

缓慢腔倒空激光器光腔偏振分析

张少军 黄 骝 田 勇 李延廷 孙东昱 刘 靖
(北京工业大学应用物理系, 北京, 100022)

摘要: 以实验为基础, 从激光器光腔的偏振态出发, 应用琼斯矩阵方法对缓慢腔倒空激光器输出矩形脉冲的过程进行了分析, 分析的结果与实验结果相符。

关键词: 缓慢腔倒空 琼斯矩阵

Analysis of laser polarization in the resonant cavity flowing empty slowly

Zhang Shaojun, Huang Liu, Tian Yong, Li Yanting, Sun Dongyu, Liu Jing
(Department of Application Physics, Beijing Polytechnic University, Beijing, 100022)

Abstract: Based on the polarization state in the resonant cavity, with the help of Jones matrix, we analyze the process which the cavity flowing empty slowly outputs square pulses. Experimental results conform to the analysis.

Key words: cavity flowing empty slowly Jones matrix

引 言

为了在时域上控制倒出腔外的激光脉冲成矩形或准矩形, 采用缓慢腔倒空的方法, 使倒光过程延长并可控。由于这种可控过程是通过光腔内的偏振元件并用控制偏振方向的方法来实现的, 因此, 缓慢腔倒空激光器光腔中激光产生的过程及向腔外倒光的过程分析就有一定特点。下面我们用琼斯矩阵方法来分析这种激光器光腔中的一些动力学问题。

1 光腔偏振矩阵的建立

缓慢腔倒空激光器光腔内的元件及光路如图 1。

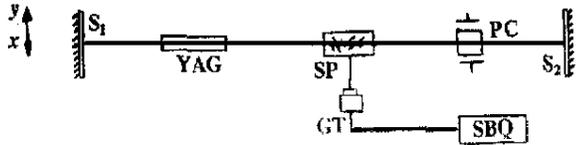


Fig. 1 The elements of cavity flowing empty slowly and light path

图中, S_1, S_2 是 $1.064\mu\text{m}$ 的全反镜; SP 是斯塔克偏振器或二向色性偏振片; PC 是普克尔盒; GT 为光电探头; SBQ 是 500MHz 的示波器。为使分析方便起见及更有一般意义, 这里使用斯塔克偏振器。

以全反镜 S_1 为参考, 并设定 $x-y$ 坐标系如图 1 所示, 往返一周的偏振矩阵为

$$M = M_{s_1} M_{sp} M_{pc}^{-1} M_{s_2} M_{pc} M_{sp} \quad (1)$$

$$M_{s_1} = r_1 \begin{pmatrix} -1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, M_{s_2} = r_2 \begin{pmatrix} -1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (2)$$

r_1, r_2 是振幅反射率。 M_{s_1}, M_{s_2} 是两个全反镜的琼斯矩阵。

M_{sp} 是斯塔克偏振器的琼斯矩阵, 在图 1 中, 取 x 轴在构成斯塔克偏振器的布儒斯特角板

的表面,且表面法线与 y 轴夹 θ 角,设斯塔克偏振器由 n 个布角板构成,介质折射率 n_{sp} ,斯塔

克偏振器琼斯矩阵为

$$M_{sp} = \begin{pmatrix} \frac{2n_{sp}}{n_{sp}^2 + 1} & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (3)$$

为分析方便,令

$$t = [2n_{sp}/(n_{sp}^2 + 1)]^2 \quad (4)$$

则

$$M_{sp} = \begin{pmatrix} t^n & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (5)$$

M_{sp} 是普克尔盒的琼斯矩阵,若普克尔盒主轴与 x 轴夹 α 角,偏振光通过普克尔盒后, o, e 两束本征光的相差移动量为 δ , M_{pc} 表为

$$M_{pc} = \begin{pmatrix} \cos^2 \alpha + e^{-i\delta} \sin^2 \alpha & \sin \alpha \cos \alpha (1 - e^{-i\delta}) \\ \sin \alpha \cos \alpha (1 - e^{-i\delta}) & \sin^2 \alpha + e^{-i\delta} \cos^2 \alpha \end{pmatrix} \quad (6)$$

$$\delta = 2\pi n_0 \gamma V_{pc} / \lambda \quad (7)$$

n_0 为普克尔晶体不加电场时的 o 光折射率; γ 为晶体的电光系数^[1,2]。对于 KD^*P 晶体,不同方向上 γ 值不同; λ 为 $1.064\mu m$; $V_{pc}(t)$ 是普克尔盒上纵向所加电压。

由(7)式可知, δ 完全由变化的 $V_{pc}(t)$ 决定: $\delta = \delta[V_{pc}(t)]$ (8)

取定一个电压值 $V_{pc} = V_{\lambda/4}$, 当偏振光通过普克尔盒并经全反镜 S_2 反射,再次通过普克尔盒,其偏振态旋转 $\pi/2$,与斯塔克偏振器偏振方向正交,被斯塔克偏振器阻挡,不能在腔内通过,此时光腔 Q 值呈最低值,光振荡不能建立,光腔的琼斯矩阵是

$$M = \begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{pmatrix} \quad (9)$$

设由 S_1 表面出射的偏振光为 ξ_1 ,在光腔内往返一周后,再入射 S_1 表面时为 ξ_2 ,有

$$\xi_2 = \begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \xi_x \\ \xi_y \end{pmatrix} = M \begin{pmatrix} \xi_x \\ \xi_y \end{pmatrix} \quad (10)$$

