

ISSN 0389-4010
UDC 532.52

航空宇宙技術研究所報告

TECHNICAL REPORT OF NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

TR-692

気液同軸型噴射要素による噴霧流の実験及び解析(1)

八 柳 信 之

1982年1月

航空宇宙技術研究所
NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

目 次

1. 序	1
2. 実験	2
2.1 実験装置および実験方法	2
2.2 気相速度の測定	6
2.2.1 プロブによる測定値に対する補正	6
2.2.2 気相速度測定結果	10
気相速度分布	12
気相速度分布の半値幅による整理	12
中心軸上における気相速度の軸方向変化	12
気相速度半値幅の軸方向変化	15
2.3 液滴流束の測定	16
2.3.1 微粒化特性	16
2.3.2 プロブによる液滴流束測定値に対する検討	16
2.3.3 液滴流束測定結果	19
液滴流束分布	19
液滴流束の半値幅による整理	19
中心軸上における液滴流束の軸方向変化	21
液滴流束半値幅の軸方向変化	25
2.3.4 気相温度分布測定値	27
3. 計算モデル	27
主 領 域	28
微粒化領域	32
遷移領域	35
4. 計算結果と実験値の比較	37
4.1 気相の単相噴流の場合	37
4.2 気液二相噴霧流の場合	38
1) 気相速度	38
2) 噴霧流の広がり	40
3) 液滴流束	41
4) 微粒化量	42
5) 液滴速度	43
6) 気相温度, 組成および分子量	43
4.3 噴霧流の気液混合特性	44
5. 考 察	47
6. 結 論	50
記号説明	51
参考文献	52

気液同軸型噴射要素による噴霧流の実験及び解析(1)*

八 柳 信 之**

An Experimental and Analytical Study on Spray Flow Field by Liquid/Gas Coaxial Injector Elements (1)

Nobuyuki YATSUYANAGI

ABSTRACT

The concentric-tube injector element has been used extensively in liquid-gas injectors, such as liquid oxygen-hydrogen rocket injectors. To predict the combustion performance and heat flux distribution along a combustion chamber with a coaxial injector, a good understanding of the spray flow field as it concerns the atomization rate of the liquid jet by the high velocity gas flow and the mixing process of liquid droplets with the gas flow, is of critical importance.

In this report the spray flow field formed by flush-face concentric-tube injector elements was extensively investigated by non-reactive cold liquid-gas flow test. And also an analytical model was derived to predict the spray flow field, including the local atomization rate of the liquid jet, the gas-phase velocity decay, liquid mass flux dispersion and the local liquid-droplets to gas mixing efficiencies.

By this study it was shown that the ratio of the half-width of the liquid phase mass flux to that of the gas phase velocity is the critical factor in controlling the mixing efficiencies of the spray flow field; in addition, this critical factor is related to the ratio of the gas to liquid injection velocity.

1. 序

液体酸素・水素ロケットの燃焼器においては同軸型(coaxial)噴射エレメントを組合わせた噴射器が用いられることが多い。すなわち噴口中心部から液体酸素が噴射され、これを囲むように外周部から高速の水素が噴射される。気液間の複雑な相互作用により微粒化が行われ、霧化された液滴群は気流の乱れに乗じて外周部へ拡散して行く。このような液体ロケットの燃焼や噴霧燃焼一般においては霧化され

たものの結果としての(1)液滴粒径分布、のみならずその結果に至るまでの過程、すなわち(2)微粒化率(atomization rate)、および微粒化後の気液間の混合を支配する(3)噴霧流の構造、について充分に明らかにしておく必要がある。これらの問題の中で(1)に関してはこれまで数多くの研究がなされ、十分に種々の場合に適用出来るものである。しかしながら(2)に関する研究は同軸型噴射器に関してはほとんどなされていない。例えば著者の知る唯一のDickerson⁽¹⁾の理論的扱いは、Mayer⁽²⁾が導びいた気液境界面に成長する波面の振幅と形成される液滴径との関係を拡張して噴霧の生成速度を算出したものであるが、

* 昭和56年10月19日受付

** 角田支所

理論的扱いに不明確な部分がある。(3)に関しては比較的液滴空間密度の低い場合 (dilute spray) か、平均粒径の小さい場合 (数 μm ~ 30 μm 程度) の噴霧流に関するものとして Goldschmidt⁽³⁾, Longwell⁽⁴⁾, Hetsroni⁽⁵⁾, Shearer⁽⁶⁾ らの研究があり、また静止空間中へ液体のみを噴射した場合の噴霧流を扱ったものに伊藤⁽⁷⁾, Newman⁽⁸⁾ らの研究がある。また液体ロケットの噴射器開発のために、きわめて液滴空間密度の高い気液噴霧流の混合効率を実験的に調べたものには Rocketdyne グループ⁽⁹⁾ のものがある。古典的な Abramovich⁽¹⁰⁾ の著書においては気液間の相対速度を無視して、気液混合の均一流体として取扱っている。Goldschmidt, Shearer においても気液間の相対速度は零であり、液滴の平均粒径も小さい場合である。Longwell についてはダクト内の一様気流中での液噴口からの液滴の拡散について扱ったものである。また Hetsroni では液噴射流量の気体噴射流量への割合 (体積流量比) が 10^{-6} 程度のきわめて希薄な、しかも液滴平均粒径が 13 μm と非常に小さな場合である。これらはここで問題にしている液体ロケットの噴射器の場合とは条件がきわめてかけはなれている。一方、伊藤, Newman らの場合は噴射流体は液体だけの一流体であるが、噴流にともなう随伴気流が存在すること、Newman においては液化 CO_2 を高温雰囲気中へ噴射した場合で、

蒸発をともなう場合であるから、本質的には気液二相噴霧流の問題である。液滴の空間密度の程度から言えば本研究で問題にする噴霧流はこちらに近いと言える。また Rocketdyne グループの実験においては個々の噴射器に対する混合度の測定にとどまり、系統的な実験値及び解析は発表されていない。

本報告の主眼は(3)の気液二相噴霧流の構造においたものであるが、問題を単純化するため気液間に熱および物質の移動を伴わない場合に限った。しかも全ての噴霧流の第一段階と見なされる、静止大気中への噴霧流の問題に限った。

まず実験により流れ場の特性について測定し、実験で得られた一般則と解析上の適当な仮定を用いて、流れ場を支配する方程式を立て、これを出来るだけ単純化し容易に解が得られるようにした。

2. 実験

2.1 実験装置および実験方法

静止大気中、気液同軸型噴射器によって形成される噴霧流を観察することを目的とした実験装置の系統図を図 1 に示す。噴霧流体は水と常温窒素ガス (以下 GN_2 と記す) である。噴射エレメント④に供給される水 (約 20°C) はランタンク①から調圧器②により調圧された N_2 ガスによって加圧、圧送され流量調節弁③、遮断弁を経て噴射エレメントへ至る。

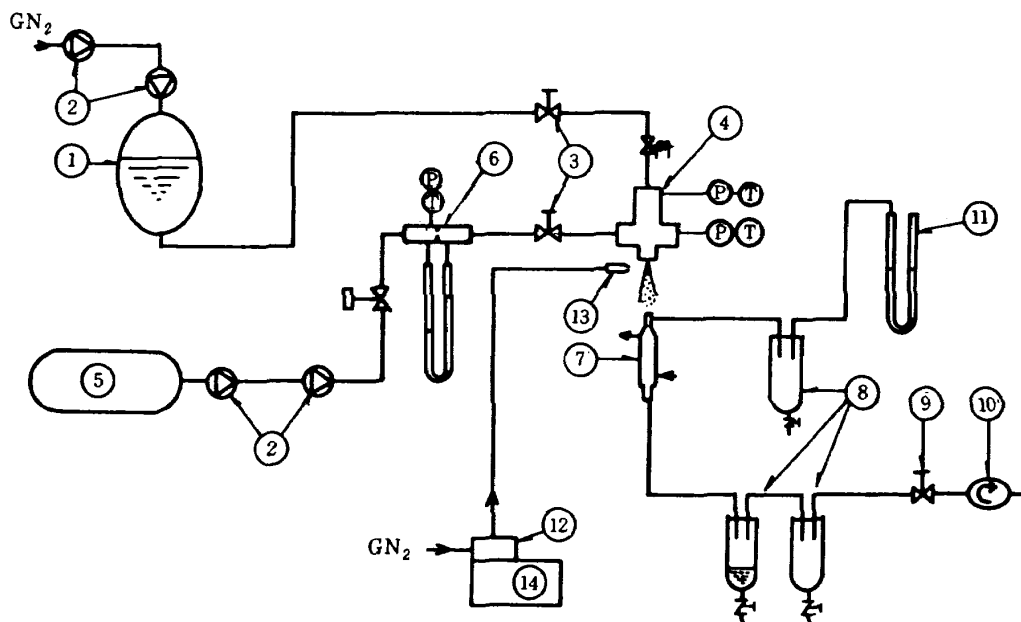


図 1 噴射要素実験装置系統図

一方GN₂は高圧ポンプ⑤から調圧器②を通り、オリフイス流量計⑥、流量調節弁③を経て噴射エレメントへ供給される。試験に用いた噴射エレメントは中心部から水が噴射され、これを囲むように外周部からGN₂が噴射されるいわゆる同軸型である。気液の同軸度を保つため水側噴口の外周に三枚の案内板が付いており、工作寸法精度±0.05mmでガス側噴口板に挿入されている。試験に用いた水側噴口径は1.0mmφ、1.6mmφ、1.82mmφ、2.2mmφの4種類で、外径3mmφのノズルに穿孔されている。GN₂噴口は6mmφの大きさで、従ってGN₂は1.5mm幅の環状噴口から噴射される。また噴射ガス流が偏向しないようにガス側噴射器ドームには二方向からGN₂が流入する。噴射エレメントの形状を図2に、各寸法を表1に示す。また噴射器全体を図3に示す。

一方、噴霧流の気相速度分布および液滴流束分布の測定はプローブ⑦を3軸移動台によりトラバースして行う。各位置の測定はバーニヤにより0.05mmまで読み取られる。気相速度はバルブ⑨を閉じ、プローブ入口から x_p mm下流に取付けられた圧力口からマンメーター⑪に導かれた総圧から定めたが、

詳細は2.2.1項で述べる。液滴流束の測定はバルブ⑨の開度を調節することによりプローブ入口での静圧⑩がプローブ外部の圧力と平衡するように排風機⑩により噴霧流を吸引し、気液分離器⑧にトラップされた水量を測定した。これにより噴霧流はプローブの存在による影響を受けることなく捕集されることになる。捕集量に対する検討は2.3.2項で行う。プローブに入る噴霧の有効な噴射時間はN₂ガス・シャッター⑬のゲート開時間間隔を⑭で制御し、この時間間隔をユニバーサルカウンター⑭で測定し

表1 フラッシュ型噴射要素主要寸法

D_t (mm)	1.0	1.6	1.82*	2.2
D_g (mm)	6.0	6.0	6.0	6.0
D_n (mm)	3.0	3.0	3.0	3.0
A_t (mm ²)	0.79	2.01	2.60	3.80
θ_t (°)	—	—	15.0	—
A_g (mm ²)	21.21	21.21	21.21	21.21
A_g/A_t	27.0	10.6	8.2	5.6
L_t/D_t	17.0	10.6	9.3	7.7
L_g/D_g	2.0	2.0	2.0	2.0

* 流出係数考慮

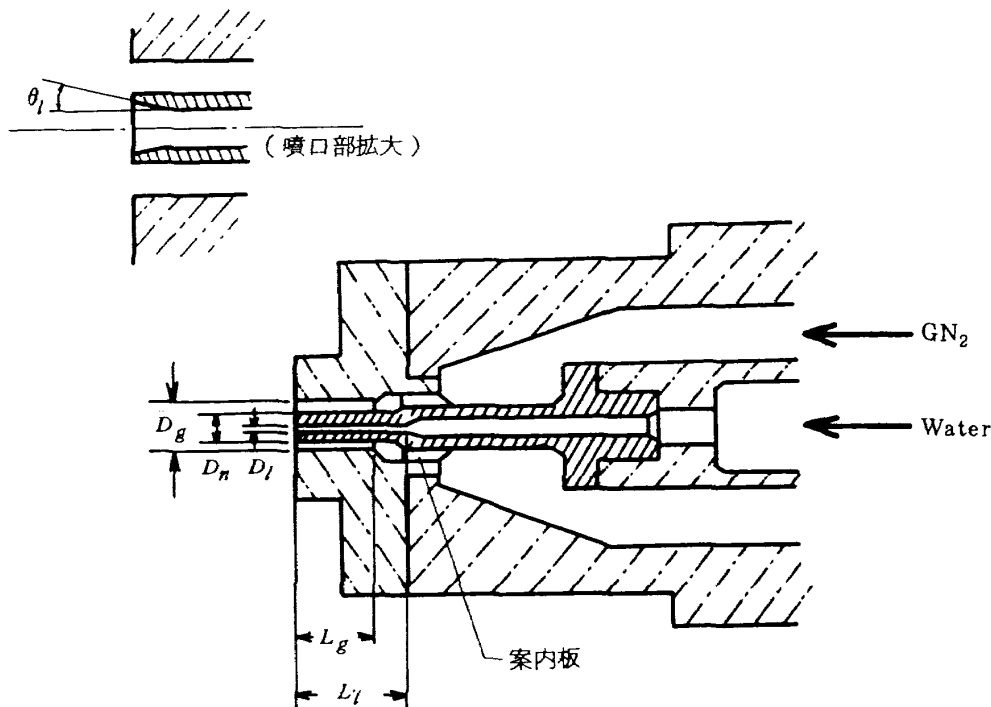


図2 フラッシュ型噴射エレメント形状

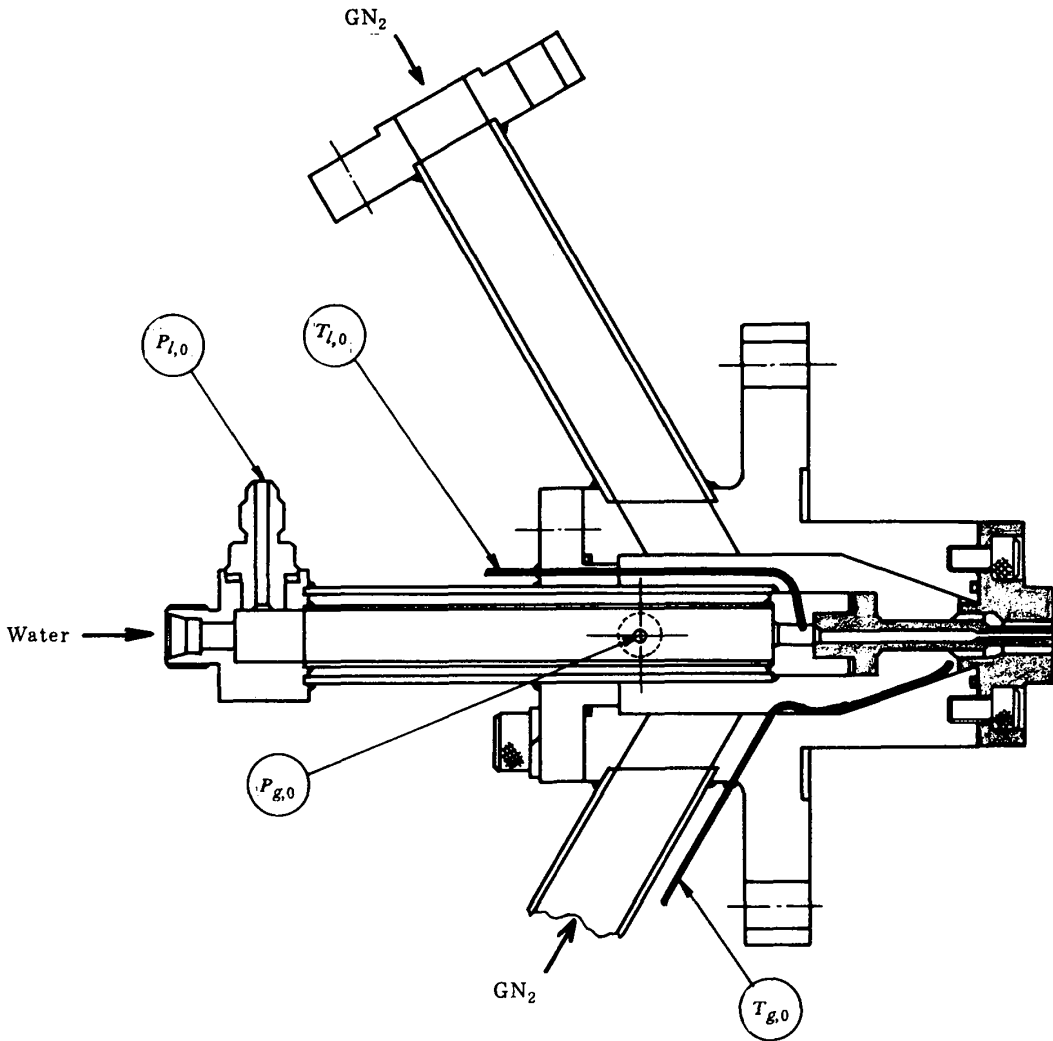


図3 噴射器全体図

有効噴射時間とし、トラップされた水量と噴射時間およびプローブ断面積から各位置での液滴流束を求めた。

使用したプローブの形状、寸法を図4、表2に示す。使用プローブは噴射エレメントからの距離(x)に応じて、おおむね次の3通りとした。 $x = 15 \sim 35$ mmではプローブ内径1.2mm ϕ 、 $x = 50 \sim 70$ mmでは1.6mm ϕ 、 $x = 100 \sim 200$ mmでは3.0mm ϕ である。これは噴射エレメントからの距離が離れるに従い局所液滴流束が小さくなるとともに、分布の半径方向勾配が小さくなって来るから、距離に応じてプローブ直径を大きくしても測定精度に影響を与えず、効率的に液滴流束の測定が行えるためである。

噴射条件の範囲を表3に示す。GN₂ 噴射圧力は2通り、水側噴射圧力は4通りであり、これらの噴

表2 プローブ主要寸法

D_p (mm)	1.2	1.6	3.0	
x_p (mm)	12	16	9	15
x_p/D_p	10	10	3	5

射条件と、表1に示した噴口形状の組合わせが実験範囲である。噴射エレメントの水、GN₂ による流量と噴射圧力の特性を図5、6に示す。噴射流量の測定は水側については各噴射圧力に対する噴射流量をメスシリンダーで、また噴射時間間隔はカウンター⑭で測定して定めた。GN₂ はオリフィス流量計によった。オリフィスは開口比 $m = 0.208$ で流量係数 $\alpha = 0.618$ である。オリフィス差圧は水銀マンロータにより読取った。またオリフィス上流圧力は

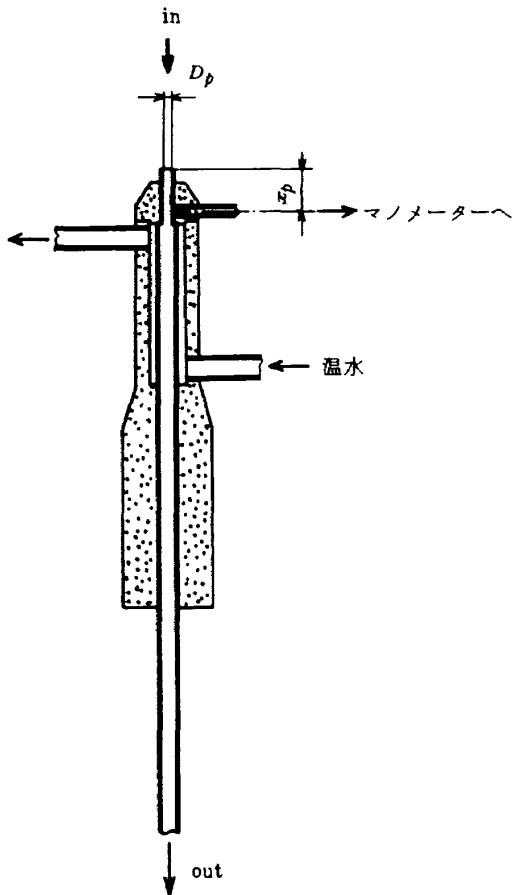


図4 プロブ形状

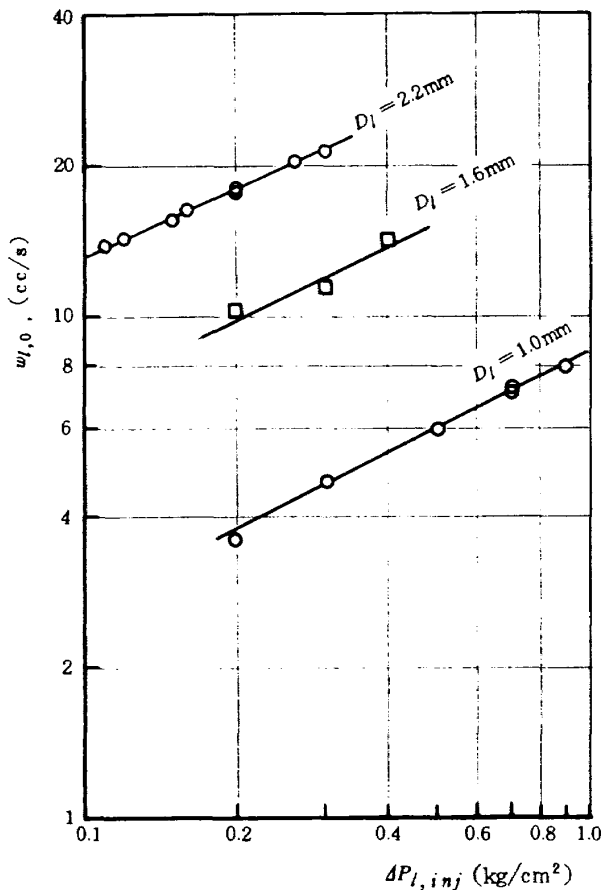


図5 水側噴射差圧と流量の関係

表3 実験条件および表記記号

$D_l = 1.0\text{mm}$	$D_g = 6.0\text{mm}$		
$P_{l, inj}$	$P_{g, inj}$	1.33kg/cm^2	1.87kg/cm^2
1.19kg/cm^2		—	—
1.33kg/cm^2	case-A	○	case-B □
1.73kg/cm^2	case-C	△	case-D ▽

$D_l = 1.6\text{mm}$	$D_g = 6.0\text{mm}$		
$P_{l, inj}$	$P_{g, inj}$	1.33kg/cm^2	1.87kg/cm^2
1.19kg/cm^2	case-H*		case-E ⊙
1.33kg/cm^2	—		case-F ⊠
1.73kg/cm^2	—		—

$D_l = 2.2\text{mm}$	$D_g = 6.0\text{mm}$		
$P_{l, inj}$	$P_{g, inj}$	1.33kg/cm^2	
1.19kg/cm^2	case-G		
1.14kg/cm^2	case-I		

* $\theta_l = 15^\circ$ 付

- $h = 15\text{mm}$ ●
 - 20 ■
 - 25 ▲
 - 35 ▼
 - 50 ○
 - 70 □
 - 100 △
 - 150 ▽
 - 200 ⊙
- } 噴口からの距離に対する統一記号

0.5級精密ブルドン・ゲージ (FS 4kg/cm^2) により, GN_2 温度はクロメル-コンスタンタン熱電対によって測定し, 流体密度を定めた。これらの測定量から GN_2 流量を求めた。噴射流量の実験値と理論値との比から求めた噴射エレメントの流出係数は噴射レイノルズ数に対して図7 (7-1~7-2) のようになる。すなわち, 水側の流出係数 (c_f) は $D_l = 1.0\text{mm}$, 1.6mm の双方に対し約0.78であり, GN_2 側に対し $c_f \approx 0.97$ である。

ここで

$$R_{e,l} = u_{l,0} D_l / \nu_l$$

$$R_{e,g} = u_{g,0} (D_g - D_n) / 2\nu_g$$

である。

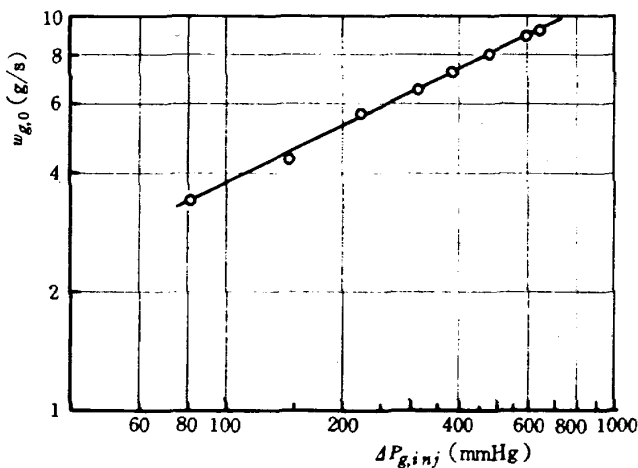


図6 GN₂側噴射差圧と流量の関係

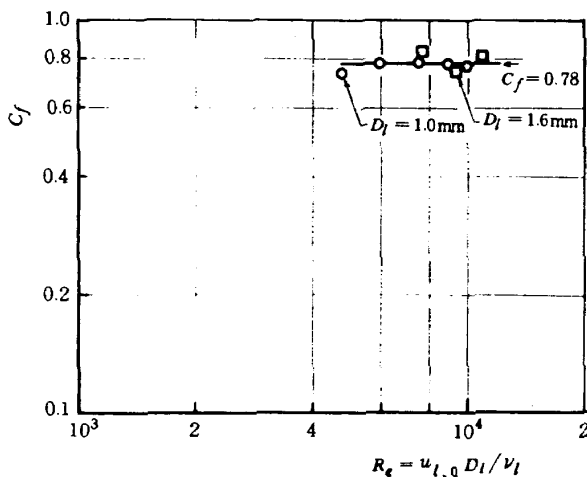


図7-1 噴射レイノルズ数に対する噴口流出係数(水側)

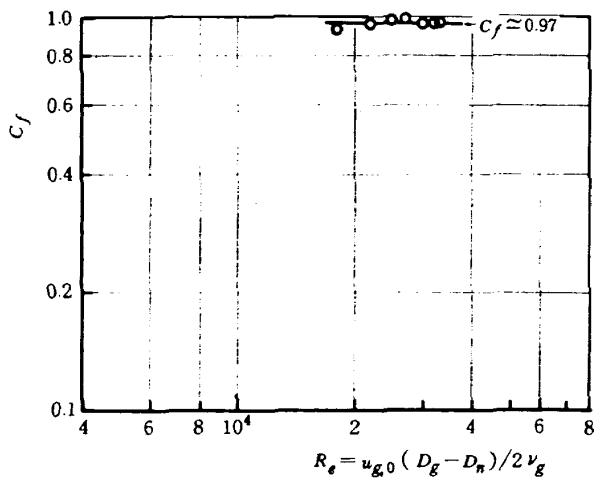


図7-2 噴射レイノルズ数に対する噴口流出係数(GN₂側)

噴射圧力の測定はGN₂側は水銀マノメータにより、水側は0.5級の精密ブルドン・ゲージ(FS 2kg/cm²)によった。噴射器ドーム内のGN₂温度、水温度はクロメル-コンスタンタン熱電対によって測定した。またプローブからの圧力は場合に応じて水、水銀マノメータを使用し、気液分離器にトラップされた水量はビュレットによって測定した。最少読取は0.1 ccである。液滴流束の測定に要する時間は一点につき約30~90秒であり、この間に捕集される水量は数ccから数十ccであるが、この間、水噴射圧力、GN₂噴射圧力および吸引によるプローブ入口静圧のバランスはほぼ一定に保たれた。

2.2 気相速度の測定

2.2.1 プローブによる測定値に対する補正

2.1項で測定された噴霧流の総圧から気相速度を求めるためには次の事がら分らなければならない。

(1) プローブ入口から圧力取出口間で、捕集された液滴群が減速により失なう運動量によって生じる圧力上昇分に相当する速度補正量。

(2) 噴霧流の周囲から系に誘引された空気と噴射GN₂の混合によって生じる気相組成および温度によって定まる局所密度。

ここで(2)については第4章において求める計算値を用いた。(1)についてはDussourd⁽¹⁾らがプローブによる液滴(あるいは固体粒子)を含む気流の速度補正と液滴捕集率について理論的な解析を行っているが、これは液気流量比が小さい場合($W_l/W_g < 0.2$)である。一般には気液の速度、流量比、プローブ内径および液滴の大きさとその流束、さらに、圧力取出口位置のプローブ入口からの距離に依存するものであるから理論による補正は複雑となる。本報告では以下に述べる補正用プローブを用いて噴霧条件の異なる下で補正量を実測し、補正グラフを作成した。用いた補正用プローブを図8に示す。最初にプローブ出口側を閉じて噴霧流中へプローブを立てた場合のプローブ内圧力分布の測定例を図9に示す。すなわちプローブに捕集された液滴群は管内を進むにつれ運動量を失い、その分だけ管内圧力が上昇する。入口に圧力タップを設けることは不可能であるが、プローブ内圧力分布が測定されていれば、

