長方形断面のノズルから噴出する流動する気体の特性について*

堀 越 長 次**

茨城大学 工学部 精密工学科

緒 言

円形断面を有するノズルから水平方向に噴出する自由噴流の特性については、従来幾多の研究がなされている。その主たるものは、Prandtl⁵⁾の古典理論、Taylor¹¹⁾の理論、Prandtl⁵⁾の新しい理論、Reichardt⁷⁾の理論、Mattioli⁴⁾の理論、Tollmien¹²⁾の研究、Swain¹⁰⁾とSchlichting⁹⁾のWakeに関する研究、Kuethe³⁾の円形噴流の速度分布に関する研究、Fage¹⁾とFalkenerのWakeの後流における速度分布と温度分布との関係に関する研究、Görtler²⁾の研究等がある。最近では、J. Rom⁸⁾が高温ガスの噴流の実験をおこない、噴流ガスの密度とエンタルピーに相似関係があると仮定して、ノズル軸上の速度減衰、噴流のひろがりなどを求めている。以上の従来の自由噴流の研究は、二次元流、軸対称流を取扱っているのみで、二次元流と軸対称流の両方の性質を持っていると考えられる長方形断面ノズルから噴出する乱流噴流に関するものを取扱ったものはない。だが、現在、P. M. Sforza¹⁴⁾、M. H. Steiger¹⁴⁾、N. Trentacoste¹⁴⁾とN. Trentacoste¹³⁾、P. M. Sforza¹³⁾による研究では長方形断面のノズルから噴出する三次元噴流を取り扱っている。

本研究では、約10m/sec～約50m/secの速度で静止した大気中へ、長方形断面を有するノズルから噴出する自由乱流について実験をおこない、特に次のものを求めた。

- (1) 噴流のひろがりに関係のある Jet half widths.
- (2) ノズル軸上の速度減衰と Jet half widths.

次に、 $e=0.1$ の場合については、二次元噴流の理論^{2,7)}により検討した。 $e=1.0$ の場合については、軸対称流として、Warren, W. R.¹⁵⁾が用いた速度分布の式を適用して、次のような理論解析を二段階にわけて行ない、実験結果を検討した。

- (3) 運動量を一定と仮定した理論解析
- (4) 運動方程式を直接解いた理論解析

1. 式 の 誘 導

実験結果を検討するために、次のような理論式を導入する。

1・1 二次元乱流噴流理論による場合

Görtler, H²⁾, Reichardt, H⁷⁾の二次元乱流噴流の式、

$$\bar{u} = \frac{\sqrt{3}}{2} \sqrt{\frac{J_0}{x}} (1 - \tanh^2 \eta), \quad \eta = \sigma \frac{y}{x} \quad (1)$$

を用いる。

ノズル軸上、噴出口から任意の距離 x における x 軸方向の速度成分を $\bar{u}_m$ とし、

$\bar{u}/\bar{u}_m = 1/2$ において、 Z_h を求めると、

$$\frac{Z_h}{x} = \frac{1}{\sigma} \log_e(1 + \sqrt{2}) \quad (2)$$

これから、

$$\frac{R_h}{X} = \frac{1}{\sigma} \log_e(1 + \sqrt{2}) \quad (3)$$

$$R_h = \frac{\log_e(1 + \sqrt{2})}{\sigma} \cdot \frac{1}{U^2} \quad (4)$$

1・2 運動量を一定と仮定して、Warren, W. R.¹⁵⁾の速度分布の式を用いた場合

1・2・1、発達領域について、Warren, W. R.¹⁵⁾の発達領域における速度分布の式、

$$\bar{u} = \bar{u}_m \cdot e^{-\lambda(r/Z_h)^2}, \quad \lambda = \ln 2 \quad (5)$$

を用いる。

(23) により、

$$U = U_m \cdot e^{-\lambda(R/R_h)^2} \quad (6)$$

これから、

$$RdR = -\frac{R_h^2 dU}{2\lambda U} \quad (7)$$

運動量フラックスを一定とすれば、

$$\int_0^\infty \bar{\rho} \bar{u}^2 r dr = \text{const} = \frac{\bar{\rho}_0 \bar{u}_0^2 \bar{r}_0^2}{2} \quad (8)$$

$\bar{\rho} = \rho_\infty$ として、

$$\int_0^\infty U^2 R dR = \frac{1}{2} \quad (9)$$

(7) を (9) に代入し、積分領域を変更すると、

$$R_h = \frac{(2\lambda)^{1/2}}{U_m} \quad (10)$$

1・2・2、核流領域について、Warren, W. R.¹⁵⁾の核流領域における速度分布の式

$$\bar{u} = \bar{u}_0 \cdot e^{-\lambda[(r^2 - Z_0)/(Z_h - Z_0)]} \quad (11)$$

* <Characteristics of the Moving Gas Exhausting from the Nozzle of Rectangular Cross Section>
Received on August 14, 1968

