オイルダンパにおける油の圧縮性の影響について*

浅見 敏彦^{*1}, 入部 恭輔^{*2}
桃瀬 一成^{*1}, 細川 欽延^{*1}

Effect of Compressibility of Oil on an Oil Damper

Toshihiko ASAMI, Kyosuke IRIBE,
Kazunari MOMOSE and Yoshinobu HOSOKAWA

It has often been indicated that oil dampers are affected by the compressibility of oil. If the oil is an incompressible fluid and the oil damper is a viscous damper, then the damping coefficient of the oil damper should be independent of the amplitude and gradually increased with the frequency of the piston. But in practice, the damping properties of most oil dampers are strongly dependent on them; damping force is greatly reduced at high frequency and small amplitude. These phenomena were considered to be the effect of oil compressibility. The conventional expressions for calculating the damping coefficients of the oil dampers, however, are based on the assumption of incompressibility of oil. As a natural result, the phenomena mentioned above cannot be explained by the conventional expressions. In this paper, we derived a new expression for a viscous oil damper by considering the compressibility of oil. It was obvious from the experimental work that the frequency characteristics of the viscous oil damper were well explained by our expression.

Key Words: Damping, Damper, Forced Vibration, Oil Damper, Viscous Damping, Compressibility of Oil, Mass Effect of Fluid

1. 緒 言

各種減衰器の中で、オイルダンパは最も広く使用されているダンパである。このオイルダンパの制動油に圧縮性が存在するのではないかとすることは以前より指摘されていた。ところが、これまでに発表されたオイルダンパの設計式^{(1)~(3)}は、いずれも制動油を非圧縮性流体として取扱っているため、オイルダンパのダンピング特性を十分に説明できない場合があった。

例えば、最近、建物の免震装置として使われている積層ゴムにオイルダンパを取付けると、振動系の固有振動数が増加し、振動絶縁効果が低下するという問題が指摘されているし、これまでもオイルダンパは高振動数、小振幅ではダンピングがほとんど生じなくなるといわれていた。

本報告において、われわれは油の圧縮性の影響を考慮したオイルダンパの設計式を提案する。この設計式は、従来の式では説明できなかったオイルダンパの上記の特性がよく説明できることが明らかになった。

2. 油の圧縮性について

通常は非圧縮性流体として扱われる液体も、高い圧力をかけると圧縮されることが知られている。図1は、水とシリコン油における圧力と密度の関係を表している⁽⁴⁾⁽⁵⁾。図の横軸にはゲージ圧 $p - p_0$ と大気圧 $p_0 (= 101.325 \text{ kPa})$ の比が、また縦軸には大気圧における流体の密度 ρ_0 に対する密度変化 $\rho - \rho_0$ の比がとられている。この図のように、非常に高い圧力をかけるのではない限り、液体の密度は圧力にほぼ比例して変化する。これを式で表現すると

$$\frac{p - p_0}{p_0} = \gamma \frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} \dots\dots\dots (1)$$

となる。比例定数 γ は圧縮性の程度を表し、この値が大きいほど流体が圧縮されにくいことを意味する。例えば、完全な非圧縮性流体の場合には $\gamma = \infty$ となる。図1から液体の γ の値を推定すると、水の場合には約 23 000、シリコン油については低圧におけるデータが不足しているので明確に定めることはできないが、約 10 000 と推定される。ところが、実際にオイルダンパにおいて現れる油の圧縮性の影響は、この γ の値から予想される影響よりもずっと大きくなるようである。

* 原稿受付 平成3年9月26日。

^{*1} 正員、姫路工業大学(〒671-22 姫路市書写 2167)。^{*2} 学生員、姫路工業大学大学院。

制動油に圧縮性が存在すると、オイルダンパのダンピング特性はピストンの振動数に大きく依存するようになる。図2は、オイルダンパの減衰係数の周波数特性を表している。この実験結果は、図3に示される実験装置の基礎を正弦波で加振し、基礎と上部質量におけるそれぞれの振動加速度とそれらの位相差を測定することによって得られたものである。この減衰の算出には、本実験装置が1自由度の線形振動系であるという仮定に基づいている。図2の横軸には加振振動数、

