

石 润, 赵正予, 张北辰. 电离层 Alfvén 谐振器对地面观测到的地磁信号的影响初步研究. 地球物理学报, 2010, 53(9): 2013~2022, DOI: 10.3969/j.issn.0001-5733.2010.09.001

Shi R, Zhao Z Y, Zhang B C. Study of the influence of IAR on geomagnetic signal at ground. *Chinese J. Geophys.* (in Chinese), 2010, 53(9): 2013~2022, DOI: 10.3969/j.issn.0001-5733.2010.09.001

电离层 Alfvén 谐振器对地面观测到的地磁信号的影响初步研究

石 润^{1,2}, 赵正予³, 张北辰¹

1 国家海洋局极地科学重点实验室, 中国极地研究中心, 上海 200136

2 复旦大学物理系, 上海 200433

3 武汉大学电信学院, 武汉 430079

摘 要 本文研究了 0.1~10 Hz 频率范围内的 ULF 波从磁层到地面的传播, 得到了解析解, 分析了电离层 Alfvén 谐振器、磁倾角、电离层电导率、以及波频率对地面观测到的地磁信号的影响。数值结果表明: 在磁层中剪切波在垂直方向有明显的谐振结构; 地面观测到的信号在 IAR 谐振频率出现极大值, 其谐振频率随磁倾角的增大而增大; 电离层电导率的变化可以改变 IAR 的谐振频率, 并能改变波的透射, 从而影响地面地磁信号的频谱。

关键词 ULF 波, 电离层 Alfvén 谐振器, 地磁信号

DOI: 10.3969/j.issn.0001-5733.2010.09.001

中图分类号 P533

收稿日期 2009-12-11, 2010-08-09 收修定稿

Study of the influence of IAR on geomagnetic signal at ground

SHI Run^{1,2}, ZHAO Zheng-Yu³, ZHANG Bei-Chen¹

1 State Oceanic Administration Key Laboratory for Polar Science, Polar Research Institute of China, Shanghai 200136, China

2 Department of Physics, Fudan University, Shanghai 200433, China

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

Abstract The propagation of ULF waves in the Pc1 range (0.1~10 Hz) from magnetosphere to ground is examined in the presence of oblique background magnetic fields. The analytic solution is derived to analyze the influences of the ionospheric Alfvén resonator (IAR), conductivities, and the frequency of the ULF waves on the geomagnetic signal. The results of the numerical calculation show that the shear mode exhibits resonant structure vertically; the geomagnetic signal reaches its peak at the IAR resonant frequencies which increase with dip angle; the variation of Hall conductivity leads to the modulation of IAR resonant frequencies and the transmission of the ULF waves which effectively influence the spectrum of geomagnetic signal at ground.

Keywords ULF waves, Ionospheric Alfvén resonator, Geomagnetic signal

基金项目 国家自然科学基金项目(40890164, 40974083, 41004061, 41031064)、国家科技支撑计划课题(2006CB806306)和极地科学青年创新基金(JDQ200905)资助。

作者简介 石 润, 男, 1983 年生, 博士, 从事电离层 Alfvén 波的研究. E-mail: stone0317@126.com

1 引言

ULF 波在从磁层到地面的传播过程中穿过电离层,电离层的各向异性对磁流体波的传播有着重要的影响.电离层对波的屏蔽作用主要体现在以下几个方面:反射、透射以及波模的耦合.(1)反射:Scholer^[1]得到 Alfvén 波在电离层的反射系数 $R = (\Sigma_a - \Sigma_p) / (\Sigma_a + \Sigma_p)$, 其中 $\Sigma_a = 1 / (\mu_0 V_a)$ 是 Alfvén 波电导率, Σ_p 是高度积分 Pedersen 电导率.当 Alfvén 电导率与 Pedersen 电导率相同时, Alfvén 波将被电离层吸收.(2)透射:由于电离层并非绝对的良好导体,波在遇到电离层时产生透射,透射入大气层的波以电磁波形式传播,并可以在地面观测到.一个著名的电离层效应是地面观测与磁层的扰动磁场信号出现 90° 的旋转,被称作 Hughes 旋转.这一现象经过 Nishida^[2]、Hughes^[3~6] 与 Inoue^[7] 等人的详细研究,认为 Hughes 旋转是剪切 Alfvén 波所携带的场向电流遇到中性大气层的直接结果^[8].(3)两种磁流体波模的耦合:在磁层中, Alfvén 波与压缩波各自独立传播,而在电离层中, Hall 电导率将两种波模耦合,这种耦合明显改变波的反射与透射^[9~11].

除了以上电离层所涉及的效应之外,背景参数的空间分布也对磁流体波的传播造成很大的影响.在电离层以上,等离子体密度随高度以指数形式剧烈降低,而磁场则相对变化较慢,导致 Alfvén 速度的剧烈增大,这种结构不仅可以形成压缩波波导,还可以捕获 Alfvén 波,进而影响 ULF 磁流体波、尤其是处于 $0.1 \sim 10$ Hz 波的传播.关于电离层波导的研究早在 20 世纪 50 年代就开始了,1958 年, Dessler^[12] 提出磁流体波在 400 km 高度处即 F 层峰值附近传播;随后,1966 年, Tepley^[13] 明确提出了电离层波导理论,即磁流体波被激发后(离子回旋波)由低纬以剪切波的形式沿磁力线向高纬传播,在高纬地区向下,并在电离层处以压缩波形式向低纬传播; Manchester^[14] 指出, Pc1 型地磁信号由高纬向低纬的传播主要集中于电离层波导中而非地球-电离层谐振腔,并得到实验观测的证实^[15]; Greifinger C 与 Greifinger P^[16~18] 发展了电离层波导理论,研究了包括波的耦合、传输、反射、截止以及方向对波传播的影响.

电离层不仅构成压缩波的波导,而且可以捕获剪切 Alfvén 波,形成电离层 Alfvén 波谐振器(IAR).1981 年, Polyakov 等人^[19] 明确提出 IAR 的

概念,指出电离层 Alfvén 谐振器是几何光学近似失效的结果.随后, Trakhtengertz^[20, 21] (1981, 1984) 与 Lysak^[22] 分别在电离层处于绝缘体与良导体条件下分析 IAR 的特性,得出两种条件下的谐振频率分别由一阶与零阶 Bessel 函数的零点确定. Lysak^[23] 对 IAR 做了比较详细的研究,包括边界条件、电离层电导率、Alfvén 速度梯度以及波频率的变化对 IAR 的影响.而后, IAR 理论得到不断充实. Pokhotelov 等人^[24, 25] 增加了剪切波与压缩波的耦合对 IAR 的作用,表明这种耦合导致 Hall 色散,进而改变 IAR 的频谱,并提高 IAR 反馈不稳定性的增长率;2006 年, Lysak^[26] 对电离层与大气层的波导与谐振腔做了总结,充分考虑了电离层与大气层波模间的耦合.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,并分析了谐振器对 Alfvén 波色散的影响.

