

计入带电粒子入射角度对次级电子效应影响时航天飞行器的带电特性

王 柏 懿

(中国科学院力学研究所)

吴清松 江荣富 徐燕侯

(中国科技大学近代力学系)

文摘 本文采用由实验得到的带电粒子入射角度对次级电子的影响关系,根据轨道限制电流收集理论,导出了不同几何形体航天器的次级电子数通量表达式,并按局部电流平衡模型,计算了航天器背阴面的带电电位。结果表明,计入带电粒子入射角的影响后,航天器表面负电位的数值有一定减少。因此,在计算航天器表面带电时,应当考虑这种影响。

主题词 航天器带电,次级电子发射,入射角,数值计算。

一、引 言

航天器表面的充电现象,是航天器与空间等离子体环境间相互作用的一个重要方面^[1]。这种相互作用,表现为航天器表面受到等离子体环境中带电粒子和光子的不断撞击及由此产生的一系列电荷转移。在地球磁层里,这些转移电荷中主要包括有从环境入射到航天器表面的电子、离子;由入射电子引起的二次电子、反向散射电子;由入射离子引起的二次电子以及由高能光子入射引起的光电子。它们形成了相应的电流,并导致航天器充电。航天器背阴面可能达到的最大负电位值,代表了工程设计中应该考虑的最坏情况。由于光电流仅出现在航天器的向阳面,且使负电位的数值减小,因此,在研究上界负电位时,可不考虑光电流的影响。在文献[2]中,我们计算同步轨道航天器背阴面的充电电位时,假定带电粒子是垂直入射到飞行器表面的。实际上,处于空间等离子体环境中的航天器,当带电粒子入射角度不同时,所引起的次级电子效应是不同的。本文将从更普适的角度出发,讨论这些问题,以确定更符合实际情况的带电特性。

本文于1989年12月12日收到。

二、与带电粒子入射角度相关的 次级电子数通量表达式

1. 入射电子引起的次级电子

根据现有的实验资料, 当电子的入射角为 θ 时, 次级电子发射系数可近似表为^[3]

$$\delta(E_t, \theta) = \delta(E_t, 0) \exp[\beta_\delta (1 - \cos \theta)] \quad (1)$$

$$\eta(E_t, \theta) = \eta(E_t, 0) \exp[\beta_\eta (1 - \cos \theta)] \quad (2)$$

式中, $\delta(E_t, 0)$ 和 $\eta(E_t, 0)$ 分别为电子垂直入射时二次电子发射系数和反向散射系数, 它们的表达式为^[5]

$$\delta(E_t, 0) = 7.4 \delta_m (E_t / E_m) \exp[-2(E_t / E_m)^{1/2}] \quad (3)$$

$$\eta(E_t, 0) = A - B \exp(-CE_t) \quad (4)$$

其中, $E_t = \frac{1}{2} m_e V^2$ 为入射电子动能, E_m 为相应于 δ 最大值 δ_m 的入射电子动能, 而 A, B, C 则为依赖于表面材料原子序数 Z 的系数。文献[3]还依据多种实验数据, 拟合出下述表达式

$$\beta_\delta = \exp(\alpha) \quad (5)$$

其中

$$\alpha = 0.2755[\ln(E_t / E_m) - 1.658] - \sqrt{[0.2755(\ln(E_t / E_m) - 1.658)]^2 + 0.0228}$$

