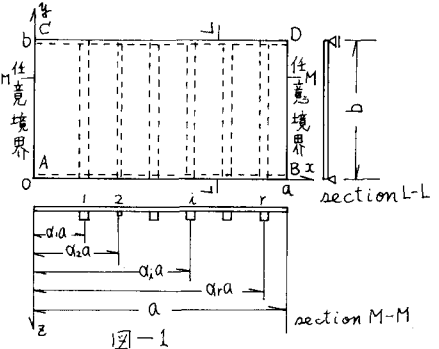


長崎大学工学部 正員。高橋和雄

九州大学工学部 正員 榎木 式

1.緒言 く形板が中間で弾性ばりにて支持される一方向連続板の振動問題のより厳密な解法には、撓角撓度法¹⁾や階差方程式を用いる方法²⁾、還元法³⁾などが見受けられる。これらの解法はいずれも板と弾性ばりに伝えられる諸力をはりの長さ方向に線状分布をなすものとみなす点で共通している。しかしながら、板と弾性ばりとがはり幅全域にわたって接合する実情を考えると、はり幅が板の辺長に比べて無視できない場合や高次振動ではこれらの解法の精度が悪くなるものと推察される。また、既往の理論では板とはりとの接合部において線状分布をなす諸力の伝達を仮定したことにより、はり位置およびその近傍の板のひずみや応力の算定が困難となるゆえ、強制振動問題において、板の力学的諸量を求めることが極めて困難になる。これに対して、本論文は板からはりに伝えられる諸力のはり幅方向の分布を考慮するとき一方向連続く形板の振動問題の応力法による解法⁴⁾を提示するもので、本法によれば広範囲のはり幅の変化に対する振動特性の把握が可能であり、また強制振動問題への応用が容易であるなどの利点をもつ。ここでは著者らの提案する概略を述べ、つづいて2,3の連続板構造について理論値と実験値との対比および既往理論との比較対照などを併せ行なうものである。

2.解法 (1)規準関数の誘導 く形板ABCDにおいて、図1に示すような座標系(x,y,z)を導入する。また、板は周辺の他に辺ABと辺CD間を結ぶr個の弾性ばりにて支えられており、これらに番号1,2,...,rを付す。く形板が振動すれば各中間弾性ばりにはz方向の垂直反力およびx方向の反力モーメントを生ずるか、これらはく形板の振動変位を拘束する一種の強制力とみなすことができ、一般に中間支承の座標値x,yと時間tの関数q(x,y,t)で与えられる。しかるとき、本題のく形板の自由振動は一対辺が単純支持されるく形板に強制力q(x,y,t)が作用する強制振動とみなすことができ、その基礎微分方程式は次式で与えられる。



式(1)の係数 $\nabla^4 = (\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2})^2$, $D = \frac{Eh^3}{12(1-\nu^2)}$; 板剛度 h ; 板厚, E ; 板の弾性係数, ν ; 板のポアソン比, ρ_p ; 板の密度, w ; 板のたわみ

本題のく形板は辺ABおよび辺CDが単純支持されているから、式(1)の余関数 w_1 を次のように表わす、
 $w_1 = W_1 \sin(wt + \epsilon) = X(\alpha) \sin N\pi \eta \sin(wt + \epsilon)$ (2)

ここに、 w : 固有円振動数, ϵ : 初期位相角, $X(\alpha)$: α のみの関数, $\eta = y/b$, $N = 1, 2, 3, \dots$
 式(2)を式(1)の斉次方程式に代入すれば、

$$\frac{d^4 X}{d\alpha^4} - 2\left(\frac{N\pi}{b}\right)^2 \frac{d^2 X}{d\alpha^2} + \left\{ \left(\frac{N\pi}{b}\right)^4 - \frac{\rho_p h}{E} w^2 \right\} X = 0$$
 (3)

