

电力线谐波辐射在分层各向异性电离层中的传播特点

吴静 周志为 闫旭

Propagation characteristics of power line harmonic radiation into the stratified anisotropic ionosphere

Wu Jing Zhou Zhi-Wei Yan Xu

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 64, 194101 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.194101

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.194101>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I19>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

海面与其上方双矩形截面柱复合散射的混合算法研究

Study on composite electromagnetic scattering from the double rectangular cross-section columns above rough sea surface using hybrid method

物理学报.2015, 64(17): 174101 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.174101>

基于十字形结构的相位梯度超表面设计与雷达散射截面缩减验证

Design and radar cross section reduction experimental verification of phase gradient metasurface based on cruciform structure

物理学报.2015, 64(16): 164102 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.164102>

一种采用互补结构的宽阻带共模缺陷地滤波器

A broad stopband common-mode suppression defected ground structure filter with complementary structure

物理学报.2015, 64(16): 164101 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.164101>

基于变换光学的椭圆形透明聚集器的设计研究

Design and study of the elliptically cylindrical transparent concentrator based on transformation optics

物理学报.2015, 64(15): 154102 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.154102>

超材料谐振子间的电耦合谐振理论与实验研究

Theoretical and experimental study of the electric resonant coupling between two metamaterial resonators

物理学报.2015, 64(14): 144101 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.144101>

电力线谐波辐射在分层各向异性电离层中的传播特点*

吴静[†] 周志为 闫旭

(北京航空航天大学自动化科学与电气工程学院, 北京 100191)

(2015年3月27日收到; 2015年5月14日收到修改稿)

电力线谐波辐射特指在电离层或磁层中观测到的来源于地面电力系统输电线的电磁波辐射, 其在电磁场时频功率谱中表现为400 Hz至5 kHz范围内, 频率间隔为50/100 Hz或60/120 Hz的平行谱线, 已成为近地空间环境的一种人为污染源. 对于该现象的形成机理尚缺乏定量研究. 本文研究了非理想导电大地上方由电偶极子源产生的电磁场在分层各向异性电离层中的传播模型, 提出了一种新的求解方法, 有效解决了编程计算中的数值溢出问题, 并利用已有解析解对所提方法进行了验证. 在此基础上, 利用实际电力线、大地、电离层的相关参数, 研究了偶极子源频率、电离层下边界高度、大地电导率、地磁场方向等对电力线谐波辐射在电离层中的传播的影响. 结果表明, 频率等于地-电离层波导模截止频率时透入电离层的电力线谐波辐射强度更大; 谐波电流一定时, 大地电导率小的地区, 电力线谐波辐射的功率更大; 电力线谐波辐射在电离层中沿地磁场方向传播. 本文所得结果有益于阐释电力线谐波辐射现象的形成机理.

关键词: 电力线谐波辐射, 地球, 电离层, 分层各向异性介质

PACS: 41.20.Jb, 92.60.Ta, 94.20.Bb

DOI: 10.7498/aps.64.194101

1 引言

地面电力线谐波辐射(power line harmonic radiation, PLHR)不仅会对公用电网及地面其他系统产生影响, 在一定条件下还会对空间电离层和磁层造成扰动. 在电磁场强度时频功率谱图中, PLHR表现为分布在5 kHz以内的若干条频率间隔为50/100 Hz(或60/120 Hz)的平行谱线. 大量地基观测和天基探测实例表明, PLHR已成为近地空间环境的一种人为污染源^[1,2]. 近年来, Nemeč, Parrot等^[3-7]利用法国DEMETER卫星累积观测到了上百例PLHR典型事件; 2014年, Parrot等^[8]对该卫星观测到的PLHR所触发的VLF辐射进行了统计分析, 指出PLHR会传播到磁层, 并在赤道区通过波粒相互作用触发新的VLF辐射; 同年, 吴

静等^[9]利用该卫星也在我国空间电离层中发现了多例PLHR事件.

文献^[10-14]的结构可以部分解释PLHR的形成机理, 但它们讨论的理论模型并没有考虑电离层的影响. Ando等^[15]研究了理想导电大地上方, 由无限长载流导线辐射的电磁波在各向异性均匀电离层(地磁场方向为竖直方向)中的传播模型及其解, 探讨了PLHR在电离层中的传播特点. 文献^[16]进一步研究了Ando的模型, 得出了一些新结果.

在ELF/VLF频段, 电离层具有明显的各向异性, 这使PLHR物理模型的建立及求解变得复杂. Budden^[17]总结了多种求解电磁波在分层介质中传播模型的方法. 然而对于各向异性介质, 在编程实现这些方法时会遇到数值不稳定问题. 为解决该问题, Nagano等^[18]提出一种改进的矩阵计算方

* 国家自然科学基金(批准号: 51207006)资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: wujing06@buaa.edu.cn

法,但这种方法编程较复杂.夏明耀等^[19]提出一种矩阵指数方法,通过巧妙的任意缩比方法有效解决了编程实现时的数值湮没.对于理想导电大地上方辐射源产生的ELF/VLF波,Lehtinen等^[20]利用递归方法克服了数值溢出.

本文研究位于非理想导电大地上方电偶极子源,在分层各向异性电离层中产生的电磁场.

