

平顶激光脉冲在非均匀介质中的传输分析

张少军¹, 刘静纨¹, 黄 骝²

(1. 北京建筑工程学院电气工程与自动化系, 北京 100044;
2. 北京工业大学应用物理系, 北京 100022)

[摘要] 以新型方波 YAG 激光器稳定性、可靠性及非线性应用项目的试验为基础, 分析了用慢调 Q 腔倒空技术产生的平顶激光脉冲在非均匀介质中传输过程的能量与模式特性、非线性频率变换等方面的关系。

[关键词] 等效与自聚焦; 非均匀介质; 慢调 Q 腔倒空; 平顶激光脉冲模式

[中图分类号] TN248.1 **[文献标识码]** A **[文章编号]** 1009-1742 (2002) 06-0013-03

1 引言

使用慢调 Q 腔倒空技术能够对 YAG 固体激光器产生的激光脉冲进行有效的时域整形, 输出 1.064 μm 平顶激光脉冲, 平顶脉冲再入射倍频晶体产生 532 nm 激光脉冲, 再经混频晶体产生 355 nm 紫外平顶脉冲。平顶脉冲在非线性晶体中传输, 除了进行非线性频率变换及波形变换外, 还产生了一些特殊的过程, 如 1.064 μm 的平顶激光脉冲在非线性晶体即非线性介质中传输时, 其光束的部分几何特性将发生一些变化。笔者研究平顶激光脉冲在非均匀介质中传输过程的一些问题^[1]。

2 平顶脉冲在非均匀介质中的传输

慢调 Q 腔倒空技术产生的平顶激光脉冲模式的情况不太理想, 即输出光束中高阶模含量较大。平顶激光脉冲的传输过程等效于优良特性的激光脉冲在非均匀介质中的传输过程, 非均匀介质的折射率 η 和吸收系数 α 为考察点距激光束中心轴线的距离 r 和入射后经过距离 z 的空间坐标函数:

$$\eta(r, z) = \eta_0[1 + \gamma(z)r^2], (|\gamma| r^2 \ll 1), \quad (1)$$

$$\alpha(r, z) = \alpha_0[1 + \beta(z)r^2], (|\beta| r^2 \ll 1). \quad (2)$$

其中, α_0, η_0 分别为激光束中心轴线处的吸收系数和折射率, β, γ 分别为分布函数。

将折射率复量化为

$$\bar{\eta} = \eta - i \frac{\alpha}{2k}, \quad (3)$$

代入 η 为标量的亥姆霍茨方程

$$\Delta \xi + \bar{\eta}^2 k^2 \xi = 0, \quad (4)$$

整理为

$$\Delta \xi + k^2 \bar{\eta}_0^2 (1 - l^2 r^2) \xi = 0. \quad (5)$$

式中, ξ 为平顶脉冲的光波场, η_0 与 l 可表示为

$$\bar{\eta}_0 = \eta_0 - i \frac{\alpha_0}{2k}, \quad (6)$$

$$l^2 = -2\gamma + i \frac{\alpha_0}{\eta_0 k} (\beta - \gamma). \quad (7)$$

ξ 在空间传输呈现高斯分布:

$$\xi(r, z) = A(r, z) e^{k\bar{\eta}_0 z}. \quad (8)$$

在缓变振幅近似的条件下,

$$\frac{\partial^2 A}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial A}{\partial r} - 2ik\bar{\eta}_0 \frac{\alpha \partial A}{\partial z} - k^2 \bar{\eta}_0^2 v^2 A = 0, \quad (9)$$

解为

$$A(r, z) = \frac{A_0}{s(z)} e^{ik\bar{\eta}_0^2 r^2 / 2q(z)}, \quad (10)$$

[收稿日期] 2001-05-15; 修回日期 2001-12-04

[基金项目] 北京市自然科学基金资助项目 (4972004)

