

型而且通过数值模拟得到了所希望的双稳态透射率。需要指出的是,越来越多的半导体材料呈现出了光折变效应,如 III-V 族半导体 InP:Fe、GaAs、CdTe 等,因而基于以上双稳机制的器件能够实现集成化,并作为可能实用化的全光计算机的一个器件,为今后全光学运算的实施和应用奠定基础。

参 考 文 献

- 1 M. Cronin-Golomb *et al.*, *IEEE J. Quant. Electr.*, **QE-20**, 12(1984)
- 2 M. Cronin-Golomb *et al.*, *Opt. Lett.*, **7**, 313(1982)
- 3 N. Kukhtarev *et al.*, *J. Physique*, **44**, C2-5(1983)
- 4 A. Bledowski *et al.*, *IEEE J. Quant. Electr.*, **QE-22**, 1547(1986)
- 5 S. K. Kwong *et al.*, *IEEE J. Quant. Electr.*, **QE-22**, 1508(1986)

(收稿日期:1988年4月27日)

激光大屏幕显示中改善振镜输出特性曲线的研究

诸葛向彬 吴大元 石宝驹

(浙江大学物理系,杭州)

Study on improving the optical scanner's output characteristics in laser large screen display

Zhuge Xiangbin, Wu Dayuan, Shi Baoju

(Physics Department, Zhejiang University, Hangzhou)

Abstract: This article presents a study on improving the output characteristics of the optical scanner by means of changing its input electrical current, and detailed theoretical analysis and calculation were performed. This greatly improved the scanning performances of the optical scanner.

Key words: scanner, laser large screen display

一、引 言

激光大屏幕显示中光学振镜处于临界阻尼状态是最佳工作状态,这时振镜到达稳定角时间(即步响应时间)为最短。理论计算表明^[1],对于固有频率 $\omega_0 = 2.21 \times 10^3 \text{s}^{-1}$ 的振镜,若输入为一电流阶跃脉冲,那末在临界阻尼状态下的步响应时间为 2.9ms(误差 1%)。

为了使光学振镜能扫描出一幅逼真、复杂和视觉上稳定的图像,就必须减少失真和增加像点数,这些都要求振镜的步响应时间愈小愈好^[1,2]。为此,就很自然地提出这样一个问题:能否通过改变振镜的输入电流来改善振镜在临界阻尼状态下的输出特性曲线,使它满足上述要求,从而大大提高振镜的扫描性能。如果这样,振镜作为扫描器件的前景将更为广阔。这就是本

文研究的问题。

二、振镜特性曲线的改善

光学振镜的角振子数学模型为^[3]:

$$J\ddot{\theta} + P\dot{\theta} + D\theta = \frac{D}{K} I \quad (1)$$

如果将阶跃脉冲 $I = I_0$ 在输入振镜前通过一个微分电路, 则把一个持续时间较长的阶跃脉冲变成持续时间较短的尖脉冲, 这时振镜的输入电流 I_1 为

$$I_1 = I_0 e^{-\alpha_1 t} \quad (2)$$

式中 α_1 为一常数。可得出振镜在临界阻尼状态下的解为

$$\theta_1 = \frac{I_0}{K} \left\{ \left(\frac{\omega_0}{\omega_0 - \alpha_1} \right)^2 e^{-\alpha_1 t} - \left(\frac{\omega_0}{\omega_0 - \alpha_1} \right)^2 [1 + (\omega_0 - \alpha_1)t] e^{-\omega_0 t} \right\} \quad (3)$$

图 1 是在不同 α_1 情况下振镜的输出特性曲线。可以看到, 随着 α_1 的减小, 微分脉冲将会使振镜输出出现“振荡”。

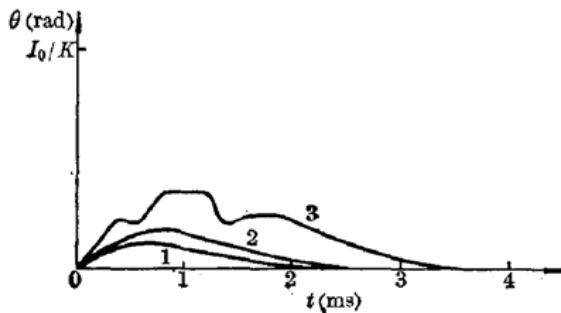


图 1 振镜在输入不同微分尖脉冲情况下的输出特性曲线

曲线 1— $\alpha_1 = 3\omega_0$; 曲线 2— $\alpha_1 = 2\omega_0$;
曲线 3— $\alpha_1 = 0.7\omega_0$ 。

