

Title	SF6 ガス絶縁の高電圧機器への適用に関する研究
Author(s)	遠藤, 奎将
Citation	大阪大学, 1989, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://hdl.handle.net/11094/109
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

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

The University of Osaka

SF₆ガス絶縁の高電圧機器への 適用に関する研究

遠 藤奎将

SF₆ガス絶縁の高電圧機器への 適用に関する研究

遠 藤奎 将

SF。ガス絶縁の高電圧機器への適用に関する研究

内 容 梗 概

SF₆ガス絶縁機器の開発・実用化は 昭和40年代初頭から始まり、今日で はガス遮断器(GCB)やガス絶縁開閉装置(GIS)として66 kV~500kVの電力系 統で広く使用されている。 SF₆ガス絶縁機器の絶縁距離は極めて短く、例え ば500 kVG I Sで数十cmに過ぎない。これは空気絶縁のときの1/20~1/30の短 かさであり、この短い絶縁距離で雷インパルス試験電圧1550 kV~1800 kV、商 用周波試験電圧750 kV~840 kVの非常に高い電圧に耐えなければならない。機 器開発にとって、いかに短い絶縁距離でこの高い電圧に耐え かつ 高い信頼度 を確保するかということが最も重要な課題である。本論文は、この課題に沿っ て機器開発当初から今日に至まで 筆者が行ってきたSF₆ガス絶縁の研究をま とめたものであり、9章及び謝辞からなっている。以下に各章毎の内容を示す。

第1章では、ガス絶縁機器の研究課題を明らかにすると共にそれに対する内 外の研究の現状を述べ、機器の信頼度向上における問題点を指摘し本研究の位 置づけを行った。

第2章では、破壊電界強度が最も低くなる1発目の破壊電界強度の確率分布 を明らかにした。この確率分布はワイブル分布で表すことができ、分布のパラ メータをバフ仕上げした電極と粗仕上げした電極について求めた。これを用い た確率計算により、電極面積効果、すなわち、大形の電極における破壊電界強 度の低下を精度よく計算できることを示した。

第3章では、低い直流電界を印加しただけで電極間に非常に大きな暗電流が 流れる現象について明らかにした。陽極と陰極の電極表面粗さの組合せを変え たり電極クリーニングの仕方を変えたりすることにより暗電流の流れ始める電 界強度と暗電流値が大きく変わることを見出した。また、低い電界強度で大き な暗電流が流れる原因は電極に付着した微小な金属粒子であることを示した。

第4章では、電極接触部にくさび状の微小なガスギャップをもつエポキシ棒 を用いて沿面フラッシオーバ特性に及ぼすエポキシ棒サイズの影響、ガス圧力 の影響、電界集中度の影響などについて明らかにした。そして、従来から言わ れてきた最大電界一定型のフラッシオーバには従わないことを見出した。その

- I -

フラッシオーバ電圧は、くさび状ガスギャップにおける放電にストリーマ理論 を適用することにより精度よく計算できることを示した。

第5章では、金属粒子が混入したときのフラッシオーバ特性について検討し た。金属粒子はフラッシオーバ電圧を大きく低下させるため機器の絶縁信頼性 を大きく損なう。合理的な絶縁を可能にするために、金属粒子の長さと太さ、 電極サイズおよびスペーササイズの影響について明らかにした。この結果に基 づいて、ガス空間破壊電界強度はコロナ安定化作用を考慮することによりスト リーマ理論を用いて精度よく計算できることを導いた。また、沿面フラッシオ ーバは電界の沿面方向成分に支配されていることを見出し、その閾値を実験的 に求めた。

第6章では、電極を誘電体被覆したときのガス空間の絶縁耐力に及ぼすピン ホールの影響、電極表面の突起寸法の影響および金属粒子の影響などを明らか にした。被覆にピンホールがあっても、また、エポキシ樹脂で1mm厚さに被覆 すると電極に1mmの凹凸があっても破壊電界強度は極限破壊電界まで向上する こと、大形の金属粒子が付着すると被覆による破壊電界強度の向上は非常に小 さいことを明らかにした。

第7章では、スペーサのひだについて検討し、金属粒子付着時の沿面フラッシオーバ電圧の低下を小さくするためにひだが具備すべき条件を明らかにした。 この条件に従ってひだを最適化することにより、 沿面フラッシオーバ電圧を 1.3~1.4倍向上させることができた。

金属粒子は浮上しなければ絶縁的に無害化することができるが、第8章では、 筆者の考案した新しい方式の浮上防止方法についてまとめた。従来の補助電極 を設ける方法と違い、筆者はタンク内面を強誘電体やエレクトレットで被覆す る方法を用い 金属線の浮上開始電界強度を通常の塗料塗布時より2倍程度高 くすることができた。これは、送電線の一線地絡時の過渡的な電圧上昇に対し ても十分に浮上を防止できる高さである。

第9章では、第2章から第8章までの研究成果を総括した。

1989年 6月 遠藤 奎将

												*
第	1	章	緒	言				• • • • • • • •	• • • • • • • •	• • • • • •	• • • • •	•••••1
	1	.1	ガス	絶縁	畿器の現	状と研	F究課 題	<u>[</u> •••••	• • • • • • • •	•••••	••••	•••••1
	1	. 2	ガス	空間網	絶縁の研	究状次	Į	• • • • • • • •	• • • • • • • •	• • • • • •	••••	•••••2
	1	. 3	固体	絶縁	物沿面絶	縁の研	f究状沉		• • • • • • •	••••	••••	•••••6
	1	.4	金属	粒子》	5損時の	絶縁特	特性の研	f究状況	•••••	• • • • • •	••••	•••••8
	1	.5	参考	文献	•••••	••••	• • • • • • •	••••••	• • • • • • •	• • • • • •		•••••9
第	2	章	ガス	空間破	壞電界在	霍率分	布と面積	債効果	• • • • • • •	• • • • • •	••••	•••••15
	2	.1	まえ	がき	•••••	••••	• • • • • • •		• • • • • • •	• • • • • •	••••	••••15
	2	. 2	実験	方法	••••	••••	• • • • • • •	•••••	• • • • • • • •	• • • • • •	••••	•••••16
		2	.2.	1 電	極形状	••••	• • • • • • •	• • • • • • • • •	•••••	• • • • • •	••••	•••••16
		2	.2.	2 課	電方法	• • • • •		• • • • • • • •	•••••	• • • • • •	••••	•••••16
	2	.3	弱点	破壞。	ヒワイブ	ル分布	j		• • • • • • •	• • • • • •	•••••	•••••19
	2	.4	コン	ディシ	ショニン	グ効果	ų	•••••	• • • • • • •	• • • • • •	••••	•••••22
	2	.5	初回	直流矿	波壞電界	確率分	市・	•••••	• • • • • • •	• • • • • •	• • • • •	•••••25
		2	.5.	1 バ	フ仕上り	ず電極	• • • • •	•••••	• • • • • • •	•••••	••••	•••••25
		2	.5.2	2 粗	面仕上)	ず電極	• • • • •	•••••	• • • • • • •	• • • • • •	••••	•••••28
	2	.6	初回	雷イ:	ッパルス	破壞電	【 界確率	分布・	•••••	• • • • • •	••••	•••••29
	2	.7	初回	破壞 智	電界強度	の低下	原因	••••		• • • • • •	••••	•••••31
		2	.7.	1 破	壞電界的	食度の	低下因	子 ••••	•••••	••••	••••	•••••31
		2	.7.2	2 金	属粒子(の数と	寸法 ・	•••••	••••	••••	••••	•••••33
	2	. 8	面積	効果	•••••	••••		•••••	• • • • • • • •	• • • • • •	••••	•••••35
		2	.8.	1 初	回破壞	髱界確 3	率分布。	と面積効	果の関係	K •••	• • • • •	•••••35
		2	.8.2	2 偏	心円筒	電極に に	おける	実効電極	面積・	• • • • • •	• • • • •	•••••38
		2	.8.	3粗	面仕上;	「電極の	の直流	フラッシ	オーバ冒	国圧・		
		-		破	壞電界引	金度 ・			•••••	•••••	••••	•••••40
		2	.8.4	4 バ	フ仕上り	ず電極の	の直流	フラッシ	オーバ冒	『圧・		
				破	壞電界的	魚度 ・	• • • • • •	•••••	• • • • • • •	• • • • • •	••••	•••••42



2.8.5 雷インパルス破壊電界強度 ・・・・・・・・・・・・・・・・44
2.9 まとめ ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・
2.10 参考文献 ••••••46
第3章 ガス空間暗電流特性 ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・
3.1 まえがき ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・
3.2 実験方法 ······49
3.2.1 電極の表面処理 ······
3.2.2 暗電流測定方法 ••••••••••••••••••••••••••••••••••
3.3 実験結果
3.3.1 暗雷流開始雷界确度
3.3.2 課電履豚特性
3 4 陪雪法の < カニブノ ····································
5.4.1 电芥瓜山と金属私士による暗電流 ····································
 3.4.2 黾極に付着した金属松子 3.5.4.2 4.2 4.2 4.4.2 4.4.2 4.4.4 4.4.4<!--</td-->
3.5 ELD
3.6 参考文献 ······63
3.7 付 録
A 金属粒子により運ばれる電流 ・・・・・・・・・・・・・・・64
第4章 エポキシ棒沿面フラッシオーバ特性 ・・・・・・・・・・・・・・・66
4.1 まえがき ・・・・・66
4.2 実験方法 ************************************
4.2.1 供試エポキシ棒 ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・67
4.2.2 測定方法68
4.3 電位・電界分布 ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・.68
4.4 沿面フラッシオーバ電圧 ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・
4.4.1 極性効果 ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・
4.4.2 高電圧電極先端半径の影響 ・・・・・・・・・・・・・・・・
4.4.3 エポキシ棒長さの影響 ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・
4.4.4 ガス圧力特性 ····································
4.4.5 サイズ効果 ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・

4.5 ガスくさびの電界強度と微小放電 ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・75
4.5.1 電界強度分布
4.5.2 微小放電の発生 ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・
4.6 沿面フラッシオーバ電圧の新しい推定方法 ・・・・・・・・・・・.79
4.7 まとめ ・・・・・.84
4.8 参考文献
第5章 フラッシオーバ特性に及ぼす金属粒子の影響 ・・・・・・・・・86
5.1 まえがき ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・
5.2 実験方法86
5.2.1 電極とスペーサ ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・.86
5.2.2 金属粒子と取付け方法 ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・.88
5.2.3 印加電圧
5.3 金属粒子の太さの影響 ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・.89
5.4 ガス空間フラッシオーバ特性 ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・.92
5.4.1 ガス圧力効果 ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・92
5.4.2 金属線長さの影響 ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・.93
5.4.3 破壞電界強度
5.4.4 コロナ緩和を考慮した破壊電界強度の計算方法 ・・・・・・96
5.5 スペーサ沿面フラッシオーバ特性 ・・・・・・・・・・・・・・・101
5.5.1 スペーサへの金属線の付着 ・・・・・・・・・・・・・・・・101
5.5.2 AC沿面フラッシオーバ特性 ・・・・・・・・・・・・104
5.5.3 電界分布と沿面破壊電界強度の閾値 ・・・・・・・・・105
5.5.4 スペーサ サイズの効果 ・・・・・・・・・・・・・・・・108
5.5.5 自由金属線によるフラッシオーバ電圧との比較 ・・・・・109
5.5.6 雷インパルス フラッシオーバ電圧 ・・・・・・・・・111
5.6 まとめ ・・・・・112
5.7 参考文献
第6章 被覆による絶縁耐力の向上
6.1 まえがき ・・・・・116
6.2 実験方法
6.2.1 供試電極
- V -
Y

	6	.2.2 被覆材
	6	.2.3 電圧印加方法 ••••••••••••••••••••••••••••119
	6.3	電極表面突起の影響 ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・119
	6.4	ピンホールの影響 ・・・・・122
	6.5	金属粒子の影響 ・・・・・123
	6.6	検 討
	6	.6.1 被覆による電界緩和とフラッシオーバ電圧の向上 ・・・・126
	6	.6.2 金属線存在時のフラッシオーバ電圧の向上 ・・・・・128
	6.7	まとめ ・・・・・130
	6.8	参考文献 ••••••131
第	7章	ひだ によるスペーサ沿面絶縁耐力の向上 ・・・・・・・・・・・・・・・・132
	7.1	まえがき ・・・・・・132
	7.2	実験方法 ************************************
	7.3	スペーサの電位・電界分布 ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・133
	7.4	ひだの効果の基本特性 ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・135
	7.5	ひだ付きポストスペーサのフラッシオーバ特性 ・・・・・139
	7.6	ひだの最適化とスペーサの高耐圧化 ・・・・・・・・・・・・142
	7.7	ひだによる絶縁耐力向上メカニズム ・・・・・・・・・・・・・144
	7.8	まとめ ・・・・・・145
	7.9	参考文献 ••••••145
第	8章	金属粒子浮上防止技術 •••••••••••••••••••••••••••••147
	8.1	まえがき ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・
	8.2	実験方法 ************************************
	8.	.2. 1 実験装置 ······148
	8	.2.2 被覆材料
	8.3	金属粒子浮上防止の原理 ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・152
	8.4	強誘電体被覆による金属粒子浮上開始電界強度の向上 ・・・・・155
	8.5	エレクトレットによる金属粒子浮上開始電界強度の向上 ・・・・・157
	8.6	実機器への適用効果 ・・・・・159
	8.7	まとめ ・・・・・161
	8.8	参考文献161

8.10	付	録 ·····16 B 金属線の充電電流 ·····16	3 3
第9章	総	括	6
	謝	辞	0
	研	究 業 績	1

第1章 緒言

1.1 ガス絶縁機器の現状と研究課題

SF₆ガスは、1900年パリ大学のMoissanとLebeauによって合成された極めて安定で、しかも、アーク消弧特性やアーク消滅後の絶縁回復特性が非常に すぐれたガスである。この性質は交流遮断器の消弧媒体としてうってつけであ り、1955年には世界で初めてアメリカで本格的ガス遮断器(GCB: gas circuit breaker)として実用化された。日本において開発・実用化が始まっ たのは昭和40年代初頭であり、それ以後 GCBとしてだけでなく母線や断 路器、接地開閉器をも一緒に金属密閉容器に封入した いわゆるSF₆ガス絶縁 開閉装置(GIS: gas insulated switchgear)として急速に普及していっ た。今日では66kVの高圧級から500kVの超高圧級まで実用化されてお り、送電系統の重要な機器になっている。さらに、20世紀末に予定されてい る超々高圧(UHV)送電でもUHV変電所はGISになる見通しである。

わずか20年たらずの間に電力機器へのSF₆ガスの適用がこのように急速 に進んだ理由は、①ガス自身の持つ優れた絶縁性能とアーク消弧性能のため機 器を非常に小形・高性能にできること、②密閉容器に収納されているため騒音 や景観などの環境調和性が向上すること、③気中変電所の数分の1以下に小形 化でき変電所用地取得難を解消できること、④塩害やじんあいの影響をうけず 高信頼度なこと、⑤高電圧部が露出せず安全性が高いこと、⑥変電所建設費が 安いことなどの大きな特長があるからである。

GISは、図1.1¹⁰に示すように、GCB、断路器(DS)、接地開閉器 (ES)、母線(BUS)などで構成された機器であり、基本的には高電圧導 体が円筒状の接地金属タンクの中に収納されスペーサや絶縁ロッド等の絶縁物 で固定・支持された絶縁構造をしている。その内部には数bar以上の高気圧の SF₆ガスが充気され、高電圧導体と接地金属タンクの間は数cm~数十cmの絶 縁距離に保たれている。このような短い絶縁距離で400kV~1800kVの雷インパ ルス電圧に耐えなければならないため、信頼性が高くしかも性能の良いGIS ・GCBにするためには実機器で遭遇する幾多のSF₆ガス絶縁特性を明確に することが不可欠である。昭和40年代はGIS・GCBの実用化と高電圧化

-1-

が急ピッチで進められた時代であり、開発のための絶縁基本特性の研究と高電 圧化のための絶縁技術開発が行われた。高電圧化が一段落した昭和50年代以 降はコンパクト化が、次いで、高信頼度化が進められ、その過程において絶縁 研究自身も開発・実用化研究からコンパクト化・高信頼度化研究へと範囲を拡 大してきた。表1.1はそれらをまとめたものである。SF。ガスは、空気等の 通常の気体に比べ実効電離係数の電界依存性が桁違いに大きく、一旦放電開始 するとフラッシオーバまで進展しやすいという性質があるため、電界集中に非 常に敏感でありこれに対する絶縁特性の解明と対策が研究の主体であったと言 っても過言ではない。次節以降において SF。ガス空間の絶縁特性と固体絶縁 物沿面の絶縁特性に分けてその現状について記述する。



Fig.1.1 Typical configuration of GIS.

1.2 ガス空間絶縁の研究状況

SF6ガスは電界強度に非常に敏感なガスであり、 最大電界強度がある一定

	ガ ス 空 間	固体絶縁物沿面
基本特性 および 高電圧化の 課題	 ・理想状態の破壊電界強度 ・電極材質の影響 ・電極表面粗さの影響 ・コンディショニング効果 ・水分の影響 ・V-t特性 	 ・フラッシオーバ特性 ・スペーサ形状の効果 〇電極ー絶縁物接触部の影響(トリウル シャンクション) ・同左 ・同左
コンパクト化 の 課 題	〇破壊電界確率分布 〇電極面積効果 〇暗電流特性 〇高電圧電極の被覆効果	 ・ 同 左 ・形状最適化 ・直流電界分布と フラッシオーバ特性 ・直流表面帯電
高信頼度化の 課 題	 〇金属粒子によるフラッシ オーバ電圧の低下 〇金属粒子の捕獲 〇高電圧電極の被覆効果 ・AC/IMP重畳時の フラッシオーバ特性 	 〇 同 左 〇ひだによる放電抑制 ・ 同 左

表1.1 高電圧機器におけるSF₆ガス絶縁研究課題

(注) 〇:本論文の研究対象、

AC: 商用周波電圧、 IMP: 雷インパルス電圧

値になると破壊する性質がある。Pedersen氏²⁾はそのメカニズムについて定量 的に検討をおこない、電子なだれが電離増殖し電子の数が10⁸個になると自己 進展性の強いストリーマに転換しフラッシオーバするというストリーマ理論に 従うことを見出した。そして、平等電界中では電離係数が付着係数に等しくな る電界8.89P MV/m (P:ガス圧力 [bar])(これを極限破壊電界Ecrと呼ぶ) でフラッシオーバすることを導出した。宅間氏³⁾、新田氏ら⁴⁾はこの考えをさ らに発展させ、 半径 a の丸みをもつ電極では極限破壊電界E_{cr}は(1.1) 式で与えられることを示した。

$$E_{or} = 8.89 P \left(1 + \frac{0.17}{\sqrt{Pa}}\right)$$
 (MV/m)(1.1)

ここで、Pはガス圧力 [bar] である。 しかし、このような高い電界強度で SF。ガスがフラッシオーバするのはガス圧力が低いときに限られており、実 機器で使用される4bar以上の高いガス圧力のときには、極限破壊電界よりも 低い電界強度でフラッシオーバする⁵⁻¹¹⁾。電界強度が10MV/m程度になるとこ のような破壊電界強度の低下が現れるようであり⁵⁾、その原因として電極表面 粗さ、電極面積、電極材質、水分などが考えられてきた。

電極表面には微小な突起が存在し、この突起により電界が局部的に強くなる 結果、たとえマクロにみた電界強度が極限破壊電界以下であってもミクロに見 ると突起先端でストリーマ条件が達成されてしまいフラッシオーバを生じるこ とがある。電極表面を人為的に粗くし破壊電界強度を測定すると、それは粗さ に対して敏感であり、粗さが増すにつれ大幅に低下する^{12~14)}。Pedersen氏¹⁵⁾ は、電極表面上の微小な突起を半球突起で模擬して突起近傍の電界を解析的に 求め、ストリーマ理論を適用することにより破壊電界強度がP×R(R:半球 突起の半径)の関数で与えられることを示した。そして、破壊電界強度が極限 破壊電界から低下しない条件は(1.2)式で与えられること、積PRが大き くなるにつれ破壊電界強度が低下して行くことを理論的に明らかにした。

突起を回転楕円体(Agapov氏¹⁶⁾)や先端半球棒(Cooke氏¹⁷⁾)で模擬した場合も 同様の方法を用いて計算できる。形状の判った人工的な突起を用いて測定する と、この考え方で精度よく破壊電界強度を推定できるようである。しかし、実 機器や面積の大きな通常の電極において突起形状を正確に把握することは不可 能に近く、このような計算により破壊電界強度を計算することは事実上不可能 である。

個々の突起の形状をミクロに捉えるのではなく、もっとマクロに捉えて、突 起形状は或る分布をしていると考えて破壊電界を統計的に扱ったほうがより現 実的である。フラッシオーバを重ねると破壊電界強度が次第に上昇するという 現象(コンディショニング効果)があり、これはフラッシオーバにより突起が 大きい順に溶融・除去されるためであることから、この時の破壊電界強度を統 計的に扱うことにより間接的に突起の大きさの分布を知ることができるという 考えがある。コンディショニング効果に極値分布を適用できることを最初に指 摘したのはCookson氏¹³⁾であり、新田氏ら^{19, 21)}はこれをさらに発展させワイ ブル分布を適用して表面粗さによる分布形状の相違や面積効果(電極面積が大 きくなると破壊電界強度が低下する現象)について検討を行った。ワイブル分 布を用いて面積の大きな電極の破壊電界強度を計算すると、多くの場合実測値 とかなりよく一致するようである。しかし、実機器や大形の同心円筒電極では 一発目の破壊電界強度またはフラッシオーバ電圧が異常に低くなることがあり、 これと計算値とは必ずしも一致せず一般に計算値の方が高くなる。これは "予 期せぬ低い電圧" (unexpected low voltage)と言われているが、実機器では フラッシオーバは絶対に避けなければならず、一発目の低いフラッシオーバ電 圧をも正確に推定できることが極めて重要になっている。

電極材質の影響に関しては、

- (1)フラッシオーバ電圧は陰極の材料には影響されるが陽極材料には影響されないこと、
- (2) 陰極材料としてステンレススチールを用いたときにフラッシオーバ 電圧が最も高く、銅、アルミニウムの順に低くなること

が明らかにされている^{6.12.13.22~24)}。電子の電界放出のしやすさ^{24.25)}、酸 化膜のできやすさ¹³⁾、硬さ^{9.24)}等が電極材料効果の原因と考えられている。 このような電極材質効果は電極面積の小さい場合に現れ、面積が10³cm²位にな ると材料間の違いがなくなり実用上大きな問題ではないことが明らかになって いる⁹⁾。

SF₆ガス中の水分の影響が真剣に議論されるようになったのは 1966年~ 1967年にかけてアメリカでGCBの絶縁破壊事故が相次いで発生したことに由 来する²⁶⁾。これはSF₆ガス中の水分量が増えて水滴になったことが原因であ り、重電メーカを中心にして研究が進み現在ではすっかり解明されて次のこと が明らかになっている^{27~29)}。

(1)水分が気体として混入している限り絶縁耐力には影響しない。

(2)水分が結露すると絶縁耐力が低下する。結露は数千ppm(vol.)の水分 量のときに発生する。

(3)水分が霜や氷になると絶縁耐力はほとんど低下しない。

実機器では、この他に、アークにより分解したガスと水分との反応を考慮して 数百ppm以下の低い水分量に管理されており、実用上 全く問題のない状況にあ る。

GISが普及するにつれ、直流機器もSF6ガスで絶縁しようという要求が でてきた。直流絶縁では暗電流という大きな問題がある。これを最初に指摘し たのは電力中央研究所送電機能研究会であり、1964年~1965年に行われた管路 気中送電線の第一次試験において 負極性の直流500kV課電時に約50mAの大きな 暗電流が記録されている³⁰⁾。このときのガス圧力は6bar、母線寸法は¢114× ¢340× 2 29000 mmであり、内部導体の電界強度は8 MV/mである。 その後の研 究により、暗電流は電極表面上の微小な突起からの電子の電界放出^{31,32)}や突 起先端の局部的な強電界による微小放電³²⁾に起因するといわれてきた。しかし、 これらの研究では暗電流が流れ始める電界は6bar時に30 MV/m程度になり、上述 のような低い電界で暗電流がながれるメカニズはまだ説明できていない。その 原因の解明と対策が直流機器開発にとり重要になっている。

機器がコンパクトになるにつれ強電界で絶縁設計せざるをえず、このような とき電極を絶縁物で被覆することは電極表面の凹凸による破壊電界強度の低下 の防止と暗電流抑制にとり有効である。陰極面を被覆することにより破壊電界 強度が著しく向上し、極限破壊電界と同等レベルまで改善される^{13,34,35)}。 また、微小な導電性粒子が存在するときも破壊電界強度の向上に効果のあるこ とが判明している。従来の研究は比較的平滑な電極で行われており、実用する に当たりどの程度表面を粗くしてよいのか全く判っていない状況である。また、 絶縁耐力を著しく低下させる数mmの長さの金属粒子が存在するときのフラッシ オーバ電圧向上効果などについても解明されていず、実用するに当たり解明す べき事項が沢山残されている。

その他、絶縁協調のためフラッシオーバ電圧-時間特性(V-t特性)³⁵⁾、 商用周波電圧に雷インパルス電圧を重畳した時のフラッシオーバ特性について も各所で検討が行われて次第に明らかにされつつある。

上述の研究状況の中にあって、本論文の前半では、非常に重要ではあるが未 だ十分に解明されていない課題、すなわち、1発目の低いフラッシオーバ電圧 の確率分布と推定方法、直流課電時の暗電流特性とそのメカニズム、電極被覆 による破壊電界強度向上効果に及ぼす諸因子の影響について実験と解析により 検討している。

1.3 固体絶縁物沿面絶縁の研究状況

固体絶縁物が存在すると、一般にガス単独(ガス空間)のフラッシオーバ電 圧よりも低い電圧でフラッシオーバする。(沿面フラッシオーバ電圧)/(ガ ス空間フラッシオーバ電圧)をスペーサ効率というが、通常0.4~0.8でありガ ス圧力が高いほど また 比誘電率が大きいほど小さくなる¹³⁾。 スペーサ効率 がこのように小くなる原因の一つに電極とスペーサ(固体絶縁物)接触部にで きる微小ギャップがある。

電極と固体絶縁物の密着性が悪いとその接触部に微小ギャップができる³⁹⁾。 また、機器構成上やむをえず微小ギャップが発生する場合もある。 GISや GCBで使われる固体絶縁物は比誘電率が5~6と大きいため微小ギャップに 著しい電界集中を生じフラッシオーバ電圧の低下を招く。 固体絶縁物の端部 に人工的に微小ギャップを設けた実験^{38.39)}により、コロナ放電開始電圧、フ ラッシオーバ電圧とも固体絶縁物の比誘電率が大きくなるほど低くなること、 コロナ放電は微小ギャップの電界強度が極限破壊電界に等しくなると発生する ことが明らかにされた。しかし、フラッシオーバ電圧の低下を予測できるまで には至らず、それを定量的に推定する手法の開発が待ち望まれている。

固体絶縁物の絶縁特性はその表面の最大電界強度に支配されるため^{27.41-43)} 局部的な電界集中が生じないように形状が選定されている。Cooke氏ら⁴⁴⁾や佐 藤氏ら⁴²⁾はポスト型スペーサに関して検討し、Maizel氏⁴⁵⁾、Cronin氏ら⁴⁶⁾、 宅間氏ら⁴⁷⁾は円板型スペーサに関して検討し、 それぞれ最適形状を提案して いる。しかし、後述のように、金属粒子により汚損された場合には最大電界の 小さいスペーサが必ずしも最高の絶縁性能を持っているとは限らず、ひだの設 置等による性能改善が必要である。

スペーサの形状設計を行うためには破壊電界強度が明確であることが必要で ある。これを確率的に扱った例はHampton氏⁴⁶⁾、Greenwood氏⁴⁹⁾、Nakanishi 氏ら⁵⁰⁾の論文に見られ、正規分布やワイブル分布で表されているがまだ十分 に研究されつくしたとは言えずなお一層の研究が必要である。

断路器で長い母線を切り離すと、切り離された母線に直流電圧が残留するこ とがある。この残留直流電圧はたかだか交流電圧波高値程度であるが、これに よりスペーサはじめ固体絶縁物に直流電圧が加わることになる。また、直流ガ ス絶縁機器では高い直流試験電圧が印加される。直流電圧印加時の固体絶縁物 の電界分布は抵抗率によって決まる分布になり、比誘電率によって決まるAC 電圧印加時の分布とは全く異なる。このため、商用周波電圧や雷インパルス電 圧用として設計された固体絶縁物に直流電圧が加わると非常に低い電圧でフラ ッシオーバする場合が多い。電界解析するためには固体絶縁物の表面抵抗率と 体積抵抗率の電界による変化を正確に把握しておくことが不可欠であり、筆者

-7-

ら⁵¹⁾はこれを明らかにし電界解析を可能にした。今日では、直流電圧印加時の固体絶縁物の表面帯電現象について精力的に研究されている状況である^{52~57)}。

このような研究状況下にあって、本論文の半ばでは、くさび状の微小ギャッ プが絶縁物沿面フラッシオーバ特性に及ぼす影響について取り上げ 実験と解 析により検討を行い 新しい計算方法を導きだした。

1.4 金属粒子汚損時の絶縁特性に関する研究状況

GIS・GCBの内部はじんあいのないクリーンな状態に保たれているが、 万一混入すると じんあいの大きさや種類によっては フラッシオーバ特性が影響を受ける場合がある。フラッシオーバ特性を低下させるのは金属粒子などの 導電性粒子であり、その特性に関し実用的見地から多くの研究がなされている ^{27.58.63-769}。現在までに以下の事項が明らかにされている。

(1)フラッシオーバ電圧を低下させるのは導電性粒子であり、絶縁性のものは低下させない。

(2) 粒子は球型よりも細長い形状ほど影響が大きい。

(3)ガス圧力が高いほどフラッシオーバ電圧の低下が大きい。

従来の研究はそれぞれ特定の電極形状と特定の固体絶縁物、特定の大きさの金 属粒子を用いて行われてきた。そのため得られた結果は定性的な境を出ず、機 器の信頼性向上のためには一層の定量的な検討とフラッシオーバ メカニズム の解明が不可欠になっている。

固体絶縁物に金属粒子が付着するとその沿面フラッシオーバ電圧が著しく低下することがあるため、固体絶縁物にひだを設け一種のバリヤとして作用させることによりこの低下を防ぐことが試みられている⁷⁷⁻⁷⁹⁾。また、金属粒子があっても強電界部に移動しなければ絶縁的には無害であるので、機器内部に電界の弱い個所をつくりそこに金属粒子を捕獲し機器内部に浮遊させなくするいわゆるパーティクルトラップの研究も行われている⁸⁰⁻⁸¹⁾。しかし、実用するためには ひだの性能、パーティクルトラップのトラップ効率、これらの信頼性などまだまだ不明な点がおおく早急に解明することが必要である。

本論文の後半では、金属粒子による破壊電界強度の低下現象についてガス空間と固体絶縁物沿面の両者を対象にして系統だった実験と定量的な検討を行う と同時に、破壊メカニズムを明らかにしている。さらに、新しい概念に基づく

-8-

金属粒子浮上防止方法を開発しその効果について検討している。

1.5 参考文献

- 1) ガス絶縁開閉装置誘導調査専門委員会:ガス絶縁開閉装置における低圧側 への誘導現象:電気学会技術報告(Ⅱ部)第273号、p.4,(昭和63年6月)
- 2) A.Pedersen : Criteria for spark breakdown in sulfur hexafluoride : IEEE Trans. Power Apparatus and Sys. vol.PAS-80, no.8, p.2043-2048 (Nov./Dec.'70)
- 3) 宅間: 高気圧SF 6ガス放電特性の理論的検討: 電気学会誌 vol.90, no.7, p.1381-1387 (July '70)
- 4) 新田: SF₆ガスの絶縁特性: 三菱電機技報 vol.44, no.9, p.1133-1142
 (1970)
- 5) 放電常置専門委員会: SF₆ガス中における絶縁特性:電気学会技報(I 部)118号(昭和52-4)
- 6) A.H.Cookson : Review of high-voltage gas breakdown and insulators in compressed gas : Proc. of IEE vol.128-pt.A, no.4, p.303-312 (May, 1981)
- 7) Y.Kawaguti et.al. : Dielectric breakdown of sulfur hexafluoride in nearly uniform fields : IEEE PES 'Summer Meeting 70TP577-PWR (1970)
- 8) I.M.Bortonik & C.M.Cooke : Electrical breakdown and the similarity law in SF₆ at extra-high-voltage : IEEE PES Winter Meeting T72 116 -7 (1972)
- 9) 川口、毛受: 同軸円筒電極配置におけるSF。の絶縁破壊: 電学誌 vol.90, no.10 p.2061-2068 (Oct. '70)
- 10) 毛受 他 : 球-球及び同軸円筒電極配置における高気圧SF₆ガスの絶縁破壊 特性 : 電 学論文誌 vol.93-B, no.11, p.551-558 (Nov. 1973)
- 11)H.M.Ryan & W.L.Watson : Impulse breakdown characteristics in SF_6 for nonuniform field gaps : CIGRE 15-01 (1978)
- 12) 遠藤 他 : SF₆ガスの絶縁特性 : 昭和44電気東京支部大会 no.150
- 13)A.H.Cookson : Electrical breakdown for uniform fields in compressed gases : Proc.IEE vol.117, p.269-280 (1970)

