

アークによる超高温の発生・計測・利用技術に関する調査

(その2 : アークプラズマ場の解析)

天田 重庚*・佐藤誠四郎**
千田 哲也*・植松 進***

Feasibility Studies on Generation-, Measurement- and Application- Techniques of Ultra-high Temperature Fields by Arc-Discharge

(Part 2 : Analysis of Arc-plasma Fields)

By

Shigeyasu AMADA,
Seishiro SATO, Tetsuya SENDA
and Susumu UEMATSU

Abstract

The analyses on arc-plasma fields are surveyed in this report. The first part describes the mechanism of the arc discharge. The phenomenon of the discharge in the neighborhood of cathodes is complicated and not still understood completely. The second part gives the detailed descriptions of the analytical approaches to the plasma jet fields generated by the arc discharge, working gas and plasma torch. These plasma fields play an important role to handle the coal gasification, plasma sprayed coating, and the synthesis of new ceramics and of ultra-fine particles. Finally, it is discussed how the particles inserted into the plasma field have the influences on that field.

目 次

	頁		頁
1. アークプラズマ発生機構	32	(3) 電離度	35
1.1 アーク放電の機構	32	1.3 素反応過程による非平衡場	35
(1) 熱電子放出機構	32	1.4 電極への伝熱	36
(2) 電極近傍の様相	32	2. プラズマのエネルギー	36
(3) 陽光柱(アーク柱)	33	3. プラズマジェット場	37
(4) アークと電磁場との相互作用	33	3.1 温度, 速度, 密度場の解析	37
1.2 電離反応, 再結合反応	34	(1) Free-jet の解析	37
(1) 電離反応	34	(2) 高周波誘導プラズマ	40
(2) 再結合反応	34	(3) 反応過程を考慮したジェット	41
		(4) Free-burning アーク	42
		3.2 解析上の問題点	44
		4. 粒子を混入したプラズマジェット場	47
		4.1 単一粒子のトラジェクトリー	47
		4.2 単一粒子の加熱及び粒子内の温度	50
		4.3 単一粒子の融解, 気化	51
		4.4 解析上の問題点	52

* 機関開発部

** 機関性能部

*** 溶接工作部

原稿受付: 昭和61年1月13日

5. 多量粒子のプラズマジェット場への注入52
 6. あとがき 53

1. アークプラズマ発生機構

1.1 アーク放電の機構

図-1, (a)のように大気圧下で放電を行わせると、アーク柱（陽光柱）と呼ばれる輝いたアークが形成される。アーク長に沿って電位を測定すると、(b)のように陰極近傍で急激な陰極電圧降下 V_k , アーク柱内のアーク柱電圧降下 V_p , 陽極電圧降下 V_a が見られる。アーク柱部では、特に強制的にアーク柱を冷却しない限り、その巨視的電位傾度は $\sim 10V/cm$ 程度であるが、陽極領域では $10^3 \sim 10^5 V/cm$ となり、その厚みは $10^{-2} \sim 10^{-6}cm$ 程度で、陰極前面の電位傾度は $10^6 V/cm$ にも達する電

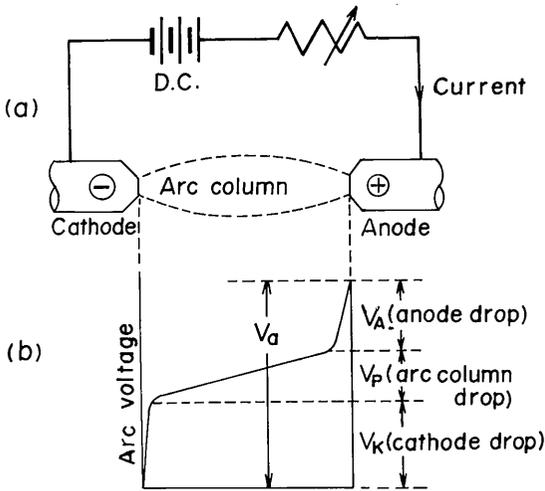


図-1 アーク放電と電圧降下分布

極の表面温度は高々その電極材料の沸点程度であるが、それと狭い電極降下部を隔て接するプラズマは $\sim 10^4 K$ 程度になり、強い温度こう配が形成される。電流密度に関して、アーク柱部は $10^2 \sim 10^3 A/cm^2$ であるのに対し冷陰極では $10^6 \sim 10^8 A/cm^2$ のような高い値になる。このように、高い電位傾度、高電流密度、高い温度こう配がアークの電極領域を特徴づけている。

(1) 熱電子放出機構

金属中の自由電子が金属表面から飛出ようとするとき、自身の保有する $-e$ なる電荷によって電気力線が生じ、電子が外部へ逃れ去るのを妨げる。図-2に金属表面からの距離と電子が受ける力、位置エネルギーとの関係を示す。電子が表面から飛出するには一定のエネ

(32)

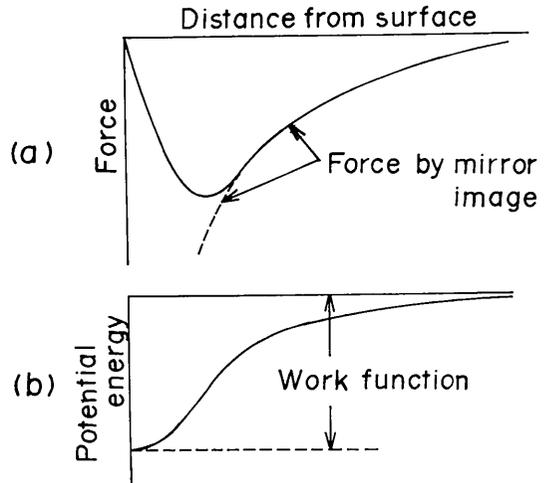


図-2 電子が表面から脱出する際の仕事関数

ルギーが必要で、これを $e\Phi_0$ とおいた時、 Φ_0 を仕事関数と呼ぶ。陰極が十分に高温に加熱されると、内部の自由電子が高速となり、前述の力に打勝って脱出に成功し、熱電子放出を行う。その熱電子放出電流密度 j_e は Richardson-Dushman の式によって次の様に与えられる。

$$j_e = AT^2 \exp(-b/Tc), A$$

: 定数 ($60 \text{ Amp/cm}^2 \cdot K^2$)

(1)

$b = e\Phi_0/\chi$, χ : Boltzmann 定数, Tc : 陰極温度。
 アーク放電はこの熱電子放出によって持続される。

(2) 電極近傍の様相⁽¹⁾⁽²⁾

陰極近傍では電流路が陰極面に近づくにつれて収縮している。そのため、強い磁気ピンチによるポンプ作用が生じ、その周囲のガスや陰極材料の蒸気のアーク柱方向へ向う気流を誘起する。この電流の流入点は非常に強い輝点、即ち、陰極点と呼ばれるもので、この挙動が陰極領域の巨視的な性質を支配する。図-3は Ecker による陰極近傍でのモデルである。陰極前面には陰極へ流入するイオン流、陰極から放出される電子流とプラズマから陰極方向へ拡散する電子によって構成される衝突のない空間電荷及びシース領域が存在する。陰極面でのエネルギーバランスを考えると、陰極面へのエネルギー入力はいオン衝撃による加熱とジュール加熱であり、損失は電子放出によるもの、蒸発によるもの、電極のもつ一方の方向への熱伝導による3因子が考えられているが、Ecker のモデルによる電位場の式とエネルギーバランスの統合された取扱いは成

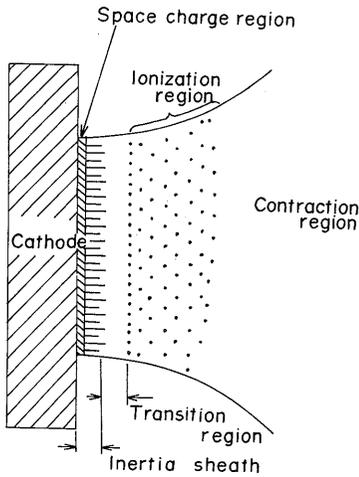


図-3 Eckerによる陰極点モデル

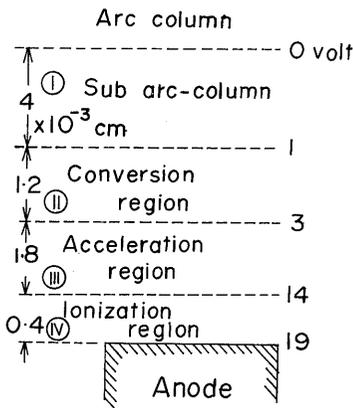


図-4 陽極近傍の状態

されておらず、今後の研究を待つ必要がある。

陽極近傍の状態は陰極の場合と比較して簡明である。陽極表面の直前の部分では100%の電子流であり、この形成する負の空間電荷のために陽極降下が生ずる。電子は陽極降下で加速されて、アーク柱よりも高いエネルギーを有することになり、中性粒子と衝突した時の電離能力が大となる。このために、陽極降下中性子は、アーク柱よりも余分に電離され、これによって生じた陽イオンがアーク柱への陽イオンの供給源(0.1%)となる。図-4は50Ampの炭素アークの陽極降下部を示す。IVの領域の電子は0.1%が衝突電離に成功し、ほとんどの電子は陽極に突入する。IIは生成された陽イオンが運動エネルギーから衝突により温度に変

転してアーク柱に入る。アーク柱の温度は7,000K、陽極表面では4,000Kである。

(3) 陽光柱 (アーク柱)³⁾

アーク柱では陽イオン密度と電子密度とが相等しく、電子及びイオンは電界による力の方向に移動し、位置のエネルギーを失って運動エネルギーに変じ、衝突によってその運動方向が散乱し、高温状態となる。電源から電力を吸収して熱エネルギーに変換する作用はほとんど電子によって行われる。また、アーク柱からの熱損失は伝導、対流、放射に分類されるが、これらの研究は測定法の困難さに伴い、それ程進んでいない。アーク放電の陽光柱に空気流をあてて、どの程度の熱が空气中へ与えられるかを測定したもの等があるが、十分に解明されていない。図-5は陰極径35mmの炭素電極で200Ampを流した場合のアーク柱内の等温線を示す。

(4) アークと電磁場との相互作用

電荷 q 、速度ベクトル \vec{v} を有する荷電粒子は電磁場において、電界 \vec{E} による力 $q\vec{E}$ と、磁界 \vec{B} によるローレンツカ $q(\vec{v} \times \vec{B})$ を受ける。ジュール熱の発生や固体壁との電流の流出入等が電場によって影響を受け、磁場は流れの場を左右する⁴⁾。図-6⁵⁾は陽極のまわりにコイルを置いて、陽極近傍の流れに周方向にローレンツカを生じさせて回転アーク場を形成させたトーチである。この方法は石炭ガス化装置⁶⁾に応用が試みられている。

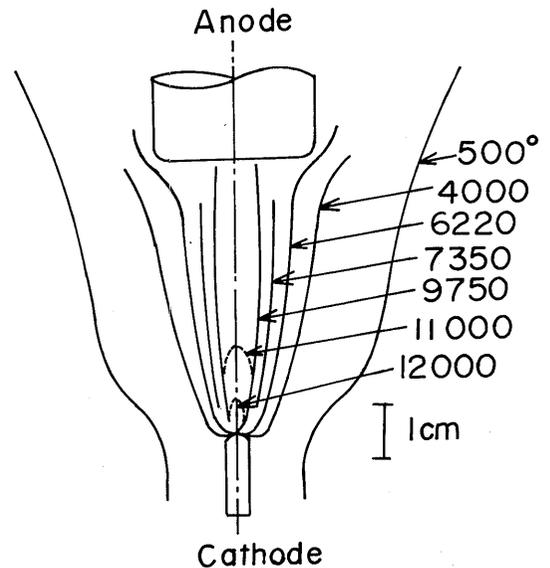


図-5 炭素アークの温度

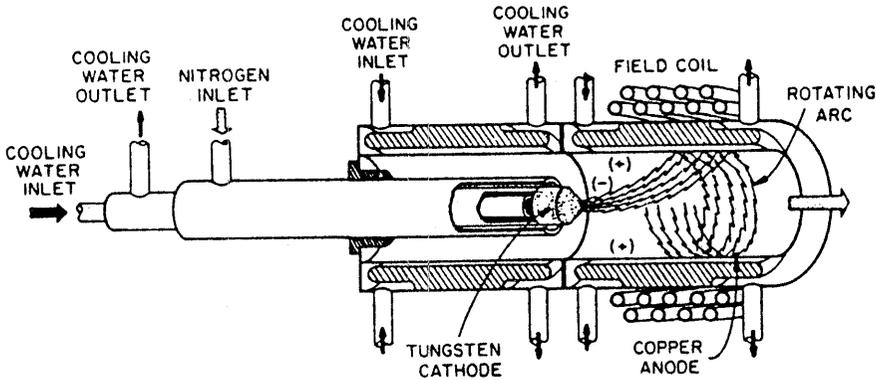


図-6 磁場による回転アークトーチ

1.2 電離反応, 再結合反応⁴⁾⁷⁾⁸⁾⁹⁾

(1) 電離反応

中性粒子を電離させるには、電子を原子核の束縛から開放させるに必要なエネルギー、すなわち電離エネルギーを与える必要がある。電子による衝突電離は、 $A+e \rightarrow A^++e+e$ の過程で生じ、水素の場合の電離エネルギーは $V_i=13.6eV$ となる。重い粒子（陽イオン、中性原子等）による衝突電離は、 $A+M \rightarrow A^++e+M$ 、にて生ずる。波長 λ の光は (hc/λ) のエネルギーを有するので、これが電離エネルギーよりも大きければ、 $A+h\nu (=hc/\lambda) \rightarrow A^++e$ 、なる過程で電離が生ずる。 h はプランクの定数、 ν は光の振動数、 c は光速。これより水素原子の電離に必要な波長は $\lambda=81nm$ 以下の真空紫外光となる。電離現象としてはこの他、累積電離、表面電離、化学電離、電子付着（負イオンの形成）等がある。電離衝突が起る確率は電離能力、あるいは電離断面積によって定義され、エネルギーの関数となる。

