

有耗异向介质层覆盖普通介质圆柱电磁特性的研究^{*}

王海龙^{1)†} 吴 群¹⁾ 孟繁义¹⁾ 李乐伟^{1)‡} 吴 健³⁾

1) 哈尔滨工业大学电子与信息技术研究院, 哈尔滨 150001)

2) 新加坡国立大学电气与计算机工程系, 新加坡)

3) 电波环境特性及模化技术国家重点实验室, 北京 102206)

(2007 年 12 月 21 日收到, 2008 年 2 月 17 日收到修改稿)

研究了线电流源平行放置在有耗异向介质层覆盖的无限长介质圆柱附近模型的电磁特性. 首先, 提出电磁模型并给出此电磁模型的精确解. 其次, 利用精确解进行数值计算, 得到不同电磁参数情况下该电磁模型的近场分布图形, 并通过方向性系数和归一化辐射阻抗研究其远场特性. 由于有耗异向介质的负折射特性和损耗的同时作用, 相比于无耗异向介质层以及有耗普通介质层, 得到了有耗异向介质层覆盖普通介质圆柱模型在近场和远场特性上极为不同的电磁特性.

关键词: 线电流源, 异向介质, 方向性系数, 辐射阻抗

PACC: 4110H, 4225

1. 引 言

异向介质 (metamaterial) 又名负折射媒质 (negative index medium) 或左手介质 (left-handed medium) 是 20 世纪 90 年代末期出现的一种新型周期结构 (periodic structure) 的人工电磁媒质, 它同时具有负值的介电常数和负值的磁导率, 导致在该媒质中传播的电磁波的电场 E 、磁场 H 以及波矢量三者构成左手系, 而不是遵循常规媒质的右手法则, 故而得名. 自美国加州大学圣迭戈分校 (UCSD) 的 Smith 等^[1] 于 2000 年首次人工构造出这种自然界中并不存在的媒质以来, 由于其具有一系列的超常规的电磁特性, 包括左手特性、负折射特性、后向波特性和完美透镜特性等, 因而备受关注^[2-16].

本文研究有耗异向介质层覆盖普通介质圆柱的普通天线特性. 给出了线电流源平行放置在有耗异向介质层覆盖的无限长介质圆柱附近时的电磁特性, 与无耗异向介质层, 无耗普通介质层以及有耗普通介质层覆盖的无限长介质圆柱的电磁特性进行了比较. 本文假定内层的介质圆柱为普通介质圆柱, 至于内层介质圆柱为异向介质圆柱的情况不在本文的讨论范围之列. 不失一般性, 假定内层介质圆柱为空气

圆柱. 这种电磁模型产生 TM 波, 相对应的线磁流源产生 TE 波, 这些根据互易定理可以很容易得到, 文中不再赘述. 研究这种模型的意义在于它具有有限的横截面积以及固定的源, 因此可以揭示一些与一维结构以及平面波照射情况下不同的电磁特性. 平面波照射异向介质圆柱体、线电流源在无限长异向介质圆柱体、线电流源激励无耗异向介质覆盖导体和介质圆柱等模型的电磁特性已进行了讨论^[17-23]. 本文讨论更为复杂的情况——有耗异向介质覆盖普通介质圆柱时电磁场的特性. 通过比较, 分析了不同电磁参数对圆柱内外近场, 圆柱外远场的方向性系数以及辐射阻抗等影响. 研究表明, 有耗异向介质层覆盖的普通介质圆柱与无耗异向介质层以及有耗、无耗普通介质层覆盖的普通圆柱相比, 在相同的线电流源作用下, 在一些电磁特性上有很明显的区别. 这些结果对于深入揭示具有异向介质加载下的物理机制具有更加重要的意义.

2. 线电流源激励有耗异向介质层覆盖普通介质圆柱电磁模型的精确解

图 1 给出了本文讨论的电磁模型图. 它包括一个介质层覆盖的无限长介质圆柱以及与其平行放置

^{*} 国家自然科学基金 (批准号: 60571026) 和电波环境特性及模化技术国家重点实验室 (批准号: 514860303HT0101) 资助的课题.

[†] E-mail: wdashou_1981@hit.edu.cn

的线电流源. 内层无限长介质圆柱的半径为 a , 介质层厚度为 $b - a$, 圆柱外线电流源所在位置的坐标为 (ρ', ϕ') , 平行于圆柱放置. 模型中任意一点的坐标为 (ρ, ϕ) . 圆柱外侧自由空间的参数为 (ϵ_0, μ_0) , 自由空间介电常数 $\epsilon_0 = 8.854 \times 10^{-12}$ F/m, 磁导率 $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ H/m, 波数 $k_0 = \omega \sqrt{\mu_0 \epsilon_0} = 2\pi/\lambda_0$, 其中 λ_0 为自由空间中的电磁波波长. 介质层的介电常数为 $\epsilon_c = \epsilon_r \epsilon_0$, 磁导率为 $\mu_c = \mu_r \mu_0$, 其中 ϵ_r 和 μ_r 分别为介质层的相对介电常数和相对磁导率. 介质层的波数为 $k_c = k_0 \sqrt{\mu_r \epsilon_r}$. 内层介质柱的介电常数为 $\epsilon_{i1} = \epsilon_{i1} \epsilon_0$, 磁导率为 $\mu_{i1} = \mu_{i1} \mu_0$, 其中 ϵ_{i1} 和 μ_{i1} 分别为内层介质的相对介电常数和相对磁导率. 内层介质的波数为 $k_{i1} = k_0 \sqrt{\mu_{i1} \epsilon_{i1}}$. 时间参数为 $e^{i\omega t}$, 其中 ω 是角频率, t 是时间, $e^{i\omega t}$ 在文中被忽略.

