

太阳系尘埃等离子体研究

石志东 李中元

(中国科学技术大学地球和空间科学系 合肥 230026)
(第三世界科学院地球科学和天文学高级研究中心 合肥 230026)

摘要

综述了太阳系尘埃等离子体中的充电机制和波动过程以及与之有关的若干空间物理现象,内容包括太阳系等离子体中尘埃表面的平衡电势,带电尘埃在空间环境中的受力与运动,行星环内沿的弥漫扩散,轮辐结构的成因,彗星环境中尘埃的静电爆裂,尘埃彗尾的形态演化,天王星窄环的稳定性等问题。

关键词 尘埃等离子体 — 带电尘埃 — 行星环 — 彗星

分类号: P185.9

1 引言

尘埃等离子体是掺杂有尘埃颗粒的电离气体,它是电子、离子、尘粒和中性气体分子的混合物。宇宙中有很大大一部分固体物质是以尘埃微粒的形式存在的,在星际云、拱星云、行星磁层、彗星大气、黄道光、夜光云等空间环境中都存在着尘埃等离子体。早期太阳星云的演化很可能经历过尘埃等离子体状态,流星、小行星、彗星和行星,可能就是由这些尘埃等离子体凝结演化而成的。

尘埃等离子体早期的研究工作主要考虑的是等离子体中孤立尘粒的有关物理过程,包括尘粒的充电机制、静电屏蔽、尘粒电荷的极性转换、尘粒电荷对尘粒破裂和凝结的影响、运动的带电尘粒在等离子体中所受阻力以及尘粒在引力和电磁力联合作用下的动力学过程等问题。最近几年的研究工作考虑了尘埃等离子体中的波动及其不稳定性等集体现象,带电尘埃的存在会对等离子体的电中性、各种波动及其稳定性产生影响,带电尘埃作为一种新的等离子体组分,自身也会产生一些集体运动,如尘埃声波等。运用尘埃等离子体模型,已经对行星环轮辐结构的形成、行星磁层中带电尘埃的输运过程、彗星大气中尘埃的空间分布和质谱变化进行了一些合理的解释。

国家自然科学基金(19653001)资助课题

1997年1月2日收到

1997年5月20日收到修改稿

2 等离子体中尘埃的带电问题

2.1 基本充电机制

普遍存在于尘埃等离子体中的充电机制是等离子体粒子在尘埃表面的附着沉积, 入射于尘埃表面的电子流 J_e 和离子流 J_i 与尘埃的表面电势 Φ_s 有关, 也与等离子体和尘粒之间的相对速度 W 有关. J_e 和 J_i 可写为 [1]:

$$J_e = \begin{cases} J_{0e} \exp(e\Phi_s/T_e) & (\Phi_s < 0) \\ J_{0e}(1 + e\Phi_s/T_e) & (\Phi_s > 0) \end{cases}$$

$$J_i = \begin{cases} J_{0i} \exp(-eZ_i\Phi_s/T_i) & (\Phi_s > 0) \\ J_{0i}(1 - eZ_i\Phi_s/kT_i) & (\Phi_s < 0) \end{cases}$$

其中 e 为电子电量 $|q_e|$, eZ_i 是离子电量 q_i , $J_{0\alpha} = n_\alpha q_\alpha (T_\alpha/m_\alpha)^{1/2} \pi a^2 f_\alpha(W)$, 是 $\Phi_s = 0$ 时流至尘粒表面的等离子体粒子流, 这里, T_α 、 n_α 、 q_α 、 m_α 分别是 α 类粒子 ($\alpha = e, i$) 的温度 (单位为 eV)、数密度、电荷和质量, a 是尘粒半径, $f_\alpha(W)$ 是 W 的复杂函数 [1]. 一般地, 尘粒截获的离子流随相对速度 W 的增大而增加, 等离子体中的运动尘粒会比静止尘粒的正电性增强; 通常 W 远小于电子热速度 C_e , 尘粒与等离子体之间的相对漂移并不影响电子流的大小.

如果入射电子能量足够大, 还会在尘粒表面引发二次电子. 二次电子产生率 δ 与入射电子能量 E 的关系为:

$$\delta(E) = 7.4\delta_{\max}(E/E_{\max}) \cdot \exp[-2(E/E_{\max})^{1/2}]$$

其中 E_{\max} 是与最大二次电子产生率 δ_{\max} 对应的入射能量. 发射的二次电子具有麦氏分布, 其特征热温度 T_s 约为 1—5eV, δ_{\max} 的典型值为 0.5—30, E_{\max} 在 0.1—2keV 范围内. 若尘粒带正电, 发射的二次电子有一部分还可能被重新吸回尘埃表面, 对尘粒充电无贡献. 若入射电子的能量满足麦氏分布, 积分可得二次电子流 J_{sec} 为 [2]:

$$J_{\text{sec}} = \begin{cases} 3.7\delta_{\max} J_e F_5(E_{\max}/4T_e) & (\Phi_s \leq 0) \\ 3.7\delta_{\max} J_e \exp[e\Phi_s(1/T_e - 1/T_s)] F_{5\tilde{B}}(E_{\max}/4T_e) & (\Phi_s > 0) \end{cases}$$

其中 $F_5(x) \equiv x^2 \int_0^\infty t^5 \exp[-(xt^2 + t)] dt$ 和 $F_{5\tilde{B}}(x) \equiv x^2 \int_{\tilde{B}}^\infty t^5 \exp[-(xt^2 + t)] dt$ 为积分函数, $\tilde{B} = e\Phi_s/T_s$.