(2) 再結合反応

正負の荷電粒子が結合して中性原子、分子に帰る過程を再結合過程と云う。この過程は電離エネルギーに相当するエネルギーを放出するが、多くの場合は光子、すなわち電磁波として放出され、結合粒子の運動エネルギーの増加となることは少ない。イオンと電子が再結合する反応は単純に考えて、



とすると、反応速度はそれらの粒子密度の相乗積に比例するから、

$$(34)$$

$$\begin{aligned} \frac{dn}{dt} &= -\alpha n_i n_e = -\alpha n_c^2 \\ (n_t &= n_e = n_c \text{を仮定}) \end{aligned} \tag{3}$$

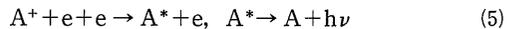
にて与えられる。 α は再結合係数として定義され、再結合過程の起こり易さを表わし、一般に n や T の関数となる。再結合反応の主な機構は主に三種類が考えられる。

(a) 放射再結合反応



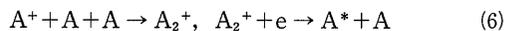
電子密度が小さい場合で、再結合に際し、光としてエネルギーを放出する。 $\alpha=10^{-12} \sim 10^{-14} \text{cm}^3/\text{sec}$ と小さい。

(b) 三体衝突再結合反応



電子密度が大きい場合で、第三粒子の電子が再結合エネルギーを得る。この反応での α は圧力に依存する。1 Torr 程度で $\alpha=10^{-10} \sim 10^{-11} \text{cm}^3/\text{sec}$ である。

(c) 解離再結合反応



原子状イオンが同種の原子と反応して分子状イオンをつくり、それが電子解離しながら再結合するものである。 $\alpha=10^{-7} \sim 10^{-8} \text{cm}^3/\text{sec}$ と前二者に比べて非常に大きい。

この他、イオン・イオン再結合についても、放射再結合、電荷交換による相互中和、三体結合等がある。さらに、気相中のイオンと電子が固体面上で再結合す

る表面再結合反応については若干の研究は行われているが、十分なデータが得られていない。

(3) 電離度

電離度を考えるためには、プラズマ構成粒子の原子、分子、イオン電子の各密度が空間分布や時間変化に対してどうなっているか求める必要がある。これらの各粒子密度を直接求める測定法とは、ほとんど無く実質的には何らかのプラズマモデルを想定し算出される。この場合厳密にはその都度これら想定プラズマモデルの妥当性を検証する必要がある。

アークプラズマは、一般にプラズマモデルとして局所熱平衡モデル (Local Thermodynamic Equilibrium, LTE) 状態にあるとされる。即ち輻射は平衡ではないが粒子衝突に関しては平衡であるというモデルで一般の熱力学が適用できる。適用理論式としては、理想気体の状態方程式及び有名な Saha の式が使える。これらの式を使い圧力、温度が測定出来れば、構成各粒子密度が求まり結果として電離度が算出される。

溶接アークやプラズマジェット等の数 Torr 以上のアークプラズマは LTE モデルであると言えるが次のような場合補正して考える必要がある。¹⁰⁾

まず水溶射プラズマや高気圧 (数気圧以上) プラズマでは、高電子密度で 10^{18} 個/cm³ 以上の場合が多く、この場合各原子やイオンの電離エネルギーは Debye や Unsold の理論で示されるように低下する。また電離現象国際会議¹¹⁾では、Non-ideal Gas として 1 つのセクションが形成され、そこでは理想気体の状態方程式を変形して非平衡状態を表現する方法が示された。また分子性のガス、特に 2,000K ~ 3,000K 以下を論ずるとき LTE が成立せず、各分子反応の素反応方程式 (Rate Equation) の連立方程式を考える必要がある。今後問題となる CVD (Chemical Vapor Deposition) 反応の場合、素反応方程式の連立方程式より求める必要があり、樽氏ら¹²⁾の試みが始められつつある。

数 Torr 以下のアークプラズマの場合、LTE モデルの適用は難しくなり、Partial LTE や Collisional-Radiative Model, より希薄プラズマに対しては Corona Model が必要となる。

以上の LTE モデルが難しい場合は、温度や他のプラズマパラメータ算出や測定においても問題となることが予想される。

次に LTE の仮定で Saha の式を使って求めた Ar ガスと N₂ ガスの例を図-7¹³⁾に示す。大気中のアークにおける電子密度は大体 10^{14} 個/cm³、電離度は 10^{-4} 程度で

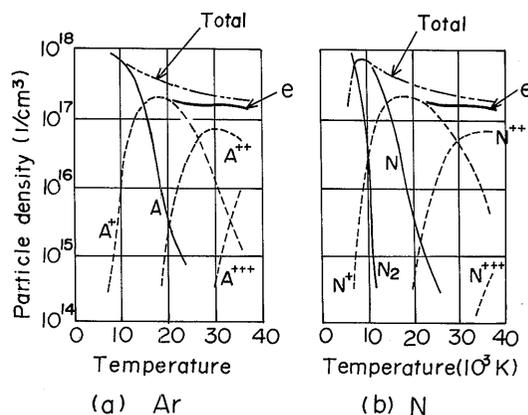


図-7 粒子密度と温度との関係

あるが、ノズルなどによりアークを強く拘束し、プラズマの温度を高くした場合には、電離度は 10^{-1} 程度になっている。さらに 20,000 K では 90% 以上が電離しているといわれ、30,000 K では中性粒子はほとんど存在していない。

1.3 素反応過程による非平衡場

プラズマの中でもアークプラズマは一般に熱平衡に近い状態にあると考えられている。しかし、実際は必ずしもそうではない。アークプラズマの陽光柱の部分の原子、イオン、電子は前項の(3)にて記述したように熱平衡に近いが、空間的には外炎部やプラズマジェットで言えばノズルから排出されたほとんどの空間は熱平衡より大きくくずれている。また分子状態については、熱平衡より大きくくずれた非平衡である。

分子状態での非平衡性は CO₂ レーザやエキシマレーザ等の例で示されるように、圧力が大気圧かそれ以上でも熱平衡になっていない。

このような非平衡プラズマについては素反応過程に注目する必要がある、実験的に得られた値か、あるいは近似式による平衡定数を使って素反応方程式を解く必要がある。実際は各定数のほとんどが未知である。とりわけ CVD を考えるとき結果は種々解って来たが、詳細過程は未知の部分が多い。

アークプラズマにおいて熱平衡の場合のみ論じるのは不十分であり、単に熱源として使用する場合でも、上記に示す非平衡の存在こそ低圧プラズマの場合とはまた違った興味ある現象や応用が考えられる。高圧コロナ放電やオゾン放電も高気圧で、1 気圧以上でも非平衡であり電子温度は高いが粒子 (原子、イオン、分子) 温度は室温に近く、はるかに低い。

本調査で対象とする溶射や超微粒子生成の注目の過程は、実質的には非平衡であり、素反応過程の解析なしには現象を理解出来ないと言える。

1.4 電極への伝熱¹⁴⁾¹⁵⁾¹⁶⁾

アークプラズマからの熱損失の一つとして、電極への伝熱がある。水冷した陽極での伝熱問題に着目して、そこでの熱収支を考える。陽極へ入る全伝熱量は

$$q_t = q_c + q_j + q_\phi + q_{ra} \quad (7)$$

にて与えられる。 q_c は電気的作用を含まない対流熱伝達によって入る熱量、 q_j は電子の運動エネルギーによって伝わる熱量、 q_ϕ は電子が電極に与える仕事関数に相当する熱量、 q_{ra} は輻射によるものである。 q_{ra} は無視できるとして、 q_c 、 q_j 、 q_ϕ は次式にて与えられる。

$$\left. \begin{aligned} q_c &= h^* (i_o - i_w) \\ q_j &= (j/e) (5\kappa T_e / 2 + eU_a) \\ q_\phi &= j\phi \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

ここで、 h^* : エンタルピ差の伝熱係数、 $(i_o - i_w)$: 外部流と壁面とのエンタルピ差、 j : 電流密度、 $-e$: 電子の電荷、 κ : ボルツマン定数、 T_e : 電子の絶対温度、 U_a : 陽極降下電圧、 ϕ : 仕事関数。図-8¹⁴⁾は大気圧アルゴン中でのアーク放電における陽極への伝熱量を調べたものである。横軸は中心からの距離である。 q_c と q_ϕ はプラズマの温度と陽極へ入る電流を別に測定して、その結果を用いて計算したものである。実験値と $q_c +$

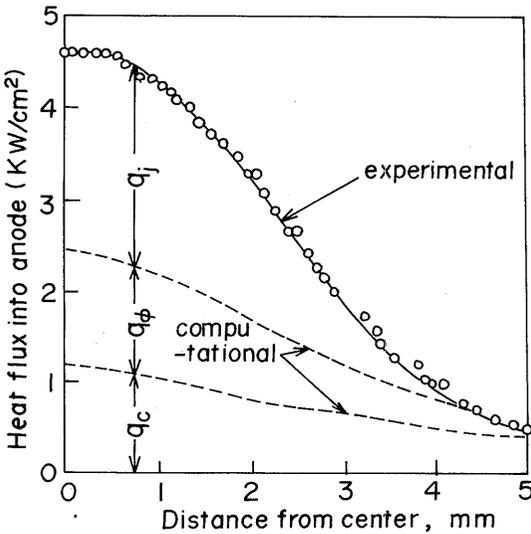


図-8 アーク放電の陽極への熱流量

q_ϕ との差を q_j として表示してある。 q_j は電子の運動エネルギーによる分、陽極降下電圧 U_a による電子の加速がかなり大きな比率を示していることがわかる。

2. プラズマのエネルギー

切断、溶接、溶射などの熱加工に利用されるプラズマアークの出力はその用途に応じて使い分けられ、その出力電流は50~1,000Aの範囲にあり、エネルギーとしては200kW以下である。後述するように溶解炉などの特殊なものでは数MWに達するものもある。またアークプラズマの温度は通常6,000~10,000Kといわれており、その温度では作動ガスは図-9¹⁷⁾に示すような保有エネルギーをもつとされている。解離及び電離したガスが冷却される時、その過程で可逆的に電子とイオン及び原子同志の再結合が行なわれて、この保有エネルギーを放出することになる。またこの図では同じ温度であるならば2原子分子が単原子分子ガスよりも大きなエネルギーを放出することを意味する。しかし、一定量の作動ガスを升温しプラズマ化する場合は、表-1¹⁸⁾に示すように作動ガスの種類によってその必要なエネルギーは異なり、単原子分子ガスの方が低エネルギーでプラズマ化することを示している。つまり同一温度のプラズマを安定して発生することができ

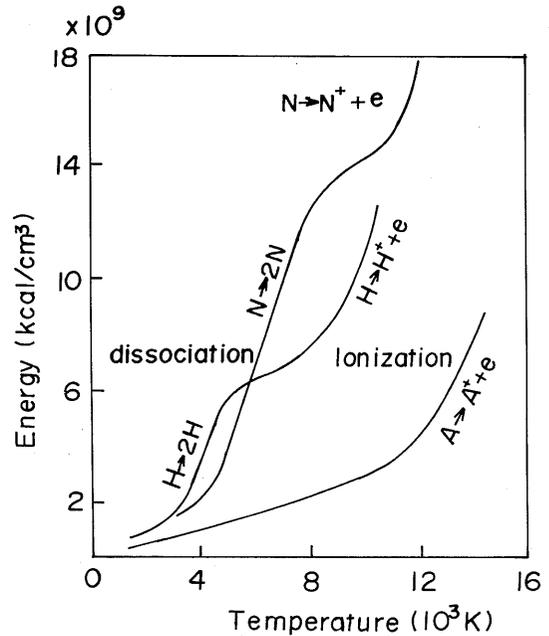


図-9 ガスの温度と保有エネルギー

表-1 1I(標準状態)のガスを昇温するのに必要なエネルギー(1気圧保持)

アルゴン					窒素				
温度 (K°)	解離エネルギー (k Joule)	電離エネルギー (k Joule)	粒子エネルギー (k Joule)	合計エネルギー (W) (k Joule)	温度 (K°)	解離エネルギー (k Joule)	電離エネルギー (k Joule)	粒子エネルギー (k Joule)	合計エネルギー (W) (k Joule)
5,000	/	1.02×10^{-3}	4.66	4.66	5,000	6.68	-	7.64*	14.3
10,000	/	1.36	9.51	10.9	10,000	38.9	3.48	19.1	61.5
15,000	/	39.5	22.1	61.6	15,000	39.3	75.4	44.8	160
20,000	/	66.7	36.7	103.4	20,000	39.3	123	73.9	236

酸素					水素				
温度 (K°)	解離エネルギー (k Joule)	電離エネルギー (k Joule)	粒子エネルギー (k Joule)	合計エネルギー (W) (k Joule)	温度 (K°)	解離エネルギー (k Joule)	電離エネルギー (k Joule)	粒子エネルギー (k Joule)	合計エネルギー (W) (k Joule)
5,000	21.8	-	9.28	31.1	5,000	18	3.7×10^{-4}	9.08	27.1
10,000	22.0	2.35	19.0	43.4	10,000	19	2.46	19.0	40.5
15,000	22.0	57.6	41.7	121	15,000	19	23.1	33.5	75.6
20,000	22.0	112	72.7	207	20,000	19	103	69.9	192

るならば、大出力、高エネルギー密度のプラズマを得るには2原子分子ガスとする方が有利であることを示している。

3. プラズマジェット場

3.1 温度, 速度, 密度場の解析

DCあるいはACアーク, またはRF(高周波: Radio Frequency)によって発生させたプラズマジェット特性を明らかにすることは, これらを利用する立場から重要である。計測法の精度が不十分な現時点では, プラズマジェット場の温度, 速度, 密度などの各状態量を場所の関数として解析的に求める必要がある。一般にプラズマの挙動を計算で求める場合, プラズマを連続(流)体として取り扱う手段を採る。このために, 局所熱平衡(LTE)の仮定をおく。この仮定より電離平衡の関係式(Sahaの式)が成立し, 熱平衡状態にある原子・イオン・電子の組成が温度と圧力の関数として求まることになる。

