第12図 研削盤のといしの振動

たとき といし破壊の限度とする。軸だけを取り出して静的な曲げ試験を行ってみると、 E は曲率の小なる間は $1.79 \times 10^6 \text{ kg/cm}^2$ 程度であるが、曲げが進行するにしたがって $0.5 \times 10^6 \text{ kg/cm}^2$ 程度にまで減少する。したがってといし軸が折れ曲って破壊していく過程においては、 E はこの範囲を移行するものと考えられる。今軸に対する曲げ試験の結果から $E = 1.3 \times 10^6 \text{ kg/cm}^2$ 、許容曲率を 0.14 cm^{-1} として計算すると、第8図で軸長 20 mm と表示した曲線のようになる。その傾向はだいたい実験結果と一致している。

5.2 といしの変形 軸の曲げが進むにつれて E は $1.3 \sim 1.79 \times 10^6 \text{ kg/cm}^2$ に漸次変化することを考慮にいれて、変形量と回転速度との間の関係を(14)式から計算した結果は第9図実線のようになり(この場

合 $R_2 = 4.165$)、理論と実験とは曲線の先端の折れ曲った部分を除き、よく一致することがわかる。

6. 結 言

(I) 先端質量を有する偏心軸の回転特性に関する解析において軸をビームとして解析し、軸剛性を簡易化して解析した従来の結果に対比して、次の諸点を明らかにした。

1. 偏心関数が軸の回転特性へ与える影響。
2. 軸偏心の場合と質量偏心の場合との差異。
3. 軸上における節点の位置。特に $E_c(x) = \epsilon_2 x^2$ の場合においては、軸の先端が節点になる場合があること。
4. 軸に沿う曲げモーメントおよびせん断力の分布状態。
5. 二次危険速度以上にわたる回転特性。

(II) 実験によっては次の諸点を明らかにした。

1. 軸付といしの回転による変形および破壊の状態。
2. ハンドグラインダを利用した研削盤におけるといしの振動状態。
3. 軸付といしの変形状態の実験によって、その実験結果が理論解析結果と一致する事実。

終りにのぞみ、本研究に当って御教示をいただいた東京大学教授巨理 厚先生に深く感謝の意を表する。

文 献

- (1) 木内, 機械学会論文集, **21**, 103(昭 30-3), 199.
- (2) 木内, 機械学会論文集, **21**, 111(昭 30-11), 847.
- (3) 木内, 機械学会論文集, **24**, 147(昭 33-11), 879.

621-185.7:621.82-233.12:534.113

端部に抵抗を受ける偏心弾性軸の回転特性*

木 内 石**

Rotation Characteristics of an Eccentric Elastic Shaft with Resistance on Its End

by Atsushi KIUCHI

This paper treats the rotation characteristics of an eccentric elastic shaft which has influence of fluid resistance upon its end. It is found theoretically that a shaft with shaft eccentricity deforms helically and a shaft with mass eccentricity deforms in a plane.

As an example of practical cases, an experiment of a mixer is worked and a good agreement of experimental with theoretical results is obtained.

* 昭和 33 年 9 月 26 日 関西支部第 202 回講演会において講演, 原稿受付 昭和 33 年 12 月 25 日。

** 正員, 静岡大学工学部(浜松市追分町)。

1. 序 言

流体抵抗等を受ける軸の自由振動に関する研究は軸全体に流体抵抗を受ける場合の自由振動に関しては、妹沢博士⁽¹⁾、Morris Morduchow⁽²⁾等の研究があり、Morris Morduchowは準静力学的方法により、軸の振動形には流体抵抗が影響しないことを述べている。はりに集中的な流体抵抗を受ける場合の自由振動の研究には、E. J. Mc Bride⁽³⁾の報告、D. Young⁽⁴⁾の報告がある。D. F. Miller⁽⁵⁾は端部に集中的な流体抵抗を受けるはりの強制振動に関する理論的研究を行っており、この研究ははりを数個の集中質量に分割した近似計算である。R. Plunkett⁽⁶⁾ははりの振動の減衰に対する集中抵抗の最適問題を取扱っている。

