

场向传播的内磁层哨声波对辐射带 高能电子的共振扩散*

倪彬彬 赵正予† 顾旭东 汪 枫

(武汉大学电子信息学院, 武汉 430079)

(2007 年 10 月 23 日收到, 2008 年 9 月 3 日收到修改稿)

基于高斯分布的哨声波谱密度分布、偶极子背景磁场模型以及建立在卫星观测数据基础上的半经验电子密度纬度分布模型, 对于等离子体层顶以外区域 ($4 \leq L \leq 7$), 计算了准线性当地及弹跳平均电子共振扩散系数, 并估算了与磁层哨声波回旋共振导致的辐射带电子损失及加速时间尺度. 结果表明, 波粒共振相互作用区域取决于电子能量、波谱分布、电子赤道抛射角以及当地电子密度及背景磁场. 哨声波共振频率除了与以上 5 个参量有关外, 还与地磁纬度有关. 赤道哨声波主要影响较低能量辐射带电子的加速, 中高纬度哨声波主要作用于较高能量辐射带电子的沉降损失. 对于较低能量(约 200 keV)的辐射带电子, 磁层哨声波可以在几个小时内使之沉降, 对于较高能量(约 1 MeV)的电子, 则需要一到数天. 对低能量(约 200 keV)电子的加热可以在数小时内完成, 回旋加速较高能量(约 1 MeV)电子一般则需要 3—4 d. 电子密度分布的改变能够明显影响电子共振损失时间尺度, 但是对电子共振加速时间尺度的作用很小. 随着电子密度增强幅度随纬度的上升而增大, 电子共振损失时间尺度会随之增大, 但是电子共振加速时间尺度基本上不变化. 另外, 哨声波幅度及频谱随 L 及纬度的分布也显著影响它对辐射带电子的共振扩散效果, 这些作用一般要大于电子密度分布变化带来的影响.

关键词: 共振波粒相互作用, 地球辐射带, 哨声波, 回旋共振加速及散射沉降

PACC: 9420R, 9430Q

1. 引 言

已经观测到的内磁层哨声波主要发生在等离子体层层顶以外区域, 电波频率范围为 $0.05|\Omega_e|$ — $0.8|\Omega_e|$, 其中 $|\Omega_e|$ 是电子回旋频率^[1-3]. 一般而言, 甚低频(VLF)哨声波有两个频段, 较高频段谱密度峰值位于 $0.53|\Omega_e|$ 附近, 而较低频段谱密度峰值位于 $0.34|\Omega_e|$ 附近^[4]. 文献[5]研究发现高频段哨声波可以扩展到 $8R_E$, 低频段哨声波则可以到达 $L = 11$ — 12 的区域. 这里 R_E 是地球半径, L 是给定磁力线与赤道面的交点到地球中心的距离与 R_E 的比值. 越来越多的空间观测研究表明, 内磁层哨声波事件与地磁活动强度密切相关^[2,4,6]. 已经发现, 哨声波的磁场强度一般位于 0.01 — 0.1 nT ^[2,7], 在超强地磁活动条件下可达 1 nT ^[8]. 文献[2]同时指出, 内磁层

哨声波也会随着亚暴活动的增强而增强. 在靠近赤道激励哨声波的源区, 观测到的哨声波基本上沿着背景磁力线运行, 随着纬度的升高电磁波逐渐开始斜向传播.

现有的理论及数值研究均表明, 哨声波对磁暴期间以及扩展磁层亚暴期间地球辐射带高能电子通量的演变有着非常重要的影响^[9-14]. 通过与辐射带电子的回旋共振, 一方面哨声波可以通过抛射角散射高能电子使之损失沉降进入大气层, 另一方面哨声波可以通过能量扩散使之加速成为相对论电子(俗称“杀手电子”, 对航天器和太空宇航员具有潜在的威胁性, 同时也影响大气环境). 准线性散射理论提供了一种有效的方法描述波粒共振相互作用过程的平均效果. 基于文献[15]建立的准线性理论, 文献[16]推导得到了计算共振扩散系数的一般表达式. 文献[9, 14, 17]进一步发展了上述理论, 推导得到了计算高能粒子和场向传播空间等离子体波共振扩散

* 国家自然科学基金(批准号: 40774100)资助的课题.

† 通讯联系人. E-mail: dicilab@yahoo.com.cn

系数(抛射角散射系数、抛射角与能量混合扩散系数和能量扩散系数)的解析表达式.这些表达式基于完全的冷等离子体背景下电磁波色散关系和场向波回旋共振条件,适用于任何能谱分布、任何模式的空间电磁波,而且便于计算.已有的计算表明,通过这些表达式确定的共振扩散系数与观测结果或他人的计算结果在一定程度上符合很好^[9,10].

除了以上局地的共振波粒相互作用,超低频(ULF)波引起的粒子径向扩散过程也是一个重要的粒子加速机制^[18,19].而最近的研究^[20]第一次直接观测到外辐射带中 ULF 波与能量粒子之间的共振现象,发现环向 ULF 波对辐射带高能电子的通量有很好的调制作用. ULF 波引起的径向扩散在一定程度上能够较好地解释磁暴期间电子通量的全球分布,包括高能电子从外向内的传输及加速,但是不能解释磁扰时期(尤其是磁暴恢复相期间)在辐射带中心区域电子通量的峰值及梯度变化.后者需要更具当地性的波粒相互作用机制来说明.除了哨声波,磁声波也可以加速相对论电子而基本对其损失无影响^[21].最近,文献^[22]计算发现超光速电磁波(R-X, L-O, L-X)对辐射带的俘获粒子主要起加速作用,而对高纬粒子主要起抛射角散射作用.文献^[23]通过射线追踪进一步发现超光速电磁波 R-X 模和 L-O 模在合适条件下能够传播到辐射带附近,从而使其对高能电子的加速和沉降成为可能.当然,现在还需要更多的卫星观测来获取超光速电磁波可能传播到辐射带低纬度区域的信息,包括场强、频谱及倾角分布等.

本文利用基于实际空间观测的背景电子密度随纬度分布模型,研究不同冷等离子体背景对哨声波引起的高能电子共振加速及损失的影响.针对不同能量电子,确定哨声波共振频率在一定空间区域($4 \leq L \leq 7$)的变化及分布特点,分析当地共振扩散系数随纬度的变化特征.探讨高能电子沉降损失时间尺度和共振加速时间尺度对背景电子数密度纬度分布的依赖关系,进而分析哨声波的波谱分布及场强的纬度分布特征对波粒共振扩散系数的影响.

2. 准线性波粒回旋共振扩散系数

假设在地球辐射带哨声波满足如下的高斯能谱分布:

$$W(\omega) = \frac{(\Delta B)^2}{8\pi} \frac{1}{\rho} \frac{1}{\delta\omega}$$

$$\times \exp\left(-\frac{\omega - \omega_m}{\delta\omega}\right)^2, \quad (1)$$

$$\rho = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \left[\operatorname{erf}\left(\frac{\omega_m - \omega_1}{\delta\omega}\right) + \operatorname{erf}\left(\frac{\omega_2 - \omega_m}{\delta\omega}\right) \right]. \quad (2)$$

这里 $W(\omega)$ 是波谱密度, ΔB 平均波振幅, ω 是波频率, ω_m 是中心频率, $\delta\omega$ 是半波带宽, 下临界频率 $\omega_1 = \omega_m - \delta\omega$, 上临界频率 $\omega_2 = \omega_m + \delta\omega$, $\operatorname{erf}(\cdot)$ 是误差函数. 平均波振幅 ΔB 和波谱密度 $W(\omega)$ 满足下列关系:

$$\frac{(\Delta B)^2}{8\pi} = \int_{\omega_1}^{\omega_2} W(\omega) d\omega. \quad (3)$$

由文献^[9]中的方程(33),电子与高斯分布的 R 模式内磁层 VLF 哨声波回旋共振的当地抛射角散射系数 $D_{\alpha\alpha}$ 和当地能量扩散系数 D_{pp}/p^2 分别表示为

$$D_{\alpha\alpha} = \frac{\pi}{2} \frac{|\Omega_e|}{\rho} \frac{1}{(E+1)^2} \times \sum_{j=1}^N \frac{R \left(1 - \frac{x_j \cos\alpha}{y_j \beta}\right)^2 |dx_j/dy_j|}{\delta x |\beta \cos\alpha - dx_j/dy_j|} \times \exp\left[-\left(\frac{x_j - x_m}{\delta x}\right)^2\right], \quad (4)$$

$$\frac{D_{pp}}{p^2} = \frac{\pi}{2} \frac{|\Omega_e|}{\rho} \frac{1}{\beta^2 (E+1)^2} \times \sum_{j=1}^N \frac{R \left(\frac{x_j}{y_j}\right)^2 |dx_j/dy_j|}{\delta x |\beta \cos\alpha - dx_j/dy_j|} \times \exp\left[-\left(\frac{x_j - x_m}{\delta x}\right)^2\right]. \quad (5)$$

