

論 文

UDC 532.546 : 532.55 : 539.215.2 : 669.162.228.3

2種粒径粒子並列充填層のガス流れの圧損失*

森 山 昭**・西 尾 賢 一***

Pressure Drops in Parallel-Packed Beds with Two Kinds of Particles

Akira MORIYAMA and Kenichi NISHIO

Synopsis:

Pressure drops and gas flow in parallel-packed beds with two kinds of particles have been theoretically and experimentally studied.

Gas flow behaviors in this sort of the bed can not be interpreted by means of simple theories only for the axial velocity of gas.

Even with the axial insulation with a partitioning glass tube, the parallel-packed bed yields the lateral cross-flow within a thicker distributor. Also, the cross flow generally exists in the parallel-packed bed, so far as the flow resistance of the distributor is finite. In both cases the pressure drop lies between the values calculated theoretically on the parallel and series models of gas flow.

Taking account of the existence of the cross-flow in the bed, a lumped parameter-model is proposed and the experimentally observed behaviors of the pressure drop are reasonably explained.

(Received Nov. 20, 1973)

1. 緒 言

高炉におけるガス流れの圧損失や炉内各部のガス流速分布は、きわめて複雑な問題であり、これを合理的に取り扱うことは現在のところ困難である。一般に工業プロセスでは、これに類した透過流動の例は数多く、石灰工業、セメント工業におけるシャフトキルン、化学プロセスとしての移動層および触媒充填層、吸収塔および充填集じんなどの充填塔、ろ過およびバグフィルターなどをあげることができる。これらの各装置を流通する流体の圧力降下の大きさを見積ることは、操作解析、装置設計、動特性解析、および制御の観点から重要である。

従来、均一な充填構造の充填層の圧損失については、多くの研究が報告されているが、圧損失を透過率の形で表わした D'ARCEY (1830年) 以後大別して、充填層を毛細管の集合と考え管内流動の圧損失を求める円管模型、および充填粒子群の周辺における流体運動に着目して圧損失を流体抵抗の総和として求める抗力理論の2つ

の考え方に沿って研究が展開されてきた¹⁾²⁾。抗力理論では、層流および乱流の場合について、個々の粒子に加わる力の総和を層内圧損失とみなし FANNING の次元解析に基づいた BURKE-PLUMMER³⁾ の式、層流、遷移流、および乱流域で求めた摩擦係数と Re 数の相関式に基づく HAPPEL⁴⁾ の式、粒子配列の影響を考慮した MARTIN⁵⁾ の式、およびクリープ流範囲で成りたつとされる球形セルモデルを歪んだセルに適用し、摂動法に基づき遷移流域に拡張を試みた EI-KAISSY-HOMSY⁶⁾ の式などがみられる。一方、円管模型に基づく理論として、動水半径の概念を採用した BLAKE⁷⁾ の式、粉体層を均一な流路の集合体と考えねじれた流路をも考慮した KOZENY-CARMAN⁸⁾ の式、FANNING の式から出発し動水半径を用いて粒子形状と表面粗さを考慮に入れた LEVA⁹⁾ の式、および充填層の流通抵抗を流体の粘性摩擦力と慣性力に起因する流通抵抗の和とする ERGUN¹⁰⁾ の式などが知られている。さいごの ERGUN¹⁰⁾ の式は (1) 式で表わされるものであるが、一般に、均一な充填構造に関する圧損失の実験結果をよく記述できるものとしてもつともひろく採用されている。

$$\Delta P \cdot g_c / L = \{150 + 1.75 \cdot Re / (1 - \epsilon)\} \cdot \mu \cdot u / D_p^2 \cdot (1 - \epsilon)^2 / \epsilon^3 \dots \dots \dots (1)$$

* 昭和48年10月本会講演大会にて発表

昭和48年11月20日受付

** 名古屋工業大学材料開発研究施設 工博

*** 名古屋工業大学大学院, 現在 豊田自工(株)

$$Re = \rho D_p u / \mu$$

ERGUN¹⁰⁾ の式については, FAN の壁効果補正¹¹⁾, HICKS による高 Re 数領域における実験値からの偏れの指摘¹²⁾, その他¹³⁾ の批判的な修正もみられるが, これらを含めて以上に述べたすべての研究は, いずれも充填粒子の粒径が均一で, 層空間率が一樣と考えられる場合について展開されている.

粒径分布をもつ粒子からなる 充填層の 圧損失の 推定に, これら均一粒径粒子充填層の 圧損失理論または実験式を適用できるとする考え方²⁾ に立つとき, 必然的に代表粒子径の定義方法と粒子混合に伴う空間率の変化の取り扱い方が問題となるが, この分野の研究は少ない.

一般に不均一充填構造の 圧損失の問題は従来ほとんど取り扱われたことがなかつたが, 最近, 天辰ら¹⁴⁾ は 2 種類の粒子を並列充填した層の 圧損失が ERGUN の (1) 式に基づき単純並列モデルで記述できると述べ, 菊池ら¹⁵⁾ は直列(層状)充填した層の 圧損失について HICKS¹²⁾ の式に基づく加成性が成り立つと報告している.

著者らも, 高炉にみられるような複雑な充填構造をもつ粒子層のガス流れを解明するための基礎研究が必要であると考へ, 本報ではまず比較的単純な 2 種粒径粒子並列充填層の 圧損失につき, 理論的, 実験的に検討した結果について報告する. ここでの主要な結論は, 2 種粒径粒子並列充填層の 圧損失が, 分散部など粒子層の上流側条件の影響を強く受けること, および並列充填層間に一定のクロス流が生じることを理論および実験の両面から明らかにしたことである.

2. 並列充填層におけるガス流れモデル

2.1 並列および直列モデル

一般に, 均一充填構造をもつ円筒形充填層内のガス流れはほぼ押し出し流れと考えられる¹⁶⁾ が, 層半径方向に

不均一な充填構造が介在する場合, ガス流れに一定の偏倚が現われると考えることができる.

いま, Fig. 1 (a) に示すように一定の流通抵抗をもつガス分散部上に, 粒径したがって流通抵抗の異なる並列粒子層を構成し, 下方から上方にガスを流す際, 上流側のガス分散部の影響により, 流通抵抗のより大きい粒子層 (1) から流通抵抗の小さい粒子層 (2) に向かうガス流れが生ずると考えられる. この場合, もし分散板が半径方向ガス流れを許すなら粒子層 (1) から (2) への流れに対応して, 分散板内部にも半径方向ガス流れが存在する.

いま, 簡単のため, これら半径方向のガス流速成分—クロス流を, 集中定数化した単一の流通抵抗を考へることにより Fig. 1 (b) のように抵抗線図に模式化できる*. ここでいうクロス流は次のようにして生ずると考えられる. 単位時間内に層内に入るガス Q は, 分散部を含めた各粒子層の流通抵抗の差に対応して, Q_1 および Q_2 に分離し, その結果, 分散部直後に両粒子層を流れるガス流の圧力差を生じ, この圧力差がクロス流の駆動力になる.

このようなクロス流の流通抵抗につき, 2 つの極限状態が考えられるがいま, 半径方向の流通抵抗を無限大とした場合が Fig. 2 (a) の場合であり, 逆に半径方向のそれを無視できると考へた場合が Fig. 2 (b) のモデルに相当する. ここでは, 前者を並列モデル, また, 後者を直列モデルと名付け, 以下, これら両極限状態に関する 圧損失の理論を展開する.

実際に生じるクロス流の場合は, 並列および直列モデルの両理論に基づく 圧損失の中間の値となり, 並列モデルはつねに直列モデルとくらべて大きな 圧損失を示すことが理論的に証明できる (Appendix 1 参照).

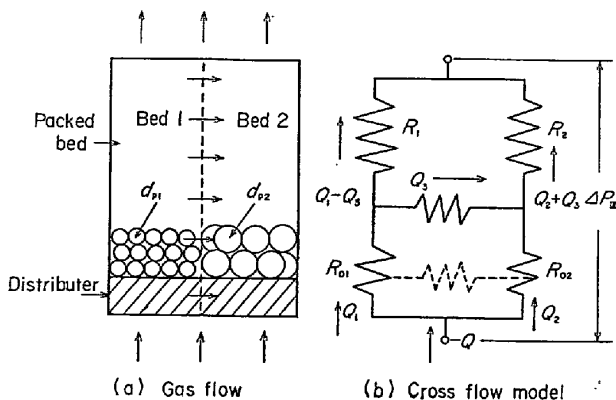


Fig. 1. Gas flow through parallel-packed beds and cross-flow model.

