

离轴涡旋光束弱走离条件下的倍频效应

陈顺意 丁攀峰 蒲继雄

Frequency doubling effect of off-axial vortex beam in the case of weak walk-off

Chen Shun-Yi Ding Pan-Feng Pu Ji-Xiong

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 64, 244204 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.244204

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.244204>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I24>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

高次谐波的 Guo-舄 erg-Crasemann 理论及其截断定律

Guo-舄 erg-Crasemann theory for high harmonic generation and its cutoff law

物理学报.2015, 64(12): 124207 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.124207>

KTP 倍频器件温度适应性扩展研究

Study on temperature adaptability extension of KTP frequency-doubling device

物理学报.2015, 64(9): 094205 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.094205>

空气中等离子光栅诱导探测光丝三次谐波辐射放大的实验研究

Efficient generation of third harmonic radiation of air filament induced by plasma grating

物理学报.2014, 63(18): 184206 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.184206>

利用椭圆高斯光束产生 266nm 紫外连续激光

Generation of 266 nm continuous-wave with elliptical Gaussian beams

物理学报.2014, 63(5): 054204 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.054204>

高非线性光纤中四波混频的磁控机理研究

Research on magnetic control mechanism of four-wave mixing in highly nonlinear fiber

物理学报.2013, 62(2): 024213 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.024213>

离轴涡旋光束弱走离条件下的倍频效应*

陈顺意 丁攀峰† 蒲继雄

(华侨大学信息科学与工程学院, 福建省光传输与变换重点实验室, 厦门 361021)

(2015年6月24日收到; 2015年8月5日收到修改稿)

利用耦合波截断方程推导了无走离及弱走离条件下离轴涡旋光束经过负单轴晶体后产生倍频光的归一化电场及光强表达式. 主要分析了离轴量、弱走离角及晶体长度对于输出倍频光的影响. 研究表明: 不考虑走离效应时, 倍频光两暗核重合于轴上点, 而具有弱走离效应时, 暗核位置沿走离方向有所偏移, 并且两重合暗核产生分离, 截面上发生分离的方向垂直于存在走离的方向, 其中产生的偏移量与离轴量、走离角及晶体长度有关, 而分离的距离只与走离角及晶体长度相关. 具体表现为: 当离轴量增大, 倍频光两暗核沿存在离轴方向所产生的偏移增大, 而暗核间的分离距离不受离轴量影响, 当走离角、晶体长度增大时, 两暗核沿存在走离方向所产生的偏移增大, 同时, 暗核间的分离距离也有所增大. 此外, 通过对比发现, 传输晶体长度的缩小, 可以减小暗核沿存在走离方向或是存在离轴方向所产生的偏移, 同时也可以减小由离轴量与走离角所产生的暗核分离距离, 一定程度上对输出的倍频光起到校正作用.

关键词: 离轴涡旋光束, 弱走离效应, 倍频, 离轴量

PACS: 42.65.Ky, 42.70.MP, 41.85.-p

DOI: 10.7498/aps.64.244204

1 引言

19世纪初, Airy^[1]首次观察到光束经透镜后聚焦面上形成的奇异光环, 这成为之后从能流角度发现光涡旋的起点. 随后大批学者对这一现象进行深入研究并予以解释, 至2001年, Pas'ko等^[2]指出这种奇异环的主要特征和其边缘位错是横向光学涡旋的空间运动, 相位的奇异性是该种光学涡旋基本单位所具有的特性, 这是首次用光学涡旋来解释Airy所发现的现象. 而涡旋光束正是具有这种光涡旋特性的光束, 其横向涡旋光场的相位以 2π 螺旋式围绕中心变化, 由于中心点相位的不确定, 光束中心光强为零并且沿柱对称传播. 正是由于涡旋光束波前相位的螺旋式分布, 使得其具有轨道角动量而被广泛地应用于自由空间光通信的信息解码^[3]及光学微操控领域^[4,5]. 光束与非线性介质相互作用的过程中会产生许多新现象, 因此, 早在1996年, Dholakia等^[6]研究了各阶拉盖尔-高斯

模在满足相位匹配的条件下经非线性晶体后发生的倍频效应, 验证了拉盖尔-高斯光束轨道角动量与方位角模式指数成正比的关系. 近年来, 关于涡旋光束非线性特性的研究国内外又有了许多新进展. 在理论研究方面, 国外学者研究了二次谐波产生光涡旋对的动力模式^[7], 数值模拟了二次非线性过程中光强对基波光束角动量的控制^[8]; 国内学者分析了共线拉盖尔-高斯光束在非局域非线性介质中的动力机理^[9], 并且研究了在强非局域及非线性介质中光学涡旋孤子受Gouy相位影响的传输特性^[10], 发现艾里涡旋光束在单轴晶体中传输时, 由于晶体各向异性使得沿光轴方向的横向加速度要大于其他方向的横向加速度^[11], 深入研究了强非局域及非线性介质中洛伦茨高斯涡旋光束的传输特性^[12]. 在应用方面, 国外的Georgi等^[13]通过实验实现了奇异光束在非线性自聚焦过程中的光丝及超连续光谱的产生, 国内Zhou等^[14]利用准相位晶体匹配实现了角动量光频率的转换及干涉, 同时, 他们还设计了通过腔外倍频产生携带轨道角动

* 国家自然科学基金 (批准号: 613070015) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: dingpanfeng@163.com

量的高效二次谐波实验装置^[15]. 近期, 国外的 Amoid 等^[16]就非线性贝塞尔涡旋光束的相关应用进行了研究; 而国内学者研究了艾里-高斯涡旋光束在左手及右手材料中的传输特性^[17].