-9-

- 14)J.C.Boko & S.Vigreux : Dielectric behaviour of insulation of SF6 at extra high voltage : CIGRE 15-08 (1976)
- 15)A.Pedersen : The effect of surface roughness of breakdown in SF6 : IEEE Tran. PAS-89, p.2043-2047 (1972)
- 16)V.G.Agapov & V.Razevig : Breakdown voltages of gaseous gaps at high pressure : Elektrichestvo no.5, p.32-34 (1972)
- 17)C.M.Cooke : Ionization, electrode effects and discharges at extra high voltages : IEEE Trans. PAS-94, p.1518-1523 (1975)
- 18) V.N.Borin et.al. : Characteristics of SF6 insulation under operating conditions in high-voltage apparatuse : CIGRE 15-06 (1978)
- 19)T.Nitta et.al. : Area effect of electrical breakdown in compressed SF6 : IEEE Trans. PAS-93, p.623-629 (1974)
- 20)C.Masetti & B.Parmigiani : Area effect on the electrical breakdown of compressed SF6 insulated systems : 3rd ISH no.32-05 (1979)
- 21)新田 他: SF6ガスの絶縁破壊における面積効果: 放電研究会資料 ED74-50 (Nov. 1974)
- 22)J.G.Trump et.al. : Influence of electrodes on dc breakdown in gases at high pressure : Trans.Amer.Inst.Elect.Engrs. vol.69, p.961-964 (1950)
- 23) 福田 他 : SF6ガス放電電圧への湿度と電極材料の効果 : 成けい大工学報 告 no.7、 p.576-577 (1969)
- 24)N.H.Malik & A.H.Qureshi : Breakdown mechanism in sulfur-hexafluoride: IEEE Trans. Electr. Insul. vol.EI-13, no.3, p.135-145 (June '78)
- 25) 渋谷: 各種ガス中短ギャップ放電の統計的遅れ時間: 昭和48電気全国大 no.72
- 26) 瀬渡 他: 超々高圧ガス遮断器とその実用性能: 三菱電機技報 vol.43, no.3, p.376-382 (1969)
- 27)放電常置専門委員会: SF6ガスの支持絶縁物における沿面放電特性: 電気学会技報(II部)83号(昭和54.10)
- 28) 毛受 他 : SF6中沿面放電への水分の影響 : 放電研究会資料 ED-76-59 (昭 和51.11)
- 29)T.Nitta et.al. : Factors controlling surface flashover in SF6 gas insulated systems : IEEE PES Summer Meeting F77 759-4 (1977)

- 30)福田他:管路気中送電路直流耐圧試験結果:管路気中送電委員会資料 管-65(1965)
- 31)山田 他 : 高気圧SF6中の暗電流と絶縁破壊 : 電気学会論文誌 vol.93-A, no.1, p.37-44 (1973)
- 32) 渡辺、宅間: 高気圧混合気体中の絶縁破壊特性: 電中研技報 no.74044 (1974)
- 33)M.J.Mulcahy et.al. : Insulation breakdown and switching in high pressure gas-a Review- : Proc.7th EI Conf. IEEE 68C6-EI-92 (1968)
- 34)D.J.Chee-Hing & K.D.Srivastava : Insulation performance of dielectric coated electrodes in sulfur hexafluoride gas : IEEE Trans. EI-10 no.4, p.119-124 (1968)
- 35)A.Inui et.al. : Effect of electrode coating on impulse breakdown in SF6 : 4th ISH no.32-04 (1983)
- 36)SF6ガスV-t特性調査専門委員会: SF6ガスのV-t特性: 電気学会技術報告 II部 第206号(昭和61年1月)
- 37)原口ほか:交流電圧にインパルス電圧が重畳したときのGIS絶縁特性:昭 和61電気 学会全国大会no.1263
- 38) 宅間ほか: ガス絶縁スペーサの絶縁特性に関する基礎的検討: 電中研技 報 no.70075 (1971年2月)
- 39)遠藤、石川: エポキシー電極間微小ギャップのSF6放電特性: 放電研究会 資料 ED-76-60, p.1-8 (1976年11月)
- 40)田中ほか: SF6ガス絶縁スペーサ:碍子レビュー no.33, p.43 (昭和47.9)
- 41)池田ほか: 管路気中送電線路用絶縁スペーサのフラッシオーバ特性:日 立評論 vol.53, no.10, p.974-979 (1971)
- 42) 佐藤ほか: ポスト型スペーサのフラッシオーバ特性: 放電研究会資料 ED-76-61 (昭和51.11)
- 43)川口ほか: SF6ガス絶縁の諸問題: 東芝レビュー vol.25, no.2 (昭和45)
- 44)C.M.Cooke et.al. : Post-type support spacer for compressed-gas
 - insulated cables : IEEE T73 121-1 (1973)
- 45)E.S.Maizel : Investigation of flashover of dielectric bracings in a system of coaxial cylinders with compressed gas : Elektrichestvo no.12, p.19-23 (1969)

46) J.C.Cronin & E.R.Perry : Optimization of insulators for gas-insulated

insulated systems : IEEE PES Summer Meeting T72 498-4 (1978)

47) 宅間ほか: ガス絶縁スペーサの理想形状に関する検討: 電中研技報 no. 72155(昭和48年7月)

- 48)B.F.Hampton & S.P.Fleming : Impulse flashover of particle contaminated con spacers in compressed sulphur hexafluoride : Proc. IEE vol.120, no.1, p.514-518 (Apr. 1973)
- 49)P.Greenwood & H.W.Whittington : Surface flashover in compressed SF₆
 : IEE 90 Conf. Publication (Gas Discharge) p.233-235 (1972)
- 50)K.Nakanishi et.al. : Experimental study of the breakdown characteristics of large scale gas insulated systems : Gaseous Dielecterics II no.48(Mar. 1980)
- 51)遠藤外: SF6ガス絶縁機器用スペーサの直流電位分布:昭和58年電気学会 全国大会 no.1048
- 52)C.W.Mangelsdolf & C.M.Cooke : Static charge accumulated by epoxy post insulation stressed at high DC voltage : Annual Report of Conf. on Electr. Insul. and Dielectric Phenomena p.220-227 (1978)
- 53)K.Nakanishi et.al. : Charge accumulation on spacer surface at DC stress in compressed SF6 gas : Gaseous Dielectrics III p.356-364 (Mar. 1982)
- 54)C.M.Cooke : Charging of insulator surfaces by ionization and transport in gases : IEEE Trans. EI. vol.EI-17, p.172-178 (1982)
- 55)H.Ootera et.al. : Measurement on the charge accumulation on conical spacer for 500 kV DC GIS : Gaseous Dielectrics IV p.443-451 (Apr. 1984)
- 56)H.Fujinami et.al. : Mechanism on the charge accumulation on gas insulated spacers under DC stress : 5th ISH no.13-02 (Aug. 1987)
- 57)T.Takano : Characteristics of surface charge accumulation on a spacer in SF6 : ibid no.15-08 (Aug. 1987)
- 58)F.Endo et.al. : Effects of electrode and solid insulator on the flashover in compressed SF6 : CIGRE 15-04 (1975)
- 59)G.Luxa et.al. : Joint Task Force SF6 "Insulation coordination of SF6-metalclad substation" : CIGRE SC15-23-33(TF-SF6)-12-IWD (Nov. 1977)

-12-

- 60)N.G.Trinh et.al. : Influence of an insulated spacer on the V-t characteristics of a coaxial gas insulated cable Part I Study on a reduced-scale coaxial conductor : IEEE PES Summer Meeting 86SM402 -2 (1986)
- 61)N.G.Trinh et.al. : Influence of an insulated spacer on the V-t characteristics of a coaxial gas insulated cable - Part II Test on EHV bus : ibid 86SM403-0 (1986)
- 62) T.Yamaguwa, F.Endo, T.Ishikawa & Y.Kamata : Dielectric characteristics on spacer in SF6 under lightning impulse superimposed on AC voltage : 5th ISH n0.13-03 (Aug. 1987)
- 63)不平等電界沿面放電調査専門委員会: 不平等電界沿面放電特性: 電気学 会技術報告 Ⅱ部 第184号(昭和62年2月)
- 64)A.H.Cookson et.al. : Effect of conducting particles on AC corona and breakdown in compressed SF6 : IEEE vol.PAS-91, no.4, p.1329 (1972)
- 65) 高野ほか: SF6中沿面付近にある導電粉のフラッシオ-バに及ぼす影響: 放電研究会資料 ED76-62(昭和51年11月)
- 66) 片上ほか: ガス絶縁機器内の金属粒子の動き、浮上と付着: 昭和49電気 学会全国大会 no.990
- 67)林ほか: 管路気中スペーサの絶縁特性にあたえるダストの影響: 同上 no. 988
- 68) 位高ほか: SF6ガス中の沿面放電におけるダストの影響: 放電研究会資料 ED76-64(昭和51年11月)
- 69)K.Kuwahara et.al. : Effecte of solid impurities on breakdown in compressed SF6 : IEEE vol.PAS-93, p.1546 (1974)
- 70)C.M.Cooke et.al. : Influence of particles on AC and DC electrical performance of gas insulated systems at extra-high-voltage : IEEE PES F76 323-6 (1976)
- 71)林ほか: SF6ガス中沿面放電における導電性粒子の影響: 放電研究会資料ED76-63 (昭和51年11月)
- 72)H.Korner et.al. : The particle influenced breakdown of insulating surfaces in SF6 under osillating switching impulse voltage : 3rd ISH no.32-04 (Aug. 1979)

- 73)H.J.Voss : The flashover of spacer surfaces in SF6 caused by conducting particles : IEE 189 p.247 (Sep. 1980)
- 74)M.Eteiba et.al. : Influence of a conducting particle attached to an epoxy resin spacer on the breakdown voltage of compressed-gas insulation : 2nd Int. Sym. on Gaseous Dielectrics no.32 (Mar. 1980)
- 75)C.M.Cooke : Particle-initiated breakdown in gas dielectric cable insulation expanded scope program : EPRI Report EL-1264 (Nov.'79)
- 76)R.E.Wootton et.al. : Investigation of high voltage particleinitiated breakdown in gas-insulated systems : EPRI Report EL-1007 (Mar. 1979)
- 77)T.Hara et.al. : Improved surface flashover chracteristics of SF6 gas spacers contaminated by conducting particles : 4th ISH no.34-01 (Sep. 1983)
- 78)H.J.Voss : Zum Einfluss von Partikeln und Prufuberschlagen auf die elektrische Festigkeit SF6-isolierter Anordnungen : Dr. thesis (1982) Technischen Universitat zu Braunschweig
- 79)R.Nakata & E.J.Tuohy : Pracrical gas bus design based on particle motion studies : IEEE PES Winter Meeting A77 198-5 (1977)
- 80)S.J.Dale et.al. : Effects of particle contamination in SF6 CGIT systems and methods of particle controle and elemination : 2nd Int. Sym.on Gaseous Dielectrics no.33 (Mar. 1980)
- 81)C.M.Cooke : Electrostatics of particle controle in gas insulated apparatuses : ibid no.35 (Mar. 1980)
- 82)R.W.Afzelins & H.W.Bergbvist : Particle traps in gas insulated systems : ibid no.34 (Mar. 1980)

-14-

第2章 ガス空間破壊電界確率分布と 面積効果

2.1まえがき

第1章で述べたように、SF₆ガスは電界集中に特別に敏感であり、数+µm の小さな電界集中個所があっても破壊電界強度が低下するという、通常の気体 では見られない性質がある。このため、破壊電界強度が第1章で述べた極限破 壊電界に等しくなるのは、鏡のように平滑に仕上げた電極で しかも 電界集中 度((最大電界強度)/(平均電界強度))が3~4以下の時に限られる¹⁾。そ れほど平滑でない通常の電極では、極限破壊電界を達成するためには極めて多 数回のフラッシオーバを重ねてコンディショニングすることが必要であり、実 規模サイズの電極では 通常 それよりも低い電界でフラッシオーバする²⁰。

大形の電極や実機器の絶縁試験を行うと 時々 予想外の低い電圧でフラッシ オーバするという問題に直面する。GCB・GISでは運転中に一度でもフラ ッシオーバすると電力系統の事故に発展するため、予想外の低い電圧を正確に 予測することが極めて重要である。予想外の低いフラッシオーバ電圧の原因は 電極表面上の微小な突起にあり、同じ研磨を施しても小形の電極で得られる突 起よりも大形電極の突起のほうが大きくなりやすいからであると説明されてい る。突起の寸法と形状がわかれば、Pedersen氏³⁾やAgapov氏⁴⁾、Cooke氏⁵⁾が行 ったように、ストリーマ理論に基ずいてフラッシオーバ電圧を計算できる。し かし、突起の寸法と形状を正確に知ることは事実上不可能であるため、フラッ シオーバ電圧や破壊電界の確率分布から大形電極のフラッシオーバ電圧や破壊 電界を推測することが実用的にみて非常に重要であり幾人かの研究者により試 みられている。新田氏ら⁶³やMasetti氏ら⁷は、一つの電極に電圧を多数回印 加するとフラッシオーバが大きな突起から順におきるので、コンデイショニン グ中の破壊電界強度の確率分布を実験的に求めれば大形電極の低い破壊電界強 度を推定できると考え、これをWeibull分布で表している。この方法で推定さ れた破壊電界強度は実測値とよく一致するといわれているが、実用性をもっと 高めるためにはさらに次の諸点を解決することが必要である。

(1) 一対の電極をコンディショニングし、最初の数十回の破壊電界強度を

用いて確率分布を求めているため、破壊電界強度が最低になる1発目 の破壊電界強度の信頼度が悪くなる点。

- (2)小形電極で得た破壊電界確率分布を用いて大形電極の破壊電界強度を 推定する場合、その精度が悪くなる点。
- (3)破壊電界強度は1発目のフラッシオーバのときに最低になるが、その 確率分布が求まらない点。

本章では、数十対の電極を用いて破壊電界強度を測定し、最低の値を示す1 発目の破壊電界強度(初回破壊電界)の確率分布を明らかにするとともに、初回 破壊電界強度が低い原因およびこの確率分布を用いれば大形電極の破壊電界強 度やフラッシオーバ電圧を極めて正確に推定できることを明らかにしている。

2.2 実験方法

2.2.1 電極形状

図2.1に示す2種類の平行平板電極と6種類の偏心円筒電極を用いて実験 した。平行平板電極1と2の材料は黄銅、偏心円筒電極3~8の内部電極と外 部電極の材料はそれぞれアルミニウムと鉄である。電極は鏡面状態(バフ仕上 げ、粗さ±0.2 µm)と粗面状態(粗さ±8µm)の2種類に仕上げた。鏡面状 態は#1000エメリーペーパーで研磨後、金属研磨剤を用いてバフ研磨する ことにより、また、粗面状態は#60エメリーペーパーで研磨することにより 得た。その表面の凹凸を触針型表面粗さ計で測定し図2.2に示す。

初回破壊電界強度の確率分布は、直径70mmの平行平板電極(電極1)を用 い、一測定条件につき電極を20~40回交換して求めた。直径240mmの平 行平板電極(電極2)と偏心円筒電極(電極3~8)は面積効果の測定のため に用いた。電極3~8の内部円筒電極と電極2の表面粗さは±8µmであり、 図2.2(b)の凹凸を持っている。また、電極3~8の外部円筒電極は±3 µmの粗さである。

2.2.2 課電方法

印加した電圧は直流電圧(DC電圧)と1.2/40 µs 雷インパルス電圧(IMP電 圧)である。DC電圧の試験回路は図2.3の通りであり、用いた1000kV 10 mAのDC電圧発生器の電圧脈動率は ±2.5%以下である。DC電圧発生器と供



electrode	diameter	gap length	discharge	surface
	D (mm)	g (mm)	area (cm²)	finish
1	70	5 - 6	16.6	buff,rough
2	240	5 - 6	370	rough

(a) parallel plane electrodes





the second se				
electrode	diameter	gap length	discharge	surface
	D1/D2(mm)	g (mm)	area (cm²)	finish
3	700/850	46	5340	rough
4	700/850	52	6420	rough
5	700/850	63	8730	rough
6	700/950	56	5040	rough
7	700/950	102	8320	rough
8	700/950	112	11400	rough

(b) eccentric cylinder electrodes

Fig.2.1 Electrode configuration



Fig.2.2 Surface roughness of electrodes



1 DC voltage generator : 1000kV 10mA

- 2, 3 Current limiting resistance of 2.5 & $0.1M\Omega$
- 4 Voltage divider: 5000MΩ
- 5 6 Coupling capacitor: 1000pF

Bushing

- 7 Test vessel
- 8 Test objects
- 9 Current detector
- 10 Amplifier
- 11 Recorder



試電極の間に100kΩの限流抵抗3を挿入しフラッシオーバによる電極の荒れを 防止している。電流検出用インピーダンス9、増幅器10および記録計11は 次章の暗電流測定に用いた。電極が電極1の大きさになるとDCフラッシオー バ電圧とその標準偏差はともに階段上昇法(0.5 kVステップ、30秒保持)と 直線上昇法(100kV/分および1100kV/分)とで同等であることが予備実験に より確認されたので⁸⁰、ここでは100kV/分の直線上昇法を用いた。

2.3 弱点破壊とワイブル分布

SF₆ガス中では、最大電界が第一章で述べた極限破壊電界になるとフラッシオーバするという性質がある。電極表面をミクロに見ると、微小な金属粒子や微小な電極突起が存在し局部的な電界集中の原因になり、これらが絶縁上の弱点になって以下に述べるように低い電界強度でフラッシオーバする。いま、電極上に高さa、半径bの回転楕円体突起があるとすると、その回転軸(z軸)上の電界E(z)は(2.1)式で表される。 この式と前章で述べたストリーマ条件(2.2)式を連立して解くことにより、破壊電界低下率[(突起存在時の破壊電界強度)÷(極限破壊電界)]を求めることができる。

$$E(z) = E_{\circ} \left[1 - \frac{\log\{(z+c)/(z-c)\} - 2cz/(z^2-c^2)}{\log\{(a+c)/(a-c)\} - 2c/a}\right] \dots (2.1)$$

ここで、 E_{\circ} : 突起が置かれているマクロな電界、 $c^2 = a^2 - b^2$ 、P: ガス圧 力[bar]、 α 、 η : 電離係数と付着係数であり次式で表される。

a/b=1の半球突起の場合とa/b=5の長軸回転楕円体突起の場合につい て計算すると図2.4の通りになる。わずかa=100µmの微小な突起があるだ けで、破壊電界強度は極限破壊電界の38~62%(5bar時)、50~70%(3bar 時)および90~95%(1bar時)に低下する。 破壊電界強度の低下は、例えば





3 bar時には a = 27 μ m で 始り、ガス圧力が高くなるにつれて一層小さな突起で 始る。

フラッシオーバの弱点になる突起は大きくなればなるほど破壊電界強度を低下させるが、一定の研磨をした電極では突起の大きさに限界があること、および、図2.4から明らかなように突起がある程度大きくなると破壊電界強度が 飽和することを考慮すると、SF₆ガス中のフラッシオーバはある下限値を持った弱点破壊現象と考えることができる。下限値を持つ分布は極小値分布すな わちワイブル分布で表されることがよく知られている^{9,10)}。すなわち、Eよ り低い電界でフラッシオーバする確率をF(E)とすれば電界Eにおけるフラッ シオーバの確率密度f(E)は(2.4)式で与えられる。

このとき、電界Eにおけるフラッシオーバ率 λ(E)は次式で表される。

(2.5) 式を積分してF(E)を求めると(2.6) 式が得られる。

 $F(E) = 1 - \exp\{-\int \lambda(E) dE\} = 1 - \exp\{-u(E)\}....(2.6)$

ところで、 u(E)は次の2つのフラッシオーバの性質を満たすような関数でなければならない。

- (1)電界が強いほどフラッシオーバしやすいため、F(E)はEの単調増加 関数でなければならず、したがって、u(E)もEの単調増加関数でな ければならない。
- (2)破壊電界の下限値EL以下の電界ではフラッシオ-バしないため、E
 ≦ELでF(E)=0でなければならず、

 $E > E_L$ $O \geq u(E) > 0$

 $E_{L} \ge E \ge 0$ O $E \ge 0$ U(E) = 0

(1)、(2)の条件を満足する関数のうちで最も簡単な形は(2.7)式である。

したがって、(2.7)式を(2.6)式に代入すると、破壊確率分布F(E) として(2.8)式で表される極小値分布すなわちワイブル分布が得られる。

このように、弱点に基づくSFsガス中のフラッシオーバはワイブル分布で表 される。mは分布の形状を決める形状パラメータ、ELは破壊の下限を与える 位置パラメータ、Esは尺度パラメータであり破壊確率63%の電界強度である。

2.4 コンディショニング効果

平等電界中のSFsガスの極限破壊電界Eerは 電離係数と付着係数が等し くなる電界(8.89P MV/m、P:[bar])として与えられるが、このような高い 破壊電界強度が達成されるのは極めて平滑な電極に限られ、通常はそれよりも 低い電界強度でフラッシオーバする。図2.5に示すように、電極をバフ仕上 げしても初期の破壊電界強度は低く、フラッシオーバを重ねるにつれ高くなり 次第にEerに漸近する(この現象をコンディショニング効果という)。図2. 6に示すように、粗面仕上げの電極でもコンディショニング効果は存在するが、 バフ仕上げ電極の場合と違い100回程度フラッシオーバしても破壊電界強度は Eerまで上昇しない。一般に、バフ仕上げ電極でも粗面仕上げ電極でも初回破 壊電界強度が最も低くなる。これをまとめて図2.7に示す。粗面仕上げ電極 の初回破壊電界強度が最も低くなりEer(= 8.89P MV/m)の約70%になるの に対し、コンディショニング後のバフ仕上げ電極の破壊電界強度はEerにほぼ 等しくなる。また、バフ仕上げ電極の初回破壊電界強度は粗面仕上げ電極のコ ンディショニング後の破壊電界強度と一致する。

一対の電極を用い 100回フラッシオーバさせた時のDC破壊電界確率分布を ワイブル分布として図2.8に示す。確率曲線は折れ曲がった2本の直線にな り、低電界側の傾きの小さい直線はコンディショニング中の確率分布を、高電 界側の傾斜の大きい直線はコンディショニング後の確率分布を表している。と ころで、一般に低確率の破壊電界強度は確率直線を延長して外挿により推定さ れているが、一対の電極の多数回のフラッシオーバから得た破壊確率曲線を用 いると点推定になってしまい、その信頼限界が極めて広くなるという問題があ る。図2.8の破線は90%信頼限界を表しており、例えば2bar時の1%確率 の破壊電界強度は90%の確率で13.3~14.7MV/mの間に存在することになり極め て不確定な値になる。実規模サイズの電極の破壊電界強度の最低値やモード(最頻値)を推定する場合には、1%よりももっと低確率な破壊電界確率分布を 用いることになるため、その推定精度が極めて悪くなるという大きな問題が発 生する。これを解決するためには、図2.8中の低確率の破壊電界強度すなわ ち初回破壊電界強度を精度よく求めることが不可欠である。

-22-





Fig.2.5 Conditioning effect of buff polished electrodes 1 ; Ecr = critical breakdown field strength.

polished electrodes 1.



Fig.2.7 DC breakdown field strength of electrodes 1.



Fig.2.8 Weibull distribution of breakdown field strength in a series of 100 to 150 flashovers of buff polished electrode 1.

2.5 初回直流破壞電界確率分布

2.5.1 バフ仕上げ電極

初回破壊電界確率分布はコンディショニングした電極か否か、ガスを動かし たか否かによって大きく影響される。そこで、ここでは表2.1に示す4ケー スについて初回破壊電界強度を測定し確率分布について検討すると共に、確率 分布が変化する原因について考察した。

ケース1は、バフ仕上げした電極を試験タンクにセットし 真空排気後 所定 圧力にSF₆ガスを充気した時の初回フラッシオーバである。 したがって、電 極はまだ一度もフラッシオーバを経験していない。これに対し、ケース2、3、 4 では 100回以上のフラッシオーバによってコンディショニングされた電極が 用いられている。コンデイショニングによって最終的に到達される破壊電界強 度よりわずかに低い電界強度(2 barでは16.8 MV/m、 4 barでは32.8 MV/m) でフラッシオーバしないことを確かめた後にケース2、3、4へ条件を変更し た。ケース2では、電極をコンディショニング後 SF₆ガスを排気し再び元の 圧力まで充気したときの初回破壊電界強度を測定している。 ケース3では、 SF₆ガスを充気後18時間以上放置してガスを静止させたのち電極をコンディ ショニングし、更に18時間以上放置したときの初回破壊電界強度を測定してい る。ケース4では、電極コンディショニング後、 SF₆ガスを排気して空気を 試験タンクに入れ約1時間曝したのち、 再び真空排気して元の圧力までSF₆ ガスを充気したときの初回破壊電界強度を測定している。

測定した初回破壊電界強度の確率分布は図2.9のワイブル分布として表す ことができ、図より次の諸点が明らかになった。

(1) 初回破壊電界は確率直線に折曲りを持つ複合ワイブル分布になる。

- (2)破線で示したコンディショニング後の破壊確率直線に比べケース1~4 はいずれも低電界側にシフトする。
- (3) コンディショニング後の破壊確率直線に比べケース1~4はいずれも傾きが緩やかである。
- (4)ケース1~4の確率曲線の低電界側へのシフトの程度はケース1で最も 大きく、ケース3で最も小さい。このことは、SF₆ガスが十分に静止 した後にコンディショニングし、しかも、ガスを動かさなければ高い破

初回直流破壊電界強度の測定条件とワイブル分布のパラメータ (電極1、バフ仕上げ) 表2.1

4 bar	Es (MV/m)	25	29	33	29	
	Er (MV/m)	0	0	0	0	
	в	14	14	20	19]
	折曲点 (MV/m)	1	17	1	17	
2 bar	Es (MV/m)	0.69	$\begin{array}{c} 4.1\\ (4.1)\end{array}$	4.1	6.6 (4.1)	
	Е _с (MV/m)	13	13 (13)	13	13 (13)	
	ш	1.7	1.7 (10)	7.4	1.7 (10)	
電極のコンデ	イショニング	ŧĸ	茶	斑	资	
初回破壞電界強度 測定条件		電極セット後	ガス交換し18時間以上放置後	ガス交換せず1 8時間以上放置後	空気に暴露後	
11	цţ	0		•	Q	
<u>ل</u>	-к	1	5	က	4	

()内は折曲点より高い電界における値

-26-


Fig.2.9 Weibull distribution of first DC breakdown field
strength of buff polished electrodes 1;
--- : after conditioning.

-27-

壊電界強度が維持されるこ とを意味している。

(5) ガスが大きく動くケース2と4では初回破壊電界確率分布は同等になり、 その確率直線はケース1と3の中間にくる。

ワイブル分布の3つのパラメータ m (形状パラメータ)、E_L(位置パラ メータ)、E_s(尺度パラメータ)は表2.1のようになり、次の特徴がある。 <2barのとき>

- (1) 各ケースとも $E_{L} = 1.3 \, \text{MV/m}$ である。
- (2) mの値はケース1、2、4で変わらず、折曲り前で1.7、折曲り後で10である。

<4barのとき>

- 各ケースともE_L=OMV/mである。実際にはE_L>OMV/mと考えられるが、その値を見出すには本研究の測定回数では足りないようである。
- (2) m値はケースによってまちまちであるが、いずれも14以上である。mがこのように大きいと正規分布もよくあてはまる。

2.5.2 粗面仕上げ電極

粗面仕上げ電極については実 用上重要なケース1の初回破壊 電界確率分布について検討した。 それをワイブル分布として図2. 10に示す。図中の破線はコン ディショニング後の破壊確率分 布である。初回破壊電界確率直 線はコンディショニング後の破 壊電界確率直線に比べ傾きが緩 やかで、しかも、低電界側へシ フトしている。ワイブル分布の パラメータは表2.2の通りで あり、1barのときは $E_c=4.0$

表2.2 初回直流破壊電界強度の ワイブル分布のパラメータ (電極1、粗面仕上げ)

ガス圧力 (bar)	m	E L (MV/m)	Es (MV/m)	
1	5.4	4.0	3.6	
2	12	0	13	
3	12	0	17	
4	12	0	20	

MV/m、m=5.4であるが、2bar以上になると $E_L = 0$ MV/m、m=12になる。

-28-



Fig.2.10 Weibull distribution of first DC breakdown field strength of rough finished electrodes 1 ; ______ : first flashover ______ : flashover after conditioning.

2.6 初回雷インパルス破壊電界確率分布

粗面仕上げの電極1の初回雷インパルス破壊電界確率分布は図2.11に示す ようにワイブル分布として表すことができる。その形状パラメータmは図2. 12に示すようにガス圧力Pにより変化し、1barではm≒22であるが6barでは m≒18に減少する。新田氏ら⁶⁾はm=7.4でガス圧力に依存せず一定であると しており本研究と異なった結果を導いているが、これは次の理由によるものと 思われる。新田氏らのmはコンディショニン中の最初の25回の破壊電界の確率 分布から求めたものであるのに対し、本研究では初回破壊電界のみの確率分布 から求めたものであり、測定している電界そのものが違うこと即ち確率の母集 団が違うことに起因している。また、新田氏らが行った方法で直流電圧に対す るmを求めると ほぼ7.4になることも確認しており、前記の理由の傍証になっ ている。 尺度パラメータEsは極限破壊電界 (8.89 P MV/m)よりもかなり小さく、図 2.13に示すようにガス圧力Pに対し直線的に変化する。位置パラメータEu はOMV/mになる。



Fig.2.11 Weibull distribution of first impulse breakdown field strength of rough finished electrodes 1.



2.7 初回破壊電界強度の低下原因

2.7.1 破壊電界強度の低下因子

前節、前々節で初回破壞電界強度が非常に低いことが明らかになった。その 原因は、粗面仕上げ電極のときには電極表面の尖鋭な突起(図2.2(b)参照) や研磨時に発生し付着した金属粒子であると推察される。バフ仕上げ電極の場 合には、研磨傷により大きな突起ができるとは思われず、次の理由により電極 に付着した金属粒子であると考えている

初回破壊電界強度を低下させる因子として表2.3の(a)~(e)が考え られ、 表2.1の各ケース毎に含まれるものと含まれないものを〇と×で示 した。 本表と図2.9の結果から次の事項が判る。

(1)ケース3の初回破壊電界強度がコンディショニング後の破壊電界強度か らあまり低下しないことから、低下因子(c)は初回破壊電界強度にそれ

表2.3 バフ仕上げ電極の初回直流破壊電界の低下因子(〇:含む、 X:含まず)

低	下因子	ケース1	ታ-22	ケース3	<u></u> ታ−24
(a)	セット前に電極に付着 した金属粒子	0	X	X	X
(b)	タンク内の金属粒子 (18晡以内に降下する太形のもの)	0	0	X	0
(c)	タンク内の金属粒子 (18時間後も降下しない小形のもの)	0	0	0	0
(d)	電極表面の突起	0	X	X	х
(e)	大気暴露による電極 酸化や水分吸着など	0	X	X	0



(a) particles on electrodes after buff polishing



(b) particles in the test tank

25 jum

Fig.2.14 Metallic particles

ほど大きく影響しない。

- (2)ケース2の初回破壊電界強度の低下はかなり大きく、低下因子(b)と(c) の影響を受けている。しかし、上記(1)で(c)の影響の小さいことが判 ったので(b)がこのケースの支配因子といえる。
- (3) ケース2と4で初回破壊電界強度が同等なことから、低下因子(e)は(b) と同等かそれ以下の影響力しか持たない。
- (4) 電極表面粗さは±0.2µmであり、また、顕微鏡による観察から電極付着 金属粒子(図2.14参照)の方が電極表面の凹凸より大きいことから、 低下因子(d)はほとんど影響していない。
- (5)ケース1と4を比較することにより、低下因子(b)、(c)、(e)は(a)、(d)ほど大きく破壊電界強度を低下させない。 また、上記(4)より(d)の影響はほとんどないため、(a)がケース1の低下因子といえる。

結局、セット前に電極に付着した金属粒子がケース1の初回破壊電界強度を大 きく低下させており、ガスが流動するケース2、4のときには試験タンク内の 金属粒子が影響しているといえる。また、この事実は、コンデイショニングは SFsガスが十分に落ち着いてから行うべきこと、 および、試験タンク内に金 属粒子が存在する限りコンディショニングさせた後でガスを動かすと初回破壊 電界強度が低下することを示唆している。

2.7.2 金属粒子の数と寸法

バフ仕上げした電極表面に付着している金属粒子およびガスにより試験タン ク内に舞い上られた金属粒子を顕微鏡(倍率200倍、2μm以上の大きさの金属 粒子を識別可能)で観察した結果、次のことが明らかになった。

<セット前の電極表面に付着している金属粒子>

観察方法:粘着性のテープで電極面の金属粒子を付着させて観察。

- (1)大形のものは図2.14に示すように100μm程度ある。しかし、このように大形のものはごく少数であり、大多数は50μm以下である。
- (2)形状は板状のものから球状のものまで多様であり、先鋭端を持ったも のが多い。
- (3) 2 μm以上の大きさの金属粒子数は約4個/cm²である。

なお、1回だけフラッシオーバした電極を観察したところ、放電痕跡が研磨 傷の上またはその近傍にあるものは13例中0であった。この事実は、研磨傷や 突起が初回破壊電界を低下させていないという前項の結論を裏づけている。

<試験タンク内で舞い上られた金属粒子>

- 観測方法:直径1m、高さ1.5mの試験タンクの底に直径6cmの清浄なガラ ス板を水平に置き、真空排気→SF₆ガス充気→1日放置→ガス 回収→空気導入の操作を行いガラス板に付着している金属粒子を 観察した。
 - (1) 2 μm以上の大きさの金属粒子数は73個/cm²である。100 μm以上のものは0.026個/cm²であり極めて少ない。
 - (2)ガスの充気により金属粒子が試験タンク内に一様に舞上られたとすれば、舞上られた金属粒子数密度は、上記の値を試験タンク天井とガラス板の距離145cmで割ることにより得られ、0.5個/cm³になる。
 - (3)電極1のギャップ長は6mmで、かつ、水平にセットされているので、 電極上に降下・付着する金属粒子数は約0.3個/cm²になる。これは、 セット前の電極に付着している金属粒子数の約1/10である。
 - (4) 金属粒子の大きさや形状はセット前の電極に付着しているものと大差 なかった。

次に、初回フラッシオーバが金属粒子に起因すると考え、金属粒子数の違い による初回破壊電界強度の確率分布の変化について検討する。金属粒子がn₁と n₂のときのフラッシオーバ確率をそれぞれF₁(E)、F₂(E)とすれば、次式が 成り立つ。

 $F_{1}(E) = 1 - [1 - F_{2}(E)]^{n_{1}/n_{2}} \qquad (2.9)$

いま、ケース1のときの粒子数をn₁、ケース2のときの粒子数をn₂とすれば、 上述の顕微鏡観察によりn₁/n₂=10である。 また、両者で金属粒子の大きさ と形状に大差のないことが判っているので、(2.9)式を用いてケース2か らケース1の破壊確率を推定することができる。 いくつかのn₁/n₂について F₁(E)を計算すると図2.15に示す通りになり、n₁/n₂が大きくなるにつれ 確率曲線は低電界側へシフトして行く。n₁/n₂=10 に対する確率曲線はケー ス1の実測値に極めてよく一致する。ワイブル分布の3つのパラメータの内、 n₁/n₂によって変わるものはEsだけであり、 ケース2のEsからケース1の Esを計算すると2barのとき1MV/m、4barのとき25 MV/mになる。これらの値



Fig.2.15 Shift of a flashover probability curve due to the number of metallic particles on buff polished electrodes 1 for DC voltages ; O: case 1, □: case 2.

