研究報告

圧力損失と粒子の挙動からみたベンドの最適形状*

Study on the Optimum Shape of the Bend Pipe used in a Pneumatic Conveyor

狩野 武**
Takeshi Kano

川口 浩幸**
Hiroyuki Kawaguchi

菅 敏明**
Toshiaki Kan

1. まえがき

固気混相流を扱う装置のベンド部においては、大きな圧力損失、輸送粒子のたい積あるいは破碎、壁面の摩耗など多くの問題があり、その形状決定は装置設計上重要な事柄のひとつである。

本研究ではこれらの問題を解明するために、まず二次元ベンド管内に試料としてごまを輸送した場合について、ベンド内の粒子の挙動やたい積の発生限界、圧力損失、粒子の速度変化などを実験的に調べ、また有限要素法によって現象を解析してもっとも好ましいベンドの形状について検討する。

2. 実験装置および実験方法

実体装置の概略をFig. 1に示す。ダクトは透明アクリル製で、断面の内のり寸法は高さ20mm、幅100mm、長

Fig.1 実験装置

昭和54年7月31日受付

*粒体工学会春期研究発表会にて発表 (1978. 5. 31)

**静岡大学工学部 (〒432 浜松市城北 3-5-1)
TEL 0534-71-1171

Fig.2 丸ベンドの形状規格

さは3mで水平に設置してある。

これにFig. 2, Fig. 3に示すような曲率半径Rが異なる丸ベンド4種類、曲がり角 θ が異なる角ベンド4種類をそれぞれ接続し、まず空気だけを流した場合のそれぞれの圧力損失を測定する。

また粉粒体の試料としては、平均粒子径 $1720\mu\text{m}$ 、真比重 1089Kg/m^3 の白ごまを用い、これを平均風速 $10\sim 24\text{m/sec}$ 、混合比 $0.5\sim 0.9$ の範囲で輸送中の圧力損失、ならびに次に述べる方法によって、ベンドの入口と出口間における粒子の速度変化を調べる。すなわち、Fig. 2, Fig. 3の斜線で示すようなベンドの入口、および出口部分を通る粒子を、二連式マイクロフラッシュを連動させて写真撮影する。すると、フィルム上には、粒子群が2つずつ組になって写る。(Fig. 4参照)これからその距離を測定し、リターダで遅延させたフラッシュ間隔時間で割ることでより粒子速度が求まる。

3. 実験結果および考察

3.1 有限要素法による空気流れの解析

ベンド部における圧力損失や粒子の挙動を考えるうえの基礎として、まず空気だけを流した場合の流れの状態について考察する。

従来、流体力学においては数値解析の方法として、おもに差分法が用いられてきたが、近年、有限要素法^{1)~7)}が用いられるようになってきた。有限要素法は、構造解

析の分野から発展してきたものであるが、現在では流体解析をはじめとして、多くの分野でその応用が試みられている。

有限要素法も差分法もある領域内における連続量を有限個の点における離散化量に変換する手法であるという点においては同じであるが、差分法が直交格子点を用いることを原則としているのに対して、有限要素法では任意の形状の有限要素に分割することができる。また差分法が微分を差分におき換えるという直接的な離散化手法を用いるのに対し、有限要素法では重みつき誤差を最小にするという変分法に立脚した間接的手法によって離散化を行なう点が異なっている。

本研究においては、Navier-Stokes の方程式と連続の式を水平に置いた二次元直角ベンドに適用し、Galerkin 法による定式化を行ない有限要素法によって解く。この場合、解析領域を任意の三角形要素に分割し、要素内部の物理量を要素の節点における物理量で内挿補間する。つまり、各要素内の風速の直角 2 方向成分 u , v は二次関数で、圧力 p は一次関数で補間する。

有限要素法によって求めた計算結果をFig. 5に示す。図中の矢印の向きと長さは、各点における風速の方向と大きさを示している。三角形分割の数をさらに多くとれば、風速の方向と大きさの変化状態を一層詳しく知ることができる。

