

常珊珊,赵正予,汪 枫. 电离层人工调制激发的下行 ELF/VLF 波辐射. 地球物理学报, 2011, **54**(10): 2458~2467, DOI: 10.3969/j. issn. 0001-5733. 2011. 10. 003

Chang S S, Zhao Z Y, Wang F. The downward ELF/VLF waves radiation excited by ionospheric artificial modulation. *Chinese J. Geophys.* (in Chinese), 2011, **54**(10): 2458~2467, DOI: 10.3969/j. issn. 0001-5733. 2011. 10. 003

# 电离层人工调制激发的下行 ELF/VLF 波辐射

常珊珊, 赵正予, 汪 枫

武汉大学电子信息学院空间物理系, 武汉 430079

**摘 要** 通过大功率 ELF/VLF 调幅高频波对电离层进行加热, 形成电离层虚拟天线, 可以作为发射 ELF/VLF 波的一种有效手段. 本文使用汪枫(2009)的调制加热模型, 计算高频加热电离层产生的低频辐射源强度, 采用全波解算法分析辐射的低频波向下传播过程中的衰减和反射问题, 并采用 HAARP 实验参数, 模拟出在海面上接收到的低频信号强度为 PT 量级, 与实验数据一致. 模拟结果表明, 加热泵波功率、低频调制波频率、以及加热纬度位置是影响 ELF/VLF 波辐射和传播的三个主要因素.

**关键词** 电离层人工调制, ELF/VLF 波辐射, 全波解, HAARP 实验

DOI: 10.3969/j. issn. 0001-5733. 2011. 10. 003

中图分类号 P352

收稿日期 2010-10-24, 2011-06-24 收修定稿

## The downward ELF/VLF waves radiation excited by ionospheric artificial modulation

CHANG Shan-Shan, ZHAO Zheng-Yu, WANG Feng

*Department of Space Physics, School of Electronic Information, Wuhan University, Wuhan 430079, China*

**Abstract** By heating the ionosphere with large ELF/VLF-modulated HF wave, a virtual antenna is produced in the ionosphere, which is an effective means to radiate ELF/VLF waves. This paper uses the modulated-heating models of Wang Feng (2009) to calculate the strength of the LF radiation source produced by HF heating, uses full-wave model to analyze attenuation and reflection of the LF wave transmitting downward, and with HAARP experiment parameter, simulates magnetic field of the LF signals on the sea, which is in PT order, according with the experimental data.

**Keywords** Ionosphere artificial modulation, ELF/VLF wave radiation, Full-wave model, HAARP experiment

## 1 引 言

ELF/VLF(30 Hz~300 kHz)电波以其传播损耗小,幅度和相位稳定,并能渗透入一定深度的土壤和海水的特点,广泛应用于授时、导航、军用通信以

及地下目标探测,特别是对潜艇通信和导航,几乎是惟一的频段选择.但是由于现有的 VLF 和 ELF 发射系统占地庞大,且辐射效率低,系统生命力极差,所以对于架设这样的发射设备存在不少的困难.为了避免在地面或卫星上建立大而效率低的天线,人们提出了一些不同的概念,通过大功率高频调幅波

**基金项目** 国家自然科学基金项目(40774100)资助.

**作者简介** 常珊珊,女,1986年生,2009年毕业于武汉大学电子信息学院电子信息工程系,现在武汉大学空间物理系提前攻读博士学位.主要从事人工扰动电离层方面的研究. E-mail: whu\_css1108@yahoo. cn

对电离层中有自然电流存在的区域进行调制加热,形成电离层虚拟天线,人工产生 VLF/ELF 波,这时地面只需要高频架设设施,结构紧凑,对地质无特殊要求,对环境干扰也少,通过这种手段来人工沉降高能粒子、消除自然辐射带或者高空核爆炸所产生的辐射带也成为了现在广泛研究的课题<sup>[1~4]</sup>.

在电离层 70~110 km 的高空存在自然电流,对它们进行扰动当作低频波辐射源的设想<sup>[5]</sup>,首先是由 Wills(1973)提出的,扰动产生的低频信号在由 Getmantsev 等(1974)<sup>[6]</sup>做的实验中第一次被观察到后,人们已针对此课题做了不少工作,Barr<sup>[7~15]</sup>,Stubbe<sup>[16]</sup>,Rietveld 和 Ferraro<sup>[17,18]</sup>等人的实验结果表明:对于 200 mW 量级的高频有效发射功率来说,在几百公里以外的地方可以检测到低频辐射场的存在,磁感应强度的量级为  $10^{-14} \sim 10^{-12} \text{ T}$ <sup>[19]</sup>.挪威 Tromsø 的 EISCAT 高频加热机就曾激发过 ELF/VLF 信号,Arecibo 和 HIPAS 处的高频加热设备也都进行过调制加热电离层电流系的实验.目前,美国在 Alaska 展开的 HAARP(High Frequency Active Aurora Research Program)计划也把该项目作为研究重点,使用 407 MW 的高频发射功率对电离层调制加热激发这种低频信号,并且在 DEMETER 卫星和位于 Alaska 的地基接收站同时接收到了调制所产生的 PT 量级的低频波信号<sup>[20,21]</sup>.近年来国内也有很多学者对中国地区是否能进行相关实验进行了大量研究<sup>[22~25]</sup>.

在理论研究方面,国内外现在多采用射线追踪的方法来研究调制加热激发的低频信号在电离层上层以及磁层中的传播问题<sup>[26]</sup>,但是在低频段,尤其在低电离层,介质在一个波长范围内变化较大,碰撞的影响也不能忽略,这使得射线追踪方法不再适用<sup>[27]</sup>.本文以此为背景,首先简述电离层吸收高频波能量产生低频辐射源的机理,重点计算向下进入地球-电离层波导的低频辐射场,采用全波解算法研究激发出的低频波在低电离层的传播,计算和分析其向下传播的衰减、透射问题,以及海面上场强度,并将模拟结果与 HAARP 实验结果进行比对,最后讨论如何选取加热条件和参数,以获取最大强度信号.

## 2 理论方法和计算模型

### 2.1 低频辐射源的产生

当经过低频调制的强高频波束射向电离层,电子吸收高频能量,温度升高,密度增大;同时,电子碰

撞加剧,能量损失.反复的加热-冷却过程将导致电导率张量  $\sigma$  发生相对稳定的起伏,在 D 区自然电场的作用下,形成一个低频辐射源<sup>[13]</sup>,用公式表示为

$$\Delta J = \left( \frac{d\sigma}{dT_e} \Delta T_e + \frac{d\sigma}{dN_e} \Delta N_e \right) E_0, \quad (1)$$

其中  $\Delta T_e$  和  $\Delta N_e$  分别是电子温度和密度在加热过程中的变化量,  $E_0$  是自然电场,  $\Delta J$  是所产生的电流密度,所产生的低频辐射源可近似地当作一个水平电偶极矩,其强度可用公式(2)<sup>[28]</sup>计算

$$M = IL = \Delta J \Delta z L^2, \quad (2)$$

其中  $\Delta z$  和  $L$  分别是电偶极矩的竖直尺度和水平尺度,取决于高频加热位置和波束宽度.

