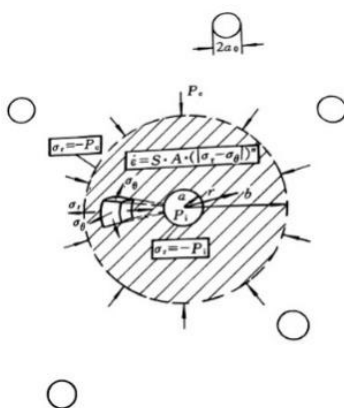


在高温下同时施加单轴应力（热压）或等静压力（热等静压），可以使烧结体达到极高致密度。这种粉末烧结工艺称为热压烧结。在热压烧结过程中，粉末的变形是应力和温度同时作用下的变形。物质迁移可以通过位错滑移、攀移、晶界滑移、扩散蠕变等多种机制完成，这和无压烧结以孔洞缓慢的形状减小变化有所不同。在热压烧结初期，应力施加首先使颗粒接触区发生塑性屈服，而后在增加了的接触区形成幂指数蠕变，蠕变机制导致物质迁移，同时原子或空位不可避免地发生体积扩散和晶界扩散。晶界中的位错也可能沿晶界攀移导致晶界滑动，但粉末间的孔洞仍然连通。热压烧结末期，上述机制仍然存在，只不过孔洞称为孤立的闭孔，位于晶界相交处，同时在晶粒内部也会存在孤立的孔洞。

Wilkinson和Ashby提出了热压烧结末期的幂指数蠕变模型。考虑一个含有大小相同球形孔洞的各向同性粉末压坯（如图所示），孔洞内有滞留气体，压力为 P_i ，整个压坯承受外水静压。



孔洞中心为球坐标原点，起始半径 a_0 ，被一个起始半径 b_0 的球壳包围。起始孔隙度 $\rho_0 = 1 - (a_0/b_0)^3$ 。假定 $\rho_0 < 0.1$ ，在 $r = b_0$ 表面是局部拉应力等于施加的外压 $(-P_e)$ 。当球壳孔洞受到拉伸应力时，蠕变伸长的应变速率为

$$\dot{\epsilon} = A\sigma^n \quad (1)$$

$$A = A' \frac{DGb}{kT} \exp\left(-\frac{Q}{kT}\right)$$

式中， A' 为常数， G 为剪切模量， b 为柏氏矢量， D 为扩散系数， Q 为体积扩散激活能， k 玻耳兹曼常数。

将式(1)重写为本构相关形式

$$\dot{\epsilon} = SA|\sigma|^n \quad (2)$$

式中 S 表示应力符号， $S = \text{sign}(\sigma)$

材料各向同性，流变场具有球对称性，烧结变形后具有相对密度为

$$\rho = 1 - (a/b)^3 \quad (3)$$

式中 a 、 b 分别为烧结时间下的球壳内外半径。求解满足：

1) 平衡方程

$$\frac{d\sigma_r}{dr} + \frac{2}{r}(\sigma_r - \sigma_\theta) = 0 \quad (4)$$

2) 边界条件

$$\sigma_r(a) = -P_i \quad \sigma_r(b) = -P_e \quad (5)$$

3) 相容性

$$\frac{d}{dr}(r\varepsilon_\theta) = \varepsilon_r \quad (6)$$

恒体积流动变形下有

$$-2\varepsilon_\theta = \varepsilon_r \quad (7)$$

4) 本构关系

$$\dot{\varepsilon} = SA|\sigma_r - \sigma_\theta|^n \quad (8)$$

当 $\Delta P = P_e - P_i$ 为正时 (此时 $\sigma_r - \sigma_\theta$ 也为正时), 孔洞倾向于闭合或收缩, $S = \text{sign}(\sigma_r - \sigma_\theta) = \text{sign}(\Delta P)$ 。

这里忽略了孔洞内表面Laplace应力 $2\gamma/a$ 的作用。当外压大于 P_i 时, 这个应力可以忽略。如果外压不很大, ΔP 很小时, 考虑 $2\gamma/a$, 则 $\Delta P = P_e - P_i + 2\gamma/a$ 。

