

金属粉末爆炸烧结界面能量沉积机制*

邵丙璜 高举贤 李国豪

(中国科学院力学研究所)

摘要 本文用“绝热摩擦机制”和“微爆炸焊接模型”讨论了爆炸烧结过程中金属粉末颗粒边界局部升温以至熔融的机理。指出这种升温时间大致和激波前沿的上升时间相当,约 10^{-8} 秒量级。升温率高达 10^{11} 度/秒。其界面温度可超过常压下的金属熔点。并与Зельдович, McQueen, Альтшулер等人建立的多孔隙材料的绝热压缩理论进行了比较。

关键词 爆炸烧结 激波压实 激波固结

一、概 况

爆炸烧结是利用激波作用于金属或非金属的微晶或非晶粉末,在瞬态、高温、高压下发生烧结的一种新技术,是爆炸加工领域的第三代研究对象。

快速冷凝的微晶和非晶材料具有一系列优异的特性。快速冷凝过程提高了材料的固溶度,形成亚稳相,呈现出极高的力学、电磁学和耐腐蚀能力。可是迄今快速冷凝的都是粉末或箔材,需要进一步烧结成块材。常规粉末冶金方法是制取各种特殊性能材料行之有效的方法,但其烧结时需保持长时间的高温,必然发生晶化和晶粒粗化。从而部分以至全部丧失快速冷凝所带来的特性。因而爆炸烧结(激波固结)是烧结微晶或非晶材料最有希望的途径之一。

爆炸烧结技术,实质上是多孔隙材料(粉末材料,松散材料)在激波绝热压缩下发生高温压实原理的应用。有关多孔隙材料的冲击绝热压缩现象及其状态方程的描述Зельдович, McQueen, Альтшулер, Herrmann等人^[1-4]均进行了讨论,当时考虑粉末材料在激波压缩下的升温粉末颗粒内外是均匀一致的。但近年来爆炸烧结的实践表明,粉末颗粒的升温 and 熔化首先发生在颗粒周界上。一般认为升温由于:*a.* 粉末颗粒的塑性畸变功转变为热能;*b.* 粉末颗粒之间在烧结压实过程中的摩擦;*c.* 粉末颗粒之间的爆炸焊接中绝热剪切;*d.* 粉末颗粒的绝热压缩。但到底那一种机制起着主导作用,迄今还没有具体的定量说明。

Kasiraj, Vreeland和Ahrens^[5]系统讨论了颗粒界面升温 and 激波压缩的热内能之间关系,但热内能中那些能量,以何种方式和机理与界面升温相关没有讨论。

本文通过简单的堆积模型给出了粉末颗粒在激波压缩下的升温机制。以及各种机制在量级上的相互关系。分析表明由于粉末颗粒的“绝热、摩擦”和颗粒间的“微爆炸焊接”时的界面绝热剪切过程,使颗粒的周界上的升温率可高达 10^{11} 度/秒的量级,从常温升到熔点温度所需时间为 10^{-8} 秒量级,即和激波前沿上升时间同一量级,即烧结和升温发生在粉末由松散状态到压实的压力上升的期间内,在以后的整个激波压力持续过程中(约为 10^{-6} 秒量级)颗粒界面不再升温。

* 本课题为国家自然科学基金资助项目

1988年4月12日收到原稿,9月10日收到修改稿。

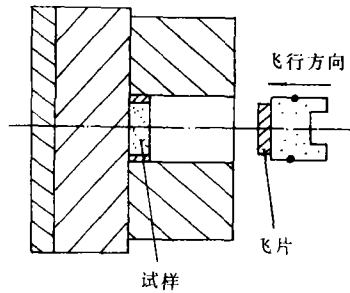


图1 平面飞片装置

Fig 1 Schematic diagram of the flyer plate set-up

论⁵，可知常规烧结利用金属粉末颗粒在高温下的扩散（体积扩散，表面扩散和晶界扩散）以及处于热融状态下的金属粉末颗粒的表面张力作功，使颗粒间结合，总表面积变小。这种烧结的特点是颗粒变形缓慢，烧结周期长。当两颗颗粒接触并发生烧结时，其接触颈部半径 r 随时间 t 增长，有如下关系^[6]

$$r^2 = k_1 \frac{\tau a}{\eta} t, \quad (\text{粘性流动机理}) \quad (1)$$

$$r^5 = k_2 (\tau a^2 v_a / RT) D_v t, \quad (\text{体积扩散机理}) \quad (2)$$

$$r^7 = k_3 (\tau a^3 \delta v_a / RT) D_s t, \quad (\text{表面扩散机理}) \quad (3)$$

$$r^6 = k_4 (\tau a^2 v_a \delta / RT) D_b t, \quad (\text{晶界扩散机理}) \quad (4)$$

这里 k_i 为材料常数， τ 为表面张力， R 为气体常数， a 为粉末颗粒半径， η 为粉末材料的粘性系数， T 为绝对温度。 D_v 、 D_s 、 D_b 分别为各扩散系数。 v_a 为一克原子物质的体积， δ 为原子间距。

