

軸方向磁界形成電極を備えた大容量
真空遮断器の開発研究

金子英治

報告番号 乙 第 3612 号

軸方向磁界形成電極を備えた大容量
真空遮断器の開発研究

名古屋大学図書	
和	1046989

金子英治

軸方向磁界形成電極を備えた大容量 真空遮断器の開発研究

目 次

第1章	緒 論	1
1-1	まえがき	1
1-2	真空遮断器の変遷	2
1-3	大容量真空遮断器に関する問題点	7
1-4	本研究の目的と内容	10
1-4-1	目的	10
1-4-2	内容	11
	第1章の文献	13
第2章	縦磁界が印加された真空アークの特性	15
2-1	まえがき	15
2-2	縦磁界と真空アーク	16
2-2-1	実験装置	16
2-2-2	縦磁界が印加された真空アーク	18
2-2-3	縦磁界強度とアーク電圧	21
2-2-4	電極溶融の条件	26
2-3	長ギャップ真空アークと縦磁界	28
2-4	検討	31
2-5	まとめ	33
	第2章の文献	34

第5章 真空遮断器の残留電流現象	79
5-1 まえがき	79
5-2 残留電流の解析	80
5-3 残留電流の測定	81
5-4 測定結果	85
5-5 検討	93
5-5-1 回路条件	93
5-5-2 電極構造	99
5-5-3 電極材料	99
5-5-4 シールド電流	100
5-5-5 遮断性能	100
5-6 結論	102
第5章の文献	103
第6章 真空バルブによる並列遮断	106
6-1 まえがき	106
6-2 小規模回路における並列遮断試験	107
6-2-1 試験回路	107
6-2-2 供試遮断器の特性	108
6-2-3 試験結果	109
6-2-4 小規模試験のシミュレーション結果	110
6-2-5 小規模並列遮断試験の検討	115
6-3 大電流領域における並列開極中の電流分担	116
6-3-1 遮断回路	116
6-3-2 直流大電流並列分流シミュレーション	118
6-3-3 結果の検討	120

6 - 4	大電流直流遮断器の開発	130
6 - 4 - 1	適用分野	130
6 - 4 - 2	大電流直流遮断器	130
6 - 5	結論	131
	第6章の文献	133
	第7章 総括	134
7 - 1	まえがき	134
7 - 2	大電流領域における真空アーク特性	134
7 - 3	縦磁界電極	135
7 - 4	直流大電流遮断特性	136
7 - 5	残留電流現象	137
7 - 6	並列遮断	137
7 - 7	本研究の工学的応用と今後の課題	138
	謝辞	140
	付録	141
	本研究に関して発表した論文	145

第 1 章 緒 論

1 - 1 まえがき

電力需要の増大とともにその質の高さが要求されるに伴い系統の信頼性に対する要求は年々高まり、系統保護のかなめとしての電力用遮断器への要請は次第に高度なものになっている。同時に産業の発展に伴い、一般需要家個々の受電電力量も大きくなりつつあり、12 kV~24 kVはもちろん66 kV系統から直接受電する需要家の数が増大している。このような二次送電系統に使用される電力用遮断器には高い信頼性、安全性はもちろん、低価格、保守点検の低減などが強く求められている。また、動作頻度が送電系統の遮断器に比べると格段に高いことも特徴となっている。

電力用遮断器は遮断器開発の歴史に伴い種々変遷してきた。初期の段階では油遮断器がもっぱら用いられてきた。つづいて、空気遮断器が実用化され特別高圧用の遮断器として広く用いられた。高圧用には磁気遮断器が比較的早くから用いられている。さらにSF₆ガスを使用したガス遮断器が登場し、その優秀な遮断性能のために世界的に大きな発展を遂げ、現在に至っている。このガス遮断器とほぼ同時期に真空遮断器が実用化され、中圧配電の分野に広く適用され特に近年急速に使用台数が増大している。

いずれの遮断器にとっても、それらに要求される課題は高信頼性、安全性、保守の低減及び低価格であり、歴史的な遮断器の変遷をたどると、これら要求をより高度に満たす遮断器が以前からの遮断器と置き替わり進歩してきたものといえる⁽¹⁾。

このなかでも、真空遮断器の発展は特に目覚ましいものがあり、日本では1978年頃から36 kV以下の遮断器として真空遮断器が生産台数の第1位を占めるようになった。この背景には数多くの技術的進歩があったことは言うまでもない。しかし、他の種類の遮断器がそうであるように、真空遮断器の技術も今だに完成された技術とは言えず、今後とも不断の技術革新がなされるものと思われ

る⁽²⁾。

本章においては、第1-2節で真空遮断器の変遷について概説し、同時に現在までの技術動向等を述べる。第1-3節においては、真空遮断器に関する研究を紹介した後、真空遮断器の大容量化に関する問題点を述べる。最後に第1-4節において本研究の目的と内容について述べる。

1-2 真空遮断器の変遷

真空は良好な絶縁媒体であるため、古くから遮断器等の開閉器に応用する試みがなされていた。既に1890年代には真空アークに関する研究が行われ、その後1920年代に行われた Sorensen らの真空スイッチに関する実験は有名である⁽³⁾。このように古くから研究されていたにもかかわらず真空遮断器として実用化されるのは1950年代に入ってからであった。これは、製品として量産するための工業的な技術が伴わなかったことがその理由であった。この間に真空リーク検出装置の発明、金属の脱ガス処理技術の進歩、ガラスやセラミックスと金属との気密封着技術の進歩、可動部の気密を保つベローズの進歩などの多くの技術的革新があった。さらに、電極材料技術の進歩に伴い、大電流に耐える電極材料、小電流遮断時のさい断レベルの低い電極材料などの開発が成功することにより、それらが次々と製品に導入され現在に至った。

真空遮断器は、小形、軽量、保守点検が不要、火災誘発の心配がない、遮断性能が優れている等、多くの利点を有し、それらの諸特性が認識されるに従い、次第に多くの分野で使用されるようになってきた。特に、近年の伸びは目覚ましく、日本において36kV以下の遮断器としては、真空遮断器がほとんどすべてを占めるといっても過言でなくなった。図1. 1は日本における真空遮断器の1遮断点(ユニット)あたりの遮断電流と定格電流の年推移を、ガス遮断器と比較して示したものである⁽⁴⁾。真空遮断器は近年急速に大容量化が進み、すでに定格電圧では84kV、遮断電流では100kArmsのものまで製品化が完了している。

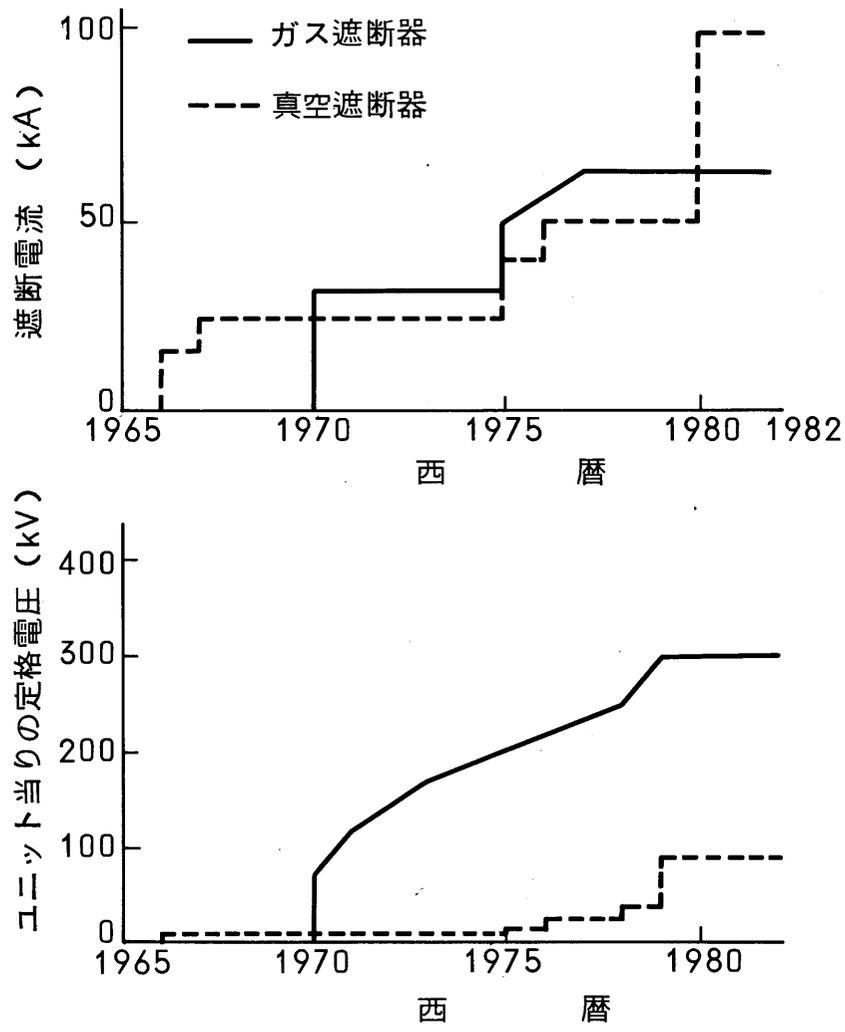


図 1.1 真空遮断器とガス遮断器のユニットあたり遮断電流，定格電流の年推移

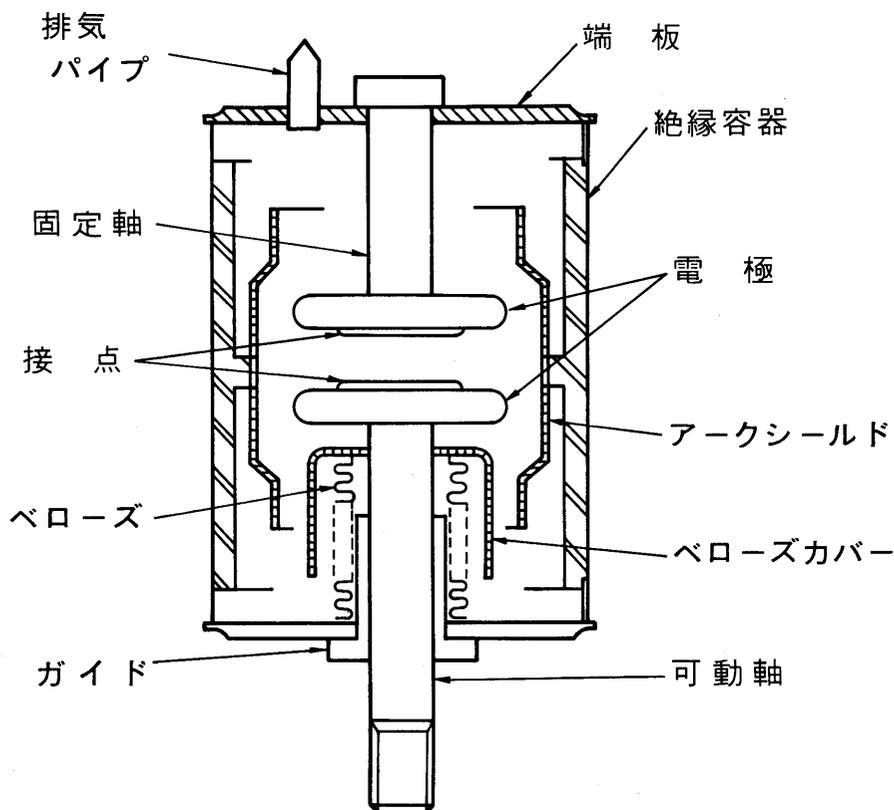


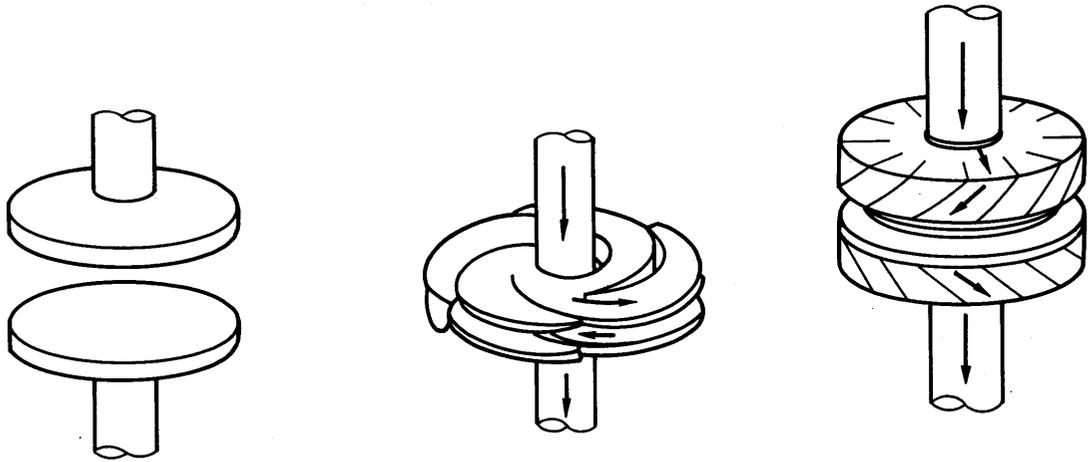
図 1. 2 真空バルブの一般的構造

真空遮断器のこのような進歩は、すでに述べた技術革新に加えて、次節で述べるアーク現象に基づいた電極構造の改良、発達によってもたらされた。図 1. 2 は真空遮断器の消弧室である真空バルブの一般的な構造を示す。真空遮断器開発当初の真空バルブはただ単に真空容器中に平板電極をつき合せた構造となっていた。遮断電流を大きくするために、通常は電極径を大きくすることが行われるが、10 kArms 以上の大電流においては真空アークは一箇所に集中し、特定部分を著しく熔融させ、電極温度を上昇させるためこれ以上の電流を平板電極で遮断する

ことは困難である。そこで、アークを駆動することにより局所的な電極溶融や温度上昇を防ぐことが考えられた。その一つとして磁界を印加する構造のスパイラル電極が開発された。この磁界と発生したアークとの相互作用で、アークは一箇所に固定することなく電極面上を移動する。この電極により遮断性能は飛躍的に増加し40kArmsの遮断が可能となった。

40kArms以上の電流では、スパイラル電極でも遮断が困難である。最近ではスパイラル方式の駆動磁界を強める構造のコントレート電極が開発され、40kArms以上の遮断に成功したという報告もある⁽⁵⁾。しかし、それにもまして有効と考えられているものに縦磁界方式といわれるものがある。即ち、真空アーク陽光柱の軸方向に磁界を印加すると、アークは電極面に均一に分散して点弧するようになり、電極の溶融を起こしにくくなるという現象がある⁽⁶⁾。これを利用した真空遮断器では40kArms以上はもちろん、200kArms以上の遮断まで実証されており、遮断可能電流をさらに大きくすることも可能といわれている⁽⁷⁾。開発当初は真空バルブ容器の外部に磁界発生用のコイルを設置するものが考案されていたが、電極自身で軸方向磁界を形成する構造の電極が発明され、これが真空遮断器の大容量化を進めるきっかけとなった。

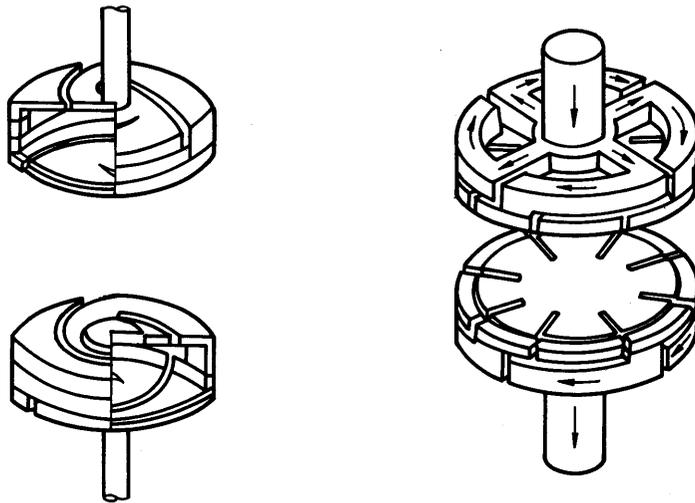
図1. 3に真空遮断器の各種の電極構造を示す。同図(a)は単に平板の電極を突き合わせたものである。同図(b)はスパイラル電極である。同図(c)は電極構造でコントレート電極である。同図(d)は二つのスパイラル電極を組み合わせて片側の電極としているような形をしており、電極中を流れる電流により電極間に電極に対して垂直な、即ちアークに対して平行な磁界を発生できる縦磁界電極である。同図(e)はこの電極を改良した縦磁界電極で、本研究の対象としたものである。真空遮断器の電極には電流遮断以外に、通電、高耐圧などの責務があり、ここに示した電極についてはそれぞれ一長一短があるため、コスト等を勘案して、使用目的に合わせて電極構造を選択しているのが現状である。



(a) 平板電極

(b) スパイラル電極

(c) コントレート電極



(d) 縦磁界電極 (1)

(e) 縦磁界電極 (2)

図 1.3 各種の電極構造

1 - 3 大容量真空遮断器に関する問題点

真空遮断器は真空容器内に設置された一对の電極を開離することにより電路の遮断をおこなうもので、高真空中におけるプラズマ粒子の拡散現象を応用した消弧方式である。この点、空気遮断器や、ガス遮断器における気体の吹付けのように能動的な手段を用いる消弧方式とは本質的に異なっている。真空アークは真空容器中で電極から蒸発した金属の蒸気で維持されているプラズマで、陰極点の研究のために古くから研究されている。一般には真空アークは次のような条件における放電であるといえる。

- (1) 電極物質の蒸気中で点弧する。
- (2) 周辺に大気はない。
- (3) 電圧、電流特性は正特性を示す。
- (4) 明確な陰極点が存在する。

真空アークは電極材料より発生する金属蒸気によって維持されるので、主な金属蒸気の供給源である陰極点における現象が、真空アークの特性を支配する最も大きな要因となる。陰極点における現象を検討したモデルには、Harris、Ecker、Daalder、Jüttnerらのものが良く知られている。

Harrisのモデルでは、陰極点にイオン化領域を仮定して、ここのイオン化したプラズマ流のエネルギーバランスにより、アークが維持されるというモデルである⁽⁸⁾。このモデルでは陰極点の電流密度が陰極点の跡から予想される電流密度と比べると小さすぎるのでDaalderは陰極表面上に小孔を仮定して、電子放出点とするモデルを提案した⁽⁹⁾。陰極表面上の突起の成長とその爆発的蒸発により、陰極点の過渡的な運動を考慮したものがJüttnerのモデルである⁽¹⁰⁾。いずれのモデルも一長一短があるがHarrisのモデルが定常アークの特性を理解するのに有効であると思われる。

電流値が大きくなると、アークは陽極側で集中を始め陽極上にも輝点を生じるようになる。この輝点は高温で大量の金属蒸気供給源となり、電極材料の著しい溶解を引起す。この現象は実際の遮断器への適用にあたって特に注意する必要がある。この陽極点形成に至るメカニズムについてはMillerのまとめたものが良く知られている⁽¹¹⁾。さらにBoxman⁽¹²⁾ やSchellekens⁽¹³⁾ は磁界によるピンチ効果を考慮したモデルを提案している。

真空アーク陽光柱内の現象を検討する手段にプローブによるもの、分光器によるもの、レーザ干渉計によるもの、レーザ散乱を利用するものなどがなされている。粒子密度がそれほど高くないこと、熱平衡が成立っていないことなど解析上の困難さはあるが、今後このような手法が広く用いられるものと思われる。

真空遮断器にとって、電流遮断後の極間絶縁耐力の回復も重要な要素である。電流遮断直後、陰極点が消滅するため、金属蒸気の供給は停止され、直ちに消弧される。しかし、厳密に消弧直後の極短時間だけに注目すれば、電極間にプラズマ粒子が残留しているため、急速な回復電圧が印加されると残留電流が流れる。この残留電流は極間絶縁耐力の回復に密接に関係しており Andrews、柳父らが詳細に検討している⁽¹⁴⁾⁽¹⁵⁾。

極間絶縁耐力が回復した後は、電極間に何も存在しないので、極間絶縁性能は電極材料の物性と、極間にかかる電圧の大きさなどで決定される。Farralは各種の電極材料で絶縁回復の特性を調査し、ベリリウムが特に優秀であることを示している⁽¹⁶⁾。

真空中の絶縁破壊のメカニズムについても未だに定説はないが、電極表面の微小突起からの電界放出電流による、陰極電極の局部加熱に原因する絶縁破壊（陰極加熱説、Dykeら⁽¹⁷⁾）同じく陽極の局部加熱に原因する絶縁破壊（陽極加熱説、Snoddyら⁽¹⁸⁾）、電極表面に存在する微小金属塊などの、いわゆるクランプが外れて、対向電極に衝突することが原因となる絶縁破壊（クランプ説、Cranbergら⁽¹⁹⁾）などがある。いずれにしても電極材料とその表面状態、及び形状により大きく影響を受ける現象である。

真空遮断器は消弧性能が特に優れているので、数十アンペア以下の小電流遮断時に、電流の自然の零点以前にアークが消滅して遮断に至ることがあり、電流裁断と呼ばれている。この現象が起こると電力系統内にサージ電圧を発生することがあり、これは電流裁断によるサージといわれる。この過程では消弧、再発弧が持続的に繰返されることがあって、サージの大きさもこれを考慮しなければならない。これらについては西脇らにより詳しく検討されている⁽²⁰⁾。

さて、本題に戻って真空遮断器の大容量化という観点から考える。真空遮断器の大容量化の開発研究のためには、電極における陰、陽極輝点の発生に関する理解が重要な意味を持っている。このような陰、陽極における輝点（本論文では以下、アノードスポット、カソードスポットと称する。）の発生機構については必ずしも物理的に明確になっているわけではないが、真空遮断器の遮断容量を高めるといふ観点からは、アークを駆動するという方向で遮断能力の向上が図られている。図1. 3 (b)、(c)の形態はアークに対して横方向の磁界を印加して駆動するという方法である。これに対して、真空アーク陽光柱に平行に磁界を印加してもアークが均一に分散し、安定して点弧するために、大電流領域でも陽極点が生じにくくなることが多くの研究者により示された。これを応用したものが図1. 3 (d)、(e)の縦磁界電極である。これは優れた方法であるが、アークと磁界とが直角方向に作用するわけではなく遮断性能が向上する理由についてはアークの磁気駆動という面からだけでは説明しきれない面を持っている。磁界とアーク電圧、電極構造との関係も明らかになっていない。またおそらく最適な磁界強度と言うものが存在しているはずである。縦磁界が遮断に有効であるとしても、実用規模の真空遮断器に適用するには真空バルブの外部に別コイルを置いたのでは実用的でない。縦磁界は真空バルブの内部で自動的に発生するのが望ましい。とはいえ、重量の重い電極では実用規模としては不都合である。

真空遮断器は直流電流の遮断についても有効であることがわかってきた。直流電流に十分な振幅の高周波電流を重畳して電流零点を作ることによりこの直流電流を遮断できる。電流零点付近の電流波形をどのようにすることが遮断に対して

有効かが直流遮断のシステムを設計するという観点からは問題であった。

一般に、空気とかSF₆のようなガス吹き付け型の電力用遮断器では、数万アンペアの交流大電流は電流の零点において遮断が成立する。巨視的には、これで遮断が成立するわけであるが、直ちに極間に過渡回復電圧が印加されてくるので、数μsの期間にわたり遮断電流の1/1000程度の電流が流れることが知られている。これを残留電流といっている。厳密には、この電流が零に収束する場合に、最終的な意味において遮断が成立する。場合によっては残留電流が零に収束せず、次第に大きくなって、ついには次の半サイクルの電流が再び流れ、いわゆる遮断失敗に至る。したがって残留電流は遮断現象を研究する場合に主要な要因の一つとして取り扱われている。この観点から真空遮断器における残留電流について検討を加える必要があった。

このような大電流の遮断は電極の開離後発生するアークを消弧することによって成立する。その意味でこれをアーク遮断といっている。遮断可能電流を高くするという要求に対して、遮断器を並列接続することにより対処することは通常できないとされている。それはアーク放電の電圧-電流特性が負特性であるからである。ところが、真空アークにおいては、変動成分を平均すれば、これがわずかながら正特性であり、並列遮断の可能性がある。もしこれが可能ならますます真空遮断器による大電流化が期待できる。

1-4 本研究の目的と内容

1-4-1 目的

真空遮断器は前節で述べてきたような研究をもとに着実に進歩してきており、既に広い分野において使用されている。しかし、他の遮断器と同様に、まだ現象を完全に説明できる理論体系が確立している訳ではなく、今だに経験によって設計する部分も多い。真空遮断器の大容量化や小形化を進めるにあたり、これらを明確にすることが急務である。本論文では真空遮断器の大容量化という指向で前述した問題点を解決することを目的としている。

本研究では第一に軸方向縦磁界形成電極（以下、慣例に従い、縦磁界電極と称する）に点弧する真空アークについて定量的な評価を行い、適切な縦磁界発生についてまとめ、このようにして得られた縦磁界電極の電流遮断現象について詳細に検討する。第二に真空遮断器の実際面への応用のうち核融合用直流遮断器のような、現在におけるひとつの極限を示す超大電流遮断の一方法として、並列遮断についての検討を行った。最後にこれらの成果に基づいて開発に成功した製品について紹介を行った。

1 - 4 - 2 内容

本論文は7章より構成されており各章の概要は次の通りである。

第1章は緒論として、真空遮断器の変遷、及び真空遮断器の大容量化に関する問題点と本論文の目的、内容を概略述べた。

第2章では縦磁界が印加された真空アークの諸特性を明らかにしている。組立て式真空装置（以下、真空デマンタブルチェンバーと称す）を用い外よりアークの形状を観測した。縦磁界の強さとアーク特性、電極溶融、アーク電流に対する電極径、電極ギャップ長の条件などを明らかにした。これらの結果は電極設計のための基礎データとすることができる。

第3章では、自分自身で縦磁界を発生することのできる電極、いわゆる縦磁界電極と、それによる遮断性能の向上について検討した。この電極にはアークが点弧する主電極の裏面に特殊なコイル構造の導体が配置され、遮断電流は、このコイル状導体を通過した後に主電極へ導かれる構造となっている。この電極について計算機による縦磁界の解析、並びにそれに基づいて設計された電極によるアークの分散状況の観測などを行い最適な電極構造を明らかにした。

第4章では、真空遮断器により20kA程度の直流遮断を行い真空遮断器の遮断性能を検討した。実験結果と簡単なモデルによる計算から、電流零点に至るまでの電流減少率が、遮断の成否に及ぼす影響の大きいことなどを明らかにすることができ、最終的には電流零点における残留プラズマ密度に左右されることがわか

った。

第5章では、ここで開発した大容量真空遮断器についても残留電流現象を追求してみた。その結果、アーク電流値がある値を越えると、残留電流のピーク値が急増するという新しい現象を見出だした。この現象は分立していたアークの集中現象と関連があると推測された。この残留電流の抑制が真空遮断器設計や電極材料選択の指針となるものと考えられる。

第6章では、真空バルブの並列接続による大電流遮断について検討を行った。アーク遮断の方法として遮断器の並列接続は従来常識外とされているが、ここでは小規模な実験とシミュレーションで実際に並列遮断が可能であることを示し、この様な方法が大容量化に有用なことを示した。個々の遮断部における大電流の並列分流時の電流分担に関する条件について詳細な検討を加えた。その結果、たとえ真空遮断器の特性にある程度の経時変化があっても並列遮断特性は損なわれずに使用可能なことが明らかになり、核融合用直流遮断器として実用されるに至った。

第7章は総括として本論文のまとめと今後の課題を述べた。

第 1 章の文献

- (1) 潮 恒朗, 大木正路: 標準電気機器講座 9 “しゃ断器避雷器”, pp9-16, 東京電機大学出版局, 1973 (昭和48年)
- (2) 岩原皓一 編: “真空開閉器具と適用の実際”, pp7-13, 電気書院, 1975 (昭和50年)
- (3) R.W.Sorensen and H.E.Mendenhall: “Vacuum switching experiment at California Institute of Technology”, Tran. AIEE, Vol.45, pp1102-1105, 1926
- (4) 柳父 悟, 本多正己: “企業における放電研究の現状と将来” 放電絶縁材料合同研究会資料, ED-82-71, EIM-82-106, pp61-70, 1982
- (5) H.Häppler and H.J.Lippmann: “Vacuum interrupters for primary distribution circuit breakers”, Siemens Review, No.12, pp556-559, 1977
- (6) S.Yanabu, S.Shouma, T.Tamagawa, S.Yamashita and T.Tsutsumi: “Vacuum arc under an axial magnetic field and its interrupting ability”, Proc. IEE, Vol.129, No.4, pp313-320, 1979
- (7) S.Yanabu, E.Kaneko, H.Okumura and T.Aiyoshi: “Novel electrode structure of vacuum intrrupter and its practical application” IEEE Tran. on Power Appar. & Syst., Vol.PAS-100, No.4, pp1966-1974, 1981
- (8) L.P.Harris: “Transverse forces and motions at cathode spots in vacuum arcs”, Proc. Xth Int. Symp. on Disch. and Elect. Insul. in Vacuum, pp106-114, 1982
- (9) J.E.Daalder: “A cathode spot model and its energy balance for metal vapour arcs”, J. Phy. D : Appl. Phy., Vol.11, No.12, pp1667-1682, 1978

- (10) B.Jüttner: "Formation time and heating mechanism of arc cathode craters in vacuum", J. Phys. D : Appl. Phys., Vol.14, No.7, pp1265-1275, 1981
- (11) H.C.Miller: "Vacuum arc anode phenomena", IEEE Trans. on Plasma Science, Vol.PS-5, No.3, pp181-196, 1977
- (12) I.Izraeli, R.Boxman and S.Goldsmith: "The influence of the self-magnetic-field on the steady state current distribution in an axially flowing conducting medium", Proc. Xth Int. Symp. on Disch. and Elect. Insul. in Vacuum, pp193-198, 1982
- (13) H.Schellekens: "Current and voltage distribution in the diffuse vacuum arc", Technical paper for Current zero club, 1983
- (14) J.G.Andrews and R.H.Varey: "Sheath growth in a low pressure plasma", Phys. Fluids, Vol.14, No.2, pp339-343, 1971
- (15) R.Holmes and S.Yanabu: "Post-arc current mechanism in vacuum interrupters", J. Phys. D : Appl. Phys., Vol.6, pp1217-1231, 1973
- (16) G.A.Farral: "Arc recovery in vacuum", Proc. 7th Int. Conf. on Ionization Pheno. in Gases, 1965
- (17) W.P.Dyke and J.K.Trolan: "Field Emission; Large Current Densities, Space Charge, and the Vacuum Arc", Phys. Rev., Vol.89, No.4, pp799-808, 1953
- (18) L.B.Snoddy: "Vacuum spark discharge", Phys. Rev., Vol.37, No.12, pp1678, 1931
- (19) L.Cranberg: "The initiation of electrical breakdown in vacuum", J. Appl. Phys., Vol.23, No.5, pp518-522, 1958
- (20) 大川幹夫, 西脇 進: "真空開閉器具の開閉サージ", 東芝レビュー, Vol.27, No.6, pp552-557, 1972

第 2 章 縦磁界が印加された 真空アークの特性

2-1 まえがき

真空アークは陰極より供給される金属プラズマにより放電が維持されている。電流零点において、この金属プラズマは素早く拡散、消滅するため、電流遮断能力が優れている。大電流の真空アークでは数多くのカソードスポットが陰極面上に分散して形成されている。アーク全体としてはそれぞれのスポットから並列に点弧、林立するアークコラムにより構成され、総称して「拡散形アーク」といわれている。また、銅電極の場合ではカソードスポット1個当りの電流値は100 Aといわれている。これらのアークの観測によると、アークコラムは陰極から陽極に向け、頂角約60°の円錐状の形状をしていることが知られている⁽¹⁾。このような「拡散形アーク」ではアーク電圧は低く、たとえば銅電極の場合電極間隔約10mmで20V前後である。電流値が大きくなると、アーク電圧はかなり高くなり、200V以上に達する。このときには、分散していたアークコラムの一部が1本に集中して太いアークコラムになり、また陽極には輝点を生じ熔融を起こすようになる。この状態のアークは「集中形アーク」と称される。大電流域で金属蒸気の発生が拡散を上回り高気圧ガス中のアークと類似した状態になると推定される。一旦、このようなアークが真空遮断器の電極間に発生するとその遮断能力は著しく低下してしまう。したがって、このような「集中形アーク」が発生し始める電流以上の遮断は困難であるとされている。

この遮断性能の向上を図るために数多くの方法が提案されてきた。最も良く知られた方法が、真空アークの電流の向きに対して直交する磁界を印加し、アークを駆動するものである。この方法によると、アークコラムが一箇所に停滞し続けることがないので、電極が部分的にひどく熔融することがなくなり、遮断性能が向上する。この方法のうちで最も良く知られたものにスパイラル電極がある⁽²⁾。

しかし、このような方法でも40kA以上の大電流を遮断することは困難であっ

た。そのために、できるだけ大電流に至るまでも真空アークを拡散形のままと保つ方法が考えられてきた。この方法の中で最も良く知られたものが真空アークのコラムの軸方向に磁界を印加するものである。この磁界は、英語では “ axial magnetic field ” といわれており、日本語では、電極に対して “ 縦 ” なので、縦磁界と称することが多い。本論文では以下縦磁界と称することにする。このような磁界が印加されているアーク中では、磁力線にプラズマ粒子が捕捉されているため、コラムが並列に安定し、電極の中心部から周辺に向かってゆるやかに移動しながら点弧する。それにともない、陰極面上では大電流においても多数のカソードスポットが分散して維持される。他方陽極面上にもスポットが形成されにくいので電極の溶融は抑制される。現在まで行われている各種の実験や試作によれば、このアークがこのような形態であれば大電流遮断に有効である⁽³⁾。

本章においては縦磁界が印加された真空アークについて、アーク形態アーク特性、及び電極の溶融について実験的な検討を加え、真空遮断器設計上の基礎的な指針を与える。

2-2 縦磁界と真空アーク

2-2-1 実験装置

本章における実験では、図2.1に示す円板電極を用い、これを組立式真空装置（以下慣例に従って真空デマンタブルチェンバーと称する）に入れ、アーク

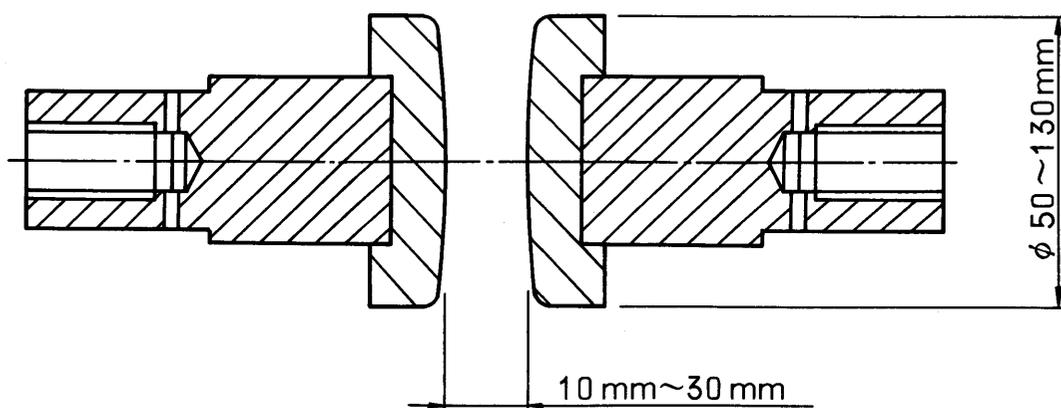


図 2.1 実験に用いた電極

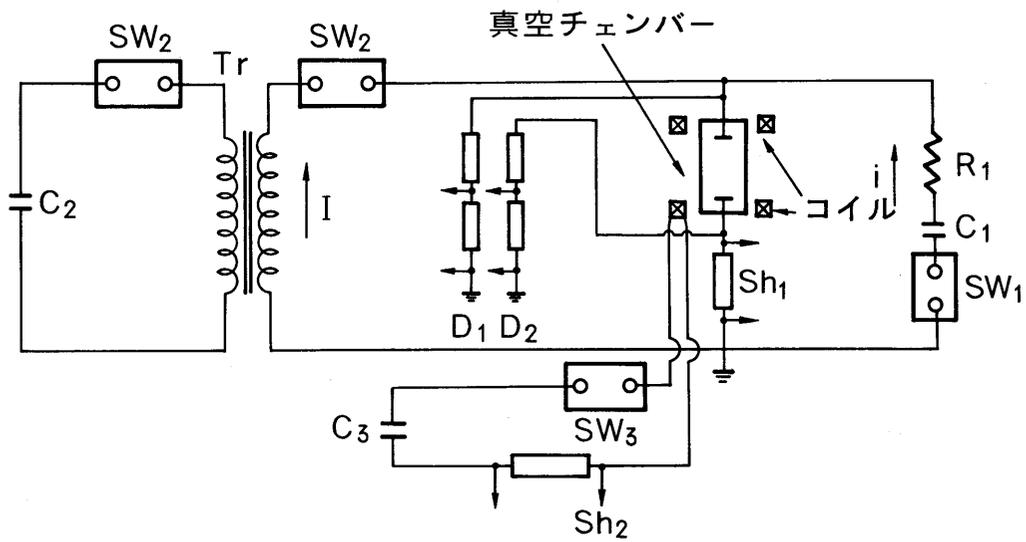


図 2.2 実験回路

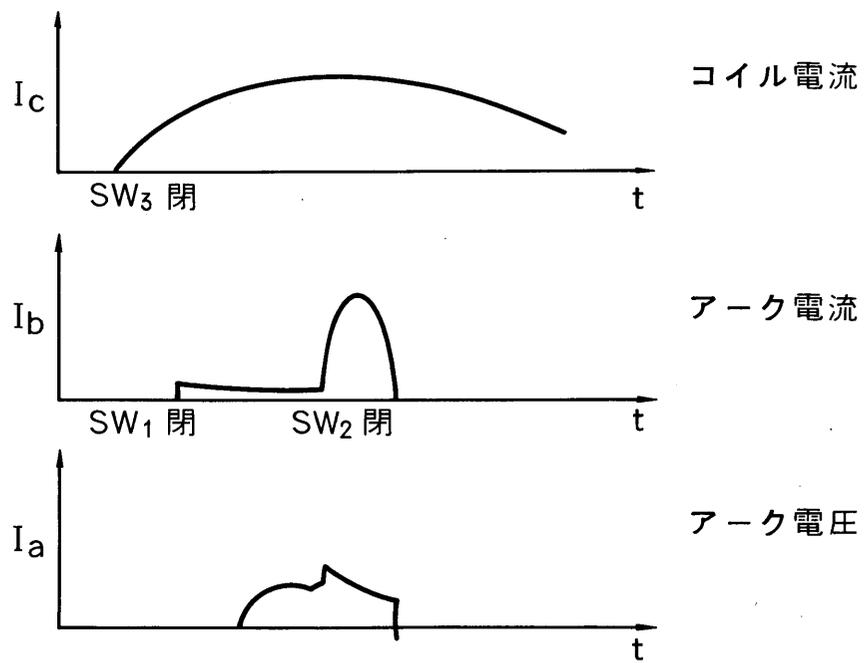


図 2.3 実験のシーケンス

形態の観測、アーク電圧の測定等を行った。この真空デマントブルチェンバーにおいては、実際の真空遮断器と同じように電極を動かすことができ、また容器内の真空度は 10^{-7} torrに維持できる。実験回路を図2. 2に示す。主アーク電流は、コンデンサバンク C_2 を短絡トランスを介して放電することにより供給でき、周波数は50 Hzに調整してある。基礎実験では電極ギャップ長を一定として大電流のアークを点弧させたいので、あらかじめ直流の小電流を流しておいてから電極を開極させ、設定電極ギャップになったところで主アーク電流を供給することにした。この直流の小電流はコンデンサバンク C_1 を抵抗 R_1 を通して放電することにより供給した。

縦磁界は真空デマントブルチェンバーの真空容器の外部に設けられたコイルに2~3 Hzの低周波の電流をコンデンサバンク C_3 から供給することにより発生させた。このコイル電流のピーク付近のところを磁界が一定であるとみなし、すなわち直流磁界とみなし、ここで主アーク電流が流れるように実験シーケンスを調整した。この実験シーケンスを図2. 3にわかりやすく示した⁽⁴⁾。

2-2-2 縦磁界が印加された真空アーク

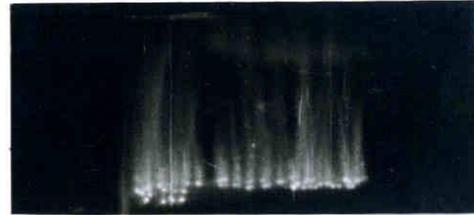
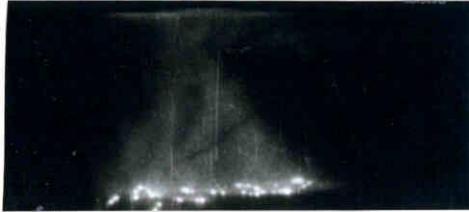
縦磁界が印加された場合の真空アークの形態を、図2. 4に例示した。