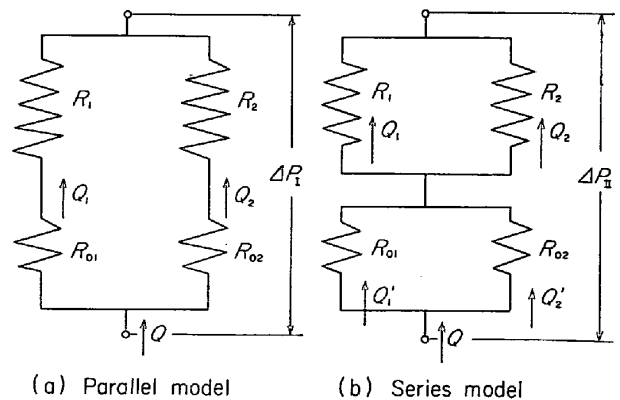


Fig. 2. Parallel (a) and series (b) models.

* 続報 (荒木, 森山, 西尾: 本誌掲載決定) に示すように, クロス流は粒子層の比較的底部に集中的に生ずることから, このような集中定数化は実体的な意味を失わない.

2.2 圧損失の理論式

充填層におけるガス流の圧損失 ΔP , 流通抵抗 \mathbf{R} , およびガス流量 Q の間に (2) 式が成立すると考えることができる。

$$\Delta P = \mathbf{R} \cdot Q \dots\dots\dots (2)$$

単一粒径粒子充填層の場合にひろく用いられる ERGUN¹⁰⁾ の関係にしたがえば, (2) 式の \mathbf{R} は (3) 式のように Q の一次関数で表わされる。

$$\mathbf{R} = R + R' \cdot Q \dots\dots\dots (3)$$

一方, ガス分散板の流通抵抗にも実験的に (3) 式の形が適合するので, Fig. 1 (b) における各流通抵抗は (4) 式の形で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} R_{01} &= R_{01} + R_{01}' \cdot Q_1; \\ R_{02} &= R_{02} + R_{02}' \cdot Q_2 \\ R_1 &= R_1 + R_1' \cdot Q_1; \\ R_2 &= R_2 + R_2' \cdot Q_2 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (4)$$

(2) および (4) 式と Fig. 1 (b), および Fig. 2 に基づき並列モデルと直列モデルにおけるガスの圧損失は一般に (5) および (6) 式となる (Fig. 2 参照)。

$$\Delta P_I = \{(R_{01} + R_1) + (R_{01}' + R_1') \cdot Q_1\} Q_1 \dots (5)$$

ここで,

$$\begin{aligned} Q_1 &= [-A \\ &+ \sqrt{A^2 + 4 \cdot D \cdot \{(R_{02} + R_2) + (R_{02}' + R_2') \cdot Q\} \cdot Q}] / 2 \cdot D \\ A &\equiv R_{01} + R_{02} + R_1 + R_2 + 2 \cdot (R_{02}' + R_2') \cdot Q \\ D &\equiv (R_{01}' + R_1') - (R_{02}' + R_2') \\ \Delta P_{II} &= (R_{01} + R_{01}' \cdot Q_1') \cdot Q_1 + (R_1 + R_1' \cdot Q_1) \cdot Q_1 \end{aligned} \dots\dots\dots (6)$$

ここで,

$$\begin{aligned} Q_1' &= [-B \\ &+ \sqrt{B^2 + 4 \cdot (R_{01}' - R_{02}') \cdot (R_{02} + R_{02}' \cdot Q) \cdot Q}] / 2 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} (R_{01}' - R_{02}') \\ Q_1 &= [-C \\ &+ \sqrt{C^2 + 4 \cdot (R_1' - R_2') \cdot (R_2 + R_2' \cdot Q) \cdot Q}] / 2 \cdot \\ (R_1' - R_2') \\ B &\equiv R_{01} + R_{02} + 2 \cdot R_{02}' \cdot Q \\ C &\equiv R_1 + R_2 + 2 \cdot R_2' \cdot Q \end{aligned}$$

また一般に

$$Q_1 + Q_2 = Q_1' + Q_2' = Q \dots\dots\dots (7)$$

(5) および (6) 式において, 流量の2乗の項が無視できる層流域, また逆に流量に関する1次の項が無視できる乱流域について, 並列およびクロス流モデルの場合の層の圧損失を総括抵抗の形で Table 1 に示す。

(10) 式は, $R_c \rightarrow 0$ とおくことにより (9) 式となり, また, $R_c \rightarrow \infty$ とおくことにより (8) 式となる。乱流域を含めて, 一般に遷移流域についても同様に, クロス流の抵抗を無限小もしくは無限大と考えることにより, それぞれ直列および並列モデルの解式が誘導できる。

3. 実験装置および方法

3.1 実験装置

実験装置の概要を Fig. 3 に示す。ガス流量の測定には, 補正をほどこしたオリフイスメーターをおもに使用したが, 4.1 節に述べる実験には, フロートメーター (草野科学器械製作所製) を採用している。粒子充填層本体として, 内径 10.0 および 5.0 cm のアクリル樹脂製円筒の2種類を使用し, 管外壁部に層内ガス圧測定のためのマノメーターを分散板直下からほぼ 5 cm 間隔で高さ方向に 12 本 (内径 10.0 cm 管) および 5 本 (内径 5.0 cm) 取り付けした。円筒の底部, 風箱直上にガス分散板を固定し, 充填層を支持する。本実験で使用した

Table 1. Overall resistances against gas flow corresponding to parallel, series and cross-flow models.

model type \ flow range	laminar	turbulent
Parallel	$R_I = \frac{1}{\frac{1}{R_1 + R_{01}} + \frac{1}{R_2 + R_{02}}} \dots\dots (8)$	$R_I' = \frac{1}{\frac{1}{R_1' + R_{01}'} + \frac{1}{R_2' + R_{02}'} + \sqrt{(R_1' + R_{01}') \cdot (R_2' + R_{02}')}} \dots\dots\dots (11)$
Series	$R_{II} = \frac{1}{\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}} + \frac{1}{\frac{1}{R_{01}} + \frac{1}{R_{02}}} \dots (9)$	$R_{II}' = \frac{1}{\frac{1}{R_1'} + \frac{1}{R_2'} + \sqrt{R_1' \cdot R_2'}} + \frac{1}{\frac{1}{R_{01}'} + \frac{1}{R_{02}'} + \sqrt{R_{01}' \cdot R_{02}'}} \dots\dots\dots (12)$
Cross flow	$R_{III} = \frac{R_I \cdot (R_{II} + R_c)}{R_I + R_c} \dots\dots\dots (10)$	(Appendix 2)

ガス分散板は以下に述べる4種類で実験内容によつて分散板の種類を変えて使用した。すなわち、ステンレス製金網(150メッシュ)は、ガス流れに対してほとんど流通抵抗を示さないことが実験的にも確かめられたので、粒子充填部のみ流通抵抗の測定には、もつぱらこれを使用する。一定の流通抵抗をもつ2種類のろ布も分散板として使用された。他の1種類の分散板はFig. 4に示す内部構造をもつ複合分散板であり、本実験では最大の

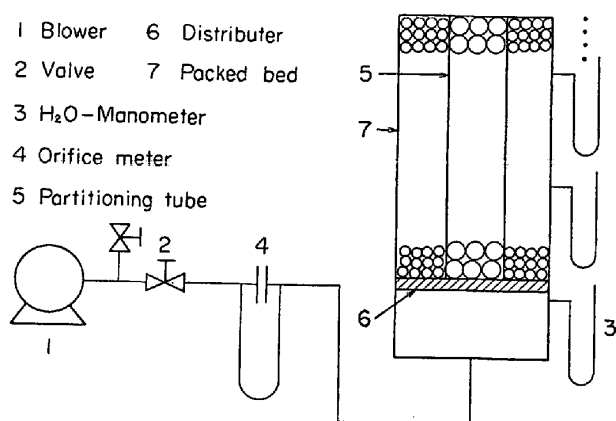


Fig. 3. Schematic diagram of experimental apparatus.

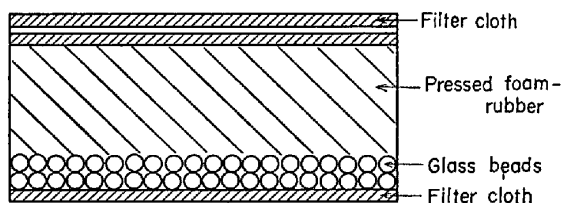


Fig. 4. Composite distributor.