在实验观测方面, IAR 由谱谐振结构(SRS)的观测所证实.随着 IAR 理论的出现,从 20 世纪 90 年代至今,人们积累了较丰富的 SRS 的观测结果.1990 年, Belyaev 等人^[27] 在中纬度地区观测到 SRS,首先从实验上证实了 IAR 的存在.随后, Belyaev 等人^[28] 首次观测到高纬地区 SRS($L=6$). Belyaev 等人^[29] 总结了中纬地区($L=2.65$)连续 11 年的地磁背景噪声的观测结果,总结了 SRS 的一个太阳周期的变化,为 IAR 的研究提供了重要参考.进一步实验表明, SRS 不仅存在于中高纬地区,低纬地区($L=1.3$)同样可以被观测到^[30].然而,不同地区的 SRS 有所区别,例如,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,而白天几乎没有;此外, SRS 的谐振频率从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 $1/2$.大量观测实验^[31~37] 详细描述了 SRS 的表现形态,使人们更加清楚地认识到 IAR 对地磁信号的影响.

值得注意的是,到目前为止,关于 IAR 的理论研究主要局限于极区附近,原因在于极区磁场力线几乎处于竖直方向,这一天然条件使得问题的研究得到极大的简化.中低纬电离层大都浸没在倾斜的磁场力线中,因此,对倾斜磁场的考虑将有助于中低纬地区地磁脉动以及次极区反馈不稳定性的研究.石润等^[38] 研究了磁倾角对电离层 Alfvén 谐振器以及对 ULF 波的反射的影响.本文利用分层结构,在直角坐标系下研究 IAR 对地面观测到的 ULF 波的

影响,其中主要考虑了磁倾角、电离层电导率、以及 ULF 波频率的作用。

2 理论模型

石润等^[38]描述了 ULF 波传播的分层模型,这里给出模型的简介。

将 ULF 波的传播区域分为三层:磁层、电离层(视为薄层)、大气层,如图 1 所示,磁场 \mathbf{B}_0 在 xz 平面内,与水平方向成角度 I 即磁倾角,所以 $\mathbf{B}_0 = (B_0 \cos I, 0, B_0 \sin I)$,这里将磁场视为常量.假设介质在水平方向均匀分布,并且只随高度变化,这样 ULF 波可以写为 $e^{i(k_x x + k_y y)}$ 的平面波形式.以下给出各层 ULF 波场的解。

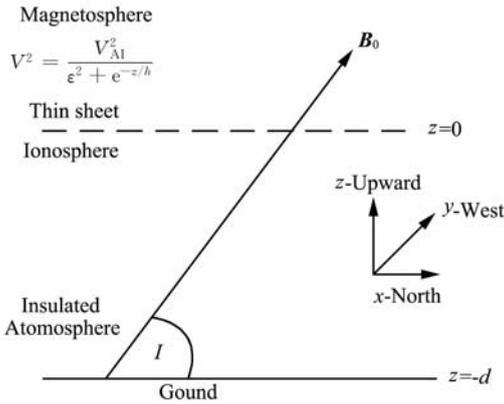


图 1 ULF 波传播区域示意图

Fig. 1 Sketch map of ULF propagation

2.1 磁层

用理想 MHD 方程描述 ULF 波在磁层的传播

$$\begin{cases} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\nabla \times \mathbf{E}, \\ \frac{\partial \mathbf{E}_{\perp}}{\partial t} = V^2 (\nabla \times \mathbf{B})_{\perp}, \end{cases} \quad (1)$$

其中, $V^2 = c^2 V_a^2 / (c^2 + V_a^2)$, $V_a = \sqrt{B^2 / \mu_0 \rho}$ 为 Alfvén 速度, ρ 为等离子体密度, c 为光速. 取 Alfvén 速度的形式

$$V^2 = V_{Al}^2 / (\epsilon^2 + e^{-z/h}), \quad (2)$$

其中 V_{Al} 为电离层 Alfvén 速度, ϵ 表示电离层 Alfvén 速度与磁层 Alfvén 速度的比值, h 为标高。

另外,剪切模式与压缩模式分别满足以下关系^[39]

剪切模式:

$$\nabla \cdot \mathbf{E} \neq 0 \quad (\nabla \times \mathbf{E})_{\parallel} = 0, \quad (3)$$

压缩模式:

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 0 \quad (\nabla \times \mathbf{E})_{\parallel} \neq 0, \quad (4)$$

令 $\beta = \beta_0 e^{-z/2h}$, $\beta_0 = 2\omega h \csc I / V_{Al}$, $\eta = \beta \sin I$, $\eta_0 = 2\omega h / V_{Al}$, 可得剪切模式的解为

$$\begin{cases} E_x^a = [C_+^a J_{i\beta_0 \epsilon}(\beta) + C_-^a J_{-i\beta_0 \epsilon}(\beta)] \beta^{i2hk_x \cot I}, \\ E_y^a = i2hk_y (\cot I + \tan I) \beta^{-i2hk_x \tan I} \\ \quad \times \int E_x^a(\beta) \beta^{i2hk_x (\cot I + \tan I) - 1} d\beta, \end{cases} \quad (5)$$

压缩模式的解为

$$\begin{cases} E_y^f = C_+^f J_v(\eta) + C_-^f J_{-v}(\eta), \\ E_x^f = -i2hk_y \eta^{-i2hk_x \tan I} \tan I \int E_y^f(\eta) \eta^{i2hk_x \tan I - 1} d\eta, \end{cases} \quad (6)$$

其中, $C_{\pm}^{a,f}$ 分别为剪切与压缩模的系数, $v = \sqrt{[4h^2(k_x^2 + k_y^2) - \eta_0^2 \epsilon^2]}$, J 表示 Bessel 函数. 以上两式的意义在于将两种波模在磁层中完全区分开. 这里假设 $4h^2(k_x^2 + k_y^2) > \eta_0^2 \epsilon^2$ 时, 为使压缩波解稳定, 解中 $C_-^f = 0$, 故压缩波随高度迅速衰减, 而只在水平方向传播。

2.2 电离层

将电离层视为薄层, 其内电流与电场的关系由 (7) 式给出^[38]:

$$\begin{bmatrix} j_x^i \\ j_y^i \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \sigma_{11} & \sigma_{12} \\ \sigma_{21} & \sigma_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x^i \\ E_y^i \end{bmatrix}, \quad (7)$$

