

ガス温度 300–3500 K における空気の実効電離係数と 臨界電界の数値解析的検討

正員 田中 康規* 作田 忠裕*
正員 渋谷 正豊**

Investigation on Effective Ionization Coefficient and Critical Electric Field in Air
in Temperature Range of 300–3500 K by Solving Boltzmann Equation

Yasunori Tanaka*, Member, Tadahiro Sakuta*, Masatoyo Shibuya**, Member

The present paper describes a prediction method of the dielectric strength of the air in gas temperature range of 300–3500 K. First, the equilibrium composition of the air at gas temperatures of 300–3500 K was calculated through Saha and Guldberg-Waage equations. Secondly, the electron energy distribution function (EEDF) was calculated by an adoption of the two-term expansion of Boltzmann equation. Finally, the effective ionization coefficient $\bar{\alpha}$ was derived from the EEDF obtained. The critical reduced electric field strength $(E/N)_{cr}$, which gives zero effective ionization coefficient $\bar{\alpha} = 0$, was obtained at gas temperatures of 300–3500 K. The result indicates that $(E/N)_{cr}$ decreases as the gas temperature increases from 1500 K to 3500 K, which is due mainly to an increase in the mole fraction of NO molecule which has a much lower ionization potential compared with N_2 and O_2 . This calculated result fairly agrees with an experimental one.

キーワード：高温空気，絶縁破壊電界，実効電離係数，ボルツマン方程式，臨界電界，熱解離

Keywords: high-temperature air, dielectric strength, effective ionization coefficient, Boltzmann equation, critical electric field strength, thermal dissociation

1. まえがき

電力用遮断器においては，空気， SF_6 などの気体が絶縁・消弧媒体としてよく用いられている。遮断器で大電流を遮断する際，電極間にアークプラズマが発生する。このアークプラズマは数千から数万ケルビンのガス温度となり，交流電流零点でも 5000 K 程度といわれている⁽¹⁾⁽²⁾。一方，電極間には過渡回復電圧 (TRV ; Transient Recovery Voltage) が印加されてくる。交流電流零点後，電極間空間の導電性が十分低下せず，TRV によるジュール発熱により電極間空間が再加熱されればアークが再び生起され，熱的に遮断失敗となる。電極間の熱損失が TRV による発熱に比較して十分大きく，電極間の導電率がさらに低下していけば熱的

に遮断成功となり，電極間の気体温度はさらに低下していく。このとき，電流零点後数百 μs ~ 数 ms では 3000 K 以下に達する。この間も条件によっては TRV が上昇続けている。電極間の残留熱ガスの絶縁耐力が TRV より小さければ，ここで絶縁破壊が生じ再びアークが形成され遮断失敗となる。このような遮断失敗は火花再点弧といわれる。また，電極間で生成されたこれらの熱ガスは排気筒から接地タンクへと進んでいく。この際，熱ガスの絶縁耐力が著しく小さい場合には，この辺りで絶縁破壊が生じる場合がある⁽³⁾。したがって，数千ケルビンにおける高温状態の気体の絶縁破壊現象を検討することは，遮断器のさらなるコンパクト化，高性能化をめざす上で極めて重要な要素となってくる。

一方，気候変動枠組み条約第三回締約国会議 (COP3) 以来， SF_6 ガスに替わる環境に優しい消弧媒体が求められ，現在でも精力的に代替ガスの検討がなされている。環境に優しく F 原子を含まないガスとして， N_2 ⁽⁴⁾，空気⁽⁵⁾， CO_2 ⁽⁶⁾⁻⁽¹⁰⁾ などの高気圧化が候補として考えられる。また，負荷開閉器および配線用遮断器 MCCB などは空気中で動作するものが多い。これらの機器においても，電流遮断後の電極間空間における絶縁破壊や噴出する熱ガスによる絶縁破壊現

* 金沢大学工学部電気電子システム工学科
〒920-8667 金沢市小立野 2-40-20
Department of Electrical and Electronic Engineering,
Kanazawa University
2-40-20, Kodatsuno, Kanazawa 920-8667

** (財) 電力中央研究所 横須賀研究所
〒240-0196 横須賀市長坂 2-6-1
Central Research Institute of Electric Power Industry
2-6-1, Nagasaka, Yokosuka 240-0196

象は、機器の大きさ、形状などを決定する重要なパラメータである。このように、 SF_6 、空気、 CO_2 など様々な気体に対するガス温度 300–3500 K の絶縁破壊特性は機器設計上極めて重要であるにもかかわらず、詳細な検討された例は少ない。

これまでに、 SF_6 、空気および窒素に対して、ガス温度 3000 K までの絶縁破壊電圧を、基礎実験的に求められた例がある^{(11)–(15)}。一方、理論的アプローチとしては、室温程度の常温ガスを対象として、電子エネルギー分布関数を Boltzmann 方程式を解くことにより求め^{(16)–(19)}、実効電離係数やそれがゼロとなる臨界電界値を求めるなどの検討がなされている^{(20)–(22)}。温度 3500 K までの高温域に対する理論的なアプローチとしては、 SF_6 に対して検討する試みも行われてきている^{(23)–(24)}。しかしながら、これらの妥当性については必ずしも検討されておらず、また、電子エネルギー分布関数や実効電離係数のガス温度依存性といった基礎的な詳細検討はほとんどなされていない。

以上のような背景の下、本論文は、温度 300–3500 K における高温気体の絶縁破壊現象を基礎的に検討する簡易手法を提案している。ここで対象とするガスは、平等電界下の一様な空気である。本手法により、温度 300–3500 K における空気中の電子エネルギー分布関数を求め、実効電離係数および臨界電界値のガス温度依存性を検討している。ここでは、その手法を簡単に述べるとともに、その妥当性を示すために実測値との比較も行っている。

