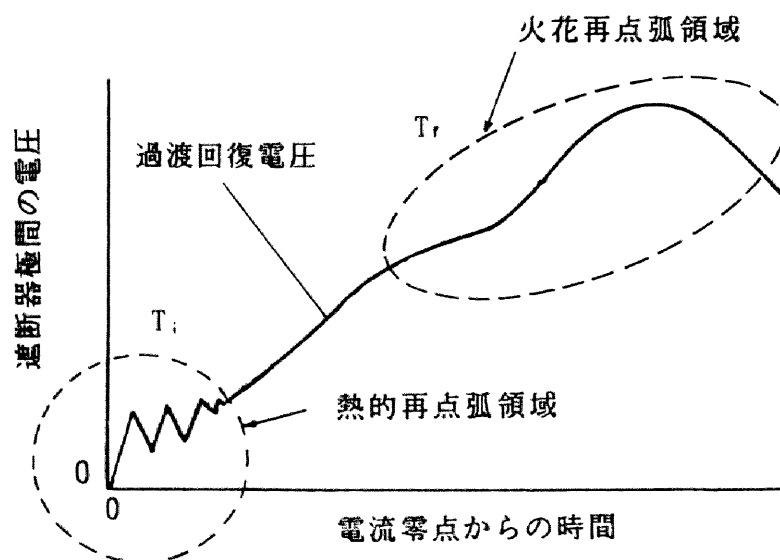


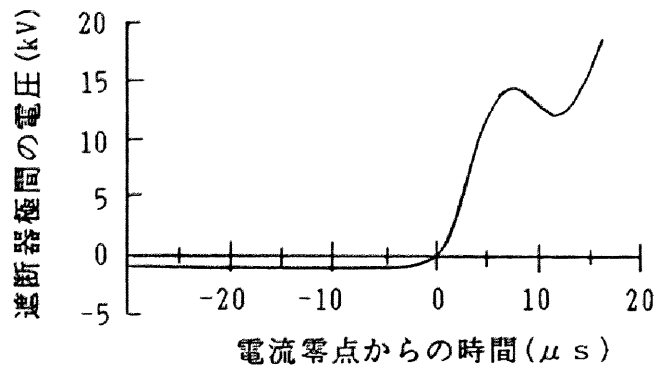
図1.1 熱的再点弧領域と火花再点弧領域

ようとしている。このような過程において、極間の絶縁耐力が過渡回復電圧を上回れば、消弧に成功する。逆に、極間の絶縁耐力が十分回復せず、過渡回復電圧を下回ると、その時点で極間にフラッシュオーバーが発生する。これによって、極間には再び電流が流れ始め、アークが短時間のうちに再形成され、遮断失敗に至る。このような遮断失敗は、「火花再点弧」と呼ばれている。

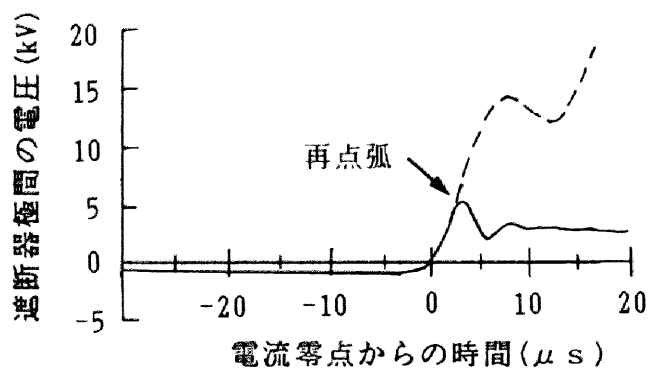
電流零点直後の熱的再点弧領域においては、遮断器極間に残留するアーク陽光柱の導電性が十分に低下し、そして、その後の火花再点弧領域においては、極間の絶縁耐力が過渡回復電圧に耐えれば、遮断器は電流の遮断に成功したことになる。逆に、極間の残留導電性が高かったり、絶縁耐力の回復が十分でないと、アークが極間に再点弧し、遮断器は電流の遮断に失敗する。遮断器に接続された外部回路の立場からみれば、交流電流の零点近傍における電流減少率 di/dt や零点後の過渡回復電圧上昇率 dv/dt が大きくなるにつれて、電流の遮断が難しくなる。

図1.2は、SF₆ガス遮断器における電流72kAの遮断試験の結果例であり、電流零点近傍における極間電圧の波形を示したものである⁽¹⁰⁾。電流零点後の過渡回復電圧の上昇率は約2kV/ μ sである。図1.2(a)は遮断成功例を、同図(b)は熱的遮断失敗例を示している。図1.2(b)の場合、極間の電圧は電流零点後約2 μ sの時点から図1.2(a)の過渡回復電圧からずれ始め、その後約2 μ s間で減少しアーク電圧に近づいており、熱的に遮断失敗している。

遮断器は、たとえ熱的再点弧領域を経過したとしても、次の局面である火花再点弧領域に入る。図1.3は、図1.2の場合と同じSF₆ガス遮断器において、電流50kAの遮断試験を行った場合の極間電圧の波形である⁽¹⁰⁾。時間ならびに電圧スケールは、図1.2の場合とは異なっている。図1.3(a)は遮断成功例を示しており、過渡回復電圧は電流零点後の約260 μ sにおいてピーク値の約250kVになっている。一方、図1.3(b)は火花再点弧の形態での遮断失敗例を示している。この例においては、遮断失敗は過渡回復電圧がほぼピーク値に達した時点で発生しており、

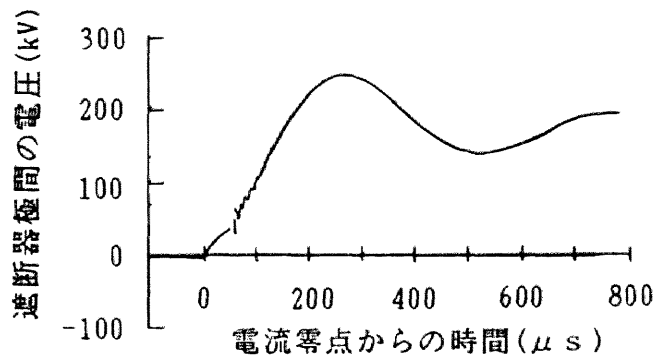


(a) 遮断成功例

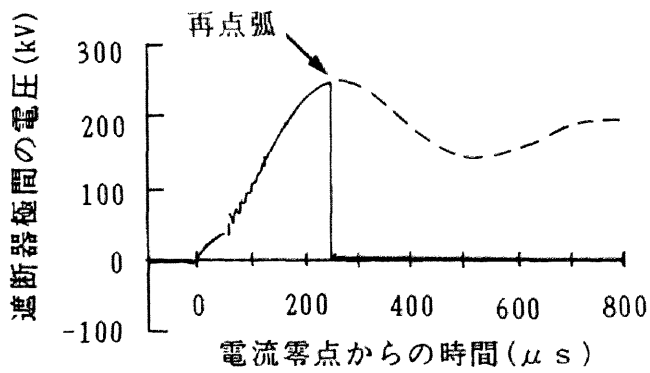


(b) 熱的再点弧による遮断失敗例

図1.2 SF₆ ガス遮断器における遮断試験結果例 — 遮断電流72kA⁽¹⁸⁾



(a) 遮断成功例



(b) 火花再点弧による遮断失敗例

図1.3 SF₆ ガス遮断器における遮断試験結果例 — 遮断電流50kA⁽¹⁰⁾

その後、極間電圧はステップ状に低下し、アーク電圧に移行している。

1. 3 交流アーク遮断の研究動向

交流大電流アークの遮断過程は、通常、前節のように、時間的に二つに分類され検討されているけれども、その遮断機構はいまだ十分に解明されていない。このため、研究者は実験や理論計算等の各種の面から遮断機構をアプローチしている。本節では、国内外におけるアーク遮断の研究動向を概観してみる。

1. 3. 1 熱的再点弧領域

交流アークの遮断現象の考察として古くから行われている手法の一つに、アーク陽光柱をコンダクタンス G の抵抗体として、その時間的変化を巨視的に取り扱う手法がある。その代表例がCassieあるいはMayrの両モデルである⁽¹¹⁾⁽¹²⁾。これらのモデルは基本的には図1.4のような考え方に基づいている。アーク陽光柱を単位長さあたりコンダクタンス G ($S \cdot m$)の2端子抵抗素子と見なし、そこで発生する電力 P はアーク電流を I (A)、電界の強さを E (V/m)とすれば、

$$P = E \cdot I = I^2 / G \quad (W/m) \quad (1.1)$$

である。 P と損失 N (W/m)との差がエネルギー Q として陽光柱に蓄えられ、この Q が陽光柱の平均温度 T (K)を決める。また、逆に、温度 T が損失 N とコンダクタンス G とに影響を与えている。これらのモデルにおいてはコンダクタンスの過渡応答の速さをアーク時定数で表わしており、過渡的な遮断アークを回路現象と連立させて解析することができる。アークコンダクタンスは電流零点近傍においても実測しやすいし、CassieおよびMayrのモデルは簡略ながら物理的意味も把握し易いので、多くの研究者がいろいろの要因を加味するなどして今日でも使用さ

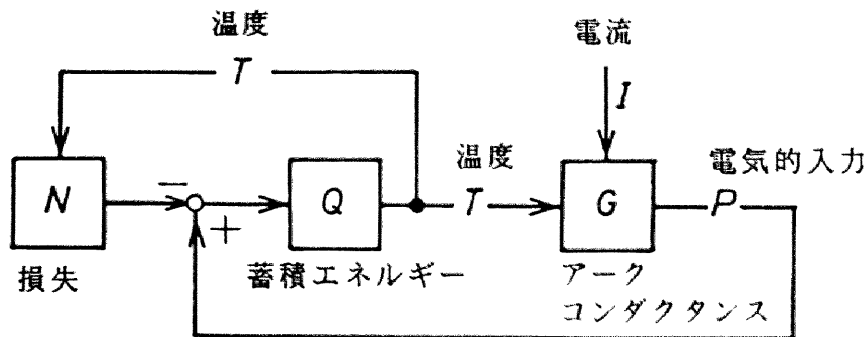


図1.4 アーク陽光柱周辺におけるエネルギーの流れ

れている^{(13) - (18)}。また、Browne, Jrは、CassieモデルとMayrモデルとの複合型を開発している⁽¹³⁾。そこでは、電流零点前にはCassieモデルを、電流零点後にはMayrモデルを適用しており、SLF⁽¹⁹⁾ (Short Line Fault, 近距離線路故障)の遮断時に遮断器極間に並列接続すべきコンデンサ容量を概算するための実用的な方程式が導出されている⁽¹⁴⁾。CassieやMayrのモデルにおいてはアーク時定数は遮断期間中において一定値を保つが、HochrainerらはMayrモデルを改良し、アーク時定数は時々刻々の電流瞬時値に依存して変化するとした⁽¹⁵⁾。一方、Matsumuraらはアーク時定数は時々刻々のアークコンダクタンスの大きさに依存するとし、電流零点近傍における電流、電圧波形例を計算で再現し、供試遮断器の遮断限界曲線の導出を試みている⁽¹⁶⁾。

次第に、アークを電気的な抵抗体としてではなく、高温ガス体として扱って、その内部や周辺の状態量が実測されるようになってきた。Aireyらは、電流波高値約10kA、周波数約50HzのSF₆ガス吹付けアークにおいて、F原子624nmおよびS⁺イオン545nmのスペクトル線の放射強度を測定し、アーク温度の径方向分布の時間的变化を算定している⁽²⁰⁾。図1.5は、その結果を、交流電流瞬時値が9.1kAから1kAに減少するまでの過程において示したものである。アーク直径は電流

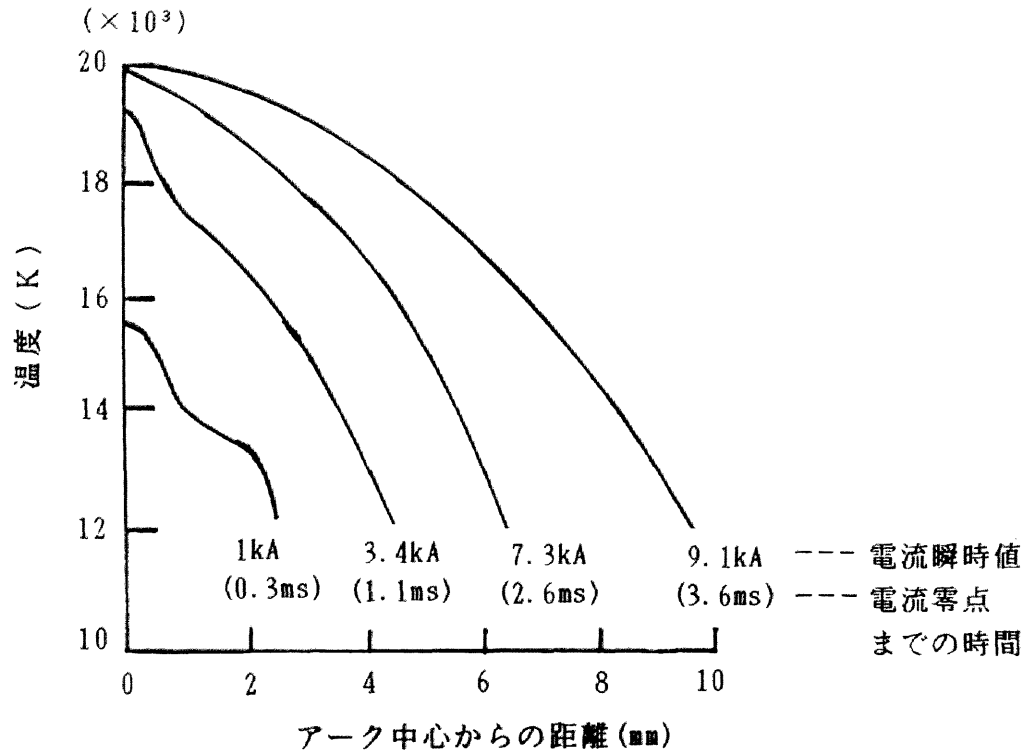


図1.5 SF₆ ガス吹付けアークの温度分布の時間的推移⁽²⁰⁾
 (電流波高値約10kA, 周波数約50Hz)

瞬時値の減少とともに小さくなるが、アーク中心の温度は、電流瞬時値9.1kAから3.4kAまでの期間においてはおよそ20,000Kでほぼ一定であって、電流瞬時値が3.4kA以下になってようやく低下をはじめると述べられている。しかしながら、Aireyらの発表例のように、温度測定例のほとんどは交流電流の波高値付近の大電流域におけるものであって⁽²¹⁾⁽²²⁾⁽²³⁾⁽²⁴⁾、電流零点近傍における測定例は非常に少ない。

ガス吹付け型の遮断器においては、アークは高速のガス流中に点弧し、流体力学的な影響などを受けているため、消弧室内のガス圧力の測定が行われるようになってきた⁽²⁵⁾⁽²⁶⁾。図1.6はパuffァ型遮断器のピストン部における圧力測定例である⁽²⁵⁾。アークが点弧すると、アーク陽光柱がノズルを閉塞するために、機構操作のみの場合に比べて、圧力が高まることを示している。その圧力上昇の

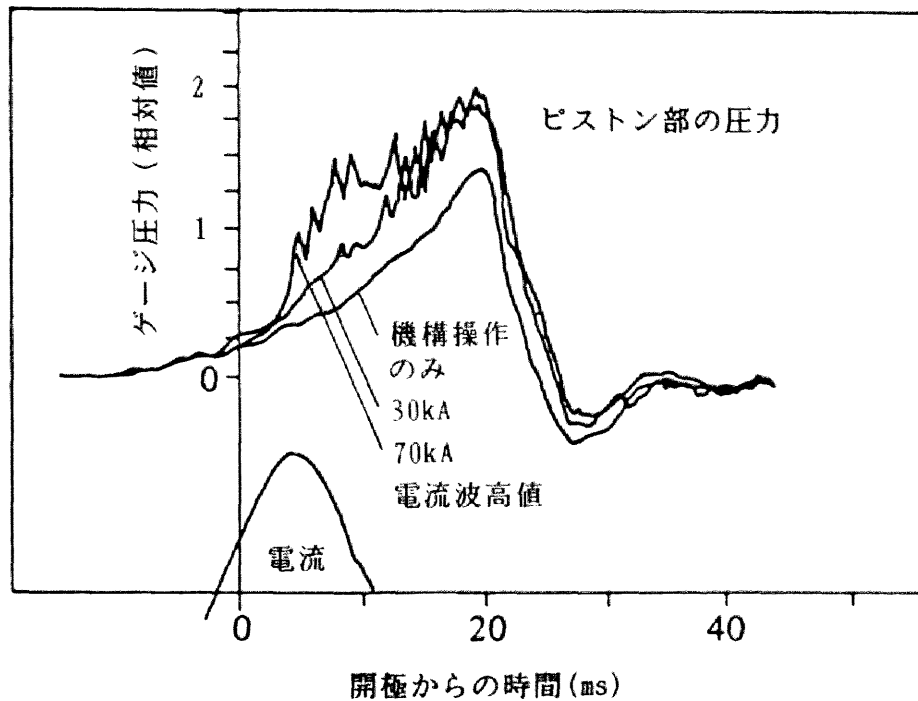


図1.6 パuff型遮断器における圧力変化⁽²⁶⁾

大きさは、遮断すべき電流が増大すると、さらに高くなることも示している。

大型計算機の計算処理能力の進歩に伴って、近年はアーク遮断過程がコンピュータシミュレーションによって理論的に解析されてきており、相当に精度の高いものが得られるようになってきている⁽²⁷⁾⁻⁽³²⁾。いずれの論文の解析においても程度の差こそあれ、アーク陽光柱の構造は適当に簡略化され、軸対称と仮定された上で、質量、運動およびエネルギーなどの保存方程式を連立させて数値的に解かれ、温度などの状態変数が求められている。例えば、Hermannらは、円柱構造のアークを導電領域とその周辺部の熱ガス領域とに分け、2層アークモデルを提案している⁽²⁷⁾⁽²⁸⁾。彼らは、このモデルにおいて、消弧ガスがSF₆ガスとN₂ガスとの場合について、上流側圧力を数種類設定し、それぞれ残留電流の時間的変化や遮断限界曲線を導出している。一方、Tumaらは、連立方程式を解き易くするために、ノズル内部の流速の分布と圧力分布とを等エントロピーで関係付け、

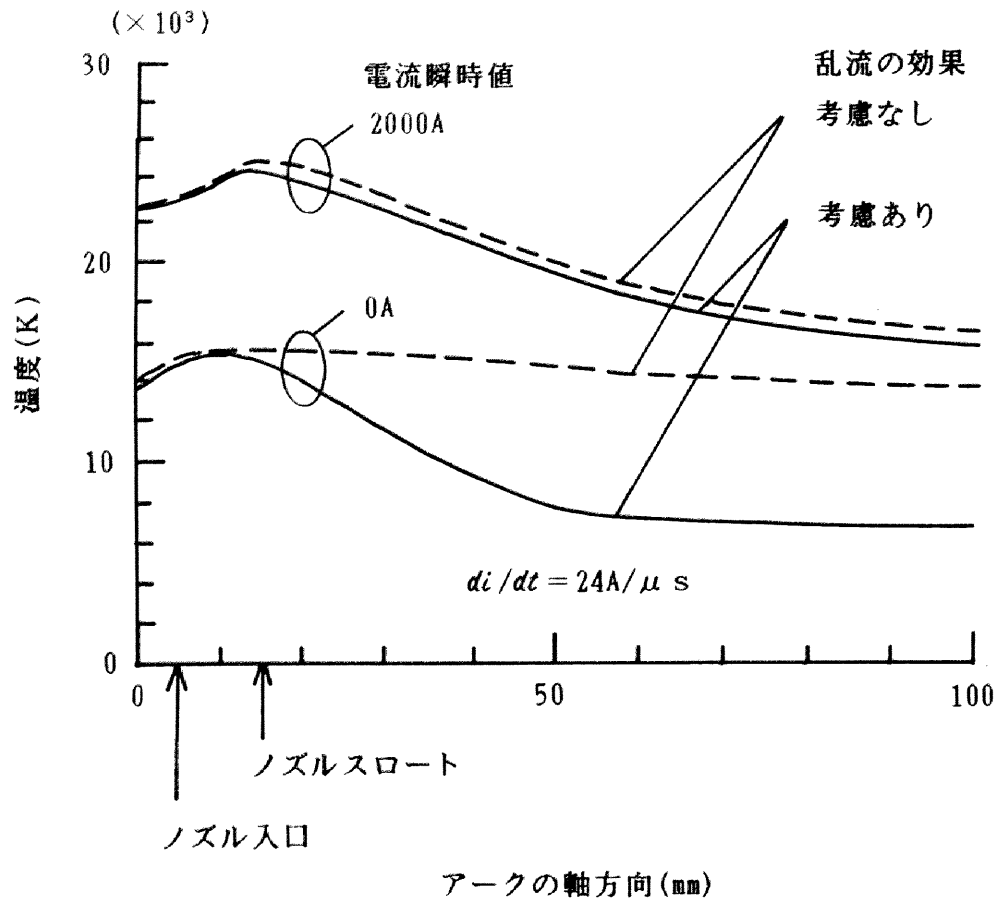


図1.7 SF₆ガス吹付けアークにおける乱流の影響による温度の低下⁽³⁰⁾

対流安定化アークをモデル化している⁽²⁰⁾。El-AkkariらはTumaのモデルを拡張し、乱流による熱損失を等価的に熱伝導率に加味し、アーク遮断過程を解析している⁽³⁰⁾。図1.7の例は、乱流の効果を検討する場合としない場合との両方について、電流が減少率 $24\text{A}/\mu\text{s}$ （60Hz、45kA相当）で零点に向かう過程において、アーク温度の軸方向分布の過渡変化を示している⁽³⁰⁾。電流瞬時値が2000Aのときは、乱流効果がある場合の温度分布は、乱流効果なしの場合と比較してほとんど相違はみられない。しかし、電流瞬時値が100A以下になると、乱流の影響が大きく出はじめ電流零点では図示のように大きな差が現われるとしている。乱流効果がある場合の温度は、乱流効果がない場合に比べて特にノズル下流域におい

てかなり低くなることを示している。

1. 3. 2 火花再点弧領域

電流零点後数十 μ s以上経過すると、熱的再点弧が発生する可能性は低くなる反面、過渡回復電圧はその大きさを増し、系統電圧の波高値以上の高い値に達し、もし遮断器の極間の絶縁がこれに耐えられなくなると、火花破壊に近い形態の絶縁破壊が起きて、再点弧に至る。この意味で、この領域を火花再点弧領域と呼んでいる。1遮断点あたりの電圧を高め、消弧室の小型化や高性能化を図る上では、この領域で再点弧を起こさないことが重要である。電流零点後この程度の時間が経過すると、陽光柱が存在していた部分（残留チャネル）の温度は2~3,000K近くまで低下していると考えられている。しかし、この程度の温度であっても、電子密度は常温の場合と比べれば、相当に高いものである。その計算例が図1.8であって、0.1MPaの高温空気中における電子密度の温度依存性を算定したものである⁽³³⁾。この図においては、電極材料の一つである銅が蒸気となってアークに混入した場合について、その混入率をパラメータにとっている。温度が2,000K程度であっても、銅蒸気混入率0%の場合電子密度は約 $2 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$ もあるし、銅蒸気が多く混入すると、電子密度は同一の温度においてさらに増大する。したがって、残留チャネルが存在する極間においては、電子密度の高い気体の絶縁破壊問題として把握するのが妥当になってくる。

この残留チャネルにおいてはスペクトルの発光は低下しており、アーク内部状態の光学的実測はきわめて難しくなる。したがって、火花再点弧領域での光学観測としてはシュリーレン法や干渉法などがしばしば使われている⁽³⁴⁾⁽³⁵⁾。Mollらは、減少率27A/ μ s(60Hz, 50kA相当)の電流が零点で遮断された後の約54 μ sから240 μ sまでの期間において極間をシュリーレン観測している⁽³⁴⁾。絶縁はノズルスロート近くの乱流領域から回復しはじめるが、ノズル上流側では導電性

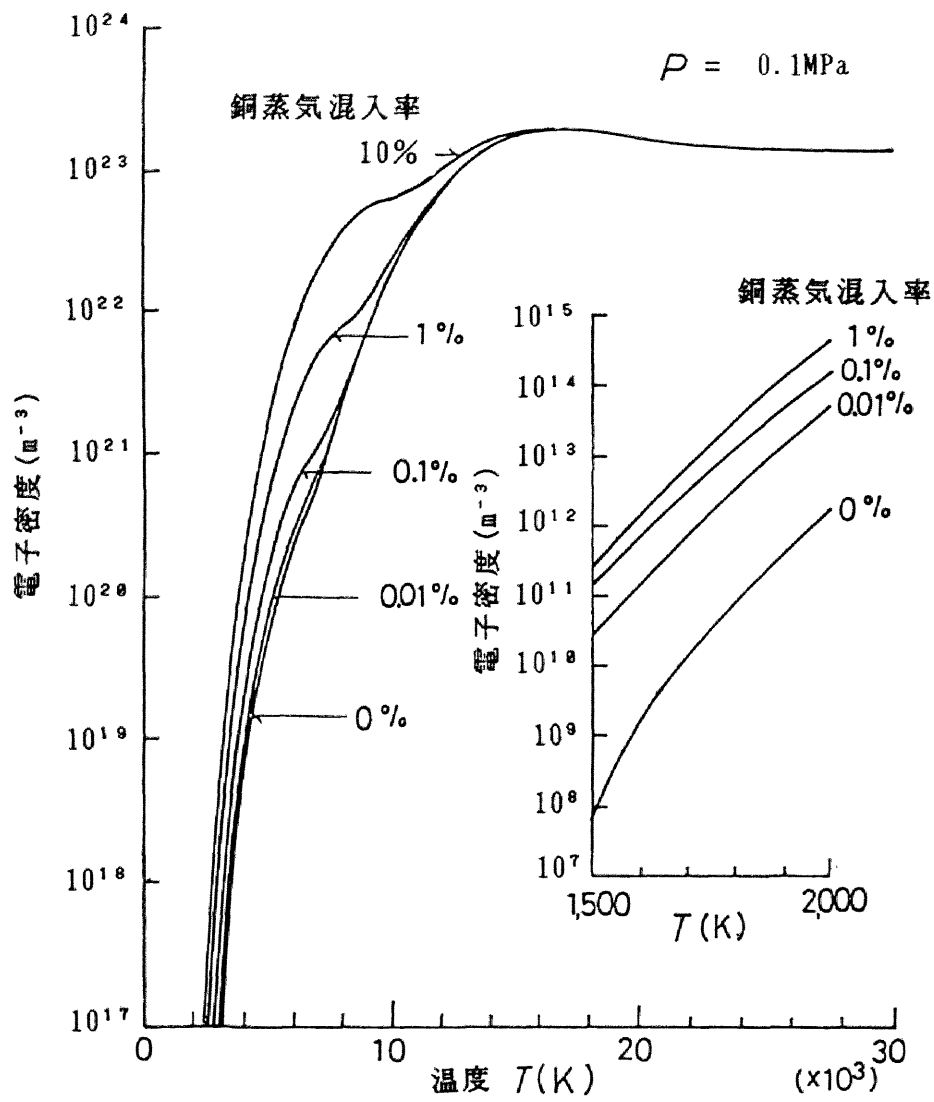
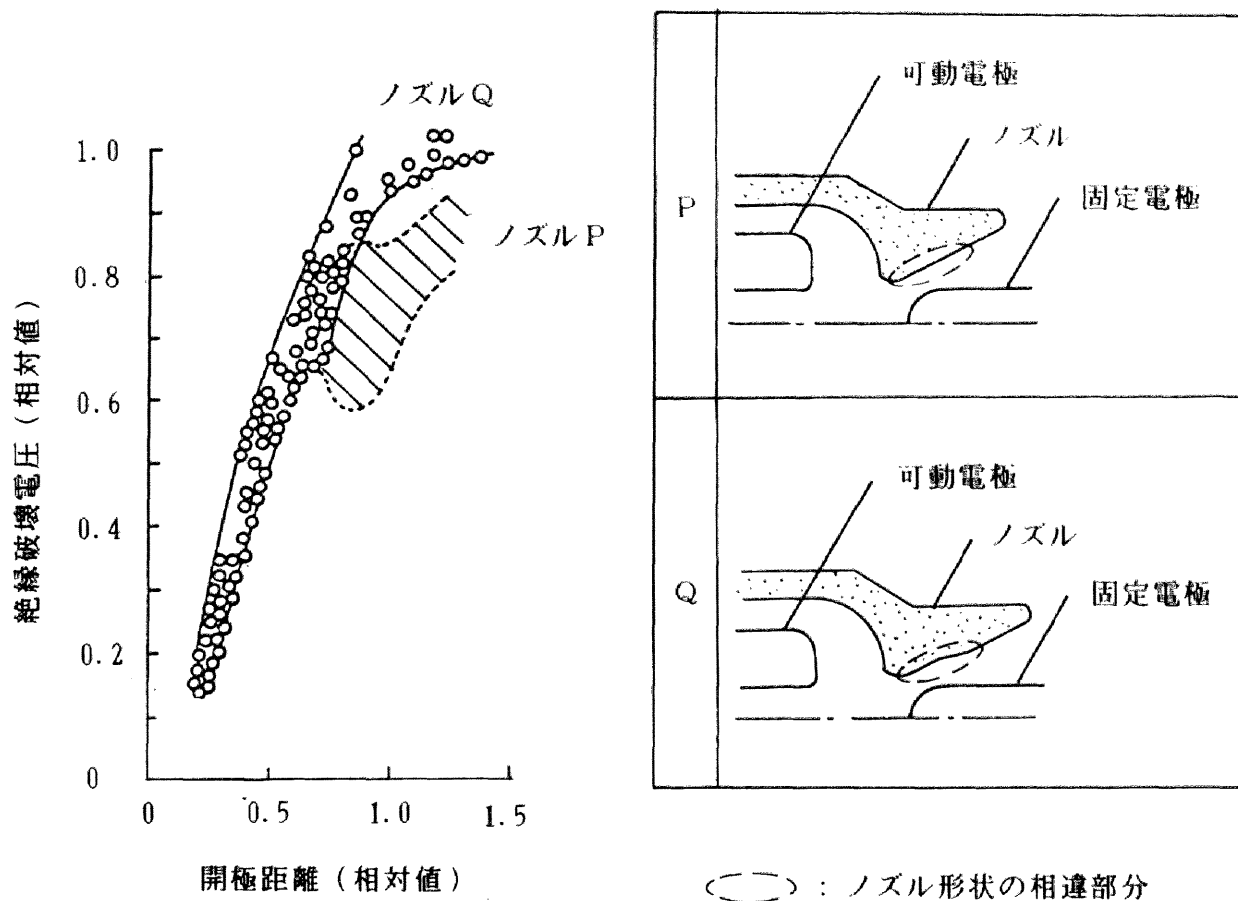


図1.8 銅蒸気混入率をパラメータとした高温空気における電子密度の温度依存性⁽³³⁾



(a) 極間の絶縁破壊電圧

(b) ノズル形状

図1.9 SF₆ ガスパックファ型遮断器における
開極動作中の極間の絶縁破壊電圧 — ノズルP, Qの比較⁽³⁶⁾

横軸：ノズルスロート部が固定電極先端部を
通過したときの接触子間距離を1とする。
縦軸：開極動作を行わず，接触子間距離を1で
静止させた場合の極間の絶縁破壊電圧を1とする。

が長い時間残っていると述べている。

光学観測の他に、破壊が起こるたびに繰り返し急峻に上昇する電圧波形を印加して、極間が絶縁破壊する電氣的限界を経時的に調べることも行なわれている⁽³⁶⁾⁽³⁷⁾。図1.9はそのような実験結果から整理された例⁽³⁸⁾で、2種類のノズル形状における絶縁破壊電圧を示している。ノズルPにおいては、開極動作中において、開極距離0.8付近で、絶縁破壊電圧が一時的に停滞するのに対し、ノズルQの場合には開極距離が約0.8を越えたところでも、それが起きず、破壊電圧は単調に高くなり続けている。これは、ノズルQの場合における固定電極周辺の圧力がノズルPの場合と比べて開極動作中にあまり低下しないためであると述べられている⁽³⁸⁾。最近は、極間の絶縁回復強度の時間的推移が計算機シミュレーションによっても求められてきている⁽³⁹⁾⁽⁴⁰⁾。池田らは、3次元軸対称の圧縮性流体解析手法を用いてガス流やガス密度などの時間的変化を求め、その計算結果から電流遮断後における遮断器極間の絶縁回復の時間的推移を導出できるようにしている⁽³⁹⁾。

1. 4 本研究の目的と内容

1. 4. 1 本研究の目的

電力用遮断器におけるアーク遮断現象は、前節でみたように、これまで、アーク時定数やアークコンダクタンスなどの巨視的なパラメータの面から検討されることが多かった。これは、遮断器端子から外部をみた系統の回路特性との関連を考察しやすいためでもあった。そして次第に、アーク遮断現象は、遮断アークを熱力学的に解明するという方向で、アークの内部状態に立ち入って、温度などの微視的なパラメータの面から検討されてきている。しかしながら、アークの構成

粒子間の衝突や電離などといったプラズマの素過程から、アークの内部状態を微視的に検討している例は少なく、今後の課題であると思われる。そこで、本論文では、まずはじめに、アークの構成粒子の一つである電子に着目し、その数密度（以下、電子密度）を直接測定している。アーク中の電子密度は電極間の導電性と絶縁性とに敏感に反応し、熱的再点弧領域と火花再点弧領域との両方を支配すると考えられる。そして、電子密度は、粒子間の衝突、電離のような放電の素過程から二つの再点弧領域を物理的に解明できる可能性を秘めている。また、従来から検討されているアーク時定数やアークコンダクタンスなどの変化も、電子の密度やその移動などから物理的に明らかにされるのではないかと考えられる。さらに、電子密度は少なくとも実験段階では極間の任意の点で直接測定でき、しかも方法によっては局所熱平衡の仮定を必要とせず、二つの再点弧領域に一貫した実測ができる可能性もある。そのような測定手法の一つとして、ジャイアントパルス・ルビーレーザー光を熱プラズマに集束照射して、電子によるトムソン散乱光のスペクトル分析から、アーク中の電子密度を直接測定し得ることが示されている⁽⁴¹⁾。本論文の第1の目的は、このレーザー光散乱法を用いて、空気吹付け交流アーク中の電子密度を実測し、特に電流零点の近傍における電子密度の時間的減衰過程を明らかにすることにある⁽⁴²⁾。電子密度が実測された論文例はわずかであるし、そのほとんどの例は交流電流の波高値付近の大電流領域におけるものである。

目的の第2は、遮断現象の解明へのアプローチの一つとして、空気吹付けアークにおける電子密度測定と同時に、遮断実験を繰り返し行ってアーク遮断成功率を算定し、電子密度と遮断成功率との関係を実験的に見いだすことにある。アーク遮断能力が電子密度から評価された論文例は極めて少ない。そして、普通は、供試遮断器の遮断能力曲線は、過渡回復電圧上昇率 dv/dt と電流が零点に向かうときの電流変化率 di/dt とを、縦、横軸にとった平面上に表示されている。しか

し、この曲線はガスの吹付け流量や電極材料の混入量などによって変化してしまい、一義的な表示とはいえない。本論文で取り上げる遮断成功率と電子密度との関係は、空気吹付け流量や電極材料の混入量といった個々の条件を包括して成り立つものである⁽⁴³⁾⁽⁴⁴⁾。

