

爆炸法人造金刚石

邵丙璜 周之洪 汪金通 周一以

(1985年3月12日收到)

本文介绍一种效率较高的爆炸法人造金刚石装置, 并对爆炸作用下石墨转变金刚石的机理和有关的力学参数的计算进行了讨论。

一、一种爆炸合成金刚石的新装置

图1表示的是一种爆炸法人造金刚石的改进装置。当雷管激发引爆药柱后, 爆轰波将传播到园形的隔板四周, 使主药包中产生一个准柱面的收缩爆轰, 并作用在园柱形试样的管壁上。在入射的收缩激波作用下, 管中部分石墨将发生相变, 8~10%变为金刚石。每次爆炸后, 在沙坑中很容易找到完整的试样管。

当炸药爆轰驱动飞板以3~4 km/s的高速拍击石墨试样, 如果石墨板为人造石墨, 有3~4%石墨可以转变为金刚石。

和通常的平面飞片法^[1,2]比较, 本综合法具有较高的炸药利用率, 其产量约为前者两倍即每公斤 TNT 炸药约可产7~8克拉金刚石。

二、强激波作用下石墨转

变为金刚石的机理

强激波作用下, 石墨转变为金刚石的显微结构表明, 形成的金刚石是聚晶体, 大小在1~5 μm之间, 和原始的石墨晶粒相当。聚晶体本身由两种晶格模型的单晶金刚石所组成, 单晶体的大小在10~40 Å和100~1600 Å之间。由这些聚晶体再进一步聚集, 形成粒度小于36 μm的金刚石微粉。这与静压法形成的金刚石的结晶形态不相同, 后者常为单晶体形态, 粒度在0.1 mm左右。

爆炸合成的金刚石平均粒径为μm量级, 呈灰色的聚晶体。从微观到外表和 Carbonado

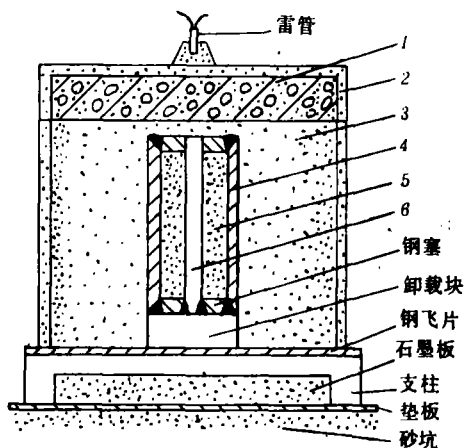


图1 一种爆炸合成金刚石的改进装置

1. 隔板厚4.5 mm;
2. 传爆炸药层为 RDX/TNT = 1/1;
3. 主药包为铸装 TNT, $\phi 280$ mm;
4. 钢管 $\phi 57 \times 195$;
5. 试样为石墨/铜粉 = 1/1, 混合压实烧结;
6. 钢芯 $\phi 12$

这种罕见的天然聚晶金刚石相似，各向同性，无解理面。由于聚晶结构使每个颗粒都具有大量微观切削点。因此在研磨和抛光宝石、瓷器、铁氧淦等材料时，其速率和精度高于单晶的天然或人造金刚石。

强激波下石墨相变为金刚石是一种固态的同素异构体转变，这时原子不是以缓慢的扩散方式进行。在相变过程中，原子在其晶格的平衡位置上作微小振动，其移动距离不超过原子间距。由于不需要很高活化能，因此新相的形成是极快的。这表明静压法中传统的触媒金属，在激波法中将不起显著作用。此外，石墨的相变过程，是一个高自由能态向低自由能态的转变过程。因此，爆炸法形成金刚石具有相变的共性，即存在成核和生长两个过程，并且受到热力学原理新规定的临界晶核的制约。

现在仅就相变机理中的几个具有爆炸法特色的问题讨论如下。

1. 爆炸法人造金刚石临界晶核半径 r_k 的确定

在爆炸法人造金刚石过程中，我们使用的激波压力 p 大致在 $34 \sim 69 \text{ GPa}$ 之间。激波压缩试样的温度 $T = 1870 \sim 2460 \text{ K}$ （有关压力 p ，温度 T 的计算将在下节讨论）。它与静压法人造金刚石的压力和温度比较，我们可以看到两者温度大致相当，但压力的差别很大。图2为石墨-金刚石的相平衡图^[3]。静压法人造金刚石的压力在相平衡曲线近处，如图2中的 $A(T_0, P_0)$ 点。爆炸法则在超压下进行，它远在金刚石的稳定区内，如 $B(T_0, p_1)$ 点所表示。爆炸法正是利用这极大的超压在微秒时间内导致大量金刚石成核。下面用吉布斯自由能差观点计算超压时临界晶核半径 r_k 的影响，吉布斯自由能公式为