实际上, 光束产生及传输过程中, 其相位中心与几何传播中心存在对准偏差的情况不可避免, 即作为基波光入射非线性晶体的涡旋光束将存在一定的离轴, 而走离效应是光束在非线性晶体中传输时最常见的现象, 所以本文研究离轴涡旋光束在弱走离效应下经过非线性晶体传输后输出倍频光的特点具有实际意义.

2 理论分析

一般情况下, 离轴拉盖尔-高斯涡旋光束在源平面上的电场表示为

$$E(x, y, z = 0) = E_0 \left(\frac{x - d \pm iy}{w_0} \right)^{|m|} \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{w_0^2}\right), \quad (1)$$

当涡旋拓扑电荷数为正数时, 式中 iy 前符号取+, 而当拓扑电荷数为负数时, 式中 iy 前符号取-; d 表示位相中心和几何中心的相对位移; w_0 表示光斑尺寸; x, y 分别对应目标平面处点的坐标, z 为光束在晶体中的传输距离.

通常, 为便于计算, 采用截断方程表示光在非线性介质中的三波混频过程, 假设晶体中沿 x 方向存在走离角:

$$\begin{cases} \frac{\partial A_1}{\partial z} = \beta_1 \frac{\partial A_1}{\partial x} + \sigma_1 A_2^* A_3, \\ \frac{\partial A_2}{\partial z} = \beta_2 \frac{\partial A_2}{\partial x} + \sigma_2 A_1^* A_3, \\ \frac{\partial A_3}{\partial z} = \beta_3 \frac{\partial A_3}{\partial x} + \sigma_3 A_1 A_2, \end{cases} \quad (2)$$

上式中, $A_j (j = 1, 2, 3)$ 分别表示抽运光 1, 2 及产生的混频光 3; $\beta_j (j = 1, 2, 3)$ 表示相应的走离角, σ_i 为对应的耦合系数, 其中忽略光的衍射效应. 因此, 考虑负单轴晶体第一类相位匹配情况即 ooe 形式, 有 $\beta_1 = \beta_2 = 0$, 对于非线性介质中的倍频效应, 相应的截断方程可由 (2) 式简化为

$$\begin{cases} \frac{\partial A_1}{\partial z} = \sigma A_1^* A_2, \\ \frac{\partial A_2}{\partial z} = \beta \frac{\partial A_2}{\partial x} + \sigma A_1^2, \end{cases} \quad (3)$$

其中, $A_i (i = 1, 2)$ 分别表示抽运光及倍频光. 离轴光束在负单轴晶体中存在走离效应的倍频过程如图 1 所示.

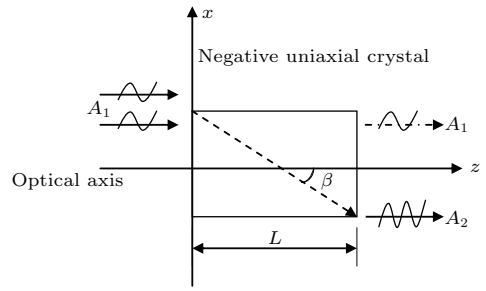


图 1 负单轴晶体中的倍频效应示意图

Fig. 1. Illustration of frequency doubling effect in negative uniaxial crystal.

当位于 $z = 0$ 处, 即初始条件为

$$\begin{cases} A_1 = A_{10}(x, y), \\ A_2 = 0, \end{cases} \quad (4)$$

考虑低混频转换系数下, 抽运光损可忽略, 则有

$$\begin{cases} A_1 \approx A_{10}(x, y), \\ \frac{\partial A_2}{\partial z} \approx \beta \frac{\partial A_2}{\partial x} + \sigma A_{10}^2(x, y). \end{cases} \quad (5)$$

由于光束在晶体中沿 x 方向存在走离效应, 可将截面坐标进行如下坐标系变换:

$$\begin{cases} x' = x + \beta z, \\ y' = y. \end{cases} \quad (6)$$

此时, (5) 式可简化为

$$A_2 = \sigma \int_0^L A_{10}^2(x' - \beta z, y') dz. \quad (7)$$

将 (1) 式代入 (7) 式, 并利用过渡参量进行简化:

$$\begin{cases} \xi = \frac{x'}{w_0}, \quad \eta = \frac{y'}{w_0}, \quad t = \frac{z}{L}, \\ F = \frac{E_2}{(\sigma E_{01}^2 L)}, \quad \alpha = \frac{-\beta L}{w_0}, \quad \varepsilon = \frac{-d}{w_0}. \end{cases} \quad (8)$$

最终可得归一化倍频电场表达式:

$$F = \exp(-2\eta^2) \int_0^1 (\xi + \alpha t + \varepsilon + i\eta)^2 \times \exp[-2(\xi + \alpha t)^2] dt. \quad (9)$$

不考虑走离效应时 $\alpha = 0$, 可得归一化电场及光强分别为

$$\begin{cases} F = (\xi + \varepsilon + i\eta)^2 \exp(-2\eta^2 - 2\xi^2), \\ I_n = [(\xi + \varepsilon)^2 + \eta^2]^2 \exp[-4(\eta^2 + \xi^2)]. \end{cases} \quad (10)$$

