

TE 振荡模在左手材料劈形平面波导中的传输

沈陆发¹, 谢建平¹, 王子华²¹湖州师范学院理学院, 浙江 湖州 313000;²上海大学通信与信息工程学院, 上海 200072

摘要 对含各向异性左手材料劈形平面波导中的 TE 振荡模进行了相关研究。从 Maxwell 方程组出发, 采用变量分离法, 根据切向电磁场连续的边界条件, 得到该模的色散方程以及功率流方程。基于上述方程, 采用曲线拟合法, 画出了相关的特性曲线。结果显示: 电场强度同时考虑了 x 和 z 方向的影响, 功率流随波导长度增加而周期性振荡变化; 当劈形平面波导的斜率 $k=0.1$, 导模传输的波导长度小于 2.5 mm; 当频率较低时 ($f=5.0$ GHz) 以及 $k=0.01$, 对于不同的模阶数, 波导厚度的变化对功率流在波导中传输的影响不大。这些特性将有助于未来波导的小型化以及波导加工精度的降低。

关键词 集成光学; 平面波导; 各向异性左手材料; 色散曲线; 归一化功率流

中图分类号 TN252

文献标识码 A

doi: 10.3788/LOP55.041302

Propagation of TE Oscillating Guided Modes in a Taper Slab Waveguide with Metamaterials

Shen Lufa¹, Xie Jianping¹, Wang Zihua²¹ School of Science, Huzhou University, Huzhou, Zhejiang 313000, China;² School of Communication and Information Engineering, Shanghai University, Shanghai 200072, China

Abstract The TE oscillating guided modes and their propagation properties in a taper slab waveguide with anisotropic metamaterials are investigated. From Maxwell equations, based on continuous boundary conditions for tangential electromagnetic fields, we obtain a dispersive equation and a power flow equation of TE oscillating guided modes with a variable separation method. Based on the above equations, using a curve fitting technique, we plot some corresponding curves. It is found that the electric field intensity considers the influence of x and z directions, and the power flow changes periodically with the increase of the waveguide length; as the slope of the taper slab waveguide $k=0.1$, the waveguide length of the guided mode transmission is less than 2.5 mm; as lower frequencies ($f=5.0$ GHz) and $k=0.01$, for different mode orders, the variation of waveguide thickness has little effect on power flow transmission. The properties will help us to minimize the waveguide and decrease the accuracy requirement of the waveguide processing in the future.

Key words integrated optics; slab waveguide; anisotropic metamaterials; dispersive curves; normalized power flow

OCIS codes 130.2035; 130.2790; 130.3120

1 引言

左手材料是一种人工电磁材料, 它的介电常数和磁导率均小于零, 典型的特性包括负折射、反常多普勒效应, 反常 Cherenkov 辐射^[1] 以及反常 Goos-Hänchen 位移^[2-3], 具体应用于完美透镜^[4]、高指向

性天线以及电磁波隐身等^[5]。2000 年, 包含金属线和开口环周期性结构的左手材料(SRR)在微波波段首次成功制备^[6]; 2007 年, Tsakmakidis 等^[7] 理论上预言含左手材料的劈形平面波导能使光完全静止。该特性有益于全光存储器和全光光开关的制备, 受到全球学者的极大关注。然而, He 等^[8-9] 研究

收稿日期: 2017-08-04; **收到修改稿日期:** 2017-09-21

基金项目: 国家自然科学基金(61275070)、浙江省自然科学基金(LY15A040003)、湖州师范学院教改项目(JY21087)

作者简介: 沈陆发(1963—), 男, 博士, 副教授, 主要从事人工电磁材料光波导方面的研究。

E-mail: shenlufa@zjhu.edu.cn

含左手材料劈形平面波导时发现,左手材料具有较大的材料损耗,实际上并不能使光完全静止。这主要是因为波导内导模的强烈耦合导致入射光完全反射^[10-11]。进一步研究发现该类波导横磁(TM)模在芯层和包层中能流方向相反,产生慢光效应^[12-13]。此外,Shapiro等^[14-15]研究了低损耗、非线性劈形平面波导,陈月健等^[16]对平面波导激光器进行了实验研究。总之,尽管上述研究已经得到了一些有价值的结论,但对平面波导中横电(TE)模的系统研究甚少。

