

Li L. Y., Cao J. B., Zhou G. C. Acceleration of "Seed Electrons" by whistler turbulence near the geosynchronous orbit. *Chinese J. Geophys.* (in Chinese), 2004, 47(5): 756 ~ 761

# 地球同步轨道附近哨声湍流对“种子电子”的加速

李柳元<sup>1,2</sup> 曹晋滨<sup>1</sup> 周国成<sup>1</sup>

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, 北京 100039

**摘 要** 本文在等离子体准线性理论下研究了地球同步轨道附近哨声湍流对亚暴“种子电子”的波-电子共振相互作用. 当发生这种共振时,“种子电子”的动量分布函数经动量扩散而随时间演化,部分低能电子数减少了,而高能尾部分的相对论电子(能量大于 1MeV)数增加了,说明“种子电子”得到了哨声湍流的有效加速,且哨声湍流的能量越高,其加速效率越高. 另外,哨声湍流的频率越低(或波数越小),共振电子的能量越高(或单位质量的动量越大);频率范围越宽,共振电子的能量范围越宽,被加速的电子数也越多. 磁层哨声湍流加速“种子电子”大约在 30h 内就可以造成相对论电子数显著增加,这正好和大多数磁暴期间观测到的相对论电子通量的增长时间相当.

**关键词** 地球同步轨道 相对论电子 哨声湍流 波-电子共振

**文章编号** 0001-5733(2004)05-0756-06 **中图分类号** P353 **收稿日期** 2003-08-26,2004-05-24收修定稿

## ACCELERATION OF "SEED ELECTRONS" BY WHISTLER TURBULENCE NEAR THE GEOSYNCHRONOUS ORBIT

LI Liu-Yuan<sup>1,2</sup> CAO Jin-Bin<sup>1</sup> ZHOU Guo-Cheng<sup>1</sup>

1 Center for Space Science and Applied Research, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China

2 Graduate School of the Chinese Academy of Sciences, Beijing 100039, China

**Abstract** In quasi-linear approximation, we study wave-electron resonant interaction near the geosynchronous orbit. A part of lower energy electrons decrease while the higher ones increase after distribution function of electrons evolve with time via momentum diffusion, which suggest that "seed electrons" are accelerated effectively by the whistler turbulence. The larger the energy of whistler turbulence is, the higher the acceleration efficiency is. In addition, the lower the frequency of the whistler, the higher the energy of resonant electrons; and the wider the frequency range of the whistler, the wider the energy range of resonant electrons, and the more the accelerated electrons. Electron acceleration by the whistler turbulence can markedly increase the number of relativistic electrons within about 30 hours, which is consistent with the observation of relativistic electron flux enhancements during most magnetic storms.

**Key words** Geosynchronous orbit, Relativistic electron, Whistler turbulence, Wave-electron resonance.

## 1 引 言

当行星际扰动作用于地球磁层,引起磁层亚暴

或带有持续亚暴的磁暴时,在地球磁层(磁壳参数  $L=2\sim 8$ )中的相对论电子(能量  $E=1\text{MeV}$ )的通量经常出现显著的变化.通常,在磁暴恢复相阶段,相对论电子的通量比暴前通量峰值增大1~3个数量

**基金项目** 国家杰出青年科学基金项目(40025413).

**作者简介** 李柳元,男,1974年生,博士研究生,主要从事磁层物理和空间天气过程研究. E-mail:lyli@center.cssar.ac.cn

级,称为相对论电子通量增强事件(以下简称相对论电子事件)。由于相对论电子的通量变化较大,且能谱较硬,所以这种增长对卫星是非常危险的,强相对论电子可以引起卫星内部深层充电,从而造成卫星的工作异常甚至完全毁坏<sup>[1]</sup>。特别是在地球同步轨道附近,很多卫星都受到强相对论电子的严重危害。因此,外辐射带中相对论电子来源和加速机制一直是空间天气研究的一个重要课题。