図2. 4(a)は磁界のあまり強くない場合(約0.03 T)で全体にアークコラムが薄く境界もはっきり見えない。(b)はこのようなコイル構造で発生しうる範囲では比較的強い場合(約0.35 T)でアークコラム1本1本がはっきりと分けて見ることができる。これは磁界によりアーク中の荷電粒子が強く捕捉されていることによると思われる。撮影の条件は毎秒6,000コマの速さで、高速度写真のコマ当たりの露光時間は約 $160 \mu\text{s}$ である。電極径は90 mm、ギャップ長は30 mm、アーク電流は5 kArmsで、この写真は、電流の波高値に相当している。

この拘束されたアークコラム内の電子のラーマ半径を数値的に評価してみると次のようになる。電子が電極面の法線に対して角度 ϕ で放出され、初速度 V_0 で

陽極

陽極



陰極

陰極

(a) 磁束密度 0.03 T

(b) 磁束密度 0.35 T

図 2.4 磁界の強弱とアークコラムの形態

アーク電流 $5 \text{ kA}_{\text{rms}}$, 50Hz の波高値付近

あるとすると、電子は電極間の磁界中で次の式で示されるラーマ半径で旋回することになる。

$$a = m_e V_e \sin \phi / q B \quad \dots \dots (2.1)$$

ここで m_e : 電子の質量、 q : 電子の電荷、 B : 磁束密度、電子の放出される角度 ϕ が最大 30° として、電子の初速度 $6 \times 10^5 \text{ m/s}$ (電子温度 $10,000 \text{ K}$ に相当) 磁束密度 0.01 T とすれば半径 a は

$$a = 0.157 \text{ mm} \quad \dots \dots (2.2)$$

となる。電子はこのように磁束に捕捉されて電子の豊富な領域を形成する傾向を示すため、その結果、イオンも細い領域に集まり、図 2.4 に示すようなコラムが形成されるものと考えられる。

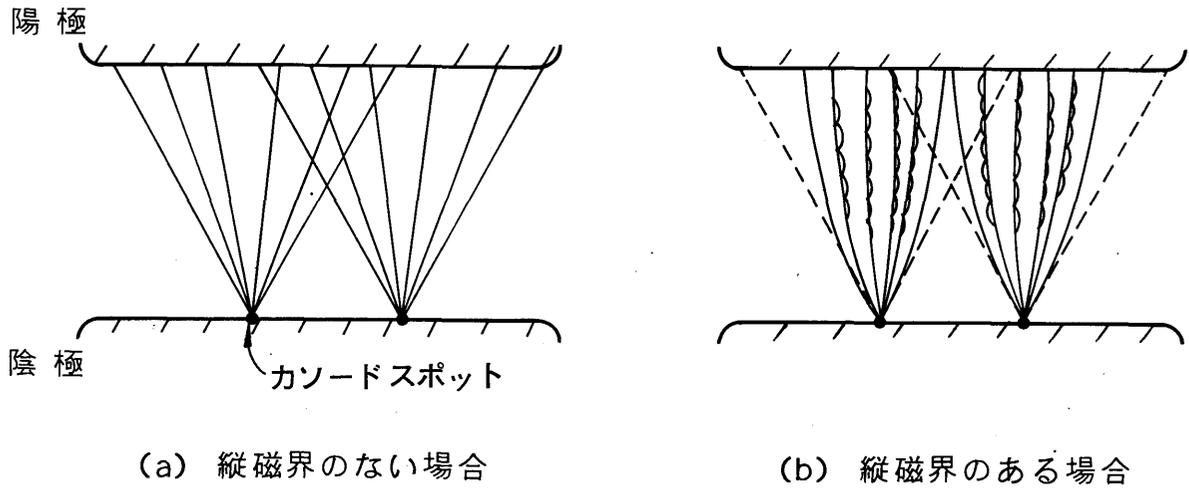


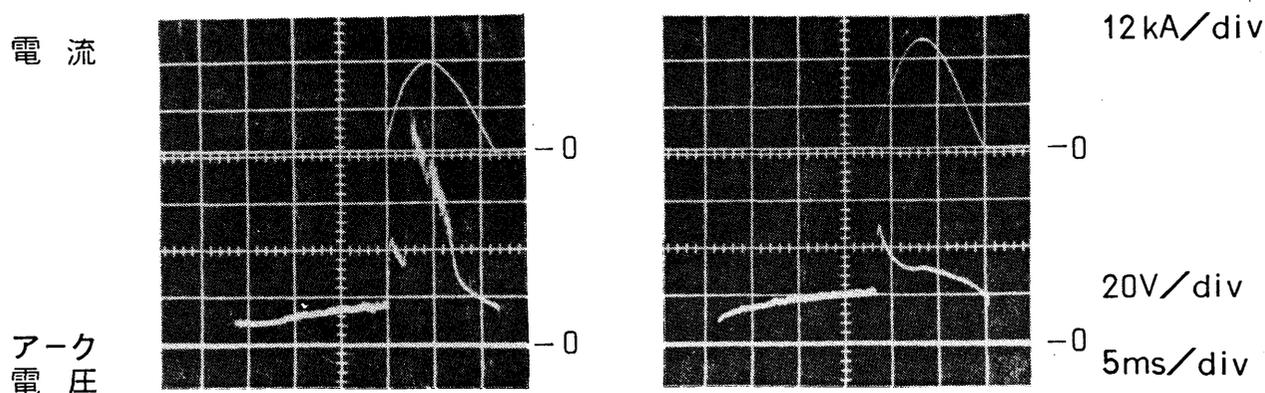
図 2.5 縦磁界が印加された真空アークのモデル

このような現象をモデル化したものを図 2. 5 に示す。磁界の印加されていない (a) の場合、各アークコラムは陰極から頂角およそ 60° の円錐状を成している。この内部では電子はほぼ放射状に移動して陽極に至る。ここに縦磁界が加わると電子は上述のラーマー半径で磁力線の回りを旋回する傾向があるので円錐の上部が磁力線の方に曲がる。アークコラムとしては同図 (b) のようにいくぶん陽極の方に収縮した形状に変わり、柱状を成すものと思われる。

このアークコラムの林立について理論的に詳しく解説されたものはみられないが、実験事実としてよく知られている。

2-2-3 縦磁界強度とアーク電圧

真空アークのアーク電圧の波形例を図2.6に示す。同図(a)は磁界の弱い場合、(b)は強い場合で、電極径90mm、ギャップ長10mm、アーク電流値は20kArmsである。同図(a)のように磁界の弱い場合、アーク電流のピーク付近でアーク電圧が高くなっており細かい振動成分の存在していることがわかる。すでに述べたように、磁界によってアークの形態が変わるので、それによりアーク電圧も変化することは予想できる。そこでアーク電流の波高値におけるアーク電圧の値を読取り、磁界との関係を求めた。図2.7にこの関係を示す。無酸素銅(以下純銅と書く)の電極と銀タングステン合金(以下Ag-Wと書く)とについて実験を行った。電極径は90mm、ギャップ長は30mmである。



(a) 磁束密度 0.005T

(b) 磁束密度 0.1T

図2.6 アーク電圧波形

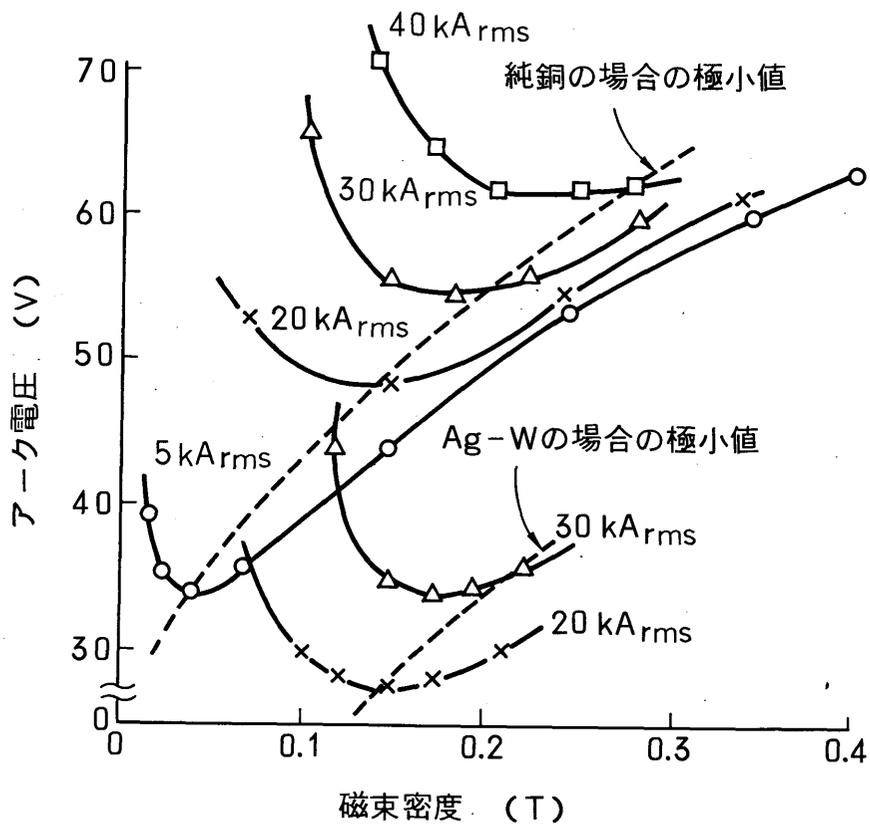


図 2.7 アーク電圧と磁界の関係

図 2. 7 から、縦磁界の強度に対して 5 ~ 40 kArms のどのアーク電流に対してもアーク電圧が極小値となる条件のあることがわかった。このようなアーク電圧の極小値は後で検討するように、遮断器設計上重要な意味があるので、この極小値について、図 2. 8、図 2. 9 にまとめた。図 2. 8 はアーク電流とアーク電圧の極小値との関係を示しておりアーク電流とともに高くなることがわかる。また電極径が大きいほどアーク電圧の極小値は低いこともわかる。

図 2. 9 は電極径とアーク電圧の極小値との関係を示したものである。すでに述べたように電極径の大きいほどアーク電圧の極小値が低いことが示されており、また、パラメータとしてギャップ長を変えたが、ギャップ長の短い方が極小値も低いことがわかる。

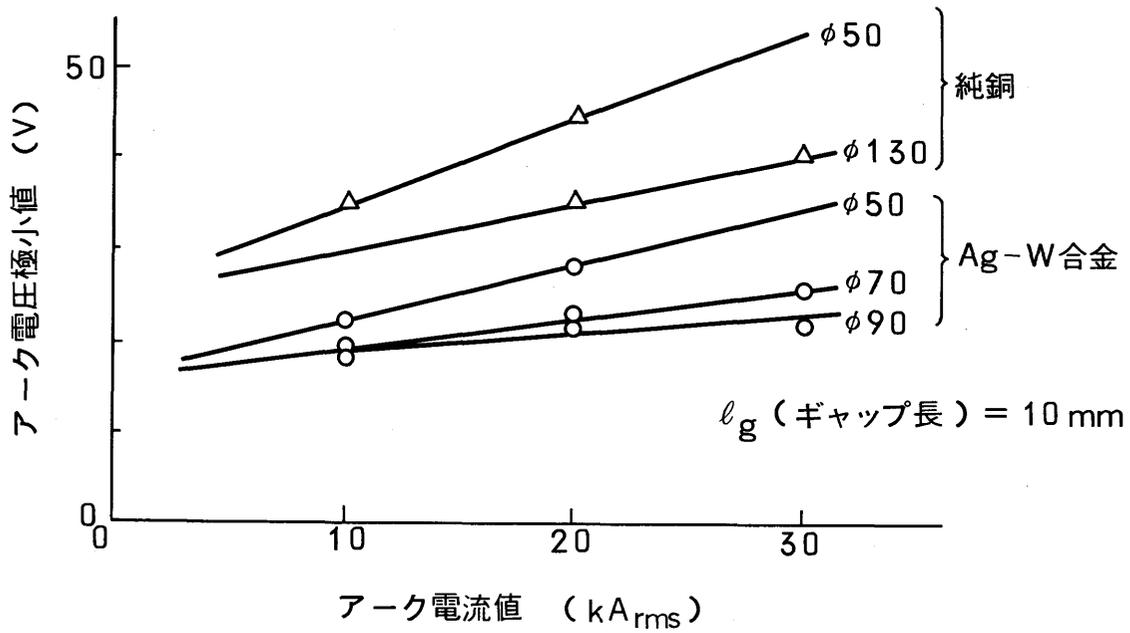


図 2.8 電極径と電極材料をパラメータとしたアーク電流値とアーク電圧極小値との関係

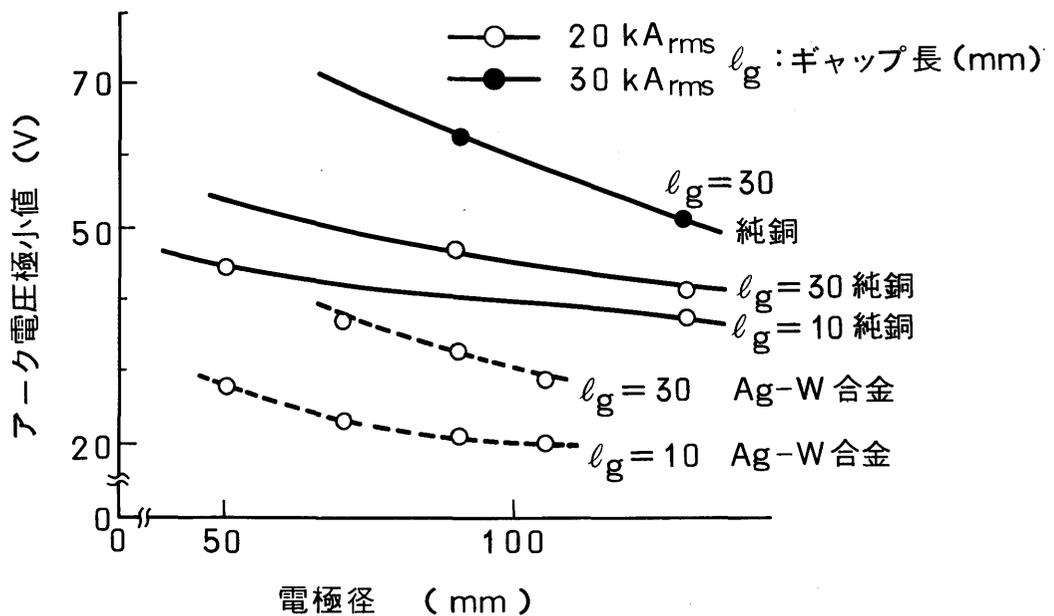


図 2.9 電極ギャップと電極材料をパラメータとした電極径とアーク電圧極小値との関係

一般に磁界の印加されていない状態における真空アークのアーク電圧は陰極降下電圧、コラム電圧、陽極降下電圧の三つの成分より成立っている。陰極などから放出された電子は陰極近傍の金属蒸気を電離し、陰極近傍にイオンの豊富な領域を形成する。このイオンシースは強力な電界を生じこれによりカソードスポットからの電子放出を促進し、またイオン衝突により陰極の加熱を進めることになる⁽⁵⁾。

アークコラム中では、構成粒子間の衝突が起こっており、原子等の励起や、光の放射が繰返されている。しかしその頻度は陰極領域に比べればそれほど高いものではなくコラム電圧は低い⁽⁶⁾。

真空アークではカソードスポットから蒸発した金属蒸気密度は陽極に向かうにつれ低くなってプラズマも希薄になっている。他方陽極近傍は電子豊富な領域となっており、これが陽極電圧降下の原因となっている。

真空アークの電流値が増大するとそれにつれて陽極近傍の電子密度が高くなり、陽極電圧降下の増大をもたらす。このような陽極降下電圧の増大は、陽極に対するエネルギー注入の増加をもたらすため、陽極の溶融が起り、その結果、放出された金属蒸気がイオン化され、ここでも電離が発生するようになり、次第に電流が集中して明確な、太いアークコラムが出現しアーク電圧は高くなる。

磁界が印加されると、様相が異なってくる。カソードスポットに対しては、ほとんど磁界の影響がないと思われるが、アークコラムにおいては、電子が磁束に拘束され、それに伴いイオンも拘束され、プラズマ損失が減るためアークの導電率が高くなりその結果、アーク電圧は下がってくる。

磁界を強めると、並列に林立している1本ずつのアークコラムが細くなること認められ、アークコラムの断面積が減り、1本あたりの電流密度が増加するため、アーク電圧が増加し始める。このような過程によりアーク電圧は、図2. 7に示すような極小値を持つ特性を示すものと考えられる。電極ギャップの大きい場合、あるいは電極径の小さい場合、上述のような損失が大きくなりその分だけアーク電圧が高くなり、これが図2. 8、図2. 9に示したような特性として現

れてくる。

以上示したように、アーク電圧が極小値を示す磁界というのは、電極間で消費されるエネルギーが極小になる条件を示しており、また電極溶融を起こし難い条件を示していると考えられる。図2.10は、アーク電流とアーク電圧が最小となる磁束密度の値との関係を示した。これらは概ね比例する関係が示された。この関係は後で述べるように真空遮断器の設計上重要な関係である。

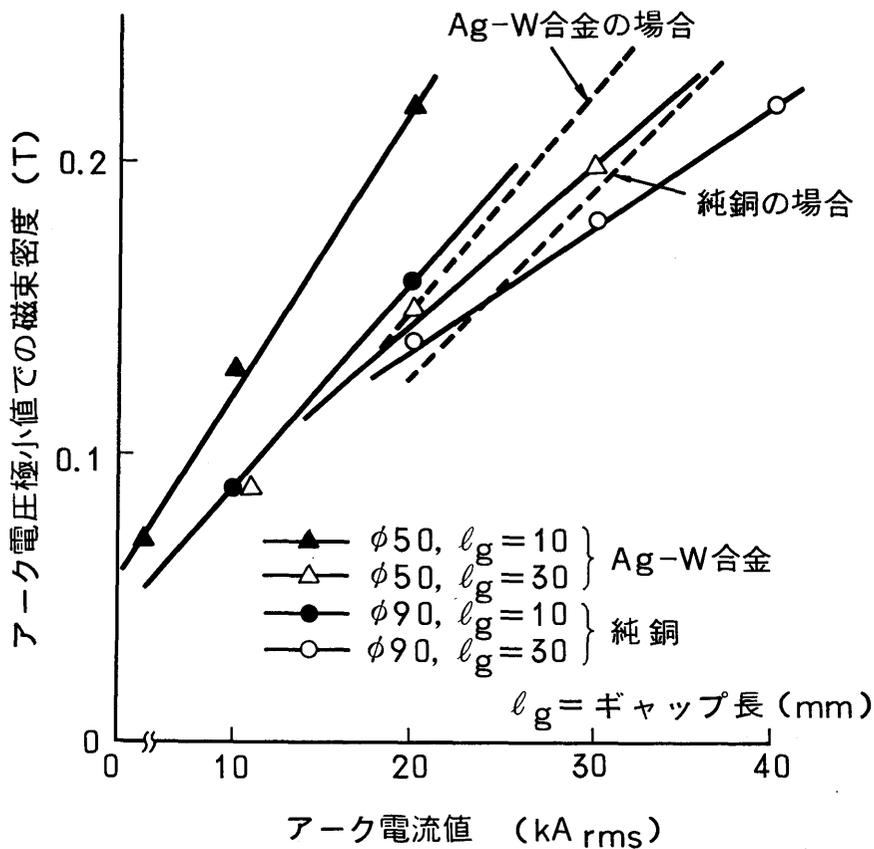


図2.10 電極径，ギャップ長，材料をパラメータとしたアーク電流と，アーク電圧極小値での磁束密度との関係

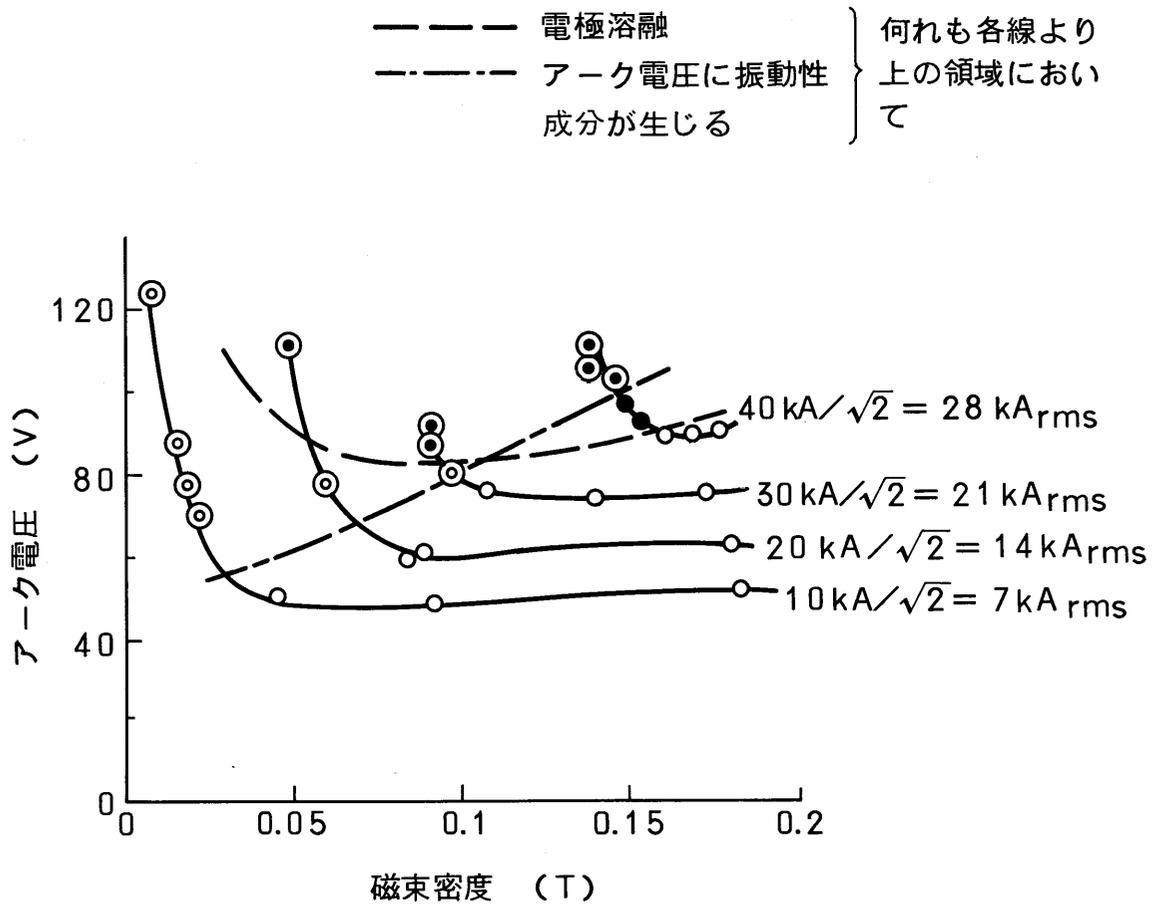
2-2-4 電極溶融の条件

印加される磁界が一定で、アーク電流が大きくなると、アーク電圧が高くなり、また、電極溶融が起こるといふ現象については前節まで述べてきた。この電極溶融は遮断器用電極にとっては好ましいものではなく、これとアーク電圧との関係について検討する。

電流が大きくなるとアーク電圧が高まるのは陽極前面の電子密度が高まり陽極降下が高くなるのが一因である。さらに電流が増すと前節図 2. 6 で示したように振動性の成分が現れてくる。これは特に陽極近傍の現象が関係しており、このような場合には最終的には電極溶融を伴うことが多い。電極溶融により金属蒸気が陽極領域に放出されると、一部電離され、陽極領域の電子密度が中和される。このようなことがアーク電圧の振動の原因と推定される。

そこで、このアーク電圧の振動性の成分の現れる条件と電極溶融とに注目して実験を行った。図 2. 11 は電極径 70 mm、ギャップ長 50 mm の純銅電極での結果をまとめたものである。図中、○は電極溶融もアーク電圧の振動性成分も発生しない場合を示している。また、◎は振動性成分が発生したが電極溶融のない場合、●は電極溶融したが振動性成分の発生のない場合、⊙は両方ともある場合を示している。この電極溶融とアーク電圧の振動性成分の発生する領域をそれぞれ、破線 ---- と一点鎖線 - - - - で示す。破線の上で示される領域では電極溶融が生じ、点線の上で示される領域でアーク電圧の振動性成分が現れる。30 / $\sqrt{2}$ kArms 以下の条件では、磁界の弱いところでアーク電圧に振動性成分が現れて、さらに弱いところで電極溶融が生じている。これはアーク電圧の振動性成分と、電極溶融との強い関係を示している現象である。ところが 40 / $\sqrt{2}$ kArms では、磁界の弱い側でまず電極溶融が起りさらに弱いところでアーク電圧の振動性成分が現れてくる。この条件では従来のように、アークの状態をアーク電圧からだけで判断することが困難である。

これらのアーク電圧の振動性成分が発生する磁束密度及び、電極溶融が発生する磁束密度について、電極径との関係を、アーク電流をパラメータとして



- は電極溶融もアーク電圧の振動性成分も発生しない場合
- ◎ は振動性成分が発生したが電極溶融のない場合
- は電極溶融したが振動性成分の発生のない場合
- ◐ は両方ともある場合

図 2.11 電極溶融とアーク電圧との関係

図2. 12に示した。図2. 12で点線が振動性成分の発生する磁束密度の最高値を示しており、これより下の条件では振動性成分が発生する。実線は電極溶融の発生する磁束密度の最高値を示しており、これより下では電極が溶融する。すべての曲線は右下がりとなっており、電極径の大きいほど電極溶融もアーク電圧振動性成分も発生しにくいことがわかる。電流値をパラメータとして示したが、それぞれの電流値で実線が点線より下にあるものはアーク電圧の振動性成分がない場合には決して電極溶融が起こらないものである。実線が点線より上にあるものはアーク電圧に振動性成分がなくても電極溶融を起こす場合のあるもので、この実験においては $40/\sqrt{2}$ kArms以上の条件でこのような場合が多くなった。さらに、ギャップ長が短いほどアーク電圧の振動性成分の現れる磁束密度の値が小さくなり、アーク電圧に振動性成分が現れないで電極溶融を起こす場合が多くなってくる。

このような条件は後で述べるように真空遮断器の電極設計において十分注意しておく必要がある。

2-3 長ギャップ真空アークと縦磁界

真空遮断器の高圧化が進み、最近では84 kVの高圧受電用に使用されるようになり⁽⁷⁾、さらに高圧の真空遮断器の開発も行われている。このような真空遮断器では、開極中の耐電圧を高くするため電極のギャップ長が大きく、縦磁界が有効に作用しない可能性もある。従来の真空遮断器では30 kV級の場合で電極のギャップ長は長くても36 mm程度であり、これを越えるものはなかった。従って、36 mmを越えるようなギャップ長のもをここでは長ギャップと称する。このような長ギャップにおける真空アークの形態についてはあまり報告されたものがないのでここではギャップ長50～60 mmでの真空アークの形態を示し、このような条件下においても適切な磁界であればアークは電極間に均一に分散して点弧することを示す。

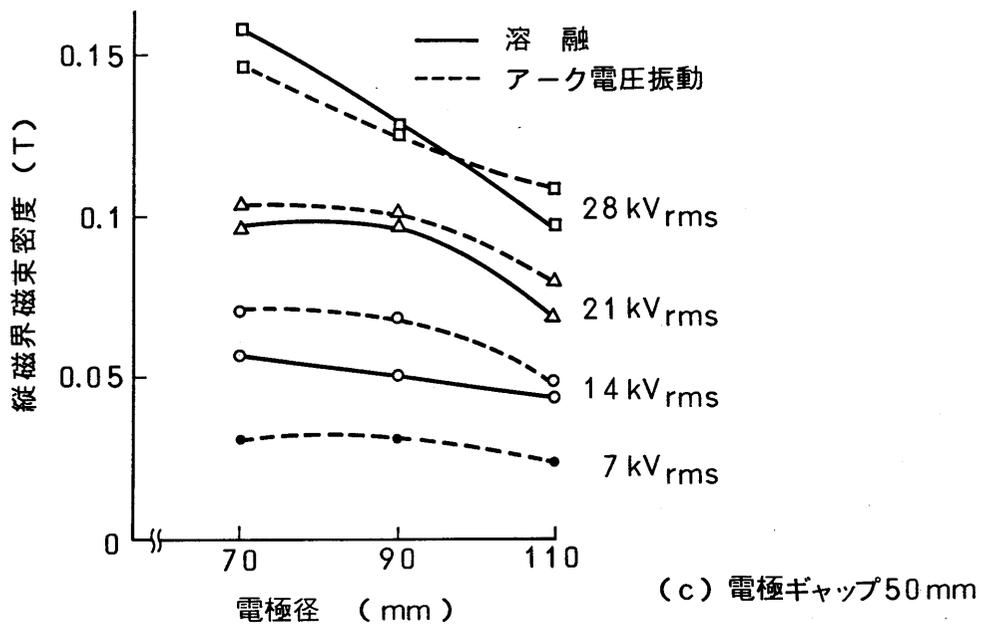
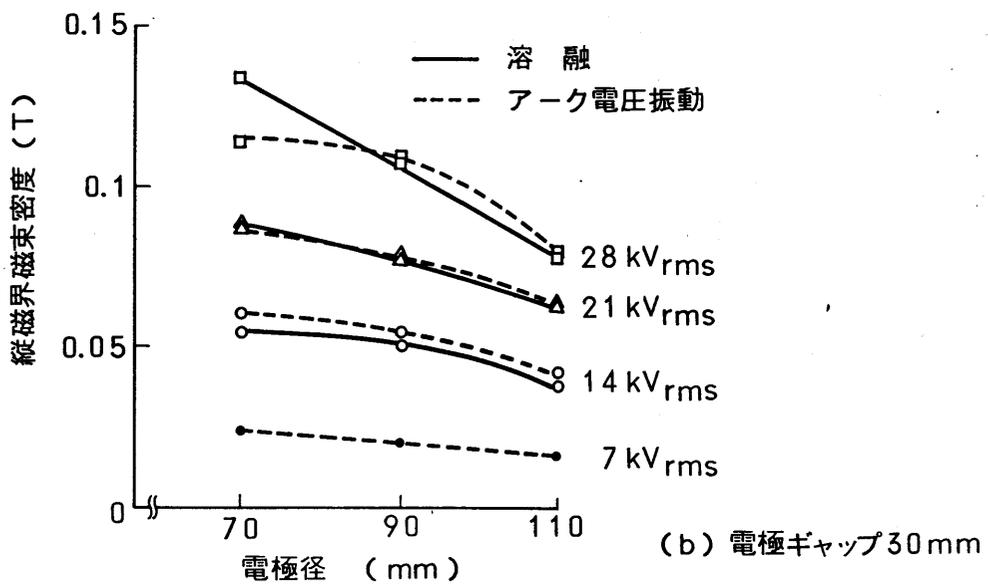
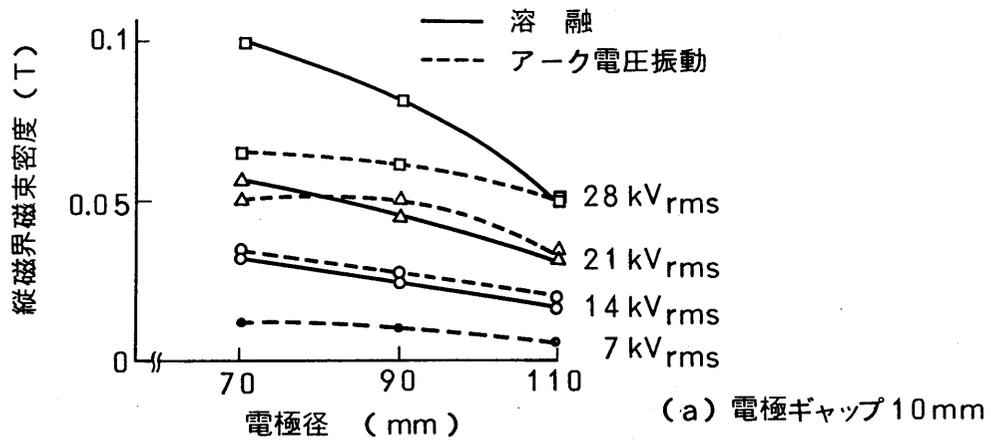
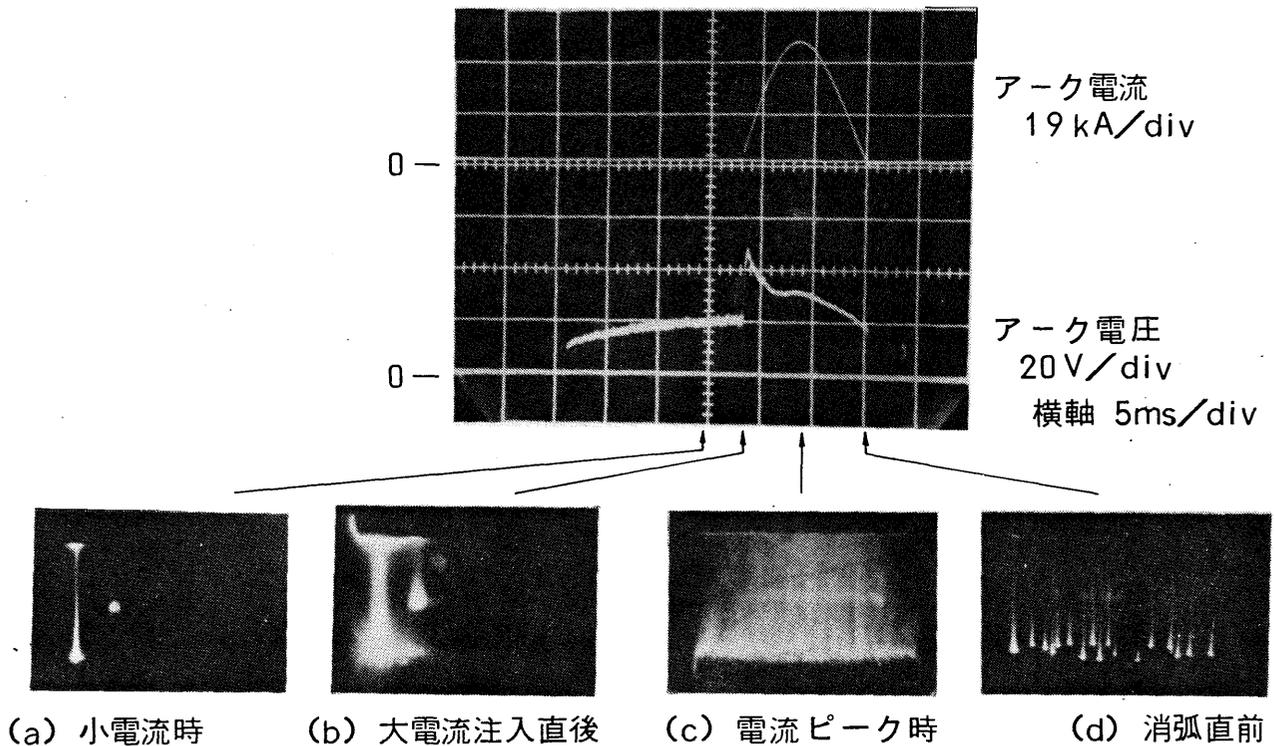


図 2.12 アーク電圧に振動性成分が発生する磁束密度と電極溶融が発生する磁束密度



電極径 110 mm, 電極ギャップ 60 mm, アーク電流 44 kA, 外部磁界 0.2 T

図 2.13 長ギャップのアーク形態

実験装置その他は前節までと同じで電極径 110 mm、純銅の平板電極で電極ギャップ長は 60 mm である。図 2.13 はこのアークの形態の一例を示す。アーク電流値は 44 kArms である。(a) から (d) は高速度カメラで撮ったアークの形態を各時間ごとに示したもので、オシログラム上の対応する時点を矢印で結んで示している。この例では、開極後の小電流アークは電極端部に発弧していたが (a)、大電流注入直後にアークコラムは急激に太くなり分散しはじめる (b)。広がり始めたアークコラムは電極全面に均一に広がり (c)、やがてアークコラムは全体に広がったまま、電流の減少に応じて、コラムの本数が減少し、消弧寸前 (d) (電流零前 100 ~ 200 μ s、アーク電流瞬時値約 2,000 A 前後)

には10～20本のコラムが残っているだけである。アーク電圧は開極後の小電流時には20V程度で細かく振動して不安定である。大電流注入と同時にアーク電圧は急激に増加し50V程度に達する。アークコラムが広がるにつれアーク電圧は減少し電流波高値では約30V、消弧寸前には約20Vとなっている。

大電流注入直後と消弧直前でのアーク電流値が同じ2,000A前後でのアーク電圧は前者が約50V、後者は約20Vである。このように、最初アーク電圧が高く、後から低くなるという傾向は定間隙のアークでよく見られる現象である。すなわち、大電流注入直後はアークコラムの広がりがアーク電圧の増加より遅いため電流密度が高くなりアーク電圧が上昇する。消弧寸前はこれに対し電流密度が小さく小電流のときに近いアーク電圧となる。

このように縦磁界が印加されておれば、広いギャップ長であっても安定してアークを点弧することができ、さらに、たとえば電極端部から発弧しても直ちに電極全体にアークが広がることを確認でき、高圧の真空遮断器にも縦磁界を用いることが、有効であることが示された。

2-4 検討

真空アークに縦磁界を印加するとアークが均一に分散し、電極の損傷が少なくなるという現象は良く知られており、これを真空遮断器に応用する試みも多く行われていた⁽³⁾⁽⁴⁾。しかしながら、印加される磁界強度や電極径、ギャップ長などによってどのように影響を受けるかについては公表されたものがほとんどなく、試作による性能チェックのみが行われていただけであった。縦磁界強度についてはアークを安定化するのに適切な強度が存在することが本節の実験により明らかにされた。すなわち、図2.7に示すようにアーク電圧が極小値となるような磁界が存在している。すなわち、このときアークに注入される電力が極小となる。このような条件においては電極の損傷が最も小さくなることが予想され、良好な遮断性能が期待できる。

縦磁界を印加する方法は、遮断器への適用を考えるとなるべく簡単な方法が望

ましい。図 2. 10 に示すようにアーク電圧が極小となる磁束密度は、アーク電流値に対し概ね比例する関係にある。そのために遮断すべき電流そのものをコイルに流し、それにより縦磁界を発生する構造がアーク特性から考えて望ましいものと思われる。すなわち、そのような意味で縦磁界を発生するために特に別の電源が必要ではなく、遮断器にとっては好ましい基本特性を持つことがわかった。図 2. 10 には破線で純銅と Ag-W それぞれについて、アーク電流と比例する磁束密度を示した。この破線に従う磁束密度となるようにコイル構造を設計すれば良いことになる。

最後に電極溶融に注目すると、たとえば図 2. 11 に示した場合では、 $28 (= 40 / \sqrt{2})$ kArms で、アーク電圧に振動性成分がない場合でも電極溶融が起こることがある。縦磁界によりアークはほぼ均一に分散しているが一部に偏りがあり、その部分の電流密度が上がり、そのために部分的な電極加熱が起り溶融が生じると考えられる。従って磁界をさらに強めれば溶融を起こさなくなっている。しかしながら図 2. 11 に示した条件の場合 $28 (= 40 / \sqrt{2})$ kArms においては、ほぼアーク電圧が最小を示す磁束密度のところで溶融を起こしている。これらの現象は、ここで示した電極径 70 mm でギャップ長 50 mm という条件ではアーク電流 28 kArms 程度が限界の電流であることを意味するものと考えられる。この電極では適切と思われる磁界を印加してあっても、この電流値以上では電極溶融が起りやすく、電流遮断という観点からは不都合である。

図 2. 12 からもアーク電圧に振動性成分が現れないのに電極溶融を起こす条件がいくつか示されているが、これらについては磁束密度がアーク電圧の極小値を示す値より小さい場合がほとんどで、上で述べた遮断電流の限界を示すわけではない。

以上のように、ひとつは縦磁界強度の適正值について、もうひとつは電流遮断に対して必要な電極径やギャップ長についての実験データを示すことができた。電極の設計にあたっては、これらのデータに従って適切な電極形状を決めることができる。

2-5 まとめ

真空遮断器の遮断性能を向上させる観点から縦磁界を印加した真空アークの基礎特性を明らかにした。これらをまとめて示すと以下のようになる。

真空アークに縦磁界を印加するとアーク電圧は縦磁界の強度に対して極小値を持ち、さらにこの極小値はアーク電流値にほぼ比例する関係がある。磁界強度が強いとアークは大電流領域でも分散形となり、電極はあまり損傷しない。

アーク電流値と縦磁界強度を変えた実験によると、条件によっては電極の熔融する場合と、アーク電圧に振動性成分が現れる場合とがある。一般的に磁界が弱いとアーク電圧に振動性成分が現れ、さらに磁界が弱いと、電極熔融が生じるがアーク電流値が大きく、またギャップ長の短いときには必ずしもこの限りではない。そのため電極の設計に際しては、磁束密度の最適な条件、及びアーク電流に対する限界の電極径、ギャップ長の条件を明確にし設計する必要がある。