目的の第3は、ガス吹付けアークにおける非対称な放射強度分布の近似求解手法を開発することにある。高気圧アーク中の電子密度を算定する代表的な方法としては、分光学的な手法を媒体としてガス温度から求める方法や⁽⁴¹⁾⁽⁴⁵⁾、スペクトル線幅から算定する方法⁽⁴⁶⁾⁽⁴⁷⁾などがある。この場合、実験で求められるスペクトル強度観測値はアーク断面の各部分から放射される強度を観測方向に沿って積算されたものである。この放射強度観測値からアーク断面における放射強度分布を求めるためには、両者の間に成立する積分方程式を解かなければならない。通常、この種の解析は軸対称を想定して行われており、それについては数値的解法が既に確立されていて、Pearceの方法などがある⁽⁴⁸⁾⁽⁴⁹⁾。しかしながら、アークが軸対称性を失うと⁽⁵⁰⁾、これらの方法では解くことはできない。ここでは、アーク断面における非対称な放射強度分布の求解手法を開発する⁽⁵¹⁾。

1. 4. 2 本研究の内容

本論文は5章から構成されており、第2章以降の各章の概要は次のとおりである。

第2章は小型の空気吹付けアーク遮断装置のノズルスロート出口近傍において交流アークの電子密度をレーザ散乱法によって直接測定している⁽⁴²⁾。しかも、その測定は交流電流が遮断される電流零点近傍で行われており、その期間の電子密度の時間的減衰状況を明らかにしている。このとき、空気吹付け流量と電極材料とをパラメータにとって変化させており、それらの変化による電子密度の大きさの差異や減衰状況などを併せて明確にした。本論文のような電流零点近傍の電

子密度に関する体系だった測定例は他にほとんど見られず、アーク遮断現象の解明のための重要な基礎データとなりうる。

第3章は、遮断現象へのアプローチの一つとして、空気吹付けアーク遮断装置を用いて、空気吹付け流量と電極材料とを変化させながら、各実験条件のもとで極めて多数回の遮断実験を実施している。このような実験は実規模の遮断器においては行い難いものである。いずれの実験条件も、本遮断装置の遮断限界を越えており、各実験条件あたり約100回の遮断実験から算定されたアーク遮断成功率と電子密度との関係を調べた。この結果、ノズルスロット近傍において電流零点の電子密度が高くなると、遮断成功率はそれに対応して低下することが明らかとなった。その関係は di/dt と dv/dt とが一定の条件下においては、横軸に電流零点の電子密度を対数目盛りで、縦軸に遮断成功率を正規分布目盛りでプロットすると、両者の関係は直線で表わされることを見いだした⁽⁴³⁾⁽⁴⁴⁾。また、2枚のPTFE板で厚さ数ミリメートルの間隙を構成したPTFE細隙平板状アーク消弧室⁽⁵²⁾、およびその消弧室にノズルと空気吹付けとを加えた空気吹付け平板状アーク消弧室⁽⁵³⁾においても、アーク遮断に関する基礎実験が行われている。これらの消弧室においては、空気吹付けアーク遮断装置と比べて消弧方式が異なっている。さらに、マイクロ波70GHzを消弧室の一部に照射し、アークを通過した後のマイクロ波の透過量から電子密度を測定しており⁽⁵⁴⁾、電子密度の測定方法も異なっている。この二つのアーク消弧室においても上述のような視点から遮断実験の結果を整理したところ、アーク遮断成功率と電流零点の電子密度とは同様な関係があることが示された。したがって、これら3種類のアーク装置からみて、アーク遮断能力は電子密度に強く依存しており、電子密度から判定すればアーク遮断能力を簡単に評価できる⁽⁴³⁾⁽⁴⁴⁾。

第4章は、SF₆ガス吹付けアークにおける観測された非対称なスペクトル放射強度観測値からアーク断面での放射強度分布を近似的に再生する計算手法につい

て述べている。ここで、入力データは、アーク陽光柱を直角2方向から同時に測光して得られた放射強度観測値である。本来、空間的に非対称分布のものを再生するためには、観測方向数が二つだけでは不足しており、原理的にはアーク断面の放射強度分布を一義的に定めることはできない。しかし、本手法においては、求めるべきアーク断面での放射強度分布を、計算機による繰り返し計算によって近似的に解いている⁽⁵¹⁾。この手法においては、計算の初期設定として、放射強度分布が、楕円分布と非対称を表わす多項式との積によって表わされるとし、その多項式の係数を繰り返し計算によって求めていくものである。これによって、アーク断面を等価的に楕円とみなしたとき、離心率で0.5程度までの非対称分布は近似的に求解できる。

第5章は、本論文を総括し、本研究で得られた主要な知見をまとめ、遮断現象解明への寄与を明確にしている。

第 1 章の文献

- (1) 電気事業連合会統計委員会編：「平成元年度版 電気事業便覧」, pp. 108-109 (1989) 日本電気協会
- (2) 同上, pp. 18-19
- (3) 相木ら：「送配電工学」p. 4 (昭61年) オーム社
- (4) 同上, pp. 4-6
- (5) 同上, p. 10
- (6) 関西電力：「R&D News Kansai」, 251号, pp. 27-29 (昭63年9月)
- (7) 作田・鬼頭・宮地：「銅蒸気が混入した高温空気の導電率, 熱伝導率およびエンタルピー」電気学会論文誌A, Vol. 101-A, No. 4 pp. 241-248 (昭56)
- (8) 宅間・柳父：「高電圧大電流工学」pp. 104-106 (昭63年) オーム社
- (9) 同上, pp. 102-104
- (10) K. Ragaller : "Current Interruption in High-Voltage Networks", pp. 2-4 (1978) Plenum Press, New York and London
- (11) A. M. Cassie: "Theorie Nouvellé des Arcs de Rupture et de la Rigidité des Circuits", CIGRE Paper No. 102 (1939)
- (12) O. Mayr: "Beiträge zur Theorie des Statischen und Dynamischen Lichtbogens", Arch. Electrotech., Vol. 37 pp. 589-608 (1943)
- (13) T. E. Browne, Jr.: "A Study of A-C Arc Behaviour near Current Zero by Means of Mathematical Models", AIEE. Trans., 67, Pt. I pp. 141-153 (1948)
- (14) T. E. Browne, Jr.: "An Approach to Mathematical Analysis of A-C Arc Extinction in Circuit Breakers", AIEE Trans., 77, Pt. III, pp. 1508-1517 (1959)

- (15) A. Hochrainer and A. Grutz: "A Study of Arcs in Breakers with the Help of a Cybernetic Model", CIGRE Publ. 13-10 Part A (1972)
- (16) T. Matsumura, W. T. Oppenlander, C. A. Schmidt-Harms and A. D. Stokes: "Prediction of Circuit-Breaker Performance Based on a Refined Cybernetic Model", IEEE Trans. Plasma Sci., Vol. PS-14 pp. 435-443 (1986)
- (17) K. Ibuki, T. Yoshizumi, T. Yonezawa, S. Sakuma and H. Kuwamura: "An Arc Model Used in Analysis of Interruption Test of GCBs", 9th Int. Conf. on Gas Discharge and Their Applications pp. 87-90 (1988)
- (18) W. Widl, P. Kirchesch and W. Egli: "Use of Integral Arc Models in Circuit Breaker Testing and Development", IEEE Trans. Power Delivery, Vol. 3, No. 4 pp. 1685-1691 (1988)
- (19) 中西・潮・大谷・山崎: 「電力用しゃ断器」 pp. 96-100 (昭53年) オーム社
- (20) D. R. Airey, P. H. Richards and J. D. Swift: "Time-Resolved Radial Temperature Profiles for 10kA SF₆ Arcs", J. Phys. D (Appl. Phys.), Vol. 8 pp. 1982-1993 (1975)
- (21) S. Okuda, Y. Ueda, Y. Murai, T. Miyamoto, Y. Doi and C. Uenosono: "Spectroscopic Approach to the Analysis of High Current Arcs in SF₆", IEEE Trans. Power Apparatus Syst. Vol. PAS-8 pp. 395-399 (1980)
- (22) D. Leseberg and G. Pietsch: "Optical Investigation on a SF₆ Switching Arc inside a Glass Nozzle", 7th Int. Conf. on Gas Discharges and Their Applications, pp. 9-12 (1982)
- (23) H. Edels: "Properties of the High Pressure Ultra High Current Arc", 11th Int. Conf. Phenomena in Ionized Gases, pp. 9-59 (1973)
- (24) H. Ikeda, G. R. Jones, M. Irie and A. N. Prasad: "Spectroscopy of Very

- High Current, Convection Arcs", 7th Int. Conf. on Gas Discharges and Their Applications, pp.5-8(1982)
- (25) D. Shimmin, S. M. G. Ali, P. Headley, H. M. Ryan and G. R. Jones: "A Comparison of the Thermal Performance of Two Pressure and Puffer Circuit Breakers", 8th Int. Conf. on Gas Discharges and Their Applications, pp.39-42(1985)
- (26) H. O. Noeske: "Investigation of Dynamic Nozzle Parameters for Various Nozzle Geometries and Test Conditions of Experimental Half-Size SF₆ Puffer Breaker", IEEE Trans., Power Apparatus Syst. Vol. PAS-96 pp. 896-906 (1977)
- (27) W. Hermann, U. Kogelschatz, L. Niemeyer, K. Ragaller and E. Schade: "Experimental and Theoretical Study of a Stationary High-Current Arc in a Supersonic Nozzle Flow", J. Phys. D (Appl. Phys.), Vol. 7 pp. 1703-1722 (1974)
- (28) W. Hermann and K. Ragaller: "Theoretical Description of the Current Interruption in HV Gas Blast Breakers", IEEE Trans. Power Apparatus Syst. Vol. PAS-96, pp. 1546-1555 (1977)
- (29) D. T. Tuma and J. J. Lowke: "Prediction of Properties of Arcs Stabilized by Forced Convection", J. Appl. Phys. Vol. 46 pp. 3361-3367 (1975)
- (30) F. R. El-Akkari and D. T. Tuma: "Simulation of Transient and Zero Current Behaviour of Arcs Stabilized by Forced Convection", IEEE Trans. Power Apparatus Syst. Vol. PAS-96 pp. 1784-1788 (1977)
- (31) M. T. C. Fang and D. Brannen: "A Current-Zero Arc Model Based on Forced Convection", IEEE Trans. Plasma Sci., Vol. PS-7, No. 4 pp. 217-229

- (1979)
- (32) H. Ikeda, M. Ishikawa and S. Yanabu: "Analyses of Axial Energy Distribution in Decaying Arc of SF₆ Gas Circuit Breaker", IEEE Trans. Plasma Sci., Vol. PS-14, No. 4 pp. 395-401 (1986)
- (33) 作田・鬼頭・宮地: 「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, Vol. 98-A, No. 4 pp. 209-214 (昭53)
- (34) R. Moll and E. Schade: "Dielectric Recovery of Axially Blown SF₆-Arcs", 6th Int. Conf. on Gas Discharges and Their Applications, pp. 13-16 (1980)
- (35) E. Schade and K. Ragaller: "Dielectric Recovery of an Axially Blown SF₆-Arc After Current Zero : Part I-Experimental Investigation", IEEE Trans. Plasma Sci., Vol. PS-10 pp. 141-153 (1982)
- (36) F. Endo, M. Sato, M. Tsukushi, Y. Yoshida and K. Hirasawa: "Analytical Prediction of Transient Breakdown Characteristics of SF₆ Gas Circuit Breakers", IEEE Trans. Power Delivery Vol. 4 pp. 1731-1737 (1989)
- (37) E. Schade: "Similarity of the Dielectric Recovery Characteristic of Axially Blown Arcs in SF₆", 8th Int. Conf. on Gas Discharges and Their Applications, pp. 13-16 (1980) pp. 50-53 (1982)
- (38) J. F. Perkins and L. S. Frost: "Dielectric Recovery and Predicted AC Performance of Blown SF₆ Arcs", IEEE Trans. Power Apparatus Syst., Vol. PAS-91 pp. 368-375 (1972)
- (39) 池田・岡本・石川・柳父: 「パッファ式ガス遮断器消弧室の絶縁的遮断性能の解析」電気学会論文誌 B Vol. 108 pp. 125-131 (昭63)
- (40) K. P. Brand, W. Egli, L. Niemeyer, K. Ragaller and E. Schade: "Dielectric

- Recovery of an Axially Blown SF₆-Arc After Current Zero : Part III
-Comparison Experiment and Theory", IEEE Trans. Plasma Sci.,
Vol. PS-10 pp.162-172(1982)
- (41)Y. Kito, T. Sakuta and A. Kamiya:"Thomson Scattering of Laser Light
from a High Pressure Air Arc Discharge and Its Application to
Electron Density Measurement", J. Phys. D (Appl. Phys.) Vol. 17
pp. 2283-2290 (1984)
- (42)Y. Yokomizu, T. Sakuta and Y. Kito:"A Novel Approach to AC Air Arc
Interruption Phenomena Viewed from the Electron Density at Current
Zero", J. Phys. D (Appl. Phys.), Vol. 22, pp. 129-135 (1989)
- (43)横水・宮脇・作田・松村・鬼頭:「電流零点における電子密度からみたアー
ク遮断性能の評価」, 電気学会論文誌B, Vol. 107-B, No. 1, pp. 57-62 (昭和
62)
- (44)横水・松村・鬼頭・大野:「極間電子密度からみたアーク遮断性能の評価」,
電気学会開閉保護装置研究会, SPD-89-1, pp. 1-10 (平成元)
- (45)林・石井・堀田・日高:「プラズマ工学演習」, pp. 123-125, (昭63) 朝
倉書店
- (46)横水・斉木・松村・鬼頭:「大電流域におけるSF₆ガス吹付け交流アークの
電子密度と非対称性」, 平成元年電気学会全国大会, 1341 (平成元)
- (47)H. R. Griem:"Plasma Spectroscopy", pp. 63-104 (1963), McGraw-Hill Book
Company, New York, San Francisco, Toronto, London
- (48)W. J. Pearce:" Plasma-Jet Temperature Measurement" in "Optical
Spectrometric Measurements of High Temperatures" edited by
P. Dickermann pp. 125-169 (1961) Univ. of Chicago, Chicago
- (49)W. L. Barr:"Method for Computing the Radial Distribution of

- Emitters in a Cylindrical Source", J. Opt. Soc. Am., 52, pp. 885-888
(1962)
- (50) 横水・松村・鬼頭: 「放射からみたSF₆ ガス吹付けアークの非対称性」, 電気学会閉閉保護装置研究会, SPD-89-12, pp. 1-10 (平成元)
- (51) 横水・松村・鬼頭: 「ガス吹付けアークにおける非対称な放射強度分布の近似求解手法」, 電気学会論文誌B, Vol. 110, No. 7, pp. 584-590 (平成2)
- (52) 大野・長縄・加藤・鬼頭: 「PTFE分解ガス混入空気アーク中の粒子組成とマイクロ波による電子密度測定への応用」, 電気学会論文誌B, Vol. 108, No. 4, pp. 157-164 (昭63)
- (53) H. Ohno, H. Naganawa, T. Matsumura and Y. Kito: "Effects of Nozzle Shapes on Electron Density Distribution along the Axis and on Arc Interruption Capability Observed In Flat-Type Air-Blast Quenching Chambers", 9th Int. Conf. on Gas Discharges and Their Applications, pp. 47-50 (1988)
- (54) Y. Kito and H. Ohno: "Electron Density Measurement by Sensitive Cut-Off Attribute of Incident EHF Microwave in a Transient Narrow Gap Arc", 7th Int. Conf. on Gas Discharges and Their Applications, pp. 529-532 (1982)

第2章 空気吹付けアークにおける 電流零点近傍の電子密度の 過渡推移

2. 1 まえがき

電力用遮断器は、近年、空気あるいはSF₆ガスの吹付け型が多くなってきている。この遮断器は消弧ガスをノズルを通してアークの軸方向に吹き付けており、遮断すべき電流の零点でアークを消弧している。このため、電流零点付近におけるアークの物理的状態を詳細に検討することは、遮断現象を解明する上で重要であると考えられる。ここで実験的研究の発表例をみると、電流零点付近に限定すれば、アークコンダクタンスや残留電流などに関するものが多く^{(1)~(5)}、アーク温度や電子密度などのような微視的な物理量の実測例は少ない。これらの物理量のうち、電子密度は熱的再点弧における導電性や火花再点弧における絶縁性に反映し、最終的には遮断の成否に深く関係してくると考えられる。そこで、本章では、空気吹付け交流アークにおいて、電流零点近傍の電子密度をレーザ散乱法によって直接測定した。ここでは空気吹付け流量と電極材料とをパラメータにとって、電子密度の時間的推移を明らかにしている。さらに、N₂⁺帯頭スペクトル線と銅原子スペクトル線との同時観測からアーク温度と銅蒸気混入率とも算定し、電流零点近傍におけるアークを定量的に検討している。

2. 2 アーク装置および光学系の配置

2. 2. 1 小型空気吹付けアーク遮断装置

図2. 1は、電子密度の測定実験に使われた小型空気吹付けアーク遮断装置の断面図を示している。陽極と陰極との距離は50mmである。ノズルはPTFE（ポリテトラフルオロエチレン、商品名テフロン）製で、ノズルの最細部であるスロートの直径は5mmである。消弧ガスの空気は約0.5MPaに保たれたコンプレッサからアーク装置の下部に流入し、ノズルを通過して陽極側へと流れ、アークの軸方向に吹き付けられる。その流量はアークのない状態で50～250ℓ/minの範囲で調整できる。

電極間に点弧するアークに対し、後述のルビーレーザー光を照射する。ノズルスロート内部は、消弧作用の強い領域であると考えられるが、そこへレーザー光を入射させることを困難である。そこで、ノズルスロートにできる限り近く、ノズルの影響を強く受けている領域を選ぶこととし、ノズルスロート出口下流4mmの位置にレーザー光を照射し、この位置の電子密度を測定している。

電極材料は銅とグラファイトとの2種類を用いている。グラファイト電極の場合、電極材料の溶発がほとんどなく、アークはほぼ空気中に点弧しているとみなせる。しかし、銅電極の場合、電極材料の銅が蒸発して、銅原子がアーク陽光柱に混入する。銅原子の電離電圧は7.7Vで、酸素原子および窒素原子の電離電圧（それぞれ13.6V、14.5V）より低いので、同一ガス温度においてグラファイト電極の場合よりアーク内部の電子密度が高くなる⁽⁶⁾。

アーク電流はLC共振回路（L=8mH、C=1400μF）によって発生しており、コンデンサの充電電圧を2.6～3.9kVの範囲で変化することで、電流波高値1～1.5kA、周波数48Hzの正弦波電流を得ている。

2. 2. 2 スペクトル観測用光学系

図2. 2に示すような光学系配置（平面図）においてレーザー散乱法によって電子

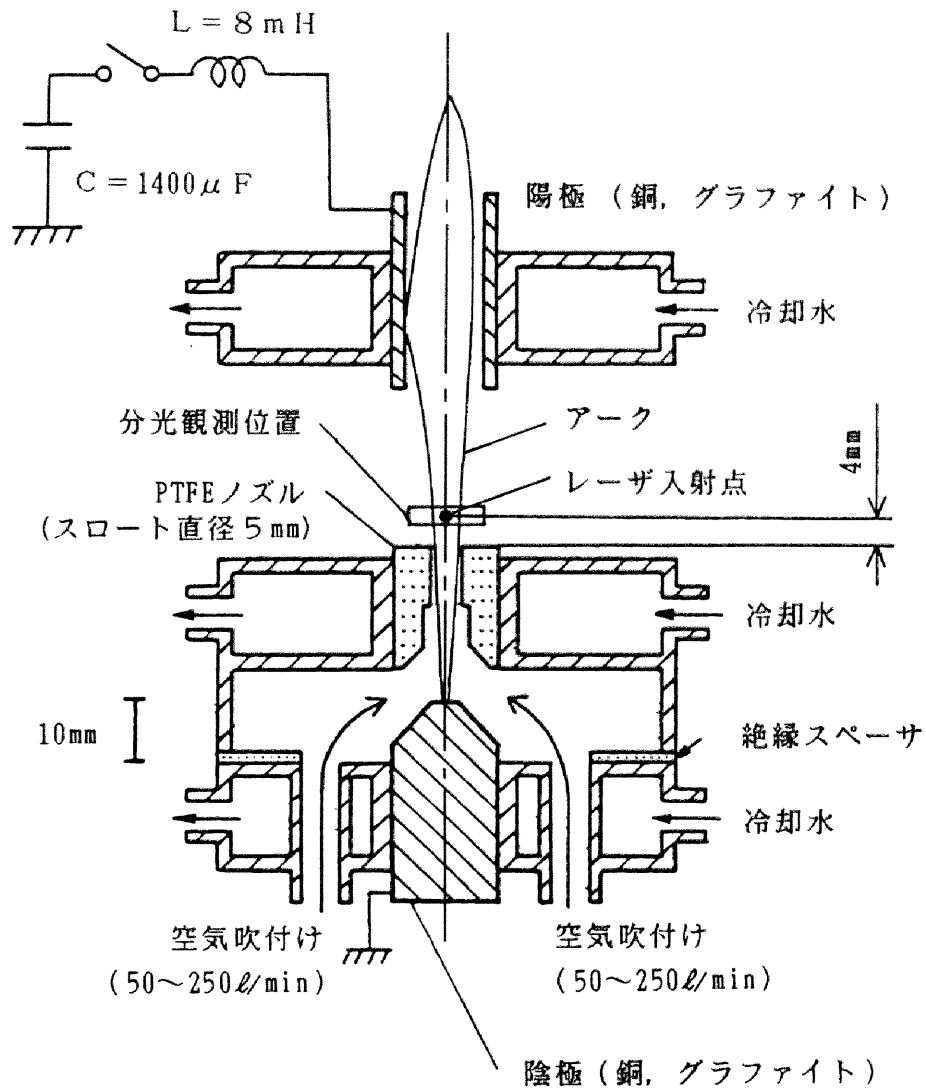


図2.1 小型空気吹付けアーク遮断装置

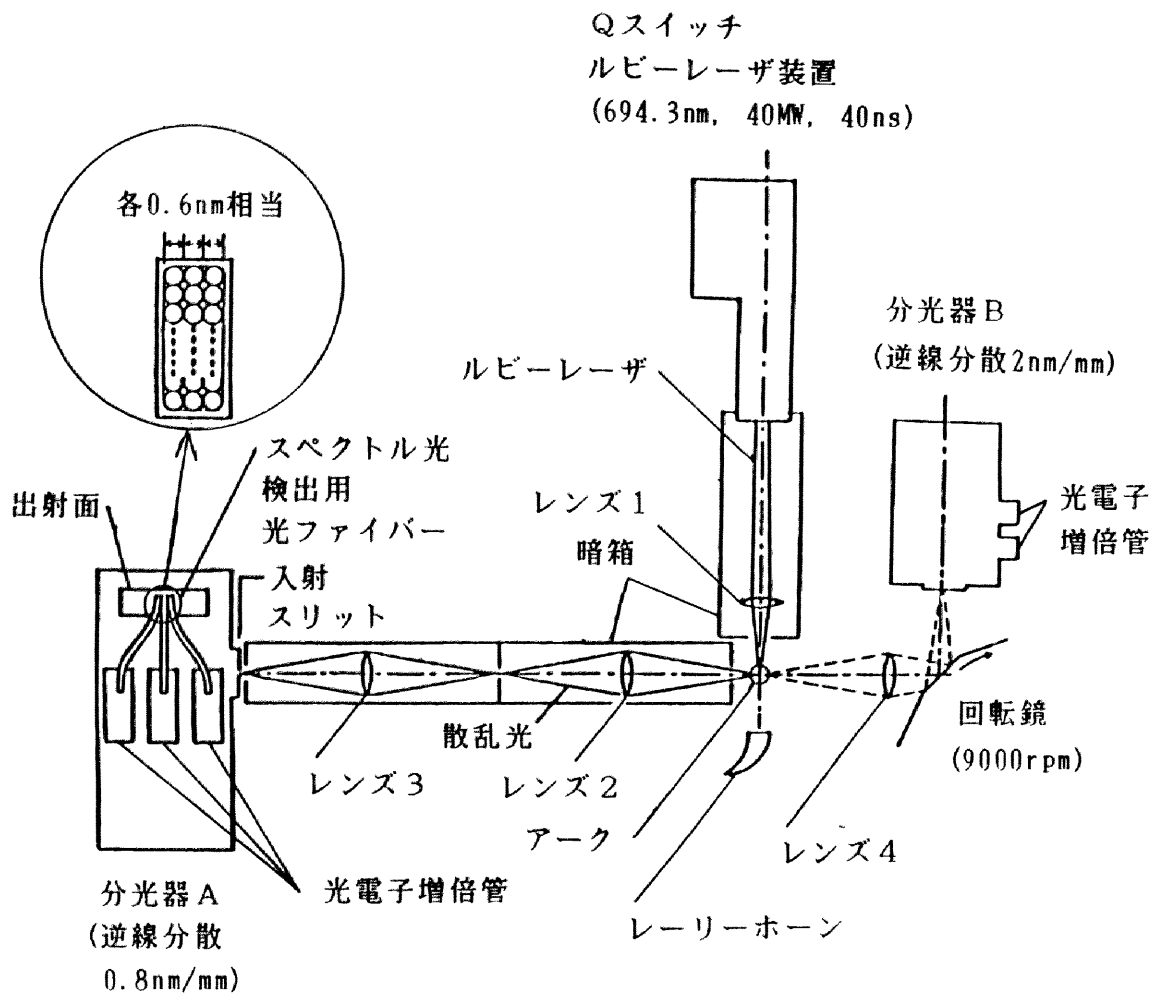


図2.2 トムソン散乱光およびアーク放射光の
観測用光学系配置(平面図)

密度を直接測定している⁽⁷⁾。ジャイアントパルス・レビレーザー光（波長694.3 nm, ピークパワー40MW, 継続時間幅40ns）をレンズ1によって直径約0.6mmに集束し、本図では垂直に配置されたノズルの下流側4mmの位置でアーク中心部に照射する。その照射方向に対して90度方向へのトムソン散乱光がレンズ2および3を通じて分光器A（逆線分散0.8nm/mm）の入射スリットに導かれる。分光器Aはトムソン散乱光を分光し、そのスペクトル分布を出射する。分光器Aの出射面においては波長換算で0.6nmごとの3波長の位置に光ファイバ束が備えられており、散乱光のスペクトル分布のうち3波長が光電子増倍管に伝送され同時に検出される⁽⁸⁾。

図2.3は、電流波高値1kA, 銅電極および吹付け流量100ℓ/minの実験条件において3波長同時観測系で検出された散乱光スペクトル分布の例である。図(a)～(d)においてそれぞれ3本の曲線が示されているのは、図2.2に示す光ファイバ群を波長方向にわずかずつスライドさせて観測された3例の結果である。図(a)～(d)の順で観測時刻が電流零点の時間に近づいていき、図(d)のときが電流零点におけるものである。散乱光スペクトルは、電子密度が高いほど入射レビレーザーの波長から離れた波長の位置に分布する。図2.3(a)(b)のように散乱光のスペクトル分布に側帯波ピークが現われる場合には、そのピークの波長の位置から電子密度を直接算定することができる⁽⁷⁾。逆に図2.3(c)(d)のように側帯波ピークが現われない場合には、観測された分布形状と理論的に導出された分布形状とを比較照合することによって電子密度を算定している⁽⁹⁾。（付録A参照）

レーザー散乱法においては、レーザー光の継続時間幅は40nsと極めて短いので、電流零点近傍における電子密度の減衰のような変化の速い現象を捉えるのに適している。さらに、アーク陽光柱の熱平衡の成立とは関係なく、散乱光のスペクトル分布から電子密度を算定できる⁽⁷⁾。

レーザー散乱法によって得られた電子密度をクロスチェックする意味でスペクト

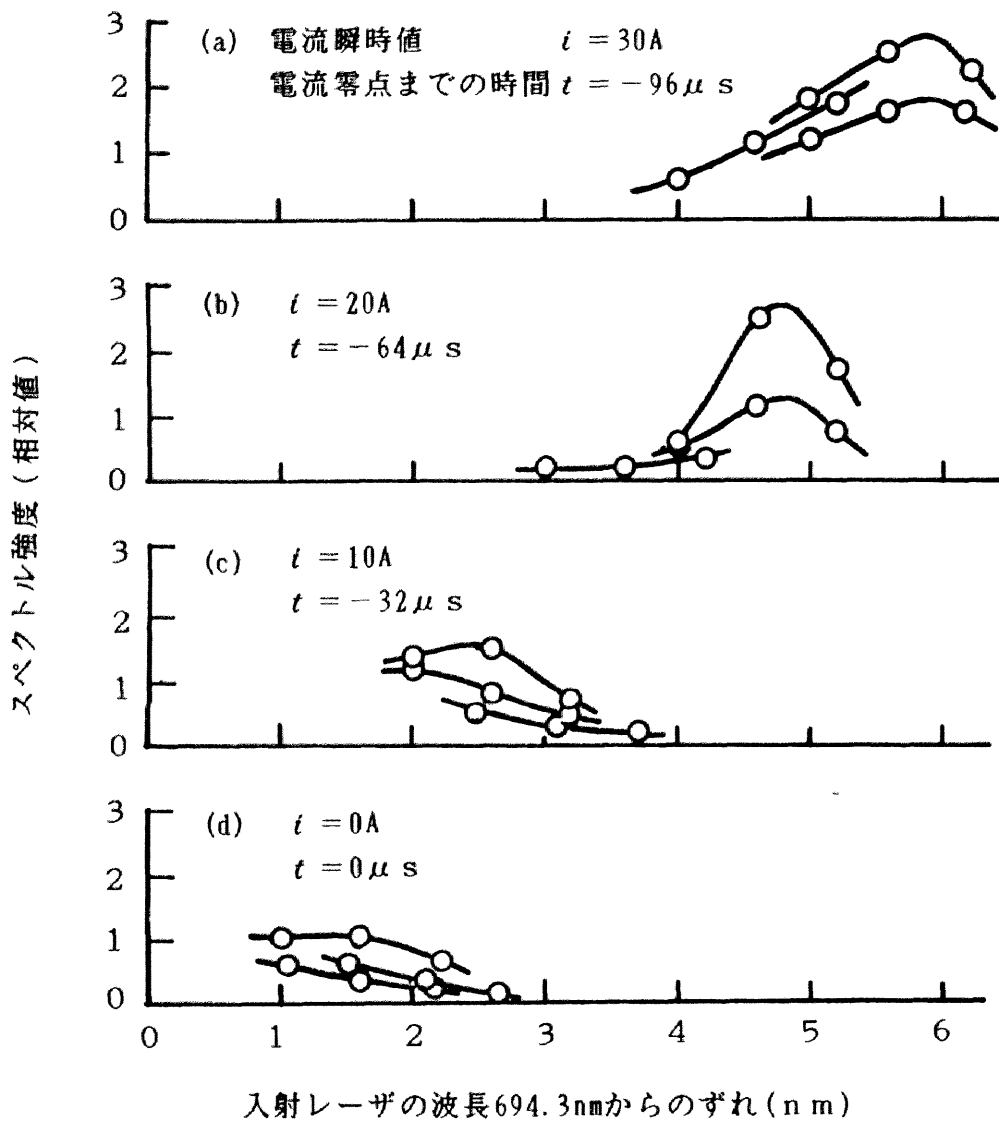


図2.3 電流零点近傍におけるトムソン散乱光の観測例
 (電流波高値1kA, 周波数48Hz,
 銅電極, 吹付け流量100ℓ/min)

ル強度からアーク温度を算定している。この場合にアークへの銅蒸気混入量も関係する。図2.2の分光器Bを中心とする光学系は、アーク温度と銅蒸気混入率とを算定するためのスペクトル観測用である。ノズル下流側4mmの位置から放射したアーク光はレンズ4で集光されると同時に、分光器Bの入射スリット面上で結像する。このアーク像は20枚の反射鏡を備えた高速度回転鏡(9000rpm)によって入射スリット面上で高速に移動するので、アーク陽光柱の径方向に掃引しながらアーク放射光が分光器Bに入射する。掃引時間は、例えば電流波高値1kAの場合の電流瞬時値30Aにおいては約20 μ s以下であり、アーク直径が電流ゼロに向かって細くなると掃引時間はさらに短くなる。分光器Bに入射したアーク光はスペクトルに分光され、そのうちN₂⁺分子イオンの帯頭スペクトル線(波長391nm)と銅原子のスペクトル線(波長402nm)との2本が同時に検出され、空気アークの温度と銅蒸気混入率とが算定される⁽¹⁰⁾⁽¹¹⁾。(付録B参照)

2.3 電流零点近傍における電子密度の低下状況

図2.4は電流波高値1kAの場合において、電流零点前の約90~0 μ sの期間で測定されたアーク中心部の電子密度の時間的推移を示している。同図の曲線近くに記された記号において、Gはグラファイト電極、Cuは銅電極を用いた場合を表わし、数字は空気吹付け流量(ℓ /min)を表わしている。たとえば、"G100"と記された曲線は、グラファイト電極を用い、空気を100 ℓ /minで吹付けたことを表わしている。

(1) 電極材料の影響: 電流零点前の約90 μ sにおける電子密度は、同一の吹付け流量において、銅電極の場合の方がグラファイト電極の場合より少し高い程度である。例えば、吹付け流量が100 ℓ /minのとき、電子密度は銅電極の場合約1.0

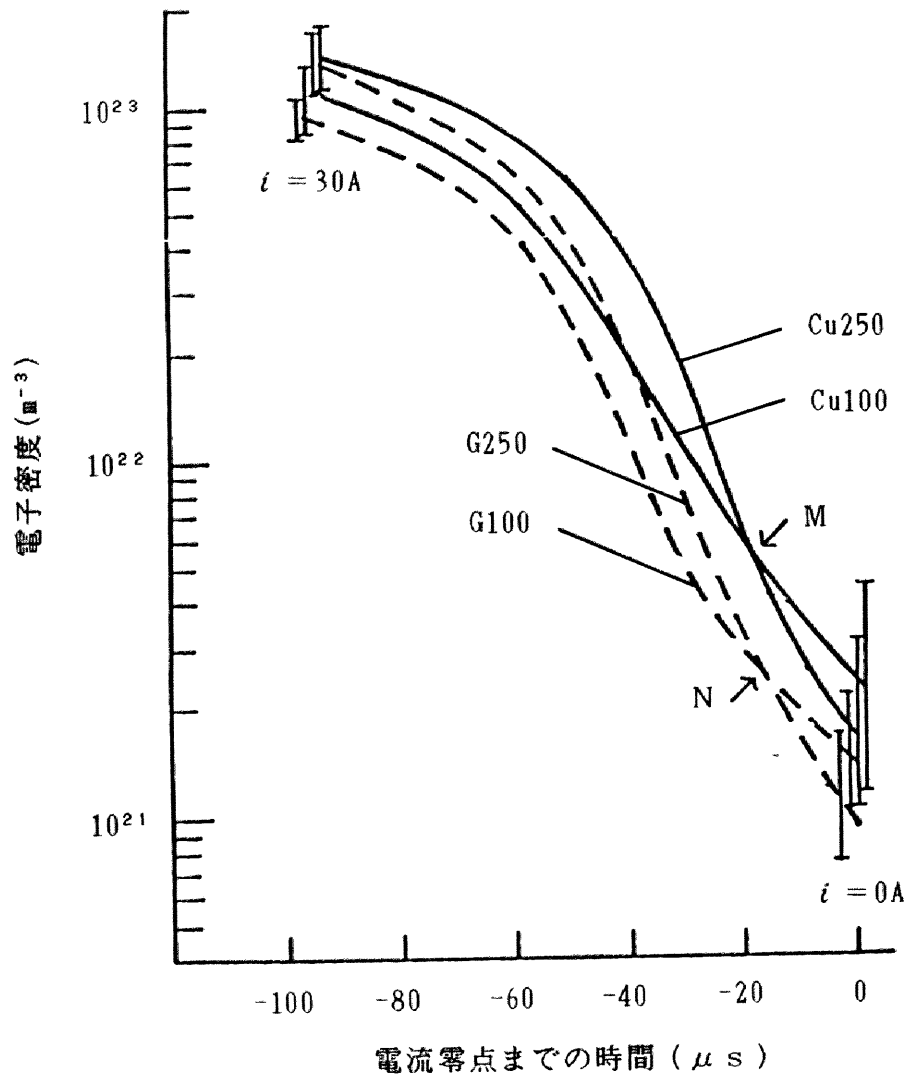


図2.4 電流波高値1kAの場合における
電流零点付近のアーク中心の電子密度

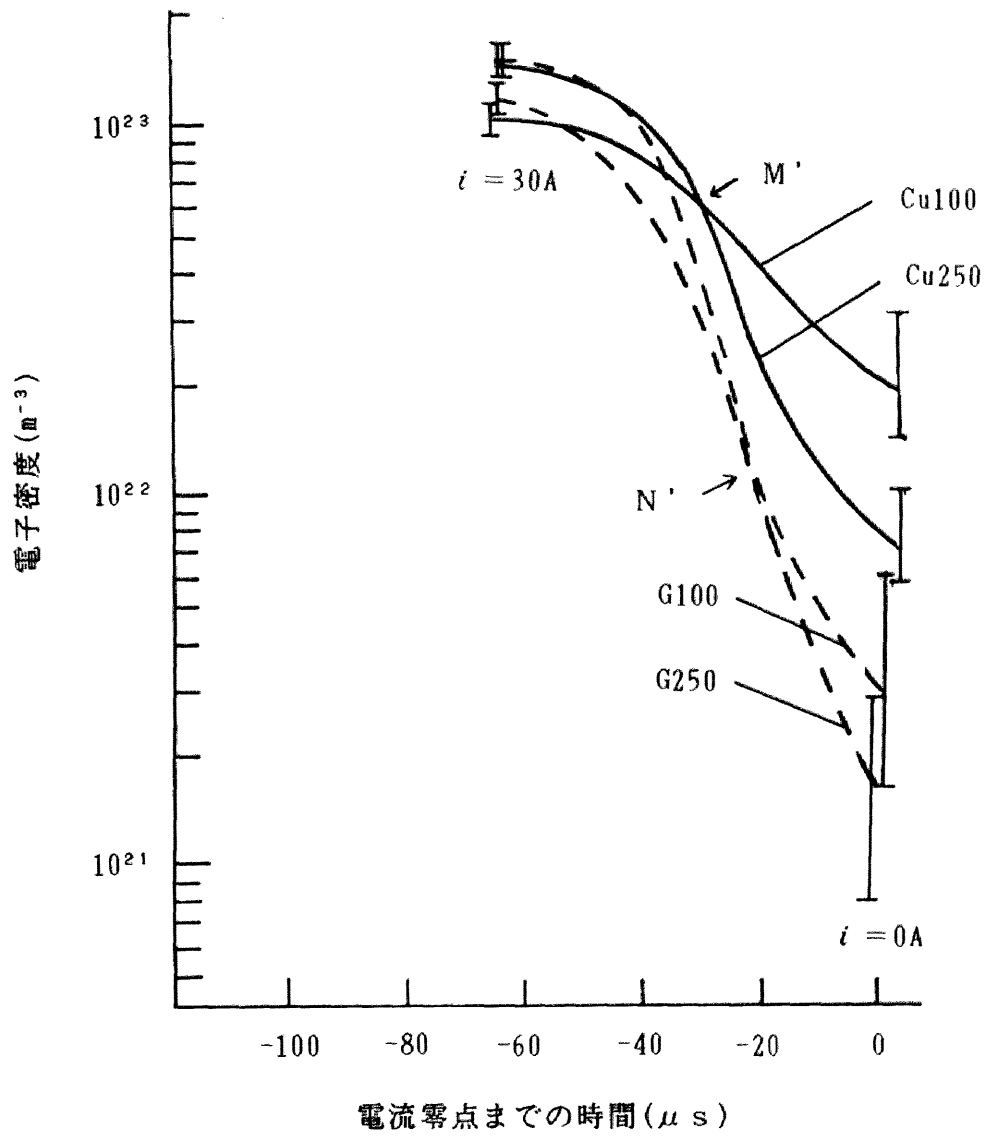


図2.5 電流波高値1.5kAの場合における
電流零点付近のアーク中心の電子密度

$\times 10^{23} \text{ m}^{-3}$, グラファイト電極の場合約 $0.9 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$ である. この電子密度は, 熱平衡の状態にある 0.1 MPa の高温空気において理論的に得られた電子密度の最大値 $1.6 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$ に近くなっている. 交流電流の瞬時値が小さくなるにつれて, 電子密度は急激に減少するとともに, 電極材料による電子密度の違いも現れはじめる. 電流零点前の約 $30 \sim 0 \mu\text{s}$ においては, どちらの吹付け流量の場合も, 銅電極の場合の電子密度はグラファイト電極の場合の約 2 倍もの高い値になっている. 例えば, 電流零点においては, 吹付け流量 100 l/min のとき, 電子密度はグラファイト電極の場合約 $1.4 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$ であるのに対し, 銅電極の場合約 $2.6 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$ である.