文中采用文献[22]中的调制加热模型,并增加了离子对调制效果的影响.

### 2.2 低频辐射场的物理模型

将电离层理想化为均匀锐边界各向异性介质,在 ELF 频段,海面接近于良导体,故把海面理想化为导体,海面以及电离层下边界都理想化为平行平面,由电离层加热产生辐射源理想化为一东西向的水平电偶极子,取  $z$  轴为竖直向上方向,  $x$  轴方向使地磁场  $\mathbf{B}$  在  $x-z$  平面,记  $\mathbf{B}$  与  $z$  轴夹角为  $\theta$ ,辐射源位于  $(0, 0, z_0)$ ,电离层下边界高度为  $d$ ,问题的物理模型如图 1 所示.

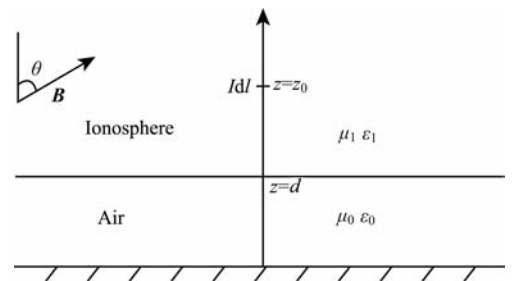


图 1 低频辐射场物理模型

Fig. 1 The physical model

由于地磁场的影响,电离层的介电常数是一个张量,可表示为

$$\boldsymbol{\epsilon}_i = \epsilon_0 (\mathbf{I} + \mathbf{M}), \quad (3)$$

其中  $\epsilon_0$  为自由空间常数,  $\mathbf{I}$  为  $3 \times 3$  单位矩阵,  $\mathbf{M}$  为电离层的电极化率矩阵,

$$\mathbf{M} = -\frac{X}{U(U^2 - y^2)} \begin{pmatrix} U^2 - l_b^2 y^2 & in_b U y & -l_b n_b y^2 \\ -in_b U y & U^2 & il_b y U \\ -l_b n_b y^2 & -il_b U y & U^2 - n_b^2 y^2 \end{pmatrix}$$

其中,  $U = 1 + iv/\omega$ ,  $v$  是电离层的有效碰撞频率,  $y = \omega_H/\omega$ ,  $\omega_H$  是电子回旋频率,  $X = \omega_0^2/\omega^2$ ,  $\omega_0$  是电离层的等离子体频率,  $l_b$  和  $n_b$  分别是地磁场  $\mathbf{B}$  在  $x$  轴和  $z$  轴的方向.

### 2.3 在电离层和大气层电磁场的傅里叶变换

在电离层中,辐射源看作沿  $y$  轴方向的电偶极矩,电磁场满足的 Maxwell 方程为

$$\begin{cases} \nabla \times \mathbf{E}_i = i\omega\mu_0 \mathbf{H}, \\ \nabla \times \mathbf{H}_i = -i\omega\epsilon_i \mathbf{E}_i + \gamma I d \delta(x)\delta(y)\delta(z-z_0), \end{cases} \quad (5)$$

引入电磁场的傅里叶变换

$$\begin{cases} \mathbf{e}(\hat{\mathbf{k}}, z) = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty-\infty}^{\infty} \int_{-\infty-\infty}^{\infty} \exp(-ik\rho) \mathbf{E}(\mathbf{r}) dx dy, \\ \mathbf{h}(\hat{\mathbf{k}}, z) = \frac{\gamma}{4\pi^2} \int_{-\infty-\infty}^{\infty} \int_{-\infty-\infty}^{\infty} \exp(-ik\rho) \mathbf{H}(\mathbf{r}) dx dy, \end{cases} \quad (6)$$

其中  $\eta = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0}$  是自由空间的波阻抗,(6)式的反

$$\mathbf{A} = \begin{pmatrix} \frac{k_x M_{zx}}{k_0(1+M_{zz})} & \frac{k_x M_{zy}}{k_0(1+M_{zz})} & -\frac{k_x k_y}{k_0^2(1+M_{zz})} & \frac{k_x^2}{k_0^2(1+M_{zz})} - 1 \\ \frac{k_y M_{zx}}{k_0(1+M_{zz})} & \frac{k_y M_{zy}}{k_0(1+M_{zz})} & 1 - \frac{k_y^2}{k_0^2(1+M_{zz})} & \frac{k_x k_y}{k_0^2(1+M_{zz})} \\ M_{yz} - \frac{M_{yz} M_{zx}}{1+M_{zz}} + \frac{k_x k_y}{k_0^2} & 1 + M_{yy} - \frac{M_{yz} M_{zy}}{1+M_{zz}} - \frac{k_x^2}{k_0^2} & \frac{k_y M_{yz}}{k_0(1+M_{zz})} & -\frac{k_x M_{yz}}{k_0(1+M_{zz})} \\ -1 - M_{xx} + \frac{M_{xz} M_{zx}}{1+M_{zz}} + \frac{k_y^2}{k_0^2} & -M_{xy} + \frac{M_{xz} M_{zy}}{1+M_{zz}} - \frac{k_x k_y}{k_0^2} & -\frac{k_y M_{xz}}{k_0(1+M_{zz})} & \frac{k_x M_{xz}}{k_0(1+M_{zz})} \end{pmatrix} \quad (9)$$

矩阵  $\mathbf{A}$  不依赖  $z$ , 它有 4 个特征值  $\lambda_j (j=1, 2, 3, 4)$  和对应的特征向量  $\mathbf{W}^{(j)} (j=1, 2, 3, 4)$ .  $\lambda$  就是折射指数,有损耗时,4 个特征值都是复数,两个对应于下行波 ( $\text{Im}\lambda < 0$ ), 两个对应于上行波 ( $\text{Im}\lambda > 0$ ), 若  $\lambda_1 \lambda_2$  对应于下行波,  $\lambda_3 \lambda_4$  对应于上行波, 则电偶极子产生的场的傅里叶变换矢量式可表示为

$$\begin{aligned} \bar{\mathbf{W}} = & C_1 e^{ik_0 \lambda_1(z-z_0)} \mathbf{W}^{(1)} u(z_0 - z) \\ & + C_2 e^{ik_0 \lambda_2(z-z_0)} \mathbf{W}^{(2)} u(z_0 - z) \\ & + C_3 e^{ik_0 \lambda_3(z-z_0)} \mathbf{W}^{(3)} u(z - z_0) \\ & + C_4 e^{ik_0 \lambda_4(z-z_0)} \mathbf{W}^{(4)} u(z - z_0). \end{aligned} \quad (10)$$

当矩阵  $\mathbf{A}$  的特征值和特征矢量求出后,将(10)式代入(8)式即可解出激励系数  $C_j (j=1, 2, 3, 4)$ .

