

二次元噴流層における流動化状態と圧力損失特性

(第1報)

早野延男*・山中久人*・上滝具貞**

Pressure Drop Characteristics in the Spouted Bed (I)

Nobuo HAYANO, Hisato YAMANAKA, Tomosada JYOTAKI

Abstract

The granular beds in which air flows are called 'fixed, fluidized and spouted' beds, respectively, according to the flowing pattern of the granules inside the vessel.

Hitherto, it is said that fluidized and spouted beds are more effective than fixed beds for operation of the drying and agitation process of the gas-solid system. In this report, we call the granular layer which has the plate with many tiny holes at the bottom of the vessel a 'fluidized bed' in which air flows uniformly passing through the bed without the velocity distribution in the horizontal cross section. On the other hand, in the case of the 'spouted bed', there is a long slit at the bottom-center of the vessel and air rushes upwards from the slit into the bed just like the jet stream. Then, steep velocity distribution exists in the horizontal cross section inside the granular bed. As the inlet velocity of air increases the center part of the granular surface is raised gradually. Then, suddenly, eruption of the surface occurs.

The dynamic behavior of particles inside the bed and the pressure drop across the bed have been treated by many investigators, but because of the complexity of the phenomena itself, widely applicable results are not yet presented up to this time.

Especially, in the case of the spouted bed, we feel that the collection and analysis of the fundamental data are still insufficient.

This time, we used as the experimental apparatus the square vessel with the long slit at the bottom (two-dimensional spouted bed) and as for the granules, rape-seed (1.4mm ϕ), nylon-chip (2mm ϕ ×3mm : cylinder) and glass-bead (mean diameter : 250 μ) were used.

We obtained the following results with various experimental conditions.

- 1) It is realized that coarse particles are easier to fluidized than finer particles in the case of the spouted bed.
- 2) In the fixed granular bed, the curve of $\Delta p_m \sim u_o$ (Δp_m ; pressure drop across the bed, u_o ; air velocity) draws the hysteresis loop, but, once the eruption occurs, the fixed bed shifts to a fluidized bed, and Δp_m remains almost a constant value in spite of the change of the air velocity. (see Fig.5)
- 3) When the granular bed is in the state of fluidization, Δp_m is nearly proportional to L (height of the layer) and this proportionality depends upon the apparent density of the granular bed. (Δp_m has larger value for heavier particles)
- 4) It is pointed out that the spouting velocity ' u_{o_s} ' (spouting particle velocity occurring at the surface) has the increasing tendency of L , then, u_{o_s} reaches a constant value with L surpassing to an increasing value. (Fig.12)
- 5) From the consideration of $\Delta p_m \sim u_o$ wave form, the state of the fluidization is divided into three stages:
 - Stage I : this stage corresponds to 'bubbling'.
 - Stage II : 'spouting' stage
 - Stage III : 'slugging' stage
- 6) It becomes clear that the so-called 'Index of fluidization' I , is very useful to analysing the experimental data for coarse granules; for finer particles I , is not sufficiently applicable to the explanation of the spouting phenomena.

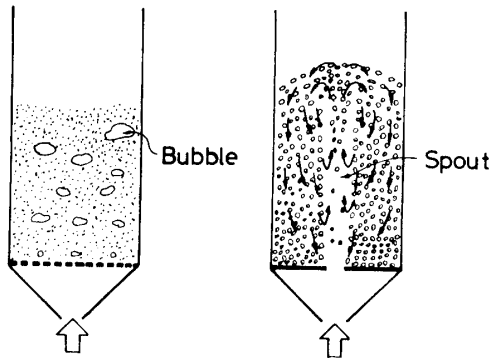
* 生産機械工学科

** 九州工業大学

1. はしがき

固体粒子と流体とを接触させて反応、乾燥、造粒などの単位操作を行なう方法として流動化法がある。この方法として、最初に実現されたのが流動層であるが、比較的大きな粒子では十分に流動化させることができない問題が指摘された。そこで考案されたのが噴流層である¹⁾。

流動層 (Fluidized bed) と噴流層 (Spouted bed) の違いとしては、(1)取扱う粒子の大きさ (流動層では微細粒子、噴流層では粗大粒子)、(2)流体送入口の配置 (流動層では層断面に対して均一に流体が通過するように配置、噴流層では層断面の中心部に配置)、(3)



(a) Fluidized bed (b) Spouted bed
Fig.1 Illustration of 'Fluidized bed' and 'Spouted bed'

流動化の状態などが挙げられる^{2,3,4,5)}。(2)については、容器底部をスカート状に絞った拡散型の流動層などの例外もある⁶⁾。また、逆に噴流層と呼ばれている装置においても、粒子層高や通過風速によっては流動層と同じ流動化状態となることもある^{1,3)}。Fig. 1 に流動層と噴流層における流動化の様態をモデル的に示す。このように噴流層では気柱 (Spout) と呼ばれる流体のみによる流路が形成されるのが特徴である^{1,3,7,8)}。

このように定義される噴流層については、各方面から研究されているが^{1,2,3,4,7,8,9,10,11,12)}、装置の形状や取扱う粒子の種類などによっては流動化の状態を十分に把握することができていないようである。そこで、今回は角型平底容器で、粗大粒子だけでなく微細な粒子の試料も用い、層高 L の変化に伴う流動化の状態と圧力損失 Δp_m などについて検討を行なった。尚、本報告で表現される噴流層とは容器底部の一部分 (ここでは中央部にスリットを配置) より流体を送入するという立場で定義し、流体の噴流作用で粒子が移動する現象を総じて噴流化と表現する。

2. 実験装置および方法

実験装置はFig. 2 に示すように送風機と噴流層の容器で構成される。風量の調節は送風機出口のバルブで行ない、風量は図中の記号①で示される場所にピトー管を挿入して測定される風速に管の断面積を乗じて算

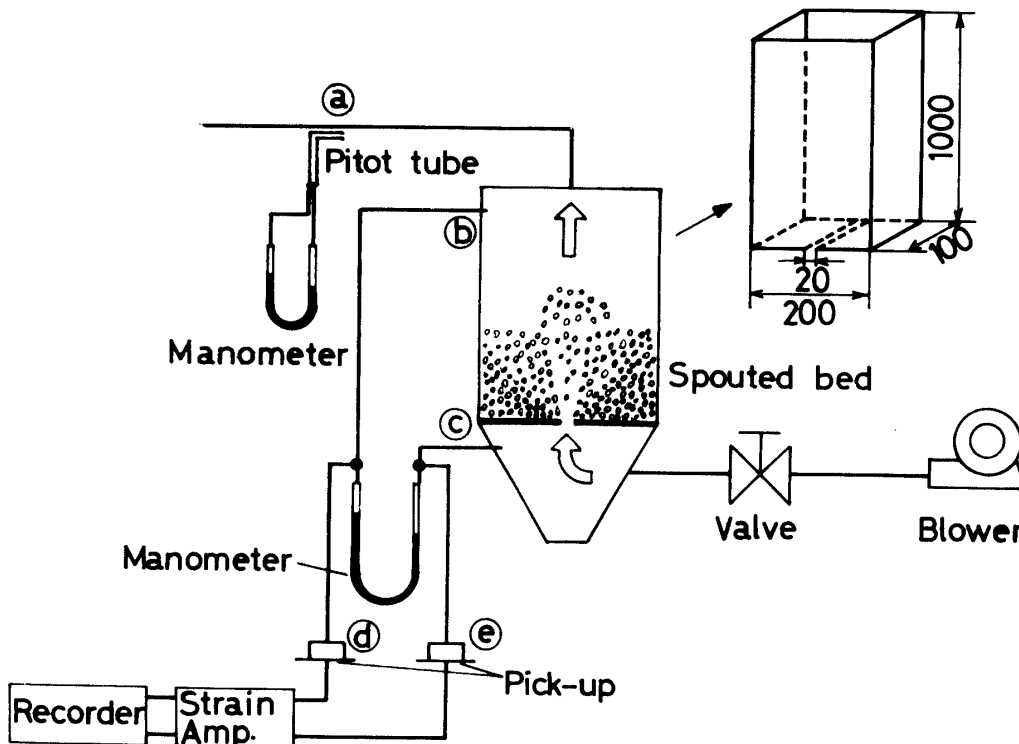



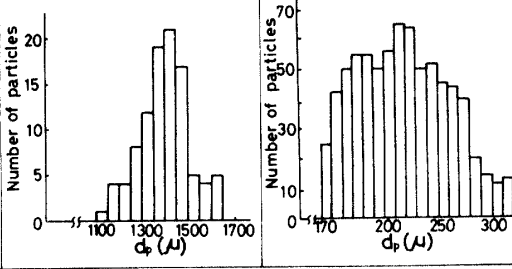


Fig.2 Schematic diagram of the experimental apparatus

Table 1 Physical properties of the samples

	Rape-seed	Nylon-chip	Glass-bead
Particle shape	 Sphere	 Cylinder	 Sphere
Mean diameter d_p (cm)	0.140	$d=0.264, h=0.252$	0.025
Density ρ_p (g/cm ³)	1.12	1.14	2.50
Bulk density ρ_b (g/cm ³)	0.72	0.73	1.53
Angle of repose α (°)	27.7	33.9	27.5
Coefficient of internal friction μ_i (-)	0.390	0.397	0.435
Coefficient of wall friction μ_w (-)	0.231	0.306	0.326
Particle size distribution			

