

粉末材料爆炸烧结过程分析

中国科学院力学研究所 张登霞

一、前言

粉末材料的爆炸烧结是粉末冶金中一种很有发展前途的新工艺。和常规粉末冶金方法相比,这种工艺具有以下几个优点:(1)粉末材料爆炸烧结件仍保持原来粉末材料的性能;(2)可以不用粘结剂而使陶瓷粉末,尤其是非氧陶瓷粉末烧结为陶瓷块材,可以制造一些特殊的合金;(3)可以代替热等静压机。

近几十年来,粉末材料的爆炸烧结工艺引起了国内外材料科学工作者、力学工作者的关注。五十年代末,国外已开始研究这种工艺,七十年代初国内也进行过研究。但是,由于其机理不清楚。目前这种工艺仍停留在研究阶段。

爆炸烧结过程是在微秒的数量级内完成,在如此短的时间内无法直接观察粉末颗粒的变形和运动,人们只能借助一些间接办法研究它,至今,关于机理的看法大致可以分为两类:一类是炸药起爆后,爆轰压力以激波的形式,通过包套传递给粉末,激波通过粉末后,粉末材料即被烧结成块材。按照这种观点,在柱面收缩爆炸中,控制粉末材料爆炸烧结过程的主要因素是炸药的爆轰压力,炸药质量和粉末材料的质量比。另一类看法是,当炸药起爆后,在爆轰压力作用下,包套获得了速度,粉末材料受到高速运动的包套打击后而被烧结成块材,按照这种观点,控制粉末材料爆炸烧结过程的主要因素是包套的动能。

本文对烧结过程进行了初步力学分析,在此基础上,作者认为粉末材料爆炸烧结过程实质上是在爆轰压力作用下,包套与粉末颗粒、粉末颗粒之间的碰撞焊接过程。

二、爆炸烧结过程的力学分析

图1是常用的几种爆炸烧结装置示意图。炸药爆轰后,在适当的爆轰压力作用下,粉末材料可以被烧结成块材。现以平面爆炸烧结装置为例说明粉末材料如何在爆轰压力作用下被烧结成块材。在实际中粉末颗粒按一定的粒度级配充填在包套内,它们在包套内的分布是随机的,因此在爆轰压力作用下,粉末颗粒的运动和变形过程是极复杂的,分析起来相当困难。作为定性的分析,我们假设粉末颗粒为大小均匀的圆球,按图2所示规律排列在包套内,这些粉末颗粒与包套之间除了在a、b、c点接触外,其它部位均有一定的间隙,而且间隙的大小逐点在变化,如图所示,在adb区域内,从a向d(或从b向d)包套与粉末颗粒表面的间隙逐点加大。同图上还画出飞板的位置。炸药爆轰后,爆轰压力均匀地作用在飞板的上表面,在此压力作用下飞板在空中加速飞行,与包套碰撞后产生碰撞高压,并以激波的形式分别在包套和飞板内传播。进入包套的激波到达包套的下表面时,在包套与粉末颗粒的接触点a、b、c等处,按一定的匹配关系进入粉末颗粒内部。在其余部位,因为包套与粉末颗粒之间有一定的间隙,所以到达包套表面的激波只能按自由面的反射规律在包套内反

向传播。在这种激波及飞板上表面的残余爆轰压力作用下，包套和飞板作为整体继续加速运动，运动方向如图3所示。高速飞行的包套与粉末颗粒倾斜碰撞时，在碰撞点处产生碰撞高压与剪切变形。碰撞高压以激波的形式向粉末颗粒内部传播。本文称这种激波为子激波。子激波通过粉末颗粒后，在颗粒内部产生位错、孪晶等微观缺陷。这就导致爆炸烧结件中粉末颗粒内部的硬度显著大于原始粉末颗粒的硬度。同时在这些子激波作用下，粉末颗粒也产生

