

大气风场和温度对无线电声波探测系统探测高度影响的数值研究

王盼盼 周晨 宋杨 张援农 赵正予

A numerical study of effects on detection height of a radio acoustic sounding system influenced by atmospheric wind and temperature

Wang Pan-Pan Zhou Chen Song Yang Zhang Yuan-Nong Zhao Zheng-Yu

引用信息 Citation: [Acta Physica Sinica](#), 64, 100205 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.100205

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.100205>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I10>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

镁基合金自由枝晶生长的相场模拟研究

[Phase-field modeling of free dendritic growth of magnesium based alloy](#)

物理学报.2015, 64(6): 060201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.060201>

轴对称构件受力分析的插值粒子法

[Interpolating particle method for mechanical analysis of space axisymmetric components](#)

物理学报.2015, 64(10): 100204 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.100204>

镁基合金自由枝晶生长的相场模拟研究

[Phase-field modeling of free dendritic growth of magnesium based alloy](#)

物理学报.2015, 64(6): 060201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.060201>

黏弹性问题的改进的复变量无单元 Galerkin 方法

[Improved complex variable element-free Galerkin method for viscoelasticity problems](#)

物理学报.2014, 63(18): 180203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.180203>

压缩感知理论在矩量法中的应用

[Application of compressed sensing theory in the method of moments](#)

物理学报.2014, 63(12): 120202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.120202>

用于脉冲等离子体推力器烧蚀过程仿真的新型机电模型

[A modified electromechanical model with one-dimensional ablation model for numerical analysis of the pulsed plasma thruster](#)

物理学报.2013, 62(21): 210202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.210202>

大气风场和温度对无线电声波探测系统探测高度影响的数值研究

王盼盼 周晨 宋杨 张援农 赵正予[†]

(武汉大学电子信息学院, 武汉 430072)

(2014年9月17日收到; 2014年12月12日收到修改稿)

从声波扰动介质中的电波波动方程出发, 使用时域有限差分(FDTD)方法, 结合声波传播的FDTD模型, 构建了描述声波和电波相互作用的数值模型, 并运用该模型分析风场和温度对无线电声波探测系统的探测高度的影响. 数值模拟结果表明: 温度与风场剖面的存在改变声波和电波散射回波的传播轨迹; 温度梯度剖面主要影响声波的传播速度, 风场剖面导致作为电波散射体的声波波阵面的偏移, 降低电波散射回波的强度并改变回波路径, 使得接收数据减少, 限制无线电声波探测系统的探测高度; 在强风背景下, 若降低声波散射体高度, 电波散射回波“聚束点”的偏移会有较大的改善, 但同时意味着探测高度的降低. 为了改善风场背景下无线电声波探测系统的探测高度, 可以使用双基地雷达或者增大接收天线面积等方法来实现.

关键词: 大气风场, 声波散射体, 电波散射传播, 无线电声波探测系统

PACS: 02.60.Cb, 41.20.Jb

DOI: 10.7498/aps.64.100205

1 引言

无线电声波探测系统 (radio acoustic sounding system, RASS) 是利用大气中的无线电波与声波的相互作用来测量气温随高度分布的一种探测设备, 一般由大功率声波发射系统和固定波束的多普勒雷达 (单基地或双基地) 组成. 在 RASS 技术中, 雷达回波是后向散射回波, 来源于高强度短脉冲声波导致的大气折射率的周期性波动. 大气中声波的传播速度可以近似认为与气温的平方根成正比, 根据这一原理, 利用多普勒雷达测量沿路径的声速的变化, 即可求得温度随高度的分布^[1]. 已有许多科学家从事 RASS 研究, 并发表了一些理论和实验结果. Smith^[2] 研究了电磁声探头对风速的远程测量; Marshall 等^[3] 在无风条件下利用多普勒雷达追踪声脉冲, 获得了 1.5 km 处的回波, 并指出这种技术可以用来测量低空的大气温度, 但前提条件是无风、无湍流的大气模型和电波的收发天线与

声天线位于同一地点; Frankel 等^[4] 用高频 RASS 远距离测量大气温度和风速; Fukushima 等^[5] 研究和扩展了无线电声波探测系统; Azizyan 等^[6] 利用无线电声波探测系统测量低对流层的温度剖面. Fukushima 和 Azizyan 的实验结果指出, 当平均风速较强时, 温度测量的探测最大高度急剧下降^[5,6]. Masuda^[7] 研究了大气风场和温度对 RASS 探测高度的影响, 研究结果表明, 温度和风场的变化会导致最大探测高度下降.

Masuda 从声波射线方程出发, 利用射线方法给出不同风场和温度梯度下的声波波阵面的分布, 再通过 RASS 雷达方程来研究风场和温度作用下的 RASS 探测高度, 但是这种方法忽略了声波和电波相互作用的整个物理过程. 本文从声波扰动介质中的电波波动方程出发, 使用时域有限差分方法 (finite-difference time-domain method, FDTD)^[8-14], 结合声波传播的 FDTD 模型, 构建了一个可以描述声波和电波相互作用的数值模型, 并运用该模型分析了风场和温度对 RASS 探测高

[†] 通信作者. E-mail: zhaozy@whu.edu.cn

度的影响.

根据数值分析结果, 本文还讨论了几种方法来改善风场对探测高度的影响, 例如使用双基地雷达、增加天线有效接收直径、使用高灵敏度的接收天线、移动电波发射点位置以及使用可控波束雷达天线.

2 声波扰动模型

这里引用宋杨等^[15,16]的声波扰动模型. 在耗散大气中, 描述大气运动的动力学方程组可以表示为^[17]

$$\rho \frac{d\mathbf{V}}{dt} - \rho \mathbf{g} + \nabla p = \left(\xi + \frac{\eta}{3} \right) \nabla \nabla \cdot \mathbf{V} + \eta \nabla^2 \mathbf{V}, \quad (1)$$

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho (\nabla \cdot \mathbf{V}) = 0, \quad (2)$$

$$\frac{dp}{dt} = \frac{\gamma p}{\rho} \frac{d\rho}{dt}, \quad (3)$$

其中 $\frac{d}{dt} = \partial_t + \mathbf{V} \cdot \nabla$, (1) 式为大气中的 Navier-Stokes 方程, (2) 式为连续性方程, (3) 式为描述绝热过程的状态方程. p , ρ 和 \mathbf{V} 分别代表大气的压强、密度和运动速度, ξ 和 η 分别表示切变和体积黏滞系数, $\gamma = \frac{c_p}{c_v}$ 为比热比 ($c_p = 1005 \text{ J}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ 为定压比热, $c_v = 718 \text{ J}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ 为定容比热), g 为重力加速度. 利用方程 (2) 可以将方程 (3) 变形为

$$\frac{dp}{dt} = \gamma p (\nabla \cdot \mathbf{V}). \quad (4)$$

在水平分层的假设下对方程组做简化处理, 忽略背景大气中竖直方向上的对流运动, 将方程中的压强 p , 密度 ρ 和流体速度 $\mathbf{V} = (u, w)$ 分解为背景值 (使用下标 0 标注) 和声波扰动值 (使用下标 1 标注) 之和:

$$\begin{cases} p = p_0 + p_1, \\ \rho = \rho_0 + \rho_1, \\ u = u_0 + u_1, \\ w = w_1. \end{cases} \quad (5)$$