は表2.1の値にほぼ一致する。

また、50~100µmの金属粒子を半球や回転楕円体突起とみなして2.3節で 述べた方法を用いて破壊電界強度を計算すると、2barのとき12~17 MV/m、4 barのとき16~28 MV/mになる(図2.4参照)。 半球突起が緩やかな近似であ り回転楕円体突起が厳しい近似であることを考えると、計算値は実測値と比較 的よく一致しているといえる。

以上より、初回破壊電界強度を低下させる因子は金属粒子と推定される。

2.8 面積効果

2.8.1 初回破壊電界確率分布と面積効果の関係

面積Sの電極は、その電極と同じ表面仕上げをした面積Soの電極をN対(N =S/So)並列に接続した電極系と等価である。面積Sの電極のフラッシオー バは N対の面積Soの電極系の中のいずれか一対の電極のフラッシオーバによ って発生すると考えることができる。フラッシオーバは最もフラッシオーバし やすい電極対から順に生じていくので、N対の面積Soの電極で測定される破 壊電界強度の最小値の分布が面積Sの電極の破壊電界強度分布を与える。この 分布は順序統計量に関する標本論に基づいて次式で表すことができる¹¹⁾。

$$g(E) = \frac{1}{B(N, 1)} [1 - F(E)]^{N-1} f(E)$$
 (2.10)

ここで、g(E)はN対の面積Soの電極で得られる破壊電界強度の最小値Eの 確率密度関数、B(N, 1)はベータ関数、F(E)は面積Soの電極における破 壊電界強度の累積分布関数、f(E) = dF(E)/dEである。特にNが整数のと き(2.10)式は(2.11)式になる。

$$g(E) = N[1 - F(E)]^{N-1} f(E)$$
 (2.11)

面積Sの電極の初回破壊電界強度や最初の少数回の破壊電界強度を求める場合には、F(E)とf(E)は面積Soの電極の初回破壊電界強度に対するものを 用いなければならない。 バフ仕上げ電極と粗面仕上げ電極におけるF(E)は (2.8)式で表すことができるので、(2.11)式に代入することにより次 式が導かれる。

$$g(E) = N(\frac{E-E_L}{E_S})^{m-1} \frac{m}{E_S} \exp\left[-N(\frac{E-E_L}{E_S})^m\right] \qquad \dots \qquad (2.12)$$

累積破壊確率分布G(E)は(2.12)式をE_L~Eの範囲で積分することによ って得られ、次式で表される。

$$G(E) = \int_{E_{t}}^{E} g(E) dE$$

(2.13)式は再びワイブル分布になる。そのモードE_{mN}と標準偏差σ_Nは(2.14)式と(2.15)式で与えられる。



normalized probability density Gg(X)

0.4

0.8

1.0

0.8 ×

0.6

0.4

0

(c) m = 21



normalized probability density ag(X)

1.2

ここで、σ₀は面積S₀の電極における標準偏差でガンマ関数Γを用いて

$$\sigma_{0} = E_{s} \sqrt{\Gamma(1+2/m) - \Gamma^{2}(1+1/m)} \qquad (2. 16)$$

で表される。 $X = (E - E_L)/E_s$ とおき、(2.12)式を σ_o で規格化し $\sigma_o g$ (X)とXの関係を図示すると図2.16のようになる。 各mの場合ともNが大 きくなるにつれ $\sigma_o g(X)$ のピークが左側すなわち低電界側にシフトし、かつ、 鋭く高く尖がってくる。mが小さいほどそのピーク値の増加が急であり、分布 の広がりが小さくなる。 $\sigma_o g(X)$ がピークになるXはモードに、分布の広が りは標準偏差に関係していることから、電極面積が大きくなるにつれ破壊電界 強度が低下し、ばらつきが小さくなることがわかる。

2.8.2 偏心円筒電極における実効電極面積

平等電界を作る電極や同心円筒電極のように電極表面全体にわたって電界が 一定である場合には、電極上の至る所でフラッシオーバ確率が等しくなるので、 確率的な重み付けすることなく幾何学的な面積を電極面積とすればよい。しか し、偏心円筒電極や球ギャップのように電極上の位置によって電界強度の変わ る場合には、電極の幾何学的面積ではなく電界強度に応じて確率的に重みづけ をした面積を用いなければならない。確率的に重み付けをした面積(実効面積 Soffと呼ぶ)は次のようにして求められる。ある電極において電界がEiの面 積をΔSiとすれば、そのフラッシオーバ確率ΔGi(Ei)は(2.13)式より

$$\Delta G_{i}(E_{i}) = 1 - \exp\{-\frac{\Delta S_{i}}{S_{o}} \left(\frac{E - E_{L}}{E_{s}}\right)^{m} \} \dots (2.17)$$

になるので、この電極のフラッシオーバ確率は(2.18)式で表される。

$$G(E) = 1 - [1 - \Delta G_1(E_1)] [1 - \Delta G_2(E_2)] [1 - \Delta G_3(E_3)] \cdots$$

$$= 1 - \exp\{-\sum_{i} \frac{\Delta S_{i}}{S_{0}} \left(\frac{E_{i} - E_{L}}{E_{s}}\right)^{m}\} \quad \dots \quad (2. 18)$$

今、最大電界が E_m 、幾何学的な面積が $\Sigma \Delta S i$ の電極を、均一な電界 E_m を持ちかつ(2.18)式と等しいフラッシオーバ確率を持つ面積 S_{off} の電極で置き代えると、 $S_i \geq S_{off}$ との間には次式が成り立つ。

$$1 - \exp\{-\sum_{i} \frac{\Delta S_{i}}{S_{0}} \left(\frac{E_{i} - E_{L}}{E_{s}}\right)^{m}\}$$

= $1 - \exp\{-\frac{S_{off}}{S_{0}} \left(\frac{E_{m} - E_{L}}{E_{s}}\right)^{m}\}$ (2.19)



Fig.2.17 Electric field strength $E(\theta)$ and effective electrode area per unit angle $\Delta S_{eff}/\Delta \theta$ around the inner electrode in eccentric cylinder electrode 4.

したがって、

$$S_{\text{eff}} = \sum_{i} \Delta S_{i} \left(\frac{E_{i} - E_{L}}{E_{m} - E_{L}} \right)^{m} \qquad \dots \dots \dots (2.20)$$

△S₁を十分に小さく選べば(2.20)式は次式の積分形で表される。

ここで、電界がE_L、E_mである電極面積をS_L、S_mとする。特に、図2.17の ように内部円筒の半径がa、長さがLの偏心円筒電極の場合、電界が最大にな る位置(ギャップ長が最短になる位置)から測った円周方向の角度をθとすれ ば、

$$S_{\text{off}} = 2 r L f \frac{\theta_{L}}{0} \left\{ \frac{E(\theta) - E_{L}}{E(0) - E_{L}} \right\}^{m} d \theta \qquad \dots \dots (2.22)$$

となる。ここで、 θ_{L} は電界が E_{L} に等しくなる角度、 $E(0) = E_{m}$ 。

代表例として偏心円筒電極4の場合についてS_{off}の変化率 Δ S_{off}/ Δ θと 電界低下率E(θ)/E(0)を求め図2.17に示す。 θ →大につれE(θ)/E(0) →小になり、それにつれて Δ S_{off}/ Δ θ が急速に小さくなる。この電極の実効 面積は6400cm²であり、内部円筒の表面積26611.5cm²の約24%に過ぎない。ま た、0° $\leq \theta \leq 45^{\circ}$ の範囲に実効面積の73%が入っている。その他の電極に ついても実効面積を計算し放電面積として図2.1に示した。

2.8.3 粗面仕上げ電極の直流フラッシオーバ電圧・破壊電界強度

図2.1の偏心円筒電極3~8で測定したDCフラッシオーバ電圧を図2. 18に示す。横軸は実効ギャップ長((最短ギャップ長)/(電界集中度))で 目盛られている。1つの電極につき20~50回フラッシオーバさせフラッシオー バ電圧を求めた。標準偏差は約6%である。図中の実線は面積効果を考慮に入 れた(2.14)式からの計算値である。この計算値と実測値は極めてよく一 致している。図中の破線は極限破壊電界から求めた値であり、実測値よりも非 常に高い値になる。 図2.19に破壊電界低下率((破壊電界強度)/(極限破壊電界))と電極の実効面積との関係を示した。面積370cm²の値は電極2を用いて測定したものである。実線は(2.14)式による計算値であり、計算値と実測値は極めてよく一致する。破壊電界強度は電極面積が大きくなるにつれ、また、ガス圧力が高くなるにつれ低くなり、10⁴cm²のときには極限値の0.4倍(4 bar)~0.7倍(1 bar)になる。







Fig.2.19 Electrode area effect of rough finished electrodes 1 - 8 for DC voltages.

2.8.4 バフ仕上げ電極の直流フラッシオーバ電圧・破壊電界強度

バフ仕上げ電極の直流フラッシオーバ電圧・破壊電界強度は多くの研究者に よって測定されており、最大1.5m²の面積までの測定例がある。

同心円筒電極で測定された代表例を図2.20に示す¹⁶⁾。#76/#250×#915の バフ仕上げ電極で、中心導体面積は2184cm²である。正極性フラッシオーバ電 圧は負極性フラッシオーバ電圧より20~30%高い。実線は表2.1のパラメー タと(2.14)式を用いて計算したフラッシオーバ電圧のモードである。計算 値は実測値の最低値に極めてよく一致している。計算が初回フラッシオーバ電 圧を求めるものであるため、実測の最低値と一致することは当然のことといえ る。

ガス圧力4barにおける破壊電界強度低下率と電極面積の関係を図2.21に 示す。実線は表2.1のパラメータと(2.14)式から計算したモードであり、 計算値は実測値の最低値と非常によく一致している。図中の一点鎖線はコンデ ィショニング後の確率分布を用いて計算した値、破線はコンディショニング中 の確率分布を用いて計算した値である。この両者はいずれも実測値との相違が 非常に大きく、大きな電極の直流破壊電界強度の計算には適さないと言える。



Fig.2.20 Flashover voltages of buff polished concentric cylinder electrodes.



Fig.2.21 Comparison of calculated flashover voltages with measured ones of buff polished large electrodes ; DC ;

- ---: calculation with the data after conditioning,
 - ----: calculation with the data during conditioning
 - ----- : calculation with the data of first flashover





2.8.5 雷インパルス 破壊電界強度

↓20/↓60×↓100の同心円筒電極(面積62.8cm²)における負極性雷インパルス 破壊電界強度を図2.22に示す。中心円筒電極は粗面仕上げされたアルミニウ ムでる。電極を交換しないで各ガス圧力で10回づつフラッシオーバを繰返し て測定さたデータである。一点鎖線で示した極限破壊電界に比べ実測値はかな り低くなる。実線は初回破壊確率分布から計算したモードであり、実測値の最 低値とよく一致している。

3 μm以下の表面粗さの電極に対する面積効果を図2.22に示す。 #32/#96 ~#500/#635の寸法の13種類の同心円筒電極^{17~19)}およびリング電極^{20.21)}で 測定された破壊電界である。破線は測定値のばらつきの範囲を示している。破 壊電界強度は、電極を交換しないでガス圧力だけを変えながら各圧力で10回程 度フラッシオーバさせて求められている。したがって、電極セット直後は表面 仕上げがよくてもフラッシオーバ痕跡によりかなり粗い電極表面になっている ものと思われる。電極面積が大きくなるにつれ破壊電界は低下する。表面粗さ が3 μm程度の初回破壊電界確率分布は本研究では求めていないので、仮りに 粗面仕上げ電極の1/10倍程度の電極面積に相当すると考えて破壊電界を計算 すると図中の実線のようになる。実測値と計算値はかなりよく一致する。





●(φ190/φ516): Masetti²⁰⁾,

 $(\phi 500/\phi 635), \oplus (\phi 225/\phi 285), \oplus (\phi 140/\phi 240), \oplus (\phi 140/\phi 200)$: Ryan²¹⁾

2.9 まとめ

小面積の電極を用いて直流と雷インパルス電圧に対する初回破壊電界強度を 測定し、その確率分布を明らかにした。これに基ずいて大面積の電極の破壊電 界強度を推定する方法について検討すると共に、実測値と比較した。これらを 要約すると次の通りである。

(1)小面積の電極ではコンディショニング効果が存在し、初回破壊電界強度 が最も低くなる。初回フラッシオーバは弱点によって引き起される破壊 になり、初回破壊電界確率分布はワイブル分布として表される。

- (2) 初回破壊電界強度のワイブル分布のパラメータは電圧波形と電極表面粗 さによって異なり、それらの値を実験により明らかにした。
- (3)バフ仕上げ電極にもかかわらず初回破壊電界強度が低い原因は、電極に 付着した微小な金属粒子にある。そのため、たとえコンディショニング によって高い絶縁耐力を達成しても、一度ガスを流動させると試験タン ク内の金属粒子が舞上げられて電極に付着するため、破壊電界強度が低 下する。
- (4)大形電極における破壊電界強度とフラッシオーバ電圧は初回破壊電界確 率分布から精度よく計算することができる。その計算値は測定値の最低 値によく一致する。
- 2.10 参考文献
- 1) 放電常置専門委員会:SFsガス中における絶縁破壊:電気学会技術報告 I部 第118号, p.1-18(昭和52年4月)
- I.M. Bortonik : Selecting operating and testing field strength for H.V. geas with SF₆ insulation : Electri Tech. USSR no.4, p.97-113 (1974)
- A.Pedersen : The effect of surface roughness of breakdown in SF₅ : IEEE Trans. Power Apparatus and Sys. vol.PAS-89, p.2043-2047 (1972)
- 4) V.G.Agapov & V.Razevig : Breakdown voltages of gaseous gaps at high pressure : Elektrichestvo, no.5, p.32-34 (1972)
- 5) C.M.Cooke : Ionization, electrode effects and discharges at extra high voltages : IEEE Tran. vol.PAS-94, p.1518-1523 (1975)
- 6) T.Nitta et.al. : Area effect of electrical breakdown in compressed
 SF₆ : IEEE Trans. vol.PAS-93, p.623-629, (Mar./Apr.,1979)
- 7) C.Masetti & B.Parmiciant : Area effect on the electrical breakdown of compressed SF_6 -insulated systems : 3rd ISH no.32-05 (Aug. 1979)
- 遠藤 外: SF₆ガスのフラッシオ-バ特性:昭和52電気学会東京支部大会 no.222
- 9) 松葉、川井: 弱点破壊とワイブル分布: 電学誌 vol.97, no.4, p.282-285(昭和52年4月)

10) 日科技連: 信頼性デ-タの解析: 日科技連出版 1971年3月

11)S.S.Wilks(田中、岩本訳):数理統計学I:東京図書(昭和46年)

- 12)S.Menju et.al. : DC dielectric strength of a SFs gas insulated system : IEEE F77-130-8 (1977)
- 13)M.Ermel : Der SF₆-Durchschlag im Zylinderfeld bei Gleichspannung
 Elektrotech Z(ETZ)-A, vol.96, no.11 p.505 (1975)
- 14)I.D.Chalmers et.al. : Conditioning effects in pressurized spark gaps: 4th Int. Conf. on Gas Discharges p.166 (1976)
- 15)C.M.Cooke et.al. : The investigation of ultra-high-voltages in coaxial systems : IEEE F77-094-6 (1977)
- 16) I.M.Bortnik et.al. : Electrical breakdown and the similarity law in SFs at extra-high-voltages : IEEE T72-116-7 (1972)
- 17)川口、毛受: 同軸円筒電極配置におけるSF₆の絶縁破壊特性: 電学誌 vol. 90, no.10, p.2061-2068 (0ct. 1970)
- 18) 毛受外: 球-球および同軸円筒電極配置における高気圧SF₆ガスの絶縁破 壊特性:電学論文誌B vol.93-B, no.11, p.551-558 (Nov. 1973)
- 19)A.Rein et.al. : A statistical approach to the streamer breakdown criterion in SF6 : IEEE Trans. vol.PAS-96, no.3, p.945-954 (May/ June, 1977)
- 20)C.Masetti & B.Parmigiani : Area effect on the electrical breakdown of compressed SF₆-insulated systems : 3rd ISH no.32-15 (Aug. 1979)
- 21)H.M.Ryan & W.L.Watson : Impulse breakdown characteristics in SF_{σ} for non uniform field gaps : CIGRE 15-01 (1978)
- 22)G.Oppermann : Die Paschen-Kurve und die Gültigkeit des Pashen-Gesetzes für Schwefelhexafluorid : ISH p.378-384 (1972) Munchen

第3章 ガス空間暗電流特性

3.1 まえがき

SF₆ガス絶縁では空気等の通常の気体に比べ数倍以上も高い電界強度が使 用されるため、直流課電時に、従来ほとんど問題にならなかった暗電流が相当 に流れ、新たな問題になっている。2章で述べた偏心円筒電極に直流電圧を印 加した時の経験では暗電流は1~10mAにも達した。また、1964年~1965年に 行われた電力中央研究所送電機能研究会主催の管路気中送電線の第1次試験に おいては、直流500kV課電時に約50mAの大きな暗電流が記録されている。

暗電流の原因として従来より電子の電界放出が考えられてきた。新田氏ら1) は、電極表面上の微小な凹凸により電界が集中し電子が放出されるとしている。 暗電流が流れ始める電界強度(暗電流開始電界強度)は、表面知さが+0.5 μm のとき40-50 MV/m、±20μmのとき10 MV/mになる。暗電流は定常的に流れる成 分とパルス的に流れる成分から成り、 フラッシオーバ直前には数 μ &のパルス 電流が流れるとしている。 Ermel氏²⁾は φ 90/ φ 250×1830の同心円筒電極を用 いた実験で20μ4程度の暗電流が流れることを明らかにし、 やはり電界放出が 原因としている。 Berger氏³⁾はSF₆、空気および窒素ガス中の暗電流を平板 電極(陰極-サンドブラスト仕上げで粗さ±20μm;陽極-バフ仕上げ)を用 いて測定しいずれのガスにおいても約10µAになること、暗電流開始電界確度 はガスに関係なく8~10 MV/mであることを明らかにし、電極表面上の突起やダ ストからの電界放出が暗電流の原因としている。渡辺氏ら⁴>はφ50球-平板電 極を用いて実験し、 球電極がバフ仕上げ (粗さ±0.5µm)のとき暗電流開始電 界強度が21 MV/m、暗電流値が数nA、#80エメリー紙研磨(粗さ±25μm)のとき それぞれ16~19 MV/m、0.2 nAを得ており、後者の原因は電極表面上の突起に おける局部的な電離であるとしている。

ところが、筆者等の行った偏心円筒電極の実験において約5MV/mという非常 に低い電界強度で暗電流が流れ始め しかも 電流が非常に大きいという従来の 研究では説明できない新しい現象が観測された。上述の送電機能研究会主催の 直流課電試験(供試線路: φ114/φ340× g2900)では8MV/mの電界強度のとき 約50mAの大きな暗電流が記録された。UHV 直流送電を考えるとGISの内部導 体上の電界強度はこれらと同等のレベルになると予想され、機器の信頼性向上 や試験設備の小形化などを達成するために暗電流の原因を明確にすることが必 要になってきた。本章では、SF 6 ガス絶縁で顕在化したこのような異常とも 思える暗電流についてその特性を明らかにすると共に原因と防止方法について 検討した。

3.2 実験方法

3.2.1 電極の表面処理

直径70mmの黄銅材の平行平板電極(図2.1の電極1)を用い、ギャップ長 を6mmに設定した。電極の仕上げはバフ仕上げ(表面粗さ±0.2µm)と#60エ メリー紙で研磨した粗面仕上げ(表面粗さ±8µm)の2通りである。 研磨し た電極は、表3.1に示した4種類のクリーニングを行った後、陰極と陽極の 表面粗さの組合せを変えて試験タンクにセットした。

クリーニン グの種類	クリーニング内容
A	アセトンをしませた清浄な布で拭く
В	アセトンの中で5分間超音波洗浄し、洗浄後 清浄なアセ トンで電極表面を洗い流す。これにより金属粒子を除去。
C	パック処理。パックを電極表面に塗り、皮膜硬化後にはが す。これを2回繰り返し金属粒子を除去。
D	SF₅ガスを高速で電極表面に吹き付けることにより金属 粒子を除去。

表3.1 電極のクリーニング

3.4.2項に記述するように、クリーニングAの場合には研磨により生じた微 小な金属粒子が多数付着しており、クリーニングB、C、Dではその大多数が 除去されている。クリーニングCとDを施した電極では、タンクにセットする 前にアセトンをしませた清浄な布でよく拭き脱脂した。クリーニングDでは、 SF₆ガスボンベに取付けた減圧弁の吐出側に内径8mmのビニルホースをつな ぎ、減圧弁の吐出圧を2barにしてビニルホースを介してSF₆ガスを電極表面 に吹きつけた。

3.2.2 暗電流測定方法

暗電流測定は2章に示した図2.3の回路で行った。接地側の電極を20 kΩの抵抗を介して接地し、この抵抗の両端に生じる電位差を直流増幅器(横河電 機製 Type3125、入力インピーダンス0.5~1 MΩ)で増幅したのちペンレコー ダにより記録した。電流感度はペンレコーダ上で0.83 nA/mmである。

電圧は40kV/分(6.7 MV/(m・分))で直線上昇した。 これによる充電電流は 3 nAにすぎない。また、一部の試料については電圧を階段上昇した。

3.3 実験結果

3.3.1 暗電流開始電界強度

電極セット後第1回目の課電における暗電流開始電界強度と破壊電界強度を 図3.1に示す。このときのガス圧力は4 barであり、一般に次の事項が成り 立つ。

- (1) 陽極と陰極が共にバフ仕上げの場合(No.1)、暗電流はフラッシオー バまで流れず、暗電流が流れ始めると直ちにフラッシオーバする。
- (2) 陽極、陰極共に粗面仕上げの場合(No.2)、暗電流開始電界強度は14.0
 ~16.5 MV/mである。
- (3) 陽極がバフ仕上げ、陰極が粗面仕上げの場合(No.3)、No.2と同等の 暗電流開始電界強度になる。
- (4) 陽極が粗面仕上げ、陰極がバフ仕上げの場合(No.4)、5~9MV/mという非常に低い電界強度で暗電流が流れ始める。
- (5) 暗電流開始電界強度が最も低いNo.4の電極の組合せで電極クリーニン グB、C、Dを施すと(No.5、6、7)、暗電流開始電界強度がNo.2、 3と同等の値まで上昇する。
- (6)破壊電界強度はNo.2~7でほぼ等しく、電極クリーニングの影響はほ とんどない。

Γ	electrode condition		dition	field strength (MV/m)		
NO	finish		clean-			
	cathcde	ancde	ing	0 10 20 30		
1	buff	buff	A	dark current inception		
2	rough	rough	A	HOT O		
3	rough	buff	A			
4	buff	rough	A	first flashover		
5	buff	rough	в			
6	buff	rough	D	·		
7	buff	rough	с			

A : wiped with clean cloths immersed in aceton

B : ultrasonic washing

C: cleaning by blowing of high speed SF₆ gas

D : cleaning with an adhessive pack

Fig.3.1 Dark current inception and first breakdown field strength for parallel plane electrodes of 70 mm in diameter at 4 bar at the first voltage application.

3.3.2 課電履歷特性

電極状態は、暗電流開始電界強度に影響するだけでなく、電界強度に対する 暗電流の変化にも大きく影響する。図3.1に示したNo.2~4の各電極状態 (クリーニングA)における暗電流-電界特性の代表例を図3.2に示す。図 で定常的に流れている0.003μAの電流は電圧を直線上昇したことによる充電電 流である。この測定により以下の事項が明らかになった。

(1) No.2:陽極[粗面仕上げ]-陰極[粗面仕上げ]の場合(図3.2(a)); 暗電流は約17MV/mの電界強度で階段状に突然流れ始め電界上昇と共に急 激に増加する。17.5MV/mになったとき一旦電源を遮断し再びOMV/mから 課電を開始すると、最初の課電時よりも1~3MV/m低い電界強度で暗電 流が流れ始める程度であり、前課電による暗電流開始電界強度の大きな 変化、即ち、課電履歴特性はほとんどない。22MV/mで8 μA以上の暗電 流が流れてフラッシオーバする。一度フラッシオーバした後の暗電流開 始電界強度は17~20MV/mになり、この値は3~4回フラッシオーバさせ



Fig.3.2 Dark current characteristics for parallel plane electrodes of 70 mm in diameter at 2 bar under the condition of cleaning A. てもほとんど変化しない。電流感度を変えてフラッシオーバ直前の暗電 流を測定すると約20μAに達する。

- (2) No.3:陽極[バフ仕上げ]-陰極[粗面仕上げ]の場合(図3.2(b));
 No.2のときと同様に、暗電流はある電界強度で階段状に突然流れ始める。最初の課電時にフラッシオーバさせないで電圧を遮断し再び電界0
 MV/mから課電を始めると、暗電流開始電界強度は初回課電時よりも1~
 3MV/m低くなる。フラッシオーバ直前の暗電流は30~100µAになる。
- (3) No.4:陽極[粗面仕上げ]-陰極[バフ仕上げ]の場合(図3.2(c)); 暗電流はある電界強度で階段状に突然流れ始める。暗電流は不安定であ りスパイク状の成分を多く含んでいる。最初の課電で17MV/mまで上昇し た後 電圧を遮断し再びOMV/mから課電開始すると、 前回印加した最高 の電界強度に達したときに初めて暗電流が流れ始める。2回目の課電時 にも22MV/mで電圧を遮断し再課電すると、2回目の課電時の最高印加電 界強度にほぼ等しくなった時に暗電流が流れ始める。この現象の再現性 もよい。この課電履歴特性は極めて独特でありまだ世の中で報告された 例がない。フラッシオーバ直前の暗電流は約1µAである。

図3.2(c)の特性はガス圧力に影響されないようである。図3.3に示



Fig.3.3 Dark current characteristics for parallel plane electrodes of 70 mm in diameter at 2 bar;

anode [rough] - cathode [buff]; cleaning A.

-53-





-54-

したように、ガス圧力を2barにすると約15MV/mでフラッシオーバするものの、 暗電流開始電界強度と暗電流値は共に4bar時と同等になる。したがって、No. 4の時の暗電流はガス圧力の影響を受けない担体により運ばれていると推測さ れる。

また、たとえ陽極 [粗面仕上げ] ー陰極 [バフ仕上げ] の組合せであっても クリーニング方法を変えると図3.2 (c) と全く異なった暗電流特性になる。 その代表例を図3.4に示す。クリーニングB、C、Dを行うと課電履歴特性 がほとんど消失し暗電流開始電界強度が非常に高くなる。また、その暗電流特 性は各クリーニング間でほぼ等しくなる。このことは、クリーニングAをおこ なった電極ではクリーニングB、C、Dを行なった電極とは異なったメカニズ ムで暗電流が流れることを意味している。

3.3.3 暗電流一時間特性

クリーニングAを行った陽極[粗面仕上げ] -陰極[バフ仕上げ] の場合、 暗電流に大きな課電履歴特性のあることが判明したが、これは課電により暗電 流源が消滅するためではないかと考えられる。そこで、電界を3.3~3.4MV/mス テップ(各ステップ5分間保持)で上昇して暗電流の時間変化を測定した。そ の代表例は図3.5の通りであり、次に述べるように表面粗さの組合せにより 大きく変化することが判明した。

- (1) 陽極 [粗面仕上げ] 陰極 [粗面仕上げ] の場合、16.7 MV/mでパルス 的に電流が流れるがすぐに消滅する。20MV/m以上の電界強度になると定 常的に電流が流れる。20MV/mのとき課電当初は1.5 μ Aの暗電流であるが 6 分後には0.6 μ Aに減少する。23.3MV/mのときは約2 μ Aの暗電流が安 定して流れる。
- (2)陽極 [粗面仕上げ] 陰極 [バフ仕上げ]の場合、フラッシオーバさせないで20MV/mまで電圧を直線上昇して課電した後一旦電圧を遮断し再課電して測定した。13.3MV/mのときは暗電流は流れず、16.7MV/mのときには散発的に0.02μA程度のパルス性の電流が流れるにすぎない。21.2 MV/mになると課電直後に約0.3μAの大きな暗電流が流れるものの約30秒で消滅する。その後0.02μA程度のパルス性の電流が散発的に流れるだけであり、陰極が粗面仕上げの(a)に比べ全く電流値が異なる。なお、予め20MV/mまで課電したときに流れた暗電流の大きさは1μA以上(記

録計が振り切れた)であった。

このように暗電流-時間特性も電極状態により大きく異なっている。図3. 5(a)のように時間が経つと徐々に暗電流が減少する原因としてBerger氏³⁾ や渡辺氏⁴⁾はストレス コンディショニングを考えている。すなわち、暗電流 は微小な突起先端における微小放電によって流れるが、課電しているうちにそ の電流のジュール熱により突起先端が溶融し丸くなるため突起先端の電界が弱 くなり暗電流が減少するというものである。この考えで説明できるのは前述の 測定結果のごく一部だけであり、図3.1でNo.4だけ暗電流開始電界の低い こと、図3.2で(a)と(b)に課電履歴が現れないで(c)だけに現れる こと、クリーニングの仕方により暗電流特性が異なることを説明できない。筆 者は、後述の理由でこれらの原因は金属粒子ではないかと考えている。







(b) : after voltage application up to 20 MV/m without any flashover.