本文对含各向异性左手材料劈形平面波导 TE 模的传输特性进行了相关研究。从 Maxwell 方程组出发,采用分离变量法得到切向电场以及相关的色散方程,并通过积分得到纵向电场强度。根据切向电磁场连续的边界条件,得到 TE 振荡模的归一化功率流方程。基于上述方程,利用曲线拟合的方法绘制相关特性曲线。通过对上述曲线的细致分析,找到了 TE 振荡模的相关新特性。

2 TE 振荡模的色散方程

3 层含左手材料劈形平面波导如图 1 所示。厚度为 $h(z)$ 的芯层是各向异性的左手材料,介电常数张量和磁导率张量分别为 $\boldsymbol{\epsilon}_2 (\epsilon_{2x}, \epsilon_{2y}, \epsilon_{2z})$ 和 $\boldsymbol{\mu}_2 (\mu_{2x}, \mu_{2y}, \mu_{2z})$, 而覆盖层和衬底是不同的普通材料,它们的介电常数和磁导率分别为 ϵ_1, ϵ_3 和 μ_1, μ_3 。一般而言,非对称平面波导中能传输 TE 模和 TM 模。本课题组已在文献^[17-18]中讨论了 TM 模,本文仅讨论 TE 模。对于 TE 模,波导中传输的电磁场分量为 H_x, H_z 和 E_y 。根据 Maxwell 方程

组,波导芯层中三者满足:

$$\begin{cases} -\frac{\partial H_z}{\partial x} + \frac{\partial H_x}{\partial z} = j\omega\epsilon_{2y}E_y \\ H_x = -\frac{j}{\omega\mu_{2x}}\frac{\partial E_y}{\partial z} \\ H_z = \frac{j}{\omega\mu_{2z}}\frac{\partial E_y}{\partial x} \end{cases}, \quad (1)$$

式中 ω 为角频率。在波导的覆盖层和衬底中也有类似 3 个方程,只要用它们的介电常数和磁导率分别替代(1)式所对应的介电常数和磁导率即可。根据(1)式可得

$$E_y = E_y(x, z) \exp[j(\omega t - \beta z)], \quad (2)$$

式中 β 为纵向传播常数。把(2)式代入(1)式,经过数学计算,可得

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} - 2j\beta \frac{\partial E_y}{\partial z} + (k_0\epsilon_{2y}\mu_{2x} - \beta^2)E_y = 0, \quad (3)$$

式中 k_0 为真空中的波数。令 $E_y(x, z) = E_1(x) \cdot E_2(z)$, 代入(3)式,可得

$$\begin{aligned} \frac{\mu_{2x}}{\mu_{2z}} \frac{1}{E_1(x)} \frac{\partial^2 E_1(x)}{\partial x^2} + k_0\epsilon_{2y}\mu_{2x} - \beta^2 = \\ - \frac{1}{E_2(z)} \left[\frac{\partial^2 E_2(z)}{\partial z^2} - 2j\beta \frac{\partial E_2(z)}{\partial z} \right]. \end{aligned} \quad (4)$$

采用分离变量的方法,(4)式左边可化为

$$\frac{\partial^2 E_1(x)}{\partial x^2} + \frac{\mu_{2z}}{\mu_{2x}}(k_0\epsilon_{2y}\mu_{2x} - \beta^2)E_1(x) = 0. \quad (5)$$

(5)式与文献^[17]中有关各向异性左手材料平面波导 TE 模的微分方程一致。求解该方程,可以得到波导中场强的分布为

$$\begin{cases} E_{11}(x) = A(z) \cos[k_2 h(z) - \phi] \exp\{-\alpha_1 [x - h(z)]\}, & x \geq h(z) \\ E_{12}(x) = A(z) \cos(k_2 x - \phi), & -h(z) \leq x \leq h(z) \\ E_{13}(x) = A(z) \cos[k_2 h(z) + \phi] \exp\{\alpha_3 [x + h(z)]\}, & x \leq -h(z) \end{cases}, \quad (6)$$

式中 $A(z)$ 和 ϕ 分别为电场的振幅以及相位常数, $\alpha_l (l=1, 3)$ 为覆盖层和衬底的衰减常数, k_2 为波导芯层中的横向波数。在文献^[19-21]中,电场强度振幅是一个常量,而在劈形波导中,电场强度振幅 $A(z)$ 随着波导长度的增加而变化。其中覆盖层的衰减常数为 $\alpha_1 = \sqrt{\beta^2 - k_0^2 \epsilon_1 \mu_1}$, 衬底的衰减常数为 $\alpha_3 = \sqrt{\beta^2 - k_0^2 \epsilon_3 \mu_3}$ 。 k_2 可以进一步表示为 $k_2 = \sqrt{\frac{\mu_{2z}}{\mu_{2x}}(k_0^2 \epsilon_{2y} \mu_{2x} - \beta^2)}$ 。此外,为了简化,在下列各方程中 $\exp[j(\omega t - \beta z)]$ 均被省略。根据(6)式,同

