変位で加振される動吸振器系におけるクーロン摩擦の影響*

(第3報, 主系, 吸振器双方にクーロン摩擦を伴う場合)

白石 明 男^{*1}

Effect of Coulomb Friction on a Dynamic Vibration Absorber System with Harmonic Base Excitation

(3rd Report, Coulomb Friction both in the Main System and in the Absorber)

Akio SHIRAISHI

Behavior of a dynamic vibration absorber system with combined viscous and Coulomb friction both in the main system and in the absorber is investigated. In this case, the main system is subjected to harmonic base excitation. The solution for the non-stop steady motion is deduced from the equation of motion referring to the half cycle of relative motion between the main mass and the base by means of the boundary condition method. The numerical results of analytical solution coincide very well with those of digital simulation. A set of empirical formulae for calculating the optimum tuning and damping of the absorber, constructed by composing and correcting the formulae given in the previous reports, are presented.

Key Words: Vibration, Theory of Vibration, Dynamic Vibration Absorber, Viscous Damping, Coulomb Friction, Base Excitation, Optimization

1. ま え が き

主系が支台の調和的な変位によって加振される形式の動吸振器系については、従来、一、二の研究⁽¹⁾⁽²⁾が知られている。しかし、これらの研究では、実際上系の粘性減衰力と共存する可能性の高いクーロン摩擦力の影響には触れていない。

本研究はこの種の動吸振器系においてクーロン摩擦が吸振効果に及ぼす影響を調べ、無停滯振動領域において動吸振器を効果的に動作させるための最良調整値の実用計算式を得ることを主目的としている。

本研究の第1報⁽³⁾では、クーロン摩擦が吸振器側のみに存在する場合を対象とし、主系質量と吸振器質量の相対速度の向きが一定の半周期に着目した境界条件法により無停滯定常振動の解を導いた。また、この解を用いた数値実験により、固有振動数比、吸振器減衰比の最良調整値の実用計算式を導いた。

本研究第2報⁽⁴⁾では、クーロン摩擦が主系側のみに存在する場合を対象とした。この系では第1報の場合と異なり、支台と主系質量の相対運動に対してクーロ

ン摩擦が作用することから、この相対速度の向きが一定の半周期に着目して無停滯定常振動の解を導き、これを用いて最良調整の具体的方法について検討した。

第3報である本報では、第1報⁽³⁾、第2報⁽⁴⁾を対象とした系を一般化した場合、すなわち、図1に示すように、主系、吸振器双方に粘性摩擦とクーロン摩擦が共存する場合をとりあげた。

この系に対しては、既報⁽³⁾⁽⁴⁾に示したクーロン摩擦が主系、吸振器のいずれか一方に偏在する場合の解法は適用できない。このため、主系質量と支台の相対速度の向きが一定の半周期において、主系質量と吸振器

