

全国空间物理学术会议文集

(一九七九)

科学

421083
97

全国空间物理 学术会议文集

(1979)

《全国空间物理学术会议文集》编辑组 编



科学出版社

56.42 1053

1979

全国空间物理学术会议文集

(1979)

《全国空间物理学术会议文集》编辑组 编

科学出版社

1982

内 容 简 介

本文集以 1979 年全国空间物理学术会议上交流的学术论文为基础选编而成,共包括 35 篇论文,分别涉及高空大气物理、大气光学、电离层物理、磁层物理、宇宙线、行星际空间和太阳活动区物理以及相应的某些空间探测技术领域,反映了近年来我国空间物理学理论和探测两方面的科研成果,其中某些工作具有较高水平,曾参加过有关的国际学术交流.可供空间物理学及邻近学科的科技工作者及高等院校有关专业师生参考.

全国空间物理学术会议文集

(1979)

《全国空间物理学术会议文集》编辑组 编

责任编辑 侯建勤

科学出版社出版

北京朝阳门内大街 137 号

中国科学院印刷厂印刷

新华书店北京发行所发行 各地新华书店经售

*

1982 年 12 月第 一 版 开本:787×1092 1/16

1982 年 12 月第一次印刷 印张:14 1/2

印数:0001—2,200 字数:330,000

统一书号:13031·2096

本社书号:2860·13—15

定价: 2.30 元

前 言

1979年2月23日至3月3日,中国地球物理学会在北京召开了全国空间物理学术会议。来自中国科学院各研究所,高等院校及有关工业和应用部门等单位的代表100名及100余名列席代表参加了会议。中国科学院副院长、空间科学技术委员会主任委员严济慈同志曾多次到会并做了重要讲话。

这次会议广泛地进行了学术交流,宣读及书面提交的学术论文共103篇,无论从数量或质量上看都比前几次有关会议有较大的增进。会议表明:我国在高层大气物理,大气光学,电离层物理,磁层物理,宇宙线,行星际空间及太阳活动区物理及相应的某些空间探测技术等重要领域都取得了相当的成绩,其中某些工作具有较高水平,曾参加过有关的国际学术交流。这次会议是我国空间物理研究方面的一次检阅。

现将会议上宣读过的部分论文35篇汇编出版。其余的论文有的在或将在有关学报及其他刊物上发表。

希望这个论文集的出版将有助于进行学术交流,引起本学科及各有关相邻学科的科学工作者的兴趣和重视,进一步推动我国在这一领域内研究工作的开展及研究队伍的成長。对本论文集在学术方面及编辑工作中的缺点和不足,希望得到各方面同志们的批评指正。

本文集编辑组

目 录

前言

磁层亚暴期间极区上部电离层的离子声湍流、异常电阻和粒子的加速	刘振兴	1
质子事件最大强度随耀斑经度的变化	徐荣栏 齐燕文	8
同步高度太阳质子截止刚度的计算	程栋元	14
漂移壳分离和磁坐标	周国成	19
太阳宇宙线包含太阳风速度方位分量的 Fokker-Planck 方程	黄永年	25
耀斑之后太阳风扰动的东、西不对称性	魏奉思 严健萍	31
太阳耀斑的级联爆发模型	胡文瑞	37
太阳大气中的 Alfvén 波能流	马云丽	46
太阳宇宙线传播方程的解析解	章公亮	51
行星高层大气的辐射吸收传递过程	陈哲明	60
在地磁暴和宇宙线暴期间电离层 D 层的扰动及其对电波传播的影响	叶宗海	69
磁层顶的扩散模式	涂传诒	80
磁尾中性片和等离子体片边界面的 Helmholtz 不稳定性	濮祖荫	86
高层大气密度和风场所造成的落点偏差	庄洪春	93
关于 100 公里高度附近电离层电场测量峰值问题的讨论	肖 佐	107
关于银河宇宙线在电离层 D 层中电子产生率的计算	王作桂	112
F ₂ 层的逐日变化: 统计分析、物理讨论、与天气现象的联系	资民筠 沈长寿	118
电离层 f _{oF₂} 年变化与平流层环流的相关	沈长寿 资民筠	125
地下宇宙线与空间探索	刘中和	131
地球与行星大气和表面热状态的演化	陈哲明	135
利用夜气辉强度剖面确定低热层一氧化氮浓度垂直分布	马延华 邵鸿生	144
二级反应的氧绿线激发机制	邵鸿生	152
一个星载闪烁计数器几个参数的确定	韦瑞干等	156
半全向带电粒子探测器和投掷角分布	周国成	165
空间半导体质子探测器的能域计算和校准	王作桂	170
稀薄大气中尖锥体传热系数计算	王福恒	178
高速飞行体中段飞行表面温度和红外辐射能的计算	王福恒	191
空间粒子探测数据处理中的磁坐标简化计算方法	刘振兴	200
在磁暴期间的哨声和甚低频 (VLF) 发射	李喜先	209
磁扰 K _p 类型与耀斑活动(摘要)	章公亮 刘其焱	215
太阳质子事件能谱的传播改正(摘要)	章公亮	215
人工气辉中大气荧光的光谱强度(摘要)	吴健征	216

