

鉛直下向き液柱流の分散について (第2報)

液柱流の直径と連続長さ

松 村 博 久

(受理 昭和51年5月31日)

ON THE BREAKUP OF LIQUID JET EJECTING DOWN VERTICALLY (Report 2)

The Thicknesses and The Continuous Lengths of Disintegrating Liquid Jets

Hirohisa MATSUMURA

In the previous paper, the experimental results were reported on the breakup pattern and the continuous length of the disintegrating liquid jet and on the period, the amplitude, the wave length and the propagating velocity of the surface wave of axial symmetric liquid jet.

The author analyzes experimentally in detail the results on the variation of the thickness and the continuous length of liquid jet, and considers to correlate their experimental results in this report.

表1 供試ノズル仕様

種 類	内 径 D , mm	全 長 L_n , mm	$\frac{L_n}{D}$	断 面 積 S , cm ²
管 1	1.37	101.5	74.1	0.0147
管 2	2.92	216.5	74.1	0.0669
管 3	3.54	262.0	74.0	0.0984
管 4	4.41	326.5	74.0	0.153
管 5	5.31	391.5	73.7	0.221
管 6	5.76	426.5	74.0	0.260
管 7	6.42	473.0	73.7	0.324
管 8	7.06	524.5	74.3	0.391

1. 結 言

前報¹⁾においては、層流域(軸対称表面波領域)ならびに乱流域(非対称表面波領域)における液柱流の分散様式、分散点と液柱連続長さおよび軸対称表面波の周期、振幅、波長、伝播速度などの実験結果とそれらの考察について述べた。

本報では、前報において簡単に取扱った液柱流の直径と液柱連続長さの変化について、これらの実験結果を詳細に解析し、さらに考察を加えている。液柱流の直径の変化については、実験結果と倉林²⁾の式との比較検討をし、液柱連続長さの変化については、実験結果の解析的考察を行ない、Weber³⁾、棚沢—豊田⁴⁾、Grant—Middleman⁵⁾および高橋—北村⁶⁾などの結果とともに検討している。

2. 実験装置および実験方法

実験装置および実験方法については、前報¹⁾に述べた通りであるので、ここでは省略する。供試ノズルについても前報と同様で、表1に示した8種類のガラス管を用いている。

3. 実験結果および考察

3.1 液柱流の直径

空気中における鉛直下向き液柱流の直径は、層流域の場合図1に示すように、ノズル出口近くでは下流側へ行くほど小さくなっている。

液柱流直径の変化については、倉林²⁾の実験式(1)がある。

$$\frac{2gZ}{v_0^2} + 1 = \left(\frac{D}{d}\right)^4 + \frac{8}{We_0} \left[\left(\frac{D}{d}\right) - 1\right] \quad (1)$$

ただし、

$$We_0 = \gamma D v_0^2 / (g\sigma) \quad (2)$$

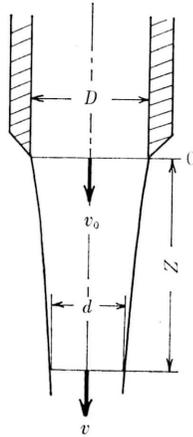


図1 ノズルと液柱流

ここに,

D : ノズル内径,

d : Z の位置における液柱流の直径,

g : 重力の加速度,

v : Z の位置における平均流速,

v_0 : ノズル出口の平均流速,

We_0 : ノズル出口のウェーバ数,

Z : ノズル出口からの距離,

γ : 液体の比重量,

σ : 液体の表面張力,

である.

ノズル出口のフルード数 Fr_0 を式 (3) のように定義して, 式 (1) を変形したのが式 (4) である.

