

# 线电流源激励下无耗异向介质层覆盖 导体圆柱电磁特性的研究\*

王海龙<sup>1)†</sup> 吴 群<sup>1)‡</sup> 孟繁义<sup>1)</sup> 李乐伟<sup>1)§</sup>

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)

(2006 年 9 月 27 日收到, 2006 年 10 月 13 日收到修改稿)

研究了线电流源平行放置于无耗异向介质层覆盖的无限长导体圆柱附近模型的电磁特性. 首先, 给出了电磁模型描述, 求出此电磁模型的精确解. 其次, 利用精确解进行数值计算, 得到几何参数和电磁参数不同情况下电磁模型的近场图形, 并通过方向性系数和归一化辐射阻抗研究其远场特性. 利用异向介质的负折射特性, 在异向介质层的近场图形内得到明显的“焦点”. 这个焦点在普通介质层中是不存在的. 该电磁模型同前人方法进行了比较, 验证了本电磁模型的有效性.

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, NIM) 或左手介质 (left-handed medium, LHM), 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 Smith 于 2000 年人工构造出这种自然界并不存在的媒质以来<sup>[1]</sup>, 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, 后向波特特性, 完美透镜特性等, 因而备受关注<sup>[2-17]</sup>. 上述电磁特性都具有巨大的应用前景.

本文研究异向介质覆盖导体圆柱的一般的天线特性. 给出了线电流源平行放置于无耗异向介质层覆盖的无限长导体圆柱附近时的电磁特性. 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的得到. 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以及线电流源在无限长异向介质圆柱体附近的电磁特性已经在前人的研究中进行了讨论. 本文讨论更为复杂的情况——异向介质和普通介质覆盖导体圆柱时电磁场的精确解. 分析了不同几何参数和电磁参数, 例如, 电流源与圆柱的位置, 金属内导体的半径, 介质层的厚度等对圆柱内的近场, 圆柱外的远场的方向性系数, 辐射阻抗等的影响. 可以看出, 异向介质覆盖的圆柱和普通介质覆盖的圆柱在相同的线电流源作用下在一些电磁特性, 尤其是在聚焦特性和方向性系数方面截然不同, 这些结果对于深入揭示具有异向介质加载下的物理机理具有更重要的意义.

## 2. 线电流源与在介质覆盖金属导体圆柱附近电磁模型的精确解

图 1 给出了本文讨论的电磁模型图. 它包括一个介质覆盖的无限长金属导体圆柱以及与其平行放置的线电流源. 内层无限长金属导体圆柱的半径为  $a$ , 介质层厚度为  $b - a$ , 圆柱外线电流源所在位置的坐标为  $(\rho', \phi')$ , 平行于圆柱放置. 模型中任意一

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

† E-mail: dashou\_1981@hit.edu.cn

‡ E-mail: qwu@hit.edu.cn

点的坐标为 $(\rho, \phi)$ . 圆柱外侧自由空间的参数为 $(\epsilon_0, \mu_0)$ , 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 $\lambda_0$ 为自由空间波长. 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 $\epsilon_r, \mu_r$ 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 $k_c = k_0 \sqrt{\mu_r \epsilon_r}$ . 对于普通介质层 $\epsilon_r > 0, \mu_r > 0$ , 对于异向介质层 $\epsilon_r < 0, \mu_r < 0$ . 根据文献[18]的讨论可知在计算中波数 $k_c$ 可正可负. 假定时间参数为 $e^{j\omega t}$ , 其中 $\omega$ 是角频率,  $t$ 是时间, 在文中进行了忽略.

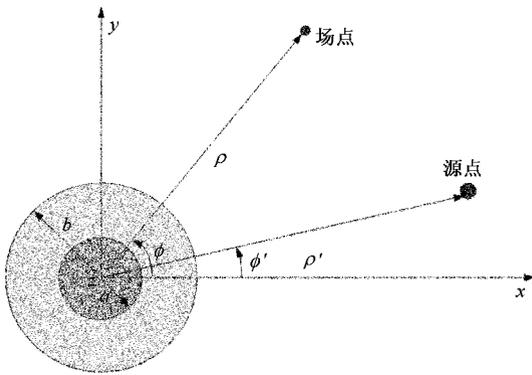


图1 介质层覆盖导体圆柱的电磁模型

线电流源产生的入射场为

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

$H_0^{(2)}(\bullet)$ 是第二类零阶汉克尔函数. 入射场是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. 利用汉克尔函数的加法定理, 线电流源产生的入射场可以表示为

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

其中 $J_n(\bullet)$ 是 $n$ 阶贝塞尔函数,  $H_n^{(2)}(\bullet)$ 是第二类 $n$ 阶汉克尔函数. 类似的, 可以得到散射场和透射场分别为

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

$$\times e^{jn(\phi - \phi')}, \quad \rho \geq b, \quad (3)$$

$$E^t(\rho, \phi) = -\hat{z} \frac{I_e \omega \mu_0}{4} \sum_{n=-\infty}^{\infty} (w_1 H_n^{(1)}(k_c \rho) + w_2 H_n^{(2)}(k_c \rho)) e^{jn(\phi - \phi')}, \quad a \leq \rho \leq b. \quad (4)$$