2. 計算手順

ガス温度 T_g (=中性重粒子温度 ~ イオン温度) が数千 K の高温状態における絶縁破壊現象は常温の場合に比較して、(a) 電子-重粒子の弾性衝突におけるエネルギー変換率の T_g 上昇による変化、(b) 熱解離による気体の粒子組成の変化、などを考慮する必要がある。このような高温状態における絶縁破壊現象へのアプローチを、以下の手順により行う。(i) 高温空気の熱平衡組成の計算：空気は常温の場合、その約 78% が N_2 分子、約 22% が O_2 分子から構成されている。しかし、 T_g が数千 K に上昇すると、熱解離により NO 、 N 、 O などの分子および原子を含むようになる。そこで、熱平衡状態における $T_g=300\text{--}3500\text{ K}$ の空気の粒子組成を計算する。(ii) Boltzmann 方程式解析：上記 (i) で計算した粒子組成と、それぞれの粒子の電子衝突断面積を用いて、二項近似の Boltzmann 方程式解析法により、電界印加時における電子エネルギー分布関数 (Electron Energy Distribution Function; EEDF) $f_0(\epsilon)\epsilon^{\frac{1}{2}}$ を求める。ここで、 T_g の上昇によるエネルギー変換率変化の効果を導入する。同時に、電離係数 α および付着係数 η を求める。(iii) 各ガス温度における臨界電界値：実効電離係数 $\bar{\alpha} = \alpha - \eta$ が 0 以上になると、電子なだれが増幅される可能性があることになる。ここでは、電子なだれが生じる臨界条件として、実効電離係数が 0 となる電界値すなわち臨界電界値 E_{cr} のガス温度依存性を求める。理想的な、解離などの化学反

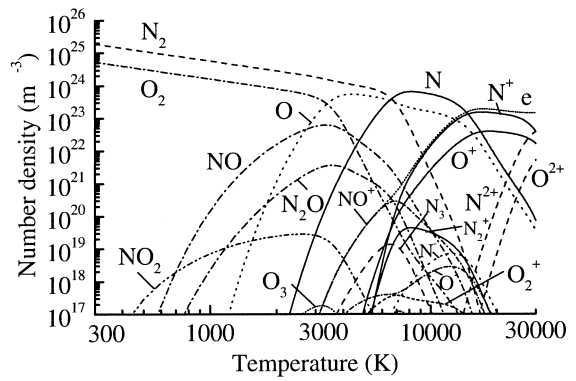


図 1 圧力 0.1 MPa における空気の熱平衡粒子組成のガス温度依存性

Fig. 1. Equilibrium composition of air at a pressure of 0.1 MPa.

応のない単粒子のみから構成される気体では、臨界電界値 E_{cr} は粒子密度 N に比例すると考えられるため、ガス圧力一定条件の下では、 E_{cr} は単にガス温度に反比例すると考えられる。しかし実際には、分子の解離などの影響により構成粒子の組成が変化するため、ガス温度依存性が現れる場合があると考えられる。

3. 高温空気の熱平衡粒子組成の計算

熱平衡状態における高温空気の組成は、文献 (5) と同手法により計算した。計算手法の詳細については同文献に記載してある。本計算において考慮した粒子は N 、 O 、 NO 、 N_2 、 O_2 、 NO_2 、 NO_3 、 N_2O 、 N_2O_3 、 N_2O_4 、 N_2O_5 、 N_3 、 N^+ 、 N^{2+} 、 N^- 、 O^+ 、 O^{2+} 、 O^- 、 NO^+ 、 NO_2^+ 、 N_2^+ 、 N_2^- 、 N_2O^+ 、 O_2^+ 、 O_2^- 、の 26 種の重粒子と、電子 e の計 27 種類である。これらの粒子間に成立する平衡反応に対して、Saha の電離平衡式および Guldberg-Waage の解離平衡式と、気体状態方程式および電荷中性条件式を含む 27 元連立方程式を立てた。これらを Newton-Raphson 法により解くことで粒子組成を求めた。温度範囲は 300–30000 K とした。図 1 に、圧力 0.1 MPa における高温空気の粒子組成の計算結果を示す。ガス温度 300 K においては、空気はほぼ N_2 と O_2 とから構成されているが、ガス温度が高くなるとこれらの一部が熱解離し、 NO 、 N_2O などが生じてくる。ガス温度 1000–3500 K においては、 N_2 、 O_2 、 NO 、 N_2O 、 N および O の 6 粒子が支配的粒子であることがわかる。次節以降では、空気は、各ガス温度でこれらの 6 粒子のみが図 1 に示すような構成比で存在する混合ガスであると考えて、解析を進めていく。

4. 電界印加時における電子エネルギー分布関数

4.1 Boltzmann 方程式 前節で求めた熱平衡粒子組成を用いて、電界印加時における電子エネルギー分布関数 EEDF を求める。ここでの Boltzmann 解析は、局所電界近似 (Local Field Approximation; LFA) に基づいて 0 次元空間、すなわち、すべての物理量が空間的に一様