図に示した計算結果から、ベンドの曲がりかどで風速の方向と大きさの変化が著しく、かどの後に渦を生じる死領域があることがわかる。他の角ベンド、丸ベンドについても、これと似た現象が見られる。したがって試料をベンドに流した場合、曲かど直後の16の部分にたい積が生じやすいことが予想される。

3.2 圧力損失係数 ξ と管摩擦係数 λ の定義

3.2.1 直管部

直管部の長さ l における圧力損失を dp とし、これを単相流による損失 dp_a と粒子が混入したために増加する損失 dp_s に分ける。そして動圧で無次元化すると

$$\Delta p = \Delta p_a + \Delta p_s \quad \dots\dots(1)$$

$$\zeta = \Delta p / (\rho_a u_a^2 / 2) \quad \dots\dots(2)$$

$$= (\Delta p_a + \Delta p_s) / (\rho_a u_a^2 / 2) \quad \dots\dots(3)$$

$$= \zeta_a + \zeta_s \quad \dots\dots(4)$$

ここでは長さ l の直管の圧力損失係数であり、 ζ_a は空気流れによる圧力損失係数、 ζ_s は粒子による圧力損失係数である。

次に、管長を表す無次元項として l/D_e を用いると管

摩擦係数 λ は次式で与えられる。

$$\lambda = \zeta / (l/D_e) \quad \dots\dots(5)$$

$$= (\zeta_a + \zeta_s) / (l/D_e) \quad \dots\dots(6)$$

$$= \lambda_a + \lambda_s \quad \dots\dots(7)$$

ここで λ_a は空気流れによる管摩擦係数であり、 λ_s は粒子による管摩擦係数である。

3.2.2 ベント部

ベント管部の圧力損失を Δp_B とすると

$$\Delta p_B = \Delta p + \Delta p_b \quad \dots\dots(8)$$

と表すことができる。ここでは Δp ベント管部を直管と考えたときの中心線に沿った圧力損失であり、 Δp_b は流れの方向が曲がることによって増加した圧力損失である。以後この Δp_b について述べる。

混相流の方向が曲がることにより増加した圧力損失係数 ζ_b は次式で表す。

$$\zeta_b = \Delta p_b / (\rho_a u_a^2 / 2) \quad \dots\dots(9)$$

さらに、 Δp_b を空気流れに起因する Δp_{ba} と粒子の混入に起因する Δp_{bs} とに分けると

$$\zeta_b = (\Delta p_{ba} + \Delta p_{bs}) / (\rho_a u_a^2 / 2) \quad \dots\dots(10)$$

$$= \zeta_{ba} + \zeta_{bs} \quad \dots\dots(11)$$

ここで、 ζ_{ba} は空気流れに対する圧力損失係数であり、 ζ_{bs} は粒子の混入による圧力損失係数である。

管摩擦係数については、ベント管の長さを表わす無次元項 l_b/D_e を用いて次のように表す。

$$\lambda_b = \zeta_b / (l_b/D_e) \quad \dots\dots(12)$$

$$= (\zeta_{ba} + \zeta_{bs}) / (l_b/D_e) \quad \dots\dots(13)$$

$$= \lambda_{ba} + \lambda_{bs} \quad \dots\dots(14)$$

ここで、 λ_{ba} 、 λ_{bs} はそれぞれ空気流れと粒子混入に対

Fig.6 管摩擦係数と風速の関係

する管摩擦係数である。

3.3 直管部における粒子の挙動

3.3.1 管摩擦係数

単相流において測定した圧力損失の値から管摩擦係数を計算すると平均風速12~24m/secの範囲では、Fig.6に示すようにほぼ一定値を示し、およそ $\lambda_a = 2.60 \times 10^{-2}$ であった。これは同じ範囲内での Blasius の式から求めた $\lambda_a = 2.10 \times 10^{-2} \sim 2.50 \times 10^{-2}$ よりもやや大きい。これは円管と矩形ダクトのちがいのためと思われる。

