

文章编号 1000-5013(2002)01-157-07

考虑阻尼的变刚度薄壁杆件动力稳定

罗 漪 王全凤

(华侨大学土木工程系, 福建泉州 362011)

摘要 采用有限单元法, 研究有阻尼条件下, 受轴向周期性动力荷载作用的变刚度薄壁杆件动力稳定问题. 承受轴向周期性变化外荷载的薄壁杆件, 其非线性几何刚度矩阵随着轴向外荷载的变化而改变, 即本质为变刚度薄壁杆件的动力稳定性问题. 用有限单元法离散变刚度薄壁杆件, 通过公式变换, 将有阻尼条件下变刚度薄壁杆件的振动方程, 转化为 Mathieu 方程. 同时应用 Matlab 程序, 设计语言编制程序求解. 通过算例求得变刚度薄壁杆件可能发生的、相应于弯曲振动、扭转与翘曲耦合振动的动力不稳定区域. 指出由于薄壁杆件的动力不稳定区域具有连续的激发区域, 阻尼的增加并不能绝对地抑制振幅无限增长. 对薄壁杆件的共振, 以及动力不稳定的参数激发振动进行分析比较, 指出它们表现形式虽然有相似之处, 却是完全不同的两种振动形式. 提出防止薄壁杆件动力不稳定的发生, 比防止薄壁杆件的共振更复杂. 在许多情况下, 通用的减振和隔振方法, 对于参数激发振动的动力不稳定是无效的.

关键词 动力稳定, 变刚度, 薄壁杆件, 参数振动

中图分类号 TU 378. 702 TU 311. 2

文献标识码 A

从工程观点考虑, 任何薄壁结构首先必须保证稳定性(指平衡状态或稳态运动在扰动作用下的稳定性问题), 然后才有可能讨论其在稳定的工作状态附近的振动特性. 结构的动力稳定性, 是结构动力学设计的 3 个指标之一^[1]. 研究薄壁结构在动力荷载作用下的动力稳定性, 与静力稳定性相比更具有普遍性. 考虑阻尼的变刚度薄壁杆件的动力稳定区域, 与阻尼比的取值有密切关系. 当阻尼比增大到某一值时, 薄壁杆件不可能发生动力不稳定现象. 该阻尼比经过试算, 大约为 0.25. 而对于钢结构, 阻尼比通常取 0.005 ~ 0.050, 而对于钢筋混凝土结构, 阻尼比约为 0.05. 阻尼比为 0.25 的薄壁结构, 在实际工程中几乎不存在的. 因此, 薄壁结构的动力不稳定, 即所谓的参数共振现象是普遍的、广泛的. 本文提出用有限单元法, 来求解动力稳定问题. 这是解决变截面薄壁杆件的有效方法. 经典的 Bolotin 方法能求解特定的变截面薄壁杆件, 用的同样是数值近似方法, 求解过程过于繁复. 有限单元法能够求解截面形式是线性变化的、非线性变化的, 或者是完全不规则的、随机变化的薄壁杆件动力稳定问题. 只需调整动力稳定区域求解程序中的有限单元模块, 改动其中的单元离散化部分即可. 求解过程中, 薄壁杆件的静力屈曲极限荷载、自振频率, 薄壁杆件在纵向力的定值分量作用下, 其振动频率可同时求

收稿日期 2001-12-15 作者简介 罗 漪(1976-), 女, 助教

基金项目 福建省自然科学基金资助项目

得.若要考虑薄杆件不同的静力屈曲形式、相应的动力振动形式,只需变换其中的薄壁单元模块.薄壁杆件理论和有限单元方法是较成熟的理论,结构动力稳定性也有人研究过.但是,研究薄壁杆件的动力稳定性并不多见,给出定量的稳定性分析数据更为少见.因此,本文的结果能为薄壁杆件的动力稳定性理论,提供一些有益的资料,这有助于薄壁结构的动力分析与设计.

