

電気集じん器の放電特性に関する実験および理論的解析

Experimental and Theoretical Analysis on Gaseous Discharge Characteristics of Electrostatic Precipitator

諫 早 典 夫* 大 塚 馨 象**
Fumio Isahaya Keizō Ōtsuka

内 容 梗 概

工業的実用寸法の同軸円筒形および心線対平行平板形電極について、そのコロナ開始電圧、電圧—電流特性および火花電圧に及ぼす諸集じん因子の影響、すなわち、電極形状、電極配置、電極に堆積した煤塵(ばいじん)の性状、電極空間に懸濁する帯電粒子群の質的、量的状態、あるいは、ガス条件などの影響を、電子計算機による数値解析結果と実験結果とを詳細に比較検討した結果、実用状態における電気集じん器の設計あるいは運転制御を合理的に行なうために必要な放電特性に関する諸計算式が得られた。

1. 緒 言

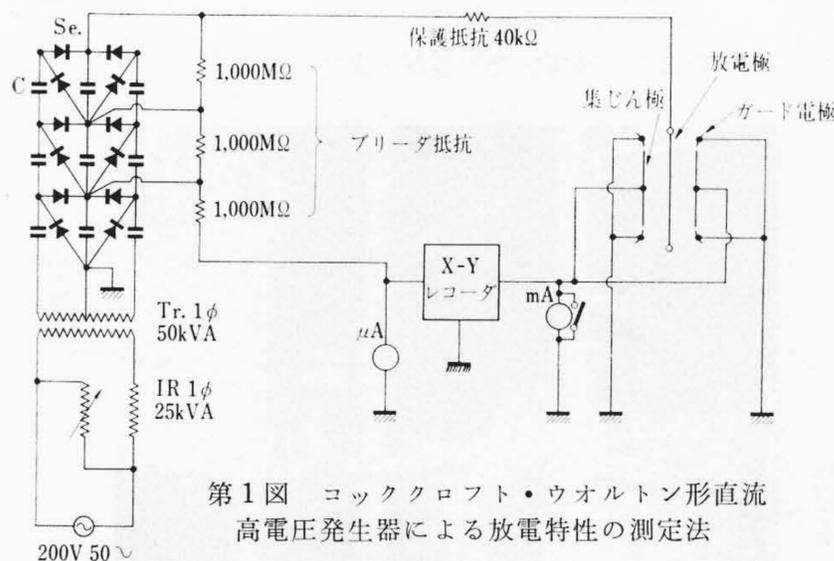
電気集じん器の放電特性は、その集じん性能と密接な関連を有している。たとえば、電極形状、電極配置、電極に堆積した煤塵の性状、電極空間に懸濁する帯電粒子群の質的、量的状態、あるいは、ガス温度、ガス組成、ガス流れの状態など、多くの集じん因子の影響を受けて鋭敏に変化する。そこで、電気集じん器の合理的な設計や運転、制御を行なうには、これらの定量的関係を詳細に解析、把握して、数値計算による予測ができなければならない。しかし、従来は経験と実績とに偏重する傾向があったために、最近のように諸プラントの技術的進展が激しく、これにともなって、これらから発生する煤塵の性状も著しく変化してくると、過去の経験や実績のみに頼っていると、合理的な設計や運転、制御がまったく困難になってきているのが現状である。さらに、電気集じん技術の進歩を阻害し、また事故を誘発しやすい原因の一つには、これが高電圧工学と粉体工学との総合工学であり、この両分野が、理論体系の整いにくい特質をもっているために、なおいっそう、電気集じん現象の取り扱いを困難なものとしている。たとえば、放電現象における基本的な物性定数の一つである気体の電離係数やイオン・モビリティについても、酸素や水素などの限られた気体について求められているに過ぎず、またそれが測定者により大きく相違していたりする。したがって、電気集じんのように各種の多成分混合ガスで、しかも高温の場合にこれらの限られた既知の物性定数をどのように補正して利用することができるのか、現状ではその手がかりを得ることが困難である。

特に電気集じんの放電現象で、一般の高電圧現象と異なる点は、高濃度の煤塵粒子群の空間電荷効果と電極表面に静電付着した煤塵の影響を考慮しなければならないことである。これらに関しては、いまだに電気集じんの広い実用範囲にわたって適用できる理論式あるいは計算式がない。またこの計算結果が実験結果とどの程度で一致するか、あるいは、両者の差の原因の解析や補正法の検討などについて基本的なことが明らかにされていない。

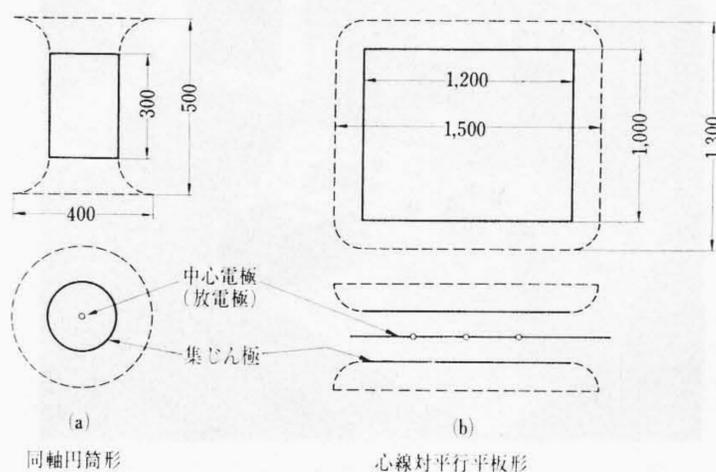
以上はほんの一例に過ぎず、電気集じん作用を大きく左右する集じん因子の中にはこのように未検討の点を非常に多く残している。そこで、今回、このような現状から少しでも脱却するために、電気集じんの集じん性能を左右する因子の中で最も基本となる放電特性について、コロナ開始電圧、電圧—電流特性および火花電圧の実験的、理論的解析を行なったので、その結果を総括して報告する。なお本研究における計算はすべて電子計算機 HIPAC-103 を使用して

* 日立製作所日立研究所 工博

** 日立製作所日立研究所



第1図 コッククロフト・ウォルトン形直流高電圧発生器による放電特性の測定法



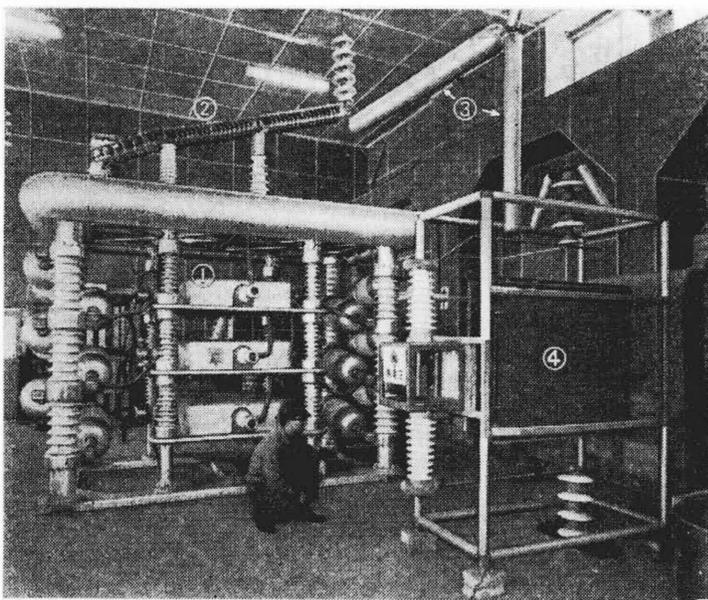
第2図 供試電極の構造と寸法

行なった。

2. 実験装置および方法

直流高電圧電源としては、第1図に示すような大電流容量のコッククロフト・ウォルトン形発生器(最大出力300 kV, 100 mA)を使用した。供試電極としては第2図に示すような工業的実用寸法の同軸円筒形および心線対平行平板形電極を使用した。また電極の寸法効果を検討するために、前者については外筒径40 mmφのモデル電極も使用した。なおこれらの電極の端縁は、その電界集中を緩和するためにロゴウスキーの電極寸法比をとり、また、それをガード電極として接地するようにした。供試放電電極としては実用寸法の大形電極の場合には、1.0, 1.6, 2.0, 2.6, 2.9 mmφ, 4.0 mm角および6.0 mm角ねじれ(以上 18 Cr-8 Ni)を、またモデルの小形電極の場合には、0.05, 0.08, 0.1, 0.2, 0.25, 0.3 および 0.5 mmφ(タングステン)をそれぞれ使用した。

