

余弦-高斯光束在太赫兹平行平板波导中的传输研究

吴登明, 滕达^{2*}, 曹清^{1**}, 白丽华¹, 李哲¹

¹上海大学物理系, 上海 200444;

²郑州师范学院物理与电子工程学院, 河南 郑州 450044

摘要 基于平行平板波导的 TE_1 模式理论和电场是近似线偏振的假设, 推导了余弦-高斯光束在平行平板波导中的电场传输表达式。在傍轴近似的条件下, 余弦-高斯光束可以作为平行平板波导的一个基础解。当频率为 0.35 THz 时, 对余弦-高斯光束在金属铜平行平板波导中的传输进行了数值模拟, 结果表明模拟的幅值和相位与根据电场表达式所得结果符合得很好, 同时也讨论了 z 轴方向上模拟的相位与理论结果的偏差和电场散度方程的完备性。

关键词 光学器件; 平行平板波导; 太赫兹波; 金属光学; 余弦-高斯光束

中图分类号 O436

文献标识码 A

doi: 10.3788/LOP56.192302

Cos-Gaussian Beams Propagating Inside Terahertz Parallel-Plate Waveguides

Wu Dengming¹, Teng Da^{2*}, Cao Qing^{1**}, Bai Lihua¹, Li Zhe¹

¹Department of Physics, Shanghai University, Shanghai 200444, China;

²School of Physics and Electronic Engineering, Zhengzhou Normal University, Zhengzhou, Henan 450044, China

Abstract Herein, based on the TE_1 mode theory of the parallel-plate waveguide and assumption of approximately linearly polarized electric fields, we derive the expression of electric-field propagation of a cos-Gaussian beam in the parallel-plate waveguide. Under the paraxial approximation, the cos-Gaussian beam can be used as a fundamental solution for parallel-plate waveguides. The derived beam is tested by numerical simulation in copper parallel-plate waveguides at a frequency of 0.35 THz. Results show that the simulated amplitude and phase are in good agreement with those from the analytical expression of electric field. The deviation between the simulated phase and theoretical results at the z -axis and completeness of the electric-field divergence equation are also discussed.

Key words optical devices; parallel-plate waveguide; terahertz wave; metal optics; cos-Gaussian beam

OCIS codes 230.7370; 040.2235; 260.3910

1 引言

近年来, 频率在 0.1~10 THz 之间的太赫兹 (THz) 波受到了广泛关注^[1-2], 因为其在成像技术^[3]、红外传感^[4]、通信领域^[5-6]和纳聚焦^[7-11]方面均有大量的应用, 而太赫兹波导^[12-16]作为传输太赫兹波的重要器件, 在过去的十多年间, 也已在理论和实验方面得到了广泛研究。常见的太赫兹波导包括金属腔波导^[17-18]、金属平行平板波导

(PPWG)^[16,19-20]、表面等离子激元波导^[21-23]和电介质波导^[24-26]等。其中 PPWG 具有低损耗和单 TEM (transverse electromagnetic) 模传输时几乎没有群速度色散的优点^[27], 已经被大量应用。例如 PPWG 可以作为 Bragg 谐振腔^[28], 也可以被应用到光谱学^[29]的研究中。此外, 还有团队利用开槽的 PPWG 作为漏波天线对太赫兹波进行调制^[6]。研究还表明, 随着频率增大, PPWG 的最低阶横电模式场的衰减逐渐减小^[19]。

收稿日期: 2019-03-11; 修回日期: 2019-04-04; 录用日期: 2019-04-17

基金项目: 国家自然科学基金(61275103)、上海市自然科学基金(18ZR1413600)

* E-mail: tengda@zznu.edu.cn; ** E-mail: qcao@shu.edu.cn

众所周知,来自激光源的普通太赫兹波是呈高斯分布的,并且几乎是线性偏振的。然而,各种太赫兹波导的模式场分布不是准高斯分布,激光源产生的太赫兹波与传统的横电模、横磁模不匹配^[18]。因此,激光源和波导模式之间的耦合效率不是很理想。

