文章编号：1000-5773(2004)02-0097-06

爆炸粉末烧结颗粒间摩擦引起的界面温升研究*

李晓杰，王金相，张越举，李瑞勇，赵 铮

（大连理工大学工程力学系工业装备与结构分析国家重点实验室，辽宁大连 116023）

摘要：针对爆炸粉末烧结过程中颗粒间的摩擦效应提出了一种无夹角斜碰撞模型，分析了烧结过程中颗粒间摩擦力随温度的变化规律，借助于 LS-DYNA 有限元程序研究了冲击压力、颗粒大小、材料强度等因素对孔隙闭合时间的影响，给出了颗粒界面温升的表达式。研究结果表明，由摩擦引起的颗粒界面的温升与材料特性、颗粒度、冲击角度、冲击压力等因素有关，随材料的蓄热能力、传热能力和材料强度的增加而减小，并随着材料疏松程度、颗粒直径、冲击压力的增加而增加；在粉末颗粒直径和冲击压力不是太小的情况下，颗粒表面温度将达到材料的熔点。

关键词：爆炸烧结；粉末烧结；摩擦

中图分类号：O313.5 **文献标识码**：A

1 引 言

爆炸粉末烧结是利用炸药爆轰产生的冲击能量以激波的形式作用于金属或非金属粉末，使其在瞬态、高温、高压下发生烧结的一种材料加工技术。由于其具有高温、高压、瞬时作用的特点且又具备爆炸加工的经济、设备简单的优点，正广泛应用于精细陶瓷[1]、金属间化合物[2]、金属基复合材料[3]、纳米块体[4]以及微晶、准晶、非晶等亚稳合金[3]的粉末烧结当中。爆炸粉末烧结的粉末颗粒一般是微米量级，对该尺度下的颗粒间的冲击运动过程以及能量沉积等细观机理的研究不仅是宏观研究的基础，还可以正确解释颗粒间的结合过程，确立粉末颗粒大小、粒度分布、颗粒形状、表面状态、微力学性能和热学性能等因素对爆炸烧结结合质量的影响，从而可促进爆炸烧结材料向更细微的方向发展。近年来对爆炸烧结的研究已经表明，在爆炸烧结的过程中，粉末颗粒间存在着微爆炸焊接、微摩擦焊接、微孔隙塌缩、脆性颗粒破碎等沉能机制[5]。D. G. Morris[6]采用实验的方法选用不同的材料对爆炸烧结过程中颗粒间的结合现象进行了观察和分析，J. S. Zhu 和 S. Liu[7]等曾用数值模拟的方法对颗粒间的碰撞运动进行了研究，邵丙璜等[8]也指出微摩擦焊接和微爆炸焊接是爆炸粉末烧结过程中颗粒间沉能的主要方式，并针对其对颗粒界面温升的贡献进行了估算。微摩擦焊接作为颗粒间重要的沉能方式之一，人们对此研究得甚少，迄今为止，还没有人对材料特性、颗粒直径、冲击压力等实际因素变化时，摩擦效应对颗粒界面温升的贡献进行过定量的研究。

针对烧结过程中颗粒间的摩擦现象提出了一种无夹角斜碰撞模型，通过对烧结过程中颗粒间摩擦力随颗粒温度的变化规律和孔隙闭合时间的研究，给出了颗粒界面温升的表达式，并分析了各种实际因素对颗粒界面温升的影响。

2 摩擦过程的分析和颗粒界面温升的解

2.1 无夹角斜碰撞模型和颗粒表面温升的表达式

粉末材料在激波作用下的力学行为比较复杂，并且由于粉末材料中的颗粒的大小和排列通常是无

* **收稿日期**：2003-10-23；**修回日期**：2004-01-04

基金项目：国家自然科学基金(10172025)；辽宁省自然科学基金

作者简介：李晓杰(1963—)，男，博士，教授，博士生导师，主要研究方向为爆炸力学与爆炸加工技术的研究. E-mail：baiminli@dlut.edu.cn

规则的，难于进行理论研究，本研究采用如图 1 所示的密排球堆积模型，其中灰色区域代表孔隙位置，当冲击波自上而下通过粉末后，球Ⅰ和球Ⅳ将由于横向膨胀而发生微爆炸焊接，对于微爆炸焊接现象在此不作探讨。与此同时，在孔隙 ABC 的塌缩过程中，AB 与 AC 边对称拉长，而球Ⅰ的 BC 边强烈的拉伸贯入孔隙中，如图 2 所示，表现为强烈的塑性变形，其能量沉积只能依靠冲击摩擦的形式，文献[8]曾对其各自对颗粒界面温升和能量沉积的贡献进行了研究。图 2 是当冲击波自上而下通过粉末颗粒后与之对比的冲击摩擦部位的金相照片。我们将主要对这种冲击摩擦引起的界面温升和能量沉积进行深入地探讨。