したがってピストンの振動数 ω を装置の固有振動数 ω_n で除した比がとられている。制動油としては、動粘性係数 ν が $100 \text{ mm}^2/\text{s}$ の東芝シリコン油 TSF-451-100 を用い、図の中に示された実験条件でピストン直径 d_p を 31 mm から 34 mm まで変化させて実験を行った。

図2から明らかなように、一般に低粘性オイルダンパの減衰係数はピストンの振動数の増加に伴って漸増する傾向がある。図中の実線は、制動油を非圧縮性流体と仮定した場合の理論曲線を示している（これは後述の表1の式 [11] において、 $B=1 (\gamma=\infty)$ とおいた場合に相当する）。この理論曲線を実験値と比較すると、ピストン径が大きくなると明らかに実験値の傾向と違っている。一方、本論文で提案するオイルダンパの減衰係数の計算式（表1の式 [11]）による計算結果を図示すると、図2の破線 ($\gamma=900$) と一点鎖線 ($\gamma=1500$) のようになる。この図のように、 $\gamma=900$ の曲線が実験値とほぼ同じ傾向を示しており、このことから本実験に使用したシリコン油の γ の値を約 900 と推定した。

このように、図1に示された静的な圧縮試験から推定したシリコン油の γ の値 (10 000) とオイルダンパの振動試験から推定した γ の値にはかなりの隔たりがある。その原因としては、オイルダンパ内の圧力が低くなったときに油の中に溶け込んでいた空気が気泡となって現れ、その気泡の圧縮性が影響したのではないかと考えられるが、詳しいことは不明である。

図1 水とシリコン油の圧力による密度変化

(a) $d_p=31\sim33 \text{ mm}$

(b) $d_p=33\sim34 \text{ mm}$

図2 オイルダンパの減衰係数の周波数特性 ($d_c=36 \text{ mm}$)

1 Base plate	8 Feed screw
2 Upper plate	9 Slide
3 Cylinder	10 Guide
4 Piston	11 Stopper
5 Piston rod	12 Acceleration pickup
6 Circular spring	13 Locknut
7 Screwhead	14 Locknut