近年来,余弦-高斯光束^[30-34]逐渐进入人们的视野,其在扰动大气中的传输^[30-31]以及在介质中的传输^[32-33]均有研究。研究表明,经过自然衍射后的余弦-高斯光束最终转变为双曲余弦-高斯光束^[30,34],这意味着余弦-高斯光束和双曲余弦-高斯光束在传播过程中是具有互易性的。有人对余弦-高斯光束在 Kerr 介质^[35]和光折变晶体^[36]中的传输进行了研究。在之前的工作中,多切片介质填充的 PPWG^[18]中的余弦-高斯模式已在理论上得到了验证,而余弦-高斯光束在受限金属波导结构中的传输特性尚未得到深入研究。基于此,本文对余弦-高斯光束在波导结构中的传播进行了研究。

2 余弦-高斯光束的分析

图 1 所示为 PPWG 的空间结构,坐标轴位于几何中心,此波导在 x 轴和传输方向 z 轴上是无限延伸的,两个平板之间的间距为 b 。此时考虑将边界设置为完美电导体,并且设置两板间填充物为空气。

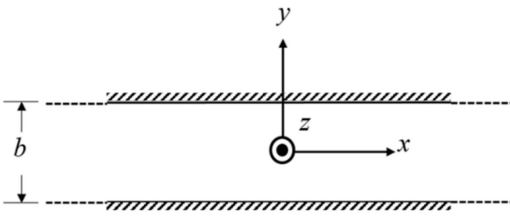


图 1 无限长 PPWG 结构示意图

Fig. 1 Schematic of infinite-length PPWG

首先假设其波导模式只存在一个 x 方向的分量,有如下形式

$$\mathbf{E} = E_x \mathbf{e}_x = \psi(x, y, z) \exp(-ik_z z) \mathbf{e}_x, \quad (1)$$

式中: \mathbf{E} 为总电场; E_x 为假设的唯一电场分量; ψ 为慢变振幅复函数; \mathbf{e}_x 为 x 方向上的单位矢量; k_z 为传播常数,满足

$$k_z = \sqrt{k_0^2 - \left(\frac{\pi}{b}\right)^2}, \quad (2)$$

其中 $k_0 = 2\pi/\lambda_0$, 为自由空间中的传播常数, λ_0 为自由空间中的波长。在 PPWG 中的波导模式的电场分量应该满足标量亥姆霍兹方程^[34]:

$$\nabla^2 E_x + k_0^2 E_x = 0. \quad (3)$$

将(1)式所描述的电场方程代入(3)式,可以得到

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} - 2ik_z \frac{\partial \psi}{\partial z} + \left(\frac{\pi}{b}\right)^2 \psi = 0. \quad (4)$$

由于假设 ψ 是沿 z 轴的慢变振幅复函数,所以二阶偏微分项 $\partial^2 \psi / \partial z^2$ 可以被忽略。

根据经典的波导理论^[37]可知,PPWG 的 TE₁ 模的电场分量 E_x 在 y 方向(即受限方向)上呈余弦分布。而在傍轴近似的条件下,在自由空间下标量亥姆霍兹方程的基模解是二维的高斯函数^[38-39]。因此,假设标量函数 ψ 在 y 方向受到限制时,(4)式的解在 y 方向上呈余弦分布,而 PPWG 在 x 方向是无限延伸的,标量函数 ψ 在 x 方向上呈一维高斯分布。然后,可以得到试探解,即

$$\psi = \exp\left[-ip(z) - \frac{ik_z x^2}{2q(z)}\right] \cos\left(\frac{\pi}{b}y\right), \quad (5)$$

可以称之为余弦-高斯光束,式中: $p(z)$ 为与传输距离有关的复数, $q(z)$ 为余弦-高斯光束的复光束参数。接下来,将(5)式代入傍轴(4)式,通过对比系数可以得到

$$\left[\frac{-ik_z}{q(z)} - 2k_z p'(z)\right] \times x^0 = 0, \quad (6)$$

$$\left\{\frac{-k_z^2}{q^2(z)} - k_z^2 \left[\frac{1}{q(z)}\right]'\right\} \times x^2 = 0, \quad (7)$$

