研究

衝突振動の研究(第1報)*

—基本式と実験装置—

横山恭男** 小泉邦雄**

Study on Vibration with Collision (1st Report)

—Fundamental Equations and Experimental Apparatus—

Yasuo YOKOYAMA, Kunio KOIZUMI

This report presents fundamental equations to analyze the behavior of vibration with collision for following papers in which it will be discussed in more detail, and some elemental results concerning the colliding waveform. The vibration system treated is one degree of freedom with viscous damping and the duration time of collision is not neglected. At resonance, the motion can be regarded approximately as a harmonic vibration, when the viscous damping and the duration time of collision is negligible small, and the amplitude does not increase more than that of the no-impact vibration. At non-resonance, the characteristic of waveform is determined mainly by the frequency ratio and colliding position. Influenced by them and also the coefficient of restitution, the amplitude and velocity of collision vary over wide range.

The experimental apparatus to prove the analytical results of this study are also described. The variable viscous damping to be covered wide range is easily obtained by an auxiliary electronic analog circuit which is available to feed back such voltage that is proportional to the vibration velocity. The analytical results are confirmed by experimental studies in good agreement.

1. 緒言

衝突をともなう繰り返される現象を衝突振動と称することにすると、この振動現象は機械的加工法や応用機器として広い分野において利用されている一方、この現象のために機器の作動、精度に悪い影響を与えたり、騒音の発生原因となるので防止せねばならぬ場合も数多くあり、近年とみに注目されるようになってきた。しかしながらこの振動現象は衝突という非線形な現象をともなうためにその完全な理論的取り扱いが困難をきわめるが、このような衝突振動の研究手法としては運動の各周期を順次接続してゆく手法¹⁾と衝突現象について線形な特性を仮定し、折線特性の振動系として解析する手法^{2), 3)}とが一般によく用いられているようである。現在までに種々のモデルについて研究がなされているが、減衰のない場合や衝突時間を考慮しない場合について、また、おもに周期性と動的安定性に着目して論じたものが多く、衝突振動の挙動について具体的に論じ、その運動の特徴を明らかにして実際にみられる諸現象を解明したものはあまりないように思われる。本研究では、より一般的に減衰のある1自由度衝突振動系の強制振動について

衝突時間を考慮して取り扱い、この運動を詳しく解析しようとするものである。本報では、以後解析を進めるにあたって必要な基本式を求めるとともに、続報の基礎として衝突体の運動の特徴を波形について考察し、例示した。また、本報以降の理論解析結果を実証するために行なった実験方法および装置について詳述する。さらに本報の結果に基づいて衝突体の波形を分類して運動の傾向を明らかにすること⁴⁾、衝突体の運動が安定に定常持続する条件を求めてさらに実際に実現される運動を決定すること⁵⁾、実際にこの運動を利用したりするうえで問題となる衝突体が衝突する位置と衝突する速度に関すること⁶⁾、衝突体の運動の振幅の特性に関すること⁴⁾、運動に要するエネルギーおよび衝突力に関すること⁷⁾などについて引き続き報告する予定である。

2. 振動系の分類と仮定

実際に見受けられる衝突振動系は多くの種類があるが、それらは基本的ないくつかのモデルに帰着させることができ、実例の多いものとして1自由度および2自由度衝突振動系について考えてみると、これらはそれぞれ図1の(a), (b)に示すようなモデルで表わされる。ここでいずれも m_2 を被衝突体と呼ぶことにし、(a)において $k_2=0$ とすると(a-1)になる。これは鍛造、くい打ちおよびその他各種のハンマリングマシン、輸送物を