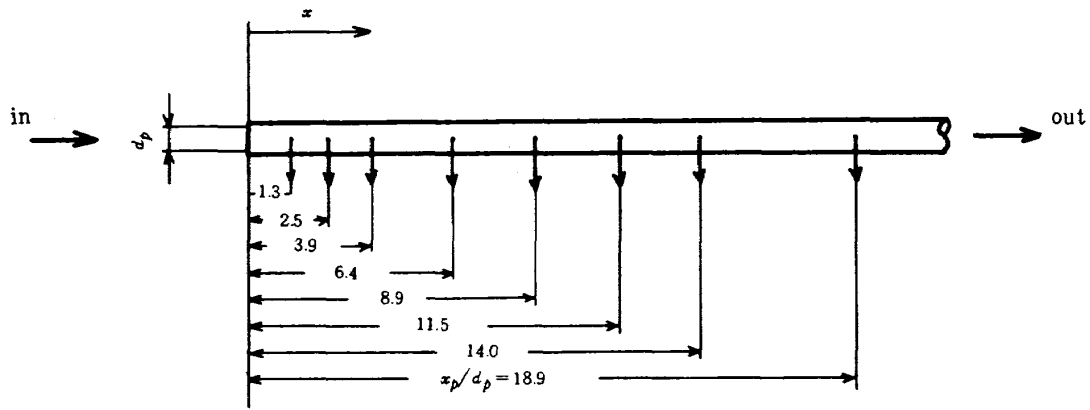


図 8-1 気相速度補正用プローブ (圧力取出口位置), $d_p = 2.4\text{mm}$

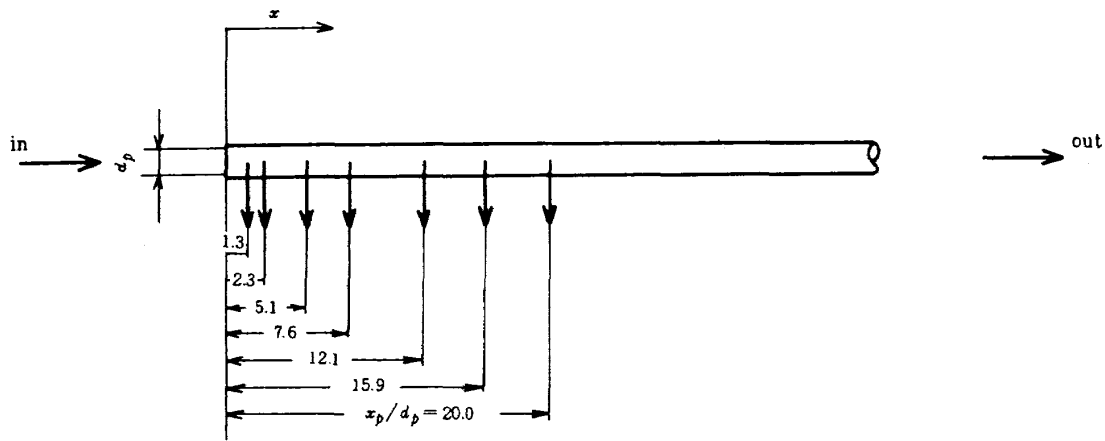


図 8-2 気相速度補正用プローブ (圧力取出口位置), $d_p = 3.0\text{mm}$

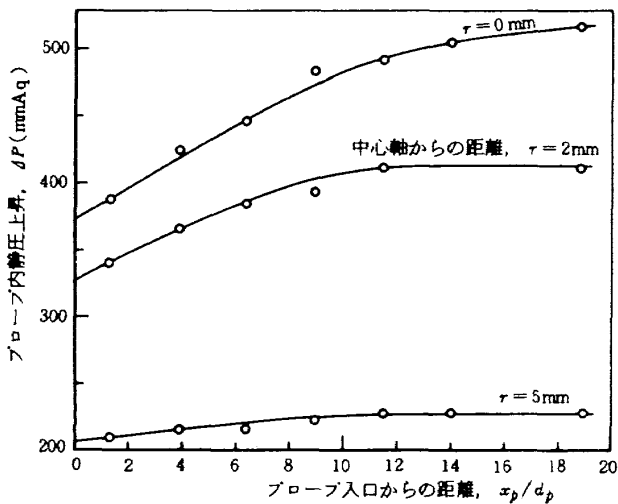


図 9-1 補正用プローブ内長手方向圧力分布 (CASE A), $h = 50\text{mm}$

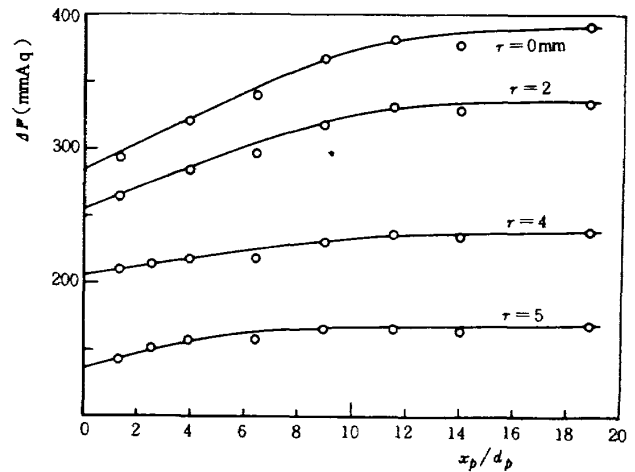


図 9-2 補正用プローブ内長手方向圧力分布 (CASE A), $h = 60\text{mm}$

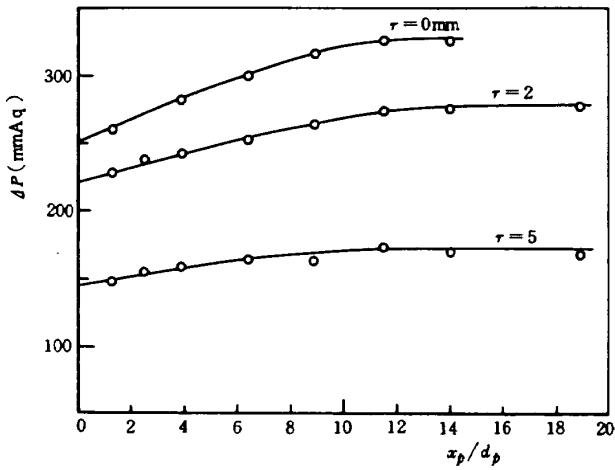


図 9-3 補正用プローブ内長手方向圧力分布 (CASE A), $h=70\text{mm}$

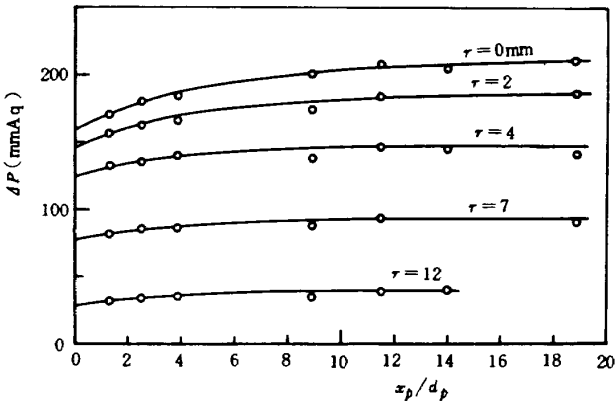


図 9-4 補正用プローブ内長手方向圧力分布 (CASE A), $h=100\text{mm}$

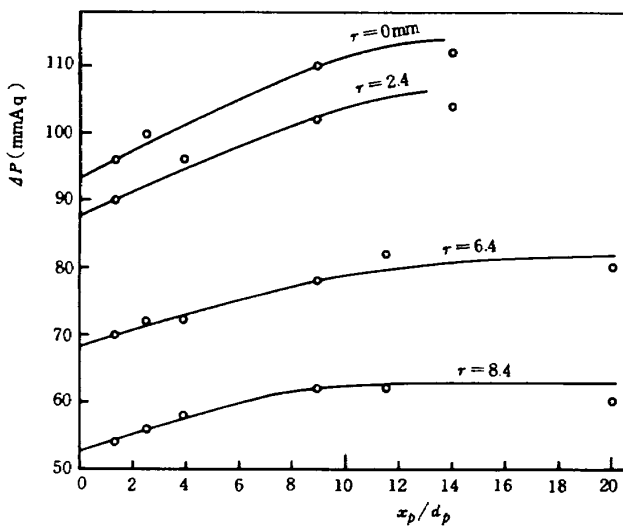


図 9-5 補正用プローブ内長手方向圧力分布 (CASE A), $h=150\text{mm}$

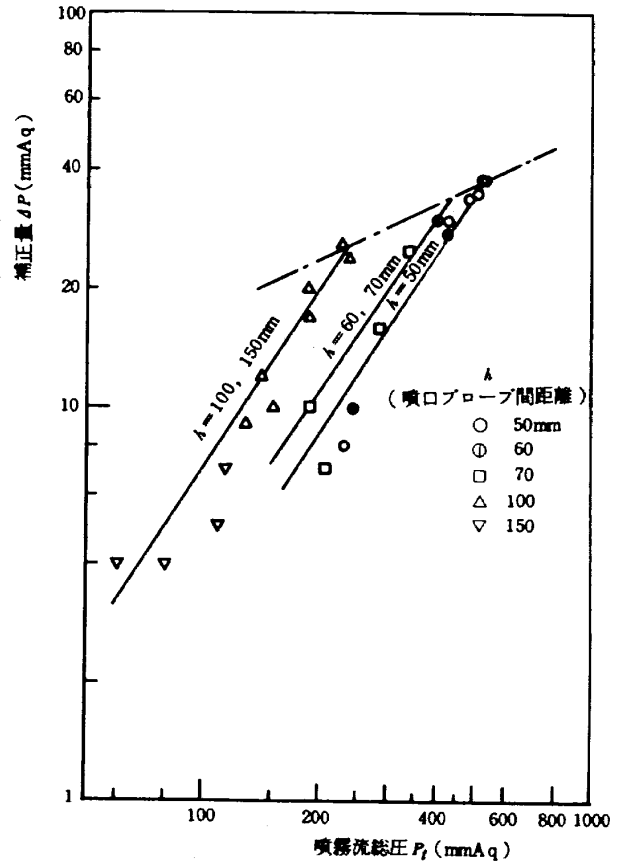


図 10-1 プローブによる気相速度測定量に対する補正量 (CASE A), プローブ圧力取出口位置 $x_p/d_p=3$

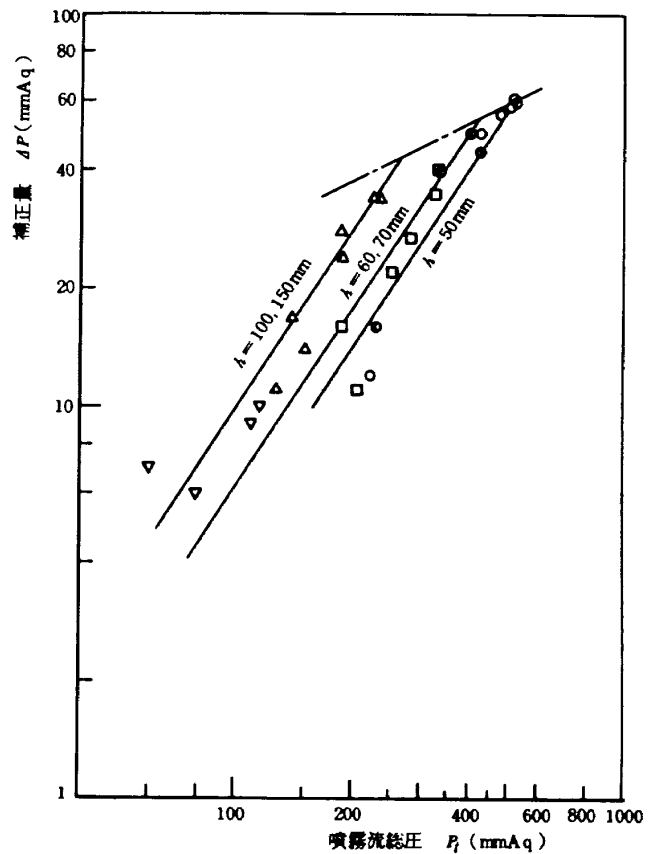


図 10-2 プローブによる気相速度測定量に対する補正量 (CASE A), $x_p/d_p=5$

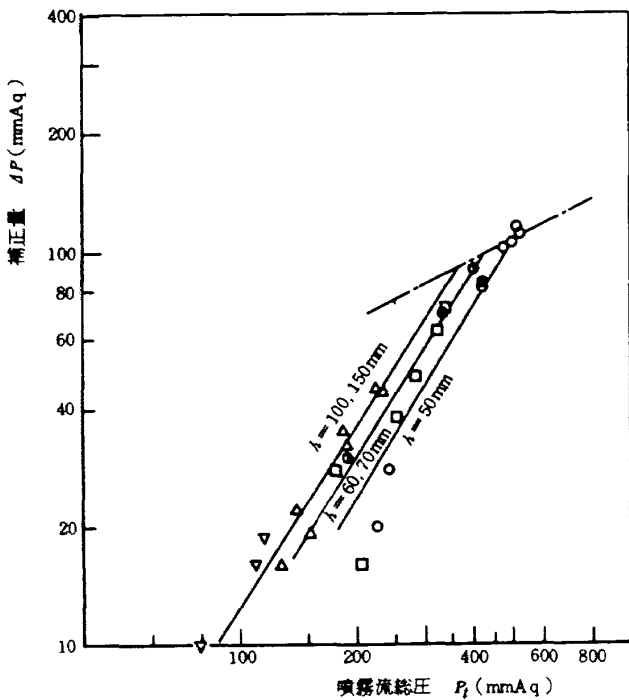


図 10-3 プローブによる気相速度測定量に対する補正量 (CASE A), $x_p/d_p=10$

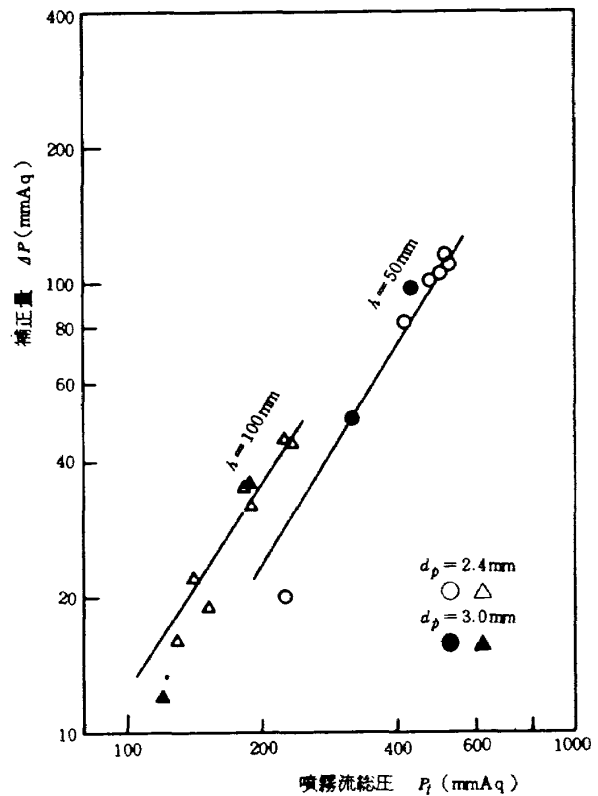


図 10-5 校正用プローブ径の違いによる補正量への影響 (噴霧条件 CASE A, $x_p/d_p=10$)

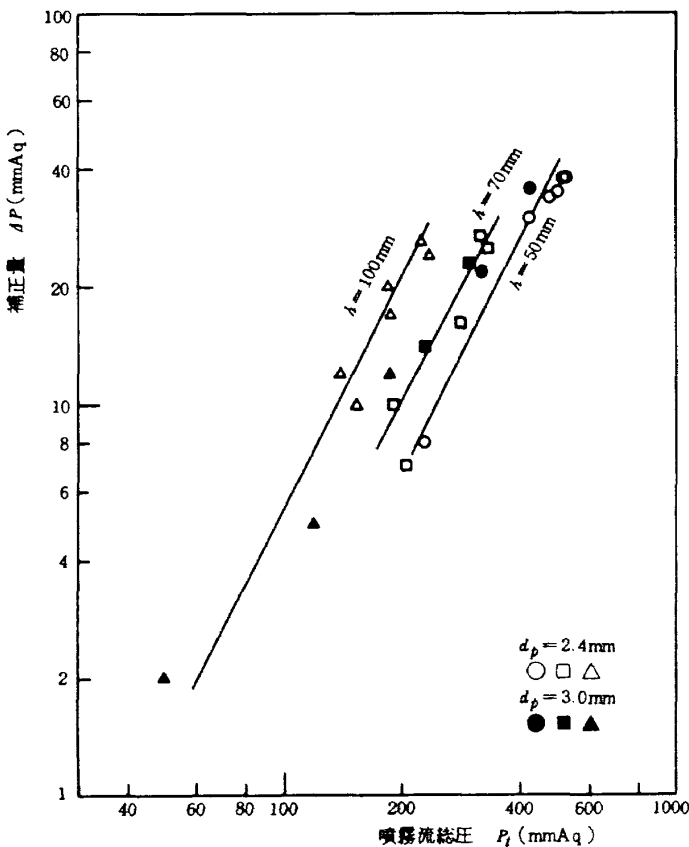


図 10-4 校正用プローブ径の違いによる補正量への影響 (噴霧条件 CASE A, $x_p/d_p=3$)

外そうにより入口における気流のみによる動圧 (P_g) が推定出来る。従って圧力タップ位置 (x_p) で測定された総圧 (P_p) に対する補正量は $\Delta P = P_p - P_g$ となる。これらの補正量を各噴霧の条件に対し実測した補正グラフの代表例を図 10 に示す。補正量はまず気液の噴射条件によって異なる値となり、また噴口からの距離、中心軸からの距離によって気液の割合、および速度が異なるため各位置での補正量を個々に与えておく必要がある。図 10 においてはまず噴射条件を固定して、固定された条件に対し噴口からの距離 (h) をパラメータとして、噴霧の総圧に対する補正量を示したが、横軸は中心軸からの距離 (r) に対応するものである。更にこれらの補正量はプローブに取付けられた圧力測定用導管のプローブ入口からの距離 (x_p) とプローブ内径 (D_p) との比 (x_p/D_p) によっても異なる補正量となる。例えば図 10-1 の噴射条件に対して噴口からの距離 $h=100\text{mm}$ の位置で、プローブ 3.0ϕ ($x_p/D_p=3$) によって測定される総圧が 200mmAq である場合の補正量は約 20mmAq であるか

ら、速度に対する補正量は -3.16% となる。当然のことながら圧力取出口位置 (x_p/D_p) がプローブ入口に近くなれば補正量は少なくなる。

図 10-4, 10-5 は校正用プローブ径を変えた場合の補正量への影響を示す。 $X_p/d_p = 3, 10$ の位置に対しては d_p が 2.4mm と 3.0mm の場合には気相速度に直して約 ±1.5% 程度の差が生じている

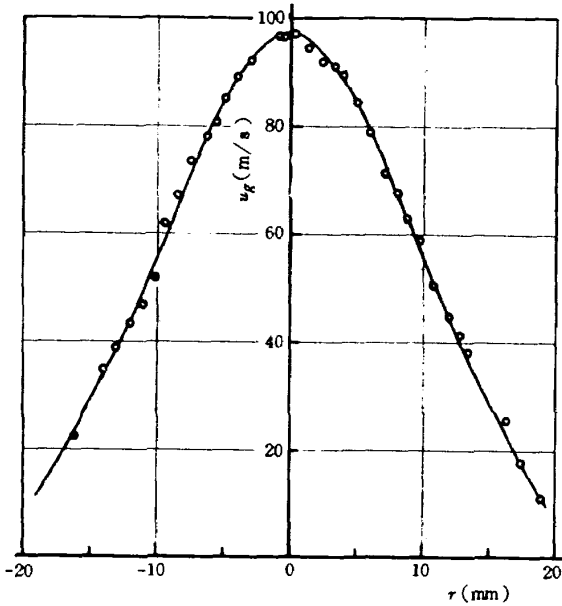


図 11 気相单相噴流速度分布
($P_{g,inj} = 1.35 \text{ kg/cm}^2$) $h = 100 \text{ mm}$

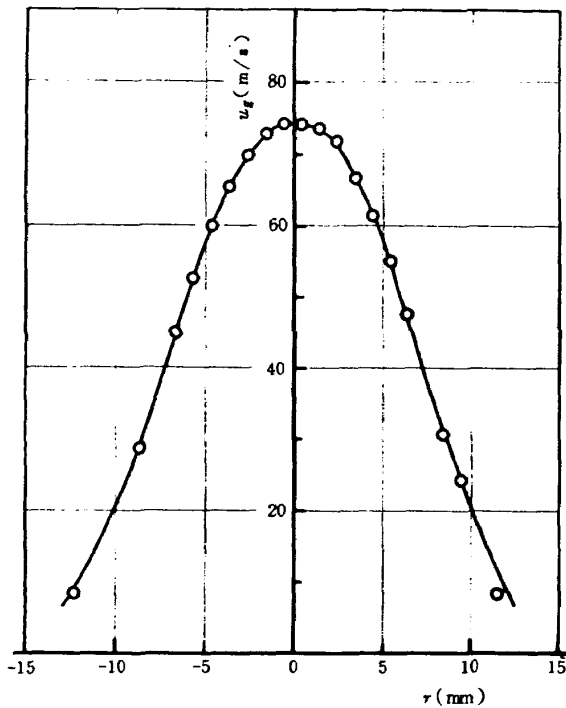


図 12-1 気液噴霧流の気相速度分布
($P_{g,inj} = 1.3 \text{ kg/cm}^2$, $P_{l,inj} = 1.3 \text{ kg/cm}^2$,
 $h = 50 \text{ mm}$)

が、以後の気相速度測定においてはこれらの補正量をほどこすものとする。

2.2.2 気相速度測定結果

前項において述べた測定法により求めた気液噴霧流の気相速度測定結果を以下に示す。最初に噴流の軸対称性を検証するために気相のみによる单相噴流の半径方向速度分布を測定し図 11 に示した。これによれば軸対称性はほぼ満足されている。気液噴霧流の場合を図 12-1 に示した。但し幾何的中心軸と測定される速度分布、液滴流束分布の中心とは必ずしも一致しないが、測定された量の中心位置を噴霧の中心軸とすればほぼ軸対称とみなしてさしつかえない。従って以下に示す測定値はほぼ中心軸付近から一半径方向のみにおける測定値である。

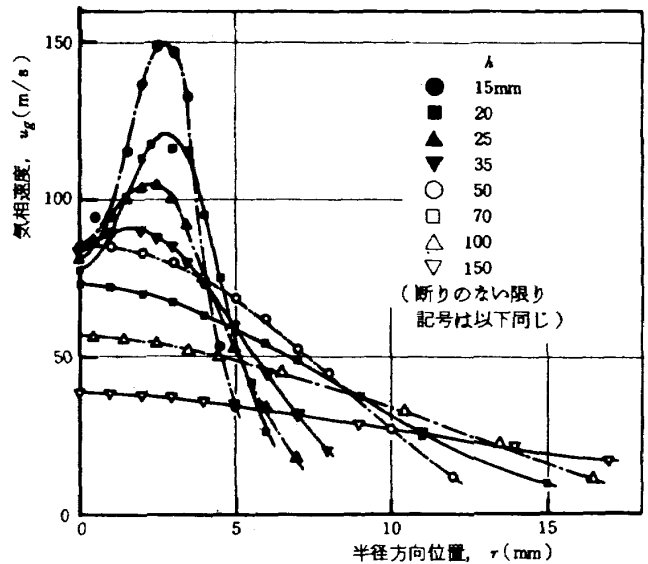


図 12-2 気相速度分布 (CASE A)

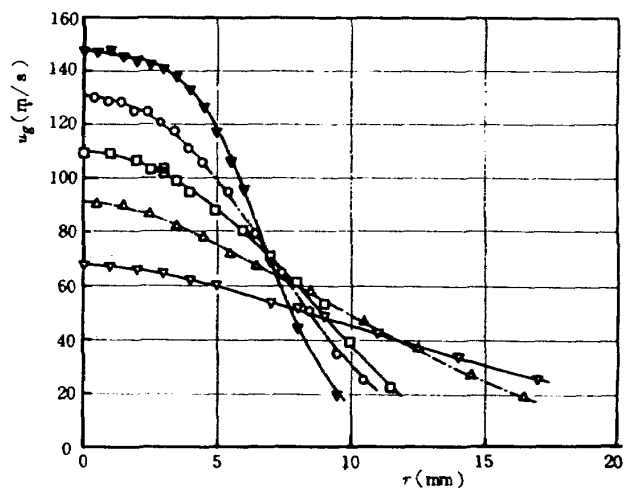


図 12-3 気相速度分布 (CASE B)

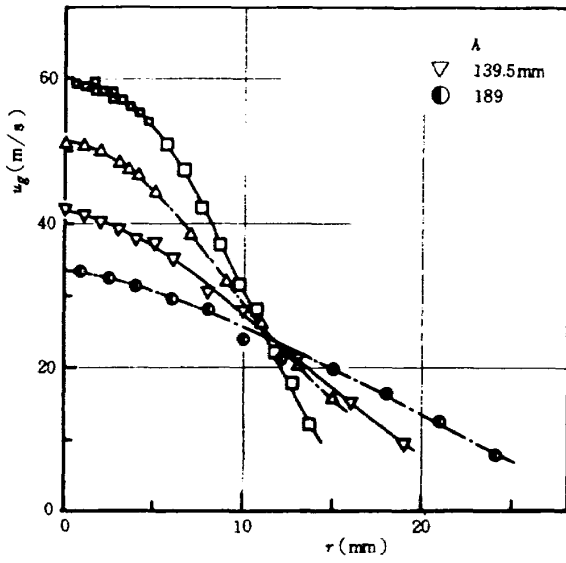


図 12 - 4 気相速度分布 (CASE C)

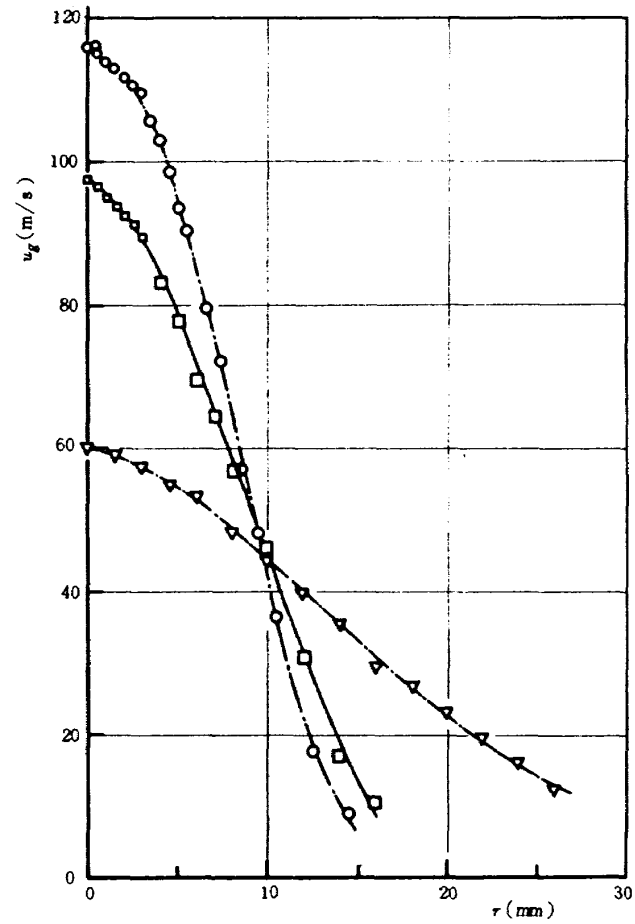


図 12 - 6 気相速度分布 (CASE E)

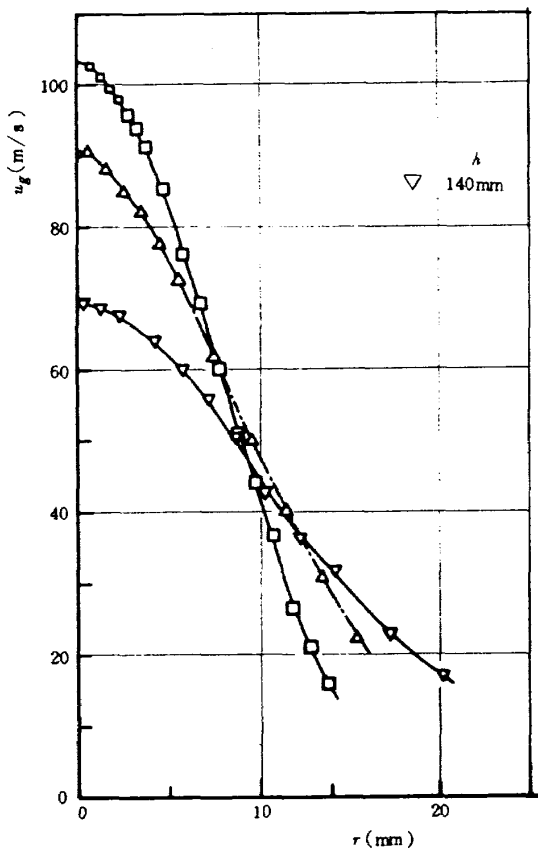


図 12 - 5 気相速度分布 (CASE D)

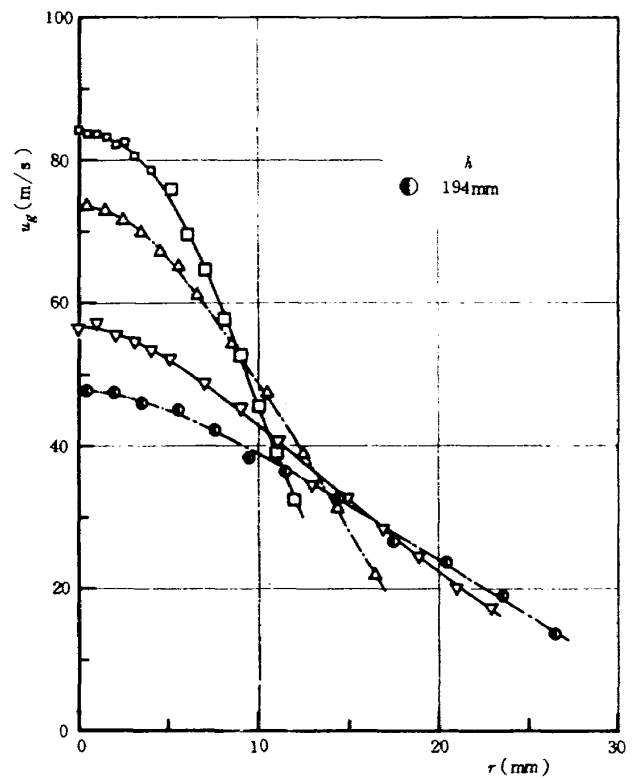


図 12 - 7 気相速度分布 (CASE F)

気相速度分布

各噴射条件, 噴口形状に対する気液噴霧流の気相速度分布を図 12 (12 - 2 ~ 12 - 7) に示す。これらから速度分布形状は次の 3 形態に分けられる。

(1) 噴口からの距離が近い所においては, 噴霧の中心軸付近で速度の遅い液滴群の影響を受け, 気相速度が中心軸上で極小値となり, やや外周部に最大速度を有する凹状の速度分布となる (以後, 遷移領域とよぶ)。

(2) 噴口からの距離が遠い所において, 半径方向にはほぼ正規分布に近い形を有する場合 (以後, 主領域とよぶ)。

(3) 上述の中間位置においては最大速度は噴霧の中心軸上にあるが, この付近において速度分布がやや扁平な形状となっている場合 (遷移領域) の 3 形態である。どの位置でいずれの分布形になるかは噴射条件によって異なる。図 13 に気相のみによる単相噴流のプロファイルと比較して気液噴霧流の気相速度分布を示したが, 気液噴霧流が最大値が低く裾野の広い速度分布になっていることが分かる。これは液滴群を加速するために気相から液相へ運動量が移動することにより, 気相速度が低下することに

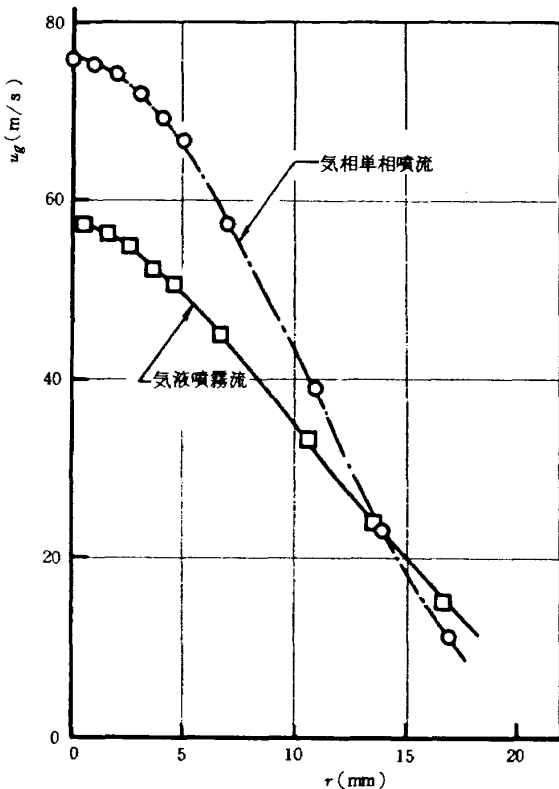


図 13 気液噴霧流 (CASE A) と気相単相噴流の速度分布比較, $h = 100\text{mm}$

よるためである。詳細については第 4 章で述べる。以上の測定値から主領域の速度プロファイルに対して $u/u_c = 0.5$ なる位置, すなわち速度半値幅 (\bar{r}_u) が定まる。以下簡単のために気相に対する添字 g は省略することがある。

気相速度分布の半値幅による整理

気相速度半値幅 (\bar{r}_u) を用いて半径方向速度分布を整理したものを図 14 (14 - 1 ~ 14 - 6) に示す。前項の(2)の主領域においては, 気相速度半径方向プロファイルは噴口からの距離および噴射条件に無関係にはほぼ同一形状となり, いわゆる相似則が成り立っている。次式⁽¹⁰⁾で表わされる気相噴流の速度分布式

$$\left. \begin{aligned} u(x, r)/u_c(x) &= (1 - \xi_u^{1.5})^2 \\ \xi_u &= r/R_g(x) = r/2.267\bar{r}_u(x) \end{aligned} \right\} (1)$$

を実線で示したが, 分布形はこれによって近似出来ることが分かる。

また前項の(1)の遷移領域での気相速度プロファイルは中心軸から最大速度までの範囲と, 最大速度から外縁部までの 2 つの範囲に分ければ, 前者は wake の速度分布式で近似され, 後者には(1)式と同じ分布式が適用出来ることが図 14 - 7 から分かる。

すなわち

$$\left. \begin{aligned} 0 \leq r \leq b \\ \frac{u_{max} - u(x, r)}{u_{max} - u_c} &= (1 - \xi_{u,inn}^{1.5})^2 \\ \xi_{u,inn} &= r/b \end{aligned} \right\} (2)$$

$$\left. \begin{aligned} b \leq r \leq R_g \\ \frac{u(x, r)}{u_{max}} &= (1 - \xi_{u,out}^{1.5})^2 \\ \xi_{u,out} &= \frac{r-b}{R_g-b} \end{aligned} \right\} (3)$$

である。

ここで $r = b$ は $u = u_{max}$ なる位置であり, 実験から b はほぼ一定の値である。

上述以外の中間的位置 ($x \leq 70\text{mm}$) では図 14 - 8 ~ 14 - 12 に示したように中心軸付近でやや扁平な形状となっており(1)式で表わされる分布への移行状態にある。

中心軸上における気相速度の軸方向変化

N_2 ガス噴射初速度で無次元化した中心軸上速度

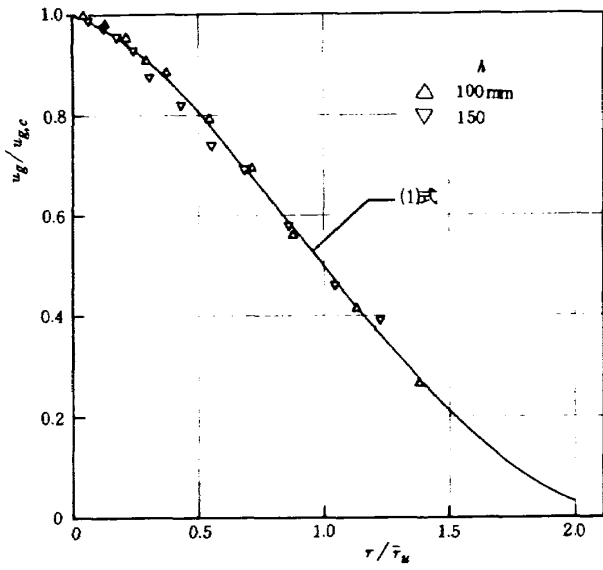


図 14-1 気相速度プロファイル (CASE A)

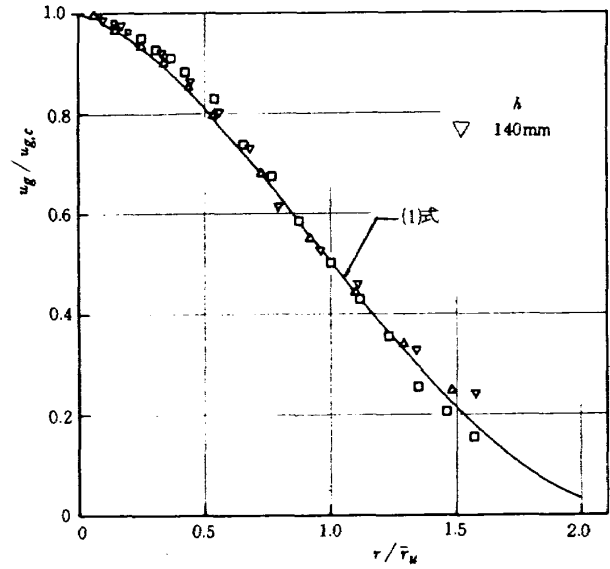


図 14-4 気相速度プロファイル (CASE D)

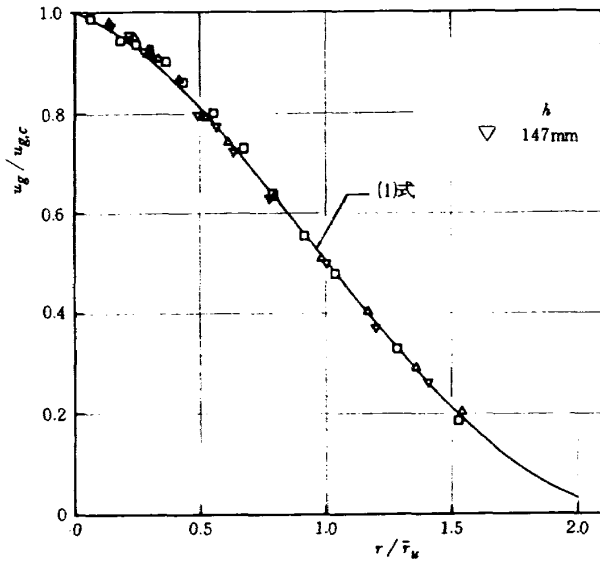


図 14-2 気相速度プロファイル (CASE B)

