

大気圧 N₂ ガス中インパルス状過渡アークの 一次元反応論的非平衡モデル

正員 田中 康規 (金沢大学)

正員 作田 忠裕 (金沢大学)

One-Dimensional Non-Chemical Equilibrium Dynamic Modelling of an Impulse Arc in N₂ Gas at Atmospheric Pressure

Yasunori Tanaka, Member, Tadahiro Sakuta, Member (Kanazawa University)

A time-dependent one-dimensional model was newly developed for simulating behaviour of a pulsed discharge for electric currents of around 100 A in atmospheric pressure N₂ gas. In the model, simultaneous equations including mass, momentum and energy conservation equations were solved considering the Ohm's and Ampere's laws and equation of state. Eighteen elementary reactions in a N₂ plasma were taken into account in the calculation of non-chemical equilibrium composition. Time variations in radial distributions of radial flow velocity, temperature and pressure in the discharge were derived. Furthermore, spectroscopic measurements of N spectral line and continuous spectrum were made to experimentally obtain transient temperature variation in an impulse arc. The temperature calculated by the developed model was found to be in good agreement with that obtained by the measurement.

キーワード：インパルスアーク，熱流体モデル，反応速度，温度，圧力

1. ま え が き

大気圧中で発生する過渡アークは，例えば，送配電線における雷事故発生時の故障点，ギャップスイッチ間あるいは保護用ギャップ間などに見ることができる。雷放電や近年注目を集めている大気圧パルスプラズマもこのような過渡アークの一種と考えられる。上記の過渡アークの特徴としては，(1)アーク内を流れる電流の波頭長が数から数十マイクロ秒オーダであり非常に速い現象である，(2)大気圧中で生じるため，アーク発生当初は数MPa程度の高気圧状態になっている可能性がある⁽¹⁾，(3)放電直後は比較的狭い放電路に電流が流れ局所的にエネルギーが注入されるため，そこでは高温状態になっている，などが挙げられる。このような高気圧過渡アークのモデリングは，過渡アーク自身の性質を把握するためだけでなく，過渡アーク消弧後の残留電子・イオンの消滅時間などを把握する上でも極めて重要である。このようなモデリングは電流が数十kAに達する雷放電路の物理状態へも応用できる可能性がある。

これまでにもこのような過渡アークの半径，温度などの物理パラメータを解明する目的で多くのモデルが提案されてきた^{(2)–(5)}。その多くは各反応の速度が極めて大きいとして局所熱平衡状態を仮定しさらに流体を単純化して扱っ

たものであり，過渡アーク発生時における圧力伝搬，温度変化および密度変化は詳細に解明されていないのが現状である。

本論文では，そのような故障点アークおよび雷放電路の熱力学的・電気的パラメータ解明への基礎的な足がかりとして，まず100 Aオーダの大気圧N₂ガスインパルス状アークを対象として，一次元時間依存型圧縮性電磁熱流体方程式を解くことにより，インパルス状アークの温度，圧力および膨張速度などを解析している。さらにここでは新しく，インパルス状アークのような速い現象においては反応論的に非平衡状態になっていると考え，反応速度を考慮して各粒子密度の変化の解析を同時に行っている。これにより，非平衡状態時の電離度，解離度を検討できる。解析にはローレンツ力による収縮およびプラズマ内部圧力上昇による膨張反力をも取り入れている。

さらに，本シミュレーション結果の妥当性を検討するため，実際に実験室においてインパルス状アークの分光観測を行い，連続スペクトルとN原子線スペクトルとの放射強度比からインパルス状アークの温度を算定している。この実測した温度と，ここで提案したモデルでの温度の計算結果とを比較し，両者がほぼ一致することを示す。

2. インパルス状アークの反応論的非平衡モデル

(2.1) アークプラズマのモデリング 本研究においては純粋 N_2 ガス中のインパルス状アークプラズマを対象とし、さらに簡単化のため次のような条件を仮定している：(1) 放電前の雰囲気圧力は大気圧(0.1 MPa)である。(2) 電子および各粒子の速度分布はMaxwell分布であり、かつ電子温度、ガス温度および励起温度など全ての粒子の温度は等しい、すなわち一温度モデルで記述する。これは電界が小さいアーク内では、圧力0.1MPaの場合、電子-重粒子間のエネルギー緩和時間が数十nsオーダーになることから今回の対象に対する計算においてはこの仮定を用いた。(3) アークプラズマは円筒対称であり、(4) プラズマの円筒対称軸方向の流れを無視する。(5) 光吸収を無視する。これは今回対象としている電流が100 A程度であり、光放射が温度分布へ与える影響が小さいと判断して、簡単化のためこの仮定を採用した。(6) 乱流の効果、粘性摩擦による発熱および熱拡散、および粒子濃度勾配による拡散の効果は無視する。(7) 電界は軸方向、磁界は周回方向にのみ存在する。(8) N_2 プラズマの構成要素として、 N_2 、 N_2^+ 、 N 、 N^+ および e^- の計5種のみ存在する。

