文章编号：1000-5773(2013)04-0542-07

超高速撞击产生的等离子体特性研究*

栗建桥，宋卫东，宁建国

（北京理工大学爆炸科学与技术国家重点实验室，北京 100081）

摘要：采用理论分析和数值模拟方法，对超高速撞击过程中产生的等离子体特性进行了研究。首先，结合热力学和统计物理理论，建立热电离物理模型，推导出热平衡等离子体电离度与温度的关系；进而由热平衡状态下的速度分布，获得等离子体电导率与温度的关系；最后，建立铝弹丸撞击靶板的三维有限元模型，模拟出弹丸以 6.0 km/s 的初速度、60°入射角斜撞击平板的全过程，给出物理模型中所需的物理参数，分析了超高速撞击过程中产生的等离子体特性。通过对比物理实验中测得的等离子体参数，表明模型预测结果与实验结果具有较好的一致性，验证了该模型的有效性。

关键词：超高速撞击；等离子体；光滑粒子流体动力学；热平衡电离；数值模拟

中图分类号：O383.3；O531 **文献标识码**：A

1 引 言

随着人类航天活动的加剧，低轨道上的空间碎片越来越多，对航天活动产生巨大的威胁。可以说，航天器在地球空间低轨道上遇到的主要危险来自于空间碎片和微流星体的超高速撞击。在过去的几十年里，航天器遭受空间碎片超高速撞击的问题已经引起了广泛重视，对超高速撞击的研究取得了很大的进展，并且针对超高速撞击的特点提出了一种有效的防护手段。超高速撞击对卫星的毁伤主要来自两方面：一方面是对卫星结构的毁伤，另一方面是对卫星电子设备的毁伤。结构毁伤主要是撞击过程中形成的穿孔、层裂剥离以及碎片云撞击航天器壁形成的二次碎片云对内部结构的毁伤[1-7]；电子设备毁伤主要是撞击过程中产生的电磁辐射对电子设备的干扰、等离子体导致带电器件放电[8]以及等离子体膨胀运动产生的磁场对电子器件的影响[9]。国内学者[1-5]对超高速撞击薄铝板进行了数值模拟，用以分析空间碎片对航天器铝防护屏的破坏以及碎片云对舱壁的破坏；管公顺[6]、柳森[7]等人对超高速撞击进行了实验研究，给出了薄板穿孔直径的影响因素和破坏范围以及碎片云的形态和发展过程，为理论分析和数值模拟提供了参考。目前，绝大多数研究主要是针对超高速撞击导致的结构毁伤以及对不同材料的破坏。在超高速撞击产生等离子体方面，唐恩凌等人[9]对超高速撞击产生的磁场进行了实验研究，得出同一撞击速度下正撞击产生的磁场强度最大的结论。国外学者对超高速撞击产生的电磁效应也有相应的研究，例如：Harano 等人[10]对超高速撞击产生等离子体导致的太阳能电池阵列间的放电进行了地面实验研究，证明了超高速撞击对太阳能电池有很大的影响；Crawford 等人[11]进行了超高速撞击过程中电磁场的产生和演化研究，发现撞击角度对磁场有很大的影响，撞击产生的磁场在天体物理中有重要应用；Mellado 等人[12]进行了超高速撞击导致电离的实验研究，提出了一种分析模型，得到该模型在某种程度上可以解释离子产生原因的结论；Ratcliff 等人[13]做了超高速撞击产生等离子体及其能量特征的

* **收稿日期**：2011-11-08；**修回日期**：2011-12-22

基金项目：国家自然科学基金(91016013，11032002)；教育部新世纪优秀人才支持计划

作者简介：栗建桥(1987 —)，男，博士研究生，主要从事冲击动力学研究. E-mail：dut. edu@163. com

通讯作者：宋卫东(1975 —)，男，博士，副教授，主要从事冲击动力学研究. E-mail：swdgh@bit. edu. cn

实验研究,得到了不同种类离子的速度相关特性,并与其它实验做了对比分析。国内外对于超高速撞击产生等离子体的研究主要集中在实验研究上,现象比较直观,但是很难对超高速撞击产生等离子体的过程给出解释并进行预测。因此,对超高速撞击产生的等离子体进行预测和防护,进行理论分析和数值模拟研究是必不可少的。