地磁活动性预报工作初步总结.....	高美庆 郑体容	217
潜在周期性的探测(一)、(二)	邓镇昆	223
暴前地磁场平稳期的存在及其在磁暴预报中的应用.....	张志天	223

磁层亚暴期间极区上部电离层的离子声湍流、异常电阻和粒子的加速

刘 振 兴

(中国科学院空间物理研究所)

摘 要

本文讨论了磁层亚暴期间极区上部电离层的不稳定性。结果表明在 250 公里以下,除非平行电场很大,一般不会发生离子声和 Buneman 不稳定。从 250 公里直到 2000 公里以上出现离子声湍流。在更高的高度可能出现 Buneman 不稳定。考虑波与粒子相互作用的非线性散射过程,导出了离子声湍流的湍谱,从而计算了异常电阻和场向电流以及焦耳耗散。在 1000 公里,场向电流大约是 7×10^{-3} 安培/米²,这与 1963-38 C 卫星测量的结果是一致的。另外,还讨论了离子声湍流对低能等离子的加热和对超声速粒子的加速。我们认为湍流加速过程可能是极光电子加速的重要机制之一。

一、引 言

目前一般认为磁层亚暴膨胀相的产生,是由于某种不稳定性引起的。这种不稳定过程,可将储存在磁尾中的电磁能转换为等离子体的动能。在文献 [1,2] 中指出,磁层亚暴膨胀相发生的条件可能有二:一是近地(大约十几个地球半径)区域的等离子体片中形成新的中性线;一是在磁层和电离层之间形成正反馈的闭合电路,而这两者是密切联系的。等效电路如图 1 所示。

当新的中性线形成后,场向电流和场向电场加强,当场向电流加强到一定程度后,由于电流的不稳定性,即可产生离子声不稳定或 Buneman 不稳定,从而引起异常电阻。异常电阻又加强了平行电场,此平行电场加速了极光粒子,增强了极光电急流,由于电流的连续性,反过来又增强了场向电流。这种正反馈过程,是产生磁层亚暴的重要原因之一。

在磁层中有几个区域可能激发离子声湍流。我们认为当磁层亚暴时,在极区上空电离层中和磁尾中性线片中,最可能存在这种激发条件。

Kindel 和 Kennel^[3] 认为,电流不稳定性可以产生三种类型的不稳定,即离子声不稳定, Buneman 不稳定和离子回旋不稳定。关于湍流所产生的异常电阻,有些文献^[4-7] 曾

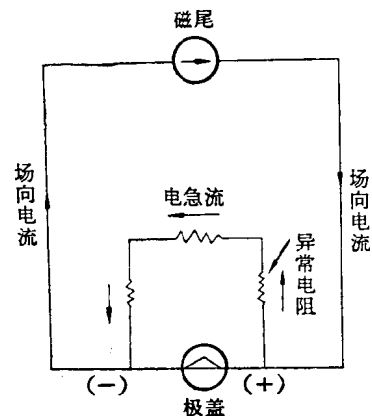


图 1 磁层亚暴期间的正反馈闭合电路

提出过,其中有的作者用线性方法作过近似的估计,但这些作者都未对湍流的能谱作理论上的计算.另外,在磁层中湍流对等离子体的加热和加速,过去还很少计算.本文着重考虑波与粒子相互作用的非线性散射过程,求出离子声湍流的能谱、它所产生的异常电阻以及湍流对电子的加热和加速.

二、离子声湍流的能谱

有不少机制可以激发离子声湍流.然而最主要和经常遇到的激发机制,是在强电流区和强的磁场梯度区中最易发生.当磁层亚暴时,磁尾中性片区和极区上空电离层中,最易出现这种条件.

下面概述一下离子声湍流的激发机制.当电流加强到一定程度时,不稳定性即可发生.电流是与电子相对于离子的漂移速度有关.如电子的漂移速度超过离子的声速时,通过契伦科夫激发,即可产生离子声波.如已知作用于等离子体的电场,讨论离子声波是很方便的.考虑粒子沿着磁力线运动,在平行电场的作用下,电子的运动方程为

$$m_e \frac{dV}{dt} = eE_{\parallel} - F \quad (1)$$

这里 F 为电子与其他粒子相互作用受到的阻力

$$F = m_e \nu_e V_D \quad (2)$$

式中 ν_e 为碰撞频率, V_D 为电子相对于离子的漂移速度,在定常情况下,

$$V_D = eE_{\parallel} / m_e \nu_e \quad (3)$$

当电场力大于阻力 F 时,这种电子即变为逃脱 (runaway) 电子,如逃脱电子接近于电子的热速度时,(3)式可写成

$$eE_D = m_e V_{Te} \nu_e \quad (4)$$

这里 E_D 称为 Dreicer 电场,它可表示成

$$E_D = \frac{m_e \nu_e V_{Te}}{e} = \frac{m_e \omega_{pe}}{en_e V_{Te}} = \frac{4\pi e \omega_{pe}}{V_{Te}^2} = \frac{4\pi e}{d_e^2} \quad (5)$$

这里 V_{Te} 为电子的热速度, ω_{pe} 为电子的等离子体频率:

$$\omega_{pe} = \left(\frac{4\pi en}{m_e} \right)^{1/2} = 5.64 \times 10^4 n_e \text{ (1/秒)} \quad (6)$$

n_e 为电子的数密度, d_e 为德拜距离:

$$d_e = \frac{V_{Te}}{\omega_{pe}} = \left(\frac{T_e}{4\pi e^2 n_e} \right)^{1/2} = 7 \left(\frac{T_e (\text{°K})}{n_e (\text{厘米}^{-3})} \right)^{1/2} \quad (7)$$

式中 T_e 为电子温度.

