

强冲击波出金属自由面后 喷溅粒子速度计算

章冠人 邹永庆

(1985年5月18日收到)

本文用流体力学方法证明自由表面的喷溅现象，是冲击波在自由表面卸载的结果。文中推导出计算喷溅速度的公式，并且寻到 Pb 材料的卸载度-压力曲线和 Al 材料的卸载度等于 0.41。理论结果和国内外实验结果基本符合。

一、引言

强冲击波出金属表面后，引起金属表面的喷溅现象，已有许多实验进行了研究⁽¹⁾⁽²⁾。喷溅的物质有电子流，粒子流和粒子微团等。其最大速度一般比自由表面速度要大。对这种现象一般都用表面粗糙不平产生微射流来解释⁽¹⁾。但很多实验结果，如 Pb 的实验结果，其最大喷溅速度和自由面速度之比大致保持常数为 1.5，而与表面粗糙度关系甚微。这就很难用微射流理论来解释清楚。本文的目的是试图用流体力学的方法来说明，也就是认为喷溅现象完全是自由面卸载的结果。自由面在卸载时，存在一个密度分布，对不同的密度分布，其速度是不同的。下面我们用流体力学的方法来证明，再和实验结果进行比较，最后进行一些讨论。

二、流体力学运动方程式及其解

强冲击波出金属自由面以后的物理过程，实际上就是受压缩介质向真空的流体力学膨胀过程，它可以用相似解来进行计算。类似的工作如文献〔3〕、〔4〕，但它们都是用以计算激光或等离子体向真空的膨胀过程。本文是应用类似的方法来解决受压缩金属向真空膨胀的过程。物理模型如下：设有一半无限平面空间以 $x = 0$ 与真空为界如图 1 所示。当 $t = 0$ 时，一个右行冲击波刚达到 $x = 0$ 处，此时左半空间的介质均处于压力为 P_1 ，粒子速度为 u_1 的均匀状态，求以后时间 ($t > 0$) 其自

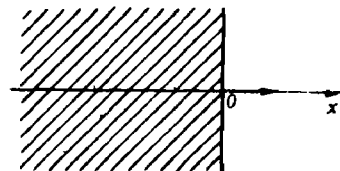


图 1

由面的膨胀过程。

自由面膨胀过程所遵守的方程式仍为通常的流体动力学三个守恒方程式

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho \frac{\partial u}{\partial x} + u \frac{\partial \rho}{\partial x} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} = 0 \quad (2)$$

$$\frac{\partial e}{\partial t} + u \frac{\partial e}{\partial x} + \frac{P}{\rho} \frac{\partial u}{\partial x} = 0 \quad (3)$$

式中 ρ , u , P , e 分别是密度, 粒子速度, 压力和能量密度, x 和 t 代表座标和时间。此外, 还应加上一个状态方程式。因为膨胀是绝热的, 可以用等熵状态方程

$$P = \frac{\rho_0 C_0^2}{n} \left[\left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^n - 1 \right] \quad (4)$$

式中 ρ_0 为介质原始密度, C_0 为零压声速, n 为等熵指数。

当冲击波出自由表面后, 立即有一个稀疏波进入介质, 设稀疏波波头的位置为 x_0 (图 2 虚线所指) 边界和初始条件为

$$\begin{aligned} u(x < x_0, t > 0) &= u_1 \\ e(x < x_0, t > 0) &= e_1 \\ \rho(x < x_0, t > 0) &= \rho_1 \\ P(x = \infty, t > 0) &= 0 \end{aligned} \quad (5)$$

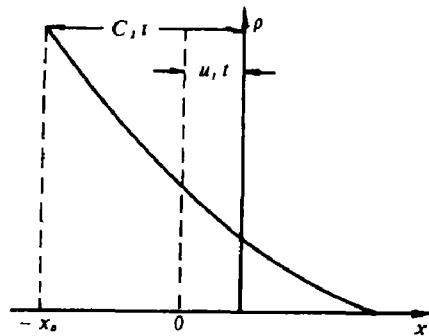


图 2

压力可以由状态方程推得。由于运动是自型的⁽⁵⁾, 可以把物理量无量纲化, 令

$$E = \frac{e}{e_1}, \quad V = \frac{u}{C_1}, \quad R = \frac{\rho}{\rho_1}, \quad \xi = \frac{x}{C_1 t} \quad (6)$$