考虑弱走离效应时, 必须满足条件 $|\xi|, |\eta| \ll 1$, 且 $|\alpha| \ll 1$, 此时, (9) 式可简化为

$$F = \int_0^1 (\xi + \alpha t + \varepsilon + i\eta)^2 dt. \quad (11)$$

令 $F = 0$, 计算得出暗核所在位置 $\xi = -\varepsilon - \alpha/2$, $\eta = \pm\alpha/2\sqrt{3}$, 由此可得弱走离效应下, 归一化电场及光强表达式, 分别为

$$\begin{cases} F = \left(\xi + \frac{\alpha}{2} + \varepsilon\right)^2 - \left(\eta^2 - \frac{\alpha^2}{12}\right) \\ \quad + 2i\eta\left(\xi + \frac{\alpha}{2} + \varepsilon\right), \\ I_n = \left[\left(\xi + \frac{\alpha}{2} + \varepsilon\right)^2 - \left(\eta^2 - \frac{\alpha^2}{12}\right)\right]^2 \\ \quad + 4\eta^2\left(\xi + \frac{\alpha}{2} + \varepsilon\right)^2. \end{cases} \quad (12)$$

综上所述, (10) 和 (12) 式分别为离轴涡旋光束在无走离及弱走离情况下归一化电场及光强表达式.

3 无走离与弱走离的对比

根据 (10) 式和 (12) 式进行数值模拟, 分析无走离与弱走离条件下归一化光强等高线及相位分布的变化. 为了单独分析走离效应产生的影响, 令离

轴量 $d = 0$, 其余参数为: 晶体长度 $L = 6$ mm, 走离角 $\beta = \pi/180$, 光斑尺寸 $w_0 = 5$ mm. 具体如图 2 所示.

图 2(a) 和图 2(b) 分别为无走离、弱走离下的归一化光强等高线分布, 图中等高线分布间隔一致, 而图 2(c) 和图 2(d) 分别是无走离、弱走离下的相位分布. 由图 2(a) 和图 2(c) 中只可见 (0, 0) 点处存在一个暗核区域, 结合 (10) 式可知, 此时(即无走离情况) 涡旋光束经负单轴晶体产生的倍频光具有两个重合的暗核, 重合位置为 (0, 0) 点. 而图 2(b) 和图 2(d) 中(即弱走离情况) 在 $\delta = 0.01$, $\eta = \pm 0.006$ 附近各有一个暗核, 两暗核位置关于 ξ 轴对称分布, 并且相较于无走离情况, 此时暗核位置在 ξ 方向上产生了偏移. 通过对比, 可以得出结论: 涡旋光束经过负单轴晶体传输后, 所产生倍频光的两个重合暗核在弱走离角的影响下发生分离, 在截面上分离方向垂直于存在走离的方向, 并且暗核位置在沿存在走离的方向受弱走离角的影响, 也发生了偏移.

