

# 各向异性人工材料的电磁波吸收特性

董云霞

(华北电力大学 电气与电子工程学院,北京 102206)

**摘要:**利用传输矩阵法研究了含各向异性人工材料的一维结构的电磁波吸收特性,分析了入射波频率、极化方向、入射角以及材料厚度对电磁波吸收率的影响.结果表明,电磁波垂直入射到单层各向异性人工材料中,尽管 $s$ 波和 $p$ 波的吸收率极大值出现在不同的频率,但两种波的吸收率随层厚增大的变化规律一致.斜入射时,不管入射角如何变化, $s$ 波和 $p$ 波的吸收率都随着层厚的增大而趋于定值,该极限值由入射角决定.改变入射波频率,当某一频率对应磁导率张量的矩阵元的实部为负值,对应极化波的吸收率随层厚的增大而趋于定值;当磁导率张量的矩阵元的实部为正值,对应极化波的吸收率随层厚的增大而振荡,且峰值出现在层厚为 $\lambda/2$ 的整数倍时.含各向异性人工材料的三层结构的吸收率优于单层结构.以上结论可为使用各向异性人工材料制作电磁波吸收器提供理论支持.

**关键词:**各向异性人工材料;吸收率;传输矩阵法;极化波

**中图分类号:**O441

**文献标志码:**A

人工材料(metamaterial)又叫电磁超材料,是自然界原本不存在的、由人工构造而成的一类复合介质的统称.这类材料通常拥有周期性的人工阵列结构,且这些结构的单元尺寸远小于入射波的波长,一般使用有效介电常数和有效磁导率描述其电磁性质.通过合理设计,人工材料可以表现出负折射率<sup>[1]</sup>、完美透镜<sup>[2]</sup>、电磁隐身<sup>[3]</sup>等诸多反常电磁效应,具有潜在的应用前景.由于人工材料的单元结构一般是各向异性的,因此人们对各向异性人工材料的电磁波特性也做了非常多的研究,如含各向异性人工材料的一维多层结构的 $4 \times 4$ 传输矩阵法<sup>[4]</sup>、高方向性的各向异性人工材料天线<sup>[5]</sup>、单层各向异性人工材料介质板对极化电磁波的操纵<sup>[6]</sup>、 $\mu$ 接近0的各向异性人工材料的场增强及准直效应<sup>[7]</sup>、含单轴各向异性人工介质的一维结构的等离子激元模式等<sup>[8]</sup>.各向异性人工材料呈现出更加丰富的电磁波特性.

2008年,Landy等提出利用人工材料制备完美吸收器<sup>[9]</sup>,实现了接近100%的电磁波窄带吸收率.完美吸收器在热辐射仪、相位成像、电磁隐身和热发射等领域具有十分重要的应用价值.自此之后,人们在人工材料实现高吸收率,宽频带、极化不敏感的电磁波吸收器等方向取得了很大的进展<sup>[10-12]</sup>,但以上研究仅局限于各向同性人工材料,而各向异性人工材料的电磁波吸收特性方面的研究并不多见.本文利用传输矩阵法研究了一维各向异性人工材料的电磁波吸收特性,重点分析了入射波频率、极化方向、入射角和层厚等因素对吸收率的影响,从而为利用各向异性人工材料制作电磁波吸收器提供参考.

## 1 理论依据

利用单层各向异性介质中电磁波的传播方程,结合边界条件得到一维多层结构的传输矩阵,进而得出透射率、反射率以及吸收率的表达式.

### 1.1 电磁波在均匀各向异性介质中的传播

设各向异性介质的相对介电常数张量和相对磁导率张量分别为

收稿日期:2015-07-08;修回日期:2015-09-21.

基金项目:国家自然科学基金(11104071);中央高校基本科研业务费专项资金(2015MS01).

作者简介(通信作者):董云霞(1983-),女,河北宁晋人,华北电力大学讲师,博士,研究方向为电磁波传播等,E-mail:dyx2007@ncepu.edu.cn.

$$\vec{\epsilon} = \begin{pmatrix} \epsilon_x & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_y & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_z \end{pmatrix}, \quad \vec{\mu} = \begin{pmatrix} \mu_x & 0 & 0 \\ 0 & \mu_y & 0 \\ 0 & 0 & \mu_z \end{pmatrix}. \quad (1)$$

由麦克斯韦方程组可得到无源无荷情况下,介质中单色平面电磁波的电场满足

$$\vec{k} \times [\vec{\mu}^{-1} \cdot (\vec{k} \times \vec{E})] + \frac{\omega^2}{c^2} \vec{\epsilon} \cdot \vec{E} = 0, \quad (2)$$

其中,  $\omega$  和  $\vec{k}$  分别表示电磁波的角频率和波矢,  $c$  是电磁波在真空中的传播速度. 若要得到电场的非零解, 其系数矩阵的行列式必须等于零, 因此会得到波矢的 4 个根  $\{k_{z1}, k_{z2} = -k_{z1}, k_{z3}, k_{z4} = -k_{z3}\}$ . 这 4 个根分别对应 2 组独立的向前和向后传播的电磁波<sup>[4]</sup>. 电场可记做 4 个本征解的叠加