其中

$$\begin{aligned} \sigma_{11} &= \frac{\Sigma_d \Sigma_d}{\Sigma_d \sin^2 I + \Sigma_p \cos^2 I}, \\ \sigma_{12} &= -\sigma_{21} = \frac{\Sigma_h \Sigma_d \sin I}{\Sigma_d \sin^2 I + \Sigma_p \cos^2 I}, \\ \sigma_{22} &= \frac{(\Sigma_p^2 + \Sigma_d^2) \cos^2 I + \Sigma_p \Sigma_d \sin^2 I}{\Sigma_d \sin^2 I + \Sigma_p \cos^2 I}, \end{aligned}$$

$\Sigma_d, \Sigma_p, \Sigma_h$ 分别为电离层高度积分纵向、Pederson、Hall 电导率。

2.3 大气层

ULF 波在大气层中的传播可用真空中 Maxwell 方程描述:

$$\mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} + \nabla^2 \mathbf{E} = 0. \quad (8)$$

由于大气层介质均匀分布, 所以通过 Fourier 变换可得 $k_z^{\text{atm}} = \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} - (k_x^2 + k_y^2)}$, k_z^{atm} 为大气层中 z 方向的波数. 假设地面是良导体, 则方程的解可写为

$$\begin{cases} E_x^{\text{atm}} = \gamma_x \frac{\sinh[ik_z^{\text{atm}}(z+d)]}{\sinh(ik_z^{\text{atm}}d)} e^{i(k_x x + k_y y)}, \\ E_y^{\text{atm}} = \gamma_y \frac{\sinh[ik_z^{\text{atm}}(z+d)]}{\sinh(ik_z^{\text{atm}}d)} e^{i(k_x x + k_y y)}, \\ E_z^{\text{atm}} = \gamma_z \frac{\cosh[ik_z^{\text{atm}}(z+d)]}{\sinh(ik_z^{\text{atm}}d)} e^{i(k_x x + k_y y)}. \end{cases} \quad (9)$$

因大气层中不存在静电荷, 所以有 $\nabla \cdot \mathbf{E} = 0$, 则 $\gamma_z = -\frac{k_x \gamma_x + k_y \gamma_y}{k_z^{\text{atm}}}$, 其中, $\gamma_x, \gamma_y, \gamma_z$ 分别为电离层下边界电场扰动的值.

2.4 边界条件

由安培定律, 电离层上下边界通过(10)式联系起来

$$n_z \times \Delta \mathbf{b} = (-\Delta b_y, \Delta b_x, 0) = \mu_0 (j_x^1, j_y^1, 0). \quad (10)$$

结合法拉第定律可得

$$\begin{cases} \mu_0 (\Sigma_{11} \mathbf{E}_x^1 + \Sigma_{12} \mathbf{E}_y^1) = \frac{i}{\omega} \lim_{z \rightarrow 0^+} \left(\frac{\partial \mathbf{E}_x^m}{\partial z} - \frac{\partial \mathbf{E}_z^m}{\partial x} \right) \\ - \frac{i}{\omega} \lim_{z \rightarrow 0^-} \left(\frac{\partial \mathbf{E}_x^{\text{atm}}}{\partial z} - \frac{\partial \mathbf{E}_z^{\text{atm}}}{\partial x} \right), \\ \mu_0 (\Sigma_{21} \mathbf{E}_x^1 + \Sigma_{22} \mathbf{E}_y^1) = \frac{i}{\omega} \lim_{z \rightarrow 0^+} \left(\frac{\partial \mathbf{E}_y^m}{\partial z} - \frac{\partial \mathbf{E}_z^m}{\partial y} \right) \\ - \frac{i}{\omega} \lim_{z \rightarrow 0^-} \left(\frac{\partial \mathbf{E}_y^{\text{atm}}}{\partial z} - \frac{\partial \mathbf{E}_z^{\text{atm}}}{\partial y} \right). \end{cases} \quad (11)$$

ULF 波电场的切向分量在电离层上下是连续的, 所以

$$\begin{aligned} E_x^{\text{atm}}(0^-) &= E_x^1(0) = E_x^m(0^+), \\ E_y^{\text{atm}}(0^-) &= E_y^1(0) = E_y^m(0^+). \end{aligned} \quad (12)$$

通过以上各层波场的解与边界条件可以研究 ULF 波从磁层到地面的传播.

3 ULF 波的分布

倾斜磁场不仅可以改变剪切 Alfvén 波的传播路径, 而且也可以改变电离层电导率张量, 这都对波的传播及反射产生影响. 以下讨论 ULF 波的分布, 由于磁层解的形式非常复杂, 在讨论中假设 $k_y = 0$, 使计算得以简化, 这时剪切 Alfvén 波只有 x 分量, 压缩波只有 y 分量. 通过第 2 节阐述的模型可得磁层中 ULF 波电场的表达式

$$E_x^a = C_+^a [J_{i\beta_0 \epsilon}(\beta) + R_{\text{sh}} J_{-i\beta_0 \epsilon}(\beta)] \beta^{i2hk_x \cot l}, \quad (13)$$

$$\begin{aligned} E_y^f &= -i \frac{\sin I}{\alpha_{\text{eff}} J_- + iJ_-'} \frac{J'_+ J_- - J_+ J'_-}{\left[\alpha_p - \frac{2hk_z}{\eta_0} \coth(ik_z d) \right] J_v + iJ'_v} \\ &\times J_v(\eta) C_+^a \beta_0^{i2hk_x \cot l}, \end{aligned} \quad (14)$$

其中 $R_{\text{sh}} = \frac{C_+^a}{C_+^a} = -\frac{\alpha_{\text{eff}} J + iJ'}{\alpha_{\text{eff}} J_- + iJ_-'}$ 为反射系数,

$$\alpha_{\text{eff}} = \frac{\alpha_p}{\sin I} + \frac{J_v \alpha_h^2}{\left[\alpha_p - \frac{2hk_z}{\eta_0} \coth(ik_z d) \right] J_v + iJ'_v}, \quad (15)$$

为等效电离层电导率, J_+, J_-, J_v, J_{-v} 分别表示 $J_{i\beta_0 \epsilon}(\beta_0)$,

$J_{-i\beta_0 \epsilon}(\beta_0), J_v(\eta_0), J_{-v}(\eta_0)$. 这里 $\alpha_p = \Sigma_p / \Sigma_{\text{Al}}, \alpha_h = \Sigma_h / \Sigma_{\text{Al}}, \Sigma_{\text{Al}} = 1 / (\mu_0 V_{\text{Al}})$ 为电离层的 Alfvén 波电导率.