以及

$$\beta_\eta = 7.37Z^{-0.56875} \quad (6)$$

我们采用(1)–(6)式, 按照轨道限制电流理论, 导出了不同表面电位下与电子入射角度相关的次级电子数通量表达式。当表面电位 $\varphi_s < 0$ 时, 表面对次级电子为排斥势, 发射的电子能够全部逃逸表面。取速度空间的球坐标 (v, θ, ψ) , 令 $f(\vec{v})$ 为环境电子的速度分布函数, v_n 为垂直于航天器表面的内法向速度, 则单位时间逃离单位面积的二次电子的数通量为

$$\begin{aligned} J_{e, sec} &= \int f(\vec{v}) \delta(E_t, \theta) v_n d^3 \vec{v} = \iiint f(\vec{v}) \delta(E_t, \theta) v \cos \theta v^2 \sin \theta dv d\theta d\psi \\ &= \int_{\psi=0}^{\psi=2\pi} d\psi \int_{v=0}^{v=\infty} f(\vec{v}) \delta(E_t, 0) v^3 dv \int_{\theta=0}^{\theta=\frac{\pi}{2}} \cos \theta \sin \theta \exp[\beta_\delta (1 - \cos \theta)] d\theta \quad (7) \end{aligned}$$

其中, m_e 为电子质量。令 $\frac{dJ_{e0}}{dE}$ 是 π 倍入射电子每单位立体角的能量微分通量。于是 dJ_{e0}/dE

$= 2\pi f E / m_e^2$ 。这里 $E = \frac{1}{2} m_e V^2 - e\varphi_s = E_t - e\varphi_s$ 为电子总能量, e 为基本电荷电量, 代入并对角坐标 θ 和 ψ 积分后, (7)式变为

$$J_{e, sec} = \int_{-e\varphi_s}^{\infty} (1 + e\varphi_s / E) dJ_{e0} / dE \cdot \delta(E + e\varphi_s, 0) \cdot \text{Ang}(\beta_\delta) dE \quad (8)$$

其中

$$\text{Ang}(\beta_\delta) = 2[\exp(\beta_\delta) - \beta_\delta - 1] / \beta_\delta^2 \quad (9)$$

同理, 可得反向散射电子的数通量为

$$J_{e, cat} = \int_{-e\varphi_s}^{\infty} (1 + e\varphi_s / E) dJ_{e0} / dE \cdot \eta(E + e\varphi_s, 0) \cdot \text{Ang}(\beta_\eta) dE \quad (10)$$

其中

$$\text{Ang}(\beta_\eta) = 2[\exp(\beta_\eta) - \beta_\eta - 1]/\beta_\eta^2 \quad (11)$$

当 $\varphi_s > 0$ 时, 表面对次级电子为吸引势, 所发射的次级电子不能全部逃逸。能逃逸的次级电子为全部发射电子乘以一个逃逸因子 ω_i 。同时, 按轨道限制电流求式(7)中的积分函数的积分限应相应于航天器形体而改变。对三维球, 我们有

$$J_{s,sec} = \omega_3 \int_0^\infty (1 + e\varphi_s/E) dJ_{s,o}/dE \cdot \delta(E + e\varphi_s, 0) \cdot \text{Ang}(\beta_\delta) dE \quad (12)$$

其中, $\text{Ang}(\beta_\delta)$ 表达式同(9)。对于一维板, 我们有

$$J_{s,sec} = \omega_1 \int_{\psi=0}^{\psi=2\pi} d\psi \int_{v=0}^{v=\infty} f(v) \delta(E, 0) v^3 dv \int_{\theta=0}^{\theta=\cos^{-1}(\frac{e\varphi_s}{e\varphi_s+E})^{1/2}} \sin\theta \cos\theta \exp[\beta_\delta(1 - \cos\theta)] d\theta = \omega_1 \int_0^\infty (1 + e\varphi_s/E) dJ_{s,o}/dE \cdot \delta(E + e\varphi_s, 0) \cdot \text{Ang}1(\beta_\delta) dE \quad (13)$$

其中

$$\text{Ang}1(\beta_\delta) = 2 \left[1 + \beta_\delta \sqrt{\frac{e\varphi_s}{e\varphi_s+E}} \right] \left[\exp\left(\beta_\delta \left(1 - \sqrt{\frac{e\varphi_s}{e\varphi_s+E}}\right)\right) - \beta_\delta - 1 \right] / \beta_\delta^2 \quad (14)$$