从 20 世纪 90 年代以来,已经有很多卫星观测到了磁层中的相对论电子事件,如 SAMPEX、POLAR、LANL 和 GOES 等卫星都监测了磁层中相对论电子的变化。发现相对论电子事件十分频繁,仅仅在 1992~1995 年期间就测量到了 30 多次很强的相对论电子的通量增强事件<sup>[2]</sup>。典型的如 1997 年 1 月磁云事件<sup>[3]</sup>和 1998 年 4~5 月地球同步轨道 MeV 电子通量增强事件<sup>[4]</sup>。

已有的研究表明,亚暴产生的由磁尾向着地球方向注入的中等能量(能量大约为 50~300keV)电子(常称为“种子电子”)可能是造成内磁层中相对论电子增强的主要原因<sup>[5,6]</sup>。Freeman 等<sup>[7]</sup>通过对 LANL 卫星的数据研究,提出同步轨道附近的相对论电子来自于亚暴注入“种子电子”的高能部分。首先,亚暴活动在近磁尾( $L=9\sim 12$ )产生了“种子电子”;然后,这些“种子电子”通过对流电场(或 ULF 波漂移共振)注入到地球同步轨道附近( $L=6.6$ )<sup>[8~10]</sup>。显然,亚暴产生的中等能量“种子电子”还必须经过某种加速过程才能成为相对论电子。除了电子在向着地球方向径向对流过程中的绝热加速外<sup>[11,12]</sup>,同步轨道附近捕获的“种子电子”还可能通过和哨声湍流的波-电子共振相互作用得到加速<sup>[13]</sup>。在等离子体准线性近似下,这种波-电子交换动量(能量)的方式由 Fokker-Planck 方程来描述。本文利用数值求解扩散方程研究同步轨道附近磁层哨声湍流对亚暴“种子电子”的加速过程。

## 2 物理模型

假定已经注入到同步轨道附近的“种子电子”初始动量分布为各向同性的麦克斯韦分布,其无量纲形式为

$$f(p, t = 0) = C \exp\left[-\frac{(p - p_0)^2}{2}\right], \quad (1)$$

这里引入了无量纲动量分布函数  $f = c^3 f / n_s$ , 无量纲

动量  $p = p / m_e c = v / c$ ,  $n_s$ 、 $m_e$  和  $v$  分别为亚暴电子数密度、静止质量和速度,  $c$  为光速,  $\gamma = (1 + p^2)^{1/2}$  为相对论因子,  $p_0$  为初始动量分布峰值处的无量纲动量,  $\Delta p$  为无量纲动量的热展宽,  $C$  为归一化系数。对于初始能量为 200keV 的亚暴电子,  $p_0 = 0.97$ ;若取  $\Delta p = 0.3 p_0$ ,则  $C = 0.16$ 。

伴随着亚暴“种子电子”的产生,经常在整个等离子体层顶外的磁层区域观测到哨声波活动<sup>[13]</sup>。哨声波频率  $\omega$  在质子回旋频率和电子回旋频率之间,即  $\omega_p < \omega < \omega_c$ , 平行传播的哨声波色散关系的近似表达式为

$$\omega = \frac{k^2 c^2}{2 \omega_{pe}}, \quad (2)$$

这里  $\omega_{pe} = (4 \pi n_e e^2 / m_e)^{1/2}$  是电子的等离子体频率,  $k$  为波数,  $\omega_c = |eB_0 / (m_e c)|$  为电子回旋频率。且哨声湍流对电子的加速效率主要由波的能量来决定,采用哨声湍流的波数谱能量密度为幂律谱模型<sup>[14]</sup>:

$$\frac{|B(k)|^2}{B_0^2} = \begin{cases} A \frac{c}{\omega_c} \left| \frac{k c}{\omega_c} \right|^{-q}, & k_{\min} \leq k \leq k_{\max}; \\ 0, & \text{其他 } k \end{cases} \quad (3)$$