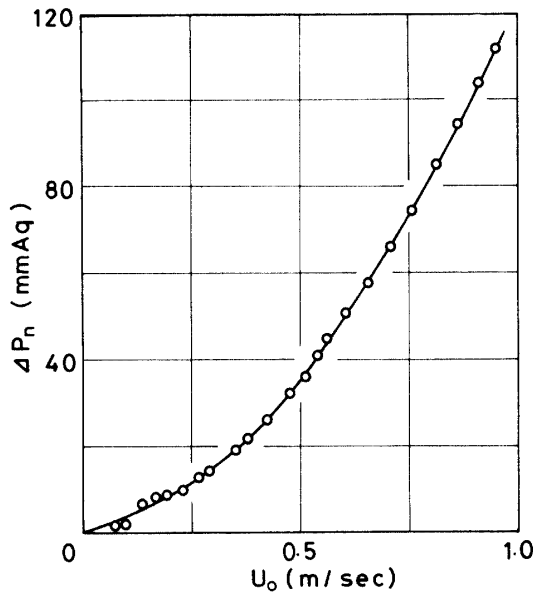


Fig.3 Pressure drop across the slit

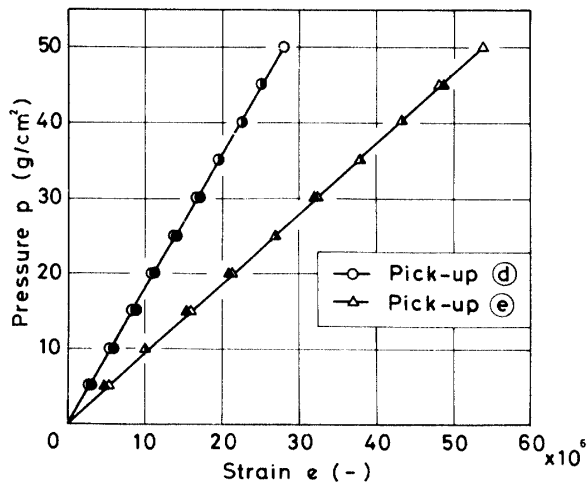


Fig.4 Calibration curves of the pick-ups

出した。噴流層容器は幅が200mm、奥行きが100mm、高さが1,000mmの角型平底容器で、壁はすべて内側にガラス板、外側に透明なアクリル板を合わせた構造で容器内粉粒体の挙動が観察されるようになっている。流体が粉粒体層に送入される入口は容器底部の中央部に設けられた幅が20mmのスリットである。

このスリットには粉粒体が落下しないように目開きが100 μ の金網を装着している。スリット部の圧力損失 Δp_n は Fig. 3 に示されているように空塔風速 u_0 に対して指数関数的に上昇する(空塔風速 u_0 とは粉粒体層内を通過する風量を容器内断面積で割ったものである)、したがって、静止あるいは流動化している粉粒体層のみの圧力損失 Δp_m は Fig. 2 で示される圧力タップ④、⑤間の静圧差(マンノメーターで検出)から Fig. 3 のスリット部のみの圧損 Δp_n (金網を装置した状態の圧損)を差し引いたものとなる。すなわち、④、⑤間の圧力差を Δp とすると

$$\Delta p_m = \Delta p - \Delta p_n$$

で表わされる。また、流動化している状態の容器内の圧力変動は④、⑤で示されるダイヤフラム型のピックアップで検出した。この2つのピックアップは Fig. 4 の較正曲線で示されているように極めて直線性が良い特性を有している。

このような装置で、粉粒体の物性と層高 L を変えて流動化の状態および圧力損失について実験を行なった材料には、なたね、ナイロンチップ、ガラスビーズを使用した。これらの物性は Table. 1 に示されており、粒子の大きさ、形状、真密度などが大きく異っているのが特徴である。初期の充填層高 L は、なたねでは

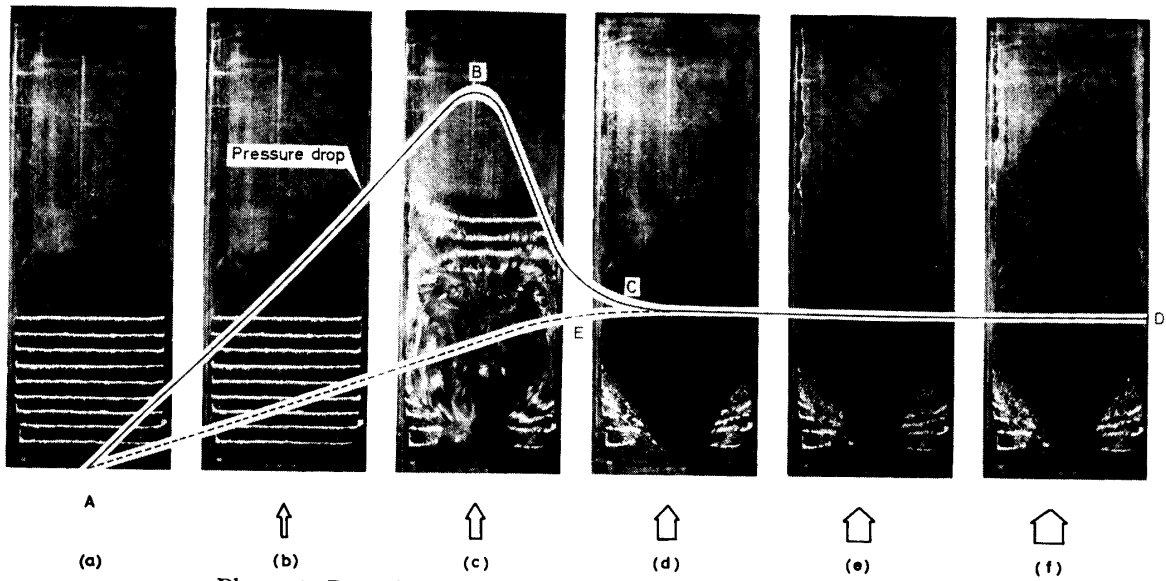


Photo. 1 Particles flow pattern in the spouted bed (Rape-seed)

