

# 各向异性蜂窝夹芯材料的电磁传输性能 分析算法研究\*

汤兴刚 张卫红<sup>†</sup> 邱克鹏

(西北工业大学机电学院, 西安 710072)

(2012年8月29日收到; 2012年11月9日收到修改稿)

蜂窝夹芯结构作为天线罩最常用的透波材料, 其电各向异性特征对电磁传输性能具有不可忽略的影响. 本文基于各向异性蜂窝夹芯材料对电磁波水平极化和垂直极化分量的有效介电常数, 建立了多层蜂窝夹芯材料的等效传输线网络传输方程, 并给出了其传输系数的计算公式. 该计算公式由于考虑了材料的三维各向异性特征, 不仅理论上可以计算多层各向异性介质板对任意方向入射电磁波的传输系数, 而且能够揭示出材料方向角对传输性能的影响规律. 同时, 通过传输线网络等效, 其计算效率远高于有限元等方法. 数值算例表明, 本方法能够有效地揭示蜂窝夹芯材料的各向异性对其传输性能的影响, 计算结果在入射角为  $0^\circ$ — $80^\circ$  时与有限元法符合很好.

**关键词:** 电磁传输性能, 电各向异性介质, 蜂窝夹芯材料

**PACS:** 41.20.-q, 41.20.Jb, 77.84.-s, 02.70.-c

**DOI:** 10.7498/aps.62.084102

## 1 引言

蜂窝夹芯材料由于具有高比强度、高比模量、低介电常数、低损耗等优异性能, 广泛应用于天线罩透波材料产品设计. 然而, 对于毫米波天线罩设计, 由于其明显的各向异性特征对电磁波的传播影响较大, 时常导致天线方向图严重畸变与雷达探测性能降低<sup>[1,2]</sup>.

为此, 关于各向异性介质中的电磁波传播问题已经得到较为充分的重视<sup>[3-14]</sup>. 然而由于问题的复杂性, 电磁波在各向异性媒质中的传输方程及解析解的获得仍局限于沿光轴传播及单轴各向异性介质等特殊情况. 文献 [6, 7] 研究了单轴各向异性左手材料中的电磁传输特性, 分析了光轴平行以及垂直于界面时的负折射率现象. Wilson 和 Thiel<sup>[8]</sup> 研究了 TM 波在二维单轴电各向异性介质中的传输问题, 分析了均匀平面波沿光轴方向传播时解的简化方法. 罗时荣和吕百达<sup>[9]</sup> 及黄永超等<sup>[10]</sup> 分别

研究了平顶高斯光束和椭圆高斯光束在单轴晶体中沿光轴传播的特殊情况. 近几年来, 超材料及纳米材料技术促进了对材料各向异性电磁性能研究的发展. 洪清泉等<sup>[11,12]</sup> 在经典电动力学的框架下, 研究了电偶极、磁偶极和电四极在磁各向异性介质中的辐射功率的表达式. Baida 等<sup>[13]</sup> 基于时域有限差分算法研究了各向异性超材料板对电磁波的传输性能增强. Caballero 等<sup>[14]</sup> 基于广义散射矩阵法研究了多层各向异性周期纳米结构磁光系统中的电磁传播问题.

蜂窝夹芯材料的传输系数是决定天线罩电磁性能的关键参数, 现有计算方法一般将蜂窝夹芯材料处理成多层各向同性均匀介质, 通过计算多层介质的传输线网络模拟的传输矩阵得到其传输系数<sup>[4,15]</sup>, 这样的均质化近似处理无疑会给仿真分析引入误差. 文献 [2, 3, 15] 将各向同性介质的传输矩阵推广到各向异性介质上, 研究了电磁波在带有各向异性媒质的多层结构中的传播问题. 由于所提出方法主要针对玻璃钢纤维铺层的面内各向异性进

\* 国家自然科学基金(批准号: 51275424, 10925212, 11002112, 11002113) 和国家重点基础研究发展计划(批准号: 2011CB610304) 资助的课题.

<sup>†</sup> 通讯作者. E-mail: zhangwh@nwpu.edu.cn

行研究, 材料的介电常数简化为二阶张量, 因此无法处理具有三阶介电常数张量的蜂窝夹芯材料实际情况. 有限时域差分法虽然可以对三维各向异性材料进行模拟 [16,17], 但对多层介质平板的计算需要精细网格划分、计算时间耗费较长, 尤其是在天线罩电磁仿真时需要在天线的每个采样点计算多层蜂窝夹芯板的传输系数, 计算量难以承受.

对于多层介质的电磁传输性能, 传输线传输矩阵法 (TLTMM) 是一种有效的分析手段 [18]. 在均匀传输线网络理论的基础上, 本文利用各向异性介质的折射率椭球方程, 充分考虑材料的三维各向异性特征, 提出在不同入射方向条件下材料有效折射率的计算方法, 获得了多层各向异性蜂窝夹芯材料等效传输线网络的传输矩阵及对应的传输系数.