这里 E 是无量纲粒子动能,

$$E = E_k / (m_e c^2) = \gamma - 1,$$

其中

$$\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$$

是洛伦兹因子(v 是粒子的速度, c 是光速), m_e 是电子的静止质量;

$$\beta = v/c = [E(E+2)]^{1/2} / (E+1),$$

$|\Omega_e|$ 是电子的回旋频率,

$$|\Omega_e| = eB/m_e$$

e 是单位电荷; R 是电磁波磁场能量密度与背景磁场能量密度的比值,也就是相对波能,

$$R = (\Delta B/B)^2;$$

α 是抛射角;

$$x_m = \omega_m / |\Omega_e|,$$

$$\delta x = \delta \omega / |\Omega_e|.$$

另外,公式(4)和(5)中引入无量纲量

$$x_j = \frac{\omega_j}{|\Omega_e|}, \quad (6)$$

$$y_j = \frac{ck_j}{|\Omega_e|},$$

dx_j/dy_j 能够从波的色散关系得到或者由文献[9]中的(C1)式确定. 波频 ω_j 和波数 k_j ($j=1, 2, \dots, N$) 满足回旋共振条件

$$\omega_j - k_j v \cos \alpha = \frac{|\Omega_e|}{\gamma} \quad (7)$$

和电子-质子等离子体中的 R 模式波色散关系

$$\left(\frac{ck}{\omega}\right)^2 = 1 - \frac{(1 + \varepsilon)\alpha^*}{(\omega/|\Omega_e| - 1)(\omega/|\Omega_e| + \varepsilon)}, \quad (8)$$

其中 $\varepsilon = m_e/m_p$, m_p 是质子静止质量; α^* 是重要的冷等离子体参量, 表达式为

$$\alpha^* = \frac{\Omega_e^2}{\omega_{pe}^2} = \frac{\varepsilon_0}{m_e} \frac{B^2}{N}. \quad (9)$$

这里 $\omega_{pe} = \left(\frac{Ne^2}{\varepsilon_0 m_e}\right)^{1/2}$ 是等离子体频率, 其中 ε_0 是自由空间介电常数; B 和 N 分别是当地背景磁场强度和电子密度.

为了能够应用(4)和(5)式, 抛射角扩散系数必须考虑电子沿磁力线场向来回弹跳效应, 也就是必须将沿着磁力线每点的局部抛射角散射系数经过电子跳跃时间平均. 本文采用下列地球磁场偶极子模型:

$$B = \frac{B_{eq} f(\lambda)}{L^3}. \quad (10)$$

这里 B_{eq} 是地球表面赤道磁场强度,

$$f(\lambda) = \frac{(1 + 3\sin^2 \lambda)^{3/2}}{\cos^6 \lambda}, \quad (11)$$

其中 λ 是地磁纬度. 根据文献[14, 17]的工作, 弹跳平均准线性共振扩散率可以表示为

$$D_{\alpha\alpha} = \frac{1}{S(\alpha_{eq})} \int_0^{\lambda_m} D_{\alpha\alpha}(\alpha) \frac{\cos \alpha \cos^7 \lambda}{\cos^2 \alpha_{eq}} d\lambda, \quad (12)$$

$$\frac{D_{pp}}{p^2} = \frac{1}{S(\alpha_{eq})} \int_0^{\lambda_m} \frac{D_{pp}(\alpha)}{p^2} \frac{\sin^2 \alpha \cos^7 \lambda}{\sin^2 \alpha_{eq} \cos \alpha} d\lambda. \quad (13)$$

这里 α_{eq} 是电子的赤道抛射角, λ 是地球磁力线上的

任意一点、电子抛射角为 α 对应的地磁纬度, α_{eq} , α 和 λ 满足

$$\sin^2 \alpha = f(\lambda) \sin^2 \alpha_{eq}; \quad (14)$$

λ_m 是粒子弹跳镜像点的地磁纬度, 它由以下方程确定:

$$X^6 + (3\sin^4 \alpha_{eq})X - 4\sin^4 \alpha_{eq} = 0, \quad (15)$$

其中

$$X = \cos^2 \lambda_m;$$

另外

$$S(\alpha_{eq}) = 1.3 - 0.56 \sin \alpha_{eq}. \quad (16)$$

(12)(13)式中的积分可以通过标准数值积分得到, 它需要局部抛射角扩散系数对 λ 在 $0 < \lambda < \lambda_m$ 上任意一点上的值. 进而, 对于任何给定的赤道抛射角 α_{eq} 、电子动能 E_k 和 L 值, 就能够对俘获电子经历的扩散在全轨道上做估算.

由于辐射带高能电子与磁层等离子体波的回旋共振依赖于背景等离子体密度分布, 而现有的绝大多数计算都基于纬度恒定的电子密度分布, 因此本文将根据文献[24, 25]通过分析 CRRES 卫星以及 IMAGE 卫星相关数据建立的电子密度纬度分布的经验模型, 结合文献[26]的赤道电子密度分布模型, 建立一个在等离子体层层顶以外区域 ($4 \leq L \leq 7$) 电子密度随磁壳系数 L 和地磁纬度 λ 二维变化的分布模型

$$N(L, \lambda) = N_{eq}(L) [f(\lambda)]^\sigma = 124 \left(\frac{3}{L}\right)^4 [f(\lambda)]^\sigma. \quad (17)$$

式中赤道电子密度 N_{eq} 由文献[26]给定; σ 是待定常数, 表示电子密度随纬度变化的强度 ($\sigma = 0$ 代表 N 不随纬度变化). 本文中, 电子密度 N 的单位为 cm^{-3} . 相应地, 冷等离子体参数表达式(9)变形为

$$\alpha^* = \frac{\Omega_e^2}{\omega_{pe}^2} = \frac{0.9334 [f(\lambda)]^\sigma}{L^2}. \quad (18)$$

3. 计算结果及分析

图1给出了当 $\sigma = 0.5$ 并设定等离子体层层顶 $L_{pp} = 4$ 时, 电子密度 N 及冷等离子体参数 α^* 在 (L, λ) 二维空间的分布, 其中 $4 \leq L \leq 7$, $0 \leq \lambda \leq \lambda_{inv}$. 这里 λ_{inv} 是各磁力线对应的不变磁纬. 图1采用的是与极坐标相对应的直角坐标. 从图1可以看到, 电子密度 N 随 L 增大而减小, 随纬度 λ 上升而增大. 电子密度极大值为 $N_{max} = 421.43 \text{ cm}^{-3}$, 出现在 $L = 4$ 以及 λ

$= (\lambda_{\text{inv}})_{L=4} = 60^\circ$ 极小值 $N_{\text{min}} = 4.18 \text{ cm}^{-3}$ 出现在 $L = 7$ 的赤道面上. α^* 随 L 和 λ 变化表现出类似的趋势, 但是随 L 递减的速度比 N 的减小速度要慢, 随 λ 递增的速度比 N 的增大速度要快. 这些特征同样可以由方程 (17) (18) 推断得到. α^* 的值在 0.02 与 314.37 之间变化, 高 α^* 值出现在较高纬度地区以及极区, 低 α^* 值出现在低纬度地区及赤道附近.

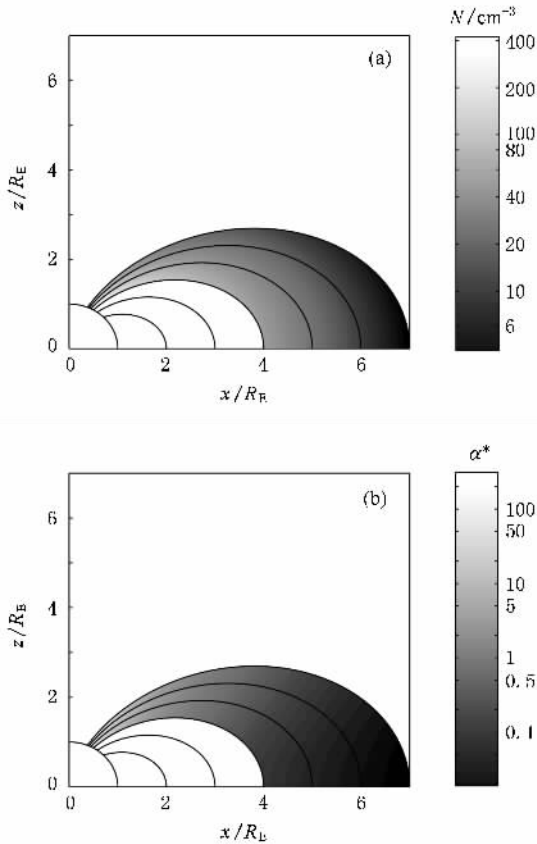


图 1 等离子体层顶以外区域 ($4 \leq L \leq 7$) 电子密度的分布 (a) N 随纬度的分布 (b) α^* 随纬度的分布

针对图 1 给出的冷等离子体背景, 我们选取如下的高斯分布哨声波: $\omega_1 = 0.05 |\Omega_e|_{\text{eq}}$, $\omega_2 = 0.65 |\Omega_e|_{\text{eq}}$, $\omega_m = 0.35 |\Omega_e|_{\text{eq}}$, $\delta\omega = 0.15 |\Omega_e|_{\text{eq}}$, 其中 $|\Omega_e|_{\text{eq}}$ 是赤道电子回旋频率, 在 $4 \leq L \leq 7$ 区间随 L 变化. 这是一个经常采用的磁层哨声波功率谱分布假设^[9-14, 27]. 同时假设哨声波沿整个磁力线分布. 首先分别计算 $L = 4, 5, 6, 7$ 时哨声波共振频率在不同的电子赤道抛射角条件下随地磁纬度的分布, 我们选取两个电子能量, $E_k = 200 \text{ keV}$ 代表较低能量的辐射带电子, $E_k = 1 \text{ MeV}$ 代表高能辐射带相对论电子. 计算结果如图 2 所示, 图中 $x_{\text{eq}} = \omega / |\Omega_e|_{\text{eq}}$, 是被特定 L 值对应的赤道电子回旋频率归一化的