[作者简介] 张少军 (1955-), 男, 北京市人, 博士, 北京建筑工程学院副教授

式中, A 为光波场的振幅分布, q 为光波场的复参数, s 是待定的中间参数。

为使问题讨论简化, 但不影响所得结论的真实性, 设 l 与 z 无关, 在给定边界条件下, 得到

$$q = \frac{q_1 \cos(lz) + \frac{1}{l} \sin(l^2)}{q_1 l \sin(lz) + \cos(lz)}, \quad (11)$$

$$s = \frac{1}{l} \sin(lz) + q_1 \cos(lz)。 \quad (12)$$

式中, $q_1 = q_1(0) = s(0)$ 。

平顶脉冲的传输光束光斑半径 ω 和等相面曲率半径 $R(z)$, 在均匀介质中,

$$\omega(z) = \omega(0) \sqrt{1 + \left[\frac{M^2 \lambda}{\pi \omega^2(0)} \right]^2}, \quad (13)$$

$$R(z) = z \left\{ 1 + \left[\frac{\pi \omega^2(0)}{\lambda M^2} \right] \right\}, \quad (14)$$

式中, M 为混合模系数, 当平顶脉冲激光光波场的 M 值较大时, 非线性晶体中的传输在一定程度上引起传输路径截面上各点的折射率和吸收系数的变化较大^[2]。所以平顶脉冲在非均匀介质中的传输可用较高 M 值的混合模光束在均匀介质中传输的情况等效, 因此, 式 (13) 和式 (14) 对于非均匀介质场合是适用的。

3 自聚焦

当射入非线性介质的激光束功率较大时, 介质折射率具有非线性效应, 导致激光束在空间域上的场分布发生改变, 同时激光脉冲的时域波形及频谱宽度发生一定程度变化, 即发生了强激光的自作用。自聚焦即是一种典型的三次非线性光学效应, 介质折射率随激光强度增加而增加, 在激光束的传输过程中, 光束产生自聚焦。平顶激光脉冲的多模光束在传输过程中, 经 2 级行波放大后功率较强, 也须考虑自聚焦作用; 进行倍频、混频及用 355 nm 的平顶脉冲泵浦光参量振荡器时, 也应考虑自聚焦作用, 尤其是多模光束的入射, 非线性晶体中各点的折射率呈现一种不规则的空间梯度分布, 增加了非线性频率变换过程的复杂性。

仅考虑稳态情况, 平顶脉冲在非线性介质中传播的波动方程为

$$\Delta_{\perp}^2 \xi + 2ik \frac{\partial \xi}{\partial z} = 2k^2 \frac{\Delta \eta}{\eta_0} \xi, \quad (15)$$

$$r = \sqrt{x^2 + y^2}, \quad (16)$$

$\Delta \eta$ 为折射率增量。

平顶脉冲的多模光波场简化为

$$\xi(r, z) = A(r, z) e^{ik\varphi(r, z)}, \quad (17)$$

代入非线性介质的波动方程后, 解出稳态自聚焦方程为

$$\frac{\partial(A^2)}{\partial z} + \nabla_{\perp}^2 (A^2 \nabla_{\perp}^2 \varphi) = 0, \quad (18)$$

$$\frac{\partial \varphi}{\partial z} + \frac{1}{2} (\nabla_{\perp}^2 \varphi)^2 = \frac{\nabla_{\perp}^2 A}{2k^2} + \frac{\Delta \eta}{\eta_0}, \quad (19)$$

式中, $\nabla_{\perp}^2 A/2k^2$ 对应衍射作用, $\Delta \eta/\eta_0$ 是非线性折射影响的定量化修正。

时域上的平顶脉冲在空间域上的场分布仍然是高斯光束, 是混合模系数 M 值较大的混合模光束, 入射光束仍可近似表示为

$$\varphi(r, z) = \frac{r^2}{2R(z)} + \Psi(z), \quad (20)$$

其中 R 为边界条件, $\Psi(z)$ 为距离的函数。代入自聚焦方程后, 得

$$\frac{d\Psi}{dz} = -\frac{1}{k^2 \omega^2} + \frac{B}{k^2 \omega^2}, \quad (21)$$

$$\frac{dR}{dz} = R^2 (1 - 2B) \frac{1}{k^2 \omega^4}, \quad (22)$$

$$B = \frac{k^2 \eta^2 P^2}{\pi \eta_0^2 c \epsilon_0} \quad (23)$$

$$\frac{d^2 \omega}{dz^2} = \frac{\omega}{R^2} \left(1 - \frac{dR}{dz} \right), \quad (24)$$

$$\frac{d^2 \omega}{dz^2} = (1 - 2B) \frac{1}{R^2 \omega^2}, \quad (25)$$

$R(z=0) \rightarrow 0, \psi(z=0) = 0, \omega(z=0) = \omega_0$, 解为

$$\frac{\omega^2}{\omega_0^2} = (1 - 2B) \frac{z^2}{k^2 \omega_0^4} + 1。 \quad (26)$$