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \sum_{\sigma=1}^4 E_{\sigma} \hat{e}_{\sigma} e^{i[k_x x + k_y y + k_{z\sigma} z - \omega t]}, \quad (3)$$

其中  $E_{\sigma}$  是展开系数,  $\hat{e}_{\sigma}$  是电场的本征矢,

$$\hat{e}_{\sigma} = (X_{\sigma}^2 + Y_{\sigma}^2 + Z_{\sigma}^2)^{-1/2} (X_{\sigma} \hat{x} + Y_{\sigma} \hat{y} + Z_{\sigma} \hat{z}), \quad (4)$$

其中

$$X_{\sigma} = \left[ \left( \frac{\omega}{c} \right)^2 \epsilon_y - \mu_x^{-1} k_x^2 - \mu_x^{-1} k_z^2 \right] \left[ \left( \frac{\omega}{c} \right)^2 \epsilon_x - \mu_y^{-1} k_x^2 - \mu_x^{-1} k_y^2 \right] - \mu_x^{-2} k_y^2 k_z^2, \quad (5)$$

$$Y_{\sigma} = \mu_x^{-1} \mu_y^{-1} k_x k_y k_z^2 - \mu_x^{-1} k_x k_y \left[ \left( \frac{\omega}{c} \right)^2 \epsilon_x - \mu_y^{-1} k_x^2 - \mu_x^{-1} k_y^2 \right], \quad (6)$$

$$Z_{\sigma} = \mu_x^{-1} \mu_z^{-1} k_x k_y k_z - \mu_y^{-1} k_x k_z \left[ \left( \frac{\omega}{c} \right)^2 \epsilon_y - \mu_x^{-1} k_x^2 - \mu_x^{-1} k_z^2 \right]. \quad (7)$$

相应的磁场可以由麦克斯韦方程组得到, 形式如下

$$\vec{H}(\vec{r}, t) = \sum_{\sigma=1}^4 E_{\sigma} \hat{h}_{\sigma} e^{i[k_x x + k_y y + k_{z\sigma} z - \omega t]}, \quad (8)$$

其中

$$\hat{h}_{\sigma} = \frac{1}{\mu_0 \omega} \vec{\mu}^{-1} \cdot (\vec{k} \times \hat{e}_{\sigma}), \quad (9)$$

这里  $\mu_0$  表示真空磁导率.

## 1.2 多层结构中的传输矩阵法

假设多层结构在  $x$ - $y$  平面上是均匀的, 在  $z$  方向为  $N$  层不同的各向异性介质排列而成, 利用边界条件可以得到不同层之间电磁波相互联系的传输矩阵. 由 1.1 节, 第  $n$  层 ( $n \in [1, N]$ ) 各向异性介质中的电磁波可表示为

$$\begin{pmatrix} \vec{E}^{(n)} \\ \vec{H}^{(n)} \end{pmatrix} = \sum_{\sigma=1}^4 E_{\sigma}^{(n)} \begin{pmatrix} \hat{e}_{\sigma}^{(n)} \\ \hat{h}_{\sigma}^{(n)} \end{pmatrix} e^{i[k_x x + k_y y + k_{z\sigma}^{(n)}(z - z_{n-1}) - \omega t]}, \quad (10)$$

其中,  $E_{\sigma}^{(n)}$  是一组待定的展开系数,  $\hat{e}_{\sigma}^{(n)}$ ,  $\hat{h}_{\sigma}^{(n)}$  和  $k_{z\sigma}^{(n)}$  分别是第  $n$  层中电场、磁场的本征矢和波矢.  $z_{n-1}$  是第  $n$  层起始坐标值. 利用边界条件, 即  $\vec{E}$  和  $\vec{H}$  的切向分量在边界  $z = z_{n-1}$  上相等, 可得

$$\sum_{\sigma=1}^4 E_{\sigma}^{(n-1)} \hat{e}_{\sigma}^{(n-1)} \cdot \hat{y} = \sum_{\sigma=1}^4 E_{\sigma}^{(n)} \hat{e}_{\sigma}^{(n)} \cdot \hat{y} e^{-ik_{z\sigma}^{(n)} d_n}, \quad (11)$$

这里  $d_n = z_n - z_{n-1}$  是第  $n$  层介质的厚度. 方程(11)可简记为

$$\begin{pmatrix} E_1^{(n-1)} \\ E_2^{(n-1)} \\ E_3^{(n-1)} \\ E_4^{(n-1)} \end{pmatrix} = D_{n-1}^{-1} D_n P_n \begin{pmatrix} E_1^{(n)} \\ E_2^{(n)} \\ E_3^{(n)} \\ E_4^{(n)} \end{pmatrix}, \quad (12)$$

