

# 种子注入螺旋手性控制的调 $Q$ 涡旋 固体激光器特性\*

连天虹<sup>†</sup> 纪馨雅 邢俊红 刘芸 焦明星

(西安理工大学机械与精密仪器工程学院, 西安 710048)

(2025 年 5 月 22 日收到; 2025 年 6 月 24 日收到修改稿)

对固体激光器进行模式控制可以产生涡旋光通信、目标探测等需要的高质量涡旋光。在调  $Q$  脉冲运行状态下, 同一角向阶次相反螺旋手性光场的选择成为调  $Q$  涡旋固体激光器目前面临的一个主要技术瓶颈。提出将小功率种子涡旋光注入谐振腔中进行脉冲激光手性选择, 建立了种子注入下多光场速率方程模型, 研究了阈值注入信噪比、单脉冲能量、径向模谱等特性。结果表明: 阈值注入信噪比随模式角向阶次升高而上升, 抽运功率、输出镜反射率和谐振腔长度增大均使阈值注入信噪比升高。注入状态下单脉冲能量与自由运转状态下单脉冲能量的比值随角向阶次的升高有所下降, 增加抽运功率、减小输出镜反射率、减小谐振腔长度可使该值升高。适当的激光器参数下, 谐振腔对种子光的径向模谱具有一定的净化作用。本文的手性控制方案及研究结果可为涡旋光激光器的研究提供参考。

**关键词:** 固体激光器, 涡旋光, 螺旋手性控制, 种子注入

**PACS:** 42.55.Xi, 42.60.Jf, 42.60.Da, 42.60.Lh

**DOI:** 10.7498/aps.74.20250667

**CSTR:** 32037.14.aps.74.20250667

## 1 引言

涡旋光束是一种等相位面螺旋状分布的结构光束。自 1992 年 Allen 发现涡旋光束携带轨道角动量以来, 这类光束在量子信息、光学微操纵、光信息处理、光通信、目标探测等领域展现出重要的科学和实用价值<sup>[1-8]</sup>。如用轨道角动量态进行模分复用, 能大大提高光通信容量<sup>[9]</sup>; 利用高阶涡旋光束的旋转多普勒效应进行无标记、非接触的精密测量<sup>[10,11]</sup>, 涡旋光束在水、大气等强散射、湍流介质中通信、探测目标时, 表现出抗干扰、灵敏度高等优点, 可以进行军事目标的探测与识别<sup>[12]</sup>。高能量、高峰值功率的涡旋光束的应用还拓展到了材料科学、非线性光学、强场激光物理等领域<sup>[13,14]</sup>。

涡旋光束应用必须解决涡旋光束的产生问题。通常可以将激光器发出的基模光束通过螺旋相位板、空间光调制器等产生涡旋光束。这类方法普遍存在效率低、模式纯净度低等问题, 难以产生远距离通信、材料加工等应用需要的高峰值功率脉冲涡旋光。从激光谐振腔的光场模式理论可知, 最常见的涡旋光束拉盖尔-高斯 (Laguerre-Gaussian, LG) 光束是稳定光学谐振腔的本征模式。因此, 通过对谐振腔的控制, 使激光器输出特定的高阶 LG 模式即可以产生涡旋光束, 直接产生的本征模式涡旋光束具有优良的模式纯净度及传输稳定性<sup>[15,16]</sup>。激光器模式控制产生高阶 LG 光束最基本的方法是增大特定高阶 LG 模式的增益, 或者增大其他低阶模式的损耗, 例如采用环形抽运光、缺陷输出镜等<sup>[17]</sup>。然而, 在具有圆柱对称性的光学谐振腔中, 一定角

\* 国家自然科学基金 (批准号: 61805196, 51875455) 资助的课题。

<sup>†</sup> 通信作者。E-mail: [tianhongl@126.com](mailto:tianhongl@126.com)

向阶次的 LG 模式的等相位面螺旋方向可以呈左手螺旋或右手螺旋 (也可以看作是  $LG_{0,+l}$  模和  $LG_{0,-l}$  模,  $l$  为角向阶次), 二者在横截面内具有相同的光强分布, 传统的模式控制方法无法进行螺旋手性的选择. 通过增益或损耗控制后, 激光器输出通常为两个螺旋光场的相干或非相干叠加. 相干叠加后的光束具有花瓣状光强分布, 非相干叠加后的光束具有环形光强分布, 但二者均不具有螺旋状等相位面, 不是涡旋光 [18]. 目前, 利用相反螺旋方向光束坡印亭矢量的不同, Kim 等 [19,20] 研究了腔内插入标准具法进行手性选择, 可以实现对连续运行下 3 阶 LG 模式的螺旋手性选择, 调 Q 脉冲运行下实现了 1 阶 LG 模式的螺旋手性选择. 利用相反螺旋方向光场沿轴向驻波场的不同, 利用插入纳米金属丝法实现了 1 阶 LG 模式的手性选择 [21]. 利用两个光场的热致双折射不同, Liu 等 [22] 利用波片实现了 1 阶 LG 模式的手性选择. 此外, 还可以倾斜输出镜给相反螺旋手性的光场引入损耗差进行螺旋手性选择, 由于损耗差异小、调节难度大等问题, 只实现了低阶次的 LG 模式螺旋手性选择 [23].

调 Q 脉冲涡旋激光器中, Q 开关打开瞬间增益远大于损耗, 且脉冲释放过程持续时间很短, 现有方法提供的微小损耗差异难以实现有效的螺旋手性选择, 螺旋手性的选择成为目前限制调 Q 涡旋激光器模式阶次扩展的主要瓶颈. 本文提出用种子注入方法控制调 Q 脉冲涡旋激光器的螺旋手性, 将小功率种子涡旋光注入调 Q 涡旋激光器的谐振腔中, Q 开关打开后谐振腔中与种子光手性相同的螺旋光场将从种子光建立振荡, 而与种子光手性相反的螺旋光场则从自发辐射噪声光开始建立振荡. 由于种子光远强于噪声光, 所以与种子光手性相同

的光场将先消耗增益输出涡旋脉冲; 而手性相反的光场由于增益被消耗而抑制, 从而实现螺旋手性选择. 本文将对这种调 Q 涡旋固体激光器的手性控制特性、脉冲特性进行研究.

## 2 种子注入螺旋手性控制调 Q 涡旋激光器方案及物理模型

### 2.1 种子注入手性控制涡旋激光器方案

以 Nd:YAG 固体激光器为例设计了如图 1 所示的种子注入螺旋手性控制原理性方案. Nd:YAG 抽运端面镀有 1064 nm 高反射膜, 该镀膜面与输出镜构成激光谐振腔, 谐振腔内放置声光 Q 开关进行 Q 调制. 激光二极管发出的抽运光变换为与谐振腔高阶 LG 模空间匹配的环形光对 Nd:YAG 进行端面抽运. 小功率激光器发出的基横模光束经空间光调制器变换为手性确定的种子涡旋光从分束镜 BS 注入谐振腔内. 当一定阶次的种子涡旋光注入谐振腔后, 在控制系统作用下压电陶瓷 (PZT) 驱动输出镜做腔长扫描, 当种子光在腔内谐振时产生干涉增强光场, 分束镜 BS 将相长干涉光反射进光电探测器. 控制系统接收到光电探测器上的干涉增强信号后, 保持当前 PZT 伸缩量并打开声光 Q 开关, 腔内建立激光振荡产生涡旋脉冲输出.