3.4 暗電流のメカニズム

3.4.1 電界放出と金属粒子による暗電流

暗電流の原因として、従来から考えられている電界放出された電子電流と微小突起の先端で生じる電離による電流のほかに、金属粒子が電荷担体になって 流れる電流が考えられる。電界放出された電子による電流密度Jは(3.1) 式のFowler-Nordheimの関係式によって表される⁵⁰。

 $J = K_1(m E)^2 exp(-\frac{K_2}{m E}) \qquad [\frac{A}{m^2}] \qquad(3.1)$

ここで、K₁はフェルミ準位と電極材料の仕事関数により決まる定数で約 7× 10⁻⁷[A/V²]、K₂は電極材料の仕事関数により決まる定数で約6.5×10¹⁰[V/m]、 mは微小突起先端の電界集中度(=(最大電界強度)/(平均電界強度))である。 この式より、ln(J/E²)と1/Eは直線関係になることがわかる。

微小突起先端における電離電流の場合、初期電子が $\exp{\int (\alpha - \eta) dx}$ で増 殖されるので、(3.1)式にその増殖率を掛けた大きな電流になる。 $\ln(J/E^2)$ と1/Eは直線関係にならず、1/Eの小さいところで急激に $\ln(J/E^2)$ が大 きくなるような曲線関係になる。

金属粒子が電荷担体になりその往復運動により電荷が運ばれ暗電流になる場 合には、付録Aに示すように、電流密度Jは(3.2)式で表される。

ここで、K₃は金属粒子の質量、面積、数および電極間隔によって決まる定数 で(付3.7)式で与えられる。この場合にはln(J/E²)は定数になり1/E に対し傾き0の直線になる。

各電極組合せにおける初回課電時の $\ln(I_a/E^2)$ と1/Eの関係の代表例を図 3.6に示す(I_a :暗電流)。 ●印で示した陽極 [バフ仕上げ] – 陰極 [粗面 仕上げ] の場合には、 $1/E < 6 \ge 10^{-8} = m/V$ で折曲りのない直線になり、この傾 きは初回課電時とフラッシオーバ後の課電時とで大差なく $-3.2 \ge 10^{8} = V/m$ にな る。この値を(3.1)式と比較することによりm $\Rightarrow 200$ と推定される。 山田氏ら¹⁾は表面粗さ±20 μ mの電極を用いて10⁻⁶ torrの真空中で電界放出さ れた電子電流を測定しており(図中の1点鎖線)、そのln(Ia/E²)対1/E の傾斜は本実験とほぼ一致する。1/E>6x10⁻⁸ m/Vで暗電流がながれるのは 初回課電時のみであり、一度フラッシオーバした電極では流ない。X印で示し た陽極 [粗面仕上げ] ー陰極 [粗面仕上げ]の場合にもかなり傾斜の大きい直 線になる。一度フラッシオーバした電極のln(Ia/E²)対1/Eは上述の場合と ほぼ等しい傾斜になる。以上より、この二つの場合の暗電流は電界放出された 電子電流による可能性が大と考えられる。

陽極 [粗面仕上げ] ー陰極 [バフ仕上げ] の場合、直線の傾斜は極めて小さ く、上記の場合の1/20以下である。特に〇印のときには1/Eが $8 \times 10^{-8} \sim 14$ × 10^{-8} m/Vの範囲で、 また Δ 印のときには $6 \times 10^{-8} \sim 10 \times 10^{-8}$ m/Vの範囲で I_a/E²が1/Eに関係なくほぼ一定になる。 この特徴は(3.2)式とほぼ一 致している。I_a/E²が1/E→小につれ僅かずつ増加する理由として、金属粒



Fig.3.6 Fowler - Nordheim plots of dark currents at the first voltage application in the case of cleaning A.

子からの部分放電の発生のほかに、電極面から離脱する金属粒子が電界と共に 増加することが考えられる。電極セット時のクリーニングAにより拘束力の弱 いものはあるていど除去され少数になっているが、拘束力の大きなものや研磨 傷の谷底にあるものは除去されていないため電界が強くなるとこれらの粒子が 電極面から多数とびだしてくると考えられる。

図3.2(c)の課電履歴特性は金属粒子を用いて次のように説明すること ができる。金属粒子は拘束力を受けて電極表面の研磨傷の山や谷の至る所に付 着している。電圧を印加すると、(静電気力)>(拘束力)になるものが電極 面から引き離されて電極間にとびだす。とびだした金属粒子は電極間を往復し て電荷を運び、その間に電極間から逸出したり電極面に溶着して消滅する。一 度消滅した金属粒子はもはや電流担体になりえず、また、再課電しても前回の 印加電界までは電極面からとびだす金属粒子がないため暗電流が流れない。こ の結果、顕著な課電履歴特性が現れる。一度フラッシオーバすると破壊電界以 下の電界で電極から離脱しうる金属粒子がごく少数になるので暗電流が非常に 小さくなる。

3.4.2 電極に付着した金属粒子

#80エメリーペーパで電極を研磨するとエメリーペーパで削りとられた金属 微粒子が電極に多数付着する。その電極面に粘着テープを圧着し、テープに付 着した金属粒子を金属顕微鏡で観察し、その大きさと形状および数を調べた。 顕微鏡の倍率は100~400倍であり2μm以上のものが観察できる。 金属粒子の 一例を図3.7に示す。白く光っている部分が金属粒子であり、形状はさまざ まで、大形のものの多くは薄片状になっている。1.8cm²のテープ面を40個所ラ ンダムにサンプリングし単位面積当たりの粒子数を求め、粒子の大きさと数の 関係として整理すると図3.8のようになる。研磨しただけの電極に付着して いる金属粒子は2~9μmで700個/mm²、100~199μmで10個/mm²、200~300μm で 4個/nm²存在し、300μmを超えるものは観察されなかった。クリーニングA では50μm未満の金属粒子数は研磨のみの場合の約 1/3、50μm以上のものは約 1/10になっている。クリーニングBでは 1/10~1/100に減り、大形のものほど 少数になる。クリーニングDも金属粒子数が大幅に少なくなる。クリーニング Cの場合は図示しなかったが、クリーニングDと同等であることを確認してい る。また、クリーニングA~Dでは200μmを超えるものは観察されなかった。



(a) cleaning A



(b) cleaning B



(d) cleaning D



(c) cleaning C



Fig.3.7 Metallic particles adhered to buff polished electrodes

このようにクリーニングB、C、Dは電極に付着した金属粒子の除去に有効で あり、なかでもクリーニングBは効果が大きい。

これらの金属粒子によって運ばれる電流は付録Aに示した方法を用いて次の ように計算される。図3.2(c)と図3.4(a)において暗電流開始電界 強度が大きく異なるが、両者の電極の相違点はクリーニング方法の違いによる 付着金属粒子数にあると考える。クリーニングBをした電極の暗電流開始電界 強度は約17MV/mであるので、この電界強度以下で流れるクリーニングAの電極 の暗電流は余計に付着している金属粒子により運ばれているとみなすことがで きる。このときの暗電流 Iaは次式で表される。

 $I_{d} = S \frac{\varepsilon_{0} \sqrt{\varepsilon_{0}}}{\sqrt{2} d} E^{2} \sum_{i} \frac{A_{i} \sqrt{A_{i}}}{\sqrt{m_{i}}} n_{i} \qquad (3.3)$



particle size

Fig.3.8

Size and number of metallic particles on electrodes.

ここで、S:電極面積、d:電極間隔、 ϵ_0 :真空誘電率、A_i、m_i:i番目 の寸法の金属粒子の面積と質量、n_i;単位面積の電極間に定常的に存在する 面積A_iの金属粒子数。金属粒子は課電中に均等に電極間に飛びだしその総数 が前述の付着金属粒子数に等しいとすれば、図3.8より、A_iとn_iは表3. 2として与えられる。実験に用いた電極ではS=1.66 x 10⁻³m²であるので、こ れらの値を(3.3)式に代入するとI_a/E²=1x10⁻²¹ A·m²/V²になり図3. 6に示した値とほぼ一致する。

NO. $2 \ge 30 \ge 5 \le 5$ No. $4 \ge 100$ 同程度の金属粒子が付着している にもかかわらず、それらがNo.4 のときのような低い電界強度で暗 電流が流れない原因は次のように 考えられる。粗面仕上げの陰極に は無数に突起が存在し、この突起 から電子が電界放出されSF∈ガ ス分子に付着されて負イオンを形 成する。この負イオンが陰極面上 に滞留し表面電界を緩和する結果、 元から陰極に付着していた金属粒 子および陽極側から陰極にとび込 んだ金属粒子に作用する静電気力 が弱くなり陰極から脱出すること ができなくなる。そのため金属粒 子の往復運動が希になり暗電流が

表3.2 金属粒子の面積Aiと数n;

and the second se		
大きさ (µm)	面積Aı (m²)	数 n i (個/m²)
2~9	2.5x10-11	6x10 ⁵
10~19	2.3x10 ⁻¹⁰	1x10 ⁵
20~49	1.2x10-9	6x104
50~99	5.6x10 ⁻⁹	0
100~199	2.3x10 ⁻⁸	1x10 ⁴

流れなくなる。電子の電界放出が低い電界強度で起きていることが、最近の Fujimoto氏⁵⁾や渡辺氏ら⁴⁾の測定により明らかにされている。Fujimoto氏は 138 kVガス絶縁母線用導体を用いて実験し、2MV/mという低い暗電流開始電界 強度と5MV/mで10pAの暗電流を得ている。また、渡辺氏らは直径250mmの平行 平板電極で実験し、 10~15 MV/mの電界強度で0.1~0.7 nAの暗電流を得てい る。したがって、上記の負イオンによる効果は十分に有り得ると考えられる。 陰極がバフ仕上げのときには、負イオンが形成されないため陰極の電界緩和が なくなり、飛来した金属粒子は電荷交換後 直ちに陰極から離脱し陽極に向か うことができる。また、陰極に尖鋭な大形の突起がないため、金属粒子の衝突
により尖鋭端が加熱・溶融してそれを溶着させることも起き難く、電流担体と して電極間を何度も往復しうる。この往復運動が繰り返されることにより電荷 が運ばれて大きな暗電流になると考えられる。

3.5 まとめ

平行平板電極を用い、陽極と陰極の表面粗さをバフ仕上げ(±0.2 µm)と粗 面仕上げ(±8µm)に変えたときの暗電流特性について検討し、以下の諸点を 明らかにした。

- (1) 陽極 [粗面仕上げ] 陰極 [バフ仕上げ] のときの暗電流開始電界強度 は極めて低く5~9 MV/mである。この電界値はその他の仕上げの組合せ のときの1/2~1/3である。 また、課電履歴の影響が大きく、20 MV/m以 下の電界強度では前課電した電界強度以下では暗電流は流れない。
- (2)陽極 [粗面仕上げ] 陰極 [粗面仕上げ] と陽極 [バフ仕上げ] 陰極 [粗面仕上げ]の暗電流特性は陰極からの電子の電界放出が大きく寄与 しているが、陽極 [粗面仕上げ] - 陰極 [バフ仕上げ] では金属粒子が 電流担体になっている可能性が大きい。
- (3) 粗面仕上げ電極には微小な金属粒子が多数付着しており、電流がこの金属粒子の往復運動によって運ばれると考えると、暗電流値は電界強度の 2乗に比例する。これは実測した暗電流の電界依存性とほぼ一致すると 同時に、計算した暗電流値も測定値とほぼ一致する。
- (4) 陽極 [粗面仕上げ] 陰極 [バフ仕上げ] であっても陽極を超音波洗浄 したり、パック処理を行ったり、あるいは、高速ガスブローを行い、付 着金属粒子を除去することにより低電界における暗電流の発生を防止す ることができる。また、課電履歴特性もなくなる。

3.6 参考文献

1)山田、藤原、新田: 高気圧SFo中の暗電流と絶縁破壊: 電気学会論文誌 vol.93-A p.37-44 (Jan. 1973)

2)M. Ermel : Der SF₆-Durchschlag in Zylinderfeld bei Gleichspannung :

ETZ-A vol.90, p.505-510 (1975) H11

- 3)S. Berger : Investigations of the occurence of erratic low breakdown voltages in compressed air : IEEE F77 068-0 (1977)
- 4) 渡辺、宅間、河本: 高気圧SF 6 ガス中の直流破壊と暗流特性: 昭和52電 気学会全国大会 No.120
- 5)田中、犬石: 電気材料: オーム社 p.458-460(昭和39年)
- 6)N. Fujimoto : Conduction current in gas-insulated switchgear for low level dc stress : Gaseous Dielectrics V p.513-519 (May, 1987)

3.7 付録

A 金属粒子により運ばれる電流

厚さt、面積Aの薄板状の金属粒子が電極面上にあるとき、電極から与えられる電荷量Qはtが十分に薄いとき(付3.1)式で与えられる。

 $Q = \varepsilon_0 E A \qquad \dots \dots \dots (f 3. 1)$

ここで、 εo: 真空誘電率、E: 電界強度。金属粒子の質量をm、電極面からの距離をxとすると、運動方程式は次式で表わされる。

$$m \frac{d^2 x}{dx^2} = QE - F(\frac{dx}{dt}) \pm mg - F(Q,x)$$
 ($df3.2$)

ここで、QE:静電気力、F(dx/dt):粘性力、F(Q,x):鏡像電荷により受け る力。金属粒子の速度が特別速くないかぎりQEにくらべ粘性力を無視するこ とができる。特に、mg《QE、F(Q,x)《QE、かつ、電界上昇速度dE/dt が金属粒子の電極間横断速度にくらべて十分に遅い場合、(付3.1)、(付3. 2)式の解は(付3.3)式になる。

電極間距離をd、金属粒子が電極間を横断する時間をtoとすれば(付3.3) 式より

$$t_{o} = \sqrt{\frac{2 m d}{\epsilon_{o} A}} \frac{1}{E} \qquad \dots \dots \dots (\text{(f3.4)})$$

したがって、金属粒子によってはこばれる電流iは次式で与えられる。

$$i = \frac{Q}{t_0} = \sqrt{\frac{(\epsilon_0 A)^3}{2 m d}} E^2 \qquad \dots \dots \dots \dots (\text{ff} 3.5)$$

面積A_i、質量m_iの金属粒子が単位面積当たりn_i個あるとすれば、電流密度 Jは次式で表される。

ただし

第4章 エポキシ棒沿面フラッシオーバ 特性

4.1 まえがき

SF₆ガス絶縁機器は 密閉された接地金属容器の内部に高電圧導体を収納す る構造をしており、この高電圧導体を機械的に固定し かつ 電気的に絶縁する ために、あるいは、高電圧の電路を開閉操作するために様々な形の固体絶縁物 が使用されている。

これらの固体絶縁物の沿面フラッシオーバ電圧は、一般に、ガス空間のフラ ッシオーバ電圧よりも10~50%も低くなることが知られている¹³。その原因の 一つは固体絶縁物と電極との接触部に発生する微小ギャップによる電界集中で あるといわれている。 これは 第1章でも述べたように SFsガス絶縁が電界 集中に非常に敏感であることに原因しており、表面漏洩長が専ら問題にされて きた従来の空気絶縁ではほとんど顧みられなかった点でもある。このため、実 機器の固体絶縁物は微小ギャップが発生しないように細心の注意をはらって注 型されている。しかし、構造的にあるいは形状的に微小ギャップの発生が避け られない場合がある。その代表的なものが棒状の固体絶縁物(絶縁棒)を電極の 窪みに挿入した構造であり、絶縁棒と電極の接触部に鋭いくさび状のギャップ が形成される。このような場合の絶縁耐力の考え方について 未だ十分に解明 されているとは言えない。

本章では、ガスくさびを持つ絶縁棒の雷インパルスフラッシオーバ電圧を測 定し、電圧極性効果、ガス圧力効果、電極形状効果、エポキシ棒長さ効果およ びエポキシ棒サイズ効果について明らかにしている。さらに、これらの結果に 基づいてガスくさびがフラッシオーバ電圧に及ぼす影響について微視的に検討 し、ガスくさびに発生する電子雪崩にストリーマ理論を適用することにより精 度よくフラッシオーバ電圧を推定できることを初めて明らかにしている。



(b) shape B *: field strength at point Q

Fig.4.1 Specimens of epoxy rods.

4.2 実験方法

4.2.1 供試絶縁棒

実験に用いた絶縁棒は充填材入りエポキシ棒であり、 比誘電率が5.0、表面 抵抗率が約10¹⁶Ω、体積抵抗率が約 3x10¹⁵Ω·cmである。直径20~60mmのエポ キシ棒を図4.1に示す電極の間に挿入した。

形状Aの試料は窪みつき高電圧電極にエポキシ棒を挿入する構造である。高 電圧電極の先端は半径Rの円弧でエポキシ棒に接触しており、この接触部に鋭 いくさび状のガスギャップ(ガスくさび)が形成される。電極形状効果を測定 するため、 試料No.1~3ではエポキシ棒の寸法を一定にしたまま高電圧電極 の先端半径Rのみを2.5~10mmの範囲で変えている。 サイズ効果を検討するた め、No.2、5、7およびNo.3、6、8の試料は大きさが6:3:2の互いに 相似な形状になっている。 また、試料No.2ではエポキシ棒の長さ効果の測定 のため、エポキシ棒の長さのみ60~190mmの範囲で変えている。

形状Bの試料では窪みのない平坦な高電圧電極を用いている。 No.9~12で は長さ効果の測定のため同一の電極を用いエポキシ棒長さLのみを変えている。 No.9と13の試料は大きさが2:1の相似な形状であり、 サイズ効果の測定に 用いた。

-67-

4.2.2 測定方法

印加電圧は(1.2±0.25)/40µsの電インパルス電圧(IMP)である。予想 フラッシオーバ電圧の約50%の電圧から印加を始め、30~100kVステップで上 昇した。フラッシオーバすると電圧をフラッシオーバ電圧の約80%に下げ再び 課電・上昇した。一つの試料で1~3回フラッシオーバするとエポキシ棒表面 に暗褐色の放電痕跡がつきフラッシオーバ電圧が著しく低下するので、その時 点で試料を交換した。また、二方向から放電静止写真を撮り、1~3回の沿面 フラッシオーバの中で同一個所からフラッシオーバしているものはデータから 除いた。一条件につき10~15回フラッシオーバ電圧を測定した。

4.3 電位と電界分布

各試料について電子計算機を用いて差分法により電界解析を行った。エポキ シ棒と高電圧電極の接触部にガスくさびのような微小ギャップが存在すると、 この個所の計算精度はメッシュの大きさに大きく影響される。そのため、この ような個所では最小5x20μmまたは10x10μmの大きさの矩形メッシュを用いて 計算した。最初に試料全体について電界解析を行い、その結果を用いてエポキ シ棒-高電圧電極接触部について詳細に解析した。

形状Aの試料の代表的な電位分布は図4.2に示す通りであり、 電極間に





Fig.4.3 Potential distribution near the epoxy rod - high voltage electrode junction 100%の電圧を印加したとして10%毎の等電位線で描かれている。 形状Aの試 料ではこのように高電圧電極の周囲に等電位線が集中する傾向がある。エポキ シ棒-高電圧電極接触部に形成されるガスくさびで等電位線の集中が特に著し く、その詳細な電位分布をNo.1~3の試料について図4.3に示す。 等電位 線は0.25%毎に描かれており、図中の〇印はエポキシ棒と高電圧電極の接触部 を表している。図より、高電圧電極先端の半径Rが大きくなるにつれ等電位線 の間隔が長くなり電界が弱くなること、および、ガスくさびの等電位線群は高 圧電極表面に対しほぼ同心円状に分布していることが判る。

エポキシ棒表面上におけるガスくさびの電界強度 E_s(電位の負勾配)は距離 xにより図4.4のように変化している。ここで、距離 x は、エポキシ棒-高 電圧電極接触部を原点として接地電極側に向けて測った長さである。形状Aの 試料におけるこの E s の分布には次の特徴がある。

- (1) E_sは x = 0 の近傍で最大になる。
- (2) 電極先端曲率半径Rが小さいほどE_sの最大値は大きくなり、No.1、2、
 3の試料でそれぞれ118/nm、7.48/nm、4.18/nmである。
- (3)高電圧電極表面の電界強度も図中の点線で示したようにガスくさび部で 非常に強く、エポキシ棒表面上の値を上回る。

ガスくさびを除くと高電圧電極の電界は表面M-N上で最大になり、図4.1 にQ点の電界強度として示している。 試料No.5、7はNo.2と、また、試料 No.6、8はNo.3と相似であるので、 それらの試料の各部の電界強度は上述



Fig.4.4 Electric field distribution at the gas wedge of shape A specimens.

-69-

の値に寸法比の逆数を乗じた値になる。

形状Bの試料は形状Aと違い ガスくさびを形成する構造になっていない。しかし、エポキシ 棒端部を石膏で型どりし顕微鏡 で詳細に観察すると、図4.5 中に示したように本来なら断面 AOCのように直角であるべき ものが端面の角落しにより断面 ABCになっていることが判明 した。OABの部分にガスくさ びが形成されており、その頂角 は10~30°、長さは0.4~0.9mm になっている。このときのNo.9 試料の電界分布は図4.5に示 す通りである。ガスくさびが



Fig.4.5 Electric field distribution of a shape B specimen (no.9).

いときにはE_sが2.2%/mmであったものが、ガスくさびの存在により約3.5倍も 強い7.8%/mmになる。No.10、11、12の試料のE_sは1.5%/mm、1.4%/mm、1.2%/mm であり、ガスくさびの存在によりNo.9の試料と同様に約3.5倍の強さになる。

4.4 沿面フラッシオーバ電圧

4.4.1 極性効果

図4.6に沿面フラッシオーバ電圧に対する極性効果の代表例を示す。正極 性の場合、形状Aの試料でしかも1bar時に限りQ点 (図4.1参照)が出発 点になるガス空間フラッシオーバであるが、2bar以上になるとエポキシ棒ー 高電圧電極接触部から開始する沿面フラッシオーバになる。負極性の時にはほ とんどの場合Q点から開始するガス空間フラッシオーバであり、沿面フラッシ オーバが観測されることは極めてまれである。この場合、ガス空間フラッシオ ーバ電圧が短時間側で立上がるが沿面フラッシオーバ電圧は立上がらないとい う性質を利用して²³、 急峻な過電圧を印加し0.5~1.0 µsでフラッシオーバさ せることによりガス空間フラッシオーバを防止し沿面フラッシオーバ電圧を測



Fig.4.6 Polarity effects of surface flashover voltages.

定した。負極性ガス空間フラッシオーバ電圧は図示の負極性沿面フラッシオー バ電圧より10~20%低くなる。このようにして測定した沿面フラッシオーバ電 圧を比較すると正極性の方が負極性よりもかなり低くなる。そのため以下では フラッシオーバ電圧が低い正極性について詳細に検討を進めた。

4.4.2 高圧電極先端半径の影響

No.1、2、3の試料は エポキシ棒の寸法が同じで高電圧電極の先端半径 R だけが異なっており、これらの試料で測定したフラッシオーバ電圧とRの関係 は図4.7のようになる。Rが大きくなるにつれほぼ比例してフラッシオーバ 電圧が高くなるが、これは図4.4に示したようにR→大につれガスくさびの Esが弱くなるためと考えられる。著しく不平等な電界中を除けば、SF₆ガス は最大電界がある一定値になるとフラッシオーバするという性質(最大電界一 定型フラッシオーバと呼ぶ)がある。しかし、本試料のようにガスくさびがあ るとこの性質がなくなるようである。もしも、最大電界一定型のフラッシオー バをするなら、最大電界強度に反比例してフラッシオーバ電圧が高くなるはず である。図中の破線は最大電界強度から求めたフラッシオーバ電圧であり、R =2.5mmのときに実測値に一致するように規格化されている。破線で示した計



Fig.4.7 Effects of high-voltage electrode
curvature R on positive flashover
voltages ;
 R= 2.5 mm : no.1 specimen ;
 R= 5 mm : no.2 specimen ;
 R= 10 mm : no.3 specimen.

算値はRが大きくなるにつれ急上昇し、この傾向は測定値の傾向と合うものの 電圧は実測値のほうがかなり低くなる。このことは、フラッシオーバは最大電 界一定型ではなく別のメカニズムによって生じていることを意味している。こ れは、後述するようにガスくさびにおける電子雪崩の増殖にストリーマ条件を 適用することより説明することができる。

4.4.3 エポキシ棒長さの影響

高電圧電極の寸法を一定にしてエポキシ棒の長さだけを長くすると、フラッシオーバ電圧は図4.8に示すように飽和気味に上昇する。 形状AではNo.2 の電極を、形状BではNo.9の高電圧電極を用いている。形状Aではエポキシ 棒長さL=25mmでフラッシオーバ電圧がOkVになっているが、これはこの長さ で高電圧電極が接地電極に接触するためである。

最大電界強度からフラッシオーバ電圧を計算すると破線のようになる。形状 A、BともL=60mmのときに計算値が実測値に一致するように補正している。 前項と同様に計算値の方が実測値より高くなり、最大電界強度だけではフラッ シオーバ電圧を精度よく推定できないことがわかる。

-72-

4.4.4 ガス圧力特性

平等電界中のガス空間のフラッシオーバ電圧は ガス圧力Pに対しP^{o・8}~ P^{1-o}に比例して変わることが知られている⁸⁾。また、同軸円筒電極に挿入さ れた円板スペーサではフラッシオーバ電圧がP^{o・8}~P^{o・9}に比例すると言われ









ている³⁾。しかし、本研究で用いた試料ではこのように大きな圧力依存性を持たず、図4.9に示したように試料A、Bの別および試料No.によらず P^{o.6}に 比例して変化する。

ガス圧力依存性が小さくなることは、ガス空間フラッシオーバでは比較的平 等な電界を作る電極面に微小な突起がある場合⁴⁾や不平等電界配置の電極⁵⁾で よく認められる現象であり、また沿面フラッシオーバでは電極との接触部の電 界が緩和されていない形状のスペーサ³⁾でしばしば観測される現象である。こ こで用いた試料においてもガスくさびで局部的に強い電界集中が起きているた め、フラッシオーバ電圧のガス圧力依存性が小さくなっていると考えられる。 形状Aの試料では1bar時のフラッシオーバ電圧がP^{o-6}で得られる値よりも高 くなる傾向にあるが、これは局部的に電界集中しているガスくさびで微小な放 電が先行して発生し、その空間電荷により電界が緩和されているためと考えら れる。

4.4.5 サイズ効果

試料No.3、6、8、試料No.2、5、7および試料No.9、13は大きさが6 :3:2、6:3:2および6:3の相似な試料であり、この相対寸法比とフ ラッシオーバ電圧の関係を求めると図4.10に示す通りになる。フラッシオー





バ電圧は2~5barのガス圧力でC^{o-8}に比例して変化する。

もしも最大電界一定型のフラッシオーバをするならばフラッシオーバ電圧は Cに正比例しなければならない。 しかし、実際にはC^{o.8}に比例した変化をし ており、前々項でも述べたように単純な最大電界一定型とは別のメカニズムで フラッシオーバしていると考えられる。これは、後述するように、相似な位置 において成長する電子なだれの大きさがCにより異なるためであると考えれば 説明できる。

4.5 ガスくさびの電界強度と微小放電

4.5.1 電界強度分布

4.3節の電界分布と4.4節のフラッシオーバ電圧とからフラッシオーバ 時のガスくさびの電界強度を求めることができる。その代表例を図4.11と 図4.12に示す。前者はエポキシ棒の寸法を同じにして高圧電極の先端半径 Rを変えた場合、後者はエポキシ棒と高圧電極を同時に相似に変えた場合であ る。図より次のことが明らかである。

- (1) エポキシ棒表面電界強度Esとガス圧力Pの比Es/Pは接触点x=0mm の近くで最大になり、その値はRが小さいほど大きくなる。またこの最 大値は極限破壊電界よりもはるかに強い。
- (2)極限破壊電界E_{cr}/P(=8.89MV/(m·bar))よりも電界の強い領域がか なり広範囲にわたって存在する。E_{cr}/Pは電離係数が付着係数に等し くなる電界強度であり、これ以上の電界強度になると電離係数の方が付 着係数よりも大きくなり電離することが可能になる。そこで(E_s/P) ≧(E_{cr}/P)を満足する距離xを電離可能距離と呼べば、これはガス 圧力の低いほど、また、Rの大きいほど長くなる。電離可能距離は短い ときで約1mm、長いときで約8mmにもなる。
- (3) 試料が相似に小さくなるとEs/Pの最大値が大きくなる。5barの時の
 試料No.2、5、7を例にとれば最大値はそれぞれ約12MV/(m·bar)、約
 14MV/(m·bar)、約17MV/(m·bar)と大きくなる。この最大値の増加は1/C
 の増加よりもかなり小さく、他の試料についても同様である。
- (4) 電離可能距離の変化は相対寸法比Cの変化よりも小さい。









このように電離可能距離やEs/Pがガス圧力や試料No.、相対寸法比Cによって変化することが4.4節の各種の効果の原因になっていると考えられる。 このことは、ガスくさびで発生する電子雪崩の大きさがフラッシオーバに密接 に関係していることを示唆しており、これについて4.6節で詳細に検討する。

4.5.2 微小放電の発生

形状Aの試料のガスくさびの電界はフラッシオーバ時に極限破壊電界E_{or}/P を大きく上回っているため、フラッシオーバに先立ちこの個所に微小放電が発 生する。微小放電により生成された電荷はエポキシ棒表面にトラップされ表面 電荷として残留する。これに静電印刷用の黒色帯電粉末(トナー)をふりかけ るとトナーが静電的に吸引され、表面残留電荷に対応した粉末電荷図が得られ る。 このようにして得た粉末電荷図の代表例を図4.13と図4.14に示す。 図 (a)は全体像であり、ガスくさびの形成される位置にリング状に黒色の粉末電 荷図が発生している。これを拡大したものが図(b)である。拡大写真では、透 明な粘着フィルムを粉末電荷図に押圧しフィルム側へ転写した後 印画紙へ焼 き付けているため白黒が逆転し、白い部分が粉末電荷図になっている。

電荷図は いずれの場合もエポキシ棒-高圧電極接触位置から少し離れたとこ ろ(図4.13では1~2mm、図4.14では0.5~1mm)で特に濃くなって島状に 重なり合っており、強い微小放電が集積して発生していることがわかる。この 中の一つがストリーマとして長く伸び出している。それに対し、エポキシ棒-高圧電極接触位置では電荷図が極めて薄くなっており、放電は非常に微弱であ ると思われる。したがって、沿面フラッシオーバのメカニズムとして、まず上 記の接触位置から少し離れた位置でガスくさびが微小放電し、その中で特に大 きな放電がストリーマになってエポキシ棒表面を進展しフラッシオバに至るメ カニズムが考えられる。



Fig.4.13 Dust figure of specimen no.5 at 3 bar for +375 kV.

H.V. electrode side



Fig.4.14 Dust figure of specimen no.5 at 5 bar for +530 kV.

4.6 沿面フラッシオーバ電圧の新しい推定方法

前節の検討結果よりガスく さびには微小放電が発生して いることが判った。そこで、 本節では、この微小放電にス トリーマ理論を適用しフラッ シオーバ電圧を精度よく推定 する方法について検討する。

図4.15に示すガスくさび において、エポキシ棒上の任 意の点Aと高電圧電極の先端 半径Rの中心Cを結ぶ直線が 高電圧電極表面と交る点をB





とする。4.3節で述べたように、ガスくさびの等電位線群が高電圧電極先端 の丸みに対しほぼ同心円状に分布するため、電気力線はほぼ直線CAの方向を 向く。電子雪崩は電気力線の方向に生じるため、直線CA(z軸とする)上の 区間ABで電離増殖する。電子雪崩内のイオン数が10⁸個程度になると自己進 展性の強いストリーマになるため、これをフラッシオーバ条件として(4.1) 式で表す。

 $\exp(\int \alpha_{eff} dx) = 10^8$

あるいは

ここで、hは線分ABの長さ、 α_{off} はSF₆ガスの実効電離係数で(4.2) 式で表される。



in coaxial cylinder electrode approximation $E(z) = [100 - \Phi(x)]/[z \ln(1+x^2/R^2)^{0.5}]$ $E_o : \text{critical field strength}$ $x_{\text{max}}, V_{\text{max}} : \text{max. distance and max. voltage}$ for calculation

Fig.4.16 Flow chart of the calculation of flashover voltages. ここで、E(z)とPの単位はMV/mとbarである。

線分AB上の電界E(z)は、あらかじめ電界解析により求めたエポキシ棒表 面上の電位分布を用い、試料形状Aのときには点Aを通る等電位線と高圧電極 表面とが同心円筒電極を形成するとして計算により求める。形状Bのときには、 ガスくさびでほぼ一様な電位分布になるためエポキシ棒表面上の電位と電極電 位の差をくさびのギャップ長で割った値を E(z)として用いる。 このE(z)と (4.1)式、(4.2)式を連立して解くことにより点Aの位置と印加電圧 (電界)の関数として電子雪崩の強さIを計算することができる。その計算は 図4.16に示したフローチャートに従い電子計算機を用いて行った。代表的な 計算結果を図4.17~4.19に示す。

図4.17はNo.3の試料でガス圧力を2~5barに変えた場合である。電圧が 高くなるにつれ I が大きくなると共に、I が最大になる距離 x が大きくなる。 図4.11に示したように電界強度は x ≒ 1 mmで最大になるものの、この位置に おける I は非常に小さく電子雪崩は極めて微弱であることが判る。印加電圧が 等しい場合にはガス圧力が高いほど I が小さくなる。(4.1)式に示したよ うに I =18がフラッシオーバ条件であるため、これを満足する電圧がフラッシ オーバ電圧であり、2 barで 540 kV、3 barで 770 kV、5 barで1220 kVになる。 このときの I ≥ 0 の距離はガス圧力が高いほど小さくなる傾向にあり、図4. 13、図4.14に示した電荷図の微小放電先端とエポキシ棒ー高電圧電極接触位 置の間の長さ x が短くなる性質と一致している。

図4.18はガス圧力を5barに保ち試料の大きさを相似に変えた場合である。



Fig.4.17 Pressure dependence of electron avalanche intensity in the case of specimen no.3





Fig.4.19 Electron avalanche intensity at specimen no.9; -----: 3 bar; -----: 5 bar.