## 2 各向异性蜂窝夹芯材料的传输系数

### 2.1 蜂窝夹芯材料的折射率椭球和有效介电常数

透波用蜂窝夹芯材料大多采用玻璃钢制成, 具有形式复杂的周期性微结构, 因此, 在研究其电磁性能时通常将其当作均质材料, 并用等效电磁性能参数表征其电磁特性. 由文献 [19] 可知, 蜂窝夹芯材料具有双轴电各向异性及张量形式的介电常数. 其本构方程可表述为

$$\begin{aligned} \mathbf{D} &= \boldsymbol{\varepsilon} \cdot \mathbf{E}, \\ \mathbf{B} &= \boldsymbol{\mu} \mathbf{H}, \\ \boldsymbol{\varepsilon} &= \begin{bmatrix} \varepsilon_1 & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_2 & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_3 \end{bmatrix} = \varepsilon_0 \begin{bmatrix} n_1^2 & 0 & 0 \\ 0 & n_2^2 & 0 \\ 0 & 0 & n_3^2 \end{bmatrix}, \end{aligned} \quad (1)$$

其中,  $\varepsilon_i$  和  $n_i$  分别表示第  $i$  对称轴上的介电常数分量和折射率分量,  $\varepsilon_0$  表示真空的介电常数. 将上式代入到各向异性介质的电场储能公式

$$w = \frac{1}{2} \mathbf{D} \cdot \mathbf{E}, \quad (2)$$

可得

$$w = \frac{1}{2} \left( \frac{D_x^2}{\varepsilon_1} + \frac{D_y^2}{\varepsilon_2} + \frac{D_z^2}{\varepsilon_3} \right). \quad (3)$$

定义如下  $x, y, z$  三个坐标量

$$x = \frac{D_x}{\sqrt{2w}}, y = \frac{D_y}{\sqrt{2w}}, z = \frac{D_z}{\sqrt{2w}}, \quad (4)$$

于是, (3) 式可以表示为

$$\frac{x^2}{\varepsilon_1} + \frac{y^2}{\varepsilon_2} + \frac{z^2}{\varepsilon_3} = 1 \text{ 或 } \frac{x^2}{n_1^2} + \frac{y^2}{n_2^2} + \frac{z^2}{n_3^2} = 1, \quad (5)$$

(5) 式描述的椭球面被称为折射率椭球, 椭球在  $x, y, z$  上的三个半轴长度依次代表主轴坐标系三个轴上的折射系数  $n_1, n_2, n_3$  或介电常数的平方根  $\sqrt{\varepsilon_1}, \sqrt{\varepsilon_2}, \sqrt{\varepsilon_3}$ . 对于双轴各向异性介质,  $n_1, n_2, n_3$  各不相同. 因此, 双轴各向异性介质的折射率椭球为非旋转椭球.

通常情况下, 在 (5) 式所定义的折射率椭球中, 电磁波的入射角度可以为  $[0^\circ, 90^\circ)$  之间的任意角. 假设从原点出发, 与电场方向相同的射线与椭球相交于点  $P$ , 如图 1 所示. 令点  $P$  的极坐标为  $(r, \theta, \phi)$ , 其中,  $\theta$  表示向量  $OP$  与  $z$  轴的夹角,  $\phi$  表示向量  $OP$  在平面  $xOy$  上的投影向量  $OP'$  与  $x$  轴的夹角, 则点  $P$  的直角坐标为

$$\begin{cases} x = r \sin \theta \cos \phi, \\ y = r \sin \theta \sin \phi, \\ z = r \cos \theta. \end{cases} \quad (6)$$

将 (6) 式代入 (5) 式中可以计算得到点  $P$  到原点  $O$  的距离  $r$ , 即沿  $(\theta, \phi)$  方向的电场所对应的有效折射率大小  $n_{\text{eff}}$ . 则有效介电常数为

$$\begin{aligned} \varepsilon_{\text{eff}} &= n_{\text{eff}}^2 = r^2 \\ &= \frac{n_1^2 n_2^2 n_3^2}{n_3^2 \sin^2 \theta (n_2^2 \cos^2 \phi + n_1^2 \sin^2 \phi) + n_1^2 n_2^2 \cos^2 \theta}. \end{aligned} \quad (7)$$

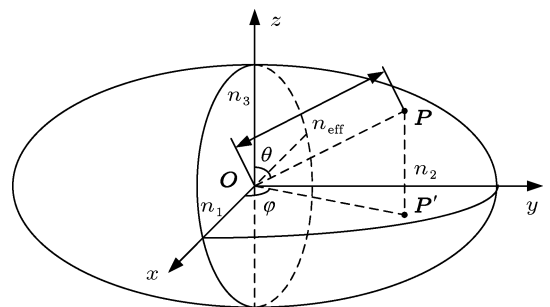


图 1 折射率椭球与有效折射率示意图

### 2.2 蜂窝夹芯及蒙皮的有效介电常数

考虑电磁波以任意角度  $\theta_0 (0 \leq \theta_0 < 90^\circ)$  从自由空间入射到由  $n$  层电各向异性蜂窝夹芯平板, 如图 2(a) 所示.  $x, y, z$  分别为材料的三个主方向, 即蜂窝夹芯板每层介质的等效介电常数  $\varepsilon_1, \varepsilon_2, \varepsilon_3$  分别

位于  $x, y, z$  轴上, 其折射率椭球的三个轴分别与  $x, y, z$  轴平行. 对于蜂窝夹芯材料, 蒙皮以及蜂窝芯的厚度方向都为材料主方向, 从而可统一地将它们都定义为  $z$  方向, 与蜂窝夹芯板的法向一致.