上面出现的 e_1 , C_1 , ρ_1 为图 1 中介质压缩状态的内能密度, 声速和密度。应用 (6) 式代入 (1), (2), (3) 并利用 (4) 式可得下列两式

$$(V - \xi) \frac{\partial R}{\partial \xi} + R \frac{\partial V}{\partial \xi} = 0 \quad (7)$$

$$\text{和} \quad (V - \xi) \frac{\partial V}{\partial \xi} + \left(\frac{C_0}{C_1} \right)^2 \left(\frac{\rho_1 R}{\rho_0} \right)^{n-1} \frac{\partial \ln R}{\partial \xi} = 0 \quad (8)$$

解 (7), (8) 两式, 得到

$$\left[\left(\frac{C_0}{C_1} \right)^2 \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{n-1} - (V - \xi)^2 \right] \frac{\partial \ln R}{\partial \xi} = 0$$

有意义的解应为

$$\frac{\rho}{\rho_0} = \frac{\rho_1 R}{\rho_0} = \left[\frac{C_1}{C_0} (V - \xi) \right]^{2/(n-1)} \quad (9)$$

将(9)式对 R 微分再代回(7)式, 有

$$(dV/d\xi) = 2/(n+1)$$

积分并应用初始条件

$$\text{当} \quad \xi = \frac{x}{C_1 t} = \frac{u_1 - C_1}{C_1}, \quad V = \frac{u_1}{C_1}$$

$$\text{故} \quad V = \frac{2}{n+1}(\xi + 1) + \frac{n-1}{n+1} \frac{u_1}{C_1} \quad (10)$$

将(10)式代入(9)式, 得到

$$\frac{\rho}{\rho_0} = \left[\frac{C_1}{C_0} \left(\frac{2}{n+1} + \frac{n-1}{n+1} \frac{u_1}{C_1} - \frac{n-1}{n+1} \xi \right) \right]^{2/(n-1)} \quad (11)$$

$$\text{于是} \quad u = \frac{2}{n+1} \left(\frac{x}{t} + C_1 \right) + \frac{n-1}{n+1} u_1 \quad (12)$$

$$\text{和} \quad \frac{\rho}{\rho_0} = \left[\frac{1}{C_0} \left(\frac{2C_1}{n+1} + \frac{n-1}{n+1} u_1 - \frac{n-1}{n+1} \frac{x}{t} \right) \right]^{2/(n-1)} \quad (13)$$

从(13)式, 我们可以看到膨胀区域满足下面的不等式

$$\frac{1}{C_0} \left(\frac{2C_1}{n+1} + \frac{n-1}{n+1} u_1 - \frac{n-1}{n+1} \frac{x}{t} \right) > 0$$

$$\text{即} \quad \frac{x}{t} < u_1 + \frac{2C_1}{n-1} \quad (14)$$

由(12)式和(13)式消去 x/t 后, 我们得到喷溅速度为

$$u_{\text{喷}} = u_1 + \frac{2}{n-1} \left[C_1 - C_0 \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{(n-1)/2} \right] \quad (15)$$

实际上, 如用特征线法, 只要直接写出也可得到相同的结果。式中 C_1 由(4)式和冲击波关系式联立, 求得

$$C_1 = C_0 \left[\frac{C_0 + \lambda u_1}{C_0 + (\lambda - 1) u_1} \right]^{(n-1)/2} \quad (16)$$

这里, $u_1 \approx (1/2) u_f$, u_f 是介质的自由表面的初始飞行速度; C_0 和 λ 是满足冲击波速度与粒子速度之间的线性关系式 $D = C_0 + \lambda u$ 。从(15)式我们可以看到, 冲击波到达物质的自由表面时, 以后卸载在自由面出现喷溅现象, 其喷溅速度与卸载度 ρ/ρ_0 , 冲击波强度 C_1 , 材料特性 C_0 和 λ 及自由面速度 u_f 有关。

