

モアレシュリーレン法と分光法を用いた大気圧 Ar
プラズマジェットの温度場の測定*田部井 勝 稲*¹, 白 井 紘 行*¹
及 川 信 朗*², 高 草 木 文 雄*³Temperature Measurements of Atmospheric Ar Plasma Freejets by Means
of the Moire-Schlieren and Spectroscopic MethodsKatsuine TABELI, Hiroyuki SHIRAI,
Shinro OIKAWA, and Fumio TAKAKUSAGI

The atmospheric Ar plasma freejets, generated by an electric arc discharge, are visualized and measured by the Moire-Schlieren method to obtain the details of their high temperature fields. Electron temperatures and electron number densities are also deduced from a combined method of the absolute intensity measurements of Ar spectral lines and the collisional-radiative process theory. From the experiments performed under the conditions of arc currents of 100-200 A and nozzle diameters of 3-4 mm, the following are found: (i) The gas temperatures are 1 000-5 000 K and the electron temperatures are about 8 500 K. (ii) The distributions of gas temperature for the conditions show a similar form. (iii) The freejets are thermally in nonequilibrium, though the plasmas are fairly dense.

Key Words: Thermodynamics, Moire Method, Plasma Jet, Temperature Measurement, Nonequilibrium Plasma, Plasma Spectroscopy

1. ま え が き

大電流アーク放電を利用するプラズマジェット装置は数千度以上の高温ガス流を容易に発生することができ、材料の溶断、溶射、アブレーション材料試験、宇宙探査機再突入シミュレーション実験、プラズマ化学反応など機械、宇宙、化学工学分野で広く用いられている。このような工学的応用においては、その流れ場、温度場の状態を詳しく知ることが重要である。

通常、気体温度測定には放射を用いる分光法や、熱電対などによる接触法が用いられる。特に分光法は非接触で、流れを乱さない点で優れている。気体が熱化学的平衡状態にあるときにはその放射特性から、線回転法、二線比較法、絶対強度法を用いて温度を決定できるが、非平衡状態にあるとそれらの温度は気体温度(重粒子並進温度)よりも原子の励起温度や電子温度を反映しやすい。高温の熱的非平衡流の気体温度の測定に対しては、従来は、放射特性から求めた電子温度を電子エネルギー式に代入し理論的に計算する方法⁽¹⁾、

混入した分子の回転線スペクトル特性から求める方法⁽²⁾⁽³⁾、各種の干渉計によるスペクトル線の広がりから測定する方法⁽⁴⁾などがとられている。しかし、これらの方法は精度も悪く、適用条件も限られ、かつ処理が繁雑で、高価な装置を必要とする。このため最近では、燃焼火炎などで、レーザシュリーレン⁽⁵⁾⁽⁶⁾やレーザスペックルパターン⁽⁷⁾⁽⁸⁾を用いたレーザ屈折法が、熱平衡性に関係なく、簡単で、かつ廉価な方法として注目されている。特にモアレ法⁽⁹⁾⁽¹⁰⁾は屈折による変位量の測定が容易であることから、密度や温度の測定に適している。

通常、プラズマジェットは高温高速膨張流で、熱的非平衡状態にある場合が多い。そこで本報告ではモアレ法を初めてプラズマジェット流に適用した実験について述べる。すなわちモアレレーザシュリーレン屈折法⁽¹¹⁾を大気圧 Ar プラズマジェット流に適用し、温度場の測定と流れ場の可視化を行った。それと同時に Ar スペクトル線の放射強度の測定と、衝突放射理論を基礎として電子温度特性を求め、プラズマジェット流の熱化学的非平衡性を検討した。

2. 実験装置および方法

図 1 に実験装置の概略を示す。装置は Ar プラズマ

* 昭和 62 年 7 月 14 日 東海支部三重地方講演会において講演、原稿受付 昭和 61 年 11 月 28 日。

*¹ 正員、群馬大学工学部 (〒376 桐生市天神町 1-5-1)。

*² 学生員、群馬大学工学部。

*³ 群馬大学工学部。

ジェット発生部, He-Ne レーザ光源 (波長 632.8 nm, 出力 5 mW) とロンキールリング格子を用いたモアレシュリーレン光学系, そして Ar プラズマ放射光の分光光学系とから成る. Ar ガスはトーチ内のタングステン陰極と銅製円筒陽極間の直流アーク放電 (100~200 A, 約 20 V) により加熱されプラズマ状態となり, 直径 3-4 mm の円形ノズルから大気中へ噴出する.