であると仮定する。この場合, Boltzmann 方程式は空間依存項を無視できる。また, 簡単化のため各粒子は基底状態にあるものとする。さらに電子速度分布関数を電子の速度 v に対して二項近似の球面調和関数展開し, エネルギー ϵ の形で書くと次式が得られる⁽²⁵⁾⁻⁽²⁷⁾。

$$\frac{\partial n(\epsilon)}{\partial t} = -\frac{\partial J_f}{\partial \epsilon} - \frac{\partial J_{el}}{\partial \epsilon} + \frac{\partial J_{inel}}{\partial \epsilon} + \frac{\partial J_{ion}}{\partial \epsilon} + I_{att} \dots \dots \dots (1)$$

$$J_f = \frac{2Ne^2(E/N)^2\epsilon}{3m(2\epsilon/m)^{1/2}\sum_s x_s \sigma_s^m(\epsilon)} \left(\frac{n}{2\epsilon} - \frac{\partial n}{\partial \epsilon} \right) \dots \dots \dots (2)$$

$$J_{el} = -\bar{v} \left[n \left(\frac{kT_g}{2} - \epsilon \right) - kT_g \epsilon \frac{\partial n}{\partial \epsilon} \right] \dots \dots \dots (3)$$

$$\bar{v} = N \left(\frac{2\epsilon}{m} \right)^{1/2} \sum_s x_s \frac{2m}{M_s} \sigma_s^m(\epsilon) \dots \dots \dots (4)$$

$$J_{inel} = \left(\frac{2}{m} \right)^{1/2} \sum_{s,j} N_s^0 \int_{\epsilon}^{\epsilon+\epsilon_{s,j}^{ex}} \epsilon^{1/2} \sigma_{s,j}^{ex}(\epsilon) n(\epsilon) d\epsilon \dots \dots \dots (5)$$

$$J_{ion} = \left(\frac{2}{m} \right)^{1/2} \sum_s N_s^0 \int_{\epsilon}^{\epsilon+\epsilon_s^i} \epsilon^{1/2} \sigma_s^i(\epsilon) n(\epsilon) d\epsilon \dots \dots \dots (6)$$

$$I_{att} = -\left(\frac{2}{m} \right)^{1/2} \sum_s N_s^0 \epsilon^{1/2} \sigma_s^a(\epsilon) n(\epsilon) \dots \dots \dots (7)$$

$$n(\epsilon) = n_e f_0(\epsilon) \epsilon^{1/2} \dots \dots \dots (8)$$

$$\int_0^{\infty} f_0(\epsilon) \epsilon^{1/2} d\epsilon = 1 \dots \dots \dots (9)$$

ここで, ϵ : 電子の運動エネルギー (J), $n(\epsilon)d\epsilon$: エネルギー $\epsilon - \epsilon + d\epsilon$ の電子密度 (m^{-3}), x_s : 粒子 s のモル分率 $= N_s^0/N$, N_s^0 : 基底状態にある粒子 s の数密度 (m^{-3}), m : 電子の質量 (kg), M_s : 粒子 s の質量 (kg), N : 全粒子密度 (m^{-3}), T_g : ガス温度 (K), e : 素電荷 (C), E : 電界強度 (V/m), σ_s^m : 粒子 s の電子衝突運動量交換断面積 (m^2), $\sigma_{s,j}^{ex}$: 粒子 s の励起 j 状態への電子衝突励起断面積 (m^2), σ_s^i : 粒子 s の電子衝突電離断面積 (m^2), σ_s^a : 粒子 s の電子付着断面積 (m^2), \bar{v} : 単位時間当たりの弾性衝突によるエネルギー変換割合 (s^{-1}), $\epsilon_{s,j}^{ex}$: 粒子 s の励起 j 状態へのエネルギー閾値 (J), ϵ_s^i : 粒子 s の電離状態へのエネルギー閾値 (J), $f_0(\epsilon)\epsilon^{1/2}$: 電子エネルギー分布関数 EEDF, n_e : 全電子密度 (m^{-3}) である。さらに, J_f : 電界による電子の加速項 (m^{-3}/s), J_{el} : 弾性衝突によるエネルギー変換項 (m^{-3}/s), J_{inel} : 励起反応によるエネルギー変換項 (m^{-3}/s), J_{ion} : 電離反応によるエネルギー変換項 (m^{-3}/s), I_{att} : 電子付着に伴うエネルギー変換項

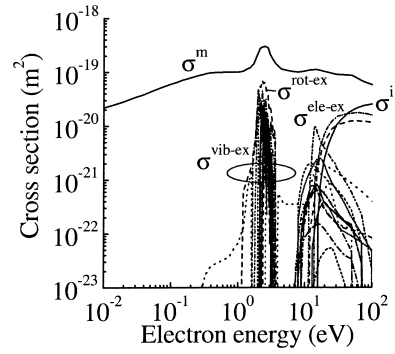


図2 N₂ の電子衝突断面積
Fig. 2. Electron impact cross section in N₂.

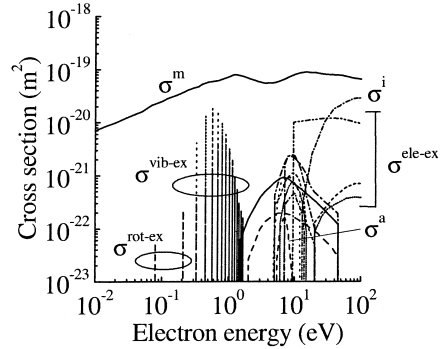


図3 O₂ の電子衝突断面積
Fig. 3. Electron impact cross section in O₂.

($m^{-3}/s/J$)を表している。弾性衝突によるエネルギー変換 J_{el} の計算においては, ガス温度上昇による補正を考慮に入れている⁽²⁵⁾。計算においては, 電子エネルギーの範囲を 0–50 eV ($1 \text{ eV} = 1.602 \times 10^{-19} \text{ J}$) とし, 振動励起まで詳細に考慮できるようにエネルギー刻み $\Delta\epsilon = 0.025 \text{ eV}$ とした。式 (1) を差分化し, 陰解法⁽²⁵⁾⁽²⁶⁾により計算した。時間ステップ Δt を 1.0 ps とし, 定常状態となるまで解いた。

