

磁层压缩 ULF 湍流对电子的加速^{*}

李柳元^{1,2} 曹晋滨¹ 周国成¹ 刘振兴¹

¹(中国科学院空间科学与应用研究中心 北京 100080)

²(中国科学院研究生院)

摘 要 在准线性理论下, 磁层压缩 ULF(超低频) 湍流可以通过“渡越时间加速”机制使电子增加能量. 典型的压缩 ULF 湍流的频率为 2—15 mHz, 被加速的源电子为同步轨道附近的背景电子 ($E < 30$ keV) 和亚暴注入电子 (30—300 keV). 当发生波粒共振时, 低能电子数减少, 而高能尾部分的相对论 ($E \geq 1$ MeV) 电子数增加, 这说明电子得到了压缩湍流的有效加速, 且亚暴注入的电子数越多, 其加速产生的相对论电子数也越多. 在亚暴注入率 $\varepsilon = 0.5$ 的情况下, 这种加速机制只要约 12 h 就可以造成同步轨道附近相对论电子数量的显著增加.

关键词 压缩 ULF 湍流; 渡越时间加速; 相对论电子

中图分类号 P 353

Electron Acceleration by Compressional ULF Turbulence in the Geomagnetosphere

LI Liuyuan^{1,2} CAO Jinbin¹ ZHOU Guocheng¹ LIU Zhenxing¹

¹(Center for Space Science and Applied Research, The Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080)

²(Graduate School, The Chinese Academy of Sciences)

Abstract In quasi-linear approximation, the electron “transit-time acceleration” by compressional ULF turbulence near the geosynchronous orbit is studied. The frequency range of compressional ULF turbulence is from 2 mHz to 15 mHz. When compressional ULF waves resonate with the background electrons ($E < 30$ keV) and substorm injection electrons (30—300 keV), the electrons with higher-energy increase while the lower-energy electrons decrease, which showed that resonant electrons are accelerated effectively by compressional ULF turbulence. The efficiency of the electron acceleration depends on the character of ULF waves, the larger the amplitude of ULF waves are, the higher the acceleration efficiency is, and the bigger the spectral index is, the lower the acceleration efficiency is. In addition, the more substorm injection electrons are, the more relativistic electrons produced by ‘Transit-time acceleration’ are. Since substorms can offer substorm injection electrons, therefore large flux enhancement events of relativistic electrons ($E \geq 1$ MeV) always occur during substorm time. For magnetic storms that are composed of a series of substorms, extremely large flux enhancement events of relativistic electrons can thus occur.

Key words Compressional ULF turbulence, Transit-time acceleration, Relativistic electron

* 国家杰出青年科学基金项目 (40025413) 和重大基金 (40390150) 共同资助

2004-04-12 收到原稿, 2004-11-06 收到修定稿

02/4080

1 引言

近几十年来, 飞船 ACE, WIND, POLAR, LANL和 GOES等对行星际空间和地球磁层空间的长时间监测发现, 当高速的太阳风流和南向行星际磁场作用磁层时, 地球磁层中常常会出现巨大的磁场扰动(如磁暴/亚暴)和各种湍流活动. 在此期间, 外辐射带($3 \leq L \leq 7$)中相对论电子(能量 $E \geq 1 \text{ MeV}$)的通量也经常会出现显著的变化. 典型的变化是在磁暴主相开始后几个小时内, 相对论电子的通量下降; 在整个恢复阶段, 相对论电子的通量常常上升到暴前水平的 $10-10^3$ 倍^{[1]-[3]}. 由于这些相对论电子的高通量持续时间很长, 它们容易穿过卫星表面造成深层充电, 从而使卫星工作状态发生异常^[4].