本題のく形板は周辺の他に、中間で支持されているから、単に周辺のみで単純支持されるく形板より構造的に剛である事を考慮のうえ、式(3)を解けば、余関数 w_1 が次のように与えられる。

$$w_i = (A \sin \bar{k} \xi + B \cos \bar{k} \xi + C \sinh k \xi + D \cosh k \xi) \sin N \pi \eta \sin(\omega t + \varepsilon) \quad (4)$$

ここに、 $k = \sqrt{\lambda^2 + (N\pi/\mu)^2}$, $\bar{k} = \sqrt{\lambda^2 - (N\pi/\mu)^2}$, $\mu = b/a$, $\lambda = a^4 \rho_p \omega^2 / D$ (固有値), $\xi = x/a$, A, B, C, D , 積分定数

次に中間支承を生ずる垂直反力を V , 反力モーメントを M とすれば, これらは一般に y の関数で与えられ, また時間 t に関しては変位 w と同じ周期関数で与えられる。よって,

$$V_i = V_i \sin(\omega t + \varepsilon) = V_{iN} \sin N \pi \eta \sin(\omega t + \varepsilon), \quad M_i = M_i \sin(\omega t + \varepsilon) = M_{iN} \sin N \pi \eta \sin(\omega t + \varepsilon) \quad (5)$$

垂直反力 V_i は, はり幅全域にわたって等分布するような応力を生じ, x 方向の反力モーメント M_i は, はり全域にわたって三角形分布するような応力を生ずるものと仮定のうえ, 式(5)をフーリエ級数に展開すれば, 次のようにえられる。

$$\{V_i\} = \sum_{i=1}^{\infty} F_{mN}^i \sin m \pi \xi \sin N \pi \eta, \quad \{M_i\} = \sum_{i=1}^{\infty} \bar{F}_{mN}^i \sin m \pi \xi \sin N \pi \eta \quad (6)$$

ここに, $F_{mN}^i = \frac{2V_{iN}}{m \pi \delta_i a} \sin m \pi \delta_i \sin m \pi a_i$, $\bar{F}_{mN}^i = \frac{6M_{iN}}{m \pi \delta_i^2 a} \left(\frac{\sin m \pi \delta_i}{m \pi \delta_i} - \cos m \pi \delta_i \right) \cos m \pi a_i$, $2\delta_i a_i$ はりの全幅式(1)の $g(x, y, t)$ は板に作用する全強制力であり, 本題の連続板では中間支承に作用する垂直反力および反力モーメントの総和で与えられる。すなわち,

$$g(x, y, t) = -\frac{2}{a} \sum_{i=1}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} (V_{iN} \bar{\Pi}_{im} - \frac{6}{a} M_{iN} \Pi_{im}) \sin m \pi \xi \sin N \pi \eta \sin(\omega t + \varepsilon) \quad (7)$$

$$\text{ここに, } \bar{\Pi}_{im} = \frac{1}{m \pi \delta_i} \sin m \pi \delta_i \sin m \pi a_i, \quad \Pi_{im} = \frac{3}{m \pi \delta_i^2} \left(\frac{\sin m \pi \delta_i}{m \pi \delta_i} - \cos m \pi \delta_i \right) \cos m \pi a_i$$

式(7)を式(1)に代入のうえ, 特殊解 w_0 を求め, 式(4)の余関数 w と加え合わせれば式(1)の一般解が次のように算定されることになる。

$$w = \{A \sin \bar{k} \xi + B \cos \bar{k} \xi + C \sinh k \xi + D \cosh k \xi - \frac{2a^2}{D \pi^2} \sum_{i=1}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{V_{iN} \bar{\Pi}_{im} - \frac{6}{a} M_{iN} \Pi_{im}}{(m^2 + N^2/\mu^2)^2 - \lambda^2/\pi^2} \sin m \pi \xi\} \sin N \pi \eta \sin(\omega t + \varepsilon) \quad (8)$$