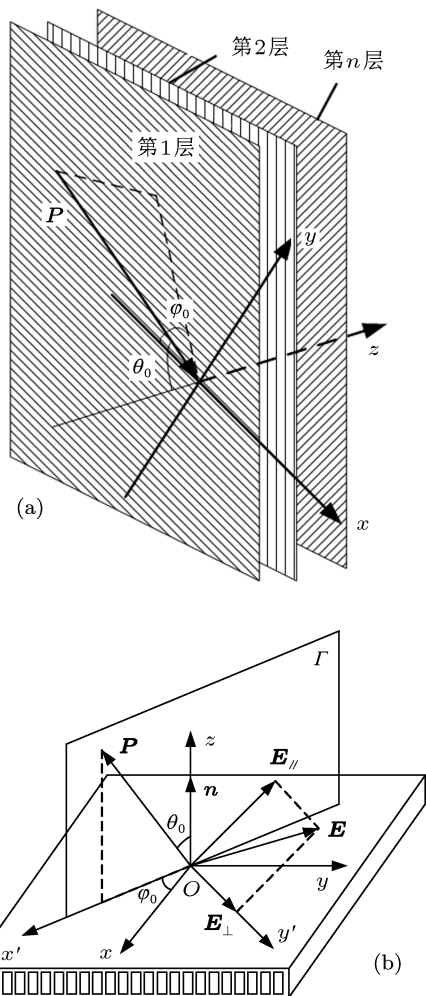


图 2 电磁波在多层各向异性介质中的分解 (a) 材料坐标系的定义; (b) 电磁波的水平极化与垂直极化分量

图 2(b) 中  $\mathbf{P}$  为电磁场的入射方向, 即波印廷矢量方向与介质平板法向  $\mathbf{n}$  的夹角为入射角  $\theta_0$ , 入射平面  $\Gamma$  与材料  $x$  轴的夹角为  $\phi_0$ . 由于入射电磁场的极化方向 (电场方向) 可以为垂直于  $\mathbf{P}$  的平面内的任意方向, 因此可以将电场  $\mathbf{E}$  分解成平行以及垂直于平面  $\Gamma$  的两个分量  $\mathbf{E}_{//}$  和  $\mathbf{E}_{\perp}$ , 磁场也相应地被分解为垂直和平行于平面  $\Gamma$  的两个分量. 这里  $\mathbf{E}_{//}$  和  $\mathbf{E}_{\perp}$  与  $z_1$  轴的夹角分别为  $(90 - \theta_0)^\circ$  和  $90^\circ$ ,  $\mathbf{E}_{//}$  和  $\mathbf{E}_{\perp}$  在平面  $x_1Oy_1$  上的投影与  $x_1$  轴的夹角分别为  $\phi_0$  和  $90^\circ - \phi_0$ . 分别将这些角度代入 (7) 式中, 可以计算得到  $\mathbf{E}_{//}$  和  $\mathbf{E}_{\perp}$  对应的有效介电常数:

$$\epsilon_{\text{eff}}^{//} = n_{\text{eff}}^2$$

$$\begin{aligned} &= \frac{n_1^2 n_2^2 n_3^2}{(n_2^2 \cos^2 \phi_0 + n_1^2 \sin^2 \phi_0) n_3^2 \cos^2 \theta_0 + n_1^2 n_2^2 \sin^2 \theta_0} \\ &= \frac{\epsilon_1 \epsilon_2 \epsilon_3}{(\epsilon_2 \cos^2 \phi_0 + \epsilon_1 \sin^2 \phi_0) \epsilon_3 \cos^2 \theta_0 + \epsilon_1 \epsilon_2 \sin^2 \theta_0}, \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \epsilon_{\text{eff}}^{\perp} &= n_{\text{eff}}^2 \\ &= \frac{n_1^2 n_2^2}{n_1^2 \cos^2 \phi_0 + n_2^2 \sin^2 \phi_0} \\ &= \frac{\epsilon_1 \epsilon_2}{\epsilon_1 \cos^2 \phi_0 + \epsilon_2 \sin^2 \phi_0}. \end{aligned} \quad (9)$$

蜂窝夹芯材料的蒙皮通常由多层不同纤维方向的纤维布粘接而成, 当只考虑纤维布的面内各向异性时, 一般认为其介电常数只包含平行纤维方向和垂直纤维方向的两个分量. 由于纤维布的厚度方向也垂直于纤维, 所以当考虑纤维布铺层的三维各向异性时, 其介电常数张量可描述为

$$\begin{aligned} \epsilon_s &= \begin{bmatrix} \epsilon_{s1} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{s2} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{s2} \end{bmatrix} \\ &= \epsilon_0 \begin{bmatrix} n_{s1}^2 & 0 & 0 \\ 0 & n_{s2}^2 & 0 \\ 0 & 0 & n_{s2}^2 \end{bmatrix}, \end{aligned} \quad (10)$$