式中: $p'(z)$ 为 $p(z)$ 函数关于坐标变量 z 的一阶偏导; x^0 为常系数。因为在 xoy 平面上的任意一点都要满足(6)式和(7)式,所以它们的系数必须同时为 0,则可以得到

$$q(z) = q_0 + z, \quad (8)$$

$$p(z) = \frac{-i}{2} \ln\left(\frac{z}{q_0} + 1\right), \quad (9)$$

式中: $q_0 = iz_0$; $z_0 = \pi\omega_0^2/\lambda_0$, 被称为瑞利距离; ω_0 为 x 方向上的光腰宽度。

通过对比自由空间的高斯光束,可以进一步定义光斑半径 $w(z)$ 、曲率半径 $R(z)$ 和相位因子 $\varphi(z)$, 得到余弦-高斯光束的表达式。值得一提的是,余弦-高斯光束只在 x 方向上满足高斯分布。接着将(5)式、(8)式和(9)式代入(2)式,可以得到余弦-高斯光束的横电场分量 E_x :

$$E_x(x, y, z) = \frac{\cos\left(\frac{\pi}{b}y\right)}{\sqrt{\frac{w(z)}{w_0}}} \exp \cdot \left[-ik_z z + \frac{i}{2}\varphi(z) - \frac{ik_z x^2}{2R(z)} - \frac{k_z x^2}{k_0 \omega^2(z)}\right], \quad (10)$$

其中,

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z^2}{z_0^2}\right)}, \quad (11)$$

$$R(z) = z \left(1 + \frac{z_0^2}{z^2}\right), \quad (12)$$

$$\varphi(z) = \arctan\left(\frac{z}{z_0}\right). \quad (13)$$

正如所预测的,余弦-高斯光束表达式和自由空间的高斯光束有类似的数学形式,但也有所不同,例如余弦-高斯光束在 PPWG 中 y 方向受到限制而呈现余弦形式,其振幅和相位表达式也与自由空间的高斯光束不同。特别地,(10)式中 $\varphi(z)$ 的系数不同于普通的高斯光束,可能是因为余弦-高斯光束在 x 方向上只是呈一维的高斯分布而不是呈二维的高斯分布。

3 模拟分析

为了验证上述理论的可行性,利用商业有限元软件 COMSOL 进行数值模拟分析。在这里,对余弦-高斯光束在 PPWG 中的传输与(10)式的结果进行对比分析。

在模拟过程中,将光束频率设为 0.35 THz,其在真空中的波长约为 0.86 mm,光腰宽度 $w_0 = 3\lambda_0$,平板间间距 b 为 0.85 mm。模拟中,采用金属铜的

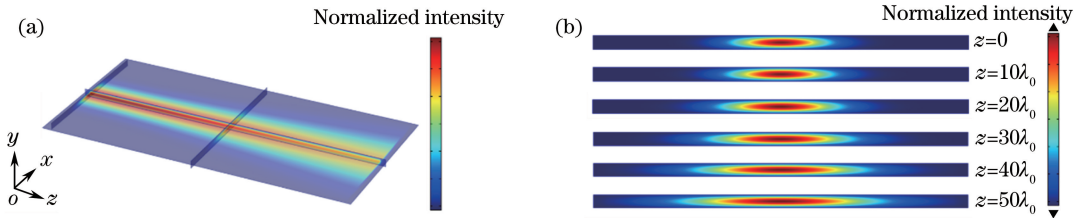


图 3 三维数值模拟的场分布图。(a) 0.35 THz 下余弦-高斯光束在有限长 PPWG 中传输的场分布; (b) 不同传输距离处横截面的电场强度分布图

Fig. 3 Field distribution in three-dimensional numerical simulation. (a) Field distribution of cos-Gaussian beam propagating in finite-length PPWG at frequency of 0.35 THz; (b) electric-field intensity distribution of cross-sections at different propagating distances

接下来,评估(10)式和数值模拟结果在传输过程中幅值和相位的一致性程度。获取的不同截面(xoy 平面)的中心电场数据($y=0$ 和 $z=10\lambda_0, 20\lambda_0, 30\lambda_0, 40\lambda_0, 50\lambda_0$),如图4(a)所示。可以看出,模拟电场 $|E_{x,s}|$ (不同的标记)与(10)式计算得到的电场 $|E_x|$ (实线)吻合得较好,这两组数据几乎重叠,无法区分。这种极小的偏差是因为(10)式只是一个近似解表达式,而不是严格的解析解。为了描述(10)式的准确性,采用方均根误差(RMSE)来表示模拟数据与公式曲线的符合程度,如图4(b)所

