

# 磁层亚暴时环电流的局部加速机制

何友文 胡文瑞

(中国科学技术大学) (中国科学院力学研究所)

## 摘 要

本文讨论了一种使环电流增强的局部湍流发电机过程。由于磁层内部的磁场很强,其位形基本满足无作用力磁场近似。另一方面,磁场的涨落值与其平均值相当。当涨落场电动势局部增强时,可以使平均场以及平均电流密度增强,形成环电流的增强。这时,亚暴过程中维持环电流所需要的能量是由湍流或波动的涨落场提供的,这是一种使粒子局部加速的过程。

本文还具体讨论了一种 $\alpha^2$ 湍流发电机模型,求出了具有随时间增长特性的本征模式。将分析结果应用于讨论亚暴时的环电流过程,并进行了定量估计。

## 一、前 言

环电流的增强问题,是磁层亚暴的一个重要课题。通常人们认为,环电流的形成过程是磁尾中性片磁力线重新合并,储存于磁尾中的能量被释放,使磁尾等离子体加热或加速;这些被加速的高速等离子体流,由于亚暴期间增强的磁层对流的作用<sup>[1]</sup>或“漏泄”<sup>[2,3]</sup>,注入近地轨道,为辐射带所捕获;而地磁场曲率的变化,将使这些被捕获的带电粒子形成围绕地球的东西向环电流。对于环电流,不仅仅捕获粒子的漂移作用有贡献,而且局部区域磁场的随机涨落或起伏也有贡献。这就是说,磁层亚暴过程中,任何一种效应(如高能粒子流注入或波动、湍流等)所引起的局部地区磁场的“起伏”,在涨落无力场的磁场结构中,都将激起附加的围绕地球流动的向西环电流。本文将采用上述观点,通过对环电流的局部加速过程的分析,试图解释磁层亚暴时环电流的增强过程。

## 二、有涨落的无力场运动学特征

在地球磁层内大部分区域中,磁场强度相对地较强,磁压比热力学压力、重力势以及动压的量级都大得多。这种磁场位形应满足无力场关系。无力场条件和磁感应方程可为

$$(\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} = 0, \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{V} \times \mathbf{B}) + \eta_m \Delta \mathbf{B}. \quad (2.2)$$

其中 $\eta_m$ 为磁扩散系数,并假设为常数。观测表明,磁层内的局部磁场强度往往有很大的

本文于1981年9月17日收到。

涨落, 涨落值与平均场的量级相同. 为此, 记

$$\mathbf{B} = \langle \mathbf{B} \rangle + \delta \mathbf{B}, \quad \mathbf{V} = \langle \mathbf{V} \rangle + \delta \mathbf{V}. \quad (2.3)$$

其中  $\langle \rangle$  表示平均值, 而  $\delta \mathbf{B}$  等表示涨落值. 涨落值满足关系

$$\langle \delta \mathbf{B} \rangle = \langle \delta \mathbf{V} \rangle = 0. \quad (2.4)$$

将 (2.3) 式代入 (2.1) 和 (2.2) 可分别得到平均场方程

$$(\nabla \times \mathbf{B}_0) \times \mathbf{B}_0 + \mathbf{F} = 0, \quad (2.5)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}_0}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{V}_0 \times \mathbf{B}_0) + \nabla \times \boldsymbol{\varepsilon} + \eta_m \Delta \mathbf{B}_0; \quad (2.6)$$

和涨落场的方程

$$\frac{\partial \delta \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{V}_0 \times \delta \mathbf{B} + \delta \mathbf{V} \times \mathbf{B}_0) + \nabla \times (\delta \mathbf{V} \times \delta \mathbf{B} - \boldsymbol{\varepsilon}) + \eta_m \Delta \delta \mathbf{B}. \quad (2.7)$$

其中平均值为

$$\begin{aligned} \mathbf{B}_0 &= \langle \mathbf{B} \rangle, & \mathbf{V}_0 &= \langle \mathbf{V} \rangle, \\ \boldsymbol{\varepsilon} &= \langle \delta \mathbf{V} \times \delta \mathbf{B} \rangle, & \mathbf{F} &= \langle (\nabla \times \delta \mathbf{B}) \times \delta \mathbf{B} \rangle. \end{aligned} \quad (2.8)$$

在平均场方程中, 都包括有二阶涨落量的平均值  $\mathbf{F}$  或  $\boldsymbol{\varepsilon}$ , 它们反映了涨落场的统计特性对平均场的影响.