如果当电场 E 大于 E_D 时,电子相对于离子的漂移速度 V_D 很快的增加.在限定时间内,漂移速度 V_D 是电场的强烈函数,当漂移速度 V_D 超过离子声速 V_s 时,即可产生契伦科夫激发.离子声波的增长率可写成^[8]:

$$r^i = \frac{\pi}{2} \omega_s V_{Te}^2 \left. \frac{\partial f_e^{(0)}}{\partial v} \right|_{v=V_s} \quad (8)$$

式中 $f_e^{(0)}$ 为电子的分布函数,当 $\frac{\partial f_e^{(0)}}{\partial v} > 0$ 时,波是增长的.如在电场的作用下,电子相对

于离子的漂移速度为 V_D , 电子分布函数可写成:

$$f_e^{(0)} = \frac{1}{(2\pi)^{1/2} V_{Te}} e^{-(v-V_D)^2/2V_{Te}^2} \quad (9)$$

(9)代入(8)可得

$$\gamma^s = \omega^s \left(\frac{\pi m_e}{8 m_i} \right)^{1/2} \frac{V_D - V_s}{V_s} \quad (10)$$

式中 m_e 和 m_i 分别为电子和离子的质量. 离子声波在传播过程中与离子发生非线性相互作用, 这一过程包括非线性散射和衰变过程. 这两种过程引起的能谱分布形式大致相同, 但具有不同的系数. 下面我们导出考虑离子非线性散射过程的能谱形式.

在离子非线性散射过程中, 可能产生新的波型, 也可能将能量重新分配在原来的波型. 如果通过离子非线性散射后仍是离子声波, 非线性散射的增长率可写成^[9]

$$\gamma_i^s = \alpha^s K^2 \frac{\partial}{\partial K} (K W_K^s) \quad (11)$$

式中 W_K^s 为离子声湍流的能谱函数, α^s 为非线性散射系数.

$$\alpha^s = \frac{4\pi}{15} \frac{T_i}{n_e m_i^2 V_s^3} \quad (12)$$

如 $V_D > V_s$, 不考虑波的阻尼, 能谱方程可写成

$$\frac{\partial W_K^s}{\partial t} = \gamma^s W_K^s + \alpha^s W_K^s K^2 \frac{\partial}{\partial K} (K W_K^s) \quad (13)$$

由(10)和(11)式, 在定常情况下, (13)式可写成

$$\omega^s \left(\frac{\pi m_e}{8 m_i} \right)^{1/2} \left(\frac{V_D - V_s}{V_s} \right) W_K^s + \frac{4\pi}{15} \frac{T_i}{n_e m_i^2 V_s^3} W_K^s K^2 \frac{\partial}{\partial K} (K W_K^s) = 0 \quad (14)$$

对于较大的波长 $K d_e \ll 1$, $\omega^s = K V_s$, 上式的解为

$$W_K^s = \frac{15}{4\pi} \left(\frac{\pi m_e}{8 m_i} \right)^{1/2} \frac{T_e}{T_i} \frac{(V_D - V_s)}{V_s} |\ln K d_e| \frac{n_e T_e}{K} \quad (15)$$

经与实验资料比较表明, 上式的分布规律是与实验所得的能谱相符合的(式中 T_e 用能量单位表示).

当 $V_D > V_{Te}$ 时, 可产生 Buneman 不稳定, 目前对这种不稳定所产生的波的非线性过程, 在理论上还不清楚, 实验结果表明, 波的增长率可表示为^[9]

$$\gamma^B \approx \frac{\sqrt{3}}{2} \left(\frac{m_e}{3 m_i} \right)^{1/2} \omega_{pe} \quad (16)$$

Buneman 不稳定所产生的波的能量, 可以很快的对电子加热, 使电子温度 T_e 很快增加, 当 $T_e \gg T_i$ 时, 即系统的变为离子声湍流状态. 因此, 我们可以认为, 不论在中性片内或是在极区上部电离层内, 如在开始时 $T_i = T_e$, 但当电场足够大, 使 $V_D > V_{Te}$, 即可由于 Buneman 不稳定而激发波, 这种波的能量很快的使电子温度升高, 逐渐变为 $T_e \gg T_i$ 的状态, 于是造成了产生离子声波的条件.