其中,  $\epsilon_{s1}, \epsilon_{s2}$  和  $n_{s1}, n_{s2}$  分别表示沿铺层方向和垂直铺层方向的介电常数和折射率. 蒙皮材料的等效折射率椭球方程可表示为

$$\frac{x^2}{n_{s1}^2} + \frac{y^2}{n_{s2}^2} + \frac{z^2}{n_{s2}^2} = 1. \quad (11)$$

由上式可以看出, 纤维铺层的等效折射率椭球为旋转椭球面. 因此, 蒙皮材料的有效介电常数计算公式可由 (8) 和 (9) 式中的公式简化为

$$\begin{aligned} \epsilon_{\text{s eff}}^{//} &= n_{\text{s eff}}^2 \\ &= \frac{n_{s1}^2 n_{s2}^2}{n_{s2}^2 \cos^2 \theta_0 \cos^2 \phi_0 + n_{s1}^2 \sin^2 \phi_0 (1 + \cos^2 \theta_0)} \\ &= \frac{\epsilon_{s1} \epsilon_{s2}}{\epsilon_{s2}^2 \cos^2 \theta_0 \cos^2 \phi_0 + \epsilon_{s1}^2 \sin^2 \phi_0 (1 + \cos^2 \theta_0)}, \end{aligned} \quad (12)$$

$$\begin{aligned} \epsilon_{\text{s eff}}^{\perp} &= n_{\text{s eff}}^2 \\ &= \frac{n_{s1}^2 n_{s2}^2}{n_{s1}^2 \cos^2 \phi_0 + n_{s2}^2 \sin^2 \phi_0} \\ &= \frac{\epsilon_{s1} \epsilon_{s2}}{\epsilon_{s1} \cos^2 \phi_0 + \epsilon_{s2} \sin^2 \phi_0}. \end{aligned} \quad (13)$$

一般地, 电磁波在蜂窝芯以及蒙皮中的传播相当于在介电常数为其有效介电常数的均匀介质中的传播.

### 2.3 蜂窝夹芯平板的传输线模拟与传输系数计算

如图 3 所示, 将构成蜂窝夹芯平板的每层介质看成一个二端口网络, 那么每层介质的电磁传输性能可用一个二端口网络的传输矩阵  $T$  进行表征, 即

$$\begin{bmatrix} E_1 \\ H_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_2 \\ H_2 \end{bmatrix},$$

$$T = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix}. \quad (14)$$

电磁波在多层电各向异性介质中的传播可以看成逐层递进传播, 即前一层的输出波为后一层的输入波, 是多个二端口网络的级联, 其传输矩阵为所有二端口网络传输矩阵的连乘:

$$T = T_1 \times T_2 \times \dots \times T_n. \quad (15)$$

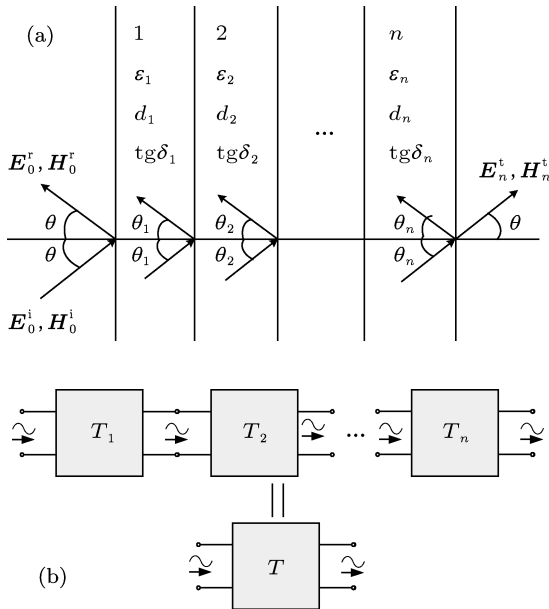


图 3 电磁波在多层介质平板中的传播及其等效传输线网络 (a) 电磁波在多层介质平板中的分解; (b) 多层介质平板的等效传输线网络

若介质平板共有  $n$  层, 则对任意第  $m$  层, 其传输方程可以表示为如下的标准形式:

$$\begin{bmatrix} E_{m-1} \\ H_{m-1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_m & B_m \\ C_m & D_m \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{m+1} \\ H_{m+1} \end{bmatrix}, \quad (16)$$

其中, 水平极化波的传输矩阵的各个元素分别为

$$\begin{aligned} A_m^{//} &= D_m^{//} = \cosh j(k_m d_m \cos \theta_m), \\ B_m^{//} &= Z_m \cos \theta_m \sinh j(k_m d_m \cos \theta_m), \\ C_m^{//} &= \sinh j(k_m d_m \cos \theta_m) / (Z_m \cos \theta_m). \end{aligned} \quad (17)$$

垂直极化波的传输矩阵的各个元素分别为

$$\begin{aligned} A_m^{\perp} &= D_m^{\perp} = \cosh j(k_m d_m \cos \theta_m), \\ B_m^{\perp} &= \frac{\cos \theta_m}{Z_m} \sinh j(k_m d_m \cos \theta_m), \\ C_m^{\perp} &= \frac{Z_m \sinh j(k_m d_m \cos \theta_m)}{\cos \theta_m}, \end{aligned} \quad (18)$$

其中,  $Z_m$  和  $\theta_m$  分别表示第  $m$  层介质的特征阻抗和入射角. 由于电磁波从自由空间入射、穿过蜂窝夹芯材料、最终回到自由空间中, 因此,  $Z_{n+1} = Z_0$ ,  $\theta_{n+1} = \theta_0$ .  $k_m = \omega \sqrt{\epsilon_m^{\text{eff}} \mu_m}$  表示第  $m$  层介质的波数,  $\epsilon_m^{\text{eff}}$ ,  $\mu_m$  分别表示第  $m$  层介质的有效介电常数和磁导率. 上标 // 和  $\perp$  分别表示水平极化波分量以及垂直极化波分量对应的传输矩阵元素.