本研究基于热力学和统计物理理论,建立热电离物理模型,以获得热平衡等离子体电离度及等离子体电导率与温度的关系;建立球形铝弹丸超高速撞击平板的三维有限元模型,为物理模型提供必要的物理参数;讨论温度对等离子体电导率的影响,分析等离子体对电子器件毁伤效应的影响因素。

2　超高速斜撞击平板的数值模拟

利用 AUTODYN-3D,采用光滑粒子流体动力学(Smoothed Particle Hydrodynamics,SPH)方法,对球形弹丸超高速撞击平板进行数值模拟。弹丸为∅6.4 mm 的实心球,靶板为厚 10 mm、边长 180 mm 的方板。弹丸和靶板的材料均为 LY12 铝。弹丸以与法线成 60°角入射,以 6.0 km/s 的速度撞击靶板。

在数值模拟过程中,材料采用 Johnson-Cook 本构模型。该模型是一个描述与应变率、温度相关的应力模型,具体形式如下

$$\sigma_{\mathrm{m}}=(A+B\varepsilon^{n})\left[1+C\left(\ln\frac{\dot{\varepsilon}}{\dot{\varepsilon}_{0}}\right)^{m}\right]\left[1-\left(\frac{T-T_{0}}{T_{\mathrm{melt}}-T_{0}}\right)^{\kappa}\right] \tag{1}$$

式中:A、$\dot{\varepsilon}_0$、T_0、T_{melt} 分别表示准静态实验下材料的屈服应力、应变率、室温和熔化温度,$\dot{\varepsilon}$ 为应变率,ε 为应变,T 为温度,B、n、C、m、κ 为待定材料参数。

状态方程采用 Tillotson 状态方程[14]。Tillotson 状态方程是一种可以描述凝聚相-气相相变的状态方程,具体形式如下。

对于压缩态

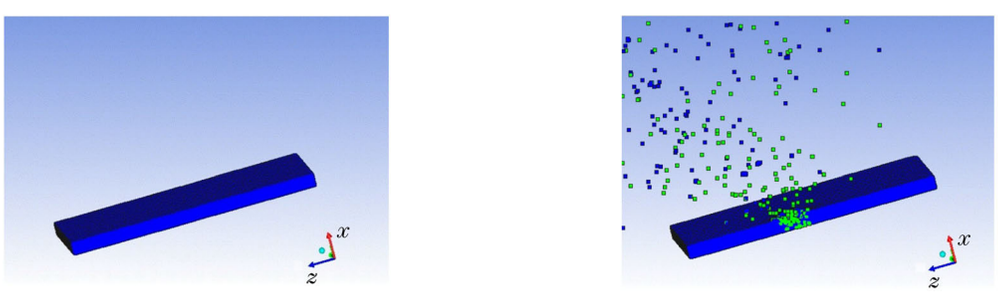
$$p=\left[a+b\left(\frac{E}{E_{0}\eta^{2}}+1\right)^{-1}\right]\frac{E}{V}+H\mu+G_{\mathrm{c}}\mu^{2} \tag{2}$$

对于膨胀态

$$p=\frac{aE}{V}+\left\{\left(\frac{E}{E_{0}\eta^{2}}+1\right)^{-1}\frac{bE}{V}+H\mu\exp\left[-\varphi\left(\frac{V}{V_{0}}-1\right)\right]\right\}\exp\left[-\phi\left(\frac{V}{V_{0}}-1\right)^{2}\right] \tag{3}$$

式中:a、b、H 为拟合参数,E_0、G_{c} 为调节参数,φ、ϕ 为材料参数,E 为比内能,$\mu=\rho/\rho_0-1$,$\eta=\rho/\rho_0$,V 为当前比容,V_0 为初始比容,ρ 为当前密度,ρ_0 为初始密度。

对超高速撞击建立三维模型,进行数值模拟。图 1(a)和图 1(b)分别为 $t=0.0$ μs 和实验诊断时刻对应的数值模拟结果。



(a) t=0.0 μs　　(b) t=326.9 μs

图 1　数值模拟结果

Fig. 1　Numerical simulation result

提取 SPH 粒子的数据,连同实验得到的探针点数据,一起列入表 1,其中:E_{I} 为内能,T 为温度,p 为压力,c_{s} 为声速,ρ 为密度,n_{em} 为实验[8]得到的最小电子数密度。表 1 中,压力 p 为模拟得到的探针处粒子的压力,造成该点压力为零的原因可能是该点材料已经失效。