其中  $A$  为波数谱的幅度,  $q$  为波数谱指数,  $k_{\max}$  和  $k_{\min}$  分别为波数的上下限。

在准线性理论近似下,亚暴产生的“种子电子”的动量分布函数的时间演化主要由 Fokker-Planck 方程决定。若不考虑电子损失和新注入源的影响,总电子数守恒。假定分布函数  $f$  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。通过对电子投掷角余弦  $\mu = \cos \theta$  的积分可得到纯动量扩散方程<sup>[15]</sup>:

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \frac{1}{p^2} \frac{\partial}{\partial p} \left[ p^2 D(p) \frac{\partial f}{\partial p} \right], \quad (4)$$

其中,动量分布函数  $f = f(p, t)$ , 动量扩散系数为

$$D(p) = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 \left( D_{pp} - \frac{D_{\mu p}^2}{D_{\mu\mu}} \right) d\mu, \quad (5)$$

$$D_{\mu\mu}(\mu, p) = \frac{1}{p^2} (v^2 I_0 - 2v\mu I_1 + \mu^2 I_2), \quad D_{\mu p}(\mu, p) = -\frac{1}{p} (v I_1 - \mu I_2), \quad D_{pp}(\mu, p) = I_2, \quad (\mu) = \frac{2}{c} m_e^2 (1 - \mu^2), \quad I_n(\mu, p) = \int_0^\pi d\theta \int_{-\infty}^{\infty} dk \left( \frac{\omega}{k} \right)^n \frac{|B(k)|^2}{B_0^2} \times \frac{(\omega - k)}{k v \mu + \omega_c}, \quad n = 0, 1, 2.$$

在哨声湍流对电子的加速过程中,哨声湍流的

能谱密度、线性色散关系和相对论共振条件 ( $k\mu - k + \omega = 0$ ) 起着决定性的作用。

### 3 数值计算结果

根据(1)式,初始总电子数密度的无量纲值  $N_0 = 4 \int_0^\infty f(p, t=0) p^2 dp = 1$ , 能量大于 1MeV(或无量纲动量大于 2.78)的相对论电子数密度的无量纲值  $n(t) = 4 \int_{2.78}^\infty f(p, t) p^2 dp$ . 由于在整个电子的动量扩散过程中,总电子数  $N$  守恒,即  $N = N_0$ ,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  $n$  与总电子数密度  $N$  的无量纲值之比为

$$= \frac{n}{N} = \frac{n(t > 0) - n(t = 0)}{N_0}, \quad (6)$$

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  $= (nV)/(N_0V) = \dots$ ,  $V$  是电子相空间体积的无量纲值。

根据磁层观测资料和理论研究结果<sup>[13]</sup>,在计算中本文取哨声湍流的最小波数  $k_{min} = 2.0$ ,最大波数  $k_{max} = 7.7$ ,相应的频率范围约为 0.05 ~ 0.68,谱指数在  $1 < q < 2$  范围内. 地球同步轨道附近近赤道面的背景磁场  $B_0 = 110nT$ ,如果取哨声湍流扰动磁场  $B$  为几百个 pT,则波谱幅度  $A$  的无量纲值的量级约为  $10^{-6}$ ,背景电子密度  $\sim 10cm^{-3}$ . 在计算和绘图中还应用了无量纲转化式:  $c^3 f/n_s = f, \omega t/(2\pi) = t, p/m_e c = p, D/(m_e^2 c^2) = D, D_{pp}/(m_e^2 c^2) = D_{pp}, D_{\mu p}/(m_e c) = D_{\mu p}, D_{\mu\mu}/c = D_{\mu\mu}, e I_0 = I_0, (\omega/c) I_1 = I_1, (\omega/c^2) I_2 = I_2, A/c = A,$