当卸载度 $\rho/\rho_0 = 0$ 时, 也就是说平面膨胀区域的最前沿处。实际上, 永远不会出现 $\rho/\rho_0 = 0$ 的情况, 因为当 ρ 小到一定程度时, 物质将发生断裂, 在断裂产生的新自由面上物质将保持有限的密度。所以喷溅速度必对应于一个 ρ/ρ_0 。理论上当 $\rho/\rho_0 = 0$ 时, 喷溅速度达极限值

$$u_{\text{喷}}^{\text{max}} = u_1 + 2/(n-1) C_1 \quad (17)$$

三、理论和实验比较

1. Pb 材料

我们采用公式(15), 利用文献〔1〕的实验结果, 求得卸载度—压力曲线, 见图 3。然

后由图3的卸载度—压力曲线来计算文献〔2〕中的最大喷溅速度,结果列于表1。在表1和表2中速度单位是毫米/微秒,压力单位是万巴, Δ 是相对误差 $= |u(\text{实})_{\text{max}} - u(\text{理})_{\text{max}}| / u(\text{实})_{\text{max}}$ 。铅的 $C_0 = 2.028$ 毫米/微秒, $\lambda = 1.517$, $n = 5.068$ 。

表1 铅的理论值和实验值

实验号	实 验 值			ρ/ρ_0	理 论 值		
	P (万巴)	u_f (毫米/微秒)	u_{max} (毫米/微秒)		u_{max} (毫米/微秒)	相对误差 Δ	u_{max} (毫米/微秒)
10-8	56	2.59	3.83	0	3.48	9%	3.48
9-4	20	1.21	1.89	0.4	2.04	7%	2.19
9-8	20	1.24	2.03	0.4	2.07	2%	2.23
10-26	13	0.859	1.415	0.61	1.47	5%	1.85
10-28	13	0.795	1.37	0.61	1.42	3.6%	1.79

从表1中可以看到除压力较大处外,理论值和实验值基本符合。在压力较大时,实验喷溅最大速度大于极限速度,关于这一点我们在后面将作解释。

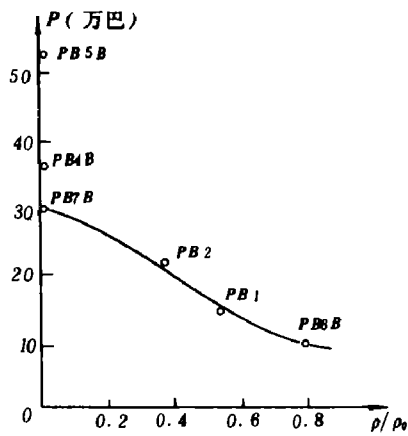


图3 pb的压力—卸载度曲线,图上标号是文献〔1〕中的实验号

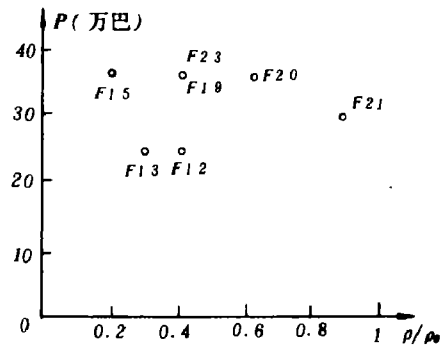


图4 铝的压力—卸载度关系,图上标号是文献〔1〕中的实验号

2. Al 材料

根据实验结果分析,我们发现由于表面加工不一样,铝材料的实验数据,压力和卸载度关系,数据比较分散,但在压力范围13万巴到36万巴内,其卸载度分布在0.2-0.9范围内,但较集中在0.41附近如图4所示。我们采用卸载度等于0.41的值来计算文献〔1〕〔2〕中的实验,结果列于表2。这里 $C_0 = 5.23$ 毫米/微秒, $\lambda = 1.385$, $n = 4.538$ 。