図1 系の構成

* 昭和63年7月15日 東海支部浜松地方講演会において講演, 原稿受付 昭和62年9月17日。

^{*1} 正員, 群馬工業高等専門学校 (〒371 前橋市鳥羽町580)。

質量の相対速度の向きが反転することを考慮した境界条件を設定する方法を用い、無停滞定常振動の解を導き、吸振器の最良調整の実際的方法を見出した。

なお、この解析手法の妥当性の検証には第1報、第2報と同様にデジタルシミュレーション⁽⁵⁾を用いた。

2. 主 な 記 号

- m_1 : 主系質量
 m_2 : 吸振器質量
 k_1 : 主系のばね定数
 k_2 : 吸振器のばね定数
 c_1 : 主系の粘性減衰係数
 c_2 : 吸振器の粘性減衰係数
 F_1 : 主系のクーロン摩擦力の大きさ
 F_2 : 吸振器のクーロン摩擦力の大きさ
 u : 加振変位 $= u_0 \sin \omega t$
 u_0 : 加振変位の振幅
 t, τ : 時間
 ω : 加振角振動数
 Ω_n : 主系の固有角振動数 $= \sqrt{k_1/m_1}$
 ω_n : 吸振器の固有角振動数 $= \sqrt{k_2/m_2}$
 r : 主系クーロン摩擦力比 $= F_1/(u_0 k_1)$
 R : 吸振器クーロン摩擦力比 $= F_2/(u_0 k_2)$
 η : 加振振動数比 $= \omega/\Omega_n$
 h_1 : 主系減衰比 $= c_1/\{2\sqrt{m_1 k_1}\}$
 h_2 : 吸振器減衰比 $= c_2/\{2\sqrt{m_2 k_2}\}$
 μ : 質量比 $= m_2/m_1$
 f : 固有振動数比 $= \omega_n/\Omega_n$
 f_o : $r=0, R=0$ のときの f の最良調整値
 h_{2o} : $r=0, R=0$ のときの h_2 の最良調整値
 f_{opt} : $r \neq 0, R \neq 0$ のときの f の最良調整値
 h_{2opt} : $r \neq 0, R \neq 0$ のときの h_2 の最良調整値
 x_1 : 主系質量の変位
 x_2 : 吸振器質量の変位
 y : 2 質量の相対変位 $= x_1 - x_2$
 z : 支台に対する主系質量の相対変位
 $= x_1 - u$
 X_1 : x_1 の正のピーク値
 Y : y の正のピーク値
 Z : z の正のピーク値
 V_{x1} : 主系変位倍率 $= X_1/u_0$
 V_{x1max} : 主系最大倍率
 $(V_{x1} \text{ の } \eta \text{ についての最大値})$
 τ_c : $\dot{y}=0$ となる時刻

3. 運動方程式とその解

既報⁽³⁾⁽⁴⁾と同様に、ここでは無停滞定常振動を対象として解析をすすめる。

図1の系の運動方程式は $\dot{z} \neq 0, \dot{y} \neq 0$ のとき、次のようにかける。

$$\left. \begin{aligned} m_1 \ddot{x}_1 + k_1 z + c_1 \dot{z} + k_2 y + c_2 \dot{y} \\ + \operatorname{sgn}(\dot{y}) F_2 + \operatorname{sgn}(\dot{z}) F_1 = 0 \\ m_2 \ddot{x}_2 - k_2 y - c_2 \dot{y} - \operatorname{sgn}(\dot{y}) F_2 = 0 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (1)$$

この系の定常振動では、既報⁽³⁾⁽⁴⁾の場合と同様に半周期についての解が知れば、これに負号をつけ、時間を π/ω だけずらしたものが相隣半周期の解となる。したがって、実際上は $\dot{z}$ または $\dot{y}$ の正、負いずれかの半周期についての解を導けばよい。

ここでは、 $\dot{z} < 0$ の半周期を選び、 z が正のピーク値 Z をとる時刻を基準とした時間 τ と位相差 ϕ を用い、かつ、 $q = z - F_1/k_1, 0 < \tau < \tau_c$ について $y_1 = y - F_2/k_2, \tau_c < \tau < \pi/\omega$ については、 $y_1 = y + F_2/k_2$ とおいて式(1)を書き換えると、次式を得る。

$$\left. \begin{aligned} \ddot{q} + (c_1/m_1) \dot{q} + (k_1/m_1) q + (c_2/m_1) \dot{y}_1 \\ + (k_2/m_1) y_1 = u_0 \omega^2 \sin(\omega \tau + \phi) \\ \ddot{y}_1 - \ddot{y} - (c_2/m_2) \dot{y}_1 - (k_2/m_2) y_1 \\ = u_0 \omega^2 \sin(\omega \tau + \phi) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (2)$$

この式に対応する同次方程式の特性方程式の根 $\lambda_{1,2}, \lambda_{3,4}$ を前報⁽⁴⁾と同様に、次のように書くことにする。

$$\left. \begin{aligned} \lambda_{1,2} = -\alpha_1 \pm \beta_1 i, \lambda_{3,4} = -\alpha_2 \pm \beta_2 i \\ i = \sqrt{-1} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (3)$$