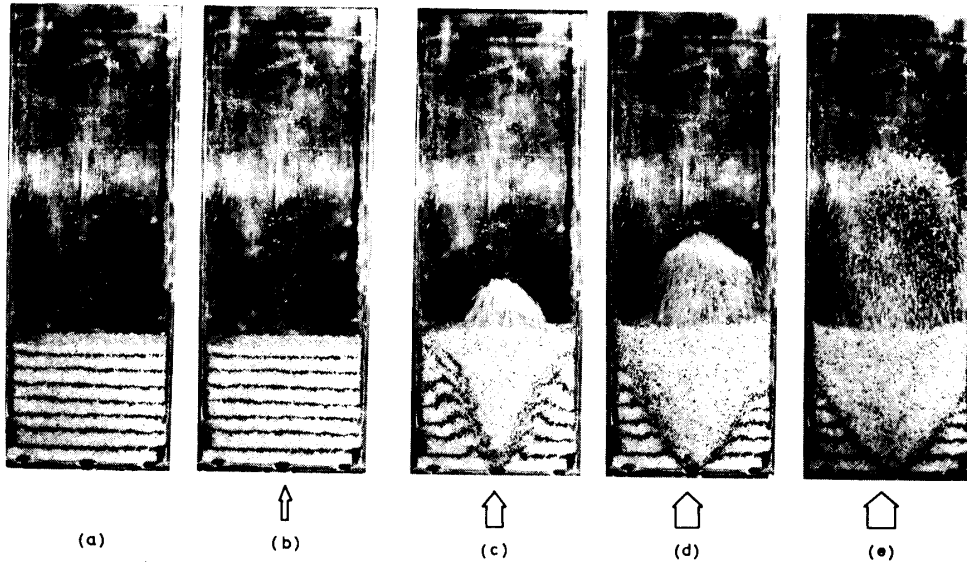


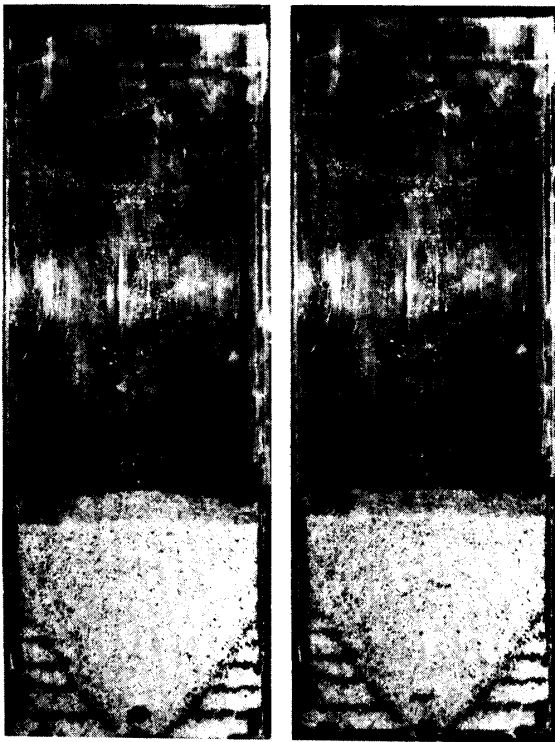
Photo. 2 Particles flow pattern in the spouted bed (Nylon-chip)

$L=50\sim 300\text{mm}$ ナイロンチップとガラスビーズでは $L=50\sim 200\text{mm}$ までそれぞれ50mm 間隔に変化させた。

3. 流動化状態

容器内に材料を準静的に充填したのち、スリットより送入する風量を増加させて粉粒体層を通過する空塔風速（風量／容器内断面積）を増大させて行くと、粒子層は Photo.1, 2 に見られるように固定層から噴流層へと、移行する。圧力損失曲線で示される A—B 間は粒子層は静止した状態を保ち、B 点近くまで風速を上昇させると層表面の粒子が上下・左右に僅かに揺動する動きを見せて、突如として B 点で示されるように層全体が爆発的な動きをする噴流現象が観察される。こ

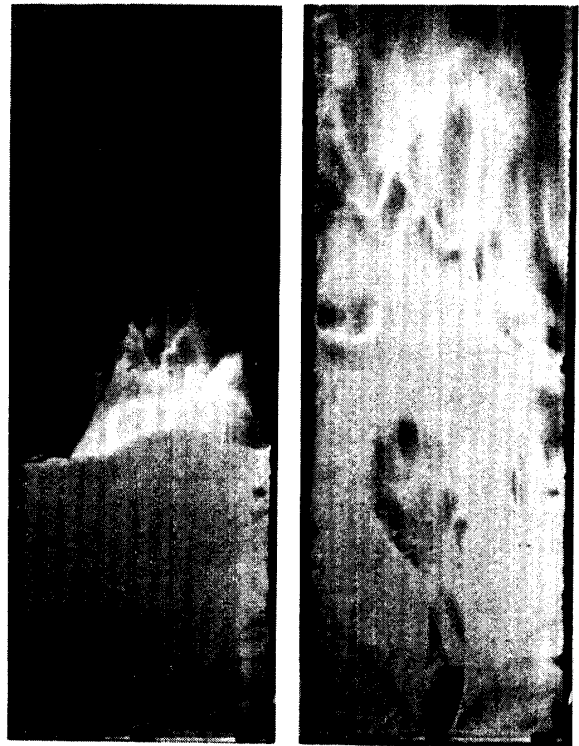
のとき、圧力損失 Δp_m は最大値を示す。一度噴流した後では、このような現象は再度生じることはなく、流体流路が V 子型に形成され、 Δp_m は急激に減少し、風速を増大してもほとんど変化しない。噴流直後の B—C 間では Photo. 3 に示すように小さな気泡が発生して、これが層中央部をゆっくりと上昇する。ガラスビーズでは Photo. 4 に見られるように粒子が小さいために通気性が悪いので気泡が明瞭に観察され、しかも上昇するにつれて気泡が成長している。しかし、なたねやナイロンチップでは通気性が良いために Photo. 3 のような気泡の成長は観察されなかった。C—D 間では粒子の噴流化している様子が観察され、 u_0 の増大に伴って噴流の高さが上昇している。一方、ガラスビーズでは Photo. 5 のように u_0 が大なるときには、連続し



(a)

(b)

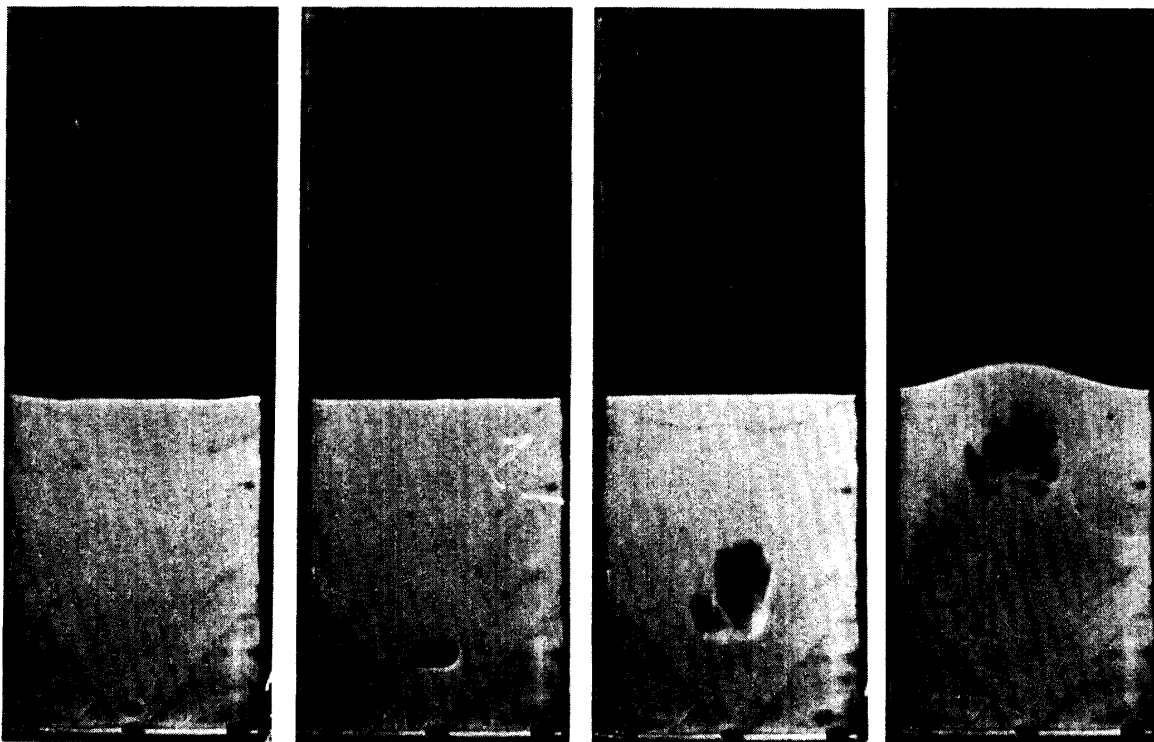
Photo. 3 Bubbling phenomena in the spouted bed (Nylon-chip, coarse particles)



(a)

(b)

Photo. 5 Behavior of glass-beads in the spouted bed at the high superficial velocity



(a)

(b)

(c)

(d)

