

ボルツマン方程式による2成分混合ガス (N_2/SF_6)の電子スウォームパラメータ解析

佐々木俊雄*・岡部昭三**

Boltzmann Equation Analysis of Electron Swarm Parameters in Binary Gas Mixtures (N_2/SF_6)

by

Toshio SASAKI and Shozo OKABE

(Received on Sept. 20, 1989)

Abstract

The electron swarm parameters in N_2 , SF_6 , and their mixtures are analyzed for reduced fields E/p_{20} ranged from 50 to 250 [$Vcm^{-1} torr^{-1}$] by a Boltzmann equation method presented by W. R. L. Thomas for a Steady State Townsend method. The swarm parameters estimated in this analysis are shown to be in close to the dispersive experimental values obtained by many precursors. This paper also shows the good result that the values of the limiting reduced fields analyzed by the estimated parameters are very close to those of the fields derived from the breakdown strength of the gas mixtures under the practical applied voltages. Consequently, the validity of the analysis for estimating the swarm parameters in predicting the limit-field values in the binary gas mixtures has been concluded.

Keywords: Boltzmann equation analysis, Steady state Townsend method, Electron swarm parameters, Binary gas mixtures, N_2 , SF_6 , Limiting reduced fields

1. まえがき

電力機器の高電圧化に伴い、その絶縁設計に関する研究も鋭意進められてきている。そのような中で、 SF_6 を中心とした各種ガスの絶縁特性に関する研究が数多く報告されてきており、GIS（ガス絶縁開閉装置）をはじめとする各種のガス絶縁方式の装置が実用に供されてきている¹⁾。

SF_6 は、その絶縁耐力はもちろんのこと、沸点、毒性、安定性といった様々な特性において優れたものを有

しており、機器の小型化、あるいは大容量化に最も適したガス絶縁媒体として広く用いられてきている。しかしながら、不平等電界下や導電性粒子の混入による絶縁耐力の極端な低下、あるいは寒冷地における液化の問題等の欠点を有している。従って、これらの欠点を補うために SF_6 を含めた各種の混合ガスに関する研究が数多くなされている。筆者らは、 N_2 （窒素）と SF_6 （六弗化硫黄）とを主成分とする混合ガスにわずかな $c-C_4F_8$ （パーフルオロカーボン）を組み合わせた3成分混合ガスが平等電界および不平等電界において、高い絶縁耐力を示

* 工学研究科修士課程電気工学専攻 ** 工学部電気工学科教授

すことを実験により確認し、報告している²⁾。

本研究では、これら混合ガスの放電機構の理論的解析のために、スオームパラメータに着目し、Boltzmann 方程式による数値解析を行っている。本論文では、その第一段階として、 N_2 と SF_6 から成る2成分混合ガスに対して、 $50 \leq E/p_{20} \leq 250$ [$Vcm^{-1} torr^{-1}$] (E : 電界強度, p_{20} : $20^\circ C$ における圧力) において、換算電離係数 α/p_{20} , 換算電子付着係数 η/p_{20} を中心とした各パラメータを算出し、他の研究者によるこれらの実測値との比較を行い、本数値解析結果の妥当性の検討を行っている。また、本研究室で得られた破壊電圧の実測値および他の研究者の実測値より導かれた破壊換算電界値 (E/p_{20})_s と本解析法により求められる臨界換算電界値 (E/p_{20})_{lim} との比較を行っている。ここでは、これらの解析結果を報告する。

2. ボルツマン方程式解析³⁾

ガス中の放電機構を解析するには、電離、電子付着、あるいは励起といった基礎過程を量的に表現するスオームパラメータを知る必要がある。これによって、放電シミュレーションや絶縁破壊電圧値の予測を行うことが可能となる。混合ガスの場合、その組み合わせには無数のものがあるうえ、電極形状、ガス圧、分圧比といった様々な要素が絡んでくる。このため、実験的にこれらの絶縁特性を全て求めることは殆ど不可能である。従って、最適な組み合わせの混合ガスを見出すためには、前述の情報が特に重要な要素となってくる。

本研究では、放電の基礎パラメータとしての電子スオームパラメータを求めるにあたって、衝突断面積をデータとして電子の振舞いを記述する Boltzmann 方程式を用いることにした。すなわち、本解析では、定常タウンゼント (SST) 法に対して式 (2.1) に示すような電離による電子増倍を考慮した Thomas 表示の Boltzmann 方程式⁴⁾ を用いて電子スオームパラメータ (以下本論文においては放電基礎パラメータと称す) の決定を試みている。ここで、左辺は $[0, \epsilon]$ のエネルギーを有する電子数密度 $n(\epsilon, x, t)$ (ϵ : エネルギー, x : 位置, t : 時刻) の単位時間あたりの増分を示し、右辺は $R_c(\epsilon)$: 衝突によるもの, $R_E(\epsilon)$: 電界によるもの, $R_x(\epsilon)$: 実空間での密度勾配によるものから成っていることを表し、それぞれは式 (2.2), 式 (2.3), 式 (2.4) で与えられる。

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_0^\epsilon n(\epsilon', x, t) d\epsilon' = R_c(\epsilon) + R_E(\epsilon) + R_x(\epsilon) \quad (2.1)$$

$$\left[R_c(\epsilon) = V_1 N \left[\frac{2m}{M} \epsilon^{\frac{3}{2}} Q_m(\epsilon) n(\epsilon, x, t) \right. \right.$$

$$\left. \begin{aligned} & + \Sigma \int_\epsilon^{\epsilon+\epsilon_{ex}} \epsilon'^{\frac{1}{2}} Q_{ex}(\epsilon') n(\epsilon', x, t) d\epsilon' \\ & + \int_0^1 \left\{ \int_\epsilon^{\epsilon-D+\epsilon_i} + \int_0^{\epsilon-D+\epsilon_i} \right\} \\ & P(D, \epsilon') \epsilon'^{\frac{1}{2}} Q_i(\epsilon') n(\epsilon', x, t) d\epsilon' dD \\ & - \int_0^\epsilon \epsilon'^{\frac{1}{2}} Q_a(\epsilon') n(\epsilon', x, t) d\epsilon' \end{aligned} \right] \quad (2.2)$$

$$R_E(\epsilon) = -Ei(\epsilon, x, t) \quad (2.3)$$

$$R_x(\epsilon) = -\frac{\partial}{\partial x} \int_0^\epsilon i(\epsilon', x, t) d\epsilon' \quad (2.4)$$

ここで、 $i(\epsilon, x, t)$ は電子流密度を表し、式 (2.5) で示される。

$$i(\epsilon, x, t) = -\frac{V_1 \epsilon^{\frac{1}{2}}}{3NQ_T(\epsilon)} \left[\epsilon^{\frac{1}{2}} E \frac{\partial}{\partial \epsilon} \left\{ \epsilon^{-\frac{1}{2}} n(\epsilon, x, t) \right\} + \frac{\partial}{\partial x} n(\epsilon, x, t) \right] \quad (2.5)$$