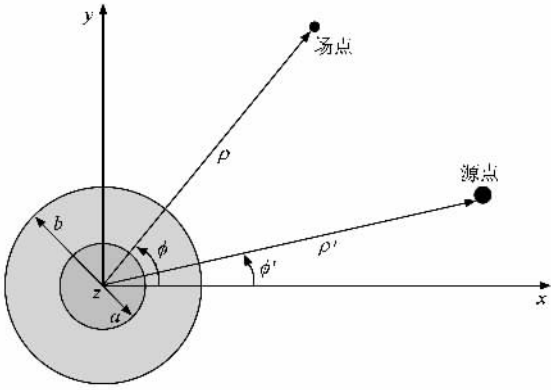


图 1 介质层覆盖介质圆柱的电磁模型

线电流源产生的入射场为

$$E^i(\rho) = -\hat{z} I_e \frac{\omega \mu_0}{4} H_0^{(2)}(k_0 |\rho - \rho'|), \quad (1)$$

式中 $H_0^{(2)}(\cdot)$ 是第二类零阶汉开尔函数, I_e 表示电流源幅值. 入射场由线电流源产生的圆柱波函数给出. 为了分析方便, 将(1)式用坐标原点产生的圆柱波函数表示. 利用汉开尔函数的加法定理, 线电流源产生的入射场可以表示为

$$E^i(\rho, \phi) = -\hat{z} \frac{I_e \omega \mu_0}{4} \times \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(k_0 \rho) H_n^{(2)}(k_0 \rho') e^{in(\phi - \phi')} \quad (\rho \leq \rho'),$$

$$E^i(\rho, \phi) = -\hat{z} \frac{I_e \omega \mu_0}{4} \times \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(k_0 \rho') H_n^{(2)}(k_0 \rho) e^{in(\phi - \phi')}$$

$$(\rho \geq \rho'), \quad (2)$$

式中 $J_n(\cdot)$ 是 n 阶贝塞尔函数, $H_n^{(2)}(\cdot)$ 是第二类 n 阶汉开尔函数. 类似地, 可以分别得到下列各层散射场和透射场的表达式:

$$E^s(\rho, \phi) = -\hat{z} \frac{I_e \omega \mu_0}{4} \sum_{n=-\infty}^{\infty} w_3 H_n^{(2)}(k_0 \rho) e^{in(\phi - \phi')} \quad (\rho \geq b), \quad (3)$$

$$E^t(\rho, \phi) = -\hat{z} \frac{I_e \omega \mu_0}{4} \sum_{n=-\infty}^{\infty} (w_1 J_n(k_c \rho) + w_2 H_n^{(2)}(k_c \rho) e^{in(\phi - \phi')}) \quad (a \leq \rho \leq b), \quad (4)$$

$$E^{in}(\rho, \phi) = -\hat{z} \frac{I_e \omega \mu_0}{4} \sum_{n=-\infty}^{\infty} w_4 J_n(k_{i1} \rho) e^{in(\phi - \phi')} \quad (\rho \leq a), \quad (5)$$

式中的 w_1, w_2, w_3, w_4 是未知的展开系数. 在圆柱外, 总场是入射场(2)式和散射场(3)式之和; 在圆柱内侧介质层内(4)式即为总场的表达式; 在内层介质柱中(5)式即为总场的表达式. 相应的磁场 H_ϕ 的入射场、散射场和透射场可以通过法拉第定律得到. 根据介质分界面的电磁场边界条件可以求得(3)–(5)式的未知的展开系数. 相应的展开系数可参见文献[23]中的(6)–(9)式.

通过二维方向性系数以及辐射阻抗可以了解该电磁模型的远场特性. 利用汉开尔函数的大宗量渐进扩展并进行 $e^{-ik_0 \rho} / \sqrt{\rho}$ 的归一化, 得到二维方向性系数的表达式

$$D(\phi) = \frac{2\pi |E_r^{\text{tot}}(\phi)|^2}{\int_{\phi=0}^{2\pi} |E_r^{\text{tot}}(\phi)|^2 d\phi} = \frac{2\pi |E^i(\phi) + E^s(\phi)|^2}{\int_{\phi=0}^{2\pi} |E^i(\phi) + E^s(\phi)|^2 d\phi} = \frac{2 \left| \sum_{n=0}^{N_{\text{max}}} i^n \epsilon_n \alpha_n \cos[n(\phi - \phi')] \right|^2}{\sum_{n=0}^{N_{\text{max}}} \epsilon_n^2 (3 - \epsilon_n) |a_n|^2}, \quad (6)$$

式中

$$a_n = J_n(k_0 \rho') + w_3;$$

ϵ_n 为诺伊曼常数, 当 $n=0$ 时, $\epsilon_n = 1$, 当 $n \neq 0$ 时, $\epsilon_n = 2$.

