

流星物理研究的某些进展

胡 中 为

(南京大学天文系 南京 210093)

摘 要

综述了流星体与行星大气相互作用的过程及现象研究的某些进展,主要是有关参数、碎裂、光谱和光度以及 Shoemaker-Levy 9 彗星撞击木星的有关问题。

关键词 流星体 — 彗星 — 小行星 — 行星和卫星: 木星

1 引 言

行星际运行的流星体 (meteoroids) 以及小行星、彗星高速闯入地球 (以及其他行星) 大气, 与大气相互作用, 产生光学或射电流星 (meteor) 现象。流星物理研究是了解流星体 (及小行星、彗星) 的性质、行星大气状况、流星体与大气相互作用的主要方法, 有重要的理论和实际意义^[1,2]。

流星现象的物理研究始于上世纪后期, 到本世纪 50—80 年代形成初步理论体系^[3]。近年来, 流星物理研究又有很多新发展, 尤其是 Shoemaker-Levy 9 彗星撞击木星, 使地球上流星的物理研究扩展到其他行星的类似问题。

流星体及小行星、彗星有多种类型, 它们的大小、质量、密度、成分和结构有相当大的差别。流星现象很丰富, 也很复杂, 涉及到流星体与大气相互作用的一系列复杂过程: 减速、加热、烧蚀、碎裂、分子离解、原子电离与激发、化学反应及辐射等。有关问题开展过大量研究, 限于篇幅, 在本文中简要回顾流星体在大气中陨落过程的减速方程和烧蚀 (质量损失) 方程及其分析解 (第 2 节), 接着综述有关参数和碎裂问题 (第 3 节), 光谱和光度的研究 (第 4 节), 最后 (第 5 节) 评述 Shoemaker-Levy 9 彗星撞击木星的问题。

2 流星体在地球大气中陨落过程

流星体在地球大气中陨落轨迹一般可分为以下 4 个阶段^[4]。

(1) 预热。流星体首先穿过稀疏的外大气层, 其运动受影响很弱, 直到高度 300—100km (取决于其速度) 时, 流星体与较密的大气分子碰撞而加热 (预热), 主要是流星体表层温度升高,

同时又由其表面热辐射而损失热能, 能量方程决定预热过程。当流星体的表面张力(切向压缩) 达其物质强度时, 开开始散裂(spallation), 小流星体甚至破裂。

(2) 烧蚀。流星体再往下运行中, 从流星体及碎块的表面发生熔融、蒸发(约从 2500K 开始), 并激发蒸汽的辐射而发光(流星现象), 耗散其大部分动能, 导致减速。

(3) 暗飞行。当流星体减速到 $3\text{km} \cdot \text{s}^{-1}$ 以下, 如仍有足够残体, 就作无烧蚀无发光的暗飞行。

(4) 陨击地表。流星体以速度几到几百 $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$ 撞击地表, 残体成为陨石。

不同的流星体在大气中陨落情况有很大差别。小于 0.01mm (或 10^{-8}g) 的微流星体在较低速度进入大气中, 预热温度低, 不烧蚀, 无流星现象, 在高空就显著减速, 成为微陨石而缓慢飘落到地面。大于 10^{-8}g 的流星体则经历预热和烧蚀发光, 小些的在大气中烧蚀尽, 较大的产生火流星现象, 乃至残体成为陨石撞击地表。

高速流星常在轨迹终止时亮度突增, 称为“流星闪光(meteor flash)”。流星体不仅常有“头部辐射(head radiation)”, 还有紧邻其后的“流星尾(meteor wake)”, 典型尺度为几百米到几公里, 持续十分之几秒。流星体后面还有“流星余迹(meteor train)”, 其辐射持续几秒甚至几小时。

流星轨迹上的最主要物理过程是减速和烧蚀(质量损失), 可用两个基本微分方程表述如下^[4]:

$$\frac{dv}{dt} = -\Gamma \frac{S\rho v^2}{m} = -Km^{-1/3}\rho v^2 \quad (1)$$

$$\frac{dm}{dt} = \Lambda \frac{S\rho v^3}{2Q} = -K\sigma m^{2/3}\rho v^3 \quad (2)$$