(3)(4)式中的 $w_1, w_2, w_3$ 分别是未知的扩展系数. 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, 总场是透射场(4)式. 相应的磁场 $H_\phi$ 很容易得到. 根据模型的电磁场边界条件可以得到(3)(4)式的未知的扩展系数为

$$w_1 = [H_n^{(2)}(k_c a) H_n^{(2)}(k_0 \rho') \mathfrak{Y} - H_n^{(2)}(k_0 b) J_n(k_0 b) + H_n^{(2)}(k_0 b) J_n'(k_0 b)] k_0 \mu_c \times [(H_n^{(2)}(k_0 b) \mathfrak{Y} H_n^{(2)}(k_c a) H_n^{(1)}(k_c b) - H_n^{(1)}(k_c a) H_n^{(2)}(k_c b)) k_c \mu_0 - H_n^{(2)}(k_0 b) \mathfrak{Y} H_n^{(2)}(k_c a) H_n^{(1)}(k_c b) - H_n^{(1)}(k_c a) H_n^{(2)}(k_c b)] k_0 \mu_c]^{-1}, \quad (5)$$

$$w_2 = [H_n^{(1)}(k_c a) H_n^{(2)}(k_0 \rho') \mathfrak{Y} - H_n^{(2)}(k_0 b) J_n(k_0 b) + H_n^{(2)}(k_0 b) J_n'(k_0 b)] k_0 \mu_c \times [(-H_n^{(2)}(k_0 b) \mathfrak{Y} H_n^{(2)}(k_c a) H_n^{(1)}(k_c b) - H_n^{(1)}(k_c a) H_n^{(2)}(k_c b)) k_c \mu_0 + H_n^{(2)}(k_0 b) \mathfrak{Y} H_n^{(2)}(k_c a) H_n^{(1)}(k_c b) - H_n^{(1)}(k_c a) H_n^{(2)}(k_c b)] k_0 \mu_c]^{-1}, \quad (6)$$

$$w_3 = [(H_n^{(2)}(k_0 \rho') \mathfrak{Y} - H_n^{(2)}(k_c a) J_n(k_0 b) H_n^{(1)}(k_c a) k_0 \mu_0 + H_n^{(1)}(k_c a) J_n(k_0 b) H_n^{(2)}(k_c b) k_c \mu_0) + H_n^{(2)}(k_0 \rho') \mathfrak{Y} H_n^{(2)}(k_c a) H_n^{(1)}(k_c b) J_n'(k_0 b) k_0 \mu_c - H_n^{(1)}(k_c a) H_n^{(2)}(k_c b) J_n'(k_0 b) k_0 \mu_c) \times [(H_n^{(2)}(k_0 b) \mathfrak{Y} H_n^{(2)}(k_c a) H_n^{(1)}(k_c b) - H_n^{(1)}(k_c a) H_n^{(2)}(k_c b)) k_c \mu_0 - H_n^{(2)}(k_0 b) \mathfrak{Y} H_n^{(2)}(k_c a) H_n^{(1)}(k_c b) - H_n^{(1)}(k_c a) H_n^{(2)}(k_c b)] k_0 \mu_c]^{-1}. \quad (7)$$

在实际的计算中, 为了更为方便的求和, 可以将散射电场的求和范围从 $[-\infty, \infty]$ 变换为 $[0, \infty]$ , 则散射电场可以表示为

$$E^s(\rho, \phi) = -\hat{z} \frac{I_e \omega \mu_0}{4} \sum_{n=-\infty}^{\infty} w_3 H_n^{(2)}(k_0 \rho) e^{jn(\phi - \phi')} = -\hat{z} \frac{I_e \omega \mu_0}{4} \sum_{n=0}^{\infty} \epsilon_n w_3 H_n^{(2)}(k_0 \rho) \cos[n(\phi - \phi')], \quad \rho \geq b, \quad (8)$$

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

时  $\epsilon_n = 2$ . 同样也可以将透射电场和入射电场的求和范围从  $[-\infty, \infty]$  变换为  $[0, \infty]$ . 计算电磁场时需要求和项进行截断, 经验表明当截断数  $N_{\max} = k_0 \rho' + 20$  时, 电磁场的级数求和可以确保收敛.

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. 利用汉克尔函数的大宗量渐近展开并进行  $e^{-jk_0 \rho} / \sqrt{\rho}$  的归一化, 得到二维方向性系数的表达式为

$$D(\phi) = \frac{2\pi |E_r^{\text{tot}}(\phi)|^2}{\int_{\phi=0}^{2\pi} |E_r^{\text{tot}}(\phi)|^2 d\phi} = \frac{2\pi |E_r^i(\phi) + E_r^t(\phi)|^2}{\int_{\phi=0}^{2\pi} |E_r^i(\phi) + E_r^t(\phi)|^2 d\phi} = \frac{2 \left| \sum_{n=0}^{N_{\max}} j^n \epsilon_n \alpha_n \cos[n(\phi - \phi')] \right|^2}{\sum_{n=0}^{N_{\max}} \epsilon_n^2 (3 - \epsilon_n) |a_n|^2}, \quad (9)$$

其中  $a_n = J_n(k_0 \rho') + w_3 r w_3$  由方程(7)确定.