このように流体抵抗を受けるはりまたは軸の振動に関する研究があるが、これらはいずれも軸が回転しておらない場合でしかも軸の偏心のない場合の研究であって、かくはん機のかくはん軸の運動はこれらの研究のいずれによっても論ずることができない。本研究においては、このような従来の研究と異なり、端部に流体抵抗を受ける偏心軸の回転運動について理論的解析を行い、かつかくはん軸に関する実験を行って、理論計算と実験結果との比較検討を行ったものである。なお本報においては文献⁽⁷⁾⁽⁸⁾⁽⁹⁾の記号を流用してある。

2. 理論解析

2・1 一般理論 あらかじめ $E_c(x)$ で偏心している一様断面軸の先端質量(質量は m_2)は液体中にはいつているものとする(第1図参照)。静止時には実線の位置にあった軸が、回転中は点線の位置にくるものとし、軸の xY 平面への射影を考え(第2図参照)、 xY 平面内の振動のコンポーネントを考えると次式を得る。

$$EI \frac{\partial^4 \tilde{Y}(x, t)}{\partial x^4} + \sigma \frac{\{\tilde{Y}(x, t) + E_c(x) \cos \omega t\}}{\partial t^2} = 0 \quad (1)$$

軸の付根($x=0$ 点)は固定端的であるとする、軸付根の端末条件は

$$\tilde{Y}(0, t) = 0, \quad [\partial \tilde{Y}(x, t) / \partial x]_{x=0} = 0 \quad (2)$$

先端質量の慣性能率は無視できる程度とし、その流体抵抗に関する係数を λ_2 とすると、先端の端末条件は

$$[\partial^2 \tilde{Y}(x) / \partial x^2]_{x=l} = 0 \quad (3)$$

$$\begin{aligned} m_2 \left[\frac{\partial^2 \{\tilde{Y}(x, t) + E_c(x) \cos \omega t\}}{\partial t^2} \right]_{x=l} \\ = -\lambda_2 \left[\frac{\partial \{\tilde{Y}(x, t) + E_c(x) \cos \omega t\}}{\partial t} \right]_{x=l} + EI \left[\frac{\partial^3 \tilde{Y}(x)}{\partial x^3} \right]_{x=l} \end{aligned} \quad (4)$$

$$\text{いま} \quad \tilde{Y}(x) = Y_1(x) \cos \omega t + Y_2(x) \sin \omega t \quad (5)$$

とし、(5)式を(1)式に代入した結果は t に無関係に成立しなければならないことから次式を得る。

$$\left. \begin{aligned} EI Y_1''''(x) - \sigma \omega^2 Y_1(x) - \sigma \omega^2 E_c(x) &= 0 \\ EI Y_2''''(x) - \sigma \omega^2 Y_2(x) &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

(5)式を(2)式に代入した結果から軸付根の条件として

$$Y_1(0) = Y_2(0) = Y_1'(0) = Y_2'(0) = 0 \quad (7)$$

(5)式に(4)式を代入した結果から軸先端の条件として

$$\left. \begin{aligned} \frac{m_2 \omega^2}{EI} \{Y_1(l) + E_c(l)\} - \frac{\lambda_2 \omega}{EI} Y_2(l) + Y_1'''(l) &= 0 \\ \frac{m_2 \omega^2}{EI} Y_2(l) + \frac{\lambda_2 \omega}{EI} \{Y_1(l) + E_c(l)\} + Y_2'''(l) &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

