

UDC 533.6.07/.08:  
533.9

# 航空宇宙技術研究所報告

TECHNICAL REPORT OF NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

TR-307

プラズマ風胴アーク加熱器、ノズル流および  
ノズル噴流に対する諸考察

松崎利一・平林則明

1972年12月

航空宇宙技術研究所  
NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

## 既 刊 報 告

TR-282	高温タービン試験設備およびその計測装置 On the High Temperature Turbine Test Facilities and the Data Processing System	1972年6月 原動機部
TR-283	エンジン特性の実時間シミュレーション(I) (装置および特性) Real-time Simulation of Jet Engines with Digital Computer (I) (Fabrication and Characteristics of the Simulator)	1972年7月 西尾健二, 杉山七契 越沼威, 橋本武男 大畠敏美, 市川英夫
TR-284	高 $dn$ 値における玉軸受の性能に関する研究 Study on Performance of Ball Bearings at High $dn$ Values	1972年5月 宮川行雄, 関勝美 横山正幸
TR-285	高温固体潤滑剤としての一酸化鉛 (PbO) に関する基礎的研究 Study on Lead Monoxide as Solid Lubricant for High Temperatures	1972年5月 宮川行雄, 西村允 安部宣
TR-286T	An Investigation of Secondary Injection Thrust Vector Control	May, 1972 Tatsuo YAMANAKA
TR-287	内面加熱を受ける中空円筒の非定常熱応力 Transient Thermal Stresses of the Hollow Cylinder Subjected Uniform Inner Heating	1972年5月 江川幸一, 竹中幸彦
TR-288	低アスペクト比後退角片持平板翼の遷音速および超音速のフラッタ特性 The Transonic and Supersonic Flutter Characteristics of Low Aspect Ratio Sweptback Thin Cantilever	1972年5月 中井暎一, 森田甫之 菊地孝男, 高橋実 東久保正年
TR-289T	Transient Hypersonic Leading-Edge Flow	Jun. 1972 Katsuhisa KOURA
TR-290	二自由度回転駆動検出型ジャイロの研究 Study of a Rotary-drive Vibratory-output Two-degree-of-freedom Gyro	1972年7月 山田博
TR-291	はり板結合構造物の振動(III) On the Natural Vibration of Plate-Beam Combination Structures (III)	1972年7月 塙武敏, 林洋一 多田保夫, 戸田勲 日下和夫
TR-292	翼型の非圧縮乱流ウェーク流の近似計算法 一対称ウェーク流の場合 An Approximate Calculation Method of Incompressible Turbulent Wakes behind Aerofoils—Symmetrical Wake Flow Case—	1972年7月 石田洋治
TR-293	き裂先端塑性域に線形な応力分布のある弾塑性モデルの解析 An Elastic-Plastic Analysis of a Crack with Linearly Distributed Stress in the Plastic Zone	1972年8月 寺田博之
TR-294	ジェットフラップを持つ高揚力機の地面効果 Effect of Ground Proximity on the Longitudinal Aerodynamic Characteristics of an Airplane with a Jet-Flapped High Lift Wing	1972年8月 遠藤浩, 高橋宏 中谷輝臣, 綿貫忠晴
TR-295	自機搭載型軌道保持システムのための軌道決定と制御 Orbit Determination and Control Method for Self-Contained Station-Keeping Systems	1972年8月 松島弘一
TR-296	航空用ガスタービン燃焼器のライナ壁面の冷却 Liner Cooling of the Aeronautical Gas Turbine Combustor	1972年8月 相波哲朗

# プラズマ風胴アーク加熱器、ノズル流および ノズル噴流に対する諸考察\*

松崎利一\*\*・平林則明\*\*

## Some Characteristics of the Arc-Heater, Nozzle Flow, and the Underexpanded Jet in the NAL 60 kW Plasma Wind Tunnel

By Ri'ichi MATSUZAKI and Noriaki HIRABAYASHI

Some characteristics of the NAL 60 kW plasma wind tunnel have been investigated. The plasma wind tunnel consists of an arc-heater, convergent-divergent nozzle, and an under-expanded jet. The thermodynamical flow properties of the working gases ( $N_2$  and Ar) in each section have been experimentally and theoretically studied.

In the plenum chamber of the arc-heater, it is found out that thermal equilibrium can be assumed. In this section, the equilibrium properties of the working gases are approximately estimated by taking account of second order of thermodynamic quantities. The heat loss in the arc-heater has been studied theoretically. The result is found to agree qualitatively with the experiment. Taking account of the effect of ionization-recombination non-equilibrium, the convergent-divergent nozzle flow has been studied. It is shown that the most of the flow field is that of a frozen flow. But the real gas effects have been shown to decrease the flow velocity in the expansion process. The electron temperature is about ten times as high as that of heavier particles at the nozzle exit. A moderately under-expanded jet in the test section has been investigated by the use of a pitot impact pressure tube and an electrostatic probe. In the region inside an intercepting compression wave, it can be approximately said that a uniform flow field prevails. Electron density and space charge profile in the jet are qualitatively explained by a simple analysis taking into account only electron diffusion and mobility.

### まえがき

プラズマ風胴は極超高速飛行における高エンタルピの状態をシミュレーションすることを目的とし、空力加熱、熱防御、アブレーション現象、空力特性におよぼす実在気体効果、その他実在気体の空気力学の実験研究に用いられる。昭和 40 年度に完成した当所 60 kW のプラズマ風胴<sup>1)</sup>は、これまで空力的熱伝達<sup>2)~5)</sup>やアブレーション現象<sup>6),7)</sup>の研究に用いられてきた。

このような実験研究をおこなうにあたって、プラズマ風胴の特性あるいは風胴各部の作動、発生させた流

れの諸性質等についてあらかじめ良く現解しておくことがこの種の風胴の効果的運用あるいは実験結果の評価のために必要なことである。本論文では当所プラズマ風胴各部のうちその主要部分であるアーク加熱器の特性、ノズル内の流れの特性および測定部の噴流の特性について実験的および理論的検討をおこなった結果について述べる。本風胴の特性については部分的にはすでに実験結果<sup>8)</sup>が報告されているが、本報告ではこれらも参考にしながら、上記主要部分について検討をおこなう。

### 1. アーク加熱器

現在用いられているアーク加熱器の構造を図 1 に示す。このアーク加熱器はアルゴンおよびチッ素を作動

\* 昭和 47 年 10 月 20 日受付

\*\* 空気力学第一部

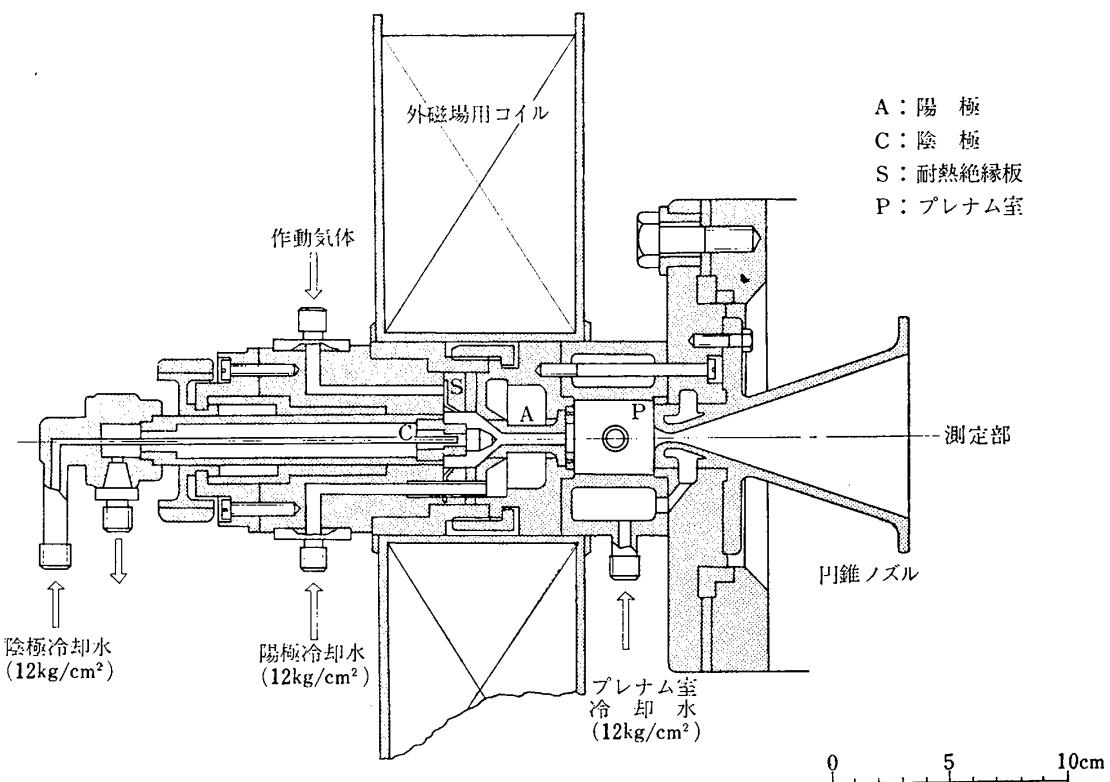


図 1 アーク加熱器

気体として用いることができるよう設計され、先端がトリウム入りタンゲステンの棒状陰極 (C) と、中空円筒状の銅の陽極 (A) からなる同軸型である。アークは最初高電圧 (約 6,000 V) の高周波により陰極と陽極の最短距離の間に生じ、電流値を制御すると共に電極間隔を調節することにより電圧を調節し、最高 60 kW まで任意の電力で作動させることができる。その際アークは陽極の中空円筒内面の任意の場所に移動することができ、いわゆる constrictor<sup>9)</sup> としてアークを安定に維持する。アークの安定な維持は耐熱絶縁板 (図 1 の S) にらせん状にあげられた 6 個の孔から作動気体が陰極と陽極のすき間に向けて流入する際に、その周方向の流れ成分によりアークが周方向に回転し、1 個所にとどまるのを防ぐことによってもおこなわれる。なおこのような回転は外磁場による電磁力によっても効果的におこなわれる。アークにより加熱された気体は陽極を通ってプレナム室 (P) に至り、そこで高温の貯気槽状態を形成する。

本節ではアーク加熱器の特性をより良く理解するためにプレナム室に生じた貯気槽状態での諸特性、アーク加熱器各部の熱損失等について検討する。

### 1.1 プレナム室における熱平衡性

風洞の貯気槽状態は熱平衡状態にできるだけ近いこ

とが必要である。熱平衡性は、実験的に測定された貯気槽の気体の温度と、温度以外の熱力学的状態量から熱平衡を仮定して間接的に求められた温度との一致により確かめられるであろう。

アーク加熱器のプレナム室における貯気槽状態は熱平衡にあるとすれば、2つの状態量の測定値から、他のすべての量は決定される。これらのうち、貯気槽圧力  $p_0$  はマノメータの読みから知ることができる。他の1つの量として通常エンタルピ  $h_0$  を測定する。測定部に生じた流れが亜音速であれば、衝撃波による損失がないので  $p_0$  外に流量と静圧の値から全エンタルピを知ることができる<sup>10)</sup>。極超音速のプラズマ風洞では、アーク加熱器各部の冷却水の流量と温度上昇の測定から、1.3 節で述べるようにアーク加熱器各部の熱損失量の合計  $W_L$  を見積り、アーク加熱器が消費した電力  $W$  からこの損失量を差引いたエネルギーがプレナム室の気体に加えられたと考え

$$h_0 = C_{p1}T_1 + \eta W / \dot{m} \quad (1.1)$$

により全エンタルピ  $h_0$  を決定する。ここで  $\dot{m}$  は気体の流量 (g/s),  $\eta$  は (1.21) 式で定義されるアーク加熱器の効率,  $C_{p1}T_1$  は気体が最初に持っていたエンタルピである。

このようにして測定された  $h_0$  と  $p_0$  とから、チッ

素のような2原子分子の場合は次の各式であたえられる熱的および熱量的状態方程式、解離平衡に対するSahaの式

$$P_0 = \frac{k}{2M_N} \rho_0 T_0 (1+\alpha) \quad (1.2)$$

$$h_0 = \frac{k}{4M_N} T_0 (7+3\alpha) + \frac{k}{2M_N} T_v (1-\alpha) \frac{e^{-T_v/T_0}}{1-e^{-T_v/T_0}} + \frac{D}{2M_N} \alpha \quad (1.3)$$

$$\frac{\alpha^2}{1-\alpha} = 8M_N \left( \frac{\pi M_N k T_0}{h^2} \right)^{3/2} \times \frac{2T_r}{T_0} (1-e^{-T_v/T_0}) \frac{e^{-T_d/T_0}}{\rho_0} \quad (1.4)$$

により貯気槽温度  $T_0$ 、密度  $\rho_0$ 、解離度  $\alpha$  等の量が計算できる。但し  $\alpha$  は解離した成分の重量比

$$\alpha = M_N N_N / (M_{N2} N_{N2} + M_N N_N)$$

で定義する。ここで  $M_N, M_{N2}$  はチッ素原子および分子の質量、 $N_N, N_{N2}$  はプレナム室内のチッ素原子および分子の全数である。なお  $T_r = h^2/8\pi^2Ik$ 、 $T_v = h\nu/k$  はチッ素分子の回転および振動の特性温度、 $T_d = D/k$  で  $D$  は解離エネルギー、 $k$  はボルツマン定数、 $h$  はプランクの定数、 $I$  はチッ素分子の回転モーメント、 $\nu$  は固有振動数である。チッ素分子の場合、 $T_r = 2.86^\circ\text{K}$ 、 $T_v = 3.340^\circ\text{K}$ 、 $T_d = 1,133 \times 10^5^\circ\text{K}$  となる<sup>11)</sup>。アルゴンのような単原子気体の場合も全く同様で、熱的および熱量的状態方程式、電離平衡に対する Saha の式はそれぞれ

$$P_0 = \frac{k}{M_A} \rho_0 T_0 (1+\phi) \quad (1.5)$$

$$h_0 = \frac{5k}{2M_A} T_0 (1+\phi) + \frac{k}{M_A} \frac{T_x e^{-T_x/T_0}}{2+e^{-T_x/T_0}} \cdot \phi + \frac{I_A}{M_A} \phi, \quad (1.6)$$

$$\frac{\phi^2}{1-\phi} = 4M_A \left( \frac{2\pi m_e k T_0}{h^2} \right)^{3/2} (2+e^{-T_x/T_0}) \frac{e^{-T_d/T_0}}{\rho_0}, \quad (1.7)$$

となり、これから  $T_0, \rho_0$  および電離度

$$\phi = M_A^+ N_A^+ / (M_A N_A + M_A^+ N_A^+)$$

等の量が計算できる。但し  $M_A, M_A^+$  はアルゴン原子およびイオンの質量、 $N_A, N_A^+$  はプレナム室におけるそれらの全数、 $m_e$  は電子の質量、 $I_A$  は電離エネルギー、 $T_i = I_A/k$ 、 $T_x = E_{xA^+}/k$  はアルゴンイオンの第1励起準位  $E_{xA^+}$  を温度の単位で表わした値で、 $T_x = 2060.4^\circ\text{K}$ 、また  $T_i = 1.828 \times 10^5^\circ\text{K}$  である。  
(1.6) および (1.7) ではアルゴン原子およびイオンの内部自由度に対する分配関数  $Z_A^e$  および  $Z_{A^+}^e$  の比  $Z_{A^+}^e/Z_A^e$  を  $4+2e^{-E_{xA^+}/kT}$  で近似している。

熱平衡性を実験的に確かめるには、 $P_0, h_0$  の測定から式 (1.2)～(1.4) または式 (1.5)～(1.7) を用いて計算した温度  $T_0$  と、例えは分光測定から直接得られる温度とを比較し、その一致を確かめればよい。いくつかの実験条件でチッ素を作動気体として用いた場合のプレナム室の気体温度について熱平衡を仮定して求めた値と、分光測定<sup>8), 12)</sup> による値との比較を表1に示す。両者はほぼ一致していることがわかる。分光測定の結果の方がわずかながら高いのは、プレナム室内の気体の分布が全く一様ではなく、分光測定の際発光の強い部分を観測するためと考えられている<sup>13)</sup>。

## 1.2 プレナム室における熱平衡状態

前節においてプレナム室の貯気槽状態はほぼ熱平衡状態に達していることが確かめられた。貯気槽状態にある気体は流速が十分に小さく、よどみ状態を形成していることが望ましい。即ち、プレナム室における気体の流速を  $u_0$ 、気体分子の平均の熱速度  $\bar{u}_{th}$  とすると

$$u_0 \ll \bar{u}_{th}$$

である必要があろう。ここで  $u_0, \bar{u}_{th}$  は

$$\bar{u}_{th} = \sqrt{\frac{2kT_0}{M}} = \sqrt{\frac{2}{r}} a_0$$

$$u_0 = \frac{\dot{m}}{\rho_0 S}$$

と書ける。但し  $a_0$  はプレナム室の気体の音速、 $\dot{m}$  は気体の流量、 $S$  はプレナム室(円筒)の断面積である。したがってよどみ状態の条件を、プレナム室軸方向への流速が熱速度の例えは 1/10 以下であるとする

$$\dot{m} < 0.1 \rho_0 S \sqrt{2kT_0/M}$$

表 1

電 力 kW	流 量 g/s	$P_0$ (atm)	$h_0$ (cal/g)	$T_0$ (計算) (°K)	$T_0$ (測定) (°K)
17.0	0.462	0.811	$1.79 \times 10^3$	$5.30 \times 10^3$	$5.6 \times 10^3$
24.6	0.462	0.837	$2.39 \times 10^3$	$5.78 \times 10^3$	$6.0 \times 10^3$
36.2	0.960	0.960	$2.75 \times 10^3$	$6.01 \times 10^3$	$6.2 \times 10^3$

