

8023 kg/cm<sup>2</sup>,  $\sigma_r$  为 24.28 kg/cm<sup>2</sup>, 计算了  $n$  等于 3 和 10 两种情况。

首先, 对  $n=3$ , 取  $\sin \frac{1}{2}(\alpha)_{cr} = 0.02145$ , 作出了从开裂到失稳的裂纹扩展全过程的计算。具体结果如表 1 所示。计算得  $\sigma_{11} = 0.302$  kg/cm<sup>2</sup>。

对  $n=10$  的计算结果见表 2, 此时取  $\sin \frac{1}{2}(\alpha)_{cr} = 0.0734$ 。

表 2 裂纹稳定扩展的计算结果( $n=10$ )

裂纹扩展步数	1	2	3
扩展后裂纹半长度 $a$ (mm)	103.8	108.2	113.1
开裂时的 $\sigma_1/\sigma_{11}$	5.5	6.2	6.5

#### 参 考 文 献

- [1] 欧阳哲, 用增量法求解非线性断裂力学问题, 北京断裂力学交流会第二次会议论文集(1977)。  
 [2] Oden, J.T., Finite Elements of Nonlinear Continua (1972)。

(1977 年 12 月 28 日收到)

## 强脉冲激光在空气中诱导的激波压力的测量

### ——KL-I 型传感器的一个应用

傅裕寿 王春奎 范良藻

(中国科学院力学研究所)

力学研究所最近研制成功了一种新型的瞬态空压传感器。关于用晶体压杆作瞬态空压传感器的历史情况, 以及我所对此项研制工作的贡献已在文献[1]中概述。

KL-I 型传感器瞬态特性较好, 可测量上升前沿不到一个微秒的压力脉冲。

众所周知, 强脉冲激光与物质相互作用诱导出的激波压力测量是很受关注的技术<sup>[2]</sup>。这是由于在激光工程中, 一些重大课题的研究, 压力测量是一个重要的物理参数; 另外, 如何找到一个反应速度足够快的压力传感器, 来测量“激

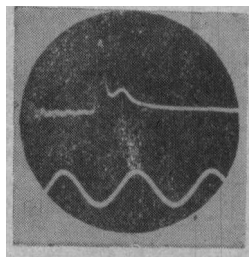


图 1 激光输出脉冲波形时标 2μs/周

光诱导压力”是需要研究者们解决的课题。

本实验使用的激光器是力学研究所自己研制的双放电脉冲 CO<sub>2</sub> 激光器。激光器在腔体压力为一大气压的条件下运转。腔内气体成分为

CO<sub>2</sub>:N<sub>2</sub>:He = 1:1:8。在电压 36 千伏时输出能量为 1 焦耳。激光输出脉冲波形由自制的 P 型锗光子牵引探测仪测出, 波形见图 1。从照片上可以量出脉冲半宽约为 0.3 微秒, 全宽约为 1 微秒。输出光的场强分布是多模结构。

激光击穿空气在大气传输的研究中有着实际意义。激光击穿的空气是一团高温等离子体, 该等离子体吸收了几乎全部的激光能量。在空气击穿的同时, 产生高亮度的火球并发生爆炸声响。等离子膨胀时, 在空气中产生球形激波。实验的干涉摄影照片表明, 空气击穿是一个比较理想的点源爆炸。

激光击穿空气的实验是这样进行的, 在光路上放置一直径为 70 毫米, 焦距为 60 毫米的镀金膜的反射聚焦镜。将输出的激光束聚焦, 其焦点直径估算为 0.6 毫米。这时, 在焦点处的峰值功率密度为  $1.2 \times 10^9$  瓦/厘米<sup>2</sup>。这一参数超过了实验室条件下空气击穿的阈值。将屏蔽的传感器的接收面放置在焦点的投影点处, 改变传感器接收面与焦点中心的相对位置, 则压力也将发生变化。将传感器接收的信号经过有足够频响的阻抗变换器, 再由放置在屏蔽室中的快速示波器记录下放大的信号。实验装置的光路图及方框图见图 2。

激光对靶材的作用, 采用了比较简便的方法, 即直接将光束聚焦到传感器端面的铜片上。该铜片通常是压力传感器晶体的保护片。它紧贴在晶体上, 用环氧树脂粘贴。由于铜片很薄(本实验为 0.15 毫米), 激波在其间的渡越时间约为 10 毫微秒。这比整个压力波形的持续时间要小得多。因此, 可以认为压电晶片感生出的压电信号是铜片表面的压力。对靶材作用的