(6)式を(7)、(8)式の条件の下に解くと、次式を得る。

第1図 軸の変形状態

第2図 回転中心線に直交する平面内の関係

$$Y(\bar{x}) = \left(\left[E_c(\bar{x}) + \bar{E}_c(\bar{x}) - \frac{\bar{E}_c''}{a} \frac{c(\bar{x})}{\beta^2} - \left[\Delta_R \{Q_{11} + \beta^3 \alpha R_2(P_{11} + E_c)\} - \left(\frac{\lambda_2}{\alpha} \right)^2 \tilde{F} \beta^3 (P_{11} + E_c) \right] \right. \right. \\ \times \left. \frac{ad(\bar{x}) - bc(\bar{x})}{\Delta_\lambda \beta^3} \right]^2 + \left[\left[\Delta_R(P_{11} + E_c) + \frac{\tilde{F}}{\beta^3} \{Q_{11} + \beta^3 \alpha R_2(P_{11} + E_c)\} \right] \right. \\ \times \left. \left. \frac{\lambda_2}{\alpha} \frac{1}{\Delta_\lambda} \{bc(\bar{x}) - ad(\bar{x})\} \right]^2 \right)^{1/2} \cos(\omega t + \theta_\lambda) \quad \dots\dots\dots (9)$$

$$\theta_\lambda = \tan^{-1} \left(\left(\left[\Delta_R(P_{11} + E_c) + \frac{\tilde{F}}{\beta^3} \{Q_{11} + \beta^3 \alpha R_2(P_{11} + E_c)\} \right] \frac{\lambda_2}{\alpha} \frac{1}{\Delta_\lambda} \{bc(\bar{x}) - ad(\bar{x})\} \right. \right. \\ \div \left[E_c(\bar{x}) + \bar{E}_c(\bar{x}) - \frac{\bar{E}_c''}{a} \frac{c(\bar{x})}{\beta^2} - \left[\Delta_R \{Q_{11} + \beta^3 \alpha R_2(P_{11} + E_c)\} - \left(\frac{\lambda_2}{\alpha} \right)^2 \tilde{F} \beta^3 (P_{11} + E_c) \right] \right. \\ \times \left. \left. \frac{ad(\bar{x}) - bc(\bar{x})}{\Delta_\lambda \beta^3} \right] \right) \right) \quad \dots\dots\dots (10)$$

$$\left. \begin{aligned} \text{ここに} \quad \Delta_\lambda &= \Delta_R^2 + \left(\frac{\lambda_2}{\alpha} \tilde{F} \right)^2, \quad \Delta_R = R_2 \alpha \tilde{F} - \tilde{C} \\ P_{11} &= E_c(l) - \frac{c}{a \beta^2} \bar{E}_c''(l), \quad Q_{11} = \bar{E}_c'''(l) \frac{\beta d}{a} \bar{E}_c''(l) \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (11)$$

$$\bar{\lambda}_2 = \frac{l}{\sqrt{EI\sigma}} \lambda_2 \quad \dots\dots\dots (12)$$

$$\bar{E}_c(x) = L^{-1} \frac{\beta^4}{s^4 - \beta^4} e(s), \quad e(s) = L E_c(x) \quad \dots\dots\dots (13)$$

また $\bar{E}_c(\bar{x})$ および $E_c(\bar{x})$ はそれぞれ $\bar{E}_c(x)$ および $E_c(x)$ において $\bar{x} = x/l$ によって置換えたものである。

(9) 式は軸の回転弾性曲線を表わす一般式であって、偏心関数 $E_c(x)$ が与えられれば、具体的な場合に対する回転弾性曲線式を求めることができる。

(10) 式は $\bar{x}$ の関数であるから、軸は回転中心線に対してらせん状にからみつくようになることがわかる。すなわち軸は回転中心線に交ることがないので、従来の意味における節点は存在しない。

軸の長さ方向に対する曲げモーメントの分布状態の一般式は

$$M_b(\bar{x}) = EI \left(\left[\bar{E}_c''(x) - \frac{\bar{E}_c''}{a} a(x) - \left[\Delta_R \{Q_{11} + \beta^3 \alpha R_2(P_{11} + E_c)\} - \left(\frac{\lambda_2}{\alpha} \right)^2 \tilde{F} \beta^3 (P_{11} + E_c) \right] \right. \right. \\ \times \left. \frac{ab(\bar{x}) - ba(\bar{x})}{\Delta_\lambda \beta} \right]^2 + \left[\left[\Delta_R(P_{11} + E_c) + \frac{\tilde{F}}{\beta^3} \{Q_{11} + \beta^3 \alpha R_2(P_{11} + E_c)\} \right] \right. \\ \times \left. \left. \frac{\lambda_2}{\alpha} \frac{\beta^2}{\Delta_\lambda} \{ba(\bar{x}) - ab(\bar{x})\} \right]^2 \right)^{1/2} \cos(\omega t + \theta_m) \quad \dots\dots\dots (14)$$

