

等离子驱动微小碎片加速器机理及运行参数

黄建国, 韩建伟, 李宏伟, 蔡明辉, 李小银, 张振龙, 陈赵峰, 王龙, 杨宣宗, 冯春华

中国科学院空间科学与应用研究中心, 北京 100080;

中国科学院物理研究所, 北京 100080

E-mail: huangjg@cssar.ac.cn

2008-05-27 收稿, 2008-09-17 接受

中国科学院科研装备研制和改造项目资助(编号: Y2003011)

Huang J G, Han J W, Li H W, et al. Mechanism and operation parameters of a plasma-driven micro-particle accelerator.

Chinese Science Bulletin, 2009, 54(4): 616—622, doi: 10.1007/s11434-009-0039-0

摘要 毫米以下尺寸微小碎片在近地空间存在数量大, 对航天器暴露材料的长期累积侵蚀作用成为影响航天器寿命和可靠性的重要因素, 在航天器的空间环境适应性设计中必须予以考虑. 为了模拟研究空间微小碎片对航天器材料的撞击效应, 研制了等离子体驱动的微小碎片加速器. 本文对加速器的核心过程——等离子体的加速、压缩进而形成超高速等离子体射流的物理过程建立了物理模型, 并进行了计算以及与实验结果的对比分析, 揭示了加速过程的物理机制, 为加速器的优化设计提供了依据. 同时, 通过一系列实验研究, 确定了加速器运行的最佳工作参数, 并初步获得了加速器的加速能力范围.

关键词
等离子体
空间碎片
超高速撞击
实验模拟

随着人类航天活动的增加, 空间碎片的数量逐年递增, 对空间技术系统构成严重威胁. 空间碎片按照尺度划分, 可分为 10 cm 以上的大碎片、1 mm 以下的微小碎片、以及尺寸介于两者之间的危险碎片, 其中大空间碎片会对航天器部件及结构造成严重乃至毁灭性的影响, 而微小碎片其单次撞击虽不足以致命, 但由于空间分布数量巨大, 其长期累积撞击对航天器材料造成的影响是不可忽视的.

对 LDEF^[1], HST^[2], EURECA^[3] 等航天器上回收的暴露材料进行研究分析表明, 航天器所遭遇的撞击绝大部分来自于 1 mm 以下的微小碎片, 例如太阳帆板上形成的撞击坑损伤区域(贝壳状碎裂区 Dco)最大尺寸为几毫米, 根据玻璃材料的撞击损伤方程推算, 产生这些撞击坑的空间碎片及微流星体尺寸都在毫米以下至微米范围. 以空间碎片分布较密集的太阳同步轨道和地球同步轨道为例, 采用空间碎片模式 MASTER-2005 计算卫星遭遇的不同尺寸范围的碎片通量, 结果如表 1 所示. 显然, 在卫星所遭遇的大于 1 μm 的碎片通量中,

1 mm 以上的碎片只占到不足 0.0001%, 而 99.9999% 以上的碎片来自 1 μm~1 mm 之间的微小碎片, 因此, 对这一尺度范围的空间碎片所产生的撞击损伤效应进行模拟研究就显得至关重要了. 空间碎片的速度主要分布在 1~15 km/s, 而微流星体速度可达到 20 km/s 左右.

表 1 太阳同步轨道和地球同步轨道不同尺寸范围的碎片数量比较

碎片尺寸/m	碎片通量/objects · a ⁻¹ · m ⁻²	
	太阳同步轨道	地球同步轨道
>10 ⁻⁶	11640	3469
>10 ⁻³	5.3×10 ⁻³	3.8×10 ⁻³
>10 ⁻²	1.44×10 ⁻⁴	6.22×10 ⁻⁷

大量的空间微小碎片及微流星体的长期累积撞击将导致航天器暴露材料产生损伤及功能衰退, 对航天器的可靠性和寿命造成重要影响. 例如, 长期累积撞击可导致暴露于空间的光学敏感器件透光率下降而使成像效果恶化、引起太阳电池光电性能退化而导致输出功率下降、造成热控涂层的热控性能降低等.