$kc/e = k, \omega/e = \dots$

### 3.1 动量扩散系数与波谱特性的关系

在波数范围为 2.0 ~ 7.7 的哨声湍流作用下,电子动量扩散系数  $D(p)$  随动量  $p$  的变化如图 1 所示. 由图 1 可知,对于相同  $k, q, A$  值的哨声湍流,不同能量(或动量  $p$ )电子的动量扩散效果各不相同:动量 1.08 ~ 21.77 的电子对应的动量扩散系数大于零 ( $D(p) > 10^{-9}$ ),说明只有这部分电子被哨声湍流扩散,且动量越大,扩散系数越大;动量在这个范围之外的其他电子几乎不参加扩散. 同时,对于参加扩散的相同能量的电子,不同  $k, q, A$  值的哨声湍流产生的扩散效果也不相同:对于给定的振幅  $A$ ,谱指数  $q$  越大扩散系数越小;而对于给定的谱指数  $q$ ,振幅  $A$  越大扩散系数越大.

另外,不同频率(或不同波数)的哨声湍流作用于不同能量的电子. 从图 2 可以看出,对于相同  $A, q$  值的哨声湍流,波数  $k$  越小(或频率越低),共振电子的能量越高;波数  $k$  越大(或频率越大),共振电子的能量越低. 这说明哨声湍流的高频部分对加速能量较低电子更为有效,而低频部分则主要加速高能电子. 这样,哨声湍流低频部分除了直接加速“种子电子”的高能部分外,它们还可能为经过高频部分加速后的较高能量的电子提供二次甚至多次加速,故波谱较宽的哨声湍流对电子的加速效果比较好. 如果哨声湍流所在的频率范围较窄,如  $3.0 < k < 7.3$ ,此时只有动量在 1.30 ~ 9.64 范围的电子才参加波-粒共振相互作用,与更宽频范围相比,共振电子的能量范围明显变窄,这说明哨声湍流的频率范围越宽,共振电子的能量范围越宽.

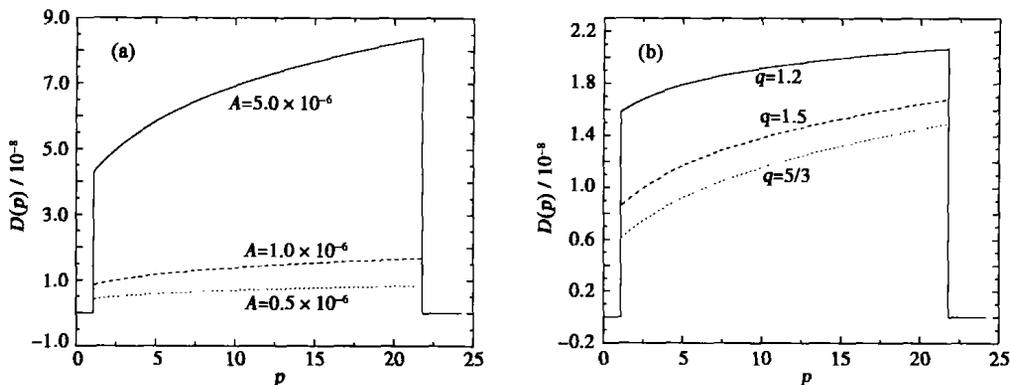


图 1 电子动量扩散系数随动量的变化 ( $k = 2.0 \sim 7.7$ )

(a)  $q = 1.5, A = 0.5 \times 10^{-6}, 1.0 \times 10^{-6}, 5.0 \times 10^{-6}$ ; (b)  $A = 1.0 \times 10^{-6}, q = 1.2, 1.5, 5/3$ .