また、混相流における管摩擦係数はおよそ $\lambda = 3.02 \times 10^{-2}$ であった。したがって、粒子による管摩擦係数は、ほぼ $\lambda_s = \lambda - \lambda_a = 4.20 \times 10^{-3}$ である。

λ_s の値は従来多くの研究者によって実験値が報告されているが、一般的に Re 数の増加にともなって小さくなるとされている⁹⁾。その理由は、流速が速くなると管の中心部を通る粒子が多くなり、管壁との摩擦が少なくなるためであるとされている⁹⁾。しかし、本実験の場合は混合比が低いので λ_s に与える影響が小さいことと、管が平たい長方形断面をしているので、風速が大きくなるとダクトの上面と下面に衝突する粒子が多くなるために、円管の場合と異なる傾向が得られたものと思われる。

3.3.2 風速と粒子速度の速度比

定常状態における粒子速度と空気速度の比 ϕ について山本ら¹⁰⁾は次のような理論式を導いている。

$$\frac{d\Delta p_{s\infty}}{d\xi} = \frac{\rho_a \Delta p_{s\infty} / (\rho_a u_a^2 \mu_s / 2)}{d\xi} \quad \dots\dots(15)$$

$$= \frac{2(\alpha K_1 \phi^2 + a_2 \phi + a_3)}{\phi} \quad \dots\dots(16)$$

ここで、 $\Delta p_{s\infty}$ は定速区間における付加圧力損失、 ξ は無次元距離 $= x/d$ 、 ϕ は速度比である。

輸送粒子の抵抗係数 C_D はレイノルズ数 Re の関数として近似的に次のように表わせる¹¹⁾。

$$C_D = K_1 + K_2/Re_s + K_3/Re_s^2 \quad \dots\dots(17)$$

ここで K_1 、 K_2 、 K_3 は Re_s の値によって与えられる定数である。しかし、この C_D は完全球を対象とした係数であり、本実験で使用した白ごまは、平たい粒子であるので、その形状を考慮した抵抗係数 C_D' を考える必要である。

すなわち

$$C_D' = C_D / \phi$$

$$= (K_1 + K_2/Re_s + K_3/Re_s^2) / \phi \quad \dots\dots(18)$$

を本実における抵抗係数とする。ここで ϕ は形状係数であり、次のように定義する。

$$\phi = \left(\frac{u_{t,exp}}{u_{t,cal}} \right)^2 \quad \dots\dots(19)$$

ただし、 $u_{t,exp}$ は実測による終末速度で、 $u_{t,cal}$ は球形粒子の計算による終末速度である。

(17)式のかわりに(18)式を用いて理論式を導くと(19)式は次のようになる。

$$\frac{d\Delta p_{s\infty}^*}{d\xi} = \frac{2(\alpha K_1 \phi^2 / \phi + a_2 \phi + a_3)}{\phi} \quad \dots\dots(20)$$

$d\Delta p_{s\infty}^*/d\xi$ は実験値が求められるから、上式から ϕ を算出することができる。

次に、(20)式による ϕ の計算値の当否を判定するために、二連式フラッシュによる高速度瞬間写真による測定値と比較検討する。

実測による速度比 ϕ_{exp} と (20)式により求めた速度比 ϕ_{cal} を Table 1 に示す。これによれば計算値は実験値に比べて約20%小さい。これは、粒子群に対する空気の抵抗が低く計算されていることを表わしている。すなわち、粒子は計算では気流によって単純に吹き流されとしているが実際には、粒子は回転運動や不規則な運動をするためと思われる。

Table 1 直管部速度比

$u \left[\frac{m}{sec} \right]$	$\mu_s [-]$	$\lambda_s [-]$	$\phi_{exp} [-]$	$\phi_{cal} [-]$	$\frac{\phi_{cal}}{\phi_{exp}} \times 100 [\%]$
17.0	0.567	4.20×10^{-2}	0.798	0.614	76.9
15.8	0.750	"	0.785	0.662	84.3
16.5	0.625	"	0.735	0.639	86.9
16.7	0.629	"	0.815	0.632	77.5

