532.65:66.069.83

回転噴孔による均一粒の発生法について*

棚 沢 泰** 倉 林 俊 雄*** 斎 藤 芳 郎****

On the Generation of Uniform Drops with Rotating Nozzles

by Yasusi TANASAWA, Tosio KURABAYASHI and Yosiro SAITŌ

As we found that the dripping of liquid from the end of a tube with small diameter accompanied no satellite drop, we tried to produce a plenty of uniform drops by means of rotating nozzles, checking the results with theoretical considerations.

The chief results obtained are as follows:

(1) If the coefficient of the outer diameter C_{D2} , defined by $C_{D2} = D_2 / \sqrt{\sigma/\gamma}$ (D_2 = the outer diameter of the tube, σ = the surface tension and γ = the specific weight of the liquid), is less than 0.4, uniform drops can be produced.

(2) When the flow rate q is small, the diameter of drop attains the maximum value $d_{\max}$ which is given by the simultaneous equations

$$d_{\max} m = 16.8 \times \frac{\sqrt[3]{C_w}}{n} \sqrt{\frac{\sigma g}{2 R_1 \gamma}} \quad (1)$$

$$C_w = f(C_{D2}) \quad (2)$$

$$C_{D2} = \frac{D_2}{\sqrt{\sigma/\gamma}} \sqrt{\frac{R_1}{g} \left(\frac{\pi n}{30} \right)} \quad (3)$$

where R_1 = the radius from the center to the tip of rotating nozzle, n rpm = the rotational speed and C_w = the coefficient of the drop weight.

The functional form of f in (2) is given in the previous paper⁽¹⁾.

(3) The diameter of drop decreases with the flow rate from $d_{\max}$ to its minimum value $d_{\min}$, until the critical range is reached, where the mode of flow changes from the dripping to the smooth laminar flow.

The value of $d_{\min}$ can be determined from equations (1)~(3), if we only substitute the value of internal diameter D_1 of the tube to the outer diameter D_2 .

(1) *Tech. Rep. Tohoku Univ.* 19, 2 (1955), 135.

1. は し が き

均一な微粒を発生させることは化学工業上きわめて重要な操作の一つであるが、これの対策はほとんど研究されていない。

著者の一人は細い管から滴下する液粒は余滴を伴わず、常に均一の主滴だけでできていることに注目していたので⁽¹⁾、重力の代りに遠心力を使って、所要の直径の粒群を多量生産するための条件を求めることを試みた。

2. 滴下による均一粒の発生

第 1 図は外径 D_2 の円管端から、重力によって水が

滴下する状態を瞬間撮影したもので、 $D_2 = 1.7$ mm の細い管から滴下する場合には主滴だけで、余滴を伴わ

(1) $D_2 = 1.7$ mm (2) $D_2 = 6.9$ mm (3) $D_2 = 58$ mm
第 1 図 細い管では余滴を生じない

ないが、 $D_2 = 6.9$ mm の太い管では余滴が 1 個混合している。

さらに、 $D_2 = 58$ mm のほぼ平面に近い管から滴下する場合には、余滴は最初のも状になり、これがさらに表面張力によって数個の粒に分裂している。

この種の余滴の混り方は落下周期

* 昭和 30 年 10 月 16 日 東京秋期講演大会において講演、原稿受付 昭和 31 年 2 月 7 日。

** 正員、東北大学工学部。

*** 正員、群馬大学工学部。

**** 正員、防衛大学校。

第2図 落下周期による落下重量の変化

τ によってもちがうので, τ と主滴と余滴の合計落下重量 w g の関係を求めると第2図となる. $D_2=5.9$ mm の円管からの落下重量 w は曲線(1)のように周期 τ が短くなれば増加し, τ が C_1 点以下となれば層流落下に変る. τ が小さくなって w が増すのは, 余滴の数が増すためである. これに反して $D_2=0.77$ mm の細い管では曲線(2)のように τ が小さくなるにつれ w も小さくなるが, この場合には余滴を伴わないから, τ とともに主滴の直径が減少していることがわかる. τ が C_2 点以下になると層流落下に遷移する.

余滴を発生しない限界は, 液の比重 $=\gamma$, 液の表面張力 $=\sigma$ の粘くない流体に対しては,

$$D_2 = C_{D2}(\sigma/\gamma)^{0.5}$$

で定義される無次元管外径係数 C_{D2} によって定まり, だいたい $C_{D2} > 0.4$ なら余滴を伴い, $C_{D2} < 0.4$ なら均一な主滴を発生する⁽²⁾.

