

石 润,赵正予,邓 峰. Alfvén 波在低纬电离层中的传播研究. 地球物理学报, 2009, 52(3): 599~606

Shi R, Zhao Z Y, Deng F. Study of Alfvén waves propagation in low-latitude ionosphere. *Chinese J. Geophys.* (in Chinese), 2009, 52(3): 599~606

## Alfvén 波在低纬电离层中的传播研究

石 润,赵正予,邓 峰

武汉大学电子信息学院,武汉 430079

**摘 要** Alfvén 波在低纬地区电离层的传播有其特殊性,一方面,低纬地区同样存在 Alfvén 速度梯度的巨大变化,导致电离层 Alfvén 谐振器(Ionospheric Alfvén resonator, IAR)的形成;另一方面,由于在低纬地区磁倾角很小,所以剪切 Alfvén 波在传播的过程中纬度方向跨度很大,不同纬度电离层参数将共同对其产生影响;并且,由于电离层水平分层,故磁力线与电离层不正交. 本文选取双流体力学模型,在忽略场向电场的条件下,利用非正交坐标系,结合 IRI07 模型与 MSISE00 模型模拟低纬地区 Alfvén 波的传播,得到其反射及耦合特性. 结果表明,低纬地区同样存在电离层 Alfvén 谐振现象,由耦合产生的压缩模有向磁赤道方向传播的趋势,夜间电离层状态相对于白天更适合同 IAR 的形成,谐振频率沿磁力线  $L$  值增大单调递增.

**关键词** IAR, 双流体力学, 耦合, 非正交坐标系

文章编号 0001-5733(2009)03-0599-08

中图分类号 P352

收稿日期 2008-03-25, 2008-09-12 收修定稿

## Study of Alfvén waves propagation in low-latitude ionosphere

SHI Run, ZHAO Zheng-Yu, DENG Feng

*School of Electronic Information, Wuhan University, Wuhan 430079, China*

**Abstract** Alfvén waves propagating in the low-latitude ionosphere exhibit particular characteristics. Firstly, sharp Alfvén wave velocity gradient in the low-latitude ionosphere introduces ionospheric Alfvén resonator (IAR). Secondly, shear Alfvén waves can propagate over a long distance at the latitude direction due to the small magnetic inclination angle, and the propagation properties of Alfvén waves can be affected by the ionospheric parameters at different latitudes. Thirdly, the low-latitude magnetic field lines are oblique to the ionosphere which is horizontally isotropic. In absence of the field aligned electric field and by use of IRI07 model and MSISE00 model, a two-fluid momentum model based on non-orthogonal coordinate system is used to simulate the characteristics of Alfvén wave propagation, reflection, and coupling. The results indicate that IAR can also occur in the low-latitude ionosphere, and compressional mode excited by coupling with shear mode is likely to diffuse to the magnetic equator. It is also found that IAR tends to occur more frequently at nighttime than daytime with the resonance frequency increasing with the  $L$ -shell.

**Keywords** IAR, Two-fluid momentum equation, Coupling, Non-orthogonal coordinate

# 1 引言

剪切 Alfvén 波沿磁力线传播,遇到电离层一部分透射入大气层,一部分与压缩模式耦合,一部分被反射.透射入大气层的部分转化为电磁波,由于耦合产生的压缩波主要沿子午面传播<sup>[1]</sup>,并且有向赤道方向传播的倾向<sup>[2]</sup>.反射的剪切 Alfvén 波沿磁力线上传播,在向上传播的过程中遇到 Alfvén 速度极大值再次被部分反射,这样形成了电离层 Alfvén 谐振器.

IAR 的实验观测表现为对 0.1~10 Hz 频率范围内电磁噪声频谱的影响,特别是谱谐振结构(SRS).Belyaev 等在中纬度地区观测到 SRS<sup>[3]</sup>,首先从实验上证实了 IAR 的存在,随后, Belyaev 等首次观测到高纬地区 SRS<sup>[4]</sup>.进一步实验表明, SRS 不仅存在于中高纬地区,低纬地区同样可以被观测到<sup>[5]</sup>.然而,不同地区的 SRS 有所区别:(1)磁静期间,高纬地区除了地方时中午的 2 至 3 个小时外,可以连续地观测到谱谐振结构,中低纬地区的 SRS 都是明显的夜间现象,尤其是低纬,白天几乎没有;(2)SRS 的谐振频率高纬向低纬有减小的趋势,其中低纬地区的谐振频率平均只有高纬地区的 1/2.

Alfvén 谐振器是几何光学近似失效的结果,其概念首先由 Polyakov 等<sup>[6]</sup>提出,并由 Trakhtengertz 与 Lysak 进一步发展<sup>[7~11]</sup>.这些研究从理论上证明电离层以上存在一个天然的 Alfvén 谐振器,并研究了谐振器对 Alfvén 波反射系数的调制. Lysak 模拟了 Alfvén 波在高纬穿过电离层中的传播<sup>[12,13]</sup>,给出以 Chapman 函数为电离层背景模型 Alfvén 波在电离层中的传播与耦合以及电离层参数对 Alfvén 波的影响,由于高纬地区磁场位型的特殊性(电离层界面与磁场方向正交),在其模拟过程中运用的是笛卡尔坐标系. Lysak 选取理想 MHD 模型研究了中纬地区的磁层与电离层的耦合<sup>[14]</sup>,利用非正交坐标系在三维条件下模拟了 Alfvén 波的传播,在边界的处理中将电离层视为单层介质,电离层的特性由高度积分电导率给出.