因为波在空气与电离层的分界面被反射,故在电离层中的傅里叶变换列矢量可表示为

$$\mathbf{W} = R_1 \mathbf{W}^{(3)} e^{ik_0 \lambda_3(z-d)} + R_2 \mathbf{W}^{(4)} e^{ik_0 \lambda_4(z-d)} + \bar{\mathbf{W}}, \quad (11)$$

当  $d < z < z_0$  时

$$\begin{aligned} \mathbf{W} = & C_1 e^{ik_0 \lambda_1(z-z_0)} \mathbf{W}^{(1)} + C_2 e^{ik_0 \lambda_2(z-z_0)} \mathbf{W}^{(2)} \\ & + R_1 \mathbf{W}^{(3)} e^{ik_0 \lambda_3(z-d)} + R_2 \mathbf{W}^{(4)} e^{ik_0 \lambda_4(z-d)}. \end{aligned} \quad (12)$$

在中性大气层中,场的傅里叶变换应满足 Maxwell 方程,将它们展开成分量形式,用  $e_x^{\text{air}}$  和  $h_x^{\text{air}}$

变换公式为

$$\begin{cases} \mathbf{E}(\mathbf{r}) = \int_{-\infty-\infty}^{\infty} \int_{-\infty-\infty}^{\infty} \mathbf{e}(\hat{\mathbf{k}}, z) \exp(ik\rho) dk_x dk_y, \\ \mathbf{H}(\mathbf{r}) = \int_{-\infty-\infty}^{\infty} \int_{-\infty-\infty}^{\infty} \mathbf{h}(\hat{\mathbf{k}}, z) \exp(ik\rho) dk_x dk_y. \end{cases} \quad (7)$$

将(7)式代入 Maxwell 方程展开,消去  $e_z, h_z$  分量,并写成矩阵形式,得到

$$\frac{d\mathbf{W}}{dz} = -ik_0 \mathbf{A} \mathbf{W} + \mathbf{f}_e \delta(z-z_0), \quad (8)$$

其中  $\mathbf{W} = [e_x, e_y, h_x, h_y]^T, \mathbf{f}_e = \frac{Id\eta}{4\pi^2} [0, 0, 1, 0]^T,$

表示  $e_x^{\text{air}}, e_y^{\text{air}}, h_x^{\text{air}}, h_y^{\text{air}}$ , 这样,中性大气层的场的傅里叶变换可表示为

$$e_x^{\text{air}} = T_1 \sin(\gamma z), h_x^{\text{air}} = T_2 \cos(\gamma z), \quad (13)$$

其中  $\gamma^2 = k_0^2 - k_x^2 - k_y^2$ .

在电离层和中性大气层的分界面处,有

$$\begin{cases} e_x^{\text{air}}|_{z=d} = T_1 \sin(\gamma d), \\ e_y^{\text{air}}|_{z=d} = \frac{\sin(\gamma d)}{k_0^2 - k_x^2} (-k_x k_y T_1 - ik_0 \gamma T_2), \\ h_x^{\text{air}}|_{z=d} = T_2 \cos(\gamma d), \\ h_y^{\text{air}}|_{z=d} = \frac{\cos(\gamma d)}{k_0^2 - k_x^2} (-ik_0 \gamma T_1 - k_x k_y T_2). \end{cases} \quad (14)$$

(14)式和(12)式联立,即得到电离层与大气层分界面上的边界条件,求出所有特征值和特征矢量后,由此边界条件可确定系数  $T_1, T_2, R_1, R_2$ , 当确定海面上场的傅里叶变换,代入反变换式中即可得到海面上场式.这一部分详细阐述可参考文献[29].

### 2.4 海面上场式的准纵近似

在低频段,当磁倾角不接近于  $90^\circ$  (即不在两极),且  $y^2 \cos^2 \theta \geq 1$ , 忽略一些小量,在准纵近似下,矩阵  $\mathbf{A}$  可以得到简化,求得海面上场的傅里叶变换为

$$\begin{cases} h_x^{\text{air}}|_{z=0} = -\frac{2PC_1}{\sin(\gamma d)} \left[ \frac{\text{sign}(n_b)(k_0^2 - k_x^2) + ik_x k_y}{k_0 \gamma} \right] e^{ik_0 \lambda_1 (d-z_0)}, \\ h_y^{\text{air}}|_{z=0} = -\frac{2PC_1}{\sin(\gamma d)} \left[ \frac{-i(k_0^2 - k_y^2) - k_x k_y \text{sign}(n_b)}{k_0 \gamma} \right] e^{ik_0 \lambda_1 (d-z_0)}, \end{cases} \quad (15)$$

其中,  $P = \sqrt{\frac{|n_b| y}{X}}$ ,  $C_1 \approx \frac{i \text{sign}(n_b) \eta I d l}{16 \pi^2}$ ,  $\text{sign}(n_b)$  表示  $n_b$  的符号.

转化为在圆柱坐标中,再进行逆变换,经适当的化简,得到海面上的磁场的表达式

$$\begin{cases} H_\rho(\rho, \varphi) = \frac{\text{sign}(n_b) I d l}{2 \pi k_0} P e^{i \text{sign}(n_b) \varphi} e^{ik_0 \lambda_1 (d-z_0)} \text{sign}(n_b) \times \sum_{j=0}^{\infty} e^{ik_0 R_j} \left\{ \frac{2}{R_j^3} - \frac{2ik_0}{R_j^2} - \left[ \frac{(2j+1)d}{R_j} \right]^2 \left( \frac{3}{R_j^3} - \frac{3ik_0}{R_j^2} - \frac{k_0^2}{R_j} \right) \right\}, \\ H_\varphi(\rho, \varphi) = \frac{i \text{sign}(n_b) I d l}{2 \pi k_0} P e^{i \text{sign}(n_b) \varphi} e^{ik_0 \lambda_1 (d-z_0)} \text{sign}(n_b) \times \sum_{j=0}^{\infty} e^{ik_0 R_j} \left( -\frac{1}{R_j^3} + \frac{ik_0}{R_j^2} + \frac{k_0^2}{R_j} \right), \end{cases} \quad (16)$$

其中,  $R_j = [(2j+1)^2 d^2 + \rho^2]^{1/2}$ .

### 3 分析与讨论

#### 3.1 低频辐射源

模拟采用典型的 HAARP 实验条件<sup>[12]</sup>,选取的地点为 Alaska,入射频率为 3.25 MHz,入射模式为 X 波模,有效辐射功率为 407 MW,高纬地区自然电

场取为 25 MV/m,HAARP 实验中选取的调制频率范围比较宽,而加热所产生的水平电偶极矩的强度几乎与低频调制频率无关<sup>[22]</sup>,模拟中我们选取调制频率为 1 kHz 来估计其强度,调制方式选取方波调制以获得最佳辐射效率<sup>[25]</sup>.这里主要考虑磁静日、平均太阳活动性和白天的典型条件.