Fig.7 角ベンドの曲がり角度 $\theta/90^\circ$ と λ_{ba} の関係

Fig.8 角ベンドの曲がり角度 $\theta/90^\circ$ と λ_{ba}/μ_s の関係

3.4 角ベンドにおける粒子の挙動

3.4.1 角ベンドの曲がり角度 θ と管摩擦係数の関係

角ベンドの曲がり角度 θ と単相流における管摩擦係数 λ_{ba} との関係を図.7に、また混相流における管摩擦係数 λ_b/μ_s との関係を図.8に示す。図からわかるように、 λ_b , λ_{ba} は曲がり角度 θ が大きいほど増大し、次式で表わされる。

$$\lambda_{ba} = 1.06 \times 10^{-1} \times (\theta/90^\circ)^{1.04} \quad \dots\dots(21)$$

$$\lambda_b/\mu_s = 2.82 \times 10^{-1} \times (\theta/90^\circ)^{1.87} \quad \dots\dots(22)$$

ただし $Re = 26000 \sim 50000$

$\theta = 30^\circ \sim 90^\circ$

$\mu_s = 0.5 \sim 0.9$

である。この結果と Weisbach⁽¹²⁾ によって与えられた円管による実験式すなわち

$$\zeta_{ba} = 0.946 \sin^2(\theta/2) + 2.05 \sin^4(\theta/2) \quad \dots\dots(23)$$

とを比較すると、本実験の長方形ダクトの損失の方が大きい値を示し、ベンドが曲がったことによる付加圧力損失は円管の方が小さいことがわかる。

次に、ベンドにおける管摩擦係数のうちの粒子による管摩擦係数 λ_{bs} を(21), (22)式から求め、その結果を図.9に示した。図から角ベンドでは曲がり角度を 45° から 90° に変化させると λ_{bs} の値は4倍近く増加することがわかる。

3.4.2 ベンドの入口粒子速度と出口粒子速度の比

粒子がベンドを通過する際の運動量減少の状況をみる

Fig.9 角ベンドの曲がり角度 θ と λ_{bs} の関係

ために、ベンドの入口および出口での粒子速度を写真解析によって求め、その速度比 $u_{s,out}/u_{s,in}$ と曲がり角度 θ との関係を Fig.10 に示す。この図から角ベンドでは曲がり角度 θ が大きいほど速度比が小さいこと、すなわち粒子の運動量損失が大きいことがわかる。

3.4.3 ベンド内の粒子の挙動およびたい積限界

輸送空気速度を変化させ、それぞれの曲がり角度における粒子の挙動、輸送空気の流れ、および粒子のたい積個所について観察し、それを Fig.11 に示した。

また、それぞれの曲がり角度において粒子がたい積を始める上限と、それ以上風速を落とすと閉そくしてしまう下限とを求め、Fig.12 に示した。

前述のように曲がり角度が大きくなれば、それだけ運

Fig.10 角ベンドの曲がり角による粒子速度の変化

Fig.11 ベンドにおける粒子の挙動とたい積

動量損失が大きいのでベンドでの閉そくはおこりやすくなる。特に曲がり角度 $\theta = 90^\circ$ すなわち直角ベンドにおいては死領域が生じ、いったん粒子がたい積するとかなり風速を上げても吹き流すことができなかった。

Fig.12 角ベンド内のたい積限界速度

Fig.13 丸ベンドの曲率半径 R/D_e と λ_{ba} の関係

Fig.14 丸ベンドの曲率半径 R/D_e と λ_b/μ_s の関係

3.5 丸ベンドにおける粒子の挙動

3.5.1 丸ベンドの形状 R/D_e と管摩擦係数

丸ベンドの形状を表す曲率半径 R とベンドの相当径 D_e との比 R/D_e と、単相流における管摩擦係数 λ_{ba} との関係を図.13に、また混相流における管摩擦係数 λ_b との関係を図.14に示す。いずれも R/D_e が大きいほど減少し次式で表わされる。

$$\lambda_{ba} = 2.84 \times 10^{-1} \times (R/D_e)^{-1.43} \quad \dots\dots(24)$$

$$\lambda_b/\mu_s = 4.52 \times 10^{-1} \times (R/D_e)^{-1.26} \quad \dots\dots(25)$$