(1) Free-jetの解析¹⁹⁾²⁰⁾²¹⁾

電離, 再結合反応のないFree-jetを考える。解析の前提として, 次の仮定を用いる:

- i) LTEが成立する。
- ii) 軸対称ジェットとする。
- iii) 定常状態である。
- iv) プラズマトーチ出口における温度, 速度は既知とする。
- v) アークは光学的に薄い(単位体積当たりの放射損失を考えればよい)とする。
- vi) 比熱は一定とする。

vii) k - ϵ 乱流モデルを適用する。

viii) エントレインメントにおいて, プラズマガスと周囲空気との物理的性質の差は考慮しない。

これらの仮定を用いると, プラズマジェットは次式にて表わされる。

質量保存則

$$\frac{\partial}{\partial z}(\rho u) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(\rho r v) = 0 \quad (9)$$

運動量保存則

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial z}(\rho u^2) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(\rho r v u) = \\ - \frac{\partial p}{\partial z} + 2 \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu_{eff} \frac{\partial u}{\partial z} \right) \\ + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left\{ r \mu_{eff} \left(\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) \right\} \end{aligned} \quad \text{in } z\text{-direction} \quad (10)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial z}(\rho u v) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(\rho r v^2) = \\ - \frac{\partial p}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \mu_{eff} \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial u}{\partial r} \right) \right\} \\ + \frac{2}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \mu_{eff} \frac{\partial v}{\partial r} \right) - \frac{2v}{r^2} \mu_{eff} \end{aligned} \quad \text{in } r\text{-direction} \quad (11)$$

エネルギー保存則

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial z}(\rho u T) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(\rho r v T) = \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\mu_{eff}}{\sigma_T} \frac{\partial T}{\partial z} \right) \\ + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\mu_{eff}}{\sigma_T} \frac{\partial T}{\partial r} \right) - \frac{S_R}{C_P} \end{aligned} \quad (12)$$

(37)

ここで、 u, v は z, r 方向の流速、 p は圧力、 ρ は密度、 T は温度、 σ_T は温度に対する Prandtle 数、 C_p はプラズマの平均比熱、 S_R は放射損失、 μ_{eff} は相当粘性で、分子粘性 μ と乱流粘性の μ_t の和によって表わせる。

$$\mu_{eff} = \mu + \mu_t \tag{13}$$

乱流粘性 μ_t は $K-\epsilon$ 乱流モデルによって、

$$\mu_t = C_D \rho \frac{K^2}{\epsilon} \tag{14}$$

の如く与えられる。 C_D は散逸定数、 K は単位体積当たりの乱流運動エネルギー、 ϵ は乱流エネルギーの散逸速度を示す。

K と ϵ は次の保存式によって決定できる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial z} (\rho u K) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\rho v r K) &= \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \frac{\mu_{eff}}{\sigma_K} \frac{\partial K}{\partial z} \right\} \\ + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left\{ r \frac{\mu_{eff}}{\sigma_K} \frac{\partial K}{\partial r} \right\} &+ S_K \end{aligned} \tag{15}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial z} (\rho u \epsilon) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\rho v r \epsilon) &= \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \frac{\mu_{eff}}{\sigma_\epsilon} \frac{\partial \epsilon}{\partial z} \right\} \\ + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left\{ r \frac{\mu_{eff}}{\sigma_\epsilon} \frac{\partial \epsilon}{\partial r} \right\} &+ S_\epsilon \end{aligned} \tag{16}$$

式(15)、(16)における発生項 S_K, S_ϵ は次式にて定義される量である。

$$\begin{aligned} S_K &= 2\mu_t \left\{ \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{v}{r} \right)^2 \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial u}{\partial r} \right)^2 \right\} - \rho \epsilon \\ S_\epsilon &= 2C_1 \mu_t \frac{\epsilon}{K} \left\{ \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{v}{r} \right)^2 \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial u}{\partial r} \right)^2 \right\} - C_2 \rho \frac{\epsilon^2}{K} \end{aligned} \tag{17}$$

式(17)の S_R はプラズマからの単位体積当たりの放射損失を表す。また、式(15)、(16)における σ_K と σ_ϵ は K と ϵ に対する Prandtle 数、式(17)中の C_1 と C_2 は $K-\epsilon$ モデルの定数を表わし、表-2のような値が用いられる。図-10のようなプラズマジェットを囲むコントロールボリューム ABCDE を採り、これに対して次のような境界条件を置く。

表-2 乱流パラメータの代表的な値

$C_D=0.09$	$\sigma_K=1.0$
$C_1=1.44$	$\sigma_\epsilon=1.3$
$C_2=1.92$	$\sigma_T=0.9$

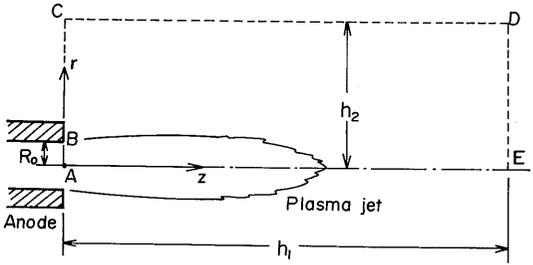


図-10 積分領域と座標系

$$\left. \begin{aligned} u &= u_0 \\ v &= 0 \\ T &= T_0 \\ K &= 0.005 u_0 \\ \epsilon &= \frac{C_D K^{3/2}}{0.03 R_0} \end{aligned} \right\} \text{ at } AB \text{ (ノズル出口)} \tag{18}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial r} = \frac{\partial v}{\partial r} = \frac{\partial K}{\partial r} = \frac{\partial \epsilon}{\partial r} = \frac{\partial T}{\partial r} &= 0 \\ &\text{ at } CD \\ &\text{(理想的には } r \rightarrow \infty) \end{aligned} \tag{19}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial z} = \frac{\partial v}{\partial z} = \frac{\partial \epsilon}{\partial z} = \frac{\partial K}{\partial z} = \frac{\partial T}{\partial z} &= 0 \\ &\text{ at } DE \text{ \& } BC \\ &\text{(} Z=0 \text{ と理想的には } Z \rightarrow \infty) \end{aligned} \tag{20}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial r} = v = \frac{\partial K}{\partial r} = \frac{\partial \epsilon}{\partial r} = \frac{\partial T}{\partial r} &= 0 \\ &\text{ at } AE \text{ (} r=0) \end{aligned} \tag{21}$$

単位積当たりの放射損失 S_R は A_r, N_2 ガスに対して図-11の様に与えられる。

図-12は N_2-H_2 DC プラズマジェットの、(a)温度分布、(b)速度分布の代表的な実測結果である。 N_2 ガス流量：37nl/min、 H_2 ガス流量：11nl/min、トーチへ加えた電力：29kW、ノズル径 6 mm、トーチ効率：72%。 $T > 7,000K$ に対しては原子の出す光の分光法により、 $T > 4,000K$ の場合は分子からの光の分光法により、 $T < 4,000K$ の場合は種々の材料の融点を用いて温度を測定した。速度の計測は、 $v < 300m/s$ の場合に対してはレーザーによる 2 ビーム法を用いた。計測結果より、ジェットを三つの部分に分けることができる。第一の領域はプラズマ温度が 12,000~12,500K と比較的一定で、トーチから 10~12mm の範囲である。第二の領域は 3,000K 以下に急激に温度が低下する域で、トーチノズルから 100mm の範囲にある。第三領域は温度が低下がゆるやかで、周囲空気との混合領域にあたる。

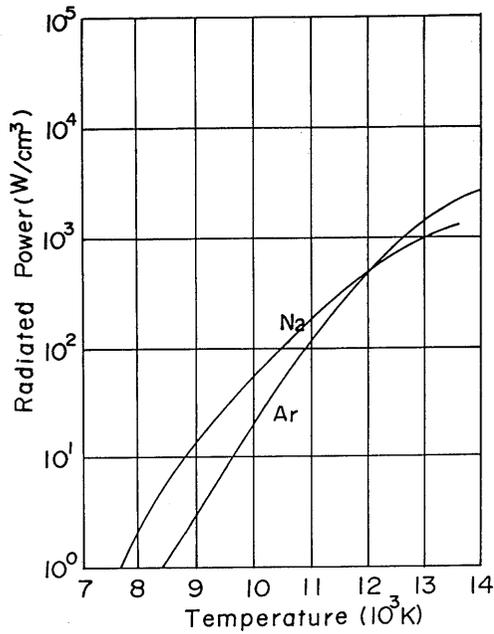


図-11 ArとN₂ガスの放射損失

Distance in radial direction, mm

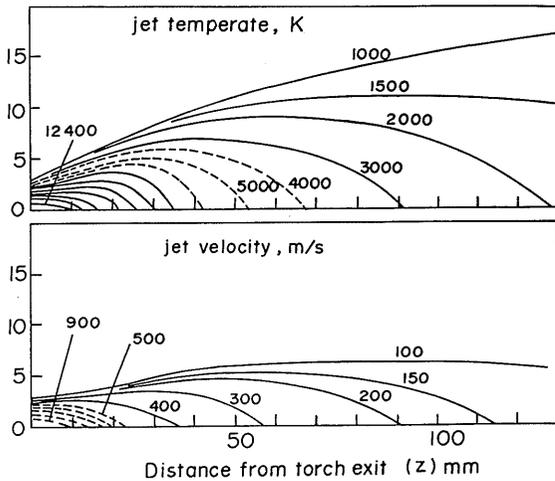


図-12 DC N₂-H₂プラズマジェットの温度、速度分布

図-13(a)は表-3の入力データを用いてN₂-H₂プラズマに対して本節のモデルによる計算結果と、前述の測定法によって求めた測定結果と比較したものである。温度分布においてはノズル出口に近い領域ほど両者の差は大きいことがわかる。

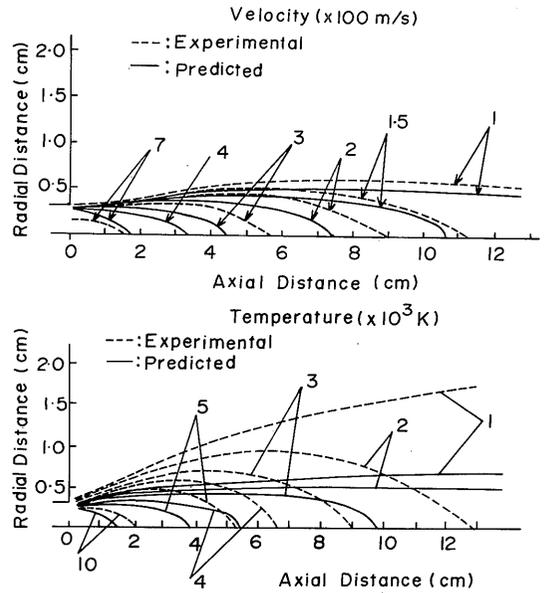


図-13(a) N₂-H₂プラズマジェットの理論と測定結果の比較

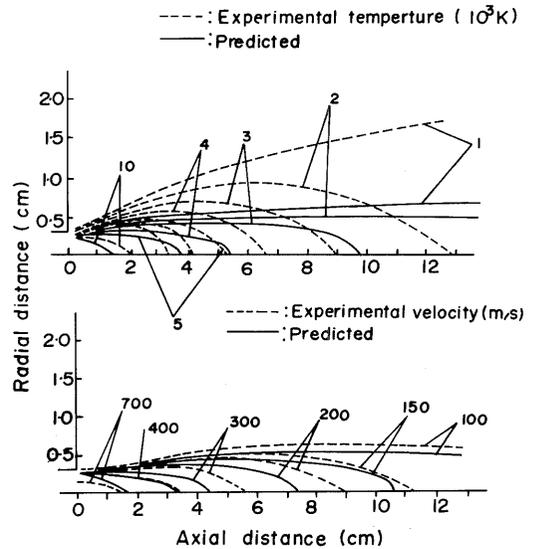


図-13(b) Ar-H₂プラズマジェットの理論と測定結果の比較

表-3 N₂-H₂プラズマに対する入力パラメータ

$u_o = 900 \text{ m/s}$	$h_1 = 16 \text{ cm}$
$T_o = 12,000 \text{ K}$	$h_2 = 6 \text{ cm}$
$R_o = 0.3 \text{ cm}$	$C_p = 4.0 \times 10^3 \text{ J/kg/K}$
$T_a = 300 \text{ K}$	$\mu = 1.41 \times 10^{-4} \text{ kg/m/s}$

図13-(b)は Ar-H₂プラズマに対して、表-4のデータを用いた計算結果と測定結果を比較したものである。両者の差は N₂-H₂プラズマとほとんど同一の傾向を示す。

表-4 Ar-H₂プラズマに対する入力パラメータ

$u_o = 581 \text{ m/s}$	$h_1 = 20 \text{ cm}$
$T_o = 12,500 \text{ K}$	$h_2 = 8 \text{ cm}$
$R_o = 0.4 \text{ cm}$	$C_p = 4.0 \times 10^3 \text{ J/kg/K}$
$T_a = 300 \text{ K}$	$\mu = 1.41 \times 10^{-4} \text{ kg/m/s}$

(2) 高周波誘導プラズマ²²⁾²³⁾

他のプラズマ発生装置と比較して、経済的観点からは劣るが、汚染のないプラズマを発生させることができる。図-14にその構成主要部を示す。ガス流と誘導加熱によって図のような Fire-ball が形成される。本節ではプラズマを高周波誘導コイルによって発生させる場合、その場の速度や温度についての問題を取り扱う。