なお、測定室内の相対湿度は、特別の場合を除いて、常時50~60%



① コッククロフト・ウォルトン形直流高電圧発生装置
② 保護抵抗 (40 kΩ)
③ 高圧フィーダ用・ソーセージ管
④ 平行平板形供試電極

第3図 高電圧発生装置と供試電極配置状況



第4図 直流高圧電源制御および放電特性測定室

以下に維持した。

第3, 4図は以上の実験装置および実験状況を示したものである。

3. 実験結果と検討

3.1 コロナ開始電圧

3.1.1 電極の寸法効果

同軸円筒形電極のコロナ開始電圧 V_0 は、従来から次式のように与えられている。

$$V_0 = r_0 A_1 \delta f \left(1 + \frac{A_2}{\sqrt{\delta} r_0} \right) \log_e \frac{R}{r_0} \quad (1)$$

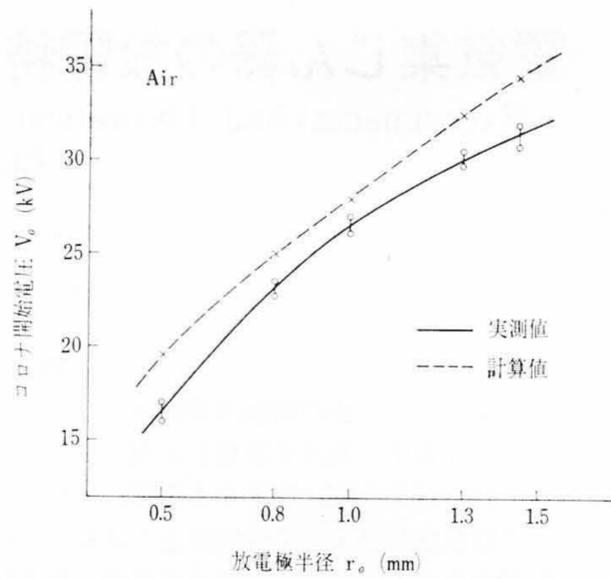
ここに、 r_0 : 放電極外半径

R : 外円筒(集じん極)内半径

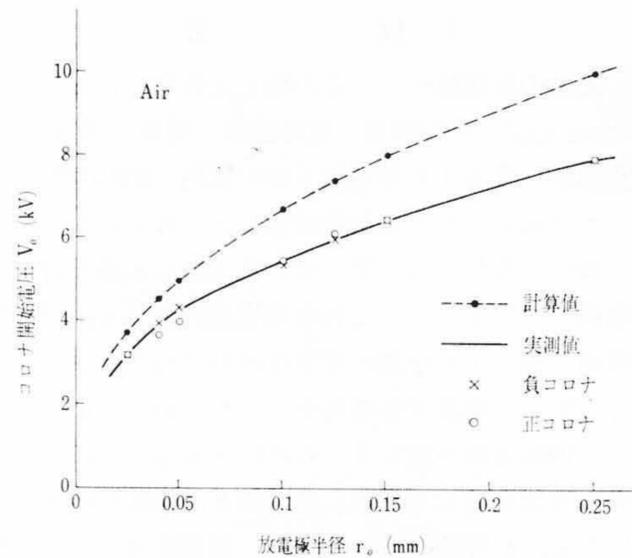
f : 放電極表面係数

$A_1 A_2$: コロナ開始電圧に関する気体放電定数

$$\delta: \text{気体相対密度} = \frac{273+20}{273+t} \cdot \frac{P}{760}$$



第5図 コロナ開始電圧と放電極半径の関係 (同軸円筒形電極, 負コロナ)



第6図 コロナ開始電圧に及ぼす放電極半径と極性の影響 (同軸円筒形電極)

t : 気温 (°C)

p : 気圧 (mmHg)

第5図および第6図はこの(1)式による計算値と測定値とを比較して示したものである。なお、計算では表面計数 $f=1$ とした。また定数 A_1 は放電極の Corona Sheath 表面における電位傾度と考えられ、この値は気圧 $p \approx 760$ mmHg, 極間隔 1 cm 程度の平等電界における火花閃絡電位傾度にほぼ等しく、また定数 A_2 を Peek は Corona Energy の蓄積距離と称しており、放電極周辺の電離域の大きさを表わすものと考えられる。たとえば Whithead は、 $A_1=31.0$, $A_2=0.308$ と与えているので、本計算ではこれを使用した。これらの実験結果から、表面係数 f を 0.8~0.95 の範囲で選定すれば(1)式により、電気集じん器の実用寸法範囲における同軸円筒形電極のコロナ開始電圧が計算できることが明らかである。

3.1.2 極性効果

一般にコロナ開始電圧は不平等電界の持続放電条件式から

$$\gamma \exp \int_{r_0}^{r_c} \alpha dr = 1 \quad (2)$$

ここに、 α : 気体の一次電離係数

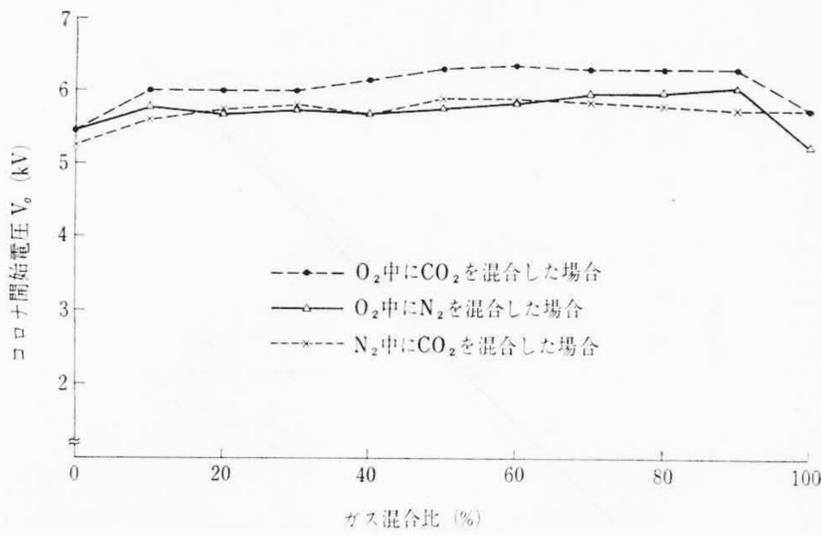
γ : 気体の二次電離係数

r_c : Corona Sheath 半径

であり、また r_c は $\alpha = F(E) = F\{f(r)\}$ (E : コロナ電界強度) であるから、

$$\alpha_0 = F\{f(r_c)\} = 0 \quad (3)$$

として求められる。ここで極性により影響を受けるものは γ で



第7図 O₂, CO₂, N₂ の内それぞれ二成分を混合した場合のコロナ開始電圧の変化

ある。

この γ は負コロナの場合には主として正イオンの放電極への衝突による電子放出で決まり、また、正コロナの場合には主として光電離作用により決まるものと考えられるので、極性によりコロナ開始電圧が影響を受けるように思われる。しかし、本実験結果では第6図に示されているように正、負コロナに実用上、問題になるほどの差異はないことが明らかにされた。