时考虑切向电磁场连续的边界条件,TE 振荡模的色散方程为

$$2k_2 h(z) - \arctan\left(\frac{\mu_{2z}\alpha_1}{\mu_1 k_2}\right) - \arctan\left(\frac{\mu_{2z}\alpha_3}{\mu_3 k_2}\right) = 2m\pi, \quad (7)$$

式中 $m = 0, 1, 2, \dots$ 为模阶数。假如波导芯层与包层之间的劈形边界为斜率 k 的直线, $h(0)$ 为 $z=0$ 处波导的厚度,波导厚度与 z 的关系为

$$h(z) = h(0) - kz. \quad (8)$$

将(8)式代入(7)式,可得

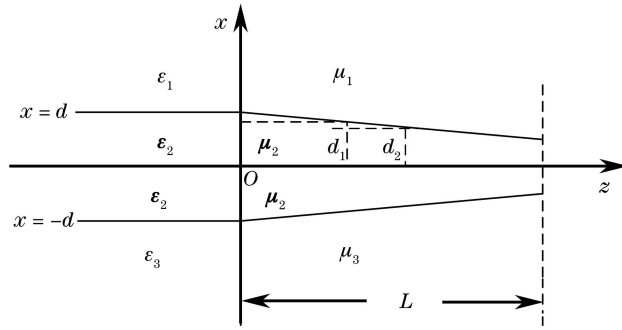


图1 含各向异性左手材料劈形平面波导示意图

Fig. 1 Schematic of taper slab waveguide with anisotropic metamaterials

$$z = \frac{h(0)}{k} - \left[2m\pi + \arctan\left(\frac{\mu_{2z}\alpha_1}{\mu_1 k_2}\right) + \arctan\left(\frac{\mu_{2z}\alpha_3}{\mu_3 k_2}\right) \right] / (2kk_2). \quad (9)$$

此外,根据(4)式的右边,可得

$$\frac{\partial^2 E_2(z)}{\partial z^2} - 2j\beta \frac{\partial E_2(z)}{\partial z} = 0. \quad (10)$$

对(10)式进行积分,又可得

$$E_2(z) = 1 + \int_0^z \exp(2j\beta) dz, \quad (11)$$

式中 $E_2(z)$ 为 z 方向的电场强度。

3 各向异性左手材料劈形平面波导功率流方程

根据(11)式,场强 $E_2(z)$ 可表示为

$$E_2(z) = E_{2r}(z) + jE_{2i}(z), \quad (12)$$

式中 $E_{2r}(z)$ 表示 $E_2(z)$ 的实部, $E_{2i}(z)$ 表示 $E_2(z)$ 的虚部。(2)式进一步写为

$$\mathbf{E}_y = E_1(x) \cdot [E_{2r}(z) + jE_{2i}(z)] \mathbf{j}, \quad (13)$$

式中 \mathbf{j} 为 y 方向的单位向量。对于 TE 模,磁场强度分量 (H_x, H_z) 同时存在,所以,磁场强度可写为

$$\mathbf{H} = H_x \mathbf{i} + H_z \mathbf{k}, \quad (14)$$

式中 \mathbf{i}, \mathbf{k} 为 x, z 方向的单位向量。对于 TE 振荡模,总功率流为

$$P_{\text{tot}}(z) = \frac{1}{2} \int \text{Re}(\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*) \cdot \mathbf{k} ds, \quad (15)$$

式中 \mathbf{H}^* 为磁场强度的共轭。波导中 z 方向传输的功率流可以通过 Poynting 矢量的积分来计算,所以(15)式可以进一步写为

$$P_{\text{tot}}(z) = \frac{1}{2\omega\mu_0} \left\{ \beta [E_{2r}^2(z) + E_{2i}^2(z)] + E_{2r}(z) \frac{dE_{2i}(z)}{dz} - \frac{dE_{2r}(z)}{dz} E_{2i}(z) \right\} \times \left[\int_{h(z)}^{\infty} \frac{1}{\mu_1} E_{11}^2(x) dx + \int_{-h(z)}^{h(z)} \frac{1}{\mu_{2x}} E_{12}^2(x) dx + \int_{-\infty}^{-h(z)} \frac{1}{\mu_3} E_{13}^2(x) dx \right]. \quad (16)$$