由于研究的对象是无旋的寻常声波, 有 $\nabla \nabla \cdot \mathbf{V}_1 = \nabla^2 \mathbf{V}_1$, 且在声波的高频近似下, 对 (1) 式忽略重力项; 将方程组线性化, 得到声波传播控制方程:

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial E}{\partial x} + \frac{\partial F}{\partial z} = H, \quad (6)$$

其中

$$U = \begin{bmatrix} \rho_1 \\ u_1 \\ w_1 \\ p_1 \end{bmatrix}, \quad E = \begin{bmatrix} \rho_0 u_1 + \rho_1 u_0 \\ u_0 u_1 + p_1 / \rho_0 \\ u_0 w_1 \\ u_0 p_1 + \gamma p_0 u_1 \end{bmatrix},$$

$$F = \begin{bmatrix} \rho_0 w_1 \\ 0 \\ p_1 / \rho_0 \\ p_1 \end{bmatrix}, \quad H = \begin{bmatrix} 0 \\ b \nabla^2 u_1 \\ b \nabla^2 w_1 \\ 0 \end{bmatrix}.$$

这里, 非齐次项 H 由波动耗散项构成; $b = \left(\xi + \frac{4}{3} \eta \right) / \rho_0$, 为动力学黏滞系数, 在本文中该系数将作为表征耗散作用的耗散系数来定义和使用.

3 电波传播模型

3.1 电波波动方程

无源扰动起伏介质中的 Maxwell 方程表示为

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}, \quad (7)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \varepsilon_0 \varepsilon_r \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}, \quad (8)$$

其中, ε_0 和 μ_0 分别为真空中的介电常数和磁导率, c_0 为真空中的光速, n 为大气折射指数, ε_r 为相对介电常数. 由矢量恒等式 $\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = \nabla (\nabla \cdot \mathbf{E}) - \nabla^2 \mathbf{E}$, (7) 和 (8) 式可以合并为

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{n^2}{c_0^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} + \nabla \left(\frac{\nabla n^2}{n^2} \cdot \mathbf{E} \right) - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial n^2}{\partial t} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = 0, \quad (9)$$

其中 $\frac{1}{c_0^2} = \mu_0 \varepsilon_0$, $n^2 = \varepsilon_r$. (9) 式中忽略 n^2 的时间一阶偏导, 因为相比于电波的速度, 声波导致的折射指数随时间的变化可以忽略. (9) 式可以展开简化为

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{n^2}{c_0^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} - \frac{2}{n^2} (\nabla n)^2 \cdot \mathbf{E} + \frac{2}{n} \nabla^2 n \cdot \mathbf{E} + \frac{2}{n} \nabla \mathbf{E} \cdot \nabla n = 0, \quad (10)$$

其中, ∇^2 为 Laplace 算子.

为了方便计算, 定义折射率 $N = 10^6(n - 1)$. 根据著名的 Smith-Weintraub 方程, 对流层的大气

折射率为^[18]

$$N = \frac{7760}{T} \left(p + \frac{4810e}{T} \right) = 7.76 \times 10^3 \frac{p}{T} + 3.73256 \times 10^7 \frac{e}{T^2}, \quad (11)$$

(11)式右边第一项称为干项,第二项称为湿项.其中, p 为大气压强, e 为水汽压强,压强的单位均取Pa; T 为热力学温度,单位为K.在背景大气中加入声波扰动,设背景压强和密度为 p_0, ρ_0 ,声波扰动压强和密度为 p_1, ρ_1 ,则 $p = p_0 + p_1, \rho = \rho_0 + \rho_1$.若忽略水汽压力项,结合理想气体的Clapeyron定律数学表达式^[19],

$$p = RT\rho, \quad (12)$$

折射率方程(11)可以简化为

$$N = 7.76 \times 10^3 R(\rho_0 + \rho_1), \quad (13)$$

其中, R 为干空气的气体常数.由折射率和折射指数的关系式得到

$$n = 10^{-6}N + 1 = 7.76 \times 10^{-3}R(\rho_0 + \rho_1) + 1. \quad (14)$$

将(14)式代入(10)式,即为声波扰动介质中的电波波动方程.

3.2 边界条件

由于计算机计算容量的限制,数值计算只能在有限区域内进行.为了模拟开域电波传播的全过程,必须在计算区域的截断边界处给出吸收边界条件.吸收边界从开始的插值边界到后来的Mur吸收边界^[20],一直到近年发展的完全匹配层(perfectly matched layer, PML)吸收边界^[21],其吸收效果越来越好.这里采用的是Mur吸收边界.差分格式的Mur边界条件表示为

$$\begin{cases} E_i^{n+1} = E_i^n + c_0(E_{i+1}^n - E_i^n)\Delta t/\Delta x, \\ E_i^{n+1} = E_i^n - c_0(E_i^n - E_{i-1}^n)\Delta t/\Delta x, \\ E_j^{n+1} = E_j^n - c_0(E_j^n - E_{j-1}^n)\Delta t/\Delta z, \\ E_j^{n+1} = E_j^n + c_0(E_{j+1}^n - E_j^n)\Delta t/\Delta z. \end{cases} \quad (15)$$

3.3 时空步长

在数值模拟计算中,数值格式的稳定性和收敛性十分重要.在有限差分和有限体积方法中,稳定

性和收敛性的重要判定依据是Courant-Friedrichs-Lewy条件^[22].因此,这里时间步长和空间步长必须满足以下关系:

$$\Delta t \leq \Delta t_c = \frac{1}{c_0 \sqrt{\frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta z^2}}}. \quad (16)$$

根据本文中模拟电波频率,空间步长取 $\Delta x = \Delta z = 2.5$ m.由于在实际计算中,时间步长短有利于提高计算精度,在本文的计算中取 $\Delta t = 0.5\Delta t_c$.

4 温度和风场对声波传播轨迹影响的数值分析

在本文的模拟中,使用笛卡尔坐标系,水平方向为 x 轴,竖直方向为 z 轴,仅考虑声波和电波的 x - z 平面成分.设发射仰角定义为发射方向和 x 轴正方向的夹角.初始时刻,声波和电波的发射仰角均为 90° ,发射点均位于 $x = 1.25$ km处.为了方便模拟,电波频率设置为9.8 MHz,为了满足电波波长与声波波长之间的Bragg条件,声波频率取为21.6 Hz.初始时刻($t = 0$),在大气中加一个竖直向上传播的高斯型单色正弦声波波包扰动,其扰动形式如下:

$$p(x, z) = A_a \sin[k_{ax} \cdot (x - x_a) + k_{az} \cdot (z - z_a)] \times e^{-\frac{(x-x_a)^2}{2\sigma_{ax}^2}} \cdot e^{-\frac{(z-z_a)^2}{2\sigma_{az}^2}}, \quad (17)$$

其中, A_a 为声波扰动声压振幅; x_a, z_a 为波包所在的初始位置; σ_{ax}, σ_{az} 为正弦波包的半宽度; k_{ax} 和 k_{az} 分别为声波波包波数的水平分量和竖直分量.本文模拟中,设置 $A_a = 0.005$, $x_a = 1.25$ km, $z_a = 3.75$ km; $\sigma_{ax} = 45$ m, $\sigma_{az} = 35$ m;由于声波发射仰角为 90° ,因此 $k_{ax} = 0$.