Photo. 4 Bubbling phenomena in the spouted bed (Glass-beads, fine particles)

た良好な噴流化の状態は得られず間欠的にしかも圧力変動の激しい状態となっている。したがって、これまで指摘されているように、粗大粒子を流動化させるには噴流層の方が適しているという従来の定説と符合する^{1,3)}。

一度噴流させた後、風速を減少させて行くとPhoto. 1・(c)で観察されるような粒子群の飛び出しはなくE点より固定層となる。したがって、圧損 Δp_m は最大値を示すことなく風速の減少とともに破線上(E-A間)を下降する。再び風速を増加させた場合には Δp_m は波線(A-E)上を上昇し、E点で表面粒子群が浮遊し始め噴流開始となる。その後、風速を増減させても Δp_m はA-E-D上を変化する。このように、一度噴流させた後では、常にE点で噴流が開始されるのでこの点における速度を噴流開始速度 u_{os} と定義する。

4. 結果及び考察

4.1 圧力損失 Δp_m について

4.1.1 圧力損失 Δp_m と空塔風速 u_o の関係

粉粒体層を通過する流体速度(空塔風速 u_o)と圧力損失 Δp_m の関係を示したものが Fig. 5である。いずれの試料の場合も同様な特性を示しており、モデル的に表わすとFig. 6のようになる。A→Bの間は容器内の粉粒体は静止しており(固定層: Fixed bed)、空塔風速 u_o の上昇にほぼ比例して圧力損失 Δp_m は増加している。層断面に対して均一な流体の流れが成立する固定層の圧損については多くの実験式が提唱されてい

るが、中でも Erugun の式は層流域から乱流域まで広範囲に亘ってよく一致するとされている^{13,14)}。すなわち、圧力損失 Δp_m は

$$\Delta p_m/L = 150(u_o \cdot \mu_f / d_p^2 \cdot g_c) \cdot \{(1-\epsilon)^2 / \epsilon^3\} + 1.75(u_o^2 \cdot \rho_f / d_p \cdot g_c) \cdot \{(1-\epsilon) / \epsilon^3\} \quad (1)$$

但し Δp_m : 圧力損失 (g-wt/cm²)

L : 層高 (cm)

d_p : 平均粒径 (cm)

g_c : 重力換算係数 (g·cm/g-wt·sec²)

u_o : 空塔風速 (cm/sec)

ϵ : 空隙率 (-)

μ_f : 流体粘度 (g/cm·sec)

ρ_f : 流体密度 (g/cm³)

で表わされ、右辺第1項は粘性による摩擦損失が支配的となる層流項を表わしており、第2項は運動によるエネルギーの損失が支配的となる乱流項を示している。

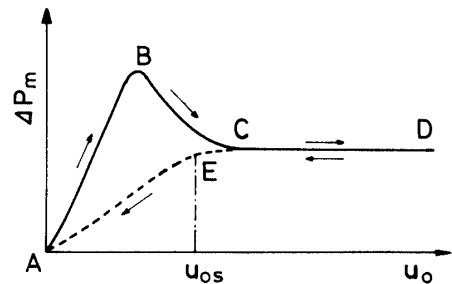


Fig. 6 Model diagram of pressure drop in the Spouted bed

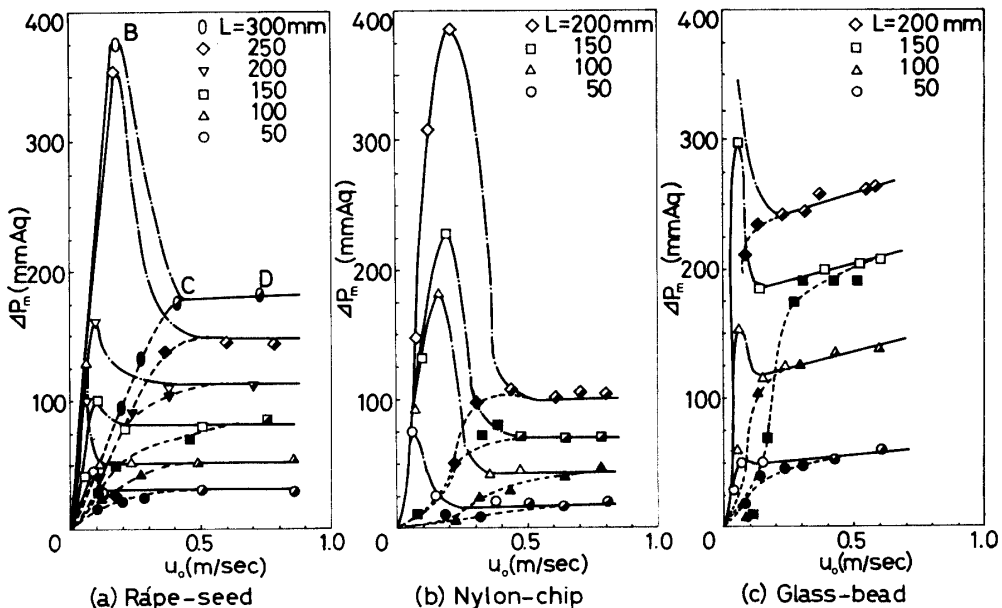


Fig. 5 Relation between Δp_m and u_o

Table.2 Variation of the voidage ϵ before and after spouting

Voidage	Before Spouting			After Spouting			After S./Before S.		
	ϵ	$(1-\epsilon)^2/\epsilon^3$	$(1-\epsilon)/\epsilon^3$	ϵ	$(1-\epsilon)^2/\epsilon^3$	$(1-\epsilon)/\epsilon^3$	ϵ	$(1-\epsilon)^2/\epsilon^3$	$(1-\epsilon)/\epsilon^3$
Rape-seed	0.35	9.85	15.15	0.42	4.54	7.83	1.20	0.46	0.52
Nylon-chip	0.36	8.78	13.72	0.46	3.00	5.55	1.28	0.34	0.40
Glass-bead	0.39	6.27	10.29	0.45	3.32	5.04	1.15	0.53	0.49

固定層では流速が小さい範囲であるために、乱流項は無視されるものと考えられ、さらに粉粒体層は充填初期の状態を保っているため空隙率 ϵ も変化せず、層高一定ならば圧損 Δp_m は空塔風速 u_0 にほぼ比例することが分る。Fig. 5に見られるように、いずれの場合でも立上り部分 (Fig. 6のA-B) で直線性が若干ずれる理由は、流体の送入口が容器底面の中央部に限られており、粉粒体層を通過する流体の速度分布が層断面に対して均一でないことと、風量の増加によって流体が粒体層内を通過する範囲 (流体流路) が拡大するためと考えられる。

固定層での圧力損失 Δp_m の最大値は Fig. 6のB点で示され、この点で粉体層は爆発的な挙動を示し (Photo.1・(a) 参照)、瞬時にして固定層から噴流層に転移し、Photo.1・(d)で観察されるように粒体層内の水平線はV字型に壊されて流体の流路が限定される。さらに、圧力損失 Δp_m は急激に減少する。B点の位置は層内の通過風速の絶対値だけでなく、通過風速を上昇させる速さにも影響を受けるために再現性は余り良好とは言えない。一回の噴流によって圧損 Δp_m は急激に減少するわけであるが、粒子の挙動は固定層のときとほとんど変わらず静止している。大きな差異は層の空隙率 ϵ であり、Table. 2に示すように噴流前と噴流後では空隙率 ϵ は約1.2倍に増加している。(噴流後の ϵ は流体が透過している粒体層の ϵ を示す) (1)式の層流項と乱流項の ϵ に関する係数 $((1-\epsilon)^2/\epsilon^3$ 及び $(1-\epsilon)/\epsilon^3$) を噴流前後の ϵ の値を代入して算出すると Table. 2に示すように、なたねでは約1/2にナイロンチップでは約2/5、ガラスビーズでは約1/2に噴流後の Δp_m は減少することが分り、Fig. 5に示すB点からC点への Δp_m の減少割合の結果とよく一致している。したがって、噴流前後で生じる Δp_m の急激な減少は ϵ の増加によるものと考えられる。また、一度び噴流化すると風量を増して粒体層を通過する流体速度を上昇させても、粒子が高く噴き上げられて容器の外に飛び出す状態 (空気輸送状態) になるまでは圧損 Δp_m はほとんど変化しない (Fig. 6のC-D間)。これは流