将(6)式代入(16)式,经过数学计算可得

$$P_{\text{tot}}(z) = \frac{A^2(z)}{4\omega\mu_0} \left\{ \beta [E_{2r}^2(z) + E_{2i}^2(z)] + E_{2r}(z) \frac{dE_{2i}(z)}{dz} - \frac{dE_{2r}(z)}{dz} E_{2i}(z) \right\} \times \left\{ \frac{\cos^2[k_2 h(z) - \phi]}{\mu_1 \alpha_1} + \frac{\cos^2[k_2 h(z) + \phi]}{\mu_3 \alpha_3} + \frac{1}{\mu_{2x}} \left\{ 2h(z) + \frac{1}{k_2} \sin[2k_2 h(z)] \cos(2\phi) \right\} \right\}. \quad (17)$$

由于左手材料在波导芯层中所传输功率流方向与波矢的方向相反,因此波导中所传输的归一化总功率流为

$$P_{\text{norm}} = \frac{P_{\text{tot}}(z)}{|P_1| + |P_2| + |P_3|}, \quad (18)$$

式中 P_1, P_2, P_3 分别为 $z=0$ 处波导覆盖层、芯层以及衬底中所传输的功率流。

4 结果与讨论

一般而言,左手材料在红外和可见光波段的制备较难,而在微波波段因其尺寸较大而较易实现。本文考虑工作在微波波段的左手材料,它们是由金属棒和开口金属环周期性排列组成。金属棒周期性排列的有效介电常数为^[22]

$$\epsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + j\gamma\omega}, \quad (19)$$

开口金属环周期性排列所具有的有效磁导率为^[23]

$$\mu(\omega) = 1 - \frac{F\omega^2}{\omega^2 - \omega_0^2 + j\gamma\omega}, \quad (20)$$

式中: $F=0.56$; ω_0 和 ω_p 分别为磁场振荡频率和等离子体频率, $\omega_0/2\pi=4.0$ GHz, $\omega_p/2\pi=10.0$ GHz; γ 为衰减因子, 可省。通过计算(19)式和(20)式发现: 当频率从 4.0 GHz 增加到 6.0 GHz 时, 有效介电常数和有效磁导率均小于零。此外, 在 $k_2 =$

$\sqrt{\frac{\mu_{2z}}{\mu_{2x}}(k_0^2\epsilon_{2y}\mu_{2x} - \beta^2)}$ 中, 当 $\frac{\mu_{2z}}{\mu_{2x}} < 0$, $k_0^2\epsilon_{2y}\mu_{2x} > \beta^2$ 时, k_2 为纯虚数, 波导中传输的是 TE 表面模; 而当 $k_0^2\epsilon_{2y}\mu_{2x} < \beta^2$ 时, k_2 为实数, 波导中传输的是 TE 振荡模。而且, 假如波导的覆盖层和衬底趋于无穷, 要求波导在电磁场中传输时必须衰减, 即传播常数需满足条件 $\beta > \max(k_0\sqrt{\epsilon_1\mu_1}, k_0\sqrt{\epsilon_3\mu_3})$ 。

对于各向异性左手材料, 假设介电常数张量为 $\epsilon_2(\epsilon_{2x}, \epsilon_{2y}, \epsilon_{2z})$, 磁导率张量为 $\mu_2(\mu_{2x}, \mu_{2y}, \mu_{2z})$ 。同时假设横向介电常数和横向磁导率随着频率而变化, 遵守(19)式和(20)式, 即 $\epsilon_{2x} = \epsilon_{2y} = \epsilon(\omega)$, $\mu_{2x} = \mu_{2y} = \mu(\omega)$ 。在频率为 4.0~6.0 GHz 时, 介电常数和磁导率均小于零; 但是, 纵向的介电常数和磁导率均大于零, 即 $\epsilon_{2z} = \mu_{2z} = 1.0$ 。此外, 假定波导的覆盖层和衬底是不同的普通介质, 介电常数和磁导率分别为: $\epsilon_1=1.0, \epsilon_3=2.25; \mu_1=1.0, \mu_3=1.0$ 。

4.1 劈形平面波导中 TE 振荡模的色散特性

4.1.1 劈形波导斜率对导模色散特性的影响

根据色散方程(7)、(19)、(20)式, 当频率为 5.0 GHz 以及不同劈形波导斜率 ($k=0.01, 0.05, 0.10$) 时, TE₀ 模的相关色散曲线如图 2 所示, 横轴为波导长度 z , 纵轴为传播常数。不同的劈形波导斜率具有类似的色散特性。随着波导长度 z 的增