他方, 中間弾性ばりは板から伝えられる強制力 V_i , および M_i の作用を受け, 板と同じ固有振動数 ω で振動しているが, 板と弾性ばりの変形条件式を求めるためには, かかるはりのたわみ曲線 $Z_i(y)$ および捩れ角曲線 $\varphi_i(y)$ を板と同じ関数形で表わす必要がある。

強制力 $P_i(y, t) = V_i$ を受けるはりの曲げ振動の基礎微分方程式は次式で与えられる。

$$E_i I_i \frac{\partial^4 Z_i}{\partial y^4} + \rho_i A_i \frac{\partial^2 Z_i}{\partial t^2} = V_{iN} \sin N \pi \eta \sin(\omega t + \varepsilon) \quad (9)$$

ここに, $E_i I_i$ はりの曲げ剛性, $\rho_i A_i$ はりの密度, A_i はりの断面積, Z_i はりのたわみ式(9)の一般解は

$$Z_i = (A' \cosh \lambda_{bi} \eta + B' \sinh \lambda_{bi} \eta + C' \cos \lambda_{bi} \eta + D' \sin \lambda_{bi} \eta + \frac{b^4}{E_i I_i} \frac{V_{iN}}{N^4 - \lambda_{bi}^2/\pi^2} \sin N \pi \eta) \sin(\omega t + \varepsilon) \quad (10)$$

ここに, $\lambda_{bi} = b \sqrt{\frac{\rho_i \omega^2 A_i}{E_i I_i}}$, A', B', C', D' は積分定数。

式(10)の積分定数 $A' \sim D'$ は弾性ばりの曲げに対する境界条件から決定されるが, $\eta = 0, 1$ で単純支持されているものとするれば, $\eta = 0, 1$ で $Z_i = \frac{\partial^2 Z_i}{\partial \eta^2} = 0$ であるから, これらを満足するように $A' \sim D'$ を決定すれば, これらはいずれも零となり, したがってはりのたわみ曲線 Z_i は次のようにえられる。

$$Z_i = \frac{b^4}{E_i I_i \pi^4} \frac{V_{iN}}{N^4 - \lambda_{bi}^2/\pi^2} \sin N \pi \eta \sin(\omega t + \varepsilon) \quad (11)$$

また, 強制力 $\bar{P}_i(y, t) = -M_i$ の作用を受けるはりの捩れ振動の基礎微分方程式は次式のようなになる

$$\frac{\partial^2 \varphi_i}{\partial y^2} - \frac{\rho_i I_p}{G_i J_i} \frac{\partial^2 \varphi_i}{\partial t^2} = \frac{M_{iN}}{G_i J_i} \sin N \pi \eta \sin(\omega t + \varepsilon) \quad (12)$$

ここに, $G_i J_i$ はりの捩り剛性, I_p はりの極慣性モーメント, φ_i はりの捩れ角

式(12)の一般解を求めれば

$$\varphi_i = \left\{ C_1 \cos \lambda_{bi} \eta + C_2 \sin \lambda_{bi} \eta - \frac{b^2}{G_i J_i \pi^2} \frac{M_{iN}}{N^2 - \lambda_{bi}^2/\pi^2} \sin N \pi \eta \right\} \sin(\omega t + \varepsilon) \quad (13)$$

ここに、 $\lambda_{bi} = b \sqrt{\frac{\rho b_i \Gamma_{bi} \omega^2}{G_i J_i}}$, C_1, C_2 : 積分定数

はりが捩りに対して固定されているものとすれば、式(13)の積分定数 C_1, C_2 は、いずれも零となり、はりの捩れ角曲線 φ_i は次のように求められる。

$$\varphi_i(y) = -\frac{b^2}{G_i J_i \pi^2} \frac{M_{iN}}{N^2 - \lambda_{bi}^2 / \pi^2} \sin N \pi z \sin(\omega t + \varepsilon) \quad (14)$$