计算总场的辐射阻抗并对线电流源辐射阻抗进行归一化,

$$R_{\text{rad}}^{\text{norm}} = \frac{R_{\text{rad}}^{\text{tot}}}{R_{\text{rad}}^i} = \frac{P_{\text{rad}}^{\text{tot}}}{P_{\text{rad}}^i}$$

$$\begin{aligned}
 &= \frac{1}{2\eta_0} \int_{\phi=0}^{2\pi} |E_t^{\text{tot}}(\phi)|^2 d\phi \\
 &= \frac{1}{2\eta_0} \int_{\phi=0}^{2\pi} |E_t^i(\phi)|^2 d\phi \\
 &= \frac{I_c^2 k_0 \eta_0}{16} \sum_{n=0}^{N_{\max}} \epsilon_n^2 (3 - \epsilon_n) |a_n|^2 \\
 &= \frac{I_c^2 k_0 \eta_0}{8} \\
 &= 0.5 \sum_{n=0}^{N_{\max}} \epsilon_n^2 (3 - \epsilon_n) |a_n|^2. \quad (7)
 \end{aligned}$$

3. 有耗异向介质层覆盖普通介质圆柱的数值计算结果比较

对于有耗异向介质层覆盖普通介质圆柱给定的内层介质圆柱半径 a 、介质层厚度 $b - a$ 、线电流源位置 ρ' 、相对介电常数 ϵ_c 、相对磁导率 μ_r ，下面给出数值计算结果，并且与相应的无耗异向介质层、有耗以及无耗普通介质层的结果进行比较。为了表示方便，介质层的不同电磁参数表示为 $(\epsilon_c, \mu_r) = (\epsilon_r \epsilon_0, \mu_r \mu_0)$ 。对于普通介质， $\text{Re}(\epsilon_r) > 0$ ， $\text{Re}(\mu_r) > 0$ ；对于异向介质， $\text{Re}(\epsilon_r) < 0$ ， $\text{Re}(\mu_r) < 0$ ；对于有耗介质， $\text{Im}(\epsilon_r) \neq 0$ ；对于无耗介质， $\text{Im}(\epsilon_r) = 0$ 。

3.1. 有耗异向介质层覆盖普通介质圆柱的电磁场近场特性

下面讨论有耗异向介质层覆盖普通介质圆柱的电磁场近场特性，相应的无耗异向介质层、有耗以及无耗普通介质层覆盖普通介质圆柱的电磁场近场分布作为参考。至于异向介质层覆盖异向介质圆柱等情况也可以利用本文的方法分析，但由于篇幅所限，本文未加讨论。对电磁模型的总电磁场 $20|\mathbf{g}| E(\rho, \phi)$ 进行了计算。图 2—图 9 给出了不同介质层覆盖空气圆柱附近产生的近场特性，电磁场的相对强度与图中灰度的亮度成正比，从图 2—图 9 可以定性地看出相同的几何尺寸、电磁参数取不同值时电磁场的分布情况。

图 2 给出了 $\rho' = 7\lambda_0$ ， $a = 3\lambda_0$ ， $b = 5\lambda_0$ ， $\epsilon_r = -1$ ， $\mu_r = -1$ 时，线电流源在无耗异向介质层覆盖空气圆柱附近产生电场的近场特性；图 6 给出了 $\rho' = 7\lambda_0$ ， $a = 3\lambda_0$ ， $b = 5\lambda_0$ ， $\epsilon_r = 1$ ， $\mu_r = 1$ 时，线电流源在无耗普通介质层覆盖空气圆柱附近产生电场的近场特性。由于此时介质层电磁参数为 $\epsilon_r = 1$ ， $\mu_r = 1$ ，因

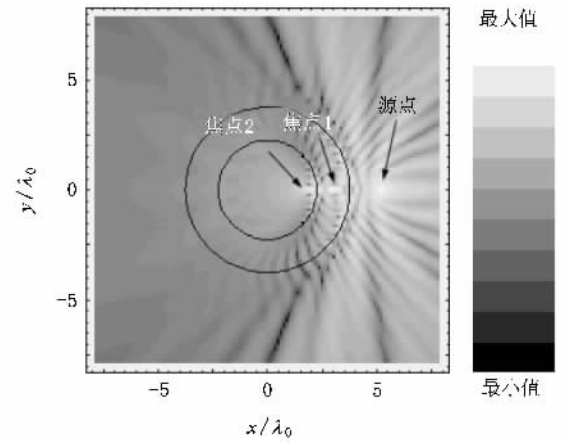


图 2 当 $\rho' = 7\lambda_0$ ， $a = 3\lambda_0$ ， $b = 5\lambda_0$ ， $\epsilon_r = -1$ ， $\mu_r = -1$ 时，无耗异向介质层覆盖内层空气柱的电场示意图

