

专题：超材料

基于场变换理论的大角度涡旋电磁波生成方法*

冯加林¹⁾ 施宏宇^{1)†} 王远²⁾ 张安学²⁾ 徐卓³⁾

1) (西安交通大学, 多功能材料与结构教育部重点实验室, 西安 710049)

2) (西安交通大学, 电子与信息学部, 西安 710049)

3) (西安交通大学, 电子陶瓷与器件教育部重点实验室, 西安 710049)

(2020年3月12日收到; 2020年6月13日收到修改稿)

场变换是一种与入射角度无关的新型电磁变换方法, 可对电磁波极化和阻抗进行调控. 本文提出了一种基于场变换理论的大角度入射涡旋电磁波产生方法. 基于该方法设计了一种用于涡旋电磁波生成的人工媒质, 并通过对其仿真验证了所提出的方法. 设计的人工媒质为多层环形结构, 可以透射生成 2 阶涡旋电磁波, 并且具有较好的入射角度稳定性, 在 60°斜入射时仍能产生涡旋电磁波.

关键词: 轨道角动量, 场变换, 大角度入射, 涡旋电磁波

PACS: 52.35.Mw, 42.25.Ja

DOI: 10.7498/aps.69.20200365

1 引言

电磁波携带能量和动量, 动量可以分为线动量和角动量, 其中角动量包括由偏振决定的自旋角动量 (spin angular momentum, SAM) 和由光场空间分布决定的轨道角动量 (orbital angular momentum, OAM)^[1]. 自旋角动量与电磁波的极化有关. 轨道角动量则描述了波前围绕电磁波传播方向所在轴的旋转, 从而形成涡旋电磁波, 单光子携带的轨道角动量表示为 $l\hbar$, 其中拓扑荷数 l 为任意整数, \hbar 为约化普朗克常数, 不同的 l 代表了不同的 OAM 模态. l 取值可以从负无穷到正无穷, 不同的 OAM 态相互正交^[2]. 将 l 作为调制参数, 将不同的信息调制到不同模式的 OAM 涡旋波上可以实现同一载频下拥有无穷多个相互独立的轨道角动量的信道, 这对提升通信系统的信道容量有着重大意义. 这种通信方法可应用在自由空间通信、光纤通信^[2] 和量子通信^[3,4] 中. 此外, OAM 波还在

超分辨率图像^[5]、光镊^[6]、数据存储^[7] 等领域有很大的潜力.

常规产生携带 OAM 的轨道角动量的方法有: 螺旋相位板 (spiral phase plate, SPP)^[8-10]、q 板^[11]、计算全息法^[12]、天线阵列^[13] 等, 但有着加工难度大、尺寸较大、所生成的 OAM 模式单一或者转换率不高等缺点. 近年来利用超表面可以使电磁波产生相位突变的特点产生 OAM 波已经成为研究热点, 其中主要有基于谐振模式的超表面涡旋光束控制^[14]、基于几何相位调控的涡旋光束产生^[15,16] 和基于传输相位的涡旋光束^[17] 等方法. 2016 年, Yue 等^[18] 利用几何相位的原理设计了一种理论上实现了接近 100% 效率的 OAM 反射超表面. Yang 等^[19] 实现了平面波垂直入射和斜入射下 OAM 波的生成, 但其斜入射的角度较小, 为 18°. 目前大多数的研究都集中在反射型生成 OAM^[19-21], 基本上都是垂直或者小角度入射生成 OAM 波, 所以在在大角度入射情况下透射生成 OAM 波的问题亟待研究.

* 国家自然科学基金 (批准号: 61871315) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: honyo.shi1987@gmail.com

场变换 (field transformation, FT) 方法是一种调控电磁波极化和阻抗的理论方法. 它由麦克斯韦方程组和预设的边界条件推演而来, 基于无源互易材料来控制电磁波传播^[22,23], 场变换方法与变换光学互补. 变换光学用于调控电磁波波前, 而场变换则用于调控电磁波极化和阻抗. 值得一提的是, 场变换能够在任意入射角度下控制每个电磁场分量阻抗和极化状态. 因此, 场变换方法被广泛用于波片^[24,25]、极化器^[26]和天线设计^[27]等研究中.

本文利用场变换理论与等效媒质理论, 提出了一种可在大角度入射下产生涡旋电磁波的方法, 并设计了一种可以透射产生涡旋电磁波的人工媒质, 通过数值仿真验证了所提方法的有效性. 实现的人工媒质具有较好的入射波角度稳定性, 在以 60° 的角度斜入射仍能生成 2 阶 OAM 电磁波, 这种方法也可以实现生成任意阶次的 OAM 波^[28].

2 理论分析与结构设计

2.1 场变换理论

场变换理论示意图如图 1 所示. 根据场变换理论, 对于一个在 xoy 平面传播的平面波, 利用介质进行场变换的过程可以描述为^[22]

$$\begin{pmatrix} E_z \\ iH_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \phi & -\sin \phi \\ \sin \phi & \cos \phi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_z^{(0)} \\ iH_z^{(0)} \end{pmatrix}, \quad (1)$$

式中 E_z 为场变换后电场的 z 分量, H_z 为场变换后磁场的 z 分量, $E_z^{(0)}$ 为场变换前电场的 z 分量, $H_z^{(0)}$ 为场变换前磁场的 z 分量, ϕ 为场变换参数.

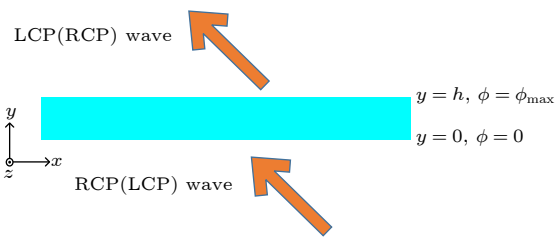


图 1 场变换示意图

Fig. 1. Schematic diagram of the FT medium.

