第3卷 第4期 空间科学学报 Vol. 3, No. 4
1983 年 10 月 CHINESE JOURNAL OF SPACE SCIENCE Oct., 1983

# 倒V电子沉降通量能谱的理论计算

刘振兴 黄迎雷
（中国科学院空间物理研究所）（中国科学院力学研究所）

**摘 要**

沿极光区磁力线大约在 2000 公里到 8000 公里的高度范围内，存在着一个等离子体湍流和大尺度平行电场的加速区．沿磁力线运动的等离子体片中的电子通过此加速区时，受到等离子体湍流和平行电场的共同作用，形成电子沉降的倒V结构．从一维准线性的动力学方程出发，导出了沉降电子通量的能谱方程，得出了电子通量能谱的理论公式．对等离子体湍流和平行电场对沉降电子能谱的影响作了分析和讨论．本文所提出的理论可以解释目前观测到的某些基本现象．

## 一、引 言

近十五年来，对极光电子沉降的通量，曾进行过广泛的探测和分析．结果表明，极光沉降电子的主要特征之一，是沉降电子通量的倒V结构[1]．发现的倒V事件在全球的磁层物理现象中起着重要作用，发生在高纬度区的许多重要现象与倒V现象有密切联系，如极区的静电位势结构，等离子体湍流及极光甚低频嘶声和极光千米波辐射的激发等都与倒V事件密切相关．

关于倒V事件发生的时间、空间范围以及能谱和投掷角分布等特性，林进雄和 Hoffman 曾进行过系统的统计研究[2]．结果表明：倒V事件出现的最高几率发生在磁地方时间 20 点到 2 点，出现倒V事件的最低纬度边界是 62° 左右，在不变量纬度高于 80° 以上时出现几率与磁地方时无关．关于倒V事件出现的高度，目前认为如果倒V事件是与高处的平行电场有关，那么倒V事件可能发生在 5,000 公里以下．关于倒V结构的空间宽度，在上层大气的平均宽度约为 50 公里左右，其平均宽度远大于静电激波的典型宽度，在较高的高度处，倒V结构的宽度大约相当于低频静电湍流的区域*．

林进雄和 Hoffman 全面研究了倒V事件的观测结果，并与其他极光现象作了相关研究．指出：等离子体片中的电子连续地被直流电场加速，形成倒V结构，加速可能与在几千公里高度上观测到的大尺度的静电波湍流有关*．

到目前为止，关于倒V电子沉降的能谱，还很少从理论上进行计算．本文的主要目的，是在目前观测事实的基础上，对沉降电子的通量谱进行具体的理论计算．目前一般认

本文于 1982 年 11 月 19 日收到．

* Lin, C.S. and Hoffman, R.A., Observations of inverted-V electron precipitation, Submitted to space Sciences Review, March, 1982.

为，沉降电子主要是被直流电场加速，但有一些重要的特征，例如在较大的能量范围内场向通量有大的增加，这是与直流电场加速模型相矛盾的．我们认为，等离子体湍流对沉降电子的加速过程是很重要的，倒V结构是由直流电场和等离子体湍流联合作用所形成的，在某些情况下，湍流作用可能起更主要的作用．

## 二、极区上空加速区的结构

在极光上空大约几千公里的范围内，存在着一定分布形式的静电位势[3,4]，同时还存在着某种类型的静电湍流[7]．

1. 在倒V事件中沿磁力线的电场

Cladis 和 Sharp 利用极轨卫星 S3-3 所取得的电子和离子的投射角和能谱分布资料，考察了倒V事件中沿磁力线的静电位势结构特征[4]．结果表明，在卫星高度（≈7,260 公里）以上或以下同时存在着电势差，总的电位降大约是 43 千伏，平行电场 $E_{\parallel}\lesssim 1$ 毫伏/米，纬度的宽度大约是 1°．

Mozer 等在 S3-3 卫星上观测到静电激波[5,6]，在垂直于磁场方向的电场是成对的而且方向相反，电场的平行分量大约是 50—100 毫伏/米，方向是向上的．静电激波的纬度范围为 0.01°—0.10°，这比倒V结构的平均宽度要小得多．静电激波对电子通量的加速特性还不楚楚，有人推测，狭窄的电子通量的突发与较大高度处的静电激波有关[1]．