尘粒受太阳紫外辐照也会释放光电子, 发射的光电子一般呈麦氏分布, 其特征热温度 T_p 约为 1eV, 当 Φ_s 为正时, 又会将一部分光电子重新吸回尘粒表面. 光电子流 J_p 取决于尘粒物质的光电发射效率和尘粒表面电势, 可表示为 [1]:

$$J_p = \begin{cases} \pi a^2 \kappa & (\Phi_s \leq 0) \\ \pi a^2 \kappa \exp(-e\Phi_s/T_p) & (\Phi_s > 0) \end{cases}$$

其中 $\kappa \equiv 2.5 \times 10^{14} \eta D^{-2}$, 是离太阳为 D 个 AU 处的光电子通量, 其单位是 $\text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$, η 是光电发射效率 (金属尘粒: $\eta \approx 1$, 电介质尘粒: $\eta \approx 0.1$).

此外还有其他几种充电电流, 其产生机制分别为: 热发射、场致发射、溅射、离子引起的二次电子发射等。在太阳系大多数空间环境中, 这些充电电流可以忽略, 但在辐射带中, 高能质子的作用应予考虑。

电量为 Q 的尘埃的表面电场为 $E_s = Q/(4\pi\epsilon_0 a^2) \propto \Phi_s/a$, (ϵ_0 为真空中的介电常数), 较小的尘粒具有较强的表面电场。当尘粒的表面电场超过一定的临界值时, 便会发生场致发射或静电爆裂^[3]。离子和电子的场致发射的临界表面电场 E_c 分别约为 5×10^{10} 和 $10^9 \text{V} \cdot \text{m}^{-1}$ 。当尘粒表面的静电能量密度超过尘粒的拉伸强度 Λ 时, 尘粒便会发生静电爆裂, 与此对应的临界电场 $E_d = 3.36 \times 10^5 \Lambda^{1/2}$, 其中 Λ 的单位为 $\text{N} \cdot \text{m}^{-2}$ 。当尘粒半径为 $1 \mu\text{m}$ 时, 电子的场致发射将表面电势限制在约 10^3V 以下, 若其 Λ 值为 $10^4 \text{N} \cdot \text{m}^{-2}$, 则静电爆裂又会将表面电势限制在 30V 以下。静电张力引起的尘粒爆裂会将尘粒粗糙表面的隆起部分剥落, 使尘粒更趋球形^[4]。

2.2 尘粒电荷的平衡解

若尘粒电荷 Q 为负时, 尘粒周围的离子密度 n_i 会略高于电子密度 n_e , 正电性的空间电荷使得尘粒附近的电场偏离平方反比律而以指数形式衰减, 指数衰减的空间尺度是德拜长度 $\lambda_D = [\epsilon_0 T_e / (n_e e^2)]^{1/2}$ 。球形尘粒在等离子体中的电容值为^[5]: $C = 4\pi\epsilon_0 a \exp(-a/\lambda_D)$, 尘粒电荷与表面电势的关系为 $Q = C\Phi_s$ 。

尘粒电荷 Q 的变化规律由充电方程 $dQ/dt = \sum J_\alpha$ 决定。电子热速 $C_e = (T_e/m_e)^{1/2}$, 一般大于离子热速 $C_i = (T_i/m_i)^{1/2}$, 它们在尘埃表面的沉积附着, 通常使尘粒带负电。在远日行星的磁层中, 光电子充电电流较小, 若忽略二次电子流, 则半径 $a \ll \lambda_D$ 的静止小尘粒的表面电势的平衡值满足如下方程:

$$1 - \frac{e\Phi_s}{T_i} = \left(\frac{m_i}{m_e}\right)^{1/2} \cdot \exp\left(\frac{e\Phi_s}{T_e}\right)$$

其解具有如下形式: $\Phi_s = K_\Phi T_e$, 其中 K_Φ 是与温度比值 T_i/T_e 和质量比值 m_i/m_e 有关的比例系数: $K_\Phi = K_\Phi(T_i/T_e, m_i/m_e)$, 可由数值方法解出。可以看出, Φ_s 与尘粒大小无关, 但与等离子体温度有关, 在 $T_e = T_i$ 的 H^+ 等离子体中, $\Phi_s \approx -2.5T_e/e$ 。与此相应, 尘粒充电达到平衡时的表面电荷数 Z_d 为 $Q/e = K_Q a T_e$, 它与尘粒大小和电子温度成正比, 但是仍然与等离子体密度无关, 其中 $K_Q = K_Q(T_i/T_e, m_i/m_e)$ 也是与温度比值 T_i/T_e 和质量比值 m_i/m_e 有关的比例系数。