已有的观测发现, 磁层背景电子($E < 30 \text{ keV}$)和亚暴注入电子($30-300 \text{ keV}$)可能是磁层相对论电子的一个重要来源^[5]. 显然, 这些源电子还必须经过磁层的各种加速才能成为相对论电子. 首先, 在磁暴恢复相期间, 由于对流电场的增强或亚暴偶极化, 磁尾等离子体片中的电子向着地球方向发生径向扩散, 这些电子主要受到绝热加速. 但是, 单纯的绝热加速机制并不能很好地解释辐射带相对论电子通量的增长. 部分研究证明, 磁暴期间波-粒相互作用是使源电子增能的一个重要途径. 例如, 在亚暴注入电子后, 哨声波可以和能量在几百 keV 的亚暴电子发生回旋共振相互作用^{[6],[7]}; 环状 ULF(超低频)波可以通过漂移共振加速机制使电子增能^[8]; Summers 等认为^[9], 对于投掷角各向同性分布的电子, 磁层中的快模波(即 Pc4 和 Pc5 频率范围内的压缩 ULF 波)还可以提供“渡越时间加速”(Transit-Time Acceleration). 但是, 他只对其加速时间作了初步的分析.

“渡越时间加速”首先用来解释宇宙射线电子的加速问题^[10]. 事实上, 在地球磁层扰动期间, 磁层内部也观测到了许多压缩 ULF 湍流. 例如, 在 1997 年 1 月的相对论电子通量增强事件中, CANOPUS 地磁台站就观测到了幅度高达 50 nT 的 ULF 波活动, 而且 Laakso 等研究发现^[11], 这些 ULF 波主要是频率在 1—15 mHz 的压缩波. 在这种情况下, 当电子跨越波压缩区的渡越时间约等于波的周期时, 波-电子之间将强烈地相互作用, 作用的结果将使电子被加速, 波被阻尼. 因此, “渡越时间加速”又叫

“渡越时间阻尼”(Transit-Time Damping). 在准线性理论条件下, 这种波-电子交换动量(能量)的方式由 Fokker-Planck 方程来描述. 这里, 主要讨论地球同步轨道附近压缩 ULF 湍流对电子的加速.

2 物理模型

2.1 初始电子的动量分布函数

在一次亚暴注入电子后, 地球同步轨道附近的总电子由背景电子和亚暴注入电子组成. 假定总电子分布函数的无量纲归一化形式为:

$$f(p, t=0) = \frac{(1-\varepsilon)}{\pi^{3/2} \Delta_b^3} \exp\left(-\frac{p^2}{\Delta_b^2}\right) + \varepsilon G \exp\left[-\frac{(p-p_0)^2}{\Delta_s^2}\right], \quad (1)$$

$$G^{-1} = 2\pi \Delta_s^3 \left\{ \frac{p_0}{\Delta_b} \exp\left(-\frac{p_0^2}{\Delta_b^2}\right) + \sqrt{\pi} \left(\frac{1}{2} + \frac{p_0^2}{\Delta_b^2} \right) \left[1 + \operatorname{erf}\left(\frac{p_0}{\Delta_b}\right) \right] \right\}.$$

这里, 假设总电子数密度 $n = n_1 + n_2$, n_1 是背景电子数密度, n_2 是亚暴注入电子数密度, 密度比 $\varepsilon = n_2/n$. 无量纲动量分布函数 $f \rightarrow f (m_e c)^3/n$; 无量纲动量 $p \rightarrow p/(m_e c) = \gamma v/c$, m_e 和 v 分别为电子的静止质量和速度, c 为光速, $\gamma = (1+p^2)^{1/2}$ 为相对论因子; Δ_b 和 Δ_s 分别为背景电子和亚暴注入电子的无量纲动量热展宽. p_0 为亚暴注入电子的中心动量的无量纲值. 显然, 由于不同强度(AE 指数不同)的亚暴, 其注入的亚暴电子数的多少和能量范围都不同, 所以 ε (称为亚暴注入率)和 p_0 值的大小对于不同的亚暴都不相同.

2.2 磁层压缩 ULF 湍流

伴随着高速的太阳风流, 压缩 ULF 波功率增加, 且在较高的 L 区域, 压缩 ULF 波功率较强. 频率在 $\omega \ll \Omega_i$ 范围内的压缩 ULF 波是快磁声波, 其色散关系的无量纲式为

$$\omega = \beta_A k, \quad (2)$$

其中, 无量纲频率

$$\omega \rightarrow \omega/\Omega_e,$$

无量纲波数

$$k \rightarrow kc/\Omega_e, \quad \beta_A = v_A/c,$$

Alfven 速度

$$v_A = B_0/(4\pi N_0 m_i)^{1/2},$$

其中, N_0 为粒子数密度.

