文章编号:1000-5773(2013)06-0877-07

聚能粒子流温升的理论计算*

刘迎彬[1,2],沈兆武[2],刘天生[1],胡晓艳[2]

(1.中北大学化工与环境学院,山西太原 030051;
2.中国科技大学近代力学系,安徽合肥 230027)

摘要:在确定多孔材料状态方程的基础上,从多孔药型罩材料在与爆轰波相互作用中受到冲击波加载及随后卸载引起的温升、多孔药型罩在压合时的塑性变形引起的温升以及聚能粒子流伸展过程中的塑性变形引起的温升等3个方面,对聚能粒子流温升进行了估算。利用MATLAB软件对多孔铜和密实铜药型罩形成的聚能粒子流和聚能射流的温升进行计算,计算结果表明:由于多孔铜药型罩在与爆轰波相互作用中受冲击波加载及随后卸载引起的温升,使得聚能粒子流的温升明显高于密实铜聚能射流的温升。

关键词:聚能粒子流;温升;聚能装药;多孔材料
中图分类号:TJ55 **文献标识码**:A

1 引 言

为了提高聚能装药的侵彻性能和解决杵堵问题,多孔药型罩越来越受到人们的重视[1-6]。多孔药型罩是由多孔材料制备而成的药型罩,其在爆轰波的作用下形成无数个在药型罩轴线上高速运动的微小粒子,凝聚而不散乱,处于复杂的两相或多相之中的流体,称之为聚能粒子流[7]。

对聚能射流温度的研究有利于人们认识聚能射流材料真实的物理特性,对研究聚能射流在自由运动过程中的稳定性具有重要的意义。但由于目前还没有一种直接准确测量聚能射流温度的方法,所以实际上都采用估算的方法研究这个问题。Pfeffer[8]从爆炸产生的冲击波引起药型罩的温升、药型罩在压垮过程中塑性变形产生的温升和在对称轴上碰撞产生冲击波引起的温升等3个方面理论计算了聚能射流的温升,其计算出的铜射流聚能射流轴线上的温升为618 K,表面上的温升为368 K。Racah[9]对Pfeffer的计算提出了疑问,认为Pfeffer的计算具有许多补偿误差,并从药型罩材料在与爆轰波相互作用中受到冲击波加载及随后的卸载引起的温升、随后药型罩在压合时的塑性变形引起的温升以及聚能粒子流伸展过程中的塑性变形引起的温升来计算聚能射流的温升,其计算结果表明,铜聚能射流的温升为290 K,其中药型罩材料在与爆轰波相互作用中受到冲击波加载及随后的卸载引起的温升为30 K,药型罩在压垮过程中塑性变形产生的温升和在对称轴上碰撞产生冲击波引起的温升各为130 K。

由于多孔材料与密实材料具有不同的冲击压缩性能,多孔药型罩形成的聚能粒子流的温升与密实材料药型罩形成的聚能射流的温升是不同的。为了研究聚能粒子流在自由运动过程中的稳定性,对聚能粒子流的温升进行理论估算是非常重要的。

本研究从多孔药型罩材料在与爆轰波相互作用中受到冲击波加载及随后卸载引起的温升、多孔药型罩在压合时的塑性变形引起的温升以及聚能粒子流伸展过程中的塑性变形引起的温升等3个方面,对聚能粒子流的温升进行估算,通过实例计算聚能粒子流的温升,并与密实材料聚能射流的温升进行比较。

---

* **收稿日期**:2012-02-08;**修回日期**:2012-05-07
基金项目:国家自然科学基金(11072222)
作者简介:刘迎彬(1985—),男,博士研究生,主要从事爆炸力学与安全工程研究. E-mail:liuyb85@mail.ustc.edu.cn

2 多孔材料的状态方程

为了准确估算聚能粒子流的温度分布，首先需要确定多孔药型罩材料的状态方程。McQreen等[10]、Herrmann[11]基于 Mie-Grüneisen 方程对多孔材料的冲击 Hugoniot 曲线进行了计算

$$p = p_{\mathrm{H}} + \frac{\gamma}{V}(e - e_{\mathrm{H}}) \tag{1}$$

式中：p_{H} 和 e_{H} 分别为沿密实固体 Hugoniot 曲线的压力和比内能，二者都是比容的函数。p 和 e 分别为受压缩多孔材料的压力和比内能，V 为材料的体积，γ 为 Grüneisen 系数。