共振频率. 图 2 的空白处表示在其中任何一点对应的电子赤道抛射角 α_{eq} 及地磁纬度 λ 上满足上述频谱分布的哨声波与给定能量的辐射带电子不发生回旋共振. 很显然, 波粒共振相互作用区域取决于电子能量、波谱分布、电子赤道抛射角以及当地电子密度及背景磁场. 通过图 2 可以看出, 当 L 值从 4 逐渐增加到 7, 能量为 200 keV 和 1 MeV 电子的共振区域都向较高纬度移动, 靠近赤道附近发生波粒共振作用的可能性在固定哨声波频谱分布情况下依赖于电子能量、 L 值以及电子赤道抛射角. 对于具有大赤道抛射角的电子, 由于其只能在较低纬度上来回弹跳, 因此它们只可能在低纬度上与场向传播的磁层哨声波发生共振. 对 $E_k = 1 \text{ MeV}$ 电子, 共振可以发生在 40° 以上磁纬; 而 $E_k = 200 \text{ keV}$ 电子与哨声波的共振主要发生在中低纬度以及赤道附近. 考虑到已观测到的赤道哨声波和中高纬度哨声波有不同的空间分布特征, 因此由图 2 可以推断赤道哨声波主要影响较低能量辐射带电子的加速, 而中高纬度哨声波主要作用于较高能量辐射带电子的沉降损失. 另外, 对于所有的赤道抛射角, 哨声波共振频率倾向于随着磁纬的升高而升高, 但是共振频率的范围随着赤道抛射角的增大而减小. 例如, 对于能量为 200 keV 电子, 在 $L = 4$ 处, 当 $\alpha_{\text{eq}} = 10^\circ$, $0.053 \leq x_{\text{eq}} \leq 0.648$; 当 $\alpha_{\text{eq}} = 40^\circ$, $0.078 \leq x_{\text{eq}} \leq 0.65$; 当 $\alpha_{\text{eq}} = 80^\circ$, $0.35 \leq x_{\text{eq}} \leq 0.642$. 对于能量为 1 MeV 电子, 在 $L = 4$ 处, 当 $\alpha_{\text{eq}} = 10^\circ$, $0.05 \leq x_{\text{eq}} \leq 0.65$; 当 $\alpha_{\text{eq}} = 40^\circ$, $0.05 \leq x_{\text{eq}} \leq 0.648$; 当 $\alpha_{\text{eq}} = 80^\circ$, $0.106 \leq x_{\text{eq}} \leq 0.297$. 我们也发现, 针对相同的 $L, \lambda, \alpha_{\text{eq}}$, 与能量为 200 keV 电子发生共振的哨声波频率都比与能量为 1 MeV 电子发生共振的哨声波频率要高.

电子损失时间尺度 τ_{loss} 与电子加速时间尺度 τ_a 是非常重要的参量, 它们分别表示电子被哨声波散射进而沉降到大气层损失掉的时间尺度以及电子被加速成为相对论电子的时间尺度. 根据文献 [10, 27], 我们定义

$$\tau_{\text{loss}} = \frac{1}{D_{\alpha\alpha} |_{\alpha_{\text{eq}} = (\alpha_{\text{eq}})_{\text{LC}}}}, \quad (19)$$

式中 $D_{\alpha\alpha} |_{\alpha_{\text{eq}} = (\alpha_{\text{eq}})_{\text{LC}}}$ 是弹跳平均抛射角扩散系数在赤道面损失锥角 $(\alpha_{\text{eq}})_{\text{LC}}$ 下的计算值 ($(\alpha_{\text{eq}})_{\text{LC}}$ 由下式给出:

$$\sin(\alpha_{\text{eq}})_{\text{LC}} = [L^5(4L - 3)]^{1/4}. \quad (20)$$

另外, 我们介绍一种新的方法来估算空间等离子体

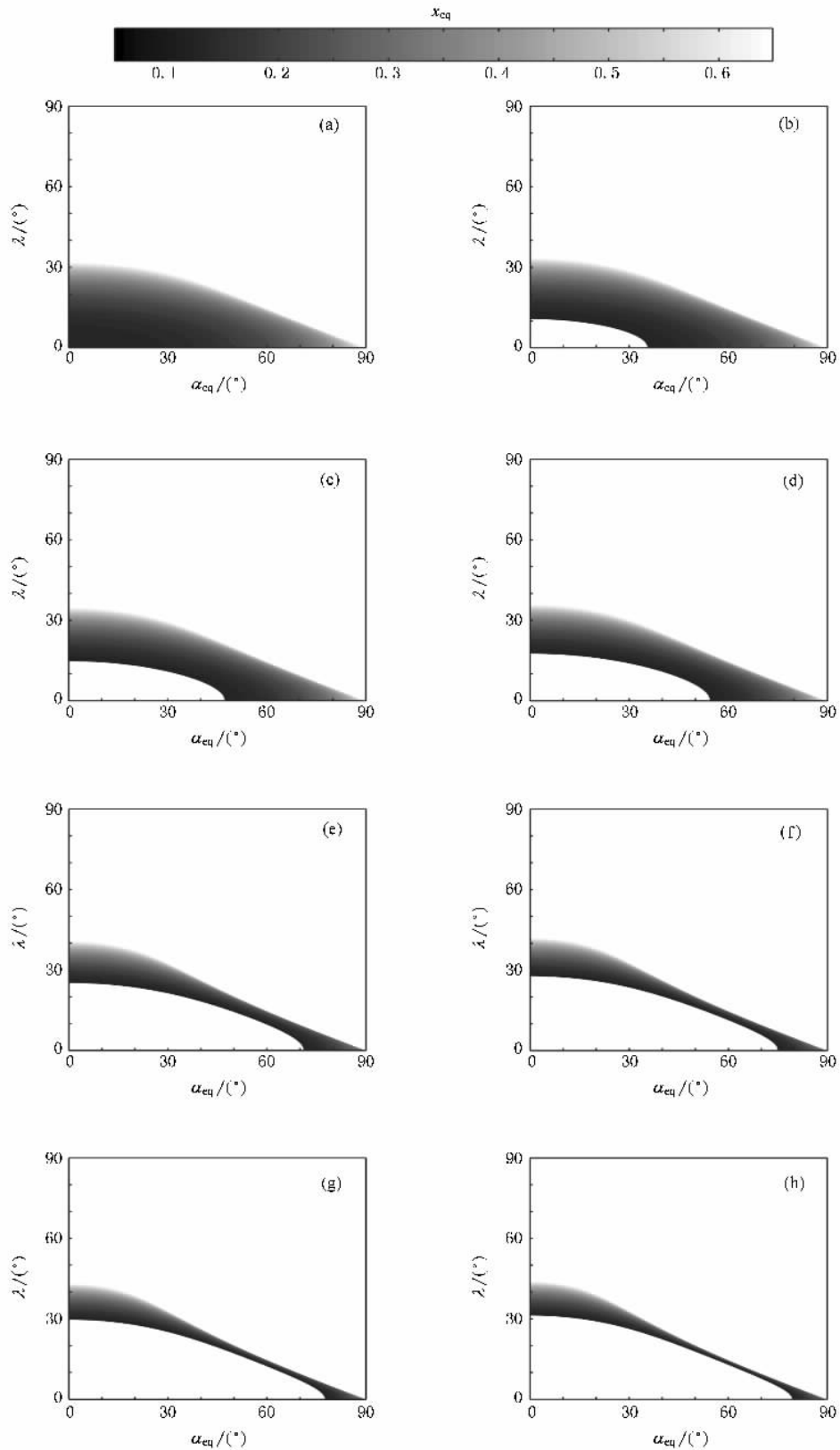


图 2 归一化哨声波共振频率 $x_{cq} = \omega / |\Omega_e|_{eq}$ 在(电子赤道抛射角 α_{eq} , 地磁纬度 λ) 空间的分布 (a) $E_k = 200$ keV, $L = 4$ (b) $E_k = 200$ keV, $L = 5$ (c) $E_k = 200$ keV, $L = 6$ (d) $E_k = 200$ keV, $L = 7$ (e) $E_k = 1$ MeV, $L = 4$ (f) $E_k = 1$ MeV, $L = 5$ (g) $E_k = 1$ MeV, $L = 6$ (h) $E_k = 1$ MeV, $L = 7$

共振加速辐射带电子的时间尺度. 选取大赤道抛射角 $\alpha_{\text{eq}} = 80^\circ$ 对应的弹跳平均能量扩散系数的倒数来估算电子加速时间尺度, 即

$$\tau_a = \frac{1}{[D_{pp}/p^2]_{\alpha_{\text{eq}}=80^\circ}}. \quad (21)$$

将在下面讨论利用(21)式计算电子共振加速时间尺度的可靠性. 另外, 为了计算电子的准线性扩散系数, 选取哨声波的平均振幅 $\Delta B = 100$ pT, 且其振幅不随纬度的变化而改变.