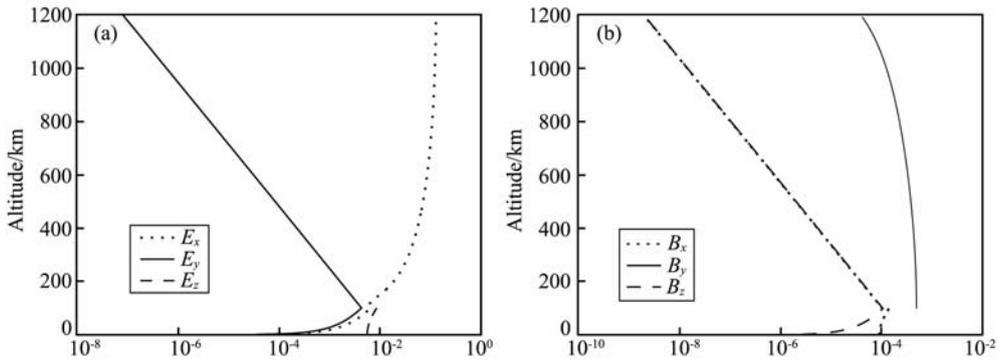
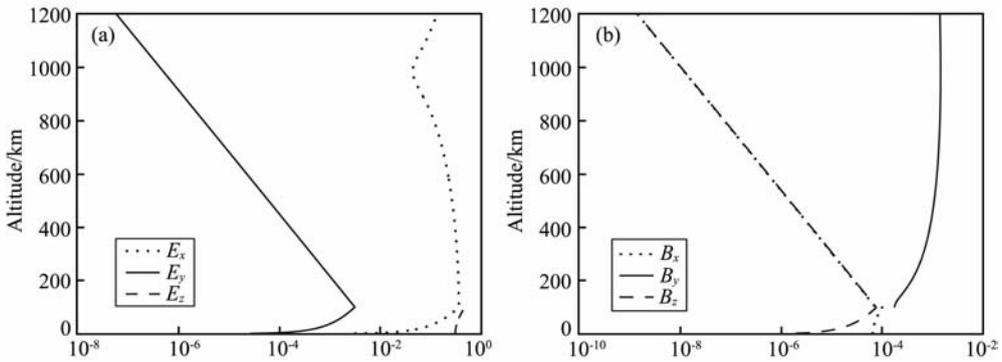
根据边界条件(12)与式(9)可以解出大气层波的解析解, 并由 $\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\nabla \times \mathbf{E}$ 得到磁场各扰动分量.

$$\begin{cases} B_x^m = -\frac{1}{\omega} \frac{\alpha_h}{\alpha_{\text{eff}} J_- + iJ_-'} \frac{\sin I}{J'_+ J_- - J_+ J'_-} C_+^a \beta_0^{i2hk_x \cot l} J'_v, \\ B_y^m = \frac{i\beta}{2\omega h} (J'_+ + R_{\text{sh}} J'_-) C_+^a \beta^{i2hk_x \cot l}, \\ B_z^m = -i \frac{k_x}{\omega} \frac{\alpha_h}{\alpha_{\text{eff}} J_- + iJ_-'} \frac{\sin I}{J'_+ J_- - J_+ J'_-} C_+^a \beta_0^{i2hk_x \cot l} J'_v. \end{cases} \quad (16)$$

$$\begin{cases} B_x^{\text{atm}} = \gamma_y \frac{k_z}{\omega} \frac{\cosh[ik_z(z+d)]}{\sinh(ik_z d)}, \\ B_y^{\text{atm}} = \gamma_x \frac{\omega}{k_z c^2} \frac{\cosh[ik_z(z+d)]}{\sinh(ik_z d)}, \\ B_z^{\text{atm}} = \gamma_y \frac{k_x}{\omega} \frac{\sinh[ik_z(z+d)]}{\sinh(ik_z d)}. \end{cases} \quad (17)$$

首先考虑磁场垂直的情况, 按 Hughes^[4] 的理论, 磁场在经过电离层后会产生 90° 偏转. 图 2 给出 $k_x = 10^{-2} \text{ km}^{-1}, h = 1000 \text{ km}, d = 100 \text{ km}, \epsilon = 0.02, \alpha_h = \alpha_p = 10, I = 90^\circ, \eta_0 = 4$ 时各分量幅值沿高度分布示意图. 图(a)为电场分布, 图(b)为磁场扰动(点线表示 x 分量, 实线表示 y 分量, 双划线表示 z 分量). 由图中可以看出, 压缩波分量(E_y, B_x)在电离层以上随高度指数衰减, 而剪切 Alfvén 波在磁层中因 IAR 的作用出现驻波结构, 由于考虑的是高电离层电导率的情况, 剪切 Alfvén 波电场在电离层处出现极小值, 而磁场出现极大值. 另外, 这里也重现了磁场的 90° 偏转, 磁流体波在外磁层入射时只有 B_y 分量, 而在地面处只有 B_x 分量, 说明磁场的极化在电离层处产生了改变. 图 3 表示的是 $\alpha_h = \alpha_p = 0.1$ 的情况, 其他参数与图 2 相同. 此时, 剪切 Alfvén 波电场在电离层处出现极大值, 而磁场出现极小值. 以上只分析了特定频率波场随高度的分布, 由于 Alfvén 波的反射与频率有关, 波场随高度的分布也会受到影响.

图 4(a~f)分别为 $\alpha_h = \alpha_p = 0.1$ 时 $E_x, E_y, E_z,$

图 2 $\alpha_h = \alpha_p = 10$ 电磁场扰动随高度分布Fig. 2 Variation of electromagnetic fields with altitude for $\alpha_h = \alpha_p = 10$ 图 3 $\alpha_h = \alpha_p = 0.1$ 电磁场扰动随高度分布Fig. 3 Variation of electromagnetic fields with altitude for $\alpha_h = \alpha_p = 0.1$

B_x 、 B_y 、 B_z 分量的幅度高度分布,其他参数与图 3 相同.各图都表现出谐振现象,在特定频率处(谐振频率)信号扰动幅度都有所增大.剪切波分量 E_x 在第一谐振频率点($\beta_0 = 3.8$)的驻点位于 1000 km 附近,随着频率的增加驻点位置越来越低,这是很容易理解的,因为在速度相同的情况下谐振频率与谐振器的长度成反比.在理想磁流体力学条件下,沿磁场方向的电场扰动为 0,所以 $I = 90^\circ$ 时,磁层中的 E_z 分量为 0.由于电离层的旋转效应, B_x 分量在电离层高度处出现间断. $k_y = 0$ 情况下,大气层中 B_y 分量近似为 0,所以图 4e 没有显示 100 km 以下的数值.