3.1.3 ガス組成およびガス流の影響

常温、常圧のO₂, CO₂, N₂ガス(純度はO₂:99.5%以上, CO₂:99.85%以上, N₂:99.98%以上)の一成分、二成分および三成分混合ガスについて、ガス流のある状態でコロナ開始電圧を測定した。なおガス流速0.1~2.0m/sにおいてはいずれのガスの場合にも、コロナ開始電圧はその影響をほとんど受けないことが明らかにされた。

第7図は一成分および二成分混合ガスの場合、第1表は火力発電所ボイラ排ガスあるいはセメント・キルン排ガスの組成に類似させた三成分混合ガスの場合についてのコロナ開始電圧をそれぞれ示したものである。これらからコロナ開始電圧は、ガス組成の影響をそれほど大きく受けないことがわかる。

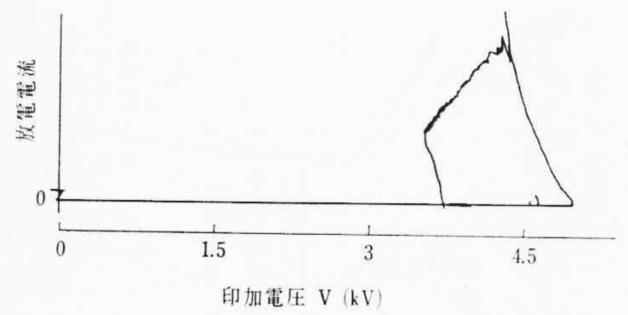
前述の(1)式における放電定数A₁, A₂は、従来空気のみについて求められているに過ぎない。そこでほかのO₂, CO₂, N₂についてもそのコロナ開始電圧の測定値を(1)式に代入してA₁, A₂を求めてみた結果が第2表に示してある。すなわち、A₁は一次電離係数 α および二次電離係数 γ の大なる気体ほど小さくなるはずであり、またA₂は電子付着係数の大なる気体、すなわちElectro-negativeであるほど大きな値をとると考えられるが、ほぼそのような傾向になっている。したがって α や γ の正確な測定値が与え

第1表 O₂, CO₂, N₂三成分混合ガスの負コロナ開始電圧 (2R=40mm ϕ , 2r₀=0.2mm ϕ)

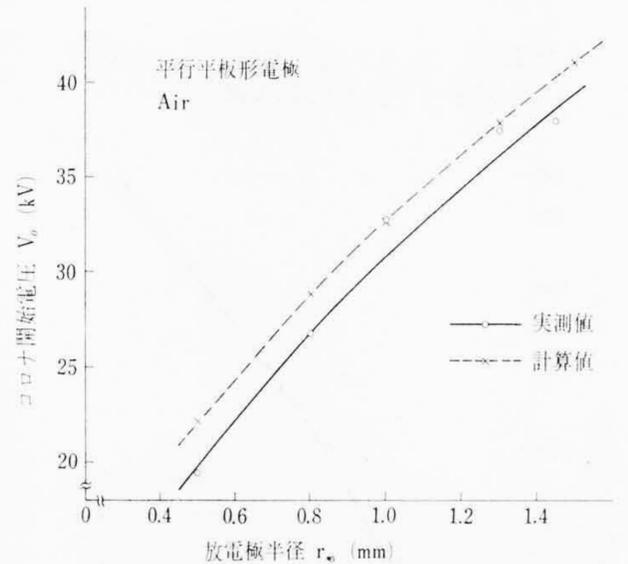
	混 合 比 (%)			コ ロ ナ 開 始 電 圧 (kV)		
	O ₂	CO ₂	N ₂	(1)	(2)	平均
(1)	12.5	11.5	76	5.50	5.50	5.50
(2)	4.5	27.0	68.5	5.55	5.55	5.55
(3)	3.5	14.0	82.5	5.60	5.60	5.60

第2表 O₂, CO₂, N₂の放電定数A₁, A₂

	A ₁	A ₂
O ₂	29.1	0.396
CO ₂	28.7	0.420
N ₂	38.0	0.224



第8図 N₂ガスのコロナ開始と消滅特性



第9図 コロナ開始電圧と放電極半径の関係(平行平板形電極)

られていれば、(2)および(3)式によりコロナ開始電圧が計算できるはずであるが、電気集じんの実用範囲であるE/p \approx 40V/cm \cdot mmHg付近の α や γ は測定者によって大幅に相違していたり、あるいはまったく測定されていない(特に多成分混合ガスの場合)ので、現状では各条件について(1)式により計算する以外にこれを求める方法はない。

なお、窒素ガスの場合には分子状態では電子付着を起こさず、負イオンを形成しないので、安定な負コロナは発生し得ず、第8図に示すようなヒステリシスを描き、電圧上昇時のコロナ開始電圧V₀と下降時の消滅電圧V_aとは大幅に相違する。ほかのガスについても多少この傾向が認められ、一般にV₀ \geq V_aである。ただし空気の場合のみV₀ \approx V_aであった。

3.1.4 心線対平行平板形電極のコロナ開始電圧

この場合のコロナ開始電圧の計算式をわれわれは次式のように誘導した⁽¹⁾。

$$V_0 = A_1 \delta f \left(1 + \frac{A_2}{\sqrt{\delta r_0}} \right) \left(\frac{\pi r_0 D}{2P} + r_0 \log_e \frac{P}{\pi r_0} \right) \dots\dots (4)$$

ここに、D: 極 間 隔
P: 放 電 極 間 隔

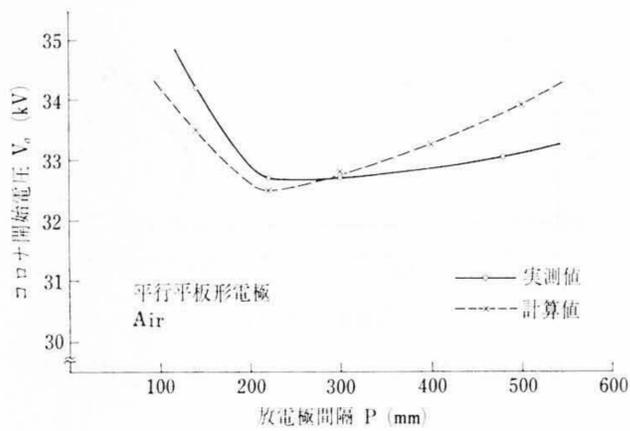
この(4)式による計算値と測定値とを比較した一例を第9図に示す。両者は比較的よく一致しており、表面係数をf=0.9~1.0の範囲で選定すればこの(4)式により、心線対平行平板形電極のコロナ開始電圧を計算できることが明らかにできた。

第10図は放電極間隔Pのコロナ開始電圧に及ぼす影響を示したもので、(4)式による計算結果と測定結果とは傾向的に非常によく一致しており、とくにP= $\pi D/2$ において、コロナ開始電圧が最低になるということが明らかになった。

