

文章编号: 1000-4750(2005)Sup.-0052-06

基于尺寸效应的爆炸粉末烧结颗粒间 摩擦升温计算

*王金相, 李晓杰, 李瑞勇, 张越举

(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建立了无夹角斜碰撞模型, 分析了烧结过程中颗粒间摩擦力随颗粒温度的变化规律, 借助于 LS-DYNA 有限元程序对孔隙闭合时间进行了研究, 并在此基础上用积分法对颗粒间热力耦合的摩擦力引起的界面温升进行了计算, 在计算过程中考虑了颗粒尺度效应的影响, 给出了发生“尺度效应”的临界尺寸。计算结果表明: 材料的界面温升随着颗粒尺度的增大和冲击压力的变大而变大; 当颗粒尺度从微米到纳米量级变化时, 只有当颗粒尺度和冲击压力足够大时, 颗粒表面温度才能达到材料的熔点。

关键词: 爆炸力学; 温度计算; 积分法; 爆炸粉末烧结; 尺寸效应

中图分类号: O313.5 **文献标识码:** A

CALCULATION OF SIZE-BASED TEMPERATURE RISE AT THE INTERFACE OF PARTICLES CAUSED BY FRICTION IN EXPLOSIVE CONSOLIDATION OF POWDERS

*WANG Jin-xiang, LI Xiao-jie, LI Rui-yong, ZHANG Yue-ju

(Department of Engineering Mechanics of Dalian University of Technology,

State Key Laboratory of Structural Analysis for Industrial Equipment, Dalian 116023 China)

Abstract: An oblique impaction model of two parallel plates is proposed to study the frictional effect between particles in explosive consolidation of powders. The change tendency of the friction between particles with the change of temperature is analyzed and the time for hole compaction is investigated using LS-DYNA program. The temperature rise at the interface of particles caused by the thermo-force coupled friction is calculated by integration. Size effect is considered during the calculation and the effective critical size is given. Results show that temperature rise increases as the particle size or shock pressure increases. For micron-scale to nanon-scale particles, temperature at the interfaces can reach the melting point only if the size and shock pressure are large enough.

Key words: explosion mechanics; calculation of temperature; integration; explosive consolidation of powders; size effect

爆炸粉末烧结是利用炸药爆轰或高压射弹产生的冲击能量以激波的形式作用于金属或非金属材料, 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]、

收稿日期: 2004-03-29; 修改日期: 2004-06-05

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(10172025); 辽宁省自然科学基金资助项目(972215)

作者简介: *王金相(1978), 男, 山东临沂人, 博士, 从事爆炸粉末烧结微观机理的研究(E-mail: wjxdlut@sina.com);

李晓杰(1963), 男, 吉林伊通人, 教授, 博士, 从事爆炸力学研究;

李瑞勇(1977), 男, 黑龙江人, 博士, 从事爆炸力学研究;

张越举(1974), 男, 甘肃人, 博士, 从事爆炸力学研究。

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^[5]的粉末烧结当中。爆炸烧结过程中颗粒界面的温升和冷却速率是影响烧结质量的重要因素，只有对其有了准确的了解，才可以正确解释颗粒间的结合质量以及其它由此引起的冶金现象。而颗粒界面的温升又同颗粒间的沉能机制有着直接的联系，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^[6]。David G.Morris^[7]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^[8]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^[9]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，人们对其研究的甚少，迄今为止，还没有人对颗粒直径、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定量的研究。同时应注意到，在爆炸烧结的实践当中粉末颗粒一般是微米甚至纳米量级，在该尺度下对颗粒界面温升的计算有别于宏观尺度下的计算，而应当考虑到微尺度效应的影响。

本文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，研究了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，并在此基础上用积分法对颗粒间热力耦合的摩擦效应引起的界面温升进行了求解，在求解过程中考虑了微尺度效应对颗粒界面温升的影响。

1 无夹角斜碰撞模型

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规则的，难于进行理论研究，本文采用如图 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 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将不作探讨。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，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，本文将主要对这种由冲击摩擦引起的界面温升和能量沉积进