図3 オイルダンパの実験装置

表 1 油の圧縮性を考慮したオイルダンパの理論解析

Configuration and analytic model of an oil damper	
Fundamental equations	Equation of state $(p - p_0)/\rho_0 = \gamma(p - p_0)/\rho_0 \quad [1]$
	Equation of continuity $\rho_0 A_p h_p = \rho A_p (h_p - y) + \int_0^l Q_m dt \quad [2]$
	Mass flow rate $Q_m = -\rho_0 b \int_0^h v(x, t) dx \quad [3]$
	Equation of motion $\frac{\partial v}{\partial t} - \nu \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial y} \quad [4]$
	Boundary conditions $v(0, t) = v_p \cos \omega t, \quad v(h, t) = 0 \quad [5]$
Solution of the equation of motion	$v/v_p = q_1 \cos \omega t + q_2 \sin \omega t + q_3 P_0 \sin(\omega t + \xi) - q_4 P_0 \cos(\omega t + \xi) \quad [6]$ $\begin{bmatrix} q_1 \\ q_2 \\ q_3 + 1 \\ q_4 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & -\frac{C_3 S_3}{C_1 C_2} & -\frac{C_4 S_4}{C_1 C_2} & 1 \\ -1 & -\frac{C_4 S_4}{C_1 C_2} & \frac{C_3 S_3}{C_1 C_2} & 0 \\ 0 & -\frac{S_3}{C_1} & \frac{S_4}{C_1} & 1 \\ -1 & \frac{S_4}{C_1} & \frac{S_3}{C_1} & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \sinh \lambda \frac{x}{h} \sin \lambda \frac{x}{h} \\ \sinh \lambda \frac{x}{h} \cos \lambda \frac{x}{h} \\ \cosh \lambda \frac{x}{h} \sin \lambda \frac{x}{h} \\ \cosh \lambda \frac{x}{h} \cos \lambda \frac{x}{h} \end{bmatrix}$
	Differential equation $\frac{dP}{dT} + \frac{2\pi P}{N} = \frac{1}{2N\gamma_0} \left(\frac{2\lambda A C_1 + S_1}{S_2} \frac{dY}{dT} + 2\pi Y \right) \quad [7]$
Definition of dimensionless quantities	Solution $P = \frac{1}{2(1+N^2)} \left[\left(\frac{2\lambda A C_1 + S_1}{S_2} - N \right) \cos 2\pi T + \left(N - \frac{2\lambda A C_1 + S_1}{S_2} + 1 \right) \sin 2\pi T \right] \quad [8]$
	Pressure drag $D_p(t) = 2\mu l \frac{b}{h} A v_p \lambda^2 P_0 \cos(\omega t + \xi) \quad [9]$
	Friction drag $D_f(t) = \mu l \frac{b}{h} v_p F_0 \cos(\omega t + \delta) \quad [10]$
	Damping coefficient $c = \mu l \frac{b}{h} \left[(2A + B) \lambda^2 P_0 \cos \xi + \frac{\lambda S_1}{2C_2} \right] \quad [11]$
	Added mass $m_A = \frac{m_0}{2} \left[(2A + B) P_0 \sin \xi - A \cdot \frac{S_2}{2\lambda C_2} \right] \quad [12]$
	Frequency $\lambda = h\sqrt{\omega/(2\nu)}$ $N = -(\lambda B C_1 - S_1)/S_2$ $C_1 = C_3 + C_4, \quad C_2 = C_3 - C_4, \quad C_3 = \cosh \lambda, \quad C_4 = \cos \lambda$ $S_1 = S_3 + S_4, \quad S_2 = S_3 - S_4, \quad S_3 = \sinh \lambda, \quad S_4 = \sin \lambda$
	Area $A = A_p/A_0 = A_p/(bh) \quad [14]$
	Compressibility $B = 1 - AH\lambda^2/\gamma \quad [15]$
	Height of the piston $H = \frac{\rho_0 h_p l}{\rho_0} \left(\frac{2\nu}{h^2} \right)^2 \quad [16]$
	Displacement, Amplitude $Y = y/h_p, \quad Y_0 = y_0/h_p \quad [17]$
	Time $T = \omega t/(2\pi) \quad [18]$
	Pressure gradient $P = P_0 \cos(\omega t + \xi) = \frac{1}{\omega \rho_0 v_p} \frac{\partial p}{\partial y} = \frac{p - p_0}{\omega \rho_0 l v_p} \quad [19]$
	Velocity gradient $F = F_0 \cos(\omega t + \delta) = -\frac{h}{v_p} \frac{\partial v}{\partial x} \Big _{x=0} \quad [20]$

Dimensionless pressure and velocity gradient	$P_0 \cos \xi = \frac{1}{2} \frac{\lambda(2A+B)C_1 S_2}{(\lambda B C_1 - S_1)^2 + S_2^2}$ $P_0 \sin \xi = \frac{1}{2B} \frac{(2A+B)C_1(\lambda B S_1 - 2C_2)}{(\lambda B C_1 - S_1)^2 + S_2^2} + \frac{A}{B} \quad [21]$ $F_0 \cos \delta = \lambda^2 B P_0 \cos \xi + \frac{\lambda S_1}{2C_2}$ $F_0 \sin \delta = \lambda^2 (B P_0 \sin \xi - A) + \frac{\lambda S_2}{2C_2}$
	Nomenclature $A_0 = A_c - A_p$: area of the clearance $d_c, A_c = \pi d_c^2/4$: inner diameter and area of the cylinder $d_p, A_p = \pi d_p^2/4$: diameter and area of the piston h_p : height from the bottom of the cylinder to the piston y, y_0, ω : displacement, amplitude and frequency of the piston $v_p = y_0 \omega$: maximum velocity of the piston ρ_0, p_0 : density and pressure of oil at normal state ρ, p : density and pressure of oil μ, ν : viscosity and kinematic viscosity of oil γ : compressibility factor of oil $b = \pi(d_c + d_p)/2$: breadth of the clearance $h = (d_c - d_p)/2$: radial clearance l : length of the clearance (= piston length) $m_0 = \rho_0 b h l$: mass of oil in the clearance