其中

$$D_n = \begin{pmatrix} e_1^{(n)} \cdot y & e_2^{(n)} \cdot y & e_3^{(n)} \cdot y & e_4^{(n)} \cdot y \\ \hat{h}_1^{(n)} \cdot x & \hat{h}_2^{(n)} \cdot x & \hat{h}_3^{(n)} \cdot x & \hat{h}_4^{(n)} \cdot x \\ \hat{h}_1^{(n)} \cdot y & \hat{h}_2^{(n)} \cdot y & \hat{h}_3^{(n)} \cdot y & \hat{h}_4^{(n)} \cdot y \\ e_1^{(n)} \cdot x & e_2^{(n)} \cdot x & e_3^{(n)} \cdot x & e_4^{(n)} \cdot x \end{pmatrix}, \quad (13)$$

$$P_n = \begin{pmatrix} e^{-ik_1^{(n)} d_n} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & e^{-ik_2^{(n)} d_n} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & e^{-ik_3^{(n)} d_n} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & e^{-ik_4^{(n)} d_n} \end{pmatrix}. \quad (14)$$

连续利用边界条件可得

$$\begin{pmatrix} E_1^{(0)} \\ E_2^{(0)} \\ E_3^{(0)} \\ E_4^{(0)} \end{pmatrix} = D_0^{-1} D_1 P_1 D_1^{-1} D_2 P_2 D_2^{-1} \cdots D_N P_N D_N^{-1} D_{N+1} \begin{pmatrix} E_1^{(N+1)} \\ E_2^{(N+1)} \\ E_3^{(N+1)} \\ E_4^{(N+1)} \end{pmatrix} = M \begin{pmatrix} E_1^{(N+1)} \\ E_2^{(N+1)} \\ E_3^{(N+1)} \\ E_4^{(N+1)} \end{pmatrix}. \quad (15)$$

其中,角标 0 表示  $N$  层结构的左侧区域,角标  $N+1$  表示  $N$  层结构的右侧区域,假设这两个区域均为空气。 $4 \times 4$  传输矩阵  $M$  定义为

$$M = D_0^{-1} D_1 P_1 D_1^{-1} D_2 P_2 D_2^{-1} \cdots D_N P_N D_N^{-1} D_{N+1}. \quad (16)$$

### 1.3 反射率、透射率以及吸收率的计算

设电磁波自左向右入射到  $N$  层结构中,令  $A_{s(p)}$ ,  $B_{s(p)}$  和  $C_{s(p)}$  分别表示  $s(p)$  极化的人射波、反射波和透射波的电场幅度,方程(15)可记做

$$\begin{pmatrix} A_s \\ B_s \\ A_p \\ B_p \end{pmatrix} = M \begin{pmatrix} C_s \\ 0 \\ C_p \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} & M_{13} & M_{14} \\ M_{21} & M_{22} & M_{23} & M_{24} \\ M_{31} & M_{32} & M_{33} & M_{34} \\ M_{41} & M_{42} & M_{43} & M_{44} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} C_s \\ 0 \\ C_p \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (17)$$

由反射系数的定义可求得

$$r_{ss} = \left( \frac{B_s}{A_s} \right)_{A_p=0} = \frac{M_{21} M_{33} - M_{23} M_{31}}{M_{11} M_{33} - M_{13} M_{31}}, \quad (18)$$

$$r_{sp} = \left( \frac{B_p}{A_s} \right)_{A_p=0} = \frac{M_{41} M_{33} - M_{43} M_{31}}{M_{11} M_{33} - M_{13} M_{31}}, \quad (19)$$

$$r_{pp} = \left( \frac{B_p}{A_p} \right)_{A_s=0} = \frac{M_{11} M_{43} - M_{13} M_{41}}{M_{11} M_{33} - M_{13} M_{31}}, \quad (20)$$

$$r_{ps} = \left( \frac{B_s}{A_p} \right)_{A_s=0} = \frac{M_{11} M_{23} - M_{13} M_{21}}{M_{11} M_{33} - M_{13} M_{31}}. \quad (21)$$

由透射系数的定义可求得

$$t_{ss} = \left( \frac{C_s}{A_s} \right)_{A_p=0} = \frac{M_{33}}{M_{11} M_{33} - M_{13} M_{31}}, \quad (22)$$

$$t_{sp} = \left( \frac{C_p}{A_s} \right)_{A_p=0} = \frac{-M_{31}}{M_{11} M_{33} - M_{13} M_{31}}, \quad (23)$$

$$t_{pp} = \left( \frac{C_p}{A_p} \right)_{A_s=0} = \frac{M_{11}}{M_{11} M_{33} - M_{13} M_{31}}, \quad (24)$$

$$t_{ps} = \left( \frac{C_s}{A_p} \right)_{A_s=0} = \frac{-M_{13}}{M_{11} M_{33} - M_{13} M_{31}}. \quad (25)$$