计算总场的辐射阻抗并对线电流源辐射阻抗进行归一化:

$$R_{\text{rad}}^{\text{norm}} = \frac{R_{\text{rad}}^{\text{tot}}}{R_{\text{rad}}^i} = \frac{P_{\text{rad}}^{\text{tot}}}{P_{\text{rad}}^i} = \frac{\frac{1}{2\eta_0} \int_{\phi=0}^{2\pi} |E_r^{\text{tot}}(\phi)|^2 d\phi}{\frac{1}{2\eta_0} \int_{\phi=0}^{2\pi} |E_r^i(\phi)|^2 d\phi} = \frac{\frac{I_c^2 k_0 \eta_0}{16} \sum_{n=0}^{N_{\max}} \epsilon_n^2 (3 - \epsilon_n) |a_n|^2}{\frac{I_c^2 k_0 \eta_0}{8}} = 0.5 \sum_{n=0}^{N_{\max}} \epsilon_n^2 (3 - \epsilon_n) |a_n|^2. \quad (10)$$

### 3. 异向介质和普通介质层覆盖导体圆柱的数值计算结果

对不同的内金属圆柱半径  $a$ , 介质层厚度  $b - a$ , 线电流源位置  $\rho'$ , 介电常数  $\epsilon_c$ , 磁导率  $\mu_r$ , 本节给出了数值计算结果. 为了表示方便, 介质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,  $\epsilon_r > 0, \mu_r > 0, 2\epsilon_0 1\mu_0$  表示  $\epsilon_r = 2, \mu_r = 1$ ; 对于异向介质,  $\epsilon_r < 0, \mu_r < 0, 2\epsilon_0 1\mu_0$  表示  $\epsilon_r = -2, \mu_r = -1$ .

#### 3.1. 介质层覆盖导体圆柱的电磁场近场特性

本小节讨论介质层覆盖导体圆柱的电磁场近场

特性. 对介质层内和圆柱外的总电磁场  $E(\rho, \phi)$  进行了计算. 根据预测, 由于异向介质层具有负折射特性, 因此在异向介质层内应该得到与普通介质层不同的结论: 对于普通介质层, 根本不会存在的“焦点”, 在异向介质层中应该存在一个焦点, 本研究结果证实了异向介质层中焦点区域的存在. 相比于其他部分的场, 这个焦点区域具有较高的值. 另外由于入射电场的方向不同以及圆柱本身曲率的作用, 这个焦点不是一个精确的点, 也不是线电流源的镜像点, 而是一个小区域. 图 2 给出了  $\rho' = 6\lambda_0, a = \lambda_0, b = 5\lambda_0, 1\epsilon_0 1\mu_0$  时, 线电流源在普通介质层覆盖导体金属圆柱附近产生的电场的特性, 图 3 给出了  $\rho' = 6\lambda_0, a = \lambda_0, b = 5\lambda_0, 1\epsilon_0 1\mu_0$  时, 线电流源在异向介质层覆盖导体金属圆柱附近产生的电场的特性. 图 4 给出了  $\rho' = 6\lambda_0, a = \lambda_0, b = 5\lambda_0, 2\epsilon_0 1\mu_0$  时, 线电流源在普通介质层覆盖导体金属圆柱附近产生的电场的特性, 图 5 给出了  $\rho' = 6\lambda_0, a = \lambda_0, b = 5\lambda_0, 2\epsilon_0 1\mu_0$  时, 线电流源在异向介质层覆盖导体金属圆柱附近产生的电场的特性, 图 6 给出了  $\rho' = 6\lambda_0, a = \lambda_0, b = 5\lambda_0, 1\epsilon_0 2\mu_0$  时, 线电流源在普通介质层覆盖导体金属圆柱附近产生的电场的特性, 图 7 给出了  $\rho' = 6\lambda_0, a = \lambda_0, b = 5\lambda_0, 1\epsilon_0 2\mu_0$  时, 线电流源在异向介质层覆盖导体金属圆柱附近产生的电场的特性. 这些图形中深黑色的圆区域表示电磁模型的金属导体柱, 内部电场为零. 外圆和内层金属柱之间的部分是覆盖的介质层. 相对电磁场的大小同亮度成正比, 从这些图形可以定性的看出相同的几何尺寸, 不同的电磁参数时电磁场的分布情况. 将异向介质层与普通介质层的电磁场图相比, 可以明显地看出在异向介质层中存在一个普通介质层不可能存在的电磁场峰值, 也就是所谓的“焦点”, 而且这个“焦点”也不是很小的点, 而是一个区域, 同预测相符合. 图 8 给出了  $\rho' = 6\lambda_0, a = 3\lambda_0, b = 5\lambda_0, 2\epsilon_0 1\mu_0$  时, 线电流源在异向介质层覆盖导体金属圆柱附近产生的电场的特性, 图 9 给出了  $\rho' = 6\lambda_0, a = 3\lambda_0, b = 5\lambda_0, 1\epsilon_0 2\mu_0$  时, 线电流源在异向介质层覆盖导体金属圆柱附近产生的电场的特性. 可以看出图 8 和图 9 有些类似, 说明由于介质层厚度的减小, 异向介质电磁参数对电磁场分布的影响也减小. 至于其他参数图形仿真结果对比情况由于篇幅所限, 文中不再详述.