(2) 振動数方程式 本法はy方向の一对辺が単純支持され、x方向の他対辺が任意の境界条件をもつ一方連続板について適用可能であるが、紙面の都合上、他対辺をも単純支持される場合についてのみ取り扱うこととする。すなわち、x方向の一对辺が単純支持される場合の境界条件は次のようである。

$\xi = 0, 1$ で $X = 0$, $\frac{\partial X}{\partial x} = 0$ (15), 式(10)を式(15)に代入すれば次の連立方程式をうる。

$$\{(K_0)\} \cdot \{A, B, C, D\}^T = 0 \quad (16) \quad \text{ここに} \quad \{(K_0)\} = \begin{bmatrix} \sin \bar{e} & \cos \bar{e} & \sinh \bar{e} & \cosh \bar{e} \\ 0 & 1 & 0 & 1 \\ -\bar{e} \sin \bar{e} & -\bar{e} \cos \bar{e} & \bar{e} \sinh \bar{e} & \bar{e} \cosh \bar{e} \\ 0 & -\bar{e}^2 & 0 & \bar{e}^2 \end{bmatrix}$$

他方、板はその中間にて弾性ばりで支持されているが、かかる支承位置においては板の垂直変位 $w(\alpha a, y)$ および

たわみ角 $\partial w(\alpha a, y) / \partial x$ は弾性ばりのたわみ $Z_b(y)$ および捩れ角 $\varphi_b(y)$ にそれぞれ等しくなければならない。このことから、板に関して次のごとき変形条件式をうる。

$$w(\alpha a, y) = Z_b(y), \quad \partial w(\alpha a, y) / \partial x = \varphi_b(y) \quad (17) \quad \text{ここに, } b = 1, 2, \dots, r$$

式(17)に式(9), 式(11)および式(14)を代入すれば、次のような連立方程式がえられる。

$$\begin{Bmatrix} (K) \\ (G) \\ (\bar{G}) \\ (\bar{K}) \\ (H) \\ (F) \end{Bmatrix} \cdot \{A, B, C, D, -\frac{2\alpha^2}{\pi^2 D} V_{1N}, -\frac{2\alpha^2}{\pi^2 D} V_{2N}, \dots, -\frac{2\alpha^2}{\pi^2 D} V_{rN}, \dots, -\frac{2\alpha^2}{\pi^2 D} V_{rN}, \frac{2\alpha^2}{\pi^2 D} M_{1N}, \frac{2\alpha^2}{\pi^2 D} M_{2N}, \dots, \frac{2\alpha^2}{\pi^2 D} M_{rN}, \dots, \frac{2\alpha^2}{\pi^2 D} M_{rN}\}^T = 0 \quad (18)$$

ここに、

$$(K) = \begin{bmatrix} \sin \alpha_1 \bar{e} & \cos \alpha_1 \bar{e} & \sinh \alpha_1 \bar{e} & \cosh \alpha_1 \bar{e} \\ \sin \alpha_2 \bar{e} & \cos \alpha_2 \bar{e} & \sinh \alpha_2 \bar{e} & \cosh \alpha_2 \bar{e} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ \sin \alpha_r \bar{e} & \cos \alpha_r \bar{e} & \sinh \alpha_r \bar{e} & \cosh \alpha_r \bar{e} \end{bmatrix}$$

$$(\bar{K}) = \begin{bmatrix} \frac{\sin \alpha_1 \bar{e}}{\pi} \cos \alpha_1 \bar{e} & -\frac{\sin \alpha_1 \bar{e}}{\pi} & \frac{\cosh \alpha_1 \bar{e}}{\pi} & \frac{\sinh \alpha_1 \bar{e}}{\pi} \\ \frac{\sin \alpha_2 \bar{e}}{\pi} \cos \alpha_2 \bar{e} & -\frac{\sin \alpha_2 \bar{e}}{\pi} & \frac{\cosh \alpha_2 \bar{e}}{\pi} & \frac{\sinh \alpha_2 \bar{e}}{\pi} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ \frac{\sin \alpha_r \bar{e}}{\pi} \cos \alpha_r \bar{e} & -\frac{\sin \alpha_r \bar{e}}{\pi} & \frac{\cosh \alpha_r \bar{e}}{\pi} & \frac{\sinh \alpha_r \bar{e}}{\pi} \end{bmatrix}$$