表 1 探针处数据

Table 1 Data at the place of probe

E_1/(J)	T/(K)	p/(kPa)	c_s/(μm/s)	ρ/(g/cm^3)	n_{em}/(cm^{-3})
2.031	1 261	0.000 0	1.000	1.491	10^9

图 2 给出了与数值模拟情况相同的超高速撞击实验[8]示意图。探针尖端位于靶板上方 170 mm、下弹道 50 mm 处[8],对应数值模拟所取数据的位置。

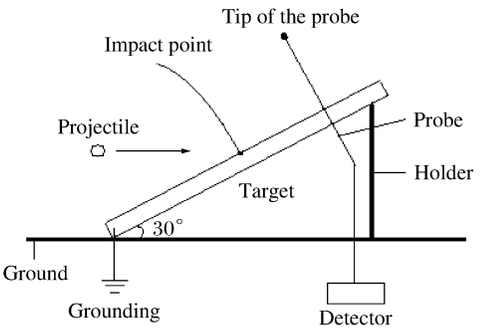


图 2 实验装置示意图[8]

Fig. 2 Schematic of experimental setup[8]

3 产生等离子体分析

3.1 等离子体电离度

超高速撞击过程为瞬态过程,持续时间非常短,而产生等离子体的时间更短,因此可以认为产生等离子体的过程是绝热的,并且认为在每一个时间步长里,产生的等离子体都处于热平衡状态,平衡时电离过程的每一部分化学势相等[15]。

一个电离过程可以表示成如下形式[15]

$$\mathrm{A} \rightleftharpoons \mathrm{A}^+ + \mathrm{e}^- \tag{4}$$

化学势平衡关系为

$$\mu_a = \mu_i + \mu_e \tag{5}$$

式中:下标 a、i、e 分别表示原子、离子和电子。化学势还可以表示为

$$\mu = \left(\frac{\partial G}{\partial N}\right)_{T,p} \tag{6}$$

式中:G 为吉布斯能,N 为粒子数。由(6)式可见,在压力 p 和温度 T 恒定的情况下,化学势是吉布斯能对粒子数的偏导数。吉布斯能可以表示为

$$\begin{cases} G = F + pV \\ F = -kT\ln Z \end{cases} \tag{7}$$

式中:Z 为配分函数[14]。代入 Z 的具体形式,F 可以写成

$$\begin{cases} F = NkT\{\ln N + \ln[\lambda_T^3/j(T)] - 1\} - kT\ln Q \\ \lambda_T = [h^2/(2\pi mkT)]^{1/2} \end{cases} \tag{8}$$

式中:$j(T)$为粒子内部运动的配分函数。对于离子、原子以及电子,$j(T)$可表示为[14]

$$\begin{cases} \dfrac{j_i(T)}{j_a(T)} = \dfrac{g_i}{g_a}\exp\left(\dfrac{I_1}{kT}\right) \\ j_e(T) = 1/2 \end{cases} \tag{9}$$

式中:g 为最外层电子的能级简并度,I_1 为 A 元素的第一电离能。将(9)式代入(5)式中,可得到粒子数 N 与温度 T 的关系,即

$$\frac{N_i N_e}{N_a} = \frac{2g_i}{g_a}\left(\frac{m_e kT}{2\pi\hbar^2}\right)^{3/2}\exp\left(-\frac{I_1}{kT} + \frac{1}{Q_i}\frac{\partial Q_i}{\partial N_i} + \frac{1}{Q_e}\frac{\partial Q_e}{\partial N_e} - \frac{1}{Q_a}\frac{\partial Q_a}{\partial N_a}\right) \tag{10}$$

式中:Q 为位形积分,是与原子间势能相关的项;k 为玻尔兹曼常数;m_e 为电子质量;$\hbar$ 为约化普朗克常数。Q 表示为[14]

$$Q = \int\cdots\int \exp\left[-\frac{U(\boldsymbol{r}_1,\cdots,\boldsymbol{r}_N)}{kT}\right]\mathrm{d}\boldsymbol{r}_1\cdots\mathrm{d}\boldsymbol{r}_N \tag{11}$$

位形积分 Q 的大小与势函数 $U(\boldsymbol{r}_1,\cdots,\boldsymbol{r}_N)$的选取密切相关。当选取对势时,如果不能选取全部粒子数 N 之间的所有粒子对,则对于位形积分而言,相当于确定数值的定积分所形成的对于理想气体情况的