可以用尘粒充电的特征时间 $\tau = K_\tau T_e^{1/2} / (an_d)$ 来表示等离子体中尘粒充电的快慢程度, 其定义为: 尘粒从零电势 (即中性尘粒) 开始, 达到其平衡电势值的 $(1 - e^{-1}) \approx 63\%$ 时所经历的时间 (此处 e 为自然对数的底), 它与尘粒半径 a 、尘埃数密度 n_d 成反比, 这表明较大的尘粒处于密度较大的等离子体中时充电过程会较快地达到其平衡状态, K_τ 也是一个与温度比值 T_i/T_e 和质量比值 m_i/m_e 有关的比例系数。表 1 给出了不同等离子体参数条件下的 3 个比例系数的数值解。

若考虑各种充电电流, 须进行数值计算才能解出表面电势值。总电流为 0 时, Φ_s 及 Q 一般只有唯一解, 但若计及尘粒表面发射的二次电子流时, 有可能出现多重解。计算表明^[2], 若尘埃表面的二次电子产生率 $\delta_{\max} > 5$, 则存在某一温度范围 $[T_1(\delta_{\max}) < T < T_2(\delta_{\max})]$, 当等离子体温度 T 处于此范围时, 对应于每一个 T 值, 由充电方程可以解出三个平衡电势值 $[\Phi_{s1}(T) < 0 < \Phi_{s2}(T) < \Phi_{s3}(T)]$, Φ_{s3} 和 Φ_{s1} 是稳定平衡解, Φ_{s2} 是不稳定平衡解, 尘埃表面

平衡电势的实际取值不仅与等离子体温度的变化过程有关,而且还与尘埃颗粒的大小有关。研究表明^[7],在温度有起伏变化的等离子体中,大尘粒表面带正电势(Φ_{e3})的可能性较大,而小尘粒表面更易带负电势(Φ_{e1}),大尘粒与小尘粒之间互相吸引,碰撞截面增大,使尘粒较易凝合成更大的尘粒。

表 1 充电模型中各种比例系数的计算值^[22]

m_i /u	T_i/T_e	K_Φ /V·eV ⁻¹	K_Q /mm ⁻¹ ·eV ⁻¹	K_τ /s·μm·cm ⁻³ ·eV ^{-1/2}
1	0.05	-1.698	-1179	766
1	1.00	-2.501	-1737	1510
40	0.05	-2.989	-2073	2050
40	1.00	-3.952	-2631	3290

2.3 多尘粒情形

等离子体中存在多个尘粒时,任何尘粒表面的电势,都会包含有德拜球内其它尘粒电荷的贡献,因此每个尘粒上的平均电荷量会比单个孤立尘粒上的电荷值小^[8]。设尘粒数密度为 n_d ,则等离子体本底电势 V_p 、尘粒电荷 Q 及其浮动电位 $U = \Phi_s - V_p$ 由特征参数 $P = an_d T_e / n_e$ 决定^[9]。当 n_d 较小时, P 值也较小, U 值趋近于单个尘粒的电势平衡值 $-2.5T_e/e$, V_p 趋于零。当 n_d 增加,即 P 值增大时, U 值减小, V_p 取为负值。当 P 值约为 $P_0 = 10^{-9}$ 时,尘埃的空间电荷密度 Qn_d 与电子的空间电荷密度 en_e 相当,大多数电子被尘埃捕获,尘埃等离子体此时主要由正离子和质量相对巨大的负电尘粒组成。当 P 大于 10^{-8} 时,尘粒平均电荷值很小,静电效应可以忽略。当 P 小于 10^{-10} 时,尘粒可作为孤立尘粒处理。表 2 列出了不同空间环境中的尘埃等离子体的基本尺度的相对大小^[10],其中 d 为尘粒的平均间距,与 $\sqrt[3]{n_d}$ 成正比。表 3 为各种行星环尘埃等离子体的 P 值大小^[11]。

表 2 空间环境中各种尘埃等离子体的相对尺度^[10]

	星际云	电离层	彗星	行星环	磁层
a/λ_D	10^{-8}	10^{-6}	10^{-6}	10^{-6}	10^{-4}
d/λ_D	10^{-1}	10^{-2}	$10^{-1}-10^{-2}$	10^{-3}	$10^{-1}-10^{-2}$

表 3 行星环尘埃等离子体的特征参数值^[11]

	n_e/m^{-3}	T_e/eV	a/m	n_d/m^{-3}	P
土星 A/B 环	10^5	2	5	2.5×10^{-2}	3×10^{-8}
			1	6.3×10^{-1}	2×10^{-7}
土星 F 环	10^7	10^2	10^{-2}	0.32	3×10^{-8}
			10^{-6}	3.2×10^7	3×10^{-4}
轮辐结构	10^8	2	10^{-6}	10^6	2×10^{-8}
天王星 α 环	5×10^7	30	5×10^{-2}	0.446	10^{-8}
天王星 ϵ 环	2×10^8	30	0.2	0.14	4×10^{-9}
木星环	10^8	10^2	2×10^{-6}	26.5	3×10^{-10}
土星 G 环	10^7	10^2	3×10^{-4}	3.5×10^{-3}	10^{-11}