化学工学協会、第33年会(京都1968年4月4日)にて研究発表
** Choji Horikoshi (Faculty of Engineering, Ibaragi Univ., Ibaragi, Japan)

を用いる。

(23) により (11) を無次元化すると、

$$U = e^{-\lambda(R^2 - R_c^2)/(R_h^2 - R_c^2)} \quad (12)$$

これから、

$$\left(\frac{\partial U}{\partial R}\right)_{R_h} = -\frac{\lambda R_h}{R_h^2 - R_c^2} \quad (13)$$

(13) を (9) に代入し、積分領域を変更すると、

$$R_h = \left(\frac{2\lambda}{U_m^2} + R_c\right)^{1/2} \quad (14)$$

1.3 発達領域について、運動方程式を解いた場合

1.2.1, 1.2.2 において、それぞれ、発達領域および核流領域における Jet half widths を求めた。それらはいずれも運動量フラックスが一定であるという仮定に基づいて求めたものである。ここでは、Warren, W. R.¹⁵⁾ の速度分布の式を用い運動方程式を直接解いて式を誘導した。

剪断応力は、発達領域では、

$$\tau = K\rho Z_h \left(\frac{\bar{u}_m}{2}\right) \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial r}\right) \quad (15)$$

運動方程式、

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x}(\bar{\rho}\bar{u}r) + \frac{\partial}{\partial r}(\bar{\rho}\bar{v}r + \bar{\rho}'\bar{v}'r) &= 0 \\ \bar{\rho}\bar{u}r\left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial x}\right) + (\bar{\rho}\bar{v} + \bar{\rho}'\bar{v}')r\left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial r}\right) &= -\frac{\partial}{\partial r}(r\rho\bar{u}'\bar{v}') \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

から、

$$\begin{aligned} r\bar{\rho}\bar{u}\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} - \frac{\partial \bar{u}}{\partial r} \int_0^r \frac{\partial}{\partial x}(r\bar{\rho}\bar{u})dr &= -\frac{\partial}{\partial r}(r\rho\bar{u}'\bar{v}') \\ &= \frac{\partial}{\partial r}(r\tau) \end{aligned}$$

0 から Z_h まで積分すると、

$$\frac{d}{dx} \int_0^{Z_h} \bar{\rho}\bar{u}^2 r dr = \bar{u}_h \frac{d}{dx} \int_0^{Z_h} \bar{\rho}\bar{u} r dr + \tau_h Z_h \quad (17)$$

(17) から、 $\bar{\rho} = \rho_\infty = \text{const}$ として、

① Plane figure ② Side view ③ The first rectifying grid ④ The second rectifying grid ⑤ Damping screen ⑥ Blower ⑦ The parallel part and attachments ⑧ Diffuser ⑨ Rectifier ⑩ Nozzle ⑪ Inside measure

Fig. 1 Experimental apparatus

$$\frac{d}{dX} \int_0^{R_h} U^2 R dR - \frac{U_m}{2} \int_0^{R_h} U R dR = \left(\frac{\tau_h}{\rho_\infty \bar{u}^2}\right)_{R_h} \quad (18)$$

(6) より、

$$\left. \begin{aligned} \int_0^{R_h} U^2 R dR &= \frac{3}{16} \frac{U_m^2 R_h^2}{\lambda} \\ \int_0^{R_h} U R dR &= \frac{U_m R_h^2}{4\lambda} \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

(15) から、 $\bar{\rho} = \rho_\infty = \text{const}$ として、

$$\frac{\tau_h}{\rho_\infty \bar{u}_0^2} = -\frac{1}{2} K \lambda U_m^2 \quad (20)$$

(19), (20) を (18) に代入する、

$$\frac{dR}{dX} - \frac{1}{3} R_h + \frac{4}{3} K \lambda^2 = 0 \quad (21)$$

これを $K=0.5$ として解くと、

$$R_h = 0.960913 + 0.24377 e^{X/3} \quad (22)$$

なお、次の式を用いて無次元化した。

$$\left. \begin{aligned} R &= \frac{r}{r_0}, \quad R_h = \frac{Z_h}{r_0}, \quad U = \frac{\bar{u}}{\bar{u}_0}, \quad U_m = \frac{\bar{u}_m}{\bar{u}_0} \\ X &= \frac{x}{r_0}, \quad U_h = \frac{\bar{u}_h}{\bar{u}_0}, \quad R_c = \frac{Z_c}{r_0} \end{aligned} \right\} \quad (23)$$