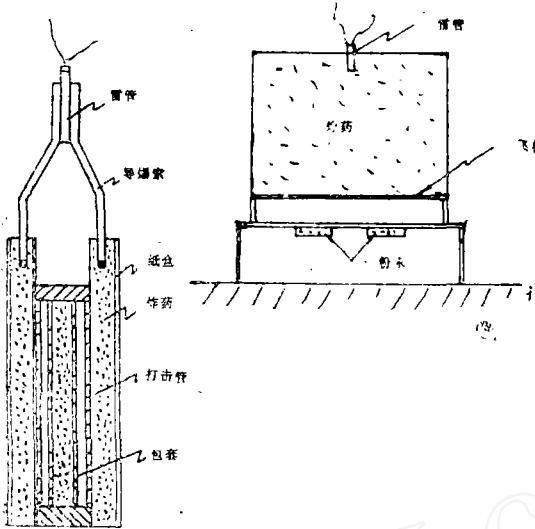


图1 爆炸烧结装置示意图

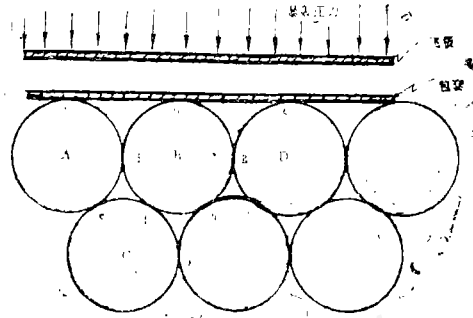


图2 爆轰压力下包套内粉末颗粒排列示意图一。

了宏观变形。

现在讨论剪切变形的性质：热力学第一定律指出，物质内能的增加等于外力对它所作的变形功加上它从外界所吸收的热量，在本问题中可以写成：

$$\rho \frac{dE_\theta}{dt} = P \frac{d\theta}{dt} + S_{ij} \frac{de_{ij}^p}{dt} + K \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} \quad (1)$$

式中 $E_\theta(T, \theta)$ 为单位质量物质的体积变形能，它和体积变化有关，也和温度变化有关，在本问题中由于体积变化引起内能的变化与由于温度变化引起内能的变化相比较，前者可以忽略不计，于是

$$E_\theta(T, \theta) = E_\theta(T) = C_v T$$

式中 P 是静水压力， S_{ij} 是应力偏量； e_{ij}^p 是塑性应变偏量； T 是温度； ρ 是密度； t 是时间， r 是颗粒的法向坐标（外法线方向为正）； C_v 是定容比热。

为了比较方程(1)中各量的大小，把方程(1)改写为无量纲形式。取在某种碰撞速度条件下颗粒边界处的最高温度(T_0)，最大应变率 $(\frac{dr}{dt})_0$ 及原始粉末颗粒的半径 r_0 为三个基本量，构成三个无量纲参数

$$\bar{T} = \frac{T}{T_0}, \quad \bar{t} = t \left(\frac{d\gamma}{dt} \right)_0, \quad \bar{r} = r/r_0.$$

代入方程(1)后得到：

$$\frac{d\bar{T}}{d\bar{t}} = \frac{P}{\rho C_v T_0} \frac{d\theta}{dt} + \frac{S_{ij}}{\rho C_v T_0} \frac{d\gamma}{dt} + \frac{K}{\rho C_v r_0^2 (d\gamma/dt)_0} \frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial \bar{r}^2} \quad (2)$$

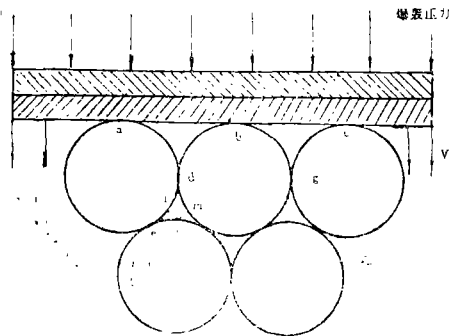


图3 爆轰压力下包套内粉末颗粒排列示意图二。

为了估计热传导项的大小，考虑热传导项和变形功项的系数比

$$\frac{K/(\rho C_v r_0 \dot{\gamma}_0)}{S_{ij}/(\rho C_v T_0)} = \frac{KT_0}{S_{ij} r_0^2 \dot{\gamma}_0} \quad \left[\dot{\gamma}_0 = \left(\frac{d\gamma}{dT} \right)_0 \right]$$

