

# 用光力学和有限元法确定 钢壳的动态响应

佟景伟 王世斌 李鸿琦

(天津大学力学系, 天津, 300072)

**提要** 本文提出了壳体在冲击载荷作用下三维位移分布的光力学方法的实验解和有限元数值解。采用一种新型的电磁脉冲加载装置, 实现了对试件施加重复性很好的冲击载荷。利用测得的力-时间关系曲线作为外力边界条件, 用逐步积分法对壳体在冲击载荷下的动态响应作了分析。光力学方法的实验解和有限元数值解吻合较好。

**关键词** 动态云纹干涉, 客观散斑, 冲击载荷, 逐步积分法

## 一、引言

近年来, 关于复杂模型表面三维位移的定量分析问题一直为人们所关注。一些学者利用光力学实验方法研究了三维静态问题<sup>[1]</sup>。用光力学实验方法和动态有限元法解决了二维动态问题<sup>[2-6]</sup>。用有限元法解决了三维低频响应问题<sup>[7]</sup>。对结构进行动态分析时, 普遍存在的问题是: (1) 采用汽枪、落锤或步枪等设备对试件施加冲击载荷时, 其重复性难以保证; (2) 在以前的光力学分析中, 往往只测出了模型表面上的部分位移分量; (3) 由于材料的动态本构关系仍在研究中, 理论描述上还不完善, 人们仍在致力于波传播和结构动态响应的研究, 有限元动态分析方法也在改进之中。在以往的计算中, 总是采用假设的外力边界条件, 从而引入了计算误差。本文就上述三个方面的问题进行了研究, 并取得了满意的效果。

## 二、理论分析

### 1. 远场客观激光散斑法确定曲面位移场 ( $U', V'$ ) 的分布

如图1所示, 经扩束后的激光LB照射毛玻璃GG(充当散射板)后, 在散射板周围形成一散斑场SF。散斑的长轴方向是沿散射方向。在离散射板足够远的散斑场的中央, 散斑平行密集排列, 且长轴方向均沿 $z$ 方向。 $x', y', z'$ 为曲面模型上任一点 $A$ 的局部坐标,  $x' - y'$ 构成 $A$ 点处的切平面,  $z'$ 轴沿 $A$ 点的外法线方向,  $abcd$ 为 $A$ 点处的小面元。

物体变形后,  $A$ 点沿局部坐标轴方向发生了三维位移 ( $U', V', W'$ )。如果在试件表面涂刷或粘贴一层感光介质, 在试件变形前后, 分别对感光层两次曝光, 则可以记录下物体的变形信息。在这里, 物体的变形并没有改变散斑场的分布, 记录的只是物体与散斑场

本文于1990年11月17日收到第一次稿, 于1991年3月11日收到修改稿。

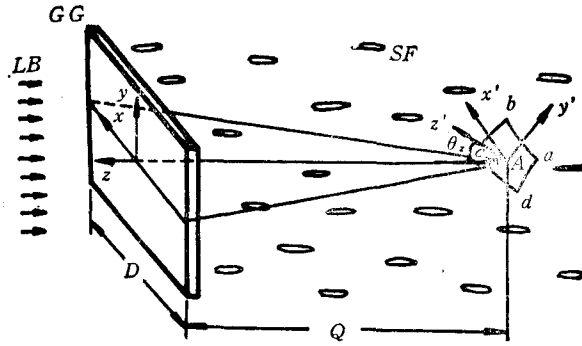


图 1 远场客观激光散斑法

间的相对运动。

在感光层上一点所记录的散斑的有效尺寸  $s_e$  与曲面上该点的空间小面元的取向有关。

$$s_e = s / \cos(\theta_2) = \lambda Q / (D \cdot \cos\theta_2) \quad (1)$$

式中,  $s$  为散斑短轴长度,  $\theta_2$  和  $z'$  与  $z$  轴的夹角,  $\lambda$  为激光波长,  $Q$  为测点到毛玻璃间的距离,  $D$  为毛玻璃最大横向尺寸。