2. 実験装置および方法

実験装置は、1.5kW の送風機を使用して、送風機の吐出側からの空気をノズルに導き、流れが定常状態になってから、噴流内の速度分布と、静圧とをピトー管と静圧管とを用いて測定した。噴流の噴出速度は、約 10m/sec ~ 約 50m/sec である。実験装置の全体図は Fig. 1 に示す。平行部には、第一整流格子を付け、寸法は目が 10mm 角で、奥行き 20mm である。拡散筒部には、第二整流格子を付け、寸法は目が 5mm 角で奥行き 20mm である。整流部にはダンピングスクリーンを付ける。これには 13 メッシュの針金芯ビニール網を使用した。全圧、静圧の測定に用いるピトー管、静圧管は外径 1.5 mm、内径 0.5mm の銅パイプを使用した。ノズルの形状は Fig. 2 に示してある。図に示すようにノズルの出口の断面積は等しくしてあり、形状は四種類ある。なお、 d, l の寸法は (mm) である。ノズルの噴出口における座標軸を Fig. 3 のようにする。 x 軸は噴流の主軸方向、 y 軸は水平方向、 z 軸は鉛直方向とする。 $y=0$ で x の位置を変えて、 y 軸、 x 軸方向のそれぞれの噴流内の速度分布、静圧分布を測定した。測定する場合、 x 軸方向の距離は各ノズルについて、 $x=d, 2d, 3d, 4d, 5d, 6d, 7d, 8d, 9d, 10d, 15d, 20d, 25d, 30d, 35d, 40d, 45d, 50d, 55d, 60d, 70d, 80d, 90d, 100d$ としてある。Fig. 4 には説明に必要な記号が示してある。Fig. 5 には三次元の乱流噴流の模型が示してある。 X_0 から、 X_{PO} までは速度が一定の領域であり、 X_{PO} から X_{AD} までは遷移領域である。この領域から速度は減衰しはじめる。

Fig. 2 The measures of nozzles to be exchanged

また、この領域では、三次元噴流の性質を有する流れを含んでいるといわれている。 X_{AD} からの後流は軸対称流になって速度は減衰する。

3. 実験結果と考察

Fig. 1 に示すようなノズルを用いて実験をおこなった。ノズルの噴出口におけるレイノルズ数は、 $3 \times 10^3 \sim 8 \times 10^3$ とした。Fig. 6 に、ノズル軸上の速度減衰に関する実験結果を、 $e=1.0$, $e=0.5$, $e=1.0$ の場合について示してある。これから、 $e=1.0$ の場合と $e=0.1$ の場合とでは著しく異なることがわかった。Fig. 7 に Jet half widths に関する実験結果を $e=1.0$, $e=0.5$, $e=0.1$ の場合について示してある。これから、 $e=1.0$ の場合と $e=0.1$ の場合とでは著しく異なることがわかった。実験したレイノルズ数の範囲では速度減衰も Jet half widths も、ともにレイノルズ数による影響はなかった。 $e=0.1$ の場合の実験結果は二次元乱流噴流により検討し、また、 $e=0.1$ の場合については、Warren, W. R.¹⁵⁾ が用いた速度分布の式を適用しておこなった理論値によって検討した。この理論値の導入に必要である $e=1.0$ の場合の核流部分の形状を Fig. 8 に示した。核流部分の形状もレイノルズ数の影響を受けないことがわかった。

3・1 二次元乱流噴流理論による検討

Fig. 9 に $e=0.1$ のときの U_m と R_h に関する実験値を Eq. (4) によって検討した結果が示してある。 U_m が約(0.45~1.0)の間では実験値と理論値とはよく一致することがわかった。Fig. 10 に $e=0.1$ のときの X と R_h に関する実験値を Eq. (3) によって検討した結果が示してある。実験値と理論値とは非常によく一致することがわかった。

3・2 運動量を一定と仮定した理論値による検討

Warren, W. R.¹⁵⁾ は噴流の発達領域と核流領域とは異なる速度分布の式を用いる。本論文でもそれにならって二種類の速度分布の式を適用し、かつ運動量を一定と

Fig. 3 The axis of co-ordinates at the nozzle exit

Fig. 4 Symbols to explain the jet

Fig. 5 The model of three dimensional jet

Fig. 6 The velocity decay on the nozzle axis

して理論値を求め、その結果を $e=1.0$ の場合に適用した。発達領域における U_m と R_h に関する実験値を Eq. (10) によって検討した。その結果を示したのが Fig. 11 である。実験値は理論値と同じ傾向を示すことがわかった。発達領域における X と R_h に関する実験値と理論値との比較は Fig. 12 に示してある。この場合も、理論値と実験値とは同じ傾向を示している。次に、核流領域では、実験値を Eq. (14) による理論値によって比較検討した結果を Fig. 13 に示す。この場合も実験値と理論値とはよく一致している。

Fig. 7 Distance along the z -ordinate at which $u=(1/2)u_m$

Fig. 8 The form of the potential core

Fig. 9 Half width for the velocity decay on the nozzle axis ($e=0.1$)

Fig. 10 Spread of half width for X ($e=1.0$)