2.1 モアレシュリーレン法による気体温度測定
モアレ法では, 等間隔の平行な直線群図形を重ね合わせたときに生ずるモアレしま模様が生ずる. 格子の相対的移動量を増幅して移動する性質を利用し, 光の屈折角を測定する. いま, 平行な直線群をもつ 2 枚の格子 (直線間ピッチ距離 a) をわずかな角度 θ をもって重ね合わせると, 直線群とほぼ直角方向に $w = a/2 \sin(\theta/2) \approx a/\theta$ の間隔をもつ平行モアレしまが生じる. 格子の相対的移動量 a はモアレしまの 1 しま分の移動量 w に対応するから, この格子による移動量の拡大率は $1/\theta$ となり, 小さな θ に対してそれはかなり大きくなる. したがって図 2 に示すように間隔 Δ だけ離れた平行な 2 枚の格子 G_1, G_2 を用いて, プラズマジェットによるレーザ光の屈折変位量 δ を δ/θ に拡大して観察することが可能となる. θ によって拡大率を自由に換えられる点は, モアレ法の大きな長所である.

軸対称形プラズマの中心軸を原点とする $x-y$ 座標系 (図 2) において, ジェットによる光の屈折角 $\phi = \delta/\Delta$ は, プラズマの微小部分 Δx での微小な屈折角の総和である. 気体のように屈折率が 1 にごく近い場合には, それは近似的に次式で表される.

$$\phi(y) = \frac{1}{n_f} \int_{-x}^{x'} \frac{\partial n}{\partial y} dx \quad \dots\dots\dots (1)$$

円筒座標に書き改めると,

$$\phi(y) = \frac{2y}{n_f} \int_y^{r'} \frac{\partial n(r)}{\partial r} \frac{dr}{(r^2 - y^2)^{1/2}} \quad \dots\dots\dots (2)$$

ここで n は Ar の屈折率, r は点 (x, y) の半径であり, 添字 f はプラズマジェット外周囲の基準状態を示す.

この式をアーベル変換し, ジェット半径方向の屈折率分布を求めると,

$$n(r) - n_f = -\frac{n_f}{\pi} \int_r^{r'} \frac{\phi(y) dy}{(y^2 - r^2)^{1/2}} \quad \dots\dots\dots (3)$$

となる.

波長 $\lambda = 632.8$ nm の光に対する電子密度 $Ne(\text{cm}^{-3})$ のプラズマの荷電粒子による屈折率は $1 - 1.8 \times 10^{-22} Ne$ で与えられる⁽¹²⁾. 一方, 原子密度 $Na(\text{cm}^{-3})$ をもつ中性 Ar 原子気体の屈折率 n はほぼ $1 + 1.1 \times 10^{-23} Na$ で表される⁽¹³⁾. これらのことから低電離度のプラズマでは, 自由電子による屈折の影響は小さく, $n-1$ は主に気体密度に比例することがわかる. 本実験のように静圧力が一定とみなせる流れ場では, 気体温度 T_a は密度の逆数に比例するので, T_a は

$$T_a(r) = \frac{T_f}{\frac{n(r) - n_f}{n_f - 1} + 1} = \frac{T_f}{1 - \frac{n_f}{\pi} \int_r^{r'} \frac{\phi(y) dy}{(y^2 - r^2)^{1/2}}} \quad \dots\dots\dots (4)$$

により計算できる. ここに T_f, n_f はそれぞれ流れ場周囲の基準点での温度, 屈折率, そして $\gamma = 1/(n_f - 1)$ は熱電対などによる測定温度との比較により与える補正係数である.

モアレ法では像を不鮮明にする格子の回折効果が現れやすい⁽¹¹⁾. そこで本研究では図 1 のようにシュリーレン光学系のレンズ焦点面にスリットを置き, 一次の干渉像のみを取り出すことにより明りょうなモアレしまを得た. 干渉フィルタはレーザ波長光のみを透過し, プラズマからの放射を大部分カットする. 本装置の諸元は $a = 0.0726$ mm, $\Delta = 128$ mm, 結像レンズ口径 60 mm, その焦点距離は 460 mm, スリット幅は 0.8 mm である.

本実験のように大気中に放出する Ar フリージェットは, 周囲の空気を取り込む可能性がある. そのときのジェット周辺部は Ar-空気の混合気となり, 組成の点から n の見積もりはかなり複雑となる. しかし, Ar と空気の $n-1$ の差異は 3% 以下であることから, 本実験では空気取り込みによる影響は無視した.