$$(G) = \begin{bmatrix} X'_{1N} + G'_{1N} & X'_{2N} & \dots & X'_{rN} & \dots & X'_{rN} \\ X''_{1N} & X''_{2N} + G''_{2N} & \dots & X''_{rN} & \dots & X''_{rN} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ X''_{1N} & X''_{2N} & \dots & X''_{rN} + G''_{rN} & \dots & X''_{rN} \\ X'''_{1N} & X'''_{2N} & \dots & X'''_{rN} & \dots & X'''_{rN} + G'''_{rN} \end{bmatrix}$$

$$(\bar{G}) = \begin{bmatrix} \bar{X}'_{1N} & \bar{X}'_{2N} & \dots & \bar{X}'_{rN} & \dots & \bar{X}'_{rN} \\ \bar{X}''_{1N} & \bar{X}''_{2N} & \dots & \bar{X}''_{rN} & \dots & \bar{X}''_{rN} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ \bar{X}''_{1N} & \bar{X}''_{2N} & \dots & \bar{X}''_{rN} & \dots & \bar{X}''_{rN} \\ \bar{X}'_{1N} & \bar{X}'_{2N} & \dots & \bar{X}'_{rN} & \dots & \bar{X}'_{rN} \end{bmatrix}$$

$$X'_{iN} = \sum_{m=1}^{\infty} \frac{I_{2m}}{K_{mN}} \sin m \pi \alpha a$$

$$K_{mN} = (m^2 + N^2 / \alpha^2)^2 - N^4 / \pi^4$$

$$G''_N = \frac{2 \varepsilon \eta^4}{2} \frac{1}{N^2 - K''_N / \pi^2}$$

$$\tau_b = \alpha D / E \bar{e} I_b$$

$$(\bar{G}) = \begin{bmatrix} \bar{Y}'_{1N} & \bar{Y}'_{2N} & \dots & \bar{Y}'_{rN} & \dots & \bar{Y}'_{rN} \\ \bar{Y}''_{1N} & \bar{Y}''_{2N} & \dots & \bar{Y}''_{rN} & \dots & \bar{Y}''_{rN} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ \bar{Y}''_{1N} & \bar{Y}''_{2N} & \dots & \bar{Y}''_{rN} & \dots & \bar{Y}''_{rN} \\ \bar{Y}'_{1N} & \bar{Y}'_{2N} & \dots & \bar{Y}'_{rN} & \dots & \bar{Y}'_{rN} \end{bmatrix}$$

$$(H) = \begin{bmatrix} \bar{Y}'_{1N} + Q^1 & \bar{Y}'_{2N} & \dots & \bar{Y}'_{rN} & \dots & \bar{Y}'_{rN} \\ \bar{Y}''_{1N} & \bar{Y}''_{2N} + Q^2 & \dots & \bar{Y}''_{rN} & \dots & \bar{Y}''_{rN} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ \bar{Y}''_{1N} & \bar{Y}''_{2N} & \dots & \bar{Y}''_{rN} + Q^r & \dots & \bar{Y}''_{rN} \\ \bar{Y}'_{1N} & \bar{Y}'_{2N} & \dots & \bar{Y}'_{rN} & \dots & \bar{Y}'_{rN} + Q^r \end{bmatrix}$$

$$K_b = M \sqrt{\frac{\rho b}{G}} \frac{D \bar{e}}{E \bar{e} I_b} \frac{A_b}{A}$$