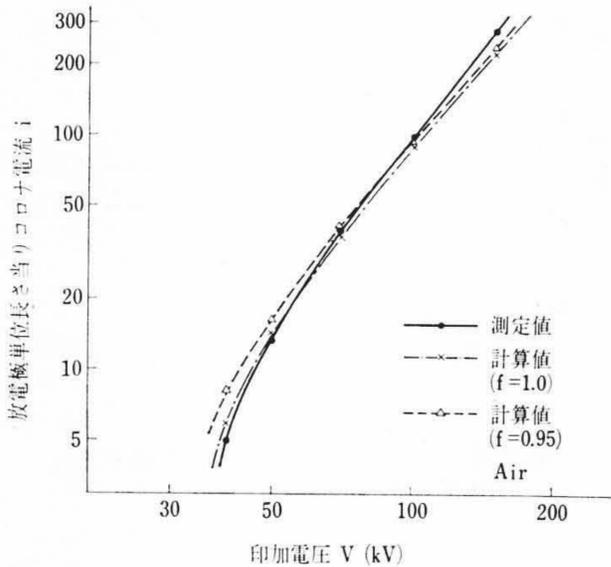
3.2 電圧—電流特性(V-i特性)

3.2.1 同軸円筒形電極における理論値と測定値との比較

ポアソンの方程式の解から、V-i特性の理論式は次のように与えられる⁽²⁾。



第10図 コロナ開始電圧と放電極間隔の関係 (平行平板形電極)



第11図 同軸円筒形電極の V-i 特性

$$V = V_0 + r_0 E_0 \left\{ \sqrt{1 + \frac{2i}{K} \left(\frac{R}{r_0 E_0} \right)^2} - \sqrt{1 + \frac{2i}{K} \left(\frac{1}{E_0} \right)^2} - \log_e \frac{1 + \sqrt{1 + \frac{2i}{K} \left(\frac{R}{r_0 E_0} \right)^2}}{1 + \sqrt{1 + \frac{2i}{K} \left(\frac{1}{E_0} \right)^2}} \right\} \dots (5)$$

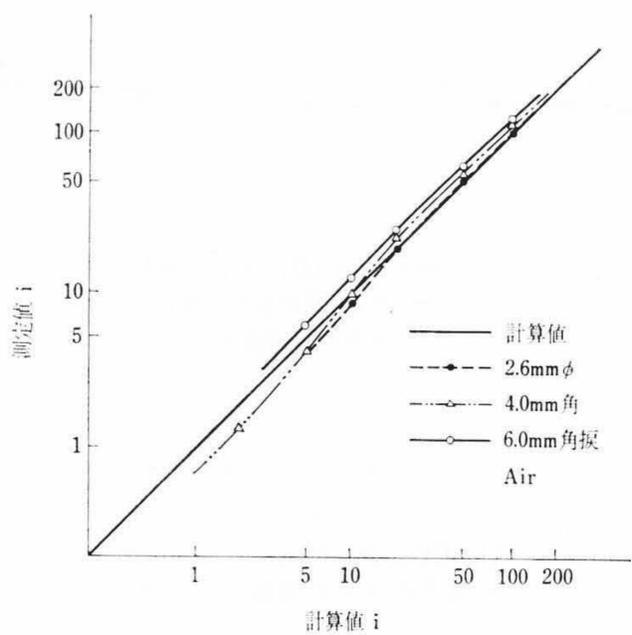
ここに、 E_0 : 放電極表面におけるコロナ開始電界強度
 K : イオン・モビリティ
 i : 放電極単位長さ当たりのコロナ電流

第11図は多くの実験結果の一例として、 $R=100\text{mm}$, $r_0=1\text{mm}$ の場合について、この(5)式による計算結果と測定結果とを比較して示したものである。すなわち両者は印加電圧の全領域にわたって10%以内の差で一致し、特に60~100kVの範囲では約5%以内の差でよく一致することが明らかにされた。また第12図はほかの実用放電極2.6mmφ, 4.0mm角, 6mm角ねじれについての同様な実験結果から、コロナ電流の計算値と測定値とが、どの程度に一致するかを示したもので、両者は全電流(あるいは電圧)領域にわたって約10%以内の差でよく一致していることがわかる。しかし、低電流領域では計算値に比べ測定値のほうが小さく、また高電流領域では計算値に比べ測定値のほうが大きくなる傾向がみられる。これは結局以上の計算ではイオン・モビリティ K を一定と仮定していることに原因していると考えられるので、次にこれについて検討した。

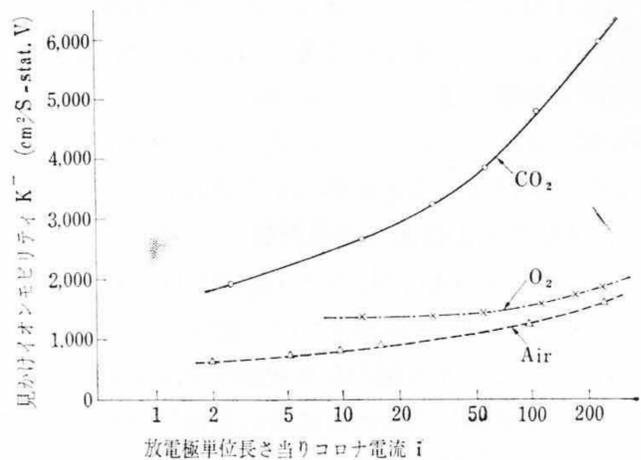
3.2.2 イオン・モビリティの影響

$V-i$ 特性の測定値を前述の(5)式に代入してイオン・モビリティ K を逆算して求めることを試みたが、その一例が第13図に示してある。

すなわち、 K はコロナ電流の増加にともなって増大する傾向に



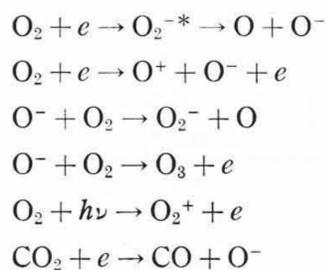
第12図 同軸円筒形電極における各種放電極のコロナ電流の計算値と測定値との比較



第13図 見かけ負イオンモビリティとコロナ電流との関係

あり、この場合の K をわれわれは見かけのイオン・モビリティと名づけた。この結果から従来与えられている負イオンのモビリティは低電流領域のもので、電気集じんの高電流領域の K に対しては大きな補正を要することが明らかにされた。

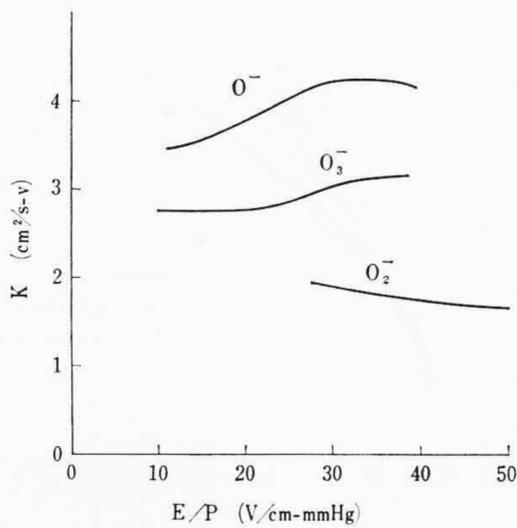
この原因はこのような高電流領域では、次の電離反応に示すような three body collision, charge exchange process あるいは光電離作用が活発に行なわれるようになるので、分子イオンのみでなく、原子イオンや自由電子が混在するようになるために、見かけ上、イオンモビリティの増大を招くものと考えられる。すなわち