#### 3.2. 介质层覆盖导体圆柱的电磁场远场特性

本小节通过利用第二节中得到的远场方向性系

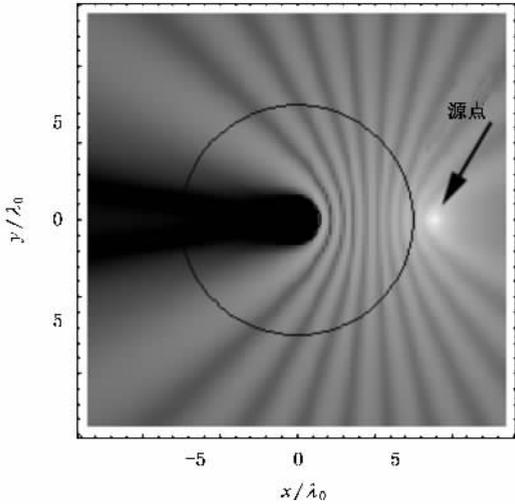


图2  $\rho' = 6\lambda_0, a = \lambda_0, b = 5\lambda_0, \epsilon_0, \mu_0$  (普通介质层)

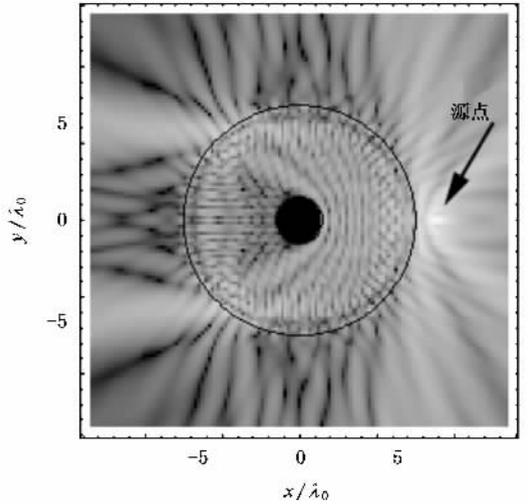


图4  $\rho' = 6\lambda_0, a = \lambda_0, b = 5\lambda_0, 2\epsilon_0, \mu_0$  (普通介质层)

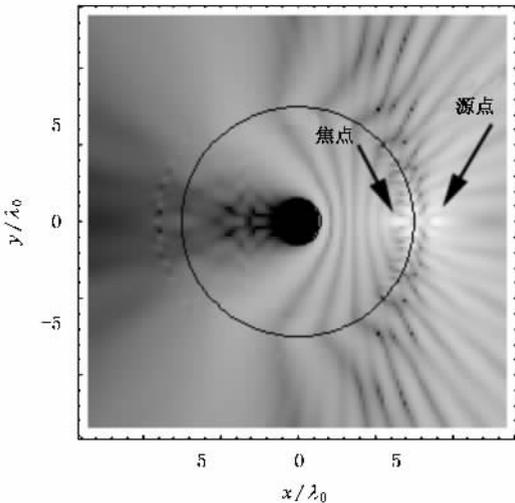


图3  $\rho' = 6\lambda_0, a = \lambda_0, b = 5\lambda_0, \epsilon_0, \mu_0$  (异向介质层)

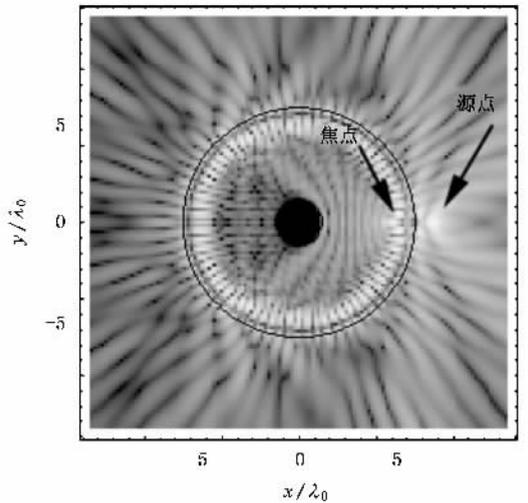


图5  $\rho' = 6\lambda_0, a = \lambda_0, b = 5\lambda_0, 2\epsilon_0, \mu_0$  (异向介质层)

数以及归一化辐射阻抗的公式讨论了介质层覆盖圆柱的电磁场远场特性.