### 2.2 种子注入螺旋手性控制激光器的速率方程模型

对图 1 所示的激光谐振腔, 以 Nd:YAG 晶体的前端面, 即抽运光的入射面为坐标原点平面, 以激光输出方向为  $+z$  方向建立坐标系. 分别用  $\Phi_{p,l}^L$ ,  $\Phi_{p,l}^R$  表示径向阶次为  $p$ 、角向阶次为  $l$  的 LG 模式的

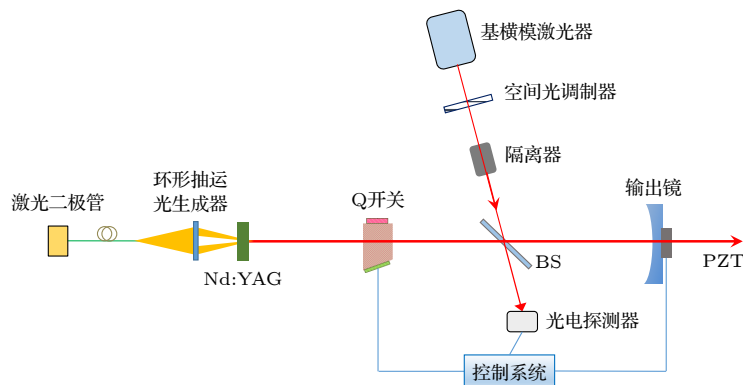


图 1 种子注入螺旋手性控制调 Q 固体激光器原理性方案

Fig. 1. Schematic of the chirality control by injection seeding in the Q-switched vortex laser.

左手性光场和右手性光场在谐振腔内的光子数密度分布函数, 则该激光器工作时的速率方程为<sup>[24]</sup>

$$\frac{dn(x, y, z, t)}{dt} = \Gamma(x, y, z) - c\sigma n(x, y, z, t) \times [\Phi_{p,l}^L(x, y, z, t) + \Phi_{p,l}^R(x, y, z, t)] - \frac{n(x, y, z, t)}{\tau_f}, \quad (1a)$$

$$\frac{dS_{p,l}^L(t)}{dt} = \frac{c\sigma_e}{\eta} \iiint_{V_a} n(x, y, z, t) \Phi_{p,l}^L(x, y, z, t) \times dx dy dz - \frac{S_{p,l}^L(t)}{\tau_{p,l}^L} + \Theta_{p,l}^L + \Upsilon_{p,l}^L, \quad (1b)$$

$$\frac{dS_{p,l}^R(t)}{dt} = \frac{c\sigma_e}{\eta} \iiint_{V_a} n(x, y, z, t) \Phi_{p,l}^R(x, y, z, t) \times dx dy dz - \frac{S_{p,l}^R(t)}{\tau_{p,l}^R} + \Theta_{p,l}^R + \Upsilon_{p,l}^R, \quad (1c)$$

其中  $n(x, y, z, t)$  为反转粒子数密度;  $\Gamma(x, y, z)$  为抽运速率密度;  $c$  为真空中的光速;  $\sigma_e$  为受激发射截面;  $\eta$  为介质的折射率;  $\tau_f$  为上能级寿命;  $S_{p,l}^L(t)$ ,  $S_{p,l}^R(t)$  分别为左手性光场和右手性光场的光子数.  $\tau_{p,l}^L$ ,  $\tau_{p,l}^R$  分别为谐振腔中左手性光场和右手性光场的光子寿命, 其与谐振腔参数的关系为  $\tau_{p,l}^L = L_c / (c\varepsilon_{p,l}^L)$ ,  $\tau_{p,l}^R = L_c / (c\varepsilon_{p,l}^R)$ ,  $L_c$  为驻波谐振腔长度,  $\varepsilon_{p,l}^{L,R}$  为  $LG_{p,l}$  模式左、右手性光场的损耗. 积分区域  $V_a$  包含整个增益介质.  $\Theta_{p,l}^L$ ,  $\Theta_{p,l}^R$  为单位时间向左、右手性光场注入的光子数,  $\Upsilon_{p,l}^L$ ,  $\Upsilon_{p,l}^R$  为单位时间自发辐射进入左、右手性光场的光子数. 抽运速率密度可以表示为总抽运速率和抽运光归一化分布函数的乘积:

$$\Gamma(x, y, z) = \Gamma_0 \alpha_{\text{pump}}(x, y, z). \quad (2)$$

$\Gamma_0$  为激光介质总抽运速率,  $\Gamma_0 = F_{\text{pump}} / h\nu_{\text{pump}}$ ,  $F_{\text{pump}}$  为吸收的抽运功率,  $h$  为普朗克常数,  $\nu_{\text{pump}}$  为抽运光频率,  $\alpha_{\text{pump}}(x, y, z)$  为归一化抽运光强分布函数.

谐振腔中光子数密度  $\Phi_{p,l}^L(x, y, z, t)$ ,  $\Phi_{p,l}^R(x, y, z, t)$  等于光场的光子总数与相应的光子数密度归一化分布函数的乘积, 即

$$\Phi_{p,l}^L(x, y, z, t) = S_{p,l}^L(t) \kappa_{p,l}^L(x, y, z), \quad (3a)$$

$$\Phi_{p,l}^R(x, y, z, t) = S_{p,l}^R(t) \kappa_{p,l}^R(x, y, z). \quad (3b)$$

$\kappa_{p,l}^L(x, y, z)$ ,  $\kappa_{p,l}^R(x, y, z)$  分别为左、右手性光场的光子数密度归一化分布函数.

下面依据 LG 模式在驻波谐振腔中的传播特性, 计算图 1 驻波谐振腔中  $\kappa_{p,l}^L(x, y, z)$  的表达式, 然后按类似方法写出  $\kappa_{p,l}^R(x, y, z)$ . 谐振腔中沿  $+z$  方向传播的左手性光场的复振幅为

$$E_{p,l}^{L+}(r, \varphi, z) = \sqrt{\frac{2p!}{\pi(p+l)!} \frac{1}{\omega_c(z)}} \left[ \frac{\sqrt{2}r}{\omega_c(z)} \right]^l \exp\left[-\frac{r^2}{\omega_c^2(z)}\right] \times G_p^l\left[\frac{2r^2}{\omega_c^2(z)}\right] \exp\left\{-i\left[k\left(z + \frac{r^2}{2R_c}\right) - (2p+l+1)\tan^{-1}\left(\frac{z}{z_R}\right)\right]\right\} \exp(i\ell\varphi), \quad (4)$$

其中  $\omega_c(z)$  为腔内基模光斑半径;  $G_p^l(\cdot)$  为缔合拉盖尔多项式;  $R_c$  为等相位面曲率半径;  $z_R$  为共焦参数;  $k$  为波数,  $k = 2\pi/\lambda$ ,  $\lambda$  为振荡激光波长. 根据谐振腔中光场的自再现特性, 谐振腔输出镜反射后沿  $-z$  方向传播的反射光场与  $+z$  方向传播的光场在同一轴向位置具有相同的光斑半径、等相位面曲率半径和 Gouy 相移, 反射光场的螺旋相位项由  $\exp(i\ell\varphi)$  变为  $\exp(-i\ell\varphi)$ . 因此, 则  $-z$  方向传播光场的复振幅为

$$E_{p,l}^{L-}(r, \varphi, z) = \sqrt{\frac{2\mu p!}{\pi(p+l)!} \frac{1}{\omega_c(z)}} \left[ \frac{\sqrt{2}r}{\omega_c(z)} \right]^l \exp\left[-\frac{r^2}{\omega_c^2(z)}\right] \times G_p^l\left[\frac{2r^2}{\omega_c^2(z)}\right] \exp\left\{-i\left[k\left(2L_c - z + \frac{r^2}{2R_c}\right) - (2p+l+1)\tan^{-1}\left(\frac{z}{z_R}\right) + \pi\right]\right\} \times \exp(-i\ell\varphi). \quad (5)$$

$\mu$  为输出镜的能量反射率. 驻波腔中左手性光场的总光场为

$$E_{p,l}^L(r, \varphi, z) = E_{p,l}^{L+}(r, \varphi, z) + E_{p,l}^{L-}(r, \varphi, z). \quad (6)$$

则驻波腔中左手性光场的归一化光子数密度分布函数为

$$\kappa_{p,l}^L(r, \varphi, z) = \alpha_{p,l} E_{p,l}^L(r, \varphi, z) \cdot [E_{p,l}^L(r, \varphi, z)]^*, \quad (7)$$

