

铜网)等。

由于这种方法利用单色器分光, 因此可以测定硫化铅探测器非线性度随波长的变化。

上述硫化铅探测器非线性度测量装置的主要误差, 在于光源的波动和显示读数误差。电源波动影响光源辐射通量的变化(半小时内)大约为 0.3%, 而显示读数误差(按 PZ-8 直流数字电压表)为 0.2%。根据误差理论, 上述测量装置的测量误差近似为 0.36%。

利用上述方法和装置, 我们对许多国内外硫化铅探测器进行了非线性度的测试, 得到比较满意的结果。表1和表2所示为“新跃”1×1毫米硫化铅器件的测定结果。在衰减法测量中, 我们仅列出了波长为 0.83、1.0、1.2 和 1.5 微米的测定结果。由于灰玻璃滤光片在可见区域内透射率曲线比较平坦, 而在近红外区域则起伏较大, 因此灰玻璃在不同波长上的衰减倍数并不完全一致, 但我们都选择在接近 10 倍的波长上进行试验, 而辐射强度的减弱也为 1:10。

根据上述测定结果, 可以得出下列几点结论:

表1 透加法测定结果

($E=45$ 伏, $R_L=120$ 千欧)

波 长 λ (微米)	最大输出值 V (毫伏)	近 似 衰 减 倍 数 A	非 线 性 度 $NL_1(\%)$
白 光	12	10	-0.53
	45	5	-1.4
	100	10	-3.2
	215	5	-10.3
	377	10	-19.8

表2 衰减法测定结果

($E=45$ 伏, $R_L=120$ 千欧)

波 长 λ (微米)	最大输出值 V (毫伏)	近 似 衰 减 倍 数 A	非 线 性 度 $NL_2(\%)$
0.83	39	7	-1.19
1.0	19	11.3	-0.16
1.2	19	10.5	-0.34
1.5	14	7	-0.26
1.0	150	11.3	-4.66
1.2	184	10.5	-5.05
1.5	132	7	-3.07

(1) 硫化铅探测器的线性较差, 在输出值为 20 毫伏, 即相应于 0.83 单色辐射通量 0.1 毫瓦时(因器件的灵敏度对于各个波长是不同的), 它的非线性度不大于 1%。

(2) 硫化铅探测器非线性度的光谱特性并不明显, 可以简单地利用白光进行测试。

(3) 两种测量方法, 当衰减法测量器件在弱光照射下是线性(即非线性度很小)时, 测量结果完全一致。

参 考 文 献

- [1] James N. Humphrey: *Appl. Opt.*, 1965, **4**, 665~676.
- [2] A. G. Reule: *NBS(SP)*, 1977, 466.
- [3] H. J. Jung: *Metrolgia*, 1979, **15**, 173~181.
- [4] 包学诚等: 1980 年全国光纤通讯学术会议论文, (武汉)。

上海交通大学 包学诚
上海市测试技术研究所 杨绍
1981 年 12 月 3 日收稿

Ar⁺激光器损耗、增益及饱和参数的测量

Abstract: A method for the measurement of loss, gain and saturation parameters of Ar⁺ laser is proposed. The gain of weak signal and the saturation power as a function of current density at 4880Å and 5145Å are plotted, and the optimum values of transmissivity for these two lines are given.

Ar⁺ 激光器的谱线展宽主要由多普勒效应决定, 但由于强电流放电, 激活介质电离度很高, 介质的工

作温度也很高, 因此碰撞展宽很大^[3], 约 600 兆赫, 而纵模间距仅为 100 兆赫。因此, 烧孔宽度远大于

纵模间距, 在增益饱和过程中将引起整个增益轮廓下降。因而 Ar⁺ 激光器增益饱和和特性应按均匀展宽公式处理^[4]。考虑到 Ar⁺ 激光器的高增益和高输出透过率, 计算方法要按 Meneely 方法^[5], 其激光输出功率为:

$$P = \frac{1}{2} TP_s \left[\frac{2g_0 l}{-\ln(1-T-\alpha_0)} - 1 \right] = \frac{1}{2} TP_s (\beta - 1) \quad (1)$$