また、これらアーク電圧特性は接点材料によっても大きく異なるので材料ごとに特性を把握しておく必要がある。

最後に、長ギャップにおいても縦磁界は有効に作用し、アークを安定に点弧させる効果のあることを実証できた。

第2章の文献

- (1) M.P.Reece : "The vacuum switch", Proc. IEE, Vol.110, No.4, pp 793-811, 1963
- (2) US Patent, No.2949520, August 16, 1960
- (3) S.Yanabu, T.Tamagawa, S.Sohma, H.Ikeda and T.Tsutsumi : "Vacuum arc under axial magnetic field", Third international symposium on switching arc phenomena in Poland, pp222-226, 1977
- (4) S.Yanabu, S.Souma, T.Tamagawa, S.Yamashita and T.Tsutsumi : "Vacuum arc under axial magnetic field and its interrupting ability", Proc. IEE, Vol.126, No.4, pp313-320, 1979
- (5) J.E.Daalder : "A cathode spot model and its energy balance for metal vapour arcs", J. Phys. D: Appl. Phys., Vol.11, No.12, pp1667-1682, 1978
- (6) W.G.J.Rondeel : "The vacuum arc in an axial magnetic field", J. Phys. D: Appl. Phys., Vol.8, No.8, pp934-942, 1975
- (7) 西脇誠五郎、樋口考助、奥村博行、塩入 哲、金子英治、松本一秀 : "84 kV-25 kA真空遮断器", 昭和55年電気学会全国大会論929

第3章 縦磁界を発生する電極構造

3-1 まえがき

真空アークに縦磁界を印加するとアークの局所集中を防ぐことができ、この方式を真空遮断器に応用すると、遮断性能の向上が期待できる。工業的には真空遮断器において電流遮断時に発生するアークに縦磁界を印加するのに前章に示したようなコイルを真空容器のまわりに置くような方法は装置が大きくなるなど実用的でないので、電極自身で縦磁界を発生できるさまざまな電極が考えだされてきた。真空遮断器用電極開発の歴史については第1章で簡単に述べたが、そのなかで電極自身で縦磁界を発生することのできるいわゆる縦磁界電極について概略を示した。

本章ではまずこの縦磁界電極の構造について詳しく述べ、つづいてこの電極を実際の真空遮断器に適用する場合の技術的な問題を示し、その解決について述べる。最後に、この電極を高電圧真空遮断器へ適用した例について述べる。

3-2 電極構造の概要

図3. 1にこの縦磁界電極の代表的な構造を示す⁽¹⁾。縦磁界電極はアークが点弧する主電極の背部に磁界を発生するコイル導体が設けられており、この構造により、電極間のアークに縦磁界を印加することができる。すなわち、電極軸に流れる電流 i_0 は、同図(d)に示すように、4等分に分流し四つの方向に伸びる腕部に流れ込む。図中で i_1 、 i_2 、 i_3 、 i_4 と記した電流は、 $1/4$ 周の円弧となっているそれぞれの導体②中を流れた後主電極③に至る。同図(b)には i_4 が主電極に流入する部分が描かれている。つづいて、電極間のアークを介して他方の電極に至る。図3. 1(d)によれば結局電極周辺に1ターンのコイルが形成されていることになり、ここに流れる電流によって主として軸方向に強い縦磁界成分が発生する。これを総称して縦磁界と表現することにする。その意味でこの $1/4$ 周からなる四つの円弧をコイル導体と表現している。遮断する電

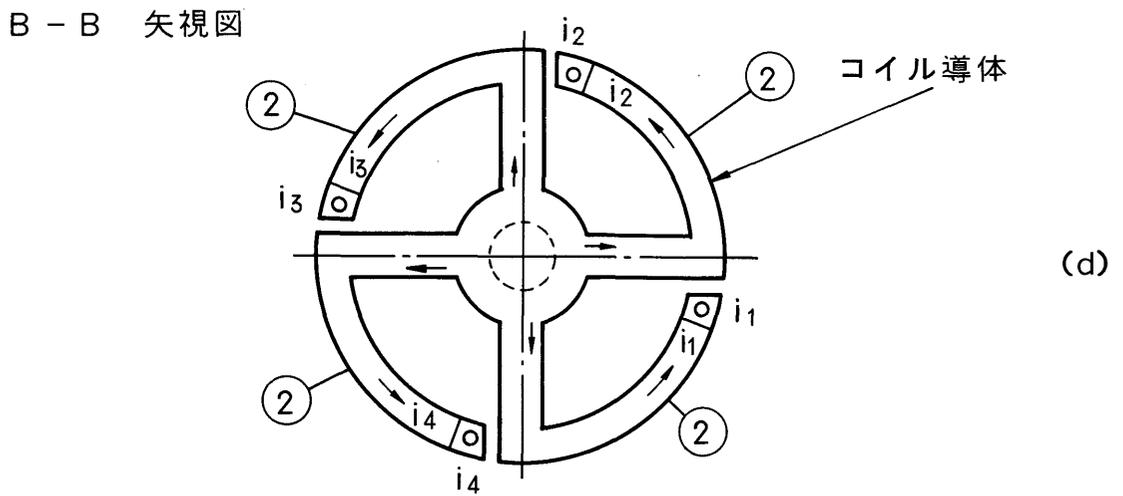
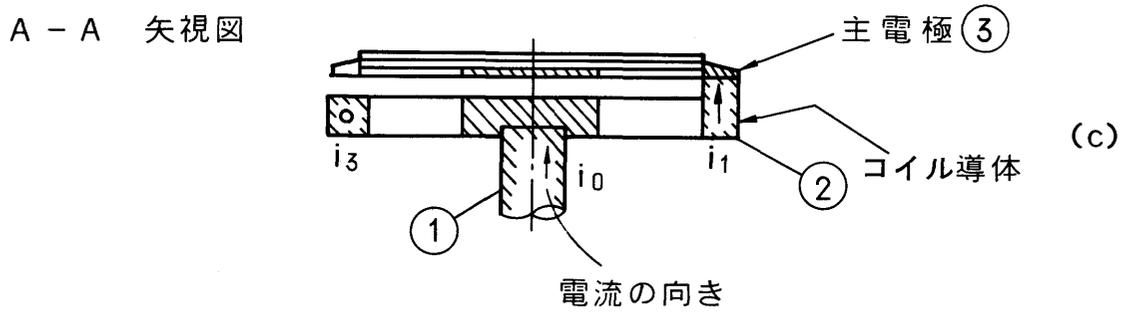
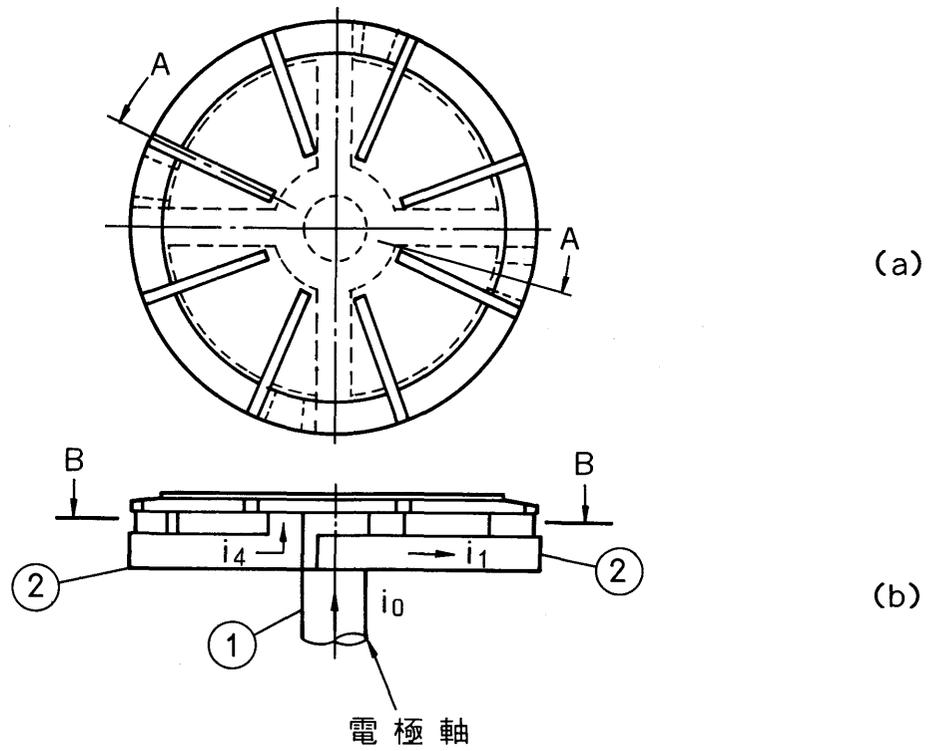


図 3.1 縦磁界電極

流自身で磁界を発生するため、前章で示したようなアーク電流が大きいほど強い磁界が必要であるという真空アークの特性に対して、都合の良い電極であることがわかる。たとえば、コイル導体の直径70mm程度のもので電極中心付近の縦磁界強度は遮断電流1kA当りほぼ0.04T - 0.07T程度となるよう設計可能である。

このように図3.1に示された電極は、電極自身で縦磁界を発生し、しかもアーク電流の大小に合わせて、磁界強度も変わるといような実用的なものであるが、真空遮断器に適用するには、いくつかの問題を解決する必要がある。次節以降、この適用における問題とその解決について述べる。

3-3 機械的問題

真空バルブは組立工程の中で銀ロー付や脱ガス処理等の高温処理を行うために、熱によりバネ性を失うような構造物を用いることができないことや、長期間にわたって高真空を保つ必要があるため、潤滑剤を用いることのできないことなどの理由で、ガス遮断器等で用いられているようなスライド式の接点を採用できない。従って対向する電極は平板の突合わせ形でなければならない。そのために、電極を閉じる時（投入時）や、閉じた電極に電流を通電する時など、電極間での発弧を防ぐように、外部から強い力で圧着する必要がある。しかし、一般的に、平板の突合わせであると接触面積を十分に広くとれないため接触抵抗が増え接触部での発熱が大きくなる。この発熱を抑えるためにも上記の圧着力は大きなものでなければならない。また真空バルブ内の構成部品は前述したように高温処理工程を通るために、いわゆる焼きなましの作用を受けて機械的強度は著しく低下しているものと考えられる。従ってこの強力な圧着力の結果、電極の変形が生じる可能性がある。また、図3.1に示す電極の構造図からも予想されるように、たとえばコイル導体は外周部付近に質量の大きな部分が偏在しており、これを腕部で支えているために、投入時や開極時の衝撃に対して変形を生じる可能性がある。極端な例として、コイル導体の変形してその一部が短絡してしまう場合、磁界の発

生が妨げられ、磁界の作用が不足し遮断不能などの致命的な状況に至ることがあり得る。

以上のような理由により、何等かの対策を講じなければ、縦磁界電極をそのまま大容量の真空バルブ内に用いることはほとんど不可能である。そこで、実際の真空バルブの製作にあたっては図3. 2に示す補強スペーサを用いている。それ

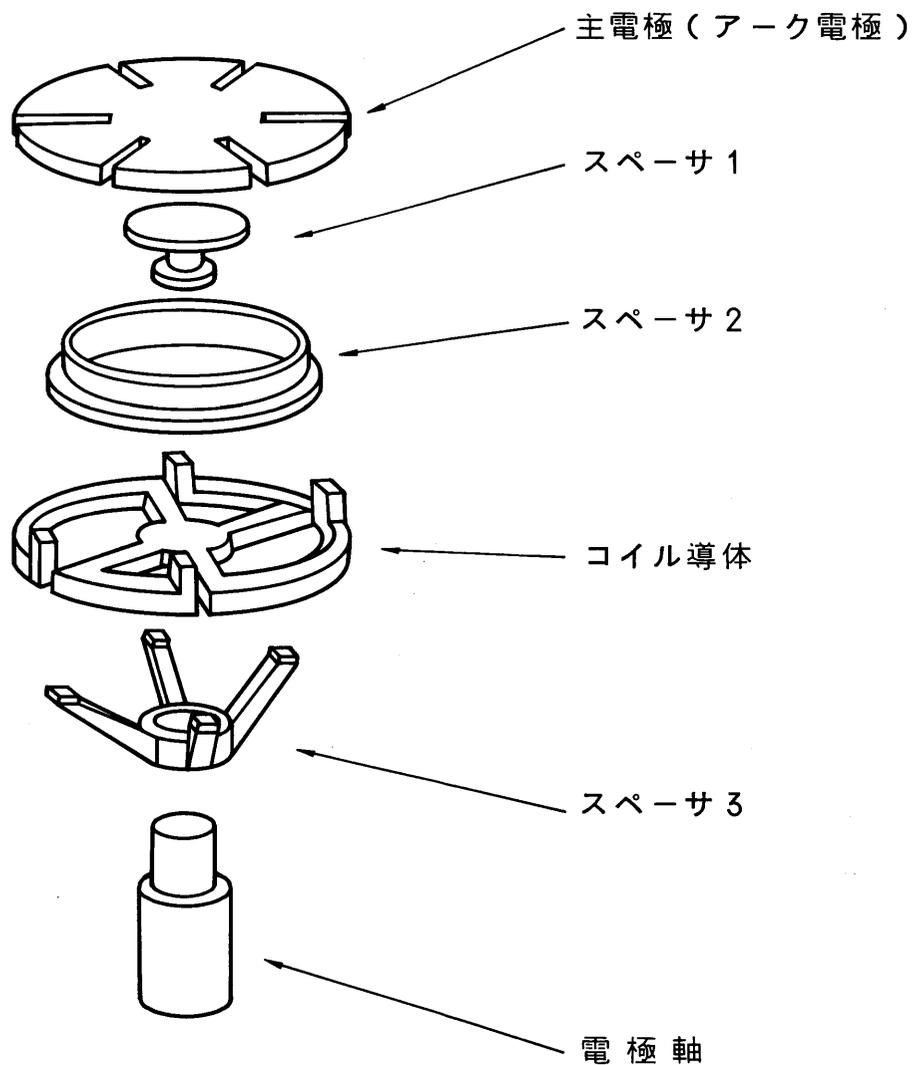


図 3. 2 縦磁界電極の構造と補強スペーサ

その補強スペーサの使用目的は以下に示す通りである。

(1) 主電極変形防止用スペーサ…………… 1, 2

(2) 主電極、コイル導体分離スペーサ… 2

(3) コイル導体変形スペーサ…………… 3

これらスペーサの材質は一般的な材料であることと、扱いが容易であること、及び、抵抗が高いことなどから、ステンレススチールを採用している。抵抗率は、電極材料の純銅が $\rho = 1.6 \times 10^{-6} \Omega \text{cm}$ に対し、ステンレススチールは約 $\rho = 72 \times 10^{-6} \Omega \text{cm}$ と 40 倍程度であるため実用上電流はここに分流しないし、また強度も十分に強いものである。

しかしながら抵抗率が大きいとはいえ、次のような不都合が生じる場合がある。

(1) これらスペーサを介して、僅かながら電流が流れるため、コイル電極の電流が減少し縦磁界強度が下がりその結果遮断性能が低下する。

(2) 渦電流がスペーサに流れ、縦磁界強度を下げる。

このために、たとえばスペーサ1は中央部がくびれた形をしており抵抗値を高くするような構造となっている。もちろん機械的な強度を十分保つことも必要である。これらを総合的にまとめあげたもので、たとえば12kV-25kArms遮断のできる電極で、20,000回もの開閉後、何の問題も起こさないものが実現できた。図3.3はこの20,000回開閉後の電極の状態を示している。ほん

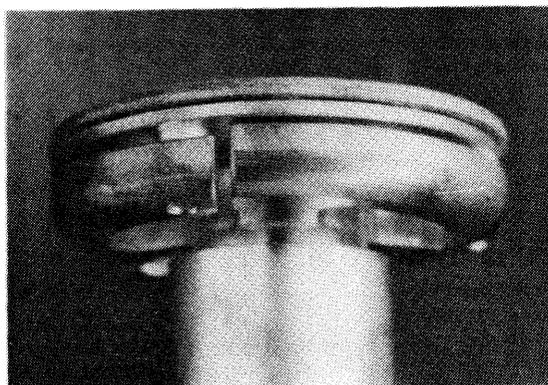


図 3.3 縦磁界電極の変形
(20000回投入遮断後)

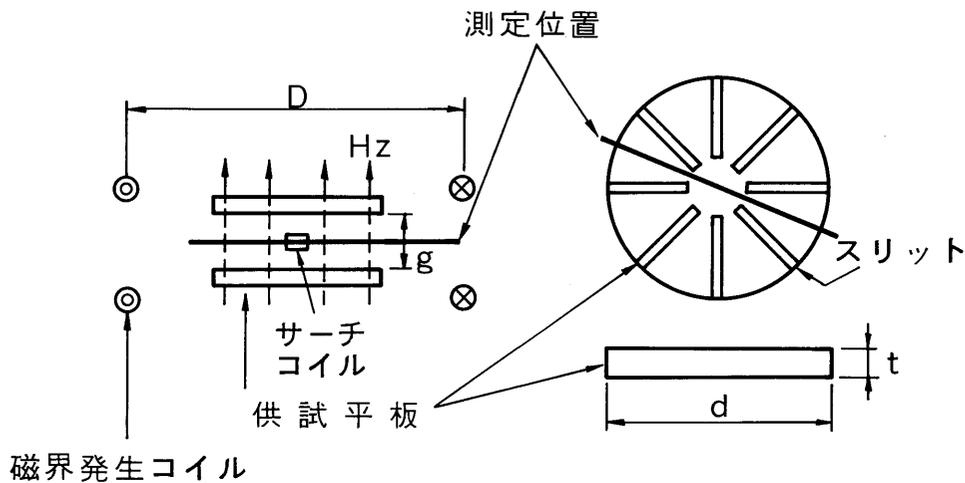
のわずかアーク電極に傾きが認められるが、アーク電極にコイル電極が接触するとかアーク電極がそりあがるなどの実用上問題になるほどのものではない。

3-4 縦磁界発生に関する問題

縦磁界電極では電極背面のコイル電極により縦磁界を発生するので、もしも主電極中に渦電流が発生すると、この渦電流によって発生する磁界のために縦磁界の立上がりが妨げられ縦磁界の強度が小さくなるのみならず、アーク電流と磁界との間に位相差を発生し第2章で示したような適切な値が得られない可能性がある。このことから渦電流を減少するために主電極には放射状のスリットが設けられている。

このスリットは電極設計上ひとつの要因となっているもので、スリット形状、個数など明確にしておく必要がある。従来経験的には電極半径の70%程度の長さにとすると良いと言われてきている。縦磁界電極のような構造内に形成される磁界と、渦電流との関係について計算によって解を求めることはかなり困難であるため本節ではモデル電極による簡単な実験を行い、これを実際の電極に適用することにより検討を行った。

まず50Hzの交番磁界中に純銅製円板を置き、この円板に発生する渦電流による磁界の変化の様子を実測により求めた。図3.4は実験回路を示している。供試円板は直径140mmの純銅円板で2枚を17mm離して平行に設置した。この円板をアーク電極を模擬したものとし、2枚の円板の間の磁界をサーチコイル（直径10mm、厚さ2mm、100ターン）により測定した。磁界発生用コイルは直径240mmのコイルで、この供試円板を挟むように重あわせ、供試円板の中心はこのコイルの中心軸と一致している。渦電流のないときの磁界強度は供試円板の設置されている領域全体でほぼ均一であった。



D	: 磁界発生用コイル径	240 mm
g	: 供試円板ギャップ長	17 mm
Hz	: 縦磁界	
t	: 供試円板厚さ	
d	: 供試円板直径	140 mm

図 3.4 実験方法

実験では円板厚さ、スリット本数、スリット長さをパラメータとし、印加磁界と実測磁界との関係を調査した。実験用電源には測定磁界強度を強く、測定精度を高くする必要から大電流を供給することとしコンデンサバンクを用い数千アンペア（50 Hz）の交流電流を供給した。

図 3. 5 に供試円板の厚みと円板間の磁界との関係について求めたものを示す。磁界強度は、磁界発生用コイルに流れる電流のピークの時点における磁界測定値の、供試円板のない場合の磁界強度に対する比で現した。位相差は磁界発生用コイルに流れる電流と、測定された磁界との間の位相差で、ms単位で示している。

測定位置は、(1) 供試円板の軸上で両円板から等距離の位置、および、(2) ここから40 mm外周方向へ離れた位置の2か所とした。以下それぞれ中心位置、中心より40 mm位置と称する。図3.5から円板厚さが3 mm以上では急激に磁界強度が弱まり位相差も増加することがわかる。また中心位置と、中心より40 mm位置との比較では中心の方が磁界強度の低下及び位相差が大きいことがわかる。

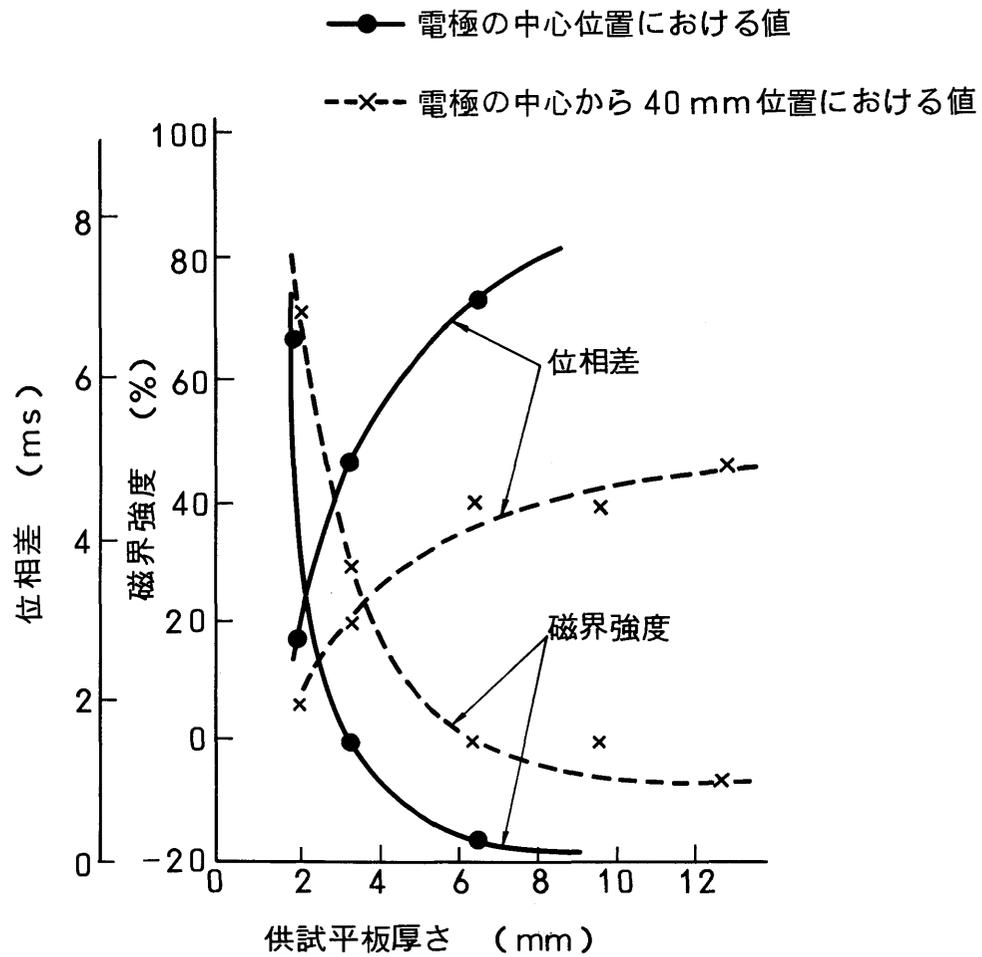


図 3.5 供試円板厚さと縦磁界との関係

円板厚さが4～5mm以上（すなわち、2枚の供試円板の合計厚さで、8～10mm）になると磁界はほとんど零になる。これは良く知られた表皮厚さの式

$$\delta = \sqrt{2\rho / \omega\mu} \dots\dots\dots (3.1)$$

に $\omega = 2\pi \times 50$ 、 $\mu = 4\pi \times 10^{-7} \text{H/m}$ 、 $\rho = 1.6 \times 10^{-6} \Omega\text{cm}$ を代入すると $\delta = 9\text{mm}$ となることから裏付けられる。

円板にスリットを設け、円板を小領域に分割するか、あるいは分割まで至らないまでもスリットを入れることにより、式(3.1)の ρ を等価的に大きくすれば、表皮厚さ δ が大きくなり磁界の減少が緩和される。図3.6は円板厚みを3.2mm、スリット長を50mm（円板半径の70%）としたときのスリット本数と、磁界強度、及び位相差の関係を示したものである。測定位置は図3.5と同

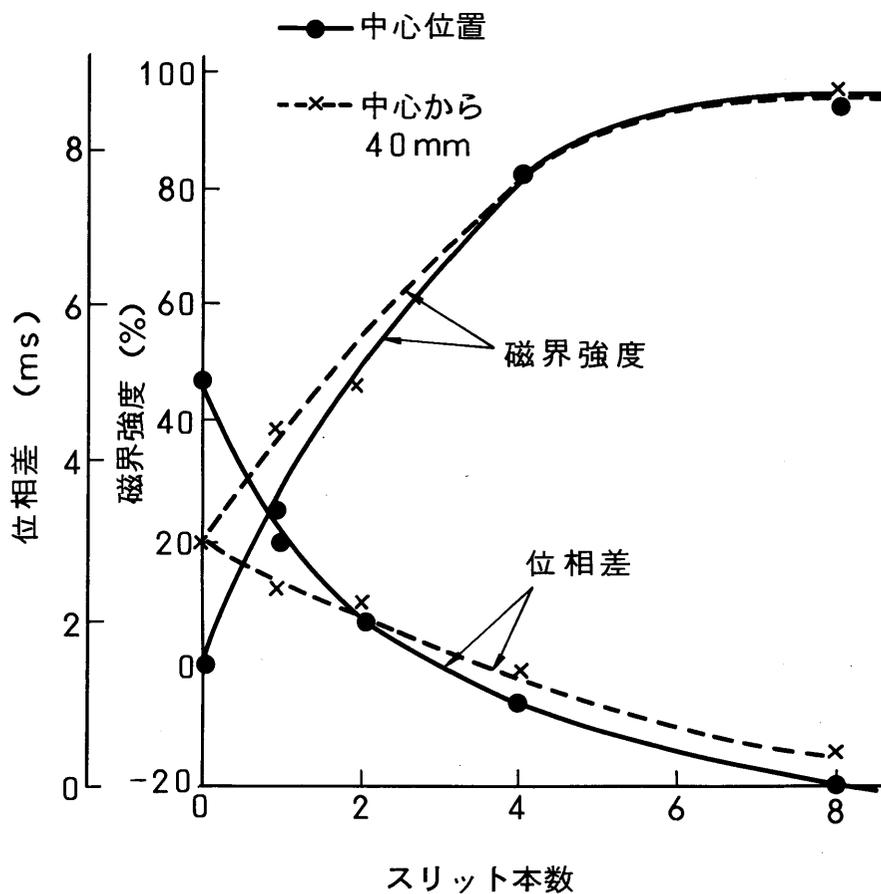


図3.6 スリット本数と縦磁界との関係

じ中心位置及び中心より40mm位置である。2枚の対向した円板のスリットは互いに投影が重なりあうようにスリット位置を調節してあり磁界測定位置はスリットとスリットの間位置である。

図3.6からスリット本数を増すほど磁界強度、位相差とも改善され、磁界発生用コイル固有の状況に近付くことがわかる。特にスリット本数を4本にするまでの改善が著しく、それ以上本数を増しても、それほど改善されないことがわかる。

図3.7にスリット長さとの磁界強度、位相差の関係を示す。スリット長さは円板半径に対する比率で表した。円板厚みは3.2mm、スリット本数は4本で、スリットの位置は投影が重なるように円板を配置してある。ここでもこれまでと同じく中心位置及び中心より40mmの位置での測定値を用いている。磁界強度、位

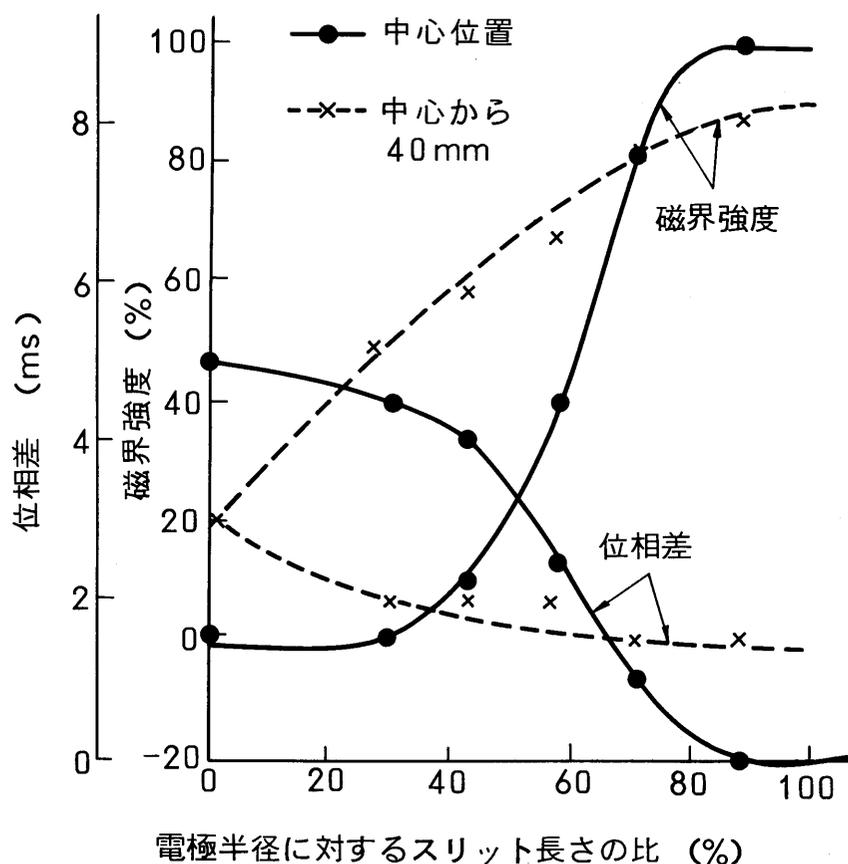


図3.7 スリット長さとの縦磁界との関係

相違ともスリット長さを長くすることで次第に改善されることがわかる。ただし、特にスリット長さが60～80%程度であると中心位置の測定値は著しく改善されることがわかる。

図3.5から図3.7の結果をまとめると、アーク電極に設けるスリットに要求される条件は、本数で4本以上、長さで電極半径の60%以上となることわかる。

つづいて、この条件に基づいて縦磁界電極を設計し、試作を行い、この電極間で縦方向の磁界成分を測定した。また電極中の渦電流を無視し、電極の各部を流れる電流を線電流で模擬し、発生する磁界強度を計算により求めた。図3.8に計算値と実測値との比較を示す。磁界強度は、計算値の電極中心位置に相当するところを100%に正規化して表現した。縦磁界電極ではコイル電極に流れる電流は電極間のアークを介して、他方の電極へ流れるが、ここでの計算及び実測で

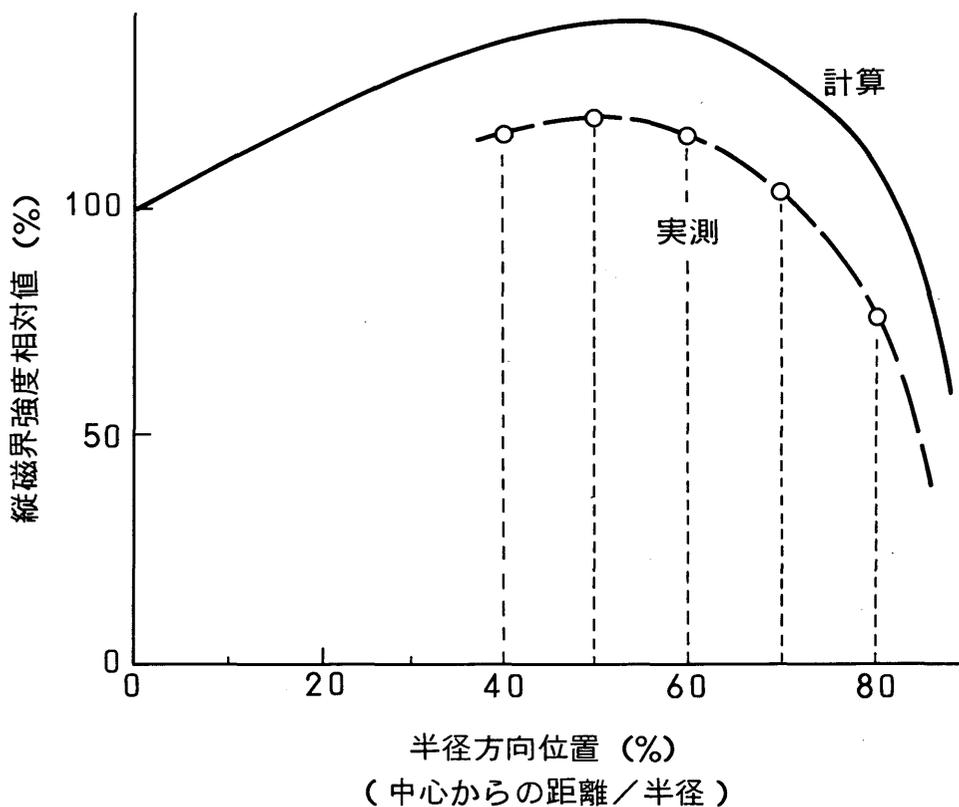


図3.8 縦磁界電極における磁界強度分布

は、電極中心軸上で両電極を橋絡する細い導体を挿入し、これでアークを模擬することにした。実測にあたってはこの模擬導体にサーチコイルが当たってしまうためにサーチコイルの挿入ができず、半径30%以下の測定はなされていない。

図3. 8は半径方向を横軸にとったときの縦磁界強度分布の実測値と、計算値の比較を示した。実測に用いた電極の構造は図3. 1に示したもので電極直径は100mm、電極ギャップは30mmである。実測と計算値の両者ともほぼ同様の傾向を示し、実測値の大きさは計算値の80~90%程度であることが確認できた。また位相差については、電極全面での測定値が1ms以下であることも確認できた。

3-5 縦磁界電極での真空アーク

電極背部にコイル電極を有する縦磁界電極の実用上の問題点については前節までで検討を行った。つづいて、この縦磁界電極での真空アークについて検討を行う。第2章において、真空アークが集中を起こさずに分散して点弧するのに必要な条件を明らかにしている。この条件を前節までに示した縦磁界電極で実現することができる。

縦磁界電極において必要とされる磁界強度は、第2章の図2. 10に示すようにアーク電流にほぼ比例することがわかっている。ところで、縦磁界電極では図3. 1に示すようにコイル電極に流れる電流自身が縦磁界を発生しており、しかも、磁界とアーク電流との位相差も1ms以下に抑えることができるため、発生する磁界強度はアーク電流とよい比例関係にある。このため、この電極構造では図2. 10に示された特性をそのまま利用することができる。

図2. 10では必要とされる磁界強度が、電極径、電極ギャップ長、さらに電極材料によっても異なることを示している。図3. 1のような電極構造において、

例えば磁界強度を強める必要のあるときにはコイル電極を4分割から3分割にすることにより磁界強度を30%ほど強めることも可能である。また、これでも不足な場合コイル電極の半径を変える、主電極背面からコイル電極までの距離を変える、さらにはコイル電極を2段重ねにするなどの方法を採用することにより適切な構造を実現できる。

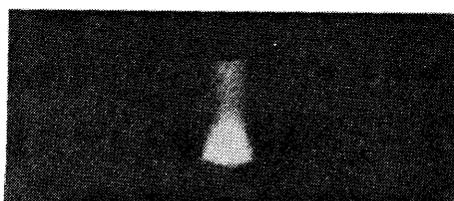
以上のような方法を組み合わせることにより、発生する縦磁界強度がほぼ設計上予想通りになっている電極を試作し、真空デマンタブルチェンバーに組み込み、アーク観測実験を実施した。実験手順は第2章に示した方法により行ない、アーク形態を高速カメラで撮影観測した。図3.9は電極直径100mm、電極ギャップ長約40mmの電極について、この高速カメラで撮影した真空アークの形態を示したもので、1枚の露光時間は約200 μ sである。縦磁界電極は、電極ギャップが開くにつれ両側のコイル電極の間隔が広がるため、電極間の磁界が弱まる傾向がある。従って電極間距離が最終位置まで開ききった条件が最も磁界が弱く、きびしい条件になるものと考えられる。ここでも、この最もきびしいと考えられる条件での検証を行うため、あらかじめ200A前後の直流小電流を流しておいて、電極を開極させ、この直流小電流のアークにより電極間を橋絡しつつ、最終位置まで電極を開極させた後、50Hz、波高値61kAの目標電流を供給し、アークを観測した。

図3.9(a)はこの大電流供給直後200 μ s程度経過後のアーク形態を示したもので、真空アークが電極中央に集中して点弧していることがわかる。このときのアーク電流瞬時値は約4,000Aであり、この位置は先程の200A程度の小電流によるアークが点弧していたところで、大電流供給直後の、この範囲の時間では、その部分の電流密度が増大するだけであり、アークが広がらないことがわかる。

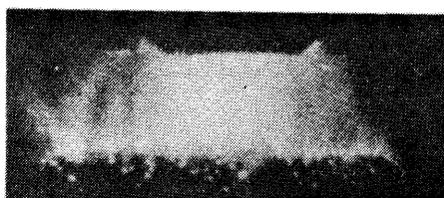
同図(b)にアーク電流がほぼピーク値の61kAに到達した時点のアーク形態を示している。電極間にアークが良く広がっており局所的な集中が見られないこともわかる。

真空アークが大電流時に良く広がるような状態であれば、電極の局所的な溶融が抑えられ、そのために大電流遮断にまで電極の損傷を起こすことなく使用することが可能であることが予想できる。

このような電極を用いた真空遮断器の遮断性能の詳細については、第4章以下の各章でのべる。



(a) 大電流注入直後



(b) 電流ピーク時

図 3.9 縦磁界電極における真空アーク形態

3-6 高電圧真空遮断器の開発

3-6-1 技術課題

真空遮断器はかつては低電圧コンタクターのような比較的低電圧、小電流遮断用のものから適用、使用されてきた。これは従来技術では、大電流の遮断や、高電圧に対応できるものがなかったからである。しかし、縦磁界形真空バルブでは、大電流遮断は比較的容易であることは第2章、第3章で述べてきた。高電圧については、たとえば第4章で述べるように縦磁界形真空バルブでは数kV/ μ sという早い回復電圧に耐えることが可能であり、これは表現を変えれば高電圧の系統での遮断にも耐えるということを示している。従って縦磁界電極を高電圧用真空バルブに用いることにより高電圧でしかも大電流遮断の可能な真空遮断器が実現できることはすでに示唆されているところである。

高電圧の系統に真空遮断器を適用するには、十分な耐電圧を得るために、電極ギャップを広げる必要がある。しかし、真空中の絶縁耐力は概ね電極ギャップの1/2乗に比例するといわれており、実用的には84kVクラス程度が限界と考えるてもよいものと思われる。84kVクラスであっても電極ギャップは従来の低電圧真空遮断器に比べかなり長くなり、ここでの技術的課題は長電極ギャップにおいても真空アークに対して縦磁界が有効に作用し得るのかという点と、電極自身でそのような長電極ギャップ中に有効な磁界を発生することができるのか、という2点である。

これら技術的課題に対し、まず第2章では、60mmという長ギャップ(84kVクラスの高電圧真空遮断器では40~60mm程度のギャップ長が必要と推測される。)においても縦磁界は有効に作用することを示した。つづいて、第3章において有効な磁界を発生できる手段について明らかにすることができ、アーク現象の面からの問題は解決された。

3-6-2 高電圧に対する検討

これらの結果により高電圧真空遮断器の実用化が可能となった。真空バルブはガラス容器を2個重ねた構造で24~36kV級真空バルブと同様の製造法を用いており、十分に実績のある信頼性の高いものとする事ができた。外形の概略寸法は長さ510mm、電極径240mmである。

図3.10にこの真空バルブ内の電界解析の結果を示す。矢印の向きと長さがその場所における電界の方向と強度を示している。

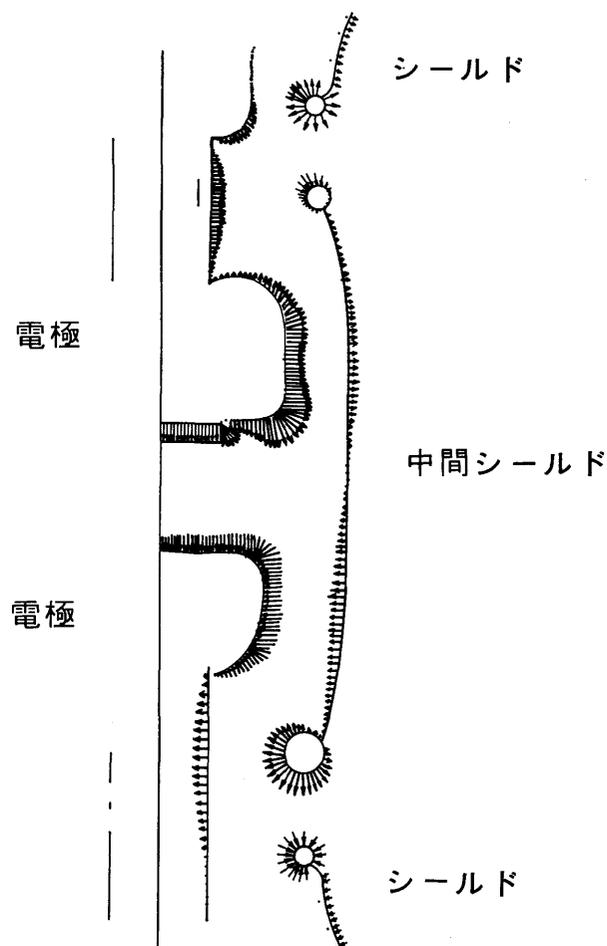


図3.10 真空バルブ内の電界解析

(各点の矢印の向きと長さがその場所における電界の方向と強度を示している)

