

長崎大学工学部 正員 高橋和雄  
長崎大学工学部 博士員 大場義公  
長崎大学工学部 博士員 安井清秀

**1. 緒言** 着者らはこれまではりおよび薄板の非線形振動のガラーキン法による解析の収束性および安定性について吟味するとともに、実験を行なうことによって現象の確認を行なってきた。はりの非線形振動の振幅によつて生ずる非線形項である軸力の大きさは境界条件の種類にかかわらず一定であるが、端部の曲げに対する拘束度の大きさおよび固有振動数の近接度によって非線形振動挙動は異なることが予想される。そこで本研究でははりの非線形振動に及ぼす境界条件の影響を明らかにするために3種類のはりを対象に周期的変動荷重を受ける場合の応答を比較したものである。

**2. 解法** 端部ごと方向変位が拘束された細長いはりに一様分布の周期的変動荷重が作用した場合の運動方程式は次のようになります。  

$$L(y) = EI \frac{d^4 y}{dx^4} + PA \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} - \frac{EI}{z l} \int_0^l (\frac{\partial y}{\partial x})^2 dx - P_0 \cos \omega t = 0 \quad (1)$$

ここに、  
 $E$ : はりのヤング率、  
 $I$ : 断面2次モーメント、  
 $y$ : たわみ、  
 $x$ : スパン方向の座標、  
 $P$ : 単位体積質量、  
 $A$ : 断面積、  
 $l$ : スパン長、  
 $t$ : 時間、  
 $P_0$ : 荷重強度、  
 $\omega$ : 荷重の円振動数

式(1)を解くために、たわみ $y$ を次のよう分解する。  
 $y = r \sum_{n=1}^{\infty} X_n(x) T_n(t) \quad (2)$

ここに、  
 $r$ : 回転半径、  
 $X_n(x)$ : 境界条件を満足する座標関数、  
 $T_n(t)$ : 未知の時間関数

式(2)の $X_n(x)$ としてはりの線形振動の標準関数を用いて、式(2)にガラーキン法を適用すれば次式が得られる。

$$\ddot{T}_n + \alpha_n^2 T_n + \sum_{k=1}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} \beta_{k,m}^n T_k T_m = \ddot{T}_n \bar{P} \cos \bar{\omega} t \quad (3) \quad \text{ここで, } \alpha_n = (\lambda_n / \lambda_1)^2, \quad K_n = \int_0^l X_n^2 dE, \quad \beta_{k,m}^n = \int_0^l X_n^2 dE / (K_m K_n)$$

$\beta_{k,m}^n = -\frac{1}{2} \int_0^l \frac{dX_k}{dx} \frac{dX_m}{dx} dE \int_0^l \frac{d^2 X_m}{dx^2} X_n dE / (\lambda_1^2 K_n), \quad T = w, t, \quad \bar{\omega} = \omega / \omega_1, \quad \lambda_n = \mu \sqrt{PA} \omega_n / EI$   
 式(3)の定常解を次のようにFourier級数に仮定する。

$$T_n = \sum_{w=1,3} \alpha_w^n \cos \bar{\omega} w t \quad (4) \quad \text{ここに, } \alpha_w^n: \text{未定定数}$$

式(4)を式(3)に代入して諧和バランス法を適用すれば、未定定数 $\alpha_w^n$ を求めるための連立非線形代数方程式が得られる。振幅の定義としてはりの中点の基本波の絶対値が最大値となる時刻の無次元振幅を用いるものとすれば、次のとおりである。  
 $A = |\sum_{w=1,3} \alpha_w^n| \quad (5)$

**3. 数値結果** 一様分布の周期的変動荷重を受ける両端固定はり(CC)、一端

固定、他端ヒンジはり(CH)および両端ヒンジはり(HH)の3種類のはりを対象に非線形応答を明らかにする。なお、はりの自由度は3とし、微小振動の応答の基本波 $\alpha_1^n$ の他に、3倍波および5倍波の高調波まで採用した。表-1に各自由度の諧波成分が生ずる振動数比 $\bar{\omega}$ の一覧表を示されている。図1~4に3種類のはりの応答曲線がプロットされている。HHの場合には $\bar{\omega}=1.0$ 付近の応答が非常に複雑となるために、現象の異なる2つの応答曲線に分割した。横軸が加振動数を1次振動数で割った振動数比を、縦軸が応答振幅をそれぞれ示すものである。

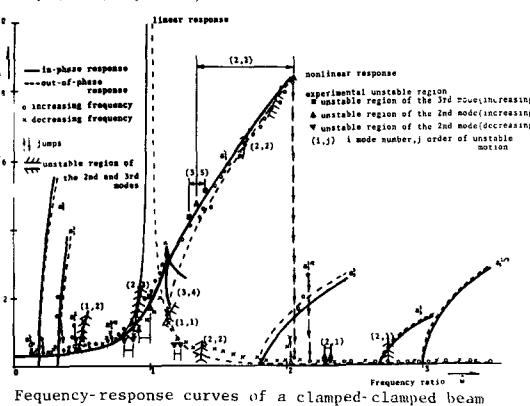


図-1

また、図中の実線は荷重と同位相の定常解を、点線は逆位相の定常解をそれぞれ示すものである。図1~3から明らかなように(1)応答曲線の振幅存在性はHHが最も著しく、CCが最も小さい。(2)  $\bar{\omega} = 0.2$  および  $0.3$  附近に生ずる1次振動の3倍および5倍の高調波共振は連続的に変化して生ずる。これに対して2次および3次振動の高調波共振はCCの  $\bar{\omega} = 1.8$  および  $2.67$ 、CHの  $\bar{\omega} = 0.6$  および HHの  $0.6$  付近に見受けられるように定常応答とは別個にこの振動数の近くで分歧的に生ずる。(3) CCの  $\bar{\omega} = 1.1$ 、CHの  $\bar{\omega}$

$1.0$  および HHの  $\bar{\omega} = 1.7$  附近の応答に見受けられるように1次振動の基本波  $a_1^1$  と2次もしくは3次振動の高調波成分が連続して結合共振が生ずる。このために応答曲線は不連続な曲線となる。この結合共振は1次振動によって他の自由度の高調波成分が加振されるものと連続的に生ずるものである。(4) CCの場合には実験値がプロットされており、理論と実験の振幅はよく一致している。しかし、通常加振されない逆対称振動が実験で発生している。この原因は非線形項を介して対称振動によって逆対称振動の係数助振振動が生ずるためである。

したがって非線形振動の応答を明らかにするためには定常応答の他に係数助振振動を取扱う必要がある。CHの2次振動の振動形は逆対称振動に近いために、この振動の主共振は現れていられない。(5) 図4に示すように HHの場合には  $\bar{\omega} = 1.0$  で  $a_1^1, a_2^3, a_3^5$  および  $a_2^3$  が同時に生ずる可能性があるために、1次振動の主共振と2次および3次振動の高調波振動の結合共振が各種の組合せのもとに発生している。各共振の発生機構については講演時に発表の予定である。

