

# 基于电光晶体平板部分相位调制 动态产生涡旋光束\*

范钰婷<sup>1)</sup> 朱恩旭<sup>1)</sup> 赵超樱<sup>1)2)†</sup> 谭维翰<sup>3)</sup>

1) (杭州电子科技大学理学院, 杭州 310018)

2) (山西大学光电研究所, 量子光学与光量子器件国家重点实验室, 太原 030006)

3) (上海大学物理系, 上海 200444)

(2022年4月27日收到; 2022年5月20日收到修改稿)

随着现代光学各个领域对涡旋光束的潜在应用需求的增加, 涡旋光束的产生引起了人们的极大兴趣. 基于电光晶体平板, 本文提出了一种利用 Pockels 效应产生涡旋光束的方法, 在有限的相位调制区域内可以获得  $\pm 2h$  的轨道角动量可调范围. 模拟了光束在平板上的传输过程, 研究了透射光束的轨道角动量模式谱. 模式谱与仿真结果吻合较好. 该方法可用于光通信和光操作等需要可调谐涡旋光束的领域.

**关键词:** 相位调制, 轨道角动量, 涡旋光束

**PACS:** 42.30.Lr, 42.50.Tx

**DOI:** 10.7498/aps.71.20220835

## 1 引言

有螺旋波前和方位相关的相位  $e^{il\phi}$  的涡旋光束, 每个光子携带  $lh$  的轨道角动量 (orbital angular momentum, OAM)<sup>[1]</sup>, 其中整数  $l$  称为拓扑电荷 (topological charge, TC),  $\phi$  是方位角, 它原则上可以构成无限维的 Hilbert 空间, 而自旋角动量 (spin angular momentum, SAM) 仅对应两个本征态, 即左旋圆极化和右旋圆极化. 到目前为止, 在经典光学和量子光学中, 基于光学涡旋的应用越来越多, 例如光通信<sup>[2]</sup>, 光学操纵<sup>[3,4]</sup>, 成像和显微镜<sup>[5]</sup> 以及量子信息处理<sup>[6]</sup>.

自光的 OAM 被发现<sup>[1]</sup> 以来, 许多光学元件可以将非 OAM 光转化为涡旋光束. 螺旋相位板 (spiral phase plates, SPPs) 是一种厚度随着方位角变化的透明薄板,

它在通过的光束上增加了一个随方位角变化的相位, 产生带有 TCs 的光学涡旋光束<sup>[7,8]</sup>. 然而, 每一个制造好的 SPP 只能输出特定 TC 数的涡旋光束, 并且入射光束波长与设计波长之间的偏差会降低 OAM 模式的纯度<sup>[9]</sup>. 在局部区域光轴具有不同方向的非均匀各向异性板称为  $q$  波片, 它能将圆偏振非 OAM 入射光束转化为旋向翻转圆偏振且 TC 为  $\pm 2q$  的涡旋光束<sup>[10]</sup>, 其中  $q$  为  $q$  波片的阶次. 然而, 即使转换效率和工作波长可以控制, 由液晶制成的  $q$  波片也缺乏可重构性<sup>[11,12]</sup>. 利用可编程空间光调制器 (spatial light modulators, SLMs) 可以更灵活地产生涡旋光束<sup>[13]</sup>. 尽管具有确定局部光学相位的尺寸设计纳米块的超表面<sup>[14,15]</sup> 和内壁嵌入角光栅结构的环形回音壁模式 (whispering-gallery-mode, WGM) 微谐振器<sup>[16]</sup> 将光学涡旋发射器和激光器带入超紧凑领域, 但如何调节产生的涡旋光束的波长和 TC 仍然是一个有吸引力的研究

\* 教育部量子光学重点实验室 (批准号: KF201801, KF202004, KF202205) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zchy49@163.com

课题.

动态涡旋光束的应用包括: 自由可调的波长和 OAM 模式使得波分复用 (wavelength-division multiplexing, WDM) 或时分复用 (time-division multiplexing, TDM) 与 OAM 模分复用 (mode-division multiplexing, MDM) 相结合成为可能, 可以显著提高光通信系统的信息容量 [17]. SPPs 与法布里-珀罗滤光片 [18] 组合或使用各种光纤的不同矢量模式 [19,20] 的组合可得到可调的波长和模式 TC. 支持 Hermite-Gaussian 模式的可调激光器可通过外部转换器转换为 OAM 模式, 从而产生可调的模式 TC [21,22]. 最近, Zhang 等 [23] 报道了一种 InGaAsP 多量子阱平台上的非厄米特对称破缺 WGM 微环谐振器, 在该谐振器中, 实现了可控制的 OAM 模式开关. 此外, Ji 等 [24] 利用由二维材料  $\text{WTe}_2$  制成的光电流来实验检测接收到的光学涡旋光束的 TC, 这表明利用电控可调涡旋光束源有望实现集成、可直接电读的 OAM 探测器.

综上所述, 动态涡旋光束的制备逐渐成为研究热点. 实验上有多种方法可以实现相位调制. Pockels 效应描述了折射率随外加电场的线性变化, 常用于各种电光元件的设计 [25,26]. 本文提出利用 Pockels 效应实现部分相位调制产生涡旋光束的理论方案, 提出一种由电光晶体 (本文以磷酸二氢钾 [KDP] 晶体为例) 制成的薄平板, 通过可动态

调节的外加电场来调制局部折射率, 随方位角调制入射光的相位, 最终将线偏振的非 OAM 光束转换为具有所需拓扑荷数的涡旋光束. 通过部分相位调制产生不同模式 TC 的涡旋光束, 可独立地控制施加在每个相位调制区域上的电场, 改变具有任意入射光波长的输出光学涡旋光束的模式 TC.

## 2 模型

图 1 是 SPP 和平板的示意图, 通过外部电场调制平板的不同区域产生涡旋光束. 如图 1(a) 所示, 阶梯型 SPP 通过厚度调制入射光束的相位, 产生输出光的螺旋波前, 其模式 TC 由 SPP 各台阶间的厚度差决定. 然而, SPP 一旦制造完成, 厚度差就无法进行调整. 除了改变在介质中的传播距离外, 控制折射率也会引起光相位的调制. 本文提出了基于部分相位调制产生涡旋光束的方案, 相位调制可以通过 Pockels 效应调制由电光晶体制成的平板的折射率来实现. 考虑实验上难以构造方位角变化且中心有奇点的连续电场, 我们在不同区域施加可以独立控制的静电场. 实验上, 可以在电光晶体平板的两侧添加透明导电材料 (如掺杂锡的氧化铟 [27]) 制成的独立可控微电极板阵列 [28] 对入射的非 OAM 光束 (如高斯光束) 进行局部的相位调制, 如图 1(b) 所示.