動化層特有の性質である。この性質は、第1式の Δp_m と ϵ u_0 との関係から考察される。Table. 2で示されたように(1)速度 u_0 が上昇すると空隙率 ϵ は増大する傾向にあり、なたねを例にした場合、 ϵ が20%増大したときに ϵ に関する係数 $(1-\epsilon)^2/\epsilon^3$ 、 $(1-\epsilon)/\epsilon^3$ はそれぞれ50%減少しており、 ϵ の増大は Δp_m を減少させることになる。(2)一方、(1)式より速度 u_0 の上昇は Δp_m を増大させ、特に右辺第2項は u_0 の2乗に比例するために第2項 Δp_m の大きな増加分をもたらすことになる。以上のような2つの効果によって結果として、噴流時の圧損 Δp_m は u_0 に関係なくほとんど一定する (Fig. 6のC-D) のものと思われる。 Δp_m は変化しなくても浮遊粒子が多くなり浮遊距離も長くなるので、見方を変えれば噴流開始速度以上では速度の増加分のエネルギーは単に粒子層を攪拌することだけに費されるものと考えられる。

一方、噴流化させた後に風速を減少させて来ると Fig. 5の破線で示されるように、 Δp_m は u_{0s} まではほぼ水平線上を辿るが (モデル的には Fig. 6のD-E間)、それ以下になると固定層となるので Δp_m は最大値を示すことなく漸次減少して行く (Fig. 6のE-A間)、この現象も流動化層特有の性質である。この場合には固定層となっても空隙率 ϵ が噴流時の値を保っているために、充填初期の固定層の圧損よりも小さく u_0 の減少にはほぼ比例して Δp_m が減少する。すなわち、噴流前後に見られる Δp_m の履歴現象は主として粉粒体層の空隙率 ϵ に支配されるものと考えられる。尚、ガラスビーズでは噴流化状態に達してからも u_0 の増加につれて Δp_m が徐々に上昇しているが (Fig.5・(c))、これはガラスビーズでは内部摩擦係数が多いので (見方を変えれば付着性が大) Photo.4,5で観察されるように主としてガスは気泡の形で運ばれるので、脱気性が悪いものと考えられる。したがって、ガラスビーズでは前述の Δp_m と ϵ 、 u_0 の関係において、 ϵ の増大による Δp_m の減少よりも、 u_0 の増加による Δp_m の増大の方が大きくなり、 u_0 の上昇につれて Δp_m はわずかに増大して行くものと思われる。

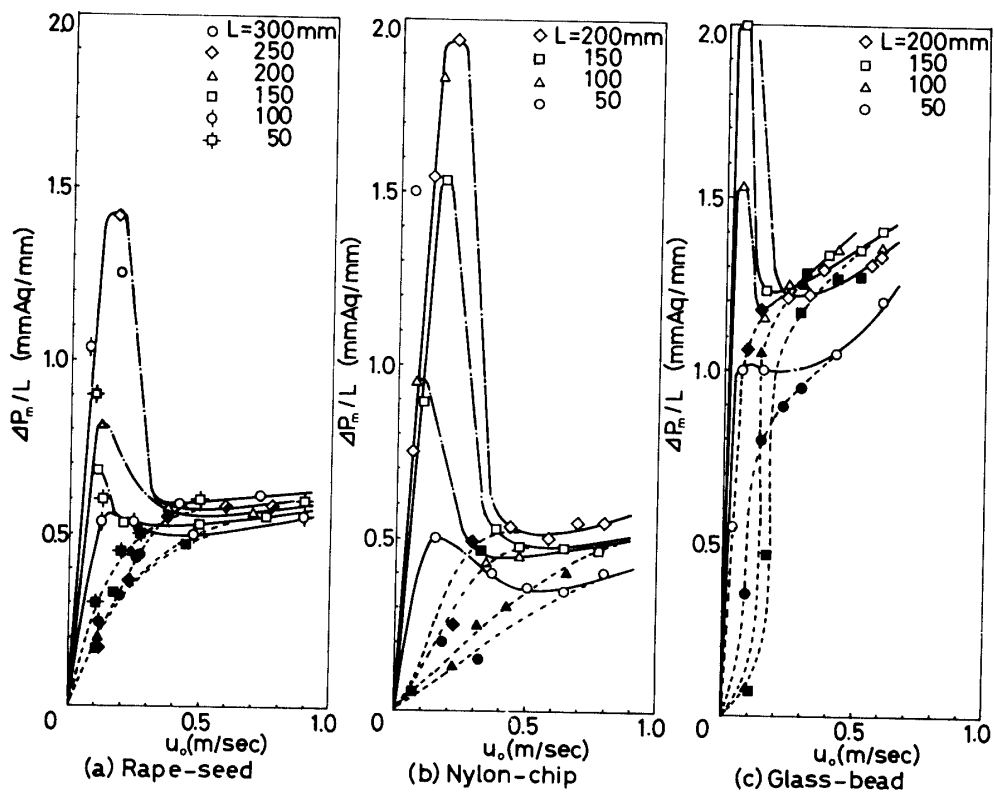


Fig. 7 Relation between $\Delta p_m/L$ and u_o

4.1.2 圧損 Δp_m と層高 L の関係

次に、層高 L による Δp_m への影響について考察する。一般に流動層では Δp_m は L に比例すると言われているので⁵⁾、縦軸に $\Delta p_m/L$ をとって空塔風速 u_o による変化を見ると Fig. 7 のようになる。試料を充填して固定層の状態から風速を上昇させた場合、層高 L によって単位長さ当りの圧損は初期充填状態のわずかな違いや、流体流路の拡大、風速の上昇速度などによってかなりのバラツキが見られるが、噴流化の状態ではほとんど一致している。Fig. 7・(a)のなたねにおいては、 u_o が 0.4m/sec 以上で $\Delta p_m/L$ がほとんど変化していないが、これは流体流路の範囲が変化しないためと考

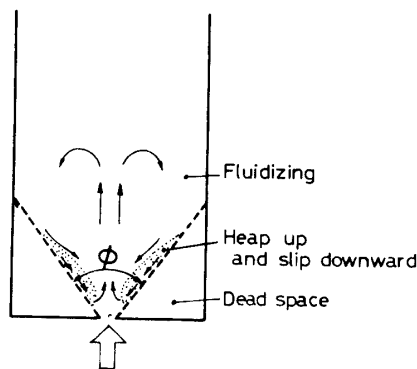


Fig. 8 Particle trajectories in the spouted bed

えられる。いま、流体流路の範囲を示す量として Fig. 8 のように流路の拡がり角度 ϕ を流動角と呼ぶことにする。そして、空塔風速 u_o との関係を示すと Fig. 9 のようになる。なたねでは、すべての層高 L について

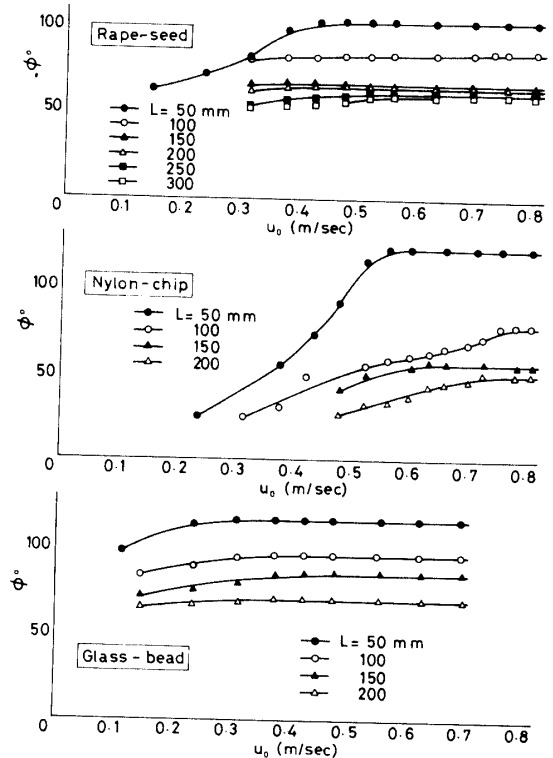


Fig. 9 Relation between ϕ and u_o

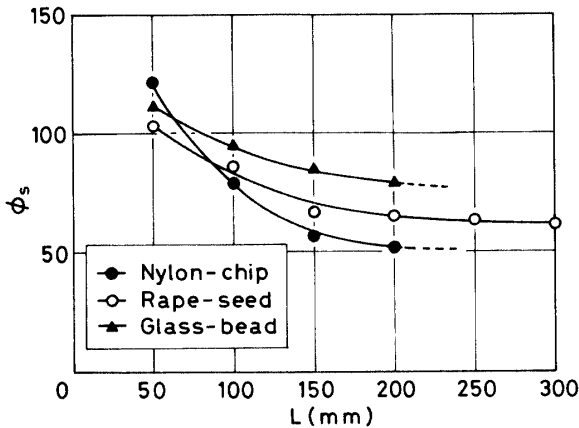


Fig.10 Relation between ϕ_s and L

$u_0 \geq 0.4 \text{ m/sec}$ では流動角 ϕ は飽和しており, Fig. 7(a)の結果と一致している. 同様にナイロンチップでは 0.55 m/sec 付近から, ガラスビーズでは 0.3 m/sec から ϕ は飽和し (Fig. 9(b), (c)), Fig. 7(b), (c) に示す $\Delta p_m/L$ の変化とはほぼ一致している.

