

利用激光散斑法对含穿透裂纹 圆柱薄壳的振动转角分析*

许德刚 韩连元 沈亚鹏

(郑州工学院)

(西安交通大学)

摘 要: 本文拍摄了含穿透裂纹的圆柱薄壳的振动散斑图, 利用全场分析法得到了局部波腹图, 并和相应全息振型图进行了比较分析, 从而确定了此圆柱薄壳振动时应力处于极值的部位。

关键词: 圆柱, 振动, 激光散斑

振动散斑法是一种新型测振技术, 可获得转角的全场信息, 这是其它方法难于得到的。通过对局部波腹图的分析可找出构件在任何方向上应力处于极值的部位, 这对工程设计有较大实用价值。

薄壳结构广泛应用于航空、化工等部门, 其动特性等方面的研究非常重要。薄壳开有裂纹后, 固有频率和振型将发生变化, 有时振型相当复杂, 用其它实验方法确定应力极值点相当困难, 本方法能容易地解决此问题。

1 实验原理

当物体表面作正弦振动时, 物面前方的散斑也相应运动。把这种运动的散斑记录下来, 通过分析可获得物体振动的信息。

如图 1, B 为物平面, P 为和物平面平行的某空间平面。如把 P 平面内的散斑利用时间平均法记录下来, 通过分析可获得物面上各点在振动过程中法线转动角矢量和全场局部等斜率线, 局部波腹图 (由局部零级斜率线组成的衍射图) 及全波腹图 (由在任何方向上倾角变化为零的点组成的图形)。

为简单计, 先以平面试件进行分析。

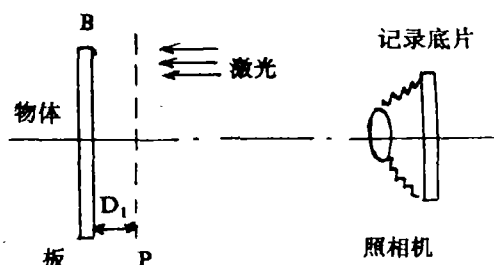


图 1 振动散斑记录

* 收稿日期: 1989.02.25

在图1中, 如果入射光为垂直于物面的平行光, 且照相机离物面足够远, 则倾角矢量 $\vec{\Phi}(x, y, t)$ 和相应散斑在相平面内的位移矢量 $\vec{d}_2(x, y, t)$ 有如下关系:

$$\begin{aligned}\vec{d}_2(x, y, t) &= 2MD_1\vec{\Phi}(x, y, t) \\ &= 2MD_1\vec{\Phi}(x, y)\sin\omega t\end{aligned}$$

其中 M 为放大倍数。

$$\text{若令: } \vec{d}_2(x, y) = 2MD_1\vec{\Phi}(x, y) \quad (1)$$

$$\text{则有: } \vec{d}_2(x, y, t) = \vec{d}_2(x, y)\sin\omega t \quad (2)$$

与双曝光散斑法不同的是, 此时曝光量为:

$$E_4(x, y) = K_4 \int_0^{T_\Sigma} |f(x + dx, y + dy)|^2 dt \quad (3)$$

其中 K_4 为常量, T_Σ 为总曝光时间, $f(x, y)$ 为相平面光扰动。dx、dy分别为 $\vec{d}_2(x, y, t)$ 在x轴和y轴上的分量。散斑图的振幅透射率为:

$$g(x, y) = K_1 - K_2 E_4 \quad (4)$$

其中 K_1 , K_2 为常量。

振动散斑图同样有逐点分析法和全场分析法, 此处主要讨论全场分析。

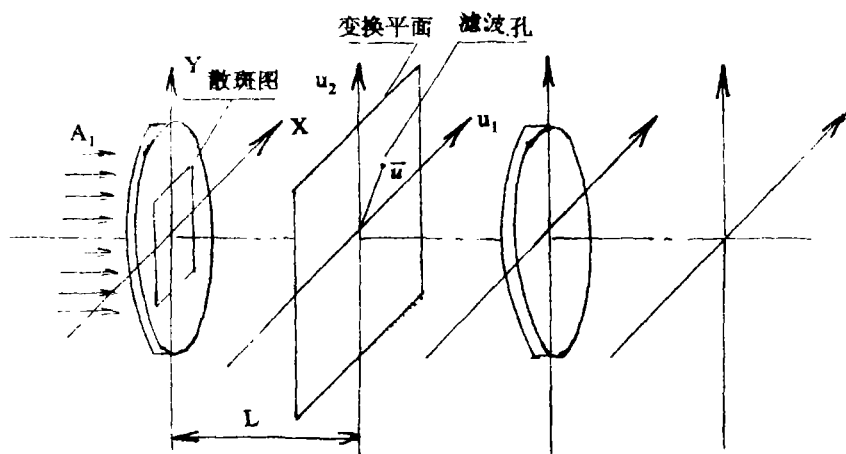


图2 全场分析光路图

图2为全场分析光路图, 散斑图位于透镜之后(或之前)。由傅氏光学可知, 在变换平面上的光扰动为:

$$\begin{aligned}u(u_1', u_2') &= \frac{A_1 f_1}{i\lambda l^2} \exp[i\frac{K}{2l}(u_1'^2 + u_2'^2)] \cdot \iint_{-\infty}^{\infty} g(x, y) \\ &\quad \cdot P(x\frac{f_1}{l}, y\frac{f_1}{l}) \cdot \exp[-i\frac{2\pi}{\lambda l}(xu_1' + yu_2')] dx dy\end{aligned}$$

式中 A_1 为照射光振幅, P 为透镜孔径函数, l 为散斑图至变换平面的距离, f 为透镜的焦距。

如散斑图完全处于光锥内, P 可略去, 这样对应的光强分布为:

$$I(u'_1, u'_2) = K' \left| \iint_{-\infty}^{\infty} g(x, y) \cdot \exp[-i \frac{k}{1} \cdot (xu'_1 + yu'_2)] dx dy \right|^2 \quad (5)$$

式中: $K' = A_1^2 f_1^2 / \lambda^2 l^4$

将(3)、(4)式代入(5)式, 略去常数项 K_1 (此项给出变换平面上原点处的一个亮点), 对原点外各点有:

$$I(u'_1, u'_2) = K \left| \int_0^{\tau \Sigma} \exp\{ik[\vec{u}' \cdot \vec{d}_2(x, y, t)]\} dt \right|^2 I_0(u'_1, u'_2) \quad (6)$$

$$\text{其中: } I_0(u'_1, u'_2) = \left| \iint_{-\infty}^{\infty} |f(x, y)|^2 \exp[-i \frac{k}{1} \cdot (xu'_1 + yu'_2)] dx dy \right|^2 \quad (7)$$

为物面不振动时所得散斑图在图(2)光路中变换平面内的光强分布。 \vec{u}' 为滤波孔矢量。

在推导(6)式时把 dx, dy 作为 x, y 的缓慢变化函数而将含 dx, dy 的项提到积分号外面来。将(2)式代入(6)式得:

$$\begin{aligned} I(u'_1, u'_2) &= K \left| \int_0^{\tau \Sigma} \exp\{ik(\frac{\vec{u}' \cdot \vec{d}(x, y)}{1}) \sin \omega t\} dt \right|^2 \cdot I_0(u'_1, u'_2) \\ &= K \left| \frac{\tau \Sigma}{2\pi} \int_0^{2\pi} \exp\{ik(\frac{\vec{u}' \cdot \vec{d}_2(x, y)}{1})\} d\theta \right|^2 \cdot I_0(u'_1, u'_2) \\ &= K \left| \tau \int_0^{\Sigma} j_0[k \frac{\vec{u}' \cdot \vec{d}(x, y)}{1}] dx \right|^2 \cdot I_0(u'_1, u'_2) \\ &= K_s J_0^2(k \frac{\vec{u}' \cdot \vec{d}_2(x, y)}{1}) I_0(u'_1, u'_2) \end{aligned} \quad (8)$$

(8)式表示, 物体不振动时所得散斑图在变换平面内的光强分布, 被零阶贝塞尔函数的平方调制后即成为振动散斑图在变换平面内的光强分布。由(8)式得:

$$\begin{cases} j_0^2[k \frac{\vec{u}' \cdot \vec{d}_2(x, y)}{1}] = \max & \text{亮条纹} \\ j_0^2[k \frac{\vec{u}' \cdot \vec{d}_2(x, y)}{1}] = 0 & \text{暗条纹} \end{cases} \quad \begin{matrix} (9)a \\ (9)b \end{matrix}$$

这和双曝光散斑图所获得的衍射条纹主要有两点差别, 其一是此处的条纹对比度不是均匀的, 而是随着级数的增高迅速下降。其二是条纹值不再是一个常量, 随条纹级数而变。

设零阶贝塞尔函数的平方在 N 时取得极大值, 则 $k\vec{u}' \cdot \vec{d}(x, y) = Nl$ 时为亮条纹, 将(1)式代入得:

$$\vec{u}' \cdot \vec{\Phi}(x, y) = \frac{Nl}{2MD_1 k} \quad (N = 0, 3.84, \dots) \quad (10)$$