先讨论 (2.5) 式, 如果  $\mathbf{F} = 0$ , 就得到普通的无力场方程, 它常常表示为

$$\nabla \times \mathbf{B}_0 = \alpha_f \mathbf{B}_0, \quad (2.9)$$

其中标量系数  $\alpha_f$  为无力因子. 方程 (2.9) 要求电流和磁场处处平行<sup>[4]</sup>. 若  $\alpha_f = 0$ , 就得到势场. 当  $\mathbf{F} \neq 0$  时, 一般要求电流在垂直于磁场的方向上有一分量, 以抵消由涨落场所感应的平均力. 这表明, 涨落场的影响可以在垂直于磁场的方向上激发一个电流体系.

原则上讲,  $\mathbf{F}$  和  $\boldsymbol{\varepsilon}$  都需要由扰动场方程 (2.7) 求出, 然后再对扰动场的二阶项平均求出相应的大尺度场量. 不过, 我们将采用下述途径, 首先讨论平均静止的介质, 即

$$\mathbf{V}_0 = 0. \quad (2.10)$$

借助于湍流发电机的平均场理论<sup>[5]</sup>, 将感应电动势对平均场展开, 只取前两项, 就得到

$$\boldsymbol{\varepsilon} = \alpha \mathbf{B}_0 - \beta \nabla \times \mathbf{B}_0. \quad (2.11)$$

将 (2.10) 和 (2.11) 代入 (2.6) 式就得到磁感应方程

$$\frac{\partial \mathbf{B}_0}{\partial t} = \alpha \nabla \times \mathbf{B}_0 + \eta_{mc} \Delta \mathbf{B}_0. \quad (2.12)$$

其中湍流等效磁扩散系数为

$$\eta_{mc} = \eta_m + \beta. \quad (2.13)$$

我们采用直角坐标系, 将坐标原点取在地球背阳面几个地球半径的赤道面上扰动区域的中心处.  $z$  轴沿日地联线的方向, 以指向磁尾为正;  $y$  轴沿磁东西方向, 向西为正;  $x$  轴沿磁南北方向, 向北为正. 在环电流区域中, 平均场主要在磁子午面内, 而环电流与它垂直并位于东西向.

因为扰动区域仅仅发生在赤道上空的局部区域, 因而可以认为扰动区域的地磁场是一维结构的无源场, 即  $\mathbf{B}_0(\mathbf{r}) = \mathbf{B}_0(z)$ ,

且

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0,$$

可知

$$B_z = B_{z0} = \text{const}. \quad (2.14)$$

假设磁场随时间和空间的变化关系为

$$\mathbf{B}_0(z, t) = \sum_{n=0}^{\infty} \hat{\mathbf{B}}_n(z) \cdot e^{p_n t}, \quad (2.15)$$

将(2.15)代入(2.12)式, 即有

$$\begin{cases} p_n \hat{B}_{x_n} = -\alpha \frac{\partial \hat{B}_{y_n}}{\partial z} + \eta_{mc} \frac{\partial^2 \hat{B}_{x_n}}{\partial z^2}, \\ p_n \hat{B}_{y_n} = \alpha \frac{\partial \hat{B}_{x_n}}{\partial z} + \eta_{mc} \frac{\partial^2 \hat{B}_{y_n}}{\partial z^2}. \end{cases} \quad (2.16a)$$

$$\begin{cases} p_n \hat{B}_{x_n} = -\alpha \frac{\partial \hat{B}_{y_n}}{\partial z} + \eta_{mc} \frac{\partial^2 \hat{B}_{x_n}}{\partial z^2}, \\ p_n \hat{B}_{y_n} = \alpha \frac{\partial \hat{B}_{x_n}}{\partial z} + \eta_{mc} \frac{\partial^2 \hat{B}_{y_n}}{\partial z^2}. \end{cases} \quad (2.16b)$$