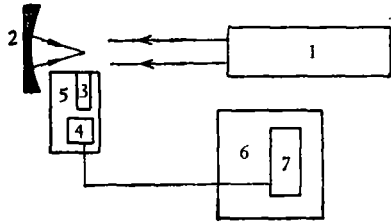


图 2 激光击穿空气压力测量示意图

1. TEA CO<sub>2</sub> 激光器 2. f = 60 毫米聚焦镜
3. 压力传感器 4. 放大器 5. 屏蔽盒 6. 屏蔽室 7. 示波器

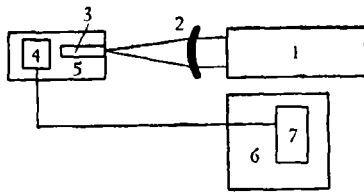


图 3 激光打击铜靶材测量压力示意图

1. TEA CO<sub>2</sub> 激光器 2. f = 100 毫米锗透镜
3. KL-I 型传感器 4. 放大器 5. 屏蔽盒 6. 屏蔽室 7. 示波器

聚焦系统与击穿空气不相同,其光路图见图 3。聚焦镜是焦距为 100 毫米,直径为 50 毫米的锗透镜,焦点直径估算为 1 毫米。这时,焦点处的峰值功率密度为  $4.2 \times 10^8$  瓦/厘米<sup>2</sup>。实验观察激光聚焦在铜靶上时,同样发出明亮的火光和清脆的爆炸声。产生的激波压力同样经过阻抗变换器,用屏蔽室的快速示波器记录下放大的信号。

对于激光和靶材相互作用时压力脉冲波形的测量,应该既知道靶材和空气分界面处的载荷情况,又要知道应力波在材料内部各处的传播情况。例如,美国斯坦福研究中心在 1976 年发

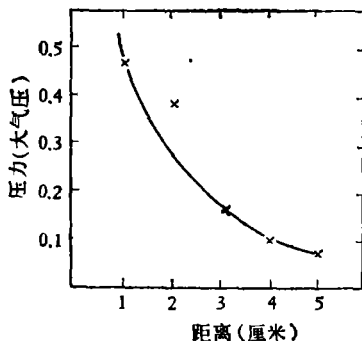


图 4 激波压力随离击穿点距离的变化图

表的一篇技术报告中<sup>[3]</sup>,就用 kistler 603H 瞬态空压传感器来测量靶材和空气分界面处的载荷情况。至于在材料内部应力波传播时的压力测量,则用碳膜传感器。我们得到的照片就属于第一种情况。从结果上看,KL-I 传感器的反应速度比 kistler 603H 要快(kistler 测得的波形上升前沿约为 10 个微秒)。用 KL-I 测定的激光聚焦辐照铜靶材上产生的压力波形见图 5。为了对比,我们也曾用进口的瑞士产品 kistler-6005 型传感器作同样的测量,但未得到有用的结果,见图 6。

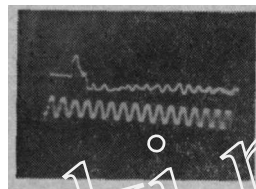


图 5 激光聚焦铜靶上压力波形  
峰值压力 2.6 大气压 时标 2 μs/周

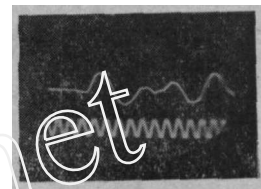


图 6 Kistler-6005 测量激光打击靶材测量波形

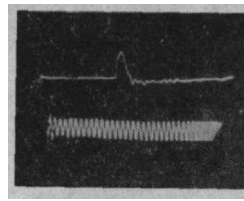


图 7-a 击穿空气诱导激波压力测量波形图。(距击穿点较近时小于 1 厘米),时标 2 微秒/周

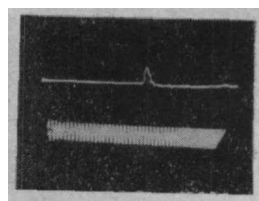


图 7-b 击穿空气压力波形(距击穿点较远约为 3 厘米),时标 2 微秒/周

由于在实验时,焦点直径仅取约 1 毫米,而靶材直径为 5 毫米。传感器所测量的压力应该是靶材(它与压电晶体直径相同)的平均压力,这一平均压力比焦点处所产生的真实压力小得多(焦点不到 1 毫米直径)。粗略地按面积估算,实测压力应比焦点处激光对靶材的压力小 25 倍多。由图 5 的照片量得的实测超压为 2.6 大气压,若增大 25 倍,则应为 65 个大气压。当然,对于这类复杂问题,还有待于进行深入地理论探讨,此处不作叙述。