なお、理想気体の状態方程式

$$p/p_0 = (\rho/\rho_0)^\gamma \dots\dots\dots (2)$$

を図示すると、等温変化($\gamma=1$)の場合には圧力変化と密度変化は比例するが、断熱変化($\gamma=1.4$)の場合には比例しなくなることがわかる。したがって液体の場合でも、オイルダンパの制動油のように動的な圧力変動を受ける場合には、圧力変動と密度変化が比例しなくなることが予想される。ところがこのような場合でも、圧力の変動幅が小さい場合には圧力変化と密度変化は比例するようになる。実際、このような条件では、式(2)は

$$\frac{\rho}{\rho_0} = \left(\frac{p}{p_0} \right)^{1/\gamma} = \left(1 + \frac{p - p_0}{p_0} \right)^{1/\gamma} \approx 1 + \frac{p - p_0}{\gamma p_0} \dots\dots\dots (3)$$

と近似でき、式(1)に帰着する。オイルダンパの制動油の受ける圧力変動は大気圧に比べて小さく、上記の近似が成立すると考えられる。

本理論解析では、液体における圧力と密度の関係式として式(1)を採用しているが、式(2)を用いても方程式を線形近似して解く限りは同じ結果に帰着する。

3. 理論解析

3-1 解析における仮定 本研究では、表1の中の図に示すようなピストンとシリンダの円環すきまを

制動油の流路として利用するオイルダンパを取り上げて解析する。このすきまは非常に狭いので、右側の図に示すようにこれを平面に展開して解析することができる⁽⁶⁾。この解析において用いた主な仮定は以下のとおりである。

(1) シリンダは静止し、ピストンが一定の振幅と振動数で単振動する。

(2) 油の圧縮性は、ピストン下面とシリンダ底面間に満たされた油についてのみ考慮し、油がピストンとシリンダのすきまを流れるときは非圧縮性ニュートン流体として扱う。また、このときの油の密度は、大気圧中における密度 ρ_0 に等しいとする。

(3) 制動油の状態変化は準静的であるとするとす。すなわち、ピストン下面とシリンダ底面間に満たされた油の圧力 p と密度 ρ はその容積内で均一に分布し、同様にピストン上方の油の圧力は大気圧 p_0 に等しく、密度は ρ_0 とする。

(4) すきま内の油の流れは流路入口から十分発達した層流で、流れ方向の圧力こう配は一定である。

(5) 油の対流渦に起因する非粘性抵抗は無視できる。

(6) 流路は完全な同心円環である。

3・2 基礎方程式 このオイルダンパを解析するのに用いた基礎方程式を、表1の式[1]から[5]に示している。これらの式は、状態方程式[1]を除けば、以前に発表した空気ダンパにおける基礎方程式と同じ式である⁽⁷⁾。空気ダンパの場合には状態方程式として上記の式(2)を用いていたが、解析の途中で式(3)に示した近似を行っているので、結局、本理論では空気ダンパと同じ基礎方程式を用いていることになる。

表1の式[2]は連続の式であり、左辺ははじめにシリンダ内(ピストンの下方)に含まれていた制動油の質量を表し、右辺第1項は t 時間後にピストンが下向きに y だけ運動した後のシリンダ内の制動油の質量、第2項はその間に流路を通過した油の質量を表している。ここで、 Q_m は単位時間当たりに流路を流れる油の質量流量を意味し、表1の解析モデルを参照すると、式[3]のように計算される。

3・3 微分方程式の導出とその解法 はじめにすきま内の流体の運動方程式[4]を解き、境界条件[5]を適用すると、解[6]が導かれる。その解を式[3]に代入すると、質量流量 Q_m が求められる。次に、連続の式[2]に状態方程式[1]を代入し、その結果に上の Q_m を用いると、式[2]は圧力 p に関する積分方程式になる。この式の両辺を時間 t で微分すると、非線形の微分方程式が得られるが、高次の微小量を無視し

て方程式を線形近似する。こうして導かれた微分方程式[7]において用いられている記号はすべて無次元化されており、その定義式が式[13]から式[20]に示されている。