なお、与式の各記号は、 V_1 : $1[eV]$ のエネルギーを持つ電子の移動速度 ($5.93 \times 10^7 [cm/s]$)、 N : ガス分子数密度、 m : 電子質量、 M : ガス分子質量、 ϵ : 電子エネルギー、 ϵ_{ex} : 励起エネルギー、 ϵ_i : 電離エネルギー、 E : 電界強度、 $Q_m(\epsilon)$: 運動量移行断面積、 $Q_{ex}(\epsilon)$: 励起断面積、 $Q_i(\epsilon)$: 電離断面積、 $Q_a(\epsilon)$: 電子付着断面積、 D : 電離後の残存エネルギー分配比、 $P(D, \epsilon)$: エネルギー ϵ を持つ電子が、電離後に2つの電子に対して残存エネルギーが $(1-D)$ と D に分配される確率である。

また、全衝突断面積 $Q_T(\epsilon)$ は式 (2.6) で与えられる。

$$Q_T(\epsilon) = Q_m(\epsilon) + \Sigma Q_{ex}(\epsilon) + Q_i(\epsilon) + Q_a(\epsilon) \quad (2.6)$$

実験的には、陰極から初期電子を連続的に供給し、電極間に流れる定常電流を測定するといった意味あいを持つ SST 法に対する Boltzmann 方程式は、電極近傍に存在する電子エネルギー分布の非平衡領域を無視し、電極間を全てを平衡領域と仮定して、位置 x における電子数密度 $n(\epsilon, x, t)$ に式 (2.7) の関係が成り立つとして解析する。

$$\frac{\partial}{\partial t} n(\epsilon, x, t) = 0, \quad \frac{\partial}{\partial x} n(\epsilon, x) = \bar{\alpha} n(\epsilon, x) \quad (2.7)$$

式 (2.1) において、式 (2.8) を仮定し、式 (2.9) に示すような規格化電子数密度 $F(\epsilon, x, t)$ を用いると、式 (2.10) に示すような電子に関する連続の式が得られる。

$$\lim_{\epsilon \rightarrow \infty} n(\epsilon, x, t) = 0 \quad (2.8)$$

$$F(\epsilon, x, t) = \frac{n(\epsilon, x, t)}{n(x, t)} \quad (2.9)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} n(x, t) & = \left\{ R_i(x, t) - R_a(x, t) \right\} n(x, t) \\ & - \frac{\partial}{\partial x} W(x, t) n(x, t) + \frac{\partial^2}{\partial x^2} D(x, t) n(x, t) \end{aligned} \quad (2.10)$$

これは、ある位置における電子数密度の増減を電子の移

動による流入と流出に基づく収支，電子の発生と消滅による収支の和で決定したものである．ここで，左辺の電子数密度には式 (2.11) のような関係がある．また， R_i は電離周波数， R_a は付着周波数， W は移動速度， D は拡散係数をそれぞれ表しており，これらは式 (2.12) ～ 式 (2.15) のように示される．

$$n(x, t) = \int_0^\infty n(\varepsilon, x, t) d\varepsilon \quad (2.11)$$

$$\left\{ \begin{aligned} R_i(x, t) &= V_1 N \int_0^\infty \varepsilon^{\frac{1}{2}} Q_i(\varepsilon) F(\varepsilon, x, t) d\varepsilon & (2.12) \\ R_a(x, t) &= V_1 N \int_0^\infty \varepsilon^{\frac{1}{2}} Q_a(\varepsilon) F(\varepsilon, x, t) d\varepsilon & (2.13) \end{aligned} \right.$$

$$\left\{ \begin{aligned} W(x, t) &= -\frac{V_1 E}{3N} \int_0^\infty \frac{\varepsilon}{Q_T(\varepsilon)} \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \\ &\quad \cdot \left\{ \varepsilon^{-\frac{1}{2}} F(\varepsilon, x, t) \right\} d\varepsilon & (2.14) \end{aligned} \right.$$

$$\left\{ \begin{aligned} D(x, t) &= \frac{V_1}{3N} \int_0^\infty \frac{\varepsilon^{\frac{1}{2}}}{Q_T(\varepsilon)} F(\varepsilon, x, t) d\varepsilon & (2.15) \end{aligned} \right.$$

SST 法に対する連続の式は式 (2.7) を考慮して，式 (2.16) のようになる．

$$(R_i - R_a)n(x) - \bar{\alpha}Wn(x) + \bar{\alpha}^2 Dn(x) = 0 \quad (2.16)$$

この関係から実効電離係数 $\bar{\alpha}$ は，式 (2.17) として与えられる．

$$\begin{aligned} \bar{\alpha} &= \frac{1}{2D} \left[W \pm \left\{ W^2 - 4D(R_i - R_a) \right\}^{\frac{1}{2}} \right] \\ &= \frac{W}{2D} \pm \left[\left(\frac{W}{2D} \right)^2 - \frac{R_i - R_a}{D} \right]^{\frac{1}{2}} \end{aligned} \quad (2.17)$$

また，電子流は電界による移動流と電子の拡散による拡散流とから成っているため，式 (2.18) が成立する．

$$V_d = W - \bar{\alpha}D \quad (2.18)$$

この中で， W は電界のみに関与する移動速度， V_d は拡散を考慮した移動速度である．このことから，電離係数 α と電子付着係数 η は，式 (2.19) で与えられる．

$$\alpha = \frac{R_i}{V_d}, \quad \eta = \frac{R_a}{R_d} \quad (2.19)$$

なお，計算にあたっては，本学の所有するスーパーコンピュータ SX-1E(NEC) を使用した．また，計算条件を一定とするため，ガス分子数密度 N は， $3.29598 \times 10^{16} [\text{cm}^{-3}]$ ($p_{20}=1 [\text{torr}]$) とした．

3. N_2 , SF_6 の衝突断面積

本解析に使用した N_2 と SF_6 の衝突断面積をそれぞれ，Fig. 3.1, Fig. 3.2-(a), (b) に示す．

N_2 の衝突断面積としては運動量移行断面積 Q_m ，電離断面積 Q_i ，解離断面積 Q_d ，振動励起断面積 Q_v ，電子励起断面積 Q_{ex} の5つを考慮した． N_2 のこれらの衝突断面積は，現在まで数多くの研究者によってかなり測定されている．すなわち， Q_m については Engelhardt ら (1964)⁷⁾ や Shyn ら (1980)⁸⁾ が報告しており， Q_i につ

