

# 单模 ns 双脉冲红宝石激光器

沈晋汇 曲林杰

(天津大学精仪系)

## Single mode nanosecond double pulse ruby laser

Shen Jinhui, Qu Linjie

(Department of Precision Instruments, Tianjin University, Tianjin)

提要: 提出了一种以调 Q 红宝石激光器为基础的腔内剪切方案。

关键词: 火花隙, 双脉冲, 红宝石激光器

我们在普通的红宝石调 Q 激光器上, 使用激光触发的火花隙启动光闸, 进行腔内剪切, 实现了在一次调 Q 过程中输出二个脉宽为 1ns 的单模的脉冲。脉冲间隔在 15 ns 左右, 并且可以根据需要方便地进行调节。

### 一、实验装置及原理

实验装置如图 1 所示。图中传输线充有全波电压  $V_\lambda$ 。调整火花隙间隙, 使它在静态电压  $V_\lambda - V_{\lambda/4}$  下接近击穿。在闸流管进行退压调 Q 的同时, 火花隙上会形成一个超过其临界击穿电压的过电压。由于火花隙有一个击穿形成时延, 故并不立即击穿。当腔内调 Q 脉冲建立起来以后, 偏振器 P 的侧向漏光会触发火花隙。火花隙在过电压所造成的强电场和具有一定能量的漏光作用下, 在数 ns 内迅速击穿, 形成一个几乎没有电阻的导电沟道, 把存贮于传输线  $l$  中的高压  $V_\lambda$  再次加到调 Q 晶体 KD\*P 上。在阻抗匹配的情况下, KD\*P 上所得到的实际电压波形是一个  $V_{\lambda/2}$  方波。这一过程如图 2 所示。方波的宽度

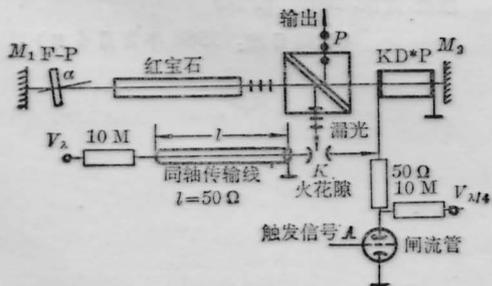


图 1 实验装置示意图

$M_1, M_2$ ——全反镜; P——格兰棱镜

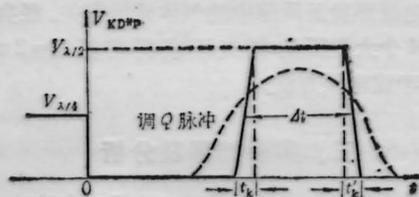


图 2 电光晶体上的电压变化

由传输线的长度决定

$$\Delta t = l/v$$

其中  $v$  为电信号在传输线中的传播速度。

由于在电光晶体上加  $V_{\lambda/2}$  和不加电压一样, 对腔内光的偏振方向不产生影响, 因此在格兰棱镜 P 处都不会有光输出。但是当晶体电压从 0 上升到  $V_{\lambda/2}$  和从  $V_{\lambda/2}$  下降到 0 的过程中, 却能使通过 KD\*P 的光子偏振方向改变而产生输出。当晶体电压变到  $V_{\lambda/4}$  时, 输出极大。由于输出光脉冲的底宽等于方波前(后)沿的宽度, 其半宽度则约为方波前沿或后沿的一半<sup>[1]</sup>。只要方波宽度小于调 Q 脉冲宽度, 我们就在一次调 Q 过程中, 用方波的前、后沿分别从腔内剪切出二个相干光脉冲。

### 二、火花隙特性及脉宽分析

理论和实验都已证明, 火花隙存在一击穿形成时延, 用  $t_p$  表示。过电压越大,  $t_p$  越小, 其变化范围可以从数十 ns 到数  $\mu s$ 。在这段时间内, 如果再用一定能量的激光脉冲触发, 则火花隙可在数 ns 内迅速击穿。