Table 2. Flow resistances of distributor.

	r_0	r_0'
Filter cloth (1)	0.0876	—
Filter cloth (2)	0.298	—
Composite Distributor	0.424	0.00765

流通抵抗をもっている。

ろ布およびFig. 4の分散板を使用したガス流量-圧損失関係をFig. 5に示す。この図の結果から、(3)または(4)式を使用して分散板抵抗を算定したのがTable 2に示す結果である。

ただし、Table 2で、 $r_0 = S \cdot R_0$ 、 $r_0' = S^2 \cdot R_0'$ である。

3.2 試料

実験に使用した粒子は、管径10.0cmの充填層では、平均径3.45mmの球形焼結アルミナ粒子および2.03mmのガラス球、また、管径5.0cmの充填層の実験では、10~12, 12~14, 14~16, 16~20, 20~24, 24~28, および42~48メッシュのガラス球で、いずれもほぼ球状粒子である。各粒子のみかけ密度、ガラス管内および円環状間隙部における粒子充填層の空間率をTable 3および4に示した。

各充填様式の空間率の再現性は良好で、ほとんどの実験においてほぼ一致した数値が得られたが、空間率の値がやや偏倚した少数の実験値のうち、偏倚の最大値をとり、Table 3および4の偏倚の範囲としている。

3.3 並列充填層の作り方

並列充填層はつぎのようにして構成する。すなわち、10.0または5.0mmの円筒本体の内部に、これより細い外径を有するガラス管を中心軸をそろえて挿入し、ガラス管の内および外部の空間にそれぞれ2種類の粒子を充填する。後出の仕切管つき並列充填層は、このように内部に挿入されたガラス管を残したままの充填層である。外径4.00cm、内径3.66cmおよび外径3.50cm、内径3.24cmの2種類のガラス管が仕切用として使用された。充填層高は内径10.0cm円筒の場合、約58cmまた5.0cm円筒の場合20cmであった。

4. 実験結果および考察

4.1 分散板におけるクロス流

並列充填層の圧損失の実測値を解析するためには、分

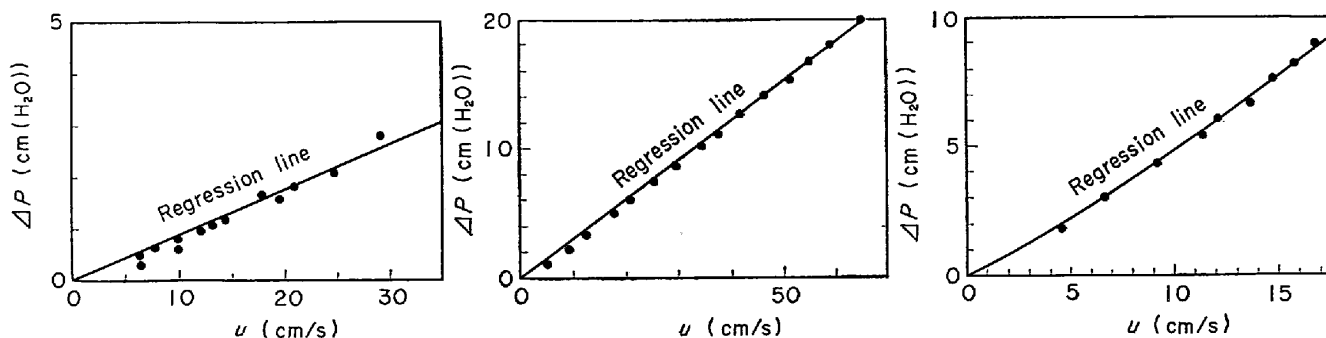


Fig. 5. Pressure drop-gas velocity with distributor.

Table 3. Voidage of the packings.

particle		glass beads		alumina beads		
		mean	range	mean	range	
packing type	cylindrical , cm	10.00 I.D.	0.378	±0.005	0.468	±0.008
		3.66 I.D.	0.345	±0.003	0.434	±0.004
		3.24 I.D.	0.356	±0.004	0.442	±0.009
annular , cm	10.00 I.D./4.00 O.D.	0.384	±0.008	0.465	±0.003	
	10.00 I.D./3.50 O.D.	0.384	±0.006	0.464	±0.007	
particle diameter, cm		0.203	±0.035	0.345	±0.025	
apparent density of particles, g/cm ³		2.488		1.117		

(I. D. : inner diameter; O. D. : outer diameter)

Table 4. Voidage of the packings.

packing type	particle dia, mesh	voidage
cylindrical, cm 3.24 I.D.	-42+48	0.383±0.003
annular, cm 5.00 I.D./ 3.50 O.D.	-10+12	0.384±0.008
	-12+14	0.381±0.005
	-14+16	0.382±0.007
	-16+20	0.390±0.002
	-20+24	0.381±0.005
	-24+28	0.375±0.005

(I. D. : inner diameter; O. D. : outer diameter)

散板および円環部と中心の円筒部充填層のそれぞれの流通抵抗を知る必要がある。分散板の流通抵抗については前に述べた。分散板として流通抵抗をもたない金網を使用し、この上に仕切管を挿入したままの状態、仕切管中心部の充填層だけ、および円環部充填層だけをそれぞれ独立に構成し、それらに関するガス流量-圧損失関係の実測値から、それぞれの充填様式の流通抵抗を決定した。

分散板内に生じるクロス流については、Table 3 に掲げた2種類の球形粒子を使用して実験を行なった。

4.1.1 中心部および円環部充填層の各流通抵抗

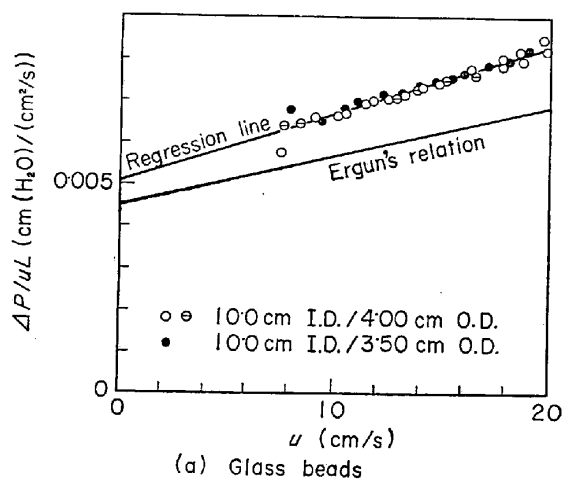
Figs. 6 および 7 に円環部および中心部充填層の圧損失の実測結果を示す。いずれの場合も圧損失-ガス流速関係は、Ergun の (1) 式の形を満足し、(13) 式の形で与えられるが、

$$\Delta P/u \cdot L = a \cdot (1-\epsilon)^2/\epsilon^3 + b \cdot u \cdot (1-\epsilon)/\epsilon^3 \dots (13)$$

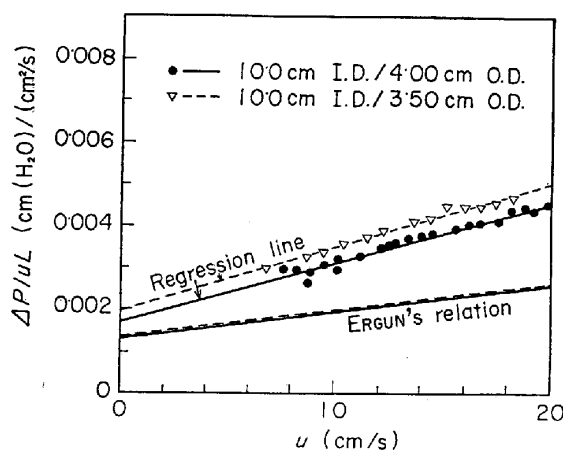
数値関係は (1) 式に基づく計算結果と若干相違する。

実測値に基づき、最少2乗法によつて計算した (13) 式の a および b の値を Table 5 および 6 にまとめた。

円環部充填層では、ガラス球の場合、Table 3 にみるように、仕切用ガラス管の直径によらず空間率が一致し



(a) Glass beads



(b) Sintered alumina beads

Fig. 6. Linear relations between $\Delta P/uL$ and u in annularly packed beds.