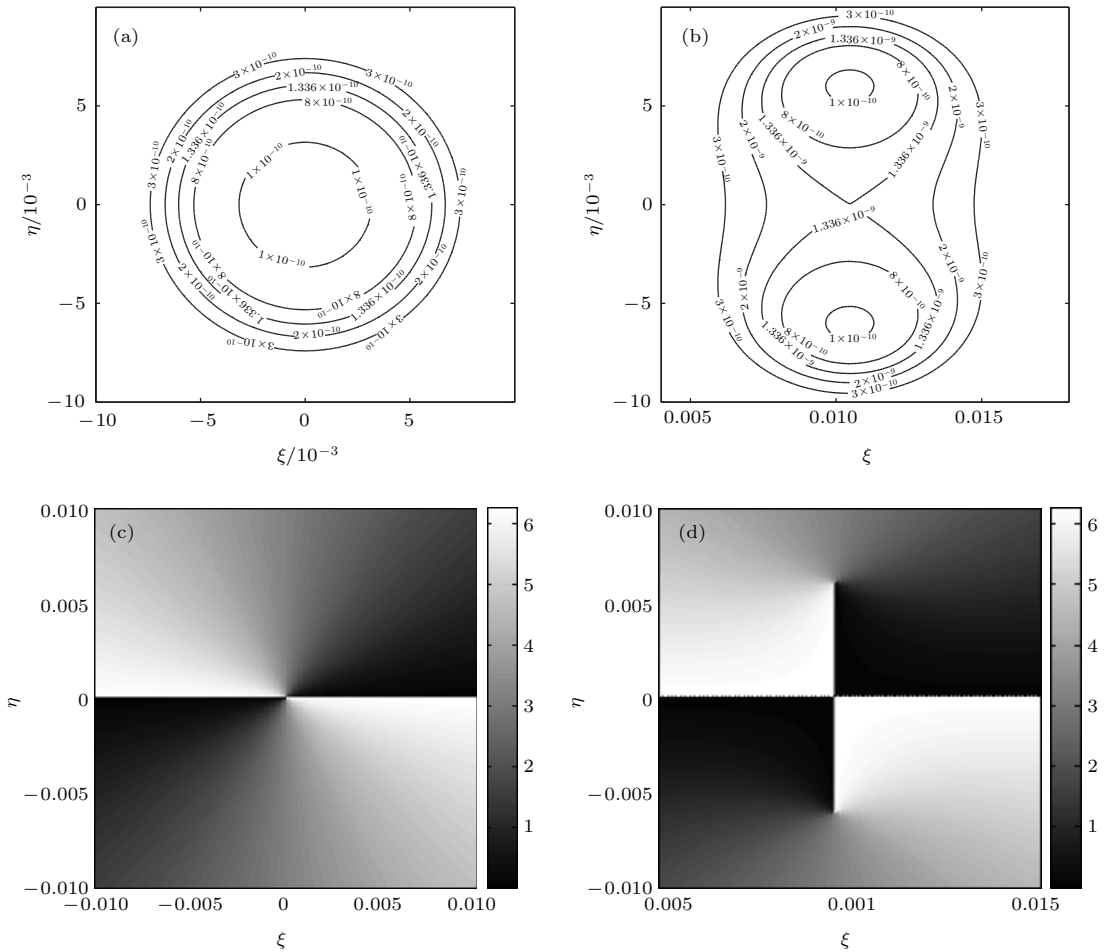


图 2 无走离及弱走离下倍频光归一化光强 I_n 等高线及相位 θ 分布 (a) I_n , $\beta = 0$; (b) I_n , $\beta = \pi/180$; (c) θ , $\beta = 0$; (d) θ , $\beta = \pi/180$

Fig. 2. Normalized intensity contour and phase distribution of frequency doubling beam in no walk-off effect and weak walk-off effect: (a) I_n , $\beta = 0$; (b) I_n , $\beta = \pi/180$; (c) θ , $\beta = 0$; (d) θ , $\beta = \pi/180$.

4 不同参量对倍频光的影响

在弱走离条件下, 关于离轴量、走离角及晶体长度对于涡旋光经过负单轴晶体传输后所产生的倍频光的影响, 可以通过改变相关的参数值做进一步研究, 其余参数如前.

4.1 离轴量的影响

由于实际操作中抽运光束的相位中心与光束几何中心存在对准偏差(即具有离轴量)的情况普遍存在, 因此研究离轴量对于输出的倍频光的影响具有必要性. 以下分别设置 $d = 0.01$ mm,

$d = 0.05$ mm 进行对比分析.

图 3(a) 和图 3(b) 分别为离轴量 $d = 0.01$ mm, $d = 0.05$ mm 时的倍频光归一化光强等高线分布, 图 3(c) 和图 3(d) 分别为相应的相位分布. 可以看出, 图 3(a) 和图 3(b) 中归一化等高线间隔一致, 图 3(a) 中在 $\delta = 0.013$, $\eta = \pm 0.006$ 附近各存在一个暗核, 而图 3(b) 中在 $\delta = 0.021$, $\eta = \pm 0.006$ 附近各存在一个暗核, 这从各自的相位图中也可以看出. 由此可知, 弱走离情况下, 倍频光的光强等高线分布形式不随离轴量变化, 并且离轴量主要对倍频光的暗核位置产生影响, 随着离轴量增大, 倍频光暗核位置沿发生离轴的方向所产生的偏移量增大, 但两暗核间距不随离轴量的变化而变化.