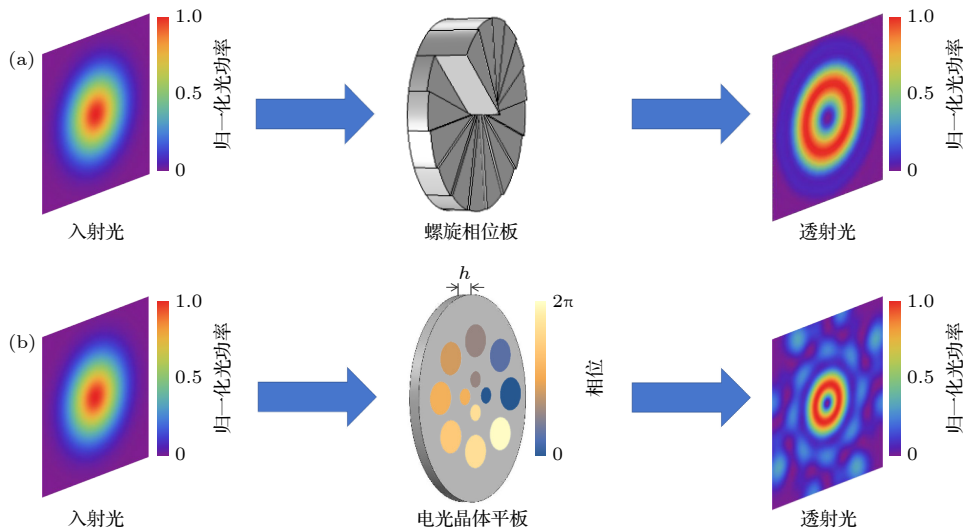


图 1 (a) 通过传统 SPP 产生的涡旋光束, 入射光具有高斯强度分布; (b) 通过由电光晶体制成的平板产生涡旋光束, 其中局部折射率由微电极板阵列控制, 从而部分调制入射光的相位

Fig. 1. (a) The generation of optical vortex beams through a traditional SPP, the incident light has a Gaussian intensity distribution; (b) the generation of optical vortex beams through a flat plate made of electro-optical crystals, where the local refractive index is controlled by a micro-electrode plate array so that the phase of the incident light is partially modulated.

作为说明性示例, 考虑平板由 KDP 晶体制成, 且晶体光轴沿垂直于入射面的  $z$  轴方向 (见图 2). 由于 Pockels 效应, 可以通过控制电极板的电压来独立调整每个区域的局部折射率. 一般而言, 电光晶体的电光系数  $r_{ij}$  可以表示为

$$r_{ij} = \begin{bmatrix} r_{11} & r_{12} & r_{13} \\ r_{21} & r_{22} & r_{23} \\ r_{31} & r_{32} & r_{33} \\ r_{41} & r_{42} & r_{43} \\ r_{51} & r_{52} & r_{53} \\ r_{61} & r_{62} & r_{63} \end{bmatrix}. \quad (1)$$

对于 KDP 晶体来说, 其电光系数为

$$r_{ij} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ r_{41} & 0 & 0 \\ 0 & r_{41} & 0 \\ 0 & 0 & r_{63} \end{bmatrix}. \quad (2)$$

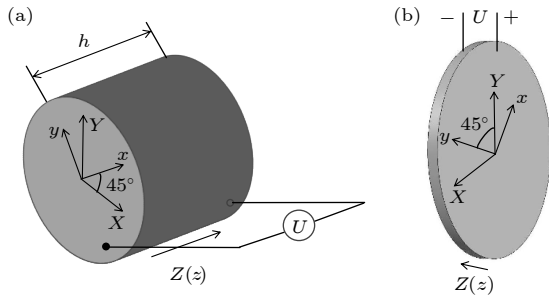


图 2 电场施加区域之一的示意图.  $XYZ$  坐标是没有施加电场的 KDP 晶体的所谓主轴坐标. 晶体的光轴沿  $Z$  方向. 当施加外部电场时, 由于 Pockels 效应<sup>[29]</sup>, 主轴围绕  $Z$  轴旋转  $45^\circ$

Fig. 2. Schematic of one of the electric-field-applied regions. The  $XYZ$  coordinate is the so-called principal-axis coordinate of the KDP crystal with no applied electric field. The crystal is prepared cut so that the optical axis is in the  $Z$  direction. When an external electric field applies, the principal axes rotate  $45^\circ$  about the  $Z$ -axis due to the Pockels effect<sup>[29]</sup>.

在适当条件下, 单轴晶体中圆偏振入射光的 SAM 和 OAM 之间可以相互转换和耦合<sup>[30]</sup>. 本文方案中考虑入射光是无 SAM 的线偏振光, 考虑沿  $z$  轴传播的入射光为线偏振光, 其偏振沿  $y$  轴方向. 电极板阵列平行于入射面, 并在各个区域上施加沿  $z$  方向的电场. 这样, 沿  $y$  方向偏振的光其折射率  $n_y$  与外加电场  $E_z$  的大小之间的关系仅与  $r_{63}$  有关, 即<sup>[29]</sup>

$$n_y = n_0 + \frac{1}{2} n_0^3 r_{63} E_z, \quad (3)$$

其中  $n_0$  是没有外加电场时普通光的折射率.

光从板透射后, 调制区域和未调制区域之间的相位差  $\Delta\varphi$  为

$$\Delta\varphi = \varphi - \varphi_0 = k_0 n_y h - k_0 n_0 h, \quad (4)$$

其中  $\varphi$  是调制区域的设计相位,  $\varphi_0$  是未调制区域的相位,  $k_0 = 2\pi/\lambda$  是波数,  $\lambda$  是入射光的波长,  $h$  是板的厚度. 因此, 调制区域的折射率应满足:

$$n_y = \frac{\varphi - \varphi_0}{k_0 h} + n_0. \quad (5)$$

把 (5) 式代入 (3) 式可以得到调制区域的相应电压为

$$U = E_z h = \frac{2(\varphi - \varphi_0)}{n_0^3 r_{63} k_0}. \quad (6)$$

利用波长可调的激光器作为入射光源, 独立调节每个电极板的电压来调制入射光的每个局部区域相位, 从而产生波长和 OAM 可调的涡旋光束. OAM 模式由每个调制区域和未调制区域之间的相对相位决定. 不失一般性, 我们假定  $\varphi_0 = \pi/4$ . 对于波长为  $\lambda = 0.5461 \mu\text{m}$  的入射光 (绿光) 来说, KDP 晶体的典型参数为  $n_0 = 1.514$  和  $r_{63} = 10.5 \times 10^{-12} \text{ m/V}$ , 电压  $U = -3.747 \text{ kV}$  对应于  $\varphi = 0$ ,  $U = 26.23 \text{ kV}$  对应于  $\varphi = 2\pi$ . 本文所介绍的电压量级与 (D)KDP 晶体在其他研究领域所使用的电压量级相当<sup>[31,32]</sup>. 采用具有较强非线性的电光晶体可以显著降低工作电压, 如铌酸锂 ( $\text{LiNbO}_3$ ) 晶体, 该晶体已成功应用于峰值电压为  $10 \text{ V}$ <sup>[33]</sup> 的电光梳频发生器.