微小空间碎片产生的损伤不仅来自于其撞击所直接带来的机械损伤,碎片与低轨道原子氧环境的协同作用对材料的加剧侵蚀、撞击产生的等离子体进一步诱发静电放电等关联效应也是值得研究和重视的。

目前,空间碎片的模拟装置主要有二级轻气炮、激光飞片驱动装置、静电加速器及等离子驱动碎片加速器等,加速原理及碎片的尺寸和速度范围各不相同:二级轻气炮利用炸药爆炸瞬间释放的能量将工作气体迅速压缩至高压,高压气体膨胀推动弹丸加速,可将1~10 mm球形或柱形弹丸加速至3~8 km/s;激光飞片驱动方法是先在透明基底上制备一层金属膜形成飞片靶,将一束高强度的脉冲激光透过基底入射到金属层并使其表面瞬间产生等离子体,瞬间相互作用产生的高压冲击波将入射区前面的金属层剪切下来并驱动形成超高速飞片,可将直径1~3 mm、厚5~60 μm的金属飞片加速到2~20 km/s;静电加速器加速方法是先通过粉尘粒子源使粉尘粒子带电,然后通过静电加速器获得加速,可将纳米至微米级的粉尘粒子加速到 $10\sim 10^2$ km/s量级范围。本文介绍的等离子体驱动碎片加速器则是通过高压电容器对同轴枪放电形成等离子体,而同轴枪内等离子体电流与其自身产生的磁场相互作用形成的强大磁压力将等离子体高速驱动,并通过一个压缩线圈将等离子体通过电磁作用压缩成高密度,高密高速等离子体流将置于喷嘴处的微粒瞬间喷射而出形成超高速微粒,可将几微米至几百微米的微粒加速到1~15 km/s的速度,所加速微粒可以是金属或非金属材料,根据模拟要求而定。综上所述,在模拟微米至毫米范围的空间微小碎片撞击效应方面,二级轻气炮和静电加速器分别适合于模拟“偏大”和“偏小”的微小碎片,而激光驱动产生的是片状金属飞片,不仅尺度偏大,而且其等效性受到一定限制;相比之下,等离子体驱动微小碎片加速器在碎片尺寸、速度、材料及形状等方面更加符合模拟要求,NASA及ESA针对HST, LDEF, EURECA等航天器回收样品开展的微小碎片地面模拟研究,也主要是在等离子体加速器上完成的^[3,4]。

国外用于微小空间碎片模拟研究的等离子体加速器主要有3台,分别由德国慕尼黑技术大学(TUM)空间研究所(LRT)、日本东京技术研究所(TIT)和美国奥本大学(Auburn)空间研究所建立,特别是TIT和Auburn的碎片加速器近年来在结合空间HST, LDEF, EURECA等低轨道航天器回收材料开展撞击损伤特性和规律研究、建立太阳电池等材料的撞击损伤方程、建立和更新空间碎

片环境模式等方面发挥了重要作用^[4,5]。

本文介绍了国内第一台用于模拟空间微小碎片研究的等离子体驱动碎片加速器的进展情况,针对加速的主要物理过程建立模型并将模拟计算结果与实验测量结果进行比较分析,为加速器的优化设计提供了理论依据。同时,通过一系列实验对影响加速效果的诸控制参量进行研究,确定了加速器的最佳运行工作条件,并给出了初步的加速能力测试结果,为加速器上进一步开展模拟实验建立了具体的理论和实验依据。

1 加速原理

1.1 碎片加速器基本原理

等离子体驱动的碎片加速器主要由同轴电极、压缩线圈、高压电容器组、脉冲充气阀、放电开关、充放电控制回路及真空系统等组成,其原理示意图1所示。当开关导通时,高压电容器组向同轴电极施加高压,使同轴枪内充入的气体脉冲在高压下发生击穿放电,在内外电极间形成等离子体及电流 $\vec{j}$,同时在内外电极间产生环向磁场 $\vec{B}$, $\vec{j}\times\vec{B}$ 产生的磁压力使等离子体向前加速运动,在同轴枪末端等离子体可被加速到几十千米/秒以上。超高速等离子体喷入锥形压缩线圈瞬间,等离子体所带高电位(来自高压电容器)使其对线圈(接地)放电,如图2所示,在线圈中形成螺旋状放电流 I_c ,并在线圈内产生轴向磁场 $\vec{B}$,同时在等离子体中感应出涡电流 $\vec{j}_\phi$, $\vec{j}_\phi\times\vec{B}$ 形成指向轴心的磁压缩力 $\vec{f}$,将等离子体压缩至高密度,从而形成高速高密度的等离子体射流,将置于喷嘴处的微粒瞬间喷出形成超高速微粒。高速微粒经过飞行管道到达靶室,靶室内设有样品架用于安装撞击测试样品,在样品架内部及飞行管道末端分别布置了压电传感器和光学测量系统,用于对微粒的速度进行监测。

1.2 同轴枪内等离子体的运动^[6]