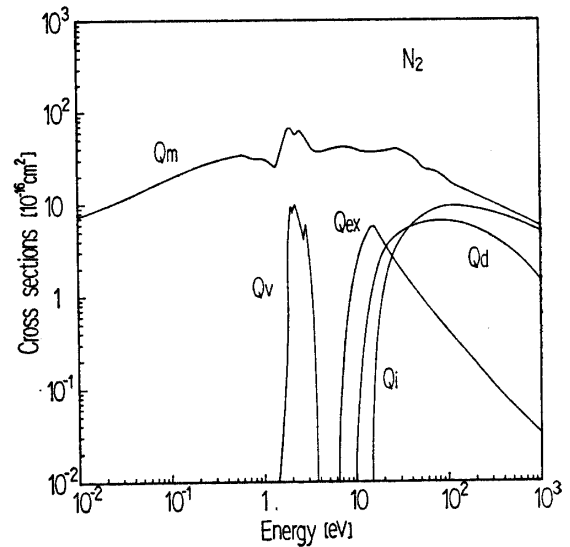
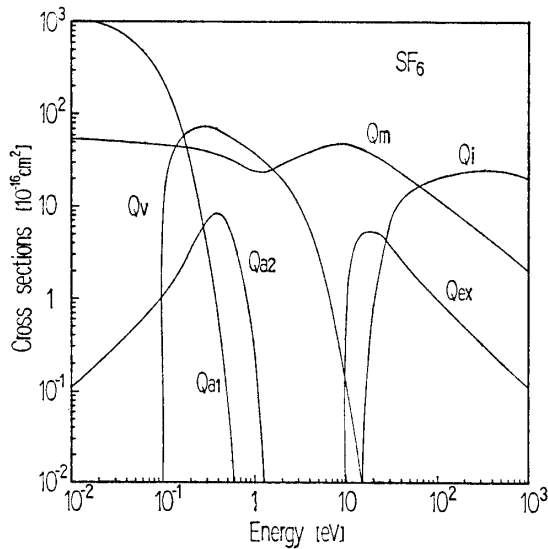


Fig. 3.1 Electron collision cross sections for N_2 .
 Q_m : momentum transfer cross section,
 Q_i : ionization cross section,
 Q_d : dissociation cross section,
 Q_v : vibrational cross section,
 Q_{ex} : electronic excitation cross section.

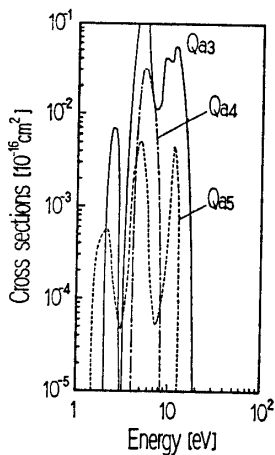
いては Rapp ら (1965)⁹⁾， Q_d については Winters (1966)¹⁰⁾ が報告している．また， Q_v については電子準位が $v=0$ から $v=1 \sim 6$ への励起に関しては Schulz (1964)¹¹⁾， $v=0$ から $v=7 \sim 10$ への励起に関しては Boness ら (1973)¹²⁾ が報告しており， Q_{ex} については $A^3\Sigma_u^+$ をはじめとする 10 種類の励起状態を Cartwright ら (1977)¹³⁾ が報告している．これらを主として谷口ら (1977)⁵⁾，Ohmori ら (1988)⁶⁾ が整理し，報告している (Fig. 3.1)．本研究ではこれらをできるだけ無修正で使用することに努め，各種の基礎パラメータを計算するのに必要な衝突断面積は離散的な測定値をスプライン関数 (MATHLIB/SX: 部分区間毎に 3 次の補間多項式を用いて計算する) で補間することによって与えた．

SF_6 の場合は， N_2 に比べて必要とする衝突断面積のデータはかなり不足しており，十分なものが与えられていない．特に励起断面積に関しては 2, 3 の報告があるだけである．このため， SF_6 の基礎パラメータ解析にあたって，各研究者は実測された電離係数 α や電子付着係数 η に解析結果が一致するように断面積を若干修正したり，あるいは予測している場合が多いようである．

筆者らは，ここでは主として吉沢ら (1978)¹⁴⁾，Itoh ら (1988)¹⁵⁾ がまとめ，報告したものを参考にして， N_2 と同様に Q_m ， Q_i ， Q_a ， Q_v ，および Q_{ex} の5つを与えた (Fig. 3.2)．この中で Q_a は，電子を付着して SF_6^- ， SF_5^- ， F^- ， SF_4^- ， F_2^- イオンを構成する電子付着断面積 Q_{a1} ， Q_{a2} ， Q_{a3} ， Q_{a4} ， Q_{a5} から成っている．本研究



(a) Q_m : momentum transfer cross section, Q_i : ionization cross section, Q_{a1} and Q_{a2} : electron attachment cross section for formation of SF_6^- and SF_5^- respectively, Q_v : vibrational cross section, Q_{ex} : electronic excitation cross section.



(b) Q_{a3} , Q_{a4} , and Q_{a5} : electron attachment cross section for formation of F^- , SF_4^- , and F_2^- respectively.

Fig. 3.2 Electron collision cross sections for SF_6 .

では SF_6 の各種断面積については、Itoh ら¹⁵⁾ が近似式で置換した形の衝突断面積をそのまま用いている。

4. 解析結果および考察

4.1 N_2 単一ガス

N_2 単一ガスに対して、換算電界 E/p_{20} の変化に伴う換算電離係数 α/p_{20} を計算した。その結果を Fig. 4.1 に示す。各測定者の実測値 α/p_{20} は、かなりばらついており、特に $E/p_{20} \geq 100$ [$Vcm^{-1} torr^{-1}$] では、測定者に

よる差はかなり大きくなっている。このため実測値への漸近を試みるために一部の断面積を修正し、解析を行ってみた。Fig. 4.1 において、各種の衝突断面積を無修正で計算した結果（以降無修正と称する）を破線で示し、電子励起断面積 Q_{ex} の大きさのみを 20% 減少して計算した結果（以降修正と略称する）を実線で示している。

谷口ら⁵⁾ は解離断面積 Q_d を 45%、 Q_{ex} を 20% 減少して、 α/p_{20} の実測値との一致を図っているが、断面積の測定時における測定誤差を考えれば、この程度の減少は何ら影響ないものとしている。しかし、その断面積の減少に対する物理的な根拠は示していない。ただ、 N_2 は多くの励起準位を有しており、その励起過程は複雑であるから、断面積の測定において Q_{ex} の大きさを過大に見積る可能性は高いことは十分に考えられる。本計算では、 Q_d に対しての修正は何ら加えておらず、谷口らの修正した計算結果に比べ、Fig. 4.1 に示す Itoh らの実測値により近い計算結果を得ている。これは各衝突断面積がスプライン補間により、その有効性を発揮したことによるものではないかと推測している。