2 PLHR传播模型及其解

假定大地、空气层、电离层的分界面为平面,建立如图1所示的直角坐标系,其中 x 轴正方向为磁北方向, z 轴为竖直方向,地磁场 \mathbf{B}_0 与 z 轴的夹角为 θ_0 .所研究的场域被分成 N 层,第 n 层($n = 1, \dots, N$)的上表面或者第 $(n+1)$ 层的下表面位于 z_n ,每层的厚度可表示为 $h_n = z_n - z_{n-1}$ ($n = 2, \dots, N-1$);当 $n = 1$ 时 $h_1 \rightarrow \infty$;当 $n = N$ 时, $h_N \rightarrow \infty$.

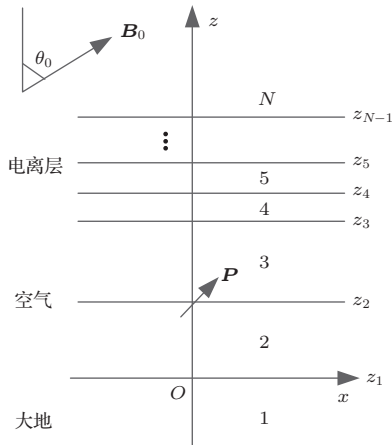


图1 PLHR物理模型

Fig. 1. Physical model of PLHR.

第1层半无限大媒质为大地,其与空气层的分界面位于 xoy 平面,电导率为 γ_1 ,介电常数为 ϵ_1 .空气层的介电常数和磁导率分别为 ϵ_0 和 μ_0 ,电力线谐波辐射源等效为一个水平电偶极子 \mathbf{P} ,位于 $z = z_2$ 平面内,其在 x, y 轴上的投影分别为 P_x, P_y ,时谐因子为 $e^{j\omega t}$.该偶极子将空气分成了第2,3层.电离层被分为 $(N-3)$ 层,考虑地磁场的影响,第 n ($3 \leq n \leq N$)层的相对介电张量为

$$\mathbf{K}_n = \mathbf{I} + \boldsymbol{\chi}_n, \quad (1)$$

其中, \mathbf{I} 为单位张量, $\boldsymbol{\chi}_n$ 为第 n 层的总电极化率^[20].

由于辐射源在分界面上,故第 n 层的电场强度和磁场强度满足麦克斯韦方程组:

$$\nabla \times \mathbf{E}_n = -j\omega\mu_0\mathbf{H}_n, \quad (2)$$

$$\nabla \times \mathbf{H}_n = j\omega\epsilon_0\mathbf{K}_n \cdot \mathbf{E}_n. \quad (3)$$

利用傅里叶变换将空间域中的麦克斯韦方程组变换到波数域, $(x, y) \leftrightarrow (k_x S_x, k_y S_y)$, $\mathbf{E}_n \leftrightarrow \tilde{\mathbf{E}}_n, \mathbf{H}_n \leftrightarrow \tilde{\mathbf{H}}_n$:

$$\begin{aligned} & \tilde{\mathbf{E}}_n(k_x, k_y, z) \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{E}_n(x, y, z) e^{-j(k_x x + k_y y)} dx dy, \quad (4) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \tilde{\mathbf{H}}_n(k_x, k_y, z) \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{H}_n(x, y, z) e^{-j(k_x x + k_y y)} dx dy. \quad (5) \end{aligned}$$

通过化简可得如下矩阵方程:

$$\frac{d\mathbf{V}_n}{dz} = jk_0\mathbf{Q}_n \cdot \mathbf{V}_n, \quad (6)$$

其中 \mathbf{V}_n 为场向量, $\mathbf{V}_n = [\tilde{E}_{nx}, \tilde{E}_{ny}, \eta_0 \tilde{H}_{nx}, \eta_0 \tilde{H}_{ny}]'$, 这里 $\eta_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0}$ 表示自由空间的波阻抗; $k_0 = \omega\sqrt{\mu_0\epsilon_0}$,为自由空间的波数; \mathbf{Q}_n 为系统矩阵:

$$\mathbf{Q}_n = \frac{1}{K_n^{(3,3)}} \begin{bmatrix} -K_n^{(3,1)} S_x & -K_n^{(3,2)} S_x & -S_x S_y & S_x^2 - K_n^{(3,3)} \\ -K_n^{(3,1)} S_y & -K_n^{(3,2)} S_y & K_n^{(3,3)} - S_y^2 & S_x S_y \\ K_n^{(3,3)} [K_n^{(2,1)} + S_x S_y] - K_n^{(2,3)} K_n^{(3,1)} & K_n^{(3,3)} [K_n^{(2,2)} - S_x^2] - K_n^{(2,3)} K_n^{(3,2)} & -K_n^{(2,3)} S_y & K_n^{(2,3)} S_x \\ K_n^{(1,3)} K_n^{(3,1)} + K_n^{(3,3)} [S_y^2 - K_n^{(1,1)}] & K_n^{(1,3)} K_n^{(3,2)} - K_n^{(3,3)} [K_n^{(1,2)} + S_x S_y] & K_n^{(1,3)} S_y & -K_n^{(1,3)} S_x \end{bmatrix},$$

其中, $K_n^{(i,j)}$ ($i, j = 1, 2, 3$)表示第 n 层介质相对介电张量的第 i 行、第 j 列元素.