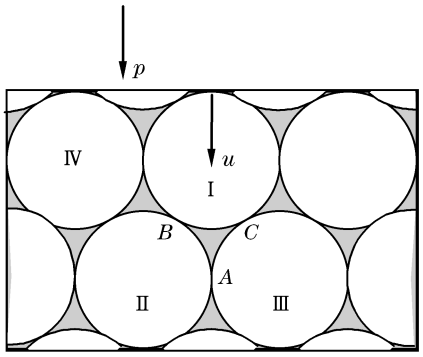


图 1 冲击压实前密排球堆积模型

Fig. 1 Model of stacked particles before shocking

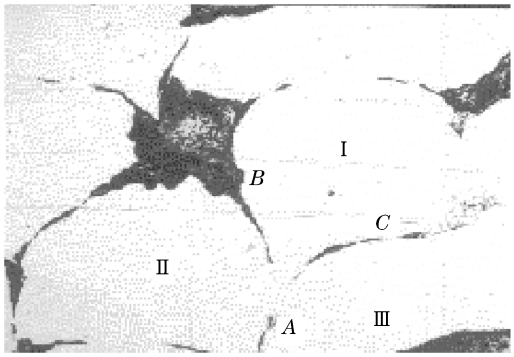


图 2 爆炸压实的金相照片

Fig. 2 Metallographic photo of explosive compaction

为了讨论方便，可建立如下的无夹角斜碰撞模型来研究 B 点附近情况，也就是对碰撞角度未达到最小爆炸焊接角处的能量转化行为进行研究，以下将以 B 点作为表征点来进行探讨。如图 3，设上部分材料与下部分材料由于撞击已经紧密挤压在一起，上部分材料不动，下部分材料以速度 u 斜向运动，这时界面处会产生两道反传的冲击波，而界面处的压力就是冲击波后的压力，该压力是由 u 速度的垂直分量 u_n 所控制。u 速度的切向分量 u_τ 透过冲击波将不发生变化，上下两部分材料在界面处形成 u_τ 的速度差，沿界面的滑动将形成强烈的摩擦。两材料界面上由于摩擦生热，将形成一个平面热源，强度为

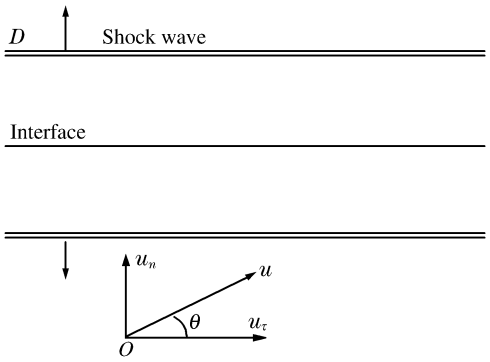


图 3 无夹角斜碰撞模型图

Fig. 3 Model of diagonal impaction

$$q = F \cdot u_\tau = F \cdot u \cdot \cos\theta \tag{1}$$

式中：F 为接触界面的摩擦力，θ 为颗粒速度方向同接触界面方向之间的夹角，对于 B 点 $\theta = 60°$。根据向半无限大空间传热的解析解[9]，并考虑到热源同时向上下两部分供热，可求出界面温升

$$\Delta T = T - T_{\mathrm{H}} = q \cdot \sqrt{t/(\pi\rho k c_p)} \tag{2}$$

式中：T 为界面温度，T_{H} 为冲击绝热压缩产生的温度，ρ 为材料密度，k 是热传导系数，c_p 为定压比热，t 为摩擦生热的时间，与孔隙闭合时间同步，下文还将对其进行研究。

联立(1)式、(2)式，可得界面温度为

$$T = T_{\mathrm{H}} + F \cdot u \cdot \cos\theta \cdot \sqrt{t/(\pi\rho k c_p)} \tag{3}$$

(3)式反映出冲击摩擦界面的温升由粉末颗粒的整体正冲击温度 T_{H} 和摩擦的贡献叠加而成。为了更清楚地了解由摩擦向塑性剪切转化的过程，有必要对整个过程的摩擦力有一个全面的了解。