让(2.16a)式和(2.16b)式联立, 消去  $\hat{B}_y$ , 则得  $\hat{B}_x$  的齐次四阶常微分方程

$$\eta_{mc}^2 \frac{\partial^4 \hat{B}_{x_n}}{\partial z^4} + (\alpha^2 - 2p_n \eta_{mc}) \frac{\partial^2 \hat{B}_{x_n}}{\partial z^2} + p_n^2 \hat{B}_{x_n} = 0. \quad (2.17)$$

其特征方程为

$$\eta_{mc}^2 r_n^4 + (\alpha^2 - 2p_n \eta_{mc}) r_n^2 + p_n^2 = 0. \quad (2.18)$$

求解此特征方程, 可得特征根

$$r_n = \frac{\pm i}{2\eta_{mc}} (\sqrt{\alpha^2 - 4p_n \eta_{mc}} \pm \alpha), \quad (2.19)$$

所以  $\hat{B}_x$  的解为

$$\hat{B}_x = C_1 \sin r_1 z + C_2 \cos r_1 z + C_3 \sin r_2 z + C_4 \cos r_2 z. \quad (2.20)$$

式中, 系数  $C_1, C_2, C_3, C_4$  均为待定常数, 而  $r_1$  和  $r_2$  则分别为

$$r_1 = \frac{1}{2\eta_{mc}} (\sqrt{\alpha^2 - 4p_n \eta_{mc}} + \alpha), \quad (2.21)$$

$$r_2 = \frac{1}{2\eta_{mc}} (\sqrt{\alpha^2 - 4p_n \eta_{mc}} - \alpha). \quad (2.22)$$

假设扰动区域是边长为  $2L$  的一个正方体空间, 那么, 边界条件可写为

$$\begin{cases} \hat{B}_x|_{z=-L} = B_{x1}, \\ \hat{B}_x|_{z=L} = B_{x2}, \\ \hat{I}|_{z=\pm L} = \frac{1}{\mu_0} \frac{\partial \hat{B}_x}{\partial z} \Big|_{z=\pm L} = 0. \end{cases} \quad (2.23)$$

根据磁场和电流的四个边界条件, 可以唯一地确定(2.20)的四个待定常数.

$$\begin{cases} C_1 = C_4 = 0, \\ C_2 = \frac{1}{2} (B_{x1} + B_{x2}), \quad C_3 = \frac{1}{2} (B_{x1} - B_{x2}), \\ r_1 L = 2n\pi, \quad r_2 L = 2n\pi - \frac{\pi}{2}. \end{cases} \quad (2.24)$$

这样,  $\hat{B}_x$  的通式可简化为

$$\hat{B}_{x_n} = C_2 \cos\left(\frac{2n\pi}{L} z\right) + C_3 \sin\left[\frac{(4n-1)\pi}{2L} z\right], \quad (2.25)$$

故磁场  $B_x$  的时空位形为

$$B_{x_n} = \left\{ C_2 \cos\left(\frac{2n\pi}{L} z\right) + C_3 \sin\left[\frac{(4n-1)\pi}{2L} z\right] \right\} e^{p_n t}. \quad (2.26)$$

关于本征值  $p_n$ , 可由 (2.24) 式得到

$$p_n = \begin{cases} \frac{2n\pi}{L} \left( \alpha - \frac{2n\pi\eta_{mc}}{L} \right), & (2.27a) \\ -\frac{(4n-1)\pi}{2L} \left[ \alpha + \frac{(4n-1)\pi}{2L} \eta_{mc} \right]. & (2.27b) \end{cases}$$

对于 (2.27a) 式, 当  $n$  取不同值时, 本征值  $p_n$  可正, 可负, 当  $p_n$  为正时, 其解随时间的增加而增长, 因而存在着发电机效应.