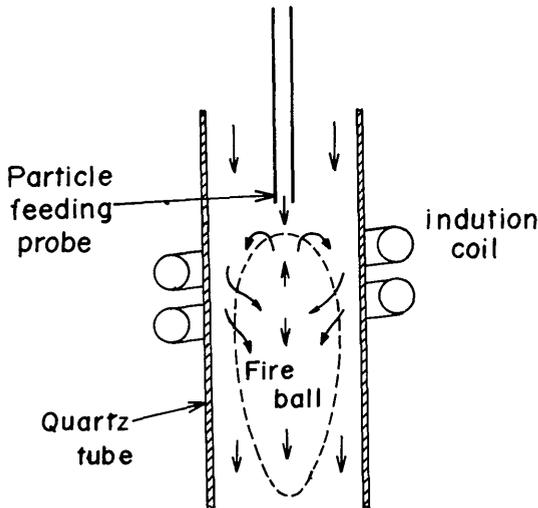


図-14 高周波プラズマ内の代表的フローパターン

図-15の様に半径 R₀の石英管の上端中央部から流量 Q₁にて粉体を注入し、その外周に作動(プラズマ)ガスを Q₂にて流し、管壁に沿ってシーズガスを Q₃流す構造を採用する。次の様な仮定を用いる。

- i) 軸対称モデルとする。
- ii) 電磁場は一次元モデルを用いる。
- iii) 流れは定常状態、層流とする。
- iv) 粘性逸散は無視できる。

(40)

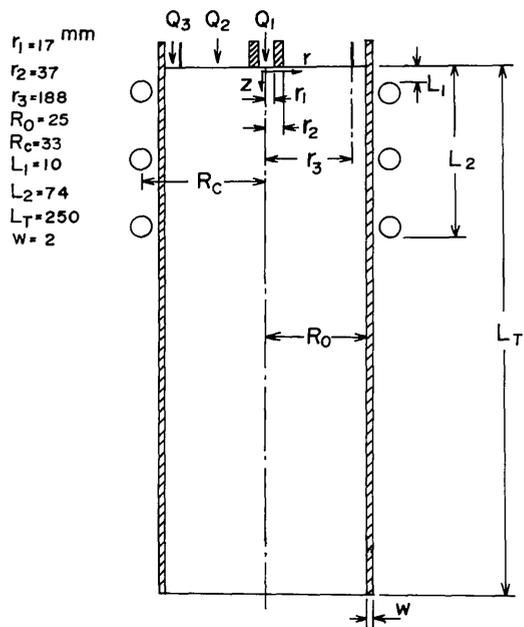


図-15 誘導プラズマ場のモデル

- v) LTE が成立する。
 - vi) プラズマは光学的に薄い。
 - vii) displacement 電流は無視できる。
- すると、プラズマ場の基礎方程式は次のように表わされる。

連続の式

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r\rho v) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho u) = 0 \tag{22}$$

軸方向の運動量保存式

$$\rho \left(v \frac{\partial u}{\partial r} + u \frac{\partial u}{\partial z} \right) = -\frac{\partial p}{\partial z} + 2 \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial z} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left\{ \mu r \left(\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial v}{\partial r} \right) \right\} + \rho g \tag{23}$$

周方向の運動量保存式

$$\rho \left(v \frac{\partial v}{\partial r} + u \frac{\partial v}{\partial z} \right) = -\frac{\partial p}{\partial r} + \frac{2}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\mu r \frac{\partial v}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \mu \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial u}{\partial r} \right) \right\} - \frac{2\mu v}{r^2} + F_r \tag{24}$$

エネルギー保存式

$$\rho \left(v \frac{\partial h}{\partial r} + u \frac{\partial h}{\partial z} \right) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{k}{C_p} \frac{\partial h}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{k}{C_p} \frac{\partial h}{\partial z} \right) + \tilde{P} - R^0 \tag{25}$$

ここで、v, u は半径方向と軸方向の流速、p は圧力、

μ は粘性係数, g は重力加速度, h はエンタルピー, k は熱伝導率, C_p は定圧比熱, R^0 は局所的な放射損失, \bar{P} は

$$\bar{P} = \sigma E_\theta^2 \quad (26)$$

にて定義される体積当たりのジュール加熱による熱発生率, F_r は放電領域におけるプラズマガスに作用する半径方向の物体力であり, 次式にて与えられる。

$$F_r = -\zeta \sigma E_\theta H_z \cos \chi \quad (27)$$

式(26), (27)において, E_θ と H_z は電場と磁場の強さ, σ は電気伝導率, ζ は自由空間での透磁率, χ は位相角である。

電磁場の強さ (E_θ , H_z) は一次元の電磁場方程式によって決定できる。

Maxwell の方程式

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} (rE_\theta) = -\zeta \omega H_z \sin \chi \quad (28)$$

$$\frac{dH_z}{dr} = -\sigma E_\theta \cos \chi \quad (29)$$

$$\frac{d\chi}{dr} = \frac{\sigma E_\theta}{H_z} \sin \chi - \frac{\zeta \omega H_z}{E_\theta} \cos \chi \quad (30)$$

式(28)~(29)と(28)~(30)に対して境界条件は次の如く与えられる。

i) 入口条件 (at $z=0$)

$$\begin{aligned} v &= 0 \\ u &= \begin{cases} Q_1/\pi r_1^2 & r < r_1 \\ 0 & r_1 \leq r \leq r_2 \\ Q_2/\pi(r_3^2 - r_2^2) & r_2 < r \leq r_3 \\ Q_3/\pi(R_0^2 - r_3^2) & r_3 < r \leq R_0 \end{cases} \\ T &= 350K \end{aligned} \quad (31)$$

ii) 中心軸上 (at $r=0$)

$$v = \frac{\partial u}{\partial r} = \frac{\partial h}{\partial r} \quad (32)$$

iii) 壁面上 (at $r=R_0$)

$$\begin{aligned} v &= u = 0 \\ \left. \begin{aligned} \frac{k}{C_p} \frac{\partial h}{\partial r} &= \frac{k_c}{w} (T - T_{wo}) \end{aligned} \right\} (33) \end{aligned}$$

ただし, w は管の厚さ, k_c は石英の熱伝導率, $T_{wo} = 350K$ 。

iv) 出口条件 (at $z=L_T$)

一般に此の条件は未知であるが, もし Peclet 数 (= $RePr$) が十分に大きいと仮定すると, 次の条件を置

くことができる。

$$\frac{\partial h}{\partial z} = \frac{\partial v}{\partial z} = \frac{\partial(\rho u)}{\partial z} = 0 \quad (34)$$

電磁場の境界条件は

$$\left. \begin{aligned} \chi &= \pi/2 \\ E_\theta &= 0 \end{aligned} \right\} \text{ at } r=0, L_1 \leq z \leq L_2 \quad (35)$$

$$H_z = \text{const.} \quad \text{at } r=0, L_1 \leq z \leq L_2 \quad (36)$$

$$H_z = 0 \quad \text{at } r=0, 0 \leq z \leq L_1 \quad (37)$$

図-16²²⁾に, A_r ガス流量 $Q = 15.0 \text{ gm/min}$, 軸心上と環状流の最大速度比 $\lambda = 0.01$, 入口速度 $U_0 = 28.1 \text{ cm/s}$, 入口 $Re = 222.0$, 出口平均温度 $\bar{T} = 3978 \text{ K}$, 出口最高温度 $T_c = 6205 \text{ K}$, 出口速度 634 cm/s , 出口 $Re = 35.2$, 管径 $R_0 = 1.4 \text{ cm}$ の場合, $z = 5.2 \text{ cm}$ の断面における温度分布の計算結果を示す。これまで, 実測の結果のデータは非常に少ない。

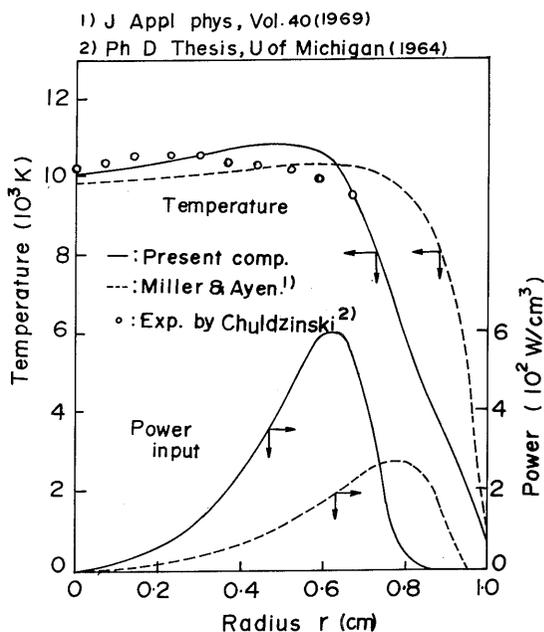


図-16 高温領域の温度分布

(3) 反応過程を考慮したジェット²⁴⁾²⁵⁾

これまでの議論はプラズマ中における電離・再結合反応は無視し, プラズマを均質, 一樣流体と見なして取扱った。しかし, 実際の場合には再結合反応が生じ, これによって熱移動が行われる。本節では此の反応過程を考慮した問題を取り扱う。

次の様な仮定を採用する。

- i) 定常状態である。
- ii) 軸対称, かつ軸まわりの速度はゼロである。
- iii) 圧力は一定である。
- iv) 外力項は無視できる。
- v) エネルギー等配分 (電子と重粒子の温度は同一, $i.e., T_e = T_h$) とする。
- vi) 放射伝熱は無視できる。
- vii) 両極性拡散を考慮する。
- viii) $u \gg v, \partial/\partial r \gg \partial/\partial z$ (境界層近似と同等) を用いる。

これらの仮定により, プラズマジェットは次のような基礎方程式によって記述される。

連続の式

$$\frac{\partial}{\partial z}(\rho u) + \frac{\partial}{\partial r}(\rho v r) = 0 \quad (38)$$

運動量保存式

$$\rho \left\{ u \frac{\partial \alpha}{\partial z} + v \frac{\partial \alpha}{\partial r} \right\} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \rho D_{amb} \frac{\partial \alpha}{\partial r} \right) + \rho \frac{d\alpha}{dt} \quad (39)$$

$$\rho \left\{ u \frac{\partial u}{\partial z} + v \frac{\partial u}{\partial r} \right\} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \mu \frac{\partial u}{\partial r} \right) \quad (40)$$

エネルギー式

$$\rho \left\{ u \frac{\partial H_t}{\partial z} + v \frac{\partial H_t}{\partial r} \right\} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r k \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{5/2 \cdot k_B T + u_1}{m_1} \times \rho D_{amb} \frac{\partial \alpha}{\partial r} + u \times \mu \frac{\partial u}{\partial r} \right) \quad (41)$$

ただし, u と v は軸方向と半径方向の流速, α は電離度, μ は粘性, ρ は密度, k は熱伝導率, k_B は Boltzmann 定数, u_1 はイオンポテンシャル, m_1 はガスを構成している原子の質量, H_t は総エンタルピーであり,

$$H_t = E + PV + u^2/2 \quad (42)$$

にて与えられる。 D_{amb} は両極性拡散係数であり, 熱平衡状態からのずれを表わす Damköhler 数: D_{am} と次の様な関係にある。

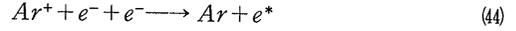
$$D_{am} = \frac{\tau_d}{\tau_r} = \frac{\text{拡散距離}/D_{amb}}{\tau_r} \quad (43)$$

ここで, τ_d と τ_r は拡散代表時間と反応代表時間である。式(43)にて, $D_{am} \rightarrow \infty$ は熱平衡状態を表わし, $D_{am} \rightarrow 0$ は凍結状態に相当する。式(39)の右辺の $(-d\alpha/dt)$ はイオンの再結合反応速度を表わす。したがって, 凍結

(42)

状態では $d\alpha/dt = 0$ を用い, 熱平衡状態では式(39)の代わりに Saha の電離平衡式を採用すればよい。

例えば, アルゴンの三体衝突による再結合反応では



反応速度は

$$\left. \begin{aligned} -\frac{d\alpha}{dt} &= \frac{\varepsilon k_r}{n_1 + n_2} (n_3^3 - n_{eq}^3) \\ k_r &= 1.09 \times 10^{-20} T e^{-4.5} \end{aligned} \right\} \quad (45)$$

ここで, k_r は再結合反応定数, ε は補正係数, n_1, n_2, n_3 はアルゴン原子, アルゴンイオン, 電子の密度, サフィックス eq は熱平衡状態である。

境界条件として

$$\frac{\partial u}{\partial r} = \frac{\partial H_t}{\partial r} = \frac{\partial \alpha}{\partial r} = 0 \quad \text{at } r = 0 \quad (46)$$

$$u = 0, \quad \alpha = 0, \quad H_t = H_{t\infty} \quad \text{at } r \rightarrow \infty \quad (47)$$

これに, 入口条件として

$$\left. \begin{aligned} P &= P_0 \\ H_t &= H_{t0} \\ \text{ガス流量} & \end{aligned} \right\} \quad \text{at } z = 0 \quad (48)$$

を与えれば, 式(38)~(41)を用いてプラズマ場を計算できる。

(4) Free-burning アーク²⁵⁾²⁶⁾

陰極と陽極の間の強いアークは, 自分自身により誘起した流体力学的な効果によって支配される。自分自身の磁場とアーク電流との相互作用はプラズマジェットを誘起する。例えば, 陰極領域は周囲からガスを吸込み, 陽極に向かってジェットとして放出する電磁ポンプの作用をする。陰極ジェットが陽極に衝突することにより, 淀み層が陽極の前面に形成され, 強い free-burning arc は良く知られた図-17に示すようなベル状の形となる。本節では, このモデルの解析について取扱う。次のような仮定を採用する。

- i) LTE が成立する。
 - ii) 定常, 軸対称, 流れは層流である。
 - iii) アークは光学的に薄い。
 - iv) 重力と, 粘性による熱の逸散は無視できる。
- すると, アークは次式によって記述される。

連続の式

$$\frac{\partial}{\partial z}(\rho u) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(\rho v r) = 0 \quad (49)$$