上述公式表明， r 的增大和时间 $t^{1/2 \sim 1/7}$ 成正比，当 $r = a/2$ 时，其所需时间 $t \approx 10^4$ 秒量级。它与激波烧结时间（ $t \approx 10^{-6}$ 秒）相差 10^{10} 倍，因而这两种机理必定存在很大的差别。

2. 爆炸烧结的机理模型

爆炸烧结后的粉末颗粒的金相照片表明，颗粒周界常呈现熔态金属急冷凝固后的微晶组织，图2a为高速钢粉爆炸烧结后的金相照片，其颗粒边界为急冷微晶组织，因其不易金相腐蚀呈白亮色。图2b为其局部放大照片^[7]。

图3，给出两种不同颜色金属（铜—铝，铜—铁）爆炸烧结时的颗粒流动情况，来示踪其变形规律。

图3a为金属铁粉挤入两铜粉粒之间，并因绝热摩擦而呈熔融流体状态，并穿过缝隙侵彻到下层金属颗粒的形貌。

图3b为爆炸烧结后，铜颗粒界面呈现爆炸焊接所特有的“波状界面”形貌。

图4分别给出 Gourdin^[8]和 Butcher^[9]在铁粉和铜粉中测得的爆炸烧结激波波形。可以看到其激波上升时间通常不超过 10^{-7} 秒。

爆炸烧结的上述瞬态升温特性，对防止非晶化，晶粒粗化和阻止固溶析出提供了极有利条件。

图1为平面飞片烧结装置，下节将结合这种最简单力学装置，以便定量讨论爆炸烧结的物理过程。

二、爆炸烧结的机理

1. 传统的烧结机理

瞬态、高温、高压下的爆炸烧结机制与常压、高温、长时间的常规粉末烧结，在机理上有很大的不同。根据烧结动力学理

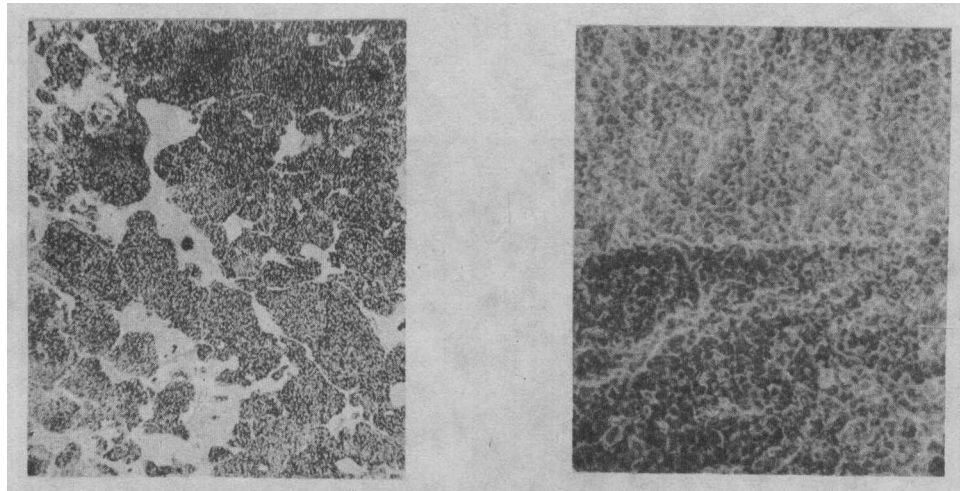


图 2

(a) 高速钢粉爆炸烧结金相照片，白色为微晶区，黑色为基体 $\times 100$

(b) 为微晶区组织 $\times 10000$ 扫描电镜

Fig. 2

(a) Metallograph of steel powder by high-speed explosive sintering. white area is crystallite area. black area is the base $\times 100$

(b) Electronic-scanning of the crystallite area $\times 10000$

根据对上述实验现象的分析，我们可以建立一种简化的爆炸烧结的机理模型。假定粉粒为直径相同的球形颗粒（粒径在 $10^{-2} \sim 10^{-3}$ cm 量级）。并以图 5a 方式呈密排球堆积形式。其孔隙率为 25.9%；当激波掠过这种粉末堆积结构时，其过程的力学特征是：

(1) 由于激波在颗粒间隙中的传播速度（若有空气）远较金属粉末中为慢，因而激波阵面不是几何平面。当激波掠过粉末颗粒时，间隙闭合，因此粉体中激波前沿厚度大致与粉粒直径同一尺度。

(2) 由于粉粒直径为 $10^{-2} \sim 10^{-3}$ cm 量级，激波通过它的持续时间为 $10^{-7} \sim 10^{-8}$ 秒，而激波本身持续时为若干微秒，可形成多次反射。因此可以不考虑粉粒内的波动过程，而视粉粒在激波作用下以质点速度的两倍 ($v_p = 2u$) 越过空隙互撞或摩擦。