同轴枪内等离子体加速过程可以采用雪靶模型描述,模型基本假设如下:在击穿瞬间在同轴枪前端产生初始质量为 m_0 的环状等离子体片;放电产生的电流使等离子片迅速加热,并在其前端形成激波沿轴向传播,激波将部分能量沉积于等离子片前面的中性气体并使之电离;等离子片与其所扫过的中性气体发生非弹性碰撞,并将中性气体全部吸纳进来形成新的等离子片,任意时刻的等离子片质量 $m(t)$ 等

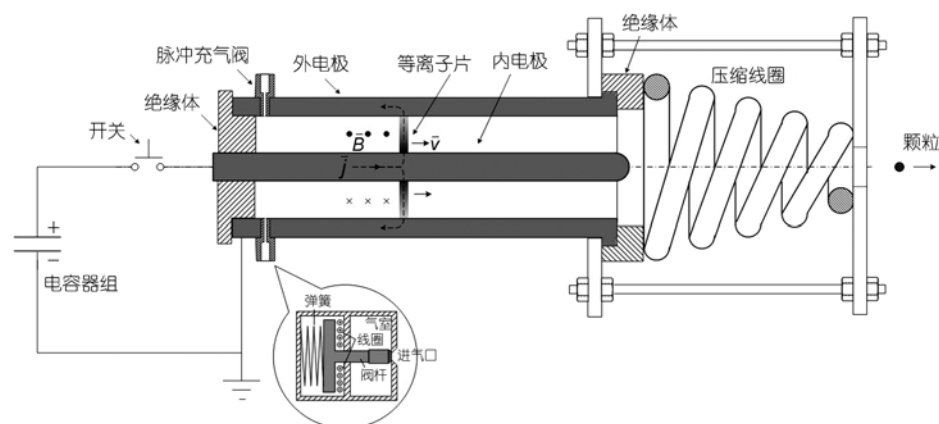


图1 碎片加速器原理示意图

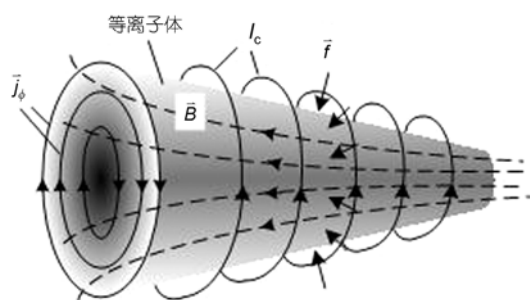


图2 等离子体的压缩原理示意图

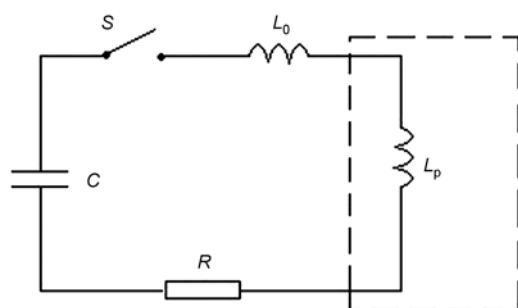


图3 放电的等效电路

于所扫过的中性气体的总质量；等离子体中的径向电流与角向磁场相互作用产生的磁压力是等离子体加速的唯一驱动力；认为等离子体的电导率无穷大，因此磁场不会渗透到等离子体中；磁压与半径平方成反比，但此处为了简单起见不考虑速度径向分布的不均匀性。

() 电路方程

放电的等效电路如图3所示，根据电压分配原理可以得到放电回路的电路方程：

$$V_0 - \frac{1}{C} \int_0^t I(t) dt = L_0 \frac{dI}{dt} + \frac{d}{dt} (L_p I) + RI, \quad (1)$$

其中 V_0 为电容器电压， C 为电容器电容， L_0 和 R 为外回路电感和电阻， I 为放电电流， $L_p = L'x(t)$ 为同轴枪的电感， $L' = \frac{\mu_0}{2\pi} \ln \frac{r_0}{r_i}$ 为同轴枪内单位长度的电感， r_0 ， r_i 分别为外电极的内径和内电极的外径。因此(1)式化为

$$V_0 - \frac{1}{C} \int_0^t I(t) dt = (L_0 + L'x) \dot{I} + L' \dot{x} I + RI, \quad (2)$$

或采用微分形式：

$$(L_0 + L'x) \ddot{I} + (R + 2L'\dot{x}) \dot{I} + (1/C + L'\ddot{x}) I = 0. \quad (3)$$

() 运动方程

等离子体受到的磁压强为 $B^2(r)/2\mu_0$ ，则等离子体片所受的总磁压力为

$$F = \int_{r_i}^{r_0} \frac{B(r)^2}{2\mu_0} 2\pi r dr = \frac{\mu_0}{4\pi} \ln \frac{r_0}{r_i} I^2 = \frac{1}{2} L' I^2. \quad (4)$$