式中, m 、 v 、 S 分别为流星体在轨迹上某点(某时刻)的质量、速度和截面, ρ 为大气密度, Γ 为拖曳系数, Q 为单位质量烧蚀能, Λ 为热转移系数, $\sigma = \frac{\Lambda}{2Q\Gamma}$ 为烧蚀系数, $K = \Gamma S m^{-2/3}$ 为形状-密度因子。

若忽略地球表面曲率, 则有高度(h)方程,

$$\frac{dh}{dt} = -v \cos Z \quad (3)$$

这里 Z 为进入角(天顶距)。对于等温地球大气模型,

$$\rho(h) = \rho_0 \exp(-h/H) \quad (4)$$

ρ_0 为地表($h=0$)大气密度, H 为大气标高。求上述方程的分析解或数值解是相当困难的, 只能在一定近似程度上求近似解。在分析研究流星观测资料中, 广泛应用“单体模型”, 即不考虑流星体破裂, 取系数 σ 和 K 为常数而由上述方程导出以下关系。

速度—高度关系

$$E_i(\sigma v_\infty^2/6) - E_i(\sigma v^2/6) = \left[2KH\rho_0/(m_\infty^{1/2} \cos Z) \right] \exp(\sigma v_\infty^2/6) \exp(-h/H) \quad (5)$$

质量—高度关系

$$m = m_\infty \exp[\sigma(v^2 - v_\infty^2)/2] \quad (6)$$

高度 — 速度关系

$$h - h_i = H \ln \frac{E_i(\sigma v_\infty^2/6) - E_i(\sigma v^2/6)}{E_i(\sigma v_\infty^2/6) - E_i(\sigma v_i^2/6)} \quad (7)$$

时间 — 速度关系

$$t - t_i = -\frac{2H}{\cos Z} \int_{v_i}^v \frac{\exp(\sigma v^2/6) dv}{v^2 [E_i(\sigma v_\infty^2/6) - E_i(\sigma v^2/6)]} \quad (8)$$

m_∞ 和 v_∞ 分别为流星体进入大气时的质量和速度； v_i 和 h_i 为 $t = t_i$ 时的速度和高度； $E_i(X)$ 为指数积分函数， $E_i(X) = \int_{-\infty}^X \frac{e^{-x}}{x} dx$

当 Z 近于 90° 时，必须计及地表弯曲，Ceplecha 导出^[5]

$$\cos Z = \frac{A/2 - l}{B/2 + h} \quad (9)$$

$$Al + Bh + C = l^2 - h^2 \quad (10)$$

常数 A, B, C 由沿流星轨迹的长度 l 与高度 h 之间的几何关系算出。而 (5) 与 (8) 应改为：

$$E_i\left(\frac{\sigma v_\infty^2}{6}\right) - E_i\left(\frac{\sigma v^2}{6}\right) = \frac{2K}{m_\infty^{1/3}} \exp\left(\frac{\sigma v_\infty^2}{6}\right) \int_h^\infty \frac{(B/2 + h)\rho dh}{(A^2/4 + C + h^2 + Bh)^{1/2}} \quad (11)$$