*原稿受付 昭和45年6月8日。昭和44年度精機学会春季大会学術講演会(昭和44年4月6日)にて発表。

**正会員 金沢大学工学部(金沢市小立野 2-40-20)

図1 衝突振動系の分類

跳躍させながら輸送するタイプの振動輸送およびチャタ加速度計のボールのチャタリングなどのモデルであって、被衝突体が完全に自由に運動できる型となる。また $k_2 = \infty$ とすると (a-2) になり、超音波機械加工、低周波機械振動を利用した振動加工およびチゼル加工などの振動の機械的エネルギーを応用した加工法、ホッパやビンに据え付けられたバイブレータ、繰り返し衝撃試験機のおもりの運動、振動や回転をしている測定物にダイヤルインジケータの測定子を接触させて測定する際の測定子の挙動および継電器が作動する際に接極子や接点ばねに生ずるチャタリングなどのモデルで、被衝突体は半無限体となって衝突に基因して被衝突体が動くということはない型になる。さらに (b) において $k_3 = 0$, $k_4 = \infty$ とすると (b-1) になり、被衝突体の運動が限定されたインパクトダンパ、歯車のバックラッシュやリンクの接合部のガタおよび不特定の機器や部品相互間にすきまがあるために生ずる衝突振動現象などのモデルとなる。

さて、このような衝突振動系が運動する場合のエネルギー消散のうち、衝突現象に基づくものは衝突接触部表面の摩擦、摩耗およびその付近の塑性変形や弾性波の伝ばそして音の発生などが考えられるが、実際にはばね自身質量を有しており、衝突によって衝突振動の基本振動よりも高次の振動が誘起されるので、このような振動系を質量の無いばねを用いてモデル化すると、この高調波成

分の振動エネルギーもエネルギー損失となる。高調波成分は衝突振動の基本振動変位成分に比較してその変位が十分小さいので、変位波形にはほとんど影響を与えないが、振動数成分は基本振動数よりもかなり高いので、衝突振動の速度波形には影響をおよぼす。しかし高次振動ほど減衰が大きいため、衝突直後に顕著な影響がでるがすぐ減衰し、やがて消滅する。したがって高調波による運動への影響はエネルギー損失としてあとで定義する反発係数の概念に含めるだけで十分であると思われる。そこで衝突振動は非線形な運動ではあるが、

- (1) 衝突体が被衝突体に衝突した瞬間と反発した瞬間における衝突体の変位は等しい。
- (2) 反発速度と衝突速度との比を

反発係数と定義し、これで両者を関係づける。

- (3) 運動の周期の間において衝突を生ずることはない*。
- という以上三つの仮定を設けて衝突現象の非線形性を処理し、衝突振動系の構成要素が線形性を有するならば衝突時間外では線形な運動を行なう、いわゆる断片的に線形な振動現象であることに注目して、衝突振動の各周期の運動を衝突現象の終点と始点、すなわち反発時と衝突時とで接続して理論解析を行なう。

3. 衝突振動の基本式

図2に示すような線形ばねで支持され粘性摩擦が働く衝突体と、これに対向する被衝突体とによって構成されている1自由度の衝突振動系において、衝突体に調和的な励振力が作用していると、被衝突体に衝突していない時点における衝突体の運動はつぎの運動方程式で表わされる。

$$\frac{d^2x}{dt^2} + 2\varepsilon \frac{dx}{dt} + n^2x = \frac{F_0}{m} \sin(pt - \phi) \quad (1)$$

ここで x : 衝突体の変位, t : 時間, ε : 減衰率, n : 振動系の無減衰固有角振動数, p : 強制角振動数, F_0 : 励振力の振幅, m : 衝突体の質量, ϕ : 衝突振動の位相であ

*したがって衝突体の変位が衝突位置より下位になるような運動の場合、被衝突体は衝突時間中のみある定まった衝突位置にもどり、それ以外のときは衝突体の運動範囲外に移動しているような場合も含めて解析してある。