由冲量定理可得

$$\frac{1}{2} L' \int_0^t I^2 dt = (m_0 + m'x) \dot{x}, \quad (5)$$

其中 m_0 为等离子片的初始质量， m' 为同轴枪内单位长度上的等离子体质量，其微分形式为

$$\frac{1}{2} L' I^2 - m' \dot{x}^2 = (m_0 + m'x) \ddot{x}. \quad (6)$$

求解(3)和(6)式可得到等离子体的位移 x 、速度 $v_p = \dot{x}$ 及电流 I 。图4给出了 $C = 128 \mu\text{F}$ ， $V_0 = 15 \text{ kV}$ 条件下的模拟计算结果及电流的实验测量结果(I_{model} 和 I_{exp} 分别是电流的计算结果及测量结果)，因为实验中对等离子体的唯一诊断是电流测量，所以选择电流

进行比较。根据模型计算的电流其峰值与测量结果接近,但周期相对偏差为18%,这主要是因为模型计算中采用了简化假设所引起的。从等离子体速度模拟结果(v_p)可以看出,同轴枪内等离子体的速度并非单调增加,而是增大到一定值后开始减小。原因是在等离子体的加速过程中,等离子质量 m 和速度 v_p 都是变化量,与磁压力 F 满足冲量定理,即 $F = \dot{m}v_p + m\dot{v}_p$,在电流上升阶段,磁压力单调增加,等离子体的质量和速度都随之增大;在电流达到峰值并开始下降时,磁压力也按照类似的趋势达到极大并开始衰减,而等离子体质量又是单调增大的,因此磁压力 F 不足以维持质量递增的等离子体的高速运动($\dot{m}v_p$),只能通过 $m\dot{v}_p$ 反向来补偿,因此 v_p 开始变小。

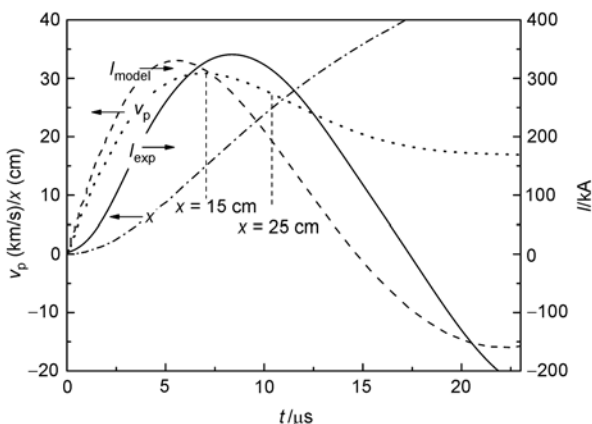


图4 模拟计算结果及与测量结果的比较

I_{model} , 电流的计算结果; I_{exp} , 电流的测量结果; v_p , 等离子体速度; x , 等离子体位移

模拟计算结果表明,同轴电极长度设计应存在一个最佳值,对应于等离子体速度达到最大时的位移,这样等离子体在电极末端时速度刚好处于最大值。最初设计的电极长度 $x=25$ cm,改进后的电极长度 $x=15$ cm,对应于等离子体速度达到最大的位置(如图中垂直虚线所示),这样加速效果将最理想,通过对多种微粒加速证明,改进后加速效果明显改善。

1.3 等离子体的压缩

根据流体动力学原理,等离子体流施于静止微粒上的作用力为^[7]

$$F = \left[C_D \left(\frac{1}{2} \rho \right) v^2 + \nabla p \right] S, \quad (7)$$

其中 C_D 为阻力系数, ρ , v 和 p 分别为流体密度、速度和压强, S 为微粒横截面积。式中第一项为流体的动压,正比于流体的密度 ρ ;第二项为压力梯度,如果等离子体密度足够高,压力梯度也会足够大。因此,将等离子体压缩成高密流体可以获得很高的瞬间冲量,从而获得最佳的加速效果。

锥形压缩线圈的敞口端与同轴枪末端绝缘,锥形末端与外电极(地)连接。当等离子体进入线圈后对线圈放电,产生一个流经线圈的螺旋形电流 I_c ,并感应出轴向磁场 B_z ,该磁场又在等离子体中感应出涡电流 j_ϕ 。等离子体所受径向压缩力为

$$f_r = j_\phi B_z. \quad (8)$$

在轴心 $r=0$ 处, B_z 可表示为

$$B_z|_{r=0} = \mu A(z) I_c(t), \quad (9)$$

其中 $A(z)$ 是由线圈形状决定的几何因子。将(9)式代入麦克斯韦方程 $\vec{B} = -\nabla \times \vec{E}$ 可以得到

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{j_\phi}{\sigma} \right) = -\mu A(z) \dot{I}_c, \quad (10)$$