$$t - t_i = \int_{l_i}^l \frac{dl}{v} \quad (12)$$

这一模型用于 PN 和 EN 站网的各火流星观测资料，其中 75% 拟合得很好。

3 气流态、参数和碎裂

流星体在大气中超声运动，可经过不同的气流态^[3,6]。气流态分类的主要参数是 Knudsen 数 K_n ，即气流分子平均自由程 l_∞ 与物体特征尺度 L 之比， $K_n = l_\infty/L$ ，也用 Mach 数 M_a 或 Reynolds 数 R_e 表征。这些参数之间存在关系， $K_n \approx \frac{M_a}{R_e} \frac{\bar{v}_r}{v} = \frac{\bar{v}_r}{C R_e}$ (\bar{v}_r 为流星体蒸发分子的速度， C 为声速)。流星体在大气中运动先后经历的主要气流态如下：(1) 自由分子态 (free-molecular regime, $K_n > 10$)；(2) 过渡态 (transition regime, $R_e^{-1/2} < K_n < 10$)；(3) 滑动流态 (slip-flow regime, $10^{-2} R_e^{-1/2} < K_n < R_e^{-1/2}$)；(4) 连续流态 (continuous-flow regime, $K_n < 10^{-2} R_e^{-1/2}$)。这样的划界有些人认为，也有人以 $K_n = 10$ 、 10^{-1} 、 10^{-3} 划界，因此使流星体与大气相互作用的处理变为复杂。一般说，流星体的尺度和速度越大，就在越大的高度进入下一气流态。亮度 5mag 的光学流星体，自由分子态下界高度为 120km；而 0mag 的在此高度已处于过渡态，在 85km 经过滑动流态；质量 1000g 的流星体在 100km 已进入滑动流态，到 65km 进入连续流态。尤其是形成强激波之后，流星体与大气相互作用发生很大变化，不仅有分子碰撞的热转移，还有激波压缩层的强辐射作用。

流星体的减速和质量损失取决于参数 Γ 、 A 、 σ 、 K ，它们实际上不是常数，而与气流态有关，要靠理论研究或观测资料分析来确定它们的数值及其对其他参数 (m_∞ 、 v_∞ 、 Z 、流星体密度 δ) 的依赖关系或沿轨迹的变化^[3,7]。

拖曳系数 Γ 由直接碰撞分子、反射分子、蒸发分子的动量转移决定, 情况相当复杂, 一般说, Γ 值随 K_n 减小而减小, 在自由分子态 $\Gamma = 1$, 连续流态 $\Gamma = 0.5$ 。对于任何气流态, Γ 与 K_n 有关系,

$$\Gamma = \Gamma_0(\Gamma_\infty - \Gamma_0)\Phi(x), \quad \Phi(x) = \frac{1}{2} \left(\operatorname{erf} \frac{x}{\sqrt{2}} + 1 \right), \quad x = \frac{\lg K_n + a}{b} \quad (13)$$

erf 为概率函数; 对于多数物体, $a = 6.88 \pm 0.26$, $b = 0.77$; Γ_0 和 Γ_∞ 分别为 $K_n = 0$ 和 ∞ 的 Γ 值, 它们又与物体形状有关(球形 $\Gamma_0 = 0.46$ 和 $\Gamma_\infty = 1.1$; 开角 25° 锥形, $\Gamma_0 = 0.18$ 和 $\Gamma_\infty = 1.03$)。烧蚀中的流星体形状是改变的(常变为扁锥形), 因而形状因子 $A = Sm^{-2/3}\delta^{2/3}$ 和形状密度因子 $K = \Gamma Sm^{-2/3} = \Gamma A\delta^{-2/3}$ 很难确定, 常作简化处理。

热转移系数 Λ 问题也很复杂。自由分子态 $\Lambda = 1$, 滑动流态 Λ 减小到百分之几。连续流态, 由于激波形成后出现新的热转移机制, Λ 又增大。火流星轨迹的大部分 $\Lambda = 0.1$, 在流星物理中更常用烧蚀系数 σ , 并从流星观测资料的理论分析求出 σ 值。Cepplecha 统计质量 $2 \times 10^{-3} - 2 \times 10^7 \text{g}$ 流星体的观测研究结果, 按流星体的成分和结构(以及空间轨道特征)分为 5 类(表 1)^[4]。质量 $10^2 - 10^7 \text{g}$ 流星体的 σ 测定值更好, 若考虑碎裂, A 和 B 类的 σ 值则比表 1 的 σ 值小些。当然, 每类中的个别流星体 σ 值都有一定范围。