对于二维柱, 则有

$$J_{s,sec} = 2\omega_2 \int_{v=0}^{v=\infty} \int_{\psi=-\pi/2}^{\psi=\pi/2} \int_{\theta=\sin^{-1}(\frac{e\varphi_s}{e\varphi_s+E})^{1/2}}^{\theta=\pi/2} f(E) \delta(E + e\varphi_s, \theta) v \sin\theta \cos\psi \cdot v^2 \sin\theta dv d\theta d\psi = \omega_2 \int_0^\infty (1 + e\varphi_s/E) dJ_{s,o}/dE \cdot \delta(E + e\varphi_s, 0) \cdot \text{Ang}2(\beta_\delta) dE \quad (15)$$

其中

$$\text{Ang}2(\beta_\delta) = \frac{2}{\pi} \int_{\theta=\sin^{-1}(\frac{e\varphi_s}{e\varphi_s+E})^{1/2}}^{\theta=\pi/2} \int_{\psi=-\pi/2}^{\psi=\pi/2} \sin^2\theta \cos\psi \exp[\beta_\delta(1 - \sin\theta \cos\psi)] d\theta d\psi \quad (16)$$

而逃逸因子 ω_i 表达式为

$$\begin{cases} \omega_3 = (1 + \chi_{sec}) \exp(-\chi_{sec}) \\ \omega_2 = [2\chi_{sec}/\pi]^{1/2} + \exp(\chi_{sec}) \text{erfc}(\chi_{sec})^{1/2} \exp(-\chi_{sec}) \\ \omega_1 = \exp(-\chi_{sec}) \end{cases} \quad (17)$$

这里 $\chi_{sec} = e\varphi_s/kT_{sec}$, T_{sec} 为二次电子温度, k 为 Boltzmann 常数。

至于反向散射电子的数通量 $J_{s,cat}$, 将(12)、(13)和(15)中的 δ 改为 η , β_δ 改为 β_η 即可得到。

2. 入射离子引起的二次电子

实验数据表明, 与离子入射角度相关的二次电子发射系数 $\nu(E, \theta)$ 与垂直入射 ($\theta=0$) 时的二次发射系数 $\nu(E, 0)$ 间关系可用下式近似表出^[4]

$$\nu(E, \theta) = \nu(E, 0) \sec\theta \quad (18)$$

假定入射离子和由它产生的二次电子均为 Maxwell 速度分布并服从轨道限制要求, 我们可以得到与离子入射角度相关的二次电子数通量表达式。在 $\varphi_s < 0$ 时, 对三维球有

$$J_{i,sec} = J_{i,o} \int_0^\infty (x - e\varphi_s/kT_i) \nu(x - e\varphi_s/kT_i, 0) \exp(-x) dx \quad (19)$$

对二维柱有

$$J_{i,sec} = J_{i0} \sqrt{\pi} \int_0^{\infty} (x - e\varphi_s/kT_i)^{1/2} \nu(x - e\varphi_s/kT_i, 0) \exp(-x) dx \quad (20)$$

对一维板有

$$J_{i,sec} = 2J_{i0} / [1 + (e\varphi_s/(e\varphi_s + E))^{1/2}] \int_0^{\infty} \nu(x - e\varphi_s/kT_i, 0) \exp(-x) dx \quad (21)$$

在 $\varphi_s > 0$ 时, 则有

$$J_{i,sec} = 2\omega_i J_{i0} \exp(-e\varphi_s/kT_i) \int_0^{\infty} x \nu(x, 0) \exp(-x) dx \quad (22)$$

其中 ω_i 为逃逸因子, 表达式同(17)。 $i=1, 2, 3$ 分别相应于一维、二维、三维形体。而 $J_{i0} = n_{i\infty} \left(\frac{kT_i}{2\pi m_i} \right)^{1/2}$ 为环境中离子的随机通量。