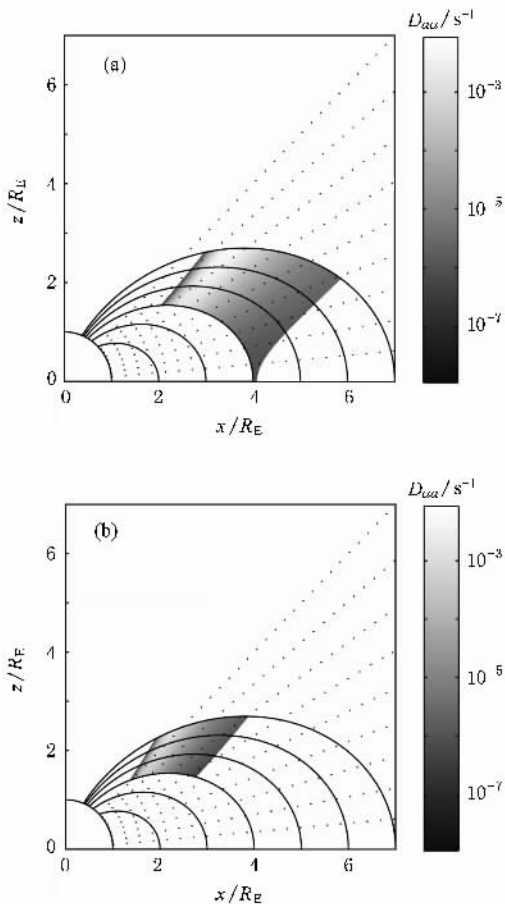


图3 在赤道面损失锥角 $(\alpha_{\text{eq}})_{\text{LC}}$ 下 $E_k = 200$ keV, 1 MeV 电子的当地抛射角散射系数 $D_{\alpha\alpha}$ 在 $4 \leq L \leq 7$ 范围内随磁力线的变化 (a) $E_k = 200$ keV (b) $E_k = 1$ MeV

利用(4)式, 图3给出了在赤道面损失锥角 $(\alpha_{\text{eq}})_{\text{LC}}$ 下 $E_k = 200$ keV, 1 MeV 电子的当地抛射角散射系数 $D_{\alpha\alpha}$ 在 $4 \leq L \leq 7$ 范围内随磁力线的变化. 选取的电子密度纬度分布由图1给出, 哨声波频谱分布参数同图2一致. 图3中的点线, 从下至上分别代表地磁纬度 λ 为 $5^\circ, 10^\circ, 15^\circ, 20^\circ, 25^\circ, 30^\circ, 35^\circ, 40^\circ, 45^\circ$. 从图3可以看出: 对于两种能量的电子, 在 $4 \leq L \leq 7$ 范围内的任意一条磁力线上, $D_{\alpha\alpha}$ 倾向于在靠

近电子弹跳镜像纬度附近达到极大值. 对于 200 keV 电子, $D_{\alpha\alpha}$ 峰值位于 $25^\circ \leq \lambda \leq 35^\circ$, 但是对于 1 MeV 电子, $D_{\alpha\alpha}$ 峰值位于 $38^\circ \leq \lambda \leq 43^\circ$. 一般而言, 在相同的纬度上, $E_k = 200$ keV 电子的 $D_{\alpha\alpha}$ 值比 $E_k = 1$ MeV 电子的 $D_{\alpha\alpha}$ 要大. 将图3中的当地抛射角散射系数沿着电子弹跳路径作平均, 如(12)式积分, 图4(a)给出了赤道抛射角为赤道面损失锥角的 $E_k = 200$ keV, 1 MeV 电子的弹跳平均抛射角散射系数 $\langle D_{\alpha\alpha} \rangle$. 两者的 $D_{\alpha\alpha}$ 均随 L 值增大表现出缓慢的增长, 对于 $E_k = 200$ keV 电子, $D_{\alpha\alpha}$ 值从 $L = 4$ 处的 $1.31 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ 逐渐增加到处 $L = 7$ 处的 $2.37 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$, 而对于 $E_k = 1$ MeV 电子, $D_{\alpha\alpha}$ 值从 $L = 4$ 处的 $8.62 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$ 逐渐增加到 $L = 7$ 处的 $1.63 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$. 进一步, 利用(20)式, 我们得到电子损失时间尺度 τ_{loss} 随 L 值的变化, 如图4(b)所示. 由于 $D_{\alpha\alpha} \propto (\alpha_{\text{eq}})_{\text{LC}}$ 与 τ_{loss} 之间的倒数关系, τ_{loss} 表现出随 L 值递减的趋

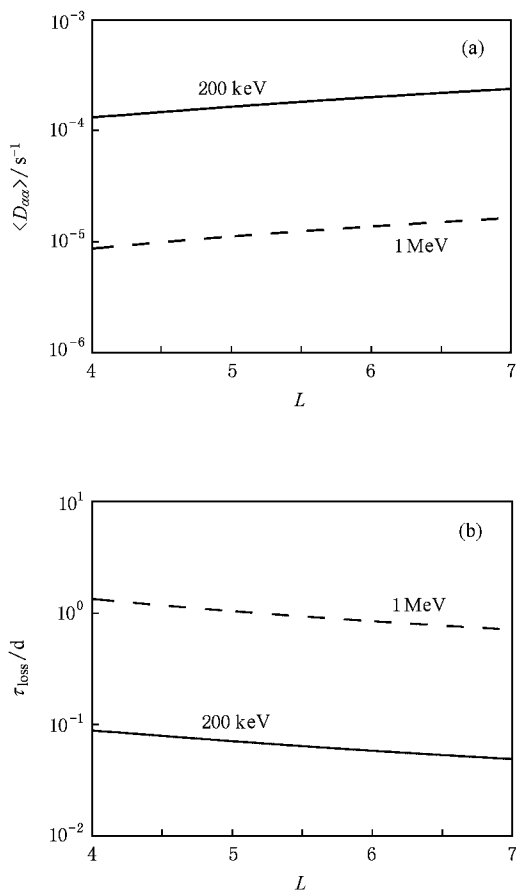


图4 赤道抛射角为赤道面损失锥角的 $E_k = 200$ keV, 1 MeV 电子的弹跳平均抛射角散射系数 $\langle D_{\alpha\alpha} \rangle$ 和电子损失时间尺度 τ_{loss} 随 L 的变化 (a) $\langle D_{\alpha\alpha} \rangle$ 随 L 的变化 (b) 根据方程(19)估算的 τ_{loss} 随 L 的变化

势. 总体而言, 由于与内磁层哨声波的回旋共振相互作用, $E_k = 200 \text{ keV}$ 电子的损失时间尺度为小时量级, 而 $E_k = 1 \text{ MeV}$ 电子的损失时间尺度大约为 1 d, 与已有的计算结果^[10, 13, 14]相符很好.