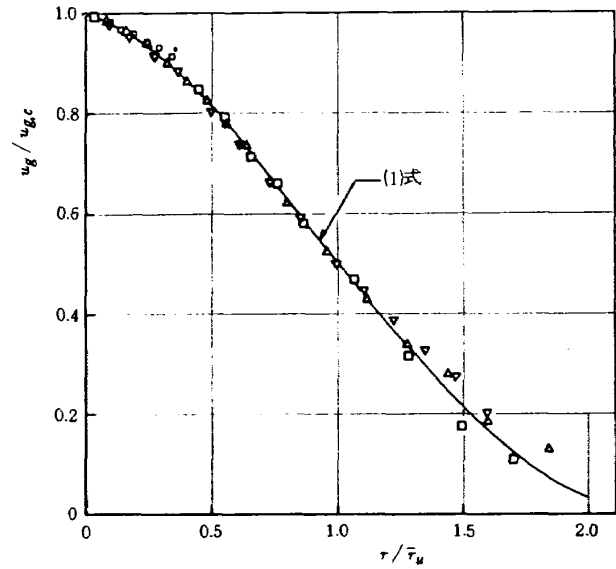


図 14-5 気相速度プロファイル (CASE E)

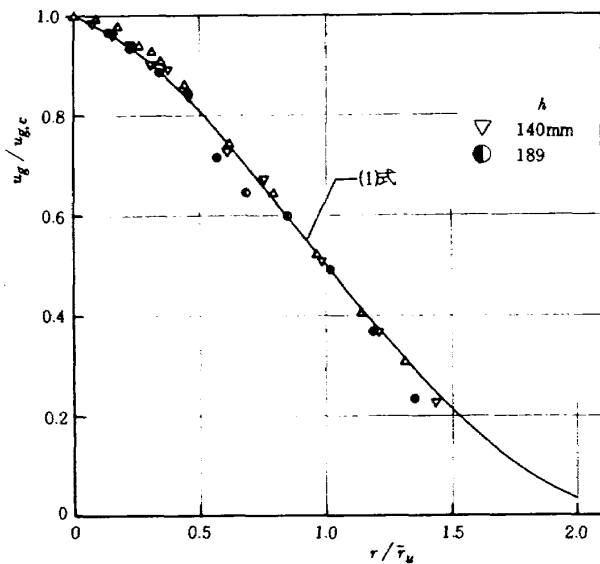


図 14-3 気相速度プロファイル (CASE C)

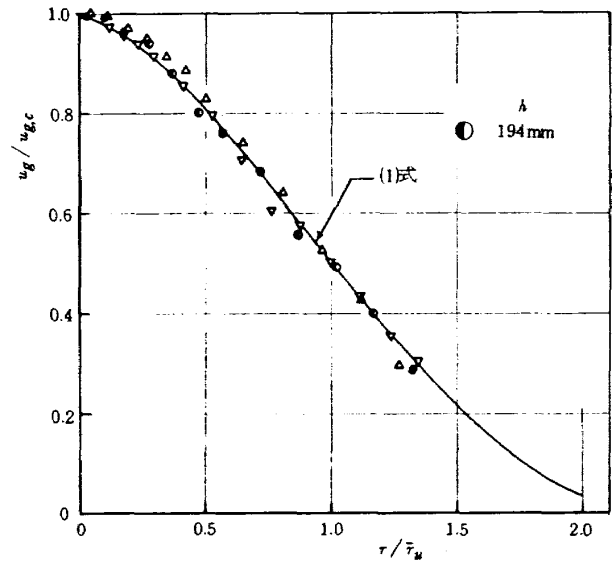


図 14-6 気相速度プロファイル (CASE F)

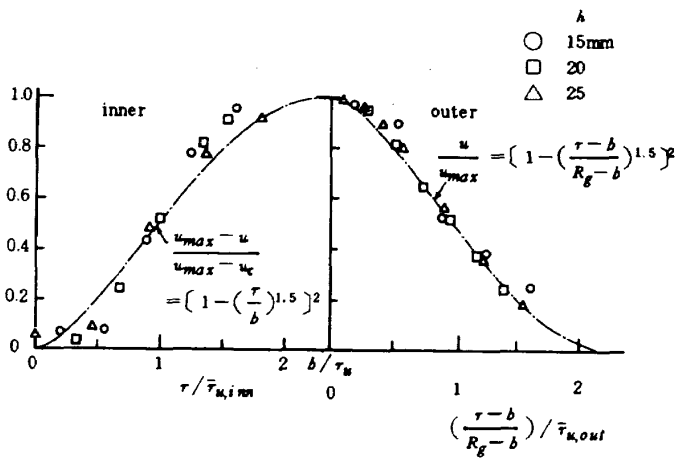


図 14-7 遷移領域における気相速度プロファイル

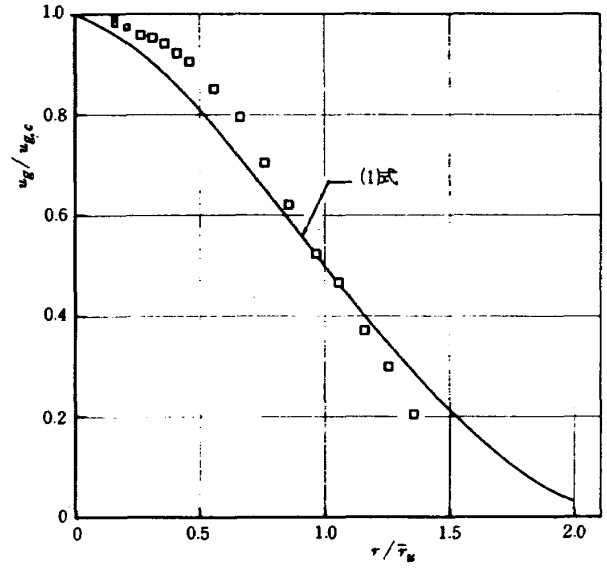


図 14-10 気相速度プロファイル (CASE C)

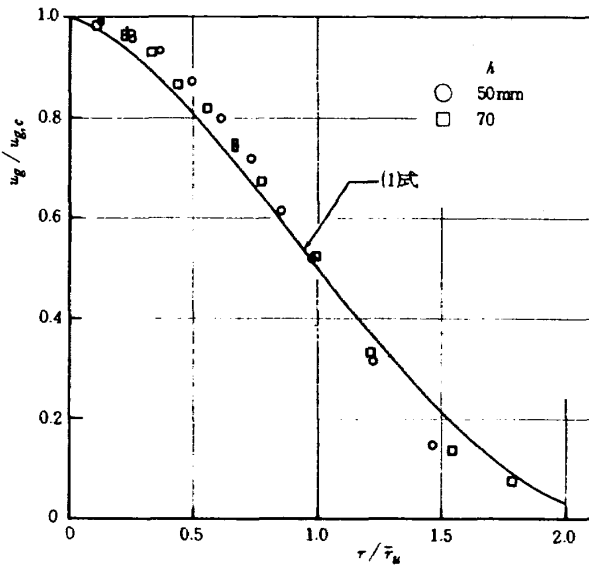


図 14-8 気相速度プロファイル (CASE A)

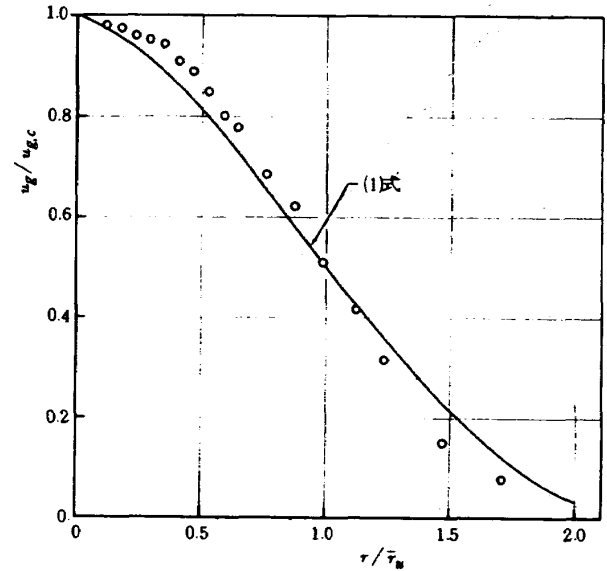


図 14-11 気相速度プロファイル (CASE E)

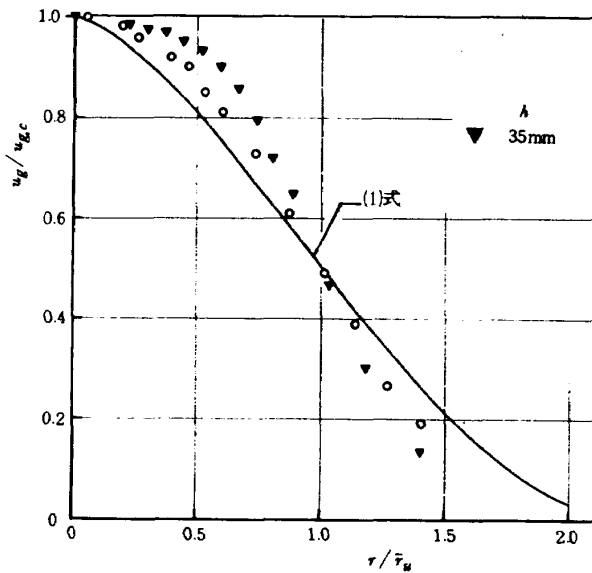


図 14-9 気相速度プロファイル (CASE B)

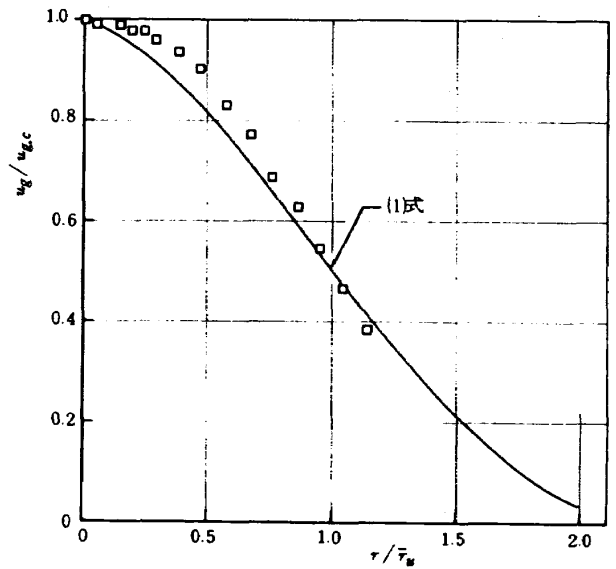


図 14-12 気相速度プロファイル (CASE F)

の軸方向変化を図 15 (15 - 1, 15 - 2, 15 - 3) に示す。ここで噴射初速度は完全気体が噴射器ドームの貯気圧力から断熱膨張し、摩擦などの損失が全くない理想的な場合として求めたものである。気液の噴射流量比 (あるいは噴射運動量比) が小さいものほど中心軸上における速度は小さいが、これはガス側から液側に移動する運動量が相対的に多くなるためガス速度がより低下するためである。破線は気相の单相噴流の場合であり x 方向に対する減衰はほぼ x^{-1} に比例する。気液噴霧流の場合には速度の x 方向減衰はこれに比べて緩やかである。これは噴口近くでは速度の遅い液滴群を加速するために気相側

から液滴側へ運動量が移動し、そのため速度の絶対値は低下するが、液滴群の速度が気相の速度より大きくなった位置以降では運動量の移動は逆方向となり、運動量が液滴群から与えられることにより気相速度の減衰は気相单相噴流に比べて緩やかになると言える。

気相速度半値幅の軸方向変化

気相速度半値幅の軸方向変化を図 16 (16 - 1 ~ 16 - 2) に示す。主領域においては x 方向に対しほぼ直線的に増加する。また x 方向に対する勾配は液

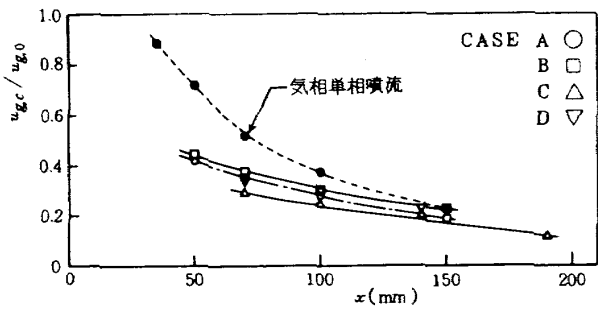


図 15 - 1 中心軸上気相速度の軸方向変化 (CASE A ~ D)

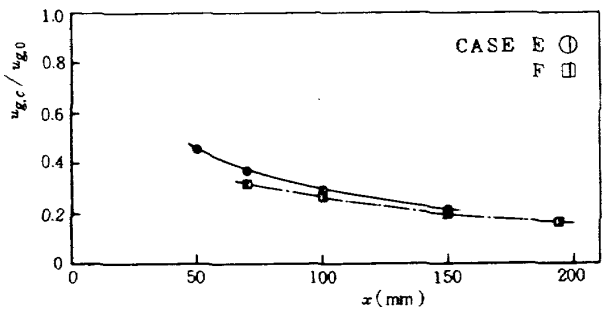


図 15 - 2 中心軸上気相速度の軸方向変化 (CASE E, F)

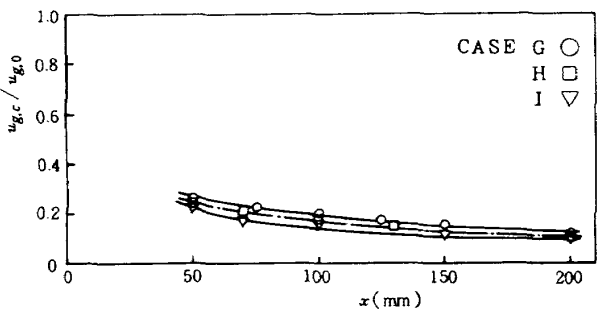


図 15 - 3 中心軸上気相速度の軸方向変化 (CASE G ~ I)

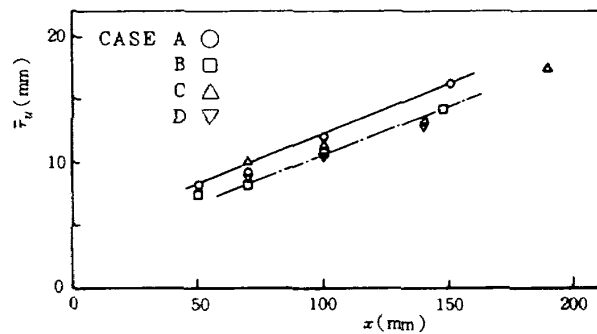


図 16 - 1 気相速度半値幅の軸方向変化 (CASE A ~ D)

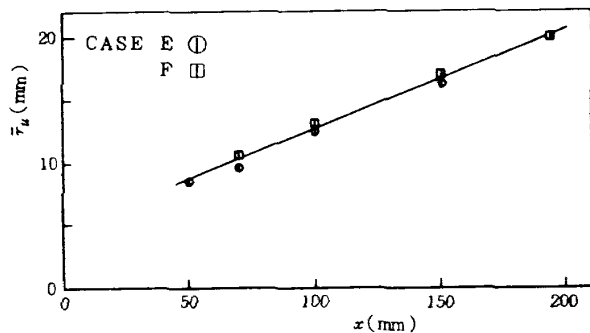


図 16 - 2 気相速度半値幅の軸方向変化 (CASE E, F)

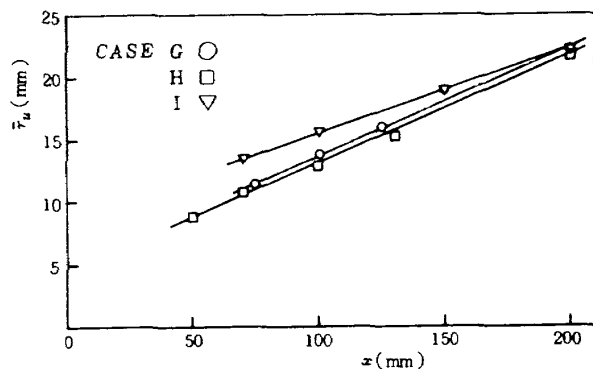


図 16 - 3 気相速度半値幅の軸方向変化 (CASE G ~ I)

噴射流量の多いCASE I では、他の場合に比べてやや緩やかであるが、その他の場合には気液の噴射初期条件によらずほぼ一定であることが分かる。

2.3 液滴流束の測定

2.3.1 微粒化特性

高速気流によって微粒化される液滴の粒径分布等に関しては棚沢らの詳細な研究があるので、ここでは試験に用いた噴射器の粒径分布を文献¹³⁾によって計算で求めた。すなわち棚沢の実験式から平均粒径 \bar{d} および粒径分布は次式で与えられる。

$$\bar{d} = 1.83 \times 10^6 \frac{1}{(u_g - u_l)_{inj}} \sqrt{\frac{\sigma_l}{\rho_l}} + 2.81 \times 10^3 \left(\frac{\mu_l}{\sqrt{\sigma_l \rho_l}} \right)^{0.45} \left(1000 \frac{Q_l}{Q_g} \right)^{1.5} \quad (4)$$

$$\frac{dw}{w} = \rho_l \beta \frac{\{\Gamma(\alpha+4)/\beta\}^{\alpha+3}}{\{\Gamma(\alpha+3)/\beta\}^{\alpha+4}} \left(\frac{d}{\bar{d}} \right)^{\alpha+3} \times \exp \left[-\frac{\Gamma\{(\alpha+4)/\beta\}^\beta}{\Gamma\{(\alpha+3)/\beta\}^\beta} \left(\frac{d}{\bar{d}} \right)^\beta \right] \frac{dd}{\bar{d}} \quad (5)$$

ここに $\alpha = 2, \beta = 1$

平均粒径の計算結果を表 4 に示し、累積粒径分布を図 17-1, 図 17-2 に示す。

2.3.2 プローブによる液滴流束測定量に対する検討

液滴の捕集は 2.1 項で述べた静圧バランス式吸引プローブによったが、液滴の捕集量について次の(1),

(2)について検討する。

(1) 噴霧流中にプローブを置いたことによって流れに生ずる乱による捕集量への影響。

(2) 捕集量総和と噴射初期流量との比率、すなわちプローブによる捕集率。

(1)に関しては、プローブの出口側を閉じて流れの中に置いた場合に、流線は鈍頭物体を置いた場合と同様になるから運動量の大きい液滴を除いては流線に沿って流れ、プローブには捕集されないことになる。本プローブは図 4 に示したように入口から x_p の位置でプローブ内静圧が測定され、液滴流束測定の場合にはこの位置での静圧が周囲大気圧とバランスするようにプローブ出口側から吸引されるから、プローブの存在は流線に影響を与えないと考えられる。しかしながら厳密にはプローブ入口と静圧測定口間 x_p で生じる圧力上昇 ΔP による入口付近の流線の乱れによる液滴捕集量におよぼす影響を知る必要がある。図 18 に吸引量を変えて x_p 間に生じる圧力上昇分を変化させた場合の液滴捕集量への影響を示した。例としてCASE Aを示すが極端な場合として出口側を閉じれば捕集量は約 16%減少する。吸引量を増加させて ΔP を減じて行けば捕集量は真値に近づいて行く。本プローブの場合にはプローブ入口と静圧測定口間の ΔP (この場合 17.5mmAg) の差圧が存在しているが、測定される液滴流束の差異は充分小さい(約 0.5%の減少)ため、プローブ入口から x_p なる位置での静圧が大気圧と平衡するように噴霧を吸引した時の測定量から液滴流束を算出しても問題はないと考える。

表 4 平均粒径および噴射条件

CASE	$\bar{d}(\mu)$	$u_{g,0}(m/s)$	$u_{l,0}(m/s)$	$w_{g,0}(g/s)$	$w_{l,0}(g/s)$
A	66.7	205.0	6.0	5.9	4.7
B	40.3	301.3	6.0	9.5	4.7
C	103.6	205.0	9.1	5.9	7.1
D	61.0	301.3	9.1	9.5	7.1
E	65.8	301.3	3.8	9.5	7.7
F	112.3	301.3	6.0	9.5	11.9
G	163.1	203.5	6.1	4.9	9.5
H	148.2	203.5	3.4	4.9	8.8
I	493.7	203.5	4.5	4.9	13.3

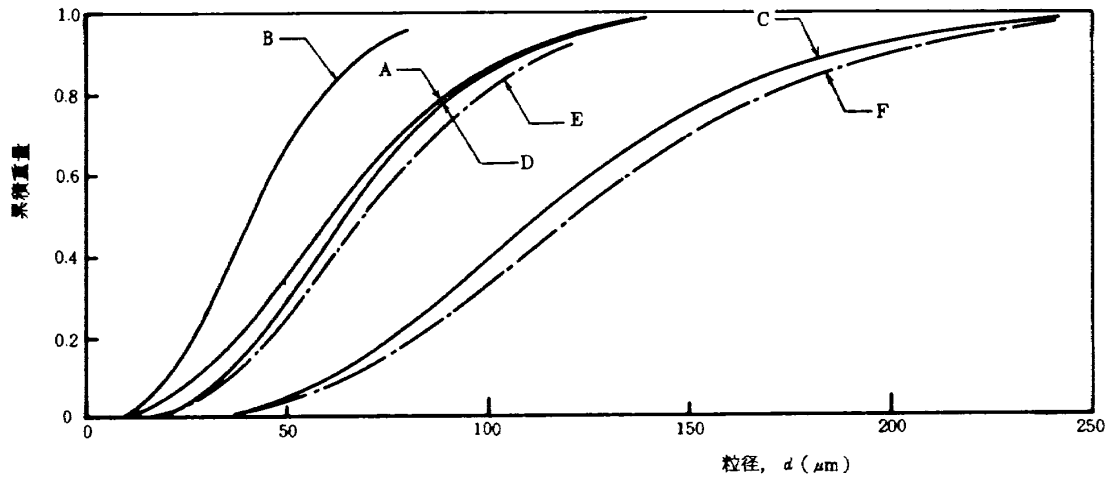


図 17 - 1 累積粒径分布計算値

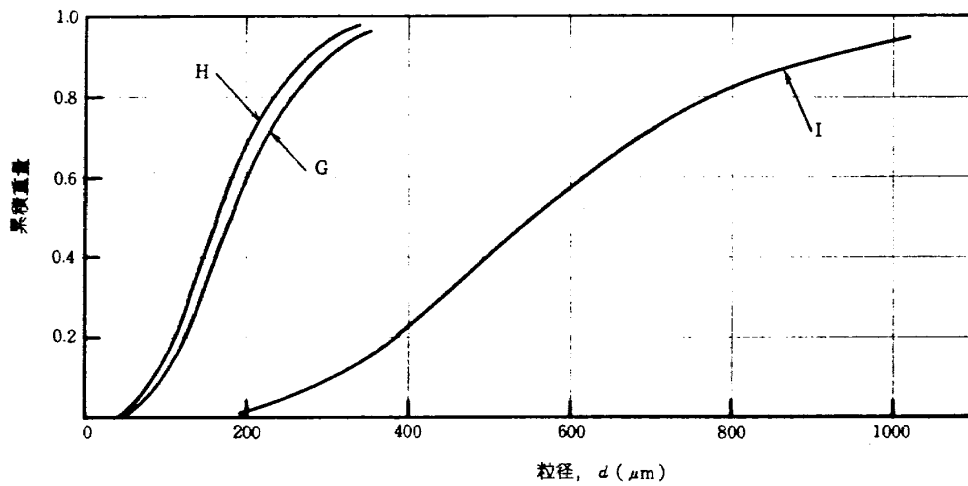


図 17 - 2 累積粒径分布計算値

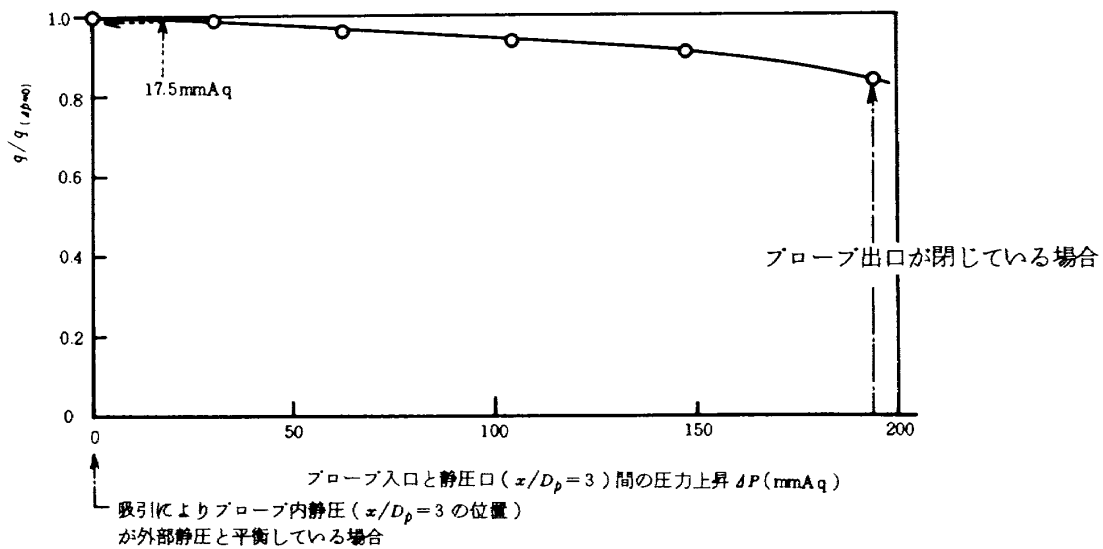


図 18 吸引量を変化させた場合の液滴捕集量変化 (CASE A), $h = 100\text{mm}$, $r = 0\text{mm}$

次に(2)のプロープ捕集率は次のようにして求めた。噴口からの任意距離 x における噴霧中心軸に垂直な断面の全ての位置で、上述の方法で液滴群を捕集して捕集率を求めることは非常に困難であるため以下の仮定を行って計算により求めた。すなわち液滴流束分布は軸対称であり後述の(9)式で表わされるものとする。ここで軸対称性については図 19 の例からほぼ満足されていることが示される。噴霧からの蒸発が無視出来る場合には、噴口から位置 x における総液滴量は

$$\left. \begin{aligned}
 w_{l,t}(x) &= 2\pi \int_0^{R_l(x)} q(x,r) r dr \\
 &= 2t q_c(x) \int_0^{R_l(x)} (1-\xi_l^{1.5})^3 r dr \\
 \xi_l &= r/R_l(x)
 \end{aligned} \right\} (6)$$

である。従ってプロープで実測される中心軸上液滴流束 $q_c(x)$ と液滴が存在しなくなる境界である外縁 $R_l(x)$ を(6)式に代入して求められる $w_{l,t}(x)$ と、水噴射量初期値との比較によってプロープの液滴捕集率が求まる。従ってここで言う液滴捕集率は(4)液滴分布実測値の軸対称性(5)実験条件の測定時間内の定常性などの全ての条件が含まれた捕集率を表わすことになる。所で液滴流束の実験値は(9)式を考えて、片対数グラフ上で $r^{1.5}$ に対して液滴流束の測定値をプロットすれば図 20 に示すような直線群が得られる。従って $q_c(x)$ は測定点を結ぶ直線と縦軸との交点から求められる。一方噴霧の外径 $R_l(x)$ は測定値から定めることが困難であるため(プロープで測定される液滴流束がゼロになる境界を実測から決めることは困難であり、また噴霧外形写真から外縁を定めることも露光の程度によっても異なって来ることなどにより難かしい)、液滴流束半値幅 (\bar{r}_l) の測定値から定めた。すなわち分布(9)で表わされる場合には半値幅と外縁の関係は

$$2.874 \bar{r}_l = R_l \quad (7)$$

与えられる。このときプロープの液滴捕集率は(6)、(7)式を用いれば

$$\begin{aligned}
 \eta_{cap} &= w_{l,t}(x)/w_l(x=0) \\
 &= 0.5593 q_c(x) R_l^2(x)/w_l(x=0) \quad (8)
 \end{aligned}$$

となる。本プロープによる測定範囲での捕集率を表

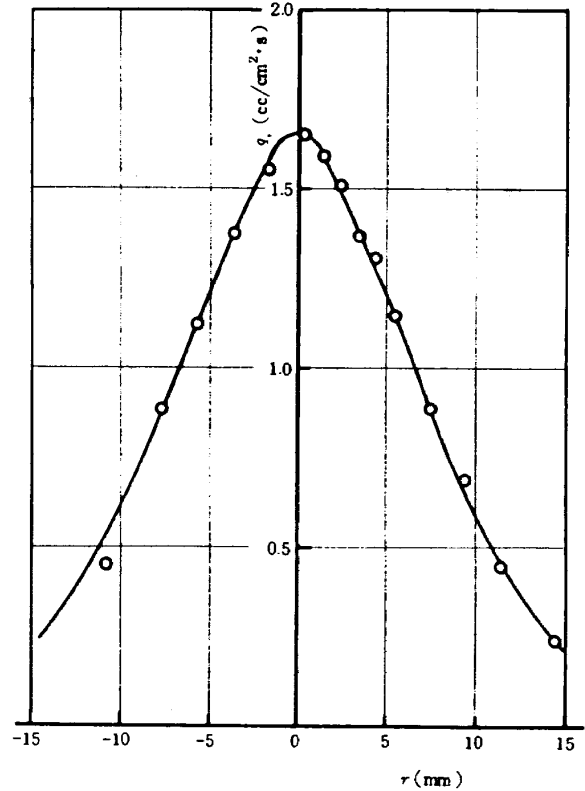


図 19 液滴流束分布 (CASE A) $h = 150\text{mm}$

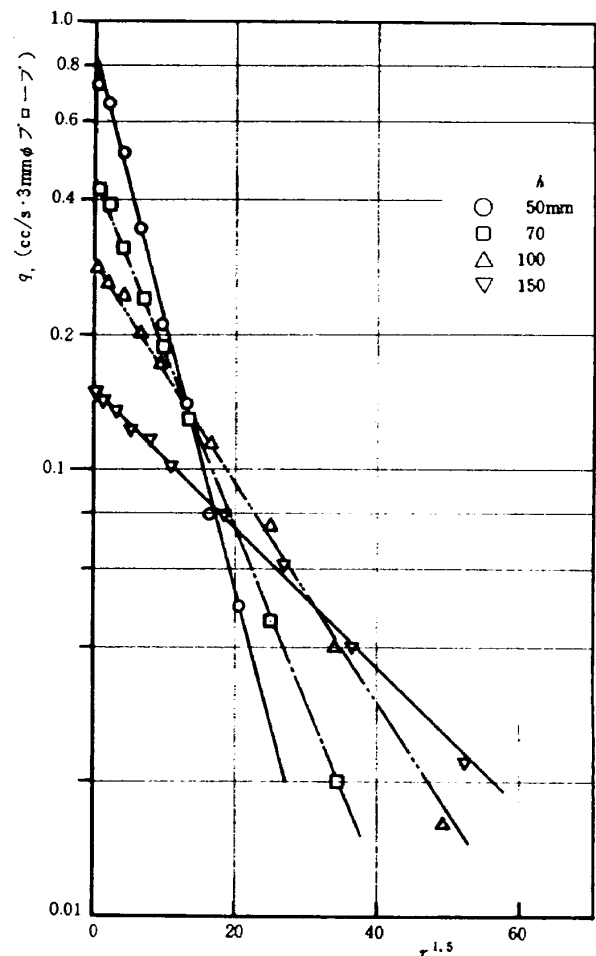


図 20 半径方向液滴流束分布実験値 (CASE A)

5に示す。これによれば捕集率は0.901～1.075の範囲であることが分かる。

2.3.3 液滴流束測定結果

気相速度測定結果と同様に幾何的噴霧中心と測定される液滴流束分布の中心位置とはかならずしも一致しないが、測定された液滴流束分布の中心位置を噴霧の中心軸とした。

液滴流束分布

各噴射条件、噴口形状に対する液滴流束分布を図21(21-1～21-6)に示す。気相速度分布では噴口からの距離によって3領域に分けられたが、液滴流束分布は x に無関係にどの位置においても、半

径方向にほぼ正規分布に近い形となっている。これらの液滴流束分布形から $q/q_c = 0.5$ なる位置すなわち液滴流束半値幅(\bar{r}_l)が定まる。

液滴流束分布の半値幅による整理

液滴流束半値幅(\bar{r}_l)を用いて半径方向液滴分布を整理したものを図22(22-1～22-7)に示す。半径方向プロファイルは噴口からの距離および噴口寸法、噴射条件に無関係にほぼ同一形状となる。気液二相予混合噴流の液相流束分布を表わす式¹⁰⁾

$$\left. \begin{aligned} q(x, r) &= q_c(x) (1 - \xi_l^{1.5})^3 \\ \xi_l &= r/R_l(x) = r/2.874 \bar{r}_l(x) \end{aligned} \right\} (9)$$

を実線で示したが、噴霧の外縁近くで僅かに(9)式と

表5 液滴捕集率

CASE-A

x (mm)	q_c (cc/cm ² ·s)	R_l (cm)	$w_{l,t}$ (cc/s)	$w_{l,0}$ (cc/s)	η_{cap}
50	12.17	0.84	4.80	4.67	1.008
70	6.30	1.15	4.66	↓	0.978
100	3.25	1.62	4.77		1.007
150	2.12	2.07	5.09		1.068

CASE-B

x (mm)	q_c (cc/cm ² ·s)	R_l (cm)	$w_{l,t}$ (cc/s)	$w_{l,0}$ (cc/s)	η_{cap}
50	12.67	0.78	4.27	4.68	0.912
70	7.67	0.99	4.22	↓	0.901
100	3.78	1.52	4.91		1.047
150	1.89	2.01	4.28		0.914

CASE-C

x (mm)	q_c (cc/cm ² ·s)	R_l (cm)	$w_{l,t}$ (cc/s)	$w_{l,0}$ (cc/s)	η_{cap}
70	21.11	0.69	5.62	5.89	0.953
100	8.77	1.06	5.55	↓	0.942
140	4.47	1.52	5.80		0.984

CASE-D

x (mm)	q_c (cc/cm ² ·s)	R_l (cm)	$w_{l,t}$ (cc/s)	$w_{l,0}$ (cc/s)	η_{cap}
70	12.78	0.95	6.14	5.89	1.042
100	5.39	1.35	5.50	↓	0.933
140	2.80	2.01	6.34		1.075