4.2 電子衝突断面積 Boltzmann 方程式を解くことにより EEDF を求めるには, 各粒子の電子衝突断面積が必要となる。図 1 から, ガス温度 1000–3500 K においては N_2 , O_2 , NO , N_2O , N および O の 6 粒子が支配的である。本計算では, これら粒子の電子衝突断面積として文献 (28) のものを用いた。ただし, NO の電子衝突断面積は文献 (29) のものを採用した。例として, 図 2, 図 3 および図 4 に, それぞれ N_2 , O_2 および NO の電子衝突断面積を示す。たとえば N_2 については, 1 種の運動量交換断面積 σ^m , 1 種の回転励起断面積 $\sigma^{\text{rot-ex}}$, 9 種の振動励起断面積 $\sigma^{\text{vib-ex}}$, 13 種の電子励起断面積 $\sigma^{\text{ele-ex}}$ および 1 種の電離断面積 σ^i を考慮している。特徴としては, N_2 の場合 2.0–3.0 eV に大きな振動励起断面積が存在する。一方, O_2 および NO の場合には, 0.3–1.0 eV において振動励起断面積が大きい。また, O_2 には解離性電子付着断面積が存在する。

本計算において考慮した 6 つの粒子とも, それぞれの運

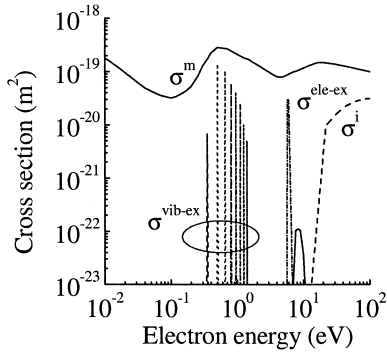


図 4 NO の電子衝突断面積

Fig. 4. Electron impact cross section in NO.

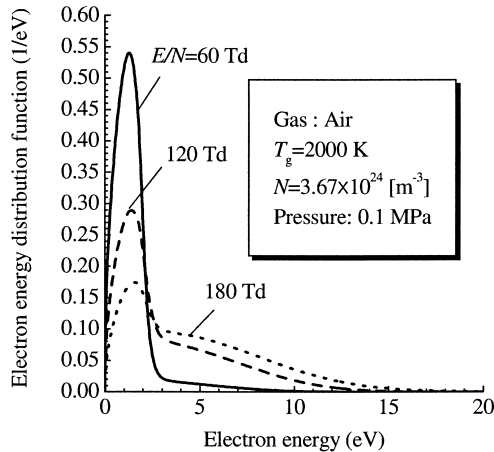


図 5 ガス温度 2000 K における空気中の電子エネルギー分布関数

Fig. 5. Electron energy distribution function at gas temperature of 2000 K.

動量変換断面積は非弾性衝突断面積より十分大きい。したがって、Boltzmann 方程式を二項近似により EEDF を求めてもある程度の妥当性は保たれるものと考えられる⁽³⁰⁾。

4.3 電子エネルギー分布関数の計算結果 図 5 に、圧力 0.1 MPa、ガス温度 $T_g=2000$ K とした場合の EEDF を示す。換算電界 E/N をパラメータにとり、単位として Td ($1 \text{ Td}=1 \times 10^{-21} \text{ Vm}^2$) をとっている。 $E/N=100$ Td の場合、印加電界値 $E=367 \text{ kV/m}$ となる。同図においていずれの E/N においても、EEDF は電子エネルギー ϵ が 2.0–3.0 eV 付近で大きく落ち込んでいる。これは、 N_2 分子の振動励起断面積がこのエネルギー領域で大きく、このエネルギー領域付近の電子がエネルギーを奪われ、より低いエネルギーとなるためである。 E/N を大きくすると、電子が加速され高エネルギー側の電子密度が急激に上昇し、低エネルギー側の電子密度が低下する。

ガス温度の上昇による EEDF への影響を見るために、 $E/N=120$ Td 一定とした状態で、ガス温度 T_g を 1000, 2000, 3000 および 3500 K と変更し、組成も図 1 での構成比として EEDF を計算した。図 6 はその計算結果を示している。この際、ガス温度の増加にともない、粒子密度 N

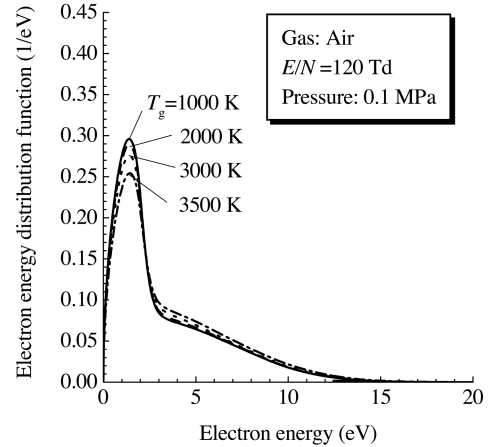


図 6 換算電界 120 Td における空気中の電子エネルギー分布関数

Fig. 6. Electron energy distribution function at reduced electric field strength E/N of 120 Td.

はガス温度に反比例的に減少させて E/N を一定となるようにしている。同図から、ガス温度が 1000–2000 K に変化しても、EEDF はほとんど変化しない。しかし、ガス温度を 3000 K に高くすると高エネルギーの電子が増加している。これは温度を高くすると、図 1 にみられるようにガスの組成が変化することが主な原因である。また、ガス温度が高くなると実効的に電子-重粒子の弾性衝突によるエネルギー損失が低下することが考えられるがその効果は小さく、後で述べる実効衝突電離係数 $\bar{\alpha}$ を劇的に変化させるものではないことを確認している。