若压缩 ULF 湍流谱取 Kolmogorov 类型, 则湍流磁能密度的无量纲式为

$$W(k) \propto k^{-q}, \quad k > k_{\min}, \quad (3)$$

其中, q 为压缩 ULF 湍流的谱指数.

通常, 波磁场的压缩分量和电子共振相互作用是谐数 $m = 0$ 的共振, 共振条件的无量纲式为

$$\omega = k\xi\beta\mu. \quad (4)$$

其中, $\xi = \cos\psi$, ψ 为波数矢量与背景磁场之间的夹角. $\mu = \cos\theta$ 为电子的投掷角余弦, $\beta = v/c$ 为电子的无量纲速度. 由于共振电子的速度 $v > v_A$, 所以 $\beta \geq \beta_A$.

2.3 电子的动量扩散方程

在准线性理论近似下, 电子动量分布函数的时间演化主要由 Fokker-Planck 方程来决定. 若不考虑电子损失和新注入源的影响, 假定电子分布函数 f 的空间变化可以忽略, 而投掷角扩散时间比动量扩散时间短得多, 于是通过对电子投掷角余弦 $\mu = \cos\theta$ 的积分便可得到纯动量扩散方程的无量纲式为

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \frac{1}{p^2} \frac{\partial}{\partial p} \left[p^2 D(p) \frac{\partial f}{\partial p} \right], \quad (5)$$

其中, 无量纲动量分布函数 $f \rightarrow f(m_e c^3)/n$, 无量纲动量 $p \rightarrow p/(m_e c)$, $t \rightarrow \Omega_e t/(2\pi)$ 为时间的无量纲值, $D(p) \rightarrow D(p)/(m_e^2 c^2 \Omega_e)$ 为无量纲动量扩散系数, 且

$$D(p) = \frac{\pi(q-1)}{4} R \gamma p^{q-1} (k_{\min})^{q-1} \beta_A^2 I(x, \beta_A, k_{\min}). \quad (6)$$

其中,

$$I(x, \beta_A, k_{\min}) = \begin{cases} c_1(q) \ln\left(\frac{1}{x}\right), & 1 < q \leq 2; \\ c_2(q) p^{(2-1)} k_{\min}^{(2-q)} \ln\left(\frac{1}{x}\right), & q > 2. \end{cases}$$

且

$$\begin{aligned} x &= \beta_A/\beta = \gamma\beta_A/p, \quad c_1(2) = 3/4, \\ c_1(q) &= 2^{(1-q)} \frac{q}{4-q^2} \frac{\Gamma(q)\Gamma(2-q/2)}{\Gamma^3(1+q/2)}, \quad 1 \leq q \leq 2, \\ c_2(q) &= \frac{2q^2 - 3q + 4}{4q(2q-3)}, \quad q > 2, \\ R &= |\delta B|^2/B_0^2, \end{aligned}$$

δB 为波磁场的扰动幅度.

3 数值模拟结果

3.1 动量扩散后电子的动量分布函数

在地球同步轨道附近, 磁赤道面的背景磁场 $B_0 \approx 110$ nT, 粒子的数密度 10 cm^{-3} . 因此电子回旋频率 $\Omega_e \approx 1.94 \times 10^4 \text{ rad/s}$, $v_A \approx 7.58 \times 10^7 \text{ cm/s}$, $\beta_A \approx 2.53 \times 10^{-3}$. 压缩 ULF 湍流的频率为 2—15 mHz, 则最小波数的无量纲值 $k_{\min} = 2.56 \times 10^{-4}$. 若取压缩波的磁场扰动波幅 $\delta B = 11, 22, 33$ nT, 则

