

大気中インパルス放電過程のルビーレーザー散乱による研究

内野, 喜一郎
九州大学大学院総合理工学研究科エネルギー変換工学専攻

村岡, 哲弘
九州大学大学院総合理工学研究科エネルギー変換工学専攻

松田, 良信
九州大学大学院総合理工学研究科エネルギー変換工学専攻

村岡, 克紀
九州大学大学院総合理工学研究科エネルギー変換工学専攻

他

<https://doi.org/10.15017/17564>

出版情報 : 九州大学大学院総合理工学報告. 4 (2), pp.161-169, 1983-01-30. 九州大学大学院総合理工学研究科
バージョン :
権利関係 :



大気中インパルス放電過程の ルビーレーザ散乱による研究

内野喜一郎*・村岡哲弘**・松田良信**

村岡克紀***・赤崎正則***

(原稿受理 昭和57年9月30日)

Studies of Impulse Breakdown Processes in an Atmospheric Air Using Ruby-Laser Scattering Diagnostics

Kiichiro UCHINO, Tetsuhiro MURAOKA, Yoshinobu MATSUDA,
Katsunori MURAOKA and Masanori AKAZAKI

Ruby-laser scattering measurements were performed for impulse-breakdown plasmas in an atmospheric air under different discharge conditions. Local electron densities, temperatures in the arc channels and neutral particle densities in shock-waves were obtained with spatial resolution of 0.3 mm and temporal resolution of 20 nsec. From the measurements, thermodynamic, fluid-mechanical and electrodynamic properties of the arc plasma and the resultant shock-wave were revealed. In particular, pressures in the arc channels were found uniform at each time for each discharge condition, and maximum pressure as high as 12 atm was observed just after the beginning of the discharge, which was enough to cause the shock-wave expansion at later times. Air temperature just outside of the arc channel was estimated to be more than 1000°K from the pressure balance at the arc channel surface and the measured neutral particle densities. In addition, it was found that most of the electrical energy released in the arc channel at the beginning of the discharge was divided among energies of ionization, dissociation, heat and arc channel expansion, and that the biggest of these was the ionization energy.

1. まえがき

気体中、特に大気中のインパルスアーク放電現象は、高電圧機器における絶縁設計、開閉機器、また高放射量光源としての応用等々に関連して重要である。同現象は、大気中電極間にインパルス電圧が印加されることによる初期電子からストリーマへの成長、リーダへの転換という過程を経てギャップが橋絡されることにより発生する¹⁾。こうして発生したアーク放電においては、短時間に電流が急激に上昇し、ジュール加熱によりアーク柱内の空気が急速に加熱されて、高温高密度のプラズマ状態となる。この高気圧のアーク柱

は、ピストンとして働いて周囲の空気を駆動し、同軸円筒状の衝撃波を発生する。従って大気中インパルス放電現象は電気力学的過程、高温流体力学過程および衝撃波過程を含み、これらが相互に関連し合っているため、同現象の解明には、これら諸過程を詳細に観測し、総合的に理解する必要がある。

従来、上記各過程の研究には、i) 電流、電圧特性および静止写真による巨視的測定²⁾、ii) アーク柱の発する放射のスペクトル分析による方法^{3)~5)}、iii) シュリーレン法による衝撃波伝播過程の測定⁶⁾、等が行われてきた。しかし、i)、ii) ではアーク柱の平均的情報のみが、iii) では衝撃波の伝播のみが得られ、アーク放電現象全体についての情報を得るには、それらの測定を併せて行なう必要がある。ii) については、アーク柱が軸対称な場合には局所値が求まる

* エネルギー変換工学専攻博士後期課程

** エネルギー変換工学専攻修士課程

*** エネルギー変換工学専攻

が、分光データの解釈には特有のあいまいさが伴う。そこで著者等は先に、二波長レーザ干渉法による大気中インパルス放電計測によりアーク柱部および衝撃波部の各密度を同時に測定し⁷⁾⁹⁾、放電進展の熱・流体力学過程を明らかにした。しかし、局所熱平衡にある状態の規定には、密度以外のもう一つの状態量の知識が必要であり、そのため最近レーザ散乱による上記過程の研究に着手した。

レーザを用いたトムソン散乱法は、従来より主にθピンチ、Zピンチ、さらにはトカマク等の低気圧ガス中の放電プラズマ計測に適用され、実験と理論の一致が確認されて、プラズマ診断法として確立されたものである。同法によれば、散乱光強度よりプラズマ温度が、散乱光スペクトルよりプラズマ温度が、同時に局所値として得られ¹⁰⁾、これらによりプラズマの熱的状态が決定される。著者等は同法を初めて大気中インパルス放電の診断に適用し、そこでの諸問題を克服してきた¹¹⁾¹²⁾。そこで更に計測を多チャンネルシステムとし、スペクトル形が単一レーザショットで得られる形としてアーク柱内の状態についてのデータ収集能率を格段に改善した。また、レーザ散乱計測を衝撃波部についても行ない、中性の大気ガス粒子によるレーリー散乱により、その密度の測定を行なった。この結果、大気中インパルス放電に伴うアーク柱および衝撃波について詳細なデータが得られ、総合的な議論が行なえるようになった。一つの放電条件についての測定結果は文献13)に公表したが、本論文では異なる放電条件下での測定結果との比較検討を行なうと共に、大気中インパルス放電現象について更に深い考察を行なった。