采用同图 3、图 4 一样的背景电子密度分布以及哨声波谱密度分布, 利用(5)和(13)式, 我们计算了在 $\alpha_{\text{eq}} = 80^\circ$ 条件下电子的当地能量扩散系数 D_{pp}/p^2 在 $4 \leq L \leq 7$ 范围内随磁力线的分布以及弹跳平均能量扩散系数 $\langle D_{pp} \rangle/p^2$, 结果分别如图 5、图 6 所示. 具有如此大赤道抛射角的电子, 只能在纬度不高于 5° 的范围里沿着磁力线来回跳跃, 所以波粒共振相互作用也只可能在赤道附近发生. 图 5 明显表明, $E_k = 200 \text{ keV}$ 电子的 D_{pp}/p^2 总是大于 $E_k = 1 \text{ MeV}$ 电子的 D_{pp}/p^2 . 与此对应, 图 6(a) 中 $E_k = 200 \text{ keV}$ 电子的 $\langle D_{pp} \rangle/p^2$ 远大于 $E_k = 1 \text{ MeV}$ 电子的 $\langle D_{pp} \rangle/p^2$. 对于 $E_k = 200 \text{ keV}$ 电子, $\alpha_{\text{eq}} = 80^\circ$ 时, D_{pp}/p^2 从 $L = 4$ 处的 $6.86 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ 递增到 $L = 7$ 处的 $9.89 \times$

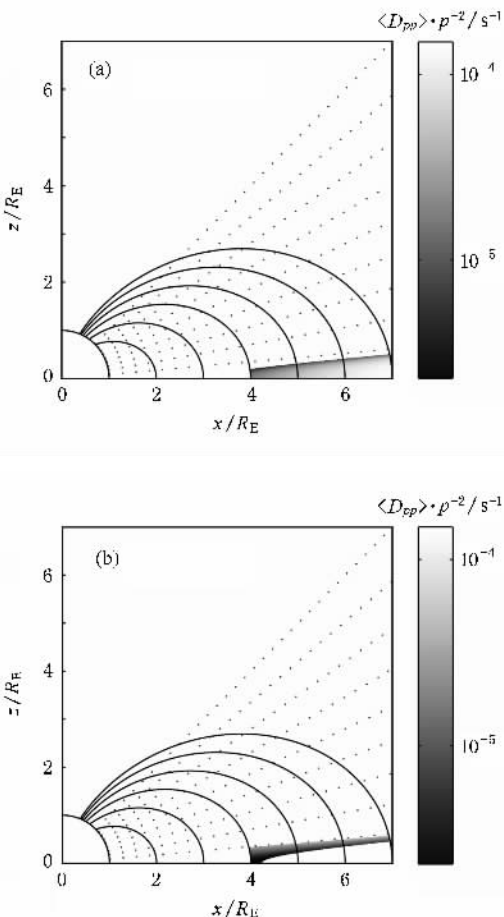


图 5 在 $\alpha_{\text{eq}} = 80^\circ$ 下 $E_k = 200 \text{ keV}$ 、 1 MeV 电子的当地能量扩散系数 D_{pp}/p^2 在 $4 \leq L \leq 7$ 范围内随磁力线的变化 (a) $E_k = 200 \text{ keV}$ (b) $E_k = 1 \text{ MeV}$

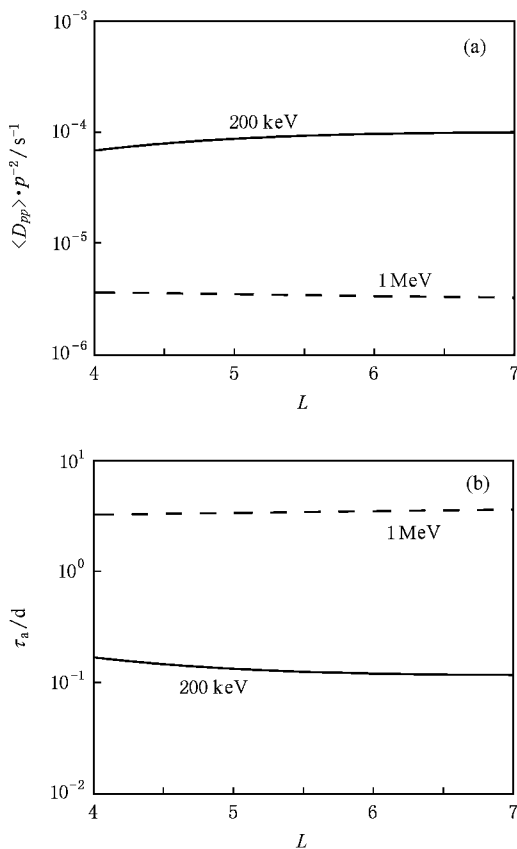


图 6 赤道抛射角为 80° 的 $E_k = 200 \text{ keV}$ 、 1 MeV 电子的弹跳平均能量扩散系数 $\langle D_{pp} \rangle/p^2$ 和电子加速时间尺度 τ_a 随 L 的变化 (a) $\langle D_{pp} \rangle/p^2$ 随 L 的变化 (b) 根据方程(21)估算的 τ_a 随 L 的变化

10^{-5} s^{-1} . 但是对于 $E_k = 1 \text{ MeV}$ 电子, D_{pp}/p^2 从 $L = 4$ 处的 $3.59 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$ 缓慢递增到 $L = 7$ 处的 $3.22 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$. 由此可见, 弹跳平均后的有效回旋共振扩散系数随 L 的变化趋势与电子能量密切相关. 同样, 与磁层哨声波发生共振引起的电子加速时间尺度 τ_a 随 L 的变化也与电子能量有关, 如图 6(b) 所示. 从图 6(b) 可以看出, 由于与内磁层哨声波的回旋共振相互作用, $E_k = 200 \text{ keV}$ 电子的加速时间尺度与其损失时间尺度一致, 均以小时计, 而 $E_k = 1 \text{ MeV}$ 电子的加速时间尺度大约为 3—4 d. 这些结果同文献 [2, 12] 的结果一致, 表明在地磁活动剧烈期, 需要扩展型的亚暴活动以支持对地球辐射带高能电子的充分加速. 图 3—图 6 说明, 通过与哨声波回旋共振, 辐射带高能电子沉降损失的快慢取决于较高纬度区域上的抛射角散射, 而其加速的效率则取决于靠近赤道的低纬度区域上的能量扩散. 因此, 赤道哨声波对辐射带高能电子加速非常重要, 而中纬度哨声波对辐射带高能电子损失沉降更加重要.

为了分析背景电子密度纬度分布对电子损失时间尺度 τ_{loss} 及加速时间尺度 τ_a 的影响,我们选取三个不同的电子密度分布模型,在(17)式中分别选取 $\sigma = 0, 0.5$ 和 1 ,其中 $\sigma = 0$ 代表电子密度随纬度恒定分布, $\sigma = 1$ 代表电子密度随纬度的分布与偶极子背景磁场随纬度的分布一致.图7展示了针对两种不同能量(200 keV 和 1 MeV)的电子,电子损失时间尺度 τ_{loss} (由(19)式给定)和电子加速时间尺度 τ_a (由(21)式给定)在不同电子密度纬度分布模型下随 L 的变化趋势.很明显,电子密度纬度分布的改变能够显著影响 τ_{loss} 值,但是对 τ_a 的改变作用很小.随着电子密度随纬度增强的幅度上升(σ 增大), τ_{loss} 也随之增大,但 τ_a 只表现出非常微弱的增大趋势.这是因为我们选取了不同赤道抛射角处的抛射角散射系数和能量扩散系数来分别估算 τ_{loss} 和 τ_a .对于 τ_{loss} ,我们选取赤道面损失锥角($\alpha_{\text{eq}})_{\text{LC}}$,这些电子可以弹跳到很高的纬度与哨声波发生共振.当 σ 从 0 增大到 1,高纬度上的电子密度会发生非常巨大的增加,导致哨声波对高能电子的散射大大减弱,于是这些

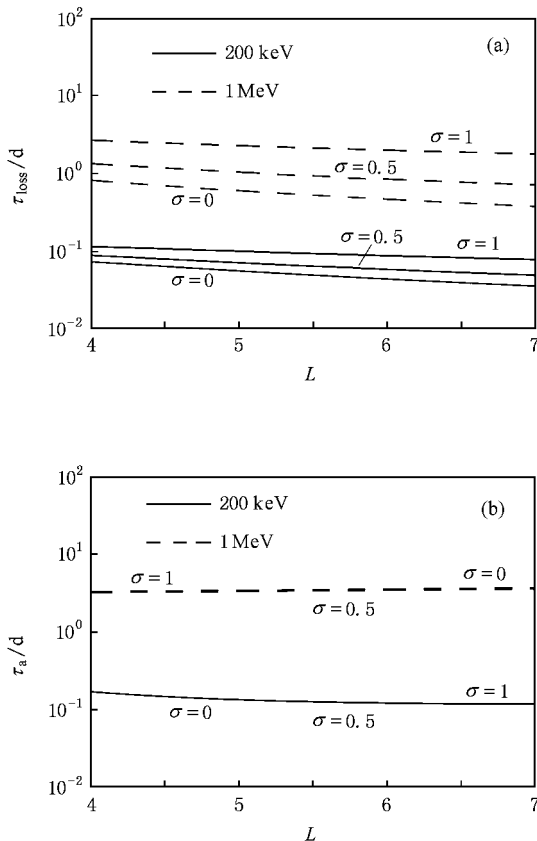


图7 电子密度纬度分布对哨声波导致的电子共振扩散效应的影响 (a)电子共振损失时间尺度 τ_{loss} (b)电子共振加速时间尺度 τ_a

电子的生存周期变长.对于 τ_a ,我们选取 $\alpha_{\text{eq}} = 80^\circ$,电子只能在纬度不高于 5° 的范围内与哨声波发生共振.当 σ 从 0 增大到 1,这些纬度上的电子密度变化不大,因此对电子回旋共振加速产生的影响很小.图7(a)也表明, τ_{loss} 随 σ 的变化与电子能量及 L 值都有关系.与 $E_k = 200$ keV 电子相比, $E_k = 1$ MeV 电子与哨声波的共振倾向于发生在更高纬度(见图3),因此当 σ 增大时会更加显著地导致 $E_k = 1$ MeV 电子的 τ_{loss} 增大.另外,图7(a)表明,与磁层哨声波的回旋共振能够分别以数小时、数天通过抛射角散射来沉降损失 $E_k = 200$ keV 和 1 MeV 的地球辐射带高能电子;而图7(b)表明,磁层哨声波能够持续十几个小时回旋加速 $E_k = 200$ keV 电子,3—4 d 回旋加速 $E_k = 1$ MeV 电子.

