

# 粉粒体層の衝撃に対する応答(第1報)

早野 延男\*・原田 教男\*・森山 竜一\*\*

## Impulsive Response of the Granular Materials in a Cylindrical Vessel (1st Report)

Nobuo HAYANO, Norio HARADA and Ryuichi MORIYAMA

### Abstract

It has been said that the impulsive response impressed on the granular materials does not yield data with good reproducibility. Partly, this statement is true, and is also said that granular layer in a vessel exhibits non-linear characteristics even for static external pressure. To understand this problem we have measured the impact force of the granular layer under both the dropping of hammer and the impact from the bottom of the vessel.

Results from the above two experiments have appeared with excellent reproducibility and in those connection shock absorbing ability of granular layer could be defined from the response wave shapes. Additionally, to make the quantitative analysis of the impact mechanism some equivalent networks are constructed for various granular materials with different kind of particles.

記 号 表	な部分
$P_1, P_2$ .....ダイヤフラム型測圧器	$t_l$ .....波形の応答が時間に対して直線的な部分
$H$ .....粉粒体充填層の深さまたは $P_1$ と $P_2$ の間隔	$\frac{l}{w} + \frac{w}{l}$ .....形状係数
$h$ .....ボールの落下高さ	$\frac{l}{w}$ .....伸長度
$P$ .....粉粒体層の鉛直圧力	$\frac{w}{l}$ .....扁平度
$D$ .....容器の内径	$\tau$ .....パルス波高値の50%の値に相当するパルス巾
$\mu_w$ .....粉粒体材料と容器側壁との摩擦係数	$\tau_c$ .....パルス波高値の70%の値に相当するパルス巾
$k$ .....静土圧係数	$\alpha$ .....波高値の平均的減衰率 $\left( = -\frac{20}{H} \log_{10} \frac{a_2}{a_1} \right)$
$\phi$ .....粉粒体材料の内部摩擦角	$V$ .....伝播速度
$\gamma$ .....粉粒体材料の見掛け比重量	$H_s$ .....鉛直圧力が飽和する充填深さ
$\phi_r$ .....安息角	$\theta$ ..... $t_l$ の部分の直線と水平線との間の角度
$a_i, a_1$ .....応答波形 ( $P_1$ ) の波高値 (ピーク値)	$f_c^c$ .....粉粒体層を低域濾波器と考えた場合の実効帯域巾 $\left( = \frac{1}{\tau_c} \right)$
$a_0, a_2$ .....応答波形 ( $P_2$ ) の波高値 (ピーク値)	$T_m$ .....時間軸上の波形の重心の位置
$S_1, S_2$ .....応答波形の各部の面積 (運動量に対応)	$T_s$ .....重心 $T_m$ の周りの分散の時定数
$\rho$ .....粉粒体層の見掛け密度	$T_a$ .....重心 $T_m$ の周りの非対称の度合いを示す歪みの時定数
$t_{ri}$ .....応答波形 $P_1$ の立上り時間	
$t_{ro}$ .....応答波形 $P_2$ の立上り時間	
$t_d$ .....波形 $P_1, P_2$ 間の実効おくれ時間	
$t_n$ .....波形の応答が時間に対して非直線的	

\* 生産機械工学科

\*\* 福岡教育大学

- $g(t)$  .....系のインパルス応答または重み関数
- $a_k$  ..... $g(t)$  に関する  $t$  の  $k$  次のモーメント
- $K$  .....応答波形の面積 ( $=a_0$ )
- $G(s)$  .....伝達関数
- $C_k$  ..... $\log_e G(s)$  を  $s$  の冪級数で展開した時の展開係数
- $L$  .....むだ時間
- $\zeta$  .....振動性 2 次要素の減衰係数
- $\omega_n$  .....振動性 2 次要素の固有角振動数
- $\omega_0$  ..... $\omega_n \sqrt{1-\zeta^2}$
- $T$  .....1 次おくれ要素の時定数
- $C_{m_1}$  .....コンプライアンス ( $=\frac{1}{k}$ )
- $k$  .....ばね定数
- $r$  .....レスポンス係数 (粘性抵抗係数の逆数)
- $U_0(-0)$  .....接近速度 (落下体が表面層を打つ時の速度)
- $Z_{m_0}$  .....機械インピーダンス ( $=\frac{\text{力}}{\text{速度}}$ )

1. は し が き

容器内に 収容された粉粒体 (各種の形状, 表面状態, 粒径をもった粒子の集合体) が衝撃的な外力に対

して集団として, どのような力学的性質 (運動のモード) を示すかという問題の考察は単に工学的な興味ばかりではなく, 粉粒体層の持つ緩衝能力の評価といった実用的な面からも有用と考えられる。

粉粒体層中に埋め込まれた測圧器からの応答波形の解析手順については時間領域での解析方法と周波数領域に移って波形の持つ情報を引き出す方法の二通りが考えられる。ここでは主として時間領域での応答波形の特徴について考察を行なうことにする。

一般に衝撃的な外力に対しては, 現実のシステム (受動的な系) の応答は多くの場合, 非線型な領域に入り込むのが普通であり, とくに粉粒体層の場合については実験の方法に対して十分の配慮が必要となる。

典型的な衝撃試験の方法が Fig. 1 に示されている。このような装置を用いる場合, まず衝撃源 (impact source) の強さをどの程度の範囲に収めるかということが, 前述した系の非線型性と関連して問題となってくる。例として Fig. 2 にボールの落下高さ と応答波形のピーク値との関係が示されている。impact source の強さは impactor (本実験ではソフト・ボールを使用) の質量と接近速度 (表面を打つ時の速度) によって規定されるのは勿論であるが, さらに impactor の表面のコンプライアンス (軟かさ), 厳密に考えれば衝撃を与える部分のコンプライアンス (local comp-

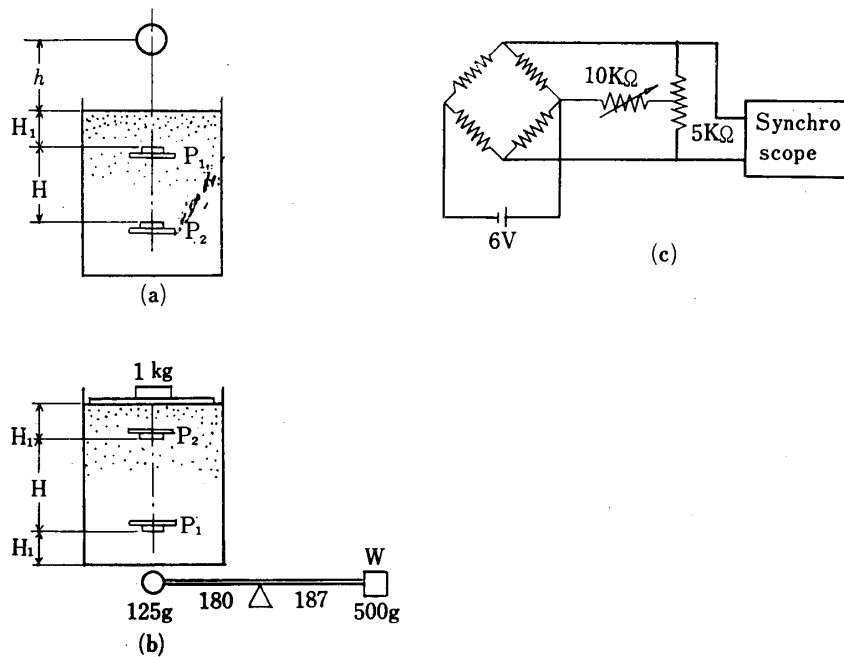


Fig. 1 Two kinds of impact test

- (a) impacting method by the dropping of a ball
- (b) impacting method by the lever from the bottom of the vessel
- (c) wiring of the pressure pick-ups ( $P_1, P_2$ ) and bridge box

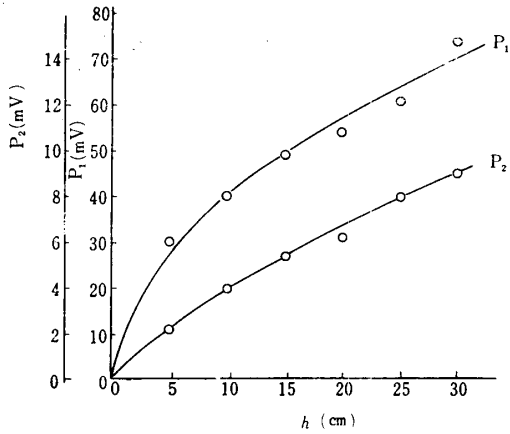


Fig. 2 Relation between the pulse height and the initial position of the ball

liance) と衝撃を受ける系の表面 (impacted surface) のコンプライアンスとが相互に影響を及ぼし合うのが実状である。(附録参照)

建築音響関係の分野では(床構造物, 敷物など各種のフロアリングのテスト用として)従来, つぎのような一応の基準 (ISO ; International Organization for Standardization R=140) が用いられてきている. すなわち, impact source として, 500gr の真鍮または鉄製のハンマー状の物体 (impact する部分の曲率半径50cm) を 4 cm の高さから落下させた場合を基準として採用しているが, 最近, このような基準を各種の床構造物, 緩衝・防音材などに対して一律に用いることの不合理性が指摘されている現状である. impacted surface が粉粒体層の場合には以上の事柄は十分に考慮されるべき問題である. Fig. 1 (b) はこのような表面における問題をできる限り除くため, 上

部より加圧して底部より衝撃を与える方法を示している.

粉粒体層の充填状態は粒子の形状, 大小などによって複雑な状態を呈するものであるが, 平均的には層の深さの増加と共に鉛直圧力はFig. 3のように指数関数的に飽和する傾向を持っている. Fig. 1 (b) の方法は上部よりの適当な加圧によって粉粒体層の応力状態の均一化を目的としたものである. この方法では粉粒体表面層の影響が軽減されるため, シンクロスコープ上の応答波形の再現性は極めて良好で, 波形は各種の粉粒体層の特徴を明瞭に反映したものとなっている.