4.1 大气背景

通常情况下,在对流层高度上温度随着高度递减.这里的大气温度剖面由经验模型MSISE-00给出,湍流、黏滞现象的影响忽略不计.由于实际大气中风场复杂多样,很难完全模拟出来,因此模拟中采用简化风场.假设风场仅有 x 轴方向分量且方向沿着 x 轴正方向,风场由MST雷达测量数据给出,如图2所示.图2(a)和(b)分别代表夏季和冬季风场.可以看出,夏季风速远小于冬季风速.大气背景参数如图1所示.

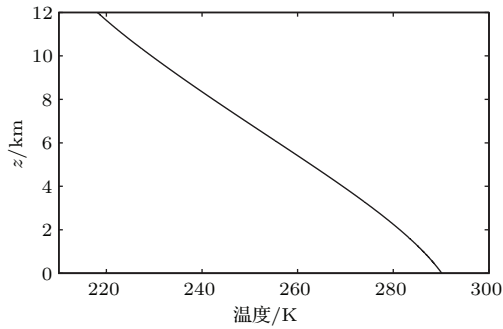


图1 大气温度剖面图

Fig. 1. Atmospheric profile of temperature.

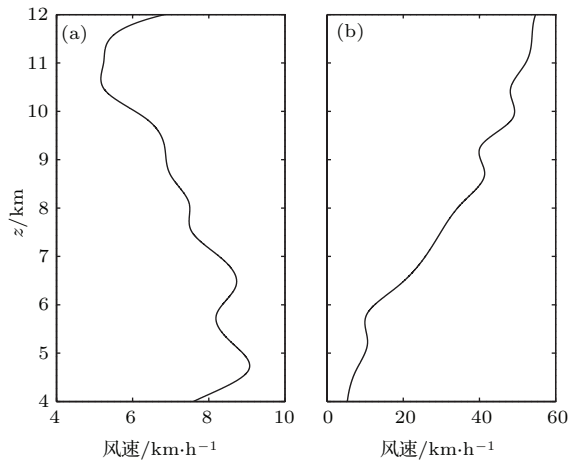


图2 大气风场剖面图 (a) 夏季弱风风场; (b) 冬季强风风场

Fig. 2. Atmospheric profiles of wind: (a) indicates the summer wind field with low wind velocity; (b) indicates the winter wind field with high wind velocity.

4.2 温度和风场对声波传播轨迹的影响

图3为静止大气中恒温 and 包含图1中温度剖面的声波波包中心传播轨迹图, 波包中心为声波波包最大振幅所在的位置. 由图3可以看出, 声波竖直向上传播时, 温度梯度的存在会导致波包中心轨迹在竖直方向上产生差值, 但是不会使传播轨迹水平偏移. 由于声速正比于温度的平方根, 温度剖面对声波传播的作用主要表现在对声速的影响上. 结合图1可知, 温度随着高度线性递减, 低海拔处的温度变化较小, 不会导致声速产生明显变化, 轨迹中心竖直方向的差异较小; 但随着传播高度的增加, 声波轨迹中心差值会逐渐增大.

图4为存在温度负梯度时不同风场背景下的声波波包中心传播轨迹图. 根据图4, 静止大气中(数据由○表示)的声波竖直向上传播时, 波包中心始终位于发射点的正上方. 存在风速剖面(数据由△和□表示)的大气声波传播轨迹不再是竖直的,

而是沿着风场的方向发生偏移. 在弱风情况下(数据由△表示), 波包轨迹中心偏移量较少, 风场对声波的影响较小; 强风大气背景下(数据由□表示), 波包轨迹中心明显偏离发射点. 对比图4中的三条轨迹可以得出, 风速剖面的存在影响声波传播的轨迹, 且风速越大, 声波波包中心轨迹在风场方向上的偏移也越大. 声波是嵌套在大气介质中传播的机械波, 波动传播会受到大气介质运动的影响. 大气中存在风场剖面时, 传播着的声波波阵面会受到风场的影响而发生偏移. 由图4可见, 风场的方向直接决定声波偏移的方向, 而风速的大小影响声波在风场方向上的偏移距离.

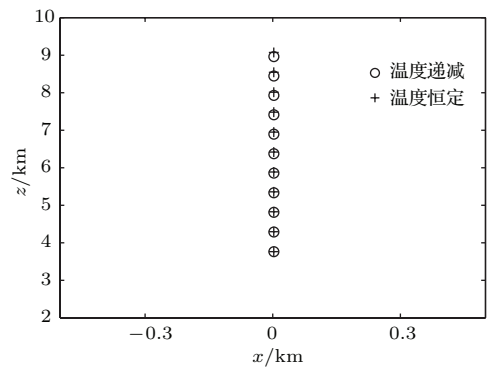


图3 温度对声波波包中心传播轨迹的影响 + 表示恒温时的声波传播轨迹; o 表示存在温度负梯度时的声波传播轨迹

Fig. 3. The effect of temperature profile on the trajectories of the acoustic wave packet center: + denotes the case in constant temperature atmosphere; o denotes the case in the atmosphere with negative temperature gradient.

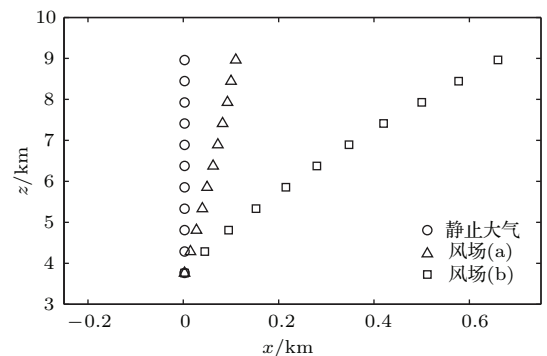


图4 风场对声波波包中心传播轨迹的影响 ○ 表示静止大气下的声波传播轨迹; △ 表示风场(a)背景下的声波传播轨迹; □ 表示风场(b)背景下的声波传播轨迹

Fig. 4. The effect of wind field profiles on trajectories of acoustic wave packet center: ○ denotes the case in the static atmosphere; △ denotes the case in the wind field (a) atmosphere; □ denotes the case in the wind field (b) atmosphere.

5 大气风场对电波散射回波影响的数值分析

由上面的分析可知, 温度会影响声波传播的速度, 而风场会导致声波传播轨迹随风偏移. 有效后向散射的条件是电波垂直于声波波前. 当背景大气中存在风场时, 声波波阵面的偏移会导致电波后向散射强度减弱并改变回波的路径. 为了表明背景风场剖面对电波传播轨迹的影响, 在相同温度剖面(图 1)背景下, 分别对静止大气和运动大气的电波散射传播的数值计算结果进行分析. 这里, 我们重点研究背景风场剖面对声波波阵面和电波散射回波的影响. 风场对电波散射回波的影响分以下两个方面进行讨论: 1) 不同大气风场背景下, 相同高度的声波散射体对电波的散射; 2) 相同大气风场背景下, 不同高度的声波散射体对电波的散射. 初始时刻 ($t = 0$), 在介质中加一个竖直上传播的高斯型单色正弦电波波包, 其数学形式如下:

$$E(x, z) = A_e \sin[k_{ex} \cdot (x - x_e) + k_{ez} \cdot (z - z_e)] \times e^{-\frac{(x-x_e)^2}{2\sigma_{ex}^2}} \cdot e^{-\frac{(z-z_e)^2}{2\sigma_{ez}^2}}, \quad (18)$$

其中, A_e 为电场强度振幅; x_e, z_e 为波包所在的初始位置; σ_{ex}, σ_{ez} 为电波正弦波包的半宽度; k_{ex} 和 k_{ez} 分别为电波波包波数的水平分量和竖直分量. 本文模拟中, 设置 $A_e = 2.0$, $x_e = 1.25$ km, $z_e = 2.5$ km; $\sigma_{ex} = 100$ m, $\sigma_{ez} = 30$ m; 由于电波的发射仰角为 90° , 因此 $k_{ex} = 0$.