修正系数,即

$$\begin{cases} Q_{\mathrm{id}} = V^N \\ Q = \beta Q_{\mathrm{id}} \end{cases} \tag{12}$$

式中:下标 id 表示理想气体,β 为势函数定积分结果所形成的修正系数。因为选取的是确定对数的粒子对,所以 β 与 N 无关,因此对于近似的简单对势,有

$$\frac{1}{Q}\frac{\partial Q}{\partial N} = \ln V \tag{13}$$

电离度的定义为:电离的原子数与原来总原子数之比,即

$$\alpha = \frac{N_{\mathrm{e}}}{N_{\mathrm{e}} + N_{\mathrm{a}}} \tag{14}$$

将(13)式、(14)式代入(10)式,得到电离度 α 与温度 T 的关系,即

$$\alpha = \left[1 + \left(\frac{N_{\mathrm{a}}}{V}\frac{g_{\mathrm{a}}}{2g_{\mathrm{i}}}\right)^{1/2}\left(\frac{2\pi\hbar^2}{m_{\mathrm{e}}kT}\right)^{3/4}\exp\left(\frac{I_1}{2kT}\right)\right]^{-1} \tag{15}$$

当电离度较小时,(15)式可近似为

$$\alpha = \left(\frac{V}{N_{\mathrm{a}}}\frac{2g_{\mathrm{i}}}{g_{\mathrm{a}}}\right)^{1/2}\left(\frac{m_{\mathrm{e}}kT}{2\pi\hbar^2}\right)^{3/4}\exp\left(-\frac{I_1}{2kT}\right) \tag{16}$$

(15)式和(16)式即为电离度与温度之间的关系式。

等离子体区别于普通气体的地方在于,内部正、负电荷不再重合,存在着作用距离远大于分子间相互作用的静电力作用,静电势能可以表示成与等离子体特征尺度和温度有关的形式[14]。在表 1 给出的温度下,一个单元里等离子体静电势能的数量级为 10^{-23} J,而电子热运动动能的数量级为 10^{-19} J,因此可以忽略内部静电势能的影响。当静电势能和原子间势能对等离子体电离度的影响可以忽略时,等离子体电离度近似符合理想气体情况。

在本研究的算例中,根据温度和密度,可以得到探针处等离子体的电离度和电子数密度 n_{e},如表 2 所示。由表 2 可见,等离子体的电子数密度为 7.060×10^{8} cm^{-3},与唐恩凌等人[16]通过实验得到的最小电子数密度的数量级 10^{9} cm^{-3} 比较符合。造成误差的主要原因是:采用 SPH 方法进行模拟时,由于粒子在空间中离散,很难保证在探针所在的精确位置处有粒子存在,提取数据时通常选择距离该点最近的粒子,因此不能精确地描述真实情况。

表 2　探针处等离子体的电离度和电子数密度

Table 2　Plasma ionization degree and electron number density at the place of probe

E_1/(J)	T/(K)	c_{s}/(μm/s)	ρ/(g/cm^3)	α	n_{e}/(cm^{-3})
2.031	1261	1.000	1.491	2.120×10^{-14}	7.060×10^{8}

3.2　等离子体的电导率

通过获得温度和电离度的参数,可以确定所产生的等离子体电导率,进而通过电导率表征等离子体的电磁特征。

根据电导率的物理意义,电导率由带电粒子定向运动的能力决定,气体中运动粒子的相互碰撞散射是阻碍定向运动的原因,因此等离子体电导率可表示为

$$\sigma = n_{\mathrm{e}}q_{\mathrm{e}}^2\tau/m_{\mathrm{e}} \tag{17}$$

式中:2τ 为电子两次碰撞所经历的平均时间,q_{e} 为单电子电量,m_{e} 为电子质量。由于电子处于局部热平衡状态,符合麦克斯韦速度分布律,因此可根据一定温度下电子的速度分布,得到 2τ,具体计算如下。

麦克斯韦速度分布律表示为

$$\frac{\mathrm{d}N}{N\,\mathrm{d}v} = f(v) = \left(\frac{m_{\mathrm{e}}}{2\pi kT}\right)^{3/2}\exp\left(-\frac{m_{\mathrm{e}}}{2kT}v^2\right)v^2 \tag{18}$$