场向量满足的边界条件为

$$\mathbf{V}_n(z_n) = \mathbf{V}_{n+1}(z_n), \quad n \neq 2, \quad (7)$$

$$\mathbf{V}_{n+1}(z_n) - \mathbf{V}_n(z_n) = \mathbf{U}_s, \quad n = 2, \quad (8)$$

其中 \mathbf{U}_s 为源向量:

$$\mathbf{U}_s = \eta_0 [0, 0, P_y, -P_x]'$$

对于有耗介质来说, 矩阵 \mathbf{Q}_n 具有 4 个特征值, 其中 2 个虚部为正的 eigenvalue 记为 λ_{n1} 和 λ_{n2} , 对应的 4×1 维特征向量为 \mathbf{a}_{n1} 和 \mathbf{a}_{n2} , 相应的波为上行波; 2 个虚部为负的特征值记为 λ_{n3} 和 λ_{n4} , 相应的特征向量为 \mathbf{a}_{n3} 和 \mathbf{a}_{n4} , 相应的波为下行波. 显然, 第 N 层只有上行波, 第 1 层只有下行波.

对于无源场域, 场向量 \mathbf{V}_n 可由特征向量表示为

$$\begin{aligned} \mathbf{V}_n(z) &= u_{n1}(z)\mathbf{a}_{n1} + u_{n2}(z)\mathbf{a}_{n2} \\ &\quad + d_{n1}(z)\mathbf{a}_{n3} + d_{n2}(z)\mathbf{a}_{n4} \\ &= \mathbf{A}_n \cdot \mathbf{w}_n(z), \end{aligned} \quad (9)$$

其中, $\mathbf{A}_n = [\mathbf{a}_{n1}, \mathbf{a}_{n2}, \mathbf{a}_{n3}, \mathbf{a}_{n4}]$; $\mathbf{w}_n = [u_n \ d_n]'$, 这里 $u_n = [u_{n1} \ u_{n2}]'$ 表示 z 处上行波的幅值, $d_n = [d_{n1} \ d_{n2}]'$ 表示 z 处下行波的幅值.

将 (9) 式代入 (6) 式, 则第 n ($n \neq 1, N$) 层介质内的上行波和下行波可表示为

$$u_{nk}(z) = e^{jk_0\lambda_{nk}(z-z_{n-1})}u_{nk}(z_{n-1}), \quad k = 1, 2, \quad (10)$$

$$d_{nm}(z) = e^{-jk_0\lambda'_{nm}(z-z_{n-1})}d_{nm}(z_{n-1}), \quad m = 1, 2, \quad (11)$$

其中, $\lambda'_{nm} \equiv -\lambda_{nm}$. 令

$$\mathbf{P}_n^u = \begin{pmatrix} e^{jk_0\lambda_{n1}h_n} & \\ & e^{jk_0\lambda_{n2}h_n} \end{pmatrix},$$

表示第 n 层介质中上行波的传播矩阵;

$$\mathbf{P}_n^d = \begin{pmatrix} e^{jk_0\lambda'_{n3}h_n} & \\ & e^{jk_0\lambda'_{n4}h_n} \end{pmatrix},$$

表示第 n 层介质中下行波的传播矩阵. 那么

$$\mathbf{u}_n(z_n) = \mathbf{P}_n^u \mathbf{u}_n(z_{n-1}), \quad (12)$$

$$\mathbf{d}_n(z_n) = (\mathbf{P}_n^d)^{-1} \mathbf{d}_{n-1}(z_n). \quad (13)$$

根据电磁场边界条件 (7) 和 (8) 可知, 在无源的边界面上 ($n \neq 2$) 场向量连续, 即

$$\mathbf{A}_{n+1} \begin{bmatrix} \mathbf{u}_{n+1}(z_n) \\ \mathbf{d}_{n+1}(z_n) \end{bmatrix} = \mathbf{A}_n \begin{bmatrix} \mathbf{u}_n(z_n) \\ \mathbf{d}_n(z_n) \end{bmatrix}. \quad (14)$$

因而可以得到穿过边界面 z_n 的透射矩阵:

$$\begin{bmatrix} \mathbf{u}_{n+1}(z_n) \\ \mathbf{d}_{n+1}(z_n) \end{bmatrix} = \mathbf{T}_n^u \begin{bmatrix} \mathbf{u}_n(z_n) \\ \mathbf{d}_n(z_n) \end{bmatrix}, \quad (15)$$

$$\begin{bmatrix} \mathbf{u}_n(z_n) \\ \mathbf{d}_n(z_n) \end{bmatrix} = \mathbf{T}_n^d \begin{bmatrix} \mathbf{u}_{n+1}(z_n) \\ \mathbf{d}_{n+1}(z_n) \end{bmatrix}, \quad (16)$$

其中 $\mathbf{T}_n^u = \mathbf{A}_{n+1}^{-1} \mathbf{A}_n$, 表示电磁波在边界面 z_n 处的向上透射矩阵; $\mathbf{T}_n^d = \mathbf{A}_n^{-1} \mathbf{A}_{n+1}$, 表示电磁波在边界面 z_n 处的向下透射矩阵.

在源平面上方各边界面 z_s ($s > 2$) 上, 定义 $\mathbf{d}_{s+1}(z_s) = \mathbf{R}_s^+ \mathbf{u}_{s+1}(z_s)$, 在源平面下方各边界面 z_k ($k < 2$) 上, 定义 $\mathbf{u}_k(z_k) = \mathbf{R}_k^- \mathbf{d}_k(z_k)$. 由于第 N 层只有上行波, 没有下行波, 因而 $\mathbf{d}_N(z_{N-1}) = 0$, $\mathbf{R}_{N-1}^+ = 0$; 由于第 1 层中只有下行波, 没有上行波, 因而 $\mathbf{u}_1(z_1) = 0$, $\mathbf{R}_1^- = 0$.