从 (1) 式可以看出, 场变换理论上与入射角度无关, 因此, 理论上可以设计出对入射角度不敏感的媒质. 当 ϕ 不为零时, 通过场变换理论可以得出介质的介电常数张量和磁导率张量如下^[19]:

$$\bar{\epsilon} = \begin{pmatrix} n & 0 & A_y \\ 0 & n & A_x \\ A_y & -A_x & n \end{pmatrix}, \quad \bar{\mu} = \begin{pmatrix} n & 0 & -A_y \\ 0 & n & A_x \\ -A_y & A_x & n \end{pmatrix}, \quad (2)$$

其中, $A_x = \frac{1}{k_0} \frac{\partial \phi}{\partial x}$, $A_y = \frac{1}{k_0} \frac{\partial \phi}{\partial y}$, k_0 为电磁波在自由空间中的波数. 如图 1 所示, 介质中的场和介质的参数在 z 方向是不变的, 介质在 y 方向的范围为 $y = 0$ 到 $y = h$, 即 h 表示介质的厚度, ϕ 在此处为电磁波在介质中的相位, $\phi = 0$ ($y = 0$) 到 $\phi = \phi_{\max}$ ($y = h$) 是线性变化的, $\phi = \phi_{\max}/h$ 与 x 无关的. 假设当 $\phi_{\max} = \pi/2$ ($y = h$) 时, 根据 (1) 式, 若此时入射波是 TE ($E_z = 0, iH_z = 0$) 极化, 则经过此介质后转换为 TM ($E_z = 0, iH_z = 1$) 极化波, 类似的入射的 TM 极化波可以转换为 TE 极化波, 此时介质可以视为半波片. 由于 ϕ 仅和 y 相关, 则 $A_x = 0$, 而 A_y 仅与频率相关. (2) 式可化简为

$$\bar{\epsilon} = \begin{pmatrix} n & 0 & A \\ 0 & n & 0 \\ A & 0 & n \end{pmatrix}, \quad \bar{\mu} = \begin{pmatrix} n & 0 & -A \\ 0 & n & 0 \\ -A & 0 & n \end{pmatrix}, \quad (3)$$

式中 $A = A_y$. 但是在实际中, 想得到满足 (3) 式的介电常数张量和磁导率张量十分困难, 通过使用化简参数近似的方法可以将 (3) 式进一步化简^[24,29]:

$$\bar{\epsilon} = \begin{pmatrix} n^2 & 0 & 2A \\ 0 & n^2 & 0 \\ 2A & 0 & n^2 \end{pmatrix}, \quad \bar{\mu} = 1, \quad (4)$$

由 $\bar{\epsilon}$ 的对称性, (4) 式中的媒质沿 y 轴旋转 45° 后可进行对角化. 此时, 经过实验近似后, 可用双折射结构来模拟这种介质. 人工双折射结构通常是将介电常数分别为 ϵ_1 和 ϵ_2 的两种材料以不同的厚度 t_1 , t_2 交替顺序堆叠而成的, 如图 2 所示. 与自然双折射材料相比, 人工双折射结构具有各向异性更强, 设计自由度高的特点. 根据双折射理论, 最终可以得到在 $x'y'z'$ 坐标系中双折射媒质等效介电常数和等效磁导率为

$$\bar{\epsilon} = \begin{pmatrix} \frac{\epsilon_1 \epsilon_2}{f_1 \epsilon_2 + f_2 \epsilon_1} & 0 & 0 \\ 0 & f_1 \epsilon_1 + f_2 \epsilon_2 & 0 \\ 0 & 0 & f_1 \epsilon_2 + f_2 \epsilon_1 \end{pmatrix}, \quad \bar{\mu} = 1, \quad (5)$$

其中 $f_1 = \frac{t_1}{t_1 + t_2}$, $f_2 = \frac{t_2}{t_1 + t_2}$ ^[30].

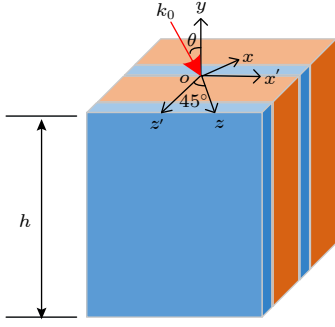


图 2 人工双折射材料: xyz 轴绕 y 轴旋转 45° 变成 $x'y'z'$, 入射波在 xy 平面内, θ 为入射角, k_0 是入射波的波数

Fig. 2. Artificial birefringence medium: The xyz coordinate is twisted along the y -axis by 45° to the $x'y'z'$ coordinate. The incident plane is xy plane, θ is the incident angle, k_0 is the wave vector of the incident wave.

$$\mathbf{J}^c = \begin{pmatrix} J_{++} & J_{+-} \\ J_{-+} & J_{--} \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} (J_{xx} + J_{yy}) + i(J_{xy} - J_{yx}) & (J_{xx} - J_{yy}) - i(J_{xy} + J_{yx}) \\ (J_{xx} - J_{yy}) + i(J_{xy} + J_{yx}) & (J_{xx} + J_{yy}) - i(J_{xy} - J_{yx}) \end{pmatrix}, \quad (7)$$

其中 \mathbf{J}^c 为圆极化分解时的琼斯矩阵, J_{++} 为右旋圆极化分量电场的同极化转化效率; J_{+-} 为右旋圆极化分量电场的交叉极化转化效率; J_{-+} 为左旋圆极化分量电场的交叉极化转化效率; J_{--} 为左旋圆极化分量电场的同极化转化效率; J_{xx} 为 x 方向极化分量电场的同极化转化效率; J_{xy} 为 x 方向极化

利用等效介质理论计算出这两种介质叠加时的等效介电常数, 该理论要求两种材料的厚度要远小于波长, 等效介电常数为

$$\varepsilon_{x'} = \varepsilon_{y'} = \frac{\varepsilon_1 + \eta\varepsilon_2}{1 + \eta},$$

$$\frac{1}{\varepsilon_{z'}} = \frac{1}{1 + \eta} \left(\frac{1}{\varepsilon_1} + \frac{\eta}{\varepsilon_2} \right), \quad \eta = \frac{t_2}{t_1}. \quad (6)$$

2.2 结构设计

对于透射型的人工双折射介质, 入射电磁波和透射电磁波的极化状态可以用琼斯矩阵 \mathbf{J} 描述^[31], 当电磁波沿着 z 方向入射到人工双折射介质上, 将电磁波按照圆极化分解:

分量电场的交叉极化转化效率; J_{yy} 为 y 方向极化分量电场的同极化转化效率; J_{yx} 为 y 方向极化分量电场的交叉极化转化效率. 当 $J_{xx} = -J_{yy} = 1$ 且 $J_{xy} = J_{yx}$ 时, 以入射法线方向为轴将该反射体旋转 α 角, 此时线极化的琼斯矩阵变为

$$\mathbf{J}(\alpha) = \begin{pmatrix} J_{xx} \cos(2\alpha) - J_{xy} \sin(2\alpha) & J_{xx} \sin(2\alpha) + J_{xy} \cos(2\alpha) \\ J_{xx} \sin(2\alpha) + J_{xy} \cos(2\alpha) & J_{xy} \sin(2\alpha) - J_{xx} \cos(2\alpha) \end{pmatrix}, \quad (8)$$

