

两个刃型位错高斯光束的远场 矢量结构特性

唐碧华 罗亚梅* 许标 朱渊

(泸州医学院生物医学工程系, 四川 泸州 646000)

摘要 基于电磁光束角谱法和稳相法, 推导出了两个刃型位错高斯光束的横电(TE)波和横磁(TM)波在远场传输和能流密度的解析表达式, 研究了两个刃型位错高斯光束在远场中的位相奇点和能流密度分布。研究表明, 当两刃型位错的离轴量为0时, 电场分量在远场中出现两条刃型位错; 而当两离轴量不为0时, 刃型位错消失, 存在光涡旋。刃型位错、光涡旋和能流密度均关于原点对称。随着离轴量的增大, 光涡旋和能流密度黑核会向原点靠近并在原点处重合。

关键词 物理光学; 奇点光学; 刃型位错; 角谱; 位相奇点; 能流密度分布

中图分类号 O436 **文献标识码** A **doi:** 10.3788/AOS201333.1126001

Vectorial Structure Characteristics of Two Edge Dislocations in Gaussian Beams in Far Field

Tang Bihua Luo Yamei Xu Biao Zhu Yuan

(Department of Biomedical Engineering, Luzhou Medical College, Luzhou, Sichuan 646000, China)

Abstract Based on the methods of vector angular spectrum and stationary phase, the analytical expressions of the transverse electric (TE) and transverse magnetic (TM) terms and energy flux distributions of two edge dislocations in Gaussian beams in the far field are derived and used to analyze the phase singularities and energy flux distributions. The result shows that two edge dislocations appear in the electric field component on condition that two off-axis distances are equal to zero. The edge dislocations will vanish and optical vortices may take place when two off-axis distances are nonzero. Edge dislocations and optical vortices and energy flux distributions are symmetric about the origin. With increasing the off-axis distances, optical vortices and black nuclei in the energy flux distributions move toward the origin and coincide at the origin.

Key words physical optics; singular optics; edge dislocation; angular spectrum; phase singularity; energy flux distribution

OCIS codes 260.6042; 350.5500; 140.3295

1 引 言

光波场位相奇点特性是奇点光学研究的一个重要内容^[1-3]。1974年, Nye等^[4]提出波相位位错的概念, 并归纳了单色光波三种主要位相奇点: 螺旋位错(光涡旋)、刃型位错和混合位错。随后各国学者对此进行了大量的研究。Scivier等^[5]采用多维傅里叶变换研究了多维带限函数的零点和位相不确定

规律, 用位相间歇性概念描述位错现象。Aksenov等^[6]从理论上指出通过测量光强分布可测量位相奇异点和潜在位相, 达到确定螺旋位错中心位置的目的。Freund等^[7-9]通过一系列论文对位相奇点进行了深入分析, 内容涉及高随机度介质中波前位错分布, 位相图上位错正负拓扑电荷的定义, 高斯型随机光波场的光涡旋统计概率密度等。目前对携带一

收稿日期: 2013-05-03; 收到修改稿日期: 2013-06-17

基金项目: 四川省教育厅自然科学基金(10ZB029)

作者简介: 唐碧华(1977—), 女, 硕士, 讲师, 主要从事激光技术及应用方面的研究。E-mail: anguia@126.com

* 通信联系人。E-mail: luoluoyan@126.com

个或多个光涡旋的光束已做了较多研究^[10-14],而对刃型位错的传输特性研究较少。刃型位错是在横向平面内光强为零的曲线,越过该曲线存在 π 位相突变^[1,15]。刃型位错在传输中会发生移动、产生和湮灭现象,而光涡旋与刃型位错相互作用会导致新涡旋的产生^[16-18]。由于光学捕获、光学操纵和高分辨率显微镜等应用将激光光束从傍轴范围拓展到非傍轴领域,而矢量特性对光束在空间中的非傍轴传输有较大影响^[19],因此,定量分析光束矢量结构有重要实际意义^[20-21]。为了考察刃型位错在远场传输

过程中的变化规律,本工作基于电磁光束角谱法和稳相法^[22-23],研究了寄居于高斯光束中的两个刃型位错的远场矢量结构特性,推导出了其在远场区域的横电(TE)波、横磁(TM)波及其能流密度表达式,重点探讨了两个刃型位错离轴量对位相奇点和能流密度分布的影响。

2 矢量结构分析

设两个刃型位错高斯光束在 x 方向偏振,在 $z=0$ 处的场分布为^[18]

$$\begin{cases} E_x(x, y, 0) = \left(\frac{x-c_1}{w_0}\right)\left(\frac{ax-y+c_2}{w_0}\right)\exp\left(-\frac{x^2+y^2}{w_0^2}\right), \\ E_y(x, y, 0) = 0, \end{cases} \quad (1)$$