3.3 発達領域における運動方程式の理論値による検討

運動量を一定であると仮定せずに、Warren, W. R.¹⁵⁾ の速度分布の式を用いて直接に運動方程式を解いて、Jet half widths とノズルからの距離との関係求めたのが Eq. (21) である。 $e=1.0$ のノズルを用いたときの実験値を Eq. (21) を用いて比較検討した結果を Fig. 14 に示す。理論値と実験値とはよく一致することを示している。また、運動量を一定と仮定した理論値よりも運動方程式を直接解いた理論値の方が実験値とよく一致する。

Fig. 11 Half width for the velocity decay of the developed region on the nozzle axis ($e=1.0$)

Fig. 12 Spread of the half width of the developed region for X ($e=1.0$)

Fig. 13 Spread of the half width of the potential core for X ($e=1.0$)

Fig. 14 Analysis of the spread of the half width of the developed region ($e=1.0$)

結 論

(1) 実験したレイノルズ数の範囲ではノズル軸上の速度減衰, Jet half widths, 核流部分の形状はいずれもレイノルズ数に影響を受けない。

(2) 実験結果ノズル軸上の速度減衰と Jet half widths はともに $e=1.0$ の場合と $e=0.1$ の場合とでは著しく異なることがわかった。

(3) $e=0.1$ の場合については, 実験値を二次元噴流理論による理論値で検討した結果, 実験値と理論値とはよく一致することがわかった。

(4) $e=1.0$ の場合については, 次のようなことがわかった。

(4.1) 運動量を一定と仮定して解析した結果は次のとおりである。

(4.1.1) 発達領域で, Warren, W. R.¹⁵⁾ の速度分布の式を

適用した理論値は実験値と同じ傾向を示す。

(4.1.2) 核流領域では, Warren, W. R.¹⁵⁾ の速度分布の式をそのまま適用しても, 実験値とよく一致する。

(4.2) Warren, W. R.¹⁵⁾ の速度分布の式をそのまま用いて, 直接に運動方程式を解いて解析した結果, 実験値と理論値とはよく一致する。

(5) 実験値を検討した結果, ノズル軸上の速度減衰と Jet half widths について, 次のことがわかった。

(5.1) $e=0.1$ の場合については, 二次元乱流噴流の理論が適用できる。

(5.2) $e=1.0$ の場合については, 円形乱流噴流の理論が適用できる。

【謝 辞】 本研究をおこなうにあたって, いろいろとご指導, ご鞭達をいただきました, 青山学院大学, 理工学部教授, 岡本哲史先生に深く感謝いたします次第であります。

Nomenclature

d = length of minor axis of nozzle (Fig. 5)
 e = d/l (aspect ratio)
 J = kinematic momentum
 K = shear stress parameter
 l = length of major axis of the nozzle (Fig. 5)
 p = pressure
 R = r/r_0
 r = distance along the z ordinate (Fig. 4)
 R_c = Z_c/r_0
 R_h = Z_h/r_0
 r_0 = $d/2$
 (r, θ, x) = cylindrical coordinates
 U = u/u_0
 u = axial velocity component of the jet (Fig. 4)
 U_h = $\bar{u}_h/\bar{u}_0$
 u_h = axial velocity component at Z_h along z ordinate
 U_m = $\bar{u}_m/\bar{u}_0$
 u_m = velocity component along the stream-wise axis (Fig. 4, Fig. 5)
 u_0 = exhausting velocity of the jet at the exit (Fig. 4, Fig. 5)
 (v, w, u) = velocity components with cylindrical coordinates
 X = x/r

x = axial coordinate (Fig. 4, Fig. 5)
 X_{AD} = the distance along the axial coordinate at which, the characteristics of the symmetric jet appears
 X_0 = the location of the jet exit
 X_{PC} = the distance along the axial coordinate at which potential core region ends
 Y_0 = distance along the y ordinate at which $u=0$
 Y_h = distance along the y ordinate at which $u=(1/2)u_m$
 y, z = cross-plane coordinate components
 Z_0 = distance along the z ordinate at which $u=0$ (Fig. 4)
 Z_c = potential core height along z ordinate (Fig. 4)
 Z_h = distance along the z ordinate at which $u=(1/2)u_m$
 η = defined by Eq. (2)
 λ = $\ln 2$
 ρ = local value of the air density of jet
 ρ_0 = density of the air at the exit
 ρ_∞ = density of the evironing air
 σ = empirical constant ($\sigma=7.67$ by Reichardt, H.⁷⁾)
 τ = local value of turbulent shear stress
 τ_h = local value of turbulent shear stress at Z_h
 $'$ = fluctuations
 $-$ = mean quantity