図2 衝突振動系モデル

る。いま定常的に衝突振動が持続しており、衝突体が a_0 の位置にある被衝突体に速度 v_0 で衝突し、衝突時間 τ の間たがいに接触したのち衝突速度の α 倍の速度ではね返るとする。そして再び衝突が生ずるまでの間式1が成立していることは明らかである。衝突の周期が励振力の周期の整数倍のとき、この運動は定常的に持続する可能性を有している。ここでこの整数は強制振動数と衝突振動数との比であるから、これを衝突数比 i と呼ぶことにする。もし運動が定常的に持続するならば、衝突体が反発してからつぎに衝突するまでの運動周期の前後を接続してゆくことによって定常持続運動が表わされる。各周期の衝突振動変位は式1を解いて、不足減衰 ($n > \epsilon$) のとき

$$X = \sin(pt - \phi - \delta) + e^{-\epsilon t}(C \sin \nu t + D \cos \nu t) \quad (2)$$

臨界減衰 ($n = \epsilon$) のとき

$$X = \sin(pt - \phi - \delta) + e^{-\epsilon t}(C \cdot pt + D) \quad (3)$$

過減衰 ($n < \epsilon$) のとき

$$X = \sin(pt - \phi - \delta) + e^{-\epsilon t}(C \sinh \nu t + D \cosh \nu t) \quad (4)$$

ここで $X_{st} = F_0/mn^2$: 静たわみ, $h = \epsilon/n$: 減衰定数, $z = p/n$: 振動数比, $\nu = \sqrt{n^2 - \epsilon^2}$, $x_f = x_{st}/\sqrt{(1-z^2)^2 + 4h^2z^2}$: 自由振幅

として $\tan \delta = 2hz/(1-z^2)$ ($\pi \geq \delta \geq 0$), $X = x/x_f$: 無次元衝突振動変位, C, D : 未定係数である。反発する瞬間を時間原点に選べば、仮定より各周期の接続条件はつぎようになる。

$$t=0 \quad \text{のとき} \quad X=A_0, \quad \frac{dX}{dpt} = -\alpha V_0 \quad (5)$$

$$t=T-\tau=T' \quad \text{のとき} \quad X=A_0, \quad \frac{dX}{dpt} = V_0 \quad (6)$$

ここで a_0 : 衝突位置, v_0 : 衝突速度, i : 衝突数比, α : 反発係数, τ : 衝突時間

として $A_0 = a_0/x_f$: 無次元衝突位置, $V_0 = v_0/p x_f$: 無次元衝突速度, $T = 2\pi/p$: 衝突振動周期

である。 A_0, V_0 は未定であるが、式5, 6より四つの未定値 A_0, V_0, C_1 および C_2 はすべて決定される。したがって以上より導かれる関係を行列で表わすと式7が得られる。

$$[A] \cdot [B] = [Y] \quad (7)$$

ここで不足減衰のとき

$$[A] = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & -1 \\ \frac{\epsilon}{p} & -\alpha & -\frac{\nu}{p} & 0 \\ 1 & 0 & -e^{-\epsilon T'} \sin \nu T' & -e^{-\epsilon T'} \cos \nu T' \\ \frac{\epsilon}{p} & 1 & -\frac{\nu}{p} e^{-\epsilon T'} \cos \nu T' & \frac{\nu}{p} e^{-\epsilon T'} \sin \nu T' \end{bmatrix} \quad (7.a)$$

臨界減衰のとき

$$[A] = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & -1 \\ \frac{\epsilon}{p} & -\alpha & -1 & 0 \\ 1 & 0 & -e^{-\epsilon T'} \cdot p T' & -e^{-\epsilon T'} \\ \frac{\epsilon}{p} & 1 & -e^{-\epsilon T'} & 0 \end{bmatrix} \quad (7.b)$$

過減衰のとき

$$[A] = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & -1 \\ \frac{\epsilon}{p} & -\alpha & -\frac{\nu}{p} & 0 \\ 1 & 0 & -e^{-\epsilon T'} \sinh \nu T' & -e^{-\epsilon T'} \cosh \nu T' \\ \frac{\epsilon}{p} & 1 & -\frac{\nu}{p} e^{-\epsilon T'} \cosh \nu T' & -\frac{\nu}{p} e^{-\epsilon T'} \sinh \nu T' \end{bmatrix} \quad (7.c)$$