以低碳钢为例进行估算。\$K = 0.5 \times 10^{-2} \text{J/m} \cdot \text{s} \cdot ^\circ\text{C}\$，取材料抗压强度 \$\sigma_s = 3900 \text{kg/cm}^2\$ 代替 \$S_{ij}\$，\$r_0\$ 取 \$10 \mu\text{m}\$，\$\dot{\gamma}_0\$ 取 \$10^5 \sim 10^8 / \text{s}\$，经过计算得到：

$$\frac{KT_0}{S_{ij} r_0^2 \dot{\gamma}_0} = 10^{-4}$$

这表明热传导与变形功相比较是一个小量，于是可以认为此剪切变形是绝热的。下面估计这种剪切变形引起的温升。

$$\frac{dT}{dt} = \frac{S_{ij}}{\rho C_v} \frac{d\gamma}{dt}$$

作为初步估计，式中 \$S_{ij}\$ 取为材料的抗压强度 \$\sigma_s\$，\$\frac{d\gamma}{dt}\$ 取为碰撞点附近的最大应变率，\$C_v = 4.387 \times 10^6 \text{erg/g} \cdot ^\circ\text{C}\$ 代入上式计算得到：

$$\frac{dT}{dt} = 10^8 \text{k/t}$$

这个粗略的定性估计告诉我们，包套与粉末颗粒碰撞时产生的剪切变形是绝热的，其温升率相当高，以致在微秒的数量级内碰撞点附近的温度可以上升到数百度以上。

如图 2 所示，包套与颗粒表面之间的间隙从 a 向 d 逐点增大，由于残余爆轰气体的作用，包套与颗粒的碰撞速度也是由 a 向 b 逐点增大。从图 3 还可以看到包套与粉末颗粒表面的夹角也是逐点增大。根据碰撞焊接的研究结果可以推论，在这种情况下，子激波的幅值、受热区的尺寸，受热区内的温度也是逐点增加的。

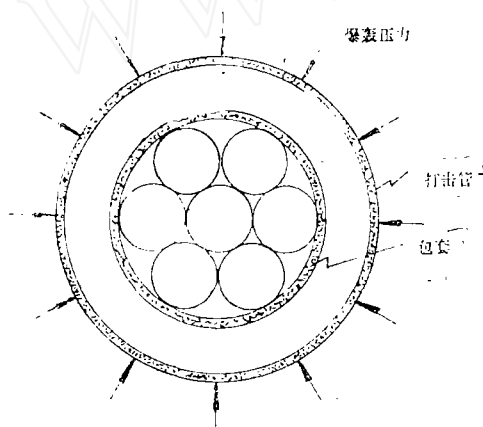


图 4 柱面收缩爆炸的环向剖面

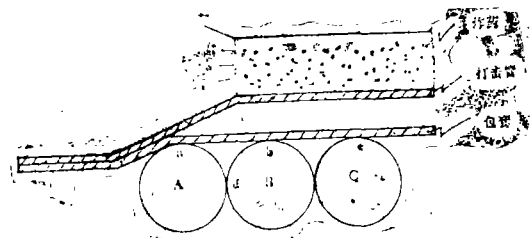


图 5 柱面收缩爆炸的轴向剖面

以上的分析表明，在爆炸烧结过程中，爆轰压力不是以激波的形式通过包套直接进入粉末颗粒内部。而是在爆轰压力作用下，包套获得了速度，高速运动的包套与粉末颗粒倾斜碰撞后，在碰撞点处产生碰撞高压和绝热剪切变形，碰撞高压以子激波的形式在粉末颗粒内部传播，绝热剪切变形产生的热局限在颗粒表面层。