根据吸收率的定义,当入射波为  $s$  极化时,吸收率

$$A_s = 1 - |r_{ss}|^2 - |r_{sp}|^2 - |t_{ss}|^2 - |t_{sp}|^2, \quad (26)$$

相应的也可以得到入射波为  $p$  极化时的吸收率

$$A_p = 1 - |r_{pp}|^2 - |r_{ps}|^2 - |t_{pp}|^2 - |t_{ps}|^2. \quad (27)$$

## 2 单层各向异性人工材料的电磁波吸收特性

入射波的传播方向由角度 $(\theta, \varphi)$ 决定. 入射角 $\theta$ 表示入射波波矢与 $z$ 轴正方向的夹角. 方位角 $\varphi$ 表示波矢在 $x-y$ 平面内的投影与 $x$ 轴正方向的夹角. 入射角 $\theta = 0^\circ$ , 即垂直入射时, 方位角 $\varphi$ 是无意义的, 但可以用角度 $\varphi$ 去区分极化方向, 定义 $s$ 波电场方向为 $\hat{e}_s = -\hat{x}\sin\varphi + \hat{y}\cos\varphi$ ,  $p$ 波电场方向为 $\hat{e}_p = \hat{x}\cos\varphi + \hat{y}\sin\varphi$ , 这种定义与 $\theta \neq 0^\circ$ 时保持一致, 此时由公式(2)得到电场的系数矩阵为对角阵, 波矢的本征解为 $k_{z1} = -k_{z2} = n_x \frac{\omega}{c} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_x \mu_y}$ ,  $k_{z3} = -k_{z4} = n_y \frac{\omega}{c} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_y \mu_x}$ ,  $s$ 波和 $p$ 波对应的折射率不同, 2种极化波的传播相互独立, 没有转换发生, 即 $r_{sp} = r_{ps} = t_{ps} = t_{sp} = 0$ . 当入射角 $\theta$ 任意, 但方位角 $\varphi = 0^\circ$ 时, 意味着入射波方向在 $x-z$ 平面内,  $s$ 波的电场方向和 $p$ 波的磁场方向均沿 $y$ 轴,  $s$ 波和 $p$ 波的传播亦是相互独立, 没有转换发生.

首先研究单层各向异性人工材料的电磁波吸收特性. 各向异性人工材料的介电常数张量和磁导率张量由Drude模型来描述<sup>[5]</sup>

$$\epsilon_x = \epsilon_y = \epsilon_z = 1, \mu_x = \mu_z = 1 - \frac{\omega_{p1}^2}{\omega(\omega + i\gamma_1)}, \mu_y = 10 - \frac{\omega_{p1}^2}{\omega(\omega + i\gamma_1)}, \quad (28)$$

其中, 等离子角频率取 $\omega_{p1} = 2\pi \cdot (10 \times 10^9)$  rad/s, 阻尼因子取 $\gamma_1 = \pi$  rad/s, 该材料可由开口的金属谐振阵列(SRR)实现. 当电磁波垂直入射( $\theta = 0^\circ$ )且方位角 $\varphi = 0^\circ$ , 单层各向异性人工材料的厚度分别取 $l = 0.001$  m,  $0.01$  m,  $0.05$  m时,  $s$ 波和 $p$ 波的吸收率随频率的关系如图1所示. 由于材料参数的各向异性, 不同极化方向的入射波的吸收率极大值对应于不同的频率. 观察同一频率的电磁波吸收率随材料厚度增大时的变化规律, 由图1(a), 对于 $s$ 波, 当入射波频率较高时, 例如 $f > 5$  GHz, 随着厚度增加, 吸收率呈现逐渐增大的趋势. 然而低频时, 吸收率的变化特点恰好相反, 随着厚度增加, 吸收率反而降低. 对于 $p$ 波有类似的现象, 不同之处在于频率段不同, 分界点大约在3 GHz左右. 为了解该现象, 在图2中给出了反射率 $R_s = |r_s|^2$ 、透射率 $T_s = |t_s|^2$ 和吸收率 $A$ , 在材料厚度分别为 $l = 0.001$  m和 $0.05$  m时随频率的关系. 由图2(a)可知, 在材料厚度较薄时, 低频时反射率和吸收率大小相当. 由图2(b), 材料厚度较大时, 低频时反射率接近于1, 透射率趋于0, 因此低频时吸收率会随着材料厚度的增大呈现降低趋势. 而高频时透射率较高, 吸收率受材料的厚度影响较大, 随着厚度增加, 吸收率增大.

当 $\theta = \varphi = 0^\circ$ 时,  $s$ 波和 $p$ 波无耦合, 其传播特性与各向同性介质类似, 区别仅在于 $s$ 波和 $p$ 波的折射率不同. 因此可利用电磁波在单层各向同性介质中的传播特性分析以上现象. 考虑角频率为 $\omega$ 的电磁波垂直入射到相对磁导率为 $\mu$ , 折射率为 $n$ , 厚度为 $d$ 的单层各向同性介质中, 反射率 $R$ 形式如下<sup>[10]</sup>

$$R = \left| \frac{\frac{i}{2} \left( \frac{n}{\mu} - \frac{\mu}{n} \right) \sin \delta}{\cos \delta - \frac{i}{2} \left( \frac{n}{\mu} + \frac{\mu}{n} \right) \sin \delta} \right|^2 = \frac{\left| \frac{n}{\mu} - \frac{\mu}{n} \right|^2}{4 |\cot \delta|^2 + \left| \frac{n}{\mu} + \frac{\mu}{n} \right|^2} \quad (29)$$

其中 $\delta = n \frac{\omega}{c} d = nk d$ . 由公式(29)可以看出, 当 $\delta$ 取值在0到 $\pi/2$ 之间变化时, 随着 $\delta$ 值增大, 反射率 $R$ 亦增大. 因此在一定条件下, 反射率随着厚度增大而增大. 这可以解释图2中反射率的变化. 当 $\delta$ 取值不再局限于0到 $\pi/2$ 之间时, 随着 $\delta$ 值增大, 反射率 $R$ 呈现周期性振荡特征. 如图2(b)所示, 随着频率升高,  $\delta$ 值增大, 反射率 $R$ 呈现振荡特征. 反射率 $R$ 的极值点出现在 $\delta = m\pi$ 时, 比如当介质厚度为介质中电磁波波长一半的整数倍时, 即 $d = m\lambda/2$  ( $m$ 为整数)时, 其中 $\lambda = \frac{2\pi}{nk} = \frac{c}{nf}$ , 此时反射率 $R$ 取极小值0, 透射率和吸收率出现极大值.