がよどみ状態を形成するための条件となるであろう。

任意の作動状態におけるプレナム室の状態量を計算することにより、この種の風洞の特性を知っておくことはこの風洞を用いて実験する場合に有用である。平衡状態におけるプレナム室の状態量は式(1.2)～(1.4)または式(1.5)～(1.7)から計算することができる。チッ素に対する式(1.2)～(1.4)を無次元化するために温度、密度、圧力、エンタルピに対して次の諸量を導入する。

$$T_d = \frac{D}{k} = 1.133 \times 10^5 \text{ (°K)}$$

$$\rho_d = 16 M_N \frac{T_r}{T_d} \left( \frac{\pi M_N k T_d}{h^2} \right)^{3/2}$$

$$= 1.237 \times 10^3 \text{ (g/cm}^3\text{)}$$

$$p_d = \rho_d T_d \left( \frac{k}{2 M_N} \right) = 4.082 \times 10^8 \text{ (atm)}$$

$$h_d = \frac{D}{2 M_N} = 7.978 \times 10^3 \text{ (cal/g)}$$

同様にアルゴンに対する式(1.5)～(1.7)を次の諸量を用いて無次元化する。

$$T_i = \frac{I_A}{k} = 1.823 \times 10^5 \text{ (°K)}$$

$$\rho_i = 4 M_A \left( \frac{2 \pi m_k T_i}{h^2} \right)^{3/2} = 50.4 \text{ (g/cm}^3\text{)}$$

$$p_i = \rho_i T_i \left( \frac{k}{M_A} \right) = 1.880 \times 10^7 \text{ (atm)}$$

$$h_i = \frac{I_A}{M_A} = 9.062 \times 10^3 \text{ (cal/g)}$$

これらの諸量を用いて無次元化した式はチッ素に対して次のようになる。

$$p = \rho T (1 + \alpha) \quad (1.8)$$

$$h = \frac{1}{2} T (7 + 3\alpha) + T_v (1 - \alpha) \frac{e^{-T_v/T}}{1 - e^{-T_v/T}} + \alpha \quad (1.9)$$

$$\frac{\alpha^2}{1 - \alpha} = \frac{T^{1/2}}{\rho} e^{-1/T} (1 - e^{-T_v/T}) \quad (1.10)$$

但し  $T_v = 3,340 / 1.133 \times 10^5 = 0.0295$

同様にしてアルゴンに対しても

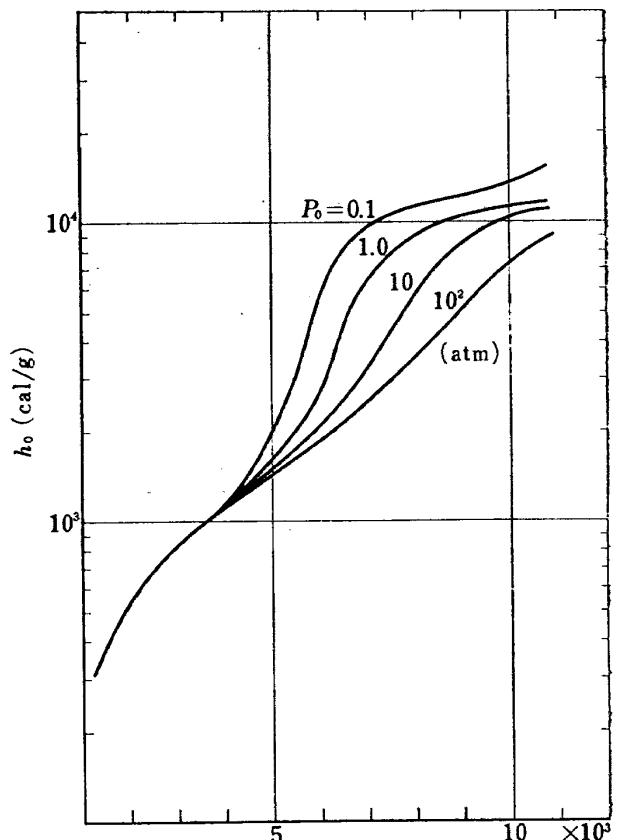
$$p = \rho T (1 + \phi) \quad (1.11)$$

$$h = \frac{5}{2} T (1 + \phi) + \left( \frac{T_x e^{-T_x/T}}{2 + e^{-T_x/T}} + 1 \right) \phi \quad (1.12)$$

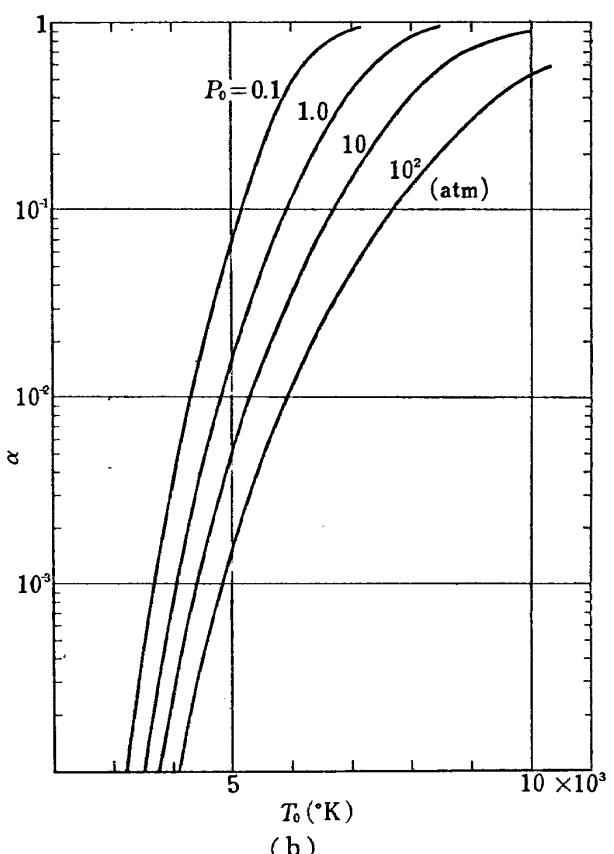
$$\frac{\phi}{1 - \phi} = \frac{T^{3/2}}{\rho} e^{-1/T} (2 + e^{-T_x/T}) \quad (1.13)$$

但し  $T_x = 2060.4 / 1.823 \times 10^5 = 0.0113$

これらの各式を用いてチッ素およびアルゴンについてプレナム室におけるエンタルピと解離度あるいは電離度を計算した結果を図2～図3に示す。これらはよ



(a)



(b)

図 2 プレナム室におけるチッ素の状態量。  
(a) エンタルピ, (b) 解離度。式(1.2)～(1.4)より計算

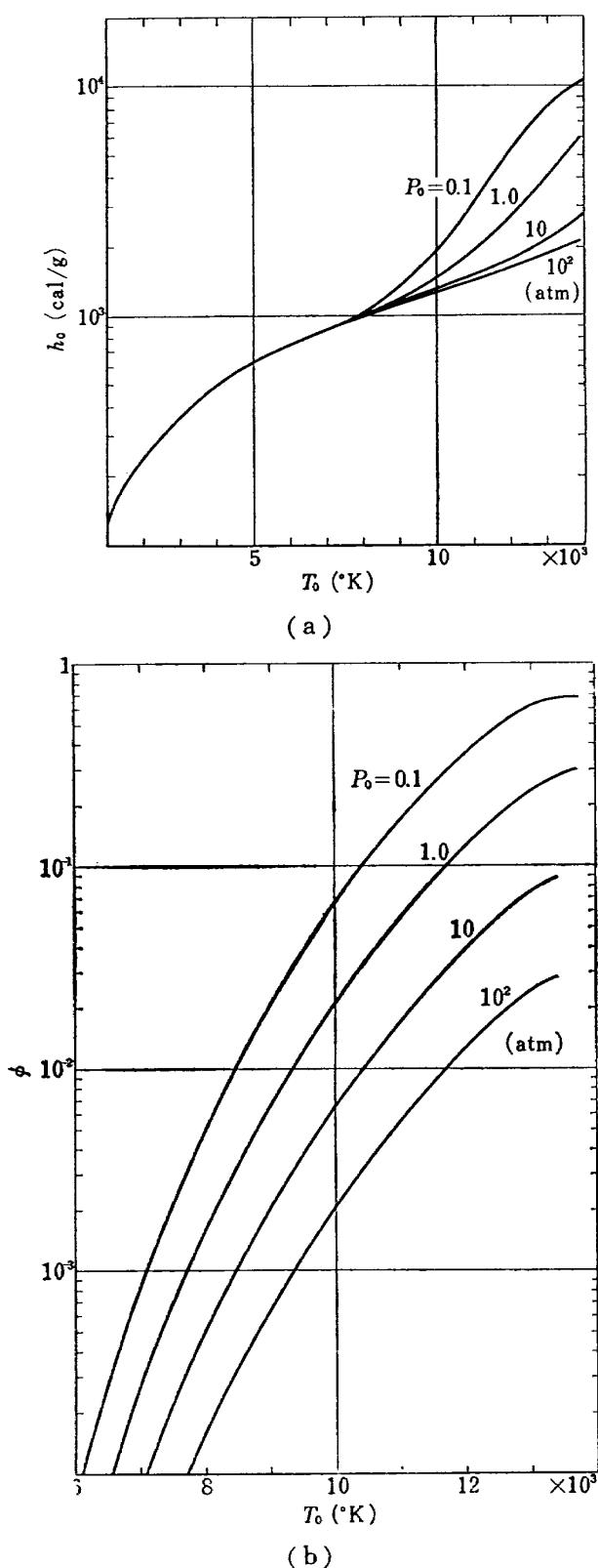


図 3 プレナム室におけるアルゴンの状態量。  
(a) エンタルピ, (b) 電離度。式 (1.5)～  
(1.7) より計算

り詳細な数値計算結果<sup>18)</sup>ときわめて良い一致を示す。なお上の各式を用いて定積比熱  $C_v$ 、定圧比熱  $C_p$ 、等エントロピ指数  $\gamma$  等のいわゆる 2 次の熱力学的状態量も計算することができる(付記(1) 参照)。チッ

素に対しては内部エネルギーを

$$u = h - p/\rho \quad (1.14)$$

として

$$\begin{aligned} C_v &= \left( \frac{\partial u}{\partial T} \right)_p \\ &= \frac{1}{2} (5 + \alpha) + (1 - \alpha) \frac{T_v^2 e^{-T_v/T}}{T^2 (1 - e^{-T_v/T})^2} \\ &\quad + \frac{\alpha (1 - \alpha)}{2 - \alpha} \left( 1 + \frac{T}{2} - \frac{T_v e^{-T_v/T}}{1 - e^{-T_v/T}} \right) \\ &\quad \times \left( \frac{1}{2T} + \frac{1}{T^2} - \frac{T_v}{T^2} \frac{e^{-T_v/T}}{1 - e^{-T_v/T}} \right) \end{aligned} \quad (1.15)$$

$$\begin{aligned} C_p &= \left( \frac{\partial h}{\partial T} \right)_p \\ &= \frac{1}{2} (7 + 3\alpha) + (1 - \alpha) \frac{T_v^2 e^{-T_v/T}}{T^2 (1 - e^{-T_v/T})^2} \\ &\quad + \frac{1}{2} \alpha (1 - \alpha^2) \left( 1 + \frac{3T}{2} - \frac{T_v e^{-T_v/T}}{1 - e^{-T_v/T}} \right) \\ &\quad \times \left( \frac{3}{2T} + \frac{1}{T^2} - \frac{T_v}{T^2} \frac{e^{-T_v/T}}{1 - e^{-T_v/T}} \right) \end{aligned} \quad (1.16)$$

また  $Z = 1 + \alpha$  とすると、 $Z = Z(p, T)$  として

$$\begin{aligned} \gamma &= \frac{d \ln p}{d \ln \rho} = \frac{C_p}{C_v} \frac{1}{1 - \frac{p}{Z} \left( \frac{\partial Z}{\partial p} \right)_T} \\ &= \frac{C_p}{C_v} \frac{2}{2 + \alpha (1 - \alpha)}, \end{aligned} \quad (1.17)$$

なお (1.15), (1.16)において  $\alpha = 0$  の場合は振動緩和する 2 原子気体の比熱に対するよく知られた式

$$\begin{aligned} C_v &= \frac{5}{2} + \left( \frac{T_v}{T} \right)^2 \frac{e^{-T_v/T}}{(1 - e^{-T_v/T})^2}, \\ C_p &= \frac{7}{2} + \left( \frac{T_v}{T} \right)^2 \frac{e^{-T_v/T}}{(1 - e^{-T_v/T})^2} \end{aligned}$$

に帰着する。同様にしてアルゴンに対しても

$$\begin{aligned} C_v &= \frac{3}{2} (1 + \phi) + 2\phi \frac{T_x^2 e^{-T_x/T}}{T^2 (2 + e^{-T_x/T})^2} \\ &\quad + \frac{\phi (1 - \phi)}{2 - \phi} \left( 1 + \frac{3}{2} T + \frac{T_x e^{-T_x/T}}{2 + e^{-T_x/T}} \right) \\ &\quad \times \left( \frac{3}{2T} + \frac{1}{T^2} + \frac{T_x}{T^2} \frac{e^{-T_x/T}}{2 + e^{-T_x/T}} \right) \end{aligned} \quad (1.18)$$

$$\begin{aligned} C_p &= \frac{5}{2} (1 + \phi) + 2\phi \frac{T_x^2 e^{-T_x/T}}{T^2 (2 + e^{-T_x/T})^2} \\ &\quad + \frac{1}{2} \phi (1 - \phi^2) \left( 1 + \frac{5}{2} T + \frac{T_x e^{-T_x/T}}{2 + e^{-T_x/T}} \right) \\ &\quad \times \left( \frac{5}{2T} + \frac{1}{T^2} + \frac{T_x}{T^2} \frac{e^{-T_x/T}}{2 + e^{-T_x/T}} \right) \end{aligned} \quad (1.19)$$

$$\gamma = \frac{C_p}{C_v} \frac{2}{2 + \phi (1 - \phi)}, \quad (1.20)$$

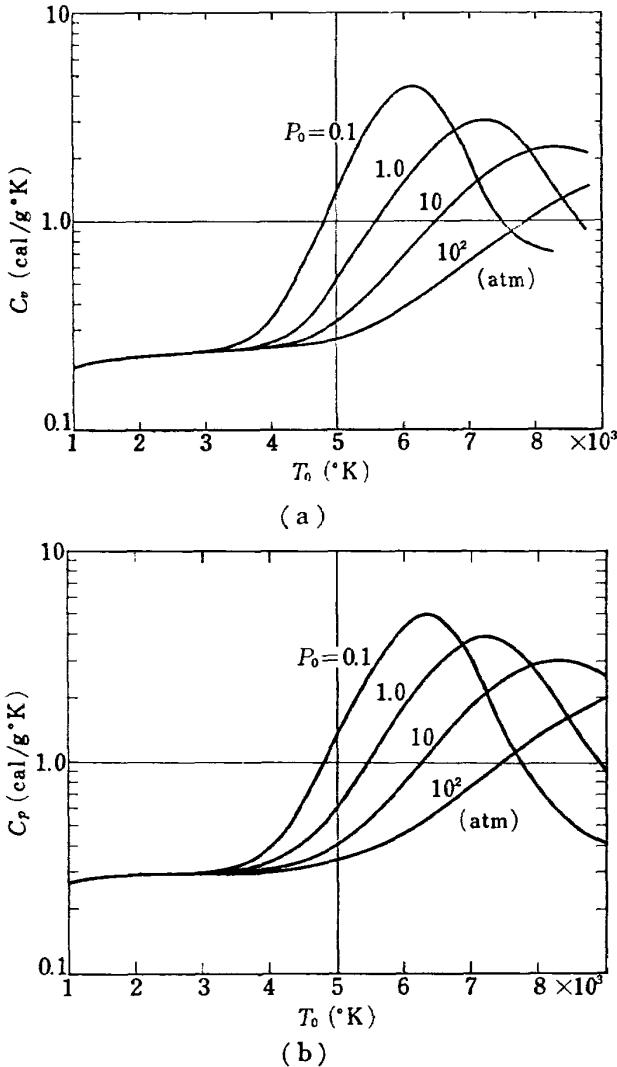


図 4 高温のチッ素の比熱。(a) 定積比熱  
(式 (1.15)), (b) 定圧比熱 (式 (1.16))

なお (1.18), (1.19) は  $T_x \ll 1$  の場合はそれぞれ

$$C_v = \frac{3}{2}(1+\phi) + \frac{\phi(1-\phi)}{2-\phi} \left( \frac{3}{2} + \frac{1}{T} \right)^2$$

$$C_p = \frac{5}{2}(1+\phi) + \frac{1}{2}\phi(1-\phi^2) \left( \frac{5}{2} + \frac{1}{T} \right)^2$$

となり、Glass および Hall<sup>14)</sup>があたえた表示と一致するが、これは理想電離気体<sup>15)</sup>に対する比熱に外ならない。

定積比熱、定圧比熱および等エントロピ指数を (1.15)～(1.20) により計算した結果を図 4～6 に示す。これらの図から、プレナム室における状態量のうち任意の 2 つの量、たとえば圧力  $p_0$  と (1.1) 式から求めたエンタルピ  $h_0$ 、あるいは分光測定により得られた温度  $T_0$  とから他のすべての状態量を知ることができる。