三、异常电阻和场向电流

湍流发展的结果可以产生异常电阻. 在磁层亚暴过程中, 异常电阻是十分重要的, 通

过异常电阻, 可使电磁能耗散为等离子体的热能. 同时, 在极区上部电离层的异常电阻, 可以加强磁层和电离层之间电流体系的耦合过程, 促使磁层亚暴膨胀相的发展. 所谓异常电阻是相对于经典的库伦碰撞而言的. 异常电阻的产生是由于波与粒子的相互作用, 产生了一种波与粒子之间的有效碰撞频率 ν_{eff} , 如已知湍流能谱, 即可求出 ν_{eff} . 根据波的量子理论和能量守恒, 可以得出

$$\nu_{\text{eff}} = \int \frac{\gamma_K}{m_e n_e V_D} \left(\frac{K}{\omega} \right) W_{K\omega} \frac{\partial \varepsilon}{\partial \omega} dK \quad (17)$$

因为

$$\gamma_K = -\text{Im} \varepsilon / \frac{\partial \text{Re} \varepsilon}{\partial \varepsilon}$$

式中

$$\text{Im} \varepsilon = -\pi \frac{\omega_{pe}^2}{K} f_c^{(0)} \left(\frac{\omega}{K} \right)$$

这里 ε 为介电常数. 利用(9)式和(15)式, 最后可得

$$\nu_{\text{eff}} = \frac{15}{32} |\ln K d_e| \left(\frac{\pi m_e}{8 m_i} \right)^{1/2} \omega_{pe} \frac{V_D}{V_{Te}} = \alpha \omega_{pe} \frac{V_D}{V_{Te}} \quad (18)$$

由上式可以看出, 有效碰撞频率与 V_D 成比例. 也就是与平行电场 $E_{\parallel}^{1/2}$ 成比例[见公式(21)].

当电场很小湍流还未发展时, 电导率可用经典的库伦碰撞电导率表示, 应用欧姆定律可将电流写成

$$j_{\parallel} = \sigma E_{\parallel} = \frac{\omega_{pe}^2}{4\pi\nu_e} E_{\parallel} \quad (19)$$

将 V_D 用电流表示

$$V_D = \frac{j_{\parallel}}{n_e e} \quad (20)$$

将(19)式中的 ν_e 用 ν_{eff} 代替, 由(19)和(20)得

$$V_D = \frac{1}{\sqrt{\alpha}} V_{Te} \left(\frac{E_{\parallel}}{N_D E_D} \right)^{1/2} \quad (21)$$

式中 N_D 称为德拜数

$$N_D = n_e d_e^2 \quad (22)$$

利用(21)式可得产生强离子声湍流的电场的限制条件为

$$\alpha \frac{m_e}{m_i} N_D E_D < E < \alpha N_D E_D \quad (23)$$

利用(19), (20)和(21)即可得出异常电导率的表达式

$$\sigma_D = \frac{\omega_{pe}}{\sqrt{\alpha} 4\pi} \left(N_D \frac{E_D}{E_{\parallel}} \right)^{1/2} \quad (24)$$

异常电阻为

$$R_D = \frac{\sqrt{\alpha} 4\pi}{\omega_{pe}} \left(N_D^{-1} \frac{E_{\parallel}}{E_D} \right)^{1/2} \quad (25)$$

电流密度 j_{\parallel} 为

$$j_{\parallel} = \sigma_D E_{\parallel} = \frac{1}{\sqrt{\alpha} 4\pi} \omega_{pe} (N_D E_D E_{\parallel})^{1/2} \quad (26)$$

由上式可以看出, 利用异常电阻所得的电流, 不是与电场 E 成比例, 而是与 $E^{1/2}$ 成比例。

当 $V_D > V_{Te}$ 时, 可以产生 Buneman 不稳定, 目前这方面理论上的研究很少。实验表明, Buneman 不稳定所产生的异常电导率可表示为^[9]

$$\sigma_{BD} = \frac{1}{2} \left(\frac{m_i}{m_e} \right)^{1/3} \omega_{pe} \quad (27)$$

电流密度可写成

$$j_{||} = \frac{1}{2} \left(\frac{m_i}{m_e} \right)^{1/3} \omega_{pe} E_{||} \quad (28)$$

根据文献^[10] 测量的极区上部电离层各不同高度的电子温度 T_e 和数密度 n_e , 我们计算了这一区域等离子体的主要物理量, 结果列于表 1。

表 1

高度(公里)	250	500	1000	2000
n_e (1/厘米 ³)	10^6	10^5	10^4	10^3
T_e (°K)	2×10^3	3×10^3	5×10^3	10^4
ω_{pe} (1/秒)	5.65×10^7	1.79×10^7	5.65×10^6	1.79×10^6
d_e (厘米)	3.06×10^{-1}	1.19×10^0	4.87×10^0	2.17×10^1
N_D	2.87×10^4	1.69×10^5	1.16×10^6	1.02×10^7
V_{Te} (厘米/秒)	1.73×10^7	2.13×10^7	2.75×10^7	3.89×10^7
V_s (厘米/秒)	4.02×10^5	4.95×10^5	6.39×10^5	9.05×10^5
V_D (厘米/秒)	2.51×10^5	2.04×10^6	4.10×10^6	8.75×10^6
E_D (伏/米)	1.93×10^{-3}	1.27×10^{-4}	7.63×10^{-6}	3.84×10^{-7}
$\alpha N_D E_D$ (伏/米)	2.77	1.07	0.44	0.20