式中 σ 为等离子体电导率。将(10)式积分可得

$$j_\phi = -\sigma \mu \frac{r}{2} A(z) \dot{I}_c. \quad (11)$$

所以,

$$f_r = j_\phi B_z = -\frac{\sigma \mu^2}{2} r A(z)^2 I_c \dot{I}_c. \quad (12)$$

可见,等离子体所受的压缩力取决于线圈内电流 I_c 及其变化率 $\dot{I}_c$,这意味着如果线圈匝数过多,其电感过大, $\dot{I}_c$ 不可能太快,从而压缩力不会达到最佳;对于锥形线圈,往喷嘴方向 $A(z)$ 单调增大, I_c 也不断累加而增大,因此,锥形线圈的设计保证了在喷嘴处压力最强,等离子体密度最大。

2 放电工作点的确定

加速效果取决于很多参量,有的参量需要根据实验要求在具体实验中随时改变,如电容(参与放电的电容器组数)、充电电压;而有些参量其最佳值一旦确定,就可以作为日常实验条件固化下来,如工作气体充气压力、脉冲充气与放电触发信号之间的时间延迟等。

2.1 充气阀门的电压及前级气压

脉冲充气阀安装于外电极的起始端,如图1所示,其作用是在放电前瞬间向同轴枪内注入一股工作气

体脉冲, 核心部件是一个平面放电线圈和一个与其充分接近的金属盘, 线圈与脉冲电容器组及控制开关组成充气阀放电回路. 回路放电时脉冲电流通过线圈, 轴向磁通变化在圆盘表面感应出一个与线圈电流方向相反的脉冲电流, 该电流与磁场的作用力使圆盘与线圈相斥, 并带动所连接的阀杆运动使阀门开启, 从而使工作气体由前级气室充入同轴枪.

影响进气量和进气速度的参量有两个: 一个是气室的前级气压, 另一个是线圈回路的充电电压. 采用快速压电传感器在阀门喷口 5 mm 处测量脉冲充气压力, 分别研究了脉冲充气的时间特性以及前级气压和阀门充电电压的影响. 图 5 给出了阀门的充气气压的时间积分(正比于充气量)及充气脉冲的上升速率(充气速率)随阀门回路充电电压的变化. 实验结果表明, 当电压 $U_{\text{charge}} > 1700$ V 时, 充气量趋于饱和, 而充气脉冲上升速率也增加到最大; 为了获得最有利于加速的充气条件, 充气脉冲应当具备在最短的时间内充入足够的气量, 因此, 选择充气阀门回路电压 1700 V 作为阀门的充电电压. 图 6 所示为充气压力幅度随前级气压的变化, 充气压力随前级气压单调增加. 因此, 在阀门电压确定的情况下, 也可以根据实验需要调整前级气压来实现不同的充气压力, 在通常的实验中, 将前级压力确定在 1.5~3 atm ($1 \text{ atm} = 1.013 \times 10^5 \text{ Pa}$).

2.2 电容量及充电电压

等离子体受到的磁压力随放电电流而增大, 而放电电流是由主放电回路——即同轴电极、高压脉冲电容器、放电开关组成的放电回路中电容器组的电容和充电电压所决定的, 单独增加电容 C 和提高充电电压 U 都可以使放电电流增大, 提高驱动效果. 选择

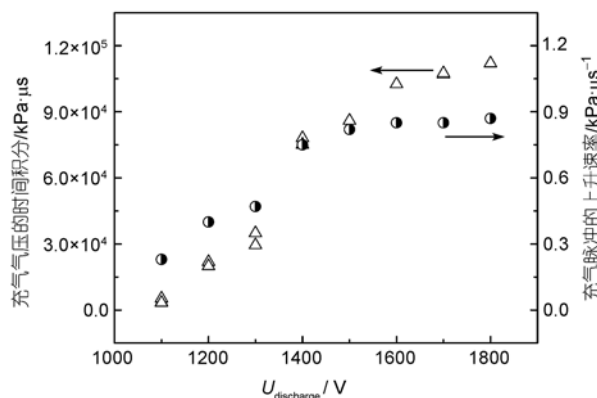


图 5 充气量随阀门充电电压的变化

两者的不同组合可以得到不同的储能 $E = \frac{1}{2}CU^2$, 用储能 E 来表征放电电流的变化规律更能反映过程的本质. 图 7 是放电的峰值电流 I_{max} 与装置储能 E 的关系.