プレナム室の温度が十分高くなると、熱力学的状態量に対する表示 (1.8)～(1.20) は、チッ素に対しては電離の効果を、アルゴンに対しては 2 重電離の効

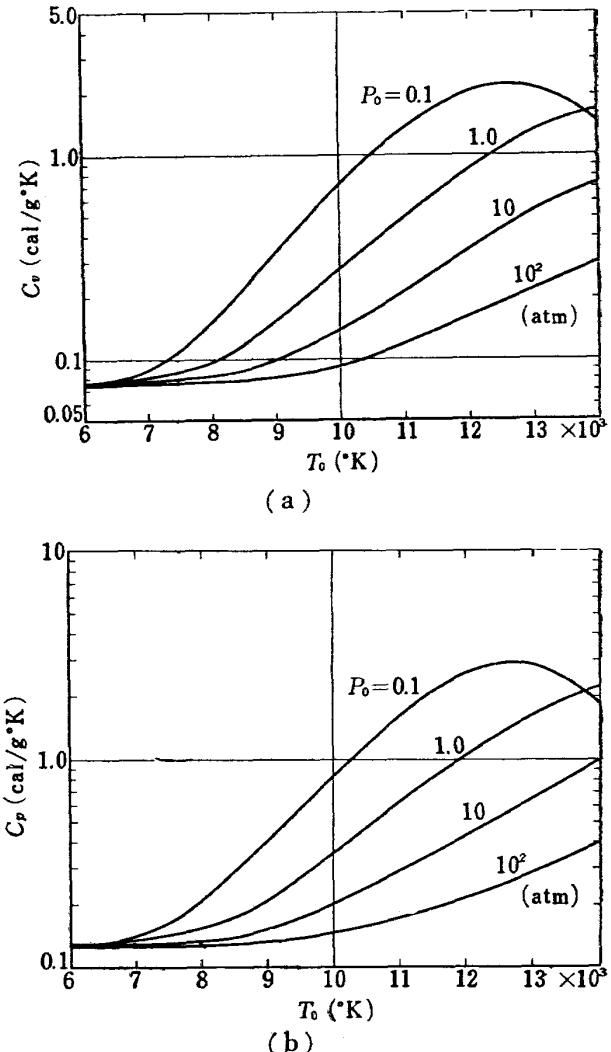


図 5 高温のアルゴンの比熱。(a) 定積比熱  
(式 (1.18)), (b) 定圧比熱 (式 (1.19))

果を考慮していないので、正しい結果をあたえない。圧力 1 気圧において、チッ素の電離度は 11,300°K において約 10% になり、アルゴンの 2 重電離度は 22,000°K において約 10% になる。このような高温の気体に対して (1.8)～(1.20) に類似のより精度のよい解析的表示も可能であり、任意の温度、圧力で簡単に計算でき、計算機のサブルーチンとしても有用である。このような高温までを含む場合については別の機会に報告する。

### 1.3 アーク加熱器における熱損失

アーク加熱器の過熱を防ぐために各部に冷却水を循環させて冷却しなければならない。熱損失の大部分はアーク加熱器各部、特に電極およびプレナム室を冷却することにより生ずる。単位時間の熱損失量  $W_L$  は冷却水の流量を  $Q$ 、温度上昇を  $\Delta T_q$ 、比熱を  $C$  とすると、 $W_L = C Q \Delta T_q$  により実験的に求められる。アーク加熱器の効率  $\eta$  は、アーク加熱器への入力電力を  $W$  として

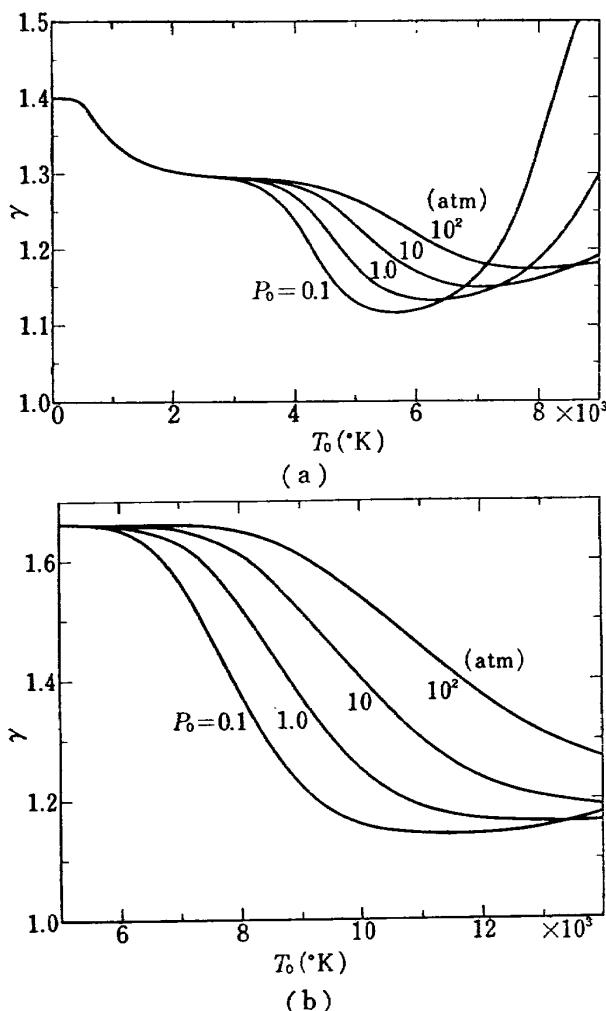


図 6 等エントロピ指数。(a) チッ素(式(1.17)),  
(b) アルゴン (式 (1.20))

$$\eta = (W - W_L) / W \quad (1.21)$$

で定義される。単位時間のプレナム室での熱損失を  $W_{Lpl}$ 、陽極および陰極での熱損失を  $W_{La}$ 、 $W_{Lc}$  とすると、 $W_L$  はこれらの和と考えることができる。

$$W_L = W_{Lpl} + W_{La} + W_{Lc} \quad (1.22)$$

これらの熱損失の機構としては、プレナム室および陽極については円管内の高温気流による対流熱伝達を、陰極については高温気体に接觸している表面からの熱伝導を考えることができる。この外に気流の温度だけに関係し、温度と共に急に増大する放射伝達による損失も考えられるが、実験結果<sup>8)</sup>によると (1.21) で定義される効率は入力電力  $W$ 、したがって気体の温度にはほとんど無関係である。したがってあまり温度が高くなれば放射伝達の熱損失への寄与は小さいと考えられる。数 1,000 kW の大型のアーカー加熱器では放射伝達による損失が大きくなり、熱伝達による損失の 1/2 程度になると言われている<sup>16)</sup>。

陽極およびプレナム室における損失量を見積るために、円管流による層流熱伝達を考える。円管

内の流れの流速  $v$ 、密度  $\rho$ 、および温度の値から粘性係数  $\mu$  のおよその値が推定できるので、円管の直径を  $d$  とするとレイノルズ数  $R_e = \rho v d / \mu = \dot{m} / (\frac{\pi}{4} d \mu)$  の値が推定できる。レイノルズ数は陽極 constrictor 内で、 $10^3$ 、プレナム室で  $10^2$  の程度である。円管表面の単位面積当たりの熱伝達量  $q$  (cal/m<sup>2</sup>s) は

$$q = \alpha_g (T_g - T_w) = \frac{\lambda}{l} (T_w - T_{w0}) \quad (1.23)$$

である。但し  $\alpha_g$  (cal/m<sup>2</sup>s °K) は気体の熱伝達係数、 $T_g$ 、 $T_w$ 、 $T_{w0}$  はそれぞれ気体、円管壁内面および外表面の温度、 $l$  は管壁の厚さ、 $\lambda$  は円管材料の熱伝導率である。上式を変形して  $T_g \gg T_{w0}$  とすると

$$q = \frac{\lambda}{l} \frac{\alpha_g}{\alpha_g + \lambda/l} \cdot T_g$$

したがって円管の内面  $S = \pi d L$  から単位時間に損失する熱量は  $W_L = S q$  (cal/s) であるから、 $W_{Lpl}$ 、 $W_{La}$  に対して

$$W_{Lpl} = \pi d_{pl} L_{pl} \frac{\lambda_{pl}}{l_{pl}} \frac{\alpha_{gpl}}{\alpha_{gpl} + (\lambda_{pl}/l_{pl})} \cdot T_{gpl}, \quad (1.24)$$

$$W_{La} = \pi d_a L_a \frac{\lambda_a}{l_a} \frac{\alpha_{ga}}{\alpha_{ga} + (\lambda_a/l_a)} \cdot T_{ga}, \quad (1.25)$$

但し  $d$ 、 $L$  は円管部分の直径と、伝熱のおこなわれている部分の長さ、添字  $pl$ 、 $a$  はプレナム室、陽極を意味する。陰極に対しても伝熱のおこなわれている部分の表面を  $S_c$  とすると

$$W_{Lc} = S_c \frac{\lambda_c}{l_c} \frac{\alpha_{gc}}{\alpha_{gc} + (\lambda_c/l_c)} \cdot T_{gc}, \quad (1.25)$$

添字  $c$  は陰極に対する量を意味し、 $l_c$  は陰極のアーカ時に接している部分から、後端の冷却水に接している部分までの長さで、陰極先端のトリウム入タンクステン材でできている部分の軸方向の長さをとるものとする。熱伝達係数  $\alpha_g$  として円管流に対する次式を用いることができるものとする。

$$\alpha_g = 1.75 \frac{\lambda_g}{d} \left( \frac{\dot{m} C_{pg}}{\lambda_g L} \right)^{1/3} \text{ (cal/m<sup>2</sup>sK)} \quad (1.27)$$

但し  $\lambda_g$ 、 $C_{pg}$ 、 $\dot{m}$  はそれぞれ気体の熱伝導率、定圧比熱および流量である。

このように熱損失量は気体に接している部分の表面積、材料の熱伝導率、気体温度および気体の熱伝達係数に関係する。また熱損失の割合  $W_L/W$  は  $T_g/W$  に比例するが、気体温度  $T_g$  は入力電力と共に増大すると考えられるので、もし流量が一定で気体の物性値の温度変化があまり大きくなれば、 $W_L/W$  は主としてアーカー加熱器の幾何学的構造のみに関係し、実

験結果<sup>8)</sup>のように  $W$  を多少変化させても効率  $\eta$  はほぼ一定の値をとることが了解される。さらに  $W$  を一定にして流量  $m$  を変化させると  $m$  の小さい値で効率の低化が観測されている<sup>8)</sup>が、それは式(1.1)から明らかなように  $W$  が一定の場合  $m$  の減少と共にエンタルピ、したがって気体温度  $T_g$  が増大するため、熱伝達係数が式(1.27)のように  $m^{1/3}$  に比例して減少するにもかかわらず、全体として熱損失量は増大し、したがって流量の減少と共に効率の低化がみられるのである。

アーク加熱器各部の熱損失量は式(1.24)～(1.26)で示され、一般に  $\lambda_g/l \gg \alpha_g$  なので、 $W_L$  は前述のように表面積  $S$ 、熱伝導率  $\lambda$ 、気体温度  $T_g$ 、熱伝達係数  $\alpha_g$  に比例する。気体の熱伝導率は一般に(1.27)のように気体の熱伝導率  $\lambda_g$  にほぼ比例して増大する。他方  $\lambda_g$  は次の関係<sup>17)</sup>

$$\lambda_g = \frac{1}{4} (9\gamma - 5) \mu C_v$$

により近似的にあらわされ、粘性係数  $\mu$  は温度と共にほぼ温度  $1/2$  の乗に比例して増大し、また  $C_v$  は前節で計算したように高温では常温における値よりも大きく、ある温度で異常に大きくなるので、 $\lambda_g$  の値は高温ではきわめて大きくなる。それ故アーク加熱器各部の熱損失は、気体温度の最も高いと考えられる陽極 Constrictor 内で最も大きく、また気体温度はさほど高くないが表面積の大きいプレナム室でもかなり大きいことが予想される。

いま気体温度は入力電力に比例して増大し、したがって  $T_g/W$  を一定と仮定すると  $W_L/W \propto S \lambda_g$  と考えられるので近似的に

$$W_{Lpl}/W : W_{La}/W : W_{Lc}/W \\ = S_{pl} \lambda_{pl} (\lambda_{gpl}/\lambda_{ga}) : S_a \lambda_a : S_c \lambda_c$$

ここで現用のアーク加熱器(図1)の場合、 $S_{pl} = \pi d_{pl} L_{pl} = 35 \text{ cm}^2$ 、 $S_a = \pi d_a L_a = 8.5 \text{ cm}^2$ (アルゴン用陽極)、 $6.1 \text{ cm}^2$ (チッ素用陽極)、 $S_c = 3 \text{ cm}^2$ (アルゴン用陰極)、 $1 \text{ cm}^2$ (チッ素用陰極)、また  $\lambda_{pl} = \lambda_a = 90 \text{ cal/ms}^\circ\text{K}$ (銅)、 $\lambda_c = 43 \text{ cal/ms}^\circ\text{K}$ (タンゲステン)であるから、チッ素を作動気体として用いた場合上の比はおよそ

$$70(\lambda_{gpl}/\lambda_{ga}) : 12 : 1$$

の程度となる。他方実験結果<sup>8)</sup>によればこの比はほぼ 12: 12: 1 の程度である。陽極内の気体温度は  $10^4 \text{ K}$  を越えており、したがってその熱伝導率もプレナム室の気体の数倍の値に達すると予想されるので、アーク加熱器各部での損失の割合に対するこのような実験結

果は理論的予測とほぼ一致するものと思われる。

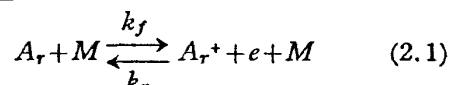
## 2. ノズル流

プラズマ風胴では通常断面積比のかなり大きなぼう張ノズルを用いて測定部に極超高速の流れを得る。前述のようにプレナム室における貯氣槽状態はアーク加熱によりきわめて高温を保っているので、ノズルによる急なぼう張にもかかわらず、測定部の噴流は後述のように約  $200^\circ\text{K}$  前後に保たれ、エンタルピだけでなく一様流の温度も、実際の極超高速飛行の状態をシミュレーションすることができる。しかしながら、このような急なぼう張においては、流れがノズルを通過する時間があまりに短かく、温度や圧力がプレナム室の状態からノズル出口での値まで減少する時間があまりに短かいため、流れの化学成分の変化や内部エネルギーの分配に要する時間(緩和時間)と同程度であるために、ある種の非平衡過程が生ずる。たとえばチッ素のような2原子分子の流れでは振動モードの励起-失活あるいは解離-再結合の過程に、アルゴンの流れでは電離-再結合の過程に非平衡が起こりうる。このような非平衡過程は風胴ノズルに限らず、ロケットノズル流、境界層、衝撃波、ぼう張波等の中でもみられるが、風胴ノズル流の場合は、非平衡性が空気力学的特性にかなりの影響をあたえるので<sup>11), 18), 19)</sup>、非平衡の程度をあらかじめ知っておくことが必要である。

ここではアルゴンを作動気体として用いた場合の電離-再結合反応における非平衡過程に対して Hoffert および Lien<sup>20)</sup> が定式化した定常な準1次元非平衡流れの理論を適用し、非平衡過程をへて凍結流にいたる際の電子の温度、密度、気流の温度、流速などの諸量を計算し、実験結果との比較をおこなう。

### 2.1 ノズル流における電離再結合非平衡

高温のアルゴンにおける電離および再結合反応は次のようない過程



の順方向および逆方向過程として示される。ここで  $M$  は反応の第3体で通常アルゴン原子または電子がこれに当る。 $k_f$  および  $k_r$  は順反応および逆反応の反応速度である。平衡状態では温度が一定ならば上記の過程による成分の変化はみかけ上起こらない。温度がゆるやかに変化する場合も平衡状態は保たれつつその成分の変化は Saha の式(1.7)にしたがって変化するだけである。しかしノズル流の場合のように急な温度の減少の結果、(2.1)式の逆過程である電子-イオン

表 2

$M$	$S_{AM}$ (cm <sup>2</sup> /ev)	温度範囲 (°K)	文 献
$e$	$7.0 \times 10^{-18}$	11,000~18,000	Petschek-Byron <sup>23)</sup>
$A_r$	$7 \times 10^{-19}$	5,500~9,600	Harwell-Jahn <sup>24)</sup>
$A_r$	$7.1 \times 10^{-20}$	~40,000	Morgan-Morrison <sup>25)</sup>
$A_r$	$1.2 \times 10^{-19}$	5,000~9,000	Kelly <sup>26)</sup>
$A_r$	$2.5 \times 10^{-20}$	7,000~12,000	McLaren-Hobson <sup>27)</sup>

再結合反応だけが一方的に起こるような非平衡状態が生ずる。再結合反応は3体衝突過程であるために十分低密度になると再結合反応も停止し、反応の全く起こらない凍結(frozen)の状態となる。