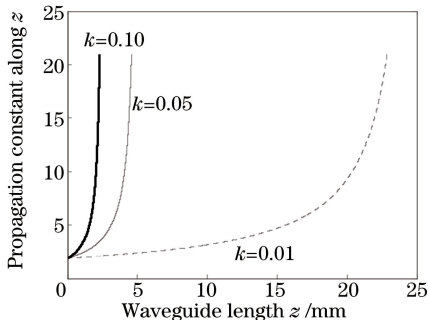


图 2 劈形平面波导斜率对 TE₀ 模色散曲线的影响

Fig. 2 Influence of taper slope wavelength on dispersive of TE₀ mode

加, 传播常数也单调增加, 且增加的速度先慢后快。这种快速增加传播常数的特性有益于高性能传感器的设计。此外, 随着劈形波导斜率的增加, 色散曲线被压缩在一个较小的范围内, 也就是说, 该模只能在较短的波导内传输。斜率从 0.01 增加到 0.05 与从 0.05 增加到 0.10, 劈形波导长度的减小是不均匀的, 而是前者大于后者, 该特性有益于将来实现波导器件的小型化。

4.1.2 频率对导模色散特性的影响

类似于 4.1.1 节, 当劈形平面波导的斜率为 0.01, 根据(7)、(19)和(20)式, 不同工作频率 (4.5 GHz, 4.8 GHz, 5.3 GHz) 下 TE 基模的色散曲线如图 3 所示。对于不同的频率, 它们有类似的色散特性。随着波导长度的增加, 传播常数也单调增加。此外, 随着频率的增加, 色散曲线下移, 即对于相同的波导长度, 随着频率的增加, 传播常数变小, 而且这种变化基本均匀, 与 4.1.1 节劈形波导斜率变化的情况不同。

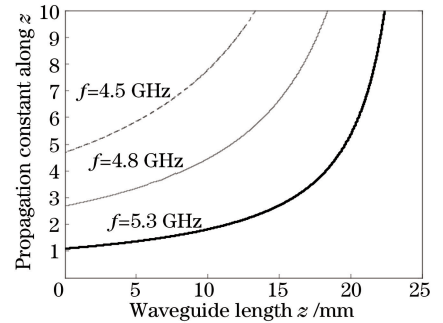


图 3 频率对 TE₀ 模色散曲线的影响。其中, 劈形波导的斜率为 0.01, 波导其他参数与 4.1.1 节相同

Fig. 3 Influence of frequency on dispersive of TE₀ mode. The tape slope is 0.01 and other waveguide parameters are the same as section 4.1.1

4.1.3 模阶数对导模色散特性的影响

类似于上述两节, 当劈形平面波导斜率为 0.01、频率为 5.0 GHz 以及模阶数分别为 0, 1, 2 时, 根据(7)、(19)和(20)式画出相关色散曲线(图 4)。从图 4 可以看出, 对于不同的模阶数, 它们有类似的色散特性。传播常数随着劈形波导长度的增加而线性增加, 而且随着模阶数的增加, 色散曲线上移, 传播常数变大。

4.2 TE 振荡模在劈形平面波导中的功率流传输

根据色散方程可得到 TE 振荡模的色散曲线, 进一步对该色散曲线进行曲线拟合, 具体公式为

$$\beta(z) = p_1 z^8 + p_2 z^7 + p_3 z^6 + p_4 z^5 + p_5 z^4 + p_6 z^3 + p_7 z^2 + p_8 z + p_9. \quad (21)$$

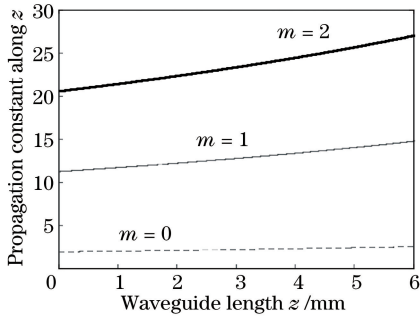


图4 模阶数对TE振荡模色散曲线的影响。

劈形波导斜率为0.01,频率为5.0 GHz,波导的其他参数与4.1.1节相同

Fig. 4 Influence of mode order on dispersive of TE oscillating guided modes. The taper slope equals to 0.01 and $f=5.0$ GHz, besides, other waveguide parameters are the same as section 4.1.1