$$Fr_0 = v_0^2 / (gD) \quad (3)$$

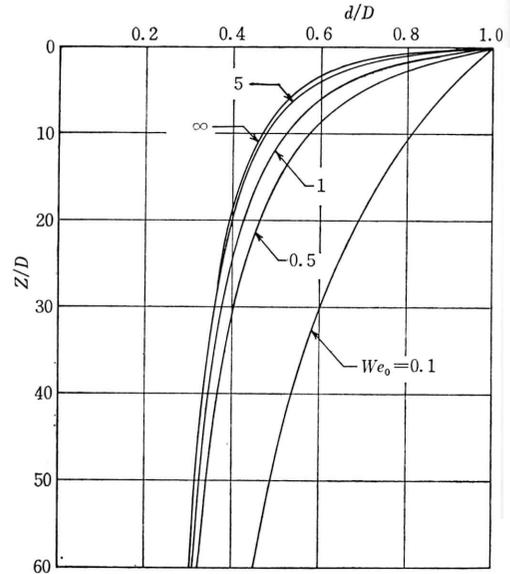
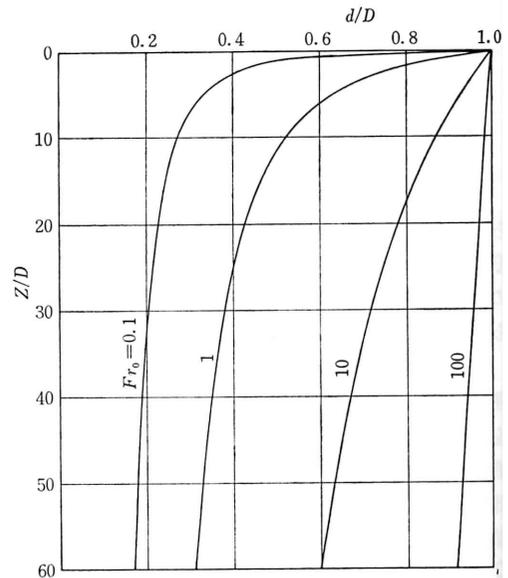
$$\frac{Z}{D} = \frac{Fr_0}{2} \left\{ \left(\frac{D}{d} \right)^4 - 1 + \frac{8}{We_0} \left[\left(\frac{D}{d} \right) - 1 \right] \right\} \quad (4)$$

式 (4) による液柱流の直径の We_0 と Fr_0 の影響について調べたのが, 図2と図3である. 図2は $Fr_0 = 1$ として We_0 の影響を示し, 図3は $We_0 = 1$ として Fr_0 の影響を示している.

実験における液柱流直径の決定は, ストロボ写真の解析により行なった. 図4から図6は, ノズル内径の差異による液柱流直径の変化の例を We_0 をパラメータとして表わしている. これらの図中の実線は式 (4) を表わしているが, 式 (4) と実験結果は良好な一致を示している.

3.2 液柱連続長さ

液柱連続長さ L とノズル出口の平均流速 v_0 の一般

図2 We_0 の影響 ($Fr_0 = 1$ の場合)図3 Fr_0 の影響 ($We_0 = 1$ の場合)

の関係は図7のごとくで, 領域Iは球状滴下領域, 領域IIは層流液柱流領域(層流域), 領域IIIは層流から乱流への遷移液柱流領域(遷移域)および領域IVは乱流液柱流領域(乱流域)である. 特に球状滴下領域におけるA-Bはノズル出口で滴下現象を生じるので, 液柱連続長さは0であり, B-Cは液柱連続長さが比較的短く, ノズル出口近くの下流で滴下現象が発生す