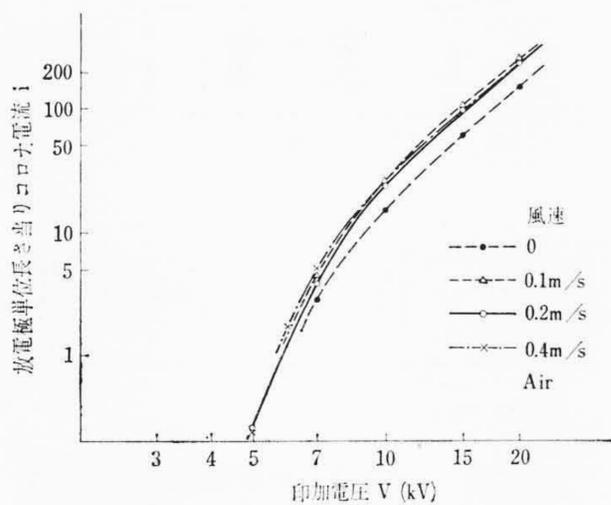
などである。たとえば、酸素の場合、第14図に示してあるように、原子負イオンのモビリティは分子負イオンのそれに比べて2倍程度に大きくなるという結果が得られている⁽³⁾。

3.2.3 ガス流の影響

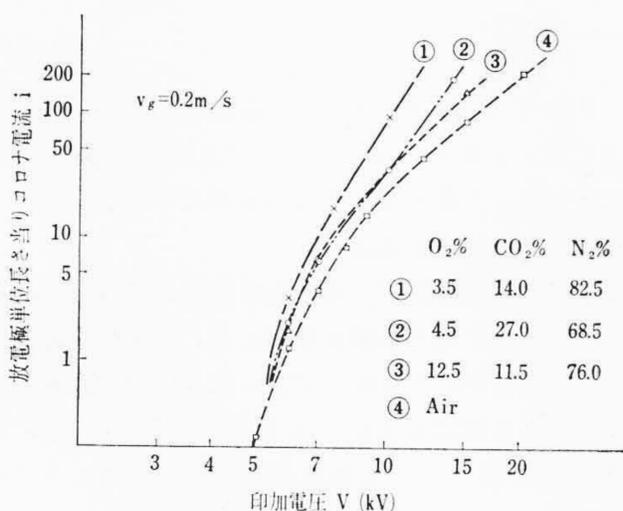
第15図に一例として空気の場合が示してあるが、無通風の場合に比べ、ガス流のある場合にはコロナ電流はやや増加している。しかし、ガス流のある状態では実用範囲ではその流速の大小によりほとんど影響されないことが認められた。しかしこのような関係はガスの種類、状態によって多少相違が生ずるようである。



第14図 酸素中の負イオンの電界強度に対するイオンモビリティの変化



第15図 空気負荷における V-i 特性に及ぼす風速の影響



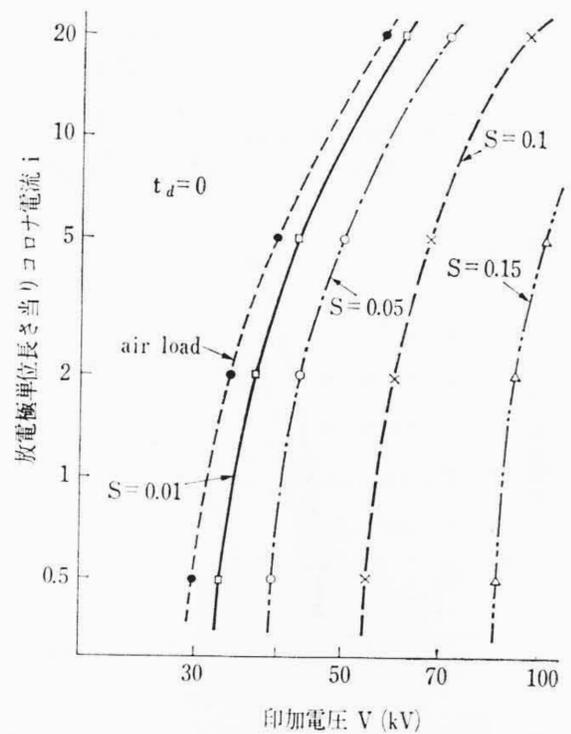
第16図 O₂, CO₂, N₂ 三成分混合ガスの V-i 特性

3.2.4 ガス組成の影響

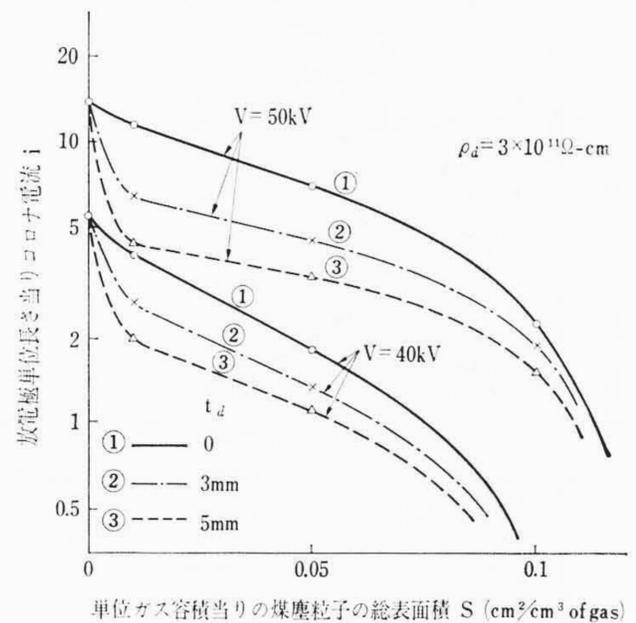
この問題も結局はガス組成やガス状態によって、前述の見かけイオン・モビリティ K をどのように補正すべきかということになると考える。第16図は多くの実験結果の中から一例として、火力発電ボイラ排ガスやセメントキルン排ガスを模擬した混合ガスの $V-i$ 特性を示したものである。すなわち酸素の含有量の低下にともなって、コロナ電流は急激に増加する。これは負イオンを形成する Electro-negative Gas の酸素の減少による見かけイオン・モビリティの増大に原因している。したがって酸素量の数%の増減は後述の煤塵などの集じん因子と同程度の影響をその $V-i$ 特性に及ぼすことがわかる。同様なことはやはり Electro-negative Gas である水分(湿度)の多寡についてもいえる。

3.2.5 電極空間に浮遊する帯電粒子と集じん極に推積する煤塵の影響

この場合ポアソンの方程式の解より、その $V-i$ 特性式は次のよ



第17図 S の V-i 特性に及ぼす影響



第18図 コロナ電流に及ぼす煤塵表面積濃度 S およびダスト層厚 t_d の影響

うに与えられる。まず電界強度 E とコロナ電流との関係は

$$E = \frac{1}{r} \sqrt{(r_0 E_0)^2 e^{2k_0 S(r-r_0)} + \frac{i}{K} \left\{ \frac{2r_0}{k_0 S} + \frac{1}{(k_0 S)^2} \right\} e^{2k_0 S(r-r_0)} - \left\{ \frac{2r}{k_0 S} + \frac{1}{(k_0 S)^2} \right\}} \dots (6)$$

となり⁽¹⁾、これより

$$V = \int_{r_0}^{(R-t_d)} E dr + \frac{i \rho_a t_d}{2\pi(R-t_d)} \dots (7)$$

ここに、 S : 煤塵表面積濃度

k_0 : 煤塵粒子の誘電係数 $= 1 + 2 \frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2}$

(ϵ : 粒子誘電率)