ているが、流通抵抗も、また、Fig. 6 (a) のように一致した。アルミナ粒子の空間率もほとんど同じであつたが、流通抵抗には Fig. 6 (b) のように若干の差異を生じた。中心部充填層の圧損失 (Fig. 7) は仕切用ガラス管の直

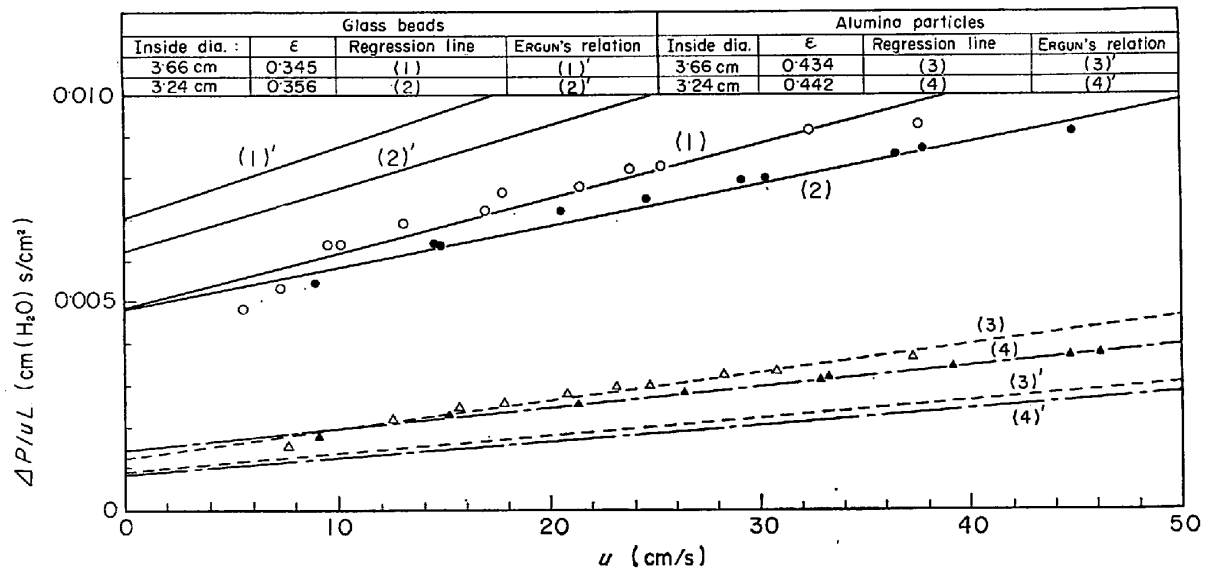


Fig. 7. Linear relations between $\Delta P/uL$ and u in cylindrical packed beds.

Table 5. a and b in Eq. (13).
(cylindrical packing)

tube dia (I.D.), cm	3.66	3.24	3.66	3.24
particle	glass		alumina	
ε, —	0.345	0.356	0.434	0.442
10 ⁴ . a, $\frac{\text{cm}-\text{H}_2\text{O}}{\text{cm}\cdot(\text{cm}/\text{s})}$	4.620	5.321	3.262	4.016
10 ⁶ . b, $\frac{\text{cm}-\text{H}_2\text{O}}{\text{cm}\cdot(\text{cm}/\text{s})^2}$	8.30	6.93	9.82	7.84

Table 6. a and b in Eq. (13).
(annular packing)

tube dia $\left(\frac{\text{I.D.}}{\text{O.D.}}\right)$, cm	$\frac{10.00}{4.00}$	$\frac{10.00}{3.50}$	$\frac{10.00}{4.00}$	$\frac{10.00}{3.50}$
particle	glass		alumina	
ε, —	0.384		0.465	
10 ⁴ . a, $\frac{\text{cm}-\text{H}_2\text{O}}{\text{cm}\cdot(\text{cm}/\text{s})}$	7.491		3.012	
10 ⁵ . b, $\frac{\text{cm}-\text{H}_2\text{O}}{\text{cm}\cdot(\text{cm}/\text{s})^2}$	1.498		1.333	

径によつて明瞭な差異を生ずる。

4.1.2 金網分散板上の仕切管つき並列充填層の圧損失

前項で求めた各充填様式の流通抵抗が正確かどうかを検討する目的で、円筒内にガラス管を挿入したままの状態ですべて並列充填層のガス流量および圧損失を測定した。

この際、流通抵抗を無視できるステンレス製金網を分

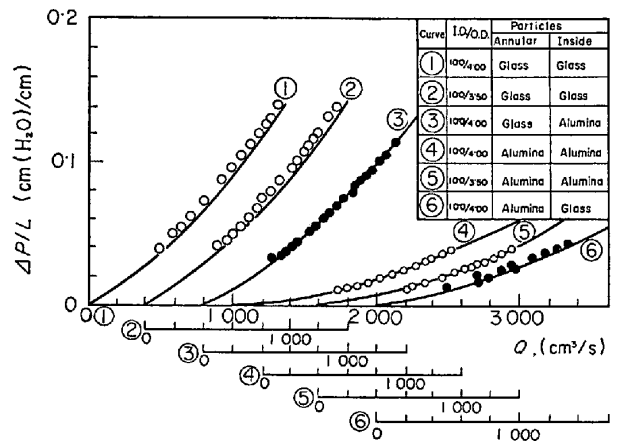


Fig. 8. Comparisons of observed pressure-drops with calculations using Eq. (5) (with a stainless wire-mesh and a partitioning inner tube).

散板として使用したので、前項で誘導した(5)式が適用できるはずである**。

Tables 5 および 6 に示した a および b の値を使用し、(5)式に基づき算出した $\Delta P/L-Q$ の計算曲線と、実測値の比較を示したものが Fig. 8 である。

両者の一致は良好であり、前項で定めた a および b の値は十分使用できることがわかった。

4.1.3 ろ布分散板上の仕切管つき並列充填層の圧損失

分散板として一定の流通抵抗をもつろ布上で並列充填層を構成し、円環部と中心部の充填層を絶縁するガラス管を維持するときは、先述の(5)式の並列モデルが成

** (5)式で $R_{01}, R_{01}'=0$ となる。

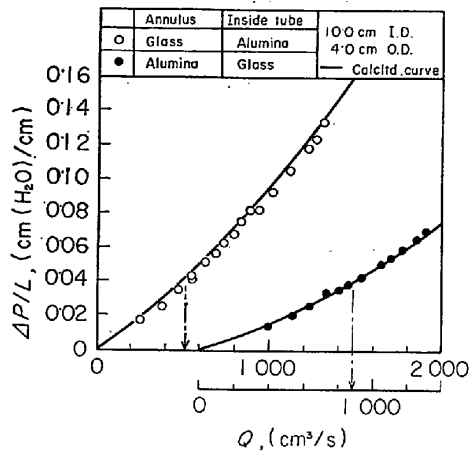


Fig. 9. Comparisons of observed pressure-drops with calculations using Eq. (5) (with a filter cloth and a partitioning inner tube).

り立つはずである。ろ布の流通抵抗には方向性があり、また、ろ布の厚さがその半径に比較してきわめて小さいことから、分散板内のクロス流を無視できると考えられる。

Table 5 および 6 の a および b を使用して、(5) 式に基づき計算した $\Delta P/L-Q$ 関係は実測値とよく一致する (Fig. 9)。

ちなみに、この実験で使用したろ布の場合、(6) 式に基づく $\Delta P/L-Q$ の計算値は Fig. 9 の (5) 式に基づくそれとほとんど差異がない。

4.1.4 複合分散板上の仕切管つき並列充填層の圧損失

前項までの実験と計算から、並列充填層を構成する各基礎構造の流通抵抗の独立の実測値に基づけば、種々の並列充填層の圧損失を十分精度よく予測できることが示された。

ここでは、本実験における最も大きい流通抵抗をもつ

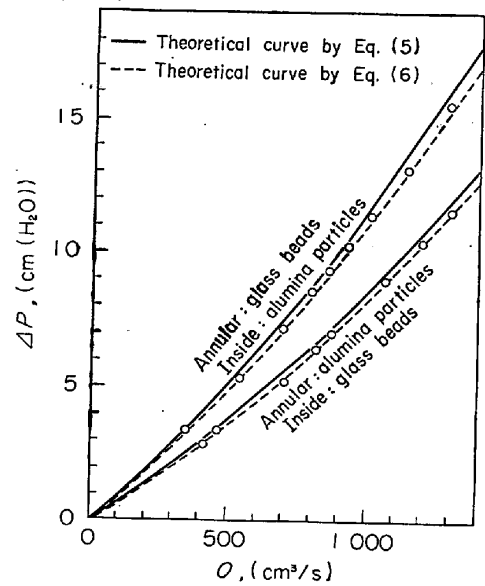


Fig. 10. Comparisons of observed pressure-drops with calculations using Eqs. (5) and (6) (with a composite distributor and a partitioning inner tube).