从表2,我们可以看到,除文献〔1〕中的实验号为F19和F21两个数据外,绝大部分的理论值和实验值基本是符合的。

表 2 铝的理论值和实验值

实验号	文献	实 验 值			理 论 值		
		P (万巴)	u_f (毫米/微秒)	u_{max} (毫米/微秒)	u_{max} (毫米/微秒)	Δ	$u_{max}^{理论}$ (毫米/微秒)
F 12	1	24.1	2.56	4.9	4.89	0.2%	5.50
F 19	1	35.8	3.53	4.1	5.84	42%	6.45
F 20	1	36.2	3.55	5.2	5.85	12%	6.46
F 21	1	29.2	3.00	3.5	5.32	52%	5.94
F 13	1	24.6	2.61	5.2	4.95	4%	5.55
F 23	1	35.8	3.49	5.8	5.80	0	6.42
F 25	1	36.0	3.53	6.4	5.75	10%	6.36
7-5	2	32.0	3.14	5.78	5.40	7%	6.02
7-9	2	32.0	3.66	6.47	5.97	7%	6.59
8-28	2	32.0	3.00	5.32	5.32	0	5.94
8-14	2	32.0	3.34	6.62	5.66	14%	6.27
7-23	2	32.0	3.61	5.22	5.92	13%	6.54
8-10	2	32.0	3.75	6.10	6.06	0.1%	6.60
10-22	2	13.0	1.55	3.49	3.89	11%	4.50

四、结果和讨论

对于铅材料, 在压力9.5万巴到56万巴的范围内, 我们找到卸载度—压力曲线, 利用这条曲线来计算铝的喷溅速度, 除压力较大时外, 和实验数据基本符合。

对于铝材料, 在压力为13万巴到36万巴的范围内, 我们找到它的卸载度等于0.41, 如用它来计算铝的喷溅速度与实验值相比较, 基本上也是符合的, 其最大相对误差为14%。而对于实验号F19和F21, 它们的实验结果则与理论值相差较大, 其原因无法推断, 但文献(2)中的结果就没有这种现象出现。

在表1和表2中, 我们还给出了喷溅速度的极限值。在压力大时或材料表面经过特殊处理时, 实验测得的喷溅速度可能比 $u_{max}^{理论}$ 为大。我们的解释是这样, 此时喷溅出来的粒子可能并不是真正材料的粒子, 而可能是易于蒸发的较轻材料的夹杂物。例如, 在文献(1)中实验号为F_{2,2}和F_{2,2B}, 就出现这种现象, 这是因为实验号F_{2,2}和F_{2,2B}中分别注入氦气是 10^{16} 氦离子/厘米²和 10^{17} 氦离子/厘米², 当冲击波到达自由表面卸载时, 我们认为首先喷溅的是氦气, 所以测量得到的可能是氦气粒子, 因而喷溅速度超过了理论的 $u_{max}^{理论}$ 值。

参 考 文 献

- [1] Asay, J.R., *SAND* 76-0542 (1976).
- [2] 庄以柯、曾鉴荣、朱博海, 冲击载荷下铅和铝自由面的物质喷射, 第二届全国高压学术讨论会 (日程及缩编文集), 中国物理学会 (1983), 59.
- [3] Archie V. Farnsworth, Jr, et al., *Phys. Fluids*, **22** (5) (1979), 859.
- [4] Patrick Mora and Pellat, R., *Phys. Fluids*, **22** (12) (1979), 2300.

**THEORETICAL CALCULATION OF MATERIAL
EJECTION VELOCITY FROM STRONG
SHOCK LOADED FREE SURFACE**

Zhang Guaren Zou Yunqing

Abstract

In this paper, a new theoretical interpretation of the mechanism of material ejection from strong shock loaded free surface is proposed. The authors consider that the material ejection is the result of shock unloading at the free surface. With a hydrodynamical model, the formular of calculating the ejection velocity is derived. By means of an experimental determined degree of unloading (ρ/ρ_0) against pressure curve in Pb and a degree of unloading equals to 0.41 in Al, the calculated velocities and the experimental results both abroad and at home are in good accord.