用逐点分析法分析这一双曝光散斑图时, 激光束必须垂直于被测点的切面, 否则会引入分析误差。

位移求解公式是<sup>[8]</sup>:

$$U' = \lambda L / s'_z \quad (2)$$

$$V' = \lambda L / s'_y \quad (3)$$

式中,  $\lambda$  为照射光波长,  $L$  为测点到接收屏间的距离,  $s'_z$  和  $s'_y$  分别为杨氏条纹在  $x'$ ,  $y'$  两方向上的间距。

### 2. 动态云纹干涉法确定曲面位移场 ( $U'$ , $W'$ ) 的分布

在图 2 中, 两束相干准直光在试件表面汇交, 形成虚栅, 光栅频率  $f$  为

$$f = 2 \cdot \sin\left(\frac{\alpha_2 - \alpha_1}{2}\right) / \lambda \quad (4)$$

式中,  $\alpha_1$ 、 $\alpha_2$  分别为  $A$ ,  $B$  两光束相对于整体坐标系  $z$  轴的夹角, (以  $z$  轴为准, 顺时针为“—”逆时针为“+”)  $\lambda$  为光波波长, 光线与  $xz$  平面共面, 试件母线方向为  $y'$  向, 环向方向为  $x'$  向.  $P$  为集中载荷。

将全息软片粘贴到试件表面上, 在试件零载和受载后某时刻对软片两次曝光, 将这时的软片就地显影、定影处理后, 用  $A$  光或  $B$  光照明底片, 在特

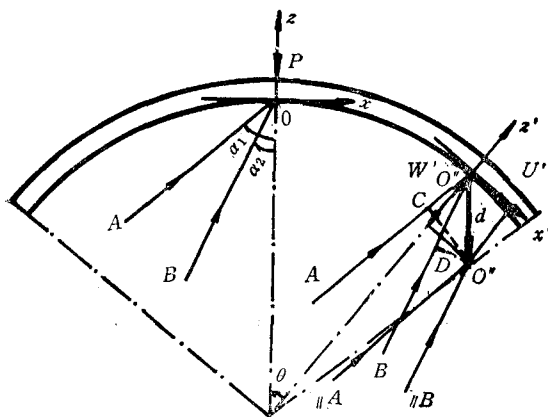


图 2 曲面云纹干涉法

定的观察方向上,能看到干涉条纹。该云纹反映了壳体表面的变形信息。

对于柱壳试件,模型上任一点  $O'$  变形后沿局部坐标方向发生三维位移  $(U', V', W')$ ,  $y'$  向位移  $V'$  对干涉条纹的形成没有贡献,故有效位移为  $d = U' + W'$ ,  $\theta$  为圆弧  $\widehat{OO'}$  相对应的圆心角。

设两光束振幅相等,复振幅分别为:

$$A = a(x \cdot z) \cdot \exp[i\phi_A(x \cdot z)] \quad (5)$$

$$B = a(x \cdot z) \cdot \exp[i\phi_B(x \cdot z)] \quad (6)$$

第一次曝光时,在曲面软片上记录的光强分布为  $I_1$

$$I_1 = (A + B) \cdot (A + B)^* \quad (7)$$

当  $O'$  发生位移至  $O''$  点,位移分量为  $U', V', W'$ ,由于变形所引入的位相增量为  $\Delta\phi_A$ ,  $\Delta\phi_B$

$$\Delta\phi_A = 2\pi \cdot \vec{O''C}/\lambda \quad (8)$$

$$\Delta\phi_B = 2\pi \cdot \vec{O''D}/\lambda \quad (9)$$

与位移  $U', W'$  的关系是:

$$\Delta\phi_A = 2\pi \cdot [W' \cdot \cos(\alpha_1 - \theta) + U' \cdot \sin(\alpha_1 - \theta)]/\lambda \quad (10)$$

$$\Delta\phi_B = 2\pi \cdot [W' \cdot \cos(\alpha_2 - \theta) + U' \cdot \sin(\alpha_2 - \theta)]/\lambda \quad (11)$$