若 \vec{u}' 沿 x 轴或 y 轴选取则有:

$$\Phi_x = \frac{Nl}{2u'_1 MD_1 k} = \frac{Nl\lambda}{4\pi u'_1 MD_1} \quad (11)$$

$$\text{或: } \Phi_y = \frac{Nl\lambda}{4\pi u_2 MD_1} \quad (12)$$

以上是假设物面为平面时导出的各式, 若物面是曲面则有两点变化: 一是对整个表面来说, 距离 D_1 不再是一个常量; 二是一般情况下照射光的入射角随点而异, 因此局部斜率条纹不再是等值线, 但局部波腹图的意义不变。

2 实验过程

2.1 实验准备

试件为薄壁圆柱体, 材料为 45 号钢。其形状和尺寸如图 3 所示。试件由圆钢整体车削而成, 然后开裂纹。试件 A 开轴向裂纹, 长 120mm。试件 B 开有与母线成 45° 角的斜裂纹, 长 126mm。裂纹由铣刀铣出, 宽度小于 1mm。为增加试件反射能力, 其表面涂以白漆。

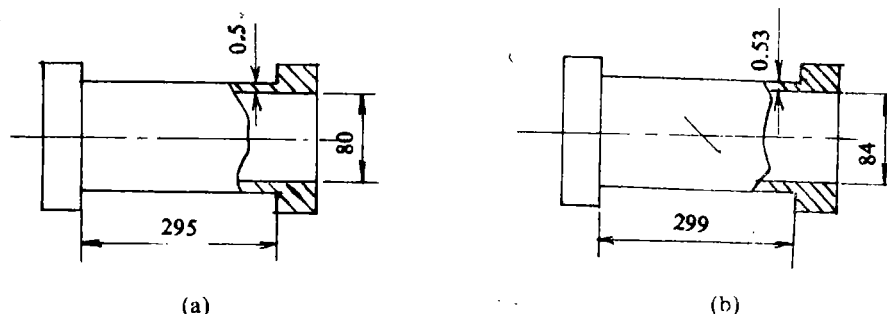


图 3.

试件装夹于加固铁板上, 使两端接近固定端。

照明用 10mw He-Ne 激光器, 扩束用了两种方法, 一是用两个柱面反射镜将光束拉成长带形, 这样光强集中, 但调整困难。另一种是用大口径凸透镜, 光强较差, 但调整容易。

激振和拾振都应用压电晶体片, 一片接激振器, 一片和示波器相连, 以监视振幅大小, 找出共振频率。振动部分的具体布置如图 4 所示。

2.2 实验过程

开动激振器, 用频率仪和示波器找出共振频率, 然后调整光路, 光路简图如图 5 所示。记录透镜的焦距为 250mm, 相对孔径

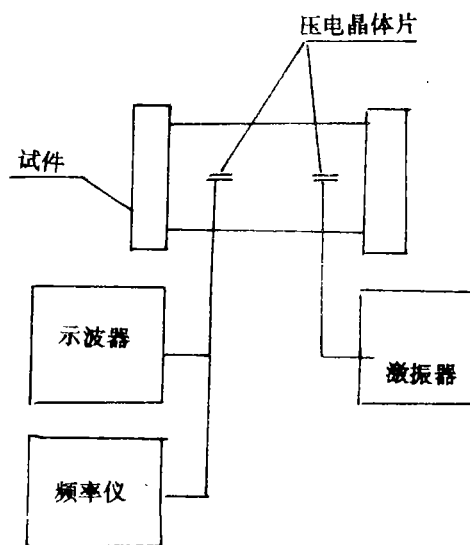


图 4 测振简图

为 1:4.5。由于光强较弱,拍摄散斑图时曝光时间较长。

3 实验结果及分析

在下文的分析讨论中,以 m 代表轴向半波数,以 n 代表周向波数。

3.1 局部波腹图

局部波腹图是由滤波方向上倾角变动为零的点或线组成。图 6(a)为 $f=1418$ 、 $m/n=2/8$ 开有斜裂纹的圆柱薄壳的振动散斑全场分析图,滤波孔沿 u_2' 轴方向。图 6(b)为其对应的用时间平均法所获得的振型图。在振动时,图(b)中周向谐波波峰处的法线沿周向转角为零,所以这些地方正对应着图(a)中的局部波幅线。图(b)中的轴向节线处,虽然振幅为零,但在 u_2' 方向的转角最大,所以这些地方正对应着图(a)的暗条纹的中心。对于中间环向节线处,对轴向谐波来说也是转角最大的地方,但是此处的法线在周向上(即滤波孔所在的方向上)的转角仍然为零,所以图(a)中这些地方仍然是亮条纹。