3 带电尘粒的受力与运动

3.1 带电尘粒的受力

相对于等离子体以速度 W 运动的带电尘埃会受到离子拖曳力的作用, 它是离子对尘粒的直接碰撞和库仑碰撞的综合结果。直接的离子冲击阻力为 [12]:

$$F_d = -n_i \pi a^2 m_i C_i^2 \left\{ \frac{W}{\sqrt{\pi} C_i} \exp\left(-\frac{W^2}{C_i^2}\right) + \left(\frac{W}{C_i} + \frac{1}{2}\right) \operatorname{erf}\left(\frac{W}{C_i}\right) \right\}$$

这里的 erf 为误差函数。尘粒运动速度较慢 ($W \ll C_i$) 时, $F_d \approx -2\sqrt{\pi} a^2 n_i m_i W C_i$; 尘粒运动较快 ($W \gg C_i$) 时, $F_d \approx -n_i \pi a^2 m_i W^2$ 。

库仑阻力实质上是等离子体中试探点电荷的动力学摩擦问题 [13]。尘埃质量 $m_d \gg m_i$, 可以忽略尘埃与离子碰撞时自身的反冲。假定尘粒间距较大, 彼此之间无库仑相互作用。带电尘粒会使离子轨道弯曲, 但是离子之间的库仑相互作用会削弱这种影响, 如果忽略离子的这种集体效应, 则离子从尘粒附近经过时, 沿双曲线轨道运动, 不受邻近离子的影响。

集体效应是自洽的 Vlasov-Maxwell 方程所固有的, 但该方程只能在线性化情况下进行解析推演。对离子分布函数进行线性化意味着尘埃电荷对离子分布函数的影响是微弱的, 这时离子从尘粒附近经过时的散射角是微小的。散射角正比于尘埃电荷和离子电荷的乘积 $q_i Q$, 它表示尘埃与离子之间的耦合程度。线性化略去了大角散射, 隐含着小 $q_i Q$ 的假设。

若忽略离子集体效应, 允许有大角散射, 离子库仑拖曳力可以表达为:

$$F_c = \frac{2\pi Q^2 q_i^2}{m_i} \int \int \int \frac{f_v \cos \theta}{v^2} \ln \frac{1 + (m_i^2 v^4 / Q^2 q_i^2) \lambda_D^2}{1 + (m_i^2 v^4 / Q^2 q_i^2) a^2} d^3 v$$

其中 v 是离子速率, f_v 是在尘粒静止坐标系中的离子速率分布函数, θ 为散射角。当 $q_i Q$ 较小, 即无大角散射的情况下, 对数中的 1 可以略去, 上式简化为:

$$F_c = \frac{4\pi Q^2 q_i^2}{m_i} \ln \frac{\lambda_D}{a} \int \int \int \frac{f_v \cos \theta}{v^2} d^3 v$$

在麦氏分布的等离子体中, 积分上式可以近似得出带电尘粒所受的离子库仑拖曳力为 [14]:

$$F_c = \frac{8\sqrt{\pi} Q^2 q_i^2 n_i}{m_i W^2} \left[\frac{W}{C_i} \exp\left(-\frac{W^2}{C_i^2}\right) + \int_0^{W/C_i} \exp(-z^2) dz \right] \ln \frac{\lambda_D}{a}$$

尚无综合的解析表达式能将离子集体效应及大角散射诸因素包含其中。

考虑到离子的拖曳力, 空间环境中带电尘粒的运动方程为:

$$m_d(d\mathbf{V}/dt) = Q(\mathbf{E} + \mathbf{V} \times \mathbf{B}) + \mathbf{F}_g + \mathbf{F}_d + \mathbf{F}_c + \pi a^2 \mathbf{P}_{ph}$$

其中 m_d 、 \mathbf{V} 是尘粒的质量和速度, \mathbf{F}_g 是引力, \mathbf{P}_{ph} 是光压, \mathbf{E} 、 \mathbf{B} 表示电场和磁场。在行星磁层中, 等离子体一般随行星以自转角频率 Ω_p 共转, 距离行星 R 处的等离子体运动速度 $\mathbf{V}_p = \Omega_p \times \mathbf{R}$ 等于等离子体在磁场和电场中的漂移速度 $\mathbf{E} \times \mathbf{B} / B^2$, 故 \mathbf{E} 可由方程 $\mathbf{E} \times \mathbf{B} / B^2 = \Omega_p \times \mathbf{R}$ 确定; 但在地球的远磁层和彗星环境中, 等离子体是流动的太阳风, 电场应取为太阳风对流电场: $\mathbf{E} = \mathbf{V}_{sw} \times \mathbf{B}$, \mathbf{V}_{sw} 是太阳风速。