如果将放电回路等效为固定参量的 $R-L-C$ 回路并忽略阻尼衰减, 可得到 $I_{\text{max}} = \sqrt{2/L} \cdot E^{0.5[8]}$, 图 7 中同时给出了用函数 $y = ax^{0.5}$ 拟合的结果, 测量值与理论值符合较好. 要获得需要的电流, 只需要选择适当的 C 和 U 的组合即可, 而每一组电容器本身的电容是固定不变的 ($64 \mu\text{F}$), 通过改变并联放电的电容器组数可以获得不同的电容: $C = i \times 64 \mu\text{F}$ ($i = 1, 2, \dots, 8$), U 可以从 15~30 kV 连续变化.

2.3 主回路与阀门回路的触发延迟时间

如 1.1 及 2.1 节所述, 放电的时序是先使充气阀门回路放电, 开启阀门给同轴枪冲入脉冲气体, 紧接着

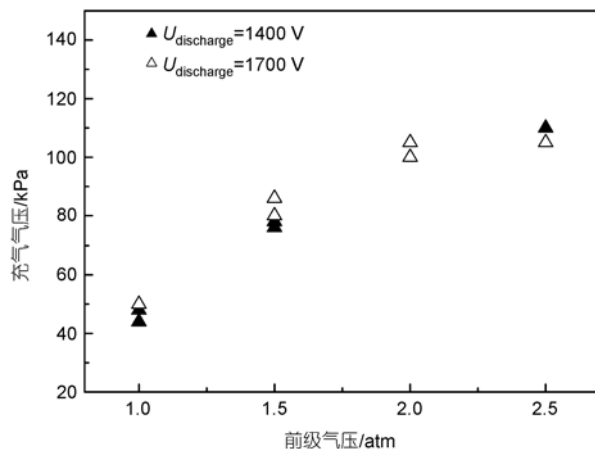


图 6 阀门充气气压随气室前级气压的变化

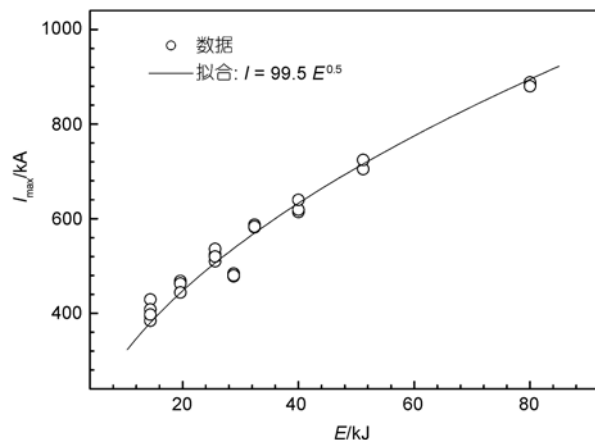


图 7 放电峰值电流与装置储能的关系

着触发总放电回路开关,使同轴电极间气体发生击穿放电并产生等离子体。总放电回路与阀门回路之间的触发延迟时间 τ_{delay} 是一个关键参数,延迟时间不够则气体还未充分进入同轴枪,而延迟时间过长则气体在飞行管道内充分扩散会对超高速微粒产生阻尼,因此,需要通过实验来选择合适的延迟时间。实验方法是采用同一种微粒进行加速,在保持其他条件不变的情况下只改变 τ_{delay} 进行多次放电,比较不同 τ_{delay} 条件下微粒的最大速度。结果如图8所示, τ_{delay} 存在一个最佳值,高于或低于此值时加速效果都不太理想,此处约为 $\tau_{\text{delay}}=600\text{ }\mu\text{s}$,因此初步选定 $600\text{ }\mu\text{s}$ 作为工作点。