: calculated volt.

試料No.2はNo.5の2倍の大きさであるが、上述の計算から求められるフラッ シオーバ電圧は約1.8倍にすぎず寸法の相対的変化よりも小さい。これは図4. 10の傾向と良く一致している。また、Iの極大値のほぼ等しいもの同士を比較 すると大形の試料ほど広い範囲で微小放電を発生しているといえる。

形状Bの試料も図4.19に示すように同様な傾向を示す。横軸の距離yは、 図4.5の点Aを原点とし点O方向に測った長さである。3bar、5barともy が約0.1mmの位置でI=18になり この位置で発生した電子雪崩がフラッシオー バを引き起こしていると考えられる。

このようにして求めたフラッシオーバ電圧の計算値と実測値の比較を図4. 20に示す。計算値は実測値と良く一致していることがわかる。図示したもの以 外の試料についても表4.1に示したように計算値と実測値は良く一致する。 この計算方法では表面残留電荷の影響を考慮にいれていないため その影響が

specimen	FOV (kV) (upper : measured, lower : calculated)			
	2 bar	3 bar 5 bar		
1	360 - 470	460 — 600	540 — 710	
	280	380	580	
2	430 - 560	510 — 660	730 — 950	
	390	550	840	
3	580 — 750	740 — 960	1120 — 1460	
	550	770	1220	
5	240 - 320	300 - 400	420 — 550	
	230	310	470	
6	340 - 440	370 - 480	590 — 770	
	310	420	660	
7	190 — 250 170	230 - 300 230	$\begin{array}{r} 310-410\\ 340\end{array}$	
8	250 - 330	320-420	430 - 560	
	220	310	470	
9		620 — 810 640	860 - 1120 930	

Table 4.1 Comparison of calculated flashover voltages with measured ones

無視できなくなるような場合には計算値と実測値との一致性は必ずしもよくない。 2barにおいて計算値が実測値よりやや低めになるのはこのためと考えられる。 また、試料No.1では計算値の方が実測値よりもかなり低くなっているが、これは高電圧電極先端半径Rの加工公差やエポキシ棒と高電圧電極のはめ合いの関係でガスくさびの寸法が解析に用いた値と若干異なり、その影響が大きく表れたためと考えられる。

4.7 まとめ

微小なガスくさびを持つエポキシ棒を用いて雷インパルス電圧に対する SF₆ ガス中沿面フラッシオーバ特性について検討し、つぎの事項を明らかにした。

- (1) エポキシ棒と高電圧電極の接触部に形成されるガスくさびの電界強度は、 沿面フラッシオーバ時には極限破壊電界8.89MV/(m·bar)よりはるかに強 くなっている。フラッシオーバは最大電界一定型にならず、このガスく さびにおいて増殖される電子雪崩のつよさを計算することによりフラッ シオーバ電圧を精度よく求めることができる。計算したフラッシオーバ 電圧は2~5barの範囲で実測値とよく一致する。
- (2)正極性では沿面、負極性ではガス空間でフラッシオーバしやすく、沿面 フラッシオーバ電圧を比較すると正極性のほうが低くなる傾向にある。
- (3)フラッシオーバ電圧はガス圧力Pに対しP^{0・6}に比例して変わり、また、 試料を相似に大きくするとその相対寸法Cに対しC^{0・8}に比例して変わ る。
- (4)電極寸法を一定にしてエポキシ棒のみを長くするとフラッシオーバ電圧 は長さに比例せず飽和気味に上昇する。また、同一のエポキシ棒に対し ては電界集中の小さい電極ほどフラッシオーバ電圧が高い。
- (5)ガスくさび部のエポキシ棒表面にはリング状に電荷が残留している。この残留電荷は微小放電が集積したものであり、その中の一つがストリーマになって進展しフラッシオーバを誘起している。

4.8 参考文献

- A.H. Cookson : Electrical breakdown for uniform fields in compressed gases : Proc.IEE vol.117, p.269 (1970)
- 2) F. Endo et.al. : Effects of electrode and solid insulator on the flashover in compressed SF₆ : CIGRE 15-04 (1976)
- 3)池田、加藤:管路気中送電線用絶縁スペーサのフラッシオーバ特性:日 立評論 vol.53, p.974 (昭和46年)
- 4) R.G. Baumgartner : Untersuchungenn uber die Gueltigkeit des Aehnlichkeits Gesetzens in Schuwefelhexafluorid : Dr. Thesis ETH Nr.5997
- 5) 池田、依田: SF₆ガスの絶縁破壊に及ぼす電極表面とちり粒子の影響: 電 気学会誌 vol.91, p.1707 (昭和46年9月)
- 6) A. Pedersen : Criteria for spark breakdown in sulfur hexafluoride : IEEE Trans. PAS-89, P.2043 (1970)

第5章 フラッシオーバ特性に及ぼす 金属粒子の影響

5.1 まえがき

SF₆ガス絶縁機器は空気絶縁機器に比べ数倍~数十倍の強電界にして短い 絶縁距離で使用されるため、金属粒子が混入すると静電気力で吸引されて高電 圧部へ浮上し絶縁耐力が著しく低下するという新たな問題が発生する。これを 防ぐため、金属粒子が混入しないよう機器組み立てに際して徹底的に清掃する と共に、金属粒子の発生し難い組み立て方や構造の工夫がこらされている。そ れと同時に、万一 金属粒子が混入してもフラッシオーバしない絶縁構造にし ておくことも極めて重要である。

従来より多くの研究者1~19)により、金属粒子混入時の

(1) ガス空間とスペーサ沿面のフラッシオーバ電圧と部分放電特性

- (2) スペーサ形状による沿面フラッシオーバ電圧の変化
- (3) 金属粒子の運動

等について精力的に研究されてきた。しかし、研究者により実験結果がまちま ちでありデータも不完全であるなどして統一的な解釈ができていない状況であ り、実機器に適用するためにはもっと系統立った研究と定量的な検討が必要に なってきている。

本章では、従来 見過ごされていた金属粒子の太さの影響について先ず検討し その重大さを示した。次いで、ガス空間とスペーサ沿面のフラッシオーバ電圧・ 破壊電界強度と金属粒子の長さとの関係を明らかにした。さらに、ガス空間に おいてはコロナ安定化作用をモデル化することにより精度よく破壊電界強度を 計算する手法を導き、スペーサ沿面においては沿面の接線方向の電界成分があ る特定の値になるとフラッシオーすることを明らかにした。

5.2 実験方法

5.2.1 電極とスペーサ

ガス空間フラッシオーバ電圧の測定には図5.1の5種類の同軸円筒電極を

co	nfiguration of specimens	dimensions		
concentric cylinder			d1 (mm)	d ₂ (mm)
		E-1	20	5.4
		E-2	50	150
		E-3	100	250
		E-4	130	350
		E-5	300	850
	k d2→			

Fig.5.1 Electrode configuration



Fig.5.2 Spacer configuration





用いた。E-1、E-2は実験用の小形の電極であり、E-3~E-5はそれ ぞれ標準雷インパルス試験電圧 BIL (Basic Impulse Insulation Level)が400 kV、750 kV、1800 kV級の電極である。内部電極の材料はアルミニウムであり、 その表面は エメリー紙を用いて±2 μ m程度に仕上げた。電界集中度((最大電 界強度)÷(平均電界強度))は1.64~1.82の範囲にあり準平等電界を形成して いる。破壊電界が金属粒子の長さの絶対値で決まるのか、それとも、電極寸法 との相対値で決まるのか 明らかにするため、E-2、E-3、E-4、E-5の電極寸法はほぼ1:1.7:2.3:5.6の比率の大きさに選ばれている。

スペーサは図5.2に示したポストスペーサを用いた。スペーサは充填剤入 りのエポキシ樹脂である。スペーサ形状によるフラッシオーバ電圧の相違を明 らかにするため、ポストスペーサAは図5.3に示す3種類の形状に変えた。 ポストスペーサA-a、B、Cはほぼ相似な形状であり、サイズ効果を明らか にするためほぼ1:1.2:2.2の比率に選んだ。

5.2.2 金属粒子と取付け方法

金属粒子は球形よりも長い線状のものの方がフラッシオーバ電圧に大きく影響するため、本研究では長さ2~10mmの直線状の銅の金属線を用いた。金属線の両端は鋭利なナイフで直角に切断している。同軸円筒電極の場合には、図5.4に示したように、アクリルの固定枠を用いて中心電極に金属線を固定した。 金属線は中心電極に接触させるよりも極く僅か離した方がフラッシオーバ電圧





が低くなることが指摘されており^{12,18)}、また筆者も経験しているので、最低 のフラッシオーバ電圧が得られるよう金属線と中心電極の間に微小ギャップg を設けた。一度に10本の金属線を取付け、各金属線のgを0mmから2mmまで約 0.2mm毎に変えた。 なお、長さ2mmの金属線を固定する場合に限り、アクリル の固定枠の厚さを図5.4の1/3とした。

スペーサへの金属線の固定は、金属線の中央部に微少量のエポキシ接着剤を つけて行った。ポストスペーサの場合には8本の金属線を同一の高さの所に同 時に固定し、各金属線は周方向に45度ずつ離した。金属線の固定位置は図5. 3に示したように x = 0~80mmの範囲で変えた。

5.2.3 印加電圧

1.2/40µs電インパルス電圧(IMP)は予想フラッシオーバ電圧の約80% の電圧から課電を開始し、20~40 kVステップで上昇した。商用周波電圧(AC) は予想フラッシオーバ電圧の約50%まで直線上昇したのち、10 kVrmsステップ で上昇し各ステップで1分間保持した。

5.3 金属粒子の太さの影響

従来の研究では金属線の太さに対して特別な注意がはらわれることがなく、 専ら長さだけが問題にされていた。しかし、比較的平等な電界を形成する同軸 円筒電極に金属線が付着すると、その金属線先端ではかなりな不平等電界が形 成され、フラッシオーバに先行して部分放電(コロナ)が発生しフラッシオー バ電圧に大きく影響する。これは、コロナにより発生した空間電荷が金属線先 端の電界強度を緩和する(コロナ安定化作用と呼ぶ)ためであり、電界強度を 左右する金属線の太さもフラッシオーバ電圧に大きな影響を及ぼすと考えられ る。

そこで、長さ5mmの金属線を用い その太さを0.1mm~0.75mmに変えてガス空間とスペーサ沿面のフラッシオーバ電圧を測定した。その結果を図5.5に示す。ガス空間の場合、IMPフラッシオーバ電圧は太さの影響をほとんど受けないが、ACフラッシオーバ電圧は大きく影響される。 2~5barはコロナ安定化作用が顕著に現れる圧力範囲であり、金属線の太さが小さくなるとフラッ



Fig.5.5 Influence of diameter of 5 mm long metallic particles on flashover voltages both of AC and IMP waves シオーバ電圧が急激に高くなる。5bar時の0.2mm径の金属線のACフラッシオ ーバ電圧は270 kVpeakであり、 0.45mm径のときより約1.4倍高くなる。0.45mm 径と0.75mm径のACフラッシオーバ電圧はそれほど大きく違わない。さまざま な太さの金属線におけるフラッシオーバ電圧-ガス圧力特性は図5.6に示す 通りであり、金属線の太さにより特性が大きく異なる。 細い0.2mmの金属線の ACフラッシオーバ電圧は5barで極大になる山型の特性になり 電圧値も大幅 に高くなるが、0.75mmの太さになるとガス圧力が変わってもフラッシオーバ電 Eは殆ど変化せず低い値のままである。ガス絶縁機器でよく用いられるガス圧 力は4~7barであるので、 実験に用いる金属線を細くしすぎるとフラッシオ ーバ電圧が高くなってしまい金属線の影響を過小評価してしまうことになる。

スペーサ沿面の場合も同様な特性になる。 ポストスペーサA-aの中央部 (x=40mm)の周上に45度毎に長さ5mmの金属線を固定しフラッシオーバ電圧を 測定した。IMPフラッシオーバ電圧は0.45mmの金属線径のときに僅かに低く なる程度で、 0.2mmと0.75mmのときのフラッシオーバ電圧とそれほど大きく違



Fig.5.6 Pressure dependence of gap flashover voltages of electrode E-2 ; wire particle length = 5mm.

わない。ACフラッシオーバ電圧は0.45mm径と0.75mm径とでは同程度であるが、 0.2mm径になると急激に上昇して550 kVpeakでもフラッシオーバせず 0.45mm径 時の値の約2倍の高さになる。

0.2mmの太さだと金属線の影響を過小評価してしまう怖れが大きく、また、 0.75mmもの太い金属線は現実的でないので、 以後の検討は特に断らない限り 0.45mm径の金属線を用いて行った。

5.4 ガス空間フラッシオーバ特性

5.4.1 ガス圧力効果

フラッシオーバ電圧には極性効果があり、一般に金属線が正になる極性のほうが低い電圧でフラッシオーバする。図5.7はその一例であり、実験したガ ス圧力範囲1~5barで正極性IMPの方がフラッシオーバ電圧が低くなる。 図は内部電極に金属線を固定した場合であるが、逆に、接地された外部電極に 金属線を固定すると金属線が正の電位になる負極性IMPのほうが低いフラッ シオーバ電圧になることも確認している。これは、正ストリーマの進展しやす





い極性の方が低い電圧でフラッシオーバするという針ー平板電極の性質と一致 している²¹⁾。正極性フラッシオーバ電圧はガス圧力が3bar以上になるとほぼ 一定になるが、負極性ではガス圧力に対する上昇率が大きく 4、5bar時には 正極性フラッシオーバ電圧の約2倍になる。

電極E-3 (ϕ 100/ ϕ 250)における正極性IMPとACフラッシオーバ電 圧のガス圧力特性を図5.8に示す。金属線の長さが5mmでも10mmでもIMP フラッシオーバ電圧は1~6barでほぼ一定であるのに対し、ACフラッシオ ーバ電圧は2~3barで極大になった後ガス圧力が高くなるにつれ低下する。 ガス圧力が低い間はACフラッシオーバ電圧の方が高く、6barになって初め てIMPと同等になる。電極E-4 (ϕ 130/ ϕ 350)の時には電極E-3の特 性を約100kV高電圧側にシフトした形になる。

5.4.2 金属線長さの影響

金属線が長くなるとその先端での電界集中が著しくなるため、フラッシオー バ電圧が急激に低下する。電極E-3で測定した結果を図5.9に示す。金属 線の無いとき(金属線長さ=0mm)には フラッシオーバ電圧がACで約1000







Fig.5.9 Influence of the particle length on gap flashover voltages for impulse and ac waves ; wire particle diameter = 0.45 mm.

-94-





----: estimated values (Eqs.(5.4) - (5.8))

kV_{rms}、IMPで1150 kV以上であったものが、2mmの金属線により1/2~1/3に、 5mmの金属線により1/3~1/5に低下する。 ACフラッシオーバ電圧はCookson 氏¹⁹⁾も測定しており、 ほぼ同一寸法の電極におけるフラッシオーバ電圧は本 研究の結果とよく一致している。電極E-2でも同様の測定を行い同様の結果 が得られた (図5.9(a)参照)。

5.4.3 破壞電界強度

金属線から開始するガス空間フラッシオーバは中心電極表面電界強度に強く 依存する。図5.1の5種類の同軸円筒電極で測定したフラッシオーバ電圧を 用いてACとIMP破壊電界強度EBD(中心電極表面上の値)を求め図5.10 に整理して示す。図の縦軸はガス圧力Pで規格化しEBD/Pで表示している。 金属線のない清浄時にはEBD/Pは極限破壊電界8.89MV/(m・bar)にほぼ等しく なるが、金属線が付着すると 金属線が長くなるにつれEBD/Pが急激に低下 する。その低下はガス圧力が高いほど大きくなる。本結果は等しい太さの金属 線を用いて実験したCookson氏ら¹⁹⁹の結果(図中の◎印)と良く一致している。

本研究では φ 20/ φ 54~ φ 300/ φ 850の様々なサイズの電極を用いており、金 属線の長さを固定して電極サイズを変えたときの I M P E_{BD}/Pを調べると、 金属線長が一定ならE_{BD}/Pがほぼ等しくなるという重要な事実が導かれた。 言い換えれば、IMPE_{BD}/Pは電極サイズには関係なく、金属線の絶対的な 長さにより決まってしまうといえる。AC E_{BD}/Pは電極サイズにより少し変 化し I M P の場合よりその変化がやや大きいが、実用的観点からすれば電極間 のこの程度の相違は無視しても差し支えない。したがって、I M Pと同様にA C E_{BD}/Pも電極サイズに関係なく金属線の絶対的な長さにより決まるとみな せる。なお、図中の実線は後述の計算値である。

5.4.4 コロナ緩和を考慮した破壊電界強度の計算方法

A. 金属線先端のコロナ

金属線先端で電界が極度に集中しているため、課電によりその先端でコロナ が発生する。AC課電時のコロナの発生状況を静止写真に撮り、その一例を図 5.11に示す。金属線の長さは5mmであり、アクリルの固定枠を介して中心電 極に固定した。中心電極-金属線間ギャップ長gは0.5mmであり、金属線先端 の微弱な発光を観察するため固定枠を黒色のビニールテープで覆い微小ギャッ プからの強い光の漏れを防止した。印加電圧は170 kVp、ガス圧力は5barであ る。フィルムはASA1600の高感度カラーフィルムであり、露出時間は10秒で ある。肉眼で見ると金属線先端から広範囲に伸びだした淡いぼう光状の発光が 認められるが、写真撮影すると図のように小さな球状に写る。強い発光は写真 のように金属線先端の極めて狭い範囲に局在し、この部分で比較的密度の高い プラズマが形成されていると考えられる。このような発光は他のガス圧力でも、 他の金属線長でも観察された。このコロナによる電界緩和作用を考慮すること により破壊電界強度は次のように計算することができる。

B.コロナ緩和を考慮した破壊電界強度

金属線は電極径よりも十分に小さければ平等電界中にあると見なせる。この時、電極表面に直立した金属線を長軸回転楕円体で模擬することにより、金属線 先端近傍の電位・電界を解析的に近似することができる。いま、金属線の長さ をL、半径をrとし、これを図5.12に示すように長軸がL、短軸がr'の長



Fig.5.11 Light emission from a 5 mm long copper particle under ac voltage of 170 kVp at 5 bar ; particle dia.= 0.45 mm; electrode E-2.



Fig.5.12 Model of the corona stabilizing effect for estimation of particle-initiated flashover voltages.

軸回転楕円体で模擬する。ここで、回転楕円体の先端の曲率半径が金属線の半 径に等しくなるように短軸 r^{*}を定めると、r^{*}とL、rの間には次の関係が成 り立つ。

$$r' = \sqrt{L r}$$

..... (5.1)

長軸回転楕円体の回転対称軸(z軸)上の電位V(z)と電界E(z)は(5.2) 式と(5.3)式で表される。

$$V(z) = -E_{oz} \left[1 - \frac{\frac{1}{2}\log\frac{z+c}{z-c} - \frac{c}{z}}{\frac{1}{2}\log\frac{L+c}{L-c} - \frac{c}{L}}\right] \qquad(5.2)$$

ここで、 $c^2 = (L^2 - r'^2)$ 、 E_o は回転楕円体がさらされている巨視的な電 界強度 である。 SF_6 ガス中のフラッシオーバは第4章で述べたストリーマ 条件(5.4)式によって与えられるとすれば、
$$\int_{L}^{Z \circ} \alpha_{\text{eff}} dz = k \ (=18)$$
 (5.4)

ここで、α_{off}=A_o(E-B_oP):実効電離係数、A_o=2.77×10⁴ [ion/MV]、 B_o=8.89[MV/(m·bar)]、P:ガス圧力[bar]、z_o:α_{off}が0になる位置であ り(5.5)式で与えられる。

$$\frac{B_{o}P}{E_{o}} = 1 - \frac{\frac{1}{2}\log\frac{Z_{o}+c}{Z_{o}-c} - \frac{cZ_{o}}{Z_{o}^{2}-c^{2}}}{\frac{1}{2}\log\frac{L+c}{L-c} - \frac{c}{1}} \qquad (5.5)$$

(5.3)式と(5.4)式を連立して解き、(5.5)式の関係を用いてE。 を消去するとzoが一意に決定でき(5.6)式で与えられる。

$$\frac{k}{A_{o}B_{o}PL} + \frac{z_{o}}{L} - 1 = \frac{z_{o}}{L} \frac{\frac{1}{2}\log(\frac{(L+c)(z_{o}-c)}{(L-c)(z_{o}+c)} - \frac{c(z_{o}-L)}{cz_{o}}}{\frac{1}{2}\log(\frac{(L+c)(z_{o}-c)}{(L-c)(z_{o}+c)} + \frac{c(c^{2}-z_{o}^{2}-Lz_{o})}{L(z_{o}^{2}-c^{2})}} \dots (5.6)$$

(5.6)式からzoを求め(5.5)式に代入することにより巨視的な破壊 電界強度Eoを求めることができる。BoPは αorf = 0になる電界強度であり、 金属線のない理想的に平滑な電極における破壊電界強度すなわち極限破壊電界 である。(5.5)式の逆数は極限破壊電界に対する破壊電界強度の比すなわ ち破壊電界低下率である。この比は また フラッシオーバ電圧の低下率に等し い。

ところで、金属線先端には図5.11に示したようにコロナが発生している。 このコロナにより金属線先端の電界強度が緩和されるため、破壊電界強度の推 定にはこの影響を考慮することが必要である。このコロナを図5.12に示す半 径wの導体球で模擬しコロナ安定化領域と名付ける。コロナ安定化領域がある 時には金属線を次の長軸回転楕円体で模擬することにする。すなわち、回転楕 円体の長軸はコロナ安定化領域の先端迄の長さ(L+w)、短軸Rは回転楕円体 の先端の曲率半径が金属線の半径 r とコロナ安定化領域の半径 w の和(r+w) に等しくなるように定め、次式で表す。

$$L \rightarrow (L+w)$$

$$R = \sqrt{(L+w)(r+w)}$$
(5.7)

このときCは(5.8)式になる。

 $C = \sqrt{(L+w)(L-r)}$ (5.8)

(5.7)式と(5.8)式を(5.4)~(5.6)式に代入することによりコロナ安定化領域が存在するときの破壊電界低下率を計算することができる。以上の諸式には電極寸法を表す数値が一切含まれておらず、金属線の長さと太さおよびコロナ安定化領域だけの関係式になっている。このことは、金属線の寸法が決まれば電極寸法に無関係に一定の破壊電界強度になることを意味し

ており、5.4.3項で述べた測定結果と一致している。

C.破壊電界強度の推定値と測定値の比較

上述の方法により計算した破壊電界強度 E BD を各ガス圧力について求め、図 5.10に実線で示した。図ではいくつかのコロナ安定化領域について示してい る。 w=0はコロナ安定化領域がない状態を表し、E BD/Pは最も低くなる。 wが大きくなるにつれコロナ安定化作用が大きくなり E BD/P は高くなる。

5 barの場合、 測定したIMP E_{BD}/P はw=0.5 mm の推定曲線によく一 致する。AC E_{BD}/P はw=0.3 mmの推定曲線(w=0 mmと0.5mmの曲線の間を ほぼ3/5に分ける曲線になる)に一致するものの曲線からのずれはIMPのとき よりも若干大きくなる。 \odot 印はCookson氏ら¹⁹⁾の測定値であるが、筆者の測定 値および推定値とよく一致している。 3 bar、4 bar、6 barのときも同様のこ とが成り立つ。

コロナ安定化領域の半径wは実験により定めなければならず、実測値と一致 するEbo/Pの推定値を与えるwを各ガス圧力について求め表5.1に示した。 3barではmmオーダのコロナ安定化領域が形成されるが、 ガス圧力が高くなる につれ急激に小さくなり、6barではほとんど消滅してしまう。 コロナ安定化 領域の大きさはコロナのプラズマ密度と広がりに密接に関係していると考えら れるが 未だ解明できていず、今後その定量化を行うことが大切である。

\square	w (mm)				
	3 bar	4 bar	5 bar	6 bar	
AC	> 3	- 1	0.3	0	
ΙMΡ	1	0.6	0.5	0.1	

表5.1 破壊電界強度推定のためのコロナ安定化領域w

5.5 スペーサ沿面フラッシオーバ特性

5.5.1 スペーサへの金属線の付着

自由に動く金属線(自由金属線と呼ぶ)は静電気力を受けて同軸円筒電極内で上下運動を繰り返す。その運動方程式は次式で与えられる。

$$m \frac{d^2 z}{dt^2} = F_{\rm E} + m g + F_{\rm D}$$
 (5.9)

ここで、m、zは金属線の質量と位置、F_B、F_Dはそれぞれ静電気力、粘性力、 gは重力の加速度である。金属線の電荷量は電極に接触するまでは一定である と仮定すると、F_B、F_Dは(5.10)式と(5.11)式で表される。

 $F_{E} = Q E$

 $F_{D} = -6 \pi K_{D} \nu r \left(\frac{d z}{d t}\right)^{2} \qquad (5.11)$

ここで、L、rは金属線の長さと半径、 E。は金属線が電極と接触した瞬間の





(b) applied volt.= $161 kV_p$

Fig.5.13 Wire particle movement in a coaxial cylinder electrode of 80/305 mm in diameter, where spacer A is set ; wire particle : dia.=0.2 mm, length= 5 mm,

aluminium.

電極表面の電界、 ε oは真空誘電率、Koは粘性係数、 vはSF oガスの動粘性 である。 計算を簡単にするためFoを省略し、電子計算機を用いて運動方程式 を解き金属線の浮上高(外部電極の底からの高さ)の時間的推移を計算すると 図5.13のようになる。同軸円筒電極は ø 80/ ø 305、金属線は直径0.2 mm、長 さ5 mmのアルミニウム線である。浮上高は金属線の重心位置として図示してい る。浮上高0 mmと112mm付近にある時間軸に平行な直線は、 金属線がそれぞれ 外部電極、内部電極に衝突する浮上高を示している。電圧が低いときには(a) のように浮上高は小さく 外部電極上を小さく上下動するにすぎないが、 電圧 が高くなると(b)のようにギャップを横断し内部電極に衝突するようになる。 このようなランダムな浮上運動を繰り返しつつ同軸円筒電極内を金属線が移動 し、その過程でスペーサに静電的に付着する。その付着位置は金属線の浮上高 にほぼ一致するようである。図5.13と同じ電極と金属線(20本)を用い、AC



Fig.5.14 Distribution of particles adhered on spacer A-a by ac voltage application ; concentric cylinder : 80/305 mm in dia. ; aluminum particle : dia.=0.2mm, length=5mm.

属線の付着位置は図5.14に示す通りであり、 107 kVpの電圧ではスペーサの 下半分にしか付着しないが、161 kVpでは全体に付着する。 この付着位置は図 5.13で計算した浮上高に比較的よく一致している。

このように電圧によっては金属線はスペーサの至る所に付着し得るので、ど の位置に付着したときにフラッシオーバ電圧がどのように変わるのか 正確に 把握することが機器の絶縁にとって非常に重要になってくる。

5.5.2 AC沿面フラッシオーバ特性

沿面フラッシオーバ電圧は金属線の付着位置やスペーサ形状によって大きく 異なる。図5.15はスペーサAーa、Aーb、Aーcについて測定した結果で ある。スペーサAーaの場合、その両端に付着したときのACフラッシオーバ 電圧は400kVp以上であるが、付着位置 x が20~70mmのときには約270kVpに低く なり かつ ほぼ一定になる。スペーサA-bの場合、フラッシオーバ電圧は x





length 5 mm

= 0 mmの近くで570kVpであるものの xが大きくなるにつれ次第に低下し、x ≒60mmで最低の170kVpになったのち上昇する。スペーサA-cの場合、フラッ シオーバ電圧はx≒20~40mmで最大に、x≒60mmで最低になる。最低値はAbのときにほぼ等しくなる。また、x≒20~40mmの位置はスペーサの胴径が最 も太くなる個所に当たり、ここに金属線が付着したときには沿面フラッシオー バにならない。すなわち、内部電極と金属線間は沿面に沿って放電が伸びるも のの、金属線と外部円筒電極間では放電路がスペーサ表面から離れガス空間を フラッシオーバする。

5.5.3 電界分布と沿面破壊電界強度

スペーサ表面の電界分布は、図5.16に示すように、スペーサ形状により大 きく異なる。実線のErは電位の負勾配で与えられる電界であり、破線のErは Erの沿面方向成分である。 電界はスペーサA-aのErの最大値を1p.u. (per unit)として その相対値で表示している。清浄時には、Erがガス圧力に



Fig.5.16 Electric-stress distribution along spacer surface

より決まる或る一定値になると沿面フラッシオーバし、最大電界強度に強く支 配されることが知られている^{22~25)}。しかし、金属線が付着したときにはこの 考えは成立しないようである。

フラッシオーバがE_xに支配されるならば、フラッシオーバ電圧はE_xに反比 例して変わるはずである。しかし、図5.15と図5.16を比較すれば明らかな ように、両者は反比例の関係にはなく、 E_xが最大の位置でフラッシオーバ電 圧が最低になるとは限らない。 E_xとフラッシオーバ電圧の間にはほとんど関 係がないようである。 電界E_PはE_xとは全く異なった分布をしており、E_Pの 逆数がフラッシオーバ電圧に密接に関係しているようである。スペーサA-a のE_Pは x = 20~70mmでほぼ一定でその両側でB_Pに反比例して高くなる。 ス ペーサA-bのE_Pは x = 50~60mmで最大になり この位置でフラッシオーバ電 圧が非常に低くなる。 また x → 0 mmになるにつれ E_Pが小さくなり、それにつ れフラッシオーバ電圧が上昇する。A-cのE_Pは x = 60mmで最大に、x = 20mm 最小になるが、それらの位置でフラッシオーバ電圧が最低と最高になる。

金属線付着時の沿面フラッシオーバのメカニズムはまだよく判っていないが、 筆者は上記の現象をもとに次の二つのステップを経てフラッシオーバすると考 えている²⁶⁾。

- [ステップ1] 放電開始段階 ストリーマの種になる微小放電が発生する 段階で、微小放電を発生するのに十分な強さの電界強度E_rが 必要。
- [ステップ2] ストリーマ進展段階 ステップ1で発生した微小放電がス ペーサ表面をストリーマとして進展する段階である。スペーサ 表面に垂直な電界成分はストリーマをスペーサ表面から引き離 すように作用するので、沿面方向にストリーマを進展させる電 界成分はEpと考えられる。 したがって、このステップでは十 分な強さのEpが必要になる。

金属線両端における著しい電界集中のため、ステップ1の微小放電は電界強度(金属線を取去ったときの電界強度)が非常に低くても発生する。これはコロナ(部分放電)開始そのものであり、電界 E_r で支配される。 長さ5 mmの金属線がスペーサA-aに付着したときのコロナ開始電界強度は、1 bar時に1.0 MV_P/m、4 bar時に2.6 MV_P/mと極めて低く、極限破壊電界の約10%に過ぎない。また、長さ10 mmの場合には、1 bar時に0.71 MV_P/m、4 bar時に1.7 MV_P/mであり

一層低い電界強度でコロナが発生する。コロナ開始電界強度は金属線付着位置 によりほとんど変化しない。この値は Wootton氏ら¹²⁾やCookson氏ら²⁾が直径 0.38mm、長さ5mmの金属線で測定したガス空間のコロナ開始電界強度Ecorona にほぼ一致する。

このように 微小放電はかなり低い電界強度で発生するため、ステップ1の条 件は低い電圧でも達成されると言える。。

発生した微小放電により電荷が生成されスペーサ表面にトラップされてスト リーマ先端の電界を緩和するため、周囲の電界が低いとストリーマとして進展 することができなくなる。ストリーマをスペーサ表面に沿って進展させるため には、 電荷による電界緩和に打勝つだけの増殖を可能にする強いE_Pが必要で あると考えられる。 もしそうならE_Pの逆数とフラッシオーバ電圧の間には強 い相関があるはずであり、前述の図5.15と図5.16の結果はこの考えの正し いことを示している。

E_Pはストリーマを進展させる電界であるので、スペーサ形状に依存しない 特定の閾値のあることが予想される。 図5.17に各スペーサについて求めた 破壊電界強度の沿面方向成分E_Pを示す。このE_Pはスペーサ上の位置によって









Fig.5.18 Effects of particle length on the parallel component E_p of breakdown stress for the spacer A. copper particles : diameter 0.45 mm

変わらずほぼ一定であること、また、スペーサ形状が変わってもほぼ等しくなることが分かる。E_Pの標準偏差は約7%である。 破壊電界強度の沿面方向成分E_Pと金属線の長さLの関係を実験により求めると、 図5.18に示す直線関係が成立ち、次の関係式で表すことができる。

 $E_P = A L^{-0.63}$ [MV/m](5.13)

ここで、AはL=1mmのときの破壊電界強度の沿面方向成分であり約10 MVp/m である。 Epは次項で述べるようにスペーサ寸法が変わっても一定であること から、この関係式が沿面フラッシオーバにおける閾値を与えているといえる。

5.5.4 スペーサ サイズの効果

フラッシオーバ電圧に及ぼす影響は金属線の長さの絶対値で効くのか、それ とも、スペーサのサイズに対する相対値で効くのか、従来よく判っていなかっ た。そこで、スペーサA-aにほぼ相似なスペーサBとCを用いて、直径0.45 mm 長さ5mmの金属線が付着したときのフラッシオーバ電圧を測定した。 その 結果を破壊電界強度の沿面方向成分Epとして整理すると、スペーサA-a、B、



Fig.5.19 Effects of spacer size on the parallel component E_D of surface breakdown stress.