图 5 为 $I = 45^\circ$ 情况下各分量的分布.与图 4 相比,区别主要体现在谐振频率,这在石润等^[38]中已经有所讨论,并且 Alfvén 波的驻点高度也有所变化,这也是由于谐振频率的变化导致的.另外一个明显的不同是 E_z 在磁层的分布,由于磁场方向不再与 z 方向重合,所以 E_z 不再代表场向电场分量,而与 E_x 一样表示剪切 Alfvén 波分量,其在电离层中的跃变本质上是由电离层电流连续性引起的.

由以上的分析可知,ULF 波传播到地面的磁场扰动只有 B_x 分量,这也就是地面所观测到的地磁

信号.图 6 为 $\alpha_h = \alpha_p = 0.1$ 地面扰动磁场 B_x 分量随频率以及磁倾角的变化,可以看出在特定的频率处出现峰值,这些频率就是 Alfvén 谐振器的谐振频率,这是 IAR 滤波作用的结果,地面所观测到的 SRS 的谱结构反映了 IAR 的谱特征.随磁倾角的增大,SRS 的谱谐振频率也增大,这与 Mursula 等人^[40]的观测结果是一致的.图 7 为 $\alpha_h = \alpha_p = 10$ 的情况,此时的幅值较 $\alpha_h = \alpha_p = 0.1$ 的情况略高,是由于 α_h 较高的缘故.另外,可看出随着电导率的增大谐振频率减小,这与 Lysak^[23]的理论是一致的.

图 8 与图 9 分别为 $\alpha_p = 0.1$ 、 $\alpha_p = 10$ 地面磁场随 Hall 电导率的变化.由图 8 可以看出随着 Hall 电导率的增大峰值频率出现变化,这是由于 Hall 电导率改变了等效电离层电导率,使电离层逐渐呈现电导性(相对于电导率较低时的电阻性),IAR 谐振频率也因此改变,导致了地面磁信号的频谱变化.由图 9 可以看出,信号的强度随 Hall 电导率先增大而后减小,说明 Hall 电导率对透射与屏蔽都有很重要的作用.这两图的对比也说明地磁信号的强度不仅受控于 Hall 电导率的绝对值同时也受 Hall 电导率与 Pederson 电导率的相对大小(比值)的影响.从(14)、

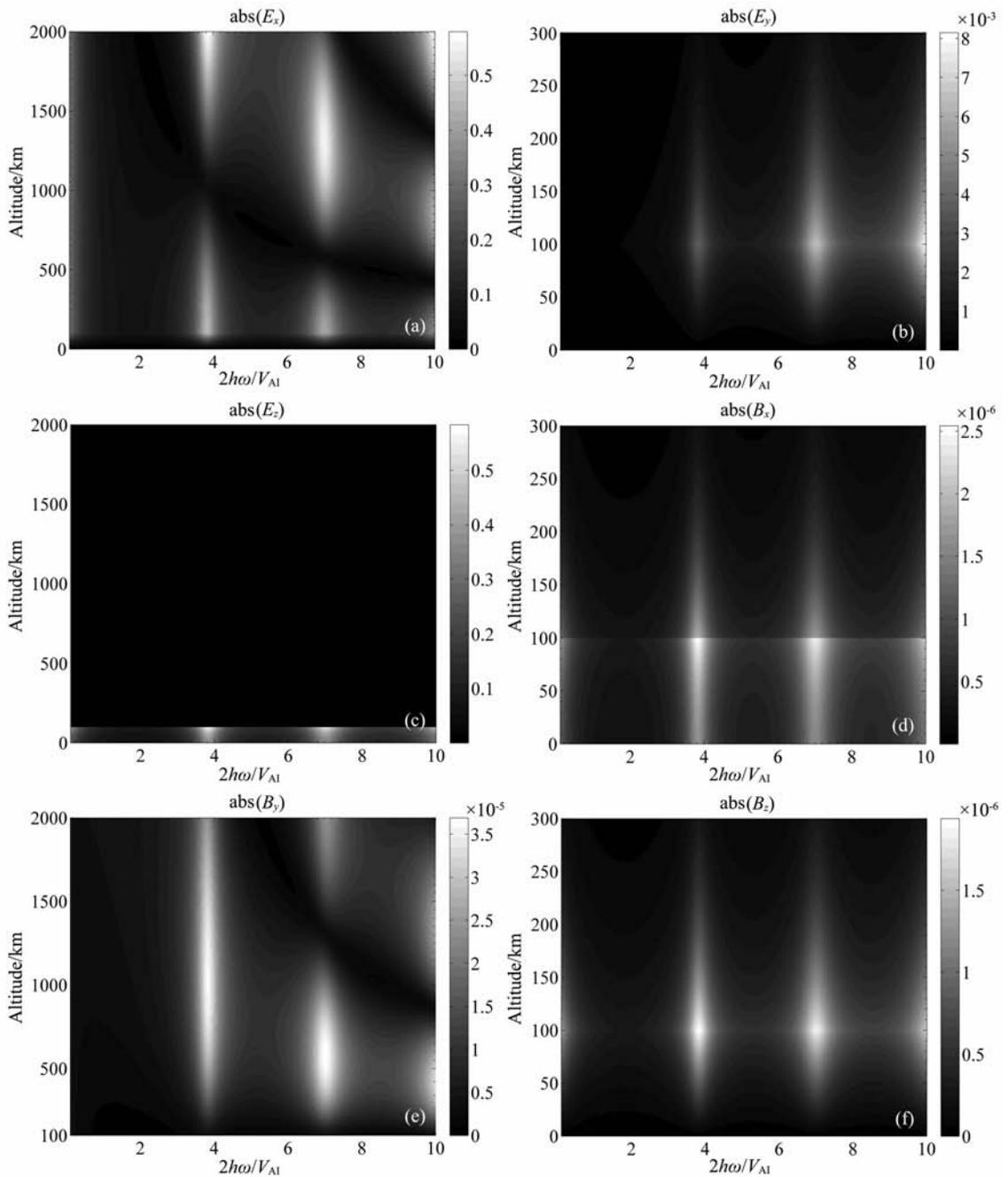


图 4 各扰动分量随高度分布 ($I=90^\circ$)