3.2 行星磁层中带电尘粒的运动

在共转磁层的等离子体环境中, 带电尘粒所受到的电磁力远小于引力, 它们仍然相当精确地沿开普勒轨道运动。但是这种电磁力会远大于邻近卫星产生的摄动力, 必须考虑其对

尘粒摄动的影响。设尘粒以角频率 ω 在赤道平面内沿圆形轨道运动, 受到赤道平面内的轻微摄动时, 它会围绕此尘粒轨道的引导中心作椭圆形回旋运动, 椭圆的短轴沿径向方向。设 $\omega_g = -QB/m_d$ 为尘粒的回旋频率, 径向扰动的频率 ω_r 满足^[15]: $\omega_r^2 = \omega_g^2 + 4\omega_g\omega + \omega^2$; 对于垂直于赤道面的扰动, 其摄动频率 ω_z 满足^[17]: $(\omega_z + \omega_g/2)^2 = \Omega_K^2(1 + \omega_g\Omega_p/\Omega_K^2)$, $\Omega_K(R)$ 为距离行星 R 处的开普勒角速度。由此可见, 尘粒的电荷、质量、径向距离必须在一定的范围才会形成稳定的运动轨道^[16]。对土星 B 环的观测和研究表明^[18], 如果带电尘粒初始时以开普勒速度运动, 轨道的稳定性极限位于 B 环的内边沿, 即距离土星 $1.52R_s$ (R_s 为土星半径) 处, 在此位置之内, 若尘粒具有偏离行星环平面的速度, 它就不再返回环中, 而是逃逸到土星的大气层中; 在此位置之外, 带电尘粒具有稳定的运动轨道, 能够一直被约束在行星环里, 或者偏离一定距离后再返回到行星环中。因此, 行星环在此位置内侧被不断地剥蚀, 可以观测到其光学厚度减小, 而在此位置外侧不会如此。与此类同, 木星环的内沿亦呈现为扩张型的圆晕状, 曾经认为, 木星环的等离子环境主要是由木卫一向里扩散的硫离子和氧离子组成, 它们使得环中的尘埃带负电, 最近的研究表明^[23], 木星环的等离子环境主要来自木星电离层, 这些等离子体密度较低, 太阳紫外辐射使尘埃带正电, 带电尘埃迅速地向木星输运, 时间尺度约为几小时或几天, 采用此模型计算得出的亮度分布与观测值非常接近。

在行星磁层中, 带电尘粒受到角向和径向的电磁作用力, 其角动量并不守恒, 径向输运会将尘粒弥散在整个磁层中。计算发现^[19] 带电尘埃在地球磁层中的扩散相当迅速, 尘粒轨道变成了椭圆且其偏心率不断增大。行星磁场并非理想的偶极场, 常含有四偶极场或八偶极场分量, 如果尘粒穿越行星的非偶极磁场时所经受到的磁场变化与这些摄动振荡频率或其倍频接近时, 尘粒偏离圆形轨道的程度就会随时间按指数率增长。尘粒所经受到的磁场变化会产生一种等效的周期力, 使尘粒轨道产生较大的共振响应。在垂直方向发生共振的地点, 尘粒的垂直偏离增大, 使行星环的厚度增加。共振发生在某些特定的径向距离处, 这些径向距离与木星环的光学厚度的径向分布的观测特性基本相符。天王星环处于高度的非偶极磁场之中, 带电尘粒与磁场的共振效应有待研究。

3.3 彗星大气中带电尘粒的运动

彗星附近尘粒的运动主要受到辐射光压、等离子体拖曳和电磁力的影响, 引力不起主要作用。Horanyi 和 Mendis 对彗星附近带电尘粒的运动和空间分布进行过数值计算^[20], 考虑到彗星的轨道运动, 并设尘埃从旋转的点状彗核的向阳面向外喷射, 喷射速度与尘埃大小有关。在彗星的弓形激波之外, 电子温度和密度取为常数, 在弓形激波之内, 采用较高的电子密度和较低电子温度, 并由质量守恒和能量守恒方程计算出它们在不同彗心距离处的起伏变化。在接触面之内, 等离子体参数采用 Marconi 和 Mendis 的计算结果^[21]。把光电子发射和电子附着作为充电机制, 得出尘粒电荷量随时间的变化。假定太阳风是不可压缩的, 将得到的流线作为等势线来计算对流电场。考虑对流电场的作用力, 但忽略洛伦兹力的作用。计算发现亚微米量级尘粒的空间分布受电磁力的影响很大, 太阳风对流电场的平均方向垂直于彗星黄道面, 沿此方向, 小尘粒与大尘粒的空间分布区别很大。行星际磁场的扇形边界越过彗星时, 太阳风对流电场的方向也会改变, 尘粒偏离彗星黄道面的方向发生反转, 经常观测到的彗星尘埃尾的漂移现象和波状演化可能与此有关^[19], 但是电场力对尘埃尾形状的影响与尘粒大小有关, 如果尘粒尺寸有一定范围的分布, 这种波浪状尾巴就会模糊不清, 是否这种效应就能引起前述观测结果仍需观测研究。

石志东和李中元^[22]利用哈雷彗星的探测结果,考虑了等离子粒子在尘粒表面的附着、尘粒表面的二次电子发射以及光电子发射过程,计算了不同组分的等离子环境中,不同物质成分的尘埃颗粒在不同的彗心距离处的平衡电势,以及带电尘埃发生静电爆裂的临界半径。计算发现在离彗核 50000km 左右,尘粒电荷具有负的极大值,尘粒发生静电爆裂的几率最大,而正是在这个距离附近,飞船探测到尘粒质量谱有较大的变化^[24]。