对于低电离层区,模拟中忽略了电子密度的变化,则电导率只是温度的函数<sup>[22]</sup>.图2a是电子温度

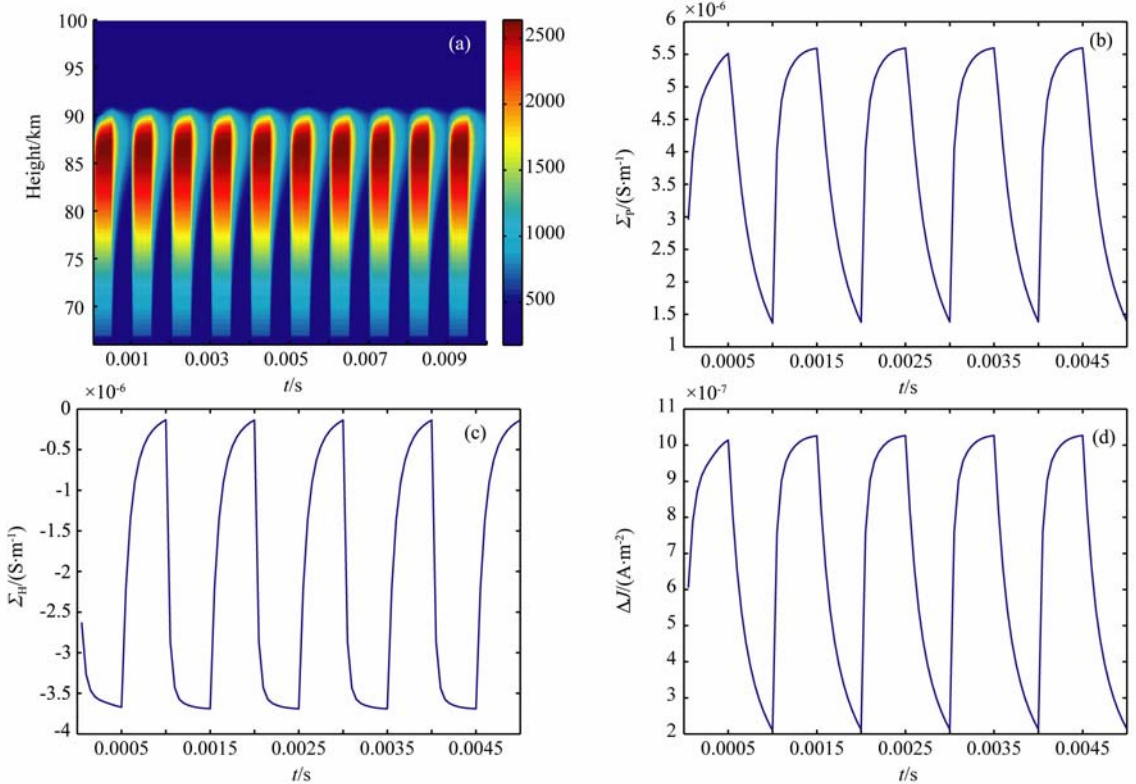


图 2 电离层人工调制

(a) 电子温度随时间的演变; (b) 高度积分 Pedersen 电导率扰动随时间的演变; (c) 高度积分 Hall 电导率扰动随时间的演变; (d) 总电流密度大小随时间的振荡.

Fig. 2 Ionospheric artificial modulation

(a) Electron temperature changes versus time; (b) Height-integrated Pedersen conductivity disturbance versus time; (c) Height-integrated Hall conductivity disturbance versus time; (d) Total electric current density disturbance versus time.

在调制加热情况下随时间的演变. 可以看出调制区域主要集中在 90 km 以下, 与 HAARP 调制加热的电离层范围一致. 图 2b 和 2c 分别是高度积分 Pedersen 电导率和 Hall 电导率扰动随时间的演变.

根据模拟结果, 电离层总的电流密度扰动随时间的变化可由 (17) 式<sup>[21]</sup> 计算得到:

$$\Delta J = \frac{1}{2} \left[ 1 + \left( \frac{\Sigma_H}{\Sigma_P} \right)^2 \right]^{1/2} \Delta \Sigma E_0, \quad (17)$$

其中  $\Sigma_P$  和  $\Sigma_H$  分别为佩德森电导率和霍尔电导率的高度积分,  $\Delta \Sigma = [(\Delta \Sigma_P)^2 + (\Delta \Sigma_H)^2]^{1/2}$ ,  $E_0$  为背景自然电场, 模拟结果如图 2d 所示.

$L$  值取实验的典型值 20 km, 根据 (17) 式可以得到水平电偶极矩大小为  $3.27 \times 10^5 \text{ A} \cdot \text{m}$ , 这比文献<sup>[25, 28]</sup> 中典型值大将近一个量级, 这与 HAARP 实验地点位于高纬地区, 以及有效辐射功率很大有关. 调制加热所获得的水平电偶极矩作为辐射源, 它的大小是影响辐射出来的低频信号磁场大小的重要因素.

### 3.2 传播衰减与边界反射

低频波在传播过程中能量的损耗严格地讲有两种, 一种是在有耗介质(电离层)中传播的衰减, 另一种是在边界处的反射损耗. 这一部分先讨论传播衰减. 低频波从辐射源向下穿透电离层后在地球-电离层波导中经过多次反射, 从而传播很远的距离, 所以尽管一次传播计算的损耗不大, 但是累积起来, 衰减

率是一个很重要的量.

由电偶极子的表达式 (13) 可看出, 电偶极子在电离层中激励出四种特征波, 两个向上传播, 两个向下传播, 特征值的虚部  $\text{Im}\lambda$  代表了相应的特征波的衰减情况, 在该模型下,  $\lambda$  基本上是频率  $f$ , 水平波数  $k_x, k_y$ , 地磁场与  $z$  轴夹角  $\theta$  的函数. 取  $\theta = 45^\circ$ ,  $f = 1000 \text{ Hz}$ ,  $k_x = 0, k_y = 0$ , 以下是  $\lambda$  的一组典型值,

$$\lambda = -14.3237 - 0.0012i, -0.0011 - 14.2041i, \\ 14.3237 + 0.0012i, 0.0011 + 14.2041i.$$

四个特征值中,  $\lambda_1 \lambda_2$  对应于下行波, 就绝对值而言, 其中  $\lambda_1$  实部远大于虚部, 它所对应的特征波是非寻常波, 可以有效向下传播; 而  $\lambda_2$  虚部远大于实部, 它所对应的特征波是寻常波, 在电离层中向下传播具有很高的衰减率, 几乎可以认为不能穿透电离层向下传播.