击穿空气的激波压力波形见图 7a—b。从照片中可以看到,激波的上升前沿小于 1 微秒,整个激波宽度为 6—8 微秒。激波压力随击穿

中心距离增加而减小。见图 7a—b。整理出激波压力随距离变化曲线(见图 4)。从图中可以看出,激波传播到离焦点中心 3 厘米以上,其压力接近环境压力。

由于双放电 CO<sub>2</sub> 激光器是在高电压大电流的情况下放电,因而产生强干扰磁场。实验证明,当压力传感器通过屏蔽导线再引入阻抗变换器,后接示波器记录信号时,不能得到测量讯号。采用特殊的屏蔽措施后,得到了比较干净的压力波形。

实验证明 KL-I 型压力传感器性能较好,无疑地,它对激光与物质相互作用的研究提供了一个有力的测量手段。这也是在国内第一次测定激光与物质相互作用的激波压力。

### 参 考 文 献

- [1] 范良藻,邢维复,金若冰,物理学报, 26, 4 (1977).
  - [2] Fairand B. P. and Hclawr, A., *J. Appl. phy.*, 50 (1979), 1497.
  - [3] Stanford Research Inst., AD-A028515 (1976).
- (1979 年 9 月 26 日收到)

## 弹性非线性屈曲中的 逐级摄动解法

李 国 琛

(中国科学院力学研究所)

摄动法曾用于解决圆板大挠度<sup>[1]</sup>、扁球壳<sup>[2]</sup>等问题的分析计算。众所周知,当非线性程度加大后,原有的摄动法常导致结果的发散或摆动,因为摄动法是属于半收敛性的。为此,我们改用逐级加载、分段逐次摄动的办法;为区别于原有的摄动法,可称之为逐级摄动法。

为说明这一方法,不妨只用一个自变量的控制方程;设

$$L_1(w) + L_2(w) = Q \quad (1)$$

其中  $L_1$  是线性算子,  $L_2$  是非线性算子。

令

$$\left. \begin{aligned} w &= w^0 + w^1 \\ Q &= (\lambda^0 + \lambda^1) q \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

代入(1)后可得:

$$\left. \begin{aligned} L_1(w^0) + L_2(w^0) &= \lambda^0 \cdot q \\ L_1(w^1) + L_{11}(w^0, w^1) + L_2(w^1) &= \lambda^1 \cdot q \end{aligned} \right\} (3)$$

其中  $L_{11}$  是双线性算子。

在逐级加载、分段摄动时,令

$$\mathbf{X} = \Sigma \mathbf{X}_\tau \cdot \varepsilon^\tau, \quad \tau = 1, 2, 3 \dots \quad (4)$$

其中  $\mathbf{X} = (w^0, w^1, \lambda^0, \lambda^1)^T$ . 摄动参数

$$\varepsilon = M(w) \quad (5)$$

其中  $M$  是线性运算符,如对自变量取积分,特定值等。

将(4)代入(3),可使方程线性化为两组方程:

$$\left. \begin{aligned} L_1(w_1^0) &= \lambda_1^0 \cdot q \\ L_1(w_2^0) &= \lambda_2^0 \cdot q - L_{11}(w_1^0, w_1^0) \\ \dots \end{aligned} \right\} (6)$$

及

$$\left. \begin{aligned} L_1(w_1^1) + L_{11}(w^0, w_1^1) &= \lambda_1^1 \cdot q \\ L_1(w_2^1) + L_{11}(w^0, w_2^1) &= \lambda_2^1 \cdot q \\ -L_{11}(w_1^1, w_1^1) & \\ \dots \end{aligned} \right\} (7)$$

对于所用到的边界条件,也可作类似的摄动。

如图 1 所示,在第 1 级加载时可用方程组(6)求解  $w^0$ , 在第 2 级加载后,用方程组(7);之后,将  $w^0$ 、 $w^1$  相加作为新的  $w^0$  代入(7)可求第 3 级的解,等等。一般来说,每级计算需要三次摄动。比较二、三次的结果,根据收敛性的要求,确定  $\varepsilon$  的范围和载荷增量的步长。

为区分原平衡解与新的分叉解(即屈曲)。由方程组(7)中第一式可知,欲出现奇性,则至少应满足以下两个条件之一:

$$(1) \lambda_1^1 = 0,$$

(2) 按 Fredholm 的判别要求<sup>[3]</sup>, 在自伴方程中应有  $\iint q \cdot \delta \, dx dy = 0$ ; 其中  $\delta$  为屈曲方程的特征向量(即屈曲波型)。

由此可知屈曲方程为

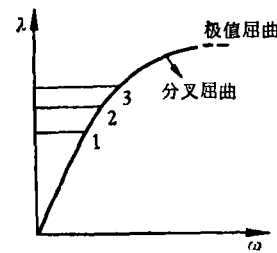


图 1