一方, 上部より衝撃を印加する場合には, 表面層をも含めて準静的に充填された場合の粉粒体層固有の性質を調べることが主要な目的となっている. この場合, 応答波形の再現性が問題となるが, impactor の落下高さが適当であれば, 粉粒体層の表面には衝撃回数の増加と共にFig. 4のような凹みが形成され, この

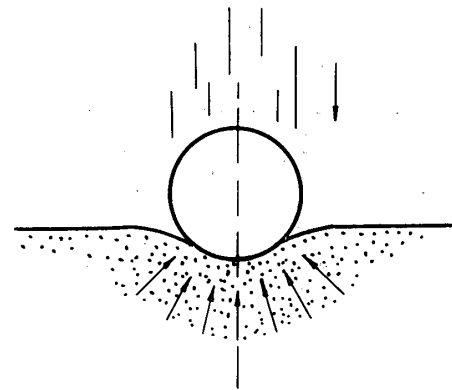


Fig. 4 Stable concaved shape of surface of granular layer by the repeated impact of the ball

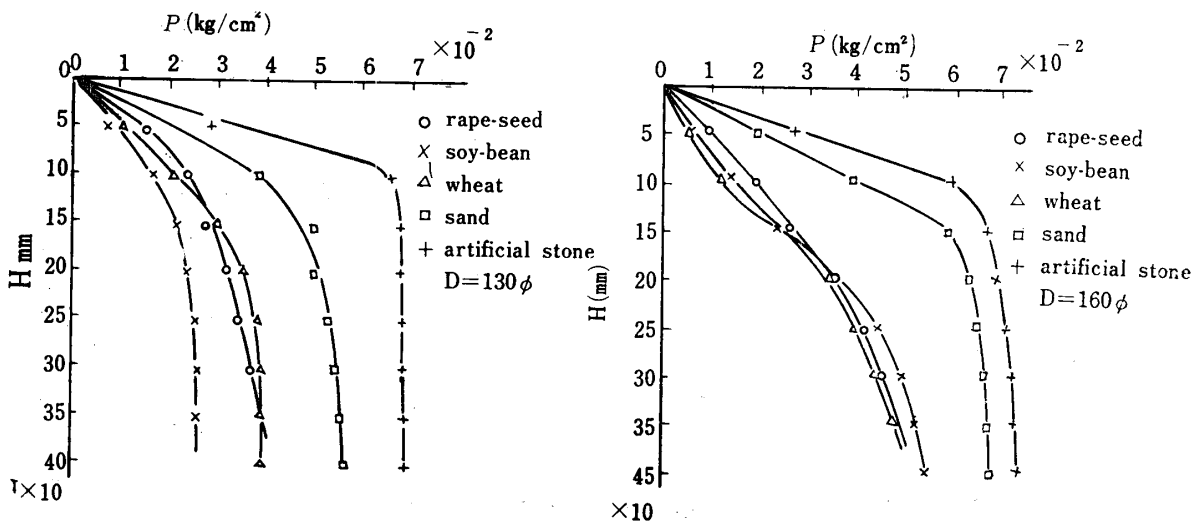


Fig. 3 Relation between the average vertical pressure (or bottom pressure) and the depth of the granular layer

凹みの形状が安定した後では、応答波形の再現性は良好なものであった。(本実験では、安定な凹みが形成されるまでに50回程度の繰返し衝撃を必要とした)

以上の実験から粉粒体層の衝撃を緩和する能力についての評価を行なうわけであるが、衝撃力の減衰の度合い及び伝播速度の大小をもって緩衝効果の内容とするのが適当と考えられる。すなわち、衝撃力の減衰が大きく、且つ伝播速度が小さければ緩衝効果が大きく、且伝播速度が小さければ緩衝効果が大きい(または伝播能力が小さい)ものとする。具体的には impact source に近い方の測圧器を  $P_1$ 、遠い方を  $P_2$  とすれば、緩衝効果が大きい場合、 $P_2$  の応答波形のピーク値は著しく小となり、 $P_1$  に比し  $P_2$  の波形は著しく歪んでくる。

つぎの段階として、粉粒体層のどのような性質が上記の衝撃力の減衰及び伝播速度に対してどのような影響を与えるかについて検討することが必要である。

Fig. 3 は粒体層の鉛直圧力(容器の中心軸上での鉛直圧力)と深さとの関係を示すものであるが、この曲線は粉粒体層の平均的な意味での充填状態に対応するものと考えられる。図より、比重の大きい砂及び寒水石の鉛直圧力は早く飽和値に到達し、なたね、大豆、小麦などの圧力の増加の傾向は緩やかである。

いま、円筒形容器に対する Janssen の式

$$P = \frac{D\gamma}{4\mu_w k} \left\{ 1 - e^{-\frac{4\mu_w k H}{D}} \right\}$$

$D$  容器直径

$P$  鉛直圧力

$H$  層の深さ

$\gamma$  粉粒体材料の見掛け比重

$\mu_w$  粉粒体材料と容器側壁との摩擦係数

$k$  静土圧係数  $k = \frac{1 - \sin\phi}{1 + \sin\phi}$

$\phi$  粉粒体材料の内部摩擦角

を用いて、自由表面  $H=0$  での鉛直圧力の勾配を求めると

$$\left. \frac{dP}{dH} \right|_{H=0} = \gamma$$

となって、この式は  $P-H$  曲線の立上りが、粉粒体層の比重によって決まることを示しているが、このことは Fig. 3 でなたね、小麦、大豆(比重は殆んど同じ)の  $P-H$  曲線が一つのグループをなして分離し難い状態と一致している。すなわち、粒子の比重及び平均粒径に余り差がない場合には、粒子の形状が異なっても粉粒体層の静的な充填状態には差が出難いと云える。

一方、なたね、大豆及び小麦の応答波形は同じ impact source に対して夫々相当異なった特徴を持っているので (Fig. 5 参照)、この違いは、結局夫々の粒子の形状の違いが主要な原因になるものと考えられる。

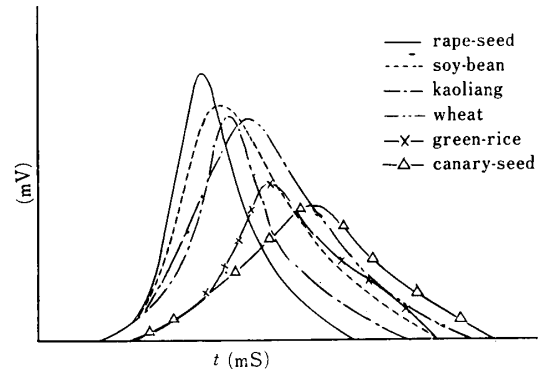


Fig. 5 Features of the responsive wave shapes of granular layer with the almost same specific gravity and the surface state

以上より、粉粒体層の動的性質のうちで衝撃に対する応答は構成粒子の形状によって大きな影響を受けるものと云える。

ここでは比重が同程度で形状の異なる6種類の粒子(なたね、高粱、大豆、小麦、米、カナリシード)を用いて実験を行ない、その結果、粒子の形状を表わす係数(形状係数,  $\eta$ )を用いて応答波形のデータを整理した場合、粉粒体層の緩衝能力(6, 7, 8)について明瞭な規則性の存在が明らかとなった。

## 2. 実験装置と粉粒体材料

この実験では測圧器として Fig. 6 に示すようなダイヤフラム型のものを使用した。特性は同図の (b) に示されるようにこの実験の印加衝撃力の範囲での直線性は良好であった。ダイヤフラムとしては 0.5mm の厚さの磷青銅板を使用し、このピックアップの固有振動数は 1755c/s であった。

波形の記録については2現象のシンクロスコープ(帯域巾は 200kc/s で、立上り時間は  $20 \times 10^{-9}$ sec, 入力インピーダンスは 1M $\Omega$ )を用い、時間軸の掃引については  $P_1$  (impact source に近い方のピックアップ)の入力電圧を用いているので Fig. 7 に示されるように  $P_1$  の立上りの部分は幾分切れている。

はしがきの所で触れたように、上方からのボールの落下による方法と上部より加圧し、底部から衝撃を加

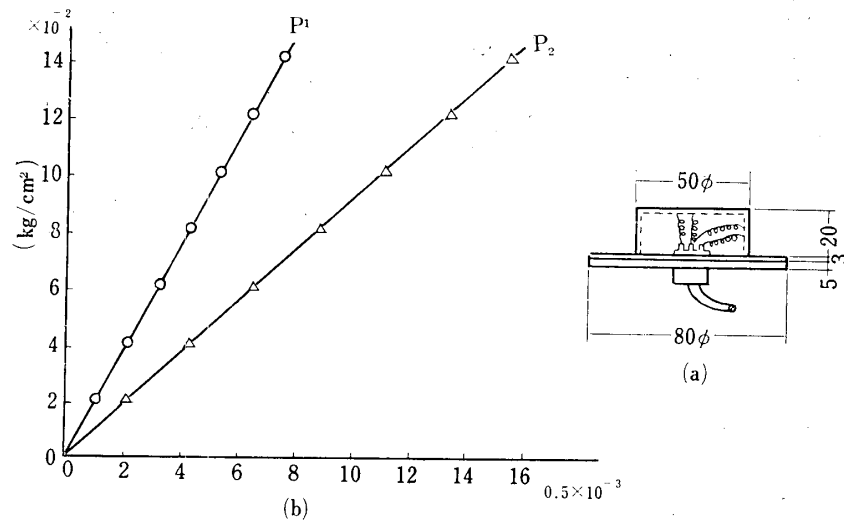


Fig. 6 Details of the structure of pressure pick-ups ( $p_1$ ,  $p_2$ ) and the calibration curves  
 (a) Thickness of the diaphragm of  $p_1$ ,  $p_2$  equals 0.5mm (phosphor-bronze)  
 (b) Abscissa means the quantity of strains

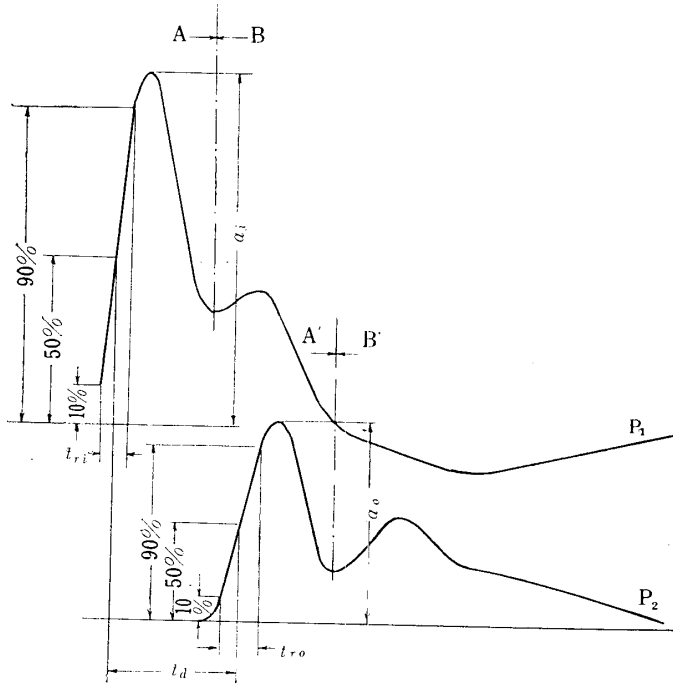


Fig. 7 Characteristic quantities of the response wave shapes. Upper trace is the trace of  $P_1$  and the lower shows the trace of  $P_2$ ,  
 $t_r$  means rise and  $t_a$  is effective retardation interval.  
 $a$  shows the height of the pulse (ordinally mv).  
 Part B, B' in the figure indicate the influences of the reflected waves from the surrounding side wall.