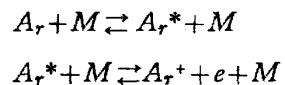
この種の非平衡過程を含む流れの解析はいわゆる理想電離気体<sup>15)</sup>に対してすでに Bray および Wilson<sup>21)</sup>によりおこなわれている。このモデルでは  $k_f$  から  $k_r$  を  $k_r = k_f/K$  により求める際に平衡定数  $K$  において内部自由度の分配関数の比  $2Z_{A^+e}/Z_Ae$  を 12 に等しいとする。但し  $Z_{A^+e}$ ,  $Z_Ae$  はそれぞれアルゴンイオンと原子の電子励起準位の分配関数である。また内部エネルギーに対して励起状態からの寄与  $kT^2\partial \ln Z_{A^+e}/\partial T$ ,  $kT^2\partial \ln Z_Ae/\partial T$  を無視する。後者はアルゴンの場合式(1.6)の右辺第2項であり、通常他の項にくらべて無視しうるほど小さいのであるが、前者は式(1.7)から明らかなように

$$2Z_{A^+e}/Z_Ae = 4(2 + e^{-T_x/T})$$

であり、この値は  $T=0 \sim \infty$  で 8~12 の値をとる。したがって理想電離気体モデルは十分高温の場合に近似的に正しい。Bray および Wilson の解析<sup>21)</sup>ではこの他に後述の電子の成分に対するエネルギー方程式への近似の仕方、無限上流を貯氣槽状態とするなど不満足な点がある。また反応の過程として電子-原子の衝突のみを考えるが、これも十分高温の場合は正しいが、通常のプラズマ風洞ではプレナム室で 10<sup>4</sup>°K 以下、ノズル内部で 10<sup>3</sup>°K、噴流領域で 10<sup>2</sup>°K の程度で決して高温とは言えない。Hoffert および Lien の理論<sup>20)</sup>も強い衝撃波(マッハ数で約 12 以上)における非平衡過程の解析を目的としたもので、流れ方向の熱伝導を含む衝撃波の構造の計算<sup>22)</sup>にも応用されているが、この formulation では電子の外に原子による反応の過程も含んでいるので、 $2Z_{A^+e}/Z_Ae = 12$  という制限を取除けば、当所のプラズマ風洞のようなあまり高温でないノズル流に対しても適用できるものと考えられる。

さて式(2.1)による電離は、第3体  $M$  の衝突に

よる  $A_r$  の第1励起準位  $\epsilon_{A1}^*$  への励起によって制御されるので<sup>20)</sup>、 $A_r$  に  $M$  が衝突して励起状態  $A^*$  となるような断面積  $Q_{AM}^*$  の値から  $k_f$  が決定される。即ち(2.1)の反応を次の2段階により起こるとし



第1段の反応の断面積  $Q_{AM}^*$  は  $\epsilon_M$  を  $M$  の運動エネルギーとして、 $\epsilon_M < \epsilon_{A1}^*$  では  $Q_{AM}^* = 0$ ,  $\epsilon_M \geq \epsilon_{A1}^*$  では

$$Q_{AM}^* = S_{AM}^*(\epsilon_M - \epsilon_{A1}^*) \quad (\text{cm}^2) \quad (2.2)$$

とおいたとき、 $S_{AM}^*$  の実験データから  $k_f$  が求められる。 $S_{AM}^*$  は衝撃波管の実験から得られ<sup>23)~27)</sup>、実験条件により表2のような値をとる。Hoffert および Lien<sup>20)</sup>は  $A_r-e$  衝突の外に  $A_r-A_r$  衝突を考慮するが、後者として Kelly<sup>26)</sup>のデータを採用しており、現在のノズル流の場合も温度範囲が最も近いので、このデータを用いることにする。また  $A_r-e$  衝突に対しては Petschek-Byron<sup>23)</sup>の値を用いると、 $k_f$  はそれぞれ

$$k_{fA}(T) = 1.68 \times 10^{-20} \left( \frac{T_{x1}}{T} + 2 \right) T^{3/2} e^{-T_{x1}/T} \quad (\text{cm}^3/\text{s}) \quad (2.3)$$

および

$$k_{fe}(T_e) = 3.75 \times 10^{-16} \left( \frac{T_{x1}}{T_e} + 2 \right) T_e^{3/2} e^{-T_{x1}/T_e} \quad (\text{cm}^2/\text{s}) \quad (2.4)$$

となる<sup>20)</sup>。但し  $T_e$  は電子温度、 $T_{x1} = \epsilon_{A1}^*/k = 1.45 \times 10^5$ °K は温度であらわしたアルゴンの第1励起準位のエネルギーである。

## 2.2 非平衡ノズル流の方程式

図7のようにプレナム室に入口面積  $S_p$  でつながる円錐状の収縮ぼう張ノズルの形は Bray および Wilson<sup>21)</sup>にしたがって

$$A = A^* + K_N^2 x^2 \quad (2.5)$$

と書ける。ここで  $A$  は後述の方法で決まる、ノズル

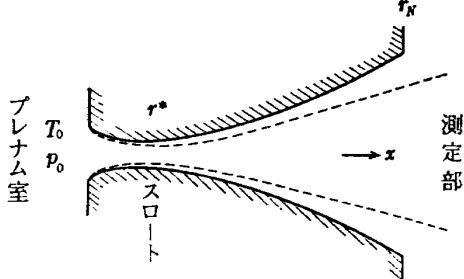


図 7 ノズル。スロート半径  $r^*=0.45\text{ cm}$ , 出口半径  $r_N=3.4\text{ cm}$ , 半頂角  $\theta=17.5^\circ$ , スロートからの長さ  $10\text{ cm}$ , 設計マッハ数 15

壁付近の粘性や熱伝達の効果の著しい領域を除外した有効断面積をあらわす。この有効断面積(図 7 の点線)内部では粘性や壁への熱伝導の効果が無視でき、準1次元流の仮定が成立つものとする。 $A^*$  は境界層の排除厚  $\delta^*$  を除いた有効スロート断面積で、 $r^*$  をスロート半径とし

$$A^*=\pi(r^*-\delta^*)^2$$

ととる。但し  $\delta^*$  は次式<sup>23)</sup> で見積ることにする。

$$\delta^*=1.73 s/\sqrt{R_{es}}$$

ここで  $s$  はノズル亜音速部入口からスロートまで壁面に沿って測った距離、 $R_{es}=\rho us/\mu=\dot{m}s/(\pi r^{*2}\mu)$  で粘性係数  $\mu$  は温度の  $1/2$  乗に比例し、 $\mu\simeq2.12\times10^{-2}(T_0/273)^{1/2}(\text{g}/\text{s}\cdot\text{m})$  であたえられるものとする。 $K_N$  はこのような有効断面積の円錐ノズルの半頂角  $\theta$  と  $K_N=\sqrt{\pi}\tan\theta$  の関係にある。

プレナム室の状態量(温度  $T_0$ 、圧力  $p_0$ 、密度  $\rho_0$ 、電離度  $\phi_0$ 、エンタルピ  $h_0$  等)は前章 1.2 の方法であらかじめ求めてあるものとする。

ノズル内の非平衡過程の結果、気体温度  $T$  と電子温度  $T_e$  は一般に異なった値をとる。但しイオンの温度は気体温度  $T$  に等しいと考えられる。このような気体の準1次元ノズル流に対して熱的および熱量的状態方程式はそれぞれ

$$p=\frac{k}{M_A}\rho(T+\phi T_e) \quad (2.6)$$

$$h=\frac{5}{2}\frac{k}{M_A}(T+\phi T_e)+\frac{I_A}{M_A} \quad (2.7)$$

となる。記号は前章 (1.5), (1.6)と同じ意味をもつ。(1.7) で  $\partial\ln Z_{A+e}/\partial T$ ,  $\partial\ln Z_{Ae}/\partial T$  からの寄与を無視してある。連続の式、運動量の式、およびエネルギーの式はそれぞれ

$$\frac{1}{\rho}\frac{dp}{dx}+\frac{1}{v}\frac{dv}{dx}+\frac{1}{A}\frac{dA}{dx}=0, \quad (2.8)$$

$$\rho v\frac{dv}{dx}+\frac{dp}{dx}=0, \quad (2.9)$$

$$v\frac{dv}{dx}+\frac{dh}{dx}=0, \quad (2.10)$$

但し  $v$  は流速である。式 (2.6)～(2.10) における 7 個の未知数のうち電離度  $\phi$  および電子温度  $T_e$  に対してさらにつ 2 の式、即ち電子の数およびエネルギーに対する式が成立つ。これらは Hoffert および Lien<sup>20)</sup> により衝撃波の解析に用いられた式を用いることにする。電子の数の電離-再結合による変化は次の rate equation で記述される。

$$v\frac{d\phi}{dx}=\dot{\phi}_A+\dot{\phi}_e, \quad (2.11)$$

但し  $\dot{\phi}_A$ ,  $\dot{\phi}_e$  はそれぞれ  $A_r-A_r$ ,  $A_r-e$  衝突による電離の割合で

$$\begin{aligned} \dot{\phi}_A &= (1-\phi)\left(\frac{\rho}{M_A}\right)^2 k_{rA}(T) \left[ \frac{\phi_{eq}^2(T)-\phi^2}{1-\phi_{eq}^2(T)} \right], \\ \dot{\phi}_e &= \phi\left(\frac{\rho}{M_A}\right)^2 k_{re}(T_e) \left[ \frac{\phi_{eq}^2(T_e)-\phi^2}{1-\phi_{eq}^2(T_e)} \right], \\ \phi_{eq}(T) &= \left[ 1 + \frac{\rho}{M_A} \frac{(1+\phi)}{K_{eq}(T)} \right]^{-1/2}, \\ \phi_{eq}(T_e) &= \left[ 1 + \frac{\rho}{M_A} \frac{(1+\phi)}{K_{eq}(T_e)} \right]^{-1/2} \end{aligned}$$

である。但し  $k_{rA}$ ,  $k_{re}$  は逆反応速度で、平衡定数  $K_{eq}(T)$ ,  $K_{eq}(T_e)$  から

$$k_{rA}(T)=k_{fA}(T)/K_{eq}(T),$$

$$k_{re}(T_e)=k_{fe}(T_e)/K_{eq}(T_e)$$

により得られる。平衡定数は

$$\begin{aligned} K_{eq}(T) &= \left( \frac{2\pi m_e k T}{h^2} \right)^{3/2} \cdot \frac{2Z_{A+e}}{Z_A e} e^{-I_A/kT}, \\ K_{eq}(T_e) &= \left( \frac{2\pi m_e k T_e}{h^2} \right)^{3/2} \cdot \frac{2Z_{A+e}}{Z_A e} e^{-I_A/kT_e} \end{aligned}$$

であたえられる。上式で  $2Z_{A+e}/Z_A=8+4e^{-I_A/kT}$  とする。なお  $\phi_{eq}(T)$  および  $\phi_{eq}(T_e)$  は平衡状態で  $\phi=\phi_{eq}$  となるような、電離度である。電子に対するエネルギーの式は

$$\begin{aligned} & n_e v \frac{d}{dx} \left( \frac{3}{2} k T_e \right) + n_e k T_e \frac{dv}{dx} \\ &= 3n_e \left( \frac{m_e}{M_A} \right) (\nu_{eA} + \nu_{eI}) k (T - T_e) - \frac{\dot{\phi}_e}{\phi} \cdot n_e I_A \end{aligned} \quad (2.12)$$

となる<sup>20)</sup>。但し  $n_e$  は電子密度、 $\nu_{eA}$  および  $\nu_{eI}$  は電子-原子およびイオン-原子の弾性衝突の衝突周波数でそれぞれ

$$\nu_{eI}=\phi \frac{\rho}{M_A} \left( \frac{8 k T_e}{\pi m_e} \right)^{1/2} Q_{eI}, \quad (\text{s}^{-1})$$

$$\nu_e A = (1-\phi) \frac{\rho}{M_A} \left( \frac{8 k T_e}{\pi m_e} \right)^{1/2} Q_{eA} \quad (\text{s}^{-1})$$

$Q_{eI}$  および  $Q_{eA}$  は  $e-A_r$ ,  $A_r + A$ , 弹性衝突の断面積でそれぞれ

$$Q_{eI} = \frac{2 \pi e^4}{9 k^2 T_e^4} \ln \left( \frac{9 k^3 T_e^3}{4 \pi e^6 n_e} \right)$$

$$= 1.95 \times 10^{-6} \ln \left( 1.022 \times 10^{-14} \frac{T_e^3}{\rho \phi} \right), \quad (\text{cm}^2)$$

$$Q_{eA} = \begin{cases} (-3.5 + 0.775 \times 10^{-4} T_e) \times 10^{-16}, & (\text{cm}^2) \\ (0.39 - 0.551 \times 10^{-4} T_e + 0.595 \times 10^{-8} T_e^2) \\ \times 10^{-16} & (\text{cm}^2) \\ T_e < 10^4 \text{ }^\circ\text{K} \end{cases}$$

但し  $e = 1.602 \times 10^{-19}$  クーロンは電子の素電荷。 $Q_{eA}$  の式は Jaffrin<sup>29)</sup> により最初得られた近似式である。なお (2.12) の左辺第1項は電子ガスの内部エネルギーの増加の割合、第2項は分圧  $p_e = n_e k T_e$  によりなされる仕事の割合、右辺第1項は弾性衝突により電子の得るエネルギーの割合、第2項は非弾性衝突により電子の得るエネルギーの割合をあらわす。電子ガスの流速は全体としての気流の流速  $v$  に等しいとする。Bray-Wilson<sup>30)</sup> による取扱いでは (2.12) の左辺に相当する項を無視するため、気体温度と電子温度との関係は単なる代数方程式となる。

式 (2.5)～(2.12) における温度、密度、圧力およびエンタルピを前章1.2節におけるアルゴンに対する無次元化パラメータ  $T_i$ ,  $\rho_i$ ,  $p_i$ ,  $h_i$  を用いて無次元化し、また  $x$  および  $v$  を

$$x_i = \sqrt{A^*} / K_N \quad (\text{cm})$$

$$v_i = (I_A / M_A)^{1/2} = 6.14 \times 10^8 \quad (\text{m/s})$$

を用いて無次元化する。式 (2.5)～(2.7) を  $\xi = x/x_i$  で微分し、(2.9), (2.10), (2.12) を変形することにより次の各式を得る。

$$\frac{d\phi}{d\xi} = \frac{1}{v} (\phi_A + \phi_e), \quad (2.13)$$

$$\frac{dp}{d\xi} = \frac{\rho v^2}{h - \phi - \frac{3}{2} v^2} \left( \frac{d\phi}{d\xi} + \frac{h - \phi}{A} \frac{dA}{d\xi} \right), \quad (2.14)$$

$$\frac{dp}{d\xi} = \frac{1}{v^2} \frac{dp}{d\xi} - \frac{\rho}{A} \frac{dA}{d\xi}, \quad (2.15)$$

$$\frac{dh}{d\xi} = \frac{1}{\rho} \frac{dp}{d\xi}, \quad (2.16)$$

$$\frac{dv}{d\xi} = -\frac{1}{v} \frac{dh}{d\xi}, \quad (2.17)$$

$$\frac{dT_e}{d\xi} = 2 \frac{W}{v} (\nu_{eA} + \nu_{eI})(T - T_e) - \frac{3}{2v} \frac{\dot{\phi}_e}{\phi}$$

$$+ \frac{2T_e}{3v^2} \frac{dh}{d\xi}, \quad (2.18)$$

$$\frac{dT}{d\xi} = \frac{2}{5} \frac{dh}{d\xi} - \phi \frac{dT_e}{d\xi} - \left( T_e + \frac{2}{5} \right) \frac{d\phi}{d\xi}, \quad (2.19)$$

(2.11) における  $k_{rA}$ ,  $k_{re}$ , (2.12) における  $\nu_{eA}$ ,  $\nu_{eI}$  等も同様に無次元化しておく。なお (2.18) の  $W$  は

$$W = 4.39 \times 10^{21} \sqrt{A^*} / K_N$$

である。なお (2.14) と (2.17) とから

$$M_c = v/a_c, \quad a_c = \frac{5}{3} (T + \phi T_e) \quad (2.20)$$

即ち凍結マッハ数 (frozen Mach number)  $M_c$  を用いると

$$\frac{dv}{d\xi} = -\frac{\rho v}{1 - M_c^2} \left( \frac{2\rho}{5p} \frac{d\phi}{d\xi} + \frac{1}{A} \frac{dA}{d\xi} \right) \quad (2.21)$$

となるから、 $M_c = 1$  となるような音速点では

$$\frac{2\rho}{5p} \cdot \frac{d\phi}{d\xi} + \frac{1}{A} \frac{dA}{d\xi} = 0 \quad (2.22)$$

となる。上式から音速点の正しい位置が決まる。非平衡ノズル流では一般に  $d\phi/d\xi < 0$  であるから (2.22) より音速点は  $dA/d\xi > 0$ 、即ちスロートより下流にある。ここで (2.5) から  $A = 1 + \xi^2$  である。

プレナム室からスロート下流まで平衡状態を保ったまま流れるノズル流では至るところ  $T = T_e$ 、また rate equation (2.13) の代りに Saha の式 (1.13) が成立っている。きわめて低速な等エントロピ的ノズル流では平衡状態が実現する。また逆に反応が全く起らないようなノズル流（凍結流）では (2.13) で  $d\phi/d\xi = 0$  で、この場合粘性による熱の発生や熱伝導がなければ等エントロピ的である。凍結流では電離度  $\phi$  は至るところ一定で、(1.20) であたえられる等エントロピ指数  $\gamma$  も近似的に一定で、 $\phi \ll 1$  ならば  $\gamma = C_p/C_v = 1.66$  となる。反応性の無視できる低温の極超高速等エントロピ的ノズル流はこのような意味の凍結流とみなすことができる。このような凍結ノズル流は例えば文献<sup>30)</sup>に数値表として得られている。

(2.13)～(2.19) を解くために出発値を必要とするが、これらは Hall および Russo<sup>31)</sup> にしたがいスロート ( $\xi = 0$ ) の上流のある点で  $z = (1 + \xi^2)^{-1/2}$  により展開し、その点で流れはまだ平衡を保つとして、熱的および熱量的状態方程式 (1.11), (1.12), Saha の式 (1.13) および流れに対する (2.8)～(2.10) に代入して求める。即ち

$$\begin{aligned}\phi &= \phi_0 + \phi_1 z^2, \\ T &= T_0 + T_1 z^2, \\ \rho &= \rho_0 + \rho_1 z^2, \\ p &= p_0 + p_1 z^2, \\ h &= h_0 + h_1 z^2, \\ v &= v_1 z\end{aligned}$$