为了解生成的光束的每个 OAM 模式的相对权重, 分析透射光的模式光谱. OAM 模式 ( $A_l \sim e^{-il\varphi}$ ) 相互正交, 即

$$\int A_l A_{l'} r dr d\varphi = 0, \quad \text{其中 } l \neq l'. \quad (7)$$

OAM 模式在 Hilbert 空间中是完整的, 因此空间中的任何光束都可以由正交 OAM 模式基分解, 因此有

$$A(r, \varphi, z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \sum_{l=-\infty}^{\infty} a_l(r, z) e^{-il\varphi}, \quad (8)$$

其中  $A(r, \varphi, z)$  是光场的复振幅. 叠加因子  $a_l(r, z)$  满足:

$$a_l(r, z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^{2\pi} A(r, \varphi, z) e^{-il\varphi} d\varphi. \quad (9)$$

将  $|a_l(r, z)|^2$  对  $r$  积分, 可定义:

$$C_l = \int_0^\infty |a_l(r, z)|^2 r dr, \quad (10)$$

表示第  $l$  个模式的功率<sup>[34]</sup>. 因此, 第  $l$  个模式的相对功率为

$$P_l = C_l / \left( \sum_{m=-\infty}^{\infty} C_m \right). \quad (11)$$

### 3 仿真结果及模式谱分析

本节中每个施加了电场的区域的局部折射率可以被精确地调控, 用以实现透射光的部分相位调

制. 本节以高斯光束作为入射光, 利用衍射理论模拟了透射光束在自由空间中的传播<sup>[35]</sup>.

图 3 为传输光束在自由空间中不同距离传播时的横向场分布. 第一列是用黑色圆圈表示入射光的调制区域. 在图 3(a) 中, 调整电极板阵列的电压值, 可以实现  $2\pi$  的相移, 构建出  $TC = 1$  的光束. 光的相位是通过改变折射率来进行调制的, 而折射率又是通过 Pockels 效应由外部电压进行控制. 令电压为零时的初始光相位为  $\pi/4$ , 对于 KDP 晶体而言, 通过 (6) 式可以计算得到零相位对应的初始电

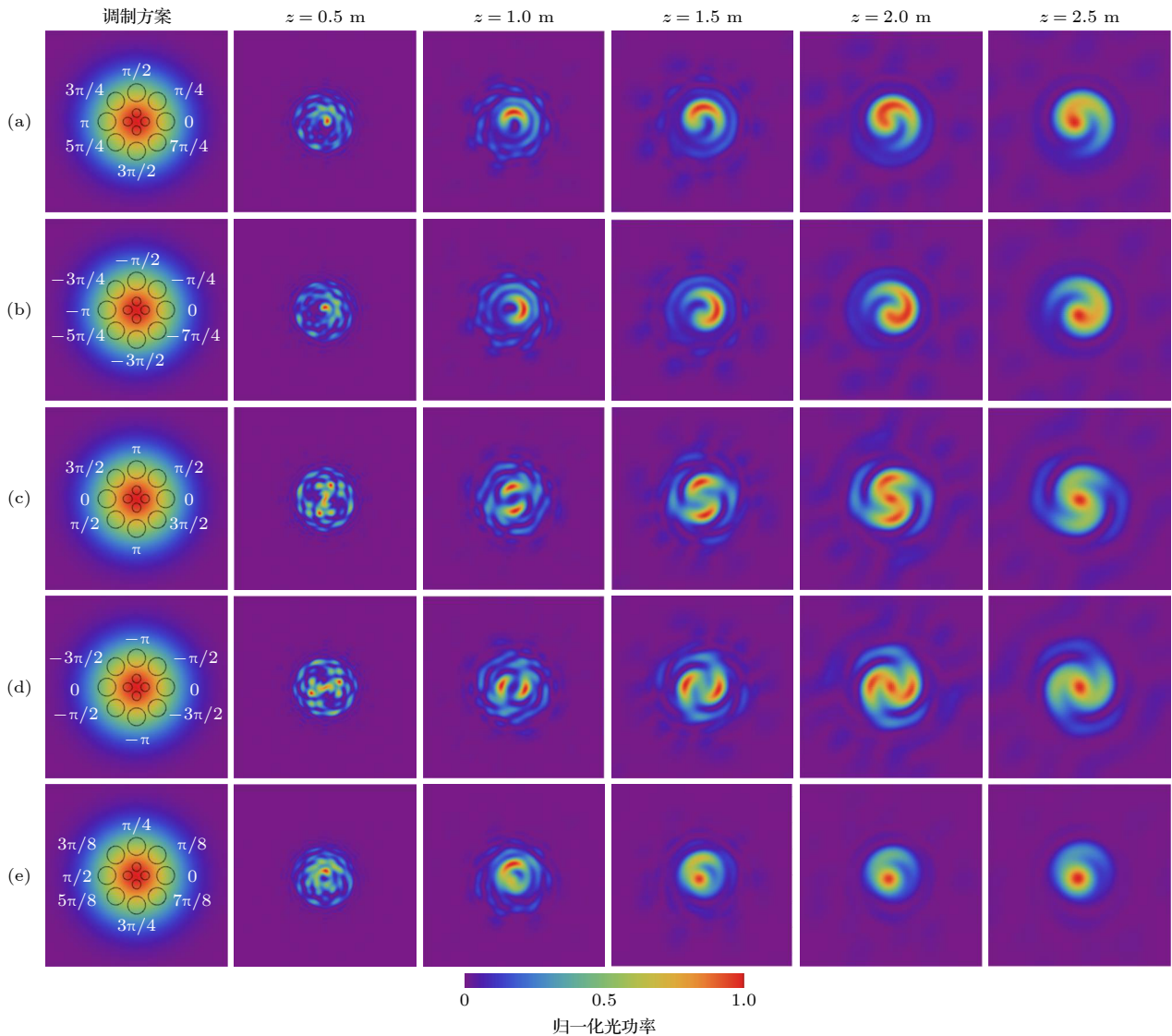


图 3 所有入射光穿过板时, 透射光在自由空间中传播时的光强分布. 第 1 列中的黑色圆圈表示具有高斯模式的入射光的调制区域, 白色值表示方位角调制的相位, 其相应的施加电压可以通过 (4) 式计算, 未调制区域相应的相位为  $\pi/4$  (a)  $2\pi$  相移; (b)  $-2\pi$  相移; (c)  $4\pi$  相移; (d)  $-4\pi$  相移; (e)  $\pi$  相移

Fig. 3. The intensity distribution of the transmitted light propagating in free space for the case that the whole incident light passing through the plate. The black circles in the first column denote the modulation regions of the incident light with Gaussian mode, and the white values represent the azimuthally modulated optical phase whose corresponding applied voltages can be calculated by Eq. (4). The corresponding optical phase of the unmodulated region is  $\pi/4$ : (a)  $2\pi$  phase shift; (b)  $-2\pi$  phase shift; (c)  $4\pi$  phase shift; (d)  $-4\pi$  phase shift; (e)  $\pi$  phase shift.