(2.2) 基礎方程式 本計算において対象とする軸対称インパルス状アークの挙動については、以下の時間依存型一次元モデルにより記述できると仮定した：

粒子 j の質量保存式：

$$\frac{\partial}{\partial t}(m_j n_j) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r v m_j n_j) = R_j \quad \dots\dots\dots (1)$$

運動量保存式：

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho v)}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial(r v \rho v)}{\partial r} \\ = -\frac{\partial p}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(2r \eta \frac{\partial v}{\partial r} \right) - 2\eta \frac{v}{r^2} + F_r \quad \dots\dots (2) \end{aligned}$$

エネルギー保存式：

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left[\rho \left(\phi + \frac{v^2}{2} \right) \right] + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r v \rho \left(h + \frac{v^2}{2} \right) \right] \\ = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\kappa}{C_p} \frac{\partial h}{\partial r} \right) + P_{in} - P_{rad} \quad \dots\dots\dots (3) \end{aligned}$$

電荷中性条件式：

$$n_{e^-} = n_{N_2^+} + n_{N^+} \quad \dots\dots\dots (4)$$

オーム則：

$$E_z = \frac{I}{\int_0^\infty 2\pi \sigma r dr} \quad \dots\dots\dots (5)$$

$$J_z = \sigma E_z \quad \dots\dots\dots (6)$$

Lorentz 力：

$$F_r = -J_z \times \mu_0 H_\theta \quad \dots\dots\dots (7)$$

アンペール則：

$$H_\theta = \frac{1}{r} \int_0^r J_z \xi d\xi \quad \dots\dots\dots (8)$$

質量密度：

$$\rho = \sum_j m_j n_j \quad \dots\dots\dots (9)$$

入力パワー：

$$P_{in} = \sigma E_z^2 \quad \dots\dots\dots (10)$$

状態方程式：

$$p = \sum_j n_j k T \quad \dots\dots\dots (11)$$

ここで t : 時間 (s), r : 中心から半径方向への距離 (m), v : 半径方向の流速 (m/s), m_j : 粒子 j の質量 (kg), n_j : 粒子 j の数密度 (m^{-3}), R_j : 粒子 j の単位時間、単位体積あたりの生成率 ($kg/(m^3 \cdot s)$), ρ : 質量密度 (kg/m^3), p : 圧力 (Pa), η : 層流粘性係数 (Pa·s), F_r : r 方向のローレンツ力 (N/m^3), μ_0 : 真空中の透磁率 ($=4\pi \times 10^{-7}$ H/m), h : エンタルピー (J/kg), ϕ : 内部エネルギー (J/kg), κ : 熱伝導率 ($W/(m \cdot K)$), C_p : 定圧比熱 (J/(kg·K)), P_{in} : 入力パワー (W/m^3), P_{rad} : 放射損失 (W/m^3), E_z : 軸方向の電界強度 (V/m), σ : 導電率 (S/m), J_z : 電流密度 (A/m^2), H_θ : 周回方向の磁界強度 (A/m), T : 温度 (K), I : 電流瞬時値 (A), k : Boltzmann 定数 ($=1.38 \times 10^{-23}$ J/K) である。

式(1)が反応速度を考慮した粒子密度の時間変化を追隨する項であり、反応速度が極めて大きいと仮定した局所熱平衡モデルからのずれが表現できる、いわゆる反応論的非平衡モデルである。

(2.3) 反応および反応速度定数 本計算においては5種の粒子を考慮している。これらの粒子間に生じる反応について、反応定数がわかっており⁽⁶⁾、計算に組み込むことのできるものを表1に示す。これらの反応の反応速度定数 α^f はほぼ次の形で表現できる。

$$\alpha^f = a_1 T^{a_2} \exp\left(-\frac{a_3}{T}\right) \quad \dots\dots\dots (12)$$

ここで、 a_1 、 a_2 および a_3 は定数である。各反応に対するこれらの値についてはDunn⁽⁶⁾が実測により概算しており、表1に付記した。これらの逆反応の反応速度定数 α^r については、 α^r と α^f との次の関係式⁽⁷⁾から求めた。

$$\alpha^r = K(T) \alpha^f, \quad \dots\dots\dots (13)$$

ここで、 $K(T)$ は平衡定数である。平衡定数 $K(T)$ については次のように分配関数 Z と反応熱 ψ_{react} とから計算した。例えば、表1の第1番の N_2 分子の衝突解離反応に対しては、

$$K(T) = \left(\frac{h_p^2 m_{N_2}}{2\pi m_{N_2} m_N k T} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{Z_{N_2}}{Z_N^2} \exp\left(\frac{\psi_{react1}}{k T}\right) \quad (14)$$

である。ここで ψ_{react1} はこの反応の反応熱 (J), h_p は Planck 定数 ($=6.63 \times 10^{-34}$ J·s) である。