式中 a 为刃型位错的斜率, w_0 是高斯光束束腰宽度, c_1 和 c_2 分别为两个刃型位错的离轴量。

根据电磁光束的矢量角谱法^[22-23],通过对初始场进行傅里叶变换,得到其角谱为

$$\begin{cases} A_x(p, q) = \frac{1}{\lambda^2} \iint_{-\infty}^{\infty} E_x(x, y, 0) \exp[-ik(px + qy)] dx dy, \\ A_y(p, q) = \frac{1}{\lambda^2} \iint_{-\infty}^{\infty} E_y(x, y, 0) \exp[-ik(px + qy)] dx dy, \end{cases} \quad (2)$$

式中 $k = 2\pi/\lambda$ 为波数, λ 为波长。将(1)式代入(2)式后得到

$$\begin{cases} A_x(p, q) = \frac{\pi}{4\lambda^2} (2aw_0^2 + (2ic_1 - kpw_0^2)[2ic_2 + (ap - q)kw_0^2]) \exp\left(-\frac{p^2 + q^2}{4} k^2 w_0^2\right), \\ A_y(p, q) = 0. \end{cases} \quad (3)$$

根据电磁光束的矢量结构,任意偏振的电磁波可分解为TE波和TM波,即

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(\mathbf{r}) &= \mathbf{E}_{\text{TE}}(\mathbf{r}) + \mathbf{E}_{\text{TM}}(\mathbf{r}), \\ \mathbf{H}(\mathbf{r}) &= \mathbf{H}_{\text{TE}}(\mathbf{r}) + \mathbf{H}_{\text{TM}}(\mathbf{r}), \end{aligned} \quad (4)$$

式中

$$\begin{cases} \mathbf{E}_{\text{TE}}(\mathbf{r}) = \iint_{-\infty}^{\infty} \frac{q}{p^2 + q^2} A_x(p, q) (\mathbf{q}\mathbf{i} - \mathbf{p}\mathbf{j}) \exp[ik(px + qy + \gamma z)] dp dq, \\ \mathbf{H}_{\text{TE}}(\mathbf{r}) = \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} \iint_{-\infty}^{\infty} \frac{q}{p^2 + q^2} A_x(p, q) [p\gamma\mathbf{i} + q\gamma\mathbf{j} - (p^2 + q^2)\mathbf{k}] \exp[ik(px + qy + \gamma z)] dp dq, \\ \mathbf{E}_{\text{TM}}(\mathbf{r}) = \iint_{-\infty}^{\infty} \frac{p}{\gamma(p^2 + q^2)} A_x(p, q) [p\gamma\mathbf{i} + q\gamma\mathbf{j} - (p^2 + q^2)\mathbf{k}] \exp[ik(px + qy + \gamma z)] dp dq, \\ \mathbf{H}_{\text{TM}}(\mathbf{r}) = -\sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} \iint_{-\infty}^{\infty} \frac{p}{\gamma(p^2 + q^2)} A_x(p, q) (\mathbf{q}\mathbf{i} - \mathbf{p}\mathbf{j}) \exp[ik(px + qy + \gamma z)] dp dq, \end{cases} \quad (5)$$

式中 $\mathbf{r} = x\mathbf{i} + y\mathbf{j} + z\mathbf{k}$ 是位置矢量, \mathbf{i} , \mathbf{j} , \mathbf{k} 分别为 x , y , z 正方向的单位矢量, $\gamma = (1 - p^2 - q^2)^{1/2}$, ϵ 、 μ 分别为介质的电容率和磁导率。在远场区域,满足条件 $kr = k(x^2 + y^2 + z^2)^{1/2} \rightarrow \infty$ 。把(3)式代入(5)式,利用稳相法^[22-23]得到

$$\left\{ \begin{aligned}
\mathbf{E}_{\text{TE}}(\mathbf{r}) &= \frac{\pi y z}{4r^4(x^2 + y^2)\lambda} \{2c_1 r [2ic_2 r + k\omega_0^2(ax - y)] + i\omega_0^2[a(k^2\omega_0^2x^2 - 2r^2) + \\
&\quad kx(2ic_2 r - k\omega_0^2 y)]\} \exp\left(ikr - \frac{x^2 + y^2}{4r^2} k^2 \omega_0^2\right) (y\mathbf{i} - x\mathbf{j}), \\
\mathbf{H}_{\text{TE}}(\mathbf{r}) &= \frac{\sqrt{\epsilon}\pi y z}{4\sqrt{\mu}r^5(x^2 + y^2)\lambda} \{2c_1 r [2ic_2 r + k\omega_0^2(ax - y)] + i\omega_0^2[a(k^2\omega_0^2x^2 - 2r^2) + \\
&\quad kx(2ic_2 r - k\omega_0^2 y)]\} \exp\left(ikr - \frac{x^2 + y^2}{4r^2} k^2 \omega_0^2\right) [xz\mathbf{i} + yz\mathbf{j} - (x^2 + y^2)\mathbf{k}], \\
\mathbf{E}_{\text{TM}}(\mathbf{r}) &= \frac{\pi x}{4r^4(x^2 + y^2)\lambda} \{2c_1 r [2ic_2 r + k\omega_0^2(ax - y)] + i\omega_0^2[a(k^2\omega_0^2x^2 - 2r^2) + \\
&\quad kx(2ic_2 r - k\omega_0^2 y)]\} \exp\left(ikr - \frac{x^2 + y^2}{4r^2} k^2 \omega_0^2\right) [xz\mathbf{i} + yz\mathbf{j} - (x^2 + y^2)\mathbf{k}], \\
\mathbf{H}_{\text{TM}}(\mathbf{r}) &= -\frac{\sqrt{\epsilon}\pi x}{4\sqrt{\mu}r^3(x^2 + y^2)\lambda} \{2c_1 r [2ic_2 r + k\omega_0^2(ax - y)] + i\omega_0^2[a(k^2\omega_0^2x^2 - 2r^2) + \\
&\quad kx(2ic_2 r - k\omega_0^2 y)]\} \exp\left(ikr - \frac{x^2 + y^2}{4r^2} k^2 \omega_0^2\right) (y\mathbf{i} - x\mathbf{j}).
\end{aligned} \right. \quad (6)$$

