

# 等离子体中的消融激波及其时间发展

余 玮 冯贤平 徐至展 罗振飞

(中国科学院上海光学精密机械研究所, 上海 201800)

**摘 要** 本文研究了等离子体消融所造成的激波, 找出了位于激波波前及消融波前的各流体动力学参量间的相互依赖关系, 对消融激波的生成与时间发展过程进行了描述.

**关键词** 等离子体消融, 激波.

消融激波 (Ablative shock 又称烧蚀激波) 是惯性约束聚变研究的重要内容之一. 在间接驱动方案中, 激光或离子束首先在空腔靶内被吸收并转换为高温辐射, 然后使置于腔内热地

(“thermal bath”) 中的聚变和消融压缩、实现内爆.

为探索这一过程通常先考虑一维模型, 即 “thermal bath” 对占据  $x > 0$  的半空间的 “冷” 物体的作用: 首先, 一个超声速热波由  $t = 0$  开始沿  $x$  轴方向传播, 其速度随被加热物质的增多而递减、直至接近声速; 此后, 便出现图 1 所示的消融激波, 被加热物质 (等离子体) 沿负  $x$  方向向真空膨胀, 其反向动量则推动激波向前<sup>[1~3]</sup>. 典型的消融激波包含一个激波波前 (shock front, 用脚标  $b$  代表) 和一个消融波前 (ablative front, 用脚标  $a$  代表), 这两个波前将等离子体分成三个区域, 未扰动区 ( $x > x_b$ , 用脚标  $o$  代表); 那儿的等离子体密度  $\rho_0$ 、温度  $T_0$  及压强  $p_0$  均匀且恒定, 等离子体流动速度  $u_0 = 0$ ; 平台区 ( $x_a < x < x_b$ , 用脚标  $1$  代表), 等离子体密度  $\rho_1$  均匀; 以及膨胀区 ( $x < x_a$ , 用脚标  $2$  代表).

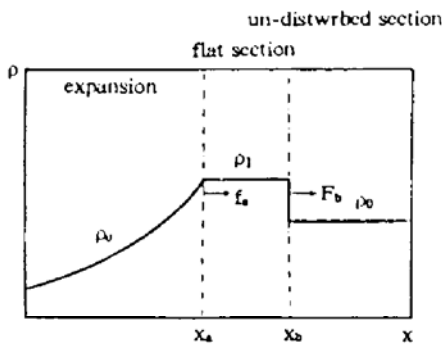


Fig. 1 Diagram of ablation shock wave

该课题涉及热波, 稀疏波与压缩激波, 因而具有相当难度. 近期的工作侧重于高温热辐射作用下的等离子体消融. 假定消融面的等离子体温度为零、密度为无穷大<sup>[1,2]</sup>或通过消融面的能流为零<sup>[3]</sup>, 将消融面以下的膨胀区单独分离出来, 寻求其自洽的温度-密度分布, 本文则侧重于等离子体消融所造成的激波, 致力于寻求描述该过程各流体动力学参量间的依赖关系, 研究消融激波生成与发展的全过程.

激波波前两侧各流体动力学参量间的联系早已被确定<sup>[4]</sup>

$$\rho_1(u_{1b} - f_b) = -\rho_0 f_b, \quad p_{1b} - p_0 = \rho_0 f_b u_{1b}, \quad f_b \rho_0 (\varepsilon_{1b} - \varepsilon_0 + u_{1b}^2/2) = p_{1b} u_{1b} \quad (1)$$

式中  $f_b = dx_b/dt$  为激波波前的传播速度,  $\varepsilon$  为等离子体内能. 由于平台区等离子体密度  $\rho_1$  及其时间导数  $\dot{\rho}_1$  与空间坐标  $x$  无关, 由平台区质量守恒可知

$$\dot{\rho}_1/\rho_1 = -\partial u/\partial x = (u_a - u_1)/(x - x_a) \quad (2)$$