下面推导 \mathbf{R}_s^+ 和 \mathbf{R}_k^- 的表达式. 将 (15) 式中的 \mathbf{T}_n^u 分成 4 个 2×2 的子矩阵块 $\mathbf{T}_{n,uu}^u$, $\mathbf{T}_{n,ud}^u$, $\mathbf{T}_{n,du}^u$ 和 $\mathbf{T}_{n,dd}^u$, 展开后可得

$$\mathbf{u}_{n+1}(z_n) = \mathbf{T}_{n,uu}^u \mathbf{u}_n(z_n) + \mathbf{T}_{n,ud}^u \mathbf{d}_n(z_n), \quad (17)$$

$$\mathbf{d}_{n+1}(z_n) = \mathbf{T}_{n,du}^u \mathbf{u}_n(z_n) + \mathbf{T}_{n,dd}^u \mathbf{d}_n(z_n). \quad (18)$$

由 (13) 式和 (18) 式可得

$$\mathbf{d}_{n+1}(z_n) = (\mathbf{P}_{n+1}^d)^{-1} (\mathbf{T}_{n,du}^u \mathbf{R}_n^- + \mathbf{T}_{n,dd}^u) \mathbf{d}_n(z_n). \quad (19)$$

由上式可以得到源平面下方 $\mathbf{d}_k(z_k)$ 满足的递推关系式:

$$\mathbf{d}_k(z_k) = (\mathbf{T}_{k,du}^u \mathbf{R}_{k-1}^- + \mathbf{T}_{k,dd}^u)^{-1} \mathbf{P}_{k+1}^d \mathbf{d}_{k+1}(z_k). \quad (20)$$

由 (12), (17) 和 (20) 式可得

$$\begin{aligned} \mathbf{u}_k(z_k) &= \mathbf{P}_k^u (\mathbf{T}_{k-1,uu}^u \mathbf{R}_{k-1}^- + \mathbf{T}_{k-1,ud}^u) \\ &\quad \times (\mathbf{T}_{k-1,du}^u \mathbf{R}_{k-1}^- + \mathbf{T}_{k-1,dd}^u)^{-1} \\ &\quad \times \mathbf{P}_k^d \mathbf{d}_k(z_k). \end{aligned} \quad (21)$$

由于 $\mathbf{u}_k(z_k) = \mathbf{R}_k^- \mathbf{d}_k(z_k)$, 因而可得源平面下方 \mathbf{R}_k^- 满足的递推关系式

$$\begin{aligned} \mathbf{R}_k^- &= \mathbf{P}_k^u (\mathbf{T}_{k-1,uu}^u \mathbf{R}_{k-1}^- + \mathbf{T}_{k-1,ud}^u) \\ &\quad \times (\mathbf{T}_{k-1,du}^u \mathbf{R}_{k-1}^- + \mathbf{T}_{k-1,dd}^u)^{-1} \\ &\quad \times \mathbf{P}_k^d. \end{aligned} \quad (22)$$

同理, 可得源平面上方 $\mathbf{u}_{s+1}(z_s)$ 满足的递推关系式

$$\mathbf{u}_{s+1}(z_s) = (\mathbf{T}_{s,uu}^d + \mathbf{T}_{s,ud}^d \mathbf{R}_s^+)^{-1} \mathbf{P}_s^u \mathbf{u}_s(z_s), \quad (23)$$

以及 \mathbf{R}_s^+ 满足的递推关系式

$$\mathbf{R}_{s-1}^+ = \mathbf{P}_s^d (\mathbf{T}_{s,du}^d + \mathbf{T}_{s,dd}^d \mathbf{R}_s^+)$$

$$\times (\mathbf{T}_{s,uu}^d + \mathbf{T}_{s,ud}^d \mathbf{R}_s^+)^{-1} P_s^u. \quad (24)$$

根据 $\mathbf{R}_1^- = 0$ 和 (22) 式可得到源平面向下任意界面处的 \mathbf{R}_k^- ; 根据 $\mathbf{R}_{N-1}^+ = 0$ 和 (24) 式可得源平面向上任意界面处的 \mathbf{R}_s^+ . 只要已知源所在界面 $z = z_2$ 处上行波幅值 $\mathbf{u}_3(z_2)$ 和下行波幅值 $\mathbf{d}_2(z_2)$, 根据 $\mathbf{d}_{s+1}(z_s) = \mathbf{R}_s^+ \mathbf{u}_{s+1}(z_s)$ 和 $\mathbf{u}_k(z_k) = \mathbf{R}_k^- \mathbf{d}_k(z_k)$, 以及 (20) 和 (23) 式, 便可以得到任意界面处的电磁场向量. 根据边界条件 (8), 可得

$$\mathbf{A}_3 \begin{bmatrix} \mathbf{u}_3(z_2) \\ \mathbf{d}_3(z_2) \end{bmatrix} - \mathbf{A}_2 \begin{bmatrix} \mathbf{u}_2(z_2) \\ \mathbf{d}_2(z_2) \end{bmatrix} = \mathbf{U}_s. \quad (25)$$