また, 流動角 ϕ は層高 L が大きくなるに従って小さくなる傾向を示しており, 一例として Fig. 9 の飽和している流動角 ϕ_s で層高 L との関係を示したものが Fig. 10 である. いずれの試料も層高 L の増大にしたがって流動角 ϕ_s は減少し, L が 150 mm 以上になると ϕ_s は一定となる. ここで, 流動角 ϕ が小さいということは断面積が小さくなるので粉体層を通過する流体速度は大きくなって Δp_m は増大するものと考えられる. このような立場から L と ϕ , $\Delta p_m/L$ の関係を扱った場合, 層高 L の増加に対する ϕ の減少の傾向 (Fig. 10) が, L の増加に対する $\Delta p_m/L$ の増加状況 (Fig. 7) にはほぼ一致しているのはナイロンチップだけである. なたねでは層高 L によって流動角 ϕ が変化しているにもかかわらず, $\Delta p_m/L$ は L に関係なく一定値を示し (Fig. 7(a)), ガラスビーズでは層高 L が 100 mm 以上で, L に関係なく $\Delta p_m/L$ はほぼ一定であった (Fig. 7(c)).

以上より, 噴流層では圧力損失 Δp_m は流動角 ϕ が飽和すると一定となり, $L \geq 100 \text{ mm}$ では ϕ の違いが Δp_m に及ぼす影響はほとんどなくなり層高 L に比例すると言える.

4.1.3 噴流化状態の Δp_m に及ぼす試料の物性について

噴流化状態の Δp_m はほぼ一定であり, その大きさは層高 L によって変化しているので, 空塔風速が 0.4 m/sec 付近における Δp_m を縦軸に, 層高 L を横軸

にして表わすと Fig. 11 のようになる. どの試料も Δp_m は L に比例しており, 直線の傾斜 ($\Delta p_m/L$) は $d_p = 250 \mu$ のガラスビーズが最も大きく, なたね, ナイロンチップと比較すると約2倍となっている. この違いは Table. 1 の物性表から, 主として粒径と真密度あるいは見掛密度に起因しているものと予想される. そこで, $d_p = 250 \mu$ のガラスビーズと同じ真密度で粒子径の大きなガラスビーズ ($d_p = 1,480 \mu$) を用いた結果を示すと Fig. 11 の破線のようになり, Δp_m は粒子径が異なってもほとんど影響を受けないことが判る. したがって, 噴流化の状態における Δp_m は, 主として粉粒体の真密度あるいは見掛密度に支配されるものと思われる.

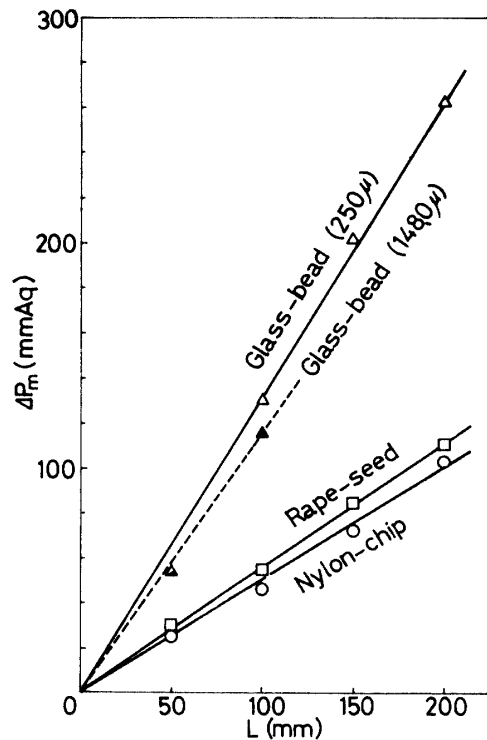


Fig. 11 Relation between Δp_m and the height of the bed L ($u_0 = 0.4 \text{ m/sec}$)

4.2 噴流開始速度 u_{0s} について

固定層から噴流を開始する流体の速度は, Fig. 6 の B 点の速度である. しかし, この点は Fig. 5 に見られるように再現性が悪い. 一方, 一度噴流化させた後に風量を減少させて固定層に移行するときの風速 (Fig. 6 の E 点) は再現性が良いので, このときの風速を噴流開始速度 u_{0s} と呼ぶことにする. 噴流開始速度 u_{0s} と層高 L の関係を表わしたのが Fig. 12 である. どの試料も L が大きくなるにしたがって u_{0s} は大きくなり, $L \geq 150 \text{ mm}$ では一定となる. 流動層では一般に流動

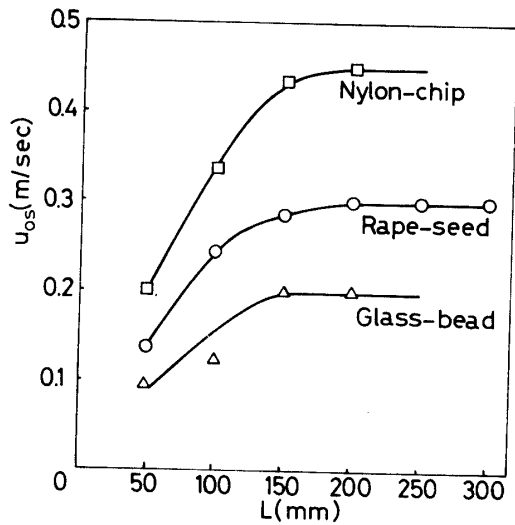


Fig.12 Relation between the minimum spouting velocity u_{0s} and L

開始速度 u_{mf} (u_{0s} と同様の考え方) は, L による変化はないと言われているが⁵⁾, 一方噴流層では層高 L の増加につれて u_{0s} が, ‘増加→一定’ となることは極めて特徴的な現象である^{9,10)}. これは, 流体送入口が層中央断面の一部分に設けられているためで, 流動角 ϕ で表わされる流体流路が風速によって変化するためと考えられる. Fig.10から判るように, L が大きくなるにしたがって ϕ は一定値に減少漸近している. すなわち, L の増加に対し ϕ がほとんど減少しなくなるという事実から, 流体流路が一定となるために Fig.12 の u_{0s} が一定値に達しているのが理解される.

次に Fig.12で上記の噴流開始速度 u_{0s} を試料別に検

討してみると, ガラスビーズが最小で続いてなたね, ナイロンチップの順に大きくなっている. この理由については粒子群が飛び出すメカニズムが複雑であるために, さらに詳細な実験を行なう必要があるものと思われるが, ここでは現象論的な考察を行なう. ガラスビーズでは, 粒子が小さいので粒子間の間隙で構成される流路が狭く, しかも曲りくねっているために送入された空気が通過しにくい状態となって, Photo.4,5に見られるような気泡が形成される. このような気泡の発生・成長による空気の滞留は直接, 気泡上部の粒子群を押し上げる原動力となるために, u_0 が小さい範囲で噴流が始まるものと考えられる. ガラスビーズの次に粒径の大きななたねでは粒子間の隙間が大きいために, 供給された空気は粒体層を比較的容易に通過し, 気泡が発生してもすぐに消滅する. (Photo.3に示すナイロンチップの気泡形成状態に類似) このために, なたねの噴流開始速度 u_{0s} はガラスビーズよりも大きくなるものと思われる. ナイロンチップではなたねと同様な気泡の発生・形成状況を示すが, 粒径がなたねより大きいことと粒子形状が円筒型であるということから, 粒子間隙が広くなりさらに大きな速度にならないと噴流し始めないものと考えられる.

