

航空宇宙技術研究所報告

TECHNICAL REPORT OF NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

TR-67

プラズマ発生装置の諸特性

井上建二・野村茂昭

1964年4月

航空宇宙技術研究所
NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

既 刊 報 告

TR-35	高速軸流圧縮機の研究（II） —単段試験装置の設計と全体性能— An Investigation of High Speed Axial Flow Compressor (II) —Design and Over-all Performance of a Single Stage Axial Flow Compressor—	1963年1月 松木正勝, 宮地敏雄 大山耕一, 吉田晃 西脇英夫, 岩部柱相
TR-36	衝撃波風洞による表面熱伝達の実験 Studies of Surface Heat Transfer Using a Hypersonic Shock Tunnel	1963年1月 和田勇, 松崎利一
TR-37T	Studies of the Flow in a Low Pressure Hypersonic Shock Tunnel Using an Electron-Densitometer	January 1963 Isamu WADA
TR-38	鋳鉄のような脆性材料からなる円板の回転強度 Strength of Rotating Discs of Brittle Material like Cast Iron	1963年2月 佐藤和郎, 永井文雄
TR-39	高負荷燃焼器の研究（第I報） —その性能におよぼす各種因子の影響の定性的考察— A Study of High Intensity Combustor (I) —Its Qualitative Analysis—	1963年2月 大塚貞吉, 鈴木邦男
TR-40	胴体内圧縮返し荷重試験装置について Repeated Load Testing Facility for Full-Scale Aircraft Fuselage Structures	1963年2月 竹内和之, 川島矩郎 野原利雄
TR-41	輻射熱量計の較正 Calibration of Radiometer	1963年2月 竹中幸彦, 江川幸一 小川鉄一
TR-42	非定常境界層の相似解とその安定 A Similar Solution of Unsteady Laminar Boundary Layer and Its Stability Characteristics	1963年7月 小橋安次郎, 恩地瑛
TR-43	超音速における操縦面の効きについて On the Effectiveness of Control Surfaces in Supersonic Flow	1963年2月 河崎俊夫
TR-44	高速翼列の実験について (流入角の大きい減速翼列の予備実験) Some Notes about the Effect of Tunnel Configuration and Testing Technique on Compressor Cascade Performance	1963年2月 近藤博, 萩田光弘 坂口一, 山崎紀雄
TR-45	固有問題 $(\sum \lambda^k A_k)x=0$ の数値解法 A Numerical Method for the Eigenvalue Problem $(\sum \lambda^k A_k)x=0$	1963年4月 戸川隼人
TR-46	翼の固有振動数に関する一解析法 On the Vibration Analysis of Aircraft Wings	1963年6月 川井忠彦, 泉日出夫 戸川隼人, 林洋一
TR-47	鋳鉄円板の回転破壊におけるコリオリの力の影響 Influence of Coriolis' Force on the Burst of Rotating Disc of Cast Iron	1963年8月 佐藤和郎, 永井文雄
TR-48	曲面に沿う境界層 Effects of Surface Curvature on Laminar Boundary-Layer Flow	1963年8月 林二誠
TR-49	高速軸流圧縮機の研究（III） An Investigation of High Speed Axial Flow Compressor (III)	1963年9月 松木正勝, 宮地敏雄 大山耕一, 吉田晃 西脇英夫, 岩部柱相
TR-50	境界収縮法による偏微分方程式の境界値問題の数値解法 Numerical Method for Boundary Value Problems of Partial Differential Equations by Boundary Contraction	1963年9月 樋口一雄, 能美力
TR-51	人間の静的不安定系の制御能力 Human Control Ability of the Statically Unstable System	1963年9月 武田峻
TR-52	粒状加熱器の熱特性 Thermal Characteristics of a Pebble-Bed Heater	1963年9月 林二誠
TR-53	円管流の非定常熱伝達（第I報） —壁温が時間と流向距離のみによる場合— Thermal Characteristics of the Unsteady Flow through a Circular Pipe whose Temperature depends on Time and Flow-Directional Distance only	1963年10月 林二誠

プラズマ発生装置の諸特性*

井上建二**・野村茂昭**

Characteristics of a Vortex Stabilized Plasma Generator

By Kenji INOUE and Shigeaki NOMURA

The purpose of this work is to determine the performance characteristics of a vortex stabilized plasma generator designed as a heater of a hypersonic wind tunnel.

The voltage vs. current characteristics was examined and an energy balance was presented from which the enthalpy increase of gas and energy conversion efficiency were determined.

For this generator, the arc current ranged from 100 to 500 amperes and chamber pressure was adjusted between 1.1 and 2.0 atm., using nozzle throat diameter 3,5,7 mm and electrode gap 3,5 and 7 mm. The maximum enthalpy throughout the experiment was 2086 cal/g using argon as working gas at the flow rate of 0.57 g/sec for 5 mm diameter nozzle and 3 mm electrode gap. However, in order to obtain the maximum enthalpy for larger current and mass flow range than now examined, the nozzle diameter and electrode gap may be increased.

The temperature distribution in the plasma column was determined by spectroscopic method and the energy involved in the plasma column was compared with the value obtained from the heat balance. The maximum temperature was 17,300°K on the center line of the column at the position 3 mm downward from the nozzle exit.

The electron-ion temperature relaxation was discussed to know if the plasma jet blown out from the generator was in a state of equilibrium.

1. まえがき

極超音速飛しょう体が発達するにしたがって、その空気力学的研究のための装置として高い濃み点エンタルピを有する極超音速風胴の開発が必要となった。(第1図参照) 高エンタルピ極超音速風胴の一つにプラズマ風胴があるが、その特性、特に熱的特性は、その熱源であるプラズマ発生装

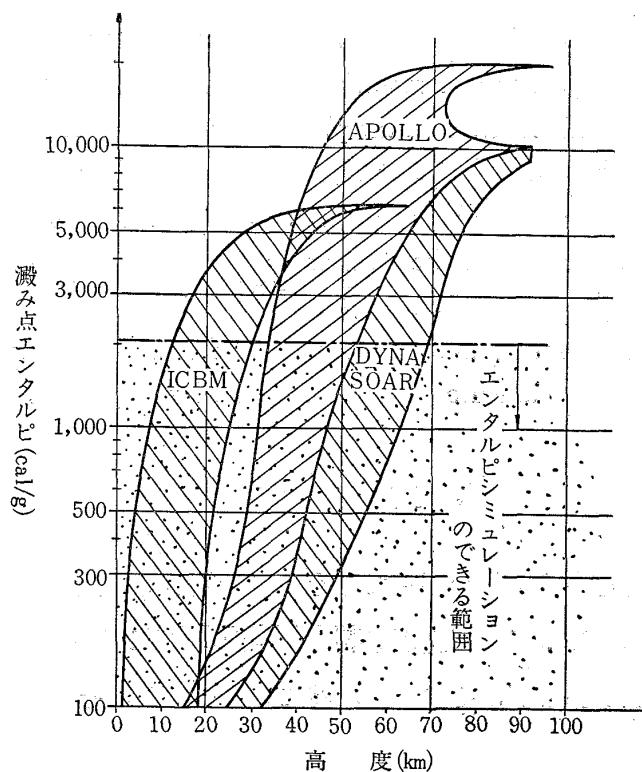
* 昭和39年3月31日受付

** 空気力学第一部

置の特性に大きく依存する。プラズマ発生装置は次の 2 種類に大別される。(i) 棒状陰極を円錐または円筒形の陽極で包囲し、この間の大電流アークによりガスを加熱する^{1),2),3)}。(ii) 円環状両極を同軸対置し、この間の大電流アークを磁場で回転させながらガスを加熱する^{4),5)}。

本報告では、プラズマ風胴実験の第一段階として、風胴の特性を大きく支配するプラズマ発生装置の特性について調べた結果について述べる。本実験に用いた発生装置は(i) の形に属するもので、これは(ii) の形のものに比してかなり小さいガス流量で動作し、非常に高いエンタルピのガスを得ることができ、比較的小型のプラズマ風胴に適したものである。

本実験はプラズマジェットの大気噴出時における発生装置の特性実験であり、その結果からさらにエンタルピを増すために、電流ガス流量を増加させた場合の発生装置の構造上の検討を行なった。また特性実験の一部として、大気噴出したプラズマジェットの温度分布を分光学的に測定し、その分布からプラズマジェットの有するエンタルピを求め、その値と熱平衡から得たジェットのエネルギー量との比較を行なった。またこの際、ガス内部分配関数を与える式の和の上限を、H. N. Olsen にしたがって原子核間平均距離から与えた場合と、K. S. Drellishak 等にしたがって Debye の shielding distance から与えた場合との相違が、プラズマジェットの温度分布の結果にどの程度の影響を及ぼすかを計算した。この分光学的温度測定においては、ガスの各粒子は熱的平衡状態にあると仮定しており、また、プラズマ発生装置を風胴の熱源としたとき、その測定部において電子・イオン間に温度差がないことを確かめる意味で電子・イオン間の温度緩和時間を計算した。また、発生装置内で



第 1 図 高度—濃み点エンタルピ¹³⁾

の加熱機構を簡単化した加熱を伴う一次元流についての若干の考察を行なった。特性実験のパラメータとしては、アーク電流、アーク室内ガス圧力、両電極間隔、陽極ノズル口径をとり、これらの値をそれぞれ変えて電流、電圧、熱平衡から得たエンタルピおよびプラズマ発生効率を求めた。これらの諸特性は、パラメータの一組に対して一義的に決まるわけであるが、アーク放電中に溶融等による電極の形状の微小な変化や、アーク着点の不安定動作等のため一様な特性を確定することは非常に困難であった。

2. 記号

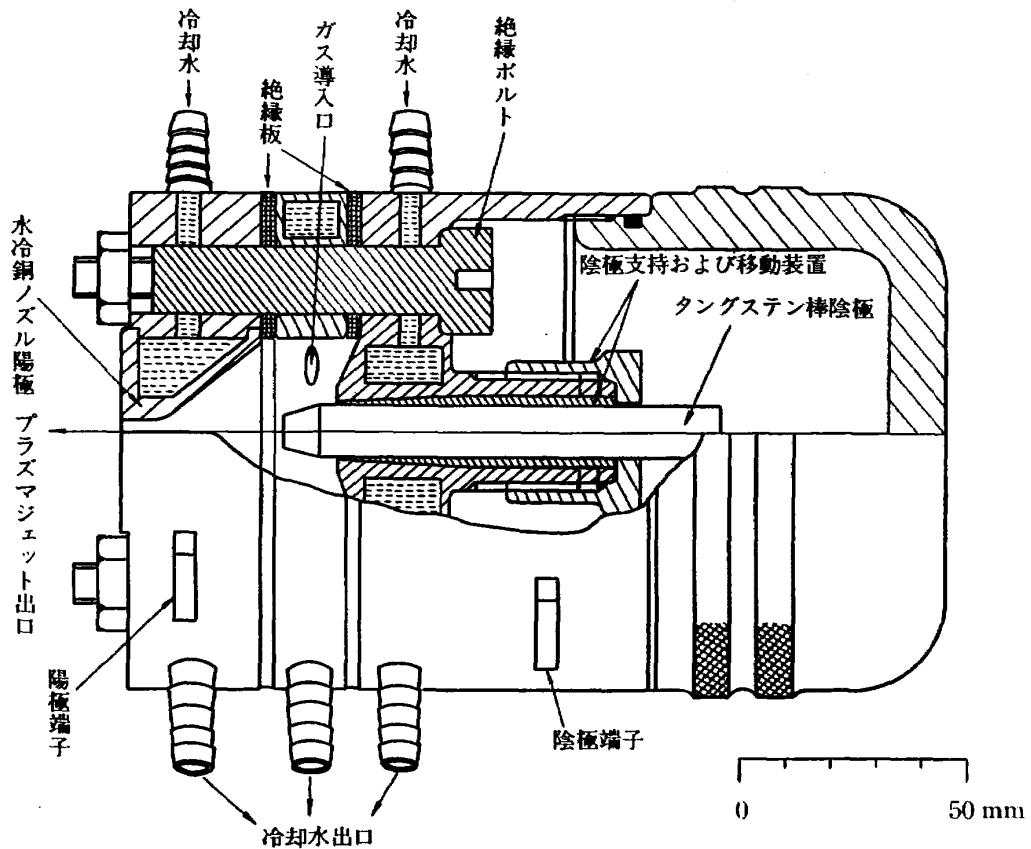
本文に用いた記号は次のとおりである。

A	面積	cm^2
a	音速	m/s
a_0	水素原子の第一 Bohr 軌道半径	cm
a_s	主量子数 s の電子の軌道半径	cm
C	熱の仕事当量	kW/cal
c_p	定圧比熱	$\text{cal/g}^\circ\text{K}$
D	陽極ノズルの口径	mm
E_m	スペクトル発射始状態への励起エネルギー	erg
e	電子の電荷	$\text{CGS}\cdot\text{esu}$
G	両電極間隔	mm
h	比エンタルピ	cal/g
I	アーク電流	$\text{amp.}(A)$
I_ν	振動数 ν の輻射線強度	
K	冷却水流量	cc/s
k	Boltzmann 定数	erg°K
L	粒子の移動距離	mm
l	1g のジェットの円筒の高さ	m/g
M	マッハ数	
m_g	ガスの質量流量	g/s
m_j	j 値イオンの質量	g
m_n	ジェットの n 番目円筒の質量	g
m_v	ガスの体積流量	l/min
n_e	電子密度	cm^{-3}

n_j	j 値イオンの密度	cm^{-3}
P	ガスの絶対圧力	mmHg
Q	気体への加熱量	cal/s
Q_L	損失熱エネルギー	cal/s
S	面積	cm^2
s	比エントロピ	$\text{cal/g}^\circ\text{K}$
T	温度	$^\circ\text{K}$
ΔT	冷却水温度上昇	$^\circ\text{C}$
U_j	j 値イオンの電離電圧	volt(V)
u_j	j 値イオンの内部分配関数	
V	アーク電圧	volt(V)
v	気流の速度	mm/s
W	$W_0 - W_L$	kW
W_0	発生装置への入力電力	kW
W_L	冷却水への熱損失量	kW
Z	イオンの荷電数	
γ	気体の比熱比	
ε	相対輻射強度	
κ	有効シールド定数	
η	プラズマ発生効率	%
ρ	密度	g/cm^3
τ	緩和時間	s
ω_s	主量子数 s の電子の統計的重み	

3. 実験装置および方法

プラズマ発生装置の構造は第2図に示すとおりである。陰極を直径 12 mm のタンゲステン棒、陽極を銅製の水冷ノズルとしてこれを対置する。(第3図、第4図参照) タングステン陰極棒は前後に移動可能で、これによって両極間隔を調節する。陽極はノズル口径 $2 \text{ mm}\phi \sim 9 \text{ mm}\phi$ まで 1 mm 間隔に 8 個が交換可能である。装置の冷却は、陽極、陰極支持部およびアーク室側壁を加圧水で冷却する。ガスはアーク室側壁から陰極棒を中心に螺旋状に回転するように導入される。装置は陽極部、アーク室側壁部および陰極部の 3 ブロックに分けられ、気密をかねた耐熱シリコンゴムを各ブロック間にそう入り、ペークライト製絶縁ボルトで結合して電気絶縁を行なう。電源は電流



第2図 プラズマ発生装置構造

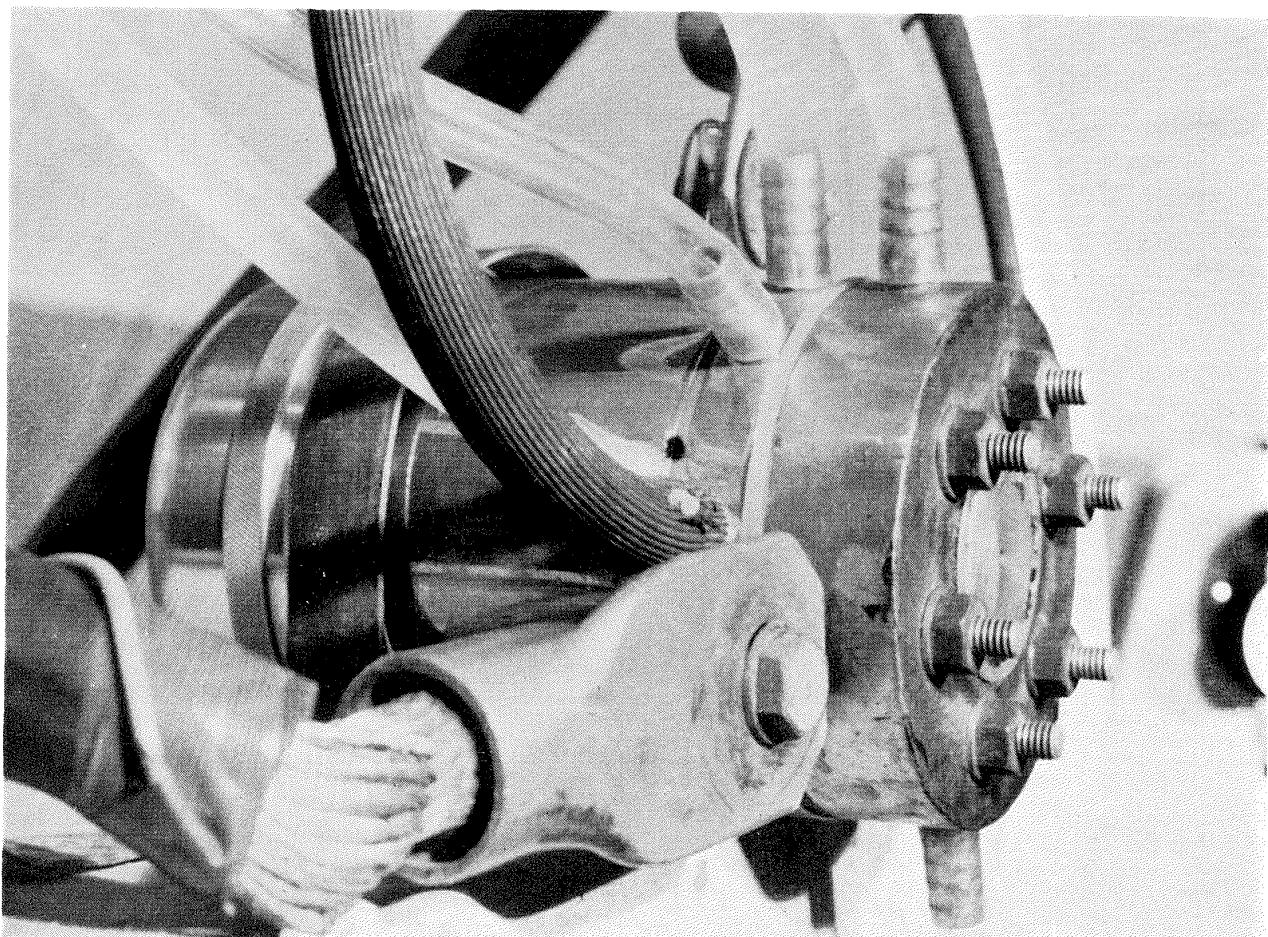
に対する電圧の垂下特性を持ったセレン整流器で、出力電流 50~500 A、定格負荷電圧 60 V、無負荷電圧 100 V のものである。

実験系統は第5図に示すとおりである。使用ガスとしてはアルゴンガスを用い、容器から浮遊式流量計を通じて発生装置のアーカ室側壁部に接線方向に導入し、内部で陰極棒を中心に螺旋状に回転しながらノズル陽極から大気中に噴出する。ガスを装置内で回転させるのは、それによりアーカの着点を移動させて電極の損耗を防ぎ、かつガスの均一加熱を行なうためである。放電開始は両極間に加えた直流電圧に、約 5,000 V の高周波を重畠して行なう。