令 $\mathbf{A}_2^{-1} \mathbf{U}_s = \begin{bmatrix} \Delta \mathbf{u} \\ \Delta \mathbf{d} \end{bmatrix}$, 将 $\mathbf{A}_2^{-1} \mathbf{A}_3 = \mathbf{T}_2^d$ 代入 (25) 式, 可得

$$\begin{aligned} \mathbf{u}_3(z_2) = & \left[(\mathbf{T}_{2,uu}^d + \mathbf{T}_{2,ud}^d \mathbf{R}_2^+) \right. \\ & \left. - \mathbf{R}_2^- (\mathbf{T}_{2,du}^d + \mathbf{T}_{2,dd}^d \mathbf{R}_2^+) \right]^{-1} \\ & \times (\Delta \mathbf{u} - \mathbf{R}_2^- \Delta \mathbf{d}), \end{aligned} \quad (26)$$

$$\mathbf{d}_2(z_2) = (\mathbf{T}_{2,du}^d + \mathbf{T}_{2,dd}^d \mathbf{R}_2^+) \mathbf{u}_3(z_2) - \Delta \mathbf{d}. \quad (27)$$

已知任意界面处的电磁场向量 $\mathbf{u}_n(z_{n-1})$ 和

$\mathbf{d}_{n-1}(z_n)$ 后, 利用 (10) 和 (11) 式就可以求解任意位置处的向量 $\mathbf{w}_n(z)$, 再通过式 $\mathbf{V}_n = \mathbf{A}_n \cdot \mathbf{w}_n(z)$ 可求解相应位置处的场向量. 最后通过傅里叶反变换便可求得空间域中的电磁场

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_n(x, y, z) \\ = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{\mathbf{E}}_n(k_x, k_y, z) \\ \times e^{j(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y, \end{aligned} \quad (28)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{H}_n(x, y, z) \\ = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{\mathbf{H}}_n(k_x, k_y, z) \\ \times e^{j(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y. \end{aligned} \quad (29)$$

3 求解方法验证

文献 [21] 给出了大地上方的水平电偶极子源在电偶源与大地之间产生的电磁场的解析公式 (波数域). 为了与此解析公式对比, 假定图 1 所示模型中, $N = 3$, 即不含电离层; 大地电导率为 10^{-3} S/m; 空气层电导率为 10^{-14} S/m; 辐射源为单位电偶极子, 位于 $(0, 0, 100)$ 处, 方向沿 x 轴正方向, 频率 $f = 1$ Hz. 图 2 给出了用本文所提求解方

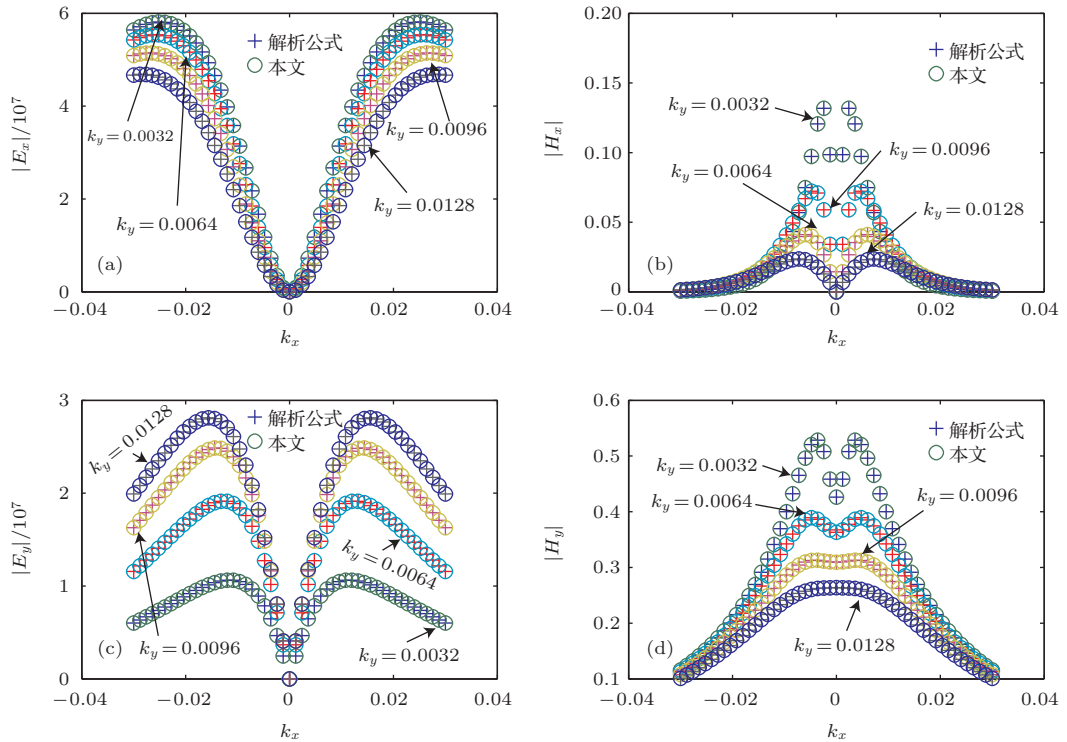


图 2 (网刊彩色) 波数域中 (a) $|E_x|$, (b) $|H_x|$, (c) $|E_y|$ 和 (d) $|H_y|$ 的对比

Fig. 2. (color online) Comparison of (a) $|E_x|$, (b) $|H_x|$, (c) $|E_y|$, and (d) $|H_y|$ in wave number domain.

法和文献 [21] 中的解析公式, 分别计算 $z = 50$ m 平面上, k_y 分别为 0.0032, 0.0064, 0.0096 和 0.0128 时电磁场强度随 k_x 的变化曲线. 由两种方法得到的曲线完全重合. 另外, 图 2(a) 和 (d) 与文献 [22] 采用层矩阵法求解同一模型得到的曲线也相同. 这说明本文的求解方法是正确的.