其中“\*”号表示复共轭,  $\alpha_{p,l}$  为归一化系数, 根据归一化条件:

$$\iiint_{V_c} \kappa_{p,l}^L(r, \varphi, z) r dr d\varphi dz = 1, \quad (8)$$

其中积分区域  $V_c$  包含整个谐振腔, 可得

$$\kappa_{p,l}^L(r, \varphi, z) = A_{pl}^2 \frac{1 - \sqrt{\mu} + 4\sqrt{\mu}\sin^2(kz - l\varphi)}{(1 + \sqrt{\mu})L_c}, \quad (9)$$

其中

$$A_{p,l} = \sqrt{\frac{2p!}{\pi(p+l)!} \frac{1}{\omega_c(z)}} \left[ \frac{\sqrt{2}r}{\omega_c(z)} \right]^l \exp\left[-\frac{r^2}{\omega_c^2(z)}\right] \\ \times G_p^l\left[\frac{2r^2}{\omega_c^2(z)}\right] \exp\left\{-i\left[k\left(\frac{r^2}{2R_c}\right) - (2p+l+1)\tan^{-1}\left(\frac{z}{z_R}\right)\right]\right\}. \quad (10)$$

类似地, 可以求得右手性光场的归一化光子数密度分布函数,

$$\kappa_{p,l}^R(r, \varphi, z) = A_{pl}^2 \frac{1 - \sqrt{\mu} + 4\sqrt{\mu}\sin^2(kz + l\varphi)}{(1 + \sqrt{\mu})L_c}. \quad (11)$$

### 2.3 种子光子和自发辐射光子的注入速率

设  $F_{\text{seed}}$  为注入到谐振腔的种子光功率,  $E_{\text{seed}}$  为谐振腔内种子光场的归一化复振幅, 单位时间注入到  $E_{p,l}^{\text{L,R}}$  光场的种子光子数 (即种子光子注入速率) 为

$$\Theta_{p,l}^{\text{L,R}} = \frac{F_{\text{seed}}}{h\nu_{\text{seed}}} \left| \iint E_{\text{seed}}(x, y) E_{p,l}^{\text{L,R}}(x, y) dx dy \right|^2, \quad (12)$$

其中  $\nu_{\text{seed}}$  为种子光的频率;  $h$  为普朗克常数.

$Q$  开关打开前, 谐振腔内无振荡激光, 忽略上能级粒子的无辐射跃迁过程, 认为上能级粒子通过自发辐射消耗. 近似认为自发辐射的光子数在荧光线宽内均匀分布, 由抽运速率可以求得单位时间进入  $E_{p,l}^{\text{L,R}}$  光场的自发辐射光子数为

$$\Upsilon_{p,l}^{\text{L,R}} = \frac{\Gamma_0 \Delta\nu_c}{8\pi \Delta\nu_f} \Omega_{p,l}, \quad (13)$$

其中  $\Gamma_0$  为激光介质总抽运速率;  $\Delta\nu_f$  为荧光线宽;  $\Delta\nu_c$  为无源腔线宽;  $\Omega_{p,l}$  为腔内 LG 模光场的立体角, 可以由基模束腰半径和模式阶次求得.

将种子光子数的注入速率与自发辐射光子数注入速率的比值定义为注入信噪比:

$$\gamma = \Theta/\Upsilon. \quad (14)$$

## 3 计算结果与讨论

基于以上模型计算种子注入下两相反手性光场的脉冲过程, 研究注入信噪比对手性纯净度、单

脉冲能量特性的影响, 进而研究阈值注入信噪比、单脉冲能量特性与模式阶次、激光器参数的关系, 最后讨论对种子源径向模谱的净化效应.

在  $Q$  开关关闭阶段谐振腔为高损耗, 谐振腔光子寿命趋于 0, 腔内无激光振荡, 进行激光介质中反转粒子数的积累. 速率方程组 (1) 中的光子数方程 (1b)、(1c) 简化为  $S_{p,l}^L(t) = 0$ ,  $S_{p,l}^R(t) = 0$ , 反转粒子数密度方程 (1a) 简化为

$$\frac{dn(x, y, z, t)}{dt} = \Gamma(x, y, z) - \frac{n(x, y, z, t)}{\tau_f}. \quad (15)$$

通过求解方程 (15) 获得  $Q$  开关关闭阶段末尾的反转粒子数密度, 该值为  $Q$  开关打开阶段初始时刻的反转粒子数密度.

$Q$  开关打开阶段谐振腔变为低损耗, 谐振腔损耗主要为输出镜的输出损耗, 损耗大小为  $\varepsilon = -\ln\mu$ . 这个阶段速率方程组 (1) 不易化简, 通过数值计算获得  $Q$  开关打开后光子数随时间的变化. 计算中用双高斯模型描述环形抽运光, 其归一化光强分布函数为

$$\alpha_{\text{pump}}(x, y, z) = \alpha_{\text{pump}}^0 \left\{ \exp\left[-2\frac{(r - \omega_{\text{ring}})^2}{\omega_{\text{pump}}^2}\right] + \exp\left[-2\frac{(r + \omega_{\text{ring}})^2}{\omega_{\text{pump}}^2}\right] + 2\exp\left[-\frac{(r - \omega_{\text{ring}})^2}{\omega_{\text{pump}}^2}\right] \times \exp\left[-\frac{(r + \omega_{\text{ring}})^2}{\omega_{\text{pump}}^2}\right] \right\}, \quad (16)$$

其中  $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ ,  $\alpha_{\text{pump}}^0$  为归一化系数,  $\omega_{\text{ring}}$  为环形光光强峰值处的径向坐标,  $\omega_{\text{pump}}$  为光强下降为峰值  $1/e^2$  对应的径向距离, 表示环形光的环带宽度. 由于采用了薄片激光晶体, 忽略了抽运光沿  $z$  方向的变化. 计算中相关参数按 Nd:YAG 的参数取值, 受激发射截面  $\sigma_e$  为  $6.5 \times 10^{-23} \text{ m}^2$ , 介质的折射率  $\eta$  为 1.82, 上能级寿命  $\tau_f$  为 230  $\mu\text{s}$  [24]. 经过对  $\omega_{\text{ring}}$  和  $\omega_{\text{pump}}$  的调节, 使抽运光作用于与种子光相同阶次的 LG 模式.

### 3.1 种子注入下 $Q$ 开关打开后脉冲的动力学过程

假设注入种子光为右手性光场, 以  $\text{LG}_{0,2}$  模为例计算了不同种子注入功率下  $Q$  开关打开后两个相反手性光场光子数变化的动力学过程. 这里的种子功率指通过分束镜 BS 实际进入到腔内的功率.