Fig. 1 Electron momentum diffusion coefficient Vs the electron momentum, where  $k = 2.0 \sim 7.7$

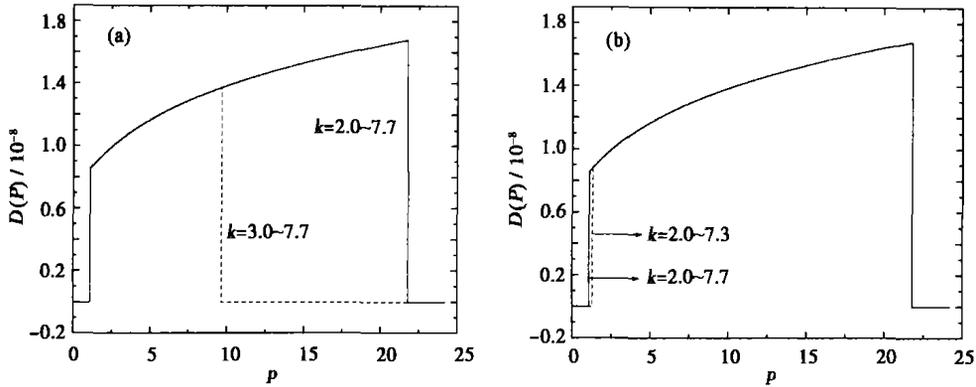


图 2 电子动量扩散系数随动量的变化 ( $A = 1.0 \times 10^{-6}$ ,  $q = 1.5$ )

(a)  $k = 2.0 \sim 7.7, 3.0 \sim 7.7$ ; (b)  $k = 2.0 \sim 7.7, 2.0 \sim 7.3$ .

Fig. 2 Electron momentum diffusion coefficient Vs the electron momentum, where  $A = 1.0 \times 10^{-6}$ ,  $q = 1.5$

### 3.2 电子分布函数的时间演化

由哨声湍流计算的电子动量扩散系数的大小完全决定了电子动量扩散方程的解,即电子动量分布函数随时间的变化.图 3 给出了电子与不同特征的哨声湍流相互作用不同时间后电子的动量分布.从图可以看出,亚暴“种子电子”经过哨声湍流扩散后,部分动量较低的电子的分布函数  $f(p, t)$  值减

小了,而高能部分的值增大了,即较低能量的部分电子数减少了,较高能量的电子数增加了,电子分布函数出现一个增强的高能(或高动量)尾结构.这说明部分动量较低的电子在动量空间向高动量方向移动,电子得到了哨声湍流的有效加速.