下面研究当入射波频率一定时, 吸收率与入射波极化方向的关系. 取入射波频率为3 GHz, 此时磁导率张量的各矩阵元为 $\mu_x = \mu_z = -9.81 + i1.80$ ,  $\mu_y = -0.81 + i1.80$ . 垂直入射时( $\theta = 0^\circ$ ), 分析方位角 $\varphi$ 取值不同时的电磁波吸收率与层厚的关系. 吸收率 $A_s$ 和 $A_p$ 与层厚的关系分别如图3(a)和(b)所示. 对于 $s$ 波, 当角度 $\varphi$ 增大时, 吸收率增大, 而 $p$ 波则恰好相反. 其原因在于尽管磁导率虚部相等, 但折射率虚部不等. 经计

算,  $n_x = \sqrt{\epsilon_x \mu_y} = 0.76 + i1.18, n_y = \sqrt{\epsilon_y \mu_x} = 0.29 + i3.15$ , 对于  $s$  波, 当角度  $\varphi$  增大时, 意味着  $y$  方向分量增大, 而  $n_y$  虚部较大, 所以吸收率随着角度  $\varphi$  的增大而增大. 不难理解  $p$  波与  $s$  波变化规律恰好相反. 方位角  $\varphi$  一定时,  $s$  波和  $p$  波的吸收率都随着层厚的增加而趋于定值, 该极限值的大小依赖于方位角  $\varphi$ , 因此, 吸收率的大小可以通过改变方位角  $\varphi$  来调节.