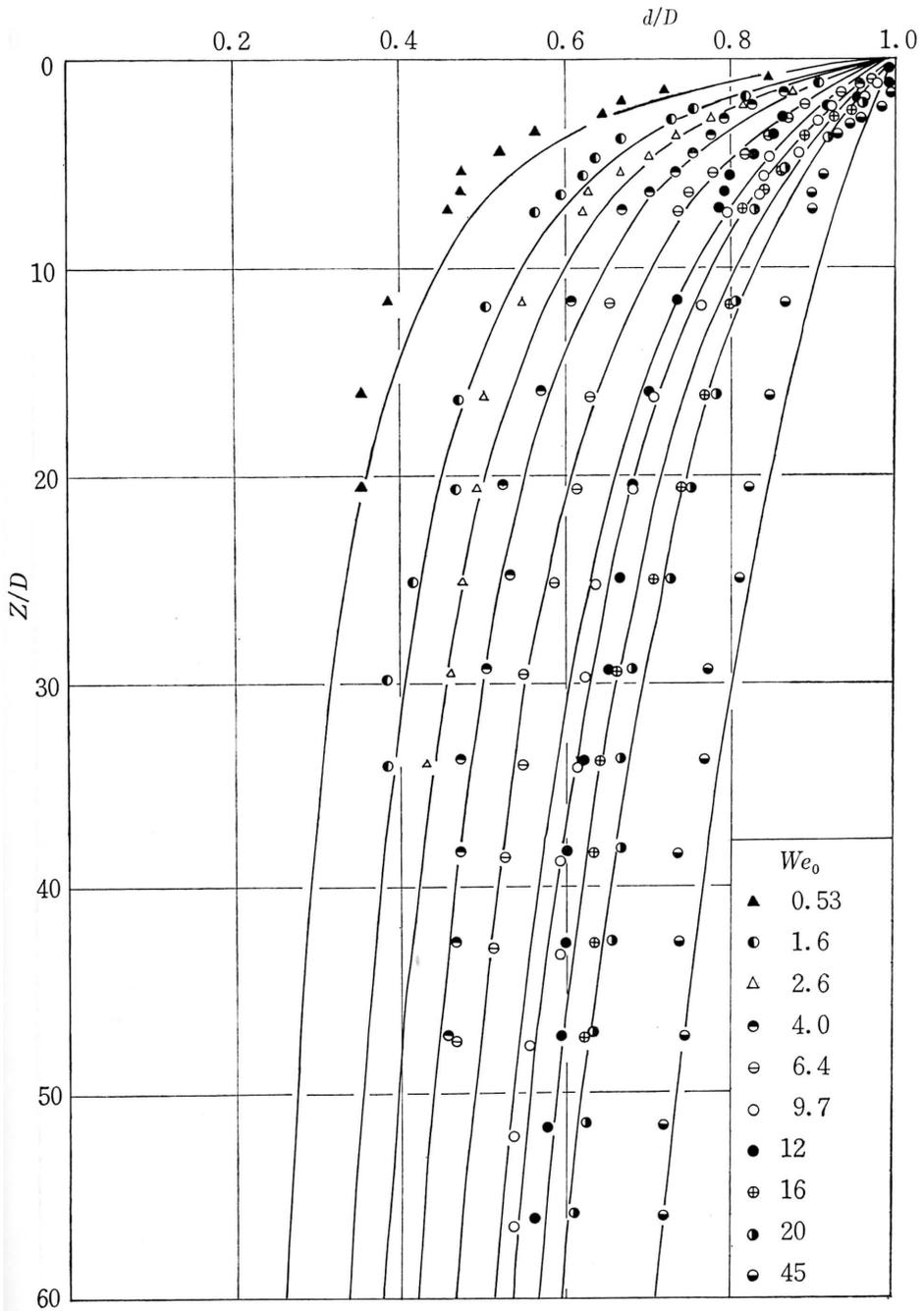


図4 液柱流直径の変化(管2)

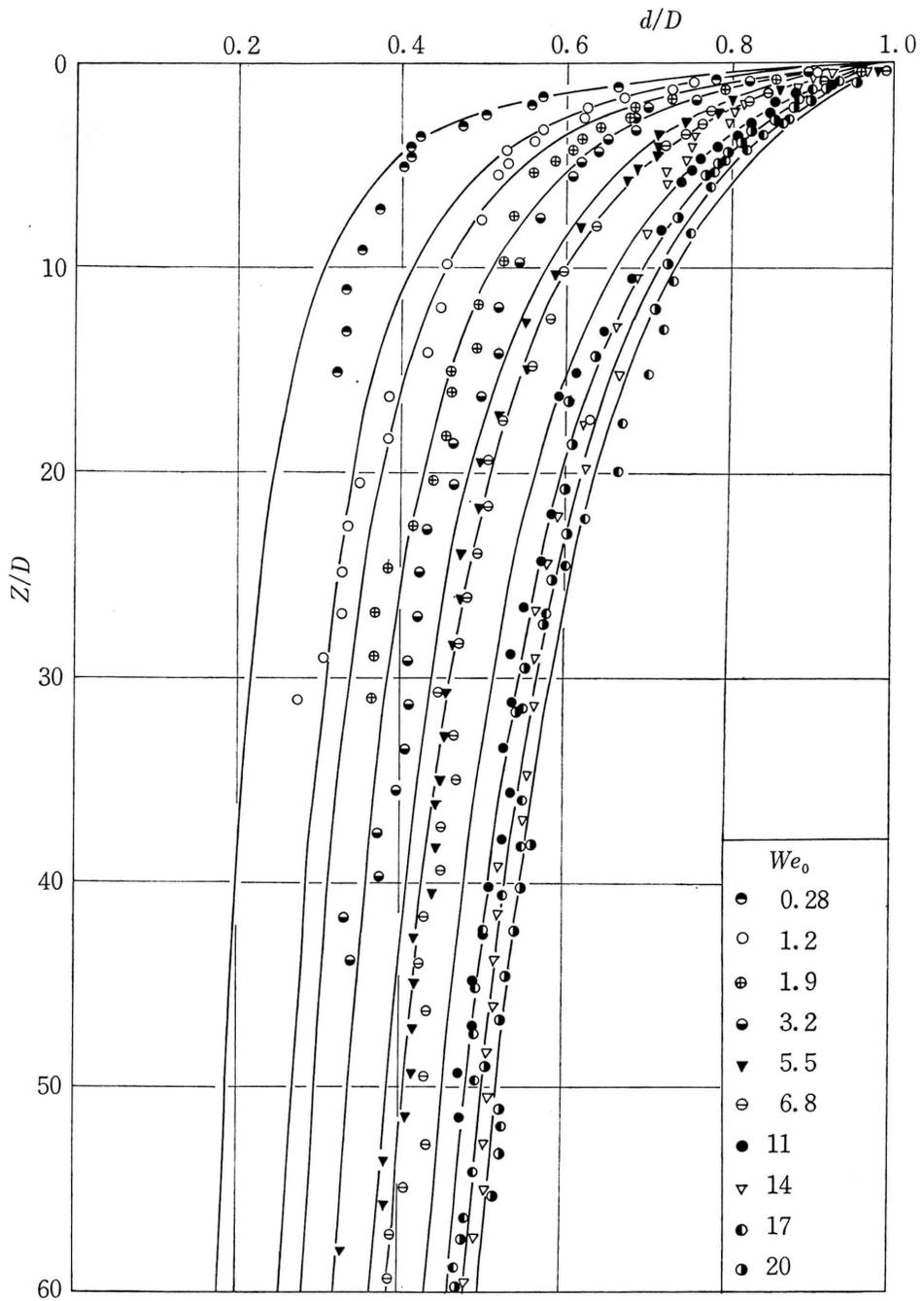


図5 液柱流直径の変化 (管4)