压值为  $U = -3.747$  kV. 同样的道理, 其他的相位对应的电压值也可以通过 (6) 式计算得出. 开始时, 光场横向分布图是“破碎”的. 随着光束的进一步传播, 横向光场在  $z = 1$  m 处重新组合形成具有涡旋特性的 C 形图案. 此外, 还发现该干涉图随着传播距离的增大, 形状保持不变, 趋于稳定, 且出现了一个螺旋尾, 这与  $TC = 1$  的涡旋光束与共同传播的高斯光束形成的干涉图相同 [15]. 注意到在输出光束中存在微小功率的碎片图案, 可将其归因于调制区域的不连续性. 相应地在图 4(a) 中,  $z = 0.5$  m 时相位分布还比较杂乱, 到  $z = 2.5$  m 时, 中心区域显示出了较浅的螺旋尾. 该相位分布也说明此时同时存在  $TC = 0$  和  $TC = 1$  两种光分量. 在

图 3(b) 中反转相移, 用以构建  $TC = -1$  的光束. 相应的光场分布与图 3(a) 中的相似, 而光强分布稳定时的相位分布呈现出一个旋转方向相反的螺旋尾 (图 4(b)). 当构建  $4\pi$  相移时 (图 3(c) 或图 3(d)), 最开始的横向图案仍然是破碎的, 并逐渐形成具有两个螺旋尾的稳定的干涉图案, 此时相位分布也呈现出两个螺旋尾 (图 4(c) 或图 4(d)), 这表明输出光束由模式  $TC = 0$  和模式  $TC = 2$  (或  $TC = -2$ ) 叠加而成的. 此外还模拟了仅实现  $\pi$  相移的情况 (图 3(e)). 有趣的是, 稳定的横向模也有一个螺旋尾, 相位分布的螺旋尾相较于图 4(a) 更不明显. 然而, 中心的实心光斑比  $2\pi$  相移情况下的要大些, 这表明: 此时非 OAM 模式的相对权重比较大.

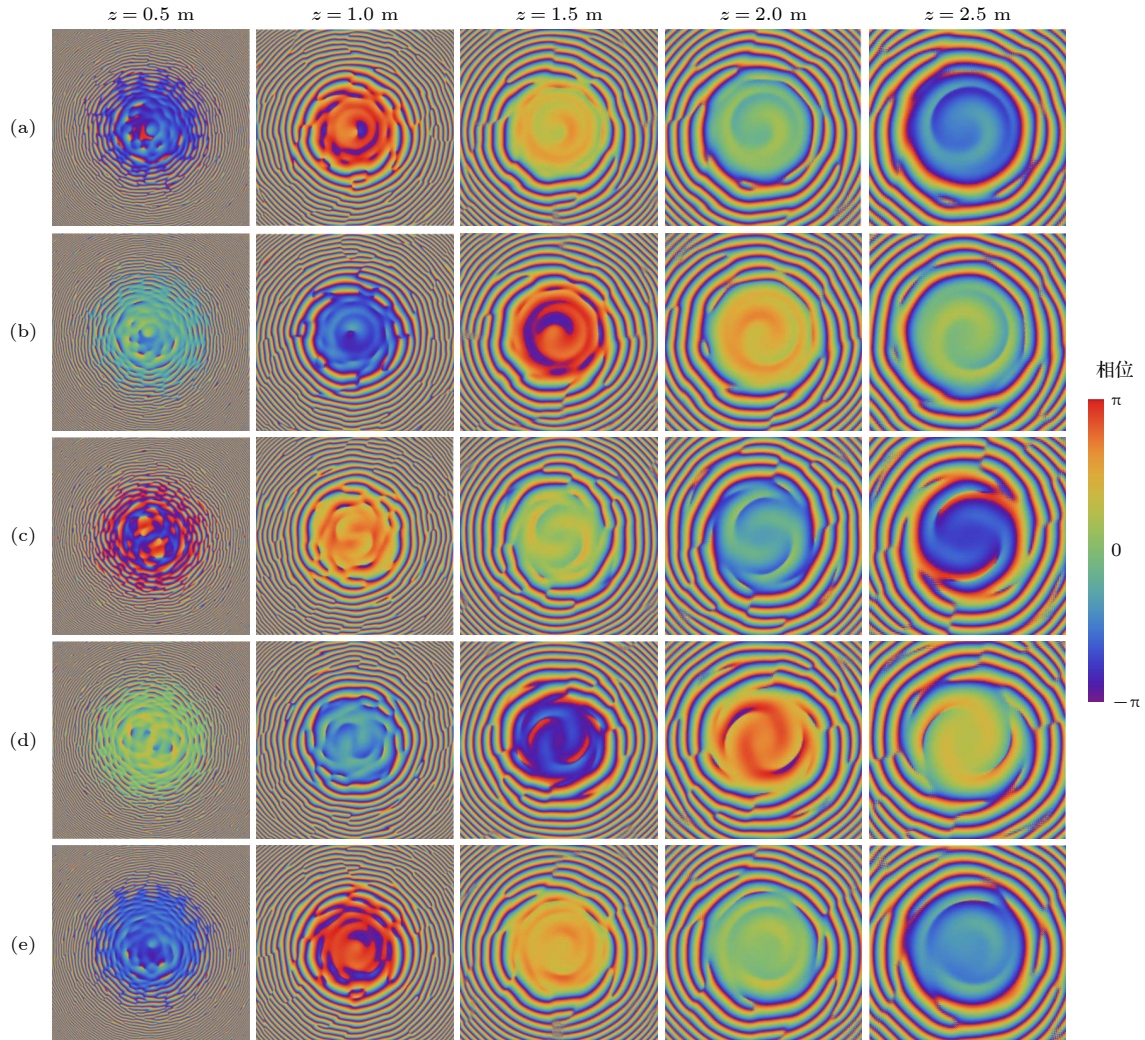


图 4 所有入射光穿过板时, 透射光在自由空间中传播时的相位分布. 每一行的相位调制方案与图 3 中的相位调制方案一致 (a)  $2\pi$  相移; (b)  $-2\pi$  相移; (c)  $4\pi$  相移; (d)  $-4\pi$  相移; (e)  $\pi$  相移

Fig. 4. The phase distribution of the transmitted light propagating in free space for the case that the whole incident light passing through the plate. The phase modulation scheme of each row is consistent with those of Fig. 3: (a)  $2\pi$  phase shift; (b)  $-2\pi$  phase shift; (c)  $4\pi$  phase shift; (d)  $-4\pi$  phase shift; (e)  $\pi$  phase shift.