以上研究主要集中在中高纬地区,低纬电离层的地磁场方向、电子密度分布以及电导率大小与中高纬存在一定的差异,这将导致 IAR 的特性和产生的地磁脉动相对不同,因此对低纬 IAR 的相关研究和分析对于深入研究 IAR 的形成机制以及阿尔芬波在低纬电离层的传播机制具有重要意义.本文从

双流体力学方程出发,在忽略场向电场的条件下,结合 IRI2007 模型与 MSISE00 模型的背景参数,采用非正交坐标系,在二维条件下模拟磁流体波的传播及耦合.

## 2 理论模型

### 2.1 出发方程

处于 0.1~10 Hz 频率范围内的 ULF 波在电离层中的趋肤深度与电离层厚度相当,利用理想磁流体力学和单层电离层模型会失去一些波的传播特性,如吸收和耦合,为此,本模型采用双流体力学方程描述 0.1~1 Hz 的超低频磁流体波(ULF 波):

$$\begin{cases} m_s \frac{\partial \mathbf{V}_s}{\partial t} = q_s \mathbf{E} + q_s \mathbf{V}_s \times \mathbf{B} - m \nu_s (\mathbf{V}_s - \mathbf{U}) \\ \nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \\ \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\nabla \times \mathbf{E} \end{cases} \quad (1)$$

其中  $m_s$  为粒子质量,  $\mathbf{V}_s$  为粒子速度,  $\nu_s$  为粒子与中性大气碰撞频率,  $q_s$  为带电粒子电量,下标  $s$  表示粒子种类,  $\mathbf{U}$  表示中性气体速度,  $\mathbf{j}$  为扰动电流,  $\mathbf{E}$  为扰动电场,  $\mathbf{B}$  为磁场强度,假设  $\mathbf{U}=0$ .

经过整理,可写作

$$\begin{cases} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\nabla \times \mathbf{E} \\ \epsilon \frac{\partial \mathbf{E}_{\perp}}{\partial t} + \sigma_P \mathbf{E}_{\perp} - \sigma_H \mathbf{E}_{\perp} \times \hat{\mathbf{b}} = \frac{1}{\mu_0} (\nabla \times \mathbf{B})_{\perp} \end{cases} \quad (2)$$

其中

$$\sigma_P = \sum_s \frac{n_s q_s^2}{m_s} \frac{\nu_s}{\nu_s^2 + \Omega_s^2} \quad (\text{Pederson 电导率})$$

$$\sigma_H = -\sum_s \frac{n_s q_s^2}{m_s} \frac{\Omega_s}{\nu_s^2 + \Omega_s^2} \quad (\text{Hall 电导率})$$

$$\epsilon \equiv \epsilon_0 \left( 1 + \sum_s \frac{\omega_{ps}^2}{\nu_s^2 + \Omega_s^2} \right) \quad (\text{磁扩散系数})$$

$\hat{\mathbf{b}}$  为背景磁场单位向量.由于所研究的 ULF 波的频率远小于磁旋频率与等离子体频率,所以在整理过程中还做了以下近似  $\omega^2 \ll \Omega_s^2$ ,  $\omega \nu_s \ll \Omega_s^2$  以及  $\omega \nu_s \ll \omega_{pe}^2$ .另外,在由(1)式导出(2)式的过程中忽略了场向电场的作用,场向电场的表达式可以写为  $\mathbf{E}_{\parallel} = \frac{c^2}{\omega_{pe}^2} \left( \frac{\partial}{\partial t} + \nu_c \right) (\nabla \times \mathbf{B})_{\parallel}$ <sup>[12]</sup>,由于假设  $\omega \nu_s \ll \omega_{pe}^2$ ,其值与垂向扰动电场的大小相比可以忽略,并且本文主要研究电离层中 Alfvén 波与压缩波的传播与耦合,这两者不包括电场的场向分量,故本文没有考虑场

向电场的作用.

### 2.2 非正交坐标系

剪切 Alfven 波沿磁力线传播,遇到电离层被反射<sup>[15]</sup>,这样磁力线与电离层的相对位置将影响 Alfven 波的传播.电离层结构主要受地球引力影响,呈水平分层,而磁场假设为偶极子场,在低纬地区磁倾角很小,磁力线与水平方向不垂直,所以为了使电离层边界与坐标系符合,在模拟过程中使用非正交坐标系<sup>[16]</sup>.近期对磁流体波的研究详细讨论了这种坐标系<sup>[14,17~19]</sup>,在此不再赘述,只写出模拟中所用到的差分方程:

模拟过程中的坐标可表示为其逆变分量

$$\begin{cases} u^1 = -\frac{R_1}{r} \sin^2 \theta \\ u^2 = \phi \\ u^3 = \frac{R_1^2 \cos \theta}{r^2 \sqrt{1+u^1}} = \frac{R_1^2 \cos \theta}{r^2 \sqrt{1-\frac{\sin^2 \theta \cdot R_1}{r}}} \end{cases} \quad (3)$$

其中,  $u^3$  为沿磁力线的坐标,  $r, \theta, \phi$  为球坐标系下的坐标,  $R_1$  是电离层的地心距.