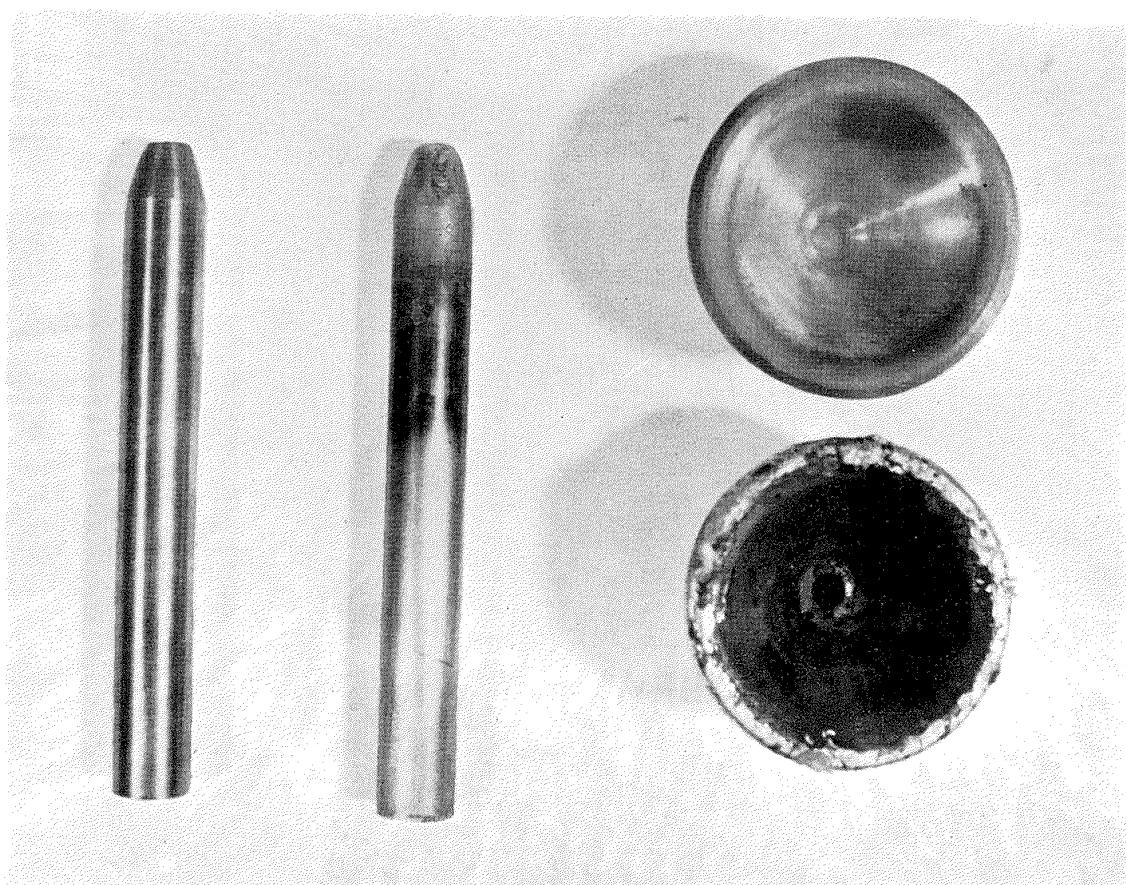
測定は、プラズマジェットの大気噴出において、放電電流、アーカ室内ガス圧力、両極間隔および陽極ノズル口径をパラメータとして、両極間電圧、ガス流量、冷却水温度上昇、冷却水流量およびプラズマジェットの温度分布について行なった。

ガス圧力は発生装置のガス導入口直前に置いた総圧管で、ガス流量および冷却水流量はそれぞれ浮遊式流量計で、冷却水温度上昇は装置の冷却水出入口に置いた白金抵抗温度計で、プラズマ柱の温度分布は水晶分光写真器でそれぞれ測定した。

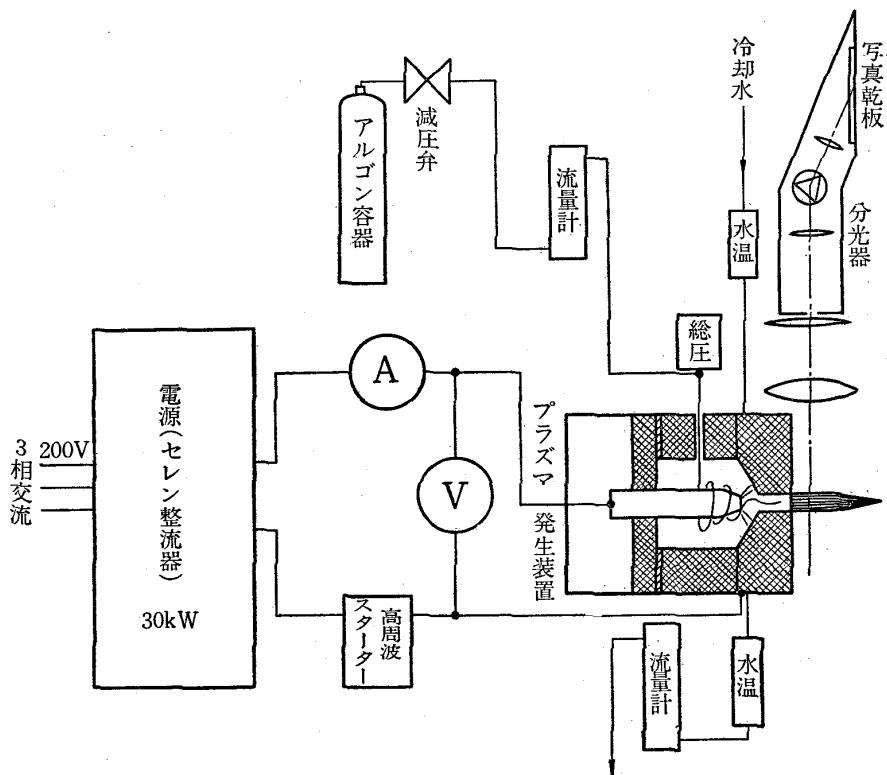
測定値からエネルギー平衡によりガスのエンタルピを求めるに際して、発生装置への入力電力のエネルギー損失は冷却水への熱損失のみとし、輻射、電極物質の溶融蒸発等によるエネルギー損失は無視した。すなわち、エンタルピおよび発生装置のプラズマ発生効率は次式で定義される。



第 3 図 プラズマ発生装置外観



第 4 図 電極が極端に損耗した場合の一例



第5図 実験系統図

$$h = \frac{1}{C} \cdot \frac{W_0 - W_L}{m_g}, \quad \eta = \frac{W_0 - W_L}{W_0} \times 100.$$

装置の冷却においては、冷却水流量および圧力のエンタルピへの影響を避けるためにそれぞれの値は常に一定値 $4.3 \text{ l}/\text{min}$ およびゲージ圧 $2 \text{ kg}/\text{cm}^2$ に保った。

分光器によるプラズマジェット内の温度分布測定は Larenz⁶⁾ の方法により、アルゴンプラズマの中性原子が発する波長 4159 \AA のスペクトル線を用いて行なった。測定点は、大気噴出されたプラズマジェットの陽極ノズル出口から 3 mm の点である。用いた分光器は島津製作所製の水晶分光写真機 QF-60 である。

4. 実験結果

測定はアーク電流、アーク室内ガス圧力、電極間隔および陽極ノズル口径の4つのパラメータをそれぞれ次の値にして行なった。

- (i) アーク電流; $I = 100, 200, 300, 400, 500 \text{ A}$
- (ii) 電極間隔; $G = 3, 5, 7 \text{ mm}$
- (iii) ノズル口径; $D = 3, 5, 7 \text{ mm}\phi$
- (iv) ガス圧力;
 - (a) $D = 3 \text{ mm}\phi$ では $P = 1060, 1520 \text{ mmHg}$

- (b) $D=5 \text{ mm}\phi$ では $P=860, 960, 1060 \text{ mmHg}$
 (c) $D=7 \text{ mm}\phi$ では $P=810, 860, 960 \text{ mmHg}$

ガス圧力を各ノズルごとに変えたのは、同一範囲のガス流量においてエンタルピを比較するためである。以上のパラメータにおける実験測定値、およびそれらから得られた諸特性を第 6 図ないし第 27 図に図示した。

以上の実験結果を考察することにより、次のことが明らかとなった。

[4.1] 電流電圧特性について

(1.1) 第 6 図～第 8 図によれば、どの口径のノズルにおいても、電極間隔、ガス圧力のそれぞれの増加に伴い同一電流に対する電圧は増加する。例外として、第 6 図の $D=3 \text{ mm}\phi$ においては電極間隔の増加に伴い電圧が減少する場合がある。

(1.2) 第 9 図～第 11 図によれば、どの電極間隔においても、ノズル口径、ガス圧力のそれぞれの増加に伴い同一の電流に対する電圧は増加する。

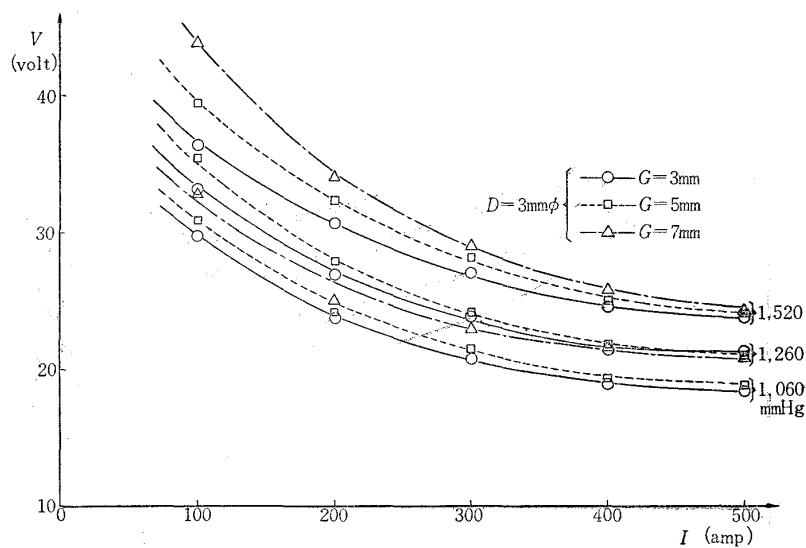
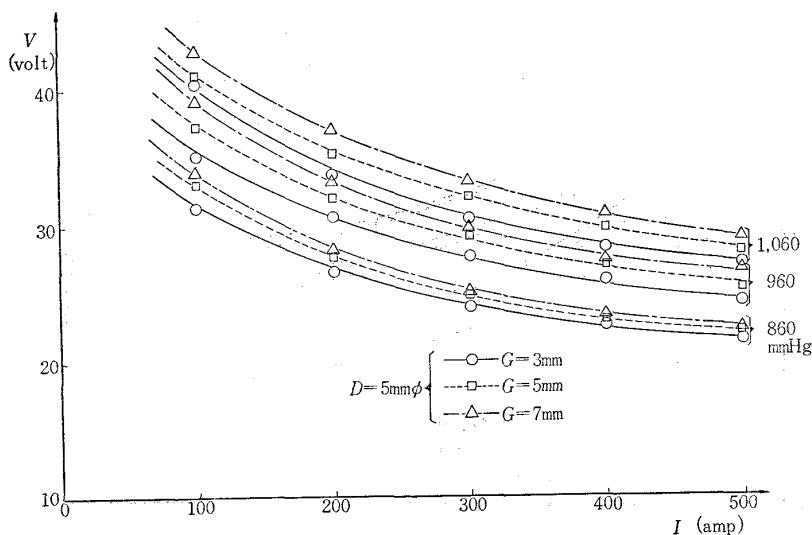
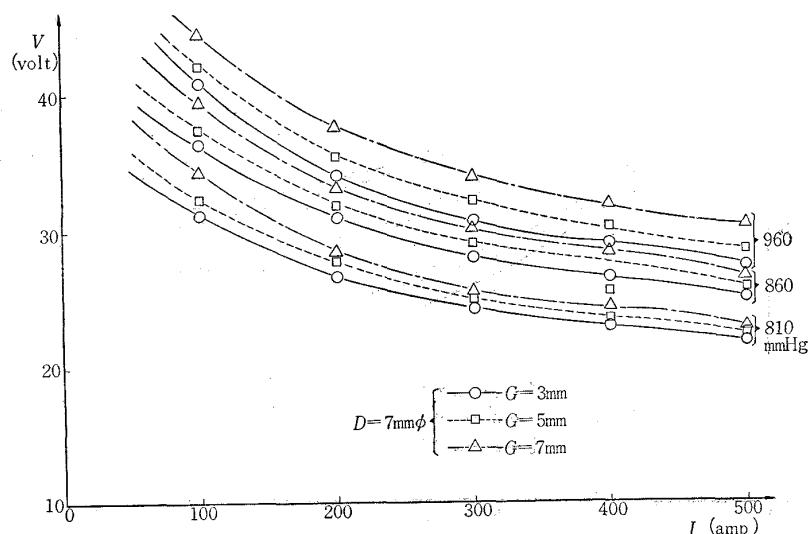
(1.3) (1.1) および (1.2) から、同一電流における発生装置への入力電力は、電極間隔、ノズル口径、ガス圧力のいずれを増加しても増大する。

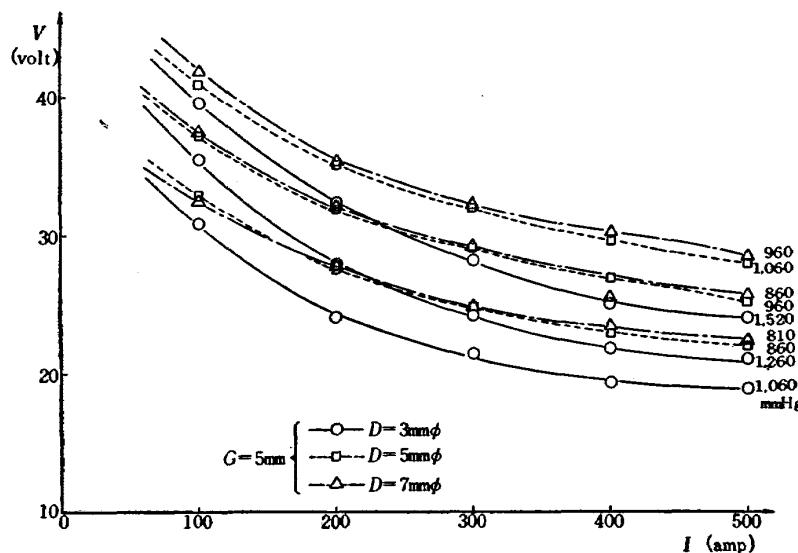
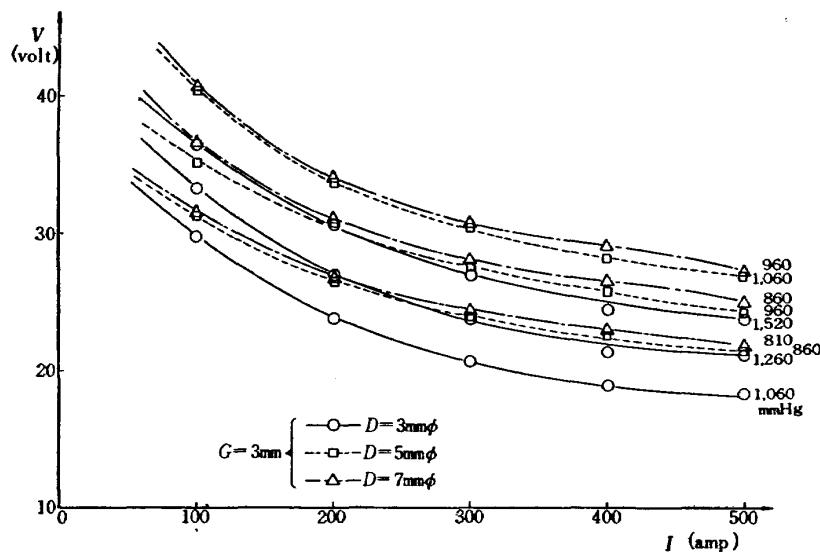
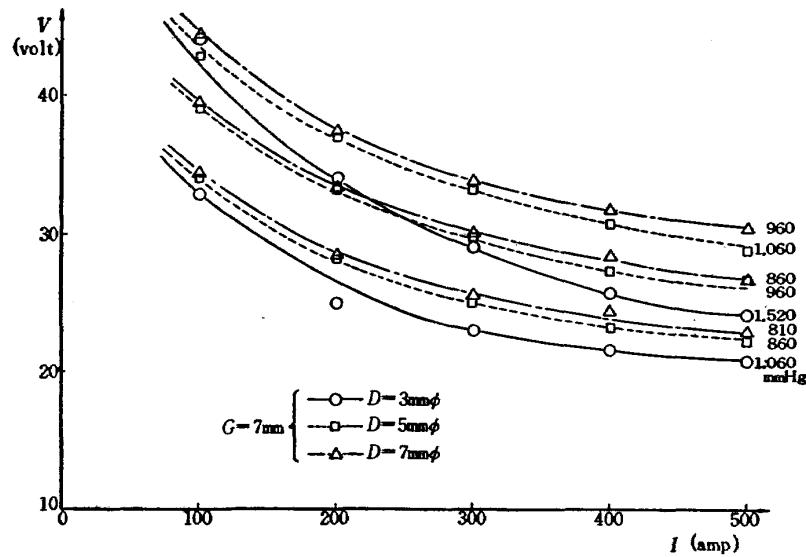
[4.2] エンタルピ、効率および入力電力の特性について

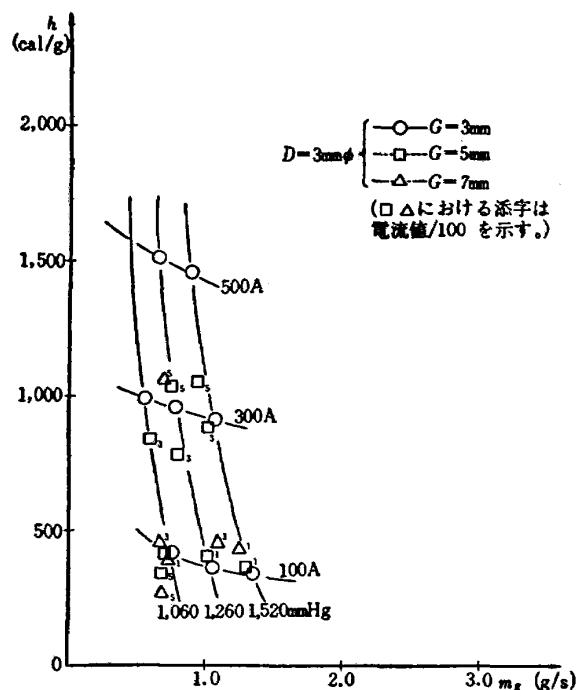
(2.1) 第 18 図～第 20 図および第 24 図によれば、同一の電極間隔およびノズル口径においては、同一エンタルピに対してガス圧力が高い方が大きい効率を得ることができるが、この際必要とする入力電力は大きくなる。

(2.2) 第 12 図によれば、 $D=3 \text{ mm}\phi, G=5,7 \text{ mm}$ において電流の増加に伴いエンタルピが不規則に低下し、また第 18 図において、それに対応する点で効率が非常に低下している。 $D=3 \text{ mm}\phi, G=3 \text{ mm}$ においても、ガス圧力が低いときには電流の増加、すなわち、エンタルピの増加に伴い効率は急激に減少している。この現象を、入力電力とエンタルピの関係を示す第 25 図において見ると、 $G=3,5 \text{ mm}$ でガス圧力が低い場合には、いずれも装置への入力電力の増加に伴いエンタルピは逆に減少する。また、このグラフから入力電力の増加に伴うエンタルピの減少は、同一電極間隔においてはガス圧力が低いほど、また同一ガス圧力においては、電極間隔が大きいほど早く生ずることがわかる。このことは後に検討するアークの安定性に重要な示唆を与える。このような入力電力の増加に伴うエンタルピの減少は、本実験範囲内では $D=3 \text{ mm}\phi$ においてのみ生ずるものである。