ただし

$$Re = 26000 \sim 50000$$

$$R/D_e = 1.5 \sim 10.5$$

$$\mu_s = 0.5 \sim 0.8$$

さらに(24), (25)式から粒子を含むことによる管摩擦係数 λ_{bs} の値を求め Fig.15 に示した。なお図中には、比較のため、次の松井らの実験式¹⁸⁾による値を描いてある。

$$\lambda_{bs} = 17950 (2R/D_e)^{-1.101} \cdot F_r^{-1} \cdot \lambda_s \quad \dots\dots(26)$$

$u_a = 10 \text{ m/sec}$ 付近では本実験値と松井らの式による値とよく一致している。

Fig.15 丸ベンドの曲率半径 R/D_e と λ_{bs} の関係

Fig.16 丸ベンドの入口、出口の粒子速度比の変化

3.5.2 ベンドの入口粒子速度と出口粒子速度の比

丸ベンドの形状 R/D_e と、入口粒子速度と出口粒子速度の比 $u_{s,out}/u_{s,in}$ との関係を Fig.16 に示す。丸ベンドにおいては $R/D_e=7.5$ の形状のベンドが、粒子がベンド内を通過する際の運動量損失が最も小さい最適形状のベンドといえる。 $R/D_e=7.5$ において最大値をもつ理由については、ベンド内の粒子の挙動から考察を加える。

3.5.3 ベンド内の粒子の挙動およびたい積限界

代表的な丸ベンド管内における粒子の挙動を先に Fig.14 に示したが、 R/D_e の大きさに応じて次のような現象が見られた。

(a) $R/D_e=1.5$ のベンド： 直管ダクト中を慣性力を持って直進してきた粒子はベンド壁に激しく衝突し、反発するようにして方向を変える。その際粒子速度はかなり減少するが再び加速されて飛んでいく。

(b) $R/D_e=4.5$ のベンド： 管壁との衝突回数が多くなる反面、衝突一回当たりのショックが和らいでいるように見られる。

(c) $R/D_e=7.5$ のベンド： 粒子は管壁に衝突するよりも受け流されているように見られ、管壁に沿って方向転換し、比較的円滑な運動をしている。

(d) $R/D_e=10.5$ のベンド： 粒子は、ベンドの外壁に沿ってあたかもなめらかな遠心運動をしているように流れ、ベンド管を出る。実際的には衝突による粒子破碎は少ないと考えられるが、 $u_a < 15 \text{ m/sec}$ になると、静電気の発生が強力でベンド管内で放電光が観察された。このことから、粒子群とベンド外壁との摩擦が大きいといえる。

以上の観察結果から、ベンドにおける粒子の挙動としては、壁面との衝突現象としゅう動現象とをあげることができるが、実際のベンドでは、それら両現象の中間的な挙動を示すような形状、すなわち $R/D_e=7.5$ の形状が運動量の損失を小さくするという点で望ましいといえる。

Fig.17 丸ベンドのたい積限界の空気速度

Fig.18 輸送モデル

Fig.19 輸送モデルの圧力損失

このことは、ベンドの入口および出口での粒子速度の比が $R/D=7.5$ のベンドがもっとも大きいということによって裏づけられている。

なお、ベンド内での粒子のたい積限界については、Fig.17 示した。上限、下限ともに R/D_e の値による影響はあまりみられず、ほぼ一定であった。

3.5.4 圧力損失係数からベンドの最適形状

Fig.18 に示す輸送モデルについて、 $Y=5 \text{ m}$ の場合の A から D までの全圧力損失係数を管摩擦係数をもとにして算出し、それを図に描くと Fig.19 のようになる。