$$\left. \begin{aligned} \text{ここに} \quad \theta_m &= \tan^{-1} \left(\left(\left[\Delta_R(P_{11} + E_c) + \frac{\tilde{F}}{\beta^3} \{Q_{11} + \beta^3 \alpha R_2(P_{11} + E_c)\} \right] \frac{\lambda_2}{\alpha} \frac{\beta^2}{\Delta_\lambda} \{ba(\bar{x}) - ab(\bar{x})\} \right. \right. \\ &\div \left[\bar{E}_c''(x) - \frac{\bar{E}_c''}{a} a(x) - \left[\Delta_R \{Q_{11} + \beta^3 \alpha R_2(P_{11} + E_c)\} - \left(\frac{\lambda_2}{\alpha} \right)^2 \tilde{F} \beta^3 (P_{11} + E_c) \right] \frac{ab(\bar{x}) - ba(\bar{x})}{\Delta_\lambda \beta} \right] \end{aligned} \right) \quad \dots\dots\dots (15)$$

軸の長さ方向に対するせん断力の分布状態は

$$F_s(\bar{x}) = EI \left(\left[\bar{E}_c'''(x) - \frac{\bar{E}_c'''}{a} \beta d(\bar{x}) - \left[\Delta_R \{Q_{11} + \beta^3 \alpha R_2(P_{11} + E_c)\} - \left(\frac{\lambda_2}{\alpha} \right)^2 \tilde{F} \beta^3 (P_{11} + E_c) \right] \frac{aa(\bar{x}) - bd(\bar{x})}{\Delta_\lambda} \right]^2 \right. \\ \left. + \left[\left[\Delta_R(P_{11} + E_c) + \frac{\tilde{F}}{\beta^3} \{Q_{11} + \beta^3 \alpha R_2(P_{11} + E_c)\} \right] \frac{\lambda_2}{\alpha} \frac{\beta^3}{\Delta_\lambda} \{bd(\bar{x}) - aa(\bar{x})\} \right]^2 \right)^{1/2} \cos(\omega t + \theta_f) \quad \dots\dots\dots (16)$$

$$\left. \begin{aligned} \text{ここに} \quad \theta_f &= \tan^{-1} \left(\left(\left[\Delta_R(P_{11} + E_c) + \frac{\tilde{F}}{\beta^3} \{Q_{11} + \beta^3 \alpha R_2(P_{11} + E_c)\} \right] \frac{\lambda_2}{\alpha} \frac{\beta^3}{\Delta_\lambda} \{bd(\bar{x}) - aa(\bar{x})\} \right. \right. \\ &\div \left[\bar{E}_c'''(x) - \frac{\bar{E}_c'''}{a} \beta d(\bar{x}) - \left[\Delta_R \{Q_{11} + \beta^3 \alpha R_2(P_{11} + E_c)\} - \left(\frac{\lambda_2}{\alpha} \right)^2 \tilde{F} \beta^3 (P_{11} + E_c) \right] \frac{aa(\bar{x}) - bd(\bar{x})}{\Delta_\lambda} \right] \end{aligned} \right) \quad \dots\dots\dots (17)$$

2.2 軸偏心の場合 偏心関数 $E_e(x)$ は ε_0 , $\varepsilon_1 x$, $\varepsilon_2 x^2$ 等あるいはそれらの組合せ等が実際に近いものとして考えられるが、ここでは高速かくはん機における かくはん軸の場合のような長軸がとる 実 際 的 な 形 に 近 い $E_e(x) = \varepsilon_2 x^2$ の場合について、回転弾性曲線を (9) 式から計算すると、次のようになる。