ここで、式(2)の一般解を導き、これの q, y_1 を z, y にもどすことにより、所定の半周期についての式(1)の解として次式を得る。

$$\begin{aligned} 0 < \tau < \tau_c \text{ について} \\ y = F_2/k_2 + u_0 Y^* \sin(\omega \tau - \varepsilon_1) \\ + e^{-\alpha_1 \tau} (a_1 \cos \beta_1 \tau + a_2 \sin \beta_1 \tau) \\ + e^{-\alpha_2 \tau} (a_3 \cos \beta_2 \tau + a_4 \sin \beta_2 \tau) \dots\dots\dots (4) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} z = F_1/k_1 + u_0 Z^* \sin(\omega \tau - \varepsilon_2) \\ + e^{-\alpha_1 \tau} (g_1 \cos \beta_1 \tau + g_2 \sin \beta_1 \tau) \\ + e^{-\alpha_2 \tau} (g_3 \cos \beta_2 \tau + g_4 \sin \beta_2 \tau) \dots\dots\dots (5) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \tau_c < \tau < \pi/\omega \text{ について} \\ y = -F_2/k_2 + u_0 Y^* \sin(\omega \tau - \varepsilon_1) \\ + e^{-\alpha_1 \tau} (a_1^* \cos \beta_1 \tau + a_2^* \sin \beta_1 \tau) \\ + e^{-\alpha_2 \tau} (a_3^* \cos \beta_2 \tau + a_4^* \sin \beta_2 \tau) \dots\dots\dots (6) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} z = F_1/k_1 + u_0 Z^* \sin(\omega \tau - \varepsilon_2) \\ + e^{-\alpha_1 \tau} (g_1^* \cos \beta_1 \tau + g_2^* \sin \beta_1 \tau) \\ + e^{-\alpha_2 \tau} (g_3^* \cos \beta_2 \tau + g_4^* \sin \beta_2 \tau) \dots\dots\dots (7) \end{aligned}$$

図2 振動の境界条件

ここに,

$$\left. \begin{aligned} g_1 &= b_1 a_1 + b_2 a_2 \\ g_2 &= b_1 a_2 - b_2 a_1 \\ g_3 &= b_3 a_3 + b_4 a_4 \\ g_4 &= b_3 a_4 - b_4 a_3 \\ g_1^* &= b_1 a_1^* + b_2 a_2^* \\ g_2^* &= b_1 a_2^* - b_2 a_1^* \\ g_3^* &= b_3 a_3^* + b_4 a_4^* \\ g_4^* &= b_3 a_4^* - b_4 a_3^* \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (8)$$

である。

また、 $b_1 \sim b_4$ は第1報⁽³⁾、 $Z^*, Y^*, \varepsilon_1, \phi$ は第2報⁽⁴⁾に示した諸式で与えられるが $a_1 \sim a_4, a_1^* \sim a_4^*, \varepsilon_2$ は、この段階では未知の定数である。

式(4)~(7)の対象となる $\dot{z} < 0$ の半周期についての振動波形は、一般に図2に示すようになり、その境

η	R	0	0.02	0.04	0.06	0.08	0.1	0.12
0.4		●	●	●	●	●	●	●
0.5		●	●	●	●	●	●	●
0.6		●	●	●	●	●	●	●
0.7		○	○	○	○	●	●	●
0.8		○	○	○	○	●	●	●
0.9		○	○	○	○	○	●	●
1.0		○	○	○	○	○	○	●
1.1		○	○	○	○	○	○	●
1.2		○	○	○	○	○	○	●
1.3		○	○	○	○	○	○	●
1.4		○	○	○	○	○	○	●
1.5		○	○	○	○	○	○	●
1.6		○	○	○	○	○	○	●
1.7		○	○	○	○	○	○	●
1.8		○	○	○	○	○	○	●
1.9		○	○	○	○	○	○	●
2.0		○	○	○	○	○	○	●

図3 無停滯振動の成立範囲
($\mu=0.1, h_1=0.2, h_2=0.1727, f=0.8123, r=0.2$)

界条件は次のようにかける。

$$\left. \begin{aligned} \tau=0 \text{ において} \\ z &= Z, \dot{z}=0, y=y_0, \dot{y}=\dot{y}_0 \\ \tau=\tau_c \text{ において} \\ z &= z_c, \dot{z}=\dot{z}_c, y=-Y, \dot{y}=0 \\ \tau=\pi/\omega \text{ において} \\ z &=-Z, \dot{z}=0, y=-y_0, \dot{y}=-\dot{y}_0 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (9)$$

式(4)~(7)に上記の境界条件を適用することにより、次の式(10)~(13)を得る。

$$\begin{bmatrix} b_1 & b_2 & b_3 & b_4 & H_1 & H_2 & H_3 & H_4 \\ H_5 & H_6 & H_7 & H_8 & H_9 & H_{10} & H_{11} & H_{12} \\ 1 & 0 & 1 & 0 & J_1 & J_2 & J_3 & J_4 \\ -a_1 & \beta_1 & -a_2 & \beta_2 & J_5 & J_6 & J_7 & J_8 \\ J_9 & J_{10} & J_{11} & J_{12} & -J_9 & -J_{10} & -J_{11} & -J_{12} \\ J_{13} & J_{14} & J_{15} & J_{16} & -J_{13} & -J_{14} & -J_{15} & -J_{16} \\ H_{13} & H_{14} & H_{15} & H_{16} & -H_{13} & -H_{14} & -H_{15} & -H_{16} \\ H_{17} & H_{18} & H_{19} & H_{20} & -H_{17} & -H_{18} & -H_{19} & -H_{20} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \\ a_3 \\ a_4 \\ a_1^* \\ a_2^* \\ a_3^* \\ a_4^* \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -2F_1/k_1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ -2F_2/k_2 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \dots\dots\dots (10)$$