增长模出现的条件是

$$\text{此时, 相应的本征值为 } p_n > 0. \quad \frac{\alpha L}{4\pi\eta_{mc}} < n < \frac{\alpha L}{2\pi\eta_{mc}}, \quad (2.28)$$

衰减模出现的条件是

$$n > \frac{\alpha L}{2\pi\eta_{mc}}, \quad (2.29)$$

此时,  $p_n < 0$ .

### 三、环电流的局部加速模型

假设磁层亚暴周期为  $3t_m$ ,  $0-t_m$  时刻为增长相,  $t_m-3t_m$  为恢复相. 在增长相阶段, 大量被加速的高能粒子“注入”近地轨道. 而大量注入的随机高能粒子流同地磁场相互作用, 可产生压迫磁场的洛伦兹力, 故易在地球背日面赤道上空局部区域产生磁场的随机涨落(或波动). 其扰动区域的涨落值与平均值相当, 以致涨落场的感应电动势增强. 这种发电机效应, 使得磁场强度的平均场以及平均电流密度均增强. 以形成附加环电流, 而且磁场强度和环电流强度在  $t_m$  时刻达到极大值, 尔后由于“注入”的高能粒子(或湍流、波动)的减少, 扰动即减弱. 此时, 磁场强度, 平均电流强度亦随之降低, 并在  $3t_m$  时刻, 恢复到暴前状态.

以下讨论这一过程中, 局部扰动区磁场强度  $x$  分量, 环电流强度  $j_y(t)$  以及所释放能量的变化情况.

根据上面所讨论的亚暴增长相和恢复相扰动区域的磁场变化情况, 可以假设亚暴期间, 扰动区磁场强度 ( $x$  分量) 的时空位形结构为

$$B_x = \begin{cases} \left\{ C_2 \cos\left(\frac{2n\pi}{L} z\right) + C_3 \sin\left[\frac{(4n-1)\pi}{2L} z\right] \right\} e^{p_1 t}, & (t \leq t_m) \\ \left\{ C_{2m} \cos\left(\frac{2n\pi}{L} z\right) + C_{3m} \sin\left[\frac{(4n-1)\pi}{2L} z\right] \right\} e^{p_2(t-t_m)}, & (t_m < t \leq 3t_m) \\ 0, & (t > 3t_m) \end{cases} \quad (3.1)$$

式中  $C_{2m} = C_2 e^{p_1 t_m}$ ,  $C_{3m} = C_3 e^{p_1 t_m}$ ,  $p_1 = -2p_2$ .  $p_1, p_2$  则是增长相和恢复相的本征值.  $t_m$  是磁场强度为极大值的时刻.

此外, 由安培定律  $\mathbf{I} = \frac{1}{\mu_0} \nabla \times \mathbf{B}_0$ , 可得相应的环电流强度公式

$$I_y(x, t) = \frac{1}{\mu_0} \frac{\partial B_x}{\partial z}, \quad (3.2)$$

式中  $\mu_0$  是真空的磁导率, 采用 MKSG 合理化单位制. 则环电流的瞬时电流强度  $I_{yx}(t)$  为

$$I_{yK}(t) = \begin{cases} \frac{4L}{\mu_0} C_3 e^{p_1 t}, & (t \leq t_m) \\ \frac{4L}{\mu_0} C_{3m} e^{p_2(t-t_m)}, & (t_m < t \leq 3t_m) \\ 0, & (t > 3t_m) \end{cases} \quad (3.3)$$

这样,亚暴期间的平均电流为

$$I = \frac{4L}{3\mu_0} \left[ \frac{C_3}{p_1 t_m} (e^{p_1 t_m} - 1) + \frac{C_{3m}}{p_2 t_m} (e^{2p_2 t_m} - 1) \right]. \quad (3.4)$$