2. 測定の原理と方法

本研究で用いたプラズマのトムソン散乱測定の原理と、プラズマの密度、温度決定の方法について簡単に述べる¹⁰⁾。

直線偏光した電磁波(波数 k_i , 角周波数 ω_0) がプラズマ(電子密度 n_e) に入射し、散乱電磁波(k_s, ω) を微小角周波数幅 $d(\omega)$ 、微小立体角 $d\Omega$ で観測するときの散乱の断面積 $d^2\sigma$ は次式で表わされる。

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega d(\omega)} = n_e V_s r_0^2 \sin^2 \phi S(k, \omega) \quad (1)$$

ここで、 V_s は散乱体積、 r_0 は古典電子半径、 ϕ は入射電界の偏光方向と散乱方向のなす角、 $k=|k|=|k_i$

$-k_s|=2\{\omega_0/c \sin(\theta/2)\}$, c は光速、 θ は散乱角、 $d\omega=\omega-\omega_0$ である。動的形状因子(dynamic form factor) $S(k, \omega)$ は、電子温度 T_e 、イオン温度 T_i のマックスウェル分布をもつプラズマでは、次式のよ

$$S(k, \omega) d(\omega) = \Gamma_\alpha(x_e) \frac{dx_e}{\sqrt{\pi}} + Z \left(\frac{\alpha^2}{1+\alpha^2} \right)^2 \Gamma_\beta(x_i) \frac{dx_i}{\sqrt{\pi}} \quad (2)$$

ここで、 $\Gamma_\alpha(x) = \exp(-x^2)/[1+\alpha^2-\alpha^2 g(x)]^2 + \pi\alpha^4 x^2 \exp(-2x^2)$, $g(x) = 2x \exp(-x^2) \int_0^x \exp(t^2) dt$, $x_e = (d\omega/k)(m/2k T_e)^{1/2}$, $x_i = (d\omega/k)(M/2k T_i)^{1/2}$, $\alpha = 1/k \lambda_D$, $\beta = \{Z(T_e/T_i)\alpha^2/(1+\alpha^2)\}^{1/2}$, m , M はそれぞれ電子とイオンの質量、 λ_D はデバイ長、 Z はイオンと電子の電荷の比(以下では荷電と呼ぶ)、 k はボルツマン定数である。(2)式で、右辺第一項は電子の熱運動で特徴づけられ、電子項と呼ばれる。第二項はイオンをシールドする電子雲による散乱の項でイオンの熱運動を反映し、イオン項と呼ばれる。ここで対象とするプラズマのパラメータ($n_e \geq 10^{23} \text{ m}^{-3}$, $T = \text{数 eV}$) および実験条件(入射電磁波波長 $\lambda_0 = 694.3 \text{ nm}$, $\theta = 90^\circ$) では $\alpha \geq 1$ となるが、このとき電子項とイオン項の散乱パワーは同程度の強度を持ち、スペクトル広がりでは前者では $\sim 10 \text{ nm}$ 、後者では $\sim 0.1 \text{ nm}$ である。このため比較的小さな入射レーザパワーで背景プラズマ光に対する十分なSN比の得られるイオン項について測定を行なった。測定されたイオン項散乱光強度 I_i と電子密度との関係は、同一の光学系での既知の密度 n_n をもつ窒素ガスからのレーリー散乱光強度 I_R を用いて、

$$n_e = \frac{I_i}{I_R} \cdot \frac{\sigma_R}{\sigma_T} \cdot n_n \cdot \frac{1}{S_i(\alpha)} \quad (3)$$

と表わされる。ここで、 σ_R は窒素分子1個のレーリー散乱断面積、 σ_T は電子1個のトムソン散乱全断面積、 n_n は窒素ガスの密度、 $S_i(\alpha)$ はイオン項の角周波数についての積分値で、 $T_i = T_e$ のとき次のようになる。

$$S_i(\alpha) = \frac{Z\alpha^4}{(1+\alpha^2)(1+\alpha^2+Z\alpha^2)} \quad (4)$$

ここで対象とするプラズマのパラメータ範囲では、 S_i は α に弱くしか依存せず、プラズマ温度の正確な値を知らなくとも、測定値 I_i/I_R から n_e を $\pm 15\%$ の精度

で決定できる¹⁰⁾。同様に散乱スペクトル広がり n_e への依存性も弱く、上記のようにして得られた n_e の値をもとにして T が精度よく決定され、更にこの温度を用いて(3)式から n_e が正確に決定される。