$$\begin{cases} \frac{\partial B^1}{\partial t} = \frac{1}{J} \partial_3 E_2 \\ \frac{\partial B^2}{\partial t} = -\frac{1}{J} \partial_3 E_1 \\ \frac{\partial B^3}{\partial t} = \frac{1}{J} (\partial_2 E_1 - \partial_1 E_2) \\ \frac{\epsilon}{4\pi} \frac{\partial E^1}{\partial t} + \sigma_p E^1 - \sigma_H E_2 (\mathbf{e}_3 \cdot \hat{\mathbf{b}}) \\ \quad = \frac{1}{\mu_0} \frac{1}{J} (\partial_2 B_3 - \partial_3 B_2) \\ \frac{\epsilon}{4\pi} \frac{\partial E^2}{\partial t} + \sigma_p E^2 + \sigma_H E_1 (\mathbf{e}_3 \cdot \hat{\mathbf{b}}) \\ \quad = \frac{1}{\mu_0} \frac{1}{J} (\partial_3 B_1 - \partial_1 B_3) \end{cases}$$

这里假设各物理量关于  $\varphi$  方向轴对称,其中上标表示逆变分量,下标表示协变分量.场的谐变矢量与逆变矢量关系可通过度量张量表示:

$$\begin{aligned} E_1 &= \frac{E^1}{g_{11}}, \quad E_2 = g_{22} E^2, \quad B_1 = g_{11} B^1 + g_{13} B^3, \\ B_2 &= g_{22} B^2, \quad B_3 = g_{31} B^1 + g_{33} B^3, \\ \text{真实物理量 } B_v &= \mathbf{B} \cdot \hat{\mathbf{v}} = \frac{B^1}{\sqrt{g_{11}}}, B_\varphi = \sqrt{g_{22}} B^2, \\ B_\mu &= \sqrt{g_{33}} B^3. \end{aligned}$$

$B_v, B_\varphi, B_\mu$  分别为偶极坐标系下的扰动磁场.

### 2.3 电离层边界条件

在边界条件的选择中,本文做了以下假设:(1)

将地面视为良导体;(2)由于光速远大于电离层中 Alfven 波速,故将大气层的响应设为即时响应.大气层中磁场扰动的计算在附录中给出.

### 2.4 背景参数

低纬地区与中高纬地区的一个重要区别在于两者的等离子体背景参数,由于磁力线位型的关系,中高纬等离子体参数的变化方向基本与水平方向垂直,而低纬地区的磁力线在磁赤道处于水平方向,等离子体浓度沿磁力线变化很小,而垂直于磁力线变化很大,这样,不同纬度对波传播的影响存在很大不同.本文采用 IRI07 模型获得电离层高度以上的等离子体浓度,并且在计算电离层 Pedersen 和 Hall 电导率时利用了 MSISE00 模型获得中性粒子浓度.与之前的中高纬地区经验模型相比,此模型更加精确,且增加了各种离子对波传播的影响.

## 3 数值模拟结果

图 1 表示模拟区域,此平面位于磁子午面内,其中实线表示地球平面,虚线表示电离层平面,双划线为  $L=1.31$  的磁力线,点划线为  $L=1.17$  磁力线,横坐标 X 轴为地磁南极方向的地心距离,纵坐标 Z 轴为磁赤道面内地心距,阴影部分是模拟区域.  $R_e$  为地球半径.

模拟采用的参数为磁经  $185.5^\circ$ ,  $L=1.17 \sim 1.31$  磁子午面,时间为 2006-07-01 午夜  $LT=01$  和正午  $LT=12$  两时刻的等离子体浓度.

图 2 为午夜模拟区域从磁赤道沿磁力线到电离层边界 Alfven 速度的分布,图 3 为正午 Alfven 速度分布.

以下为对传播过程进行的模拟.