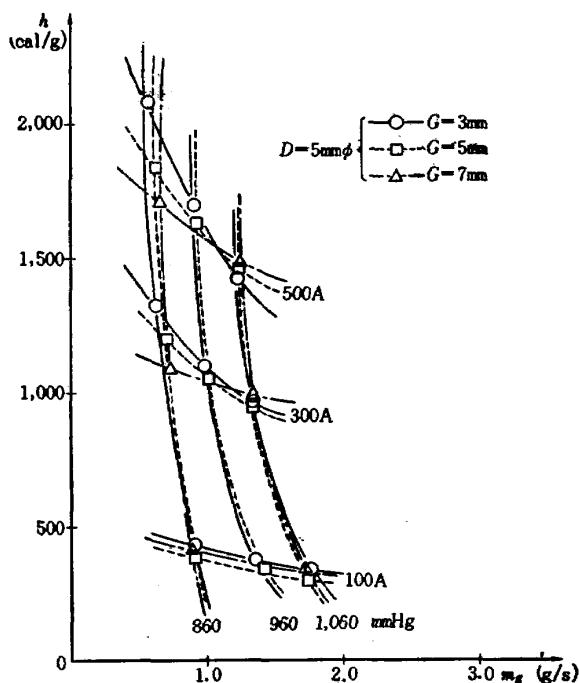
(2.3) 第 12 図～第 14 図を比較してわかるように、最大のエンタルピは $D=5 \text{ mm}\phi, G=3 \text{ mm}, P=860 \text{ mmHg}, I=500 \text{ A}$ において得られ、その値は $m_g=0.574 \text{ g/s}$ に対して $h=2086.4 \text{ cal/g}$ である。いずれのノズル口径においても、最大のエンタルピは $G=3 \text{ mm}$ に対して低いガス圧力の場合に得られている。また同図からわかるように、エンタルピに対する電極間隔の影響は低い電流

第6図 電流一電圧特性 ($D=3 \text{ mm}\phi$)第7図 電流一電圧特性 ($D=5 \text{ mm}\phi$)第8図 電流一電圧特性 ($D=7 \text{ mm}\phi$)

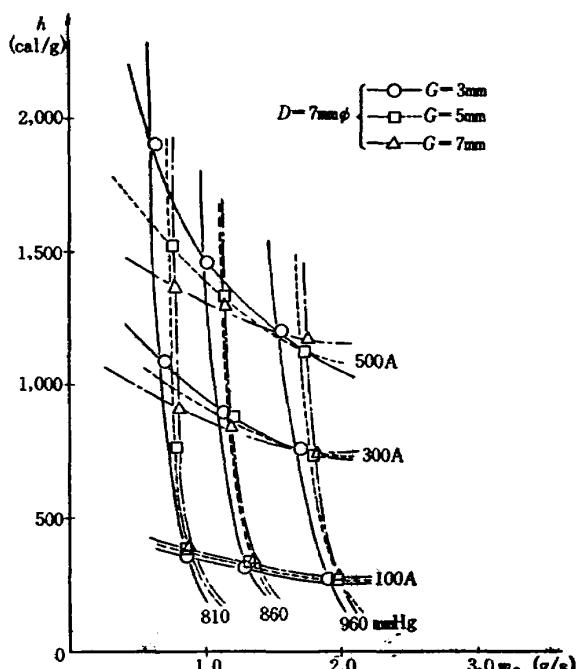
第 9 図 電流一電圧特性 ($G=3\text{ mm}$)第 10 図 電流一電圧特性 ($G=5\text{ mm}$)第 11 図 電流一電圧特性 ($G=7\text{ mm}$)



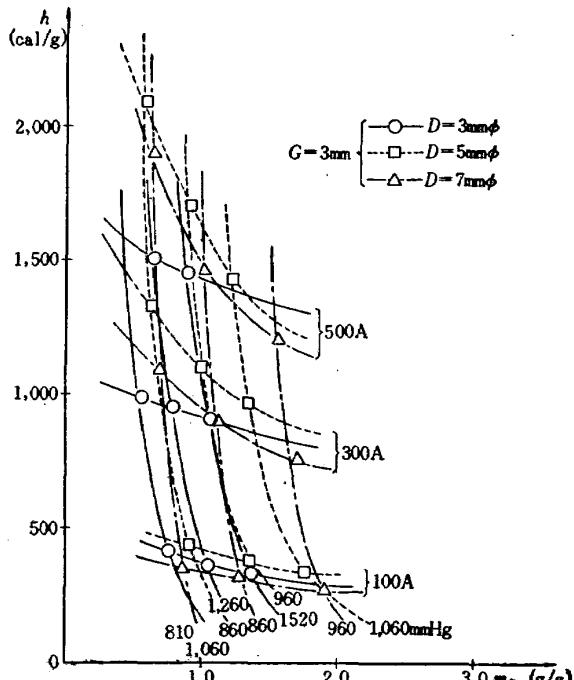
第 12 図 エンタルピーガス流量特性



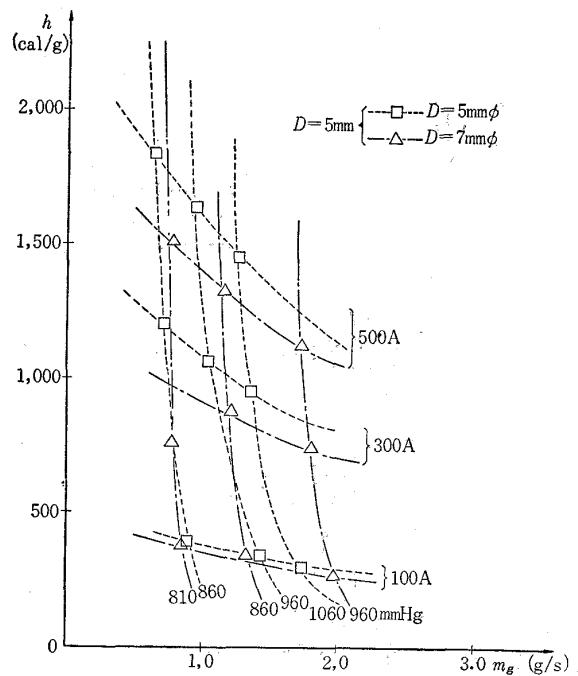
第 13 図 エンタルピーガス流量特性



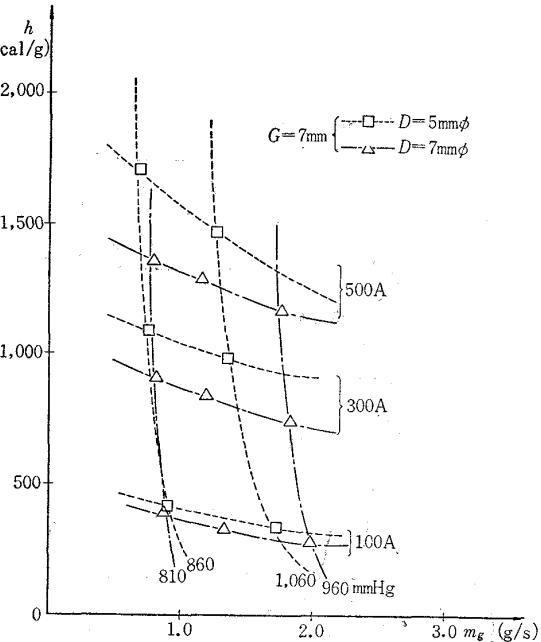
第 14 図 エンタルピーガス流量特性



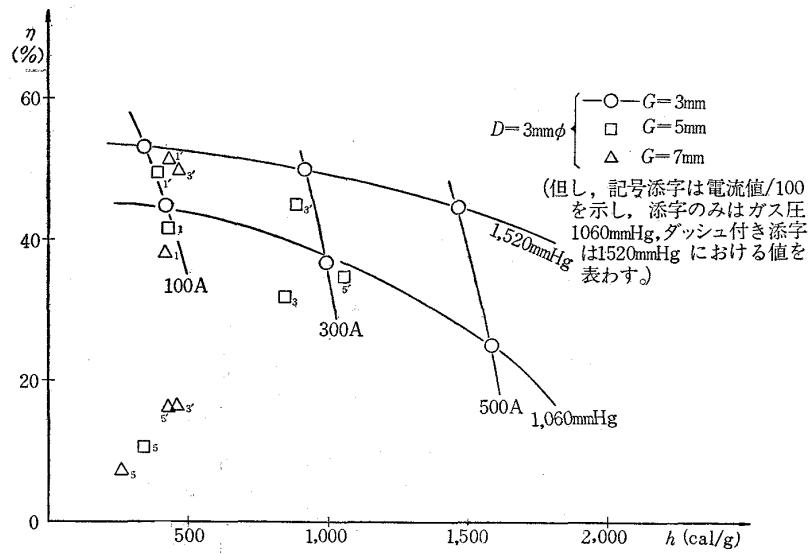
第 15 図 エンタルピーガス流量特性



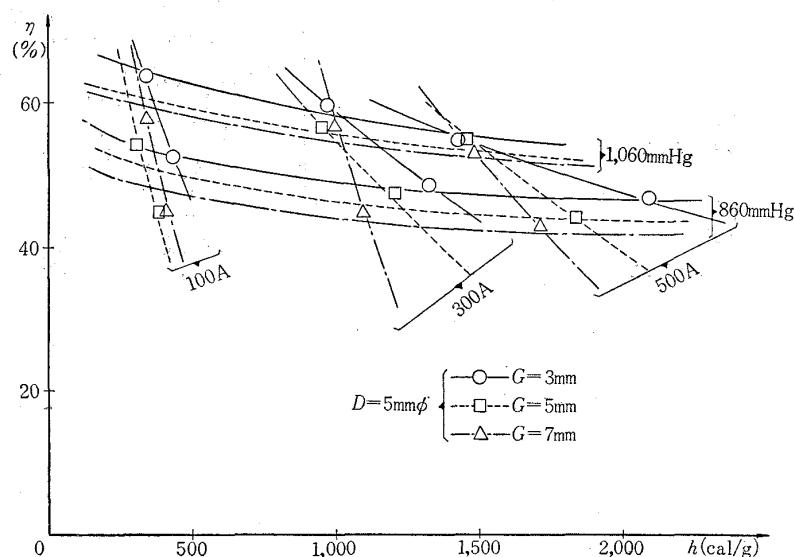
第 16 図 エンタルピーガス流量特性



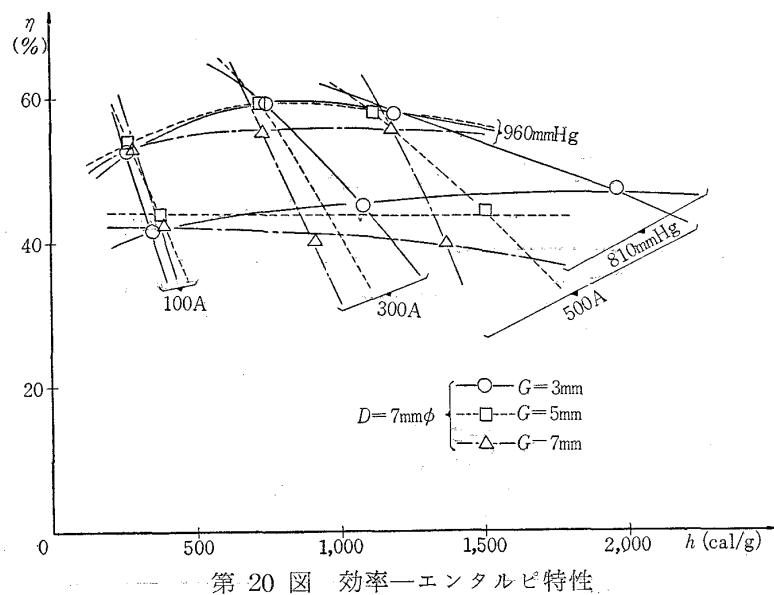
第 17 図 エンタルピーガス流量特性



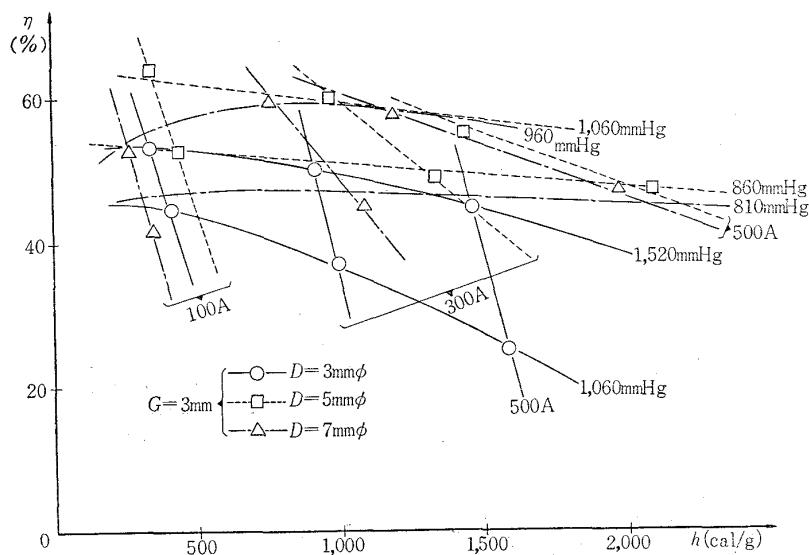
第 18 図 効率—エンタルピ特性



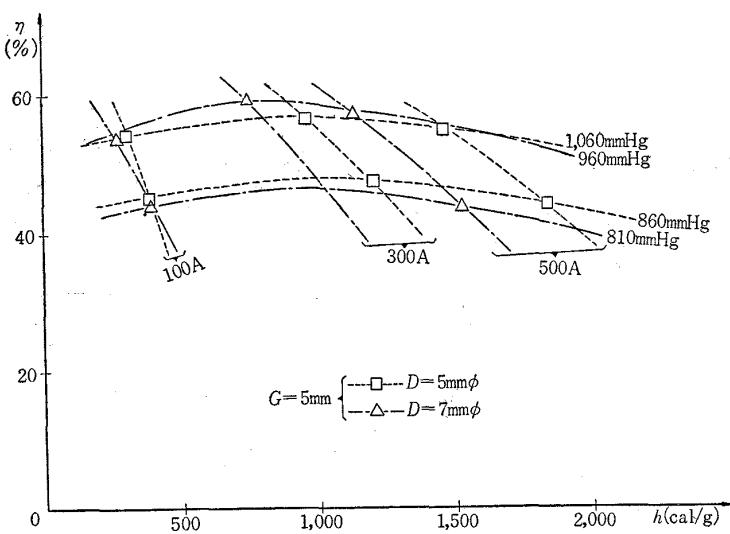
第 19 図 効率—エンタルピ特性



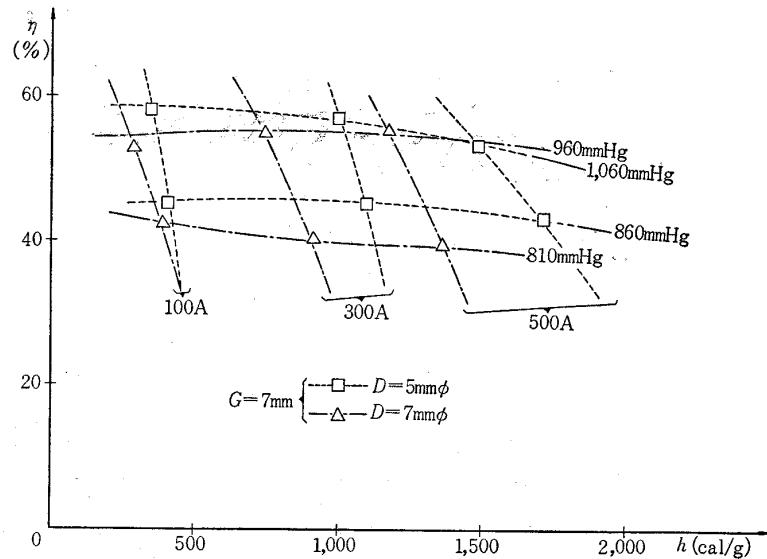
第 20 図 効率—エンタルピ特性



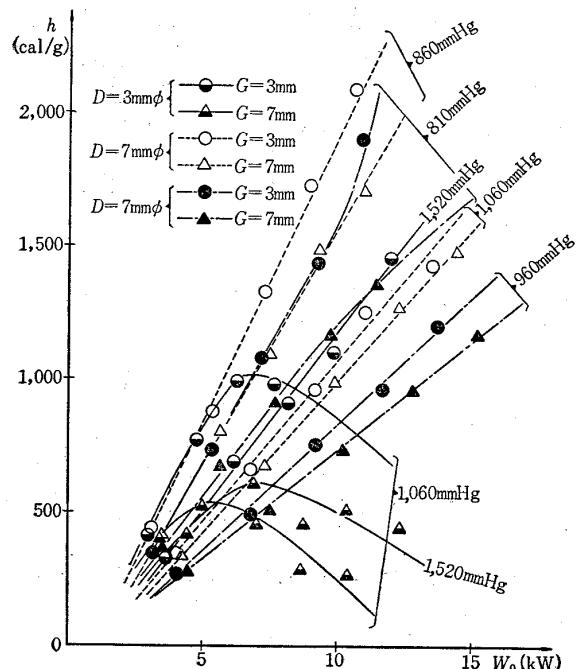
第 21 図 効率—エンタルピ特性



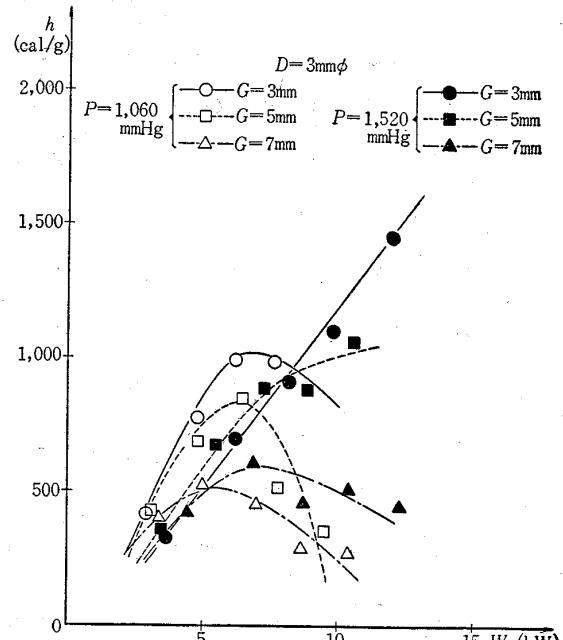
第 22 図 効率—エンタルピ特性



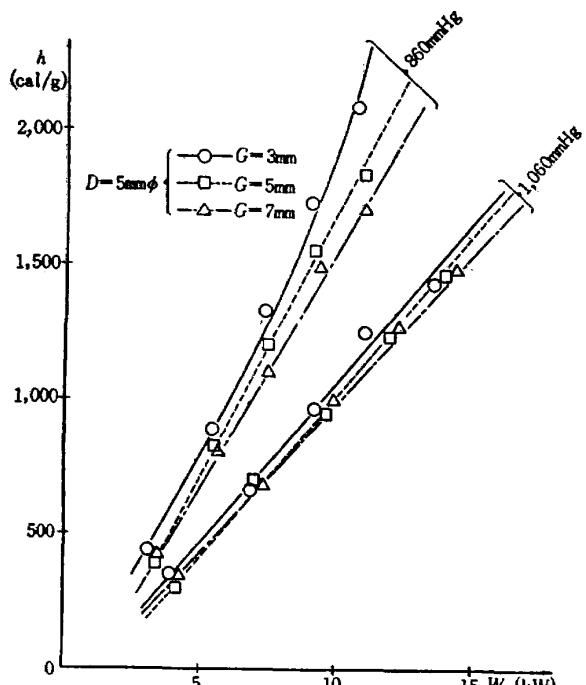
第 23 図 効率—エンタルピ特性



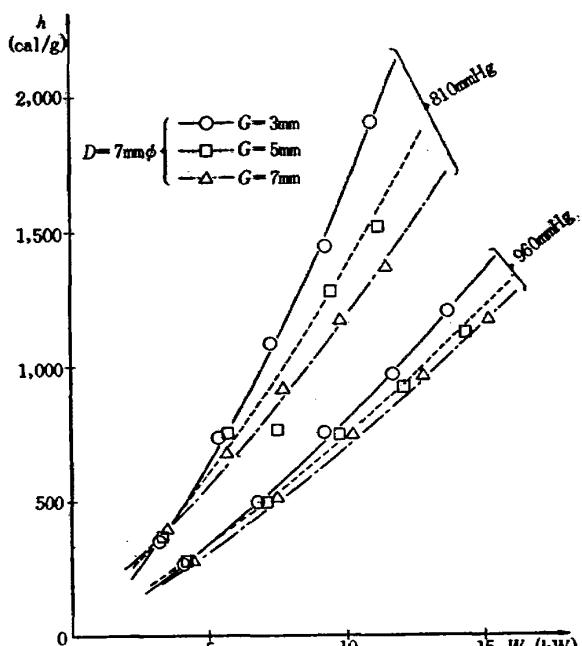
第 24 図 エンタルピー—入力電力特性のノズル口径による影響



第 25 図 エンタルピー—入力電力特性



第 26 図 エンタルピー入力電力特性



第 27 図 エンタルピー入力電力特性

においてはほとんどなく、電流の増加とともにしだいに大きく現れる。このことは第 24 図において、各線が原点を中心にして放射状に発していることからわかる。いずれのノズル口径の場合も、大きい電流に対して、低いガス圧力においては $G=3, 5, 7 \text{ mm}$ の順にエンタルピは大きい値を持ち、ガス圧力の増加に従ってこの影響は小さくなる。