断面積を無修正で計算した場合の α/p_{20} は、 E/p_{20} の低い領域においては、Daniel ら (1970)¹⁶⁾、Folkard ら (1973)¹⁷⁾、Siddagangappa ら (1983)¹⁸⁾、Wedding ら (1985)¹⁹⁾ の実測値とよく一致している。Jones (1968)²⁰⁾ の実測値とは $E/p_{20} = 110$ [$Vcm^{-1} torr^{-1}$] 付近でよく一致しているものの、 $140 \leq E/p_{20} \leq 200$ [$Vcm^{-1} torr^{-1}$] では、実測値の α/p_{20} が計算値に比べ 11% 程度低くなっている。Jones の実測値は今回比較のために引用したデータの中で最も低い値を示している。

筆者らの修正した場合の α/p_{20} の値と、Itoh ら (1979)²¹⁾ の結果は十分よく一致している。また、 $E/p_{20} = 100$ [$Vcm^{-1} torr^{-1}$] 付近では Govinda Raju ら (1982)²²⁾、Wedding ら¹⁹⁾、Frechett (1986)²³⁾ の実測値とよく一致している。しかし、 E/p_{20} が高くなるにつれて Wedding ら¹⁹⁾ の α/p_{20} の実測値は本計算によるものに比べて低く、逆に残る 2 者の測定値は 7.6% 程度高くなっている。Harrison (1957)²⁴⁾ は $24 \leq E/p_{20} \leq 82$ [$Vcm^{-1} torr^{-1}$] の範囲で詳細な測定を行っており、その実測特性は修正した場合の実線に近いが、数値的には計算値より数%高い値を示している。

現時点においては、各測定者の実測値に大きな差異があり、いずれの計算値が妥当であるかを議論するのは困難である。しかしながら、本計算による数値解析結果は α/p_{20} の実測値を十分に裏付けている。

4.2 SF_6 単一ガス

SF_6 単一ガスでは、換算電離係数 α/p_{20} 、換算電子付

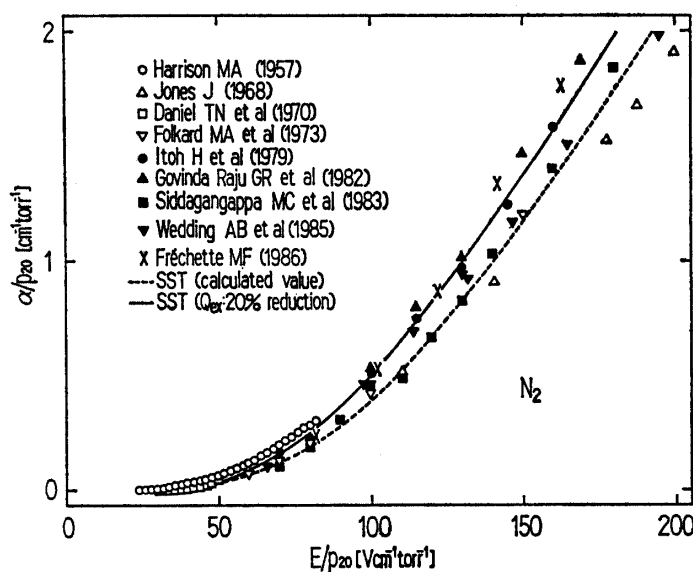


Fig. 4.1 Ionization coefficient α/p_{20} as a function of the reduced electric field E/p_{20} in N_2 .

The dashed line shows the values estimated by the present analysis with no modification of the cross sections for N_2 , and the solid line shows the values estimated with 20% reduction in Q_{ex} only for N_2 .

着係数 η/p_{20} , 換算実効電離係数 $\bar{\alpha}/p_{20}$ ($\bar{\alpha} = \alpha - \eta$) を計算し、これまでに報告されている実測値との比較を行った。また、電気的負性気体の絶縁破壊条件としての $\alpha = \eta$ より臨界換算電界値 $(E/p_{20})_{lim}$ を算出し、実測の破壊電圧値 V_s より導かれた破壊換算電界値 $(E/p_{20})_s$ との比較を行い、計算結果が実測値を十分に予測し得るかどうかについて検討した。

Fig. 4.2 は α/p_{20} , Fig. 4.3 は η/p_{20} の比較結果を示したものである。実線が計算値を表している。

α/p_{20} の計算値は、 $E/p_{20} = 120 [Vcm^{-1} torr^{-1}]$ 以上では、ほぼ直線的に変化している。また $E/p_{20} = 100 [Vcm^{-1} torr^{-1}]$ の前後では、Bhalla ら (1962)²⁵⁾, Siddagangappa¹⁸⁾, de Urquijo-Carmona ら (1986)²⁶⁾ の実測値が計算値とよく一致している。しかし、Siddagang-

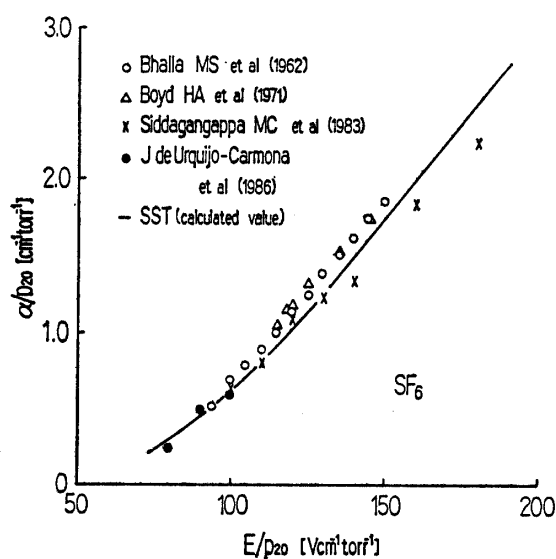


Fig. 4.2 Ionization coefficient α/p_{20} as a function of the reduced electric field E/p_{20} in SF_6 .

The solid line shows the result estimated by the present analysis.

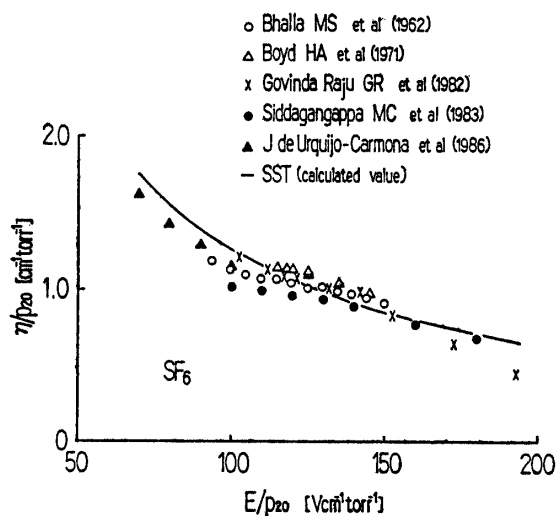


Fig. 4.3 Electron attachment coefficient η/p_{20} as a function of the reduced electric field E/p_{20} in SF_6 .