3-6-3 高電圧真空遮断器

図3.11に真空遮断器の外観を示す。遮断部は各相独立し、上部碍管の中に真空バルブを収納し、その下に設けた支持碍管で遮断部の絶縁と支持を行っている。操作機構は電動バネ機構を採用しており、これは従来の24～36kV級真空遮断器の実績をベースにしたものであり、構造が簡単で信頼性の高いものである。1回のバネ蓄勢で遮断—投入—遮断動作（いわゆるO—C—O動作）ができ、さらに小さな電源容量で動作できるとともに、コンプレッサ等の付属設備は不要である。⁽²⁾

性能試験はJEC及びIEC規格に準拠して行い、短絡試験進み小電流試験、遅れ小電流試験、短時間電流試験などを実施し、十分な性能を持っていることを確認した。定格として示すことのできるものを表3.1に示す。

さらに、限界性能の検証として、大電流遮断試験を実施し、最大84kV—50kArmsの条件での遮断が可能であることを確認した。表3.2に、この限界試験の結果を示す。

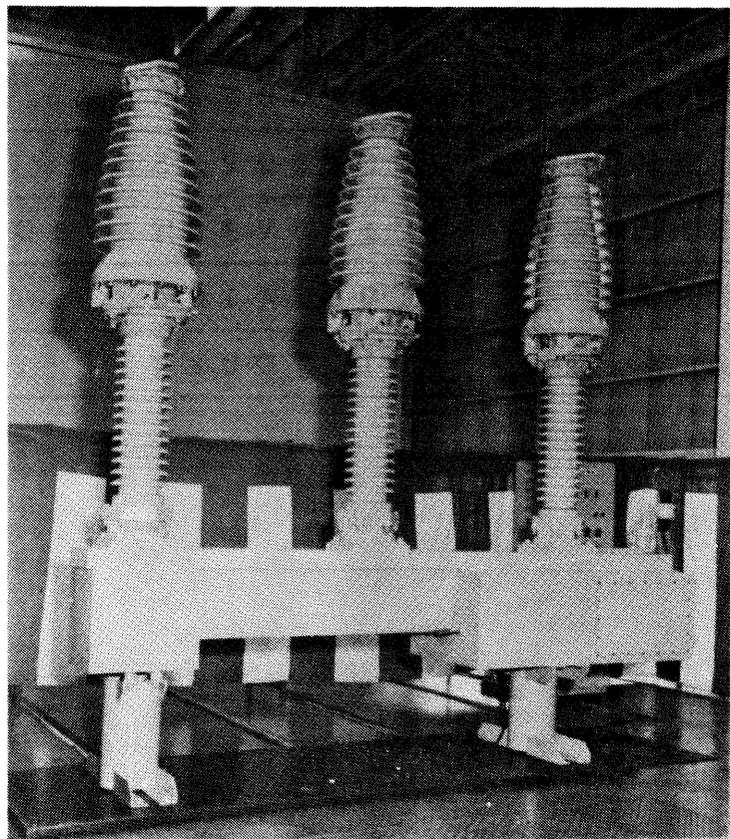


図3.11 84kV真空遮断器外形写真

表 3. 1 高電圧真空遮断器定格

形 式		VGC-60/70M1
定 格	電 圧	72 / 84 kV
	電 流	1200 A
	絶縁階級	60 / 70号
	周波数	50 / 60 Hz
	遮断電流	20 / 25 kA
	投入電流	50 / 63 kA
	短時間電流	20 / 25 kA
	開極時間	0.035 秒
	遮断時間	5 サイクル
	投入時間	0.06 秒
操 作	操作方式	電動ばね操作
	引外し電圧 / 電圧	DC100V / 5A
	投入制御電圧電流	DC100V / 5A
	電動機回路電圧	DC100V または AV100V
	補助接点数	10a 10b
	総重量	1,700 kg

表 3. 2 高電圧真空遮断器 限界遮断試験

試験番号	試験回数	遮断電流 (kArms)	回復電圧 (kVrms)	アーク時間 (ms)	遮断成功 回数
1	3	15.0	35.0	6.0	3
2	3	23.0	45.0	8.0	3
3	2	33.0	52.0	8.0	2
4	3	40.0	62.4	8.0	3
5	2	40.0	72.7	9.5	2
6	2	45.0	72.7	9.5	2
7	2	50.0	72.7	9.0	2
8	1	53.0	72.7	9.5	1

回復電圧 $72.7 \text{ kV} = 1.5 / \sqrt{3} \times 84 \text{ kV}$

過渡回復電圧上昇率 $0.75 \text{ kV} / \mu\text{s}$

波高時間 $192 \mu\text{s}$

3 - 7 結論

前章で明らかにした縦磁界が印加された真空アークの特性を実用的な縦磁界電極に応用するための問題点と、その解決について検討を行った。問題点として、具体的にコイルを含めかなり重量のある電極系を構成する場合の機械的な変形防止と、厚肉のアーク電極中に発生する渦電流の低減について検討した。

機械的な変形については、いくつかの補強スペーサを採用し、多数回使用しても機械的な変形がなく、しかも電気特性に支障のないことを実証した。また、渦電流については電極に設けるスリットの長さ、本数などの条件を明らかにした。

またこの結果に基づいて試作した電極を真空チェンバーに組込みアーク観測を実施したところ、アークは均一に広がっており縦磁界印加による効果が良く現れていることが確認できた。最後に、電極を真空バルブに組込むことにより良好な性能を有する真空遮断器を実現できた。

第3章の文献

(1) H.Okumura, T.Tsutsumi, S.Yanabu, S.Sohma and M.Ohkawa:

“Development of high power vacuum circuit breakers having an axial magnetic field type electrodes”, Int. Conf. on Developments in Distribution Switchgear, IEE, 1978

(2) 西脇誠五郎、樋口考助、奥村博行、塩入 哲、金子英治、松本一秀:

“84kV-25kA真空遮断器”, 昭和55年電気学会全国大会論929

第4章 真空遮断器の直流大電流 遮断特性

4-1 まえがき

将来のエネルギー源として核融合発電が注目されている。そのため、各所で各種の核融合の実験が行われているが、中でもトカマク形の装置が大々的に研究されている。この中の重要な技術の一つに、プラズマ電流励起のための誘導エネルギー蓄積システム(Inductive Energy Storage System、略してIESシステムと称する)で必要とされる直流大電流の遮断器がある。

これは、プラズマループに電磁的に結合した一次ポロイダルコイルの直流大電流(100kAクラス)を急激に遮断することによって、プラズマループに電流を誘起し加熱する方法であり、ここに大電流の直流遮断器が必要とされるようになった⁽¹⁾⁽²⁾。この種の実験で要求される直流大電流の遮断を従来の電力用遮断器の転用で実現することは困難である。なぜならば、ここに用いられる遮断器は実験の遂行上100kAクラスの直流大電流を多頻度で遮断し、しかも長寿命でなければならないからである。

従来、このような目的の遮断器は存在しておらず、また、大電流の直流遮断現象には不明な部分が多いのが現状であり、将来の実用化についてこれを明らかにする必要がある。

まず、多頻度で運転されるため、電極の消耗の観点から遮断器内で大量のエネルギーを処理することによって遮断を行うタイプの遮断器などは不適當であることは明らかである。また、このようなシステムにおいて用いることのできる遮断器としては真空遮断器のほかに、サイリスタなどの半導体遮断器が考えられるが、現在のところコスト面、および実規模の遮断試験により好結果を得た点で真空遮断器の方が有望である。

本章においては、このような100kAクラスの直流大電流の並列遮断システム⁽³⁾⁽⁴⁾に使用しようとする真空遮断器の遮断特性につき、直流大電流遮断を行っ

た場合の電流零点近傍における電流変化率－電圧変化率などの特性を説明することを第一の目的とした。更に、これらから得られた諸特性をもとに、経済的な遮断システム設計のための資料を得ることを第二の目的とした。また、これらから得られた結論は前出の I E S システムのほかに広く用いられる直流送電系統保護用直流遮断システムにも適用することができる⁽⁵⁾。

本章では、このような 100 kA クラスのシステムにおける並列運転を目的として、試作した真空遮断器を用いて 20 kA 程度の直流大電流を転流方式で遮断する試験を行い、この遮断器の遮断特性に影響を及ぼす各種の要因について検討を加えた。

4-2 直流遮断試験回路

図 4. 1 に試験回路と、試験時の電流電圧を示す。試験回路はいわゆるクローバ回路である。これはコンデンサ放電回路で、 C_1 の放電電流を L と D_1 の作用で直流とし供試器に供給する。供試遮断器は電極自身で縦磁界を発生できる縦磁界電極を持つ真空遮断器である。試験においては、あらかじめ充電した転流コンデンサ C_2 を L_s を通して放電し、遮断点に強制的に高い周波数の電流を逆方向に流入し打ち消すことにより電流零点を作る。この電流注入方式のシステムにおいては L_s を一定とすれば、この C_2 の大きさを小さくすると注入電流の周波数が高くなり電流零点直前の電流変化率が高くなる。したがって、 C_2 は小さく簡略化されるものの遮断器には高性能が要求される。遮断器の遮断能力、特に電流遮断時の電流変化率がどの程度まで許容されるのかがひとつのポイントである。

電流遮断時の電流変化率（以下 dI/dt と記す）は、コンデンサ C_2 の大きさ、その充電電圧および供試器に直列のインダクタンス L_s の値により変化できる。このインダクタンスは第 6 章で述べる並列遮断時に、並列分路に電流を均一分流するために遮断器回路に用いられているもので、後述の並列遮断を念頭においたものである。このインダクタンスについては、空心のリアクトルと可飽和リア

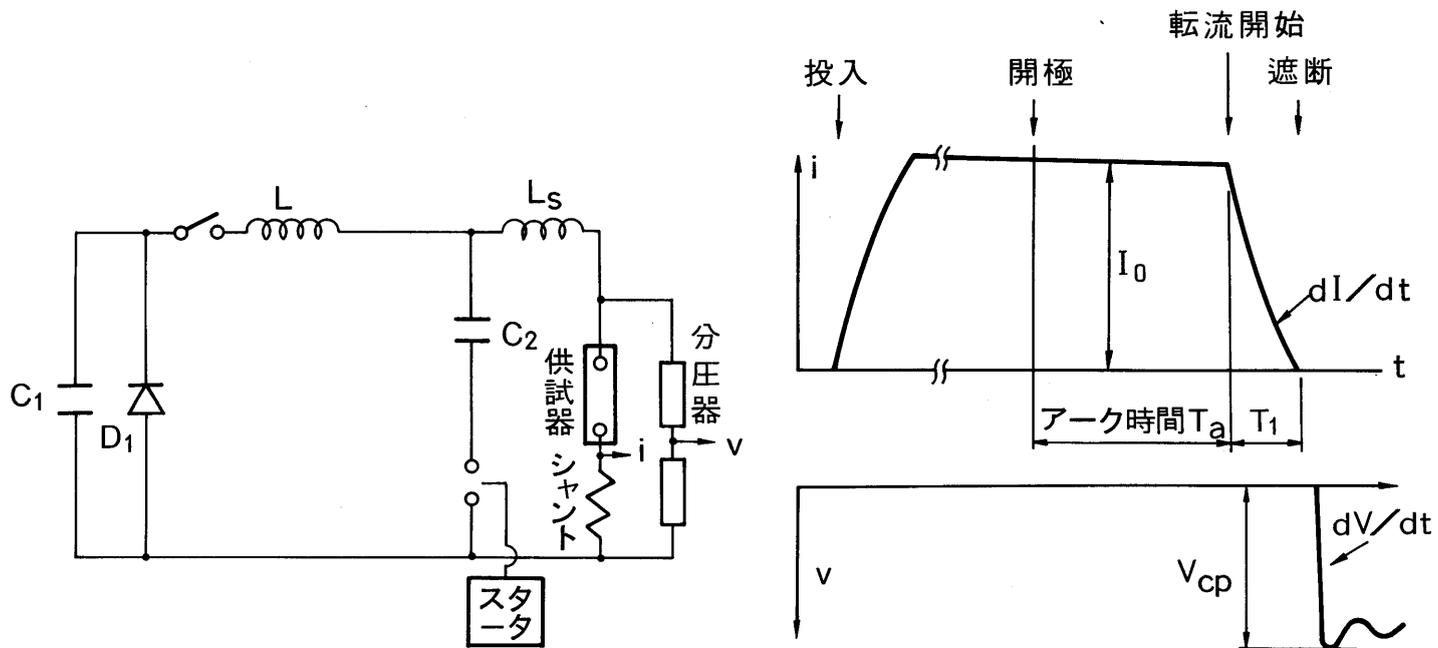


図 4.1 試験回路と電圧電流波形の説明

クトルを用いた。可飽和リアクトルを用いることによりアーク電流が飽和電流値以下に達したときインダクタンスの値が大きくなり電流零点直前の電流変化率をより小さくできる。これにより、 C_2 を小さくすることができ、回路が簡素化されるとともに、遮断を容易にする効果との両方を実現しようとする試みである。可飽和リアクトルの特性は飽和電流値と、インダクタンスの値とがパラメータとなるが、本章の実験では、四つの同一の可飽和リアクトルを用いて、並列に接続し、その個数を変えることにより、これらの値を変えることとした。

電流遮断後、遮断器の電極間に現れてる過渡回復電圧については、コンデンサ C_2 に残留する電圧が電極間に現れてくるので、この電圧を過渡回復電圧として遮断器に印加することとし、通常の遮断器の試験に用いるような特別の電圧源を用いることはしなかった。過渡回復電圧の上昇率（以下 dV/dt と記す）は dI/dt と同様にコンデンサ C_2 の大きさ、充電電圧およびインダクタンス L_s の値により変化できる。

試験装置はシーケンス制御盤により制御され、供試遮断器の開極から転流までの時間など自由に設定でき、供試器アーク時間はほぼ 0 から 30 ms の範囲で変更することができる。

4-3 試験結果

4-3-1 空心リアクトルを用いた場合

遮断電流値は 20 kA 一定とし、インダクタンス L_s の値を変えることにより、さまざまな dI/dt 、 dV/dt の条件で遮断試験を繰返し行なった。

図 4. 2 は dI/dt とアーク時間 T_a （図 4. 1 参照）とを縦、横軸にとり遮断成功の場合を○印で、遮断失敗の場合を×印で示したものである。 dI/dt の値は電流零点直前の電流変化率とした。図中の実線はこの試験の成功と失敗との境界を示したもので、この試験のアーク時間の範囲では、これより上の dI/dt の大きい側では遮断失敗となる。限界の dI/dt の値はアーク時間の長短にかかわらず約 150 A/ μ s と一定であった。供試遮断器が縦磁界電極を持つ真空遮断器である

ので、20 kA程度の電流値ではアークが十分に電極上に分散して広がる。したがって、遮断性能を下げる要因の一つと考えている電極溶融などの現象が発生しないために、この範囲のアーク時間では、 dI/dt で示した遮断限界はアーク時間にほとんど影響されないものと考えられる。これにより、以下の試験ではアーク時間は10～20 msにすることにし、特にパラメータとして考慮しないことにした。

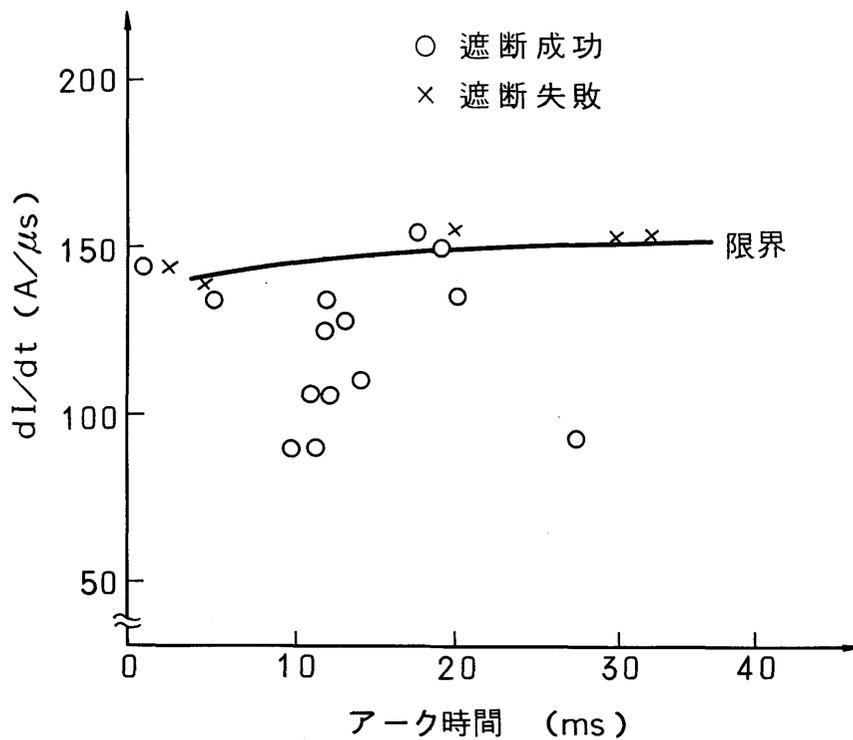


図 4.2 アーク時間と dI/dt との関係

図4.3に、直列リアクトル L_s のインダクタンス値をパラメータとし、 dI/dt と dV/dt とを両軸にとって遮断の成否をプロットした。 dI/dt 、 dV/dt ともに電流零点における変化率である。それぞれのインダクタンスごとに dI/dt が大きい、あるいは dV/dt が大きくなるにつれ遮断失敗が多くなる。図ではそれぞれの限界と思われる点を破線をつないでいる。この実験では dV/dt はインダクタンスが変わるにつれ $2\text{ kV}/\mu\text{s}$ から $9\text{ kV}/\mu\text{s}$ に変化するのに対し、 dI/dt は $80\text{ A}/\mu\text{s}$ から $220\sim 230\text{ A}/\mu\text{s}$ まで変化する。限界曲線はかなり垂直に立上っており、

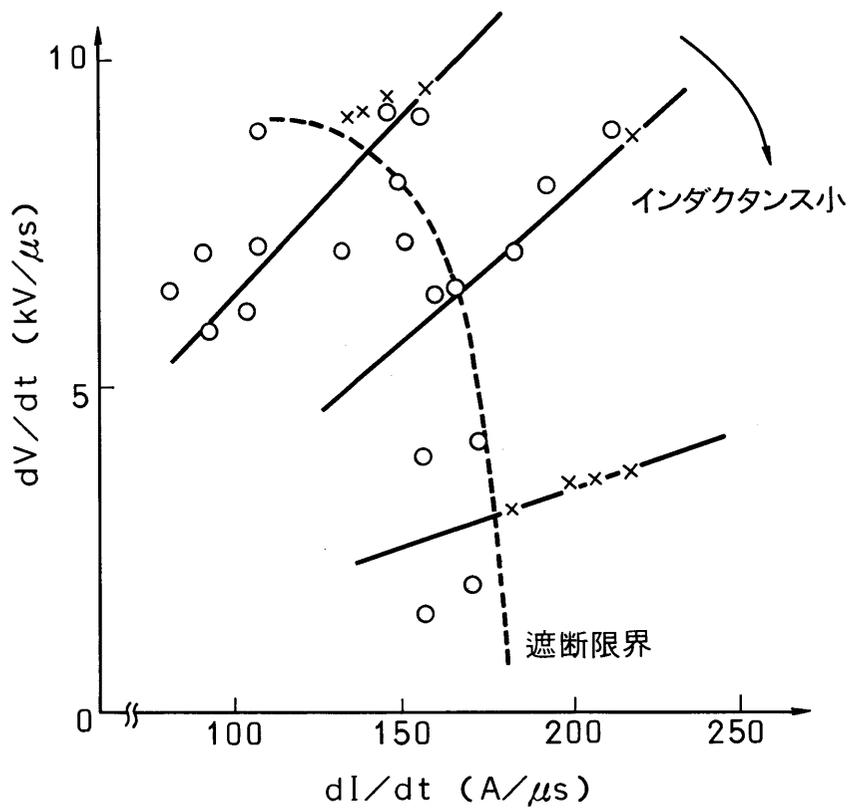


図4.3 dI/dt - dV/dt 平面に示した遮断限界
(空心リアクトルの場合)

dV/dt が大幅に変わるのに対して dI/dt はあまり差がないことから、この範囲での遮断性能を決める要因は dI/dt が支配的であり、 dV/dt は支配的でないことがわかる。

4-3-2 可飽和リアクトルを用いた場合

供試器に直列のリアクトル L_s を可飽和リアクトルとした場合を以下に示す。

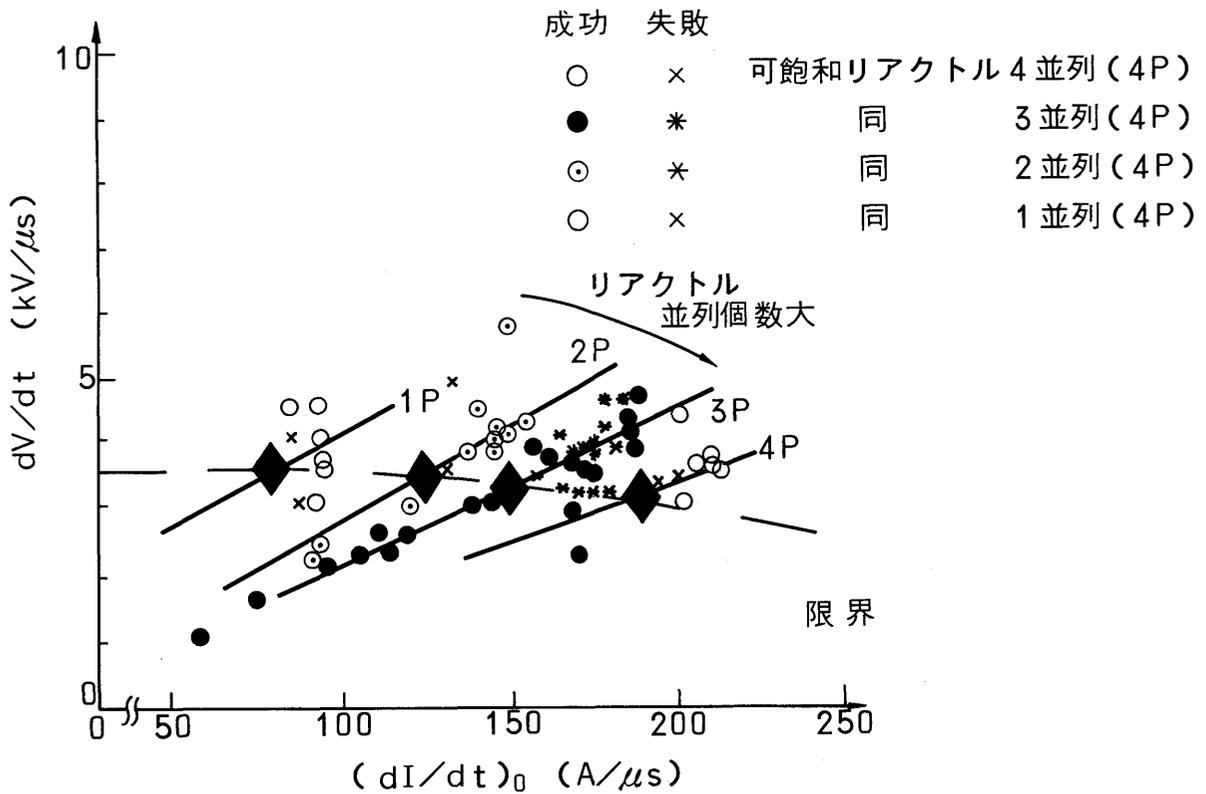


図 4.4 dI/dt - dV/dt 平面に示した遮断限界 (可飽和リアクトルの場合)

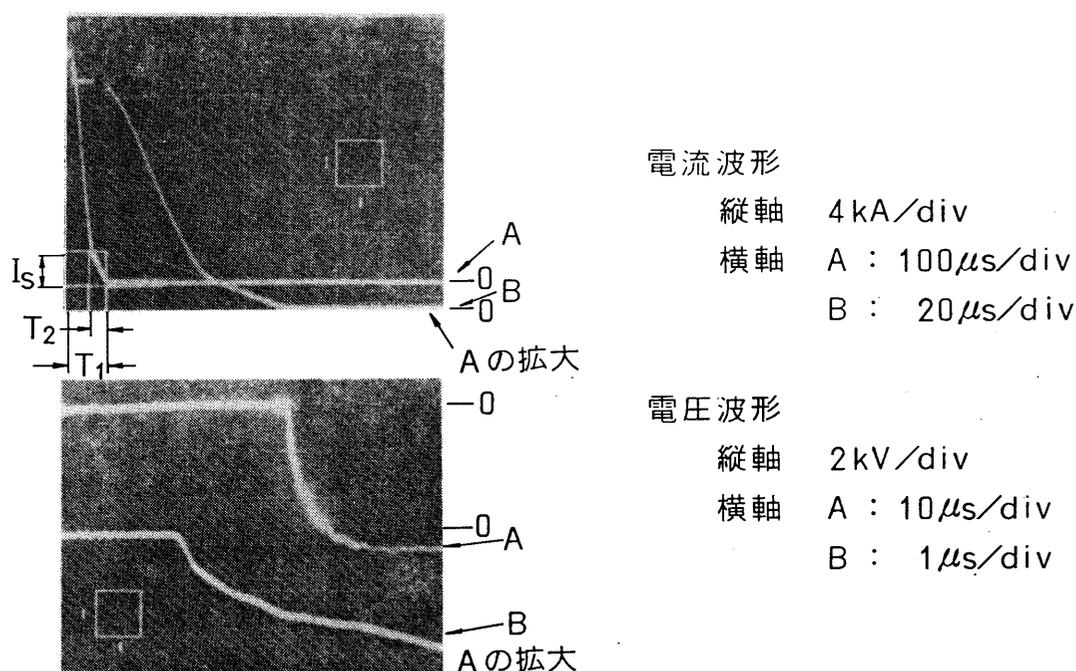


図 4.5 遮断試験例

遮断電流値は 20 kA 一定である。図 4. 4 に可飽和リアクトルの並列個数をパラメータとし、 dI/dt - dV/dt を変えた場合の遮断成否について示した。可飽和リアクトルを用いたときの代表的なオシログラムを図 4. 5 に示す。リアクトルの飽和電流値の前後でアーク電流の変化率が大きく異なる。図 4. 4 での $(dI/dt)_0$ は電流零点での電流変化率である。本章で用いた可飽和リアクトル 1 個あたりの非飽和時のインダクタンスは約 80 μH、飽和時には約 5 μH の値であり、飽和電流値は約 2 kA である。従って可飽和リアクトルを 1 個だけ使用した場合、アーク電流の瞬時値が 2 kA を下まわると電流減少率が急激に小さくなり、屈曲した電流波形となる。2 個並列に使用すればアーク電流でいえば 4 kA を境として変化率が変わる。この勾配が変わるときのアーク電流の大きさを I_s と表すことにする。

図 4. 4 に各パラメータごとに、遮断限界を菱形で示したが、図 4. 3 の空心リアクトルの場合とは異なり、 $(dI/dt)_0$ が 80 A/μs から 190 A/μs にまで大幅に変わっても、限界を示す dV/dt はほとんど 3.5 kV/μs 一定であった。図 4. 3 では、 dV/dt よりも dI/dt が遮断に対し支配的要因であることを示したが、

図4. 4では表面的にはこれに矛盾するように思われる。しかしながら $(dI/dt)_0$ を変えるために可飽和リアクトルの並列個数を変えているので、これは単に電流零点直前の dI/dt を変えたのみでなく、 dI/dt が急変するアーク電流の瞬時値も変わっていることに注意しなければならない。従ってこれらの関係を明確にするために、 dI/dt が急変するアーク電流レベル I_s と、遮断限界の電流零点直前の $(dI/dt)_0$ との関係をプロットしたものを図4. 6に示す。これによると、 I_s の増加とともに $(dI/dt)_0$ が大きくなることがわかる。また、リアクトルの飽和特性により電流が屈曲する点から電流零で遮断するまでの時間 T_2 と、電流零直前の $(dI/dt)_0$ との関係をプロットすると、図4. 7に示す関係が得られる。この図でも破線で遮断限界を示した。すでに、 dV/dt はほぼ $3.5 \text{ kV}/\mu\text{s}$ 一定ということがわかっているので、この図の結果は、 dV/dt が一定の条件のもとでの、遮断限界を示す $(dI/dt)_0$ と T_2 との関係を示していることになる。この限界を示す $(dI/dt)_0$ と T_2 との関係は右上がりの関係を示すことが明らかになった。

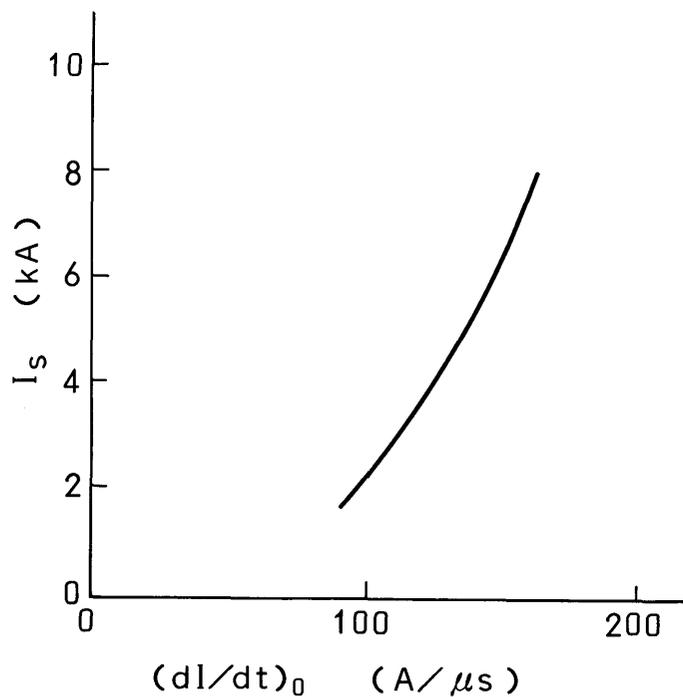


図4.6 I_s と $(dI/dt)_0$ の関係

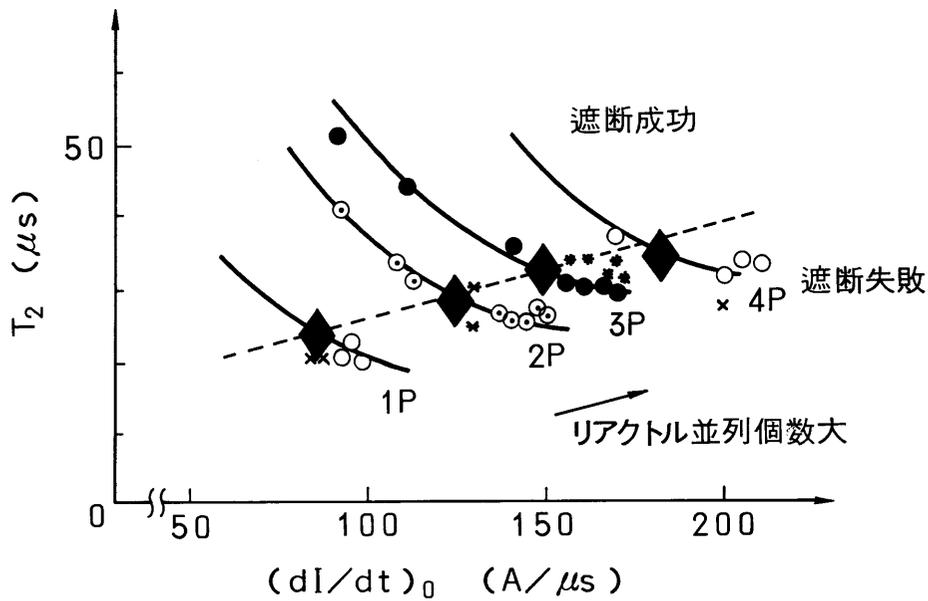


図4.7 T_2 と dI/dt の関係

逆方向の電流注入開始から、電流遮断までの時間、いわゆる転流時間 T_1 と電流零直前の $(dI/dt)_0$ との関係を図4.8に示す。ここで、限界を示す黒い菱形は dI/dt にかかわらず、ほぼ $T_1 = 80 \mu s$ に存在する。図4.7では T_2 が $(dI/dt)_0$ と右上がりの関係になるのに比べ、 T_1 はほぼ一定であることは注目すべきである。これも後節で検討するが、平均の dI/dt でいえばこれは一定であって、しかも $250 A/\mu s$ と大きい。図4.3の空心リアクトルの場合と比べると可飽和リアクトルの方が平均としてはかなり大きな dI/dt での遮断が可能であることを示している。

以上、可飽和リアクトルを用いた直流遮断では、空心リアクトルを用いたときと比べ、平均的にはかなり大きな電流変化率で遮断が可能であることが明らかになりました。また飽和電流値などの多くのパラメータにより、遮断性能が異なることがわかった。例えば、可飽和リアクトルを用いている場合、同じ電流値での遮断で電流零直前の dI/dt が同一であっても、 dI/dt が急変するアーク電流レベル I_a の値や、転流時間 T_1 に強く依存するというように、単に電流零直前のみの dI/dt すなわち $(dI/dt)_0$ だけで遮断性能が議論できないことが示された。

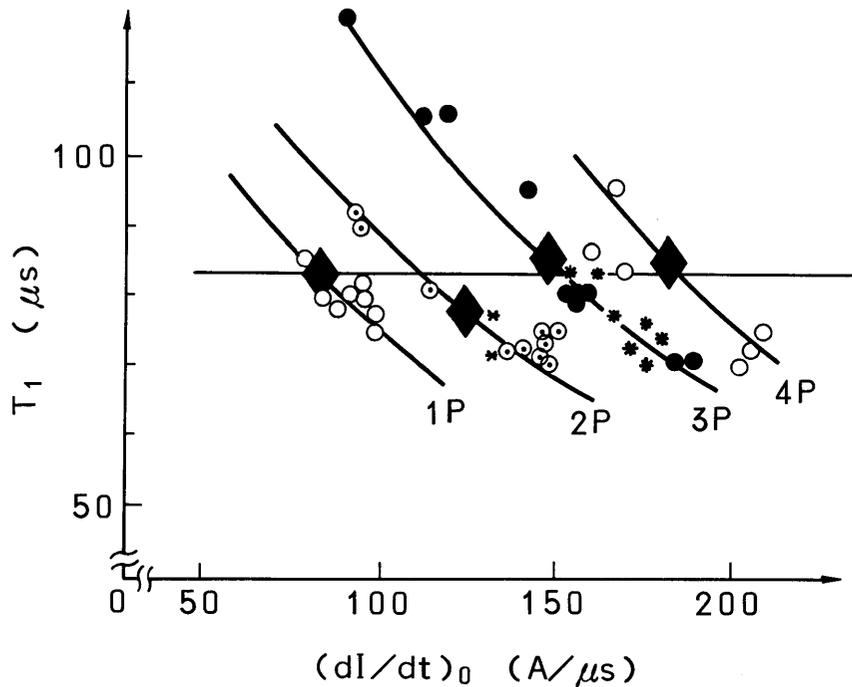


図 4.8 dI/dt と T_1 との関係

4-4 検討

試作した真空バルブについて20kA程度の直流電流を遮断し、その電流零点近傍の特性に関する実験を行い、いくつかの重要な結果が得られたのでここで検討する。

4-4-1 アーク時間と遮断限界

図4.2に示すようにアーク時間が30ms以下の範囲ではアーク時間の長短に対してほとんど遮断特性に差異が見られなかった。これはアーク電流に対して、電極径が十分に大きく、細かいアークコラムが十分に分散して存在できるからであると思われる。縦磁界電極では、前章で示したように、磁界により細かいアークコラムが安定に存在することができ、その1本当り、たとえば銅電極の場合100A程度を分担していることが知られている。また、この細かいアークコラムは電極面に一様に分散している⁽⁶⁾。このようにアークコラムが一様に均一に分散しているためアーク電圧は低くなっている。従って、大電流を流しても極端なアークの集中が生じないために、アーク時間の長短によって電極表面の状態は変わらず遮断性能も変わらないものと考えられる。

4-4-2 電流零点近傍における残留プラズマ密度と遮断限界

$dI/dt-dV/dt$ と遮断限界との関係については、図4.3では dI/dt が支配的であり dV/dt は支配的でないと述べた。しかしながら、可飽和リアクトルを遮断器に直列に用いたときには、図4.6に示したように、単に電流零点前の dI/dt の大きさだけでなく、その飽和電流値が重要な要因となることが明らかになった。これに関しては、ここで簡単なモデルを用い、その機構について解析を行う。

遮断性能が転流期間中の電流変化率、特に遮断電流が、リアクトルの飽和特性により変化率を変える時点から電流遮断までの時間 T_2 、電流変化率(dI/dt) θ と電流変化率が緩やかになるアーク電流レベル I_a によって大きな影響を受けていることを述べてきた。この T_2 は20~30 μ s程度の値が得られている。真空

アークのカソードスポットから噴出する金属蒸気の速度は 10^4 m/s 程度である⁽⁷⁾。この速度であると、直径 200 mm の電極中心から噴出した金属蒸気は $10 \mu\text{s}$ 程度で周辺に達する。またプラズマの拡散現象と関連して求めた真空の絶縁回復時間が、この程度の値であるという報告もある⁽⁸⁾。したがって、 T_2 はその数倍以上の時遮断に成功しているといえる。(図 4. 7 参照)

そこで、電流零の時点で電極間に残留するプラズマが多いほど遮断不能につながると考え、この量を評価するためにここでは、電流変化の仕方に関連して、電流零点においてどの程度のプラズマが電極間に残り得るのかということ簡単なモデルと計算により検討する。

縦磁界形の真空遮断器なので、アークは電極間に十分均一に分散していると仮定し、また電流値によってアークコラムの領域の大きさが変わらないとし、さらに、次の仮定を用いてモデルの簡単化を図った。

(1) 定常状態ではプラズマ密度 n_0 はアーク電流 I_0 に比例する。

$$n_0 = a I_0 \quad \dots\dots\dots (4. 1)$$

a は定数

(2) アーク電流のないときプラズマ密度の減衰はプラズマ密度だけに比例するとし、体積再結合はないものとする。

$$dn/dt = -\alpha n \quad \dots\dots\dots (4. 2)$$

ここで α はプラズマの減衰定数で一定とみなす。

アーク電流 I の存在するときには式 (4. 2) にアーク電流の寄与分を付加しなければならない。ここで、それを I に比例すると想定すれば次式を得る。

$$dn/dt = -\alpha n + \beta I \quad \dots\dots\dots (4. 3)$$

定常状態における式 (4. 1) の条件から $\beta = \alpha a$ となる。

図 4. 9 にはアーク電流とプラズマ密度の時間的変化を概念的に示す。すなわち、電流 I の真空アークが電極間に存在し、 $t = 0$ で高周波電流を注入して、 $t = T_1$ において電流零点を迎える。ここでは簡単のため、アーク電流は直線的に減少してくるとしている。 $t < 0$ の期間における真空アークは定常状態にあると

して $dn/dt = 0$ 、 $0 < t < T_1$ における $dI/dt = -\gamma$ 、（ γ ：電流変化率、 $\gamma = I_0 / T_1$ ）とすると、 $I = I_0 - \gamma t$ となり、これらを式（4.3）に代入し解けば（付録1 参照）

$$n = -\frac{\beta\gamma}{\alpha^2} e^{-\alpha t} - \frac{\beta\gamma}{\alpha} t + \left(n_0 + \frac{\beta\gamma}{\alpha^2}\right) \dots\dots\dots (4.4)$$

ただし、 $0 \leq t \leq T_1$

となる。

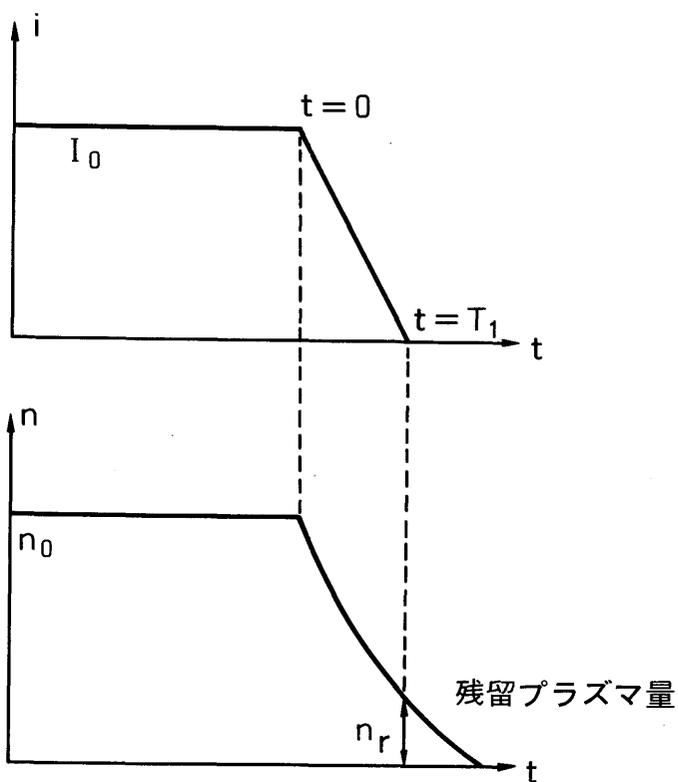


図 4.9 アーク電流とプラズマ密度の関係

まず、式(4.4)を用いて、空心リアクトルの場合の電流零における残留プラズマ密度を求める。条件は $I_0 = 20 \text{ kA}$ で、転流時には電流は直線的に変化するとし、この供試真空バルブにおいてはプラズマの減衰時定数 α を $20 \mu\text{s}$ と置いてみた。この値によって結果的には後述のように遮断の成否を決める残留プラズマ密度が実験とよく一致した。遮断電流 20 kA の場合だけについて検討するので、プラズマ密度は、 20 kA のアーク期間の密度を1とするように正規化した。