表 1 流星体的分类

类	$\delta(\text{g} \cdot \text{cm}^{-2})$	$\sigma(\text{s}^2 \cdot \text{km}^{-2})$	流星体的物质性质(母体)
小行星质的	3.7	0.017	普通球粒陨石(小行星)
A	2.0	0.041	碳质球粒陨石(小行星、彗星)
B	1.0	0.08	密的彗星物质(彗星内部, Phaeton 小行星)
C	0.75	0.10	正规彗星物质(周期彗星)
D	0.27	0.21	软的彗星物质(Giacobini-Zenner 型彗星)

很多流星的光度(随高度或时间)变化曲线与单体理论有显著差别。流星体碎裂问题很重要, 但是十分复杂和困难。Bronshten 按碎裂机制分为 6 型(表 2)^[3], 各型碎裂取决于流星体的大小、结构及速度, 实际上常是几型碎裂同时发生, 有时某一、二型为主。各型碎裂方式只是宏观现象, 其机制需从微观物理来了解, 目前还缺乏完善理论。流星体碎裂会影响其轨迹长度、光度变化及其他参数。目前仅对某些碎裂过程有初步的理论研究。

表 2 星体的碎裂型

型	碎裂方式	流星体大小(cm)	碎块大小(cm)	机制
E	breaking(破裂)	$10^2 - 1$	$10 - 10^{-1}$	沿结构边界的机械破坏
C	crumbing(破碎) (1)one-time(一次性) (2)gradual(逐渐的)	$10 - 10^{-1}$	$1 - 10^{-2}$	脆性破碎为小块和结构颗粒
H	husking(脱屑)	$10 - 10^{-1}$	$\sim 10^{-2}$	准连续地从表面脱掉微粒
S	spraying(喷溅)	$10^2 - 10^{-1}$	$10^{-2} - 10^{-3}$	熔层小滴脱掉, 固结为小球
P	pulverization(粉碎)	$10^{-1} - 10^{-3}$	$10^{-2} - 10^{-4}$	熔滴破碎
P_w	powdering(粉末)	$10^{-1} - 10^{-4}$	$10^{-4} - 10^{-5}$	破碎为亚微米粉末

Grigoryan 作了大流星无烧蚀情况的破裂动力学问题研究^[8]。Bronshten 得到包括烧蚀的破裂高度方程^[3],

$$A \exp\left(-\frac{h_*}{H}\right) = B - \frac{h_*}{H} \quad (14)$$

$$A = \frac{\sigma\sigma_*}{6\rho_0}, \quad B = \frac{\sigma v_\infty^2}{6} + \ln \left[\frac{2KH\rho_0}{m^{1/3} \cos Z} \right] \quad (14a)$$

式中, σ_* 为流星体屈服强度。当气流动压 $p_s = \rho v^2$ 大于 σ_x 时, 流星体破裂。

Chyba 等人提出 Tunguska 事件的空暴 (airburst) 理论模型^[9]。他们从包括重力加速度项 ($g \cos Z/m$) 的减速方程和质量损失方程出发, 对截面 S 和热转移系数 Λ 为变数来计算数值解。 $h \geq 30\text{km}$, 取 $\Lambda = 0.1$; $h < 30\text{km}$, 质量损失率由激波热电离温度 ($T = 2500\text{--}3000\text{K}$) 的热辐射限定, 烧蚀率 $Q \frac{dm}{dt} \approx S\sigma_a T^4$ (σ_a 为辐射常数), 因而取

$$Q \frac{dm}{dt} = -S \min(\Lambda \rho v^3, \sigma_a T^4) \quad (15)$$

他们也考虑了轨迹的角变化。他们假定流星体为半径 r 、轴长 b (沿飞行方向) 的圆柱体, 其前端受气流动压 $p_s = \Gamma \rho v^2$, 而向尾端动压减少到很小 ($b/C < H/v \cos Z$ 时, 流星体内部轴压应力近于流体静力平衡), 侧向动压也远小于 p_s 。流星体进入低层大气, p_s 增大, $p_s \geq 2\sigma_*$ 时破坏从其前端开始向后发展, 因而流星体变形, 假定圆柱总体变扁, 由侧向力平衡得出:

$$r \frac{d^2 r}{dt^2} = \Gamma \rho v^2 \delta^{-1} \quad (16)$$

而 $S = \pi r^2$, 他们用有限差法 (finite-difference scheme) 求上述方程组的数值解, 结果表明: 对于不同类型的流星体 (σ_* 值不同)、在同样 Z 值下, 彗星型、碳质陨石型、石质型、陨铁型的空暴高度依次减小。