(2) 吹付け流量の影響: 吹付け流量 100 l/min の場合と 250 l/min の場合とを表わす曲線は, 銅電極のとき M 点で, グラファイト電極のとき N 点で交わっている. 同一の電極材料において, 電流零点前の約 $20 \mu\text{s}$ までは吹付け流量 250 l/min の場合の電子密度は 100 l/min の場合より高い. しかし, 電流零点直前における電子密度の減衰の速さは, 吹付け流量 250 l/min の場合の方が 100 l/min の場合より速く, 交点以後の時間においては電子密度の高低関係が逆転する. 例えば, グラファイト電極の場合においては, 電流零点の電子密度は吹付け流量 100 l/min のとき約 $1.4 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$ であるのに対し, 吹付け流量 250 l/min のとき約 $0.9 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$ で約 60% に低下する.

図 2.5 は, 電流波高値 1.5 kA の場合について, アーク中心部における電子密度の時間的推移を示している.

(1) 電極材料の影響: 電流波高値 1 kA の場合と比較して, ここで着目すべき点の一つは, 銅電極の場合の電子密度の減衰の速さは, 特に吹付け流量 100 l/min においてグラファイト電極の場合よりかなり遅いことである. このため, 銅電極の場合の電流零点の電子密度はかなり高くなり, グラファイト電極の場合の 5~6 倍にもなる.

(2) 吹付け流量の影響：電子密度の減衰過程に及ぼす吹付け流量の影響については、電流波高値 1 k A の場合と同様な傾向がみられる。すなわち、吹付け流量 100 ℓ/min の場合と 250 ℓ/min の場合とを表わす曲線は、銅電極の場合 M' 点で、グラファイト電極の場合 N' 点で交点を有している。電流零点における電子密度は、どちらの電極材料の場合においても、吹付け流量が 100 ℓ/min から 250 ℓ/min に大きくなると約 40% にまで低下する。

2. 4 検討

2. 4. 1 吹付け流量の差異による電子密度の減衰過程の違い

アークからのエネルギー損失としては、気体の吹付けがない場合には、主に熱伝導と放射とがある。気体をノズルを通じてアークの軸方向に吹き付けると、それらの損失に対流損失が加わる。しかも、吹付け流量を大きくすれば、対流損失は他の損失よりかなり大きくなり、これに伴ってアークのエネルギー損失全体も非常に増大し、アークの導電性がかなり低下する。実際にも、吹付けのない場合に比べて大きな交流電流をアーク遮断できるようになる。こういった意味で、実規模の電力用遮断器においては、空気あるいは SF₆ ガスを吹付けるタイプのものが多くなってきている。そこで、本章では、電極材料だけでなく、吹付け流量の差異による電子密度の減衰過程の違いについても、レーザ散乱法による測定を通じて検討した。その結果、電流零点前の約 100 ~ 約 20 μs までの期間においては、吹付け流量が大きいほどアーク中心の電子密度は高いが、その後電流零点に近づくと、電子密度の高低関係が逆転し、逆に吹付け流量が大きいほどアーク中心の電子密度は低くなることがわかった。

このような吹付け流量による電子密度の減衰過程の違いを、本節では、N₂⁺分

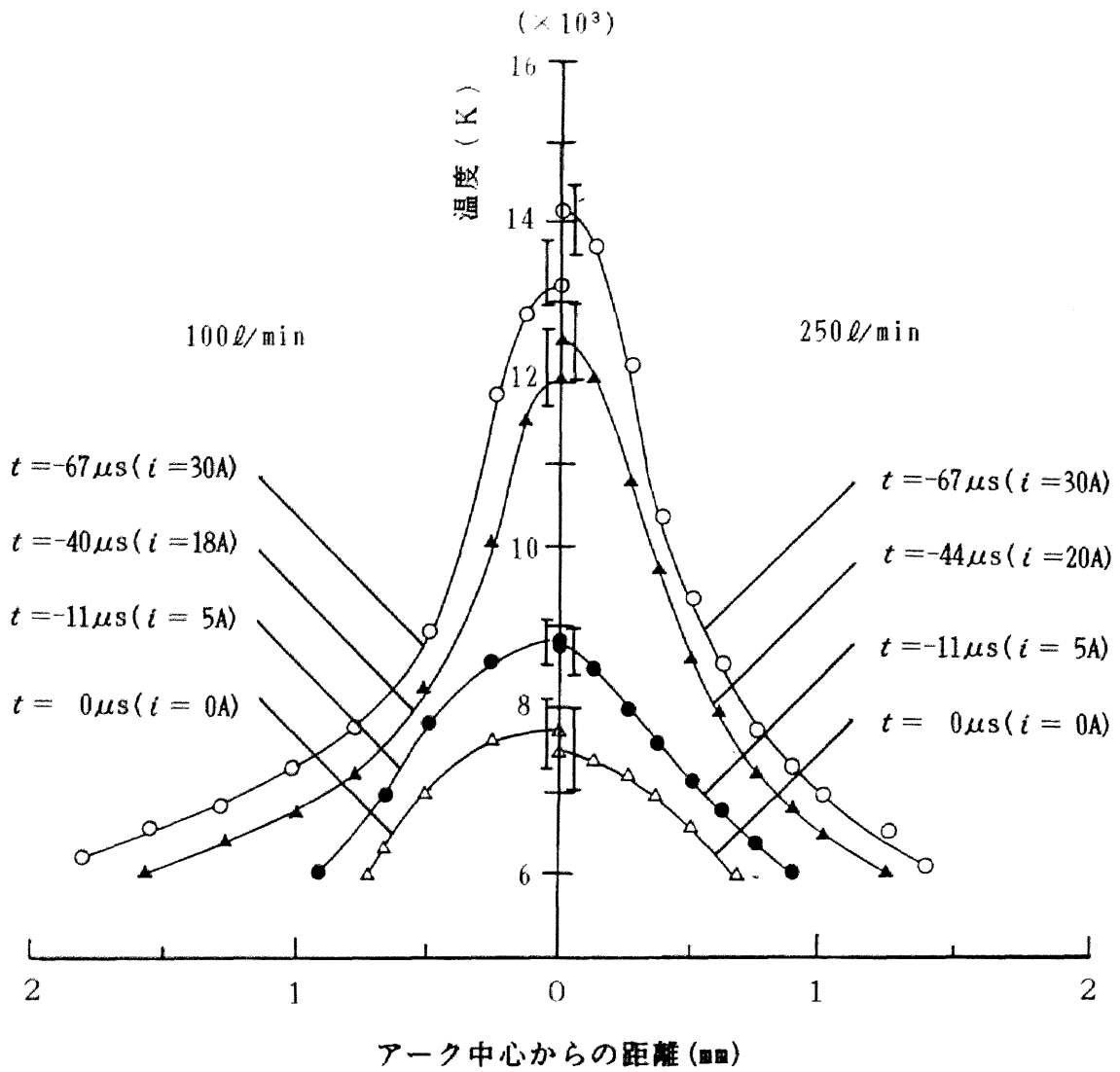


図2.6 電流零点近傍におけるアーク温度分布の時間的推移
(電流波高値1.5kA, グラファイト電極)

子イオンの帯頭回転スペクトル線19本の一括測定から算定されたアーク温度分布の時間的推移の面から検討してみる。ここで、高温空気における電子密度と温度との関係は、付録Aの図A.1のように理論的に導かれており、圧力一定の条件下で、約16,000K以下の温度領域においては、温度の上昇とともに電子密度は急激に高くなり、16,000K以上になると飽和傾向となることがわかっている。

図2.6の温度分布は、電流波高値1.5kA、グラファイト電極の場合について、縦軸より右側には吹付け流量250ℓ/minの場合、左側には同100ℓ/minの場合を、電流零点前の時刻をパラメータにとって示している。この図は、非常に多数回の観測から平均値をプロットしたもので、平均的にみれば温度分布は対称的である。図中の" I " 記号は、アーク中心の温度のばらつきを示している。電流零点前の約40μsまでの時間においては、250ℓ/minの場合は100ℓ/minの場合に比べて、アーク中心軸上の温度は高くなっている。このことは、図2.5のN'点より前の時間においてアーク中心の電子密度は吹付け流量の大きい方が高いことを示唆するものである。ここで、温度6,000K以上の導電性領域の直径は、吹付け流量100ℓ/minの場合に比べて、同250ℓ/minの場合のほうが小さく、導電性領域が狭くなっている。したがって、電流瞬時値が同一の時点においては、吹付け流量の増大に伴って、電流はアーク中心部に集中して流れるようになる。このため、アーク中心部付近に注入されるエネルギーが大きくなり、そこでの温度が上昇するようになると思われる。

さらに時間が経過し、電流が零点に近づくと、アーク中心軸温度は、逆に、吹付け流量250ℓ/minの場合の方が100ℓ/minの場合よりも低くなる。このことは、アーク中心軸上の温度の低下の速さは、吹付け流量が大きいほど速くなることを示している。したがって、レーザ散乱法によって測定された電子密度の減衰過程は、スペクトル観測によって算定された温度分布の低下過程と良い対応を有していると言える。

Frindは、過渡アークにおけるアーク時定数はアークの導電領域の断面積に比例すると述べている⁽¹²⁾。図2.6の電流零点前の40 μ sまでの期間においては、吹付け流量250 ℓ /minの場合、100 ℓ /minの場合に比べて、温度6000K以上の導電領域の直径は小さくなっている。したがって、吹付け流量が大きくなると導電領域が狭くなるため、Frindの結果によればアーク時定数は小さくなり、電子密度や温度は急速に低下すると説明できる。

2. 4. 2 電流零点における電子密度

表2.1は、レーザ散乱法によって測定された電子密度 n_e 、そして N_2^+ 分子イオンとCu原子のスペクトル線との同時観測から算定されたアーク中心温度 T_o 、および銅蒸気混入率 X_{Cu} を、特に電流零点についてまとめて示したものである。電流波高値1kA、吹付け流量100 ℓ /minの条件においては、銅電極の場合銅蒸気がアーク中に0.4%混入するとは言えるものの、アーク中心温度はグラファイト電極の

表2.1 電流零点におけるアーク中心の電子密度 n_e 、温度 T_o および銅蒸気混入率 X_{Cu}

電流波高値				1 k A		1. 5 k A	
電極材料				グラファイト	銅	グラファイト	銅
100 ℓ /min	レーザ散乱法	$n_e(m^{-3})$		1.4×10^{21}	2.6×10^{21}	3.5×10^{21}	$20. \times 10^{21}$
	分光法	$T_o(K)$		7000	7100	7800	8800
		$X_{Cu}(\%)$		—	0.4	—	1.5
		$n_e(m^{-3})$		0.7×10^{21}	2.8×10^{21}	1.9×10^{21}	$14. \times 10^{21}$
250 ℓ /min	レーザ散乱法	$n_e(m^{-3})$		0.9×10^{21}	1.6×10^{21}	1.5×10^{21}	8.0×10^{21}
	分光法	$T_o(K)$		6800	7000	7500	8000
		$X_{Cu}(\%)$		—	0.2	—	0.75
		$n_e(m^{-3})$		0.5×10^{21}	1.7×10^{21}	1.3×10^{21}	6.8×10^{21}

場合約7000K，銅電極の場合約7100Kであって，電極材料によるアーク中心温度の違いはほとんど見られない。しかし，電子密度は電極材料によって異なっており，グラファイト電極の場合約 $1.4 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$ ，銅電極の場合約 $2.6 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$ である。

そこで，アーク温度，銅蒸気混入率および電子密度の関係を理論的に求めてみた。高温空気における電子，ならびに分子，原子とイオンとの数密度は，解離と電離反応のSahaの方程式，電荷中性方程式，およびDaltonの分圧方程式との連立方程式を解くことによって理論的に計算できる⁽⁶⁾。図2.7は，銅蒸気混入率をパラメータにとって，0.1MPaの高温空気中における電子密度の温度依存性を示している。銅蒸気混入率は，電子を除く全粒子の数密度の総和に対する銅原子と銅イオンとの数密度の和の割合である。本論文における測定位置は，図2.1に示したようにノズル出口から4mm離れた位置であるので，そこでの圧力はほぼ0.1MPaであると考えられる。

表2.1のスペクトル観測による結果から，電流波高値1kA，空気吹付け流量100ℓ/minのとき，銅電極の場合のアーク中心温度約7100K，銅蒸気混入率約0.4%という条件では，図2.7を介して算定される電子密度は約 $2.8 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$ であって，この値はトムソン散乱から得られた電子密度の約 $2.6 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$ とほぼ一致する。電流波高値1kAのときの吹付け流量250ℓ/minの場合においても，温度と銅蒸気混入率とから図2.7を介して算出された電子密度は，トムソン散乱から算定された電子密度とほぼ一致する。したがって，電流波高値1kAで同一の吹付け流量のとき，銅電極の場合の電子密度が，グラファイト電極の場合より高いのは，おもに銅蒸気混入のためであると言える。

表2.1における電流波高値1.5kAのときについては，銅電極の場合の電子密度は非常に高く，例えば100ℓ/minの場合，約 $20 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$ である。これはグラファイト電極の場合の約6倍であって，これは銅蒸気混入率が約1.5%，アーク温度

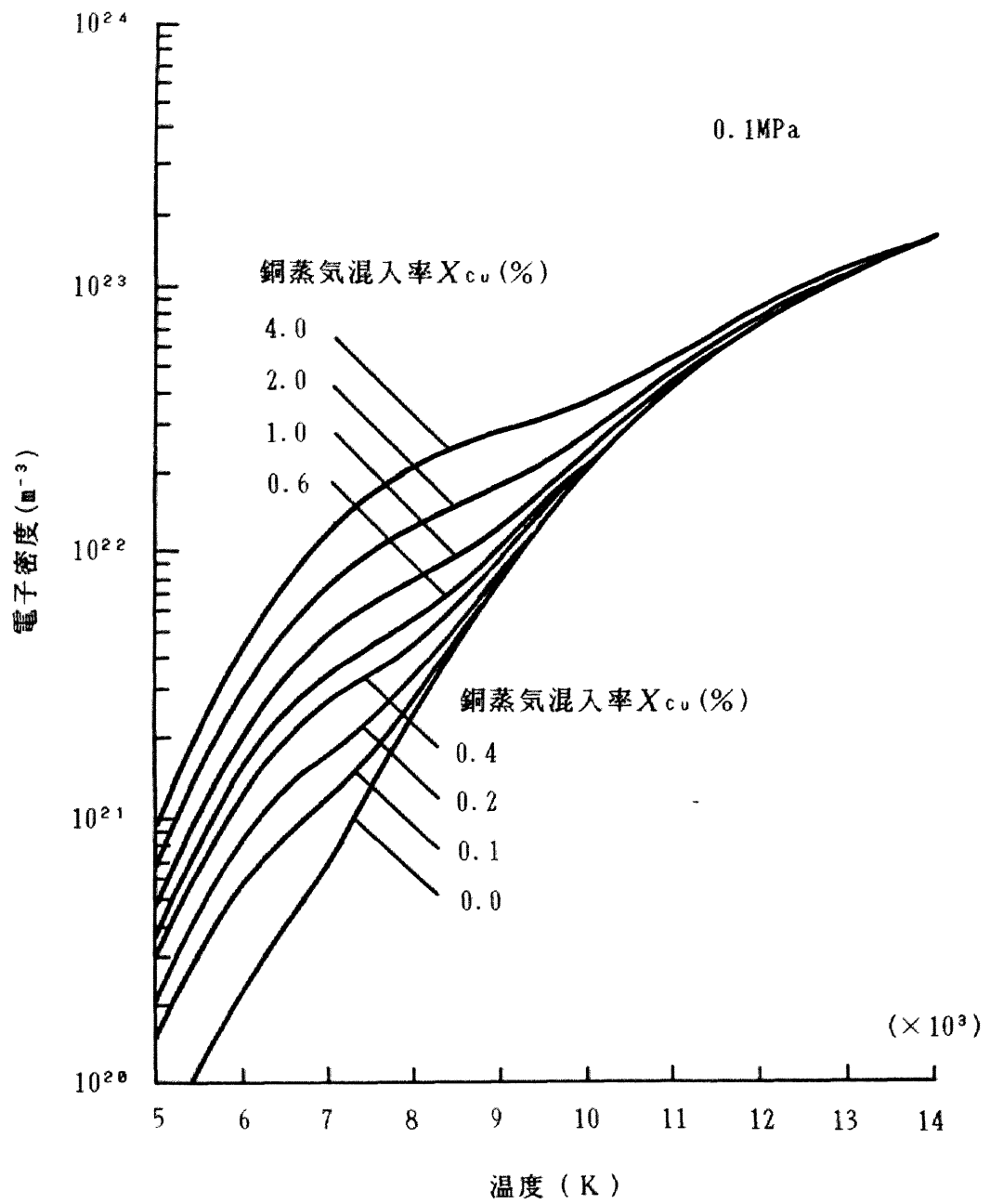


図2.7 銅蒸気混入率をパラメータにとった
高温空気における電子密度の温度依存性

が約8800Kにそれぞれ大きくなっているためである。

空気吹付けの影響に関しては、吹付け流量が大きくなると、アークエネルギーを高い割合で奪うため、電流零点におけるアーク温度を低下させるし、銅蒸気混入率も減少させる。例えば電流波高値1.5kAの銅電極の場合において、吹付け流量が100から250ℓ/minに増えると、アーク温度は7800Kから7500Kに低下し、銅蒸気混入率は1.5%から0.75%に減少する。

2. 5 結論

電流零点近傍におけるアークを、その内部状態に立ち入って実験的に検討することは、アーク遮断過程の解明への重要なアプローチであると考えられる。そこで、本章では、空気吹付け交流アークを取り上げ、ノズル出口下流側4mmのアーク中心における電流零点近傍の電子密度の時間的推移を、電極材料と空気吹付け流量とを変化させ、トムソン散乱によるスペクトル分布の解析から算定した。さらに、 N_2^+ 分子イオンスペクトル線とCu原子スペクトル線との分光観測から、アーク温度と銅蒸気混入率とを算出し、この面からも検討を加え、以下の結果を得た。

(1) 電極材料の影響：銅電極の場合、アーク中心の電子密度はグラファイト電極の場合に比べて高くなる。特に電流零点前の約30~0 μ sにおいて、電子密度の違いははっきりしてくる。例えば、電流波高値1kA、吹付け流量100ℓ/minのとき、電流零点における電子密度は、銅電極の場合約 $2.6 \times 10^{21} m^{-3}$ であって、グラファイト電極の場合の約2倍である。しかし、この実験条件におけるアーク中心の温度はどちらの電極材料においてもおよそ7000Kで、ほぼ等しい。銅電極の場合において電子密度が増大するのは、銅蒸気が0.4%混入するためである。

銅電極の場合における電子密度の増大は、電流波高値が1.5kAと大きくなると、さらに顕著になる。例えば、吹付け流量100ℓ/minのとき銅電極の場合の電子密度は約 $20 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$ 、グラファイト電極の場合の電子密度 $3.5 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$ に比べて約6倍に増大する。この場合は銅蒸気の混入と温度の上昇とが電子密度の増大をもたらしている。

(2) 吹付け流量の影響：電流零点前の約100～約20 μs においては、同一の電極を用いたとき、吹付け流量250ℓ/minの場合の電子密度は、100ℓ/minの場合より少し高い。ところが、電流がゼロに近づき電子密度が減少するにつれて、吹付け流量による電子密度の高低関係は逆転し、電流零点前の約20～0 μs においては吹付け流量250ℓ/minの場合の電子密度の方が低くなる。例えば、電流波高値1kAでグラファイト電極のとき、電流零点における電子密度は100ℓ/minの場合 $1.4 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$ であるのに対し、250ℓ/minの場合 $0.9 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$ である。さらに、分光学的な観測から、吹付け流量が大きくなると、電流零点におけるアーク中心温度も低下するし、銅電極を用いた場合には銅蒸気混入率も小さくなることも示された。

本章での観測から、アーク遮断に対する空気吹付けの効果は、電流零点までの約40 μs 以内の期間に顕著となり、吹付け流量が大きい程電子密度を急激に低下させることがわかった。さらには、電極材料の金属原子の電離電圧が、消弧ガス系の原子の電離電圧と比べて低い場合、このような金属原子がアーク中に混入すると、アーク中の電子密度は混入なしのときより高くなる。しかしながら、金属原子の混入率は、吹付け流量の増大につれて低下することも示された。

第 2 章の文献

- (1) K. Ibuki, T. Yoshizumi, T. Yonezawa, S. Sakuma and H. Kuwamura: "An Arc Model Used in Analysis of Interruption Test of GCBs", 9th Int. Conf. on Gas Discharge and Their Applications pp.87-90 (1988)
- (2) W. Widl, P. Kirchesch and W. Egli: "Use of Integral Arc Models in Circuit Breaker Testing and Development", IEEE Trans. Power Delivery, Vol. 3, No. 4 pp. 1685-1691 (1988)
- (3) T. Matsumura, W. T. Oppenlander, C. A. Schmidt-Harms and A. D. Stokes: "Prediction of Circuit-Breaker Performance Based on a Refined Cybernetic Model", IEEE Trans. Plasma Sci., Vol. PS-14 pp. 435-443 (1986)
- (4) L. S. Frost: "Dynamic Arc Analysis of Short-Line Fault Tests for Accurate Circuit Breaker Performance Specification", IEEE Trans. Power Apparatus Syst. Vol. PAS-97, pp. 478-484 (1978)
- (5) A. D. Stokes, S. Manganaro, E. Colombo and E. Mantovani: "Circuit Interruption Prediction Using a Current Dependent Arc Model", Int. Conf. on Large High Voltage Electric Systems, Proc. of the 30th Sessions, Vol. 1, pp. 13.08.1-13.08.8 (1984)
- (6) 作田・鬼頭・宮地: 「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, Vol. 98, No. 4 pp. 209-214 (昭 53)
- (7) Y. Kito, T. Sakuta and A. Kamiya: "Thomson Scattering of Laser Light from a High Pressure Air Arc Discharge and Its Application to Electron Density Measurement", J. Phys. D (Appl. Phys.) Vol. 17 pp. 2283-2290 (1984)

- (8) 作田・黒野・鬼頭：「高気圧アークからのレーザ散乱光スペクトル分布形状と電子密度簡易測定への応用」, 電気学会論文誌A, Vol.105, No.5, pp.276-282 (昭60)
- (9) W. L. Holtgreven : "Plasma Diagnostics ", p.567(1968) Amsterdam, North-Holland
- (10) T. Sakuta, Y. Kito and I. Miyachi: " Estimation of High Temperature in Air Arc by Integrated Measurement of Emission Coefficients in Concentrated Band Spectrum Radiated from N_2^+ Molecules", IEEE Trans. Plasma Science, PS-8, pp.29-32(1980)
- (11) T. Sakuta, Y. Kito and I. Miyachi: "Practical Evaluation of Copper Vapor Concentration in High Current Air Arcs", 6th Int. Conf. on Gas Discharges and Their Applications, pp.239-242(1980)
- (12) G. Frind: "Time Constants of Flat Arcs Cooled by Thermal Conduction", IEEE Trans. Power Apparatus Syst. Vol. PAS-84, pp.1125-1131(1965)

第3章 電流零点における電子密度 からみたアーク遮断性能の評価

3. 1 まえがき

電力用交流遮断器は、電極間に発生するアークを遮断すべき電流の零点で消弧させている。その遮断の成否は、従来はアーク時定数、ガス圧力およびアーク温度などの過渡推移の面から検討されてきた^{(1)~(4)}。それにもかかわらず、アーク遮断成否に密接に関係する物理量については、いまだ十分に明らかにされていない。筆者は、遮断の成否は電極間に存在する電子の数密度（以下、電子密度）の低下状況に関係すると考えている。第2章では、空気吹付けアーク遮断装置において、空気吹付け流量と電極材料とを変化させながら、ルビーレーザー光の集束照射によって生じたトムソン散乱光のスペクトル分布解析から、電流零点近傍におけるアーク中心の電子密度の時間的推移を実測した⁽⁵⁾。本章では、遮断現象へのアプローチの一つとして、基礎的な観点に立って、空気吹付けアーク遮断装置において電子密度を測定しながら、各実験条件について約100回の遮断実験を実施してアーク遮断成功率を算出し、電子密度と遮断成功率との関係について実験的に調べた。その結果、空気吹付け流量や電極材料が変化すると、電子密度が変わるとともに遮断成功率も変化し、ここで得られた遮断成功率は電流零点の電子密度の高低と密接な関係にあることを見いだした^{(6) (7)}。ここでのアーク遮断装置は小規模のモデルであっても、研究室レベルで制約を受けることなく極めて多数回の遮断実験を反復実施でき、実規模遮断器の試験においては得られ難い確率的考察ができています。

ここで得られた関係が他のアーク遮断装置においても成り立つかについて検討するために、まずはじめに、空気吹付けアーク遮断装置のノズル孔の流路形状を変更し、レーザ散乱法による電子密度測定とアーク遮断実験とを実施した。また、2枚のPTFE板で構成した厚さ数ミリメートルの間隙から成る単純な消弧室や、その間隙に平板状ノズルをつけ空気の吹付けを加えた消弧室においても、アーク遮断の実験が行われている。ここでは、周波数70GHzのマイクロ波を消弧室の一部に照射し、アークを通過した後のマイクロ波の透過量から電子密度を算定している。筆者はこの実験データを整理し、ここでのすべてのアーク装置において、また、どちらの電子密度測定方法の場合でも、アーク遮断成功率はそれぞれの装置ごとに定まる電流零点の電子密度に強く依存していることを実験的に立証した⁽⁶⁾⁽⁷⁾。

本章では、上記三つのアーク遮断装置における実験結果を、アーク遮断能力の電子密度に対する依存性という観点からとりまとめ、電子密度に着目すれば遮断限界をどの程度越えているか相対的に評価することができることを示す。

3. 2 各種アーク遮断装置における電子密度測定および遮断実験

表3.1は、本章で取り上げたアーク遮断装置の概要、電子密度測定方法および遮断実験条件をまとめて示している。アーク遮断装置は、全部で3種類であり、それぞれの装置において遮断能力を人為的に変えて、アーク中の電子密度を測定するとともに、遮断実験を実施して遮断成功率を算出している。以下は、それぞれのアーク遮断装置の特徴とそれぞれの実験条件とについて示している。

3. 2. 1 空気吹付けアーク遮断装置

表3.1 アーク遮断装置，電子密度測定法および遮断実験条件

アーク 遮断装置	①空気吹付けアーク 遮断装置(図3.1)		②PTFE細隙 平板状消弧室 (図3.3)	③空気吹付け 平板状消弧室 (図3.4)
	ノズルA(図3.2)	ノズルB(図3.2)		
アーク 遮断能力 の変化	空気吹付け流量 (50~250ℓ/min)	空気吹付け流量 (100~200ℓ/min)		空気吹付け流量 (120~200ℓ/min)
	電極材料 (Cu, G)	電極材料 (Cu)	細隙間隔 (2, 3, 4, 6mm)	細隙間隔 (3, 4, 5mm)
電子密度 測定法 (測定可能 範囲)	レーザ散乱法 (10^{20}m^{-3} 以上)		マイクロ波70GHz透過法 ($10^{19}\sim 10^{20}\text{m}^{-3}$)	
電子密度 測定位置	ノズル出口下流4mm, アーク中心の 直径約0.6mm内		電極間の中央, 直径約20mm内の 平均的な値	ノズルスロート, 直径約7mm内の 平均的な値
遮断条件 (電流 波高値, 周波数)	$di/dt=0.3\text{A}/\mu\text{s}$ $dv/dt=0.26\text{kV}/\mu\text{s}$ (1,000A, 48Hz)	$di/dt=0.3\text{A}/\mu\text{s}$ $dv/dt=0.13\text{kV}/\mu\text{s}$ (1,000A, 48Hz)	$di/dt=0.11\text{A}/\mu\text{s}$ $dv/dt=0.03\text{kV}/\mu\text{s}$ (350A, 50Hz)	$di/dt=0.22\text{A}/\mu\text{s}$ $dv/dt=0.24\text{kV}/\mu\text{s}$ (800A, 50Hz)
	$di/dt=0.45\text{A}/\mu\text{s}$ $dv/dt=0.39\text{kV}/\mu\text{s}$ (1,500A, 48Hz)		$di/dt=0.15\text{A}/\mu\text{s}$ $dv/dt=0.04\text{kV}/\mu\text{s}$ (475A, 50Hz)	$di/dt=0.28\text{A}/\mu\text{s}$ $dv/dt=0.30\text{kV}/\mu\text{s}$ (1000A, 50Hz)
遮断試験 回数	それぞれ約100回	それぞれ約100回	それぞれ約100回	それぞれ約50回

(a) 装置の構造

図3. 1は、表3. 1に示す①空気吹付けアーク遮断装置の断面図を示しており、第2章の実験に用いたものと同一である。空気吹付け流量は50～250ℓ/minの範囲で調整でき、第2章で明らかにしたように、同一の電極材料を用いた場合、吹付け流量が大きくなるほど、電流零点における電子密度は低くなる。電極材料は、銅とグラファイトとの2種類用いている。グラファイト電極の場合、電極の溶発がほとんどなく、アークはほぼ空気中に点弧しているとみなせる。ところが、銅電極の場合、電極材料が蒸発して、銅原子がアークに混入する。銅原子の電離電圧は7.7Vで、酸素原子および窒素原子の電離電圧（それぞれ13.6V、14.5V）より低いので、たとえ同一のガス温度であってもグラファイト電極の場合と比べてアーク内部の電子密度が増大する^(*)。このように空気吹付け流量と電極材料とが変わることによって、電流零点付近の電子密度が変わり、遮断成功率も変化する。すなわち、このアーク装置の遮断能力が変化していることになる。

ノズルはPTFE製で、図3. 2はこの装置に用いた2種類のノズル形状を示している。ノズルAとノズルBとにおいては、流路形状が全く異なっている。ノズルAは、第2章の電子密度測定の実験に用いたもので、電子密度とアーク遮断成功率との間に密接な関係があることを見いだしたときのものである。一方、ノズルBは、この関係が他のノズル形状の場合でも成り立つことを確認するために採用したもので、ノズルAに比べてノズルの最細部であるスロートの長さが短くなっており、オリフィス型と呼ばれる形状に近くなっている。ここで、ノズルAとBとにおいて、スロート長さを比較してみると、ノズルAの方がノズルBの方より約2倍長い。このため、ノズルAの場合では、吹付けの空気がスロート中心軸とほぼ平行に流れている領域が長く、これに対して、ノズルBでは、短距離ではあるが、オリフィス部で空気流が強く収縮するという相違点がある。