表1 N₂プラズマ中の反応, 反応定数および反応熱

Table 1. Reactions in a N₂ plasma

番号	反応	α_1	α_2	α_3 (K)	反応熱 (eV)
1	N ₂ + N ₂ → 2N + N ₂	4.98 × 10 ⁻⁹	-1.5	113260	9.759
2	N ₂ + N → 2N + N	2.49 × 10 ⁻⁸	-1.5	113260	9.759
3	N ₂ ⁺ + N → N ₂ + N ⁺	1.30 × 10 ⁻¹⁹	0.5	0	-1.047
4	N ₂ ⁺ + e → 2N	2.49 × 10 ⁻⁸	-1.5	0	-5.821
5	N ⁺ + e + e → N + e	2.29 × 10 ⁻²⁰	-4.5	0	-14.534
6	N ₂ ⁺ + N ₂ + e → N ₂ + N ₂	6.07 × 10 ⁻³⁴	-2.5	0	-15.580
7	N ₂ ⁺ + N + e → N ₂ + N	1.66 × 10 ⁻³⁵	-2.5	0	-15.580
8	N ⁺ + N ₂ + e → N + N ₂	6.07 × 10 ⁻³⁴	-2.5	0	-14.534
9	N ⁺ + N + e → N + N	1.66 × 10 ⁻³⁵	-2.5	0	-14.534

(2.4) 生成速度 粒子 j が単位時間, 単位体積あたりに生成される質量すなわち生成速度 R_j は一般に次の式で書ける。

$$R_j = m_j \sum_{l=1}^L (\beta''_{j\ell} - \beta'_{j\ell}) \alpha_\ell^{\beta_l} \prod_{i=1}^N n_i^{\beta_{i\ell}} \dots \dots \dots (15)$$

ここで, $\beta''_{j\ell}$, $\beta'_{j\ell}$ は反応 ℓ における粒子 j の反応物または生成物の化学量論係数, α_ℓ は反応 ℓ の反応速度定数, L は考慮する反応の数, N は考慮する粒子の数である。例えば, N₂ に対する生成速度は表 1 に記載した全ての反応を考慮すると以下ようになる。

$$\begin{aligned} R_{N_2} = & m_{N_2} (-\alpha_1^f n_{N_2}^2 + \alpha_1^r n_{N_2}^2 n_{N_2} - \alpha_2^f n_{N_2} n_{N_2} \\ & + \alpha_2^r n_{N_2}^3 + \alpha_3^f n_{N_2}^+ n_{N_2} - \alpha_3^r n_{N_2} n_{N_2}^+ \\ & + \alpha_6^f n_{N_2}^+ n_{N_2} n_e - \alpha_6^r n_{N_2}^2 \\ & + \alpha_7^f n_{N_2}^+ n_{N_2} n_e - \alpha_7^r n_{N_2} n_{N_2}) \dots \dots \dots (16) \end{aligned}$$

ここで, α_i^f および α_i^r は, それぞれ正反応および逆反応の反応定数であり, 下付の添え字は表 1 における式番号を表す。

(2.5) N₂ プラズマの熱力学・輸送特性および放射損失 本論文で取り扱うインパルス状過渡アークにおいては, 反応平衡が成り立っていないと考えられる。この場合, 厳密には各時間ステップごとに得られた粒子組成を用いて熱力学・輸送特性および放射パワーを計算する必要がある。しかし, 本報ではまず複雑さを避けるため, 熱力学・輸送特性として, Chapman-Enskog 法の第一次近似で求めた熱平衡状態のものを温度にのみ依存する量とみなして用いた。したがって, 粒子密度の生成, 消滅に関わる反応論的な粒子組成の非平衡性に特に着目していることになり, 温度平衡に達してからの反応平衡になるまでの遅れ時間などが検討できる。本計算には 0.1 MPa の N₂ ガスに対する熱力学・輸送特性値を用いた。ただし質量密度 ρ については, 各計算ステップごとに式 (9) から逐次求めた。放射損失 P_{rad} については, 原子・イオン線スペクトル放射と連続スペクトル放射とを考慮し, 圧力依存性も考慮した。

(2.6) 解析空間, 境界条件および計算手法 解析空間として, $R=40$ mm の円柱空間を考慮した。これらを半径方向に 290 点非等分割し, 分割区間にスタッガードグリッドを

採用した。式 (1) から (3) の差分化はコントロールボリューム法により行った。

境界条件としては, $R=40$ mm においては自由流出とした。プラズマ中心軸上では全ての物理量の r に対する微分項が 0 になるように設定するとともに, 半径方向速度成分については $v=0$ とした。