首先计算应变速率场, 再代入本构方程, 给出 $(\sigma_r - \sigma_\theta)$ 的表达式, 然后用边界条件得到问题的解。当图示模型被认为是一个厚球壳时, 求解用Finnie和Heller的数学物理方法。

将方程 (7) 代入方程 (6), 积分后得

$$\varepsilon_\theta = \frac{\beta}{r^3} = -\varepsilon_r/2 \quad (9)$$

式中, β 为待定积分常数。

将方程 (9) 代入本构方程 (8) 并将其结果代入平衡方程 (4), 得到

$$\frac{d\sigma_r}{dr} = -\frac{2S}{r} \sqrt{-2\beta/SAr^3} \quad (10)$$

按方程 (5) 的边界条件给出积分限, 积分求得 β 的表达式为

$$\beta = -\frac{SA}{2} \frac{(ab)^3}{(b^{3/n} - a^{3/n})} \left(\frac{3|\Delta P|}{2n}\right)^n \quad (11)$$

将式 (11) 代入式 (9) 可得到应变速率场表达式。微分式 (3) 得到

$$\dot{\rho} = \frac{3a^3}{b^3} \left(\frac{\dot{b}}{b} - \frac{\dot{a}}{a}\right) \quad (12)$$

由于有球对称的假设, 则应当有

$$\frac{\dot{r}}{r} = \varepsilon_\theta = -\frac{\dot{\varepsilon}_r}{2}, \quad \frac{\dot{a}}{a} = -\frac{\dot{\varepsilon}_r(a)}{2}, \quad \frac{\dot{b}}{b} = -\frac{\dot{\varepsilon}_r(b)}{2} \quad (13)$$

因此

$$\dot{\rho} = \frac{3SA}{2} \frac{\rho(1-\rho)}{[1-(1-\rho)^{1/n}]^n} \left(\frac{3|\Delta P|}{2n}\right)^n \quad (14)$$

注意, 当 ΔP 为正值时发生致密化, 而 ΔP 为负时孔洞长大。幂指数蠕变机制下的Wilkinson-Ashby致密化方程有三个特点: 1) 形式上与蠕变方程相类似, 密度变化率随 ΔP 的 n 次方增加; 2) 密度变化率取决于烧结密度和孔隙度的变化; 3) 致密化激活能与幂指数蠕变激活能相同。致密化速率与孔隙度的变化之间是高度非线性关系, 因此不宜用近似的方法, 可在某一孔隙度范围内由方程 (14) 求一个积分函数。

当孔洞内无气压时, 在牛顿-粘性限 $n=1$ 情况下, 致密化方程 (14) 变为

$$\dot{\rho} = \frac{9}{4}A(1 - \rho)P_e \quad (15)$$

此时, Wilkinson-Ashby幂指数蠕变结果与Murray-Samsonov粘性流动方程在形式上是一致的。后者具有剪切黏度 η 的黏性固体的致密化方程为

$$\dot{\rho} = \frac{3}{4}A \frac{(1-\rho)}{\eta} P_e \quad (16)$$

可以估计含气体孔洞的密度极限。令方程(14)等于零,在孔隙度较低时,残余孔隙度为

$$1 - \rho_f = \frac{P_0(1-\rho_0)}{P_e \rho_0} \quad (17)$$

可以发现,孔洞的初始气压 P_0 变小或外压变大,都会使残余孔隙度 $(1-\rho_f)$ 降低。因此,在真空中压力烧结,若孔洞内初始气压降低一半,则相当于增加了一倍外压。

将厚壁球壳模型的中心孔洞变为圆柱形孔洞,于是得到研究烧结中期阶段致密化的厚壁圆筒模型。它的意义在于,把封闭孔洞变为连通孔道,这正是烧结中期的孔隙特征。得到的结果与方程(14)类似:

$$\dot{\rho} = 2SA \frac{\rho(1-\rho)}{[1-(1-\rho)^{1/n}]^n} \left(\frac{2|\Delta P|}{n} \right)^n \quad (18)$$

可以看出,致密化速率比烧结末期封闭孔洞的情形大 $(4/3)^{n+1}$ 倍(对许多材料大3~6倍)。