挡住没有施加外部电场的区域, 只让调制区域的入射光从板透射出去. 不同相移的横向场分布如图 5 所示. 第 1 列显示了传输表面中的光场分布和相位调制方案. 实际上, 为了减少损耗, 可以将导线布置在被遮挡的区域上. 图 5(a) 显示了没有外加电场的情况, 相当于针孔衍射. 光在自由空间中传播, 中心会形成一个实心光斑, 类似于 Airy 斑,

从相位分布 (图 6(a)) 也可以看出此时的光束具有模式  $TC = 0$ . 在图 5(b) (或图 5(c)) 中, 构造了一个  $2\pi$  的相移. 复杂的横向场最终趋于稳定的环形, 此时出射光的相位 (图 6(b) 或图 6(c)) 携带模式  $TC = 1$  (或  $TC = -1$ ), 具有涡旋特性. 注意到, 稳定横向模的传播距离比图 3 的短. 构造一个  $4\pi$  的相移, 用以产生具有涡旋特性的模式  $TC = 2$  (或

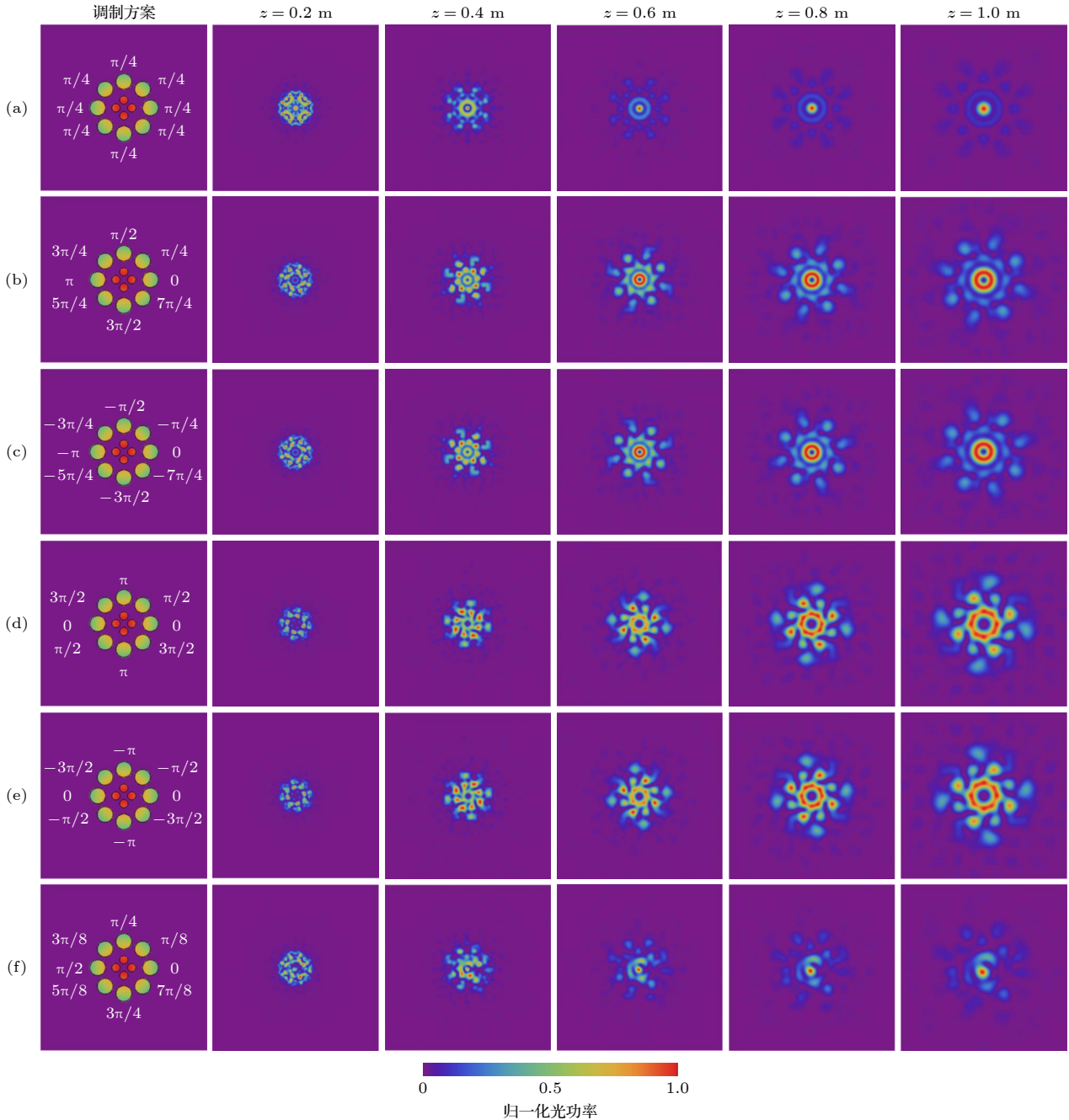


图 5 只有调制区域的入射光通过板时, 透射光在自由空间中传播时的光强分布. 第 1 列显示了调制方案 (a) 没有施加电场; (b)  $2\pi$  相移; (c)  $-2\pi$  相移; (d)  $4\pi$  相移; (e)  $-4\pi$  相移; (f)  $\pi$  相移

Fig. 5. The intensity distribution of the transmitted light propagating in free space for the case that only the modulated regions of the incident light passing through the plate. The first column shows the modulation schemes for (a) absence of applied electric field; (b)  $2\pi$  phase shift; (c)  $-2\pi$  phase shift; (d)  $4\pi$  phase shift; (e)  $-4\pi$  phase shift; (f)  $\pi$  phase shift.

TC = -2), 稳定的横向光场也显示出类似甜甜圈的形状, 此时的相位携带具有涡旋特性的模式 TC = 2(或 TC = -2). “甜甜圈”的强度略显不均匀, 周围出现了 4 个相对较高功率的场. 可认为这是由于内部调制区域的数量仅为 4 个引起的, 这些区域的光学相位只有 0 和  $\pi$  两个值. 想要产生携带更高模式 TC 的光学涡旋, 那么在方位角向上就需要更多的调制区域. 对于只产生一个  $\pi$  相移的情况, 横向光场由一个实心光斑和一个 C 形碎裂光场共同

构成, 相位分布图 6(f) 沿角向方向有两块相位相近的区域. 在后面的 OAM 谱中可以看到, 此时的模式 TC = 0 和模式 TC = 1 的光分量几乎以相同的比例共同存在.

