

九州産業大学工学部 正員 吉村 健  
 同 学生員 梅崎秀明  
 九州大学工学部 正員 吉村虎蔵

1 まえがき 変断面梁の固有値解析では、集中質量法が広く用いられているが、一方、近似解法もしくは解析的手法もいくつか提案されている（たとえば、文献(1), (2)）。本報告では、断面2次モードXントが連続関数で与えられる変断面単純梁に対する曲げ振動の、固有値の一近似解法について述べ、二・三の数値計算例を記す。

## 2 解析法

図-1に示す変断面単純梁に対する曲げ振動の微分方程式は、単位スパン長あたりの質量 $\rho$ を一定と仮定すると、

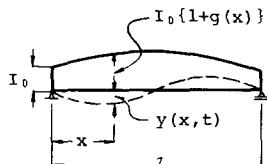


図-1

$$\frac{\partial^2 y(x,t)}{\partial t^2} + \frac{E}{\rho} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \left\{ I(x) \frac{\partial^2 y(x,t)}{\partial x^2} \right\} = 0 \quad \dots \dots \dots (1)$$

で表わされる。ここに、 $y(x,t)$ と  $I(x) = I_0 \{1 + g(x)\}$  は、それぞれ、点  $x$  における梁のたわみと断面2次モードXントであり、 $E$  はヤング係数、 $t$  は時間である。この梁の  $n$  次の固有円振動数  $\omega_n$  と固有振動モード  $\varphi_n(x)$  を、それぞれ、

$$\omega_n = \left( \frac{n\pi}{L} \right)^2 \sqrt{\frac{EI}{\rho}} \sqrt{\lambda_n} = \Omega_n \sqrt{\lambda_n} \quad \dots \dots \dots (2)$$

$$\varphi_n(x) = \sum_{i=1}^{\infty} A_{in} \sin \frac{i\pi x}{L} \quad \dots \dots \dots (3)$$

で表わす。ここに、 $\Omega_n$  は断面  $I(x)=I_0$  の単純梁に対する固有円振動数である。

さて、後述のように、 $I_{max}/I_{min} < 10$  程度の変断面単純梁に対する式(3)のフーリエ展開では、その第  $n$  項  $A_{nn}$  近傍の  $M$  個の項 ( $M = 5$  程度) の和で  $\varphi_n(x)$  をよく近似することができる。そこで、式(3)を次のような近似式、

$$\varphi_n(x) = \sum_{i=n-k}^{n+l} A_{in} \sin \frac{i\pi x}{L} \quad \dots \dots \dots (4)$$

で表わし（項数は  $M$ ）、固有値の近似解を求めるところを考えてみたい（ $k$  と  $l$  は自然数）。式(4)を式(1)に代入して次式が得られる。

$$\sum_{i=n-k}^{n+l} \left[ -\lambda_n + \left( \frac{i}{n} \right)^4 \{ 1 + g(x) \} - \left( \frac{i}{\pi n^2} \right)^2 g''(x) \right] A_{in} \sin i\pi x - \frac{2}{\pi n^4} g'(x) \sum_{i=n-k}^{n+l} i^3 A_{in} \cos i\pi x = 0 \quad \dots \dots \dots (5)$$

ここに、 $X = \frac{x}{L}$ 。式(5)に  $\sin J\pi X$  ( $J = n-k, \dots, n, \dots, n+l$ ) をかけた  $M$  個の式を、それぞれ、 $X=0$  から  $X=1$  まで積分すると次式が得られる。

$$-\lambda_n A_{jn} + \sum_{i=n-k}^{n+l} f_{ji}^{(n)} A_{in} = 0 \quad \dots \dots \dots (6)$$

( $J = n-k, \dots, n, \dots, n+l$ )

ここに、 $f_{ji}^{(n)}$  は、 $J \neq i$  のときと  $J = i$  のとき、それぞれ次式で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} f_{Ji}^{(n)} &= 2 \int_0^1 \left\{ \left\{ \left( \frac{i}{n} \right)^4 g(x) - \left( \frac{i}{\pi n^2} \right)^2 g''(x) \right\} \sin J\pi x \right. \\ &\quad \left. - \frac{2i^3}{\pi n^4} g'(x) \cos J\pi x \right\} \sin J\pi x dX \\ f_{Ji}^{(n)} &= \left( \frac{J}{n} \right)^4 + 2 \int_0^1 \left\{ \left\{ \left( \frac{J}{n} \right)^4 g(x) - \left( \frac{J}{\pi n^2} \right)^2 g''(x) \right\} \sin J\pi x \right. \\ &\quad \left. - \frac{2J^3}{\pi n^4} g'(x) \cos J\pi x \right\} \sin J\pi x dX \end{aligned} \right\} \quad \dots \dots \dots (7)$$

式(6)を次のように行列表示する。

$$(\mathbb{F}_n - \lambda_n \mathbb{I}) \mathbb{A}_n = 0 \quad \dots \dots \dots (8)$$