複合分散板を使用し、分散板内部でのクロス流の存在を示す。すなわち Fig. 10 にみられるように、仕切管つき並列充填層の圧損失とガス流量の実測結果は、(5) および (6) 式の並列および直列モデルに基づく計算曲線の中間の値となつて、分散板内にクロス流を生じている事実を明瞭に示している。

4.2 並列充填層内のクロス流

前節で分散板におけるクロス流の存在を実験的に示すことができたが、つぎに並列充填層内部のクロス流について内径 5.0 cm の円筒を使用し、Table 4 で示した 7 種類のガラス球について実験を行なつた結果を示す。

4.2.1 中心部および円環部各充填様式の流通抵抗

前節と同様にして、まず、金網分散板上で円環部および中心部各充填層の流通抵抗を独立に測定し、最少 2 乗

Table 7. a and b in Eq. (13).

particle	glass beads						
	Cylindrical	Annular					
packing type	Cylindrical	Annular					
tube dia, cm	3.24 I.D.	5.00 I.D./3.50 O.D.					
particle dia, mesh	-42+48	-24+28	-20+24	-16+20	-14+16	-12+14	-10+12
ϵ , —	0.380	0.379	0.386	0.391	0.375	0.376	0.376
$10^3 \times a$, $\frac{\text{cm}-\text{H}_2\text{O}}{\text{cm} \cdot \text{cm/s}}$	14.5	5.62	4.07	3.42	1.67	1.30	0.951
$10^4 \times b$, $\frac{\text{cm}-\text{H}_2\text{O}}{\text{cm} \cdot (\text{cm/s})^2}$	1.36	5.97	3.44	2.77	1.75	1.58	1.37

法に基づき (13) 式の係数 a および b を求めた結果が Table 7 である.

4.2.2 仕切管引き抜きに伴う粒子充填構造の変化

並列充填層内のクロス流に関する実験で、もつとも重要な問題は、あらかじめ挿入した仕切管を引き抜く際の前後の充填層の充填構造の変化の問題である. 実際、粒子充填後に仕切り管を引き抜くとき充填層の層高に明瞭な変化が生じる. たとえば、内径 10.0cm 円筒の場合、仕切管つき並列充填層で、仕切管を静かに引き抜くとき、円環部でガラス球の場合 0.6~0.7cm、また、アルミナ粒子の場合 0.5~1.0cm ていど層高が減少する. 中心部充填層は、ガラス球の場合、もとのレベルから数 cm 低下し、また、アルミナ粒子は 3.0cm ていどもとのレベルから逆に上昇する.

金網分散板上でガラス管を挿入したままで測定した $\Delta P/L-Q$ 関係と、ガラス管を除去した場合のそれは、Fig. 11 に示すように明りような差を生じ、そのまま、上述したガラス管の除去に伴う充填構造の変化を表わしているものと考えられる.

円環部にガラス球、中心部にアルミナ粒子を充填した並列充填層では、ガラス管を除去すると流通抵抗が減少するが、円環部にアルミナ、中心部にガラス球を充填した並列充填層では、ガラス管除去によつて、逆に流通抵抗がわずかながら増加している. このような場合、並列充填層内部でクロス流の存在を実験的に示すことは困難となる. さいわい、Table 4 に示した比較的微小なガラス球の場合、仕切管引き抜きに伴う充填構造の変化が、ほとんど認められない事実が明らかになった.

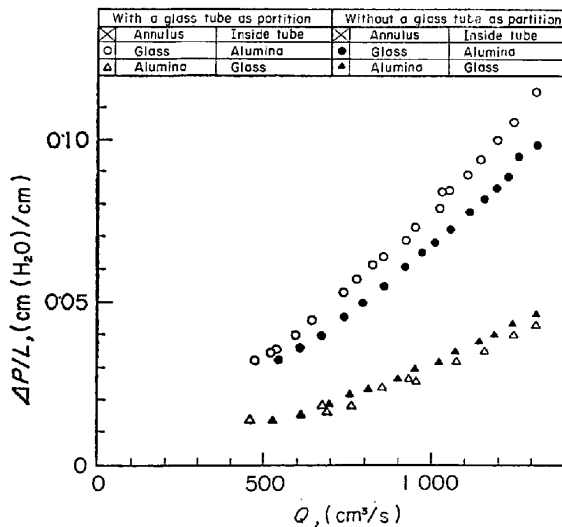


Fig. 11. Shifts in $\Delta P/L-Q$ relations when the partitioning inner tube is removed (distributor : wire mesh).

Fig. 12 は、金網分散板上で内径 5.0cm の円筒に 3 種類の粒径のガラス球を各 2 種類づつ組み合わせた並列充填層につき、仕切管の引き抜き前後の圧損失を実測した結果である. 図中の実線は、さきに求めた Table 7 の各充填様式に関する a および b の数値を使用して、並列モデルの (5) 式に基づき計算した $\Delta P/L-Q$ の理論曲線であり. 仕切管引き抜き前後の並列充填層の圧損失の実測値が、いずれの場合もこの曲線と一致することがわかる. したがつて、仕切管の引き抜きに伴う粒子充填構造の変化は、このような充填層では無視することができる.

Table 4 の他のガラス粒子についても、同じ結果が得

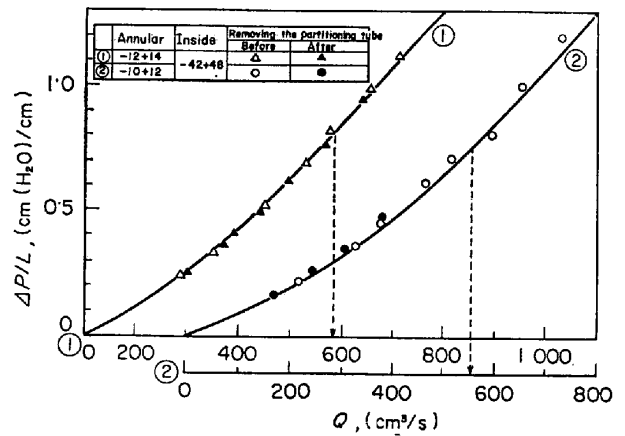


Fig. 12. Theoretical curves from Eq. (5) and observed pressure-drops before and after removing the partitioning inner tube (distributor : wire mesh).

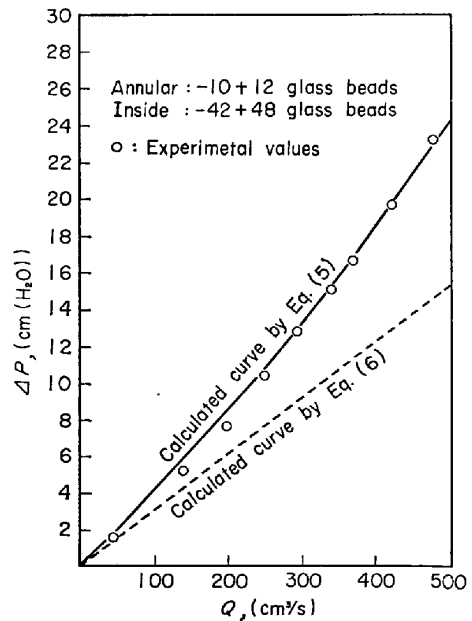


Fig. 13. Pressure drops in parallel-packed bed with a filter-cloth as the distributor and with a partitioning inner tube.