5.1 不同大气风场背景下, 相同高度的声波散射体对电波的散射

为了说明声波散射电波传播的整个物理过程, 我们引入声波能量密度 ε 和电场能量密度 w , 分别表示为^[23,24]

$$\varepsilon = \frac{1}{2}\rho_0 v_1^2 + \frac{p_1^2}{2\rho_0 c_0^2}, \quad (19)$$

$$w = \frac{1}{2}\varepsilon_0 E^2. \quad (20)$$

则平均声能密度 $\bar{\varepsilon}$ 和平均电场能量密度 \bar{w} 可以写为

$$\bar{\varepsilon} = \frac{1}{\lambda_x \lambda_z} \int_0^{\lambda_x} \int_0^{\lambda_z} \varepsilon dx dz, \quad (21)$$

$$\bar{w} = \frac{1}{\lambda_x \lambda_z} \int_0^{\lambda_x} \int_0^{\lambda_z} w dx dz. \quad (22)$$

图 5 给出了不同大气风场背景下相同高度上声波散射体对电波散射的位形图(平均能量密度等高线图)随时间变化的整个物理过程, 由方程 (21) 和 (22) 计算得到. 假设在大气中竖直向上发射一个声波波包, 声波是纵向的, 在压缩或稀疏周围大气的传播过程中, 改变大气密度, 进而导致局部大气折射指数 n 发生变化, 形成散射体. 若发射电波追踪此散射体, 则电波在通过声波波包时发生少量散射, 形成小部分电波能量组成的后向散射回波. 由于声波的传播速度远远小于电波的传播速度以及计算机模拟精度的限制, 我们认为在电波向上传播的微秒时间量级上, 图中的声波是相对静止的. 图 5 中, 声波散射体的波包中心高度均为 7.67 km, 但由于风场剖面的影响, 声波在水平方向上会有不同程度的偏移. 在风场背景下[图 5(b), (c)], 风速越大, 声波散射体水平偏移量越多, 传播到相同位置的电波散射回波的轨迹偏移也越大. 对比图 5(a), (b) 和 (c) 可以看出, 声波散射体的位置直接影响散射回波的轨迹.

图 6 为静止大气和不同风场条件下相同高度上的声波散射体波包及其散射的电波回波图. 图 6(a), (b), (c) 分别为不同大气条件下传播到相同高度的声波波包扰动压强起伏图; 图 6(d), (e), (f) 分别为对应于图 6(a), (b), (c) 声波散射体的电波散射回波传播轨迹图. 在标准大气压下, 大气静态压强 p_0 约为 101325 Pa, 由图 6(a)—(c) 可以看出, 声波的压强扰动量 $p_1 \ll p_0$, 即 p_1 是一级微量^[23]. 可见, 声波对大气的扰动为小振幅扰动, 后向散射回波的强度较小. 为了方便分析, 图中对后向散射回波 E_b 做归一化 E_b/E_0 处理. 其中, E_0 为图 6(d) 中 $t = 22.1 \mu\text{s}$ 时散射回波的波包最大值.

结合图 6(a)—(c) 中声波散射体的位置, 对比静止大气[图 6(d)]、风场(a)[图 6(e)] 和风场(b)[图 6(f)] 作用下的散射回波图可以看出, 由于声波波阵面的偏移, 后向散射回波位置发生较大差异. 显然, 在风场(a)(弱风)背景下, 散射回波与无风时相比仅有较小的偏移; 而风场(b)(强风)背景下, 回波位置水平方向上发生明显的偏移. 与图 6(d) 中 $t = 30.9 \mu\text{s}$ 时回波波包中心位置相比, 相同时刻的图 6(f) 回波位置在水平方向上偏移了约 0.82 km. 结合图 5(c) 和图 6(c) 可以解释这种现象: 电波沿轴线 $x = 0$ 竖直向上发射, 而在图 5(c) 和图 6(c) 中, 声波波阵面由于风场剖面的作用发生

偏移, 发射点竖直方向上对应的声波波阵面为“弧面”, 散射点处的电波与声波波阵面不再是良好的正交关系, 而是产生一个非 90° 的夹角, 使得后向散射回波偏离竖直方向. 相比于图6(d), 图6(f)的回波的强度也明显变小. 由图5(c)可以看出, 由于

声波散射体的偏移, 声波与电波的散射截面变小, 而且电波与声波波前的非正交关系也会导致有效后向散射减弱. 另外, 散射回波波包在下行的过程中, 波形有一定程度的扩展, 这是典型的几何扩散效应.