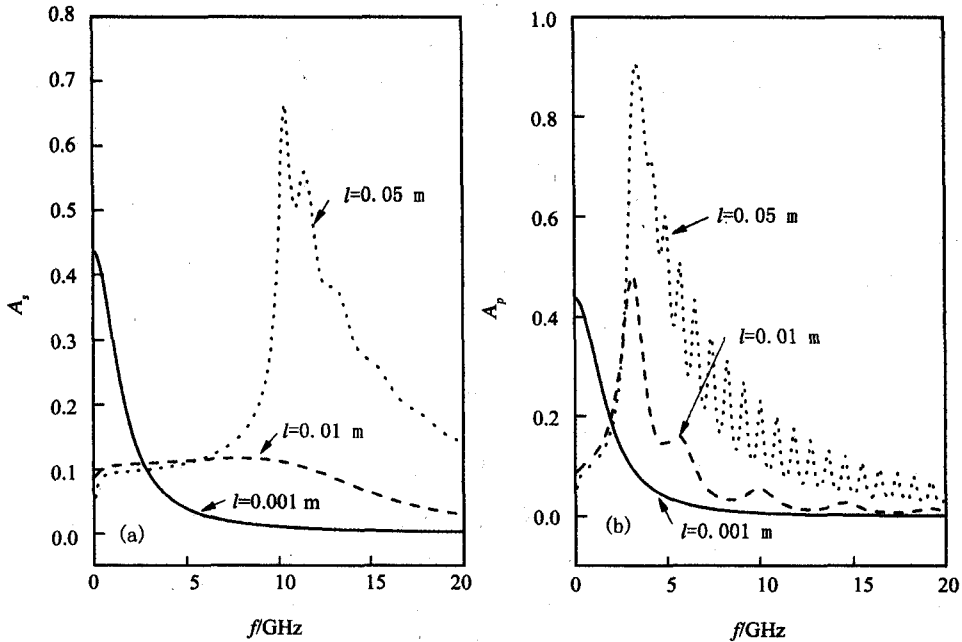


图1 不同厚度时, 吸收率  $A_s$  和  $A_p$  与频率的关系

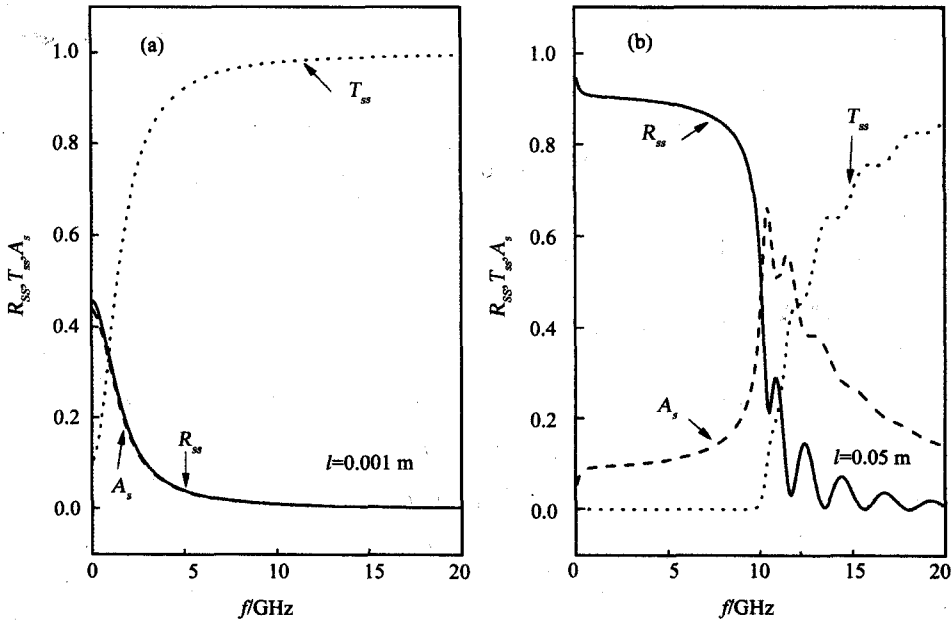


图2 不同厚度时,  $s$  波的反射率、透射率和吸收率与频率的关系

再进一步, 研究斜入射情况下吸收率与层厚的关系. 取入射波频率为 3 GHz,  $\varphi = 0^\circ$ , 取不同入射角时,  $s$  波和  $p$  波的吸收率结果分别如图 4(a) 和 (b) 所示. 由图 4 可见, 不管入射角如何变化,  $s$  波和  $p$  波的吸收率都随着层厚的增加而趋于定值, 吸收率的极限值由入射角决定, 这意味着可以通过改变入射角而提高