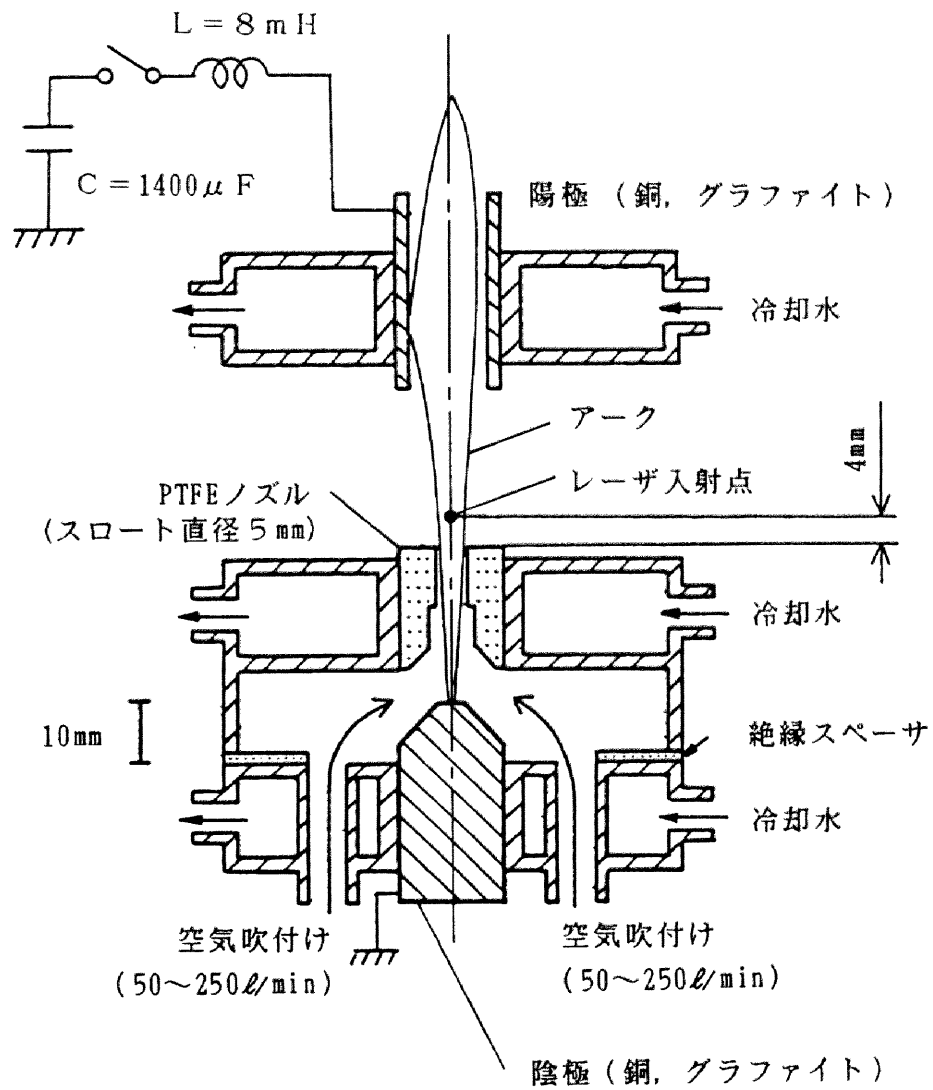
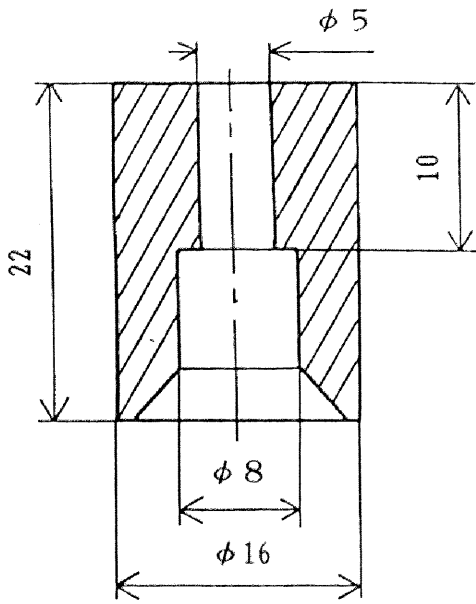
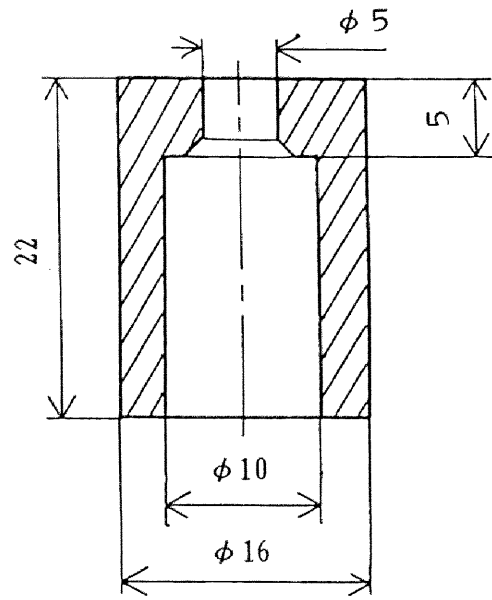


図3.1 小型空気吹付けアーク遮断装置



ノズルA



ノズルB
(オリフィス型)

単位 mm

図3.2 ノズルAおよびBの流路形状(縦断面)

(b) 遮断実験

アーク電流は、LC共振回路($L=8\text{ mH}$, $C=1400\text{ }\mu\text{F}$)によって発生しており、周波数48Hzの交流正弦波電流を得ている。コンデンサの充電電圧を高く設定すると、これに比例して電流波高値が大きくなる。さらには、電流零点付近における電流変化率 di/dt と、電流零点直後の過渡回復電圧上昇率 dv/dt とも大きくなり、遮断の成功が難しくなる。ノズルAを用いた場合の遮断実験では、コンデンサの充電電圧2.6kVもしくは3.9kVで、電流波高値1000Aもしくは1500Aとしている。電流波高値1000Aの場合 $di/dt=0.3\text{ A}/\mu\text{s}$, $dv/dt=0.26\text{ kV}/\mu\text{s}$ であり、電流波高値1500Aの場合 $di/dt=0.45\text{ A}/\mu\text{s}$, $dv/dt=0.39\text{ kV}/\mu\text{s}$ となる。ノズルBの場合においては、電流波高値を1000Aに設定し、 $di/dt=0.3\text{ A}/\mu\text{s}$ としているが、抵抗およびコンデンサからなる dv/dt 調整用の直列ダンピング回路⁽⁹⁾を電極間に並列に接続し、 $dv/dt=0.13\text{ kV}/\mu\text{s}$ と低く設定している。どの遮断条件も、ノズルAとBとの両方の場合において、本アーク装置の遮断限界を越えている。すなわちどの遮断条件においても遮断成功率は100%より小さく、同一の実験条件において遮断が成功したり失敗したりする。

(c) レーザ散乱法を用いた電子密度測定

電子密度の測定点は、図3.1に示すように第2章と同じく、ノズル下流側4mmのアーク中心である。その位置にジャイアント・パルス・ルビーレーザー光(波長694.3nm)を集束照射し、その照射方向に対して90°方向への散乱光スペクトルの波長に対する強度分布を測定する。そこにピークが現われる場合は、その波長から電子密度が直接算定される⁽¹⁰⁾⁽¹¹⁾。強度分布にピークが現われない場合には、あらかじめ理論的に導出した散乱光スペクトル分布形状と比較照合して、電子密度が算定される⁽¹²⁾。

3. 2. 2 PTFE細隙平板状消弧室

(a) 装置の構造

図3. 3は、表3. 1②PTFE細隙平板状消弧室の概要を示している。本消弧室は、PTFEの平板で囲むことによって、厚さ2～6mm、幅20mm、高さ50mmの細隙空間を構成しており、上下にグラファイト電極をおいている⁽¹³⁾。グラファイトを用いることによって金属蒸気の混入は抑制してある。ここに、アークが点弧すると、消弧室の壁面から溶発ガスが放出され、このガスによってアークは電流零点で消弧する。消弧室の厚さすなわち細隙間隔が狭くなるほど、アーク遮断能力は高くなることが実験的にわかっており⁽¹³⁾、ここでは、消弧室の厚さを2、3、4および6mmの4とおり設定している。本消弧室の消弧方式は、空気吹付けアーク遮断装置（図3. 1）とは全く異なっている。

(b) 遮断試験

PTFE細隙消弧室の遮断能力は、図3. 1の空気吹付けアーク遮断装置の場合と比べて劣るので、遮断すべき電流の波高値を低くし、350Aと475Aとの（ともに周波数50Hz）2種類を設定している。このとき、350Aの場合 $di/dt=0.11A/\mu s$ 、 $dv/dt=0.03kV/\mu s$ 、475Aの場合 $di/dt=0.15A/\mu s$ 、 $dv/dt=0.04kV/\mu s$ である。PTFE細隙平板状消弧室は、この程度の遮断条件でも遮断限界を越えている。

(c) マイクロ波透過法による電子密度測定

ここでは、周波数70GHzのマイクロ波を熱プラズマ中に通過させたときの、マイクロ波の透過量から電子密度を算定している⁽¹⁴⁾⁽¹⁵⁾。図3. 3に示すように、マイクロ波の送信側には、送信用ホーンアンテナ（開口部寸法21×24mm）を消弧室から約70mm離れた位置に設置している。このアンテナに誘電体凸レンズを取り付けることによって、マイクロ波を集束し、消弧室のほぼ中央の直径約20

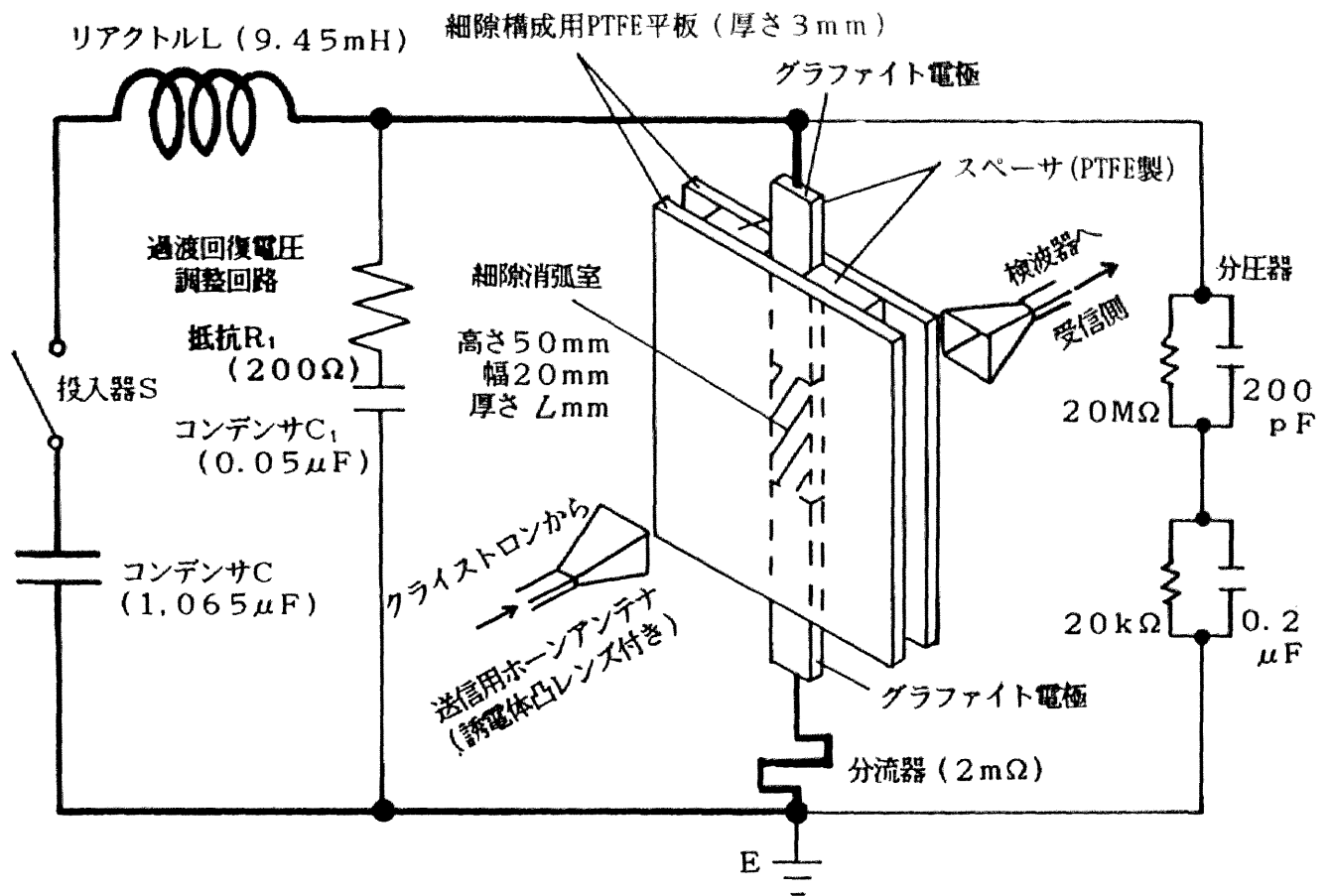


図3.3 PTFE細隙平板状消弧室

mmの範囲に照射する。アークプラズマを通過したマイクロ波を、消弧室の反対側においてホーンアンテナによって受信し検波し、マイクロ波の透過量を実測する。マイクロ波の周波数が70GHzの場合、例えば、アークの厚さが3mmのとき、マイクロ波の相対的な透過量から $1.0 \times 10^{19} \sim 8.0 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ の範囲の電子密度が測定される。この領域の電子密度を、熱平衡状態にある0.1MPaの高温空気の温度に換算すると、約4150～5150Kに相当し、極間の導電性が急激に失われる重要な領域である⁽¹⁶⁾。

3. 2. 3 空気吹付け平板状消弧室

(a) 装置の構造

図3.4は、表3.1③空気吹付け平板状消弧室を示している。この消弧室においては、現実の3次元構造のノズルの代わりに、その断面をPTFE板で模擬し、図3.3のPTFE細隙平板状消弧室内に取り付けた構造になっている⁽¹⁷⁾。ノズル形状はオリフィス型であって、ノズル孔の幅が最も狭くなるスロート部分の幅は10mmであり、そのスロートの長さはきわめて短くなっている。ここに、下部のグラファイト電極の脇に取り付けられたビニールチューブから、120～200ℓ/minの範囲内において、一定流量の空気がアークの軸方向に吹き付けられている。本消弧室においては、細隙間隔が狭くなると、もしくは空気吹付け流量が大きくなると、アーク遮断能力が高くなる。

(b) 遮断試験

平板状の消弧室に空気の吹付けが加わっているため、本消弧装置の遮断能力はPTFE細隙平板状消弧室の場合と比べて向上している。それゆえ、周波数は50Hzのまま、遮断すべき交流電流の波高値を大きくし、800Aと1000Aとの2通りを設定している。これによって、電流波高値800Aの場合は、 $di/dt=0.22\text{A}/\mu\text{s}$ 、 dv/dt

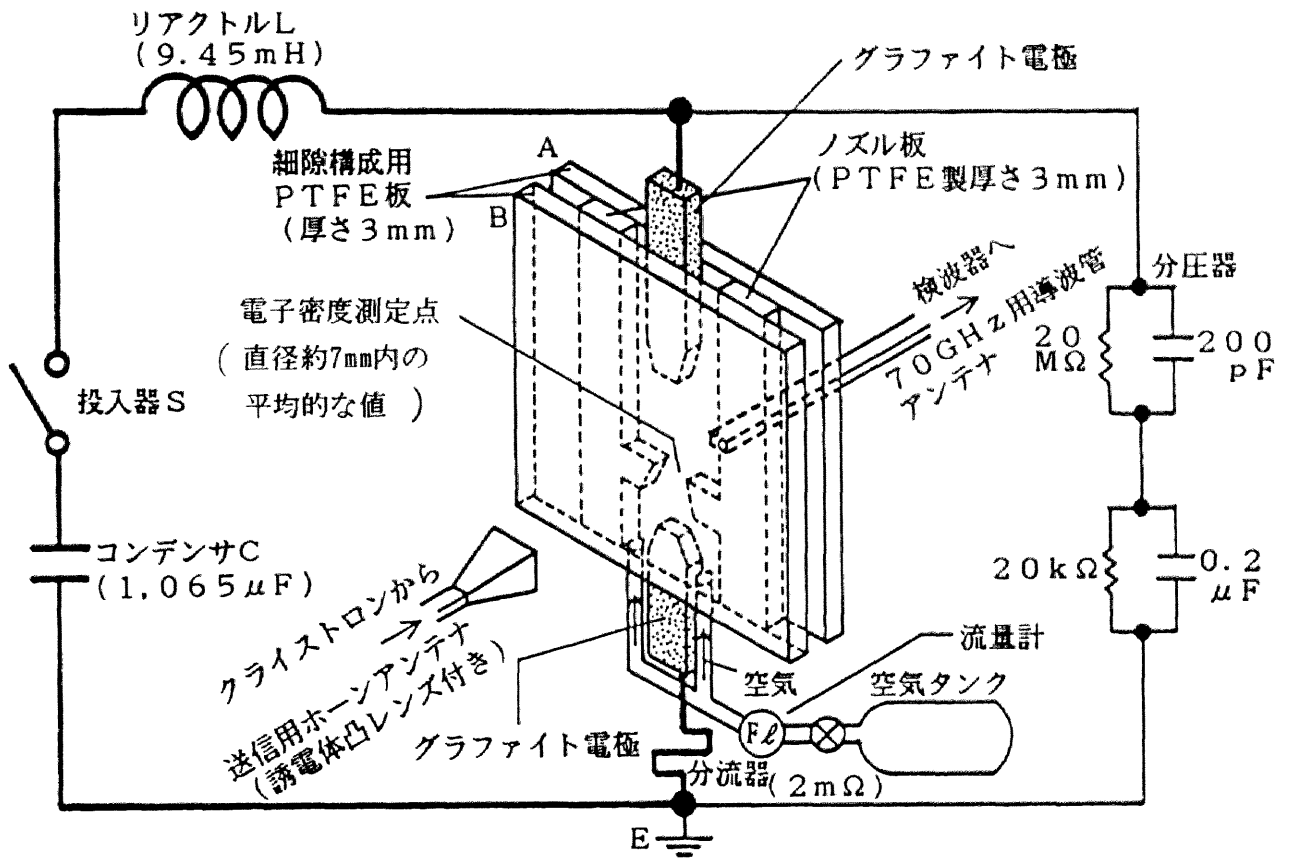


図3.4 空気吹付け平板状消弧室

=0.24kV/ μ sとなり、電流波高値1000Aの場合、 $di/dt=0.28A/\mu$ s、 $dv/dt=0.30kV/\mu$ sとなって、PTFE細隙平板状消弧室の場合よりは、遮断条件が厳しくなっている。

(c) マイクロ波透過法による電子密度測定

電子密度の測定は、ここでの消弧室においても、周波数70GHzのマイクロ波の透過量から算定している⁽¹⁴⁾⁽¹⁵⁾。クライストロンで発生したマイクロ波を、送信用ホーンアンテナを通じてノズルスロート部に照射する。受信側には、70GHz用導波管(内側寸法3.10×1.55mm)を、軸に直角方向に切り落とした形状の導波管アンテナを用い、開口部を細隙消弧室に密着して使用している⁽¹⁷⁾。この導波管の受信アンテナによるマイクロ波の受信範囲は、ノズルスロート部における直径約7mmの円形であって、この範囲の平均的な電子密度が測定される。

3. 3 電流零点における電子密度と遮断成功率

3. 3. 1 空気吹付けアーク遮断装置(ノズルAおよびBの2種類)

はじめに、ノズルAを用いて、空気吹付け流量と電極材料とを変化させ、電子密度を測定しながら、各実験条件において約100回の遮断実験を行って遮断成功率を算出した。図3.5の①と記した部分は、この測定結果を示している。図3.5は、横軸に電流零点における電子密度を対数目盛りでとり、縦軸に遮断成功率を正規分布目盛りでとって示している。遮断すべき電流の波高値を1000Aとして、電流零点近傍における電流変化率 di/dt が0.3A/ μ s、過渡回復電圧上昇率 dv/dt が0.26kV/ μ sとなった場合の測定結果を、○印と●印とで示している。その傍らに示した記号において、Gはグラファイト電極、Cuは銅電極を用いた場合に対

応し、数字は空気吹付け流量(ℓ/min)を示す。たとえば、“G100”は、グラファイト電極を用い、空気を100 ℓ/min で吹き付けたことを表している。グラファイト電極を用いて得られた4点(○印)についてみれば、空気吹付け流量が大きいほど、電流零点の電子密度は低くなっており、それに伴って遮断成功率は高くなっている。銅電極を用いて得られた2点(●印)については、グラファイト電極の場合に比べて、同じ吹付け流量であっても電子密度は高く、それに伴って遮断成功率は低くなっている。このようにアーク遮断能力は各点で異なっているが、これら六つの点は直線状に並んでおり、電流零点の電子密度と遮断成功率との関係として直線abが得られる。

電流波高値を1500Aと高くすると、 $di/dt=0.45\text{A}/\mu\text{s}$ 、 $dv/dt=0.39\text{kV}/\mu\text{s}$ となつて、遮断条件は一段と過酷となる。このときの実験結果を、図3.5に△印(グラファイト電極)と▲印(銅電極)とで示す。電流波高値1000Aの場合と比較して、 di/dt と dv/dt とが1.5倍になったことで、同一の電極材料で、しかも同一の吹付け流量の場合において、電子密度は高くなり、遮断成功率はかなり低くなっている。ここでの遮断成功率は最も高いものでも、グラファイト電極で吹付け流量250 ℓ/min の条件のときの約14%である。この遮断条件においても、ここで得られた3点は直線cd上に並んでいる。

したがって、 di/dt と dv/dt とが一定の条件下においては、横軸に電流零点における電子密度を対数目盛りで、縦軸に遮断成功率を正規分布目盛りでプロットすると、両者の関係が直線で表わされると言える。これが、ここで得られた成果であつて、このような表示方法は他にみられない。アーク遮断能力は電流零点の電子密度と密接な関係があり、しかもその関係は図3.5上で直線状になる。

ノズル形状を変えた場合においても、電流零点の電子密度とアーク遮断成功率との間に上述のような直線関係が存在するか否かを検討するために、ノズル形状を図3.2のBタイプに変えた。はじめ、遮断すべき電流の波高値を1000Aとして、

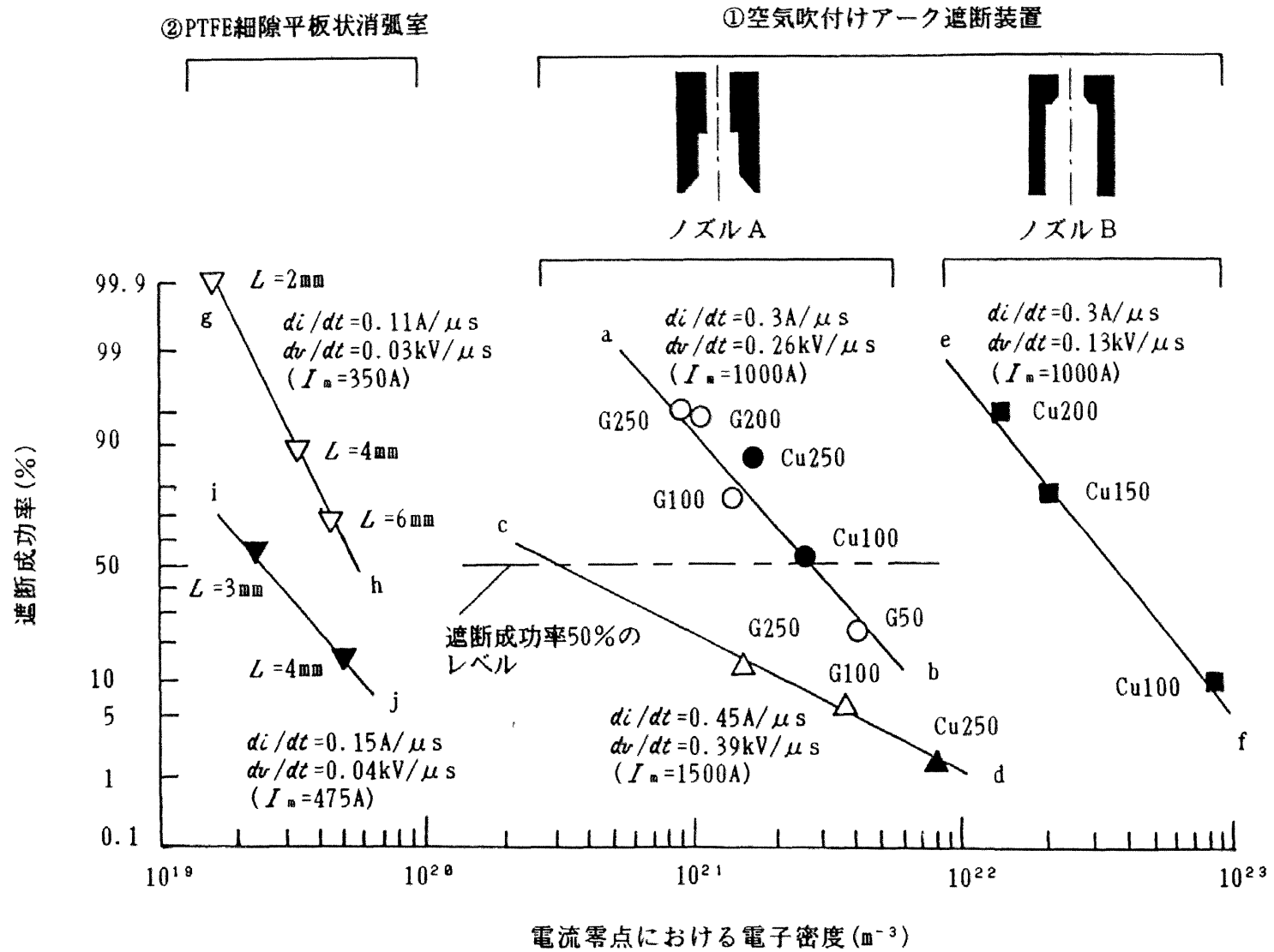


図3.5 電流零点における電子密度からみたアーク遮断成功率
 (①空気吹付けアーク遮断装置, ②PTFE細隙平板状消弧室)

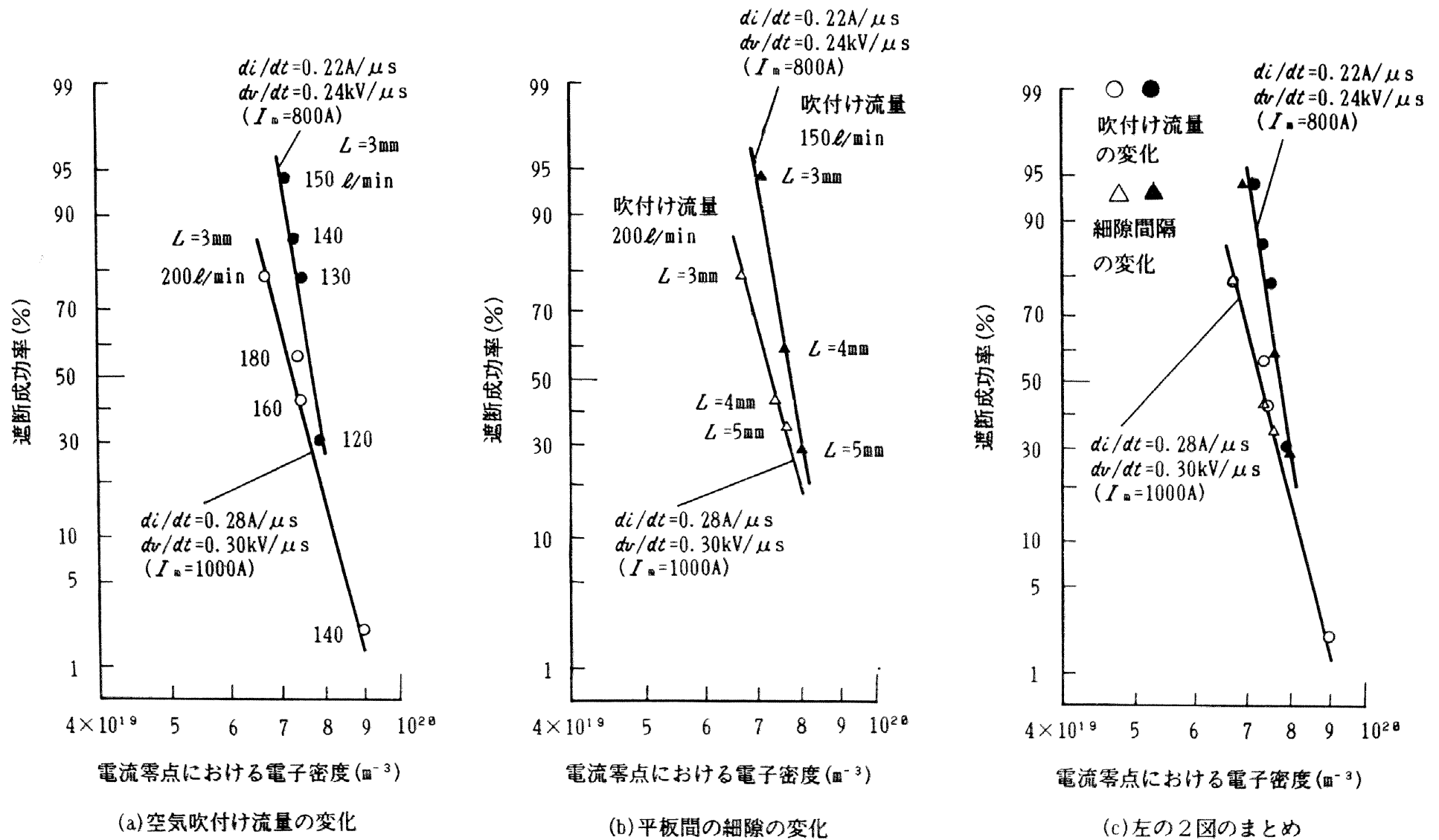


図3.6 電流零点における電子密度からみたアーク遮断成功率
 (③空気吹付け平板状消弧装置, ノズル: オリフィス型)

ノズルAの場合と等しい $di/dt = 0.3A/\mu s$ および $dv/dt = 0.26kV/\mu s$ に設定し、約50回の遮断実験を実施したところ、すべて遮断が成功しなかった。そこで、電流の波高値は1000A、すなわち di/dt は $0.3A/\mu s$ としたまま、 dv/dt 調整用のRC直列回路を極間に並列に接続し、 dv/dt を1/2に減らし、 $0.13kV/\mu s$ として遮断実験をやり直した。図3.5の■印は、その結果を示している。ノズルBを用いた場合における電流零点の電子密度は、ノズルAを用いた場合に比べて約1桁高くなっているため、 dv/dt が1/2に低下することによって、遮断成功する場合がみられるようになってきた。ここでも、電子密度と遮断成功率とはやはり直線efで対応している。

3. 3. 2 PTFE細隙平板状消弧室

同一の電流波高値に対し、細隙間隔を2, 3, 4および6mmと変化させ、それぞれの場合について遮断実験を約100回行い遮断成功率を算出し、同時にマイクロ波の透過量から電流零点の電子密度を測定した。このときの測定結果を、図3.5の②の部分に▽印と▼印とで追記する。▽印は、電流波高値350Aとして、遮断条件を $di/dt = 0.11A/\mu s$ 、 $dv/dt = 0.03kV/\mu s$ とした場合である。この遮断条件において、細隙間隔が狭くなるにつれて電流零点の電子密度は減少し、それに伴って遮断成功率が増加している。しかも、その関係は、空気吹付けアーク遮断装置の場合と同様に、直線を呈している。したがって、アーク消弧方式ならびに電子密度の測定方法が異なっても、 di/dt と dv/dt とが一定ならば、図3.5グラフ上において電子密度と遮断成功率とは直線の関係で表わされると言える。▼印は、電流波高値を475Aとして、 $di/dt = 0.15A/\mu s$ 、 $dv/dt = 0.04kV/\mu s$ とした場合を示している。▼印の測定点は2点しかないので、ここではその2点を直線で結んでいる。

3. 3. 3 空気吹付け平板状消弧室

図3.6は、図3.5と同じように縦軸と横軸とをとって、空気吹付け平板状消弧室における、一つの実験条件あたり約50回の遮断実験から算出された遮断成功率、および電流零点の電子密度を示している。ここでは、細隙間隔と空気吹付け流量とがそれぞれ遮断成功率に与える影響を検討するために、測定結果を図3.6(a)と(b)とに分けて示している。

図3.6(a)は、細隙間隔は3mmで一定であるが、空気吹付け流量が120～200ℓ/minの範囲で変化した場合であって、測定点を●印でプロットしてある。測定点の傍らに示した数字が吹付け流量(ℓ/min)を表わしている。電流波高値を800Aとして、 $di/dt=0.22A/\mu s$ 、 $dv/dt=0.24kV/\mu s$ とした場合においては、吹付け流量120ℓ/minのとき遮断成功率は約30%である。電流波高値と細隙間隔とを一定にしたまま、空気吹付け流量を130、140および150ℓ/minと大きくすると、空気吹付けアーク遮断装置の場合と同様に、電流零点の電子密度は低くなって遮断成功率は大きくなり、ここでも、四つの測定点はやはり直線状に並んでいる。次に、電流波高値を1000Aに増加させて、 $di/dt=0.28A/\mu s$ 、 $dv/dt=0.30kV/\mu s$ として、もっと過酷な遮断条件を与えた場合(○印)、先の遮断条件と比較して、例えば吹付け流量140ℓ/minのとき、電子密度は大きくなり、遮断成功率は約2%とかなり低くなる。この di/dt 値、 dv/dt 値のまま、吹付け流量が160、180および200ℓ/minと大きくなると、電子密度は次第に低くなり、それに伴って遮断成功率が高くなっていき、これら測定点の4点はやはり直線に乗っている。

図3.6(b)は、細隙間隔を3、4および5mmと変化させ、吹付け流量を一定とした場合の測定結果である。測定点の傍らに示した数字が細隙間隔を表わしている。電流波高値を800Aとして遮断実験を行った場合(▲印)においては、吹付け流量を150ℓ/minとしている。一方、電流波高値を大きくし、1000Aにした場合(△印)には、吹付け流量を200ℓ/minに大きくした。ここでの実験条件では、細隙

間隔を狭くするほど遮断能力が上昇する。どちらの遮断条件においても電子密度と遮断成功率とは、今までと同様に直線の関係になっていることがわかる。

図3.6(c)は、図3.6(a)と(b)とを重ねて示したものである。○と●との印は図3.6(a)の場合に、△と▲との印は図3.6(b)の場合に対応している。図3.6(c)において着目すべきことは、空気吹付け流量を変化させても、細隙間隔を変化させても、 dv/dt の値と di/dt の値との組合せが等しければ、遮断成功率は電流零点の電子密度からみると、一本の直線で表わされることである。換言すれば、電子密度にさえ着目すれば、遮断能力を変える方法に関係なく、遮断成功率が判定され得ることを示している。

3. 4 検討

3. 4. 1 電流零点の電子密度の値

前節においては、 di/dt と dv/dt とが一定のまま、吹付け流量などでアーク遮断能力が変化するならば、横軸に電流零点の電子密度を対数目盛りで、縦軸に遮断成功率を正規分布目盛りプロットすると、両者の関係が直線で表わされることを示した。これは、アーク消弧方式の異なる3種類のアーク装置や、電子密度の測定範囲が異なる2種類の測定方法において実験的に確認したものである。

ただし、ここで言う電子密度は、アーク遮断が成功するか否かを区別する絶対的な電子密度の「しきい値」があることを述べているのではない。それぞれの遮断装置において、主として消弧力の作用している領域の電子密度を測定すれば、アーク遮断成功率を相対的に評価できることを指摘するものである。このことは、測定される電子密度の値そのものは、消弧室における測定位置によって異なってくるし、また、レーザ散乱法のように、ある1点のみについて測定するか、マイ