図4.10に dI/dt をパラメータとして式(4.4)の変化を図示した。

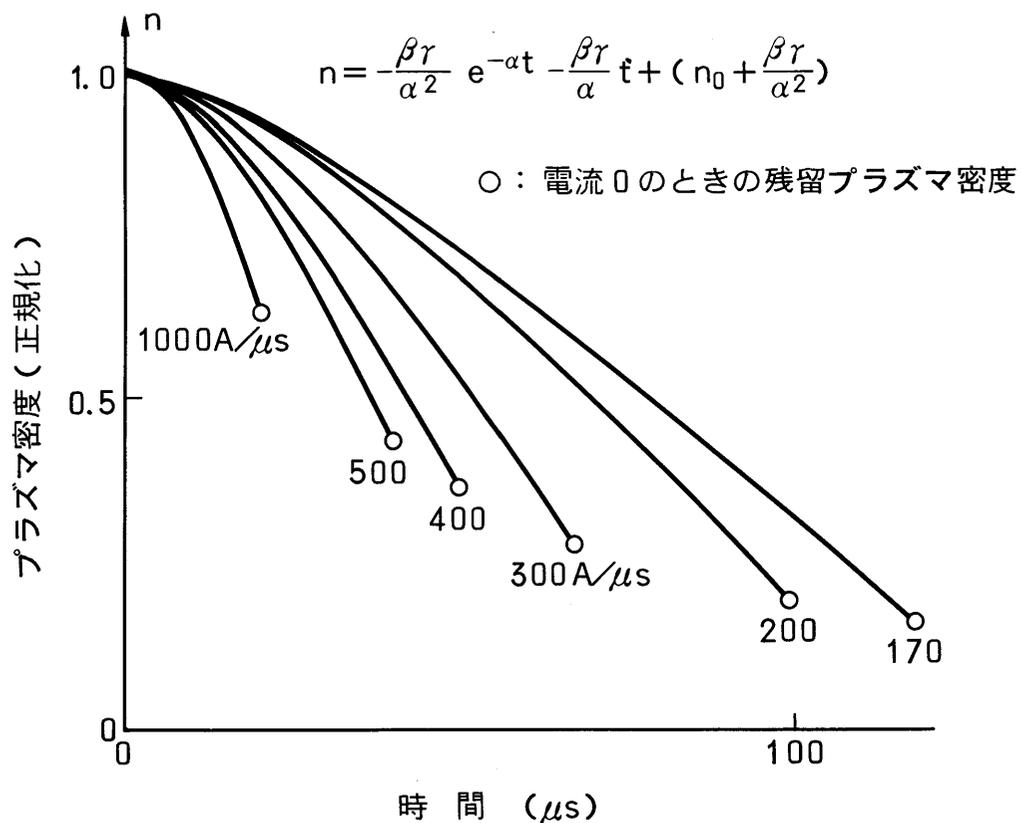


図 4.10 プラズマ密度の計算値

白丸は電流零に達した時点でのプラズマ量である。残留プラズマ量は dI/dt の大きいほど多いことがわかる。 dI/dt に対して残留プラズマ量を示したものが図 4. 11 である。

前節の図 4. 3 に示したように、空心リアクトルの場合 $dV/dt < 6 \text{ kV}/\mu\text{s}$ においては $dI/dt \geq 170 \text{ A}/\mu\text{s}$ で遮断不能を引起こすが、図 4. 11 から、このときの電流零点におけるプラズマ密度は 0. 175 程度となる。従って、上に述べた仮定のもとにこの値が遮断の成否を決定する残留プラズマ密度の目安となる。

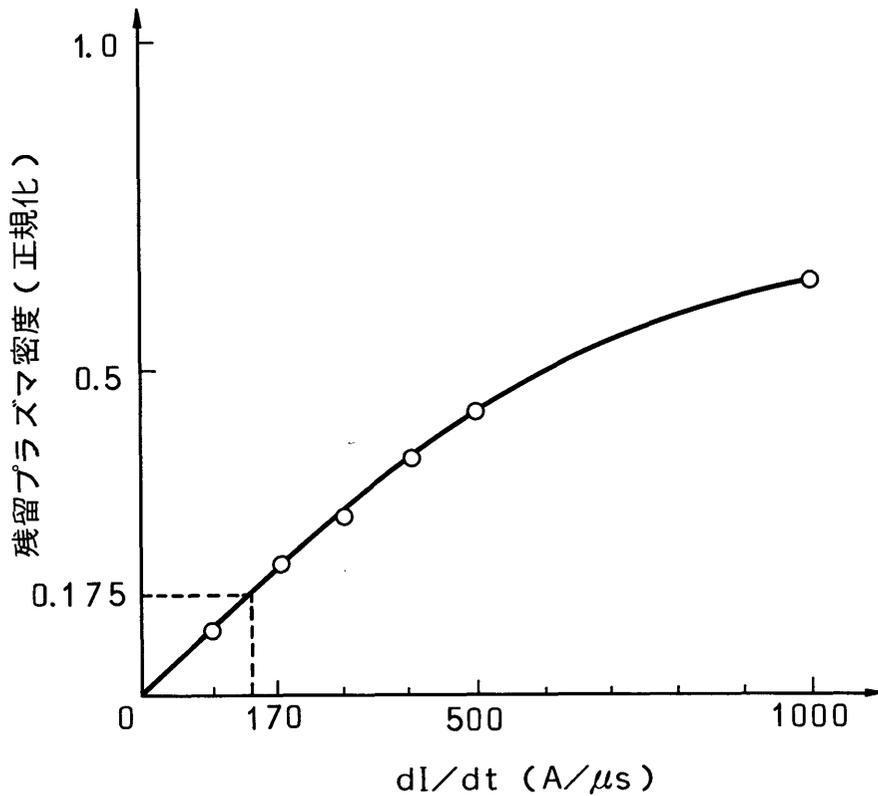


図 4.11 dI/dt と残留プラズマ密度

次に可飽和リアクトルの場合を考察する。図4.12に可飽和リアクトルの場合の電流変化の様子を示したが、この図において、電流の変化率が変わる時点を T_s とすると、 T_s 以降で式(4.4)は、次の式(4.5)のように書替えられる。(付録2 参照)

$$\begin{aligned}
 \dot{n} &= -\frac{\beta r'}{\alpha^2} e^{-\alpha(t-T_s)} \\
 &-\frac{\beta r'}{\alpha} t + \left(\frac{\beta r' T_s}{\alpha} + \frac{\beta r'}{\alpha^2} + n_s \right) \dots\dots\dots (4.5)
 \end{aligned}$$

ただし、 $t = T_s$ で $n = n_s$ 、 $I = I_s$ 、 $r' = I_s / (T_1 - T_s)$
 $(T_s \leq t \leq T_1)$

第4-2節の実験結果の図4.4において、たとえば、1p(可飽和リアクトルが1つの場合)、と4p(同じく4並列の場合)の条件においては、遮断限界となる $(dI/dt)_c$ の値は、前者の場合、 $80 A/\mu s$ 、後者では $180 A/\mu s$ であ

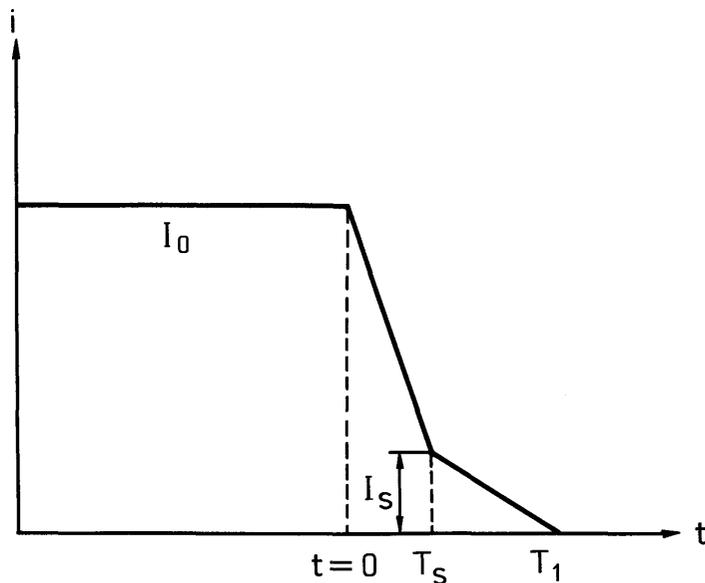


図4.12 可飽和リアクトルを用いた場合の電流波形

り、2倍以上も異なっている。

そこで、式(4.4)、式(4.5)を $0 \sim T_s$ 、 $T_s \sim T_1$ の各期間について数値計算し、 $I = 0$ における残留プラズマの量を比較してみた。図4.4から図4.8までの各図から T_1 、 T_s 、 I_0 、 I_s など式(4.5)を数値計算するのに必要な値を読み取り、1pと4pの条件でプラズマ密度を計算したものが図4.13である。遮断限界における $(dI/dt)_0$ の値は1pにおいては $80 \text{ A}/\mu\text{s}$ 、4pにおいては $180 \text{ A}/\mu\text{s}$ とおいている。図の曲線の右端で $I = 0$ となり、その時点における両者の残留プラズマの計算値はほとんど同じでともに 0.175 以下となっている。この値は空心リアクトルの条件においても、 $dV/dt \leq 6 \text{ kV}/\mu\text{s}$ では遮断可能な残留プラズマ密度であることがわかる。すなわち、この供試器においては $n = 0.175$ という値が遮断不能と可能の限界を示す値であるとみなされる。

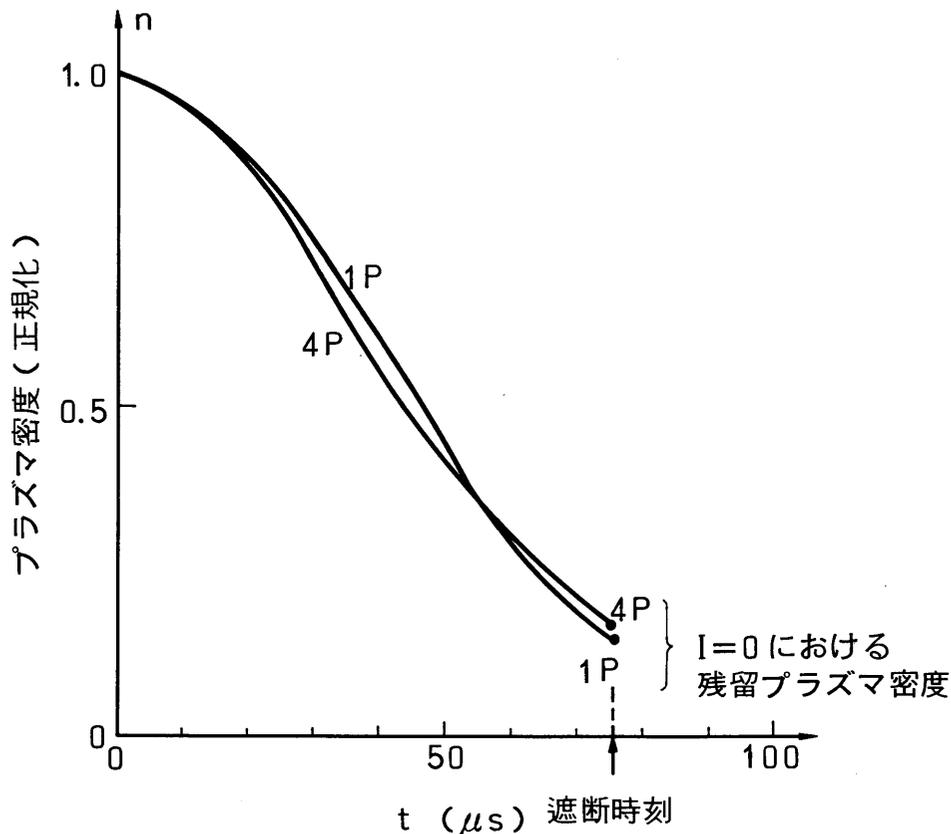


図4.13 可飽和リアクトルを用いたときのプラズマ密度

つづいて、他の条件における遮断の場合にも、このプラズマ密度を判定基準として、遮断の可能性について推定してみた。ここでは、図4.14(a)に示したように、瞬時に I_0 ($= 20 \text{ kA}$) から I_s まで電流を減衰させ、その後一定の dI/dt で電流を変化させて遮断する場合を考えてみた。可飽和リアクトルが1個だけの場合 $I_s = 2 \text{ kA}$ で、電流零直前の dI/dt が $50 \text{ A}/\mu\text{s}$ とすれば、前述の計算方法によって、プラズマ密度は図4.14(b)のように変化する。曲線の右端が $I = 0$ で、プラズマ密度は 0.17 に達している。これは 0.175 より小さいので遮断可能となる。

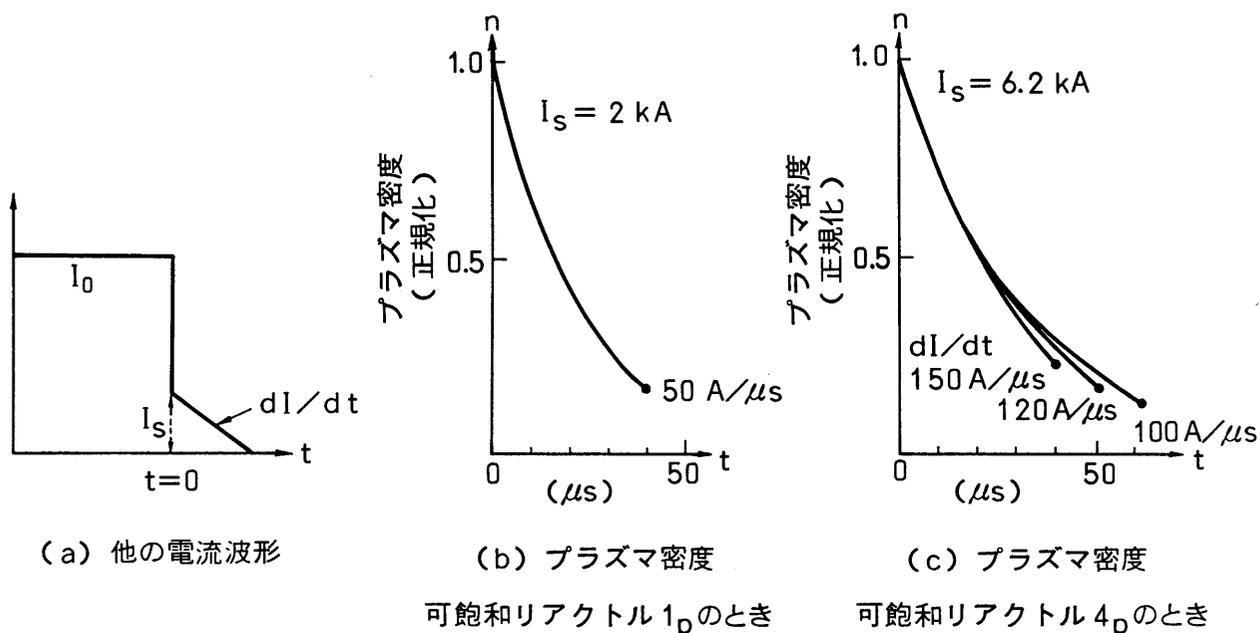


図4.14 他の電流波形のときの計算値

次に、可飽和リアクトル 4 並列の場合、飽和が解除される電流レベル I_s は 6.2 kA である。 dI/dt をパラメータにしてプラズマ密度は同図(c)のように変化すると計算される。 $dI/dt = 150 \text{ A}/\mu\text{s}$ では $I = 0$ でプラズマ密度は 0.22 程度と計算されるのに対して、 $120 \text{ A}/\mu\text{s}$ では 0.16 となり、これは遮断可能な条件に達しているものと考えられる。さらに、 $100 \text{ A}/\mu\text{s}$ では 0.12 程度である。

ここで、20 kA の直流電流の遮断可能な条件において転流開始から電流遮断までの時間を求めてみると、図 4.14(b) からはほぼ $40 \mu\text{s}$ 、同図(c)からはほぼ $50 \mu\text{s}$ となることがわかる。第 4-3-1 項で述べたように、空心リアクトルを用いた遮断試験では、20 kA の直流遮断時に転流開始から遮断までほぼ $130 \mu\text{s}$ (図 4.2 に示された $150 \text{ A}/\mu\text{s}$ を遮断限界として) ほど必要と考えられるが、ここでの結果は、電流の転流開始から遮断までの時間が $1/2$ から $1/3$ に短縮できることの可能性を示している。

4-4-3 遮断システムへの応用

直流遮断システムの設計時に重要な要因となるものに遮断時の dI/dt があって、従来は単に dI/dt の大きさを設計の基準としていることが多かったが、本章で示したように dI/dt については電流零点直前の値を主とした電流の変化の様子が重要であることが明らかになった。すなわち、単に dI/dt の大小よりも、可飽和リアクトルの飽和電流値と dI/dt との関係が重要で、これらに図 4.4 から図 4.8 までにみられる関係がある。これらの関係を応用することにより、IES システムのような大電流直流遮断システムの設計にさいして、合理的な設計指針が得られるものと思われる。すなわち、この指針により、コストの関係上、あるいは信頼性関係上、それぞれのシステム固有の転流コンデンサバンクの大きさや、リアクトルの大きさ、あるいはリアクトルの飽和特性などの種々の要素を明確にできる。

4 - 5 結論

20 kA程度の直流電流を遮断する試験を行い、真空遮断器の遮断性能を調査し、これに影響を及ぼす要因につき検討を行った。また簡単なモデルを用いて最終的には電流零点における残留プラズマ密度によって遮断の成否がきまることを推論した。

これらの試験と考察から次のような結論を得た。

- (1) 縦磁界電極を用いた真空遮断器においては、本章における試験条件ではアーク時間が30 msまでで、アーク時間によって遮断性能はほとんど変わらない。
- (2) 電流零点近傍の $dI/dt-dV/dt$ を変えた遮断試験の結果、 dV/dt が6 kV/ μ sより小さい範囲においては遮断限界値は dI/dt により決り、 dV/dt にはほとんど無関係である。
- (3) 可飽和リアクトルを遮断器に直列に用いると、遮断限界となる dI/dt の値は電流零点直前では、空心リアクトルに比べると小さい。しかし遮断しようとする直流電流の値を転流開始から電流遮断までの時間で割って求めた見かけの dI/dt の大きさと比べると空心リアクトルの場合よりはるかに大きな値で遮断が可能である。
- (4) 可飽和リアクトルを用いると dI/dt 以外に可飽和リアクトルの飽和電流値 I_s により遮断特性が大きく影響を受ける。
- (5) プラズマの減衰を考慮にいたした簡単なモデルを用いて解析的な検討を行い、限界の残留プラズマ密度を相対的に決めることができた。このモデルにより空心リアクトルの場合も、可飽和リアクトルの場合も遮断特性を統一的に説明ができた。
- (6) 転流遮断を用いた直流遮断システムの設計においては、転流期間中の電流波形を適切に選べば、かなり大きな直流電流まで短時間に遮断可能であるものを作り得ることがわかった。その一方式である可飽和リアクトルを用いたものにあっては、可飽和リアクトルの飽和

電流値まではなるべく早く電流を減衰させ、飽和電流値以降は dI/dt を小さくする方式が有効であることが示された。これにより、空心リアクトルを用いるときに比べ転流を開始してから電流零までの時間を $1/2 \sim 1/3$ に短縮することができる。

第4章の文献

- (1) 嶋田隆一, 谷 啓二, 岸本 浩, 田村早苗, 柳父 悟, 池田久利, 玉川 徹, 佐々木敏博: “核融合実験装置JT-60用直流遮断器の寿命”, 電気学会論文誌, Vol.99-B, No.7, pp425-432, 1979
- (2) A.N.Greenwood and T.H.Lee: “Switching Equipment for Inductive Energy Storage Systems in Nuclear Fusion Research”, Technology of C.T. Fusion Experiment and the Engineering Aspects of Fusion Reactors, CONF721111, USAEC, pp309-321, 1974
- (3) 嶋田隆一, 谷 啓二, 田村早苗, 岸本 治, 玉川 徹, 池田久利, 高橋宣之, 中川 敏, 金井康晴: “大容量直流遮断器の総合遮断試験”, 昭和52年電気学会全国大会 論99, pp129, 1977
- (4) 金子英治, 鬼頭幸生, 宮地 巖: “真空遮断器による交流電流の並列遮断”, 昭和52年電気学会全国大会 論1410, pp1902, 1977
- (5) 嶋田隆一, 柳父 悟: “臨界プラズマ試験装置JT-60用直流遮断器”, 電気学会誌, Vol.98, No.6, pp545-548, 1978
- (6) S.Yanabu, T.Tamagawa, S.Sohma, H.Ikeda and T.Tsutsumi: “Vacuum arc under axial magnetic field”, Third international symposium on switching arc phenomena, pp222-226, 1977
- (7) M.P.Reece: “The vacuum switch”, Proc. IEE, Vol.110, No.4, pp793-811, 1963
- (8) J.D.Cobine and L.P.Prescott: “Recovery characteristics of a triggered-vacuum gap at high currents”, J. Appl. Phys., Vol.42, No.12, pp4865-4869, 1971

第5章 真空遮断器の残留電流現象

5-1 まえがき

一般の電力用遮断器と同様に、真空遮断器においても残留電流があることが指摘されている。大電流遮断直後においては当然残留電流が発生することが予想されるが、数万アンペア領域のアーク遮断における実測結果についてはあまり報告されていない。ここで開発してきた縦磁界電極を備えた真空遮断器においては、大電流遮断能力の向上を目的としており、遮断限界に近づくにつれてかなりの大きさの残留電流が発生し、これについて考察を進めた。

Reeceは500 Hz、1.6 kAで電流遮断後の残留電流の測定と解析を行った⁽¹⁾。Farral、Kimblinと森宮は250 A以下の直流電流を強制消弧した後の残留電流を測定し、イオンの動きについて研究を行った⁽²⁾⁽³⁾⁽⁴⁾。Holmesと柳父によりアーク電流遮断後のプラズマ状態が研究された⁽⁵⁾。Childsは残留電流のモデル化について検討している⁽⁶⁾。

さらに、Boxmanらによるアルミ電極の場合の真空アークプラズマ中の励起準位密度の測定⁽⁷⁾やJenkinsらによるアーク電流遮断後の金属蒸気密度の減衰の測定⁽⁸⁾などがある。

以上述べた研究はすべて小電流で拡散モードの真空アークを対象としていて、大電流真空アークを取扱ったものはほとんどないが、大電流真空アーク消弧後の現象を正確に理解するために残留電流現象を解明することは重要である。

本章では大電流遮断直後の残留電流の測定と解析を行い、残留電流に及ぼす電極材料やその形状及び回路条件などの影響について検討した。さらに、普通は接地されていない真空遮断器バルブのシールドを接地電位に接続したときにこの接続線に流れる電流、すなわちシールド電流は真空アーク中のプラズマの状態を反映しているといわれている。この電流は真空アークプラズマから逃れ出るイオン流による電流であって、それと遮断現象との検討を行い、真空遮断器の電流零点近傍の現象を明らかにした。

5-2 残留電流の解析

残留電流の機構をモデル化したものにはさまざまなものがあるが中でも電極間のイオンシースの成長を考慮した連続遷移モデルが実測とよく一致するといわれている⁽⁵⁾⁽⁶⁾⁽⁹⁾。このモデルでは次の仮定を用いている。

- (1) 電界や、イオン速度は図5.1のシースモデルに示したシース面に平行な成分を持たない。
- (2) シース中ではイオン衝突やイオン化は起きない。
- (3) 陰極、陽極から二次電子放出や反射は起きない。
- (4) シースの電極側端の近傍におけるプラズマ密度は一定で時間的に変化しない。

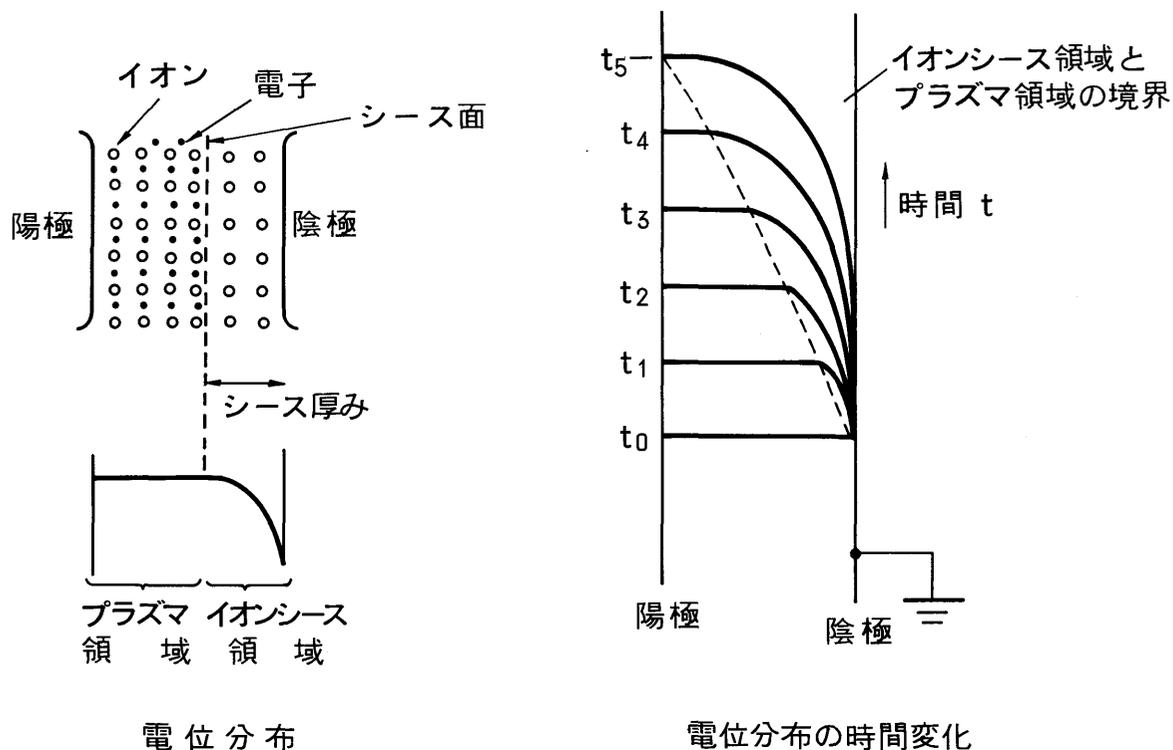


図5.1 残留電流のモデル

このモデルに従えば、残留電流密度 J は次のように与えられる⁽⁶⁾。

$$\begin{aligned}
 J &= Z e n_0 \left(V_i + \frac{d\ell}{dt} \right) \\
 \ell^2 &= \frac{4 \epsilon_0}{9 Z e n_0} \left[\left(1 + \frac{V_r}{V_0} \right)^{3/2} + \frac{3V_r}{V_0} - 1 \right] \\
 V_0 &= \frac{M}{2 Z e} \left(V_i + \frac{d\ell}{dt} \right)^2
 \end{aligned}
 \dots\dots\dots (5.1)$$

- ここで
- n_0 は電流零時のプラズマ密度
 - V_i はイオン速度
 - Z はイオンの電荷量
 - ℓ はイオンシースの厚み
 - V_r は回復電圧
 - M はイオンの質量。

これらの式を解くにあたっては、必要な Z 、 V_i の値はたとえば文献(10)から、 V_r については実験波形から、 n_0 は n_0 をパラメータとして計算された残留電流波形と実際の測定波形との差の少ないものをその値として選んだ。

5 - 3 残留電流の測定

残留電流測定用試験回路を図 5. 2 (a)、測定時の電流波形とそれに関連するスイッチ類の開閉手順を図 5. 2 (b) に示した。まず S_2 を投入してコンデンサ C_2 を放電することによって小電流が供試遮断器 $T C B$ に供給され、その状態で $T C B$ が開極し、電極間にアークが発生する。 $T C B$ の電極ギャップが開ききつ

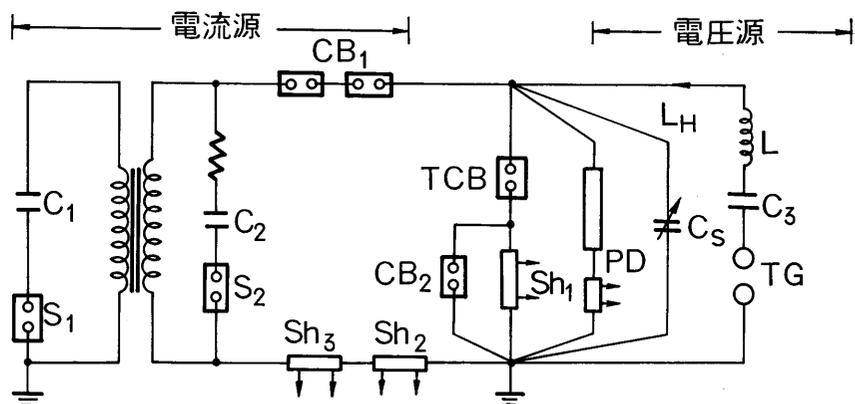
たところで電流源投入用スイッチ S_1 を投入してコンデンサ C_1 を放電することにより、この小電流に主アーク電流 I_0 が重畳する。主アーク電流 I_0 の零点直前でトリガギャップ TG が点弧され、電圧源として充電されていたコンデンサ C_3 が放電し主アーク電流に重畳する。この電流 i_H の振幅と周波数を変えることにより電流零点に向かう電流変化率 dI/dt を主電流の大きさ I_0 とは独立に変化させることができる。

最終的に電流が遮断されてから電極ギャップ間に回復電圧が現れる。この試験回路は基本的には遮断器の性能試験に用いられるいわゆるワイル合成試験回路と同等であるが、 dI/dt や I_0 などのパラメータを独立にしかも任意に変えているところが通常の遮断試験とは異なる点である。

残留電流の測定は比較的抵抗値の大きな測定用同軸シャント S_{h1} で行った。残留電流の電流値は数アンペア程度と小さいので、測定用シャント S_{h1} の抵抗値を大きなものにする必要があるが、主アーク電流をそのままこのシャント S_{h1} に流すと出力が過大となるので、遮断器 CB_2 をシャント S_{h1} に並列に接続して主アーク電流は遮断器 CB_2 へバイパスしている⁽¹¹⁾。遮断器 CB_2 を閉じておくことによって主アーク電流のほとんどが遮断器 CB_2 に流れ、シャント S_{h1} にはほとんど電流を流さない。遮断器 CB_2 は電流零点前で電流がかなり小さくなった適当なタイミングで開極し、全電流をシャント S_{h1} に移す。これにより主アーク電流の電流値の大きな期間にはシャント S_{h1} の出力電圧を抑え電流零点近傍で出力電圧を高めることができ、残留電流の正確な測定をすることができた。シャント S_{h1} の応答時定数は 10 ns で分圧器のそれは 100 ns 以下である。

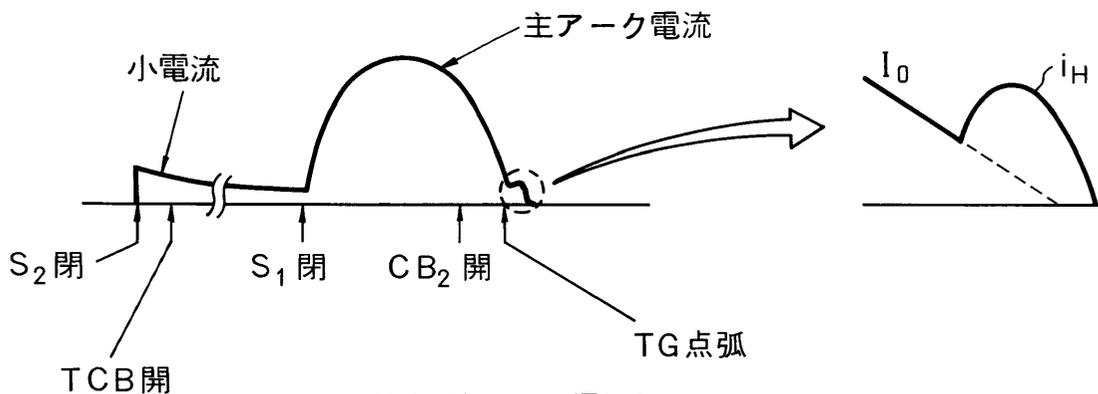
シールド電流の測定回路を図 5. 2 (c) に示す。シールド電流の測定には電流源だけで電圧源は不要であるので電圧源回路は接続されていない。シールド電流は TCB のシールドと接地との間を結んだ電線に CT を取付け測定した。

図 5. 3 に残留電流に関する電流と電圧の波形の説明図を示す。本章においては電流の減少変化率 dI/dt として電流零点前 $2\ \mu\text{s}$ の平均値を採用した。回復電圧の上昇率 dV/dt は回復電圧のピーク値 V_0 をこのピークに達するまでの時間

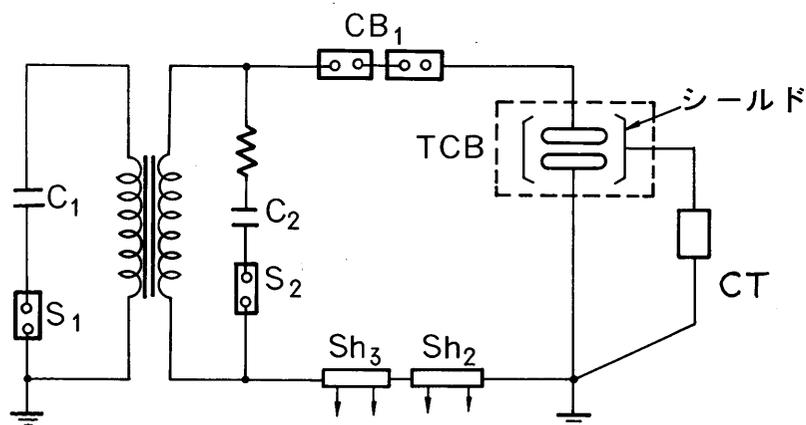


- S_1, S_2 : 投入器 PD : 分圧器
 CB_1, CB_2 : 遮断器 TG : トリガーギャップ
 TCB : 供試遮断器 Sh_1, Sh_2, Sh_3 : 同軸シャント

(a) 残留電流測定用試験回路



(b) 試験時の電流波形



(c) シールド電流測定回路

図 5.2 残留電流測定用試験回路と試験時の電流波形

で割ったものとした。本章の以下では次の略号で表示を行うこととする。

I_0 ……………主アーク電流値 (rms)

dI/dt ……………電流変化率

dV/dt ……………回復電圧上昇率

I_p ……………残留電流ピーク値

Q_p ……………残留電流総電荷量

I_{sh} ……………シールド電流値

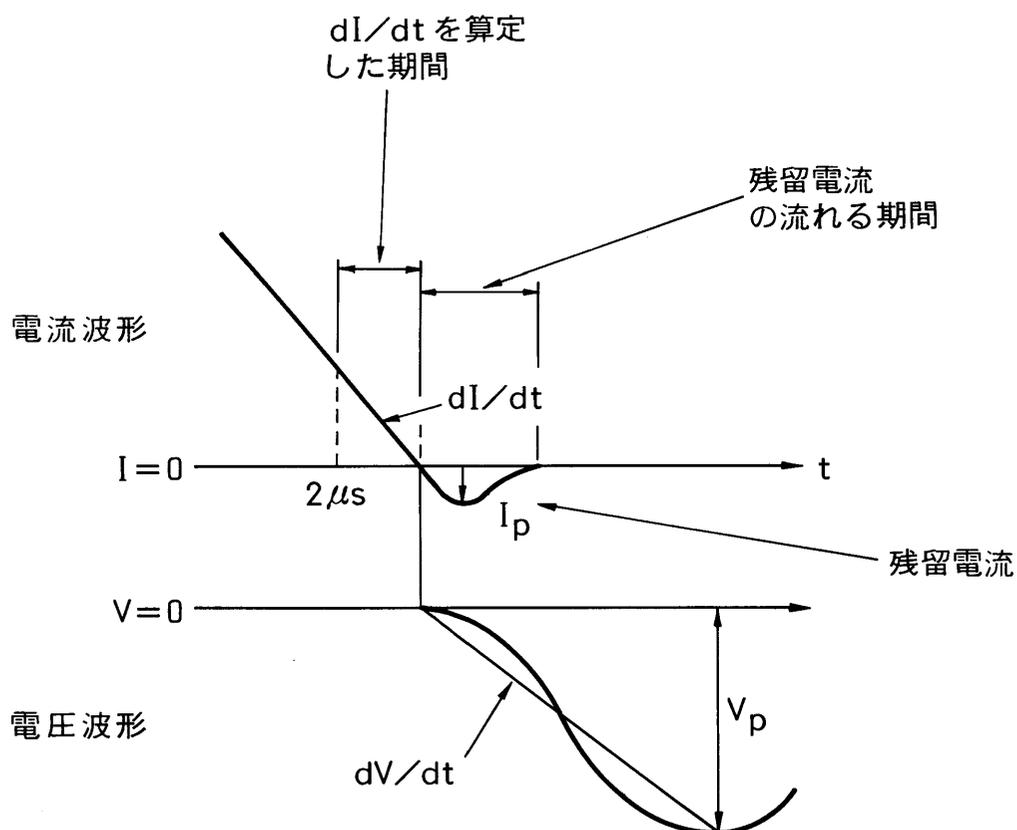


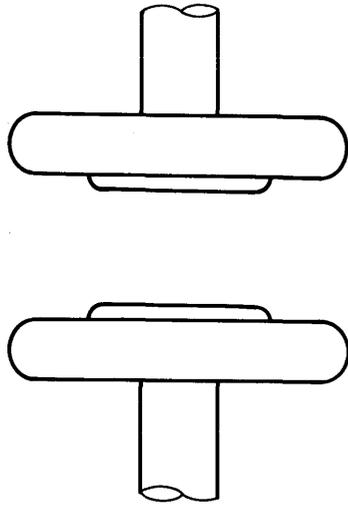
図 5.3 電流零点近傍の電流、電圧波形と残留電流

供試の真空遮断器は通常、送配電系統用として使われているものを用いた。また電極構造は図5.4に示すように、(a)平板形の電極、(b)縦磁界形の電極の2種類を用いた。それぞれの電極の大きさは同じで、電極の外径は90mm、電極の中央に突出し接触し通電する部分すなわち接触子の外径は45mm、ギャップ長は30mmである。縦磁界電極は前章で示した構造をしており、本章で用いるものはコイル電極が3分割のものである。発生する磁束密度は1kA当り2mTであり、30kArms程度の大電流でもアークは分散していることが確認できている⁽¹²⁾。

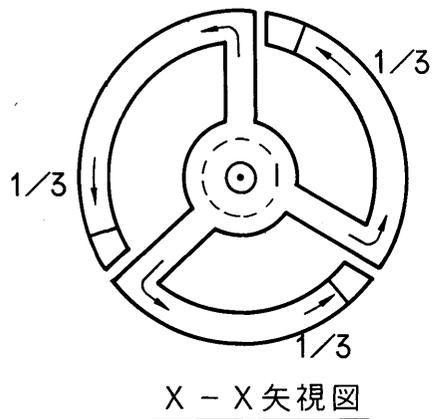
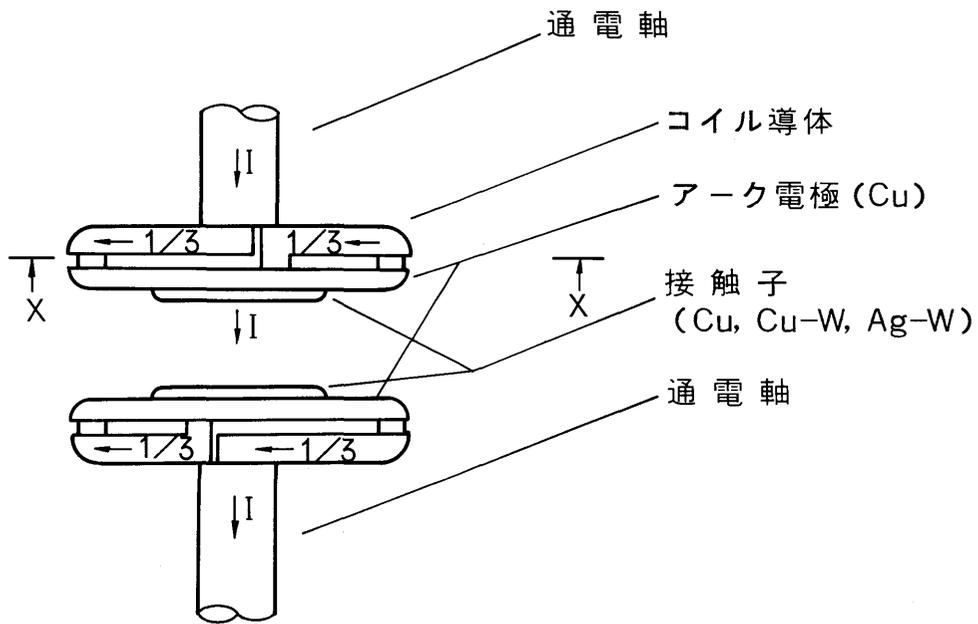
本章においては、接触子の材料としては通常真空遮断器に用いる3種類のものを用いた。すなわち、Cu、Cu-W、Ag-Wである。Cu-Wは接触子の消耗が少ないため、小電流多頻度開閉用の真空スイッチに用いられており、Ag-Wは低サージ遮断器に用いられている材料である。Cuは、一般に真空遮断器各部の構造材や、電極、コイル電極など、広く用いられている材料である。Cu-WとAg-WのW含有率はどちらも通常、接触子材料として使われているのと同じである。