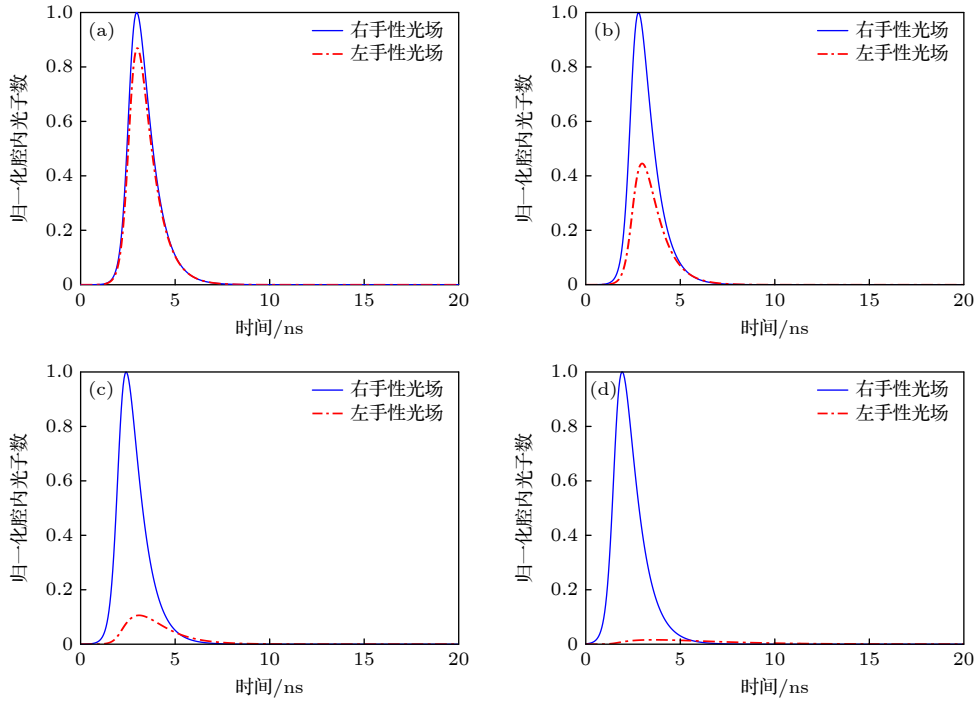


图2 种子注入下  $LG_{0,2}$  模两个相反手性光场的脉冲过程 (a) 种子功率 1 nW; (b) 种子功率 10 nW; (c) 种子功率 100 nW; (d) 种子功率  $1 \mu\text{W}$

Fig. 2. Pulse processes of the photons with opposite chirality under injection seeding: (a) Seed power 1 nW; (b) seed power 10 nW; (c) seed power 100 nW; (d) seed power  $1 \mu\text{W}$ .

计算中相关参数按一般激光器的实际参数取值, 抽运光功率为 20 W、谐振腔长度为 5 cm、输出镜反射率为 0.9, 谐振腔内基模光斑半径为 0.2 mm, 将这些参数代入速率方程模型 (1)、抽运速率密度 (2) 及光子数密度分布函数 (9) 式、(11) 式中, 数值计算得到不同种子光功率下  $Q$  开关打开后两个相反手性光场光子数随时间变化的动力学过程, 如图 2 所示。

随着种子光功率的变化, 两个手性的脉冲波形发生了明显的变化. 从图 2(a) 可以看出, 当注入的种子功率为 1 nW 时, 右手性光场脉冲略强于左手性脉冲. 此时, 通过自发辐射进入  $LG_{0,2}$  模左、右手性光场的光子速率为  $2.1 \times 10^{10}$  /s, 而种子光子的注入速率为  $5 \times 10^9$  /s. 当注入的种子光功率为 10 nW, 对应的种子光子的注入速率为  $5 \times 10^{10}$  /s 时, 右手性光场脉冲已经明显强于左手性光场脉冲, 如图 2(b). 当注入的种子光功率增大为 100 nW, 左手性脉冲已经变得较弱, 如图 2(c). 当注入的种子光功率继续增大至  $1 \mu\text{W}$  时, 左手性光场脉冲基本得到抑制, 如图 2(d). 从图 2 的脉冲增长过程可以看出, 随着注入光场的增强, 脉冲建立过程变短, 图 3 为脉冲建立时间随注入信噪比的变化. 随着注

入信噪比的增大, 脉冲建立时间减小, 当注入信噪比大于阈值注入信噪比后, 脉冲建立时间基本保持不变。

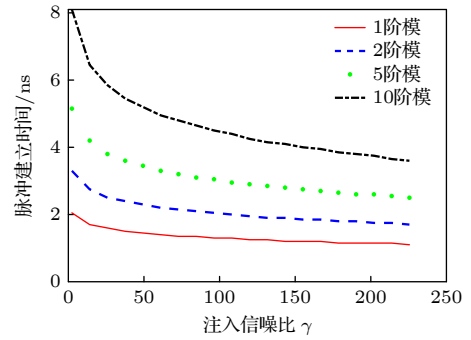


图3 脉冲建立时间随注入信噪比的变化

Fig. 3. Dependence of the pulse build-up time on the injected signal-to-noise ratio.

### 3.2 注入信噪比对脉冲特性的影响

手性纯净度定义为  $LG_{p,l}$  模式中某个手性的光场能量占该模式总能量的比值, 如右手性光场的手性纯净度为

$$\beta_{p,l}^R = \frac{\int S_{p,l}^R(t) dt}{\int S_{p,l}^R(t) dt + \int S_{p,l}^L(t) dt}. \quad (17)$$

图 4 为  $LG_{0,1}$ ,  $LG_{0,2}$ ,  $LG_{0,5}$ ,  $LG_{0,10}$  四个模式手性纯净度随注入信噪比的变化. 由图 4 可以看出, 当注入信噪比较小时, 手性纯净度随注入信噪比的增大快速增大, 当注入信噪比超过一定值 (这里大约为 200) 以后, 手性纯净度缓慢向 1 趋近, 这主要是因为注入信噪比达到一定值后, 左手性脉冲已经基本得到了抑制, 成为一个很弱的微脉冲, 微脉冲的能量随注入信号的增强缓慢减小. 另外, 从图 4 可以看出, 同一注入信噪比下高阶模脉冲的手性纯净度小于低阶模的手性纯净度.

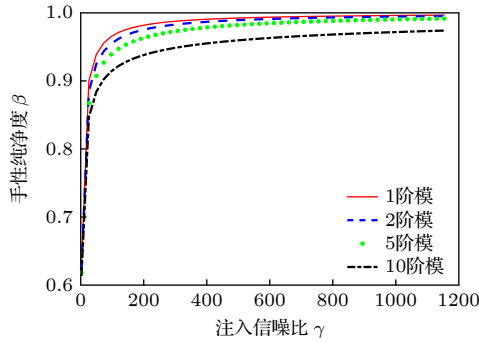


图 4 手性纯净度随注入信噪比的变化

Fig. 4. Dependence of the chirality purity on the injected signal-to-noise ratio.

通过种子注入进行手性选择是通过光场的竞争效应实现的, 笔者认为手性纯净度随模式阶次的变化与两相反手性驻波光场空间竞争效应的强弱有关. 图 5(a) 所示为  $z$  方向不同位置处为  $LG_{0,1}$  模两相反手性驻波光场横截面内的光强分布. 由图 5(a) 可以看出, 在  $z = 0$ ,  $z = (1/4)\lambda$  处, 左、右手性光场的驻波场完全重叠, 在其他  $z$  位置两个驻波场并不完全重叠, 而呈部分重叠, 这种重叠状态在  $z$  方向以  $(1/4)\lambda$  为周期重复出现. 高阶模式两相反手性

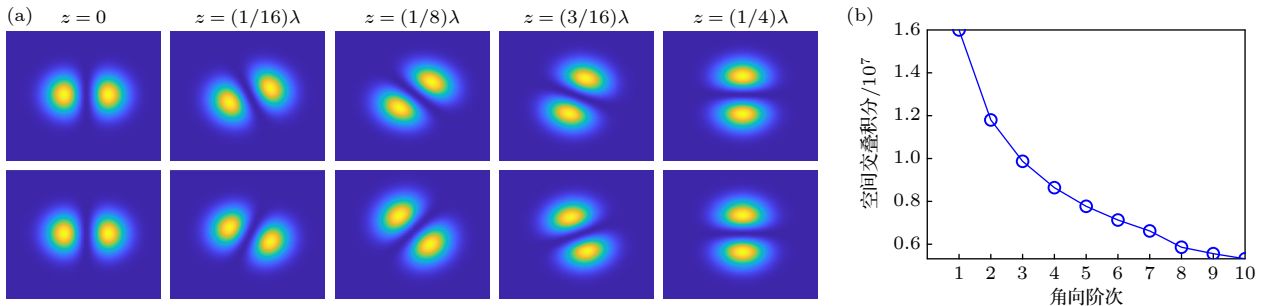


图 5 两相反手性驻波场的空间交叠 (a)  $LG_{0,1}$  模式两相反手性驻波场的空间分布, 第一行为左手性驻波场, 第二行为右手性驻波场; (b) 空间交叠积分随角向阶次的变化

Fig. 5. Overlapping of the standing wave with opposite chirality: (a) Spatial profile of the standing wave with opposite chirality of the mode  $LG_{0,1}$ , the first row shows the patterns with left chirality and the second row shows the patterns with right chirality; (b) dependence of the overlapping integral on the mode angular order.