4.3 噴流化状態における容器内圧力の変動状況について.

噴流層では比較的粗大な粒子を流動化させることが目的であるが, これまで述べてきたように Δp_m や風速 u_0 だけで噴流化の状態を的確に把握することは困

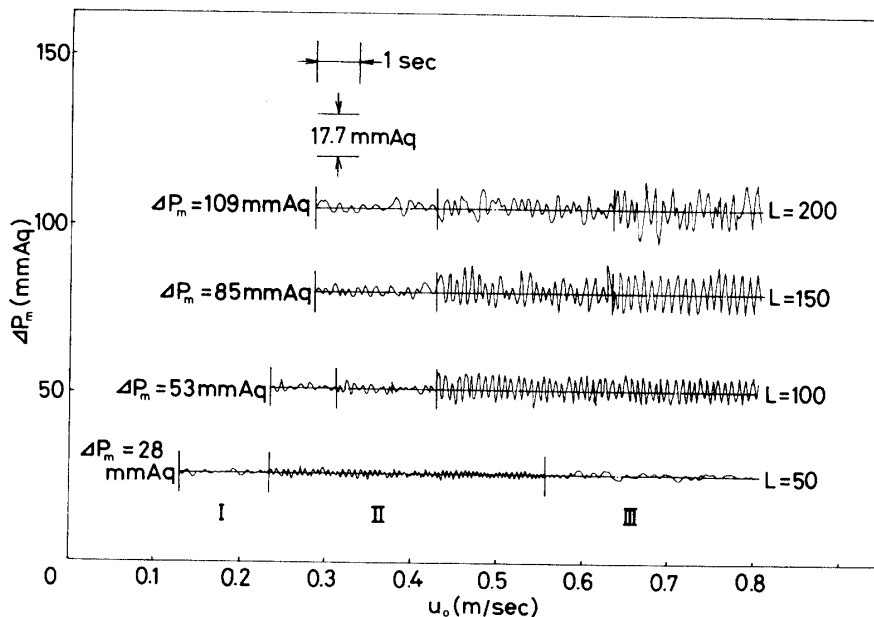


Fig.13 Variation of Δp_m in the vessel (Rape-seed)

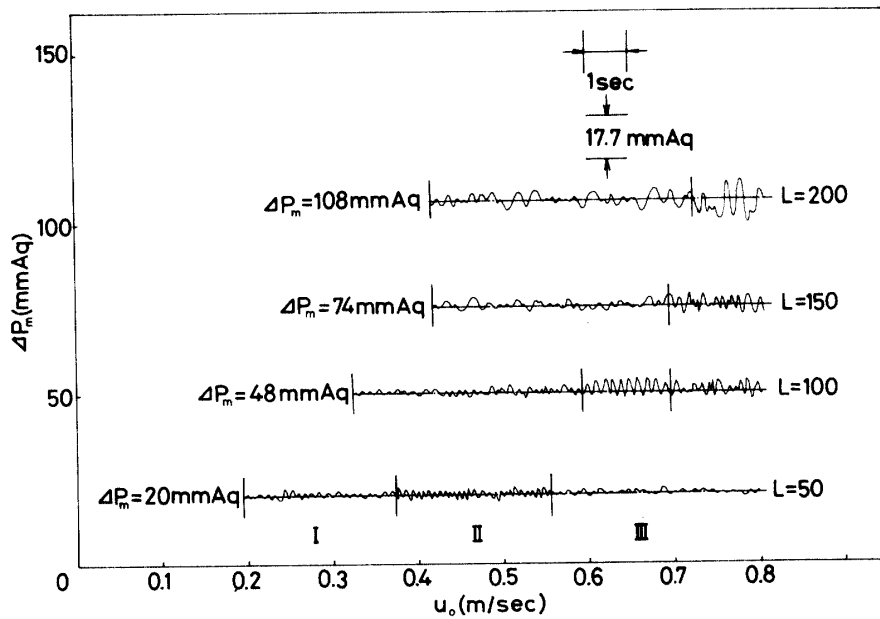


Fig.14 Variation of Δp_m in the vessel (Nylon-chip)

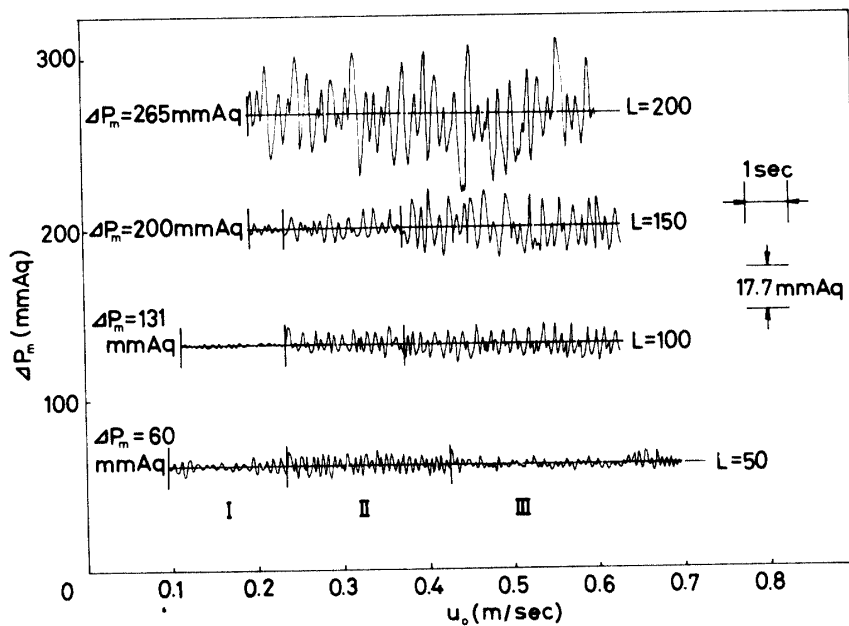


Fig.15 Variation of Δp_m in the vessel (Glass-bead)

難である。したがって、噴流作用によって行なわれる粒体層の流動化の状態を定量的に表現できる量が見出されれば極めて有用であると思われる。そこで、ここでは容器内の圧力変動の波形から噴流化の状態を“噴流化流動性指数 I_s ”なる量を定義して、この I_s を用いて考察を行なってみる。

実験装置の所で述べたように、容器内の圧力変動はピックアップ④、⑤で測定された。このとき⑤で検出される噴流層底部の圧力変動はほとんど認められなかったため、噴流層容器内の圧力変動は④で検出された。その記録波形を示したものが Fig.13, 14, 15 である。

層高 L が大きくなるにしたがって圧力の変動幅が大きくなり、 u_0 が大になるにつれても同様の傾向を示している。波形から実験の条件により大別して3つの領域に分けられるようである。その1つはPhoto. 4のように気泡が発生する領域Iで、この間では u_0 が小さく、気泡の発生はランダムであり、しかも気泡の上昇速度も遅いため Δp_m の変動幅は小さく、変動周期は不規則で比較的長い。第IIの領域では、気泡の発生は認められなかった。そして、Photo. 1, 2の(d)に見られるように、層表面において連続して粒子の噴き上げが生じている。この領域IIでは粒子の対流がスムーズに行

なわれ、噴き上げられる高さも一定しているために圧力変動の周期はほぼ一定になる。さらに、 u_0 を大きくした第Ⅲの領域では粒子の噴き上げ運動は連続的に行なわれるが、噴き上げられる高さの変動が大きいため、 Δp_m の変動状況は不規則となり、その変動幅は若干大きくなる。

ここで、なたねでは層高 $L=50\text{mm}$ 、ナイロンチップでは $L=50, 100\text{mm}$ 、ガラスビーズでは $L=50\text{mm}$ とした場合、 u_0 を上昇させたときの圧力変動の推移をみると、第Ⅲの領域でこれまでの場合と異なり圧力の変動幅が小さくなり周期が比較的長くなっているが、この傾向は第Ⅰの領域と類似している。この理由としては気柱が形成されているためで (Fig. 1・(b)参照)、 L が小さく、速度が比較的大きい場合に起る現象である。