Table 1 Some properties of granules (For shape factor  $(l/w+w/t)$ , see 7)

	$T_m=C_1$	$T_s^2=C_2$	$T_a^3=C_3$	L	$\zeta$	$\omega_n$	$\omega_0$
100%	1.988	0.1089	-0.03906	0.523	0.722	1.016	0.702
80%	2.346	0.1809	-0.02416	0.856	0.738	1.011	0.682
67%	2.539	0.2583	-0.03349	1.019	0.752	0.998	0.656
50%	2.853	0.3147	-0.10132	1.303	0.760	0.979	0.635
25%	3.368	0.5431	-0.23378	1.678	0.784	0.927	0.574
0%	3.792	0.9047	-0.70204	2.252	0.820	0.873	0.501

$$\omega_0 = \omega_n \sqrt{1 - \zeta^2}$$

える方法の二通りの実験を併用した結果、応答波形の全体としての傾向は良く一致することが明らかとなったので、また再現性の点からも後者の方がより良好であったので、主として下部より衝撃を与えた場合について解析を行なった。

実験に使用した材料の性質は Table 1 に示されている。

### 3. 応答波形の特徴, I (ダイヤフラム型測圧器からの応答波形)

ダイヤフラム型のピックアップを粉粒体層中に埋め込んだ場合、応答波形は Fig. 8 (a) に示すように所謂 **negative tail** を引く場合が殆んどである。この型の測圧器では円板の弾性変形を電圧出力として取り出しているの、波形の縦軸は力に比例する量である。

Fig. 8 (a) の面積  $S_1$  の部分はダイヤフラムを押す力による部分なので、 $S_2$  の部分は張力を表わすことになり、一見、極めて奇妙な現象に見える。

この現象を説明するためにダイヤフラムの変形を誇張して示したのが Fig. 8 (b) である。円板は最初埋め込まれた状態で、静的な鉛直圧力により A の位置にあるとすればブリッジはこの位置で平衡させられる。パルス状の衝撃により円板は A→B→A のような変形の経過を辿るが、この部分が  $S_1$  に相当する。粉粒体層では、力の伝達は個々の粒子の直接的接触によって行なわれるが、一般に容器内での充填状態は到る所均質ではなく、また粒子の形状も球形とは限らないので、衝撃的な外力を受けた場合、粒子間には単なる圧縮力のみならず、衝撃的な外力を受けた場合、粒子間には単なる圧縮力のみならず、滑り及び回転的な運動が同時に発生し、個々の粒子の運動は甚だ複雑なものにな

ると考えられる。このため、粒子間の配位 (相互の位置関係) が変化を受け、とくにパルスの通過後、元の配位に近づくまでに或る時間を要することになり、この期間ダイヤフラム面にかかる力は、僅かながら軽減されるものと考えられる。このため、円板は A→C と変位し、除々に元の A に近づくようになるが、この部分が  $S_2$  に相当する。上記の考え方によれば、ダイヤフラムの変位の経過は

A→B→A→C→A で示される。

この実験ではシンクロ・スコープの掃引時間は 1 ms/div 程度に選んであるため、Fig. 8 (a) の応答波形の長さは 6~8 ms 程度である。これを周波数に直せば 125~166c/s 程度のもとなり、一方円板の固有振動数は 1.7kc/s となっているので **negative tail** の現象は円板の固有振動とは無関係なものである。

Fig. 8 (a) の縦軸は印加衝撃力に比例し、横軸は時間を示すので、この曲線 ( $f-t$  曲線と略称) 下の面積は粉粒体層が受け取った運動量に比例する量となる。以上の理由より、入力のもーメントムは面積  $S_1$  に比例するものと考えられ、したがって以下ではこの  $S_1$  に相当する部分の波形について解析を行なうことにする。

パルス波形の特性量の表示方法としては Fig. 9 に示される量が慣用されている。以下ではパルスの実効的な継続時間としてピーク値  $a$  の 70% の時間巾  $\tau_c$  を主として使用するが、この  $\tau_c$  は粉粒体層の伝達特性を周波数領域で評価する場合に有用なものとなる。Fig. 9 に示されるようにプリシュートが表われる場合があるが、これはダイヤフラム上の粒子の配列状態が圧縮波 (波面) の到着の影響を受けて僅かに乱される状態を示すものと考えられる。

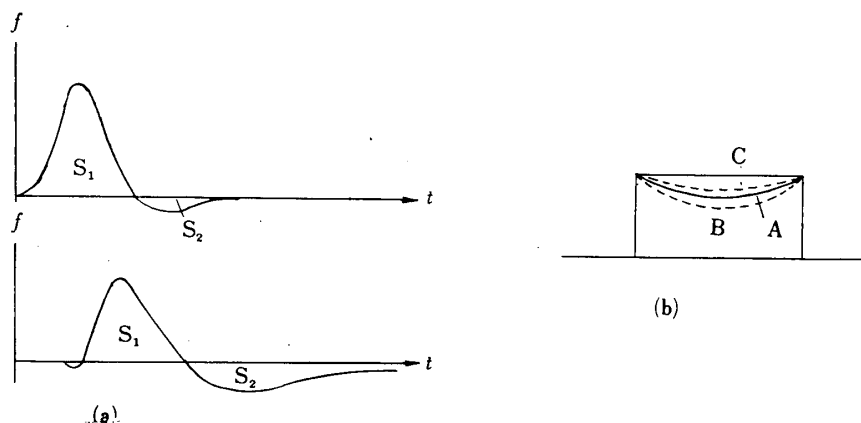


Fig. 8 A distinctive features of the diaphragm type pressure pick-up buried in granular layer position A in figure (b) corresponds the initial or static equilibrium state of pressure

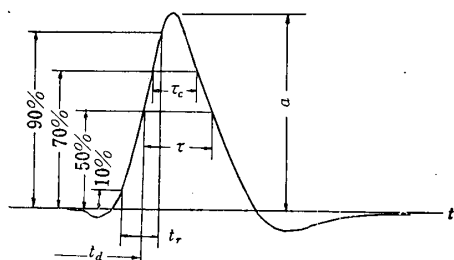


Fig. 9 Characteristic quantities of a pulse

つぎにおくれ時間  $t_d$  については、もし  $P_1$  と  $P_2$  の波形が不変(全く合同)であれば、おくれ時間=むだ時間となり、問題はないが、Fig 8(a)に見られるように  $P_2$  (impactor より遠い方)の波形はかなり歪んだ(拡がった)ものとなっている。後述するように(7) 偏平な粒子(形状係数の大きい粒子)では立上り時間の部分がとくに長く、波形の立上り部分を明確に指定することが困難となってくる。以上より、

両波形共、波高値の50%の値に対応する時間間隔をもって、実効のおくれ時間と考えることにする。

#### 4. 応答波形の特徴 II (ボールの落下方法と応答波形との関係)

はしがきで触れたように、ボールの衝撃回数が増加するにつれて粉粒体層の表面の凹みは一定の形状のものとなり、応答波形の再現性は良好となる。しかし、Fig.10に示すように、ボールの中心と凹みの中心とが、わずかずれた場合でも同図(b)に示すような“こぶ”が波形の立上り部分に発生し、ピーク値は“こぶ”の無い場合に比して低くなる。本実験ではボールの中心に穴を開け、ボールはこの中心を貫くガイドに沿って落下する装置を用いた結果、上記の“こぶ”を消すことができた。

Fig.11はボールの落下高さ  $h$  を変化させて測圧器  $P_1$  (表層部分の性質を示す)のピーク値の変化を調

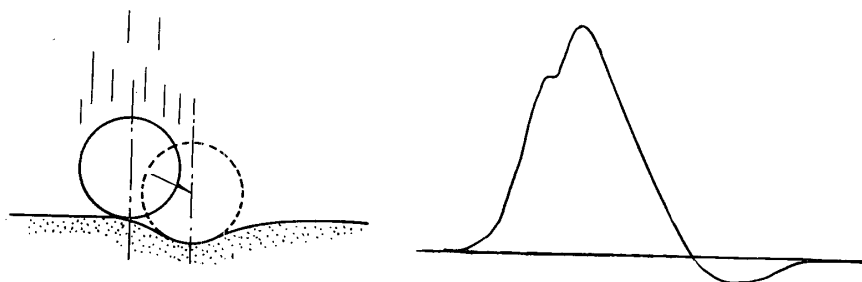


Fig. 10 Figure (a) shows the case in which the falling axes of a ball and the center of concave shape of the surface does not coincide  
(b) A disturbance appears in the rising part of the pulse in the case of (a)

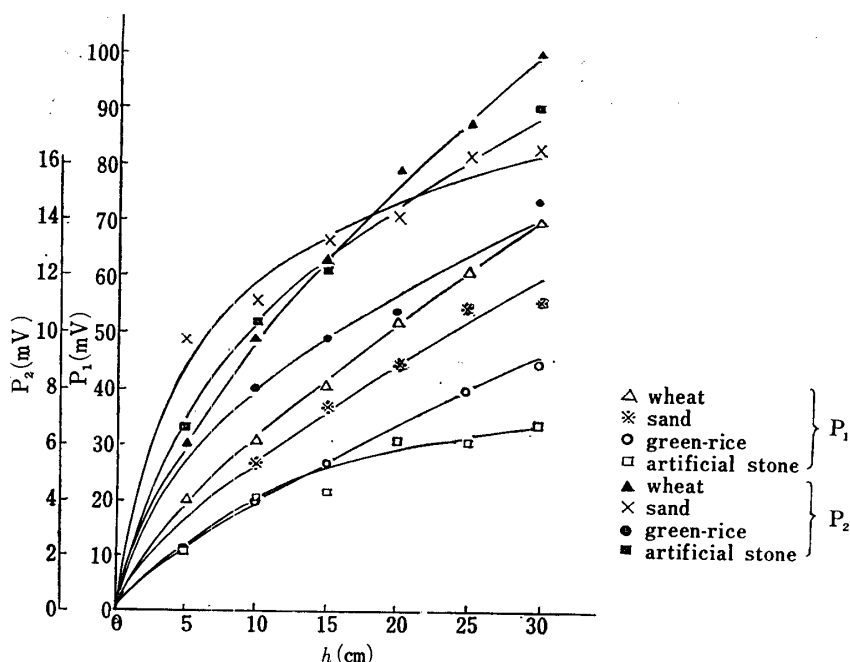


Fig. 11 Relations between the dropping height of the ball and the pulse height of response wave shape ( $P_1$ ,  $P_2$ )

べたものである。図より、 $h \leq 50\text{mm}$  までは、ピーク値と  $h$  との関係は直線と見なすことができるので、この章では落下高さは凡て  $50\text{mm}$  に統一し、シンクロスコープの感度を変化させて波高値を調節した。また、より深い層 (測圧器  $P_2$ ) では落下高  $h$  がかなり大きい所まで応答に線型な範囲が存在することが判る。

5. 応答波形の特徴 II (容器側壁からの反射波の問題)

実験は凡て円筒形容器 (肉厚  $10\text{mm}$  の塩化ビニール製、直径  $130\text{mm} \sim 280\text{mm}$ ) を用いて行なわれているため、側圧からの反射波の影響を調べておくことが必要である。

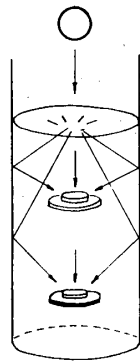


Fig. 12 Visualized model of the influence of reflected waves by the impact of dropping a ball

Fig.12には模型的に反射波の状態が示されている。容器直径  $D$  が大となれば反射波の路程は長くなり、直進波と反射波が次第に分離されてくることが予想される。

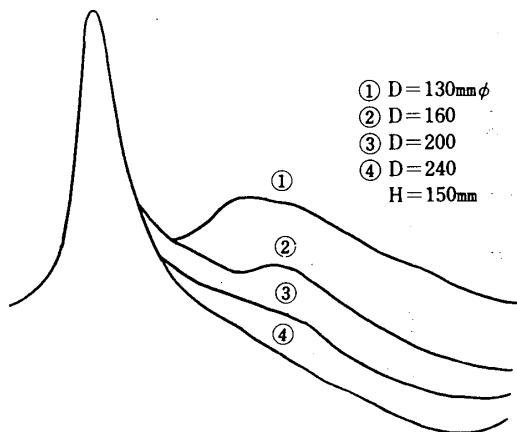


Fig. 13 Prosperity and decay of the reflected waves with the variation of the diameter of vessel

Fig 13には上部より衝撃を加えた場合、 $D$  によって反射波の位相が遅れ、また波高値も小となる傾向が示されている。

また、容器の直径を一定として、 $P_1$  と  $P_2$  の間隔  $H$  を上げて行けば、直進波と反射波の路程差は小となり、波高値は共に小となるはずである。この状態は Fig.14に示されている。

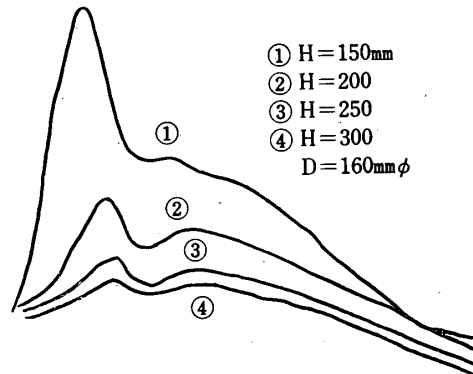


Fig. 14 Rise and fall of the reflected waves with the variation of the depth of granular layer