三、平衡电位计算方法

本文采用局部电流平衡模型^[2]计算同步轨道航天器背阴面的平衡浮置电位。相应于平衡电位 φ_s 的局部电流平衡方程为

$$I(\varphi_s) = I_i(\varphi_s) - I_e(\varphi_s) + I_{e,sec}(\varphi_s) + I_{e,cat}(\varphi_s) + I_{i,sec}(\varphi_s) = 0 \quad (23)$$

其中 I_i, I_e 分别为入射离子和入射电子的电流密度; $I_{e,sec}, I_{e,cat}$ 分别为电子产生的二次电子和反向散射电子电流密度; $I_{i,sec}$ 为离子产生的二次电子电流密度。鉴于地球磁层等离子体的基本成分为电子和氢离子, 它们均带基本电荷的电量 e , 因此, 电流密度 I 和相应的粒子数通量 J 间有如下关系 $I = J_e$ 。于是局部电流平衡方程可写成相应的粒子数通量的平衡方程

$$J(\varphi_s) = J_i(\varphi_s) - J_e(\varphi_s) + J_{e,sec}(\varphi_s) + J_{e,cat}(\varphi_s) + J_{i,sec}(\varphi_s) = 0 \quad (24)$$

其中 J_e, J_i 的表达式同文献[2], 而 $J_{e,sec}, J_{e,cat}, J_{i,sec}$ 表达式由本文在前节导出, 这里考虑了入射角度的影响。根据实测电子能谱曲线^[5], 我们确定了环境中电子能量微分通量 dJ_{e0}/dE 的表达式。本文选用其中的静态和午夜强扰动两种环境谱, 代入相应的 J 积分式中, 采用对分法求解方程(24)的根 φ_s 。即设定一个 φ_s 值, 求出相应的 $J(\varphi_s)$ 。如果 $J(\varphi_s) \neq 0$, 则逐步更改 φ_s , 直到 $J(\varphi_s) = 0$ 。不同能量范围的 $J_e, J_{e,sec}, J_{e,cat}$ 的关于能量 E 的单积分计算, 采用 Gauss-Legendre 积分公式, 而 $J_{i,sec}$ 的单积分计算则采用 Gauss-Laguerre 积分公式, 对重积分(15)式, 或直接采用多重积分的 Gauss-Legendre 公式, 或将(16)式中被积函数先对角度展开, 按精度要求取数项, 而逐项积出成能量的函数, 再代入(15)式中, 对能量 E 进行单积分。

四、计算结果和讨论

按前面所述, 我们对三维球、二维柱、一维板等三种形体, 对金、铝等九种航天器表面材料, 在不同空间等离子体环境条件下的背阴面平衡浮置电位进行了计算, 并与文献[2]在同种条件下没有考虑带电粒子入射角度对次级电子效应影响的计算结果作了比较。表1列出计算中所需要的材料物性参数。表2和表3则分别给出不包括以及包括环境离子产生的二次电子这样两种情况下, 计入与不计入带电粒子入射角度对次级电子效应影响的计算结果。

表1 与带电粒子的次级电子效应相关的航天器表面材料的物性参数

材 料	与环境电子的二次电子发射系数 δ 有关的参数		与环境电子的反向散射系数 η 有关的参数			
	δ_m	$E_m(\text{keV})$	Z	A	B	C
金	1.45	0.80	79.0	0.4802	0.3566	0.6103
铝	0.97	0.30	13.0	0.1568	0.0303	0.3431
氧化铝	2.60	0.30	10.0	0.1238	0.0172	0.3435
石英	2.50	0.42	10.0	0.1238	0.0172	0.3435
石墨	0.75	0.35	6.0	0.0800	0.0000	0.0000
铜铍合金	2.20	0.30	29.0	0.3136	0.0692	0.6207
激活铜铍合金	5.00	0.40	29.0	0.3136	0.0692	0.6207
特氟隆	3.00	0.30	8.0	0.0900	0.0000	0.0000
卡普通	2.10	0.15	5.3	0.0700	0.0000	0.0000
注	对环境离子引起的二次电子发射系数 ν , 由于缺乏适用的表达式, 本文仅依实验数据资料, 对金、铝两种材料, 用立方样条方法, 拟合出了相应的计算函数。					