在计算中取 $E_{||} = 0.01$ 伏/米, $\alpha = \frac{1}{20}$ 。由表 1 的数据可以看出, 在 250 公里以下, $V_D < V_s$, 表明在给定的 $E_{||}$ 和 α 值条件下, 不会产生离子声不稳定和 Buneman 不稳定。250—2000 公里是产生离子声湍流的区域。可以预计在某一高度以上会出现 $V_D > V_{Te}$, 可能产生 Buneman 不稳定。

现将离子声湍流引起的异常电导率 σ_D , 场向电流 $j_{||}$ 和焦耳耗散 Q_i 列于表 2。

表 2

高度(公里)	σ_D (姆欧/米)	$j_{ }$ (安培/米 ²)	Q_i (瓦/米 ³)
500	3.28×10^{-2}	3.28×10^{-4}	3.28×10^{-6}
1000	6.66×10^{-3}	6.66×10^{-5}	6.66×10^{-7}
2000	1.39×10^{-3}	1.39×10^{-5}	1.39×10^{-7}

由表 2 的数据可以看出, 在 1000 公里的高度, 场向电流大致是 7×10^{-5} 安培/米², 这与 1963—38C 卫星测量的结果 8.72×10^{-5} 安培/米² 是一致的^[11]。

四、离子声湍流对等离子体的加热和加速

在磁层亚暴过程中, 等离子体的加热和粒子的加速是十分重要的。可能存在着各种

各样的加速机制,但总的来说湍流过程是十分重要的。这里只限于讨论离子声湍流的加热和加速过程。所谓湍流加热是指湍流能量通过吸收机制使全部低能等离子体加热,加速是指湍流能量对具有一定速度的部分粒子进行加速。

(一) 离子声湍流对等离子体的加热

离子声湍流通过朗道阻尼可使全部等离子体加热^[9]。等离子体的电子温度变化可由下式给出:

$$\frac{\partial T_e}{\partial t} = \frac{Q_s}{n_e} = \frac{\gamma^s W^s}{n_e} \quad (29)$$

式中 Q^s 为离子声湍流的能源功率, γ^s 为离子声波的增长率, W^s 为湍流的总能量密度,可近似写成

$$W^s \approx \frac{15}{4\pi} \left(\frac{\pi m_e}{8m_i} \right)^{1/2} \left(\frac{V_D - V_s}{V_s} \right) |\ln K_D d_e| n_e T_e \quad (30)$$

这里 K_D 表示特征波数。将(10)和(30)代入(29)即得

$$\frac{\partial T_e}{\partial t} = \omega^s \frac{15}{4\pi} \left(\frac{\pi m_e}{8m_i} \right) \left(\frac{V_D - V_s}{V_s} \right)^2 |\ln K_D d_e| T_e$$

对于低温等离子体 $V_D \gg V_s$, 上式积分得

$$T_e = T_{e0} e^{\beta t} \quad (31)$$

式中 T_{e0} 为电子的初始温度, β 为加热时间常数

$$\beta = \frac{15}{4\pi} \left(\frac{\pi m_e}{8m_i} \right) \left(\frac{V_D}{V_s} \right)^2 |\ln K_D d_e| \omega^s \quad (32)$$

由(31)看出,电子温度随时间指数增加,加热是很快的。

(二) 离子声湍流对粒子的随机加速

离子声湍流可对速度大于声速的粒子加速。如果已知离子声湍流的纵向加速扩散系数,即可计算粒子能量或速度的平均变化率。离子声湍流的纵向加速扩散系数可以写成^[9]

$$D_{\parallel}^s = \frac{\pi}{2} \frac{m_e}{m_i} \frac{m_e \omega_{pe}}{n_e} \left(\frac{V_{Te}}{v} \right)^3 W^s \quad (33)$$

电子能量的变化可表示为

$$\frac{dE}{dt} = \frac{D_{\parallel}^s}{m_e} \quad (34)$$

表3 磁层亚暴期间极区上部电离层电子的加速(E/E_0)

时间(秒)	1	10	100	1000
高度(公里)				
250	2.36×10^2	5.92×10^2	1.49×10^3	3.74×10^3
500	3.13×10^2	7.86×10^2	1.97×10^3	4.95×10^3
1000	2.35×10^2	5.91×10^2	1.49×10^3	3.74×10^3
2000	2.75×10^2	4.49×10^2	1.11×10^3	2.97×10^3

利用(34)将(33)式积分,即得

$$E = E_0 \left\{ 1 + \frac{5}{2} \left[\frac{15}{8} \left(\frac{\pi}{8} \right)^{1/2} \frac{m_e T_e}{m_i T_i} \left| \ln K_D K_e \right| \omega_{pe} \frac{V_D}{V_s} \left(\frac{k T_e}{E_0} \right)^{5/2} t \right] \right\}^{2/5} \quad (35)$$

式中 E_0 表示初始时的能量。如取 $kT_e = 1$ 电子伏, $E_0 = 1$ 电子伏, $T_e/T_i = 8$, $K_D d_e = 0.1$, $E_{||} = 0.01$ 伏/米, 计算结果见表 3。

从表 3 的数据可以看出, 高度越高加速的越快。在 250 公里以上, 原来是 1 电子伏的电子, 在 100 秒之内可加速到几千电子伏。这可能是极光粒子加速的重要机制之一。