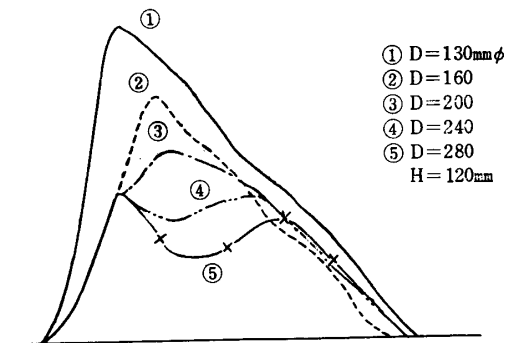


Fig. 15 This is the same figure of [Fig.13, excepting the impact method (impacting from the bottom)]

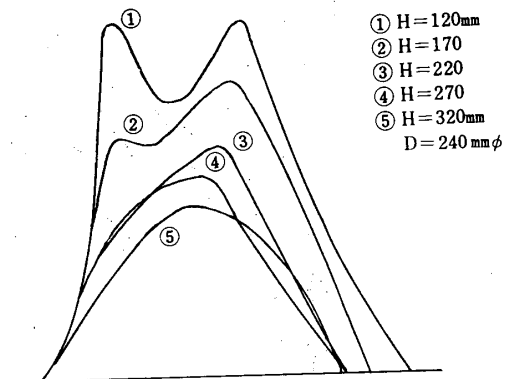


Fig. 16 The same figure of Fig.14, excepting the impact method [(impacting from the bottom)]



上部より加圧して、底部より衝撃を加えた場合の波形を Fig. 15 ( $D$ の変化による効果)と Fig. 16 ( $H$ の変化による効果)に示す。以上4板の図面はなたねの場合のみを示したが、他の粒体層に関してもすべて同じ傾向が観察される。

次節以下で行なう粉粒体層の伝達特性(緩衝効果)の考察には反射は不必要なので、容器の内側にウレタン・フォームを巻いて反射波を吸収させ、直進波のみとした場合の応答波形をFig. 17に示す。図の各波形共、立下り部分の“こぶ”状の部分(反射波群)は殆んど吸収され、波形は粒体層の種類により異なるが、所謂、ハーフ・サインパルス、ガウス型パルスまた正負パルスなどで近似できるような形状のものとなっている。

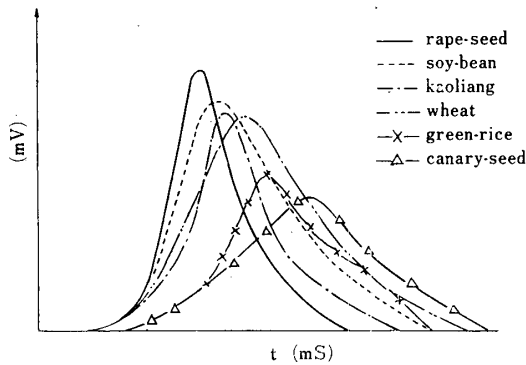


Fig. 17 Features of the responsive wave shapes with the six kinds of graules (in this case reflected waves elliminated)

6. 粉粒体層の衝撃に対する緩衝効果

粉粒体層の充填状態(静的な応力の釣合状態、または静特性と略称)は容器直径 $D$ 及び充填層の深さ $H$ によって決定される。この節では、外部より衝撃が加えられた場合、衝撃の伝達され方が充填状態とどのような関係にあるかという問題について考察する。

前節の操作により反射波が切落され、また波形の再現性も良好なので、測圧器 $P_1$ と $P_2$ の応答波形の特性量を比較することにより、粉粒体層の緩衝能力を波高値の減衰の度合(減衰率)と伝播速度(おくれ時間 $t_d$ から求める)の二つの面から検討する。まず、減衰状態を表わす量として、次式で示される量 $\alpha$ を定義する。

$$\alpha = -\frac{20}{H} \log_{10} \frac{a_2}{a_1}$$

$a_1$  測圧器 $P_1$ の波高値

$a_2$  測圧器 $P_2$ の波高値

$H$   $P_1$ と $P_2$ の間隔

$\alpha$  単位は dB/cm

となっている。

伝播速度 $V$ は

$$V = \frac{H}{t_d}$$

より計算される。

以上の定義より、 $\alpha$ 、 $V$ 両者とも $P_1P_2$ 間の粉粒体層の平均減衰率及び平均伝播速度を示すものである。以下では、これらの $\alpha$ 、 $V$ が充填状態を示すパラメーター $D$ 及び $H$ によってどのような影響を受けるかという問題を採り上げる。

Fig. 3の所で述べたように容器直径 $D$ が大きくなれば、表面層の占める割合は大となる。(鉛直圧力が飽和値に到達する深さ $H_s$ は近似的に $H_s = D \sim 2.5D$ 程度である)表面層では粒子の圧密状態は深層部に比して緩やかであり、したがって粒子間の運動の自由度は大きいものと考えられる。このことから、 $D$ が増加すれば、全体に占める表面層の割合が大となることより、衝撃力の減衰は大きくな( $\alpha$ が大となる)ものと考えられる。

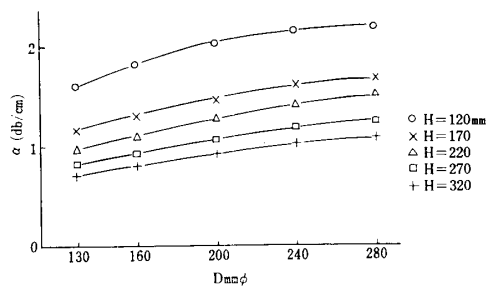


Fig. 18 Relations between damping factor  $\alpha$  and the diameter of the vessel (rape-seed)

Fig. 18には“なたね”の場合の $\alpha-D$ 曲線が示されている。予想通り、 $\alpha$ は $D$ と共に増加している。同図中でパラメーター $H$ の増加と共に( $P_2$ の位置がより深層部となるため) $\alpha$ の絶対値は減少している。

$P_2$ の深さを横軸に取った場合の $\alpha$ の変化状態についてはFig. 19に示すように $H$ の増加と共に右下りとなっている。この理由としては、 $H$ の増加と共に深層部の占める割合が大となるので、その結果粒子の運動の自由度が減少することに対応するものと考えられる。Fig. 18及びFig. 19は共になたねに対するものであるが、他の粒体層に対しても傾向は凡て同じものとなる。(  $\alpha-D$  曲線は右上り、  $\alpha-H$  曲線では右下り)

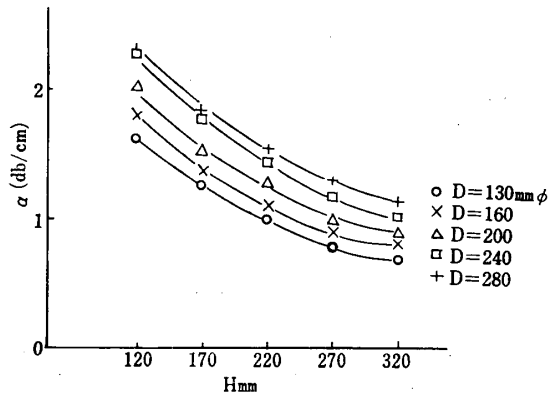


Fig. 19 Relations between damping factor  $\alpha$  and the depth of granular layer (rape-seed)

つぎに、上述の $\alpha-D$ 、 $\alpha-H$ 曲線を粉粒体の材料をパラメーターとして描いて見るとFig.20及びFig.21が得られる。図より寒水石、砂では $\alpha$ が大きき、大豆と小麦がつぎの一つのグループをなしており、なたねの減衰の度合いは最小となっている。この現象を考察するためには、平均的な充填状態を示す $H$ と $D$ だけでは不十分であり、粒子表面の粗滑の状態も含めた粒子の形状についての議論が必要となってくるが、この問題については次節においてさらに詳細な検討を行なうことにする。

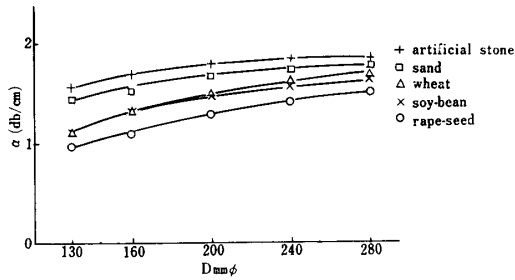


Fig. 20 Relations between  $\alpha$  and  $D$  with the several kind of granules

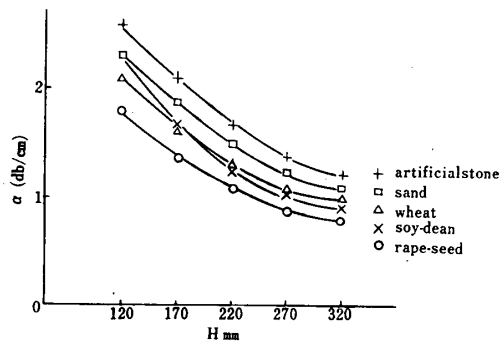


Fig. 21 Relations between  $\alpha$  and  $H$  with the several kind of granules

ここでは、ひとまずこれまでに得られた結果より、 $\alpha-D$ 、 $\alpha-H$ 曲線の一般的性質をまとめることにする。

印加衝撃力が適当な範囲にあれば

- (i)  $\alpha-H$ 曲線 (パラメーターは $D$ ) は必ず右下りとなり、
- (ii)  $\alpha-D$ 曲線 (パラメーターは $H$ ) は必ず右上りとなる。
- (iii) パラメーターを粉粒体材料とした場合、 $\alpha-H$ 、 $\alpha-D$ 曲線では寒水石、砂の減衰が最も大きい、これは粒子の形状から考えて、粒子同志が構造的に強固に組み合わさっており (interlocking なる用語も使用されている) 結果として力の伝達性に乏しいものと考えられる。一方、なたねは真球に近く、かつ、表面も滑らかであり、粒子間での interlocking は起り難く、結果として衝撃力の伝達性は良好となる。

以上で、減衰率 $\alpha$ の検討を終り、つぎに伝播速度 $V$ 実験結果を Fig.22, 23, 24 及び25に示す。Fig.22より $H$ と共に $V$ は大となり ( $V-H$ 曲線は右上り)ま

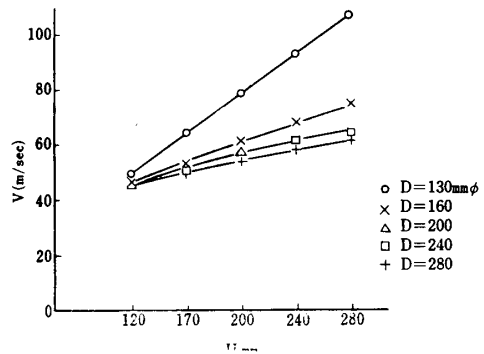


Fig. 22 The dependencies of the propagation velocity  $V$  and the depth of granular layer (rape-seed)

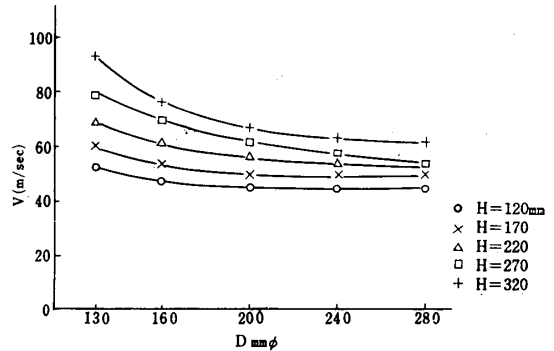


Fig. 23 Relations of the propagation velocity  $V$  and the diameter  $D$  of the vessel (rape-seed)