The solid line shows the result estimated by the present analysis.

appa らの場合は $E/p_{20} \geq 130$ [Vcm⁻¹ torr⁻¹] では、計算値よりも約8%程度低くなっている。これに対し、Bhalla らと Boyd ら (1971)²⁷⁾ の実測値は両者間でよく一致しているものの、計算値に比べると約11%程度高い値となっている。

η/p_{20} の計算値は、 E/p_{20} に対して指数関数的な滑らかな減少を示している。この減少は低エネルギー領域における電子付着断面積の影響が小さくなるためであると考えられる。 $E/p_{20} = 125$ [Vcm⁻¹ torr⁻¹] 前後の計算値は、Bhalla ら²⁵⁾、Govinda Raju ら²²⁾ の実測値とよく一致し、その他も約8%以内で一致している。低 E/p_{20} 領域における de Urquijo-Carmona ら²⁶⁾ の与えた実測値は、傾向としては計算値と一致するものの、全体として約9%程度低い値を示している。また、 $E/p_{20} = 193$ [Vcm⁻¹ torr⁻¹] における Govinda Raju らの実測値は計算値よりも30%近くも低い値を示し、大きく異なっている。

Fig. 4.4 に換算実効電離係数 $\bar{\alpha}/p_{20}$ の実測値と計算値を示す。 $130 \leq E/p_{20} \leq 170$ [Vcm⁻¹ torr⁻¹] では、計算値と実測値とのよい一致が得られているが、これ以外の、特に低 E/p_{20} 領域では、その差は大きくなっている。この低領域における $\bar{\alpha}/p_{20}$ の計算値 (の絶対値) が大きくなるのは、電子付着断面積 Q_a を大きく与え過ぎていることが考えられる。特に SF₆⁻ イオンに関しては、どの程度まで低い電子エネルギー ε を考慮するか、あるいはその付着断面積 Q_{a1} をどのように与えるか等によって大きく変化する。吉沢ら¹⁵⁾ は SF₆⁻、SF₅⁻、F⁻ イオンに関する断面積 Q_{a1} 、 Q_{a2} 、 Q_{a3} の3つだけを考慮し、ここで用いた電子付着断面積 Q_a より、相対的に約3.2%程度小さなセットで計算を行い、各測定者間の η/p_{20} の変化を Q_a のピーク値変動により検討している。いずれにしても、 Q_a の適正なセットについては、今後とも引続き検討していく必要がある。

$\bar{\alpha}/p_{20}$ の計算値は、 E/p_{20} の増加に対して、ほぼ直線的な増加を示すことから、線形化最小2乗法によりこの特性式を計算してみると、式 (4.1) に示すような関係が得られる。

$$\frac{\bar{\alpha}}{p_{20}} = 0.0304 \frac{E}{p_{20}} - 3.7089 \text{ [cm}^{-1} \text{ torr}^{-1}] \quad (4.1)$$

これより、 $\alpha = \eta$ の絶縁破壊条件を適用し、臨界換算電界を求めてみると、 $(E/p_{20})_{lim} = 122.0$ [Vcm⁻¹ torr⁻¹] なる値を得る。これを本研究室で測定した SF₆ の破壊電圧値 V_s ²⁾ に対して、電極形状、寸法、ギャップ長より求まる電界集中係数 f を考慮し、破壊換算電界を算出してみると、 $(E/p_{20})_s = 112.5$ [Vcm⁻¹ torr⁻¹] なる値になる。この場合、 $(E/p_{20})_{lim}$ は幾分高い値を示している。

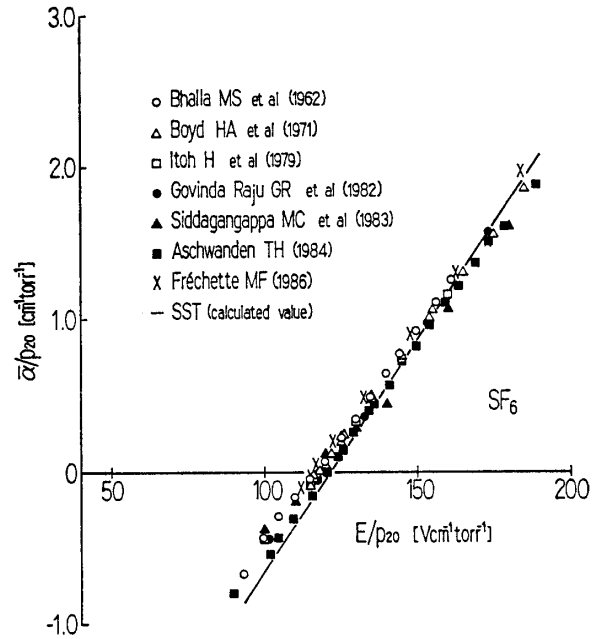


Fig. 4.4 Effective ionization coefficient $\bar{\alpha}/p_{20}$ as a function of the reduced electric field E/p_{20} in SF₆. The solid line shows the result estimated by the present analysis.

村瀬ら (1988)²⁸⁾ は高気圧での SF₆ ガスの絶縁破壊電圧値は電極表面状態に大きく依存することを示している。その中で、破壊換算電界は、電極表面上の突起高および突起数の影響で5.6~39.3%程度減少することを確認している。このことを考慮すれば、本計算結果は破壊電圧値を十分予測し得ることがわかる。

4.3 N₂/SF₆ 混合ガス

N₂/SF₆ 混合ガスの放電基礎パラメータに関する実測値の報告が少ないために、ここでは E/p_{20} の変化に対する $\bar{\alpha}/p_{20}$ のみについて比較を行った。また、これより $(E/p_{20})_{lim}$ を算出し、本研究室での実測値との比較を行ってみた。なお、この場合 SF₆ の混合割合は、1, 10, 20, 50% の4通りとした。また、混合ガスの衝突断面積は、それぞれの成分ガスの断面積の分圧比和として与えた。

Fig. 4.5 は、 $E/p_{20} = 50$ [Vcm⁻¹ torr⁻¹] における SF₆ の混合割合による電子エネルギー分布 $f(\varepsilon)$ の推移を示したものである。 $f(\varepsilon)$ は 2[eV] 付近に鋭いピークを有しているが、SF₆ の混合割合が増すにしたがって、そのピークは緩和され、分布は全体として高い電子エネルギー領域へ推移している。逆に SF₆ に混合する N₂ の割合を増す場合の $f(\varepsilon)$ の物理的意味について考えてみると、N₂ の振動励起によるエネルギー吸収機構の影響を受けて、高エネルギーになる電子の割合が少なくなり、電子は低エネルギーのものが多くなるということになる。