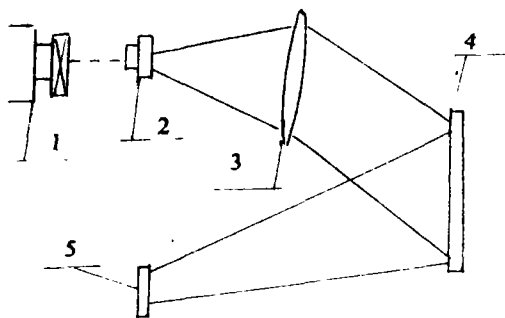


图 5 1. 激光器; 2. 扩束镜;
3. 准直镜; 4. 物体; 5. 干板

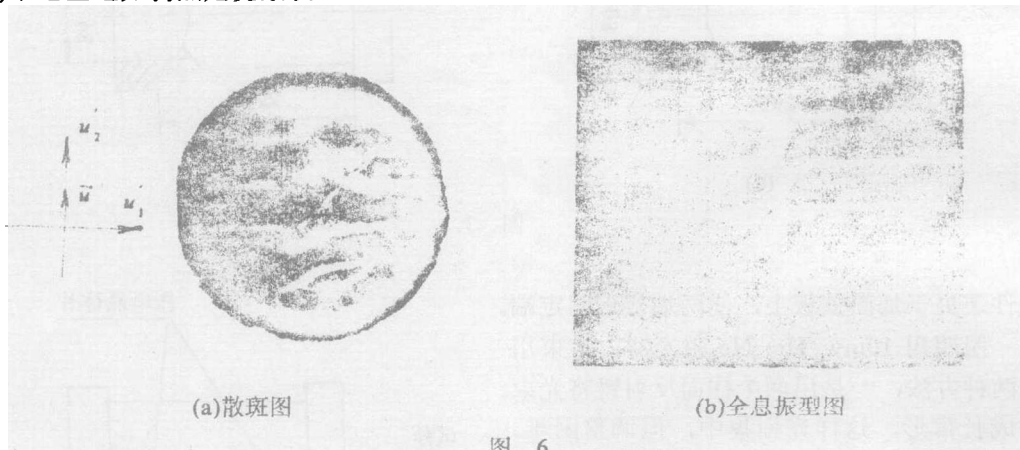


图 6

图 7 为开有轴向裂纹的圆柱薄壳的散斑全场图。共振频率为 $f=1220\text{Hz}$, $m/n=1/8$, 滤波方向仍然为 u_2' , 由于裂纹的存在, 此处的动应力得以释放, 而使图中的局部波腹线在裂纹处发生了相应弯曲。

局部波腹线是在滤波方向上一阶偏导数为零的点的轨迹, 所以零阶偏导数的极值点必然包括在内。这些极值点处的曲率和弯矩也相应取得极值。局部

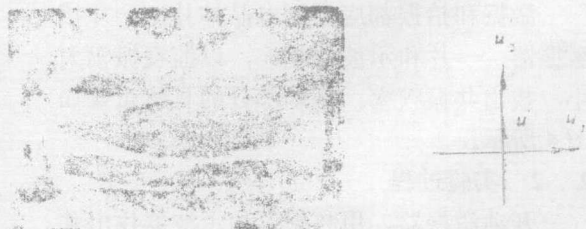


图 7 散斑图

波腹图对各向有不同刚度的材料特别重要, 由此可找到沿材料刚度最差的方向上应力和弯矩是极值的那些地方。

3.2 全波幅图

如果把滤波点改成滤波环, 就可得到全波幅图。全波幅线上各点在振动过程中的方向保持不变, 在任何方向上曲率取得极值的那些点被括在内, 如波峰处, 鞍形点等。这些极值点在各个方向上的应力和弯矩都取得极值, 所以在工程上应是重点考虑的地方。

3.3 局部斜率线

对于曲面, 由于光线入射角和距离 D_1 (见图 1) 随点而异, 一般说来局部斜率线不再是等值线, 对于圆柱薄壳来说, 平行于母线的斜率线仍然为等值线。

参 考 文 献

(1) OPTICAL HOLOGRAPHY. Robert T. Collier

(2) OPTICA ACTA. Vol. 23. No. 7-12. 1976

(3) J. W. 顾德门. 傅里叶光学导论

Vibration Turning Angle Analysis of Thin Cylinders With Through Cracks by Laser Speckle

Xu Degang Han Lianyuan Shen Yapeng

(ZhengZhou Inst. of Techno.)

(XiAn Univ. of Techno.)

Abstract: The vibration problems of thin cylinders with through cracks are discussed by laser speckle. The points where stress is maximum when vibrating are determined.

Keywords: cylinder, vibration, laser speckle