图 7 显示了在调制和未调制区域入射光都可以从板透射时, 具有不同相位调制方案的输出光束, 当传播距离为  $z = 1$  m 时的 OAM 模式谱. 由于光功率主要集中在中心区域, 取以光斑中心为圆心, 半径为 2 mm 的圆形区域内的光计算 OAM 模式

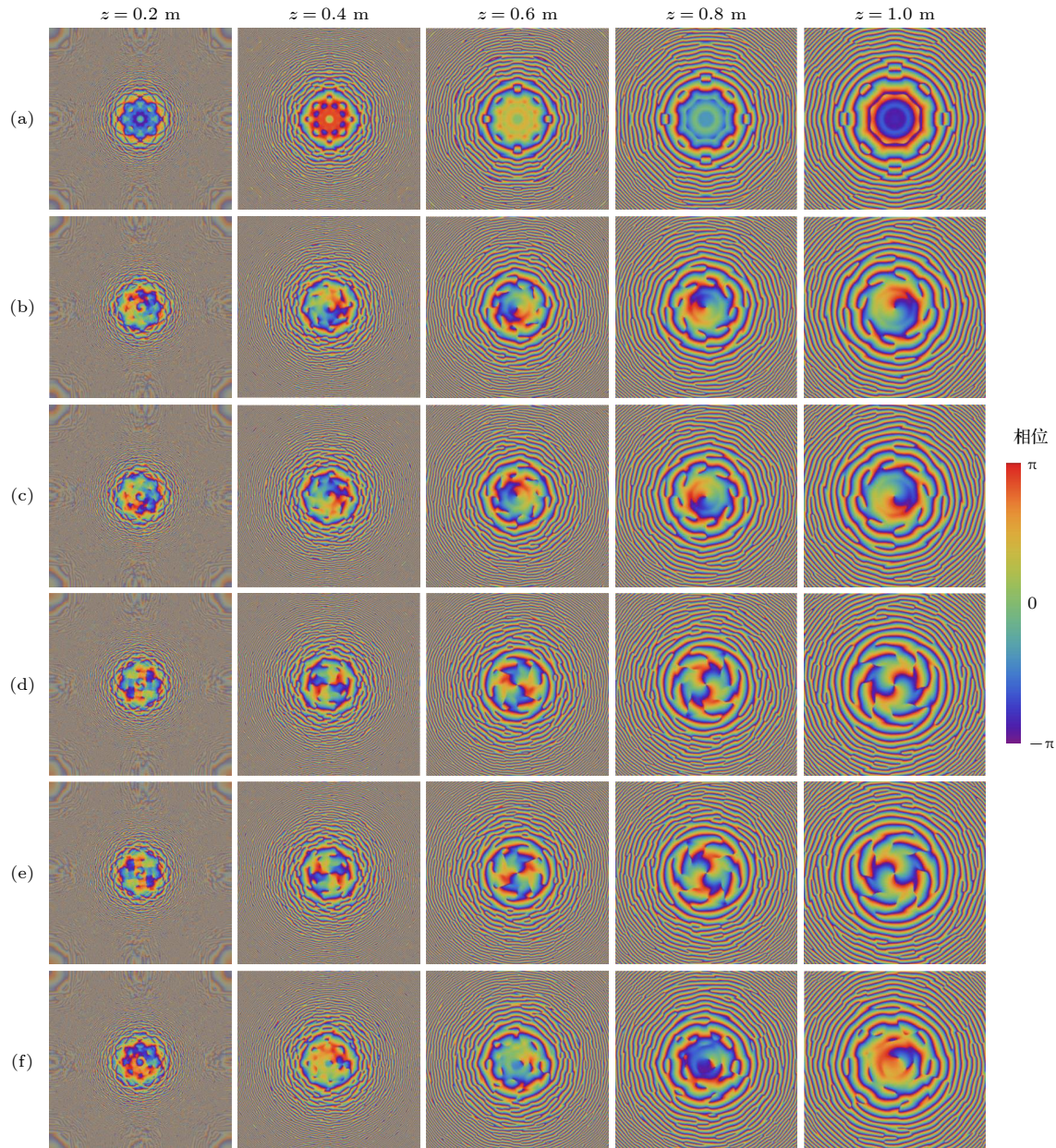


图 6 只有调制区域的入射光通过板时, 透射光在自由空间中传播时的相位分布. 每一行的相位调制方案与图 5 中的相位调制方案一致 (a) 没有施加电场; (b)  $2\pi$  相移; (c)  $-2\pi$  相移; (d)  $4\pi$  相移; (e)  $-4\pi$  相移; (f)  $\pi$  相移.

Fig. 6. The phase distribution of the transmitted light propagating in free space for the case that only the modulated regions of the incident light passing through the plate. The phase modulation scheme of each row is consistent with that in Fig. 5: (a) Absence of applied electric field; (b)  $2\pi$  phase shift; (c)  $-2\pi$  phase shift; (d)  $4\pi$  phase shift; (e)  $-4\pi$  phase shift; (f)  $\pi$  phase shift.

谱. 与图 3 中的第 1 行  $2\pi$  相移调制方案相同, 模式  $TC = 1$  出现在图 7(a) 中. 同时也存在具有高相对权重的非 OAM 模式. 这是由于未调制区域携带非 OAM 模式的光也能从板透射出去引起的. 非 OAM 模式和涡旋模式的同时存在解释了图 3 中的类干涉模式. 增加调制区域可以使非 OAM 模式的相对权重降低, 如图 7(f) 所示. 对于  $\pi$  相移调制方案, 同时会出现模式  $TC = 1$ , 但相对权重低于图 7(a) 中的调制方案.

图 8 显示了只有调制区域的入射光可以从板

透射出去, 具有不同相位调制方案的输出光束的 OAM 模式谱. 结果表明, 对于  $2\pi$  相移调制方案, 输出光束具有高纯度的 OAM 模式. 注意到对于  $(\pm)4\pi$  相移调制方案,  $TC = 2$  (或  $TC = -2$ ) 的模式具有较小的相对权重. 这可以解释在内部调制区域的光相位的  $2\pi$  周期中只会出现两个值. 仅实现半相周期时 (图 8(e)), 输出光束同时携带非 OAM 分量和模式  $TC = 1$  的涡旋分量以及其他相对权重微小的分量. 本文方法与螺旋相位板的原理类似. 螺旋相位板的转换效率较高. 从图 8(a) 可以看出,