对于密实固体和多孔材料，使用质量、动量和能量三大守恒方程，可得

对于密实固体材料

$$\rho(u_{\mathrm{SH}} - u_{\mathrm{PH}}) = \rho_0 u_{\mathrm{SH}} \tag{2}$$

$$p_{\mathrm{H}} = \rho_0 u_{\mathrm{SH}} u_{\mathrm{PH}} \tag{3}$$

$$e_{\mathrm{H}} = (V_0 - V) p_{\mathrm{H}}/2 \tag{4}$$

$$u_{\mathrm{SH}} = c + s u_{\mathrm{PH}} \tag{5}$$

下标 S 代表密实固体材料参数。

对于多孔材料

$$\rho(u_{\mathrm{S}} - u_{\mathrm{P}}) = \rho_{00} u_{\mathrm{S}} \tag{6}$$

$$p_{\mathrm{PH}} = \rho_{00} u_{\mathrm{S}} u_{\mathrm{P}} \tag{7}$$

$$e_{\mathrm{PH}} = (V_{00} - V) p_{\mathrm{PH}}/2 \tag{8}$$

下标 P 代于多孔材料的材料参数。

把(1)式、(2)式、(4)式、(5)式代入(3)式，得

$$p_{\mathrm{H}} = \frac{c^2 (V_0 - V)}{[V_0 - s(V_0 - V)]^2} \tag{9}$$

由(1)式、(4)式、(6)式和(9)式可得

$$p(\eta) = \frac{\rho_0 c^2 \eta}{(1 - s\eta)^2} \left\{ \frac{2 - \gamma_0 \eta}{2 - \gamma_0 [\alpha (1 - \alpha)^{-1} + \eta]} \right\} \tag{10}$$

$$\frac{\gamma}{V} = \frac{\gamma_0}{V_0}, \eta = 1 - \frac{V}{V_0}, \alpha = 1 - \frac{V_0}{V_{00}} \tag{11}$$

式中：η 为相对压缩性，V_{00} 为多孔材料的初始体积，V_0 实体材料的初始体积，α 为材料孔隙度，c、s 为冲击波速度 u_{S} 和质点速度 u_{P} 之间的经验系数，γ_0 为常态 Grüneisen 系数。

3 聚能粒子流温升的理论计算模型

3.1 冲击波加载与卸载所引起的温升

设在初始时刻 $t=0$ 时，炸药装药起爆并产生爆轰产物，爆轰波沿装药方向传播，在即时时刻 t 时，爆轰波波阵面到达第 i 个药型罩单元，并且与药型罩表面的夹角为 φ_i。在与爆轰波相互作用下，药型罩单元表面上的压力可以利用描述任意角度 φ_i 入射于可压缩介质表面的过压缩爆轰状态爆轰波方程组进行计算[12]

$$p = \begin{cases} p_{\mathrm{CJ}} \left[\left(1 + \dfrac{32}{27} \cos^2 \varphi_i \right)^{1/3} - \dfrac{u}{c_{\mathrm{CJ}}} \right] & \varphi_i \neq \dfrac{\pi}{2} \\ \rho_0 u (a + \lambda u) & \varphi_i = \dfrac{\pi}{2} \end{cases} \tag{12}$$

式中：p_{CJ}、$\rho_{\mathrm{CJ}} = (4/3)\rho_0$、$c_{\mathrm{CJ}} = (3/4)D$ 分别为过压缩爆轰波波阵面上爆轰产物的压力、密度和声速；u 为

相互作用介质界面处的粒子速度。

以下讨论只针对第 i 个多孔药型罩或聚能粒子流的单元,后面公式中的指标 i 实际上表示即时单元,为表述简明起见都予以省略。假定爆轰波作用下沿多孔药型罩剖面材料的加热温度大大高于室温,但不超过 10^4 K。当 $c=c_p=c_V$ 为常数时,多孔药型罩在冲击波经过之后的温度变为

$$T_{\mathrm{K}} = \frac{1}{c}e_{\mathrm{T}}(T,\eta) = \frac{1}{c}[e(\eta) - e_{\mathrm{X}}(\eta)] \tag{13}$$