以上ではプラズマ中のイオンの荷電は一種類で Z であるとしたが、プラズマが様々な電離段階のイオンを含み、それらの質量および温度の差が無視できる場合には、(2)式および(4)式の Z の値を次式で定義される実効荷電 $\bar{Z}$ で置き換えれば、以上の議論をそのまま用いることができる¹⁴⁾。

$$\bar{Z} = \frac{\sum_{j=1} n_j Z_j^2}{\sum_{j=1} n_j Z_j} \quad (5)$$

ここで、 n_j, Z_j はそれぞれ j 種イオンの密度および荷電である。

3. 実験装置

Fig. 1 にレーザー散乱光学系の配置図を示す。ルビーレーザーは市販のものを用い、出力エネルギー0.2 J、パルス幅20 nsec、発振光のスペクトル広がり0.01 nmである。ルビーレーザー光は、レンズL1, L2, L3 およびスリット(幅2 mm)により構成されるレーザービーム集光系によりアーク放電部に集光され、そこでのスポットサイズは約0.3 mmである。電極は、同図放電チャンバー中央で、紙面と垂直方向に設置されている。測定は両電極の中央平面上で行なったが、レンズL3はレーザー入射方向に対して垂直方向に可動としたので、これを動かすことにより散乱体積を移動させ、アーク柱内プラズマのパラメータの半径方向分布、および衝撃波内中性粒子密度の半径方向分布の測定が可能である。レーザーの入射方向と放電軸の両者に直角な方向(散乱角 $\theta=90^\circ$)への散乱光は平面回折格子分光器(694.3 nmでの逆線分散0.44 nm/mm)により分光され、5チャンネルの光ファイバー(高さ3 mm、各チャンネルの幅47 μ m)へ送られる。分光器入口スリットを47 μ m幅としたとき、レーザー光のスペクトル広がりを含めた分光系の装置幅は0.027 nmである。(装置関数はFig. 3に破線で示している。)各光ファイバーを通過した散乱光は、それぞれに接続された光電子増倍管で電気シグナルに変換され、オシロスコープにより観測する。それぞれの光ファイバーと光電子増倍管の測定系は窒素ガスからのレーラー散乱光を用いて感度を調べ、光電子増倍管の印加電圧を調整して感度をそろえている。

間隔5 mmの針対半球電極ギャップへの印加電圧は波高値13 kVの雷インパルス電圧で、放電電流の

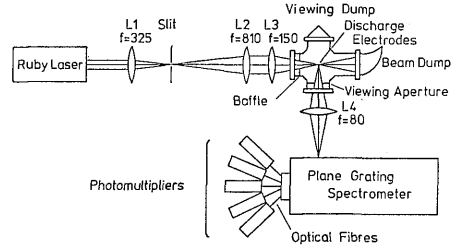


Fig. 1. Experimental arrangement.

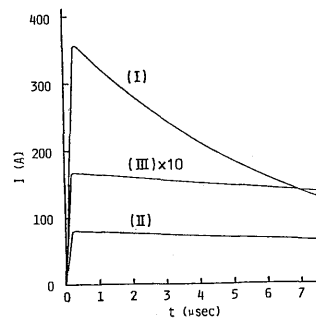


Fig. 2. Current waveforms.

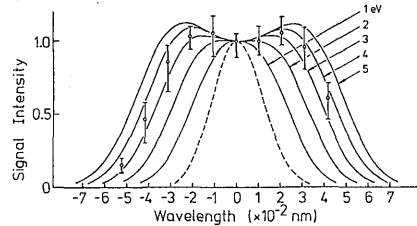


Fig. 3. An example of observed spectral profiles ($r=0$, $t=0.4 \mu$ sec). Error bars indicate ranges of scatters of data for seven different shots and circles are means of these values. The dashed curve indicates the instrumental profile and the solid curves indicate convolutions of the instrumental profile and theoretical profiles of scattered ion terms from plasmas with temperatures of $T=1, 2, 3, 4$ and 5 eV, electron density of $n_e=1.3 \times 10^{24} \text{ m}^{-3}$ and effective ionic charge $\bar{Z}=1.5$. All profiles are normalized to unity at the center of the wavelength (694.3 nm).

最大値は外部回路の抵抗により調整した。測定の対象とした3種類の放電の電流波形を Fig. 2 に示す。

(電流波形(Ⅲ)は10倍に拡大している)。いずれも立上り200~300 nsecで、電流波形(Ⅰ)、(Ⅱ)および(Ⅲ)の減衰の時定数はそれぞれ7 μ sec, 33 μ sec, および37 μ secである。

放電開始時刻とレーザー発振時刻のタイミングは、0.1 μ secの精度で調整可能な遅延パルサーを用いて調整した。

4. 実験結果と考察

4.1. 散乱シグナルからの密度・温度決定

レーザー散乱測定により得られた散乱スペクトルの例(放電開始後0.4 μ sec, 放電軸上)を Fig. 3 のデータ点で示す。これらの測定結果を理論値と比較し、プラズマ温度、密度を求めるためには以下のようにくり返し法(iteration)が必要である。すなわち、2節で述べたように散乱強度およびスペクトルはプラズマの温度 T (本測定条件下のプラズマにおいては、諸種の熱緩和時間は 10^{-9} sec以下であるから電子温度 T_e 、イオン温度 T_i 等を区別する必要はない^{1,8)})、電子密度 n_e 以外に実効荷電 $\bar{Z}$ で表される。ところが測定スペクトルおよび強度からこれらの値を同時に正確に求めることはできないので、まず $\bar{Z}=1$ として、得られた散乱スペクトルに最も近い T 、 n_e を求め、そ