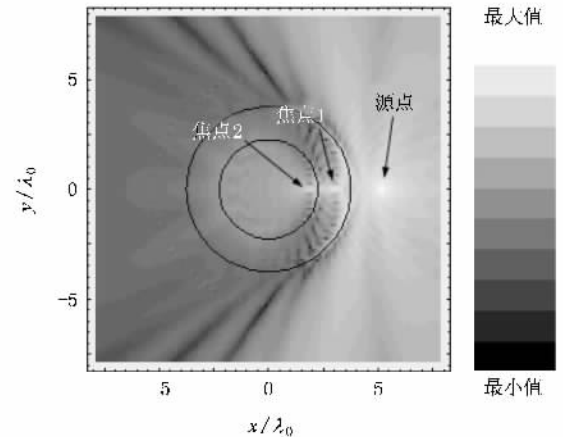


图 3 当 $\rho' = 7\lambda_0$ ， $a = 3\lambda_0$ ， $b = 5\lambda_0$ ， $\epsilon_r = -1 - 0.1i$ ， $\mu_r = -1$ 时，有耗异向介质层覆盖内层空气柱的电场示意图

此这个模型的电磁场分布结果实际上就是线电流源在自由空间的辐射。由于相对介电常数的原因，图 2 和图 6 中都不存在由于反射而出现复杂的干涉现象，而图 2 中出现了图 6 中并未出现的聚焦现象，关于这个问题的详细分析可参见文献 [23]。图 3—图 5 给出了不同电磁参数时有耗异向介质层覆盖空气圆柱附近产生的近场特性；图 7—图 9 给出了不同电磁参数时有耗普通介质层覆盖空气圆柱附近产生的近场特性。比较图 7—图 9 可以看出，在无线电源的两层圆柱的一侧，由于不连续性产生了一条弧线。实际上这个不连续性在 $r = \rho'$ 的位置都是存在的，只不过相比于其他部分的场值，在无线电源的两层圆柱的一侧不连续性更加明显一些。这是由于源点的存在导致的不连续性。物理意义上，由于只在 r

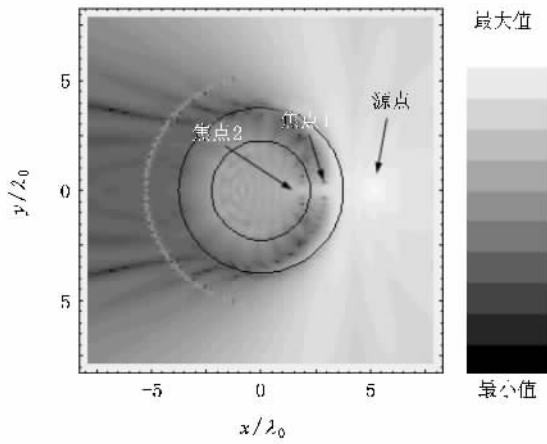


图 4 当 $\rho' = 7\lambda_0, a = 3\lambda_0, b = 5\lambda_0, \epsilon_r = -1 - 0.4i, \mu_r = -1$ 时, 有耗异向介质层覆盖内层空气柱的电场示意图

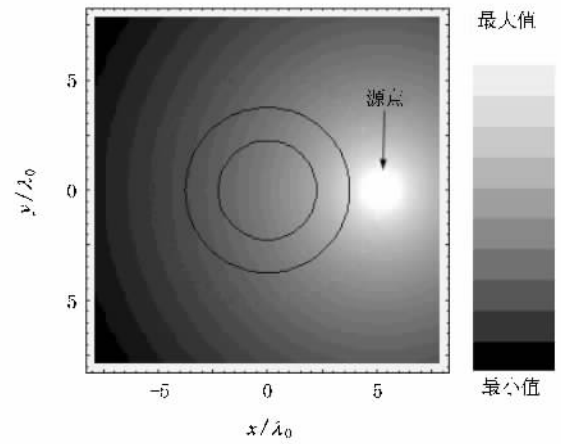


图 6 当 $\rho' = 7\lambda_0, a = 3\lambda_0, b = 5\lambda_0, \epsilon_r = 1, \mu_r = 1$ 时, 无耗普通介质层覆盖内层空气柱的电场示意图

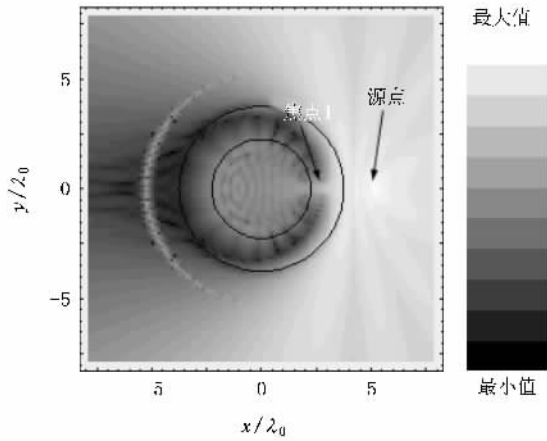


图 5 当 $\rho' = 7\lambda_0, a = 3\lambda_0, b = 5\lambda_0, \epsilon_r = -1 - 0.7i, \mu_r = -1$ 时, 有耗异向介质层覆盖内层空气柱的电场示意图