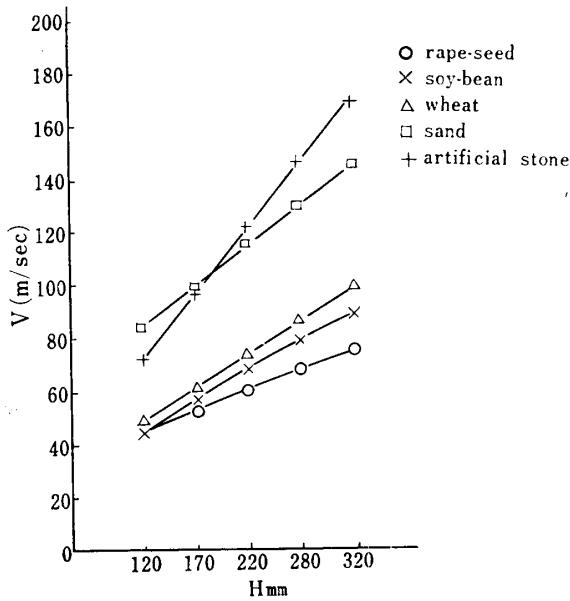


Fig. 24 V-H relations with the several kinds of granules

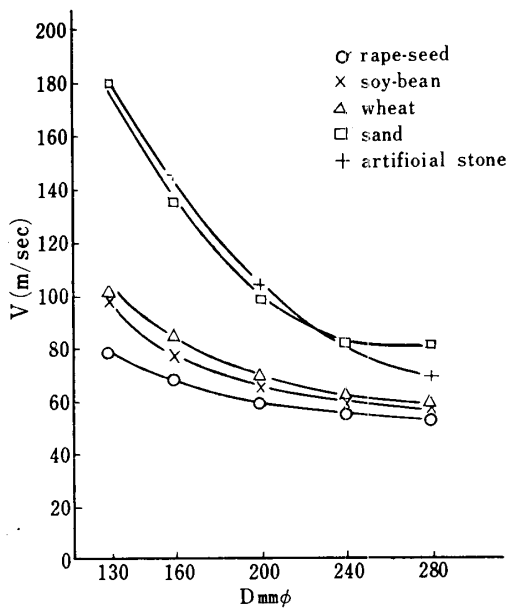


Fig. 25 V-D relations with the several kinds of granules

た伝播速度の数値はパラメーターDの増加と共に(表面層の占める割合は大きくなるため)小となっている。Fig. 23ではV-D曲線は右下りとなり、パラメーターHの増加と共にVは大となっているので、これまでα曲線に対して用いてきた充填状態の解釈はV曲線の変化の傾向に対しても、そのまま成り立っている。材料別にまとめられたV-H, V-D曲線においても、やはり寒水石、砂と大豆、小麦はそれぞれグループをな

しており、なたねの伝播速度は最小となっているので、(Fig. 24, Fig. 25) 粒子間に構造的に強固な配位ができ易い粒体層では伝播速度は大きな値を取るものと考えられる。

以上より、粉粒体層の平均的な充填状態と緩衝能力との間には明瞭な傾向が存在することが明らかとなった。

実用的な意味での粉粒体層の緩衝効果という立場からは以上で一応の目的は達成されたものと考えられるが、ここでもう一度α及びV曲線を見直して見ると、たとえばFig. 24, Fig. 25などでは大豆と小麦の伝播速度は殆んど同じであり、また同様にFig. 20, Fig. 21においても大豆と小麦のαには目立った差は認められない。一方、大豆と小麦とではその形状はかなり異なっており、またそれらの応答波形も、これを詳細に観察すればFig. 17に見られるように波形の立上りの部分などに差異が認められる。

すなわち、応答波形をパルスの波高値及び実効おくれ時間(αとVはこれらの量で決まる)といった量のみで規定した場合には(波形の内部構造を無視して単なるパルスとして取扱う限りでは)構成粒子の形状による差異は検出できないことになる。以上より、パルス波形の内部構造(立上り部分、立下り部分の詳細など)を検討すれば、粒体層を構成する粒子の形状による効果が識別されるものとの予想が可能となる。

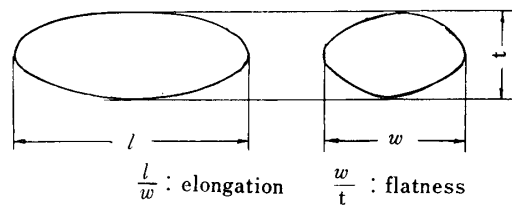


Fig. 26 Presentation of so-called 'shape-factor' ( $(l/w + w/t)$ )

このため、粒子の形状による衝撃応答の違い(形状効果)を定量的に調べる手段としてFig. 26に示すような伸長度及び偏平度なるものを考え、それらの和を以て粒子の形状係数と定義する。(この定義では球の形状係数は2となり、最小のものである) Table 2に6種類の粒子の形状係数及び表面の粗滑状態の目安として安息角の数値が示されている。

次節では、この形状係数を用いて応答波形の特徴についてさらに詳細な検討を行なうことにする。

Table 2 Shape-factor and angle of repose of the various granules

	Rape-seed	Soy-bean	Kaoliang	Wheat	Green-seed	Canary-seed
Elongation $l/w$	1.00	1.10	1.27	2.03	1.48	2.17
Flatness $w/t$	1.00	1.26	1.34	1.00	1.90	1.47
Angle of repose $\phi_r$	27°29'	28°31'	34°22'	32°25'	29°32'	19°31'

§7. 粒子形状と応答波形

同じ impact source に対して粒体層の応答（波形の詳細）が異なってくる理由として前節では粒子の形状による差異が主要な原因となり得ることが指摘された。

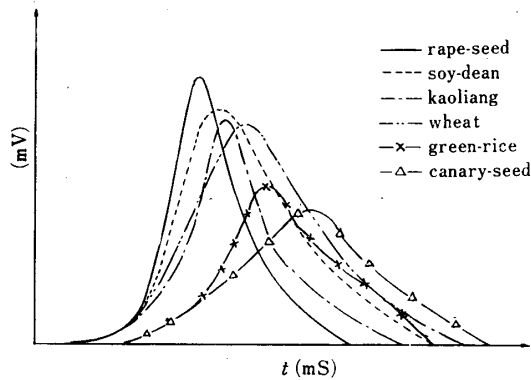


Fig. 27 Characteristics of the responsive wave shapes on the several kinds of granular layer

Fig.27には同じ impact source に対する各種の粒体層の応答波形が示されている。図より、なたねの波高値が一番大きく、カナリシードは最小であり、他の粒子の場合の波高値は両者の間に入っている。そしてこの順序は Table 2 の形状係数の順序と正しく一致

している。波形の立上りの急峻さの度合いについても同様な傾向となっている。

ここで、波形の立上り部分の特徴を表わす量として Fig.28に示す  $t_n$ ,  $t_l$ ,  $t_d$  及び  $\theta$  なる量を形状係数  $(\frac{l}{w} + \frac{w}{t})$  を横軸に取って整理すると Fig.29となる。

ここで ' $t_n$ ' は応答が時間に対して非直線的な部分を示しているが、ピックアップの特性（固有振動数は 1.7 kc/s）はこの程度の変化の速さには十分追従して行けるので ( $t_n \approx 1$  ms 程度, 約 1 kc/s) この非線型な立

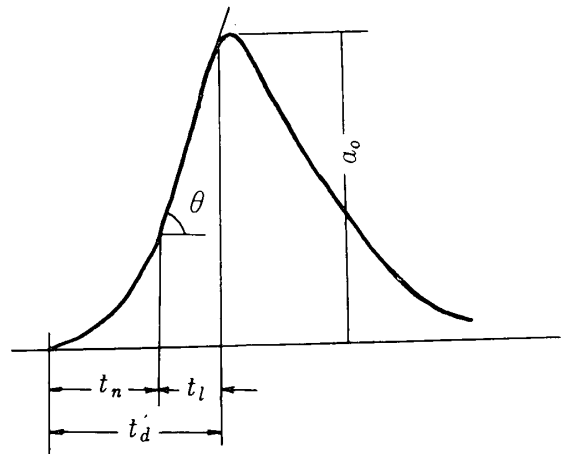


Fig. 28 Details of the rising part of a pulse

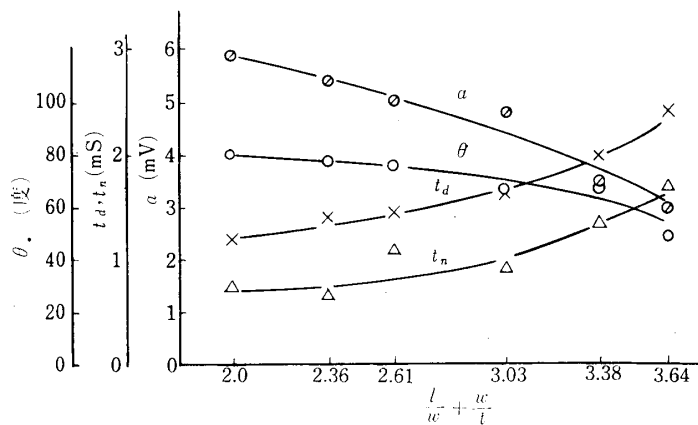


Fig. 29 Relations between the shape-factor  $(l/w+w/t)$  and the characteristic quantities ( $t_n$ ,  $t_d$ ,  $\theta$  and  $a$ ) of the rising part of a pulse

上り部分は集合体としての粒子の運動のモードに起因するものと考えられる。

一般に印加衝撃力の性質 (impact source 中に含まれる周波数成分の内容) によって、粒体層は種々の運動のモードを示すと考えられるが、この $t_n$ の部分は主として粒子間の滑り及び回転運動のモードによって衝撃力が伝達される時間に相当するものと考えられる。

上記の6種類の粒子の安息角については余り差はないので(30°前後)、安息角が粒子の表面状態の特性、したがって、粒子間の滑りの難易を示す目安と考えれば、 $t_n$ の大小は主として粒子の回転運動のモードによって決まるものと考えられる。(ただし、カナリシードの安息角は19°31'と例外的に小さく、また形状係数も3.64と他に比して非常に大きいので、この粒子からなる粒体層の諸特性については次節(§.8)で、さらに検討を行なう)

' $t_l$ 'は時間に対する応答が直線的な部分であり、(この部分の角度を $\theta$ で表わす)衝撃力の伝達が粒子の回転運動によらない部分(粒体層の弾性変形の速さ、または粒子の集合体としての粒体層の硬さとも云うべき量)に対応するものと考えられる。

' $t_d$ 'は $t_d = t_n + t_l$ を表わし、粒子の形状の違いによる総合的おくれ時間の評価として使用する。

Fig. 29では、形状係数が大となるにつれて、 $t_n$ は増加するが、これは粒子の回転運動や滑りなどの割合が大となり、衝撃を受けた場合、粒子群が一つの配位から新しい配位に移行する(再配列を行う)のに長時間を要することを示すものと考えられる。一方、球に近い粒子程 $t_n$ は小さく、これは(表面が滑らかであっても)再配列の自由度は少ないことを示している。すなわち、球形であるため、もし粒子自身の回転運動が存在したとしても、周囲の粒子群の運動に及ぼす影響は少なく、粒体層全体としての配位変更に結び付き難いものと考えられる。

以上、衝撃的外力に対する形状効果を要約すると

- (i) 形状係数が大(非球形粒子)となれば、 $t_n$ も大となるが、
- (ii)  $\theta$ 及び波高値 $a$ は小となる。(応答が遅く、減衰の度合も大となる)
- (iii) 一方、使用した粒子の弾性的な性質は類似しているため、 $t_l$ の値( $t_l = t_d - t_n$ )は余り変らない。