1 基本假定和物理模型

为便于研究,我们作3点假定.(1)材料符合虎克定律.(2)不考虑纵向惯性力的影响.(3)不考虑由于变刚度薄壁杆件的横断面,绕其本身主轴旋转而产生的惯性力.承受着轴向周期性变化外荷载的薄壁杆件,其刚度是周期性变化的.线性应变刚度矩阵是固定的,而非线性几何刚度矩阵则随着轴向外荷载的变化而改变^[1].因此,在周期性变化参数荷载作用下,薄壁杆件振动的稳定性问题,本质上是变刚度薄壁杆件的动力稳定性问题.在薄壁杆件上,施加一轴向周期性变化的动力荷载.若荷载的振幅小于动力稳定临界值,则杆件会发生纵向振动;振动的振幅很小,具有外力的频率.当扰动频率 θ 与变刚度薄壁杆件的横向固有振动频率 ω 之间的比值为某一定值时,变刚度薄壁杆件的直线形式将变为动力不稳定的.若发生横向参数共振,其振幅迅速地增加到很大的数值,并发生动力失稳.

2 数学模型

用有限单元法,研究有阻尼作用的变刚度薄壁杆件,其在轴向周期性荷载作用下的动力稳定性.有阻尼条件下薄壁杆件振动的矩阵形式,用达朗贝尔原理表示为

$$M\ddot{x} + C\dot{x} + Kx = 0, \quad (1)$$

式中 M 为整体质量矩阵, C 为阻尼矩阵, K 为整体刚度矩阵.令所受轴向周期性荷载 $P = P_0 + P_1 \cos \theta t$,其中 θ 为外加周期性荷载的扰动频率.将外加荷载的静力分量 P_0 和动力振幅分量 P_1 ,分别表示成薄壁杆件静力屈曲极限荷载 P^* 的函数.也即 $P = \alpha P^* + \beta P^* \cos \theta t$,其中 α 为 $0 \sim 1$ 之间的数, β 为 $0 \sim 2$ 之间的数.

以外加轴向周期性荷载,实时修正薄壁杆件的非线性几何刚度矩阵,则式(1)可写成

$$M\ddot{x} + C\dot{x} + [K_e - (\alpha P^* + \beta P^* \cos \theta t) K_G] Mx = 0. \quad (2)$$

从式(2)可以看出,薄壁杆件的刚度随着时间的变化而周期性改变.变换式(2)为

$$\begin{aligned} x + M^{-1} C \dot{x} + M^{-1} [K_e - \alpha P^* K_G - \beta P^* \cos \theta t K_G] x &= 0, \\ x + M^{-1} C \dot{x} + M^{-1} (K_e - \alpha P^* K_G) \cdot \\ [I - 2 \times \frac{1}{2} \times (K_e - \alpha P^* K_G)^{-1} \beta P^* \cos \theta t K_G] x &= 0. \end{aligned} \quad (3)$$

令

$$\begin{aligned} M^{-1} C &= M^{-1} (\alpha M + \beta K) = (\alpha + \beta K) = 2\epsilon, \\ M^{-1} (K_e - \alpha P^* K_G) &= \Omega^2, \end{aligned}$$

$$\frac{1}{2} \cdot \{K_e - \alpha P^* K_G\}^{-1} \beta P^* K_G = (2K_e - 2\alpha P^* K_G)^{-1} \beta P^* K_G = \mu.$$

因此,式(3)可化为

$$x + 2\epsilon \dot{x} + \Omega^2 (I - 2\mu \cos \theta t) x = 0. \quad (4)$$

在式(4)中, μ 称为参数激发系数. 按照形式 $x_i(t) = u_i(t) \times v_i(t)$, 求解矩阵微分方程(4). 其中 $u_i(t)$ 和 $v_i(t)$ 为时间的未知函数, n 为薄壁单元的单元数, i 为 $0 \sim n$ 的数, 则有

$$\begin{aligned} x_i(t) &= u_i(t)v_i(t) + u_i(t)v_i(t), \\ x_i(t) &= u_i(t)v_i(t) + 2u_i(t)v_i(t) + u_i(t)v_i(t). \end{aligned}$$