以上は滴下, すなわち重力によって均一粒を生成する条件を明らかにしたものであるが, 粒径は大きく, かつ多量生産には適さないで, 重力の代りに遠心力を利用することを考えた.

3. 実験装置

第3図は使用した黄銅製の回転容器である. 上面のふた3は内部が観察できるように透明な有機ガラスとし, 容器には 0.67 または 3.0 mm の穴をあけ, その外に長さ 30 mm, 外径 $D_2=5.9$ mm, 内径 $D_1=2.1$ mm の太い管(容器の穴径 3.0 mm), または $D_2=0.77$ mm, $D_1=0.56$ mm の細い管(穴径 0.65 mm)を接着した. 中心軸から液孔端までの回転半径 $R_1=114$ mm である.

第3図 回転容器

第4図の溢流そう 1, 絞り流量計 2, 流量調節弁 3 を経て, この回転容器 4 に水を注入する. 4 は変速電動機 9 によって駆動され, 回転数は電気回転計 8 で求められる. 噴孔からの液流 15 の状態は同期用接触子 6 によって点滅するストロボスコープによって観察される. 瞬間撮影する場合には接触子 6 によってキセノン閃光管 11 を瞬間的に発光させ, その光を反射鏡 10, 集光レンズ 13 によってカメラ 16 に導く. 液としては水を使い液孔 15 から噴出する液の流量 q は, シャッタ 14 を一定期間開き, 吸取り紙 12 に液を吸取らせ, 吸取られた液をはかって求める.

第4図 実験装置

4. 太い管による微粒化

第5図は外径 $D_2=5.9$ mm の太い管からの流出状態を回転数 n rpm を一定に保って流量 q cm³/s を変えて撮影したものである. (1)~(4)は $n=200$ rpm に保ったときで (1)~(3) は多数の余滴を伴った滴下状態, (4) は平滑層流状の噴出状態を示す.

(5)~(8)は $n=300$ rpm に保ったときで (5) は滴下 (6) は滴下から平滑層流への遷移 (7) は平滑層流 (8) は平滑層流から波状流への遷移を示している.

(9)~(12)は $n=500$ rpm に保ったときで (9) は滴下 (10)(11) は平滑層流 (12) は波状流である.

この場合注意を要するのは (12) の波状流で, これは一見普通の乱流と似た形態をとっているが, その内容はちがっている.

いま管内流速を v_1 , 液の動粘性係数を ν として (12) の場合のレイノルズ数 Re を求めると 20°C では

$$Re = \frac{v_1 D_1}{\nu} = \frac{q}{(\pi D_1^2/4)} \frac{D_1}{\nu} = \frac{2.4}{\pi (0.209)^2/4} \times \frac{0.209}{0.01} = 1463$$

第 5 図 太い管による微粒化状態

となっていて、限界レイノルズ数より低く、当然層流である。

にもかかわらず乱流のような形をとっているのは、回転によって液流にほぼ直角に気流があたり、表面の凹凸が助長され、本質的には層流でありながら、乱流のようなようすをとるためと解釈できる。

空気の比重を γ_a として、試みにジェット数 Je を求めると⁽³⁾

$$Je \cong \frac{\gamma D_1 V^2}{\sigma g} \left(\frac{\gamma_a}{\gamma} \right)^{0.5} = \frac{10^3 \times 2.09 \times 10^{-3} \times 36.1 \left(\frac{1.16}{10^3} \right)^{0.5}}{75 \times 10^{-4} \times 9.8} = 35.2$$

となり、明らかに $10 > Je > 400$ の波状流の範囲に入っている。ただし気流と液流の相対速度 V としては液の噴出速度 v と液孔先端の周速 $v_\theta = 2\pi n R_1/60$ を合成した。

$$\begin{aligned} V^2 &= v^2 + v_\theta^2 \\ &= 0.7^2 + (2\pi \times 0.114 \times 500 \div 60)^2 \\ &= 36.1 \text{ m}^2/\text{s}^2 \end{aligned}$$

を採用する。

同様に (8) の層流から乱流への遷移状態も $Re=579$, $Je=13.9$ となり本質的には層流であるが、形は平滑流から波状流への遷移状態をとることがわかる。

これら (1)~(12) 図から太い管から液流が噴出する場合には均一粒を発生させることが不可能であることがわかる。ただ (6) の滴下から平滑層流への遷移点でやや均一になっているが、この流れも不安定であり、粒も完全に均一ということはない。