また、以上の事柄を別の表現を用いれば

- (iv)  $t_d$ ,  $t_n$ が大となり、 $\theta$ ,  $a$ が小なれば、衝撃

に対して粒体層は“実効的に大きな路程”を持つと云うこともできる。

また上記の $t_n$ については

- (v)  $t_n$ は粒子間の衝突過程の不規則さの度合いを示すもの

と見ることも可能である。

### §8. 混合効果(形状係数の異なる2種類の粒子の混合による緩衝効果)

衝撃に対して単一種類の粒子の集合体を示す運動のモードと粒子の形状(表面状態をも含めて)との関係については前節で考察した。

この節では、これまで使用した6種類の粒子のうちから形状の両極端のもの、なたね( $\frac{l}{w} + \frac{w}{t} = 2$ )とカナリシード( $\frac{l}{w} + \frac{w}{t} = 3.64$ )について、それらの混合割合を種々変化させて実験を行なった。

このような実験の持つ意義としては、もし混合層の性質(緩衝効果)が混合割合の変化に応じて、徐々に且つ単調に移り変ってゆくものであれば(混合%の変化は平均的な意味で構成粒子の形状係数が変わることと等価と考えられる)。さらに混合層の特性( $t_n$ ,  $\theta$ ,  $a$ など)が形状係数の変化に対して線型に近いものであれば、粉粒体層の衝撃応答の解析に対して形状係数を用いることは極めて有用なものと考えられる。

Fig. 30に混合%のうち100%, 80%, 62%, 50%, 37%, 25%及び0%の7種類の場合の応答波形が示されている。(上記の%は混合層に対するなたねの体積割合を示す)実験装置はこれまでのものと同じで、衝撃は下部より底板を介して加えられ、容器の内径は240mm $\phi$ 、測圧器 $P_1$ ,  $P_2$ の間隔は120mmで掃引時間は凡て0.5ms/divとなっている。

Fig. 30より応答波形が混合%と共に徐々に変化して行く状態が観察される。混合割合を横軸に、 $t_d$ 及び波高値 $a$ を縦軸としたものをFig. 31に示す。図中の破線は0%と100%の点を直線で結んだものであり、実線は各測定点を結んだものである。図より、 $t_d$ (緩衝能力の評価に使用、Fig. 28参照)は混合%と共に減少しており、減少の仕方は殆んど直線的である。波高値 $a$ についても同様に直線的に増加しており、形状係数の増加と共に緩衝能力も増加することが判る。

ここで、これらの応答波形の実効的な継続時間として波高値の70%の値での時間 $\tau_c$ を測定し、この逆数 $f_c$ を混合割合に対して描いたものをFig. 32に示す。

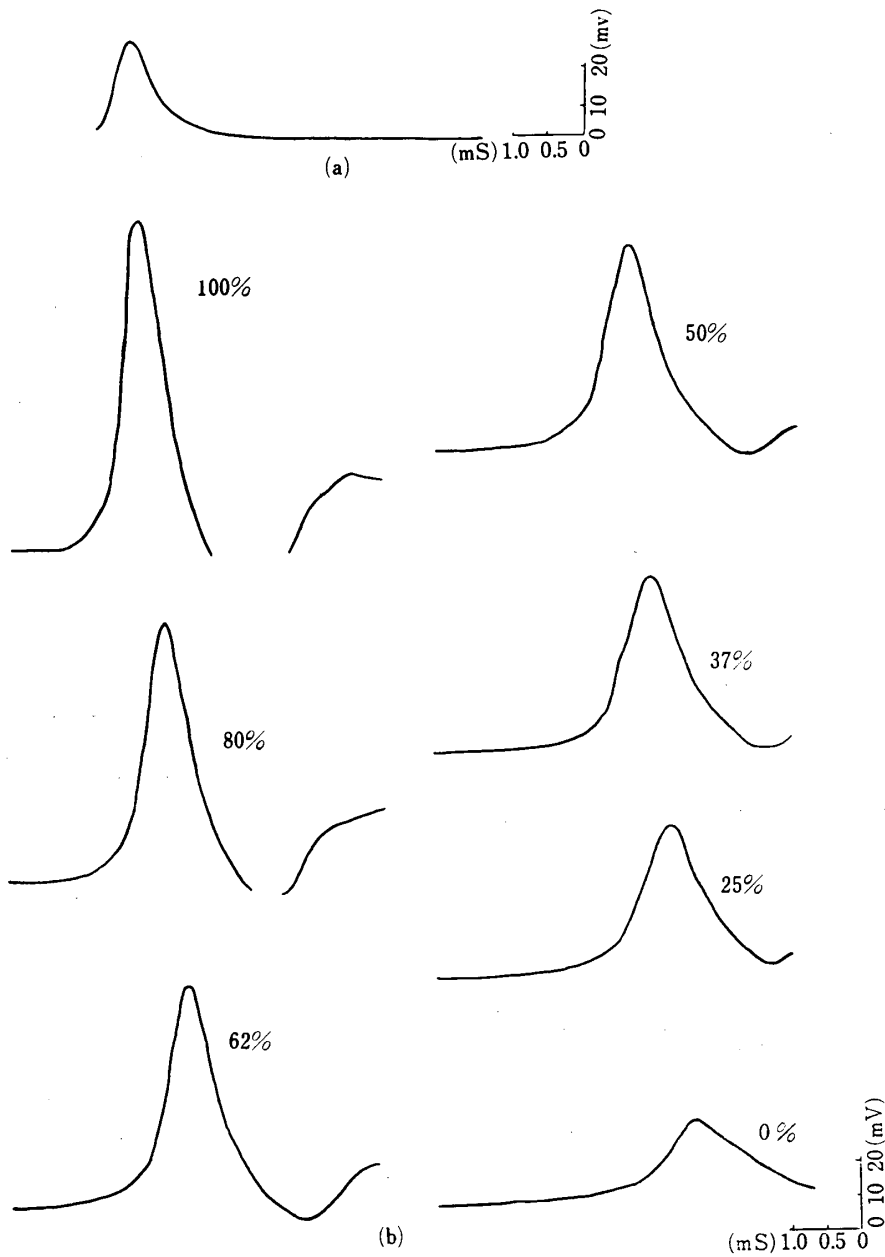


Fig. 30 Variation of the response wave shapes with the various mixing ratios (volume %) (a) wave shape of  $P_1$  (b) wave shape of  $P_2$   $D=240, H=120$

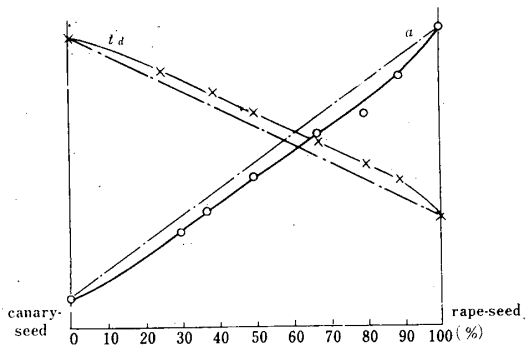


Fig. 31 Dependencies between ' $t_a$ ' (effective retardation interval), peak height ' $a$ ' and the mixing ratios

$\% \sim f_c$  曲線は殆んど完全に直線的であり、結局、形状係数は周波数領域でのデーターの解析に対しても極めて有用なパラメーターとなり得ることを示している。

### 9. 近似伝達関数による混合効果の考察

この節では粉粒体層の伝達特性を調べる手段として、近似的な伝達関数を仮定して、それらと粉粒体層の性質との関係などについて検討する。

ここで、Fig. 1に戻って考えると、真の入力 (impact source) はボールの落下、または底板の衝撃

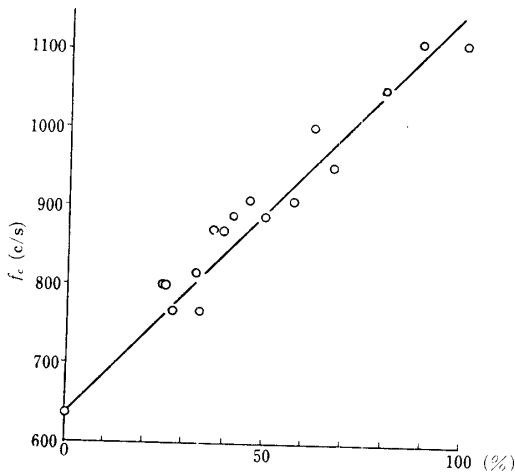
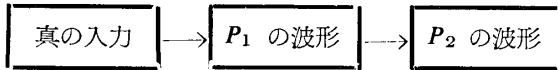


Fig. 32 Relation between the mixing ratios and the effective band width  $f_c (=1/\tau_c)$ . In this case the granular layers are considered as the low frequency pass filter

であるが、前節までの取扱いでは、図の測圧器  $P_1$  の波形を入力、 $P_2$  の応答波形を出力と考えて両者を比較することによって  $P_1 P_2$  間の粉粒体層の性質（平均的性質）を調べたことになる。



もし真の入力の形状が判明すれば、また適当な伝達関数が用いられるならば、それらを時間領域に戻すことによって  $P_1$  または  $P_2$  の応答波形を再現することは可能であり、実測波形との比較によって伝達関数の近似の良さの程度を調べることもできる。しかし、この種の実験では真の入力の形は正確には求め難く、また仮に求め得たととしてもそのような実験的な波形に対して正しくラプラス変換を施すことは困難で、結局は適当な解析的な関数で近似する以外に適当な方法はないと考えられる。

以上より、この章では粉粒体層の特徴的な部分を定量化することが主要な目的であるので、また実験全体の精度といったことから考えて、impact source を  $\delta$  入力とし、出力は測圧器  $P_2$  と考えて、近似伝関数の特性について検討を行なうことにする。解析は Fig. 30 の各波形を対象として行ない、それらの伝達関数と形状係数との関係について考察する。

計算の方法としては、まず Fig. 30 の波形を 0.1ms 単位で分割し（分割の個数  $N$  は 30 分割程度となる）、次式で定義される量  $T_m$ ,  $T_s$  及び  $T_a$  を実測値より計算する。

$$\left. \begin{aligned} T_m &= \frac{\int_0^{\infty} t g(t) dt}{\int_0^{\infty} g(t) dt} \\ T_s^2 &= \frac{\int_0^{\infty} (t - T_m)^2 g(t) dt}{\int_0^{\infty} g(t) dt} \\ T_a^3 &= \frac{\int_0^{\infty} (t - T_m)^3 g(t) dt}{\int_0^{\infty} g(t) dt} \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

上式の  $g(t)$  は  $\delta$  入力に対する系の応答（インパルス応答）を示す。ここでは impact source を  $\delta$  入力としているので  $g(t)$  は応答波形そのものとなっている。式(1)は積分形であるが、具体的には  $T_m$  は

$$T_m = \frac{\sum_{i=1}^N t_i g(t_i)}{\sum_{i=1}^N g(t_i)} \quad (2)$$

として計算を行なっている。 $T_s$ ,  $T_a$  についても同様である。式の形より、 $T_m$  は時間軸上で波形の重心の位置を示しており、 $\delta$  入力に対する平均遅れ時定数とも考えられる。 $T_s$  は重心  $T_m$  の周りの波形の拡がりの程度（分散の時定数）を示し、 $T_a$  は重心の周りの非対称の度合い（歪みの時定数）を表わしている。