Literatures cited

- 1) Fage, A. and Townend, H.C.H.: *Proc. Roy. Soc. (London)*, A 135, 656 (1932)
- 2) Görtler, H.: *ZAMM*, 22, 5 (1942)
- 3) Kuethe, A.: *J. Appl. Mech.*, 11, 3A, 87 (1935)
- 4) Mattioli, G.D.: *Teoria Dinamica dei Regimi Fluidi Tubolenti*, XV, Gedam, Padova (1937)
- 5) Prandtl, L.: *ZAMM*, 22, 5 (1942)
- 6) Prandtl, L.: *ZAMM*, 5, 136 (1925)
- 7) Reichardt, H.: *VDI Forschungshäfte*, 414 (1951)
- 8) Rom, J.: *AIAA J.*, 6, No.7, 1368 (1968)
- 9) Schlichting, H.: *Ingr. Arch.*, 5, 633 (1936)
- 10) Swain, L.M.: *Proc. Roy. Soc. (London)*, A 135, 799, 647 (1927)
- 11) Taylor, G.I.: *Proc. Roy. Soc. (London)*, A 135, 828, 685 (1932)
- 12) Tollmien, W.: *ZAMM*, 6, 6, 468 (1926)

- 13) Trentacoste, N. and Sforza, P.M.: *AIAA J.*, 5, No. 5, 885 (1967)
 14) Sforza, P.M., Steiger, M.H. and Trentacoste, N.: *AIAA*

- J.*, Vol. 4, No. 5, 800 (1966)
 15) Warren, W.R.: Princeton Univ. Dept. of Aeronautical Engineering Rept., 381 (1957)

脈動多段気泡塔の操作特性*

久保 国道***・甲賀 国男****
 宮内 照勝**

東京大学 工学部 化学工学科**

緒 言

従来の気泡塔は流体の逆混合が大きく、連続操作では高い収率が得にくいという欠点があった。そこで、塔内を多孔板で仕切って多段化し逆混合を低下させる試みがなされてきた^{1,3-5)}。しかし、多段化することによって、

フラッシングが起きやすくなるので、安定操作範囲は狭くなり処理容量は低下する。そこで新しい試みとして、この多段気泡塔に供給するガスに供給と停止の一定サイクルをもつ脈動を与えて操作特性の改善を試みた。そして、この脈動多段気泡塔の操作諸特性、液側混合特性、ガス側混合特性および炭酸ガスの放散による物質移動の容量係数を求めてみた。

1. 実験装置および操作

1.1 装置の概略

実験装置の概略を Fig. 1 に示す。気泡塔本体は内径 99mm、長さ 1100mm の透明アクリル樹脂製で、内部に仕切板を入れて多段化ができる。仕切板は孔径 4mm、ピッチ 10mm、開口比 13.6% の多孔板を使用した。また塔壁には 11 個の液サンプリングタップをとりつけた。実験は 1 段、仕切板を入れた 6 段（段間隔 15cm）、15 段（段間隔 6cm）、28 段（段間隔 3cm）の 4 種について行なった。また流体として、連続相に水道水、分散相に空気を使用した。

空気はコンプレッサーからバルセーターに送られ、ここで供給と停止の一定サイクルをもつ脈動を与えられて気泡塔下部に供給される。そして塔内を液と向流接触しながら上昇し、塔頂から出たあと脈動減衰用の容器を通り、流量を測定して系外に排出される。

水道水はヘッドタンクを通り、流量を測定したあと塔頂へ供給される。塔内で空気と向流接触し、気泡層のレベル調節器を通過したあと系外に排出される。

1.2 実験方法

フラッシング限界は次のようにして求めた。ガス流

Fig. 1 Schematic diagram of experimental apparatus

* <Operating Characteristics of Pulsed Gas Bubble Column with Perforated Plates>
 Received on December 10, 1969
 昭和 42 年 4 月化学工学協会第 32 年会 (東京) にて一部発表
 ** Terukatsu Miyauchi (Dept. of Chem. Eng., University of

Tokyo, Tokyo)
 *** Kunimichi Kubo (日本石油(株)中央技術研究所 Central Technical Research Laboratory, Nippon Oil Co., Ltd.)
 **** Kunio Koga (旭化成工業(株) Asahi Chemical Industry Co., Ltd.)

均一2成分系の沸点曲線について (小島和夫・栃木勝巳, 化学工学, 34, 845~850 (1970)) 均一2成分系の沸点曲線は、液組成のみを含む経験式であらわされる。

$x_1x_2/\Delta T = a + b(x_1 - x_2) + c(x_1 - x_2)^2 + d(x_1 - x_2)^3 + \dots$
理想溶液の沸点は、蒸気圧データから算出できる δ_{12} , δ_{21} を含む式であらわされる。

$$T = x_1T_1 + x_2T_2 + x_1x_2/(\delta_{12}x_2 + \delta_{21}x_1)$$

また均一2成分系の沸点曲線の直線表示法を示した。沸点曲線を用いると無限希釈における沸点曲線の勾配は外挿なしで計算でき、無限希釈の活量係数の計算は容易である。

長方形断面のノズルから噴出する流動する気体の特性について (堀越長次, 化学工学, 34, 851~856 (1970))