2.2　由摩擦向塑性剪切转化的过程中摩擦力同颗粒表面温度的关系

根据摩擦的粘着理论[10],摩擦力应为真实接触面积 A_r 和材料剪切强度 τ_b 的乘积,即

$$F = A_r \cdot \tau_b \tag{4}$$

一般情况下,由于材料表面都有一定的粗糙度,真实接触面积只占名义接触面积(两表面为理想接触时的面积)的很小一部分,其计算公式为

$$A_r \cdot \sigma_s = A \cdot p \tag{5}$$

然而由于爆炸烧结的冲击压力很大,足以使材料完全接触,故在单位面积上,颗粒间的真实接触面积为

$$A_r = A = 1 \tag{6}$$

联立(4)式、(6)式可得摩擦力即为材料的剪切强度,有

$$F = \tau_b \tag{7}$$

对于具有真实强度的材料来说,在爆炸烧结过程中,由于应变率的升高,材料的塑性变形功也随之升高。因为动态过程非常迅速,产生的热量绝大部分积聚在材料中,热传导损失的热量只是很少一部分,这就使材料温度急剧升高,从而该处的材料又被迫软化,而在软化的地方,变形又自然增大,使得塑性功增加,将进一步使材料软化,直至进入塑性剪切。绝热剪切将集中于一个较小的厚度 δ 内,而离开这个区域,应变将很小,温度也较低。下面考虑材料的摩擦力在这个过程中的变化:设想材料的熔化层厚度为 δ,在其边缘与非熔化层的交界处 δ_s 值是不变的,而 τ_b 应当考虑的是绝热剪切层内的值。由文献[11]可知,当温度在 300～1200 ℃变化时,材料的剪切强度

$$\tau_b = \tau_0(1 + \alpha \cdot T_*)\exp[-\beta(T - T_*)] \tag{8}$$

式中:τ_0 为材料在常温下的剪切强度,α 为温度系数,β 表示材料随温度上升而软化的系数,T 为材料的当前温度,T_* 是与材料有关的常数。所以当温度变化时,摩擦力随温度的变化可以表示为

$$F = \tau_0(1 + \alpha \cdot T_*)\exp[-\beta(T - T_*)] \tag{9}$$

但是当材料强度下降到一定程度时,即使再塑性变形,其塑性功也不再增加,则绝热剪切层内的温度不可能继续增加,从而摩擦力也就不再变化。

2.3　摩擦焊接过程时间的数值模拟

摩擦过程的时间是指在爆炸粉末烧结的过程中,颗粒间的孔隙的闭合时间,由(3)式可见,孔隙闭合时间的大小是影响界面温升的一个重要因素,因此,对孔隙闭合时间的研究就显得格外重要。由于爆炸粉末烧结的过程极快,难于进行实验测量,本研究借助于 LS-DYNA 有限元程序对冲击作用下密排球堆积模型进行了数值模拟,并统计孔隙 ABC 的闭合时间。模拟过程中假定冲击波波长远大于颗粒直径,从而可认为在颗粒的整个变形过程中冲击压力为常值。为了尽量真实地反映颗粒变形的过程,采用带有应变率强化和温度软化的热粘塑性 Johnson-Cook 本构模型[12],即

$$\sigma_e = [A + B(\varepsilon_e^p)^n](1 + C \cdot \ln \dot{\varepsilon}^*)[1 - (T^*)^m] \tag{10}$$

式中:ε_e^p 为等效塑性应变;σ_e 为 von Mises 流动应力;$\dot{\varepsilon}^* = \dot{\varepsilon}_e^p / \dot{\varepsilon}_0$ 为相对等效塑性应变率,取 $\dot{\varepsilon}_0 = 1$;$T^* = (T - T_r)/(T_m - T_r)$,其中 T_m 和 T_r 分别表示材料的熔点和参考温度。(10)式中,第一个乘积因子表示当 $\dot{\varepsilon}^* = 1.0$ 且 $T^* = 0$ 时流动应力同等效塑性应变之间的关系,B、n 表征应变硬化特性,第二和第三个乘积因子分别表示应变率强化效应和温度软化效应,C 表征应变率敏感特性,m 表征温度软化特性。

材料状态方程选用 Mie Grüneisen 状态方程,当材料处于压缩状态时,其表达形式为[13]

$$p = \frac{\rho_0 c_g^2 \mu \left[1 + \left(1 - \frac{\gamma_0}{2}\right)\mu - \frac{a}{2}\mu^2\right]}{\left[1 - (s_1 - 1)\mu - s_2 \frac{\mu^2}{\mu + 1} - s_3 \frac{\mu^3}{\mu + 1}\right]^2} + (\gamma_0 + a\mu)E \tag{11}$$