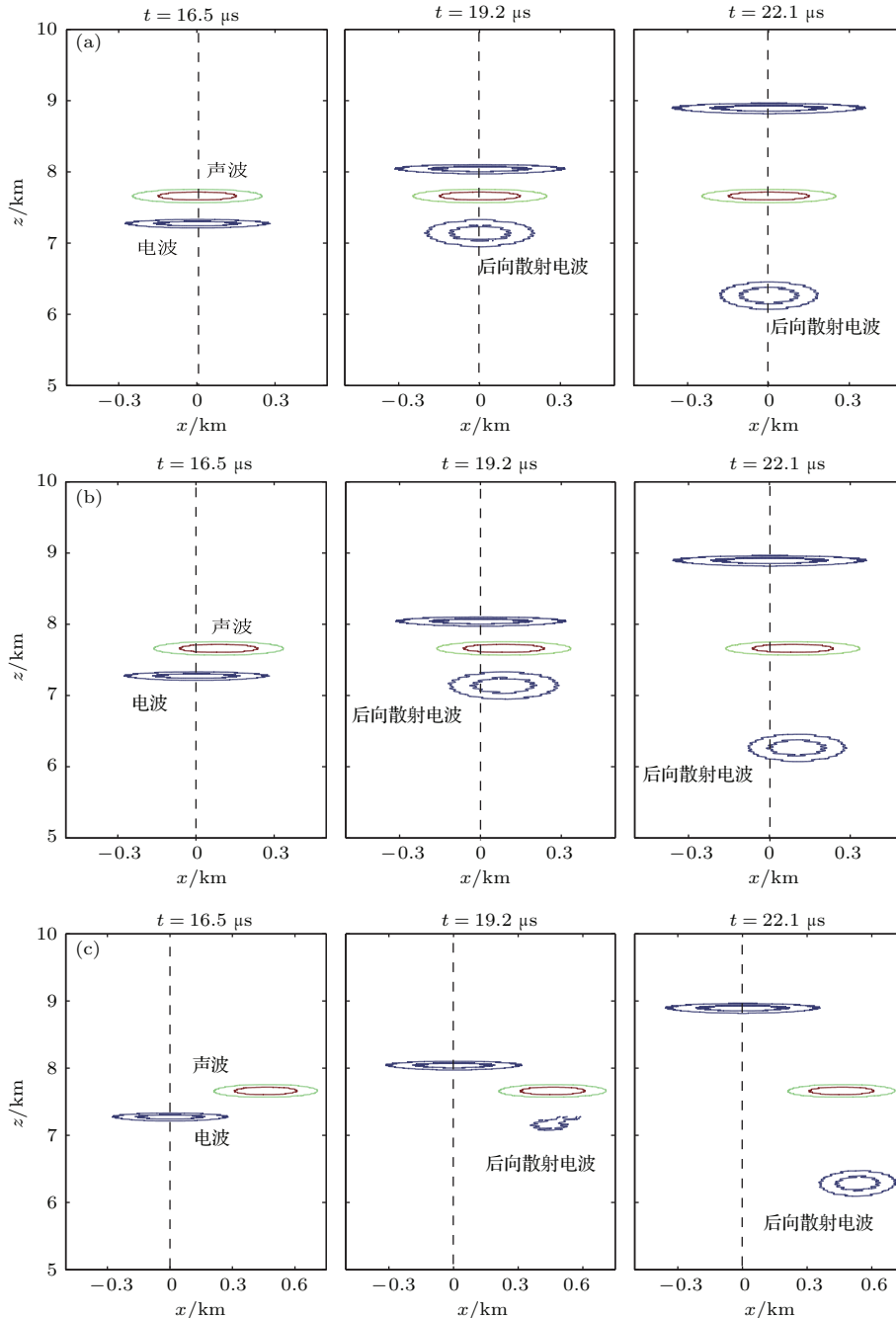


图5 不同大气风场背景下相同高度的声波散射体对电波散射的位形图(平均能量密度等高线图)随时间的变化 (a), (b), (c) 分别表示静止大气、风场(a)、风场(b)情况下的散射过程位形图; 声波散射体波包中心均位于 7.67 km 的高度上; 初始时刻, 电波均沿着轴线 $x = 0$ 竖直向上传播

Fig. 5. Average wave energy density at different times with acoustic wave scatterer at the same height under different wind field atmospheric backgrounds: (a), (b) and (c) represent the cases of the static, wind field (a) and wind field (b) atmosphere, respectively. Packet center of acoustic wave scattering object are located at 7.67 km ; at the initial time, radio waves are vertical propagation upward along the axis $x = 0$.

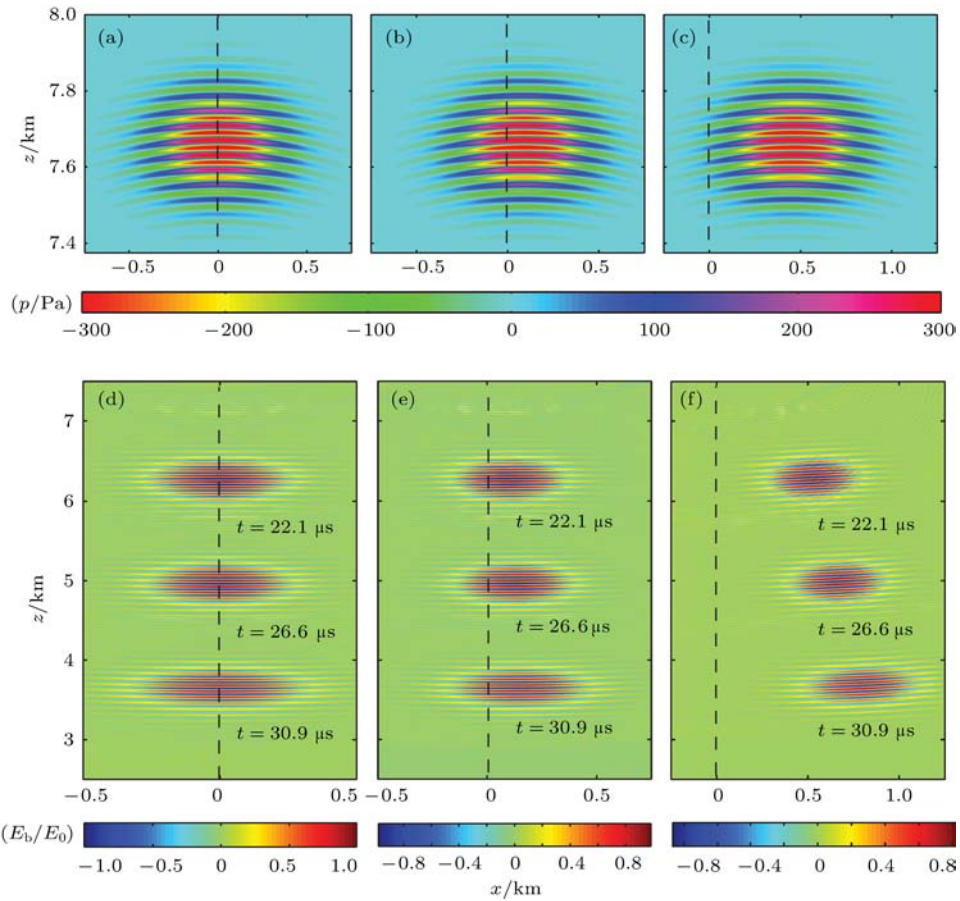


图6 (网刊彩色) 不同大气风场背景下相同高度上声波散射体对电波的散射 (a), (b), (c) 分别表示静止大气、风场 (a)、风场 (b) 背景下的声波波包声压图, color bar 的单位为 Pa; (d), (e), (f) 分别为对应于 (a), (b), (c) 声波散射体的电波散射回波传播轨迹图

Fig. 6. (color online) Scattering propagation of radio wave with acoustic wave scatterer at the same height under different wind field atmospheric backgrounds. (a), (b) and (c) represent the sound pressure distributions in the static, wind field (a) and wind field (b) atmosphere, respectively, the sound pressure is in unit of Pa; (d), (e), (f) represent the propagation trajectories of radio wave backscattering echo corresponding to acoustic wave scatterer in (a), (b), (c), respectively.

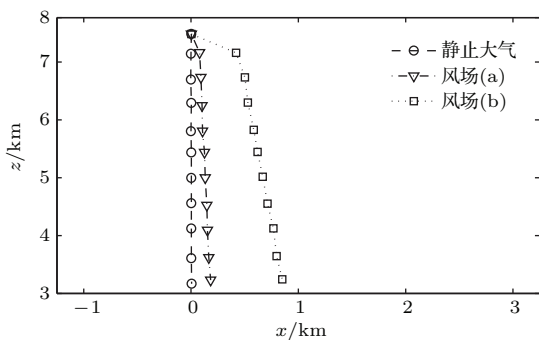


图7 不同大气背景下后向散射回波波包中心轨迹图(散射体中心高度 $h_s = 7.67$ km) ○表示静止大气下的回波中心轨迹; ▽表示风场(a)作用下的回波中心轨迹; □代表风场(b)作用下的回波中心轨迹

Fig. 7. Propagation trajectories of radio wave backscattering echo packet center with scatterer center at height of 7.67 km under different atmospheric backgrounds: ○ represents the static atmosphere case; ▽ represents the wind field(a) case; □ represents the wind field(b) case.