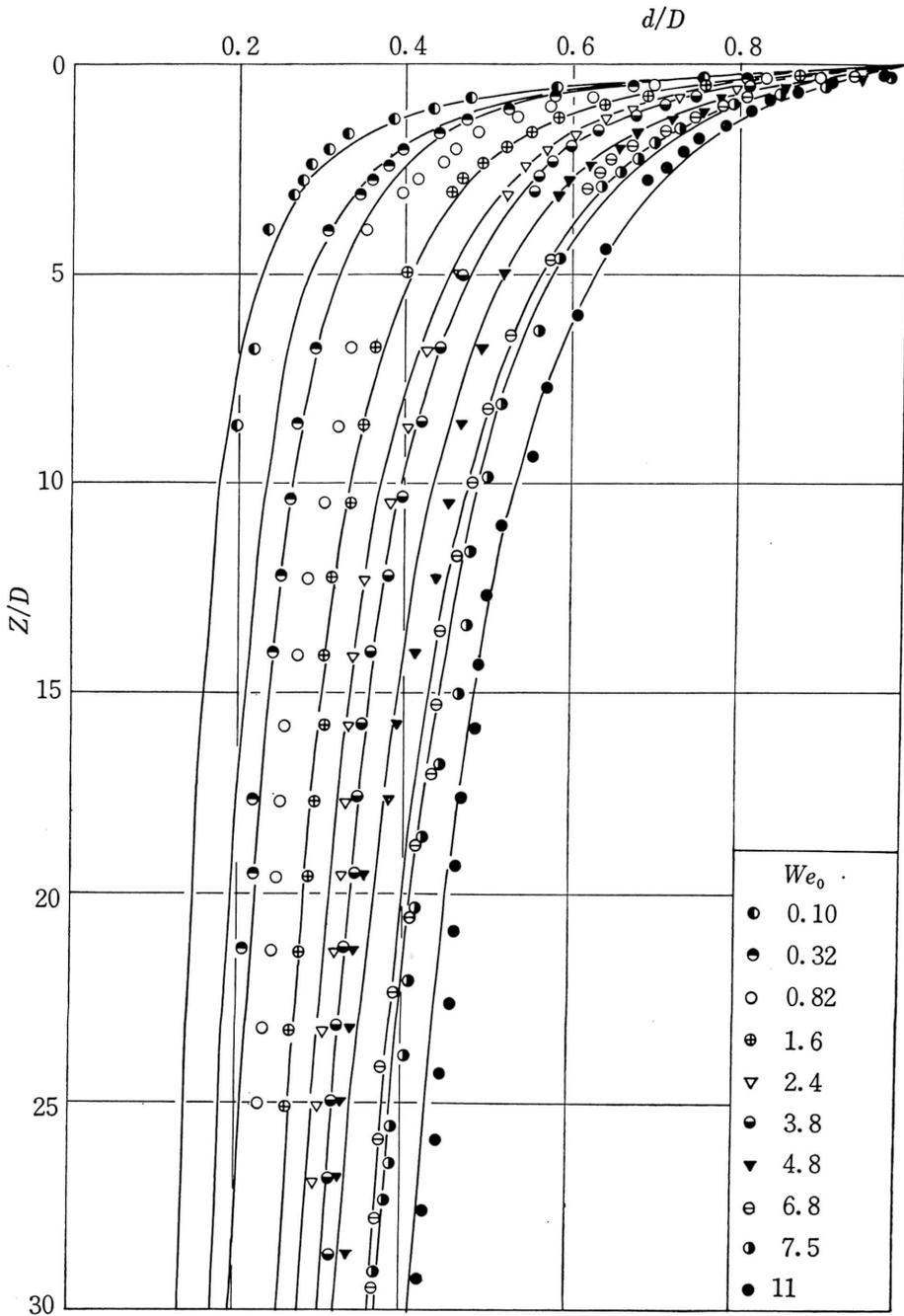


図6 液柱流直径の変化(管8)