代入方程(4)中, 可得

$$u_i(t)v_i(t) + 2[v_i(t) + \epsilon v_i(t)] \cdot u_i(t) + u_i(t)v_i(t) + \Omega^2(1 - 2\mu_i \cos \theta t)[u_i(t)v_i(t)] + 2\epsilon u_i(t)v_i(t) + u_i(t)v_i(t) = 0.$$

在上式中, 令 $u_i(t)$ 的系数为零. 可得两个微分方程, 即

$$\begin{aligned} u_i(t)v_i(t) + u_i(t)v_i(t) + \Omega^2(1 - 2\mu_i \cos \theta t)[u_i(t)v_i(t)] + \\ 2\epsilon u_i(t)v_i(t) + u_i(t)v_i(t) = 0 \end{aligned}$$

和

$$v_i(t) + 2\epsilon v_i(t) = 0.$$

由第 2 个方程式给出 $v_i(t) = Ce^{-\epsilon t}$. 代入第 1 个方程, 并约去 $Ce^{-\epsilon t}$. 便可得到 Mathieu-Hill 方程式, 即

$$u_i(t) + \Omega^2(1 - \frac{\epsilon^2}{\Omega^2} - 2\mu_i \cos \theta t)u_i(t) = 0.$$

因此, 式(4)可表示为

$$x + \Omega^2(I - \Omega^2 \epsilon^2 - 2\mu \cos \theta t)x = 0. \quad (8)$$

将式(5)化为 Mathieu 方程的形式, 有

$$x + (\Omega^2 - \epsilon^2)(I - 2 \frac{\mu \Omega^2}{(\Omega^2 - \epsilon^2)} \cos \theta t)x = 0. \quad (6)$$

Mathieu 方程是一个具有周期 $T = \frac{2\pi}{\theta}$, $2T = \frac{4\pi}{\theta}$ 的周期函数. 当 t 增加一个周期 T 或 $2T$ 时, 式(6)的形式不变. 按形式

$$x_i(t) = \sum_{k=1,3,5} \left(a_k \sin \frac{k\theta t}{2} + b_k \cos \frac{k\theta t}{2} \right) \quad (7)$$

寻求周期为 $2T$ 的周期解.

将级数式(7)代入式(6)中, 并令 $\sin \frac{k\theta}{2}$ 及 $\cos \frac{k\theta}{2}$ 的同类项系数相等, 可得到关于 a_k 及 b_k 的线性齐次代数方程组. 前两个方程仅包含系数 a_k , 后两个方程仅包含系数 b_k . 则有

$$\begin{cases} \left[I + \frac{\mu \Omega^2}{(\Omega^2 - \epsilon^2)} - \left[\frac{\theta^2}{4(\Omega^2 - \epsilon^2)} \right] \right] a_1 - \frac{\mu \Omega^2}{\Omega^2 - \epsilon^2} a_3 = 0, \\ \left[I - \left[\frac{k^2 \theta^2}{4(\Omega^2 - \epsilon^2)} \right] \right] a_k - \frac{\mu \Omega^2}{(\Omega^2 - \epsilon^2)} (a_{k-2} + a_{k+2}) = 0, & k = 3, 5, 7, \dots, \\ \left[I - \frac{\mu \Omega^2}{(\Omega^2 - \epsilon^2)} - \left[\frac{\theta^2}{4(\Omega^2 - \epsilon^2)} \right] \right] b_1 - \frac{\mu \Omega^2}{(\Omega^2 - \epsilon^2)} b_3 = 0, \\ \left[I - \left[\frac{k^2 \theta^2}{4(\Omega^2 - \epsilon^2)} \right] \right] b_k - \frac{\mu \Omega^2}{(\Omega^2 - \epsilon^2)} (b_{k-2} + b_{k+2}) = 0, & k = 3, 5, 7, \dots \end{cases}$$