由此式可知,总平均电流恒大于零,因而它是由东向西流动的电流环。

同样,局部扰动区所释放的能量密度为  $B_z^2(z, t)/2\mu_0$ ,则瞬时释放的能量为

$$W_{xK}(t) = \begin{cases} \frac{2L^3}{\mu_0} (C_2^2 + C_3^2) e^{2p_1 t}, & (t \leq t_m) \\ \frac{2L^3}{\mu_0} (C_{2m}^2 + C_{3m}^2) e^{2p_2(t-t_m)}, & (t_m < t \leq 3t_m) \\ 0, & (t > 3t_m) \end{cases} \quad (3.5)$$

故亚暴期间总的释放能量是

$$W_x = \frac{L^3 t_m}{\mu_0} \left[ \frac{(C_2^2 + C_3^2)}{p_1 t_m} (e^{2p_1 t_m} - 1) + \frac{C_{2m}^2 + C_{3m}^2}{p_2 t_m} (e^{4p_2 t_m} - 1) \right]. \quad (3.6)$$

至此,环电流局部加速的主要情况,即扰动区磁场强度,环电流的电流强度以及释放能量的情况,均作了初步论证。

#### 四、 $\alpha^2$ 发电机效应的验证

由方程(2.27)式知道,当本征值  $p > 0$  时,  $B(z, t)$  的解将随着时间  $t$  的增加而增长,因此存在着发电机效应,加之本模型的特征是小尺度结构(湍流或波动)的统计平均效应产生大尺度的感应电动势,所以是一种湍流发电机。

此外,由(2.16)式可得

$$p_n \hat{B}_{xn} - \eta_{mc} \frac{\partial^2 \hat{B}_{xn}}{\partial z^2} = -\alpha \frac{\partial \hat{B}_{yn}}{\partial z}, \quad (4.1)$$

$$p_n \hat{B}_{yn} - \eta_{mc} \frac{\partial^2 \hat{B}_{yn}}{\partial z^2} = \alpha \frac{\partial \hat{B}_{xn}}{\partial z}. \quad (4.2)$$

(4.2)式表明,  $\alpha$  效应可以使子午场变成环向场,而(4.1)则表明,  $\alpha$  效应同样可以使环向场变成子午场。可见本模型是由两个  $\alpha$  效应构成的湍流发电机,即  $\alpha^2$  发电机。

湍流发电机的过程要求两个尺度的近似,即要求大小尺度场的特征长度  $(L, l)$  之比远小于1<sup>[5]</sup>,即  $l/L \ll 1$ 。

在波动场(小尺度场)的磁雷诺数  $R_m \ll 1$  的情况下,上述条件是满足的。因为,此时  $\alpha$  的量级为  $lu_0^2/\eta_m$ , ( $u_0$  为小尺度场的特征速度),而大尺度场的特征长度  $L^{-1}$  的量级为

$\frac{\alpha}{\eta_{mc}}$ ,故有

$$l/L \sim \frac{\alpha l}{\eta_{mc}} = \frac{l^2 u_0^2}{\eta_{mc}^2} \approx R_m^2 \ll 1. \quad (4.3)$$

所以大、小尺度场的近似条件是满足的.

同样, 在无零频分量的湍流场中, 其频谱的峰值频率  $\omega_0 (= t^{-1})$  和波数  $K_0 (= l^{-1})$  满足下述关系

$$\omega_0 \gg \eta_m K_0^2, \quad (4.4)$$

而  $\alpha, \beta$  量级则分别为

$$\alpha \sim \eta_m t^2 l^{-3} u_0^3, \quad \beta \sim \eta_m (u_0 t l^{-1})^2 \ll \eta_m, \quad (4.5)$$

故

$$l/L \sim \frac{\alpha l}{\eta_m} = \left( \frac{u_0 t}{l} \right)^2 \ll 1. \quad (4.6)$$

若波谱中存在零频分量, 而速度场又是弱螺旋场时, 其  $\alpha, \beta$  的量级为

$$\alpha \sim \varepsilon u_0, \quad \beta \sim u_0 l. \quad (\varepsilon \ll 1) \quad (4.7)$$

同样可得

$$l/L \sim \frac{\varepsilon u_0 l}{\eta_m} \approx o(\varepsilon) \ll 1. \quad (4.8)$$

可见在湍流的情况下, 两个尺度的近似条件, 也是满足的.