圆极化琼斯矩阵变为

$$\mathbf{J}^c(\alpha) = \begin{pmatrix} 0 & e^{-2i\alpha} (J_{xx} - iJ_{xy}) \\ e^{2i\alpha} (J_{xx} + iJ_{xy}) & 0 \end{pmatrix}. \quad (9)$$

当 $J_{xy} = J_{yx} = 0$ 时, 此时 (8) 式和 (9) 式变为

$$\mathbf{J}(\alpha) = J_{xx} \begin{pmatrix} \cos(2\alpha) & \sin(2\alpha) \\ \sin(2\alpha) & -\cos(2\alpha) \end{pmatrix},$$

$$\mathbf{J}^c(\alpha) = J_{xx} \begin{pmatrix} 0 & e^{-2i\alpha} \\ e^{2i\alpha} & 0 \end{pmatrix}, \quad (10)$$

此时琼斯矩阵变成对角矩阵, 可以将其等效为半波片的琼斯矩阵, 这意味着左旋圆极化(右旋圆极化)在透射后成为右旋圆极化(左旋圆极化). 同时, 引入了一个统一的相位系数 $e^{\pm 2i\alpha}$, 称为 Pancharatnam-Berry 相位, 也被称为几何相位^[32].

如图 3 所示, 当入射波沿着 y 方向入射到图 2 中的人工双折射材料单元上时, 将单元绕 y 轴旋转角度 α , 可以引起 2α 的相位改变. 为了产生 OAM, 几何相位被用于构建 OAM 定义要求的相位轮廓 $e^{il\phi}$. 因此为实现 l 模式的 OAM 波, 单元需要被设

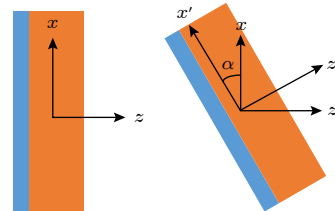


图 3 Pancharatnam-Berry(几何)相位, 入射波沿 y 方向照射到单元上, 单元绕 y 轴旋转 α , 带来 2α 的相位变化

Fig. 3. Pancharatnam-Berry phase: When the EM wave incident on the unit along y direction, and the unit rotates α around the y axis, the phase changed 2α .

计为有 $l\phi$ 的相位改变, 即 $\alpha = \pm l\phi/2$. 符号取决于入射圆极化波的极化状态. 当 $J_{xx} = -J_{yy} = \pm 1$, $J_{xy} = J_{yx} = 0$ 时, 可以实现 OAM 波的生成 [31]. 根据以上的理论分析, 最终设计出的单元如图 4 所示.

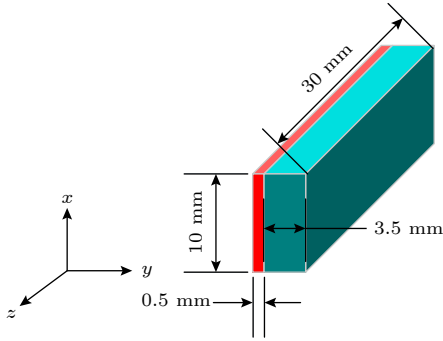


图 4 单元模型
Fig. 4. The model of unit cell.

单元模型由两种介质组成, 红色部分介质为 Arlon1000, 其介电常数为 10, 蓝色部分介质为介电常数为 1.14 的泡沫, 两种介质的损耗角正切分别为 0.0023 和 0.00877, 厚度分别为 0.5 和 3.5 mm, 在 x 方向的长度为 10 mm, z 方向的长度为 30 mm. 电磁波沿着 z 方向入射到单元上, 经过仿真得到该单元 J_{xx} , J_{yy} 的幅度如图 5(a) 所示, J_{xx} 和 J_{yy} 的相位如图 5(b) 所示, 在 12.75 GHz 时, J_{xx} 与 J_{yy} 的相位差为 180° , 故该模型可以在 12.75 GHz 附近实现几何相位.

J_{xy} 和 J_{yx} 的幅度如图 6 所示. 可见 J_{xy} 和 J_{yx} 的幅度都低于 -80 dB, 接近于 0. 从以上的仿真结果可知, 单元满足 J_{xx} 和 J_{yy} 的幅度相等且相位相反, J_{xy} 和 J_{yx} 的幅度都接近为 0.

将上述单元绕波的入射方向即 z 方向旋转成圆环状, 即旋转 360° , 根据对几何相位的分析可知, 可以引起 720° 的相位变化. 最终旋转得到的圆环如图 7 所示, 其半径为 200 mm, 一共有 100 个介质圆环.

3 仿真结果与分析

在仿真圆环时使用左旋圆极化的高斯波束沿着 z 方向入射到介质圆环的上方, 穿过圆盘后透射到介质圆环的下方. 高斯波束的束腰距离介质圆环的表面为 188 mm, 束腰半径为 60 mm, 当高斯波束垂直入射时, 在 13 GHz 时的透射波中右旋圆极化分量的电场幅度和相位如图 8 所示.