在 Hills 和 Goda 的大流星体碎裂模型^[10]中, 取 $p_s = \rho v^2 > \sigma_*$ 开始碎裂, 由碎块云侧向膨胀功等于膨胀动能而导出膨胀速度 v_d ,

$$v_d = \left[\frac{7}{2} \alpha \left(\frac{\rho}{\delta} \right) \right]^{1/2} v \quad (\alpha \approx 1) \quad (17)$$

从而算出碎块云半径 r_d 随高度或 (时间) 变化, 进而 $S = \pi r_d^2$, 当 $r_d \geq 2R_0$ (R_0 为流星体原来半径) 时, 个别碎块发育自己的弓形激波。当 $r_d \geq 2R_f$ (R_f 是最大碎块半径) 时, 则对各碎块作单体计算。大流星体在大气中可能发生几次碎裂及轨迹终止时空暴。他们对不同类型流星体取不同 σ_* 值及同样的烧蚀系数 $\sigma = 1 \times 10^{-12} \text{cgs}$ (未考虑各类型的差别), 作了一系列数值计算并以曲线给出结果。

4 流星的光谱和光度

流星体与大气相互作用的能量损失可分为两部分:

$$\frac{dE}{dt} = \frac{d}{dt} \left(\frac{mv^2}{2} \right) = mv \frac{dv}{dt} + \frac{v^2}{2} \frac{dm}{dt} \quad (18)$$

或改为单位长轨迹 ($dl = v dt$) 上消耗于空气和蒸汽的能量:

$$\frac{dE}{dl} = m \frac{dv}{dt} + \frac{v}{2} \frac{dm}{dt} \quad (19)$$

元素 x 发光系数 τ_x 按激发原子数 N_x 的加权平均,

$$\tau = \frac{\sum N_x \tau_x}{\sum N_x} \quad (20)$$

但是, 一方面是流星体蒸汽的化学成分还不很了解, 另一方面 τ_x 也难得出, 一般常由流星光度观测资料或人造流星资料来确定发光系数 τ 。

流星的光度 (I) 方程为:

$$I = -\tau \frac{v^2}{2} \frac{dm}{dt} \quad (21)$$

在经典理论中, 从 (1)—(4)、(21) 近似地导出“标准光度曲线”:

$$I/I_m \equiv I/I_{\max} = \frac{9}{4} \frac{\rho}{\rho_{\max}} \left(1 - \frac{\rho}{\rho_{\max}}\right)^2 \quad (22)$$

下标的 max 表示光度极大处的值,

$$\rho_m = m_m^{1/3} \delta^{-2/3} \cos Z / SH \Gamma A (1 + \Lambda v^2 / 15 \Gamma Q) \quad (23)$$

$$m_m = 4HI_m / 3\tau v^3 \cos Z = \frac{8}{27} m_\infty \quad (24)$$

我们导出更严格的公式为,

$$I = m_\infty \tau \sigma v^5 \cos Z \exp(\sigma v^2 / 3) [E_i(\sigma v_\infty^2 / 6) - E_i(\sigma v^2 / 6)] / 4H \exp(\sigma v_\infty^2 / 2) \quad (25)$$