采用控制变量的方法得到了劈形平面波导斜率的变化、频率的变化以及模阶数变化的相关数据(表1)。

表1 色散曲线拟合的相关参数

Table 1 Some parameters for the dispersive curves fitting

f /GHz	m	k	p_1	p_2	p_3	p_4	p_5	p_6	p_7	p_8	p_9
5	0	0.01	8.14×10^{-9}	-6.00×10^{-7}	1.84×10^{-5}	-0.000298	0.00275	-0.01399	0.04034	0.0337	1.915
5	0	0.05	0.003179	-0.04684	0.2872	-0.9325	1.719	-1.749	1.009	0.1685	1.915
5	0	0.1	0.8138	-5.996	18.38	-29.84	27.5	-13.99	4.034	0.337	1.915
5	1	0.01	9.98×10^{-10}	-2.87×10^{-8}	4.95×10^{-7}	-2.54×10^{-6}	4.51×10^{-5}	6.61×10^{-4}	0.0178	0.446	11.2
5	2	0.01	-6.07×10^{-6}	1.39×10^{-5}	-1.23×10^{-5}	7.52×10^{-6}	5.01×10^{-5}	0.001292	0.03248	0.8165	20.53
4.5	0	0.01	5.59×10^{-10}	-1.87×10^{-8}	3.34×10^{-7}	2.60×10^{-5}	2.54×10^{-4}	0.0002538	0.007474	0.186	4.694
4.8	0	0.01	3.18×10^{-9}	-1.98×10^{-7}	5.23×10^{-6}	-7.30×10^{-5}	0.0005909	-0.00244	0.01025	0.1007	2.693
5.3	0	0.01	2.91×10^{-8}	-2.49×10^{-6}	8.81×10^{-5}	-0.001644	0.01735	-0.1022	0.3126	-0.3572	1.224

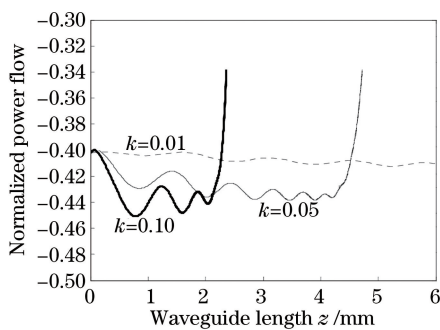


图5 劈形平面波导斜率对TE₀模功率流的影响,波导其他参数与图3相同

Fig. 5 Influence of taper slope on power flow of TE₀ mode. The other corresponding waveguide parameters employed are the same as that in Fig. 3

4.2.2 频率对TE₀模功率流传输特性的影响

当斜率为0.01,传播常数的相关系数如表1所示,波导的其他参数与4.1.2节相同时,根据相关方程画出了不同频率TE₀模的功率流传输特性曲线

4.2.1 劈形平面波导斜率对TE₀模功率流传输的影响

当 $f=5.0$ GHz时,其他相关数据见表1,波导参数与4.1.1节相同,根据(17)~(20)式画出不同斜率 k 的功率流特性曲线(图5)。这些特性曲线具有以下特点。1) 由于电场强度同时受 x 和 z 方向的影响,该特性曲线精细反映了电磁波在劈形平面波导内的传输。开始传输时功率流周期性变化,说明波导中存在较强的内模耦合。2) 对于不同的斜率,曲线形状类似,显示了它们具有类似的功率流传输特性。随着波导长度的增加(波导长度小于6 mm),芯层内的功率流首先振荡增加,然后快速减小(除斜率 $k=0.01$ 外)。3) 当斜率从0.01增加到0.05和0.10时,曲线被进一步压缩在一个较窄的区域内。特别是当劈形波导斜率为0.10时,波导长度小于2.5 mm,功率流特性保持不变,该特性有助于将来开发小型波导器件。

(图6)。从图6可以看出,这些特性曲线具有以下特点。1) 随着频率的增加,特性曲线上移,芯层中的功率流减小,这是由于较多电磁波被劈形波导的界面折射而进入了包层。2) 随着波导长度的增加,

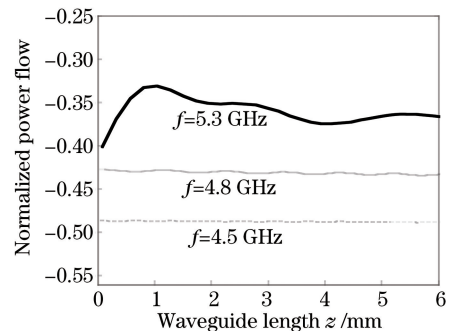


图6 频率对TE₀模功率流传输的影响。劈形波导的斜率为0.01,波导其他参数与图3相同

Fig. 6 Influence of frequency on power propagation of TE₀ mode. The slope $k=0.01$ and the other corresponding parameters employed are the same as that in Fig. 3