Cの寸法が ほぼ1:1.2:2.2の比で大きくなるにもかかわらず、図5.19に 示すようにEpはこの3者のスペーサでほぼ一定になることが判明した。この ことは、スペーサ サイズが変わってもフラッシオーバ時のEpは一定であるこ と、フラッシオーバ電圧の低下はスペーサ サイズに対する金属線の相対的な 長さではなく絶対的長さで決まることを意味している。

したがって、図5.18は種々のサイズのスペーサに共通なErの閾値を表していると考えることができる。

5.5.5 自由金属線によるフラッシオーバ電圧との比較

以上の実験は、スペーサの表面に固定した金属線(固定金属線)を用いて行った。実際の機器では、課電により自由に上下運動をする金属線(自由金属線) として存在するものの、一旦スペーサ表面に付着するとその間の静電気力によ り自由に動くことができなくなり あたかも固定されているかのように動かな くなる。したがって、自由金属線が混入していても固定金属線と同等のフラッ シオーバ電圧になることが予想される。

直径0.2mm、長さ5mmのアルミニウム線および直径0.2mmのアルミニウム線を



Fig.5.20 Ac flashover and levitation voltages in the case of free moving aluminum particles in a concentric cylinder electrode of 80/305 mm in dia. at 4 bar ; post spacer A-a.

二つに折曲げて長さを5mmにしたものを外部電極の底に散布し実験した。供試 スペーサはA-aであり、散布した金属線の数は30本である。 AC電圧は階段 上昇とし、各電圧ステップで1分間保持した。金属線は、図5.20に示すよう に、両ケースとも約80kVpで浮上開始し上下運動を行う。 フラッシオーバ電圧 の最低値は両ケースとも約280kVpであり、固定金属線で測定したフラッシオー バ電圧の最低値(図中の破線で表示)にほぼ等しくなる。スペーサへの金属線 の付着状況は図5.15に示した通りであり、161kVpの電圧になるとどの位置 x にも金属線は付着し得る。その中で最も過酷な位置 x ≒70mmに付着した金属線 でフラッシオーバすると考えると、上述のフラッシオーバ電圧がほぼ一致する 理由を説明することができる。この一致性は後章で述べるひだ付きスペーサに ついても実験により確認しており、固定金属線で測定したフラッシオーバ電圧 は自由金属線にそのまま適用できるといえる。 なお、金属線が内部電極に衝 突しガス空間でフラッシオーバした場合をガス空間フラッシオーバ電圧として で示した。この電極サイズとスペーサでは金属線混入に対しスペーサ沿面 絶縁の方が弱いと言える。

5.5.6 雷インパルス フラッシオーバ電圧

図5.21に示すように、雷インパルス電圧の場合には極性によりフラッシオ ーバ電圧が異なる。内部電極側(xの0mm側)に金属線が付着したときには、正 ストリーマの進展しやすい正極性インパルスの方がフラッシオーバ電圧が低く、 逆に、外部電極側に付着したときには、正ストリーマの進展しやすい負極性イ



Fig.5.21 Dependence of impulse flashover voltages on particle position X for spacer A-a ; copper particles : diameter 0.45 mm, length 5 mm.

ンパルスの方がフラッシオーバ電圧が低くなる。この現象は、ACの場合のフ ラッシオーバが正ストリーマの進展しやすい極性で発生することと一致してい る。IMPフラッシオーバ電圧はACフラッシオーバ電圧波高値の1.0~1.4倍 になる。IMP破壊電界強度の沿面成分Epは図5.18に示したACに対する 値の約1.4倍になる。

5.6 まとめ

SF₆ガス中に金属線が混入したときのフラッシオーバ電圧について標準電 インパルス試験電圧(BIL)1800kV級までのさまざまな寸法の同軸円筒電極 とポストスペーサを用いて検討し、次の事項を明らかにした。

- (1) IMPフラッシオーバ電圧は金属線の太さにほとんど影響されないが、 ACフラッシオーバ電圧は金属線の太さに大きく影響され 細いものほど高くなる。あまり細い金属線を用いて実験すると、金属線の影響を過小評価することになる。
- (2)フラッシオーバ電圧の低下率は、電極サイズに対する相対的な長さでは なく 金属線の絶対的な長さにより決まる。金属線の長さが一定ならば、 電極サイズが変わってもスペーサ サイズが変わっても、破壊電界強度 はほぼ等しくなる。
- (3)金属線存在時のガス空間フラッシオーバ特性は不平等電界中の特性によく似ている。IMPフラッシオーバ電圧は圧力特性が非常に小さく2~ 6barでほぼ一定値になり、ACの場合には2~5barで山なりに変化する。
- (4)ガス空間破壊電界強度と金属線の長さとの関係を明確にし、その破壊電 界強度は適度な大きさのコロナ安定化領域を仮定することにより理論的 に計算できることを示した。
- (5)沿面フラッシオーバは電界の沿面方向成分により支配され、それが或る 関値を超えるとフラッシオーバすることを見出した。この関値は、スペ ーサ形状や金属線付着位置に影響されない一定の値になり、金属線長さ の関数として表した。この考え方を適用することにより、沿面フラッシ オーバ電圧がスペーサ形状や金属線付着位置により大きく変わる現象を 合理的に説明することがでた。

(6)固定した金属線と固定されないで自由に動き得る金属線とでフラッシオ ーバ電圧は同等であり、前者の測定結果は実機器の評価にそのまま適用 することができる。

- 5.7 参考文献
- 不平等電界沿面放電調査専門委員会:不平等電界沿面放電特性:電気学 会技術報告 Ⅱ部 第184号(昭和62年2月)
- A.H.Cookson et al. : Effect of conducting particles on AC corona and breakdown in compressed SF₆ : IEEE Trans. vol.PAS-91, no.4, p.1329 (1972)
- 3) 片上ほか: ガス絶縁機器内の金属粒子の動き、浮上と付着: 昭和49年電 気学会全国大会 no.990
- 4) 林ほか: 管路気中スペーサの絶縁特性にあたえるダストの影響: 同上 no.988
- 5) K.Kuwahara et al. : Effect of solid impurities on breakdown in compressed SF₆ : IEEE Trans. vol.PAS-93, p.1546 (1974)
- 6) 高野ほか: SF₆中沿面付近にある導電粉のフラッシオーバに及ぼす影響: 放電研究会資料 ED76-62(昭和51年11月)
- 7)林ほか: SF₆ガス中沿面放電における導電性粒子の影響: 同上 ED76-63
 (昭和51年 11月)
- 8) 位高ほか: SF₆中の沿面放電におけるダストの影響: 同上 ED76-64(昭和 51年11月)
- 9) C.M.Cooke et al. : Influence of particles on AC and DC electrical performance of gas insulated systems at extra-high-voltage : IEEE PES. F76 323-6 (1976)
- 10)R.Nakata & E.J.Touhy : Practical gas bus design based on particle motion studies : IEEE PES Winter Meeting A77 198-5 (1977)
- 11)H.Knor et al. : The particle influenced breakdown of insulating surfaces in SF_6 under oscilating switching impulse voltage : 3rd ISH no.32-04 (Aug. 1979)
- 12)R.E.Wootton et al.: Investigation of high voltage particle-initiat-

ed breakdown in gas-insulated systems : EPRI Report EL-1007 (Mar. 1979)

- 13)C.M.Cooke : Particle-initiated breakdown in gas dielectric cable insulation expanded scope program : EPRI Report EL-1264 (Nov. 1979)
- 14)H.J.Voss : The flashover of spacers in surfaces in SF₆ caused by conducting particles : IEE 189, p.247 (Sep. 1980)
- 15)M.Eteiba et.al. : Influence of a conducting particle attached to an epoxy resin spacer on the breakdown voltage of compressed-gas insulation : 2nd Int, Sym. on Gaseous Dielectrics no.32 (Mar. 1980)
- 16)H.J.Voss : Zum Einfluss von Partikeln und Prufuberschlagen auf die elektrische Festigkeit SF₆-isolierter Anordnungen : Dr. thesis (1982) Technischen Universitat zu Braunschweig
- 17)T.Hara et.al. : Improved surface flashover characteristics of SF_6 gas spacers contaminated by conducting particles : 4th ISH no.34-01 (Sep.'83)
- 18)R.E.Wootton & S.J.Dale : Effect of fixed particle protrusions on
 60Hz and impulse breakdown voltage-pressure characteristics in SF₆
 : 3rd ISH no.32-10 (Aug. 1979)
- 19)A.H.Cookson & O.Farish : Particle-initiated breakdown between coaxial electrodes in compressed SFs : IEEE Trans. vol.PAS-92, p.871-876 (1973)
- 20)S.Sangkasaad : Dielectric strength of compressed SF₆ in nonuniform fields : Dr. thesis Diss. ETH no.5738 (1976)
- 21)P.R.Howard : Insulation properties of compressed electronegative gases : PIEE vol.104, part A, p.123-138 (Aug. 1956)
- 22)N.Giao Trinh et.al. : Optimization of the profile of epoxy spacers for compressed-SF₆-insulated cables : CEA Engineering & Operating Div. Meeting (Mar. 1976) Vancouver
- 23)E.S.Maizel : Investigation of flashover of dielectric bracings in a system of coaxial cylinders with compressed gas : Elektrichestvo no.12, p.12-23 (1969)
- 24) 佐藤ほか : ポスト形スペーサのフラッシオーバ特性 : 放電研究会 ED76-61 (Nov.1976)

- 25)C.M.Cooke & J.G.Trump : Post-type support spacers for compressed gas insulated cables : IEEE Trans. vol.PAS-92, p.1441-1447 (Sep./ Oct. 1973)
- 26)F.Endo et.al. : Effects of electrode and solid insulator on a spacer in SF_6 : CIGRE 15-04 (1975)

第6章 電極被覆による絶縁耐力の向上

6.1 *ま*えがき

SFsガス絶縁では数+MV/mの強電界が使用され かつ 最大電界一定型のフ ラッシオーバをしやすい性質があるため、大気空気絶縁では全く問題にならな かった電極表面上の突起による電界集中が絶縁耐力に大きく影響する。電極表 面を絶縁物で被覆すると、この突起の電界集中の緩和や突起からの電子の電界 放出の抑制が行われ、破壊電界強度は極限破壊電界にほぼ等しくなるまで上昇 する。この被覆効果に関しては多くの研究が行われ、すでに次の事項が明らか にされている¹⁻⁹⁹。

- (1)被覆材としてエポキシ、ポリエチレン、ポリウレタン、ポリエステ ル、陽極酸化皮膜等が用いられる場合が多いが、その種類、抵抗率、 厚さに影響されず 破壊電界強度は極限破壊電界近くまで上昇する。
- (2)被覆は1発目のフラッシオーバに対してのみ有効であり、2発目以降のフラッシオーバに対しては被覆しない裸電極のときと同等の破壊電界強度に低下する。これは、フラッシオーバにより被覆が剥離し電極表面が数mmの大きさで露出するからである。
- (3) 被覆によるフラッシオーバ電圧の上昇は正極性インパルス(IMP) よりも負極性 IMPのほうが大きい。

(4) 小さな導電性粒子が存在するときにも有効である。

強電界で使用される実機器へ適用する場合、実際に遭遇するさまざまな実用状 態に対し被覆がどの程度有効であるのか明確にすることにより、極めて効果的 な電極被覆にすることができる。

本章では、機械的強度、接着力、被覆し易すさ等の点で厚さ1mmのエポキシ 樹脂被覆を選び、実機器でほとんど避けることのできない電極表面の凹凸に対 しどの程度の大きさの凹凸までフラッシオーバ電圧の低下を防止できるのか、 被覆形成過程で生じ易いピンホールにより被覆効果が消滅しないのか、長い金 属線が混入した場合にも効果があるのかという点について基礎的に検討してい る。



(a) circular grooves

(b) profile of grooves

h



(c) external appearance of electrodes

Fig.6.1 Artificial surface protrusions on hemispherical electrodes of 100 mm in diameter ; h = 300 µm, 500 µm, 1000 µm, 2500 µm.



Fig.6.2 Concentric cylinder electrodes.

6.2 実験方法

6.2.1 供試電極

凹凸のある電極表面を被覆したときのフラッシオーバ電圧の上昇について検 討する場合、直径100mmの先端半球棒-平板電極(ギャップ長 30mm)を用いて 実験した。棒電極の先端の半球部は、旋盤を用いて、図6.1に示すように、 深さhと幅hとが等しくなるように同心円状に溝を切り突起を形成した。突起 の寸法は、h=300、500、1000および2000µmである。 また、h=5µmと20 µmの突起はエメリーペーパで研磨して形成した。

ピンホールの影響について検討する場合には、 φ 20/ φ 54の同軸円筒電極を 用い、内部電極は±1 μmの表面粗さに仕上げた。

金属粒子混入時のフラッシオーバ特性の検討は、 φ 50/ φ 150(長さ300mm) と φ 100/ φ 250 (長さ300mm) の同軸円筒電極を用いて行った。

6.2.2 被覆材

被覆材は主にエポキシ樹脂を用い、FBC (fluidized bed coating) によ り電極を被覆した。FBCの手順は次の通りである。



予め180℃に電極を加熱しておき、流動槽の中に入れる。 流動槽の中ではエ ポキシ樹脂粉末が空気吹付けにより攪拌されており、この粉末が電極に接触し て溶けエポキシ樹脂皮膜ができる。皮膜が所定の厚さになったら流動槽の中か ら取り出し、150℃で後硬化を行う。 その後、室温まで冷却することにより被 覆が完成する。同心円状の溝の付いた電極では溝の中がエポキシ樹脂で満たさ れるように被覆されるため、 h ≤1000 μmのときの被覆表面には溝による凹凸 が全く現れず あたかも溝のない電極を被覆したかのように平滑になっている。 h = 2000 μmになると 電極の凹凸に従って被覆表面に200~500 μmのうねりが 発生する。形成されたエポキシ樹脂被覆は表6.1に示す特性を持っている。 また、ピンホールの影響を検討する場合には被覆にピンホールを人為的にあ

項目	特性值		
体積固有抵抗	25℃にて 5×10 ¹³ Ω・m 50℃にて 5×10 ¹² Ω・m		
フラッシオーバ電圧	24 kV∕0.5mm		
比 誘 電 率	4 (1kHzにて)		

表6.1 エポキシ樹脂被覆の諸特性

けやすくするため、ポリテトラフルオロエチレン(PTFE)を用い、静電塗装により厚さ40~180μmに被覆した。ピンホールは後述するように、木綿針を 突きさすことによりあけた。

6.2.3 電圧印加方法

1.2/40µsの雷インパルス電圧(IMP)と50Hz商用周波電圧(AC)を印加した。IMP電圧は予想フラッシオーバ電圧の約50%から印加を始め、15~20kV ステップで上昇した。AC電圧は、予想フラッシオーバ電圧の約80%まで直線 上昇したのち、20kVrmsステップ(各ステップ1分保持)で上昇した。

6.3 電極表面突起の影響

裸の電極に溝を刻みリング状の突起をつけると、図6.3に示すように、突起す法hが大きくなるにつれ雷IMPフラッシオーバ電圧が低下する。 h=1000 μ mになると溝のないときより約30%低い電圧でフラッシオーバする。h=2000 μ mになるとさらに低下し、40%低い電圧でフラッシオーバする。 電極を厚さ 1 mmのエポキシ樹脂で被覆すると、突起寸法hが1000 μ mであても平滑な電極に被覆したときと同等の高いフラッシオーバ電圧が達成され極限フラッシオーバ電圧940kV(極限破壊電界から計算される電圧)とほぼ等しくなる。 h=2000 μ mになると、 被覆することによりフラッシオーバ電圧が大きく上昇するものの、 h \leq 1000 μ mのときに得られる934kVという高い電圧まで上昇しない。これは、後述するように、 被覆表面の電界強度と密接に関係しており、 h \leq 1000



Fig.6.3 Negative impulse flashover voltage - protrusion height characteristics of hemisphere (100 mm in diameter) - plane electrodes under bare and coated conditions; gap length : 30 mm; 1 mm thick epoxy coating.

μmのときには 突起による電界集中が被覆表面まで及ばないためにフラッシオ ーバ電圧が極限フラッシオーバ電圧近くまで上昇する。これに対し、h=2000 μmになると、被覆表面には前述したうねりが発生し 僅かではあるが電界集中 を引き起こす。また、h=2000 μmに対し被覆厚1mmは薄すぎ、突起による電 界集中が被覆表面まで及んでくる。このため、フラッシオーバ電圧は極限フラ ッシオーバ電圧まで上昇しなくなる。

実機器の表面粗さは数十µm以下であるので、 厚さ1mmのエポキシ樹脂で被 覆することは十分に有効であり、フラッシオーバ電圧を極限フラッシオーバ電 圧近くまで向上させることができる。また、1000 µmの突起まで効果が持続す るということは、被覆個所の電極表面の粗さの管理を厳密に行わなくてもよい ことを意味している。なお、本研究では1mm厚さの被覆を対象にしているが、 被覆厚さが数十µm程度に薄くなると 下地電極の表面粗さの影響が現れ、ひど い粗さの電極に被覆しても極限フラッシオーバ電圧まで向上しないことが明ら かにされている¹⁰⁾。

ガス圧力によるフラッシオーバ電圧の変化は図6.4に示す通りであり、被



Fig.6.4 Negative impulse flashover voltage - pressure characteristics of hemisphere (100 mm in dia.) - plane electrodes with different kind of grooves at 30 mm gap.

notation	electrode	groove size h (um)
•	bare	1
X	bare	500
Δ	bare	1000
0	epoxy coated	1 - 1000

覆した電極としない電極とで大きく異なる。被覆しない裸電極では、突起が1 μmのときに限りフラッシオーバ電圧はガス圧力に比例して上昇し極限フラッ シオーバ電圧にほぼ等しくなる。 突起が500μm、1000μmへと大きくなるにつれ フラッシオーバ電圧の上昇割合が小さくなる。被覆した電極ではh=1~1000 μmの突起に対し フラッシオーバ電圧は極限フラッシオーバ電圧まで上昇し、 ガス圧力に比例した変化をする。被覆した電極の1発目のフラッシオーバ電圧 を15回測定して求めた標準偏差は約4%であり、裸電極のときの標準偏差(約 5%)と大差ない。

被覆によりフラッシオーバ電圧が上昇するのは1発目のフラッシオーバだけ であり、2発目以降のフラッシオーバに対しては全く上昇せず裸電極と同等の フラッシオーバ電圧になることに注意しなければならない。これは、1発目の フラッシオーバによりエポキシ樹脂被覆が剥離して直径3mm程度に下地電極が 露出し、この個所で2発目以降のフラッシオーバが発生するためである。

6.4 ピンホールの影響

前述のFBCによるエポキシ樹脂被覆ではピンホールを生じ難いが、静電塗装によるポリ テトラ フルオロエチレン (PTFE) 被覆ではピンホールを生じやすいというように、材料や被覆形成方法によりピンホールができたり できなかったりする。ピンホールがあると下地の金属が露出する。下地金属が露出するとフラッシオーバ電圧は裸電極と同等な電圧まで低下することを前節で述べたが、ピンホールのあるときにもそのようなフラッシオーバ電圧の低下があるのかないのか 未だはっきりせず、実用化に際し解明しておくことが重要である。本節では人工的にピンホールを設け、その影響について検討した。

 φ 20/ φ 54同軸円筒電極(長さ100mm)の内部電極をPTFEで被覆し、ピン ホールがある時とない時のフラッシオーバ電圧を測定した。ピンホールの数は 0個、10個、単位面積当り10個の3種類とした。ピンホールは木綿針をPTFEに 突き刺してあけた。図6.5に示すように、フラッシオーバ電圧はほとんどピ ンホールの影響をうけず、ピンホールがあってもピンホールのないときと同等 の高いフラッシオーバ電圧になる。

同様の実験を直径50mmの先端半球棒-平板電極(ギャップ長100mm)で行い、 ピンホールと放電痕が一致するかどうか調べた。 このときの被覆材は厚さ0.2 mmのエポキシ樹脂であり、木綿針を突きさすことにより10個のピンホールを人 工的に形成した。ACの場合、電極を3回交換して測定したがピンホールと放 電痕が一致するものはなかった。IMPの場合には10回測定し、その内8回も ピンホールと放電痕が一致した。しかし、ピンホールからフラッシオーバして もフラッシオーバ電圧の低下は極めて小さく、 約5%低下したにすぎなかっ た。すなわち、ピンホールのない時のフラッシオーバ電圧は平均724kV(標準偏 差5%)であり、ピンホールにおけるフラッシオーバ電圧は平均688kV(標準偏 差3%)である。

以上の結果、ピンホールがあってもフラッシオーバ電圧の低下はほとんどな く、実用上影響しないとみなすことができる。これは、ピンホールの径が非常 に小さいため、その個所の電極表面電界は被覆により緩和されたままであり、 ピンホールのない時と同等になるためと考えられる。これはごく最近Honda氏



Fig.6.5 Influence of pinholes of coatings on ac and negative impulse flashover voltages.

ら10)の行った実験によっても確認されている。

6.5 金属粒子の影響

粉末状の微小な金属粒子が存在する場合でも電極被覆によりフラッシオーバ 電圧を極限電圧近くまで向上させることができる⁴⁾。フラッシオーバ電圧を大 きく低下させる金属粒子はnmオーダの長いものであり、このような金属線に対 してもフラッシオーバ電圧が大幅に上昇すれば被覆は非常に有効であるといえ る。長い金属線はAC課電により、その長軸を電気力線方向にむけて電気力線 に沿って上下運動する。上下運動中に高圧電極に衝突し、衝突の瞬間に微小放 電が発生する。この放電により被覆や金属線が極く僅か溶融し金属線が溶着し たり あるいは 静電的吸引力により、被覆表面に金属線が直立して付着する場 合がまれにではあるが存在する。このような場合でも被覆が有効であれば、実 機器にとり極めて有益であるが、未だ検討された例がない。そこで、本節では、 長さ2~10mm、直径0.45mmの金属線を被覆表面に直立して付着させ、フラッシ オーバ電圧について検討した。電極は図5.1に示したφ50/φ150(電極E-2)とφ100/φ250(電極E-3)の同軸円筒電極を用いた。また、第5章で述 べたようにフラッシオーバ電圧は金属線と電極間の微小な隙間gにより変わる ため、常に最低のフラッシオーバ電圧が得られるように、前述の図5.5と同 じように金属線を固定した。すなわち、金属線と被覆間の隙間gを0~1mmま で約0.1mmピッチで変えた10本の金属線を一度に取付けた。 被覆材は厚さ1mm のエポキシ樹脂であり、内部電極のみを被覆した。また、金属線付着時には正 極性 I M P のほうがフラッシオーバ電圧が低くなるので、正極性について検討 した。



Fig.6.6 Effect of dielectric coatings of high-voltage electrodes on particle-initiated impulse flashover voltages ; copper particles : diameter 0.45 mm

図6.6に同軸円筒電極E-2とE-3で測定した結果を示す。破線は裸電 極の場合、実線は被覆電極の場合である。裸電極では金属線の付着によりフラ ッシオーバ電圧が著しく低下する。この大幅な低下は被覆しても避けられず、 2mm以上の金属線があると極限フラッシオーバ電圧まで上昇することはなかっ た。また、 被覆によるフラッシオーバ電圧の上昇は50~100kVであり、金属線 長さにほとんど依存しない。フラッシオーバ電圧の標準偏差は被覆した時4~ 6%であり、被覆しない時と同等であった。

フラッシオーバ時の被覆の破損状況は、金属線の有無により著しく異なる。 金属線のない場合には、図6.7に示すように被覆が飛散し直径2~3mmの円 形に下地電極が露出する。これに対し、金属線があると被覆に微小な貫通孔が 開くだけであり、被覆が剥離することはない。また、フラッシオーバはg=0 mmの金属線で発生している。

金属線のないときには1回目のフラッシオーバ電圧が高く2回目以降は裸電 極と同等な値まで低下したが、金属線付着時には繰返しフラッシオーバさせて もフラッシオーバ電圧の低下は極めて小さく、被覆効果が持続する。図6.8



(a) clean condition ; IMP FOV = 1050 kV



(b) flashover initiated from 5 mm long metallic particles; IMP FOV = 270 kV

Fig.6.7 Breakdown holes of 1 mm thick epoxy coatings



Fig.6.8 Influence of shot number on positive impulse flashover voltages for bare and epoxy coated electrodes; copper particle diameter : 0.45 mm; electrode E-2 : ϕ 50/ ϕ 150 concentric cylinder.

はその測定例であり、電極E-2を厚さ1mmのエポキシ樹脂で被覆している。 フラッシオーバにより生じた貫通破壊孔は一種のピンホールとみなすこともで き、2回目以降のフラッシオーバ電圧が1回目と同等であることから、ピンホ ールが存在し、丁度その個所に金属線が直立して付着しても被覆効果が発揮さ れ 図6.6、図6.8のようにフラッシオーバ電圧が向上すると言える。

6.6 検討

6.6.1 被覆による電界緩和とフラッシオーバ電圧の向上 電極被覆によりフラッシオーバ電圧が上昇する理由として、一般に、(1)電



Fig.6.9 Potential distribution of bare and coated hemispherical electrodes of 100 mm in diameter.

極からの電子の電界放出の抑制、(2)電極表面上の突起の電界緩和、(3)微小塵 埃の影響の除去が考えられる。図6.1のような大きな突起の場合には(2)が 大きく影響していると考えられ、ここでは電界緩和について検討する。

図6.1の電極(ギャップ長30mm)の突起近傍の電位分布を図6.9に示す。 平滑な電極、突起寸法h=1000 μmと2000 μmの電極の3ケースについて示して いる。 電極間の電位差を100%として1%毎の等電位線を示している。平滑な 電極では、裸時の電極表面上の最大電界強度は4.82%/mmであるが、被覆により 1.23%/mmに弱くなる。電界強度は被覆表面で最大になり4.80%/mmである。最大 電界強度が被覆の有無によりほとんど変わらないため、フラッシオーバ電圧は 同等になるといえ、これは図6.3の結果と一致する。 突起寸法h=1000 µm のとき、裸電極における等電位線は突起により大きく歪められ、突起の角で電 界強度が最大(8%/mm以上)になる。しかし、被覆により突起の影響が緩和され、 被覆表面の直ぐ外側にある98%等電位線は平滑電極のときと良く一致している。 電界強度は被覆表面で最大になり4.87%/mmである。これは平滑電極のときと同 等な値である。したがって、フラッシオーバ電圧も図6.3のように両者で同 等になる。 突起寸法h=2000 µmのとき、被覆により等電位線の歪みはかなり 改善されるものの その歪は被覆表面まで及び、98%等電位線に波打ちが発生 する。このため、被覆表面の電界強度は上記の2者よりも強く5.01%/mmになる。 さらに、前述したように被覆表面は0.5mm程度のうねりを生じており、実際に は5.01 %/mmよりも強くなっていると考えられる。このため、もはやh≦1000 μmのときのような高いフラッシオーバ電圧は維持できず図6.3のように低 下する。

6.6.2 金属線存在時のフラッシオーバ電圧の向上

金属線存在時の被覆効果は予想外に小さい。金属線が被覆上に直立すると、 ガス空間側の金属線端の電界強度は電極を被覆しても一向に緩和されないため である。被覆によりフラッシオーバ電圧が50~100kV上昇する理由は、金属線 端に発生したストリーマへの放電エネルギーの供給が被覆により妨げられるか らと考えられる。

フラッシオーバは次の過程を経て発生すると言われている。

[金属線先端の微小放電]→[ストリーマ](→[リーダ])→[フラッシオーバ]

ストリーマやリーダが進展するためには、これらに十分なエネルギーを供給し 導電率の高いチャンネルをつくることが不可欠である。それが不十分だとスト リーマやリーダは途中で進展を停止してしまう。被覆がないときには、ストリ ーマが伸び出すと同時に金属線と電極とが橋絡され 十分なエネルギーが供給 される。しかし、被覆があると、被覆自身の高い絶縁耐力のため金属線は電極 と橋絡されず、したがって、ストリーマへのエネルギー供給は漂遊容量を通し て行われるだけになる。このエネルギーは小さいためストリーマやリーダ進展 のためには更に高い電圧が必要になり、フラッシオーバ電圧が上昇する。

図6.10はこれを確認するために行った実験である。裸電極に被覆厚さに等 しいギャップg=1mmを介して金属線を取付けて、被覆時のフラッシオーバ電 圧と比較した。ギャップ長1mm、ガス圧力5barのSFsガスのフラッシオーバ 電圧は約45kVであり、1mm厚さのエポキシ樹脂被覆のフラッシオーバ電圧48kV



Fig.6.10 Effects of micro separations between particles and electrode on positive impulse flashover voltages for the concentric cylinder electrode of 50/150 mm in diameter ; copper particles : diameter 0.45 mm.