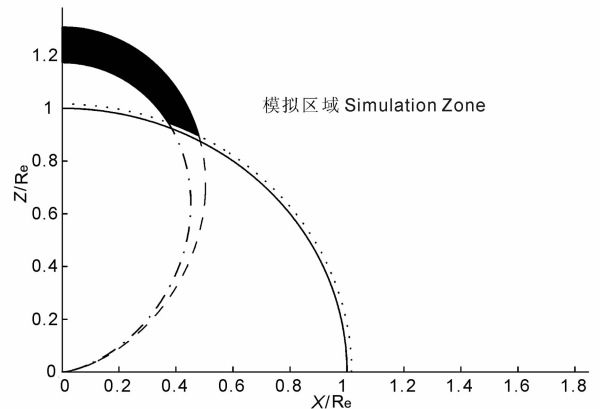


图 1 模拟区域示意图  
Fig. 1 Simulation region

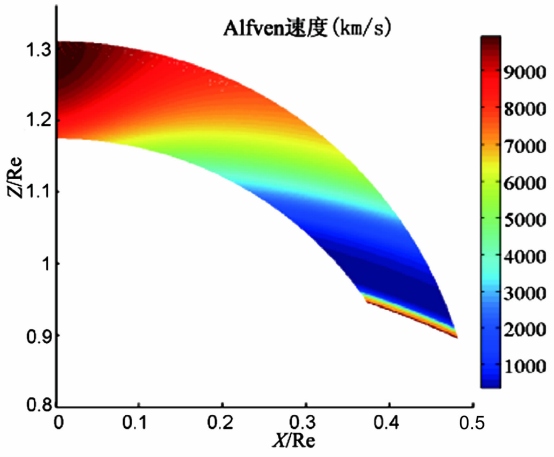


图 2 午夜模拟区域 Alfvén 速度分布图  
Fig. 2 Alfvén velocity at night time

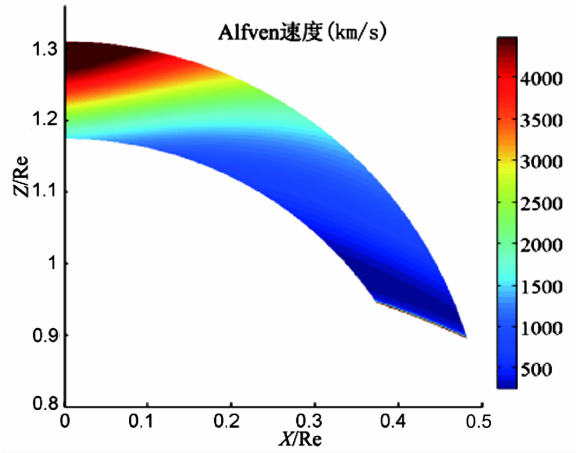


图 3 正午模拟区域 Alfvén 速度分布图  
Fig. 3 Alfvén velocity at day time

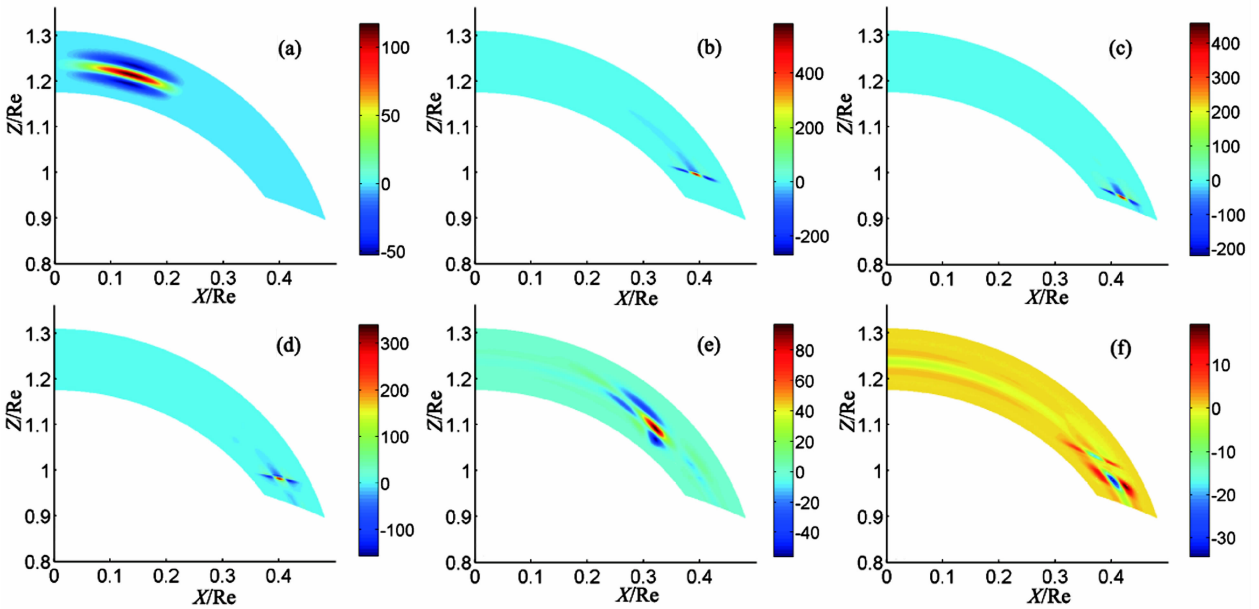


图 5 夜间  $B_\phi$  分量 (nT)  
(a)~(f) 分别为信号输入 0.2 s 以后每隔 1 s 的扰动分布。  
Fig. 5  $B_\phi$  at night time

模拟过程中在上边界输入信号为:

$$B_\phi(v, t) = 50 \times \left(1 - \frac{v^2}{a^2}\right) e^{-v^2/2a^2} \left(1 - \cos \frac{2\pi t}{\tau}\right)$$

$$0 \leq t \leq \tau$$

其中  $a=0.004$  表示归一化空间尺度,  $\tau=0.2$  s. 之所以采用这样的脉冲信号是因为其频谱能量主要集中于 Alfvén 波所处的低频区域. 图 4 是  $L=1.17$  处输入信号的频谱图, 上图是输入信号随时间的变化, 下图为其频谱, 从中可看出输入 Alfvén 波信号的能量主要在 5 Hz 以下.

图 5 为午夜剪切 Alfvén 波的传播, (a)~(f) 分别为信号输入 0.2 s 以后每隔 1 s 的扰动分布. 剪切

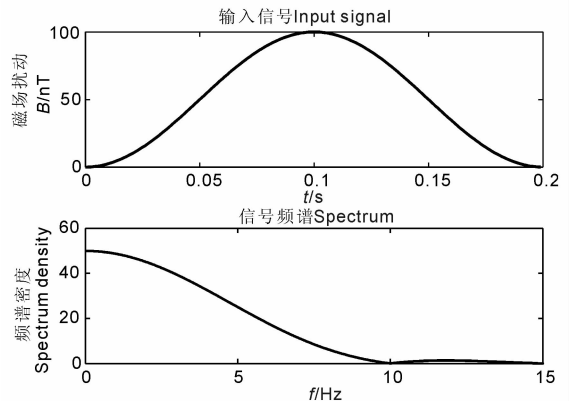


图 4  $L=1.17$  处输入信号  
Fig. 4 Input signal at  $L=1.17$

Alfven 波沿磁力线传播,由于沿磁力线 Alfven 速度变化剧烈,Alfven 波波长也随之产生巨大变化,表现为图 5b 的形式,图中可明显看出剪切模磁场扰动的波长变小,最大值变大,而且它们之间成反比关系,所以剪切模的磁场扰动在 Alfven 速度极小值处达到最大.剪切 Alfven 波在遇到电离层边界时会遇到反射,图 5e 为 Alfven 波被反射之后向上传播的图像,由于各磁力线上 Alfven 波速度分布区别很大,导致各磁力线上波的传播距离各不相同.波在遇到 Alfven 速度不均匀处会产生部分反射,右下图为波被部分反射之后的扰动分布.所以可以看出,在低纬地区的速度背景下可以产生 Alfven 谐振效应.