(6)式即为两个刃型位错高斯光束在远场的 TE 波和 TM 波的解析表达式,表明了远场条件下 TE 波与 TM 波是相互正交的。由(6)式可知,两个刃型位错高斯光束电场、磁场分量主要与刃型位错的斜率 a ,束腰宽度 ω_0 和离轴量 c_1, c_2 等有关。

3 位相奇点分析

矢量光束中的电场和磁场分量可以携带位相奇点。根据(6)式可得两个刃型位错高斯光束电场和磁场各分量的位相分布。选取电场 \mathbf{E}_{TE} 的 x 分量

\mathbf{E}_{TE_x} 为例进行研究,其位相分布为

$$\varphi = \arctan\left\{\frac{\text{Im}[\mathbf{E}_{\text{TE}_x}(x, y, z)]}{\text{Re}[\mathbf{E}_{\text{TE}_x}(x, y, z)]}\right\} = C, \quad (7)$$

式中 Re 和 Im 分别表示取 \mathbf{E}_{TE_x} 的实部和虚部, C 为常数。在下面的计算中取 $z=1000\lambda$, $\epsilon/\mu=1$ (自由空间)。

图 1 为两个刃型位错高斯光束 \mathbf{E}_{TE_x} 分量在离轴量 $c_1=c_2=0$ 时的等位相线分布,计算参数为 $a=1$, $\omega_0=0.5\lambda$ 。由图 1 可知,光场中出现了两条刃型位错,分别通过 x 轴上的 $(-504.125, 0)$ 和 $(504.125, 0)$ 两点,且这两条刃型位错关于原点对称。

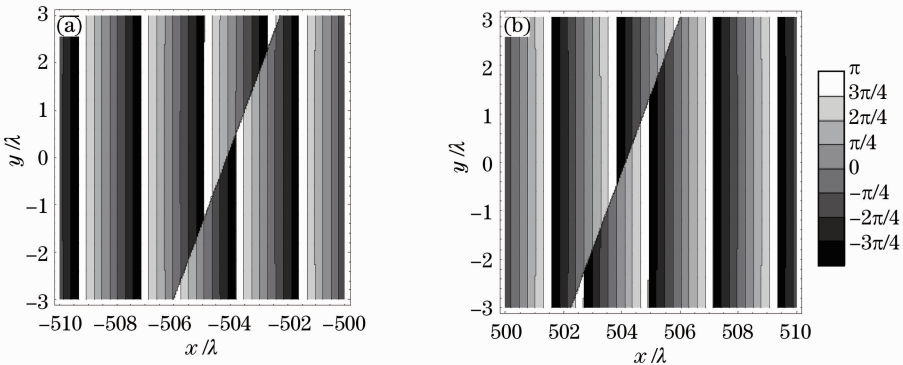


图 1 当离轴量 $c_1=c_2=0$ 时的等位相线分布

Fig. 1 Contour lines of phase when $c_1=c_2=0$

电场 \mathbf{E}_{TE} 的 x 分量位相奇点位置由以下公式决定

$$\begin{cases} \text{Re}[\mathbf{E}_{\text{TE}_x}(x, y, z)] = 0, \\ \text{Im}[\mathbf{E}_{\text{TE}_x}(x, y, z)] = 0. \end{cases} \quad (8)$$

把(6)式中第一个等式代入(8)式,得到

$$\begin{cases} (ac_1 - c_2)x - c_1y = 0, \\ 2(2c_1c_2 - a\omega_0^2)r^2 + (ax - y)kx^2\omega_0^4 = 0. \end{cases} \quad (9)$$

由(9)式可知,两个刃型位错高斯光束位相奇点的位置主要跟 a, ω_0, c_1, c_2 等参数有关。把(9)式中的 (x, y) 换成 $(-x, -y)$, (9)式不变,说明两个刃型位错高斯光束的位相奇点关于原点对称。

当 $c_1=c_2=0$ 时, (9)式简化为

$$2ar^2 + (y - ax)kx^2\omega_0^4 = 0. \quad (10)$$

把 $a = 1, w_0 = 0.5\lambda$ 代入(10)式,当 $x \leq -315.867\lambda$ 或 $x \geq 315.867\lambda$ 时,可得

$$y = -2.467x \pm 3.166 \sqrt{x^2 - 315.867^2 \lambda^2}. \quad (11)$$

(11)式即为图 1 中两条刃型位错满足的方程,当 $x \leq -315.867\lambda$ 时对应图 1(a), $x \geq 315.867\lambda$ 时对应