阻抗边界条件,在远红外和太赫兹波段,金属电介质常数 ϵ_m 可以通过 Drude 模型^[40]得到,金属铜在 0.35 THz 下的介电常数为 $-6.4649 \times 10^5 + 4.0535 i \times 10^6$ 。虽然 PPWG 在 x 和 z 方向上是无限延伸的,但是考虑到模拟软件的性能,在 x 方向上截取了 $24\lambda_0$ 作为计算窗口, z 方向上截取了 $50\lambda_0$ 作为传输距离,有限长 PPWG 的三维结构如图 2 所示。

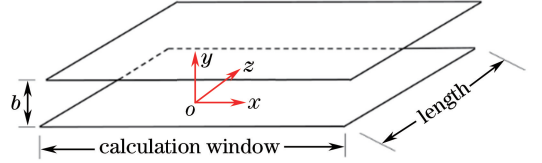


图 2 有限长 PPWG 的三维结构

Fig. 2 Three-dimensional structure of finite-length PPWG

三维数值模拟的场分布如图 3(a) 所示,可以看到场分布是对称的。另外,也可以得出这样的结论:当传输距离小于 $30\lambda_0$ 时,余弦-高斯光束的能量集中在 z 轴附近。从图 3(a) 和图 3(b) 可以看出,随着传输距离的增大,光斑半径在 x 方向上逐渐增大,这意味着光束在传输过程中能量逐渐分散。同时,电场受 y 方向边界的严格限制,场分布呈余弦形式。

示,并将其定义为

$$E_{\text{RMSE}} = \sqrt{\frac{\sum_{i=m} (|E_{x,s,i}| - |E_{x,i}|)^2}{m}}, \quad (14)$$

式中: $|E_{x,s,i}|$ 表示图4(a)中不同标记符号对应的数据点; $|E_{x,i}|$ 表示相应实线的数据点; m 表示总数据点个数。RMSE 的值越小,表示两条曲线符合得越好。从图 4(b) 中可以看出(10)式的精度是令人满意的。

对于相位信息,利用模拟软件自带的 $\arg()$ 函数来提取相位。当传输距离小于 $30\lambda_0$ 时,计算得

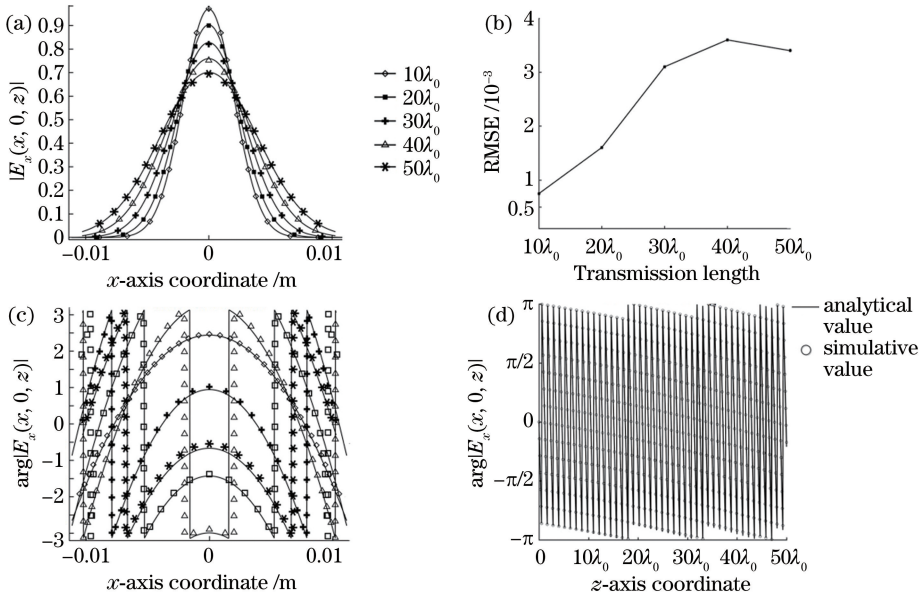


图4 振幅和相位的分析结果。(a)不同 z 值下,当 $y=0$ 时 x 方向上的归一化电场强度分布;(b)理论与模拟值之间的RMSE;(c)不同 z 值下,当 $y=0$ 时 x 方向上的相位分布;(d) z 轴处理论和模拟的相位结果对比

Fig. 4 Analysis results of amplitude and phase. (a) Normalized electric-field intensity distribution in x direction for $y=0$ at different z values; (b) RMSE between theoretical and simulated results; (c) phase distribution of electric field in x direction for $y=0$ at different z values; (d) comparison between theoretical and simulated results of phase distribution in z -axis