(3) 当激波掠过颗粒时，图 5b 中第一排粉粒的每一个球形粉末均可能与同一排的相邻六个粉粒发生“微碰撞焊接”，其碰撞角 $2\beta = 0 \sim 72^\circ$ ，接着与第二排的三个相邻粉末发生斜碰撞焊接，其碰撞角 $\beta = 0 \sim 36^\circ$ 。根据爆炸焊接理论，在焊接过程中，发生焊接的区域的四周颗粒表层，包括氧化皮，（如图 5b 所示）将以“再入射流”形式喷向空隙，并被截获而聚积在界面汇聚点附近，形成黑色氧化物区。

(4) 实现爆炸焊接的重要条件是碰撞点处无“附着激波”，即需亚声速条件。因此爆炸烧结时希望炸药爆速低于材料弹性波速。

(5) 当激波到达粉粒下自由面时，粉粒将以两倍质点速度 ($v_p = 2u$) 高速挤入间隙，（如图 5b 斜线表示区）并与两侧挤拢的粉粒发生激烈的绝热摩擦，其温升可达 10^3 度，使该边

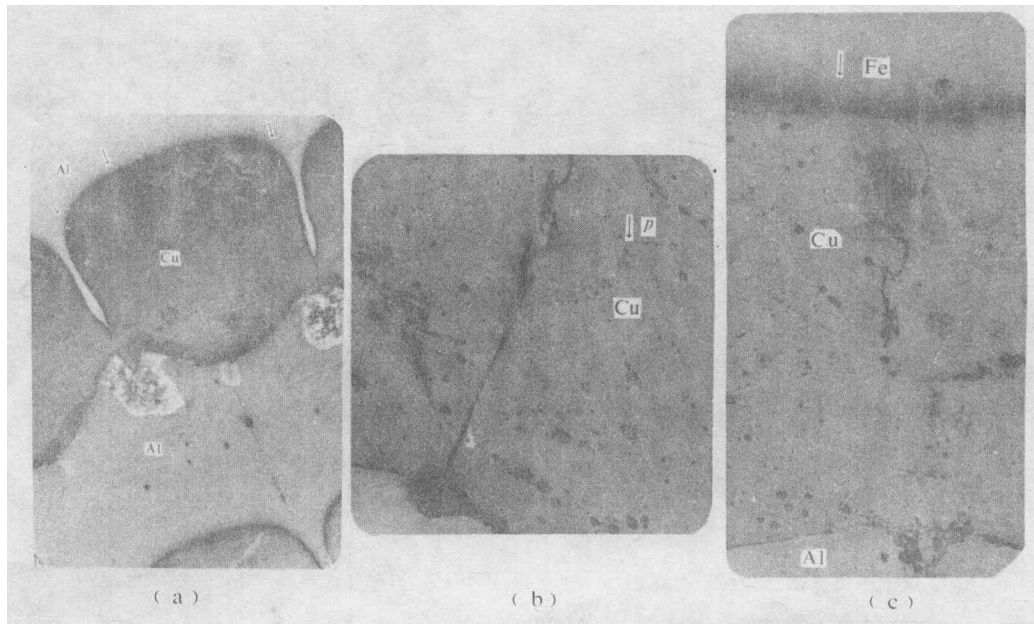


图3 绝热摩擦和微爆炸焊接界面形貌

- (a) Al、Cu圆柱在爆炸烧结过程中，挤入Cu柱之间，并与Cu柱壁发生绝热摩擦，熔化后侵入下层Al柱面的试件断面×20 →表示激波方向
- (b)(c) Fe、Cu圆柱在爆炸烧结过程中，在Fe挤入Cu柱之间发生摩擦熔化侵入外，还出现碰撞焊接所特有的波状焊接界面 ×20

Fig. 3 Shape of the adiabatic friction and micro-explosive welding surface

- (a) The phenomena of adiabatic friction, melt and penetration take place between aluminium and copper grains ×20
- (b)(c) Typical wavy interface of micro-explosive welding take place at copper grain interface ×20.

界发生摩擦焊接，其形貌如图3a。激波压力强，粉末孔隙度大，则摩擦功大，界面熔化量大，摩擦过程中破碎的氧化层将散落在粉粒边界上或截获在下层粉末上部如图3a，图4中所观察到的。

(6) 在激波前沿上升时间内，粉粒由松散状态被压挤成密实状态，空隙闭合相应地压力和界面温升同时到达峰值。当反射波自底面反射所引起的两次加载时，粉粒这时将以密实状态承受激波绝热压缩，通常压力为几十GPa量级。绝热压缩对温升的贡献为高阶小量可以忽略。

(7) 当粉粒之间为正碰撞时，或碰撞夹角小于下临界角 β_c ，此时因剪切层的应变率 $\dot{\gamma} \approx 10^6 \text{秒}^{-1}$ ，其粘性引起的切应力 $\tau \approx \mu\dot{\gamma}$ 可达10GPa量级，将阻止再入射流形成，其 β_c 的导出参看文献[10]，即

$$\operatorname{tg} \frac{\beta_c}{2} = \left[\frac{2\mu}{\rho a v_f} \right]^{1/2} \left[1 + \left(\frac{2\mu}{\rho a v_f} \right)^{1/2} \right] \quad (5)$$