長方形断面のノズルから水平方向に噴出する乱流噴流について、噴流のひろがり、およびノズル軸上の速度減衰と噴流のひろがりとの関係について実験的に求め、理論式を用いて検討した。

- (1) $e=0.1$ の場合については、二次元噴流の理論により検討した。
- (2) $e=1.0$ の場合については、Warren, W.R. が用いた速度分布の式を適用して、次のような新たな理論解析を二段階にわけて行ない、実験結果を検討した。
- (2.1) 運動量を一定と仮定した理論解析。
- (2.2) 運動方程式を直接に解いた理論解析。

脈動多段気泡塔の操作特性 (久保国道・甲賀国男・宮内照勝, 化学工学, 34, 856~863 (1970)) 流体の逆混合を低下させるため多孔板で仕切って多段化した気泡塔は操作範囲が狭くなり気液処理能力が低下する。そこで、多段気泡塔に供給するガスに一定のサイクルを持つ脈動を加えた場合の操作諸特性について実験した結果、多段化により液側およびガス側の逆混合は抑制され、また脈動を加えることによって安定操作可能な範囲は広がり、同時に気泡は砕かれて小さな気泡が多数生成するので気液接触面積の増大が期待される。その結果、物質移動の容量係数が増大した。

自由上昇下にある液滴を通しての物質移動 (原田 誠・藤木 昭・江口 弥, 化学工学, 34, 863~868 (1970)) 自由上昇下にある液滴を通して滴外物質移動現象と液滴の運動との関係を実験的に明らかにした。物質移動現象はレイノルズ数のほかウェーバー数 We によっても影響を受ける。 $We > 0.3$ の範囲では、液滴の扁平に伴う液滴の異常運動が界面流動などの諸因子に重畳して物質移動に影響する。振動滴を通しての物質移動係数は液滴の振動によって直接的に支配され、滴振動数と拡散係数によって規制される。

液中バーナにおける火炎の安定性 (城塚 正・酒井清孝, 化学工学, 34, 869~875 (1970)) 液中燃焼装置の設計において重要な問題である液中浸漬による火炎の安定性に対して、高速バーナの一つである対向 step を保炎機構とする S.T. バーナを液中バーナとして使用し、次のような結論が得られた。すなわちこの種のバーナにおける火炎の安定性には Step の深さが主要因子となっており、また Rich Flame で非定常な振動燃焼が激しい。

ハードグローブ試験機総回転数と粉砕正味仕事量と比表面積増量 (松居国夫・関口岳男・栗原利男, 化学工学, 34, 875~880 (1970)) ハードグローブ試験機総回転数 Σ と粉砕正味仕事量 A_{rz} , ΣA_{rz} , 比表面積増量 ΔS_z との関係を次の (16), (17), (18) 式で表わせば適当であることを提案し、実測値に適合することを示した。

$$\Delta S_z = CEI \cdot \Sigma A_{rz} / W_0 \quad (16)$$

$$A_{rz} = A_{r1} \cdot e^{-(z-1)/z} \quad (17)$$

$$\Sigma A_{rz} = A_{r1} \cdot \Sigma e^{-(z-1)/z} \quad (18)$$

衝撃圧縮粉砕における基礎的關係式 (松居国夫・栗原利男・関口岳男, 化学工学, 34, 881~887 (1970)) 落球衝撃圧縮粉砕における荷重条件 (落重, 落高, 打撃回数), 被砕材の試料条件 (試験片の寸法, 質量, 真密度, 縦弾性係数, 粉砕進行指数), 粉砕正味仕事量, 比表面積増量および粉砕産物の粒度分布の間の基礎的關係式を提案し、これらが実測値に適合することを示した。

ボールミル粉砕における基礎的關係式 (松居国夫・栗原利男・関口岳男・化学工学, 34, 888~892 (1970)) 臨界速度の70%で運転するボールミル粉砕における粉砕条件 (ミル直径, ミル幅, ボール直径, ボール密度, ボール個数, ミル総回転数), 被砕材の試料条件 (試料の寸法, 質量, 真密度, 縦弾性係数, 粉砕進行指数), 粉砕正味仕事量, 比表面積増量および粉砕産物の粒度分布の間の基礎的關係式を提案し、これらが実測値にかなりよく適合することを示した。