5-4 測定結果

図5.5に主アーク電流値 I_0 と残留電流ピーク値 I_r との関係を示す。電流変化率 dI/dt は $16\text{ A}/\mu\text{s}$ 、回復電圧上昇率 dV/dt は $8\text{ kV}/\mu\text{s}$ の場合について I_r を変化させ I_0 の値を求めたものである。どの電極材料でも、また電極形状でも I_r は I_0 が増すにつれ増加する傾向が見られた。さらに、 I_0 がある値以上になると、 I_r の増え方は急に大きくなることも発見された。この I_0 の値は電極材料や、電極形状によって異なり、平板のCuでは 18 kArms 、縦磁界電極では 26 kArms である。縦磁界電極で材料を変えたところ、Cu-Wでは 16 kArms 、Ag-Wでは 12 kArms であった。 I_0 の値がこれらの値以上のところで遮断失敗がしばしば見られた。



(a) 平板電極



(b) 縦磁界電極

図 5.4 供試電極の構造

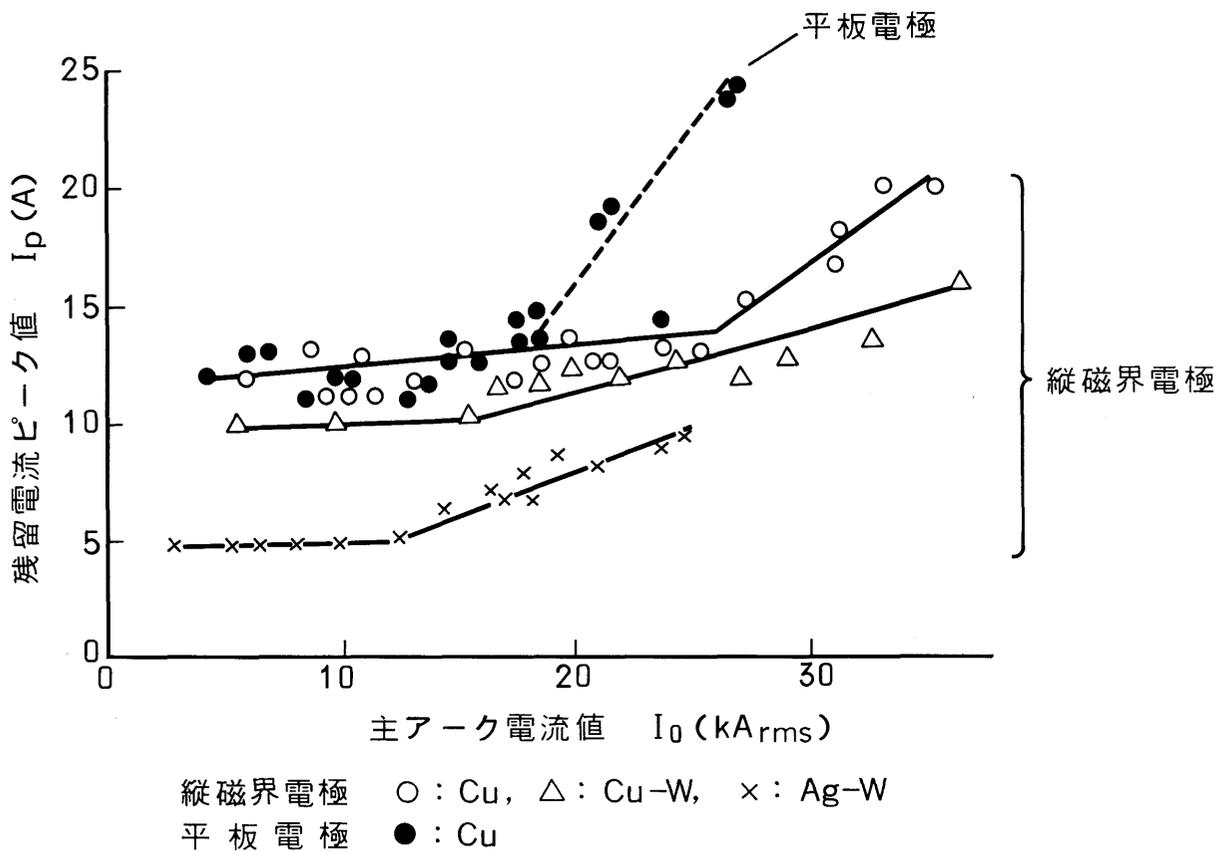


図 5.5 残留電流ピーク値と主アーク電流

図 5. 6 に dV/dt と I_0 との関係、図 5. 7 に dV/dt と残留電流総電荷量 Q_p との関係を示した。両図とも I_0 を 5 kArms、 dI/dt を $1.1 \text{ A}/\mu\text{s}$ 一定とし dV/dt を変化させ求めたものである。 dI/dt を一定にし、 dV/dt を変えるには図 5. 2 (a) で供試遮断器 TCB と、大地との間に入っているコンデンサ C_3 を調整する方法、あるいは回復電圧発生用回路の L 、 C_3 を変える方法などがある。 I_p はすべての材料の電極で dV/dt 増加とともに増加するが、 Q_p は Ag-W ではほとんど増加しなかった。電極の材料が Cu のとき、平板電極と縦磁界電極とでは差がみられなかった。しかし、 I_p も Q_p も材料によって大きさはかなり異なり、その大きさの順は $\text{Cu} > \text{Cu-W} > \text{Ag-W}$ の順であった。

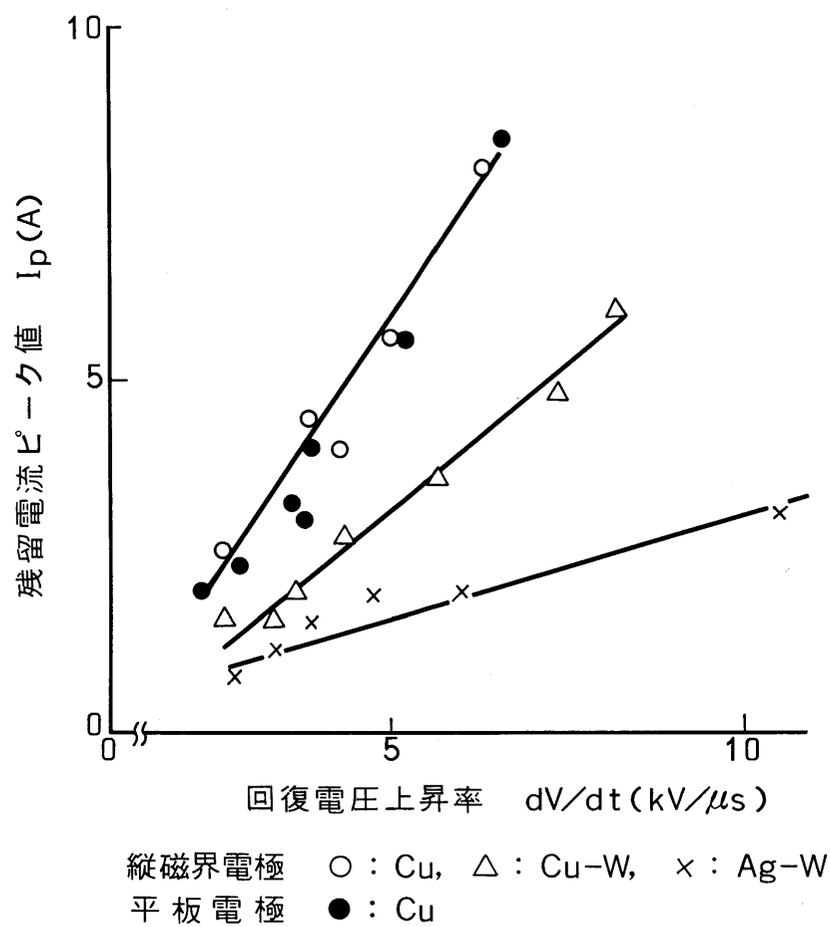


図 5.6 残留電流ピーク値と回復電圧上昇率

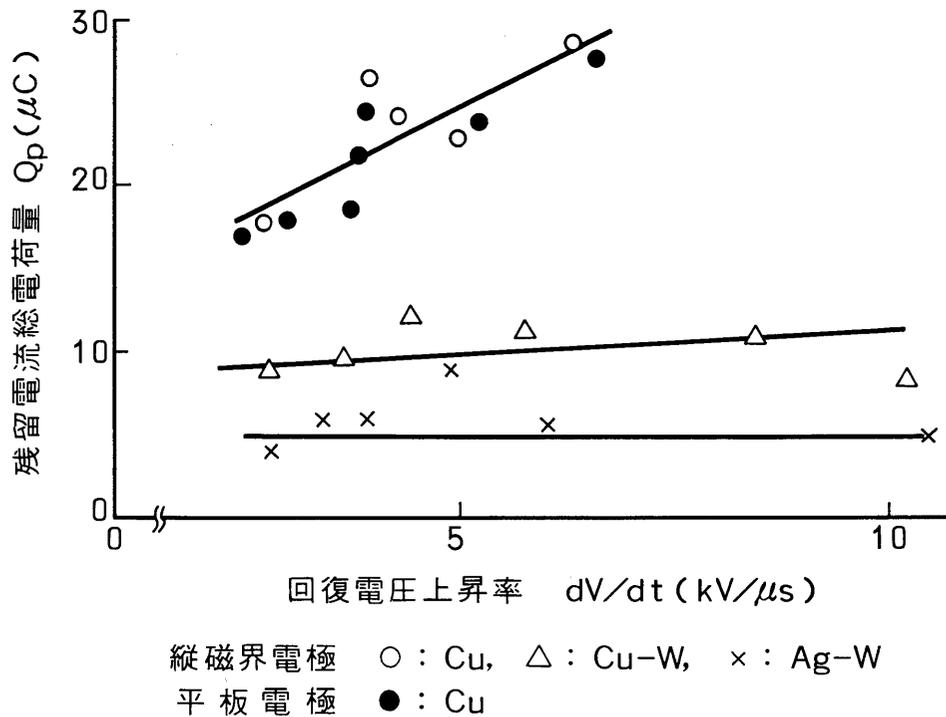


図 5.7 残留電流総電荷量と回復電圧上昇率

図 5. 8 に dI/dt と I_p との関係、図 5. 9 に dI/dt と Q_p との関係を示す。両図とも I_0 は 5 kArms 、 dV/dt は $5 \text{ kV}/\mu\text{s}$ 一定にしてある。 dI/dt の増加とともに $Ag-W$ をのぞくすべての電極で I_p は増加し、 Q_p はすべての電極で増加した。すでに述べたのと同様に、電極形状はあまり関係がないが、電極材料による差は大きいことがわかった。

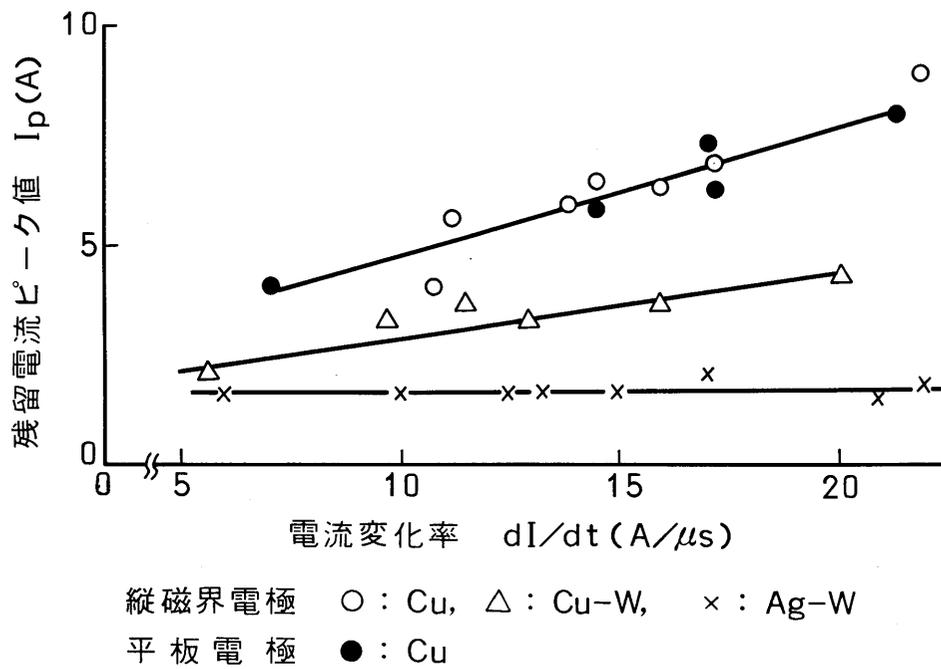


図 5.8 残留電流ピーク値と電流変化率

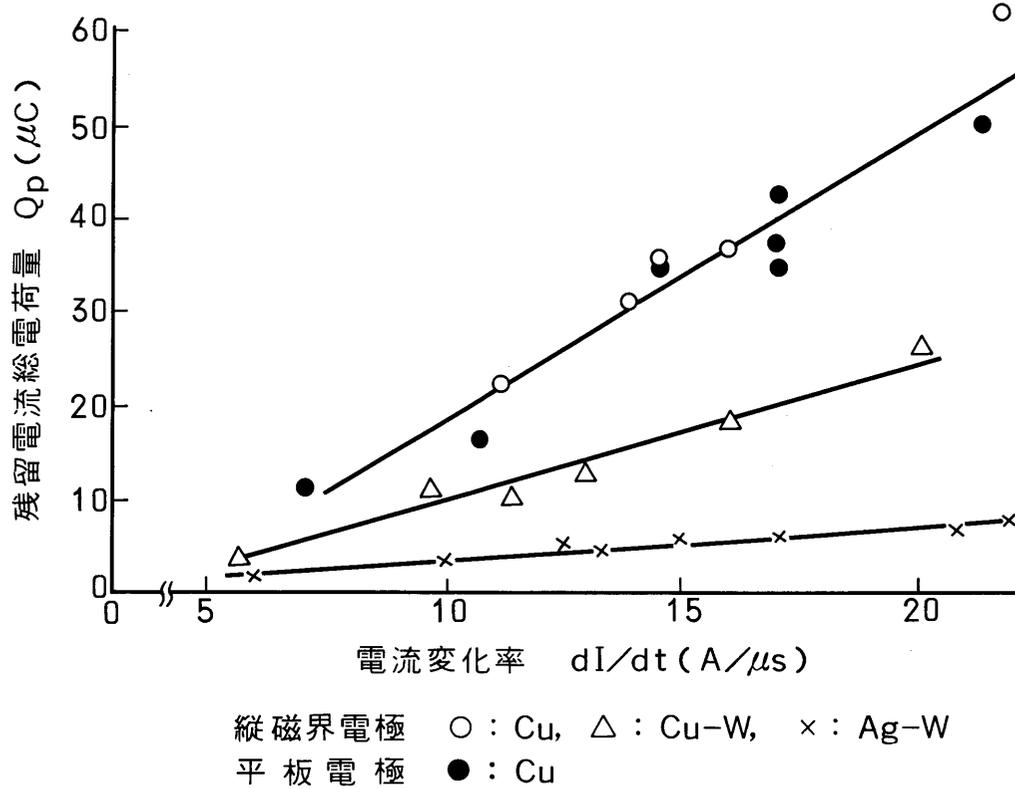
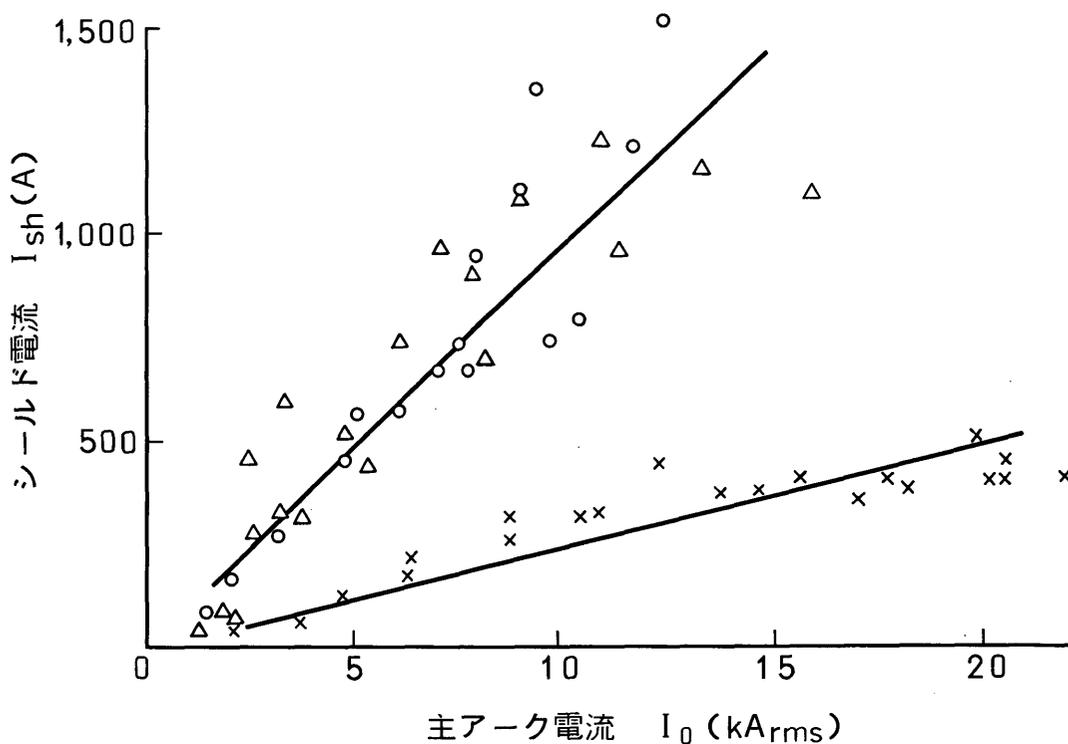


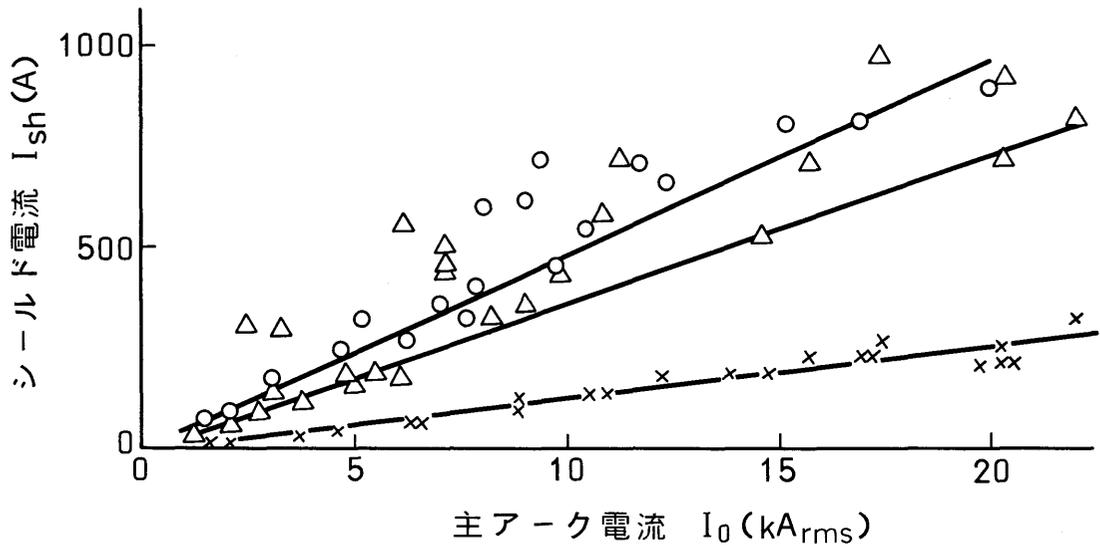
図 5.9 残留電流総電荷量と電流変化率

図5.10から図5.12に I_0 と、シールド電流値 I_{sh} との関係を示す。図5.10は、主アーク電流のピーク値における I_{sh} の値を示したものである。同様に図5.11は主アーク電流の電流零点前2ms、図5.12は同じく1msにおける I_{sh} の値を示したものである。これらから、 I_{sh} は I_0 の増加とともに大きくなることと、すべての場合にAg-Wの I_{sh} が最少であることがわかった。縦磁界電極でCu-Wの場合、 I_{sh} は主アーク電流のピークの際には、縦磁界電極でCuの場合とほとんど同じ傾向を示すことがわかるが、電流零に近づくにつれて、CuとCu-Wの I_{sh} の値に差が生じ、大きくなることがわかった。そのため、電流零点前1msにおいて、材料による差が大きく見られ、その順はCu > Cu-W > Ag-Wであることを見いだした。



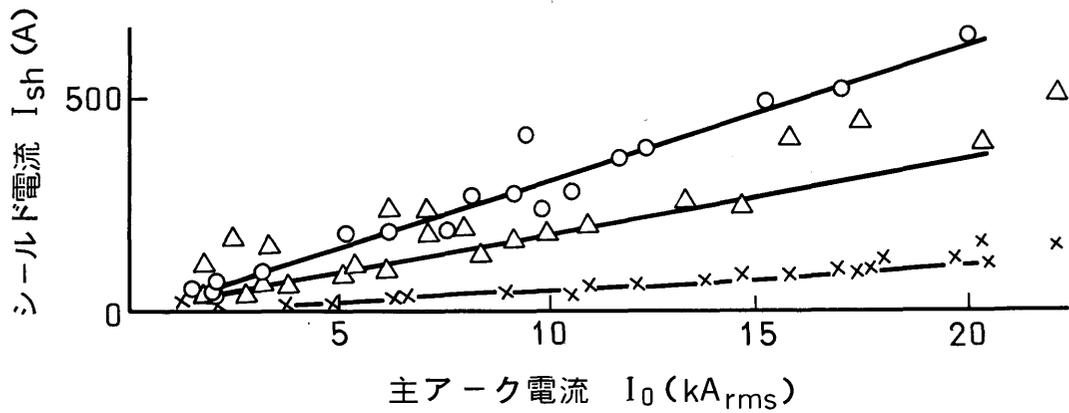
縦磁界電極 ○ : Cu, △ : Cu-W, × : Ag-W

図5.10 シールド電流と主アーク電流
(主アーク電流ピーク時)



縦磁界電極 ○ : Cu, △ : Cu-W, × : Ag-W

図 5.11 シールド電流と主アーク電流
(電流零 2ms 前)



縦磁界電極 ○ : Cu, △ : Cu-W, × : Ag-W

図 5.12 シールド電流と主アーク電流
(電流零 1ms 前)

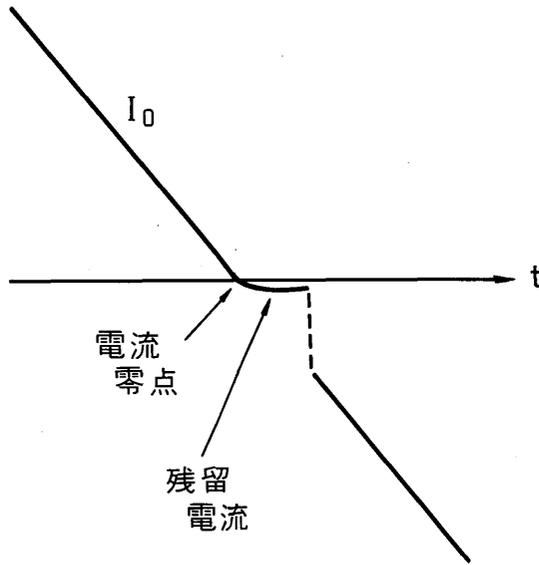
すでに述べたように、本章で用いてきた真空バルブでは、 I_0 が 10kArms を上回る領域で、しばしば遮断失敗が観測されている。ここでは、この遮断失敗を電流波形の面から、図 5. 13 の (a)、(b) に示す 2 種類、即ち再点弧型 (Dielectric breakdown mode といわれているもの) と連続点弧型 (Thermal breakdown mode といわれているもの) とに分類する。同図 (a) の再点弧型では一旦電流が遮断された後、残留電流が流れ、その過程で絶縁破壊を起こし、再びもとのアーク電流に戻っている。同図 (b) の連続点弧型では電流零点近傍でアークは連続的に点弧し続けている。

この二つの型の発生状況を遮断電流に対して示したものが図 5. 14 である。ここでの遮断試験では図 5. 2 (b) に示すアーク電流の実効値 I_0 と、TG 点弧によって電圧源 (図 5. 2 (a) 参照) から流入する電流 i_H の変化率 dI/dt を独立に変えている。前者を横軸に取り、後者を縦軸に取り、この真空バルブについて再点弧型と連続点弧型との発生の状況を整理したものである。これにより、同一電極材料で比較すると、主アーク電流の大きい側で連続点弧型、小さい側で再点弧型が起こりやすいことがわかった。また、Cu 平板電極では連続点弧型のみが見られ、Cu-W と Ag-W の縦磁界電極では再点弧型が主体的となる傾向がわかった。

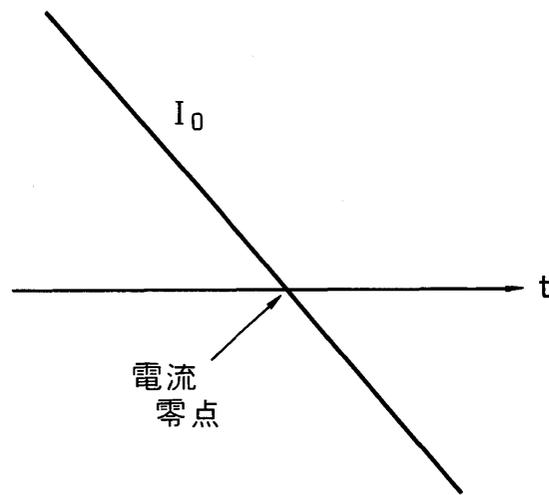
5 - 5 検討

5 - 5 - 1 回路条件

図 5. 5 に示すように、残留電流ピーク値 I_0 は主アーク電流値 I_0 の増加とともに増加し、 I_0 がある値を越えると I_0 の増加の割合が増える。最初の I_0 の増加とともにゆっくりと I_0 が増加する領域では、 I_0 の増加とともにアークコラムの径が増加することにより I_0 が増加するものと思われる。 I_0 の増加の割合が急に増える現象については、大電流アーク時のアーク集中が原因していると思われる。すなわち、 I_0 が増加するとアークは拡散形から集中形へ形

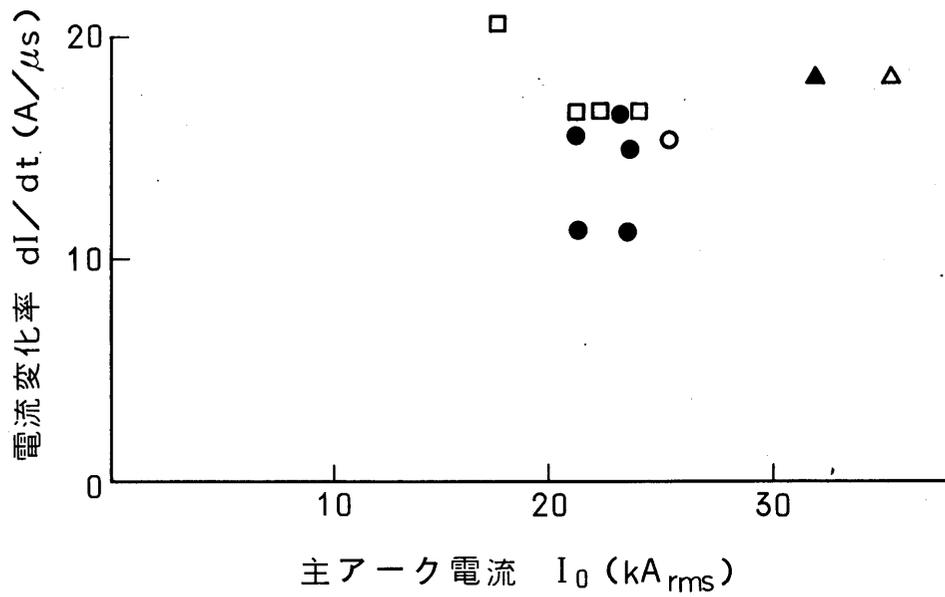


(a) 一旦遮断後再点弧している場合（再点弧型）



(b) 電流零点を挟んでアークが点弧し続ける場合
（連続点弧型）

図 5.13 遮断失敗時の残留電流波形



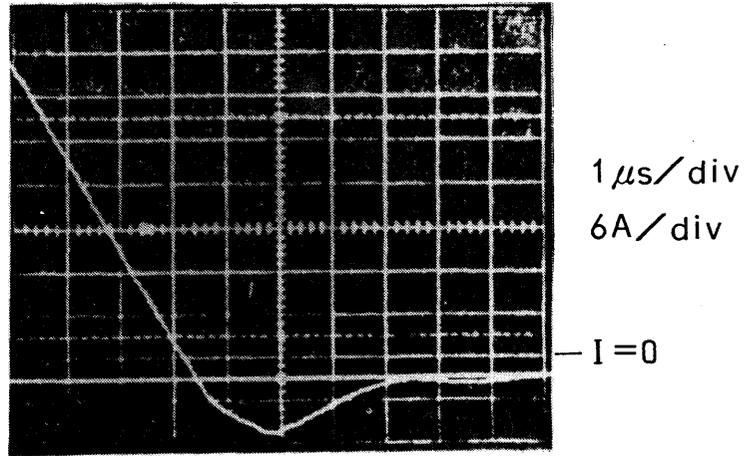
	再点弧型	連続点弧型
Cu 平板電極	—	□
Ag-W 縦磁界電極	●	○
Cu-W 縦磁界電極	▲	△

図 5.14 遮断失敗のまとめ

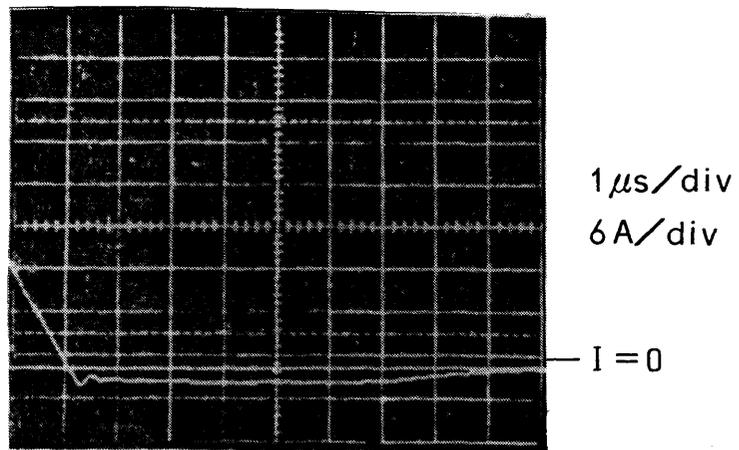
態が変化することは一般に知られている⁽¹⁴⁾。その結果、アーク期間中のプラズマ密度が上昇する⁽¹⁵⁾。もしこの影響が電流零近くまで残っていれば、電流零時のプラズマ密度 n_0 が増加し、その結果 I_0 の増加をもたらすことになる。図 5. 6 に示すように、 I_0 は回復電圧上昇率 dV/dt の増加とともに増加する。これは回復電圧上昇率 dV/dt が増加することによりシースの厚みの変化率が増加するためである。

図 5. 7 に示すように dV/dt が減少すると残留電流総電荷量 Q_0 は減少する傾向がある。これは dV/dt が小さいと、後述のプラズマ密度の減少が影響してくることによるものと思われる。すなわち、図 5. 15 に示す Cu 縦磁界電極の残留電流波形からわかるように、 I_0 を 5 kArms、 dI/dt を $1.1 \text{ A}/\mu\text{s}$ 一定にしても dV/dt を $6.3 \text{ kV}/\mu\text{s}$ と $2.8 \text{ kV}/\mu\text{s}$ のように変えることにより残留電流の波形が大きく変わることがわかる。式 (5. 1) では、プラズマ密度 n_0 は時間的に一定の条件で導いた式である。図 5. 15 の条件のもとで残留電流を式 (5. 1) に従って求めたものと、測定とを比較して図 5. 16 に示す。ここでは波形が総合的に類似するように式 (5. 1) の n_0 を決定し、イオン速度 V_i と平均イオン価数 Z は文献(10)より、それぞれ 930 m/s 、 1.8 としている。 dV/dt が $6.3 \text{ kV}/\mu\text{s}$ の条件では解析波形と測定波形は良く一致するが dV/dt が $2.8 \text{ kV}/\mu\text{s}$ の条件では残留電流の後半部分で測定波形の方が計算よりも小さくなっている。これは $8 \mu\text{s}$ 以上の長い時間域まで取り扱おうとする時プラズマ密度 n_0 一定という条件がプラズマの拡散により成立しなくなるためと考えられる。前章でも述べたようにこのプラズマ密度の減少時定数は $10 \mu\text{s}$ のオーダーであるので⁽⁵⁾⁽⁸⁾、残留電流の後半で影響が現れてくるものと考えられる。

I_0 も Q_0 も dI/dt の増加とともに増加することは図 5. 8、図 5. 9 に示されているが、これは dI/dt が増加するにつれ、電流零点時のプラズマ密度が増加するためである。

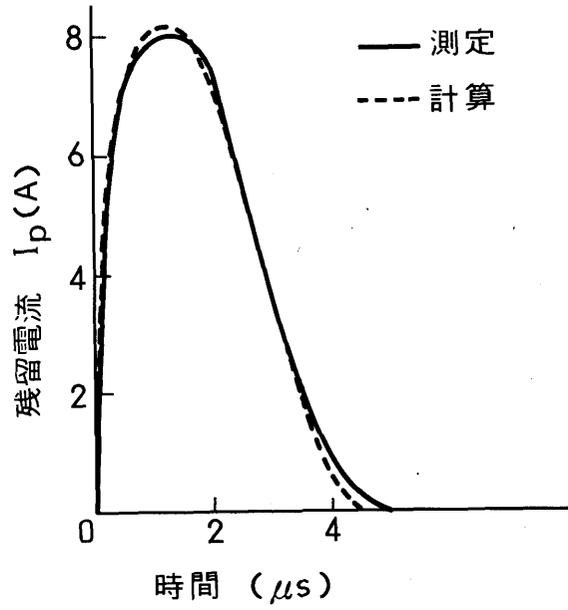


(a) 回復電圧上昇率 $dV/dt = 6.3 \text{ kV}/\mu\text{s}$

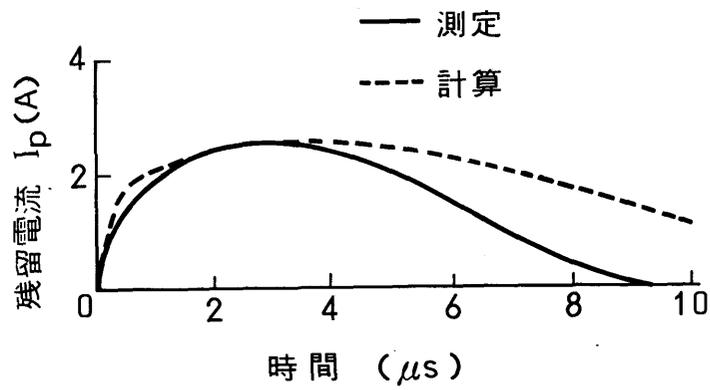


(b) 回復電圧上昇率 $dV/dt = 2.8 \text{ kV}/\mu\text{s}$

図 5.15 残留電流測定波形例



(a) 回復電圧上昇率 $dV/dt = 6.3 \text{ kV}/\mu s$



(b) 回復電圧上昇率 $dV/dt = 2.8 \text{ kV}/\mu s$

図 5.16 残留電流の計算との比較

5-5-2 電極構造

図5.4に示したように、残留電流ピーク値 I_0 が急に増え始める主アーク電流値 I_0 の値は平板電極の方が、縦磁界電極よりも小さい。すでに述べたように I_0 の急激な増加はアーク集中に関係しており、平板電極は縦磁界電極より小さな電流値でアーク集中を起こすことは容易に考えられることで、そのために、平板電極は小さな I_0 で I_0 の急激な増加をひきおこすものと考えられる⁽¹³⁾。

図5.6から図5.9までで示すように、回復電圧上昇率 dV/dt と電流変化率 dI/dt の影響は電極構造にはほとんど無関係であったが、これは $I_0 = 5 \text{ kArms}$ であるので、アーク集中が生じないためである。

5-5-3 電極材料

縦磁界電極の場合、残留電流ピーク値 I_0 が急激に増加しはじめる主アーク電流値 I_0 の値は図5.5に示すようにCuが一番大きくCu-W、Ag-Wの順となっている。これはアーク集中の起る電流値が材料によって異なるためと考えられる。Richらのデータによれば⁽¹⁶⁾⁽¹⁷⁾純金属の場合アーク集中の起る電流値はAg、Cu、WではAgが一番小さくCu、Wの順となっている。そのため、Cu-WとAg-Wとを比較すると、Ag-Wの方が小さな電流値でアーク集中の起る可能性が高く、従って I_0 の値はAg-Wの方が小さくなる。CuとCu-Wとの比較ではWの存在が重要である。Cu-WではCuの融点がWのそれより低いのでCuが先に溶融を起こす。すなわち、アノードスポット形成時の表面温度はCuでもCu-Wでも同じはずである。しかし、WはCuに比べ低い熱伝導率と電気伝導率の材料であるため、Cu-Wは熱集中や、抵抗加熱のために加熱されやすい。その結果、Cu-Wでのアノードスポット形成はCuに比べると低い電流値で起り得ることが考えられる。そのために、アノードスポットの形成される電流値はCuが一番大きくCu-W、Ag-Wの順となり、この順番は、そのまま I_0 が急激に増加する I_0 の値の順となるものと考えられる。

また図5.6から図5.9に示したように残留電流ピーク値 I_0 と残留電流総

電荷量 Q_p は電極材料により大幅に異なっており、その大きさの順も $Cu > Cu-W > Ag-W$ である。これは電流零時のプラズマ密度 n_p が材料によって異なるためと考えられる。

このように、材料により n_p の値が異なるのは、陰極点からのイオン放出の差であると推定される。これは、イオン電流の測定によっても確認することができる。イオン電流はシールド電流に比例するので、図5. 12の結果を参照すれば、シールド電流値 I_{sh} は $Cu > Cu-W > Ag-W$ の順になっており、 I_p や Q_p の大きさの順序と一致している。

5-5-4 シールド電流

図5. 10に示すように主アーク電流のピーク付近では $Cu-W$ のシールド電流値 I_{sh} と、 Cu の I_{sh} はほとんど同じである。これは、主アーク電流のピーク付近では、アークは Cu でも $Cu-W$ の場合でも電極全面に広がっており、そのために、電極の大半の面積を占める Cu のために $Cu-W$ の場合でも Cu とほとんど同じ性質を示すためと考えられる。しかし、図5. 11あるいは12にみられるように主アーク電流が減少してきた期間には Cu の方が若干大きい。これは電流零点に近づくとアークコラムの分布が、結局接触子を構成する $Cu-W$ 部分のみに点弧するようになり、 I_{sh} の値は Cu の場合より小さくなる。また $Ag-W$ の場合は状況はかなり異なり、大きなアーク電流値でもアークはほとんど接触子の部分のみに点弧しているため、常に I_{sh} が低い値になるものと考えられる。

5-5-5 遮断性能

図5. 13、図5. 14に二つの形の遮断失敗、再点弧型と連続点弧型があることを示した。平板電極の Cu では、すべての遮断失敗が連続点弧型であった。しかし、 $Cu-W$ や $Ag-W$ では、主な遮断失敗が再点弧型である。図5. 5を参照すれば残留電流値の低い電極では再点弧型が発生しやすいといえる。逆に連続点弧型は残留電流の電流値が大きいことが原因となっており再点弧型は残留電

流以外の原因により起こされることが推論される。図5. 13(a)に示すように残留電流の減衰過程で突然アーク電流が増加することはこれを支持している。

これは以下に述べるように、電流遮断後の電極間の絶縁耐力の低下がひとつの原因となっているものと考えられる。すなわち、Cu-WやAg-Wでは、主にCuやAgの融点がWと比べ低いためにアーク期間中に選択的に蒸発する。これでWが残されることにより、電極表面の凹凸が生じ、結果として電極間の耐圧が低下する⁽¹⁸⁾。また、さらにCu-WやAg-Wではアーク期間中や、電流遮断直後に電極間に微小粒子が浮遊していることが高速度写真による観測でも確認している。図5. 17はAg-Wの場合アーク期間中に微粒子が浮遊していることを観測した例である。同図で輝点と表示してある点と、その周辺の複数の点がこの微粒子である。Chattertonらは、このような微粒子が真空中の絶縁破壊を引起す原因のひとつであるとしている⁽¹⁹⁾。