分别求出每层介质的传输矩阵后, 代入到 (15) 式即可得到如下整个多层介质的传输矩阵:

$$\begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_1 & B_1 \\ C_1 & D_1 \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} A_2 & B_2 \\ C_2 & D_2 \end{bmatrix} \times \dots \times \begin{bmatrix} A_n & B_n \\ C_n & D_n \end{bmatrix}. \quad (19)$$

从而, 水平和垂直极化波的反射系数  $R$  和传输系数  $T$  分别为<sup>[5]</sup>

$$R^{//} = \frac{(A^{//} + B^{//}) / (Z_0 \cos \theta_0) - (C^{//} Z_0 \cos \theta_0 + D^{//})}{(A^{//} + B^{//}) / (Z_0 \cos \theta_0) + (C^{//} Z_0 \cos \theta_0 + D^{//})}, \quad (20)$$

$$T^{//} = \frac{2}{A^{//} + B^{//} / (Z_0 \cos \theta_0) + C^{//} Z_0 \cos \theta_0 + D^{//}}, \quad (21)$$

$$R^{\perp} = \frac{[A^{\perp} + B^{\perp} \cos \theta_0 / Z_0] - [C^{\perp} Z_0 / \cos \theta_0 + D^{\perp}]}{[A^{\perp} + B^{\perp} \cos \theta_0 / Z_0] + [C^{\perp} Z_0 / \cos \theta_0 + D^{\perp}]}, \quad (22)$$

$$T^{\perp} = \frac{2}{A^{\perp} + B^{\perp} \cos \theta_0 / Z_0 + C^{\perp} Z_0 / \cos \theta_0 + D^{\perp}}. \quad (23)$$

### 3 数值实验结果及分析

为了验证本文所提出的传输系数计算方法的有效性, 分别利用本文算法以及传统有限元法计算

蜂窝夹芯材料的传输系数, 两种方法的计算流程如图 4 所示. 需要指出, 本文方法在建立折射率椭球方程时所需要的材料等效电磁性能参数为包含各个方向分量的复数介电常数张量, 可以通过实验手段获得, 也可以利用数值方法得到 [19].

首先考虑各向异性蜂窝芯的传输性能. 在 Ansoft HFSS 软件中, 建立了蜂窝芯的微结构有限元模型. 如图 5 所示, 给定正六边形蜂窝的边长  $l = 4 \text{ mm}$ , 蜂窝壁厚  $w = 0.48 \text{ mm}$ , 蜂窝芯高度  $h = 8 \text{ mm}$ , 蜂窝芯材的基体材料的复数介电常数  $\epsilon_c = 3.15(1 - j0.044)$ . 施加周期性边界条件, 利用 Floquet 端口模拟不同入射形式的平面波激励. 设定电磁波频率为  $3.0 \text{ GHz}$ , 根据文献 [19] 的方法计算得到蜂窝芯的等效介电常数各分量分别为  $\epsilon_x = 1.291(1 - j0.0129)$ ,  $\epsilon_y = 1.243(1 - j0.0101)$ ,  $\epsilon_z = 1.366(1 - j0.0172)$ , 其中,  $x, y, z$  分表表示蜂窝单胞的长、宽以及高度方向.

由图 6(a) 可以看出, 两种方法计算得到的传输系数随入射角的变化曲线符合很好. 由于蜂窝芯材

的介电常数较低, 水平极化和垂直极化波的传输系数几乎重合. 当入射角超过  $80^\circ$  以后, 此时的电磁波以几乎平行于蜂窝芯板的方向入射, 水平极化波和垂直极化波的传输系数均快速下降. 由图 6(b) 可以看出, 本文方法计算结果与有限元方法 (HFSS) 计算结果的相对误差在  $0^\circ - 80^\circ$  时保持在  $1.0\%$  以内, 符合非常好, 只在接近  $90^\circ$  时相对误差较大.