と展開し、さきの各方程式に代入し  $z^2$  の係数を比較することにより、 $p_1$ 、 $T_1$  等を求める

$$p_1 = -\frac{1}{2} \rho_0 v_1^2, \quad (2.23)$$

$$h_1 = -\frac{1}{2} v_1^2, \quad (2.24)$$

$$\phi_1 = -\frac{2 \phi_0 (1 - \phi_0) v_1^2}{10 T_0^2 (1 + \phi_0) (2 - \phi_0) + \phi_0 (1 - \phi_0) (2 + 3 T_0) (2 + 5 T_0) + 4 T_0 \phi_0 (1 - \phi_0)} \quad (2.25)$$

$$\rho_1 = \frac{\rho_0}{T_0 (1 + \phi_0)} \left( \frac{2}{5} \phi_1 - \frac{3}{10} v_1^2 \right), \quad (2.26)$$

$$T_1 = -\frac{2}{5 (1 + \phi_0)} \left\{ \frac{1}{2} v_1^2 + \left( 1 + \frac{5}{2} T_0 \right) \phi_1 \right\}, \quad (2.27)$$

を得る。したがって  $v_1$  をあたえれば上記諸量はすべて求められる。 $v_1$  は  $\dot{m}$  を流量、 $S_p$  をノズル亜音速部入口断面積として

$$v_1 = \frac{\dot{m}}{\rho_0 S_p} \quad (2.28)$$

あたえることとする。

### 2.3 計算結果

計算はまず (2.23)～(2.28) により出発値を指定する。ノズル亜音速部入口断面積  $S_p$  と、スロートからこの入口までの距離  $\xi = -\xi_1$  を正しくあたえることにより出発値を求め、これより式 (2.13)～(2.19) を Runge-Kutta-Gill 法により解き、 $M_e = 1$  となる点がスロート下流に実現すれば、これより上流の亜音速部では正しい解を得たものと仮定する。

なお式 (2.14)～(2.19) は  $M_e = 1$  となる点で特異性を示す。この点での諸量を 2 原子分子の振動緩和に対する非平衡流の場合<sup>32)</sup> と類似の方法で求めることもできるが、ここでは Bray および Wilson<sup>31)</sup> に類似の外挿法で  $M_e = 1$  となる点をさけると同時に、音速点より下流の計算のための出発値を求めることがある。ノズルの途中で衝撃波が生ずることなく連続的に亜音速から超音速に移行するとすれば、流れの諸量は  $M_e$  に対して滑らかに変化すると考えられる。 $M_e$  のごくせまい範囲では諸量の変化は  $M_e$  に対してほぼ直線的に変化する。それ故、図 8 の気流温度を外挿した例のように、例えば  $M_e = 0.98$  となつたら計算を一時中止し、このような外挿により例えば  $M_e = 1.02$  の点の諸量を求め、これを下流の出発値として計算を続行

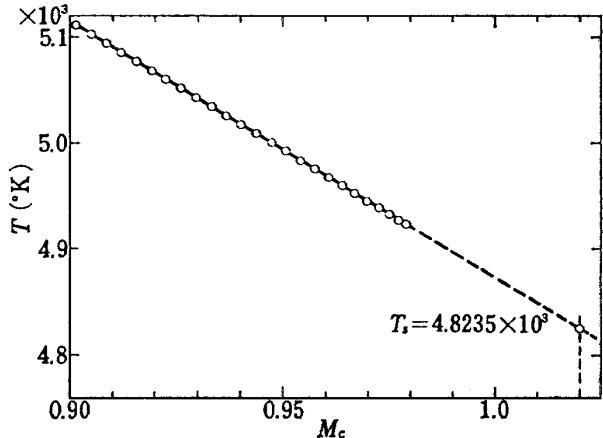


図 8 音速点近傍における気流温度の外挿

する。この方法で下流に超音速流が得られれば、正しい解を得たものと仮定する。このような簡単な方法でも実用上の精度は十分のようである。

図 9～12 に計算結果の例を示す。図 9 は流速の断面積比  $A/A^*$  による変化を示す。丸印は既報<sup>33)</sup> の方法により求めたノズル出口における流速の測定値を示す。なおノズル出口断面積は図 10 のように、ピトー総圧の測定から凍結流を仮定してマッハ数を求め、この値から逆に推定される有効出口断面積をとる。したがって式 (2.5) の有効断面積は、有効スロート断面積と有効出口断面積とから決定される。有効スロート断面積はまたピトー総圧のノズル出口付近での分布（次章参照）からも推定される。この値は実験条件にはほとんど無関係で、有効断面積比は実際のノズル開口

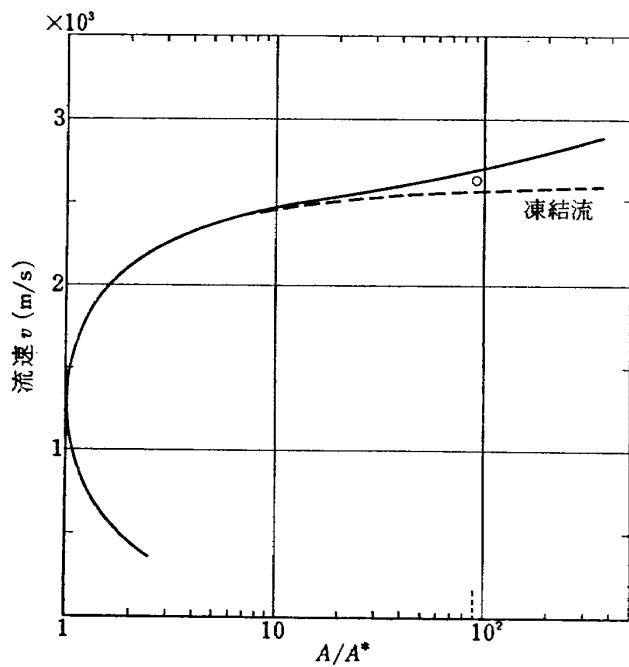


図 9 流速と断面積比の関係。  
 $(P_0=550 \text{ mm}, T_0=6.5 \times 10^3 \text{ K}$ , 以下図 14 まで同一条件)

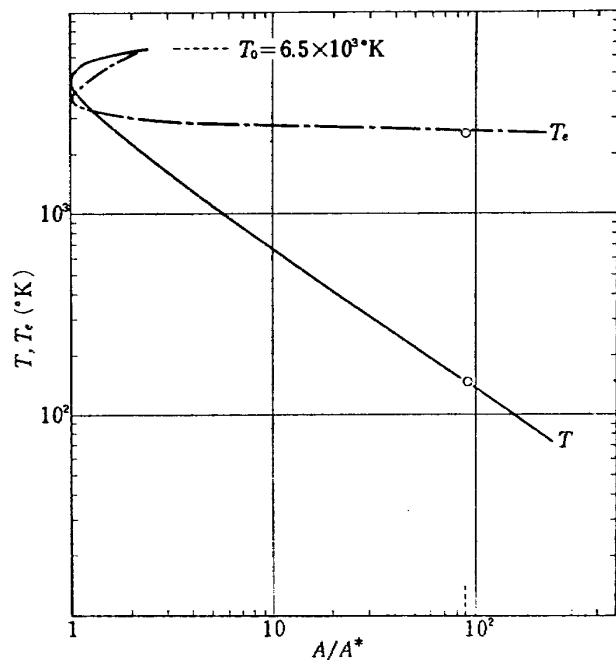


図 11 気体温度、電子温度と断面積比の関係

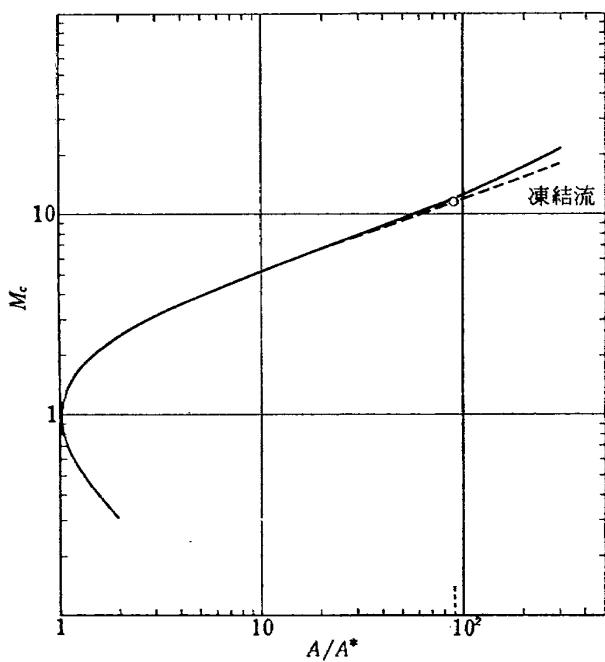


図 10 凍結マッハ数と断面積比の関係

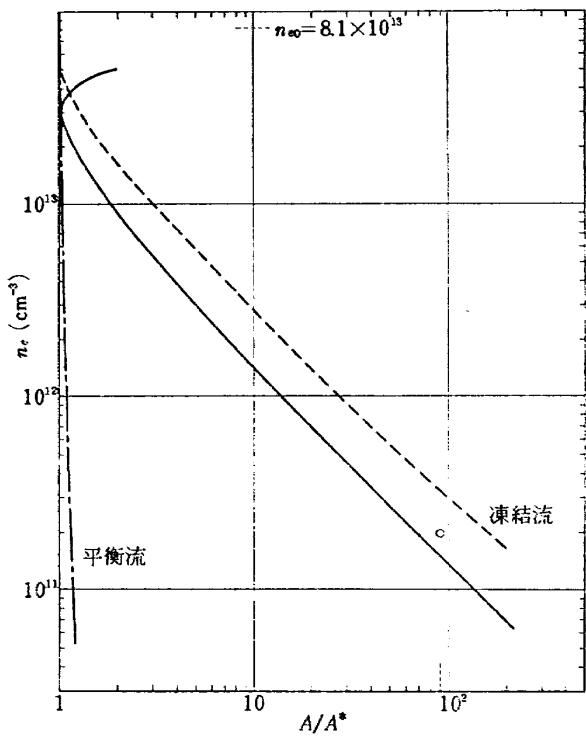


図 12 電子密度と断面積比の関係

比 250 に対して、約 90 である。また有効半頂角は約 10 度である。図 10 からマッハ数の分布は凍結流の場合<sup>32)</sup>と大差ないことがわかる。

図 11 に電子温度および気体温度の分布を示す。気体温度は凍結流の場合<sup>30)</sup>とほとんど等しいが、電子温度は気体温度より著しく高い値を保つことがわかる。

図 12 は電子密度の分布を示す。電子密度は

$$n_e = \rho \phi / M_A$$

により  $\rho$ ,  $\phi$  から求められる。凍結流の場合は  $\phi = \phi_0$  (プレナム室での値), 平衡流の場合は Saha の式 (1.13) から計算される。図 11, 12 の丸印はノズル出口でのプローブ測定 (次章参照) によって得た値を示す。

なお他の諸量、圧力 (図 13), 密度 (図 14) 等は凍結流<sup>32)</sup>および平衡流を仮定した値とほとんど等しい。

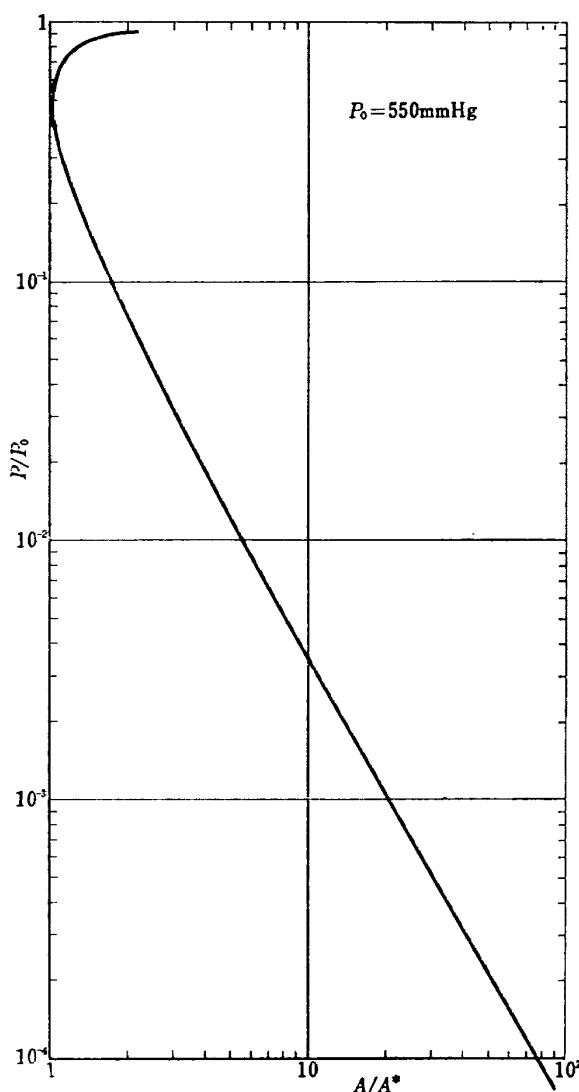


図 13 圧力と断面積比の関係

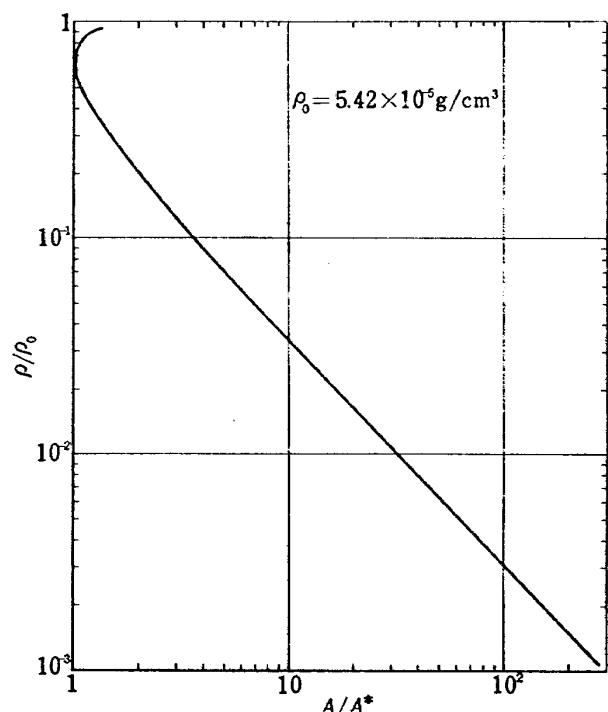


図 14 密度と断面積比の関係

### 3. ノズル噴流

プラズマ風洞あるいは高エンタルピ風洞では円錐ノズルからの自由噴流によって、地上数 10 km の極超高速飛行における高エンタルピの低密度流のシミュレーションをおこなっている。前章までで明らかのように、ノズル内の流れは非平衡過程をへてただちに凍結流となり、ノズル出口における流れには再結合反応を完了しなかった電子およびイオンがわずかの割合 (0.01% 以下) で残存し、それらのうち電子の温度は気体の温度より約 10 倍高い状態を保つことがわかった。また流速も前章の図 9 に示すように比較的非平衡過程の影響を受けやすいことがわかる。これはロケットノズル流の比推力に対する非平衡過程の効果がかなり大きい<sup>34), 35)</sup>ことと関連がある。このように非平衡過程の結果荷電粒子がわずかに残存し、また流速が影響を受けると言う点を除けば、ノズル出口における気流の温度、圧力、密度等は気体粒子の内部自由度の効果を最初から考えない、換言すれば凍結流の場合の極超音速流れの値<sup>30)</sup>にはほぼ等しい。したがって測定部におけるノズル噴流も完全気体の極超高速流れとみなすことができる。他方流れの中にわずかに残存する荷電粒子の分布をしらべることによりノズル噴流の様相を明らかにすることができます。例えば噴流内の荷電粒子の分布はほぼプラズマ状態であろうから、その電子密

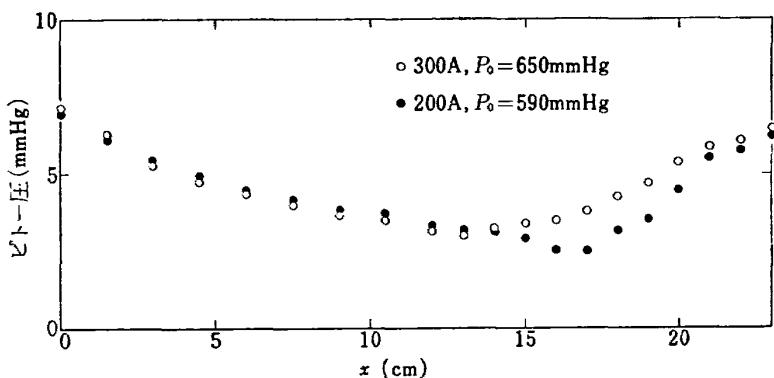


図 15 噴流中心軸上のピトー総圧分布 (アルゴン流量 42 l/min)