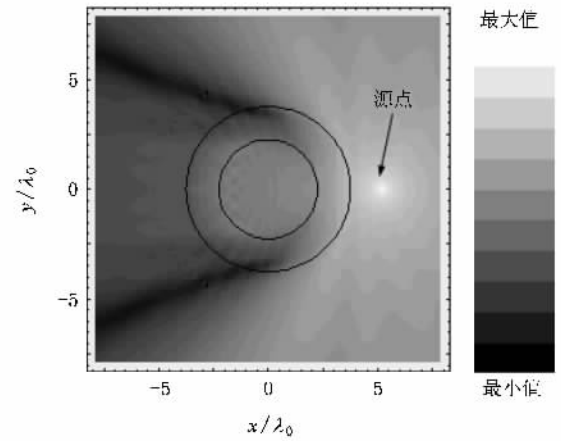


图 7 当 $\rho' = 7\lambda_0, a = 3\lambda_0, b = 5\lambda_0, \epsilon_r = 1 - 0.1i, \mu_r = 1$ 时, 有耗普通介质层覆盖内层空气柱的电场示意图

$= \rho', \phi = \phi'$ 存在源点, 所以计算结果应该仅在 $r = \rho', \phi = \phi'$ 存在不连续性, 而在 $r = \rho', \phi \neq \phi'$ 也存在不连续性是不符合物理意义的. 这是由于本文基于算法本身的缺陷产生的, 由于这条弧线对总体上的分析不存在影响, 因此可以忽略不计, 这里不再赘述. 需要注意的是, 当介质损耗较小时, 这条弧线不是很明显.

将图 3—图 5 与图 7—图 9 在相同损耗下异向介质层与普通介质层的近场图形进行比较后可以看出, 由于负折射特性, 图 3—图 5 在介质层中存在两个焦点, 相比于其他部分的场, 焦点处具有较高的值. 另外, 由于入射电场的方向不同以及圆柱本身曲率的作用, 这两个焦点不是确切的“点”, 也不是电流源的镜像点, 而是小的区域. 图 7—图 9 中就不存

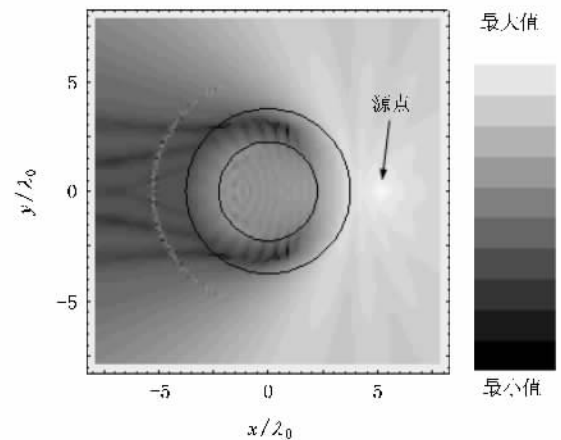


图 8 当 $\rho' = 7\lambda_0, a = 3\lambda_0, b = 5\lambda_0, \epsilon_r = 1 - 0.4i, \mu_r = 1$ 时, 有耗普通介质层覆盖内层空气柱的电场示意图

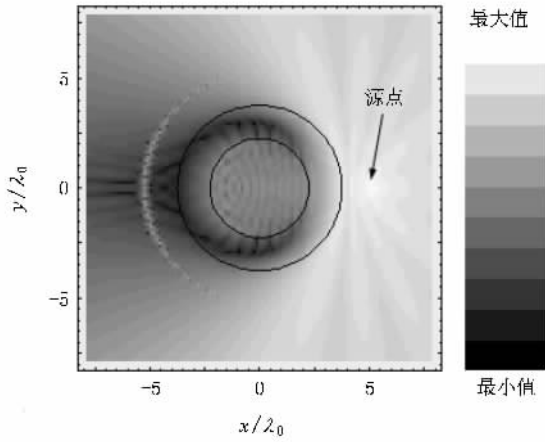


图9 当 $\rho' = 7\lambda_0, a = 3\lambda_0, b = 5\lambda_0, \epsilon_r = 1 - 0.7i, \mu_r = -1$ 时,有耗普通介质层覆盖内层空气柱的电场示意图

在这样的焦点.在电场值的幅度上,图3—图5在介质层中的幅度明显要小于图7—图9中的幅度.这是由于异向介质的负折射特性,电磁波在异向介质层中发生聚焦,而不是像在普通介质层中直接向圆柱的外表面发散,因此在异向介质层中电磁波经过的路径比在普通介质层中多,导致在相同衰减参数的条件下产生的衰减也要多.因而,在近场图形上反映出来的效果就是亮度较低.

作为异向介质层,由于负折射的特性,如果线电流源在介质层中发生完全聚焦,在内层空气柱中也会存在一个二次聚焦形成的焦点,其对应的光学原理见图10.但是从图3—图5看,由于电磁波的二次聚焦在有耗异向介质内经过较长的距离,因此随着损耗的不断增加,二次“焦点”越来越不清晰,在图5中已几乎消失.此外,随着介质损耗的增加,折射率也有所增大,折射角有所减小,因此在异向介质层中发生第一次聚焦的位置也逐渐远离圆柱外径.聚焦之后的电磁波也远离外径.因此从图3—图5可以看出,随着损耗的增加,圆柱外径附近相对幅值较大(亮度较高)的区域有所增大.