到的窗口的边缘相位曲线会呈现不规则的趋势。这是因为此时光斑半径比计算窗口小很多,窗口边缘的场值几乎为零,这些相位数据便没有意义,可以被忽略。传输到一定距离后,模拟相位曲线与(10)式中的相位吻合得较好。从图4(c)也可看出,等相位面不是一个平面,而是一个曲面。另外在图4(d)中给出了 z 轴的模拟相位数据($x=y=0$),并与(10)式的计算结果进行对比,实线代表(10)式的计算结果,圆点代表仿真模拟结果,数据和曲线吻合得很好。

4 讨 论

模拟了1.0 THz和3.5 THz下余弦-高斯光束在铜制PPWG中的传输,同时将波导结构缩小相应的尺寸,即改变板间距离 b ,以保证余弦-高斯光束是单模传输。在1.0 THz和3.5 THz下,金属铜的介电常数 ϵ_m 分别为 $-5.4894 \times 10^5 + 1.2046i \times 10^6$ 和 $-1.8707 \times 10^5 + 1.1729i \times 10^5$ 。计算得出 z 轴上不同的传输距离处的相位数据与(10)式计算结果的差值,结果如表1所示。

从表1可知 z 轴模拟的相位和(10)式的理论值之间的误差与传播距离呈近似线性关系,虽然限于计算机的运算能力不能模拟 $50\lambda_0$ 之外的传输情

表1 不同频率下 z 轴不同传输距离处的相位模拟数据与理论的差值

Table 1 Difference in phase data between simulated and theoretical results at different propagating distances of z -axis at different frequencies

z	Difference of phase / rad		
	$f=0.35$ THz	$f=1$ THz	$f=3.5$ THz
	$b=0.85$ mm	$b=0.30$ mm	$b=0.085$ mm
$10\lambda_0$	0.026	0.025	0.016
$20\lambda_0$	0.052	0.051	0.032
$30\lambda_0$	0.075	0.071	0.045
$40\lambda_0$	0.096	0.096	0.056
$50\lambda_0$	0.121	0.120	0.072

况,但是通过估算可以得到0.35 THz下,传输至 $500\lambda_0$ 之后 z 轴处的相位误差也仅约为1.2 rad,足以可见(10)式的准确性。

另外,需要说明的是,通过填充多层介质的PPWG可以实现余弦-高斯模式,并且该方法已经得到了验证。优化后的高斯光束与填充多层介质的有限PPWG耦合效率约为89.4%^[18]。因此,余弦-高斯光束或将可以作为传统高斯光源与PPWG之间一种新的耦合模式。

最后需要阐明的是,在理论推导部分,假定只有一个电场分量 E_x ,将不满足散度方程 $\nabla \cdot \mathbf{E} = 0$ 。在

实际的操作模拟中,假定电场主要为 x 方向上的线偏振, E_y 的场值远小于 E_x 。在假定的 $E_y=0$ 的情况下, E_z 为电场的纵向分量的标量形式,可以表示为

$$\mathbf{E}_z = E_z \mathbf{e}_z = U(x, y, z) \exp(-ik_z z) \mathbf{e}_z, \quad (15)$$

式中: \mathbf{E}_z 为电场的纵向分量的矢量形式; U 为假设的标量函数; k_z 为传播常数; \mathbf{e}_z 为 z 方向上的单位矢量。

在傍轴近似的条件下, $\partial U / \partial z$ 可以被忽略,可以得到

$$\frac{\partial E_z}{\partial z} = -ik_z E_z. \quad (16)$$

将(1)式、(15)式和(16)式代入散度方程, E_z 有如下形式:

$$E_z = \frac{1}{ik_z} \frac{\partial E_x}{\partial x}. \quad (17)$$

通过加入 E_z 分量,模拟的收敛速度将会加快。

5 结 论

基于平行平板波导的 TE_1 模态,在近似线性偏振电场假设的基础上,提出并推导了一种适用于 PPWG 的余弦-高斯基本光束的电场表达式。对光束在金属铜 PPWG 中的传输进行数值仿真,验证了表达式具有较高的精度。与传统的高斯光束相比,这些结果为光束在 PPWG 内部的传输提供了一个全新的视角。余弦-高斯光束在太赫兹平行平板波导耦合和其他太赫兹波导结构中具有广阔的应用前景。