(2.7) 計算手法 本計算においては, 次のようにして式 (1) から式 (11) からなる連立方程式を解いた。(i) 初期圧力分布, 速度分布および温度分布を与える。(ii) 運動方程式 (2) を解いて v を求める。(iii) この v を用いて, エネルギー方程式 (3) を解き, 温度 T を求める。(iv) さらに v を用いて, 粒子 j の質量保存方程式 (1) を解き, 各粒子の密度 n_j を求める。(v) 求めた各粒子の密度 n_j から式 (9) により, 新しくガス全体の質量密度 ρ を求める。(vi) 求めた T および n_j とから状態方程式 (11) を用いて圧力 p を求める。(vii) 再び手順 (ii) に戻る。時間刻みについては $\Delta t = 1.0 \times 10^{-9} \text{s} = 1.0 \text{ ns}$ としている。計算は, 圧力伝搬が $R=40$ mm に達する時点まで行っている。

(2.8) 初期値

(2.8.1) 閉空間内一定体積 N₂ ガスの温度増加にともなう圧力上昇 インパルス状アークが発生した瞬間では, 極めて早い時間内にしかも狭い領域にエネルギーが注入されるため, その領域では 1 気圧以上の高圧状態になっていると考えられる。この状態を模擬するため, 閉空間内一定体積の N₂ ガスにエネルギーが注入され温度が上昇し, それにともなって圧力も上昇している状態を考える。このような状態がインパルスアークの初期段階で発生していると仮定し, 温度増加に対する N₂ プラズマの圧力上昇を計算した。温度が変化しても質量が保存されるという条件のもと, Guldberg-Waage の式 (分子の解離反応), Saha の式および電荷中性条件式を解いて粒子組成および圧力上昇を計算した。図 1 に圧力上昇の計算結果を示す。同図において, 破線は N₂ の解離・電離反応を考慮しない, いわゆる理想気体の状態方程式に伴う圧力上昇であり, 他方実線はそれらを考慮した場合のものである。同図において, 温度 300 K の場合は大気圧 0.1 MPa であり, 温度の上昇とともに圧力も比例的に大きくなっていく。温度 7500 K より大きい領域において, 実線が破線よりも大きくなっている。これは N₂ が

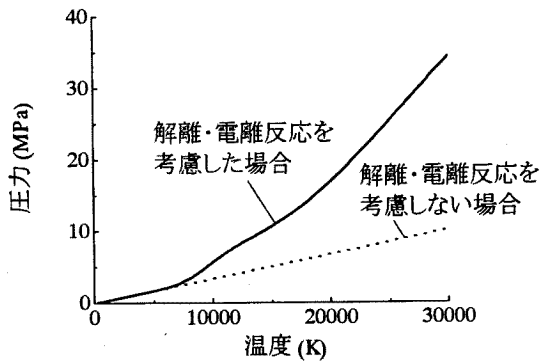


図1 閉空間一定体積のN₂ガスの温度上昇にともなう圧力上昇

Fig. 1. Pressure rise in N₂ plasma under the condition of mass conservation.

解離し、粒子数が増すため圧力が上昇することを示している。さらに温度を上昇させる電離により粒子数が増加するため圧力上昇度が増し、温度 $T=30\,000\text{ K}$ では圧力 $p=34\text{ MPa}$ にまで達する。この計算結果を用いて初期圧力分布を次節のように与える。

(2・8・2) 初期温度、圧力および速度分布 インパルスアークが発生した直後 $t=0$ における温度分布は測定例もほとんどなく明らかでない。そこで本計算においては、初期温度分布形状を次の二次関数で表せると仮定した。

$$T(r, t = 0) = \max \left[T_0 - \left(\frac{T_0 - 300}{r^2} \right) r^2, 300 \right] \quad (17)$$

ここでは $T_0=5000\text{ K}$, $r'=2\text{ mm}$ とした。さらに $T_0=10000, 6000, 4000\text{ K}$, $r'=1, 2.5, 5\text{ mm}$ に変更した場合についても本論文で掲げるモデルによりインパルス状アークの挙動を計算したが、 $t > 2\mu\text{s}$ の範囲においては温度、圧力などの物理量はいずれの場合においてもほぼ同様なることを確認できた。すなわち、初期温度分布が本計算結果に与える影響は小さいものと推測できる。初期圧力分布については、与えた初期温度分布から図1を用いて与えた。速度 v については全て 0 m/s とした。

(2・9) インパルス電流波形 ここではインパルス電流波形の例として図2に示すインパルス波形を選んだ。この波形は後述する実験におけるインパルス波形の近似式であり、別途実測と比較するためにこの波形を選んだ。実際の計算においては、この波形に対して次のような式を用いて近似した。

$$i = \Gamma(\epsilon^{-\zeta_1 t} - \epsilon^{-\zeta_2 t}) \dots \dots \dots (18)$$

ここで、 ϵ は自然対数の底、 $\Gamma=79.7\text{ A}$, $\zeta_1=2.71 \times 10^4\text{ s}^{-1}$, $\zeta_2=3.36 \times 10^6\text{ s}^{-1}$ である。図中細い実線が計算に用いた波形であり、太い線が後で述べる実験で得られた波形である。ここでは、式(18)の性質を有する電流源がアークに直列に接続され、強制的に電流を供給されていると仮定して計算する。

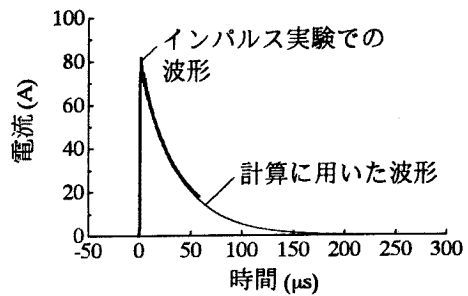


図2 インパルス電流波形

Fig. 2. Impulse current.