度の分布から噴流内の密度分布のおよその傾向が明らかになる。本章ではピトー管と静電探針によりノズル噴流をしらべた結果について述べる。

### 3. 1 噴流内の総圧分布

噴流の中心軸上および半径方向のピトー総圧分布の測定結果の例を図 15, 16 に示す。噴流の軸上の圧力分布はノズル出口からの距離と共に単調に減少するが、ある距離を過ぎると再び圧力の「回復」が起こることがわかる。距離と共に減少するのは radial flow の効果であるが、減少の様相はソニックオリフィスからの噴流<sup>36)</sup>あるいは真空中への低密度自由噴流<sup>37)</sup>の場合のように必ずしも距離の逆 2 乗で減少せず、一般にそれよりゆるやかである。また作動気体の流量の増大あるいは入力電力の増大によりプレナム室の圧力が増大するが、それに応じて前述の圧力回復の起こる位置も後方へ移動する(図 18 参照)。この位置は例えば Ashkenas 等<sup>37)</sup>が経験的に示した自由噴流のマッハ disc の位置  $x_M/d = 0.67 (p_0/p_\infty)^{1/2}$  よりは前方にある。ここで  $d$  はノズルの出口直径、 $p_0$  はプレナム圧、 $p_\infty$  は測定部壁圧である。他方、図 16 の半径方向のピトー総圧分布も Sherman<sup>38)</sup> が自由噴流に対して示した公式のように必ずしも半径方向に単調に減少するのではなく、ノズル出口に近い位置では圧力が中心軸上よりも周辺部でピークを示している。このような噴流周辺での圧力のピークの生ずる原因の一つとして swirl 流の存在が考えられよう。アーケ加熱器ではアーケの安定な維持のために電極付近で周方向の速度成分をもつように作動気体を導入するが、このような速度成分がプレナム室で減殺されることなく測定部の噴流にまだ残っていれば、swirl 流の生ずる原因となる。しかしながらこのような swirl 流成分を検出できるような横向きの静圧孔をもつピトー静圧管により噴流内の静圧分布を測定した結果は噴流領域ではほぼ平坦であ

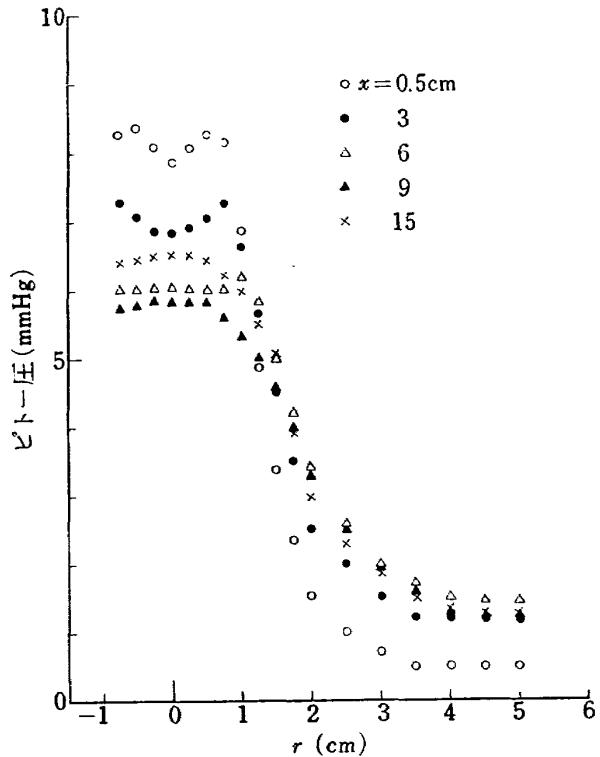


図 16 噴流半径方向のピトー総圧分布 (電流 300A, 電力 6 kW, アルゴン流量 28.5 l/min)

り、swirl 流とみられる現象は検出されなかった。このような噴流周辺での総圧のピークの生ずる原因是むしろ、ソニックジェットにおける barrel shock<sup>37),39)</sup>、あるいは膨脹不足の噴流 (underexpanded jet) における intercepting shock<sup>40),41)</sup> の成因と同じように、ノズル流の境界層の端から出る弱いじょう乱あるいは膨脹波が、噴流領域と周囲気体との境界をなす圧力一定の流線あるいは噴流境界(jet boundary)で反射して集まり、弱い圧縮波を形成するためと考えられる。

総圧分布の測定結果からノズル噴流に対して噴流境

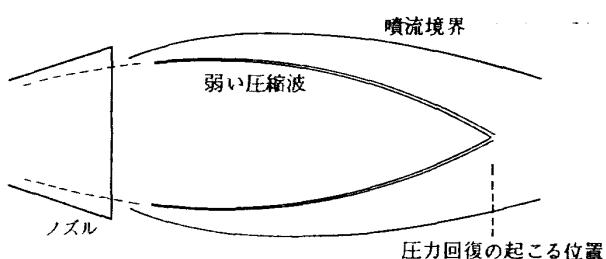


図 17 ノズル噴流に対するモデル

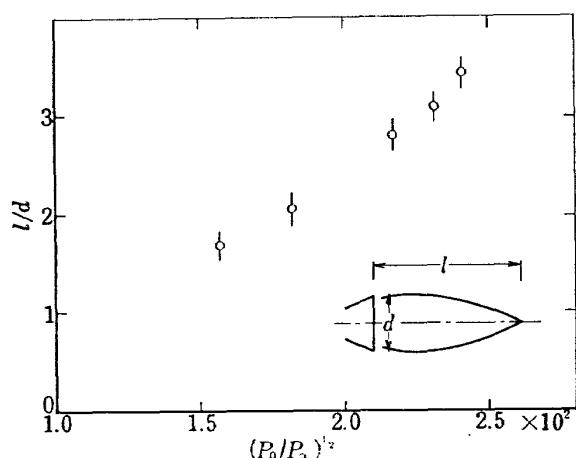
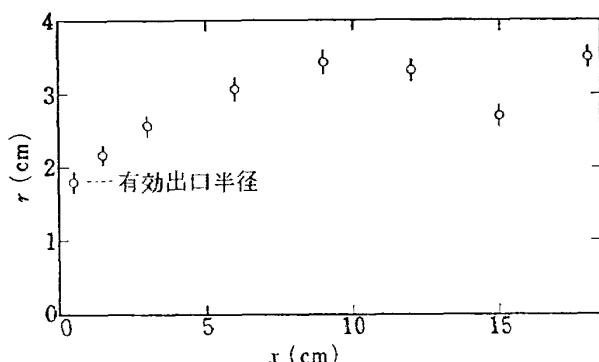


図 18 噴流軸上でピトー総圧が再上昇する位置のプロトナム室圧力による変化

図 19 噴流半径方向のピトー総圧分圧のひろがりの軸方向変化 (気体: アルゴン,  $P_j/P_\infty \approx 3$ )

界の内部に弱い圧縮波で囲まれた領域をもつ図 17 のようなモデルで考えられる。この領域内では噴流を構成する気体分子の発光が一様で明りょうに見られ、圧力その他すべての諸量があまり著しく変化しない。いま Abbott<sup>40)</sup> にしたがって underexpansion ratio を

$$\frac{P_j}{P_\infty} = \frac{\text{噴流のノズル出口での静圧}}{\text{測定部壁圧}}$$

と定義すると  $P_j/P_\infty > 1$  で膨脹不足の状態であり、ノズルを出た噴流はさらに膨脹を続ける。現在のノズル噴流では  $P_j = 0.05 \sim 0.2 \text{ mmHg}$ ,  $P_\infty = 0.01 \sim 0.1 \text{ mmHg}$

Hg で常に  $P_j/P_\infty > 1$  であるが、この比は大きくても 5 度である。それ故前述のような圧縮波はあまり強くならず、したがって真空中への噴流のように  $P_j/P_\infty$  がきわめて大きい場合<sup>38), 40)</sup> のようにマッハ disc を形成することなく、中心軸上で交わる。この位置は図 15 で中心軸上のピトー圧力が再び増大はじめる点に相当する。この点は  $P_0$  の増大と共に後方に移動する(図 18 参照)。

図 19 に図 16 の半径方向圧力分布の周辺部の最大傾斜線が半径方向座標軸と交わる点の噴流軸方向に沿っての変化を示したもので、噴流のひろがりのおよそのめやすとなる。このひろがりはプロトナム室の圧力の増大と共に大きくなり、同時に中心軸での圧力の再上昇の起こる位置も後退する。なおこのようなひろがりのプロットは噴流境界のひろがりのめやすとなると思われる。特性曲線法によるマッハ数があまり大きくない場合の計算例では<sup>42)</sup> 噴流境界は  $P_j/P_\infty = 1 \sim 10$  程度であれば、プラントル・マイヤー角からきまるノズル出口での噴流境界が噴流軸となす角  $\delta_j$  が一定ならば相似になる<sup>43)</sup>。また噴流境界が最も大きくひろがる点のひろがり  $(r/r_N)_{\max}$  と  $P_j/P_\infty$  とは対数グラフ上ではほぼ直線になり<sup>44)</sup>、マッハ数にあまり関係なくほぼ  $(r/r_N)_{\max} \approx (P_j/P_\infty)^{0.6}$  の関係にある。 $P_j/P_\infty \approx 3$  の場合、有効出口半径  $r_N \approx 1.8 \text{ cm}$  とすると、 $r_{\max} \approx 3.5 \text{ cm}$  となる。

### 3.2 静電探針による噴流の測定

噴流内には荷電粒子がわずかの割合で残存している。噴流の特性をより詳しく知るために静電探針を用いて荷電粒子に関連した諸量の分布を測定し、前節の総圧分布の結果と比較する。

噴流内の荷電粒子の割合は実験条件に著しく影響さ

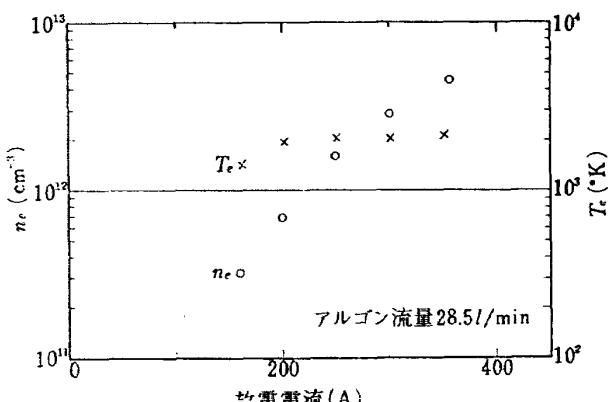


図 20 噴流内の電子温度、電子密度の放電電流値による変化(ノズル出口より 12 cm 下流の中心軸上で測定)

れる。プレナム室の貯気槽エンタルピは式(1.1)にしたがって流量および入力電力によって変化し、または図3(a)(b)のようにエンタルピのわずかの変化により電離度が著しく変化するため、図20のように噴流内の荷電粒子の密度はアーク電流と共に著しく増大し、また図21のように流量の増大と共に著しく減

少する。しかし電子温度はノズル内で早期に凍結するのであまり著しい変化はない。

図22に探針測定により得られた電子密度と電子温度の噴流半径方向の分布を、図23に軸方向の分布を示す。半径方向の電子密度あるいはイオン密度分布は圧力分布と同様に中心付近ではほぼ一様であり、周辺部で急に減少する。電子温度はあまり著しい変化はないが周辺部で高くなるのは運動エネルギーが熱エネルギーに転化するためと考えられる。軸方向の電子密度と温度の分布も、前節でのべた圧力回復の起こる点付近まではほぼ一様に分布することがわかる。

図24にデバイ長さの半径方向の分布の一例を示す。デバイ長さ $\lambda_D$ は

$$\lambda_D = \left( \frac{e_0 k T_e}{n_e e^2} \right)^{1/2} = 6.9 \left( \frac{T_e}{n_e} \right)^{1/2} \text{ (cm)}, \quad (3.1)$$

で定義され ( $n_e$  は電子密度で  $\text{cm}^{-3}$  単位)、噴流中でプラズマ状態(準中性の状態)が保たれている空間的な距離のめやすとなる<sup>45)</sup>。 $\lambda_D$  より十分大きい距離を考えるときプラズマ状態が保たれているとみなされる

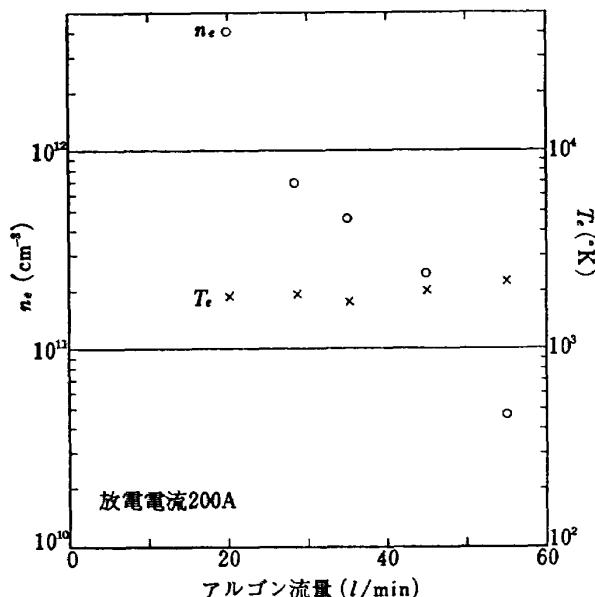


図21 噴流内の電子温度、電子密度のアルゴン流量による変化(図20と同じ位置で測定)

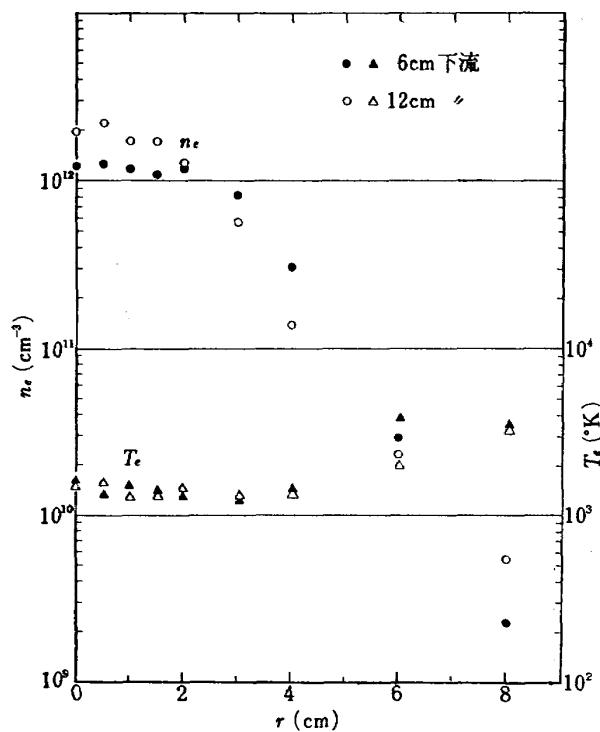


図22 電子密度、電子温度の噴流半径方向分布  
(気体: アルゴン、放電電流 300A、流量 28.5 l/min)

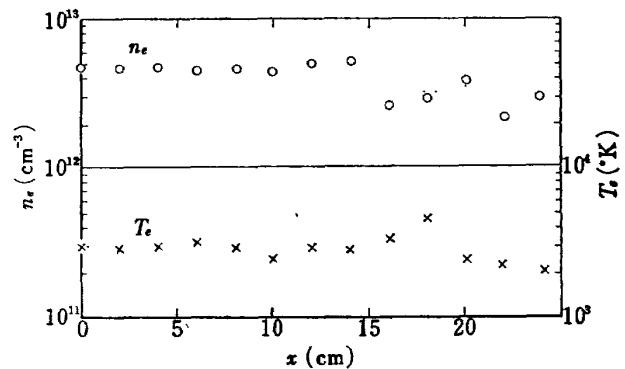


図23 電子密度、電子温度の噴流軸上での分布  
(図22と同一条件)

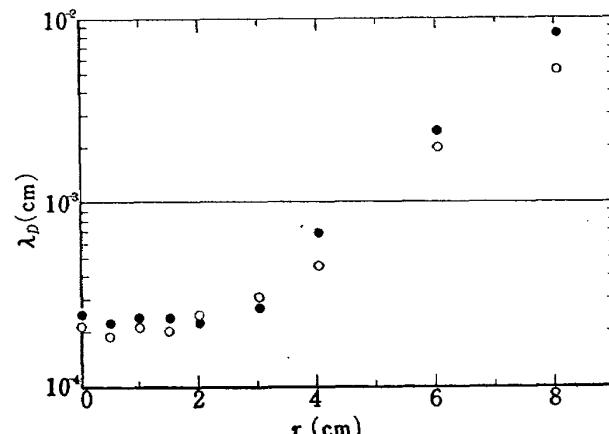


図24 デバイ長さの噴流半径方向分布(ノズル出口より 6cm 下流)

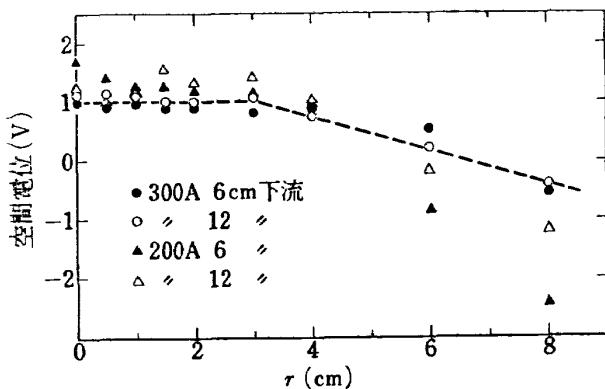


図 25 空間電位の噴流半径方向分布

が、図のように噴流中心部では  $\lambda_D$  は小さく、周辺部の電子拡散や移動の効果の大きいと考えられる領域では  $\lambda_D$  は増大する。