除了背景电子数密度纬度分布可能影响共振波粒相互作用的效果,内磁层中哨声波本身的变化对共振波粒相互作用的影响也很大.这种影响和电子数密度及背景磁场的影响相当,甚至要大于后两者带来的影响.如果要准确讨论哨声波在不同 L 值和不同纬度上通过回旋共振相互作用造成的辐射带能量电子的损失时间尺度和加速时间尺度,严格意义上,我们需要考虑哨声波波谱分布随 L 及纬度的变化、哨声波幅度随 L 及纬度的变化以及哨声波传播倾角随 L 及纬度的变化^[28, 29].但是,一方面由于卫星观测数据的有限性,另一方面关于哨声波传播行为的理论模拟工作仍在进行中,关于哨声波空间变化的模型并不完善.因此,为了分析哨声波的不同波谱分布以及哨声波幅度的纬度分布特征对波粒共振扩散系数的影响,本文将利用一些文献中给出的参数或者为了便于比较自行选择的参数来计算对应的能量电子损失时间尺度和加速时间尺度.

图8给出了不同的哨声波波谱分布对 τ_{loss} 和 τ_a 的影响.这里选取的 $4 \leq L \leq 7$ 电子密度分布由图1(a)给定.哨声波幅度固定为 100 pT.三种波谱分布分别如下:第一种波谱为 $\omega_1 = 0.05 |\Omega_e|_{\text{eq}}$, $\omega_2 = 0.65 |\Omega_e|_{\text{eq}}$, $\omega_m = 0.35 |\Omega_e|_{\text{eq}}$, $\delta\omega = 0.15 |\Omega_e|_{\text{eq}}$;第二种波谱为 $\omega_1 = 0.1 |\Omega_e|_{\text{eq}}$, $\omega_2 = 0.4 |\Omega_e|_{\text{eq}}$, $\omega_m = 0.2 |\Omega_e|_{\text{eq}}$, $\delta\omega = 0.1 |\Omega_e|_{\text{eq}}$;第三种波谱为 $\omega_1 = 0.05 |\Omega_e|_{\text{eq}}$, $\omega_2 = 0.95 |\Omega_e|_{\text{eq}}$, $\omega_m = 0.45 |\Omega_e|_{\text{eq}}$, $\delta\omega = 0.15 |\Omega_e|_{\text{eq}}$.同时,我们假设哨声波波谱分布不随 L 变化.图8表明,哨声波波谱分布明显影响辐射带能量电子的生存周期以及加速快慢.对于 $E_k = 200$

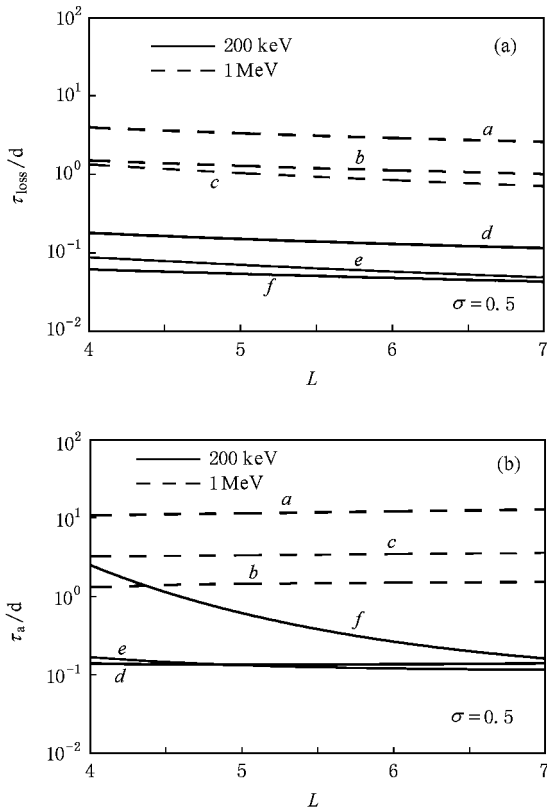


图 8 哨声波频谱分布对电子共振扩散效应的影响. 曲线 a 和曲线 d 为第三种波谱, 曲线 b 和曲线 f 为第二种波谱, 曲线 c 和曲线 e 为第一种波谱. (a) 电子共振损失时间尺度 τ_{loss} (b) 电子共振加速时间尺度 τ_a

keV 电子, 使其最快共振损失的是第二种波谱, 波谱宽度最小. 这并不意味着 τ_{loss} 随波谱宽度减小而呈现出下降的趋势, 而是由能与 $E_k = 200$ keV 电子发生共振的哨声波频率范围及其幅度高斯分布共同决定的. 类似地, 使 $E_k = 1$ MeV 电子损失最快的是第一种波谱. 第三种波谱对应的 τ_{loss} 对于 $E_k = 200$ keV, 1 MeV 电子都是最大. 这是因为幅度高斯分布的峰值位于较高的频率上, 而这两种电子主要和频谱范围的中、低端发生共振作用. 值得指出的是, 波谱分布影响电子共振加速和共振损失的程度并不一致. 对于 $E_k = 200$ keV 电子, 第一种波谱和第二种波谱对应的 τ_a 相差不大, 并明显小于第三种波谱对应的 τ_a . 这是因为 $E_k = 200$ keV 电子倾向于和较高频率的哨声波发生共振, 第三种波谱的频谱范围很窄, 在 $\alpha_{eq} = 80^\circ$ 限定的电子镜像弹跳纬度范围内波粒共振作用并不如前两种波谱充分. 与之对照的是, $E_k = 1$ MeV 电子的 τ_a 从小到大依次对应于第三种波谱、第二种波谱和第一种波谱. 由于 $E_k = 1$ MeV 电子主要

与低频率的哨声波发生共振, 而且在这些低频率上的第一种哨声波的幅度倾向于比另外两种要大, 因此第一种波谱分布的哨声波对 $E_k = 1$ MeV 电子加速最快. 由此可见, 不仅哨声波的上下截止频率 ω_1 , ω_2 , 而且中心频率 ω_m 及频谱宽度 $\delta\omega$ 都对高能电子的共振扩散效果有重要的影响.

虽然还没有哨声波幅度随 L 及纬度变化的详细信息, 我们注意到文献 [30, 31] 利用 CRRES 等离子体观测数据给出了磁扰期间 $L = 4.5$ 处日侧哨声波随纬度分布的统计模型 $\Delta B(\lambda) = 10^{0.75+0.04\lambda}$ pT. 因此, 为了研究哨声波幅度变化对波粒共振扩散作用效果的影响, 固定 $L = 4.5$, 我们选取以下三种哨声波幅度分布模型: $\Delta B = 100$ pT, $|\lambda_w| < 90^\circ$; $\Delta B(\lambda) = 10^{0.75+0.04\lambda}$ pT, $|\lambda_w| < 90^\circ$; $\Delta B(\lambda) = 10^{0.75+0.04\lambda}$ pT, $|\lambda_w| < 15^\circ$. 第一种和第二种分布体现了哨声波幅度随纬度变化的差异; 第二种和第三种分布体现了哨声波随纬度变化的差异. 利用 (12) (13) 式和以上三种哨声波幅度分布模型, 我们分别计算了弹跳平均电子抛射角扩散系数 $D_{\alpha\alpha}$ 以及动量扩散系数 D_{pp}/p^2 , 结果如图 9 所示. 其他采用的参数为 $\sigma = 0.5$, $\omega_1 = 0.05 |\Omega_e|_{eq}$, $\omega_2 = 0.65 |\Omega_e|_{eq}$, $\omega_m = 0.35 |\Omega_e|_{eq}$, $\delta\omega = 0.15 |\Omega_e|_{eq}$. 从图 9 可以看出, 哨声波幅度分布显著影响弹跳平均电子抛射角扩散系数以及动量扩散系数, 也就影响了电子损失时间 τ_{loss} 和电子加速时间尺度 τ_a . 由 (4) (5) 式也可以看出, 扩散系数与哨声波幅度的平方成正比. 比较第一种分布和第二种分布, 对于较小的 α_{eq} , 两者差别不大. 这是因为电子可以弹跳到很高的纬度, 在这些纬度上哨声波幅度比较大, 可以达到 10^2 pT 量级, 因此平均效果和幅度恒定为 100 pT 的哨声波的共振扩散效果差不多. 由于具有大赤道抛射角的电子只能弹跳到较低的纬度, 在这些纬度上第二种分布的哨声波幅度远小于 100 pT, 因此两种分布表现出很大的差异. 另外, 由于 τ_{loss} 非常依赖于在赤道损失锥角附近的 $D_{\alpha\alpha}$ 分布, 不管是对于 200 keV 还是 1 MeV 电子, 要使它们得到快速的共振损失, 不仅需要赤道附近的哨声波存在 ($|\lambda_w| < 15^\circ$), 还需要更高纬度区域的哨声波存在. 而对于 τ_a , 由于其主要由大抛射角附近的 D_{pp}/p^2 给定, 因此对辐射带高能电子进行共振加速的主要是赤道附近的哨声波 ($|\lambda_w| < 15^\circ$). 这与文献 [28] 的结论一致. 通过图 9 可知, 不仅哨声波幅度随纬度的分布, 而且哨声波随纬度的