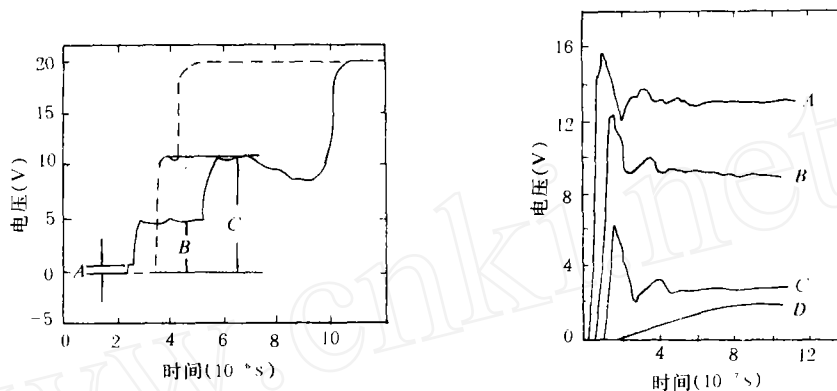


图 4 粉末爆炸烧结激波波形

- (a) Cu粉中的激波波形曲线(Gourdin1983), (b) Fe粉中的激波波形(Butcher1963)
 A- 弹性先驱波, B- 入射波(4.85V, 1.2GPa) 初始密度 (× 10³ kg/m³): A=7.0,
 C- 反射波 (10.98V, 5.9GPa) B=5.8, C=4.5, d=3.3.

Fig. 4 Profile of shock wave by explosive sintering

- (a) Profile of shock wave in the (b) Typical quartz gauge impact-
 copper powder. plane history records in iron
 A- Elastic predecessor powder.
 B- Incident wave (4.85V, 1.2GPa) initial density (× 10³ kg/m³);
 C- Reflection wave (10.98V, 5.9GPa) A=7.0, B=5.8, C=4.5, d=3.3

式中 μ 为粘性系数, ρ 为材料密度, a 为材料厚度, v_i 为碰撞来流速度。

(8) 因绝热摩擦而熔融的界面层金属, 在高压下有很强渗透能力(图3a所示) 使某些不具备碰撞焊和无相对摩擦的局部界面得以熔接。

3. 热传导方程和界面升温的估计

下面将分别讨论“碰撞焊接”和“绝热摩擦”对界面升温的贡献。

(1) 微碰撞焊接

当球形粉粒表面 OA 、 OB 以速度 v_p 斜碰撞时, 置动坐标于碰撞点 O , 则粉粒以 $v_i = v_p / \tan \beta$ 速度对称碰撞, 2β 为碰撞角如图 6 所示。其碰撞点近区的速度场关系式为(详细推导参看文献[11, 16])

$$Z = (x + iy) = \frac{h}{\pi} \left\{ (1 + \cos \beta) \ln \left(1 + \frac{\bar{v}_*}{v_i} \right) - (1 - \cos \beta) \ln \left(1 - \frac{\bar{v}_*}{v_i} \right) - e^{i\beta} \ln \left(1 + \frac{\bar{v}_*}{v_i} e^{i\beta} \right) - e^{-i\beta} \ln \left(1 + \frac{\bar{v}_*}{v_i} e^{-i\beta} \right) \right\} \quad (6)$$

其中 h 为来流厚度, β 为碰撞角。(6) 式给出在复平面 ($z = x + iy$) 上 z 值与其辐复速度 $\bar{v}_*/v_i = 1/v_i(u - iv)$ 之间关系。

(6) 式表明, 其速度 $v_*(v_* = u + iv)$ 存在很大速度梯度, 其剪切应变率 $\dot{\gamma}$ 可达 10^7 秒⁻¹

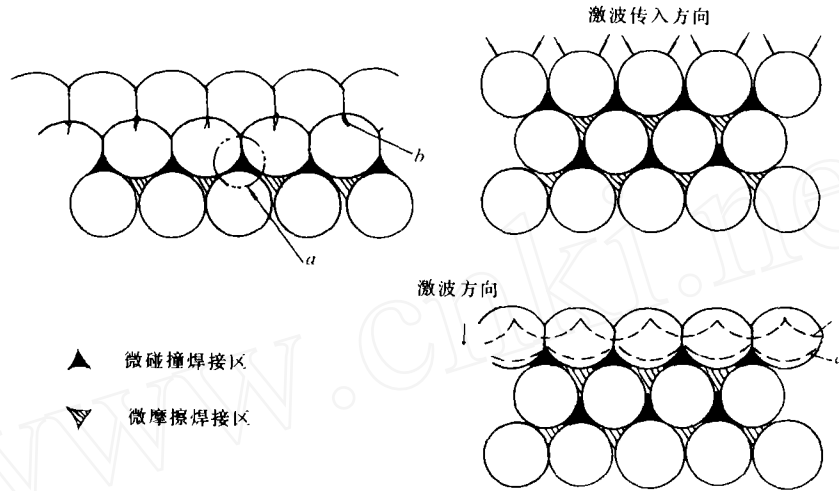


图5 绝热摩擦和微碰撞焊模型示意图

a - 激波波前, b - 微射流侵入痕迹或堆积物

Fig. 5 Schematic diagram of micro-explosive and adiabatic friction welding
a - Shock wave front, b - Trace of micro-jet penetration or accumulation