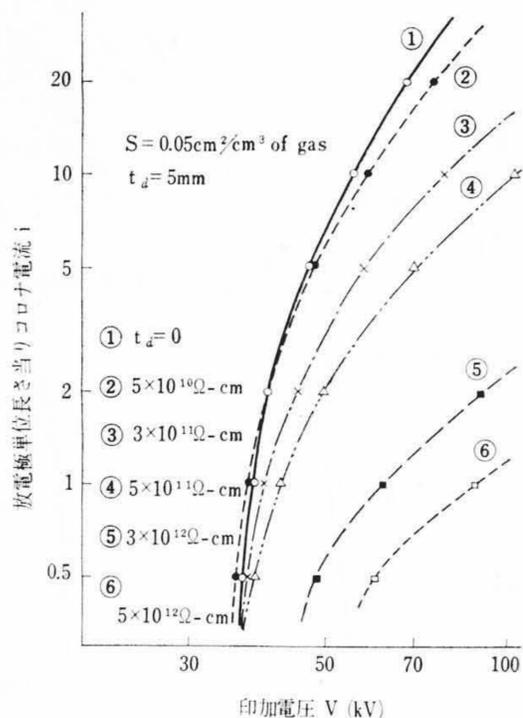
t_d : 集じん極堆積煤塵層の厚さ

ρ_a : 同上見かけ固有抵抗

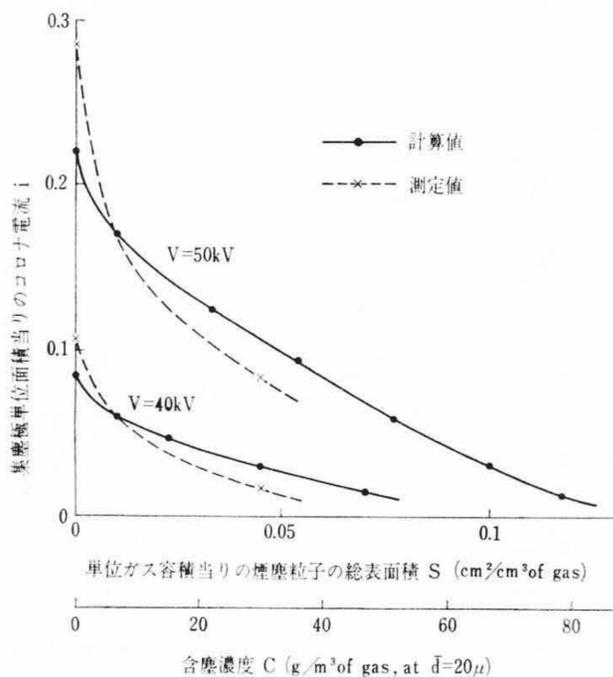
と与えられる。

この場合の放電電流 i には、コロナ電流(イオン電流)のほかに帯電粒子も charge carrier として含まれるが、電気集じんの実用範囲ではこの影響はきわめて小さく、放電電流はコロナ電流に等しいとして差しつかえないことがすでに確認されている⁽⁴⁾。

第17, 18図および第19図は、この(7)式を数値解析した結果



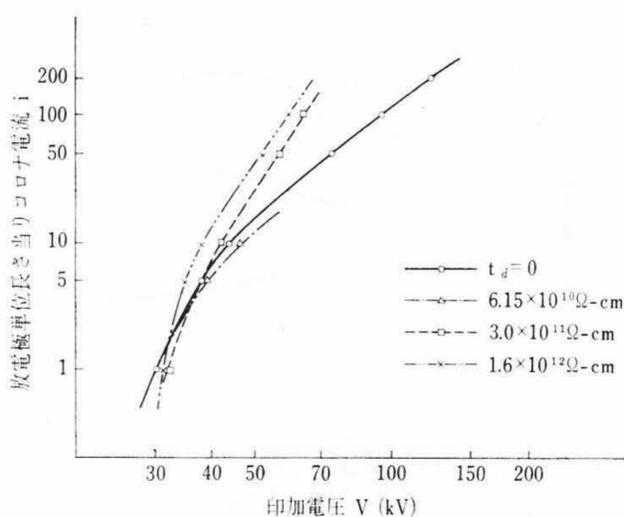
第19図 見かけ固有抵抗の $V-i$ 特性に及ぼす影響



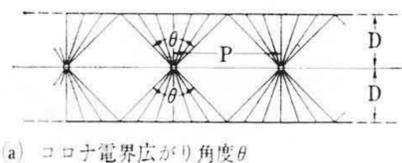
第20図 S の i に及ぼす影響—測定値と計算結果の比較(平行平板形)

の一例を示したものである。すなわち第17図では、 $k_0 S$ の増大にともなって、その空間電荷効果によるコロナ抑制が強くなり、コロナ電流の減少する状態が定量的によくは握できる。第18図では、たとえば実用状態の電気集じん器では、そのガス入口側は曲線③の右側、また出口側は曲線①の左側に近い状態にあり、そのときの $V-i$ 特性の動的変化がこの図から定量的に理解される。また印加電圧の高いほど(高電流領域)、 S の増加に対するコロナ電流の減少の度合いは緩慢になり、一方 t_a の増加に対するコロナ電流の減少の度合いは、逆に顕著になることがわかる。また S に対する i の変化 di/dS は、 $S=0\sim 0.01$ の領域では大きく、 $S\approx 0.01\sim 0.1$ の領域では比較的緩慢である。

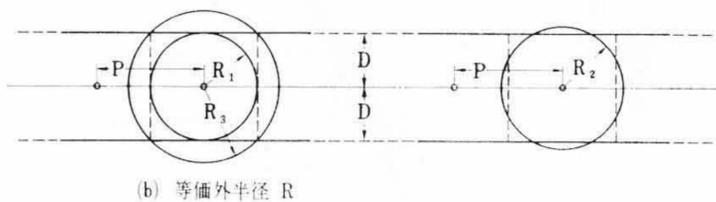
第19図は集じん極に堆積した煤塵層の見かけ固有抵抗 ρ_a の影響を示したものである。すなわちコロナ電流の増減を決定する本質的なものはコロナ放電空間の気体固有抵抗 ρ_g と煤塵層の ρ_a とであると考えられ⁽⁵⁾、 $\rho_g > \rho_a$ であれば煤塵層の存在によりコロナ電流は増加し(第19図、曲線①、②において $V < 43$ kV)、逆に $\rho_g < \rho_a$ であれば煤塵層の存在によりコロナ電流は減少し(曲線②においては、 $V > 43$ kV、曲線③～⑥においては全域)、また $\rho_g \approx \rho_a$ であれば煤塵層の存在によりコロナ電流は変化を受けない(曲線①、② $V \approx 43$ kV)ということがわかる。また気体の見かけ固有抵抗 ρ_g は



第21図 集じん極高抵抗ダスト層の $V-i$ 特性に及ぼす影響



(a) コロナ電界広がり角度 θ



(b) 等価外半径 R

第22図 心線対平行板形電極のコロナ電界広がり角度 θ および等価外半径 R

$$\rho_g = \frac{E \cdot 2\pi r}{i} \dots \dots \dots (8)$$

であり、この E は前述の(6)式で与えられるから、したがって ρ_g は主として i と $k_0 S$ とによって左右され、 i の減少あるいは $k_0 S$ の増加にともなって高くなる性質のものであり、一般には $\rho_g \approx 10^9 \sim 10^{11} \Omega\text{-cm}$ の範囲にある。