图 1(b)。当 $y = 0$ 时,根据(11)式可求得 $x_1/\lambda = -504.125, x_2/\lambda = 504.125$,此结果与图 1 一致。

当 $c_1 \neq 0, c_2 \neq 0$, 且

$$\Delta = \frac{\alpha w_0^2 - 2c_1 c_2}{2(2c_1 c_2 - \alpha w_0^2)[c_1^2 + (\alpha c_1 - c_2)^2] + c_1 c_2 k^2 w_0^4} \geq 0$$

时,(9)式的解为

$$\begin{cases} x_1 = -\sqrt{2}z \sqrt{\frac{(\alpha w_0^2 - 2c_1 c_2)c_1^2}{2(2c_1 c_2 - \alpha w_0^2)[c_1^2 + (\alpha c_1 - c_2)^2] + c_1 c_2 k^2 w_0^4}}, \\ y_1 = -\sqrt{2}z \left(a - \frac{c_2}{c_1}\right) \sqrt{\frac{(\alpha w_0^2 - 2c_1 c_2)c_1^2}{2(2c_1 c_2 - \alpha w_0^2)[c_1^2 + (\alpha c_1 - c_2)^2] + c_1 c_2 k^2 w_0^4}}, \\ x_2 = \sqrt{2}z \sqrt{\frac{(\alpha w_0^2 - 2c_1 c_2)c_1^2}{2(2c_1 c_2 - \alpha w_0^2)[c_1^2 + (\alpha c_1 - c_2)^2] + c_1 c_2 k^2 w_0^4}}, \\ y_2 = \sqrt{2}z \left(a - \frac{c_2}{c_1}\right) \sqrt{\frac{(\alpha w_0^2 - 2c_1 c_2)c_1^2}{2(2c_1 c_2 - \alpha w_0^2)[c_1^2 + (\alpha c_1 - c_2)^2] + c_1 c_2 k^2 w_0^4}}. \end{cases} \quad (12)$$

由(12)式可知,刃型位错线消失,并且在 $\Delta > 0$ 条件下,光场中将出现两个光涡旋;在 $\Delta = 0$ 条件下,两个光涡旋在坐标原点处重合;当 $\Delta < 0$ 时,光场中将没有任何位相奇点出现。

图 2(a)~(c)为两个刃型位错高斯光束 E_{TEz} 分量取不同离轴量 c_2 时的等位相线分布,计算参数为 $c_1 = 0.3\lambda$, (a) $c_2 = 0.411\lambda$, (b) $c_2 = 0.414\lambda$, (c) $c_2 =$

$5\lambda/12$,其他参数同图 1。由图 2(a)、(b)可知,光场中均出现两个拓扑电荷相反的光涡旋,即 A 点、B 点,因其满足 $\Delta > 0$ 条件。当 $c_2 = 0.411\lambda$ 增大到 0.414λ 时,两光涡旋分别从 $A(-44.903, 16.614)$, $B(44.903, -16.614)$ 移动到 $A(-30.673, 11.656)$, $B(30.673, -11.656)$ 。当 $c_2 = 5\lambda/12$, 即 $\Delta = 0$ 时, A、B 两光涡旋在坐标原点处重合,如图 2(c)所