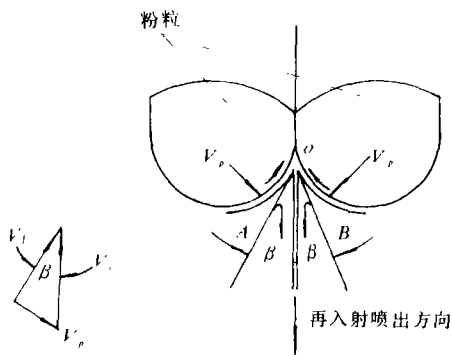


图6 对称碰撞焊接示意图

Fig. 6 Schematic diagram of symmetry impact welding.

高速剪切变形使剪切层内温度迅速上升, 金属软化, 并使切应变更集中在该软化层内, 这样沿着粉粒的焊接界面形成一条绝热剪切层, 层内金属呈现高温, 甚至熔化现象。其层内热传导方程为

$$\rho_0 c_V \frac{\partial T}{\partial t} = \tau_e \dot{\gamma}_e - k' \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \quad (7)$$

其中, $\rho_0 c_V (\partial T / \partial t)$ 为剪切层内热内能增长率, $\tau_e \dot{\gamma}_e$ 为材料塑性畸变功率, c_V, ρ_0, T, t 分别为定容比热、密度、温度 (K) 和时间。铁的 $c_V = 0.46 \cdot 10^3 \text{ J/kg}^\circ\text{C}$, τ_e 为等效切应力, 它与应变 γ_e , 温度 T 和应变率 $\dot{\gamma}_e$ 有如下关系

$$\tau_e = \tau_0 (1 + \alpha \gamma_e) \exp[-\beta(T - T_0)] + k' \ln \dot{\gamma}_e, (\dot{\gamma}_e < 10^3 \text{ s}^{-1}) \quad (8)$$

当 $\dot{\gamma}_e > 10^3 \text{ s}^{-1}$ 时, τ_e 和 $\dot{\gamma}_e$ 成正比关系^[12], 即

$$\tau_e = \tau_0 (1 + \alpha \gamma_e) \exp[-\beta(T - T_0)] + \mu \dot{\gamma}_e \quad (9)$$

μ 为粘性系数, 铁的 $\mu = 0.42 \times 10^3 \text{ Pa} \cdot \text{s}$, 当 $\dot{\gamma}_e = 10^6 \sim 10^7 \text{ s}^{-1}$ 时, τ_e 为 10^2 GPa 量级, $\tau_e \dot{\gamma}_e \approx 10^{16} \sim 10^{17} \text{ J/s} \cdot \text{m}^3$, $k' (\partial^2 T / \partial x^2)$ 为热传导损失项, k' 为热传导系数, 铁的 $k' =$

$0.5 \cdot 10^2 \text{ J/s} \cdot \text{m} \cdot ^\circ\text{C}$, ΔT 表示剪切层内外的温度差, 约 10^3 度, Δx 为粉粒绝热剪切层的厚度约 $10^{-5} \sim 10^{-6}$ 米量级, 则平均 $k' \Delta T / \Delta x = 10^{15} \text{ J/s} \cdot \text{m}^3$, 和剪切变形功相比为高阶小量, 因而使界面迅速升温。根据 (7) 式可知, 上述绝热剪切功能够在 $\Delta t = 10^{-7} \sim 10^{-8}$ 秒内, 使边界升温到 10^3 度。

(2) 颗粒间的摩擦焊接

关于颗粒界面绝热摩擦升温的热传导方程为

$$\Delta \dot{Q} = \rho_0 c_v \frac{\partial T}{\partial t} = p \eta \cdot \frac{v_p}{\Delta x} - k' \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \quad (10)$$

其中 $p \eta v_p / \Delta x$ 表示摩擦功率项。式中 p 为颗粒间正压力约 10 GPa 量级, η 为摩擦系数, 约 10^{-1} , v_p 颗粒挤入空隙的滑动速度, 相当于粉粒自由面速度 ($2u$), 为 10^3 m/s 量级, Δx 为摩擦升温层的厚度, 约 $(1 \sim 10) \cdot 10^{-6} \text{ m}$, 则 $p \eta v_p / \Delta x = 10^{17-18} \text{ J/s} \cdot \text{m}^3$, 而相应热传导损失项为 $10^{15} \text{ J/s} \cdot \text{m}^3$, 后者为高阶小项。因此绝热摩擦能使粉粒界面同样在 $10^{-7} \sim 10^{-8}$ 秒内升温到 $10^3 \sim 10^4$ 度。和微爆炸焊接比较, 摩擦对升温的贡献更重要一些。图 3 照片也表明了这一点。