发光系数 τ 一般为 $2 \times 10^{-2} - 3 \times 10^{-4}$ 。实际上, τ 也不是常数, 它与流星体蒸汽的成分 (发光原子和离子)、速度、谱线自吸收、偏离热平衡、激波、碎裂等有关。Babadzhanov 等人的流星体准连续碎裂理论中, 流星光度 I 表述为大气密度 ρ 的函数^[12]

$$I(\rho) = 9\tau m_\infty^3 v_\infty \cos Z [F_1(\rho)\theta(a-\rho) + R_1^3 F_2(\rho)\theta(\rho-a)\theta(b-\rho) + F_3(\rho)\theta(\rho-b)\theta(\rho_e-\rho)] / (2HR_0^3 R_1^3) \quad (26)$$

$$F_1(\rho) = \rho \{ (\rho_e - \rho)^2 [R_1^3 - (a - \rho)^3] / 3 - (\rho_e - \rho) [R_1^4 - (a - \rho)^4] / 2 + [R_1^5 - (a - \rho)^5] / 5 \} \quad (27)$$

$$F_2(\rho) = \rho [(\rho_e - \rho)^2 / 3 - R_1(\rho_e - \rho) / 2 + R_1^2 / 5] \quad (28)$$

$$F_3(\rho) = \rho(\rho_e - \rho)^5 \quad (29)$$

$$a = \rho_e - R_0, \quad b = \rho_e - R_1 \quad (30)$$

ρ_e 是流星终止高度的大气密度,

$$\rho_e = 2\rho_m + 0.75R_1 + \sqrt{\rho_m - 0.0375R_1^2} \quad (31)$$

ρ_m 是光度极大高度的大气密度, a 、 b 分别为碎裂开始时和终止时的大气密度, R_0 和 R_1 为准连续碎裂参数 (其表达式略去); $\theta(x)$ 为 Heavyside 函数, 即, $x < 0$ 时 $\theta(x) = 1$, $x \geq 0$

时 $\Theta(x) = 0$ 。当 $R_1 \rightarrow 0$, (26) 式与一般流星光度公式一致。在 Dushanbe 天体物理研究所的 360 个照相流星中, 109 个不同种类的流星光度曲线可很好地用此理论, 并求出流星体密度。

Novikov 等人的流星体脱屑 (husking) 碎裂理论导出光度曲线公式^[13],

$$I/(\rho) = -\frac{3\tau v^2 \gamma_1}{2T \rho_B} \rho \Theta(\rho_E - \rho) \int_{(\rho - \rho_B/\gamma_1) \Theta(\rho - \rho_a)}^{\rho} \frac{dm}{d\rho'} \left[1 - \gamma_1 \frac{\rho - \rho'}{\rho_B} \right]^2 \Theta(\rho_e - \rho') d\rho' \quad (32)$$

$$\gamma_1 = A' A' H v^2 \rho_B / b(Q - Q_f)(m_\infty \delta^2)^{1/2} \cos Z \quad (33)$$

$$\rho_a = \rho_B + \rho_B/\gamma_1, \quad \rho_E = \rho_e + \rho_B/\gamma_1, \quad T = H/v \cos Z \quad (34)$$

ρ_B 和 ρ_e 为脱屑开始和终止高度的大气密度, A' 和 A' 为碎块的热转移系数和形状因子。又取 $\rho = \rho_B \exp(t/T)$,

$$m(\rho) = m_\infty \left[1 - \frac{\gamma}{\Lambda_B \rho_B} \int_{\rho_B}^{\rho} \Lambda(\rho') d\rho' \right]^3 \quad (35)$$

$$\gamma = \Lambda_B A H v^2 \rho_B / 6 Q_f (m_\infty \delta)^{1/3} \cos Z \quad (36)$$