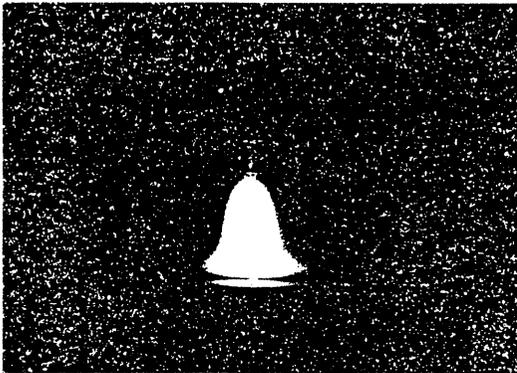


図-17 ベル形をした自由アルゴンアーク

軸方向の運動量保存式

$$\begin{aligned} \rho u \frac{\partial u}{\partial z} + \rho v \frac{\partial u}{\partial r} = -\frac{\partial p}{\partial z} + 2 \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial z} \right) \\ + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\mu r \frac{\partial u}{\partial r} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\mu r \frac{\partial v}{\partial z} \right) + j_r B_\theta \quad (50) \end{aligned}$$

半径方向の運動量保存式

$$\begin{aligned} \rho u \frac{\partial v}{\partial z} + \rho v \frac{\partial v}{\partial r} = -\frac{\partial p}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu \frac{\partial v}{\partial z} \right) \\ + \frac{2}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\mu r \frac{\partial v}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial r} \right) \\ - \frac{2\mu v}{r^2} - j_z B_\theta \quad (51) \end{aligned}$$

ここで、 p は圧力、 μ は粘性係数、 j_r と j_z は半径方向と軸方向の電流密度、 B_θ は自己誘導磁場を表す。この自己誘導磁場は軸方向電流密度 j_z を用いて次式のように与えられる。

$$B_\theta = \frac{\mu_0}{r} \int_0^r j_z \xi d\xi \quad (52)$$

ただし、 μ_0 は真空中での透磁率である。電流の連続の式は

$$\frac{\partial j_z}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r j_r) = 0 \quad (53)$$

あるいは

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(\sigma \frac{\partial \phi}{\partial z} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\sigma r \frac{\partial \phi}{\partial r} \right) = 0 \quad (54)$$

ただし、 σ は電気伝導率、 ϕ は電圧。

エネルギー式

$$\begin{aligned} \rho u \frac{\partial h}{\partial z} + \rho v \frac{\partial h}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{k}{c_p} \frac{\partial h}{\partial z} \right) \\ + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{kr}{c_p} \frac{\partial h}{\partial r} \right) + \frac{j_z^2 + j_r^2}{\sigma} \end{aligned}$$

$$+ \frac{5}{2} \frac{k_B}{e} \left(j_z \frac{1}{c_p} \frac{\partial h}{\partial z} + j_r \frac{1}{c_p} \frac{\partial h}{\partial r} \right) - S_R \quad (55)$$

ただし、 k は熱伝導率、 S_R は光学的に薄い放射項、 k_B は Boltzmann 定数、 e は電荷である。 h はエンタルピーを表す。

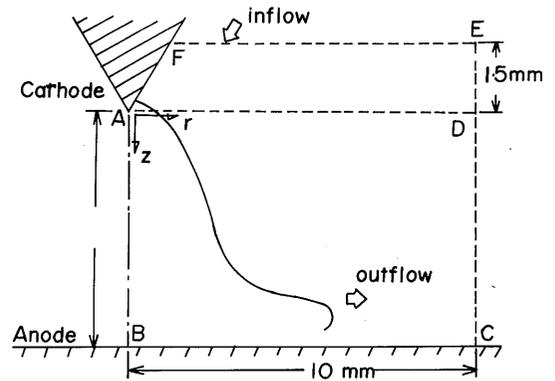


図-18 アークの形と計算領域

図-18のようなくさび型の陰極と平面状の陽極の系を考える。この場合の境界条件は次式のようになる。

$$\frac{\partial u}{\partial r} = v = \frac{\partial h}{\partial r} = \frac{\partial \phi}{\partial r} = 0 \quad \text{at } AB \ (r=0) \quad (56)$$

$$\left. \begin{aligned} u = v = 0 \\ h = h_{exp} \\ \phi = const \end{aligned} \right\} \quad \text{at } BC \ (\text{陽極面上}) \quad (57)$$

ただし、 h_{exp} は実験から求めた値を示す。

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial r} = \frac{\partial \phi}{\partial r} = 0 \\ \frac{\partial v}{\partial r} = c \\ h = h_0 \ (1000K) \end{aligned} \right\} \quad \begin{aligned} &\text{at } EC \\ &(\text{プラズマ軸心}) \\ &\text{より十分な遠方点} \end{aligned} \quad (58)$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial(\rho u)}{\partial r} = v = 0 \\ h = h_0 \ (1000K) \end{aligned} \right\} \quad \text{at } EF \ (\text{流入点}) \quad (59)$$

$$\left. \begin{aligned} u = v = 0 \\ h = h_1 \ (3000K) \end{aligned} \right\} \quad \begin{aligned} &\text{at } FA \\ &(\text{陰極くさび上}) \end{aligned} \quad (60)$$

$$j = j_{\text{given}} \quad \text{at } DA \quad (61)$$

(陰極 先端)

式(61)における j_{given} は

$$j(r) = J_{\text{max}} \exp(-br^n) \quad (62)$$

なる形を用いることが出来る。定数 b は

$$I = 2\pi \int_0^{\infty} j(r) r dr \quad (63)$$

によって、加えた電流に等しいと云う条件より決定される。また、 $J_{\text{max}} = 1.2 \times 10^8 \text{ A/m}^2$, $n = 1$ at $p = 1 \text{ atm}$, $n = 1 + p \text{ (atm)}/10$ at $p \geq 2$ の値が用いられる。

LTE の仮定の下では、プラズマ組成は Saha の式 (質量作用則), Dalton の法則と電気的な準中性条件によって決定される。

例えば、 $T < 25,000 \text{ K}$, $P \geq 0.5$ の範囲におけるアルゴンプラズマは一価と二価のイオン (Ar^+ , Ar^{++}) を考えれば十分であり、Saha の式は次のようになる。

$$\frac{n_e n_1}{n_0} = \frac{2z_1}{z_0} \left\{ \frac{2\pi m_e k T}{h^2} \right\}^{3/2} \exp \left\{ \frac{-(E_1 - \Delta E_1)}{k T} \right\} \quad (64)$$

$$\frac{n_e n_2}{n_1} = \frac{2z_2}{z_1} \left\{ \frac{2\pi m_e k T}{h^2} \right\}^{3/2} \exp \left\{ \frac{-(E_2 - \Delta E_2)}{k T} \right\} \quad (65)$$

ただし、 m_e は電子の質量、 h は Plank の定数、 k は Boltzman 定数、 n_e は電子密度、 n_r と z_r は原子 ($r=0$) とイオン ($r>1$) の密度と分配関数である。($E_r - \Delta E_r$) は r 価イオンの低下イオンポテンシャルである。Coulomb 相互作用によるイオン化ポテンシャルの低下は次式にて与えられる。

$$\Delta E_r = r e^2 / 4\pi \epsilon_0 \lambda_D \quad (66)$$

ϵ_0 は誘電率、Debye 長 λ_D は

$$\lambda_D = [\epsilon_0 k T / e^2 (n_e + \sum_r n_r)]^{1/2} \quad (67)$$

Dalton の法則は

$$p = (n_e + \sum_r n_r) k T \quad (68)$$

また、電気的な準中性条件は

$$n_e = \sum_r m_r \quad (69)$$

となる。式(64)~(69)よりプラズマの4種類の成分は温度と圧力の関数によって決定できる。

(44)

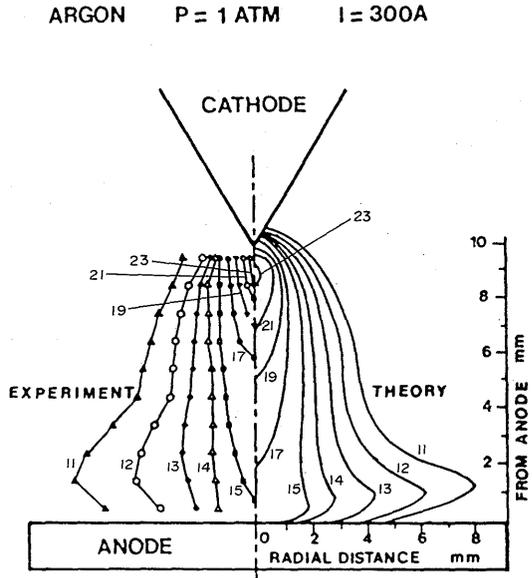


図-19 Ar アークの計算と実測値との比較

図-19は 1 atm 下、電流300A の場合の A_r アークの理論と実測値との比較を示す。高温領域になるに従って両者の差は拡大していることがわかる。

3.2 解析上の問題点

まず、第一に物性値の問題がある。プラズマは温度や密度に対して物性値が激しく変化するので、そのデータをどうするか、式にどのように与えるかが問題となる。熱プラズマは大部分の領域で熱平衡状態と考えられるので、温度だけの関数である熱平衡物性値を用いればよいが、それでも熱伝導率は電離によって急速に上昇するし、粘性係数は減少するなど、温度に対して著しく変化する。これら輸送係数は計算、または実測によって求められている。²⁷⁾

計算による場合は、個々の粒子を追う simple kinetic theory と分布関数の変化から求める rigorous kinetic theory²⁸⁾²⁹⁾ とがある。前者は簡単だが精度的に問題がある。後者は精度は高いが複雑な計算を要する。図-20~26に A_r プラズマの輸送係数のデータ²⁵⁾²⁷⁾³⁰⁾ をかかげる。

第二に、境界条件と初期条件の与え方の問題がある。境界条件としては、プラズマジェットが大気圧中に噴出する場合はプラズマジェットから十分離れた位置での状態を与えればよいし、プラズマ流が管内など閉じた系を流れるときは壁面での状態を与えればよい。初期条件としては、プラズマジェットの噴出口での状態