参 考 文 献

- [1] Mittleman D M. Perspective: terahertz science and technology [J]. *Journal of Applied Physics*, 2017, 122(23): 230901.
- [2] Zhang L, Zhang M, Liang H W. Realization of full control of a terahertz wave using flexible metasurfaces [J]. *Advanced Optical Materials*, 2017, 5 (24): 1700486.
- [3] Hu B B, Nuss M C. Imaging with terahertz waves [J]. *Optics Letters*, 1995, 20(16): 1716-1718.
- [4] Mittleman D. *Sensing with terahertz radiation* [M]. Berlin, Heidelberg: Springer, 2003.
- [5] Koenig S, Lopez-Diaz D, Antes J, *et al.* Wireless sub-THz communication system with high data rate [J]. *Nature Photonics*, 2013, 7(12): 977-981.
- [6] Karl N J, McKinney R W, Monnai Y, *et al.* Frequency-division multiplexing in the terahertz range

using a leaky-wave antenna [J]. *Nature Photonics*, 2015, 9(11): 717-720.

- [7] Rusina A, Durach M, Nelson K A, *et al.* Nanoconcentration of terahertz radiation in plasmonic waveguides [J]. *Optics Express*, 2008, 16 (23): 18576-18589.
- [8] Liang H W, Ruan S C, Zhang M, *et al.* Nanofocusing of terahertz wave on conical metal wire waveguides [J]. *Optics Communications*, 2010, 283 (2): 262-264.
- [9] Gao H, Cao Q, Zhu M N, *et al.* Nanofocusing of terahertz wave in a tapered hyperbolic metal waveguide [J]. *Optics Express*, 2014, 22 (26): 32071-32081.
- [10] Seo M A, Park H R, Koo S M, *et al.* Terahertz field enhancement by a metallic nano slit operating beyond the skin-depth limit [J]. *Nature Photonics*, 2009, 3(3): 152-156.
- [11] Zhan H, Mendis R, Mittleman D M. Superfocusing terahertz waves below $\lambda/250$ using plasmonic parallel-plate waveguides [J]. *Optics Express*, 2010, 18(9): 9643-9650.
- [12] Wang K L, Mittleman D M. Metal wires for terahertz wave guiding [J]. *Nature*, 2004, 432 (7015): 376-379.
- [13] Awad M M, Chevillon R A. Transmission terahertz waveguide-based imaging below the diffraction limit [J]. *Applied Physics Letters*, 2005, 86 (22): 221107.
- [14] Wächter M, Nagel M, Kurz H. Metallic slit waveguide for dispersion-free low-loss terahertz signal transmission [J]. *Applied Physics Letters*, 2007, 90 (6): 061111.
- [15] Chen D R, Chen H B. A novel low-loss terahertz waveguide: polymer tube [J]. *Optics Express*, 2010, 18(4): 3762-3767.
- [16] Liang H W, Ruan S C, Zhang M. Terahertz surface wave propagation and focusing on conical metal wires [J]. *Optics Express*, 2008, 16(22): 18241-18248.
- [17] Gallot G, Jamison S P, McGowan R W, *et al.* Terahertz waveguides [J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2000, 17(5): 851-863.
- [18] Wang K, Cao Q, Zhang H F, *et al.* Cos-Gaussian modal field of a terahertz rectangular metal waveguide filled with multiple slices of dielectric [J]. *Optics Communications*, 2018, 417: 57-61.
- [19] Mendis R, Mittleman D M. An investigation of the lowest-order transverse-electric (TE_1) mode of the