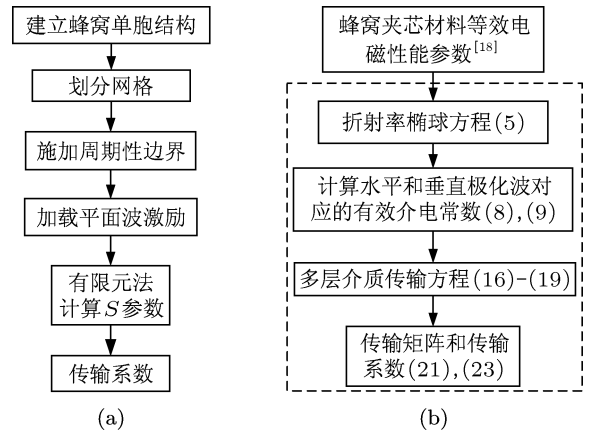


图 4 两种方法计算传输系数的流程 (a) 有限元法; (b) 本文方法

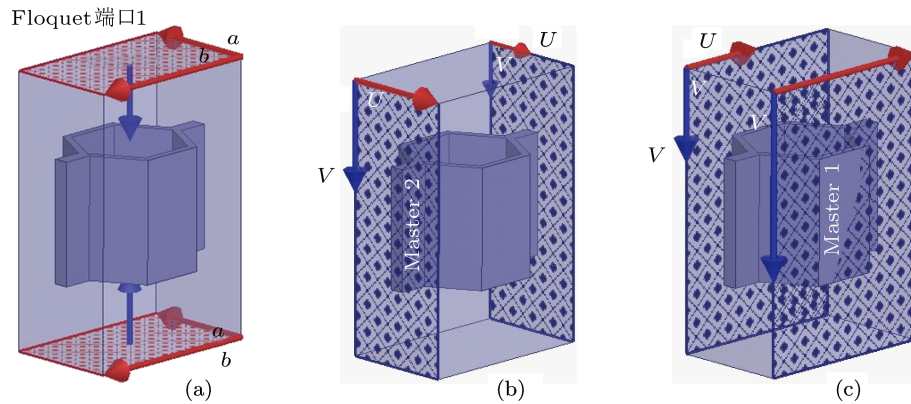


图 5 Ansoft HFSS 计算模拟周期性蜂窝芯材料 (a) 端口激励; (b) x 方向周期性边界; (c) y 方向周期性边界

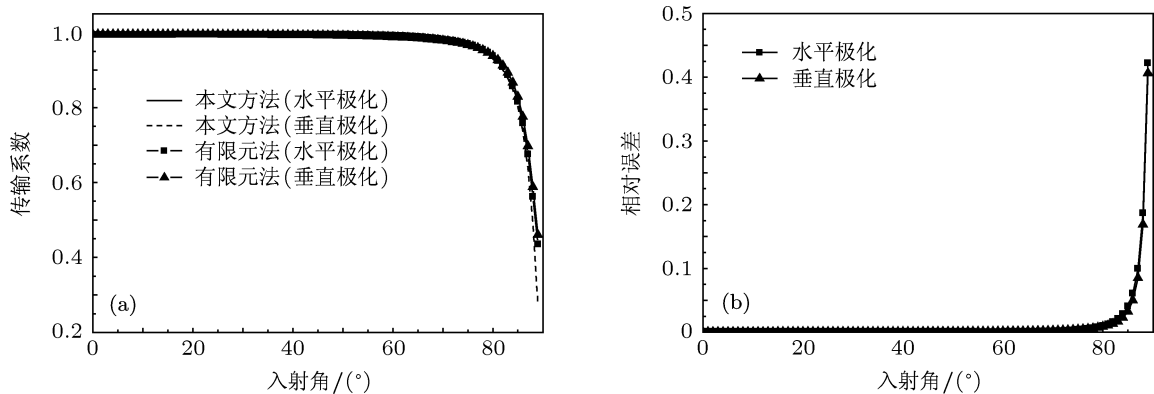


图 6 蜂窝芯传输系数计算结果及相对误差 (a) 蜂窝芯传输系数; (b) 相对计算误差

进一步考虑带上下蒙皮的三层蜂窝夹芯板的传输系数计算. 在蜂窝芯上下各添加一层 1 mm 厚的各向异性蒙皮, 蒙皮的纤维方向与蜂窝芯的长边方向重合, 即 (12) 和 (13) 式中的  $\phi_0 = 0$ , 蒙皮的复数相对介电常数分别为  $\epsilon_x = 4.15(1 - j0.015)$ ,  $\epsilon_y = \epsilon_z = 2.15(1 - j0.015)$ . 在周期性边界条件和 Floquet 端口激励不变的情况下, 传输系数的计算结果与比较如图 7(a) 所示. 可见两种方法得到的水平极化波和垂直极化波的传输系数随入射角的变化曲线符合很好. 图 7(b) 给出的相对误差曲线表明, 当入射角在  $0^\circ - 80^\circ$  时, 相对误差保持在 2.0% 以内, 只是在接近  $90^\circ$  时相对误差较大.