综观三表列出的计算条件和结果数据, 可以看出航天器表面充电电位取决于环境等离子体条件, 航天器几何形状及其表面材料的性质: (1)就环境等离子体条件来说, 以相应于磁层亚暴期间的午夜强扰动谱最严重, 使表面充电的负电位数值最大, 有的航天材料可高达负的数十千伏, 较磁层宁静期间相应的午夜静态谱环境充电电位高1—2个数量级。(2)就几何形状来说, 以一维板充电的负电位数值最大。相应于午夜强扰动谱环境, 它比二维柱高约一倍, 比三维球高两倍多。(3)就表面材料而言, 原子序数较大的材料(如金、铜铂合金)充电的负电位数值较原子序数较小的材料(如铝)为小。对于 $\delta_m > 1$ 的材料, 在某些环境谱和几何形体下, 可能出现多重带电, 即航天器可在不同的表面电位 ϕ_s 下达到电流平衡。

表2中给出没有计入环境离子引起的二次电子的计算结果, 将它们与表3的结果对比得知: 入射离子引起的二次电子对航天器表面带电大小影响显著, 它使表面负电位数值减小。减小多少取决于表面材料 $\nu(E_i, \theta)$ 的数值。例如, 对于午夜强扰动谱, 在不计入入射角度影响时, 金的负电位数值减小约40%, 而铝为20%稍多。因为金在该能量范围内的 $\nu(E_i, \theta)$ 较铝为高。鉴于该因素的重要性, 而目前仍缺乏计算 $\nu(E_i, \theta)$ 的普遍适用的理论和实验资料, 因此, 深入开展离子引起的二次电子发射系数的研究很有必要。

表2和表3都给出了一定环境谱下, 不计和计入带电粒子入射角度对次级电子影响的计算结果。从中可见: 对于同种航天材料, 同种几何形体及同样空间等离子体环境, 计入这种影响后, 航天器带电的平衡负电位数值在不同程度上有所减小, 或正电位数值有所增大。对于某些材料(如金)这种效应相当显著, 特别是在强扰动谱下。因此, 在工程设计中, 实际估算航天器充电效应时, 计入此种影响因素是必要的。

计算结果均表明, 设计合适的航天器形体, 研制适当的航天器材料, 是减轻带电效应的重要途径。

本研究得到国家自然科学基金资助。

表 2 不计离子二次电子的同步轨道航天器背阴面平衡浮置电位

材料	平衡浮置电位 (eV)											
	静态谱						午夜强扰动谱					
	不计粒子入射角度 对次级电子的影响			计入粒子入射角度 对次级电子的影响			不计粒子入射角度 对次级电子的影响			计入粒子入射角度 对次级电子的影响		
	三维	二维	一维	三维	二维	一维	三维	二维	一维	三维	二维	一维
金	-39.9	-40.0	-40.7	-1.42	-1.42	-1.42	+2650					+0.9
							+162	-6430	-15444	+3782	≈0.0	-2144
							-3475					-8937
铝	-1409	-2142	-5394	-1008	-1528	-4169	-6768	-11495	-21769	-6013	-10300	-20325
氧化铝	+4.5	+3.1	+1.9			+2.6	+985					
	-581	-472	-401	+5.7	+4.1	-1413	+222	-11356	-21612	-5677	-9912	-19956
	-792	-1559	-4900			-2613	-6614					
石英			+1.5				+1582			+2406		
	+3.8	+2.3	-630	+5.1	+3.4	+2.2	+175	-10961	-21125	-29.6	-9170	-19131
			-4119				-6308			-5133		
石墨	-1561	-2383	-5888	-1171	-1766	-4638	-7089	-12006	-22350	-6306	-10778	-20900
铜铂合金			+1.9				+1038			+1738		
	+4.6	+2.9	-522	+5.9	+4.1	+2.7	+185	-9916	-19887	+0.03	-8030	-17537
			-3425				-5736			-4540		
激活铜铂合金							+2995	+2.5	+1.6			+2.98
	+7.8	+6.5	+4.2	+8.9	+7.5	+4.9	-896	-833	-768	+3737	+4.5	-4322
							-3948	-7579	-17669			-11662
特氟隆		+3.8	+2.2			+2.9	+1185			+1835		
	+5.1	-618	-488	+6.2	+4.7	-1912	+151	-11502	-21778	+25.4	-10157	-20262
		-1442	-4956			-2400	-6688			-5800		
卡普通	+2.5	+0.01	+0.73	+4.1	+1.6	+106				+700		
	-144	-142	-137	-448	-393	-339	-7066	-11997	-22350	+337	-10709	-20850
	-1442	-2259	-5794	-811	-1423	-4384				-6239		