行深入地探讨。为了讨论方便，可建立如图 2 所示的无夹角斜碰撞模型来研究 B 点和与之相类似位置的碰撞能量转化行为。

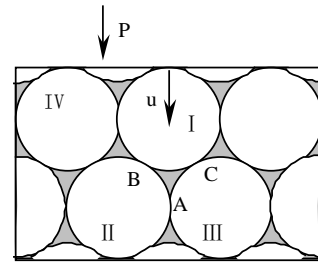


图 1 冲击作用前密排球堆积模型

Fig.1 Model of stacked particles before shocking

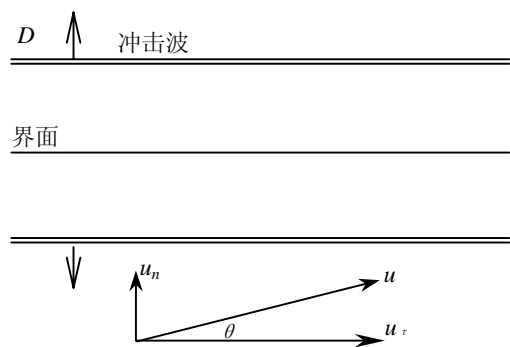


图 2 无夹角斜碰撞模型图

Fig.2 Model of oblique impaction

设上部分材料与下部分材料紧密挤压在一起，上部分材料不动，下部分材料以速度 u 与之发生斜碰撞，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：

$$q = F \cdot u_\tau = F \cdot u \cdot \cos \theta \quad (1)$$

其中 F 为摩擦力； θ 为接触界面方向同颗粒冲击速度方向之间的夹角。

2 爆炸粉末烧结过程中颗粒间摩擦功率和孔隙闭合时间

2.1 摩擦功率同温度之间的关系

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：

$$F = A_r \cdot \tau_b \quad (2)$$

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:

$$A_r \cdot \sigma_s = A \cdot P \quad (3)$$

其中 σ_s 为材料屈服强度; A 为名义接触面积; P 为接触表面的正压力。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

$$A_r = A = 1 \quad (4)$$

联立(2)(4)两式可得摩擦力:

$$F = \tau_b \quad (5)$$

对于具有真实强度的材料来说,在爆炸烧结的过程中,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,这就使材料温度急剧升高,从而该处的材料被迫软化,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,温度也将较低。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 σ_s 值是不变的,而 τ_b 应当考虑的是绝热剪切层内的值。材料的剪切强度和温度之间存在以下关系^[11]:

$$\tau_b = \tau_0 (1 + \alpha \cdot T_*) \exp[-\beta(T - T_*)] \quad (6)$$

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:

$$F = \tau_0 \cdot (1 + \alpha \cdot T_*) \exp[-\beta(T - T_*)] \quad (7)$$

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。

2.2 孔隙闭合时间的研究

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,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。由于爆炸粉末烧结过程的过程极快,难于进行实验测量,本文借助于 LS-DYNA 有限元程序对其进行了数值模拟。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理想刚塑性强化 Johnson-Cook 材料模型^[12]

$$\sigma_e = (A + B(\epsilon_e^p)^n)(1 + C \ln \dot{\epsilon}^*) (1 - (T^*)^m) \quad (8)$$

式中: ϵ_e^p 为等效塑性应变; σ_e 为 Von Mises 流动

应力; $\dot{\epsilon}^* = \dot{\epsilon}_e^p / \dot{\epsilon}_0$ 为相对等效塑性应变率,取 $\dot{\epsilon}_0 = 1$; $T^* = (T - T_r) / (T_m - T_r)$, 其中 T_m 和 T_r 分别表示材料的熔点和初始温度。式(8)中,第一个乘积因子表示当 $\dot{\epsilon}^* = 1.0$ 且 $T^* = 0$ 时流动应力同有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]:

$$p = \frac{\rho_0 c_g^2 \mu \left(1 + \left(1 - \frac{\gamma_0}{2} \right) \mu - \frac{a}{2} \mu^2 \right)}{\left(1 - (s_1 - 1) \mu - s_2 \frac{\mu^2}{\mu + 1} - s_3 \frac{\mu^3}{\mu + 1} \right)^2} + (\gamma_0 + a \mu) E \quad (9)$$