図 25 はプローブにより検出される噴流の空間電位分布を示す。空間電位も噴流中心部ではほぼ一様に分布し、周辺で減少する。周辺部でこのような電位の傾斜が生じるのは、周辺部に電界が存在するためと考えられるが、いまこの電界  $E$  が周辺部への電子の拡散および移動の効果により荷電が分離したために生じたものと仮定するとボアッソンの式から

$$\nabla E = q/\epsilon_0 \quad (3.2)$$

但し  $q = e(Z_i n_i - n_e)$  は正電荷と負電荷の差である。噴流内の電位分布と電子密度分布との関連をしらべるために噴流領域をモデル化し、軸方向に一様なプラズマ柱を考える。このプラズマ柱からの電子の拡散と移動の効果がつり合っていき半径方向の正味の流束は 0 であるとする。また再結合や電子付着の効果は無視する

$$-D \nabla n_e = n_e \mu E \quad (3.3)$$

但し  $D$  は電子の拡散係数、 $\mu$  は移動度である。

いま噴流内の半径  $r < a$  の領域では完全な中性が保たれ  $q = 0$  であり、 $r = a$  の表面から一定の割合  $q_0$  で半径方向に電子が拡散したとすると  $r > a$  で

$$2\pi r q = 2\pi a q_0, \quad q = (a/r) q_0$$

したがって (3.2) から  $r \geq a$  で

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} (r E_r) = \frac{q_0}{\epsilon_0} \frac{a}{r}$$

$r < a$  では  $r$  の如何にかかわらず  $q = E_r = 0$  と考えられるので

$$E_r = \begin{cases} 0, & r < a \\ E_a = (q_0/\epsilon_0)a, & r \geq a \end{cases} \quad (3.4)$$

したがって  $r = a$  の点の空間電位を  $V_a$  とすると

$$V_r = \begin{cases} V_a, & r < a \\ V_a - (q_0/\epsilon_0)a(r-a), & r \geq a \end{cases} \quad (3.5)$$

$r = a$  の点を図 22, 24 の電子密度、デバイ長さ等の分布が比較的一定とみなせる範囲をとると  $a \approx 3 \text{ cm}$  である。式 (3.5) の空間電位分布を図 25 の点線のようになると  $V_a \approx 1 \text{ V}$ ,  $E_a = (q_0/\epsilon_0)a \approx 30 \text{ V/m}$ ,  $q_0 \approx 8 \times 10^{-7} \text{ C/m}^3 = 5 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$  となる。(3.4) を (3.3) に代入し次の関係<sup>46)</sup>

$$\mu/D = e/k T_e$$

を用いると電子密度分布として

$$n_e = \begin{cases} n_{e0}, & r < a \\ n_{e0} \exp\left\{-\frac{e}{k T_e} E_a(r-a)\right\}, & r \geq a \end{cases} \quad (3.6)$$

を得る。 $n_{e0}$  は一様な中心部分での電子密度である。 $E_a \approx 30 \text{ V/m}$ ,  $T_e \approx 3 \times 10^6 \text{ K}$  (周辺部での電子温度。図 22) を代入すると図 26 に点線で示すようになり、周辺部での電子密度分布と定性的な一致を示すことがわかる。より正確には、再結合の効果や、周囲の気体(空気、特に酸素分子)と噴流との混合による電子付着の効果も考慮した連続の式を式 (3.2), (3.3) と同時に解く必要があろう。なお図 26 には Ashkenas-Sherman<sup>37)</sup>,あるいは Albini<sup>47)</sup>, Hubbard<sup>48)</sup> の提唱する自由噴流の密度分布に対する近似式から得られる

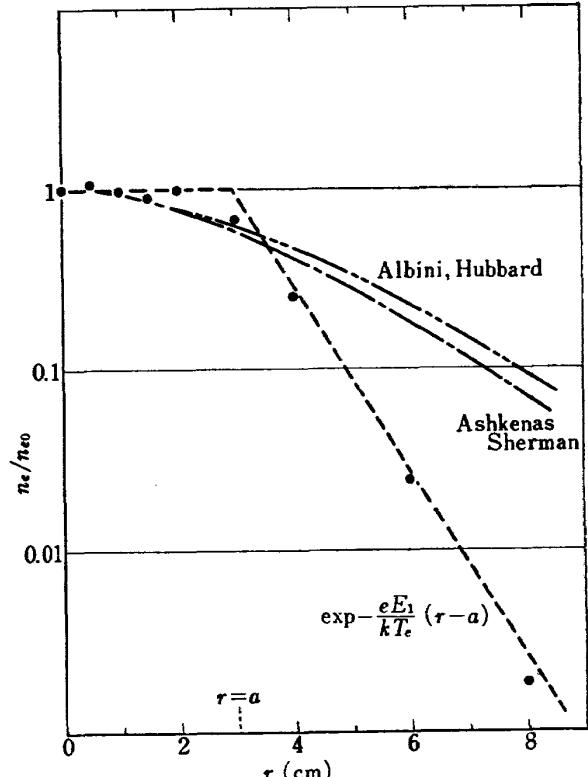


図 26 電子密度の噴流半径方向分布 (点線は (3.6) 式)

値も記入してある。これらは真空中への噴流のような  $p_j/p_\infty$  のきわめて大きい場合に成立し、そのような場合には前者<sup>37)</sup>はプラズマ噴流に対しても適用できることが確かめられている<sup>49)</sup>。

流れに垂直および平行におかれた2つの探針により検出されるイオン電流の値から、イオンの流速と気流の流速  $v_f$  とが等しいとして、噴流軸上の流速分布を近似的に求めることができる<sup>38)</sup>。探針に流入するイオン電流は第1近似として、ランダムな熱運動によるものと噴流と共に流入するものとの和と考えられるから、流れに平行においてた探針のイオン電流を  $i_1$ 、垂直においてた場合を  $i_2$  とすると

$$i_1 = \frac{1}{4} n_i e v_{ith} \cdot 2\pi r_p L + n_i e v_f \pi r_p^2, \quad (3.7)$$

$$i_2 = \frac{1}{4} n_i e v_{ith} \cdot 2\pi r_p L + n_i e v_f 2r_p L, \quad (3.8)$$

伯し  $r_p$ 、 $L$  は探針の半径と長さ、 $v_{ith}$  はイオンの熱速度で、 $i_1, i_2$  を測定し、別に求めた  $n_i = n_e$  とから  $v_f$  が求められる。但し  $i_1, i_2$  はいずれも探針電位  $V_p$  が空間電位  $V_s$  に等しい場合のイオン電流で、 $V_p < V_s$  におけるイオン電流の値を  $V_p = V_s$  の点まで外挿して求めるものとする（付記(2) 図 A3 参照）。噴流軸方向に沿った流速の変化を図 27 に示す。流速は噴流軸に沿ってわずかに増大し、前節で述べた圧力回復の起こる点の少し前で一度減少し、再び増大するのがみられる。流速はマッハ disc 後方のように亜音速になることはない。なお(3.7), (3.8) は探針の電位が空間電位に等しい場合のイオン電流に対してのみ近似的に成立つが、任意の探針電位の場合に、またイオンさやが流れにより変形する効果も考慮した場合については文献<sup>50)~53)</sup>にあたえられている。

一般にイオン電流はアーク加熱器のアーク放電の状態にきわめて鋭敏に応答する。それ故噴流内でイオン電流を常に観測することによりアーク加熱器の定常的

な作動を確認することができる。

以上で噴流の一般的な様相を述べたが、より正確には気体の解離や電離における非平衡性を考慮した特性曲線法<sup>53)</sup>により正しく理解されるであろう。

### あとがき

プラズマ風洞は高エンタルピ風洞<sup>54)</sup>の一種で、この種の風洞は低温で低速の気流を発生させる通常の風洞とは著しく異なる点があり、風洞各部の作動や発生させた流れの性質をあらかじめ良く理解しておくことが、風洞の効果的運用、あるいは実験計画や実験結果の評価の際に必要である。この報告では当所プラズマ風洞アーク加熱器の熱的特性、ノズル流および噴流の特性について実験的および理論的検討をおこなった結果について述べた。

アーク加熱器では熱損失は主として電極およびプレナム室を冷却する際に生じ、特に陽極とプレナム室で著しい熱損失がある。これらの各部で熱損失にあずかる因子を明らかにした。プレナム室でのよどみの条件を示し、また熱平衡にあることがほぼ確認された。熱平衡にある高温の作動気体（アルゴンおよびチッ素）の比熱や等エントロピー指数を含む熱力学的諸量をえたえた。

ノズル内で電離-再結合緩和をおこなう高温の非平衡流れを解析し、流速、マッハ数、気流の温度、圧力、密度等に及ぼす非平衡性の効果を検討した。現在の実験条件では非平衡性の効果はそれほど著しくなく、実在気体効果を考えない凍結流の場合と大差がないことがわかった。しかし流速は非平衡性のため影響を受け、ノズル出口で凍結流の場合よりかなり減少する。またノズル出口では反応を完了しなかった荷電粒子がわずかの割合で気流中に残存し、それらのうち電子の温度は気体温度より約 10 倍高い状態を保つことがわかった。

測定部におけるノズル噴流の諸特性をピトー総圧および静電探針によりしらべ、噴流は膨張不足の噴流にみられる一般的な特性を示すことを明らかにした。噴流はその周辺付近の弱い圧縮波とみられる領域と、中心軸上で圧力回復の起こる領域とで囲まれた領域の内部にピトー総圧、電子密度および温度、デバイ長さ、空間電位、流速等の諸量がほぼ一様に分布する領域がある。噴流周辺部での電子密度の半径方向分布は拡散および移動の効果を考慮して定性的に説明される。

なお当所のプラズマ風洞は現在わずか 60 kW のアーク加熱器をもつ小規模なものに過ぎないが、極超高

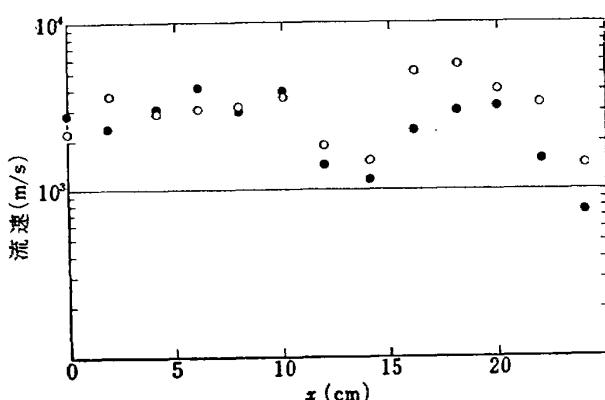


図 27 噴流軸上の流速分布

速飛行の実験研究における世界の趨勢や宇宙開発における我国の将来を考えるとさらに大規模かつ大電力の高エンタルピ風胴装置の建設が望まれる。このような大規模な装置ではアーケ加熱器の作動について考慮すべき要素はより多くなり、熱平衡性や熱平衡における特性についてもより詳しい考察を必要として、ノズル流や噴流についてもより多くのモードの非平衡性を考える必要があるが、本質的には本論文における取扱いと並行して議論を進めることができる。

本論文 2 章および 3 章の内容について空気力学第一部渡辺泰夫技官と有益な討論をおこなった。また 1 章の計算について同部吉沢昭、松崎貴至両技官に協力して頂いた。

### [付記 (1)] 热平衡における諸量

热平衡における状態量は、任意の 2 つの状態量を既知とすれば他のすべての諸量は確定する。例えば圧力と温度をあたえると式 (1.8), (1.9) から

$$Q = T^{3/2} e^{-1/T} (1 - e^{-Tu/T}) / p$$

とおくと解離度は

$$\alpha = \sqrt{Q/(1+Q)}$$

また (1.8), (1.10) から密度  $\rho$  とエンタルピ  $h$  が求められる。また  $u$  を単位質量当りの内部エネルギー、 $q$  を単位質量に外部から加えられる熱エネルギー、 $v = 1/\rho$  を比体積とすると熱力学の第 1 法則から

$$du = dq - pdv,$$

$$dh = dq + vdp,$$

したがって定積比熱  $C_v$ 、定圧比熱  $C_p$  は

$$C_v = \left( \frac{dq}{dT} \right)_v = \left( \frac{\partial u}{\partial T} \right)_v = \left( \frac{\partial u}{\partial T} \right)_p,$$

$$C_p = \left( \frac{dq}{dT} \right)_p = \left( \frac{\partial h}{\partial T} \right)_p.$$

また単位質量当りのエントロピーを  $s$  とすると熱力学の第 2 法則から

$$Tds = dh - dp/\rho = du + pd(1/\rho) \quad (\text{A } 1)$$

等エントロピーの状態では  $ds = 0$  だから

$$\frac{dh}{du} = \frac{d \ln p}{d \ln \rho} \equiv r \quad (\text{A } 2)$$

$r$  は等エントロピー指数 (isentropic exponent) で、理想気体の場合は  $C_p/C_v$  に等しい。特に  $r$  が一定ならば  $p = \text{const } \rho^r$  となる。一般に  $r$  も状態量の関数である。いま compressibility factor  $z$  を  $z = z(p, T)$  とすると熱的状態方程式は

$$p = \rho T z \quad (\text{A } 3)$$

式 (A 1) から

$$\left\{ \left( \frac{\partial u}{\partial \rho} \right)_T - \frac{p}{\rho^2} \right\} d\rho + \left( \frac{\pi u}{\partial T} \right)_p dT = 0,$$

$$\left( \frac{\partial h}{\partial T} \right)_p dT + \left\{ \left( \frac{\partial h}{\partial p} \right)_T - \frac{1}{\rho} \right\} dp = 0$$

したがって

$$(C_p - C_v) d\rho / (\partial \rho / \partial T)_p + C_v dT = 0,$$

$$G_p dT - (C_p - C_v) dp / (\partial p / \partial T)_p = 0$$

また式 (A 3) を微分して

$$\left( \frac{\partial p}{\partial T} \right)_p = \rho \left\{ z + T \left( \frac{\partial z}{\partial T} \right)_p \right\} / \left\{ 1 - \frac{p}{z} \left( \frac{\partial z}{\partial p} \right)_T \right\},$$

$$\left( \frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_p = - \frac{\rho}{z T} \left\{ z + T \left( \frac{\partial z}{\partial T} \right)_p \right\}$$

したがって等エントロピー指数 (A 2) は

$$r = - \frac{C_p}{C_v} \frac{\rho (\partial p / \partial T)_p}{p (\partial \rho / \partial T)_p} = \frac{C_p}{C_v} \frac{1}{1 - \frac{p}{z} \left( \frac{\partial z}{\partial p} \right)_T} \quad (\text{A } 4)$$

以上では  $z = z(p, T)$  としたが  $z = z(\rho, T)$  としても全たく同様にして

$$r = \frac{C_p}{C_v} \left\{ 1 + \frac{\rho}{z} \left( \frac{\partial z}{\partial \rho} \right)_T \right\} \quad (\text{A } 5)$$

が得られる。

解離平衡における Saha の式は質量作用の法則から平衡定数を  $K$  とすると

$$K = \frac{N_{N^2}}{N_{N_2}} = \frac{Z_{N^2}}{Z_{N_2}} e^{-D/kT}$$

但し  $Z_N$ ,  $Z_{N_2}$  はチッ素原子および分子の各基底状態をエネルギーの原点にとった場合の分配関数である。原子の分配関数は並進および電子状態の分配関数  $Z^{tr}$ ,  $Z^e$  の積で、また分子の分配関数は  $Z^{tr}$ ,  $Z^e$  の外に振動および回転の分配関数  $Z^v$ ,  $Z^r$  の積で近似される。すなわち

$$Z_N = Z_{N^{tr}} Z_{N^e} = \left( \frac{2\pi M_N k T}{h^2} \right)^{3/2} Z_{N^e},$$

$$Z_{N_2} = Z_{N_2^{tr}} Z_{N_2^e} Z_{N_2^{v2}} Z_{N_2^e} = V \left( \frac{2\pi M_{N_2} k T}{h^2} \right)^{3/2} \cdot \frac{T_r}{2T} \cdot \frac{Z_{N_2^e}}{1 - e^{-T_e/T_r}}$$

但し  $V$  は系の全体積、 $T_r$ ,  $T_e$  はそれぞれチッ素分子の回転および振動の特性温度である。平衡定数は

$$K = V \left( \frac{2\pi k T}{h^2} \right)^{3/2} \left( \frac{M_{N^2}}{M_{N_2}} \right)^{3/2} \times \frac{2 T_r}{T} (1 - e^{-T_e/T_r}) \frac{Z_{N^e}^2}{Z_{N_2^e}} e^{-T_d/T}$$

但し  $T_d = D/k$ 。しかるに  $Z_{N_2^e} \approx 1$ ,  $Z_{N^e} \approx 4$  であるから<sup>18)</sup>、解離度  $\alpha$  を

$$\alpha = M_N N_N / (M_{N_2} N_{N_2} + M_N N_N)$$

とすると Saha の式は

$$\frac{\alpha^2}{1-\alpha} = \frac{e^{-T_d/T}}{\rho} \left\{ 16M_N T_r \left( \frac{\pi M_N k}{h^2} \right)^{3/2} \times T^{3/2} (1 - e^{-T_d/T}) \right\}$$

電離平衡の場合も同様に計算できる。

解離平衡にあるチッ素の内部エネルギーは

$$\begin{aligned} u &= \frac{kT^2}{\rho V} \left\{ N_N \left( \frac{\partial \ln Z_N}{\partial T} \right)_v + N_{N_2} \left( \frac{\partial \ln Z_{N_2}}{\partial T} \right)_v \right\} \\ &\quad + \frac{1}{2} \frac{DN_N}{\rho V} \\ &= \frac{k}{4M_N} (5+\alpha) T + \frac{k}{2M_N} (1-\alpha) \frac{T_v e^{-T_d/T}}{1 - e^{-T_d/T}} \\ &\quad + \frac{D}{2M_N} \alpha \\ &= \frac{3k}{2M_N} T \left\{ \alpha + (1-\alpha) \left( \frac{5}{6} + \frac{1}{3} \frac{T_v}{T} \frac{e^{-T_d/T}}{1 - e^{-T_d/T}} \right) \right\} \\ &\quad + \frac{D}{2M_N} \alpha \end{aligned}$$