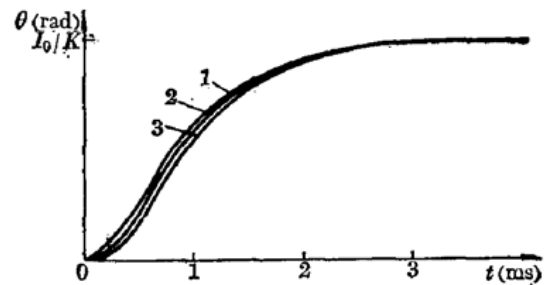


图 2 振镜在输入不同积分波形情况下的输出特性曲线

曲线 1— $\alpha_2 = \infty$; 曲线 2— $\alpha_2 = 5\omega_0$;
曲线 3— $\alpha_2 = 3\omega_0$ 。

如果将原来的阶跃脉冲在输入振镜前通过积分电路先进行积分, 那么这时振镜的输入电流 I_2 为

$$I_2 = I_0 (1 - e^{-\alpha_2 t}) \quad (4)$$

式中 α_2 为一常数。可得出振镜在临界阻尼状态下的解为

$$\theta_2 = \frac{I_0}{K} \left\{ 1 - \left(\frac{\omega_0}{\omega_0 - \alpha_2} \right)^2 e^{-\alpha_2 t} - \left[1 - \left(\frac{\omega_0}{\omega_0 - \alpha_2} \right)^2 - \frac{\omega_0 \alpha_2}{\omega_0 - \alpha_2} t \right] e^{-\omega_0 t} \right\} \quad (5)$$

图 2 是在不同 α_2 情况下振镜的输出特性曲线。它表明 α_2 在较大范围内变化时, 振镜输出特性曲线的变化是很缓慢的。

如果将上述微分和积分后的电流 I_1 和 I_2 叠加起来再输入到振镜中去, 那末振镜的输入电流 I 为

$$I = I_1 + I_2 = I_0 (1 + e^{-\alpha_1 t} - e^{-\alpha_2 t}) \quad (6)$$

这时振镜在临界阻尼状态下的解为

$$\theta = \theta_1 + \theta_2 = \frac{I_0}{K} \left\{ 1 + \omega_0^2 \left[\frac{e^{-\alpha_1 t}}{(\omega_0 - \alpha_1)^2} - \frac{e^{-\alpha_2 t}}{(\omega_0 - \alpha_2)^2} \right] \right\}$$

$$-\left[1 + \frac{\omega_0^2}{(\omega_0 - \alpha_1)^2} - \frac{\omega_0^2}{(\omega_0 - \alpha_2)^2} + \left(\frac{\omega_0^2}{\omega_0 - \alpha_1} - \frac{\omega_0 \alpha_2}{\omega_0 - \alpha_2}\right)t\right]e^{-\omega_0 t} \quad (7)$$

(7)式即为我们所企求得到的振镜输出特性关系式。

三、讨 论

1. 当 $\alpha_1 = \alpha_2$, 代入(6)和(7)式得出振镜的输入电流和其解为

$$I = I_0$$

$$\theta = \frac{I_0}{K} \{1 - [1 + \omega_0 t]e^{-\omega_0 t}\} \quad (8)$$

这正是输入电流为阶跃脉冲时振镜的临界阻尼状态下的解, 其输出特性如图3曲线1所示。由此可见振镜输入电流经过改变后的方程解(7)式具有较普遍的意义。

2. 当 α_1 为某定值、 $\alpha_2 = \infty$, 代入(6)和(7)式得出:

$$I = I_0 + I_0 e^{-\alpha_1 t}$$

$$\theta = \frac{I_0}{K} \left\{ 1 + \frac{\omega_0^2}{(\omega_0 - \alpha_1)^2} e^{-\alpha_1 t} - \left[1 + \frac{\omega_0^2}{(\omega_0 - \alpha_1)^2} + \left(\frac{\omega_0^2}{\omega_0 - \alpha_1} + \omega_0 \right) t \right] e^{-\omega_0 t} \right\} \quad (9)$$

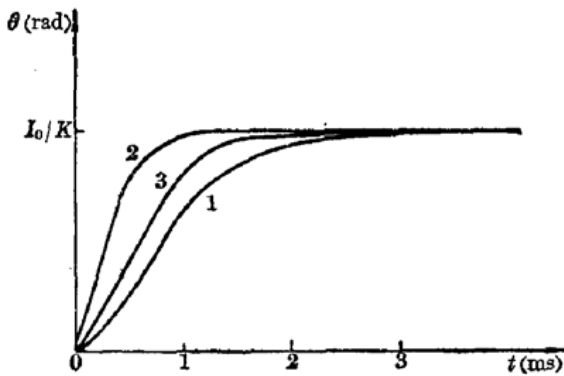


图3 振镜在不同输入电流情况下的输出特性曲线

曲线1— $\alpha_1 = \alpha_2$; 曲线2— $\alpha_1 = 3\omega_0$, $\alpha_2 = \infty$;
曲线3— $\alpha_1 = 1.36\omega_0$, $\alpha_2 = 5.09\omega_0$