功率流波动变化,而且随着频率的增加,这种波动性越明显。特别是在频率较低时,随着波导厚度的变化,功率流传输并不发生明显变化,该特性有助于降低波导的加工精度。

4.2.3 模阶数对 TE 模功率流的影响

当劈形波导斜率 $k=0.01$, 频率 $f=5.0$ GHz, 波导参数与 4.1.3 节相同时, 根据相关方程画出了不同模阶数的功率流特性曲线(图 7)。这些特性曲线具有以下特点。

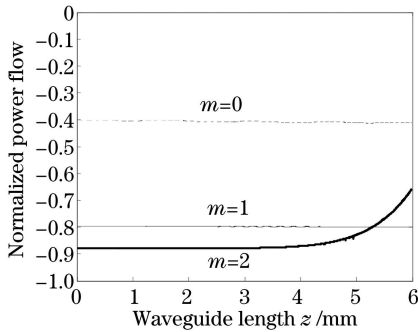


图 7 模阶数对 TE 振荡模功率流的影响。频率为 5.0 GHz, 劈形平面波导的斜率为 0.01, 波导其他参数与 4.1.1 相同
Fig. 7 Influence of mode order on power propagation of TE oscillating guided modes. The taper slope k is 0.01, frequency is 5.0 GHz, and other waveguide parameters are the same as 4.1.1

1) 当 $m=0$ 和 1 时, 随着波导长度的增加, 波导芯层中的传输功率流缓慢增加。当 $m=2$ 以及波导长度小于 3 mm 时, 波导芯层中的传输功率流有少量减小, 然后, 随着波导长度的增加, 波导芯层中的功率流快速减小。当劈形波导长度进一步增加, 波导芯层中功率流变化不大, 该特性有助于降低波导的加工精度。

2) 随着模阶数的增加, 功率流特性曲线下移, 这说明波导芯层中的功率流增加。由图 4 可知, 随着模阶数的增加, 有效折射率也逐渐增加, 聚光能力增强, 因此, 随着模阶数的增加, 波导芯层中传输的功率流也逐变增大。

5 结 论

对含各向异性左手材料劈形平面波导 TE 振荡模进行了相关研究。根据 Maxwell 方程组以及变量分离法, 得到了 TE 振荡模的色散方程; 考虑 TE 模电磁场之间的关系, 得到该模的归一化功率流方程; 基于上述方程, 利用曲线拟合的方法, 绘制相关的特性曲线。

1) 当 $m=0$, $f=5.0$ GHz, 以及 k 从 0.01 分别

增加到 0.05 和 0.10 时, TE 模的色散曲线以及功率流特性曲线被压缩。特别是当 $k=0.10$ 时, 劈形波导长度小于 2.5 mm, 该特性有助于将来设计小型化波导器件。

2) 当 $k=0.01$ 以及 $f=4.5$ GHz 分别增加到 4.8 GHz 和 5.3 GHz 时, 色散曲线下移, 但功率流特性曲线上移, 说明 TE 模的有效折射率变小, 波导内传输的功率流也减小。

3) 当 $k=0.01$, $f=5.0$ GHz 以及 m 从 0 分别增加到 1 和 2 时, 色散曲线上移, 但功率流特性曲线下移, 说明 TE 模的有效折射率变大, 波导芯层内传输的功率流增大。