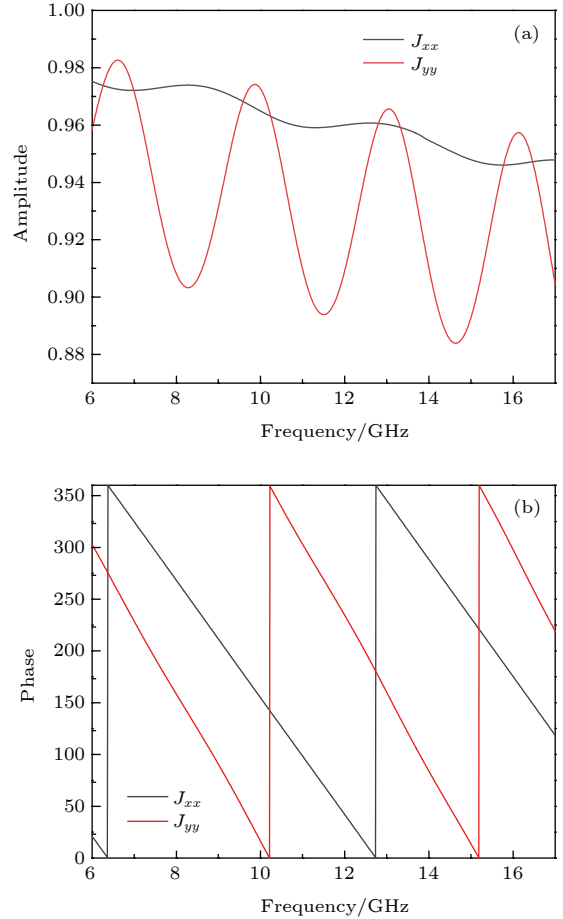


图 5 (a) J_{xx} 和 J_{yy} 的幅度; (b) J_{xx} 和 J_{yy} 的相位
Fig. 5. (a) The amplitude of J_{xx} and J_{yy} ; (b) the phase of J_{xx} and J_{yy} .

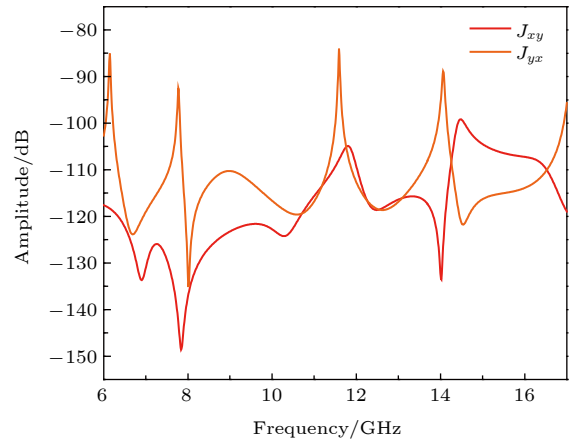


图 6 J_{xy} 和 J_{yx} 的幅度
Fig. 6. The amplitude of J_{xy} and J_{yx} .

图 8(b) 给出了此时在介质圆环周围的电场分布. 由于相位奇点的存在, 右旋圆极化波分量的中心位置幅度非常小 (如图 8(c) 所示), 而能量集中在圆环状区域中. 相位如图 8(d) 所示, 可见相位从 0 变化到了 4π , 成涡旋状, 因此可见右旋圆极化

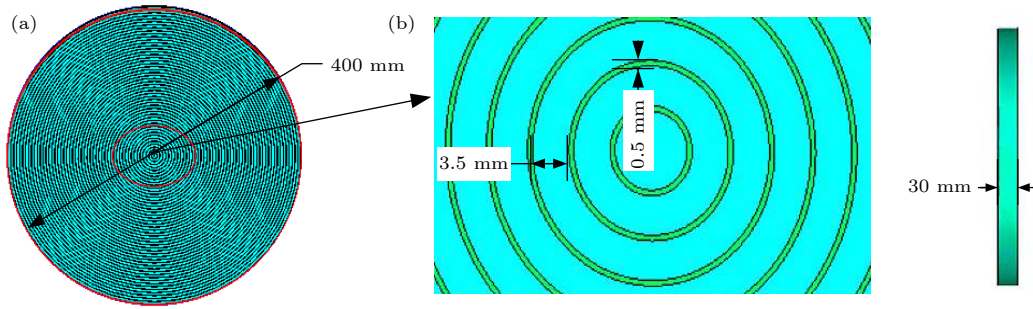


图 7 (a) 旋转所形成的介质圆环的主视图, 由 100 个圆环组成每个圆环的半径为 4 mm; (b) 介质圆环的侧视图
Fig. 7. (a) Main view of dielectric rings, it's consists of 100 rings with radius of 4 mm and thickness of dielectric rings is 30 mm; (b) side view of dielectric rings.

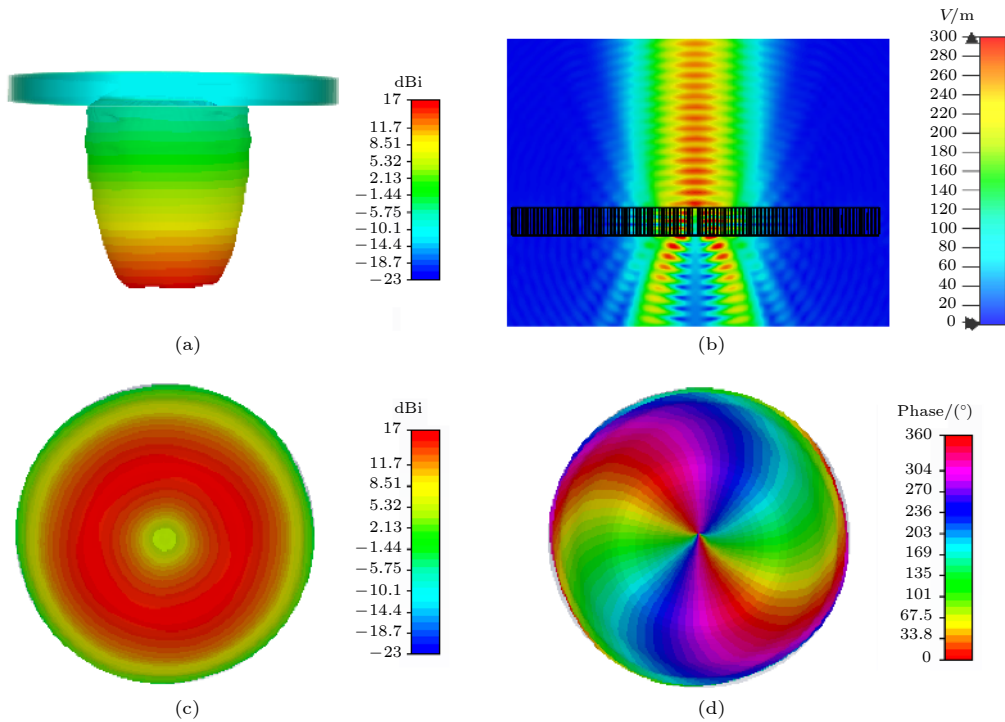


图 8 (a) 垂直入射的透射波; (b) 介质圆环周围空间的电场分布; (c) 13 GHz 时右旋圆极化波的幅度; (d) 13 GHz 时右旋圆极化波的相位
Fig. 8. (a) The transmission wave while incident angle is 0°; (b) *E*-field distribution around dielectric rings; (c) amplitude of RCP wave at 13 GHz; (d) phase of RCP wave at 13 GHz.