平面装置分析的结果同样可以用在柱面收缩爆炸中，只是在这种条件下过程更加复杂。现取两个特定方向（一个是垂直轴向剖面，一个是沿轴剖面）说明柱面收缩爆炸装置与平面爆炸装置的一致性。首先看环向剖面（图 4），当爆轰波到达该剖面所在位置时，爆轰压力均匀地作用在打击管的外表面，与平面装置中类似的过程，打击管与包套碰撞后产生的激波

也只能在包套与粉末颗粒的接触点处进入颗粒内部，其它部位也是以包套与粉末颗粒高速倾斜碰撞产生的子激波形式传播。图5是柱面收缩爆炸中的轴向剖面，随着爆轰波的传播，在爆轰压力作用下，打击管弯折后与包套高速倾斜碰撞，在碰撞点处产生碰撞高压和绝热剪切变形。绝热剪切变形产生的热只局限在打击管与包套的分界面处。碰撞高压以激波的形式分别在打击管与包套内传播，与平面装置中过程相类似，当激波到达包套的内表面时，只有在包套与粉末颗粒的接触点处，激波可以直接向颗粒内部传播，其它部位也是以包套与粉末颗粒高速倾斜碰撞产生的子激波形式传播。

现在讨论粉末颗粒的被烧结过程。前已述及包套与第一层粉末颗粒高速倾斜碰撞时，在碰撞点处产生的碰撞高压以子激波的形式在颗粒内部传播，在这种子激波以及飞板上表面的残余爆轰压力的作用下，这层粉末颗粒处于高速变形和高速运动的状态。由于作用在飞板上表面的爆轰载荷是均匀分布的，所以颗粒与包套的碰撞条件相同，每个颗粒与飞板的碰撞条件对称于它的垂直直径。在这种条件下，这层颗粒的变形和运动是对称的，它们颗粒之间不可能产生相对滑动，它们与下一层颗粒间也不可能有相对的滑动和滚动。在图示的dlm区域内，高速变形和运动的颗粒A与B只能对称倾斜碰撞，在碰撞点处产生碰撞高压和绝热剪切变形，如果碰撞速度足够高时，绝热剪切变形产生的热足以使A、B颗粒在该区域内的界面熔化而焊接。在mif区域内，D颗粒处于静止的和未变形的状态，它保持原始粉末材料的硬度，B颗粒处于高速变形和高速运动的状态，且硬度显著高于原始粉末材料，B颗粒逐点打击D颗粒，它与D颗粒之间的碰撞属于非对称高速倾斜碰撞，碰撞速度足够高时，除B、D颗粒焊接在一起外，D颗粒还可能显示出明显的宏观变形，在B、D颗粒焊接的同时，D颗粒内有子激波传播。传播时也会使D颗粒内部产生位错等微观缺陷，从而提高了颗粒内部的硬度。fgh区域是由高速运动和变形的B颗粒与处于静止状态的且无变形的D、E颗粒围成的，变形后的B颗粒，掠过空间逐点与D、E颗粒相遇而发生倾斜碰撞，若B颗粒的变形和运动速度足够高，且能产生足够大的变形和位移时，则B颗粒能充满fgh间隙并与D、E颗粒焊接，与此同时，B颗粒与D、E颗粒碰撞时产生的碰撞高压以子激波的形式在D、E颗粒内部传播。在子激波和飞板上表面的残余爆轰压力作用下，D、E颗粒又处于高速运动和变形的状态，它们再与其它未受力的颗粒碰撞而焊接，以此类推，在合适的爆炸载荷作用下，粉末颗粒逐个被焊接而成块材。

三、试验结果

T. Taniguchi^[11]等研究了高碳铬轴承钢粉末的动态烧结。图6是他采用的试验装置示意图。在光学显微镜下观察到在烧结件的边缘部位存在着白色亮区。X-射线衍射和电子探针分析都证明该区域含有铜的成分，其硬度大于静压和烧结的Fe-Cu合金，他们判断这是由被捕获的铜覆盖板的射流。