## 五、讨 论

综上所述, 大量“注入”的随机的高速等离子体同地球闭合磁场相互作用, 可产生压迫磁场的洛伦兹力, 故易在地球背日面赤道上空局部区域产生磁场的随机涨落(或波动), 这种扰动将激发起与漂移电流不同的附加环向电流.

假设这种局部扰动区域中心在地球背日面赤道上空 6 个地球半径处, 扰动区域半边长为  $1/3$  地球半径, 其  $z$  方向上, 内、外边界处的地磁场强度约为  $190\gamma$  和  $140\gamma$ . 自然,  $x$  分量(南北分量)远大于  $y$  和  $z$  分量. 若扰动区磁场的随机涨落值等于平均值, 则在增长相, 局部扰动区的地磁场强度增加. 经 20 分钟后, 平均强度增加一倍, 尔后下降, 再经 40 分钟后恢复到初始强度. 这样

$$\begin{cases} t_m = 1200 & (s) \\ B_{x1} = 190 & (\gamma) \\ B_{x2} = 140 & (\gamma) \end{cases} \quad (5.1)$$

同样亚暴增长相和恢复相的本征值  $p_1$  及  $p_2$ , 可分别求得

$$\begin{cases} p_1 = \frac{1}{t_m} \ln 2, \\ p_2 = \frac{-1}{2t_m} \ln 2. \end{cases} \quad (5.2)$$

由于正方体扰动区域的半边长为  $1/3$  地球半径, 则(3.3)及(3.5)式亦可分别简化为

$$I_{yK}(t) = \begin{cases} \frac{4L}{\mu_0} C_3 2^{t/t_m}, & (t \leq t_m) \\ \frac{8\sqrt{2}L}{\mu_0} C_3 2^{-t/2t_m}, & (t_m < t \leq 3t_m) \\ 0, & (t > 3t_m) \end{cases} \quad (5.3)$$

和

$$W_{xK}(t) = \begin{cases} \frac{2L^3}{\mu_0} (C_2^2 + C_3^2) 4^{t/t_m}, & (t \leq t_m) \\ \frac{16L^3}{\mu_0} (C_2^2 + C_3^2) 2^{-t/t_m}, & (t_m < t \leq 3t_m) \\ 0, & (t > 3t_m) \end{cases} \quad (5.4)$$

那么, 由 (5.3) 及 (5.4) 式可得亚暴期间环电流的平均电流强度和释放能量的变化特征, 其结果如图 1, 图 2 所示.