驻波场的空间交叠状态沿  $z$  方向的变化与  $LG_{0,1}$  模类似, 为了研究交叠程度与模式阶次的关系, 计算了  $LG_{p,l}$  模式的两个相反手性驻波场的空间交叠积分, 结果如图 5(b) 所示. 空间交叠积分  $J_{p,l}$  定义为

$$J_{p,l} = \iiint_{V_c} \kappa_{p,l}^L(r, \varphi, z) \cdot \kappa_{p,l}^R(r, \varphi, z) r dr d\varphi dz. \quad (18)$$

其反映了  $LG_{p,l}$  模式两相反手性驻波光场的空间重叠程度. 由图 5(b) 可以看出, 随着角向阶次的升高, 两相反手性驻波场的空间交叠程度下降, 即两驻波场重叠占据的空间增益区域减小, 这导致注入手性脉冲对相反手性脉冲的抑制能力减弱, 从而使手性纯净度下降.

用阈值注入信噪比表征实现手性选择所需的注入信号强弱, 阈值注入信噪比规定为手性纯净度达到 0.95 所对应的注入信噪比. 如图 6 所示, 随着模式角向阶次的升高阈值注入信噪比明显增大.

图 7(a) 为单脉冲能量随注入信噪比的变化. 由图 7(a) 可以看出, 随着注入信噪比的增大, 单脉冲能量先快速增大, 然后增大趋势逐渐变平缓. 理想情况下, 随着注入信号的增强, 非注入手性光场被抑制, 单脉冲能量可以达到自由运转状态下单脉冲能量的 2 倍. 但由于实际驻波场的空间部分重叠, 相反手性脉冲被抑制后, 其单独占据增益区域的反转粒子数并不能被注入手性脉冲所利用, 所以注入状态下的单脉冲能量并不能达到自由运转状态下单脉冲能量的 2 倍. 在所选的计算参数下, 该比值约为 1.6. 图 7(b) 为注入状态下单脉冲能量与自由状态下单脉冲能量的比值  $\delta$  随模式角向阶次的变化, 该比值随模式角向阶次的升高略有减小, 这种变化趋势也是由高阶次模式的空间交叠积分减小引起的.

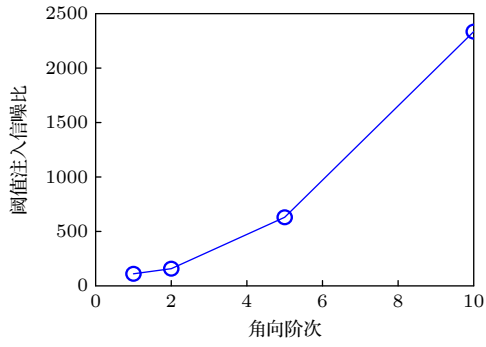


图 6 阈值注入信噪比随角向阶次的变化

Fig. 6. Dependence of the threshold injected signal-to-noise ratio on the angular order.

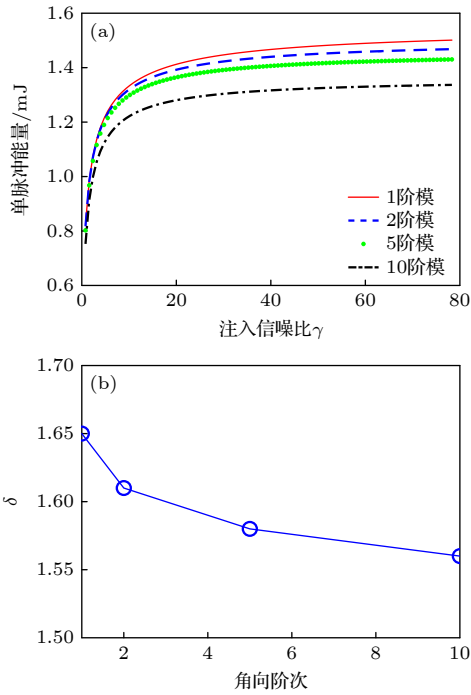


图 7 单脉冲能量特性 (a) 单脉冲能量随注入信噪比的变化; (b) 注入状态下的单脉冲能量与自由运转状态下的单脉冲能量的比值  $\delta$  与角向阶次的关系

Fig. 7. Characteristics of the pulse energy (a) Dependence of the pulse energy on the injected signal-to-noise ratio; (b) dependence of the pulse energy ratio under injection to that under free running on the angular order.

### 3.3 激光器参数对脉冲特性的影响

本节讨论激光器的关键参数对阈值注入信噪比及单脉冲能量特性的影响. 图 8 为抽运功率对阈值注入信噪比及单脉冲能量特性的影响, 计算中输出镜的反射率为 0.9, 模式为  $LG_{0,2}$ . 由图 8 可以看出, 在同一注入信噪比下, 抽运功率越大手性纯净度越低. 随着抽运功率的增大, 阈值注入信噪比增大, 且增大的斜率也呈增大趋势. 这表明, 抽运功

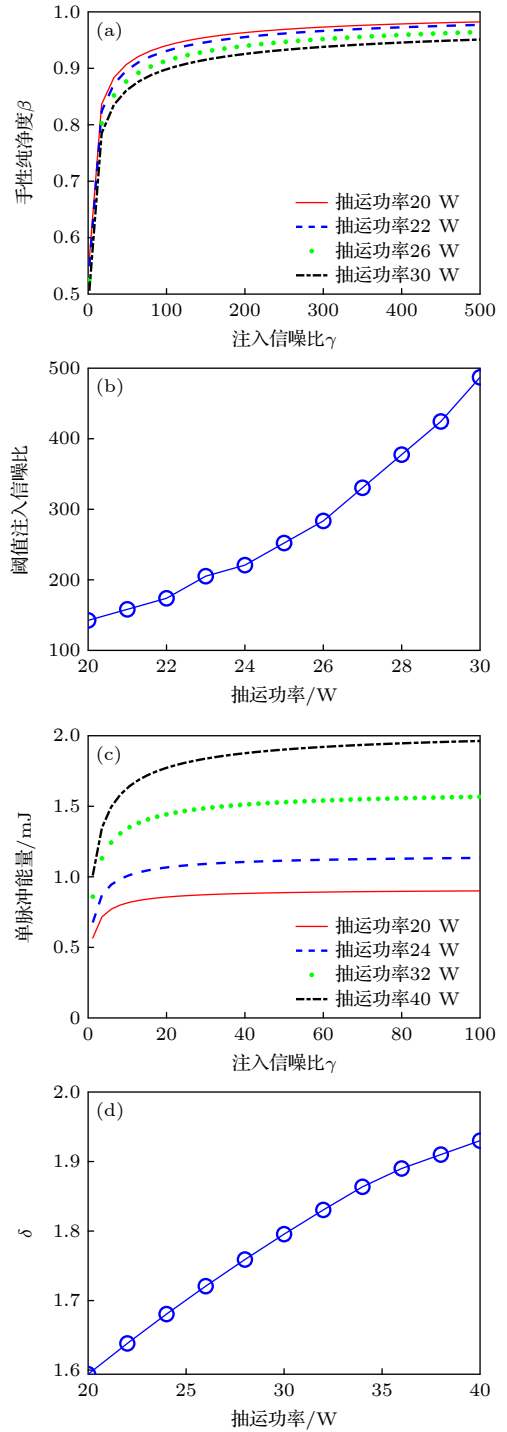


图 8 抽运功率对阈值注入信噪比和单脉冲能量的影响 (a), (c) 分别为不同抽运功率下手性纯净度和单脉冲能量随注入信噪比的变化; (b) 阈值注入信噪比随抽运功率的变化; (d) 注入状态下的单脉冲能量与自由运转状态下的单脉冲能量的比值  $\delta$  随抽运功率的变化

Fig. 8. The effect of the pumping power on the threshold injected signal-to-noise ratio and pulse energy: (a), (c) The chirality purity and the pulse energy under different injected signal-to-noise ratio; (b) dependence of the threshold injected signal-to-noise ratio on pump power; (d) dependence of the pulse energy ratio under injection to that under free running on the pump power.