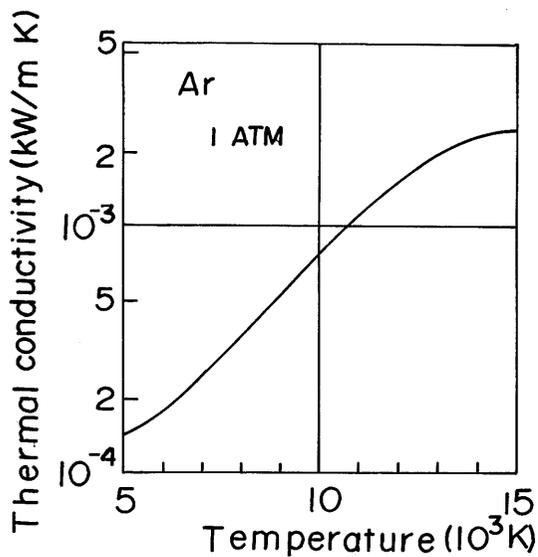


図-20 Ar プラズマの熱伝導率

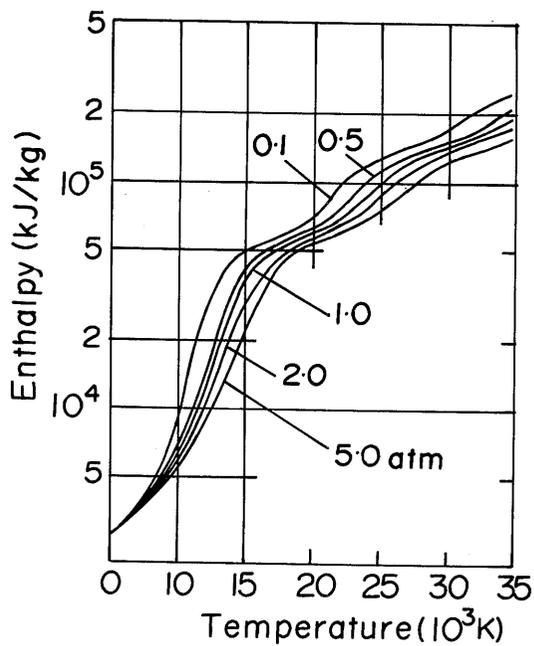


図-22 Ar プラズマのエンタルピー

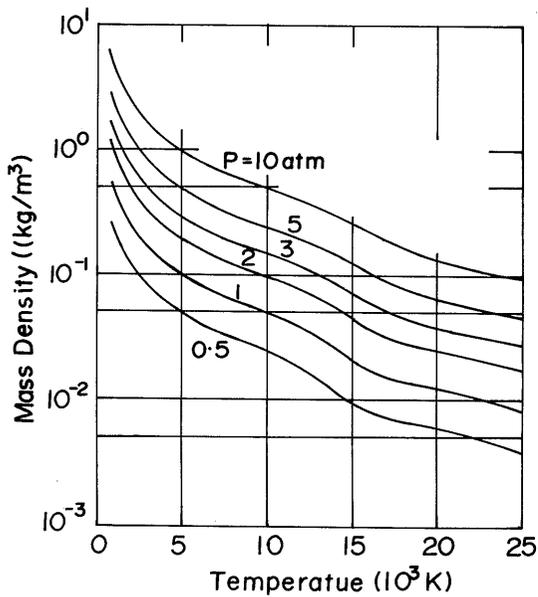


図-21 Ar プラズマの質量密度

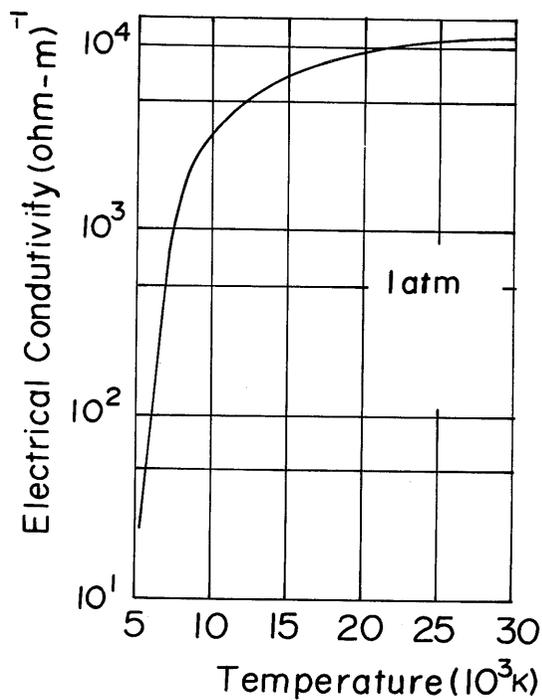


図-23 Ar プラズマの電気伝導率

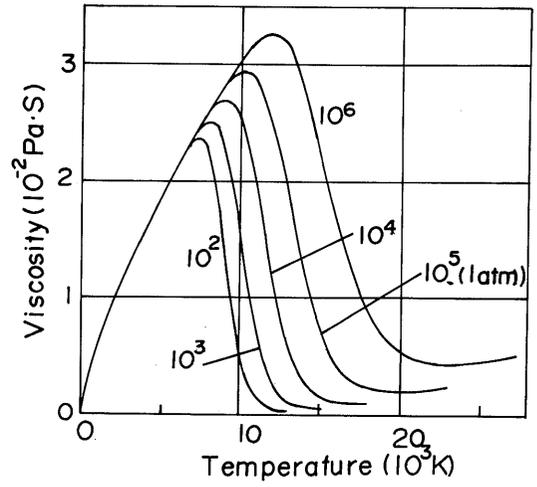
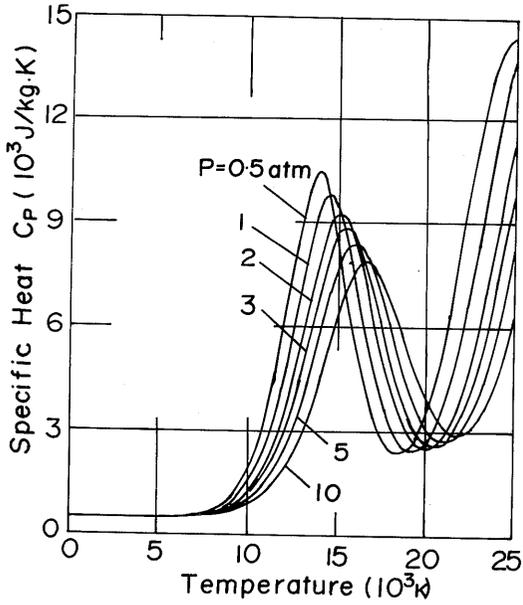


図-25 Ar プラズマの粘性係数

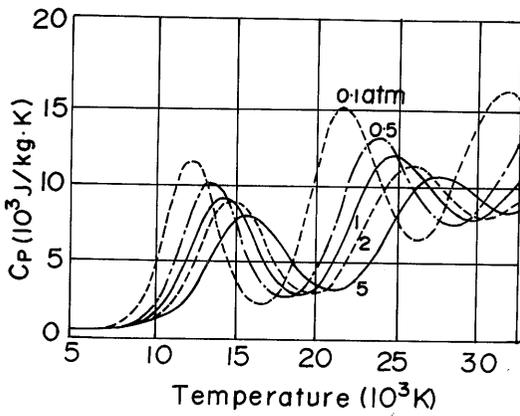


図-24 Ar プラズマの比熱

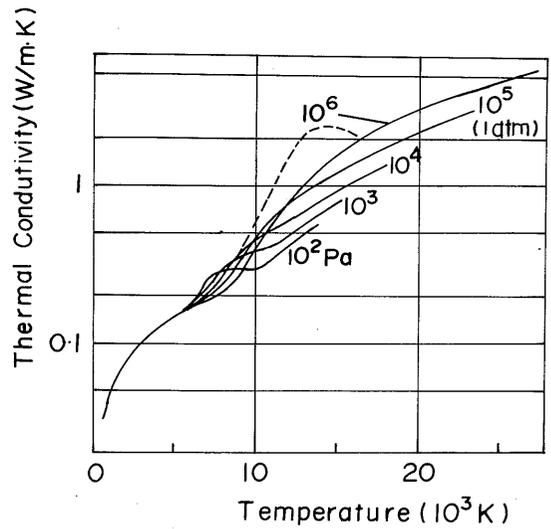


図-26 Ar プラズマの熱伝導率

が測定などで分っている場合はそれを与えればよいが、未知の場合はアーク放電の放電電力を発生部のエネルギー量として与えることになる。ただし、後者の場合はアーク放電の発生機構、電極への熱移動、放電電流の流れ方など不確定要素があり、単に放電電力だけを与えた解析は精度的に問題があろう。

第三に、非平衡の問題がある。壁付近や他のガスとの境界領域では熱平衡状態が一般に成立しないことがわかっているし、化学反応をさせる場合は当然非平衡状態になる。この場を解くには、電離・再結合反応や化学反応の反応速度を速度論的に求め、それを成分の保存式の生成項に用いておこなう。また、流体の各保存式に必要な物性値としては、温度だけでなく組成の関数でもある非平衡物性値を使用する必要がある。

第四に、乱流の問題がある。プラズマ流量を大きくしたり、交流電磁場をあたえるとプラズマが乱流化する。乱流状態になると、一般に輸送量が大きくなるが、その大きさは乱流強度に依存し、扱いはむずかしい。

4. 粒子を混入したプラズマジェット場

プラズマジェット中に粒子を混入した場合の粒子の挙動については、種々の仮定に基づいた理論的アプローチやレーザーなどを用いた実験的方法により次第に明らかになりつつある。^{21) 31) 32)}

4.1 単一粒子のトラジェクトリー

注入した粒子がプラズマ場を乱さないとすれば、プラズマジェットの軸方向における粒子の運動方程式は、Basset-Boussinesq-Oseen 方程式によって与えられる。³³⁾

$$\begin{aligned} \frac{d(M_p u_p)}{dt} = & -\frac{\pi}{8} D_p^2 \rho_{g,e} C_D |u_p - u_g| \\ & \times (u_p - u_g) \\ & - (1.5\pi^{1/2} D_p^2) \int_0^t (\mu_{g,av} \rho_{g,av})^{1/2} \\ & \times \left\{ \frac{d}{dt'} (u_p - u_g) \right\} (t - t')^{-1/2} dt' \end{aligned} \quad (70)$$

ただし、 M ：質量、 u ：軸方向流速、 D_p ：粒径、 C_D ：非等温条件での修正抗力係数、 μ ：粘性、 ρ ：密度、である。一方、サフィックス p は粒子を、 g はプラズマガスを、 e は粒子を囲む境界層の端での値を、 av は平均の film 温度における値を意味する。右辺の第1項は粒子に動く抗力であり、第2項は Basset の履歴項 (Basset history term) と呼ばれるもので粒子をとりまく境界層の時間依存特性を表わす。この項は、境界層の緩和時間 ($\cong 1\text{ms}$) と粒子のプラズマ中に滞留する

時間とがほぼ同一のオーダーの場合に必要となる。

式(70)にて与えられる修正抗力係数 C_D' は Lewis と Gauvin³⁴⁾ によって次のように求められている。

$$C_D' = C_{D,av} \left(\frac{\nu_{g,av}}{\nu_{g,e}} \right)^{0.15} \quad (71)$$

ここで、 ν_g はプラズマガスの動粘性係数、サフィックス av は境界層中の平均温度における値を表すものとする。等温の場合の $C_{D,av}$ は Re 数の範囲によって次のように与えられる。

$$\begin{aligned} Re < 0.2; C_{D,av} = 24/Re \dots \dots \text{Stokes 解} \\ 0.2 \leq Re < 2.0; C_{D,av} = (1 + 3 Re/16) \\ & \times (24/Re) \dots \dots \text{Oseen 解} \\ 2.0 \leq Re < 21; C_{D,av} = (1 + 0.11 Re^{0.81}) \\ & \times (24/Re) \dots \dots \text{Beard \& Pruppacher 解} \\ 21 \leq Re < 200; C_{D,av} = (1 + 0.189 Re^{0.632}) \\ & \times (24/Re) \dots \dots \text{Beard \& Pruppacher 解} \end{aligned}$$

作動ガスとして A_r を使い、アーク電流 700A、電圧 30V、ガス流量 786.6cc/s、ノズル径 12.7mm、ノズル出口の流速と温度は 223m/s、10⁴K の場合、直径 150 μm の Al 球形粒子と、75 μm の Ni 球形粒子のジェット軸中心上に沿っての速度変動の計算結果を図-27³³⁾ に示す。

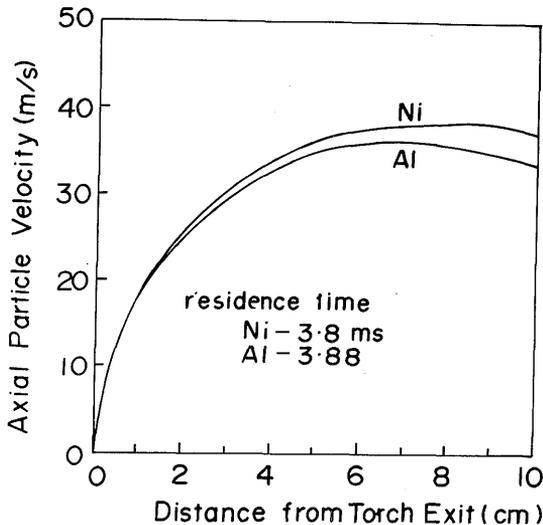


図-27 ジェット軸心に沿う粒子速度の計算値

図-28は、 A_r ガスを使い、流量 $2.7 \times 10^{-6} \text{m}^3/\text{s}$ 、電圧 30V、電流 650A、ノズル径 12mm の場合、種々の径のガラス球をノズル内に挿入し、ノズル出口より下流 178mm の点にてピトー管により速度を測定した結果を示す。図中の実線は Basset の履歴項を考慮した場合としな

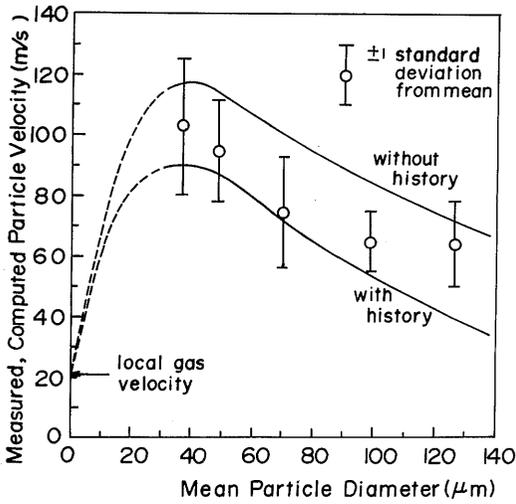


図-28 粒子径に対する軸方向粒子速度の測定, 計算値

い場合の計算値である。³⁴⁾

これまでの議論は大気圧以上の下でのプラズマ場に関するものであったが, 低圧下でのプラズマの応用が最近注目を浴びるようになった。³⁵⁾ 図-29に減圧雰囲気の下で, プラズマジェットがどのように変化するかを示す。大気圧下に比較するとジェットの長さが大きくなることわかる。40~80Torrの低圧下において, プラズマジェットの速度は $M_a = 2 \sim 3$ にも達する。このような圧力下では注入粒子への熱, あるいは運動量伝達に関しては, 非連続性の効果が無視できなくなる。粒子-プラズマガス間の相互作用に及ぼす非連続性と圧縮性の効果は Knudsen 数 (Kn) によって特徴づけられる。理想気体に対しては, M_a 数, R_e 数と比熱比 γ によって次式のように与えられる。

$$K_n = (\pi\gamma/2)^{1/2} (M_a/R_e) \quad (72)$$

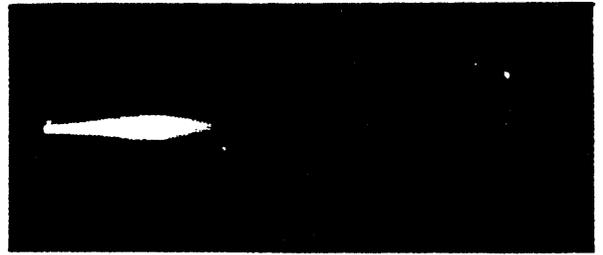
$K_n < 10^{-3}$ の領域ではガス流れを連続体流れとして扱えなくなり, 非連続性の効果を考慮する必要がある。³⁶⁾ 表5に異なる流れの領域の二種類の分類法をかかげる。 K_n 数が大きい非連続流れの領域を含めた範囲において, 次の様な抗力係数 $C_{D,NC}$ が提案されている。

$$C_{D,NC} = C_{D,C} + (0.98 + 0.55f) K_{n\infty}^{1/2} - (0.152 + 0.3f) K_{n\infty} \quad (73)$$

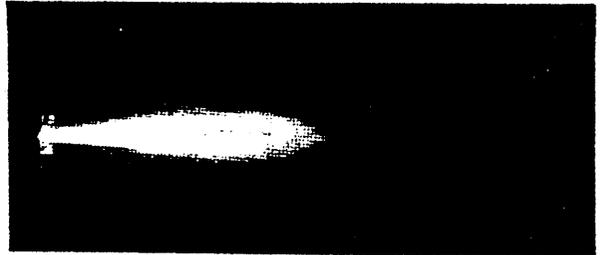
for $3.3 \times 10^{-1} > K_{n\infty} > 3.3 \times 10^{-4}$

但し,

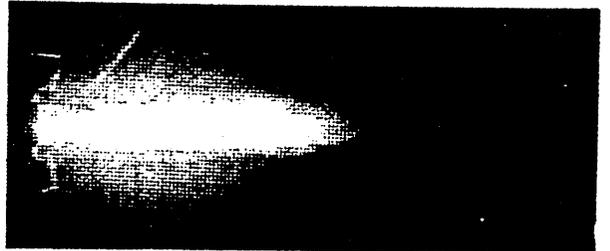
$$C_{D,C} = 0.9 + (0.24/M_a) - 0.04 \quad (48)$$



a) 760 Torr (Ar)



b) 200 Torr (Ar)



c) 50 Torr (Ar)