Q_f 为流星碎裂的比能, Λ_B 为脱屑终止高度的热转移系数, $\Lambda(\rho)$ 有形式,

$$\Lambda(\rho) = \Lambda_{\min} \text{ch}(\alpha \rho - \beta) \quad (37)$$

这一理论对两种光度曲线 (有终止闪光的、平缓的) 都能解释。解逆问题, 则可由观测的光度曲线求出 $\Lambda(\rho)$ 。

5 Shoemaker-Levy 9 彗星撞击木星

近年来, 流星物理学扩展到研究流星体、小行星、彗星与其他行星大气的相互作用^[14-16], 尤其是 Shoemaker-Levy 9 彗星 (简记 SL9) 撞击木星问题。Sekanina 用流星物理方法, 即由减速方程、烧蚀方程及木星大气模型计算了 SL9 分裂的碎块在木星大气中的耗能 (随时间变化) 曲线, 并预报可观测现象^[15]。他取彗星“软”物质密度 $\delta = 0.2 \text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$ 和烧蚀系数 $\sigma = 0.20 \text{s}^2 \cdot \text{km}^{-2}$, 对刚性球和圆柱两种情况的不同碎块质量及其进入大气条件, 计算出轨迹终止高度 (气压)、峰值动压和耗能曲线。例如, 10^{16}g 的碎块, 其轨迹的木心距 0.52 木星半径, 可穿入到气压约 1bar 的深度, 气流动压 (约 10^3bar) 为其物质强度 (10^{-2}bar) 的 10^5 倍, 能量在约 1s 内大量释放, 因而发生终止空暴, 其激波包层向上空膨胀, 尘云散射太阳光而可能从地球上观测到。我们小组用流星物理方法, 取更合理的参数 (δ 、 σ 、 τ 等), 算出 10^{15}g 的碎块在气压约 2bar 的深度以上烧蚀尽, 发光系数 τ 值应小于 Sekanina 值 ($\tau = 0.1$), 且撞击于木星背向地球一侧, 因而地球上的可见光观测效应小。

Zahnle 和 MacLow 用流星物理学变截面 (饼状模型)、忽略烧蚀 (分析模型) 和包括烧蚀 (半分析模型) 计算了 SL9 不同大小碎块的空暴高度曲线^[16], 例如, 直径 1km 的碎块, 若其 $\delta = 1 \text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$, 则空暴发生在 H_2O 云层 (气压 5bar) 以下; 若 $\delta = 0.2 \text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$ 则空暴发生在 NH_4SH 云层 (气压约 2bar), MacLow 和 Zahnle 又用天体物理流码 (hydrocode) ZEUS 作了 $\delta = 1 \text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$ 、直径 1km 彗星碎块进入木星大气的二维、柱对称破坏与减速模型数值

计算^[17]，结果与饼状(分析)模型类似，动能释放峰约在气压 10bar 高度，90% 以上动能在 1 个大气标高的短时间释放(空暴)，但能量释放随高度变化曲线的细节较分析模型多，Kelvin-Helmholtz 和 Rayleigh-Taylor 不稳定性造成碎裂，导致截面剧增，从而突然地爆炸性释放动能。Yabe 等人用 Eulerian 码的数值计算得出，3km 碎块的几乎全部能量释放在气压 10bar 高度以上^[18]。Boslough 等人用 CTH 多物质 Eulerian 激波物理码作了 SL9 碎块无辐射转移的运行、变形和破裂模拟^[19]，得出直径 1, 2, 3km 碎块平均穿到气压 1bar 下面约 180, 240, 280km。

Ahrens 等人用平滑粒子流体动力学 (SPH) Lagrangian 方法作了 SL9 碎块撞击木星的三维数值模型^[20]。取冰 ($\delta = 1.0\text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$) 的 Tillotson 状态方程，假定碎块的流变 (rheology) 用粘滞流体作近似，Kelvin-Helmholtz 和 Rayleigh-Taylor 不稳定性造成碎裂，计算得出，直径 2km 碎块的能量释放于气压约 10—100bar 的高度。Wingate 等人也用 SPH 模型，得到很平滑的能量释放，SL9 碎块穿入木星大气气压几十 bar 高度^[21]。

上述数值模拟计算 (ZEUS、CTH、SPH) 代表流星物理研究的新发展趋势，可以得到流星体在行星大气中陨落过程的细节，包括空暴后形成上升的羽状物 (plume) 等。但是，流星体(及彗星)与大气相互作用却是极其复杂的，这些计算往往作了某些简化假设，例如，MacLow 和 Zahnle 的 ZEUS 计算，忽略了由热传导或辐射加热的烧蚀及彗星的物质强度(按他们的讨论，这些过程对计算结果影响不大)等，所得结果与观测结果仍有很大差别。另一方面，虽然由减速方程和烧蚀方程所作的分析模型和半分析模型得出的结果缺少细节，但在取合理参数下仍可得到较符合观测的结果。两种理论方法各有特色，都有深入发展的前景。如 Chapman 所述^[22]，对 SL9 碎块撞击木星这样无先例事件，没有一个撞击前的模型完全正确，一些观测资料表明，SL9 碎块没有穿入木星大气很深层(可能仅到 NH_4SH 云层，而未到 H_2O 云层)。SL9 撞击木星的观测资料很丰富，很难汇总，一些显著现象(闪光、羽状物、持久的暗斑等)为发展流星物理研究提供了宝贵资料。