4.4 実効衝突電離係数 Townsend の第一実効衝突電離係数 $\bar{\alpha}$ は衝突電離の大きさを示す量として、絶縁破壊現象を検討する上で極めて重要なパラメータの一つである。前節で計算した EEDF を用いて、 $\bar{\alpha}$ を衝突電離係数 α および付着係数 η から次のように計算している。

$$\frac{\bar{\alpha}}{N} = \frac{\alpha - \eta}{N} \dots \dots \dots (10)$$

$$\frac{\alpha}{N} = \frac{1}{v_d} \sum_s \left(\frac{2}{m}\right)^{1/2} \int_0^\infty x_s \sigma_s^i(\epsilon) f_0(\epsilon) \epsilon d\epsilon \dots (11)$$

$$\frac{\eta}{N} = \frac{1}{v_d} \sum_s \left(\frac{2}{m}\right)^{1/2} \int_0^\infty x_s \sigma_s^a(\epsilon) f_0(\epsilon) \epsilon d\epsilon \dots (12)$$

$$v_d = - \left(\frac{2}{m}\right)^{1/2} \left(\frac{eE}{3N}\right) \int_0^\infty \frac{1}{\sum_s x_s \sigma_s^m(\epsilon)} \frac{df_0}{d\epsilon} \epsilon d\epsilon \dots \dots \dots (13)$$

ここで v_d は電子のドリフト速度 (m/s) である。

図 7 は、各ガス温度における換算実効電離係数 $\bar{\alpha}/N$ の換算電界 E/N 依存性である。同図において E/N が小さい場合、 $\bar{\alpha}$ が負となる領域がある。これはおもに、空気に含まれる O_2 の解離性電子付着 ($O_2 + e \rightarrow O + O^-$) に起因

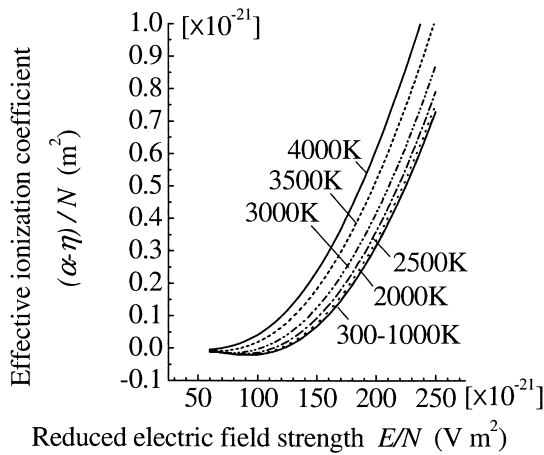


図 7 各ガス温度における換算実効電離係数の換算電界依存性

Fig. 7. Dependence of reduced effective ionization coefficient on reduced electric field strength at different gas temperatures.

している。一般に、 $\bar{\alpha}/N$ - E/N 特性にはほぼ相似則が成り立ち、一本の曲線で表されると考えられる。同図に示すように空気においては、ガス温度が 300–1000 K 程度までは $\bar{\alpha}/N$ - E/N 特性はほぼ一本の曲線で表されている。しかしガス温度が 2000 K 以上になると、 $\bar{\alpha}/N$ がそれより大きくなっており、電子を放出しやすくなっていることがわかる。このような $\bar{\alpha}$ の増加変化は、圧力一定とした条件での絶縁破壊耐力が、ガス温度上昇による全粒子密度 N の減少に起因する低下よりも、さらに低下すること示している。この原因として、(a) ガス温度の増加に伴う電子-重粒子間のエネルギー変換効率の低下、(b) ガス温度の増加に伴う空気の粒子組成の変化、が考えられる。この (a) の効果を確認するために、構成粒子組成を 78.0% N_2 +22.0% O_2 で固定し、ガス温度のみを高くした場合について $\bar{\alpha}/N$ を計算した。その結果、ガス温度 300–4000 K の範囲において、 $\bar{\alpha}/N$ はガス温度にほとんど依存しなかった。一方、ガス温度を 300 K としたままで、粒子組成を図 1 の 3000 K のものに変更した場合、 $\bar{\alpha}/N$ は大きくなった。このことから、図 7 の $\bar{\alpha}/N$ - E/N 曲線のガス温度依存性は、上記 (b) がおもな原因であることが確認できる。すなわち、ガス温度の増加にともない N_2 および O_2 が熱解離し NO が生成される。NO の電離電圧は 9.25 eV であり、これは N_2 の電離電圧 15.58 eV および O_2 の電離電圧 12.07 eV より低い。このため、 $\bar{\alpha}$ がガス温度の上昇とともに増加する。

4.5 臨界電界値のガス温度依存性 実効電離係数 $\bar{\alpha}$ が 0 となる換算電界値を臨界換算電界値 $(E/N)_{cr}$ として各ガス温度に対して求めた。さらに $(E/N)_{cr}$ - T_g の圧力依存性をみるために圧力を 0.1 MPa と 0.5 MPa の二通りとして計算した。図 8 は圧力 0.1 MPa および 0.5 MPa の空気における $(E/N)_{cr}$ のガス温度依存性である。また図 9 は臨界電界 E_{cr} のガス温度依存性である。図 8 から、0.1 MPa の空気の場合、 $(E/N)_{cr}$ はガス温度が 300–1000 K の領域に

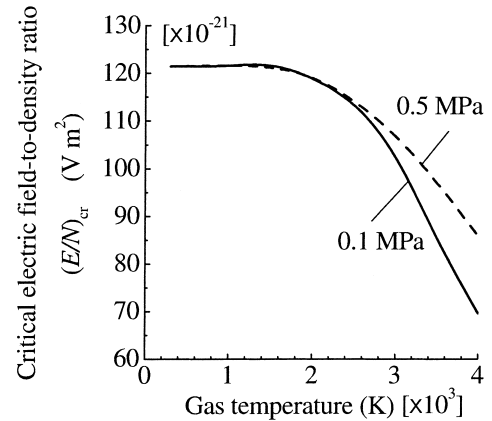


図 8 圧力 0.1 および 0.5 MPa における臨界換算電界 $(E/N)_{cr}$ のガス温度依存性

Fig. 8. Dependence of critical reduced electric field strength $(E/N)_{cr}$ on gas temperature at pressures of 0.1 and 0.5 MPa.