(9)式是振镜在输入电流为阶跃脉冲和微分尖脉冲叠加时在临界阻尼状态下的解。 α_1 为适当值时, 输出特性曲线的步响应时间可减少, 如图3曲线2所示。

3. 当 α_1 和 α_2 分别为某适当值时, 同样能使振镜输出特性曲线的步响应时间减少, 如图3曲线3所示。图1和2清楚地表明当振镜在微分脉冲作用下的输出特性主要作用在积分作用下输出特性曲线的上升部份时, 它不但能缩短振镜的步响应时间, 而且使曲线的上升部份变得更陡; 其次可以看到的是当振镜在微分脉冲作用下的输出特性出现“振荡”时, 积分作用下的输出特性有平滑合成输出特性曲线的作用。

4. 从图3可知: 曲线2和3的步响应时间分别为1.1ms和1.9ms, 比曲线1的2.9ms分别缩短1.8ms和1.0ms。这清楚地表明: 适当选取 α_1 和 α_2 值, 改变振镜输入电流是能够改善振镜在临界阻尼状态下的输出特性曲线, 效果是明显的。我们曾用多组 α_1 和 α_2 值代入(7)式进行计算后发现:

1) α_1 的变化对输出特性曲线影响较敏感, 而 α_2 在较大范围内变化时其影响较迟钝, 因此后者的取值范围较前者大得多, 图1和2可供粗略的参照。

2) 如果 α_1 和 α_2 数值匹配不好, 那么会发生输出特性曲线上上升部份凸起; 或者在曲线上上升部份后面出现缓慢下垂或上升的现象, 这样, 特性曲线就无稳定值可言。 α_1 和 α_2 的最佳组合可以用电子计算机对大量的 α_1 和 α_2 组合进行运算后优选出来, 并且可以探索一些规律, 这比从(7)式出发去寻求优化 α_1 和 α_2 值的复杂关系有其简便性。我们从有限的 α_1 和 α_2 组合中

计算得到的 $\alpha_1 = 3\omega_0$, $\alpha_2 = \infty$ 组合只能是一个较佳的组合, 是一个特例。

参 考 文 献

- 1 吴大元 *et al.*, 中国激光, **16**(8), 507(1989)
- 2 诸葛向彬 *et al.*, 中国激光, **16**(9), 569(1989)
- 3 H. Michael Tenny and John C. Purcupile, *EOSD*, Oct., **40** (1975)

(收稿日期: 1988 年 5 月 2 日)

激光熔敷的极限厚度

陈 新 陶曾毅

(华中理工大学, 武汉)

Maximum thickness of laser cladding

Chen Xin, Tao Zengyi

(Huazhong University of Science and Technology, Wuhan)

Abstract: Maximum thickness of deposited powder in cladding NiCrSiB alloy on the surface of a low alloy steel by CO₂ laser with different laser irradiation parameters, and the relationship between the maximum thickness and irradiation parameters was obtained.

Key words: laser cladding, maximum thickness, irradiation parameter

本文在激光输出功率不变的条件下, 系统地研究光斑尺寸、功率密度、扫描速度与熔敷极限厚度之间的关系, 探讨影响激光熔敷的本质参数, 指出激光熔敷的必要条件。

一、实 验 条 件

为便于研究不同辐照条件下的最大熔敷厚度, 特设计了一种坡形试样(见图 1), 其上开有坡形槽。激光束从粉末厚度为零的一端开始向厚度为 h 的一端扫描。

基体材料选用 16Mn 钢, 被熔敷的合金为 NiCrSiB 粉末。合金粉末用化学粘接剂调和, 预置于坡形试样槽中。激光辐照时, 用氩气进行保护。辐照工艺参数范围为 $P = 2000 \text{ W}$, $D = 2 \sim 5 \text{ mm}$, $V = 2.8 \sim 25 \text{ mm/s}$,

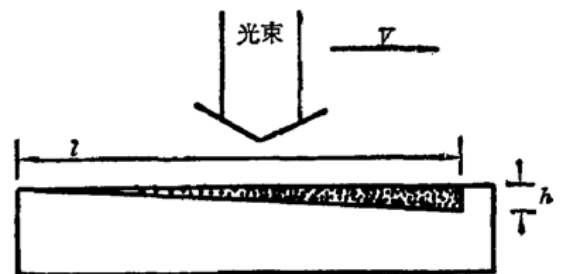


图 1 激光熔敷极限厚度实验的示意图

二、实 验 结 果

影响激光处理的辐照参数主要是输出功率(P)、光斑尺寸(D)、扫描速度(V)。在输出功