したがってエンタルピ<sup>o</sup> (1.3) は

$$h = u + p/\rho$$

により計算される。電離平衡の場合も同様に計算できる。

## [付記 (2)] 探針測定

噴流の測定に用いた静電プローブを図 A 1 に示す。直径 0.3 mmφ, 長さ 10 mm のタンゲンステン線を用いた。白金線では過大な電流が流れたとき溶融する。流れの影響を小さくするように流れに並行に向ける。プローブの電流電圧特性を読むための回路を図 A 2 に示す。電流電圧特性は対数変換器を用いて XY 記録計に記録することもできる。データを得る手間はグラフにプロットした場合と大差ない。特性の一例を図 A 3 に示す。プローブ電流  $I_p$  は電子電流  $I_e$  とイオン電流  $I_i$  との差

$$I_p = |I_e| - |I_i|$$

であるから通常用いられる方法により図 A 3 の P 点、即ちプローブ電圧  $V_p$  が空間電位  $V_s$  に等しい点までイオン電流を外挿して  $|I_e|$  を求め、 $\log|I_e| \sim V_p$  のプロットの直線部分で  $|I_e|$  の値の比が  $1: e = 1: 2.718$

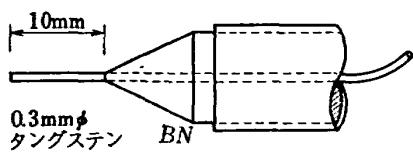


図 A1 探針

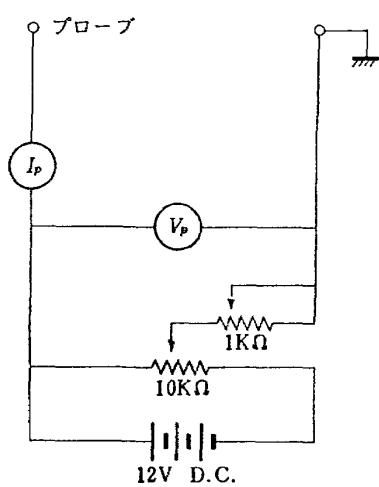


図 A2 探針特性測定回路

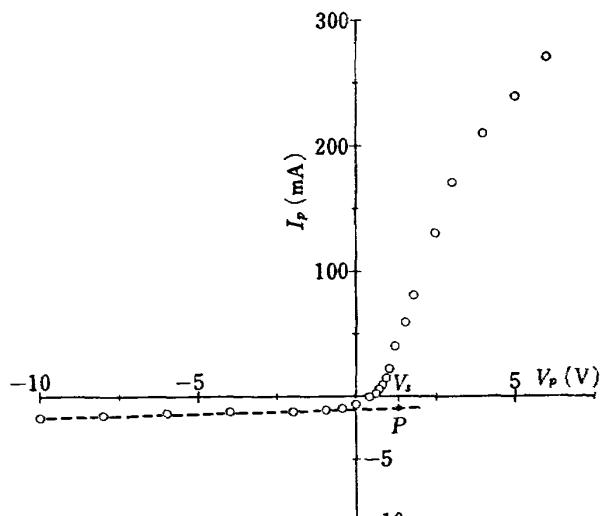


図 A3  $V_p - I_p$  特性

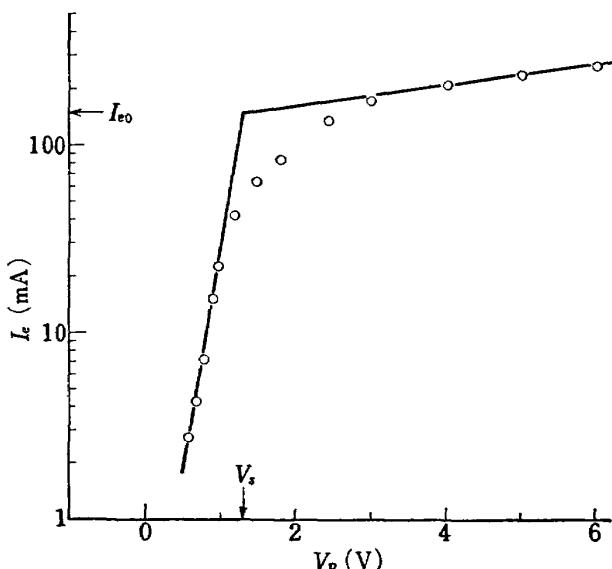


図 A4  $V_p - \log I_e$  特性

であるような電圧  $V_{p1}$ ,  $V_{p2}$  の差  $\Delta V_p$  から電子温度が

$$T_e = 1.16 \times 10^4 \Delta V_p \text{ (°K)}$$

により求められる(図 A4)。また電子密度は飽和電子電流  $I_{eo}$  を図 A4 の折点から求め、プローブ表面積を  $A_p$  として

$$n_e = 4.03 \times 10^{13} \frac{I_{eo}}{A_p \sqrt{T_e}} \text{ (cm}^3\text{)}$$

から求める。但し  $I_{eo}$  はアンペア,  $A_p$  は cm<sup>2</sup> 単位。

## 文 献

- 1) 平木一, 相原康彦, 野村茂昭; プラズマ風洞の実験, 日本航空学会誌 13 卷, 140 号 (1965) pp. 313-317
- 2) 野村茂昭; 解離した極超音速流中の Teflon への熱伝達の測定, 航技研報告 TR-133 (1967)
- 3) 野村茂昭; よどみ点領域での非定常空力加熱の測定, 航技研報告 TR-162 (1968)
- 4) 野村茂昭; 表面燃焼を含むよどみ点非定常空力加熱の測定, 日本航空宇宙学会誌 16 卷 175 号 (1968) pp. 253-261
- 5) 相原康彦, 渡辺泰夫; 熱伝達を伴うノズル流, 日本航空宇宙学会誌 17 卷 188 号 (1969) pp. 338-345
- 6) 野村茂昭; アブレーションによるよどみ点空力功熱の減少の測定, 航技研報告 TR-167 (1968)
- 7) 野村茂昭; テフロンの非定常アブレーションの測定, 航技研報告 TR-179 (1969)
- 8) 相原康彦, 野村茂昭, 渡辺泰夫; 航空宇宙技術研究所のプラズマ風洞の特性と応用, 日本航空宇宙学会誌 16 卷 178 号 (1968) pp. 371-378
- 9) C.E. Shepard, V.R. Watson, and H.A. Stine; Evaluation of a Constricted-Arc Supersonic Jet, NASA TN D-2066 (1964)
- 10) R.D. Brown and B. Fowler; Enthalpy Calculated from Pressure and Flow-Rate Measurements in High-Temperature Subsonic Stream, NASA TN D-3013 (1965)
- 11) M.J. Lighthill; Dynamics of Dissociating Gas, Part I, Equilibrium Flow, J. Fluid Mech., Vol. 2 (1957) pp. 1-32
- 12) 渡辺泰夫; 航技研報告 (近刊)
- 13) H.S. Brahinasky and C.A. Neel; Tables of Equilibrium Thermodynamic Properties of Argon, Vols. I-IV, AEDC TR-69-19 (1969) C.A. Neel and C.H. Lewis; Interpolations of Imperfect Nitrogen Thermodynamic Data, Vols. I-II, AEDC TDR-64-213 (1964)
- 14) I.I. Glass and J.G. Hall; Handbook of Supersonic Aerodynamics, Section 18, Shock Tube, NAVORD Report 1488 (1959)
- 15) K.N.C. Bray and J.A. Wilson; A Preliminary Study of Ionic Recombination of Argon in Wind-Tunnel Nozzles, ARC CP 559 (1960)
- 16) R.L. Harder; Correlation of High-Pressure Arc Heater Results, AIAA Journal, Vol. 8 (1970) pp. 2220-2225
- 17) S. Chapman and T.G. Cowling; The Mathematical Theory of Non-Uniform Gases, (1970) p. 223 (Cambridge)
- 18) M.J. Lighthill; Dynamics of Dissociating Gas, Part II, Quasi-Equilibrium Transfer Theory, J. Fluid Mech., Vol. 8 (1963) pp. 161-182
- 19) K.N.C. Bray; Atomic Recombination in Wind Tunnel Nozzle, J. Fluid Mech., Vol. 6 (1959) pp. 1-32
- 20) M. I. Hoffert and H. Lien; Quasi-One Dimensional, Nonequilibrium Gas Dynamics of Partially Ionized Two-Temperature Argon, Phys. Fluids, Vol. 10 (1967) pp. 1769-1777
- 21) K.N.C. Bray and J.A. Wilson; A Preliminary Study of Atomic Recombination of Argon in Wind-Tunnel Nozzles, Part II, ARC CP 643 (1961)
- 22) H. Homma and S. Nakadaira; Ionizing Shock Structure in a Weakly Ionized Gas, Trans. Japanese Soc. Aeron. Space Sci., Vol. 14 (1971) pp. 102-110
- 23) H. Petschek and S. Byron; Approach to Equilibrium Ionization behind Strong Shock Waves in Argon, Ann. of Phys., Vol. (1957) pp. 270-315
- 24) K.E. Harwell and R.G. Jahn; Initial Ionization Rates in Shock-Heated Argon, Krypton and Xenon, Phys. Fluids, Vol. 7 (1964) pp. 214-222
- 25) E.J. Morgan and R.D. Morrison; Ionization Rate behind Shock Waves in Argon, Phys. Fluids, Vol. 8 (1965) pp. 1608-1615
- 26) A.J. Kelly; Atom-Atom Ionization Cross Sections of the Noble Gases-Argon, Krypton, and Xenon, J. Chem. Phys., Vol. 45 (1966) pp. 1723-1732
- 27) T.I. McLaren and R.M. Hobson; Initial Ionization Rates and Collision Cross Sections in Shock-Heated Argon, Phys. Fluids, Vol. 11 (1968) pp. 2162-2172
- 28) H. Schlichting; Boundary Layer Theory, (1968) p. 130, McGraw Hill
- 29) M.Y. Jaffrin; Shock Structure in Partially Ionized Gas, Phys. Fluids, Vol. 8 (1965) pp. 606-625
- 30) C.J. Wang, J.B. Peterson, and R. Anderson; Gas Flow Table, The Ramo-Wooldridge Corp. GM-TR-154 (1957)

- 31) J.G. Hall and A.L. Russo; Studies of Chemical Nonequilibrium in Hypersonic Nozzle Flow, Cornell Aero. Lab. Report AD-1118-A-6 (1959)
- 32) M. Kinslaw and J.T. Miller; Nonequilibrium Expansion of a Diatomic Gas through a Convergent-Divergent Nozzle, Phys. Fluids, Vol. 9 (1966) pp. 1703-1708
- 33) 松崎利一; プラズマ風洞ノズル噴流の探針測定, 日本物理学会 1971 春の分科会予稿集第3 分冊 (1971) p. 413
- 34) F.J. Krieger; Chemical Kinetics and Rocket Nozzle Design, Jet Propulsion, Vol. 21(1951) pp. 179-185
- 35) J.G. Hall, A.G. Eschenroeder, and J.J. Klein; Chemical Nonequilibrium Effect on Hydrogen Rocket Impulse at Low Pressure, ARS Journal, Vol. 30 (1960) pp. 188-190
- 36) P.L. Owen and C.K. Thornhill; The Flow in an Axially-Symmetric Supersonic Jet from a Nearly-Sonic Orifice into a Vacuum, ARC RM 2616 (1948)
- 37) H. Ashkenas and F.S. Sherman; The Structure and Utilization of Supersonic Free Jets in Low Density Wind Tunnel, Rarefied Gas Dynamics, Vol. 2, J.H. deLeeuw ed. (1966) 84-105, Academic Press
- 38) F.S. Sherman; A Survey of Experimental Results and Methods for Transition Regime of Rarefied Gas Dynamics, Rarefied Gas Dynamics, Rarefied Gas Dynamics, Vol. 2, J.A. Laurmann ed. (1963) pp. 228-258, Academic Press
- 39) E.P. Muntz, B.B. Hamel, and B.L. Haguire; Some Characteristics of Exhaust Plume Rarefaction, AIAA Journal, Vol. 8 (1970) pp. 1651-1658
- 40) T.C. Adamson and J.A. Nicholls, On the Structure of Jets from Highly Underexpanded Nozzle into Still Air, J. Aeron. Sci., Vol. 26 (1959) pp. 16-24
- 41) M. Abbott; The Mach Disc in Underexpanded Exhaust Plume, AIAA Journal, Vol. 9(1971) pp. 512-514
- 42) E.S. Love, C.E. Grigsby, L.P. Lee, and M. J. Woodling; Experimental and Theoretical Studies of Axisymmetric Free Jets, NASA TR R-6 (1959)
- 43) R.D. Herron; Jet Boundary Simulation Parameters for Underexpanded Jets in a Quiescent Atmosphere, J. Spacecraft, Vol. 5 (1968) pp. 1155-1160
- 44) A.R. Vick, E.H. Anderson, Jr., J.S. Dennard, and C.B. Craydon; Comparison of Experimental Free-Jet Boundaries with Theoretical Results Obtained with the Method of Characteristics, NASA TN D-2327 (1964)
- 45) L. Spitzer, Jr.; Physics of Fully Ionized Gases (1967) p. 22, Interscience
- 46) A. von Engel; Ionized Gases, (1955) Oxford. 山本賢三, 奥田孝美訳; 電離気体(1962) p. 121, コロナ社
- 47) F.A. Albini; Approximate Computation of Underexpanded Jet Structure, AIAA Journal, Vol. 3 (1965) pp. 1535-1538
- 48) E.W. Hubbard; Approximate Calculation of Highly Underexpanded Jets, AIAA Journal, Vol. 4 (1966) pp. 1877-1879
- 49) W.F. Payne; Characteristics of an Argon Free Jet Expanded from a High Pressure Inductive Air Source, UTIAS Report 165 (1971)
- 50) A.H. Heartley; Collector Theory of Ions with Maxwellian and Drift Velocity, Phys. Rev., 52 (1937) pp. 235-238
- 51) M. Kanal; Theory of Current Collection of Moving Cylindrical Probe, J. Appl. Phys., Vol. 32 (1961) pp. 1697-1703
- 52) H. Amemiya and T. Dote; Characteristics of Cylindrical Probe in a Low Density Plasma Stream, Japanese J. Appl. Phys., Vol. 5(1966) pp. 957-961
- 53) R. Sidney; The Method of Characteristics in Nonequilibrium Flow, Part II, P.P. Wegener ed. (1970) pp. 159-225, Martin Decker Inc.
- 54) 長洲秀夫, 松崎利一; 高エンタルビ風洞について, 航技研技術資料 N-15 (1972)

TR-297	Green 関数を二次元ラプラス方程式に適用した解法による冷却のターピン翼の温度分布の計算（境界条件として温度勾配を与える場合） A Calculation of Temperature Distribution by Applying Green's Function to a Two-Dimensional Laplace's Equations. (The Case in which the Temperature Gradients on the Boundary are given)	1972年8月 西村 英明, 白井 弘
TR-255T	The Study on the Motion of an Artificial Satellite in the Earth's Gravitational Field	Aug. 1972 Sumio Takeuchi Koichi Matsushima
TR-298	航空機用対気速度計の位置誤差について Experiment on Airspeed Calibration Procedures	1973年1月 幸尾 治朗, 岡 遠一 塚野 雄吉, 矢沢 健司
TR-299	遷音速における二次元翼の抵抗発散 On the Drag Divergence of Two-Dimensional Airfoils at Transonic Speeds	1973年1月 小野 孝次 神谷 信彦
TR-300	そり角の小さい遷音速二重円弧二次元翼列実験 Experimental Investigation of Two-Dimensional Cascade Performance of Thin and Low-Cambered Double-Circular-Arc Blade Sections at Transonic Inlet Mach Number Range	1972年10月 坂口 一, 近藤 博 高森 晋, 岩下 敬吾
TR-301	観測系の評価に関するひとつの数学的理論 A Mathematical theory on Evaluation of Observation Systems	1972年9月 木村 武雄
TR-302	Kalman-Bucy フィルターによる誘導誤差の推定 Estimation of Guidance Errors by Kalman-Bucy Filtering Technique	1972年10月 村田 正秋
TR-303	ジンバルエンジン駆動用油圧制御系に適したIDPF サーボバルブの研究 Studies of IDPF Servovalve Appropriate for Gimbaled Engine Positioning Hydraulic Control Systems	1972年11月 畑山 茂樹
TR-304	ドラグカップ型ジャイロモータの同期化制御の研究 Study on a Synchronizing Control of a Drag-Cup Gyro Motor	1972年11月 山田 博
TR-305	オイラー角表示による座標変換のアルゴリズム Coordinate Transformation Algorithm by the Eulerian Angles Representation	1972年11月 狼 嘉彰
TR-306	フライングテストベッド用付帯設備の計画 System Design of Facilities for VTOL Flying Test Bed at National Aerospace Laboratory	1972年11月 滝沢 直人, 渋谷 敦義 小川 敏雄, 宮本 幸一 甲斐 忠夫, 小野 一義 田辺 義一, 竹内 和之

## 航空宇宙技術研究所報告 307号

昭和47年12月発行

発行所 航空宇宙技術研究所

東京都調布市深大寺町1880

電話武藏野三鷹(0422)47-5911(大代表) 5912

印刷所 株式会社 東京プレス

東京都板橋区桜川 2~27~12

Printed in Japan

This document is provided by JAXA.