虽然经过与哨声湍流相互作用后,电子都得到了有效加速.但是,不同特征的哨声湍流对电子的

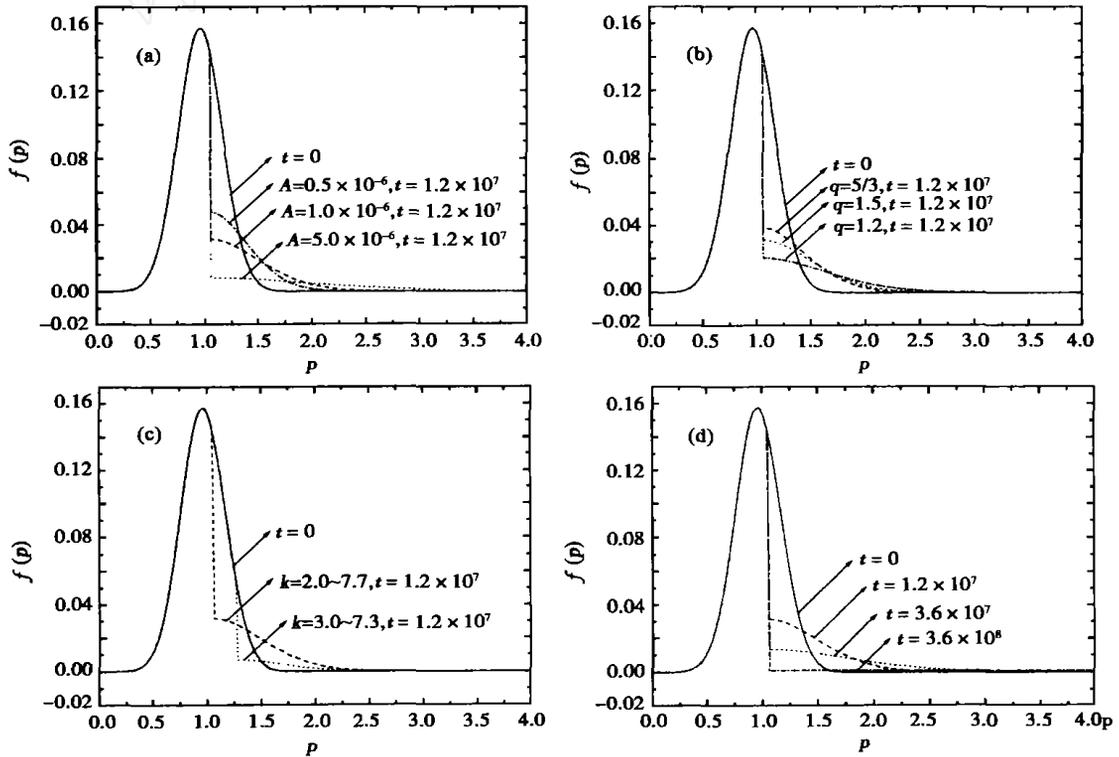


图 3 在哨声湍流扩散作用不同时间后电子的动量分布(实曲线为  $t = 0$  时的分布)

(a)  $k = 2.0 \sim 7.7, q = 1.5, A = 0.5 \times 10^{-6}, 1.0 \times 10^{-6}, 5.0 \times 10^{-6}, t = 1.2 \times 10^7$ ;  
 (b)  $k = 2.0 \sim 7.7, A = 1.0 \times 10^{-6}, q = 1.2, 1.5, 5/3, t = 1.2 \times 10^7$ ;  
 (c)  $A = 1.0 \times 10^{-6}, q = 1.5, k = 2.0 \sim 7.7, k = 3.0 \sim 7.3, t = 1.2 \times 10^7$ ;  
 (d)  $k = 2.0 \sim 7.7, A = 1.0 \times 10^{-6}, q = 1.5, t = 1.2 \times 10^7, 3.6 \times 10^7, 3.6 \times 10^8$ .

Fig. 3 Electron momentum distribution after diffused by whistler turbulence for some hours (the solid curve is at  $t = 0$ )

加速效果明显不一样. 从图 3a 可以看出, 对于波数  $2.0 < k < 7.7$ 、谱指数  $q = 1.5$  的不同谱幅度的湍流对电子作用  $1h(t = 1.2 \times 10^7)$  后, 湍流谱幅度越大, 高能尾中新增加的电子数越多, 说明加速效率越高; 而对于相同的湍流谱幅度, 谱指数越大, 高能尾中新增加的电子数越少, 加速效率越低, 如图 3b 所示. 另外, 从图 3c 可知, 在谱幅度  $A = 1.0 \times 10^{-6}$ , 谱指数  $q = 1.5$ ,  $t = 1.2 \times 10^7$  时, 谱宽度为  $2.0 < k < 7.7$  的哨声湍流比谱宽度为  $3.0 < k < 7.3$  的哨声湍流使高能尾新增加的电子数更多, 其中前者新增的相对论电子 (能量大于 1MeV) 约占总电子数的 12.3%, 而后者仅为 4.2%, 这说明哨声湍流的频率范围越宽, 共振电子数越多, 其加速产生的相对论电子数也越多. 磁层中磁暴期间持续增强的宽频哨声湍流提供的波-电子共振是加速部分亚暴“种子电子”成为相对论电子的一个重要原因.