(2.4) 第 15 図～第 17 図によれば、いずれの電極間隔においても最高のエンタルピは $D=5 \text{ mm}\phi$ に対して得られ、また、ノズル口径のエンタルピへの影響は、低い電流においてはほとんどなく、電流の増加につれて顕著に現れる。これも (2.3) におけると同様に、第 24 図からわかる。いずれの電極間隔の場合も大きい電流に対するエンタルピは、低いガス圧力においては $D=5, 7, 3 \text{ mm}\phi$ の順に大きい値を示し、ガス圧力の増加に従ってその差は小さくなる。

(2.5) エンタルピーガス流量特性から、低い電流においてはエンタルピはガス流量によらずほとんど一定で、高い電流においてもガス流量が 1 g/s 程度まではガス流量の増加によるエンタルピの減少は激しいが、 2 g/s 程度になるとガス流量の変化によるエンタルピの変化は非常に小さい。これはガス圧力の増加による効率の増加と、流量の増加に伴うエンタルピの減少が同程度だからであり、その範囲内ではエンタルピはガス流量によらずほぼ一定とみなすことができる。

5. 実験結果の検討

(1) 一般に入力電流を一定にしてガス流量を減ずるとエンタルピは増加するが、本装置ではいずれのノズル口径、電極間隔においても、大きい電流に対してガス流量を現在の範囲以下にすると放電は非常に不安定になって効率が低下し、また、陰極の損耗が激しくなるため、ガス流量を低下

することによる最大エンタルピの大幅な増加は得られない。したがって、本実験の範囲内ではこれ以上最大エンタルピを増加させることはできない。ガス流量を固定して入力電流の範囲を増加すれば簡単に最大エンタルピを増加できるわけであるが、ガス圧力を一定にして電流を増加するとガス流量が減少し、動作の不安定をきたし、電極の損耗が激しくなる。

そこで電流、ガス流量の範囲をともに増加させると、最大のエンタルピを得るために取るべきパラメータの値は、 $I=500\text{ A}$ にしてガス流量をさらに増加させた場合には第 12 図～第 17 図から $D=7\text{ mm}\phi$, $G=7\text{ mm}$ となり、また、ガス圧力をそれぞれ固定して電流をさらに増加させた場合には効率－エンタルピのグラフから $D>5\text{ mm}\phi$, $G>3\text{ mm}$ となることから、電流、ガス流量を現在の範囲より大きくした場合には、ノズル口径、電極間隔のいずれも、現在の範囲で最大エンタルピを得た $D=5\text{ mm}\phi$, $G=3\text{ mm}$ より大きい値をとらねばならないことがわかる。

(2) $D=3\text{ mm}\phi$ においては、第 1 表に示したように放電の動作がやや不安定であったが、これ

第 1 表 体 積 流 量 特 性

I	$D=3\text{ mm}\phi$				$D=5\text{ mm}\phi$				$D=7\text{ mm}\phi$			
	$G=3\text{ mm}$		5 mm	7 mm	$G=3\text{ mm}$		5 mm	7 mm	$G=3\text{ mm}$		5 mm	7 mm
	P	m_v	m_v	m_v	P	m_v	m_v	m_v	P	m_v	m_v	m_v
100	1060	37	35	35	860	49	48	48	810	49	49	49
"	1260	47	45		960	70	73		860	70	72	72
"	1520	55	53	51	1060	86	85	84	960	98	102	102
200	1060	30	30	32	860	39	40	41	810	45	44	46
"	1260	39	37		960	60	64		860	66	67	68
"	1520	48	44	45	1060	74	73	73	960	93	97	97
300	1060	27	28	32	860	34	38	40	810	40	44	45
"	1260	35	35		960	51	53		860	61	65	65
"	1520	43	41	44	1060	66	66	66	960	88	93	93
400	1060	28	33	31	860	32	35	36	810	38	43	44
"	1260	32	34		960	48	49		860	57	63	63
"	1520	39	40	44	1060	61	62	63	960	83	91	90
500	1060		33	33	860	31	34	36	810	36	43	44
"	1260	29	33		960	47	48		860	55	62	62
"	1520	36	38	43	1060	60	61	61	960	80	89	88

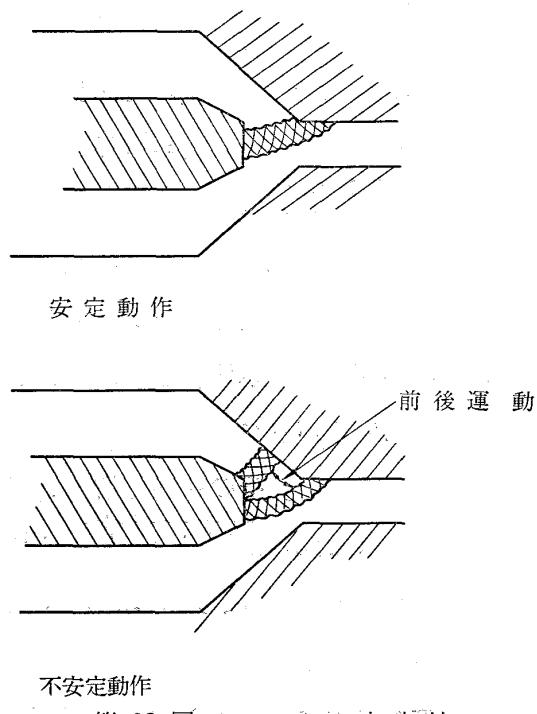
備考 $D=3\text{ mm}\phi$, $G=7\text{ mm}$ においては、1 c/s 程度のアーケの回転があり、タンクス テン陰極が炎とともに噴出した。

は電流の増加に伴って陽極面上でアーケの位置が絶えず動いて放電の状態が変化するためであり、 $D=3\text{ mm}\phi$ で電極間隔の増加に伴い電圧およびエンタルピが低下したのは、このアーケの不安定動作と関連がある。第 1 表の体積流量 m_v からわかるように、一般にガス圧力一定で電流を増加すると m_v が減少する。これは、アーケ柱が両極の最短距離の位置からガスの強い流れによってノ

ズル入口に近く吹き動かされてガスの流れを妨げているが、電流を増加するとさらにこの流れが強く妨げられてアーケ室内のガス圧力は増加し、これを一定圧力まで低下するので m_v が減少する。しかし m_v がある臨界値以下に減少すると、ガスの流れで吹き動かされていたアーケの着点は両極間最短距離にもどり、ガスの流れを妨げなくなるために m_v が増加し、(第1表、 $D=3\text{ mm}\phi$ の m_v 量参照) さらに放電間隔が短縮するためアーケ電圧が低下し、(第28図参照) 得られるエンタルピも正常動作で予想されるより非常に小さい値となる。以上により、一定圧力で電流を増加していくと安定動作以下のガス流量となるため、入力電力の増加に伴うエンタルピの減少が生ずることがわかる。また、電極間隔を大きくするとアーケが長くなるためガス流の影響を強く受ける。 $D=3\text{ mm}\phi$ で電極間隔を増加すると電圧が降下したのは、間隔の増加によって放電が不安定動作をしたためである。不安定動作が長く続く場合を $D=3\text{ mm}\phi$, $G=7\text{ mm}$ で多く観測したが、これはアーケが前後運動する放電の遷移状態にあるためである。

この電流の増加に伴う放電の不安定動作の機構は、ほかのパラメータの測定値からも裏づけられる。第1表で、一般に m_v は I の増加に伴って相当減少するが、 $D=3\text{ mm}\phi$ では $G=3\text{ mm}$ および $G=5\text{ mm}$ のガス圧力が高い場合以外では I の増加に伴う m_v の減少は非常にわずかである。この $D=3\text{ mm}\phi$ で、 $G=3\text{ mm}$ および $G=5\text{ mm}$ のガス圧力の高い場合には、第12図に示すとおりエンタルピーガス流量の関係は比較的正常な形を示しており、さらに $D=3\text{ mm}\phi$, $G=5\text{ mm}$ のガス圧力が低い場合でも、 $I=300\text{ A}$ までは曲線は正常な形を示しており、これが第1表の m_v の減少の割合が $I=300\text{ A}$ までは大きい値であることによく対応している。

本装置においてはガスが装置内で回転するように導入しているが、正常な安定動作においては、



第28図 アーケの安定性

この効果によるアーケの回転は認められず、 $D=3 \text{ mm}\phi$, $G=7 \text{ mm}$ の不安定動作に重畠して非常に激しく認められた。ただしこの場合でも、回転周期は 1 回転/s 程度であって高速回転にはいたらなかった。

第 1 表以外の測定で、 $D=2 \text{ mm}\phi$ において、またいずれの D に対しても $G=2 \text{ mm}$ においては電極損耗が非常に激しかった。

(3) 本装置ではガス圧力とガス流量を独立に変化させることができないため、その影響をそれぞれ独立に知ることはできないが、圧力変化の割合がそれに伴い生ずる流量変化の割合に比して非常に小さく、したがって、圧力変化によって生ずる電圧の変化がエンタルピに及ぼす影響は、流量変化がエンタルピに及ぼす影響より非常に小さい。このことから、ガス圧力の変化によって生じたエンタルピの変化は、圧力の変化に伴って生じたガス流量の変化の影響であるとみてよい。

6. プラズマジェットの温度分布測定

プラズマ発生装置の特性実験の一部として、大気噴出したアルゴンガスのプラズマジェットの温度分布を Larenz の方法により測定した。Larenz の方法は、プラズマ柱から発せられる輻射線のスペクトル強度の位置による相対的变化を用いて温度分布を得るものである。

その結果を用いてプラズマジェットのもつエネルギーを計算し、熱平衡から得られた値と比較した。また、イオンの分配関数の和の上限を与える最大主量子数の決め方が、Larenz の方法を用いて計算した温度分布に及ぼす影響を若干計算した。

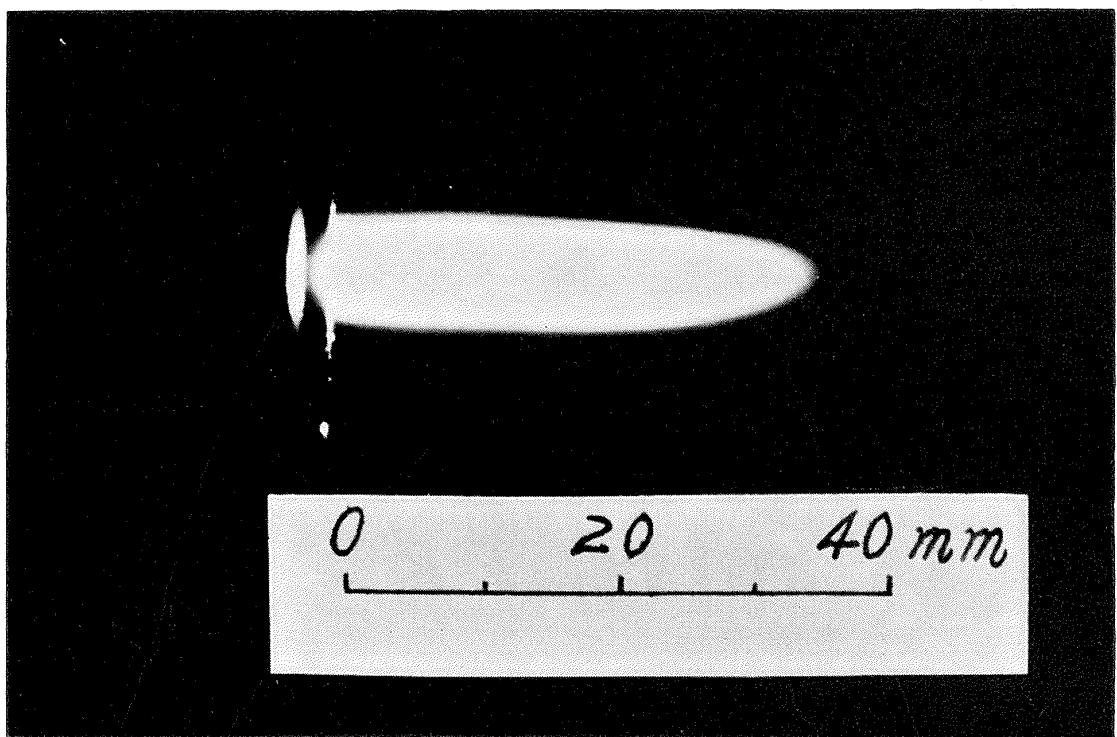
温度測定はノズル陽極出口から大気中へ 3 mm 出た点で、次の 3 つの条件の下で行なった。

$D=4 \text{ mm}\phi$, $G=3 \text{ mm}$ で

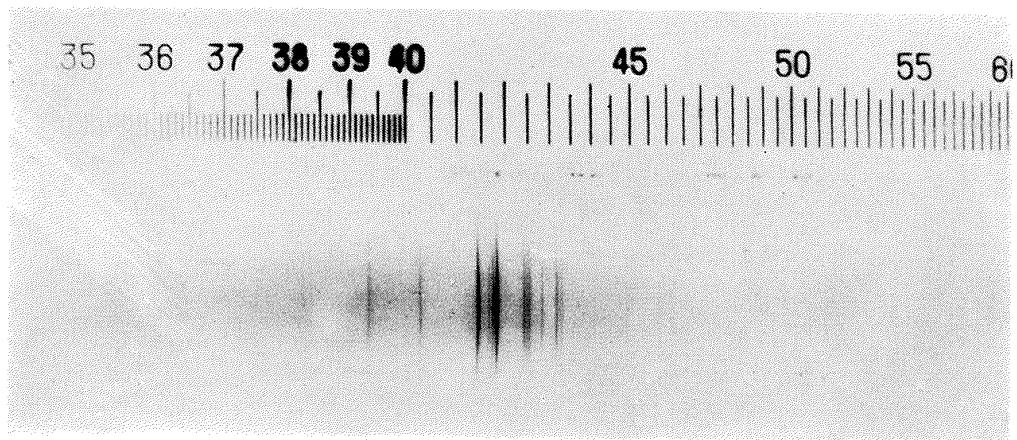
- (i) $I_1=500 \text{ A}$, $V_1=23.9 \text{ V}$, $P_1=1119 \text{ mmHg}$, $m_{g1}=0.864 \text{ g/s}$, $h_1=1654.7 \text{ cal/g}$, $\eta_1=50.2\%$
- (ii) $I_2=400 \text{ A}$, $V_2=24.2 \text{ V}$, $P_2=1096 \text{ mmHg}$, $m_{g2}=0.834 \text{ g/s}$, $h_2=1334.8 \text{ cal/g}$, $\eta_2=48.3\%$
- (iii) $I_3=300 \text{ A}$, $V_3=24.2 \text{ V}$, $P_3=1015 \text{ mmHg}$, $m_{g3}=0.782 \text{ g/s}$, $h_3=1005.9 \text{ cal/g}$, $\eta_3=45.5\%$

測定に用いたスペクトル線は、中性アルゴン原子から出る波長 4159 \AA のものである。大気噴出されたアーケジェットの写真、およびこれから出た光をジェットに直角方向から受けて分光したスペクトル写真をそれぞれ第 29 図、第 30 図に示す。このスペクトル写真から、 4159 \AA のスペクトル線の黒化度およびそれに重畠しているバックグラウンドの黒化度を、それぞれスペクトル線の長さの方向にミクロフォトメータで測定した。その一例を第 31 図に示す。多段フィルタで乾板の写真感度を求めてスペクトル線の黒化度を光の強度に換算し、これからプラズマ柱内の測定断面中の各単位体積から出るスペクトル線の相対強度 $\epsilon(r)$ を求める。上記 3 つの場合の $\epsilon(r)$ を Normalize した形で第 32 図に示す。