$$\bar{X}'_{iN} = \sum_{m=1}^{\infty} \frac{I_{2m}}{K_{mN}} \sin m \pi \alpha a$$

$$\bar{Y}'_{iN} = \sum_{m=1}^{\infty} \frac{m I_{2m}}{K_{mN}} \cos m \pi \alpha a$$

$$\bar{Y}''_{iN} = \sum_{m=1}^{\infty} \frac{m I_{2m}}{K_{mN}} \cos m \pi \alpha a$$

$$Q^r = \frac{2 \varepsilon \eta^4}{2} \frac{1}{N^2 - K^r / \pi^2}$$

$$\bar{e}_b = \alpha D / G \bar{e} I_b, \quad \bar{K}_b = M \sqrt{\frac{\rho b}{G}} \frac{D \bar{e}}{E \bar{e} I_b} \frac{A_b}{A}, \quad b, i = 1, 2, \dots, r, \quad N = 1, 2, \dots$$

式(16)と式(18)をすべて連立のうゑ振動数方程式を求めれば、次のようにえられる。

$$\begin{vmatrix} (K_0) & (0) & (0) \\ (K) & (G) & (\bar{G}) \\ (K) & (H) & (F) \end{vmatrix} = 0 \quad (19) \quad \text{ここに } (0) \text{ は } 4 \text{ 行 } r \text{ 列の零行列}$$

3. 理論値と実験値との対比

図-1において、辺AB, BDがいずれも単純支持され、スパン AX, XB がそれぞれ $650 \times 400 \text{ mm}$ でかつ板厚 1.2 mm の鋼板が、板中央で $13 \times 13 \text{ mm}$ の角鋼が在る弾性ばりて支えられる2スパン連続板の振動数方程式は式(19)から次のように与えられる。

$$\begin{vmatrix} X_N + G_N & 0 \\ 0 & Y_N + Q_N \end{vmatrix} = 0 \quad (20) \quad X_N = \sum_{m=1}^{\infty} \frac{I_m}{K_{mN}} \sin^2 \frac{m\pi x}{2}, \quad Y_N = \sum_{m=1}^{\infty} \frac{I_m}{K_{mN}} \cos^2 \frac{m\pi x}{2}$$

$$D = 0.3, \quad \rho = 785 \times 10^3 \text{ g/cm}^3, \quad E = 2.1 \times 10^{10} \text{ g/cm}^2, \quad G = 8.1 \times 10^9 \text{ g/cm}^2$$

式(20)から明らかなように、本例の固有値入は $X_N + G_N$ の項、すなわち垂直反力の項と $Y_N + Q_N$ の項すなわち反力モーメントの項とからそれぞれ独立に算定される事になるが、7次までの算定結果を示せば表-1の(1)欄に示すとおりである。

また振動数 $\omega = \omega/2\pi = \frac{\lambda^2}{2\pi^2 \alpha^2} \sqrt{\frac{D}{\rho K}}$ と算出すれば(2)欄に示すとおりである。対称および逆対称振動のモードはそれぞれ次に示すようになり、これらを適宜 x, y で微分することにより板の各点の x, y 方向のひずみ ϵ_x, ϵ_y を求めることができる。

$$W = W_0 \sum_{m=1}^{\infty} \frac{I_m}{K_{mN}} \sin \frac{m\pi x}{2} \sin m\pi y \sin N\pi z \quad (\text{対称振動}), \quad W = M_0 \sum_{m=1}^{\infty} \frac{I_m}{K_{mN}} \cos \frac{m\pi x}{2} \sin m\pi y \sin N\pi z \quad (\text{逆対称振動}) \quad (21)$$

本題の連続板について模型実験を行ない、板の共振時の周波数および板の各点のひずみの分布を計測した。振動数に関する実験結果は表-1に示すとおりで理論値は実験値とよく合致し、高々2%程度の差異が認められるにすぎない。以上から著者らの提案した解法の精度がきわめて高いといえるであろう。