Morries^[12]观察了镍基高温合金粉末烧结件颗粒内部的金相组织。在透射电子显微镜下观察到高密度的位错，堆垛层错和李晶，硬度测量结果表明，这些颗粒具有相当高的硬度值。D. Bagbould^[13]也测量了不锈钢烧结件中的硬度值，他也证明了烧结件中粉末颗粒的硬度显著高于原始粉末颗粒的硬度。

图7是碳钢烧结件的光学金相照片^[13]，图中箭头是激波的传播方向。这张照片清楚地表明了粉末颗粒的宏观变形特点。沿激波传播的方向，所有粉末颗粒的尾部都为凹形，其中有

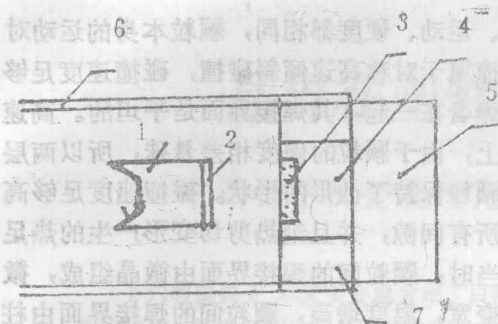


图6 Taniguchi动态烧结试验装置示意图

1—飞板靴 2—飞板 3—粉末 4—包套
5—动量捕捉器 6—支架 7—侧向同心保护环



图7 碳钢烧结件的金相照片

的为单凹形，有的为双凹形，颗粒的前沿为凸形。沿垂直于激波的传播方向，颗粒的界面是平坦的。

Morris在高温烧结件中观察到颗粒界面处存在着白色亮区，透射电子显微镜证实了这个区域由等轴微晶组成。A. M. Ставер^[4]用透射电子显微镜观察了铜/铁混合粉末烧结件的金相组织，他观察到颗粒边界处存在着再结晶区和流动轨迹。D. Baybould^[5]在不锈钢粉末的烧结件中观察到颗粒之间存在着熔化区，熔化区内或者是小于 $1\mu\text{m}$ 的超细晶粒，或者是非晶态组织，在个别情况下熔化区内是柱晶，这些柱晶从新的颗粒边界开始凝固，在熔化区中心结束。杨让等^[6]在高速钢粉末烧结件中观察到颗粒界面处存在着微晶，大多数晶粒的直径为 $0.25\sim 0.3\mu\text{m}$ 。Peng^[8]在铝合金快冷固化粉末爆炸烧结件中观察到均匀分布的氧化铝，这些氧化铝和原始粉末颗粒表面层的材料相同。

四、分析和结论

把上述试验结果和在爆炸焊接件中观察到的现象^[7]进行比较，可以看出二者是极类似的。爆炸焊接机理的研究结果表明：爆炸焊接是在爆炸载荷作用下，两块被焊金属板高速倾斜碰撞后，在碰撞点处产生碰撞高压、绝热剪切变形、再入射流。碰撞高压以激波的形式在被焊板材内传播，激波通过后，板材内产生位错、机械孪晶等微观缺陷。板材硬度显著提高了。绝热剪切变形产生的热只局限在焊接界面附近，碰撞速度适当时，焊接界面由恢复的再结晶组成。它的两侧为形变组织，碰撞速度相当高时，焊接界面为柱晶。再入射流为一束雾状粒子流，它由被焊板材内表面的一薄层金属氧化物组成，再入射流被捕获后呈类圆形的粒子。由此可以推论，前面给出的爆炸烧结件中的观察结果可以证明我们对爆炸烧结过程的力学分析是正确的。在爆炸载荷作用下，包套与第一层颗粒碰撞时在碰撞点处产生碰撞高压、绝热剪切变形、及雾状射流。碰撞高压以子激波的形式在第一层颗粒内部传播，激波过后，粉末颗粒的硬度显著高于原始粉末的硬度。绝热剪切变形产生的热只局限在颗粒的表面。雾状射流是由包套材料和粉末颗粒的表面层材料构成，这种射流不能自由逸出，它们被捕获后作为一种新的材料保留在烧结件中，前节中提到的Fe-Cu合金就是铜覆盖板与高碳铬轴承钢粉末颗粒碰撞时产生的射流被捕获后快冷固化而形成的。