$$\frac{\bar{Y}(\bar{x})}{\bar{\varepsilon}_2} = 2 \left[\left[\frac{c(\bar{x})}{a\alpha^2} - \frac{1}{a\alpha^2 \Delta_\lambda} \left\{ \Delta_R(d + R_2 \alpha c) - \left(\frac{\lambda_2}{\alpha} \right) c\tilde{F} \right\} \{ad(\bar{x}) - bc(\bar{x})\} \right]^2 + \left[\frac{\lambda_2}{\alpha} \{c\Delta_R + \tilde{F}(d + R_2 \alpha c)\} \frac{bc(\bar{x}) - ad(\bar{x})}{a\alpha^2 \Delta_\lambda} \right]^2 \right]^{1/2} \cos(\omega t + \theta_{y2}) \quad (18)$$

$$\text{ここに } \theta_{y2} = \tan^{-1} \left[\frac{\lambda_2}{\alpha} \{c\Delta_R + \tilde{F}(d + R_2 \alpha c)\} \frac{bc(\bar{x}) - ad(\bar{x})}{a\alpha^2 \Delta_\lambda} + \left[\frac{c(\bar{x})}{a\alpha^2} - \frac{1}{a\alpha^2 \Delta_\lambda} \left\{ \Delta_R(d + R_2 \alpha c) - \left(\frac{\lambda_2}{\alpha} \right) c\tilde{F} \right\} \{ad(\bar{x}) - bc(\bar{x})\} \right] \right] \quad (19)$$

先端振幅 $\bar{Y}(l)$ は

$$\frac{\bar{Y}(l)}{\bar{\varepsilon}_2} = \frac{2}{a\alpha^2 \Delta_\lambda} \left[\left[c\Delta_\lambda + \left\{ \Delta_R(d + R_2 \alpha c) - \left(\frac{\lambda_2}{\alpha} \right) c\tilde{F} \right\} \tilde{F} \right]^2 + \left[\frac{\lambda_2}{\alpha} \{c\Delta_R + \tilde{F}(d + R_2 \alpha c)\} \tilde{F} \right]^2 \right]^{1/2} \cos(\omega t + \bar{\theta}_{y2}) \quad (20)$$

$$\text{ここに } \bar{\theta}_{y2} = \tan^{-1} \left[\frac{\lambda_2}{\alpha} \{c\Delta_R + \tilde{F}(d + R_2 \alpha c)\} \tilde{F} \div \left[c\Delta_\lambda + \left\{ \Delta_R(d + R_2 \alpha c) - \left(\frac{\lambda_2}{\alpha} \right) c\tilde{F} \right\} \tilde{F} \right] \right] \quad (21)$$

2.3 質量偏心の場合 これは $E_e(x) = 0$ であるが、 m_2 が ε_1 だけ先端で偏心している場合であって、上述とほぼ同様な解析法を適用することによって、次の回転弾性曲線式を得る。

$$\frac{Y(\bar{x})}{\varepsilon_1} = \left[\left\{ \alpha R_2 \Delta_R - \left(\frac{\lambda_2}{\alpha} \right)^2 \tilde{F} \right\}^2 + \left\{ \frac{\lambda_2}{\alpha} (\Delta_R + \alpha R_2 \tilde{F}) \right\}^2 \right]^{1/2} \frac{bc(\bar{x}) - ad(\bar{x})}{\Delta_\lambda} \cos(\omega t + \theta_t) \quad (22)$$

$$\text{ここに } \theta_t = \tan^{-1} \left[\frac{\lambda_2}{\alpha} (\Delta_R + \alpha R_2 \tilde{F}) \div \left\{ \alpha R_2 \Delta_R - \left(\frac{\lambda_2}{\alpha} \right)^2 \tilde{F} \right\} \right] \quad (23)$$

(23) 式からわかるように、質量偏心の場合は軸偏心の場合と異なり、軸は回転中心線に対してらせん状にねじれる状態にならずに、変形が一つの平面内に起ることが特徴である。したがって節点の座標 $\bar{x}_0$ は (22) 式を参照して、次式から求めることができる。

$$bc(\bar{x}_0) - ad(\bar{x}_0) = 0 \quad (24)$$

曲げモーメント $M_b(\bar{x})$ は

$$\frac{l^2}{\varepsilon_1 EI} M_b(\bar{x}) = \alpha^2 \left[\left\{ \alpha R_2 \Delta_R - \left(\frac{\lambda_2}{\alpha} \right)^2 \tilde{F} \right\}^2 + \left\{ \frac{\lambda_2}{\alpha} (\Delta_R + \alpha R_2 \tilde{F}) \right\}^2 \right]^{1/2} \frac{ba(\bar{x}) - ab(\bar{x})}{\Delta_\lambda} \cos(\omega t + \theta_t) \quad (25)$$