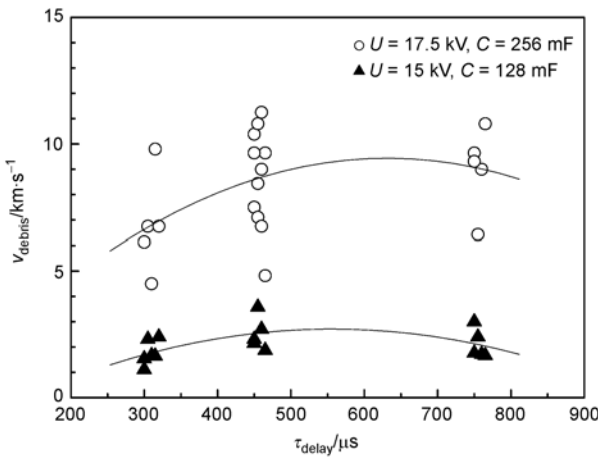


图8 碎片速度随延迟时间的变化
采用 $200\text{ }\mu\text{m}$ 玻璃珠加速

3 初步的加速实验结果

实验中对多种不同材料、不同尺寸的微粒在不同的放电条件下进行了加速,同时采用压电测速和光学测速两种方法进行监测^[9]。压电测速方法是通过安装在靶架上的压电传感器测量微粒撞击产生的电脉冲信号,获得微粒从放电时刻至到达传感器的飞行时间,从而利用飞行时间法得到微粒的飞行速度;光学测量方法是通过安装在飞行管道末端的光电接收管来测量微粒穿过光电管视场时散射的激光信号来得到微粒的飞行时间。两种不同原理的测速手段可以起到相互引证的作用。图9给出了采用光学测速方法得到的刚玉(主要成分 Al_2O_3 ,直径 $50\sim 200\text{ }\mu\text{m}$)和玻璃(主要成分 SiO_2 ,直径 $100\sim 200\text{ }\mu\text{m}$)两种微粒的速度随储能的变化,当装置储能从 12.5 kJ 增加到 80 kJ 时,微粒速度从 1 km/s 增大到 $10\sim 18\text{ km/s}$ 。压电传感器测

到的最高速度为 15 km/s ,光学手段测到最高速度为 18 km/s ,这一方面是由于两个测量系统的视场不重合,还与两者的测量原理不同有关,对于一些十分细小的微粒,其散射光或自身发光能被光学测速系统感受到,但其动量可能超出了压电传感器的灵敏度极限因而未能被测到。

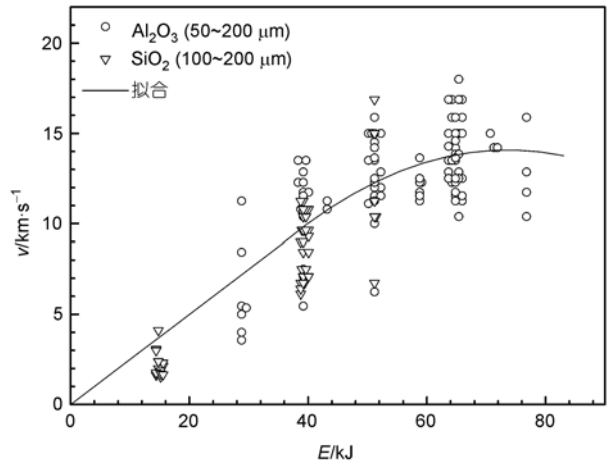


图9 微粒速度与装置储能的关系

实验结果表明,在储能较低时速度与能量近似呈线性关系,但随着放电能量的上升,微粒速度不再线性增加,而是趋于饱和。一种可能的原因是当放电能量达到一定程度时存在着严重的碎裂甚至熔化,如果碎裂形成的碎片足够小时,其本身的动量和光散射效应都会显著下降,超过了压电和光学测速系统的测速极限,因此实验中难以观测到速度更高的碎片。

为了研究高放电能量下微粒的碎裂情况,采用 $200\sim 400\text{ }\mu\text{m}$ 的实心玻璃珠进行加速,将厚 $15\text{ }\mu\text{m}$ 的铝膜拦截于飞行管道中,通过穿孔大小确定加速后的尺寸分布。结果如图10所示,与微粒的初始(original)分布相比,放电后发生了显著改变,随着放电能量的增大,平均尺寸以及最可几尺寸均向小尺度偏移,放电能量越高碎裂越严重。碎裂情况同时取决于材料本身的硬度,不同的材料碎裂情况不同,而要在更高的放电能量下获得更高的微粒速度,还需要选择合适材料的微粒,既要有足够高的硬度和熔点,同时又有适当的密度。另一方面,等离子体驱动方法本身是否存在一个理论上的加速极限,还有待于进一步探索和研究。