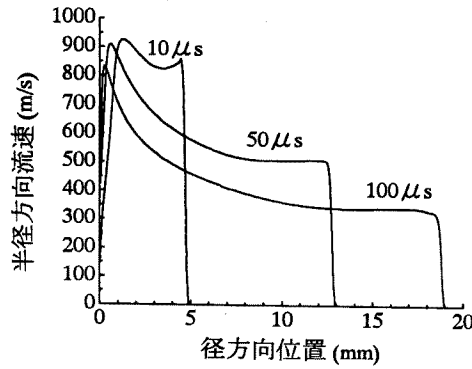
3. 計算結果

図3(a),(b)および(c)に、半径方向の流速、温度および圧力の半径方向分布の時間的推移を、 $r=0-20\text{ mm}$ の範囲で示す。同図(a)から、電流が流れ始めてから $t=10\mu\text{s}$ で $r < 5\text{ mm}$ の範囲で流速が 800 m/s 以上に達しており、径方向に高速に広がろうとしていることがわかる。これにより、 $t=100\mu\text{s}$ では約 19 mm の半径位置まで急速に高温・高圧プラズマ流体が膨張している。この $r=19\text{ mm}$ 付近の位置では径方向速度を有する流体と、まだ擾乱が達せず静止している周囲気体との間にはっきりとした境界が生じており、衝撃波が発生していることが確認できる。このように衝撃波が計算できるのも本モデルの特徴の一つである。このように 1000 m/s 程度の衝撃波が発生することは赤崎氏らも実測している⁽⁶⁾。

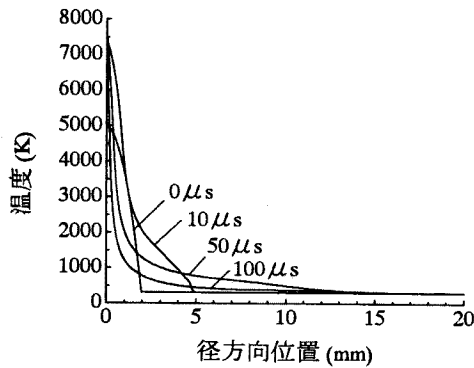
同図(b)では、 $t=0\mu\text{s}$ においては初期状態として放物型の温度分布を呈していたのが、 $t=10\mu\text{s}$ では 300 K 以上の領域が $r=5\text{ mm}$ にまで到達している。一方、中心温度はジュールエネルギーの注入により上昇しており約 7500 K に達している。さらに時間が経過し、 $t=50\mu\text{s}$ になると温度約 300 K 以上の領域が $r=14\text{ mm}$ 付近にまで伝搬している。しかし、中心付近の温度分布は、逆に径方向に縮まる方向に変化している。これは外径方向への対流によって熱が伝搬されると同時に電流によるジュール熱が中心付近にのみ生じているためである。このように温度分布の時々刻々の変化は径方向への対流損失とジュール入力との兼ね合いによって決定されている。なお、この時間範囲では熱伝導による損失は相対的に小さい。

同図(c)は圧力分布変化である。プラズマの温度上昇とともに圧力も上昇しており、温度分布の変化とほぼ同様の推移を示している。放電中心付近においては 2.5 MPa にも達している。このようにインパルス状アークにおいては瞬間的に圧力が数十気圧になりうることも、本モデルにより予想できた。このように放電路内部圧力が数十気圧になることは文献(1)においても実験的報告例がある。

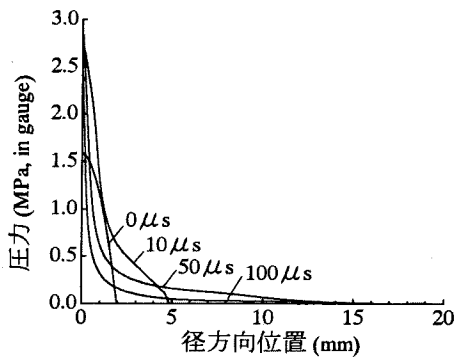
図4は、 $t=50\mu\text{s}$ における粒子組成の半径方向分布である。図から N_2 がおもに中心付近において解離して N が生



(a) 半径方向の流速
(a) Radial flow velocity



(b) 温度
(b) Temperature



(c) 圧力
(c) Pressure

図3 径方向の流速、温度および圧力の半径方向分布

Fig. 3. Time variations in radial distributions of radial flow velocity, temperature and pressure in an impulse atmospheric N₂ arc.