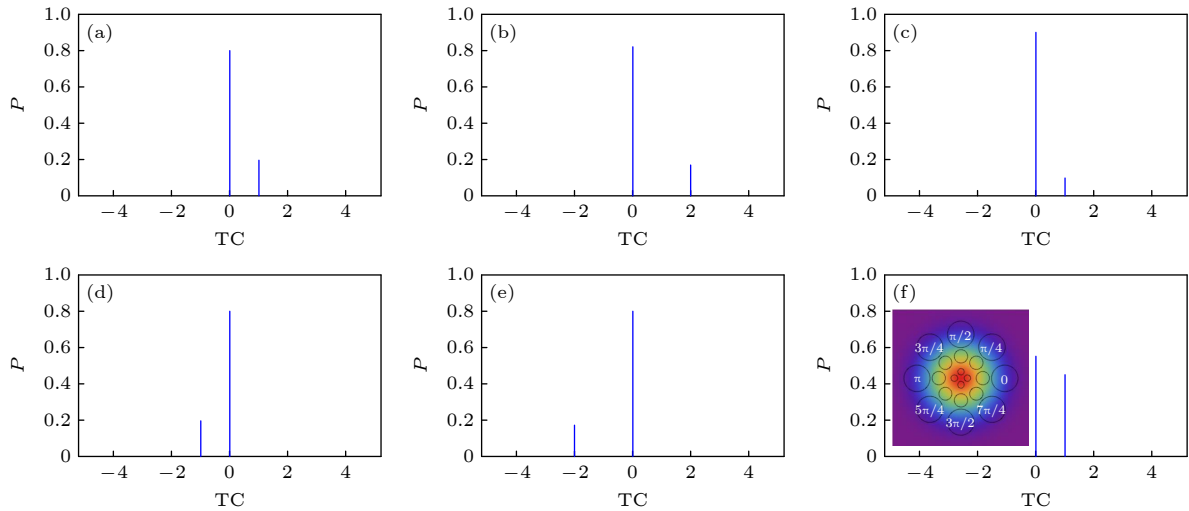


图 7 所有入射光通过板时, 不同调制方案的 OAM 模式光谱 (a)–(e) 的调制方案分别与图 3(a)–(e) 中的相同; (f) 插入显示调制方案的模式频谱, 其中也实现了  $2\pi$  相移, 但调制区域的面积大于 (a) 中的区域

Fig. 7. OAM-mode spectra with different modulation schemes for the case that the whole incident light passing through the plate. The modulation schemes of (a)–(e) are the same as in Fig. 3 (a)–(e), respectively. (f) The mode spectrum with the insert showing the modulation scheme, in which a  $2\pi$  phase shift is also achieved but the area of modulated regions is more than the one in (a).

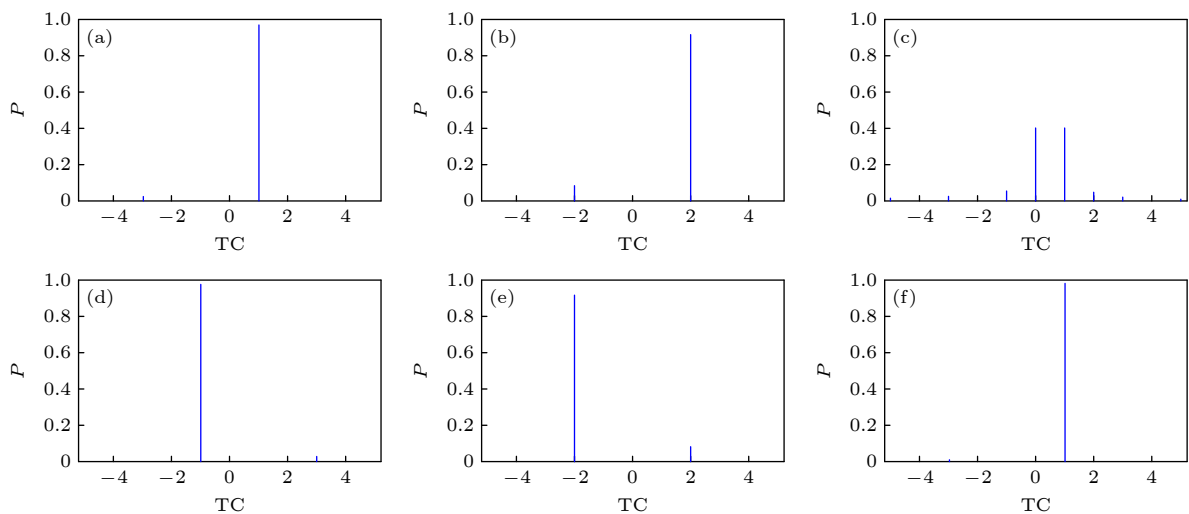


图 8 仅调制区域的入射光通过板时, 具有不同调制方案的 OAM 模式谱. (a)–(f) 的调制方案分别与图 7(a)–(f) 相同

Fig. 8. OAM-mode spectra with different modulation schemes for the case that only the modulated regions of the incident light passing through the plate. The modulation schemes of (a)–(f) are the same as in Fig. 7 (a)–(f), respectively.

当遮挡住没有进行相位调制的部分时,透射光基本都为拓扑荷为 1 的涡旋光束,即透射光的模式纯度高.因此,采用部分相位调制方案时,转换效率主要受限于光不能透过的面积,即不能透过的面积越小,则转换效率越高.

## 4 结 论

综上所述,采用一种由电光晶体制成的平板来产生涡旋光束.根据波长,输出光束的模式 TC 可由外部电场控制.研究了当未调制区域的入射光通过或不通过板时的输出光束的横向光场分布.类干涉图案表明当所有入射光通过板时,输出光既包含 OAM 分量又包含非 OAM 分量.OAM 模式的纯度可以通过遮挡未调制区域来提高.OAM 模式谱与横向光场分布的性质是完全一致的.这项工作有助于指导各种波长和 OAM 可调的光学涡旋激光器和发射器的研制.