上述量级上的估计表明, “绝热摩擦”和“微爆炸焊接”两种机理均能在激波上升的时间内, 使界面升温并发生熔化, 并在激波高压作用下紧密地熔接在一起。随之由于热传导的散热, 使熔化层迅速冷却, 形成极细的微晶区。

显然要直接定量计算形状与大小不同的粉粒, 在不同堆积方式下的界面升温, 以求取烧结体的熔化面积大小是过于烦琐。为此我们必须把这种细观上的模型机制和宏观热力学现象结合起来。即应和 Зельдович, McQueen, Альшутлер 等人建立的多孔隙材料的激波压缩理论结合起来, 考虑烧结体的有关力学现象。

在激波的冲击绝热压缩下, 物质中的内能 E 包括两部分, 一部分为晶体受压缩的弹性变形能与温升无关称为冷内能 E_c , 另一部分为热内能 E_r , 它与晶粒塑性畸变有关, 使晶体升温。

在粉体材料中, 激波压缩的内能 E_2 不仅包括前两种内能形成的机制, 而且随着空隙的闭合, 还引起粉粒的塑性变形, 以及粉粒之间的绝热摩擦和粉粒间在碰撞焊接时的“绝热剪切”后三种升温机制构成了热内能 ΔE_r , 其值通常远远大于密实材料中的 E_r 。

根据冲击波理论^[1-3], 从宏观上可以求得 ΔE_r , 从而可以求出粉末材料烧结时界面的温升和界面熔化体积。一定程度上实现了预报爆炸烧结的结合质量的可能。

三、爆炸烧结粉粒界面熔化区大小预报

本节应用文献 [1-3] 中理论, 讨论了界面熔化区大小类似的问题, Raybould^[13], 本文作者^[14], Kasiraj, Vreeland, Ahren^[5] 都有过讨论, 此处仅梗概地列出相应公式, 不再推演。

图 7 为激波压缩下压力 p 和比容 V 关系曲线。 V_0 为密实材料的初始比容, 压缩到 V 时相应的压力为 p_1 , 内能为 E_1 , Hugoniot 曲线为 $V_0 A$; V_{00} 为绝对零度下等温压缩到 V 时的 $p \sim V$ 曲线, p_c 为冷压力, E_c 为冷内能, V_{00} 为具有空隙度的粉体材料的初始比容, 当压缩到 V 时, 相应激波压力为 p_2 , 内能为 E_2 , $V_{00} B$ 曲线为相应的粉体材料的 Hugoniot 曲线, 则相应 Hugoniot 方程为

$$E_1 - E_0 = 1/2 [p_1 (V_0 - V)], \quad (\text{密实材料}) \quad (11)$$

$$E_2 - E_{00} = 1/2 [p_2 (V_{00} - V)], \quad (\text{粉末材料}) \quad (12)$$

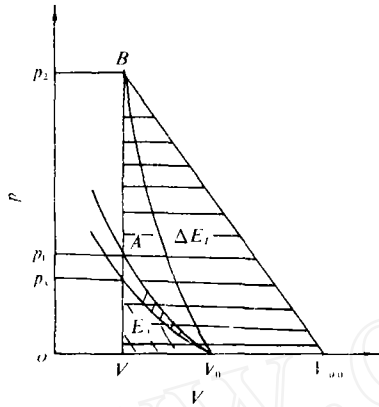


图7 激波作用下的压力-比容曲线
Fig. 7 Relationship between pressure-specific-volume under shock wave loading

相应 Grüneisen 方程为

$$p_1 - p_0 = \frac{\gamma}{V} (E_1 - E_0) \quad (13)$$

$$p_2 - p_0 = \frac{\gamma}{V} (E_2 - E_0) \quad (14)$$

其中 Grüneisen 系数 γ 采用最简单的线性关系式

$$\gamma = \gamma_0 \frac{V}{V_0} \quad (15)$$

常态下的 Grüneisen 系数 $\gamma_0 = V(\partial p / \partial E)_0 = (V/c_p)(\partial p / \partial T)_0 = -(V/c_p)(\partial p / \partial V)_0 \cdot (\partial V / \partial T)_0 = \alpha c^2 / C_p$

其中 α 为体膨胀系数, c 为声速, c_p 为定压比热, E_0, E_{00} 为初始状态的内能, 它们与 E_1, E_2 比较近似取 $E_0 \approx E_{00}$

激波作用下的压力和比容关系为

$$p_1 = \frac{\rho_0 C_0^2 \{1 - (V/V_0)\}}{\{1 + \lambda [(V/V_0) - 1]\}^2} \quad (\text{密实材料}) \quad (16)$$

$$p_2 = p_1 \frac{\{1 - (1/2)\gamma_0 [1 - (V/V_0)]\}}{\{1 - (1/2)\gamma_0 [(V_{00}/V_0) - (V/V_0)]\}} \quad (\text{粉末材料}) \quad (17)$$