火花隙的导通时间  $t_k$  决定  $V_{\lambda/2}$  方波的前、后沿宽度。通过求解放电回路方程可求得  $t_k$ 。图 3 是其

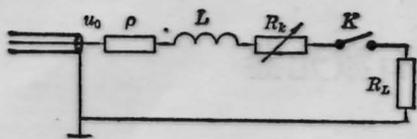


图3 传输线通过火花隙放电回路的等效电路

$R_k$ ——火花隙电阻

等效电路。火花隙导通时间的近似解<sup>[2]</sup>为

$$t_k = 21 \frac{pd^2}{\alpha u_0^2} + 2.2 \frac{L}{R}$$

式中  $p$  为间隙中的气压 (atm);  $d$  为极间距 (cm);  $\alpha$  为碰撞电离系数 ( $\text{atm} \cdot \text{cm}^2/\text{s}$ );  $u_0$  是火花隙上所加电压;  $L$  为放电回路总电感;  $R = \rho + R_L$  为同轴线特征阻抗和负载电阻之和。按照巴申定律, 气体击穿电压  $u$  是  $(pd)$  的单值函数, 因此在  $u_0$  为常数的情况下增大气压  $p$  有助于减少  $t_k$ 。此外临界击穿电压还与电极形状及间隙中的气体成份有关。经实验, 我们在 4 个大气压的氮气下获得前沿  $t_k = 2 \text{ ns}$  的 3.3 kV 半波电压方波。

### 三、实验结果及分析

根据动态全息照相的需要, 选择二个脉冲的间隔为  $\Delta t = 15 \text{ ns}$ 。脉冲间隔由  $V_{1/2}$  方波的宽度决定, 只要改变传输线的长度即可方便地调节。因电信号在传输线中的传播速度为  $0.1 \text{ m/ns}$ , 故选择  $l = 1.5 \text{ m}$  长的传输线。

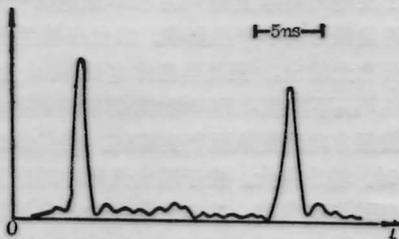


图4 剪切出来的双脉冲波形

图4是测出的双脉冲波形, 是用响应速度为  $800 \text{ ps}$  的 PIN 管探测, 用带宽为  $275 \text{ MHz}$  的 1727

存储示波器显示的。脉冲宽度为  $1 \text{ ns}$ , 间隔为  $15 \text{ ns}$ 。

谐振腔光学长度为  $0.5 \text{ m}$ 。腔内光子的往返时间为  $3.3 \text{ ns}$ 。当调  $Q$  脉冲建立起来后, 在腔内整个  $3.3 \text{ ns}$  的光程中均匀地分布了大量的光子。腔内剪切的过程就是从这  $3.3 \text{ ns}$  长的一段光波中先后切出二段半宽度为  $1 \text{ ns}$  的光波。由于第一个脉冲从腔内剪切出去以后, 腔内光子空间分布出现了不均匀, 因此需要稍微调整传输线的长度, 使得方波的后沿仍能剪切到大量光子。

因为腔内调  $Q$  巨脉冲的存在时间约为  $3.0 \text{ ns}$ , 因此必须调整好火花隙的触发功率 (可通过调节火花隙间隙实现), 使它在巨脉冲的前沿、接近峰值时导通, 并剪切出第一个脉冲。这样方波后沿就可以有一个比较大的调节范围, 从而剪出峰值同第一个脉冲大致相等的第二个脉冲。在全息照相和高速摄影中, 二次曝光能量相差一半并不影响实用效果。

当二个半宽度为  $1 \text{ ns}$  的脉冲从往返光程为  $3.3 \text{ ns}$  的腔内剪切出去以后, 腔内大部分能量都已被利用。每个脉冲的峰值功率都约等于腔内巨脉冲峰值功率。由于谐振腔二端都是全反镜, 因此腔内形成的巨脉冲峰值功率要比一端是半反的调  $Q$  输出峰值功率高。

为了获得单模输出, 在腔内放置了一片厚  $3 \text{ mm}$ , 反射率为  $15\%$  的选模标准具。由于剪切出来的二个脉冲是从同一个调  $Q$  脉冲中剪切出来的, 因此这二个脉冲都是单模, 并且是相干的。输出模式用厚  $120 \text{ mm}$  的测试标准具进行了探测, 获得了单模光环。

### 参 考 文 献

- 1 D. Faubert et al., *Opt. and Laser Technology*, 2, 79 (1981)
- 2 T. A. 米夏兹, 大功率毫微秒脉冲的产生 (原子能出版社, 北京, 1982), p. 140

(收稿日期: 1988年2月4日)