$[Y], [B]$ は行列であり

$$[Y] = \{A_0 \ V_0 \ C \ D\} \quad (7.d)$$

$$[B] = \begin{bmatrix} -\sin(\phi + \delta) \\ \cos(\phi + \delta) - \frac{\epsilon}{p} \sin(\phi + \delta) \\ \sin(pT' - \phi - \delta) \\ \cos(pT' - \phi - \delta) + \frac{\epsilon}{p} \sin(pT' - \phi - \delta) \end{bmatrix} \quad (7.e)$$

式 7 を解いて ϕ に注目すると, 形式的につぎのような形に整理される. まず衝突位置* は

$$A_0 = A_{0m} \sin(\phi + \phi_a) \quad (8)$$

衝突速度は

$$V_0 = V_{0m} \sin(\phi + \phi_v) \quad (9)$$

未定係数は

$$C = C_m \sin(\phi + \phi_c) \quad (10)$$

$$D = D_m \sin(\phi + \phi_d) \quad (11)$$

$$\begin{aligned} \text{ここで } A_{0m} &= \sqrt{A_{0a}^2 + A_{0b}^2}, & \tan \phi_a &= A_{0b}/A_{0a} \\ V_{0m} &= \sqrt{V_{0a}^2 + V_{0b}^2}, & \tan \phi_v &= V_{0b}/V_{0a} \\ C_m &= \sqrt{C_a^2 + C_b^2}, & \tan \phi_c &= C_b/C_a \\ D_m &= \sqrt{D_a^2 + D_b^2}, & \tan \phi_d &= D_b/D_a \end{aligned}$$

式 2~4 を ϕ に注目して整理し, 形式的に書き直すと

$$X = X_m \sin(\phi + \phi_x) \quad (12)$$

ここで $X_m = \sqrt{X_a^2 + X_b^2}$, $\tan \phi_x = X_b/X_a$
なお式 8~12 で形式的に置いた係数のうちサフィックス a の付いたものは $\sin \phi$ の, b の付いたものは $\cos \phi$ の係数であり, これらは式 7 より求まり, その詳細な記述は省くことにする.

衝突時間が衝突振動周期に比較して微小であってこれを無視することができ, かつ振動系の粘性減衰が小さい場合には式 8, 9 および 12 についてつぎのような近似解を得る¹⁾

(1) 共振のとき

$\tau=0$ と置くとともに h について展開し, 二次以上の高次の微小量を省略する

$$A_0 = -\cos \phi - \frac{h}{2} \sin \phi \quad (13)$$

$$V_0 = -\frac{2i\pi}{1+\alpha} h \sin \phi \quad (14)$$

$$X = A_0 \cos nt + h \sin \phi \left(\frac{2i\pi\alpha}{1+\alpha} - nt \right) \sin nt \quad (15)$$

とくに A_0 が 0 の近傍でなければ $\cos \phi \gg h$ であり

$$A_0 \doteq -\cos \phi \quad (16)$$

$$X \doteq A_0 \cos nt \quad (17)$$

(2) 非共振のとき

$\tau=0$, $h=0$ と置くと

$$A_0 = \mp \sec \phi \sin(\phi + \phi) \quad (18)$$

$$V_0 = \pm \frac{2}{1-\alpha} \cos \phi \quad (19)$$

$$X = \pm \left\{ \sin(pt - \phi) - \tan \phi \cos \phi \sec \frac{i\pi}{z} \right.$$

$$\left. \times \cos \left(nt - \frac{i\pi}{z} \right) \right\} \quad (20)$$

ここで

$$\tan \phi = \frac{1+\alpha}{1-\alpha} z \cot \frac{i\pi}{z}$$

複号は $z \leq 1$ と同順である.

