文章编号：1000-5773(2004)02-0149-08

SPH 方法对金属表面微射流的数值模拟*

王 裴，秦承森，张树道，刘 超

（北京应用物理与计算数学研究所，北京 100088）

摘要：光滑粒子流体动力学(Smoothed Particle Hydrodynamics)方法是一种无网格的拉氏计算方法，具有计算格式简单、易于计算大变形问题等优势。用二维 SPH 程序模拟了冲击加载下金属铝表面的沟槽状缺陷产生微射流的过程，得到了喷射物的总质量、最大速度和质量-速度曲线。还计算了相同深度、不同夹角的沟槽微射流，并与实验结果进行了比较。结果表明：计算得到的喷射物总质量和最大速度与实验结果符合较好，SPH 方法对于估算金属表面的微射流提供了一种有效的数值模拟手段。

关键词：微射流；SPH；沟槽缺陷；喷射量；质量-速度曲线

中图分类号：O347.5 **文献标识码**：A

1 引 言

当冲击波从材料自由表面反射时，会有部分物质微粒以高于自由面运动速度向外喷射，这一现象称为微喷射。微喷射现象是 Walsh 等人[1]于 1953 年发现。对铝和铅等材料的微喷射实验[2~4]表明：在冲击波作用下，材料表面几何缺陷形成的微射流、表面熔化或局部熔化、表面掺杂等因素都可能使材料表面发生微喷射现象。微喷射理论研究工作的相关文献较少，主要是针对沟槽微射流的研究。韩长生[5]给出了单沟槽微射流喷射量的半经验解析公式。陈军等[6]用分子动力学方法模拟了单沟槽微射流模型，研究了沟槽型缺陷微喷射的机理，给出微喷射体粒子数目和速度与沟槽夹角的定性规律，但没有给出喷射量。

光滑粒子流体动力学(Smoothed Particle Hydrodynamics)方法是一种无网格的拉氏计算方法，计算空间导数时不需要使用网格，适于计算大变形问题。并且 SPH 的计算公式简单，易于编程。SPH 方法是 Lucy[7]于 1977 年首先提出的，作为求解流体动力学问题的一种 Monte-Carlo 的方法；1982 年 Monaghan[8,9]等人提出了适用于 SPH 方法的插值核理论，并引入人工粘性项，从而能模拟流场中的激波强间断现象；1990 年，L. D. Libersky[10]等将材料强度效应引入 SPH 方法，从而使 SPH 方法可以解决弹塑性流体力学问题。

我们用二维 SPH 程序模拟了冲击加载下，金属铝表面的沟槽状缺陷产生微射流的过程，得到了喷射物的总质量、最大速度和喷射物质量-速度曲线，并与 Asay 实验结果进行了比较。

2 SPH 计算公式

SPH 的基本思想是插值。在 SPH 方法中，物质被离散为一系列“粒子”，各种宏观物理量(密度、压力速度、内能等)被定义在粒子中心。若粒子 i 的空间位置为 $\boldsymbol{r}_i$，则物理量 f_i 可以通过其周围粒子插值得到

* **收稿日期**：2003-08-12；**修回日期**：2003-11-25

基金项目：中国工程物理研究院科学技术基金面上资助课题(20030106)

作者简介：王 裴(1968—)，男，博士. E-mail：wangpei@iapcm.ac.cn

$$f_i=\sum_{j=1}^{N}\frac{m_j}{\rho_j}f_jW_{ij} \tag{1}$$

式中：j 为粒子 i 周围的插值粒子，W_{ij} 称为“核函数”，是粒子之间距离 r_{ij} 和粒子核半径 h_i 的函数。

$$W_{ij}=W_{ij}(r_{ij},h_i) \tag{2}$$

通常取核函数为三次样条函数，二维 SPH 程序的核函数形式为

$$W_{ij}=\frac{10}{7\pi}\cdot\frac{1}{h_{ij}^2}\begin{cases}(1-1.5s^2+0.75s^3) & s\leqslant 1\\ 0.25(2-s)^3 & 1<s\leqslant 2\\ 0 & \text{Else}\end{cases} \tag{3}$$

式中：$s=|\boldsymbol{r}_{ij}|/h_{ij}$，$h_{ij}=(h_i+h_j)/2$。核半径 h_i 反映了粒子插值区域的大小。

粒子 i 的物理量 f_i 的空间导数 f'_i 可以写成

$$f'_i=\sum_{j=1}^{N}\frac{m_j}{\rho_j}f_jW'_{ij} \tag{4}$$

(4)式表示，可以用 $\boldsymbol{r}_i$ 附近相邻的一些离散粒子 $j(j=1,N)$ 的物理量来求出 $\boldsymbol{r}_i$ 处的物理量 f_i 的空间导数，这样拉氏流体力学偏微分方程组就变得容易求解，这就是 SPH 方法实质性优点所在。