5. 細い管による均一粒の発生状態

重力場で均一粒を発生させる細い管を回転させると液はたとえば第 6 図のように噴出する。

(1)~(8) 図は $n=300 \text{ rpm}$ と一定に保って流量 q を次第に増加した場合であるが、(1)~(5) までは滴下状態で、完全な均一粒を発生している。

(6)~(8) は平滑層流となった状態で、もはや均一粒は見られない。

(1)~(5) からわかるように、同一回転数のまま流量 q を増すと粒を発生する周期は次第に短くなり、粒数は多くなる。同時に粒径は減少する。したがってある回転数で小さい均一粒を数多く発生させるには、滴下から平滑層流に遷移する直前の状態を利用すれば良い。この状態を均一粒発生限界状態とよぶこととし、回転数 n と限界流量 q_c の関係を求めると第 7 図となる。この曲線以下の流量では均一粒を発生し、以上となれば平滑層流となる。回転数 n が増すとともに限界流量 q_c は減少する。

第 8 図は流量を非常に少なくして回転数を変えた一例で、回転数とともに粒径は減少している。この粒径はその回転数で得られる均一粒の最大粒径 $d_{\max}$ を与える。

第 9 図は限界状態で、回転数とともに粒径がどのように変るかを撮影した一例で、回転数とともに粒径は減少している。この粒径は、その回転数で得られる均一粒の最小粒径 $d_{\min}$ を示し、その時の流量 q_c はその回転数で均一粒を発生させるための最大限界流量となる。

6. 均一粒の大きさ

第 8 図および第 9 図等をもとにして、回転数 n と $d_{\max}$ および $d_{\min}$ の関係を求めると第 10 図となる。低回転では $d_{\max}$ と $d_{\min}$ との差が大きく、同一回転でも流量によって粒径が変るが、1000 回転程度になると $d_{\max}$ と $d_{\min}$ の差はほとんどなく、流量によ

第 6 図 細い管による微粒化状態

第 7 図 回転数による限界流量の変化

状から平滑層流に移移するときの v が小さくなること
がわかる。

さらに実用上の便利のため均一粒を発生する流量 q と 1 秒内に発生する粒数, 回転数および粒径の関係を
図示すると第 13 図となる. たとえば $R_1=114$ mm,
 $D_1=0.56$ mm の回転噴孔 1 本から粒径 0.9 mm の均
一粒を 0.08 cm³/s だけ発生させたい場合には限界曲
線下にある $d=0.9$ mm と $q=0.08$ cm³/s の交点を求
めれば良く, 必要な回転数 $n=500$ rpm
となり発生粒数は 200 drops/s となる。

7. 回転噴孔による均一粒 発生の理論

以上は回転半径 $R_1=114$ mm, 液孔内
径 $D_1=0.56$ mm の場合に対する実験で
あるが結果を普遍化するために均一粒発
生の理論を考えて見よう。

(1) 最大粒径 $d_{\max}$ 外径 D_2 の
細い管から比重 γ , 表面張力 σ の粘く
ない液体が長周期で滴下するときの落下重
量 w は

$$D_2 = C_{D2}(\sigma/\gamma)^{0.5} \quad (1)$$

$$C_w = f(C_{D2}) \quad (2)$$

$$w = C_w \gamma (\sigma/\gamma)^{1.5} \quad (3)$$

の 3 式によって求められる. 管外径係数
 C_{D2} と滴下重量係数 C_w 間の関数関
係はすでに理論的および実験的に求
められている⁽⁴⁾.

重力の代りに遠心力が作用する場
合には, 比重 γ を密度 (γ/g) と重力
加速度 g をかけ合せたものとし, こ
の重力加速度 g の代りに遠心加速度
 $R_1(2\pi n/60)^2$ を使えばよい。

長周期で噴出する均一粒の直径を
 $d_{\max}$ とし, (3) 式に遠心加速度を
代入すれば

第 8 図 回転数による最大粒径の変化

第 9 図 回転数による限界最小粒径の変化

て粒径は変わらない。

均一粒の噴出する周期 τ と均一粒の重量 w との関
係を示すと第 11 図となり, τ が小さくなるとともに
 w は減少するが,
低速の場合ほどそ
の傾向は強く, 高
速になると τ にほ
んど無関係とな
る。

さらに液孔から
噴出する液の流速
 v と均一粒の重量
 w の関係を求め
ると第 12 図とな
り, 高速になるほど滴

第 10 図 回転数と粒径の関係

第 11 図 周期による粒の重量の変化

第 12 図 噴出流速による粒の重量の変化

第 13 図 流量, 周期, 回転数と粒径との関係

$$\frac{\pi}{6} d_{\max}^3 = \frac{w}{\gamma} (\text{落下容積}) = C_w \left\{ \frac{\sigma}{(\gamma/g) R_1 (\pi n/30)^2} \right\}^{3/2} \quad \dots\dots\dots (4)$$