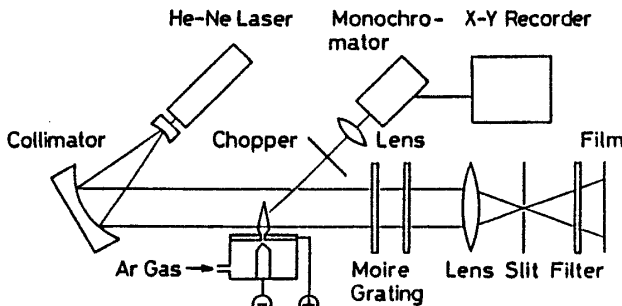


図 1 実験装置概略

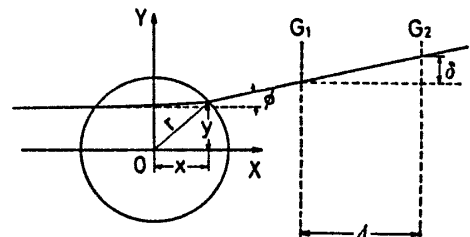


図 2 モアレ法原理図

2.2 分光法による温度測定 分光法においてプラズマジェットからの放射光は、チョッパ、集光レンズを経て回折格子分光器に入射する(図1)。分光した光は光電子増倍管で電流に変換し、ロックインアンプで増幅、X-Yレコーダ上に記録する。放射光の強度分布は、分光系全体を y 方向に移動し測定した。この分布は光路の x 方向に積分された強度の y 方向分布であるため、逆アーベル変換を行い、真の径方向(r 方向)分布に変換する。測定強度はタングステン標準電球による分光系の感度検定曲線を用いて、絶対強度に換算する。

励起原子が上部準位 i から下部準位 j へ放射失活するとき生じる波長 λ のスペクトル線の単位立体角当たりの放射強度 I は、 i 準位にある粒子数密度を $N(i)$ とすると次式となる。

$$I = hcA(i, j)N(i)/4\pi\lambda \dots \dots \dots (5)$$

ここで h はプランク定数、 c は光速、 $A(i, j)$ は放射遷移確率である。すなわち I の絶対測定から $N(i)$ を決定できる。

一方、衝突放射理論によると励起準位 i の粒子数 $N(i)$ の時間的変化 $\dot{N}(i)$ は、

$$\begin{aligned} \dot{N}(i) = & -N(i) \left[\sum_{j=1}^{i-1} \{C(i, j) + A(i, j) - \bar{A}(j, i)\} \right. \\ & + \sum_{j=i+1}^{ic-1} C(i, j) + C(i, ic) \left. \right] + \sum_{j=1}^{i-1} N(j)C(j, i) \\ & + \sum_{j=i+1}^{ic-1} N(j)\{C(j, i) + A(j, i) - \bar{A}(i, j)\} \\ & + N_e C(ic, i) + \beta(i)N_e^2 \\ & (i=2, 3, 4, \dots, ic-1) \dots \dots \dots (6) \end{aligned}$$

によって与えられる⁽¹⁴⁾⁽¹⁵⁾⁽¹⁶⁾。ここに $C(j, i)$ は e (電子)-Ar間および Ar-Ar間の衝突による準位 j から i への衝突遷移速度、 $A(j, i)$ と $\bar{A}(i, j)$ はそれぞれ放射遷移確率と放射吸収遷移確率、 $C(ic, i)$ は e -Ar⁺- e 間および e -Ar⁺-Ar間の衝突による三体再結合速度の和、そして $\beta(i)$ は e -Ar⁺の間の放射再結合係数である。 ic の準位は自由電子とサハ平衡にあり、そのような準位の $N(i)$ はサハ平衡式

$$\frac{N(i)}{g(i)} = \frac{1}{2U} \left(\frac{h^2}{2\pi m_e k T_e} \right)^{3/2} N_e^2 \exp\left(\frac{\chi - E(i)}{k T_e} \right) \dots \dots \dots (7)$$

で与えられる。ここで $g(i)$ は i 準位の重率、 T_e は電子温度、 χ は電離ポテンシャル、 $E(i)$ は i 準位の励起エネルギー、 U は一価 Ar イオンの分配関数、 k はボルツマン定数、 m_e は電子の質量である。また $i=1$ 準位(基底状態)の粒子数は原子の全粒子数に等しいとみなすことができる。