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; E 为材料的初始内能; 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将是影响孔隙闭合的时间的因素。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在 1-50GPa、颗粒直径在 1nm-200 μ m 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。

表 1 数值模拟中采用的参数

Table 1 Parameters used in numerical simulation

Johnson Cook 方程					Gruneisen 方程			
A/MPa	B/MPa	n	C	m	D_I	c_g	S_1	γ_0
非常值	0	0	0.014	1.0	0.05	3931	1.33	2.02

利用模拟的结果计算出一系列 $\frac{t \cdot u}{\eta \cdot d}$ 和 $\frac{P}{\sigma}$ 值,

其关系如图 3 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。

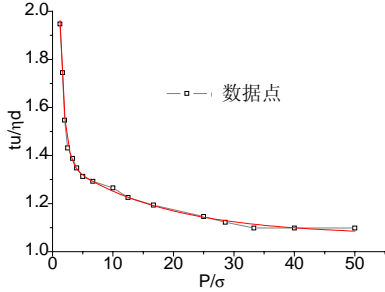


图3 $\frac{t \cdot u}{\eta \cdot d}$ 随 $\frac{P}{\sigma}$ 变化曲线

Fig.3 Relation of $\frac{t \cdot u}{\eta \cdot d}$ and $\frac{P}{\sigma}$

对图3中的曲线进行拟和可得其关系式如下：

$$\frac{t \cdot u}{\eta \cdot d} = 1.06876 + 3.70793 \exp\left(-\left(\frac{P}{\sigma} + 0.09485\right) / 0.72739\right) + 0.33419 \exp\left(-\left(\frac{P}{\sigma} + 0.09485\right) / 16.76151\right) \quad (10)$$

3 考虑传热时颗粒界面温度的计算^[16]

3.1 不考虑尺寸效应的影响

如上所述，在爆炸粉末烧结的过程中，颗粒间的摩擦效应将使得摩擦界面上产生一热源并向颗粒内部传热，模型的热传导方程、初始条件和边界条件分别为：

$$\frac{\partial^2 T(x,t)}{\partial x^2} = \frac{1}{\alpha} \frac{\partial T(x,t)}{\partial t} \quad (11.1)$$

$$\begin{cases} T|_{x=\delta} = T_i \\ \frac{\partial T}{\partial x}|_{x=\delta} = 0 \\ -k \frac{\partial T}{\partial x}|_{x=0} = q(T_s, t) \\ \frac{\partial^2 t}{\partial x^2}|_{x=\delta} = 0 \end{cases} \quad (11.2)$$

将微分方程(11.1)对热层 $\delta(t)$ 进行积分，可得：

$$\frac{\partial T}{\partial x}|_{x=\delta} - \frac{\partial T}{\partial x}|_{x=0} = \frac{1}{\alpha} \left[\frac{d}{dt} \left(\int_0^\delta T dx \right) - T|_{x=\delta} \frac{d\delta}{dt} \right] \quad (12)$$

为了便于以下分析，定义：

$$\theta \equiv \int_0^\delta T dx \quad (13)$$

将式(11.2)代入方程(12)，得到能量积分方程：

$$-\alpha \frac{\partial T}{\partial x}|_{x=0} = \frac{d}{dt} (\theta - T_i \delta) \quad (14)$$

设可用如下三次多项式来表示热层 δ 内温度分布 $T(x,t)$ ：

$$T(x,t) = a + b \left(\frac{x}{\delta} - 1 \right) + c \left(\frac{x}{\delta} - 1 \right)^2 + d \left(\frac{x}{\delta} - 1 \right)^3 \quad (15)$$

$$0 \leq x \leq \delta(t)$$

其中系数 a, b, c, d 为时间的函数。

将温度分布式(15)代入式(11.1)，不难得出温度分布为：

$$T(x,t) - T_i = \frac{\delta q}{3k} \left(1 - \frac{x}{\delta} \right)^3 \quad 0 \leq x \leq \delta \quad (16)$$