用 λ 表示电子碰撞中性原子的电子平均自由程,则两次碰撞间的平均时间为

$$\frac{1}{2\tau}=\frac{1}{\lambda}\sum\frac{\mathrm{d}N_v}{N}v=\frac{1}{\lambda}\int_0^{\infty}f(v)v\,\mathrm{d}v \tag{19}$$

$$\lambda=\frac{1}{n_0 S} \tag{20}$$

式中：S 为电子总散射截面。对于简单的硬球势[15]而言，总散射截面为 $4\pi r_0^2$，r_0 为真实原子半径。

将电离度与温度的关系代入(17)式，得到电导率 σ 与温度 T 的关系，即

$$\sigma=2^{-11/4}\pi^{-3/4}\hbar^{-3/2}\ \frac{q_e^2}{r_0^2}\left(\frac{g_i C_a\,\pi}{g_a\rho N_A}\right)^{1/2}(m_e kT)^{1/4}\exp\left(-\frac{I_1}{2kT}\right) \tag{21}$$

式中：C_a 为相对原子质量，N_A 为阿伏伽德罗常数。

由(21)式可知：密度升高不利于电导率的升高，这是因为密度的提高增加了中性原子数密度，使碰撞频率升高，电导率减小；相对原子质量的升高则有利于电导率的升高，这是因为相对原子质量的升高使中性原子数密度下降，减少了电子与原子的碰撞，从而使电导率升高；温度升高加强了碰撞，使电子定向运动受阻，电导率降低，但是考虑到电离度随温度升高而增大，综合两者效应后，电导率随温度的升高而增大；原子半径增加使电子散射截面增加，加剧了电子与原子的碰撞，使电导率降低。因此，高密度、低温处的等离子体电导率较低，与唐恩凌等人[16]的实验结果相符合。

当密度处于同一数量级时，密度变化对于电导率的影响不大，但是温度变化则对电导率产生很大的影响。表 3 给出了当密度为 1.5 g/cm^3 时，由(21)式得到的不同温度下铝等离子体的电导率。由表 3 中的数据可以看出，电导率随温度变化剧烈。唐恩凌等人[16-17]通过实验测得等离子体的电导率约为 650 S/m，在相同条件下电子温度约为 6 000 K，通过理论计算得到在相同的实验温度下等离子体的电导率为 792 S/m，较接近实验测量值[16]，说明理论结果具有一定的正确性。图 3 为等离子体电导率的相对变化率随温度变化的曲线。可以看出，在温度从 1 000 K 升高到 3 000 K 的过程中，等离子体的电导率显著提升，说明这是材料状态变化的主要阶段，是等离子体从无到有的转变温度范围。上述温度为局部温度，虽然在超高速碰撞过程中总体平均温度较低，但是较高的局部温度导致局部等离子体产生。

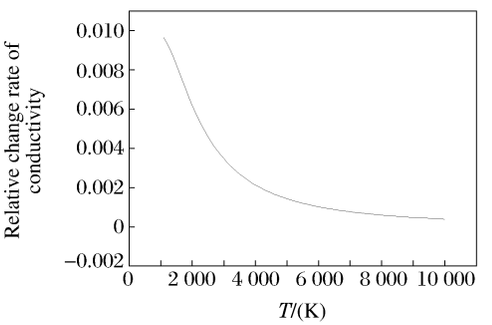


图 3 电导率相对变化率与温度的关系

Fig. 3 Relationship between the relative change rate of conductivity and temperature

表 3 不同温度下等离子体的电导率

Table 3 Conductivity of plasma at different temperatures

T/(K)	σ/(S/m)	T/(K)	σ/(S/m)	T/(K)	σ/(S/m)
1 000	5.79×10^{-11}	3 000	1.71	5 000	228
2 000	3.99×10^{-3}	4 000	36.0	6 000	792

造成理论结果与实验结果[16]存在偏差的原因在于：一是电导率计算中的电子平均自由程不精确，由于采用硬球势，所得到的散射截面小于真实散射截面，导致理论计算的电子平均自由程大于实际情况；二是实验[16]中得到的结果是经过一定时间后测量得到的，由于探针位置是固定的，所以实际上实验得到的结果[16]是一段时间内经过探针所在位置的一系列等离子体的结果，实验数据处理过程中人为因素的影响很大。

分析(21)式可知：电导率受原子和离子的能级简并度影响，原子相对于离子的能级简并度越高，电导率越低。对于过渡族元素来说，能级简并度一般都很高，并且原子半径较大，所以可以在过渡族元素中寻找电磁防护能力优异的材料，比如钛原子最外层电子的能级简并度为 45，钛离子最外层电子的能