式中  $u_a$  为消融面上的等离子体流动速度. 若不计辐射光压, 则在消融激波生成与发展的过程中, 无外部质量及动量输入. 由守恒定律可知, 消融波前以下膨胀区等离子体的总质量及总动量分别等于

$$\int_{-\infty}^{x_a} \rho_2 dx = \rho_1(x_a - x_b) + \rho_0 x_b, \quad \int_{-\infty}^{x_a} \rho_2 u_2 dx = (1/2)\rho_1(x_a - x_b)(u_a + u_b) \quad (3)$$

高温热辐射作用下的膨胀区等离子体温度、密度及流动速度的分布是个很复杂的问题<sup>[1~3]</sup>. 作为初级近似, 可假设在消融面以下等离子体向真空等温膨胀、等离子体温度与“thermal bath”相同, 这样做不仅与真实情况相近, 而且对需要阐明的物理机制并无影响. 等温膨胀的等离子体流动速度及密度分别为<sup>[4]</sup>

$$u_2 = x/t - s_2, \quad \rho_2 = \rho_2(0)\exp(x/s_2 t) \quad (4)$$

式中  $s_2 = \sqrt{T_2/m_i}$  为膨胀区离子声速,  $T_2$  及  $m_i$  分别为等离子体温度及离子质量,  $\rho_2(0)$  为  $x = 0$  处的等离子体密度. 在消融面上  $x = x_a$ ,  $\rho_1 = \rho_2$ ,  $\dot{\rho}_1 = \dot{\rho}_2$ ,  $u_1 = u_2$ , 由(2), (4) 式可知

$$\dot{\rho}_1/\rho_1 = (u_a + s_2)(f_a - s_2 - u_a)/s_2 x_a \quad (5)$$

式中  $f_a = dx_a/dt$  为消融波前的传播速度.

引入归一化单位,  $N = \rho/\rho_0$ ,  $U = u/s_0$ ,  $F = f/s_0$ ,  $P = p/p_0$ ,  $\zeta = x/s_0 t$ , (其中  $s_0 = \sqrt{T_0/m_i}$ , 为未扰动区离子声速, 并利用热力学定律  $p/\rho = s^2$ ,  $\varepsilon = p/\rho(\gamma - 1)$  导出

$$\begin{aligned} U_{1b} &= 2(F_b^2 - \gamma)/F_b(\gamma + 1), & N_1 &= (\gamma + 1)F_b^2/(2\gamma - F_b^2 + \gamma E_b^2), \\ P_{1b} &= 1 + 2(F_b^2 - \gamma)/(\gamma + 1), & S_2 - \zeta_a &= \zeta_b(1 - N_1)/N_1, \\ 2S_2 - \zeta_a &= (U_a + U_b)(\zeta_b - \zeta_a)/2S_2, & F_a &= \zeta_a + S_2(U_a - U_b)/(\zeta_b - \zeta_a) \end{aligned} \quad (6)$$

通过求解这一完整的方程组, 可确定位于激波波前及消融波前各流体动力学参量间的相互依赖关系. 例如图 2 画出了描写这两个波前的位置及传播速度的参量  $3a$ ,  $3b$ ,  $F_a$  及  $F_b$  对于  $N_1$  的依赖关系. 此外, 作为平台状消融激波的生成条件要求  $N_1 > 1$ ,  $\zeta_b > \zeta_a$ , 由(6) 式还可确定某些参量的取值范围, 例如,  $1 \leq N_1 \leq 2$ ,  $0 \leq U_{1b} \leq \sqrt{r/(3-r)}$ ,  $\sqrt{r} \leq F_b \leq 2\sqrt{r/(3-r)}$ ,  $1 \leq P_{1b} \leq (3-r+2r^2)/(3-r)$ , 最后讨论消融激波的时间发展. 将(6) 式中  $N_1$  表达式时间求导后再以(2) 式代入, 得到

$$t\dot{F}_b/F_b = (U_a - U_b)(2 - F_b^2 + \gamma F_b^2)/4(\zeta_b - \zeta_a) \quad (7)$$

设  $t = 0$  时, “thermal bath” 与“冷” 物体接触, 超声速热波开始形成;  $t = \tau$  时, 该热波的传递速度下降至声速、消融激波开始形成. 方程(7) 的初始条件可定为  $t = \tau$  时  $F_b = \sqrt{r}$  ( $N_1 = 1$ ,  $U_1 = 0$ ), 方程的解为

$$t/\tau = \exp\left\{\int_{\sqrt{r}}^{F_b} [4(\zeta_b - \zeta_a)/(U_a - U_b)(2 - F_b^2 + \gamma F_b^2)] dF_b\right\} \quad (8)$$