4. 衝突振動波形

4.1 衝突位置による波形の変化

衝突振動変位波形は一般に式 2~4 あるいは式 12 によって表わされる. 衝突時間が衝突振動周期に比較して無視できる程度に微小であり, かつ振動系の粘性減衰が小さい場合について考えてみると, 共振のときはほぼ式 17 で表わせるとみなせる. このときの条件である $\cos \phi \gg h$ は, 物理的に被衝突体の位置が衝突体の中立位置の近傍でないという意味を持っている. したがってこのような場合には, 励振力と同じ振動数で振幅は自由振幅に対し被衝突体が自由振幅内に押し込まれている割合だけ減少した正弦波とみなせる波形になり, 衝突数比は 1 のみを取る. また反発係数は式 15 において微小項である第 2 項にのみ入っているので, 反発係数の変動は波形にほとんど影響を与えない. そして中立位置のごく近傍では第 2 項は第 1 項に対して微小項とみなせなくなり, 正弦波がひずんだ波形となる. 非共振のときは振動数比, 衝突波位置によって波形はまったく異なったものとなるが, 反発係数は衝突速度と衝突振動の振幅* とに顕著な影響を与え, いずれも反発係数の増大とともに増加する. しかしながら波形の定性的傾向にはほとんど影響を与えない. したがってその傾向は振動数比と衝突位置とによって, ほとんど決定されるものと考えて大きな誤りはない. 図 3 は衝突位置を変えたときの波形の変化と, そのときに取られる位相を示したものである. ここに示した非共振の波形例には被衝突体を衝突体の自由振幅の下限よりも引き離れたところでおもに運動が存在し, 引き離すほど振幅が大きくなるという現象が現われている**.

4.2 減衰の影響

図 4 にその一例を示すように, 共振の場合減衰が小さいときに限って正弦波とみなせ, 減衰の増加とともにひずみを増してゆく. これは減衰が大きいほど, 衝突体の変位が常に衝突位置よりも上位にある運動となる衝突位置の範囲が狭くなる**ことから推察される. そして非共振の場合と異なるのは減衰の増加とともに衝突振動の振幅と自由複振幅との比で定義される振幅比が大きくな

*以後, 無次元衝突位置を単に衝突位置と称することにする.
無次元衝突速度 V_0 , 無次元速度 dx/dpt および無次元変位 X についても同様である.

*1 周期間の最大変位と最小変位との差で定義される.

**統報で詳述する.

(a) $z=1, i=1, \alpha=0.5, h=0, \tau/T=0$ (b) $z=2.5, i=2, \alpha=0.5, h=0, \tau/T=0$

図3 衝突位置による波形の変化

(a) $z=0.8, i=2, \alpha=0.5, \tau/T=0, A_0=-0.8$ (b) $z=1, i=1, \alpha=0.5, \tau/T=0, A_0=-0.5$ (c) $z=2.5, i=2, \alpha=0.5, \tau/T=0, A_0=-1$

図4 波形に及ぼす減衰の影響

(a) $z=1, i=1, \alpha=0.5, h=0.02, A_0=-0.5$ (b) $z=2.5, i=2, \alpha=0.5, h=0.02, A_0=-1$

図5 波形に及ぼす衝突時間の影響

ることである。非共振の場合は逆であるが、この原因は共振のとき減衰が小さいほど無次元衝突速度は小さく、非共振のときは逆に大きくて、減衰が大きくなるにつれて、いずれも速度波形が衝突をしない強制振動の速度波形に近付いてゆく傾向があることに関連していると思わ

れる。

4.3 衝突時間の影響

本解析においては衝突体と被衝突体とが接触している衝突時間内の運動を考慮していないが、衝突時間の存在は考慮している。実際問題として、超音波機械加工などの衝突時間が運動周期に比較して非常に長い場合は、図1のような1自由度のモデルで考えることは無理であるかもしれないが、あまり長くない場合については運動に対するある程度の説明が可能と思われる。