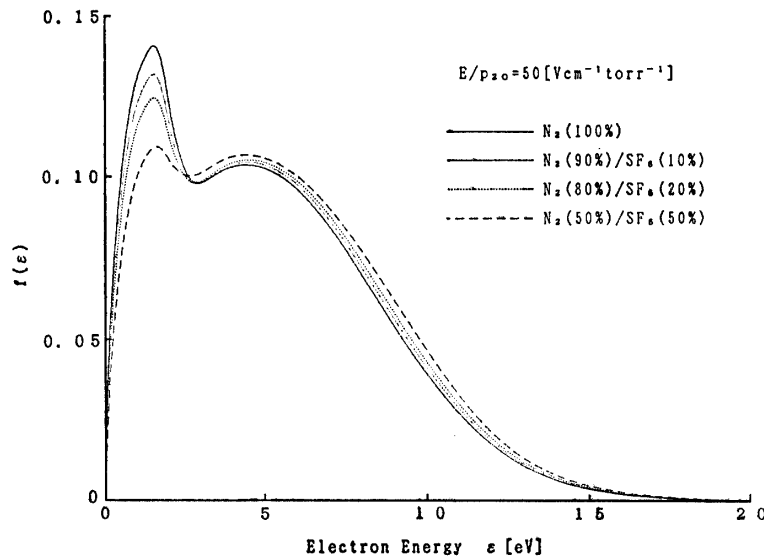


Fig. 4.5 Electron energy distributions in N_2 and SF_6 mixtures at $E/p_{20} = 50$ [$Vcm^{-1} torr^{-1}$].

ところで、低い電子エネルギー領域では、Fig. 3.2 に示しているように、電子付着断面積 Q_0 が大きいことから、この領域では電子付着が効率よく行われる。このことが結果的に N_2/SF_6 混合ガスの絶縁耐力を、成分ガスの分圧比和よりも大きくしているのである。

Fig. 4.6 は SF_6 を 1% 混合した場合の $\bar{\alpha}/p_{20}$ 特性である。ここで、破線は N_2 の衝突断面積を無修正で計算した場合の結果を示し、実線は N_2 の Q_{ex} の断面積のみを

20%減少して計算した場合の結果である。 SF_6 をわずか 1% 混合しただけでも、 N_2 単一ガスの場合に比べ、 $\bar{\alpha}/p_{20}$ が大きく減少し、特性が右寄りに推移している様子がわかる。これは SF_6 を混合することにより絶縁破壊電圧値 V_s が増加することを意味している。この場合の $\bar{\alpha}/p_{20}$ の減少は、 $E/p_{20} = 50$ [$Vcm^{-1} torr^{-1}$] においては約 125%、150 [$Vcm^{-1} torr^{-1}$] では約 0.3% 程度の減少あり、低 E/p_{20} 領域における減少が顕著である。この点に関して、伊藤ら (1980)²⁹⁾ によっても同様な結果が報告されている。なお、 N_2 の Q_{ex} を 20% 減少した場合の計算値 (実線) が、計算を行った全範囲にわたって、実測値とのよい一致が見られる。

次に、 SF_6 の混合割合を 10, 20, 50% と増加した場合の $\bar{\alpha}/p_{20}$ を計算して、実測値と比較してみた。その結果を Fig. 4.7, Fig. 4.8, Fig. 4.9 に示す。修正した場合の計算値 (実線) は、 SF_6 (10%) では Itoh ら²¹⁾、Fréchtte, SF_6 (20%) では Govinda Raju ら²¹⁾ の実測値とよく一致している。Aschwanden (1984)³⁰⁾ の実測値は、 SF_6 (1%) では修正 (実線) の場合に一致しているが、 SF_6 の混合割合が高くなってくると、無修正 (破線) の場合に漸近する傾向が見られる。Fréchtte の実測値も同様に、 SF_6 (10%) では、 $(E/p_{20})_{lim}$ 付近で実線との一致が見られる。この反面、50% の混合割合になると、実測値の全範囲にわたって、破線との非常によい一致が見られる。これに対し、Siddagangappa ら¹⁸⁾ の場合は、 SF_6 (10%) においては $E/p_{20} \geq 100$ [$Vcm^{-1} torr^{-1}$] 以上で破線とよく一致しているものの、 SF_6 (20%) では実線に対し最高 60% ($E/p_{20} = 140$ [$Vcm^{-1} torr^{-1}$]), SF_6 (50%) では 64% ($E/p_{20} = 140$ [Vcm^{-1}])

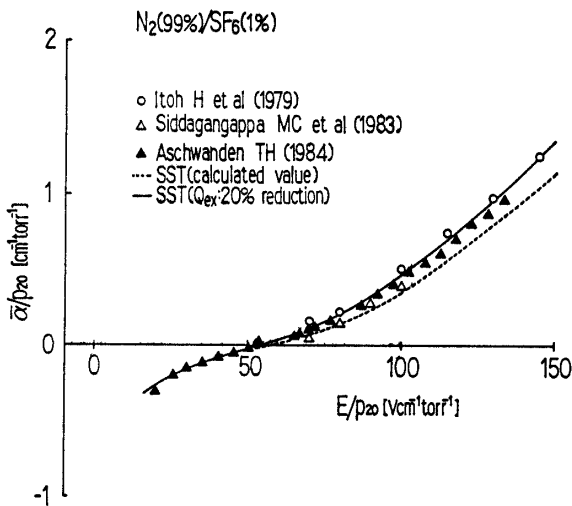


Fig. 4.6 Effective ionization coefficient $\bar{\alpha}/p_{20}$ as a function of the reduced electric field E/p_{20} in 99% N_2 and 1% SF_6 mixture. The dashed line shows the values estimated with no modification of the cross sections for N_2 and SF_6 , and the solid line shows the values estimated with 20% reduction in Q_{ex} only for N_2 .