五、分析和讨论

(1) 磁层亚暴期间极区上部电离层, 在 250 公里以下, 可能是稳定区, 不易产生离子声不稳定和 Buneman 不稳定。从 250 公里至 2000 公里以上是离子声湍流区。在更高的高度可能是 Buneman 不稳定区。但 Buneman 不稳定产生的波可很快对电子加热, 即使在开始时 $T_e \approx T_i$, 但很快就出现 $T_e > T_i$, 造成产生离子声波的条件。

(2) 在磁层亚暴期间, 极区上部电离层在相当大的高度范围内出现异常电阻。根据这种异常电阻计算的场向电流大致是 10^{-5} 安培/米², 这一结果与 1963-38C 卫星测量的结果是一致的。

(3) 离子声湍流可对低能电子加热, 加热的温度随时间指数增长。

(4) 离子声湍流可对速度大于声速的电子加速。如取场向电场 $E_{||} = 10$ 毫伏/米, 在极光高度区, 原来能量为 1 电子伏的电子在大约 100 秒内可加速到几千电子伏, 这可能是极光电子加速的重要机制之一。

值得指出, 在磁层中凡是存在强磁场梯度的区域, 就可能产生离子声湍流, 例如磁尾中性片区, 极尖区以及激波区等, 都存在激发离子声湍流的条件。

参 考 文 献

- [1] Obayashi, T.: Energy Build-up and Related Mechanisms in Solar and Auroral Flares, *Space Sci. Rev.*, 17, 2/3/4, 158—202, 1975.
- [2] Nagata, T.: Auroral Flares and Solar Flares, *Space Sci. Rev.*, 17, 2/3/4, 205—219, 1975.
- [3] Kiudel, J. M. and C. F. Kennel: Topside current instabilities, *J. Geophys. Res.*, 76, 3055—3076, 1971.
- [4] Kapadopoulos, K., D. C. Anomalous: Resistivity due to parametric instabilities in the Auroral, *EOS*, 55, No. 11, 1006, 1974.
- [5] Kan, J. R.: Energization processes for auroral primary, *EOS*, 55, No. 11, 1007, 1974.
- [6] Papadopoulos, K. and T. Coffey: Anomalous resistivity in the auroral plasma, *J. Geophys. Res.*, 79, 1558—1560, 1974.
- [7] Mozer, F. S.: Anomalous resistivity and parallel electric field. In "Magnetospheric Particle and Field", ed. by B. M. McCormac, D. Reidel Publishing Company Dordrecht-Holland/Boston-U. S. A., 125—135, 1976.
- [8] Hasegawa, A.: Plasma Instabilities and Nonlinear Effect, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 65—67, 1975.
- [9] Kaplan, S. A. and V. N. Tsytovich: Plasma Astrophysics. Tr. Ed. by D. T. Haar, New York, 64—80, 1973.
- [10] Wills, D. M.: The energetics of sun-Weather relationship magnetospheric processes, *J. of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 38, 685—696, 1976.
- [11] Cloutier, P. A. and H. R. Anderson: Observations of Birkeland currents, *Space Sci. Rev.*, 17, 2/3/4, 563—586, 1975.

质子事件最大强度随耀斑经度的变化

徐荣栏

齐燕文

(中国科学院空间物理研究所) (北京大学地球物理系)

摘 要

本文我们利用多卫星观测到的 15 次质子事件资料分析计算了质子事件最大强度随耀斑经度的变化,并利用计算结果的频数分布图确定粒子通道位置的统计平均值。计算结果认为:能量大于 10 兆电子伏的质子事件其对应的耀斑通道位置相对于地球约 20°W 。

一、引 言

质子事件最大强度随耀斑经度的变化是质子事件一个重要规律。研究这个问题,不仅对质子事件预报非常重要,而且它可以使我们更进一步了解太阳宇宙线在行星际空间里的传播规律。近几年来,不少科学工作者统计了质子事件的各种参数随耀斑经度位置的变化,这各种参数包括:最质子事件最大强度、延迟时间、上升时间以及衰减时间等等。通过大量的统计发现:耀斑在某一个经度位置附近有一个通道。在这个通道上,质子事件到达地球最快,其强度也最大。不少科学工作者利用事件的上升时间随经度的变化确定的通道位置很不相同,其范围是从 17° 到 90°W ^[1-5],它与粒子的能量有明显关系。另外粒子在行星际空间的传播也很复杂,加上目前质子事件资料相对来说还比较少,统计方法也不同,这各种原因造成上述各种不同结果。考虑到质子事件最大强度与耀斑强度以及其它不同参数有关。因此利用不同耀斑参数喷发出来的质子事件统计其最大强度随耀斑经度的变化就更加困难。McCracken^[6] 和 Van Hollebeke 等人^[7]的统计结果只能得到一个定性的结论,即耀斑在太阳表面西部产生的质子事件较强。