3.2. 有耗异向介质层覆盖介质圆柱的电磁场远场特性

下面通过利用得到的远场方向性系数以及归一化辐射阻抗的公式讨论有耗异向介质层覆盖空气圆柱的电磁场远场特性.并与有耗普通介质覆盖空气圆柱的电磁场远场特性进行比较.

3.2.1. 方向性系数

图11—图13给出了介质损耗变化时有耗异向

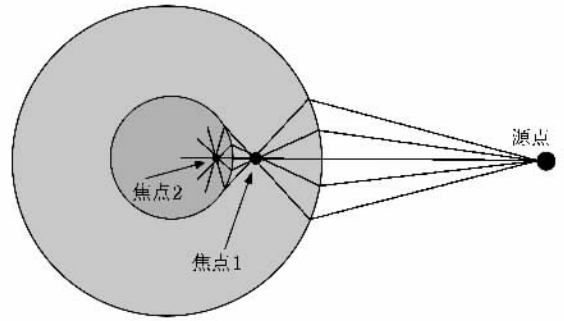


图10 在异向介质覆盖普通介质圆柱中的两次聚焦示意图

介质层和有耗普通介质层的方向性系数,方向性系数的幅值是利用 $10\lg(D(\phi))$ 计算得到.在这种情况下,两种介质层模型的方向性系数都没有明显的主瓣存在,由于 $\phi \in [2\text{rad}, 2\pi - 2]$ 区域内的值明显小于 $\phi \in [0\text{rad}, 2\text{rad}] \cup [2\pi - 2, 2\pi]$ 区域内的值,因此 $\phi \in [2\text{rad}, 2\pi - 2]$ 是阴影区域.当观测点渐渐远离 $\phi = \pi$ 方向时,方向性系数的抖动越来越明显.随着介质损耗的增加,异向介质层的聚焦特性对方向性系数的影响越来越不明显,而损耗起到了主导作用.因此,有耗异向介质层模型和有耗普通介质层模型的方向性系数越来越接近,而异向介质层本身的方向性系数也趋于一致.当介质损耗较小时,异向介质层的聚焦特性起到了主导作用,因此两个模型的方向性系数有较大的不同.在阴影区域,有耗异向介质覆盖圆柱的方向性系数平均值要比有耗普通介质覆盖圆柱的方向性系数略小.这与近场分析结果相符.

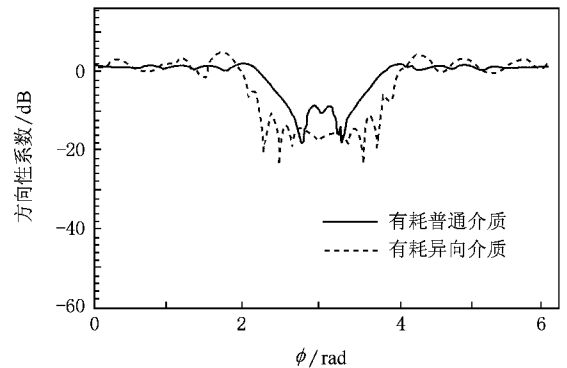


图11 当 $\rho' = 7\lambda_0, a = 3\lambda_0, b = 5\lambda_0, \epsilon_r = \pm 1 - 0.1i, \mu_r = \pm 1$ 时,有耗普通介质和有耗异向介质的方向性系数曲线

3.2.2. 辐射阻抗

图14给出了当 $a = \lambda_0, b \in [\lambda_0, 10\lambda_0], \rho' = b + \lambda_0$ 相对介电常数和相对磁导率为 $\epsilon_r = \pm 1 - 0.4i,$

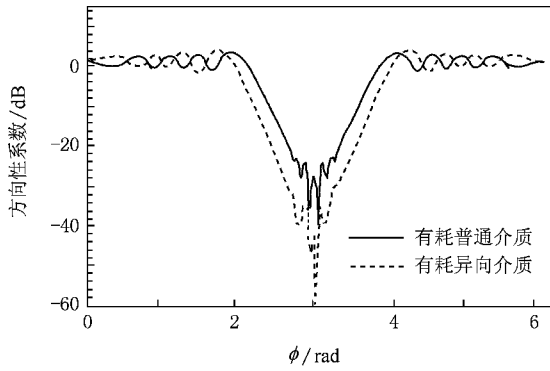


图 12 当 $\rho' = 7\lambda_0$, $a = 3\lambda_0$, $b = 5\lambda_0$, $\epsilon_r = \pm 1 - 0.4i$, $\mu_r = \pm 1$ 时, 有耗普通介质和有耗异向介质的方向性系数曲线