式[7]は1階の線形微分方程式であるので、簡単に解くことができ、その定常解が式[8]のように求められる。(流体の運動方程式[4]を解くときに、圧力は正弦的に変化すると仮定していたので、式[7]の一般解を求めることはこの仮定に矛盾することになる。)その解よりピストンに働く圧力抵抗と摩擦抵抗を計算することができ、それらをオイルダンパの減衰係数 c と付加質量 m_A の形に整理すると、それぞれの計算式が式[11]、[12]のように求められる。これらの式において B は圧縮性の程度を表すファクタとして用いられ、式[15]のように定義される無次元量である。完全な非圧縮性流体の場合には $\gamma = \infty$ であるので、 $B = 1$ となり、このとき式[11]、[12]および式[21]は、非圧縮性を仮定して導かれたこれまでの設計式⁽⁸⁾に一致する。なお、式[15]において A は式[14]で定義されるピストンと流路の面積比を表し、 H はシリンダ底面からピストン下面までの高さ h_p を式[16]のように無次元化したものである。また、 λ は式[13]のように無次元化されたピストンの振動数 ω を意味する。

4. 解析結果の表示

4・1 無次元パラメータの値の見積り 解析結果を図示する前に、本理論解析で定義された無次元パラメータ H の値を計算してみる。

$d_p = 34 \text{ mm}$, $h_p = 10 \text{ mm}$, $p_0 = 101.3 \text{ kPa}$ (標準気圧)と置き、他は図2の中に示された値を用いて H の値を計算すると、 $H = 0.15$ となる。また理論解析の結果からは、 γ と H は γ/H という比の形で B の値に影響している。シリコン油における γ の値として、振動試験から推定された900という値を用いて、この γ/H の値を試算すると、 $h_p = 10 \text{ mm}$ において6000、 $h_p = 40 \text{ mm}$ において1500となる。一方、動粘性係数 $\nu = 5000 \text{ mm}^2/\text{s}$ 、密度 $\rho_0 = 974 \text{ kg}/\text{m}^3$ の高粘性油を用いた場合には、 $h_p = 10 \text{ mm}$ において $H = 385$, $\gamma/H = 2.34$, $h_p = 40 \text{ mm}$ において $H = 1538$, $\gamma/H = 0.59$ となる。

比較のために、空気ダンパの場合について試算してみると、 $\rho_0 = 1.204 \text{ kg}/\text{m}^3$, $\nu = 15 \text{ mm}^2/\text{s}$, $p_0 = 101.3 \text{ kPa}$, $h_p = 5 \text{ mm}$, $l = 40 \text{ mm}$, $h = 40 \text{ }\mu\text{m}$, $\gamma = 1.4$ という条件で、 $H = 0.84$, $\gamma/H = 1.68$ と計算された。このように空気ダンパと $\nu = 5000 \text{ mm}^2/\text{s}$ の高粘性オイルダンパにおける γ/H の値はほぼ等しくなる。

4・2 減衰係数と付加質量 図4(a)と(b)は、表1の式[11]と[12]から計算された減衰係数 c と付加質量 m_A を非圧縮性流体の $\lambda=0$ におけるそれぞれの値 c_s, m_{As} で除した比を、横軸に無次元振動数 λ をとって図示したものであり、パラメータとして γ/H を20から ∞ まで変化させている。これらの図より明らかなように、空気ダンパや高粘性オイルダンパのように γ/H が小さいダンパの場合には、減衰係数は振動数の増加とともに急に減少して零に近づき、また付加質量は常に負の値をとる。このように付加質量が負となるということは、ダンパのばね定数 $k_A = -m_A \omega^2$ が正の値をとるということであり、これらのダンパが取付けられた振動系の固有振動数が増加することを意味する。

一方、低粘性オイルダンパのように γ/H が大きいダンパの場合には、減衰係数は振動数の増加とともに大きくなり、ある振動数で極大値をとった後に急減している。この傾向は γ/H が大きいほど、言い換えれば制動油が非圧縮性流体に近づくほど著しい。ところが、完全な非圧縮性流体の場合にはこのような現象はなく、減衰係数は振動数の増加とともに漸増するだけとなる。また付加質量については、減衰係数が極大値をとる付近で正の極大値から負の極小値へ急変している。その変化は γ/H が大きいほど著しいが、完全な非圧縮性流体の場合にはこのような現象は生じていない。