クロ波透過法のように、ある領域を平均的に測定するかによって異なってくるからである。

ここで、測定位置について言えば、①空気吹付けアーク遮断装置においては、ノズル出口下流側4mmのアーク中心で測定した。しかし、もしノズルスロット内で電子密度が測定され得れば、電子密度の値はさらに低くなり⁽¹⁷⁾、たとえば、図3.5の直線abに対応する各実測値(○印および●印)は直線状に並びながら、図3.5の左側の方に移動すると思われる。ただ、測定点がノズルスロット領域から離れれば、それだけ関係が薄くなっていくものと思われる。

測定範囲の大きさについて言えば、レーザ散乱法の場合においては、レーザ光はレンズによって直径約0.6mmに集束された上で、アーク中心部のみに照射される。このため、アーク断面において分布する電子密度のうち、最も高いものが測定される。一方、マイクロ波透過法の場合、周波数70GHzのマイクロ波は誘電体凸レンズによって直径約20mm程度に集束された上で、アークに照射される。アークを透過したマイクロ波を、ホーンアンテナもしくは70GHz用導波管によって、約20mmもしくは約7mmの直径の円形の範囲で受信する。このため、測定される電子密度は、その受信範囲の平均的なものであって、レーザ散乱法の場合よりある程度低くなる。

3.4.2 アーク遮断装置の遮断限界

ここで行なった実験では、遮断成功率が数十%という領域を取り扱っており、遮断装置としては遮断限界を大きく上回った領域である。しかし、そこにおいて、電流零点の電子密度と遮断成功率とが直線関係にあるとすれば、この直線を電子密度の低い方(図3.5および図3.6において左上の方)へ外挿することにより、「99.9...%」という形で供試器の遮断能力を定量的に表現できる可能性がある。すなわち、遮断器の消弧能力についても、気中絶縁における「何%フラッシュオー

バ電圧」⁽¹⁸⁾という表現と類似の表現ができるのではないかと思われる。

3. 5 電流零点での電子密度を利用した遮断能力曲線の導出

3. 5. 1 $dv/dt - di/dt$ 曲線の推定

筆者はアーク遮断性能を評価する指標として電流零点の電子密度を導入した。ところが、遮断器の遮断能力は通常 $dv/dt - di/dt$ 曲線で示されている^{(1) - (4)}。そこで、本節では、図3.5および3.6に示した遮断成功率と電子密度との実験から、 $dv/dt - di/dt$ 曲線が導出されることを示す。ここでは、ノズルAを用いた①空気吹付けアーク遮断装置にノズルAを装着した場合を例にとり、遮断成功率50%の場合を導出してみる。なお、実用遮断器の遮断性能表示としては遮断成功率100%を取り上げることになるが、ここではアーク遮断の機構を説明するという観点から遮断成功率50%を取り上げている。

図3.5における直線abと直線cdとから、遮断成功率が50%となる電子密度の値を読み取る。この電子密度と各直線の dv/dt 値とから、遮断成功率50%を与える dv/dt と電子密度との組が二つ得られる。この2点を、横軸に dv/dt を、縦軸に電子密度をとってプロットすることで、図3.7の縦軸を境とする右半面のように、 $(n_e - dv/dt)_{50}$ 曲線を得る。同図においては、プロット点が二つのみであるので、両者を直線で引いてある。

図3.7の左半面は、空気吹付けアーク遮断装置のノズルAの場合について、電流零点における電子密度の di/dt に対する依存性 ($n_e - di/dt$ 曲線) を示している。これは第2章における電子密度の実測から得られたもので、吹付け流量と電極材料との組み合わせをパラメータにとっている。

この左半面に示した $n_e - di/dt$ 曲線において、まず、 di/dt 値を指定し、このと

きの電流零点における電子密度を求める。次に、右半面の $(n_e - dv/dt)_{50}$ 曲線から、この電子密度のときに、遮断成功率が50%となる dv/dt 値を求める。具体的にグラファイト電極、吹付け流量 250 l/min (G250) の場合を例に取って示せば、たとえば、 di/dt が $0.45 \text{ A}/\mu\text{s}$ (点P) のとき、電流零点の電子密度は約 $1.5 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$ (点Q) であり、それに対する dv/dt 値として約 $0.28 \text{ kV}/\mu\text{s}$ (点R) が得られる。図3.8(a)の曲線STは、G250の場合について、この手順を di/dt 値を変えて数回繰り返すことによって、(点P, 点R) の組み合わせをいくつか求めた後、これらをプロットして滑らかに結んだものである。

他の吹付け流量や電極材料においても、遮断成功率が50%となる $dv/dt - di/dt$ 曲線を同様にして推定できる。図3.8(a)に吹付け流量 250 l/min の場合を、同図(b)は 100 l/min の場合を、それぞれ電極材料をパラメータにとって示している。

3. 5. 2 $dv/dt - di/dt$ 曲線の検証実験

空気吹付けアーク遮断装置においてノズルAを用いた場合について、予測された $dv/dt - di/dt$ 曲線が実際の遮断能力を表現しているか否かを検証するために、新たに遮断実験を行った。ここでの実験では、過渡回復電圧調整用のコンデンサおよび抵抗から成るいわゆる直列ダンピング回路⁽⁹⁾が、電極間に並列に接続されているので、 dv/dt 値は di/dt 値に対して独立に設定され得る。

遮断成功率50%を検証する実験であることから、3.3節の実験の場合よりも少ない20~40回の遮断実験から遮断成功率を算定している。その結果、たとえば、グラファイト電極を用いて 250 l/min で吹き付けた場合 (G250), $di/dt = 0.45 \text{ A}/\mu\text{s}$ は一定のままで、数種の dv/dt 値において遮断実験を行ったところ、遮断成功率が50%となる dv/dt 値は $0.27 \text{ kV}/\mu\text{s}$ であった。このような遮断実験を他の di/dt 値について繰り返した後、図3.8(a)に示す◇印4点を得た。他の吹付け流量や電極材料の場合については、図3.8(a)(b)において◆(Cu250), ◎(G100), および×

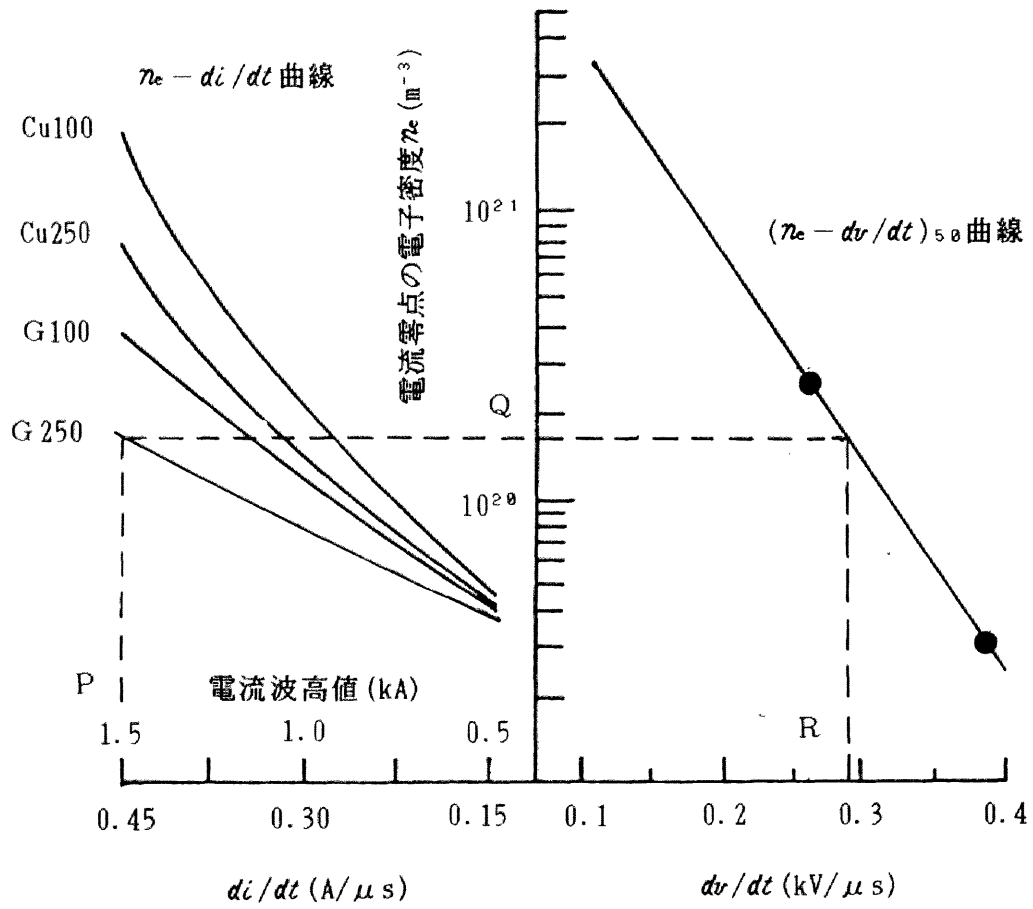
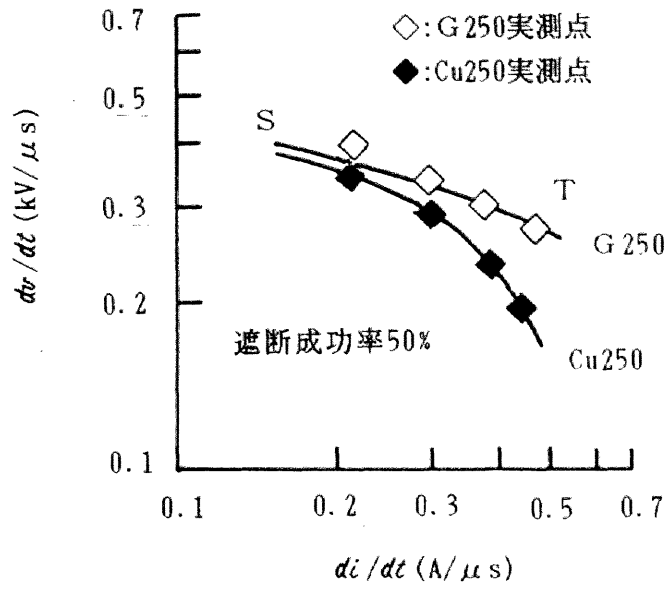
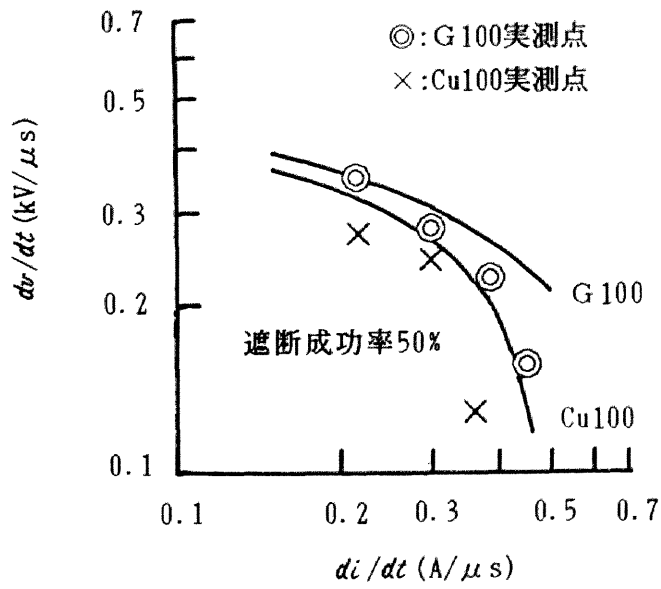


図3.7 $(n_e - dv/dt)_{50}$ 曲線および $n_e - di/dt$ 曲線
(空気吹付けアーク遮断装置, ノズルA)



(a) 空気吹付け流量 250 l/min



(b) 空気吹付け流量 100 l/min

図3.8 導出された $dv/dt - di/dt$ 曲線および実測点
(空気吹付けアーク遮断装置, ノズルA)

(Cu100)でプロットされている。

図3.8(a)の吹付け流量250ℓ/minの場合、どちらの電極材料においても、実測値は予測曲線と非常に良く一致しており、電子密度を用いた遮断能力の評価が有効であることを示している。一方図3.8(b)においては、 di/dt 値が0.3A/μs以下のときには、実測値は予測曲線と比較的合っているが、 di/dt 値が大きくなるに従い実測値が予測曲線より下に位置している。しかしながら全体的な垂下特性は表現されている。

3. 6 結論

本章は、アーク中の電子密度を測定することにより、アーク遮断過程に関するいくつかの特性を統一的に説明できる可能性があることを指摘している。まず、電流零点の電子密度と遮断成功率とを関係を実験的に検討したところ、次のことが明らかになった。

(1)空気吹付けアーク遮断装置において、 di/dt と dv/dt とが一定のままで、空気吹付け流量や電極材料によってアーク遮断能力が変化した場合、横軸に電流零点の電子密度を対数目盛りで、縦軸に遮断成功率を正規分布目盛りでプロットすると、両者の関係は一本の直線で表される。

(2)この関係は、ノズル形状を変えても、またアーク消弧方式が異なるPTFE細隙平板状消弧室や空気吹付け平板状消弧室においても同様に成立する。

(3)ただし、この関係は、遮断成功に至るか否かに関して、電子密度の絶対的な「しきい値」を示すものではない。消弧室内で主として消弧力が作用する領域において電子密度を測定すれば、上述第(1)項の関係が相対的に得られる。

(4)この電子密度を介して、遮断能力の通常の表示曲線である $dv/dt - di/dt$ 曲線

を予測する手法を開発した。この手法によって任意の遮断成功率の $dv/dt \sim di/dt$ 曲線を大変容易に予測することができる。遮断成功率50%を例にとって、この予測された曲線の検証実験を行ったところ、予測曲線は実測結果と比較的良好一致をみせた。

第 3 章の文献

- (1)K. Ibuki, T. Yoshizumi, T. Yonezawa, S. Sakuma and H. Kuwahara: "An Arc Model Used in Analysis of Interruption Test of Arcs", 9th Int. Conf. on Gas Discharges and Their Applications, pp. 87-90(1988)
- (2)G. Frind: "Experimental Investigation of Limiting Curves for Current Interruption of Gas Blast Breakers" in "Current Interruption in High-Voltage Networks" edited by K. Ragaller, pp. 67-117, Plenum Press, New York and London
- (3)J. J. Lowke and H. E. Lee: "A Numerical Study of a Two-Dimensional Circuit-Breaker Arc During Current Interruption", 8th Int. Conf. on Gas Discharges and Their Applications, pp. 54-57(1985)
- (4)T. Matsumura, W. T. Oppenlander, C. A. Schmidt-Harms and A. D. Stokes: "Prediction of Circuit-Breaker Performance Based on a Refined Cybernetic Model", IEEE Trans. Plasma Sci., Vol. PS-14, pp. 435-443(1986)
- (5)Y. Yokomizu, T. Sakuta and Y. Kito: "A Novel Approach to AC Air Arc Interruption Phenomena Viewed from the Electron Density at Current Zero", J. Phys. D (Appl. Phys.), Vol. 22, pp. 129-135(1989)
- (6)横水・宮脇・作田・松村・鬼頭: 「電流零点における電子密度からみたアーク遮断性能の評価」, 電気学会論文誌 B, Vol. 107-B, No. 1, pp. 57-62(昭和62)
- (7)横水・松村・鬼頭・大野: 「極間電子密度からみたアーク遮断性能の評価」, 電気学会開閉保護装置研究会, SPD-89-1, pp. 1-10(平成元)
- (8)作田・鬼頭・宮地: 「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, Vol.98-A, No.4 pp.209-214 (昭53)
- (9) 電気学会編: 「電力用しゃ断器」, p.70 (1982), オーム社
- (10) Y. Kito, T. Sakuta and A. Kamiya: "Thomson Scattering of Laser Light from a High Pressure Air Arc Discharge and Its Application to Electron Density Measurement", J. Phys. D (Appl. Phys.) Vol. 17 pp. 2283-2290 (1984)
- (11) 作田・黒野・鬼頭: 「高気圧アークからのレーザ散乱光スペクトル分布形状と電子密度簡易測定への応用」, 電気学会論文誌 A, Vol. 105, No. 5, pp. 276-282 (昭60)
- (12) W. L. Holtgreven: "Plasma Diagnostics", p. 567 (1968) Amsterdam, North-Holland
- (13) 大野・長縄・川上・鬼頭: 「70GHz マイクロ波の透過状況からみた細隙アーク遮断の成否」, 電気学会論文誌 B, Vol. 105, pp. 933-940 (昭60)
- (14) Y. Kito and H. Ohno: "Electron Density Measurement by Sensitive Cut-Off Attribute of Incident EHF Microwave in a Transient Narrow Gap Arc", 7th Int. Conf. on Gas Discharges and Their Applications, pp. 529-532 (1982)
- (15) 鬼頭・大野・長縄・袴田: 「マイクロ波のカットオフ特性による大気圧熱プラズマ中の電子密度測定」, 電気学会論文誌 A, Vol. 104, pp. 487-494 (昭59)
- (16) 作田・鬼頭・宮地: 「銅蒸気が混入した高温空気の導電率, 熱電導率およびエンタルピー」, 電気学会論文誌 A, Vol. 101, pp. 241-248 (昭56)
- (17) H. Ohno, H. Naganawa, T. Matsumura and Y. Kito: "Effects of Nozzle Shapes on Electron Density Distribution along the Axis and on Arc Interruption Capability Observed In Flat-Type Air-Blast

Quenching Chambers", 9th Int. Conf. on Gas Discharges and Their Applications, pp.47-50(1988)

(18)家田編：「現代高電圧工学」， p. 31, (1981), オーム社

第4章 ガス吹付けアークにおける 非対称な放射強度分布の 近似求解手法

4. 1 まえがき

本論文の第2, 3章においては, 空気吹付けアークを対象として, 電子密度測定や遮断実験を実施してきた. 電力用交流遮断器においては, 近年はSF₆ガスの吹付け型が次第に多くなってきており, 遮断器の大容量化および小型化が進められている. そこで, 筆者は新たに2圧式の1方向吹付け型のSF₆ガスモデル遮断器を製作し, SF₆ガス吹付けアークにおいて, ひきつづき遮断現象へのアプローチを行うこととした. このモデル遮断器においては, 実規模の遮断器の場合と同じように, アークが電極間に点弧すると, SF₆ガスがノズルを通じてアークに吹き付けられ, アークは遮断すべき電流の零点で消弧している.

SF₆ガス吹付けアークにおいては, 空気吹付けアークに比べれば電流零点近傍におけるアーク直径は小さく, その存在位置は必ずしもノズル中心軸上になく, 変動する傾向が強いので, レーザ光の入射位置も一定にしにくいと思われる. そこで, SF₆ガス吹付けアークから放射するスペクトル線の波長方向の幅から電子密度を算定することとし, 高速のSF₆ガス流中に点弧するアークを分光学的に観測したところ, 観測されたスペクトル放射強度は, ほとんどの場合非対称に分布していた⁽¹⁾.

ここで, スペクトル観測実験においてアークの外部から測光される放射強度観測値は, 通常, アーク断面の各部分から放射される強度を観測方向に沿って積算

されたものである。アーク内部の電子密度や温度を分光学的手法を介して算定するにあたっては、実験データとして得られた放射強度観測値から、アーク内部の各部分の放射強度を計算によって求める必要がある。この計算においては、放射強度観測値とアーク内部の放射強度分布との間に成立する積分方程式を解かなければならない。もし、アークが軸対称であるならば、その方程式の形はアーベルの積分方程式になる。この場合、アーク内部の放射強度分布を求めることはアーベル逆変換と呼ばれ、例えばPearceの方法⁽²⁾やBarrの方法⁽³⁾などによって数値的に解くことができる。しかし、アークが軸対称性を失うと、これらの方法では解くことはできない。非対称な場合の計算手法として、文献(4)はトロイダルプラズマに対して考察している。そこでは、プラズマの放射強度分布はトーラスの断面において主半径方向軸に対しては線対称としているが、その直角方向の軸に対しては非対称であるとしている。このため、文献(4)の手法は、ガス吹付けアークのように放射強度分布が対称性から逸脱した場合に対しては適用できない。

筆者は、ガス吹付けアークで測光された非対称な放射強度観測値から、アーク断面の放射強度分布を近似的に求解する新しい計算手法を考案した。その後、スペクトルの測光実験で得られた放射強度観測値を本手法の入力データとし、アーク断面の非対称な放射強度分布を再生している。本手法は、2方向からの放射強度観測値を入力データとしている。本来、非対称な分布のものを2方向から観測するだけでは、観測方向数が不足しており、原理的には放射強度分布を一義的に定めることはできない。しかし、本手法においては、求めるべき放射強度分布は、楕円分布と非対称を表す多項式とを掛けることによって表されると仮定することから出発し、その多項式の係数を繰り返し計算することによって近似解を得ている。

4. 2 SF₆ガス吹付けアークの非対称性

4. 2. 1 SF₆ガス吹付けモデル遮断器の消弧室

図4. 1は、実験に用いた1方向吹付け型の2圧式SF₆ガスモデル遮断器の消弧室を示している。可動および固定電極の先端は銅タングステン製である。ノズルはPTFE製のオリフィス型で、スロート直径は10mmである。消弧ガスは、アーク点弧後、バルブが開くことによって、高圧力タンク(0.4MPa)から消弧室(0.1MPa)の下部に流入し、固定電極に沿って流れ、ノズルスロートを通り可動電極側へ流れる。

アーク電流はLC共振回路(L=4mH, C=1,400μF)によって発生しており、コンデンサの充電電圧5kVで、波高値3kA, 周波数74Hzの正弦波電流を得ている。

4. 2. 2 H α 線の2方向同時観測

消弧ガスとしては、SF₆ガスに微量のH₂ガスを添加(質量比0.15%)したものをを用いた。この程度の添加があっても、理論的に計算された高温状態における電子密度は、添加なしの場合とほとんど変わらず、また遮断実験における遮断成功率にも影響がない⁽¹⁾。したがって、この消弧ガスのアーク遮断性能は、純粋SF₆ガスの場合とほぼ等価であるとみなされる。観測されるスペクトル線としては、H原子から放射されるバルマー系列、波長656nmのH α 線を取り上げている。H α 線においては、その線幅から電子密度を直接測定できる⁽⁵⁾。

H α 線の観測位置は、できる限りノズルに接近して図4. 1のノズル下流側4mmの位置である。この位置において、H α 線を光路I(図4. 1の紙面に平行の方向, y方向)と光路II(図4. 1の紙面に垂直の方向, x方向)との2方向から観測している。図4. 2は、2方向観測用の光学系を示している。アークに対し、レンズ1と2とが互いに90度の方向に置かれ、最終的にはレンズ3を通じて2方向のア

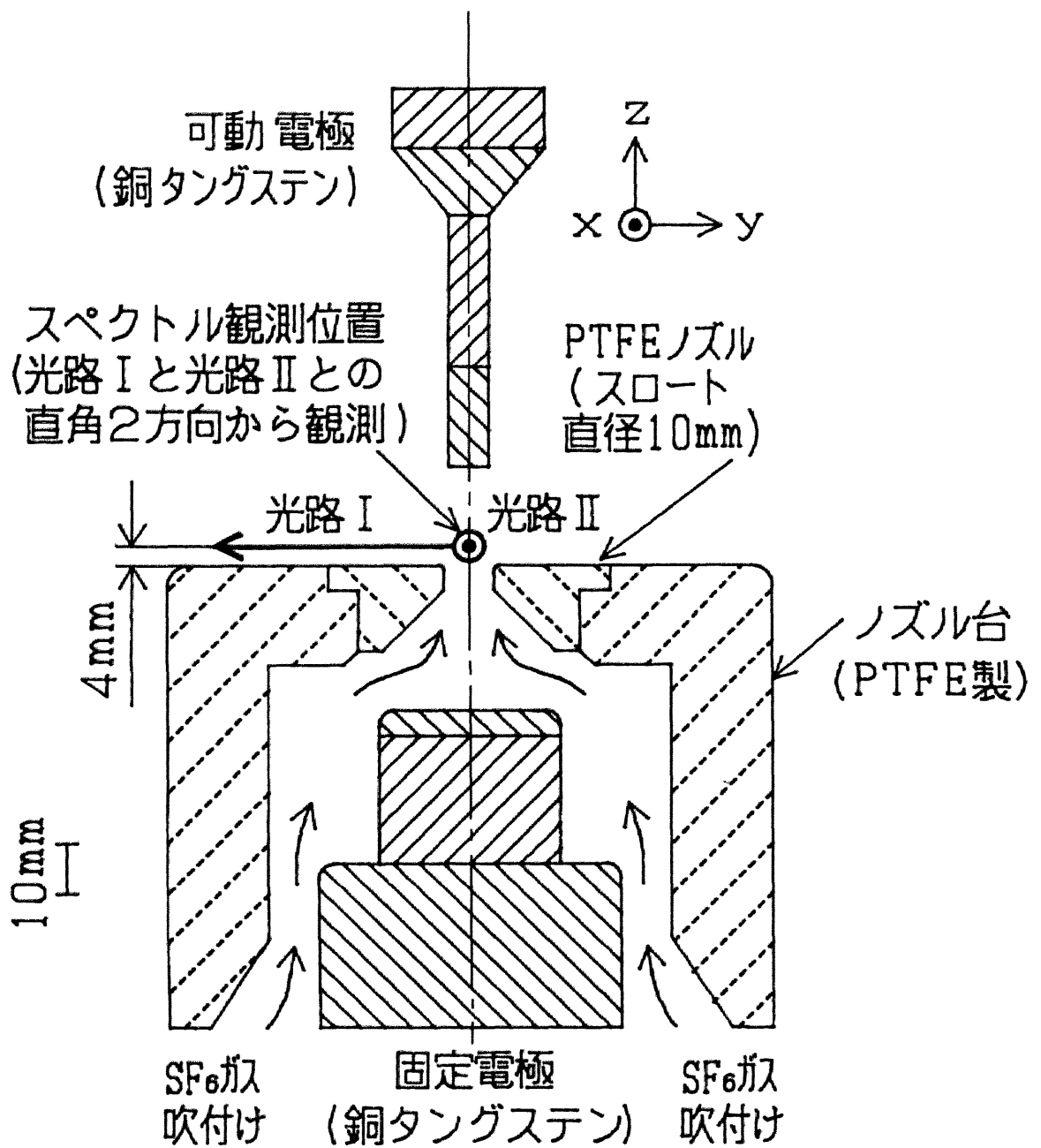


図4.1 SF₆ ガス吹付けモデル遮断器の消弧室

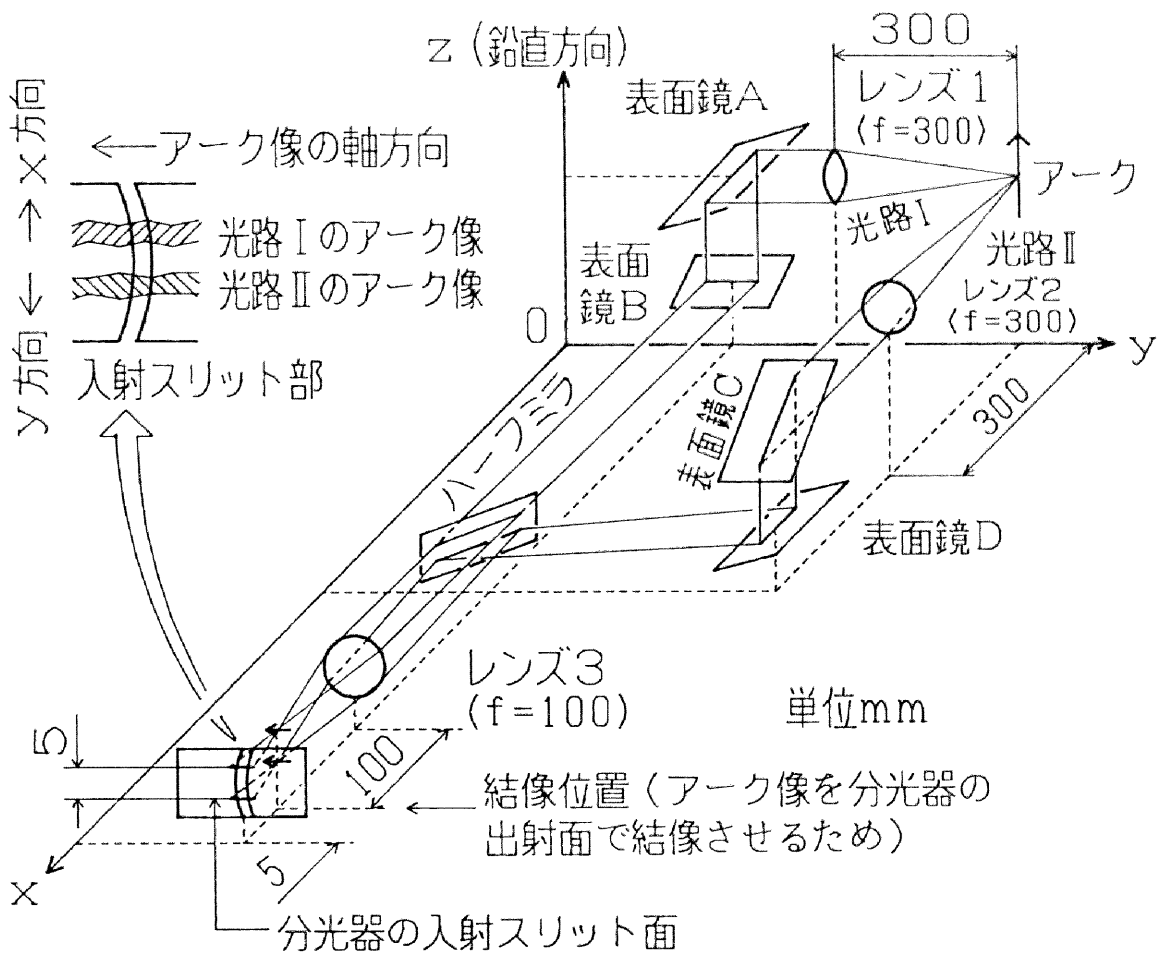


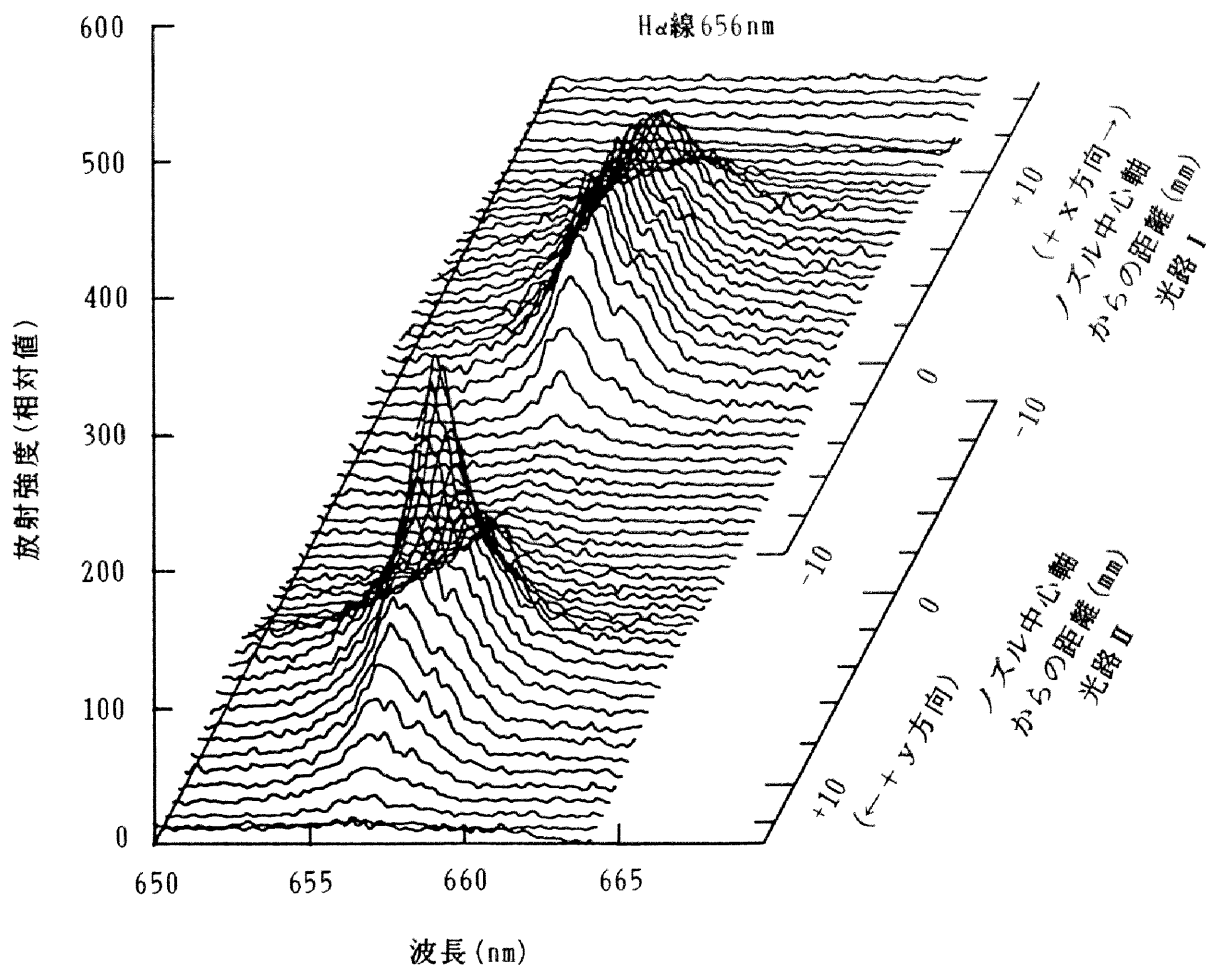
図4.2 アーク放射光の2方向観測用光学系

ーク像を分光器 (Jobin Yvon, HR320, 逆線分散 2.4nm/mm) の入射スリットに導く。光路の途中には, それぞれ2枚の表面鏡があって像が90度回転する。光路 I の光はハーフミラーを透過し, 光路 II の場合はハーフミラーで反射し, 共通のレンズ3に導かれ, 分光器に入射する。ここで, 表面鏡BとDとの向きが微調整され, 二つのアーク像が分光器の入射スリット面上で重ならないようにされている。分光器は, 入射スリットで切り出された二つのアーク像を同時に分光し, その二つのスペクトル像を出射する。分光器の出射面には, OMA (Optical Multichannel Analyzer, EG&G) の検出器の2次元受光面 (EG&G, 1254型, $12.5\text{mm}\times 12.5\text{mm}$, 500×512 素子) を設置している。アークの2方向からみたアークスペクトルの直径方向の強度変化を各波長について同時に観測できる。これによって, アークが軸対称か否かをスペクトル放射の面から検討できる。

図4.3は, OMAの2次元受光面によるスペクトル観測例を3次元で表示している。図上手前の横軸は波長軸, 縦軸は放射強度軸である。そして図上奥行き方向が光路 I あるいは光路 II からみたノズル中心軸からの距離に対応している。光路 I からみたときアーク空間のy軸, 同IIからみたときx軸に沿う強度分布が得られている。波長方向にガウス型をした曲線が $H\alpha$ 線のプロファイルを表している。