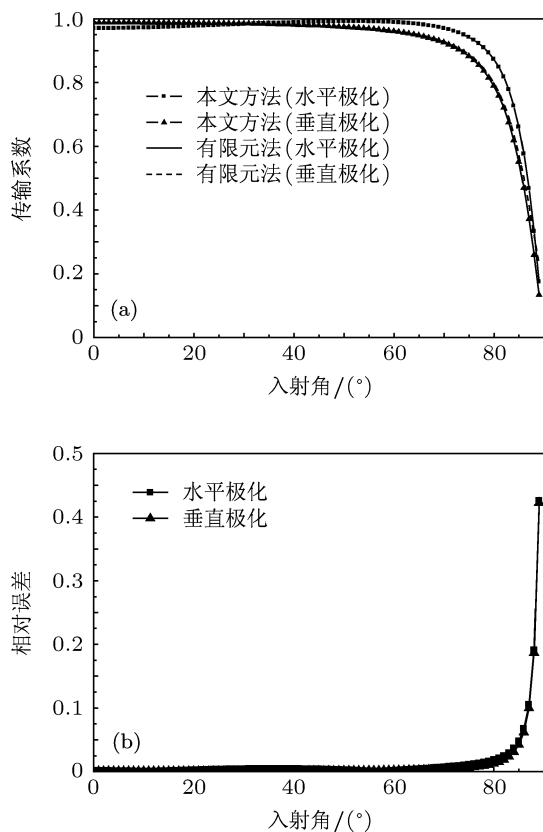


图 7 蜂窝夹芯板传输系数计算结果及相对误差 ( $\phi_0 = 0$ ) (a) 蜂窝夹芯板传输系数; (b) 相对计算误差

若改变蒙皮的纤维方向, 使其与蜂窝芯的长边夹角为  $60^\circ$ , 即 (12) 和 (13) 式中的  $\phi_0 = 60$ . 在同样保持周期性边界条件和 Floquet 端口激励不变的情况下, 传输系数计算结果与相对计算误差如图 8 所示. 两种方法得到的水平极化波和垂直极化波的传输系数随入射角的变化曲线符合很好. 当入射角在  $0^\circ - 80^\circ$  时, 相对误差保持在 2.0% 以内. 比较图 7(a) 和图 8(a) 可以发现, 蒙皮铺层方向角发生改变, 蜂窝夹芯的传输特性也发生变化, 尤其是对垂直极化

波的传输系数影响较明显.

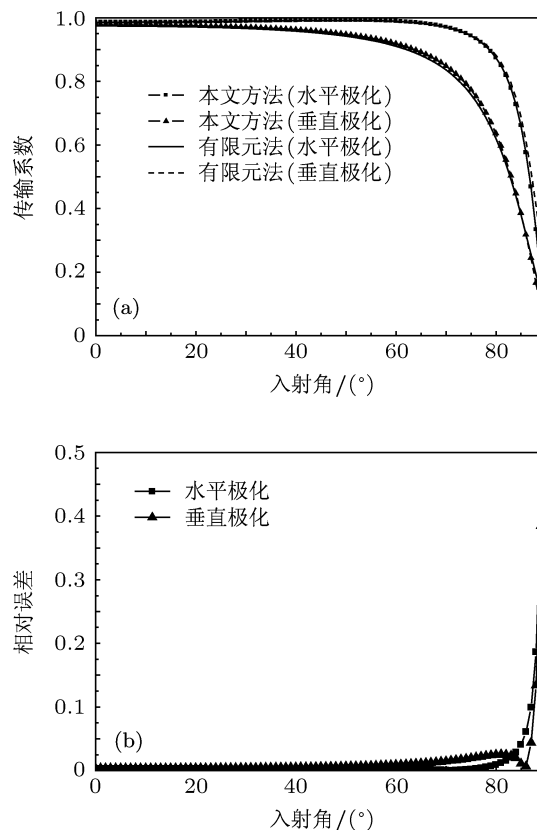


图 8 蜂窝夹芯板传输系数计算结果及相对误差 ( $\phi_0 = 60$ ) (a) 蜂窝夹芯板传输系数; (b) 相对计算误差

## 4 结论

本文将各向异性介质的折射率椭球方程、有效折射系数理论与多层均质材料的传输线网络模拟理论相结合, 提出了一种计算各向异性蜂窝夹芯材料传输系数的方法. 该方法考虑了介质的三维各向异性, 与目前仅考虑多层介质面内各向异性的计算方法相比, 更为精确、适用性更广. 由于所提出的传输系数计算公式是各向异性材料的本构方程、电磁波传播方程经传输线网络等效后的解析形式, 理论上适用于计算电磁波沿任意方向入射到多层各向异性蜂窝夹芯材料中的传输系数, 其计算效率远高于有限元等数值方法. 数值实验结果表明: 当入射角在  $0^\circ - 80^\circ$  之间时, 计算结果与有限元计算结果符合较好. 当入射角接近  $90^\circ$  时本文方法的计算结果与有限元计算结果的相对误差较大, 出现这种情况的原因是在入射角接近  $90^\circ$  时, 电磁波几乎平行于蜂窝夹芯板表面传播, 此时传输系数接近于 0, 电磁波在蜂窝夹芯板上几乎发生全反射, 本文方法以及有限元法都有可能发生数值不稳定, 而且在

该情况下, 传输系数的绝对值已经非常小, 数值上的小扰动都会引起较大的相对误差. 在实际工程应用中, 为了保证天线罩有较高的整体功率传输系数,

电磁波在天线罩壁大部分区域上的入射角都应该控制在  $0^\circ$ — $80^\circ$  之间. 因此, 本文方法具有很好的工程应用价值.