次に以上の数値解析結果を実験的に検討してみた。第20図は平行平板集じん極に流水膜を形成して、 $t_a=0$ の状態で実験した結果⁽⁴⁾と計算結果とを比較して示したもので、両者は非常によく一致することが確認できた。したがって $V-i$ 特性に及ぼす煤塵の影響が(7)式によって数値的に予測できることが明らかである。

第21図は高抵抗煤塵層の $V-i$ 特性に及ぼす影響を実験的に検討してみたもので、同軸円筒形電極の外円筒内壁にモデル煤塵層としてグラス・ウール・クロスを被覆し、空気相対湿度を調整してその見かけ固有抵抗 ρ_a を変化させたものである。すなわち前述の数値解析結果と同様に、低電流領域では ρ_a の大なるほどコロナ電流の抑制がみられる。しかし、約2以上(心線対平行平板形電極の場合には後述の(9)式により補正した値)の高電流領域では $\rho_a > 3 \times 10^{11} \Omega\text{-cm}$ の高抵抗煤塵層の存在により急激なコロナ電流の増加がみられる。このような異常現象を逆電離と称している。

3.2.6 $V-i$ 特性における同軸円筒形から心線対平行平板形への変換法

これに関しては、すでに筆者の一人が2 stage 形電気集じん器の電離部の基礎研究において、心線対平行平板形電極のコロナ電界がコロナ電界の広がり角度 θ というパラメータを導入して、同軸円筒形電極のそれから変換できることを確認しているが⁽⁶⁾、ここではさらに有効コロナ電界域を規定する等価外半径 R というパ

ラメータを導入して、 $V-i$ 特性の理論式を次のように誘導した。

いま、第22図に示すようにコロナ電流が 2θ および R の範囲内に抑制され、しかもこの範囲内の電界分布が同軸円筒形のそれに相似しているものと仮定すると、平行平板形のコロナ電流 i_p とこれとまったく等価の同軸円筒形のコロナ電流 i_c とは次のような関係になる。

$$i_c = i_p \cdot \frac{\pi}{\theta} \quad \dots\dots\dots (9)$$

したがって、心線対平行平板形電極の $V-i$ 特性式は(9)式を(5)式に代入して得られる。なおコロナ電界の広がり角度 θ は

$$\theta = \pi - 2 \tan^{-1} \frac{2D}{P} \quad (\text{rad}) \quad \dots\dots\dots (10)$$

で与えられる。

第23図はこのような計算結果と測定結果とを比較して示したもので、印加電圧の全領域にわたって両者は約5%以内の差で非常によく一致する。

3.3 火花電圧

3.3.1 空気負荷状態の火花電圧

第24図は同軸円筒形および心線対平行平板形電極について電極寸法、電極配置および放電極の種類を変えた場合の火花電圧の測定結果を示したものである。すなわちコロナ電界の火花電圧は10%程度の誤差を許容すれば、電極の幾何学的形状、寸法、配置あるいは放電極の種類などとは無関係に、極間隔によって一義的に定まり、かつ極間隔に正しく比例することが明らかにできた。

3.3.2 ガス組成の影響

第25図は火花電圧に及ぼすガス組成の影響の検討結果の一例として、 O_2 、 CO_2 および N_2 の二成分混合ガスの場合を示したものである。一般的な傾向として、Electro-negative Gas の存在により火花電圧は上昇する。したがって、たとえば N_2 ガス中の CO_2 、 O_2 含有量の減少は火花電圧の低下を招来し、とくに O_2 含有量が10%以下になると、火花電圧が急激に低下することは、火力発電所ボイラ排ガスの電気集じん処理に当たって、過剰空気率や空気もれなどがその運転特性に無視できない影響を及ぼすことを意味する。

3.3.3 電極空間に浮遊する帯電粒子群の影響

以上のように種々の条件について火花電圧を測定したところ、火花発生の直前におけるコロナ電流 i_s は電極形状、電極寸法、ガス組成あるいは逆電離の有無とまったく無関係な閾(しきい)値を示すという重要な事実が見いだされ、 $i_s \approx 350 \mu A/cm$ であることが明らかにされた。そこで次にこのような実験事実に基づいて、帯電粒子群が存在するときのコロナ電界の火花発生条件式を次のように求めた。

いま、同軸円筒形電極についてイオンのみ存在する場合の外筒電極近傍における火花発生直前のイオン密度 N_s を求めてみると、

$$N_s = \sqrt{\frac{2i_s}{K}} \cdot \frac{1}{4\pi R e_0} \quad \dots\dots\dots (11)$$

となる。そこでこの(11)式に $i_s = 350 \times 3,000$ 、 $e_0 = 4.8 \times 10^{-10}$ を代入すると

$$e_0 N_s \approx \frac{10^2}{R \sqrt{K}} \quad \dots\dots\dots (12)$$

が得られる。

そこで、帯電粒子が存在するときの火花放電が、ガスイオンと帯電粒子群とによる空間電荷密度が(12)式で与えられる閾値に達したときに発生すると条件を定めれば、

$$\frac{i_s}{2\pi R K E_s} + \frac{k_0 S E_s}{4\pi} = \frac{10^2}{R \sqrt{K}} \quad \dots\dots\dots (13)$$

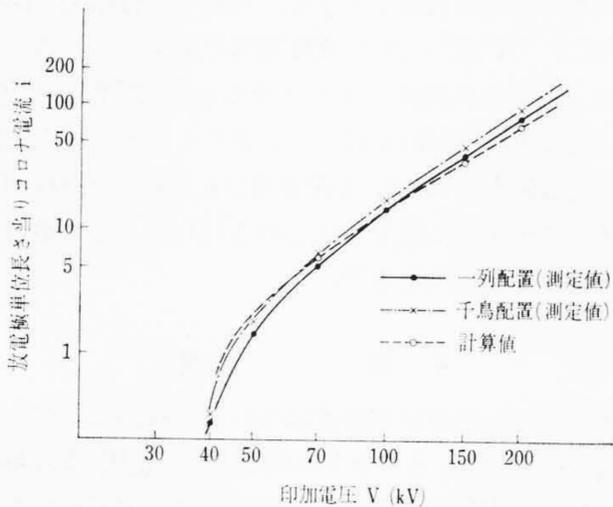
となり、また

$$E_s = \sqrt{\frac{2i_s}{K} \left(1 + \frac{2k_0 S R}{3}\right)} \quad \dots\dots\dots (14)$$

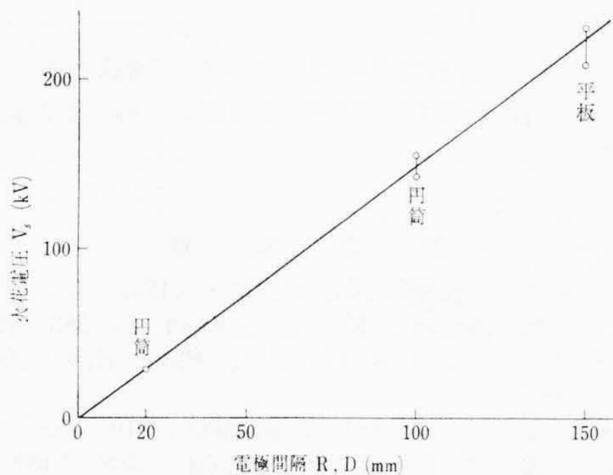
であるので、結局(13)および(14)式より

$$\sqrt{i_s} = \frac{4\pi \cdot 10^2 \sqrt{\frac{2}{K} \left(1 + \frac{2k_0 S R}{3}\right)}}{\sqrt{K} \left\{2 + k_0 S R \left\{\frac{2}{K} \left(1 + \frac{2k_0 S R}{3}\right)\right\}\right\}} \quad \dots\dots\dots (15)$$