对于微分形式的流体力学方程组

$$\begin{cases}\dfrac{\mathrm{d}\rho}{\mathrm{d}t}=-\rho\dfrac{\partial U^\alpha}{\partial x^\alpha}\\ \dfrac{\mathrm{d}U^\alpha}{\mathrm{d}t}=\dfrac{1}{\rho}\dfrac{\partial\sigma^{\alpha\beta}}{\partial x^\beta}\\ \dfrac{\mathrm{d}e}{\mathrm{d}t}=\dfrac{1}{\rho}\sigma^{\alpha\beta}\dot{\varepsilon}^{\alpha\beta}\end{cases} \tag{5}$$

利用插值公式(1)和(4)可以将流体力学方程组转化为 SPH 计算方程。利用变换

$$-\rho\frac{\partial U^\alpha}{\partial x^\alpha}=-\left[\frac{\partial(\rho U^\alpha)}{\partial x^\alpha}-U^\alpha\frac{\partial\rho}{\partial x^\alpha}\right] \tag{6}$$

得到连续性方程的 SPH 计算公式为

$$\frac{\mathrm{d}\rho_i}{\mathrm{d}t}=-\left[\frac{\partial(\rho_iU_i^\alpha)}{\partial x^\alpha}-U_i^\alpha\frac{\partial\rho_i}{\partial x^\alpha}\right]=-\left[\sum_j\frac{m_j}{\rho_j}(\rho_jU_j^\alpha)W_{ij,\alpha}-U_i^\alpha\sum_j\frac{m_j}{\rho_j}(\rho_j)W_{ij,\alpha}\right]=$$
$$\sum_j m_j(U_i^\alpha-U_j^\alpha)W_{ij,\alpha} \tag{7}$$

为了处理激波间断，采用 Monghan 提出的如下形式的人工粘性

$$Q_{ij}=\begin{cases}\dfrac{-\alpha\bar{c}_{ij}\mu_{ij}+\beta\mu_{ij}^2}{\bar{\rho}_{ij}} & (\boldsymbol{U}_i-\boldsymbol{U}_j)(\boldsymbol{r}_i-\boldsymbol{r}_j)<0\\ 0 & \text{Else}\end{cases} \tag{8}$$

式中：$\bar{c}_{ij}=(c_i+c_j)/2$；$\mu_{ij}=[h_{ij}(\boldsymbol{U}_i-\boldsymbol{U}_j)(\boldsymbol{r}_i-\boldsymbol{r}_j)]/(|\boldsymbol{r}_i-\boldsymbol{r}_j|^2+\varepsilon h_{ij}^2)$；$h_{ij}=(h_i+h_j)/2$；$\alpha$、$\beta$、$\varepsilon$ 为常数。一般取 $\alpha\approx 1$，$\beta\approx 1$，$\varepsilon=0.01$，c_i 代表粒子 i 的声速。

加入人工粘性后的运动方程 SPH 计算公式为

$$\frac{\mathrm{d}U_i^\alpha}{\mathrm{d}t}=\sum_j m_j\left(\frac{\boldsymbol{\sigma}_i^{\alpha\beta}}{\rho_i^2}+\frac{\boldsymbol{\sigma}_j^{\alpha\beta}}{\rho_j^2}+\boldsymbol{\delta}^{\alpha\beta}Q_{ij}\right)W_{ij,\beta} \tag{9}$$

(9)式中，应力张量 $\boldsymbol{\sigma}^{\alpha\beta}=-p\boldsymbol{\delta}^{\alpha\beta}+\boldsymbol{S}^{\alpha\beta}$，$p$ 为静水压力，$\boldsymbol{S}^{\alpha\beta}$ 为偏应力张量。

偏应力张量和应变率关系为

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\boldsymbol{S}^{\alpha\beta}=2G\left(\dot{\boldsymbol{\varepsilon}}^{\alpha\beta}-\frac{1}{3}\boldsymbol{\delta}^{\alpha\beta}\dot{\boldsymbol{\varepsilon}}^{\gamma\gamma}\right)+\boldsymbol{S}^{\alpha\gamma}\boldsymbol{R}_i^{\beta\gamma}+\boldsymbol{S}^{\gamma\beta}\boldsymbol{R}^{\alpha\gamma} \tag{10}$$

式中：G 为剪切模量，$\dot{\boldsymbol{\varepsilon}}^{\alpha\beta}$ 为应变率张量，$\boldsymbol{R}^{\alpha\beta}$ 为旋转张量。

$$\dot{\varepsilon}_i^{\alpha\beta}=\frac{1}{2}\left(\frac{\partial U_i^\alpha}{\partial x_i^\beta}+\frac{\partial U_i^\beta}{\partial x_i^\alpha}\right)=\frac{1}{2\rho_i}\sum_j m_j\left[(U_j^\alpha-U_i^\alpha)W_{ij,\beta}+(U_j^\beta-U_i^\beta)W_{ij,\alpha}\right] \tag{11}$$

$$R_i^{\alpha\beta}=\frac{1}{2}\left(\frac{\partial U_i^{\alpha}}{\partial x_i^{\beta}}-\frac{\partial U_i^{\beta}}{\partial x_i^{\alpha}}\right)=\frac{1}{2\rho_i}\sum_j m_j\left[(U_j^{\alpha}-U_i^{\alpha})W_{ij,\beta}-(U_j^{\beta}-U_i^{\beta})W_{ij,\alpha}\right] \tag{12}$$