4 PLHR 传播特点研究

为了分析 PLHR 在电离层中的传播特点, 本节仅讨论 $N = 4$ 时物理模型的解. 参考国内高压输电线路的相关参数, 这里电力线的长度取为 50 km, 走向沿 y 轴正方向; 高度为 10 m; 谐波电流取 1 A. 根据国际电信联盟无线电通信部门建议书, 大地电导率和相对介电常数分别取为 2×10^{-3} S/m 和 15. 空气层的电导率和相对介电常数分别为 10^{-14} S/m 和 1. 由文献 [14] 可知, 电离层的实际参数可以取为: 下边界高度 $z_3 = 80$ km; 电子和离子密度均为 2×10^{11} m $^{-3}$; 电离层中的离子为 O $^+$, 质量为

2.822×10^{-26} kg; 忽略电离层碰撞频率. 地磁场 B_0 的大小为 5×10^{-5} T, 方向为 z 轴正方向, 即 $\theta_0 = 0^\circ$.

下面分别研究偶极子源频率、电离层下边界高度、大地电导率、地磁场方向等对 PLHR 在电离层中传播的影响.

图 3 给出了 (0, 0, 660 km) 位置处由电偶极子源产生的电磁场强度的幅值随频率的变化曲线. 在 1.9 kHz 和它的倍频处存在电磁场强度峰值. 由文献 [15] 可知, 这些频率对应于地-电离层波导波模的截止频率. 图 4 给出了频率为 1.9 kHz, 不同电离层下边界高度时, $z = 660$ km 处电磁场强度的幅值沿 x 轴的分布曲线. 电离层下边界高度为 80 km (此时一阶导波模的截止频率为 1.9 kHz) 时电磁场强度幅值最大. 综上可知, 频率等于地-电离层波导波模截止频率的 PLHR 更易透入电离层. 另外, 由所建模型得到的电磁场强度与 DEMETER 卫星 (距地面 660 km) 探测到的电磁场强度数量级相当.

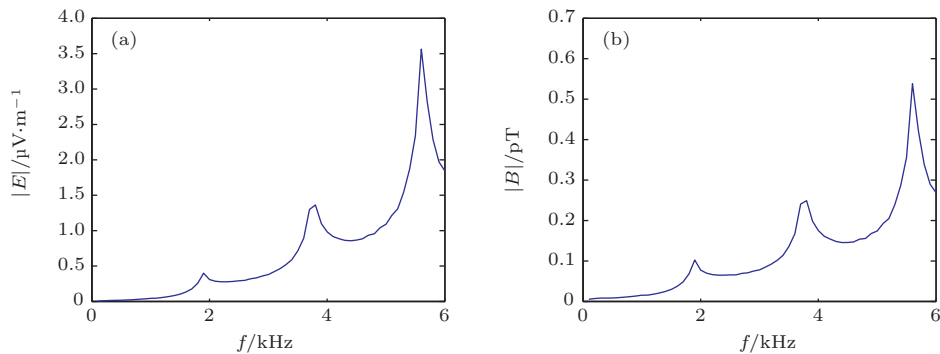


图 3 (0, 0, 660 km) 位置处 (a) $|E|$ 和 (b) $|B|$ 随 f 的变化
Fig. 3. (a) $|E|$ and (b) $|B|$ versus frequencies at (0, 0, 660 km).

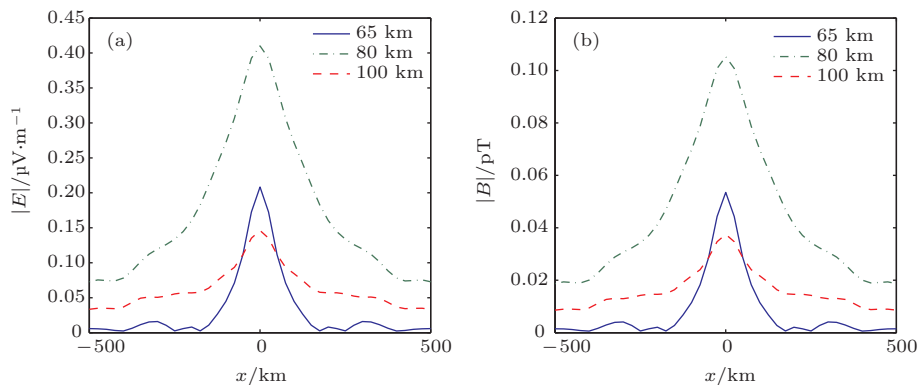


图 4 不同电离层下边界高度时 (a) $|E|$ 和 (b) $|B|$ 的分布
Fig. 4. (a) $|E|$ and (b) $|B|$ at different lower boundaries of the ionosphere.

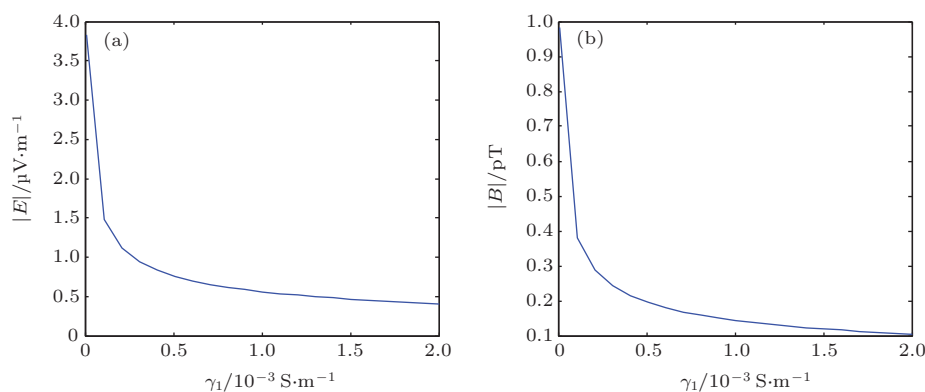


图5 (a) $|E|$ 和 (b) $|B|$ 随大地电导率的变化

Fig. 5. (a) $|E|$ and (b) $|B|$ versus ground conductivity.