$$Z = F_1/k_1 + g_1 + g_3 + \{(u_0 Z^*)^2 - (g_1 a_1 - g_2 \beta_1 + g_3 a_2 - g_4 \beta_2)^2 / \omega^2\}^{1/2} \dots\dots\dots (11)$$

$$\varepsilon_2 = \tan^{-1} \{ \omega (F_1/k_1 + g_1 + g_3 - Z) / (g_1 a_1 - g_2 \beta_1 + g_3 a_2 - g_4 \beta_2) \} \dots\dots\dots (12)$$

$$\tau_c = [\varepsilon_1 + \cos^{-1} \{ -(a_1 J_{13} + a_2 J_{14} + a_3 J_{15} + a_4 J_{16}) / (u_0 Y^* \omega) \}] / \omega \dots\dots\dots (13)$$

ここに $J_1 \sim J_{16}, H_1 \sim H_{20}$ は、主系質量が調和的な力で加振される場合を対象とした既報⁽⁶⁾の諸式(付録参照)で与えられる。

以上の式から、任意の時刻における変位 z, y, x_1 およびそれらのピーク値 Z, Y, X_1 を知ることができ、さらに、主系変位倍率 V_{x1} およびこれの η に対する最大値 $V_{x1\max}$ などを求めることができる。

これらの解は、先に述べたように、系の無停滯定常振動を前提として導いたものである。

無停滯振動は、既報⁽³⁾⁽⁴⁾と同様に、式(4)~(7)について次式が満たされるときに成り立つ。

$$\left. \begin{array}{l} 0 < \tau < \pi/\omega \text{ において } \dot{z} < 0 \\ 0 < \tau < \tau_c \text{ において } \dot{y} < 0 \\ \tau_c < \tau < \pi/\omega \text{ において } \dot{y} > 0 \end{array} \right\} \dots\dots\dots (14)$$

したがって、式(4)～(13)によって数値解が求まらないか、求まっても式(14)が満たされないときは、主系質量、吸振器質量のいずれか一方または両方が停滞振動するものと考えられる。

図3は、無停滞振動の成立の可否を、上述の考え方に基づく数値計算によって吟味し、結果を η と R についてマップ表示した例である。図3の白丸印は無停滞振動の成立を、黒丸印は不成立を示している。

4. デジタルシミュレーション

以上の解法を検証するために、本報の解による計算値を連続形シミュレーション (HITAC DDS3) ⁽⁵⁾ の結

図4 デジタルシミュレーションとの比較

果と比較した。

図4はこの比較の一例で、 z/u_0 , y/u_0 および x_1/u_0 を $0 < \tau < \pi/\omega$ の半周期について示したものである。図4の実線は、式(4)～(7)による計算値、 Δ , $\square$, $\odot$ 印はシミュレーションの結果を示している。この例のように、両者は良好に合致し、解法の妥当性が検証された。

5. 最良調整と吸振効果

既報⁽³⁾⁽⁴⁾と同様に、本報においても、主系最大倍率 V_{x1max} が最小となるように系の h_2 と f の値を設定することを最良調整といい、このときの h_2, f の値を最良調整値とよぶ。

さきに報告⁽³⁾したように、図1の系でクーロン摩擦力が作用しないとき、すなわち、 $R=0, r=0$ のときの最良調整値 h_{20}, f_0 は、次式で与えられる。

$$\left. \begin{array}{l} h_{20} = \sqrt{3\mu/(8(1+\mu))} \\ \quad + (0.13 + 0.729\mu + 0.4\mu^2)h_1 \\ \quad - (0.01 + 3.18\mu + 3\mu^2)h_1^2 \\ f_0 = 1/(1+\mu) \\ \quad - (0.272 + 1.74\mu - 2.6\mu^2)h_1 \\ \quad - (0.5 - 1.9\mu + \mu^2)h_1^2 \end{array} \right\} \dots\dots\dots (15)$$