对于 Mathieu 方程(6), 周期解的存在条件是使得齐次方程组的行列式等于零. 将带 \pm 符号的两个条件联合起来, 可得到方程式为

$$\begin{vmatrix} I \pm \frac{\mu\Omega^2}{(\Omega^2 - \epsilon^2)} - \left[\frac{\theta^2}{4(\Omega^2 - \epsilon^2)} \right] & - \frac{\mu\Omega^2}{\Omega^2 - \epsilon^2} & 0 \\ - \frac{\mu\Omega^2}{\Omega^2 - \epsilon^2} & I - \left[\frac{\theta^2}{4(\Omega^2 - \epsilon^2)} \right] & - \frac{\mu\Omega^2}{(\Omega^2 - \epsilon^2)} \cdots \\ 0 & - \frac{\mu\Omega^2}{(\Omega^2 - \epsilon^2)} & I - \left[\frac{25\theta^2}{4(\Omega^2 - \epsilon^2)} \right] \\ \vdots & \vdots & \vdots \end{vmatrix} = 0. \quad (8)$$

式(8)包含着外荷载频率、薄壁杆件的固有频率和纵向力数值,称为临界频率方程.临界频率指对应于不稳定区域边界的外荷载频率 θ .从式(8)可找出由周期 $2T$ 的周期解所包围的不稳定区域.用类似的方法,可得到由周期 T 的周期解所包围的不稳定区域.将级数

$$x_i(t) = b_{i0} + \sum_{k=2,4,6} \left(a_{ik} \sin \frac{k\theta}{2} + b_{ik} \cos \frac{k\theta}{2} \right) \quad (9)$$

代入方程式(6)中,可得到代数方程组为

$$\begin{cases} \left(I - \left[\frac{\theta^2}{(\Omega^2 - \epsilon^2)} \right] \right) a_2 - \frac{\mu\Omega^2}{(\Omega^2 - \epsilon^2)} a_4 = 0, \\ \left(I - \left[\frac{k^2\theta^2}{4(\Omega^2 - \epsilon^2)} \right] \right) a_k - \frac{\mu\Omega^2}{(\Omega^2 - \epsilon^2)} (a_{k-2} + a_{k+2}) = 0, \\ b_0 I - \frac{\mu\Omega^2}{\Omega^2 - \epsilon^2} b_2 = 0, \\ \left(I - \left[\frac{\theta^2}{(\Omega^2 - \epsilon^2)} \right] \right) b_2 - \frac{\mu\Omega^2}{(\Omega^2 - \epsilon^2)} (2b_0 + b_4) = 0, \\ \left(I - \left[\frac{k^2\theta^2}{4(\Omega^2 - \epsilon^2)} \right] \right) b_k - \frac{\mu\Omega^2}{(\Omega^2 - \epsilon^2)} (b_{k-2} + b_{k+2}) = 0, \quad k = 4, 6, 8, \dots \end{cases}$$

令这一齐次方程组的行列式等于零,得到临界频率方程式为

$$\begin{vmatrix} \left(I - \left[\frac{\theta^2}{4(\Omega^2 - \epsilon^2)} \right] \right) & - \frac{\mu\Omega^2}{(\Omega^2 - \epsilon^2)} & 0 \\ - \frac{\mu\Omega^2}{\Omega^2 - \epsilon^2} & \left(I - \left[\frac{\theta^2}{4(\Omega^2 - \epsilon^2)} \right] \right) & - \frac{\mu\Omega^2}{\Omega^2 - \epsilon^2} \cdots \\ 0 & - \frac{\mu\Omega^2}{\Omega^2 - \epsilon^2} & \left(I - \left[\frac{9\theta^2}{4(\Omega^2 - \epsilon^2)} \right] \right) \\ \vdots & \vdots & \vdots \end{vmatrix} = 0, \quad (11)$$