下面我们利用多卫星多次质子事件的观测资料计算质子事件最大强度随耀斑经度的变化。并根据变化曲线的峰位置确定质子事件的通道位置。

二、资料的分析

我们用的质子事件资料是从 Švestka 等人^[8]编辑的“1955—1969 年太阳质子事件目录”中选择的。我们要求每个质子事件必须有两个以上的卫星的观测结果,两个卫星经度差必须大于 10 度,引起质子事件的太阳耀斑必须是确定耀斑,质子事件的能量 E 的范围必须在 10 ± 5 兆电子伏之内根据以上条件,我们选用了 15 个质子事件。由这 15 个质子事件可以组成 18 个双卫星质子事件观测资料,它们的有关参数列于表 1 中。表中 θ_{Ef} 代表地球上观测到的耀斑经度位置。 θ_{EP} 代表观测卫星相对于地球的经度位置(如图 1 所示)。

表 1 质子事件的原始资料

日期	θ_{EP}	卫星	θ_{EP1}	r_1 (AU)	E_i (兆电子伏)	U_{m1} (质子数/厘米 ² ·秒·球面度)	卫星	θ_{EP2}	r_2 (AU)	E_2 (兆电子伏)	U_{m2} (质子数/厘米 ² ·秒·球面度)
1966年6月25日	09°W	先驱者6	38°W	0.83	7.5	0.01	行星际监测台3	0°	1	6.5	0.11
1966年7月9日	75°W	先驱者6	43°W	0.86	7.5	3.0	行星际监测台3	0°	1	6.5	0.65
1967年12月12日	17°W	先驱者7	41°E	1.09	12	1.3	行星际监测台4	0°	1	10	0.16
1968年6月9日	09°W	先驱者8	12°E	1.08	14	43.2	行星际监测台4	0°	1	10	354
1968年7月8日	58°E	先驱者8	14.5°E	1.07	14	14.4	行星际监测台4	0°	1	9	12
1968年8月3日	75°E	先驱者6	161°W	0.98	13	0.28	先驱者8	17°E	1.06	14	0.125
1968年8月3日	75°E	先驱者6	161°W	0.98	13	0.28	行星际监测台4	0°	1	10	0.04
1968年8月3日	75°E	先驱者8	17°E	1.06	14	0.125	行星际监测台4	0°	1	10	0.04
1968年8月14日	80°W	先驱者8	18°E	1.05	11	0.0113	行星际监测台4	0°	1	9	0.74
1968年8月14日	82°W	先驱者8	18°E	1.05	11	0.0113	行星际监测台4	0°	1	9	0.74
1968年9月28日	39°E	先驱者8	21°E	1.04	14	7.1	行星际监测台4	0°	1	9	11.2
1968年9月29日	51°W	先驱者8	21°E	1.04	14	21.4	行星际监测台4	0°	1	9	27
1969年3月12日	80°W	先驱者6	151°E	0.93	7.5	2	行星际监测台4	0°	1	10	2.18
1969年6月7日	34°E	先驱者8	30°E	1.07	14	3.75	先驱者9	60°W	0.85	14	0.5
1969年9月25日	15°W	先驱者8	41°E	1.05	14	8.6	行星际监测台5	0°	1	10	14.92
1969年9月27日	02°E	先驱者9	62°W	0.99	14	0.62	行星际监测台5	0°	1	10	0.9
1969年11月18日	40°E	行星际监测台5	0°	1	10	0.15	先驱者8	44.5°E	1.01	14	1.2
1969年11月24日	31°W	先驱者9	69°W	0.89	14	0.3	行星际监测台5	0°	1	10	3.5

由表 1 的数据可知：质子事件最大强度 U_m 随经度的变化很乱，这是由于原始资料中存在各种影响 U_m 的因素：观测卫星离太阳的距离 r ，质子事件能量 E 以及耀斑参数 I 等参量对 U_m 都有很大的影响，需要尽量将这些原始资料校正到统一的条件上来，才能对观测数据进行统计分析。

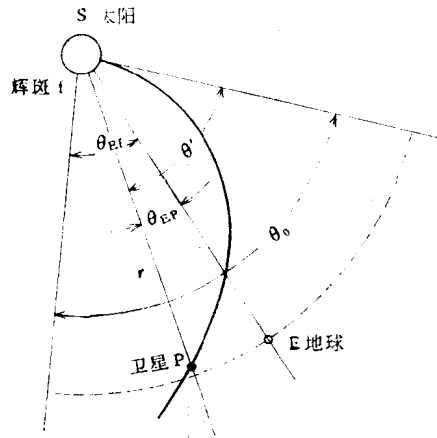


图 1 耀斑位置示意图

要校正这些资料，必须根据某一个传播模式求 U_m 与 N 、 E 、 r 以及 θ 之间的近似关系。根据大量质子事件资料的统计结果，能量大于 E 的质子事件强度与 E 之间的关系满足

$$U_m \propto E^{1-\gamma} \quad (1)$$

其中 γ 是质子事件的微分能谱指数。根据 Van Hollebeke 的工作^[7]； γ 与耀斑经度有关，其近似关系为

$$\gamma(\theta) = 2.7 \left(1 + \frac{\Delta\theta}{2} \right) \quad (2)$$

其中 $\Delta\theta$ 代表耀斑经度与 $\theta = 50^\circ W$ 的夹角。考虑到 U_m 与 r 的关系比较复杂，我们把它近似看成

$$U_m \propto r^{-5} \quad (3)$$

根据 (1)–(3)，我们可以将不同位置的卫星所观测到不同能量的质子事件最大强度 $U_{m,E}$ 校正到日地距离上能量 $E \geq 10$ 兆电子伏的统一条件上，即

$$U_m = r^5 \left(\frac{E}{10} \right)^{2.7 \left(1 + \frac{\Delta\theta}{2} \right)} U_{m,E} \quad (4)$$