4・3 速度分布 図5(a)～(f)は、オイルダンパの流路内部の速度分布を表している。これらの図の横軸には流速 v をピストンの度 v_p で除した比が、また縦軸にはピストン壁からの距離 x と半径すきま h の比がとられている。このような無次元化を行うと、速度分布は三つの無次元パラメータ、 $\gamma/H, \lambda$ および A によって決まる。ここでは、ある振動数で減衰係数が急に大きくなる低粘性オイルダンパにおける油の流れを調べるために、 γ/H を2000、ピストンと流路の断面積比 A を10に固定し、無次元振動数 λ に対する速度分布の変化について検討した。

図5より、減衰係数が最大値をとる $\lambda=3.5$ において流速が最大となり、その前後で油の流れる方向が逆転していることが明らかになった。すなわち、振動数が低いときには流体はピストンの運動する方向と逆の方向に流れるが、振動数が高くなれば、ピストンの運動する方向に流れるようになる。

このような速度分布の変化のようすから、 $\lambda=3.5$ において制動油が共振するらしいこと、およびそのときに流速が非常に早くなって圧力損失が増加し、それが減衰係数が大きくなる原因であることがわかった。また共振を過ぎれば、制動油がピストンをその運動方向に引張るように流れるため、見かけ上ピストンの質量が軽くなるという現象が生じ、それが付加質量が負になることの意味であることがわかった。振動数がさらに高くなると、ピストンが運動しても流体はほとんど流れなくなるので、減衰は非常に小さくなる。

(a) 減衰係数

(b) 付加質量

図4 粘性オイルダンパの周波数特性

5. 実験

5.1 実験装置の振動特性 オイルダンパの減衰特性の測定に用いた実験装置を図3に示す。はじめに、この実験装置からオイルダンパを取外した状態で装置の基礎を正弦波で加振し、その振動特性を測定した。図6(a)と(b)は、このときの装置の基礎と上部質量間の振動伝達率と位相角のそれぞれの測定結果を示している。装置の上部質量 m とばね質量 m_s 、および固有振動数 ω_n とそのときの最大振動伝達率を測定すれば、装置のばね定数 k とばねの内部減衰などによる等価粘性減衰係数 c_s が求められ、その値が図の中に記載されている。また、これらの値を用いて計算された一自由度線形振動系の振動伝達率と位相角が実線で示

されている。その結果、本実験装置は固有振動数のほぼ8倍の振動数までは一自由度振動系とみなすことができ、オイルダンパの減衰係数と付加質量の測定に一自由度線形振動系の理論が適用できることがわかった。ただ、 $\omega/\omega_n=5$ 付近において振動伝達率と位相角に乱れが生じ、これが後の実験に非常に悪い影響を与えている。

5.2 低粘性オイルダンパの測定 この装置にオイルダンパを取付け、これに動粘性係数 ν が $100 \text{ mm}^2/\text{s}$ の低粘性の制動油を入れて同じ実験を行った結果を図7に示す。この実験ではシリンダ底面からピストン下面までの高さ h_p を 5, 10, 20, 30 mm の4種類に変化させている。図中の曲線は同じ条件で計算された理論曲線を示しており、実線は $\gamma=\infty$ 、すなわち

図5 流路内の速度分布の計算例 ($\gamma/H=20000$, $A=10$)

非圧縮性流体の理論曲線で、他の曲線はすべて $\gamma = 900$ の圧縮性流体における理論曲線である。 $\gamma = 900$ の振動伝達率曲線には二つの極大点が現れている。このうち左側の極大点は振動系の共振を表している。しかし右側の極大点は、この振動数においてオイルダンパの減衰係数が急に大きくなることによって振動系の振動伝達率が1に近づくことによるもので、いわゆる共振現象ではない。

図8は、図7の測定値から得られたオイルダンパの減衰係数と付加質量を、表1の式 [11], [12] から計算される理論値と比較したものである。実験値は、本理論から予測されたほどピストン高さ h_p の影響を受けていないが、定性的には油の圧縮性を考慮した理論曲線に近い変化を示している。特に ω/ω_n が10付近で減衰係数が極大値をとり、その前後で付加質量がプラスからマイナスへ急変しているのが認められる。

5・3 高粘性オイルダンパの測定 図9は、 $\nu = 5000 \text{ mm}^2/\text{s}$ の高粘性オイルダンパが取付けられたときの実験装置の振動伝達率と位相角を表している。このぐらい油の粘度が高くなると、オイルダンパの減衰が大きくなって、 $\gamma = \infty$ の曲線が示すように振動伝達率曲線には共振が現れないはずである。ところが実験値には装置のもとの固有振動数の5倍ぐらいの振動数