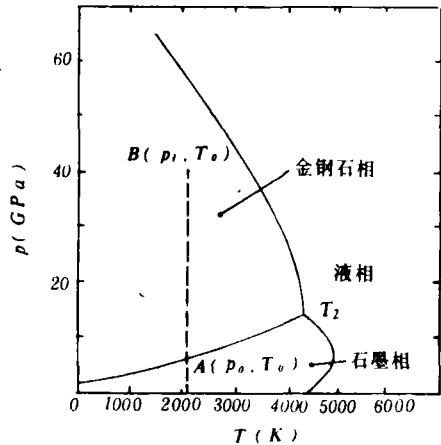


图2 石墨-金刚石相图

$$dG = V dp - S dT \tag{1}$$

其中 G 、 V 、 p 、 S 和 T 分别表示自由能，比容，压力，熵和温度。若相变是在等温下完成的，则 G 仅是 V 、 p 的函数。当压力在几十吉帕时，对密实介质而言，冲击绝热曲线和等温压缩曲线相当接近^[2,4]。因此，近似可用雨贡纽曲线代替等温曲线，并写成如下形式

$$p = A \left[\left(\frac{V_0}{V} \right)^n - 1 \right] \tag{2}$$

这里， V_0 、 V 分别为初始比容和相应 p 的比容。 A 、 n 分别为常数，金刚石的 $A = 217 \text{ GPa}$ ， $n = 2.5$ ，石墨的 $A = 52.7 \text{ GPa}$ ， $n = 1.22$ 。将(2)式代入(1)式得到吉布斯自由能 G 的表达式为

$$G(p)_T = G(p_1, T_0) - G(p_0, T_0) = \int_{p_0}^{p_1} V dp = \frac{nAV_0}{n-1} \left[\left(\frac{p_1}{A} + 1 \right)^{\frac{n-1}{n}} - \left(\frac{p_0}{A} + 1 \right)^{\frac{n-1}{n}} \right] \tag{3}$$

显然，处于 $B(p_1, T_0)$ 点状态下，由一克石墨转变为一克金刚石所降低的吉布斯自由能为

$$\Delta G(p)_T = G(p)_{T,r} - G(p)_{T,d} \tag{4}$$

脚注 g 、 d 分别表示石墨和金刚石, 等式右侧可由 (3) 式得到。现在利用 (4) 式表示的吉布斯自由能差 $\Delta G(p)_T$ 来求取激波作用下, 形成金刚石的临界晶核半径 r_k 。

在强激波作用下, 压力高达几十吉帕, 这时的固相转变中将不计及剪切应变能的影响, 而采用流体模型的状态方程, 这样自由能的变化可简化为

$$\overline{\Delta G} = -V \cdot \Delta G(p)_T \frac{1}{V_{0,d}} + \overline{A} \sigma \quad (5)$$

其最大自由能差 $\overline{\Delta G}_{max}$, 和相应的临界半径 r_k 分别为

$$\overline{\Delta G}_{max} = -\frac{16\pi}{3} \frac{\sigma^3 V_{0,d}^2}{[\Delta G(p)_T]^2} \quad (\text{erg, 每一临界晶核的}) \quad (6)$$

$$r_k = 2\sigma V_{0,d} / \Delta G(p)_T \quad (7)$$

式中 σ 表示表面张力, \overline{A} 为表面积。(7) 式表明当晶粒半径大于 r_k 而再进一步发育时, 吉布斯自由能将迅速下降, 这样的晶粒就有可能继续长大。

Horkins⁽⁵⁾ 和 Benman⁽⁶⁾ 分别给出高压下金刚石的比表面能 σ 值, 对 (111) 面为 5400 和 5000 erg/cm², 对于 (100) 面分别为 9400 erg/cm² 和 9000 erg/cm²。Bradley⁽¹⁹⁾ 粗略地估计了金刚石与石墨间的表面能为 2500 erg/cm²。由 (3)、(4)、(7) 诸式可以得到超压 $\Delta p = p_i - p_0$ 和 r_k 的关系, 如表 1 所示。