## 参考文献

- [1] Allen L, Beijersbergen M W, Spreeuw R J C, Woerdman J P 1992 *Phys. Rev. A* **45** 8185
- [2] Xie Z, Gao S, Lei T, Feng S, Zhang Y, Li F, Zhang J, Li Z, Yuan X 2018 *Photon. Res.* **6** 743
- [3] Gecevičius M, Drevinskas R, Beresna M, Kazansky P G 2014 *Appl. Phys. Lett.* **104** 231110
- [4] Li Y, Zhou L M, Zhao N 2021 *Opt. Lett.* **46** 106
- [5] Kozawa Y, Matsunaga D, Sato S 2018 *Optica* **5** 86
- [6] Stav T, Faerman A, Maguid E, Oren D, Kleiner V, Hasman E, Segev M 2018 *Science* **361** 1101
- [7] Beijersbergen M W, Coerwinkel R P C, Kristensen M, Woerdman J P 1994 *Opt. Commun.* **112** 321
- [8] Sueda K, Miyaji G, Miyanaga N, Nakatsuka M 2004 *Opt. Express* **12** 3548
- [9] Khonina S N, Podlipnov V V, Karpeev S V, Ustinov A V, Volotovskiy S G, Ganchevskaya S V 2020 *Opt. Express* **28** 18407
- [10] Marrucci L, Manzo C, Paparo D 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 163905
- [11] Piccirillo B, D'Ambrosio V, Slussarenko S, Marrucci L, Santamato E 2010 *Appl. Phys. Lett.* **97** 241104
- [12] Brasselet E 2018 *Phys. Rev. Lett.* **121** 033901
- [13] Forbes A, Dudley A, McLaren M 2016 *Adv. Opt. Photon.* **8** 200
- [14] Shalaev M I, Sun J, Tsukernik A, Pandey A, Nikolskiy K, Litchinitser N M 2015 *Nano Lett.* **15** 6261
- [15] Yu N, Genevet P, Kats M A, Aieta F, Tetienne J P, Capasso F, Gaburro Z 2011 *Science* **334** 333
- [16] Cai X, Wang J, Strain M J, Johnson-Morris B, Zhu J, Sorel M, O'Brien J L, Thompson M G, Yu S 2012 *Science* **338** 363
- [17] Wang A, Zhu L, Liu J, Du C, Mo Q, Wang J 2015 *Opt. Express* **23** 29457
- [18] Lyubopytov V S, Porfirev A P, Gurbatov S O, Paul S, Schumann M F, Cesar J, Malekizi M, Haidar M T, Wegener M, Chipouline A, Küppers F 2017 *Opt. Express* **25** 9634
- [19] Zhang W, Wei K, Huang L, Mao D, Jiang B, Gao F, Zhang G, Mei T, Zhao J 2016 *Opt. Express* **24** 19278
- [20] Yao S, Ren G, Shen Y, Jiang Y, Zhu B, Jian S 2018 *IEEE Photon. Tech. Lett.* **30** 99
- [21] Shen Y, Meng Y, Fu X, Gong M 2018 *Opt. Lett.* **43** 291
- [22] Wang S, Zhang S-l, Li P, Hao M h, Yang H m, Xie J, Feng G Y, Zhou S h 2018 *Opt. Express* **26** 18164
- [23] Zhang Z, Qiao X, Midya B, Liu K, Sun J, Wu T, Liu W, Agarwal R, Jornet J M, Longhi S, Litchinitser N M, Feng L 2020 *Science* **368** 760
- [24] Ji Z, Liu W, Krylyuk S, Fan X, Zhang Z, Pan A, Feng L, Davydov A, Agarwal R 2020 *Science* **368** 763
- [25] Thomaschewski M, Zenin V A, Wolff C, Bozhevolnyi S I 2020 *Nat. Commun.* **11** 748
- [26] Alexander K, George J P, Verbist J, Neyts K, Kuyken B, Thourhout D Van, Beeckman J 2018 *Nat. Commun.* **9** 3444
- [27] Boyd RW 2008 *Nonlinear Optics* (Third Edition) (Beijing: Academic Press)
- [28] Hourmand M, Sarhan A A D, Sayuti M 2017 *Int. J. Adv. Manuf. Tech.* **91** 1023
- [29] Kulkarni G U, Kiruthika S, Gupta R, Rao K D M 2015 *Curr. Opin. Chem. Eng.* **8** 60
- [30] Zhu W, She W 2012 *Opt. Express* **20** 25876
- [31] Khonina S N, Podlipnov V V, Volotovskii S G 2018 *J. Opt. Tech.* **85** 388
- [32] Chu H, Li Y, Zhao S 2011 *Appl. Opt.* **50** 360
- [33] Zhang M, Buscain B, Wang C, Shams-Ansari A, Reimer C, Zhu R, Kahn J M, Lončar M 2019 *Nature* **568** 373
- [34] Lao G M, Zhang Z H, Zhao D M 2016 *Opt. Express* **24** 18082
- [35] Molina-Terriza G, Torres J P, Torner L 2001 *Phys. Rev. Lett.* **88** 013601

# Dynamic generation of vortex beam based on partial phase modulation of electro-optical crystal plate<sup>\*</sup>

Fan Yu-Ting<sup>1)</sup> Zhu En-Xu<sup>1)</sup> Zhao Chao-Ying<sup>1)2)†</sup> Tan Wei-Han<sup>3)</sup>

1) (*School of Science, Hangzhou Dianzi University, Hangzhou 310018, China*)

2) (*State Key Laboratory of Quantum Optics and Quantum Optics Devices, Institute of Opto-Electronics, Shanxi University, Taiyuan 030006, China*)

3) (*Department of Physics, Shanghai University, Shanghai 200444, China*)

( Received 27 April 2022; revised manuscript received 20 May 2022 )

## Abstract

With the increasing demand for potential applications of vortex beams in various fields of modern optics, the generation of optical vortex beams has attracted great interest. Based on a flat plate made of an electro-optical crystal, a method to generate optical vortex beams assisted by the Pockels effect is proposed. This method allows an orbital-angular-momentum-tunable range of  $\pm 2\hbar$  with a finite phase-modulated region. We simulate the propagation of optical beams transmitted from the flat plate and investigate the orbital-angular-momentum-mode spectra of the transmitted optical beams. The mode spectra accord well with the simulation results. The proposed method will be applied to fields where tunable optical vortex beams are required, such as optical communication and optical manipulation.

**Keywords:** phase modulation, orbital angular momentum, vortex beam

**PACS:** 42.30.Lr, 42.50.Tx

**DOI:** 10.7498/aps.71.20220835

---

<sup>\*</sup> Project supported by the Key Laboratory of Quantum Optics, Ministry of Education, China (Grant Nos. KF201801, KF202004, KF202205).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: [zchy49@163.com](mailto:zchy49@163.com)



## 基于电光晶体平板部分相位调制动态产生涡旋光束

范钰婷 朱恩旭 赵超樱 谭维翰

### Dynamic generation of vortex beam based on partial phase modulation of electro-optical crystal plate

Fan Yu-Ting Zhu En-Xu Zhao Chao-Ying Tan Wei-Han

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 71, 207801 (2022) DOI: 10.7498/aps.71.20220835

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220835>

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

#### 利用衍射光栅探测涡旋光束轨道角动量态的研究进展

Progress of detecting orbital angular momentum states of optical vortices through diffraction gratings

物理学报. 2018, 67(3): 034201 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20171899>

#### 平板式螺旋相位板的设计与应用

Design and application of flat spiral phase plate

物理学报. 2019, 68(5): 054102 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181677>

#### 基于平面相控阵的轨道角动量涡旋电磁波扫描特性

Beam steering of orbital angular momentum vortex wave based on planar phased array

物理学报. 2021, 70(23): 238401 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20211119>

#### 长周期多芯手征光纤轨道角动量的调制

Modulation of orbital angular momentum in long period chirally-coupled-cores fiber

物理学报. 2019, 68(6): 064211 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20182036>

#### 基于场变换理论的大角度涡旋电磁波生成方法

Wide-angle method for vortex electromagnetic wave generation using field transformation

物理学报. 2020, 69(13): 135201 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200365>

#### 海洋湍流对光子轨道角动量量子通信的影响

Effects of ocean turbulence on photon orbital angular momentum quantum communication

物理学报. 2022, 71(1): 010304 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211146>