(a) 振動伝達率

(b) 位相角

図7 低粘性オイルダンパが取付けられた実験装置の振動特性

(a) 振動伝達率

(b) 位相角

図6 図3の実験装置の振動特性 (ダンパ無付加)

(a) 減衰係数

(b) 付加質量

図8 低粘性オイルダンパの減衰係数と油の付加質量効果の周波数特性

において共振が生じているのが認められる。その傾向は、油の圧縮性を考慮して計算された理論曲線とよく似ている。したがって、高粘性オイルダンパが取付けられた振動系の固有振動数が増加するのは、油の圧縮性の影響であると考えられる。ただ、この実験でもピストン高さ h_p の影響は理論曲線ほど顕著ではない。

図 10(a), (b) は、図 9 の測定値から得られた高粘性オイルダンパの減衰係数と付加質量を表している。これらの図に示された理論曲線より、油の圧縮性の影響によって、高粘性オイルダンパの減衰係数は振動数の増加とともに急に小さくなること、および付加質量が常に負の値をとることがわかる。実験値も理論曲線のこの傾向をほぼ裏づけている。このように制動油による質量効果が常に負の値をとることから、これに $-\omega^2$ を掛けてばね定数の形で表現すると同図(c) のようになる。この図のようにオイルダンパによって振動系に復元力が働き、そのことによって図 9(a) のように実験装置の固有振動数が増加したことがわかる。

6. 結 言

今回導いたオイルダンパの設計式において、パラメータ B に非圧縮性流体の値 $B=1$ を代入すると、こ

れまでに著者らが提案していた設計式に一致する。したがって、本設計式は従来の式をより一般化した式であるといえる。しかしながら、われわれは本理論の基礎式をたてるに当たってさまざまな仮定を用いており、またその基礎式を解く際にも近似を行っていたので、この設計式にはかなりの誤差が含まれている可能性がある。また、本理論解析によると、油の圧縮性の影響はかなり高い振動数において顕著に現れる。このような高い振動数においては、オイルダンパの減衰力と制動油の質量効果を精度良く測定することができず、解析結果との誤差が理論解析の不備によるのか、ある

(a) 減衰係数

(a) 振動伝達率

(b) 付加質量

(b) 位相角

(c) 付加ばね定数

図 9 高粘性オイルダンパが取付けられた実験装置の振動特性

図 10 高粘性オイルダンパの減衰係数と油の付加質量効果の周波数特性

いは実験精度の悪さによるのかがはっきりしなかった。それでも本理論によって油の圧縮性をもたらすと予測された以下の現象が実験でもほぼ確認できた。

(1) 低粘性オイルダンパの減衰係数は振動数の増加に伴って漸増し、ある振動数において極大値をとったのち急減する。

(2) 高粘性オイルダンパの減衰係数は振動数の増加とともに急減し、高粘度の油を用いるほどオイルダンパの減衰が大きくなるとは限らない。

(3) 振動系に高粘性オイルダンパを取付けたときに系の固有振動数が増加することがある。

本研究に関しては、今後さらに検討を要する以下の問題が残されている。

(1) 油の圧縮性を表すファクタとして用いた γ

をどのようにして測定するか?

(2) 数百 Hz という非常に高い振動数におけるオイルダンパの減衰をいかに精度良く測定するか?

(3) 本理論では油の状態変化が準静的であり、圧力が一様に分布していると仮定していたが、振動数が高くなるとこの仮定が成立しなくなる。

文 献

- (1) 亘理, 機械振動, (1966), 11, 丸善.
- (2) 古川, 振動および衝撃測定, (1966), 67, 誠文堂新光社.
- (3) 浅見・関口, 機論, 57-534, C(1991), 437.
- (4) 日本機械学会編, 機械工学便覧, (1987), A 6-172, 日本機械学会.
- (5) 田村, けい素樹脂, (1961), 45, 日刊工業新聞社.
- (6) 浅見・関口, 機論, 49-442, C(1983), 1011.
- (7) 浅見・関口, 機論, 56-526, C(1990), 1400.