### 3.2.1. 方向性系数

在所有的方向性系数的图形中,实线表示普通介质层覆盖金属导体柱,虚线表示异向介质层覆盖金属导体柱.利用  $10\log_{10}[D(\phi)]$  计算方向性系数的幅值.图 10 和图 11 给出了介电常数和磁导率为  $1\epsilon_0, 1\mu_0$  时普通介质和异向介质覆盖圆柱的电磁场方向性系数.这时对于普通介质层来说实际上就是真空,因此模型就相当于真空中没有普通介质覆盖的金属柱.可以看出这种情况下两种介质层的方向性系数都没有明显的主瓣存在,由于  $\phi \in [125^\circ, 225^\circ]$  区域内的值明显小于  $\phi \in [0^\circ, 125^\circ] \cup [225^\circ,$

$360^\circ]$  区域内的值,因此在  $\phi \in [125^\circ, 225^\circ]$  是明显的阴影区域.异向介质覆盖的方向性系数平均要比普通介质覆盖的方向性系数小.当观测点渐渐远离  $\phi = 180^\circ$  方向时,方向性系数的抖动越来越明显.从图 10 和图 11 可以看出,在线电流源点和圆柱外半径不变的情况下,内层金属圆柱的半径越小这种抖动越明显.随着内径金属圆柱半径的增加,方向性系数的幅度在阴影区域越来越小.

图 12 和图 13 给出了介电常数和磁导率为  $1\epsilon_0, 2\mu_0$  时普通介质和异向介质覆盖圆柱的电磁场方向性系数.相比于  $1\epsilon_0, 1\mu_0$  时相同尺寸的图形,这些图形的方向性系数的抖动以及幅度明显增加.

图 14 和图 15 给出了介电常数和磁导率为

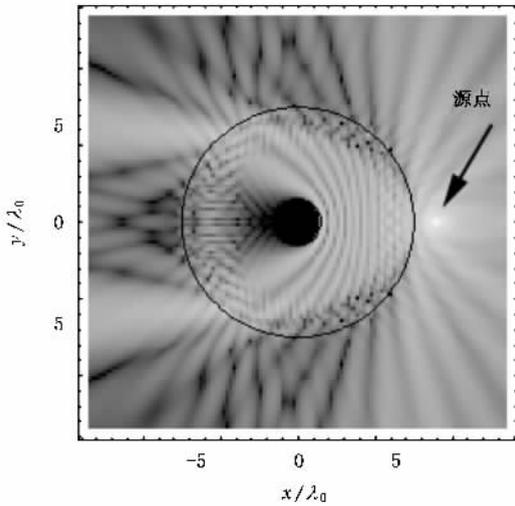


图 6  $\rho' = 6\lambda_0, a = \lambda_0, b = 5\lambda_0, \epsilon_0 2\mu_0$  (普通介质层)

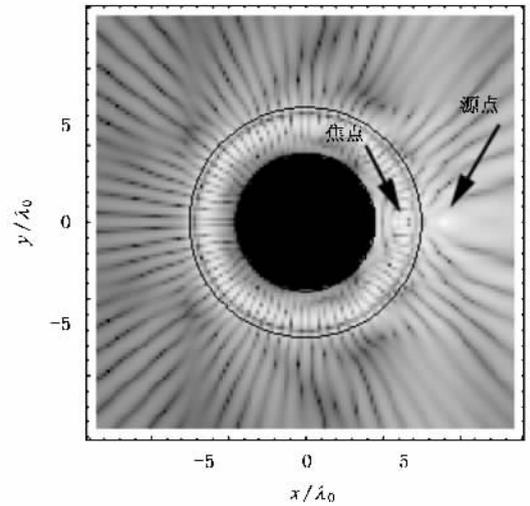


图 8  $\rho' = 6\lambda_0, a = 3\lambda_0, b = 5\lambda_0, 2\epsilon_0 1\mu_0$  (异向介质层)

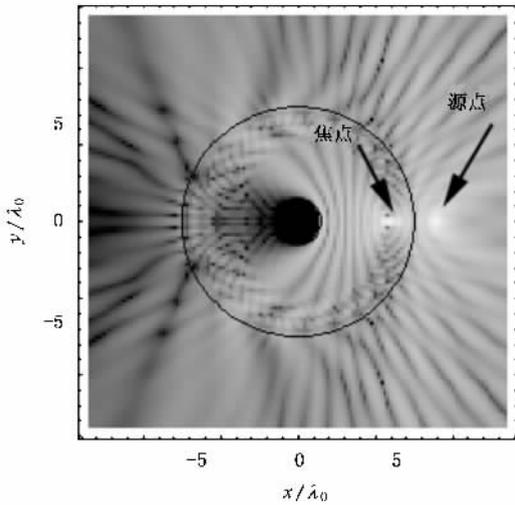


图 7  $\rho' = 6\lambda_0, a = \lambda_0, b = 5\lambda_0, \epsilon_0 2\mu_0$  (异向介质层)

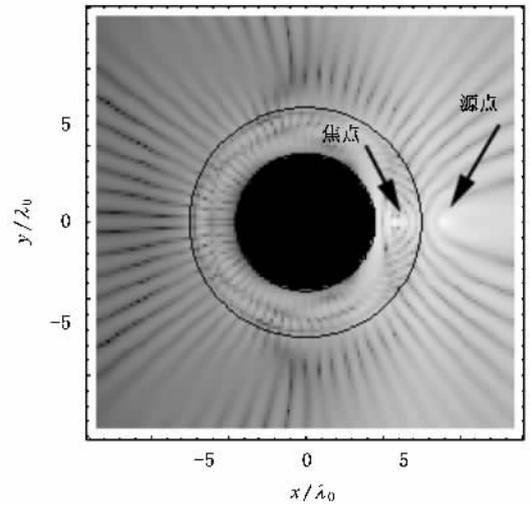


图 9  $\rho' = 6\lambda_0, a = 3\lambda_0, b = 5\lambda_0, \epsilon_0 2\mu_0$  (异向介质层)

$2\epsilon_0 1\mu_0$  时普通介质和异向介质覆盖圆柱的电磁场方向性系数. 相比于  $1\epsilon_0 1\mu_0$  时相同尺寸的图形, 这些图形的方向性系数的抖动以及幅度也明显增加.