第二次曝光时,对应的光强分布  $I_2$ 。

令两次曝光的时间相等,在线性记录的条件(设曝光量与振幅透过率成正比),如用  $A$  光照射底片,透射光的复振幅分布为  $G$

$$\begin{aligned} G &= a \cdot \exp(i\phi_A) \cdot (I_1 + I_2) \\ &= c \cdot \{4 \cdot \exp[i\phi_A] + \exp[i(2\phi_A - \phi_B)] + \exp[i\phi_B] \\ &\quad + \exp[i(2\phi_A - \phi_B + \Delta\phi_A - \Delta\phi_B)] \\ &\quad + \exp[-i(\Delta\phi_A - \phi_B - \Delta\phi_B)]\} \end{aligned} \quad (12)$$

式中,  $c$  为常数,在这些衍射光波之间, (12) 中第三项和第五项是沿曝光时  $B$  光的照射方向传播的,在这一方向上,两者干涉形成云纹,其复振幅和光强分布分别为  $G_1, I_{AB}$ 。

$$G_1 = \exp[i\phi_B] + \exp[-i(\Delta\phi_A - \Delta\phi_B - \phi_B)] \quad (13)$$

$$I_{AB} = G_1 \cdot G_1^* = 2[1 + \cos(\Delta\phi_A - \Delta\phi_B)] \quad (14)$$

当  $\Delta\phi_A - \Delta\phi_B = 2N\pi$ ,  $N = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$  时形成亮条纹。把 (10), (11) 代入上式,化简得

$$U' \cdot \cos(\alpha - \theta) - W' \cdot \sin(\alpha - \theta) = \frac{N}{f} \quad (15)$$

式中,  $\alpha = \frac{\alpha_1 + \alpha_2}{2}$ 。(15) 式说明: 切向位移  $U'$  和法向位移  $W'$  沿光栅栅线法向上的投影和为  $\frac{N}{f}$ 。这样,把 (2) 式中求出的  $U'$  代入 (15) 式中,可分离出  $W'$ ,至此,我们用光力学实验方法求出了壳体表面的三维位移分布  $(U', V', W')$ 。

### 3. 有限元动态分析

柱壳的无矩理论平衡方程为

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial N_1}{\partial y'} + \frac{\partial S}{\partial x'} + X &= 0 \\ \frac{\partial N_2}{\partial x'} + \frac{\partial S}{\partial y'} + Y &= 0 \\ N_2 &= R \cdot Z \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

其中,  $X, Y, Z$  为柱壳所受载荷分别在纵向、环向及法向的分量,  $N_1, N_2, S$  为纵向拉力、环向拉力及平错力。

在进行动态分析时, 我们从能量的观点出发, 利用变分原理建立起离散体的动力方程。计入阻尼影响后, 写成:

$$[M][\ddot{u}] + [C][\dot{u}] + [K][u] = [F] \quad (17)$$

式中,  $[M], [C], [K]$  分别为结构的整体质量、阻尼、刚度矩阵,  $[F]$  为载荷向量,  $[u]$  为位移矢量。这一方程较好地描述了结构的运动规律。

初始条件为

$$[u]_{t=0} = [u_0] \quad (18)$$

$$[\dot{u}]_{t=0} = [\dot{u}_0] \quad (19)$$

由于所施加的冲击载荷作用时间很短, 这时主要关心的是结构受冲击后的瞬态变形。作者用逐步积分法求解了壳体的动态响应。为了克服连续体因离散而引起的“低通效应”和“频散效应”, 采用了以下的离散化准则<sup>[9]</sup>:

(1) 单元尺寸  $l$

$$l \leq \left( \frac{1}{8} \sim \frac{1}{\pi} \right) \lambda_{\min}$$

$\lambda_{\min}$  为波传播的最小波长。

(2) 时间步长  $\Delta t$

$$\Delta t = (0.001 \sim 0.1) T$$

$T$  为力脉冲宽度。

边界条件如图 4 所示:

(1)  $EF, GH$  两端为固定端  $x = \pm 31.85$

$$u = v = w = 0 \quad \theta_x = \theta_y = \theta_z = 0$$

(2)  $o$  点(坐标  $x = 0, y = 0, z = 0$ )受法向冲击力  $P$

当  $t = 0$  时, 冲击速度为:

$$v = 6\text{m/s 沿 } -z \text{ 方向, } \overline{OJ} = \overline{OK}$$

### 三、实验设备

实验中采用的是我们研制的一种新型的电磁脉冲加载装置, 该装置是利用电磁感应原理将电磁能转换为机械能, 实现对试件施加冲击载荷。本系统的原理框图如图 3

该装置的控制系統包括充、放电路和开关电路。当系統受到来自手动触发或外触发信号后, 时间控制电路输出一正脉冲信号。脉冲宽度即为脉冲电流的持续时间, 这一信号经推动电路后启动加载开关, 最后经加载头把电磁能转换为机械脉冲力, 该力的幅值和脉

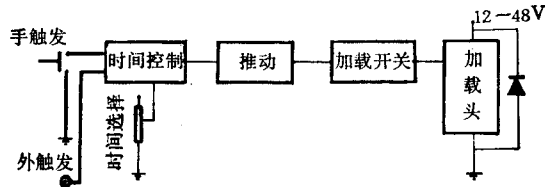


图 3 电磁脉冲加载系统

宽连续可调。

实验中,自行设计了同步系统,实现了加载系统与红宝石激光器联机操作。

此外,为了标定动态脉冲力,在加载头上安装了石英晶体压力传感器,通过电荷放大器把冲击力波形记录在记忆示波器上。由此波形得到外力边界条件和冲击速度。

### 四、实验结果

模型尺寸如图 4 所示:

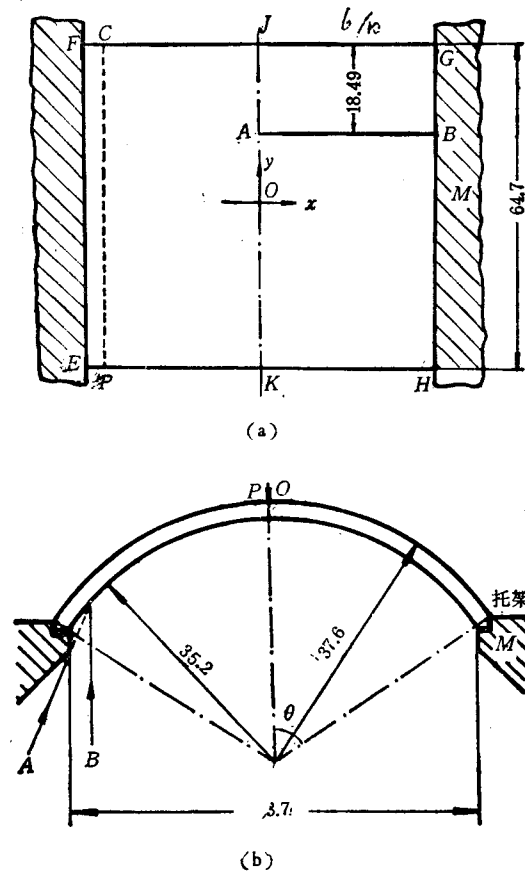


图 4 模型

钢  $E = 206\text{GN/m}^2$   $\mu = 0.30$

图中,  $M$  为刚性托架,模型与托架用高强度聚合胶粘连。

### 1. 冲击力-时间关系曲线

使用冲击力测试系统得到的曲线如图版照片 1,  $P_{\max} = 370$  牛顿

### 2. 远场客观激光散斑法测量结果 ( $U', V'$ )

试件内表面  $AB$  段的散斑条纹如图版照片 2 所示, 时间延时 (从加载头撞击试件到曝光) 为  $30\mu\text{s}$ , 利用公式(2),(3)求得的位移  $U', V'$  见图 5 所示.