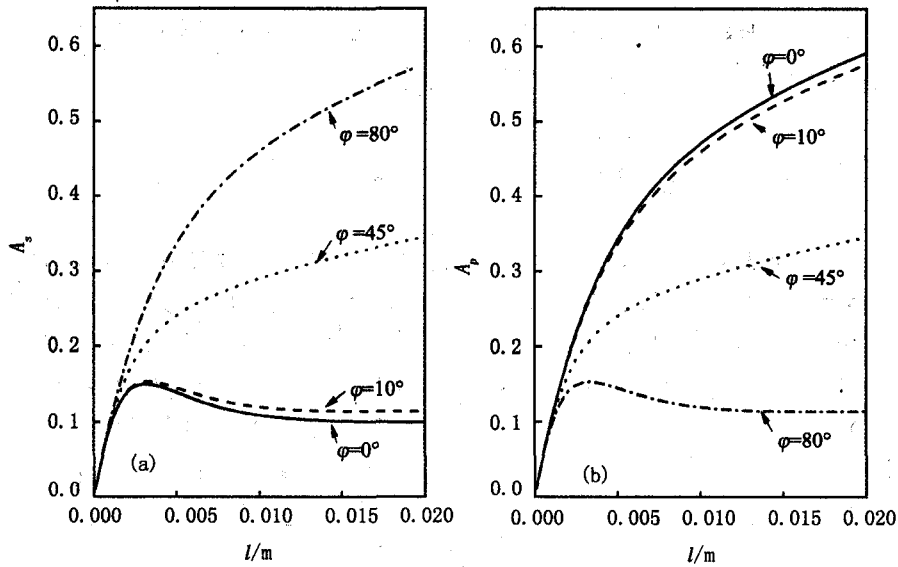


图3 取入射波频率为3 GHz,  $\theta=0^\circ$ , 不同方位角时, 吸收率 $A_s$ 和 $A_p$ 与层厚的关系

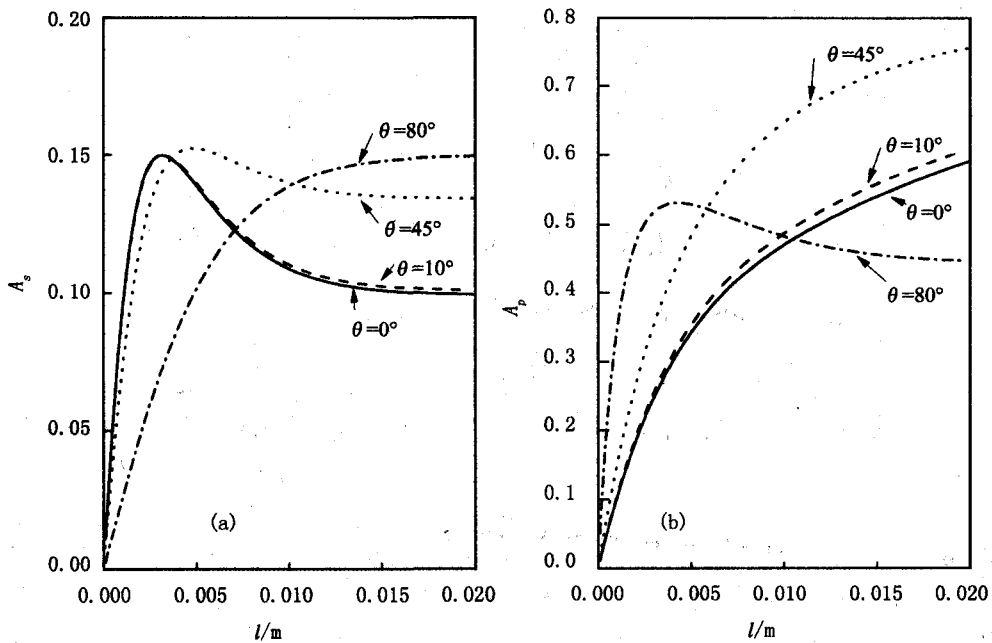


图4 取入射波频率为3 GHz,  $\phi=0^\circ$ , 不同入射角时, 吸收率 $A_s$ 和 $A_p$ 与层厚的关系

吸收率.

以上结论依赖于入射波频率, 改变入射波频率, 吸收率呈现出不同的变化规律. 取入射波频率为 6 GHz, 垂直入射( $\theta=0^\circ$ )且方位角  $\phi=0^\circ$ , 吸收率与层厚的关系如图 5 所示.  $s$  波的吸收率随厚度的增大逐渐趋于定值, 而  $p$  波的吸收率随厚度的增大呈现振荡增长的规律, 出现这种现象的原因在于磁导率的取值. 入射波频率为 6 GHz, 此时  $\mu_x = -1.76 + i0.23$ ,  $\mu_y = 7.24 + i0.23$ ,  $s$  波和  $p$  波对应的折射率分别为  $n_y = \sqrt{\epsilon_x \mu_x} = 0.09 + i1.33$  和  $n_x = \sqrt{\epsilon_x \mu_y} = 2.69 + i0.04$ . 当磁导率张量的某矩阵元的实部为负值, 如  $\mu_x$ , 对应的折射率  $n_y$  的实部远小于 1, 导致反射率接近 1 (可参考公式(29)定性分析该结论), 对应极化波( $s$  波)的吸收率随着层厚的增大而趋于定值. 当磁导率张量的矩阵元的实部为正值, 如  $\mu_y$ , 对应的折射率  $n_x$  的实部大于 1, 对应极化波( $p$  波)的吸收率随层厚的增大而振荡. 经计算,  $f=6$  GHz, 介质中  $p$  波对应的电磁波波长为  $\lambda = \frac{c}{n_x f} =$

0.019 m,图5中  $p$  波的吸收率两个极大值点对应的层厚分别为 0.01 m 和 0.019 m,即峰值点出现在层厚为  $\lambda/2$  的整数倍,对应反射率的极小值和透射率的极大值,这和公式(29)的分析结果一致.以上结论为使用各向异性人工材料制作电磁波吸收器时的层厚选取提供了参考.

### 3 多层各向异性人工材料的电磁波吸收特性

针对含各向异性人工材料的多层结构的电磁波吸收特性进行计算.考虑由两层各向同性材料中间夹一层各向异性人工材料构成的三层结构,设各向同性材料为  $Ta_2O_5$ ,其介电常数和磁导率取值为  $\epsilon=4.33, \mu=1$ ,每层介质的厚度均取  $l=0.01$  m,电磁波垂直入射( $\theta=0^\circ$ )且方位角  $\varphi=0^\circ$ , $s$ 波和  $p$ 波的吸收率与频率的关系如图6实线和点线所示.图6虚线和点划线给出单层各向异性人工材料(厚度取  $l=0.01$  m)的结果.对比发现,三层结构的吸收率优于单层结构,尽管各向同性材料是无吸收的,但由于界面的多重反射,三层结构的吸收率较大.因此可通过增加层数来提高各向异性人工材料的电磁波吸收率.

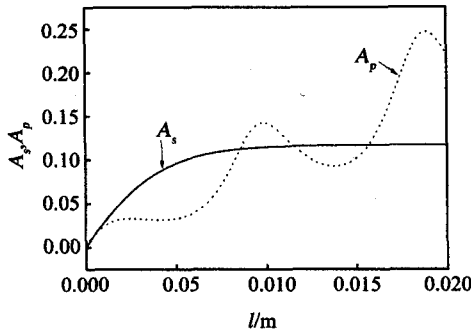


图5 取入射波频率为6 GHz,吸收率 $A_s$ 和 $A_p$ 与层厚的关系

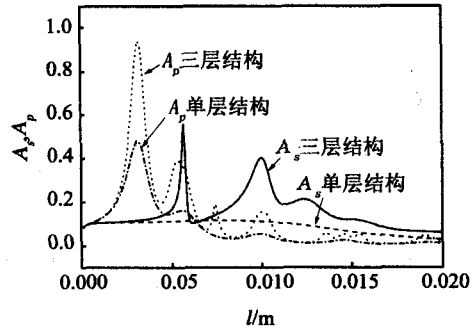


图6 三层结构和单层结构的吸收率 $A_s$ 和 $A_p$ 与频率的关系

### 4 结论

本文利用传输矩阵法计算了含各向异性人工材料的一维结构的电磁波吸收率,对单层各向异性人工材料,研究了入射波频率、极化方向、入射角以及材料厚度等参数改变时,吸收率的变化规律并分析了其物理机理.对于含各向异性人工材料的三层结构,其结果与单层结构进行了对比.主要结论如下.