分量作为交叉极化分量携带了 2 模式的 OAM, 该模型的转化效率非常高. 表 1 列出了不同频点右旋分量的最大值. 可见该模型的带宽比较宽, 在 11—15 GHz 内均可较高效率地产生 OAM 波.

改变高斯波束的入射角度, 当 20°斜入射时, 13 GHz 时透射波的右旋圆极化分量的电场幅度和相位如图 9 所示. 其中介质圆环的电场如图 9(b) 所示, 可见在 20°斜入射时有一部分高斯波束在圆环的上方被反射, 透射电磁波仍然具有明显的相位极点, 右旋圆极化波电场能量分布依然为圆环状. 右旋圆极化波的幅度分布为圆环形, 中心的相位奇

点非常明显, 中心幅度非常小, 圆环处幅度比较大, 为 17.2 dBi, 其转换效率仍然较高. 如图 9(d) 所

表 1 垂直入射时不同频点的右旋分量的最大值
Table 1. Maximum values of RCP at different frequencies when normal incidence.

频率/GHz	右旋圆极化分量最大值/dBi
11	14.70
12	15.80
13	16.90
14	17.30
15	17.50

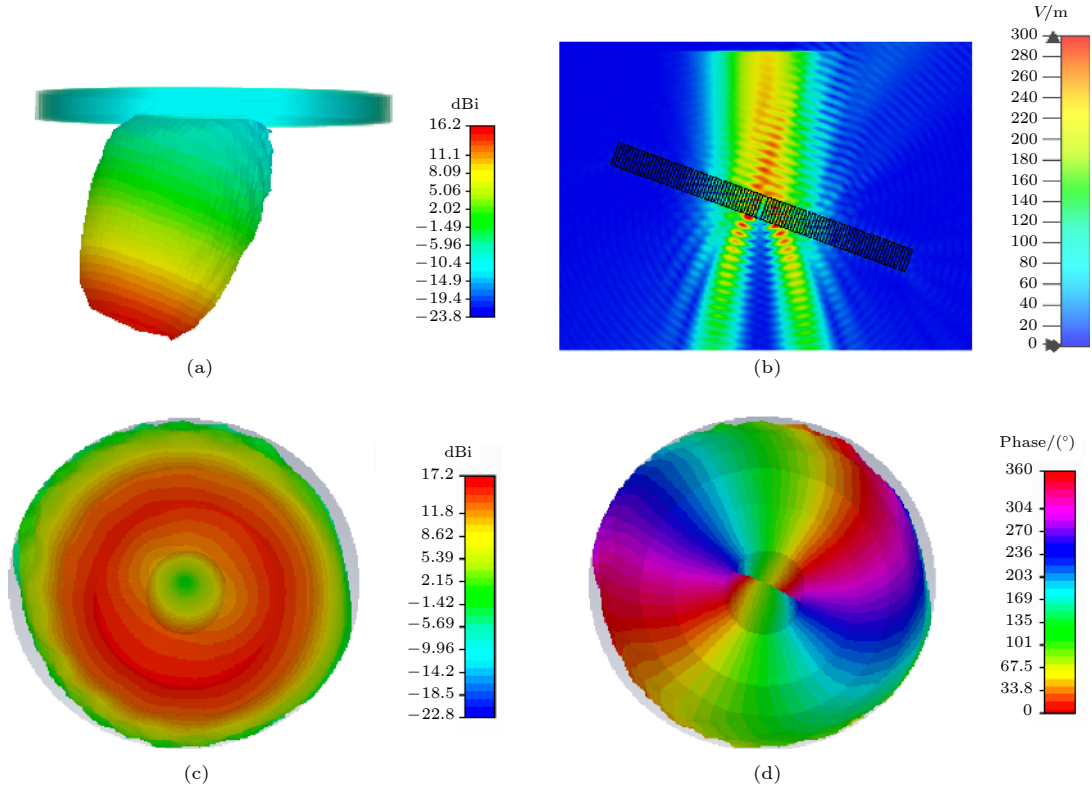


图 9 (a) 20°斜入射时的透射波; (b) 介质圆环周围空间的电场分布; (c) 20°斜入射时 13 GHz 的右旋圆极化波的幅度; (d) 20°斜入射时在 13 GHz 的右旋圆极化波的相位

Fig. 9. (a) The transmission wave while incident angle is 20°; (b) *E*-field distribution around dielectric rings; (c) amplitude of RCP wave at 20° oblique incidence; (d) phase of RCP wave at 20° oblique incidence.

示, 相位呈螺旋状, 从 0 变化到了 720°, 所以透射电磁波的右旋圆极化分量仍然携带了 2 模式的 OAM 波. 表 2 列出了 20°斜入射时不同频点右旋分量的最大值.

表 2 20°斜入射时不同频点的右旋分量的最大值
Table 2. Maximum values of RCP at different frequencies when incident angle is 20°.

频率/GHz	右旋圆极化分量最大值/dBi
11	15.30
12	16.10
13	17.20
14	17.70
15	17.40

该模型在 20°斜入射时, 产生的透射电磁波的交叉极化分量中携带了 2 模式的 OAM, 并且在 13 GHz 时转化效率很高, 其右旋圆极化分量为 17.2 dBi, 在 14 GHz 时右旋圆极化分量为 17.7 dBi, 14 GHz 时右旋圆极化分量大于 13 GHz 时的右旋圆极化分量, 由此可见中心频率变为 14 GHz, 带宽较宽. 相比垂直入射, 性能基本没有变化.

当入射角度为 40°时, 13 GHz 时透射波的右旋圆极化分量的电场幅度和相位如图 10 所示. 其中介质圆环周围空间的电场分布如图 10(b) 所示, 能明显观察到反射波束的电场; 透射电磁波的右旋圆极化分量的幅度如图 10(c) 所示, 有明显的相位奇点, 中心位置幅度很小, 但是最大值分布位置相比垂直入射时有变化, 最大值为 17.4 dBi, 转换效率很好; 相位分布如图 10(d) 所示, 相位依然是从 0 变化到了 4π , 呈螺旋状, 证明右旋圆极化分量为 2 模式的 OAM 波, 然而相比于垂直入射的情况, 分布不再均匀.