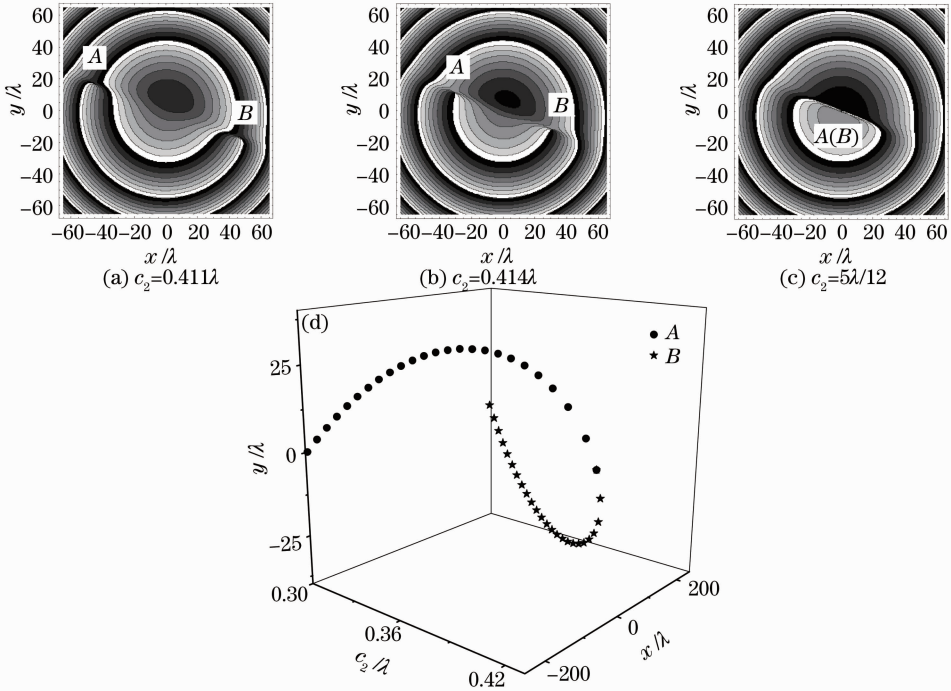


图 2 (a)~(c)取不同离轴量 c_2 时的等位相线分布; (d)光涡旋坐标随 c_2 的变化
Fig. 2 (a)~(c) Contour lines of phase with different off-axis distance c_2 ; (d) coordinates of vortices with different values of c_2

示。图 2(d) 给出了图 2(a)~(c) 中 A、B 两光涡旋 (x, y) 坐标随 c_2 的变化情况, 取值范围为 $0.3\lambda \leq c_2 \leq 0.43\lambda$ 。由图 2(d) 可知, A、B 两光涡旋以原点 $(0, 0)$ 为对称中心分布在光场中。随着 c_2 的增大, A、B 两点的 x 坐标均向原点靠近并最终在原点处重合。当 $c_2 > 5\lambda/12$, 即 $\Delta < 0$ 时, 光场中无位相奇点出现。

图 3(a)~(c) 为两个刃型位错高斯光束 \mathbf{E}_{TE_x} 分量在离轴量 $c_1 = c_2 \neq 0$ 时的等位相线分布, 计算参数为 (a) $c_1 = c_2 = 0.352\lambda$, (b) $c_1 = c_2 = 0.353\lambda$, (c) $c_1 = c_2 = \sqrt{2}\lambda/4$, 其他参数同图 1; 图 3(d) 为光涡旋 (x, y) 坐标随着 c_1, c_2 ($c_1 = c_2$) 的变化情况, 取值范

围为 $0.3\lambda \leq c_1 \leq 0.365\lambda$ 。由图 3 可知, C、D 两光涡旋以原点 $(0, 0)$ 为对称中心分布在 x 轴上, 随着 c_1, c_2 的增大, C、D 两点向原点靠拢并最终在原点处重合。光涡旋的位置满足 (12) 式, 当 $c_1 = c_2 \neq 0, a = 1, \omega_0 = 0.5\lambda$, 且 $c_1^2 \leq \frac{1}{8} \lambda^2$ 时, (12) 式简化为

$$\begin{cases} x_1 = -10^3 \lambda \sqrt{\frac{\lambda^2 - 8c_1^2}{8c_1^2 + 3.935\lambda^2}}, & y_1 = 0, \\ x_2 = 10^3 \lambda \sqrt{\frac{\lambda^2 - 8c_1^2}{8c_1^2 + 3.935\lambda^2}}, & y_2 = 0. \end{cases} \quad (13)$$

图 3 中光涡旋位置可根据 (13) 式求得。

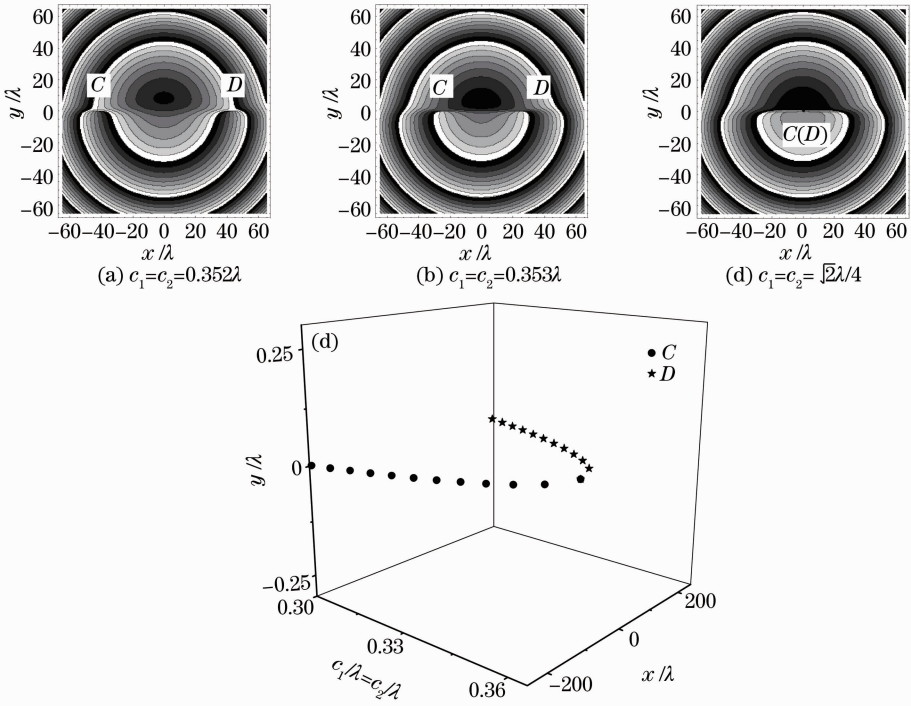


图 3 (a)~(c) 当离轴量 $c_1 = c_2 \neq 0$ 时的等位相线分布; (d) 光涡旋坐标随 c_1 和 c_2 的变化

Fig. 3 (a)~(c) Contour lines of phase with off-axis distances when $c_1 = c_2 \neq 0$; (d) coordinates of vortices with different values of c_1 and c_2