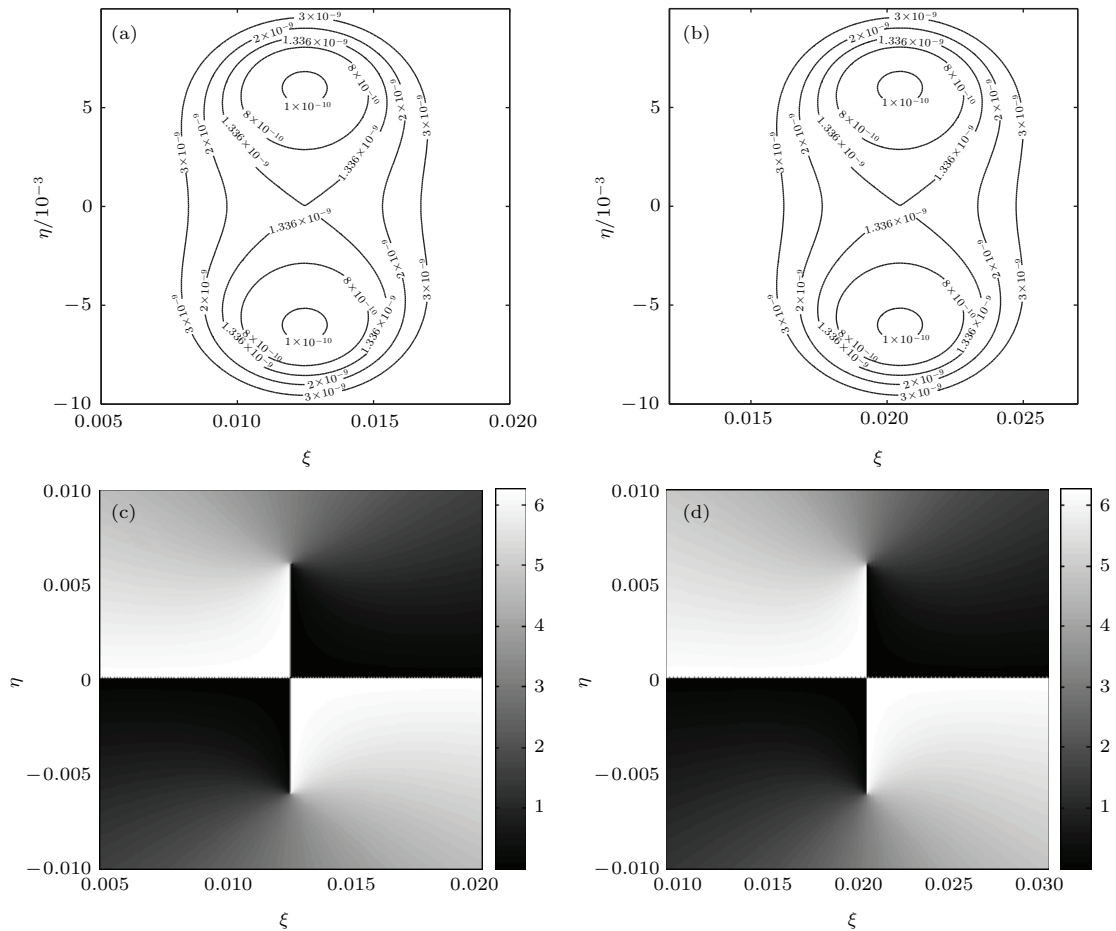


图 3 不同离轴量下归一化光强 I_n 等高线及相位 θ 分布, 其中 $\beta = \pi/180$, $L = 6$ mm (a) I_n , $d = 0.01$ mm; (b) I_n , $d = 0.05$ mm; (c) θ , $d = 0.01$ mm; (d) θ , $d = 0.05$ mm

Fig. 3. Normalized intensity contour and phase distribution of frequency doubling beam with different off axial magnitude in weak walk-off effect, $\beta = \pi/180$, $L = 6$ mm: (a) I_n , $d = 0.01$ mm; (b) I_n , $d = 0.05$ mm; (c) θ , $d = 0.01$ mm; (d) θ , $d = 0.05$ mm.

4.2 走离角的影响

如前所述, 弱走离效应定义为 $|\alpha| \ll 1$ 时的走

离效应(α 为归一化走离角), 在微小范围内, 走离角 β 的变化也会对倍频光束的暗核位置产生影响, 具体如图 4 所示.

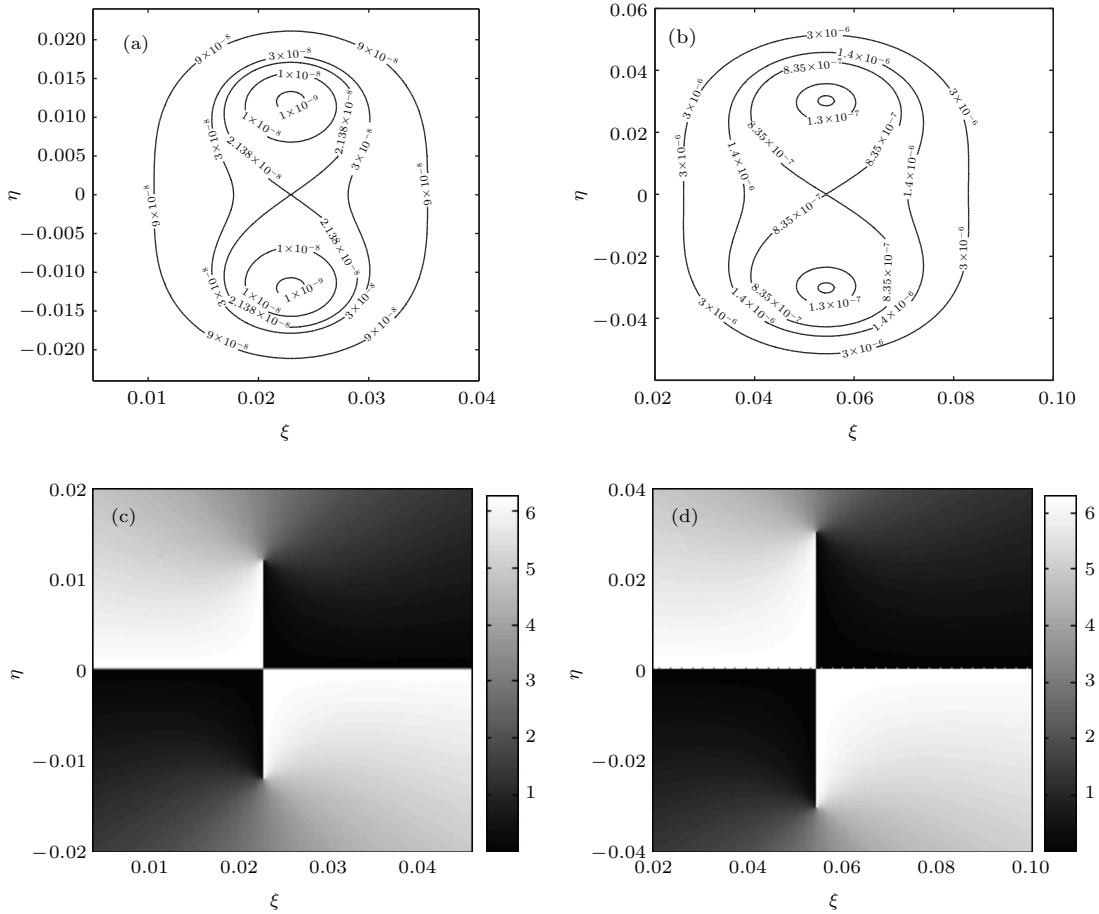


图4 不同走离角下归一化光强 I_n 等高线及相位 θ 分布, 其中 $d = 0.01$ mm, $L = 6$ mm (a) $I_n, \beta = 2\pi/180$; (b) $I_n, \beta = 5\pi/180$; (c) $\theta, \beta = 2\pi/180$; (d) $\theta, \beta = 5\pi/180$

Fig. 4. Normalized intensity contour and phase distribution of frequency doubling beam with different walk-off angle in weak walk-off effect, $d = 0.01$ mm, $L = 6$ mm: (a) $I_n, \beta = 2\pi/180$; (b) $I_n, \beta = 5\pi/180$; (c) $\theta, \beta = 2\pi/180$; (d) $\theta, \beta = 5\pi/180$.