となり

$$d_{\max} = 1.68 \times 10 \times \frac{\sqrt[3]{C_w}}{n} \sqrt{\frac{\sigma g}{2 R_1 \gamma}} \quad \dots\dots\dots (5)$$

で与えられる。

常温の水に対して $\sigma = 7.45 \times 10^{-3} \text{ kg/m}$, $\gamma = 10^3 \text{ kg/m}^3$ であり $R_1 = 0.114 \text{ m}$ であるから, 本実験では

$$d_{\max} = 300 \times 10^{-3} \times \frac{\sqrt[3]{C_w}}{n} \quad \dots\dots\dots (6)$$

となる。

一方 (1) 式に遠心加速度を代入すれば

$$C_{D2} = \frac{D_2}{\left\{ \frac{\sigma}{(\gamma/g) R_1 (\pi n/30)^2} \right\}^{0.5}} = \frac{D_2}{\left(\frac{\sigma}{\gamma} \right)^{0.5} \sqrt{g} \left(\frac{\pi n}{30} \right)} \\ = 3.35 \times 10^{-2} \times n \sqrt{R_1 D_2} \cdot \left(\frac{\gamma}{\sigma} \right)^{0.5} \quad \dots\dots\dots (7)$$

となる。

$$D_2 = 0.77 \times 10^{-3} \text{ m}$$

とすれば

$$C_{D2} = 0.319 \times 10^{-2} \times n \quad \dots\dots\dots (8)$$

となる。

したがって n を与え, (8) 式で C_{D2} を求め, 重力滴下のときの C_{D2} と C_w の関係線図を使って C_w を求めれば, (6) 式によって $d_{\max}$ が求まる。

$d_{\max}$ の理論値と実際値をくらべると第 1 表となり,

第 1 表 理論最大粒径と実際の最大粒径との比較

$$D_2 = 0.77 \text{ mm}, \quad R_1 = 114 \text{ mm}, \\ \sigma = 7.45 \times 10^{-3} \text{ kg/m}, \quad \gamma = 10^3 \text{ kg/m}^3$$

n rpm	C_{D2}	C_w	$d_{\max}$ mm (理論値)	$d_{\max}$ mm (実測値)
88.6	0.282	0.70	3.01	3.00
200.0	0.637	1.45	1.70	1.65
400.0	1.28	2.60	1.03	1.04
600.0	1.19	3.70	0.77	0.72
800.0	2.55	4.80	0.63	0.54
1000.0	3.19	5.95	0.54	0.45

実測時の誤差を考へに入ると良く一致しているといふことができる。

なおこの結果から, 遠心力で滴状微粒化する場合に, 重力による場合とちがって $C_{D2} > 0.4$ となっても均一粒を発生できることがわかる。

(2) 最小粒径 $d_{\min}$ 均一粒の噴出する周期 τ が短くなった場合には第 9 図からわかるように液孔から液がはみ出し, これが液滴となるため管径としては D_2 より, むしろ内径 D_1 を採用しなければならない。

第 2 表 理論最小粒径と実測値との比較

n rpm	C_{D1}	C_w	$d_{\min}$ mm (理論値)	$d_{\min}$ mm (実測値)
88.6	0.205	0.55	2.78	—
200.0	0.463	1.10	1.55	1.05
400.0	0.926	2.00	0.95	0.85
600.0	1.390	2.80	0.71	0.64
800.0	1.852	3.60	0.58	0.48
1000.0	2.315	4.35	0.49	0.40

D_1 に対する C_{D1} を使って前と同様な計算をすれば第 2 表となり, この場合は実測値とかなりちがっている。そのおもな原因はこの程度の短周期で噴出する液粒に対して, 重力場で長周期で滴下する場合の C_D と C_w の関係が成立たないためと思われる。しかし, この理論によって粒径が小さくなる傾向を察知することはできる。

(3) 粒径 d と周期 τ 最大粒径 $d_{\max}$ から最小粒径 $d_{\min}$ への変化は, 粒が噴出する周期 τ の関数として与えられ, 第 11 図に対する実験式は

$$\frac{w}{w_{\max}} = \frac{\gamma (\pi/6) d^3}{\gamma (\pi/6) d_{\max}^3} = \frac{d^3}{d_{\max}^3} = 1 - e^{-2 \times 10^{-4} \frac{\tau}{w_{\max}}} \quad \dots\dots\dots (9)$$