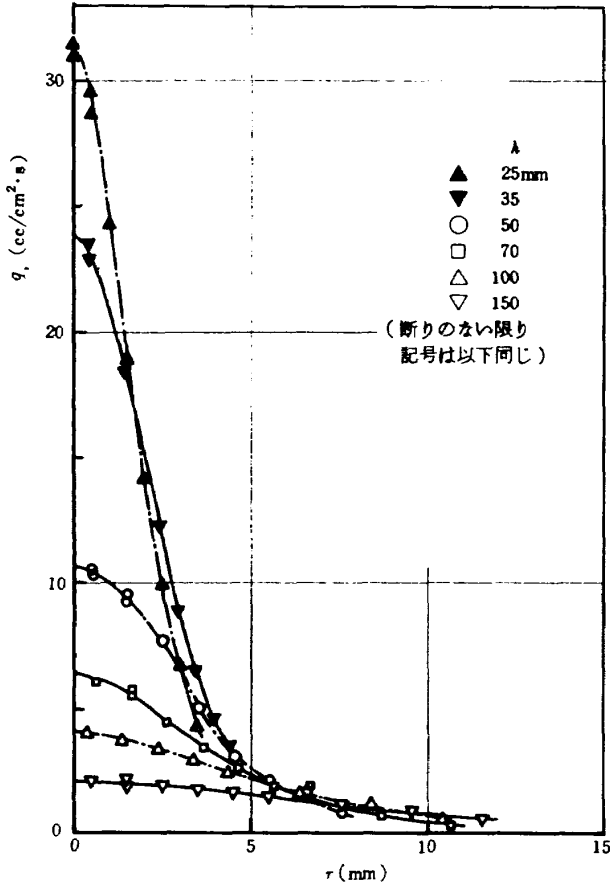


図 21 - 1 液滴流束分布 (CASE A)

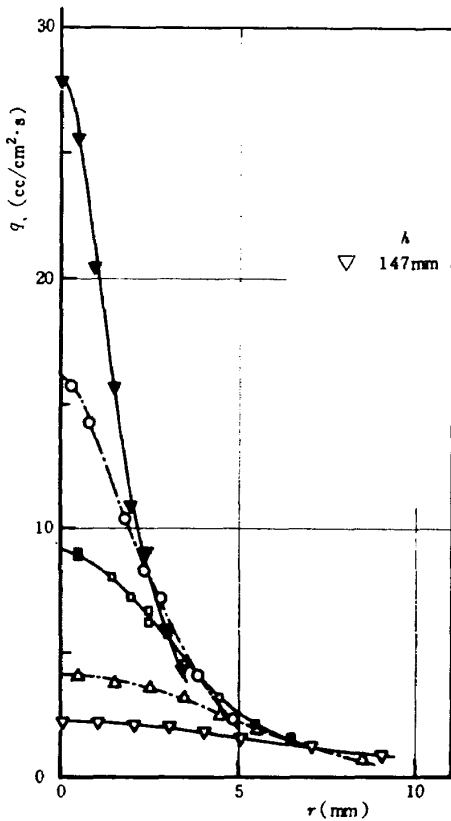


図 21 - 2 液滴流束分布 (CASE B)

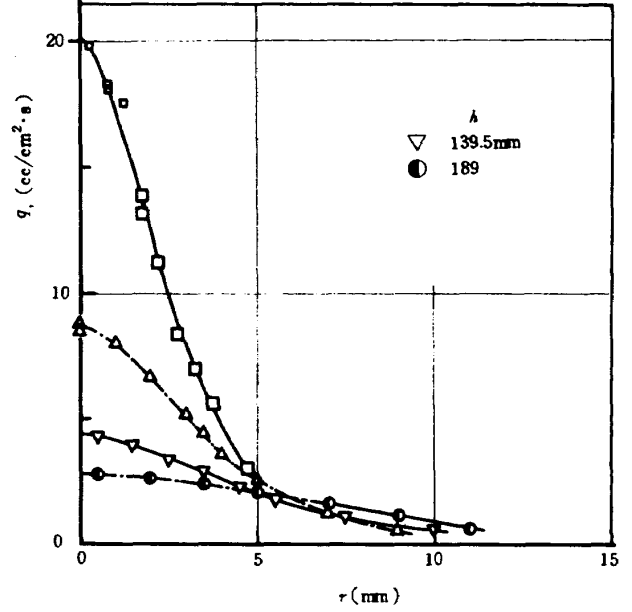


図 21 - 3 液滴流束分布 (CASE C)

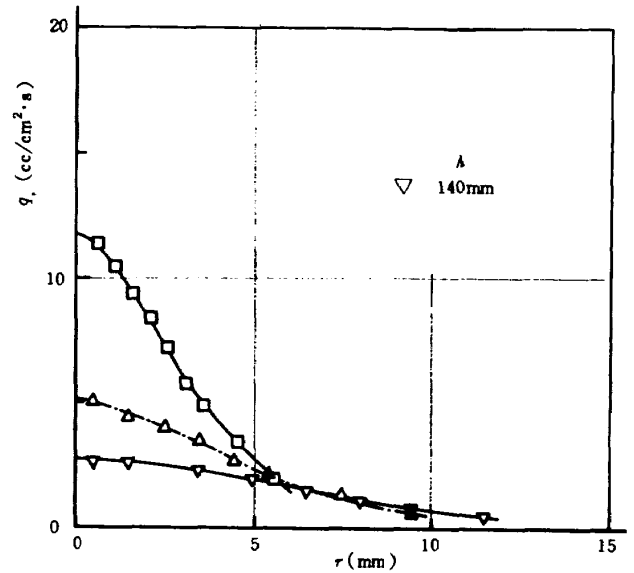


図 21 - 4 液滴流束分布 (CASE D)

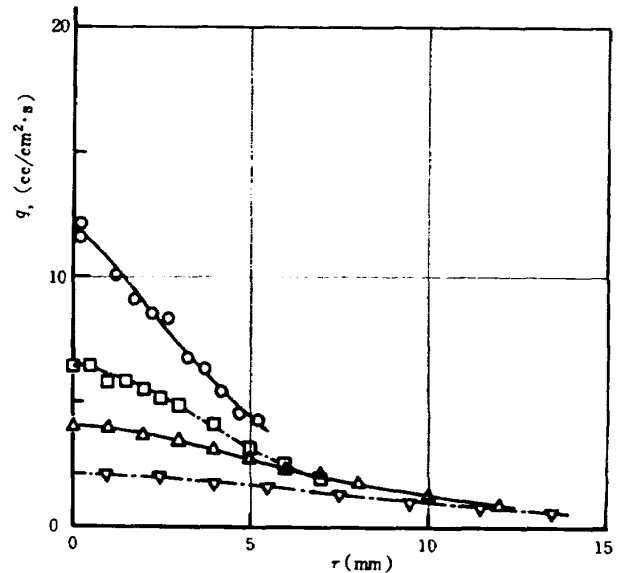


図 21 - 5 液滴流束分布 (CASE E)

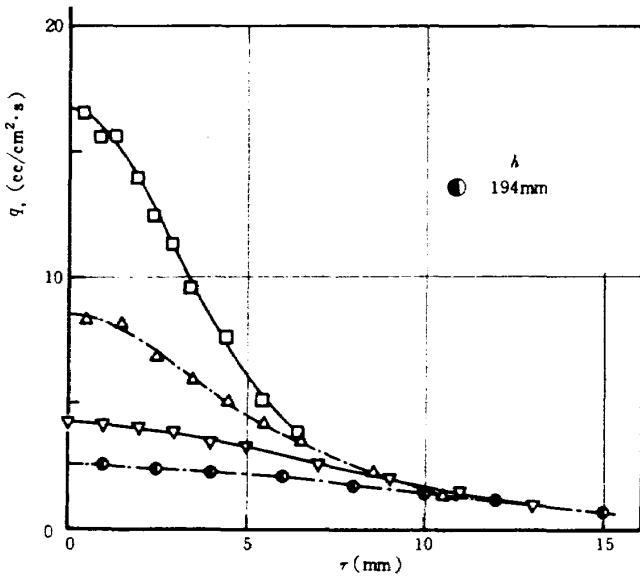


図 21 - 6 液滴流束分布 (CASE F)

異なるが、噴射後に気液間の混合が行われるこの種の同軸噴射器においても、液滴流束は上式により近似出来ることが分かる。

中心軸上における液滴流束の軸方向変化

噴射初期流束で無次元化した中心軸上液滴流束の軸方向変化を図 23 (23 - 1 ~ 23 - 3) に示す。中心軸上における無次元液滴流束の小さいものほど噴

射された液滴群の外周部への拡散が良いことに等価である。噴射条件と液滴の拡散との間に整然とした関係は見つからないが一般的に言えば、気液噴射流速比が小さい場合 (CASE C) には形成される液滴の粒径が大きくなること、および微粒化の完了する位置が噴口から遠くなることから霧化状態が悪く、液滴の外周部への拡散はせまい範囲にとどまり、軸方向変化は高い値をもって漸次減少して行く。これに対して逆の場合 (例えば CASE E), すなわち気液噴射流速比の大きい場合には液滴の拡散は最良となっているが、その中間でははっきりした傾向は明らかでない。次に水側噴口径を変えた場合であるが、横軸に水ノズル径 (d_l) で無次元化した長さ x/D_l を用いれば、噴射圧力条件が等しい場合 (CASE B, F) には、 $q_c(x)/q_0$ の x/D_l に対する変化はほぼ等しくなることが図 24 から分かる。このことから液滴の拡散に関する距離はノズル直径で無次元化された長さを用いるのが有効であることが分かる。

以上の議論においては噴射条件を表わすパラメータに気液噴射流速比を用いたが、これは質量流束比 $\rho_g u_g / \rho_l u_l$, 噴射流束の運動量比 $\rho_g u_g^2 / \rho_l u_l^2$

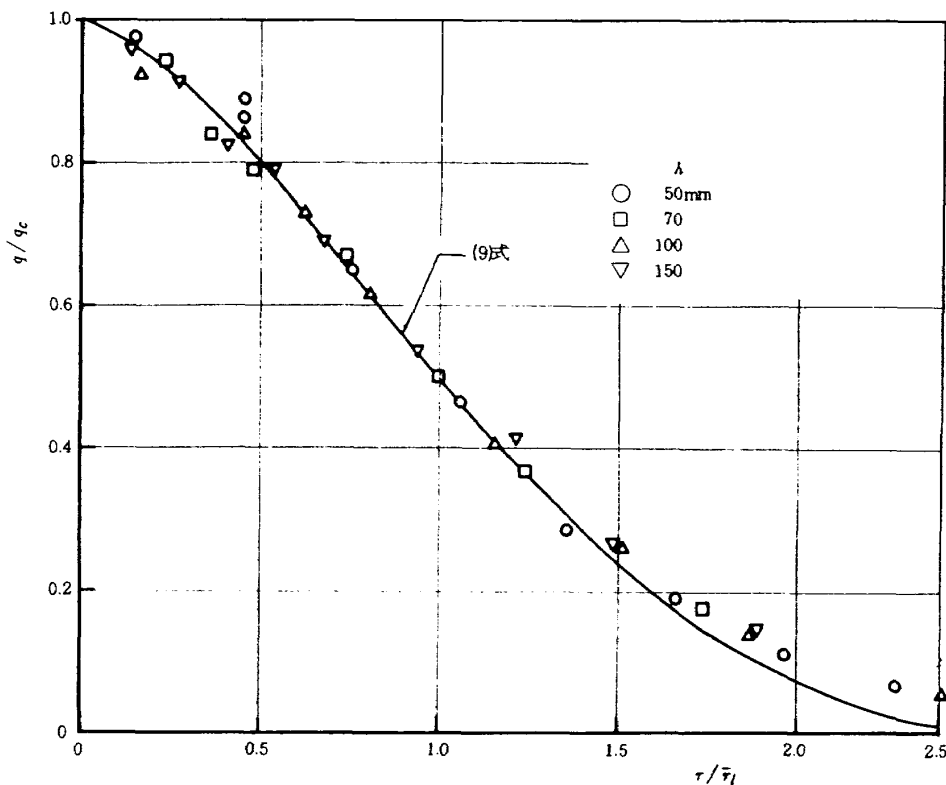


図 22 - 1 (主領域における) 液滴流束プロフィール (CASE A)

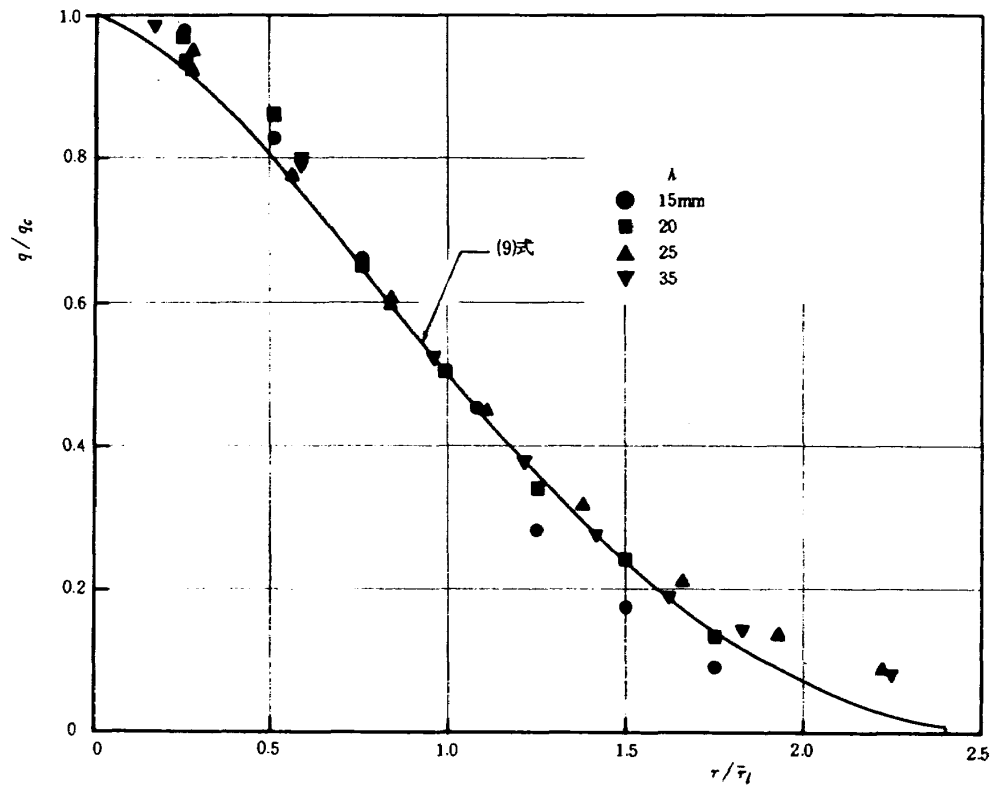


図 22-2 (遷移領域における)液滴流束プロフィール(CASE A)

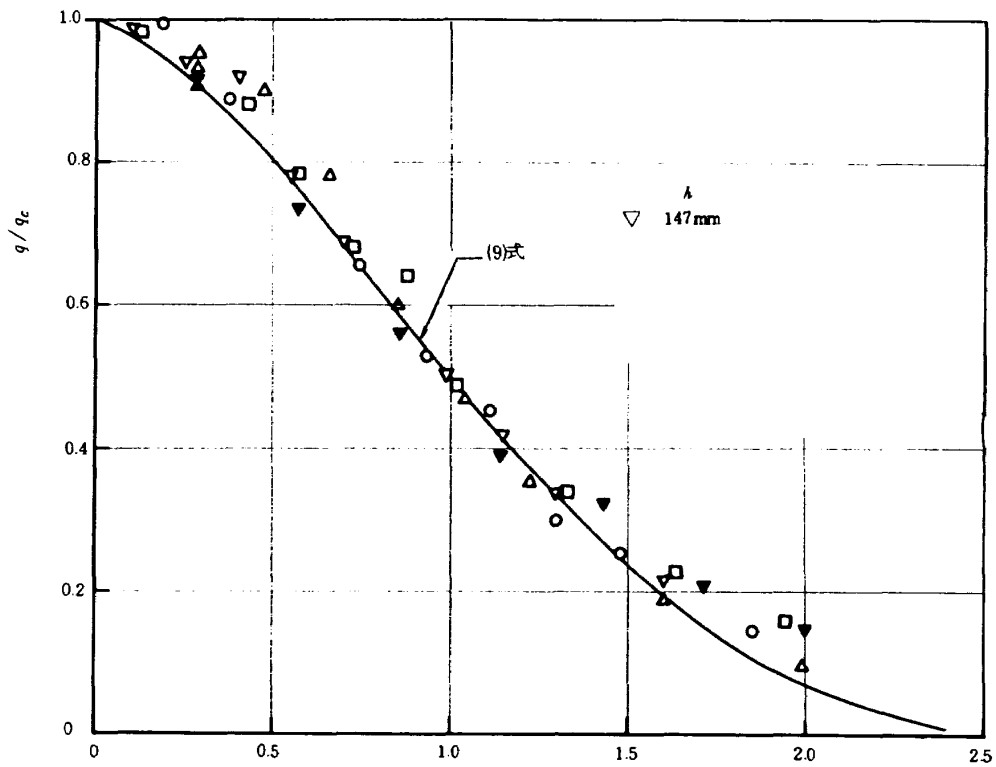


図 22-3 液滴流束プロフィール(CASE B)

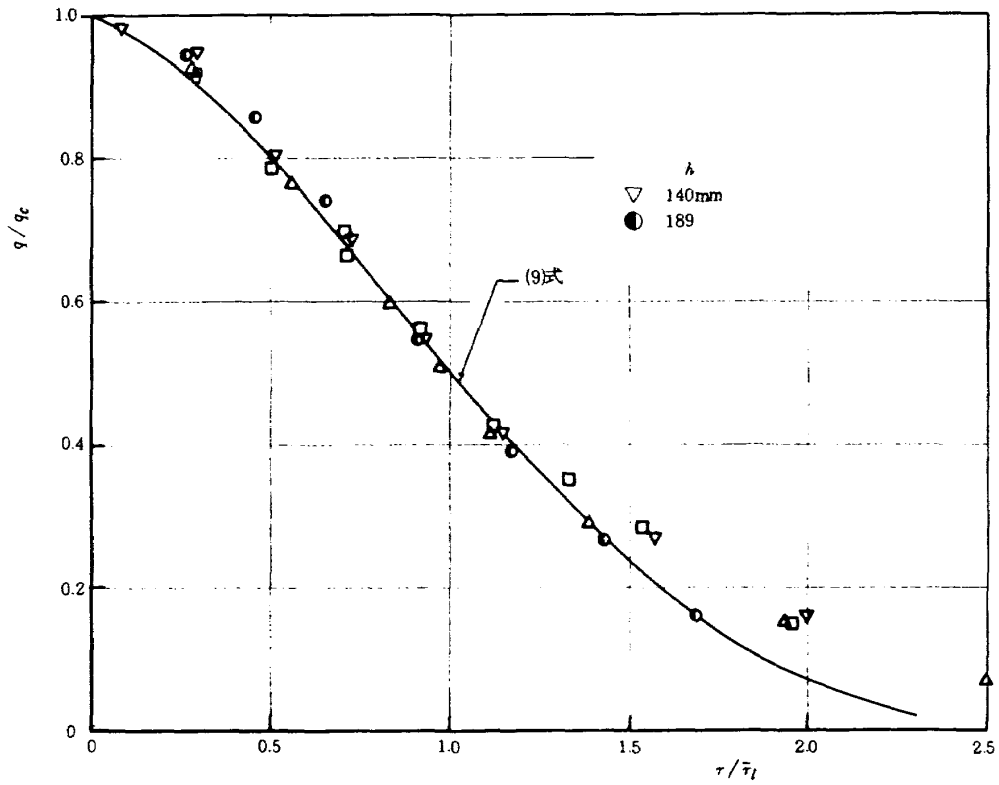


図 22 - 4 液滴流束プロフィール (CASE C)

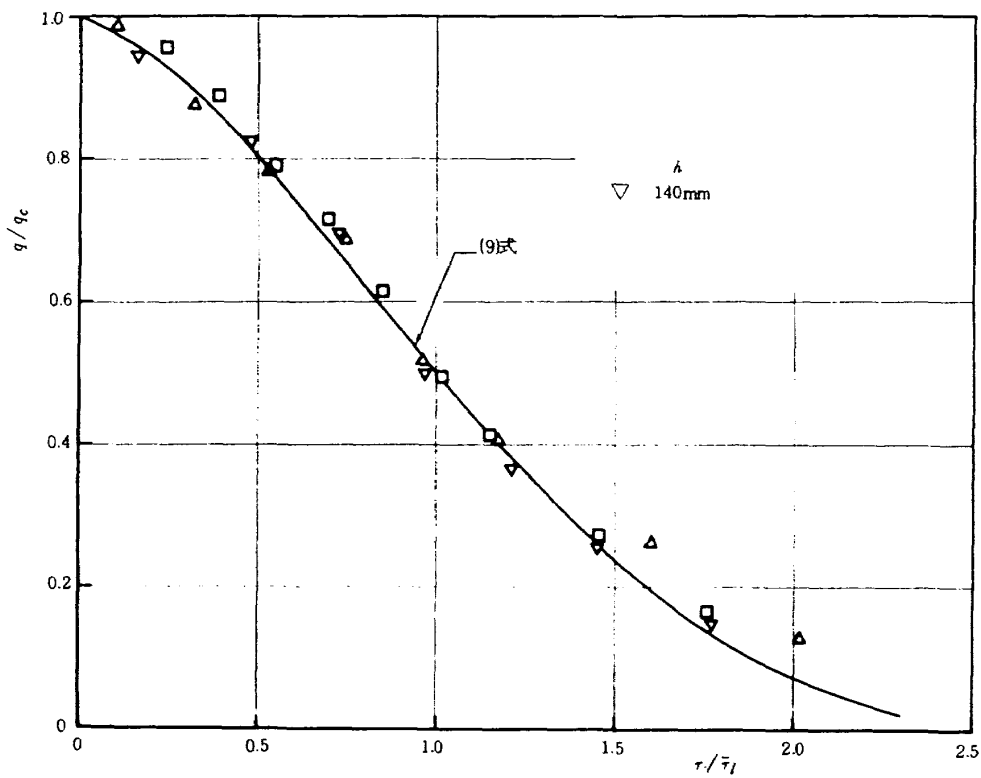


図 22 - 5 液滴流束プロフィール (CASE D)

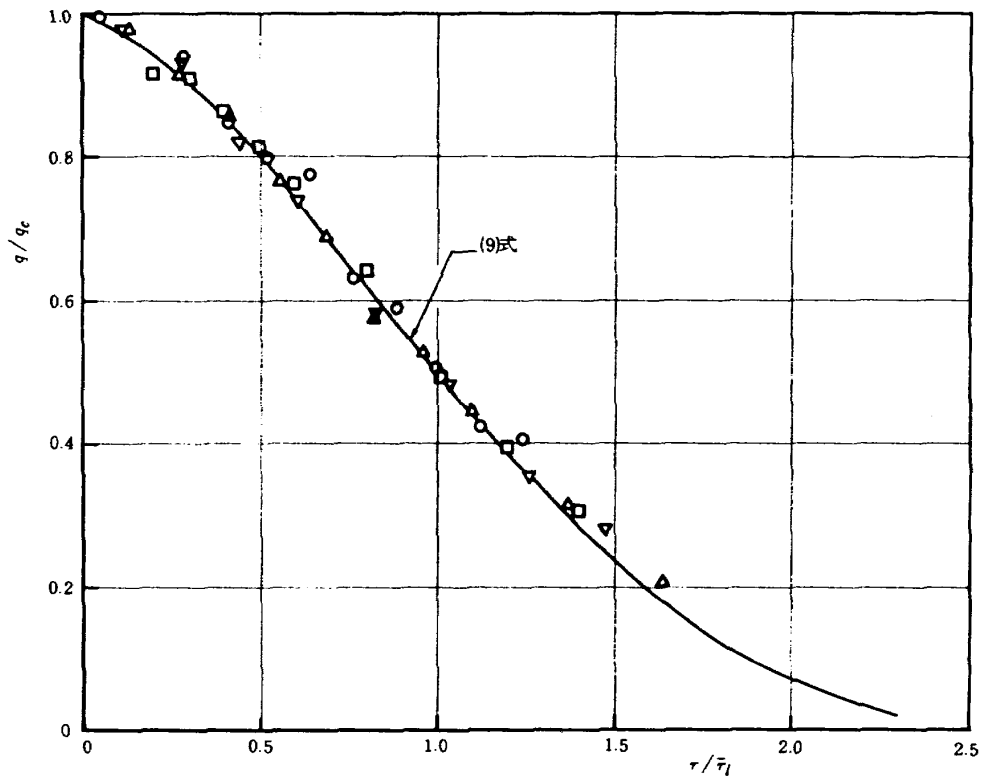


図 22-6 液滴流束プロフィール (CASE E)

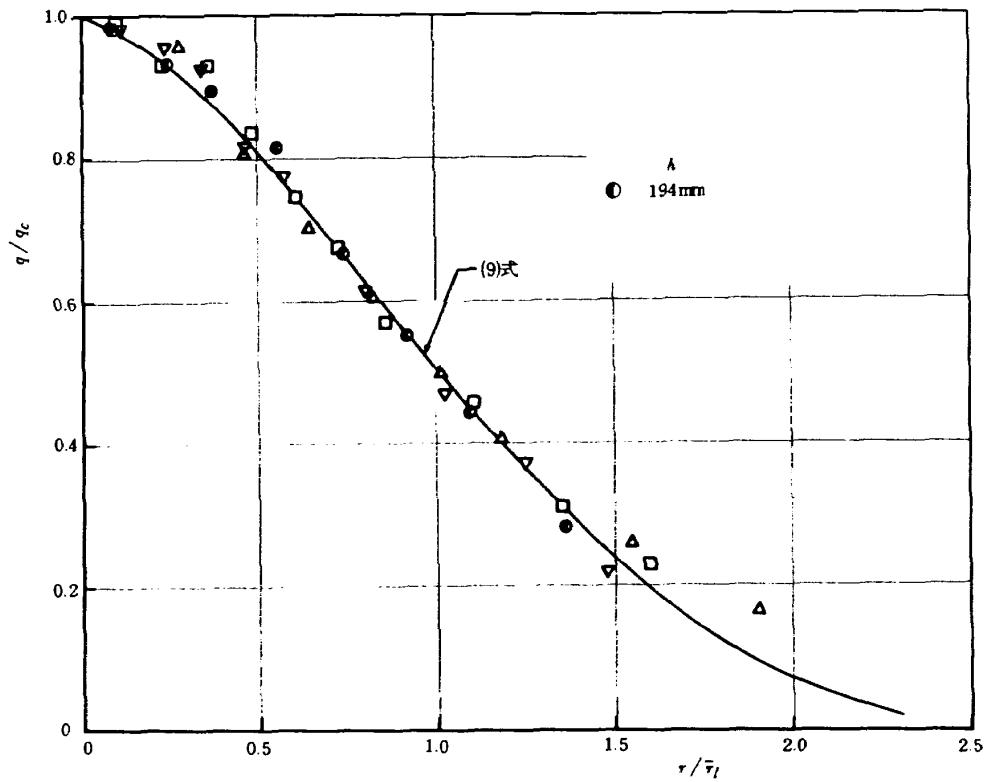


図 22-7 液滴流束プロフィール (CASE F)

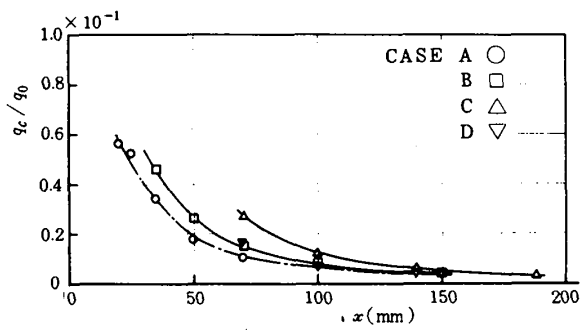


図 23 - 1 中心軸上液滴流束の軸方向変化 (CASE A~D)

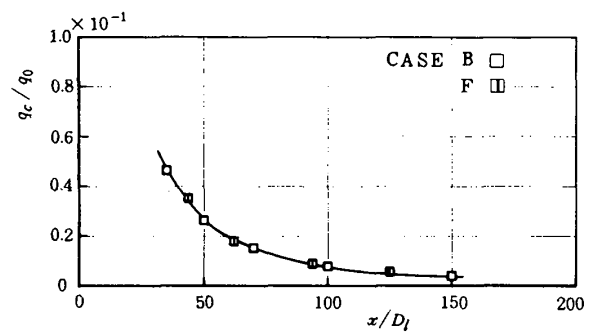


図 24 水ノズル直径で無次元化した長さに対する液滴流束変化 (CASE B, F)

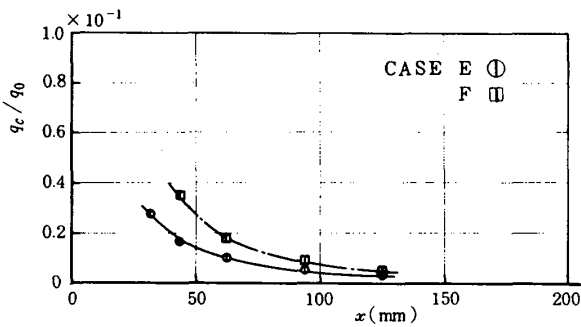


図 23 - 2 中心軸上液滴流束の軸方向変化 (CASE E, F)

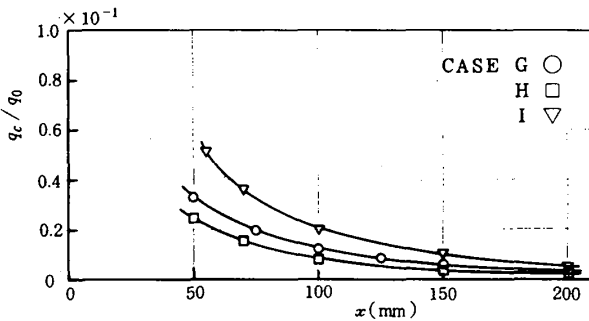


図 23 - 3 中心軸上液滴流束の軸方向変化 (CASE G~I)

としてもほぼ同じである。この他に気液噴射流量比 m_g/m_l 、運動量比 $m_g u_g/m_l u_l$ 等が考えられるが、これらを用いた場合には液滴の拡散状態の良否の説明は不可能となる。従ってここでは気液噴射流速比を噴射条件のパラメーターとして採用した。なお上で述べた各パラメーターがとる値を表 6 に示した。

液滴流束半値幅の軸方向変化

液滴流束半値幅の軸方向変化を図 25 (25-1 ~ 25-3) に示す。全領域に渡って x 方向に対しほぼ直線的に増加する。すなわち気相速度半値幅の場合と同様に x 方向に対する勾配は噴射条件によらずほぼ一定であるが、半値幅の大きさは水側噴口径の大きさが一定であれば N_2 ガス噴射速度の早い場合が遅い場合に比べて狭くなっている。これは N_2 ガス噴射速度の早い場合には 2.2.2 項で述べたように気相側半値幅も狭くなることによるものと考えられる。但し霧化状態が悪い場合 (CASE C) には液滴は気流の乱れに同調し難いため半値幅は狭くなる。一方

表 6 噴射初期条件によるパラメーターのとり値

CASE	u_g/u_l	$\rho_g u_g/\rho_l u_l$	$\rho_g u_g^2/\rho_l u_l^2$	w_l/w_g	$w_g u_g/w_l u_l$
A	34.4	0.0455	1.565	0.79	43.4
B	50.6	0.0739	3.739	0.49	102.8
C	22.6	0.0299	0.673	1.20	18.7
D	33.2	0.0485	1.610	0.75	44.3
E	78.9	0.1153	9.097	0.80	97.6
F	50.6	0.0742	3.755	1.26	40.2
G	33.6	0.0407	1.367	1.95	22.4
H	60.4	0.0731	4.418	1.88	32.1
I	45.4	0.0550	2.496	2.82	16.1

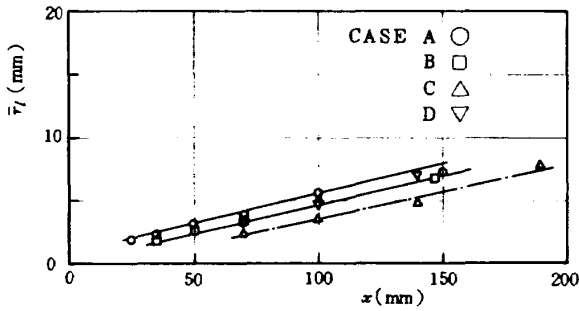


図 25 - 1 液滴流束半値幅の軸方向変化 (CASE A~D)

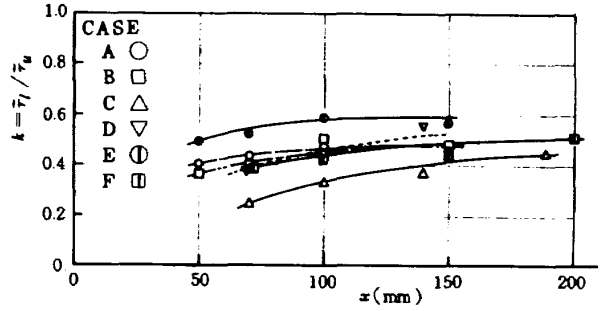


図 26 - 1 液滴流束半値幅と気相速度半値幅比の軸方向変化 (CASE A~F)

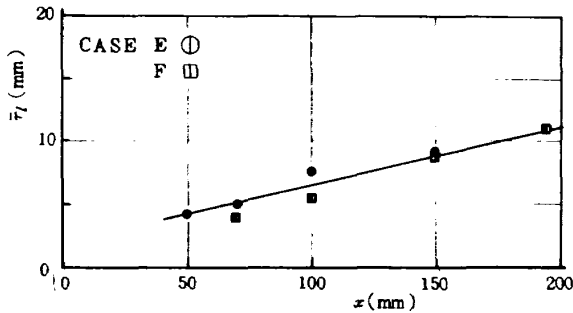


図 25 - 2 液滴流束半値幅の軸方向変化 (CASE E, F)

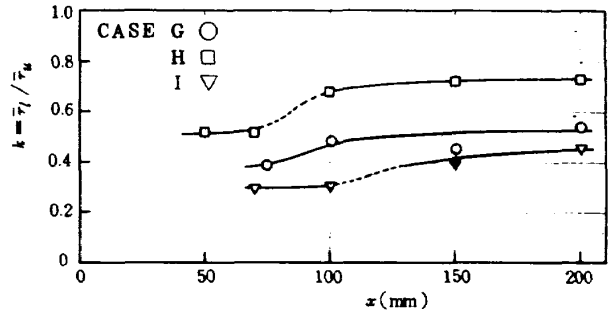


図 26 - 2 液滴流束半値幅と気相速度半値幅比の軸方向変化 (CASE G~I)