其中 C_0, λ 为冲击波下材料常数。给出 V 值, 则内能 E_1, E_2 即可确定。

粉末材料在激波作用下, 引起粉粒边界升温 and 熔化的“热内能部分 ΔE_T^* ”为

$$\Delta E_T^* = E_2 - E_T - E_1 - \Delta E_T^* \quad (18)$$

其中 E_T 为密实材料在激波压缩下的热内能, E 为冷内能, $E_T + E_c = E_1$, ΔE_T^* 为粉末材料在激波作用下塑性畸变功。

$$\Delta E_T^* = \int T d\Gamma \approx Y_0 \frac{V'_{00} - V_0}{V'_{00}}$$

这里 T, Γ 为等效应力和等效应变, 在刚塑性近似下, Y_0 为材料动态塑性强度, 在空隙闭合中粉末材料总的形状畸变量大致与 $(V'_{00} - V_0)/V'_{00}$ 相当, V'_{00} 为粉体开始塑性变形时的初始比容, 通常 $V'_{00} \approx V_{00}$ 。

因此若能求得 E_c , 从 (18) 式中就能确定 ΔE_T^* 。由于 $p_c = -(\partial E_c / \partial V)$, 从 (13)、(16) 两式中可知

$$E_c = \exp(-\gamma_0 \frac{V}{V_0}) \int_{V_1}^{V_0} \left\{ \frac{\gamma_0 C_0^2 \{1 - (V/V_0)\}}{2 \{1 + \lambda [(V/V_0) - 1]\}^2} \cdot (1 - \frac{V}{V_0} - \frac{2}{\gamma_0}) \right\} \exp(\gamma_0 \frac{V}{V_0}) d(\frac{V}{V_0}) \quad (19)$$

代入 (18) 式则可求得由于绝热摩擦和边界绝热剪切所引起的边界升温的热内能项 ΔE_T^* 。由下式

$$\sum \Delta T = \sum \Delta E_T^* / c_p(T) \cdot \eta \quad (20)$$

即可确定粉粒边界层的温升。其中 $c_v(T)$ 为粉末材料定容比热

$$c_v(T) = 3 N_0 k D \left(\frac{\theta_D}{T} \right) \quad (21)$$

N_0 为每克质量的原子数, k 为波尔兹曼常数, $D(\theta_D/T)$ 为德拜 (Debye) 函数, θ_D 为材料德拜温度。 η 为绝热摩擦和剪切的升温 (或熔化) 层厚度与粉粒直径之比 (或升温层的体积百分率)。

由于爆炸烧结时的高压将引起熔点温度 $T_{m,1}$ 的相应提高。关于高压下的熔点温度理论可用 Lindemann 理论, 也可用 Simon 的经验公式, 其形式

$$T_{m,1} = T_{m,0} [1 + (p/a)]^b \quad (22)$$

a, b 为材料常数, $T_{m,0}$ 为材料常压下熔点温度 (K), 则爆炸烧结时边界熔化区和粉粒体积比 η 为

$$\eta = \frac{\Delta E'_T}{[c_v(T_{m,1} - T_0) + H_m]} \quad (23)$$

这里 T_0 为初始温度, H_m 为材料熔化潜热。

四、算例和实验结果比较

1. 试验条件^[15]

铁合金粉, 粒径 60×10^{-6} m, 孔隙率 39%, 飞片厚 5 mm, 飞片打击速度 1.2 km/s, 试样厚 1 mm。

2. 有关系数

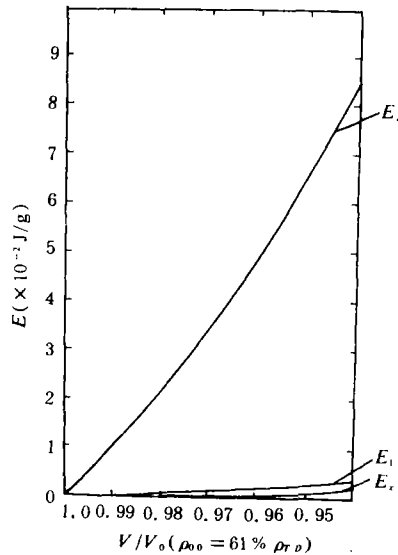


图 8 内能 E_2, E_1, E_0 与压缩比 V/V_0 关系
Fig. 8 Relationship between internal energy E_2, E_1, E_0 and compression ratio V/V_0 .

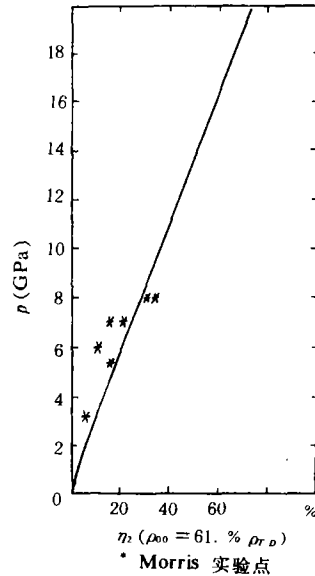


图 9 边界熔化层体积百分比 η_2 与压力 p 关系
Fig. 9 Relationship between the melted volume η_2 and shock wave pressure p .