$$\begin{vmatrix} I & - \frac{\mu\Omega^2}{\Omega^2 - \epsilon^2} & 0 \\ - \frac{2\mu\Omega^2}{\Omega^2 - \epsilon^2} & I - \left[\frac{\theta^2}{4(\Omega^2 - \epsilon^2)} \right] & - \frac{\mu\Omega^2}{(\Omega^2 - \epsilon^2)} \cdots \\ 0 & - \frac{\mu\Omega^2}{(\Omega^2 - \epsilon^2)} & I - \left[\frac{\theta^2}{4(\Omega^2 - \epsilon^2)} \right] \\ 0 & 0 & - \frac{\mu\Omega^2}{(\Omega^2 - \epsilon^2)} \\ \vdots & \vdots & \vdots \end{vmatrix} = 0. \quad (12)$$

从式(11)和(12)中,可求得变刚度薄壁杆件的动力不稳定区域.

3 算例

3.1 开口截面薄壁杆件的动力不稳定区域^[6]

截面形式为工字形截面, 约束条件为两端简支(图 1), 图中 $t_1=11.05\text{ mm}$, $b_1=203\text{ mm}$, $t_2=7.24\text{ mm}$, $b_2=203\text{ mm}$, $h=191.95\text{ mm}$. 另外结构的长度 $L=2\text{ m}$. 材料的弹性模量 $E=0.2\text{ TPa}$, 剪切模量 $G=80.0\text{ GPa}$, 泊松比 $\nu=0.25$. 采用瑞利(Rayleigh)阻尼, 即 $C=\alpha M+\beta K$. 设阻尼比为 $\zeta=\zeta_1+\zeta_2$ 则 $\alpha=\frac{2w_i w_j}{w_i+w_j}\zeta_1$, $\beta=\frac{2\zeta_2}{w_i+w_j}$. 令 $\alpha=0$, 取 $\zeta_1=0.01$ 及 $\zeta_2=0.05$ 分别计算, 并进行比较.

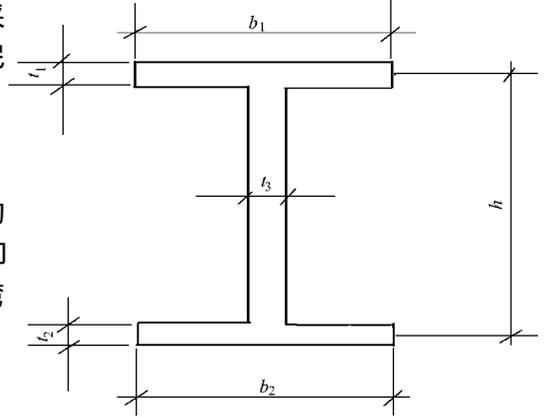


图 1 工字型截面图

薄壁有限单元的选取, 采用文献 [4] 推导的 14×14 非线性薄壁开口截面有限单元. 除去轴向变形部分, 考虑相应于变刚度薄壁杆件的双向弯曲、扭转和翘曲耦合变形的振动形式. 计算结果, 如表 1 所示.

3.2 算例分析

薄壁杆件动力不稳定的表现形式, 称为参数振动^[6]. 表 1 为用有限单元法算得的有阻尼情况下, 变刚度薄壁杆件的动力稳定区域表. 它表明了外加荷载的参数, 与薄壁杆件固有参数之间的关系. 采用有限单元法, 能求出任意尺寸的变刚度薄壁杆件动力不稳定发生时, 其外荷载频率、外荷载的静力分量, 以及动力振幅分量. 动力不稳定区域的求解, 采用了比值的方法, 即力的比值、频率的比值、薄壁杆件的尺寸、长度和两端的约束条件等自身性质的改变, 不会影响动力不稳定区域的共性. 由表 1 可知, 有阻尼条件时, 变刚度薄壁杆件的动力稳定区域, 比动力不稳定区域大得多, 且动力不稳定区域的宽度.