由图 2 可知, 加热所产生的辐射源位于电离层 D 层, 电离层下边界取为 65 km, 在计算传播衰减和边界反射时地磁场大小取  $B_0 = 0.5 \times 10^{-4} \text{ T}$ , 碰撞频率  $\nu = 10^3 \text{ s}^{-1}$ , D 层平均电子浓度取  $N_e = 2.5 \times 10^9 \text{ m}^{-3}$ . 图 3 是取  $\theta = 45^\circ$ ,  $k_x = 0, k_y = 0$ ,  $\lambda_1$  和  $\lambda_2$  实部虚部都随  $f$  的变化规律, 如图所示, 在低频段, 频率越高, 电波在电离层中的衰减和损耗越小. 文献<sup>[12]</sup> 曾描述 HARRP 试验中地基接收站接收到的低频波从 0.5~2 kHz 信号强度增大了—个量级,

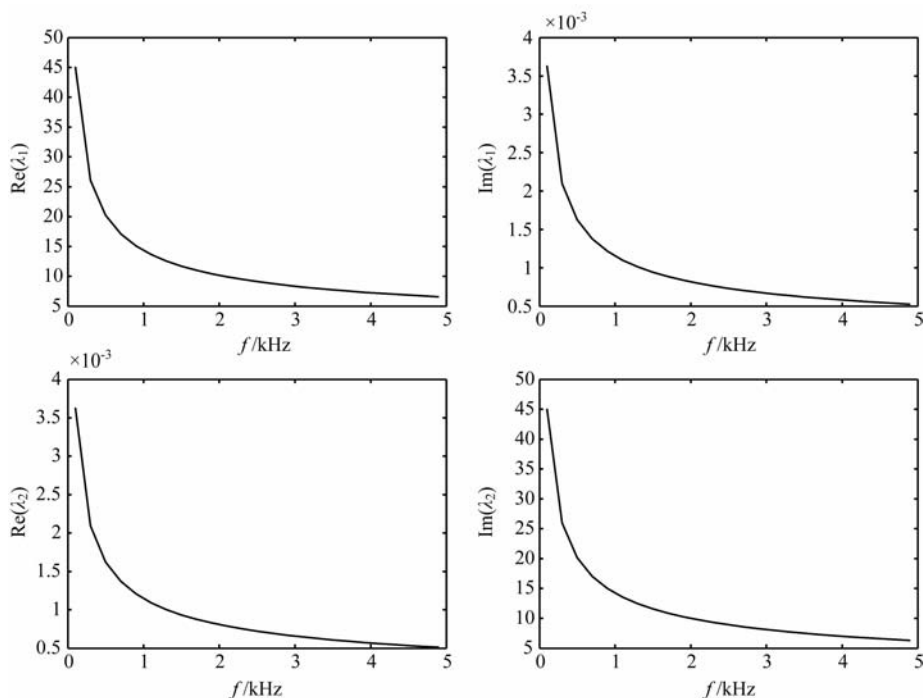


图 3 特征值随频率变化

Fig. 3 Attenuation change with frequency

衰减率随频率增大而变小是其中一个重要原因。

图 4 是取  $f=1000$  Hz, 水平波数  $k_x=0, k_y=0$ ,  $\lambda_1$  和  $\lambda_2$  实部虚部随  $\theta$  的变化, 在  $\theta=90^\circ$  时, 即赤道附近,  $\lambda_1$  和  $\lambda_2$  实部虚部急剧增大, 尤其是虚部, 增加了约 6 个量级. 从理论角度, 将  $n_b = \cos\theta = 0$ ,  $l_b = \sin\theta = 1$  代入矩阵  $\mathbf{M}$  及  $\mathbf{A}$ , 在 ELF/VLF 频段, 矩阵  $\mathbf{A}$  的特征值可近似为

$$\lambda^2 = -X + iy \frac{\sqrt{Xk_x k_y}}{k_0^2} + \frac{y^2}{2} \left(1 - \frac{k_y^2}{k_0^2}\right).$$

因为  $X \geq y^2$ , 故所有的特征值都有大的虚数部分,  $k_0 \sqrt{X} |d - z_0| \geq 1$ , 两个下行波都具有很高的衰减性, 很难向下传播到大气层. 所以, 虽然赤道地区存在赤道电急流, 能够被有效调制成低频辐射源<sup>[22]</sup>, 但是很难有效辐射出低频信号. 这一结果也验证了多年来低频哨声一直在中高纬地区被观察到, 而赤道附近哨声, 尤其是管道哨声几乎不能被观测到的实验事实. 这可能也是此类实验主要集中在中高纬度地区的原因.

还是取以上参数, 当  $0^\circ \leq \theta \leq 80^\circ$ ,  $\lambda_1$  和  $\lambda_2$  随  $\theta$  变化如图 5 所示, 特征值随  $\theta$  有显著的变化,  $\theta$  越大, 即地磁纬度越低, 低频波传播的衰减率越大, 这个相符于地面主要接收到的是导管哨声的理论. 可见, 当低频辐射源强度一定, 在高纬地区加热辐射的低频波更能有效向下传播进入地球-电离层波导模.

当地磁场方向和大小不变时, 特征值随水平波

数  $k_x$  和  $k_y$  的变化很缓慢, 这里就不给出具体模拟结果, 当水平波数  $k_x, k_y$  增加, 波从电离层向边界的入射角增加, 衰减率变化很小, 这是因为衰减率除了与波本身的频率相关外, 主要取决于波传播所经过的电离层介质的特性, 但是  $k_x, k_y$  是决定波谱强度  $h_x, h_y$  幅度的重要因素, 即在边界的入射角度是决定界面反射损耗的重要因素, 如图 6 所示.

当  $k_x$  或者  $k_y$  增加, 波谱强度急剧下降到可忽略的程度. 这是因为, 当水平波数  $k_x$  或者  $k_y$  增加, 波在电离层下边界的入射角增加, 由于电离层的折射指数远大于空气中的折射指数, 当入射角增加, 产生“全反射”, 透射至空气中的能量大大减少, 所以, 只有接近垂直向下传播的波才能穿透低电离层进入大气层. 这个透射临界角可利用电离层与空气层的折射指数求出, 大约为  $[2.5^\circ, 5^\circ]$ .

尽管辐射的低频波透射进入中性大气层的角度很小, 但并不意味着只有在辐射源几乎正下方的位置, 才能接收到该低频波, 事实上, 透射到中性大气层的低频波在“地-电离层波导”经多次反射可传播较远的距离.