れを基に圧力を $p=(n_e+n_i)kT$ から求める。その温度、圧力条件下でサハの平衡式から、一価、二価等各荷電状態のイオン密度を含めてすべての粒子組成を求めることができる¹⁵⁾。これから $\bar{Z}$ が得られるので、それら T 、 n_e 、 $\bar{Z}$ を二次近似として理論スペクトルを求め、実験値と合致する T 、 n_e を得、同じ手続きで新たな $\bar{Z}$ を求める。以下これらが収束するまでこの操作をくり返して、実験値に最適な理論スペクトルを求める。一例として、Fig. 3の測定結果(データ点)からは、 $\bar{Z}=1$ として $n_e=(1.45\pm0.10)\times10^{24}$ m $^{-3}$ 、 $T=4.3\pm0.5$ eV が得られ、それらに対して $p=20$ atm となり、 $\bar{Z}=1.6$ が得られる。これら T 、 p 、 $\bar{Z}$ から実験値と良く合う新たな値は、 $T=3.3$ eV、 $n_e=1.35\times10^{24}$ m $^{-3}$ 、 $p=13$ atm となり、それらから $\bar{Z}=1.3$ が得られる。同じ手順をくり返して最終的に求められた最適の値は、 $T=3.4\pm0.5$ eV、 $n_e=(1.25\pm0.10)\times10^{24}$ m $^{-3}$ 、 $\bar{Z}=1.5$ である。Fig. 3にはこの n_e および $\bar{Z}$ の値で、1 eV から5 eVの各温度の理論曲線を測定点と共に中心波長で規格化して示している。

4.2. 密度および温度の分布

前節で述べた方法により得られた温度 T および電子密度 n_e の半径方向分布を Fig. 4 (放電電流波形[Ⅰ])、Fig. 5 (同[Ⅱ])および Fig. 6 (同[Ⅲ])に示す。それぞれの図において(a)、(b)、(c) およ

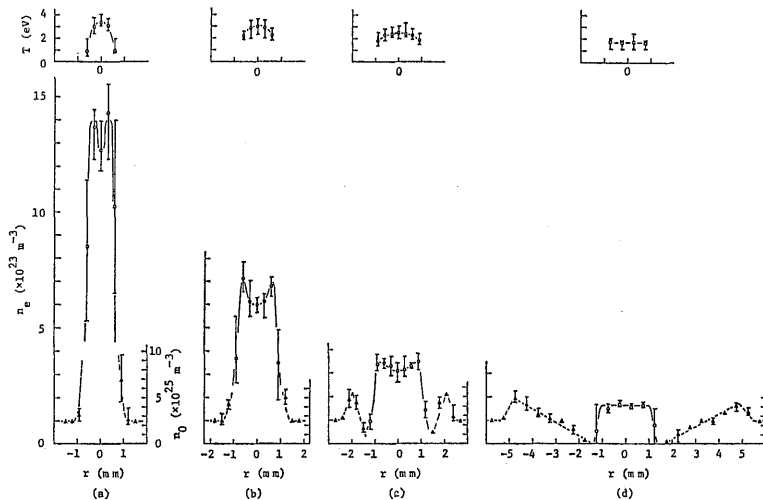


Fig. 4. Radial profiles of temperature T , electron density n_e (circles) and neutral particle density n_0 (triangles) at times (a) $t=0.4$ μ sec, (b) 0.8 μ sec, (c) 2 μ sec and (d) 7 μ sec for the current waveform [I].

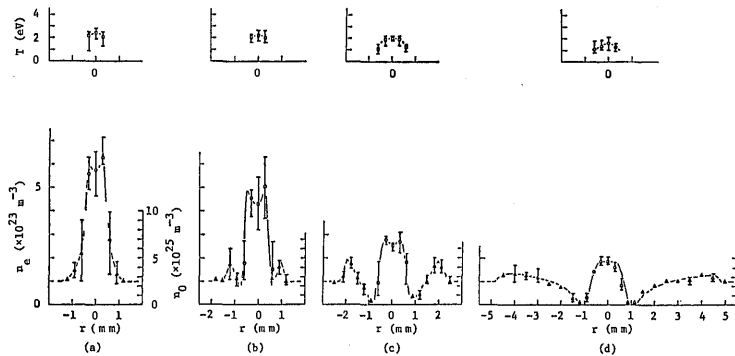


Fig. 5. Radial profiles of temperature T , electron density n_e (circles) and neutral particle density n_0 (triangles) at times (a) $t=0.4 \mu\text{sec}$, (b) $0.8 \mu\text{sec}$, (c) $2 \mu\text{sec}$ and (d) $7 \mu\text{sec}$ for [II].