表 1

p (GPa)	$p_i - p_0$ (GPa)	$\Delta G(p)_T$ (erg/g)	$\overline{\Delta G}_{max}$ (erg)	r_k (Å)	
				$\sigma = 5400$ (erg/cm ²)	$\sigma = 9400$ (erg/cm ²)
7.3	1.0	80.5×10^7	8.3×10^{-8}	38.5	670
16.3	10.0	1125×10^7	43×10^{-13}	27.4	47.6
60.0	53.7	2280×10^7	10.4×10^{-13}	13.5	23.5

从表 1 中可以看到, 当超压为几十吉帕时临界晶核半径 r_k 只有几十埃。这表明爆炸法人造金刚石的条件下, 大量的极小的晶粒都能发育生长。这和静压法在相平衡线附近缓慢生长的晶粒有很大的不同。爆炸法金刚石以微晶的聚晶体为特征, 并且不需要金属触媒。爆炸法石墨试样中混合铜粉和铁粉的目的, 是为了提高试样的声阻抗和降低残余温度, 它是防止金刚石石墨化的动力学措施。

2. 强激波作用下石墨相变金刚石的动力学过程

结晶和相变过程, 通常存在成核和生长两个过程。在强激波作用下, 计算表明其成核率极高, 而相对生长速度一般。因此, 在瞬态加载条件下成核成为主要过程。在几十吉帕的激波作用下, 临界晶核半径大小和形成的微晶几乎具有相同的量级。因此可以认为爆炸法人造金刚石是通过大量成核, 稍经长大就互相聚结形成聚晶体。

根据经典相变理论, 我们可以得到转化率 $\eta = m/m_0$ 的近似表达式

$$\eta = \frac{m}{m_0} = 1 - \exp\left\{-\overline{\rho}_{0,d} \nu t \exp(-U/RT)\right\} \quad (8)$$