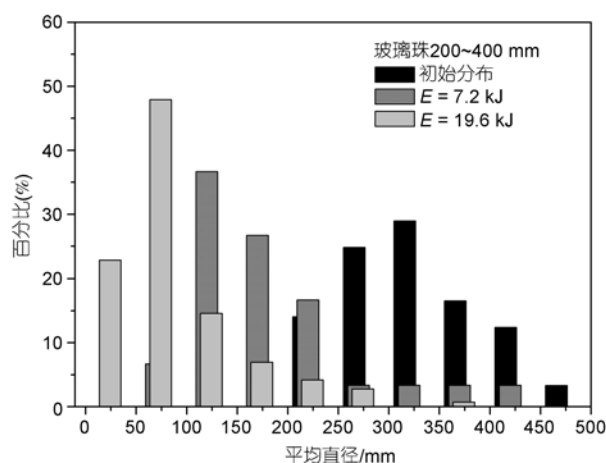


图10 加速微粒的尺寸统计分布

4 总结

等离子体驱动微小碎片加速器工作的主要过程是同轴枪内等离子体的加速和线圈内的压缩过程,通过建模计算及分析揭示了等离子体加速和压缩的物理机制:在同轴枪内,等离子体的运动是一个先加速后减速的过程,存在一个速度最大的位置,这就要求电极长度与最大速度位置相匹配从而使出口处速度达到最高;等离子体压缩主要受限于线圈几何形状($A(z)$)和电感,合理的几何形状使磁压缩力沿轴向有一个合理的分布,而线圈电感的限制是线圈匝数不宜过多。

通过一系列实验研究,确定了加速效果对各工作参量的依赖关系和合适的工作参数范围。主要工作参数包括脉冲充气阀回路的充电电压及阀门前级

气室的气压、主放电回路的充电电压和电容、主放电回路及阀门回路的触发延迟时间等,根据实验结果确定了各参量的最佳值及选择依据。除上述参量外,对工作气体种类以及真空度的影响也进行了初步研究,工作气体选择了氦气和氩气进行比较,未发现显著区别;真空度在优于 3×10^{-3} Pa 时对加速效果没有可观测的影响。

通过对多种微粒在不同储能条件下进行加速,获得了该装置加速能力的初步数据,对于 50~200 μm 的刚玉微粒和 100~200 μm 玻璃珠,可以加速至 1 km/s 到 15~18 km/s。最大速度不仅取决于加速器条件,还与所加速的材料、测速方法有关。对加速效果有影响的材料属性主要是密度、熔点、强度、比热等,在喷嘴处等离子体的动压超过 200 MPa^[10],同时具有极高的温度,对于硬度、比热及熔点相对较低的材料,有可能发生严重的碎裂和熔化,从而破碎成极细小的微粒或液滴而无法被测速系统测到。实验验证了碎裂现象,意味着上述影响机制是可能存在的。实验中对钢珠丸(Fe)、刚玉、玻璃珠、碳化硅(SiC)等多种微粒进行了实验,发现刚玉效果最好,这可能与刚玉具有较高的熔点(2050)和极高的硬度(硬度为 9,仅次于金刚石(10))有关。

该装置可以加速多种材质的微粒,同时可以通过适当的方法控制到达靶区的微粒数量,既可以获得单个微粒,也可以获得多个微粒;前者适于对研究撞击损伤的机理及特征进行研究,后者对开展空间碎片长期累积撞击效应的加速模拟十分方便。

参考文献

- 1 See T H, Allbrooks M K, Atkinson D. Meteoroid and debris impact features documented on the long duration exposure facility. NASA JSC, Report #24608, 1990
- 2 Graham G A, Kearsley A T, Drolshagen G, et al. Microparticle impacts upon HST solar cells. Adv Space Res, 2001, 28(9): 1341—1346[doi]
- 3 Paul K G, Igenbergs E B, Berthoud L. Hypervelocity impacts on solar cells-observations: Experiments, and empirical scaling laws. Int J Impact Eng, 1997, 20: 627—638[doi]
- 4 Berthoud L, Paul K. Meteoroid and debris micro-impacts on space-exposed solar arrays. Adv Space Res, 1997, 20(8): 1441—1445[doi]
- 5 Christie R J, Best S R, Myhre C A. Hypervelocity impact testing of space station freedom solar cells. NASA Technical Memorandum 106509, 1994
- 6 陈赵峰. 等离子体碎片加速器放电特性测量与研究. 硕士学位论文. 北京: 中国科学院空间科学与应用研究中心, 2006. 50—60
- 7 Igenbergs E B, Shriver E L. Magnetogasdynamic compression of a coaxial plasma accelerator flow for micrometeoroid simulation. J Appl Phys, 1973, 44(5): 2177—2187[doi]
- 8 王龙, 杨宣宗, 冯春华. 等离子体动力加速器. 技术报告. 北京: 中国科学院空间科学与应用研究中心, 2006. 54—57
- 9 韩建伟, 张振龙, 李小银, 等. 等离子体微小空间碎片加速器研究进展. 空间碎片研究, 2006, 6(3): 13—20
- 10 Thomas P, Rott M. Measurement of the muzzle dynamic pressure of the plasma dynamic accelerator. IEEE Transact Magnet, 1997, 33(1): 384—389[doi]