级简并度为 5,简并度比值为 1/9。对于铝而言,其简并度比值为 1/6,并且相对原子质量和原子半径均低于钛原子,所以铝等离子体的电导率大于钛等离子体。

在超高速撞击过程中,等离子体电导率在低温阶段受温度的影响很大,1 000 K 时电导率还很小,但是当温度达到 4 000 K 时电导率已经提高到原来的 10^{12} 倍。对于超高速撞击而言,撞击点位置的局部温度远高于 4 000 K,此时等离子体将对航天器上的电子器件产生很大的影响,较高的电导率会形成放电通路,烧毁电子器件,严重时会使航天器彻底失去功能。

4　结　论

在热力学和统计物理理论的基础上,建立了热电离物理模型,给出了热平衡等离子体电离度及等离子体电导率与温度的关系,建立了铝弹丸撞击铝靶板的三维有限元模型,并进行了相应的数值模拟分析。通过理论和数值分析,得出如下结论:(1) 结合热力学热平衡关系,得到了电离度与局部温度的关系,计算得到的电子数密度与实验结果比较符合;(2) 利用等离子体电导率关系得到的超高速撞击等离子体电导率随温度的变化趋势与实际情况相符合,通过计算不同温度下的电导率,得到 1 000～3 000 K 为等离子体电导率从无到有的转变温度范围;(3) 电导率与元素种类的关系可用来分析不同航天器防护材料在超高速撞击中抵抗电磁破坏的能力,以钛为例说明了其电磁防护能力优于铝。

References:

[1] Tang M, Bai J S, Li P, et al. Numerical simulation of hypervelocity impact of Al-spheres on bumper [J]. Initiators and Pyrotechnics, Initiators & Pyrotechnics, 2007(3): 23-27. (in Chinese)
唐　蜜, 柏劲松, 李　平, 等. 铝球超高速撞击防护屏的数值模拟研究 [J]. 火工品, 2007(3): 23-27.

[2] Zhang W, Pang B J, Jia B, et al. Numerical simulation of debris cloud produced by hypervelocity impact of projectile on bumper [J]. Chinese Journal of High Pressure Physics, 2004, 18(1): 47-52. (in Chinese)
张　伟, 庞宝君, 贾　斌, 等. 弹丸超高速撞击防护屏碎片云数值模拟 [J]. 高压物理学报, 2004, 18(1): 47-52.

[3] Chi R Q, Guan G S, Pang B J, et al. Models for momentum of debris cloud and ejecta produced by hypervelocity impacts of aluminum spheres with thin aluminum sheets [J]. Chinese Journal of High Pressure Physics, 2009, 23(1): 59-64. (in Chinese)
迟润强, 管公顺, 庞宝君, 等. 碎片云动量特性数值仿真研究 [J]. 高压物理学报, 2009, 23(1): 59-64.

[4] Jia G H, Huang H, Hu Z D. Simulation analyse of hypervelocity impact perforation [J]. Explosion and Shock Waves, 2005, 25(1): 47-53. (in Chinese)
贾光辉, 黄　海, 胡震东. 超高速撞击数值仿真结果分析 [J]. 爆炸与冲击, 2005, 25(1): 47-53.

[5] Hu Z D, Huang H, Jia G H. The characteristics of debris cloud produced by hypervelocity impact [J]. Journal of Projectiles, Rockets, Missiles and Guidance, 2006, 26(S4): 747-749. (in Chinese)
胡震东, 黄　海, 贾光辉. 超高速撞击碎片云特性分析 [J]. 弹箭与制导学报, 2006, 26(S4): 747-749.

[6] Guan G S, Zhang W, Pang B J, et al. A study of penetration hole diameter in thin Al-plate by hypervelocity impact of Al-spheres [J]. Chinese Journal of High Pressure Physics, 2005, 19(2): 132-138. (in Chinese)
管公顺, 张　伟, 庞宝君, 等. 铝球弹丸高速正撞击薄铝板穿孔研究 [J]. 高压物理学报, 2005, 19(2): 132-138.

[7] Liu S, Li Y, Huang J, et al. Hypervelocity impact test results of Whipple shield for the validation of numerical simulation [J]. Journal of Astronautics, 2005, 26(4): 505-508. (in Chinese)
柳　森, 李　毅, 黄　洁, 等. 用于验证数值仿真的 Whipple 屏超高速撞击试验结果 [J]. 宇航学报, 2005, 26(4): 505-508.