式中:c_g、a、s_1、s_2 和 s_3 是与材料冲击压缩特性有关的常数;γ_0 是 Grüneisen 系数;体积变化率 $\mu = \rho/\rho_0 - 1$。

毫无疑问,颗粒直径的大小、冲击压力和材料的屈服强度是影响孔隙闭合时间的因素。因此,确定这几个量与孔隙闭合时间的关系就显得格外重要。设时间为 t,冲击压力为 p,材料的屈服强度为 σ,颗

粒直径为 d，η 是孔隙比例，ηd 是孔隙的特征尺度，而 u 是粒子运动速度，这样可用 $t_L=\eta d/u$ 作为孔隙闭合的特征时间，因此 t/t_L 是无量纲的时间量，在本文选取的密排球模型中 $\eta=0.30$[14]，而比强度 p/σ 是一个无量纲压力量，这两个无量纲量之间必然存在着某种对应关系，确定了以上二者之间的关系，就可以根据颗粒直径、冲击压力、材料的屈服强度来确定孔隙的闭合时间。

为确定 t/t_L 和 p/σ 的对应关系，文中计算了冲击压力为 1～50 GPa、颗粒直径在 10～200 μm 之间变化时图 1 中孔隙 ABC 闭合时间的变化，所用的材料参数如表 1 所示。从计算结果可知，当 $p/\sigma<4$ 时，材料呈现出弹塑性状态，这时孔隙的闭合时间同冲击压力以及材料强度有较大关系，而当 $p/\sigma>4$ 后，材料接近于流体状态，此时孔隙闭合时间随 p/σ 变化不大。计算结果同文献[15]对热粘弹塑性本构材料在高压作用下畸变特性的分析是一致的。

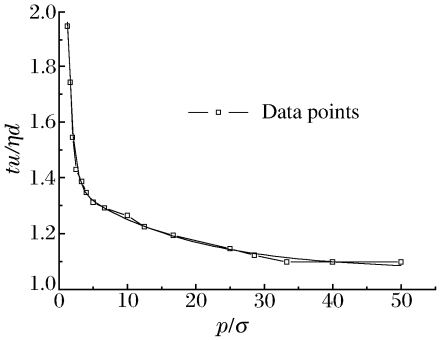


图 4 $tu/(\eta d)$ 随 p/σ 变化曲线

Fig. 4 Relation of $tu/(\eta d)$ and p/σ

利用模拟的结果计算出一系列 t/t_L 和 p/σ 值，其关系如图 4 所示。对曲线进行拟合可得其关系式如下

$$\frac{t}{t_L}=1.06876+3.70793\exp\frac{-\left(\frac{p}{\sigma}+0.09485\right)}{0.72739}+0.33419\exp\frac{-\left(\frac{p}{\sigma}+0.09485\right)}{16.76151} \tag{12}$$

根据冲击波关系式和摩擦原理，颗粒的界面正压力为

$$p=\rho_0 D u_n \tag{13}$$

$$\rho_{00} D=\rho_0(D-u_n) \tag{14}$$

式中：$u_n=u\sin\theta$ 为烧结过程中颗粒间的正冲击速度。由(12)式、(13)式可得 $u=(1/\sin\theta)\sqrt{3p/(10\rho_0)}$，从而(12)式可以转化为

$$\frac{t}{\eta d\sin\theta}\sqrt{\frac{3p}{10\rho_0}}=1.06876+3.70793\exp\frac{-\left(\frac{p}{\sigma}+0.09485\right)}{0.72739}+0.33419\exp\frac{-\left(\frac{p}{\sigma}+0.09485\right)}{16.76151} \tag{15}$$

这样根据烧结时的冲击压力和材料的屈服强度以及颗粒直径的大小就可以根据上式求得孔隙闭合的时间。联立(3)式、(9)式、(15)式，可得爆炸烧结过程中摩擦产生的热力耦合的颗粒界面温升的控制方程组

$$\begin{cases} T=T_H+F\cdot u\cdot\cos\theta\cdot\sqrt{\dfrac{t}{\pi\rho kc_p}} \\ F=\tau_0(1+\alpha\cdot T_*)\exp[-\beta(T-T_*)] \\ \dfrac{t}{\eta d\sin\theta}\sqrt{\dfrac{3p}{10\rho_0}}=1.06876+3.70793\exp\dfrac{-\left(\frac{p}{\sigma}+0.09485\right)}{0.72739}+0.33419\exp\dfrac{-\left(\frac{p}{\sigma}+0.09485\right)}{16.76151} \end{cases} \tag{16}$$