図5(a), (b)の細い線は、図1の $R \neq 0, r \neq 0$ の系を上式の値で調整したときの主系最大倍率 V_{x1max} を図示した例である。また、図6は、このときの主系倍率曲線の例で、 $\mu=0.1, h_1=0.1, R=0.06$ の場合を示している。

(a)

(b)

図5 主系最大倍率 (V_{x1max}) の比較

なお、図6の η の小さいところで、曲線が示されていない部分は、式(14)が満たされない停滞振動領域である。

既報⁽³⁾⁽⁴⁾にも示したように、この種の動吸振器系では、最良調整状態における主系変位倍率曲線には、ほぼ、同じ大きさの二つの極大値が現れるが、図6の曲線には、この傾向が見られない。また、第1報の $R \neq 0, r=0$ の場合と第2報の $R=0, r \neq 0$ の場合、いずれも、最良調整値は、式(15)に R または r についての補正項を加えた式で計算される。これらのことから、本報の $R \neq 0, r \neq 0$ の系についても式(15)とは異なる最良調整値が存在するものと考えられる。

このため、図1の系に対する最良調整値計算式として、第1報と第2報に示した最良調整値計算式を組合せた形の式を考え、これの係数を極値探索を主体とした数値実験によって決定し、次の実用式を得た。

$$\left. \begin{aligned} h_{2opt} &= h_{20} + \xi \\ f_{opt} &= f_0 + \delta \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (16)$$

ここに、

$$\xi = (0.667h_1^2 - 7.737h_1 - 4.25\mu^2 + 1.45\mu + 8.313\mu h_1 - 0.7)R \dots\dots\dots (17)$$

$$\delta = (V_2 - V_1)\{\gamma_1 + \gamma_2 h_1 + (\gamma_3 + \gamma_4 h_1)r\} \dots\dots\dots (18)$$

$$\left. \begin{aligned} \gamma_1 &= -0.249\mu^2 + 0.249\mu - 0.0063 \\ \gamma_2 &= -8.26\mu^2 + 2.77\mu + 0.531 \\ \gamma_3 &= -3.41\mu^2 + 1.66\mu - 0.124 \\ \gamma_4 &= 47.13\mu^2 - 23.96\mu + 4.84 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (19)$$

なお、 V_1, V_2 は、 $h_2 = h_{20} + \xi, f = f_0$ によって調整したときの主系変位倍率曲線の二つの極大値であり、 η_1

$< \eta_2$ である。

この式の適用範囲は、 $\mu=0.1 \sim 0.3, h_1=0 \sim 0.2, R=0 \sim 0.1, r=0 \sim 0.2$ である。

なお、当然ながら、ここに示した h_{2opt}, f_{opt} は、 $R \neq 0, r=0$ のときは、第1報⁽³⁾に示した最良調整値と事実上一致し、 $R=0, r \neq 0$ のときは、第2報⁽⁴⁾に示したそれと一致する。

図5(a), (b)の太い線は、図1の系を式(16)の値で調整したときの、主系最大倍率 V_{ximax} を示したものである。式(15)で調整した場合(細い線)に比べると、 R の増加に対する V_{ximax} の増加率が極めて少なく、動吸振器がより効果的に働くことがわかる。

図7は、式(16)によって調整した場合の、主系変位倍率を例示したものである。式(15)によって調整した場合の図6の曲線とは異なり、ほぼ同大の二つの極大値が現れ、系が良好に調整されていることがわかる。

なお、図7についても、 η の小さいところで曲線が示されていない部分は停滞振動領域である。

6. あ と が き

本研究では、主系が調和的に変位加振される動吸振器系において、主系、吸振器双方に粘性、クーロン両摩擦が作用する場合をとりあげて解析し最良調整値の実用計算式を導いた。

その内容を要約すれば、

(1) 主系質量と支台の相対速度の向きが一定の半周期において、主系、吸振器両質量の相対速度の向きが反転することを考慮した境界条件を設定する方法に

図6 主系変位倍率 ($h_2 = h_{20}, f = f_0$)

図7 主系変位倍率 ($h_2 = h_{2opt}, f = f_{opt}$)