式中:c_p、c_V 分别为定压和定容条件下药型罩材料的比热容,T_{K} 和 $e(\eta)$分别为雨贡纽线上该材料的温度和比内能,$e_{\mathrm{X}}(\eta)$和 $e_{\mathrm{T}}(T,\eta)$分别为比内能的冷能部分和热能部分。

对于多孔材料,雨贡纽线上的比内能有如下形式

$$e(\eta) = p(\eta)(V_{00} - V)/2 = \frac{p(\eta)V_0}{2}[\alpha(1-\alpha)^{-1} + \eta] \tag{14}$$

将方程(10)中的 $p(\eta)$代入到方程(14),可得

$$e(\eta) = \frac{c^2\eta}{2(1-s\eta)^2}\left\{\frac{2-\gamma_0\eta}{2-\gamma_0[\alpha(1-\alpha)^{-1}+\eta]}\right\}[\alpha(1-\alpha)^{-1}+\eta] \tag{15}$$

对于 $\alpha=0$ 时,方程(15)给出了比内能 $e^{\mathrm{c}}(\eta)$,其与冷能部分 $e_{\mathrm{X}}(\eta)$相重合[12],即

$$e^{\mathrm{c}}(\eta) = e_{\mathrm{X}}(\eta) = \frac{c^2\eta^2}{2(1-s\eta)^2} \tag{16}$$

冲击波到达多孔药型罩材料的自由面后,多孔药型罩材料进行等熵膨胀卸载。等熵卸载线上的压力 $p_{\mathrm{S}}(V)$和内能 $e_{\mathrm{S}}(V)$可以利用 Mie-Grüneisen 状态方程进行计算

$$e_{\mathrm{S}} - e(\eta) = \frac{V_0}{\gamma_0}[p_{\mathrm{S}} - p(\eta)] \tag{17}$$

由热力学关系可知

$$p_{\mathrm{S}}(V) = -\,\mathrm{d}e_{\mathrm{S}}(V)/\mathrm{d}V \tag{18}$$

由(10)式、(17)式、(18)式和 $e(\eta)=p(\eta)(V_{00}-V)/2$ 可以得到微分方程

$$\left[\frac{\mathrm{d}p(\eta)}{\mathrm{d}V} - \frac{\mathrm{d}p_{\mathrm{S}}}{\mathrm{d}V}\right]V_0 = \gamma_0\left[\frac{\mathrm{d}e(\eta)}{\mathrm{d}V} + p_{\mathrm{S}}\right] \tag{19}$$

即

$$\frac{\mathrm{d}p_{\mathrm{S}}}{\mathrm{d}\eta} - \gamma_0 p_{\mathrm{S}} = -\frac{\gamma_0}{2}p(\eta) + \left\{1 - \frac{\gamma_0}{2}[\alpha(1-\alpha)^{-1}+\eta]\right\}\frac{\mathrm{d}p(\eta)}{\mathrm{d}\eta} = \rho_0 c^2\frac{1+(s-\gamma_0)\eta}{(1-s\eta)^3} \tag{20}$$

该方程为常微分方程,其解为

$$p_{\mathrm{S}} = \exp[\gamma_0(\eta-\eta_i)]\left[C + \rho_0 c^2\int_{\eta_i}^{\eta}\frac{1+(s-\gamma_0)\eta}{(1-s\eta)^3}\exp(-\gamma_0\eta)\,\mathrm{d}\eta\right] \tag{21}$$

对于从等熵线和冲击绝热线的交点开始的等熵线,$p_i=p_1$,$V_i=V_1$($\eta_i=\eta_1$),因此有

$$p_{\mathrm{S}}(\eta) = p_1\exp[\gamma_0(\eta-\eta_1)] + \rho_0 c^2\exp(\gamma_0\eta)\int_{\eta_1}^{\eta}\frac{1+(s-\gamma_0)x}{(1-sx)^3}\exp(-\gamma_0 x)\,\mathrm{d}x \tag{22}$$