4 能流密度分析

在一确定的 z 平面, TE 波和 TM 波的能流密度可以用时间平均坡印亭矢量的纵向分量 z 分量来描述, 即

$$\begin{cases} \langle S_z \rangle_{TE} = \frac{1}{2} \text{Re}[\mathbf{E}_{TE}(\mathbf{r}) \times \mathbf{H}_{TE}^*(\mathbf{r})]_z, \\ \langle S_z \rangle_{TM} = \frac{1}{2} \text{Re}[\mathbf{E}_{TM}(\mathbf{r}) \times \mathbf{H}_{TM}^*(\mathbf{r})]_z, \\ \langle S_z \rangle_{\text{whole}} = \langle S_z \rangle_{TE} + \langle S_z \rangle_{TM}. \end{cases} \quad (14)$$

式中 Re 表示取实部, $*$ 号代表取复共轭, $\langle S_z \rangle_{\text{whole}}$ 为光束的总能流密度。把 (6) 式代入 (14) 式后得到

$$\left\{ \begin{aligned} \langle S_z \rangle_{\text{TE}} &= \frac{\pi^2 y^2 z^3}{32 r^9 (x^2 + y^2) \lambda^2} \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{2 r^2} k^2 \omega_0^2\right) \{-16 a c_1 c_2 r^4 \omega_0^2 + 4 c_1^2 r^2 [4 c_2^2 r^2 + \\ & k^2 \omega_0^4 (y - a x)^2] + \omega_0^4 \{[2 a r^2 + k^2 \omega_0^2 x (y - a x)]^2 + 4 k^2 c_2^2 x^2 r^2\}\}, \\ \langle S_z \rangle_{\text{TM}} &= \frac{x^2 r^2}{y^2 z^2} \langle S_z \rangle_{\text{TE}}, \\ \langle S_z \rangle_{\text{whole}} &= \left(1 + \frac{x^2 r^2}{y^2 z^2}\right) \langle S_z \rangle_{\text{TE}}. \end{aligned} \right. \quad (15)$$

图 4 为两个刃型位错高斯光束在离轴量 $c_1 = c_2 \neq 0$ 时的能流密度分布, 其中图 4(a)、(d)、(g) 为 TE 波的能流密度分布, 图 4(b)、(e)、(h) 为 TM 波的能流密度分布, 图 4(c)、(f)、(i) 为光束总的能流

密度分布, 计算参数为 $a = 1, \omega_0 = 0.5\lambda$, 图 4(a)、(b)、(c) 中 $c_1 = c_2 = 0.18\lambda$, 图 4(d)、(e)、(f) 中 $c_1 = c_2 = 0.24\lambda$, 图 4(g)、(h)、(i) 中 $c_1 = c_2 = \sqrt{2}\lambda/4$ 。