### 3.3 海面上场强度

根据 3.1 节的模拟结果, 电子温度振荡主要出现在 D 层, 也是调制的主要区域, HAARP 实验描述的辐射源高度为 75 km, 正处于电离层 D 层, 模拟得到的水平电偶极矩强度  $Idl = 3.27 \times 10^5$  A · m, 并

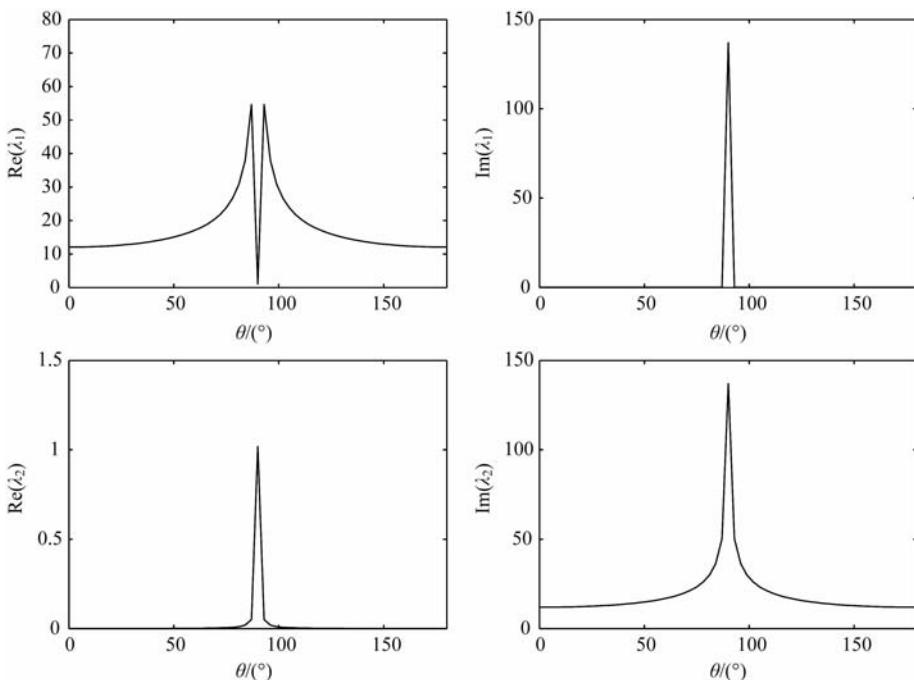


图 4 特征值随  $\theta$  变化 ( $0^\circ < \theta < 180^\circ$ )

Fig. 4 Attenuation coefficient change with  $\theta$  ( $0^\circ < \theta < 180^\circ$ )

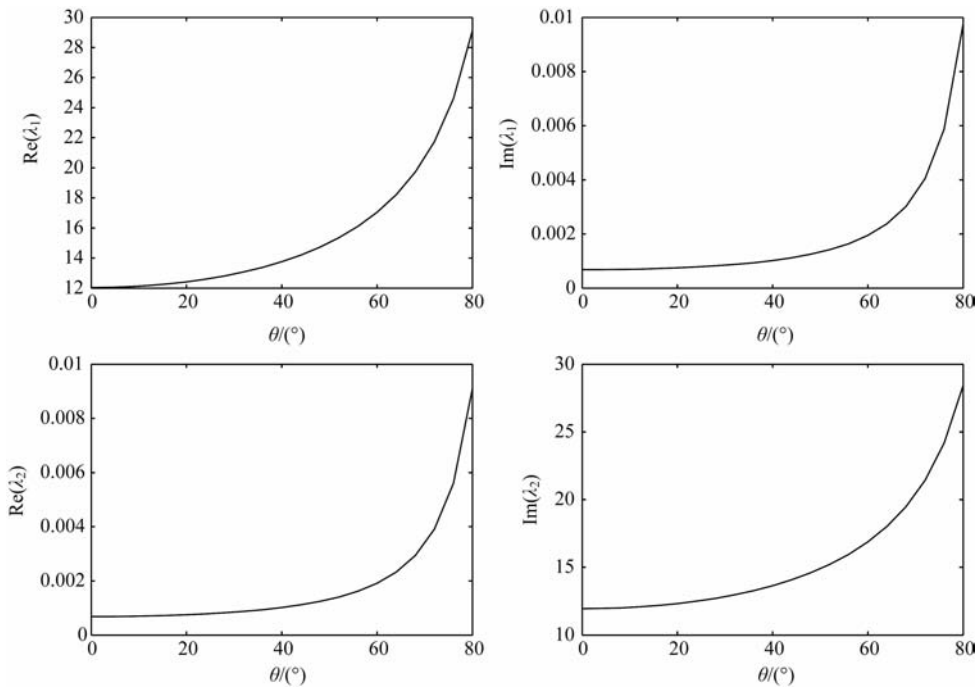
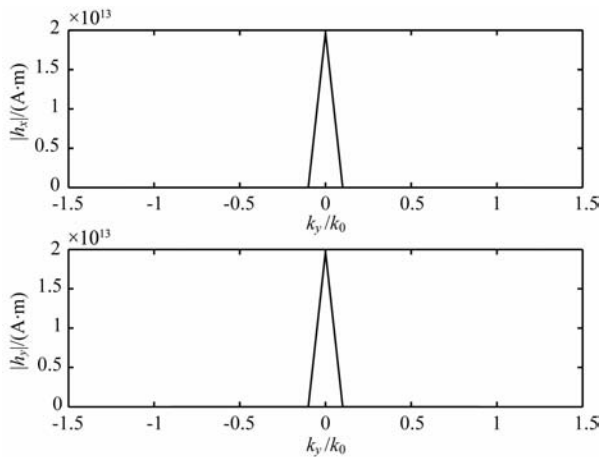
图 5 特征值随  $\theta$  变化 ( $0^\circ < \theta < 80^\circ$ )Fig. 5 Attenuation change with  $\theta$  ( $0^\circ < \theta < 80^\circ$ )

图 6 波谱强度的衰减

Fig. 6 The attenuation of wave strength

假设不随纬度变化, 因为从低纬到高纬, 自然电场  $E_0$  变大, 而电导率  $\Delta\sigma$  变小, 综合后电流密度随纬度变化不大, 可以忽略。

图 7 是调制频率为 1000 Hz, 在不同纬度位置加热产生的辐射源在海面上产生的磁场幅度  $|H_\theta|$  和  $|H_\rho|$ , 其中地磁场与垂直方向的夹角  $\theta = 30^\circ$  时 (高纬地区), 磁场强度约为  $10^{-6}$  A/m, 即 PT 量级, 与 HAARP 实验数据一致。  $\theta$  分别为  $30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 75^\circ$ , 即从高纬到低纬, 磁场幅度逐渐变小, 主要是由于下行波的衰减率增大, 穿透电离层进入空气的能量减小。