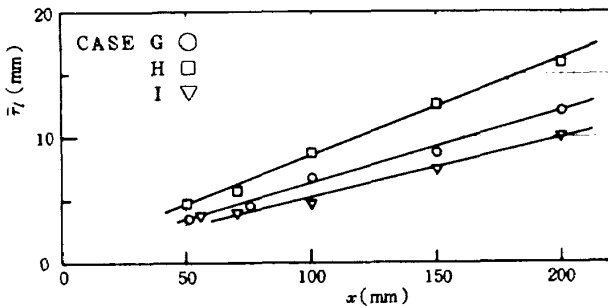


図 25 - 3 液滴流束半値幅の軸方向変化 (CASE G~I)

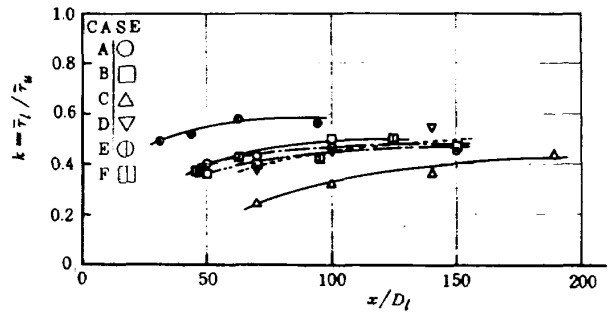


図 26 - 3 液滴流束半値幅と気相速度半値幅比の無次元軸方向長さに対する変化 (CASE A~F)

水噴口径を大きくした場合には、同一噴射条件に対して半値幅も僅かに大きくなる。

ここで液滴流束半値幅と気相速度半値幅の比

$$k = \bar{r}_l(x) / \bar{r}_u(x) \quad (10)$$

をとり、その軸方向変化を図 26 - 1, 26 - 2 に示す。同様に横軸を x/D_l とした場合を図 26 - 3, 26 - 4 に示す。 k の x/D_l に対する変化の傾向は図から次のようになっている。

(1) 気液噴射速度比の大きい場合 (CASE-E, $V_R = 78.9$, CASE H, $V_R = 60.4$) は、 k の値は最も早く ($x/D_l > 60$) 一定値に達し、しかも大きい値となる。

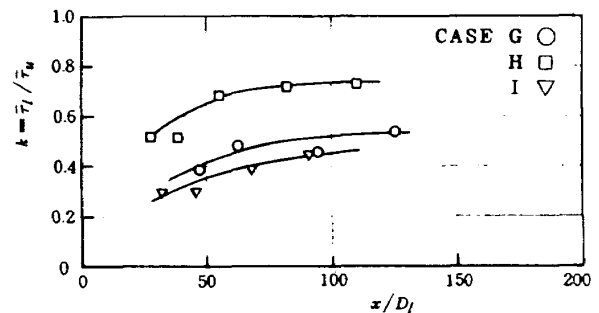


図 26 - 4 液滴流束半値幅と気相速度半値幅比の無次元軸方向長さに対する変化 (CASE G~I)

(2) 噴射速度比の小さい場合 (CASE C, $V_R = 22.6$) には, k は低い値のまま x/D_l とともに漸次増加しつづける (おそらく一定値に漸近するものと思われる)。

(3) (1)と(2)の中間の噴射速度比においては, ほぼ $x/D_l > 90$ において一定値に達し, k の値は(1)と(2)の中間の値を示す。

従って(2)の場合を除けば, ほぼ測定された主領域においては液滴流束半値幅と気相速度半値幅の比は一定となると言える。この実験事実は第3章の解析モデルにとり入れられる。

2.3.4 気相温度分布測定値

気相单相噴流の半径方向温度測定結果を図27に示す。測定は素線外径0.5mmのクロメル-コンスタタン熱電対によった。熱電対表面で気流の圧縮による温度上昇を避けるため図28に示したようなおおいを設けた。半径方向の温度勾配は十分に小さ

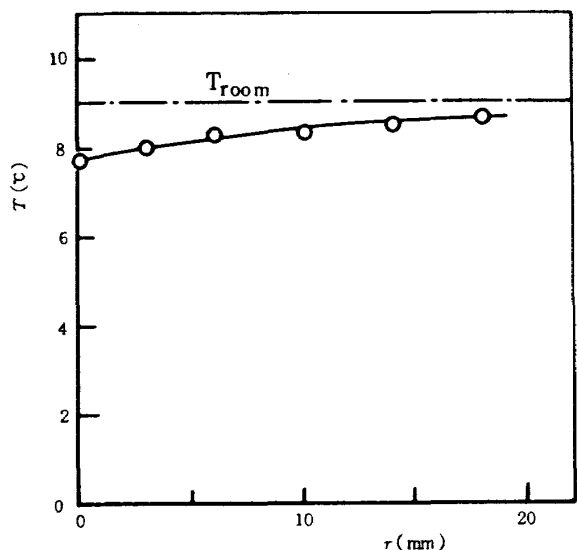


図27 気相单相噴流の温度分布
($P_{g, inj} = 1.35 \text{ kg/cm}^2$, $h = 100 \text{ mm}$)

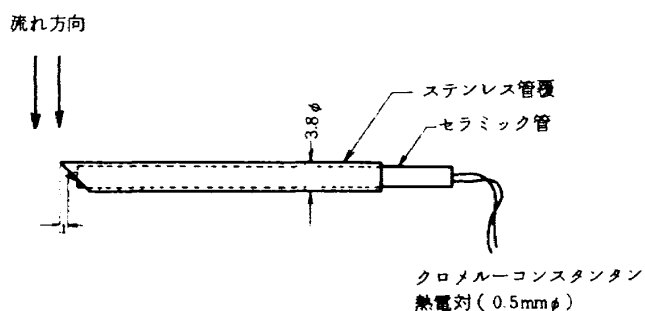


図28 気相温度測定用熱電対

いため解析モデルにおいて気相温度は軸方向距離 x にのみ依存する一次元量として扱うことになる。液滴を含んだ流れの場合には熱電対への液滴の付着によって, 気相側の正しい温度測定が行われなかった。

3. 計算モデル

中心部から液体, その外周部から高速のガスを噴射して形成される気液同軸噴霧流においてはノズル出口近傍で液柱は周囲の高速ガスによりくし削られ微粒化が行われる。このように霧化された液滴群は気流の乱れに乗り順次外周部へ拡散して行くものと考えられる。従って噴霧流を正確に記述するためには噴霧の発生機構および気流の乱れと液滴の輸送機構に関する知見が必要であり, これらの量を支配する式を同時に流れに沿って解く必要がある。しかしながら現時点においては, 例えば微粒化量 (気液の単位接触面積当り単位時間に微粒化される量) を記述する式が不明なことや, 気液噴射流量比がほぼ同じオーダーである場合に, 気液間の干渉をどのように記述するか等についても不明な点が多い。例えば伊藤⁽⁷⁾ は単孔円筒ノズルから静止大気中に噴射される水噴霧流の流れ場を求めるために随伴気流の運動方程式において, 非同次形の原因となる気液間抗力の項を, 抗力に応じた力場のみが存在する单相流におきかえて, 自由噴流に対する Reichardt の仮説を導入し運動方程式を線形・同次形化して解を求めている。しかし気相の拡散幅と液滴流束の拡散幅については相互間になんらかの物理的関係が存在するであろうことを指摘しているが, これらは乱れの問題に深く根ざしているものとしてそれ以上の解析は行われていない。これらのことから明らかなように噴霧流の全ての内部機構を明らかにするためには厳密な解析のみによって解くことは不可能と思われる。

従って著者は問題を単純化し, 噴霧流を巨視的に見る立場をとった。すなわち気相速度分布則, 液滴流束分布則等には実験で観察された一般則を採用し, 基礎式の導出は噴口からの任意距離における噴霧中心軸に垂直な断面内で, 各量の積分量が保存されるものとして定めた。この方法は基本的には Newman⁽⁸⁾ と同じであるが, 彼らの場合には周囲気体が噴

射流体（液体 CO₂）の臨界状態に近い雰囲気中での蒸発を伴う場合であって、誘引気体と液滴間の相対速度はないものとして扱っている。

本解析モデルでは噴霧流の測定結果から流れ場を次の三領域に分け、その各々の領域に対し適当な仮定を行いモデル化を行った。

すなわち液柱のコアが存在し、その気液接触面で微粒化が行われる微粒化領域。次いで噴霧中心軸付近で液滴の空間密度が高いため気相速度分布が中心軸近傍でいわゆる wake の形状となる遷移領域、さらに気液ともに中心軸上に最大値を有しほぼ正規分布の形状を有する主領域の三つである。これら三領域の様子を図 29 に示す。全領域にわたる主な仮定は以下の通りである。

- 1) 噴霧流中の静圧はいたる所周囲圧力(大気圧)に等しい。
- 2) 軸対称定常流を仮定し、気相速度分布、液滴流束分布は実験によって得られた分布則を適用する。
- 3) 軸方向速度に比べて半径方向速度は十分に小さいものとする。
- 4) 気液間の運動量交換は単一液滴の運動に基づくものの和として扱う。
- 5) 気相は噴射窒素ガス、誘引空気および液滴からの蒸発水蒸気（但し本実験範囲では蒸発はないものとする）の混合ガスであり、完全ガスとして扱う。
- 6) 気相速度、液滴流束、液滴速度以外の量は全て一次元（軸方向にのみ変化する）量とする。但し微粒化領域においては気相速度も一次元量と仮定する。
- 7) 気相の粘性効果は液滴の抗力に比べ十分に小さいものとする。

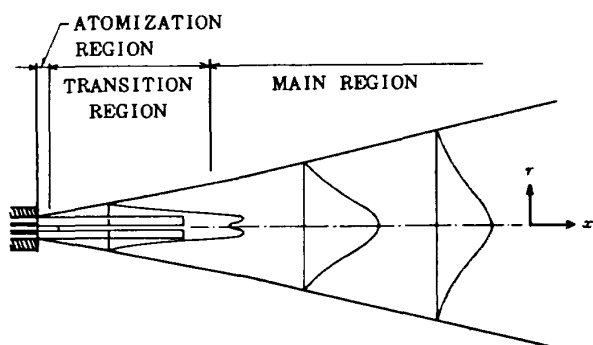


図 29 気液同軸噴霧流の形状モデル

これにより軸対称を仮定された各量の、任意区間 x と $x+dx$ における積分量の保存則から導かれる基礎式は、この区間での増分の 2 次以上の項を無視すれば、一次元の代数連立方程式となり解は容易に得られる。以下各領域での基礎式を導びくが最初に最も重要でかつ基本となる主領域から述べる。

[1] 主領域

主領域での仮定は次の通りである。

- 1) 気相速度分布は測定値 2.2.2 項から、液滴流束分布は 2.3.3 項から次の分布則を適用する。

気相速度分布

$$\left. \begin{aligned} u(x, r) &= u_c(x) (1 - \xi_u^{1.5})^2 \\ \xi_u &= r/R_g(x) = r/2.267 \bar{r}_u(x) \end{aligned} \right\} (1)$$

液滴流束分布

$$\left. \begin{aligned} q(x, r) &= q_c(x) (1 - \xi_l^{1.5})^3 \\ \xi_l &= r/R_l(x) = r/2.874 \bar{r}_l(x) \end{aligned} \right\} (9)$$

- 2) 液滴流束の外縁半径 $R_l(x)$ は液滴の半径方向への拡散によって支配されるものであるから、微粒化の状態、液滴の空間密度、気流の乱れ強さ、大きさ、気相乱れの周波数等に複雑に依存するものと考えられるが、本モデルにおいてはこの点に関しての詳細にはふれずに x のいたる所で

$$R_l(x) = KR_g(x) \quad (11)$$

と表わせるものと仮定し、 K は実験的に定める定数とする。これは 2.3.3 項の実験結果で述べたように気相速度半値幅 (\bar{r}_u) と液滴流束半値幅 (\bar{r}_l) には、主領域において (10) 式、すなわち

$$\bar{r}_l(x) / \bar{r}_u(x) = k$$

が成り立ち、かつ気相速度分布 (1) と液滴流束分布 (9) において

$$\left. \begin{aligned} R_g(x) &= 2.267 \bar{r}_u(x) \\ R_l(x) &= 2.874 \bar{r}_l(x) \end{aligned} \right\} (12)$$

であり (10), (11), (12) から

$$\left. \begin{aligned} R_l(x) &= 1.268 k R_g(x) \\ \text{すなわち} \\ K &= 1.268 k \end{aligned} \right\} (13)$$

とおけることによるものである。

表 7 は第 4 章の計算に用いられた k 値を示す。

以上の仮定のもとに各保存式は以下のようなになる。

表7 計算に用いた k の値

CASE	k
A	0.52
B	0.46
C	0.35
D	0.49
E	0.70
F	0.48

気相質量保存式

区間 x と $x + \Delta x$ 間に対し次式が成り立つ。

$$\frac{d}{dx} \left[2\pi \int_0^{R_g} \rho u r dr \right] + \sum_{j=1}^N \Delta w_{lg,j} + \Delta w_s = 0 \tag{14}$$

第1項は検査面 x と $x + \Delta x$ 間で流入出する気相質量の変化量である。第2項の $\sum_{j=1}^N \Delta w_{lg,j}$ は x と $x + \Delta x$ 間で全ての液滴からの蒸発量であり(14)式で与えられる。ここで $j = 1$ は微粒化領域の最初の微小区間 Δx で微粒化されたグループ(粒径 $d_1(x)$, 粒数 \bar{N}_1 からなり, その質量の総和は $w_{l,s,1}(x)$ である)に対する名称であり, $j = N$ は最終微粒化区間に対するグループの名称である。また第3項は外部から系に誘引された気体量で(14)式で与えられる。

(以下気相に対する添字 g は, まぎらわしくない場合には省略する)

(14)式の u に(1)式を代入して積分を行い, 増分の2次以上の項を省略する。

さらに, $2\pi\rho u_c R_g^2 \equiv w_{gc}$ で無次元化すれば次式を得る。

$$\left(\text{但し以下 } \frac{df}{dx} \simeq \Delta f / \Delta x \equiv \Delta f \text{ と記す} \right)$$

$$\Delta u'_c + \Delta \rho' + 2 \Delta R'_g + \phi'_{M,M} = 0 \tag{14'}$$

ここで

$$\Delta u'_c = \Delta u_c / u_c(x), \quad \Delta \rho' = \Delta \rho / \rho(x)$$

$$\Delta R'_g = \Delta R_g / R_g(x),$$

$$\phi'_{M,M} \equiv -7.778 \left(\sum_{j=1}^N \Delta w_{lg,j} + \Delta w_s \right) / w_{gc}$$

である。

運動量保存式

区間 x と $x + \Delta x$ 間に対して次式が成り立つ。

$$\frac{d}{dx} \left[2\pi \int_0^{R_g} \rho u^2 r dr + \sum_{j=1}^N w_{l,s,j} u_{l,s,j} \right] = 0 \tag{15}$$

第1項は検査面 x と $x + \Delta x$ 間で流入出する気相運動量変化である。第2項は区間 Δx 間で各液滴の有する運動量変化の総和である。上式の u に(1)式を代入し積分後, 増分の2次以上の項を省略して

$$2\pi\rho u_c^2 R_g \equiv w_{gc} u_c$$

で無次元化して次式を得る。

$$2 \Delta u'_c + \Delta \rho' + 2 \Delta R'_g + \phi'_{M,MO} = 0 \tag{15'}$$

ここに

$$\phi'_{M,MO} \equiv 14.979 \frac{\sum_{j=1}^N (w_{l,s,j} \Delta u_{l,s,j} - u_{l,s,j} \Delta w_{lg,j})}{u_c w_{gc}}$$

ここで $u_{l,s,j}$ および $\Delta u_{l,s,j}$ は j 番目の液滴群が半径方向位置 r_j でさらされる気相速度 $u(x, r_j)$ の下での液滴の運動から定められるものであり, 詳細は液滴の運動方程式の項で述べる。

エネルギー保存式

区間 x と $x + \Delta x$ 間に対し次式が成り立つ。

$$\begin{aligned} \frac{d}{dx} \left[2\pi \int_0^{R_g} C_p T \rho u r dr + \sum_{j=1}^N C_{pl} T_l w_{l,s,j} \right. \\ \left. + \frac{1}{2gJ} \left\{ 2\pi \int_0^{R_g} \rho u^3 r dr + \sum_{j=1}^N w_{l,s,j} \cdot u_{l,s,j}^2 \right\} \right] \\ - \left[h_{l,v} + C_{plg} (T - T_l) \right] \sum_{j=1}^N \Delta w_{lg,j} \\ + C_{ps} T_s \Delta w_s = 0 \tag{16} \end{aligned}$$

第1項は検査面 x , $x + \Delta x$ 間で流入出する気相の有するエンタルピー変化である。第2項は区間 Δx 間で各液滴の有するエンタルピー変化の総和である。第3項, 4項はそれぞれ気相の運動エネルギー, 液滴の有する運動エネルギーの変化を表わす。第5項は液滴から蒸発によって相変化を行う際のエンタルピー変化である。また最後の項は系に流入する誘引気体によってもたらされるエンタルピー増加である。

上式の u に(1)式を代入して積分後, 増分の2次以上の項を省略して

$$2\pi C_p T \rho_{uc} R_g^2 \equiv C_p T w_{gc}$$

で無次元化して次式を得る。

$$C_{M,E,1} \Delta u'_c + C_{M,E,2} \Delta \rho' + C_{M,E,3} \Delta R'_g \\ C_{M,E,4} (\Delta T' + \Delta C'_p) + C_{M,E,5} + \phi'_{M,E} = 0 \tag{16'}$$

ここに

$$\Delta T' = \Delta T / T(x), \quad \Delta C'_p = \Delta C_p / C_p(x)$$

$$C_{M,E,1} = 0.1286 + 0.0647 u_c^2 / (g J C_p T)$$

$$C_{M,E,2} = 0.1286 + 0.0215 u_c^2 / (g J C_p T)$$

$$C_{M,E,3} = 0.2571 + 0.0431 u_c^2 / (g J C_p T)$$

$$C_{M,E,4} = 0.1286$$

$$C_{M,E,5} = \{ h_{l,v} - C_{\mu} T_l + C_{\mu g} (T - T_l) \} \cdot$$

$$\sum_{j=1}^N \Delta w_{lg,j} - C_{ps} \cdot T_s \Delta w_s \} / 2\pi C_p T \rho_{uc} R_g^2$$

$$\phi'_{M,E} = \frac{\sum_{j=1}^N (2 w_{ls,j} u_{ls,j} \Delta u_{ls,j} - u_{ls,j}^2 \Delta w_{lg,j})}{2 g J \times 2\pi C_p T \rho_{uc} R_g^2}$$

気相に対する完全ガスの式

$$\Delta \rho' + \Delta T' - \Delta M' = 0 \tag{17}$$

ここで $\Delta M' = \Delta M / M(x)$ である。

以上の(14'), (15'), (16'), (17)の4つの基礎式の他に補助となる式を以下に示す。

液滴の運動方程式

微粒化領域で順次微粒化された液滴グループに名称を付ける。すなわち微粒化領域の最初の微少区間 Δx で微粒化された液滴群(初期直径 d_0 なる \bar{N}_1 個の液滴からなり、その質量の総和は $w_{ls,1}$ である)は $j=1$ 、次の Δx で形成されたものは $j=2$ 、以下最終グループを $j=N$ と名付ける。現象的に考えて j の若い番号ほど噴霧流の外側に位置すると考えられるから、各々のグループは以下の様な飛跡をたどるものと仮定する。すなわち任意の位置 x において $j=1$ の液滴群が存在する r 方向範囲は最外縁 $R(x) \equiv r_1(x)$ と $r=r_2(x)$ 間であるとすれば $j=1$ の液滴群に対する質量保存則から

$$w_{ls,1}(x) = 2\pi \int_{r_2}^{r_1=R_l} q(x,r) r dr \\ \text{以下同様に} \\ w_{ls,2}(x) = 2\pi \int_{r_3}^{r_2} q(x,r) r dr \\ \dots\dots\dots \\ w_{ls,N}(x) = 2\pi \int_0^{r_N} q(x,r) r dr \tag{18}$$

と書ける。

ここで、 $w_{ls,j}(x) = \Delta w_a(j) - \sum_{s=j+\Delta x}^x \Delta w_{lg,j}$ であ

って、第1項は本節[2]で述べる微粒化率によって定まる j グループの微粒化量である。第2項は j グループの液滴が微粒化後、現在位置までの間で蒸発した量の総和である。

(18式の q に(9)式を代入して積分すれば $r_1 (\equiv R_l)$ から $r_2, \dots, r_j, \dots, r_N$ が順次定まり、 j 番目の液滴群は $r=r_j$ と r_{j+1} の間に存在することになる。これらの様子を図30に示す。

従って j 番目の液滴群は近似的に $\bar{r}_j \equiv \frac{1}{2} (r_j + r_{j+1})$ における気相速度 $u(x, \bar{r}_j)$ の下で液滴の運動方程式は次式の様に書ける。

$$\Delta u_{ls,j} = \frac{3}{8} C_{D,j} \left(\frac{\rho}{\rho_l} \right) \\ \times \frac{|u(x, \bar{r}_j) - u_{ls,j}(x, \bar{r}_j)| (u(x, \bar{r}_j) - u_{ls,j}(x, \bar{r}_j))}{r_{d,j}(x) u_{ls,j}(x, \bar{r}_j)} \Delta x + \frac{g \Delta x}{u_{ls,j}(x, \bar{r}_j)} \tag{19}$$

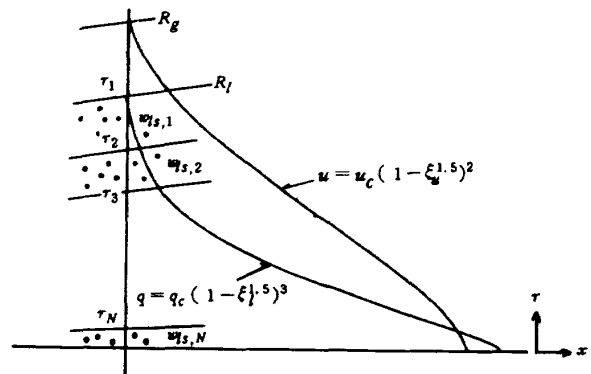


図30 液滴群の飛跡モデル

ここで $C_{D,j}$ は液滴が濃い空間密度で存在する場合の抗力係数で文献⁽¹⁴⁾によった。

すなわち

$$\left. \begin{aligned} C_{D,j} &= 24 R_{e_d,j}^{-0.84} & R_{e_d,j} &\leq 80 \\ &= 0.271 R_{e_d,j}^{0.217} & R_{e_d,j} &> 80 \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

である。

液滴からの蒸発量

j グループからの蒸発量は

$$\begin{aligned} \Delta w_{lg,j} &= \bar{N}_j \frac{2\pi \bar{\lambda} r_{d,j}(x) Nu_{d,j}}{\bar{C}_p u_{ls,j}(x, \bar{r}_j)} \\ &\quad \times \ln \left\{ 1 + \frac{(T - T_l) C_p}{h_{l,v}} \right\} \Delta x \quad (21) \end{aligned}$$

であるから、区間 x と $x + \Delta x$ 間での総蒸発量は

$$\begin{aligned} \sum_{j=1}^N \Delta w_{lg,j} &= \sum_{j=1}^N \bar{N}_j \frac{2\pi \bar{\lambda} r_{d,j}(x) Nu_{d,j}}{\bar{C}_p u_{ls,j}(x, \bar{r}_j)} \\ &\quad \times \ln \left\{ 1 + \frac{(T - T_l) C_p}{h_{l,v}} \right\} \Delta x \quad (21') \end{aligned}$$

となる。ここで

$$\left. \begin{aligned} Nu_{d,j} &= 2.0 + 0.6 P_r^{1/3} R_{e_d,j}^{1/2} \\ P_r &= 4\tau / (9\tau - 5) \end{aligned} \right\} \quad (22)$$

また、液滴周囲のフィルム平均熱伝導率 ($\bar{\lambda}$)、定圧比熱 (\bar{C}_p)、分子量 (\bar{M}) は文献⁽¹⁵⁾により

$$\begin{aligned} \bar{\lambda} &= (1 - P'/2P_e) \lambda_g + (P'/2P_e) \lambda_m \\ \bar{C}_p &= (1 - P'/2P_e) \frac{M_g}{M} C_{p,g} + \frac{P'}{2P_e} \frac{M_m}{M} C_{p,m} \\ \bar{M} &= (1 - P'/2P_e) M_g + (P'/2P_e) M_m \end{aligned} \quad (23)$$

とした。

各グループの液滴径は蒸発量が分かっているから

$$\begin{aligned} r_{d,j}(x) &= r_{d,0} \left(\frac{w_{ls,j}(x)}{\Delta w_a(j)} \right)^{1/3} \\ &= r_{d,0} \left(1 - \frac{\sum_{j=1}^x \Delta w_{lg,j}}{\Delta w_a(j)} \right)^{1/3} \quad (24) \end{aligned}$$

と表わせる。

液滴質量保存式

液滴質量保存式は次式で表わされる。

$$w_l(x=0) = 2\pi \int_0^{R_l(x)} q(x, r) r dr$$

$$+ \sum_{x=0}^x \sum_{j=1}^N \Delta w_{lg,j} \quad (25)$$

左辺は噴射された水流量であり、右辺第1項は全液滴流量、第2項は現在位置まで、全ての液滴からの蒸発量を表す。

上式の q に(9)式を代入して積分して(1)式を用いれば任意位置の液滴流束は次式のようになる。

$$\begin{aligned} q(r, x) &= \frac{(w_l(x=0) - \sum_{x=0}^x \sum_{j=1}^N \Delta w_{lg,j})}{0.5593 K^2 R_g^2(x)} \\ &\quad \times \left\{ 1 - \left(\frac{r}{KR_g(x)} \right)^{1.5} \right\}^3 \quad (26) \end{aligned}$$

その他の式

(14)、(16)式に表わされる系に誘引される気体量 Δw_s は Schlichting⁽¹⁶⁾ により

$$\Delta w_s = 0.404 \rho_s \sqrt{\frac{J_g}{\rho}} \Delta x \simeq k_s \rho_s R_g u_c \Delta x \quad (27)$$

ここで

$$J_g = 2\pi \int_0^\infty \rho u^2 r dr \simeq 2\pi \int_0^{R_g} \rho u^2 r dr$$

である。但し定数 k_s は 0.89 とした (J_g の u に(1)式を代入すれば $k_s = 1.013$ となるが、4.1項で述べる気相単相噴流に適用する際に、実験値を最も良く表わすのか $k_s = 0.89$ であることから上述の値をとった)。この他に系に誘引する気体量を表わす式としては次式⁽²⁰⁾が知られているが、

$$\frac{\dot{m}_e}{\dot{m}_0} = 0.32 \sqrt{\frac{\rho_s}{\rho_{g,0}}} \frac{x}{\bar{D}_g} - 1 \quad (27')$$

ここで $\bar{D}_g = \sqrt{D_g^2 - D_N^2}$ とした

いずれの式を用いても結果の差異はほぼ無視出来る。

次に気相成分は蒸発ガス(添字1)、噴射 GN_2 (添字2)、誘引空気(添字3)から成る混合ガスであるから、完全ガスを仮定してその分子量 M 、増分 ΔM 、定圧比熱 C_p 、増分 ΔC_p は各気相の重量分率を Y_i で表わせば、

$$\left. \begin{aligned} M &= 1 / (Y_1/M_1 + Y_2/M_2 + Y_3/M_3) \\ \Delta M &= - (\Delta Y_1/M_1 + \Delta Y_2/M_2 + \Delta Y_3/M_3) \\ &\quad / (Y_1/M_1 + Y_2/M_2 + Y_3/M_3)^2 \\ C_p &= C_{p1} Y_1 + C_{p2} Y_2 + C_{p3} Y_3 \\ \Delta C_p &= C_{p1} \Delta Y_1 + C_{p2} \Delta Y_2 + C_{p3} \Delta Y_3 \end{aligned} \right\} \quad (28)$$

と書ける。

ここで Y_i は

$$\sum_{x=0}^x \sum_{j=1}^N \Delta w_{lg,j} + w_{g,0} + \sum_{x=0}^x \Delta w_s \equiv w_{g,t}$$

とおけば

$$Y_1 = \sum_{x=0}^x \sum_{j=1}^N \Delta w_{lg,j} / w_{g,t}$$

$$Y_2 = w_{g,0} / w_{g,t}$$

$$Y_3 = w_s / w_{g,t}$$

$$\Delta Y_1 = \left\{ w_{g,t} \sum_{j=1}^N \Delta w_{lg,j} - \left(\sum_{j=1}^N \Delta w_{lg,j} + \Delta w_s \right) \right.$$

$$\left. \times \sum_{x=0}^x \sum_{j=1}^N \Delta w_{lg,j} \right\} / w_{g,t}^2$$

$$\Delta Y_2 = - \left(\sum_{j=1}^N \Delta w_{lg,j} + \Delta w_s \right) w_{g,0} / w_{g,t}^2$$

$$\Delta Y_3 = \left\{ w_{g,t} \cdot \Delta w_s - \left(\sum_{j=1}^N \Delta w_{lg,j} + \Delta w_s \right) w_s \right\} / w_{g,t}^2 \quad (29)$$

である。

以上の(14), (15), (16), (17)の基礎式において独立な未知量は

$$\Delta u'_c = \Delta u_c / u_c(x), \quad \Delta \rho' = \Delta \rho / \rho(x),$$

$$\Delta T' = \Delta T / T(x), \quad \Delta R'_g = \Delta R_g / R_g(x)$$

であり(18)~(29)の補助式のもとに、これらは代数連立方程式の解として求まる。従って $x = x$ における既知の値から $x = x + \Delta x$ における解は

$$\left. \begin{aligned} u_c(x + \Delta x) &= u_c(x) + \Delta u_c \\ \rho(x + \Delta x) &= \rho(x) + \Delta \rho \\ T(x + \Delta x) &= T(x) + \Delta T \\ R_g(x + \Delta x) &= R_g(x) + \Delta R_g \end{aligned} \right\} (30)$$

として定まる。主領域における初期値は遷移領域の最終値を受けつぐ。計算上の微少区間 Δx は 0.2 ~ 1 mm の範囲で変えて計算したが、結果にはほとんど影響がなかったので $\Delta x = 1$ mm とした。

[2] 微粒化領域

この領域で最も重要で、かつその支配式が未知なものは微粒化量である。微粒化特性すなわちノズル形状と噴射条件が与えられた場合の噴霧粒径分布等

に関する研究は数多くなされて来ているが、高速のガス流によって液柱からくし削られて、気液の単位接触面積当り、単位時間に形成される液滴の割合すなわち局所微粒化量 (Atomization rate) に関してはいまだ明らかにされていないと言える。著者の知る限りにおいては Dickerson ら⁽¹⁾ のものが唯一である。これは Mayer の高速気流による微粒化機構の理論を拡張して噴霧の生成割合を算出している。すなわち単位液表面当り単位時間の微粒化量は

$$\frac{\dot{W}_a}{A_s} = C_a F(n) \left[\frac{\mu_l \rho_l (\rho(\bar{u} - u_l)^2)^2}{\sigma_l g} \right]^{1/3} \quad (31)$$

と与えられるとしている。ここで C_a は実験定数、 $F(n)$ は液表面に成長する波の成長時間に関するものであるとされているが、その与え方に対する物理的意味は不明である。従って本モデルにおいては微粒化量は未知の量として扱うことにする。

また気相速度は一次元を仮定した。これは例えば微粒化量に関する気相速度は一次元の代表速度が用いられることや、後述するようにこの領域では未知数の数が支配式の数よりも多いため複雑な速度分布を与えては解が得られないことによるものである。勿論噴霧の発生機構の詳細が分かれば、それに応じてこれらの仮定は取り除かれることになる。微粒化領域での主な仮定は次の通りである。

- 1) 液滴流束、液滴速度以外の量は一次元 (軸方向) のみ変化) とする。
- 2) 微粒化量は未知量として解として求める。
- 3) 未知数の数は基礎式の数よりも 1 個多いため微粒化領域では噴霧の外形を与える。

これらの仮定のもとで各保存式は次のようになる。
気相質量保存式

$$\frac{d}{dx} (A \rho u) + \sum_{j=1}^N \Delta w_{lg,j} + \Delta w_s = 0 \quad (32)$$

第 1 項は検査面 x と $x + \Delta x$ 間で流入出する気相質量の変化量である。第 2 項は区間 Δx 間で全液滴からの蒸発量であり、第 3 項は外部から系に流入する気体量である。増分の 2 次以上の項を省略して

$$A \rho u \equiv w_{g,t} \text{ とおいて上式を無次元化すれば} \\ \Delta u' + \Delta \rho' + \Delta A' + \phi'_{A,M} = 0 \quad (32')$$

を得る。ここで

$$\Delta A' = \Delta A / A(x), \quad \phi'_{A,M} = - \left(\sum_{j=1}^N \Delta w_{lg,j} + \Delta w_s \right) / w_{g,t}(x)$$

である。

運動量保存式

$$\frac{d}{dx} \left[(w_l u)_g + (w u)_{lp} + \sum_{j=1}^N w_{ls,j} u_{ls,j} \right] = 0 \quad (33)$$

第1項は検査面 x と $x + \Delta x$ 間で流入出する気相運動量変化である。第2項は液ポテンシャル・コアの有する運動量変化、第3項は液滴状液相の運動量変化である。

増分の2次以上の項を省略して

$$A \rho u^2 \equiv (w_l u)_g$$

とにおいて上式を無次元化する。

但し

$$\frac{d}{dx} w_{lp}(x) \equiv \Delta w_a(x)$$

が区間 x と $x + \Delta x$ 間での微粒化量である。

従って

$$\Delta u' - \left(\frac{u_{ls,j} - u_{lp}}{u} \right) \Delta w'_a + \Delta w'_{g,t} + \phi'_{A,MO} = 0 \quad (33')$$

を得る。

ここで

$$\Delta w'_a = \Delta w_a / w_{g,t}(x),$$

$$\Delta w'_{g,t} = \sum_{j=1}^N \Delta w_{lg,j} / w_{g,t}(x)$$

$$\phi'_{A,MO} = \frac{\sum_{j=1}^N (w_{ls,j} \Delta u_{ls,j} - u_{ls,j} \Delta w_{lg,j})}{(w_l u)_g}$$