### 3. 动态云纹干涉法测量结果 ( $U', W'$ )

不同延时时分别对软片双曝光, 获得的云纹图如图版照片 3 所示, 由于采用了非对称光路, 在试件左边一小矩形域上 (见图 4) 光线被遮挡, 无条纹产生, 实验中, 在图 2 光路中取  $\alpha_1 = 41^\circ, \alpha_2 = 0^\circ$ . 时间延时  $30\mu\text{s}$  时  $AB$  段的  $w'$  分布见图 8 所示.

试件受冲击后  $30\mu\text{s}$  时, 整体坐标下的三维位移 ( $U, V, W$ ) 转换成局部坐标下的位移  $U', V', W'$  如图 5 所示. 分析该图中的实验解和数值解发现, 两者吻合较好. 研究表明: 在加载点处, 这两种解的相对误差为 18%, 在远离加载点的区域, 该相对误差远小于此值.

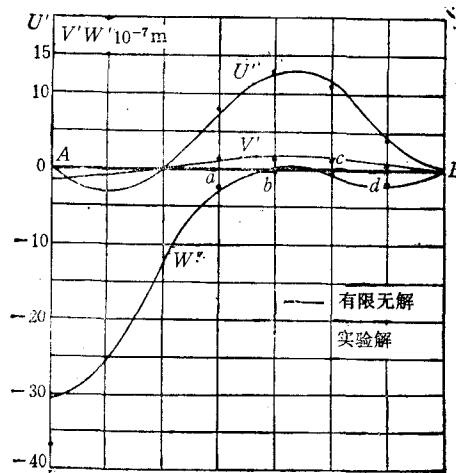


图 5 试件  $AB$  截面  $U', V', W'$  分布

## 五、结 论

利用电磁脉冲加载设备, 实现了对构件施加重复性很好的机械脉冲力. 借助于红宝石激光器, 利用动态光力学方法和有限元法来研究金属壳体试件在冲击作用下的动态响应是有效的. 两者的相对误差小于 18%.

将实验中测得的真实的力-时间关系作为外力边界条件进行有限元计算, 可以提高计算精度.

## 参 考 文 献

- [1] 鲍乃铿、丁祖泉等. 激光全息三维位移定量分析方法评估. 同济大学科学技术情报站. 1979, 4.
- [2] Chia Y C, Tong J W and Tou C T, A Study of dynamic holographic photoelasticity using Ruby Laser. Transaction of the CSME, 1984, 8(3): 117—120.

- [ 3 ] Tong J W and Li H Q, Dynamic Stress analysis using Simultaneously holo-interferometry and photoelasticity. *Optics and Lasers in Engineering*, 1985, (6): 145—156.
- [ 4 ] 佟景伟, 李鸿琦, 动态云纹干涉法测量应变场. *力学学报*, 1989, 21 (2).
- [ 5 ] Tong Jingwei, Li Hongqi and Jia Youquan. Reflective Photoelasticity and holo-interferometry applied to wave Propagation. *ACTA MECHANICA SINICA*, 1988, 4(1).
- [ 6 ] Tong J W and Y. An, A Study of Stress propagation under impact loading using double exposure speckle photography and finite element method. *Optics and Lasers in Engineering* 1990, (12): 35—42
- [ 7 ] 苏士功, 周折等. 二滩电站拱坝在满库水影响下的地震反应. 中国科学院工程力学研究所研究报告, No. 82—052. 1982, 11
- [ 8 ] Chiang F P, Kin C C, *Optics Engineering*, May/June 1982, 21(3).
- [ 9 ] 宗福开, 爆炸与冲击. (1984), (4): 16—23.