表 1 数值模拟中采用的参数

Table 1 Parameters used in numerical simulation

Johnson-Cook equation					Grüneisen equation			
A/(MPa)	B/(MPa)	n	C	m	D_1	c_g	s_1	γ_0
Nonconstant	0	0	0.014	1.0	0.05	3931	1.33	2.02

3 计算结果分析与探讨

以铁粉为例，对颗粒直径分别为 10 μm、20 μm、50 μm 的铁粉在 1～30 GPa 的冲击压力下爆炸烧结

后颗粒界面的升温进行了计算,结果如图 5 所示,计算中所采用的参数见表 2。

表 2　计算中所采用的材料参数

Table 2　Materials constants used in calculation

Initial temperature on interface /(K)	Density /(kg/m³)	Heat conduction coefficient /[W/(m·K)]	Specific heat /[J/(kg·K)]	Yield strength /(MPa)	Cut strength /(MPa)	Temperature coefficient	Material's diagnostic temperature /(K)	Soft coefficient
298	7 850	62.3	435	700	350	0.000 28	573	0.004 6

通过上述的理论分析和计算实例,可以得出如下结论:

(1) 针对爆炸粉末烧结过程中颗粒间摩擦运动的特点,提出了无夹角斜碰撞模型,这是研究该区域摩擦升温的基础。

(2) 通过选用适当的材料模型和状态方程,对冲击载荷下颗粒的变形过程进行数值模从而使得这一过程实现了可视化。并且通过对不同直径的颗粒在不同的冲击载荷下的孔隙闭合时间的研究,得出了孔隙闭合时间同颗粒直径以及冲击压力之间的关系,由模拟的结果可知,孔隙的闭合时间大约在 10^{-8} s 量级。

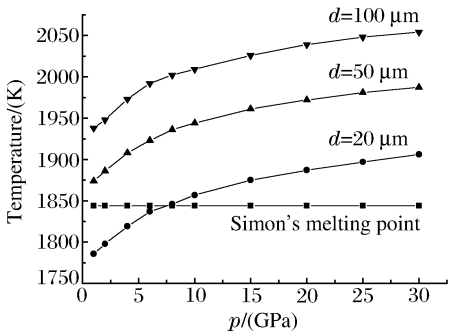


图 5　界面摩擦温升同粒径、冲击压力关系图

Fig. 5　Relations between friction temperature rise at interface, particle diameter and shock pressure

(3) 分析(16)式可以看出,冲击摩擦界面的温升由粉末颗粒的整体正冲击温度 T_H 和摩擦的贡献叠加而成。由摩擦引起的颗粒界面的温升与材料特性、颗粒度、冲击角度、冲击压力等因素有关,随材料的蓄热能力、传热能力和材料强度的增加而减小,并随着材料疏松程度、颗粒直径、冲击压力的增加而增加,这一成果将对爆炸粉末烧结效果有一定的指导意义。

(4) 由图 5 可见,在适当的冲击压力和颗粒直径下,由摩擦引起的材料颗粒界面的温升能达到熔点温度以上,这就说明由摩擦产生的热量使界面产生熔化是完全可能的。同时也可以看出,随着颗粒直径的增大和冲击压力的提高,材料的界面温升更容易达到其熔点温度,从而也更容易发生烧结。从计算结果还可以看到另外一个重要的事实,随着冲击压力的提高和颗粒直径的增大,计算的摩擦力很快就达到了材料的塑性剪切强度值,可见摩擦的最终效果是向塑性剪切转移。可以认为,摩擦首先是界面附近材料软化,之后进入热塑性剪切失稳,在界面处出现类似于绝热剪切现象。当然还有一些地方需做进一步的研究,例如在传热过程中颗粒尺度效应对颗粒界面温升的影响,这些问题正在进一步深入研究当中。

References:

[1] Lee J-H, Thadhani N N. Defect-Enhanced Solid-State Reaction Behavior of Shocked-Modified Ti+C Powder Mixture Compacts [J]. J Mater Process Tech, 1999, 85: 79－82.

[2] Ando S, Mine Y, Takashima K, et al. Explosive Compaction of Nd-Fe-B Powder [J]. J Mater Process Tech, 1999, 85: 142－147.