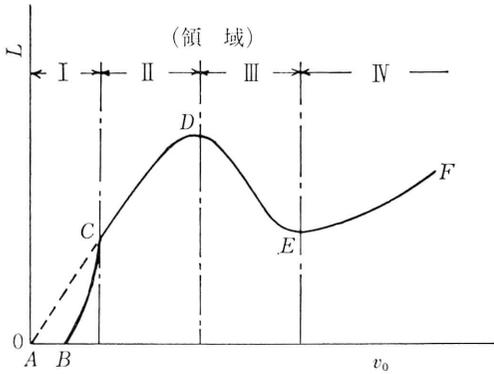


図7 Lとv₀の一般的関係

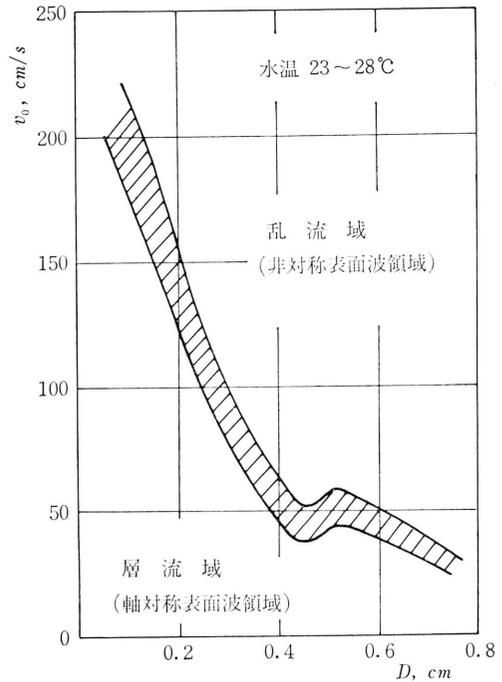


図9 遷移液柱流領域

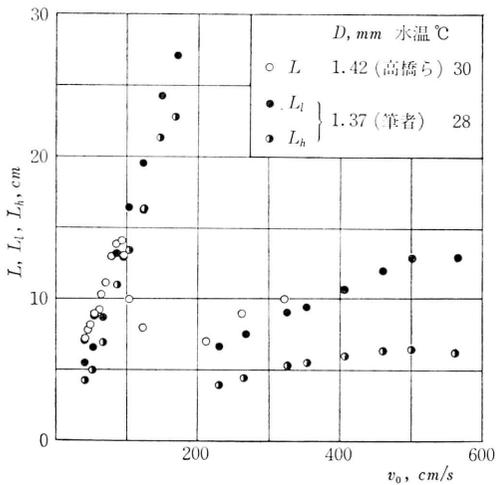


図8 上限と下限液柱連続長さ

ることを表わしている。

実験結果の一例として、ノズル内径 1.37 mm (管 1) の場合を図 8 に示している。ただし、前報¹⁾で述べたように液柱流の分散位置がある距離範囲で変動しているため、ノズル出口から液柱流の分散位置の上限および下限までの距離をそれぞれ L_h と L_l として表わしてある。なお高橋ら⁶⁾の実験データも参考のために加えてある。

分散位置の変動があるので液柱連続長さ L としては L_h と L_l の算術平均値を取ることにして、ノズル内径の影響による層流域から乱流域への遷移域を調べてみると、実験結果は図 9 のような斜線の範囲で表わすことができる。また、棚沢ら⁴⁾は層流域と乱流域の境界は式 (5) で表わしている。

$$(St)^{0.12}(Re_c)^{0.39} = 10 \quad (5)$$

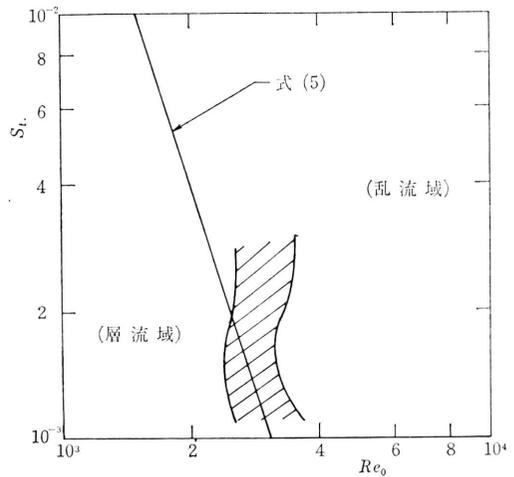


図10 遷移域と式(5)の比較

ただし、

$$St = \frac{\mu}{\sqrt{\gamma\sigma D}g}, \quad Re_c = \frac{v_c D}{\nu}$$

ここに、

Re_c : 遷移レイノルズ数、

St : スタントン数、

- v_c : 遷移流速,
- μ : 液体の粘性係数,
- ν : 液体の動粘性係数

である。

式(5)の関係と実験結果を比較したものが図10である。実験範囲のせまいこともあるが、式(5)とはほぼ近い関係にあることを示している。

3.3 層流域の液柱連続長さ

実験結果の一例を図11に示し、図中には高橋ら⁶⁾の実験データも加えてある。なお、高橋らの実験に使われたノズルの仕様は表2のごとくである。

層流域における液柱連続長さを表わす式として、Weber³⁾の式(6)がある。

$$\frac{L}{D} = 12 \left(\sqrt{\frac{\gamma D v_0^2}{\sigma}} + \frac{3\mu v_0}{\sigma} \right) \quad (6)$$