## DETERMINATION OF DYNAMIC RESPONSE OF STEEL SHELL USING PHOTO-MECHANICS AND FINITE ELEMENT METHODS

Tong Jingwei Wang Shibin Li Hongqi

(Tianjin University, Tianjing, 300072)

**Abstract** This paper presents a solution to the problem of three-dimensional dynamic displacement distributions on curved surface under impact loading utilizing photomechanics and finite element method.

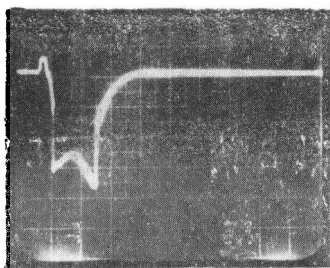
In-plane displacements ( $U'$ ,  $V'$ ) on the curved surface can be measured from the spectrum of far-field objective laser speckle by means of the pointwise filtering method. out-plane displacement  $w'$  of the shell surface can be obtained combining the Moire interferometry and above method.

An impulse force was applied using a new type of electromagnetic forcing mechanism which gives a good repeatability. The relation of instantaneous loading and time which was set for the forcing boundary condition in the finite element calculation of displacement components was recorded experimentally.

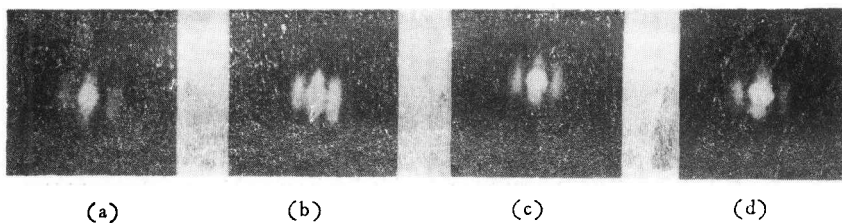
Two suitable external trigger mechanism were used to fire the Ruby-laser system at predetermined intervals.

It is shown that the experimental results are in good agreement with those of finite element method. This mixed method is proved efficient.

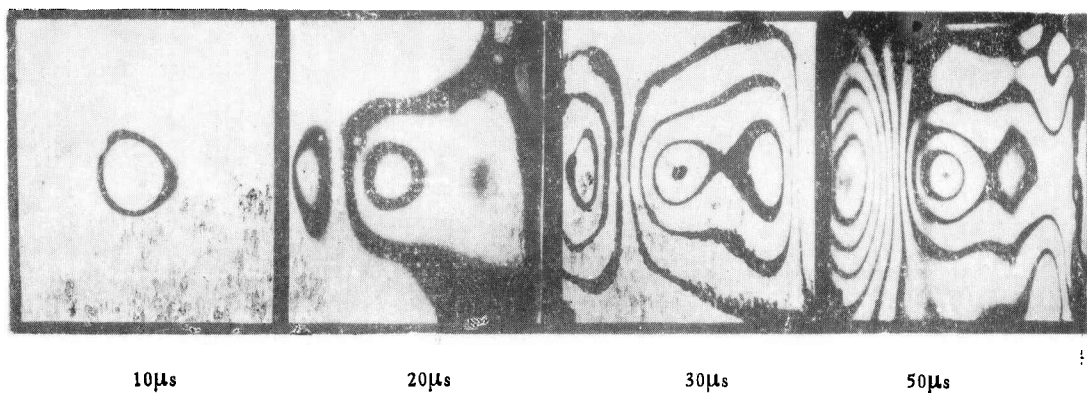
**Key words** dynamic Moire interferometry, objective speckle, impact loading, step-by-step method



照片 1 冲击力-时间曲线示波器参数  $200\mu\text{s}/\text{DIV}$   $1\text{V}/\text{DIV}$   
电荷放大器  $0.1\text{V}/\text{g}$  传感器  $37.8\text{pC}/\text{kg}$



照片 2



照片 3 云纹干涉图