せん断力 $F_b(\bar{x})$ の式は

$$\frac{l^3}{\varepsilon_1 EI} F_b(\bar{x}) = \alpha^3 \left[\left\{ \alpha R_2 \Delta_R - \left(\frac{\lambda_2}{\alpha} \right)^2 \tilde{F} \right\}^2 + \left\{ \frac{\lambda_2}{\alpha} (\Delta_R + \alpha R_2 \tilde{F}) \right\}^2 \right]^{1/2} \frac{bd(\bar{x}) - aa(\bar{x})}{\Delta_\lambda} \cos(\omega t + \theta_t) \quad (26)$$

3. 数 値 計 算

高速かくはん機等の場合に近い状態として、 $E_e(x) = \varepsilon_2 x^2$ で $R_2 = 0.05$, $\lambda_2 = 0.01, 0.1, 1$ の場合の先端振幅の数値計算を (18) 式で行うと第 3 図のようになる。

図における偏心比とは、静止時の偏心と回転時の偏心との比である。図から流体抵抗係数 λ_2 の影響を理解することができる。 $E_e(x) = \varepsilon_2 x^2$ の場合は、流体抵抗が存在しないときは R_2 の値いかに関係せず、 $\tilde{D} = 0$ の α の値において先端振幅は零になるが、流体抵抗が存在するときは、先端振幅がきわめて小になることはあっても零になることはない。

4. 超高速かくはん機の実験

4.1 回転特性 第 4 図 (a), (b) に示すようにかくはん軸で水をかくはんし、回転中のかくはんスクリー

の付根上部の振幅を撮影記録して実験した。記録写真の一部を第5図に示す。同図(g)における白いはん

第3図 α と偏心比との間の関係の数値計算例

第5図 かくはん軸の振動状態 (第4図の方法により水をかくはんした場合)

こん(斑痕)は気ほうである。この場合実験に使用した黄銅軸に関する諸種の値は、次のようである。

$$\begin{aligned} \text{軸直径 } 0.6 \text{ cm}, \quad l &= 50 \text{ cm} \\ E &= 9.48 \times 10^5 \text{ kg/cm}^2, \quad I = 0.00636 \text{ cm}^4 \\ \sigma &= 2.37 \text{ g/cm} \end{aligned}$$

ゆえに軸の回転数を $N \text{ rpm}$ とすると、 α と ω との関係から

$$N = 190 \alpha^2 \dots\dots\dots (27)$$

なる関係を得る。また軸先端を液中において自由横振

第4図 超高速かくはん軸の回転実験装置

動させた場合の実験から流体抵抗係数は $\lambda_2 \div 239$ よって (12) 式から $\bar{\lambda}_2 \div 0.1$, また $R_2 = 0.05$ これらのデータから (18) 式による理論計算は第 6 図の曲線のものであって、実験値とよく一致している。ただ、第三次危険速度において、実験値の方が小になっているのは、理論は軸の先端に集中的に流体抵抗が作用している場合であるのに対し、実験は先端附近の軸にも流体抵抗が作用しており、回転数が高くなるとその影響が

第 6 図 偏心比と回転速度との間の関係の実験値 (○印) と理論値 (実線の曲線) との比較

優勢になって現われることによるものと考えられる。

液体として油を用いた場合の実験は、透明な油としてひまし油をえらんだのであるが、かくはんすると不透明になって、かくはんスクレイ付根の撮影が困難なので液面 36 mm の点の振幅を撮影記録した結果を第 7 図に示す。水と油とを比較するため、油のかわりに水を用いて同様に実験した結果も第 7 図に示してある。油の場合の方が減衰が大であることがわかる。