2. 加速区中的等离子体湍流

Hawkeye 1 和 Imp 6 卫星上的等离子体波的测量结果表明[7]：在极光磁力线的广大高度范围（从几千公里到外磁层）出现强的等离子体湍流，这种湍流在极光磁力线壳上所有的地方时都会发生，在极光活动时最强．这种湍流的电场强度通常较大，最大强度可达约 10 毫伏/米，其峰值是在 10—50Hz 的频率范围．这种等离子体湍流发生在与倒V电子沉降结构相连接的磁力线上．在大于 100Hz 的高频段，电场强度随着频率的增加而迅速减小，截止频率大约是 10kHz，这相当于当地的电子回旋频率．测量的频谱图表明，电场强度最大值是出现在当地的质子回旋频率 $f_{ci}$ 和混杂频率 $(f_{ci}f_{ce})^{1/2}$ 之间．

根据上述的观测结果，可以预期在极光区磁力线的某一高度范围（大约 2,000 公里到 8,000 公里），存在着一个直流电场和等离子湍流的加速区，等离子体片中的电子当沿磁力线运动通过此加速区时，会受到电场和等离子体湍流的加速，形成倒V电子沉降结构．

## 三、通量方程及其解答

讨论电子沉降问题，只须考虑沿磁力线运动的一维问题即可．这里我们假定平行电场和等离子体湍流沿磁力线是均匀的而且是稳恒的．

电子的通量方程，可以从考虑平行电场的准线性的动力学方程导出．准线性的动力学方程可写成为

$$\frac{\partial f(V,t)}{\partial t}=\frac{\partial}{\partial V}\left[D_{\parallel}\frac{\partial f(V,t)}{\partial V}\right]-\frac{eE_{\parallel}}{m_e}\frac{\partial f(V,t)}{\partial V}. \tag{1}$$

这里 $f(V,t)$ 表示沉降电子的分布函数，$V$ 为电子沿磁力线的运动速度，$e$ 为电子的电荷，$m_e$ 为电子的质量，$E_{//}$ 为平行电场，$D_{//}$ 表示平行于磁力线的扩散系数. 假定湍谱是幂指数分布，在湍流是各向同性的条件下，我们可以导出不同类型湍流扩散系数的一般表达形式[9]：

$$D^{\sigma}_{//}=D_0\left(\frac{V}{V_{eth}}\right)^{\alpha-3}. \tag{2}$$

式中 $\sigma$ 表示各种类型的湍流，$V_{eth}$ 为加速区中电子的热速度，$\alpha$ 表示湍谱指数 ($\alpha<5$)，$D_0$ 为常数，它决定于湍流能量的大小.

如果沉降电子的通量用 $j(\varepsilon,t)$ 表示，它的单位是电子/厘米$^2$·秒·千电子伏，这里 $\varepsilon$ 为电子的能量，$\varepsilon=\frac{1}{2}m_eV^2$. 如将分布函数用能量表示，则有

$$f(V,t)dV=f(\varepsilon,t)d\varepsilon.$$

由上式可得

$$f(V,t)=\sqrt{2m_e\varepsilon}\,f(\varepsilon,t). \tag{3}$$

根据通量的定义，$j(\varepsilon,t)$ 和 $f(\varepsilon,t)$ 之间的关系为

$$j(\varepsilon,t)=Vf(\varepsilon,t). \tag{4}$$

利用 (3) 式和 (4) 式，可将 (1) 式化为通量的方程

$$\frac{\partial j(\varepsilon,t)}{\partial t}=2m_eD_0\sqrt{\varepsilon}\,\frac{\partial}{\partial\varepsilon}\left[\left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon_{eth}}\right)^{-\nu/2}\sqrt{\varepsilon}\,\frac{\partial}{\partial\varepsilon}j(\varepsilon,t)\right]-eE_{//}\left(\frac{2\varepsilon}{m_e}\right)^{1/2}\frac{\partial j(\varepsilon,t)}{\partial\varepsilon}, \tag{5}$$