令 $p_{\mathrm{S}}(\eta)=0$,由(22)式可以得到多孔药型罩材料在稀疏波中的膨胀程度 $\eta_{0,\mathrm{f}}$应满足的方程为

$$p_1\exp[\gamma_0(\eta-\eta_1)] + \rho_0 c^2\exp(\gamma_0\eta)\int_{\eta_1}^{\eta}\frac{1+(s-\gamma_0)x}{(1-sx)^3}\exp(-\gamma_0 x)\,\mathrm{d}x = 0 \tag{23}$$

以 $\eta=0$ 为 $\eta_{0,\mathrm{f}}$的零级相近似,利用迭代法,可以从(23)式中求得卸载到零压的膨胀程度 $\eta_{0,\mathrm{f}}$。

在稀疏波达到零压时等熵卸载后的残余温升 ΔT_{D} 为

$$\Delta T_{\mathrm{D}} = T_{\mathrm{D}} - T_0 = \frac{1}{C}\left(e_{\mathrm{H}} - \int_{V_*}^{V_{0,\mathrm{f}}} p_{\mathrm{S}}\,\mathrm{d}V\right) \tag{24}$$

3.2 多孔药型罩压合产生的温升

多孔药型罩的高速变形过程使约 85%~95%的塑性变形能量耗散于材料加热之中,多孔药型罩在

转变为聚能粒子流的过程中，通过计算其材料形状变化的总能量，就可以估算耗散能量值

$$e_W = \int_{\Omega} A_W \mathrm{d}\Omega, \qquad A_W = \int_0^{\varepsilon_i} \sigma_i \mathrm{d}\varepsilon_i \tag{25}$$

式中：e_W 和 A_W 分别为多孔药型罩材料形状变化的变形能和比功，Ω 为流动所涉及介质材料的体积，σ_i 和 ε_i 分别为材料的应力强度和应变强度。

对于不可压缩的刚性材料模型而言（$\sigma_i=\sigma_\mathrm{D}$ 为常数），具有单位长度 $\Delta l_0=1$ 的圆柱筒形药型罩单元向中心压合时，其变形能为

$$e_W = (4\pi/\sqrt{3})\sigma_\mathrm{D} I \tag{26}$$

式中：σ_D 为药型罩材料的流动极限，I 有如下形式

$$I = \int_0^{R_{\mathrm{J}0}} r\ln\frac{b_0}{r}\mathrm{d}r = \frac{R_{\mathrm{J}0}^2}{4}\left[\left(\frac{b_0}{R_{\mathrm{J}0}}\right)^2\ln\left(\frac{b_0}{R_{\mathrm{J}0}}\right)^2 - \left(\frac{a_0}{R_{\mathrm{J}0}}\right)^2\ln\left(\frac{a_0}{R_{\mathrm{J}0}}\right)^2\right] \tag{27}$$

$$b_0^2 = a_0^2 + R_{\mathrm{J}0}^2 \tag{28}$$

式中：a_0 和 b_0 分别为进入聚能粒子流的多孔药型罩单元内层的初始内、外半径，$R_{\mathrm{J}0}$ 为聚能粒子流单元的初始半径。假设流动极限值 σ_D 和比热容 c 都不变，90%的变形能量转变为热能，则可得到计算聚能粒子流单元材料温升量的中间公式

$$\Delta T_\mathrm{J}^* = 0.9\frac{4}{\sqrt{3}}\frac{\sigma_\mathrm{D}}{c}I = 2.1\frac{\sigma_\mathrm{D}}{c}I \tag{29}$$

为了考虑多孔药型罩材料流动极限对温度的依赖关系，可使用关系式

$$\sigma = \sigma_\mathrm{D}(1-T^*) \tag{30}$$

代替(29)式中的 σ_D。这里 $T^*=(T-T_0)/(T_\mathrm{m}-T_0)=(T-T_0)/\Delta T_\mathrm{m}$ 为折合温度，T、T_m 和 T_0 分别为金属的即时温度、熔化温度和正常初始温度。

前面已经计算出爆轰波作用下药型罩的温度分布参数 T_D，根据(27)式和(30)式，(29)式可变换为如下形式

$$\int_{T_\mathrm{D}}^{T_\mathrm{J}}\mathrm{d}T = \frac{2.1}{c}\sigma_\mathrm{D}\int_0^{R_{\mathrm{J}0}}(1-T^*)r\ln\frac{b_0}{r}\mathrm{d}r \tag{31}$$