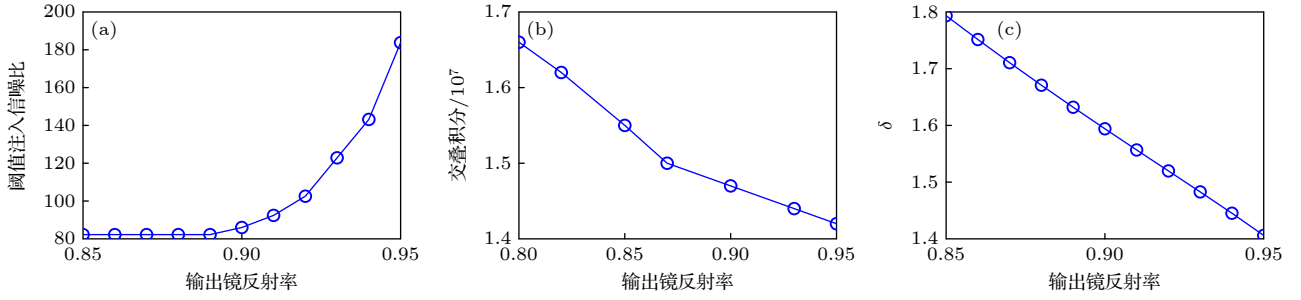


图 9 阈值注入信噪比 (a), 相反手性驻波场的交叠积分 (b), 注入状态下单脉冲能量与自由运转状态下的单脉冲能量的比值  $\delta$  (c) 随输出镜反射率的变化

Fig. 9. Dependence of the injected signal-to-noise ratio (a), overlapping integral of the standing wave pattern with opposite chirality (b), the pulse energy ratio under injection to that under free running (c) on the reflectivity of the output mirror.

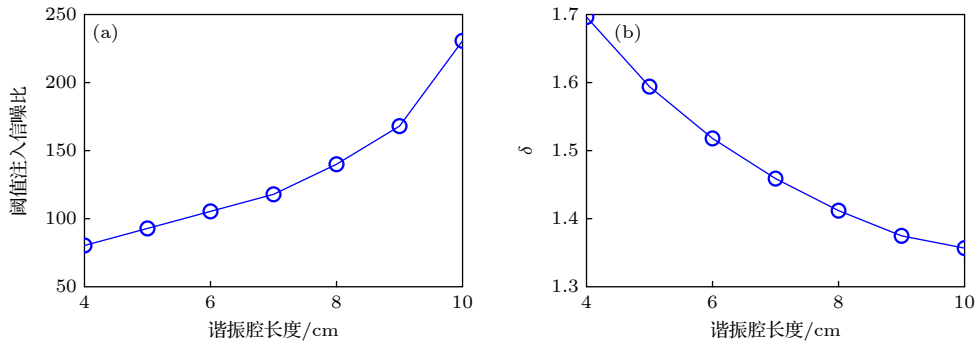


图 10 阈值注入信噪比 (a), 注入状态下单脉冲能量与自由运转状态下的单脉冲能量的比值  $\delta$  (b) 随谐振腔长度的变化

Fig. 10. Dependence of the injected signal-to-noise ratio (a), the pulse energy ratio under injection to that under free running (b) on cavity length.

率增加时, 要相应地增大注入信号功率, 以保证脉冲的手性纯净度. 同一注入信噪比下, 抽运功率越大单脉冲能量越大. 抽运功率增加时, 单脉冲能量与自由运转状态下的单脉冲能量的比值也呈增大趋势, 这对获得大能量的涡旋脉冲是有利的.

图 9(a) 所示为阈值注入信噪比随输出镜反射率的变化. 输出镜反射率增大时, 阈值注入信噪比呈增大趋势, 这种变化趋势可以从图 9(b) 所示两相反手性驻波场空间交叠积分的变化解释. 反射率增大时空间交叠积分减小, 注入光场对相反手性光场的抑制能力减弱, 因此需要更强的注入信号才能获得一定的手性纯净度. 输出镜反射率增大时, 单脉冲能量与自由运转状态下的单脉冲能量的比值减小, 如图 9(c) 所示. 因此, 适当减小输出镜反射率可以降低阈值注入信噪比、增大单脉冲能量.

图 10(a) 所示为阈值注入信噪比随谐振腔长度的变化. 谐振腔长度增大时, 阈值注入信噪比呈增大趋势. 谐振腔长度增大时, 单脉冲能量与自由运转状态下的单脉冲能量的比值减小, 如图 10(b) 所示. 因此, 减小谐振腔长度可以降低阈值注入信

噪比、增大单脉冲能量. 谐振腔设计中应尽量减少谐振腔长度.

### 3.4 对种子源径向模谱的净化效应

方案图 1 中通过空间光调制器对基模光束进行角向相位调制产生的种子光一般具有一定的径向模谱分布, 即光强径向分布为一定角向阶次、不同径向阶次的若干阶次拉盖尔-高斯模式的组合. 图 11 为对基模光束进行 2 阶角向相位调制 ( $l=2$ ) 形成的光强分布和径向模谱分布. 由图 11 可以看出, 能量主要集中在  $LG_{0,2}$  模, 但  $LG_{1,2}$ — $LG_{10,2}$  模上均有一定的能量分布. 实际应用中一般希望获得径向阶次为 0 的涡旋脉冲, 这种多径向谱分布对实际使用一般是不利的.

在速率方程组中 (1) 考虑多个径向阶次的左、右手性光场, 计算角向阶次为 2、径向模谱如图 11(b) 所示的种子光注入下产生的涡旋脉冲的径向模谱, 结果如图 12 所示, 计算中抽运光功率为 20 W. 由图 12 可以看出, 当环形抽运光的环带宽度较大时, 对高阶径向模谱的净化效应不明显. 随着环形抽运

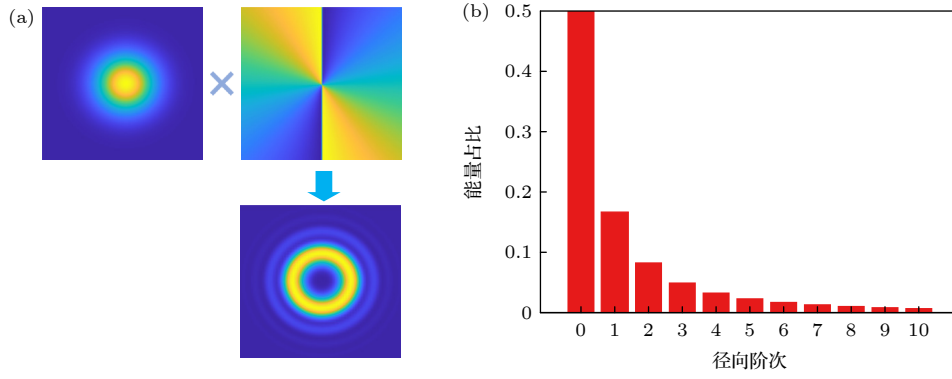


图 11 基模光束经 2 阶角向相位调制后的光斑 (a) 和径向模谱 (b)

Fig. 11. The intensity profile the fundamental mode beam with second order angular phase modulation (a) and its radial spectrum (b).