3.4 行星环轮辐结构的形成

土星环中存在着一些角向狭窄但径向扩展的轮辐状结构^[25],其背向散射光较弱,前向散射光较强。研究表明^[26]狭窄的径向扩展是沿径向迅速运动的稠密等离子体云(半径约为几千公里)造成的,这种等离子体云会使行星环尘粒带负电(若无此稠密的等离子体云,行星环尘粒在向阳面时带正电)。其表面电势 Φ_R 约为 $-6V$ 。轮辐结构中包含了微米或亚微米量级的小尘粒,它们与较大的固体颗粒(cm 至 m 量级)共存,要么在大尘粒之间运动或者落至大尘粒上,要么被静电力悬浮离开大尘粒至行星环表面之上。垂直于行星环表面的法向电场为 $E_z = \Phi_R/\lambda_D$,能够举起尘埃粒子的条件是 $E_z > g_{\perp} \frac{m_d}{\rho} = a^2 \left(\frac{\rho}{3\epsilon_0} \right) g_{\perp} / \Phi_R$,其中 g_{\perp} 是引力加速度的垂直分量,包括行星环的自引力; ρ 是尘粒物质的质量密度,约为 $10^3 \text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$, ϵ_0 为介电常数。若等离子体云仅仅来源于电离层,其密度太小,产生的尘埃环晕很难被直接观测到。这种稠密的等离子体云是由流星撞击行星环产生的^[27],流星对 B 环的撞击率足以使得行星环上任何时刻都能同时出现 10 个左右的轮辐结构^[28]。

4 尘埃等离子体中的集体效应

尘埃等离子体中的集体现象主要有两类:当尘埃数密度较小时,德拜长度远小于尘粒间距,带电尘粒之间是彼此孤立的,如此系统称之为“等离子体中的尘埃”,集体效应仍由电子和离子组分产生,带电尘埃会影响这些等离子体波动的色散关系,产生阻尼或不稳定性;当尘埃数密度较大时,德拜长度与尘粒间距相当,相邻尘粒之间的相互影响不容忽略,这种系统是真正意义上的“尘埃等离子体”,带电尘粒作为一种新的等离子体组分,自身会产生一些集体运动。在实际的空间环境中,尘埃的形状各异,其大小、电荷和质量都具有一定的分布范围。当尘埃大小远小于特征波长和尘埃间距时,可将尘粒当作点粒子处理,若假定尘粒具有相同的质量和电荷,可将尘粒当作一种流体组分来处理。若干文献对尘埃等离子体中的波动及其不稳定性进行了初步的理论研究^[29-35]。

4.1 尘埃等离子体波动的束流不稳定性

尘粒质量很大,尘埃等离子体中的静电场对尘粒速度的影响不会太大;但是尘粒所带电荷较多,尘粒速度的微小扰动却能对电场产生较大的影响,尽管尘埃颗粒的荷质比远小于离子和电子的荷质比,但是尘埃的等离子体频率 $\omega_{pd} = [n_d Q^2 / (\epsilon_0 m_d)]^{1/2}$ 仍不能忽略。考虑尘埃等离子体中的静电波动,假定距离行星 R 处的尘粒相对于等离子体以速度 $\mathbf{W} = (\Omega_K - \Omega_p) \times \mathbf{R}$ 运动,则频率为 ω 、波矢为 \mathbf{k} 的静电波动满足如下色散关系

$$\frac{\omega_{pe}^2}{(\omega^2 - k^2 C_e^2)} + \frac{\omega_{pi}^2}{(\omega^2 - k^2 C_i^2)} + \frac{\chi^2 \omega_{pd}^2}{(\omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{W})^2} = 1$$

其中 $k^2 = \mathbf{k} \cdot \mathbf{k}$, χ 是与尘埃的大小分布有关的一个积分因子,若尘粒大小一致,可以取 $\chi = 1$ 。由此色散关系可以导出尘埃束流与等离子体波动相互作用引起的束流不稳定性^[36],

发现沿轨道运动的尘埃粒子的引力势能可以驱动等离子体波动以加热离子,曾经有人认为这是产生土星环轮辐结构的原因。但电子和离子的随机热运动可对这些波动起致稳作用^[11],在离子温度较低的等离子体中,伴随着尘埃引力势能的消耗,离子声波可以迅速地增长,但是随着离子的热化,这种增长将会饱和。因此,等离子体波动不大可能引起尘埃流速和密度的显著扰动,产生与轮辐结构相伴生的光学厚度的较大变化。

彗星尘埃与太阳风等离子体流相互作用(在太阳风参照系中,相当于尘埃具有一定的流动速度)也会产生束流不稳定性,研究发现^[44],当太阳风流速较大,尘埃云的速度弥散(即尘粒的随机热运动速度)较小,尘埃颗粒较轻较小,彗星环境中的中性气体密度较低时,不稳定性较易触发,这种湍动相互作用可以增强彗星尘埃与太阳风等离子体之间的耦合,使彗星尘埃被太阳风拖拽而去,形成沿太阳风方向的尘埃彗尾。