次に、以上の実験的な事実を総合して、噴流作用によって行なわれる流動化の状態を定量的に表わす方向で、容器内の流動化の状態を考察してみる。噴流作用による粒体層の流動化の状態と Fig. 13, 14, 15 の圧力変動波形から考察すると、(a)圧力の変動が小さいほど流動化は良好である、(b)圧力変動の周期が短いほど流動化は良好であるという傾向が認められる。そこで、データを整理するための手段として Fig. 16を参照して説明を行なう。性質(a)を考慮して平均圧力損失値 Δp_m と変動波形で囲まれる面積の和 ($\sum \Delta s$) をサンプリング時間 T_0 で割ったものを平均偏差とし、性質(b)のことを考慮して上記の平均偏差を振動数 ($1/T$) で割ったものを流動化の場合に対比させて“噴流化流動性指数 (Spouted fluidizing Index) I_s ”と呼ぶことにする⁶⁾。

$$I_s = (\text{平均圧損失値と変動波形で囲まれる面積の和} / \text{サンプリング時間}) / \text{振動数}$$

$$= (\sum \Delta s / T_0) / (1/T) (\text{g} \cdot \text{wt} \cdot \text{sec} / \text{cm}^2)$$

この式より、“噴流化流動性指数 I_s ” は1周期当りにどの程度の圧力変動が存在するかということを表わしており、 I_s の値が小さい方が噴流作用による粒子群の均一な流動化が良好に行なわれていることを示す。このようにして求められた I_s と u_0 の関係を示したのが Fig. 17である。これらの図から、なたねとナイロンチップでは同じような傾向が認められ、 u_0 の上昇に伴い I_s も増大するがある風速以上になると逆に減少し始める。 I_s の増大期 (図中の区間Ⅰ) では、粒体層はゆっくりとした間欠的な噴流を繰り返しており (Fig. 6の C-D)、 u_0 の増加につれて噴流間隔が短くなるため I_s が小さくなるが、また一方、 u_0 の増加により層表面の粒子群が噴き上げられる高さが上昇するので、こ

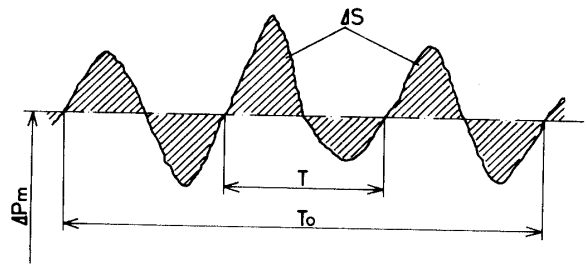


Fig. 16 Recorder of pressure drop fluctuation

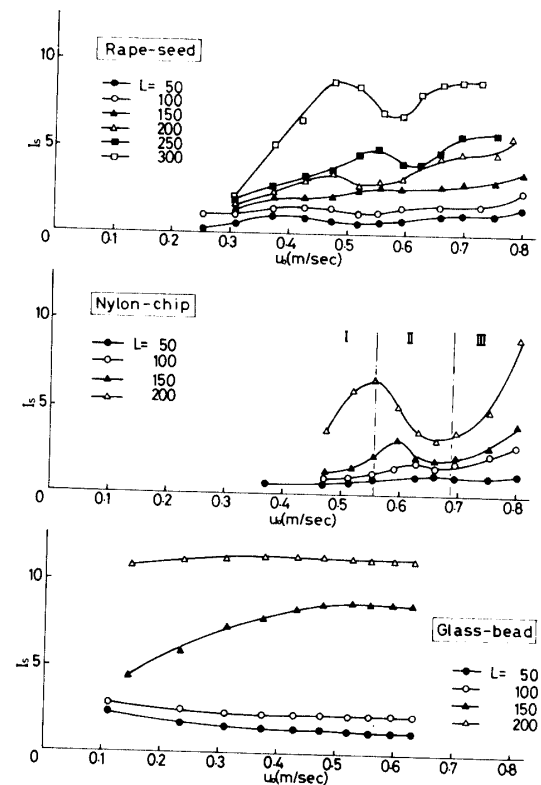


Fig. 17 Relation between I_s and u_0

のため圧力の変動幅が大きくなることにより I_s が大きくなる。流動性指数 I_s が大となるのは、前者より後者の効果が大きいためと考えられる。 I_s の減少期では安定した噴流状態となっており、 u_0 が上昇しても圧力変動幅が余り変化せず、代りに変動周期が短くなるために I_s が減少し、良好な流動化の状態となっている。(図中の区間Ⅱ) さらに u_0 を大きくすると噴流状態が不連続となり、噴き上げられる粒子群の高さも大きく変動するために、 I_s は再び増大して流動化状態は悪化している。(図中の区間Ⅲ) ガラスビーズでは、噴流作用による流動化のパターンがなたねやナイロンチップの場合と異なるために、流動化の程度を直接 I_s を用いて表現することは現状では困難であった。また、気柱が生じている (Fig. 1・(b)) ような状態では、 I_s はわずかに上昇しているだけで大きな変化は現われてい

ない。

以上より、流動化の状態を噴流化流動性指数 I_s で表現する試みは、粗大な粒子については合理的であるが、微細粒子の場合には困難な所があり、また気柱が生じる噴流化の状態についても I_s のみで表現することは困難である。

5. ま と め

以上の結果より、以下の事柄が明らかとなった。

(1)、噴流層では、微細粒子よりも粗大粒子の方が流動化に適している。

(2)、固定層では、風速上昇時と減少時では空隙率 ϵ が增大しているため圧力損失 Δp_m 曲線にヒステリシスが生じるが、噴流化の状態では風速の大小によらず Δp_m はほとんど影響を受けない (Fig. 5)。

(3)、噴流化時の Δp_m は $L \geq 100\text{mm}$ の範囲では層高 L に比例し、見掛密度が大きい粒体の方が Δp_m は大きい (Fig. 7, 11)。

(4)、噴流開始速度 u_{os} については、層高 L の増加につれて流動角 ϕ が '減少 → 飽和' するので (Fig. 10)、 u_{os} は '増大 → 飽和' することが判明した。 (Fig. 12)

(5)、圧力変動波形の観察より噴流化の状態は風速 u_o によって大別して3つに区分され、粗大粒子では噴流化流動性指数 I_s で噴流化状態を推定できるが、微細な粒子では I_s のみで噴流化状態の判定は困難である。また、 I_s のみでは気柱が生じているような噴流化の

状態までは推定することができない。

終りに、本実験については本学卒業生、島内邦夫君、船倉健史君の協力で行なわれたことを記し、感謝する。

引 用 文 献

- 1) K.B. Mathur and P.E. Gishler A.I. 'ch. E. Journal, 1, 2, 157 (1955)
- 2) T. Mamuro and H. Hattori J. Chem. Eng. Japan, 1, 1, 1 (1968)
- 3) 横川明：日本機械学会論文集 (第2部) 35, 277, 1903 (1969)
- 4) 横川明：日本機械学会論文集 (第2部) 36, 283, 365 (1970)
- 5) 白井隆：流動層, 科学技術社 (1973)
- 6) 竹田邦彦：化学工学, 21, 3, 124 (1957)
- 7) L.A. Madonna, R.F. Lama and W.L. Brisson Canad. J. Chem. Eng., 54, 33 (1976)
- 8) Z.B. Grabavcic, D.V. Vukovic, F.K. Zdanski Canad. J. Chem. Eng., 54, 33 (1976)
- 9) L.A. Madnna and R.F. Lama I & EC, 52, 2, 169 (1969)
- 10) M.A. Malek and B.C.Y. Lu I & EC, Process Des. Develop., 4, 1, 123 (1965)
- 11) 横川明：日本機械学会論文集 (第2部) 36, 283, 375 (1970)
- 12) 横川明：日本機械学会論文集 (第2部) 36, 287, 1117 (1970)
- 13) S. Ergun Chem. Eng. Progress, 48, 2, 89 (1952)
- 14) S.M. Yoon and D. Kunii I & EC, Process. Des. Develop., 9, 4, 559 (1970)

(昭和51年10月25日受理)