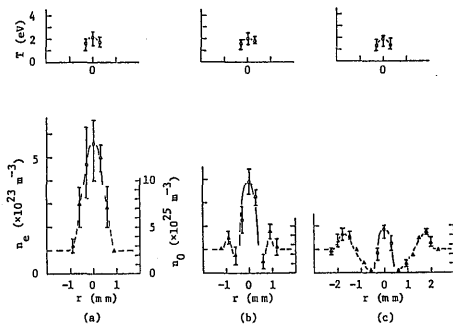


Fig. 6. Radial profiles of temperature T , electron density n_e (circles) and neutral particle density n_0 (triangles) at times (a) $t=0.4 \mu\text{sec}$, (b) $0.8 \mu\text{sec}$ and (c) $2 \mu\text{sec}$ for [III].

び (d) は放電開始後 $t=0.4 \mu\text{sec}$, $0.8 \mu\text{sec}$, $2 \mu\text{sec}$ および $7 \mu\text{sec}$ の分布である。これらの図で三角形で示した測定点は散乱スペクトルが装置関数に等しく、大気中の中性粒子によるレーザー散乱と考えられる。このためこれらの部分の分布は、中性粒子密度であることを示すために破線で示している。放電初期においては、インパルス放電によるアーク柱と衝撃波を分離して測定できていないが、これは測定の空間分解能がレーザスポットサイズ (約 0.3 mm) で決定されていることによる制約である。しかし、[I] では $2 \mu\text{sec}$ 以後、[II], [III] では $0.8 \mu\text{sec}$ 以後において、これらを十分分離して測定している。

密度、温度とも放電初期に急速に減少し、時間と共にその変化は緩やかとなっている。[I] の電子密度

については、絶対値およびその時間変化とも、同一放電条件での干渉測定結果⁹⁾ と極めて良く一致している。また、Orville ら⁴⁾ の結果 (大気中 5 m のギャップにおいて最大電流値約 7 kA の場合に、 $0 \sim 2 \mu\text{sec}$ で $n_e=1.1 \times 10^{24} \text{ m}^{-3}$, $T=2.9 \text{ eV}$, $6 \sim 8 \mu\text{sec}$ で $n_e=2 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$, $T=2.1 \text{ eV}$ が測定されている。) とは、放電条件が大きく異なっているが、特に[I]の場合、電子密度、温度とも良く一致している。

電子密度分布に関しては、アーク柱中心部より外側で密度のピークが見られるが、これは干渉測定⁹⁾ および Tholl⁵⁾ の結果においても得られている。温度は中心部で最大となっており、これらの温度、密度の局所値から圧力 p を求めると、各時刻で半径方向に $\pm 10\%$ の精度で一樣な圧力が得られる。このことから、中心軸より外側での電子密度のピークは、これらの部分での熱伝導およびジュール入力が小さいことによる中心軸上に比しての温度の低下を補って、一樣な圧力を保つためであると考えられる。

4.3. アーク柱半径および衝撃波面半径の時間変化

アーク柱半径 r_c および衝撃波面の半径 r_s の時間変化を Fig. 7 に示す。同図のアーク柱半径および衝撃波面の軌跡は、干渉測定⁹⁾ の結果と良く一致する。放電電流波形 [I] の場合の $t=0.4 \mu\text{sec}$ (アーク柱内圧力 $p=12 \text{ atm}$) においてアーク柱の膨張速度 v_c を Braginskii¹⁶⁾ の式

$$p = p_0 + 0.9 \rho_0 v_c^2 \quad (6)$$

(ここで p_0, ρ_0 はそれぞれ大気の大気圧と密度である。) より求めると、 $v_c = (1.01 \pm 0.05) \times 10^3 \text{ m/sec}$ となり

Fig. 7 の r_c の勾配から得られる値 $dr_c/dt = (0.95 \pm 0.05) \times 10^3 \text{ m/sec}$ と良く一致する。また、これは干渉測定で得られた値 $dr_c/dt = (1.00 \pm 0.05) \times 10^3 \text{ m/sec}$ ととも一致する。

$t=0$ でのアーク柱半径は本実験の空間分解能の制約から測り得ないが、Tholl⁵⁾ および Martinen¹⁷⁾ らの測定結果 ($t=0$ でのアーク柱半径はそれぞれ 0.05 mm および 0.15~0.2 mm) を参照して、Fig. 7 では 0.1 mm としている。

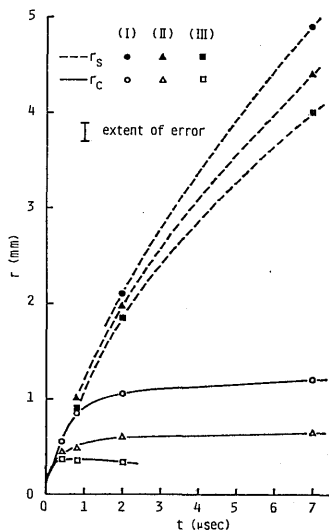


Fig. 7. Temporal development of arc channel radii r_c and shock front radii r_s .