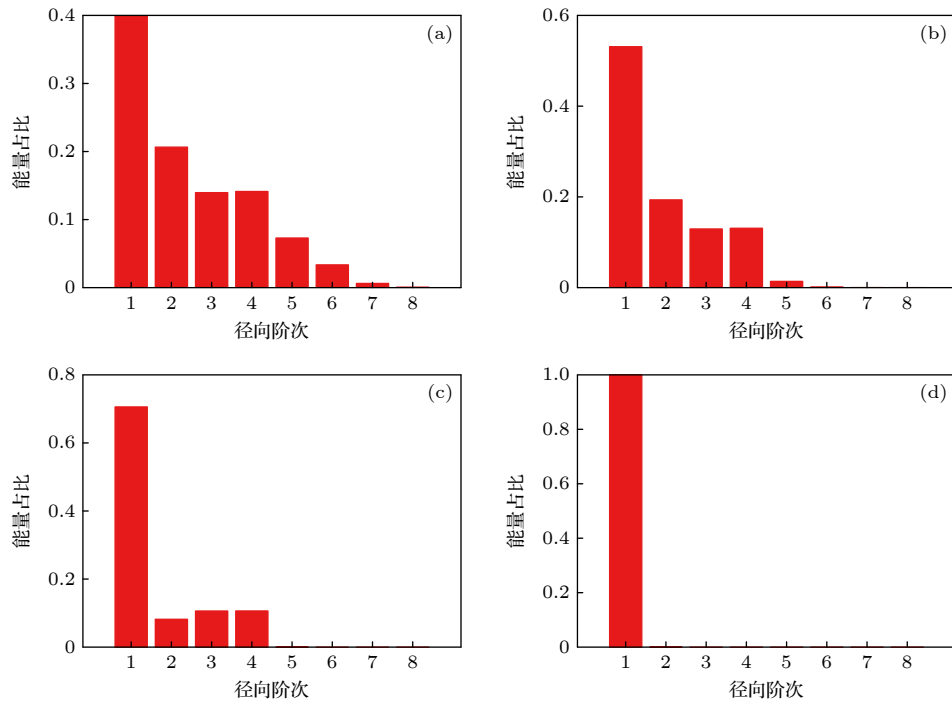


图 12 不同的环形抽运光环带宽度下脉冲的径向模谱 (a)  $\omega_{\text{pump}} = 0.8 \text{ mm}$ ; (b)  $\omega_{\text{pump}} = 0.6 \text{ mm}$ ; (c)  $\omega_{\text{pump}} = 0.4 \text{ mm}$ ; (d)  $\omega_{\text{pump}} = 0.2 \text{ mm}$

Fig. 12. The radial spectrum of the pulse with different pump ring width: (a)  $\omega_{\text{pump}} = 0.8 \text{ mm}$ ; (b)  $\omega_{\text{pump}} = 0.6 \text{ mm}$ ; (c)  $\omega_{\text{pump}} = 0.4 \text{ mm}$ ; (d)  $\omega_{\text{pump}} = 0.2 \text{ mm}$ .

光环带宽度减小, 高阶模谱逐渐消失, 输出脉冲中仅有径向阶次为 0 的涡旋光. 通过环形抽运光的控制可以实现种子光径向模谱的净化. 径向模谱的净化效应降低了对种子源的要求, 基模光束进行空间螺旋相位调制作为种子源, 就可以产生螺旋手性纯净、径向模谱纯净的涡旋脉冲.

## 4 结 论

针对目前调  $Q$  脉冲涡旋固体激光器中拉盖尔-高斯模式相反手性光场的控制问题, 提出将小功率

种子涡旋光注入谐振腔中进行手性选择. 论文建立了这种激光器的物理模型, 通过数值计算对种子注入下调  $Q$  涡旋激光器的一些关键问题进行了研究. 研究得出以下结论: 随着注入光场的增强, 与注入光场相同手性的脉冲明显强于相反手性脉冲, 手性纯净度先快速上升然后基本保持不变. 在相同注入信噪比下, 高阶角向模式的手性纯净度低于低阶角向模式的手性纯净度, 达到一定手性纯净度对应的阈值注入信噪比随角向阶次升高而上升, 这是由于两相反手性驻波场的空间交叠积分随阶次上升而

下降引起的. 激光器抽运功率增加、输出镜反射率增大、增加谐振腔长度均使阈值注入信噪比升高. 从脉冲能量看, 注入状态下单脉冲能量与自由运转状态下单脉冲能量的比值总是小于理想值 2, 这也是由相反手性驻波场的空间部分交叠引起的. 该比值随模式角向阶次的升高有所下降, 增加抽运功率、减小输出镜反射率、减小谐振腔长度可使该值上升. 研究还表明, 在适当的激光器参数下, 谐振腔对种子光的径向模谱具有一定的净化作用, 对基模光束进行空间相位调制作为种子源, 就可以产生螺旋手性纯净、径向模谱纯净的涡旋脉冲. 本文提供了一种涡旋激光器的手性控制方案, 研究结果可为这类激光器的研究提供参考.

## 参考文献

- [1] Allen L, Beijersbergen M W, Spreeuw R J C, Woerdman J P 1992 *Phys. Rev. A* **45** 8185
- [2] Cheng M J, Jiang W J, Guo L X, Li J T, Forbes A 2025 *Light: Sci. Appl.* **14** 4
- [3] Yang Y J, Ren Y X, Chen M Z, Arita Y, Rosales-Guzman C 2021 *Adv. Photonics* **3** 034001
- [4] Wang Y D, Gan X T, Ju P, Pang Y, Yuan L G, Zhao J L 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 034204 (in Chinese) [王亚东, 甘雪涛, 俱沛, 庞燕, 袁林光, 赵建林 2015 物理学报 **64** 034204]
- [5] Chen L X, Zhang Y Y 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 164210 (in Chinese) [陈理想, 张远颖 2015 物理学报 **64** 164210]
- [6] Shen Y J, Wang X J, Xie Z W, Min C J, Fu X, Liu Q, Gong M L, Yuan X C 2019 *Light: Sci. Appl.* **8** 90
- [7] Hong L, Guo H X, Qiu X D, Lin F, Zhang W H, Chen L X 2023 *Advanced Photonics Nexus* **2** 046008
- [8] Zhao T, Gong M M, Zhang S B 2024 *Acta Phys. Sin.* **73** 244201 (in Chinese) [赵婷, 宫毛毛, 张松斌 2024 物理学报 **73** 244201]
- [9] Wang J, Yang J Y, Fazal I M, Ahmed N, Yan Y, Huang H, Ren Y X, Yue Y, Dolinar S, Tur M, Willner A E 2012 *Nat. Photonics* **6** 488
- [10] Belmonte A, Rosales-Guzman C, Torres J P 2015 *Optica* **2** 1002
- [11] Wen Y, Pan Z Q 2023 *J. Lightwave Technol.* **41** 2007
- [12] Yang S H, Liao Y Q, Lin X T, Liu X Y, Qi R Y, Hao Y 2021 *Infrared Laser Eng.* **50** 20211040 (in Chinese) [杨苏辉, 廖英琦, 林学彤, 刘欣宇, 齐若伊, 郝燕 2021 红外与激光工程 **50** 20211040]
- [13] Li R N, Xue J J, Song D, Li X, Wang D, Yang B D, Zhou H T 2025 *Acta Phys. Sin.* **74** 044203 (in Chinese) [李若楠, 薛晶晶, 宋丹, 李鑫, 王丹, 杨保东, 周海涛 2025 物理学报 **74** 044203]
- [14] Liu W, Jia Q, Zheng J 2024 *Acta Phys. Sin.* **73** 055203 (in Chinese) [刘伟, 贾青, 郑坚 2024 物理学报 **73** 055203]
- [15] Liu Q, Pan J, Wan Z S, Shen Y J, Zhang H K, Fu X, Gong M L 2020 *Chin. J. Lasers* **47** 0500006 (in Chinese) [柳强, 潘婧, 万震松, 申艺杰, 张恒康, 付星, 巩马理 2020 中国激光 **47** 0500006]
- [16] Forbes A 2019 *Laser Photonics Rev.* **13** 1900140
- [17] Qiao Z, Xie G Q, Wu Y H, Yuan P, Ma J G, Qian L J, Fan D Y 2018 *Laser Photonics Rev.* **12** 180019
- [18] Litvin I A, Ngcobo S, Naidoo D, Ait-Ameur K, Forbes A 2014 *Opt. Lett.* **39** 704
- [19] Kim D J, Kim J W 2017 *Opt. Commun.* **383** 26
- [20] Kim D J, Kim J W, Clarkson W A 2013 *Opt. Express* **21** 29449
- [21] Lin D, Daniel J M O, Clarkson W A 2014 *Opt. Lett.* **39** 3903
- [22] Liu Q Y, Zhao Y G, Zhou W, Zhang J N, Wang Li, Yao W C, Shen D Y 2017 *IEEE Photonics J.* **9** 1500408
- [23] He H S, Chen Z, Li H B, Dong J 2018 *Laser Phys.* **28** 055802
- [24] Koechner W 2013 *Solid-State Laser Engineering* (New York: Springer) pp22–49