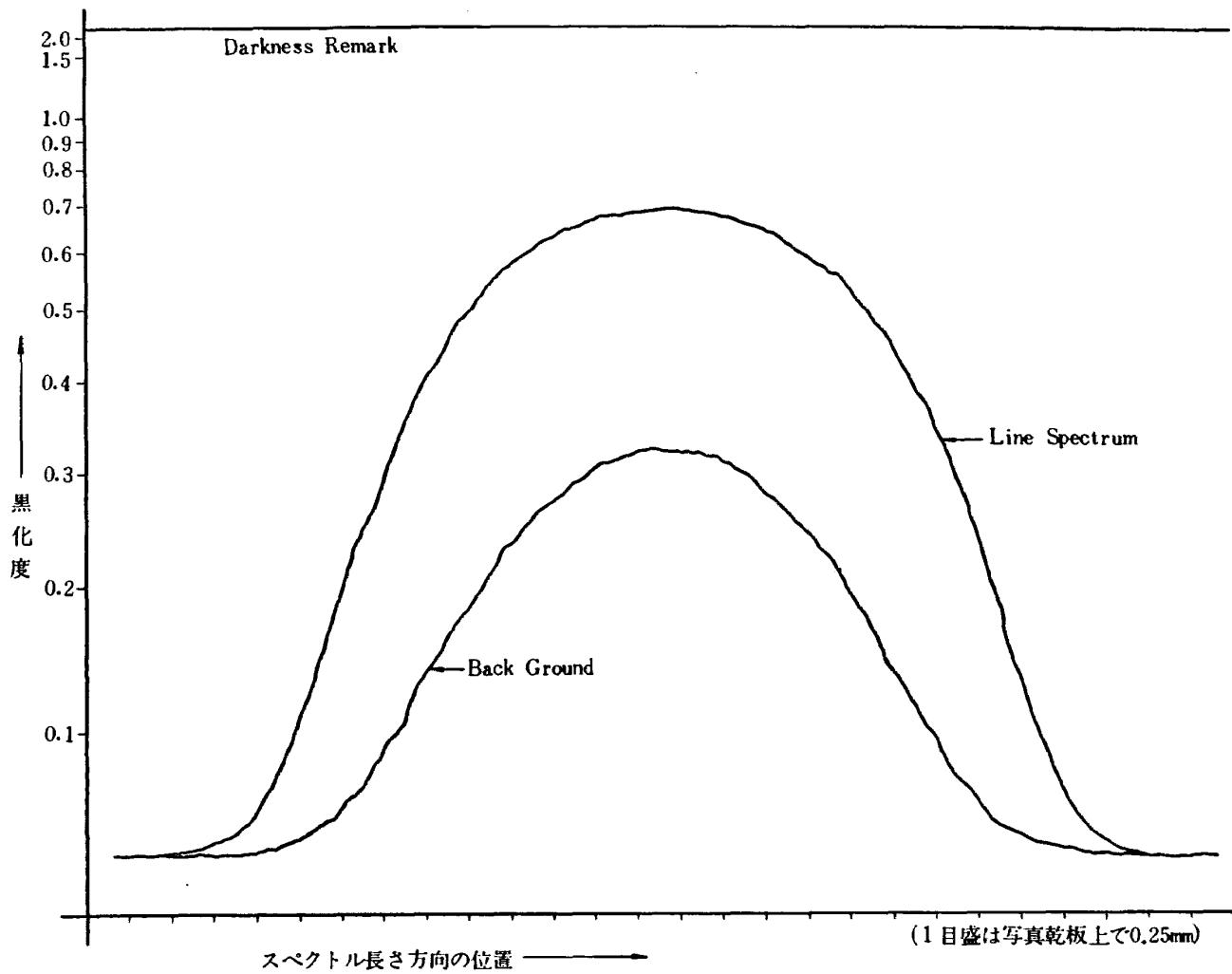
また、用いたスペクトルの相対強度の温度変化 $\epsilon(T)$ は



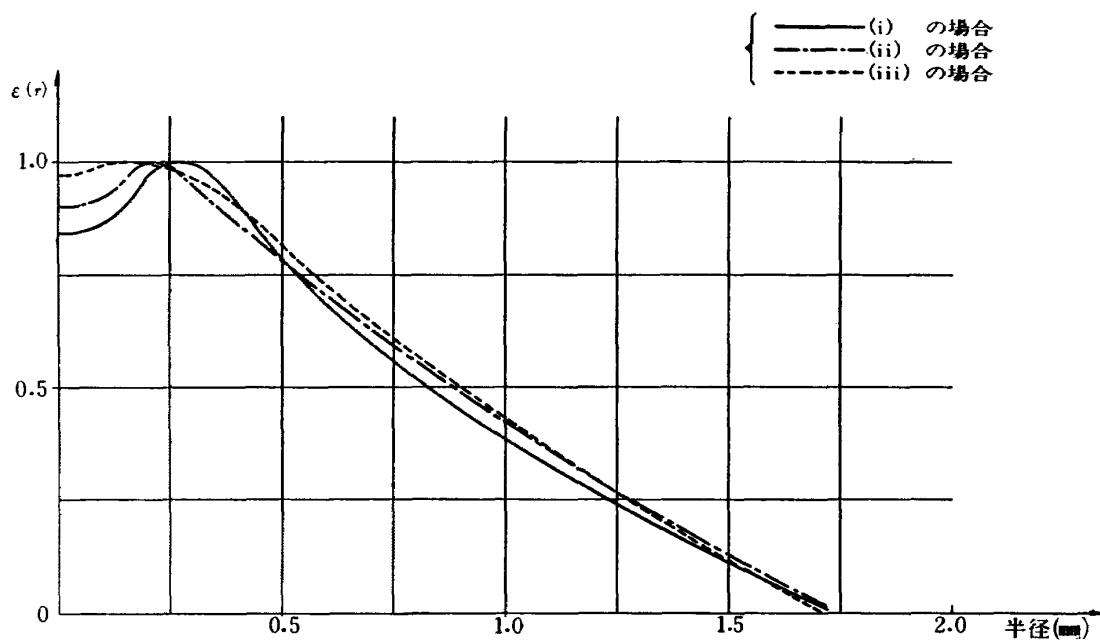
第 29 図 プラズマジェットの大気噴出



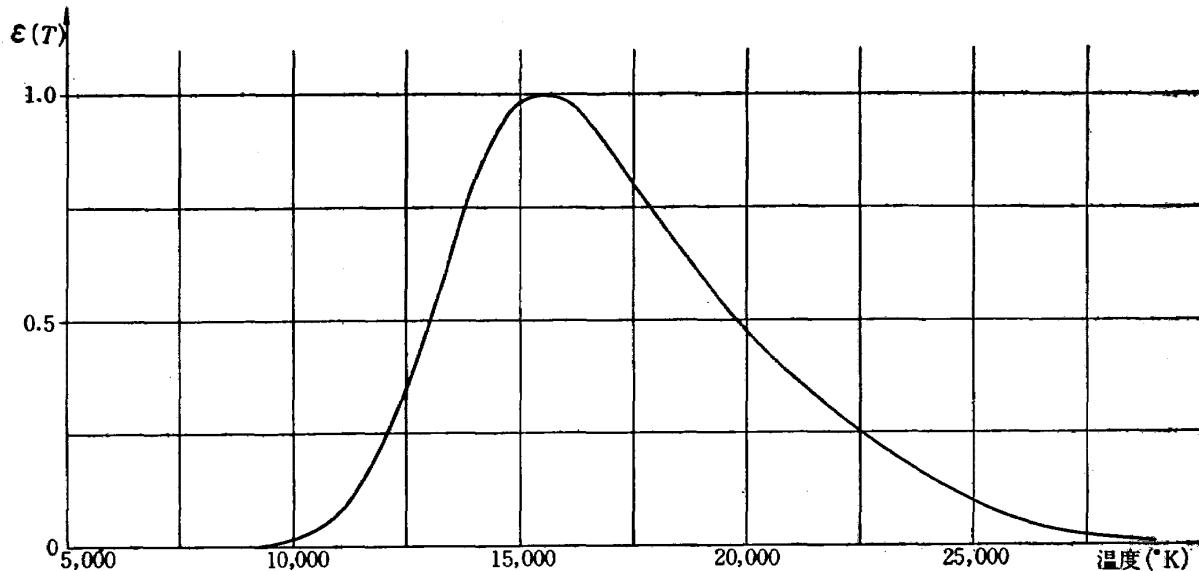
第 30 図 アルゴン・プラズマのスペクトル写真の一例



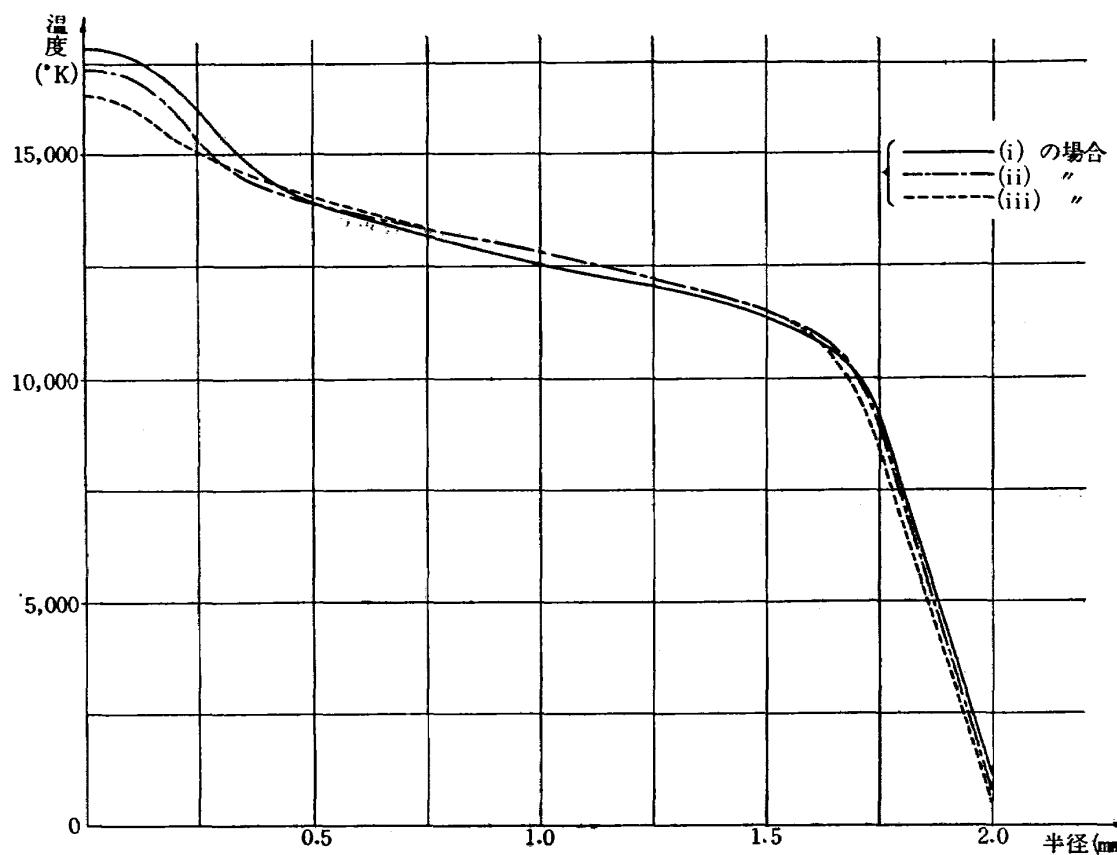
第 31 図 ミクロフォトメータによる黒化度曲線の一例



第 32 図 相対輐射強度の分布



第 33 図 溫度一相対輻射強度

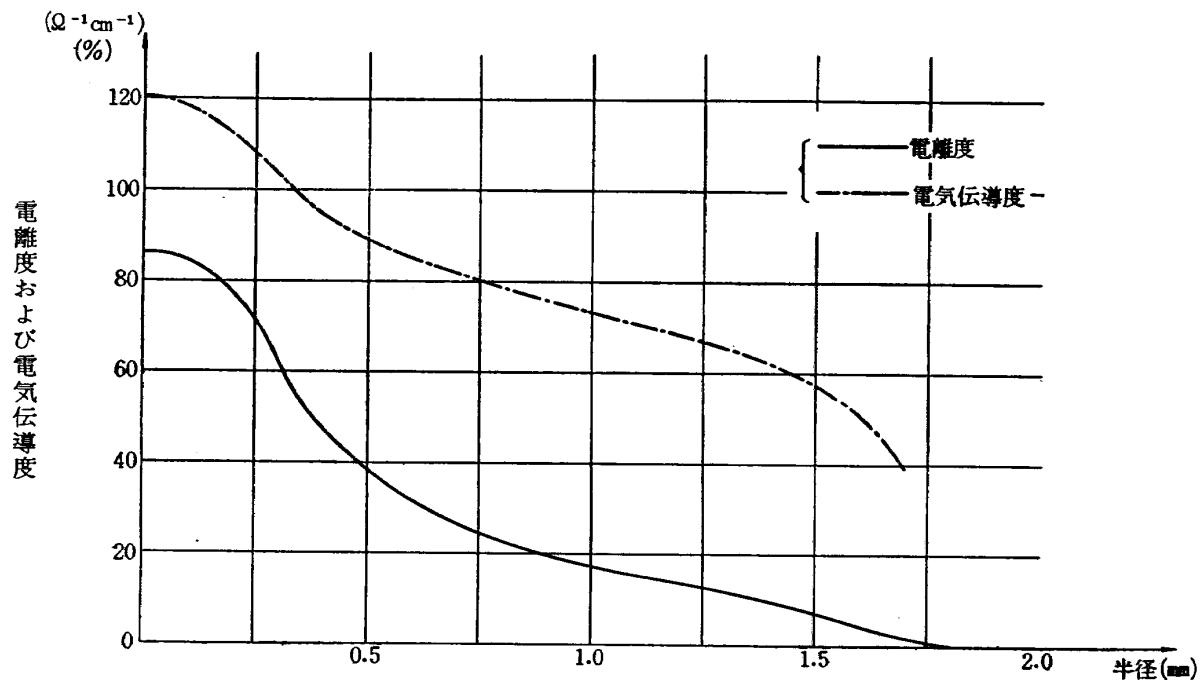


第 34 図 プラズマ柱の温度分布

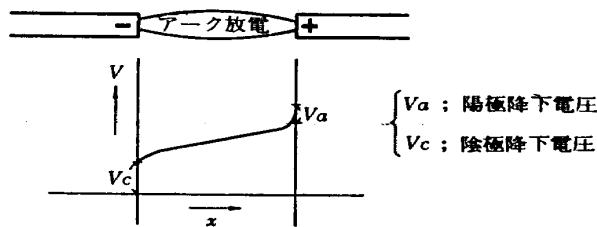
$$\varepsilon(T) \propto \frac{n_j(T)}{u_j(T)} \exp(-E_m/kT) \quad (6.1)$$

で与えられ、これを計算して Normalize した曲線を第 33 図に示す。ただし、この式のイオンの内部分配関数 $u_j(T)$ は後述の K.S. Drellishak 等により計算された値を用いた。この曲線の極大値は $T=15,500^{\circ}\text{K}$ にあり、この温度が先に求めた $\varepsilon(r)$ の極大値の点での温度に対応し、ほかの点での温度も順次得られる。かくして得られた上記 3 つの場合の温度分布を第 34 図に示す。また、それに対応して得られたジェット内の電離度分布および電気伝導度分布を (i) の場合についてのみ第 35 図に示す。ただし温度分布図において、半径約 1.7 mm 以上の部分、すなわち、温度が約 $10,000^{\circ}\text{K}$ 以下の部分については Larenz の方法では温度が決められないで、半径 2.0 mm では銅の融点以下であるから、これを温度 $1,000^{\circ}\text{K}$ 近辺を仮定してこの部分を直線で結んだ。これは、後にこの温度分布曲線からジェットの有するエンタルピを計算するための操作である。

第 34 図からわかるように、エンタルピの異なる 3 つの場合それぞれの最高温度は、(i) $T_{1\max}=17,300^{\circ}\text{K}$, (ii) $T_{2\max}=16,800^{\circ}\text{K}$, (iii) $T_{3\max}=16,200^{\circ}\text{K}$ である。この温度分布は中心部での山、中間部での平坦、外周での降下が特徴的である。両極間にかかる放電電圧は定性的には第 36



第 35 図 電離度および電気伝導度分布



第 36 図 アークの電位分布

図のような形をしており、電位勾配は陰極および陽極の近傍で大きく、中央では小さい。したがってこの間を通過するガス流に対しては、両極近傍で大きいエネルギーが与えられる。しかるに発生装置の構造上、ガス流量は陰極部で小さく陽極に近いほど大きくなるので、アーク加熱直後では大きな温度勾配が生じており、これがノズルを通過中に混合によって均一化されるのであるが、ガスが回転しているためおよびノズル壁が冷却されているため、温度が低く密度の大きいガスはノズル壁周辺に集まり、十分混合が行われずにその傾向がジェットの中にも残留して特徴的分布を生じている。したがって、電流が変化した場合に中心部の温度が顕著に変化するものと考えられる。

また、第35図によるとプラズマジェットの中心部での電離度は86%に達しているが、密度が半径とともに非常に増大するので平均の電離度はこれに比して非常に小さい。

次に、この温度分布を用いてプラズマジェットの有するエンタルピを計算して、熱平衡から得られた値と比較する。

ノズル出口から3mmの測定点でプラズマジェットの直径を4mmと考え、この断面を通過する1gのプラズマを高さ l の円柱とし、その半径を同心円筒で N 等分する。各円筒内では温度は一様と仮定する。中心の円柱から外に向って各円筒に $1, 2, \dots, n, \dots, N$ の番号を付すと、 n 番目の円筒の持つ質量は、円筒の断面積を A_n とすると、

$$m_n = \frac{A_n \rho_n}{\sum_{n=1}^N A_n \rho_n}. \quad (6.2)$$

したがって n 番目の円筒の有するエネルギー E_n は

$$E_n = \frac{A_n \rho_n}{\sum_{n=1}^N A_n \rho_n} \cdot \int_{T_0}^{T_n} c_p(T) dT. \quad (6.3)$$

ゆえに温度分布から得られるプラズマジェットの熱エネルギー E_H は

$$E_H = \sum_{n=1}^N \left[\frac{A_n \rho_n}{\sum_{n=1}^N A_n \rho_n} \cdot \int_{T_0}^{T_n} c_p(T) dT \right]. \quad (6.4)$$

また、プラズマジェットの運動エネルギー E_K は、ジェットの噴出速度が $u=m_g \cdot l$ で与えられるから

$$E_K = \frac{1}{2} u^2 = \frac{1}{2} m_g^2 \cdot l^2. \quad (6.5)$$

したがってプラズマジェットの持つエンタルピは、

$$h' = \frac{1}{2} m_g^2 l^2 + \sum_{n=1}^N \left[\frac{A_n \rho_n}{\sum_{n=1}^N A_n \rho_n} \cdot \int_{T_0}^{T_n} c_p(T) dT \right]. \quad (6.6)$$

ここで電離した気体の密度および比熱は次式で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} \rho &= \sum_{j=1}^N n_j m_j, \\ c_p &= T \left(\frac{\partial^2 (kT \ln u_j - PV)}{\partial T^2} \right)_P. \end{aligned} \right\} \quad (6.7)$$

アルゴンガスに対するそれぞれの値を第 37 図、第 38 図に示す。ただし、5,000°K 以下では電離度は非常に低いので、密度は中性アルゴンに対する状態方程式から求め、比熱は一定とした。

かくして得たプラズマジェットの持つエンタルピは、3つの場合に対して

- (i) $E_{H1}=1,718.7 \text{ cal/g}$, $E_{K1}=185.4 \text{ cal/g}$, $h_1'=1,904.0 \text{ cal/g}$, $u=1,248 \text{ m/s}$
- (ii) $E_{H2}=1,618.9 \text{ cal/g}$, $E_{K2}=146.2 \text{ cal/g}$, $h_2'=1,765.1 \text{ cal/g}$, $u=1,108 \text{ m/s}$
- (iii) $E_{H3}=1,459.9 \text{ cal/g}$, $E_{K3}=106.0 \text{ cal/g}$, $h_3'=1,565.9 \text{ cal/g}$, $u=944 \text{ m/s}$

となる。ここで、これらの値は便宜上 $N=29$ として計算した。各円筒に対する E_n の値を3つの場合について図示すると第 39 図となる。

以上の結果を検討すると温度分布から求めたジェットのエンタルピは、熱平衡から得た値より20~30% 大きい値を示している。また、第 35 図の曲線をみると $n=26, 27, 28, 29$ で E_n の曲線が極端に変っているが、これはちょうど温度分布を直線で仮定した部分に相当し、実際にはこの部分では温度が r に対して急勾配に下降していると考えられ、第 39 図の曲線が滑らかになり、この部分の E_n が小さくなることから温度分布から得られたエンタルピも小さくなつて、熱平衡から得られた値に近い値を取ると予想される。

このように Larenz の方法により得た温度分布からエンタルピを計算すると、温度の低い部分の温度分布を仮定する影響が入り、この程度の温度では比熱は小さいが密度が大きいため、仮定した温度分布の誤差によるエンタルピの誤差はかなり大きい値になる。