图 3d 给出在一组典型的哨声湍流谱参数情况下电子动量分布随时间的变化. 电子分布函数的高能尾随着时间的延长而拉长, 表明随着时间的延长更高能量的电子在增多. 直到  $t = 3.6 \times 10^8$  (即 30h) 以后, 电子的动量分布函数不再发生改变, 说明哨声湍流对电子的有效扩散作用结束. 在湍流对电子的有效扩散时间内, 扩散后电子动量分布中高能尾新增加的相对论电子数与初始总电子数的比值也随着时间增大, 如图 4 所示. 其中, 在  $t = 15 \times 10^7$  (即 12.5h) 之内, 曲线上升得较快, 说明相对论电子数增加得很快, 之后, 曲线变得越来越平, 说明其增加逐渐变慢; 直到  $t = 3.6 \times 10^8$  时,  $r = 38.5\%$ , 此后曲线几乎不再变化, 说明相对论电子数不再增加, 整个加速过程结束. 所以哨声湍流加速电子在大约

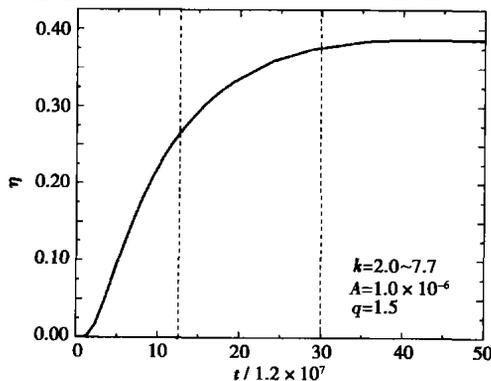


图 4 高能尾中增加的相对论电子数与总电子数的比随时间的变化

Fig. 4 Ratio of the increased relativistic electrons in high energy tail Vs the time

半天时间之内最有效, 总的波粒共振时间大约为一天半左右.

## 4 结论和讨论

我们通过对同步轨道附近频率在 0.05 到 0.68 之间的平行于背景磁场传播的哨声湍流对亚暴“种子电子”的加速模型的数值计算, 得到哨声湍流和电子的回旋共振加速具有以下特点: (1) 哨声湍流谱幅度越大, 其加速效率越高; (2) 谱指数越小, 其加速效率越高; (3) 频率越低 (或波数越小), 共振电子的能量越高 (或动量  $p$  越大); (4) 频率 (或波数) 范围越宽, 共振电子的能量范围越宽, 被加速的电子数也越多; (5) 在封闭相空间情况下, 哨声湍流对电子的最有效加速时间大约为半天左右, 总的波粒共振时间大约为一天半左右, 这正好和大多数磁暴期间观测到的此层相对论电子通量的增长时间相当.

当然, 本文中计算所用的参数只是在地球同步轨道附近的. 在地球外辐射带不同的  $L$  位置, 由于哨声湍流的强度和亚暴注入电子的能量强度都会不同, 其加速效果也会不一样. 且磁层相对论电子事件具有多种时间尺度和多种能量范围的特征. 如 1991 年 1 月, 相对论电子通量增长时间大约是 90s<sup>[16]</sup>; 1997 年 1 月 10 日相对论电子通量增长时间则大约是 10min<sup>[17]</sup>, 而 1998 年 5 月 4 日相对论电子的通量增长大约花了一天<sup>[18]</sup>; 另外, 不同相对论电子事件中电子的能量范围不同, 大约在 1 ~ 10MeV 之间变化. 这种多样性也说明相对论电子事件产生机制是复杂的和多样的. 因此快速增长的相对论电子通量可能是由于不同时间尺度的加速机制造成的. 例如, 伴随着感应电场的相对论电子通量增长时间是几分钟; 伴随有 ULF 波脉动的增长是超过几十分钟到数小时的时间尺度<sup>[19]</sup>. 更详细的情况还有待于进一步的理论和观测研究.

感谢美国 Colorado 大学李焯焯教授有益的讨论.