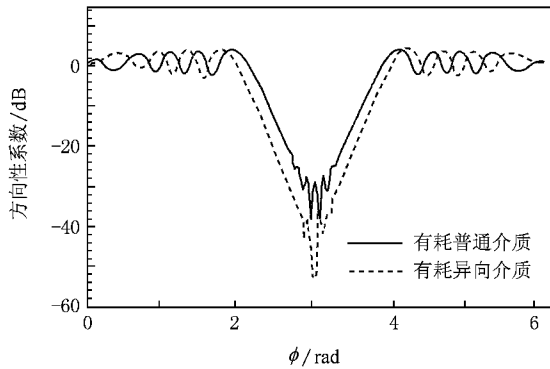


图 13 当 $\rho' = 7\lambda_0$, $a = 3\lambda_0$, $b = 5\lambda_0$, $\epsilon_r = \pm 1 - 0.7i$, $\mu_r = \pm 1$ 时, 有耗普通介质和有耗异向介质的方向性系数曲线

$\mu_r = \pm 1$ 时, 改变介质层厚度得到的归一化辐射阻抗的变化情况. 图 15 给出了当 $a = \lambda_0$, $b = 2\lambda_0$, $\rho' \in [3\lambda_0, 10\lambda_0]$ 相对介电常数和相对磁导率为 $\epsilon_r = \pm 1 - 0.4i$, $\mu_r = \pm 1$ 时, 改变线电流源与圆柱的距离得到的归一化辐射阻抗的变化情况.

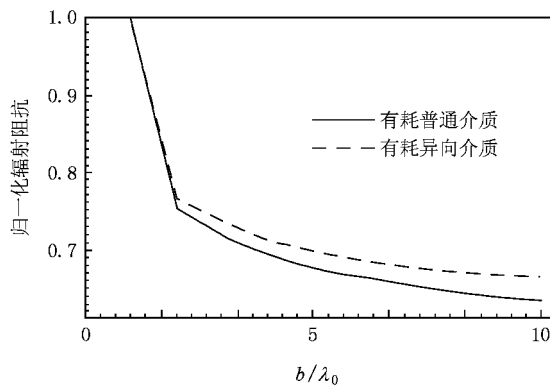


图 14 当 $a = \lambda_0$, $b \in [\lambda_0, 10\lambda_0]$, $\rho' = b + \lambda_0$, $\epsilon_r = \pm 1 - 0.4i$, $\mu_r = \pm 1$ 时, 归一化辐射阻抗曲线

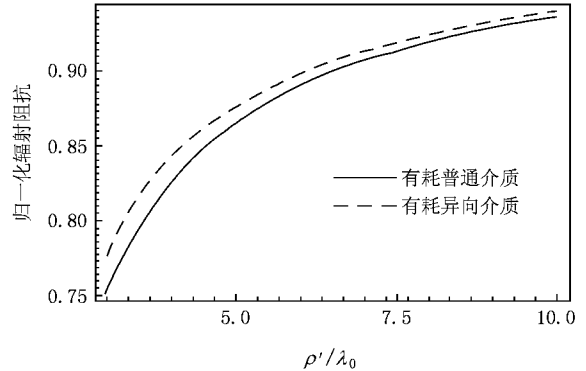


图 15 当 $a = \lambda_0$, $b = 2\lambda_0$, $\rho' \in [3\lambda_0, 10\lambda_0]$, $\epsilon_r = \pm 1 - 0.4i$, $\mu_r = \pm 1$ 时, 归一化辐射阻抗曲线

从图 14 和图 15 可以看出, 有耗异向介质层模型和有耗普通介质层模型的归一化辐射阻抗幅值的变化趋势几乎一致, 只是数值略有区别, 而无耗异向介质层模型比无耗普通介质层模型变化要剧烈^[23].

4. 结 论

本文讨论了线电流源平行放置在有耗异向介质层覆盖的无限长介质圆柱附近时的电磁特性, 得到了这个电磁模型的精确解, 并给出了不同几何参数和电磁参数时, 电磁模型的近场分布图、远场的方向性系数以及归一化辐射阻抗的图形. 将无耗、有耗普通介质层与无耗、有耗异向介质层覆盖介质圆柱时电磁场近场图形进行了对比, 发现在异向介质的负折射特性和介质的损耗特性共同作用下, 如果在异向介质层中完全聚焦, 则形成一个“焦点”, 并且在内层普通介质圆柱内应该发生的二次聚焦随着损耗的增加逐渐消失. 此外, 由于异向介质的负折射特性, 电磁波在介质层中传输较长的路径, 因此有耗异向介质层中电磁场的幅度要小于有耗普通介质层. 随着损耗的增加, 圆柱外径附近相对幅值较大(亮度较高)的区域有所增大. 通过将有耗异向介质层覆盖介质圆柱与有耗普通介质层覆盖介质圆柱模型的方向性系数进行比较, 发现随着损耗的增大, 异向介质的负折射特性对远场方向性系数的影响减小, 因此有耗异向介质层和有耗普通介质层模型的方向性系数越来越接近, 而异向介质层本身的方向性系数也趋于一致. 当介质损耗较小时, 异向介质层的负折射特性起到了主导作用, 因此两个模型的方向性系数有较大的不同. 在阴影区域部分, 有耗异向介质覆盖的

方向性系数平均要比有耗普通介质覆盖的方向性系数略小.由于损耗的作用,归一化辐射阻抗的变化趋势对于有耗异向介质层模型和无耗异向介质层模型

几乎一致.本文的研究结果对无耗异向介质层覆盖的介质模型的电磁特性是一个重要的扩展,更有利于异向介质模型的实际应用.