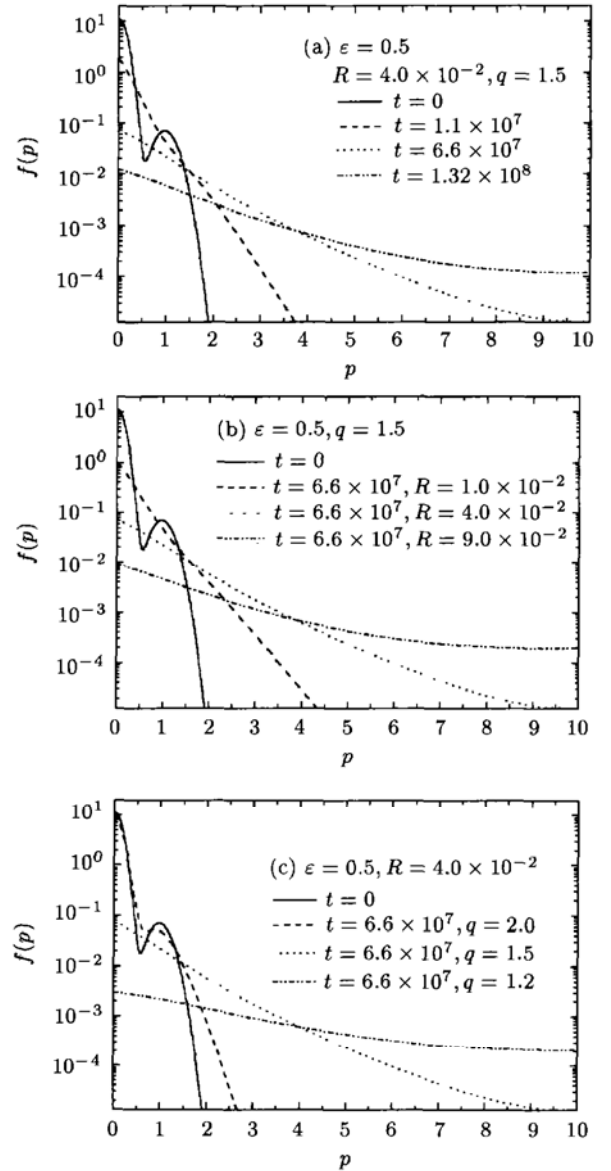


图 1 电子经过压缩 ULF 湍流扩散不同时间后的动量分布函数

Fig.1 Momentum distribution functions of the electrons that are diffused by compressional ULF turbulences for different time

$R = 1.0 \times 10^{-2}, 4.0 \times 10^{-2}, 9.0 \times 10^{-2}$. 由于只有满足条件 $\beta \geq \beta_A$ 的电子才有可能被共振加速, 所以要求共振电子对应的无量纲动量 $p \geq 0.0245$.

另外, 在同步轨道附近, 若取初始背景电子的热能为 10 keV, 则 $\Delta_b = 0.2$. 对于能量为 200 keV 的亚暴电子, $p_0 = 0.97, \Delta_s = 0.32$. 于是, 利用 (1) 至 (8) 式, 便可以得到源电子经过 ULF 湍流扩散不同时间后的动量分布图 1.

图 1 是亚暴注入 $\varepsilon = 0.5$ 的源电子经过不同特征的压缩 ULF 湍流动量扩散后的动量分布函数. 其中, 图 1(a) 是电子在 $R = 4.0 \times 10^{-2}, q = 1.5$ 的压缩湍流作用后的动量分布函数. 从图 1(a) 可以看出, 共振电子经过压缩湍流动量扩散后, 低动量 (低能) 部分的电子动量分布函数值减小, 而高动量 (高能) 部分的分布函数值增大了. 而且随着扩散时间的延长, 低能部分的 $f(p)$ 值越小, 同时高能尾部分的值越大, 这说明低能部分的电子数在不断减少, 高能尾部分的电子数在不断增加, 共振电子得到了压缩湍流的有效加速. 图 1(b) 显示, 电子在相同谱指数 ($q = 1.5$) 的压缩湍流扩散 $t = 6.6 \times 10^7$ (即 6 h) 后, R 值越大, 低能部分的动量分布函数值越小, 而高能尾部分的值越大, 说明湍流磁场扰动幅度越大, 加速后产生的相对论电子数也越多. 图 1(c) 是电子在相同幅度 ($R = 4.0 \times 10^{-2}$) 的 ULF 湍流作用 $t = 6.6 \times 10^7$ 后, 其分布函数的变化. 由于 q 越小, 低能部分电子的动量分布函数值越小, 而高能尾部分的越大, 说明湍流谱指数越小, 其加速效率越高. 因为波磁场的扰动幅度越大或谱指数越小的湍流具有越多的能量, 所以它对电子的加速越快.