この図から曲率半径が大きいベンドを設置するほどAからDまでの全圧力損失は小さくなることがわかる。しかし、 $R/D_e = 7 \sim 8$ 以上になると曲率半径をかなり大きくしても圧力損失係数はわずかに減少していない。これは曲率半径がよりも大きくなるとベンド内での空気の流れの方向転換による圧力損失の減少がゆるやかになるためと思われる。したがって $R/D_e = 7 \sim 8$ 以上の減少は輸送距離が短くなることが主な原因であると思われる。

以上のことから $R/D_e = 7 \sim 8$ 以上になると曲率半径をかなり大きくしても圧力損失係数はわずかに減少しないことと、工作施工上の経済性などを考えると実際上は $R/D_e = 7 \sim 8$ が適当であるといえる。

4. ま と め

4.1 有限要素法による空気流れの解析

Navier-Stokes 方程式と連続の式を有限要素法を用いて解き、二次元角ベンド内の流速分布および圧力分布を求めた。その結果次のような知見を得た。

(1) 有限要素法による流体挙動解析は、解析領域内を任意の要素形状に分割できるので、複雑な境界面にも応用できる。

(2) 有限要素法による角ベンド管内の計算結果は、実際の現象と、よい一致を示す。

4.2 ベンド管内における粒子の挙動に関する実験

(1) ベンド形状による管内粒子の挙動の特性を明らかにした。

(2) ベンド管内におけるたい積発生原因、発生場所を明らかにし、さらにたい積限界風速を求めた。

(3) ベンドによる管摩擦係数は本実験範囲では Re 数に関係なく一定であり、次の実験式によって表わすことができる。

(角ベンド)

$$\text{単相流: } \lambda_{ba} = 1.06 \times 10^{-1} \times (\theta/90^\circ)^{1.04}$$

$$\text{混相流: } \lambda_b = 2.84 \times 10^{-1} \times \mu_s (\theta/90^\circ)^{1.87}$$

(丸ベンド)

$$\text{単相流: } \lambda_{ab} = 2.84 \times 10^{-1} \times (R/D_e)^{-1.44}$$

$$\text{混相流: } \lambda_b = 4.52 \times 10^{-1} \times \mu_s (R/D_e)^{-1.85}$$

(4) 角ベンドの入口と出口における速度比を二連式のストロボフラッシュを使用して、粒子を写真撮影することによって求め、曲がり角が小さいほど粒子の速度変化が少ないことを確認した。

(5) 丸ベンドにおいては、粒子の運動量損失が小さくしかも圧力損失が小さくなるもっとも望ましい丸ベンド形状は $R/D_e = 7 \sim 8$ である。

本研究の結論は、実際の設計に適用することができるが、それぞれの場合についての輸送粒子の物性、円形断面と長方形断面との特性上の相違、その他の特殊条件などもあわせ考慮する必要がある。

使 用 記 号

A : 管の断面積	[m^2]	Re : レイノルズ数, $(D_e \cdot u_a/\nu)$	[—]
B : ダクト幅	[m]	Res : レイノルズ数, $(d_s \cdot (u_n - u_s)/\nu)$	[—]
C_o : 粒子の抵抗係数	[—]	u : x 方向の速度成分	[m/sec]
C_D : 補正された粒子の抵抗係数	[—]	u_a : 平均空気速度	[m/sec]
D_e : 長方形をもつダクトの相当径	[m]	u_s : 平均粒子速度	[m/sec]
d : 管径	[m]	v : y 方向の速度成分	[m/sec]
d_s : 粒子径	[m]	ζ : 圧力損失係数	[—]
f_D : 空気が粒子群に与える推力	[N]	θ : 角ベンドの曲がり角度	[deg]
f_s : 管壁が粒子群に与える抵抗力	[N]	λ : 管摩擦係数	[—]
g : 重力加速度	[m/sec^2]	μ_s : 混合比 (質量流量比)	[—]
l : 管の長さ	[m]	μ : 粘度	[kg/msec]
l_b : ベンドの長さ	[m]	ν : 動粘性係数	[m^2/sec]
p : 静圧	[N/m^2]	ρ_a : 空気密度	[kg/m^3]
Δp : 圧力損失	[N/m^2]	ρ_s : 粒子密度	[kg/m^3]
Δp^* : 無次元圧力損失, $\Delta p/(\rho_a u_a^2 \mu_s/2)$	[—]	ϕ : 形状係数	[—]
R : 丸ベンドの曲率半径	[m]	ϕ : 粒子速度と空気速度の比	[—]

引 用 文 献

- 1) 戸川隼人: 有限要素法入門, (1974), サイエンス社.
- 2) 川井忠彦監訳: 有限要素法, (1974), p. 190 朝倉書店.