由于作用在飞板上表面的爆轰压力是均匀分布的，所以粉末颗粒之间既无相对滑动又无相对滚动，颗粒间不可能存在摩擦，界面处的高温区只能是颗粒间高速碰撞的结果。在同

层颗粒中，由于载荷是均匀分布的，各颗粒的变形、运动、硬度都相同，颗粒本身的运动对称于它的垂直直径。在同一层粉末颗粒间的相互碰撞属于对称高速倾斜碰撞，碰撞速度足够高时，绝热剪切变形产生的热足以使粉末颗粒彼此焊合在一起，其焊接界面是平坦的。高速变形和运动的第一层颗粒打击在静止的第二层颗粒上，由于颗粒的硬度相差悬殊，所以两层颗粒碰撞后，第二层颗粒产生了凹形变形，第一层颗粒保持了凸形的形状。碰撞速度足够高时，第一层颗粒变形后能充满它与第二层颗粒之间所有间隙，并且绝热剪切变形产生的热足以使颗粒沿变形的界面焊合在一起。碰撞速度恰当时，颗粒间的焊接界面由微晶组成，微晶区的两侧是形变组织，碰撞速度过高时，受热区变宽，温度增高，颗粒间的焊接界面由柱晶组成。

颗粒间的碰撞也会在碰撞点处产生射流，它是由颗粒表面的一薄层氧化物组成，爆炸烧结过程中不能自由逸出，被捕获后均匀地分布在烧结件内。

根据上面的分析，我们可以对爆炸烧结过程作如下描述：炸药爆轰后，在爆轰压力作用下，飞板获得了速度，它与包套碰撞后构成整体继续运动，当与粉末颗粒相遇后，高速倾斜碰撞使它们焊合在一起，在子激波与爆轰压力作用下，这层粉末颗粒又与下一层相碰撞而达到焊合，以此类推，粉末颗粒逐层焊合而构成整体。

参 考 文 献

1. Taniguchi T, et al. Metallurgical Application of Shockwave and High Strain Rate Phenomena, eds. L. E. Murr Mavcet Decker, NT, 1985:293
2. Morris D.G. Materials Science and Engineering, 1983, 57(2):187
3. Baybould D. J. of Materials Science, 1981; 16:589
4. Crane A. M. Int. conf. on H. E. R. F, 5th, Deaver, Colo, 1975; 2,3,1
5. Yang Rang, Proc. of the ISIDL, 1986, 1023. Science Press, Beijing, China
6. Peng T. C, et al. Metallurgical Transactions A, 1985; 16A:1445
7. Zhang Dengxia. Proc. of the ISIDL, 1986, 1038. Science Press, Beijing, China

新书介绍——《强韧白口铸铁》

由浙江大学材料系姜振雄教授主编的《强韧白口铸铁》较系统地介绍了白口铸铁强韧化有关工艺措施。其中包括液态变质，固态相变、形变和形变热处理等。并在理论上对不同的强韧化机理作了必要的论述。有关磨料磨损和失效分析的内容也占一定的比例。全书分三大部分：磨料磨损和失效分析；白口铸铁强韧化；强韧白口铸铁件的研制和应用。

本书可供从事铸造和热处理生产的工程技术人员和高等院校铸造和热处理专业师生参试，对研究材料科学与工程科技人员也有一定的参考价值。

本书已出版，欲购者请汇寄“浙江大学科协办公室范淑贞”每本售价4.85元，收款后即可发书。