4.2 强耦合尘埃等离子体

尘埃电荷 Q 可以达到很大的值,在某些稠密的行星环或尘埃云中尘粒间距 d 很小,尘粒之间的静电相互作用能 $E_q = Q^2/(4\pi\epsilon_0 d)$ 与尘粒的随机热运动能量 $E_{th} = mC_d^2/2$ 相当或更大^[40],其中 C_d 为尘粒的随机热运动速度。此时,浸嵌在电中性等离子体中的带电尘粒,可以作为一种强耦合的单分量等离子体(OCP)来处理,如果耦合常数 $\Gamma = E_q/E_{th}$ 超过临界值170,便可形成规则的晶格点阵状结构^[41]。尘埃的平均间距 $d(= (4\pi n_d/3)^{-1/3})$ 和尘粒电荷 Q 都与尘粒密度 n_d 有关,尘粒数密度较低时耦合常数 Γ 随 n_d 增加,在某一临界密度值 n_{dc} 处 Γ 达到极大值,当 $n_d > n_{dc}$ 时尘粒电荷 Q 迅速减少,耦合常数又会变小。对于质量密度 $\rho = 1\text{g}\cdot\text{cm}^{-3}$ 的尘粒, $n_{dc} = n_e P_0/(6aT_e)$ 。

考虑粘滞作用侵入尘埃热运动的能量和尘粒之间非弹性碰撞耗散掉的能量之间的平衡,计算发现^[42]光学厚度较大的行星环中尘粒的随机热运动速度 $C_d \approx 10^{-3}\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ 。行星磁层中,等离子体温度和密度分别为: $T_e \approx 10^2\text{eV}$, $n_e \approx 10^7\text{m}^{-3}$,于是 $\Gamma = 8 \times 10^{-5}(y^{1/3}e^{-2y}/a^{4/3})A$,其中 $A = (T_e/100)^{5/3}(n_e/10^7)^{1/3}(C_d \times 10^3)^2$, $y = P/P_0$ 。若尘粒足够小,则耦合常数可以大于临界值。但是,对行星环附近的等离子体参数知之甚少,尚不足以确定那里的耦合常数 Γ ,而且带电尘粒之间会发生库仑碰撞,并不一定都是非弹性碰撞,尘粒热运动速度 C_d 的估算值也存在很大的误差。

狭窄的天王星环和不闭合的海王星环一直未能得到完善的解释,如果有非弹性碰撞发生,狭窄的行星环将会迅速地展开;开普勒速度的剪切作用,也应使得不闭合行星环变成角向均匀的。但是如果静电相互作用能足够大,这些行星环可能实际上就是一些强耦合等离子体,即便在这些行星环中 Γ 值不超过170,静电相互作用能也可能起重要作用,其为负值,当 $n_d = n_{dc}$ 时有最低值。于是窄环的总能量(引力能加上静电能)并不一定随着环的展宽(环的宽度与 n_d 成反比)单调连续地减小,而是可能在某个特定的宽度值上达到极小值,具有这种径向宽度的行星环将是稳定的,因为行星环要想在径向扩展必须吸收能量。研究表明^[11],这种极小值只存在于那些径向宽度小于几十公里的狭窄而又稀薄的行星环中,而在那些质量非常巨大的行星环和那些只含有大块尘粒的行星环中,没有这种能量极小值。

5 结 语

以前的大部分工作将波动与尘埃充电作为互不关联的过程分别进行研究:或者是在给定

环境等离子体参数情况下, 考虑单个或多个尘粒的充电和其它相关问题; 或者是给定尘粒电荷, 把尘埃看成类似于重离子的一种组分来考虑尘埃等离子体中的波动现象。事实上, 尘埃等离子体中的充电过程和波动现象是相互关联和相互影响的, 尘粒的充电是电子和离子随机碰撞尘粒的过程, 尘粒电量会随机地涨落^[43], 尘粒电荷对环境等离子体参数的变化也极为敏感, 等离子体波动中的密度和温度的变化都会引起尘粒电荷的相关变化。这正是带电尘埃与多价重离子的本质区别, 重离子的电荷量只有等离子体参数变化较大时, 才会有所改变。我们结合尘埃的充电过程, 引入一套自洽的尘埃等离子体流体方程组^[45,46], 导出了均匀磁化等离子体中的垂直于磁场传播的尘埃波动的色散关系, 结合彗星环境讨论了尘埃电荷涨落对尘埃波动的影响, 发现当充电频率与波频相当时, 电荷涨落的影响不容忽视。

总的说来, 所采用的尘埃等离子体模型还相当简单, 仅考虑了大小相同的球形尘粒, 忽略了某些充电电流, 理论结果仅在一定条件下适用; 空间尘埃等离子体的测量数据也极为有限, 对行星环、彗星大气中的大部分现象只能给出定性的解释, 许多问题仍未彻底解决, 理论结果需要结合观测数据作进一步的研究。