其中, T 为透过率; P_s 为功率饱和参数; g_0 为小信号增益系数; l 为激活介质长度; α_0 为腔内损耗; β 为激发参数。为从方程(1)中求出 P_s 、 $2g_0 l$ 、 α_0 三个未知量, 可用改变输出透过率法^[2]、阈值损耗法^[1]。我们用插入损耗法在激光腔内引入已知附加损耗 α_i ($i=1, 2, 3$), 分别得到 P_i ($i=1, 2, 3$), 从而得到 α_0 、 $2g_0 l$ 的表达式:

$$\frac{P_1 - P_2}{P_1 - P_3} \left[\frac{\ln f_1(\alpha_0)}{\ln f_3(\alpha_0)} - 1 \right] - \frac{\ln f_1(\alpha_0)}{\ln f_2(\alpha_0)} + 1 = 0 \quad (2)$$

$$2g_0 l = \left(\frac{P_1}{P_3} - 1 \right) \left[\frac{1}{\ln f_1(\alpha_0)} - \frac{P_1}{P_3} \cdot \frac{1}{\ln f_3(\alpha_0)} \right]^{-1} \quad (3)$$

其中 $f_i = 1 - T - \alpha_0 - \alpha_i$ ($i=1, 2, 3$)。 (2) 式是只含 α_0 未知数的超越方程, 可通过二分法逐步求解; P_s 可从 $\frac{2P}{T} \sim \beta$ 的直线斜率求得。

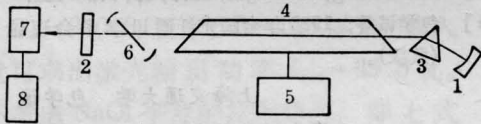


图1 测试原理图

1—凹面全反镜 ($R=3$ 米); 2—输出镜 ($R=\infty$, T_{4880} 埃 = 13.8%, T_{5145} 埃 = 12.6%); 3—分光棱镜; 4—Ar⁺ 激光管 (石墨, 内孔 $\phi 2.7$ 毫米 \times 770 毫米); 5—电源; 6—旋转石英片; 7—功率计; 8—记录仪

实验装置如图1所示。输出平面镜透过率可取 10% 左右 (正常实际运用值范围), 腔内旋转石英片^[2,4] 安装在有精确刻度的转盘上。光束往返一次它引起的光损耗为

$$\alpha = 1 - (1 - R_e)^4 \quad (4)$$

R_e 由费涅耳反射公式给出为:

$$R_e = \frac{\tan^2 \left[\theta - \sin^{-1} \left(\frac{1}{n} \sin \theta \right) \right]}{\tan^2 \left[\theta + \sin^{-1} \left(\frac{1}{n} \sin \theta \right) \right]} \quad (5)$$

θ 为光束与平板法线之间的夹角, 实际的应用范围是 55.6° 至 72°, 55.6° 是布鲁斯特角; n 为平板对特定波长的折射率。每转一个 θ 角处, 对应一个损耗 α_i 值, 从而得一个输出功率 P_i 值。为减小误差, α_i 及 P_i 各值均在 $P_i \sim \alpha_i$ 的平滑曲线上取得。

由测得的 α_0 和 $2g_0 l$, 代入下式确定最佳透过率 T_m :

$$2g_0 l = - \frac{(1 - \alpha_0 - T_m) [\ln(1 - \alpha_0 - T_m)]^2}{(1 - \alpha_0 - T_m) [\ln(1 - \alpha_0 - T_m)] + T_m} \quad (6)$$

我们利用上述方法测量了腔内功率 $\frac{2P}{T}$ 与 β 的关系曲线 (如图2所示), 以及小信号增益和饱和功率随电流密度的变化 (只改变工作电流, 其他条件不变) 曲线 (如图3和图4所示), 并由(6)式得出 4880 Å 和 5145 Å 的最佳透过率值为 $T_m = 0.14$ (测量 α_0

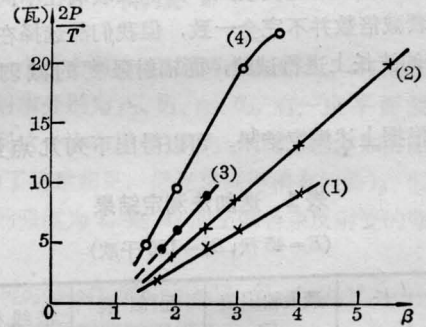


图2 腔内功率 $\frac{2P}{T}$ 与 β 的关系曲线

①、② 为 4880 Å 对应的不同电流密度; ③、④ 为 5145 Å 对应的不同电流密度

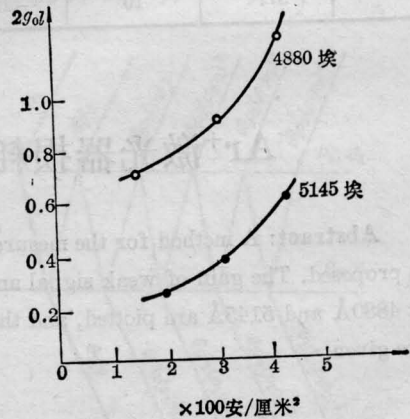


图3 $2g_0 l$ 随电流密度的变化

(下转第 683 页)