表 3 给出了入射角为 40°时不同频点右旋分量的最大值. 入射角为 40°时, 能够在 13 GHz 时较高效率地转化产生 OAM 波, 且 OAM 模式为 2. 在 13 GHz 时右旋圆极化分量为 17.4 dBi, 在 14 GHz 时右旋圆极化分量为 18.6 dBi, 14 GHz 时右旋圆极化波的幅度大于 13 GHz 时右旋圆极化波的幅度, 相比垂直入射, 中心频率也变为 14 GHz, 效率有一定的下降, 转化出 OAM 波的效果也不如垂直入射时效果好.

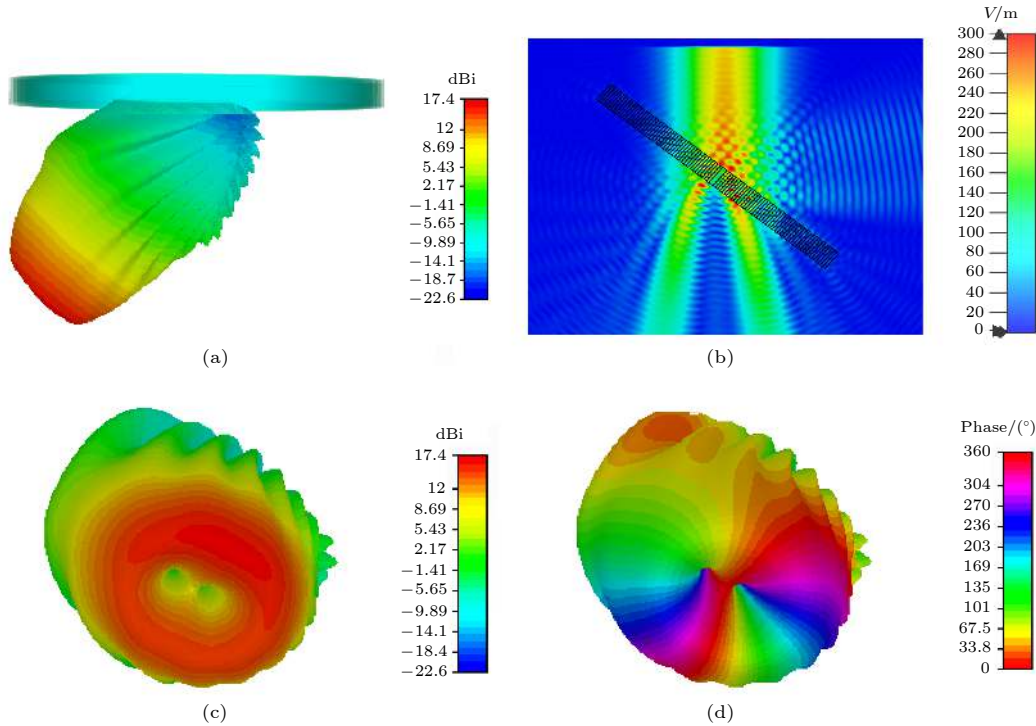


图 10 (a) 40°斜入射时的透射波; (b) 介质圆环周围空间的电场分布; (c) 40°斜入射时 13 GHz 的右旋圆极化波的幅度; (d) 40°斜入射时 13 GHz 的右旋圆极化波的相位

Fig. 10. (a) The transmission wave while incident angle is 40°; (b) *E*-field distribution around dielectric rings; (c) amplitude of RCP wave at 40° oblique incidence; (d) phase of RCP wave at 40° oblique incidence.

表 3 40°斜入射时不同频点右旋分量的最大值
Table 3. Maximum values of RCP at different frequencies when incident angle is 40°.

频率/GHz	右旋圆极化分量最大值/dBi
11	16.0
12	16.7
13	17.4
14	18.6
15	18.5

当波束的入射角为 50°时, 13 GHz 的透射右旋圆极化分量的电场幅度和相位如图 11 所示. 当波束的入射角为 50°时, 此时模型周围空间的电场分布如图 11(b) 所示, 透射电磁波的右旋圆极化分量的幅度如图 11(c) 所示, 可以看到携带 2 模式 OAM 波的右旋圆极化分量的幅度最大值分布在两个圆环上, 其携带的 2 模式 OAM 波不纯, 有两个相位奇点. 在 13 GHz 这一频率该模型的转化效率有所下降. 相位分布如图 11(d) 所示, 绕该透射电磁波一周相位有 4π 的变化, 但相位奇点非常明显地分成了两个, 且相位分别不均匀, 此时携带的 2 模式 OAM 不纯净.

表 4 列出了 50°斜入射时不同频点的右旋分量的最大值. 可知 50°斜入射时, 该模型可以转化入射的圆极化电磁波为交叉极化的 OAM 波, 但转换效率与前面的情况相比下降明显, 反射分量更大, 转化的中心频率向高频移动, 但此时仍能产生 2 模式的 OAM 波.

表 4 50°斜入射时不同频点的左旋和右旋分量的最大值
Table 4. Maximum values of RCP at different frequencies when incident angle is 50°.

频率/GHz	右旋圆极化分量最大值/dBi
11	16.8
12	17.2
13	17.6
14	18.6
15	19.6

当高斯波束以 60°角入射时, 13 GHz 时透射右旋圆极化分量的电场幅度和相位如图 12 所示. 其中图 12(b) 给出了 60°入射时介质圆环周围的电场分布, 而透射电磁波的右旋圆极化分量的幅度如图 12(c) 所示, 可以看到携带 2 模式 OAM 波的右