より、無停滯定常振動の解を導いた。

(2) この解による数値計算結果とデジタルシミュレーションの結果を比較し、両者が合致することを確認めることにより、解法の妥当性を検証した。

(3) 最良調整値については、さきに報告した、主系または、吸振器のいずれか一方にクーロン摩擦力が偏在する場合の計算式を組合せた形の実用計算式を導いた。また、この式によって調整した動吸振器系が良好に動作することを、数値計算によって確かめた。

付 録

$$\left. \begin{aligned} J_1 &= p_1 \cos \theta_1, J_2 = p_1 \sin \theta_1 \\ J_3 &= p_2 \cos \theta_2, J_4 = p_2 \sin \theta_2 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (20)$$

$$\left. \begin{aligned} J_5 &= p_1(-\alpha_1 \cos \theta_1 - \beta_1 \sin \theta_1) \\ J_6 &= p_1(-\alpha_1 \sin \theta_1 + \beta_1 \cos \theta_1) \\ J_7 &= p_2(-\alpha_2 \cos \theta_2 - \beta_2 \sin \theta_2) \\ J_8 &= p_2(-\alpha_2 \sin \theta_2 + \beta_2 \cos \theta_2) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (21)$$

$$\left. \begin{aligned} J_9 &= p_3 \cos \theta_3, J_{10} = p_3 \sin \theta_3 \\ J_{11} &= p_4 \cos \theta_4, J_{12} = p_4 \sin \theta_4 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (22)$$

$$\left. \begin{aligned} J_{13} &= p_3(-\alpha_1 \cos \theta_3 - \beta_1 \sin \theta_3) \\ J_{14} &= p_3(-\alpha_1 \sin \theta_3 + \beta_1 \cos \theta_3) \\ J_{15} &= p_4(-\alpha_2 \cos \theta_4 - \beta_2 \sin \theta_4) \\ J_{16} &= p_4(-\alpha_2 \sin \theta_4 + \beta_2 \cos \theta_4) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (23)$$

$$\left. \begin{aligned} H_1 &= b_1 J_1 - b_2 J_2, & H_2 &= b_2 J_1 + b_1 J_2 \\ H_3 &= b_3 J_3 - b_4 J_4, & H_4 &= b_4 J_3 + b_3 J_4 \\ H_5 &= -\alpha_1 b_1 - \beta_1 b_2, & H_6 &= -\alpha_1 b_2 + \beta_1 b_1 \\ H_7 &= -\alpha_2 b_3 - \beta_2 b_4, & H_8 &= -\alpha_2 b_4 + \beta_2 b_3 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (24)$$

$$\left. \begin{aligned} H_9 &= b_1 J_5 - b_2 J_6, & H_{10} &= b_2 J_5 + b_1 J_6 \\ H_{11} &= b_3 J_7 - b_4 J_8, & H_{12} &= b_4 J_7 + b_3 J_8 \\ H_{13} &= b_1 J_9 - b_2 J_{10}, & H_{14} &= b_2 J_9 + b_1 J_{10} \\ H_{15} &= b_3 J_{11} - b_4 J_{12}, & H_{16} &= b_4 J_{11} + b_3 J_{12} \\ H_{17} &= b_1 J_{13} - b_2 J_{14}, & H_{18} &= b_2 J_{13} + b_1 J_{14} \\ H_{19} &= b_3 J_{15} - b_4 J_{16}, & H_{20} &= b_4 J_{15} + b_3 J_{16} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (25)$$

$$\left. \begin{aligned} p_1 &= e^{-\alpha_1 \pi / \omega}, p_2 = e^{-\alpha_2 \pi / \omega} \\ p_3 &= e^{-\alpha_1 \tau_c}, p_4 = e^{-\alpha_2 \tau_c} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (26)$$

$$\left. \begin{aligned} \theta_1 &= \beta_1 \pi / \omega, \theta_2 = \beta_2 \pi / \omega \\ \theta_3 &= \beta_1 \tau_c, \theta_4 = \beta_2 \tau_c \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (27)$$

文 献

- (1) 池田・五百井, 機論, 43-369 (昭52), 1707.
- (2) 関口・浅見, 機論, 50-452, C (昭59), 607.
- (3) 白石・山川, 機論, 51-467, C (昭60), 1755.
- (4) 白石, 機論, 52-481, C (昭61), 2326.
- (5) HITAC 連続型シミュレーションプログラム DDS 3 言語形式マニュアル, (昭53), (株)日立製作所.
- (6) 白石・山川, 機論, 50-453, C (昭59), 819.