在颗粒的边界上， $x = 0$ ，从而(16)式成为：

$$T_s(t) - T_i = \frac{q \cdot \delta}{3k} \quad (17)$$

根据(16)(17)两式可得：

$$\frac{T(x,t) - T_i}{T_s(t) - T_i} = \left(1 - \frac{x}{\delta} \right)^3 \quad (18)$$

将(18)式代入(14)式，经计算并从得到的表达式中根据(14)式消去 δ ，就可得到用于求表面温度 T_s 的一阶常微分方程：

$$\frac{4}{3k^2} \alpha \cdot q(T_s, t) = \frac{d}{dt} \left[\frac{(T_s - T_i)^2}{q(T_s, t)} \right] \quad t > 0 \quad (19)$$

及初始条件：

$$T_s = T_i \quad t = 0 \quad (20)$$

若边界条件 $q(T_s, t)$ 是表面温度与时间的函数，则式(12)可作数值微分。然而在爆炸烧结中，摩擦热功率仅受材料强度的影响，而材料强度只与温度有关，所以热功率仅是表面温度的函数，即：

$$q(T_s, t) = q(T_s) \quad (21)$$

从而方程(19)转化为：

$$\frac{4}{3k^2} \alpha \cdot q(T_s) = \frac{d}{dT_s} \left[\frac{(T_s - T_i)^2}{q(T_s)} \right] \frac{dT_s}{dt} \quad (22)$$

或

$$\frac{4 \cdot \alpha \cdot q(T_s)}{3k^2} = \frac{2(T_s - T_i) \cdot q(T_s) - q'(T_s) \cdot (T_s - T_i)^2}{q^2(T_s)} \frac{dT_s}{dt} \quad t > 0$$

及初始条件：

$$T_s = T_i \quad t = 0 \quad (23)$$

对式(22)积分, 可建立表面温度 $T_s(t)$ 与时间的关系为:

$$\frac{4 \cdot \alpha \cdot t}{3k^2} = \int_{T_i}^{T_s(t)} \frac{2(T_s - T_i) \cdot q(T_s) - q'(T_s) \cdot (T_s - T_i)^2}{q^3(T_s)} dT_s \quad (24)$$

3.2 考虑尺寸效应时颗粒界面温升的计算

将(16)式带入能量积分方程(14)式, 可得:

$$12\alpha \cdot q = \frac{d}{dt}(q \cdot \delta^2) \quad (25)$$

由于摩擦功率仅是表面温度的函数, 因此由(24)式可以得到热层厚度:

$$\delta = \sqrt{12\alpha \cdot t} \quad (26)$$

由图 1 可知, 颗粒间摩擦升温的时间应同孔隙 ABC 闭合的时间同步。若已知孔隙 ABC 的闭合时间, 则由式(26)可求出相应的热层厚度 δ , 爆炸粉末烧结的颗粒大小一般为微米甚至纳米量级, 这里假设颗粒半径为 L , 当 $\delta > L$ 或者 $t > t_L = L^2/12\alpha$ 后, 热层概念将不再有物理意义, 针对这种尺寸效应的影响颗粒界面摩擦升温的求解方法将有所不同。定义 t_L 为尺寸效应起作用的“特征时间”, 而尺寸效应起作用时的颗粒直径定义为“临界尺寸”。这时可以假设温度分布为:

$$T(x, t) = a + b \cdot x + c \cdot x^2 + d \cdot x^3 \quad (27.1)$$

$$0 < x < L \quad t > t_L$$

而此时的边界条件为:

$$\begin{cases} \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=L} = 0 \\ \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=0} = -\frac{q}{k} \\ \left. \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \right|_{x=0} = 0 \end{cases} \quad (27.2)$$

将(27.1)式代入(27.2)式可得温度分布:

$$T(x, t) - T_s(t) = \frac{q \cdot L}{3k} \left[\left(\frac{x}{L} \right)^3 - \frac{3x}{L} \right] \quad (28)$$

此时的能量积分方程为:

$$-\alpha \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=0} = \frac{d}{dt} \left(\int_0^L T dx - T_i \cdot L \right) \quad (29)$$