We_0 とノズル出口のレイノルズ数 Re_0 で式(6)を書きかえると、

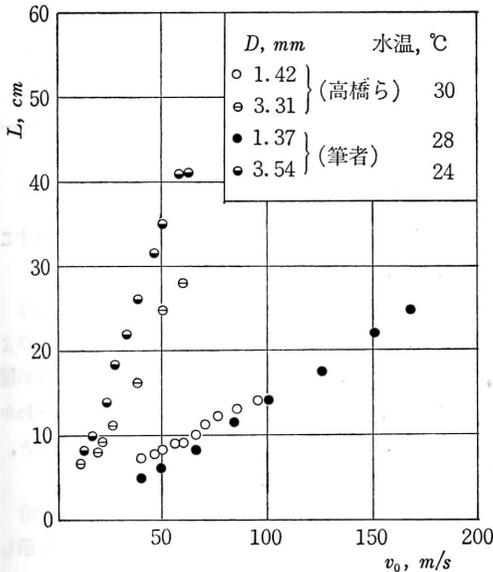


図11 層流域液柱連続長さの例

表2 高橋ら⁶⁾のノズル仕様

ノズルの種類	D, mm	Ln/D
1	0.51	62.0
2	0.87	57.1
3	1.42	42.1
4	1.95	51.9
5	3.31	78.5

$$\frac{L}{D} = 12 \left(\sqrt{We_0} + \frac{3We_0}{Re_0} \right) \quad (7)$$

ただし、

$$Re_0 = Dv_0/\nu = \gamma Dv_0/(g\mu) \quad (8)$$

また、式(7)を実験結果から修正した Grant ら⁵⁾の式(9)がある。

$$\frac{L}{D} = 19.5 \left(\sqrt{We_0} + \frac{3We_0}{Re_0} \right)^{0.85} \quad (9)$$

一方、高橋ら⁶⁾の式

$$\frac{L}{D} = 18 \left(\frac{\gamma D v_0^2}{\sigma} \right)^{4/7} \left(\frac{gD}{v_0^2} \right)^{1/7} \quad (10)$$

あるいは、

$$L/D = 18 (We_0)^{4/7} (Fr_0)^{-1/7} \quad (11)$$

そして、棚沢ら⁴⁾の式

$$\frac{L}{D} = 22.4 \left[(v_0 - v_k) \sqrt{\frac{\gamma D}{\sigma}} \right]^{0.8} \left(1 + \frac{1}{250} \frac{\sqrt{\gamma \sigma D/g}}{\mu} \right) \quad (12)$$

ただし、

$$v_k = \frac{0.65}{D} \left(\frac{\sigma}{\gamma} \right)^{3/4} \sqrt{g} + \frac{1.35}{\sqrt{D}} \left(\frac{\sigma}{\gamma} \right)^{1/2} \sqrt{g} - \frac{1.09}{D^{1/4}} \left(\frac{\sigma}{\gamma} \right)^{3/8} \sqrt{g} \quad (13)$$

または⁷⁾

$$v_k = \frac{0.99}{D} \left(\frac{\sigma}{\gamma} \right)^{3/4} \sqrt{g} + \frac{0.45}{\sqrt{D}} \left(\frac{\sigma}{\gamma} \right)^{1/2} \sqrt{g} - \frac{0.57}{D^{1/4}} \left(\frac{\sigma}{\gamma} \right)^{3/8} \sqrt{g} \quad (14)$$