能量方程的 SPH 计算公式为

$$\frac{\mathrm{d}e_i}{\mathrm{d}t}=\sum_j m_j(U_j^{\alpha}-U_i^{\alpha})\left(\frac{\sigma_i^{\alpha\beta}}{\rho_i^2}+\frac{1}{2}\delta^{\alpha\beta}Q_{ij}\right)W_{ij,\beta} \tag{13}$$

3　本构关系和状态方程

本计算中,材料的本构关系采用 Steinberg-Guinan 本构模型[11]。Steinberg-Guinan 模型是一个非线性的本构关系,材料应力强度 Y 与它所处的力学状态有关,是 p、ρ 和 T 及应变 ε 的函数。它反映了材料属性、加载和卸载过程的影响。

在 Steinberg-Guinan 模型中,在材料熔化之前,剪切模量的表达式为

$$G=G_0\left[1+bp\left(\frac{\rho_0}{\rho}\right)^{1/3}-h(T-300)\right] \tag{14}$$

屈服强度 Y 的表达式为

$$Y=Y_0(1+\beta\varepsilon^{\mathrm{p}})^n\left[1+bp\left(\frac{\rho_0}{\rho}\right)^{1/3}-h(T-300)\right] \tag{15}$$

上述方程受下面的条件限制:

(1) $Y_0(1+\beta\varepsilon^{\mathrm{p}})^n\leqslant Y_{\max}$,如果 $Y_0(1+\beta\varepsilon^{\mathrm{p}})^n>Y_{\max}$,则 $Y_0(1+\beta\varepsilon^{\mathrm{p}})^n=Y_{\max}$

(2) $T>T_{\mathrm{m}}$ 时,$Y=G=0$;T_{m} 是熔化温度。

这里,Y_0、$Y_{\max}$、β、n、G_0、b、h 和 ρ_0 为给定材料常数,ε^{p} 为等效塑性应变。

状态方程采用如下形式

$$p=k_1x+k_2x^2+k_3x^3+\gamma_0E \tag{16}$$

式中:$x=1-\rho_0/\rho$,当 $x<0$ 时,$k_2=0$;E 为单位初始体积内能;k_1、k_2、k_3、γ_0 为给定参数。

4　沟槽微射流的计算

4.1　微射流的形成过程

模拟了飞片加载情况下,二维平面金属铝试件表面沟槽状缺陷产生微射流的过程。计算模型如图 1:长度为 l_1 的铝试件 A 自由表面具有沟槽状缺陷,沟槽半角为 θ,深度为 h。长度为 l_2 的铝飞片 B 以速度 v 撞击试件 A,在试件 A 中产生向上传播的冲击波,同时飞片 B 中产生向下传播的冲击波。为了避免在试件 A 中发生层裂,飞片 B 要比试件 A 长。试件和飞片的宽度为 l_3。为了和 Asay 实验结果相比较,计算中取 $h=50\ \mu\mathrm{m}$,$\theta=45°$,$l_1=100\ \mu\mathrm{m}$,$l_2=200\ \mu\mathrm{m}$,$l_3=60\ \mu\mathrm{m}$,$v=3\ \mathrm{km/s}$。

在数值计算中,为了减少计算量,只计算半个沟槽。沟槽中心线取对称边界条件,为了模拟多条平行沟槽,模型右边同样取对称边界条件。

对称边界条件的处理方法如图 2 所示。以对称边为对称轴,对边界附近粒子构造“虚粒子”。虚粒子与其对称的真实粒子纵向速度分量相同,水平速度分量相反,其余物理量值相同。对称边界附近真实粒子的物理量进行插值计算时,不仅要考虑插值范围内的真实粒子,还要考虑虚粒子的作用。

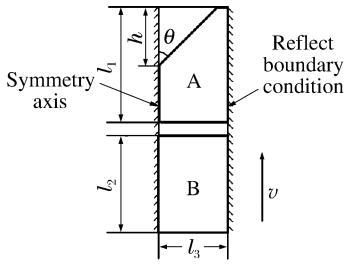


图 1　沟槽微射流计算模型

Fig. 1　Simulation model of microjet from grooved surface

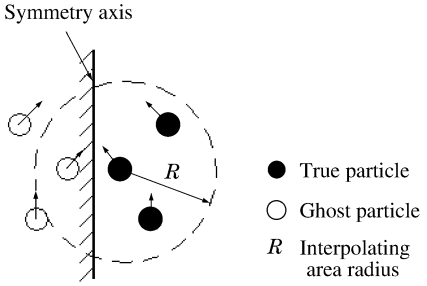


图 2　在对称边界设置“虚粒子”