式中 $\varepsilon_{eth}=\frac{1}{2}m_eV^2_{eth}$，表示加速区中电子的热能，$\nu=3-\alpha$. 将 (5) 式化为无量纲方程，令

$$j(\varepsilon,t)=\frac{n_0V_{eth}}{\varepsilon_{eth}}J(\xi,\tau),\quad \tau=\frac{m_eD_0}{2\varepsilon_{eth}}t,\quad \varepsilon_{//}=\frac{eV_{eth}}{m_eD_0}E_{//} \tag{6}$$

这里 $\xi=\frac{\varepsilon}{\varepsilon_{eth}}$. 利用 (6) 式可将 (5) 式写成

$$\frac{\partial J(\xi,\tau)}{\partial\tau}=4\sqrt{\xi}\,\frac{\partial}{\partial\xi}\left[\xi^{-\nu/2}\xi^{1/2}\,\frac{\partial}{\partial\xi}J(\varepsilon,\tau)\right]-2\varepsilon_{//}\xi^{1/2}\frac{\partial J(\xi,\tau)}{\partial\xi}, \tag{7}$$

如将 $J(\xi,\tau)$ 表示为 $J(\xi(u),\tau)$，这里 $\xi=u^2=\frac{V^2}{V^2_{eth}}$，则 (7) 式可写成

$$\frac{\partial J(\xi(u),\tau)}{\partial\tau}=\frac{\partial}{\partial u}\left[u^{-\nu}\,\frac{\partial}{\partial u}J(\xi(u),\tau)\right]-\varepsilon_{//}\frac{\partial J(\xi(u,\tau))}{\partial u}. \tag{8}$$

由 (8) 式看出，通量方程与分布函数的方程在形式上是相同的. 下面我们将分两种情况对 (8) 式求解：

1. 如只考虑湍流的加速，则方程 (8) 简化为

$$\frac{\partial J}{\partial\tau}=\frac{\partial}{\partial u}\left[u^{-\nu}\frac{\partial J}{\partial u}\right], \tag{9}$$

初始和边界条件可写成

$$\tau=0,\ J(\xi(u),0)=\varphi(u)=\delta(u-u_0); \tag{10.1}$$

$$u = 0, \qquad u^{-\nu}\frac{\partial J}{\partial u}\bigg|_{u=0} = 0; \tag{10.2}$$

$$u = \infty \qquad J(\infty, \tau) = 0. \tag{10.3}$$

这里 $u_0$ 表示电子的初始无量纲速度. 我们在最近一篇论文中，解出了这一类型的方程，解的形式是**（$\alpha < 5$, $\alpha \geqslant 5$ 时无解）

$$J(\xi, \xi_0, \tau) = \left(\frac{5-\alpha}{2}\right)(\xi\xi_0)^{\frac{5-\alpha}{4}} e^{-\frac{\left(\xi^{\frac{5-\alpha}{2}} - \xi_0^{\frac{5-\alpha}{2}}\right)}{(5-\alpha)^2\tau}} I_{-\gamma}\left[\frac{2(\xi\xi_0)^{\frac{5-\alpha}{4}}}{(5-\alpha)^2\tau}\right]. \tag{11}$$

这里 $I_{-\gamma}(z)$ 表示虚变量的贝塞尔函数.

下面讨论两种极端情况:

(1) 强湍流或长时间的情况，即 $\tau \gg \frac{z(\xi\xi_0)^{\frac{5-\alpha}{4}}}{(5-\alpha)^2}$. 在这种情况下，电子通量的渐近式可表示为

$$J(\xi, \xi_0, \tau) = \frac{2}{\Gamma\left(\frac{1}{5-\alpha}\right)}\left(\frac{5-\alpha}{2}\right)^{\frac{3-\alpha}{5-\alpha}}\left(\frac{1}{4\tau}\right)^{\frac{1}{5-\alpha}} e^{-\left(\xi^{\frac{5-\alpha}{2}} + \xi_0^{\frac{5-\alpha}{2}}\right)/(5-\alpha)^2\tau}. \tag{12}$$