图4(a)和图4(b)分别为走离角 $\beta = 2\pi/180$, $\beta = 5\pi/180$ 的倍频光归一化光强等高线分布, 图4(c)和图4(d)则分别为走离角 $\beta = 2\pi/180$, $\beta = 5\pi/180$ 时倍频光相位分布. 通过分别对比图4(a)和图4(c)与图4(b)和图4(d), 可以发现, 图4(a)和图4(c)中两暗核存在于 $\delta = 0.023$, $\eta = \pm 0.012$ 点处, 而图4(b)和图4(d)中两暗核位置为 $\delta = 0.052$, $\eta = \pm 0.031$ 附近. 可见, 图4(a)和图4(c)中暗核位置较图4(b)和图4(d)有所偏移, 并且图4(a)和图4(c)中暗核沿 η 方向的分离距离明显小于图4(b)和图4(d). 此外, 还可见图4(a)中的等高线间隔远小于图4(b). 所以, 弱走离情况下, 当离轴涡旋光束经过负单轴晶体产生倍频光时, 倍频光的暗核位置及光强等高线分布都受走离角的影响, 随着走离角的增大, 暗核位置沿存在走离的方向所产生的偏移量增大, 并且暗核分离距离

及光强等高线值增大.

4.3 晶体长度的影响

为便于分析弱走离条件下晶体尺寸对输出倍频光的影响, 理论推导中需将有关晶体长度 L 的部分完整保留, 所以将(12)式重新整合为

$$\begin{cases} F_L = \frac{1}{L} \left[\left(\xi - \frac{\beta L}{2w_0} - \frac{d}{w_0} \right)^2 - \left(\eta^2 - \frac{\beta^2 L^2}{12w_0^2} \right) + 2i\eta \left(\xi - \frac{\beta L}{2w_0} - \frac{d}{w_0} \right) \right], \\ I_{nL} = \frac{1}{L^2} \left[\left(\xi - \frac{\beta L}{2w_0} - \frac{d}{w_0} \right)^2 - \left(\eta^2 - \frac{\beta^2 L^2}{12w_0^2} \right) \right]^2 + 4\eta^2 \left(\xi - \frac{\beta L}{2w_0} - \frac{d}{w_0} \right)^2. \end{cases} \quad (13)$$

利用(13)式进行数值分析如图5所示.