表 3 计入离子二次电子的同步轨道航天器背阴面平衡浮置电位

材料	平衡浮置电位 (eV)											
	静态谱						午夜强扰动谱					
	不计粒子入射角度 对次级电子的影响			计入粒子入射角度 对次级电子的影响			不计粒子入射角度 对次级电子的影响			计入粒子入射角度 对次级电子的影响		
	三维	二维	一维	三维	二维	一维	三维	二维	一维	三维	二维	一维
金	-32.8	-34.3	-36.4	+0.16	-0.29	-0.37	+2651					
							+151	-3747	-9056	+3782	+0.03	+0.99
							-2206					
铝	-1091	-1582	-3611	-518	-896	-2600	-5329	-8644	-16925	-4014	-6871	-15447

参 考 文 献

- [1] 王柏懿, 徐燕侯, 吴清松: 航天飞行器与空间等离子体环境的相互作用, 《宇航学报》第三期, 1990年.
- [2] 吴清松, 江荣富, 徐燕侯, 王柏懿: 航天飞行器带电的局部电流平衡模型, 第四届全国再入物理学术会议论文, 1989. 10.
- [3] Laframboise, J.G. and Kamitsuma, M.: The Threshold Temperature Effect in High-Voltage Spacecraft Charging, Proc. Workshop on Natural Charging of Large Space Structures in Near Earth Polar Orbit, edited by Sagalyn, R.C., Donatelli, D.E., and Michael, I., Air Force Geophy.Lab., Massachusetts, pp. 293—308, 1983.
- [4] Sterglass, E.J.: Theory of Secondary Electron Emission by High-Speed Ions, Phys. Review, Vol. 108, No. 1, pp. 1—12, 1957.
- [5] Prokopenko, S.M.L. and Laframboise, J.G.: Prediction of Large Negative Shaded—Side Spacecraft Charging Potentials, Proc. Spacecraft Charging Technology Conference, edited by Pike, C.P., and Lovell, R.R., Lewis Research Center, Cleveland Ohio, pp. 369—387, 1977.

THE PROPERTIES OF SPACECRAFT CHARGING IN CONSIDERATION OF EFFECTS OF ANGLES OF INCIDENCE OF CHARGED PARTICLES ON THE SECONDARY ELECTRON EMISSION

Wang Boyi

(Institute of Mechanics, Academia Sinica)

Wu Qingsong Jiang Rungfu Xu Yanhou

(University of Science and Technology of China)

ABSTRACT In this paper, the relationships of effects induced by different angles of incidence of charged particles on the secondary electron emission, which are based on experimental data, are applied. On the basis of the theory of orbit-limited currents, the expressions of number fluxes of secondary electron emission with these effects for spacecrafts of different shapes are obtained. Also, according to the local current balance model, the shaded-side spacecraft potentials under the condition of no photoelectrons are calculated. Comparing these calculation results with those without the effects, the negative potentials are decreased to some extent. When calculating the practical spacecraft charging, these effects should be considered.

SUBJECT TERMS Spacecraft charging, Secondary electron emission, Angle of incidence, Numerical calculation.