Fig. 2　“Ghost particle” set at the symmetry boundary

图 3 是飞片撞击试件后，在 $t=0.004$ μs 时刻，试件中的压力等值线图。计算表明，当飞片速度为 3 km/s 时，冲击波压力为 29.7 GPa，波后粒子速度为 1.5 km/s，这与理论解一致。

图 4 是 $t=0.012$ μs 时刻的压力等值线图。在图 4 中，可以将沟槽附近分为 3 个区：Ⅰ区是冲击波到达前的未扰动区；Ⅱ区是冲击压缩后的均匀区；Ⅲ区的波系比较复杂，既有冲击波在斜面反射后产生的稀疏波，又有粒子在沟槽中心线附近碰撞产生的高压区。

图 5 是 $t=0.016$ μs 时刻，沟槽斜面附近的速度矢量图。图中每个粒子上用黑色箭头标示粒子速度方向，箭头长短代表粒子速度大小，箭头越长，粒子速度越大。从图 5 中可以看出，冲击波在缺口斜面卸载后，斜面附近粒子速度方向基本垂直于斜面方向，向沟槽中心运动；在沟槽中心线附近碰撞产生的高压区形成射流。

图 6 是计算到 $t=0.07$ μs 时刻形成的射流图像。

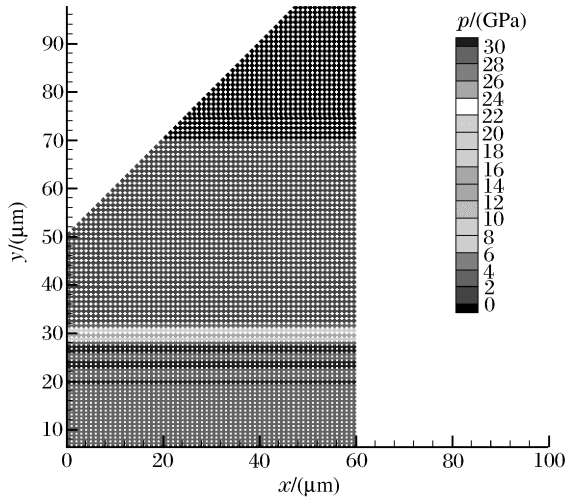


图 3 $t=0.004$ μs 时刻压力等值线图

Fig. 3 Pressure isoline image ($t=0.004$ μs)

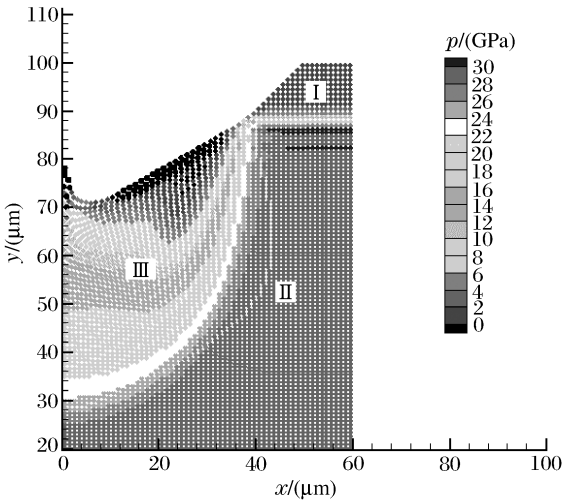


图 4 $t=0.012$ μs 时刻压力等值线图

Fig. 4 Pressure isoline image ($t=0.012$ μs)

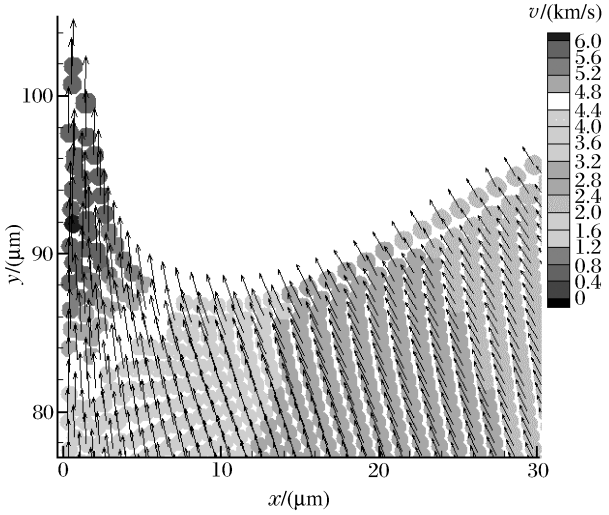


图 5 $t=0.012$ μs 时刻沟槽底部速度矢量图

Fig. 5 Velocity vector at the bottom of the groove ($t=0.012$ μs)