致谢 作者感谢德国马克斯-普朗克高层大气研究所叶永垣先生在中德行星物理会议(1995, 南京)上提供的资料和意见。

参 考 文 献

- 1 Whipple E C. *Rep. Prog. Phys.*, 1981, 44: 1197
- 2 Meyer V M. *Astron. Astrophys.*, 1982, 105: 98
- 3 Grun E, Morfill G E, Mendis D A. In: Greenberg R, Brahic A eds. *Planetary Rings, Tucson: University of Arizona Press*, 1984: 275
- 4 Hill J R, Mendis D A. *Moon Planets*, 1981, 24: 431
- 5 Whipple E C, Northrop T G, Mendis D A. *J. Geophys. Res.*, 1985, 90: 7405
- 6 Spitzer L. *Physical Processes in the Interstellar Medium*, New York: John Wiley, 1978
- 7 Horanyi M, Goertz C K. *Ap. J.* 1990, 361: 155
- 8 Goertz C K, Ip W H. *Geophys. Res. Lett.*, 1984, 11: 349
- 9 Havnes O, Goertz C K, Morfill G E et al. *J. Geophys. Res.*, 1987, 92: 2281
- 10 de Angelis U. *Phys. Scr.*, 1992, 45: 465
- 11 Goertz C K. *Rev. Geophys.*, 1989, 27(2): 271
- 12 Morfill G E, Grun E, Johnson T V. *Planet. Space Sci.*, 1980, 28: 1087
- 13 Northrop T G, Birmingham T J. *Planet. Space Sci.* 1990, 38: 319
- 14 Chandrasekhar S. *Ap. J.*, 1943, 97: 255
- 15 Northrop T G, Hill J R. *J. Geophys. Res.*, 1982, 87: 6045
- 16 Mendis D A, Houppis H L F, Hill J R. *J. Geophys. Res.*, 1982, 87: 3449
- 17 Schaffer L, Burns J A. *J. Geophys. Res.*, 1987, 92: 2264
- 18 Northrop T G, Hill J R. *J. Geophys. Res.*, 1983, 88: 6102
- 19 Horanyi M, Mendis D A. *Earth, Moon, Planets*, 1987, 37: 71
- 20 Horanyi M, Mendis D A. *Ap. J.*, 1985, 294: 357
- 21 Marconi M L, Mendis D A. *Ap. J.*, 1983, 273: 381
- 22 Shi Zhidong, Li Zhongyuan, Chen yao. *Chin. Phys. Lett.*, 1998, 15(2): 155
- 23 Mihaly H, Thomas E C. *Nature*, 1996, 381(23): 293
- 24 Sagdeev R Z, Szabo F, Avanesov G A et al. *Nature*, 1987, 321: 262
- 25 Smith B A et al. *Science*, 1982, 215: 504
- 26 Goertz C K. *Adv. Space Res.*, 1984, 4: 137

- 27 Goertz C K, Morfill G E. *Icarus*, 1983, 53: 219
- 28 Morfill G E et al. *Icarus*, 1983, 55: 439
- 29 Rao N N et al. *Planet. Space Sci.*, 1990, 38(4)
- 30 Wang Xuyu, Li Zhongyuan. *Publications of Purple Mountain Observatory*, 1996, 15(2): 132
- 31 Ma Jinxiu, Shukla P K. *Phys. Plasma*, 1995, 2(5)
- 32 D'Angelo N, Song B. *Planet. Space Sci.*, 1993, 38: 1577
- 33 Rawat S P S, Rao N N. *Planet. Space Sci.*, 1993, 41(2): 137
- 34 Shi Zhidong, Li Zhongyuan. *Publications of Purple Mountain Observatory*, 1996, 15(2): 138
- 35 Pilipp W et al. *Ap. J.*, 1987, 314: 341
- 36 Bliokn P V, Yarashenko V V. *Sov. Astron., Engl. Transl.*, 1985, 29: 330
- 37 Shu F H. In: Greenberg R, Brahic A eds. *Planetary Rings*, Tucson: University of Arizona Press, 1984: 513
- 38 Goertz C K, Morfill G E. *Icarus*, 1983, 53: 219
- 39 Havnes O, Morfill G E. *Adv. Space Res.*, 1984, 4: 85
- 40 Ikezi H. *Phys. Fluids*, 1986, 29: 1764
- 41 Slattery W L et al. *Phys. Rev. A*, 1980, 21: 2087
- 42 Borderies N et al. In: Greenberg R, Brahic A eds. *Planetary Rings*, Tucson: University of Arizona Press, 1984: 713
- 43 Cui Chunshi, Goree J. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, 1994, 22(2): 151
- 44 Havnes O. *Astron. Astrophys.*, 1988, 193: 309
- 45 石志东, 李中元. *空间科学学报*, 1997, 17(3): 206
- 46 石志东, 李中元. *空间科学学报*, 1997, 17(4): 303

Study On Dust Plasma in Solar System

Shi Zhidong Li Zhongyuan

(Department of Earth and Space Science, University of Science and Technology of China)

(Advanced Center for Earth Science and Astronomy, Third World Academy of Sciences)

(Hefei 230026)

Abstract

The charging mechanism and wave process in dust plasma as well as some related phenomena in the space physics of the solar system are reviewed and discussed. This paper deals with equilibrium electric potential on the surface of the dust grain, action on charging dust and induced motion in the space, erosion of planetary rings on their inner edge, formation of spokes, electrostatic disruption of cometary dust, evolution of cometary dust tail, stability of Neptunes ring and so on.

Key words dust plasma—charged dust—planetary ring—comets: general