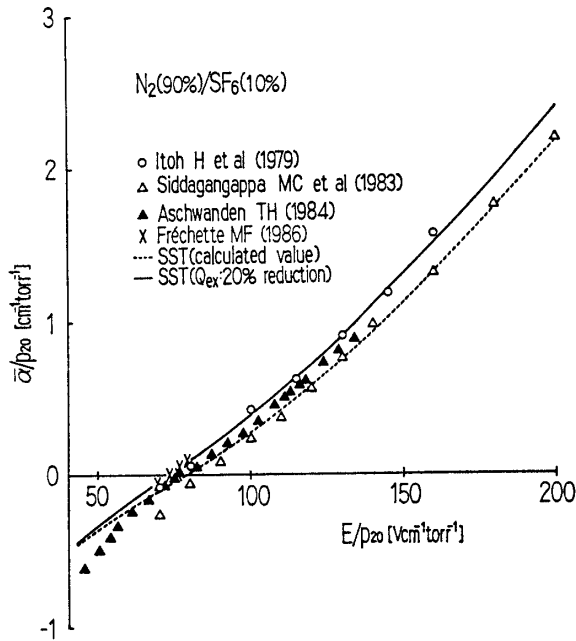


Fig. 4.7 Effective ionization coefficient $\bar{\alpha}/p_{20}$ as a function of the reduced electric field E/p_{20} in 90% N₂ and 10% SF₆ mixture. Both lines show the estimated values respectively in the same way as in Fig. 4.6.

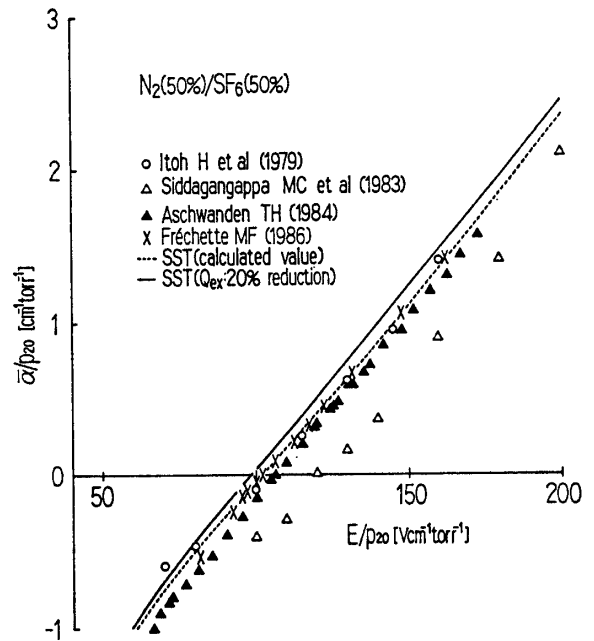


Fig. 4.9 Effective ionization coefficient $\bar{\alpha}/p_{20}$ as a function of the reduced electric field E/p_{20} in 50% N₂ and 50% SF₆ mixture. Both lines show the estimated values respectively in the same way as in Fig. 4.6.

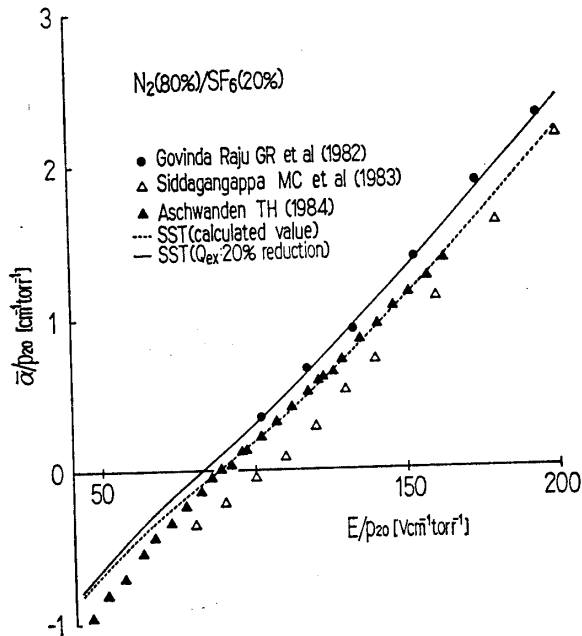


Fig. 4.8 Effective ionization coefficient $\bar{\alpha}/p_{20}$ as a function of the reduced electric field E/p_{20} in 80% N₂ and 20% SF₆ mixture. Both lines show the estimated values respectively in the same way as in Fig. 4.6.

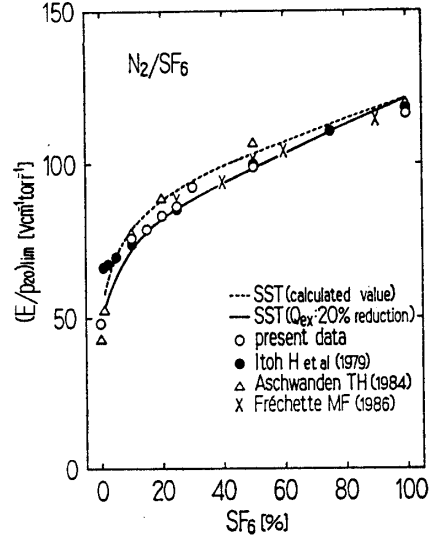


Fig. 4.10 Limit reduced field $(E/p_{20})_{lim}$ as a function of gas mixture ratios of SF₆ and N₂. The dashed line shows the values estimated with no modification of the cross sections for N₂ and SF₆, and the solid line shows the values estimated with 20% reduction in Q_{ex} only for N₂.

torr⁻¹)の減少が認められる。さらに、混合割合の増加と共に、他の研究者の実測値からも大きく外れている。

Fig. 4.10 は SF₆ の混合割合に対する臨界換算電界 $(E/p_{20})_{lim}$ を示したものである。図から明らかなように、

N_2/SF_6 混合ガスでは分圧比和以上の絶縁耐力を示す正の相乗効果 (synergism) が見られる³¹⁾。 N_2 に SF_6 を 10% 混合しただけで、 SF_6 単一ガスの場合の約 60% の絶縁耐力が得られている。 SF_6 の混合割合が 30% 程度までにかけては、この混合ガスの絶縁耐力はかなり大きく上昇するが、これ以降の混合割合では緩やかな上昇となっている。

臨界電界の計算値 $(E/p_{20})_{lim}$ と実測値 $(E/p_{20})_e$ との関係を見ると、定量的には全く同等の特性が得られている。 SF_6 の混合割合が 10% 以上においては、本研究室での実測値²⁾ と Itoh ら²¹⁾、Fréchtte²³⁾ の与えた結果は修正した場合の特性 (実線) によく一致している。 Aschwanden³⁰⁾ の実測値は、他の研究者に比べ一般的にやや高めの値であり、むしろ断面積無修正の場合の破線に近い特性を示している。また、 SF_6 の混合割合が数%のところでは、Itoh ら²¹⁾ の実測値はやや高めの値を示している。