(2) 对于弱湍流或时间很短时，即 $\tau \ll \frac{2(\xi\xi_0)^{\frac{5-\alpha}{4}}}{(5-\alpha)^2}$. 电子通量的渐近表达式可表示为

$$J(\xi, \xi_0, \tau) = \frac{1}{2\sqrt{\pi\tau}}(\xi\xi_0)^{\frac{3-\alpha}{4(5-\alpha)}} e^{-(\xi^{1/4} - \xi_0^{1/4})^2/(5-\alpha)^2\tau}. \tag{13}$$

2. 电场和湍流同时加速的情况

这里我们只讨论湍谱指数 $\alpha = 4$ 的情况，对应的初始和边界条件可写为

$$\tau = 0, \quad J(\varepsilon(u), 0) = \varphi(u) = \delta(u - u_0); \tag{14.1}$$

$$u = 0, \qquad \left[u^{-1}\frac{\partial J}{\partial u} - \varepsilon_{II} J\right]\bigg|_{u=0} = 0; \tag{14.2}$$

$$u = \infty, \quad J(\infty, \tau) = 0. \tag{14.3}$$

利用分离变量法求解，得通量的解为**

$$J(\xi, \xi_0, \tau) = 2^{2\varepsilon_{II}}\frac{(\xi\xi_0)^{1/4}}{\tau} e^{-\frac{\xi^{1/2} + \xi_0^{1/2}}{\tau}} I_{\varepsilon_{II}}\left(\frac{2(\xi\xi_0)^{1/4}}{\tau}\right). \tag{15}$$

下面写出电子通量的两种渐近式:

(1) 当 $\tau \ll 2(\xi\xi_0)^{1/4}$ 时，将 $I_{\varepsilon_{II}}$ 展开取第一项得

$$J(\xi, \xi_0, \tau) = \frac{1}{2\sqrt{\pi\tau}}\left(\frac{1}{\xi\xi_0}\right)^{1/4}\left(\frac{\xi}{\xi_0}\right)^{\varepsilon_{II}/4} e^{-\frac{(\xi^{1/4} - \xi_0^{1/4})^2}{\tau}}. \tag{16}$$

---

**等离子体湍流对电子的加速(待发表).

比较 (13) 式和 (16) 式可以看出，在 $\alpha = 4$ 的情况，当考虑电场时增加了因子 $(\xi/\xi_0)^{\varepsilon_{//}/4}$，这反映了电场对沉降电子的作用. 可以看出，当考虑电场的作用后，电子通量改变了 $(\xi/\xi_0)^{\varepsilon_{//}/4}$ 倍，而且高能电子的数目增加，电场愈强，这一效应愈显著.

(2) 当 $\tau \gg 2(\xi\xi_0)^{1/4}$ 时，将 $I_{\varepsilon_{//}}\left(\frac{2(\xi\xi_0)^{1/4}}{\tau}\right)$ 展开取第一项得

$$J(\xi, \xi_0, \tau) = \frac{4}{\Gamma(1+\varepsilon_{//})} 2^{2\varepsilon_{//}} \left(\frac{1}{4\tau}\right)\left(\frac{\xi^{1/2}}{4\tau}\right)^{2\varepsilon_{//}} e^{-(\xi^{1/2}+\xi_0^{1/2})/\tau}. \tag{17}$$

比较 (12) 和 (17) 两式可以看出，当考虑电场后，电子通量增加了因子 $2^{2\varepsilon_{//}}\left(\frac{\xi^{1/2}}{4\tau}\right)^{2\varepsilon_{//}}$.

将电子通量写成有量纲的形式，(11)，(12)，(13) 和 (15)，(16)，(17) 分别可以写成

$$j(\varepsilon, \varepsilon_0, \tau) = \left(\frac{5-\alpha}{2}\right)\left(\frac{\varepsilon\varepsilon_0}{\varepsilon_{cth}^2}\right)^{\frac{5-\alpha}{4}} \exp\left[-\frac{(\varepsilon^{\frac{5-\alpha}{2}} - \varepsilon_0^{\frac{5-\alpha}{2}})}{\varepsilon_{cth}^{\frac{5-\alpha}{2}}(5-\alpha)^2\tau}\right]$$

$$\times I_{-\tau}\left[\frac{2(\varepsilon\varepsilon_0)^{\frac{5-\alpha}{4}}}{\varepsilon_{cth}^{\frac{5-\alpha}{2}}(5-\alpha)^2\tau}\right] \frac{n_0 V_{cth}}{\varepsilon_{cth}}. \tag{18}$$