などの実験式も提案されている。

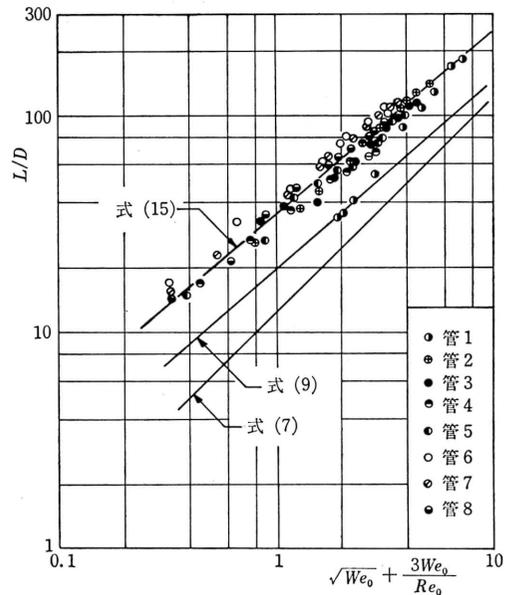


図12 式(7), (9)と実験値の比較

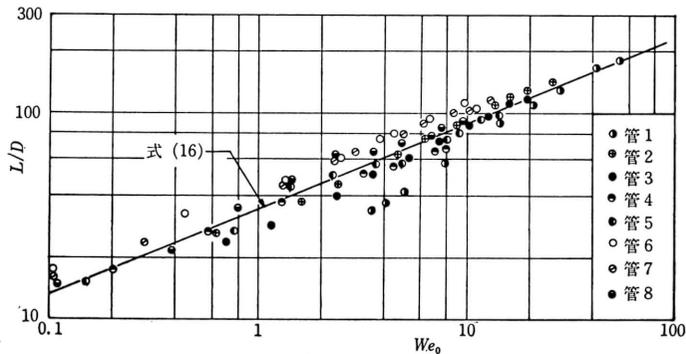


図13 層流域の実験結果

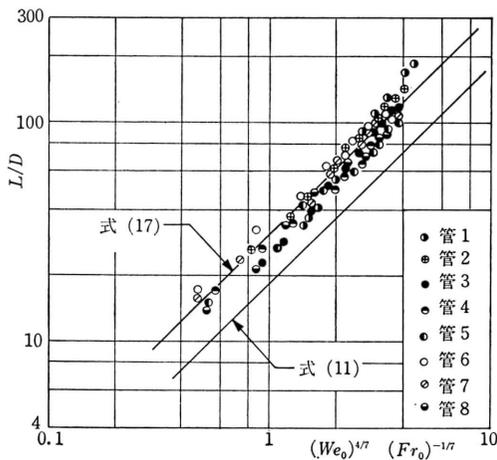


図14 式(11)と実験値の比較

実験結果と式(7)および式(9)と比較したのが図12であるが、良い関係を示していない。この図より実験結果を良好に表わす式を求めると、

$$\frac{L}{D} = 35 \left(\sqrt{We_0} + \frac{3We_0}{Re_0} \right)^{0.85} \quad (15)$$

となる。実験範囲において、式(15)の右辺第2項は右辺第1項に比較して小さいので、無視すると L/D は We_0 だけの関数で表わすことができるから、実験結果をこの関係で示しているのが図13である。図中の実線は式(16)を表わしている。

$$L/D = 35(We_0)^{0.425} \quad (16)$$

また、実験結果を式(11)で整理したのが図14であるが、実験による液柱連続長さは式(11)より大きく表われており、実験結果から式(11)を修正すると、

$$L/D = 30(We_0)^{1/7}(Fr_0)^{-1/7} \quad (17)$$

となる。式(12)を書きかえると、

表3 式(19)における A と v_k の値

	D, mm	A	$v_k, \text{cm/s}$
管 1	1.37	54.2	28.4
管 2	2.92	68.8	11.6
管 3	3.54	73.5	8.83
管 4	4.41	79.3	6.23
管 5	5.31	84.9	4.37
管 6	5.76	87.6	3.62
管 7	6.42	91.2	2.79
管 8	7.06	94.5	2.10

$$\frac{L}{D} = 22.4 \left[\left(1 - \frac{v_k}{v_0} \right) \sqrt{We_0} \right]^{0.8} \left[1 + \frac{1}{250} \left(\frac{Re_0}{\sqrt{We_0}} \right) \right] \quad (18)$$

本実験範囲から、式(18)は式(19)のように表わすことができる。

$$L/D = A[(1 - v_k/v_0)\sqrt{We_0}]^{0.8} \quad (19)$$

ここに、 A と v_k は D の関数で与えられ、表3のように表わされる。式(19)と実験値を比較したのが図15であるが、良好な関係を示していないことがわかる。ただし、式(19)において $1 \gg v_k/v_0$ とすると、任意のノズルにたいして、

$$L/D \propto (We_0)^{0.4} \quad (20)$$

の関係がなりたち、式(16)の関係に近いことを示していることがわかる。

3.4 乱流域の液柱連続長さ

乱流域の液柱連続長さを表わす式として、Grantら⁵⁾の式

$$L/D = 8.51(\sqrt{We_0})^{0.64} \quad (21)$$

がある。図16は式(21)と実験値を比較したものであるが良き一致を示していない。いま、 L の代りに L_h を用いて図示してみると、図17のように比較的良い一致を示している。このことは、液柱連続長さを計測