次に、スペクトルの相対強度の式 (6.1)，およびプラズマ中の電子，中性原子，イオンの密度の関係を与える熱平衡式

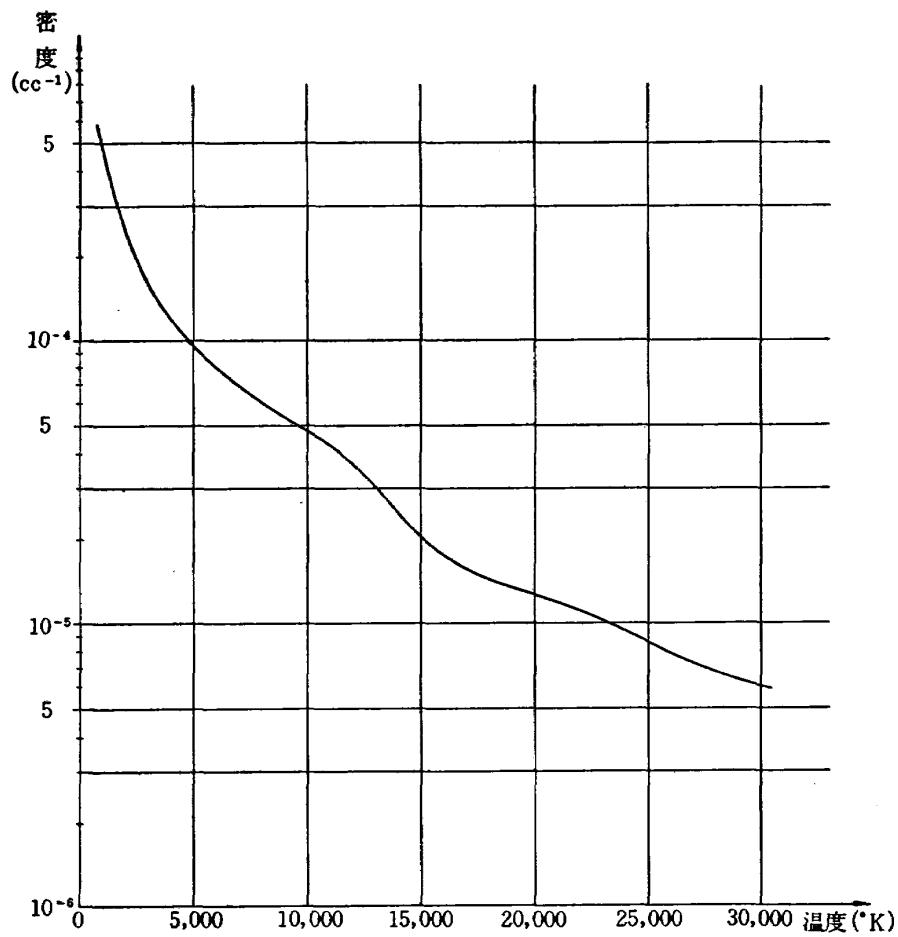
$$\frac{n_{j+1} \cdot n_e}{n_j} = 2 \cdot \frac{u_{j+1}(T)}{u_j(T)} \left(\frac{2 \pi m k T}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} \exp \left(-\frac{U_j}{k T} \right) \quad (6.8)$$

の中にある、イオンの内部分配関数を与える式

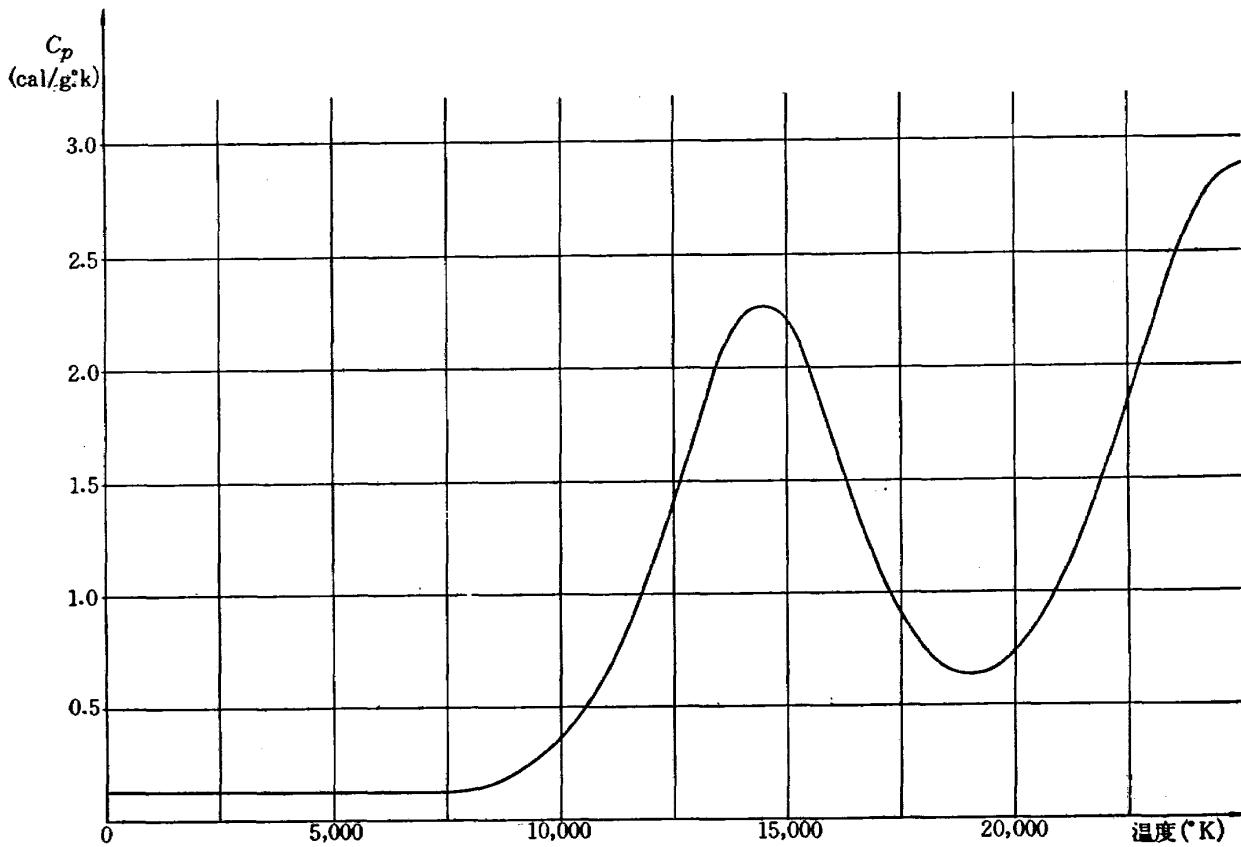
$$u(T) = \sum_{s=0}^{\infty} \omega_s \exp(-E_s/kT) \quad (6.9)$$

の和の上限をどこで切るかによって温度分布測定結果にどの程度の相違を生ずるか、H. N. Olsen⁷⁾ および K. S. Drellishak 等⁸⁾ がそれぞれ計算した $u(T)$ を用いて比較した。

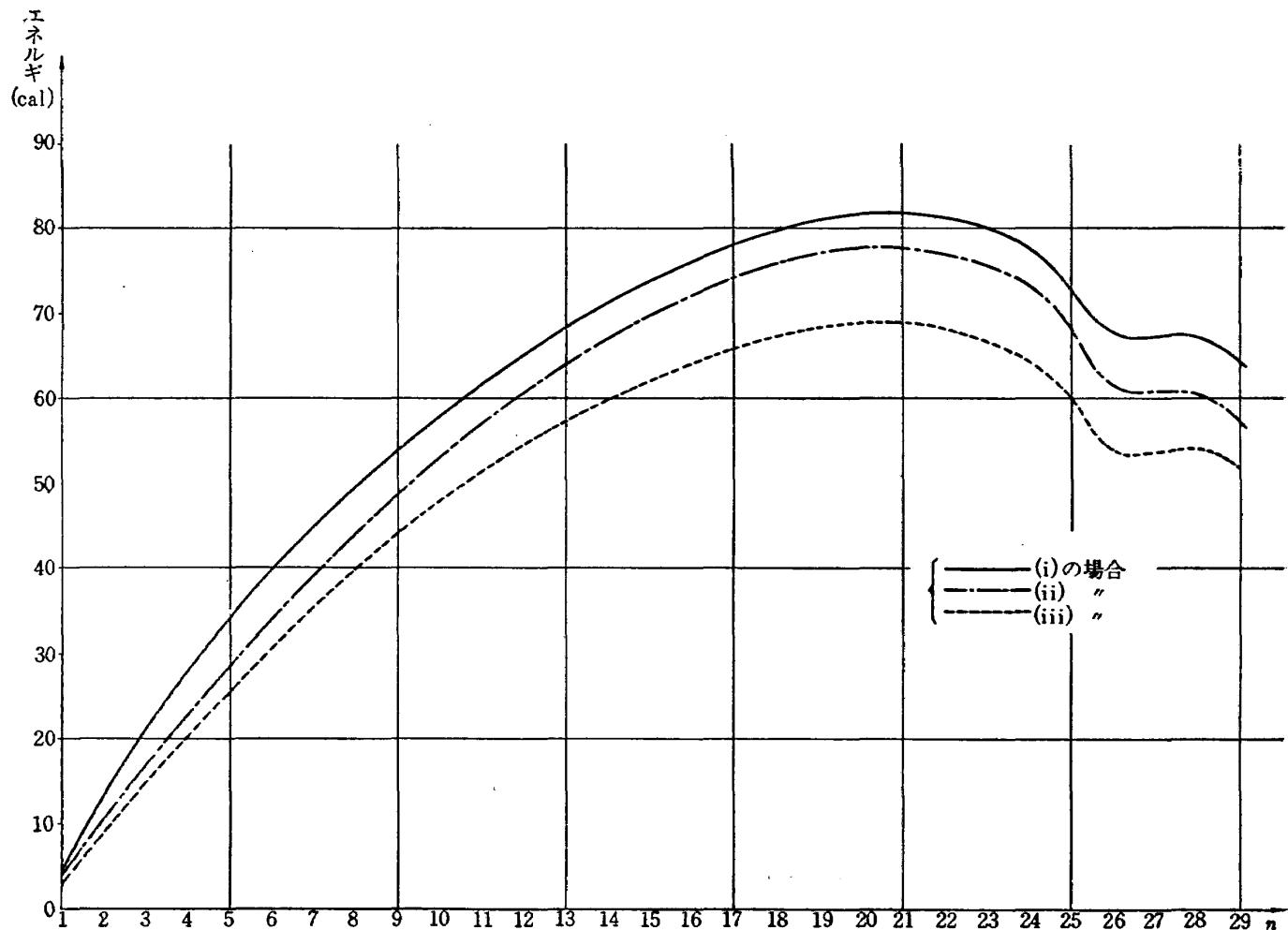
内部分配関数 (6.9) 式で、 E_s は電離ポテンシャルなる上限を有するが、統計的重み ω_s は s の2乗で増加するため、 $s \rightarrow \infty$ で $\omega_s \rightarrow \infty$ となって (6.9) 式は発散してしまう。しかるに、温度が非常に高くなつくると原子およびイオンの電離ポテンシャルが低下するということが実験的に



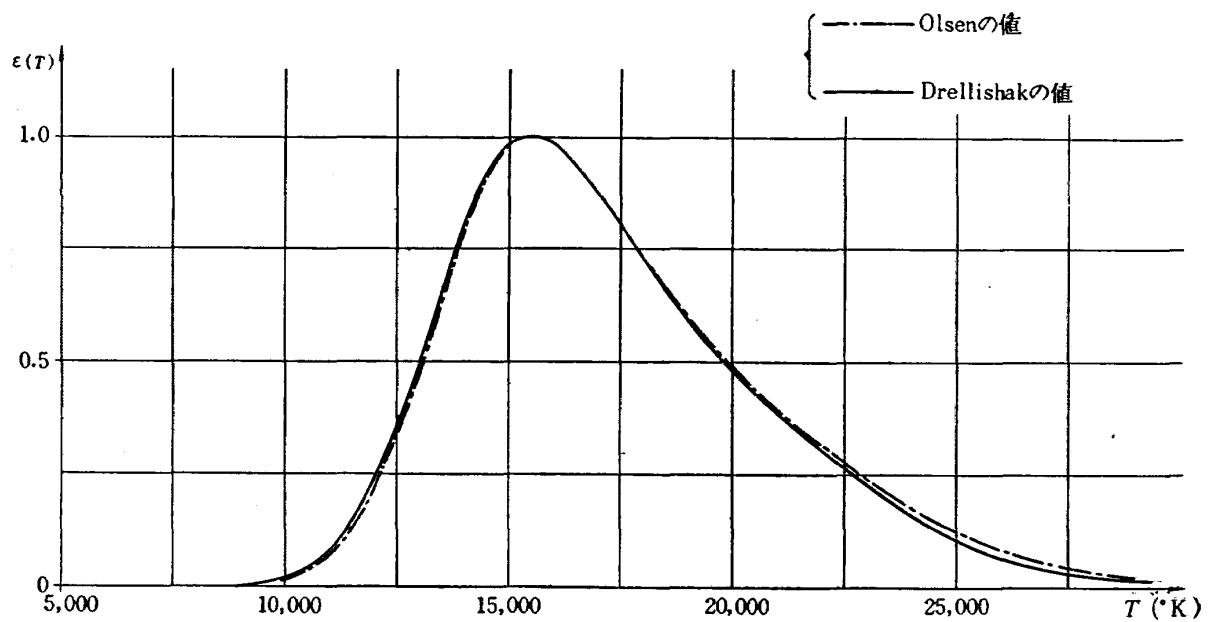
第37図 アルゴン(1気圧)の温度一密度



第38図 温度一定圧比熱



第 39 図 各円筒へのエネルギー分布

第 40 図 Olsen, Drellishak の $\epsilon(T)$ の比較

確かめられており、このことから電子が原子核に縛られていると考えられる最大の主量子数が存在すると考えられる。この最大主量子数を (6.9) 式の \sum の上限として $u(T)$ を求めればよいことになる。しかし、この最大主量子数を何によって定めるかには定説がない。温度が低い場合には通常 ground state またはそれに近い重要なエネルギー準位の統計的重みのみを用いるが、プラズマジェットのごとく温度が高くなると誤差が大きくなる。

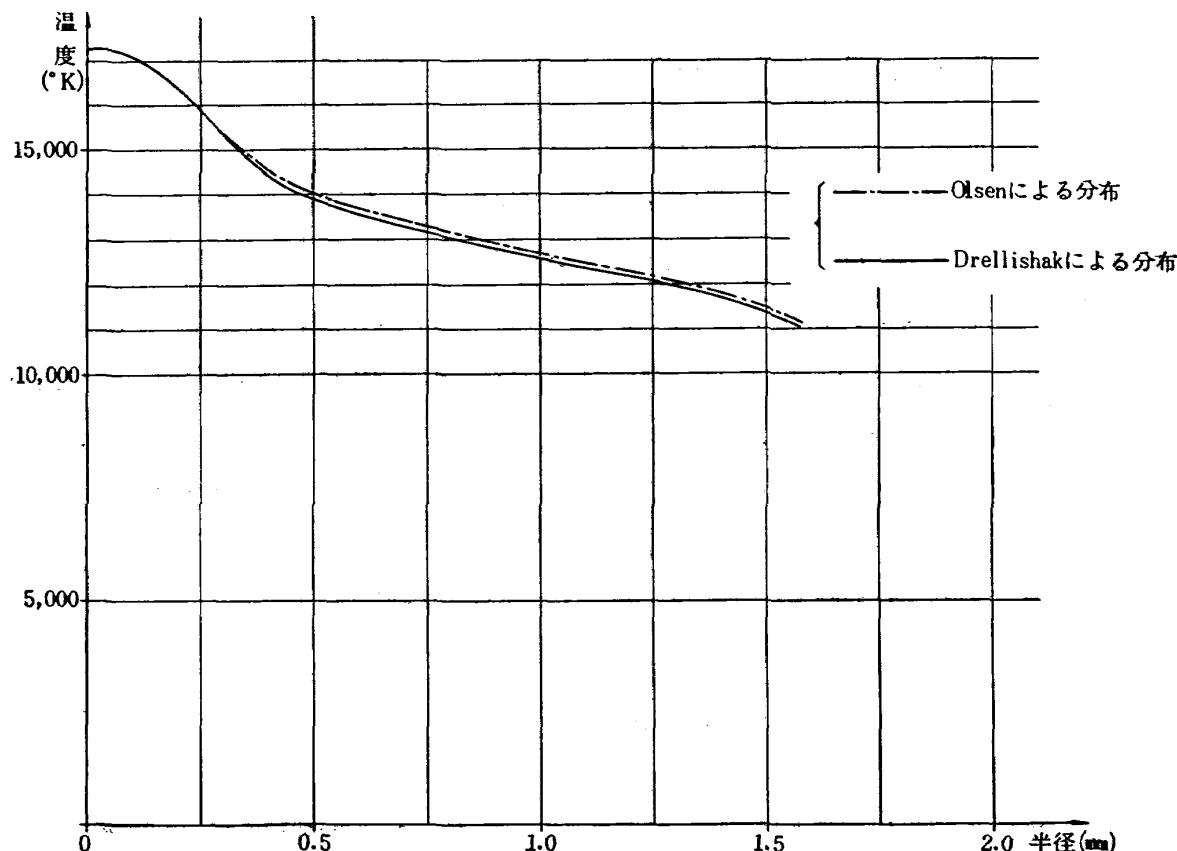
J. W. Bond⁹⁾ は、

$$a_s = a_0 s^2 \quad (\text{ただし } a_0 \text{ は水素原子の第一 Bohr 軌道半径})$$

で与えられる主量子数 s の電子の軌道半径 a_s が、原子間の平均距離以内にある最大軌道半径を有する電子の主量子数を最大主量子数とすることを提唱し、H. N. Olsen はこれにしたがって $u(T)$ を計算した。また、H. Margenau & M. Lewis¹⁰⁾ は a_s が Debye の shielding distance 以内にある最大軌道半径を有する電子の主量子数を最大主量子数とすることを提唱し、K. S. Drellishak 等はこれにしたがって最大主量子数を決め、かつ温度による電離ポテンシャルの低下も考慮に入れて $u(T)$ を計算した。

そこで、この各々の $u(T)$ を用いて Larenz の方法により温度分布を計算すると、その結果にどの程度の差が生ずるかを比較した。

Larenz の方法で温度分布を求めるに際して、直接この両者の影響が出るのはスペクトルの相対



第 41 図 Olsen, Drellishak による温度分布の比較

強度 (6.1) 式である。(6.1) 式をそれぞれの $u(T)$ を用いて図示すると第 40 図となる。そこで実験条件 (i) の場合のプラズマジェットから出る輻射線強度 $\epsilon(r)$ から第 40 図を用いて温度分布を求めるとき、それぞれの $u(T)$ に対して第 41 図のごとく得られる。この結果を比較すると、この両者による影響は非常に小さく、温度分布では 100°K 程度の相違しか生じていないことがわかる。したがって、最大主量子数は原子間平均距離、Debye の shielding distance のいずれから決めて、Larenz の方法によって温度分布を得る場合にはその結果に大した相違はないといえる。

7. 電子・イオン間の温度緩和および加熱を伴う一次元流

気体を加熱してプラズマ状態にすると、その質量差のために一般に電子の方がイオンに比べて温度が高い。プラズマ発生装置で作られたプラズマを大気噴出または風胴中に導入するとき、その間に電子・イオン間の温度緩和現象が存在する。大気噴出したプラズマの温度を分光学的に測定する場合、電子・イオン間の温度差がないと仮定しており、また、プラズマ発生装置を熱源とした極超音速風胴の測定部においても電子・イオン間に温度差があると、測定される諸量は何を測っているのかわからなくなるおそれがある。