SF_6 単一ガスおよび N_2/SF_6 混合ガスにおける破壊電界特性は最大電界一定の特性を示すことが知られている。このため、電極表面状態が破壊電界値に大きく寄与することになり、一般的に実測の破壊電界値は理論的な破壊電界値より低い値を示す。従って、本解析による臨界電界値 $(E/p_{20})_{lim}$ は、断面積を修正した場合はより実際的な値を示し、無修正の場合は理論的な値を与えていると考えられる。いずれにしても放電基礎パラメータによる数値解析の結果は、 N_2/SF_6 混合ガスに対してその混合割合全般にわたって、極めて妥当な値を示しているといえる。

5. むすび

2成分混合ガス (N_2/SF_6) に関して、換算電界 E/p_{20} の変化に対する換算電離係数 α/p_{20} 、換算電子付着係数 η/p_{20} 、換算実効電離係数 $\bar{\alpha}/p_{20}$ を中心とした放電基礎パラメータを Boltzmann 方程式によって解析し、その計算結果を実測データと比較検討した。またこれらの基礎パラメータにより求められた臨界換算電界についても検討した。これらの結果を要約すると次のようになる。

① N_2 、 SF_6 の各々の単一ガスについて、 E/p_{20} の広い範囲にわたる α/p_{20} 、 η/p_{20} 、 $\bar{\alpha}/p_{20}$ の計算結果は、各測定者の実測値を十分に裏付ける値となった。特に、 N_2 単一ガスでは、 N_2 の電子励起断面積 Q_{ex} の大きさを 20% 減としたときの計算値が、Itoh²¹⁾ の実測値とよく一致する傾向が見られた。

② N_2/SF_6 混合ガスの $\bar{\alpha}/p_{20}$ について、Aschwanden³⁰⁾ の実測値は SF_6 の混合割合が少ないところで、 N_2 の Q_{ex} を 20% 減とした計算値とよく一致した。しかし、

混合割合が多くなると実測値はこの計算値よりも低くなり、断面積無修正の計算値に漸近する。さらに混合割合が増すと、実測値は無修正の計算値よりさらに低下する傾向が見られた。このことは、 SF_6 の混入による電極表面状態が大きく影響しているためであると考えられる。

③ 計算により求めた臨界換算電界 $(E/p_{20})_{lim}$ は、 N_2/SF_6 混合ガスでの正の相乗効果を示し、本研究室での測定結果も含めた実測値とよく一致した。このことは、本解析により求められる基礎パラメータは、絶縁耐力の予測に関して十分な有効性を有し、本解析法による結果が妥当であることを示している。

今後、これらの結果を踏まえて本研究室で特に注目している 3 成分混合ガス ($N_2/SF_6/c-C_4F_8$) の放電機構について、放電基礎パラメータから見た評価を行っていきたい。

謝辞 本研究を遂行するにあたり、日頃何かと御指導、御激励を賜っている本学工学研究科電気工学専攻主任教授松元 崇博士、ならびに本学工学部電気工学科主任教授金古喜代治博士に対し、心より厚く御礼申し上げます。また、本論文の作成にあたり御助言頂いた本学電気工学科中西祥八郎助教授にも深謝致します。

参考文献

- 1) 気体絶縁への混合ガスの応用調査専門委員会：「気体絶縁への混合ガスの応用」, 電気学会技術報告Ⅱ部, 第 248 号 (1987).
- 2) 岡部, 他：放電研究会資料, ED-89-28, pp. 73-82 (1989).
- 3) 気体放電 シミュレーション 技法調査専門委員会：「気体放電 シミュレーション技法」, 電気学会技術報告Ⅱ部, 第 140 号 (1982).
- 4) Thomas W. R. L. : J. Phys. B. : Atom. Molec. Phys. 2, pp. 551-561 (1969).
- 5) 谷口, 他：放電研究会資料, ED-77-21, pp. 1-10 (1977).
- 6) Ohmori Y., et al. : J. Phys. D. : Appl. Phys. 21, pp. 724-729 (1988).
- 7) Engelhardt A. G., et al. : Phys. Rev. 135 A, pp. 1566-1574 (1964).
- 8) Shyn T. W. and Carignan G. R. : Phys. Rev. A 22, pp. 923-929 (1980).
- 9) Rapp D. and Englander-Golden : J. Chem. Phys. 42, pp. 4081-4085 (1965).
- 10) Winters H. F. : J. Chem. Phys. 44, pp. 1472-1476 (1966).
- 11) Schulz G. J. : Phys. Rev. 135 A, pp. 988-994 (1964).
- 12) Boness M. J. W. and Schulz G. J. : Phys. Rev. A 8, pp. 2883-2886 (1973).
- 13) Cartwright D. C., et al. : Phys. Rev. A 16, pp. 1041-1051 (1977).
- 14) 吉沢, 他：放電研究会資料, ED-78-70, pp. 1-10 (1978).
- 15) Itoh H., et al. : J. Phys. D. : Appl. Phys. 21, pp. 922-930 (1988).

- 16) Daniel T. N. and Harris F. M. : J. Phys. B. : Atom. Molec. Phys. **3**, pp. 363-368 (1970).
- 17) Folkard M. A. and Haydon S. C. : J. Phys. B. : Atom. Molec. Phys. **6**, pp. 214-226 (1970).
- 18) Siddagangappa M. C., et al. : J. Phys. D. : Appl. Phys. **16**, pp. 763-772 (1983).
- 19) Wedding A. B., et al. : J. Phys. D. : Appl. Phys. **18**, pp. 2361-2373 (1985).
- 20) Jones J. : Brit. Appl. Phys. (J. Phys. D.) **1**, pp. 769-774 (1968).
- 21) Itoh H., et al. : J. Phys. D. : Appl. Phys. **12**, pp. 2167-2172 (1979).
- 22) Govinda G. R., and Dincer M. S. : J. Appl. Phys. **53**, pp. 8562-8567 (1982).
- 23) Fréchette M. F. : J. Appl. Phys. **59**, pp. 3684-3693 (1982).
- 24) Harrison M. A. : Phys. Rev. **105**, pp. 366-368 (1957).
- 25) Bhalla M. S. and Craggs J. D. : Proc. Phys. Soc. **80**, pp. 151-160 (1962).
- 26) de Urquijo-Carmona J., et al. : J. phys. D. : Appl. Phys. **19**, pp. L207-L210 (1986).
- 27) Boyd H. A. and Crichton G. C. : Proc. IEE, **118**, No. 12, pp. 1872-1877 (1971).
- 28) 村瀬, 他 : 電気学会論文誌 A, **108**, No. 5, pp. 213-219 (1988).
- 29) 伊藤, 他 : 放電研究会資料, ED-80-3, pp. 21-30 (1980).
- 30) Aschwanden T. H. : Gaseous Dielectrics IV : eds. Christophorou L. G. and Pace M. O. (Pergamon, New York, 1984).
- 31) 宅間 薫 : 放電研究会資料, ED-86-79, pp. 1-9 (1986).