である。

エネルギー保存式

$$\frac{d}{dx} \left[(w_l C_p T)_g + (w C_p T)_l + \frac{1}{2gJ} \times (w_{g,t} u^2 + w_{lp} u_{lp}^2 + \sum_{j=1}^N w_{ls,j} u_{ls,j}^2) \right]$$

$$- [h_{l,v} + C_{pl}(T - T_l)] \sum_{j=1}^N \Delta w_{lg,j} + (C_p T \Delta w)_3 = 0 \quad (34)$$

第1～5項までは検査面 x と $x + \Delta x$ 間で流入出する気相の有するエンタルピー変化、液相の有するエンタルピー変化、気相の運動エネルギー変化、液ポテンシャル・コアの運動エネルギー変化、液滴の運動エネルギー変化であり、第6項は液滴から蒸発によって相変化を行う際のエンタルピー変化である。第7項は系に流入する誘引空気によってもたらされるエンタルピー増加である。

ここで増分の2次以上の項を省略して

$$(A \rho u C_p T)_g \equiv (w_l C_p T)_g$$

を用いて上式を無次元化すれば

$$2C_1 \Delta u' + \Delta T' - C_1 \left(\frac{u_{lp}}{u} \right) \Delta w'_a + \Delta C'_{pg} + (1 + C_1) \Delta w'_{g,t} + C_1 \phi'_{A,E} - \left(\frac{C_{pl} T_l - H}{C_{pg} T_g} \right) \times \Delta w'_{g,t} - \left(\frac{C_{ps} T_s}{C_{pg} T_g} \right) \Delta w'_s = 0 \quad (34')$$

を得る。

ここに

$$C_1 = u^2 w_{g,t} / (2gJ \cdot w_{g,t} C_{pg} T)$$

$$H = C_{plg}(T - T_l) + h_{l,v}$$

$$\phi'_{A,E} = \sum_{j=1}^N (2u_{ls,j} w_{ls,j} \Delta u_{ls,j} - u_{ls,j}^2 \Delta w_{lg,j}) / u^2 \cdot w_{g,t}$$

である。

気相に対する完全ガスの式

$$\Delta \rho' + \Delta T' - \Delta M' = 0 \quad (35)$$

である。

その他の補助となる式は主領域での(18)～(29)式と同じである。

ここで微粒化領域のモデルを図31に示す。先に述べたように液滴群に $j = 1 \sim N$ の名称が付けられる。

噴射された GN_2 は与えられた角度 α_g で広がり、液コアとは $x_{a,s} = \frac{(D_n - D_l)}{2 \cdot \tan \alpha_g}$ で接触し始める。すなわち微粒化は $x = x_{a,s}$ で開始されるものとする。

$x_{a,s}$ と次の微少区間 Δx 間で微粒化された液滴が

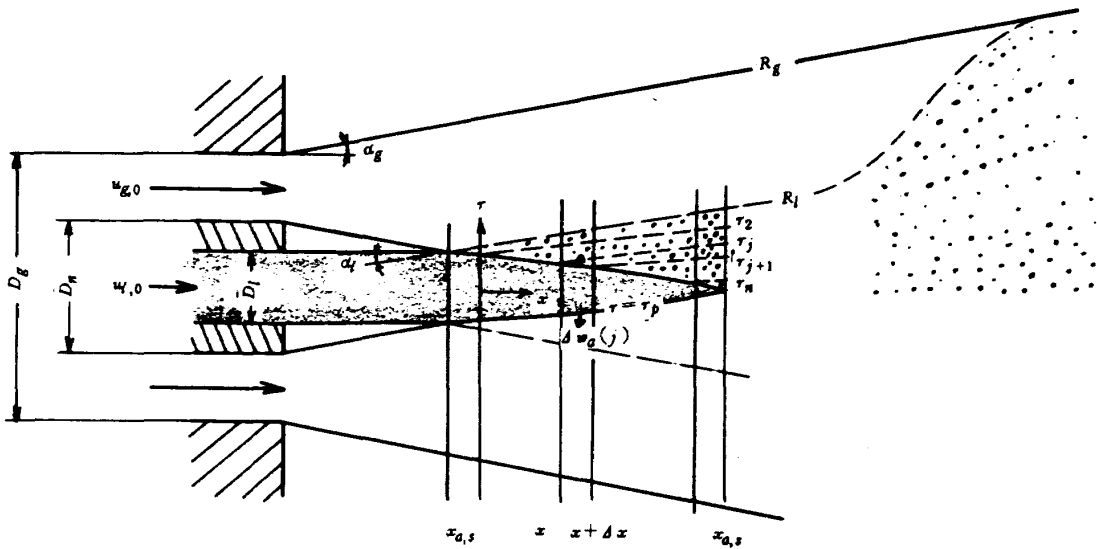


図 31 微粒化領域モデル

ループは $j = 1$ であり、初期粒径 d_0 と個数 \bar{N}_1 個からなる。その質量の総和は(32)~(34), (35)式から解として求まる $\Delta w_a(1)$ である。以下同様に $j = N$ のグループは初期粒径 d_0 、個数 \bar{N}_N 、総質量 $\Delta w_a(N)$ である。これら各グループの飛跡は液滴の運動方程式の項で述べた通り半径方向液滴流束分布に従う位置をとる。すなわち j 番目のグループは $r = r_j$ と r_{j+1} の間に存在する。ここでもう一度、各グループに対する液滴質量保存則を示せば

$$\begin{aligned} \Delta w_a(1) &= 2\pi \int_{r_2}^{r_1=R_1(x)} q(x,r) r dr + \sum_{x=0}^x \Delta w_{lg,1} \\ \Delta w_a(2) &= 2\pi \int_{r_3}^{r_2} q(x,r) r dr + \sum_{x=\Delta x}^x \Delta w_{lg,2} \\ &\dots\dots\dots \\ \Delta w_a(N) &= 2\pi \int_0^{r_N} q(x,r) r dr + \sum_{x=(N-1)\Delta x}^x \Delta w_{lg,N} \end{aligned} \tag{36}$$

であるから、左辺の $\Delta w_a(j)$ に解を、右辺の $q(x, r)$ に(9)式を代入して積分し、液滴流束の最外縁 $R_l(x)$ が分かっているから(36)式において、各グループが存在すべき範囲 $r_1 = R_l(x)$, $r_2, \dots, r_j, \dots, r_N$ が順次定まる。従って微粒化領域においては流れ場は図 31 に示したように 3つの部分から成り立っている。

1) 水のポテンシャル・コアが存在する範囲

$$0 \leq r \leq r_p \quad u_l = u_{l,p} = u_{l,0},$$

$$w_l(x) = w_{l,0} - \sum_{j=1}^j \Delta w_a(j)$$

2) 気流中に液滴が存在する範囲

$$r_2 < r \leq R_l \quad u = u_g,$$

$$w_{ls,1}(x) = \Delta w_a(1) - \sum_{x=0}^x \Delta w_{lg,1} \tag{37}$$

$$r_3 < r \leq r_2 \quad u = u_g,$$

$$w_{ls,2}(x) = \Delta w_a(2) - \sum_{x=\Delta x}^x \Delta w_{lg,2}$$

$$\dots\dots\dots$$

$$r_p < r \leq r_N \quad u = u_g,$$

$$w_{ls,N}(x) = \Delta w_a(N) - \sum_{x=N\Delta x}^x \Delta w_{lg,N}$$

この範囲の各液滴グループに対して、蒸発が完了するまで粒数が保存されるものとすれば、粒数 \bar{N}_j は

$$\bar{N}_j = \Delta w_a(j) / \frac{\pi}{6} \rho_l d_0^3 \tag{38}$$

で与えられる。

3) 液滴の拡散のおよばない範囲

$$R_l < r \leq R_g \quad u = u_g, \quad w_{ls} = 0 \tag{39}$$

(8)式の初期粒径 d_0 は気流噴射弁に対する棚沢の実験式, (4)式を用いて単一の代表粒径で表わした。

さらに微粒化領域での仮定3)で述べたように基礎式を解くためには噴霧の外形を与える必要がある。ここでは写真観察による噴霧の広がり半角を与えて外形を定めた。但し写真観察ではこの領域の気相の広がりが分からないため, 図 31 に示すように主領域での広がりから外そうして半角 α_g を与えた。一方液滴の広がり半角 α_l は主領域での仮定(1)式と同様に

$$\alpha_l / \alpha_g = K = 1.268 k \quad (40)$$

とし k と α_g から求めた。本実験範囲では $\alpha_g \approx 10.5^\circ$ とほぼ一定であり,

$$0.35 \leq k \leq 0.58$$

であるから

$$4.7^\circ \leq \alpha_l \leq 7.7^\circ$$

の範囲である。

従って噴霧の外形は

$$\left. \begin{aligned} R_g(x) &= D_g/2 + x \cdot \tan \alpha_g \\ R_l(x) &= D_l/2 + x \cdot \tan \alpha_l \end{aligned} \right\} \quad (41)$$

で与えられる。

計算の初期条件は噴射器ドームの貯気圧力(噴射圧力)から可逆断熱膨張するものとした。すなわち

$$u_0 = C_u \sqrt{2g \frac{\tau}{\tau-1} \frac{P_g^0}{\rho_g^0} \left\{ 1 - \left(\frac{P_s}{P_g^0} \right)^{\frac{\tau-1}{\tau}} \right\}}$$

$$T_0 = T^0 \left(\frac{P_s}{P_g^0} \right)^{\frac{\tau-1}{\tau}}$$

$$\rho_0 = \frac{P_s M_{N_2}}{RT_0}$$

である。

[3] 遷移領域

微粒化が完了してから, かなりの距離にわたって噴霧流中心軸近傍で液滴の空間密度が高いため, 気相速度分布は図 12 (12-2) の $x \leq 35\text{mm}$ で示した様に wake の速度分布に類似なものとなる。実験観察によれば距離 x が進むにつれて, 最大速度 u_{max} は減少するが, 中心軸上の速度極小値 u_c は僅かに増加するだけである。やがて $u_{max} \approx u_c$ が達成されて中心軸付近でやや扁平な最大速度を有する形状となり順次正規分布に近いものへ移って行く。本モデルでは微粒化が完了した位置から $u_{max} \approx u_c$ が達成

されるまでの範囲を遷移領域とし, それ以降は主領域とした。

遷移領域での主な仮定は次の通りである。

1) 気相速度分布は測定値 2.2.2 項から次の分布則を適用する。

すなわち中心軸から最大速度を有する位置 ($r = b$) までは wake の速度分布式

$$\begin{aligned} 0 \leq r \leq b \\ \frac{u_{max} - u_{inn}(x, r)}{u_{max} - u_c} &= (1 - \xi_{u,inn}^{1.5})^2 \\ \xi_{u,inn} &= r/b \end{aligned} \quad (2)$$

最大速度位置から外縁に対して

$$\begin{aligned} b \leq r \leq R_g(x) \\ \frac{u_{out}(x, r)}{u_{max}} &= (1 - \xi_{u,out}^{1.5})^2 \\ \xi_{u,out} &= \frac{r-b}{R_g(x)-b} \end{aligned} \quad (3)$$

を用いる。

ここで b は $u = u_{max}$ なる位置であり実験観察よりほぼ b は一定であり,

$$b = 0.93 (D_g - D_n) \quad (43)$$

とした。

2) 液滴流束分布は測定値 2.3.2 項から主領域と同一の分布則

$$q(x, r) = q_c(x) \left[1 - \left(\frac{r}{R_l(x)} \right)^{1.5} \right]^3 \quad (9)$$

を適用する。また $R_l(x)$ と $R_g(x)$ の関係についても(1)式の仮定に従うものとする。以上の仮定のもとに各保存式は次のようになる。

気相質量保存式

$$\begin{aligned} \frac{d}{dx} \left[2\pi \int_0^b \rho u_{inn} r dr + 2\pi \int_b^{R_g} \rho u_{out} r dr \right] \\ + \sum_{j=1}^N \Delta w_{lg,j} + \Delta w_s = 0 \end{aligned} \quad (44)$$

第 1, 2 項は検査面 x と $x + \Delta x$ 間で流入出する気相質量の変化量である。第 3 項は区間 Δx で全液滴からの蒸発量であり, 第 4 項は外部から系に流入する気体量である。上式の u に(2), (3)式を代入して積分後, 増分の 2 次以上の項を省略して

$$2\pi \rho R_g^2 u_{max} \equiv w_{gc}$$

で無次元化する。ここで

$$\Delta u'_{max} = \Delta u_{max} / u_{max}(x), \quad \eta = b / R_g(x),$$

$$\bar{u}'_m = (u_{max} - u_c) / u_{max}$$

とおけば

$$C_{T,M,1}(\eta) \Delta u'_{max} + C_{T,M,2}(\eta) \Delta u'_c$$

$$+ C_{T,M,3}(\eta, \bar{u}'_m) \Delta \rho' + C_{T,M,4}(\eta) \Delta R'_g$$

$$+ \phi'_{T,M} = 0 \tag{44'}$$

を得る。ここに

$$C_{T,M,1}(\eta) = 0.5 \eta^2 + 0.45 \eta (1 - \eta)$$

$$+ 0.12857 (1 - \eta)^2 - 0.12857 \eta^2$$

$$C_{T,M,2}(\eta) = 0.12857 \eta^2$$

$$C_{T,M,3}(\eta, \bar{u}'_m) = (0.5 - 0.12857 \bar{u}'_m) \eta^2$$

$$+ 0.45 \eta (1 - \eta) + 0.12857 (1 - \eta)^2$$

$$C_{T,M,4}(\eta) = 0.45 \eta (1 - \eta) + 0.25714 (1 - \eta)^2$$

$$\phi'_{T,M} = - \left(\sum_{j=1}^N \Delta w_{lg,j} + \Delta w_s \right) / w_{gc}$$

である。

運動量保存式

$$\frac{d}{dx} \left\{ 2\pi \int_0^b \rho u_{in}^2 r dr + 2\pi \int_b^{R_g} \rho u_{out}^2 r dr \right.$$

$$\left. + \sum_{j=1}^N w_{ls,j} u_{ls,j} \right\} = 0 \tag{45}$$

第 1, 2 項は検査面 x と $x + \Delta x$ 間で流入出する気相運動量変化である。第 3 項は液滴の運動量変化である。

上式の u に(2), (3)式を代入して積分後, 増分の 2 次以上の項を省略して

$$2\pi \rho R_g^2 u_{max}^2 \equiv w_{gc} u_{max}$$

で無次元化して次式を得る。

$$C_{T,MO,1}(\eta, \bar{u}'_m) \Delta u'_{max} + C_{T,MO,2}(\eta, \bar{u}'_m) \Delta u'_c$$

$$+ C_{T,MO,3}(\eta, \bar{u}'_m) \Delta \rho' + C_{T,MO,4}(\eta) \Delta R'_g$$

$$+ \phi'_{T,MO} = 0 \tag{45'}$$

ここで

$$C_{T,MO,1}(\eta, \bar{u}'_m) = \eta^2 (1 - 0.25714 \bar{u}'_m)$$

$$+ 0.63116 \eta (1 - \eta) + 0.13352 (1 - \eta)^2$$

$$- \eta^2 (0.25714 - 0.13352 \bar{u}'_m)$$

$$C_{T,MO,2}(\eta, \bar{u}'_m) = \eta^2 (0.25714 - 0.13352 \bar{u}'_m)$$

$$C_{T,MO,3}(\eta, \bar{u}'_m) = 0.5 \eta^2 - 0.25714 \bar{u}'_m \eta^2$$

$$+ 0.06676 \bar{u}'_m{}^2 \eta^2 + 0.31558 \eta (1 - \eta)$$

$$+ 0.06676 (1 - \eta)^2$$

$$C_{T,MO,4}(\eta) = 0.31558 \eta (1 - \eta)$$

$$+ 0.133516 (1 - \eta)^2$$

$$\phi'_{T,MO} = \left[\sum_{j=1}^N (w_{ls,j} \Delta u_{ls,j} - u_{ls,j} \Delta w_{ls,j}) \right]$$

$$/ w_{gc} \cdot u_{max} \tag{46}$$

である。

エネルギー保存式

$$\frac{d}{dx} \left\{ 2\pi \int_0^b C_p T \rho u_{in} r dr \right.$$

$$+ 2\pi \int_b^{R_g} C_p T \rho u_{out} r dr + \sum_{j=1}^N C_{pl} T_l w_{ls,j}$$

$$+ \frac{1}{2gJ} \left\{ 2\pi \int_0^b \rho u_{in}^3 r dr \right.$$

$$+ 2\pi \int_b^{R_g} \rho u_{out}^3 r dr + \sum_{j=1}^N w_{ls,j} u_{ls,j}^2 \left. \right\}$$

$$- \left[h_{l,v} + C_{pl} (T - T_l) \right] \sum_{j=1}^N \Delta w_{lg,j}$$

$$+ (C_p T \Delta w_s)_s = 0 \tag{47}$$

第 1, 2 項は検査面 x と $x + \Delta x$ 間で流入出する気相の有するエンタルピー変化である。第 3 項は区間 Δx で各液滴の有するエンタルピー変化の総和である。第 4, 5 項は気相の運動エネルギー変化, 第 6 項は液滴の有する運動エネルギー変化を表わす。第 7 項は液滴から蒸発によって相変化を行う際のエンタルピー変化であり, 最後の項は系に流入する誘引空気によってもたらされるエンタルピー増加である。上式の u に(2), (3)式を代入して積分後, 増分の 2 次以上の項を省略して

$$2\pi C_p T \rho u_{max} R_g^2 = C_p T w_{gc}$$

で無次元化して次式を得る。

$$C_{T,E,1}(\eta, \bar{u}'_m) \Delta u'_{max} + C_{T,E,2}(\eta, \bar{u}'_m) \Delta u'_c$$

$$+ C_{T,E,3}(\eta, \bar{u}'_m) \Delta \rho' + C_{T,E,4}(\eta) \Delta R'_g$$

$$+ C_{T,E,5}(\eta, \bar{u}'_m) (\Delta T' + \Delta C'_p)$$

$$+ \phi'_{T,E} = 0 \tag{47'}$$

ここで

$$C_{T,E,1}(\eta, \bar{u}'_m) = 0.5 \eta^2 + 0.45 \eta (1 - \eta)$$

$$+ 0.12857 (1 - \eta)^2 - 0.12857 \eta^2$$

$$+ K_J \{ \eta^2 (0.20027 \bar{u}'_m{}^2 - 0.77143 \bar{u}'_m + 1.5) \}$$

$$+0.75183 \eta (1-\eta) + 0.12936 (1-\eta)^2 + \eta^2 (-0.12936 \bar{u}_m'^2 + 0.40055 \bar{u}_m' - 0.38572) \}$$

$$C_{T,E,2}(\eta, \bar{u}_m') = 0.12857 \eta^2 - K_J \{ \eta^2 (-0.12936 \bar{u}_m'^2 + 0.40055 \bar{u}_m' - 0.38572) \}$$

$$C_{T,E,3}(\eta, \bar{u}_m') = 0.5 \eta^2 - 0.12857 \eta^2 \bar{u}_m' + 0.45 \eta (1-\eta) + 0.12857 (1-\eta)^2 + K_J \{ \eta^2 (0.5 - 0.38572 \bar{u}_m' + 0.20027 \bar{u}_m'^2 - 0.04312 \bar{u}_m'^3) + 0.25061 \eta (1-\eta) + 0.04312 (1-\eta)^2 \}$$

$$C_{T,E,4}(\eta) = 0.45 \eta (1-\eta) + 0.25713 (1-\eta)^2 + K_J \{ 1.30944 \eta (1-\eta) + 1.03361 (1-\eta)^2 \}$$

$$C_{T,E,5}(\eta, \bar{u}_m') = 0.5 \eta^2 - 0.12857 \eta^2 \bar{u}_m' + 0.45 \eta (1-\eta) + 0.12857 (1-\eta)^2$$

$$\phi_{T,E}' = \frac{1}{C_p T w_{gc}} \left\{ \frac{1}{2gJ} \left(\sum_{j=1}^N 2u_{ls,j} w_{ls,j} \times \Delta u_{ls,j} - u_{ls,j}^2 \Delta w_{ls,j} \right) + \{ h_{l,v} - C_{pl} T_l + C_{plg} (T - T_l) \} \sum_{j=1}^N \Delta w_{lg,j} - (C_p T \Delta w)_s \right\}$$

$$K_J \equiv u_{max}'^2 / (2gJ \cdot C_p T)$$

である。

気相に対する完全ガスの式

$$\Delta \rho' + \Delta T' - \Delta M' = 0 \quad (48)$$

である。

以上の基礎式(44'), (45'), (47'), (48)において独立な未知量は

$$\Delta u_{max}' = \Delta u_{max} / u_{max}(x), \quad \Delta u_c' = \Delta u_c / u_c(x) \\ \Delta \rho' = \Delta \rho / \rho(x), \quad \Delta T' = \Delta T / T(x), \\ \Delta R_g' = \Delta R_g / R_g(x)$$

であるが、未知量が基礎式の数より1個多いため、いずれかの量を与える必要がある。ここでは実験から得られる噴霧中心軸上の気相速度の長手方向変化測定値 Δu_c が、計算によって求まる液滴の平均速度変化にほぼ等しいことから

$$\Delta u_c = \frac{\sum_{j=1}^N w_{ls,j} u_{ls,j}}{\sum_{j=1}^N w_{ls,j}} \quad (49)$$

と仮定した。従って他の全ての未知量は基礎式(44'), (45'), (47'), (48)および補助式(48)~(49)及び(49)式から定まる。

遷移領域の開始位置における初期値は微粒化領域の最終値を受けつぐ。但し気相速度は微粒化領域においては一次元断面平均速度で表わされていたので、遷移領域では以下の様な最大速度 (u_{max})、および中心軸上速度 (u_c) に引き継がれなければならない。

すなわち気相の連続性から

$$2\pi \int_0^b u_{inn} r dr + 2\pi \int_0^{R_g} u_{out} r dr = (\pi R_g^2 u)_{x=x_A} \quad (50)$$

上式の u に(2), (3)式を代入して積分し、 $b/R_g \equiv \eta$ とおけば u_{max} と u_c の満足しなければならない条件は

$$u_{max} = \frac{0.5 u(x=x_A) - 0.12857 \eta^2 u_c}{0.05 \eta^2 + 0.1926 \eta + 0.12857} \quad (51)$$

である。ここで $u(x_A)$, $R_g(x_A)$ は微粒化領域の最終気相速度、気相広がりの幅である。また b の値は実験観察により一定値とした。

$x = x_A$ で与える u_c の初期速度は

$$(u_c)_{x=x_A} = k_u u_{ls,N} \quad (52)$$

である。ここで $u_{ls,N}$ は最終的に微粒化された N 番目のグループの液滴が $x = x_A$ で有する速度であり、 k_u は遷移領域での u_c 計算値が、実験値とほぼ一致するように選んだが、 $k_u \approx 1.0$ である。

以上により全ての量は $x = x_A$ において微粒化領域から遷移領域に引き継がれる。遷移領域の終了は $u_{max} = u_c$ が達成される位置 ($x = x_T$) とすべきであるが、 x が x_T に近づくにつれて Δu_c の増加はきわめて僅かになるため、計算上はほぼ $u_c = (0.9 \sim 0.85) u_{max}$ が達成された位置で遷移領域が完了したものととして主領域へ移った。このような条件の取り方によって、気相速度実験値の傾向を表わすことが出来る。

4. 計算結果と実験値の比較

4.1 気相の単相噴流の場合

第3章で導びいた基礎式に基づく解の妥当性を検証するために、気相の単相噴流の場合に前述の基礎式を適用して得られる解と、気相噴流の実験値を比

較する。すなわち気液の相互作用に関する項を“ゼロ”と置いて解を求める。図 32 に気相噴流の中心軸上における速度減衰が計算値および実験点を示す。計算結果は速度減衰が主領域ではほぼ $x^{-0.94}$ に比例する。円形噴流においては x^{-1} に比例するものであるが、本試験に用いた噴射器では外周の環状噴口から気体のみを噴射した場合であり、環状自由噴流となる。岡本⁽¹⁷⁾の実験によれば環状自由噴流の相似領域 ($x/b > 30$, b ; スリット幅) では最大速度 u_m の減衰は

$$\left. \begin{aligned} & b/a = 0.5 \text{ (} a \text{ ; 噴口半径) の場合} \\ & u_m/u_0 = 14.5 (x/b + 0.51)^{-0.94} \\ & b/a = 0.25 \text{ の場合} \\ & u_m/u_0 = 21.0 (x/b + 0.72)^{-0.73} \end{aligned} \right\} (53)$$

で表わされる。本実験に用いた噴射器が $b/a = (3 - 1.5)/3 = 0.5$ であるから x 方向に対する速度減衰の計算結果が $x^{-0.94}$ で表わされることは岡本の実験結果と一致する。但し速度の絶対値は異なるが、これは岡本の実験で用いられた環状ノズルが本実験に用いたものに比べて 10 倍以上大きいことによる

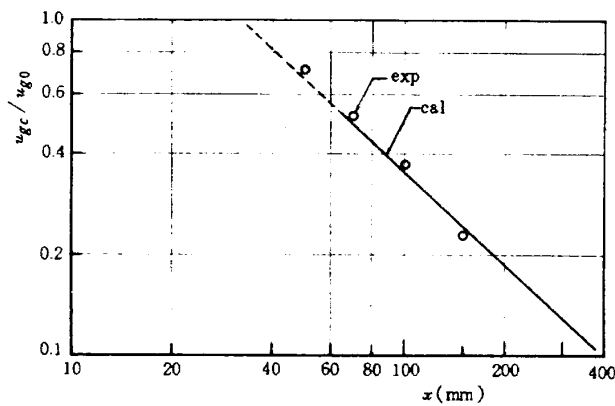


図 32 気相単相噴流の中心軸上における速度減衰

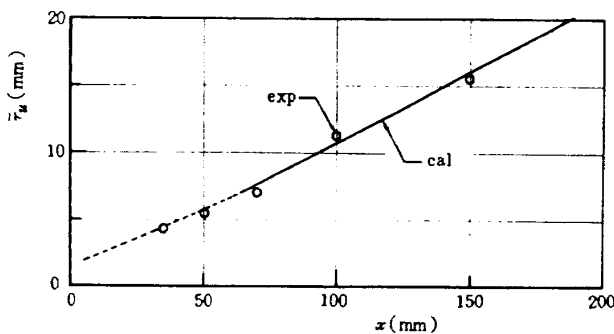


図 33 気相単相噴流の速度半値幅軸方向変化計算値, 実験値

影響と思われる。

次に図 33 に速度半値幅の x 方向変化の計算値と実験点を示す。速度半値幅はほぼ x に比例して増加することが分かる。岡本によれば相似領域において流線 ($u/u_c = 0.1$) の広がり

$$\left. \begin{aligned} & b/a = 0.5 \text{ の場合} \\ & y_{0.1}/b = 0.19 (x/b + 0.51) \\ & b/a = 0.25 \text{ の場合} \\ & y_{0.1}/b = 0.21 (x/b + 0.72) \end{aligned} \right\} (54)$$

である。本計算結果では速度半値幅 \bar{r}_u は

$$\bar{r}_u \propto 0.105 x \quad (55)$$

となるから、気相速度分布式(1)から $u/u_c = 0.1$ の流線を求めて

$$R_{g(u/u_c=0.1)} = 1.759 \bar{r}_u \propto 0.185 x \quad (56)$$

となり岡本の(54)式の勾配とほぼ一致する。

以上により第 3 章で導びいた基礎式に基づく解は妥当な結果をもたらすものと考えられる。以下に本題である気液二相同軸噴霧流の計算結果および実験値との比較について述べる。

4.2 気液二相噴霧流の場合

1) 気相速度

半径方向速度分布則は主領域で(1)式、遷移領域で(2), (3)式で表わしたが、計算の解として求まる $u_c(x)$, $R_g(x)$ (主領域) および $u_{max}(x)$, $u_c(x)$, $R_g(x)$ (遷移領域) をそれぞれ(1), (2), (3)式に代入すれば任意の x における半径方向速度分布が求まる。図 34 に主領域における速度分布の計算値と実験値の比較例を示す。両者はほぼ一致している。また図 35 は遷移領域における速度分布の計算値と実験点である。仮定により速度が最大になる位置 $r = b$ は遷移領域中一定とした。この場合は $b = 2.8 \text{ mm}$ である。計算値と実験点の傾向はほぼ同じである。速度絶対値に多少の差異が生じるが、これは遷移領域では中心軸付近において液滴群の空間密度がきわめて高いため、計算値においてはモデルの仮定、すなわち気液間の相互干渉を単一液滴の運動を基にした抗力の項の総和で単純化したことに問題があるものと思われる。他方測定値に関しても液滴群の空間密度が高い場合には 2.2.1 項で述べたプローブによる測定方法によっては測定値に対する補正量が多く

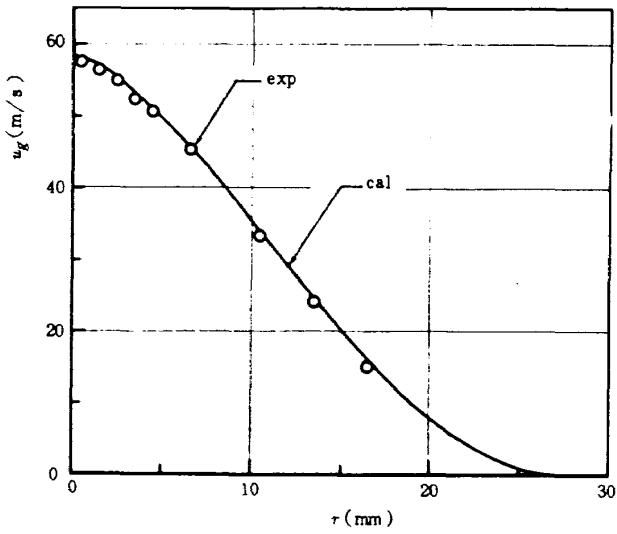


図 34 主領域における気相速度分布計算値, 実験値 (CASE A), $h=100\text{mm}$

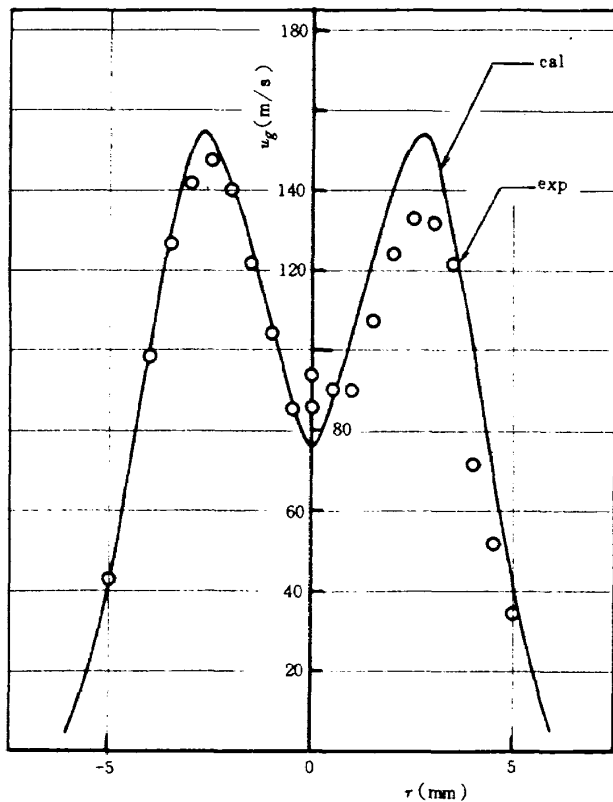


図 35 遷移領域における気相速度分布計算値, 実験値 (CASE A), $h=15\text{mm}$

なるため、測定精度が低下することになるものと考えられる。

次にこれらの中心軸上における気相速度の軸方向変化の計算値と実験値を図 36 (36-1~36-3) に示す。気相速度は噴射初期速度で無次元化してある。遷移領域においては x と共に僅かに速度が増加

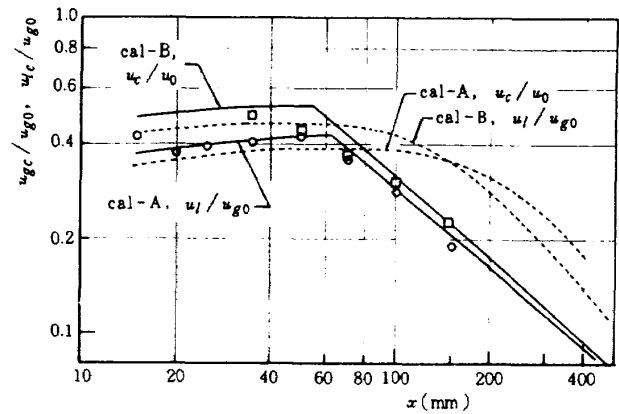


図 36-1 中心軸上気相速度の長手方向変化計算値, 実験値 (CASE A, B)

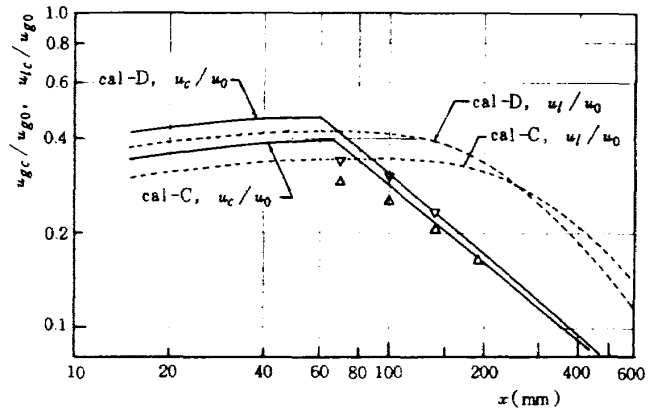


図 36-2 中心軸上気相速度の長手方向変化計算値, 実験値 (CASE C, D)

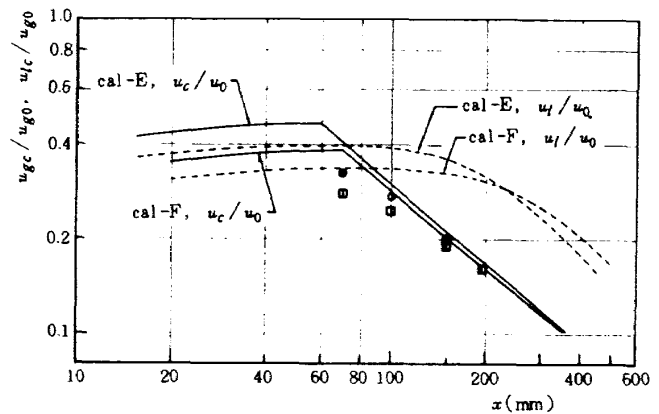


図 36-3 中心軸上気相速度の長手方向変化計算値, 実験値 (CASE E, F)