式中：T_J 为聚能粒子流单元在其形成时刻的材料温度。考虑到折合温度的关系，把(31)式进行分离变量和积分，得到由于多孔药型罩单元压垮所产生的温升量的表达式

$$\Delta T_\mathrm{J} = \int_{T_\mathrm{D}}^{T_\mathrm{J}}\frac{1}{1-(T-T_0)/\Delta T_\mathrm{m}}\mathrm{d}T = -\Delta T_\mathrm{m}\ln[1-(T-T_0)/\Delta T_\mathrm{m}] \tag{32}$$

或者

$$\Delta T_\mathrm{J} = T_\mathrm{J} - T_\mathrm{D} = -\Delta T_\mathrm{m}[1-\exp(-\Delta T_\mathrm{J}^*/\Delta T_\mathrm{m})] \tag{33}$$

式中：ΔT_J^* 用(29)式计算。

3.3 聚能粒子流拉伸过程中的温升

聚能粒子流拉伸过程中加热温度可以类似于多孔药型罩压合过程中加热温度那样进行计算，两者的差别在于假定聚能粒子流拉伸阶段变形功全部转化为热能。如以前一样，我们先得到确定拉伸阶段中聚能粒子流材料温升量的中间公式

$$\Delta T_\mathrm{S}^* = \frac{\sigma_\mathrm{D}}{c}\ln\left(\frac{\Delta l}{\Delta l_0}\right) = \frac{\sigma_\mathrm{D}}{c}\ln n \tag{34}$$

式中：$n=\Delta l/\Delta l_0$ 为即时拉伸系数，Δl_0 和 Δl 分别为所计算的聚能粒子流单元的初始长度和即时长度。对于材料流动极限与温度有关的更一般情形，考虑到聚能粒子流拉伸过程中能量的耗散，温升量的表达式具有如下形式

$$\Delta T_\mathrm{S} = T_\mathrm{S} - T_\mathrm{J} = (T_\mathrm{m} - T_\mathrm{J})\left[1-\exp\left(-\frac{\Delta T_\mathrm{S}^*}{T_\mathrm{S}-T_\mathrm{J}}\right)\right] \tag{35}$$

式中:T_S 为拉伸状态下半径为 R_J 的聚能粒子流单元材料的温度,ΔT_S^* 为(34)式的计算值。因此,在一般情况下,聚能粒子流单元达到的温度为

$$T = T_0 + \Delta T_D + \Delta T_J + \Delta T_S \tag{36}$$

当 $\alpha=0$ 时,该模型也可以计算密实药型罩所形成的聚能射流的温升。

4　计算实例

直径为 44 mm 的聚能装药,装填 8701 炸药,药型罩为多孔铜药型罩,其孔隙度为 10%,锥角为 60°,等壁厚,厚度为 1.5 mm。为了对比,在保持装药结构、药型罩形状等相同的条件下,将多孔铜药型罩换成密实铜药型罩,对二者进行温升估算。利用 Matlab 软件对以上公式进行编程计算。

图 1 给出了沿聚能粒子流长度方向的各阶段的温升分布,图中曲线 1、2、3 分别代表多孔药型罩在与爆轰波相互作用中受冲击波加载及随后卸载引起的温升、多孔药型罩在压合之后的总温升和聚能粒子流在侵彻靶板瞬间聚能粒子流的总温升,曲线 1 和曲线 2 之间的部分为多孔药型罩在压合时的塑性变形产生的温升,曲线 2 和曲线 3 之间的部分为聚能粒子流在拉伸时的塑性变形产生的温升。横坐标 $z/h=0$ 代表聚能粒子流的头部部分,$z/h=1$ 代表聚能粒子流的尾部部分。沿着聚能粒子流长度方向,温升从头部单元的 790 ℃变化到尾部单元的 680 ℃。其中对聚能粒子流头部单元温升有明显贡献的是,多孔药型罩与爆轰波相互作用中受冲击波加载及随后卸载,相对贡献为 49%;而对聚能粒子流尾部单元温升有明显贡献的则是多孔铜药型罩材料的塑性变形,相对贡献为 70%。