じ、それが対流によって $r=13$ mm 付近まで運ばれてきている。この位置まで電子の密度 10^{18} m^{-3} まで大きくなっている。

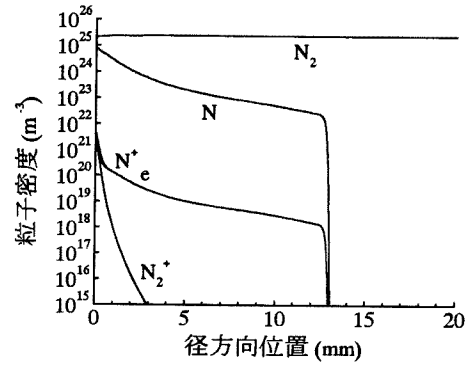


図4 時刻 $t=50 \mu\text{s}$ における粒子密度の半径方向分布

Fig. 4. Radial distribution of particle composition in an impulse N₂ arc at $t=50 \mu\text{s}$.

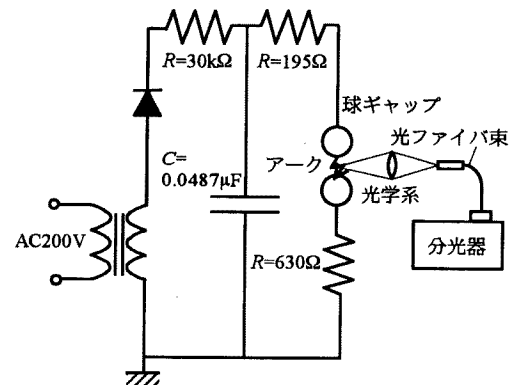


図5 インパルス発生回路

Fig. 5. Impulse generating circuit.

4. インパルス状アークを用いたスペクトル観測

〈4・1〉 インパルス発生回路およびスペクトル観測装置ここで構築したモデルの妥当性を検証するために実験室内においてインパルス状アークを実際に発生させ、アークからの放射スペクトル観測を行い、この分光データをもとにアークプラズマの温度を評価した。

図5にインパルス発生回路を示す。回路はコンデンサ、抵抗および球ギャップの直列回路からなっている。コンデンサ C を直流充電し、それを球ギャップ間で自然破壊させることによりインパルスアークを発生させている。ギャップ間隔は 10 mm である。ギャップ間中央部のインパルスアークからの発光をレンズおよび光ファイバ束により分光器に導いている。分光器の結像面にさらに光ファイバ束を二つ並べ、そのファイバ別端に光電子増倍管を取り付けることにより、相異なる二つの波長におけるスペクトル放射強度の時間変化を同時に測定できるようにしている。ここでは本装置により波長 746 nm における N スペクトル放射強度 I_{N746} と波長 661 nm における連続スペクトル放射強度 $I_{\text{cont}661}$ とを同

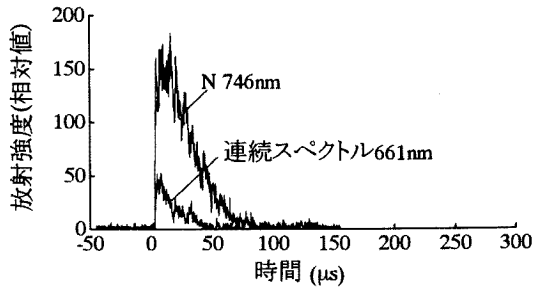


図6 Nおよび連続スペクトル放射強度波形

Fig. 6. Waveforms of radiation intensities of N spectral line at 746 nm and continuous spectra at 661 nm

時に測定している。本装置の測定波長幅 $\Delta\lambda$ は1.0 nmである。これらのデータはサンプリング時間50 nsのデジタイザを介しパソコンに保存される。

〈4.2〉 インパルス状アーク温度の時間変化

〈4.2.1〉 Nおよび連続スペクトル放射強度波形 図6に、二つのスペクトル放射強度の測定例を示す。Nおよび連続スペクトル放射強度は両者とも立ち上がりにおいて極めて急激に上昇している。その後、電流の減少とともに発光強度も急速に減衰している。別途、マルチチャンネルディテクタを用いてスペクトル観測を行ったが、この電流値では電極蒸気からのものはほとんど観測されなかった。したがって、この実験におけるアークには電極材料の混入はほとんどないといってよい。ここではこれらの二つのスペクトル放射強度比を用いて、局所熱平衡を仮定した場合のアーク温度を次節のようにして求めた。

〈4.2.2〉 連続スペクトルおよびNスペクトルの放射係数比 古典論によれば温度 T の気体から波長域 $\lambda \pm \Delta\lambda$ に放射される連続スペクトルの放射係数 ϵ_{cont} ($W/(m^3 \cdot sr)$)は次のように書ける⁽⁹⁾。

$$\epsilon_{cont} = \frac{1}{(4\pi\epsilon_0)^3} \frac{16\pi e^6 n_e^2}{3c^3(6\pi m_e^3 kT)^{1/2}} \frac{c\Delta\lambda}{\lambda^2} \dots\dots (19)$$