(表6.1参照)と同等になっている。金属線は一度に10本取付けている。裸 電極のg=0~0.5mmに比べg=1mmでは 50kV(金属線長さ10mm)~70kV(同 5mm)もフラッシオーバ電圧が上昇する。この値は被覆したときの値と一致す る。このことは金属線-電極間の微小ギャップもしくは被覆のフラッシオーバ 電圧の高低が被覆効果に大きく影響することを意味しており、そのフラッシオ ーバ電圧を高くすれば被覆効果はもっと大きくなると考えられる。

6.7 まとめ

高圧電極を厚さ1mmのエポキシ樹脂で被覆したとき、フラッシオ-バ電圧に 与える電極表面突起、ピンホールおよび金属線の影響について検討し、次の結 論を得た。

- (1)被覆しない裸の電極では電極表面突起が大きくなるにつれフラッシオー バ電圧が低下するが、被覆することにより1mm以下の突起があっても極限フラッシオーバ電圧近くまで上昇させることができる。突起が2mmになると被覆によりフラッシオーバ電圧は大幅に上昇するものの、極限フラッシオーバ電圧には到達しない。
- (2) 被覆による電極面上の突起の電界緩和がフラッシオーバ電圧の大幅な上 昇に大きく寄与している。
- (3) 被覆にピンホールが10個/cm²程度あってもフラッシオーバ電圧は低下し ない。
- (4) 長い金属線が付着しているときにはフラッシオーバ電圧が50~100kV上 昇する。この上昇量は金属線長さが変わっても変化しない。
- (5)金属線がないときには被覆効果は最初のフラッシオーバのみに発揮され るが、金属線存在時にはフラッシオーバを重ねても被覆効果は持続する。
- (6) ピンホール位置に金属線が付着しても被覆効果は持続する。
- (7)金属線付着時のフラッシオーバ電圧の上昇は、金属線と電極の間にある 被覆の高い絶縁耐力に基づくと考えられる。

6.8 参考文献

- M.J.Mulcahy et.al. : Insulation brekadown and switching in high pressure gases -A review- : Proc. 7th Elec. Conf. IEEE 68C6-EI-92 (1968)
- 2) H.C.Doepken : Compressed-gas insulation for concentric power lines: IEEE 68C6-EI-68 (1968)
- 3) M.K.MacAlpine & A.H.Cookson : Impulse breakdown of compressed gases between dielectric-covered electrodes : PIEE vol.117, no.3, p.646 -652 (Mar. 1970)
- 4) 池田、依田: SF₆ガスの絶縁破壊におよぼす電極表面とちり粒子の影響: 電気学会 誌 vol.91, no.9, p.1707-1714 (Sep. 1971)
- 5) I.M.Bortonik & C.M.Kooke : Electrical breakdown and the similarity law in SF6 at extra-high-voltages : IEEE T72 116-7 (1972)
- 6) D.J.Chee-Hing & K.D.Srivastava : Insulation performance of dielectric-coated electrodes in sulpher hexafluoride gas : IEEE Trans. EI-10, no.4, p.119-124 (Dec. 1975)
- 7) C.C.Chan et.al. : DC breakdown strength of some multicomponent gas mixtures in concentric cylinder geometries : Gaseous Dielectrics II p.149-158 (1980)
- F.Endo et.al. : Dielectric coating of electrodes and particle initiated breakdown in SF₅ gas : 4th ISH no.32-05 (1983)
- 9) A.Inui et.al. : Effect of electrode coating on impulse breakdown in SF_δ : 4th ISH no.32-04 (1983)
- 10)M.Honda et.al. : Impulse breakdown characteristics in SF_{σ} gas : IEEE Summer Meeting, 84SM637-5, (1984)

第7章 ひだによるスペーサ沿面 絶縁耐力の向上

7.1 まえがき

大気中で使用される絶縁物は、通常、碍子や碍管のようにひだが設けられて いる。これは、絶縁物表面の漏洩距離を長くとり、単位長さ当たりに加わる電 圧を小さくして汚損時の絶縁耐力を高くしようとするものである。これに対し、 ガス絶縁機器で使用されるスペーサ等の絶縁物は密閉容器により大気から完全 に遮断されていて、いつまでも組立当初の清浄さが維持される。そのため、漏 洩長を長くする必要はなく、従来は静電界をいかに弱くするかということで形 状設計されてきた。ひだを設けるとかえってスペーサ表面の電界を局部的に集 中させ絶縁耐力を低下させることのほうが多いため¹⁻³³、ひだを設けないスペ ーサが一般的に使用されていた。機器の小形化が進み使用電界強度が強くなる につれ、機器内部に混入した金属粒子による絶縁耐力の低下が問題になり、こ れを防止することが急務になってきた。この低下防止方法として ひだ が見直 されつつある。

SF₆ガス中におけるひだの役目は、単に漏洩長を長くするという空気中の 役目と本質的に異なり、金属粒子から発生する放電の進展の阻止や金属粒子の 付着を防止することにある。このため、従来の空気中とは全く異なった新たな 観点から検討することが必要になってきた。高野氏ら⁴⁾は、スペーサにひだを 設けると、微粉末状の金属粒子に対し沿面フラッシオーバ電圧が向上すること を実験により確認している。原氏ら⁵⁾はひだのついたポストスペーサに3×3 mmのアルミ箔を付着させて スペーサの比誘電率 ε_xとフラッシオーバ電圧との 関係について検討し、ε_xが小さいほどスペーサの表面電界が弱くなりフラッ シオーバ電圧が向上することを明らかにしている。Voss氏⁵⁾はひだの大きさと 金属粒子の付着確率について検討し、ひだが大きいほど金属粒子がひだに付着 しやすいことを明らかにしている。

従来の研究により ひだがあるとフラッシオーバ電圧が向上することが判っ てきた。しかし、向上の程度や限界および向上の理由が未だよくわかっていな い状況である。そこで、本章では、ポストスペーサを用いて ひだ間隔の影響、 沿面長の影響、ひだに挟まれた沿面の破壊電界強度等について検討を加え ひ だの具備すべき条件を明らかにした。これに基づいてスペーサを最適化し、フ ラッシオーバ電圧を 大幅に 向上させることができた。

7.2 実験方法

図7.1に示す3種類のポストスペーサを用いて実験した。 ポストスペー サS1とS2は直径240mmの平行平板電極間に挿入されている。 ポストスペー サS1は、直径30mm、長さ75mmのエポキシ棒に直径60mm、厚さ5mmのエポキシ 板を接着してひだを形成したものであり、電極-ひだ間距離Lがフラッシオー バ電圧に及ぼす効果の検討に用いた。ポストスペーサS2は直径22mmのエポキ シ棒に直径60mmのエポキシ板を接着してひだを形成したものであり、放電路が 沿面からガス空間に移行する場合にフラッシオーバ電圧が沿面長によりどのよ うな影響を受けるかについて検討するために用いた。ポストスペーサZはφ80 / \$\phi 305の同軸円筒電極に装着され、2枚のひだを設けることにより第5章のポ ストスペーサA-aに比べフラッシオーバ電圧と破壊電界強度がどの程度向上 するか検討するために用いた。これらのスペーサは全て充填材入りエポキシ樹 脂でできている。

金属線は直径0.45mm、長さ5mmと10mmの銅線である。その中央部に微少量の エポキシ接着剤をつけてスペーサ表面に接着した。 ポストスペーサS1とS2 ではスペーサの周方向に90度毎に金属線を各1本ずつ、 計4本を一度に固定し た。ポストスペーサZでは 周方向に45度毎に金属線を各1本ずつ、計8本を一 度に固定した。

印加電圧は商用周波電圧(AC)と1.2/40 µs雷インパルス電圧(IMP)である。

7.3 スペーサの電位・電界分布

スペーサZの電位分布を図7.2に示す。上ひだの下面、下ひだの上下両面 はほぼ等電位線に沿うように成形され、沿面方向に電界が加わらないような形 状になっている。上ひだの上面は等電位線がスペーサ表面にほぼ直角に、かつ、 等間隔になるように設計されている。

スペーサ表面の電界分布は図7.3に示す通りである。電位の負勾配として 与えられる電界E_xは、上ひだ上面と下ひだ上下面で極めて弱くなる反面、両 ひだにはさまれた部分でスペーサA-a(図5.3参照)に比べ約1.5倍強くな



(c) post spacer Z

Fig.7.1 Configuration of spacers.


Fig.7.2 Equipotential distribution of post spacer Z. Fig.7.3 Electric field strength on a spacer surface ; $---: E_{p}$.

る。E_rは上ひだ先端で最大になる。 E_rの沿面方向成分E_Pは、上ひだと下ひ だの上下面で大幅に弱くなるが、両ひだにはさまれた部分でスペーサA-aよ りも約1.8倍強くなる。

7.4 ひだの効果の基本特性

ひだの役目の一つは、金属線から伸びだした沿面ストリーマがそれ以上進展 することを防止することにある。金属線とひだの距離が短いほどストリーマの 伸びの小さい内に進展が阻止され、ひだにトラップされた表面電荷によりスト リーマ先端の電界が緩和されるため、フラッシオーバ電圧が上昇することが考



Fig.7.4 Dependence of positive lightning impulse flashover voltages on rib position in case of post spacer S1 at 4 bar.

えられる。図7.4はポストスペーサS1を用いて測定した結果であり、金属 線の長さは5mmと10mmである。なお、印加電圧はフラッシオーバ電圧が低くな る正極性IMP電圧とした。ひだの位置L=75mmはひだのない状態を指してい る。Lが小さくなるにつれフラッシオーバ電圧が大きく上昇する。各ひだ位置 Lにおけるフラッシオーバ電圧上昇率は、金属線長さにより相当に異なる。た とえば、L=20mmにおいて、5mm長の金属線ではフラッシオーバ電圧上昇率が 1.25倍であるのに対し、10mm長の金属線では1.40倍になる。

金属線から出発したストリーマは、ひだによりその進行方向が直角に曲げら れ、ひだの上面に沿って進展し、ひだの端部で再び進行方向が直角に曲がり接 地電極に向けてフラッシオーバする。フラッシオーバ後に試料を取出し表面の 残留電荷を調べたものが図7.5である。 これは粉末電荷図 (dust figure) と呼ばれ、 静電印刷に使われる微細な帯電粉末を振りかけ表面残留電荷に吸 引させてそれを像として可視化したものである。 ひだがないと低い電圧で一 気に接地電極まで放電が進むが、 ひだがあるとそこで一旦進展が妨げられて



(a) FOV = 309 kV, L = 0 mm
particle length = 5 mm



(b) FOV = 380 kV, L = 22 mm
particle length = 5 mm



(c) FOV = 227 kV, L = 0 mm
particle length = 10 mm



(d) FOV = 353 kV, L = 22 mm
particle length = 10 mm

Fig.7.5 Dust figures of post spacer S1 after positive impulse voltage application.

いることが分かる。ひだの上面に全面にわたって多くの電荷が残留している。 個々の金属線から出発したストリーマは、ひだの上で多くの枝別れを生じひだ の先端でその周方向に屈曲している。これによりストリーマ先端の電界が緩和 され、ひだは一種のバリヤとして作用する。

ひだ先端でスペーサ表面が90度曲がるため、その位置で沿面ストリーマは沿 面から離れガス空間へ進展しようとする。一般に、ガス空間の方が沿面よりも フラッシオーバ電圧が高いため、沿面ストリーマの伸びが小さい内にそれを沿 面からガス空間へ引き離せばフラッシオーバ電圧が高くなると考えられる。そ こで、沿面とガス空間が直列につながったポストスペーサS2を用いて沿面長 とフラッシオーバ電圧の関係について調べた。なお、正極性IMPフラッシオ -バ電圧の方が負極性よりも低くなるので前者を測定した。図7.6に示した ように、予想通り、フラッシオーバ電圧は沿面長もが短くなるにつれ高くなる。 t=5mmは沿面長が金属線長さと等しい場合であり、フラッシオーバ電圧が最 も高く、60mmのときの約1.4倍になる。



Fig.7.6 Dependence of positive lightning impulse flashover voltages on surface length in case of post spacer S2 at 4 bar.

以上の検討から、ひだによりフラッシオーバ電圧を向上させるためには少な くとも次の条件を満足させることが必要である。

- (1) ひだ間隔をできる限り短くすること。
- (2) ひだ厚さはできる限り薄くすること。
- (3)電気力線方向につながるガス空間の長さをできる限り大きくすること。
- 7.5 ひだ付ポストスペーサのフラッシオーバ特性

ポストスペーサZの表面上のさまざまな位置に長さ5mm、太さ0.45mmの金属 線を固定し、ひだによるフラッシオーバ電圧の向上について測定した。図7. 7に示すように、金属線が上ひだに付着している($x = 0 \sim 30$ mm)ときにはAC、 正極性IMPともフラッシオーバ電圧は極めて高くなり、ACで350~500kV_P、 IMPで550~700kVである。ひだのないとき(スペーサA-a、図4.3参照) のこの x の範囲におけるフラッシオーバ電圧は低く、それぞれ280kV_P($x \Rightarrow 20$ mm)、350kV($x \Rightarrow 10$ mm)である。ひだを設けることにより、フラッシオーバ 電圧がACで1.3倍、IMPで1.6倍に上昇する。

下ひだ および その下方(x>50mm)に金属線が付着したときも、AC、 IMPともフラッシオーバ電圧は非常に高くなる。この付着位置における最低 のフラッシオーバ電圧はACで約380kV_P、IMPで正・負極性とも約450kVで あり、ひだのないときより各々1.5倍および1.1倍高くなる。

上ひだと下ひだの中間領域(30<x<50mm)に金属線が付着した場合のみフ ラッシオーバ電圧が上昇しない。ACが250kVp、正・負IMPが350kVであり、 ひだのないときの値 AC270kVp、IMP400kVに比べ改善が認められず、かえ って低下している。これは ひだの効果がないのではなく 別に原因があると考 えられたので、まず、ひだによるストリーマの進展阻止状況を粉末電荷図で調 べた。図7.8に示す通りであり、確かにひだが有効に作用していることが判 る。すなわち、ひだのないスペーサA-aのときには金属線からのストリーマ はスペーサ表面を上下に長く真っ直ぐ伸びるのに対し、ひだがあるとストリー マ進展は一旦ひだにより停止させられている。ACではひだの上でリング状の 放電になり、IMPではひだの周方向に沿って広がるトリー状の放電になって いる。これらの放電状況は沿面ストリーマの進展が抑制されていることを意味





している。それにもかかわらずフラッシオーバ電圧が向上しない理由はこの部 分に電界が集中しているためと考えられる。

スペーサ乙の胴径はスペーサA-aよりも細くなっているので、図7.3に 示したように ひだに挟まれた個所で電界が1.8倍も強くなる。第5章で沿面破 壊電界強度の沿面方向成分Epには閾値があることを明らかにした。この閾値 に比べEpが上昇していれば、その上昇はひだの効果とみなすことができる。 図7.9にポストスペーサ乙のEpをスペーサの領域毎に分けて示す。 領域① はひだ上面、領域②はひだ間、領域③は下ひだの下方に対応している。領域① のAC Epはひだのないときの電界強度と等しく、ひだの効果は現れない。こ れは、上ひだ上面が電界方向に長く伸びているため、ひだに達するまでにリー ダ長が長くなり過ぎ、ひだの効果が発揮できないためと考えられる。領域②、 ③ではAC E_Pは極めて高く3~4_{MVrms}/mであり、第5章で述べた閾値の1.5 ~1.7倍になる。フラッシオーバ 電圧は上昇していないものの破壊電界強度は 大きく向上しており、ひだの効果が有効に発揮されていると言える。IMPに 対してもACと同様の傾向にあり、領域②、③でひだのないときの1.4~1.5倍 のE_Pになる。



(a) AC 210 kV spacer A-a



(b) IMP 408 kV spacer A-a



(c) AC 200 kV spacer Z rms



(d) IMP 350 kV spacer Z

Fig.7.8 Dust figures of spacer A-a and Z at 4 bar.



particle position

7.6 ひだの最適化とスペーサの高耐圧化

前項までの検討の結果、2枚ひだ構成のスペーサでは、上ひだ上面ではE_P は向上しないものの、ひだ間およびひだ下方では1.4~1.5倍高くなることが判 明した。所要絶縁耐力 に対する上ひだ上面のE_Pとひだ間およびひだ下方の E_Pの比が1:1.5:1.5になるようにスペーサ形状を定めることができれば、 金属線がスペーサ表面のどの位置に付着してもフラッシオーバ電圧が等しくな り極めて絶縁耐力の高いスペーサにすることができる。 スペーサZをベースにし上記の関係を満足するようにひだ形状や胴径を選定 し最適化したものをスペーサZ'と呼ぶ。当然のことながら、図7.4や図7. 5で述べた関係、すなわち、ひだ間隔および電気力線方向のひだの長さを短く することも考慮されている。 スペーサZ'の各位置に長さ5mm、太さ0.45mm の金属線を固定し、フラッシオーバ電圧を測定し、その結果を図7.10に示す。 各領域①、②、③の最低のIMPフラッシオーバ電圧は、いずれも450kVであ った。ACフラッシオーバ電圧は、それぞれ240kVrms、280kVrms、240kVrmsで あった。これらのフラッシオーバ電圧は予想通りの値であり、上述の考えの正 しいことが立証された。 スペーサZ'のフラッシオーバ電圧は、スペーサA - a の1.3~1.4倍に向上した。



Fig.7.10 AC and impulse flashover voltages of an optimized post spacer Z' at 4 bar ;

copper particles : diameter 0.45 mm, length 5 mm.

□:	pos. IM	P٦	ontimized	Δ:	pos.	IMP	
	neg.IM	₽ }		▲:	neg.	IMP	spacer
♦:	AC	J	spacer 2	0:	AC	J	A-d

7.7 ひだによる絶縁耐力向上メカニズム

ひだには次の4つの作用があると考えられる。

- (1) バリヤとしての作用
- (2) 沿面放電をガス空間放電に転換する作用
- (3) ストリーマを閉じ込める作用
- (4)沿面長の増加

(1)に関して : ストリーマはそれに直交するように配置された絶縁板 に衝突し絶縁板の上に広がる。その時、生成された電荷がトラップされ、この 電荷によりストリーマ先端の電界が緩和されてストリーマの一層の進展を妨げ る。その結果としてフラッシオーバ電圧が上昇する。

(2)に関して : 一般に、フラッシオーバ電圧はガス空間の方がスペー サ沿面よりも高くなるので、放電をスペーサ沿面から引き離せばフラッシオー バ電圧を高くできる。図7.7がその例であり、ポストスペーサZでは ひだ 先端がこれに該当する。

(3)に関して : 不平等電界中では導電率が極めて高いチャンネルが形成され、リーダ放電になると言われている。 リーダチャンネル中の電界は0.1 ~0.2MV/m 程度であるため、リーダが進展するとその分だけ導体が伸びだしたようになり非常に低い電圧でフラッシオーバする。しかし、リーダ放電になるためには放電路(沿面長)がある程度長くなければならないので、ひだにより沿面長を短く区切りストリーマの段階で止めてしまうとリーダ放電を防止できフラッシオーバ電圧が上昇する。

<u>(4)に関して</u>: フラッシオーバ電圧はひだの直径を変えても変化しないので⁷⁾、金属線が付着したような場合には沿面長増大は効果がないと考えられる。

以上の考察より、ひだは(1)、(2)、(3)の作用を持ちフラッシオー バ電圧を大幅に向上させていると考えられる。

7.8 まとめ

金属線が付着したときのスペーサ沿面絶縁耐力を向上させるため、ひだ付き スペーサのフラッシオーバ特性について基礎的に検討し、以下の結論を得た。

- (1) ひだの存在によりスペーサ沿面フラッシオーバ電圧が向上する。その向 上割合はひだ間隔により異なり、間隔が長くなるにつれ小さくなる。
- (2) 沿面とガス空間が直列になっているとき、フラッシオーバ電圧は沿面長が短くなるにつれ上昇する。このため、放電が沿面を長く伸びない内にガス空間に移行するようにすればフラッシオーバ電圧を向上させることができる。
- (3) ひだの設置によりひだ間およびその近傍の沿面破壊電界強度が約1.5倍 向上することを明らかにした。この性質を利用し、スペーサ沿面電界を 最適に配分することにより、沿面フラッシオーバ電圧をスペーサ表面各 部で同等にすることが可能になる。これによりAC、IMPともひだの ないスペーサよりも1.3~1.4倍もフラッシオーバ電圧の高いスペーサを 開発することができた。

7.9 参考文献

- 1) C.M.Cooke et al. : Post-type support spacer for compressed gasinsulated cables : IEEE PES T73 121-1 (1973)
- 電力中研送電系統機能研究会:管路気中送電:送電機能シリーズ no.12 (昭和45年4月)
- 3) 放電常置専門委員会: SF₆ガス中の支持絶縁物における沿面放電特性:電 気学会技術報告(Ⅱ部)第83号(昭和54年10月)
- 4) 高野ほか: SF₆中沿面付近にある導電粉のフラッシオーバに及ぼす影響: 放電研究会資料 ED76-62(昭和51年11月)
- 5) T.Hara, N.Sugiyama & K.Itaka : Improved surface flashover characteristics of SF₆ gas spacers contaminated by conducting particles : 4th ISH no.34-01 (Sep. 1983)

- 6) H.J.Voss : Zum Einfluss von Partikeln und Prufuberschlagen auf die elektrische Festigkeit SF₅-isolierter Anordungen : Dr. Thesis of Braunschweig (Nov. 1981)
- 7) T.Yamagiwa et.al. : Particle-initiated breakdown characteristics on a ribbed spacer surface for SF₆ gas insulated switchgear : IEEE Trans. on Power Delivery, vol.3, no.3, p.954-960 (July, 1988)
- 8)不平等電界沿面放電調査専門委員会:不平等電界沿面放電特性:電気学会技術報告(II部)第184号 p.2~8,(昭和60年2月)

第8章 金属粒子浮上防止技術

8.1 まえがき

SF₆ガス絶縁で金属粒子が問題になるのは、使用電界が空気絶縁に比べて 格段に強く、それが静電気力により吸引されて強電界部に飛来し絶縁耐力を下 げるためである。金属粒子は、電界の弱い場所にある限り、機器内に混入して も何ら絶縁に害を及ぼさない。金属粒子を電界の弱い個所に閉じ込めて無害化 してしまう装置がパーティクルトラップであり、 SF₆ガス絶縁になって初め て必要になってきた。すでに、表8.1に示す数種類のものが研究・開発され てきた。

電界型のパーティクルトラップは、同軸円筒電極の外部電極の底に補助電極 を設けたり深い窪みを設けて 電界が極めて弱い個所を作り、金属粒子に作用

種類	原理	主な研究者
電界型 トラップ	外部電極上に補助電極や 窪みを設けて低電界部を 形成し、ここに金属粒子 をトラップする ユペーサ 外部電極 内部電極 血属 補助 金属粒子 粒子 電極 の動き	Nakata ^{1,2)} Ouyang ³⁾ Dale ⁴⁾ Afzenlius ⁵⁾ Cooke ⁶⁾
粘着物 トラップ	外部電極の底面に粘着物を塗り、落下してきた 金属粒子をトラップする	Dale ⁴⁾ Pace ⁸⁾
放 電 重合膜	真空排気後モノマーガスを入れ放電重合させて 電極面に薄い有機物皮膜を形成し、金属粒子を 固定する	Pace ^{7.8)}

表8.1 パーティクルトラップの種類と原理

する静電気力を小さくし浮上を防止するものである。金属粒子がトラップされ るためにはパーティクルトラップの所まで移動してくることが必要であり、長 い母線で構成された大規模な機器ではトラップされる迄に非常に長時間かかる という問題、また、水平に配置された長尺の母線にたわみがあると 金属粒子 はそこに集まってしまい パーテイクルトラップまで飛来しないという問題が ある。

粘着物によるパーティクルトラップには、長期間におよぶ粘着力の持続性に 問題があると共に、余計な塵埃を外部から機器内に持ち込む危険がある。

放電重合膜は機器を組み立てた後に機器内部で放電重合させて形成されるた め、機器の至る所に重合膜が付着する。そのため、遮断器、断路器の摺動接触 部など本来 導電性が良くなければならない個所に絶縁性の重合膜が形成され るという重大な問題を生じる。また、放電重合は機器組み立て時に行うもので あるため、その後に発生する金属粒子に対して効果がない等の問題もある。

以上のように、従来のパーティクルトラップには様々な問題があるので、新 しい原理に基づいた金属粒子浮上防止技術が必要になってきた。誘電体と電荷 の間には静電吸引力が作用することに着目し、本章では、機器の錆止めに用い られる塗料に強誘電体粉末を混ぜたり、シート状のエレクトレットで被覆する ことにより金属粒子と外部円筒電極の間に作用する静電吸引力を強くする方法 について検討した。被覆材の比誘電率や表面電位を適度に設定することにより、 金属線の浮上する電界強度を大幅に上昇するができた。

8.2 実験方法

8.2.1 実験装置

φ60/φ164、長さ560mmの同軸円筒電極を用い、外部電極は被覆しやすいように長手方向に半割りにした。この電極を直径250mmの円筒の試験タンクに水 平に挿入した。

用いた金属粒子は、直径0.2mm、長さ10mmの真っ直ぐなアルミニウム線であり、両端は直角に切断されている。1回の測定で5本のアルミニウム線を散布した。

金属粒子が浮上を始める電圧と電界は、50Hz AC電圧を印加して測定した。 SFsガス圧力は2barである。 なお、予備実験によりガス圧力が4barでも

表8.2 特殊誘電体被覆材料

種	類	被 覆 形 態	材料		比誘電率 ٤ _r	抵抗率	厚さ (µm)
Ι	誘	塗料の	エポキシ樹脂に した塗料	領料を混合	4.0	$\rho = 9x10^{14}$ $\sigma > 10^{15}$	20~ 40
П	电体	塗装	フタル酸樹脂系隊	方錆塗料	4.0	$\rho = (5 - 8) \times 10^{14}$ $\sigma > 2 \times 10^{16}$	20~ 40
Ш	強	塗料の	フタル酸樹脂系 防 錆 塗 料 に	BaTiO3混合量 22 %(vol.)	24 ~36	$\rho = (5 \sim 8) \times 10^{14}$ $\sigma > 2 \times 10^{16}$	70~ 120
īV	昭電	塗装	ball03初末(どr =1800)を混合	BaTiO3混合量 40 %(vol.)	34 ∼50	$\rho = (2 - 8) \times 10^{14}$ $\sigma > 2 \times 10^{16}$	80~ 130
V	体	シート	ポリフッ化ビニリ BaTiO₃微粉末の褚	ノデンと 复合材	100	$\rho = 9x10^{15}$ $\sigma = 2x10^{17}$	270
VI	エレクト レット	フィルム	ポリテトラフロノ	レエチレン	2.2	ρ>10¹ ⁸	130

(ρ:体積抵抗率[Ω·cm]、 σ:表面抵抗率[Ω])

2 barの時と同等の電圧で浮上することを確認している。

8.2.2 被覆材料

外部電極の内面に塗布した被覆材料は、表8.2に示す誘電体、強誘電体お よびエレクトレットである。誘電体はエポキシ樹脂に顔料を溶かした塗料およ びフタル酸樹脂系防錆塗料である。前者は、比誘電率 ε_r が4.0、体積抵抗率が $9 \times 10^{14} \Omega \cdot cm$ 、表面抵抗率が $10^{15} \Omega$ 以上である。後者は、 ε_r が4.0、体積抵 抗率が(5~8) $\times 10^{14} \Omega \cdot cm$ 、表面抵抗率が $2 \times 10^{16} \Omega$ 以上である。

強誘電体の塗料は ε_xが4.0のフタル酸樹脂系防錆塗料に チタン酸バリウム BaTiO₃の粉末を混合して作成した。粉末は表8.3の特性をもつチタン酸バリ ウムを粉砕したものである。 粉末の粒径は図8.1に示すように5μm以下で ある。混合するチタン酸バリウム粉末の量を増やすことにより塗料のε_xを大 きくした。チタン酸バリウム粉末を防錆塗料の中に均一に分散させるため、マ グネティックスターラで十分な時間をかけて攪拌した。一般に、強誘電体はキ ユリー温度以下で電界を加えて分極させると残留分極を生じε_xが大きくなる



10 Jum

Fig.8.1 BaTiO3 powder.

という性質があるので⁹⁾、本研究においても、 塗料を塗布し乾燥させたのち SF₆ガス中で室温で直流電界を印加して分極処理を施した。 残留分極は直流 電界印加時間が長いほど大きくなるので、ここでは一時間課電した。この課電 によりε_rは、表8.4に示す通り、かなり増加する。 なお、塗膜が均一にな るように、塗料の塗布は圧縮空気を利用したエアガンで行った。

表	8		3	チ	・タ	2	酸	バ	IJ	ウ	4	Ø	特	1
	_	-	_	-	-	-	HO.		/	-	-	· ·	1.7	

	特性值
比誘電率 ε _r	1800
tan δ	1.0 %
キュリー温度	330 °C
経時特性変化	0.1 %/年
密度	7.82 kg/m ³

表8.4 直流課電による強誘電体 塗膜の比誘電率の変化

電界	比誘電	率εr
(MV/m)	₩=22%(vol)	W=40%(vol)
0	24~32	34~42
3.5	33~36	43~50

W:BaTiO3混合量

	特性値		特性値
比誘電率 ε _r	100	厚さ	270 µm
tan δ	0.027 %	体積固有抵抗	9.8x10 ¹⁵ Q·cm
絶縁耐力	14MV/m以上	表面固有抵抗	1.3x10 ¹⁷ Ω
比 重	5.5		

表8.5 強誘電体シートの特性

ε_x=100という大きな比誘電率を得るためには防錆塗料に多量のチタン酸バ リウム粉末を混ぜなければならず、塗料化することが難しい。このため、ε_x= 100の材料として ポリフッ化ビニリデンにチタン酸バリウム粉末を混合した厚 さ270μmの市販のシートを用いた。このシートの特性は表8.5の通りであり、 上述の塗膜よりも体積固有抵抗、表面固有抵抗ともに大きい。

エレクトレットにはポリテトラフロルエチレン フィルムを用いた。このフ ィルムはエレクトレット材料としてよく用いられており、コロナ放電によって 電荷を注入することにより容易にエレクトレットにすることができる¹⁰⁻¹²⁾。 本研究では、厚さ130µmのシートを接地した平板電極の上に置き、空気中でそ の上を1~5kVに課電した金属ブラシでなでることによりエレクトレットにし た。金属ブラシとシート間にコロナ放電が発生し、これにより生成したイオン がシート中に注入・トラップされホモ電荷として残留してエレクトレットにな っている。このエレクトレットの表面電位は極めて安定しており、大気空気中 に1年間放置してその間の表面電位の変化を測定すると、図8.3に示すよう に、減衰は極めて小さく僅かに6%にすぎない。 この表面電位V_sの時間的変 化は(8,1)式で表される。

 $V_s = V_{so} (1 - 0.026 \log t)$ (8.1)

ここで、Vsoは初期の表面電位 [kV] 、tは時間 [day] である。 この結果を 外挿すると、20年後でも90%の表面電位が残留していると予想される。



Fig.8.2 Decay of surface potential of electret.

8.3 金属粒子浮上防止の原理

水平におかれた電極面上に存在する金属粒子には、図8.3に示す浮上力FL と浮上を妨げる力Fpが作用する。 FLは電極間の電界Eoと金属粒子の電荷量 Qに比例した力であり、(8.2)式で表される。

 F_{P} は重力 F_{G} 、コーティング材との間の粘着力 F_{A} および静電吸引力 F_{E} とから成り、(8.3)式で表される。

 $F_{P} = F_{G} + F_{A} + F_{E}$ (8.3)

金属粒子が浮上しないためには $F_L < F_P$ でなければならず、(8.2)式、(8.3)式より浮上防止条件は(8.4)式で表される。

 $QE_0 < F_G + F_A + F_E \qquad (8.4)$

この4つの力の内、人為的にコントロールできる力はQEo、FAおよびFEで ある。すなわち、強い電極間電界Eoの下で金属粒子の浮上を防止するために は、Qを十分に小さくするか、FAまたはFEを十分に大きくすればよい。



Fig.8.3 Forces acting on a particle.

電荷量Qは、コーティング材の抵抗を通して充電される電荷量Qcと部分放 電や電界放出によって帯電する電荷量Qoとから成る。すなわち、

$$Q = Q_c + Q_p \qquad (8.5)$$

半径 r、長さLの金属線の電荷量Qcは、被覆の固有抵抗 ρ と比誘電率 ϵ_r とを 用いて、付録Bに示したように、(8.6)式で表される。

$$Q_{c} \doteq \frac{\sqrt{2} V}{\omega R (1 + \frac{C}{C_{o}})} = \frac{\sqrt{2} V}{\omega \rho \frac{d}{S} [1 + \frac{\varepsilon r S}{2\pi d} \ln \frac{2\ell - r}{r}]}$$
(8.6)

ここで、Vは印加電圧、 ω は電圧の角周波数、Rは被覆の抵抗、C、Coは金 属粒子と接地電極および高電圧電極間の静電容量、rは金属線の半径、Sは金 属線と誘電体の接触面積、 ℓ (= roln(ro/ri))は付録Bに示した等価ギ ャップ長である。 Q_c は $\rho \rightarrow \chi$ 、 $\epsilon_r \rightarrow \chi$ につれ小さくなるので、 $\rho \ge \epsilon_r$ の大 きい材料で被覆した方が金属粒子が浮上する電界(浮上開始電界)E_Lを高く することができる。 被覆のないときの金属線の帯電電荷量 Q_r は(8.7) 式になり、Qcに比べ非常に大きいことが分かる。

電界が約1 MVrms/m以上に強くなると 金属粒子の端部よりコロナ放電の光が 目視される場合がある。 このような状態になるとQaはかなり大きくなってい ると考えられる。

粘着力Feは、粘着物を用いない限り、 また、放電重合膜で金属粒子の上から コーティングしない限り0である。

静電吸引力 $F_{\rm B}$ には 2 種類の力が考えられる。 一つは誘電体の影像電荷によ る吸引力であり、もう一つはエレクトレットのように誘電体自身が持つ表面電 荷によって吸引される力である。誘電体が金属粒子の太さに比べて十分に厚く、 半無限の広がりを持っているとみなせる場合には、単位長さの金属粒子が比誘 電率 $\epsilon_{\rm r}$ の誘電体に吸引される力 $F_{\rm B}$ は誘電体表面に対して対称な位置に影像電 荷 $Q' = Q(\epsilon_{\rm r} - 1)/(\epsilon_{\rm r} + 1)$ を仮想することによって求めることができる。 特に、線状の金属粒子(金属線)のとき、 $F_{\rm B}$ は(8.8)式により与えられ る¹³⁾。

ここで、 F_{E} は単位長さ当たりの静電吸引力である。 ϵ_{F} が4、20および100の ときの F_{E} の比は1:1.5:1.6であり、 ϵ_{F} が大きくなると F_{E} も大きくなる。

誘電体がエレクトレットの場合、その表面電荷密度を κ とすれば、表面の近傍に形成される電界は $\kappa/(2\epsilon_0)$ になるため、電荷量Qの金属線は次式の静電吸引力 $F_{\rm E}$ を受ける。

$$F_{E} = \frac{\kappa Q}{2 \epsilon_{0}} = c \frac{V_{s}Q}{2 \epsilon_{0}} \qquad (8.9)$$

この場合、 F_{E} は κ すなわち表面電位 V_{s} に比例して強くなる。ここで、 c は比 例定数。金属線の浮上開始電界 E_{L} は(8.4)式において(左辺) = (右辺) を満足する電界として与えられ、(8.5)~(8.9)式より次式が成り立つ。

$$\frac{\ell E_{L}^{2}}{\omega \rho \frac{d}{S} \left\{1 + \frac{\varepsilon r S}{2 \pi d} \ln(2 \ell / r - 1)\right\}} + Q_{d} E_{L}$$

$$= m g + \frac{(Q_{c} + Q_{d})^{2}}{4 \pi \varepsilon_{0} r} \frac{\varepsilon r - 1}{\varepsilon r + 1} \quad (\Bar{particle Bar} \Bar{parti$$

特に、E」が低いときにはQc≫Qdであるが、高いときには前述の機構により 帯電するためQc≪Qaとみなせ 上式は次式のように簡単になる。

$$Q_{a}E_{L} = mg + \frac{Q_{a}^{2}}{4\pi\epsilon_{0}r} \frac{\epsilon_{r}-1}{\epsilon_{r}+1} \qquad (厚肉誘電体)$$
or
$$mg + \frac{\kappa}{2\epsilon_{0}}Q_{a} \qquad (エレクトレット)$$

以上より、被覆材は ε_xが小さくて ρの大きい材料、あるいは、 κの大きい 材料が望ましいといえる。

8.4 強誘電体被覆による金属粒子浮上開始電界強度の向上

図8.4に比誘電率 ε_r と浮上開始電界強度 E_L の関係を示す。 $\varepsilon_r = 1$ は被 覆のないときを表し、 E_L は0.3~0.5MV_{rms}/mで非常に低い。 E_L はlog ε_r に比 例して高くなり、 $\varepsilon_r = 100$ の時の E_L は1.5~1.8MV_{rms}/mへ大幅に上昇し、通常 の防錆塗料 ($\varepsilon_r = 4.0$)よりも約2倍高くなる。外部電極表面の電界が強くな っているため、浮上時には5本の金属線が全部一斉に浮上し、しかも内部電極 まで横断・衝突して直ちにフラッシオーバを引き起こす。

チタン酸バリウム粉末を40%混合した被覆材の場合、 分極処理を行わなか ったものでは 表8.3に示したように $\epsilon_r = 34 - 42$ であり、 E_{\perp} は1.1~1.5 MV_{rms}/m になる。3.5MV/mで分極処理すると $\epsilon_r = 43 - 50$ に大きくなり E_{\perp} は1.3 ~1.8MV_rms/mに上昇する。また、分極処理した電圧極性が正のときと負のとき についてELを測定したが、両者の間には相違が認められなかった。

チタン酸バリウム粉末を22%混合した被覆材の場合、3.5MV/mの電界で分極 処理しても ε_r =33~36にすぎず、 E_L は1.0~1.7MV_{rms}/mと大きくばらつく。 分極処理しないときには E_L は0.8~1.5MVrms/mになる。

チタン酸バリウム粉末を混合した塗膜では E_Lが大きくばらつくが、これは 粉末を大量に混ぜたことにより皮膜表面に図8.5に示す凸凹ができ平滑でな くなったためではないかと考えられる。



relative dielectric constant \mathcal{E}_r

- Fig.8.4 Dependence of levitation field strength on relative dielectric constant \mathcal{E}_r .
 - phthalic acid resin or epoxy resin coating

 - D. polyvinyliden fluoride sheet with BaTiO3 powder





8.5 エレクトレットによる金属線浮上開始電界強度の向上

エレクトレットで外部電極内面を被覆し強い電界を印加すると、金属線は小 さく浮上した後 直ちに倒れて静止したり、あるいは、浮上して小さな上下運 動を続ける。これらのいずれも金属線の浮上と考えて、金属線浮上開始電界強 度 E_L とエレクトレットの表面電位 V_s の関係を整理すると、図8.6に示すよ うに、 E_L は V_s にほぼ比例して向上する。 $V_s = 4 kV$ の時の E_L は0 kVの時の 約2.4倍に上昇する。 E_L の向上に効果があるのは V_s が2kV以上のときであり、 1.6kV以下だと E_L はほとんど上昇しない。 E_L は表面電位の極性にはあまり影響されないようである。



Fig.8.6 Dependence of levitation field strength on surface potential of electret.