図-29 減圧雰囲気下でのプラズマジェットの外觀

$$f = 3.2(6.7\phi)^{0.15/(0.45+\phi)}$$

$$\phi = x^2/M_a^3$$

$$x = (T_p/T_{g\infty})^{1/2}$$

サフィックス ∞ は自由流れ条件での値を, p は粒子, g はガスを表わす。

また,

$$C_{D,NC} = C_{D,sm} - 0.93(g/K_{n\infty}) + 0.06(g^2/K_{n\infty}^2) \quad (74)$$

for $3.3 > K_{n\infty} > 3.3 \times 10^{-1}$

但し,

$$C_{D,sm} = \{ (2 - a_n) + a_t + (\frac{2}{3})(2\pi/\gamma)^{1/2}(x/M_a) \}$$

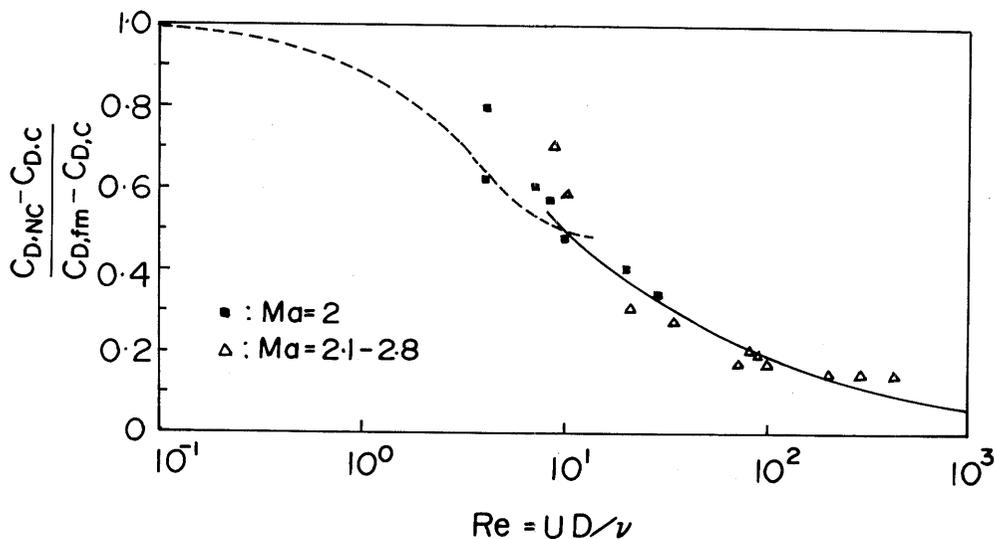


図-30 $T_P/T_\infty \approx 1$ の場合の超音速流れの抗力係数

$$\times (\frac{1}{2}) \{2 + [1 + 1/M_a^2]^{1/2}\} [1 + 1/M_a^2]$$

$$g = 0.96 + 0.0165(M_a/x)$$

a_n, a_t : 定数

図-30 は超高速流れの場合の抗力係数の実験と計算との比較を示す。図中の実線は式(73)により、点線は式(74)に基づいて計算したものである。

式(70)にて与えられた粒子のトランジェクトリーは一次元モデルであり、プラズマ中の粒子の挙動を基礎的に解明するには十分であろう。しかし、アークの安定化のために作動ガスに旋回流を与えている等により、プラズマジェットは三次元的様相を呈する。したがって、粒子の挙動を正確に把握するには三次元の解析が必要となる。

注入粒子の径が 30μ 以下になると、Bassetの履歴項が無視できると言われており、これに等温条件の仮定を加えて、粒子の三次元 Trajectory が検討された³⁷⁾。プラズマ-粒子系の場合を図31のような円筒座標(r, θ, z)にて記述し、各座標方向の流速成分を(v, w, u)にて表わすと粒子の運動方程式は次式にて与えられる。

軸方向の運動方程式

$$\frac{du_p}{dt} = \frac{\rho_g}{\rho_p} \frac{du_g}{dt} - 3C_D \rho_g (u_p - u_g) \times |u_p - u_g| / (4D_p \rho_p) + g(1 - \frac{\rho_g}{\rho_p}), \quad (75)$$

半径方向の運動方程式

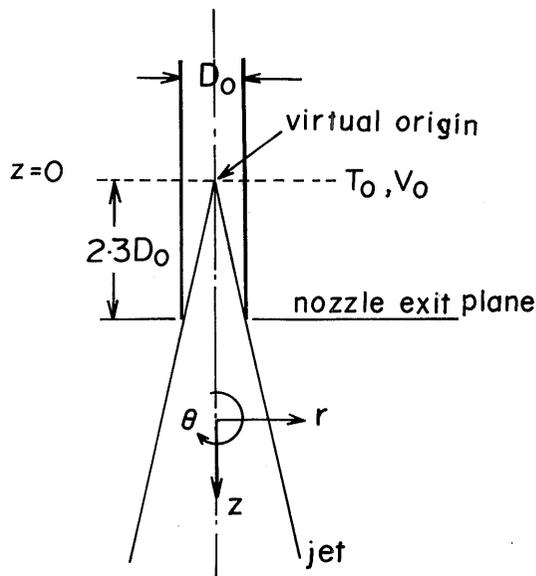


図-31 プラズマジェットの座標系

$$\frac{dv_p}{dt} = \frac{\rho_g}{\rho_p} \frac{dv_g}{dt} - 3C_D \rho_g (v_p - v_g) \times |v_p - v_g| / (4D_p \rho_p) + \left[1 - \frac{\rho_f}{\rho_p} \frac{v_g^2}{w_p^2}\right] \frac{w_p^2}{(D_{p12})} + \sqrt{v_g K} (w_p - w_g) 81 \rho_g / (2D_p \rho_p) \quad (76)$$

周方向の運動方程式

$$\begin{aligned} \frac{dw_p}{dt} &= \frac{\rho_g}{\rho_p} \frac{dw_g}{dt} - 3C_D \rho_g (w_p - w_g) \\ &\times |w_p - w_g| / (4D_p \rho_p) - \left[1 - \frac{\rho_g}{\rho_p} \frac{w_g^2}{w_p v_p} \right] \\ &\times \frac{w_p v_p}{(D_p/2)} \end{aligned} \quad (77)$$

ここで、 K は流速の Curl で

$$K = 1.4 u_g \left(\frac{r}{r_s^2} \right), \quad r_s: \text{ジェット束の半径の} \frac{1}{2}$$

4.2 単一粒子の加熱及び粒子内の温度

石炭のガス化や産業廃棄物の分解、または溶射などにおいてはプラズマ中に固体、あるいは液体粒子を注入する過程が存在する。当然プラズマ流と注入粒子との相互作用が重要な問題となってくる。本節では注入粒子が単一の球形を有する固体の場合を取り扱うことにする。

(1) 熱伝達係数 最も簡単なモデルとして、球形粒子の周囲の温度境界層は熱平衡であると同時に球対称状態であると仮定し、プラズマ流から粒子への熱伝達は、この境界層のプラズマガスの熱伝導のみによると仮定³⁸⁾³⁹⁾すると、

$$N_u = 2 \quad (78)$$

となるまたプラズマ流からの熱伝達が対流、ふく射、Mass Convection によって行われると仮定⁴⁰⁾されるが、後の二種類の伝熱量は最初の量に比較して無視できる。対流熱伝達係数 α_p は、

$$\begin{aligned} N_u &= \frac{\alpha_p D_p}{\lambda_g} = (2.0 + 0.6 R_e^{1/2} P_r^{1/3}) \\ &\times \left[(\rho_\infty \eta_\infty) / (\rho_s \eta_s) \right]^{0.6} \end{aligned} \quad (79)$$

ただし、 D_p は粒径、 λ_g はプラズマガスの熱伝導率、 ρ_∞ と η_∞ はプラズマ主流の密度と粘性係数、 ρ_s と η_s は粒子表面でのプラズマの密度と粘性係数である。

最後の〔 〕内の項はプラズマの影響による補正係数である。これは、次のような形³³⁾も提案されている。

$$\left(\frac{\nu_{g,av}}{\nu_{g,e}} \right)^{0.15} \quad (80)$$

ただし、 $\nu_{g,av}$ は境界層のプラズマの平均動粘性係数、 $\nu_{g,e}$ は粒子の周囲の境界層端での動粘性係数である。

プラズマガスの圧力が低くなると分子の平均自由行程が増加する。この結果、衝突によるエネルギー授受の回数が減り、プラズマから粒子への熱伝達が著しく減少する。これは Knudsen 効果と呼ばれ、次式のように

にもまた Knudsen 数 Kn が定義される。

$$Kn = \lambda / L \quad (81)$$

ただし、 L は粒子の代表径、 λ は分子の平均自由行程である。 Kn 流れは表-5のような領域に分類される。当然、すべり流れの領域ではガスと粒子との間には温度ジャンプが考えられる。

図-32⁴¹⁾は Kn 効果を無視した場合の LTE を仮定して A_r -プラズマの圧力を 0.01~10.0 気圧に変えて、初期温度 1000K の粒子への熱流束を計算したものである。圧力に著しい変化があっても、 Kn 効果を無視すると熱流束の変化は非常に小さく、特に 7000K 以下では圧力の変化は熱流束にほとんど影響を及ぼさない。

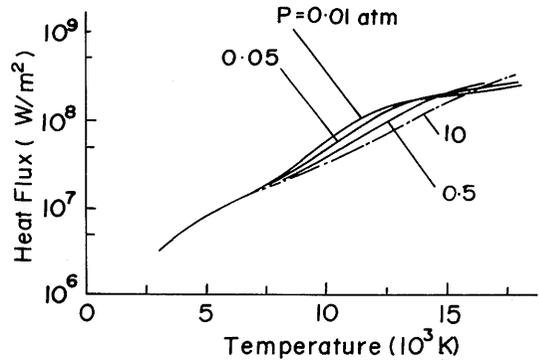


図-32 Kn 効果無しの場合の直径 100μ 粒子への熱流束

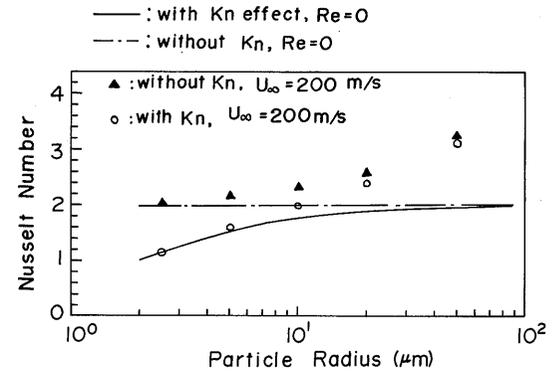


図-33 Kn 効果の熱伝達に及ぼす影響

図-33⁴²⁾は対流熱伝達過程を無視できるとして k_n 効果の N_u 数

$$N_u = qD / (S - S_s) \tag{82}$$

に及ぼす影響を示したものである。ただし、 q は熱流束、 S と S_s は次式にて定義されるような主流と粒子表面での熱伝導ポテンシャルである。

$$S = \int_{T_r}^T k \, dT \quad T_r: \text{参照 (初期) 温度} \tag{83}$$

K_n 効果無しの場合の熱伝達は純粋の熱伝導のみによる場合であり、 K_n 数が熱伝達に本質的な役割を果たしていることは図よりわかる。

(ロ) 固相状態での粒子の温度上昇

粒子温度がその材料の融点以下の場合、粒子に接しているプラズマ温度 T_g が一様であるとするれば、粒子の温度変化は次式によって表される。

$$\rho(T) C_p(T) \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left[\lambda(T) r^2 \frac{\partial T}{\partial r} \right] \tag{84}$$

ただし、 ρ は密度、 C_p は比熱、 λ は熱伝導率である。初期条件は

$$T(r, 0) = T_0 \tag{85}$$

粒子中心での対称条件は

$$\partial T(r=0, t) / \partial r = 0 \tag{86}$$

粒子表面での境界条件は次式にて与えられる。

$$\lambda(T) \left[\frac{\partial T}{\partial r} \right] = \alpha_p [T_g - T] \tag{87}$$

4.3 単一粒子の融解, 気化

粒子の表面温度がその材料の融点 T_m を超えると、表面に流体のフィルムが形成され、内部の固相粒子への熱伝達はこの流体膜を通して行なわれる。最初に粒子表面に生じた液相-固相境界は、時間が経つにつれて内部に進行する。両相の境界の半径を $r_m(t)$ とすれば、境界面 $r_m(t)$ 上にて次の条件が成立する。

$$\begin{aligned} \lambda(T) \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=r_{m-0}} \\ - \lambda(T) \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=r_{m+0}} \\ = L_f \rho(T_m) \frac{dr_m}{dt} \end{aligned} \quad \text{at } r=r_m(t) \tag{88}$$

$$T \Big|_{r_{m+0}} = T \Big|_{r_{m-0}} = T_m \quad \text{at } r=r_m \tag{89}$$

ただし、 L_f は融解の潜熱である。溶融領域内で対流が生じないとすれば、粒子表面上では(88)式が成立する。

粒子がさらにプラズマによって過熱されると、やがて粒子の表面温度は、その材料の気化温度 T_e に達し、粒子の表面から気化が生ずる。その結果、粒径 D が時間と共に減少する。粒子の外半径を $r_e(t)$ 、 $[r_e(t=0) =$

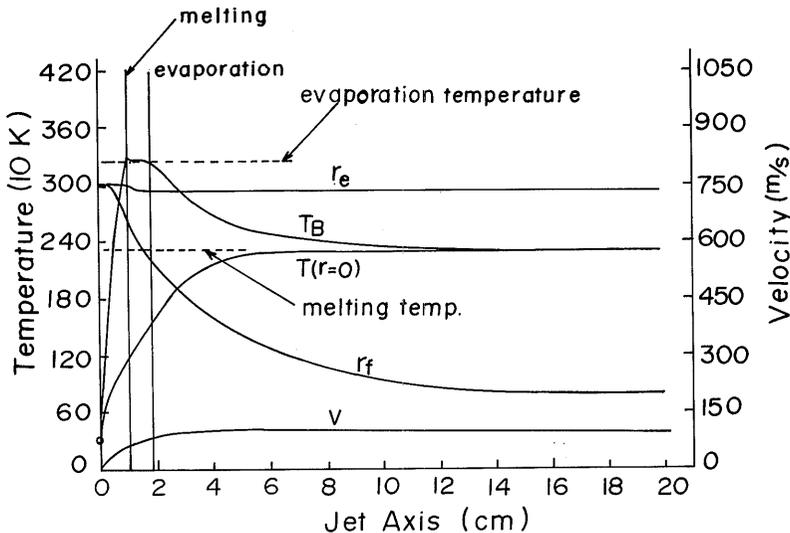


図-34 Al_2O_3 粒子の溶解, 気化過程

$D/2$) とすれば、粒子表面上の条件は次式にて与えられる。

$$\lambda(T) \frac{\partial T}{\partial r} = \alpha_p [T_g - T] + L_e \rho(T) \frac{dr_e}{dt} \quad \text{at } r=r_e \quad (90)$$