[3] Shao B H, Liu Z Y, Zhang X T. Explosive Consolidation of Amorphous Cobalt-Based Alloys [J]. J Mater Process Tech, 1999, 85: 121－124.

[4] Sivakumar K, Bhat T B, Ramakrishnan P. Effect of Process Parameters on the Densification of 2024Al-20vol% SiC_p Composites Fabricated by Explosive Compaction [J]. J Mater Process Tech, 1998, 73: 268－275.

[5] Mamalis A G, Vottea I N, Manolakos D E. On the Modeling of the Compaction Mechanism of Shock Compacted Powders [J]. J Mater Process Tech, 2001, 108: 165－178.

[6] Morris D G. Bonding Process during the Dynamic Compaction of Metallic Powders [J]. Mater Sci Eng,1983,57:187－195.

[7] Zhu J S, Liu S, Chandra A. Study of Powder Sintering-Compaction by a Micromechanics Model [J]. Proc Instn Mech Engrs,1997,211 (part B):73－81.

[8] Shao B H, Gao J X, Li G H. The Mechanism of Enegy Deposition at the Interface of Metal Powder in Explosive Consolidation [J]. Explosion and Shock Waves,1989,9:17－27. (in Chinese)
邵丙璜,高举贤,李国豪. 金属粉末爆炸烧结界面能量沉积机制 [J]. 爆炸与冲击,1989,9:17－27.

[9] Xi T G. Thermophysical of Inorganic Materials [M]. Shanghai: Shanghai Science and Technology Press,1981. 186－190. (in Chinese)
奚同庚. 无机材料热物性学 [M]. 上海:上海科学技术出版社,1981. 186－190.

[10] Quan Y X. Engineering Tribology [M]. Hangzhou: Zhejiang University Press, 1994. (in Chinese)
全永昕. 工程摩擦学 [M]. 杭州:浙江大学出版社,1994.

[11] Shao B H, Zhang K. Explosive Welding Principle and Its Application [M]. Dalian: Dalian University of Science and Technology Press,1987. 329－341. (in Chinese)
邵丙璜,张 凯. 爆炸焊接原理及其工程应用 [M]. 大连:大连工学院出版社,1987. 329－341.

[12] Johnson G R, Cook W H. Fracture Characteristics of Three Metals Subjected to Various Strain Rates, Temperatures and Pressures [J]. Engineering Fracture Mechanics,1985,21(1):31－48.

[13] Eighth Department of Beijing Institute of Industry. Explosive and Its Application [M]. Beijing: National Defense Industry Press, 1979. 274－280. (in Chinese)
北京工业学院八系. 爆炸及其作用 [M]. 北京:国防工业出版社,1979. 274－280.

[14] Luborsky F E. Amorphous Metal Alloys [M]. Beijing: Metallurgic Industry Press,1989. 58－59. (in Chinese)
卢博斯基 F E. 非晶态金属合金 [M]. 柯 成,唐与湛,罗 阳,等译. 北京:冶金工业出版社,1989. 58－59.

[15] Wang L L. On Constitutive Modeling in Numerical Simulation of Explosive Mechanics [J]. Explosive and Shock Waves,2003,23(2):97－104. (in Chinese)
王礼立. 爆炸力学数值模拟中本构建模问题的讨论 [J]. 爆炸与冲击,2003,23(2):97－104.

Research of Temperature Rise at the Particles Interface Caused by Adiabatic Friction in Explosive Consolidation of Powders

LI Xiao-Jie, WANG Jin-Xiang, ZHANG Yue-Ju, LI Rui-Yong, ZHAO Zheng

(*Department of Engineering Mechanics of Dalian University of Technology, State Key Laboratory of Structural Analysis for Industrial Equipment, Dalian* 116023, *China*)

Abstract: In this paper, a slanting impaction model of two parallel plates was proposed to research the effect of friction between particles during explosive consolidation of powder. The change tendence of the interface friction of the particles with the change of temperature was analyzed, and influence of shock compression, grain size of powders and intensity of material on the time for the holes compaction was researched by LS-DYNA program. A formula to calculate the temperature rise at interface caused by adiabatic friction is given. The result shows that the temperature rise is related to factors of material's characteristics, size of particles, angle of shock-direction and shock compression and so on. The temperature rise decreases with the increase of ability of heat deposit and transfer, and the intensity of material's. It increases as the porosity of material, size of diameter or shock pressure increases. The temperature at the interface can be higher than melting point of the material if the grain diameter and compact force are appropriate.

Key words: explosive sintering; consolidation of powders; friction