図-2(a)(b)は1次および2次のたわみモード W とひずみモード ϵ_x の分布を示す。

4. 既往理論との比較, 3.の実験と同じ連続板を対象に本法と衝撃関数による方法との両解析結果を比較対照すれば表-2に示すとおりである。衝撃関数による方法では弾性ばりの幅が増大しても入は差程変化しないが、著者らの方法ではかなりの増大をする。一般に、はり幅と板との接合が点でなく、はり幅全域にわたる実情を考慮すると、本法がより正しい結果を与えるものと理解できるであろう。

5. 固有値に対するはり幅の影響について、表-3は各種のはり幅の変化に対する1次から7次までの固有値入の変動を求めたものである。

6. 結語, 本論文は著者らの提案による一方向連続板の振動解析法の妥当性の検証や既往解析法と本法との対比および若干の特性を検討したもので、強制振動については講演時に発表の予定である。

参考文献 1) 相原; 平面板の自由振動に及ぼす防振材の影響について, 造船協会会報, 第78号, 昭和22年5月, 2) Thein, W.; Vibrations of Stiffened Plates; The Aeronautical Quarterly, Vol. 15, 1964. 3) C. A. Mercer and C. Seavey; Prediction of Natural Frequencies and Normal Modes of Skin-Stringer Panel Rows, J. Sound Vib., Vol. 6, 1967 4) 山崎, 橋本; 自由で単純支持される無梁板の自由振動, 第14回橋梁・構造工学研究会発表会, 昭和42年12月, 5) 樋口; 電子計算機による防振板形板の自由振動数の計算(その1), 造船協会論文集, 第120号, 昭和41年11月。

次数	(1) 振動形	固有値入	N	振動数 (c/po)		誤差 (%)
				(2) 理論値	(3) 実験値	
1	対称	8.8843	1	54.4	54.4	0.0
2	逆対称	9.0749	1	56.7	55.7	-1.8
3	対称	12.4271	2	106.4	107.3	0.8
4	逆対称	12.4642	2	107.0	105.1	-1.8
5	対称	13.2388	1	120.7	122.8	1.7
6	逆対称	14.8676	1	152.2	154.9	1.8
7	対称	16.4536	1	186.5	186.4	-0.1

表-1

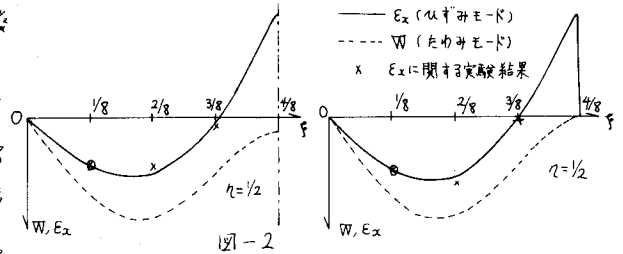


図-2

		λ			
		はり幅	13 mm	26	39
1次 対称	本法	8.8843	9.0981	9.1177	9.1344
	文献(1)の方法	8.8824	9.0894	9.0984	9.0999
2次 逆対称	本法	9.0749	9.1996	9.2582	9.3160
	文献(3)の方法	9.0324	9.0655	9.0977	9.1003

表-2

振動形	N	2δ = 1/α			
		1/40	1/30	1/20	1/10
対称	1	7.4671	8.1613	9.2828	9.7522
逆対称	1	9.0855	9.3183	9.6673	9.9638
対称	1	11.1853	11.3053	12.3736	15.2948
対称	2	13.7686	14.1652	14.3490	14.4422
逆対称	2	14.2013	14.3084	14.4170	14.5353
逆対称	1	14.2654	14.5720	15.1778	15.8266
対称	1	16.5491	16.4028	16.2787	18.8167

表-3