Fig. 4 Fields variation with altitude for $I=90^\circ$

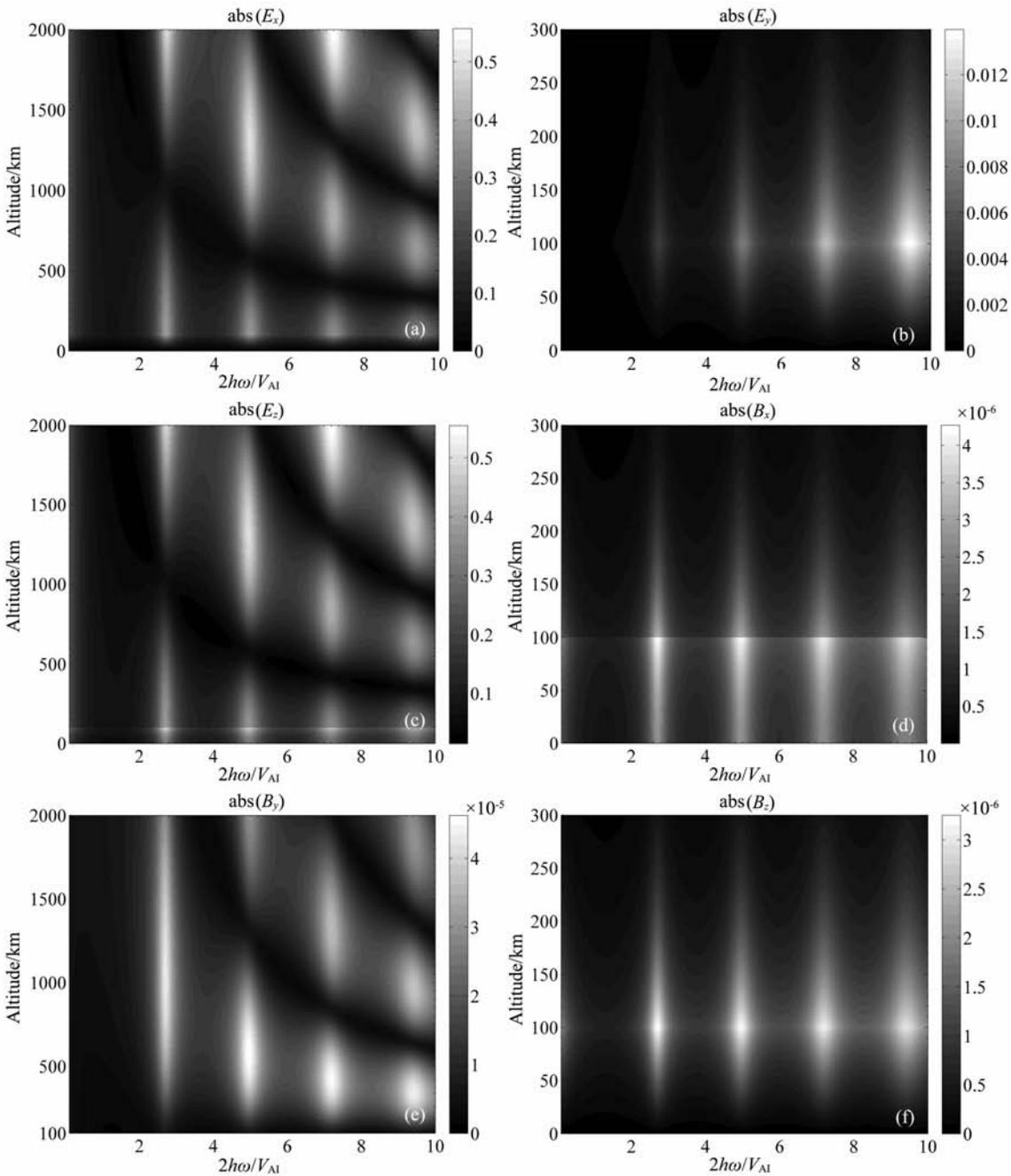
(15)及(17)式中可看出(注意到 $\gamma_y = E_y^i |_{\eta=\eta_0}$), γ_y 的分子含 α_h 而分母含 α_p^2 与 α_h^2 , 这就可以解释以上的现象.

4 讨论与结论

在 ULF 波传播的过程中, IAR 起到了滤波和屏蔽的作用, 其中磁倾角与电离层电导率的作用尤为明显. 磁倾角首先改变了电离层 Alfvén 谐振器的

参数——谐振频率与衰减率, 进而对地面观测到信号频谱产生影响, 而且也改变了等效电离层电导率^[38]. 电离层电导率一方面可以调制 IAR, 另外也会对 ULF 波的透射产生很大影响, Pederson 电导率主要起屏蔽 ULF 波的作用, 而 Hall 电导率对 ULF 波的透射与屏蔽都有很重要的作用, 它们的关系直接影响地面的观测结果.

本文研究了电离层 Alfvén 谐振器对地面地磁信号的影响, 研究中的一个重要假设是 $k_y=0$, 这对

图 5 扰动分量随高度分布($I=45^\circ$)Fig. 5 Fields variation with altitude for $I=45^\circ$

应 ULF 波在磁子午面内传播的特殊情况. 由 (5)、(6) 两式, 当 $k_y \neq 0$ 时, 剪切模中存在 y 分量, 而压缩模中也出现 x 分量, 再由电离层边界条件可知, 剪切波与压缩波不仅通过 Hall 电导率相互产生耦合, 并且各自的 x 分量与 y 分量可以通过 Hall 效应耦合, 这将使波的反射与耦合产生很大的不同, 另一方面, 即使在不存在 Hall 电导率的情况下, 大气层中也会出现 TE 波(因为剪切模 y 分量的存在), 这将对地面观测的磁信号产生影响^[26].

与真实情况相比, 中高纬地区磁场与本文均匀磁场模型没有很大区别. 但在低纬度地区, 磁场的弯曲程度变大, 随着磁场的弯曲, 沿磁力线 Alfvén 速度的分布与均匀磁场情况有所区别, 并且由于高、中、低纬地区等离子体密度分布的也不尽相同, 所以在同一子午面中, 从高纬向低纬方向地面的谱谐振结构不会严格按照 $\omega = \omega_{90} \sin I$ 的形式变化, 但大致上会随磁倾角的减小而减小.