保持内半径和线电流源位置不变, 减小介质层厚度, 得到图 16, 17. 与图 12, 14 比较, 可以看出在内导体半径不变, 线电流源位置不变的情况下, 随着介质层厚度的减小, 方向性系数的抖动减小, 幅值也减小.

### 3.2.2. 辐射阻抗

图 18 给出了变化介质层厚度, 固定其他参数时归一化辐射阻抗的变化情况.  $a = \lambda_0, b = \in[ \lambda_0, 10\lambda_0 ]$ ,  $\rho' = b + \lambda_0$ , 介电常数和磁导率为  $1\epsilon_0 2\mu_0$ . 图 19 给出了变化线电流源与圆柱的距离, 固定其他参

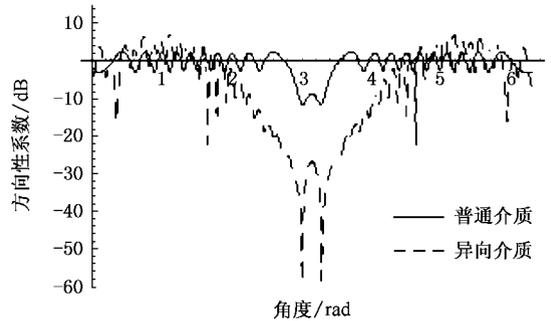


图 10  $\rho' = 6\lambda_0, a = \lambda_0, b = 5\lambda_0, \epsilon_0 1\mu_0$

数时归一化辐射阻抗的变化情况.  $a = \lambda_0, b = 2\lambda_0, \rho' \in[ 3\lambda_0, 10\lambda_0 ]$ , 介电常数和磁导率为  $1\epsilon_0 2\mu_0$ . 其中