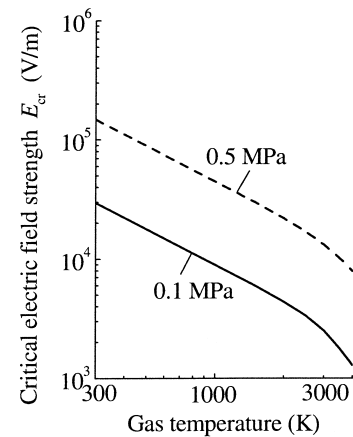


図 9 圧力 0.1 および 0.5 MPa における臨界電界 E_{cr} のガス温度依存性

Fig. 9. Dependence of critical electric field strength E_{cr} on gas temperature at pressures of 0.1 and 0.5 MPa.

おいては約 121.4 Td でガス温度にほとんど依存しない。これは図 9 でみられるように E_{cr} はガス温度に反比例的に低下していくことを示している。しかし、ガス温度が 1500 K 以上になると $(E/N)_{cr}$ はガス温度の上昇とともに低下し始める。ガス温度が 3500 K になると $(E/N)_{cr}$ は約 85.4 Td となり、300 K の場合の約 0.7 倍程度にまで低下している。圧力を 0.5 MPa に高くすると、ガス温度に対する $(E/N)_{cr}$ の低下が緩やかになる。これは圧力を高くすると、質量作用の法則により、 N_2 および O_2 の解離が促進しない方向に反応平衡が移動し NO の密度を低下させ、空気内の NO のモル比率が 0.1 MPa の場合に比較して小さくなったためである。

5. 検 討

5.1 常温における N_2 の電離係数実験値との比較 本計算での手法および電子衝突断面積がどの程度妥当性があ

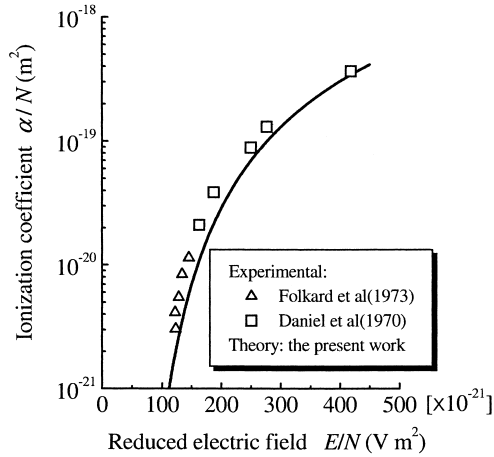


図 10 ガス温度 298 K における N_2 の実効電離係数の比較

Fig. 10. Comparison between calculated and measured results in reduced effective ionization coefficient of N_2 .

るのかを調べるために、まずガス温度 298 K (25 °C) での N_2 の α の実測値^{(21) (31) (32)} と、本手法による常温 100% N_2 の場合の計算結果とを比較した。図 10 は、 α/N - E/N 依存性の計算結果と実測結果の比較を示している。本手法による計算結果は実線で、実測結果は \triangle および \square で示している。同図から、本計算手法での電離係数が実測値より若干小さくなっているが、全般的にほぼ一致しており、使用している衝突断面データおよび本計算に用いた Boltzmann 解析の手法がほぼ妥当であることが確認できる。

5・2 ガス温度 3500 K までの絶縁破壊電圧の実測値との比較 温度 3500 K までの高温空気の絶縁破壊電圧は、Rothhardt らが衝撃波管内で測定している例がある⁽¹³⁾。この測定では衝撃波管を利用しているため、ガス温度を上昇させると質量密度 ρ および圧力 P が共に上昇することになる。この実験での圧力範囲は 0.1–0.5 MPa となっている。また、実測で使用された電界印加用の電極は平等電界電極ではなく、丸棒-丸棒電極に近い形となっている。このため直接絶縁破壊電界の絶対値を比較することは困難であるが、今回は絶縁破壊電圧のガス温度依存性の立場から検討した。まず、測定絶縁破壊電圧 V をその際の質量密度 ρ で割ることにより、 V/ρ を求めた。この V/ρ のガス温度依存性は、今回計算の対象としている $(E/N)_{cr}$ のガス温度依存性に対応している。さらにこの V/ρ を 300 K での値 $(V/\rho)_0$ で規格化したもの $(V/\rho)/(V/\rho)_0$ を、ガス温度依存性の形で整理した。図 11 に Rothhardt らの測定値から換算したものを \square で示す。一方今回の計算においても、求めた $(E/N)_{cr}$ を、300 K での値 $(E/N)_{cr0}$ で規格化したもの $(E/N)_{cr}/(E/N)_{cr0}$ のガス温度依存性を求めた。比較のためこれを図 11 に実線で付記した。同図から $(V/\rho)/(V/\rho)_0$ のガス温度依存性は、今回計算した $(E/N)_{cr}/(E/N)_{cr0}$ のガス依存性とほぼ一致している。このことから今回の計算手法は、ガス温度 300–3500 K における空気の絶縁破壊電

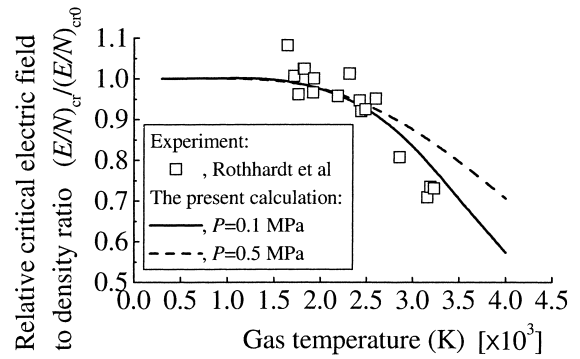


図 11 ガス温度 300–3500 K における絶縁破壊電界の実測値⁽¹³⁾ との比較

Fig. 11. Comparison between calculated and measured results in dielectric strength of air in temperature range of 300–3500 K.