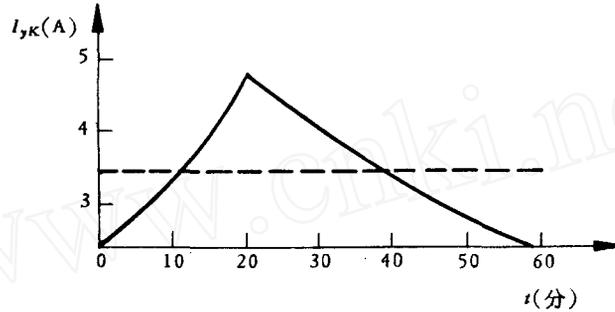


图 1 环电流的平均电流强度变化特征  
虚线表示总平均电流强度

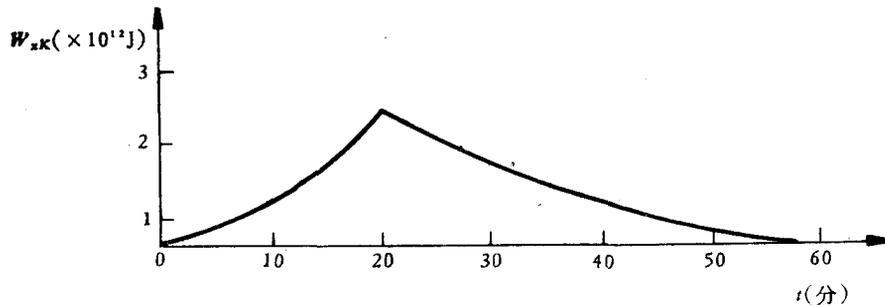


图 2 扰动期间局部扰动区释放的能量变化特征

此外, (3.4) 和 (3.6) 式亦可简化为

$$I_y = \frac{4L C_3}{\mu_0 \ln 2}, \quad (5.6)$$

$$W_x = \frac{9L^3 t_m (C_2^2 + C_3^2)}{\mu_0 \ln 2}. \quad (5.7)$$

于是, 由 (5.5) 及 (5.6) 式就可估计亚暴期间附加环电流的总平均电流强度  $I_y$  和总释放能量  $W_x$ , 即

$$I_y = 2.438 \times 10^5 (\text{A}) \quad W_x = 3.307 \times 10^{15} (\text{J})$$

在无损耗的情况下,这也是维持附加环电流所需之能量.当然这些能量是由湍流或波动的涨落场所提供的.

以上计算结果显然与亚暴的观测结果是基本一致的.

最后还需要说明,文内所讨论的湍流发电机的平均场理论,本来是要求系数 $\alpha$ 和 $\beta$ 是时间 $t$ 的函数,即认为当系数 $\alpha$ 、 $\beta$ 随着时间的增加而增大时,就对应于亚暴的增长相,而当系数 $\alpha$ 、 $\beta$ 随着时间的增加而减小时,就对应于亚暴的恢复相.但是本文未讨论系数 $\alpha$ 、 $\beta$ 为时间函数的情况.实际上,我们认为在亚暴增长相的整个持续时间(0— $t_m$ )内,系数 $\alpha$ 和 $\beta$ 是不随时间而变的常数.对恢复相亦是同样的考虑.所以我们实质上把亚暴增长相和恢复相当作两个平均状态来描述,而并未讨论它们之间的联系和连续变化.

总之,上述讨论表明,由于磁尾储存能量的释放,在涨落无作用力场的磁场结构中,也能够形成围绕地球的西向附加环电流.我们把这种过程称为环电流局部加速机制.实际上,这就是一种粒子的局部加速过程.

### 参 考 文 献

- [1] Frank, L. A., Saflekos, N. A. and Ackerson, K. L., *J. Geophys. Res.*, **81**, 155, 1976.
- [2] 胡文瑞, 地球物理学报, **23**, 245, 1980.
- [3] Pytte, T. & West, H. I., *J. Geophys. Res.*, **83**, 3791, 1978.
- [4] 胡文瑞, 中国科学, **1**, 69, 1977.
- [5] Moffatt, H. K., Cambridge Univ. Press, p. 199, 1978.

## THE MECHANISM OF ACCELERATION OF RING CURRENT DURING A SUBSTORM OF MAGNETOSPHERE

He You-wen

Hu Wen-rui

(The China University of science and Technology)

(Institute of Mechnics, Academia Sinica)

### Abstract

A process of turbulent dynamo action which leads to the growth of ring current is described in this paper. Owing to the strong magnetic field in the magnetosphere, the magnetic field configuration essentially satisfies the approximation of the force-free field. On the other hand, the fluctuating value of magnetic field is comparable to the mean value, When the electromotive force of the fluctuating field grows, the mean field and current density may grow in such a way that ring current is increased. Obviously, the turbulent or fluctuating field supplies the energy which keeps ring current during a substorm. This is a process of the acceleration of particles.

A model of  $\alpha^2$ -turbulent dynamo is discussed specifically in this paper, and an eigenmodel of exponential growth of time is obtained. The results of analysis have been used in discussing the process of ring current during a substorm, and a quantitative estimate has been made.