为了进一步分析不同大气背景对散射回波轨迹的影响, 给出对应于图6(a), (b), (c) 三种声波散射体的电波后向散射波包中心传播轨迹图, 如图7所示, 波包中心为电波散射回波波包最大振幅所在的位置. 从图7可以清晰地看出不同大气背景条件下散射回波的传播轨迹以及不同风场条件下回波的水平偏移量. 在无风静止大气中(数据由○表示), 电波与声波波阵面正交, 散射后的下行电波(散射回波)方向与上行电波方向呈 180° 夹角, 回波中心轨迹在发射点的正上方, 声波波阵面散射的回波在地面上形成“聚束点”. 在运动大气中(数据分别由▽和□表示), 由于声波波前与电波并非完全正交, 导致散射电波与垂直方向呈一定的夹角斜向下传播, 致使“聚束点”偏离接收点, 且风速越大, 散射回波的偏移量也越大.

5.2 相同大气风场背景下不同高度的声波散射体对电波的散射

图8给出了相同大气风场(强风)背景下,不同高度上声波散射体对电波散射的位形图(平均能量密度等高线图)随时间的变化,图中所示的物

理过程与图5中一致.但是,在图8(a), (b), (c)中声波散射体的中心高度不同,依次为5.86, 6.64和7.67 km;对比声波波包和辅助虚线的相对位置可以看出,声波散射体的高度越低,水平偏移越小. $t = 9.4 \mu\text{s}$ 时,电波的位置相同;由于电波发生散射的高度依次递增,图中出现后向散射回波的时间也

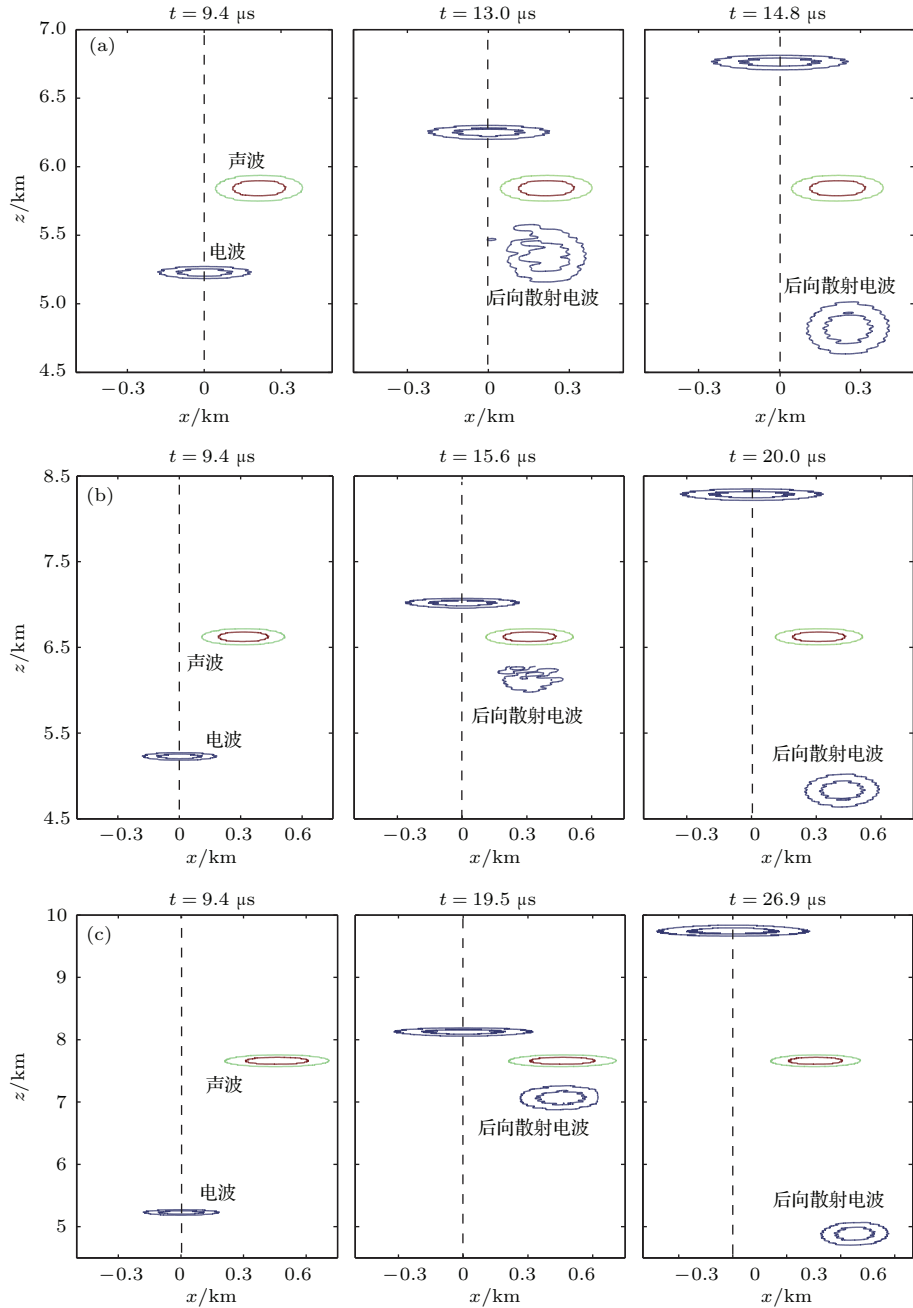


图8 大气风场(b)背景下不同高度上声波散射体对电波散射的位形图(平均能量密度等高线图)随时间的变化 (a), (b), (c) 分别表示声波波包中心位于5.86, 6.64和7.67 km高度上的散射过程位形图; 初始时刻, 电波均沿着轴线 $x = 0$ 竖直向上传播

Fig. 8. Average wave energy density at different times with acoustic wave scatterer at different heights under the wind field(b) atmospheric background: (a), (b), (c) represent the cases with acoustic wave packet center at the heights of 5.86 km, 6.64 km and 7.67 km, respectively; at the initial time, radio waves are vertical propagation upward along the axis $x = 0$.

依次增加, 分别为13.0, 15.6, 19.5 μs . 对比图8(a) $t = 14.8 \mu\text{s}$, 图8(b) $t = 20.0 \mu\text{s}$, 图8(c) $t = 26.9 \mu\text{s}$ 时的后向散射回波的位置, 可以看出, 在相同大气风场背景下, 散射点的高度越高, 传播到相同位置的后向散射回波的水平偏移量也越大.

为了说明风场对探测高度的影响, 给出风场(b)背景下, 不同高度上声波散射体对电波的散射, 如图9所示. 图9(a), (b), (c)为相同大气风场剖面时传播到不同高度的声波波包声压图, 对应的声波波包中心高度分别为5.86, 6.64和7.67 km.

图9(d), (e), (f)分别为对应于图9(a), (b), (c)声波散射体的电波散射回波传播轨迹图. 类似于图6, 图9中的后向散射回波也做归一化 E_b/E_0 处理. 在图9(d), (e), (f)中, 借助 $x = 0.5 \text{ km}$ 处的辅助虚线可以明显看出, 随着声波散射体高度的增加, 散射回波在水平方向的偏移随之增大. 另外, 对比图9(c)和(a), 图9(f)和(d), 可以看出声波散射体高度下降了1.81 km, 对应的电波回波强度明显增强. 回波水平偏移量减小、强度增大均有利于回波的接收, 但同时也意味着散射点高度的降低.