ここで、 ϵ_0 は真空中の誘電率($=8.85 \times 10^{-12}$ F/m)、 c は光速($=3.00 \times 10^8$ m/s)、 e は素電荷($=1.60 \times 10^{-19}$ C)である。一方、熱平衡状態におけるNスペクトル放射係数 ϵ_N ($W/(m^3 \cdot sr)$)は次式で表せる。

$$\epsilon_N = \frac{n_N}{4\pi Z_N} \frac{h_p c}{\lambda} g A \exp\left(-\frac{\psi}{kT}\right) \dots\dots (20)$$

ψ は上準位エネルギー(J)、 g は上順位エネルギーレベルの縮態度、 A は遷移確率(s^{-1})である。これらをそれぞれ波長661および746 nmのものに対して計算し、その比 $\epsilon_{N746}/\epsilon_{cont661}$ を温度 T に対して求めた。ここで、 n_e および n_N については熱平衡組成値を用いた。その結果が図7である。この図は圧力2.5 MPaのものである。同図において放射係数比 $\epsilon_{N746}/\epsilon_{cont661}$ は、温度が5000 Kから9000 K

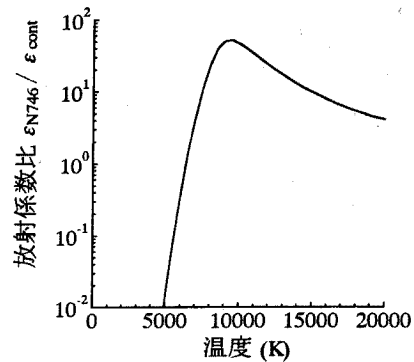


図7 圧力2.5 MPaにおける放射係数比 $\epsilon_{N746}/\epsilon_{cont661}$ の温度依存性

Fig. 7. Temperature dependence of ratio of emission coefficients $\epsilon_{N746}/\epsilon_{cont661}$ at a pressure of 2.5 MPa.

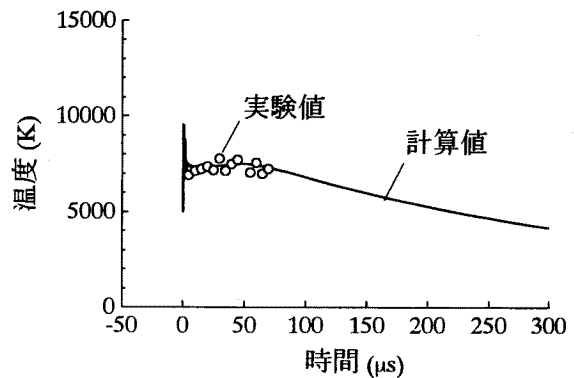


図8 気中インパルスアークの中心温度変化

Fig. 8. Temperature variation at the center of an impulse arc.

まで変化すると急激に大きくなる。温度が9000 Kを越えると放射係数比 $\epsilon_{N746}/\epsilon_{cont661}$ は減少していく。温度変化の算定は同図すなわち圧力2.5 MPaの放射係数比を用いて行う。この理由は前節のモデル計算においてアーク中心付近の圧力が2.5 MPa程度に計算されているためである。

〈4.2.3〉 温度変化 前節で理論的に求めた放射係数比 $\epsilon_{N746}/\epsilon_{cont661}$ の温度依存性と、実験から得られた放射強度比 $I_{N746}/I_{cont661}$ とを比較することにより温度を求めた。図8に、その結果を○で示す。同図に示すように、時間域 $5 < t < 75 \mu s$ において中心温度は約7500 Kであり、大きな変動はない。その後、電流値の低下にともない中心温度も同様に次第に低下していき、 $t=300 \mu s$ では約4000 Kになっている。同図には、本論文のモデリングによって得られたアーク中心温度の計算結果を実線で付記した。同図から、○はほぼ実線にあることがわかる。すなわち、計算結果と実験結果とがほぼ一致している。このことから、本論文におけるモデリングの妥当性が一部示されたといえる。

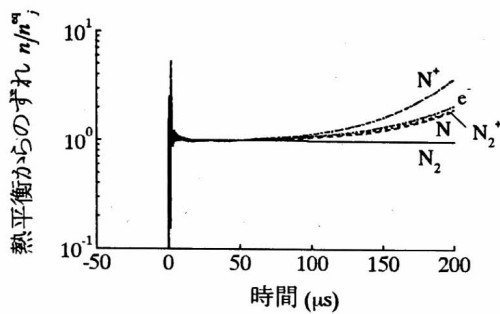


図9 アーク中心部における粒子組成の熱平衡状態からのずれ

Fig. 9. Deviation from local thermal equilibrium in number density at the center of an impluse arc.