联立(21)(22)两式并在 (t_L, t) 上积分可得颗粒界面温度同时间之间的关系如下:

$$\frac{\alpha}{L}(t - t_L) = \int_{T_s(t_L)}^{T_s(t)} \frac{12k - 5Lq'}{12q} dT_s \quad (30)$$

4 计算分析

在知道了颗粒直径和强度等特性以及冲击载荷的情况下, 由(10)和(26)式分别可得出孔隙闭合时间和粉末材料的特征时间, 比较二者并确定考虑尺寸效应影响与否从而可利用(24)或(30)式联立(1)、(7)两式对爆炸粉末烧结过程中颗粒界面的温升进行求解。为了说明尺寸效应对颗粒间摩擦升温的影响并对温升值有一个准确的了解, 本文以铁粉为例对颗粒直径分别为 1nm、10nm、100nm、1 μ m、10 μ m、20 μ m、50 μ m、100 μ m 的铁粉在 1-30GPa 的冲击压力下爆炸烧结后颗粒界面的升温进行了计算, 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 Material parameters used in calculation

界面初始温度 /K	密度 /kg · m ³	热传导系数 W · m ⁻¹ · K ⁻¹	热扩散系数 /m ² s ⁻¹	剪切强度 /MPa	温度系数	材料特征温度 /K	温度软化系数
298	7850	62.3	18.1 × 10 ⁶	350	0.00028	573	0.0046

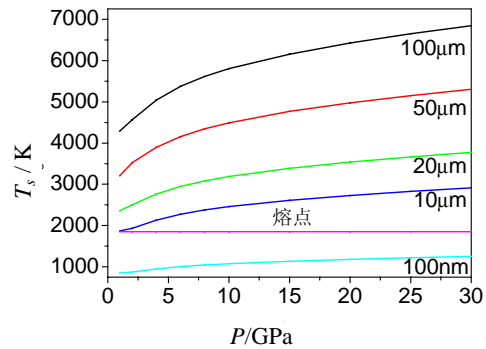


图 4 不同粒径、冲击压力下颗粒界面摩擦温度

Fig.4 Temperature at the interface of the particles under different particle diameters and pressure

图 4 和图 5 为不同尺度和不同压力下颗粒界面的温升, 由计算结果可见, 随颗粒大小和冲击压力的增大, 界面的摩擦升温变大, 当颗粒直径为微米量级或大于微米量级时, 在适当的冲击压力下, 颗粒表面温度很容易达到其熔点, 从而粉末更容易烧结; 而当颗粒直径降到纳米量级时, 即使提高冲击压力, 颗粒表面温升也很难达到其熔点, 这一方面是因为随着粒度的变小, 颗粒的总的表面积增大将使得热能量密度变小, 另一方面是因为随着粒度的变小热传导速度变大的缘故。比较 $t_L = L^2/12\alpha$ 和孔隙闭合时间可知当颗粒大小降到纳米量级时, 应考

考虑尺寸效应的影响。图 5 反映的是纳米尺度下尺寸效应对颗粒界面摩擦升温的影响，其中虚线为不考虑尺寸效应时的界面温升，不难发现当颗粒越小时，尺寸效应越明显。

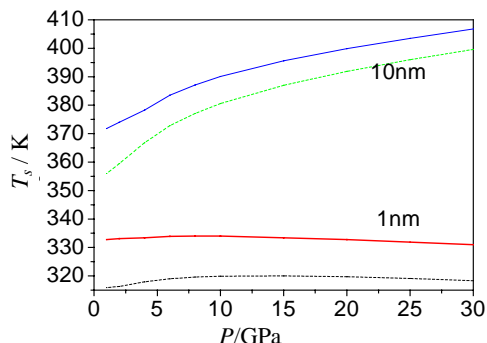


图 5 纳米尺度颗粒在不同冲击压力下的界面摩擦温度

Fig.5 Temperature at the interface of the particles of nano-scale under different pressure