ただし、 L_e は気化の潜熱であり、 L_e が右辺第1項に比較して無視できるとすれば式(90)は式(87)と同一になる。

ここで、取り扱った現象は熱伝導論における Stefan 問題に相当し、相境界の時間移動を考慮した鉄粒子のプラズマ中での温度上昇、融解気化の問題が Yoshida & Akashi⁽²⁾によって詳しく検討されている。

図-34は、初速10m/sに100 μ 直径の Al_2O_3 を50V, 500A, $A_r + H_2$ ガス (2.6Nm³/h+0.4Nm³/h) のプラズマ場に注入した場合の融融過程を示したものである。vは粒子速度、 $T(r=0)$ は粒子中心における温度、 r_p は固相の半径、 T_B は粒子の境界上の温度、 r_e は粒子の液相の半径を表わす。

4.4 解析上の問題点

プラズマ中を飛行する単一粒子の対流熱伝達による熱の移動量は、粒子まわりの境界層方程式を解いて、粒子表面上の温度分布を求めることにより得られる³⁸⁾が、アークプラズマの場合はこの境界層方程式が物性値変化や、電離・再結合反応の影響を加味したものとなり、解くことが困難となる。特に、イオンと電子が拡散によって比較的低温の低い粒子表面上にまで運ばれ、そこで再結合してエネルギーを放出(両極性放散)する過程は、問題を一層困難化している。また、厳密には粒子の前淀み点近傍では、他に比較して熱移動量が大きく、表面温度が高くなるなど球対称の温度分布にならないので、一般的には三次元的に求める必要がある。

粒子の温度が、その材料の融点を越えると液相になる。相が変化すると、一般に物性値が変わるのでそれを考慮する必要がある。さらに、相変化後液体になると、プラズマ流からの力によって液体部が変形することもあり、また液体内に対流伝熱がおこり得ることも考えられるので、この点の検討する課題が残る。

粒子物質が気化すると、相変化現象に加えて粒子からガスが吹き出すので粒子への伝熱量の減少がおこる。これは、吹き出したガスがプラズマ温度になるためにプラズマから粒子へ移動する熱を吸収してしまうこと、ガスの吹き出しによって温度境界層の厚さが増加することが原因である。その量を計算するには、吹き出し効果を示すブローイング・パラメータを用いて計

算を行う必要がある。

5. 多量粒子のプラズマジェット場への注入

前章の議論では、粒子の注入はプラズマ場を乱さないとして仮定した。しかし、粒子の量が増加すればプラズマ場の温度低下や流動パターンの変化を招く。前章の議論において、単一粒子へのエネルギー移動量が計算できるから、これに注入した粒子の量を乗じれば、プラズマから粒子への全エネルギー移動量が求まり、プラズマ流の温度降下が計算できる。しかし、粒径の非均一性や、粒子の速度も同一とはならず、統計的な処理が一般に必要となる。プラズマ場を用いて二硫化モリブデンの熱分解に対して Boulos⁽⁴³⁾は多粒子注入モデルを提案した。図-35の(a)の様な粒径と速度の確率分布を有する粒子が、ノズル出口より下流のx cmにおける粒径の確率分布は(b)の様に計算される。

多粒子モデルの統計的処理については未知の部分が多く、実験的検証も含めてこれからの研究課題であると思われる。

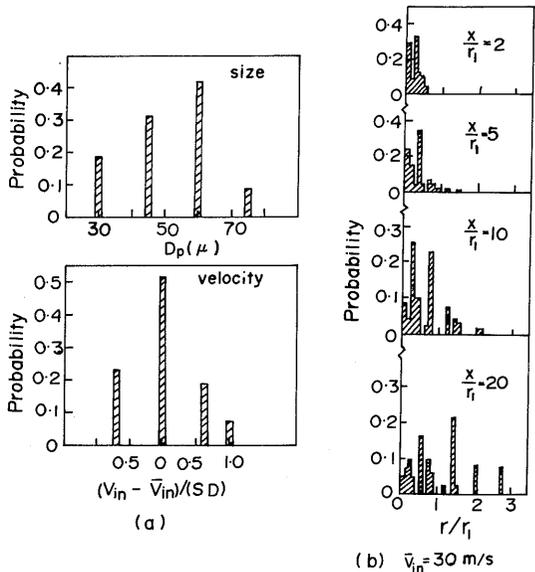


図-35 粒径と速度の分布を持つ粒子群のジェット下流中の分布

6. あとがき

本報告は、昭和59年度科学技術庁振興調整費研究「アークによる超高温の発生・計測・利用技術に関する調査」の報告書を基礎に、昭和60年度から実施されている「超高温の発生・計測・利用技術に関する研究」のうち、船研担当の研究テーマに沿って大巾に加筆したものである。

本報告は二つの目的があり、一つには「超高温プロジェクト」として実施中の超高温プラズマ場の温度、速度、圧力等の状態量の計測技術の開発をアシストし、プラズマ場を明らかにすることである。他方には、超高温プラズマ場を用いた新材料等の創製のために、原料粉体（超微粒子等）とプラズマ場との相互作用、特にプラズマ流から粒子への伝熱が重要であり、これらの現象を明らかにするための基礎資料を得ることにある。特にプラズマ場～粒子系の解析モデルを、本報告を基に確立する目的で、現在研究を進めつつある。これが完成すれば、プラズマ溶射によるセラミックス被膜の創製等に重要な知見を与えることができると思われる。

本報告を記すにあたって、神沢淳教授（東京工大）に多大の御指導、御教授をいただき、また前述のワーキング・グループの委員の諸兄（委員は「アークによる超高温の発生・計測・利用技術に関する調査、その1：アークプラズマ発生技術」に記載）には多くの御助言をいただいた。ここに感謝いたします。1-3の「素反応過程による非平衡場」は植田至宏氏（三菱電機）の執筆によるものであり、感謝します。

本プロジェクトの遂行にあたり、神尾（溶接工作部）、塚田（機関開発部）両部長に種々の御配慮をいただいた。ここに感謝します。

7. 参考文献

- 1) C. W. Kimblin, "Anode phenomena in vacuum and atmospheric pressure arc", IEEE Trans., Plasma Sci., PS-2 (1974), 310-319
- 2) 牛尾誠夫, "アーク放電の陰極領域の現象", 高温学会誌, Vol. 8, No.1 (1982), 14-23
- 3) 安藤弘平, 長谷川光男, 溶接アーク現象, 産業図書 (1962)
- 4) 赤崎正則 et al., プラズマ工学の基礎, 産業図書 (1984)
- 5) D. R. Boldman et al., "Electrode configurations for a wind-tunnel heater incorporating the magnetically spun electric arc", NASA, TN D-1222 (1962)
- 6) 牧野光男 et al., "石炭ガス化用回転アークプラズマ装置の試作とその特性の検討", 公害資源研究所報告, 12-2 (1982), 1
- 7) A. von Engel: Ionized Gases, Oxford, 2nd Edt. (1965)
- 8) 王河 元: 放電 (実験物理学講座19), 共立出版 (1975)
- 9) 神沢 淳 et al., "アルゴンイオン再結合反応", 旭硝子工業技術奨励会研究報告, 25 (1974), 183
- 10) 植田, 村井, 電学誌, Vol. 101, (1981), 862,
- 11) International Conf. on Phenomena in Ionized Gases (ICPIG)
- 12) T. Tachibana et al., J. Phys D, Vol. 17 (1984)
- 13) 安藤弘平, 長谷部光雄 「溶接アーク現象」産報出版
- 14) 神沢 淳, "プラズマと電位差のある固体壁への熱伝達", 日本機械学論文集, 33巻, 255号 (昭42), 1847-1852
- 15) 神沢 淳, "プラズマ伝熱" 機械の研究, Vol. 27, No.12 (1975), 1451-1457
- 16) 木村逸郎, "プラズマ流における熱及び物質熱伝達", 日本機械学会誌, 72巻, 602号 (昭44), 411
- 17) 蓮井 淳 「溶射工学」養賢堂, P. 20
- 18) 西口公之, "アーク・プラズマへの供給エネルギー", 溶接学会誌, Vol. 35, No. 3 (1966), 215-224
- 19) J. Mckelliget et al., "Temperature & velocity fields in a gas stream exiting a plasma torch: A mathematical model & its experimental verification", Plasma Chemistry & Plasma Processing, Vol. 2, No. 3 (1982), 317-332
- 20) A. Vardelle et al., "Measurements of the plasma & condensed particles parameters in a DC plasma jet", IEEE Trans. on Plasma Sci., Vol. PS-8, No. 4 (1980), 417-424
- 21) D. Apelian, et al., "Melting & solidification in plasma spray deposition-Phenomenological Review", Int. Metals Review, Vol. 28, No. 5 (1983), 271-294
- 22) M. I. Boulos, "Flow & temperature fields in the fire-ball of an inductively coupled plasma", IEEE Trans, on Plasma Sciences, Vol. PS-4, No. 1 (1976), 28-39
- 23) J. Mostaghimi, P. Proulx & M. I. Boulos, "Par-

- ametric study of the flow & temperature fields in an inductively coupled r. f. plasma torch", *Plasma Chemistry & Plasma Processing*, Vol. 4, No. 3 (1984), 199-217
- 24) 本多, 神沢, "アルゴンガス中に噴出させたアルゴンプラズマジェットのかずれ", *化学工学論文集*, Vol. 2, No. 5 (1976), 466-470
- 25) 神沢, "管内熱プラズマ流", *高温学会誌*, Vol. 11, No. 1 (1985), 11-17
- 25) K. C. Hsu, K. Etemadi & E. Pfender, "Study of the free-burning high-intensity argon arc", *J. Appl. Phys.*, Vol. 54, No. 3 (1983), 1293-1301
- 26) K. C. Hsu & E. Pfender, "Modeling of a freeburning, high-intensity arc at elevated pressures", *Plasma chemistry & Plasma Processing*, Vol. 4, No. 3 (1984), 219-234
- 27) 神沢 淳, "熱プラズマ一般", *プラズマ化学セミナー* (昭和59-6), 58-74, 日本工業新聞社
- 28) 本多卓也, 神沢淳, "アルゴンプラズマの熱平衡物性値の推算", *化学工業論文集*, Vol. 2, No. 2 (1976), 182-187
- 29) H. Wilhelmi, W. Lyhs and E. Pfender, "Calculation of the thermodynamic and transport properties of a typical arc furnace plasma", *Plasma Chemistry & Plasma Processing*, Vol. 4, No. 4 (1984), 315-323
- 30) E. R. G. Eckert & E. Pfender, "Advances in Plasma Heat Transfer", in *Advances in Heat Transfer*, Vol. 4 (1967), Academic Press
- 31) M. I. Boulos, "Modeling of plasma processing", *Materials Research Society Symposia Proceedings*, Vol. 30, *Plasma Processing & Synthesis of Materials*, Edt. by J. Szekeley & D. Apelian (1984), 53-60, North-Holland
- 32) A. Vardelle, M. Vardelle & P. Fauchais, "Influence of velocity of aluminum particles on the properties of plasma sprayed coating", *Plasma Processing & Plasma Chemistry*, Vol. 2, No. 3 (1983), 255-291
- 33) N. El-Kaddah, J. Mckelliget & J. Szekeley, "Heat transfer & fluid flow in plasma spraying", *Metallurgical Trans. B*, Vol. 15B (1984), 59-70
- 34) J. A. Lewis & W. H. Gauvin, "Motion of particles entrained in a plasma jet", *AIChE J.*, Vol. 9, No. 5 (1973), 982-990
- 35) 朝日直達, 児島慶与, "減圧雰囲気プラズマ溶射の応用", *高温学会誌*, Vol. 10 (1984), 250-256
- 36) D. Apelian, D. Wei & M. Paliwal, "Particle-Plasma Interactions During Low Pressure Plasma Deposition", *Thin Solid Films*, Vol. 118 (1984), 395-407
- 37) D. Bhattacharyya & W. H. Gauvin, "Modeling of Heterogeneous Systems in a plasma Jet Reactor", *AIChE J.*, Vol. 21, No. 5 (1975), 879-885
- 38) L. Pawlowskii, "Optimisation of arc plasma spraying parameters", *Surfacing J.*, Vol. 11, No. 3 (1980), 8-12
- 38) E. Boudin & P. Fauchais, "Transient heat conduction under plasma condition", *Int. J. Heat Trans.*, Vol. 26, No. 4 (1983), 507-582
- 40) J. K. Fiszdon, "Melting of powder grains in a plasma flame", *Int. J. Heat & Mass Trans.*, Vol. 22 (1979), 749-761
- 41) Xi Chen & E. Pfender, "Effect of pressure on heat transfer to a particle exposed a thermal plasma", *J. Eng. Gas Turbines & Power*. Vol. 107, (1985), 147-151
- 42) Xi Chen & E. Pfender, "Behavior of small particles in a thermal plasma flow" *Plasma Chemistry & Plasma Processing*, Vol. 3, No. 3 (1983), 351-366
- 42) T. Yoshida & K. Akashi, "Particle heating in a radio-frequency plasma torch", *J. Appl. Phys.*, Vol. 48 No. 6 (1977), 2252-2260
- 43) M. I. Boulos & W. H. Gauvin, "Powder Processing in a Plasma Jet: A Proposed Model", *The Canadian J. of Chemical Engineering*, Vol. 52 (1974), 355-363