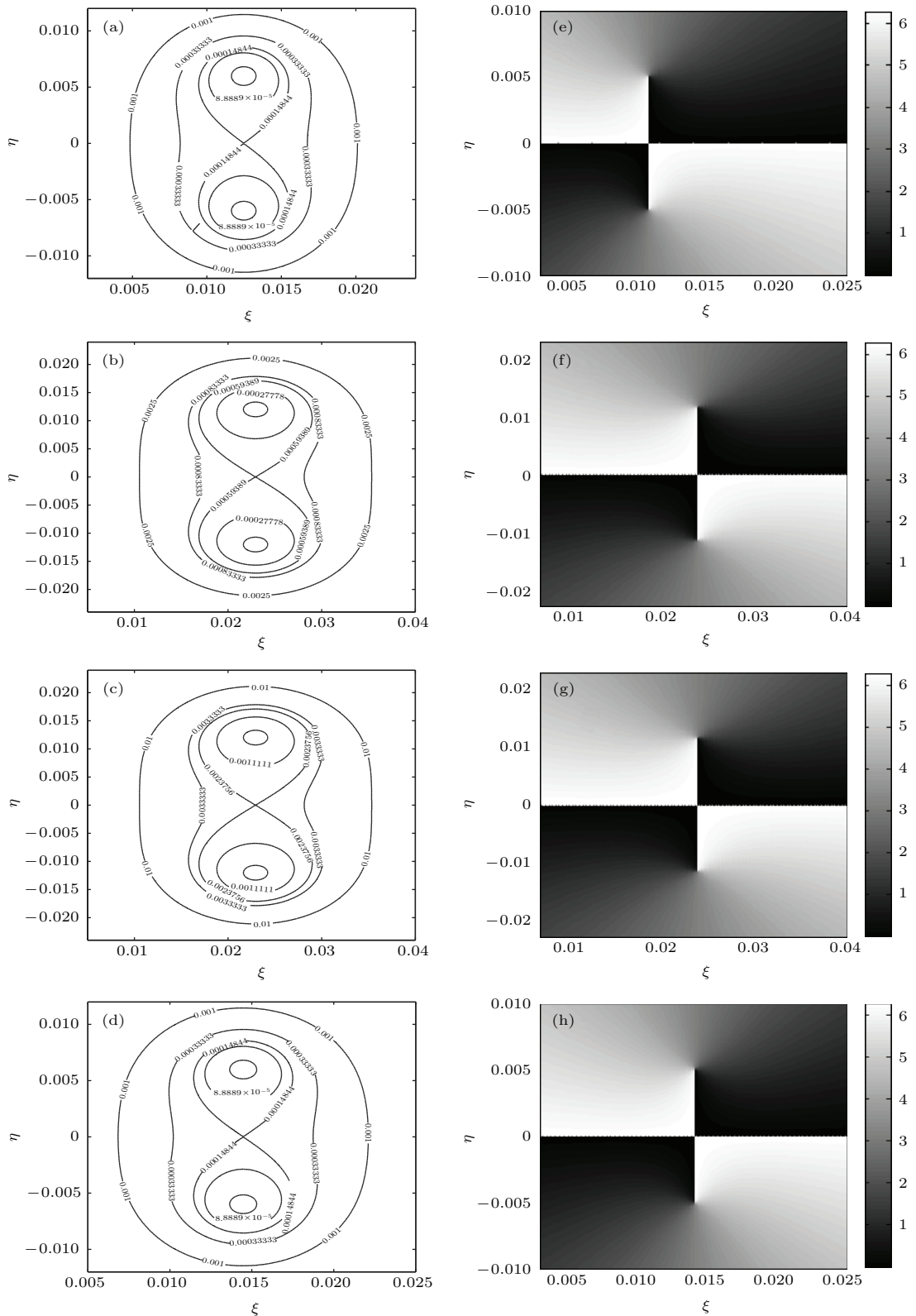


图5 倍频光归一化光强 I_n 等高线及相位 θ 分布 (a) I_n , $\beta = 2\pi/180$, $d = 0.01$ mm, $L = 3$ mm; (b) I_n , $\beta = 2\pi/180$, $d = 0.01$ mm, $L = 6$ mm; (c) I_n , $\beta = 4\pi/180$, $d = 0.01$ mm, $L = 3$ mm; (d) I_n , $\beta = 2\pi/180$, $d = 0.02$ mm, $L = 3$ mm; (e) θ , $\beta = 2\pi/180$, $d = 0.01$ mm, $L = 3$ mm; (f) θ , $\beta = 2\pi/180$, $d = 0.01$ mm, $L = 6$ mm; (g) θ , $\beta = 4\pi/180$, $d = 0.01$ mm, $L = 3$ mm; (h) θ , $\beta = 2\pi/180$, $d = 0.02$ mm, $L = 3$ mm

Fig. 5. Normalized intensity contour and phase distribution of frequency doubling beam: (a) I_n , $\beta = 2\pi/180$, $d = 0.01$ mm, $L = 3$ mm; (b) I_n , $\beta = 2\pi/180$, $d = 0.01$ m, $L = 6$ mm; (c) I_n , $\beta = 4\pi/180$, $d = 0.01$ mm, $L = 3$ mm; (d) I_n , $\beta = 2\pi/180$, $d = 0.02$ mm, $L = 3$ mm; (e) θ , $\beta = 2\pi/180$, $d = 0.01$ mm, $L = 3$ mm; (f) θ , $\beta = 2\pi/180$, $d = 0.01$ mm, $L = 6$ mm; (g) θ , $\beta = 4\pi/180$, $d = 0.01$ mm, $L = 3$ mm; (h) θ , $\beta = 2\pi/180$, $d = 0.02$ mm, $L = 3$ mm.

图5(a)—(d)为保留晶体尺寸 L 后的光强等高线分布,而图5(e)—(h)是与图5(a)—(d)一一对应的相位分布.将图5(a)和图5(e)与图5(b)和图5(f)对比可以发现,图5(a)和图5(e)中两暗核位置近似存在于 $\delta = 0.013$, $\eta = \pm 0.006$ 处,图5(b)和图5(f)中暗核位置近似存在于 $\delta = 0.023$, $\eta = \pm 0.012$ 处,并且整体而言图5(a)和图5(b)中归一化光强等高线分布形式不变,但图5(a)中等高线间隔小于图5(b).所以在弱走离条件下,离轴涡旋光束经过负单轴晶体传输,晶体长度对输出的倍频光会产生影响,随着晶体长度的增大,输出倍频光的暗核位置沿存在走离的方向所产生的偏移量增大,同时,两暗核间的分离距离及光强等高线值也增大.

另外,分别对比图5(b)和图5(f)与图5(c)和图5(g),可以发现图5(b)中光强等高线间隔小于图5(c),但两图中的暗核位置一致,都存在于 $\delta = 0.023$, $\eta = \pm 0.012$ 附近,这从各自相应的相位图中也可看出.所以弱走离下,当走离角增大时,通过减小所传输的负单轴晶体的长度,可以一定程度上减小走离角对于倍频光的影响,虽然光强等高线分布仍有差别,但在特定的晶体长度下,可以完全保持原暗核位置不变.同样地,分别对比图5(b)和图5(f)与图5(d)和图5(h),图5(b)中等高线间隔比图5(d)大,并且图5(b)中暗核位置(近似为 $(0.023, \pm 0.012)$)较图5(d)中暗核位置(近似为 $(0.014, \pm 0.006)$)沿 ξ 方向向0点偏移,并且暗核间距减小,各自的相位图中更清晰地反映了这一变化.所以,当离轴量增大时,减小负单轴晶体的长度不仅会减小离轴量对倍频光暗核位置沿 ξ 正向产生的偏移,同时,还会使倍频光的两暗核间距减小,若继续减小晶体长度,所产生的倍频光的暗核位置将离原点越来越近,并且两暗核也将无限靠近.