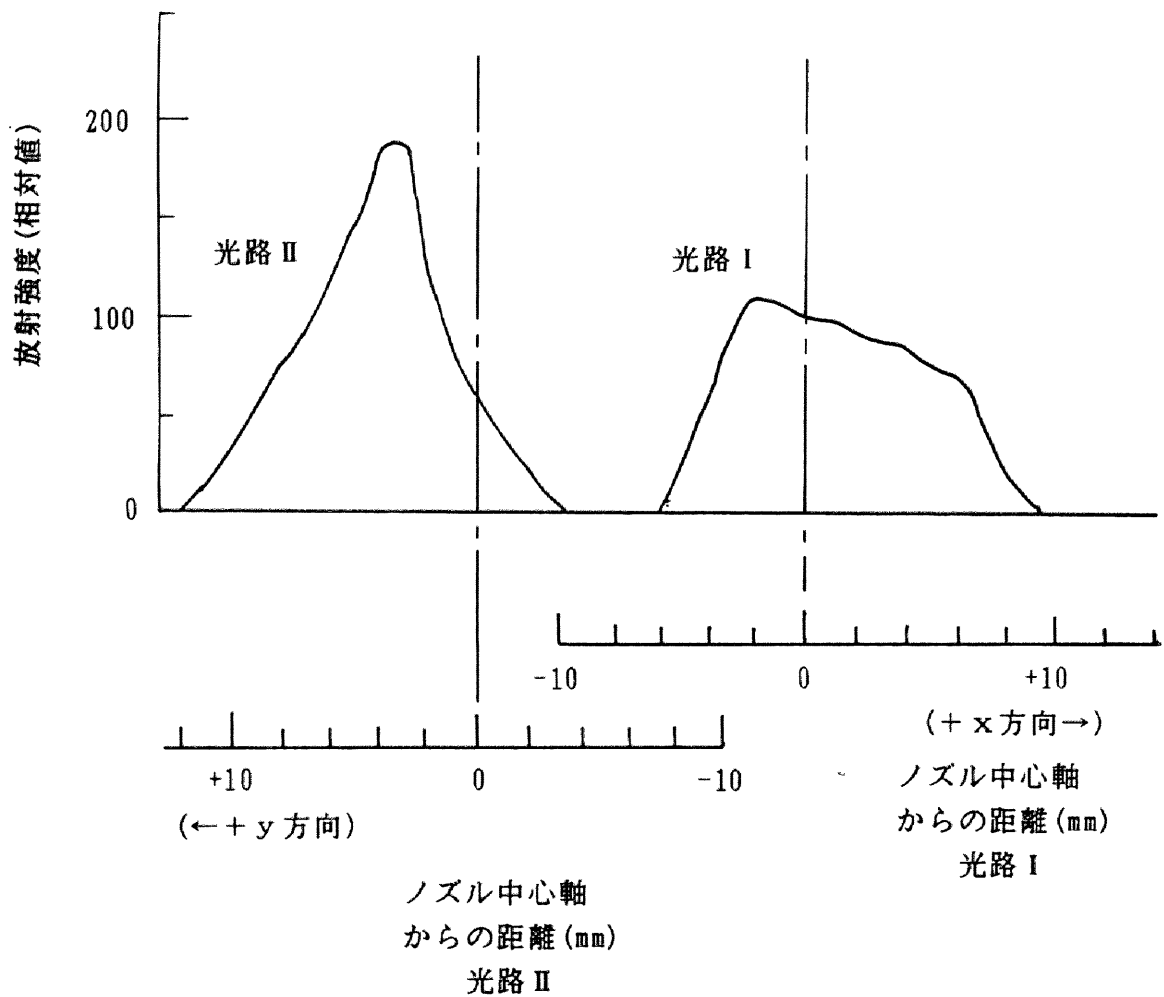
4. 2. 3 2方向から測光した $H\alpha$ 線の放射強度観測値

図4.3に示す $H\alpha$ 線の観測値はアーク断面の各部の放射強度を観測方向に沿って積算したものである。図4.4は, 図4.3の図上奥行き方向を横軸に, 図4.3の放射強度軸を縦軸にとって, $H\alpha$ 線の放射強度観測値を表示している。図4.4における右側の曲線は光路 I によって, 左側の曲線は光路 II によって観測されたものである。光路 I の場合の曲線は平坦な形状であるが, 光路 II の場合の曲線はほぼ三角形状であり, 二つの曲線の形は非常に異なっている。このことは, このアークが, スペクトル放射からみて非対称の状態にあることを表している。



(電流波高値: 3kA, 周波数: 74Hz,
観測時間: 電流零点前約1.3ms (約1.7kA))

図4.3 OMAによるH α 線の2方向観測例



(電流波高値: 3kA, 周波数: 74Hz, 波長656nm,
観測時間: 電流零点前約1.3ms (約1.7kA))

図4.4 2方向から測光したH α 線の放射強度観測値の例No.1

4. 3 非対称な放射強度分布の近似求解手法

2方向からの観測された強度 $I_1(x)$ (光路Ⅰ) および $I_2(y)$ (光路Ⅱ) は、
 アーク断面の放射強度分布 $\epsilon(x, y)$ を用いれば、式(4.1)と(4.2)のように表さ
 れる。

$$I_1(x) = \int \epsilon(x, y) d y \quad \dots\dots\dots(4.1)$$

$$I_2(y) = \int \epsilon(x, y) d x \quad \dots\dots\dots(4.2)$$

この連立方程式を使って、放射強度分布 $\epsilon(x, y)$ を求める。しかし、放射強度
 $\epsilon(x, y)$ が非対称に分布する場合、式(4.1)と(4.2)とを連立させても $\epsilon(x, y)$
 を一義的に定めることができず、このままでは解くことができない。そこで、数
 値計算の初期設定として、式(4.3)のようにアーク断面の放射強度分布 $\epsilon(x, y)$
 は、 x, y 軸に関する楕円分布 $\epsilon_0(x, y)$ (これは対称) に、非対称を表す項と
 して x, y に関する多項式を掛けることによって表されると仮定した。すなわち、

$$\epsilon(x, y) = \left(\sum_{i=0}^N a_i x^i \right) \cdot \left(\sum_{j=0}^N b_j y^j \right) \cdot \epsilon_0(x, y) \quad \dots\dots\dots(4.3)$$

式(4.3)を式(4.1), (4.2)に代入し整理すると次の式を得る。

$$\sum_{i=0}^N a_i x^i = \frac{I_1(x)}{\int \left(\sum_{j=0}^N b_j y^j \right) \cdot \epsilon_0(x, y) d y} \quad \dots\dots\dots(4.4)$$

$$\sum_{j=0}^N b_j y^j = \frac{I_2(y)}{\int \left(\sum_{i=0}^N a_i x^i \right) \cdot \epsilon_0(x, y) d x} \quad \dots\dots\dots(4.5)$$

式(4.4)は、係数 b_j ($j=0, 1, \dots, N$) の値を右辺の分母に代入すると、係数 a_i ($i=$

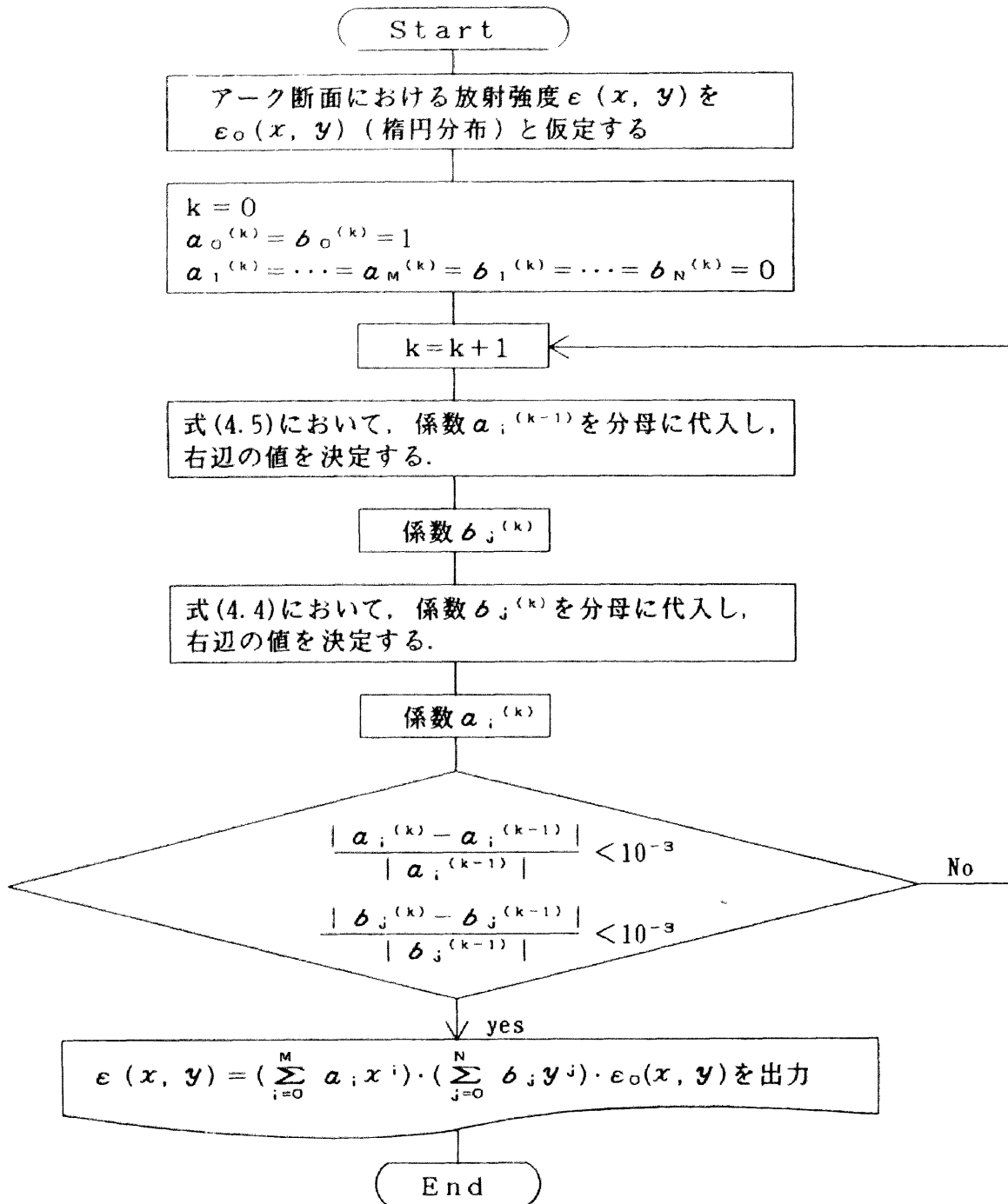


図4.5 アーク断面における非対称な放射強度分布を近似的に求めるためのフローチャート

0, 1, ..., M)の値が決定されることを表している。逆に、式(4.5)は、係数 a_j の値を右辺の分母に代入すると、係数 b_j の値が決定されることを表わしている。しかし、係数 a_j および b_j は両方とも未知数である。そこで、図4.5のフローチャートのように、式(4.4)と(4.5)との間で繰り返し計算を行い、係数 a_j および b_j の値を決定する。その後、係数 a_j および b_j の値を式(4.3)に代入して、非対称な放射強度分布 $\epsilon(x, y)$ を求めることができる。

①計算は、最初には $a_0 = b_0 = 1$, $a_1 = \dots = a_N = b_1 = \dots = b_N = 0$ とおき、アーク断面の放射強度は楕円分布であるとしておく。

②係数 a_j を式(4.5)の右辺の分母に代入し、最小二乗法を用いて、係数 b_j を求め直す。

③ステップ②で求めた係数 b_j を、今度は式(4.4)の右辺の分母に代入し、係数 a_j を求め直す。

④係数 a_j および b_j が一定値に収束するまでステップ②～③を繰り返す。

4. 4 非対称な放射強度分布の計算結果例

4. 3節で述べた近似求解法を実験データに適用した例を次に示す。

(1) 観測例1として図4.4に示した放射強度観測値において、光路Iの曲線はほぼ平坦な形状になっているが、光路IIの曲線はほぼ三角形状になっている。このことから、アーク断面における放射強度は x 方向に伸び、 y 方向につぶれた領域に分布すると考えられる。図4.4の分布から本手法によって、アーク断面における放射強度分布を求めた結果を、図4.6に表示した。

(2) 観測例2として、図4.7の放射強度観測値においては、光路Iの波形の場合、 x の負方向は急峻に立ち上がり、正方向に緩やかに低下している。他方、

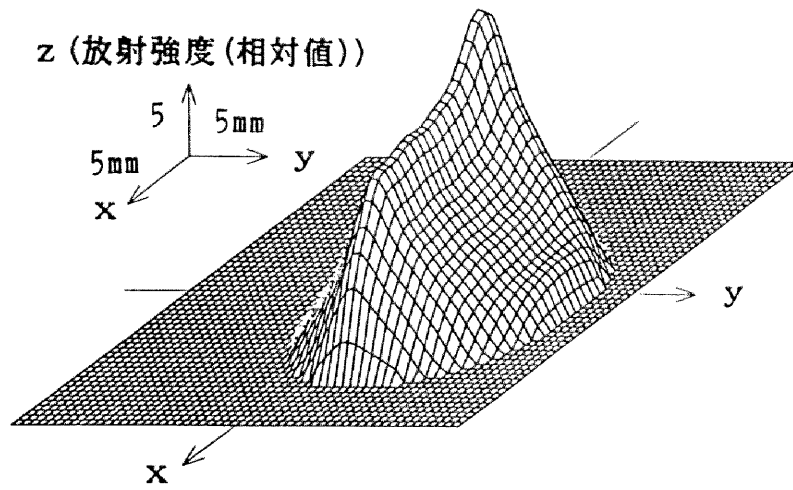
光路Ⅱの波形の場合、それとは逆に y 方向に広がっている。このことから、放射強度が最大になる位置はアーク断面の一か所に偏っていると考えられる。図4.7の分布から、アーク断面における放射強度分布を計算した結果を、図4.8に表示した。

(3) 観測例3として、図4.9の光路Ⅰからの観測値には、二つの極大が現われている。このことから、アークは二つの強い発光部を持つ陽光柱から形成されていると考えられる。アーク断面の各部分の放射強度を求めた結果を、図4.10に表示した。

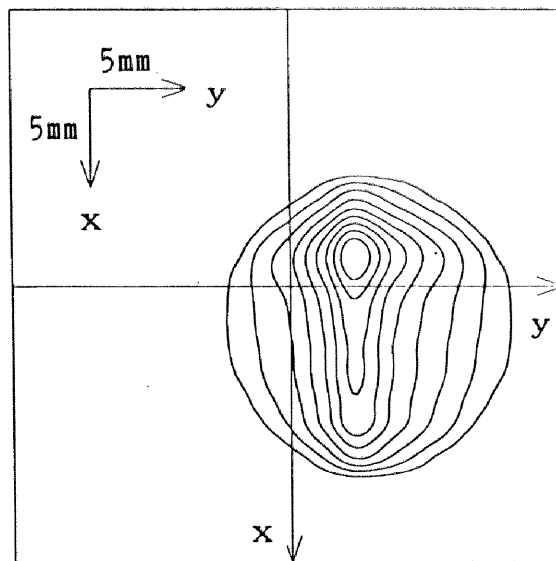
4. 5 試験関数による求解誤差の検討

本手法は近似解を求めており、その限界として次のような場合が考えられる。もしアーク陽光柱の放射強度が楕円分布しており、しかもその長軸が観測方向に対して45度の角度をなすような場合、2方向から測光された放射強度観測値は両方とも対称な波形で、同じ曲線となるはずである。このような場合には、本計算手法はアーク陽光柱を軸対称であるとして解を出力し、アーク断面の放射強度分布を正しく再生できない。しかしながら、これは非対称な分布を2方向の観測のみから推定しようとするための限界である。正しくはないが、この再生された分布が元の楕円分布に対してどの程度の誤差を持っているかを、楕円分布の離心率を0（真円）から1近く（細長い楕円）まで変化させ、以下のように計算によって検討した。

放射強度分布の試験関数として、楕円分布 $e(x, y)$ を取り上げてみる。ここで、観測方向を x 軸、 y 軸にとっておく。その楕円分布の長軸の方向を、 x 軸と y 軸とに対してともに45度の角度をなすように設定した。この楕円分布を x 軸、



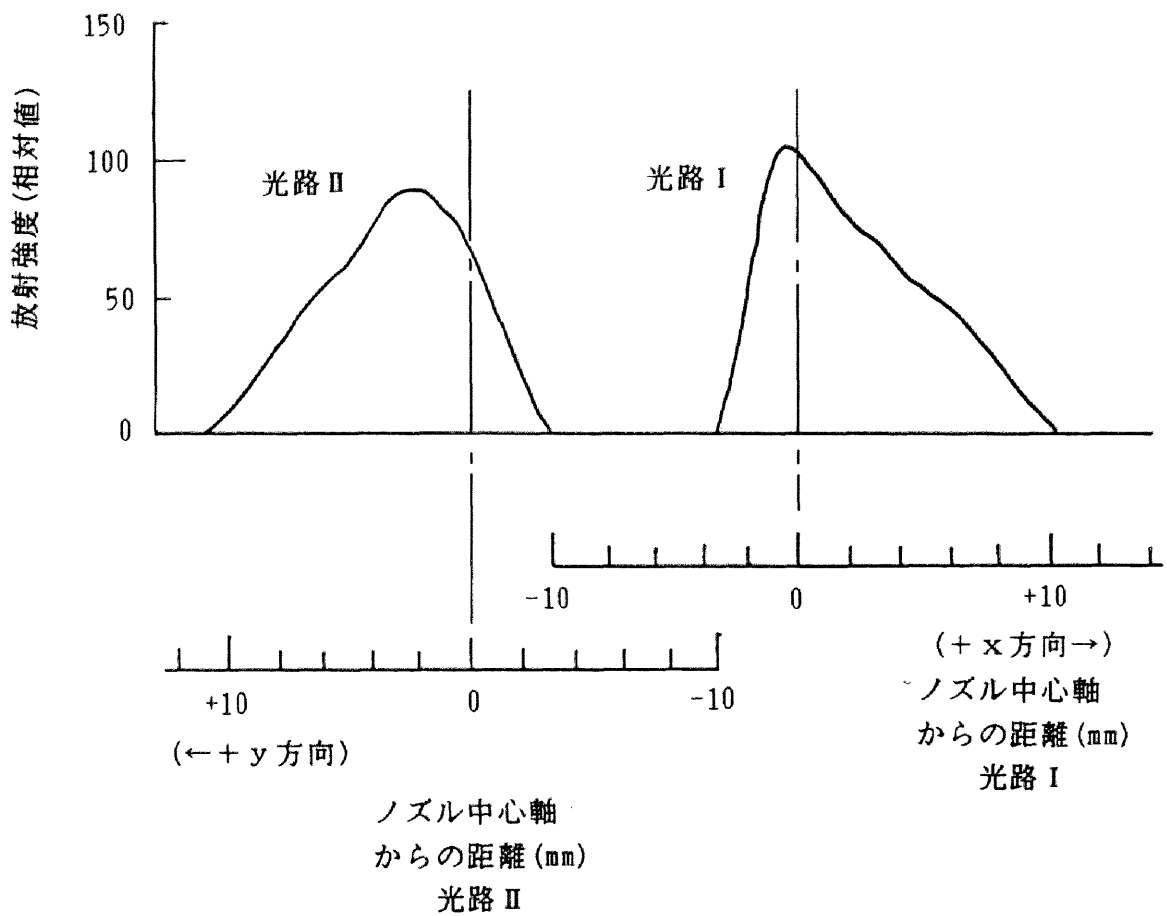
(a) 3次元表示



(b) 等高線表示

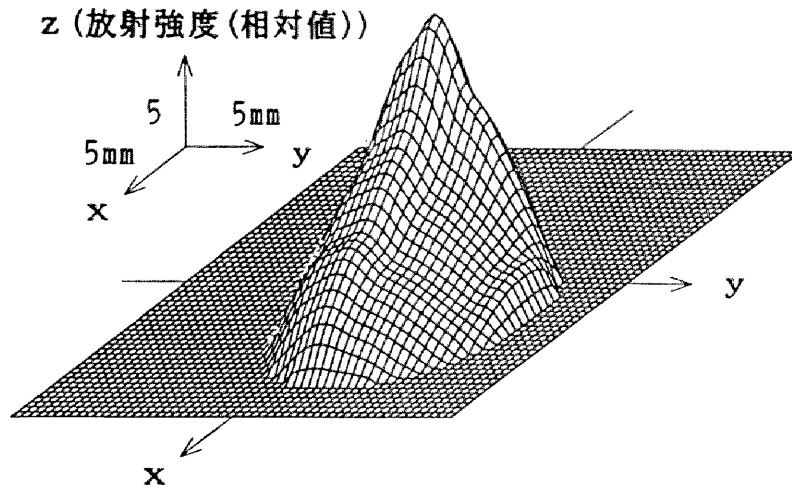
(入力データは図4.4の放射強度観測値)

図4.6 アーク断面における非対称な放射強度分布の計算結果例No. 1

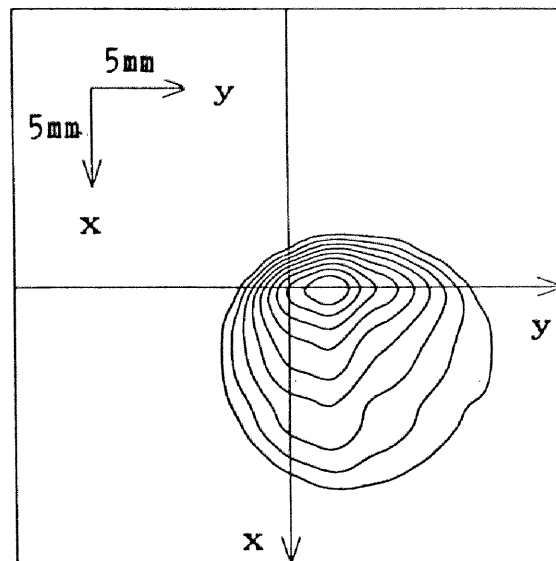


(電流波高値: 3kA, 周波数: 74Hz, 波長: 656nm
観測時間: 電流零点前約1.2ms (約1.6kA))

図4.7 2方向から測光したH α 線の放射強度観測値の例No.2



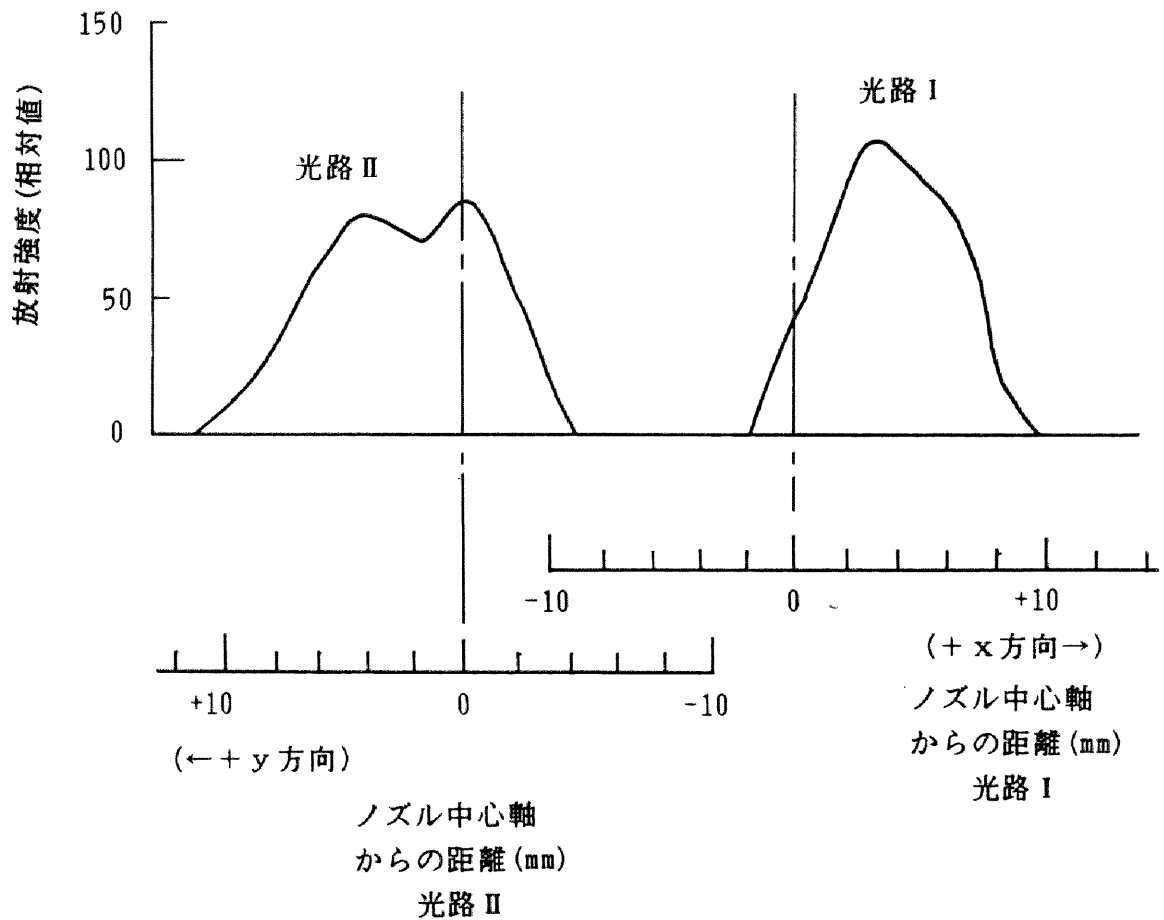
(a) 3次元表示



(b) 等高線表示

(入力データは図4.7の放射強度観測値)

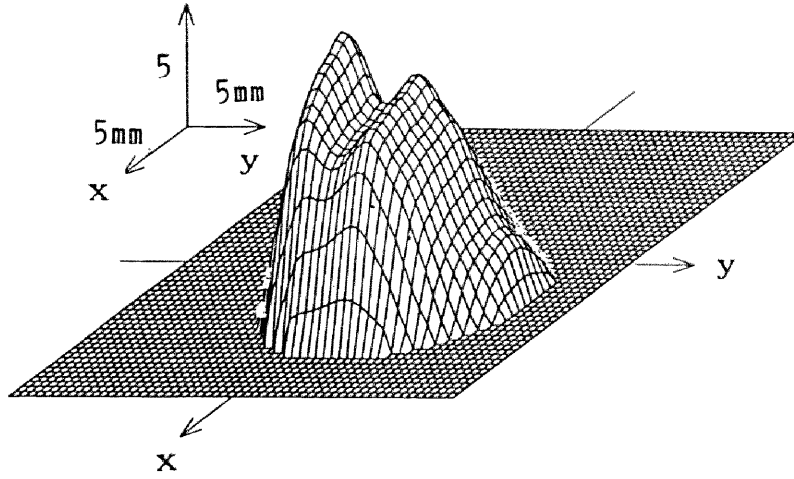
図4.8 アーク断面における非対称な放射強度分布の計算結果例No.2



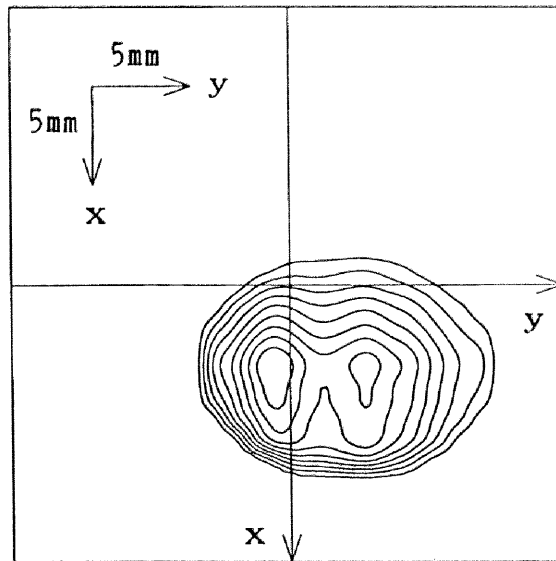
(電流波高値: 3kA, 周波数: 74Hz, 波長: 656nm,
観測時間: 電流零点前約0.75ms (約1kA))

図4.9 2方向から測光したH α 線の放射強度観測値の例No.3

z (放射強度(相対値))



(a) 3次元表示



(b) 等高線表示

(入力データは図4.9の放射強度観測値)

図4.10 アーク断面における非対称な放射強度分布の計算結果例No.3

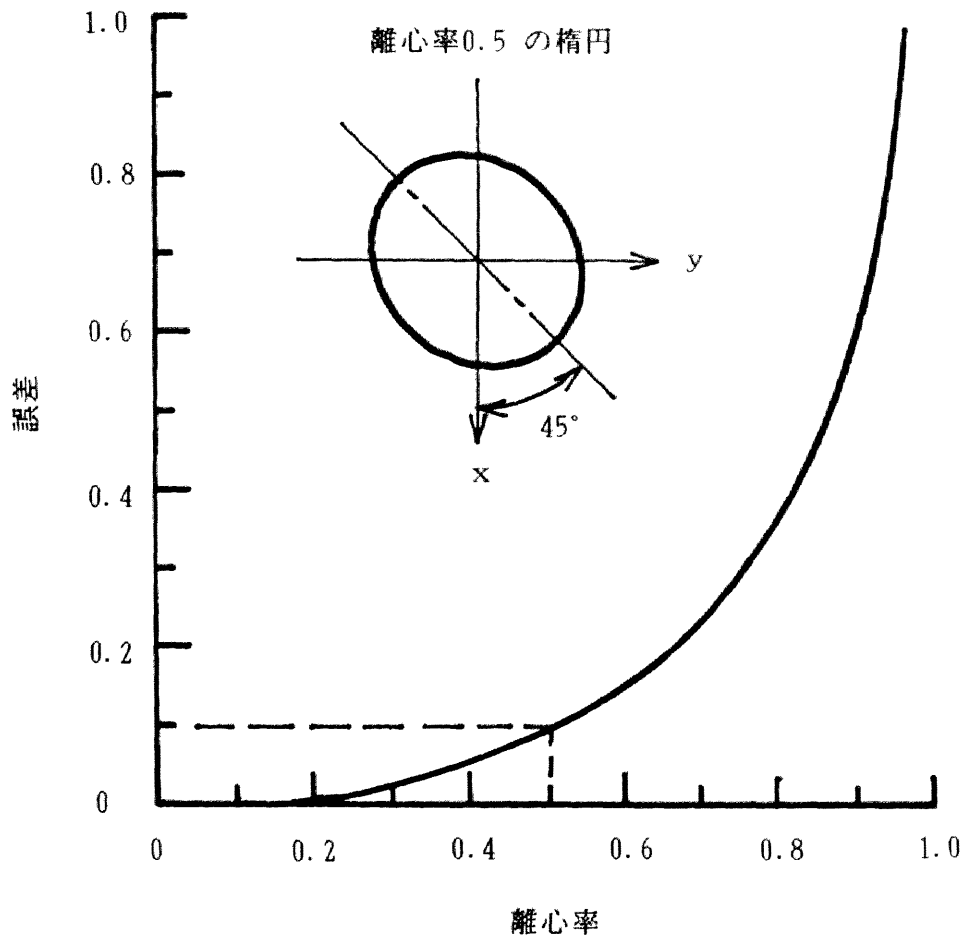
y 軸に沿って積分し、それに対応する観測値 $I_2(y)$, $I_1(x)$ を求めておく。この2方向からの観測値を本求解手法に入力し、アーク断面の放射強度 $\epsilon(x, y)$ を求め直した。その後、楕円分布 $e(x, y)$ に対する再生された分布 $\epsilon(x, y)$ の平均誤差を式(4.6)で計算した。

$$Error = \frac{\iint |\epsilon(x, y) - e(x, y)| dx \cdot dy}{\iint e(x, y) dx \cdot dy} \dots\dots(4.6)$$

分子は、再生された放射強度分布 $\epsilon(x, y)$ と設定した楕円分布 $e(x, y)$ との差の絶対値を、 $x - y$ 平面上で重積分したものである。再生された分布 $\epsilon(x, y)$ が楕円分布 $e(x, y)$ に対して相違が大きいほど、式(4.6)の分子の値は大きくなる。式(4.6)の分母は、楕円分布 $e(x, y)$ を、 $x - y$ 平面上で重積分したものである。楕円分布 $e(x, y)$ がアーク陽光柱の放射強度分布であると仮定すると、式(4.6)の分母はアークの全放射強度になり、式(4.6)は、誤差をアークの全放射強度で規格化していることになる。楕円分布 $e(x, y)$ においては、楕円の離心率をパラメータにとっているため、式(4.6)の値は離心率によって変化する。

図4.11は式(4.6)の計算結果を示している。楕円の離心率が零(真円)の場合、本手法は無論放射強度を完全に正しく再現し、求まった解の誤差は零である。離心率が零より大きくなると、誤差が少しずつ大きくなっていく。しかし、離心率が0.5以下(円に近い)ならば、誤差は約10%以下である。図4.11に離心率0.5の楕円を参考のために記入してある。

実際、遮断アークの断面を楕円で近似するとしても、極端に細長い断面となることはなく、離心率の小さいものが多い。したがって、離心率が0.5以下ならば、本手法は遮断アークに対しては、放射強度分布を近似的に再生しているとみなしてよい。



(試験関数：楕円分布であり，その長軸は
二つの観測方向に対して45度の角度をなす)

図4.11 試験関数に対する
本手法で求めた分布の平均誤差

4. 6 結論

電力用遮断器に発生する高速ガス流中のアークの非対称性について基礎的に検討するために、モデル遮断器においてSF₆ガス吹付けアークを2方向からスペクトル観測したところ、ほとんどの場合のアークは軸対称性を失っていることが実験的にわかった。近年、ガス吹付けアークの時間的推移をエネルギーなどの保存方程式群から理論的に解析することが行なわれており⁽⁶⁾⁻⁽⁹⁾、この解析においてはアーク陽光柱は軸対称であると仮定されている。しかし、この種の計算においても、アークの非対称性を導入するべきではないかと考えられる。

さらに、本章では、ガス吹付けアークで観測された非対称な放射強度分布から、アーク内部の放射強度分布を近似的に求解する新しい計算手法について述べた。本手法は、数値計算の繰り返しによって求めるものであって、その初期設定として、アーク断面の放射強度分布を、対称を表わす楕円分布と非対称を表わす多項式との積の形で表わされると想定している。その多項式の係数を収束計算で決定すると、アーク断面の放射強度分布の近似解を得ることができる。実際に実験で得られた放射強度分布を本計算手法に入力したところ、アーク断面の非対称な放射強度分布を十分に再生できた。この手法によって、アーク内部における放射強度の非対称状況を把握することができる。ただし、アークの観測方向数が2方向のみであるので、例えば、アーク陽光柱の放射強度分布が楕円分布であって、その長軸が観測方向と一致しない場合、本求解手法は放射強度を正しく再生できない。しかし、その楕円分布に対する再生された分布の平均誤差は離心率 0.5以下の楕円の場合約10%以下となることを確かめた。ガス吹付けアークの断面を楕円で近似するとしても、離心率の小さいものが多いから、本手法は、ガス吹付けアークに対しては、十分に適用できると考えられる。したがって、本手法によって、

今後、アークの非対称性とガス流状況との関係について、スペクトル放射の面から検討できると考えられる。

第 4 章の文献

- (1)横水・鬼頭・松村:「放射からみたSF₆ガス吹付けアークの非対称性」電気学会開閉保護装置研究会資料SPD-89-12(平成元年)
- (2)W. J. Pearce:" Plasma-Jet Temperature Measurement" in "Optical Spectrometric Measurements of High Temperatures" edited by P. Dickermann pp.125-169(1961) Univ. of Chicago, Chicago
- (3)W. L. Barr:"Method for Computing the Radial Distribution of Emitters in a Cylindrical Source", J.Opt.Soc.Am., 52, pp.885-888 (1962)
- (4)Y. Yasutomo, K. Miyata, S. Himeno, T. Enoto, Y. Ozawa : " A New Numerical Method for Asymmetrical Abel Inversion", IEEE Trans. Plasma Sci., PS-9, pp.18-21(1981)
- (5)H. R. Griem:"Plasma Spectroscopy", pp.74-78(1964) McGraw-Hill Book Company, New York, San Francisco, Toronto, London
- (6)W. Hermann, U. Kogelschatz, L. Niemeyer, K. Ragaller and E. Schade:"Experimental and Theoretical Study of a Stationary High-Current Arc in a Supersonic Nozzle Flow", J.Phys.D(Appl. Phys.), Vol.7 pp.1703-1722(1974)
- (7)W. Hermann and K. Ragaller:"Theoretical Description of the Current Interruption in HV Gas Blast Breakers", IEEE Trans. Power Apparatus Syst. Vol.PAS-96, pp.1546-1555(1977)
- (8)D. T. Tuma and J. J. Lowke:"Prediction of Properties of Arcs Stabilized by Forced Convection", J. Appl. Phys. Vol.46 pp.3361-3367(1975)

(9)F. R. El-Akkari and D. T. Tuma: "Simulation of Transient and Zero Current Behaviour of Arcs Stabilized by Forced Convection", IEEE Trans. Power Apparatus Syst. Vol. PAS-96 pp.1784-1788(1977)

第5章 総括

5. 1 まえがき

電気エネルギーは各種の用途に適合する優れたエネルギー形態であって、今後、情報化社会への進展にともない、その需要は増え続けると予想される。しかしながら、このような需要は大都市に集中する一方で、大電力電源はそこから遠方に設置され、両者は分局化する傾向にある。このため、大電力を遠距離にわたり、しかも高信頼度で伝送しなければならない。これに対処するために、電力系統の連系が強化されると、その反面、系統の短絡容量は増大し、短絡電流は大きくなっており、電力用遮断器の大容量化そして高信頼性が切望されている。

電力系統に用いられている交流遮断器は、いずれも交流電流の零点でアークが遮断されており、電流零点近傍におけるアークの状況を明確にすることは遮断現象解明のために重要と考えられる。しかしながら、電流零点近傍に関する実験の論文例は、アークコンダクタンスや残留電流などの測定が主で、アークの内部状態を表わす温度や粒子密度などの実測例は少ない。そこで、本論文においては、まずはじめに、アーク中の電子密度に着目し、小型の空気吹付けアーク遮断装置において電流零点付近の電子密度の過渡推移を実測している。電子密度は電極間空間の導電性と絶縁性とに敏感に反映し、熱的再点弧領域と絶縁再点弧領域との両方を支配すると考えられる。

アーク遮断現象の解明へのアプローチの一つとして、電子密度を測定すると同時に、極めて多数回の遮断実験における遮断成否も記録し、アーク遮断成功率を

算定した。この実験結果からアーク遮断成功率の高低は電流零点における電子密度の大きさに非常に依存していることがわかった。

次に、ガス吹付け型の遮断器においては消弧ガスはSF₆ガスが主流になってきていることから、SF₆ガス吹付けアークを取り上げた。そこでの電子密度を分光学的手法から算定しようとして、高速のSF₆ガス流中に点弧するアークをスペクトル観測したところ、放射強度分布は対称性を失っていることが多かった。ここでは、この非対称性に取り組み、実験で測光された非対称な放射強度観測値から、アーク断面における放射強度分布を近似的に求める計算手法を考案している。

以下、得られた成果を要約し、各章の順に述べていくことにする。

5. 2 電流零点近傍におけるアーク中の電子密度の過渡推移

小型空気吹付けアーク遮断装置において、周波数48Hz、電流波高値1 k A級の交流アークをLC共振回路で点弧させた。その電流零点前の約100 μsから零点までの期間において、ルビーレーザー光を集束し、ノズル出口下流4 mmにおけるアーク陽光柱の中心部に照射して、電子によるトムソン散乱光のスペクトル分布から電子密度を算定した。この際、パラメータとして、空気吹付け流量を100~250 l/minで、電極材料を銅もしくはグラファイトのどちらかで変化させ、それらの違いによる電子密度の大きさや過渡推移などの差異を明確にした。さらに、N₂⁺分子イオンの帯頭スペクトル線と銅原子のスペクトル線との同時観測から、アーク温度と銅蒸気混入率とについても併せて算出し、微視的な物理量から電流零点近傍の消弧直前のアークを次のように定量的に明らかにした。

(1) 電極材料の影響: 電流零点前の約90~約30 μ sにおいては, 電極材料によるアーク中心の電子密度の違いはあまり現われない. ところが, その後, 電流が小さくなり零に近づくと, 銅電極の場合の電子密度はグラファイト電極の場合より高くなり, その違いは特に電流零点で顕著になる. 電流零点における電子密度は, 例えば, 電流波高値1kA, 吹付け流量100 ℓ /minのとき, グラファイト電極の場合約 $1.4 \times 10^{21} \text{m}^{-3}$ であるのに対し, 銅電極の場合約 $2.6 \times 10^{21} \text{m}^{-3}$ であってグラファイト電極の場合の約2倍である. このとき, アーク中心の温度は両電極ともに大体7000Kで, ほぼ等しい. それにもかかわらず, 銅電極の場合電子密度が増大するのは0.4%の銅蒸気がアーク中に混入するためである. 電流波高値が1.5kAと大きくなると, 電極材料の影響は, 特に吹付け流量100 ℓ /minの場合においてもっと顕著に現われる. 銅電極の場合の電流零点の電子密度は約 $20 \times 10^{21} \text{m}^{-3}$ であって, グラファイト電極の場合の約6倍に達している. これは, 銅電極の場合においては, 銅蒸気が1.5%混入していることだけでなく, アーク中心温度もグラファイト電極の場合よりも上昇しているためである.