$t=50 \mu\text{s}$ までの範囲で約 7500 K でほぼ一定になる理由は、この温度域では注入エネルギーがこのような短い時間に N₂ の解離に消費される、すなわち N₂ の解離反応が顕著になりこれにより見掛け上の比熱が大きくなるためである。また、今回の実験においては大気中に酸素が含まれているが、実測した温度は純粋 N₂ での計算結果と同程度で約 7500 K になっている。これは、空気中においては窒素が構成要素のほぼ 80% で支配的であり、温度が約 7500 K に急激に上昇したことから、温度 4000 K 程度にみられる酸素の解離反応による比熱の上昇の影響が少なかったためと考えられる。

5. 検 討

アーク中心部における粒子組成が局所熱平衡状態を仮定したものに比較してどのくらいずれているのかを定量的に示すために、今回の組成計算結果を局所熱平衡状態の結果で割ったもの n_j/n_j^{eq} を計算した。図 9 に n_j/n_j^{eq} を示す。 $t=50 \mu\text{s}$ までは、 n_j/n_j^{eq} はほぼ 1 であり、アーク中心部がほぼ局所熱平衡状態にあることを示している。これは、前節で局所熱平衡状態を仮定して温度算定した結果が今回の計算結果とよい一致を示したことを裏付けている。すなわち、アーク中心付近に限って言えば、数マイクロ秒の時間オーダにおいて局所熱平衡状態が成立する。このことは赤崎氏らの実測結果⁽⁹⁾とも一致する。 $t > 50 \mu\text{s}$ の範囲においては、N₂⁺、N、N⁺ および e 粒子に対する n_j/n_j^{eq} が 1 以上になり、局所熱平衡を仮定したものよりも多くなっていることを示している。これは、温度が低くなっているため再結合などの反応の特性時間が今回対象としている時間軸に比較して長くなったためであると考えられる。

6. 結 論

本論文においては、反応速度を考慮した反応論的非平衡一次元モデルをインパルスアークを対象に構築した。このモデルを用いて、インパルスアークにおける温度、圧力および粒子組成分布とその時間変化を計算した。その結果、波

高値約 80 A、波頭長/波尾長=1/30 μs オーダのインパルス状アークにおいては、数百 m/s 以上の速度で径方向に膨張しており、中心温度が約 7500 K になっていることが判明した。このときアーク内の内部圧力は 2.5 MPa にまで達していた。

一方、大気圧におけるインパルス状アークのスペクトル測定を行った。波長 746 nm における N スペクトル線と波長 661 nm における連続スペクトルの放射強度の時間変化を測定した。これらの放射強度比から温度の時間変化を算出した。その結果、温度の実測値は、今回のモデリングにより得られた温度の計算値とほぼ一致した。本モデルの特徴は、反応論的非平衡組成、圧力上昇および圧力伝搬が計算可能なことであり、大気圧故障点アークや雷放電路の解析にも応用・展開可能である。

(平成 11 年 2 月 15 日受付, 平成 11 年 6 月 14 日再受付)

文 献

- (1) M.A.Uman: *Lightning*, p.177 (1969) Dover.
- (2) S.I.Braginski: "Theory of the Development of a Spark Channel", *Sov. Phys. JETP*, **34**, 1068-1074 (1958)
- (3) A.Loeb, M.Loebenstein, A.Ludmirsky, S.Elizer, S.Maman and Y.Gazit: "Point Explosion Simulation by Fast Spark Discharges", *J. Appl. Phys.*, **57**, 2501-2505 (1984)
- (4) A.M.Voronov and V.L.Goryachev: "Energy Balance in a High-Current Pulsed Discharge", *Tech. Phys. Lett.*, **19**, 460-462 (1993)
- (5) F.G.Bakshat, A.M.Voronov and V.N.Zhuravlev: "Pulsed High-Current Discharges in Helium at High Pressure", *Sov. Phys. Tech. Phys.*, **36**, 1106-1110 (1991)
- (6) M.G.Dunn and K.A.Lord: "Measurement of N₂⁺ + e⁻ Dissociative Recombination in Expanding Nitrogen Flows", *AIAA*, **8**, 339-345 (1970)
- (7) 高柳: 「電子・原子・分子の衝突」, p.182 (1972) 培風館
- (8) 赤崎, 村岡, 浜本: 「二波長レーザ干渉法を用いた大気中インパルスアークの研究」, *電学論 A*, **101**, 255-262 (1981)
- (9) J.F.Bott: "Spectroscopic Measurement of Temperatures in Argon Plasma Arc", *Phys. Fluids*, **9**, 1540-1547 (1966)

田 中 康 規 (正員) 1970 年生。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。工学博士。主として、大電流アーク遮断現象、熱プラズマ応用、雷放電現象に関する研究に従事。



作 田 忠 裕 (正員) 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 4 月金沢大学工学部電気・情報工学科助教授、1990 年 4 月同大学教授。工学博士。主として、高気圧熱プラズマアーク診断、応用の研究に従事。応用物理学会、IEEE 会員。