界のガス温度依存性を与える上である程度の妥当性があるものと考えられる。文献 (13) において、ガス温度の上昇に伴う絶縁破壊電圧の低下の一因は NO が存在することであると推察されている。今回の計算により、このことが半定量的に示せたものと考えている。

6. 結 論

空気の実効電離係数 $\bar{\alpha}$ および臨界電界 E_{cr} のガス温度依存性を温度 300–3500 K の間で計算によって求め、以下の知見を得た。

(1) ガス温度が 300–3500 K における空気の絶縁破壊特性のガス温度依存性は、本論文に掲げた手法により、ある程度予測することができる。すなわち、各ガス温度での熱平衡組成を求め、この粒子組成を用いて Boltzmann 方程式を解き、実効電離係数 $\bar{\alpha}$ を求めて臨界電界値 E_{cr} を求める手法である。

(2) 空気の絶縁破壊電界強度は、ガス温度が 1500 K 以上に高くなると、数密度減少による低下よりさらに低くなる。これは温度が 1500 K 以上になると、電離電圧の低い NO 分子が生じてくるためである。

(平成 15 年 2 月 4 日受付, 平成 15 年 6 月 19 日再受付)

文 献

- (1) E. Lewis, A.N. Prasad, and G.R. Jones: "Current zero spectroscopy of a high power SF_6 circuit breaker arc", Proc. 8th Int. Conf. on Gas Discharges and their Applications, pp.31–34 (1985)
- (2) M.T.C. Fang, Q. Zhuang, and X.J. Guo: "Current-zero behavior of an SF_6 gas-blast arc. part II:turbulent flow", *J. Phys. D: Appl. Phys.*, Vol.27, pp.74–83 (1994)
- (3) T. Uchii, K. Iwata, H. Kawano, T. Nakamoto, and K. Suzuki: "Experimental considerations for the dielectric capability of inhomogeneous high temperature SF_6 gas in a gas circuit breaker", *T. IEE Japan*, Vol.121-B, No.8, pp.961–966 (2001-8)
- (4) H.Goshima, H.Shinkai, and M.Yashima: "Lightning impulse breakdown characteristics of high-pressure nitrogen gas under quasi-uniform field gap and under non-uniform field gap with presence of a metallic particle", *T. IEE Japan*, Vol.121-B, No.4, pp.467–474 (2001-4) (in Japanese)