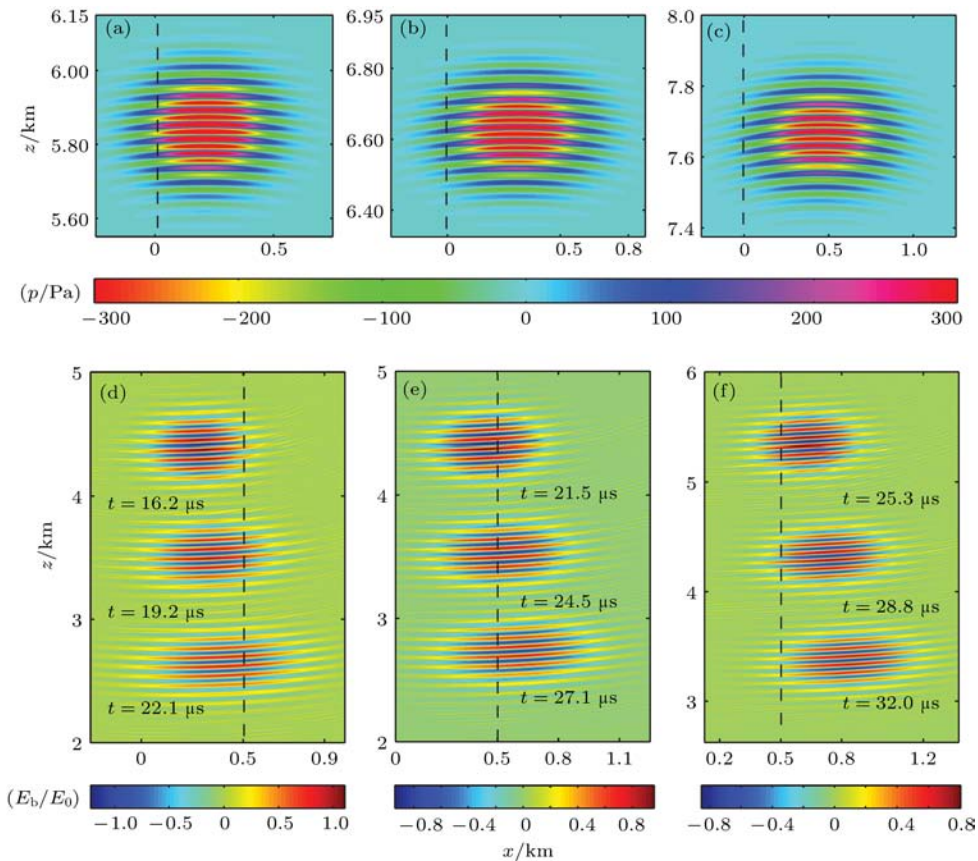


图9 (网刊彩色) 大气风场(b)背景下不同高度上声波散射体对电波的散射 (a), (b), (c) 分别表示波包中心位于5.86, 6.64和7.67 km高度上声波波包图, color bar的单位为Pa; (d), (e), (f) 分别为对应于(a), (b), (c) 声波散射体的电波散射回波传播轨迹图

Fig. 9. (color online) Scattering propagation of radio wave with acoustic wave scatterer at different heights under wind field (b) atmospheric background: (a), (b) and (c) represent the sound pressure distributions with acoustic wave packet center at the height of 5.86 km, 6.64 km and 7.67 km, respectively, the sound pressure is in unit of Pa; (d), (e), (f) represent the propagation trajectories of radio waves backscattering echo corresponding to acoustic wave scatterer in (a), (b), (c), respectively.

图10给出了风场(b)条件下, 不同高度的声波散射体散射的电波回波中心轨迹图, \circ , ∇ 和 \square 代表的曲线分别对应图9(a), (b)和(c)所示的声波散射体背景. 由图10可知, 在强风(风场(b))背景下, 散射高度越低, 散射回波相对于接收点的偏移量越小; 结合图9(d), (e), (f)的电波散射回波图可以看

出, 散射体高度越低, 散射回波强度越强. 可见, 降低散射高度更有利于数据的接收. 在强风大气背景下(图10), 散射体中心高度为5.86 km时, 3.5 km高度上的电波回波水平偏移量约为0.3 km, 远小于散射体中心高度为7.67 km时相同高度上的散射回波的水平偏移量, 接近于图7中风场(a)作用下

的偏移距离,但是远低于风场(a)背景下散射高度.即在强风背景下,探测高度明显下降.

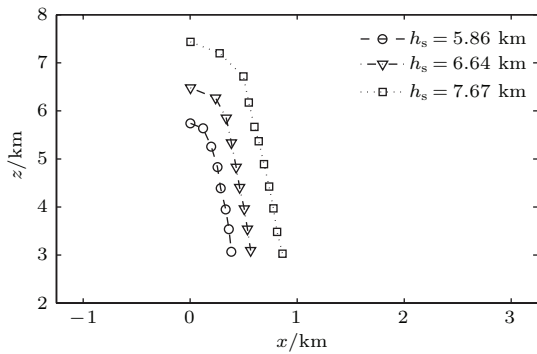


图10 风场(b)背景下不同高度的声波散射体散射的电波回波中心轨迹图 ○, ▽和□代表的散射体中心高度 h_s 分别为 5.86, 6.64 和 7.67 km

Fig. 10. Propagation trajectories of radio wave backscattering echo packet center with different scattering heights under wind field (b) atmospheric background: ○, ▽ and □ represent the cases with scatter center at heights of 5.86 km, 6.64 km and 7.67 km, respectively.

6 讨论

由上述分析可以看出,在风场和温度梯度剖面的影响下,作为散射体的声波传播轨迹会随着风场发生偏移,雷达波束与变形的声波波阵面难以保持良好的正交关系,反射回波的到达位置会偏离接收天线(单基地雷达),数据收集率低,因而限制探测高度,如图6,图7,图9和图10所示.大气风场剖面背景下,影响探测高度的主要因素可以归结为回波的水平偏移和回波强度的减弱.下面分类进行讨论.

1) 散射回波的水平偏移.在图7中,设风场(a)和风场(b)作用下的回波中心轨迹与竖直方向的夹角分别为 θ_1 和 θ_2 .可见,夹角与风场速度正相关,即 $\theta_1 < \theta_2$.根据直角三角函数关系式,已知探测高度和回波与竖直方向的夹角,即可得出散射回波到达接收点的水平偏移量.若使用双基地多普勒雷达,移动接收天线至合适位置,即可提高数据接收率,进而提高探测高度.另外,根据经验公式, $H_{\max} = 0.36\sqrt{D/R_0}$,其中 H_{\max} 为 RASS 雷达的最大探测高度,单位 km; D 为雷达接收天线有效直径,单位 m; R_0 为风速梯度和声速梯度之比^[7].可以看出, RASS 的最大探测高度正比于接收天线直径的平方根.因此,若类似于高空风 RASS 系统,使

用庞大的雷达接收天线网(即增大接收天线面积),也可以提高 RASS 系统的探测高度.

2) 散射回波强度的减弱.对于散射回波强度的减弱,采用灵敏度较高的接收机可以有效提高探测高度.另外,在顺风方向上移动电波发射点至合适位置或者使用可控波束的雷达天线,提高电波散射回波的强度,也可以提高探测高度. Masuda^[7] 的研究验证了这两种方法的可行性.