- [1] Smith D R , Padilla W J , Vier D C , Nemat-Nasser S C , Schultz S 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 489
- [2] Pendry J B 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 3966
- [3] Kuzmiak V , Maradudin A A 2002 *Phys. Rev. B* **66** 1161
- [4] Ruppin R 2004 *J. Phys. :Condens. Matter* **16** 5991
- [5] Ruppin R 2003 *Microw. Opt. Tech. Lett.* **36** 150
- [6] Ruppin R 2000 *Solid State Commun.* **116** 411
- [7] Ziolkowski R W , Kipple A 2003 *IEEE Trans. Antennas Propagat.* **AP51** 2626
- [8] Liu Z , Lin Z , Chui S T 2004 *Phys. Rev. E* **69** 016619
- [9] Duncan M 2003 *Opt. Express* **11** 639
- [10] Ziolkowski R W , Engheta N 2003 *IEEE Trans. Antenna Propagat.* **11** 639
- [11] Zhuang F , Shen J Q 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 955 (in Chinese)
[庄 飞、沈建其 2005 物理学报 **54** 955]
- [12] Luo C R , Kang L , Zhao Q , Fu Q H , Song J , Zhao X P 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 1607 (in Chinese)
[罗春荣、康 雷、赵 乾、付全红、宋 娟、赵晓鹏 2005 物理学报 **54** 1607]
- [13] Meng F Y , Wu Q , Wu J 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 2194 (in Chinese)
[孟繁义、吴 群、吴 健 2006 物理学报 **55** 2194]
- [14] Meng F Y , Wu Q , Wu J 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 2200 (in Chinese)
[孟繁义、吴 群、吴 健 2006 物理学报 **55** 2200]
- [15] Meng F Y , Wu Q , Jin B S , Wang H L , Wu J 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 4514 (in Chinese)
[孟繁义、吴 群、金博识、王海龙、吴 健 2006 物理学报 **55** 4514]
- [16] Meng F Y , Wu Q , Jin B S , Wang H L , Wu J 2006 *Microw. Opt. Tech. Lett.* **48** 1732
- [17] Arslanagic S , Breinbjerg O 2006 *IEEE Antennas Propagat. Mag.* **48** 38
- [18] Pendry J B 2003 *Opt. Express* **11** 7
- [19] Li C , Shen Z 2003 *Prog. Electromagn. Res.* **42** 91
- [20] Sun J , Sun W , Jiang T , Feng Y J 2005 *Microw. Opt. Tech. Lett.* **47** 274
- [21] Arslanagic S , Ziolkowski R W , Breinbjerg O 2006 *Microw. Opt. Tech. Lett.* **48** 2598
- [22] Wang H L , Wu Q , Meng F Y , Wu J 2007 *Acta Phys Sin.* **56** 2608 (in Chinese)
[王海龙、吴 群、孟繁义、吴 健 2007 物理学报 **56** 2608]
- [23] Wang H L , Wu Q , Wu J , Meng F Y , Li L W 2007 *Chin. J. Radio Sci.* **22** 906 (in Chinese)
[王海龙、吴 群、吴 健、孟繁义、李乐伟 2007 电波科学学报 **22** 906]

Investigation on the electromagnetic characteristics of lossy metamaterial covered dielectric cylinder^{*}

Wang Hai-Long^{1)†} Wu Qun¹⁾ Meng Fan-Yi¹⁾ Li Le-Wei¹⁾²⁾ Wu Jian³⁾

1) *School of Electronics and Information Technology, Harbin Institute of Technology, Harbin 150001, China*

2) *Department of Electrical and Computer Engineering, National University of Singapore, Singapore*

3) *National Key Laboratory of Electromagnetic Environment and Modeling Techniques, Beijing 102206, China*

(Received 21 December 2007 ; revised manuscript received 17 February 2008)

Abstract

The electromagnetic characteristics of the model with an electric line source radiating in the direction parallel to a lossy metamaterial covered infinitely long dielectric circular cylinder have been investigated. Firstly, the electromagnetic model is presented and the exact solution is derived. Secondly, this exact solution is employed in numerical calculations. The patterns of the near field under different electromagnetic parameters are obtained. The characteristics of the far field properties are also studied through the directivity and the normalized radiation resistance. Due to the effect of the negative refraction and the loss of the lossy metamaterial, in comparing the lossless metamaterial layer and the lossy conventional material layer, very different electromagnetic characteristics on the near and the far field of the lossy metamaterial covered dielectric cylinder are revealed.

Keywords : electric line source, metamaterial, directivity, radiation resistance

PACC : 4110H, 4225

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 60571026) and the National Key Laboratory of Electromagnetic Environment and Modeling Techniques, China (Grant No. 514860303HT0101).

[†] E-mail : dashou_1981@hit.edu.cn