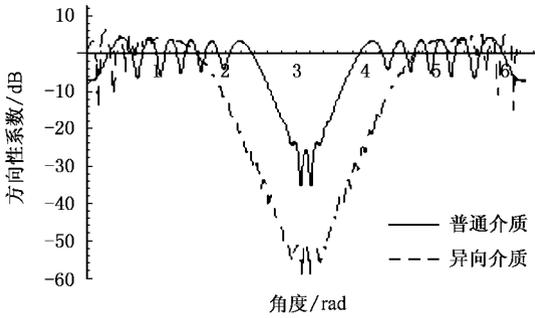


图 11  $\rho' = 6\lambda_0, a = 3\lambda_0, b = 5\lambda_0, \epsilon_0, \mu_0$

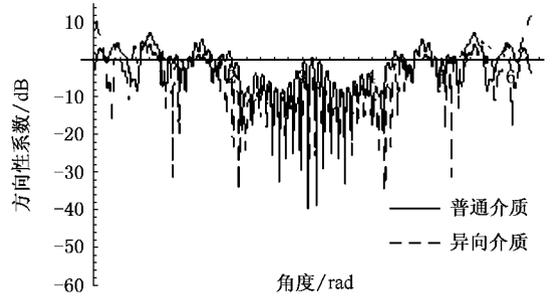


图 15  $\rho' = 6\lambda_0, a = 3\lambda_0, b = 5\lambda_0, 2\epsilon_0, \mu_0$

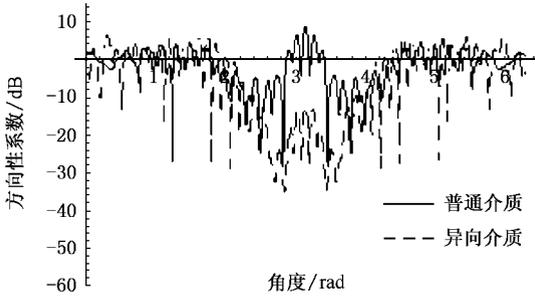


图 12  $\rho' = 6\lambda_0, a = 1\lambda_0, b = 5\lambda_0, \epsilon_0, 2\mu_0$

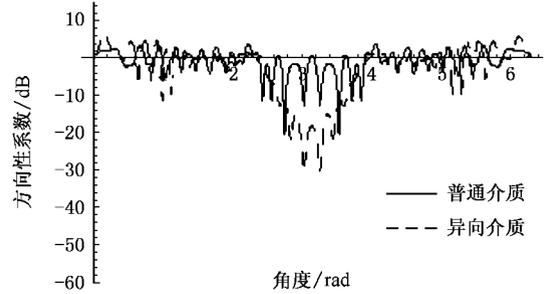


图 16  $\rho' = 6\lambda_0, a = 1\lambda_0, b = 3\lambda_0, \epsilon_0, 2\mu_0$

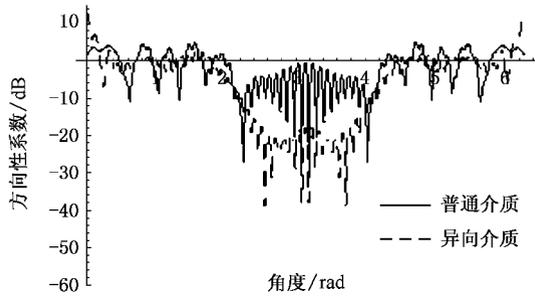


图 13  $\rho' = 6\lambda_0, a = 3\lambda_0, b = 5\lambda_0, \epsilon_0, 2\mu_0$

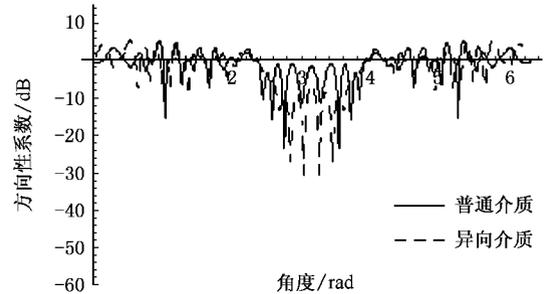


图 17  $\rho' = 6\lambda_0, a = 1\lambda_0, b = 3\lambda_0, 2\epsilon_0, \mu_0$

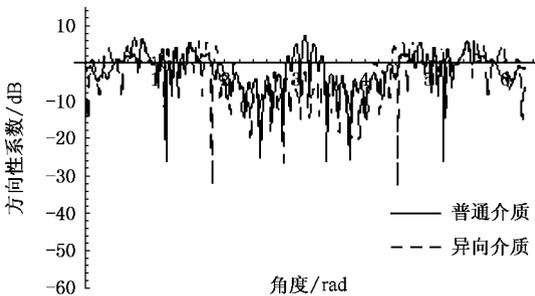


图 14  $\rho' = 6\lambda_0, a = 1\lambda_0, b = 5\lambda_0, 2\epsilon_0, \mu_0$

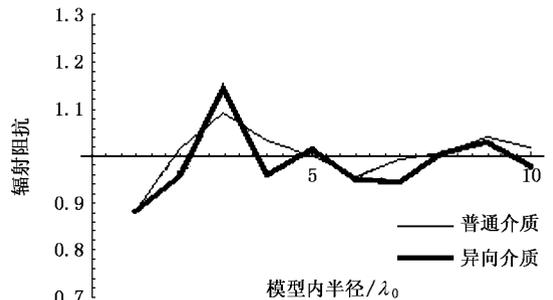


图 18  $a = \lambda_0, b \in [\lambda_0, 10\lambda_0], \rho' = b + \lambda_0$

细线表示普通介质层 粗线表示异向介质层。

从图 18,19 可以看出归一化辐射阻抗随着介质

层厚度的变化比随着线电流源同圆柱之间距离的变化要剧烈；异向介质层比普通介质层变化要剧烈。

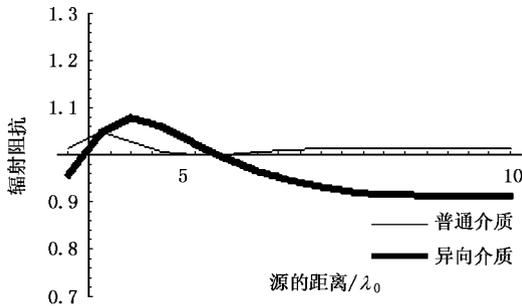


图 19  $a = \lambda_0, b = 2\lambda_0, \rho' \in [3\lambda_0, 10\lambda_0]$

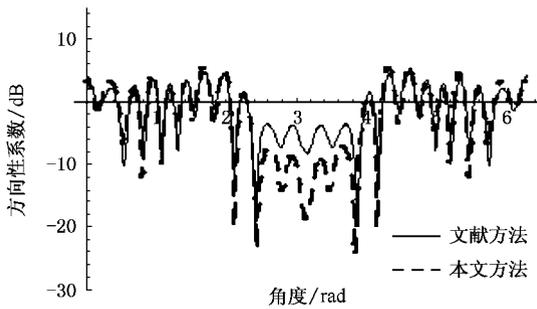


图 20  $\rho' = 3\lambda_0, a = 0.1\lambda_0, b = 2\lambda_0, \epsilon_0, \mu_0$

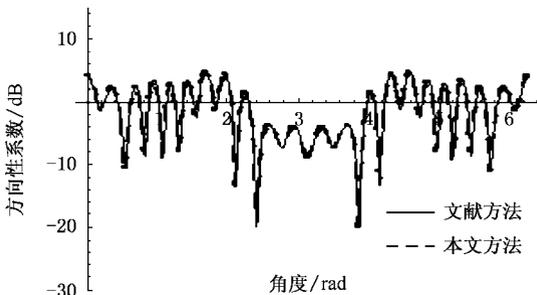


图 21  $\rho' = 3\lambda_0, a = 0.00001\lambda_0, b = 2\lambda_0, \epsilon_0, \mu_0$