ξ_x, ξ_y 是 ξ_1 的两个正交分量。

α 角给定以后, $M = M(\delta) = M\{\delta[V_{pc}(t)]\}$,光腔的琼斯矩阵就唯一地决定于普克尔盒所加电压了。给定 α 角及 V_{pc} ,琼斯矩阵随之确定,当普克尔盒所加电压呈函数变化时,光腔内的偏振光也受函数电压调制。

2 缓慢腔倒空过程的矩阵描述

缓慢腔倒空过程中,电压函数控制装置产生两次电压释压,第一次释压延时($t_2 - t_1$)时间后,第二次释压发生,第二次释压的前沿区与倒出光脉冲所在时间区间重合,并控制倒光过程,使倒光按设定规律进行,参看图 2。

在(t_2, t_3)内,普克尔盒电压变化 $V_{pc}(t)$ 调制光腔 Q 值,反映在琼斯矩阵上,表现为琼斯矩阵元 $m_{11}, m_{12}, m_{21}, m_{22}$ 均为 $V_{pc}(t)$ 的函数。

由于 $m_{11}, m_{12}, m_{21}, m_{22}$ 的变化,使 $\xi_2 = \begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \xi_x \\ \xi_y \end{pmatrix}$ 表述的偏振光中的两正交分

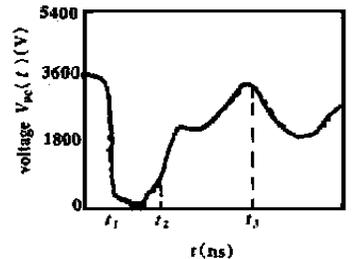


Fig. 2 Voltage wave shape of the pockels box

量 ξ_x, ξ_y 均受 $V_{pc}(t)$ 调制, 而仅与斯塔克偏振器偏振方向正交的那个分量才能倒出腔外, 这个分量的大小完全受 δ 控制, 即受 $V_{pc}(t)$ 控制, $M\{\delta[V_{pc}(t)]\}$ 决定 ξ_z 的分量大小, 从而使倒出的光波形被整形为图 3 所示。

3 偏振本振态分析

偏振状态稳定时, 下式成立:

$$M\xi_v = \gamma_v \xi_v \quad (11)$$

式中, ξ_v 是本征值 γ_v 对应的本征矢量, v 取 1, 2。本征值可由琼斯矩阵元给出

$$\gamma_1 = [(m_{11} + m_{22})/2] + \{[(m_{11} + m_{22})/2]^2 - (m_{11}m_{22} - m_{12}m_{21})\}^{1/2} \quad (12)$$

$$\gamma_2 = [(m_{11} + m_{22})/2] - \{[(m_{11} + m_{22})/2]^2 - (m_{11}m_{22} - m_{12}m_{21})\}^{1/2} \quad (13)$$

我们知道: $\gamma_1 = \gamma_1[V_{pc}(t)]$, $\gamma_2 = \gamma_2[V_{pc}(t)]$, 在缓慢腔倒空激光器中, 普克尔盒的电压 $V_{pc}(t)$ 以一定的重复频率周期性地变化, 图 2 中的波形即是 $V_{pc}(t)$ 在一个周期内的变化规律, 偏振光的本征值完全受控于普克尔盒所加的电压, 也呈周期性变化。

光腔内, 偏振光通过偏振器件产生的附加损耗

$$\mu = 1 - |\gamma_v / (r_1 r_2)|^2 = 1 - |\gamma_v[V_{pc}(t)] / (r_1 r_2)|^2, \quad v = 1, 2 \quad (14)$$

也完全由 $V_{pc}(t)$ 控制。

当 $\mu = \mu_{\max}$ 时, 光腔损耗很大, 腔为低 Q 值, 自由振荡不能进行; $\mu = \mu_{\min}$ 时, 光腔损耗最小, 光腔进入高 Q 值状态。由于在低 Q 值期间, 泵浦抽运使布居数反转达最大, 则一旦光腔损耗突变为最小, 经过 100~200ns 的时间延迟, 形成巨脉冲, 在巨脉冲向外泄倒时, 继续用附加损耗 μ 控制光腔内继续振荡的光子数与泄倒出腔外的光子数分配, 使输出光脉冲成矩形时域分布。

4 结 论

在缓慢腔倒空产生时域上的矩形脉冲的实验中, 通过设计与控制 $V_{pc}(t)$ 来控制 $\delta[V_{pc}(t)]$, 从而调制腔内损耗即调节光腔 Q 值, 控制倒出的光脉冲呈矩形, 所得实验结果与上述理论分析是一致的。

琼斯矩阵分析不仅能定量地描述偏振态在光腔内的变换, 也同时能方便地描述光腔内光强信息的变化。

参 考 文 献

- 1 李家泽, 朱宝亮, 魏光辉. 晶体光学(第一版). 北京: 北京理工大学出版社, 1989: 61~66
- 2 张克从, 王希敏. 非线性光学晶体材料科学. 第一版, 北京: 北京科学出版社, 1996: 360~366

* * *

作者简介: 张少军, 男, 1958年4月出生。博士生。主要从事超短脉冲、固体激光器研究。

黄 骝, 男, 1937年出生。博士生导师, 教授。主要从事超短脉冲、固体激光器研究。

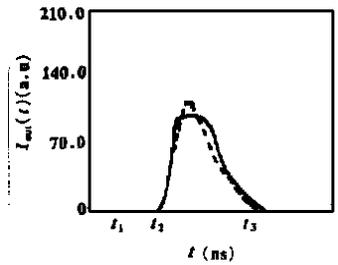


Fig. 3 Laser wave shape