3.2 动量扩散后增加的相对论电子数比率

根据式 (1), 初始总电子数密度的无量纲值 $N = 4\pi \int_0^\infty f(p, t=0) p^2 dp = 1$, 能量大于 1 MeV (或无量纲动量大于 2.78) 的相对论电子数密度的无量纲值 $n(t) = 4\pi \int_{2.78}^\infty f(p, t) p^2 dp$. 由于在整个电子的动量扩散过程中, 总电子数 N 守恒, 所以 “种子电子” 经过哨声湍流动量扩散后, 高能尾部分增加的相对论电子数密度 Δn 与总电子数密度 N 的无量纲值之比为

$$\sigma = \frac{\Delta n}{N} = \frac{n(t > 0) - n(t = 0)}{N}, \quad (7)$$

于是, 可得到高能尾部分新增加的相对论电子数占总电子数的比值 $\eta = (\Delta n V)/(NV) = \sigma$, V 是电子

相空间体积的无量纲值.

图 2 给出了在一定强度的亚暴注入率 $\varepsilon = 0.5$ 的情况下, 电子在 $R = 4.0 \times 10^{-2}, q = 1.5$ 的压缩 ULF 湍流的动量扩散后, 其高能尾新增加的相对论电子数和总电子数的比率随时间的变化. 从图 2 可以看出, 随着扩散时间不断增加, 新增相对论电子百分比率也随着增长. 电子经过压缩湍流作用到 $t = 1.32 \times 10^8$ (即 12 h) 时, 高能尾新增加的相对论电子数占总电子数的比率高达 90%. 显然, 压缩 ULF 湍流可以在半天左右就可以造成相对论电子通量的显著上升.

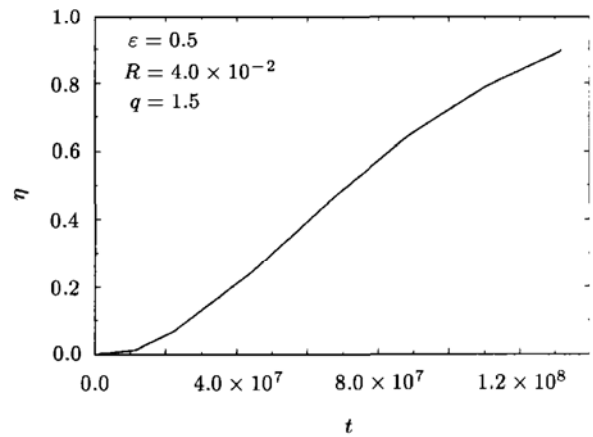


图 2 增加的相对论电子数比率随扩散时间的变化
Fig.2 Ratio of the increasing relativistic electrons with time

当然, 相对论电子数的增加还与初始的亚暴注入电子数有关. 图 3 为电子在相同性质的压缩湍流 ($R = 4.0 \times 10^{-2}, q = 1.5$) 作用到 $t = 6.6 \times 10^7$ 时, 高能尾部分新增加的相对论电子数比率随着亚暴注

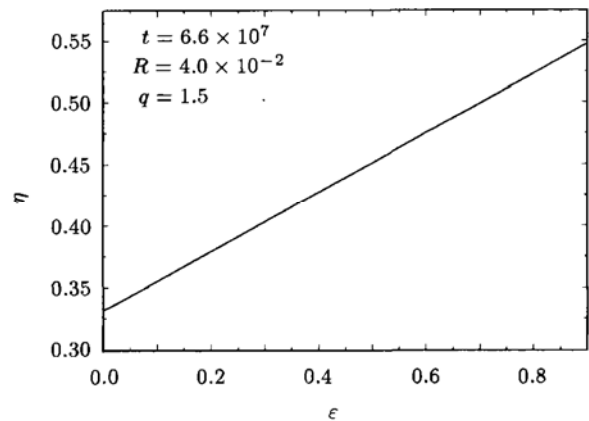


图 3 增加的相对论电子数比率随 ε 的变化
Fig.3 Ratio of the increasing relativistic electrons with ε

入率的变化. ε 越大, η 也越大, 即亚暴注入电子数越多, 湍流加速产生的相对论电子数也越多. 这说明亚暴注入电子可能是磁层中相对论电子的主要来源, 较强的亚暴可以造成较强的磁层相对论电子事件.