表 1 有阻尼变刚度薄壁杆件动力稳定边界

序 号	$\frac{\theta}{2\Omega}$	ζ	β					
			0	0.2	0.4	0.6	0.8	1.0
第 1 上边界	文献 [6]	0.01	-	1.047 7	1.094 9	1.139 8	1.182 9	1.224 5
	本文	0.01	-	1.043 0	1.086 3	1.127 5	1.166 9	1.204 5
	文献 [6]	0.05	1.080 8	1.130 4	1.175 7	1.218 6	1.259 6	1.299 2
	本文	0.05	1.078 5	1.121 1	1.161 7	1.200 7	1.238 2	1.274 3
第 1 下边界	文献 [6]	0.01	-	0.949 6	0.894 9	0.836 9	0.774 8	0.707 2
	本文	0.01	-	0.948 9	0.897 3	0.841 8	0.781 5	0.715 4
	文献 [6]	0.05	-	0.906 5	0.843 9	0.779 5	0.710 7	0.635 1
	本文	0.05	-	0.874 1	0.821 0	0.762 9	0.698 6	0.626 0
第 2 上边界	本文	0.01	-	-	0.498 7	0.499 5	0.499 7	0.499 8
	本文	0.05	-	-	-	-	0.492 7	0.496 1
第 2 下边界	本文	0.01	-	-	0.480 9	0.453 3	0.412 6	0.353 8
	本文	0.05	-	-	-	-	0.421 0	0.359 0

它们是按第 1、第 2 动力不稳定区域的顺序迅速地减小的. 具有最大宽度的是主要不稳定区域. 有阻尼条件时, 变刚度薄壁杆件的动力不稳定区域的开始点, 与纵坐标是有一定的间距的.

阻尼的存在,使薄壁杆件在纵向力作用下,只有当激发系数大于某一最小值时,才丧失动力稳定性.即在参数激发振动时,薄壁杆件仅可能在外界干扰力的动力振幅分量大于某一最小值时,才丧失动力稳定性.对于同一薄壁杆件,用阻尼比为0.01与0.05两种情况分别计算.得到的数据表明,阻尼会影响激发系数的最小值,阻尼愈大,要求的激发系数最小值愈大.当阻尼比取0时(即无阻尼条件下),薄壁杆件的动力不稳定计算^[7].当阻尼比增大到某一值时,薄壁杆件不可能发生动力不稳定现象,第1、第2动力不稳定区域同时消失.该阻尼比通过试算,大约为0.25.薄壁杆件的动力不稳定现象,是普遍的、广泛的.

由表1可知,在阻尼情况下,薄壁杆件动力不稳定的激发系数,随着第1、第2动力不稳定区域的逐渐增大而增大.这说明在有阻尼条件下,要激发薄壁杆件的第2动力不稳定,比第1动力不稳定所需的外加荷载的动力振幅分量要大.不稳定区域随着阻尼的增强有缩小的趋势,而第1动力不稳定区域总是占据参数平面相当大的部分.这说明第1动力不稳定现象发生的概率最高,危害最大.随机抽取程序计算结果,与文献[3]、[6]相比,其精度好、效率高.当薄壁杆件上作用的动力荷载的动力部分幅值为0时,结构处在静力状态,外加荷载的扰动频率不起作用.该点为静力与动力的临界状态.引起薄壁杆件动力不稳定的频率,可以是 1.0000×2 倍、 0.5000×2 倍和 0.3333×2 倍的薄壁杆件振动频率.说明在外荷载的频率小于、等于或大于结构的主要共振频率时,薄壁杆件都有可能动力不稳定,发生参数共振.这与薄壁杆件的强迫共振是不同的.薄壁杆件强迫振动的共振,一般在结构的固有频率与激发频率相重合时发生.由此可知,防止薄壁杆件动力不稳定的发生,比防止薄壁杆件共振的发生更复杂.