其中 r 与 E 的单位分别是天文单位与兆电子伏。

太阳质子事件目录^[8]中给出的耀斑经度位置 θ_{EF} 与卫星经度位置 θ_{EP} 是相对于日地连线的经度位置，在实际计算过程中，我们必须将耀斑经度位置 θ_0 移至相对于观测者（即卫星）所通过的磁力线，根据图 1 我们有

$$\theta_0 = \theta_{EF} - \theta_{EP} + \theta' \quad (5)$$

其中

$$\theta' = \frac{Qsr}{V}$$

代表通过观测者的磁力线在太阳表面与太阳卫星连线的夹角，所有角度 θ 向东为正向西

表 2 校正后的质子事件资料

日期	θ_{0_1}	U_{m_1} (质子数/厘米 ² ·秒·球面度)	θ_{0_2}	U_{m_2} (质子数/厘米 ² ·秒·球面度)	U_0
1966年6月25日	81°E	0.0013	56°E	0.03	0.02
1966年7月9日	23.9°E	0.73	10°W	0.24	1.9
1967年12月12日	12.9°E	2.93	48°E	0.16	3
1968年6月9日	49.2°E	137.68	56°E	354	310
1968年7月8日	113.1°E	72.55	123°E	7.71	11000
1968年8月3日	60.3°W	0.62	126.9°E	0.69	5300
1968年8月3日	60.3°W	0.62	140°E	0.04	5300
1968年8月3日	126.9°E	0.69	140°E	0.04	5300
1968年8月14日	29.7°W	0.02	15°W	0.57	8
1968年8月14日	31.7°W	0.02	17°W	0.57	8
1968年9月28日	85.6°E	25.36	104°E	7.5	330
1968年9月29日	4.4°W	56.4	14°E	22.57	230
1969年3月12日	170.5°W	0.25	15°W	2.18	7.5×10^8
1969年6月7日	73.6°E	13.96	149.3°E	1.32	9.9×10^4
1969年9月25日	12.3°E	20.81	50°E	14.92	31
1969年9月27日	128.4°E	3.51	67°E	0.9	4400
1969年11月18日	105°E	0.15	61.2°E	3.23	7.4
1969年11月24日	95.9°E	0.62	34°E	3.5	8.6

为负。 Ω_s 是太阳自转角速度， V 是太阳原速。一般来说 V 是随时间变化的，在计算过程中我们取 V 的平均值为 500 公里/秒。因此 θ' 可以看成是卫星距离 r 成正比。

经过校正后，我们可以计算不同耀斑经度位置 θ_0 对应的质子事件最大强度 U_m ，其具体数据我们将它们列于表 2，校正后的资料比原始资料要好些，但 U_m 随 θ_0 的变化仍然不明显，我们认为其主要原因在于这些质子事件对应的耀斑参数 I 不同，它对 U_m 的影响是很大的。为了寻找 U_m 随 θ 的分布我们必须在统计分析过程中消除这种影响。为此设同一个 I 值的质子事件的 $\ln U_m$ 随经度 θ 的变化可以用 θ 的多项式来表示。为简单起见，设 $\ln U_m$ 是 θ 的二次多项式，即

$$\ln U_m = a_0 + a_1\theta + a_2\theta^2 = a(\theta - \theta_m)^2 + b \quad (6)$$

它是一个对称的抛物线，其对称轴为 $\theta = \theta_m$ 直线，抛物线的峰值在 $\theta = \theta_m$ 上，因此 θ_m 为质子事件的通道位置。方程(6)在普通坐标系中可以写成

$$U_m = U_0 e^{A(\theta - \theta_m)^2} \quad (7)$$

其中 U_0 代表 U_m 在 $\theta = \theta_m$ 上的值，它是由 I 决定之，其大小等于质子事件在其通道位置上的最大强度。在统计过程中我们要设法消去它。为此设两个不同经度 θ_1 与 θ_2 的卫星观测到的质子事件最大强度分别为 U_{m_1} 与 U_{m_2} ，它们都满足 (6)，由于两个卫星观测到同一个质子事件，因此 $U_{0_1} = U_{0_2}$ ，这样我们就可以消去 U_{0_1} 与 U_{0_2} 得到一个与 U_0 无关的关系式，即

$$\frac{U_{m_1}}{U_{m_2}} = e^{A(\theta_1 - \theta_2)(\theta_1 + \theta_2 - 2\theta_m)} \quad (8)$$

式中的 U_{m_1} ， U_{m_2} ， θ_1 与 θ_2 可以根据双卫星同时观测到的同一个质子事件确定之。方程(8)有两个未知数 A 与 θ_m 。一个质子事件的双星资料只能建立一个 A 与 θ_m 的关系式，因此利用二个质子事件的双星资料可以建立 A 与 θ_m 的二元方程组。解这个方程组就可以