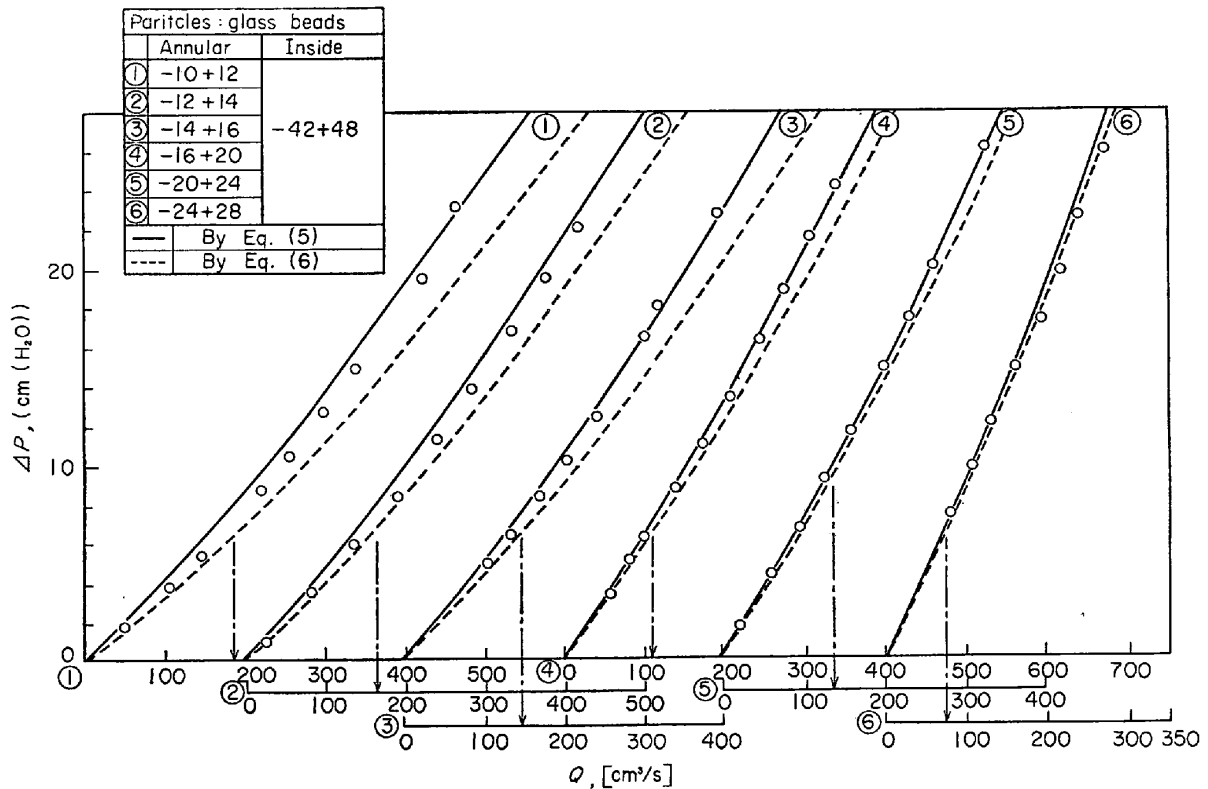


Fig. 14. Comparisons of observed pressure-drops with calculations with Eqs. (5) and (6) (with a filter-cloth as the distributor and without a partitioning tube).

られている。

4.2.3 ろ布分散板内のクロス流

さきに 4.1.3 項でろ布分散板内のクロス流が無視できると述べたが、このことを以下の実験で証明する。

Fig. 13 は、分散板として Table 2 のろ布 (2) を使用し、2 種類の粒径のガラス球により構成した仕切管つき並列充填層の圧損失を示したものである。実測値は並列モデルの (5) 式に基づく理論曲線にほぼ一致し、直列モデルの (6) 式の理論曲線から遠く偏れている。この結果、一般に、このろ布内でクロス流は無視できるといえる。

4.2.4 並列充填層内のクロス流

クロス流が無視できるろ布分散板を使用し、中心の仕切り用ガラス管を引き抜いて作った 2 種粒径粒子並列充填層の ΔP - Q 関係を Fig. 14 に示す。

図で、実線、および、点線は、それぞれ (5) および (6) 式に基づき、別に独立に測定した各充填様式の流通抵抗の数値 (Table 7) を使用して、計算された理論曲線であり、実測値はそれぞれの場合に (○) 印で記入されている。

並列および直列モデルの理論曲線の差が比較的大きい場合はもとより、それがかなり小さい場合でも、ガス流量 Q の小さい範囲で実測値は理論曲線の中間の値をと

ることが明瞭に示されている。このことから、並列充填層内部にクロス流が存在すると結論できる。

ガス流量の比較的大きい領域で、実測値が並列モデルに基づく理論値に接近し、さらにそれをこえて増大する傾向が認められるが、これらは、おそらく粒子が小さいためにガス流量の増加に伴い、とくに、2 粒子層の境界部付近で局所的な流動化が起こり、小粒子が大粒子の間隙に入りこむための層構造変化、したがって、流通抵抗の増大をもたらす結果と考えられる。

4.3 一般的考察

以上、分散板および並列抗填層部のクロス流の存在を実験的に示すことができたが、一般に実際的な条件下で並列および直列モデルに基づく圧損失の理論計算値の差が比較的小さい場合は、クロス流の存在を必ずしも考慮することなく、並列または直列モデルの (5) または (6) 式に基づき、並列充填層の圧損失を計算することができる。逆に、両モデルの理論計算値の差が大きい場合は、クロス流の存在を考慮することなく充填層の圧損失を推算することは危険である。このような状況は、実際に稼働される工業装置で、堅型円筒炉の水平断面上で粒径偏析が存在するような場合に問題となろう。

そこで、粒子充填層における数種の要因につき、並列および直列モデルの圧損失の理論値の差がどのように変

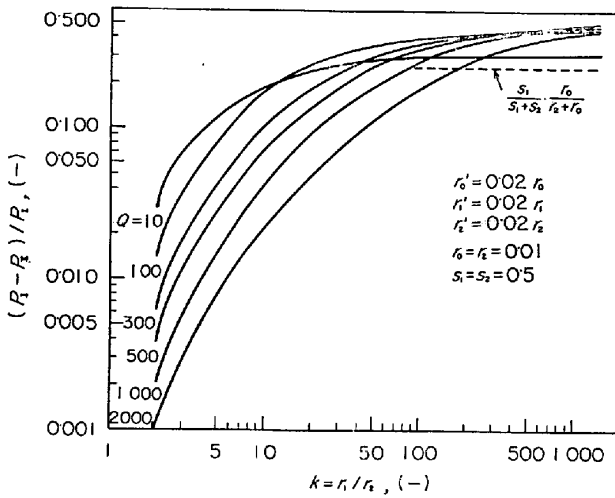


Fig. 15. Pressure drop differences between parallel and series model of gas flow (Effect of flow resistance-ratio of parallel-packed bed).

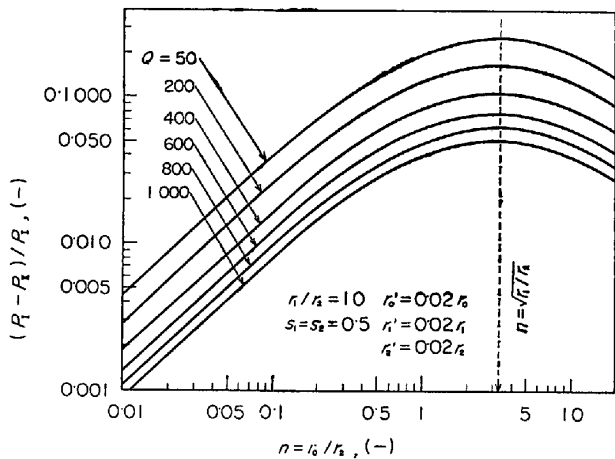


Fig. 16. Pressure drop differences between parallel and series model of gas flow (Effect of flow resistance of distributor).

化するか、考察しておくことは有意義と思われる。

Fig. 15 は円環部および中心部充填層の流通抵抗の比の影響を示したものである。ただし、図の結果は (5) および (6) 式に含まれる各流通抵抗を (14) 式の形で書きなおし、

$$\left. \begin{aligned} R_{0i} &= r_0/S_i, & R_{1i} &= r_1/S_i \\ R_{0i}' &= r_0'/S_i^2, & R_{1i}' &= r_1'/S_i^2 \end{aligned} \right\} (i=1, 2) \dots (14)$$

かつ、計算の便宜上、(15) 式の関係的前提として求めたものである。

$$r_j' = r_j/50 \quad (j=0 \sim 2) \dots (15)$$

図から、粒子層と分散板の抵抗比、および、並列充填層の各部の占める断面積比が一定で、粒径差および空間率差の増大に起因して 2 種粒径粒子並列充填層の流通抵抗比が増大するとき、 $(P_1 - P_{II})/P_1$ の値が一定の収束値

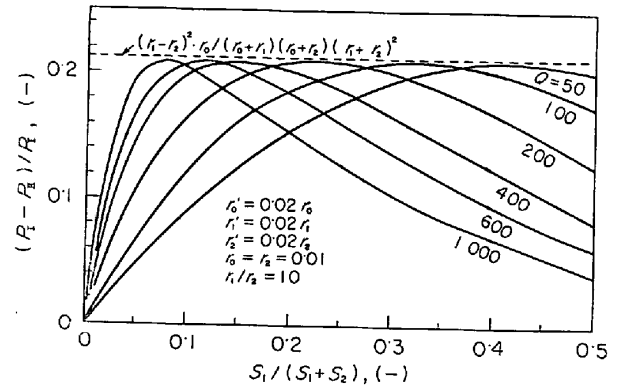


Fig. 17. Pressure drop differences between parallel and series model of gas flow (Effect of ratio of cross sectional area in parallel packing).