图 2 给出了沿密实聚能射流长度方向的各阶段的温升分布,图中曲线 1、2、3 分别代表密实铜药型罩在与爆轰波相互作用中受冲击波加载及随后卸载引起的温升、密实铜药型罩在压合之后的总温升和聚能射流在侵彻靶板瞬间聚能射流的总温升,曲线 1 和曲线 2 之间的部分为密实铜药型罩在压合时的塑性变形产生的温升,曲线 2 和曲线 3 之间的部分为聚能射流在拉伸时的塑性变形产生的温升。横坐标 $z/h=0$ 代表聚能射流的头部部分,$z/h=1$ 代表聚能射流的尾部部分。沿着聚能射流长度方向,温升从头部单元的 550 ℃变化到尾部单元的 450 ℃。其中对聚能粒子流头部单元温升有明显贡献的是,密实铜药型罩与爆轰波相互作用中受冲击波加载及随后卸载,相对贡献为 45%;而对聚能射流尾部单元温升有明显贡献的则是密实铜药型罩材料的塑性变形,相对贡献为 93%。

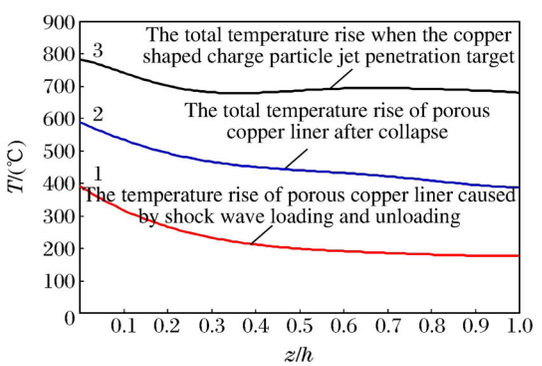


图 1　沿聚能粒子流长度方向的温升分布

Fig. 1　The distribution of the temperature rise along the length direction of shaped charge particle jet

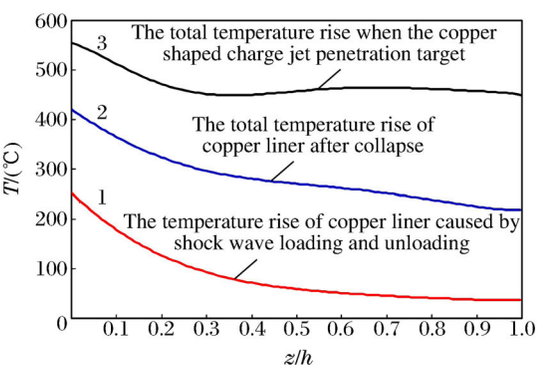


图 2　沿密实铜聚能射流长度方向的温升分布

Fig. 2　The distribution of the temperature rise along the length direction of shaped charge jet

比较图 1 和图 2 可以看出,药型罩与爆轰波相互作用中受冲击波加载及随后卸载对于聚能粒子流和聚能射流的头部温升的贡献最大。而对于聚能粒子流和聚能射流的尾部温升的贡献最大的是药型罩材料的塑性变形。但是,聚能粒子流的温升高于密实聚能射流的温升,这主要是由于多孔药型罩在与爆轰波相互作用中,受冲击波加载及随后卸载引起的温升的贡献,孔隙的压垮吸收了大量能量,从而使多孔药型罩与爆轰波相互作用中受冲击波加载及随后卸载引起的温升增加。

5 结 论

从多孔药型罩材料在与爆轰波相互作用中受到冲击波加载及随后卸载、多孔药型罩在压合时的塑性变形以及聚能粒子流伸展过程中的塑性变形等造成聚能粒子流温升的 3 个阶段，对聚能粒子流的温升进行理论估算，并对具体实例进行了理论估算，得出如下结论。

(1) 多孔铜药型罩材料在与爆轰波相互作用中受到冲击波加载及随后的卸载，对于聚能粒子流头部温升的贡献达到 50%；而密实铜药型罩材料在与爆轰波相互作用中受到冲击波加载及随后的卸载，对于聚能射流头部温升的贡献则为 45%。

(2) 多孔铜药型罩材料的塑性变形对于聚能粒子流尾部温升的贡献最大，达到了 70%，而密实铜药型罩材料的塑性变形对于聚能粒子流尾部温升的贡献为 45%。

(3) 由于多孔药型罩在与爆轰波相互作用中受冲击波加载及随后卸载引起的温升的贡献，聚能粒子流的温升明显高于密实聚能射流的温升。

References:

[1] Li R J, Liu T S, Shen Z W, et al. On stability of jet produced by shaped charge with porous liner [J]. Explosion and Shock Waves, 2009, 29(2): 217-220. (in Chinese)
李如江，刘天生，沈兆武，等. 多孔药型罩聚能射流的稳定性 [J]. 爆炸与冲击，2009，29(2)：217-220.