- 1) 电磁波垂直入射( $\theta=0^\circ$ )且方位角  $\varphi=0^\circ$ ,单层各向异性人工材料对  $s$ 波和  $p$ 波的吸收率不同,极大值出现在不同的频率. $s$ 波和  $p$ 波的吸收率随层厚增大时的变化规律一致:低频时,吸收率会随着材料厚度的增加呈现降低趋势;而高频时,透射率较高,吸收率随着厚度增加呈现增大趋势.
- 2) 固定入射波频率,垂直入射时,不管方位角如何变化, $s$ 波和  $p$ 波的吸收率都随着层厚的增加而趋于定值,该极限值的大小依赖于方位角.
- 3) 固定入射波频率,斜入射时,不管入射角如何变化, $s$ 波和  $p$ 波的吸收率都随着层厚的增加而趋于定值,吸收率的极限值由入射角决定.
- 4) 改变入射波频率,当某一频率对应磁导率张量的矩阵元的实部为负值,对应极化波的吸收率随着层厚增大吸收率趋于定值.当磁导率张量的矩阵元的实部为正值,对应极化波的吸收率随层厚增大而振荡,且峰值出现在  $\lambda/2$  的整数倍.
- 5) 由各向异性人工材料和各向同性材料构成的三层结构的吸收率优于单层结构.

### 参 考 文 献

[1] 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.  
 [2] PENDRY J B. Negative refraction makes a perfect lens[J]. Physical Review Letters, 2000, 85(18): 3966-3969.

- [3] SCHURING D, MOCK J J, JUSTICE B J, et al. Metamaterial electromagnetic cloak at microwave frequencies[J]. Science, 2006, 314: 977-979.
- [4] HAO J, ZHOU L. Electromagnetic wave scatterings by anisotropic metamaterials; Generalized  $4 \times 4$  transfer-matrix method[J]. Physical Review B, 2008, 77: 094201.
- [5] SUN Y, RAN L, PENG L, et al. The research of high-directive anisotropic magnetic metamaterial antenna loaded with frequency-selective surface[J]. Chinese Physics B, 2009, 18(1): 174-178.
- [6] MA H F, TANG W X, CHENG Q, et al. A single metamaterial plate as bandpass filter, transparent wall, and polarization converter controlled by polarizations[J]. Applied Physics Letters, 2014, 105: 081908.
- [7] JIANG H, LIU W, YU K, et al. Experimental verification of loss-induced field enhancement and collimation in anisotropic  $\mu$ -near-zero metamaterials[J]. Physical Review B, 2015, 91: 045302.
- [8] COSTA A E B, OLIVEIRA L E, Cavalcanti S B. Absorption effects on the longitudinal bulk plasmon-polariton modes in 1D heterostructures containing anisotropic metamaterials[J]. Physica E, 2015, 74: 123-128.
- [9] LANDY N I, SAJUYIGBE S, MOCK J J, et al. Perfect metamaterial absorber[J]. Physical Review Letters, 2008, 100(20): 207402.
- [10] WATTS C M, LIU X L, PADILLA W J, Metamaterial electromagnetic wave absorbers[J]. Advanced Materials, 2012, 24(23): OP98-OP120.
- [11] WANG B, WANG L, WANG G, et al. Tunable bandwidth of the terahertz metamaterial absorber[J]. Optics Communications, 2014, 325: 78-83.
- [12] HE X, YAN S, MA Q, et al. Broadband and polarization-insensitive terahertz absorber based on multilayer metamaterials[J]. Optics Communications, 2015, 340: 44-49.

## Electromagnetic Wave Absorption Properties of Anisotropic Metamaterial

DONG Yunxia

(School of Electrical and Electronic Engineering, North China Electric Power University, Beijing 102206, China)

**Abstract:** The electromagnetic wave absorption properties of one dimensional anisotropic metamaterial have been studied by the transfer matrix method. The absorbance relies on the frequency of the incident wave, polarization direction, the incident angle and the thickness of the metamaterial. The results show that the maximum value of the absorbance for  $s$ -polarized wave and  $p$ -polarized wave appears at different frequencies for normal incidence on a single anisotropic metamaterial plate. The absorbance for both  $s$ -polarized wave and  $p$ -polarized wave shows the same variation trend with the increasing of the thickness. For oblique incidence with the arbitrary incident angle, the absorbance for both  $s$ -polarized wave and  $p$ -polarized wave tends to be a constant as the thickness increases. The limitation value is determined by the incident angle. If the matrix element of the permeability tensor is negative for a certain frequency, the absorbance of the corresponding polarized wave will tend to be a constant with the increasing of the thickness. If the matrix element of the permeability is positive, the absorbance of the corresponding polarized wave will be oscillating when the thickness increases. The absorbance has the maximal value if the thickness equals to the integer multiple of  $\lambda/2$ . The three layer system show better results than the single layer system. The above conclusions may give the theory support for the anisotropic metamaterial to realize the electromagnetic wave absorber.

**Keywords:** anisotropic metamaterial; absorbance; transfer matrix method; polarized wave