流れていらないプラズマの緩和現象については木原¹¹⁾の仕事があるが、それによれば、1種の正イオンと電子とからなるプラズマについて

$$-\frac{1}{T_1 - T_2} \frac{d}{dt} (T_2 - T_1) = \frac{32}{3} (n_1 + n_2) \frac{m_2}{m_1} \varrho_{12}^{(1)}(1), \quad (7.1)$$

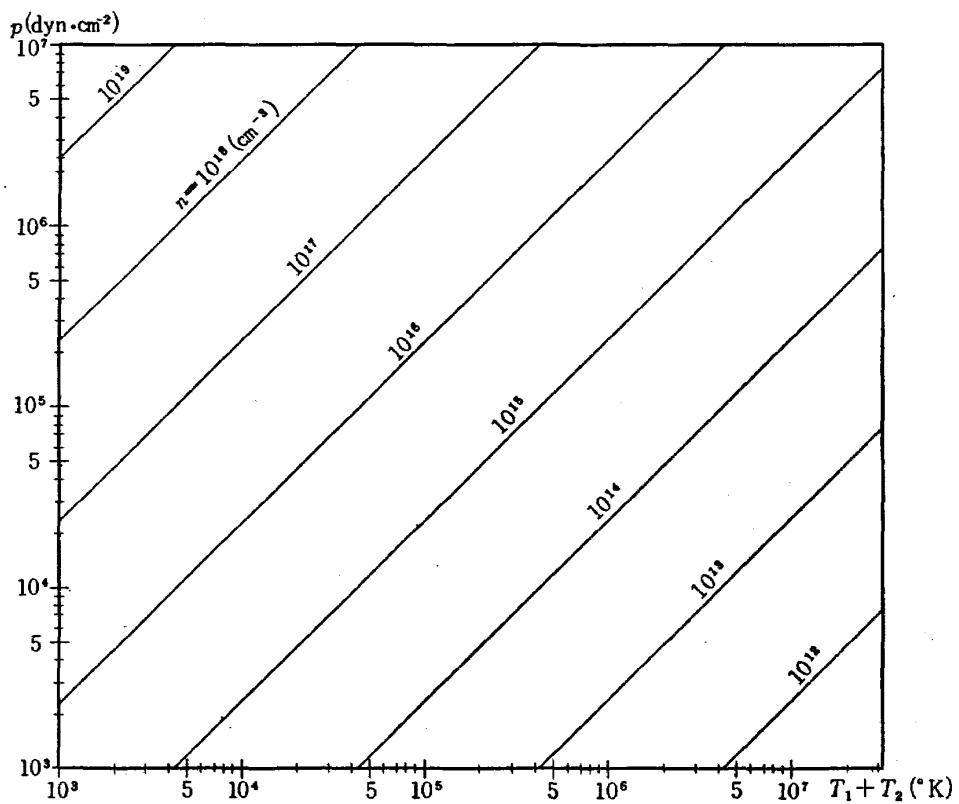
$$\varrho_{12}^{(1)}(1) = \left(\frac{2\pi k T_2}{m_2} \right)^{1/2} \left(\frac{Ze}{2k T_2} \right)^2 \ln \left(\frac{3k T_2}{4Z e^2 \kappa_{12}} \right) \quad (7.2)$$

の関係が成立つ。ここで添字 1,2 はそれぞれイオン、電子を表わし、 n は粒子密度、 m は質量を表わす。(7.2) 式の κ_{12} は $3\kappa/8$ に近い値をもち、ここで $1/\kappa$ は Debye の shielding distance で $\kappa = \left(\frac{4\pi e^2 n_2}{kT} \right)^{1/2}$ で与えられる。いま (7.1) 式の右辺を $1/\tau$ とおけば τ が緩和時間を与える。ここで $20,000^{\circ}\text{K}$ 以下の温度ではアルゴンプラズマでは 2 倍以上のイオンは 1 倍のイオンに比して非常に少ないので、以下では $n_1 = n_2 \equiv n$, $Z = 1$ として (7.1), (7.2) 式をもとにしてプラズマ発生装置から出るプラズマ流について考察する。

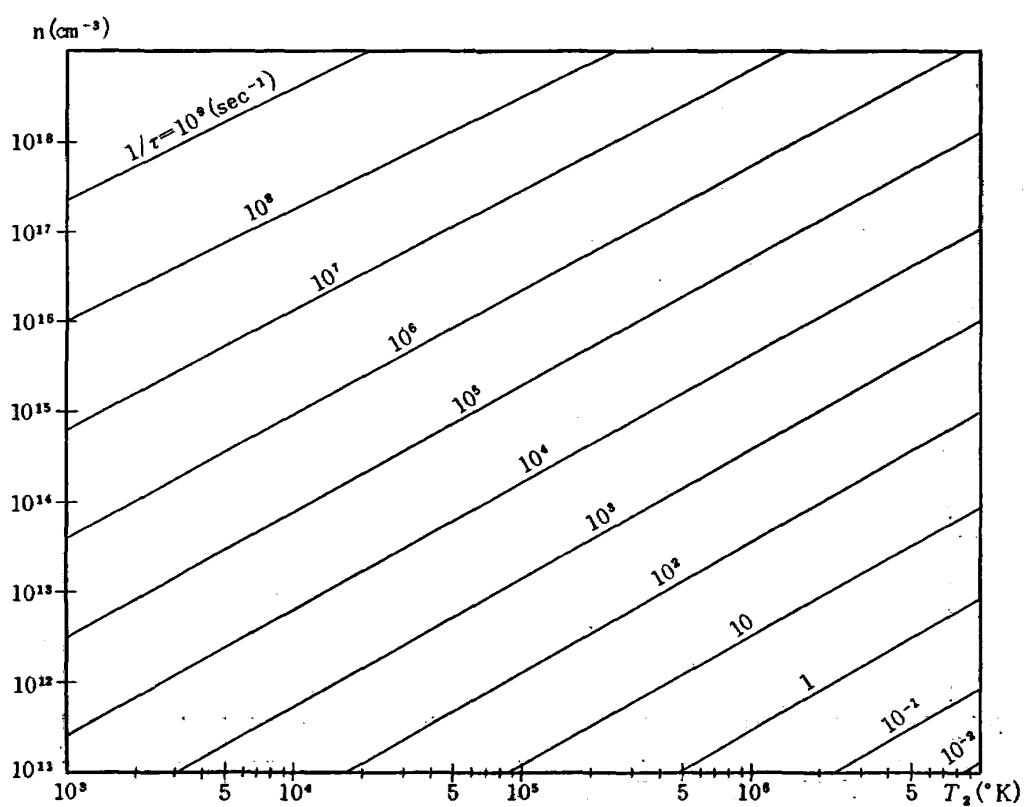
さて、混合気体の状態の方程式

$$\begin{aligned} p &= n_1 k T_1 + n_2 k T_2 \\ &= nk(T_1 + T_2) \end{aligned} \quad (7.3)$$

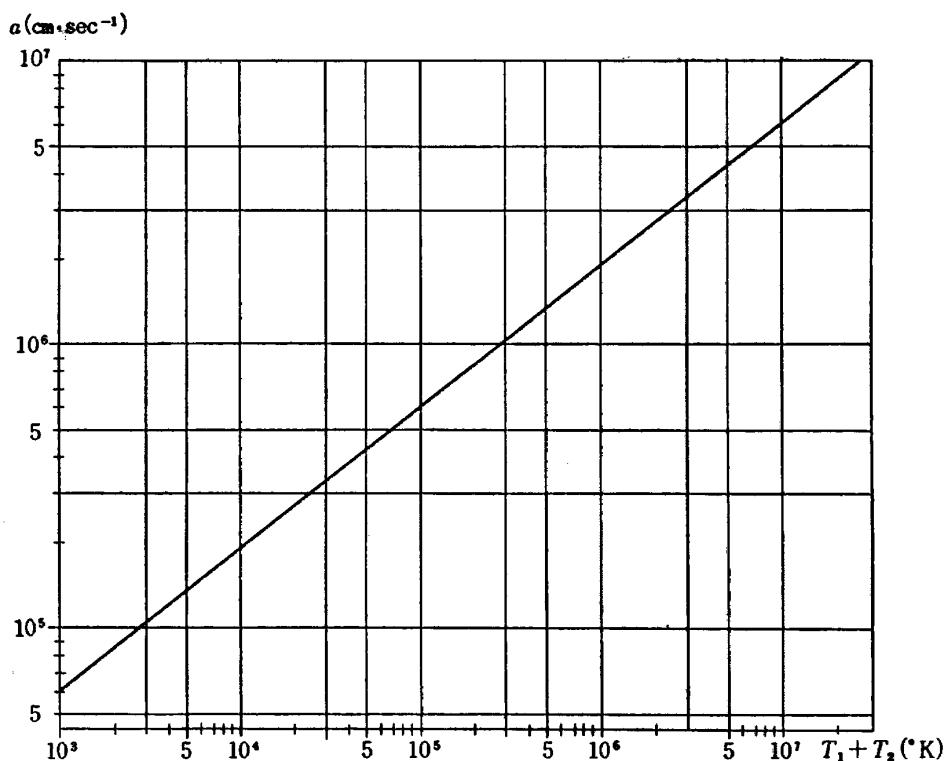
にしたがって作製した温度 T_1 、圧力 p と粒子密度 n の間の関係は第 42 図に示す通りである。本プラズマ発生装置では温度が 10^4°K 、圧力が $10^3 \sim 10^4 \text{ mmHg}$ の程度であるから、そこでの粒子密度は $10^{17} \sim 10^{18}$ 程度となる。次に (7.1), (7.2) 式をもとにして、緩和時間の逆数 $1/\tau$ 、電子温



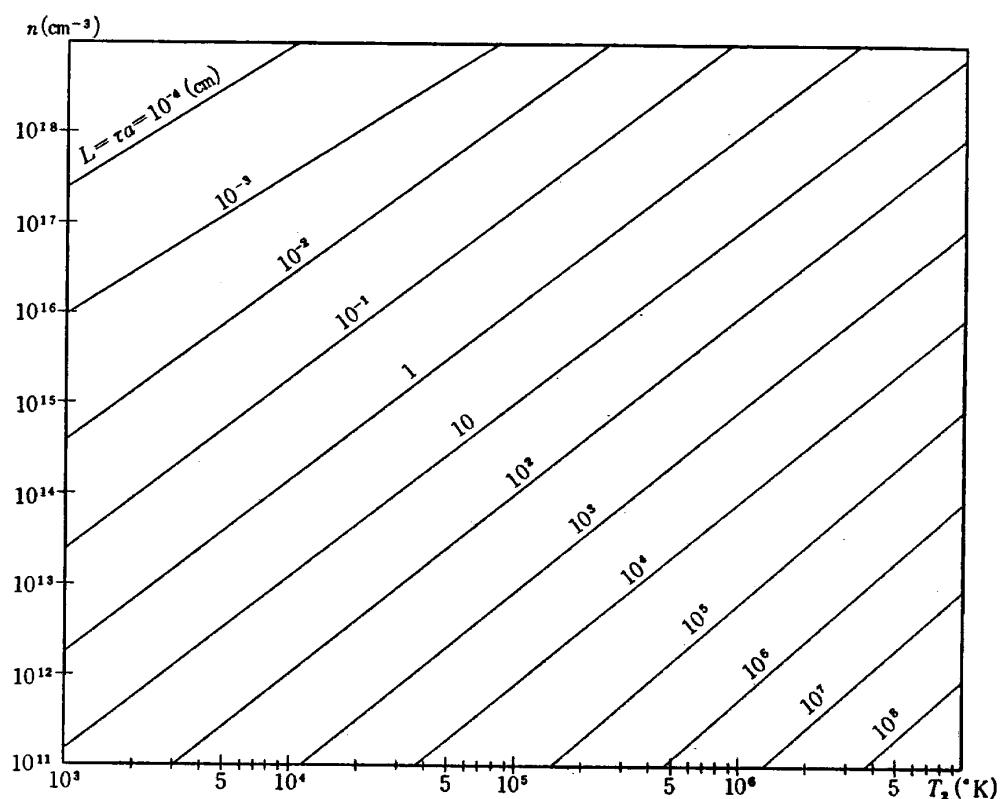
第 42 図 粒子密度一温度、圧力



第 43 図 緩和時間一温度、粒子密度



第 44 図 アルゴンの温度一音速



第 45 図 温度平衡に達するまでに進む距離一温度、粒子密度

度、粒子密度の関係を与えたのが第 43 図である。ただし、いろいろの定数としてアルゴンの値を用いた。これによると、本プラズマ発生装置では τ は 10^{-8} s の程度である。一方、気流の速度の目安として気体中の音速 a をとる。理想気体中での音速と温度は、気体の比熱比を γ 、密度を ρ 、 $m_1 \gg m_2$ として

$$\begin{aligned} a^2 &= \frac{\gamma p}{\rho} \\ &= \frac{\gamma(n_1 k T_1 + n_2 k T_2)}{n_1 m_1 + n_2 m_2} \\ &\doteq \frac{\gamma k(T_1 + T_2)}{m_1} \end{aligned} \quad (7.4)$$

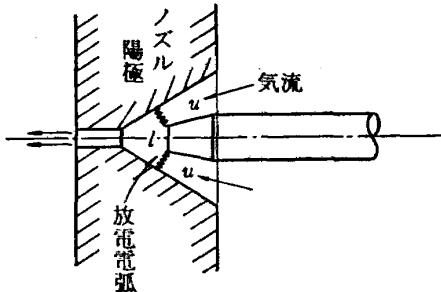
で与えられるが、 $\gamma = 5/3$ としてこれを第 44 図に示した。これによると温度が 10^4 K では音速は 10^5 cm/s の程度となる。

以上から、電子とイオンの温度がことなるプラズマが音速で進行するとすれば、両者の温度差がなくなるまでに進む距離 L は $L = \tau \cdot a$ で与えられる。 $T_1 + T_2 \sim T_2$ として L を計算した結果が第 45 図である。これからわかるように、本発生装置では L は 10^{-8} cm の程度となる。しかるに、発生装置から大気中に噴出するプラズマジェットの速度は、前章の計算から音速に近い値となり、また加熱電離後に通過する発生装置の陽極ノズルの長さは 1 cm の程度であるから、発生したプラズマの電子およびイオンの温度は、プラズマが発生装置から噴出した時には一様になっており、温度測定点および風胴測定部における両者の温度差は全くないといえる。第 45 図からわかるように、より高温、低密度のプラズマについては温度緩和について考慮する必要がある。

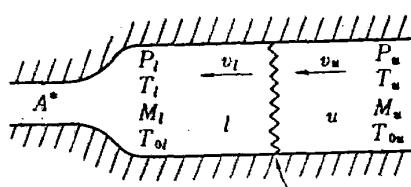
次に、第 46 図に示すような発生装置内での加熱機構を、第 47 図に示すような一次元流の加熱に簡単化して若干の考察を行なう。この問題についての基礎的なことがらは、文献¹²⁾ に詳しい。

まず第 47 図で、気流をしばる前の断面積一定の一次元流について考える。

気流の速度、圧力、温度、マッハ数、渦み点温度をそれぞれ v, P, T, M, T_0 とし、加熱部の上流、下流をそれぞれ添字 l, u で表わす。気流の断面積を A とし、これは第 46 図において放電のおこなわれる輪状部分の面積をとる。気体はアルゴンとし、加熱量を kW 単位の Q で表わす。上流側



第 46 図 発生装置での加熱機構



第 47 図 加熱機構の一次元モデル

の代表的な諸量として次の値をとった。

$$A=1.5 \text{ cm}^2, \text{ 流量}=60 \text{ l/min}, P_u=860 \text{ mmHg}, T_u=10^\circ\text{C}=283^\circ\text{K}.$$

上流の流速 v_u は、流量と A の関係から

$$v_u = \text{流量}/A = 6.67 \times 10^2 \text{ cm/s}$$

となる。上流での流速 a_u は、理想気体を仮定して

$$a_u^2 = 9.67 \times 10^3 \text{ cm}^2/\text{s}^2.$$

これから上流でのマッハ数 M_u は

$$M_u = 2.14 \times 10^{-2}.$$

上流での密度 ρ_u は、圧力 P_u と温度 T_u から

$$\rho_u = \frac{P_u}{RT_u} = 2.21 \times 10^{-3} \text{ g/cm}^3.$$

以上の上流での諸量から、まず下流での凝縮点温度 T_{0l} は、 $T_{0u} \neq T_u$ として

$$T_{0l} = \frac{Q}{c_p} + T_{0u}$$

の関係から得られる。これを求めて第 48 図に示す。ただし、 c_p はアルゴンの定圧比熱を表わし温度による変化は考慮せず、また熱の熱伝導、粘性による損失はないものとした。

次に下流でのマッハ数 M_l は、この T_{0l} を用いて次式から得られる。

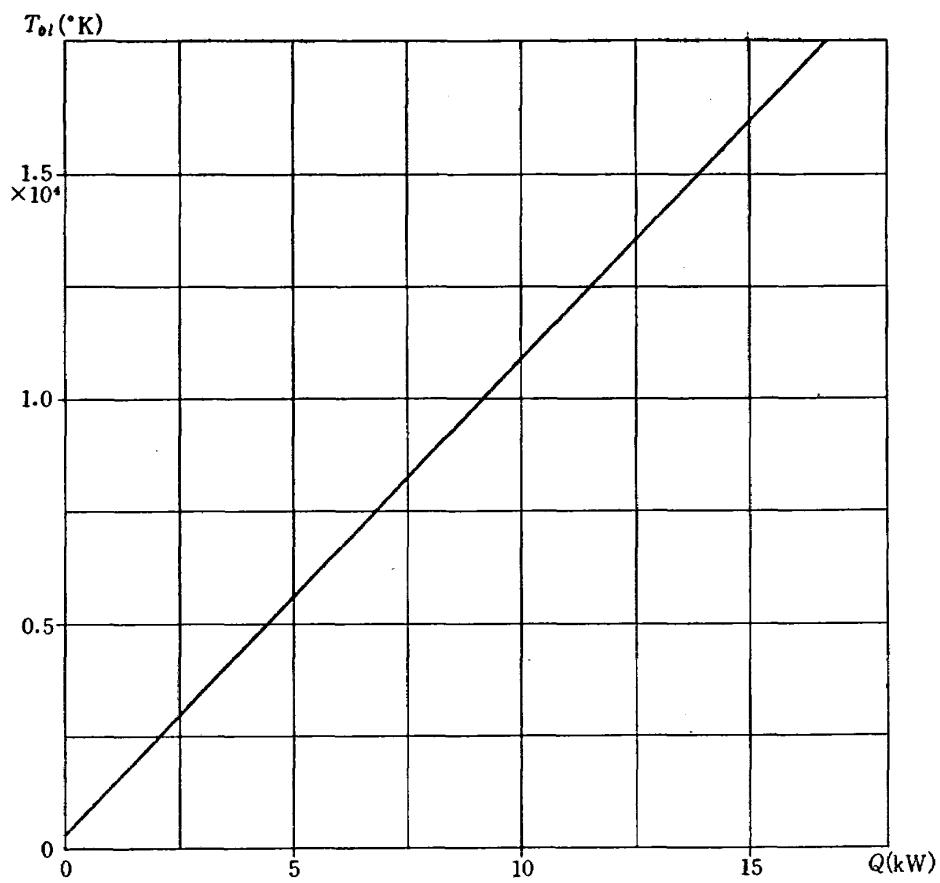
$$\frac{T_{0l}}{T_{0u}} = \frac{M_l^2}{M_u^2} \cdot \frac{(1+\gamma M_u^2)^2}{(1+\gamma M_l^2)^2} \frac{\left(1 + \frac{r-1}{2} M_l^2\right)}{\left(1 + \frac{r-1}{2} M_u^2\right)}.$$