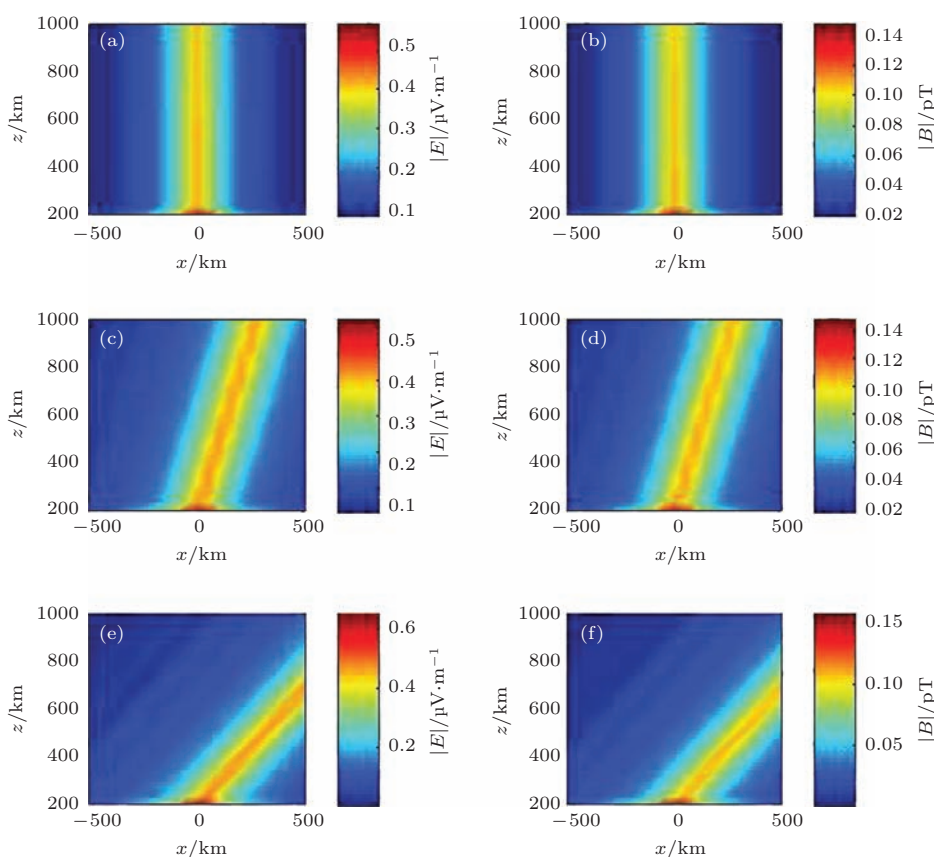


图6 (网刊彩色) $\theta_0 = 0^\circ$ 时的 (a) $|E|$, (b) $|B|$ 的分布; $\theta_0 = 30^\circ$ 时的 (c) $|E|$, (d) $|B|$ 的分布; $\theta_0 = 60^\circ$ 时的 (e) $|E|$, (f) $|B|$ 的分布
Fig. 6. (color online) (a) $|E|$ and (b) $|B|$ at $\theta_0 = 0^\circ$, (c) $|E|$ and (d) $|B|$ at $\theta_0 = 30^\circ$, and (e) $|E|$ and (f) $|B|$ at $\theta_0 = 60^\circ$.

图5给出了频率为1.9 kHz, $z = 660$ km处电磁场强度的幅值随大地电导率(10^{-5} S/m(干燥大地)— 10^{-3} S/m(潮湿大地))的变化曲线. 当谐波电流一定时, 大地电导率越小, 透入电离层中的PLHR幅值越大.

图6给出了频率为1.9 kHz, 不同地磁场方向时, $y = 0$ 平面上电磁场强度的分布图. 显然, 透射入电离层中的电磁波会沿着地磁场方向传播.

5 结 论

本文建立了电力线谐波辐射源在非理想导电大地、中性大气层、分层各向异性电离层等空间中的传播模型, 基于递归思想, 提出了一种能有效克服数值溢出和湮没的求解方法. 利用所提模型和求解方法探讨了电力线谐波辐射这种人为的近地

空间污染源的形成功理, 重点研究了电力线谐波辐射在各向异性电离层中的传播特点, 讨论了载流频率、大地电导率和地磁场倾角等对透射入电离层中的电磁波的影响. 结果表明, 在一定条件下大地电导率低的地区电力线中的高次谐波辐射更易沿着地磁场方向透入电离层中.