するが、主領域においてはほぼ $x^{-0.84}$ で減衰する。

4.1 項で述べた環状気相噴流の減衰に比べて、緩やかであることが分かる。これは定性的に述べれば、遷移領域において加速された液滴群の速度は主領域に入る位置で最大となり以後減速するが、減速領域では液滴群が有していた運動量が気相側へ移るため、

気相の速度減衰は気相単相の噴流に比較して緩和されることになる。以上の傾向は全ての噴射条件に対してほぼ同じである。また計算による中心軸上の液滴速度変化も図示した。遷移領域における液滴の速度変化が気相のそれ (u_c) と同じ傾向を示すのは、計算上の仮定(49式)によるものである。また主領域での液滴速度の減衰の様子は液滴の粒径の大きさに依存し、粒径の小さいものほど早く減衰し気相速度に近づいて来ることが分かる。

遷移領域の終了位置はガス側噴射条件が一定であれば水噴射量の少ない場合が噴口に近く(すなわち遷移領域が短い)かつ速度の絶対値は大きい。また水噴射量が一定であればガス側噴射速度の早い場合が遷移領域が短かく、かつ速度の絶対値が大きいことが分かる。これらの計算結果の傾向は実験値と一致している。

ここで Hestroni⁽⁵⁾, Shearer⁽⁶⁾, Newman⁽⁸⁾ らの実験値, もしくは解析値と比較してみる。Hestroni の場合は液・気の体積流量比は 10^{-6} のオーダーであり、液滴の平均粒径は 13μ と非常に細かい。この時の気相速度減衰は $x^{-1.08}$ (実験値) である。

Shearer の場合は液・気噴射重量比が $6.9 \sim 5.4$, 液滴のザウター平均値が $29 \sim 32\mu$ で、蒸発を伴う場合の気相速度減衰は $x^{-0.95}$ (気液間相対速度を考慮しない解析値) である。また Newman の蒸発を伴う噴霧流で、相対速度を考慮しない場合の解析値はほぼ x^{-1} ある。これらの文献においては液滴の粒径が非常に小さい場合であるか、あるいはきわめて dilute な噴霧流であるか、または気液間の相対速度を考慮しない場合の解析であるために、2相噴霧流の速度減衰が気相の単相噴流の速度減衰にほぼ等しいという結果になっている。これらの文献値との詳細な比較、検討は別報で行う。

2) 噴霧流の広がり

計算の解として求まる $R_l(x)$, $R_g(x)$ が噴霧の広がりを表わすものであるが、実験値との比較を考えれば各々の半値幅 $\bar{r}_l(x)$, $\bar{r}_u(x)$ を噴霧の広がり幅とした方が都合が良い(実験において $R_l(x)$, $R_g(x)$ を正確に求めることは困難である)。図 37 (37-1 ~ 37-3) に気相速度半値幅 (\bar{r}_u), 液滴流束半値幅 (\bar{r}_l) の軸方向変化の計算値および実験値を示す。

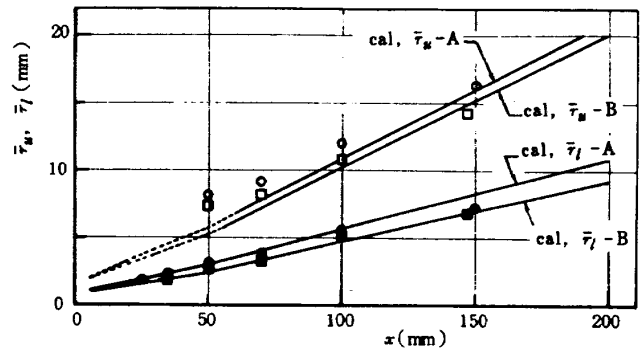


図 37 - 1 気相速度半値幅, 液滴流束半値幅 計算値, 実験値 (CASE A, B)

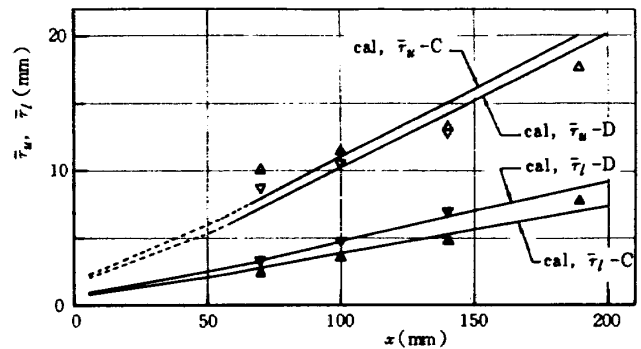


図 37 - 2 気相速度半値幅, 液滴流束半値幅 計算値, 実験値 (CASE C, D)

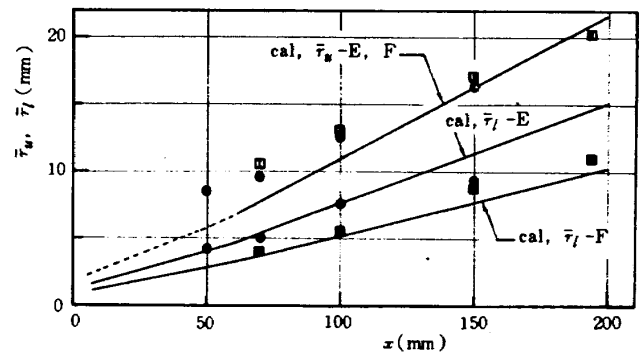


図 37 - 3 気相速度半値幅, 液滴流束半値幅 計算値, 実験値 (CASE E, F)

\bar{r}_u は主領域においてほぼ x に比例して増加することが分かる。主領域の初めの部分において実験値が計算値に比べて大きくなっているのは、この付近において半径方向気相速度分布として(1)式を適用することに無理があるためによるものである。すなわち実際には遷移領域終了後直ちに(1)式で表わされる分布形に移るものではなく、中心軸付近でやや扁平な台形に近い速度分布となるため(図 14 - 8 ~ 14 - 12 を参照), (1)式を仮定した計算値では半値幅を

小さな目に見積ることになるからである。

気相速度の半値幅の大きさは、噴射ガス速度の大きい場合には（噴射運動量が大きいため）前述のように速度の減衰は小さく、従って半値幅は狭くなる。また計算による半値幅の大きさは、水側の噴射条件によっては影響が少なく気相の噴射条件による影響の方が大である。この傾向は実験値と一致している。一方液滴流束半値幅の計算値は(10)式から $\bar{r}_l(x) = k\bar{r}_u(x)$ で求まる。ここで k は前述のように主領域での半値幅比 (\bar{r}_l/\bar{r}_u) の実験値を与えている。遷移領域においては半径方向気相速度分布は極小値 (u_c) と最大値 (u_{max}) を有するため、これまでと同じ意味での速度半値幅は存在しないことになるが、この領域においても(11)式の仮定が成り立つものとして、液滴の広がり $R_l(x) = KR_g(x)$ から求め、(12)式によって液滴半値幅 (\bar{r}_l) に直してある。結果は遷移領域と主領域において x に対する勾配がいく分異なるが、主領域においてはほぼ x に比例して増加し、遷移領域においてもほぼ x に比例するように見える。(但し、次項の液滴流束の軸方向変化から明らかになるが遷移領域では、 $x^{0.6}$ に比例して増加する)

3) 液滴流束

半径方向液滴流束分布則は遷移領域、主領域において(9)式で表わしたが、計算の解として求まる $q_c(x)$, $R_l(x)$ を(9)式に代入すれば任意位置 x における半径方向液滴流束分布が求まる。図38に主領域における液滴流束分布の計算値と実験値の比較例を示す。噴霧の外縁近くで実験値に比べやや低目の傾向を示すが、その他の部分で両者はほぼ一致する。次に液滴流束の中心軸上における値、すなわち解 $q_c(x)$ の軸方向変化を噴射水流束初期値で無次元化して図39 (39-1 ~ 39-2) に示す。主領域においては噴射条件に無関係にほぼ x^{-2} で減少し、遷移領域ではほぼ $x^{-1.2}$ で減少する。これは液滴質量保存式から導かれた液滴流束を与える(20)式において、液滴からの蒸発が無視出来る場合には

$$q_c(x) = \frac{w_l(x=0)}{0.5593 R_l^2(x)} \quad (57)$$

となることから $q_c(x) \propto R_l^{-2}(x)$ で表わされる。ところで $q_c(x)$ は

主領域で $q_c(x) \propto x^{-2}$

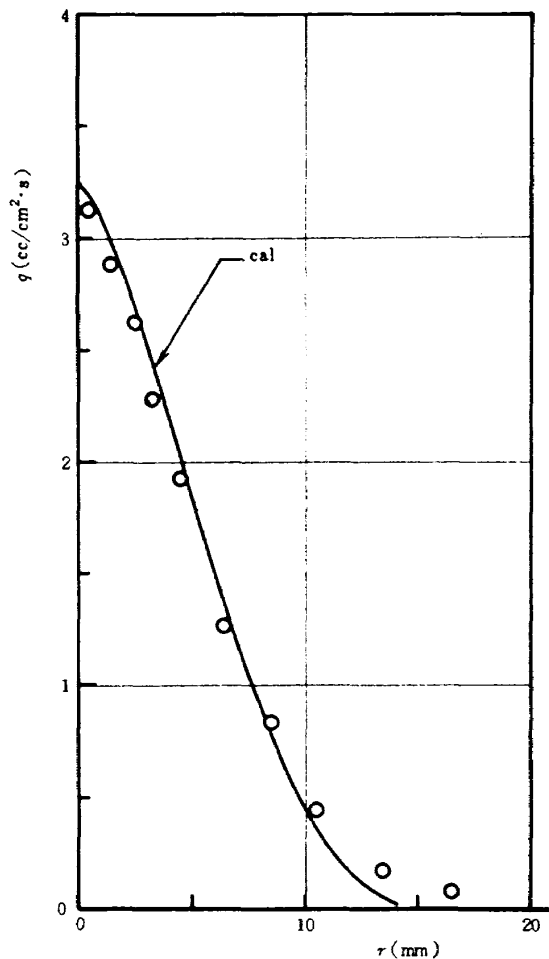


図38 液滴流束分布計算値および実験値 (CASE A), $h = 100\text{mm}$

遷移領域で $q_c(x) \propto x^{-1.2}$

であるから液滴流束の広がり幅は

主領域で $R_l(x) \propto x$

遷移領域で $R_l(x) \propto x^{0.6}$

となる。

次に水噴射初期流束を一定にして（水噴射圧力一定の条件）噴口径のみを変えた場合について、すなわち水噴口径を $1.0\text{mm}\phi$ および $1.6\text{mm}\phi$ として、気液噴射圧力条件が同一な CASE B と F を比較してみる。横軸に噴口からの距離を水噴口径で無次元化した距離 x/D_l を用いて書き直し図40に示す。液滴流束実験値と計算値は同一線上に表わされる。このことは2.3.3節で述べたように液滴流束の軸方向変化に対しては、無次元長さ x/D_l で整理するのが有効であることを意味している。

ここで前述の Hetsroni の実験値を引用する。これは直径 25mm のノズルから平均 13μ の cotton-seed

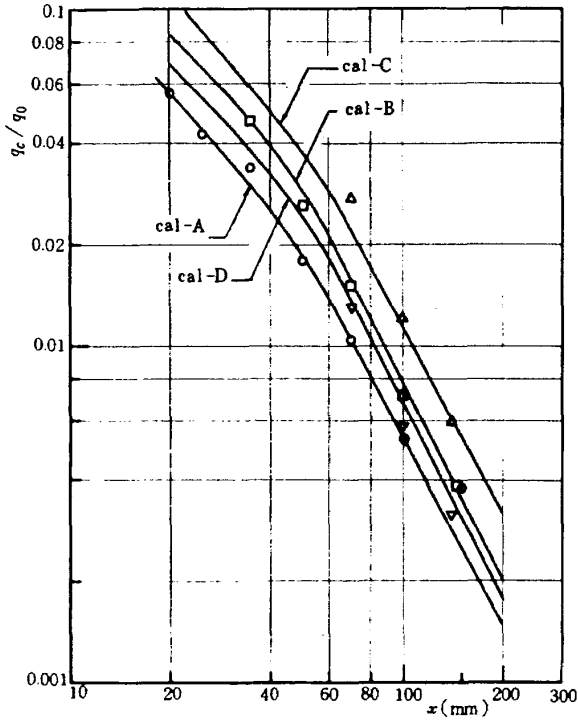


図 39 - 1 中心軸上液滴流束分布計算値, 実験値

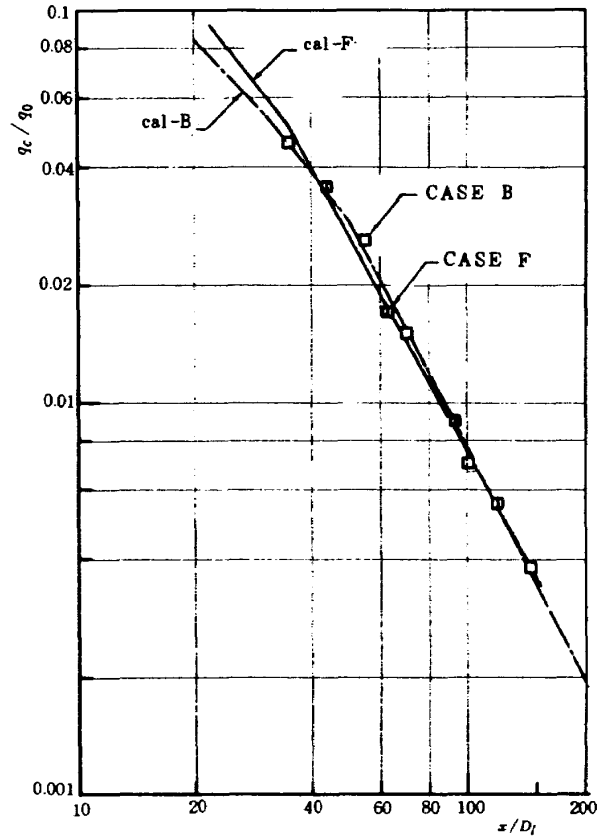


図 40 中心軸上液滴流束分布の無次元長さに対する変化実験値, 計算値 (CASE B, F)

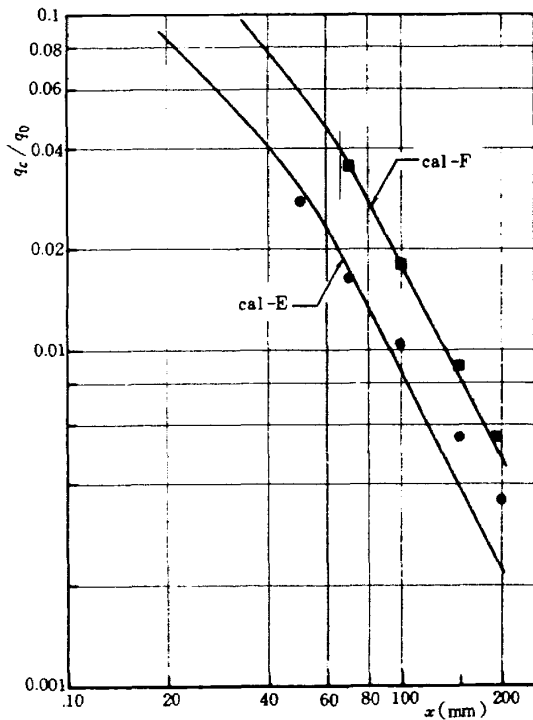


図 39 - 2 中心軸上液滴流束分布計算値, 実験値

oil の液滴群を風速約 50m/s 中へ噴射して得られる液滴流束分布測定値であり, 液・気の噴射量割合は $w_l/w_g \approx 2 \times 10^{-6}$ と液量はきわめて微量の場合である。これによれば液滴流束の中心軸上値の軸方向変化は $x/D_l \geq 15$ ではほぼ $x^{-2.1}$ で表わされてお

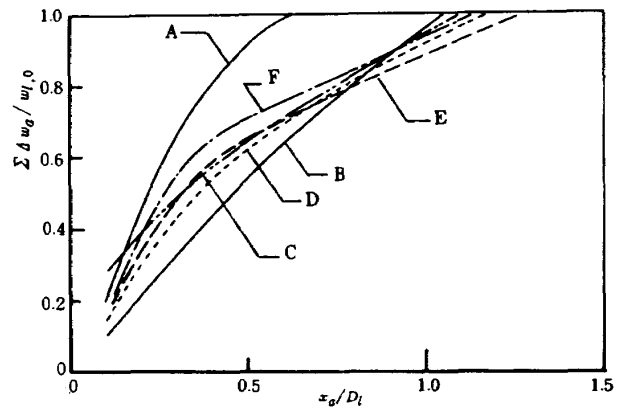


図 41 微粒化割合の計算値

り, 本実験値の勾配と一致している。

4) 微粒化量

微粒化領域における局所微粒化量 $\Delta w_a(x)$ の計算結果を示す。図 41 は無次元長さ (x/D_l) に対する局所微粒化量の累積値を噴射初期値に対する割合, すなわち微粒化率で示した。ガス側噴射条件が同じであれば, 水噴射流量初期値の少ない場合が微粒化完了に要する長さが僅かに短くなると言える。こ

の図から気液が接触を開始してからの微粒化完了長さはほぼ

$$x_a \approx (0.7 \sim 1.3) D_l \quad (58)$$

で表わされ、また気液接触開始までの長さも含めた噴口出口からの微粒化完了長さは

$$x_a + x_{as} \approx (5 \sim 6.5) D_l \quad (58')$$

の範囲である。しかしながら第3章の[2]で仮定したモデルはきわめて巨視的であり、噴口出口付近の流れの詳細とその微粒化機構への影響については何ら考慮されていない。すなわち供試噴射器においては水噴口の肉厚部は噴口直径に比べて薄いとはいえないので、周囲環状噴口からガスが噴射された場合には、この領域に循環流が形成され、その大きさと強さに応じて恐らく微粒化機構にも影響を与えるものと思われる。また微粒化量は噴射される流体が最初から有している乱れの強さ等にも影響されるはずであるが、ここではこれらの効果は考慮されていない。これらの詳細については他の研究を待たねばならない。

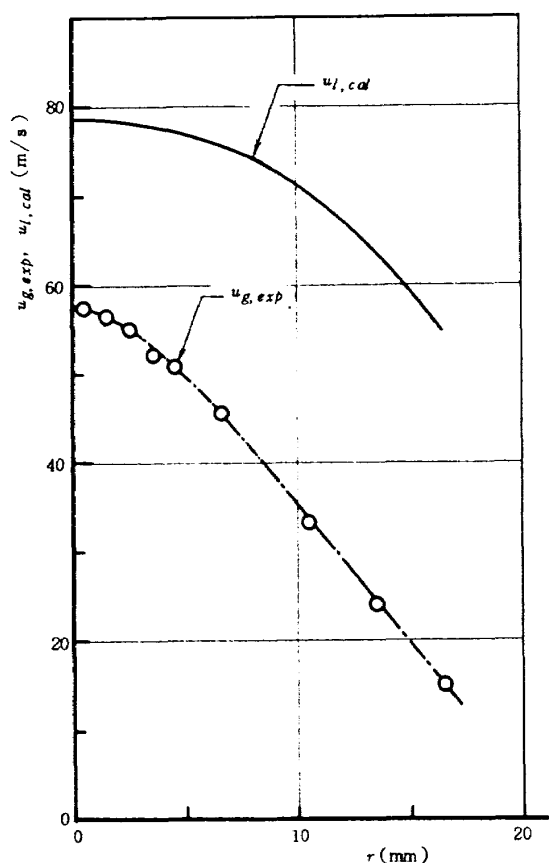


図 42 液滴速度分布計算値 (CASE A, $h=100\text{mm}$)

5) 液滴速度

液滴速度の軸方向変化は1)の項で述べた通りであり、ここでは半径方向における液滴速度分布計算値を図42に示す。気相速度の分布に比べて液滴速度の半径方向分布は緩やかである。これは計算においては単一の代表粒径で表わしたが、実際の噴霧では粒度分布を有しており、しかも流れによる分級効果によって噴霧流の外側ほど小粒径が集中するから、外側近くでは液滴の速度は気相速度に近づき、結果としてもう少し気相速度分布に近い形となっているものと考えられる。

6) 気相温度、組成および分子量

気相温度、組成、分子量等は一次元量と仮定したが計算結果を図43(43-1~43-6)に示す。気相温度(43-1, 43-2)は噴射器ドームにおける温度で無次元化して表示してあり、噴射温度は断熱膨張による温度低下を仮定した。

気相組成(43-3, 43-4)は重量分率で示した。本実験条件では液滴からの蒸発が無視出来るので $Y_1=0$ である。これらの気相組成の混合ガス分子量は(28)式から定まり、図43-5, 43-6のようになる。

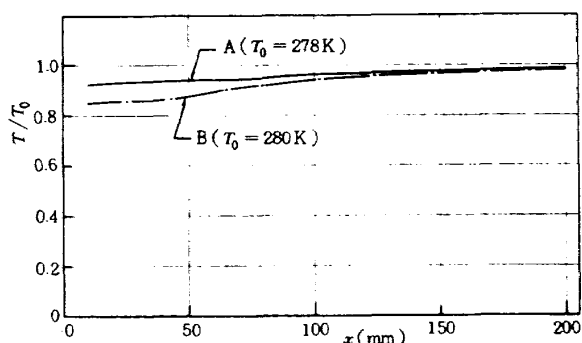


図 43 - 1 気相温度軸方向変化計算値 (CASE A, B)

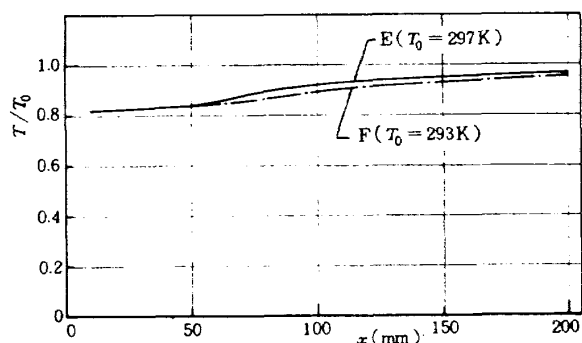


図 43 - 2 気相温度軸方向変化計算値 (CASE E, F)

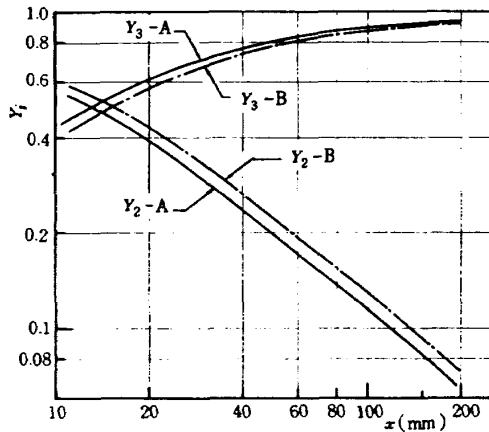


図 43 - 3 気相組成重量分率軸方向変化計算値 (CASE A, B)

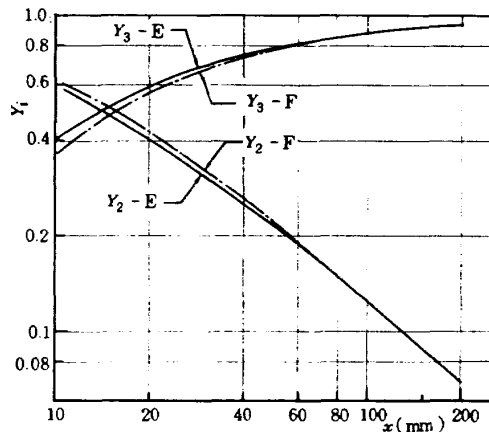


図 43 - 4 気相組成重量分率軸方向変化計算値 (CASE E, F)

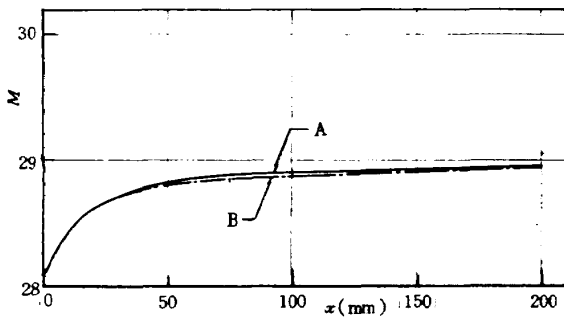


図 43 - 5 気相分子量軸方向変化計算値 (CASE A, B)

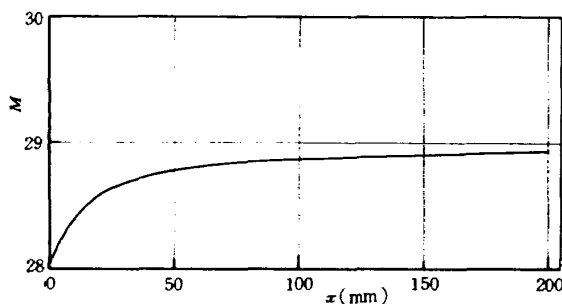


図 43 - 6 気相分子量軸方向変化計算値 (CASE E, F)

4.3 噴霧流の気液混合特性

以上の計算結果を用いれば、流れ場のいたる所で気相と液滴の質量比分布、すなわち局所混合比分布が分かる。液滴の局所流束は

$$q(x, r) = q_c(x) \{ 1 - (r/R_l(x))^{1.5} \}^3 \quad (59)$$

で表わされ、気相の質量流束は(主領域で)

$$w_g(x, r) = \rho_g(x) u_c(x) \times \{ 1 - (r/R_g(x))^{1.5} \}^2 \quad (60)$$

であるから、局所液気質量比の噴射液気質量比に対する割合(比混合比とよぶ)は

$$f = \frac{q_c(x) \{ 1 - (r/R_l(x))^{1.5} \}^3}{\rho_g(x) u_c(x) \{ 1 - (r/R_g(x))^{1.5} \}^2} / \left(\frac{w_l}{w_g} \right)_0 \quad (61)$$

で表わされる。

また、特に噴射された気体だけの質量流束から比混合比 \tilde{f} を求めれば

$$\tilde{f} = \frac{q_c(x) \{ 1 - (r/R_l(x))^{1.5} \}^3}{Y_2(x) \rho_g(x) u_c(x) \{ 1 - (r/R_g(x))^{1.5} \}^2} / \left(\frac{w_l}{w_g} \right)_0 \quad (62)$$

である。

図 44 - 1 ~ 44 - 6 に各噴射条件に対する等 f 線図(61式による f)を、図 44 - 7 に(62式による等 \tilde{f} 線図を示す。

次に噴霧流全体としての混合達成度について調べて見る。噴口からの距離がはなれるに従って、気液の混合は促進して行くが、ここで噴口からの距離をパラメータとして、その位置での中心軸に垂直な断面での混合達成度を求める。すなわち局所比混合比(62式で定義)が \tilde{f} と $\tilde{f} + \Delta\tilde{f}$ 間に存在する気液の質量和を Δw_c とし、総流量に対する比 $\Delta w_i / w_l$ と \tilde{f} との積の累積を \tilde{f} に対する分布として図 45 - 1 ~ 45 - 6 に示す。

(62式の定義による(気相質量には誘引された空気を含まず、噴射ガスのみを考慮する)比混合比が噴射混合比に等しいことを意味する $\tilde{f} = 1$ を達成している噴霧の割合は噴射条件によって大きく異なる。CASE C では比混合比の分散範囲が広く、一方、CASE E では $\tilde{f} = 1$ に近い範囲で均一な比混合比

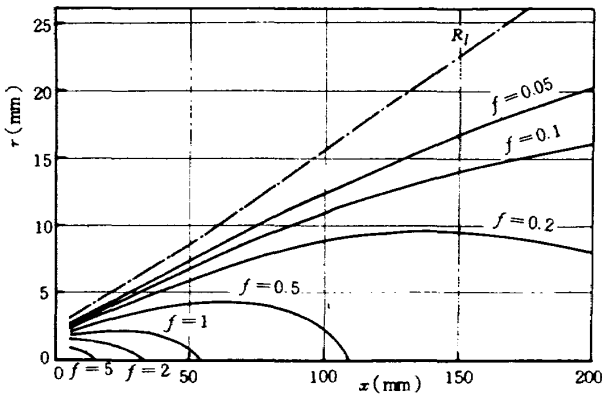


図 44 - 1 等 f 線図, 但し気相は噴射 GN_2 と誘引空気を含む計算値 (CASE-A)

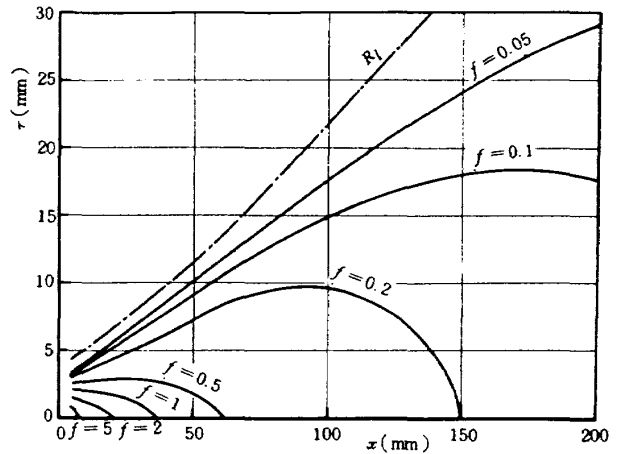


図 44 - 5 等 f 線図 (CASE-E) 計算値

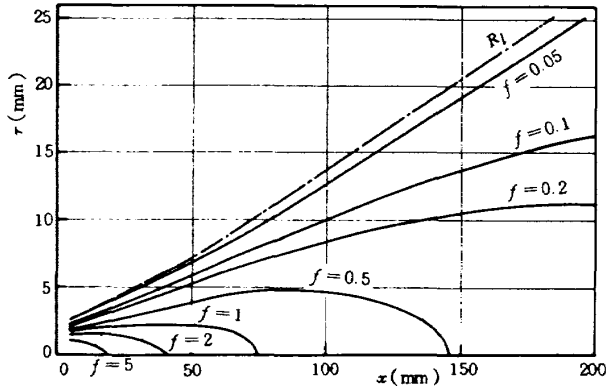


図 44 - 2 等 f 線図 (CASE-B) 計算値

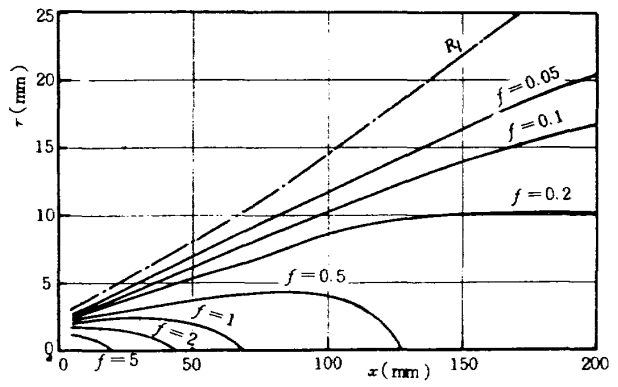


図 44 - 6 等 f 線図 (CASE-F) 計算値

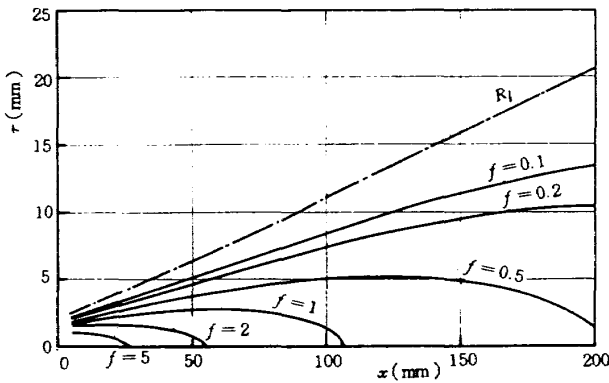


図 44 - 3 等 f 線図 (CASE-C) 計算値

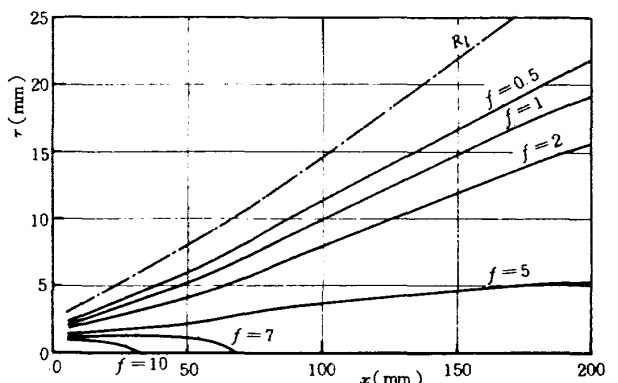


図 44 - 7 等 \tilde{f} 線図, 但し気相は噴射 GN_2 のみ (CASE-F) 計算値

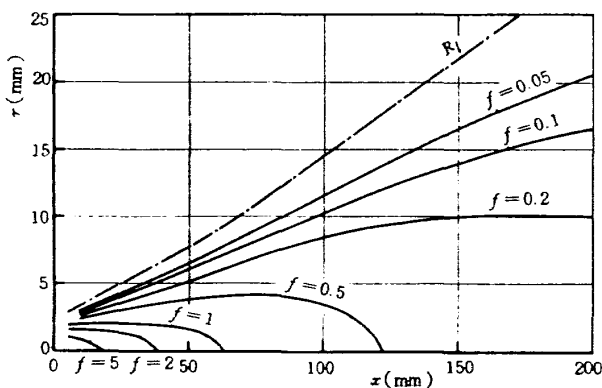


図 44 - 4 等 f 線図 (CASE-D) 計算値

分布を有する噴霧が形成されていることが分かる。

ここで Rupe⁽¹⁸⁾ によって提唱されている混合効率, E_m , によって混合達成度を表わして見る。これは噴射された総流量による混合比に対して, 局所流量比で重みを付けた局所混合比の偏差の総和で表わされるものであり, 局所混合比が全て噴射総流量による混合比に等しい時 $E_m=1$ となる指標である。すなわち