5 结 论

本文基于三波混频原理,以耦合波截断方程为理论基础,推导出离轴涡旋光束在无走离及弱走离条件下经非线性晶体传输后输出倍频光的归一化电场及光强表达式.文中主要从倍频光归一化光强等高线及相位分布的角度分析离轴量、走离角及晶体长度对倍频光所产生的影响.研究结果表明,离轴量、走离角及晶体长度对倍频光都会产生明显影响.具体表现在:不考虑走离角时,倍频光两暗

核位置重合,而具有弱走离角时,倍频光两暗核位置沿存在走离的方向产生偏移,其中偏移量与离轴量、走离角及晶体长度有关;此外两暗核沿垂直于存在走离的方向还产生了分离,而分离的距离只与走离角及晶体长度相关.具体而言,弱走离条件下,当离轴量增大时,倍频光的归一化光强等高线分布形式不变,但两暗核沿存在离轴的方向所产生的偏移量增大,暗核间的分离距离不受影响;当走离角、晶体长度增大时,倍频光的归一化光强等高线分布间隔增大,两暗核沿存在走离方向产生的偏移量增大,同时暗核间距也增大.经研究还发现,传输晶体长度的减小,可以减小由离轴量及弱走离角引起的暗核偏移与分离.虽然实际操作中对于任意长度晶体的获得具有一定难度,并且在需考虑倍频光输出光强的情况下,晶体长度值不可过小,但仍能通过适当的缩小传输晶体的长度来实现对由离轴量及弱走离角引起的暗核偏移与分离的校正.

参考文献

- [1] Born M, Wolf E 1999 *Principles of Optics* (7th Ed.) (New York: Pergamon) pp554–632
- [2] Pas'ko V A, Soskin M S, Vasnetsov M V 2001 *Opt. Commun.* **198** 49
- [3] Graham G, Johannes C, Miles J P 2004 *Opt. Express* **12** 5448
- [4] Shunichi S, Yasunori H, Yoshio W 1994 *Opt. Lett.* **19** 1807
- [5] Gahagan K T, Swartzlander Jr G A 1999 *J. Opt. Soc. Am. B* **16** 533
- [6] Dholakia K, Simpson N B, Padgett M J, Allen L 1996 *Phys. Rev. A* **54** 3742
- [7] Toda Y, Honda S, Morita R 2010 *Opt. Express* **18** 17796
- [8] Bovino F A, Braccini M, Bertolotti M, Sibilia C 2011 *Opt. Commun.* **284** 2587
- [9] Deng D M, Guo Q 2010 *Appl. Phys. B* **100** 897
- [10] Wu X, Deng D M, Guo Q 2011 *Chin. Phys. B* **20** 084201
- [11] Deng D M, Chen C D, Zhao X, Li H G 2013 *Appl. Phys. B* **110** 433
- [12] Zhou G Q 2014 *Opt. Commun.* **330** 106
- [13] Georgi M, Dragomir N N, Elitza P, Alexander D 2011 *J. Opt.* **13** 064015
- [14] Zhou Z Y, Ding D S, Jiang Y K, Li Y, Shi S, Wang X S, Shi B S 2014 *Opt. Express* **22** 20298
- [15] Zhou Z Y, Li Y, Ding D S, Zhang W, Shi S, Shi B S, Guo G C 2014 *Opt. Express* **22** 23673
- [16] Arnold C L, Akturk S, Mysyrowicz A, et al. 2015 *J. Phys. B: Atom. Molecul. Opt. Phys.* **48** 1
- [17] Chen B, Chen C D, Peng X, Deng D M 2015 *J. Opt. Soc. Am. B* **32** 173

Frequency doubling effect of off-axial vortex beam in the case of weak walk-off*

Chen Shun-Yi Ding Pan-Feng[†] Pu Ji-Xiong

(Fujian Provincial Key Laboratory of Light Propagation and Transform, College of Information Science and Engineering,
Huaqiao University, Xiamen 361021, China)

(Received 24 June 2015; revised manuscript received 5 August 2015)

Abstract

By using the truncated equations of the coupled wave, the expressions of the normalized electric field and the normalized intensity of the frequency doubling beam are derived in the cases with and without walk-off effect, caused by the off-axial vortex beam propagating through the negative uniaxial crystal. The influences of the off-axial magnitude, the weak walk-off angle and the crystal length on the output frequency doubling beam are mainly investigated. It is shown that while the walk-off angle is neglected, the two dark cores of the frequency doubling beam coincide with the point (0, 0); but while the weak walk-off angle is taken into account, the dark cores move along the direction where the walk-off effect is generated, and the two coincident dark cores separate in the direction perpendicular to the direction where the walk-off effect is generated on the cross-section. Especially, the distance the dark cores move is related to the off-axial magnitude, the weak walk-off angle and the crystal length. But the separation distance of the two dark cores is only related to the weak walk-off angle and the crystal length. The exact details show that when the off-axial magnitude increases, the distance the dark cores move along the direction where the off-axial magnitude is generated increases at the same time, but the separation distance has no connection with the off-axial magnitude. When the weak walk-off angle and the crystal length increase, the distance the dark cores move and the separation distance of the two dark cores increase. In addition, it can be found by comparison that when the crystal length reduces, the distance the dark cores move will decrease. And also the separation distance of the two dark cores will reduce, which is induced by the walk-off effect and the off-axial magnitude. Therefore, by reducing the crystal length, the output frequency doubling beam can be modified to a certain degree.

Keywords: off-axial vortex beam, weak walk-off effect, frequency doubling, off-axial magnitude

PACS: 42.65.Ky, 42.70.MP, 41.85.-p

DOI: [10.7498/aps.64.244204](https://doi.org/10.7498/aps.64.244204)

* Project supported by the National Natural Science Foundations of China (Grant No. 613070015).

† Corresponding author. E-mail: dingpanfeng@163.com