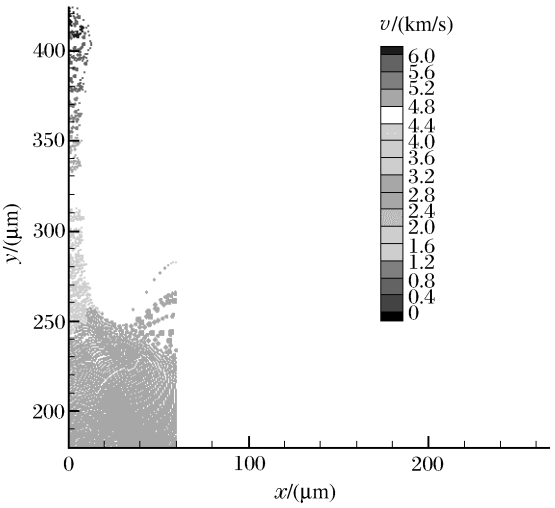


图 6 $t=0.07$ μs 时刻微射流图像

Fig. 6 Micro jetting image ($t=0.07$ μs)

4.2　喷射量的统计

计算了试件 A 表面没有缺陷的模型,以此确定自由面速度。计算得到在 0.06 μs 以后,自由面速度为 3.03 km/s,并保持不变。喷射物总质量的确定具有一定的任意性,这是因为射流尾部的粒子数较多,而速度只比自由面速度略高,困难在于如何判定这些射流尾部的粒子哪些属于喷射出的粒子,在本文的计算中,采用下式判断喷射出的粒子

$$v_j > \delta \cdot v_{fs} \tag{17}$$

式中:v_j 是射流粒子速度,v_{fs}是自由面速度,δ 是比 1 略大的系数。对于 45°沟槽微射流的计算,计算到 t=0.2 μs 时刻,取 δ=1.05 时,得到的喷射量为 2.32 ng;取 δ=1.0 时,得到的喷射量为 5.2 ng。根据 Asay 45°沟槽微射流的实验结果,本文取 δ=1.03,即认为速度大于自由面速度 3%的粒子为喷射出粒子,得到的喷射量为 2.41 ng。在后面的不同角度沟槽微射流计算中,都取 δ=1.03。

图 7 是 t=0.1 μs 时刻的射流图像,图中的红色粒子为 v_j>1.03v_{fs}的粒子,即喷射出的粒子。

图 8 是喷射量随时间变化曲线。从图 8 中可以看出,在 0.01 μs<t<0.04 μs 区间,喷射量增加最快。这段时间,也就是冲击波与沟槽斜面相互作用,碰撞加速形成射流的过程。当 t>0.05 μs 时,喷射量曲线基本保持水平,这说明,冲击波在缺口斜面一次反射过后,喷射就基本完成。

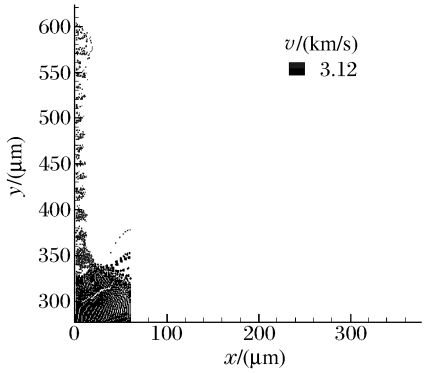


图 7　t=0.1 μs 喷射图像

Fig. 7　Micro jetting from half of a groove (t=0.1 μs)

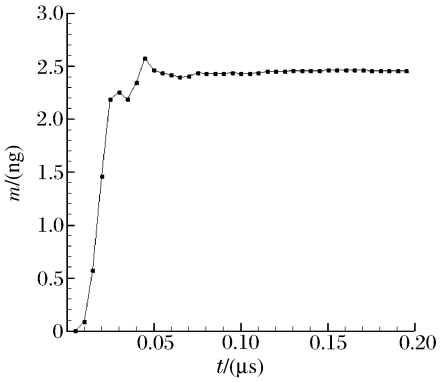


图 8　喷射质量随时间变化曲线

Fig. 8　Jet mass versus time

4.3　喷射物的质量-速度分布

图 9 是计算得到的喷射物的质量速度曲线。图 9 中横坐标为喷射物速度 v_j 与自由面速度 v_{fs}之比,纵坐标为每个速度区间的喷射物质量 Δm。具体的做法是:将 v_j/v_{fs}在 1.0～2.5 之间分为 n 个小区间(图中 n=16),统计每个速度区间的喷射物质量,将各区间点(代表此区间喷射物质量)联接,就得到质量-速度曲线。从图 9 中可以看出:(1) 在射流头部有一块质量集中部分,这与射流理论相符合。(2) 射流头部质量集中部分的平均速度约为 1.9v_{fs}。(3) 在射流尾部,质量增长很快,因此,判断粒子是否喷射出去的截断速度对总喷射量的统计有较大影响。本文的计算是取 δ=1.03,作者认为,将计算得到的质量-速度曲线与实验曲线相比较来确定 δ 值可能更准确。