5 结论

(1) 在爆炸粉末烧结的过程中，由于颗粒大小一般为微米甚至纳米量级，针对孔隙闭合时间和“特征时间”之间的大小关系，对颗粒界面摩擦升温的计算应当选取不同的方法。具体的判断准则为：当孔隙闭合时间大于 $t_L = L^2/12\alpha$ 时，不必考虑尺寸效应的影响，计算时选用式(24)；当孔隙闭合时间大于 $t_L = L^2/12\alpha$ 时对颗粒界面的摩擦升温的计算应考虑尺寸效应的影响，计算时选用式(30)，联立(1)和(7)式可进行求解。

(2) 由图 4 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；而当颗粒直径降到纳米量级时，由于颗粒总表面积的变化和热传导速度的加快颗粒表面温升也很难达到其熔点，颗粒也就无法烧结到一起。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。

参考文献:

- [1] Jong-Heon Lee, Naresh N. Thadhani. Defect-enhanced solid-state reaction behavior of shocked-modified Ti+C powder mixture compacts [J]. J. Mater. Proc. Tech., 1999, 85: 79~82.
- [2] S Ando, Y Mine. Explosive compaction of Nd-Fe-B powder [J]. J. Mater. Proc. Tech., 1999, 85: 142~147.
- [3] Binghuang Shao, Zhiyue Liu, Xiaoti Zhang. Explosive consolidation of amorphous cobalt-based alloys [J]. J. Mater. Proc. Tech., 1999, 85: 121~124.
- [4] K Sivakumar, T Balakrishna, P Ramakrishnan. Effect of process parameters on the densification of 2024 Al-20vol.% SiCp composites fabricated by explosive compaction [J]. J. Mater. Proc. Tech., 1998, 73: 268~275.
- [5] N. W. Page. Dynamic powder compaction of some rapidly solidified crystalline and amorphous powders: compaction characteristics [J]. Mater. Sci. Eng., 1989, A118: 179~195.
- [6] A G Mamalis, I N Vottea, D E Manolakos. On the modeling of the compaction mechanism of shock compacted powders [J]. J. Mater. Proc. Tech. 2001, 108: 165~178.
- [7] David G. Morris. Bonding process during the dynamic compaction of metallic powders [J]. Mater. Sci. Eng., 1983, 57: 187~195.
- [8] J S Zhu, S Liu, A Chandra. Study of powder sintering-compaction by a micro-mechanics model [J]. Proc. Inst. Mech. Eng., 1997, 211(part B): 73~81.
- [9] 邵丙璜, 高举贤, 李国豪. 金属粉末爆炸烧界面能量沉积机制[J]. 爆炸与冲击, 1989, 9(1): 17~27.
Shao Binghuang, Gao Juxian, Li Guohao. The mechanism of energy deposition at the interface of metal powder in explosive consolidation [J]. Explosion and Shock Waves, 1989, 9(1): 17~27. (in Chinese)
- [10] 全永昕. 工程摩擦学[M]. 杭州: 浙江大学出版社, 1994.
Quan Yongxin. Engineering tribology [M]. Hangzhou: Zhejiang University Press, 1994. (in Chinese)
- [11] 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.
Shao Binghuang, Zhang Kai. Explosive welding principle and its application [M]. Dalian: Dalian Institute of Technology Press, 1987. 329~341. (in Chinese)
- [12] Gordon R. Johnson, William H. Cook. Fracture characteristics of three metals subjected to various strain rates, temperatures and pressures [J]. Engineering Fracture Mechanics, 1985, 21(1): 31~48.
- [13] 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.
Eighth Department of Beijing Institute of Technology. Explosion and its application [M]. Beijing: National Defense Industry Press, 1979. 274~280. (in Chinese)
- [14] F E 卢博斯基. 非晶态金属合金[M]. 北京: 冶金工业出版社, 1989. 58~59.
F E Luborsky. Amorphous metal alloys [M]. Beijing: Metallurgic Industry Press, 1989. 58~59. (in Chinese)
- [15] 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.
Wang Lili. On constitutive modeling in numerical simulation of explosive mechanics [J]. Explosive and Shock Waves, 2003, 23(2): 97~104. (in Chinese)
- [16] M N 奥齐西克. 热传导[M]. 北京: 高等教育出版社, 1984. 360~383.
M N Ozisik. Heat conduction [M]. Beijing: Higher Education Press, 1984. 360~383. (in Chinese)