### 4. 电磁模型的验证

为了证明本文电磁模型的正确性,可以将内导体的半径设置得足够小,然后将得到的方向性系数同文献 [18] 中的单层介质圆柱的方向性系数进行比较.图 20 是  $\rho' = 3\lambda_0, a = 0.1\lambda_0, b = 2\lambda_0, \epsilon_0, \mu_0$  时,

异向介质层覆盖的金属圆柱体电磁模型的方向性系数和单层异向介质圆柱电磁模型的方向性系数.图 21 是  $\rho' = 3\lambda_0, a = 0.00001\lambda_0, b = 2\lambda_0, \epsilon_0, \mu_0$  时,异向介质层覆盖的金属圆柱体电磁模型的方向性系数和单层异向介质圆柱电磁模型的方向性系数.其中虚线表示本文电磁模型,实线表示文献 [18] 中的电磁模型.可以看出随着本文中电磁模型内半径的减小,两种模型在描述几乎相等的问题时得到的方向性系数结果接近完全相等,证明了本文方法的正确性.

### 5. 结 论

本文讨论了线电流源平行放置于无耗异向介质层覆盖的无限长导体圆柱附近时的电磁特性.首先得到这个电磁模型的解析解.其次给出了不同的几何参数和电磁参数时,这个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:

1. 将普通介质层和异向介质层覆盖导体圆柱时近场图进行对比,发现由于异向介质层的负折射特性,在异向介质层内存在一个普通介质层不会存在的“焦点”.相比于其他部分的场,这个焦点具有较高的值.另外由于入射电场的方向不同以及圆柱本身曲率的作用,这个焦点不是一个确切的“点”,也不是线电流源的镜像点,而是一个小小的区域.

2. 在线电流源点和圆柱外半径不变的情况下,内层金属圆柱的半径越小方向性系数抖动越明显.随着内径金属圆柱半径的增加,方向性系数的幅度在阴影区域越来越小.相比于  $\epsilon_0, \mu_0$  时相同尺寸的图形,增大介质的相对介电常数和相对磁导率,方向性系数的抖动以及幅度明显增加.保持内导体半径和线电流源位置不变,随着介质层厚度的减小,方向性系数的抖动减小,幅值也减小.

3. 归一化辐射阻抗随着介质层厚度的变化比随着线电流源同圆柱之间距离的变化要剧烈;异向介质层比普通介质层变化要剧烈.最后,将本文的方法与文献 [18] 中方法在电磁模型近似相同情况下的方向性系数的计算结果进行了比较,两者计算结果符合得很好,验证了本文方法的正确性.



- [ 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 *Microwave Opt. Technol. Lett.* **36** 150
- [ 6 ] Ruppin R 2000 *Solid State Commun.* **116** 411
- [ 7 ] Ziolkowski R W , Kipple A 2003 *IEEE Trans. Antennas Propagat.* AP - **51** 2626
- [ 8 ] Liu Z , Lin Z , Chui S T 2004 *Phys. Rev. E* **69** 016619
- [ 9 ] Duncan M 2003 *Optic 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 ] Wang H L , Wu Q , Wu J *et al Acta Phys. Sin.* Accepted [ 王海龙、吴 群、吴 健等 物理学报 已录用 ]
- [ 18 ] Samel Arslanagic , Olav Breinbjerg 2006 *IEEE Antenna Propagat. Mag.* **48** 38

## Investigation of a lossless metamaterial covered conductor cylinder illuminated by electric-line-source<sup>\*</sup>

Wang Hai-Long<sup>1)†</sup> Wu Qun<sup>1)‡</sup> Meng Fan-Yi<sup>1)</sup> Li Le-Wei<sup>1)2)</sup>

<sup>1)</sup> Harbin Institute of Technology , Harbin 150001 , China )

<sup>2)</sup> Department of Electrical & Computer Engineering , National University of Singapore , Singapore )

( Received 27 September 2006 ; revised manuscript received 13 October 2006 )

### Abstract

The electromagnetic characteristics of the model for an electric line source radiating parallel to a lossless metamaterial covered infinitely long conductor circular cylinder is investigated. First , the electromagnetic model is presented and exact solution is derived. Second , the exact solution is employed in numerical calculations. The figures of the near field under different geometric and electromagnetic parameters are obtained ; the characteristics of the far field properties are also studied through the directivity and normalized radiation resistance. Because of the negative refraction of the metamaterial , the distinct "focus" , which could not be seen in the conventional material , could be obtained in the material layer from the near field pattern. The presented electromagnetic model is compared with the former approach and its validity is proven.

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

**PACC** : 4110H , 4225

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China ( Grant No. 60571026 ) , and Fund for the National Key Laboratory of Electromagnetic Environment ( Grant No. 514860303HT0101 ) .

<sup>†</sup> E-mail : dashou\_1981@hit.edu.cn

<sup>‡</sup> E-mail : qwu@hit.edu.cn