图 10 是根据图 9 得到的质量分布函数,从图 10 中可以看出:大部分喷射物速度只比自由面速度略大,在 1.0<v_j/v_{fs}<1.3 区间的喷射物质量约占喷射总质量的 55%。

4.4　与 Asay 微喷射实验的比较

Asay 介绍了表面刻有平行沟槽的铝样品微喷射实验[2],图 11 是实验示意图。样品表面刻上平行的沟槽,沟槽深度为 50 μm,间距为 127 μm,沟槽半角 θ 分别为 7.5°、15°、22.5°和 45°;采用飞片撞击加载方式在样品中产生冲击波,冲击波峰值约为 30 GPa。本文计算了半角为 15°、22.5°和 45°的模型,并与 Asay 的实验结果进行了比较。

Asay 定义“喷射系数”R 为喷射物质量与缺陷质量的比值

$$R = m_j/m_0 = m_j/(\rho_0 V_0) \tag{18}$$

式中：m_j 为喷射物质量，m_0 为缺陷质量，ρ_0 为材料初始密度，V_0 为缺陷体积。喷射系数 R 反映了缺陷形成射流的能力，喷射系数越大，射流质量越大。

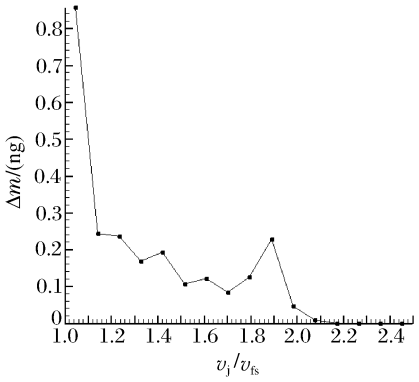


图 9 喷射物的质量-速度曲线

Fig. 9 Mass-velocity distribution for the jet mass

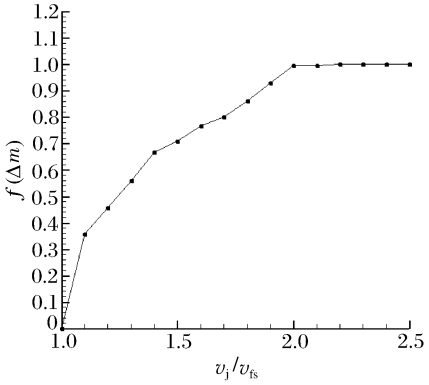


图 10 喷射物的质量分布函数

Fig. 10 Mass distribution function of jet mass

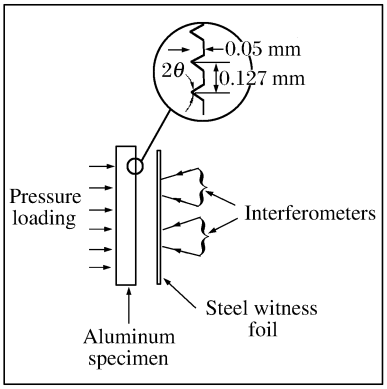


图 11 沟槽微喷射实验示意图

Fig. 11 Experiment of micro jetting from parallel grooves

图 12 是喷射系数随沟槽半角的变化，图中圆点为数值模拟结果，三角形标记为根据 Asay 实验结果计算得到的喷射系数。从图中可以看出：(1) 从定性的角度看，喷射系数随沟槽半角的变化规律与实验一致。(2) 从定量的角度看，在取 $\delta=1.03$ 时，对于不同角度，数值模拟得到的喷射系数与实验值相对误差不超过 30%。δ 值取多少最合适，也许根据喷射物的质量-速度曲线与实验曲线比较来确定更合适一些，以后将会作更深入的研究。

图 13 是喷射物最大速度随沟槽半角的变化，图中圆点为数值模拟结果，三角形标记为 Asay 实验结果，图中虚线代表自由面速度。从图中可以看出，喷射物最大速度的数值模拟结果与实验基本一致，只略为偏大一点。由于在本文的计算中，最大速度是根据射流头部速度最大的一个粒子而确定，而在实验中根据测量仪器的灵敏度，需要具有一定动量的粒子撞击到 Asay 膜上才能感应到，因此数值模拟得到的最大速度应该比实验结果略大。