ここに、 $\mathbb{I}$  は単位行列であり、 $\mathbb{A}_n$  は  $\mathbb{A}_n^T = (A_{n-k,n}, \dots, A_{n,n}, \dots, A_{n+l,n})$  ( $\mathbb{A}_n^T$  は  $\mathbb{A}_n$  の転置ベクトル) なる  $M$  次元ベクトルである。 $\mathbb{A}_n$  を  $n$  次の固有振動モードのフーリエ係数ベクトルと呼ぶことにする。また、 $\mathbb{F}_n$  は、

$$\mathbb{F}_n = \begin{bmatrix} f_{n-k,n}^{(n)} & \cdots & f_{n-k,n}^{(n)} & \cdots & f_{n-k,n+k}^{(n)} \\ \vdots & & \vdots & & \vdots \\ f_{n,n-n}^{(n)} & \cdots & f_{n,n}^{(n)} & \cdots & f_{n,n+k}^{(n)} \\ \vdots & & \vdots & & \vdots \\ f_{n+k,n-k}^{(n)} & \cdots & f_{n+k,n}^{(n)} & \cdots & f_{n+k,n+k}^{(n)} \end{bmatrix} \quad \dots \dots \dots (9)$$

で表わされる  $M \times M$  の行列である。式(8)が  $\mathbb{A}_n = 0$  のとき成立するためには、次式が満足されなければならない。

$$\det | \mathbb{F}_n - \lambda_n \mathbb{I} | = 0 \quad \dots \dots \dots (10)$$

式(10)より  $M$  個の  $\lambda_n$  が得られ、これら  $\lambda_n$  を式(8)に代入

してM個のベクトル $a_m$ が得られる。これら $\lambda_m$ と $a_m$ のうち、 $|A_{mn}| > |A_{im}|$ を満たす1個の $\lambda_m$ とこれに対する $a_m$ が、それぞれ、求めるn次の固有値と固有振動モードのフーリエ係数ベクトルである。

特に、断面変化が小さい場合には( $18(x) \ll 1$ )、上記解析法をさらに簡略化することができる。すなわち、この場合、 $|A_{mn}| \gg |A_{im}|$ であることから、式(6)で $j=m$ とした式において、 $A_{mn}$ 以外のすべての項を無視すると次式を得る。

$$(-\lambda_m + f_{m,m}^{(n)}) A_{mn} = 0 \quad \dots \dots \dots \quad (11)$$

式(11)より得られる $\lambda_m$ を用いると、n次の固有振動モードに対するフーリエ係数が次式で与えられる。

$$\frac{A_{im}}{A_{mn}} = -f_{m,i}^{(n)} / \left\{ \left( \frac{i}{n} \right)^4 - \lambda_m \right\} \quad (i \neq m) \quad \dots \dots \dots \quad (12)$$

この解析法はきわめて簡単であって、文献(3)に記される、質量分布が一様でない弦に対する固有値の近似解法を、変断面単純梁に適用したもののヒミナスとしてができる。

3. 数値計算例 表-1と表-2は、 $g(x) = \alpha x(1-x)$ ;  $\alpha = -3.6, 1, 2, 20, 36$  ( $0.1 \leq I(0.5)/I(0) \leq 10$ )、に対する数値計算結果である。ただし、式(4)のフーリエ展開において、1次と2次の固有振動モードに

a	$\frac{I(0.5)}{I(0)}$	1st	2nd	3rd	4th
-3.6	0.1	1.0014	1.0031	1.0030	1.0040
1	1.25	1.0006*	1.0010*	1.0012*	1.0013*
2	1.5	1.0018	1.0028	1.0035	1.0039
20	6	1.0019	1.0044	1.0063	1.0080
36	10	1.0030	1.0072	1.0106	1.0138

表-1. 本法と集中質量法による固有値 $\lambda_m$ の比

a		1st		2nd		3rd			4th		
		$A_{31}/A_{11}$	$A_{51}/A_{11}$	$A_{42}/A_{22}$	$A_{62}/A_{22}$	$A_{13}/A_{33}$	$A_{53}/A_{33}$	$A_{73}/A_{33}$	$A_{24}/A_{44}$	$A_{64}/A_{44}$	$A_{84}/A_{44}$
-3.6	proposed	-0.0461	0.0046	-0.1253	0.0152	0.0478	-0.2019	0.0290	0.1324	-0.2758	0.0461
	lumped mass	-0.0465	0.0055	-0.1271	0.0185	0.0477	-0.2053	0.0356	0.1326	-0.2815	0.0574
1	proposed	0.0043*	0.0003*	0.0122*	0.0011*	-0.0036*	0.0202*	0.0020*	-0.0102*	0.0281*	0.0030*
	lumped mass	0.0037	0.0003	0.0104	0.0011	-0.0037	0.0171	0.0022	-0.0104	0.0234	0.0032
2	proposed	0.0086*	0.0006*	0.0246*	0.0021*	-0.0063*	0.0414*	0.0041*	-0.0176*	0.0588*	0.0061*
	lumped mass	0.0065	0.0006	0.0184	0.0023	-0.0065	0.0303	0.0044	-0.0185	0.0416	0.0066
20	proposed	0.0210	0.0029	0.0604	0.0110	-0.0218	0.0998	0.0212	-0.0638	0.1373	0.0324
	lumped mass	0.0220	0.0036	0.0640	0.0139	-0.0224	0.1067	0.0273	-0.0663	0.1481	0.0424
36	proposed	0.0238	0.0035	0.0684	0.0131	-0.0249	0.1132	0.0253	-0.0734	0.1567	0.0388
	lumped mass	0.0254	0.0046	0.0743	0.0178	-0.0260	0.1247	0.0353	-0.0779	0.1738	0.0553

表-2. 本法と集中質量法による固有振動モードのフーリエ係数