- [1] Wo D Z 2000 *Encyclopedia of Composites* (Beijing: Chemical Industry Press) p1054 (in Chinese) [沃丁柱 2000 复合材料大全 (北京: 化学工业出版社) 第 1054 页]
- [2] Chun H J, Shin H S 2003 *Int. J. Modern Phys. B* **17** 1782
- [3] Dou W B, Sun Z L 1996 *J. Infrared Millim. Waves* **15** 229 (in Chinese) [窦文斌, 孙忠良 1996 红外与毫米波学报 **15** 229]
- [4] Zhang K Q, Li D J 2001 *Electromagnetic Theory for Microwaves and Optoelectronics* (2nd Ed.) (Beijing: Publishing House of Electronics Industry) p482 (in Chinese) [张克潜, 李德杰 2001 微波与光电子学中的电磁理论 (第二版)(北京: 电子工业出版社) 第 482 页]
- [5] Kong J A (translated by Wu Ji) 2003 *Electromagnetic Wave Theory* (Beijing: Electron Industry Press) p197 (in Chinese) [Kong J A 著 (吴季等译) 2003 电磁波理论 (北京: 电子工业出版社) 第 197 页]
- [6] Hu L B, Chui S T 2002 *Phys. Rev. B* **66** 085108
- [7] Li J, Dong J F 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 114101 (in Chinese) [李杰, 董建峰 2012 物理学报 **61** 114101]
- [8] Wilson G A, Thiel D V 2003 *Prog. Electromagnet. Res. PIER* **43** 143
- [9] Luo S R, Lü B D 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 3061 (in Chinese) [罗时荣, 吕百达 2003 物理学报 **52** 3061]
- [10] Huang Y C, Zhang T R, Chen S H, Song H Y, Li Y T, Zhang W L 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 074212 (in Chinese) [黄永超, 张廷蓉, 陈森会, 宋宏远, 李艳桃, 张伟林 2011 物理学报 **60** 074212]
- [11] Hong Q Q, Yu Y Z, Cai Z S, Chen M S, Lin S D 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 5235 (in Chinese) [洪清泉, 余燕忠, 蔡植善, 陈木生, 林顺达 2010 物理学报 **59** 5235]
- [12] Hong Q Q, Zhong W B, Yu Y Z, Cai Z S, Chen M S, Lin S D 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 160302 (in Chinese) [洪清泉, 仲伟博, 余燕忠, 蔡植善, 陈木生, 林顺达 2012 物理学报 **61** 160302]
- [13] Baida F I, Boutria M, Oussaid R, van Labeke D 2011 *Phys. Rev. B* **84** 035107
- [14] Caballero B, García-Martín A, Cuevas J C 2012 *Phys. Rev. B* **85** 245103
- [15] Zheng H X, Ge D B 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 1702 (in Chinese) [郑宏兴, 葛德彪 2000 物理学报 **49** 1702]
- [16] Yang L X, Ge D B, Wei B 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 4509 (in Chinese) [杨利霞, 葛德彪, 魏兵 2007 物理学报 **56** 4509]
- [17] Yang L X, Xie Y T, Kong W, Yu P P, Wang G 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 6089 (in Chinese) [杨利霞, 谢应涛, 孔娃, 于萍萍, 王刚 2010 物理学报 **59** 6089]
- [18] Oraizi H, Afsahi M 2007 *Prog. Electromagnet. Res. PIER* **74** 217
- [19] Tang X G, Zhang W H, Bassir D H 2011 *Advances in Heterogeneous Material Mechanics-3rd International Conference on Heterogeneous Material Mechanics* Shanghai, China, May 22–26, 2011 p389

# A new analysis of electromagnetic transmission characteristics of anisotropic honeycomb sandwiches\*

Tang Xing-Gang Zhang Wei-Hong<sup>†</sup> Qiu Ke-Peng

(School of Mechanical Engineering, Northwestern Polytechnical University, Xi'an 710072, China)

(Received 29 August 2012; revised manuscript received 9 November 2012)

## Abstract

Honeycomb sandwiches are widely used as electromagnetic transparent materials for radomes. However, the electric anisotropy has a significant influence on the transmission performance. This work aims to investigate the electromagnetic transmission characteristics of the anisotropic sandwich panel. First, we deduce the effective permittivity of multilayered anisotropic sandwich material in the respect of the horizontal polarization and the perpendicular polarization components of the incident wave. Second, the transmission line network method related to the multilayered homogeneous medium is improved to simulate the electromagnetic transmission through honeycomb sandwiches and to calculate the transmission ratio. As the proposed method takes into account the three-dimensional anisotropy of each slab, it can simulate the transmission of plane wave with arbitrary incident direction in multilayered anisotropy sandwich panels, moreover, it can reveal the influence of material orientation on the transmission characteristics. Since the multilayer configuration is simulated by transmission line network, the proposed method is far more efficient than the finite element method. Numerical experiments indicate that the influence of the electric anisotropy on the transmission performance of honeycomb sandwich materials can be well revealed. In an incident angle range between 0 and 80 degrees, the simulation results fit well to the results obtained by the finite element method.

**Keywords:** transmission characteristic, anisotropic dielectric, honeycomb sandwiches

**PACS:** 41.20.-q, 41.20.Jb, 77.84.-s, 02.70.-c

**DOI:** 10.7498/aps.62.084102

---

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 51275424, 10925212, 11002112, 11002113) and the National Basic Research Program of China (Grant No. 2011CB610304).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: zhangwh@nwpu.edu.cn