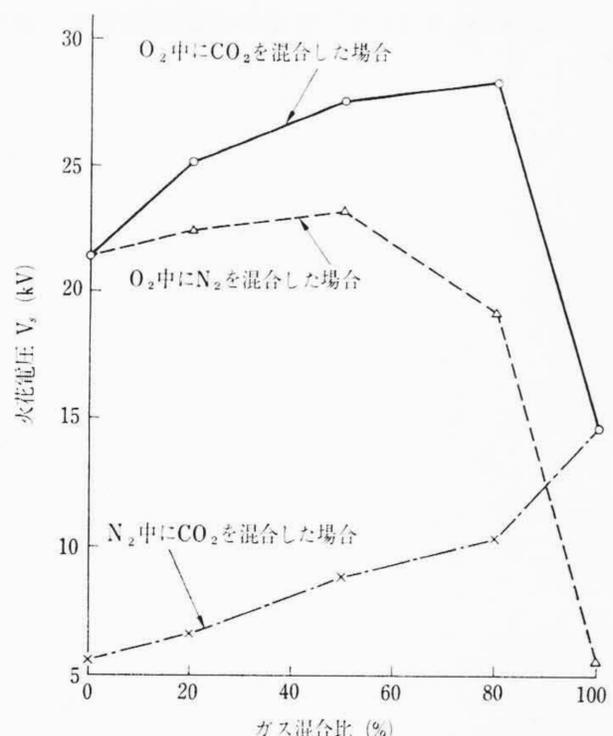
となる。火花電圧はこの(15)式を(6)式および(7)式に代入して求められる。



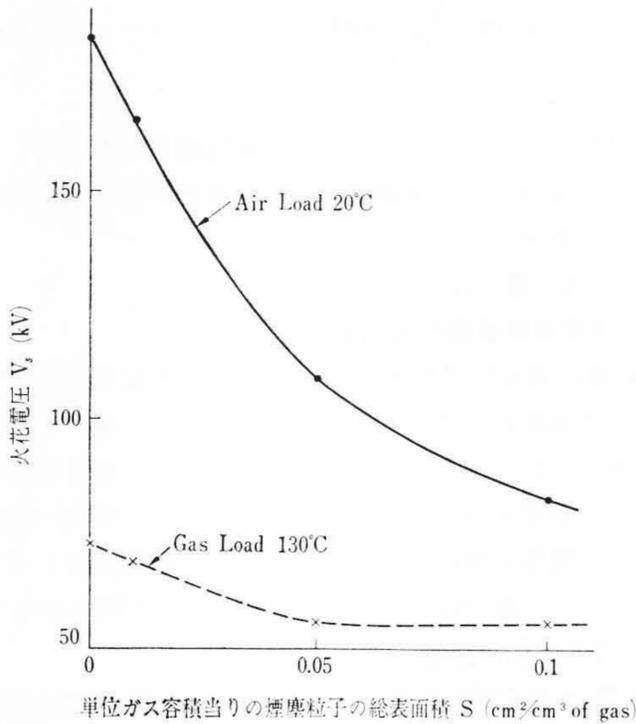
第23図 心線対平行平板形電極の $V-i$ 特性の測定値と計算値との比較



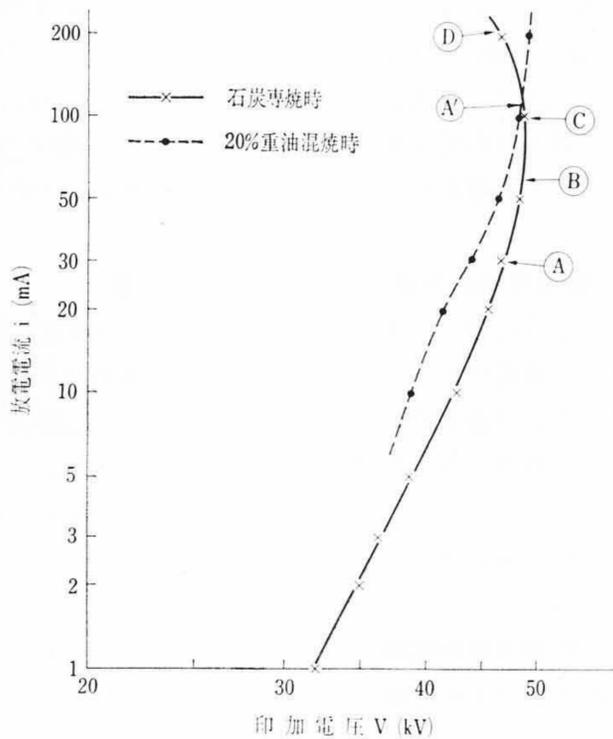
第24図 コロナ電界の火花電圧



第25図 O_2 、 CO_2 、 N_2 の中それぞれ二成分を混合した場合の混合比による火花電圧の変化



第26図 火花電圧に及ぼす煤塵およびガス条件の影響



第27図 大容量火力発電ボイラ排ガス処理用電気集じん器におけるV-i特性の一例

第26図はこのような計算結果の一例を示したもので、火花電圧は煤塵濃度の増加、煤塵粒子の低下、あるいはガス温度の上昇

にともなって著しく低下するという定量的関係が示されている。そしてこれは実際の電気集じん器の運転経験ともよく一致している。

3.3.4 V-i 特性に及ぼす火花発生の影響

第27図は大容量火力発電ボイラ排ガス処理用電気集じん器の微粉炭専焼時および重油混焼時(重油混焼率約20% カロリ)におけるV-i特性の一例を示したものである。すなわち前述の解析結果でも明らかにされているように、重油混焼時に比べ微粉炭専焼時のほうが煤塵の表面積濃度が増加するので、コロナ電流の抑制作用が生じている。また煤塵の表面積濃度が高くなると、ある電圧で急激に放電電流が増加する場合がある(A点)。

これは火花放電始発点であって、前述の解析結果と同様に重油混焼時のそれ(A'点)に比べ火花電圧の低下していることがわかる。これよりさらに電圧を上昇させると火花放電ひん発領域(B点付近、約数100回/分)にはいる。さらに電源電圧を上昇させると電圧はある最大値(C点、火花放電ひん度約数1,000回/分)に達し、以後は電圧が逆に低下しはじめる(D点)。この領域では電弧短絡も併発するようになる(7)。

4. 結 言

以上、電気集じん器の放電特性について、理論および実験的解析を詳細に行なった結果、そのコロナ開始電圧、電圧-電流特性および火花電圧を種々の実用条件に応じて数値的に予測が可能な計算式を誘導することができた。

今後は、本研究により明らかにされた放電特性を考慮に入れた、集じん特性についても検討を進める予定であり、これに関しては、また別の機会に報告したい。

終わりに、本研究を行なうに当たり、終始ご激励をいただいた橋本清隆氏(現、山口大学工学部教授)および河合麟次郎部長に厚くお礼申し上げます。

参 考 文 献

- (1) 谷： 静電場 p.98~101, 河出書房(1943)
- (2) M. M. Pauthenier: Rev. gén. Elect. 45, 583 (1939)
- (3) D. S. Burch and R. Geballe: Phys. Rev., 106 (1957) 183, 188
- (4) 諫早： 電学誌, 82, 881 (Feb. 1962), 219~228
- (5) 増田： 電学誌, 80, 865 (Oct. 1960), 1488~1489
- (6) 諫早： 日立評論, 日立製作所日立研究所創立三十周年記念論文集, p.44~45
- (7) 諫早： 昭和35年11月 電気学会東京支部大会論文集, No. 322