いま、 $g(t)$  に関する  $t$  の  $k$  次のモーメントを  $a_k$  で表わすと

$$a_k = \int_0^{\infty} t^k g(t) dt \quad (3)$$

と書ける。 $k=0$  の場合は

$$a_0 = \int_0^{\infty} g(t) dt$$

となり、これは応答波形の面積に等しい。 $a_0 = K$  と書き、 $a_k$  を用いて式(1)の時定数を書き直すと

$$\left. \begin{aligned} T_m &= \frac{a_1}{K} \\ T_s^2 &= \frac{a_2}{K} - \left(\frac{a_1}{K}\right)^2 \\ T_a^3 &= \frac{a_3}{K} - 3 \frac{a_1}{K} \cdot \frac{a_2}{K} + 2 \left(\frac{a_1}{K}\right)^3 \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

なる関係が得られる。

つぎに  $g(t)$  のラプラス変換を  $G(s)$  と書けば

$$G(s) = \int_0^{\infty} g(t) e^{-st} dt \quad (5)$$

と書けるので、この  $G(s)$  を  $a_k$  を係数とする  $s$  の冪級数で展開すれば

$$G(s) = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{a_k}{k!} (-s)^k \quad (6)$$

となり、式(4)より  $a_k$  が求められているので、上式から  $G(s)$  の形が決定される。

ここで、さらに  $G(s)$  の対数を取って

$$\log_e G(s) = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{c_k}{k!} (-s)^k \quad (7)$$

と書けば

$$\left. \begin{aligned} k=0 \text{ のとき } K &= a_0 = \int_0^{\infty} g(t) dt = e^{c_0} \\ k=1 \text{ のとき } c_1 &= \frac{a_1}{K} = T_m \\ k=2 \text{ のとき } c_2 &= \frac{a_2}{K} - \left(\frac{a_1}{K}\right)^2 = T_s^2 \\ k=3 \text{ のとき } c_3 &= \frac{a_3}{K} - 3 \frac{a_1}{K} \cdot \frac{a_2}{K} \\ &\quad + 2 \left(\frac{a_1}{K}\right)^3 = T_a^3 \end{aligned} \right\} (8)$$

などとなって、式(8)より  $a_k$  と  $c_k$  との関係が求められる。ここで、式(7)のような形を改めて用いた理由として、たとえば近似系の伝達関数が  $G(s) = \frac{G_1(s)}{G_2(s)}$  のような形式となっている場合、対数を取れば

$$\begin{aligned} \log_e G(s) &= \log_e G_1(s) - \log_e G_2(s) \\ &= \sum_k \frac{c_k}{k!} (-s)^k - \sum_l \frac{c_l}{l!} (-s)^l \end{aligned}$$

と書いて、 $s$  の同じ冪の係数は差で表わすことができる利点がある。式(4)で実測値  $T_m$ ,  $T_s$ ,  $T_a$  と  $a_k$  との関係が求められているので  $a_k$  と  $c_k$  との関係式(8)を用いれば、 $a_k$  を通して  $T_m$ ,  $T_s$ ,  $T_a$  と  $c_k$  とは結びつき、かなり複雑な伝達関数の係数を実測値より求める場合にもこの方法は有効なものと考えられる。

ここで近似伝達関数としてむだ時間要素と振動性 2 次おくれ要素の組合せを用いた、

$$G(s) = \frac{G_1(s)}{G_2(s)} = \frac{e^{-Ls}}{1 + 2 \frac{\zeta}{\omega_n} s + \frac{1}{\omega_n^2} s^2} \quad (9)$$

を考えてみる。この系の未知量は  $L$ ,  $\omega_n$ ,  $\zeta$  の三つなので、三つの関係式があれば  $L$ ,  $\omega_n$ ,  $\zeta$  は決定される。式(9)を  $s$  の 3 次の項まで展開して、それと式(7)を

$G(s) = e^{\sum_{k=0}^{\infty} \frac{c_k}{k!} (-s)^k}$  の形とし、やはり  $s$  の 3 次の項まで展開し、両者の係数を比較すれば

$$\begin{aligned} c_1 &= L + 2 \frac{\zeta}{\omega_n} \\ c_2 &= \frac{2}{\omega_n^2} (2\zeta^2 - 1) \\ c_3 &= \frac{4\zeta}{\omega_n^3} (4\zeta^2 - 3) \end{aligned} \quad (10)$$

となる。この場合は  $a_0 = K = 1$  となる。

$c_1$ ,  $c_2$ ,  $c_3$  は実測値より求められているので、上式より近似系の特性量  $L$ ,  $\zeta$ ,  $\omega_n$  の数値が決定される。(Table 3 参照) Fig. 33 には混合 % に対する  $L$ ,  $\zeta$ ,  $\omega_n$  などの変化が示されている。図より形状係数が小となるにつれて (なたねの混合 % の増加につれて)、むだ時間  $L$  及び減衰係数比  $\zeta$  は小となるが、系の固有角振動数  $\omega_n$  は大となって、系は振動的な性格を帯びて来るが、これは応答波形 (Fig. 30) に

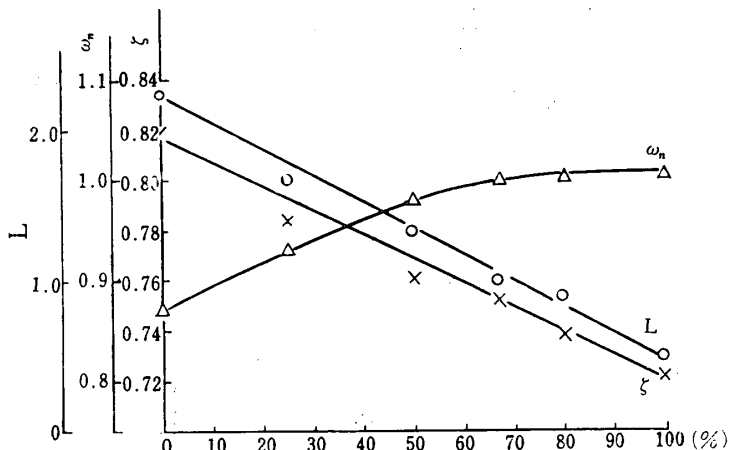


Fig. 33 Relations between shape-factor and the characteristic quantities of the formula (9)

その特徴が良く表現されている。式(9)を時間領域に戻せば

Table 3 Relations between shape-factor and the numerical values of  $L$ ,  $\omega_n$ ,  $\zeta$  in the formula (9)

	Rape-seed	Soy-bean	Kaoliang	Wheat	Green-rise	Canary-seed
Apparent density $\rho$	0.678	0.750	0.781	0.780	0.736	0.726
$l/w + w/t$	2.00	2.36	2.61	3.03	3.38	3.64
Angle of repose $\phi_r$	27°29'	28°31'	34°22'	32°25'	29°32'	19°31'



$$g(t) = u(t-L) \cdot \frac{\omega_n}{\sqrt{1-\zeta^2}} \cdot e^{-\zeta\omega_n(t-L)} \cdot \sin\{\omega_n\sqrt{1-\zeta^2}(t-L)\}$$

となるが、この式で  $t=L$  での応答波形の立上りの勾配を求めると ( $t-L=t_1$  において)

$$\left. \frac{dg(t_1)}{dt_1} \right|_{t=0} = \frac{\omega_n}{\sqrt{1-\zeta^2}} \cdot \omega_n \cdot \{-\zeta + \sqrt{1-\zeta^2}\} \neq 0$$

となり、波形の立上りの状況については Fig. 30 の各形波の特徴と合致しないが、この点は伝達関数(9)の欠点となっている。

つぎに、1次おくれ要素と振動性2次おくれ要素を結合した

$$G(s) = \frac{1}{(1+Ts) \left( 1 + 2\frac{\zeta}{\omega_n}s + \frac{1}{\omega_n^2}s^2 \right)} \quad (11)$$

を用いて、 $\delta$  入力に対する応答について考察する。前述の方法によって波形の3次までのモーメントの実測値 ( $T_m=c_1$ ,  $T_s^2=c_2$ ,  $T_a^3=c_3$ ) と系の特性量  $T$ ,  $\zeta$ ,  $\omega_n$  との関係を求めると次式が得られる。

$$\left. \begin{aligned} c_1 &= T + 2\frac{\zeta}{\omega_n} \\ c_2 &= T^2 + \frac{2}{\omega_n^2}(2\zeta^2 - 1) \\ c_3 &= T^3 + \frac{4\zeta}{\omega_n^3}(4\zeta^3 - 3) \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

式(12)を用いて計算された  $T$ ,  $\zeta$ ,  $\omega_n$  の数値を Table 4 に示す。Fig. 34 には混合%に対する  $T$ ,  $\zeta$ ,  $\omega_n$  などの変化の状態が示されている。Fig. 34 より、なたねの混合%の増加と共に(平均的形状係数の減少と共に)時定数  $T$  は小となり(系の速応性は増し)一方  $\omega_n$  は大となることから、粉粒体層は衝撃に対して振動的な様

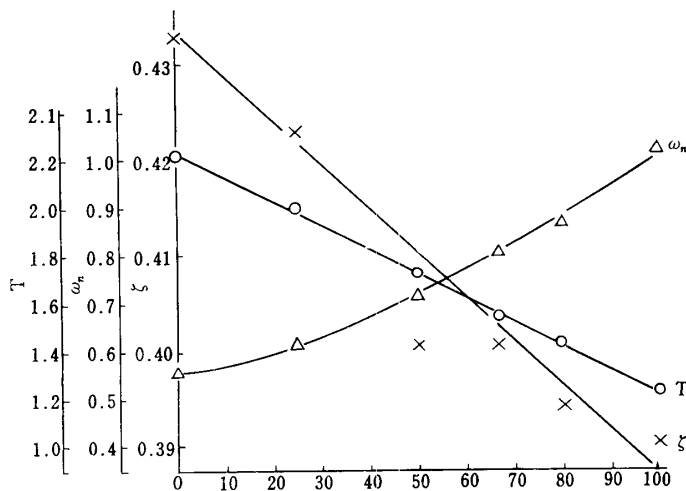


Fig. 34 Relations between shape-factor and the characteristic quantities of the formula (11)

Table 4 Relations between the shape-factor and the characteristic quantities of the transfer function {formular (11)}

	T	ζ	ω <sub>n</sub>
100%	1.2342	0.3909	1.037
80%	1.4299	0.3939	0.860
67%	1.5392	0.4005	0.801
50%	1.7288	0.4007	0.713
25%	1.9880	0.4229	0.613
0%	2.2308	0.4323	0.554

相を帯びてくるが、このことは前述の伝達関数(式(9)及び Fig. 33)の傾向とも一致している。

式(11)を逆変換して時間領域での応答を求めれば

$$g(t) = \frac{\omega_n^2}{T} \left\{ \frac{1}{\omega_n^2(1-\zeta^2) + \left(\frac{1}{T} - \zeta\omega_n\right)^2} \cdot e^{-\frac{t}{T}} + \frac{1}{\omega_n\sqrt{1-\zeta^2}} \cdot \frac{\sin\{\omega_n\sqrt{1-\zeta^2} \cdot t - \phi\}}{\sqrt{\omega_n^2(1-\zeta^2) + \left(\frac{1}{T} - \zeta\omega_n\right)^2}} \cdot e^{-\zeta\omega_n t} \right\}$$

$$\phi = \tan^{-1} \frac{\omega_n\sqrt{1-\zeta^2}}{\left(\frac{1}{T} - \zeta\omega_n\right)}$$

となるがこの式は

$$g(0) = 0$$

$$\left. \frac{dg(t)}{dt} \right|_{t=0} = 0$$

となるので、波形の立上りの部分は Fig. 30 の実測波形の特徴と合致しており、前述の場合(式(9)の場合)より改善されたものとなっている。

### 10. むすび

(i) 貯槽内の粉粒体層の動的な性質をボールの落下による衝撃と上部より加圧して、底部より衝撃を与える二通りの方法によって検討し、良好な再現性を持つ結果が得られた。