(2) 空気吹付け流量の影響: 電流零点前の約100~20 μ sにおいては, 銅電極とグラファイト電極とのどちらの場合も, アーク中心における電子密度は吹付け流量250 ℓ /minの場合の方が100 ℓ /minの場合より少し高い. ところが, 吹付け流量が大きい場合, 電子密度は速く減衰し, 電流零点前の約20~0 μ sにおいては, 逆に吹付け流量が大きい程電子密度は低くなる. 例えば, 電流波高値1kAでグラファイト電極のとき, 電流零点における電子密度は, 吹付け流量100 ℓ /minの場合約 $1.4 \times 10^{21} \text{m}^{-3}$ であるのに対し, 吹付け流量250 ℓ /minの場合約 $0.9 \times 10^{21} \text{m}^{-3}$ で, 約60%になる. 吹付け流量による電子密度の減衰の速さの違いは, 吹付け流量が大きい場合, アーク陽光柱における6000K以上の導電領域がもともと細くなっているため, 電子

密度が急速に低下すると考えられる。

最近のガス吹付け遮断器においては、パuffa型が多くなってきている。この遮断器においては、吹付け用ガスは可動電極周辺のパuffa室に蓄えられている。アーク遮断時には、可動電極の開極動作と同期して、一種のピストン機構によってパuffa室の容積が次第に小さくなる。交流電流の波高値付近の大電流期間においては、アーク陽光柱がノズル孔を閉塞するので、パuffa室からガスは流出せず、パuffa室の圧力は、アークが発生しない場合の操作時に比べてかなり高くなる。その後、電流瞬時値が零点に近づき、アーク直径が小さくなっていくと、高圧力となったパuffa室のガスが噴出し、アークを吹き付け、電流零点で消弧している。実際の遮断器においては、ノズル閉塞がむしろ起きた方が好ましいと言われている。そのような過程は、本論文の実験結果において、吹付けによる冷却効果は交流電流の波高値付近では有効ではなく、電流零点の直前において顕著となることから裏付けられている。

ガス吹付け型の遮断器の電極材料としては、Cu-W電極が多く用いられている。しかし、銅やタングステンの原子の電離電圧はともに約8 eV以下で、消弧ガスの構成粒子の原子の電離電圧よりかなり低い。電極材料の銅やタングステンが蒸発して、これらの金属原子がアーク中に混入すると、アーク中の電子密度は混入しない場合と比べて同一ガス温度において高くなる。電極材料として原子の電離電圧がなるべく高いもの、例えばグラファイト（原子の電離電圧11.264V）などを用いれば、アーク中の電子密度はCu-W電極などの場合と比べて低下し、遮断能力を向上させることができると考えられる。

5. 3 電流零点の電子密度とアーク遮断成功率

第2章の空気吹付けアーク遮断装置においてアーク中心の電子密度をレーザ散乱法によって直接測定しながら、遮断実験を行って交流電流零点におけるアーク遮断成否を記録した。この際、空気吹付け流量と電極材料とを変化させることで装置の遮断能力を変化させながら、一つの実験条件あたり約100回の遮断実験を行ってアーク遮断成功率を導出した。このような多数回の遮断実験は実規模の遮断器においては実施し難いものである。ここで得られた遮断成功率は電流零点の電子密度に強く依存していることという結果が導かれた。具体的には、電流零点付近における電流変化率 di/dt と過渡回復電圧上昇率 dv/dt とが一定の条件下においては、横軸に電流零点の電子密度を対数目盛りで、縦軸に遮断成功率を正規分布目盛りでプロットすると、両者の関係は直線で表わされることを実験的に明らかにした。電子密度に着目すれば遮断限界をどの程度越えているか相対的に評価できる。

電流零点の電子密度と遮断成功率とについての上述の関係が他のアーク遮断装置で成り立つことを確かめるために、まずはじめに、空気吹付け遮断装置のノズル形状をオリフィス型に近い形のものに変更し、レーザ散乱法による電子密度測定と遮断実験とを実施した。さらに、PTFE細隙平板状消弧室と空気吹付け平板状ノズル消弧室とにおいてもアーク遮断実験が行われており、それらの実験データを整理してみた。前者は、PTFE板で囲まれた、厚さ数ミリメートル、幅20mmおよび高さ50mmの空間においてアークを消弧しており、消弧力は消弧室の厚さを変えることによって変わる。後者は、空気吹付けノズルの断面形状を平板状に形成し、ここに空気を吹き付ける方式で、消弧力は空気吹付け流量と消弧室の厚さとによって変化する。両消弧室内の電子密度は、マイクロ波70GHzを照射し、アークプラズマを透過してくる量から $10^{19} \sim 10^{20} \text{ m}^{-3}$ のオーダーの範囲で測定されている。これら両アーク装置においても電流零点の電子密度と遮断成功率との関係は、空

気吹付けアーク遮断装置の場合と同様に成り立った。

通常、遮断器の遮断能力曲線は、過渡回復電圧上昇率 dv/dt と電流零点付近の電流変化率 di/dt とから表わされている。この $dv/dt - di/dt$ 曲線を、電流零点の電子密度と遮断成功率との関係から導出する方法を考案した。空気吹付けアーク遮断装置の場合を例にとり、遮断成功率50%の $dv/dt - di/dt$ 予測曲線を導出し、検証実験を行ったところ、予測値と実験値とはよい一致を見せた。

このような電子密度に関する実験的事実に立脚すれば、遮断器の遮断能力を50%遮断成功率というように表現することができるようになり、しかもそれを検証する根拠が明確となった。このようなことは、フラッシュオーバー現象における「50%フラッシュオーバー電圧」の設定と類似しており、遮断現象の統計的性格に立脚した取り扱いに一步近づくものである。

5. 4 非対称な放射強度分布の近似求解手法

現在の実規模の電力用遮断器は次第にSF₆ガス吹付け型が多くなってきている。そこで、2圧式1方向吹付け型のSF₆ガスモデル遮断器を製作した。高速のSF₆ガス流中のアークを直角2方向から同時に分光学的に診断したところ、2方向のスペクトル放射強度観測値は、ほとんどの場合異なった分布形状をなし、しかも非対称であった。分光学的手法を介してアーク内部の温度や電子密度などを算定するにあたっては、放射強度観測値からアーク断面の放射強度分布を計算によって求めなければならない。ところが、非対称な場合の計算手法は確立されておらず、これまでは多数例の観測データを平均化して線対称な分布を想定して計算されていた。

本論文の第4章は、ガス吹付けアークにおいて2方向から測光された非対称な

放射強度観測値からアーク断面の放射強度分布を近似的に求解する計算手法について考案した。本数値計算手法においては、求めるべきアーク断面の放射強度は、対称を表わす楕円分布と、非対称を表わす多項式との積の形で表わされると想定することから出発し、多項式の係数を繰り返し計算することによって近似解を得ている。実際に、実験データを入力し、アーク断面の非対称な放射強度分布を求解したところ、例えばアーク断面の放射強度分布において二つのピークがあるような複雑な分布の場合も十分に再生することができた。しかし、非対称な分布のものを2方向から観測するだけでは、観測方向数が本質的に不足で、近似解であることは免れない。例えば、試験関数として、アーク断面の放射強度分布を楕円分布として、その長軸を二つの観測方向の x 、 y 軸に対して、45度の角度をなすように設定した。このとき、2方向から観測される分布はともに対称で、しかも等しい波形になる。この場合、本計算手法は、アーク断面の放射強度分布を軸対称であると出力し、正しく再生できない。しかし、その楕円分布に対する再生された分布の平均誤差は離心率0.5以下の楕円の場合10%程度以下であることを計算で確かめた。対象をガス吹付けアークに限定すれば、その断面を楕円で近似してみても離心率の小さいものが多いから、本計算手法はガス吹付けアークに対しては十分に適用できると言える。

5. 5 今後の課題

アーク遮断現象を解明するために本論文のような視点から見れば、今後次のようなアプローチが予想される。

電流零点直後の極間空間には、まだ数千ケルビン程度の高温ガスが存在しており、ここにおよそ数 $kV/\mu s$ 以上の上昇率の過渡回復電圧が印加される。極間が

電流零点後において再点弧するか否かは、電子密度の大きさに強く依存することが本論文の実験を通じてわかってきた。しかしながら、極間には電子だけでなく、電子の場合とほとんど同密度の正イオンも残留している。今後の課題としては、残留した高温ガスにおける電子とイオンとの間の衝突などといった放電の素過程を、電離係数や再結合係数などを導入して理論的に解析し、極間に残る複雑な粒子構成の時間的推移などを明らかにすることが挙げられる。この計算結果から極間全体の導電性の減衰や絶縁性の回復特性を導出すれば、熱的再点弧や火花再点弧を放電の素過程から物理的に解析することができると考えられる。

高速のガス流中のアークの多くは軸対称性を失っていることがスペクトル観測によってわかってきた。しかし、この観測は正弦波電流の半波の一時刻においてのみで行われたものであった。次の検討としては、まず実験で、正弦波半波の電流波高値から零点に至るまでの期間において、数百マイクロ秒の時間間隔でアークの放射強度分布を2方向観測した後、第4章の計算手法によって各観測時刻ごとにアーク断面での放射強度分布を再生し、非対称性の時間的推移を導出する。これによって極間において高温ガスが偏在する状況やその位置などの時間的過程について明らかにすることができ、アークの非対称性が遮断現象に及ぼす影響について検討できる。

実規模遮断器の遮断試験においては、普通、遮断すべき交流大電流は短絡発電機から供給されている。ここでは、実系統の場合と等しい数万アンペア級の電流が必要とされ、大規模な設備と労力とが要求される。このため、同一の試験条件において多数回の遮断試験を実施することは事実上できない。したがって、遮断現象の本質を十分に把握し、その本質に立脚して必要しかも十分な試験条件で、供試器の遮断性能を検証できるようにすべきである。さらには、遮断現象を踏まえた上での遮断器の大容量化ならびに小型化を進めていくべきである。このため、大学の研究室レベルのモデル器における基礎実験によって、アーク構成粒子の振

舞いを定量的に追究して、アークの内部状態を微視的に検討していくことが今後の課題であると思われる。

謝 辞

本研究の遂行ならびに本論文の作成にあたり、終始懇切なる御指導と御鞭撻を賜った名古屋大学工学部教授 鬼頭幸生先生に深く感謝いたします。また、本論文の作成にあたり、有益なる御助言と御指導を賜った名古屋大学工学部教授 菅井秀郎先生、同助教授 大久保仁先生に厚く感謝いたします。

本研究を進めるにあたり、長年にわたり多大の御指導、御助言をいただいた京都大学工学部講師 松村年郎先生（前、名古屋大学工学部講師）、金沢大学工学部助教授 作田忠裕先生（前、名古屋大学工学部助手）、名城大学理工学部講師 大野英之先生に深く感謝の意を表します。

本研究を通じて、日頃、御激励をいただいた名古屋大学工学部講師 後藤泰之先生に心よりお礼申し上げます。

本研究の計算や実験の遂行に御協力をいただいた、名古屋大学工学部電気学科 鬼頭研究室の大学院生、学部学生の方々に感謝いたします。

本研究の実験装置の製作や調整に、多大な御尽力をいただいた名古屋大学工学部助手 水野保先生（平成元年定年退官）、名古屋大学工学部教務員 斉木敏郎先生に深くお礼を申し上げます。

付録 A レーザ光散乱法による アーク中の電子密度の測定

A. 1 アーク中の電子による入射レーザー光の散乱

レーザー光の散乱法は、原理的には、熱平衡にある高温気体はもちろんのこと、非熱平衡状態にある気体の電子温度や電子密度、あるいはイオン温度、密度を測定することができる。プラズマによる電磁波の散乱の素過程は誘導放射の一種で、位相のそろった電磁波を外部から入射し、それによって強制励振された電子が電磁波を再放射する過程である。この入射電磁波の電子による散乱の断面積の大きさは、電子の古典的半径 r_0 で表わすと、 $(8\pi/3)r_0^2 = 6.65 \times 10^{-29} \text{ m}^2$ 程度できわめて小さい⁽¹⁾。したがって、強力な単色光を必要とするが、ルビーレーザーのような高出力ジャイアント・パルス・レーザーの出現により、現在では散乱光の観測が可能となっている。

A. 2 高温空気中の電子による散乱光のスペクトル分布の計算式

高温プラズマ中の電子による散乱光のスペクトル強度分布は、次式で与えられる⁽¹⁾。

$$I_s(\mathcal{K}, \Delta\omega) d\omega \cdot d\Omega = I_0 \cdot n_e \cdot \sigma_T \cdot S_e(\mathcal{K}, \Delta\omega) \frac{d\Omega}{4\pi} \quad (\text{A.1})$$

ここで、 I_0 : 単位振動数、単位立体角あたりの散乱光強度、 $d\omega$: 微小振動

数幅, $d\Omega$: 微小立体角, I_0 : 入射レーザー光強度, n_e : 電子密度, σ_T : Thomson散乱の断面積である.

散乱光のスペクトル分布を与える $S_e(\mathcal{K}, \Delta\omega)$ は, 表A.1に示される一連の式から計算できる⁽²⁾. 同表においては, 電子による散乱項 S_e にのみ着目するので, イオンによる散乱項 S_i を除いている. ここでは, 波長694.3nmのルビーレーザー光が高温プラズマ中に入射した場合において, 電子が放射した散乱光のうち, 入射方向に対して 90° の角度をなす方向への散乱光スペクトル S_e を求める. $\langle v_e \rangle$ は電子の平均速度で, 電子温度 T_e とは式(A.6)で結ばれている. 式(A.7)の α は, 式(A.8)の散乱波数ベクトル \mathcal{K} と式(A.9)のデバイ長 D_e とから定まる無次元のパラメータで, 散乱スペクトル分布 $S_e(\mathcal{K}, \Delta\omega)$ の形状に強い影響を及ぼす. \mathcal{K} の大きさは, $\lambda_i = 694.3\text{nm}$, $\theta = 90^\circ$ の散乱の場合 $1.28 \times 10^7 \text{m}^{-1}$ で, その逆数 $1/\mathcal{K} = \lambda/2\pi$ は $7.8 \times 10^{-8} \text{m}$ 程度である. 一方, Debye長 D_e は式(A.9)からわかるように, n_e と T_e の関数である. したがって, $\alpha = 1/(\mathcal{K}D_e)$ も n_e と T_e との関数となる.

一般に, $\alpha \ll 1$ の場合, 式(A.3)の分母は1程度となるので, $\Gamma_\alpha(x)$ は $\exp(-x^2)$ にほぼ等しくなる. この場合, S_e の分布形状は, 入射レーザー光の波長 λ_i を中心とするガウス分布に近い形となり, その幅は電子の平均速度, したがって電子温度を与える. これは, 自由電子によるThomson散乱である.

他方, $\alpha \gg 1$ の場合, 式(A.3)において, 分母中の $[1 + \alpha^2 - \alpha^2 \phi(x)]^2$ が0となる x_0 において, S_e は鋭い極大値を有するようになる. 具体的に, その位置は, 上式を解いて,

$$x_0^2 = \frac{1}{2} (\alpha^2 + 3) \tag{A.10}$$

となる. 式(A.5)を用いて, x_0 を実際の振動数に変換し, 整理すれば,

表A.1 散乱光スペクトル分布 $S_0(\mathcal{K}, \Delta\omega)$ の導出式

$$S_0(\mathcal{K}, \Delta\omega) = \frac{2\sqrt{\pi}}{\mathcal{K}\langle v_0 \rangle} \cdot \Gamma_\alpha(x) \quad (\text{A. 2})$$

$$\Gamma_\alpha(x) = \frac{\exp(-x^2)}{[1 + \alpha^2 - \alpha^2 \cdot \phi(x)]^2 + \pi \alpha^4 x^2 \exp(-2x^2)} \quad (\text{A. 3})$$

$$\phi(x) = 2x \cdot \exp(-x^2) \cdot \int_0^x \exp(t^2) dt \quad (\text{A. 4})$$

$$x = \frac{\Delta\omega}{\mathcal{K}\langle v_0 \rangle} \quad (\text{A. 5})$$

$$\langle v_0 \rangle = \sqrt{\frac{2kT_0}{m_0}} \quad (\text{A. 6})$$

$$\alpha = \frac{1}{\mathcal{K}D_0} \quad (\text{A. 7})$$

$$\mathcal{K} = 4\pi \frac{1}{\lambda_i} \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad (\text{A. 8})$$

$$D_0 = \sqrt{\frac{kT_0}{4\pi \cdot n_0 \cdot e^2}} \quad (\text{A. 9})$$

S_0 : 散乱光スペクトル強度	\mathcal{K} : 散乱波数ベクトル
$\Delta\omega$: 入射レーザーの角周波数からのずれ	$\langle v_0 \rangle$: 電子の平均速度
T_0 : 電子温度	n_0 : 電子密度
m_0 : 電子の質量	D_0 : Debye長
λ_i : 入射レーザー光の波長	k : Boltzmann定数
θ : レーザ光の入射方向に対する散乱光の観測方向の角度	

$$(\Delta \omega_0)^2 = \left(1 + \frac{3}{\alpha^2}\right) \frac{4\pi n_0 e^2}{m_0} = \left(1 + \frac{3}{\alpha^2}\right) \omega_p^2 \quad (\text{A. 11})$$

あるいは波長単位で書けば,

$$(\Delta \lambda_0)^2 = \frac{\lambda_i^4}{(2\pi c)^2} \left(1 + \frac{3}{\alpha^2}\right) \omega_p^2 \quad (\text{A. 12})$$

を得る. ここで,

$$\omega_p = \sqrt{\frac{4\pi n_0 e^2}{m_0}} \quad (\text{A. 13})$$

は, プラズマ電子振動数である. したがって $\alpha \gg 1$ の場合, 電子とイオンとの集団運動, すなわちプラズマ振動を行っている電子の状態を観測することとなり, それによってもたらされる側帯波ピークの位置は, 式 (A. 12) と (A. 13) とによって電子密度に関連している.

A. 3 高温空気中の電子による散乱光のスペクトル分布の計算結果

上述のような計算式を用いて, 1気圧中に点弧するアーク陽光柱内の電子による散乱光スペクトル分布を理論的に解析する. 一般に, 0.1MPa (1気圧) 以上の高気圧アーク放電においては, 粒子密度が高いため, 構成粒子間の弾性衝突, あるいは励起電離などを伴う非弾性衝突がひんばんに起こっており, ガス温度 T_0 は十分に高まって電子温度 T_e とほぼ等しく⁽³⁾, 数千から数万度に達していると考えられる. また, アーク陽光柱の構成粒子間には, 気体運動論的, 化学反応論的な平衡がかなりよく成立しているとされている⁽⁴⁾. そこで, アーク陽光柱を等価的に熱平衡にある0.1MPaの高温空気と考え, その中に存在する電子によるレ

一ザ散乱光のスペクトル分布を求める。図A. 1は、解離、電離反応に関する平衡式ならびにその他の気体力学的、電氣的諸条件式を解いて得られた高温空気中の電子密度の温度依存性である。ここで、全圧力は0.1MPaである。この図から、温度 T が5,000Kから15,000Kまで3倍に上昇すると、電子密度 n_e は $5.0 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ から $1.8 \times 10^{23} \text{m}^{-3}$ へと約4,000倍にも増大する。この n_e の温度依存性を用いて、 α の値ならびに $S_0(\mathcal{K}, \Delta\omega)$ を計算したものがそれぞれ図A. 2および図A. 3である。これらの図から次のことがわかる。

(1) 温度が低い5,000Kの場合、図A. 1から電子密度 n_e は $5.0 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ であって、

デバイ長 D_0 は式(A. 9)から $7.0 \times 10^{-7} \text{m}$ となる。散乱波数ベクトル \mathcal{K} の逆数 $1/\mathcal{K}$ は、前述のように $7.8 \times 10^{-8} \text{m}$ であるから、この $1/\mathcal{K}$ と D_0 との比である α の値は、図A. 2のように0.11となる。この α 《1の場合の散乱光スペクトル分布は、図A. 3にみられるように、入射レーザー光の波長を中心とするガウス分布に近い形を示し、その半値幅 $\Delta\lambda$ は約1.1nmである。この幅から電子温度の決定が可能である。

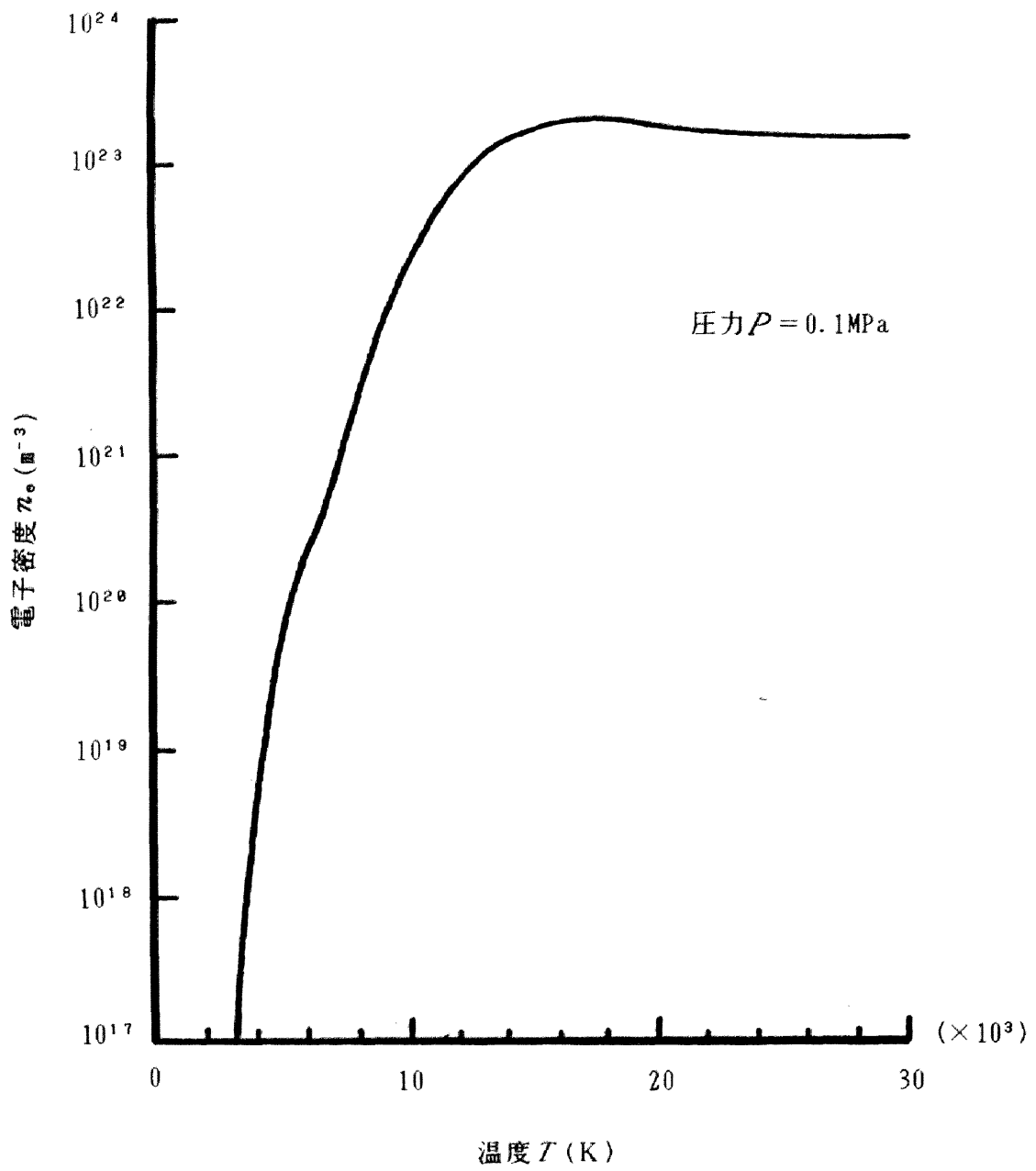
(2) 一方、温度が高くなり、15,000Kに達すると、電子密度 n_e は $1.8 \times 10^{23} \text{m}^{-3}$ にまで急激に増え、デバイ長 D_0 は $2.0 \times 10^{-8} \text{m}$ にまで減少する。したがって α は3.9にまで増え、この場合の散乱光スペクトル S_0 は、図A. 3にみられるように、入射レーザー光の波長から $\Delta\lambda = 6.8 \text{nm}$ 離れた位置において、すどい側帯波ピークを有するようになる。このようなピークの発生機構は、前述のようにプラズマ電子振動によってもたらされている。この側帯波ピークの生ずる位置 $\Delta\lambda$ は、式(A. 12)および(A. 13)から電子密度 n_e の関数であり、その位置を観測することによって電子密度 n_e の決定が可能である。図A. 4は、0.1MPaの高温空気について、波長単位での側帯波の位置 $\Delta\lambda$ と電子密度 n_e との関係を示したものである。

(3) 上記(1)および(2)の中間領域では、電子密度の増大に伴って α が急激に変化

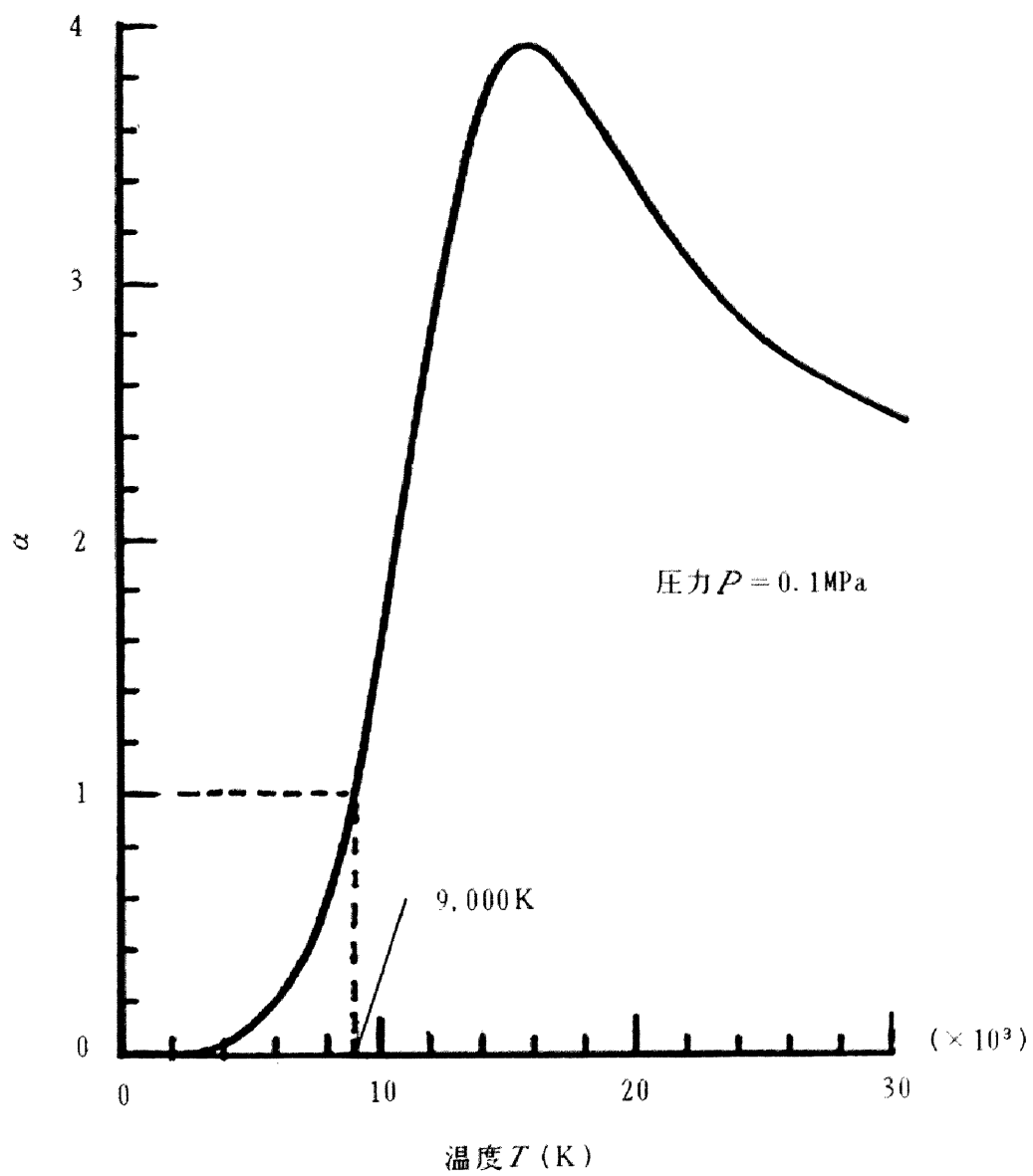
するので、 S_0 の形状変化も激しい。

以上のように、0.1MPaの高温空気においては、5,000～15,000Kの温度上昇に対して、電子密度が数桁以上も急激に増大する結果、 α が0.1～4.0と広範囲に変わり、散乱光スペクトル分布は様々の形態を呈する。温度が9,000K以上に達すると、電子密度は 10^{22}m^{-3} のオーダーを上まわり、 $\alpha > 1$ の傾向が強くなり、側帯波ピークの生ずる可能性がかなり高くなる。