为了问题的简化, 本文还做了以下假设:

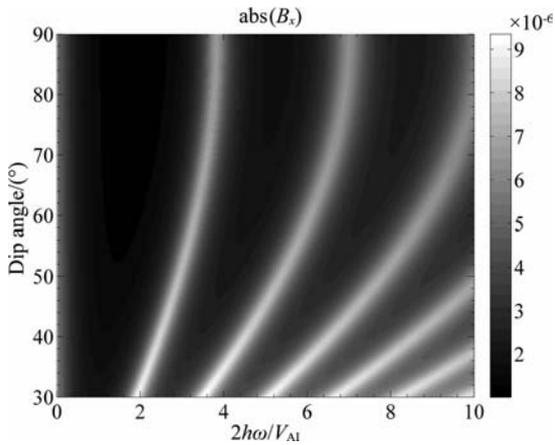


图 6 $\alpha_h = \alpha_p = 0.1$ 地面扰动磁场 B_x 随磁倾角与频率的分布

Fig. 6 B_x magnitude at ground variation with dip angle and frequency for $\alpha_h = \alpha_p = 0.1$

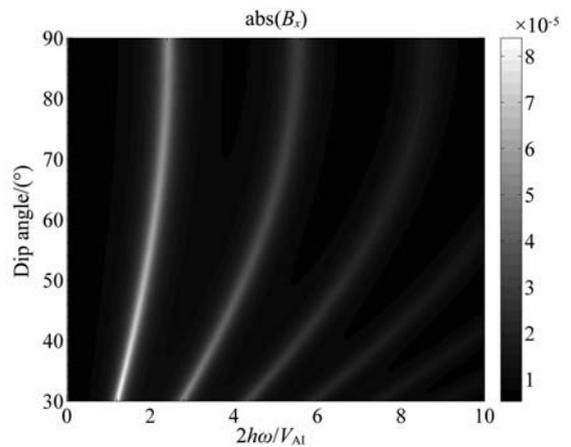


图 7 $\alpha_h = \alpha_p = 10$ 地面扰动磁场 B_x 随磁倾角与频率的分布

Fig. 7 B_x magnitude at ground variation with dip angle and frequency for $\alpha_h = \alpha_p = 10$

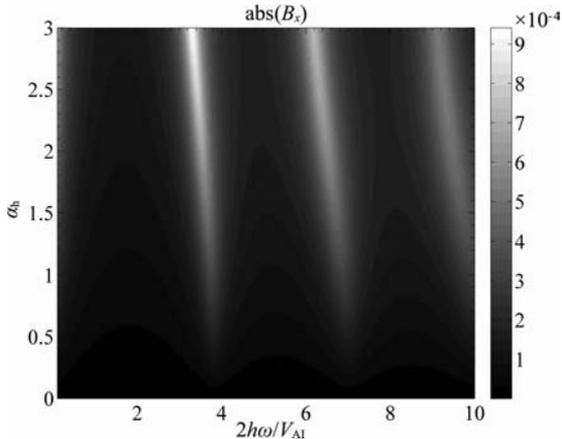


图 8 $\alpha_p = 0.1$ 地面扰动磁场 B_x 随 Hall 电导率与频率的分布

Fig. 8 B_x magnitude at ground variation with Hall conductivities and frequency for $\alpha_p = 0.1$

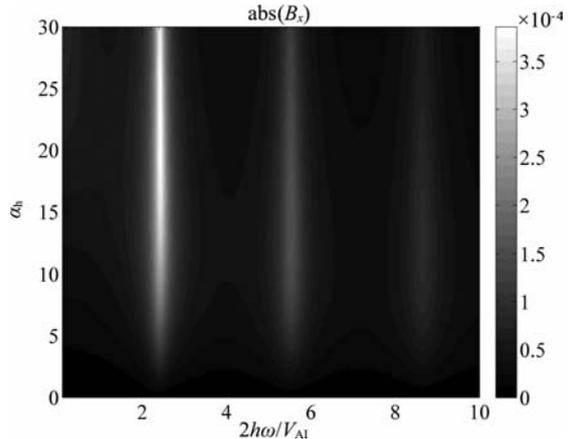


图 9 $\alpha_p = 10$ 地面扰动磁场 B_x 随 Hall 电导率与频率的分布

Fig. 9 B_x magnitude at ground variation with Hall conductivities and frequency for $\alpha_p = 10$

(1) 电离层被视为薄层. 由于趋肤深度的存在, 波的反射耦合与电离层的吸收都会受到影响, 而高度积分电导率的应用忽略了这种作用. Greifinger^[16] 讨论了电离层参数高度分布对磁流体波(处于 Pc1 频率范围)的影响.

(2) 忽略地球曲率. 本文采用的是笛卡儿坐标系, 并假设各层都是水平的, 在研究空间尺度不大的 ULF 波时, 忽略地球曲率是合适的, 但当 ULF 波空间尺度很大时, 这种作用需要被考虑进去, 关于这种影响需要更进一步的研究.

(3) 电离层电导率水平均匀分布. 实际情况中, 由高纬地区到低纬地区, 不仅磁倾角是逐渐变化的, 电离层电导率也在变化, Ellis 等人^[41] 与 Glassmeier^[42] 研究了电离层不均匀条件下波的传播.

(4) 忽略磁场的变化. 本文假设磁场是常量, 而实际中磁场是弯曲的. 由于电离层 Alfvén 谐振器的上边界一般位于 2000~3000 km^[43], 磁场的弯曲对 IAR 的影响主要体现在低纬地区, 而对于中高纬地区则相对较弱. 石润等^[44] 模拟了 Alfvén 波在低纬地区的传播, 得到在低纬地区 IAR 的特性. 另外, 背景磁场从地面到磁层也有非常大的变化, 这对 IAR 的谐振频率将产生影响, 这也将在今后的工作中进一步讨论.

尽管如此, 本文还是初步给出了电离层 Alfvén 谐振器对地面观测的影响. 得到以下主要结论:

(1) 剪切波在竖直方向显示出谐振结构;

(2) 地面观测到的信号在 IAR 谐振频率出现极大值, 其谐振频率随磁倾角的增大而增大, 与观测的

结果符合^[30];

(3) 电离层电导率不仅可以改变 IAR 的谐振频率,也可以改变波的透射,从而影响地面地磁信号的频谱.

参考文献(References)