关于非线性晶体 NLO 系数 Maker 条纹测量法的讨论

王恭明 王文澄 (复旦大学物理系)

Discussion on the measurement method of Maker fringe of NLO coefficient for nonlinear crystals

Wang Gongming, Wang Wenchen

(Department of Physics, Fudan University)

通过分析激光通过非线性晶体薄板时界面和体内二次谐波的产生,解释了由 Jerphagnon 和 Kurtz 从电动力学基本方程出发推导的倍频光的透过率。对比了 NLO 系数 Maker 系数测量法(MF)和相位匹配测量法(PM)的倍频光强度表达式,评述了这两种方法的优缺点。讨论了薄板多重反射和高斯光束截面对 MF 公式的修正。最后估计了实验条件对于理论公式的偏离。

强光自聚焦、自调制与自加宽 效应的物理描述

赫光生 (中国科学院上海光机所)

Physical description on intense light induced self-focusing, self-modulation, and self-broadening

He Guangsheng (Shanghai Institute of Optics
and Fine Mechanics, Academia Sinica)

强激光通过具有三次非线性电极化效应的光学介质时,有可能引起介质折射率的感应变化(变化量大小与入射光场强平方成正比),因此在入射光束截

面光强分布为不均匀的情况下,介质内将相应产生折射率的非均匀变化,从而导致光束的自聚焦或者自散焦效应;又当在足够短的强脉冲激光作用下,介质内产生瞬态折射率变化,从而对入射光产生瞬态相位调制作用,并按傅里叶分析原理,将相应引起入射光频谱的明显增宽,这就是所谓强光自调制与自加宽效应。本文着重讨论上述效应产生的基本物理机制、主要的数学公式描述以及对这一课题开展研究的学术价值和实际应用意义。

可调谐微微秒染料激光脉冲宽度的 二次谐波相关测量

梁桂云 (长春光机学院)

徐炳德 叶子青 (中国科学院长春光机所)

Correlation measurement of second harmonics for tunable ps dye laser pulse durations

Liang Guiyun (Changchun College
of optics and Fine Mechanics)

Xu Bingde, Ye Ziqing (Changchun Institute of
Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica)

讨论了两种波长调谐非共线相位匹配和一种波长调谐共线相位匹配二次谐波相关测量方案。改变基波光束夹角,是实现波长调谐非共线相位匹配较好的方法。

对 KDP 晶体和 ADP 晶体进行了比较,证明在 Rh 6G 染料激光脉冲波长调谐范围内, KDP 晶体较 ADP 晶体更适合于微微秒-亚微微秒脉冲宽度的二次谐波相关测量。

(上接第 674 页)

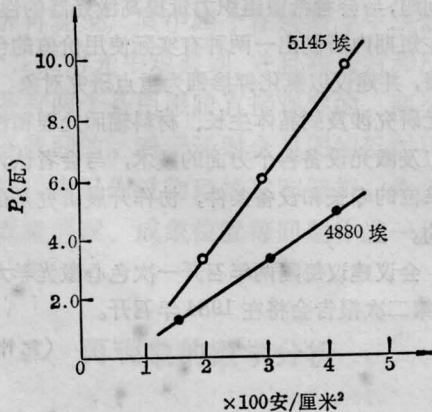


图 4 饱和功率随电流密度的变化

$=0.05$, $2g_0l=1.3$) 和 $T_n=0.10$ (测量 $\alpha_0=0.05$, $2g_0l=0.6$)。

参 考 文 献

- [1] E. Spiller; *Z. Phys.*, 1965, **182**, 487.
- [2] B. S. Patel; *IEEE J. Quant. Electr.*, 1973, **QE-9**, 1150.
- [3] W. Demtroder; "Grundlagen und Techniken der Laserspektroskopie", 1977.
- [4] A. И. Одинцов; *ЖПС*, 1967, **7**, №5, 754.
- [5] Meneely C. T.; *Appl. Optics*, 1967, **6**, 1434.

(南开大学物理系 刘志国 刘玉照

1981年11月27日收稿)