図5は衝突時間の影響の波形例であり、 $z=1$ で $A_0=-0.5$ のときは $0.1 < \tau/T < 0.15$ に運動の存在しうる衝突位置限界があるのでこの衝突位置ではあまり衝突時間の占める割合が長い場合は存在しない。そして被衝突体が衝突体中立位置に向かって押し込まれるほど、長い衝突時間までその衝突位置における運動の存

図 6 位相平面による運動表示

図 7 実験装置の構成

図 8 衝突振動系構成部詳細

在が可能となる*. 非共振の例もそうであるが, 衝突時間の変化は波形の定性的傾向には大きな影響を与えない

*衝突位置に関する議論によってこの傾向がわかっており, 続報で示す.

ものと思われる.

4.4 位相平面による運動の表示

図 6 は衝突体の運動をトラジェクトリで表示した例である. 点線と 1 点鎖線は衝突時と反発時とを示している*.

渦を巻いているトラジェクトリは運動周期の途中で衝突体が衝突位置よりも下位になるような運動である. 例示しなかった多くの結果も同様であるが, $z < 1$ の方が $z > 1$ よりも, また同じ z でも衝突数比が大きいくほど渦を巻く傾向が著しく, 変化の激しい複雑な波形となる.

5. 実験

図 7 に実験装置の構成を, 図 8 に動電型加振機と平行微動装置とから構成される衝突振動系主要部の詳細を示す. 衝突体として動電型加振機の可動部を利用し, その等価質量は約 39 g で, 可動部は厚さ 0.25 mm のりん青銅クラウンばね 2 枚で支持されている. このばねの特性が線形とみなせるのは複振幅で約 2 mm の範囲であって, 無減衰固有振動数は 34.8 Hz である. 機械振動系に減衰をかける方法としては, 従来空気や油を用いる機械的方法や電磁制動を用いる方法が用いられてきたが, 前者は減衰を容易に変化させ, 正確に設定することが困難であり, 本実験においてはほとんど無減衰の状態から過減衰まで広範囲に変化させることが必要であるため, いずれも不適當である. この装置ではアナログコンピュータによる機

械振動系のシミュレーションにおいて減衰の広範囲な変化と正確な設定が容易であることに注目し, アナログ演算回路による減衰器を組み込んだ. 従来アナログ・コン

*一般にこれはだ円となるが, 詳細は続報で述べる.

ピュータによるシミュレーションと機械的実験が切り離されて行われてきたように思われるが、本研究においては明確に判明していない衝突現象は機械的装置によりおよび減衰は上述の利点のためにアナログ演算回路により得るという両者の特長を生かした装置を用いた。減衰を変化させる具体的方法は加振機速度ピックアップに誘起する速度比例電圧をアナログ演算回路により粘性抵抗比例電圧に変換して加振機の駆動回路にフィードバックすることにより行なわれる。本実験では大きな減衰を得て、しかも大きさの切り換えを容易にするため、速度比例電圧は係数器によって2段増幅されている。粘性抵抗比例電圧を加算器で発振器出力と加え合わせ、最終的に電力増幅して加振機を駆動するので、減衰の大きさは電力増幅器の増幅度によって広範囲、容易にかつ正確に変えることが可能となり、その結果減衰定数 1.82 まで得ることができた。運動の変位は可変容量型ピックアップで、速度は加振機内蔵の速度ピックアップで検出し、2現象ブラウン管オシロスコープで観測する。衝突位置の設定は加振機に対向して置かれた平行微動装置で行なう。被衝突体はピッチ 1 mm の差動ねじにより平行微動でき、位置決めがなされて差動トランスに指示される。なおこの装置は、機構上被衝突体が固定されていても運