4) 对于不同的模阶数 ($m=0, 1, 2$), 在一定的波导长度范围内, 波导厚度的变化对功率流传输的影响不大, 该特性有助于降低波导的加工精度。

参 考 文 献

- [1] Veselago V G. The electrodynamics of substances with simultaneously negative electrical and magnetic properties[J]. Soviet Physics Uspekhi, 1968, 10(4): 504-509.
- [2] Berman P R. Goos-Hänchen shift in negatively refractive media [J]. Physical Review E, 2002, 66 (6): 067603.
- [3] Qing D K, Chen G. Goos-Hänchen shifts at the interfaces between left- and right-handed media [J]. Optics Letters, 2004, 29(8): 872-874.
- [4] Pendry J B. Negative refraction makes a perfect lens [J]. Physical Review Letters, 2000, 85(18): 3966-3969.
- [5] Pacheco J, Jr, Grzegorzczak T M, Wu B I, *et al.* Power propagation in homogeneous isotropic frequency-dispersive left-handed media [J]. Physical Review Letters, 2002, 89(25): 257401.
- [6] Smith D R, Padilla W J, Vier D C, *et al.* Composite medium with simultaneously negative permeability and permittivity [J]. Physical Review Letters, 2000, 84(18): 4184-4187.
- [7] Tsakmakidis K L, Boardman A D, Hess O. 'Trapped rainbow' storage of light in metamaterials [J]. Nature, 2007, 450(7168): 397-401.
- [8] He S, He Y, Jin Y. Revealing the truth about 'trapped rainbow' storage of light in metamaterials [J]. Scientific Reports, 2012, 2: 583.
- [9] Hu H, Ji D, Zeng X, *et al.* Rainbow trapping in hyperbolic metamaterial waveguide [J]. Scientific Reports, 2013, 3: 1249.

- [10] Ding F, Jin Y, Li B, *et al.* Ultrabroadband strong light absorption based on thin multilayered metamaterials [J]. *Laser & Photonics Reviews*, 2014, 8(6): 946-953.
- [11] Li B, He Y, He S. Investigation of light trapping effect in hyperbolic metamaterial slow-light waveguides[J]. *Applied Physics Express*, 2015, 8: 082601.
- [12] Lu W T, Huang Y J, Casse B D F, *et al.* Storing light in active optical waveguides with single-negative materials [J]. *Applied Physics Letters*, 2010, 96(21): 211112.
- [13] Jang M S, Atwater H. Plasmonic rainbow trapping structures for light localization and spectrum splitting [J]. *Physical Review Letters*, 2011, 107(20): 207401.
- [14] Shapiro M A, Temkin R J. Calculation of a hyperbolic corrugated horn converting the TEM_{00} mode to the HE_{11} mode [J]. *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, 2011, 32(3): 283-294.
- [15] Gleeson E, Murphy J A, Maffei B, *et al.* Corrugated waveguide band edge filters for CMB experiments in the far infrared[J]. *Infrared Physics & Technology*, 2005, 46(6): 493-505.
- [16] Chen Y J, Jiang H, Wang J T, *et al.* Planar waveguide oscillator with high output power and high efficiency[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2017, 44(4): 0401001.
陈月健, 姜豪, 王君涛, 等. 高功率高效率平面波导激光振荡器实验研究[J]. *中国激光*, 2017, 44(4): 0401001.
- [17] Shen L F, Wang Z H. Propagation properties of the guided modes in a taper slab waveguide with anisotropic metamaterials[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2015, 44(10): 1023002.
沈陆发, 王子华. 各向异性左手材料劈形平面波导传输特性[J]. *光子学报*, 2015, 44(10): 1023002.
- [18] Shen L F, Xie J P, Wang Z H. Propagation of TM surface modes in a taper slab waveguide with anisotropic metamaterials[J]. *Optik*, 2016, 127(8): 3848-3852.
- [19] Chen Z H, Li P. Asymptotic solutions of modes in optical waveguide with perfectly matched layer [J]. *Acta Optica Sinica*, 2009, 29(6): 1459-1466.
陈芝花, 李鹏. 带有完美匹配层的光波导中模式的渐近解[J]. *光学学报*, 2009, 29(6): 1459-1466.
- [20] Shen L F, Wang Z H. Transmission properties of TM modes in slab waveguide with anisotropy and dispersion left-handed materials [J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2010, 47(12): 121302.
沈陆发, 王子华. 各向异性色散左手材料三层平面波导 TM 模的传输特性[J]. *激光与光电子学进展*, 2010, 47(12): 121302.
- [21] Shen L F, Jiang L P, Wang Z H. Propagation properties of guided modes in an optical fiber with anisotropy metamaterials [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2011, 38(9): 0905007.
沈陆发, 江丽萍, 王子华. 各向异性左手材料光纤的传输特性[J]. *中国激光*, 2011, 38(9): 0905007.
- [22] Pendry J B, Holden A J, Stewart W J, *et al.* Extremely low frequency plasmons in metallic mesostructures[J]. *Physical Review Letters*, 1996, 76(25): 4773-4776.
- [23] Pendry J B, Holden A J, Robbins D J, *et al.* Magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena [J]. *IEEE transactions on microwave theory and techniques*, 1999, 47(11): 2075-2084.