となる。

(4) 滴状から平滑層流への遷移 重力による滴下時の遷移限界速度 v_k は

$$v_k = \frac{0.99}{D_1} \left(\frac{\sigma}{\gamma} \right)^{3/4} \sqrt{g} + \frac{0.45}{\sqrt{D_1}} \left(\frac{\sigma}{\gamma} \right)^{2/4} \sqrt{g} \\ - \frac{0.57}{\sqrt[4]{D_1}} \left(\frac{\sigma}{\gamma} \right)^{3/8} \sqrt{g} \quad \dots\dots\dots (10)$$

で与えられるが⁽⁵⁾, $\gamma = (\gamma/g) \cdot g$ と書き, この g と (10) 式中の $\sqrt{g}$ の重力加速度を遠心加速度 $R_1 \left(\frac{\pi n}{30} \right)^2$ で書きかえれば

$$v_k = \frac{0.99}{D_1} \left(\frac{\sigma}{\gamma} \right)^{3/4} \sqrt{g} \left\{ \frac{g}{R_1 (\pi n / 30)^2} \right\}^{1/4} + \frac{0.45}{\sqrt{D_1}} \left(\frac{\sigma}{\gamma} \right)^{1/2} \sqrt{g} - \frac{0.57}{\sqrt[4]{D_1}} \left(\frac{\sigma}{\gamma} \right)^{3/8} \sqrt{g} \left\{ \frac{R_1 (\pi n / 30)^2}{g} \right\}^{1/8} \quad \dots\dots\dots(11)$$

となる。

(11) 式による v_k と実測値を比較すれば第 3 表となり多少の差はあるが同一の傾向を示している。すなわち回転時の遷移は重力による場合と同様表面張力が管内流速を押え切れないために起るが, 重力の場合よりも, 流体の比重が大きくなるため, 高速度では流速の低い所で起ると解釈できる。

第 3 表 理論限界速度 v_k と実測値との比較

n rpm	v_k m/s (理論値)	v_k m/s (実測値)
88.6	0.797	0.800
200.0	0.508	0.640
400.0	0.325	0.480
600.0	0.231	0.315
800.0	0.180	0.170
1 000.0	0.140	0.100

8. 結 論

- (1) 重力で滴下する場合管外径係数 $C_{D2} = C_D / (\sigma/\gamma)^{0.5}$ が 0.4 以下ならば均一粒を発生するが, この条件を満足する円管を回転容器に取付けて回転させても均一粒を発生する。
 - (2) 発生する均一粒の直径は回転数 n と噴出する周期 τ によってちがひ, 回転数が大きくなるほど粒径は小さくなる。長周期のときの最大粒径 $d_{\max}$ は (6) (7) 両式によって求められる。周期 τ のときの粒径 d は (9) 式から求められ, $d_{\min}$ は管内径に左右される (6) (7) に類似な式によって決定されると思われる。低速回転のときは $d_{\max}$ と $d_{\min}$ の差は大きい, 高速回転になると差は少くなる。
 - (3) 滴状噴出から層流状噴出への遷移はだいたい (11) 式によって与えられ, 遷移時の流量 q_0 は第 7 図のように回転が増すほど少くなる。
 - (4) この種の均一粒の発生法は化学工業上噴霧乾燥, 特に尿素肥料, ソープレス・ソープ等の製造に応用されると思われる。
- 終りに臨み本研究は住友化学工業会社の依頼によって行ったもので研究費の一部は文部省科学研究費の援助によることを記して感謝の意を表わす。

文 献

- (1)(2)(3)(4)(5) 東北大学工学部報告, 19 巻 2 号 (昭 30).

(252ページより) わずかに第 1 次へび運動の不安定域が現われるが, 全般的にはへび運動は安定域にあることが多い。円すいころ軸受の場合には横支持こわさ k の値が非常に大きいので, ある速度から不安定域に入り高速になっても安定しない状態となりレールにも大きな力が加わり車体の振動も大きい。

さらばね緩衝は k の値を適当に選んで第 1 次へび運動の安定域を最も有効に利用したもので $k = 300$ kg/mm にとってへび運動の安定性を最も有利にしている。

さらばねの代りに油圧緩衝を採用すれば, これらの不安定域そのものが, C, D の点線に示したように改善されて, へび運動の安定域を増すことになり k の値を小さくとれば, 相当高速度まで全く安定な状態にすることができる。 [松本美韶]

第 2 図 油圧緩衝スラスト軸受