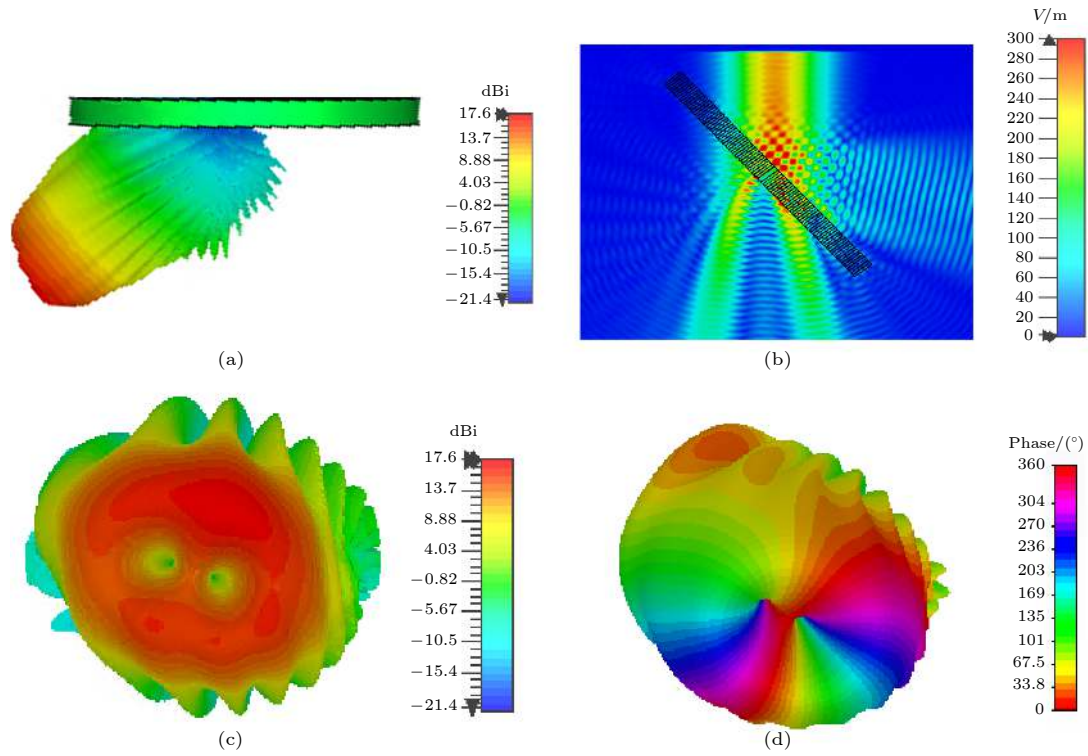


图 11 (a) 50°斜入射时的透射波; (b) 介质圆环周围空间的电场分布; (c) 50°斜入射时 13 GHz 的右旋圆极化波的幅度; (d) 50°斜入射时在 13 GHz 的右旋圆极化波的相位

Fig. 11. (a) The transmission wave while incident angle is 50°; (b) E -field distribution around dielectric rings; (c) amplitude of RCP wave at 50° oblique incidence; (d) phase of RCP wave at 50° oblique incidence.

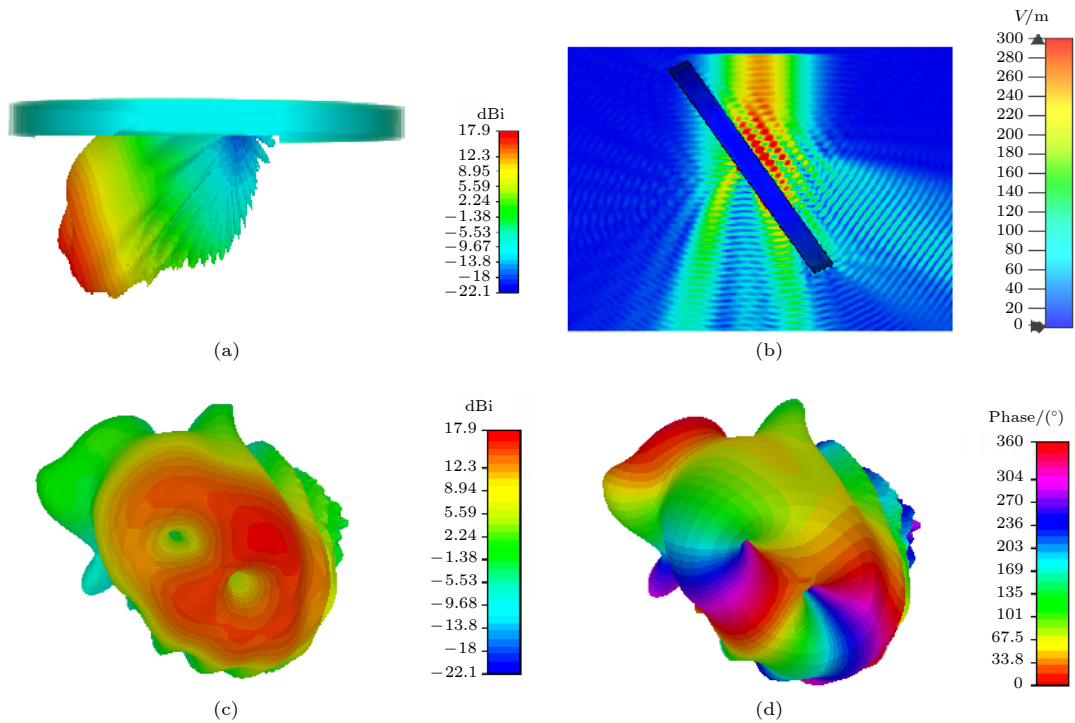


图 12 (a) 60°斜入射时的透射波; (b) 60°入射时介质圆环周围的电场分布; (c) 60°斜入射时 13 GHz 的右旋圆极化波的幅度; (d) 60°斜入射时 13 GHz 的右旋圆极化波的相位

Fig. 12. (a) The transmission wave while incident angle is 60°; (b) E -field distribution around dielectric rings at 60° oblique incidence; (c) amplitude of RCP wave at 60° oblique incidence; (d) phase of RCP wave at 60° oblique incidence.

旋圆极化分量的幅度最大值明显地分布在两个圆环上, 证明其携带的 2 模式 OAM 波不纯, 有两个相位奇点. 在 13 GHz 这一频率该模型旋转 60° 后转化效率下降明显. 相位分布如图 12(d) 所示, 绕该透射电磁波一周相位有 4π 的变化, 但相位奇点非常明显地分成了两个, 且相位分别不均匀, 说明该分量的电磁波携带了不纯净的 2 模式的 OAM.

表 5 60°斜入射时不同频点的左旋和右旋分量的最大值

Table 5. Maximum values of RCP at different frequencies when incident angle is 60°.

频率/GHz	右旋圆极化分量最大值/dBi
11	16.1
12	16.9
13	17.9
14	18.5
15	19.6

表 5 列出了 60°斜入射时不同频点的右旋分量的最大值. 可见 60°斜入射时, 该模型可以转化入射的圆极化电磁波为交叉极化的 OAM 波, 但转换效率相比垂直入射和小角度斜入射时低很多, 会产生较多的反射分量. 转化的中心频率更加明显地向高频移动, 虽然其性能有所下降, 但仍能明显观察到电磁波携带了轨道角动量.