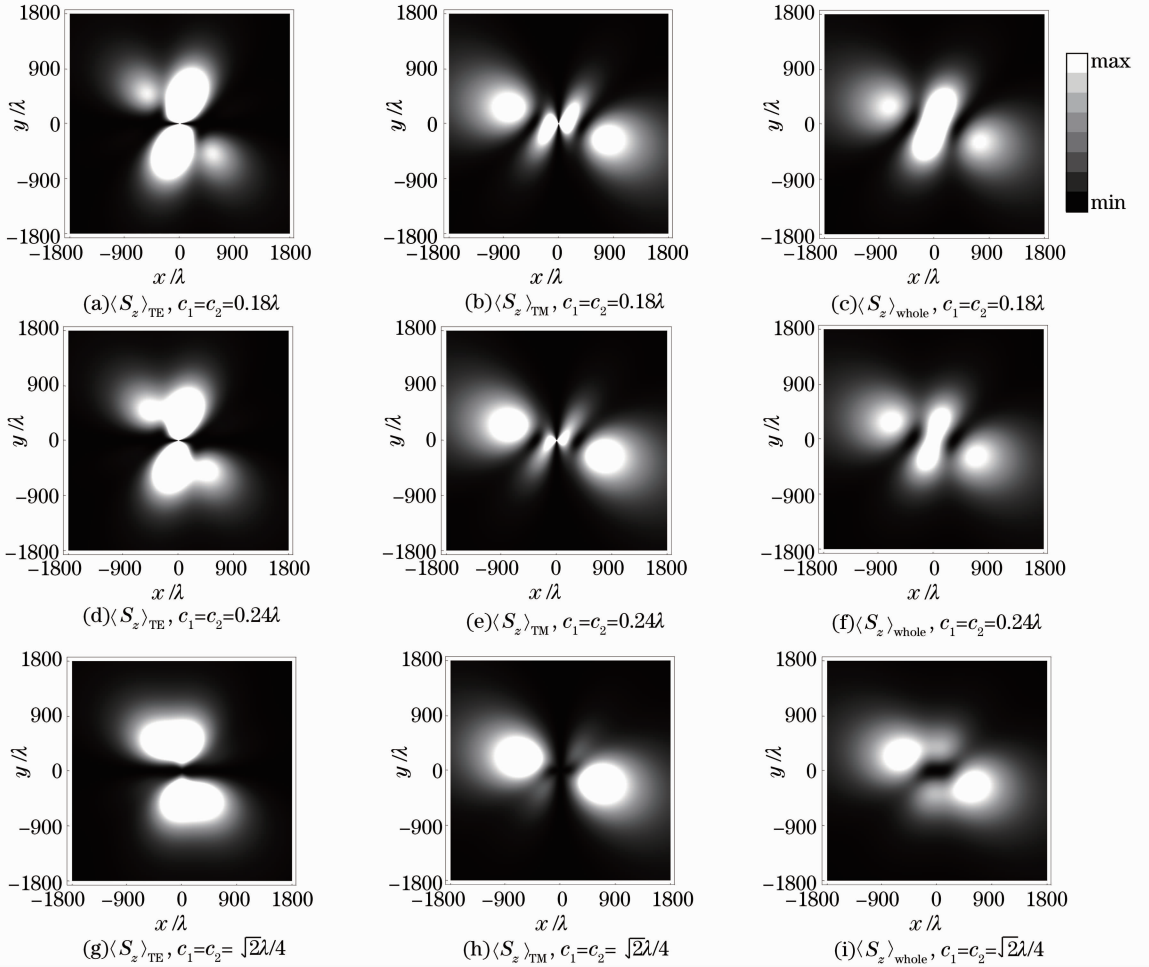


图 4 当离轴量 $c_1 = c_2 \neq 0$ 时的能流密度分布

Fig. 4 Energy flux distributions with off-axis distances when $c_1 = c_2 \neq 0$

当把(15)式中的 (x, y) 换成 $(-x, -y)$ 时, (15) 式不变, 说明两个刃型位错高斯光束的能流密度关于原点对称, 如图 4 所示。TE 波 x 轴和 TM 波 y 轴上的能流密度分别为 0。在 TM 波和总能流密度图中的 x 轴上均出现黑核, 黑核中心能流密度为 0, 其位置可根据(15)式求得。当 $a = 1, \omega_0 = 0.5\lambda$ 时,

把 $c_1 = c_2 = 0.18\lambda$ 代入(15)式, 求得两黑核坐标分别为 $(-420.278, 0), (420.278, 0)$, 如图 4(b) 所示。而当 $c_1 = c_2 = 0.24\lambda$ 时, 根据(15)式可知两黑核位置变为 $(-350.24, 0), (350.24, 0)$, 如图 4(e) 所示。说明随着 c_1, c_2 的增大, 两黑核在向原点靠近。当 $c_1 = c_2 = \sqrt{2}\lambda/4$ 时, 求得黑核位置为 $(0, 0)$, 即两黑

核在原点处重合,与图 4(h)相符合。同理,总能流密度图中的黑核位置也可根据(15)式求出。

5 结 论

研究了两个刃型位错高斯光束在远场传播过程中的矢量结构特性,得到了 TE 波、TM 波及其能流密度的解析表达式。通过分析该光束电场分量的位相分布,发现了刃型位错和光涡旋。当两离轴量为 0 时,光场中出现两条刃型位错;而当两离轴量不为 0 时,两条刃型位错消失,出现两个光涡旋;随着离轴量的改变,两光涡旋发生移动并会在原点处相遇。根据能流密度表达式,分析了能流密度分布特点。数据结果表明,当离轴量 $c_1 = c_2 \neq 0$ 时,在 TM 波和总能流密度图中的 x 轴上会出现两个黑核,随着两离轴量的增大,两黑核向原点靠近并在原点处重合。刃型位错、光涡旋和能流密度均关于原点对称。所得结果深化了对两个刃型位错高斯光束内在矢量结构和远场传输特性的认识。