7 总结

本文根据声波扰动介质中的波动方程,使用时域有限差分方法,结合声波传播的 FDTD 模型,构建了描述声波和无线电波相互作用的数值模型,并运用该模型分析风场和温度对 RASS 探测高度的影响.在大气负温度梯度背景下,通过数值方法模拟了单色声波波包在不同风场条件下的传播以及对应该声波散射体的电波波包的散射传播,从能量密度的角度描述了整个物理过程,并对数值结果进行了分析和比较.

分析声波模拟结果得到:温度梯度剖面主要改变声波的传播速度;风场剖面的存在会导致声波传播轨迹和波阵面的偏移,且风速越大,声波波前的水平偏移也越多.不同大气风场条件、相同高度上声波散射体的电波散射模拟结果表明:背景风速越大,散射回波传播到相同位置时,回波相对于接收天线的偏离越多,回波的强度越小.相同大气风场(强风)背景、不同声波散射体高度的电波模拟结果显示:降低散射高度,同一位置上散射回波“聚束点”的偏移会有较大的改善,强度也随着散射高度的降低而增强,但同时也意味着探测高度的下降.

为了提高 RASS 系统的探测高度,对于散射回波的水平偏移,可以使用双基地雷达、增大接收天线面积来改善;对于回波强度的减弱,可以使用灵敏度较高的接收机、移动电波发射点或者使用可控波束的雷达天线来改善.

参考文献

[1] Xiong H 2000 *Radio Wave Propagation* (Beijing: Electronic Industry Press) (in Chinese) [熊皓 2000 无线电波传播(北京:电子工业出版社)]
 [2] Smith Jr P L 1961 *5th National Convention on Military Electronics* Midwest Research Institute, Washington, DC, System Analysis, June 26–28, 1999

- [3] Marshall J M, Peterson A M, Branes Jr A A 1972 *Appl. Opt.* **11** 108
- [4] Frankel M S, Chang N J F, Sanders Jr M J 1977 *Bull. Am. Meteorol. Soc.* **58** 928
- [5] Fukushima M S, Akita K, Masuda Y 1979 *Environ. Res. Jpn.* **104** 1
- [6] Azizyan G V, Bovsheverov V M, Gorelik A G, Yegorov M A, Krayukin G A, Knyazen L V 1981 *Izv. Acad. Sci. USSR Atmos. Oceanic Phys., Engl. Transl.* **17** 112
- [7] Masuda Y 1988 *Radio Sci.* **23** 647
- [8] Yee K S 1966 *IEEE Trans. Antennas Propagat.* **14** 302
- [9] Taylor C D, Lam D H, Shumpert T H 1969 *IEEE Trans. Antennas Propagat.* **17** 585
- [10] Merewether D E 1971 *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* **13** 41
- [11] Luebbers R J, Kuriz K S, Schneider M, Hmsberger 1991 *IEEE Trans. Antennas Propagat.* **39** 429
- [12] Zhu X M, Ren X C, Guo L X 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 054101 (in Chinese) [朱小敏, 任新成, 郭立新 2014 物理学报 **63** 054101]
- [13] Li J, Guo L X, Zeng H, Han X B 2009 *Chin. Phys. Soc.* **18** 1674
- [14] Liu S B, Liu S Q 2004 *Chin. Phys. Soc.* **13** 1009
- [15] Song Y, Zhao Z Y, Zhang Y N 2014 *Acta Geophys. Sin.* **57** 1746 (in Chinese) [宋杨, 赵正予, 张援农 2014 地球物理学报 **57** 1746]
- [16] Song Y 2014 *Ph. D. Dissertation* (Wuhan: Wuhan University) (in Chinese) [宋杨 2014 博士学位论文(武汉: 武汉大学)]
- [17] Beer T 1974 *Atmospheric Waves* (London: Adam Hilger)
- [18] Smith E K, Weintraub S 1953 *PROC. IRE* **41** 1035
- [19] David H, Robert R, Jerl W 2005 *Fundamental of Physics* (USA: John Wiley and Sons) p509
- [20] Mur G 1981 *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* **23** 377
- [21] Berenger J P 1994 *J. Comput. Phys.* **114** 185
- [22] Courant R, Friedrichs K, Lewy H 1928 *Math. Ann.* **100** 32
- [23] Du G H, Zhu Z M, Gong X F 2012 *Acoustic Foundation* (3rd Ed.) (Nanjing: Nanjing University Press) (in Chinese) [杜功焕, 朱哲民, 龚秀芬 2012 声学基础(第三版)(南京: 南京大学出版社)]
- [24] Ma W W 2006 *Physics* (5th Ed.) (Beijing: Higher Education Press) (in Chinese) [马文蔚 2006 物理学(第五版)(北京: 高等教育出版社)]

A numerical study of effects on detection height of a radio acoustic sounding system influenced by atmospheric wind and temperature

Wang Pan-Pan Zhou Chen Song Yang Zhang Yuan-Nong Zhao Zheng-Yu[†]

(*Electronic Information School, Wuhan University, Wuhan 430072, China*)

(Received 17 September 2014; revised manuscript received 12 December 2014)

Abstract

Radio acoustic sounding system (RASS) is a detection technique using the interaction between radio wave and acoustic wave to remotely measure vertical profiles of the atmospheric temperature, and usually composed of a Doppler radar with fixed beam (monostatic or bistatic) and an acoustic source with high power. By combining acoustic propagation equation and radio wave propagation equation in a disturbance medium and using a finite-difference time-domain method, a numerical model describing the interaction between acoustic wave and electric wave is constructed, and the model is used to analyze the effects of wind and temperature on detection height of RASS. In the atmospheric temperature background, the propagations of a single frequency acoustic wave packet under different wind conditions are simulated, and the scattering propagation of electric wave packets corresponding to the acoustic scatterer are analyzed and compared. Besides, the entire physical process are described from the angle of energy density. The numerical simulation results show that the propagation trajectories of both acoustic wave and radio wave backscattering echo are changed due to the existence of wind field and temperature profile. The presence of wind field results in an offset of acoustic wave front, reducing the strength and changing the trajectory of radio wave backscattering echo, so that the detection height is limited due to the reduction of receiving data. The simulation results of the acoustic wave reveal that the temperature profile mainly affects the propagation velocity of acoustic wave, while the presence of wind field may result in shifts of propagation trajectory and acoustic wave front, and the greater the wind speed, the more the horizontal shift of acoustic wave front is. The numerical analyses of scattering propagations of radio wave with the acoustic scatterer at the same height under different background atmospheric conditions manifest that the stronger the wind speed, the more the deviation of electric wave echo from the receive antenna is, and the smaller the echo intensity is when the scattering echo propagates to the same position. The theoretical calculations with the acoustic wave scatterer at different heights under the same atmospheric wind field (strong wind) background demonstrate that if the height of scattering point is reduced, the offset of the scattering echo “bunching point” at the same altitude will be greatly improved and the intensity will be enhanced, but it also means the decline of detection height. In order to improve the detection height under the background of wind field, some methods are adopted, such as using a bistatic radar antenna or increasing the reception antenna area.

Keywords: atmospheric wind field, acoustic scatterer, radio wave scattering propagation, radio acoustic sounding system

PACS: 02.60.Cb, 41.20.Jb

DOI: 10.7498/aps.64.100205

[†] Corresponding author. E-mail: zhaozy@whu.edu.cn