4 结束语

本文采用有限单元法,求得了变刚度薄壁杆件动力不稳定的临界情况的共性.对于同一动力不稳定区域,随着外荷载动力振幅分量的增加,动力荷载激发系数也增加,薄壁杆件的动力不稳定区域变宽了.说明当外加荷载的动力振幅分量较大时,非线性几何刚度矩阵较小,薄壁杆件容易发生参数激发振动导致的失稳破坏.有阻尼条件下,薄壁杆件的动力不稳定区域上边界、下边界,随着外加荷载静力分量 α 的增大,有规律地微小变化,动力不稳定区域,随着静力分量的增加而变宽.当外加荷载的静力分量增加时,薄壁杆件的刚度随之变化.线性应变刚度矩阵虽然保持不变,非线性几何刚度矩阵在减小.外加荷载的静力分量,愈接近薄壁杆件静力屈曲临界荷载,愈容易发生横向的动力失稳.在外荷载的扰动频率小于、等于或大于结构的振动频率时,薄壁杆件都有可能发生动力不稳定的参数激发振动.对无阻尼($\zeta=0$)和有阻尼两种情况进行了比较.可以知道,由于薄壁杆件的动力不稳定区域具有连续的激发区域,阻尼的增加并不能绝对地抑制振幅无限增长.对变刚度薄壁杆件强迫共振与动力不稳定的参数振动进行了比较.从中可以知道,参数振动与强迫共振虽然表现形式有相似之处,却是完全不同的两种振动形式.

参 考 文 献

- 1 张阿舟,诸德超,姚起杭等.实用振动工程[M].北京:航空工业出版社,1996.321~322
- 2 朱伯芳.有限单元法原理与应用[M].北京:中国水利水电出版社,1998.380~386
- 3 杨平,孙兰.编心周期载荷作用下薄壁构件的动力稳定性[J].武汉交通科技大学学报,1998,22(4):

403 ~ 407

- 4 Kiipornchai S, Chan S L. Finite element analysis of thin-walled structures —— Stability and non-linear finite element analysis of thin-walled structures[M]. London: Elsevier Applied Science, 1988. 89 ~ 130
- 5 刘延柱, 陈文良, 陈立群. 振动力学[M]. 北京: 高等教育出版社, 1998. 380 ~ 382
- 6 Bolotin V V. The dynamic stability of elastic systems[M]. San-Francisco: Holden-Day, 1964. 291 ~ 304
- 7 罗 漪, 王全凤. 变刚度薄壁杆件的动力稳定性[J]. 华侨大学学报(自然科学版), 2001, 22(3): 272 ~ 277

Dynamic Stability of Thin-Walled Member with Variable Stiffness in Consideration of Damping

Luo Yi Wang Quanfeng

(Dept. of Civil Eng., Huaqiao Univ., 362011, Quanzhou)

Abstract Regarding to a thin-walled member with variable stiffness, the dynamic stability is studied by finite element method under the condition of bearing an axial periodic load and having damping. The nonlinear geometric stiffness matrix of this thin-walled member bearing axial and periodically changing external load changes with the change of axial external load, so the problem to be studied is essentially dynamic stability of thin-walled member with variable stiffness. Finite element method is used for the discretion of thin-walled member with variable stiffness. By formula transformation, the vibration equation of thin-walled member with variable stiffness in the presence of damping will change into Mathieu equation, Matlab programming language is applied to work out program for solving. By examples of computation, the site of dynamic instability is solved to be occurred possibly in the thin-walled member with variable stiffness corresponding to its fluxural vibration, torsion warping, and coupled vibration. The author believes in that the increase of damping can not completely inhibit the infinite growth of amplitude due to the presence of continuous excitation site in the region of dynamic instability in this thin-walled member. By analysing and comparing parametric excitation vibrations of resonance and dynamic instability, the author believes in that they are two quite different forms of vibrations despite similar in form of expression. To prevent the occurrence of dynamic instability in this thin-walled member is still more complex than to prevent resonance in it. The general methods to attenuate and to isolate vibration are ineffective in many occasions.

Keywords dynamic stability, variable stiffness, thin-walled member, parametric vibration