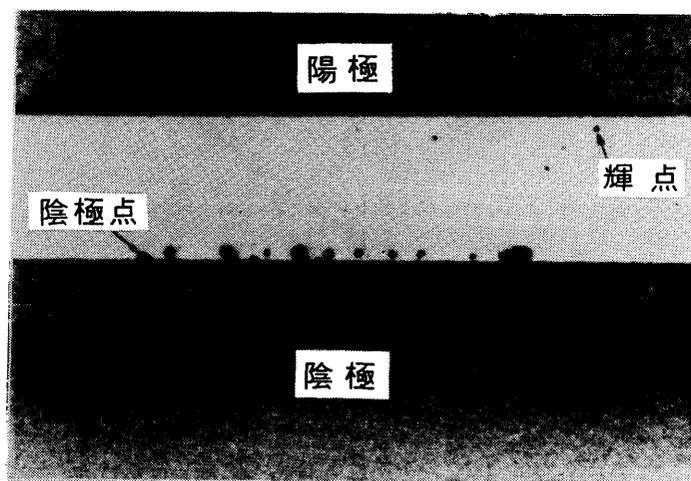


図5.17 Ag-W縦磁界電極のアーク写真

5 - 6 結論

大電流遮断後の残留電流測定を行い、電極構造に関して縦磁界のある無し、電極材料に関してCu, Cu-W, Ag-Wなどの差について、残留電流に及ぼすこれらの影響について明らかにすることができた。

すなわち主アーク電流値 I_0 がある値を越えると、残留電流ピーク値 I_p は急激に増加をはじめ、このアーク電流値の大きさは平板電極の方が縦磁界電極より小さく、また、材料によっても異なり、Cuが一番大きく、Cu-W、Ag-Wの順である。電流変化率 dI/dt や回復電圧上昇率 dV/dt の増加に伴い I_p も残留電流総電荷量 Q_p も増加する。これらは電極の構造とは無関係である。しかし、材料により I_p 、 Q_p の大きさは異なり、Cuが一番大きくCu-W、Ag-Wの順となっている。これは陰極点から放出されるイオンの総量が電極材料により異なり、この順になっているものと考えられる。このことはシールド電流の測定により裏付けられた。

第5章の文献

- (1) M.P.Reece : "The vacuum switch", Proc. IEE, Vol.110, No.4, pp793-811, 1963
- (2) G.A.Farral : "Decay of residual plasma in a vacuum gap after forced extinction of a 250-Ampere arc", Proc. IEEE, Vol.56, No.12, pp2137-2145, 1968
- (3) C.W.Kimblin : "Vacuum arc ion currents and electrode phenomena", Proc. IEEE, Vol.59, No.4, pp546-555, 1971
- (4) 森宮脩, 池野信昭 : "単一陰極点銅真空アークプラズマのイオン速度分布関数の推定", 電気学会論文誌, Vol.102-A, No.8, pp423-430, 1982
- (5) R.Holmes and S.Yanabu : "Post-arc current mechanism in vacuum interrupters", J. Phys. D: Appl. Phys., Vol.6, pp1217-1231, 1973
- (6) S.E.Childs and A.N.Greenwood : "A model for DC interruption in diffuse vacuum arcs", IEEE Trans. on Plasma Science, Vol.PS-8, No.4, pp289-294, 1980
- (7) R.L.Boxman and S.Goldsmith : "Excited-state densities in a multicathode-spot Al vacuum arc", J. Appl. Phys., Vol.51, No.7, pp3644-3656, 1980
- (8) J.E.Jenkins, J.C.Sherman, R.Webster and R.Holmes : "Measurement of the neutral vapour density decay following the extinction of a high-current vacuum arc between copper electrodes", J. Phys. D: Appl. Phys., Vol.8, No.12, ppL139-L143, 1975
- (9) J.G.Andrews and R.H.Varey : "Sheath growth in a low pressure plasma", Phys. of Fluids, Vol.14, No.2, pp339-343, 1971

- (10) C.W.Kimblin: "Erosion and ionization in the cathode spot regions of vacuum arcs", J. Appl. Phys., Vol.44, No.7, pp3074-3081, 1973
- (11) M.Murano, H.Nishikawa and A.Kobayashi: "Current zero measurement for circuit breaking phenomena", IEEE Trans. on Power Apparatus and Systems, Vol.PAS-94, No.5, pp1890-1900, 1975
- (12) E.Kaneko, Y.Miki, S.Yanabu and M.Yamamoto: "Application of vacuum circuit breakers to industrial electric facilities", IEEE IAS Conference Record, IAS82:16A, pp297-303, 1982
- (13) O.Morimiya, S.Sohma, T.Sugawara and H.Mizutani: "High current vacuum arcs stabilized by axial magnetic fields", IEEE Trans. on Power Apparatus and Systems, Vol.PAS-92, No.5, pp1723-1732, 1973
- (14) J.V.R.Heberlein and J.G.Gorman: "The high current metal vapor arc column between separating electrodes", IEEE Trans. on Plasma Science, Vol.PS-8, No.4, pp283-288, 1980
- (15) C.W.Kimblin: "A review of arcing phenomena in vacuum and in the transition to atmospheric pressure arcs", IEEE Trans. on Plasma Science, Vol.PS-10, No.4, pp322-330, 1982
- (16) J.A.Rich, L.E.Prescott and J.D.Cobine: "Anode phenomena in metal-vapor arcs at high current", J. Appl. Phys., Vol.42, No.2, pp587-601, 1971
- (17) D.C.Jolly: "Anode surface temperature and spot formation model for the vacuum arc", J. Appl. Phys., Vol.53, No.9, pp6121-6126, 1982
- (18) K.Suzuki and S.Kobayashi: "Effect of charge carriers on the prebreakdown current flowing through a parallel-plate vacuum gap", IEEE Trans. on Electrical Insulation, Vol.EI-17, No.5, pp457-463, 1982

- (19) P.A.Chatterton, M.M.Menon and K.D.Srivastava: "Processes involved in the triggering of vacuum breakdown by low-velocity microparticles", J. Appl. Phys., Vol.43, No.11, pp4536-4542, 1972

第6章 真空バルブによる並列遮断

6-1 まえがき

原子力研究所で試験運転中のJT-60臨界プラズマ試験装置などに用いられているIESシステム(Inductive Energy Storage System)では、たとえば90kAの直流電流を過渡回復電圧波高値25kVのもとで、10分間隔で5万回連続繰返し遮断できる直流遮断器が必要である。

この遮断器の特徴は、遮断電流が現在の電力用遮断器において最高レベルとみなされる60kAをはるかに越えることと、遮断頻度が極めて高いことである。このような大電流の遮断に対しては、遮断器を並列に接続して1点あたりの電流に対する責務を軽減することが考えられる⁽¹⁾。最も原理的に考えて、電気機器が並列に運転できるためには、その端子電圧、電流の特性が正特性でなければならない。現用の遮断器の中で、真空遮断器に用いられる真空バルブのアーク電圧、電流特性は僅かながらも正特性をもち、基本的に好ましい特性を具備している。このほか、これまでの章で述べてきたように、真空バルブはアーク電圧が低い、電流遮断後の絶縁回復が早い、安定した絶縁耐力を持つ、遮断時に高温ガスを生じない、電極輝点が分散、移動してアークによる接点損傷が小さい、可動距離が小さいなどの特徴を持つ。

このような特殊な責務を実現するために、縦磁界形真空バルブ2個を直列接続したユニットを4組並列接続した直流遮断器が試作され、総合的遮断試験(合成試験)において、最高130kA、回復電圧44kV、回復電圧上昇率300V/ μ sにおける遮断に成功した⁽²⁾。

一般に開閉保護装置を並列動作させて効果が上がるためには、並列接続された複数個の電極が開離した後、アークを通して各遮断点に電流が均一に分流しつづけるかどうか第一義的な問題となる。また、現実には各遮断器の機械的な不揃い開極、あるいは遮断点に生ずる真空アークの特性には変動分を必ず伴うので、それが電流の分流に及ぼす影響も考えておかなければならない。

本章では、これらの点に関して、真空バルブを用いることを前提として、直流遮断を回路論的な立場から検討し、そのような原因が基本的には分流を損わないことを述べたものである。

まず、配電用小形真空遮断器を用いて小規模の並列遮断試験を行い、不揃い開極などがあっても、各極に電流がほぼ均一に分流することを示した。また、真空遮断器のアーク電圧はアーク電流に対してわずかな正特性をもつとはいえ、不規則な変動分があるので、それを組込んだ計算方法で電流の分布状況を求め、実験と比較し、ほぼそれに近いシミュレーション結果を得ることを確めた。その後、JT-60、あるいは直流回路の短絡電流などに想定されるような、数万アンペア程度の直流電流遮断時の分流状況について検討を行う。

6-2 小規模回路における並列遮断試験

6-2-1 試験回路

コンデンサバンク(730 μ F、20kV)を電源として、高圧配電系統に用いられている普通の真空遮断器を用い、小規模並列遮断試験を行った。供試真空遮断器は定格電流600A、定格電圧7.2kV、定格遮断電流12.5kAである。

試験回路を図6.1に示す。並列の遮断点には真空遮断器の三相分のうち二相分のバルブを用いた。あらかじめ充電装置により、コンデンサバンクCを適当な電圧に充電しておき、これを投入器によってコイルLを通して放電させることによって、遮断点へ電流を供給した。

この試験においては、なるべくアーク時間を長くして電流の分流状況をできるだけ長時間にわたって観測できるように、上述の設備で発生し得る最低の周波数27Hzで試験をおこなった。充電電圧は最高20kVでありこれにより第1半波の波高値として最大2,400A程度の電流を得ることができる。

電極が閉じているときの分流を確実にし、しかも開極の不揃いを含む電流の分流の均衡を図るために、各遮断器点に直列に小さなリアクトルを接続した。

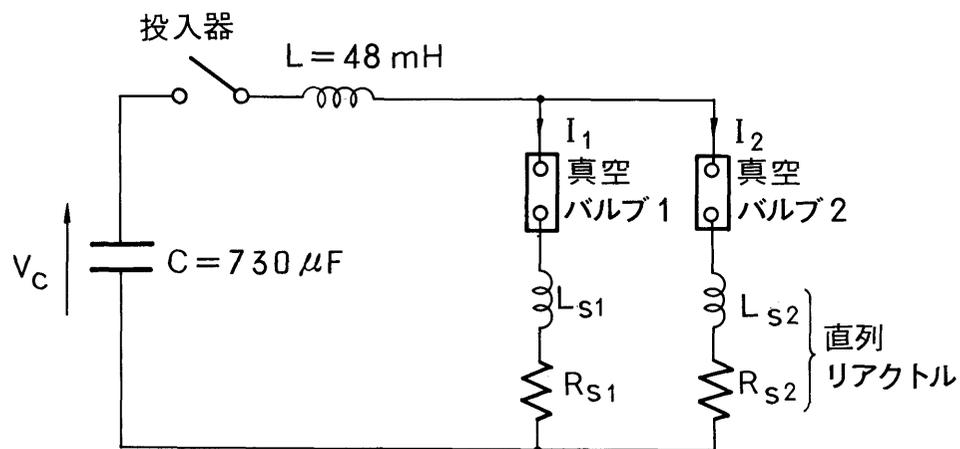


図 6.1 小規模並列遮断試験回路

6-2-2 供試遮断器の特性

本章の試験で使用した真空遮断器の操作は単一の機構で行われているが、各電極間に0.2～1.3msの開極不揃いがある。この開極不揃い時間はほぼ一定しており、この遮断器で実験に使用しなかった相を含めて、三相の電極相互間での開極順は変わらなかった。

供試遮断器のアーク電圧の測定は、分流試験に用いたと同様の回路で行った。図6.2に測定結果を示す。アーク電圧には不規則変動分があって一本の直線で表わせないので、採録したデータを点で示した。この図から供試遮断器のアーク電圧はアーク電流1,200Aまでの範囲において全体として緩やかな正特性を

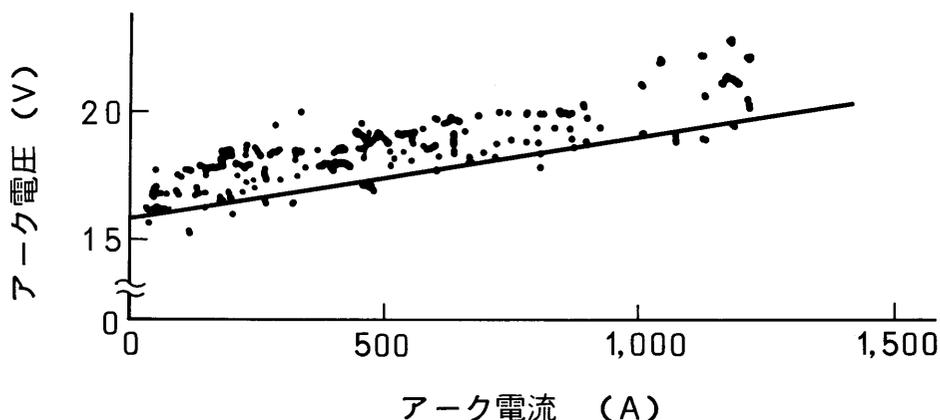


図 6.2 供試真空バルブのアーク電圧 - 電流特性

持つことがわかる。これからの解析ではまず測定点のばらつきの下限近くに図のように直線を描きこのアーク電圧特性を三つの成分からなるものとみなすこととした。すなわち(1) 16V の一定電圧成分、(2) 電流に比例する成分でその傾きが約 $3 \text{ m}\Omega$ の成分、そして(3) それらのうえに不規則に変動する電圧成分が重なっているとみなす。不規則成分の振幅は最大 2V、オシログラムからその変動周期は平均 0.1ms とした。

6-2-3 試験結果

実施した並列遮断試験の例を図 6.3 に示す。2 個の遮断点の開極に不揃いがあるために初めに時刻 t_1 において片方の真空バルブ 1 が開極すると、電流はまだ閉じている真空バルブ 2 へ急速に移行し真空バルブ 1 の電流は減少する。 t_2 において真空バルブ 2 が開極するまでの間に両真空バルブに流れる電流の差は急速に大きくなる。説明上この期間 $t_1 - t_2$ を「開極不揃い期間」と表すこととする。真空バルブ 2 が開極すると広がった電流差は急速に収束を始める。このときの電流の変化はアーク電圧が不規則に変動しているため、滑らかではないが、

明らかに収束に向かっている。開極不揃い期間が長いほど t_2 における電流の不均衡は大きくなり、収束して均衡するまでの時間は長くなる。直列インダクタンスの効果として L_s ($L_{s1} = L_{s2} = L_s$ とする) が大きいと、開極不揃い期間中における電流の不均衡が広がるのも緩やかで電流差も小さいが、その後の両真空バルブが開極した後における収束も遅い。このような例が図 6. 4 (a) である。

以上のような試験結果から、かなりの開極不揃いがあっても、ごく普通の真空遮断器においても並列遮断が可能であることが示された。開極の不揃いによって、一時的に両極に流れる電流に不均衡が生じ、第 2 の真空バルブが開極するとき電流の差は最大に達する。この大きさは、遮断器に直列に入れたインダクタンス L_s によって抑制することができる。

6-2-4 小規模試験のシミュレーション結果

次にこの小規模遮断試験をアーク電圧の不規則変動まで考慮したシミュレーションによって再現できるかどうかを検討した。そのシミュレーション結果と試験で得られた波形が一致すれば、このシミュレーションをするにあたっての仮定および方法が妥当であるとみなすことができ、その手法を大規模 I E S システムの遮断器に適用する可能性がでてくる。

図 6. 2 に示したようにアーク電圧はアーク電流に対して総体的に正特性を持っていても、一方の真空バルブのアーク電圧が高くなり他方のそれが低くなる期間があれば両真空バルブの電流の不均衡が大きくなる恐れがあるので、この点を解析のなかに考慮することとした。

(1) システムの方程式

図 6. 1 の回路について回路方程式を立てて整理すれば

$$\begin{aligned} \frac{dI_1}{dt} &= \frac{L_{s2}(V_c - E_{a1} - R_{s1}I_1) - L(E_{a1} - E_{a2} - R_{s1}I_1 - R_{s2}I_2)}{LL_{s1} + LL_{s2} + L_{s1}L_{s2}} \\ \frac{dI_2}{dt} &= \frac{L_{s1}(V_c - E_{a2} - R_{s2}I_2) - L(E_{a2} - E_{a1} - R_{s2}I_2 - R_{s1}I_1)}{LL_{s1} + LL_{s2} + L_{s1}L_{s2}} \\ \frac{dV_c}{dt} &= -\frac{I_1 + I_2}{C} \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (6.1)$$

ここで添字1、2はそれぞれ真空バルブ1および真空バルブ2を含む岐路を表す。

$$\begin{aligned} E_{a1} &= R_{a1}I_1 + E_{a01} + E_{af1} \\ E_{a2} &= R_{a2}I_2 + E_{a02} + E_{af2} \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (6.2)$$

E_{a1} 、 E_{a2} は2個の真空バルブのアーク電圧で、右辺各項の内容についてはつぎの(2)で述べる。またL、C、 L_{s1} 、 L_{s2} 、 R_{s1} 、 R_{s2} の具体的数値は図6.1、図6.3、図6.4に示されている。

(2) アーク電圧の模擬

各真空バルブ開極後のアーク期間における電流の並列分流状況には、真空バルブのアーク電圧特性が影響を与える。これをシミュレーションに導入するために次のように単純化することにした。

図6.2の測定結果から、アーク電圧はアーク電流に比例する成分と、定数成分とに分けることができる。比例定数はアーク抵抗に相当するが、これを R_a 、定数成分を E_{a0} とすれば E_a は

$$E_a = R_a I + E_{a0} \dots\dots\dots (6.3)$$

と表すことができる。ここで I はアーク電流である。

アーク電圧には、このほかに、不規則な周期で変動する成分が重なっており、これを不規則変動成分 E_{ar} として式 (6. 3) に加えると、アーク電圧は次式のようになる。

$$E_a = R_a I + E_{a0} + E_{ar} \dots \dots \dots (6. 4)$$

ここでの計算においては R_a および E_{a0} は一定で、両真空バルブにおいて等しいとし、図 6. 2 から次の値とした。

$$\begin{aligned} R_a &= R_{a1} = R_{a2} = 3 \text{ m}\Omega \\ E_{a0} &= E_{a01} = E_{a02} = 1.6 \text{ V} \quad \dots \dots \dots (6. 5) \end{aligned}$$

不規則変動成分 E_{ar} については第 6 - 2 - 2 項で述べたように時間間隔

$$\Delta t = 0.1 \text{ ms} \quad \dots \dots \dots (6. 6)$$

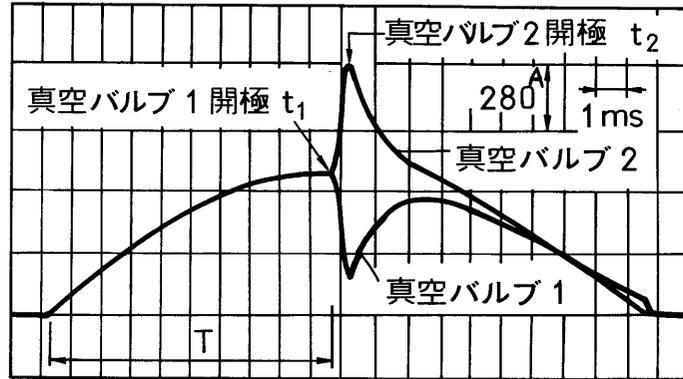
ごとに

$$E_{ar} = E_{ar1} = E_{ar2} = 2 \text{ V} \dots \dots \dots (6. 7)$$

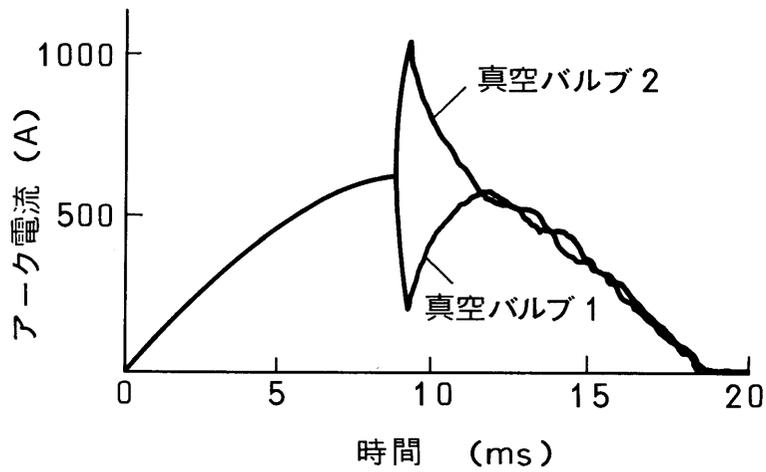
の大きさの変動成分の発生の有無を等確率の 2 値乱数を用いて決定し、アーク電圧に加えた。このことは変動が 0.1 ms 周期で規則的に起こるということを意味するのではなく、計算過程で変動が起こるかどうかの判定を 0.1 ms ごとに行っているわけであるから、乱数列によってはその何倍かの期間、この変動分が持続して存在することもある。

(3) シミュレーション

計算機によって回路方程式 (6. 1) を数値的に解いて各真空バルブ中の電流値の推移を求める。アーク電圧 E_{a1} 、 E_{a2} はそれぞれの電極が閉じている間は零、電極が開極直後直ちに式 (6. 2) で決まる電圧が発生するとした。また不規則変動分 E_{ar1} 、 E_{ar2} は各真空バルブで独立に決定し、これらを含めて計算機を用



(a) 実験で得た電流波形



(b) 計算で得た電流波形

遮断電流 1バルブ当たり 600 A (波高値)

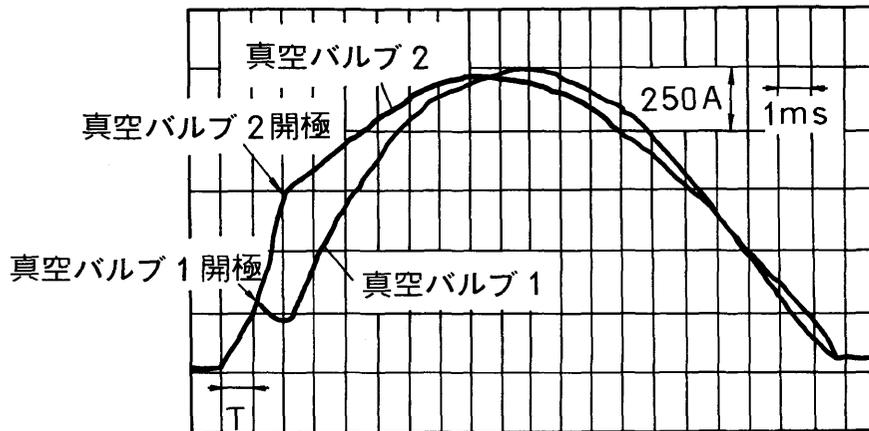
$$L_{S1} = L_{S2} = L_S \quad 8 \mu\text{H}$$

$$R_{S1} = R_{S2} = R_S \quad 8 \text{ m}\Omega$$

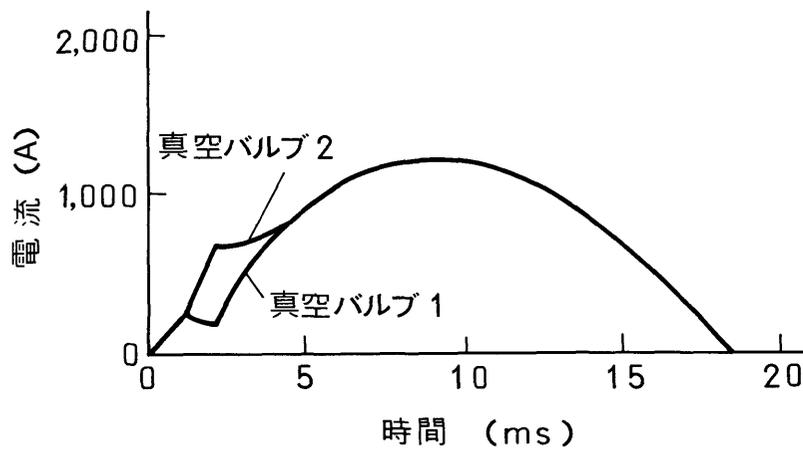
$$T \quad 8.77 \text{ ms}$$

開極不揃い期間 0.47 ms

図 6.3 配電用真空遮断器による並列遮断 (i)



(a) 実験で得た電流波形



(b) 計算で得た電流波形

遮断電流 1バルブ当たり 1200 A (波高値)

$L_{S1} = L_{S2} = L_S$ 20 μ H (図 6.3 に比べて大きい場合)

$R_{S1} = R_{S2} = R_S$ 20 m Ω

T 1.13 ms

開極不揃い期間 0.96 ms

図 6.4 配電用真空遮断器による並列遮断 (ii)

いて解いた。なお、小規模遮断試験が不揃い開極の並列遮断であるので、シミュレーションも不揃い開極の場合について行った。

(4) シミュレーション結果

図 6. 3 および図 6. 4 の (b) はそれぞれ試験結果 (a) に対応して計算で求めた電流の波形である。試験結果と同様に真空バルブ 1 が開くと電流差は急速に大きくなり、真空バルブ 2 が開くと、電流は均衡へと向かっている。計算の方がやや電流の収束が速いもののこの傾向は試験結果とほぼ一致している。またアーク電圧の不規則変動はシミュレーションの方がむしろ激しく設定したにもかかわらず電流の収束を乱すまでには至っていない。この回路においてはアーク電圧の不規則変動によってアーク電圧の高い方から低い方へ電流が一方向的に移行して電流の分流の均衡が破れてしまうということはないことがわかった。

6 - 2 - 5 小規模並列遮断試験の検討

一般的技術として開閉保護装置の並列動作は行われていないが、普通に市販されている 6 kV 配電系統用真空遮断器の 2 極を並列に用いた波高値 2, 000 A 程度の小規模遮断試験において、電極開離後の電流は、一方向的に偏ることなく均等に分流し続けることがわかった。これは真空アークの正のアーク電圧、電流特性に原因しているとみなしてもよい。電極の開極に不揃いがあっても両真空バルブに電流が残っておれば、真空バルブ 2 が開極してから電流は均衡の方向に向かう性質がある。もし真空バルブ 2 の開極までに真空バルブ 1 の電流が零に達してしまう場合には、真空バルブ 2 が開極した後再び流れ始めるということはないので、並列遮断は失敗する。

これは各真空バルブの直列のインダクタンスが小さくて開極不揃い期間が過度に長くその間に電流の不均衡が著しく急速に拡大するときに起きやすい。開極不揃い期間中に電流が不均衡に向かう速さは、各真空バルブに直列に接続してあるインダクタンス L_s が大きいほど緩やかとなり真空バルブ 2 の開極時における電流の不均衡は小さくなるが、その後の収束速度も緩やかとなる。この実験回路では 1 ms の不揃いがある場合、 $L_s = 8 \mu\text{H}$ で 1, 200 A の不均衡が起きるのに対し、 $20 \mu\text{H}$ で約 1/2 に低下した。

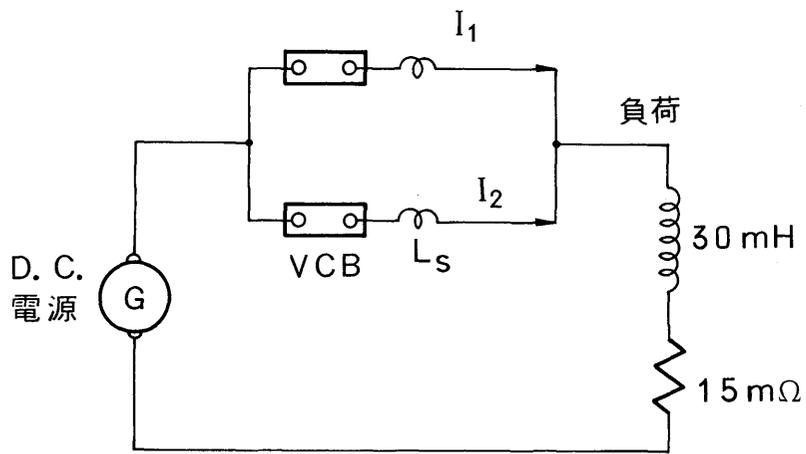
6-3 大電流領域における並列開極中の電流分担

6-3-1 遮断回路

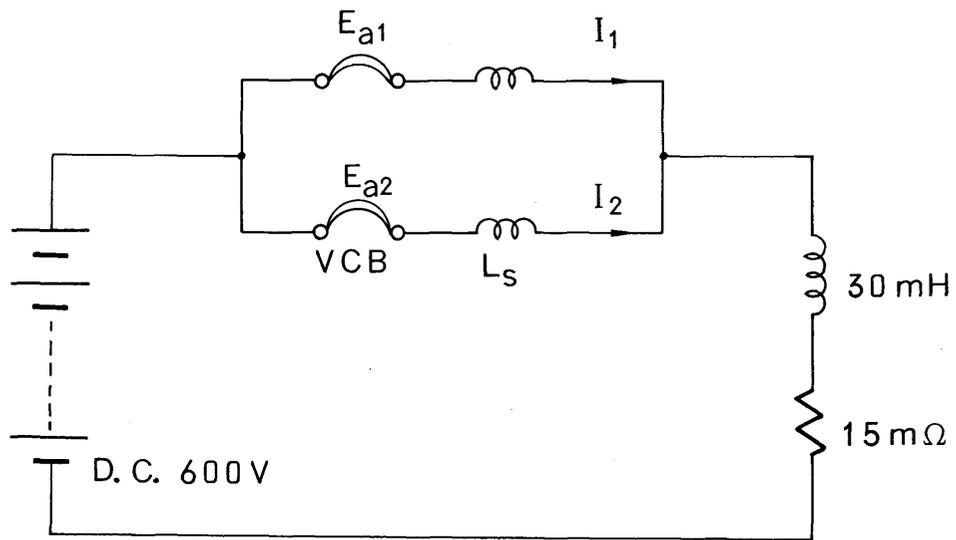
並列に真空遮断器を運転するに当たっては不揃い開極が並列分流の大きな不均衡の原因となることがわかった。本節においては、この並列点弧の問題点について、特に大電流の分流状況を検討する。

前の節で検討したような電流領域を越えて数万アンペアの電流を並列遮断しようとするときの両極への電流の分流状況を検討するに当り、外部回路として JT-60 用変流器回路に近いものを想定することとした。これが図 6.5 である。

すなわち、直流 600 V の電源によって変流器コイルに相当する $L = 30 \text{ mH}$ 、 $R = 15 \text{ m}\Omega$ に直流電流を供給する。電源投入後、電流はこの L と R とによって決まる時定数で指数関数的に立上がる。後述のように、真空バルブ 1 個当たり 10 kA に達したとき両真空バルブを開極するものとした。この節ではそれに引続くアーク期間における電流の分流状況を考察する。遮断部は基本的に 2 回路並列とし、各真空バルブに直列にインダクタンス L_{s1} 、 L_{s2} (特に区別しないときには L_s と表記する) を接続し、このインダクタンスの値は数 $10 \mu\text{H}$ のオーダとした。このコイルはかなりの電流容量を持たせなければならないので抵抗は無視してある。



(a) 基本的遮断システム



(b) 等価回路

図 6.5 大規模並列遮断回路

6-3-2 直流大電流並列分流シミュレーション

(1) システムの方程式

図 6. 5 のように、それぞれの真空バルブに流れる電流を I_1 、 I_2 とし、これについて回路方程式を立てて整理すると

$$\begin{aligned} \frac{dI_1}{dt} &= \frac{L_{s2}(V - E_{a1} - RI_1 - RI_2) - L(E_{a1} - E_{a2})}{LL_{s1} + LL_{s2} + L_{s1}L_{s2}} \\ \frac{dI_2}{dt} &= \frac{L_{s1}(V - E_{a2} - RI_1 - RI_2) - L(E_{a2} - E_{a1})}{LL_{s1} + LL_{s2} + L_{s1}L_{s2}} \\ &\dots\dots\dots (6.8) \end{aligned}$$

ここで添字 1、2 は並列の 2 個の真空バルブを含む各岐路に対応する。 E_{a1} 、 E_{a2} はアーク電圧で、前節で述べたと同様な表し方によって式 (6. 8) を解いた。ただし、本節で対象としているような大電流領域における真空バルブのアーク電圧特性を知る必要がある。

(2) 大電流領域における真空バルブの電圧特性

このような大電流領域における真空バルブの電圧特性を、不規則変動分まで含めて発表された例は少ないが、ここでは Mitchell の文献⁽³⁾ に示されたものを採用した。そこに示されたアーク電圧のオシログラムでは、基本的に式 (6. 3) に示す性質を持つことは明らかであるが、変動の大きさは小規模並列遮断試験を行った真空遮断器のアーク特性と比較すると、かなり大きいことがわかる。変動分を大きくとることはむしろ苛酷側の条件となるのでこれを採用することとした。

最終的に式(6.4)の定数を

$$\begin{aligned}R_a &= R_{a1} = R_{a2} = 2.13 \text{ m}\Omega \\E_{a0} &= E_{a01} = E_{a02} = 22 \text{ V} \\E_{af} &= E_{af1} = E_{af2} = 12 \text{ V} \quad \dots\dots (6.9)\end{aligned}$$

不規則変動成分の大きさはJT-60などに実際に用いられる真空バルブにおけるものよりもかなり大きな値であると思われる。電圧変動が生じても並列分流が可能であるかどうかの検討をする場合に変動分が大きめの検討を行い、それでも安定した並列分流が成立すると判定し得るならば現実に変動分がこれより小さいときに分流可能とみなせる。また E_{af} の発生周期については0.1msとした。

(3) 計算方法

図6.5の遮断システムに電源を投入後、負荷の時定数によって電流が増大し、真空バルブ1個当りの電流が10kAに達した時点で2個の真空バルブが同時に開極するとし、開極と同時に式(6.4)で表すアーク電圧が直ちに発生するとした。真空バルブ開極後の20msのアーク期間における電流の変化を計算機で求めた。

また、開極が不揃いの場合には、1個あたり10kAに達した時点でまず真空バルブ1が開極し、この真空バルブ内にアークが発生する。ここではまだ他の真空バルブは金属接触しておりアークは発生していない。その後、5ms経過後遅れて真空バルブ2が開極し、この真空バルブにも同じ特性のアークが直ちに生ずるとし、速い方の真空バルブ開極から起算して20msの間の電流の状況を求めた。この5msの開極不揃いは現在の遮断器の動作性能からすると、かなり大きめの値であるが、これも先程と同様の過酷側での考察を行った。

(4) シミュレーション結果

シミュレーション結果の一例を図6. 6 (a)、(b)に示す。同図(a)は同時開極の場合、同図(b)は不揃い開極の場合である。いずれも直列インダクタンス L_s は $20\mu\text{H}$ を想定した。同時開極であってもアーク電圧の不規則変動成分の影響で電流は両真空バルブ間で変動するが、不均衡が拡大せずにほぼ等分された電流が持続する。不揃い開極の場合、真空バルブ2が開く瞬間に両岐路の電流差は最大となる。しかし、その後電流差は減少し、均衡する方向へ向かっている。

このような電流の不均衡の度合いを表現するために、両岐路の電流差 $\Delta I = I_1 - I_2$ について次のような処理を行った。同時開極の場合は、開極後 20ms のアーク期間を等時間間隔 0.05ms で 400 に分割し、 401 個の分割点における電流差 ΔI_i ($i=1, 2, \dots, 401$)を求める。不揃い開極の場合は最初の真空バルブの開極から起算して 20ms の期間について同様に求める。

$$\text{不均衡最大値} = \max (|\Delta I_i|), 1 \leq i \leq 401 \dots\dots (6. 10)$$

$$\text{不均衡絶対平均値} = \Sigma |\Delta I_i| / 401 \dots\dots\dots (6. 11)$$

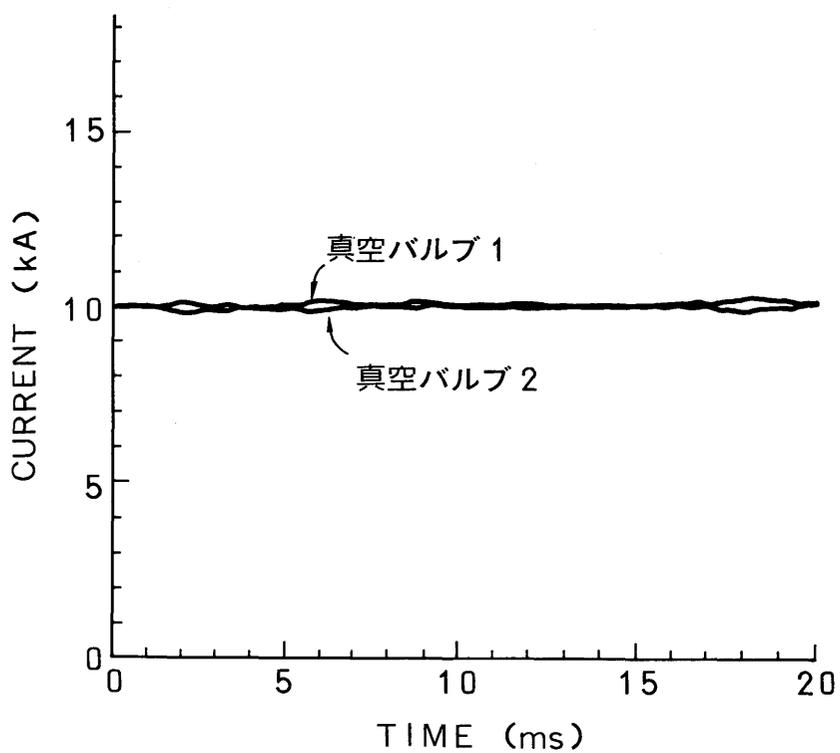
$$\text{不均衡二乗平均値} = \sqrt{\Sigma (\Delta I_i)^2} / 401 \dots\dots\dots (6. 12)$$

これらの値はアーク電圧変動成分によって変化するので、数回の異なった乱数列についてのシミュレーションから平均値を求めた。

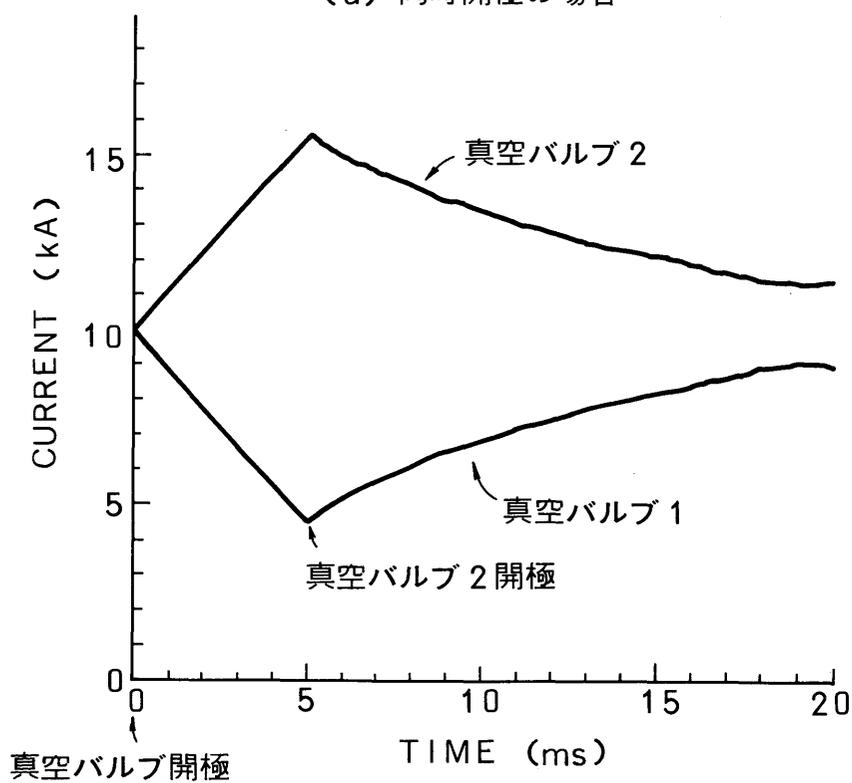
6-3-3 結果の検討

(1) 直列インダクタンス L_s の効果

図6. 7、図6. 8は横軸に L_s の値を対数でとり、縦軸に平均電流値(この場合は全電流の $1/2$)に対する不均衡の割合を対数で示したもので、直列インダクタンス L_s の値が大きいほど不均衡を抑える効果が大きいことがわかる。同時開極の場合 $L_s = 100\mu\text{H}$ で不均衡は約 1% と十分小さく抑えられている。



(a) 同時開極の場合



(b) 不揃い開極の場合

図 6.6 大電流領域における開極後の電流波形

$$L_{S1} = L_{S2} = 20\mu\text{H}$$

また5 msに及ぶかなり大きな不揃い開極があっても100 μ H で約20%とかなり抑制することができる。

一方の真空バルブが開極したとき、その真空バルブ内にアーク電圧が生じるので、これが電流不均衡をもたらす原因である。この用いた真空バルブからみた回路のインピーダンスが、その後の電流分布を決める。すなわち他方の真空バルブはまだ閉じているので、外部回路のインピーダンスに比べて並列岐路を一巡するインピーダンスが小さければ、後者が分流状況に大きく作用する。外部回路は負荷を含むので、ほとんどの場合この条件が成立する。従って図6. 7、図6. 8の結果は図6. 5の回路について求めたものであるが、それ以外の回路についても適用することのできるものである。図6. 7から不揃い開極がなければ30~100 μ H、図6. 8から不揃い開極期間が5 msの場合においても、100 μ H 程度の直列インダクタンスによって電流の不均衡が十分に抑制されることがわかる。