式(6)は衝撃波面のように急激に変化する場合を除

けば、一般に局所定常仮定 $\dot{N}(i)=0$ とおくことが可能である。したがって、入力変数として T_e, T_a, N_e, N_a を与えると衝突遷移速度 $C(j, i), \beta(i)$ が求まり、 $N(i)$ は $(ic-2)$ 元連立一次方程式の解として計算することができる。

本研究では上記衝突放射理論による励起準位の粒子数分布を計算し、この理論的分布と実験で得た分布を比較し、両者を一致させるような方法で T_e と N_e を求めた。この方法はプラズマの平衡性が前もって不明な場合は有力である。

測定した Ar I スペクトル線の波長は $4p$ 準位からの 763.5, 751.5, 750.4, 696.5 nm, $5p$ 準位からの 430.0, 420.1, 415.9, 405.5 nm, $5d$ 準位からの 603.2, 565.1, 557.3 nm であり、これらの分光データは文献(17)にある。

3. 結果および考察

ノズル直径 $d=3$ mm で電流 $I_0=100$ A, 流量 $Q=127$ cm³/s, 大気圧の実験条件に対するプラズマジェットの写真と、そのモアレシュリーレン写真を図3(a), (b)に示す。図3(a)はジェットからの強い放射光を示す。放射自体がある程度流れ場を可視化しているが、一般に放射強度はプラズマパラメータ(電子温度、電子密度)に強く依存するので、その可視化領域はプラズマ流のコア部分に限られる。これに対し図3(b)では、気体温度変化を伴う流れ場のほとんど全体が可視化されている。またモアレしまの屈折変位量の大きいところは温度こう配が急であることから、定性的な温度分布を直接的にある程度推定することができる。図3(b)の場合、流れ場はノズル出口より頂角約 30° で円すい状に広がっていることがわかる。

図3(b)をもとにノズル出口からの距離 $z=7.0, 13.9, 27.8$ mm の位置で測定したレーザー光の屈折角 ϕ の径方向分布を図4に示す。 ϕ はノズル直後を除けばほぼ良い軸対称性を示し、式(4)により径方向温度分布を計算することができる。このときデータ点を一点ずつ読取り、直接式(4)に代入し、積分する方法は煩雑で、読取り誤差を含みやすいため、破線で示すようにデータを関数形 $\phi=(ay^2+by+c)/(y+d)$ で近似し、積分する方法をとった。

屈折角(図4)と式(4)から求めた半径 r 方向の温度分布の結果を図5(a), (b)に示す。図5(a)の実験条件はノズル径 $d=3$ mm, 電流 $I_0=100$ A, 図5(b)のそれは $d=4$ mm, $I_0=200$ A で、その他の実験条件は図3の場合と同一である。温度分布はノズル出口近傍では非常に急激な変化を示すが、下流域では比

較的ゆるやかな、幅広い分布となることがわかる。

図5の結果をピーク温度 T_{max} と、室温との温度差 $T_a - T_r$ の半値幅 w を用いて無次元表示すると図6が得られる。分布は特定な形に集中し、相似性のあることがわかる。それは分布式⁽¹⁸⁾ $(T_a - T_r)/(T_{max} - T_r) = 1.359 \exp\{-(r/w)^2\}$ (図中の実線) でうまく表される。

図7は温度半値幅 w の z 軸方向変化について、 $w/(d/2)$, z/d を用いて無次元表示したものである。データ点はノズル近傍を除いてほぼ一直線状に並んでおり、ジェット太さの変化も相似的である。図から温度半値幅は近似的に $2w/d = 0.26(z/d)$ で与えられることがわかる (図中実線)。

流れ方向の中心軸上の気体温度と、Ar スペクトル線強度から求めた電子温度変化を図8(a), (b)に示

す。図8(a)と図8(b)の各実験条件は図5の(a), (b)と同一である。図中下流域の黒丸印はAC熱電対による測定結果、またノズル出口直後の三角印はアーク点灯時の温度上昇に伴うトーチ内圧の変化から流体力学的に計算した気体温度⁽¹⁹⁾である。モアレ法による温度測定結果(白丸印)は図8(a)の下流域 $z=35$ mmでの熱電対による測定温度と一致するように式(4)中の補正係数 γ を3560と定め、求めたものである。これらモアレ法による結果は、 ϕ データにみられる多少の非対称性および読取りの誤差から \bar{Q} で示す程度の測定誤差範囲をもつが、この分布を $z=0$ にまで延長した結果は、図8(a), (b)のいずれの計算温度(三角印)ともこの誤差範囲内でうまく整合する。