图 8 是  $\theta = 30^\circ$ , 不同频率下辐射源在海面上产生的磁场幅度  $|H_\rho|$  和  $|H_\theta|$ 。距辐射源相同距离, 频率较高的低频信号强度较大, 这种变化趋势在更远的距离下更为显著, 根据文献 [20] 和 [21], HAARP 在 2005 年和 2007 年两次实验中, 位于辐射中心 36 km 的地基接收站, 接收到的低频信号, 频率从 0.5 到 2 kHz, 磁感应强度为 0.1PT 到 PT, 信号强度增加了约一个量级, 与本文的模拟结果一致。

## 4 结论与讨论

本文以 HAARP 实验为背景, 在文献 [22] 模型的基础上, 用全波解算法研究高频调制加热电离层产生的低频辐射源向下的辐射场, 主要计算了辐射源强度, 分析了传播过程中的衰减, 在电离层下边界的反射透射, 以及到达海面上的场强度, 得出了与 HAARP 实验数据相当一致的结果。现将主要结论简述如下:

(1) HAARP 实验条件下, 计算出的电偶极矩为  $3.27 \times 10^5$  A·m, 比一般文献中的典型值稍大, 主要由于高达 407 MW 的高频发射功率, 这也是 HAARP 实验中比以往同类实验观察到的低频信号强度要大的重要因素。

(2) 辐射的低频波在低电离层中的衰减率主要取决于频率和地磁纬度, 尤其是地磁纬度, 在高纬地

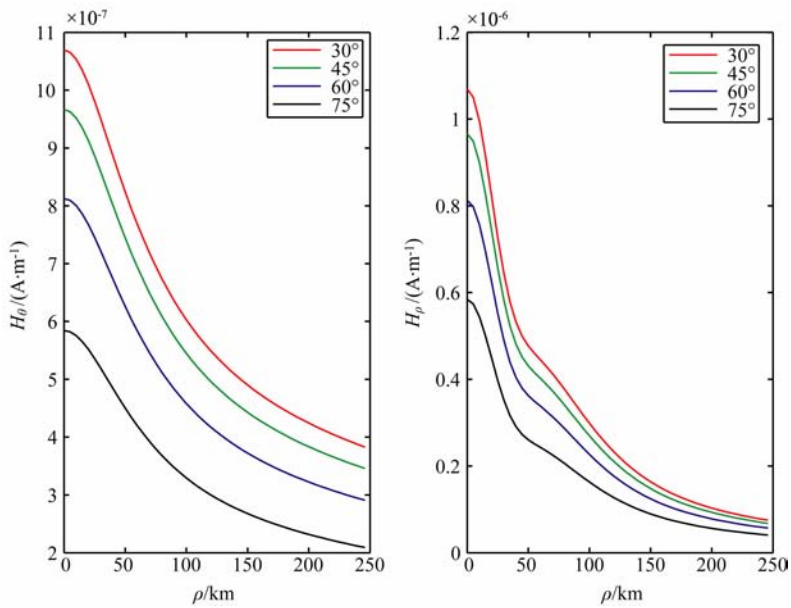


图 7 不同加热位置下海面上的场强

Fig. 7 The magnetic field on the sea of different heating positions

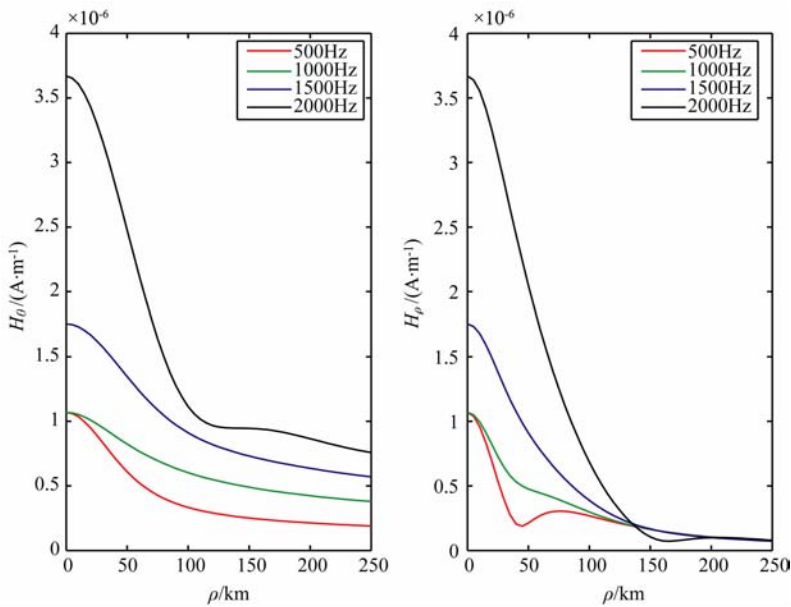


图 8 不同频率下海面上的场强

Fig. 8 The magnetic field on the sea of different frequency

区加热,产生的低频波更能被有效接收和利用,而在赤道附近,由于巨大的衰减率,辐射的低频波几乎无法向下传播进入地球-电离层波导模。

(3) 在电离层下边界,只有接近垂直向下传播的低频波才能透过低电离层到达中性大气层。当入射角增加,易产生“全反射”,这个透射临界角为  $2.5^{\circ} \sim 5^{\circ}$ 。

(4) 海面上的磁场强度为  $10^{-6}$  A/m,即 PT 量级,与 HAARP 实验数据在量级上是一致的。

本文对辐射源的处理较简化,尽管这一简化处

理对最后结果在数量级上没有影响,但实际上高频加热产生的低频辐射源远比电偶极矩模型要复杂。在理论研究方面,全波解不失为一种处理低频波在低电离层传播的好方法,而如何将全波解和射线追踪结合,研究上行的低频波,是有待进一步研究探讨的内容。此外,利用高频加热电离层产生低频辐射,解决了庞大的地面设施问题,辐射的有效性,由 HAARP 等实验得到论证,但是对于工程应用如深海潜艇通讯而言,效率转化和传播问题,除了与加热电功率、频率、调制方式、以及加热地点的选取相



关外,还与背景电离层状态有关<sup>[30]</sup>,例如将加热地点选在极区可以增加激励波的辐射强度,但同时所面临的问题是,极区电急流与磁层亚暴的发生密切相关,且该电急流存在的空间范围和时间尺度有限,另外,在极区可能发生的极区电离层亚暴和极盖吸收事件等均会对加热波的传播产生重大的影响,这些因素在未来应用中需要认真考虑。