不揃い開極の場合、統計的観点から電流差は図6. 8の各指標のように抑制されるが、電流差の時間的推移に留意する必要がある。すなわち、図6. 9に示すように L_s が小さいほど不揃い開極期間中に両真空バルブに流れる電流は急速に不均衡となり、電流差は大きくなるが、真空バルブ2が開極すると急速に収束に向かう。 L_s の値が大きい場合、不揃い開極期間の末期において、電流差はあまり大きくなり、 $L_s = 6 \mu$ Hの場合に比べれば、 $L_s = 100 \mu$ Hの場合、約1/10に抑制されている。しかしその後収束するのは遅いことがわかる。 L_s が小さいときには真空バルブ1の開極後電流が急速に不均衡となるので真空バルブ2が開極する以前に零を切るようなことがあると並列遮断は失敗に終わる。

以上のような結果から、直列インダクタンス L_s の値として、100 μ H程度が妥当である。ここでの検討では、更に大きな直列インダクタンスを用いれば電流の不均衡は一層抑制されると予想されるが、現実には、この並列遮断を何に適用するかによって、直列インダクタンスの上限値が決まってくると予想される。

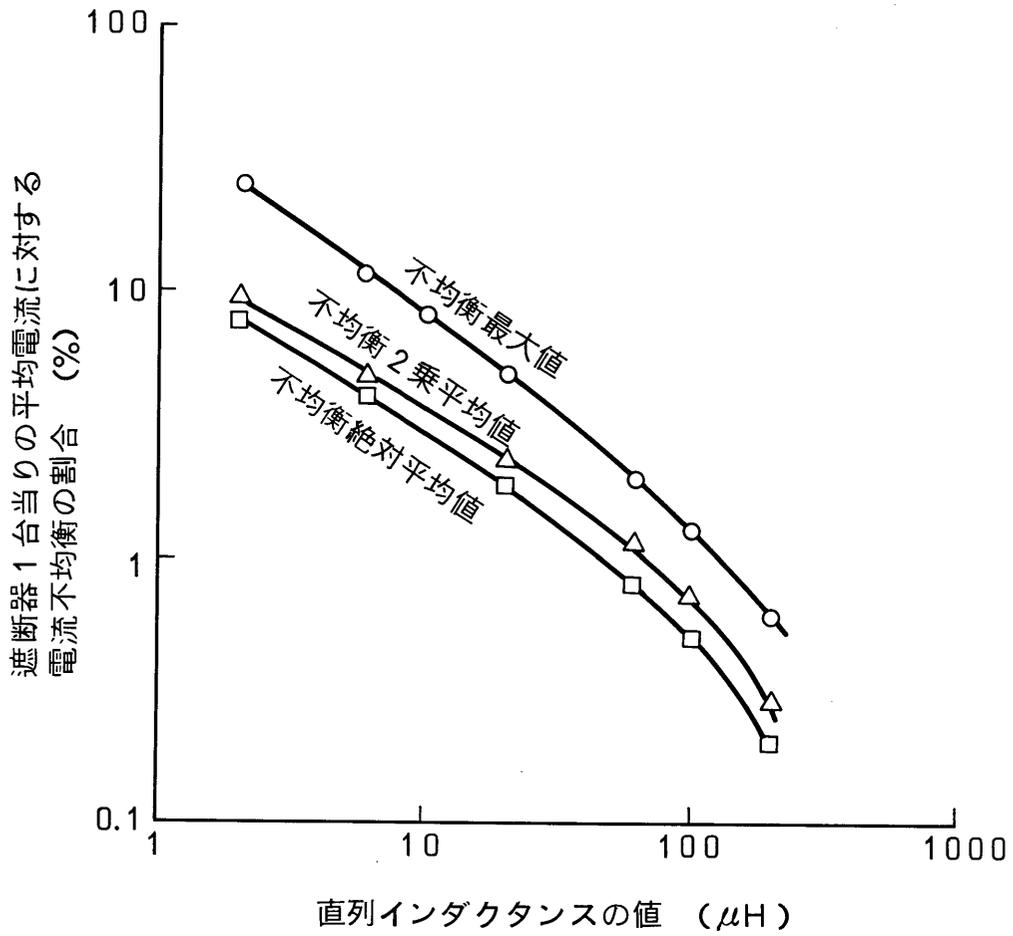


図 6.7 直列インダクタンスと電流不均衡との関係
(同時開極の場合)

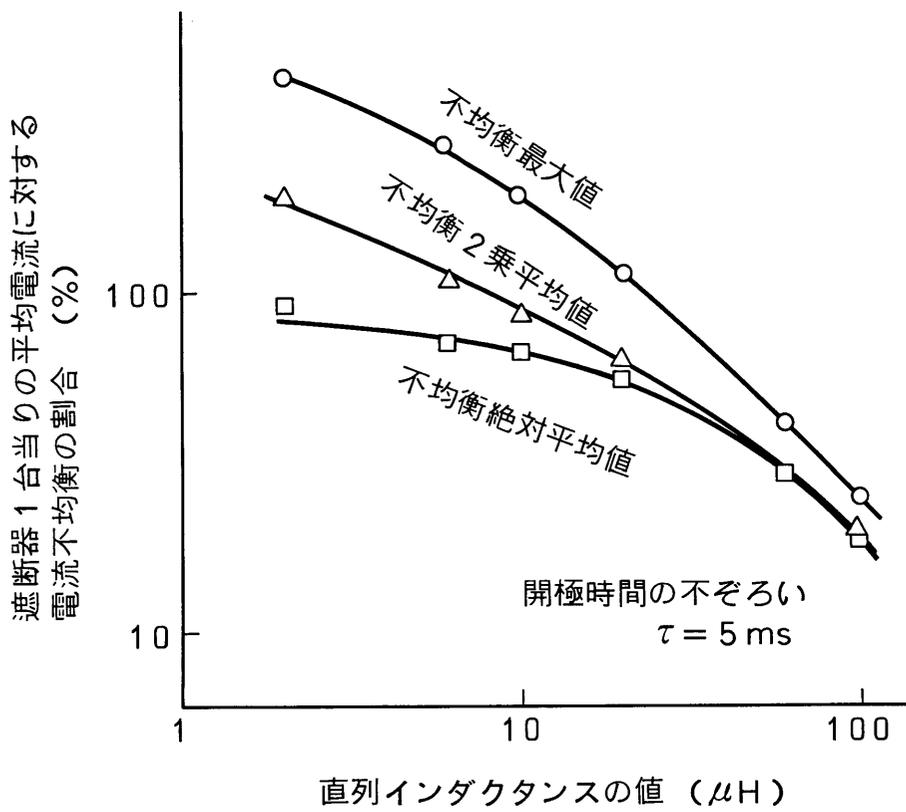


図 6.8 直列インダクタンスと電流不均衡との関係
(不ぞろい開極の場合)

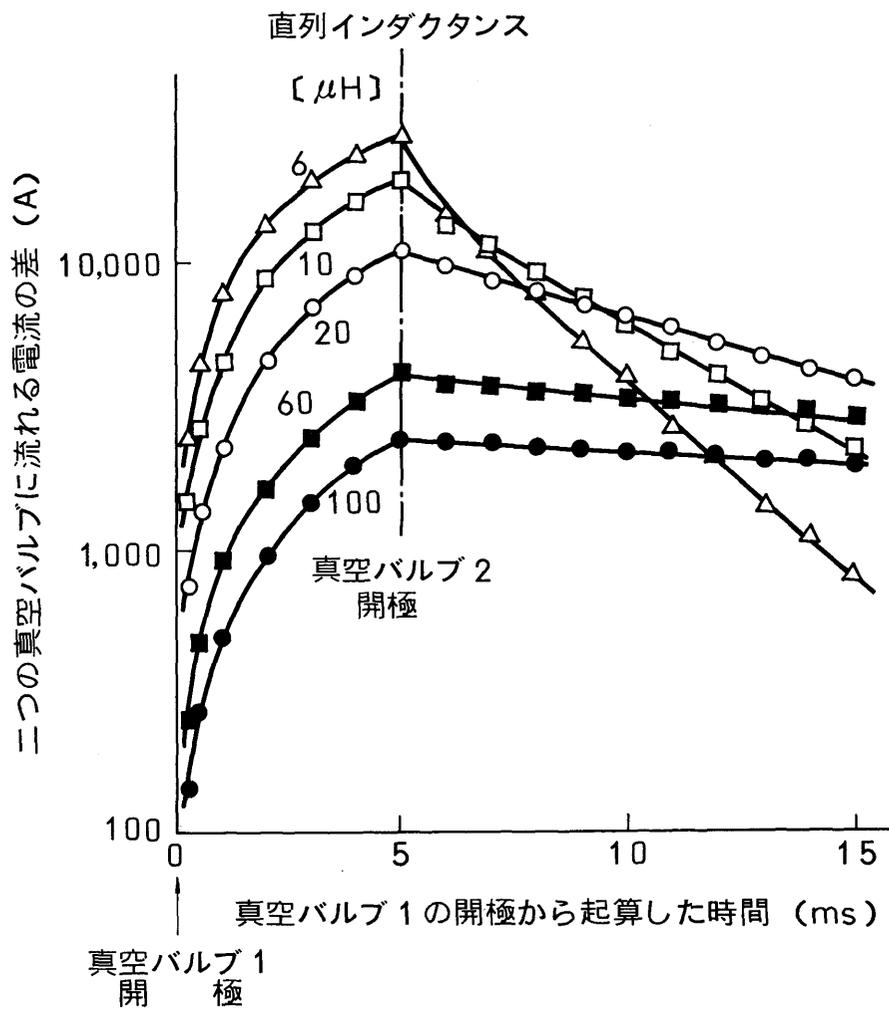


図 6.9 電流差の時間的推移 (開極の不揃い期間 : 5ms)

すなわち、あまりに大きなインダクタンス値とすると、このインダクタンスに蓄えられるエネルギーが過大となってシステム運用上都合が悪くなる場合もありうる。たとえばJT-60のようなシステムであると、本来エネルギーを蓄えるべき一次変流器コイルのインダクタンスに対して、直列インダクタンスが無視できない大きさであるとエネルギーの利用効率が悪くなる。また、電力回路ではこも直列インダクタンスが大きいと、ここにおける電圧降下が無視できず、結果として電圧変動率が過大となる。

(2) 両真空バルブのアーク電圧特性の差異の影響

遮断動作が多頻度で行われる場合、個々の真空バルブの特性が経時変化し、差異を生じてくる可能性も考慮しておく必要がある。ここでは、そのようなアーク電圧特性の差異が生じたとした場合の並列分流への影響を同時開極の場合について検討する。直列インダクタンスの大きさは上述の考察から、つぎの(a)、(b)については100 μ Hとしている。また、並列バルブにおける不平衡の指標をつぎのように表すこととした。すなわち、遮断器1台当りの平均電流を基準にとり実際に分流した電流の平均電流値からのズレを百分率であらわすことにした。

(a) アーク電圧の一定成分 E_{a0} の差異 $E_{a01} = 22V$ を固定し、 E_{a02} が11V (50%減) から33V (50%増) までの範囲で変化したときもたらされる電流の不均衡の指標を図6.10に示す。 E_{a02} の50%の増減に対し、不均衡の指標は平均値では1%から10%になるにすぎないが、最大値では17%に達することもある。

(b) アーク抵抗 R_a の差異 $R_{a1} = 2m\Omega$ を固定し、 R_{a2} が50%減から50%増の範囲で変化したときの、電流の不均衡の状況を図6.11に示す。この場合 R_a の50%の増減に対し、不均衡の指標は平均値で10%程度に増加するにすぎないが、最大値では16%程度に達している。

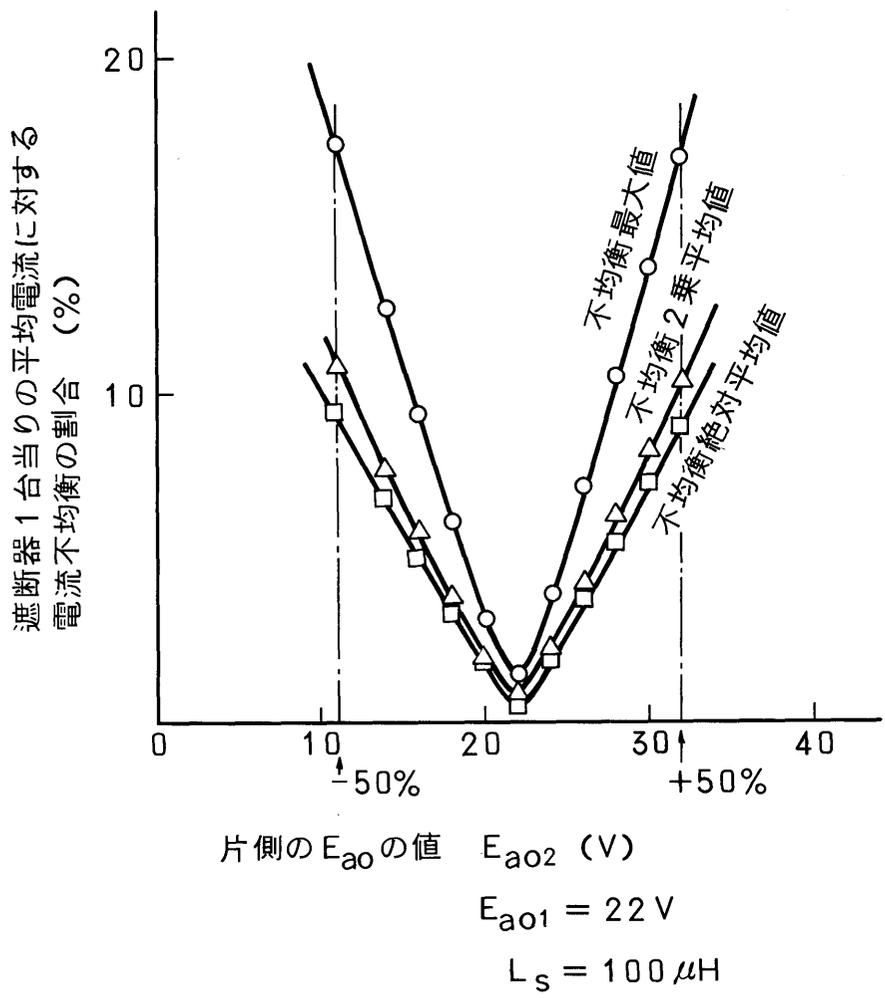


図 6.10 アーク特性の差異による電流不均衡 (同時開極)

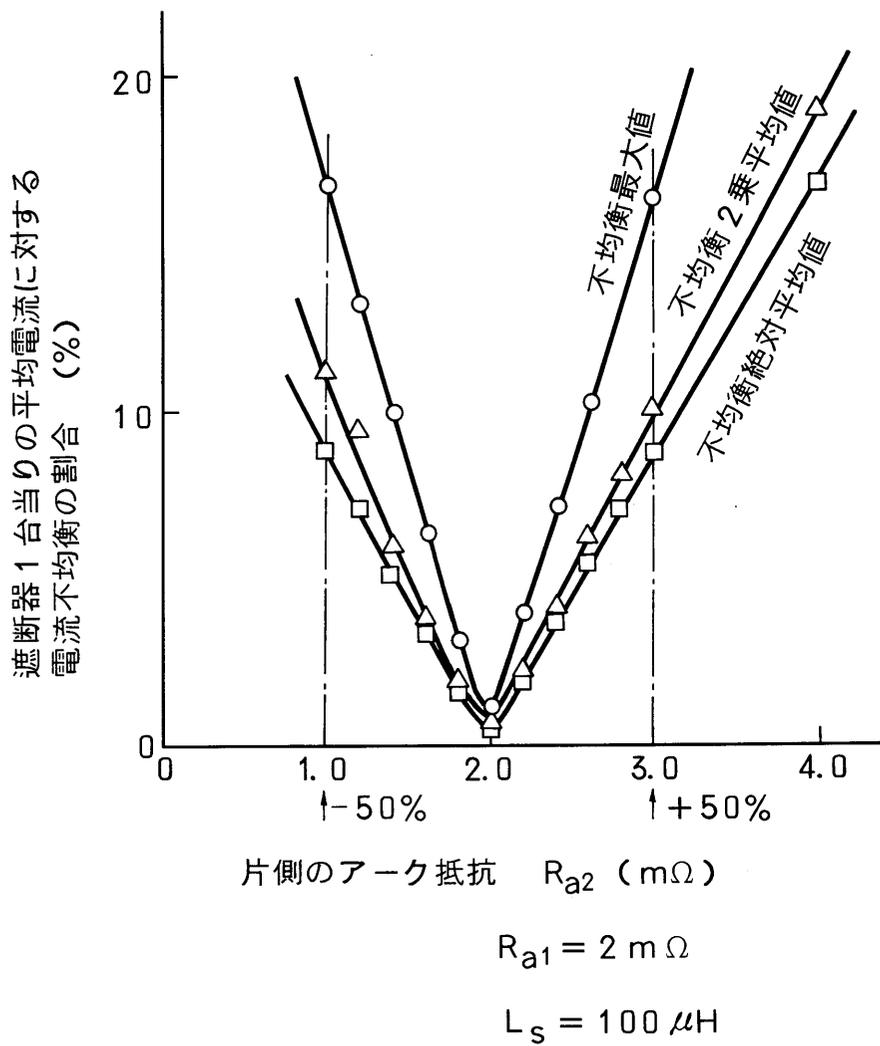


図 6.11 アーク特性の差異による電流不均衡

(c) アーク電圧変動成分 E_{af} の影響 E_{af} の値は 12 V (但し 12 kA 以下) としてきたが、その影響をみるために $E_{af} = 6$ V (50% 減の場合)、および 24 V (100% 増の場合) について計算したアーク電流波形の例を図 6.12 に示す。変動が特に激しくなる例として、この項については $L_s = 2 \mu\text{H}$ の場合を例示した。また、比較の便のために同じ乱数列でアーク電圧を変動させた波形を示してある。 E_{af} が大きいほど電流不均衡の瞬時値は増大するものの、発散してしまうことはないことがわかる。

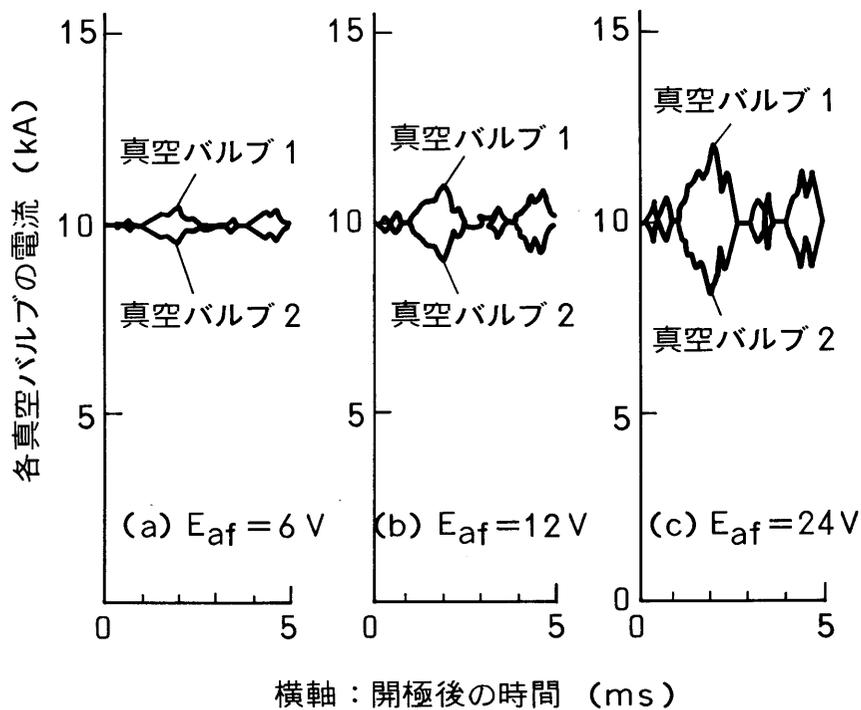


図 6.12 アーク電圧変動分の大きさによってもたらされる電流不均衡
($L_{s1} = L_{s2} = 2 \mu\text{H}$)

6-4 大電流直流遮断器の開発

6-4-1 適用分野

すでに述べたように、核融合実験装置に用いられる直流遮断器には、通常の電力用遮断器の責務を大きく上回るものが要求されている。これを実現するための技術的課題は、大きな電流変化率の条件での遮断と、遮断器の並列運転による個々の遮断器の責務の低減である。第4章及び本章ではこれらに関する問題とその解決について述べてきた。すなわち、第4章では縦磁界形真空バルブでは、電流変化率が $150\text{ A}/\mu\text{s}$ 程度の条件で電流遮断することが可能であり、さらに、遮断器に直列に可飽和リアクトルを接続し、電流零点直前の電流変化率を低く抑えることにより平均の電流変化率をさらに大きくすることが可能であることを示した。つづいて、本章においては、縦磁界形真空バルブではアーク電圧が低く、また電流電圧特性が正特性であるため並列に接続して運転することが可能であることを示した。また並列に真空バルブを接続すると、それぞれの真空バルブの開極時間のずれや、アーク電圧特性のばらつきにより、並列分岐の電流値が不揃いになるが、真空バルブに直列にインダクタンスを接続すれば十分にこの電流値の不揃いを抑え得ることも示した。この直列インダクタンスを第4章で示した可飽和リアクトルで兼用すれば、大電流直流遮断システムを合理的に設計することができる。

6-4-2 大電流直流遮断器

これらの技術的検討結果に基づいて $125\text{ kA}-25\text{ kV}$ 、5分間間隔の遮断という機能を有する大電流直流遮断器の試作を行った。この直流遮断器には、遮断時に直流電流と逆向きの電流を注入し、電流零点を実現するために予め充電されたコンデンサバンクが設けられている。このコンデンサバンクを放電することにより、第4章で述べている転流遮断を行うことができる。真空バルブは4個並列に用いており、それぞれの責務を下げることで、縦磁界形真空バルブの特徴のひとつである電極損傷の少ないことにより上記条件で4,000回以上の遮断回数

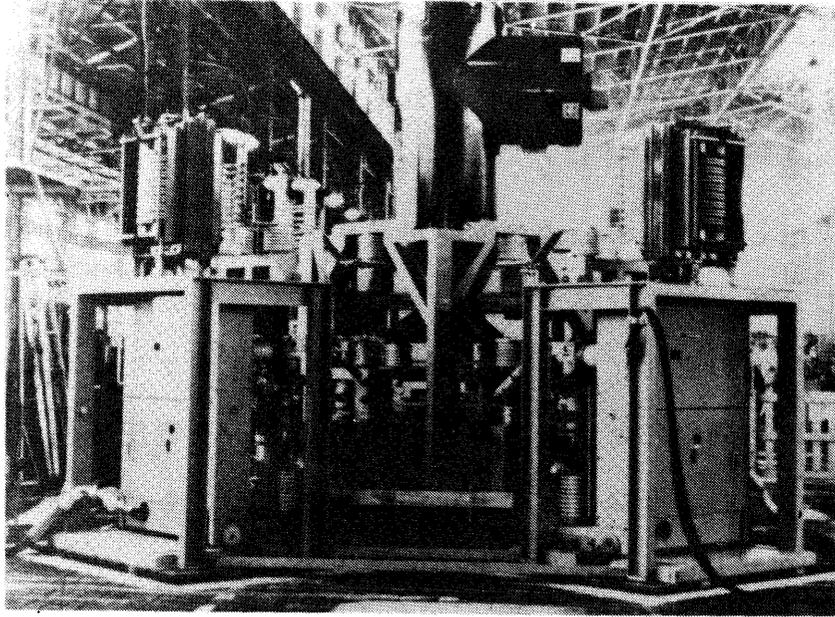


図 6.13 直流遮断器主要部

を保証している。

図 6. 13 にこの直流遮断器の主要部を示す。この形の直流遮断器はすでにアメリカ G A 社、および日本原子力研究所において用いられている。両所において 4, 0 0 0 回以上の遮断後も問題なく運転されている⁽⁴⁾。真空バルブの寿命は当初予想された期間よりはるかに長いことがこの使用実績からも証明され、またこの遮断器の方式は実用遮断器として何等問題のないことも示された。

6 - 5 結論

遮断器における並列遮断動作は常識的には不可能とされている。しかし、現在日本原子力研究所で開発中の臨界プラズマ試験装置 J T - 6 0 のように 9 2 kA に及ぶ直流電流を単独の遮断点で繰返し遮断することは電極の消耗が著しく、恐ら

く不可能である。このような必要性から真空バルブによる並列遮断が導入された。当面は直流電流の遮断に限って考えられている。この場合、並列の遮断部が開極した後、電流が各遮断点に均一に分流するかどうか最も基本的な必要条件となる。

本章においては真空遮断器用の真空バルブ2個を並列動作させたときの電流の分流状況について検討した。普通に市販されている配電用真空遮断器を対象として、かなり容易に並列遮断ができることを真空バルブ1個あたり1,200Aまでの小規模試験で示した。この分流状況を模擬する手法を開発して、JT-60級の回路定数について大規模な並列遮断の可能性を計算した。その結果、真空バルブに100 μ H程度の直列インダクタンスを用いればかなりの不揃い開極があっても電流の均衡に有効なこと、また真空バルブのアーク電圧特性が当初の値から $\pm 50\%$ 程度変化するようなことが万一起こったとしても、なお電流の不均衡は同時開極の場合の $\pm 10\%$ 程度にとどまることを示した。

第6章の文献

- (1) A.Greenwood : "HVDC vacuum circuit breaker", IEEE Trans. on Power Apparatus and Systems, Vol.PAS-91, No.4, pp1575-1588, 1972
- (2) 嶋田隆一, 柳父 悟 : "臨界プラズマ試験装置JT-60用直流遮断器", 電気学会誌, Vol.98, No.6, pp545-548, 1978
- (3) G.R.Mitchell : "High-current vacuum arcs : Part 1, : Part 2", Proc. IEE, Vol.117, No.12, pp2315-2332, 1970
- (4) S.Yanabu, E.Kaneko, H.Okumura and T.Aiyoshi : "Novel electrode structure of vacuum interrupter and its practical application", IEEE Trans. on Power Apparatus and Systems, vol.PAS-100, No.4, pp1966-1974, 1981

第 7 章 総 括

7 - 1 まえがき

真空遮断器は遮断器の歴史のなかでは比較的古くからその原理が知られていたにもかかわらず、実用に供される製品が現れたのは近年に至ってからである。これは真空遮断器を工業製品として実現するために製造技術を中心とする周辺技術の確立に時間が必要であったためと思われる。これら周辺技術が整備されるに従い、さらに真空中のアーク現象についても研究が進み、さまざまな真空遮断器用の電極構造が考案されてきた。中でもアークコラムに平行に磁界を印加すると真空遮断器の遮断性能を飛躍的に増大させ得ることが示された。この縦磁界を発生させるような電極構造を考案し、実用的な大容量真空遮断器として工業的実用に供するためには、いくつかの開発研究が必要であった。本論文ではこのような観点からなされた縦磁界電極をもった真空バルブの開発研究についてまとめ、さらにこの過程においてなされた開発試作について述べた。

数十kA以上の大電流領域における真空アークの物性について基礎的な実験を行い、つづいてこの特性を合理的に利用する実用的な縦磁界電極の設計について述べた。電流遮断現象を明らかにするために電流零点近傍の現象について電流零点以前と以後の二つの領域に分けて考えた。まず、遮断直前の電流変化率と直流遮断性能の検討、つづいて、残留電流の視点から電極構造、電極材料について検討した。最後に、開発した大容量真空遮断器を並列に使用する場合の条件について明らかにし、IES (Inductive Energy Storage) システムにおける最大125 kA - 25 kVの直流遮断器としてまとめた。

7 - 2 大電流領域における真空アーク特性

真空アークの陽光柱に平行な磁界を印加するとアークは電極間空間に分散点弧するようになる。この様な特性を持った遮断器用真空バルブにおいては電極の損傷が少なく遮断性能の向上が見込まれるとともに寿命の長いことが期待される。

第2章ではこれを実際の真空遮断器に適用するために、最適な磁界強度の選定、材料との相関、電極直径、ギャップ長について明らかにした。

まず、真空デマンダブルチェンバーによってこのような条件についてアーク観測を行った。これにより真空アークに縦磁界を印加するとアーク電圧は縦磁界強度に対して極小値を持つこと、この極小値となる磁界の強度はアーク電流値にほぼ比例すること、磁界強度が強いとアークは大電流領域でも分散形となり電極の損傷はあまりないことを示した。さらに、この電極の損傷についてアーク電圧の振動性成分と電極溶融との関係について実験を行い、これらの結果を総合することにより、磁束密度の最適な条件、及びアーク電流に対する限界の電極径、ギャップ長の条件を明確にした。また、長ギャップにおいても縦磁界は同様に有効に作用し、アークを安定に点弧させる効果があり、高電圧真空遮断器への適用の可能性についても示すことができた。

7-3 縦磁界電極

電流遮断時に発生する真空アークに縦磁界を印加するために様々な電極が考案されたが、そのなかでもいわゆる縦磁界電極は遮断電流自身を電極の背後に設けたコイル電極に導いて磁界を発生するという実用的な電極構造である。しかもここで問題とするような数十kArmsの大電流を遮断する場合、電極直径は100mmを上回る大型のものとなる。

第3章ではこの電極を真空遮断器に適用するための機械的な問題、磁界発生に関する問題などいくつかの技術的問題について検討した。

真空遮断器では通電時の発熱を減らすためと、真空容器中の真空度を長期にわたり保つために、電極を構成する主な材料は純銅とされているが、機械的な強度という観点からは著しく劣っている。特に縦磁界電極ではアーク電極背面にコイル導体が配置されており、さらにアーク電極にはスリットが入れられているために機械的な補強が不可欠であった。この補強として抵抗率が純銅の40倍ほどのステンレス鋼を形状に注意を払って要所に用いることにより、機械的に十分な強

度を持った実用的な電極が実現できた。この電極で多数回開閉動作後においても機械的変形の生じないことが確認できた。

アーク電極に生じるうず電流は縦磁界の強度を弱めるなどの影響を及ぼすため極力その発生を抑える必要がある。しかしながら、電極の主構成材料が純銅であるため、完全にうず電流の発生をなくすのは不可能であると思われる。そこで電極の厚み、スリットの長さ、本数などを適切に選択することにより、実用上問題のない縦磁界を発生する電極が設計できることを示した。つづいて、そのような電極に発生させたアークを観測し、電極間にアークがよく広がり、局所的なアークの集中が見られないことを示すことができた。この構造の縦磁界電極を用いて60mmにも及ぶ長ギャップという条件でも電極間の真空アークが安定していることを実証できた。このように長ギャップにおいても縦磁界電極が使用できることは、縦磁界電極が高電圧真空遮断器に適用できることを意味しており、この結果を基に84kV真空遮断器の製品化を行い十分な製品性能を示すことができた。またこの製品試作器を用い限界遮断試験を実施した結果、84kV-50kArmsの遮断も可能であることを示すことが出来た。

7-4 直流大電流遮断特性

核融合実験装置では100kAクラスの直流大電流を多数回連続的に遮断する必要がある。縦磁界電極を用いた真空遮断器は電流遮断による電極の損傷が少なく、このような要求に応え得る唯一の遮断器と思われ、第4章ではこれを用いた直流大電流遮断の特性について詳細に検討を加えた。

まず、遮断器に直列に空心リアクトルを用いて遮断試験を実施した結果、電流零点直前の電流減少率は150A/ μ s程度の条件まで遮断可能で、しかもこれはアーク時間にほとんど影響されないことが示された。

遮断器に直列に可飽和リアクトルを設けて、電流零点近傍の電流変化率を減少させると、様相が異なり、電流零点近傍の電流変化率は小さく、しかも全遮断時間が短くできる。したがって、遮断対象とした直流電流の大きさを転流期間の長

さで除した見かけの電流変化率で比較すれば、空心リアクトルの場合の約180 A/ μ s より大きくすることができ、最大400 A/ μ s もの条件で遮断が可能であることが示された。このような条件で遮断が実現できるとすれば遮断器システムを小形にまとめることが可能であり経済的な遮断システム設計ができる。縦磁界電極を用いた真空遮断器により経済的でしかも長寿命の直流遮断システムが可能となった。

7-5 残留電流現象

このような大電流を遮断した直後では他のガス遮断器と同様に真空遮断器にも残留電流が発生することを見いだした。

第5章ではこのような観点で、まず真空遮断器で大電流を遮断した後の残留電流の実測を行い、つづいて簡単なモデルを用いて残留電流の解析を行った。実験結果として、遮断電流値が大きいほど残留電流のピーク値はわずかながら大きくなる傾向がみられ、ある遮断電流値以上で急に残留電流値が大きくなるという境界の電流値の存在することが初めて示された。次いで、残留電流と電極の構造、電極材料との相互依存性を示すことができた。また、電流変化率や回復電圧上昇率の増加に伴い残留電流や残留電流の総電荷量が異なり、シールド電流の実測からこれらは陰極から放出されるイオンの量と関係づけられるものと推定した。これらの結果は真空遮断器の設計や材料選択に有効である。

7-6 並列遮断

1点当りの遮断能力が限られている場合、遮断器を並列に接続することにより大きな遮断能力の遮断器を実現できる可能性がある。核融合実験装置に用いられる大電流直流遮断器ではこの技術が不可欠である。

第6章ではまず、小規模回路により並列遮断試験を行い、真空バルブのアーク電圧、電流特性がわずかながらも正特性を持っていることから真空遮断器は並列運転を行い得ることを示し、基本的に真空遮断器は並列遮断が可能であることを

実証した。続いてこの小規模試験のシミュレーションを行い並列遮断における電流の分流状況を解析する計算機手法を確立した。この手法を大規模システムにまで拡張適用し大規模システムでの並列遮断の問題について検討を加え、真空バルブに100 μ H程度の直列インダクタンスを用いればかなりな不揃い開極があっても電流の均衡が保たれることがわかった。

7-7 本研究の工学的応用と今後の課題

電力用遮断器という立場から考えてみると真空遮断器は高圧化については、極間絶縁そのものを真空で行うため耐電圧には限界がある。ガス遮断器は300kV程度まで1点で処理できるが、真空遮断器では本論文において試作したように1遮断点当り84kV程度止まりと考えられる。真空遮断器はその代わり、可動部が小さい、電極部が小さい等の利点を生かし、77kV系統以下の遮断器として用いられることになろう。

電力系統における大電流遮断能力の面ではここでの研究成果に立脚して、すでに63kArmsという大電流の遮断能力を保証するものまで製品化してきた。また、特殊用途として、調相回路用に定格遮断電流100kArms級の遮断器が実現されている。この場合には、1kAレベルの多頻度電流開閉が要求され、ここでも本研究に基づいて成功している。さらに大電流を指向した場合、原理的には交流においても並列遮断が可能ながことが立証できたので、開極の不揃いなどの問題が駆動機能の高度化によって解決されれば交流でも使用できる見通しである。

ところで、真空遮断器のアーク消弧能力が高いためにアーク電流が交流の元来の電流零点の前に消弧し遮断成立してしまうことがある。その結果、回路に過渡的な過大電圧が生ずる。これは電流遮断サージといわれるがこの問題はこの論文ではとりあげなかった。この過大電圧による設備の絶縁破壊はもちろん大きな問題であるが、受電設備内に生じたこの種のサージ電圧が低圧回路に移行するようなことがあると、現在多く使われている末端の情報機器など、サージ電圧に弱い機械装置の故障停止等の不都合の原因になりかねない。真空遮断器の消弧能力が

強力であることがこの電流裁断の原因の一つと考えられる。最近開発された電極材料、Cu-Cr合金、は良好な遮断性能を有するといわれるが、反面、電流の自然零点以前数アンペアから数十アンペアにも達するレベルで電流裁断を起こしやすい。したがって発生するサージ電圧も高くなる。このように遮断性能の高いものはサージ電圧を発生しやすいという矛盾した性能となっている。この種の問題を解決しようとするに電極の材料と遮断性能についてより進んだ研究が必要となろう。

謝 辞

本研究の遂行並びに本論文の作成にあたって終始懇切な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、後藤俊夫 先生ならびに 高村秀一 先生に深く感謝いたします。

本研究は主として（株）東芝 重電技術研究所の施設により行われました。終始、懇切な指導と励ましをいただいた 拓殖大学工学部 教授 山本充義 先生（元、重電技術研究所所長）、（株）東芝エンジニアリング取締役 三木康夫 殿（前、重電技術研究所所長）、工学院大学工学部 教授 村野稔 先生、（元、重電技術研究所技監）並びに（株）東芝 重電技術研究所 村田久夫 所長、同 柳父 悟 部長、同 玉川 徹 課長の皆様はじめ関係各位、常日頃御指導、御助言を頂いている（株）東芝 府中工場 開閉制御器具部 大川幹夫 主査、同 奥村博之 課長、同 相馬茂男 主務の皆様はじめ関係各位に深く感謝いたします。

付録

付録 1. 式 (4. 4) の導出

$I = I_0 - r t$ を式 (4. 3) すると,

$dn/dt = -\alpha n + \beta (I_0 - r t)$ となる。

$\beta = \alpha a$ であり, 式 (4. 1) から $I_0 = \frac{n_0}{a}$ なので

$$dn/dt = -\alpha n + \alpha n_0 - \beta r t \quad \dots\dots\dots ①$$

となる。

ここで変数を置き換えて,

$$dy/dx = a y + b x + c \quad \text{とする。} \quad \dots\dots\dots ②$$

$y = u v$ と置いて書き直すと

$$u \frac{dv}{dx} + v \frac{du}{dx} = a u v + b x + c$$

$$\frac{du}{dx} v + u \left(\frac{dv}{dx} - a v \right) = b x + c \quad \dots\dots\dots ③$$

$$\frac{dv}{dx} - a v = 0$$

となるような v は,

$$v = e^{ax} \quad \text{がある。}$$

これを ③ に代行すると,

$$\frac{du}{dx} e^{ax} = b x + c$$

$$\therefore \frac{du}{dx} = b x e^{-ax} + c e^{-ax}$$

これを積分する。

$$\begin{aligned} u &= \int b x e^{-ax} dx + \int c e^{-ax} dx + D \\ &= b \frac{e^{-ax}}{-a} \left(x + \frac{1}{a} \right) + c \frac{e^{-ax}}{-a} + D \\ &= -\frac{b}{a} e^{-ax} x - e^{-ax} \left(\frac{b}{a^2} + \frac{c}{a} \right) + D \end{aligned}$$

従って、

$$\begin{aligned} y &= u v \\ &= -\frac{b}{a} x - \left(\frac{b}{a^2} + \frac{c}{a} \right) + D e^{ax} \quad \dots\dots\dots \textcircled{4} \end{aligned}$$

ここで式①，式②から

$$y = n, \quad x = t, \quad a = -\alpha, \quad b = -\beta r, \quad c = \alpha n_0$$

とおきかえると

$$n = -\frac{\beta r}{\alpha} t + \left(\frac{\beta r}{\alpha^2} + n_0 \right) + D \cdot e^{-\alpha t}$$

$t = 0$ で $n = n_0$ なので

$$D = -\frac{\beta r}{\alpha^2}$$

従って、

$$n = -\frac{\beta r}{\alpha} t + \left(\frac{\beta r}{\alpha^2} + n_0 \right) - \frac{\beta r}{\alpha^2} e^{-\alpha t}$$

となり，式(4.4)が得られた。

付録 2. 式 (4. 5) の導出

$t = T_s$ のときの n を n_s とすれば

式 (4. 4) で $n_0 \rightarrow n_s$, $t \rightarrow t - T_s$ と置き換えて

$$n = -\frac{\beta r'}{\alpha} (t - T_s) + \left(\frac{\beta r'}{\alpha^2} + n_s \right) - \frac{\beta r'}{\alpha^2} e^{-\alpha(t - T_s)}$$

となる。整理して、

$$n = -\frac{\beta r'}{\alpha^2} e^{\alpha T_s} e^{-\alpha t} \\ - \frac{\beta r'}{\alpha} t + \left(\frac{\beta r'}{\alpha} T_s + \frac{\beta r'}{\alpha^2} + n_s \right)$$

となり、式 (4. 5) が導出される。

本研究に関して発表した論文

章	論 文 題 目	掲 載 誌	共 著 者
2	Basic characteristics of the vacuum arcs subjected to a magnetic field parallel to their positive columns	IEEE Transactions on Plasma Science Vol.PS-11, No.3 pp169-172 ,1983	T.Tamgawa H.Okumura S.Yanabu
3	Novel electrode structure of vacuum interrupter and its practical application	IEEE Transactions on Power Apparatus and systems Vol.PAS-100, No.4 pp1966-1973,1981	S.Yanabu H.Okumura T.Aiyoshi
4	真空遮断器の直流大電流遮断特性	電気学会論文誌 Vol.100-B, No.11 pp649-656,1980	柳 父 悟 玉 川 徹 相 馬 茂 男 奥 村 博 行
5	Post arc current of vacuum interrupters	IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems Vol.PAS-104, No.1 pp166-172,1985	S.Yanabu M.Homma T.Tamagawa
6	直流電流の並列遮断におけるアーク電流の分流について	電気学会論文誌 Vol.99-B, No.9 pp593-600,1979	鬼 頭 幸 生 宮 前 清 文 嶋 田 隆 一