## 参考文献

- [1] 朱光武, 李保权. 空间环境对航天器的影响及其对策研究. 上海航天, 2002, 4: 1 ~ 16  
Zhu G W, Li B Q. Space environment effect and countermeasure research on spacecraft. *Aerospace Shanghai* (in Chinese), 2002, 4: 1 ~ 16
- [2] Reeves G D. Relativistic electrons and magnetic storms: 1992 - 1995. *Geophys. Res. Lett.*, 1998, 25: 1817 ~ 1820

- [ 3 ] Reeves G D , Baker D N , Belian R D , et al. The global response of relativistic radiation belt electrons to the January 1997 magnetic cloud. *Geophys. Res. Lett.* , 1998 , **25** : 3265 ~ 3268
- [ 4 ] 周国成 ,汪学毅 ,王德驹等. 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  
Zhou G C , Wang X Y , Wang D J , et al. MeV electron flux enhancement events at the geosynchronous orbit in April-May 1998. *Chinese. J. Geophys.* (in Chinese) , 2001 , **44** (3) : 293 ~ 302
- [ 5 ] Fok M C , Thomas E M , Walther N S. Rapid enhancement of radiation belt electron fluxes due to substorm depolarization of the geomagnetic field. *J. Geophys. Res.* , 2001 , **106** : 3873 ~ 3881
- [ 6 ] Kim H J , Chan A A , Wolf R A , et al. Can substorms produce relativistic outer belt electrons ? *J. Geophys. Res.* , 2000 , **105** : 7721 ~ 7735
- [ 7 ] Freeman J W , O'Brien T P , Chan A A , et al. Energetic electrons at geostationary orbit during the November 3 - 4 , 1993 storm: Spatial/temporal morphology , characterization by a power law spectrum , representation by an artificial neural network. *J. Geophys. Res.* , 1998 , **103** : 26251 ~ 26260
- [ 8 ] Baker D N , Li X L , Blake J B , et al. Strong electron acceleration in the earth 's magnetosphere. *Adv. Space Res.* , 1997 , **21** : 609 ~ 613
- [ 9 ] Ingraham J C , Cayton T E , Belian R D , et al. Substorm injection of relativistic electrons to geosynchronous orbit during the great magnetic storm of March 24 , 1991. *J. Geophys. Res.* , 2001 , **106** : 25759 ~ 25776
- [ 10 ] Green J C , Kivelson M G. A tale of two theories: How the adiabatic response and ULF waves affect relativistic electrons. *J. Geophys. Res.* , 2001 , **106** : 25777 ~ 25791
- [ 11 ] Roederer J G. Dynamics of Geomagnetically Trapped Radiation. New York : Springer-Verlag , 1970
- [ 12 ] Kim H J , A A Chan. Fully-adiabatic changes in storm time relativistic electron. *J. Geophys. Res.* , 1997 , **102** : 107 ~ 116
- [ 13 ] Summers D , C Y Ma. 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
- [ 14 ] Steinacker J , Miller J A. Stochastic gyroresonant electron acceleration in a low-beta plasma interaction with parallel transverse cold plasma waves. *The Astrophysical Journal* , 1992 , **393** : 764 ~ 781
- [ 15 ] Li X L , Roth I , Tenerin M , et al. Simulation of the prompt energization and transport of radiation belt particles during the March 24 , 1991 SSC. *Geophys. Res. Lett.* , 1993 , **20** : 2423 ~ 2426
- [ 16 ] Li X L , Baker D N , Tenerin M , et al. Energetic electron injections into the inner magnetosphere during the January 10-11 , 1997 , magnetic storm. *Geophys. Res. Lett.* , 1998 , **25** : 2561 ~ 2564
- [ 17 ] Selesnick R S , Blake J B. One the source location of radiation belt relativistic electrons. *J. Geophys. Res.* , 2000 , **105** : 2607 ~ 2624
- [ 18 ] Rostoker G , Skone S , Baker D N. On the origin of relativistic electrons in the magnetosphere associated with some geomagnetic storms. *Geophys. Res. Lett.* , 1998 , **25** : 3701 ~ 3704
- [ 19 ] Liu W W , Rostoker G , Baker D N. Internal acceleration of relativistic electrons by large amplitude ULF pulsations. *J. Geophys. Res.* , 1999 , **104** : 17391 ~ 17407