## 参考文献(References)

- [1] Bernhardt P, Siefing C, Andrew Y, et al. Space instrumentation for future detection of artificial ULF/ELF/VLF waves and their effects using the Canadian sponsored Enhanced Polar Outflow Project Satellite. UCLA Report, PARS Workshop, Nov. 2002
- [2] Papadopoulos D. Satellite threat due to high altitude nuclear detonations. FAS. Report, Jul. 2003
- [3] Dichter B, Ginet G, Albert J. Deployable structures experiment. Space Vehicles Directorate, Air Force Research Laboratory Report. Sept. 2004
- [4] 李柳元,曹晋滨,周国成. 哨声模波对高能电子槽区和外辐射带的调节作用. 地球物理学报, 2008, **51**(2): 316~423  
Li L Y, Cao J B, Zhou G C. Whistler-mode waves modify the high-energy electron slot region and the outer radiation belt. *Chinese J. Geophys.* (in Chinese), 2008, **51**(2): 316~423
- [5] Willis J W, Davis J R. Radio frequency heating effect on electron density in the lower E region. *J. Geophys. Res.*, 1973, **78**(25): 5710~5717
- [6] Getmantsev G G, Zuikov N A, Kotik D S, et al. Combination frequency in the interaction between high-power short-wave radiation and ionospheric plasma. *JETP Lett.*, 1974, **20**(1): 101~102
- [7] Barr R, Stubbe P. On the ELF generation efficiency of the Tromsø heater facility. *Geophys. Res. Lett.*, 1991, **18**(11): 1971~1974
- [8] Barr R, Stubbe P. ELF harmonic radiation from the Tromsø heating facility. *Geophys. Res. Lett.*, 1993, **20**(20): 2243~2246
- [9] Barr R, Stubbe P. ELF and VLF radiation from the "polar electrojet antenna". *Radio. Sci.*, 1984, **19**(4): 1111~1122
- [10] Barr R, Stubbe P. The 'Polar Electrojet Antenna' as a source of ELF radiation in the earth-ionosphere waveguide. *J. Atmos. Terr. Phys.*, 1984, **46**(4): 315~320
- [11] Barr R, Rietveld M T, Kopka H, et al. Extra-low-frequency radiation from the polar electrojet antenna. *Nature*, 1985, **317**(9): 155~157
- [12] Barr R, Stubbe P, Rietveld M T, et al. ELF and VLF signals radiated by the "polar electrojet antenna": experimental results. *J. Geophys. Res.*, 1986, **91**(A4): 4451~4459
- [13] Barr R, Stubbe P, Kopka H. Long-range detection of the VLF radiation produced by heating the auroral electrojet. *Radio Sci.*, 1991, **26**(4): 871~879
- [14] Barr R, Stubbe P. ELF and VLF wave generation by HF heating: A comparison of AM and CW techniques. *J. Atmos. Terr. Phys.*, 1997, **59**(18): 2265~2279
- [15] Barr R, Stubbe P, Rietveld M T. ELF wave generation in the ionosphere using pulse modulated HF heating: initial tests of a technique for increasing ELF wave generation efficiency. *Ann. Geophysicae*, 1999, **17**(6): 759~769
- [16] Stubbe P, Kopka H. Modulation of the polar electrojet by powerful HF waves. *J. Geophys. Res.*, 1977, **82**(16): 2319~2325
- [17] Ferraro A J, Lee H S, Allshouse R, et al. VLF/ELF radiation from the ionospheric dynamo current system modulated by powerful HF signals. *J. Atmos. Terr. Phys.*, 1982, **44**(12): 1113~1122
- [18] Ferraro A J, Lee H S, Allshouse R, et al. Characteristics of ionospheric ELF radiation generated by HF heating. *J. Atmos. Terr. Phys.*, 1984, **46**(10): 855~865
- [19] 夏明耀, 陈志雨. 电离层人工调制的极低频辐射和在潜艇通信中的应用探讨. 电子科学学刊, 1995, **17**(2): 125~133  
Xia M Y, Chen Z Y. Investigation of ELF radiation generated by artificially modulated ionosphere and its applicability to communication to submarines. *Journal of Electronics* (in Chinese), 1995, **17**(2): 125~133
- [20] Platino M, Inan U S, Bell T F, et al. DEMETER observations of ELF waves injected with the HAARP HF transmitter. *Geophys. Res. Lett.*, 2006, **33**: L16101, doi: 10.1029/2006GL026462
- [21] Platino M, Inan U S, Bell T F, et al. DEMETER observations of an intense upgoing column of ELF/VLF radiation excited by the HAARP HF heater. *J. Geophys. Res.*, 2008, **113**: A10308, doi: 10.1029/2008JA013208
- [22] 汪枫, 赵正予, 张援农. 低纬地区电离层电流的人工调制数值模拟. 地球物理学报, 2009, **52**(4): 887~894  
Wang F, Zhao Z Y, Zhang Y N. Numerical modeling of ionospheric current artificial modulation at low latitude. *Chinese J. Geophys.* (in Chinese), 2009, **52**(4): 887~894
- [23] Milikh G, Papadopoulos K, McCarrick M, et al. ELF emission generation by the HAARP HF-heater using varying frequency and polarization. *Izv. Vyssh. Uchebn. Zaved Radiofiz.*, 1999, **42**(8): 728~730
- [24] 黄文耿, 古士芬, 龚建村. 电离层电急流的人工调制. 电波科学学报, 2005, **20**(3): 295~299  
Huang W G, Gu S F, Gong J C. Artificial modulation of ionospheric electrojet by powerful HF radio waves. *Chinese Journal of Radio Science* (in Chinese), 2005, **20**(3): 295~299
- [25] 陈志雨, 夏明耀. 中国地区人工加热电离层产生的极低频电流预测. 电子科学学刊, 1996, **18**(2): 164~170  
Chen Z Y, Xia M Y. Estimation of the ELF current produced by heating the ionosphere artificially in China area. *Journal*

- of Electronics* (in Chinese), 1996, **18**(2): 164~170
- [26] 徐继生, 保宗悌, 梁百先. 哨声模波通过低纬电离层传播的某些特征. *空间科学学报*, 1985, **5**(4): 272~278  
Xu J S, Bao Z T, Liang B X. Some characteristics of whistler mode waves propagating through the low-latitude ionosphere. *Chinese Journal of Space Science* (in Chinese), 1985, **5**(4): 272~278
- [27] 徐继生, 莫启绪. 低纬哨声通过低电离层传播的透射特征——全波解. *地球物理学报*, 1989, **32**(3): 257~261  
Xu J S, Mo Q X. Transmission characteristics of low latitude whistlers through the lower ionosphere-full wave solution. *Chinese J. Geophys. (Acta Geophysica Sinica)* (in Chinese), 1989, **32**(3): 257~261
- [28] Papadopoulos K, Chang C L, Vitello P, et al. On the efficiency of ionospheric ELF generation. *Radio Sci.*, 1990, **25**(6): 1311~1319
- [29] 潘威严. 长波超长波极长波传播. 成都: 电子科技大学出版社, 2004  
Pan W Y. Propagation of LF/VLF/ELF (in Chinese). Chengdu: University of Electronic Science and Technology Press, 2004
- [30] Pashin A B, Belova E G, Lyatsky W B. Magnetic pulsation generation by a powerful ground-based modulated HF radio transmitter. *J. Atmos. Terr. Phys.*, 1995, **57**(3): 245~252

(本文编辑 何 燕)