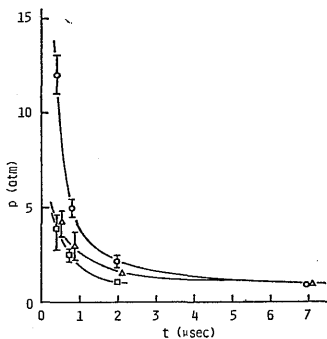


Fig. 8. Temporal development of pressures in the arc channel. Circles are for the current waveform [I], triangles for [II] and rectangles for [III].

4. アーク柱内プラズマおよび衝撃波とアーク柱間の空気の熱力学的状態

Fig. 8 に、 $p = \kappa T(n_0 + n_0 + n_1 + n_2)$ (ここで、 n_0 , n_1 および n_2 はそれぞれ中性粒子、一価イオンおよび二価イオンの密度) より求めたアーク柱内圧力の時間変化を示す。〔I〕の場合には、 $t=0.4 \mu\text{sec}$ においてアーク柱内圧力は 12 気圧にも達しており、 $1 \mu\text{sec}$ 程度で急激に減少し、 $7 \mu\text{sec}$ 後には大気圧となっている。Fig. 4 (c) よりアーク柱のすぐ外側での中性粒子密度は、 $n_0 \approx 1.3 \times 10^{25} \text{ m}^{-3}$ であり、アーク柱の圧力とそのすぐ外側での圧力は釣りあっているためこの中性粒子は 1100°K 程度まで加熱されていると考えられる。圧力 2 気圧、温度 1100°K の条件下では空気分子の解離は無視できるので、測定された密度は空気分子のものである。本実験で測定されたアーク柱においては、プラズマはほぼ完全に電離している。中心軸上については、〔II〕の $t=7 \mu\text{sec}$ ($p \approx 1 \text{ atm}$, $T=3.4 \text{ eV}$) では $\bar{Z}=1.5$ であるから、イオンの 30% 程度が二価に電離している。

4.5. アーク柱内の平均電界強度

アーク柱内の電界強度は、本実験条件では表皮効果を無視できる¹⁾ ので、全電流 I および Spitzer による抵抗率 η の表式¹⁸⁾ を用いて、

$$E = \frac{I}{2\pi \int \frac{r}{\eta} dr} \quad (7)$$

から見積もられる。このようにして得られた電界強度の時間的変化を Fig. 9 に示す。放電電流波形〔I〕

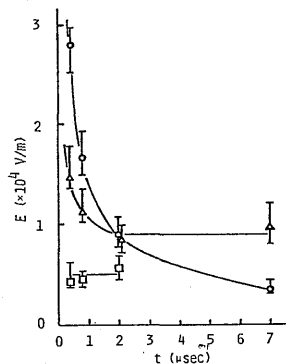


Fig. 9. Temporal development of mean electric field strengths in the arc channel. Circles are for the current waveform [I], triangles for [II] and rectangles for [III].

の場合はインパルスアーク放電の電流、電圧特性の測定による伊佐²⁾らの結果と良く一致している。時間と共に電界強度の変化は緩やかとなり定常状態に近づいている。〔II〕, 〔III〕の場合には, 〔I〕の場合より速やかに定常状態へ移行している。

4.6. エネルギー分配

Fig. 4~6 に見られるようにアーク柱内の電子密度は, 放電初期に急激に減少するが, 一方, アーク柱半径は急速に増大している。この間の電子の総数の変化を見るために単位長さ当りの電子の総数 (電子線密度) を次式で計算する。

$$N_e(t) = \int_0^r 2\pi r n_e(r, t) dr \quad (\text{electrons/m}) \quad (8)$$

各時刻で (8) 式を用いて計算した N_e の変化を Fig. 10 に示す。〔I〕では, 電子線密度は $t=0.8 \mu\text{sec}$ まで増加し, その後減少している。〔III〕では減少する領域のみにあり, 〔II〕はそれらの間にあって, $0.4 \sim 0.8 \mu\text{sec}$ では N_e の増減がなく, その後減少している。電子数の増大する領域をもつ〔I〕の場合について, 電気入力エネルギー, 電離エネルギー, 解離エネルギー, 熱エネルギー, およびアーク柱の膨張がする仕事への配分⁵⁾を求める。単位長さ当りのエネルギーを考えると, 電離のエネルギーは,

$$\epsilon_{\text{ion}} = e \int (\epsilon_1(n_1+n_2) + \epsilon_2 n_2) 2\pi r dr \quad (9)$$

より求められる。ここで, ϵ_1 , ϵ_2 はそれぞれ大気原子の一価イオンへの電離ポテンシャルおよび一価イオンから二価イオンへの電離ポテンシャル, e は電子の電荷である。解離のエネルギーは次のようになる。

$$\epsilon_{\text{diss}} = \frac{1}{2} e \epsilon_d \int (n_1+n_2) 2\pi r dr \quad (10)$$

ここで ϵ_d は大気分子の解離エネルギーである。熱エネルギーも同様にして, 次式より得られる。

$$\epsilon_{\text{th}} = \frac{3}{2} \kappa \int T(n_e+n_1+n_2) 2\pi r dr \quad (11)$$