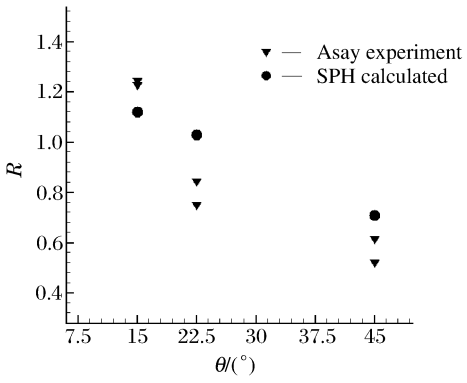


图 12 喷射系数随沟槽半角变化曲线

Fig. 12 Jetting factor versus half of groove angle

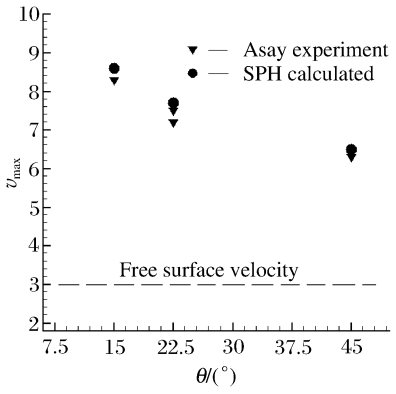


图 13 喷射物最大速度随沟槽半角变化曲线

Fig. 13 Maximum velocity of jet mass versus half of groove angle

5　问题与讨论

用 SPH 方法模拟沟槽微射流,可以定量地给出喷射物的质量-速度曲线、喷射物总质量和最大速度,并且喷射物质量和喷射物最大速度与实验结果符合得较好。这说明,对于模拟表面缺陷形成的微射流这类问题,SPH 方法是一种有效的数值方法。

在 SPH 方法中,对于材料断裂问题的处理,还需要做更深入的研究。SPH 是一种插值算法,粒子通过插值核函数,与一定范围内的邻域粒子相互作用。对于满足断裂条件的粒子,如何处理其与邻域粒子的相互作用? 不同的处理方法,可能导致计算结果有较大差异。目前,我们的程序采用的处理方法是:当粒子的最大拉应力达到断裂强度时,将粒子的应力分量和压力充零,并从此不能承受负压。Libersky[12] 提出,对于满足断裂条件的粒子,可以将其核半径设置为一个小量,使其与周围粒子没有相互作用。Benz[13] 则采用将满足断裂条件的粒子抛弃的处理方法。对这些不同的处理方法,我们还需要做进一步考察。

本文是二维数值模拟结果,计算的是平面应变问题。在程序中,SPH 粒子看成是单位厚度的"圆盘"。在沟槽微射流实验中,沟槽长度(厘米量级)要远大于沟槽深度(微米量级),因此,本文的处理是合理的。

另外,由于 SPH 方法的计算精度比较低,这就需要将计算区域分得很密,粒子数很多,计算耗时很长。因此,对于大规模的计算,SPH 程序必须实现并行化。

References:

[1] Walsh J M, Shreffler R G, Willig F J. Limiting Conditions for Jet Formation in High Velocity Collisions [J]. J Appl Phys, 1953, 24: 349.

[2] Asay J R. Material Ejection from Shock-Loaded Free Surface of Aluminum and Lead [R]. SAND76-0542, 1976.

[3] Asay J R. A Model for Estimating the Effects of Surface Roughness on Mass Ejection from Shocked Materials [R]. SAND78-1256, 1978.

[4] Zeng J R, Zhuang Y H. Mass Ejection from Free Surface of Shock-Loaded Metallic Plates [J]. Chinese Journal of High Pressure Physics, 1987, 1(1): 88－92. (in Chinese)
曾鉴荣,庄以河. 动载荷下金属板表面的微物质喷射 [J]. 高压物理学报, 1987, 1(1): 88－92.

[5] Han C S. A Semi-Empirical Equation for Estimating the Micro-Jet Ejection from Shocked Free-Surface [J]. Chinese Journal of High Pressure Physics, 1989, 3(3): 234－240. (in Chinese)
韩长生. 估算冲击加载下材料自由面微射喷射量的一个半经验解析公式 [J]. 高压物理学报, 1989, 3(3): 234－240.

[6] Chen J, Jing F Q, Zhang J L, et al. Molecular Dynamics Simulation of Micro Particle Ejection from a Shock-Impacted Metal Surface [J]. Acta Physica Sinica, 2002, 51(10): 2386－2391. (in Chinese)
陈　军,经福谦,张景琳,等. 冲击作用下金属表面微喷射的分子动力学模拟 [J]. 物理学报, 2002, 51(10): 2386－2391.

[7] Lucy L B. A Numerical Approach to the Testing of the Fission Hypothesis [J]. Astron J, 1977, 82: 1013－1020.

[8] Monaghan J J. Why Particle Methods Work [J]. SIAM Journal of Scientific and Statistical Computing, 1982, 3(4): 422－433.

[9] Monaghan J J, Gingold R A. Shock Simulation by the Particle Method SPH [J]. J Comput Phys, 1983, 52: 374－389.

[10] Libersky L D, Petschek A G. Smoothed Particle Hydrodynamics with Strength of Materials [J]. Advances in the Free Lagrange Method, Lecture Notes in Physics, 1990, 395: 248－257.

[11] Hu X M. Research on Constitutive Model and Spallation of Material under Shock Load [R]. GF-A, ZW-J-2002004, 2002. (in Chinese)
胡晓棉. 冲击加载下材料本构及断裂研究 [R]. GF-A, ZW-J-2002004, 2002.

[12] Libersky L D, Randles P W, Carney T C. Recent Improvements in SPH Modeling of Hypervelocity Impact [J]. Int J Impact Engg, 1997, 20: 525－532.