4 结 论

本文利用场变换理论, 提出了一种大角度涡旋电磁波产生方法. 并基于场变换理论和简化参数近似方法设计了一种大角度涡旋电磁波产生媒质, 构建出了产生 2 模式的 OAM 波的整体透射模型. 该模型有着对入射角度不敏感的特性, 在 60°斜入射时仍能生成 OAM 波, 实现了广角入射转化产生 OAM 波. 此方法也可用于设计实现反射型和任意模态涡旋电磁波生成媒质.

参考文献

[1] Bliokh K Y, Bekshaev A Y, Nori F 2013 *New J. Phys.* **15** 33026
 [2] Menglin C, Li J, Wei S 2018 *Appl. Sci.* **8** 362
 [3] Wang J, Yang J Y, Fazal I M 2012 *Nat. Photonics* **6** 488
 [4] Su Z K, Wang F Q, Lu Y Q, Jin R B, Liang R B, Liu S H

2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 3016 (in Chinese) [苏志锷, 王发强, 路铁群, 金锐博, 梁瑞生, 刘颂豪 2008 物理学报 **57** 3016]
 [5] Lemaitre-Auger P, Abielmona S, Caloz C 2013 *IEEE Trans. Antennas Propag.* **61** 1838
 [6] David G 2003 *Nature* **424** 810
 [7] Liu Y D, Gao C Q, Gao M W, Li F 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 854 (in Chinese) [刘义东, 高春清, 高明伟, 李丰 2007 物理学报 **56** 854]
 [8] Oemrawsingh S S R, Houwelingen J A W, Eliel E R, Woerdman J P, Versteegen E J K, Kloosterboer J G 2004 *Appl. Opt.* **43** 688
 [9] Beijersbergen M W, Coerwinkel R P C, Kristensen M, Woerdman J P 1994 *Opt. Commun.* **112** 321
 [10] Turnbull G A, Robertson D A, Smith G M, Allen L, Padgett M J 1996 *Opt. Commun.* **127** 183
 [11] Marrucci L, Manzo C, Paparo D 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 163905
 [12] Paterson C, Smith R 1996 *Opt. Commun.* **124** 121
 [13] Mohammadi S M, Daldorff L K S, Bergman J E S, Karlsson R L, Thide B, Forozesh K 2010 *IEEE Trans. Antennas Propag.* **2** 565
 [14] Genevet P, Yu N, Aieta F, Lin J, Kats M A, Blanchard R 2012 *Appl. Phys. Lett.* **100** 1
 [15] Pu M, Li X, Ma X, Wang Y, Zhao Z, Wang C 2015 *Sci. Adv.* **1** e1500396
 [16] Huang L, Chen X, Holger Mühlenbernd, Li G, Zhang S 2012 *Nano Lett.* **12** 5750
 [17] Arbabi A, Horie Y, Bagheri M 2015 *Nat. Nanotechnol.* **10** 937
 [18] Yue F, Wen D, Xin J, Gerardot B D, Li J, Chen X 2016 *ACS Photonics* **6** 00392
 [19] Yang H, Niu J, Zhang K, Ding X, Wu Q 2016 IEEE International Conference on Electronic Information and Communication Technology (ICEICT) Harbin, China, August 20–22, 2016 p552
 [20] Tamburini F, Mari E, Thide B, Barbieri C, Romanato F 2011 *Appl. Phys. Lett.* **99** 204102
 [21] Vaishnavi V, Priya V G, Sharmila Devi A, Manoj Kumar M, Venkatesh S, Sundaram G A 2014 International Conference on Communication and Signal Processing Melmaruvathur, India, April 3–5, 2014 p1414
 [22] Liu F, Liang Z, Li J 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 033901
 [23] Liu F, Li J S 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 103902
 [24] Zhao J M, Zhang L H, Li J S, Feng Y J, Dyke A, Haq S, Hao Y 2015 *Sci. Rep.* **5** 17532
 [25] Shi H Y, Hao Y 2013 *Opt. Express* **26** 20132
 [26] Shi H, Giddens H, Hao Y 2019 *IET Microwaves Antennas Propag.* **13** 1450
 [27] Shi H Y, Giddens H, Hao Y 2017 *IEEE Antennas Wirel. Propag. Lett.* **16** 2869
 [28] Chen M L N, Jiang L J, Sha W E I 2019 *IEEE Antennas Wirel. Propag. Lett.* **18** 477
 [29] Schurig D, Mock J J, Justice B J, Cummer S A, Pendry J B, Starr A F, Smith D R 2016 *Science* **314** 977
 [30] Born M, Wolf E, Bhatia A B 2002 *Principles of Optics: Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light 7th* (expanded) (Cambridge: Cambridge University Press) pp220–225
 [31] Chen M L N, Jiang L J, Sha W E I 2016 *J. Appl. Phys.* **119** 064506
 [32] Kang M, Chen J, Wang X, Wang H 2012 *J. Opt. Soc. Am. B: Opt. Phys.* **29** 572

SPECIAL TOPIC—Metamaterials

Wide-angle method for vortex electromagnetic wave generation using field transformation^{*}

Feng Jia-Lin¹⁾ Shi Hong-Yu^{1)†} Wang Yuan²⁾ Zhang An-Xue²⁾ Xu Zhuo³⁾

1) (*Key Laboratory for Multifunctional Materials and Structures, Ministry of Education, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China*)

2) (*Faculty of Electronics and Information, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China*)

3) (*Key Laboratory for Electronic Materials Research Laboratory, Ministry of Education, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China*)

(Received 12 March 2020; revised manuscript received 13 June 2020)

Abstract

The Field transformation (FT) is a novel theory for controlling the polarization and impedance of electromagnetic waves, which is independent on the angle of incidence. Thus, the FT method is superior for wide-angle devices design. In this paper, we propose a wide-angle method for generating vortex beam based on the FT theory. According to this method, an artificial media for vortex beam generation is designed and simulated, which demonstrates the proposed method. The designed artificial media is a multi-layered structure, which can generate vortex beam of order 2 with an incident angle stability up to 60°.

Keywords: orbital angular momentum, field transformation, wide-angle, vortex beam

PACS: 52.35.Mw, 42.25.Ja

DOI: 10.7498/aps.69.20200365

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61871315).

† Corresponding author. E-mail: honyo.shi1987@gmail.com