アーク柱の膨張がする仕事は, 次式より得られる。

$$\epsilon_{\text{ex}} = 2\pi \int_0^t p(r_c(t)) v_c(t) dt \quad (12)$$

(12) 式の計算においては, $0.4 \mu\text{sec}$ 以前の v_c , p の値が必要である。このため Fig. 7 より v_c を読みとり, (6) 式に代入して p を得ている。 $(0.4 \mu\text{sec})$ 以前では v_c は音速の3倍以上となるので (6) 式の使用に問題はない。

(9)~(12) 式により求めた各エネルギーの時間変化を Fig. 11 に示す。同図に示した ϵ_{ex} は Fig. 7 で仮定した $t=0$ でアーク柱半径が 0.1 mm の場合の計算値であるが, その半径を $0 \sim 0.2 \text{ mm}$ で変えたときの ϵ_{ex} の変化の範囲をエラーバーで示している。放電初期には電離エネルギーが最も大きく, 電子の線密度の減少に伴って減少する。Fig. 11 に示した, 4つのエネルギーの和 ϵ_{tot} は $t=0.8 \mu\text{sec}$ において最大値 8 J/m をもつが, これは水素ガス 460 Torr 中で最大電流 1800 A の場合に Tholl⁵⁾により得られた値約 7 J/m に近い値である。

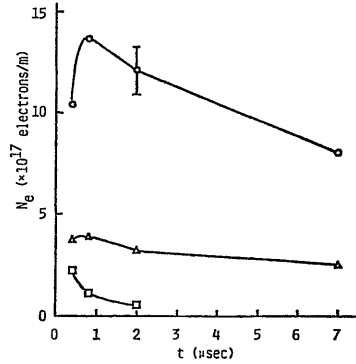


Fig. 10. Temporal variations of electron line densities. Circles are for the current waveform [I], triangles for [II] and rectangles for [III].

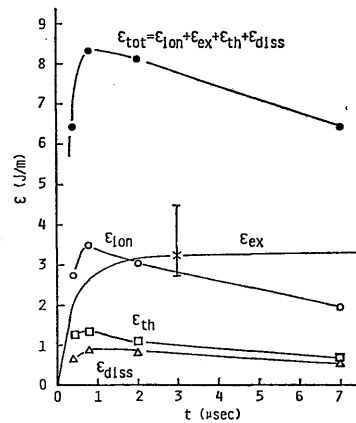


Fig. 11. Temporal variations of ionization energy ϵ_{ion} , thermal energy ϵ_{th} , expansion energy ϵ_{ex} , dissociation energy ϵ_{diss} and the total of these energy ϵ_{tot} for the current waveform [I].

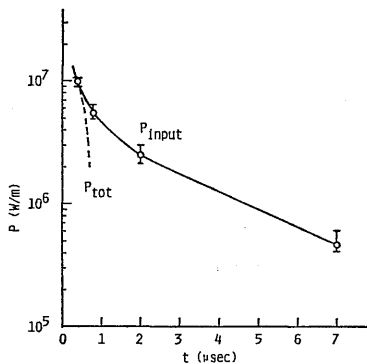


Fig. 12. Temporal variation of the input power to the arc channel (P_{input}) and of time derivative of ϵ_{tot} ($d\epsilon_{\text{tot}}/dt = P_{\text{tot}}$).

電気入力パワー $P_{\text{input}} = EI$ と $P_{\text{tot}} = d\epsilon_{\text{tot}}/dt$ を Fig. 12 に示している. $t = 0.4 \mu\text{sec}$ では入力エネルギーのほとんどが上記の4つのエネルギーに配分されているが, その直後からこれらエネルギーは減少しており, アーク柱外へのエネルギー放出(熱伝導, 放射等の過程による)が優勢となっていると考えられる.

4.7. 測定限界

測定においては十分な SN 比 (≥ 10) が必要であるが, ノイズの原因としては (i) 背景プラズマ光のゆらぎ, (ii) 入射レーザ光の一部が器壁等で散乱されて受光系に入ることによる迷光, および (iii) 散乱光子を電子に変換する際のショットノイズがある.

(i) については, イオン項の測定を行なう場合には測定波長幅を十分狭くするので問題ない. (ii) については本実験の迷光レベルは電子密度にすると $(n_e)_{eq} \approx 1 \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$ (中性粒子密度にすると $(n_0)_{eq} \approx 3 \times 10^{24} \text{ m}^{-3}$) であり, 本実験の測定密度 $n_e \geq 10^{23} \text{ m}^{-3}$ は一桁以上大きい. (iii) に関しては, $S/N \geq 10$ を得るには光電子増倍管において100個以上の光電子が生成されなければならない. 本実験条件でこの光電子数を得るには $6 \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$ 以上の電子密度が必要である.

温度測定においては観測されるスペクトルが装置関数から十分分離している必要があり, Fig. 3 からわかるように, プラズマの温度は 1 eV 程度以上でなければならない. 更に, 5チャンネルの測定でスペクトル決定のため最低中心の3チャンネルで十分な光電子数を得るものとする, 電子密度は $2 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$ 以

上が必要である. 本実験の測定条件ではこれらの条件は満足されている.