这是较强激光在非线性介质中存在自聚焦的情况下, 描述光斑半径随传播距离 z 变化的规律, 也是平顶脉冲经两级行波放大后通过非线性介质进行倍频、混频时 ω 的变化规律。

4 模式与能量指标的相互影响

设混合模平顶脉冲光束的束腰半径为 ω_0 , 等效基模高斯光束的束腰半径为 ω_{00} , 在传输过程中, 任意位置处的光束半径为 $\omega(z)$, 等效基模高斯光束半径为 W_0 , 有:

$$\omega(z) = MW_0 \quad (27)$$

$$W_0 = M\omega_{00} \quad (28)$$

混合模光波场通过热透镜聚焦及反射的过程中, 在一定程度上, 其光波场波前上的振幅、相位

进行了调制变换。

平顶激光脉冲的放大、非线性频率变换过程中, 能量特性与模式特性彼此影响, 震荡级输出能量大, 模式特性变差, 不利于以后的非线性频率变换; 反之, 模式特性变好, 输出能量又降低, 又不利于平顶脉冲的非线性频率变换。故在平顶激光脉冲的非线性应用中, 须兼顾能量特性与模式特性的关系^[3,4]。

5 结语

为使平顶脉冲在非线性频率变换过程中有较高的转换效率, 如在倍频、混频过程、用 355 nm 的平顶脉冲泵浦光参量振荡器产生宽频带调谐方波的

激光输出, 须对慢调 Q 腔倒空激光器产生的平顶脉冲的光束模式进行整治, 以提高非线性频率变换过程中的能量转换率。

参考文献

- [1] 吕百达. 激光光学[M]. 重庆: 四川大学出版社, 1992
- [2] 黄骝, 赵宇. 变 Q 缓慢腔倒空激光脉冲与腔外整形研究[J]. 激光与光电子进展, 1996, (7): 43~45
- [3] 庞长富. 激光束传输特性参数测量与评价的研究[D]. 北京: 北京理工大学光电工程系, 1996
- [4] 张少军, 黄骝, 李延庭. 平顶脉冲与高斯脉冲放大过程中波形变换分析[J]. 激光与红外, 1999, (6): 350~353

Transference Process Analysis of Flat Top Laser Pulse in the Uneven Media

Zhang Shaojun¹, Liu Jingwan¹, Huang Liu²

(1. Department of Mechanical and Electrical Engineering, Beijing Architecture and Engineer Institute, Beijing 100044, China; 2. Applying Physics Department, Beijing Polytechnic University, Beijing 100022, China)

[Abstract] Based on the experiments of the new type square wave YAG laser's stability, reliability and nonlinear application, the transmission process of flat top laser pulses, which is produced with the slowly adjusting Q cavity flowing empty technology in the uneven media is analyzed.

[Key words] equivalent and self-focusing; uneven media; slowly adjusting Q cavity flowing empty; flat top laser pulse pattern

※ ※ ※ ※

欢迎订阅中国工程院院刊——《中国工程科学》

《中国工程科学》是 1999 年创刊的中国工程院院刊, 以科学发现, 技术创新, 研究成果, 重大工程设计及经验总结, 工程技术发展趋势及前瞻, 现代管理, 重大工程咨询调研报告, 最新科技成就, 优秀学位论文等为报道重点, 是荟萃专家学者创新精华, 融百花为一园, 集综合为一体的学术期刊。《中国工程科学》除了面向院士和工程技术专家外, 还面向中青年科技人员和高校师生, 并开辟专栏为研究生优秀学位论文的发表提供一方园地。我们热情欢迎广大读者订阅本刊。

《中国工程科学》为大 16 开, 月刊, 每期 96 页, 国内总发行为北京市报刊发行局(邮发代号为 2-859), 每册售价 15 元, 全年 180 元。欲补订 2002 年《中国工程科学》的单位和读者, 请与《中国工程科学》编辑部联系。