動の1周期の途中で衝突を生じない運動領域のみ実験可能である。図9は衝突体の変位波形例を実験と理論を対比して示したものである。波形は振動数比、衝突数比によって非常に異なった傾向を示し、これらによって衝突位置の型*がほぼ決定され波形の定性的傾向も決まる。中立型のときは被衝突体の位置が衝突体の自由振幅内に存在するときのみ、衝突振動を生ずることが可能である。しかも共振のとき衝突時間が無視でき減衰が小さければ、正弦波とみなせ、式 17 が妥当であることを示している。引き離し型のときは被衝突体の位置を衝突体の自由振幅の下限より引き離れたときにも運動が存在しうる。また例示しなかったが、他に押し込み型があり、このときは被衝突体の位置を衝突体の自由振幅の上限より押し込んだときにも運動が存在しうる。衝突時点における速度変化を知って反発係数を求めるために速度波形を観測しなければならない。図10に波形例を示す。不連続部分が衝突しているときで、基準線よりも上側部分が反発速度、下側部分が衝突速度であり、この比から反発係数が求まる。衝突直後の高調波は衝突によって生じたクラウンばねの自由振動であり、速度ゆえ誇張されているが、変位波形にはほとんど影響しない。速度波形の下部の正弦波は励振力を示し、両波形から位相の関係を知

*詳細は続報で論ずる。 ** $\gamma = (X_{\max} - X_{\min})/2$ で定義され、これを振幅比と称する。

図 10 衝突振動速度波形例

ることができる。以上いずれの波形もかなりの良い一致が見られるが、他の多くの実験結果もほとんど同程度に理論解析結果と一致している。

1. 結 論

- 1) 衝突振動現象は非線形振動であるが、断片的に線形であることに注目して運動の各周期を順次接続することによって理論的に取り扱うことができる。
- 2) 衝突時間が無視でき、振動系の減衰が小さいときには、共振点 ($z=1$) において衝突位置が衝突体の中立位置のごく近傍でなければ、衝突振動変位波形は正弦波とみなせ

$$X \doteq A_0 \cos nt$$
 で表わせる。
- 3) 非共振のときの波形の定性的傾向は振動数比と衝突位置によって決まり、反発係数はその増加とともに衝突速度と衝突振動の振幅とに大きな影響を与え、これらを増大させる。そして共振のとき反発係数の影響はほとんど無いとみなせるぐらい微小である。
- 4) 機械振動系の減衰器としてアナログ演算回路を用い

ることにより、広範囲かつ確実な設定を容易に行なうことができた。

- 5) 理論解析の結果は実験結果と良く一致している。

終わりに本研究に関して終始ご指導を賜りました東京大学名誉教授西村源六郎、東京大学教授神保泰雄ならびにご討論を賜りました金沢大学講師岡部佐規一の諸先生に感謝の意を表します。

文 献

- 1) 西村源六郎, 横山恭男: 振動加工の研究 (第1報), 精密機械, **30**, 2 (1964) 171.
- 2) C.C. Fu: Dynamic Stability of an Impact System Connected With Rock Drilling, Trans. ASME, Ser. E, **36**, 4 (1969) 743.
- 3) 前沢成一郎, 石原秀俊, 高木勇輔: 当りのある振動 (第1報), 日本機械学会講演論文集, 700-4 (1970) 77.
- 4) 横山恭男, 小泉邦雄: 衝突振動波形の解析, 精機学会春季大会学術講演前刷, (1969) 135.
- 5) 横山恭男, 小泉邦雄: 衝突振動の研究 (第5報), 精機学会秋季大会学術講演前刷, (1970) 241.
- 6) 横山恭男, 小泉邦雄: 衝突振動波形の解析 (第2報), 精機学会秋季大会学術講演前刷, (1969) 57.
- 7) 横山恭男, 小泉邦雄: 衝突振動の研究 (第4報), 精機学会秋季大会学術講演前刷, (1970) 239.