回分式攪拌槽内の分散液滴の合一 (田中真人・中田和夫・尾山吉範, 化学工学, 34, 893~897 (1970)) 液液系における液滴の合一の研究が回分式攪拌槽をもちいてなされた。連続相, 軽分散相および重分散相を形成する液体イオン交換樹脂で処理した水, 純ベンゼンおよびベンゼン・四塩化炭素 2:1 の混合溶液がそれぞれ採用された。攪拌終了後、連続相液体の表面上に浮上した軽分散相質の組成とタンクの底に沈んだ重分散相質の組成とは液体密度測定法により測定された。これらのデータを使用して、評価された合一率は置換反応型の合一モデルを仮定して、反応速度論に類似した理論に基づき、理論的に取り扱われた。この理論的な取り扱いにより、合一の意味はより明確にされた。また、合一速度について実験と理論の一致から仮定された合一の機構のモデルが妥当であることが示された。

最適配分問題に関する一変換公式について (吉福功美, 化学工学, 34, 898~904 (1970)) N 段の離散系に対する最適配分問題において、プロセス方程式がある特定の形でかつある特定の条件を満足する場合について一変換公式の誘導を試み、その解法の流れ図に沿っての適用例を二、三示した。

この方式による解法は Katz のアルゴリズムに比し劣っているが最適配分問題の行列、ベクトル表示における均等配分条件の追究という本研究の意図に対して一つの手掛りを与えたものである。

<寄書>

高温気流中における昇華速度 (城塚 正・平田 彰, 化学工学, 34, 904~905 (1970)) 高物質流束域における物質移動の実験として、高温気流中の層流境界層における円柱表面よりの樟腦の昇華速度を実測した。実験範囲はレイノルズ数: (0.7~6.0) $\times 10^4$ および transfer number: 0~0.88 であった。物質移動におよぼす transfer number の影響は Merk の近似解析結果および von Schuh の数値解析結果とよく一致した。

Fundamental Relations on the Ball Mill Crushing. K. Matsui, T. Kurihara and T. Sekiguchi (Gunma Univ.)

Kagaku Kōgaku, **34**, 888~892 (1970)

The authors have presented the fundamental relations among the crushing condition of the ball mill rotating at 70 per cent of the critical speed (mill diameter, mill length, ball diameter, ball density, number of balls and total number of revolutions), the material condition (size, mass, true density modulus of longitudinal elasticity and crushing extension index), the net work input to crushing, the specific surface increase and the size distribution of crushed products. The authors have confirmed that these relations are in fairly good agreement with the corresponding experimental results.

Coalescence of Dispersed Liquid Droplets in a Batch Type of Stirred Tank Reactor. M. Tanaka, K. Nagada and Y. Oyama (Niigata Univ.)

Kagaku Kōgaku, **34**, 893~897 (1970)

Study of coalescence of liquid droplets in a liquid-liquid system was conducted by use of a batch type of stirred tank. As the three kinds of liquid forming the continuous phase, the lighter dispersed phase and the heavier dispersed phase were adopted the water purified by ion-exchange resins, the pure benzene and the 2:1 mixture of benzene and carbon tetrachloride, respectively. After the completion of agitation, the composition of both the lighter dispersed medium floating off on the surface of the continuous phase liquid and that of the heavier dispersed medium going down to the bottom of the tank were determined by means of liquid-density measurements. The coalescence fraction evaluated using these data was analyzed on the basis of a theoretical treatment very similar to the usual chemical reaction kinetics. Owing to this treatment the meaning of coalescence could be made more definite than before. Moreover, from the relatively good accordance between theory and experiments the assumed model of coalescence mechanism was suggested to be reasonable to a deep extent.

On a Conversion Formula about the Optimal Division Problem. Isami Yoshifuku (Kagoshima Univ.)

Kagaku Kōgaku, **34**, 898~904 (1970)

In the optimal division problem for a discrete system of N stages, a conversion formula for a system in which process equation has some special form and satisfies some conditions was derived, and a few example were shown through the flow chart of this method of solution.

The proposed method of solution is not to be compared with Katz's algorithm, but gives a clue for the propose of this investigation to research the equi-division condition in a form of matrix and vector representation of the optimal division problem.

Sublimation Rate in a High Temperature Stream. Tadashi Shiotsuka and Akira Hirata (Waseda Univ.)

Kagaku Kōgaku, **34**, 904~905 (1970)

This study deals with an experiment of mass transfer at high mass fluxes. The measurements of the sublimation rate of d -camphor from the surface of the cylindrical element into a high temperature air stream through a laminar boundary layer are made in the range of Reynolds number: $(0.7 \sim 6.0) \times 10^4$ and transfer number: $0 \sim 0.88$. The experimental results indicate that the effect of the transfer number on the mass transfer agree well with the theoretical results of the approximate analysis by Merk and the numerical analysis by von Schuh.

Mass-Transfer through Drops of Free Rise —on the Mechanism of Mass-Transfer in Continuous Phase— M. Harada, A. Fujiki and W. Eguchi (Kyoto Univ.)