当 $\tau \gg \dfrac{2(\varepsilon\varepsilon_0)^{\frac{5-\alpha}{4}}}{\varepsilon_{cth}^{\frac{5-\alpha}{2}}(5-\alpha)^2}$ 时

$$j(\varepsilon, \varepsilon_0, \tau) = \frac{2}{\Gamma\left(\frac{1}{5-\alpha}\right)}\left(\frac{5-\alpha}{2}\right)^{\frac{3-\alpha}{5-\alpha}}\left(\frac{1}{4\tau}\right)^{\frac{1}{5-\alpha}} \exp\left[-\frac{(\varepsilon^{\frac{5-\alpha}{2}} + \varepsilon_0^{\frac{5-\alpha}{2}})}{\varepsilon_{cth}^{\frac{5-\alpha}{2}}(5-\alpha)^2\tau}\right] \frac{n_0 V_{cth}}{\varepsilon_{cth}}; \tag{19}$$

当 $\tau \ll \dfrac{2(\varepsilon\varepsilon_0)^{\frac{5-\alpha}{4}}}{\varepsilon_{cth}^{\frac{5-\alpha}{2}}(5-\alpha)^2}$ 时

$$j(\varepsilon, \varepsilon_0, \tau) = \frac{1}{2\sqrt{\pi\tau}} \frac{(\varepsilon\varepsilon_0)^{\frac{3-\alpha}{4(5-\alpha)}}}{\varepsilon_{cth}^{\frac{3-\alpha}{2(5-\alpha)}}} \exp\left[-\frac{(\varepsilon^{1/4} - \varepsilon_0^{1/4})^2}{\varepsilon_{cth}^{1/2}(5-\alpha)^2\tau}\right] \frac{n_0 V_{cth}}{\varepsilon_{cth}}. \tag{20}$$

当考虑电场时，电子通量方程为

$$j(\varepsilon, \varepsilon_0, \tau) = 2^{2\varepsilon_{//}} \frac{(\varepsilon\varepsilon_0)^{1/4}}{\varepsilon_{cth}^{1/2}\tau} \exp\left[-\frac{(\varepsilon^{1/2} + \varepsilon_0^{1/2})}{\varepsilon_{cth}^{1/2}\tau}\right] \cdot I_{\varepsilon_{//}}\left(\frac{2(\varepsilon\varepsilon_0)^{1/4}}{\varepsilon_{cth}^{1/2}\tau}\right) \cdot \frac{n_0 V_{cth}}{\varepsilon_{cth}}. \tag{21}$$

当 $\tau \gg \dfrac{2(\varepsilon\varepsilon_0)^{1/4}}{\varepsilon_{cth}^{1/2}}$ 时

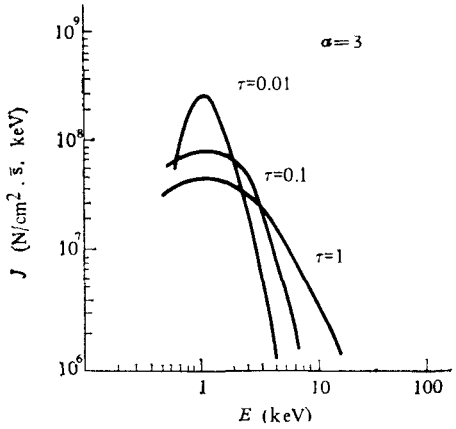
$$j(\varepsilon, \varepsilon_0, \tau) = \frac{4}{\Gamma(1+\varepsilon_{//})} 2^{2\varepsilon_{//}} \left(\frac{1}{4\tau}\right)\left(\frac{\varepsilon^{1/2}}{\varepsilon_{cth}^{1/2}4\tau}\right)^{2\varepsilon_{//}} e^{-\frac{(\varepsilon^{1/2}+\varepsilon_0^{1/2})}{\varepsilon_{cth}^{1/2}\tau}} \frac{n_0 V_{cth}}{\varepsilon_{cth}}; \tag{22}$$