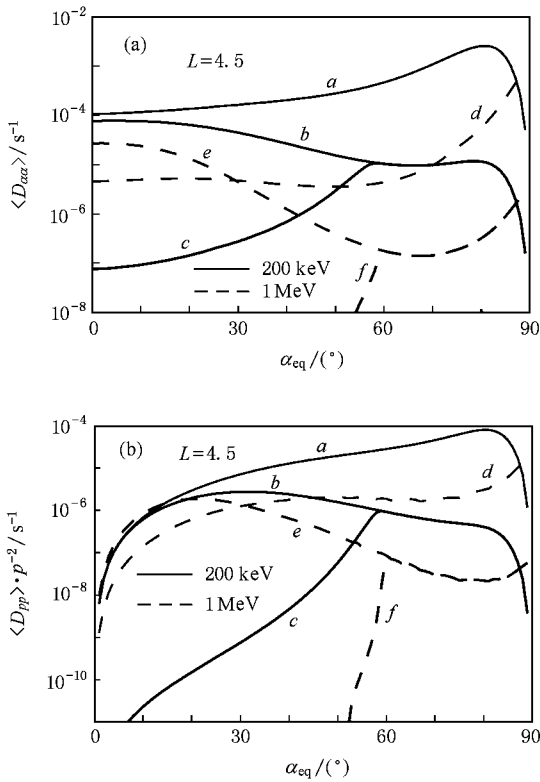


图9 哨声波幅度的纬度分布变化对电子扩散系数的影响。曲线 a 和曲线 d 为第一种波谱, 曲线 b 和曲线 e 为第二种波谱, 曲线 c 和曲线 f 为第三种波谱。(a) 弹跳平均抛射角扩散系数 $D_{\alpha\alpha}$ (b) 弹跳平均动量扩散系数 D_{pp} / p^2

存在区域对辐射带高能电子的回旋共振作用效果都会有显著的影响。一般而言, 这些影响要大于电子密度纬度分布的变化以及哨声波波谱分布的变化带来的影响。

4. 讨 论

波粒相互作用一般涉及两个过程, 首先是磁暴开始或者主相阶段大量各向异性的种子电子 (10^4 — 10^5 eV) 在增强的对流电场作用下从等离子体片区域注入内磁层激发电磁波, 接着在恢复相期间激发或者得以增强的电磁波在传播过程中与电子发生相互作用, 产生随机加速或者抛射角散射, 因此激发的电磁波幅度在波粒相互作用过程中起着重要作用 ((4) (5) 式中扩散系数与电磁波磁场强度的平方成正比)。能量量级为 10^5 eV 的种子电子一般用典型的 Kappa 分布来描述。Xiao 等^[32] 研究发现, 针对 Kappa 分布的等离子体和双 Maxwell 分布的等离子体, 哨声波的激发条件有所不同; 文献 [33, 34] 的研究表

明, 针对一个完全的相对论分布函数, 哨声波的不稳定性又与典型的 Kappa 分布有所不同。这些研究都表明, 磁扰期间哨声波的激励与注入的种子电子分布密切相关, 包括其温度各向异性及损失锥分布。最近的研究说明, 哨声波不稳定性过程更接近于一个初期线性增长过程^[35] 和一个后期非线性增长过程^[36] 的叠加, 尤其是超大幅度 (大于 1 nT) 哨声波的激励。如何准确模拟与再现磁暴期间哨声波的激励过程, 包括其谱分布、幅度分布、倾角分布以及空间分布, 仍是一个未决的问题。

本文所有的计算是基于哨声波场向传播的假设, 因此在计算中仅考虑一阶共振波粒相互作用。这是一个恰当的选择, 并不限制本文结果的有效性及典型性。已有研究^[9, 10, 14] 表明, 对于能量位于 10^5 — 10^6 eV 的辐射带高能电子与磁层哨声波的共振相互作用, 一阶共振居主导地位。文献 [9, 13] 发现, 磁层哨声波引起的一阶电子回旋共振散射率和计入 ± 5 谐波共振计算得到的电子回旋共振散射率基本一致。另外, 文献 [14] 通过比较计算得到的场向波和斜向波引起的高能电子弹跳平均散射系数, 认为忽略倾斜波导致的电子高阶回旋共振带来的误差比输入不准确的背景电子数密度以及电磁波的纬度分布带来的误差要小。

本文用来估算电子损失时间尺度 τ_{loss} 的方法 ((19) 式) 取自文献 [10], 文献 [27] 对该方法专门做了分析。他们指出, 只要在赤道面损失锥角附近的弹跳平均抛射角散射系数不存在 1/10 的下降, 高能粒子的损失时间尺度可以通过其在赤道面损失锥角附近的弹跳平均抛射角散射系数的倒数来确定。哨声波导致的电子弹跳平均抛射角散射系数随赤道抛射角的变化均满足这一条件。同时, 为了估算哨声波引起的电子加速时间尺度 τ_a , 我们选取了大赤道抛射角 $\alpha_{\text{eq}} = 80^\circ$ 对应的弹跳平均能量扩散系数的倒数来计算 ((21) 式)。我们将图 6 的结果 ($\alpha_{\text{eq}} = 80^\circ$) 与选取 $\alpha_{\text{eq}} = 85^\circ$ 计算的结果 (本文没有给出) 相比较, 发现这两种方法估算的电子加速时间尺度在 $4 \leq L \leq 7$ 范围内的变化不超过 2.5 倍。虽然利用 (21) 式来估算 τ_a 是一个粗略的选择, 其有效性还有待深入研究, 但是它仍给我们提供了关于哨声波共振加速辐射带高能电子的一些有用信息。例如, 对于赤道抛射角接近 90° 的辐射带电子, 它们被地球磁场俘获的同时能在多长时间内得到加速变成相对论电子。

要想获取更加准确、具体的辐射带高能电子损失及加速时间尺度,需要求解描述共振波粒相互作用过程的 Fokker-Planck 方程.通过分析数值求解得到的电子通量相空间密度随时间的演变过程,可以更精确地评估不同能量的高能电子在哨声波的共振作用下最终达到平衡态分布的损失及加速时间.如何利用波粒共振扩散系数有效地求解 Fokker-Planck 方程将是今后工作的方向之一.

另外,本文建立的背景电子密度模型((17)式)是一个半经验的模型,这个模型有以下两方面的局限性:一是它基于偶极子磁场模型,而非文献[24, 25]采用的 Tsyanenko 磁场模型^[37],所以有待于利用已有的空间观测数据继续完善.二是这个模型显然并不适用于极区空穴区域,即产生极区千米波辐射的特定区域.一个更贴近实际情况的背景电子密度模型应该如文献[38]中的图 2 所示.同时需要指出的是,虽然极区空穴区是激励千米波辐射的关键区域,密度分布不能由本文采用的经验模型表述,但是对于高能电子和亚光速内磁层哨声波的相互作用而言,其有效共振区域一般并不能到达如此高的纬度.这是因为冷等离子体参数 α^* 随纬度上升而快速增大,导致能与哨声波发生作用的最小共振能量也快速增大.在大于 50° 的磁纬上一般可以达到几兆电子伏特,因此哨声波只能与极少数的能量大于最小共振能量的电子发生作用.(17)式只是一个基于卫星数据的统计模型,并没有考虑冷等离子体密度随地磁活动以及 MLT 的变化,但是后者对理解哨声波对辐射带高能粒子动力学过程的影响非常重要,包括等离子体层顶位置的变化、白天和夜间哨声波的不同特征等等.计算结果(图 7)显示的电子损失及加速时间尺度紧密依赖于电子密度空间分布表明了获取背景电子密度全球分布信息的重要性,这些信息与可能观测到的完备的哨声波幅度及频谱随 L 及纬度的分布(它们对共振扩散效应的影响如图 8、图 9 所示)非常有助于建立一个完善的、逐步逼近真实的地球辐射带高能粒子动力学模型.这也是我

们今后工作的一个目标.