第 7 図で振幅比が、第三次危険速度における方が第二次危険速度におけるよりも大であるのは、観察点が

第 7 図 偏心比と回転速度との間の関係 (水とヒマシ油との場合の実験結果)

第三次危険速度

第 8 図 かくはん軸の起動特性 (第 4 図の方法により水をかくはんした場合)

軸端でなく、軸の途中であるからである。

4.2 起動特性 かくはん軸の回転速度を一定にして、その振幅を測定すると、前述のような特性を示し、危険速度の点ではたとえば第6図および第7図のような大きな振幅を生ずるが、回転速度を急速にあげると共振点においても振幅は大きくならず、その点を通り過ぎてしまう。

今かくはん軸を駆動する電動機に急に電圧を加えて回転させると、回転の昇上に従って振幅の変化のようすは第8図のようであって、ところどころに振幅の大きな点がみられるが、第6図等に比較すると問題にならないほど、小なる状態で通り過ぎてしまうことがわかる。(a)および(b)は第三次危険速度の上まで急速に上げた場合の記録で、第一次危険速度点はほとんど現われていない。(c)は第二次危険速度の上まで比較的ゆるやかに上げた場合で、第一次危険速度点、第二次危険速度点がめいりょうにあらわれている。このことから高速かくはん軸においては軸の危険速度は、ほとんど顧慮する必要のないことがわかる。なお回転速度がちょうど第二次危険速度または第三次危険速度に一致したとしても、第6図等にしめす程度の振動で、実用上さしつかえを生じないが、機械の寿命等の点から考えると危険速度をさけた方が得策である。なお第一次危険速度に一致させて回転させると、実用にたえない程度の振幅になるが、高速かくはん機において、このような低回転で使用するのではない。

5. 結 言

(1) 理論解析によって次の結果を得た。

1. 端部に液体抵抗を受ける偏心弾性軸の回転弾性曲線式、曲げモーメント分布式、せん断力分布式を求めた。

2. 軸偏心の場合の回転弾性曲線は、回転中心線に

対してらせん状に変形し、すなわち空間曲線となる。したがって従来の意味における節点は存在しない。

3. 質量偏心の場合は回転弾性曲線は一つの平面内におこり、すなわち平面曲線となる。したがって従来の意味における節点は存在する。

4. 偏心関数が $\varepsilon_2 x^2$ なる場合の数値計算の結果によれば、流体抵抗のない場合は回転速度によっては先端振幅が零になることがあるが、流体抵抗のある場合は先端振幅が零になることはない。また流体抵抗の影響の比率は回転速度が大になるほど小になる。

(2) 従来の超高速かくはん機と称されているものの1.5倍程度までの回転速度範囲における実験から、次の結果を得た。

1. 実験結果と理論計算とはよく一致する。

2. 超高速かくはん軸の起動特性は、危険速度点を振幅の小なる状態できわめて安定に通過する。

3. 水をかくはんした場合とひまし油をかくはんした場合との回転特性を比較した。

4. 液体特にひまし油をかくはんした場合には、特殊なホワーリングを生ずるが、このことに関しては後に報告する予定である。

終りにのぞみ、本研究に当って御教示をたまわった東京大学教授亘理 厚先生に深く感謝の意を表します。

文 献

- (1) 妹沢, 応用物理, **1**, 3(昭 7-3), 1.
- (2) Morris Morduchow, *J. Appl. Mech.*, **21**, 1(1954), 304.
- (3) E. J. Mc Bride, *Trans. ASME*, **65**(1943), A-168.
- (4) D. Young, *Trans. ASME*, **70**(1948), 65.
- (5) D. F. Miller, *J. Appl. Mech.*, **20**, 2(1953), 167.
- (6) R. Plunkett, *J. Appl. Mech.*, **25**, 2(1958), 219.
- (7) 木内, 機械学会論文集, **21**, 103(昭 30-3), 199.
- (8) 木内, 機械学会論文集, **21**, 111(昭 30-11), 847.
- (9) 木内, 機械学会論文集, **24**, 147(昭 33-11), 879.