ここで γ は気体の比熱比で、アルゴンに対しては $\gamma=5/3$ を用いる。求めた M_l を Q に対して図示すると第 49 図、第 50 図となる。

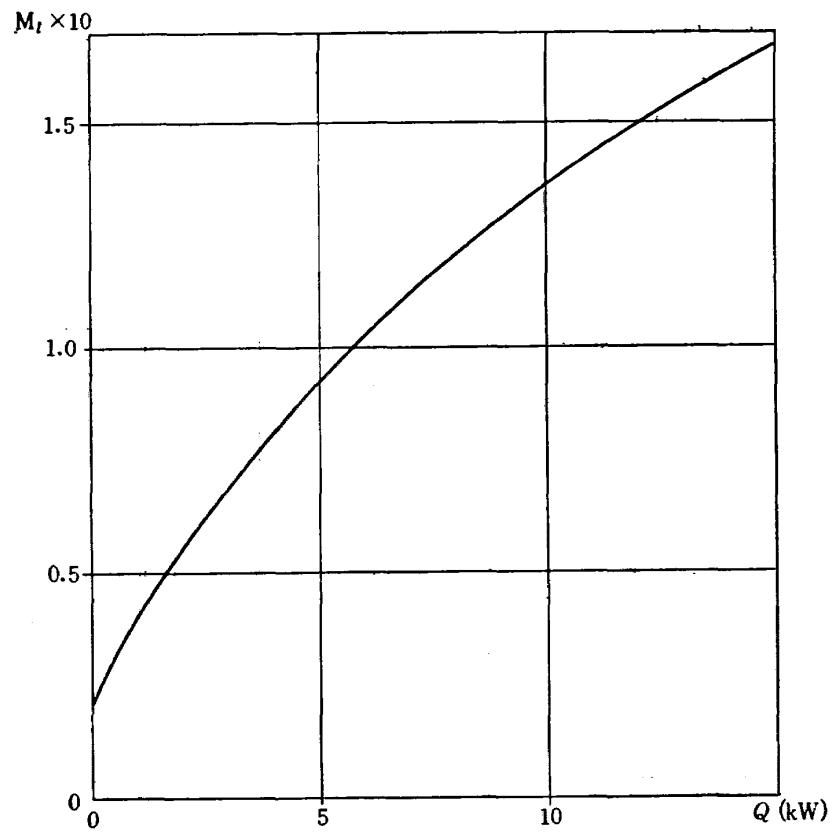
さてここで、一定断面の一次元流のエントロピ、エンタルピの間の関係を示すレイリー曲線の一例を第 51 図に示すと、この曲線のエントロピ最大点の上の分枝は一般に亜音速流に対応し、下の分枝は超音速流に対応して、エントロピ最大点は音速流に対応する。したがって亜音速流、超音速流のいずれも加熱することにより音速に近づく。第 50 図によれば、音速流に対応するエントロピ最大の点は $Q=328.8 \text{ kW}$ で達せられる。したがって断面積を一定のまま流速を音速にするには莫大な熱量が必要となる。そこで第 47 図のように加熱後に気流の断面積をしづらせて気流を音速にしたときの、音速点での断面積 A^* を次式から求める。

$$\frac{A}{A^*} = \frac{1}{M_l} \left[\left(\frac{2}{r+1} \right) \left(1 + \frac{r-1}{2} \cdot M_l^2 \right) \right]^{\frac{r+1}{2(r-1)}}.$$

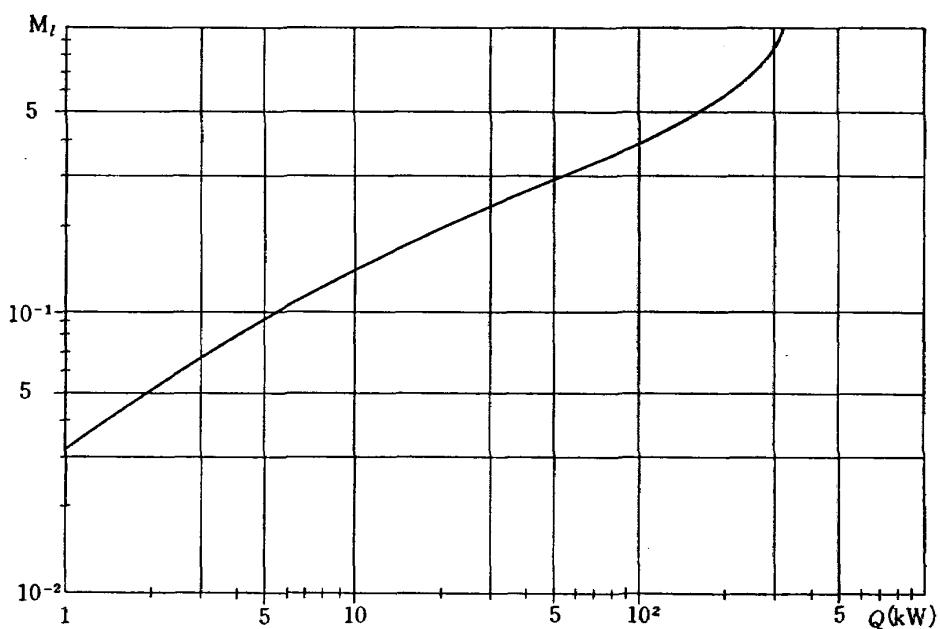
$A=1.5 \text{ cm}^2$ として結果を第 52 図に示す。本実験においてノズル口径を 4 mm として $Q=12 \text{ kW}$ とした場合、前章で得たようにノズルからの噴出速度はだいたい音速の程度の大きさである。この



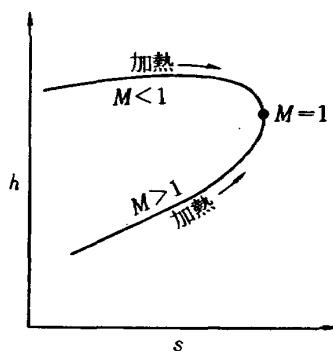
第 48 図 加 热 量—温 度



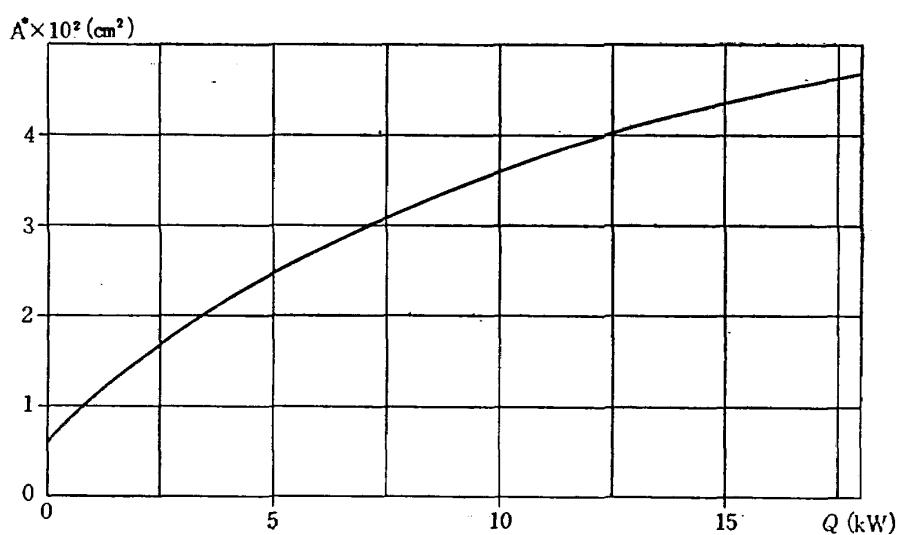
第 49 図 加 热 量—マッハ数



第 50 図 加熱量—マッハ数



第 51 図 レイリー曲線の一例



第 52 図 加熱量—音速点での断面積

条件を第 52 図にあてはめると、音速になる気流の断面を円とすればその直径は約 3.6 mm となり、他の条件の相異を考えても実験値とその大きさの程度はかなりよく一致している。

8. ま　と　め

極超音速 plasma 風洞実験の第一段階として、その特性を支配する plasma 発生装置の特性実験、およびそれに関連した若干の計算の結果、次のことが明らかとなった。

- (1) 本装置により得られた最大エンタルピは 2086 cal/g であり、渾み点エンタルピのみを考えれば本装置を極超音速風洞の熱源に用いれば、宇宙空間飛しょう体の大気圏再突入の状態の相当広い範囲を相似できる。(第 1 図参照)
- (2) この相似範囲を拡大するために、さらに大きいガス流量に対してさらに大きいエンタルピを得る必要があり、これには、入力電力を増加するとともに電極間隔および陽極ノズル口径を現在最大エンタルピを得た値より大きくしなければならない。
- (3) 同一電流での発生装置への入力電力は、電極間隔、ガス圧力、ノズル口径のいずれを増加しても増大する。
- (4) 一定のエンタルピを得るためにには、圧力を高くした方が大きい効率を得ることができる。
- (5) 入力電力を増加すると一般にエンタルピは増加するが、逆にエンタルピが減少する場合があり、この現象は電極間隔が大きくガス流量が小さい場合に生じやすく、動作の不安定性により効率が非常に低下するためである。
- (6) 動作の不安定性はアークの前後運動によるものである。
- (7) ガスの回転導入によるアークの安定な回転は得られなかった。
- (8) 発生装置から大気中へ 3 mm の点での分光学的温度分布測定の結果、中心での最高温度は 17,300°K であった。この温度分布から計算したエンタルピと、熱平衡の関係から得たエンタルピとは 20~30% の相違があった。これは Larenz の方法では測定できない低温度領域で温度分布の仮定をしたが、その仮定に原因があると考えられ、低温度領域の測定を併用すればさらによい一致が得られると思われる。同時に熱平衡の関係から得られたエンタルピは、冷却水以外への熱損失を無視しているために、実際より大きく評価されている可能性がある。
- (9) ガスの内部分配関数の和の上限を与える最大主量子数は、原子間平均距離あるいは Debye の shielding distance のいずれから決めても、それを用いて計算した分光学的温度分布測定結果には大した相違はない。
- (10) 本実験で発生した plasma の温度緩和時間は 10^{-8} sec の程度で、電子・イオン間の温度差は発生装置のノズル内でなくなり、噴出後の plasma の測定には影響はない。
- (11) 発生装置内での加熱機構を簡単化して一次元流の加熱として取り扱い、ほぼ音速に達する

陽極ノズルの口径を理論的に求め実験値と近い値を得た。

終わりにあたって、本実験全般にわたって多大のご指導をいただいた空気力学第一部平木一部長、大阪大学村崎寿満教授、また本プラズマ発生装置の設計製作にあたられた須郷道也博士、新明和工業(株)の中村武三氏、実験およびデータ計算に協力された佐藤俊逸君に深甚なる感謝の意を表す。

文 献

- (1) W. K. McGregor, J. J. Ehrlich, M. T. Dooley: Performance of a D-C Arc-excited Plasma Generator, AEDC-TN-60-112, Aug. 1960.
- (2) R. H. Clark, W. P. Dixon, D. L. McIntosh, W. A. Rinehart, W. M. Van Camp: Performance Characteristics of a Vortex Stabilized Plasma Generator Using Argon, McDonnell Rep. No. 7292, Feb. 1960.
- (3) C. E. Shepard, W. Winovich: Electric-Arc Jets for Producing Gas Streams with Negligible Contamination, ASME No. 61-WA-247, Aug. 1961.
- (4) J. W. Reid: High Pressure Arc Jets, ASME No. 61-WA-246, Aug. 1961.
- (5) R. F. Mayo, W. L. Wells, M. A. Wallio: A Magnetically Rotated Electric Arc Air Heater Employing a Strong Field and Copper Electrodes, NASA TN-D-2032, Nov. 1963.
- (6) R. W. Larenz: Über ein Verfahren zur Messung sehr hoher Temperaturen in nahe zu durchlässigen Bogensäulen, Z. f. Phys. 129, 327, 1951.
- (7) H. N. Olsen: Thermal and Electric Properties of an Argon Plasma, Phys. Fluids, 2, 2, 614, Dec. 1959.
- (8) K. S. Drellishak, C. F. Knopp, A. B. Cambel: Partition Functions and Thermodynamic Properties of Argon Plasma, AEDC-TDR-63-146, Aug. 1963.
- (9) J. W. Bond: Structure of a Shock Front in Argon, Phys. Review 105, 6, 1683, March 1957.
- (10) H. Margenau, M. Lewis: Structure of Spectral Lines from Plasmas, Review of Modern Phys. 31, 3, 594, July 1959.
- (11) T. Kihara: On the Coefficient of Irreversible Processes in Highly Ionized Gas, J. Phys. Soc. Japan 14, 402, 1959.
- (12) A. H. Shapiro: The Dynamics and Thermodynamics of Compressible Fluid Flow, Vol. 1, The Ronald Press Co. New York, 1953.
- (13) J. N. Kotanchik, D. H. Greenshields: Facility for High-Temperature Flight Environment Simulation, Aerospace Eng. 22, 1, 193, Jan. 1963.

I. 井上建二
野村茂昭
II. NAL TR-67
III. 533.9

1964年4月 36ページ

極超音速風洞の熱源として設計されたプラズマ発生装置の特性実験を行なった。その結果次のことことが明らかとなった。

(i) 最大エンタルピは、電流 500 A, ガス流量 0.57 g/sec で $2,086 \text{ cal/g}$ であり、濃み点エンタルピのみを考えれば、宇宙空間飛しよう体の大気圏再突入の状態の相当広い範囲を相似できる。

(ii) プラズマジェットの分光温度分布測定から最高温度 $17,000^\circ\text{K}$ を得た。この温度分布からジェットのエンタルピを計算した結果、熱平衡から得たエンタルピと $20\sim30\%$ の相違を示した。

(iii) 本実験で発生したプラズマの温度緩和時間は 10^{-8} sec の程度で、発生装置内の陽極ノズル中で温度平衡に達する。

I. 井上建二
野村茂昭
II. NAL TR-67
III. 533.9

NAL TR-67
航空宇宙技術研究所
プラズマ発生装置の諸特性

1964年4月 36ページ

極超音速風洞の熱源として設計されたプラズマ発生装置の特性実験を行なった。その結果次のことが明らかとなった。

(i) 最大エンタルピは、電流 500 A, ガス流量 0.57 g/sec で $2,086 \text{ cal/g}$ であり、濃み点エンタルピのみを考えれば、宇宙空間飛しよう体の大気圏再突入の状態の相当広い範囲を相似できる。

(ii) プラズマジェットの分光温度分布測定から最高温度 $17,000^\circ\text{K}$ を得た。この温度分布からジェットのエンタルピを計算した結果、熱平衡から得たエンタルピと $20\sim30\%$ の相違を示した。

(iii) 本実験で発生したプラズマの温度緩和時間は 10^{-8} sec の程度で、発生装置内の陽極ノズル中で温度平衡に達する。

NAL TR-67
航空宇宙技術研究所
プラズマ発生装置の諸特性

1964年4月 36ページ

極超音速風洞の熱源として設計されたプラズマ発生装置の特性実験を行なった。その結果次のことことが明らかとなった。

(i) 最大エンタルピは、電流 500 A, ガス流量 0.57 g/sec で $2,086 \text{ cal/g}$ であり、濃み点エンタルピのみを考えれば、宇宙空間飛しよう体の大気圏再突入の状態の相当広い範囲を相似できる。

(ii) プラズマジェットの分光温度分布測定から最高温度 $17,000^\circ\text{K}$ を得た。この温度分布からジェットのエンタルピを計算した結果、熱平衡から得たエンタルピと $20\sim30\%$ の相違を示した。

(iii) 本実験で発生したプラズマの温度緩和時間は 10^{-8} sec の程度で、発生装置内の陽極ノズル中で温度平衡に達する。

I. 井上建二
野村茂昭
II. NAL TR-67
III. 533.9

極超音速風洞の熱源として設計されたプラズマ発生装置の特性実験を行なった。その結果次のことが明らかとなった。

(i) 最大エンタルピは、電流 500 A, ガス流量 0.57 g/sec で $2,086 \text{ cal/g}$ であり、濃み点エンタルピのみを考えれば、宇宙空間飛しよう体の大気圏再突入の状態の相当広い範囲を相似できる。

(ii) プラズマジェットの分光温度分布測定から最高温度 $17,000^\circ\text{K}$ を得た。この温度分布からジェットのエンタルピを計算した結果、熱平衡から得たエンタルピと $20\sim30\%$ の相違を示した。

(iii) 本実験で発生したプラズマの温度緩和時間は 10^{-8} sec の程度で、発生装置内の陽極ノズル中で温度平衡に達する。

TR-54	偏微分方程式の混合境界値問題 の差分法による数値解法 Difference Method for the Mixed Boundary Value Problems	1963年10月 三好 甫
TR-55	ボスをもった車盤の回転強度 Rotating Strength of Rotor which has a Boss	1963年11月 佐藤和郎, 永井文雄
TR-56	亜音速および遷音速における二次元非定常空気力の測定 (第I報) Measurements of the Unsteady Airloads for Two-Dimensional Flow at Subsonic and Transonic Speed Range (I)	1963年11月 中村泰治, 田辺義一
TR-57T	Measurements of the Aerodynamic Derivatives of a Biconvex-Flat Airfoil in Supersonic Flow at Mach Number 2 to 3	January 1964 Takao ISHII Mitsunori YANAGISAWA
TR-58	高度 500 フィートないし 10,000 フィート における上下突風の測定および解析 Measurements and Analyses of gust Velocities from 500 to 10,000 feet Altitude	1964年1月 竹内和之, 小野幸一 山根皓三郎
TR-59	磁気テープデータ処理設備とその特性 The Magnetic Tape Reduction System and Its Performance	1964年1月 田畠清治, 中正夫 山本芳樹, 三浦雅男
TR-60	変厚平板翼の振動について On the Natural Vibration of Plate-Like Wings of Variable Thickness	1964年1月 堀武敏, 越出慎一 戸川隼人, 川井忠彦
TR-61	後退角 45°, テーパ比 0.6 の薄い片持翼の遷 音速におけるフラッタ特性におよぼすマッ ハ数の影響の実験的研究 Some Effects of Mach Number on the Transonic Flutter Characteristics of Thin Cantilever Wings Having a Taper Ratio 0.6 and a Sweptback Angle of 45°	1964年2月 中井暎一, 小原瑛
TR-62	超音速における翼端板効果 The Effects of End-plates at Supersonic Speeds	1964年2月 尾形吉和
TR-63	非定常流中の円柱に作用する空気力につ いて Aerodynamic Forces Acting on a Circular Cylinder in Unsteady Flow	1964年3月 小橋安次郎, 遠藤浩 北村清美
TR-64	航空力学における磁わい計器の応用 Some Developments of the Magnetostriction Type Measuring Instruments for the Study of Aircraft Dynamics	1964年3月 幸尾治朗
TR-65	非定常境界層の安定に関する実験 An Experimental Investigation of the Stability Characteristics of the Unsteady Laminar Boundary Layer	1964年7月 小橋安次郎, 恩地瑛
TR-66	変分法による平板翼の撓み, 振動解における 自然境界条件の数値的吟味 (片持平板翼の 場合) Numerical Examination on the Fulfilment of Natural Boundary Conditions by the Approximate Solutions for Bending and Vibration of Thin Elastic Plates based on the Rayleigh-Ritz's Procedure (in Case of Cantilevered Wing Plates)	1964年6月 川井忠彦, 堀武敏 越出慎一, 戸川隼人 落合薰

航空宇宙技術研究所報告 67号

昭和 39 年 4 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1,880

電話武蔵野(0422)3(3)5171(代表)

印 刷 所 笠井出版印刷社

東京都港区芝南佐久間町1の53