表面電位 Vsが5kVになるとELが1.3MVrms/mに低下してしまうが、これは次の理由によると考えられる。エレクトレットを作成するときの印加電圧が高いため、金属ブラシの作る強電界によりエレクトレット自身が絶縁破壊して貫通破壊孔ができ部分的に表面電位の低い個所ができたり、あるいは、表面電位が高いため空気中で放電し電荷が部分的に中和されていることが予想される。 事実、5kVを課電してエレクトレット作成中にポリテトラフロルエチレンが絶縁破壊することや、エレクトレット作成のための直流電圧課電を終えた直後にポリテトラフロルエチレン表面と接地電極間で放電することを経験している。したがって、実用的にはVs=4kVが限度だと言える。

8.6 実機器への適用効果

誘電体、強誘電体およびエレクトレットで被覆した時の金属線浮上電界E_Lをまとめて図8.7に示す。

GIS母線の内部電極(中心導体)と外部電極(タンク)の直径は、中心導体表面の電界強度やスペーサの絶縁耐力、通電容量などにより決められ、表8. 5に示す寸法が用いられている¹⁵⁻¹⁹⁾。これらの154kV~500kVGISでは、運転電圧におけるタンク表面電界強度は $0.4 \sim 1 \text{ MV}_{rms}/m$ になっている。比誘電率 ϵ_x が4の通常の誘電体塗料では $E_L=0.7 \sim 0.8 \text{ MV} \text{ rms}/m$ であり、運転電圧で金属線が浮上してしまう場合がある。また、一線地絡を生じると過渡的に運転電圧の1.3~1.5倍の電圧に上昇する。このような高い電圧に対しても金属線の浮上を防止することができれば、例え金属線が混入しても完全に無害にすること

電圧階級(kV)	154	23	30	275	34	15		420		
製造 会社	С	A	В	C	A.	В	В	BBC	SIEM	D
タンク内径 (mm)	340	347	290	480	445	362	489	500	520	700
中心導体外程(mm)	100	140	102	180	152	127	171	180	150	230
ガス圧力 (bar)	3.5	3.5	5.5	3.5	3.5	5.5	5.5	5.5	5.0	3.5
LIWL (kV)	750	900	900	1050	1050	1050	1550	1550	1640	1800
AC試験電圧(kV)	325	425	395	460	555	460	690	680	680	840
タンク 表面電界* (MV _{rms} /m)	0.43	0.84	0.88	0.67	0.83	1.05	0.94	0.95	0.75	0.74
タンク 表面電界** (MV _{rms} /m)	0.65	1.2	1.3	1.0	1.2	1.6	1.4	1.4	1.1	1.1

表8.5 GIS母線の代表的寸法

*運転電圧のとき、 **(運転電圧)×1.5のとき

BBC: Brown Boveri 社、 SIEM: SIEMENS 社

ができる。一度浮上すると金属線はタンク表面に垂直な方向を向いて上下運動 を繰返し、0.5MV_{Ems}/mに電界を下げても微小な上下動を続ける。このような状 態の時に過電圧(一線地絡による電圧上昇や開閉インパルス電圧など)が発生 ・侵入すると、中心導体に衝突したりスペーサに付着したりして絶縁的に非常 に過酷な状態になる。 そのため、運転電圧の1.5倍の過電圧でも浮上しないこ とが理想であり、E_L>1.5MV_{Ems}/mであることが望ましい。

浮上開始電界強度 E_Lが1.5MV_{rms}/m以上になる被覆材は、図8.7よりε_r= 100の強誘電体と表面電位が4 kVのエレクトレットである。 機器のタンク底面 全体もしくは要所要所をこれらの材料で被覆すれば機器内部で発生・侵入する



Fig.8.7 Comparison of levitation field strength between coatings.

過電圧に対し金属線の浮上を防止でき無害化することができる。最近、母線寸 法の縮小が図られ、 例えば500kV母線では 従来のφ230/φ750mmからφ180/ φ480mmにすることも試みられているが¹⁹⁾、運転電圧におけるこのときのタン ク表面電界強度は1.23MV_{xms}/mであり、これよりもE_Lを十分に高くできる。

8.7 まとめ

電極を特殊な誘電体で被覆して金属線の浮上開始電界強度を向上する方法に ついて検討し、次の諸点を明らかにした。

- (1) 電極を比誘電率 ϵ_r の大きい材料で被覆すると金属線の浮上開始電界強度 E_L は向上する。その向上割合は ϵ_r が大きいほど大きく、 ϵ_r =100の ときの E_L は ϵ_r =4のときの約2倍、被覆しないときの約4倍になる。
- (2) ε_r=100の強誘電体で被覆したときのE_Lは1.5~1.8MV_{rms}/mになり、運転電圧における機器のタンク表面電界強度の1.5~3.6倍に、また一線地絡時の電界強度の1.2~2.7倍になり、金属線の浮上を防止できる。
- (3)電極をエレクトレットで被覆するとその表面電位Vsにほぼ比例してEL が高くなる。 Vs=4kVのときのELは約1.7MVrms/mであり、 被覆のな いときの約4倍、εr=4の被覆のときの約2倍なる。このELは運転電 圧における機器のタンク表面電界強度の1.5~4倍に、また一線地絡時 の電界強度の1.2~2.7倍になり、金属線の浮上防止に非常に有効である。
- (4) エレクトレットの表面電位Vsの減衰は非常に小さく、初期にVs=3.3 kVであったものが空気中に1年間放置した後では3.1kVになり僅かに6% 減衰するにすぎない。機器寿命である20年後のVsを推定すると3.0kVに なり初期電位の90%も残留し実用上問題ない減衰量である。

8.8 参考文献

- 1) R. Nakata : Practical gas bus design based on particle motion studies : IEEE PES Winter Meeting A77 198-5 (1977)
- R. Nakata : Controlled particle scavenging technique for use in HVDC SF₆ gas bus : IEEE PES Summer Meeting A76 410-1 (1976)

- 3) M. Ouyang et al. : Novel design concepts of a compressed gas HVDC transmission lines : IEEE Transmission and Distribution Conf. 81TD657-6 (1981)
- S.J. Dale et al. : Effect of particle contamination in SF₆ CGIT systems and methods of particle control and elimination : 2nd Inter. Symposium of Gaseous Dielectrics no.33 (1980)
- 5) R.W. Afzenlius & H.W. Bergqvist : Particle traps in gas insulated systems : ibid no.36 (1980)
- 6) C.M. Cooke : Electrostatistics of particle control in gas insulated apparatus : ibid no.37 (1980)
- 7) M.O. Pace et al. : New particle control techniques for gas-insulated apparatus : 4th ISH no.34-07 (1983) Athens
- M.O. Pac et al. : Feasibility studies for improved gas insulation by coating contaminating particles : Gaseous Dielectrics III p.307-313
- 9) 熊谷、藤本: 強誘電体とその応用: p.76-80 朝倉書店(昭和36年11月)
- 10)田村、和田: 音波感知センサ:工業材料 vol.30, no.6, p.60-66
- 11)岩本、呉、日野:コロナ帯電によるポリプロピレンフィルムの表面帯電と フィルム内注入電荷の分離測定:電気学会論文誌A vol.104, no.10, p.555-560(昭和59年10月)
- 12) 深田ほか: エレクトレットの応用と今後の展望に関するシンポジウム: 静電気学 会誌 vol.4, no.1, p.55-65 (1980)
- 13) ランダウ & リフシッツ(井上、安河内、佐々木訳): 電磁気学1 : p.52 -53, 東京図書(1967年3月 第3刷)
- 14)池谷: エレクトレット放射線線量計: 静電気学会誌 vol.7, no.2, p.107-113 (1983)
- 15)放電常置専門委員会: SF₆ガス中の支持絶縁物における沿面放電特性:電 気学会技術報告(II部)第83号 p.40-43,(昭和54年10月)
- 16) 位高、原 : ガス絶縁(管路気中関係)に関する研究動向 : 放電、絶縁材料 合同研究 会 ED82-69, EIM82-104 (1982)
- 17)M.Crucius et al. : Long duration tests on epoxy insulators in SF_6 gas : CIGRE no.15-07 (1978 session)
- 18)H.P.Szente-Varga et al.: 420kV SFs gas-insulated cable for Mapragg Power Station: Brown Boveri Rev. vol.5, p.285-289 (1977)

19)森: 管路気中送電技術: 電気学会誌 vol.103, no.12, p.1185-1187 (昭 和58年12月)

8.9 付録

B 金属線の充電電流

誘電体上に横たわっている金属線に流れる電流に対する等価回路は付図8. 1で表される。角周波数ωの交流電圧に対する金属線と接地電極間のインピー ダンスΖ₂は次式で表される。

$$Z_{2} = \frac{1}{\frac{1}{R} + j\omega C}$$
 (付8.1)

全入力インピーダンスZ1は次式で表すことができる。

$$Z_{1} = \frac{1}{j \omega C_{0}} + Z_{2} \qquad \dots \dots \dots \dots \dots (\text{ft} 8. 2)$$



- Fig.A8.1 Equivalent circuit of charge conduction through dielectric coating under ac voltages ;
 - C₀ : stray capacitance between a particle and high-voltage electrode ;
 - C : stray capacitance and resistance between a particle and grounded electrode.

金属線と接地電極間の電位差 V'は次式になる。

$$V' = \frac{Z_2}{Z_1} V$$

= $\frac{V}{(1+\frac{C}{C_0})^2 + \frac{1}{(\omega C_0 R)^2}} [(1+\frac{C}{C_0}) + j\frac{1}{\omega C_0 R}] \dots (478.3)$

ここで、∨は印加電圧である。したがって、被覆の抵抗Rを通して金属線に流 れる電流 I₃は次式で与えられる。

単位長さの金属線が被覆と接触する面積をS、被覆の厚さをd、固有抵抗をρ、 比誘電率をε_rとし、 また、計算を簡単にするため同軸円筒電極を外部電極上 の電界強度Eと等しい強さの平等電界をした平行平板電極(ギャップ長 l) で 近似するとR、C、Coは次式で与えられる。

$$R = \rho \frac{d}{S} , \quad C = \varepsilon_0 \varepsilon_r \frac{S}{d} , \quad C_0 = \frac{2\pi \varepsilon_0}{\ell_n \frac{2\ell - r}{r}} \dots \dots (\textit{f} 8.5)$$

ここで、 $l = r_0 l_n(r_0/r_i)$ 、 r_0, r_i :外部電極と内部電極の半径、r:金属線の半径。本研究の実験条件では $1/(\omega C_0 R) \sim 10^{-9}$ であり1に比べ十分に小さいので(付8.4)式は次式で近似される。

$$I_{3} \doteq \frac{V}{R(1+\frac{C}{C_{0}})} = \frac{V}{\rho \frac{d}{S} \left(1+\frac{\varepsilon_{r}S}{2\pi d} \ell n \frac{2\ell-r}{r}\right)} \dots (\textit{ff} 8.6)$$

また、電圧がピーク値に達したときに金属線が浮上すると仮定すると、このと きの金属線の電荷量Qは電流 $\sqrt{2}I_3 \sin \omega t \varepsilon t = 0 \sim \pi/(2\omega)$ の間で積分して 得られ、次式で表される。

$$Q = \int_{0}^{\pi/2\omega} \sqrt{2} I_{3} \sin \omega t \, dt = \frac{\sqrt{2} I_{3}}{\omega}$$

$$\stackrel{:}{=} \frac{\sqrt{2}V}{\omega R (1 + \frac{C}{C_o})}$$

$$= \frac{\sqrt{2}V}{\omega \rho \frac{d}{S} \left(1 + \frac{\varepsilon r S}{2\pi d} \ell n - \frac{2\ell - r}{r}\right)} \qquad \dots \dots (\text{ft} 8.7)$$

第9章 総 括

SF。ガスは、空気や窒素等の通常の気体に比べ優れた絶縁耐力を持ってい るが、いったん放電開始すると電離増殖が急速に進む性質を持っている。従っ て、極めて強い電界下で絶縁媒質として使用されるSF。ガスには、僅かな電 界集中でも絶縁耐力が敏感に影響を受けるという独特な性質がある。このよう な性質をもつSF。ガスで絶縁された電力機器をいっそう高電圧化、コンパク ト化および高信頼化するためには、種々の原因で生じる電界集中の個々につい て絶縁特性を十分に把握し有効に対策することが不可欠であり、本研究では次 の課題を取り上げて実験的検討を行った。

〇ガス空間の初回破壊電界確率分布と面積効果

〇ガス空間の暗電流特性

Oエポキシ棒沿面フラッシオーバ特性

Oフラッシオーバ特性に及ぼす金属粒子の影響

〇電極被覆による絶縁耐力の向上特性

〇ひだによるスペーサ沿面絶縁耐力の向上効果

〇金属粒子浮上防止技術

以下に本研究で新しく得た成果を総括する。

第2章では破壊電界強度が最も低くなるガス空間の初回破壊電界確率分布と 面積効果について検討を行った。多数の電極を用いて初回破壊電界強度を測定 し、初回フラッシオーバは弱点によって引き起こされる破壊でありその確率分 布はワイブル分布として表されることを見出した。特に、バフ仕上げした電極 では電極に付着した微小な金属粒子が初回破壊電界強度を低下させており、た とえコンディショニングにより高い絶縁耐力を達成してもガスを動かすとタン ク内にある金属粒子が舞い上げられて電極に付着し 破壊電界強度が低下する こと、また、実験により求めた初回破壊電界確率分布を用いて確率計算するこ とにより大形電極の破壊電界強度を精度よく推定できることを明らかにした。 本成果はGIS・GCBの絶縁設計に用いられ、開発当初に比べ10~20%のコ ンパクト化を可能にしたと同時に機器の高信頼化を促進した。 また、最近で は、本章の成果と気流解析および電界解析を組合せることによりGCBの進み 小電流遮断後の絶縁回復性能の予測方法を開発し、世界で初めて362kVと420kV GCBを1遮断ユニット構成にすることに成功した(従来は2遮断ユニットで 構成)。

第3章では直流課電時のガス空間の暗電流特性について電極表面粗さと表面 クリーニング方法を変えて検討した。暗電流特性は陰極と陽極の表面粗さに大 きく影響され、陽極が粗面仕上げ、陰極がバフ仕上げのときに暗電流開始電界 強度が非常に低く5~6MV/mになることが明らかになった。また、この組合せ のときに限り課電履歴の影響を著しく受け、一回課電すると次の課電時には前 課電した電界強度まで暗電流が流れないことを初めて明らかにした。この時の 暗電流の担体は電極に付着した金属微粒子であり、超音波洗浄やガスブロー、 パック処理により電極から金属粒子を除去すると暗電流開始電界強度が大きく 上昇する。また、金属粒子を電流担体と考えてその暗電流を計算すると、電流 の電界依存性と電流の大きさをよく説明することができることも明らかになっ た。本章と第2章の成果は250kVGCBの開発に適用され、来たるべき直流 GISの実用化に備えている。

第4章ではエポキシ棒沿面フラッシオーバ特性について、特に電極ーエポキ シ棒の接触部にくさび状の微小ギャップが形成されたときの特性についてガス 圧力や試料サイズ、試料長さ、電極サイズを変えて検討した。最大電界強度が 一定値になるとフラッシオーバするという従来の説とは異なり、フラッシオー バ時の最大電界強度は試料により大幅に異なる。フラッシオーバに先立ちこの 微小ギャップに微小放電が発生していることに着目し、その放電にストリーマ 理論を適用すればフラッシオーバ電圧を精度よく計算できることを初めて明ら かにした。 フラッシオーバ電圧はガス圧力の0.6乗に比例すること、試料を相 似に大きくするとその相似比の0.8乗に比例すること、 電極寸法を一定にして エポキシ棒を長くしても長さに比例しないことが明らかになったが、この特性 は前述のストリーマ理論を用いて説明できることを示した。本章の成果は、ス ペーサと電極との接触部の構造の決定や、GCB等の高電圧の可動部を操作す る絶縁棒の取付け金具構造の絶縁設計に適用され、絶縁耐力の向上に貢献して いる。

第5章ではガス空間とスペーサ沿面のフラッシオーバ特性に及ぼす金属粒子 の影響について実規模大の試料を用いて検討した。金属粒子として、フラッシ オーバ電圧を大きく低下させる金属線を用い、金属線の太さがフラッシオーバ 電圧に大きく影響し、あまり細いものを用いると金属線の影響を過小評価する 恐れのあること、本研究で用いた0.45mmの太さが妥当なことを明らかにした。

-167-

また、金属線の長さとガス圧力を変えてフラッシオーバ電圧を丹念に測定し、 破壊電界強度と金属線長さの関係を明確にした。フラッシオーバ電圧の低下は 電極寸法に対する相対的な金属線長さではなく金属線の絶対的な長さにより決 り、金属線長さが一定なら電極寸法やスペーサ寸法が変わっても破壊電界強度 は一定になることを見出した。さらに、ガス空間の破壊電界強度は適度な大き さのコロナ安定化領域を仮定することによりストリーマ理論を用いて計算でき ることを示した。また、スペーサ沿面フラッシオーバは電界の沿面方向成分に より支配されていることを見出し、その閾値を明らかにした。実機器の絶縁事 故の約10%が金属粒子が原因といわれているが、本章の成果を適用することに よりこの種の事故を撲滅することができた。

第6章では電極被覆による絶縁耐力の向上特性について検討した。電極被覆 は破壊電界強度の向上に非常に有効であり、電極表面に1mmの突起があっても 1mm厚さのエポキシ樹脂で被覆することにより極限破壊電界8.89MV/(m·bar)ま で上昇させることができる。突起が2mmになると破壊電界は被覆のないときよ りも向上するものの極限破壊電界よりかなり低くなる。この向上効果は被覆に よる電極表面の電界緩和が主原因になっている。被覆にピンホールが10個/cm² 程度あっても破壊電界強度の向上には影響しない。金属線が付着したときでも 50~100kVのフラッシオーバ電圧の上昇が可能であるが、被覆しても金属線に よる電界集中は緩和されないため、極限破壊電界よりかなり低い電界強度でフ ラッシオーバする。金属線のないときには被覆効果は最初のフラッシオーバに 対してのみ発揮されるが、金属線付着時にはフラッシオーバを重ねても被覆効 果が持続する。本章の成果は、機器をコンパクトにするとどうしても電界強度 が強くなり過ぎてしまう個所に適用され、これにより10%程度のコンパクト化 が可能になった。

第7章ではひだによるスペーサ沿面絶縁耐力の向上効果について検討した。 基礎的なモデルを用いてひだの間隔とフラッシオーバ電圧の上昇の関係につい て測定し、ひだ間隔が長くなるとフラッシオーバ電圧の上昇率が小さくなるこ とを明らかにした。また、スペーサ沿面とガス空間が直列になっているときの 沿面長の影響について測定し、沿面長が短いほどフラッシオー電圧が高くなる ことを見出した。ひだ間隔とひだの沿面長を最適化することにより沿面破壊電 界強度を約1.5倍高くすることができ、これを雷インパルス試験電圧が400kV級 のポストスペーサに適用することにより、ひだのないときに比べフラッシオー バ電圧が1.3~1.4倍高いスペーサを開発することができた。これを機器に適用 することにより絶縁性能が30%以上向上し、絶縁信頼性が大幅に向上した。

第8章では新しい概念に基づく金属粒子浮上防止方法について検討した。電極を比誘電率 ϵ_r の大きな材料で被覆することにより 金属線の浮上開始電界強度 E_L を上昇させることができ、 ϵ_r と E_L の関係を明らかにした。 ϵ_r =100の ときの E_L は1.5~1.8MVrms/mになり、 ϵ_r =4のときの約2倍、被覆のないときの約4倍になる。 これは運転電圧における機器のタンク表面電界強度の1.5~3.6倍、一線地絡時の電界強度の1.2~2.7倍であり、 金属線の浮上を防止できる。 また、電極をエレクトレットで被覆することも有効であり、 E_L は表面電位 V_s に比例して上昇することを明らかにした。 V_s =4 kVのときの浮上開始電界強度は約1.7MVrms/mであり、機器のタンク表面電界強度に比べ十分に高くなる。 現時点では本章の技術は実用されていないが、機器の一層の信頼性向上やコンパクト化が推進される際には必須の技術になると考えられる。

謝

辞

本論文を結ぶに当たり、終始御懇切な御指導と御討論を賜り、絶えざる御鞭 撻をしていただいた大阪大学工学部 白藤純嗣 教授に衷心より深く感謝の意を 表します。また、御懇切な御指導と御討論を賜り、本論文につき御懇篤な御検 討をいただいた大阪大学工学部 松浦虔士 教授、吉野勝美 教授に 衷心より深 く感謝の意を表します。

また、本論文につき御懇篤な御討論と御検討をいただいた 大阪大学工学部 藤井克彦 名誉教授、平木昭夫 教授、 青木亮三 教授、鈴木 胖 教授、村上吉 繁 教授、 辻 毅一郎 教授、黒田英三 教授、山中龍彦 教授、加藤義章 教授、 中島尚男 教授に衷心より深く感謝申し上げます。

大阪大学 犬石嘉雄 名誉教授には、終始御懇切な御指導と絶えざる御鞭撻を 賜り、また、茨城大学 加子泰彦 教授には、日立製作所日立研究所に御勤務の 時代に研究の動機付けと御指導をいただきました。衷心より深く感謝申し上げ ます。

さらに、本研究の遂行と発表の機会を与えていただき、終始御指導と御激励 を賜った日立工機株式会社 高砂常義 常務取締役(元 日立製作所 理事)、日 立製作所日立研究所 川本幸雄 所長、同 国分工場 中野清蔵 工場長、同 吉岡 芳夫 主管技師長、に深く感謝の意を表します。また、本研究の遂行に際して、 終始 御懇切な御指導と御激励をいただいた HVBI社 田村昌興 副社長(元 国分工場 設計部長)、日立研究所 鎌田 譲 主任研究員、小沢 淳 主任研究員 に心から感謝申し上げます。また、実験および解析に御協力いただいた国分工 場 山極時生 主任技師、 および、石川敏雄 氏をはじめとする日立研究所第2 部23研究室の諸氏に厚く御礼申し上げます。研究成果の適用にあたり、御評 価と御検討をいただいた元 国分工場 副技師長 細川正男 博士を始めとする国 分工場関係各位に感謝致します。
研究業績

1. 発表論文

- (1) 遠藤、吉川: SF 6 ガスの初回直流破壊電界と面積効果
 - : 電気学会論文誌 99卷 6号、p.265-272(昭54-6)
- (2) F. Endo, T. Kitikawa, R. Ishikawa, J. Ozawa

: Dielectric Characteristics of SF $_{\rm 6}$ Gas for Application to HVDC Systems

- : IEEE Trans. PAS vol.PAS-99, p.847-855 (May/June, 1980)
- (3) F. Endo, T. Yamagiwa, T. Ishikawa, M. Hosokawa
 - : Particle-Initiated Breakdown Characteristics and Reliability Improvement in SF_{Θ} Gas Insulation
 - : IEEE Trans. on Power Delivery, vol.PWRD-1, no.1, p.58-65 (Jan. 1986)
- (4)遠藤 : ガスくさびを持つエポキシ棒のSF6ガス中沿面絶縁特性
 : 電気学会論文誌A 105巻 11号、p.589-596 (昭60-11)

(5) T. Yamagiwa, T. Ishikawa, F. Endo

- : Particle-Initiated Breakdown Characteristics on a Ribbed Spacer Surface for SF₆ Gas Inulated Switchgear
- : IEEE Trans. on Power Delivery, vol.3,.no.3, p.954-960 (July, 1988)
- (6) F. Endo, T. Sato, M. Tukusi, K. Saito, Y. Yosioka, K. Hirasawa
 Analytical Prediction of Transient Breakdown Characteristics of SF₆ Gas Circuit Breakers

: IEEE PES Winter Meeting 89WM075-3 PWRD (Feb. 1989)

2. 国際学会発表

- (1) J. Ozawa, F. Endo, S. Masuda, T. Isogai, M. Hosokawa
 - : Electrical Breakdown at Gas Gaps and Insulator Surface in $SF_{\mathfrak{G}}$ Gas

- : IEEE PES Summer Meeting, C74 464-4 (1974)
- (2) T. Nitta, Y. Fujiwara, F. Endo, J. Ozawa
 - : Effects of Electrode and Solid Insulator on the Flashover in Compressed SF_{6}
 - : CIGRE 15-04 (Aug./Sep. 1976)
- (3) F. Endo, T. Ishikawa, T. Yamagiwa, J. Ozawa
 - : Dielectric Coating of Electrodes and Particle Initiated Breakdown in SF $_{\rm S}$ Gas
 - : 4th ISH no.32-05 (Sep. 1983) in Athen
- (4) T. Yamagiwa, F. Endo, J. Ozawa
 - : Effect of Ribs on Surface Discharge in SF₆ Gas
 - : 5th Inter. Symposium on Gaseous Dielectrics (May, 1987)
- (5) T. Yamagiwa, T. Ishikawa, F. Endo, Y. Kamata
 - : Dielectric Characteristics on Spacer Surface in SF₆ under Lightning Impulse Superimposed on AC Voltages
 - : 5th ISH no.13-03 (Aug. 1987) in Braounshweig

(6) J. Ozawa, F. Endo

- : Measurement of Transient Dielectric Recovery characteristics by an Extra Long Tail Wave Impulse Generator
- : 9th International Conf. on Gas Discharge and their Application p.495-498 (Sep. 1988) in Vnezia
- 3.研究会、シンポジウム
 - (1)遠藤、小沢 : SF6ガス中における沿面放電

: 電気学会放電研究会 ED-74-47 (1974.11.20)

- (2) 遠藤、石川 : エポキシー電極間微小ギャップのSF。放電特性
 - : 電気学会放電研究会 ED-76-60 (1976.11.29)
- (3)遠藤、吉川: スペーサの直流絶縁特性に及ぼす金属粒子の影響
 : 電気学会放電研究会 ED-78-93 (1978.11.10-11)
- (4)小沢、加子、石川、遠藤、山極、中野
 - : SF₆ガス中のV-t特性に関する一検討
 - : 電気学会放電、高電圧合同研究会 ED-81-8, HV-81-8 (1981.

1.22)

(5) 遠藤、吉川、石川

: SF₆ガスの直流フラッシオーバ確率

: 電気学会高電圧研究会 HV-81-23 (1981.3.19)

- (6) 遠藤 : ガス絶縁の現状と将来
 - : 電気学会絶縁材料研究会 EMI-81-63 (1981. 8.25)
- (7) 遠藤、山極、小沢、鎌田

: ガス絶縁機器の最近の進歩

- : 電気学会高電圧研究会 HV83-13 (1983. 3.18)
- (8) 遠藤、山極、石川
 - : ガス絶縁機器の誘電体コーティングによる金属パーティクル の浮上防止技術
 - : 第18回電気絶縁材料シンポジウム、 IV-6(昭60-10)
- (9) 遠藤、石川、山極、山田
 - : GISの予防保全システム
 - : 電気学会絶縁材料、高電圧合同研究会 EIM-89-3, HV-89-3 (1989, 1.30-31)

4. 国内学会発表

- (1) 遠藤、増田、石川、鎌田、菅ノ又
 - : SF₆ガスの絶縁特性
 - : 昭44年電気学会東京支部大会 no.150
- (2) 遠藤 : SF₆ガス中における沿面絶縁耐力

: 昭46年電気学会東京支部大会 no.13

(3) 遠藤 : エポキシ棒の沿面絶縁耐力

: 昭48年電気学会全国大会 no.135

- (4)遠藤 : SF₆ガス中におけるエポキシ棒の沿面絶縁耐力
 : 昭49年電気学会全国大会 no.986
- (5) 遠藤、石川 : SF₆ガスのDCフラッシオーバ特性

: 昭51年電気学会全国大会 no.1037

(6) 遠藤、吉川、石川

: SF₆ガスの直流フラッシオーバ特性

: 昭52年電気学会東京支部大会 no.222

(7) 遠藤 : SFsガス中における暗電流特性

: 昭54年電気学会全国大会 no.1038

- (8) 遠藤、石川、高橋、有松
 - : SF₆ガス絶縁機器用スペーサの直流電位分布
 - : 昭58年電気学会全国大会 no.1048
- (9) 遠藤、石川、山極
 - : SF₆ガス中放電に関する最近の話題
 - ーSF。ガス中放電に対するパーティクルの作用ー
 - :昭58年電気四学会連合大会 no.8-7
- (10) 遠藤、石川、有松
 - : SF₆ガス中におけるスペーサの直流絶縁特性
 - : 昭59年電気学会全国大会 no.1138
- (11) 遠藤、石川、山極
 - : 絶縁コーティングによるSFsガスの絶縁耐力の向上
 - :昭59年電気学会全国大会 no.1150

(12) 遠藤、山極、石川

- : 金属パーティクル存在時のSF₆ガス絶縁耐力
- : 昭60年電気学会全国大会 no.1253
- (13) 山極、石川、遠藤、鎌田
 - : 誘電体コーティングによる金属片の浮上防止
 - : 昭60年電気学会全国大会 no.1252
- (14) 遠藤、小林、吉岡
 - : ガス遮断器の過渡絶縁特性
 - : 昭60年電気学会全国大会 no.1338
- (15) 小林、遠藤、吉岡
 - : ガス遮断器の過渡絶縁特性
 - :昭60年電気学会東京支部大会 no.165
- (16) 岩田、山極、遠藤、鎌田
 - : 交流電圧にインパルス電圧が重畳した時のSF₆ガス中スペーサ 沿面の絶縁特性
 - : 昭61年電気学会全国大会 no.1267
- (17) 遠藤、小林、吉岡

: ガス遮断器の過渡絶縁耐力の推定(その3)

: 昭61年電気学会全国大会 no.1272

(18) 筑紫、遠藤、平沢ほか

 : 気流解析によるGCBノズル構造開発の一手法 (420kV1点切りGCBの開発 その1)

: 昭62年電気学会全国大会 no.1308

(19) 小林、遠藤、樫村

: ガス遮断器の進み小電流遮断性能検証簡易試験法 (420kV1点切りGCBの開発 その2)

: 昭62年電気学会全国大会 no.1255

(20) 佐藤、遠藤、平沢、吉岡ほか

: 420kV40kA1点切りGCB遮断部の開発

(420kV1点切りGCBの開発 その3)

:昭62年電気学会全国大会 no.1246

(21) 筑紫、佐藤、遠藤、吉岡、平沢、佐々木

: GCBの解析技術と420kV1点切りGCBの開発

: 昭63年電気学会全国大会 no. S12-1

(22) 遠藤、岩浅、山極

: SF₆ガス中の沿面放電に及ぼす金属異物の影響

ー固体絶縁物の形状効果ー

: 昭63年電気学会全国大会 no.1174