に近づくことがわかる。これらの収束値はガス流量の増加とともに大きくなる。なお、層流域で抵抗比 r_1/r_2 を無限に大きくすると、両モデルによる圧損失の差 $(P_1 - P_{II})/P_1$ は $S_1 \cdot r_0 / \{(S_1 + S_2) \cdot (r_0 + r_2)\}$ の一定値に収束することが理論的に示される (Fig. 15 中の点線) が、一般に遷移流域では、この値より大きい収束値を示している。

分散板の流通抵抗の効果を示したのが Fig. 16 であるが、他の条件を一定に保つて、分散板の流通抵抗のみを増すと、 $(P_1 - P_{II})/P_1$ の値は増大し、いつたん極大に達して、ふたたび減少する傾向となる。 $(P_1 - P_{II})/P_1$ が極大値を示す点に相当する (r_0/r_2) の位置は、層流域について理論的に知られる抵抗 $(r_0/r_2)_{\max} = \sqrt{r_1/r_2}$ にほぼ一致するようである。

さいごに、並列充填層の各充填部の占める断面積比の影響を Fig. 17 に示す。並列する 2 つの充填部占有断面積の差が大きくなつても、両モデルによる圧損失の差の割合の最大値は、ほとんど変化しないようである。この場合、縦軸の最大値 $\{(P_1 - P_{II})/P_1\}_{\max}$ は、層流域において理論的に誘導される $(r_1 - r_2)^2 \cdot r_0 / (r_0 + r_1) \cdot (r_0 + r_2) \cdot (\sqrt{r_1} + \sqrt{r_2})^2$ と近似的にひとしい値を示す。

以上の Fig. 15~17 の結果から、並列および直列モデルに基づく圧損失の差の割合は約 20% 以上となる場合が考えられ、一般に並列充填層の圧損失についてクロス流の影響を無視できないことが推察される。

5. 結 論

(1) 分散板に有限の流通抵抗が存在する際の 2 種粒径粒子並列充填層のガス流れにつき、クロス流の流通抵抗を考慮した集中定数系モデルを設定した。

(2) 一般に、クロス流を伴う充填層のガス流の圧損

失は、クロス流の存在を無視した並列モデル、および、層内各断面で一様な圧力分布を仮定する直列モデルからの圧損失の中間の値となることが、理論的に示される。

(3) 複合分散板上の仕切管つき並列充填層、および、ろ布分散板の仕切管をもたない並列充填層の圧損失の実測値がいずれも並列および直列モデルに基づく圧損失の中間にくること、したがって、分散板内および充填層内部にクロス流が存在することを実験的に示した。

(4) 並列および直列モデルに基づく、各2種粒径粒子並列充填層の圧損失の差に及ぼす充填層の流通抵抗、分散部の流通抵抗、および、並列充填層の各部の占有断面積の効果を、一定の条件下で計算し、両モデルの圧損失の差がかなり大きくなることを示した。

Appendix 1

一般に、クロス流モデルに基づく圧損失 ΔP_{III} は、Fig. 1 (b) に基づき (A-1) ~ (A-3) 式で与えられる。ここで、 $R_1 > R_2$ 、および $R_{01} > R_{02}$ がつねに成り立つものとする。

$$\begin{aligned} \Delta P_{III} &= (R_{01} + R_{01}' \cdot Q_1) \cdot Q_1 + \{R_1 + R_1' \cdot (Q_1 - Q_3)\} \\ &\quad \cdot (Q_1 - Q_3) \\ &= (R_{02} + R_{02}' \cdot Q_2) \cdot Q_2 + \{R_2 + R_2' \cdot (Q_2 + Q_3)\} \\ &\quad \cdot (Q_2 + Q_3) \dots\dots\dots (A-1) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} &(R_{02} + R_{02}' \cdot Q_2) \cdot Q_2 - (R_{01} + R_{01}' \cdot Q_1) \cdot Q_1 \\ &= (R_c + R_c' \cdot Q_3) \cdot Q_3 \dots\dots\dots (A-2) \end{aligned}$$

$$Q_1 + Q_2 = Q_{01} + Q_{02} = Q \dots\dots\dots (A-3)$$

(A-3) 式の関係に基づき、(A-1) および (A-2) 式から Q_2 を消去すると、それぞれ (A-4) および (A-5) 式が導かれる。

$$\begin{aligned} &(R_{01} + R_{01}' \cdot Q_1) \cdot Q_1 + \{R_1 + R_1' \cdot (Q_1 - Q_3)\} \\ &\quad (Q_1 - Q_3) = \{R_{02} + R_{02}' \cdot (Q - Q_1)\} (Q - Q_1) \\ &+ \{R_2 + R_2' \cdot (Q - Q_1 + Q_3)\} (Q - Q_1 + Q_3) \dots\dots (A-4) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} &(R_{02} + R_{02}' \cdot Q) \cdot Q - (R_{01} + R_{02} + 2 \cdot R_{02}' \cdot Q) Q_1 \\ &+ (R_{02}' - R_{01}') \cdot Q_1^2 = (R_c + R_c' \cdot Q_3) \cdot Q_3 \dots\dots (A-5) \end{aligned}$$

つぎに、(A-5) および (A-4) 式をそれぞれクロス流の流通抵抗 R_c に関して微分すると (A-6) および (A-7) 式の結果となる。クロス流の2次の項の抵抗 R_c' は (A-8) 式のように R_c により置換されている。

$$-\frac{dQ_1}{dR_c} = A + B \cdot \frac{dQ_3}{dR_c} \dots\dots\dots (A-6)$$

$$-\frac{dQ_1}{dR_c} = C \cdot \frac{dQ_3}{dR_c} \dots\dots\dots (A-7)$$

$$R_c' = k \cdot R_c \quad (0 < k < 1, \text{定数}) \dots\dots\dots (A-8)$$

ここで、

$$A \equiv \frac{(1 + k \cdot Q_3) \cdot Q_3}{R_{01} + R_{02} + 2 \cdot R_{02}' \cdot Q + 2Q_1 \cdot (R_{01}' - R_{02}')}$$

$$B \equiv \frac{R_c(1 + 2 \cdot k \cdot Q_3)}{R_{01} + R_{02} + 2 \cdot R_{02}' \cdot Q + 2Q_1 \cdot (R_{01}' - R_{02}')}$$

$$C \equiv \frac{R_1 + R_2 + 2R_1'(Q_1 - Q_3) + 2R_2'(Q - Q_1 - Q_3)}{R_1 + R_2 + R_{01} + R_{02} + 2R_1'(Q_1 - Q_3) + 2R_2'(Q - Q_1 + Q_3) + 2R_{01}'Q_1 + 2R_{02}'(Q - Q_1)}$$

となり、 A 、 B および C はいずれも正の値をとる定数である。

(A-6) および (A-7) 式から各微分の値が (A-9) および (A-10) 式が与えられる。

$$-\frac{dQ_3}{dR_c} = -\frac{A}{B+C} \leq 0 \dots\dots\dots (A-9)$$

$$-\frac{dQ_1}{dR_c} = -\frac{A \cdot C}{B+C} \leq 0 \dots\dots\dots (A-10)$$

また、 $C < 1$ より

$$\frac{dQ_1}{dR_c} > \frac{dQ_3}{dR_c} \dots\dots\dots (A-11)$$

さて、(A-1) 式の R_c に関する微分から

$$\frac{d\Delta P_{III}}{dR_c} = (D + E) \frac{dQ_1}{dR_c} - E \frac{dQ_3}{dR_c} \dots\dots\dots (A-12)$$

ここで

$$D \equiv R_{01} + 2 \cdot R_{01}' \cdot Q_1 > 0$$

$$E \equiv R_1 + 2 \cdot R_1 + 2 \cdot R_1' \cdot (Q_1 - Q_3) > 0$$

したがって、(A-11) および (A-12) 式から、

$$d\Delta P_{III}/dR_c > 0 \dots\dots\dots (A-13)$$

すなわち、 ΔP_{III} は R_c に関する増加関数であることが証明された。

つぎに、 $R_c, R_c' \rightarrow 0$ の極限で (A-2) 式は (A-14) 式となる。

$$\begin{aligned} &(R_{01} + R_{01}' \cdot Q_{01}) \cdot Q_{01} \\ &= (R_{02} + R_{02}' \cdot Q_{02}) \cdot Q_{02} \equiv \Delta P_{01} \dots\dots\dots (A-14) \end{aligned}$$