(ii) 応答波形には negative tail の部分が表れる場合があるが、この原因はダイヤフラム型ピックアップと粉粒体層の相互関係から生ずることが判明した。

(iii) 応答波形中には側壁よりの反射波の影響が表れるが、この反射波の位相及び強度

などが容器直径及び充填深さを变化させた場合などのような相互関係にあるかという問題について実験的に確認することができた。

(iv) 粉粒体層の充填状態によって応答波形は大きな影響を受けるが、本実験では充填状態を表示するパラメータとして容器直径と充填深さをを用いて実験結果を整理した場合、粉粒体層の特徴が明瞭な規則性をもって表現できることが明らかとなった。

(v) 粒体層中に埋められた二つの測圧器からの応答波形を比較することによって、粒体層の衝撃緩和特性及び伝播速度(緩衝能力)などについて定量的な結果が得られた。

(vi) 見掛け密度及び表面状態の類似な6種類の粒体層(なたね, 大豆, 高粱, 小麦, 米及びカナリ・シード)を同じ充填状態(容器直径, 充填, 深さ, 充填

方法などを同じにして)で比較した結果、構成粒子の形状の違いによる効果が応答波形の細部構造(特に波形の立上りの部分)と密接な関連を持つことが判明した。

(vii) 見掛け密度が等しく、形状が著しく異なる2種類の粒子を種々の割合で混合した粒体層に対する応答波形の各種の特性量は形状係数を用いて整理すれば有意な結果の得られることが明らかとなった。

(viii) また、形状係数は周波数領域での粒体層の特性量(低域濾波器と考えた場合の実効帯域巾)の整理に対しても有用な役割を果たすことが判明した。

(ix) 応答波形の重心の回りのモーメントを用いて近似伝達関数を構成した結果、伝達関数のパラメータは粒体層の示す衝撃緩和特性の傾向と良好な一致を示すことが明らかとなった。

付 録

逆類推法( $f$ (力) $\rightarrow i$ (電流)を用いて、ボールの落下による粉粒体層の衝撃応答のモデルを構成した例を Fig. A. 1 に示す。図中の  $Z_{m_0}$  は測圧器  $P_1$  に対する基礎(粒体層の深層部)の機械インピーダンスを示す。モビリティ法を用いているので、同図(b)の裏回路表示では機械インピーダンスが電気インピーダンスに直される必要から  $1/Z_{m_0}$  となっている。

入力を落下体のモーメント  $M U_0(-0)$ , 出力をピックアップ面に作用する力  $f(s)$  とした場合の伝達関数は次式で示される。

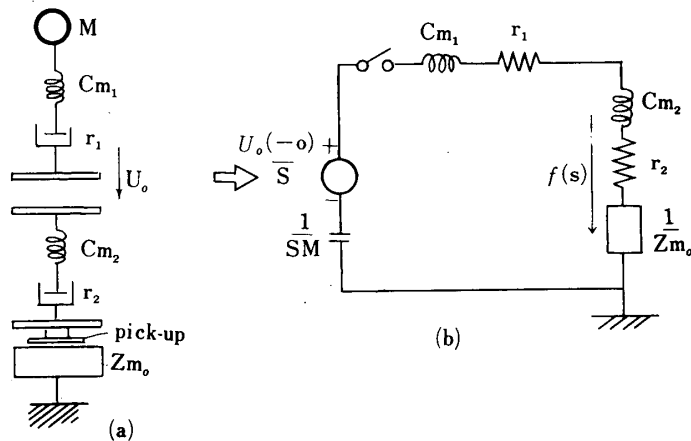


Fig. A. 1 Equivalent electrical network for the impulsive response of the granular layer by the dropping of a ball

$$f(s) = \frac{1}{s^2 + \left\{ \frac{r_1 + r_2}{c_{m_1} + c_{m_2}} + \frac{1}{Z_{m_0}} \cdot \frac{1}{c_{m_1} + c_{m_2}} \right\} s + \frac{1}{M(c_{m_1} + c_{m_2})}} \cdot M U_0(-0)$$

系の固有角振動数  $\omega_n = \left( \frac{1}{M(c_{m_1} + c_{m_2})} \right)^{1/2}$  は

impactor (ボール) の compliance  $C_{m_1}$  の影響を受けて  $C_{m_1}$  が無い場合よりも小となり、一方減衰の度合いは大となる。また、この伝達関数は式(9)と一致している。

なお、Table A. 1は応答波形を時間領域及び周波数領域で解析する場合の手順とそれらの間の相互関係についてまとめたものであり、次回の報告では主として周波数領域に就て応答波形の解析を行う予定である。

謝 辞

本研究に対して終始御指導、御鞭撻を賜わっている京都大学工学部化学工学教室、井伊谷鋼一教授、吉岡直哉教授並びに九州工業大学機械工学教室、上滝具貞教授に深く感謝致します。

参 考 文 献

- 1) B. G. Watters: J. Acous. Soc. 37, No. 4 619 (1965)
- 2) 井伊谷, 堀田: プロセス制御の基礎, 朝倉書店 (1967) p.17
- 3) 高橋: 回路, 裳華房, (1962)
- 4) 高井, 長谷川: ラプラス変換法入門, 丸善 (1967) p.136
- 5) 中野: パルス回路入門, オーム社, (1962) p.147
- 6) 上滝, 早野, 森山: 日本機械学会第44期通常総会講演前刷集, 89 (1967)
- 7) 上滝, 早野, 森山: 日本機械学会, 中国, 四国, 九州連合講演会, 29 (1967)
- 8) T. Jyotaki & N. Hayano: JSME Semi-International Symposium, 27 (1967)

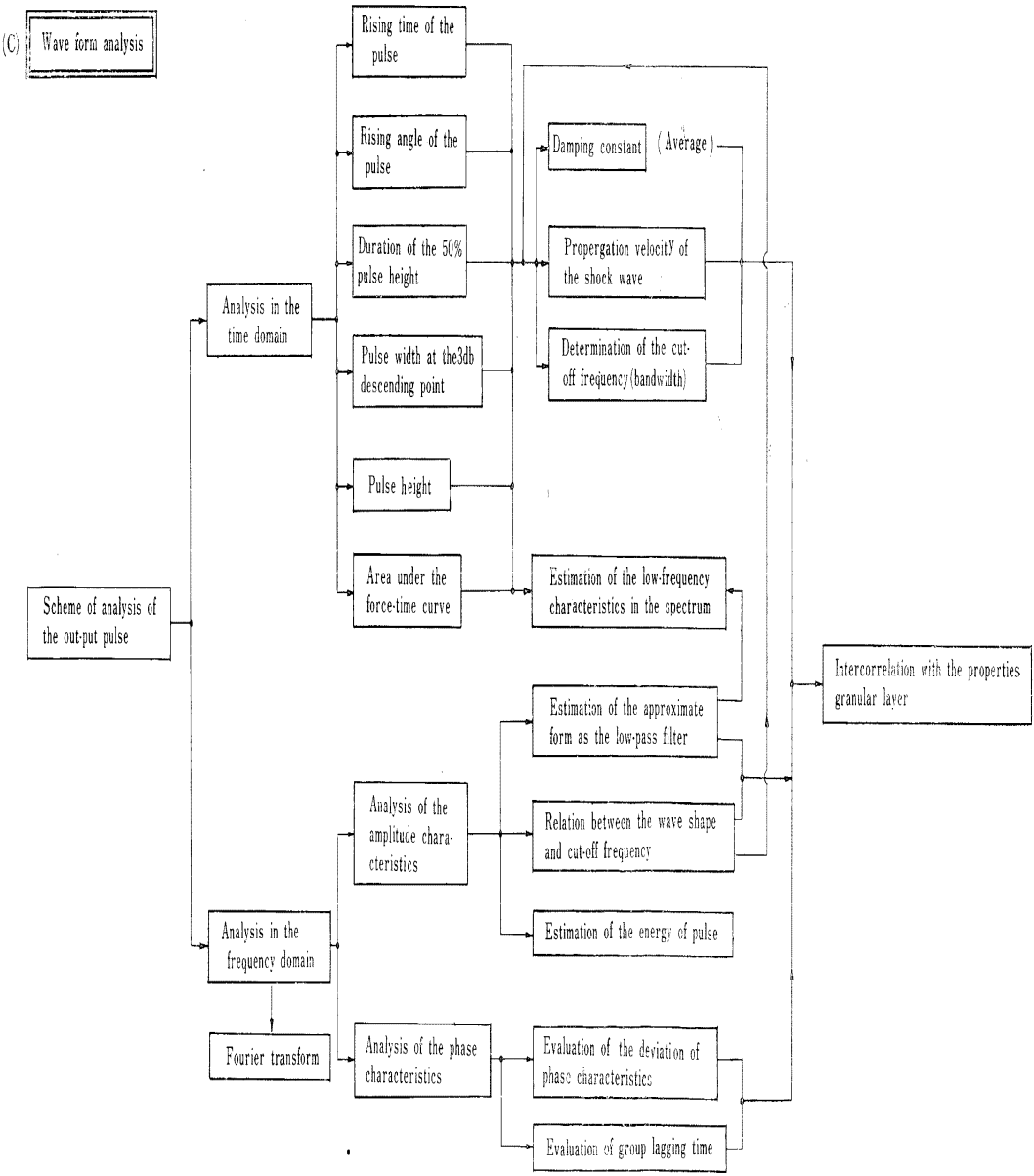
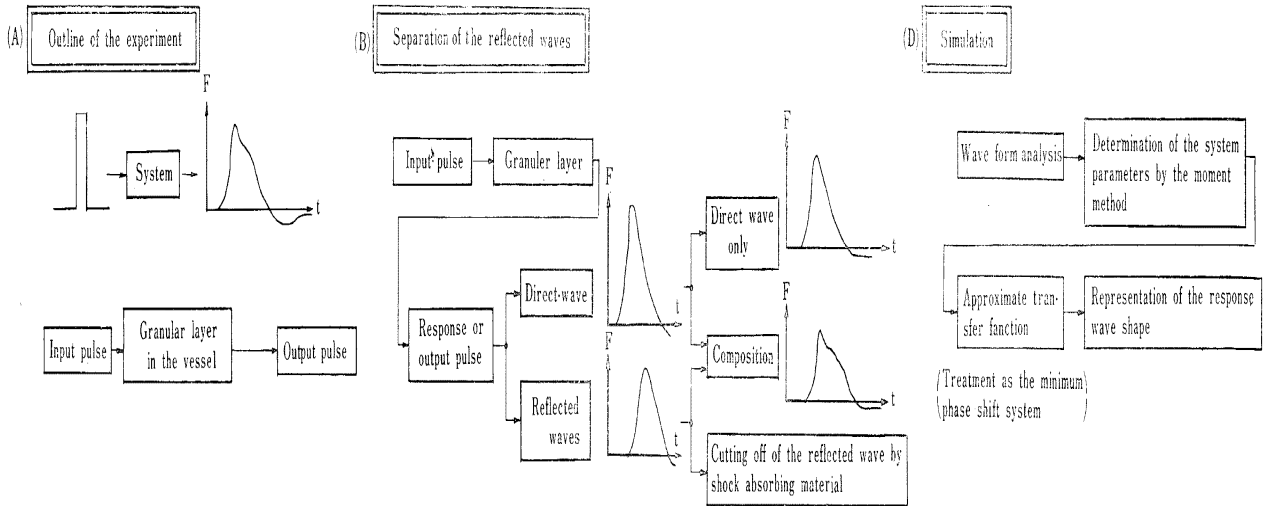


Table--A. 1 Method of the analysis of the impulsive response

(昭和45年 4月15日受理)