参 考 文 献

- Lü Baida. Introductory concepts of singular optics [J]. J Sichuan Normal University (Natural Science), 2011, 34(6): 899–905.
吕百达. 奇点光学概论[J]. 四川师范大学学报(自然科学版), 2011, 34(6): 899–905.
- M S Soskin, M V Vasnetsov. Singular optics [J]. Prog Opt, 2001, 42: 219–276.
- Liu Pusheng, Cheng Ke, Lü Baida. Propagation dynamics of off-axis phase singularities [J]. Acta Physica Sinica, 2008, 57(3): 1683–1688.
刘普生, 程 科, 吕百达. 离轴位相奇点的动态传输[J]. 物理学报, 2008, 57(3): 1683–1688.
- J F Nye, M V Berry. Dislocations in wave trains [J]. Proc R Soc Lond Ser A, 1974, 336(1605): 165–190.
- M S Scivier, M A Fiddy. Phase ambiguities and the zeros of multidimensional band-limited functions [J]. J Opt Soc Am A, 1985, 2(5): 693–697.
- V Aksenov, V Banakh, O Tikhomirova. Potential and vortex features of optical speckle fields and visualization of wave-front singularities [J]. Appl Opt, 1998, 37(21): 4536–4540.
- I Freund, N Shvartsman, V Freilikher. Optical dislocation networks in highly random media [J]. Opt Commun, 1993, 101(3-4): 247–264.
- I Freund. Optical vortices in Gaussian random wave fields: statistical probability densities [J]. J Opt Soc Am A, 1994, 11(5): 1644–1652.
- I Freund. Phase correlations at neighboring intensity critical points in Gaussian random wave fields [J]. Appl Opt, 1998, 37(32): 7560–7567.
- He De, Yan Hongwei, Lü Baida. Evolution and composite optical vortices of Hermite-Gaussian vortex beams [J]. Chinese J Lasers, 2009, 36(8): 2023–2029.
何 德, 闫红卫, 吕百达. 厄米-高斯涡旋光束形成的合成光涡旋及演化[J]. 中国激光, 2009, 36(8): 2023–2029.
- Fu Wenyu, Li Gaoqing, Liu Xiaojun. Propagation of partially coherent vortex beams in the turbulent atmosphere [J]. Acta Optica Sinica, 2009, 29(11): 2958–2962.
付文羽, 李高清, 刘小军. 部分相干涡旋光束在大气湍流中的远场传输特性[J]. 光学学报, 2009, 29(11): 2958–2962.
- Wu Fengtie, Cheng Zhiming, Wang Tao, *et al.*. Analysis of phase on axis of the Bessel beam and self-imaged bottle beam [J]. Acta Optica Sinica, 2013, 33(3): 0326001.
吴逢铁, 程治明, 王 涛, 等. 贝塞尔光束和自成像局域空心光束的轴上相位分析[J]. 光学学报, 2013, 33(3): 0326001.
- Wang Tao, Pu Jixiong, Chen Ziyang. Propagation of vortex beams in a turbulent atmosphere [J]. Acta Optica Sinica, 2008, 28(s2): 82–86.
王 涛, 蒲继雄, 陈子阳. 涡旋光束在湍流大气中的传输特性[J]. 光学学报, 2008, 28(s2): 82–86.
- Cheng Ke, Liu Pusheng, Lü Baida. Composite optical vortices in noncollinear Laguerre-Gaussian beams and their propagation in free space [J]. Chin Phys B, 2008, 17(5): 1743–1751.
- F S Roux. Coupling of noncanonical optical vortices [J]. J Opt Soc Am B, 2004, 21(3): 664–670.
- Cheng Ke, Xiang Anping, Zhong Xianqiong. Evolution of phase singularities of flat-topped vortex beam diffracted by an aperture [J]. Acta Photonica Sinica, 2012, 41(8): 936–945.
程 科, 向安平, 钟先琼. 经光阑衍射的平顶涡旋光束位相奇点的演化特性[J]. 光子学报, 2012, 41(8): 936–945.
- D V Petrov. Splitting of an edge dislocation by an optical vortex [J]. Opt Quantum Electron, 2002, 34(8): 759–773.
- Chen Haitao, Gao Zenghui, Xiao Shanghai, *et al.*. Interaction between two edge dislocations in the presence of a tilted lens [J]. Acta Physica Sinica, 2013, 62(4): 044207.
陈海涛, 高曾辉, 肖尚辉, 等. 有倾斜透镜存在时两个刃型位错的相互作用[J]. 物理学报, 2013, 62(4): 044207.
- Lu Daquan, Hu Wei, Zheng Yizhou, *et al.*. The influence of vectorial effect on the non-paraxial propagation of ultrashort pulsed beam in free space [J]. Acta Optica Sinica, 2004, 24(1): 52–56.
陆大全, 胡 巍, 郑一周, 等. 矢量效应对超短脉冲光束非傍轴传输的影响[J]. 光学学报, 2004, 24(1): 52–56.
- Pang Wubin, Cen Zhaofeng, Li Xiaotong, *et al.*. The effect of polarization light on optical imaging system [J]. Acta Physica Sinica, 2012, 61(23): 234202.
庞武斌, 岑兆丰, 李晓彤, 等. 偏振对光学系统成像质量的影响[J]. 物理学报, 2012, 61(23): 234202.
- Jia Wenwu, Wang Yuefeng, Huang Feng, *et al.*. Study on vector light field of laser diodes [J]. Laser Technology, 2008, 32(5): 505–507.
贾文武, 汪岳峰, 黄 峰, 等. 半导体激光器矢量光场分布研究[J]. 激光技术, 2008, 32(5): 505–507.
- G Wu, Q Lou, J Zhou. Analytical vectorial structure of hollow Gaussian beams in the far field [J]. Opt Express, 2008, 16(9): 6417–6424.
- G Zhou. Analytical vectorial structure of Laguerre-Gaussian beam in the far field [J]. Opt Lett, 2006, 31(17): 2616–2618.

栏目编辑: 张 腾