参考文献

- [1] Bullough K 1995 *Handbook of atmospheric electrodynamics* (Vol. 2) (Boca Raton: Fla CRC Press) p291
- [2] Simoes F, Pfaff R, Berthelier J J, Klenzing J 2012 *Space. Sci. Rev.* **168** 551
- [3] Parrot M, Němec F, Santolík O, Berthelier J J 2005 *Ann. Geophys.* **23** 3301
- [4] Němec F, Santolík O, Parrot M, Berthelier J J 2006 *J. Geophys. Res.* **111** A04308
- [5] Němec F, Santolík O, Parrot M, Berthelier J J 2007 *Adv. Space. Res.* **40** 398
- [6] Němec F, Santolík O, Parrot M, Bortnik J 2008 *J. Geophys. Res.* **113** A08317
- [7] Němec F, Parrot M, Santolík O 2010 *J. Geophys. Res.* **115** A11301
- [8] Parrot M, Němec F, Santolík O 2014 *J. Geophys. Res.* **10** A020139
- [9] Wu J, Zhang C, Fu J J, Ma Q S 2014 *Sci. Journal of Beijing University of Aeronautics and Astronautics* **40** 1672 (in Chinese) [吴静, 张翀, 付静静, 马齐爽 2014 北京航空航天大学学报 **40** 1672]
- [10] Carson J R 1926 *Bell Syst. Technol. J.* **5** 539
- [11] Wedepohl L M, Efthymiadis A E 1978 *Proc. Ieee.* **125** 505
- [12] Yearby K H, Smith A J, Bullough K 1983 *J. Atmos. Terr. Phys.* **45** 409
- [13] Tatnall A R L, Matthews J P, Bullough K, Kaiser T R 1983 *Space. Sci. Rev.* **35** 139
- [14] Ni G Y, Yan L, Yuan N C 2008 *Chin. Phys. B* **17** 3629
- [15] Ando Y, Hayakawa M, Molchanov O A 2002 *Radio. Sci.* **37** 1093
- [16] Wu J, Fu J J, Zhang C 2014 *Chin. Phys. B* **23** 034102
- [17] Budden K G 1985 *The Propagation of Radio Waves: The Theory of Radio Waves of Low Power in the Ionosphere and Magnetosphere* (Cambridge: Cambridge Univ. Press) pp574–576
- [18] Nagano I, Mambo M, Hutatsuishi G 1975 *Radio. Sci.* **10** 611
- [19] Xia M Y, Chen Z Y 1999 *Sci. China Ser. E* **29** 163 (in Chinese) [夏明耀, 陈志雨 1999 中国科学 (E辑) **29** 163]
- [20] Lehtinen N G, Inan U S 2008 *J. Geophys. Res.* **113** A06301
- [21] Nabighian M N (translated by Zhao J X, Wang Y J) 1992 *Electromagnetic Methods in Applied Geophysics* (Vol. 1) (Beijing: Geological Publishing House) pp217–226 (in Chinese) [纳比吉安 M N 著 (赵经祥, 王艳君译) 1992 勘查地球物理电磁法 (第一卷)(北京: 地质出版社) 第217—226页]
- [22] Fu C M, Di Q Y, Wang M Y 2010 *Sci. Chinese J. Geophys-Ch.* **53** 177 (in Chinese) [付长民, 底青云, 王妙月 2010 地球物理学报 **53** 177]

Propagation characteristics of power line harmonic radiation into the stratified anisotropic ionosphere*

Wu Jing[†] Zhou Zhi-Wei Yan Xu

(School of Automation Science and Electrical Engineering, Beihang University, Beijing 100191, China)

(Received 27 March 2015; revised manuscript received 14 May 2015)

Abstract

Power line harmonic radiation (PLHR), which specifically refers to the electromagnetic wave radiation observed in ionosphere or magnetosphere, is radiated by the transmission lines of power systems on the ground. PLHR is shown as a parallel spectrogram between 400 Hz and 5 kHz in frequency-time power spectrogram of electromagnetic field. And the frequency spacing of the parallel spectrogram is 50/100 Hz or 60/120 Hz. As an artificial pollution source in the near earth space, PLHR has attracted more and more attention. However, so far, there have been little proposed quantitative researches on the formation mechanism. This paper studies the propagation model for the electromagnetic waves generated by the electric dipole source above the non-ideal conductive ground in the stratified anisotropic ionosphere. Based on the method by Lehtinen(2008), a new full-wave finite element method is given to solve the problem. By recursively calculating reflection coefficients and mode amplitudes, the method contains no index increasing items. So it can effectively overcome the numerical overflow in programming calculations. In order to verify the correctness of the method, comparison are made between the existing analytical solutions and the solutions obtained from the proposed method, and they are in excellent agreement. Further more, using the present model, the new method and the associated parameters about practical power lines, ground and ionosphere, we have studied the effects of the frequency of dipole source, the bottom boundary height of ionosphere, the earth conductivity, and the geomagnetic field direction on PLHR propagation in the ionosphere. Results show that when the frequency of radiation source equals the cut off frequency of earth-ionosphere waveguide-guided wave modes, the strength of PLHR for penetrating into the ionosphere becomes larger. Keeping the harmonic current constant, a smaller ground conductivity would be accompanied by a larger power of PLHR. PLHR propagates along the direction of the geomagnetic field in the ionosphere. Therefore, it is much easier for a high-order harmonic radiation of transmission lines to penetrate into the ionosphere along the direction of the geomagnetic field in the areas with low ground conductivity under a certain condition. Results obtained in this paper may have important implications to explain the formation mechanism of PLHR.

Keywords: power line harmonic radiation, earth, ionosphere, stratified anisotropic media

PACS: 41.20.Jb, 92.60.Ta, 94.20.Bb

DOI: 10.7498/aps.64.194101

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 51207006).

[†] Corresponding author. E-mail: wujing06@buaa.edu.cn