图 6 为午夜压缩模的产生及传播,图 6(a)~(d)分别为剪切模信号输入 1.2 s,2.2 s,2.4 s,2.6 s

压缩模的扰动分布,压缩模由剪切模的耦合产生,其扰动大小由 Hall 电导率决定,而 Hall 电导率由电离层参数决定,电离层参数大致沿水平方向分层,所以由于耦合而产生的压缩模也有水平结构,图 6a 是其扰动分布.随着 Hall 电导率的增大,压缩波的扰动幅度也增大,在接近电离层下边界达到最大值,并且在下边界同样产生反射,图 6(b~d)是压缩波遇到电离层后向上传播的图像,众所周知,压缩波是各向同性波,从图中可以看出,压缩波在遇到电离层下边界之后有明显的向磁赤道方向的偏移,这是 Hall 电导率与磁场的倾斜共同作用的结果.

图 7 为正午剪切模的模拟结果,图(a)~(h)分别为信号输入 0.2 s 后每隔 1 s 的磁场扰动,与午夜情况相比,剪切模在电离层下边界附近被强烈吸收,

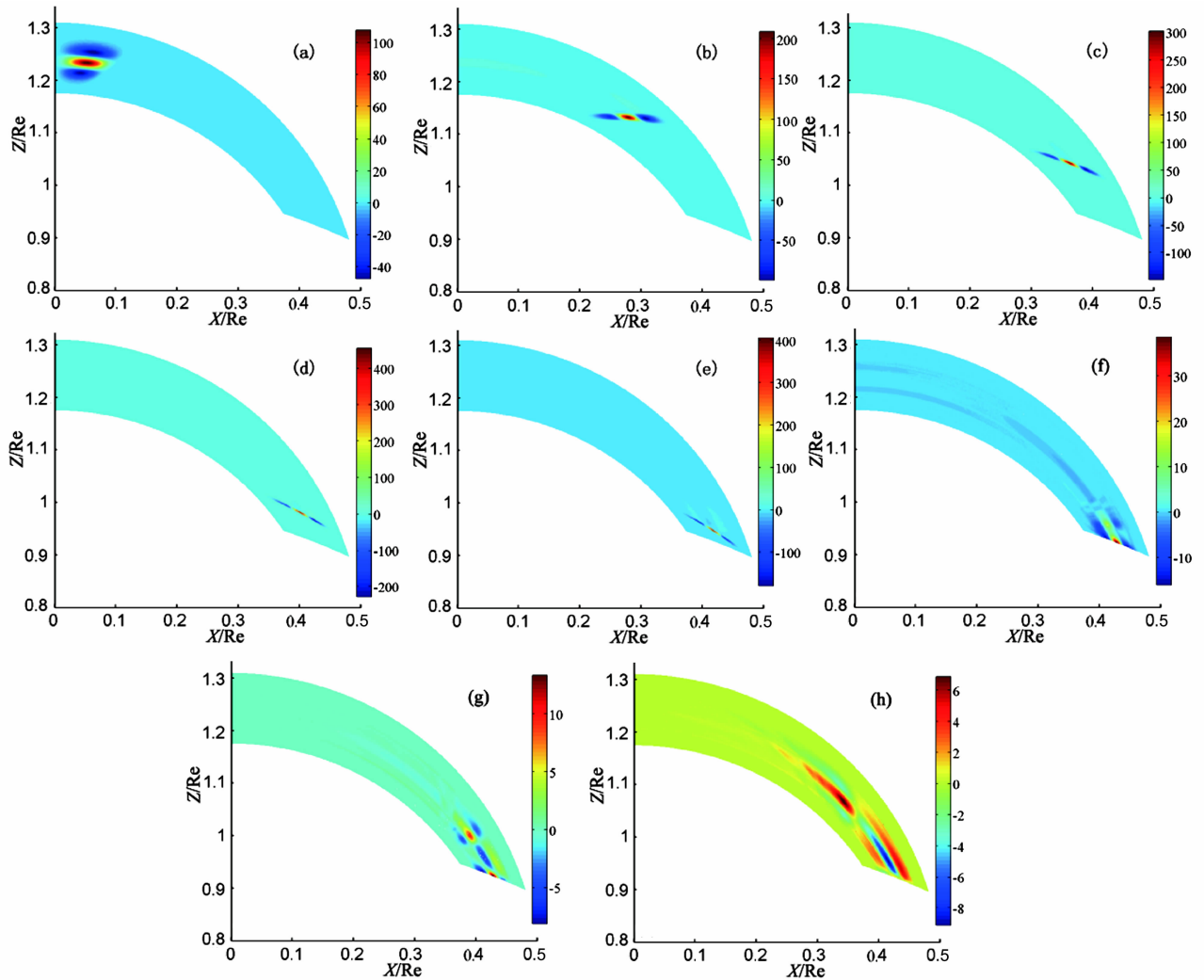


图 7 正午  $B_{\varphi}$  分量(nT)  
 (a)~(h)分别为信号输入 0.2 s 后每隔 1 s 的磁场扰动.  
 Fig. 7  $B_{\varphi}$  at day time