5. 结 论

准确计算共振波粒相互作用导致的高能电子损失及加速时间尺度,对建立完善可靠的地球辐射带高能粒子通量过程的动力学模型至关重要^[10, 12, 31, 39].本文采用文献[9, 14, 17]推导得到的计算当地及弹跳平均准线性回旋共振扩散系数的解析表达式,研究了场向传播的内磁层哨声波对辐射带高能电子的共振扩散效应.

1) 波粒共振相互作用区域取决于电子能量、波谱分布、电子赤道抛射角、当地电子密度及背景磁场.哨声波共振频率除了与以上 5 个参量有关外,还与地磁纬度有关.

2) 当地准线性扩散系数随纬度的分布依赖于电子能量与 L 值,随着电子能量的减小而增大,极大值所在的纬度随着 L 的增大而上升.虽然弹跳平均扩散系数也随电子能量的减小而增大,但是不能确定它随 L 的变化.

3) 通过与哨声波回旋共振,辐射带高能电子沉降损失的快慢取决于在较高纬度上的抛射角散射,而其加速的效率则取决于在靠近赤道的低纬度区域的能量扩散.电子密度纬度分布的改变能够显著影响电子损失时间尺度 τ_{loss} ,但是对 τ_a 的作用很小.

4) 磁层哨声波可在若干小时内沉降较低能量(约 200 keV)电子,但需要一到数天沉降较高能量(约 1 MeV)电子.对低能量电子的加速也能在数小时内完成,加速较高能量电子则需 3—4 d.

5) 哨声波波谱分布明显影响辐射带能量电子的生存周期以及加速程度.另外,哨声波幅度的纬度分布与哨声波出现的纬度区域都会显著影响其对辐射带高能电子的扩散效果.一般而言,这些影响要大于电子密度纬度分布的变化以及哨声波波谱分布的变化带来的影响.

[1] Koons H C, Roeder J L 1990 *Planet. Space Sci.* **38** 1335
 [2] Meredith N P, Horne R B, Anderson R R 2001 *J. Geophys. Res.* **A** **106** 13165
 [3] Santolik O, Gurnett D A, Pickett J S, Parrot M, Cornilleau-Wehrlin N 2004 *Geophys. Res. Lett.* **31** L02801

[4] Burtis W J, Helliwell R A 1976 *Planet. Space Sci.* **24** 1007
 [5] Santolik O, Macusova E, Yearby K H, Cornilleau-Wehrlin N, Alleyne H S K 2005 *Ann. Geophys.* **23** 2937
 [6] Tsurutani B T, Smith E J 1977 *J. Geophys. Res.* **A** **82** 5112
 [7] Burtis W J, Helliwell R A 1975 *J. Geophys. Res.* **A** **80** 3265

- [8] Parrot M ,Gaye C A 1994 *Geophys. Res. Lett.* **21** 2463
- [9] Summers D 2005 *J. Geophys. Res. A* **110** A08213
- [10] Summers D ,Ni B ,Meredith N P 2007 *J. Geophys. Res. A* **112** A04207
- [11] Horne R B ,Glauert S A ,Thorne R M 2003 *Geophys. Res. Lett.* **30** 1493
- [12] Horne R B ,Thorne R M ,Glauert S A ,Albert J M ,Meredith N P , Anderson R R 2005 *J. Geophys. Res. A* **110** A03225
- [13] Thorne R M ,O'Brien T P ,Shprits Y Y ,Summers D ,Horne R B 2005 *J. Geophys. Res. A* **110** A09202
- [14] Shprits Y Y ,Thorne R M ,Horne R B ,Summers D 2006 *J. Geophys. Res. A* **111** A10225
- [15] Kennel C F ,Engelmann F 1966 *Phys. Fluids* **9** 2377
- [16] Lyons L R 1974 *J. Plasma Phys.* **12** 45
- [17] Summers D ,Ni B ,Meredith N P 2007 *J. Geophys. Res. A* **112** A04206
- [18] Lanzerotti L J ,Webb D C ,Arthur C W 1978 *J. Geophys. Res. A* **83** 3866
- [19] Hudson M K ,Elkington S R ,Lyon J G ,Goodrich C C 2000 *Adv. Space Res.* **25** 2327
- [20] Zong Q G ,Zhou X Z ,Li X ,Song P ,Fu S Y ,Baker D N ,Pu Z Y , Fritz T A ,Daly P ,Balogh A ,Reme H 2007 *Geophys. Res. Lett.* **34** L12105
- [21] Horne R B ,Thorne R M ,Glauert S A ,Meredith N P ,Pokhotelov D , Santolik O 2007 *Geophys. Res. Lett.* **34** L17107
- [22] Xiao F ,He H ,Zhou Q ,Zheng H ,Wang S 2006 *J. Geophys. Res. A* **111** A11201
- [23] Xiao F ,Chen L ,Zheng H ,Wang S 2007 *J. Geophys. Res. A* **112** A10214
- [24] Denton R E ,Goldstein J ,Menietti J D 2002 *Geophys. Res. Lett.* **29** 2205
- [25] Denton R E ,Takahashi K ,Galkin I A ,Nsumei P A ,Huang X , Reinisch B W ,Anderson R R ,Sleeper M K ,Hughes W J 2006 *J. Geophys. Res. A* **111** A04213
- [26] Sheeley B W ,Moldwin M B ,Rassoul H K ,Anderson R R 2001 *J. Geophys. Res. A* **106** 25631
- [27] Shprits Y Y ,Li W ,Thorne R M 2006 *J. Geophys. Res. A* **111** A12206
- [28] Meredith N P ,Cain M ,Horne R B ,Thorne R M ,Summers D , Anderson R R 2003 *J. Geophys. Res. A* **108** 1248
- [29] Bortnik J ,Inan U S ,Bell T F 2006 *J. Geophys. Res. A* **111** A02204
- [30] Horne R B ,Thorne R M ,Glauert S A ,Albert J M ,Meredith N P , Anderson R R 2005 *J. Geophys. Res. A* **110** A03225
- [31] Li W ,Shprits Y Y ,Thorne R M 2007 *J. Geophys. Res. A* **112** A10220
- [32] Xiao F ,Zhou Q ,Zheng H ,Wang S 2006 *J. Geophys. Res. A* **111** A08208
- [33] Xiao F 2006 *Plasma Phys. Control. Fusion* **48** 203
- [34] Xiao F ,Zhou Q ,He H ,Tang L 2006 *Plasma Phys. Control. Fusion* **48** 1437
- [35] Bortnik J ,Thorne R M ,Meredith N P 2007 *J. Geophys. Res. A* **112** A08204
- [36] Katoh Y ,Omura Y 2006 *J. Geophys. Res. A* **111** A09222
- [37] Tsyganenko N A 1995 *J. Geophys. Res. A* **100** 5599
- [38] Xiao F ,Thorne R M ,Summers D 2007 *Planet. Space Sci.* **55** 1257
- [39] Ni B ,Thorne R M ,Shprits Y Y ,Bortnik J 2008 *Geophys. Res. Lett.* **35** L11106

Resonant diffusion of radiation belt energetic electrons by field-aligned propagation whistler-mode chorus waves^{*}

Ni Bin-Bin Zhao Zheng-Yu[†] Gu Xu-Dong Wang Feng

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

(Received 23 October 2007; revised manuscript received 3 September 2008)

Abstract

Adopting the dipole geomagnetic field, Gaussian spectral density for the waves, and semi-empirical latitudinal electron density models obtained from available in situ data, this paper has calculated the local and bounce-averaged quasi-linear resonant electron diffusion coefficients due to chorus and then determined the timescales for electron precipitation loss and stochastic acceleration, in the range of $4 \leq L \leq 7$ outside the plasmapause. The results indicate that the spatial extent where gyroresonance occurs depends on electron energy, equatorial pitch angle, wave spectrum, and the local electron number density and magnetic field. Besides these five parameters, the actual values of resonant frequency rely on magnetic latitude where resonance occurs. The acceleration of radiation belt energetic electrons occurs predominantly due to equatorial chorus, and the mid-latitude chorus preferably contributes to the precipitation loss of relativistic electrons. The timescales for both electron loss and acceleration due to chorus-driven diffusion have been evaluated to be of hours for lower-energy electrons (about 200 keV) and of days for higher-energy electrons (about 1 MeV). It is also found that variation of latitudinal density distributions contributes importantly to chorus-driven electron resonant diffusion. In general, an increasing latitudinal electron density increases the loss timescales for untrapped electrons with small equatorial pitch angles, but has negligible effect on the acceleration of trapped electrons with large equatorial pitch angles. The variations of chorus wave amplitude and wave spectrum with magnetic latitude and L -shell also make important contributions to the lifetime and acceleration of radiation belt electrons, which are generally greater than the effects of varying latitudinal distribution of cold plasma density.

Keywords: resonant wave-particle interaction, earth's radiation belt, whistler-mode chorus waves, cyclotron resonant acceleration and diffusion precipitation

PACC: 9420R, 9430Q

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 40774100).

[†] Corresponding author. E-mail: idicilab@yahoo.com.cn