当 $\tau \ll \dfrac{2(\varepsilon\varepsilon_0)^{1/4}}{\varepsilon_{cth}^{1/2}}$ 时

$$j(\varepsilon, \varepsilon_0, \tau) = \frac{1}{2\sqrt{\pi\tau}} \left(\frac{\varepsilon_{cth}^2}{\varepsilon\varepsilon_0}\right)^{1/4} \left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}\right)^{\varepsilon/4} e^{-\frac{(\varepsilon^{1/4}-\varepsilon_0^{1/4})^2}{\varepsilon_{cth}^{1/2}\tau}} \frac{n_0 V_{cth}}{\varepsilon_{cth}}. \tag{23}$$

## 四、讨论和初步结论

为了对沉降电子通量能谱的特性进行分析和讨论，我们作了数值计算. 在计算中取等离子体片的电子数密度 $n_0 = 0.1$/厘米$^3$，初始的动能为 1000 电子伏，加速区中电子的热能为 1000 电子伏. 利用准确公式 (11)，计算了当湍谱指数 $\alpha = 3$ 时各不同 $\tau$ 值的能谱分布，结果如图 1 所示. 为了对不同湍谱指数对能谱分布的影响有所了解，利用渐近表达式 (13) 计算了不同的 $\alpha$ 值时的能谱分布，结果见图 2. 图 1 图 2 都是相当于投掷角为零度.




J——微分电子通量

图 1 按准确公式(11)计算的电子通量能谱

Fig. 1 Theoretical result of the energy spectra of precipitating electron calculated by equation (11)

由图 1 和图 2 可以看出，湍谱指数 $\alpha$ 的大小，决定着沉降电子能谱的分布形态. 当 $\alpha = 3$ 时，通量的峰值所对应的能量 $E_p$ (以下简称峰值能)不变，只是随着 $\tau$ 值的增加，能谱变宽. $\tau$ 值的增加，标志着两种情况：一是当加速时间 $t$ 固定时湍流强度的增加；二是当湍流强度固定时加速时间 $t$ 增加. 当 $\alpha < 3$ 时，通量的峰值能量 $E_p$ 向低能量的方向移动，即峰值能量减小. 当 $\alpha > 3$ 时，通量的峰值能量 $E_p$ 向高能量方向移动，即峰值能量增加. 在 $\alpha \gtrless 3$ 的情况下，除了峰值能量发生变化外，能谱的宽度也发生变化.

平行电场对能谱的影响是使通量的峰值能量 $E_p$ 向高能量的方向移动，平行电场的强度越大，$E_p$ 也越大. 然而，电场不影响能谱宽度的变化. 当湍流和电场共同作用时，电子通量能谱会同时发生两种形成的变化，即能谱在加宽的同时，峰时能量 $E_p$ 也明显地增加. 我们认为，实际上所观测到的沉降电子通量的能谱，是湍流和电场两种因素同时作

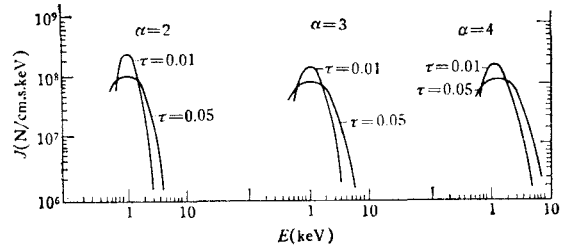



图 2 按渐近式(13)计算的电子通量能谱

Fig.2 Theoretical result of the energy spectra of precipitating electron calculated by equation (13)

用的结果，因为单考虑电场的作用，则不能解释观测到的能谱宽度；而单考虑湍流作用，则不能解释较大的峰值能量。

由图 2 还可看到一个重要的现象，即当 $\alpha \gtrsim 3$ 时，除了湍流扩散效应外，电子还受到加速（$\alpha > 3$）或减速（$\alpha < 3$）效应。

为了将本文的理论结果与实测结果进行对比，我们给出了 AE-D 卫星在 1975 年 11 月 5 日世界时 10 时 9 分的部分电子通量能谱结果，如图 3 所示。这里应该着重说明一点，