材料	γ_0	$\rho_0(10^3 \text{ kg/m}^3)$	$C_0(\text{km/s})$	λ	$c_1(\text{kJ/kg}^\circ\text{C})$	$a(\text{GPa})$	b	$T_{m,0}(\text{K})$	$H_m(\text{kJ/kg})$	$\gamma(\text{GPa})$
铁	1.69	7.8	3.8	1.58	0.46	15	1/3.2	1808	247	0.7

3. 计算结果

粉粒中激波压 $p = 9 \text{ GPa}$, 激波持续时间 $t = 2 \times 10^{-6} \text{ s}$, 激波下熔点温度按 Lindemann 理论, $T_{m,1} = 2180 \text{ K}$; 按 Simon 公式, $T_{m,1} = 2093 \text{ K}$ 。密实材料的冷压能 $E_c = 8.4 \text{ kJ/kg}$, 密实材料的内能 $E_1 = 8.8 \text{ kJ/kg}$, 粉末材料的内能 $E_2 = 399 \text{ kJ/kg}$, 因 $E_c/E_2, E_1/E_2$ 为高阶小量, 在简化计算中可令 $\Delta E_1^* \approx E_2 - \Delta E_1^*$, 粉粒的塑性变形功 $\Delta E_1^* = 35 \text{ kJ/kg}$ 。

图 8 为 E_c, E_1, E_2 和 V/V_0 的关系曲线, 图 9 为激波压力 p 与边界熔化区的体积比 η_2 的关系曲线。图中 * 为 Morris 的实测点^[15]。当熔化层 2δ 和粒径 $2r$ 之比为 $\delta/r = \eta_2/3 \approx 0.11$ 时, $\eta_2 \approx 30\%$ 。

五、结束语

本文用“微爆炸焊接模型”和“绝热摩擦机制”讨论了爆炸烧结时粉粒界面熔化机制, 其中摩擦生热比绝热剪切生热更为重要。通过热内能观点将细观的烧结机制和宏观的多孔隙材料的激波压缩理论相结合, 给出了界面熔化区大小的简化判据, 与有关实测进行了比较, 取得了较一致的结果。

参 考 文 献

- [1] Зельдович, Я.Б., Райзер, Ю.П., Физика Ударной Волны и Высокотемпературных Гидродинамических Явлений, Изд. «Наука», изд. Второе дополн. (1966), Глава 1.1, §10.
- [2] McQueen, R.G., Marsh, S.P., Taylor, J.W., Fritz, J.N., Carter, W.J., in High Velocity Impact Phenomena, edited by Kinslow, R., Academic press, New York, (1970), 293.
- [3] Альбулер, Л.В., *Изв. Т.Ф.*, 34 (4), (1958), 874.
- [4] Herrmann, W., *JAP*, 40 (1969), 2490.
- [5] Kasraj, P., Vreeland, T., Ahrens, T.J., *Acta metall* 32 (8) (1984), 1243.
- [6] 北京钢铁学院粉末冶金教研组, 金属粉末及其压制和烧结原理, 第五章, (1975)
- [7] Yang Rang, Xie Zi Zhang et al., *Proc. Inter. Symp. on Intense Dynamic Loading and Its Effects*, 北京, (1986), 1025.
- [8] Gourdin, W.H., Weinland, S.L., *Shock Waves in Condensed Matter*, Santa Fe, New Mexico, 1983, 99.
- [9] Butcher, B.M., Karnes, C.H., *JAP*, 40 (7) (1969), 2967.
- [10] Годунов, С.К., Дерibas, А.А., Мали, В.И., *Ф.Ф.В.*, 11 (1) (1975), 3.
- [11] 邵丙璜, 张 凯, 爆炸焊接原理及其工程应用, 大连工学院出版社 (1987), §4 - 6.
- [12] Campbell, J.D., Ferguson, W.G., *Phil. Magazine*, 21 (169) (1970), 63.
- [13] Raybould, D., *7th Inter. Conf. on HERF*, Leeds, (1981), 531.
- [14] Shas, P.H. (邵丙璜) et al., *II Meeting on Explosive Working of Materials Novosibirsk USSR* (1981), 177.

- [15] Morris, D.G., *Metal Sci.*, **15** (1981), 116; **16** (1982), 457.
[16] Milne-Thomson, I. M., *Theoretical Hydrodynamics*, The Macmillan Press LTD. (1979), §10.21, §11. 20

THE MECHANISM OF ENERGY DEPOSITION AT THE INTERFACE OF METAL POWDER IN EXPLOSIVE CONSOLIDATION

Shao Binghuang, Gao Juxian, Li Guohao

(*Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences*)

ABSTRACT In this paper the mechanism of rising temperature (until melt) at the interface of metal powder in explosive consolidation is studied by using the adiabatic friction and micro-explosive welding model. The duration of the rising temperature is nearly equivalent to the rising time of the shock wave front, i.e., about 10^{-8} sec. The rising rate of the temperature approaches to 10^{11} °C/sec. The temperature at the interface can be higher than the melting point of the metal. The calculation results coincide with the experiments given by Morris [15].

KEY WORDS explosive sintering, explosive compaction, explosive consolidation.