# Characteristics of $Q$ -switched vortex solid-state laser with spiral chirality controlled by injection seeding\*

LIAN Tianhong<sup>†</sup> JI Xinya XING Junhong LIU Yun JIAO Mingxing

(School of Mechanical and Precision Instrument Engineering, Xi'an University of Technology, Xi'an 710048, China)

( Received 22 May 2025; revised manuscript received 24 June 2025 )

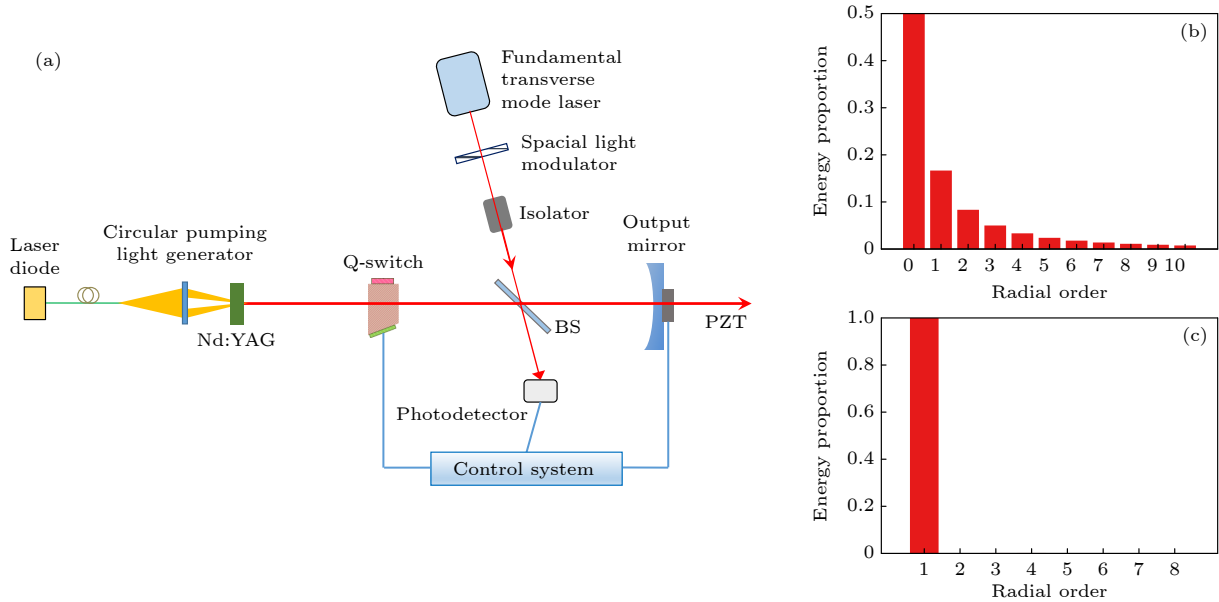
## Abstract

Optical vortex beam has wide application prospect in fields such as optical communication, lidar detection and optical trapping. To increase the operating distance, a high-power vortex laser source are required in these applications. Control of the spiral chirality of the Laguerre-Gaussian (LG) mode has become a key problem in  $Q$ -switched pulsed solid-state vortex lasers. In this work, we present an injection seeding method to control the

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61805196, 51875455).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: [tianhongl@126.com](mailto:tianhongl@126.com)

spiral chirality of the LG mode in  $Q$ -switched laser cavity. The schematic of the method is shown in Fig. (a). A small power continuous wave vortex beam with determined chirality is injected into the laser cavity, with the gain medium pumped by a ring-shaped beam. The light field with the same spiral chirality as the injected beam will exceed the light field with the opposite spiral chirality, and the chirality purity will increase as the injected power increases. The threshold injected signal-to-noise ratio increases with the angular order of the LG mode increasing, this is due to the reduced overlap of the standing wave patterns of the opposite chiral beams. The signal-to-noise ratio of threshold injection also increases as the pumping power and the reflectivity of the output mirror increase. The ratio of the pulse energy under injection to the pulse energy under free running decreases with the angular order rising. This ratio increases with the pumping power rising, and decreases with the reflectivity of the output mirror increasing. The seeding beam generated by spiral phase modulation of the fundamental mode beam always has a wide radial spectrum. The radial spectrum of the beam generated by second order spiral phase modulation of the fundamental mode beam is shown in Fig. (b). Under an appropriate ring width of the pumping beam, this radial spectrum can be purified in the  $Q$ -switched laser cavity as shown in Fig. (c). Therefore, the spiral phase modulated beam can be used as a seeding source to generate high-purity vortex pulse.



**Keywords:** solid-state laser, vortex beam, chirality control, injection seeding

**PACS:** 42.55.Xi, 42.60.Jf, 42.60.Da, 42.60.Lh

**DOI:** 10.7498/aps.74.20250667

**CSTR:** 32037.14.aps.74.20250667

## 种子注入螺旋手性控制的调Q涡旋固体激光器特性

连天虹 纪馨雅 邢俊红 刘芸 焦明星

### Characteristics of $Q$ -switched vortex solid-state laser with spiral chirality controlled by injection seeding

LIAN Tianhong JI Xinya XING Junhong LIU Yun JIAO Mingxing

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 74, 174204 (2025) DOI: 10.7498/aps.74.20250667

CSTR: 32037.14.aps.74.20250667

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250667>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

---

## 您可能感兴趣的其他文章

### Articles you may be interested in

#### 热效应作用下高功率薄片涡旋激光器的模场结构

Modal structure of high power thin-disk vortex laser under thermal effect

物理学报. 2024, 73(16): 164206 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240757>

#### 2.94 $\mu\text{m}$ LiNbO<sub>3</sub>声光调Q Er:YAG激光输出脉冲特性

LiNbO<sub>3</sub> acousto-optically  $Q$ -switched pulse characteristics of Er:YAG laser at 2.94  $\mu\text{m}$

物理学报. 2024, 73(4): 044205 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231616>

#### 小型化涡旋光模式解复用器:原理、制备及应用

Miniaturized optical vortex mode demultiplexer: Principle, fabrication, and applications

物理学报. 2023, 72(20): 204207 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20231521>

#### 基于腔内球差选模产生高阶拉盖尔-高斯模式激光

High-order Laguerre-Gaussian mode laser generated based on spherical aberration cavity

物理学报. 2022, 71(1): 014204 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211514>

#### 非互易-互易放大转换下光学轨道角动量的转移

Transfer of optical orbital angular momentum under nonreciprocity-reciprocity amplification conversion

物理学报. 2025, 74(4): 044203 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20241565>

#### 金属目标对贝塞尔涡旋波束的近场电磁散射特性

Near-field electromagnetic scattering of Bessel vortex beam by metal target

物理学报. 2023, 72(10): 100302 <https://doi.org/10.7498/aps.72.2022192>