Kagaku Kōgaku, **34**, 863~868 (1970)

The relation between mass-transfer outside a drop and drop behavior of free rise was studied experimentally. There exist some factors, Weber number We , controlling the mass-transfer rate beside the factors of Reynolds number etc. In the range from the onset of deformation of a drop to the one of oscillation, the abnormal motion of a drop, zig-zag or spiral motion, affects on the mass-transfer rate in the way of superimposing on the factors, for example, internal circulation in a drop. In the range of oscillation of a drop, the frequency of oscillation and diffusivity are the controlling factors for mass-transfer and mass-transfer is directly controlled by the motion of oscillation.

Flame Stability in Submerged Burner. Tadashi Shiotsuka and Kiyotaka Sakai (Waseda Univ.)

Kagaku Kōgaku, **34**, 869~875 (1970)

The effects of submergence in liquid on flame stability was investigated by using the step-type burner as the submerged burner. This is a very important matter in the design of submerged combustion equipment. As a result the following conclusions were obtained: the depth of step was a main factor in the flame stability of this kind of burner and the unsteady oscillation combustion was intense in rich flame.

Relation between Net Work Input to Crashing in the Hardgrove Machine, Specific Surface Increase and Total Number of Revolutions. K. Matsui, T. Sekiguchi and T. Kurihara (Gunma Univ.)

Kagaku Kōgaku, **34**, 875~880 (1970)

The authors have proposed Eqs. (16), (17) and (18) as the basic relations between net work input to crushing in the Hardgrove machine A_{rz} , $\sum_1^z A_{rz}$, specific surface increase dS_z , and total number of revolutions Z , and then confirmed that these relations are in fairly good agreement with the corresponding experimental results.

$$dS_z = CEI \cdot \sum_1^z A_{rz} / W_0 \quad (16)$$

$$A_{rz} = A_{r1} \cdot e^{-(z-1)/z} \quad (17)$$

$$\sum_1^z A_{rz} = A_{r1} \cdot \sum_1^z e^{-(z-1)/z} \quad (18)$$

Fundamental Relations on the Impact Compressive Crushing. K. Matsui, T. Kurihara and T. Sekiguchi (Gunma University)

Kagaku Kōgaku, **34**, 881~887 (1970)

The authors have proposed the fundamental relations among the drop-weight type impact compressive crushing condition (drop weight, drop height and number of blows), the material condition (size, mass, true density, modulus of longitudinal elasticity and crushing extension index), the net work input to crushing, the specific surface increase and the size distribution of crushed products. A close similarity was found between these relations and the corresponding experimental results.

On the Bubble Point Curves of Homogeneous Binary Systems. Kazuo Kojima and Katsumi Tochigi (Nihon Univ.)

Kagaku Kōgaku, **34**, 845~850 (1970)

The bubble point curves of homogeneous binary systems could be expressed by the following empirical equation which was the function of only liquid composition:

$x_1x_2/dT = a + b(x_1 - x_2) + c(x_1 - x_2)^2 + d(x_1 - x_2)^3 + \dots$

In ideal solutions, the bubble points could be expressed by the following equation:

$$T = x_1T_1 + x_2T_2 + x_1x_2/(\delta_{12}x_2 + \delta_{21}x_1)$$

in which δ_{12} and δ_{21} were calculated from vapor pressure. And representation for linearity of bubble point curves for homogeneous binary systems was shown. By using the equation for bubble point curve, the slope of the curve at infinite dilutions were evaluated without extrapolation, so that it was easy to evaluate the activity coefficients at infinite dilutions.

Characteristics of the Moving Gas Exhausting from the Horizontal of Rectangular Cross Section. Choji Horikoshi (Ibaragi Univ.)

Kagaku Kōgaku, **34**, 851~856 (1970)

Experimental researches were performed for the turbulent jet, which exhaust from the horizontal nozzle of rectangular cross section, to obtain the jet half widths and the relations between the jet half widths and the velocity decay the nozzle axis.

Theoretical analysis were taken to check the results given by the experiment.

1) In the case of $e=0.1$, the theory of two dimensional turbulent jets were applied.

2) In the case of $e=1.0$, by applying the velocity distribution profile given Warren, W. R., the new analysis was tried by the author. This analysis contains the following two ways.

2.1) solution on the assumption of constant momentum

2.2) solution of the general dynamical equation.

Operating Characteristics of Multi-stage Pulsed Gas-Bubble Column. K. Kubo, K. Kōga and T. Miyauchi (University of Tokyo)

Kagaku Kōgaku, **34**, 856~863 (1970)

To improve the performance of multi-stage gas-bubble columns with perforated plates, on-off pulsating motion is superposed on the feed gas stream, and flow and mass-transfer behaviours are measured for the columns. By the superposition of pulsating motion, the range of stable operation is increased, and gas bubbles are broken up into smaller ones, both without losing the advantages of usual multistaged gas bubble columns. Liquid phase mass-transfer coefficient k_La is also improved for the desorption of carbon dioxide from water by air stream.