なぜなら Fig. 2 (b) を参照することにより、クロス流モデルの Q_1 および Q_2 がそれぞれ直列モデルの Q_{01} および Q_{02} に相当するからである。(A-14) 式を (A-1) 式に代入すると

$$\begin{aligned} &(R_1 + R_1' \cdot Q_1) \cdot Q_1 = (R_2 + R_2' \cdot Q_2) \cdot Q_2 \equiv \Delta P_1 \\ &\dots\dots\dots (A-15) \end{aligned}$$

この場合も、クロス流モデルの $(Q_1 - Q_3)$ および $(Q_2 + Q_3)$ がそれぞれ直列モデルの Q_1 および Q_2 に相当している。直列モデルの全圧損失 ΔP_{II} は (A-14) および (A-15) 式の ΔP_{01} および ΔP_1 の和であるから

$$\begin{aligned} \Delta P_{II} &= \Delta P_{01} + \Delta P_1 \\ &= (R_1 + R_1' \cdot Q_1) \cdot Q_1 + (R_{01} + R_{01}' \cdot Q_{01}) \cdot Q_{01} \\ &= (R_2 + R_2' \cdot Q_2) \cdot Q_2 + (R_{02} + R_{02}' \cdot Q_{02}) \cdot Q_{02} \\ &\dots\dots\dots (A-16) \end{aligned}$$

すなわち、 $\lim_{R_c \rightarrow 0} (\Delta P_{III}) = \Delta P_{II}$ となる。

こんどは、 $R_c, R_c' \rightarrow \infty$ のとき、(A-2) 式で

$$Q_3=0 \dots\dots\dots (A-17)$$

(A-17) 式を (A-1) 式に代入することにより

$$\Delta P_I = \Delta P_{III} \dots\dots\dots (A-18)$$

すなわち, $\lim_{R_c \rightarrow \infty} (\Delta P_{III}) = \Delta P_I$

以上で, 一般に $\Delta P_I \geq \Delta P_{III} \geq \Delta P_{II}$ の関係が証明された。

Appendix 2

層流域におけるクロス流モデルの圧損失は, (A-19)~(A-21) 式で与えられる。

$$\Delta P_{III} = R_{01} \cdot Q_1 + R_1 \cdot (Q_1 - Q_3) \\ = R_{02} \cdot Q_2 + R_2 \cdot (Q_2 + Q_3) \dots\dots\dots (A-19)$$

$$R_{02} \cdot Q - R_{01} \cdot Q_1 = R_c \cdot Q_3 \dots\dots\dots (A-20)$$

$$Q_1 + Q_2 = Q \dots\dots\dots (A-21)$$

これら3式から Q_2, Q_3 を消去して

$$Q_1 = \frac{R_c(R_{02} + R_2) + (R_1 + R_2) \cdot R_{02}}{(R_{01} + R_{02})(R_c + R_1 + R_2) + R_c(R_1 + R_2)} Q \\ \dots\dots\dots (A-22)$$

(A-20) 式に (A-22) 式を代入すると,

$$Q_3 = \frac{R_1 \cdot R_{02} - R_2 \cdot R_{01}}{(R_{01} + R_{02}) \cdot (R_c + R_1 + R_2) + R_c(R_1 + R_2)} Q \\ \dots\dots\dots (A-23)$$

(A-22) および (A-23) 式を (A-19) 式に代入して変形すると (10) 式が導かれる。

$$R_{III} \equiv \Delta P_{III} / Q = R_1 \cdot (R_{II} + R_c) / (R_1 + R_c) \\ \dots\dots\dots (10)$$

(10) 式より

$$\lim_{R_c \rightarrow 0} R_{III} = R_{II}; \quad \lim_{R_c \rightarrow \infty} R_{III} = R_I$$

となり, それぞれ (8) および (9) 式に一致することが示される。

乱流域でのクロス流の総括抵抗は簡単な形式で与えることが困難であり, (A-24)~(A-26) 式を連立することにより算出できる。

$$\Delta P_{III} = R_{01}' \cdot Q_1^2 + R_1' \cdot (Q_1 - Q_3)^2 \\ = R_{02}' \cdot Q_2^2 + R_2' \cdot (Q_2 + Q_3)^2 \dots\dots\dots (A-24)$$

$$R_{02}' \cdot Q_2^2 - R_{01}' \cdot Q_1^2 = R_c' \cdot Q_3^2 \dots\dots\dots (A-25)$$

$$Q_1 + Q_2 = Q \dots\dots\dots (A-26)$$

これらの式で R_c' を 0 または無限大に接近することにより, Table I の (11) および (12) 式の関係が容易に導かれる。

記 号

D_p : 粒子直径, (cm)

f_v : 修正摩擦係数 ($\Delta P \cdot g_c / \mu \cdot u$) (D_p^2 / L) $\cdot \varepsilon^3 / (1 - \varepsilon)^2$,
(-)

g_c : 重力定数 980.0, ($g \cdot cm / G \cdot s^2$)

L : 充填層高, (cm)

ΔP : ガス流の圧損失, ($cm(H_2O)$)

Q : 全ガス流量, (cm^3/s)

Q_i : 層 i を流れるガスの流量, (cm^3/s)

r_i : 層 i の比流通抵抗, ($cm(H_2O)/(cm/s)$)

r_0, r_0' : 分散板の比流通抵抗, ($cm(H_2O)/(cm/s)$),
($cm(H_2O)/(cm/s)^2$)

R : 総括流通抵抗, ($cm(H_2O)/(cm^3/s)$)

R : 層流域での流通抵抗, ($cm(H_2O)/(cm^3/s)$)

R' : 乱流域での流通抵抗, ($cm(H_2O)/(cm^3/s)^2$)

R_c : クロス流の総括流通抵抗, ($cm(H_2O)/(cm^3/s)$)

R_c : クロス流の層流域での流通抵抗, ($cm(H_2O)/$
(cm^3/s))

R_c' : クロス流の乱流域での流通抵抗, ($cm(H_2O)/$
($cm^3/s)^2$)

R_i : 層 i の各層の層流域での流通抵抗, ($cm(H_2O)/$
(cm^3/s))

R_i' : 層 i の各層の乱流域での流通抵抗, ($cm(H_2O)/$
($cm^3/s)^2$)

R_{01} : 層 i に相当する分散板の層流域での流通抵抗,
($cm(H_2O)/(cm^3/s)$)

R_{01}' : 層 i に相当する分散板の乱流域での流通抵抗,
($cm(H_2O)/(cm^3/s)^2$)

S_i : 層 i の占める断面積, (cm^2)

u : ガス流速, (cm/s)

ε : 層空間率, (-)

μ : 流体粘性係数, ($g/cm \cdot s$)

ρ : ガス密度, (g/cm^3)

文 献

- 1) J. M. DALLA VALLE: Micromeritics. The Technology of Fine Particles, (1948, p. 262, [New York: Pitman Publ. Co.]
- 2) 井伊谷綱一: 粉体工学ハンドブック, (1965), p. 227~235, [朝倉]
- 3) S. P. BURKE and W. B. PLUMMER: I & EC., 20 (1928), p. 1196
- 4) J. HAPPEL: I & EC., 41 (1949), p. 1161
- 5) J. J. MARTIN: Chem. Eng. Progr., 47 (1951), p. 91
- 6) M. EI-KAISSY and G. M. HOMSY: I & EC Fund., 12 (1973), p. 82
- 7) C. F. BLAKE: Trans. Am. Inst. Chem. Engrs., 14 (1922), p. 415
- 8) P. C. CARMAN: Trans. Inst. Chem. Engrs. (London), 15 (1937), p. 150; J. Soc. Chem. Ind. (London), 57 (1938), p. 225
- 9) M. LEVA and M. GRUMMER: Chem. Eng. Progr., 43 (1947), p. 549; 633; 713
- 10) S. ERGUN: Chem. Eng. Progr., 48 (1952), p. 89
- 11) 三輪茂雄: 粉粒体工学, (1972), p. 336, [朝倉]
- 12) R. E. HICKS: I & EC Fund., 9 (1970), p. 500
- 13) C. A. WENTZ and G. THODOS: A. I. Ch. E. J., 9 (1963), p. 81
- 14) 天辰, 吉沢, 館: 鉄と鋼, 59 (1973), p. 46
- 15) 菊池, 名雪, 浅川, 前田, 不破, 萬谷: 鉄と鋼, 59 (1973), p. S324
- 16) 久保田, 池田, 西村: 化学工学, 29 (1965), p. 611