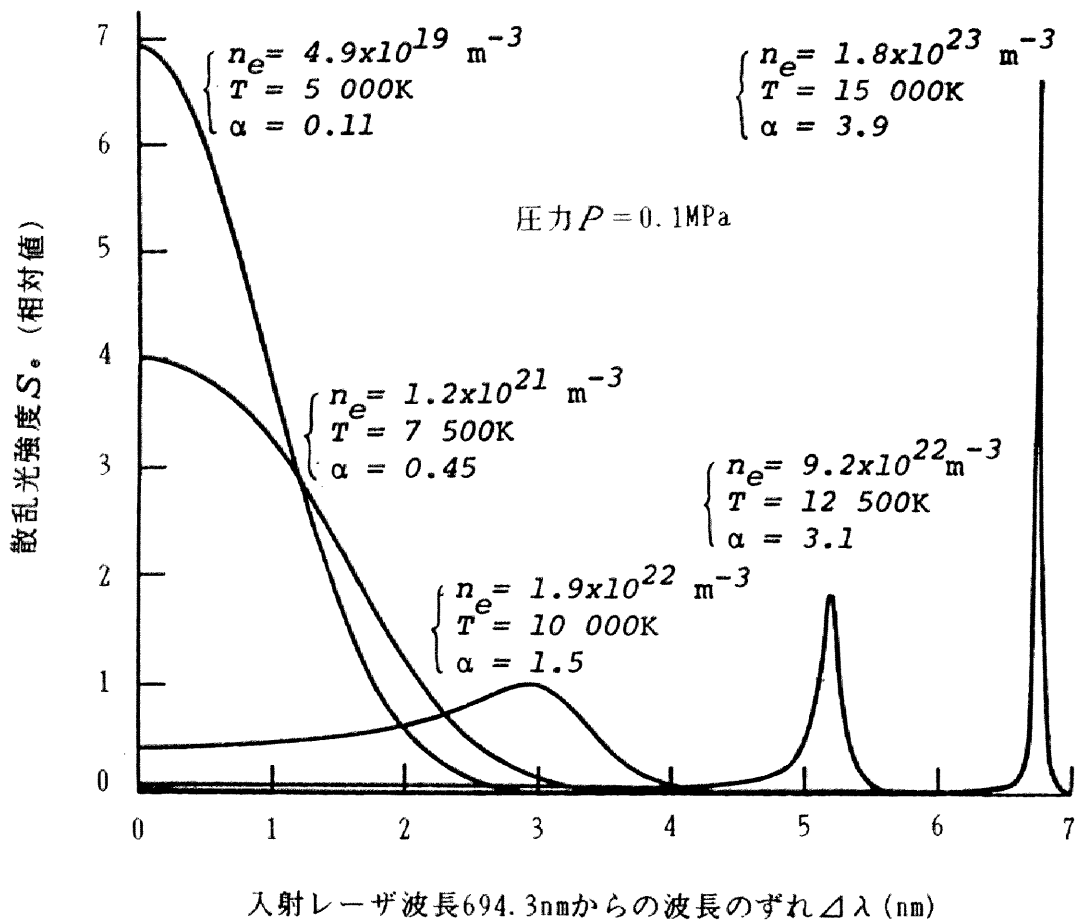
本論文の第2、3章においては、実験で得られた散乱光のスペクトル分布に極大が現われる場合には、その極大の波長の位置から電子密度を算定している。一方、観測された散乱光スペクトル分布が、入射レーザー光の波長から約2 nm以内に分布し、極大を有しない場合には、観測されたスペクトル分布形状と図A.3における理論的に導出された分布形状とを比較照合することによって、電子密度を算定している。



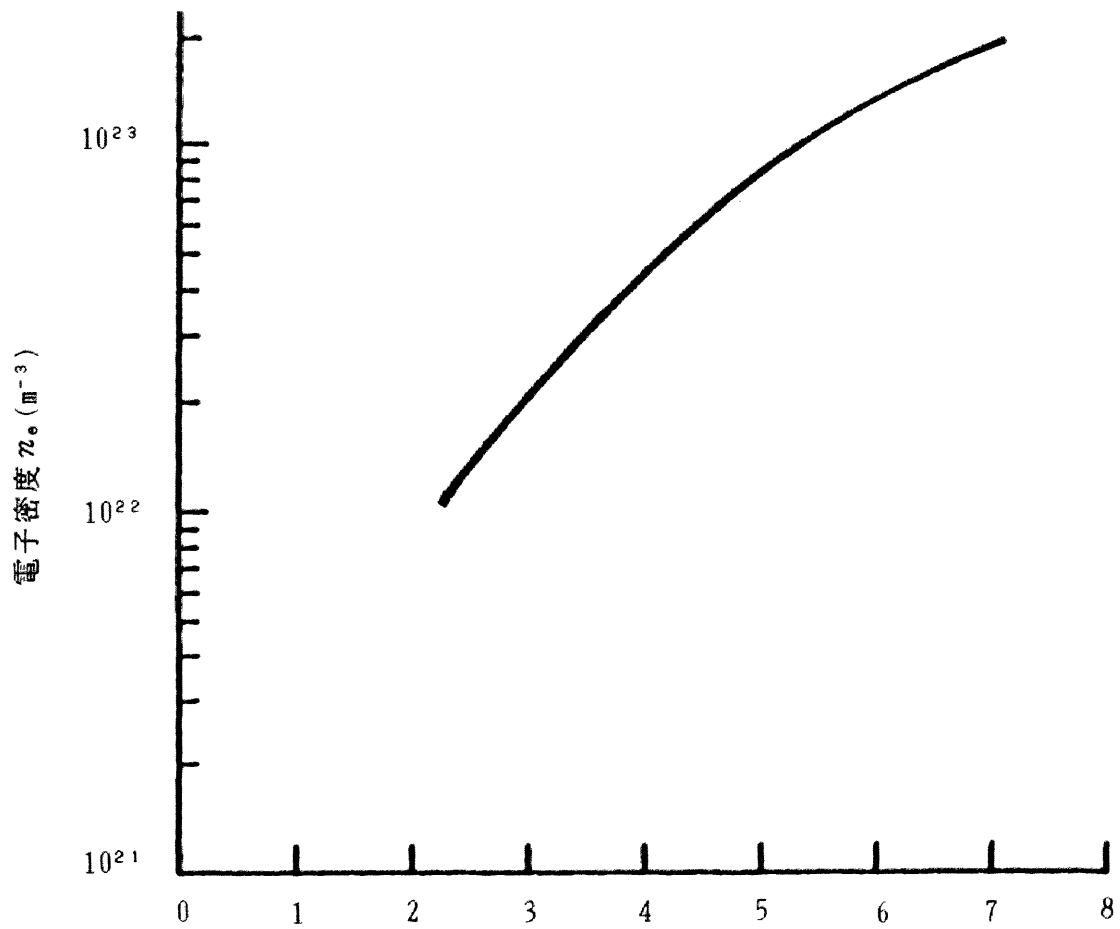
図A.1 熱平衡状態にある高温空気中の電子密度の温度特性



図A.2 パラメータ α の温度特性



図A.3: 高温空気中の電子による散乱光スペクトル分布



入射レーザー波長694.3nmからの波長のずれ $\Delta\lambda$ (nm)

図A.4 側帯波ピークの波長と電子密度との関係

付録 A の文献

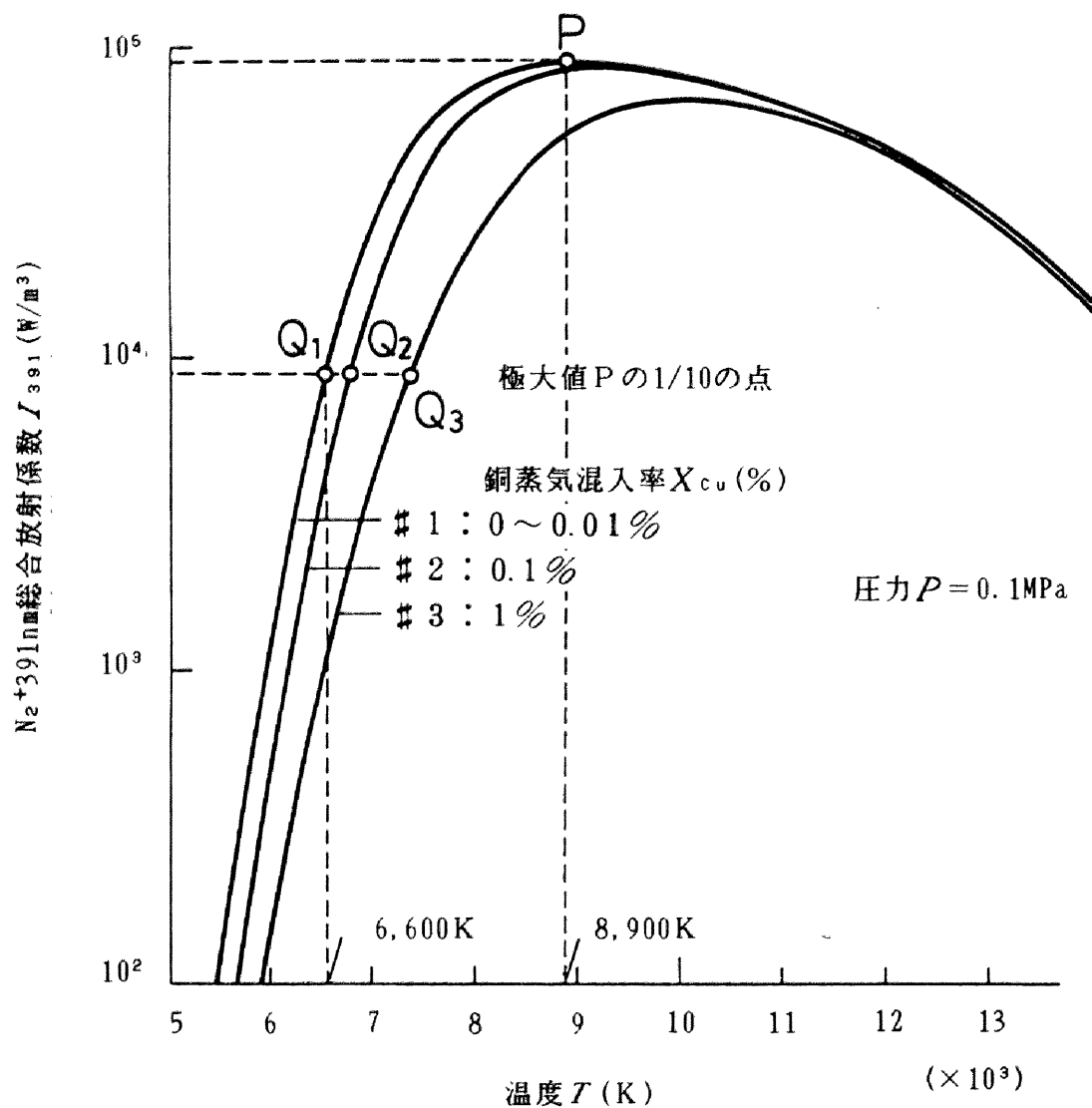
- (1)D. E. Evans and J. Katzenstein : Laser Light Scattering in Laboratory Plasma, Rep. Prog. Phys., Vol. 32, p. 207 (1969)
- (2)D. E. Evans : "The Effect of Impurities on the Spectrum of Laser Light Scattered by a Plasma", Plasma Physics, Vol. 12, p. 573 (1970)
- (3)J. M. Somerville: " The Electric Arc", p. 23 (1959) Methuen
- (4)S. Flugge, Handbuch der Physik, Bd. 22, p. 305 (1956) Springer

付録 B 空気吹付けアークにおける温度 および銅蒸気混入率の算出法

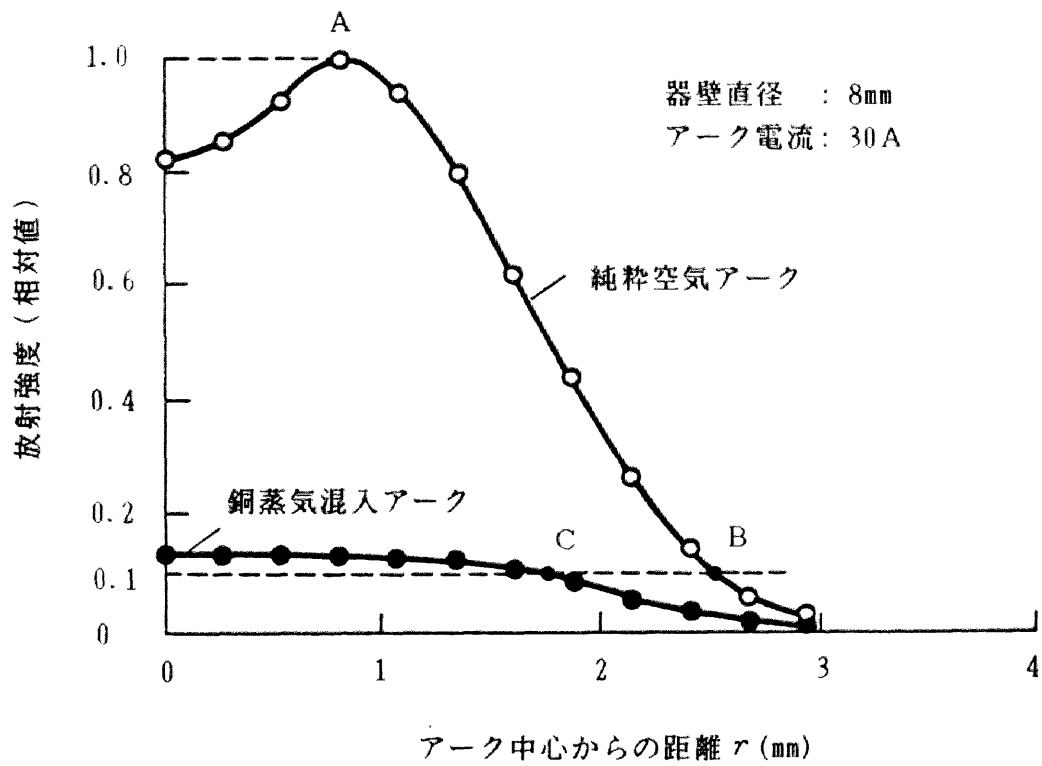
B. 1 N_2^+ 分子イオンの帯頭スペクトルの放射係数

空気アークにおける温度分布および銅蒸気混入率は、 N_2^+ 分子イオンの帯頭スペクトル線とCu原子のスペクトル線とを観測することによって算出できる⁽¹⁾。図B. 1は、 N_2^+ 分子イオンの帯頭スペクトル391nm付近における回転線19本（波長0.2nm分）の総合放射係数 I_{391} の温度依存性を示している。この図は、銅蒸気混入率をパラメータにとって、理論的に導出されたものである。銅蒸気混入率が0.01%以下までの少量ならば、放射強度 I_{391} の温度測定は純粋空気の場合とほとんど変わらない。この場合、 I_{391} は8,900Kで最大値Pに達する。 $X_{Cu}=0.1\%$ 、1%と多量に混入した場合、 I_{391} は全温度領域において減少する。これは、全圧が0.1MPaで一定であるので、銅が混入した分だけ N_2 分子の数が減り、したがって N_2^+ 分子イオン密度もそれにとまって減少するためである。そこで、銅の混入量にかかわらず、純粋空気の場合の最大強度Pを1とする。Lorenzの最大強度法⁽²⁾によれば、この基準値に対する相対強度比から温度を決定することができる。

図B. 2は、孔径8mmφ、電流30Aの器壁安定化空気アークについて、 N_2^+ 391nm放射強度のアーク断面における径方向分布の2例を示したものである。これらは、放射強度観測値から連続放射観測値を差し引き、アーベル逆変換によって得たものである。純粋空気アークの場合の強度分布には、A点で最大強度が存在している。このように測定された強度は相対的な強度であっても、A点は図B. 1の極大



図B.1 銅蒸気混入率をパラメータとする $N_2+391\text{nm}$ 帯頭付近の
 回転線19本の総合放射係数の温度特性



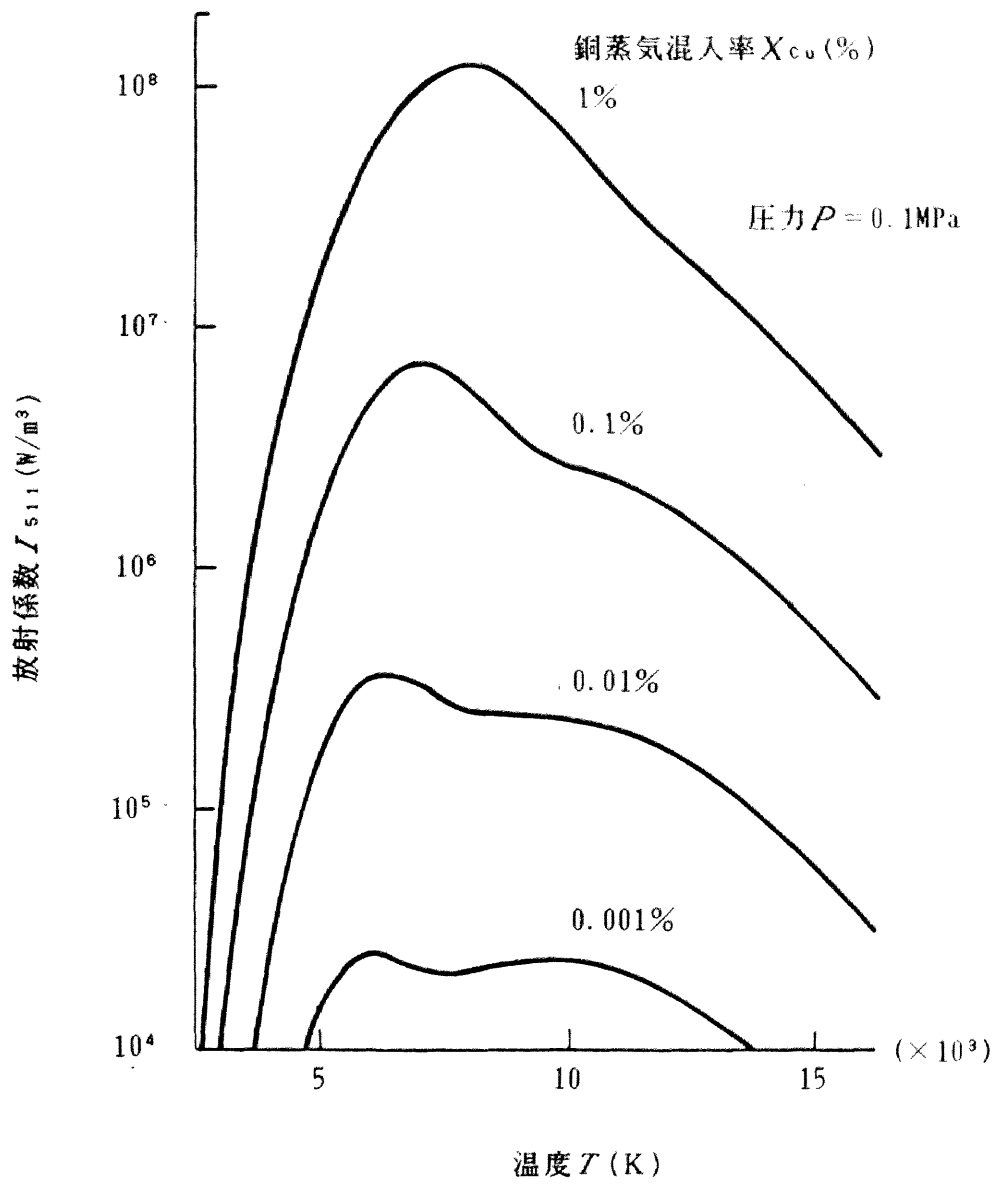
図B.2 器壁安定化空気アーク断面における
N₂+391nm帯頭スペクトル強度の径方向分布例

値Pと対応しており、したがってA点の温度は8,900Kと指定できる。この最大値Aに対して、たとえば1/10の強度の点Bの温度は、図B.1の曲線Q₁点から6,600Kであることが直ちにわかる。図B.2において銅蒸気が混入しているアークの場合のC点も、点Aの最大強度に対する比が1/10である。この点の温度は、銅蒸気混入率X_{cu}が0.1%ならば、図B.1中の曲線#2上のQ₂点から6,800K、また1%ならば曲線#3上のQ₃点から7,300Kということになる。実際の測定においては、この時点でまだC点における銅蒸気混入率がわかっておらず、したがって温度も決定することはできないが、次の節に述べる繰り返し過程を導入することにより、最終的な温度と銅蒸気混入率とを導くことができる。

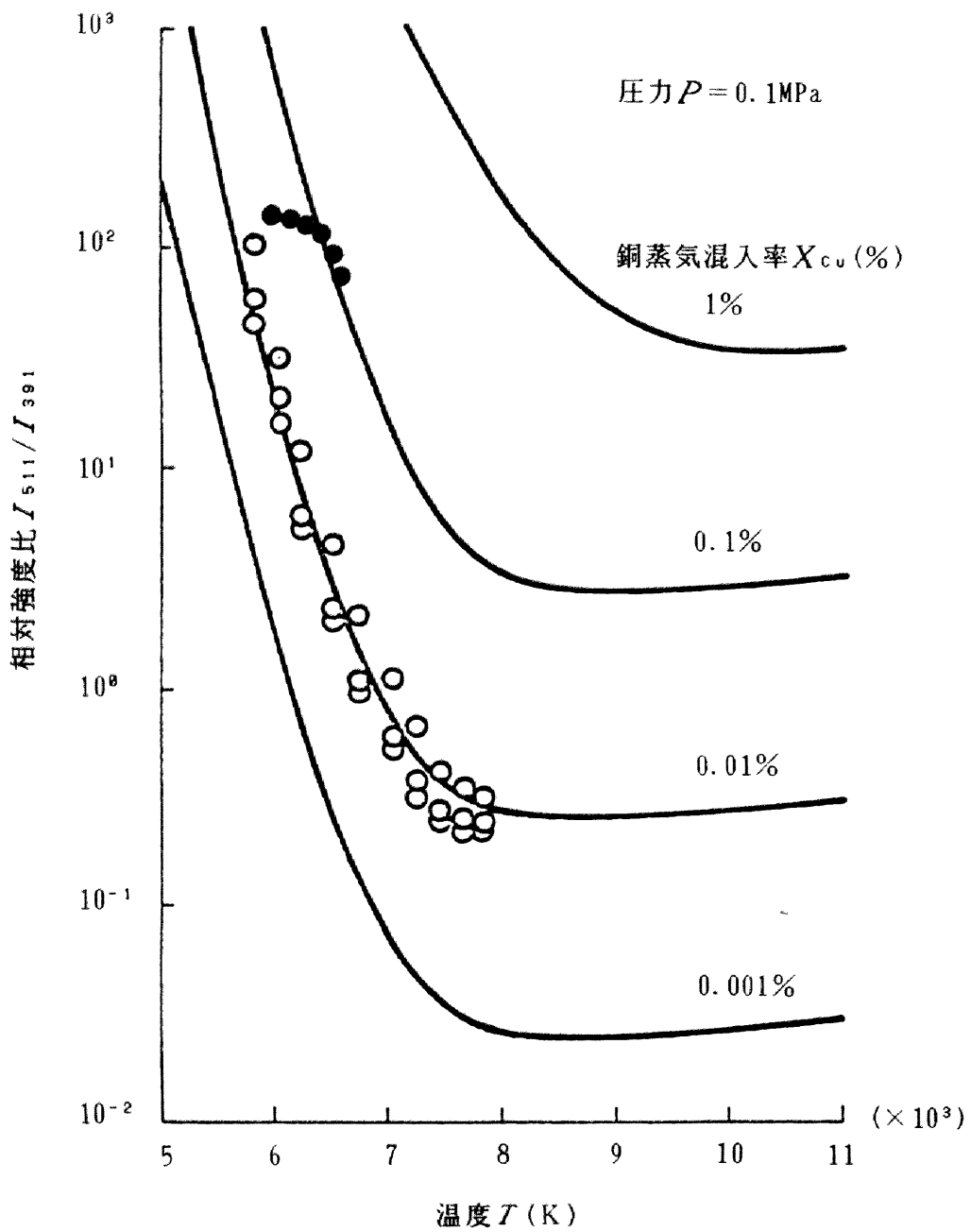
B. 2 繰り返し計算による温度と銅蒸気混入率の決定

図B.3は、銅原子から放射されるスペクトル線のうち、波長511nmの場合について理論的に導出された放射係数I₅₁₁の温度依存性を示している。図B.4の曲線は、図B.1と図B.3とから、2種のスペクトル線の放射係数の相対比I₅₁₁/I₃₉₁の温度特性を導出したもので、銅蒸気混入率X_{cu}をパラメータにとって示している。この図から、次のようにして陽光柱内の銅蒸気混入率を求めることができる。

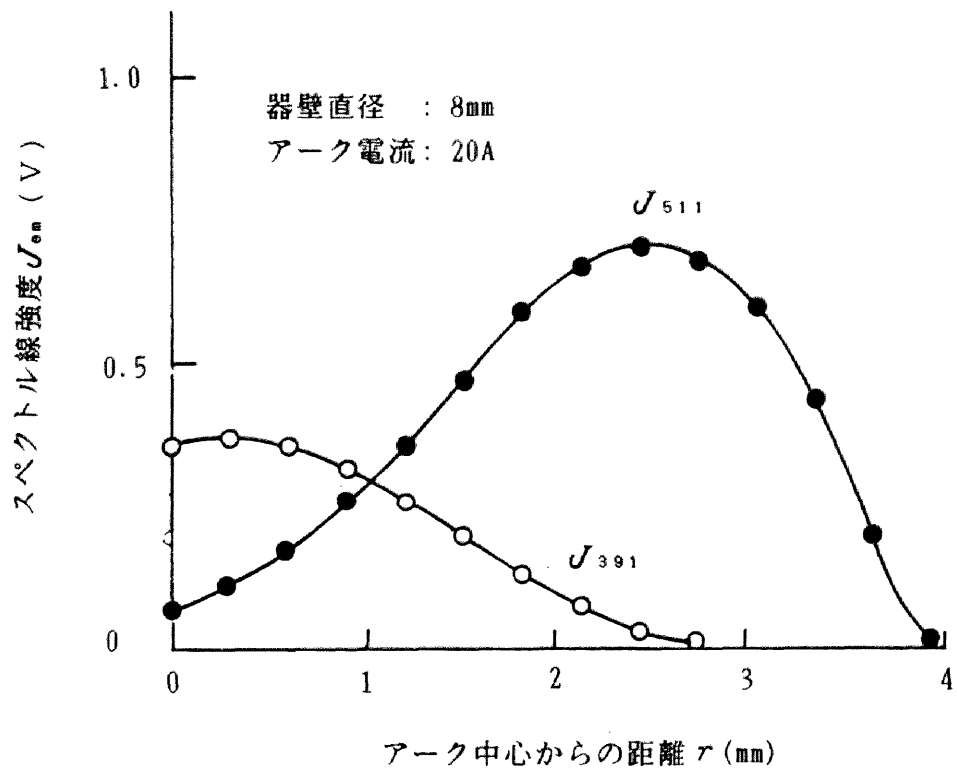
陽光柱から測光された2種のスペクトル線の放射強度観測値から、分光器などの光学装置の放射感度の補正をした後、アーベル逆変換⁽³⁾によってアーク断面における放射強度の径方向分布J₃₉₁、J₅₁₁を求める。図B.5は、器壁安定化空気アークにおいて、孔径8mmφ、電流20Aの場合のスペクトル強度の径方向分布を示している。このようにして得られた陽光柱各点におけるスペクトル強度は、それぞれのスペクトル放射係数に比例しており、したがって、2種のスペクトル線強度比J₅₁₁/J₃₉₁は、そのまま放射係数の相対比I₅₁₁/I₃₉₁の径方向分布を



図B.3 銅原子スペクトル線511nmの放射係数の温度特性
(圧力: 0.1MPa, パラメータ: 銅蒸気混入率)



図B.4 放射係数の相対比 I_{511}/I_{391} の温度特性
およびその測定例 (○, ●印)



図B.5 アーク断面におけるスペクトル強度 J_{391} および J_{511} の径方向分布例

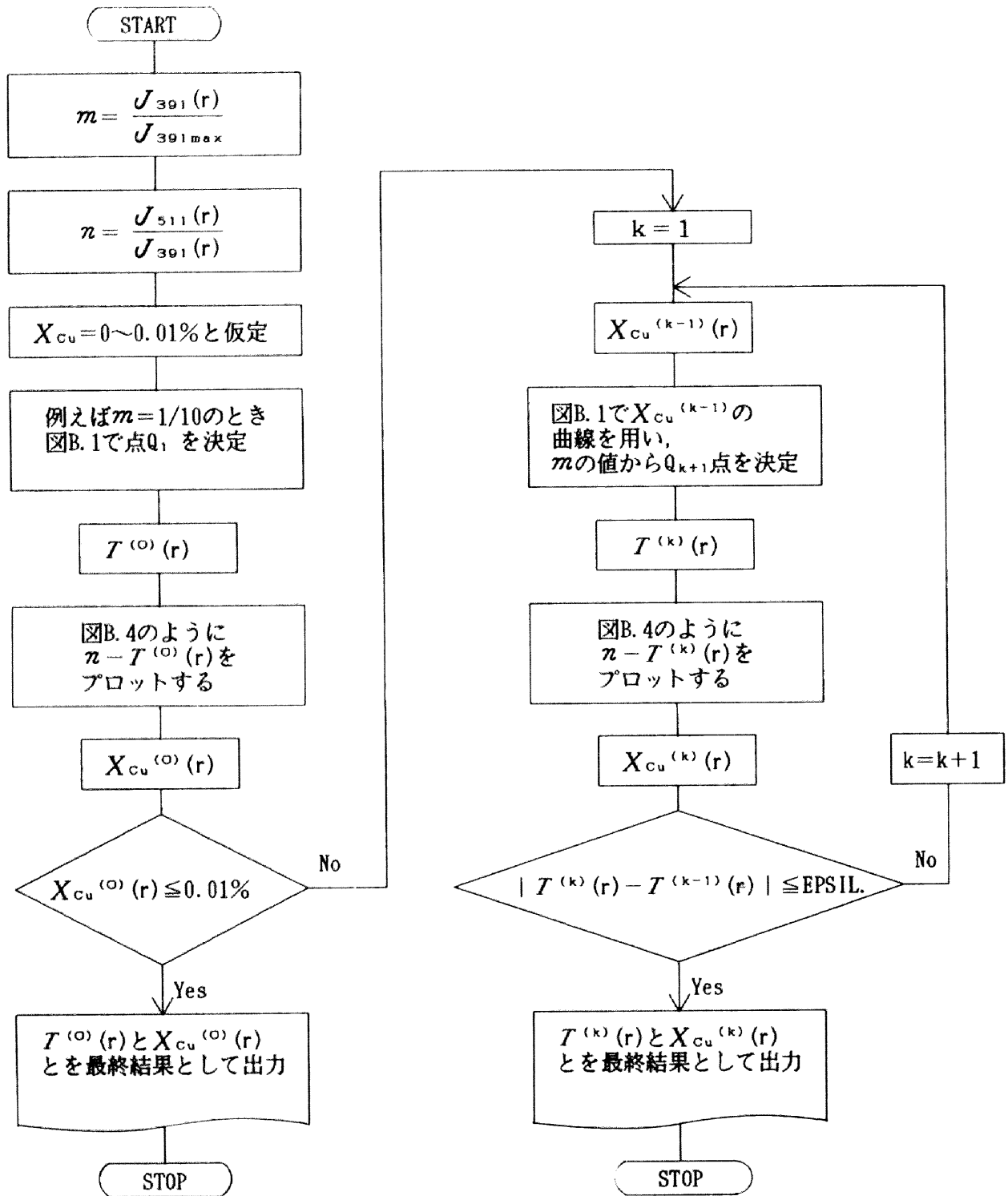
与える。

次に、 N_2+391nm 帯頭スペクトル J_{391} の分布から、とりあえず図B.1の曲線#1： $X_{\text{Cu}} = 0 \sim 0.01\%$ を利用して、最大強度法により各点の温度を求め、これを第1回目の温度として $T^{(0)}(r)$ としておく。

以上の手順により、陽光柱の断面各点における温度 $T^{(0)}(r)$ と放射係数の相対比 I_{511}/I_{391} とが求まったので、これらを図B.4の理論曲線上にプロットする。具体例として、器壁の孔径8mm、アーク電流20Aの場合の結果をプロットしたものが、図B.4の○印である。これら測定点の位置から X_{Cu} の値を読み取ることにより、第1回めの銅蒸気混入率 $X_{\text{Cu}}^{(0)}$ が求められる。この例の場合、プロット点は、いずれも $X_{\text{Cu}} = 0.01\%$ の理論曲線上に並んでいることから、陽光柱各点において $X_{\text{Cu}}^{(0)} \cong 0.01\%$ という値がまず得られる。このように、銅蒸気混入率が0.01%までの少量であるならば、図B.1における#1の曲線はほとんど影響を受けないので、ここで求まった温度 $T^{(0)}(r)$ と、銅蒸気分布 $X_{\text{Cu}}^{(0)}(r)$ とは最終的な結果とみなすことができる。したがって、この例の場合は銅蒸気が0.01%で均一に陽光柱に分布していることがわかる。

他方、図B.4において●印は、同一の孔径および電流でも、さらに銅蒸気の混入量が増加した場合の結果である。測定したスペクトル線強度比が大きく、 $X_{\text{Cu}} = 0.01\%$ の理論曲線より上の領域にプロットされており、この場合、銅蒸気混入率は0.01%以上と予想される。●印で示した測定点のうち、温度が最も高い右端の測定点（陽光柱中心 $r = 0$ の点に対応）を例にとれば、まず、 $X_{\text{Cu}}^{(0)} = 0.1\%$ という値が読み取れる。そこで次に、図B.1の $X_{\text{Cu}} = 0.1\%$ の理論曲線#2を用いて、2回めの温度 $T^{(1)}$ を求める。この $T^{(1)}$ と強度比とから定まる点を、再び図B.4上にプロットすれば、第2回めの銅蒸気混入率 $X_{\text{Cu}}^{(1)}$ が求まる。この過程を、 $T^{(k)}$ と $X_{\text{Cu}}^{(k)}$ とが収束するまで繰り返せば、多量に銅蒸気が混入した空気アーク中の温度と銅蒸気混入率とが最終的に同時に決定できる。以上の過程をフロー

チャートの形でまとめたものが図B. 6である。本論文の第2章では、Cu原子スペクトル線として波長402nmのものを取り上げて、 N_2^+ 分子イオンのスペクトル線391nmと同時観測している。Cu原子スペクトル線の放射係数 I_{402} は波長511nmの場合と比べて低下し、それによってもって相対比 I_{402}/I_{391} の値も、同一のガス温度、同一の銅蒸気混入率において、 I_{511}/I_{391} の値と比べて小さくなる。しかし、Cu原子スペクトル線402nmの場合においても、ここに示したような繰り返し手法によって同様にアーク温度と銅蒸気混入率とを算出できる。



図B.6 アーク陽光柱内の温度と銅蒸気混入率を求めるためのフローチャート

付録 B の文献

- (1) T. Sakuta, Y. Kito and I. Miyachi: "Practical Evaluation of Copper Vapor Concentration in High Current Air Arcs", 6th Int. Conf. on Gas Discharges and Their Applications, pp. 239-242 (1980)
- (2) R. Larenz: "Über ein Verfahren zur Messung sehr hoher Temperaturen in nahezu durchlassigen Bogensäulen", Z. Physik, 129, pp. 327-342 (1951)
- (3) W. J. Pearce: "Plasma-Jet Temperature Measurement" in "Optical Spectrometric Measurements of High Temperatures" edited by P. Dickermann pp. 125-169 (1961) Univ. of Chicago, Chicago

本研究に関して発表した論文

章	論文題目	掲載雑誌	共著者
2	A Novel Approach to AC Air Arc Interruption Phenomena Viewed from the Electron Density at Current Zero	J. Phys. D: Appl. Phys Vol. 22 pp. 129-135 (1989)	T. Sakuta Y. Kito
3	電流零点における電子密度からみたアーク遮断性能の評価	電気学会論文誌 Vol. 107-B, No. 1 pp. 57-62 (昭和62)	宮脇文彦 作田忠裕 松村年郎 鬼頭幸生
	電流零点における電子密度からみたアーク遮断性能評価	電気学会 開閉保護装置研究会 SPD-86-12 pp. 1-10 (昭和61)	宮脇文彦 作田忠裕 鬼頭幸生
	極間電子密度からみたアーク遮断性能の評価	電気学会 開閉保護装置研究会 SPD-89-1 pp. 1-10 (平成元)	松村年郎 鬼頭幸生 大野英之

4	<p>ガス吹付けアークにおける 非対称な放射強度分布の 近似求解手法</p> <p>放射からみたSF₆ガス吹付け アークの非対称性</p> <p>SF₆ガス吹付けアークの 放射強度分布の非対称性と その近似求解手法</p>	<p>電気学会論文誌 Vol.110-B, No.1 pp.584-590(平成2)</p> <p>電気学会 開閉保護装置研究会 SPD-89-12 pp.1-10(平成元)</p> <p>電気学会 開閉保護装置研究会 SPD-90-1 pp.1-10(平成2)</p>	<p>鬼頭幸生 松村年郎</p> <p>鬼頭幸生 松村年郎</p> <p>鬼頭幸生 松村年郎</p>
---	---	---	--