[13] Benz W, Asphaug E. Simulation of Brittle Solids Using Smooth Particle Hydrodynamics [J]. Computer Physics Communications, 1995, 87: 253－265.

Simulated Microjet from Free Surface of Aluminum Using Smoothed Particle Hydrodynamics

WANG Pei, QIN Cheng-Sen, ZHANG Shu-Dao, LIU Chao

(*Institute of Applied Physics and Computational Mathematics, Beijing* 100088, *China*)

Abstract: Smoothed Particle Hydrodynamics (SPH) is a meshless Lagrangian hydrodynamic computational technique, and the form of SPH equations is simple. An obvious advantage of SPH is that it is meshless, thus large deformation calculations can be easily done with no connectivity complications. In this paper, the dynamic process of microjet from shocked aluminum with grooved surface is simulated with two-dimension SPH code. Jet mass, tip velocity and jet mass mass-velocity were obtained. Numerical results of microjet from grooves with the same depth and different angle are also presented, and compared with experimental ones. It is shown that SPH technique is an effective means for simulating microjet from metal free surface under shock loading.

Key words: microjet; SPH; groove; jet mass; mass-velocity distribution

《高压物理学报》征稿简则

《高压物理学报》是我国高压物理领域唯一的专业性学术刊物，在国内外公开发行。《高压物理学报》力求及时报道高压物理学科基础理论和应用研究方面具有创新性、高水平、有重要意义的研究成果，读者对象为国内外科技工作者。《高压物理学报》征稿内容为动态及静态高压技术，人工合成新材料，高温高压下材料的力学、光、电、磁等特性以及物质微观结构的研究，动态及静态高压研究中的测试技术，高温高压下的相变，高温高压物态方程等。《高压物理学报》接受中、英文稿件。

来稿应论点明确、数据可靠、逻辑严密、文字简练、图表清晰。每篇论文的篇幅应在6000～12000字以内，论文格式请参考近期出版的《高压物理学报》。请使用中华人民共和国法定计量单位。第一作者应确保全体作者同意文章署名，并提供所有联系方式，简要介绍工作背景和论文意义。来稿应一式3份。稿件中所有图题、图注、表题、表注均为中、英文对照，图、表中的文字一律用英文。

自1987年创刊以来，《高压物理学报》取得了较大的成就。2001年，《高压物理学报》被科技部和国家新闻出版总署评为“中国期刊方阵”双效期刊。国际主要检索系统“EI Compendex”和“CA”一直收录《高压物理学报》文章。由北京高校图书馆期刊工作研究会和北京大学图书馆编著的《中文核心期刊要目总览》连续四版把《高压物理学报》列为物理学类核心期刊(北京大学出版社，1992年、1996年、2000年、2004年)。据中国科学引文数据库公布的“2000年影响因子最高的中国科技期刊300名排行榜”显示，《高压物理学报》影响因子为0.3627，全国排名第94名，列物理类期刊第3名。

《高压物理学报》一贯秉承服务科学、服务读者、服务作者的办刊理念，慎重对待每一篇来稿，尊重作者劳动。优秀稿件享有快速发表通道，重大创新性成果可在3个月甚至更短时间内刊出。为缩短邮寄时间，编辑部建议作者使用电子邮件投稿。

重点注意事项

▲ 中英文摘要　作为文章精华部分，中、英文摘要一定要仔细斟酌，特别是英文摘要，其质量直接决定文章能否被EI Compendex收录。《高压物理学报》要求文章的中文摘要在200～400个字之间，英文摘要不少于120个单词；摘要内容千万不要泛泛而谈，应有具体内容。为促进论文的国际交流，英文摘要必须：(1) 拥有与论文同等量的主要信息，应重点包括4个要素：即研究目的、方法、结果、结论等，结果、结论是最重要的；应要素齐全，繁简得当。(2) 以提供论文梗概为目的，不得评论、解释论文内容。(3) 英文摘要中尽量避免特殊字符(希腊字符、上下标)及特殊字符组成的数学表达式，且第1句不要与英文题名重复。

▲ 参考文献　科技论文必须引用参考文献，《高压物理学报》要求作者应充分著录参考文献，并尽量引用近期期刊文章。中文参考文献必须附英译文，著录项目齐全。

▲ 版权与稿酬　《高压物理学报》已加入《中国学术期刊(光盘版)》和万方数字化科技期刊群。凡经本刊录用的稿件，作者便自动将光盘版和网络版出版权转让给《高压物理学报》编辑部，编辑部不再另行通知。来稿一经发表，即付稿酬(包括光盘版和网络版稿酬)。

来稿请寄：四川绵阳919信箱110分箱《高压物理学报》编辑部，邮政编码：621900

电子邮件：gaoya@caep.ac.cn；gywl@chinajournal.net.cn (投稿、征订、咨询)

电　　话：(0816)2490042；传真：(0816)2282695

《高压物理学报》编辑部启