参 考 文 献

- [1] Hughes D W. In: Stohl J, Williams I P eds. Meteoroids and their parent bodies, Proc. of international astronomical symposium, Smolenice, 1992, Bratislava: Astronomical Institute of the Slovak Academy of Sciences, 1993: 15
- [2] 胡中为. 天文学进展, 1985, 3: 105
- [3] Bronshten V A. Physics of meteoric phenomena. Dordrecht: Reidel, 1983
- [4] Ceplecha Z. In: Benest D, Froeschle C eds. Interrelations between physics and dynamics for minor bodies in the solar system, Gouteles, 1991, Gif-Sur-Yvette Celex: Editions Frontiers, 1992: 309
- [5] Ceplecha Z, Spurny P, Borovicka J et al. Astron. Astrophys., 1993, 279: 627
- [6] Revelle D O. In: Stohl J, Williams I P eds. Meteoroids and their parent bodies, Proc. of international astronomical symposium, Smolenice, 1992, Bratislava: Astronomical Institute of the Slovak Academy of Sciences, 1993: 343
- [7] Novikov G G. Solar System Research, 1993, 27: 102
- [8] Grigoryan S S. Cosmic Research, 1979, 17: 724
- [9] Chyba C F, Thomas P J, Zahnle K L. Nature, 1993, 361: 40
- [10] Hills J K, Goda M P. A. J., 1993, 105: 1114
- [11] Borovicka J. Astron. Astrophys., 1993, 279: 627

- [12] Babadzhanov P B. In: Stohl J, Williams I P eds. Meteoroids and their parent bodies, Proc. of international astronomical symposium, Smolenice, 1992, Bratislava: Astronomical Institute of the Slovak Academy of sciences, 1993: 295
- [13] Novikov G G, Pecina P, Konovalova N A *et al.* In: Stohl J, Williams I P eds. Meteoroids and their parent bodies, Proc. of international astronomical symposium, Smolenice, 1992, Bratislava: Astronomical Institute of the Slovak Academy of Sciences, 1993: 323
- [14] Zahnle K. J. *Geophys. Res.*, 1992, 97: 10243
- [15] Sekanina Z. *Science*, 1993, 262: 382
- [16] Zahnle K, MacLow M M. *Icarus*, 1994, 108: 1
- [17] MacLow M M, Zahnle K. *Ap. J.*, 1994, 434: L33
- [18] Yabe T, Xiao F, Zhang D *et al.* *J. Geomag. Geoelectr.*, 1994, 46: 657
- [19] Boslough M B, Crawford D A, Robinson A C *et al.* *Geophys. Res. Lett.*, 1994, 21: 1555
- [20] Ahrens T J, Takata T, O Keefe J D *et al.* *Geophys. Res. Lett.*, 1994, 21: 1087
- [21] Wingate C A, Hoffman N M, Stellingwerf R F. *Bull. Amer. Astron. Soc.*, 1994, 26: 879
- [22] Chapman C R. *Nature*, 1994, 370: 345

(责任编辑 刘金铭)

Some Progress in Meteor Physics

Hu Zhongwei

(*Department of Astronomy, Nanjing University, Nanjing 210093*)

Abstract

Studies of the processes and phenomena in the interaction of meteoroids with planetary atmosphere are reviewed in this paper, mainly about relevant parameters, fragmentation, spectra and luminosities as well as the problem of the impact of comet Shoemaker-Levy 9 on Jupiter.

Key words meteoroids—comets—asteroids—planets and satellites: Jupiter