由于各流体动力学参量间的依赖关系已经确定, 不难从计算(8) 式的积分中求出  $F_b$  及其他参量的时间发展, 进而对消融激波的时间演化进行描述. 图 3 画出了  $T_2/T_0 = 10$  时, 消融激波在不同时刻的密度轮廓: 由  $t/\tau = 1$  开始, 消融激波从密度均匀的背景等离子体发展成形, 其低矮的

平台状结构具有很宽的顶部；在以后的时刻里，平台区等离子体密度逐渐上升，平台区宽度逐渐缩短，直到平台区密度达到其峰值( $N_1 = 2$ )，消融波前与激波波前重合，此时的波结构与瞬时冲量 (instantaneous impulsive load) 所造成的冲击波很相似。

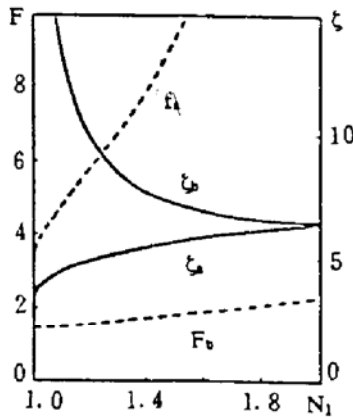


Fig. 2 Dependence of  $\zeta_a$ ,  $\zeta_b$ ,  $F_a$  and  $F_b$  on  $N_1$   
( $T_2/T_0 = 10$ ,  $\gamma = 5/3$ )

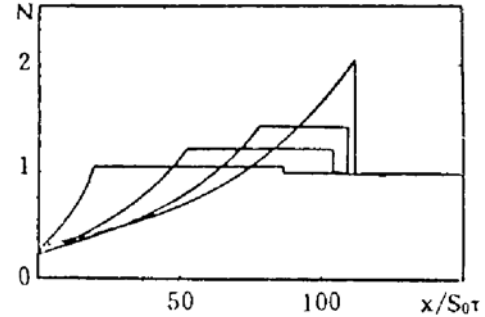


Fig. 3 Density outline of ablation shock wave  
at different time

应当指出，本文提出的方法具有普遍意义，它并不限于等离子体等温膨胀的情况。对于消融面以下任何一种温度、密度及流动速度的分布，只要求出膨胀区的总质量、总动量以及消融面上的等离子体密度及其时间导数，代入(6)式即可求出各流体动力学参量间的依赖关系及消融激波的时间演变。对于其他物理过程，例如直接区动方案中激光生成等离子体的消融与激波生成，也可用类似方法处理。

### 参 考 文 献

- [1] P. Pakula, R. Sigel, Self-similar expansion of dense matter due to heat transfer by nonlinear conduction. *Phys. Fluids*, 1985, 28(1): 232~243
- [2] N. Kaiser, J. Meyer-ter-Vehn, R. Sigel, The X-ray-driven heating wave. *Phys. Fluids (B)*, 1989, 1(8): 1747~1752
- [3] T. Endo, H. Shiraga, Y. Kato, Quasistationary model for determination of ablation parameters in soft-X-ray-driven low-to medium-Z plasma ablation, *Phys. Rev. (A)*, 1990, 42(2): 918~928
- [4] Ya. B. Zel'dovich, Yu. P. Raizer, *Physics of shock waves and high temperature hydrodynamic phenomena*. Academic Press., New York, 1966

## Plasma Ablative Shock Wave and Its Time Evolution

Yu Wei Feng Xianping Xu Zhizhan Luo Zhengfei

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Science, Shanghai 201800)

(Received 12 March 1993)

**Abstract** The shock wave generation by plasma ablation is studied in this paper. The interdependent relations between various hydrodynamic parameters at the shock front and ablative front are determined, the generation and temporal evolution of ablative shock are discussed in details.

**Key words** plasma ablation, shock wave