- [1] Scholer M. On the motion of artificial ion clouds in the magnetosphere. *Planet. Space Sci.*, 1970, **18**:977
- [2] Nishida A. Ionospheric screening effect and storm sudden commencement. *J. Geophys. Res.*, 1964, **69**(9):1861~1874
- [3] Hughes W J, Southwood D. Effect of atmosphere and ionosphere on magnetospheric micropulsation signals. *Nature*, 1973, **248**:493
- [4] Hughes W J. The effect of the atmosphere and ionosphere on long period magnetospheric micropulsations. *Planet. Space Sci.*, 1974, **22**:1157
- [5] Hughes W, Southwood D. The screening of micropulsation signals by the atmosphere and ionosphere. *J. Geophys. Res.*, 1976a, **81**(19):3234
- [6] Hughes W, Southwood D. An illustration of modification of geomagnetic pulsation structure by the ionosphere. *J. Geophys. Res.*, 1976b, **81**(19):3241
- [7] Inoue Y. Wave polarizations of geomagnetic pulsations observed in high latitudes on the Earth's surface. *J. Geophys. Res.*, 1973, **78**(16):2959~2976
- [8] Hughes W. Waves in magnetospheric plasmas. *Geophys. Res. Lett.*, 1983, **10**(8):601~602
- [9] Yoshikawa A, Itonaga M. Reflection of shear Alfvén waves at the ionosphere and the divergent Hall current. *Geophys. Res. Lett.*, 1996, **23**(1):101
- [10] Yoshikawa A, Itonaga M, Fujita S, et al. Eigenmode analysis of field line oscillations interacting with the ionosphere-atmosphere-solid earth electromagnetic coupled system. *J. Geophys. Res.*, 1999, **104**(A12):28437
- [11] Yoshikawa A, Itonaga M. The nature of reflection and mode conversion of MHD waves in the inductive ionosphere: multistep mode conversion between divergent and rotational electric fields. *J. Geophys. Res.*, 2000, **105**(A5):10565~10584
- [12] Dessler A. The propagation velocity of world-wide sudden commencements of magnetic storms. *J. Geophys. Res.*, 1958, **63**(2):405~408
- [13] Tepley L, Landshoff R. Waveguide theory for ionospheric propagation of hydromagnetic emissions. *J. Geophys. Res.*, 1966, **71**(5):1499~1504
- [14] Manchester R. Propagation of Pc 1 micropulsations from high to low latitudes. *J. Geophys. Res.*, 1966, **71**(15):3749~3754
- [15] Manchester R N. Correlation of Pc 1 micropulsations at spaced stations. *J. Geophys. Res.*, 1968, **73**(11):3549~3556
- [16] Greifinger C, Greifinger P. Theory of hydromagnetic propagation in the ionospheric waveguide. *J. Geophys. Res.*, 1968, **73**(23):7473~7490
- [17] 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
- [18] Greifinger P. Ionospheric propagation of oblique hydromagnetic plane waves at micropulsation frequencies. *J. Geophys. Res.*, 1972, **77**(13):2377~2391
- [19] Polyakov, Rapoport S V. Ionospheric Alfvén resonator. *Geomagnetism and Aeronomy*, 1981, **21**:816
- [20] Trakhtengertz V Y, Feldstein A Y. Effect of the nonuniform Alfvén velocity profile on stratification of magnetospheric convection. *Geomagnetism and Aeronomy*, 1981, **21**(5):771
- [21] Trakhtengertz V Y, Feldstein A Y. Quiet auroral arcs: ionospheric effect of magnetospheric convection stratification. *Planet. Space Sci.*, 1984, **32**:127
- [22] Lysak R. Theory of auroral zone PiB pulsation spectra. *J. Geophys. Res.*, 1988, **93**(A6):5942~5946
- [23] Lysak R. Feedback instability of the ionospheric resonant cavity. *J. Geophys. Res.*, 1991, **96**(A2):1553~1568
- [24] Pokhotelov O, Pokhotelov D, Streltsov A, et al. Dispersive ionospheric Alfvén resonator. *J. Geophys. Res.*, 2000, **105**(A4):7737~7746
- [25] Pokhotelov O, Khrushev V, Parrot M, et al. Ionospheric Alfvén resonator revisited: feedback instability. *J. Geophys. Res.*, 2001, **106**(A11):25813~25824
- [26] Lysak R L, Yoshikawa A. Resonant cavities and waveguides in the ionosphere and atmosphere. Geophysical monograph, Published by the American Geophysical Union, Washington, DC, USA, 2006. 289
- [27] Belyaev P P, Polyakov S V, Rapoport V O, et al. The ionospheric Alfvén resonator. *J. Atmos. Terr. Phys.*, 1990, **52**:781~787
- [28] Belyaev P, Bösinger T, Isaev S, et al. First evidence at high latitudes for the ionospheric Alfvén resonator. *J. Geophys. Res.*, 1999, **104**(A3):4305~4317
- [29] Belyaev P P, Polyakov S V, Ermakova E N, et al. Solar cycle variations in the ionospheric Alfvén resonator 1985~1995. *J. Atmos. Sol. Terr. Phys.*, 2000, **62**:239~248
- [30] Bösinger T, Haldoupis C, Belyaev P P, et al. Spectral properties of the ionospheric Alfvén resonator observed at a low-latitude station ($L=1.3$). *J. Geophys. Res.*, 2002, **107**(A10):1281, doi:10.1029/2001JA005076
- [31] 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
- [32] 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
- [33] 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
- [34] Bösinger T, Demekhov A G, Trakhtengerts V Y. Fine structure in ionospheric Alfvén resonator spectra observed at low latitude ($L = 1.3$). *Geophys. Res. Lett.*, 2004a, **31**: 18802
- [35] Bösinger T, Shalimov S L. Dispersive changes in magnetic background noise polarization at 0.1 to 6 Hz during sunset and sunrise at $L = 1.3$. *Ann. Geophys.*, 2004b, **22**: 1989~2000
- [36] Hebden S R, Robinson T R, Wright D M, et al. A quantitative analysis of the diurnal evolution of ionospheric Alfvén resonator magnetic resonance features and calculation of changing IAR parameters. *Ann. Geophys.*, 2005, **23**: 1711~1721
- [37] Semenova N V, Yahnin A G, Vasil'ev A N, et al. Specific features of resonance structures in spectra of ULF electromagnetic noise at high latitudes (Barentsburg observatory). *Geomagnetism and Aeronomy*, 2008, **48**(1): 36~44
- [38] 石润, 赵正予. 倾斜磁场对 IAR 的影响初步研究. 物理学报, 2009, **58**(7): 743~749
- Shi R, Zhao Z Y. Preliminary study of effect introduced by the dip angle on IAR. *Acta Phys. Sin.* (in Chinese), 2009, **58**(7): 743~749
- [39] Sciffer M D, Waters C L. Propagation of ULF waves through the ionosphere: analytic solutions for oblique magnetic fields. *J. Geophys. Res.*, 2002, **107**(A10): 1297, doi: 10.1029/2001JA000184
- [40] Mursula K, Prikner K, Feygin F Z, et al. Non-stationary Alfvén resonator: new results on Pc 1 pearls and IPDP events. *J. Atmos. Sol. Terr. Phys.*, 2000, **62**(4): 299~309
- [41] Ellis P, Southwood D J. Reflection of Alfvén waves by non-uniform ionospheres. *Planet. Space Sci.*, 1983, **31**: 107
- [42] Glassmeier K H. On the influence of ionospheres with non-uniform conductivity distribution on hydromagnetic waves. *J. Geophys.*, 1984, **54**: 125
- [43] Prikner K, Mursula K, Bösinger T, et al. The effective altitude range of the ionospheric Alfvén resonator studied by high-altitude EISCAT measurements. *J. Atmos. Sol. Terr. Phys.*, 2007, **69**: 1657~1667
- [44] 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

(本文编辑 何燕)