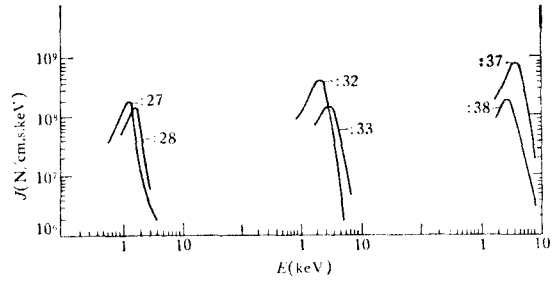



图 3　AE-D 卫星观测的倒 V 沉降电子通量能谱
（投掷角为 −7°）

Fig. 3　The electron energy spectra of an inverted-V event measured by the AE-D LEE −7° detectors

这种比较只是定性的，定量的比较是很困难的，因为对探测结果有关的一些具体条件没有给出；理论结果是在一定简化条件下得出的。在图 3 中我们只给出了能量高于 1000 电子伏的能谱，因理论结果主要是适用于大于 1000 电子伏的能谱范围。由图 3 看出，在不同时间，通量的峰值能量 $E_p$ 是不同的。根据前面的理论分析，这种不同可能是由于加速时间长短不同或者是因为湍流和电场的变化而引起的。我们取得的理论结果，可以解释目前观测到的关于沉降电子通量能谱的一些主要特性。

根据本文的理论分析，提出以下几点初步结论：

1. 沉降电子的倒 V 结构，是等离子体片中的电子通过极光区上空的加速区时在湍流和平行电场的共同作用下形成的。

2. 平行电场的作用，主要是决定电子通量峰值能量 $E_p$ 的大小，电场愈强，峰值能量 $E_p$ 愈大。

3. 等离子体湍流的强弱和湍谱的分布形式，对沉降电子的能谱有很大的影响。湍流的作用，除了使能谱加宽外，还影响峰值能量的大小。

4. 沉降电子通量的能谱，是由大尺度的平行电场和等离子体湍流共同作用决定的。单是平行电场的作用，不能解释观测到的能谱宽度和电子的加热效应；单是湍流作用，不能解释观测到的较大的峰值能量。

## 参　考　文　献

[1] Frank, R. A. and Ackerson, K. L., *J. Geophys. Res.*, Vol. **76**, p. 3612, 1971.
[2] Lin, C. S. and Hoffman, R. A., *J. Geophys. Res.*, Vol. **84**, p. 1514, 1979.
[3] Shawhan, S. D., Fälthamar, C. G. and Block, L. P., *J. Geophys. Res.*, Vol. **83**, p. 1049, 1978.
[4] Cladis, J. B. and Sharp, R. D., *J. Geophys. Res.*, Vol. **84**, p. 6564, 1979.

[5] Mozer, F. S., Carlson, C. W., Hudson, M. K. Torbert, R. B., Parady, B. and Yatteau, *J., Phys. Rev. Letters.*, Vol. **38**, p. 292, 1977.
[6] Mozer, F. S., Cattell, C. A., Temerin, M., Torbert, R. B., Von Glinski, S., Woldorff, M. and Wygant, J., *J. Geophys. Res.*, Vol. **84**, p. 5875, 1979.
[7] Gurnett, D. A. and Frank, L. A., *J. Geophys. Res.*, Vol. **82**, p. 1031, 1977.
[8] 刘振兴,空间科学学报,第3卷,第16页, 1983

# THE THEORETICAL CALCULATION OF THE ELECTRON ENERGY SPECTRUM OF AN INVERTED-V EVENT

Liu Zhen-xing
*(Institute of Space Physics, Academia, Sinica)*
Huang Ying-lei
*(Institute of Mechanics, Academia Sinica)*

## Abstract

Observations show that there is a acceleration region on the high-latitude auroral field lines at the altitudes ranging from 2000 km—8000 km. It is pointed out in this paper that plasma sheet electrons are accelerated by the electrostatic waves turbulence and the large scale DC parallel electric field within the acceleration region to form inverted-V structures. The equation of the electron energy spectrum is derived using the quasi-linear kinetic equation, and the solution of the energy spectrum is obtained. The main characters of the electron energy spectrum can be explained by this theory.