図8(a), (b)には分光法で求めた電子温度分布も示す。両条件に対して軸方向の電子温度 T_e はノズル直後で約8500 Kで、下流に向かって低下する。 $z > 10$ mmの下流域では図3にみるようにプラズマからの放射が消失するため電子温度は得られていない。 T_e は T_a よりもかなり高く、これは本プラズマ流が熱非平衡状態にあることを示す。

図9(a), (b)は、図5(a), (b)と同条件の z 軸上でノズル出口近傍のArガスと電子の数密度分布を示す。図9(a)ではノズル出口近くの N_a は $4 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ であり、プラズマの電離度は 10^{-3} 程度、一方図9(b)では N_a は 10^{16} cm^{-3} であり、プラズマの電離度は 10^{-2} 程度である。出口以後、電離度は下流に向かって急速に減少する。

図10(a), (b)は図5(a), (b)と同一の条件で得たAr原子の励起状態にある粒子数のボルツマンプロットを示す。白丸印は本実験で得た励起原子数密度であり、実線で結んだ黒丸印は理論的粒子数密度である。また一点鎖線は各条件に対応する自由電子とのサ

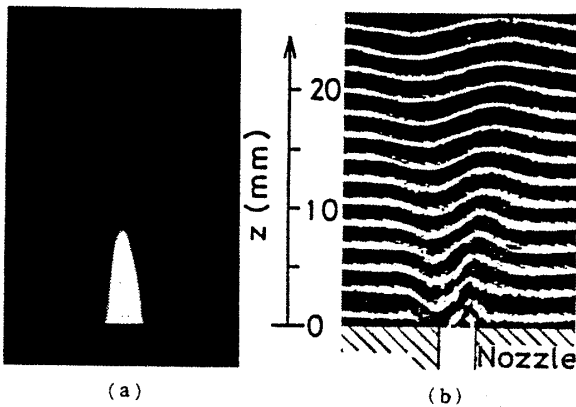


図3 プラズマジェットの写真およびモアレ写真 ($I_0=100$ A, $d=3$ mm)

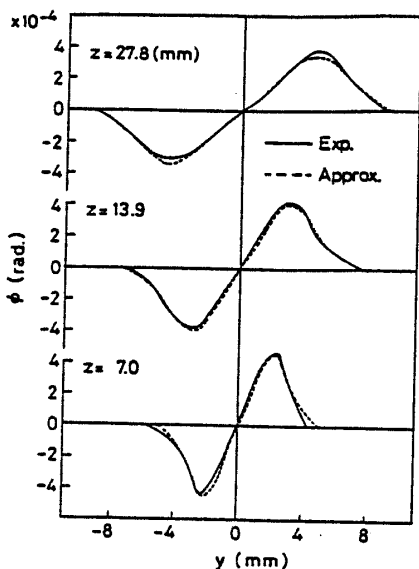
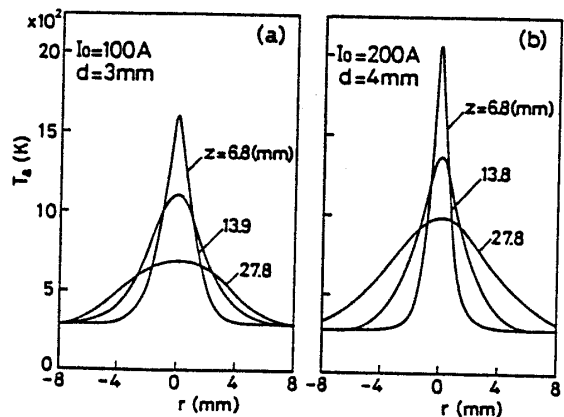


図4 屈折角の径方向分布 ($I_0=100$ A, $d=3$ mm)



(a) $I_0=100$ A, $d=3$ mm (b) $I_0=200$ A, $d=4$ mm

図5 径方向気体温度分布

ハ平衡密度を表す。ノズル出口近く $z=2\text{ mm}$ では、 $4p$ 以上の単位はほぼ一直線上に並び、かつサハ平衡曲線に近いが、下流域においてはサハ平衡から逸脱し、かなり強い励起非平衡性を示すことがわかる。その逸脱は下部単位 ($4p$) ほど大きい。図 10(a) の $z=8\text{ mm}$ の例では実験で用いた単位 $4p, 5p, 5d$ はほぼ直線的に並んでいいるが、その傾きはサハ平衡曲線より大きく、かつ上側にある。このような励起非平衡性のある場合に、従来のサハ平衡を仮定するボルツマンプロット法から T_e を求めると、 5900 K とかなり過小に見積もることになる。