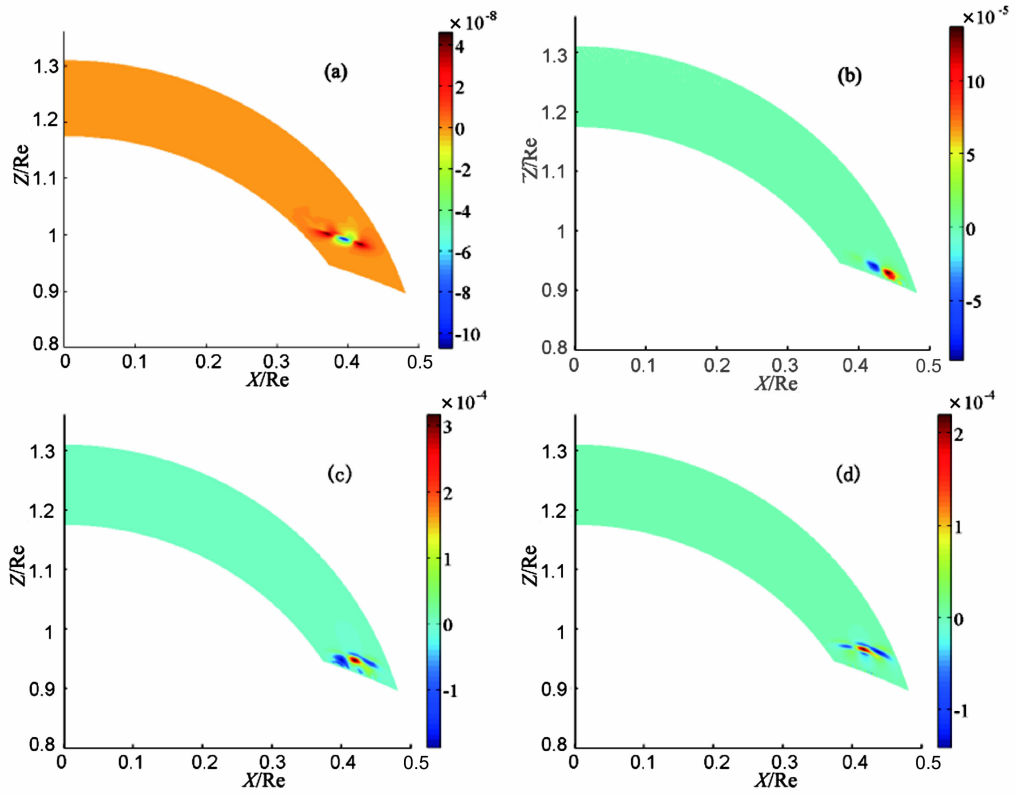


图 6 夜间  $E_{\varphi}$  扰动分量 (V/m)  
(a)~(d) 分别为剪切模信号输入 1.2 s, 2.2 s, 2.4 s, 2.6 s 压缩模的扰动分布。

Fig. 6  $E_{\varphi}$  at night time

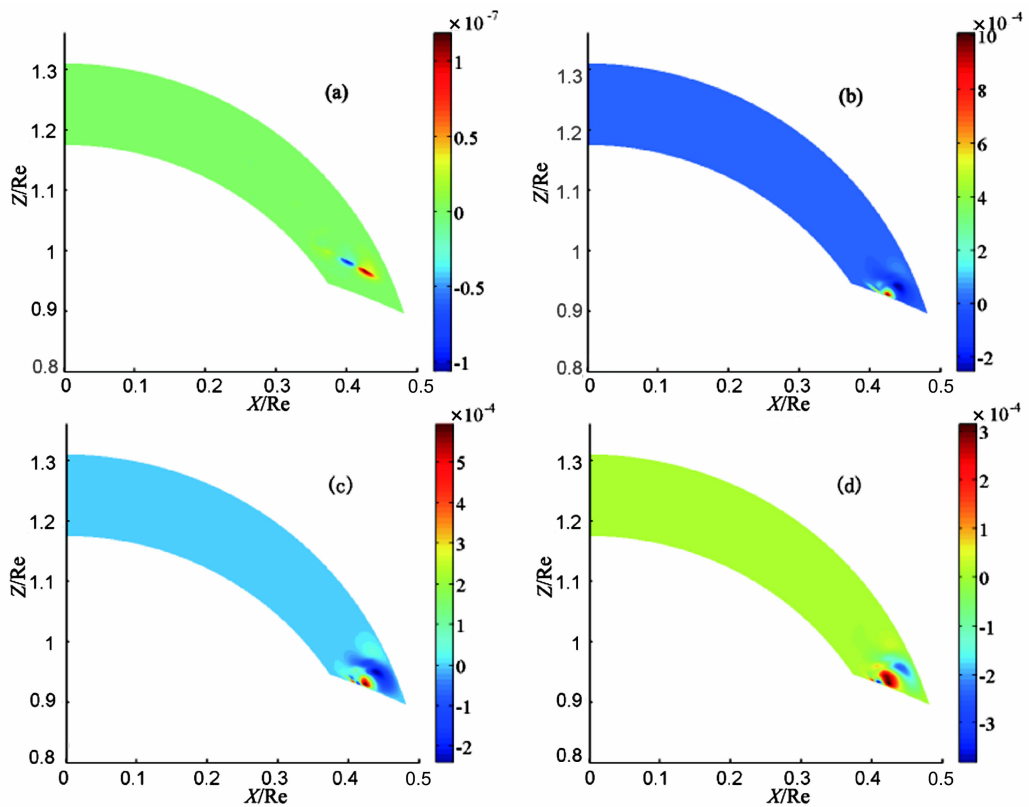


图 8 正午  $E_{\varphi}$  分量 (V/m)  
(a)~(d) 分别为 3.2 s, 4.9 s, 5.0 s, 5.1 s  $E_{\varphi}$  分量。