4 结论和讨论

在磁层扰动(如磁暴/亚暴)期间, 电子由于被一些 VLF/ELF 波的投掷角扩散而趋于各向同性分布, 此时, 磁层中的压缩 ULF 波可以通过“渡越时间阻尼”机制加速电子. 研究表明, (1) 压缩 ULF 湍流可以加速速度大于阿尔芬速度的电子; (2) 压缩 ULF 湍流谱幅度越大(或谱指数越小), 其加速效率越高; (3) 亚暴注入的电子数越多, 其加速产生的相对论电子数也越多; (4) 在亚暴注入率 $\varepsilon = 0.5$ 的情况下, 压缩 ULF 湍流的“渡越时间加速”可以在 12 个小时左右就造成磁层相对论电子通量的显著上升; (5) 亚暴注入电子是磁层中相对论电子的主要来源, 较强的亚暴可以造成较强的磁层相对论电子事件; (6) 由于亚暴能够提供能量为几百 keV 的亚相对论电子, 所以较强的相对论电子通量增强事件通常发生在亚暴或带有持续亚暴活动的磁暴期间.

当然, 本文中计算所用的参数只是在地球同步轨道附近的. 在地球磁层的其他区域, 由于压缩 ULF 湍流的强度和亚暴注入电子的能量都会不同, 其加速效果也会不一样. 而且, 我们只考察了一次亚暴注入事件后压缩 ULF 湍流对电子的加速情况, 在扩散方程中并没有考虑电子的损失项和新注入源的影响, 这些因素可能影响相对论电子数增加. 更详细的情况有待进一步研究证实.

参考文献

[1] Baker D N *et al.* Coronal mass ejections, magnetic

- clouds, and relativistic magnetospheric electron events: ISTP. *J. Geophys. Res.*, 1998, **103**:17 279—17 291
- [2] Reeves G D *et al.* The global response of relativistic radiation belt electrons to the January 1997 magnetic cloud. *Geophys. Res. Lett.*, 1998, **25**:3265—3268
- [3] ZHOU G C *et al.* MeV electron flux enhancement events at the geosynchronous orbit in April-May 1998. *Chin. J. Geophys.*, 2001, **44**(3):293—302. in Chinese (周国成等. 1998 年 4—5 月地球同步轨道 MeV 电子通量增强事件. 地球物理学报, 2001, **44**(3):293—302)
- [4] Wrenn G L, Smith R J K. The ESD threat to GEO satellites: Empirical models for observed effects due to both surface and internal charging. In: ESA Symposium Proceedings on Environment Modelling for Space-Based Applications, SP-392, ESTEC. Noordwijk, Netherlands, 1996. 121—123
- [5] Baker D N *et al.* Relativistic electrons near geostationary orbit: Evidence for internal magnetospheric acceleration. *Geophys. Res. Lett.*, 1989, **16**:559—562
- [6] Summers D, Ma C Y. A model for generating relativistic electrons in the Earth's inner magnetospheres based on gyroresonant wave-particle interactions. *J. Geophys. Res.*, 2000, **105**:2625—2639
- [7] Li L Y *et al.* Acceleration of “seed electrons” by whistler turbulence near geosynchronous orbit. *Chin. J. Geophys.*, 2004, **47**(5):756—761. in Chinese (李柳元等. 地球同步轨道附近哨声湍流对“种子电子”的加速. 地球物理学报, 2004, **47**(5):756—761)
- [8] Elkington S R *et al.* Acceleration of relativistic electrons via drift-resonance interaction with toroidal-mode Pc5 ULF oscillations. *Geophys. Res. Lett.*, 1999, **26**:3273—3276
- [9] Summers D, Ma C Y. Rapid acceleration of electrons in the magnetosphere by fast-mode MHD waves. *J. Geophys. Res.*, 2000, **105**:15 887—15 895
- [10] Schlickeiser R, Miller J A. Quasi-linear theory of cosmic ray transport and acceleration: The role of oblique magnetohydrodynamic waves and transit-time damping. *Astrophys. J.*, 1998, **492**:352—378
- [11] Laakso H D *et al.* Field-line resonances triggered by a northward IMF turning. *Geophys. Res. Lett.*, 1998, **25**:2991—2994