- 3) 吉識雅夫監訳: マトリックス有限要素法, (1974), p. 190, 朝倉書店.

- 4) 土木学会編：土木工学における数値解析（流体解析編），（1974），サイエンス社。
- 5) Connor, J.J. and C.A.Brebbia : Finite Element Techniques For Fluid Flow, (1976), Newnes-Butterworth.
- 6) Kawhara, M., N. Yosimura, K. Nakagawa and H. Ohsaka : Theory and Practice in Finite Element Structural Analysis, (1973) University of Tokyo Press.
- 7) Gallagher, R.H.J.T. Oden, C. Taylor and O.C. Zienkiewicz : Finite Elements in Fluids Volume 1, (1975), John Wiley & Sons.
- 8) Schuchart, P. : *Chem. Ing.-Techn.*, 40, Jahrg, (1968).
- 9) 10) 山本彰, 高嶋道雄, 山口隆久, 田中周治, 森川敬信 : 日本機械学会論文集, 42—364 (1976), 12.
- 11) Morsi, S.A. A.J. Alexander : *J. Fluid Mech.*, 55—2 (1972), 193.
- 12) Weisbach, J. : *Ingenieur-und Maschinen-Mechanik*, I (1896).
- 13) 松井健二, 鈴木宣弘, 実谷善則, 森川敬信 : 日本機械学会関西支部 52 期定時 総会 講演会 講演 論文集 (1977).

Authors' Abstract

Study on the Optimum Shape of the Bend Pipe used in a Pneumatic Conveyor

by

Takeshi KANO, Hiroyuki KAWAGUCHI, Toshiaki KAN
(Department of Chemical Engineering, Shizuoka University)

It is one of the important factors in the design of a pneumatic conveyor to select appropriate bend pipes so that the deposition and the crushing of the solid particles to be conveyed are avoided as much as possible with as the minimum pressure drop.

First, this paper deals with the fundamental analysis on the velocity distribution of the flow of air and the pressure drop in two-dimensional bend pipes by the finite element method.

Secondary, it shows the relationships among the shape of the bend pipe, the behavior of the particles and the pressure drop in it experimentally.

It finally shows the appropriate shape of the bend pipe in the pneumatic conveyor for granular materials.

List of Figures and Table

Table 1 Calculated and experimented values of ϕ_{ex}

Fig. 1 Experimental apparatus

Fig. 2 Shape of round bend

Fig. 3 Shape of square bend

Fig. 4 Photograph of particles in a square bend

Fig. 5 Velocity distribution in a square bend

Fig. 6 Relation between the values of friction factor of pipe and velocity

Fig. 7 Relation between $\theta/90^\circ$ and λ_{bs} for a square bend

Fig. 8 Relation between $\theta/90^\circ$ and λ_{bs}/μ_s for a square bend

Fig. 9 Relation between θ and λ_{bs} for a square bend

Fig. 10 Change of particle velocity according to the angle of square bend

Fig. 11 Behavior of particles in a bend

Fig. 12 Critical air velocity for the deposition of particles in a square bend

Fig. 13 Relation between R/D_e and λ_{ba} for a round bend

Fig. 14 Relation between R/D_e and λ_b/μ_s for a round bend

Fig. 15 Relation between R/D_e and λ_{bs} for a round bend

Fig. 16 Velocity ratio of particles to air flow

Fig. 17 Critical air velocity for the deposition of particles in a round bend

Fig. 18 Model of round bend

Fig. 19 Coefficient of pressure loss according to R/D_e