Fig. 8  $E_{\varphi}$  at day time

从图(f)~(h)可以看出这一点,对比于夜间情况,反射的波低约两个数量级,这说明白天电离层状态相对于夜间不适合 IAR 的形成,电离层对剪切模的吸收由 Pederson 电导率与 Alfven 电导率( $\Sigma_a = \frac{1}{\mu_0 V_{Al}}$ ,  $V_{Al}$  是电离层 Alfven 速度)的关系决定<sup>[15]</sup>,白天电离层 Pedersen 电导率远高于夜间,变得更接近 Alfven 电导率,波的吸收更加强烈。

图 8 为正午压缩模的扰动,图(a)~(d)分别为 3.2 s, 4.9 s, 5.0 s, 5.1 s  $E_\phi$  分量,与午夜情况相同,压缩模都有磁赤道的倾向,而耦合的压缩模幅值比夜间约大 2 倍,这种差别由 Hall 电导率的不同引起。

图 9 为  $L=1.2375$  磁力线上一固定点的  $B_\phi$  随时间的变化及其频谱,其中存在 3 个明显的谐振频率:0.1411 Hz, 0.3872 Hz, 0.6256 Hz,为了考察谐振频率随  $L$  值的变化规律,选取各磁力线上第二个谐振频率,得到图 10,横坐标表示  $L$  的大小,纵坐标为谐振频率,随着  $L$  值的增大,RF 单调递增。观测结果<sup>[5,20]</sup>显示,RF(Resonance Frequency)有随  $L$  值增大而增大的趋势,且中高纬地区 RF 是低纬地区的 2~3 倍,本文所得结果与此相符。

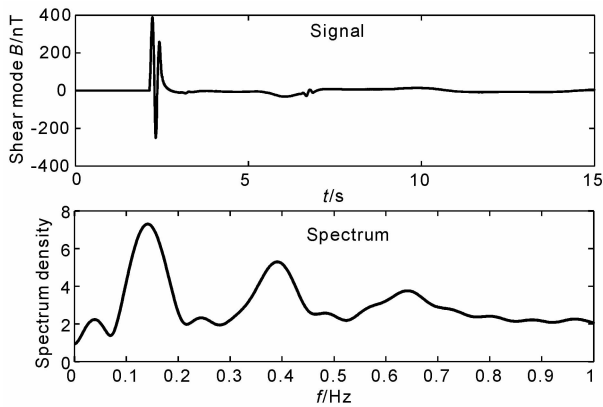


图 9 特定点频谱分析

Fig. 9 Spectrum analysis at a given point

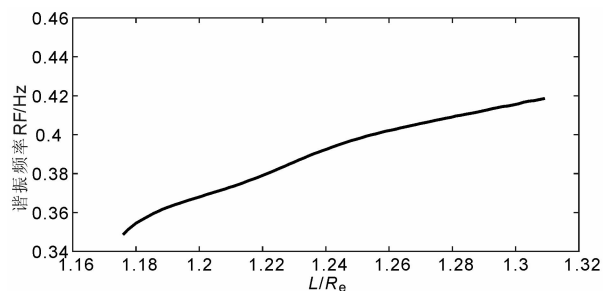


图 10 谐振频率随  $L$  变化趋势

Fig. 10 RF as a function of  $L$

## 4 结果和讨论

本文利用非正交坐标系研究了低纬地区 Alfven 波的传播,考虑了地磁场的倾斜以及电离层边界对波的影响,这种坐标系对研究沿磁力线传播的 Alfven 波,特别是中低纬地区的地磁脉动有很大的帮助。另外,背景参数对 Alfven 波的传播有很大的影响,不同时间地点所观测到的 SRS 结构存在很大的不同<sup>[20~23]</sup>,本文所选取的背景参数由 IRI07 模型以及 MSISE00 模型给出,通过本文的模拟结果可以得到以下结论:

(1)虽然低纬地区与中高纬地区 Alfven 速度沿磁力线分布有很大不同(这主要是由于地磁场的弯曲与等离子体背景水平分层所造成的),但低纬地区同样存在电离层 Alfven 谐振现象。

(2)由耦合产生的压缩模有向磁赤道方向传播的倾向。

(3)夜间电离层状态相对于白天更适合 IAR 的形成。

(4)谐振频率沿磁力线  $L$  值增大单调递增,这与 SRS 的观测结果吻合。

由以上分析,本模型可以很好地解释低纬地区 IAR 的形成,并且可以研究不同时间,不同地点的 Alfven 波的传播。本文的模型做了轴对称的假设,实际情况并非如此,在以后的研究中,将模拟三维条件下磁流体波的传播。

## 附 录

由于大气层中不存在电流,所以可令  $\nabla \times \mathbf{B} = 0$ ,从而磁矢量可表示为标势的梯度  $\mathbf{B} = \nabla \psi(r, \theta, \phi)$ ,标势  $\psi$  满足拉普拉斯方程  $\Delta \psi = 0$ 。磁场的极向分量在边界处连续,即  $B_{r-}(R_1) = B_{r+}(R_1)$ 。在地面处,由于地球假设为良导体,磁场极向分量  $B_r(Re) = 0$ 。并且,本文假设模型关于磁轴对称,则大气层中  $B_\phi = \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \phi} \psi = 0$ ,  $\psi$  的解可写作

$$\psi(r, \theta) = \sum_l (A_l r^l + B_l r^{-l-1}) y_l(\theta),$$

其中  $y_l(\theta) = C_l P_l(\cos \theta)$ ,  $P_l(\cos \theta)$  为 0 阶  $l$  次勒让德函数,  $C_l$  为其系数。

分别代入电离层和地面两个边界条件,可得

$$A_l = \frac{1}{R_1^{l-1} \left[ 1 - \left( \frac{Re}{R_1} \right)^{2l+1} \right]} \int d\Omega B_r(R_1, \theta, \phi) y_l^*(\theta, \phi)$$

$$B_l = \frac{l}{l+1} R e^{2l+1} A_l.$$

通过以上过程,可以用数值方法模拟出大气层中磁场扰动.