4. 結 論

大気圧 Ar プラズマジェットの気体温度と電子温度分布を、それぞれ H_e-N_e レーザを用いたモアレシュリーレン法と、衝突放射理論に基礎をおいたボルツマンプロット法を適用して測定した。その結果以下のことがわかった。

- (1) モアレシュリーレン法は高温プラズマジェットの温度場の可視化、気体温度測定に有効に利用できる。
- (2) 本研究で用いたプラズマ流は気体温度

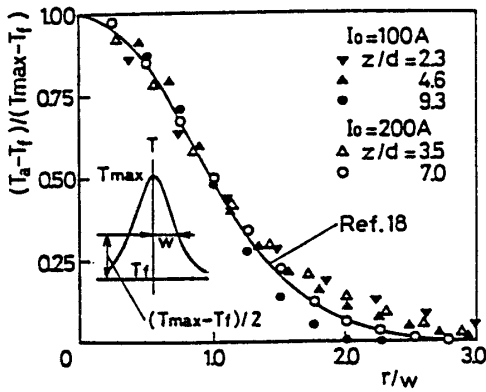


図 6 無次元径方向気体温度分布

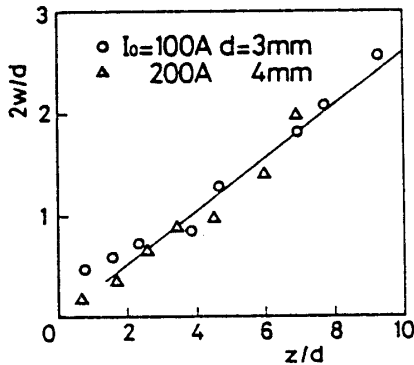
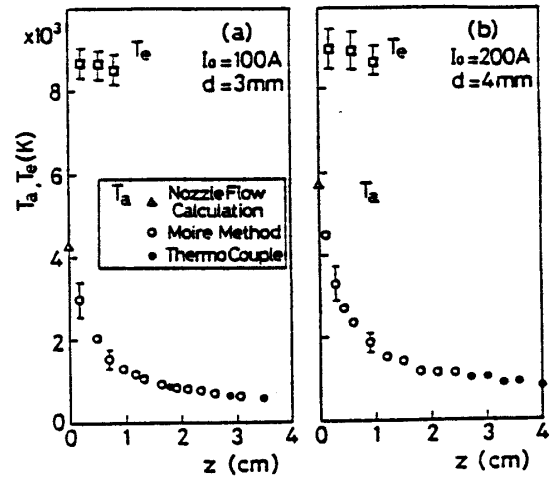
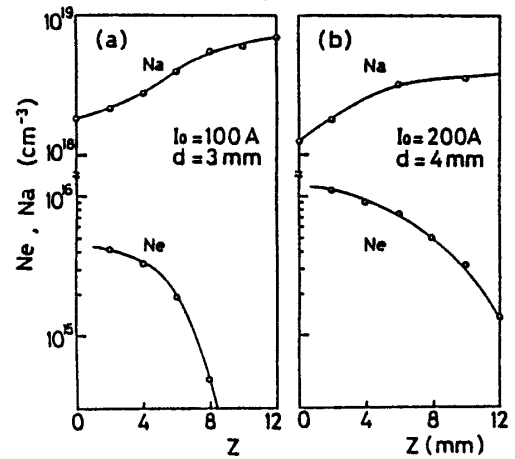


図 7 無次元気体温度半値幅の変化



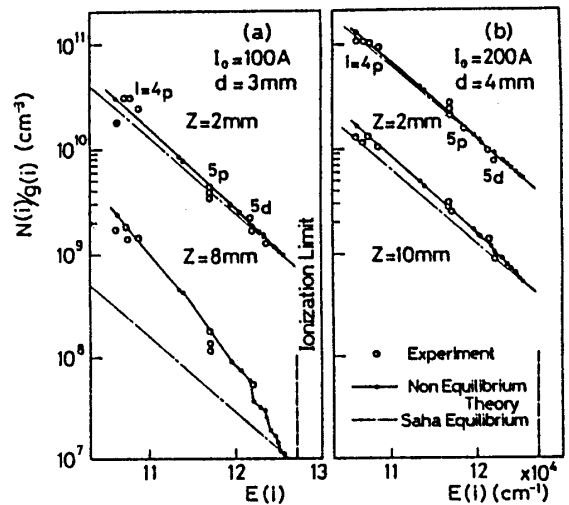
(a) $I_0=100\text{ A}, d=3\text{ mm}$ (b) $I_0=200\text{ A}, d=4\text{ mm}$