- 五島久司・新開裕行・八島政史：「高気圧窒素ガスの準平等電界ギャップおよび金属異物存在下での雷インパルス絶縁特性」, 電学論 B, **121**, 4, pp.467-474 (2001-4)
- (5) Y. Tanaka, K.C. Paul, and T. Sakuta: "Thermodynamic and transport properties of N₂/O₂ mixtures at different admixture ratios", *T. IEE Japan*, Vol.120-B, No.?, pp.24-30 (2000)
- (6) H. Goshima, H. Shinkai, and H. Fujinami: "Lightning impulse breakdown characteristics of high-pressure CO₂ gas under non-uniform field gap with presence of a metallic particle", Proc. 13th Annual Conf. of Power & Energy Society, IEE Japan, No.437, pp.386-387 (2002) (in Japanese)
- 五島久司・新開裕行・藤波秀雄：「金属異物存在条件下における高気圧 CO₂ ガスの雷インパルス絶縁特性」, 平成 14 年電気学会電力・エネルギー部門大会, No.437, pp.386-387 (2002)
- (7) T. Uchii, T. Shinkai, and K. Suzuki: "Thermal interruption capability of carbon dioxide in a puffer-type circuit breaker utilizing polymer ablation", Proc. IEEE/PES Trans. Distr. Conf. and Exhib. 2002: Asia Pacific, Vol.3, pp.1750-1754 (2002)
- (8) Y. Tanaka and T. Sakuta: "Investigation on plasma-quenching efficiency of various gases using the inductively coupled thermal plasma technique: effect of various gas injection on Ar thermal ICP", *J. Phys. D: Appl. Phys.*, Vol.35, pp.2149-2158 (2002)
- (9) Y. Tanaka and T. Sakuta: "Stable operation region and dynamic behavior of pulse modulated Ar thermal plasma with different gases", *T. IEE Japan*, Vol.122-A, No.5, pp.469-478 (2002-5) (in Japanese)
- 田中康規・作田忠裕：「各種ガス混入大気圧パルス変調 Ar 誘導熱プラズマの安定維持範囲と過渡応答特性」, 電学論 A, **122**, 5, pp.469-478 (2002-5)
- (10) Y. Tanaka and T. Sakuta: "Plasma quenching effect of different environmentally benign gases at atmospheric pressure using ICTP technique", *T. IEE Japan*, Vol.121-B, No.7, pp.837-844 (2001-7) (in Japanese)
- 田中康規・作田忠裕：「大気圧誘導熱プラズマを用いた各種環境適応ガスの熱プラズマ冷却効果の診断」, 電学論 B, **121**, 7, pp.837-844 (2001-7)
- (11) L. Rothhardt, J. Mastovsky, and J. Blaha: "Dielectric strength of SF₆ at elevated temperatures", *J. Phys. D: Appl. Phys.*, Vol.14, pp.L215-L216 (1981)
- (12) L. Rothhardt, J. Mastovsky, and J. Blaha: "Breakdown experiments in diluted SF₆ at elevated temperatures", *J. Phys. D: Appl. Phys.*, Vol.18, pp.L155-L157 (1985)
- (13) L. Rothhardt, J. Mastovsky, G. Jahn, and J. Blaha: "Breakdown experiments in air and nitrogen above 1500 K", *J. Phys. D: Appl. Phys.*, Vol.14, pp.715-721 (1981)
- (14) B. Eliasson and E. Schade: "Electrical breakdown of SF₆ at high temperatures (<2300 K)", Proc. XIIIth Int. Conf. Phenomena in Ionized Gases, pp.409-410, Berlin (1977)
- (15) E. Shade: "Recovery of switching arcs", Proc. XVIIth Int. Conf. Phenomena in Ionized Gases, pp.277-297, Budapest (1985)
- (16) W.R.L. Thomas: "The determination of the total excitation cross section in neon by comparison of theoretical and experimental values of Townsend's primary ionization coefficient", *J. Phys. B: Atom. Molec. Phys.*, Vol.2, pp.551-561 (1969)
- (17) T. Taniguchi, H. Tagashira, and Y. Sakai: "Boltzmann equation analysis of the electron swarm development in nitrogen", *J. Phys. D: Appl. Phys.*, Vol.11, pp.1757-1768 (1978)
- (18) H. Tagashira, Y. Sakai, and S. Sakamoto: "The development of electron avalanches in argon at high E/N values: II. Boltzmann equation analysis", *J. Phys. D: Appl. Phys.*, Vol.10, pp.1051-1063 (1977)
- (19) M. Kurihara, Z.L. Petrovic, and T. Makabe: "Transport coefficients and scattering cross-sections for plasma modelling in CF₄-Ar mixtures: a swarm analysis", *J. Phys. D: Appl. Phys.*, Vol.33, pp.2146-2153 (2000)
- (20) A.V. Phelps and R.J. Van Brunt: "Electron-transport, ionization, attachment, and dissociation coefficients in SF₆ and its mixtures", *J. Appl. Phys.*, Vol.64, pp.4269-4277 (1988)
- (21) H. Itoh, M. Shimoizuma, and H. Tagashira: "Boltzmann equation analysis of the electron swarm development in SF₆ and nitrogen mixtures", *J. Phys. D: Appl. Phys.*, Vol.13, pp.1201-1209 (1980)
- (22) S. Okabe, M. Chiba, and T. Kono: "Calculation method of flashover voltage of gas mixtures", *T. IEE Japan*, Vol.103-B, No.8, pp.507-514 (1983-8) (in Japanese)
- 岡部成光・千葉政邦・河野照哉：「混合ガスのフラッシュオーバー電圧の計算法について」, 電学論 B, **103**, 8, pp.507-514 (1983-8)
- (23) J.D. Yan, M.T.C. Fang, and Q.S. Liu: "Dielectric breakdown of a residual SF₆ plasma at 3000 K under diatomic equilibrium", *IEEE Trans. DEI*, Vol.4, pp.114-119 (1997)
- (24) G.J. Cliteur, Y. Hayashi, E. Haginomori, and K. Suzuki: "Calculation of the uniform breakdown field strength of SF₆ gas", *IEEE Trans. DEI*, Vol.5, pp.843-849 (1998)
- (25) S.D. Rockwood: "Elastic and inelastic cross sections for electron-Hg scattering from Hg transport data", *Phys. Rev. A*, Vol.8, pp.2348-2358 (1973)
- (26) C.J. Elliott and A.E. Greene: "Electron energy distributions in e-beam generated Xe and Ar plasmas", *J. Appl. Phys.*, Vol.47, pp.2946-2953 (1976)
- (27) W.L. Morgan and B.M. Penetrante: "ELENDF: a time-dependent Boltzmann solver for partially ionized plasmas", *Computer Phys. Comm.*, Vol.58, pp.127-152 (1990)
- (28) W.L. Morgan: "A humid air chemistry", Kinema Research & Software, <http://www.kinema.com/>
- (29) A.V. Phelps: "Electron impact cross section", JILA, Los Alamos, <ftp://jila.colorado.edu/> (1994)
- (30) IEE Japan: Handbook for discharges, Vol.I, p.98 (1998) (in Japanese)
- 電気学会編：放電ハンドブック, 上巻, p.98 (1998)
- (31) T.N. Daniel and F.M. Harris: "The spatial growth of ionization currents in nitrogen at voltages up to 500 kV", *J. Phys. B: Atom. Molec. Phys.*, Vol.3, pp.363-368 (1970)
- (32) M.A. Folkard and S.C. Haydon: "Experimental investigations of ionization growth in nitrogen. I", *J. Phys. B: Atom. Molec. Phys.*, Vol.6, pp.214-226 (1973)

田中康規 (正員) 1970年生。1997年4月～1998年3月日本学術振興会特別研究員 DC。1998年3月名古屋大学大学院工学研究科博士課程後期課程修了。同年4月金沢大学工学部助手。2002年8月同大学助教。工学博士。主として、大電流アーク遮断現象、熱プラズマ基礎現象、診断・応用に関する研究に従事。



作田忠裕 1950年生。1980年3月名古屋大学大学院工学研究科博士課程後期課程修了。同年4月同大学工学部助手。1988年金沢大学工学部助教授。1990年同大学教授。2003年1月逝去。工学博士。生前、高気圧熱プラズマ・アーク診断、応用に関する研究に従事。



渋谷正豊 (正員) 1945年生。1968年関東学院大学工学部二部電気工学科卒業。1964年(財)超高压電力研究所入所。1977年(財)電力中央研究所入所。1983-1984年名古屋大学受託研究員。1997年7月-2000年3月超電導発電関連機器・材料技術研究組合。主として、大電流アーク現象・応用技術、有害物処理および超電導機器・材料に関する研究に従事。1995年論文賞。1999年進歩賞。低温学会、廃棄物学会会員。



(本論文は既に平成 15 年 11 月号論文誌 B に掲載されたものですが、印刷の際に大きな間違いがありましたので再掲載いたしました。関係各位にご迷惑をおかけいたしましたことを深くお詫び申し上げます。: 会誌編修課)