4.8. レーザ散乱測定への非理想的効果

2節で述べた理論においてはデバ依体積中に多数の電子が存在することが仮定されている ($I = n_e \lambda_D^3 \gg 1$) ここで対象とするプラズマでは $I \sim 1$ となりこの条件は満足されないが, Kato¹⁹⁾ は同様のプラズマパラメータでの実験から, $I \sim 1$ の場合にも上記理論が適用できることを示している.

窒素の一価イオンには 694.29 nm の遷移が存在するため, ルビーレーザ光 (694.3 nm) が散乱断面積がトムソン散乱の 10^{12} 倍も大きな共鳴散乱あるいはレーリー散乱として散乱され, トムソン散乱シグナルに影響を与える可能性がある. しかしながら, この遷移に関与する準位の原子密度は基底準位のものに比べて 10^{-6} 倍程度と小さいこと, 共鳴散乱および共鳴線近傍のレーリー散乱は本実験で用いたレーザパワーの 10^{-8} 倍小さなパワーで飽和することのために, 本実験においてはこれらの影響は1%程度であり, 無視できる.

5. 結 言

大気中インパルスアーク放電現象の測定にルビーレーザ散乱法を適用し, 以下の点を明らかにした.

- (1) 大気中インパルス放電現象計測法としてのルビーレーザ散乱測定技術を確立し, その有用性を明らかにした.
- (2) 同法によりアークプラズマの温度, 密度分布を測定し, (i) アーク柱内はほとんど完全電離であり, 放電初期には二価電離の効果が無視できないこと, (ii) アーク柱内電子密度分布には中心部にくぼみがあり, 温度は中心部で高い分布をもち, アーク柱内圧力は各時刻で半径方向に一樣であること, (iii) 放電初期にはアーク柱内圧力は12気圧にも達していること(放電電流波形 [I], $t = 0.4 \mu\text{sec}$), を明らかにした.
- (3) レーザ散乱計測を衝撃波部に対しても行ない, レーリー散乱により衝撃波とアーク柱間の中性粒子密度分布を得た. その結果, 放電開始から $2 \mu\text{sec}$ 以後ではアーク柱のすぐ外側での中性粒子密度は大気密度の半分以下となっており, そこの中性粒子の温度は 1000°K 以上になっていることを初めて明らかにした.

(4) 上記測定結果をもとにして、電流波形〔I〕の場合についてアーク柱に入力されたエネルギーの各種エネルギーへの分配を調べた結果、放電初期 ($t \leq 0.4 \mu \text{sec}$) には入力エネルギーのほとんどが電離、解離、熱およびアーク柱内の膨張のエネルギーに分配され、それらのうち電離エネルギーが最も大きいことが明らかとなった。

本研究の実験およびデータ整理において藤山政一君の協力を得ました。記して感謝いたします。

本研究は、一部文部省科学研究費の補助により行なった。

参 考 文 献

- 1) J. D. Craggs: *Electrical Breakdown of Cases*, eds. J. M. Meek and J. D. Craggs (Wiley, Chichester and New York, 1978) p. 753.
- 2) 伊佐, 林: 電学論 **99-A** (1979) 9.
- 3) V. F. Egorova, V. I. Isaenko, A. A. Mak and A. I. Sadykova: *Soviet Phys. -Tech. Phys.* **7** (1962) 242.
- 4) R. E. Orville, M. A. Uman and A. M. Sletten: *J. Appl. Phys.* **38** (1967) 895.
- 5) H. Tholl: *Z. Naturforsch. a* **22** (1967) 1068.
- 6) R. A. Freeman and J. D. Craggs: *J. Phys. D* **2** (1969) 421.
- 7) K. Muraoka, M. Hamamoto and M. Akazaki: *Jpn. J. Appl. Phys.* **19** (1980) L 293.
- 8) M. Hamamoto, K. Muraoka and M. Akazaki: *Jpn. J. Appl. Phys.* **20** (1981) 443.
- 9) 赤崎, 村岡, 浜本: 電学論, **101-A** (1981) 255.
- 10) D. E. Evans and J. Katzenstein: *Rep. Prog. Phys.* **32** (1969) 207.
- 11) K. Uchino, K. Muraoka and M. Akazaki: *Jpn. J. Appl. Phys.* **20** (1981) 1165.
- 12) K. Uchino, K. Muraoka and M. Akazaki: *Jpn. J. Appl. Phys.* **21** (1982) 1388.
- 13) K. Uchino, T. Muraoka, K. Muraoka and M. Akazaki: *Jpn. J. Appl. Phys.* **21** (1982) L 696.
- 14) D. E. Evans: *Plasma Phys.* **12** (1970) 573.
- 15) C. F. Hansen: *NASA Technical Report R-50* (1959).
- 16) S. I. Braginskii: *Soviet Phys. -JETP* **7** (1958) 1068.
- 17) H. Martinen and H. Tholl: *Z. Naturforsch. a* **25** (1970) 430.
- 18) L. Spitzer, Jr.: *Physics of Fully Ionized Gases*, (Interscience, New York, 1962) p. 131.
- 19) M. Kato: *Phys. Fluids* **15** (1972) 460.