図 8 軸方向の T_a, T_e 変化



(a) $I_0=100\text{ A}, d=3\text{ mm}$ (b) $I_0=200\text{ A}, d=4\text{ mm}$

図 9 軸方向の N_a, N_e 変化



(a) $I_0=100\text{ A}, d=3\text{ mm}$ (b) $I_0=200\text{ A}, d=4\text{ mm}$

図 10 Ar 励起原子粒子数のボルツマンプロット

1 000~5 000 K, 電子温度~8 500 K, 電離度~ 10^{-2} 以下の非平衡プラズマ流である。

(3) 気体温度の径方向分布と温度半値幅の軸方向分布には相似性が見られる。

(4) プラズマジェットの Ar 励起準位 $4p, 5p, 5d$ の粒子数は、ノズルから離れるにしたがい自由電子とのサハ平衡値よりも大きくなり、強い励起非平衡性をもつ。

終わりに本研究は群馬大学科学技術振興会の助成を得て行われた。また、実験において湯沢裕史氏(旭光工業(株))の協力をいただいた。ここに深く感謝する。

文 献

- (1) Nick, K. P., *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.*, 32-1 (1984), 1.
- (2) Allen, R. A., *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.*, 5 (1965), 511.
- (3) 白井・ほか2名, 機論, 50-460, B (昭59), 3041.
- (4) Bohn, W. L., ほか2名, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.*, 7 (1967), 661.
- (5) Grandke, T., *Exp. Fluids*, 3 (1985), 277.
- (6) Jagoda, I. and Weinberg, F., *J. Phys. D*, 13 (1980), 551.
- (7) Farrell, P. V. and Hofeldt, D. L., *Appl. Opt.* 23-7 (1984), 1055.
- (8) Wernekinck, U., ほか2名, *Exp. Fluids*, 3 (1985), 206.
- (9) Keren, E., ほか3名, *Appl. Opt.* 20-24 (1981), 4263.
- (10) Stricker, J., ほか2名, *ALAA J.*, 21-12 (1983), 1767.
- (11) Shlachter, J. S., Ph. D. Thesis, Los Alamos National Lab., (1982), 90.
- (12) Kelmann, F., *Plasma Phys.*, 14 (1972), 111.
- (13) 日本化学会編, 化学便覧, (昭41), 1111, 丸善.
- (14) Giannaris, R. and Incropera, F., *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.* 13 (1973), 183.
- (15) Shirai, H., ほか2名, *Trans. Jpn. Soc. Aero. Space Sci.* 21 (1978), 1.
- (16) 田部井・白井, 機論, 52-475, B (昭61), 2647.
- (17) Wiese, W. L., ほか2名, *At. Trans. Probabilities. NBS* 22-11 (1969).
- (18) Schlichting, H., *Boundary-Layer Theory*, (1968), 703, McGraw-Hill (N. Y.).
- (19) Jenkins, R. C., *ALAA J.*, 9 (1971), 1383.

討 論

〔質問〕 佐藤 誠四郎〔船舶技術研究所〕

モアレシュリーレン法による温度計算法について質問させていただきます。

式(4)の γ は、他の温度測定との比較により与える補正係数とすることだが、 γ の値はその定義から一義的に決まるのに、ここで補正係数とした理由を説明していただきたい。補正係数を導入するのであれば、気体温度は密度の逆数に比例することから、式(4)に最初から比例常数などとして用いたほうが、わかりやすいと思う。

〔回答〕 フリージェットと周囲の気体と同じ場合には、補正の必要はなく、 γ はその気体の屈折率から求められる。しかし、本フリージェットでは、Arプラズマが空気中に噴出するので、Arジェット周辺への空気の取込みも多少予想される。このような場合には、ジェットは一部混合気体となるため、その屈折率の厳密な決定は難しいものとなる。そこで、本論では他の温度測定を併用して γ の値を定めることとした。こうして得た γ の値は、結果的にはArの屈折率から求めた値とほとんど一致していた。

〔質問〕 手島 光司〔京都教育大学〕

(1) プラズマが熱的に非平衡であることの本質的な原因は流れが高速膨張流であることの本質と受けとられる。貴実験における流れの条件、すなわちノズル上流の圧力、温度、ノズル形状などの重要な流れのパラメ