[8] Tang E L, Zhang Q M, Zhang J. Characteristic parameter measurement of plasma generated during hypervelocity impact on LY12 aluminum target [J]. Journal of Projectiles, Rockets, Missiles and Guidance, 2008, 28(4): 110-112. (in Chinese)
唐恩凌, 张庆明, 张　健. 超高速碰撞 LY12 铝靶产生等离子体的特征参量测量 [J]. 弹箭与制导学报, 2008, 28(4): 110-112.

[9] Tang E L, Zhang Q M, Zhang J. Preliminary study on magnetic induction intensity induced by plasma during hyper-

velocity impact [J]. Chin J Aeronaut, 2009, 22(4): 387-392.

[10] Harano T, Machida Y, Fukushige S, et al. Preliminary study on sustained arc due to plasma excited by hypervelocity impact of space debris on the solar array coupon [J]. Int J Impact Eng, 2006, 33: 326-334.

[11] Crawford D A, Schultz P H. The production and evolution of impact-generated magnetic fields [J]. Int J Impact Eng, 1993, 14: 205-216.

[12] Mellado E M, Hornung K, Kissel J. Ion formation by high velocity impacts on porous metal targets [J]. Int J Impact Eng, 2006, 33: 419-430.

[13] Ratcliff P R, Burchell M J, Cole M J, et al. Experimental measurements of hypervelocity impact plasma yield and energetics [J]. Int J Impact Eng, 1997, 20: 663-674.

[14] Tang W H, Zhang R Q. Introduction to Theory and Computation of Equations of States [M]. 2nd Ed. Beijing: Higher Education Press, 2008. (in Chinese)
汤文辉, 张若棋. 物态方程理论及计算概论 [M]. 第 2 版. 北京: 高等教育出版社, 2008.

[15] Michael A L, Allan J L. Principles of Plasma Discharges and Materials Processing [M]. Translated by Pu Y K. 2nd Ed. Beijing: Science Press, 2005. (in Chinese)
Michael A L, Allan J L. 等离子体放电原理与材料处理 [M]. 蒲以康, 译. 第 2 版. 北京: 科学出版社, 2005.

[16] Tang E L, Zhang Q M, Zhang J. Conductivity measurement of an expanding plasma cloud generated by hypervelocity impact LY12 aluminum target [J]. High Power Laser and Particle Beams, 2009, 21(2): 297-300. (in Chinese)
唐恩凌, 张庆明, 张 健. 超高速碰撞 LY12 铝靶产生膨胀等离子体云的电导率测量 [J]. 强激光与粒子束, 2009, 21(2): 297-300.

[17] Tang E L, Zhang Q M, Zhang J. Electron temperature diagnosis of plasma generated by hypervelocity impact of a LY12 aluminum projectile into a LY12 aluminum target [J]. Explosion and Shock Waves, 2009, 29(3): 323-327. (in Chinese)
唐恩凌, 张庆明, 张 健. 超高速碰撞 LY12 铝靶产生等离子体的电子温度诊断 [J]. 爆炸与冲击, 2009, 29(3): 323-327.

A Study on Characteristics of Plasma Generated by Hypervelocity Impact

LI Jian-Qiao, SONG Wei-Dong, NING Jian-Guo

(*State Key Laboratory of Explosion Science and Technology, Beijing Institute of Technology, Beijing* 100081, *China*)

Abstract: The characteristics of the plasma generated by hypervelocity impact have been studied by theoretical analysis and numerical simulation. Based on the theory of thermodynamics and statistical physics, a model of thermal ionization is proposed to describe the relationship between the degree of ionization and temperature. Plasma conductivity related to temperature is obtained by considering the velocity distribution law at heat balance. Three-dimensional model of an aluminum plate impacted by a spherical projectile with 6.0 km/s at an angle of 60° is established, and the corresponding simulation is performed. Then the parameters of the physical model are obtained, and the characteristics of plasma generated by hypervelocity impact are analyzed. There is a good agreement between the model predictions and the experiment results, which indicates that the model is effective and reasonable for analyzing the characteristics of plasma.

Key words: hypervelocity impact; plasma; smoothed particle hydrodynamics; thermodynamic equilibrium ionization; numerical simulation