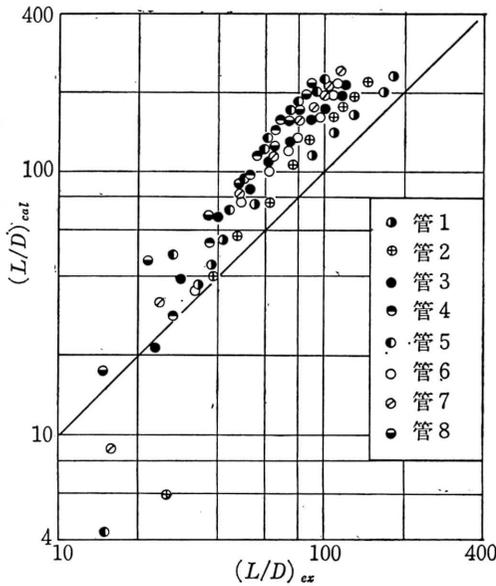


図15 式(19)と実験値の比較

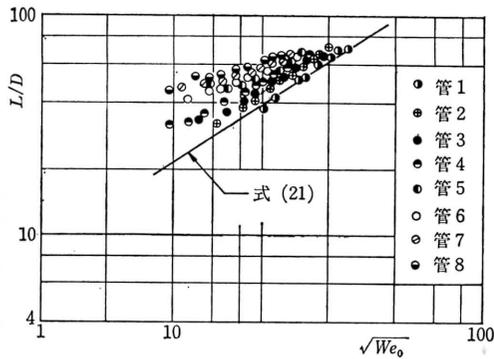


図16 式(21)と実験値の比較

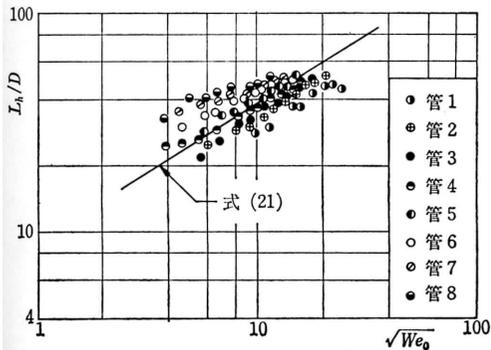


図17 L_n を用いた場合

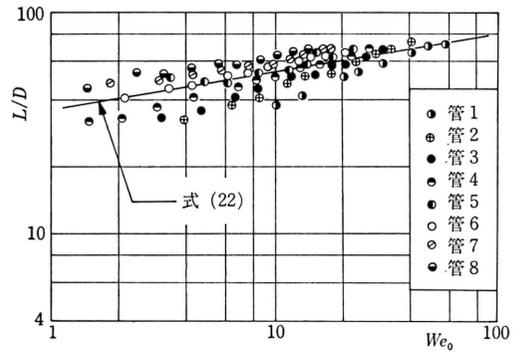


図18 乱流域の実験値

する時の状態によって、Grantらの液柱連続長さの定義の仕方に問題があるように思われる。

L/D は We_0 のみの関数なので、図18のように示すことができる。この図より実験結果を良好に表わす式を求めると、

$$L/D = 23(We_0)^{0.18} \quad (22)$$

となる。

4. 結 言

大気中における鉛直下向き液柱流の分散の実験より、液柱流の直径と液柱連続長さの変化について考察を行なった結果、つぎのような結論を得た。

(1) 液柱流直径の変化について、式(4)は実験結果と良好な一致を与える。

(2) 層流域および乱流域において、液柱連続長さ L とノズル内径 D の比は近似的にノズル出口のウェーバ数のみの関数で表わせる。すなわち、層流域の流柱連続長さは式(16)で、乱流域の液柱連続長さは式(22)で示される。

(3) 実験結果が従来の実験式と良い一致を示していないのは、従来の流柱連続長さの定義および計測法に問題があると思われる。

おわりに、本実験に協力を得た野田あずさ、西村謙一、渡辺高行の諸君に謝意を表します。また、図面の作成に助力を得た井手英夫助手ならびに流体力学研究室の大学院生の諸君に感謝します。

文 献

- 1) 松村・野田：鉛直下向き液柱流の分散について

- て, 鹿児島大学工学部研究報告, 第16号 (1974-9), 21.
- 2) 倉林: 回転噴孔による液体の微粒化 (第3報, 液流の太さについて), 日本機械学会論文集, 25, 160 (1959-12), 1266.
 - 3) C. Weber: Zum Zerfall eines Flüssigkeitsstrahles, Z. Angew. Math. Mech., 11, 2 (1931-4), 136.
 - 4) 棚沢・豊田: 高圧高速液流の微粒化の研究 (第1報および第2報), 日本機械学会論文集, 20, 92 (1954-4), 299 および 306.
 - 5) R. P. Grant & S. Middleman: Newtonian Jet Stability, AIChE. J., 12, 4 (1966-7), 669. 註
 - 6) 高橋・北村: 空気中における層流液柱長さとな生成する液滴の大きさについて, 化学工学, 36, 5 (1972-5), 527.
 - 7) 棚沢・倉林・齊藤: 回転噴孔による均一粒の発生法について, 日本機械学会論文集, 22, 16 (1956-4), 279.
-