ータの値について伺いたい。

(2) ノズル出口温度として気体の定積変化を仮定して求めたこと、およびノズル出口より下流で流れが等圧的であったことの妥当性について伺いたい。

(3) 式(4)においてジェット外側の基準点での屈折率 n_f を $\gamma=1/(n_f-1)$ という形で、熱電対による測定結果と比較して補正係数として決めているが、そのときの n_f としての値の妥当性、および基準点の温度 T_f の値をどう決定したかについて伺いたい。

〔回答〕 (1) 本実験条件は以下のとおりである。ノズル形状は直径3~4 mm, 長さ14 mmの円筒状で入口部分は丸みをもっている。ノズル上流の絶対圧力は、106~105 kPa (1.05~1.04 atm)である。温度の測定は装置構造の都合でできなかった。流速はノズル出口で150~170 m/sで、プラズマは亜音速流れとなっている。一般に、プラズマジェットは低圧状態の雰囲気中へ噴出するとき、高速膨張流となりやすいが、本プラズマジェットの場合には大気圧下で、かつ少流量であるためにノズル内外の圧力差はあまりなく、膨張はほとんどないと考えられる。高速膨張流と非平衡性の関係究明は本論の主旨としていないが、非平衡性の原因については低電離度のため電子と重粒子間のエネルギー結合性が小さいことにあると予想している。詳しくは理論的に究明中である。

(2) ノズル出口温度は、同一質量流量でのアーク

放電時および非放電時のノズル入口と出口の圧力差の比率をもとに計算したものであり、定積変化は仮定していない。ノズル前後の圧力比は1にかなり近いのでジェット内は大気圧で定圧変化していると考えられる。これは水冷式の静圧測定探子による実験でも確かめてある。

(3) 本ジェットは厳密にはAr-空気系であるが、

両者の $n_f - 1$ の密度依存性にあまり差がないため、純気体について成り立つ式(4)が使用できるとした。混合気体の n_f は組成をもとに計算できるが、それが困難な場合には実験的に定めるしかない。本実験も式(4)の γ を実験的に定めてはいるが、Arの n_f から求めた値とほとんど変わらない。 T_f には室温を用いている。

53 卷 492 号, B 編 (昭 62-8) 正誤表

執筆者名	ページ	欄	行	誤	正
大島亮一郎	2253	左	8	pv	p_v
	〃	右	33	$=0$ における C_{p0}	$=0$ での $C_p (=C_{p0})$
	2255	左	2	$/A_{lv}$	$/A_{lv}$
	2256	左	23	$\int_{r,r}$	\int_r
	〃	左	37	$\sigma + \phi^{\circ}$	$\sigma + \phi_0$
藤田秀臣ほか	2374	図 12	図説	$(\overline{u_1 u_2} / U_0^2) \times 10^3$	$(\overline{u_1 u_2} / U_0^2) \times 10^3$
	〃	図 14	図説	$[(\overline{u_1^2} - \overline{u_2^2}) / U_0^2] \times 10^3$	$[(\overline{u_1^2} - \overline{u_2^2}) / U_0^2] \times 10^3$
小川信夫ほか	2384	左	下 2	輸送圧力拡散…	輸送が圧力拡散…
	2385	右	13	…算術平均値その…	…算術平均値をその
李 福忠ほか	2478	左	13	$7 \times 10^4 \sim 1.4 \times 10^5$	$7 \times 10^3 \sim 1.4 \times 10^4$
古川明德ほか	2508	右	1	$-(\vec{w} \times \vec{r}) \cdot \vec{r}^{\circ} \phi(x, y)$	$-(\vec{w} \times \vec{r}) \cdot \vec{r}^{\circ} \phi(x, y)$
	2510	左	9	$(\theta^* - \delta) / \cos \delta$	$\cos(\theta^* - \delta) / \cos \delta$
新関良樹ほか	2527	付図 1	図説	付図 1	付図 1 CB 30-M および RC-70 における流入角による n 方向圧力こう配の分布の変化機能物質科学
藤井 哲ほか	2528	脚注		生産技術	
鈴木豊彦ほか	2614	図 5, 6	図中	縦軸の Impulse の単位(N・s)	kgf・s
	2615	図 7, 9, 10	図中		
	2616	図 11, 12, 13	図中		
	2617	付図 1, 2	図中		
〃	右	1		N・s	kgf・s
新井雅隆ほか	2625	左	下 1	再循環域	再循環領域
		右	5	再循環域	再循環領域