### 参考文献(References)

- [1] Greifinger C, Greifinger P. Wave guide propagation of micropulsations out of the plane of the geomagnetic meridian. *J. Geophys. Res.*, 1973, **78**(22):4611~4618
- [2] Manchester R N. Propagation of Pc 1 micropulsations from high to low latitudes. *J. Geophys. Res.*, 1966, **71**(15):3749~3754
- [3] Belyaev P P, Polyakov S V, Rapport V O, Trakhtengerts V Y. The Ionospheric Alfvén Resonator. *J. Atmos. Terr. Phys.*, 1990, **52**(9):781~788
- [4] Belyaev P P, Isaev S V, Kangas J. First evidence at high latitudes for the ionospheric Alfvén resonator. *J. Geophys. Res.*, 1999, **104**(3):4305~4317
- [5] Bosinger T, Haldoupis C, Belyaev P P. Spectral properties of the ionospheric Alfvén resonator observed at a low-latitude ( $L=1.3$ ). *J. Geophys. Res.*, 2002, **107**(10):1281, doi:10.1029/2001JA005076
- [6] Polyakov S V, Rapoport V O. Ionospheric Alfvén resonator. *Geomag. Aeronomy*, 1981, **21**(5):610~614
- [7] Trakhtengertz V Yu, Feldstein A Y. Quiet auroral arcs: Ionospheric effect of magnetospheric convection stratification. *Planet. Space Sci.*, 1984, **32**(2):127~134
- [8] Trakhtengertz V Y, Feldstein A Y. Turbulent Alfvén boundary layer in the polar ionosphere, I, Excitation conditions and energetic. *J. Geophys. Res.*, 1991, **96**(11):19363~19374
- [9] Lysak R L. Theory of auroral zone PiB pulsation spectra. *J. Geophys. Res.*, 1988, **93**(6):5942~5946
- [10] Lysak R L. Feedback instability of the Ionospheric resonant cavity. *J. Geophys. Res.*, 1991, **96**(2):1553~1568
- [11] Lysak R L. Generalized model of the Ionospheric Alfvén resonator. In: Lysak R L ed. Auroral Plasma Dynamics. AGU Monograph, 1993, **80**:121~128
- [12] Lysak R L. Propagation of Alfvén waves through the ionosphere. *Phys. Chem. Earth*, 1997, **22**(7-8):757~766
- [13] Lysak R L. Propagation of Alfvén waves through the ionosphere: Dependence on ionospheric parameters. *J. Geophys. Res.*, 1999, **104**(5):10017~10030
- [14] Lysak R L. Magnetosphere-ionosphere coupling by Alfvén waves at midlatitudes. *J. Geophys. Res.*, 2004, **109**:A07201, doi:10.1029/2004JA010454
- [15] Mallinckrodt A J, Carlson C W. Relation between transverse electric fields and field-aligned current. *J. Geophys. Res.*, 1978, **83**(4):1426~1432
- [16] D'Haeseleer W D, Hitchon W N G, Callen J D, Shohet J L. Flux Coordinates and Magnetic Field Structur. Berlin; Springer-Verlag, 1991
- [17] Proehl J A, Lotko W, Kouznetsov I, Geimer S D. Ultra-low frequency magnetohydrodynamics in boundary-constrained geomagnetic flux coordinates. *J. Geophys. Res.*, 2002, **107**:A9,1225, doi:10.1029/2001JA000135
- [18] Lysak R L, Song Y. Magnetosphere-ionosphere coupling by Alfvén waves: Beyond current continuity. *Adv. Space. Res.*, 2006, **38**:1713~1719
- [19] Rankin R, Kabin K, Marchand R. Alfvénic field line resonances in arbitrary magnetic field topology. *Adv. Space. Res.*, 2006, **38**(8):1720~1729
- [20] Yahnin A G, Semenova N V, Ostapenko A A, et al. Morphology of the spectral resonance structure of the electromagnetic background noise in the range of 0.1~4 Hz at  $L=5.2$ . *Ann. Geophys.*, 2003, **21**:779~786
- [21] Belyaev P P, Polyakov S V, Ermakova E N, Isaev S V. Solar cycle variations in the ionospheric Alfvén resonator 1985-1995. *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.*, 2000, **62**:239~248
- [22] Pokhotelov O A, Feygin F Z, Khabazin Yu G, et al. Observations of IAR spectral resonance structures at a large triangle of geophysical observatories. "Physics of Auroral Phenomena". Proc. XXXVI Annual Seminar, Apatity, 2003. 123~126
- [23] Molchanov O, Schekotov A Yu, Fedorov E, et al. Ionospheric Alfvén resonance at middle latitudes: results of observations at Kamchatka. *Phys. Chem. Earth*, 2004, **29**:649~655

(本文编辑 胡素芳)