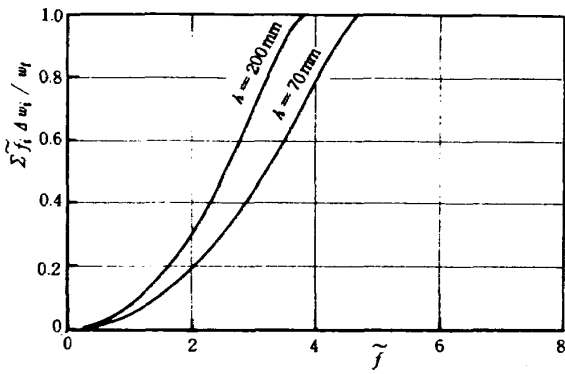


図 45 - 1 \tilde{f} の累積分布計算値 (噴口からの距離による変化 CASE-A)

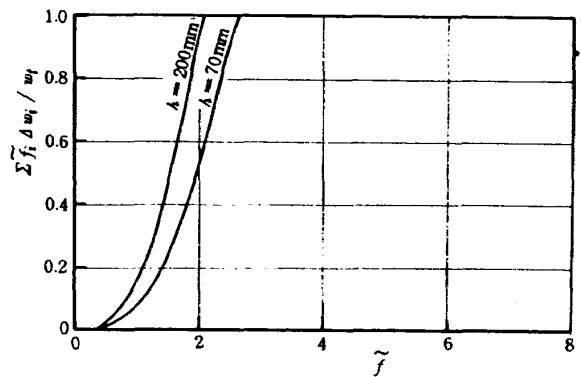


図 45 - 5 \tilde{f} の累積分布計算値 (CASE-E)

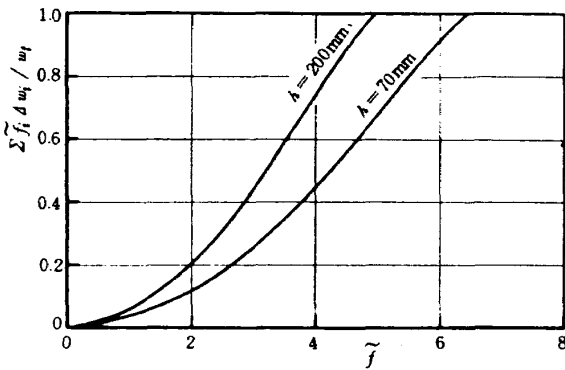


図 45 - 2 \tilde{f} の累積分布計算値 (CASE-B)

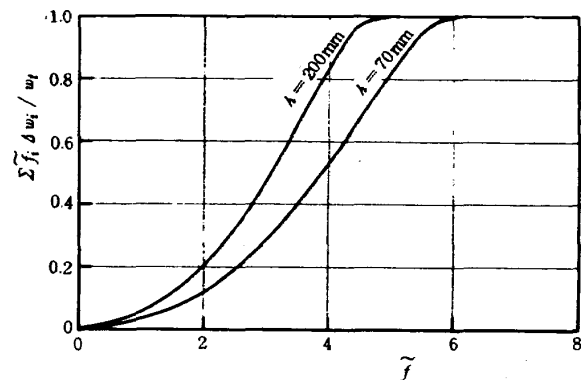


図 45 - 6 \tilde{f} の累積分布計算値 (CASE-F)

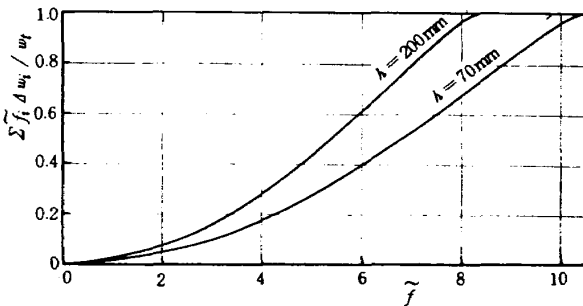


図 45 - 3 \tilde{f} の累積分布計算値 (CASE-C)

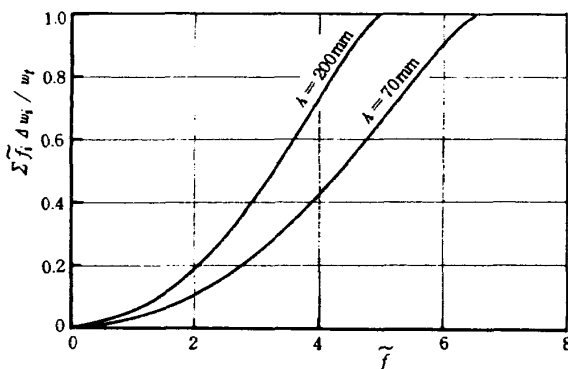


図 45 - 4 \tilde{f} の累積分布計算値 (CASE-D)

$$E_m = 1 - \left[\sum_0^n \frac{w_i}{w_T} \frac{(R - \tau_i)}{R} + \sum_0^{\bar{n}} \frac{w_i}{w_T} \frac{(R - \bar{\tau}_i)}{R - 1} \right] \quad (63)$$

ここに

$$w_i / w_T = (\Delta w_l + \Delta w_g)_i / (w_l + w_g)_0$$

Δw_{li} , Δw_{gi} は局所液相, 気相流量

w_{l0} , w_{g0} は噴射液相, 気相流量

$$R = M_{r0} / (M_{r0} + 1)$$

$M_{r0} = w_{l0} / w_{g0}$ は噴射混合比

$$\tau_i, \bar{\tau}_i = m_{ri} / (m_{ri} + 1)$$

$m_{ri} = \Delta w_{li} / \Delta w_{gi}$ は局所混合比

である。但し、 $0 < \tau_i, \bar{\tau}_i < 1$ に分布する局所混合比の混合効率 E_m に対する評価は、目標値 R からの過少の偏差は () 内第 1 項により表わし、過大の偏差は第 2 項で表わされる。

ここで各噴霧の主領域における E_m を求める。図 46 に示したように各噴射条件で軸方向に対して E_m はほぼ一定値となる。これは図 26 に示した半値幅

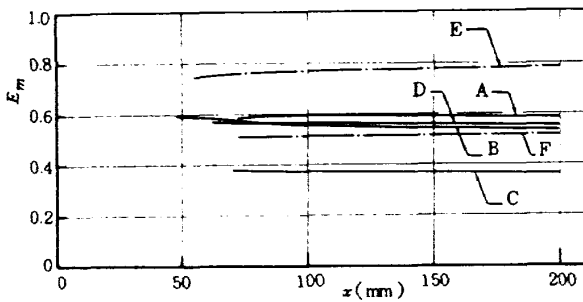


図 46 主領域における混合効率 (E_m) 計算値

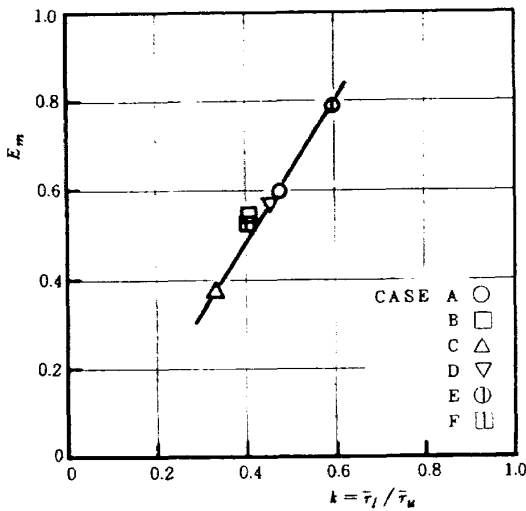


図 47 混合効率 (E_m) と半値幅比 (k) との関係

比 k と同じ傾向である。これら両者の間には対応関係があるものと見られ、 E_m と k の関係を図 47 に示した。このことから明らかなように気液同軸噴霧流の混合効率は液滴流束半値幅と気相速度半値幅との比を表わす k によって定まるものであると言える。

5. 考 察

本計算モデルの骨子は、気液同軸噴霧流の流れ場の構造を決定するために重要な要因となる気相速度、液滴流束分布に、実験から得られた分布則を用い、噴霧中心軸に直角な断面内で各量の積分量が保存されるとして基礎式を導びいたことである。したがって本来二次元で表わされるべき非線形の微分方程式群は一次元の連立代数方程式に簡略化され、容易に解が得られることになる。さらに、用いられた仮定の中で最も重要なものは液滴流束半値幅と気相速度半値幅との比は噴射条件によって定まり、その値は噴射軸方向に対して一定値として、これを実験値で与えたことである。本来、液滴流束半値幅ないしは

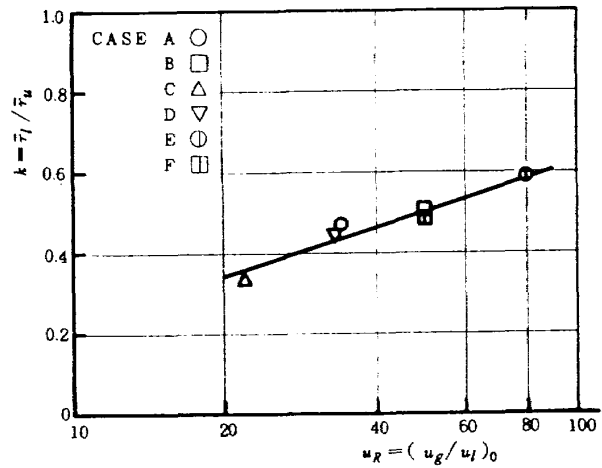


図 48 液気半値幅比と噴射速度比の関係 ($x/D_l = 100$ における k の値)

液滴拡散幅は気相噴流中を液滴群が気流の乱れに乗じて拡散される結果として定まるものであるが、その輸送機構は気相の乱れの問題に深く関係しているものであり理論的解析は困難である。従って本計算手法をとる場合には k 値に対する実験式を導びいておく必要があるが、最も都合が良いのは噴射初期条件の組合せで表わされるパラメータで k 値が対応づけられることである。

図 48 は噴射速度比 $u_R = (u_g / u_l)_0$ に対して k の漸近値をプロットしたものであるが u_R に対し k はほぼ対応関係を有すると言える。横軸のパラメータとしてこの他に噴射質量流束比 $\rho_g u_g / \rho_l u_l$ 、噴射運動量流束比 $\rho_g u_l^2 / \rho_l u_l^2$ 、気液噴射流量比 m_g / m_l 、噴射運動量比 $m_g u_g / m_l u_l$ を用いて整理を試みたが、 k に対する u_R の関係に比べて相関が少ないため、ここでは噴射速度比を k 値を表わすパラメータとした。

また $\bar{r}_l / \bar{r}_u = k = \text{一定値}$ (あるいは $R_l / R_g = K$) が成り立つのは実験によれば十分に発達した主領域についてだけ言えることであるが、本モデルでは遷移領域についても $R_l / R_g = K$ を仮定した。この仮定は図 39 に示されたように液滴流束の軸方向分布に対しては実験値の遷移領域、主領域での傾向を良く表わしている。これは 4.2 節の 3) 項で述べたように軸方向液滴分布は液滴拡散幅の自乗に反比例するから、拡散幅 (R_l あるいは \bar{r}_l) の軸方向変化の計算値が実験値と一致することが肝心である。 \bar{r}_l の軸方向変化を示す図 37 によれば遷移領域においても R_l

$/R_g = K$ の仮定は、両者の一致を与えている。これは実験による k の傾向（主領域の最初の部分で k 値が約 20 % 程度低下している）と一見矛盾するように思われる。しかし k の低下の原因は速度半値幅が主領域の最初の部分で比較的大きい値のままどどまっていることによるものである。すなわち実際の場合には、遷移領域の凹形速度分布が消滅した後、主領域の正規分布形へ移行する前に中心軸付近でやや扁平な速度分布形をとるため \bar{r}_u は比較的大きな値にとどまり、 \bar{r}_l を \bar{r}_u で除した結果として k の低下となって表われているものである。一方、計算モデルにおいては凹形速度分布消滅後、直ちに主領域での分布形へ移行させるため、主領域の初めの部分では \bar{r}_u の見積りが実験値に比べて小さい値（約 -20 %）になる。従って計算上の k を一定とした場合には、液滴流束半値幅 \bar{r}_l には影響を与えずに、 \bar{r}_u の値にだけ約 20 % の減少をもたらすことになる。ここで $k = \text{一定}$ で計算された \bar{r}_u に実験値の k の低下を補正すれば、図 49 に示されるように主領域の初めの部分で \bar{r}_u は補正され、実験値に近づくことは言うまでもない。

次に先に述べたように、写真観察から噴霧の外縁等を正確に定めることは困難であると思われるが、一般的傾向について計算値と比較して見る。図 50（50-1 ~ 50-4）に写真撮影から定めた液滴外縁と計算による液滴外縁 $R_l(x)$ 、気相外縁 $R_g(x)$ を示した。写真では噴口近くにおいてはかなり外縁が明瞭に写っているが、噴口から遠ざかるに従い境界に凹凸が生じるとともに不明瞭になって来るので、写真からの判定は噴口からほぼ 150mm 程度の範囲に限られる。これらの写真と計算値の比較から噴霧状態は次の 3 通りに分けられる。

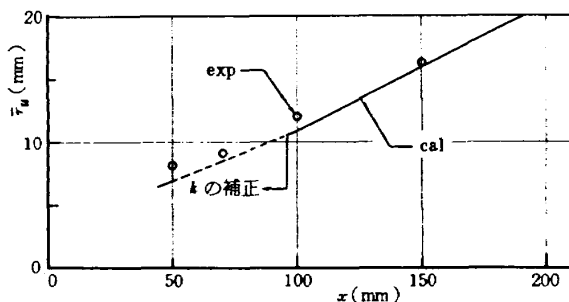


図 49 k の補正を行った場合の気相速度半値幅軸方向変化計算値、実験値 (CASE A)

(1) 写真による液滴外縁が計算上の $R_l(x)$ とほぼ一致する場合（図 50-3）、この場合には霧化の状態が悪く、平均粒径が大きい場合であると考えられ、

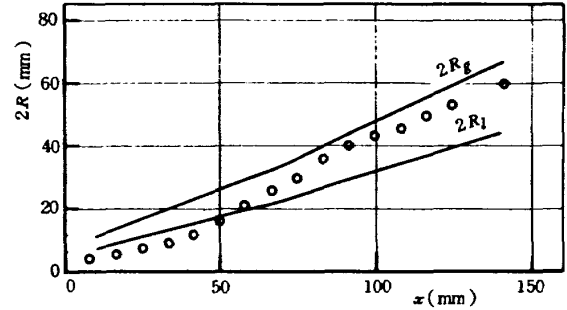


図 50-1 写真観察による噴霧の外縁と計算値 (R_g, R_l) (CASE A)

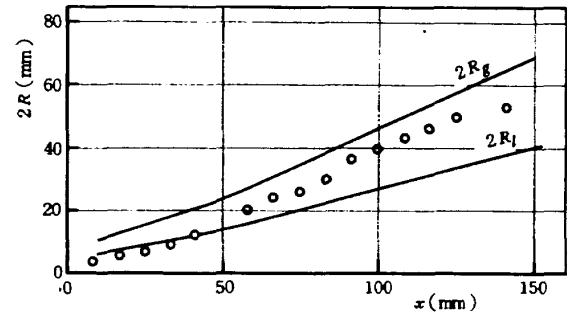


図 50-2 写真観察による噴霧の外縁と計算値 (R_g, R_l) (CASE B)

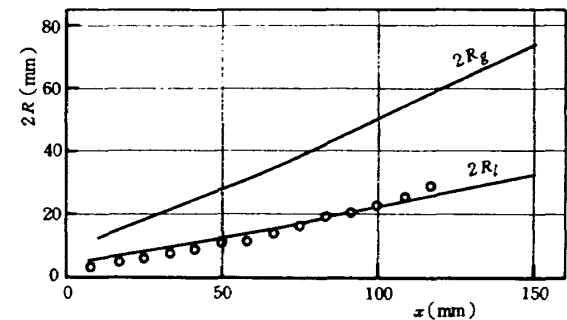


図 50-3 写真観察による噴霧の外縁と計算値 (R_g, R_l) (CASE C)

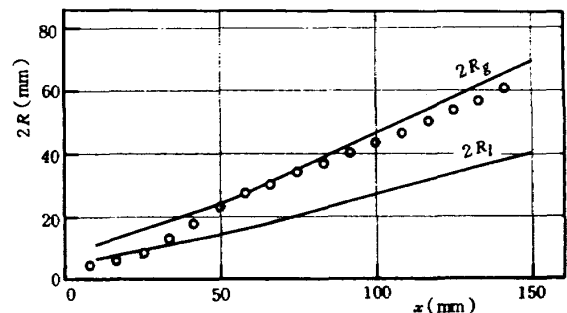


図 50-4 写真観察による噴霧の外縁と計算値 (R_g, R_l) (CASE D)

主領域においても気流の乱れに乗じて外周部への拡散が起りにくい場合である。

(2) 噴口近くではほぼ計算上の $R_l(x)$ に一致するが、主領域においては $R_g(x)$ に近い値を示す場合(図 50-4)。この場合には、気流の乱れに同調しえるきわめて小さな微粒が形成されていると考えられる。液滴の拡散幅が計算上の $R_l(x)$ を越えているが、この部分での液滴流量の総流量に対する割合は十分に小さいものである。

(3) 以上の(1)と(2)の中間的な傾向を示す場合(図 50-1, 50-2)で、噴口近くでは計算上の $R_l(x)$ に近い値を示し、主領域においては $R_g(x)$ 寄りの値を示す場合である。この場合が噴霧流としての最も一般的な性質を示しているものである。すなわち伊藤⁽⁷⁾の文章を引用すれば、「噴霧流では、液滴の半径方向への拡散はもっぱら気流の乱れによって行われるが、気流の乱れはまた液滴の存在によって制約を受け、その相互影響の結果として噴霧流の形状はできあがる。しかし、噴口近くでは気流は液滴群によって常に新しいエネルギーの供給を受けて新しい乱れが発生し、そのエネルギースペクトル $E_f(n)$ は、振動周波数 n の大きいほうに片寄って保たれている。このように n の大きい乱れには、液滴群は同調し難いから、噴霧流の拡大は制約を受ける。流れが進み液滴群が運動量を失うにつれて、 n の大きい乱れの供給が少なくなり、粘性による減衰のほうが優越して、その結果乱れの相関係数の大きいもの、すなわち n の小さい乱れのみが残存するようになる。そこで液滴群もそれに乗って拡散し、しだいに気相噴流の拡大率に近づく。」とあり、(3)の噴霧外縁の傾向を良く説明している。

計算上の重要なもう一つの仮定として、極めて高密度に液滴群が存在する場合であるにもかかわらず気相と液滴間の運動量およびエネルギー交換が単一液滴の運動を基にして、その総和による効果として扱っていることである。液滴間の相互干渉による効果を見積ることは困難であるから、ここでは抗力係数によってのみ、液滴の空間密度が大である場合に適用される(20)式を用いることにとどまっている。前述のごとく遷移領域においては液滴群は気相から運動量を得て加速されるが、主領域においては逆に

気相へ運動量を与え減速する。従って抗力係数の値は液滴の速度を決定することのみならず気相速度の軸方向変化に対する影響も大きく、本モデルではこの項を通して気相の単相噴流と気液2相噴霧流の差を生じさせる要因となっているものである。計算結果によれば気相の単相環状噴流速度減衰が $x^{-0.94}$ で表わされるのに対して、気液2相噴霧流の場合にはやや緩やかになり $x^{-0.84}$ で表わされ、実験値の傾向とほぼ一致していることが確かめられた。これらのことから上述の仮定は妥当なものと考えられる。

次に微粒化領域での取扱い、すなわち微粒化率を未知量としたこと、および噴霧群を単一代表粒径で表わしたことについて考察する必要がある。本モデルの微粒化率は巨視的に見た各保存則から求めた値であるから、微視的な条件、例えば噴射流体が初めから有している乱れの強さ、大きさ、あるいは噴口出口における循環流等が微粒化機構に影響を与える場合には本計算値 $d w_o(x)$ は実際と違ったものになって来ることが考えられる。微粒化のメカニズムに立入っての議論は他の研究を待つとして、ここでは噴霧が粒径分布を有する場合についてのみ、計算結果に与える影響を調べる。

噴霧粒径分布は気流噴射弁に対する棚沢の実験式(5)式に近い分布を与えるようにした。これは粒径を与える式に Mayer⁽¹⁹⁾ の式

$$\bar{d} = C'_A \left[\frac{\mu_l (\sigma_l g / \rho_l)^{1/2}}{\rho (u - u_l)^2} \right]^{2/3} \quad (64)$$

を用いて係数 C'_A を操作することによって所定の粒径分布に近いものを与えた。但し(64)式で用いる気液の相対速度は、各位置 (x) での気相速度と液側のポテンシャル・コアの速度、すなわち液噴射速度との差とした。微粒化領域で形成される液滴群が、全体として棚沢の粒径分布に近い値になるようにするため(64)式において

$$C'_A = 120.3 (1 + 2500 x) \quad (65)$$

とおいた。得られる粒径分布を図 51 に示す。液滴直径は $37.7 \sim 119.6 \mu$ の範囲にあり、棚沢の分布形に比較して、小さい方の液滴および大きい方の液滴が存在しないような分布となっている。この場合の微粒化完了長さは $x_0 = 1.0 \text{ mm}$ である。この時の遷移・主領域での計算解と単一代表粒径 ($\bar{d} = 61.0 \mu$)

として扱った場合の解との比較を図 52, 53, 54 に示す。図 52 は中心軸上気相速度の長手方向変化を表す。主領域における速度減衰の勾配はほぼ同一であるが、絶対値は液滴粒径に分布を与えた場合が約 10%低い値を示す。

図 53 は液滴速度の長手方向変化を示すが、液滴粒径に分布を与えた場合が当然のことながら液滴最大速度と最小速度との範囲が広がっている。図 54 は気相速度半値幅の長手方向変化を表す。主領域での広がり勾配はともにほぼ同一 ($d\bar{r}_u/dx = 0.100 \sim 0.103$) であるが、絶対値は液滴粒径に分布を与えた場合の方が広がっている。これは速度絶対値が液滴粒径に分布を有する場合が低くなっていることに対応する。以上のように、液滴分布を考慮した場合には、単一代表粒径を仮定した場合と比較して気相速度絶対値で約 10%減、噴霧広がり幅で約 5%増の結果をもたらすことが分かる。しかしながら(65)式の与え方に物理的意味が全くないこと、また粒径を与える(64)式において u が噴射初期速度ではなく、任意の位置における気相速度を用いることが適当かどうかについても不明であり、さらに微粒化率を与える Dickerson の式(3)においても $F(n)$ の与え方に対する物理的意味が不明であるため、本解析においては噴霧を単一代表粒径で表わし、さらに微粒化率は計算式の未知量として扱った。従って微粒化率を表わす式が今後明らかにされれば、微粒化領域で与えるべき条件(本解析では噴霧の外径を与えた)が取り除かれ、計算式の一般性が増すことになる。

6. 結 論

気液同軸噴霧流の基本構造を明らかにするために、まず実験によって主要量、すなわち気相速度 $u(x, r)$ 、液滴流束 $q(x, r)$ および各半値幅 $\bar{r}_u(x)$ 、 $\bar{r}_l(x)$ の測定を行った。次いでこれらの実験事実を考慮し、かつ気相と液滴間の質量、運動量、エネルギーの交換は単一液滴を通して行われるものの総和で表わされると仮定した解析モデルを提案した。計算解と実験値との比較により、本モデルは気液同軸噴霧流の流れ場の構造の計算に有用であることが分かった。

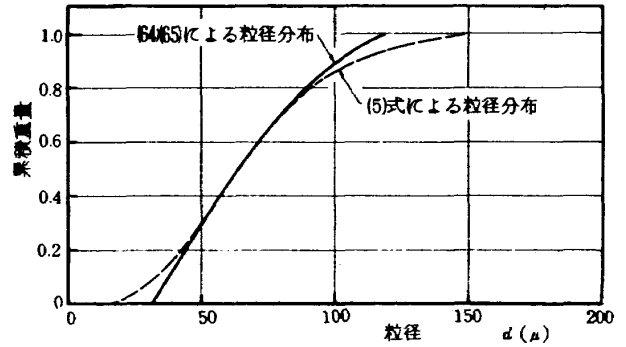


図 51 累積粒径分布 (CASE D)

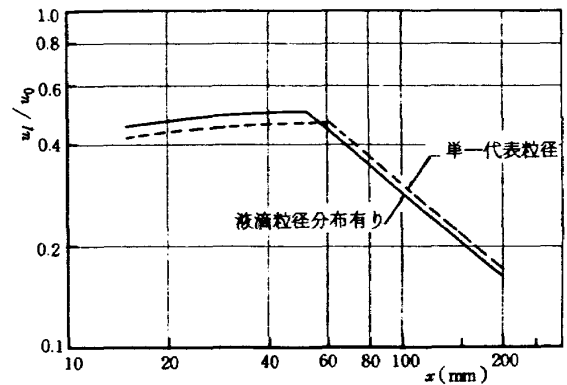


図 52 液滴粒径分布を考慮した場合と単一代表粒径とした場合の中心軸上気相速度の長手方向変化 (CASE D)

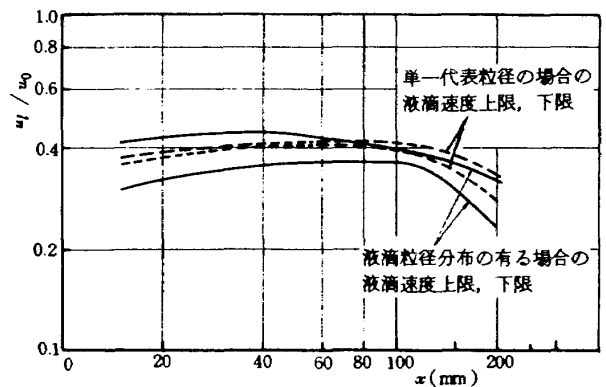


図 53 液滴粒径分布を考慮した場合と単一代表粒径とした場合の液滴速度の長手方向変化 (CASE D)

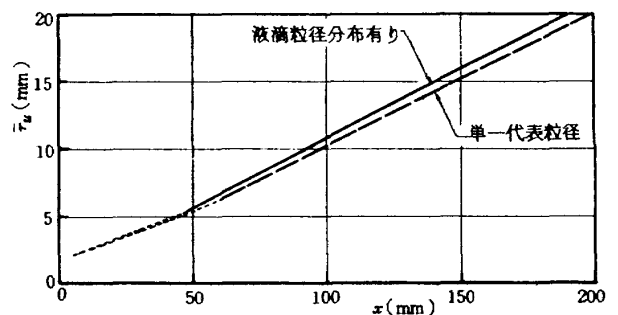


図 54 液滴粒径分布を考慮した場合と単一代表粒径とした場合の気相速度半値幅の長手方向変化 (CASE D)

まず実験によって明らかになったことは

1) 気相速度半径方向分布は大別して、次の三形態に区分される。すなわち噴口近く(ほぼ $x/D_g \leq 35$)において中心部で速度の遅い液滴群の影響を受けて後流(wake)の速度分布を呈する遷移領域と、それ以降で半径方向にほぼ正規分布に近い形を有する主領域および両者の中間位置で中心軸付近において速度分布がやや偏平な形状となる場合である。

2) 中心軸上気相速度の軸方向変化は気相の単相噴流の減衰に比べて緩やかに減衰する。

3) 液滴流束の半径方向分布は遷移および主領域においてほぼ正規分布に近い形を有する。

4) 中心軸上液滴流束の軸方向変化は主領域ではほぼ x^{-2} に比例する。

5) 気相速度半値幅および液滴流束半値幅は主領域においてほぼ x に比例して増加し、その比はほぼ一定値(k)に漸近する。 k の漸近値は気液噴射速度比とほぼ対応関係がある。

次に計算解によれば

6) 中心軸上気相速度減衰は主領域で $x^{-0.84}$ に比例する。また中心軸上液滴流束の軸方向変化は遷移領域ではほぼ $x^{-1.2}$ 、主領域で x^{-2} に比例する。

7) 気相速度半値幅は主領域においてほぼ x に比例する。液滴流束半値幅は遷移領域ではほぼ $x^{0.6}$ 、主領域ではほぼ x に比例する。

8) 気液間の混合効率を表す Rupe の E_m 値は液滴流束半値幅と気相速度半値幅との比 k に一義的に対応する。

以上の解析モデルは種々の仮定がなされているが、本質的には液滴流束の拡散幅と気相の拡散幅との比 k に実験値を用いるか、あるいは噴射初期条件から定まる k 値を用いれば、気液同軸噴霧流の基本構造に関する諸量を計算によって求められることを示した。

また、本報告においては気液同軸型噴口の基本であるフラッシュ型噴口、すなわち気・液噴口ともに同一面上にある場合の実験、解析に限ったが、実際の液体酸素・液体水素ロケット噴射器においては液体酸素側噴口(液)が、水素側噴口(気)よりある距離だけ引き込んだ形式、すなわちリセス型噴口が用いられる場合が多い。これはリセス部での微粒化

及び気液間の混合がある程度進行しているため、混合効率の良い噴霧流が得られるものである。リセス型噴口についてはリセス部内での流れの挙動は局所微粒化量と関連して興味ある様子を呈する。従って微粒化領域の解析はフラッシュ型噴口とは異なったものになる。これらのリセス型噴射要素による噴霧流の実験及び解析に関しては別報で報告する。更に本解析法を用いて、他の研究者による気相二相噴霧流の実験値、解析値への適用とその比較、及び本研究の最終目標である同軸型噴射器を有する液体酸素液体水素ロケット燃焼器の燃焼性能予測計算法への適用についても別途報告する。

記号説明

A	;	噴霧流断面積
A_s	;	気液接解面積
b	;	$u = u_{max}$ なる半値方向位置
C	;	係数
	;	補正係数
C_D	;	抗力係数
C_p	;	定圧比熱
D	;	噴口直径
d	;	液滴直径
\bar{d}	;	平均液滴直径
E_m	;	Rupe の混合効率
f	;	比混合比
g	;	重力加速度
h	;	噴口からの軸方向距離
$h_{l,v}$;	蒸発潜熱
J	;	熱の仕事当量
K, k	;	定数
M	;	分子量
m	;	質量流量
\bar{N}	;	液滴数
N_u	;	ヌッセルト数
P	;	圧力
P_r	;	プラントル数
Q	;	体積流量
q	;	液滴流束
R	;	噴流半径
Re	;	レイノルズ数

r	; 軸心からの半径方向距離
\bar{r}	; 半値幅
r_d	; 液滴半径
T	; 温度
u	; 速度
\bar{U}_m	; 断面平均速度
w	; 流量
x	; 噴口からの軸方向距離
Y_i	; i 成分気相の重量分率
Q	; 体積流量

ギリシャ文字

α	; 噴霧広がり半角
γ	; 比熱比
σ	; 表面張力
$\Gamma(m)$; ガンマ関数
ρ	; 密度
ν	; 動粘性係数
μ	; 粘性係数
R	; 一般ガス定数

添字

0	; 噴射器出口状態
A	; 微粒化領域
T	; 遷移領域
M	; 主領域
a	; 微粒化されたもの
c	; 軸上値
d	; 液滴
g	; 気相
i	; 内径
inj	; 噴射器出口
j	; j 番目の液滴群
l	; 液相
lg	; 液滴から蒸発した状態
lp	; 液のポテンシャル・コア
ls	; 液滴状態
max	; 最大値
mi	; 極小値
N_2	; 窒素ガス
o	; 外径

P	; プローブ
R	; 相対値
s	; 誘引気体
t	; 総量
u	; 速度

参 考 文 献

- 1) Dickerson, R. A. and M. D. Schuman; Atomization Rate of Droplets and Jets, AIAA Preprint No. 63-498 (1963).
- 2) Mayer, E.; Theory of Liquid Atomization in High Velocity Gas Streams, ARS Journal, Vol. 31, No. 12 (1961).
- 3) Goldschmidt, V. and Eskinazi, S.; Two-Phase Turbulent Flow in a Plane Jet, Trans. ASME, 33 (d) (1966).
- 4) Hetsroni, G. and Sokolov, M.; Distribution of Mass, velocity, and Intensity of Turbulence in a Two-Phase Turbulent Jet, Trans. ASME, Vol. 38 (1971).
- 5) Longwell, J.P.; Mixing and Distribution of Liquids in High-Velocity Air Streams, Indust. Engng. Chem., 45-3 (1953).
- 6) A.J. Shearer, H. Tamura and G.M. Faeth.; Evaluation of a Locally Homogeneous Model of Spray Evaporation.
- 7) 伊藤, 単孔内筒ノズルによる噴霧流の研究, 日本機械学会論文集, 36巻285号(昭45-5)
- 8) J.A. Newman and T.A. Brzustowski; Behaviour of Liquid Sprays at High Pressures, AIAA Paper No. 70-8 (1970).
- 9) A.Y. Falk and R.J. Burick; Injector Design Guidelines for Gas/Liquid Propellant Systems, NASA CR-120968 (1973).
- 10) G. N. Abramovich; Theory of Turbulent Jets, M.I.T. Press (1963).
- 11) J.L. Dussourd and A.H. Shapiro; A Deceleration Probe for Measuring Stagnation Pressure and Velocity of Particle-Laden Gas Stream, Jet Propulsion (1958).
- 12) P.F. Mehegan, et al; Investigation of Gas-Augmented Injector, NASA CR 72703.
- 13) 棚沢ほか, ディーゼル機関 I, 山海堂(昭38)

- 14) D. T. Harrje, et al; Liquid Propellant Rocket Combustion Instability, NASA SP-194 (1972).
- 15) R.J. Priem and M.F. Heidmann; Propellant Vaporization as a Design Criterion for Rocket Engine Combustion Chambers, NASA TR-67 (1960).
- 16) H. Schlichting; Boundary Layer Theory, McGraw-Hill (1960).
- 17) 岡本, 内燃機関技術者のための流体力学(3), 内燃機関, Vol.15, No.175, (1976).
- 18) J.H. Rupe; The Liquid Phase Mixing of a Pair of Impinging Streams, JPL Progress Report, No. 20—195 (1957).
- 19) L.P. Combs and M.D. Schuman; Steady State Rocket Combustion of Gaseous Hydrogen and Liquid Oxygen, Part II, Research Report RR 64-29, Rocketdyne, (1965).
- 20) J.M. Beer and N.A. Chiger; Combustion Aerodynamics, John Wiley & Sons (1972).

航空宇宙技術研究所報告692号

昭和57年1月発行

発行所 航空宇宙技術研究所
東京都調布市深大寺町1880
電話武蔵野三鷹(0422)47-5911(大代表)〒182

印刷所 株式会社 東京プレス
東京都板橋区桜川2-27-12

Printed in Japan