- parallel-plate waveguide for THz pulse propagation [J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2009, 26(9): A6-A13.
- [20] Kim S H, Lee E S, Ji Y B, *et al.* Improvement of THz coupling using a tapered parallel-plate waveguide [J]. *Optics Express*, 2010, 18(2): 1289-1295.
- [21] Markov A, Guerboukha H, Skorobogatiy M. Hybrid metal wire-dielectric terahertz waveguides: challenges and opportunities [Invited][J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2014, 31(11): 2587-2600.
- [22] Cao Q, Jahns J. Azimuthally polarized surface plasmons as effective terahertz waveguides [J]. *Optics Express*, 2005, 13(2): 511-518.
- [23] He X Y, Wang Q J, Yu S F. Numerical study of gain-assisted terahertz hybrid plasmonic waveguide [J]. *Plasmonics*, 2012, 7(3): 571-577.
- [24] Li H S, Atakaramians S, Lwin R, *et al.* Flexible single-mode hollow-core terahertz fiber with metamaterial cladding[J]. *Optica*, 2016, 3(9): 941-947.
- [25] Atakaramians S, Afshar V S, Monro T M, *et al.* Terahertz dielectric waveguides [J]. *Advances in Optics and Photonics*, 2013, 5(2): 169-215.
- [26] Chen Y, Cao J G, Xu Y M, *et al.* Fano resonance sensing characteristics of metal-dielectric-metal waveguide coupling square cavity with bimetallic baffle[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2019, 46(2): 0213001.
陈颖, 曹景刚, 许扬眉, 等. 双金属挡板金属-电介质-金属波导耦合方形腔的 Fano 共振传感特性[J]. *中国激光*, 2019, 46(2): 0213001.
- [27] Mendis R, Grischkowsky D. Undistorted guided-wave propagation of subpicosecond terahertz pulses [J]. *Optics Letters*, 2001, 26(11): 846-848.
- [28] Harsha S S, Laman N, Grischkowsky D. High-Q terahertz Bragg resonances within a metal parallel plate waveguide[J]. *Applied Physics Letters*, 2009, 94(9): 091118.
- [29] Laman N, Harsha S S, Grischkowsky D, *et al.* High-resolution waveguide THz spectroscopy of biological molecules [J]. *Biophysical Journal*, 2008, 94(3): 1010-1020.
- [30] Eyyuboglu H T, Baykal Y. Analysis of reciprocity of cos-Gaussian and cosh-Gaussian laser beams in a turbulent atmosphere[J]. *Optics Express*, 2004, 12(20): 4659-4674.
- [31] Zhou G Q, Chu X X. Propagation of a partially coherent cosine-Gaussian beam through an ABCD optical system in turbulent atmosphere [J]. *Optics Express*, 2009, 17(13): 10529-10534.
- [32] Huang Y C, Cai D F, Zhang T R. Beam waist width and waist location of cosh-Gaussian beams in a gradient-index medium [J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2015, 52(2): 022601.
黄永超, 蔡达锋, 张廷蓉. 双曲余弦高斯光束在梯度折射率介质中的束腰宽度及其位置[J]. *激光与光电子学进展*, 2015, 52(2): 022601.
- [33] Yang Y T, Zhang T R, Gong X. Propagation of cosine-Gaussian beams in spherically aberrated fractional Fourier transform system [J]. *Acta Optica Sinica*, 2017, 37(2): 0207001.
杨玉婷, 张廷蓉, 龚霞. 余弦高斯光束通过含球差分数傅里叶变换系统的传输 [J]. *光学学报*, 2017, 37(2): 0207001.
- [34] Zhu S J, Chen Y H, Wang J, *et al.* Generation and propagation of a vector cosine-Gaussian correlated beam with radial polarization [J]. *Optics Express*, 2015, 23(26): 33099-33115.
- [35] Chen R P, Ni Y Z, Chu X X. Propagation of a cos-Gaussian beam in a Kerr medium [J]. *Optics & Laser Technology*, 2011, 43(3): 483-487.
- [36] Keshavarz A. Propagation of cos-Gaussian beam in photorefractive crystal [J]. *World Academy of Science, Engineering and Technology*, 2015, 9(12): 742-745.
- [37] Pozar D M. *Microwave engineering* [M]. Hoboken: John Wiley & Sons, 2009.
- [38] Kogelnik H, Li T. Laser beams and resonators [J]. *Applied Optics*, 1966, 5(10): 1550-1567.
- [39] Cao Q, Deng X M. Corrections to the paraxial approximation of an arbitrary free-propagation beam [J]. *Journal of the Optical Society of America A*, 1998, 15(5): 1144-1148.
- [40] Ordal M A, Bell R J, Alexander R W, *et al.* Optical properties of fourteen metals in the infrared and far infrared: Al, Co, Cu, Au, Fe, Pb, Mo, Ni, Pd, Pt, Ag, Ti, V, and W [J]. *Applied Optics*, 1985, 24(24): 4493-4499.