[2] Wang T F, Zhu H R. Copper-tungsten shaped charge liner and its jet [J]. Propell Explos Pyrot, 1996, 21(4): 193-195.

[3] Zygmunt B, Wilk Z. Formation of jets by shaped charges with metal powder liners [J]. Propell Explos Pyrot, 2008, 33(6): 482-487.

[4] Li R J, Shen Z W, Wang F Y. Initial porosity effect on the jet behavior of shaped charge [J]. Chinese Journal of High Pressure Physics, 2008, 22(4): 445-448. (in Chinese)
李如江，沈兆武，王凤英. 药型罩初始孔隙度对聚能射流行为的影响 [J]. 高压物理学报，2008，22(4)：445-448.

[5] Hirsch E, Mayseless M. Penetration of porous jets [J]. J Appl Mech, Transactions ASME, 2010, 77(5): 1-7.

[6] Wang F Y, Liu T S, Gou R J, et al. A study on tungsten-copper-nickel alloy as shaped charge liner [J]. Acta Armamentar, 2001, 22(1): 112-114. (in Chinese)
王凤英，刘天生，苟瑞君，等. 钨铜镍合金药型罩研究 [J]. 兵工学报，2001，22(1)：112-114.

[7] Li R J. Study on the jet mechanisms of shaped charge with porous liner and its applications [D]. Hefei: University of Science and Technology of China, 2008: 1-117. (in Chinese)
李如江. 多孔药型罩聚能射流机理及应用研究 [D]. 合肥：中国科学技术大学，2008：1-117.

[8] Pfeffer G. Determination par simulations numeriques de l'etat et des lois de fragmentation des jet de charges creuses [C]//5e symposium international de halistique. Toulouse, 1980: 16-18.

[9] Racah E. Shaped charge jet heating [J]. Propell Explos Pyrot, 1988, 13(6): 178-182.

[10] McQueen R G, Marsh S P. Proceedings of Symposium on High Dynamic Pressures [C]. New York: Gordon and Breach, 1968: 207.

[11] Herrmann W. Constitutive equation for the dynamic compaction of ductile porous materials [J]. J Appl Phys, 1969, 40(6): 2490-2499.

[12] Орленко Л П. Explosion Physics [M]. 3rd ed. Translated by Sun C W. Beijing: Science Press, 2011.
奥尔连科 Л П. 爆炸物理学 [M]. 第 3 版. 孙承纬，译. 北京：科学出版社，2011.

[13] Trishin Y, Kinelovskii S. Effect of porosity on shaped-charge flow [J]. Combustion, Explosion, and Shock Waves, 2000, 36(2): 272-281.

Theoretical Considerations on the Temperature Rise of Shaped Charge Particle Jet

LIU Ying-Bin[1,2], SHEN Zhao-Wu[2], LIU Tian-Sheng[1], HU Xiao-Yan[2]

(1. *School of Chemical Engineering and Environment, North University of China, Taiyuan* 030051, *China*;
2. *Department of Modern Mechanics, University of Science and Technology of China, Hefei* 230027, *China*)

Abstract: To estimate theoretically the temperature rise of shaped charge particle jet, the temperature rise was calculated based on the equation of state of the porous material determined. The temperature rise includes heating due to the shock wave transferred into the porous liner by the explosive detonation wave and due to the plastic work performed during porous liner and shaped charge particle jet elongation. The temperature rises of the porous copper shaped charge particle jet and the solid copper shaped charge jet were calculated by the MATLAB software. The calculated results show that: the temperature rise of the porous copper shaped charge particles jet was significantly higher than that of the solid copper shaped charge jet, because of the contribution that the shock wave transferred to the porous liner by the explosive detonation wave.

Key words: shaped charge particle jet; temperature rise; shaped charge; porous materials