这里 m_0 为石墨量, m 为金刚石生成量, $\overline{\rho}_{0,d}$ 为无量纲的金刚石初始相密度, ν 为石墨碳原子的振

动频率, U 为活化能, t 为持续时间, T 为绝对温度, R 为气体常数。

下面我们采用苟清泉⁽⁸⁾提出的直接转化模型来着重求取活化能 U 。

金刚石的每个碳原子与相邻碳原子形成四对共价键, 键距为 1.53 \AA , 如图3所示。

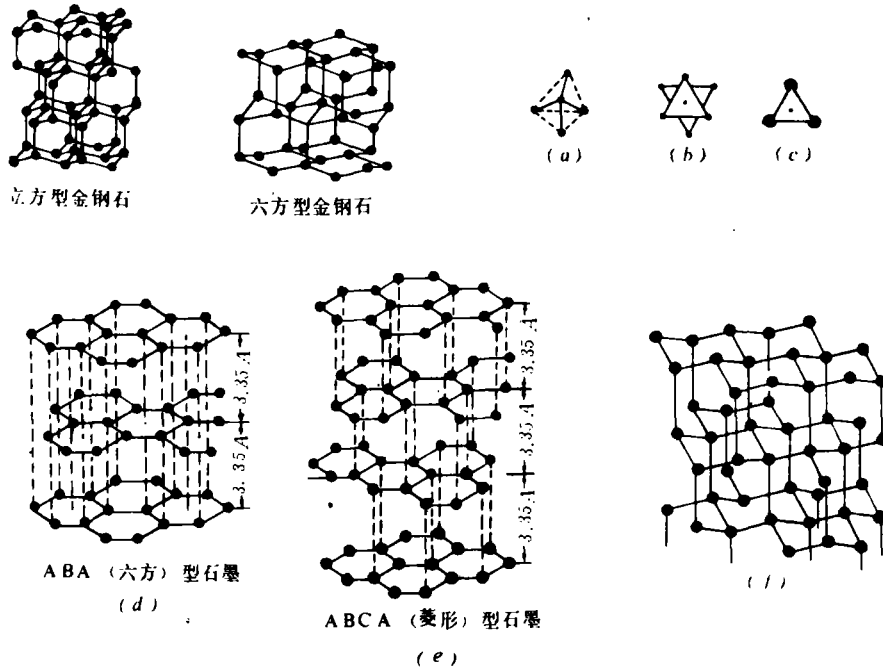


图3 金刚石、石墨的结构

石墨的每个碳原子与相邻三个碳原子在网格平面上构成三对共价键, 形成正六边形结构, 键距为 1.42 \AA , 网状平面层间距离为 3.35 \AA 。按照石墨网格结构的上、下层之间排列形式的不同, 分为 ABCA 型和 ABA 型两种, 如图 3 d, e 所示。在某些人造石墨中 ABCA 型约占 $4 \sim 5 \%$, 在优质天然石墨中则可达 $10 \sim 20 \%$ 左右。不难看到 ABCA 型石墨已具有金刚石的雏形。由于石墨的层间结合力较弱, 使得层间滑动和压缩容易, 而拆开或压缩网状结构很难。因此, 可以认为激波作用下, 石墨的压缩只发生在层与层之间。

在强激波作用下, 石墨层间被压缩。多孔隙石墨试样的绝热压缩所形成的高温将使碳原子振幅加剧。当振动成图3f振型时, ABCA 型石墨结构就十分类似立方金刚石。如果碳原子从系统的能量“起伏”中得到活化能 U , 则石墨碳原子将以无扩散结构转变为金刚石。ABA 型石墨由于同时还需要网格平面作侧向错动 $(1.42/2) \text{ \AA}$, 因此它需要的活化能要大得多。

空隙度为 16.4% 人造石墨受到激波作用, 压力为 34 GPa , 温度 1870 K , 其体积压缩率 $(V/V_0) = 68 \%$ 。因石墨层间可压缩性很大, 近似认为体积压缩率等于层间间距压缩率, 即层间压缩距离 $\delta = 2.28 \text{ \AA}$ 。在相同的激波压力下, 金刚石压缩率 $(V/V_0) = 0.945$, 相应的键距为 1.51 \AA 。

在上述激波条件下, 即使考虑碳原子振幅 H 的贡献, 石墨层间碳原子的最短距离仍大于金刚石键距。这意味着除非石墨碳原子获得了某种活化能 U , 增大振幅, 使高温高压下亚稳相的石墨碳原子进入稳定相金刚石结构。根据量子力学基本原理, 谐振子的势函数

$$U^*(x) = \frac{\mu}{2} \omega_s^2 x^2 = 2\pi^2 \mu \nu_s^2 x^2$$

这里 x 表示谐振子振动时偏离平衡位置的距离, μ 为谐振子质量, 在上述激波压力下石墨原子频率 $\nu_s = 3.12 \times 10^{12} \text{ Hz}$ 。金刚石碳原子频率为 $\nu_d = 3.28 \times 10^{12} \text{ Hz}$ 。图 4 中给出了相应 U_s^* 和 U_d^* 的势函数具体形式。 U_s^* 和 U_d^* 两曲线交点的纵坐标 \bar{U}^* 就是克服势垒所需要的活化能 U 。其相应需要石墨碳原子达到的振幅 $x_s = 0.193 \text{ \AA}$ 其活化能 $U = 268 \times 10^{10} \text{ erg/mol}$ 。

类似可求得对于 ABA 型石墨的活化能 $U = 417 \times 10^{10} \text{ erg/mol}$ 。代入 (8) 式可以看到在 $1 \mu\text{s}$ 时间内 ABCA 型将全部转变为金刚石。而 ABA 型石墨长达 $100 \mu\text{s}$ 也仅 3% 发生转变。通常持续时间仅 $2 \sim 3 \mu\text{s}$, 因此 ABA 型的转变量可以忽略, 人造石墨在上述条件下转化率约等于 ABCA 型的含量, 即 $4 \sim 5\%$ 。这与大量试验结果是相吻合的。

提高激波压力和温度, 可以使更多的 ABA 型石墨发生相变。但是相当高的残余温度将引起金刚石转变为石墨。因而, 石墨化现象是爆炸法人造金刚石的又一特殊问题。

三、激波压力、温度和作用时间的确定

爆炸法人造金刚石是冲击波作用在多孔隙、多相混合介质中使之发生相变的过程。这里采用简单模型来计算有关压力、温度和作用的持续时间, 以便于装置的设计与改进。

1. 关于激波压力的计算

当平面飞片以一定速度拍打具有孔隙度的石墨试样时, 将在试样中产生激波。根据 Gruneisen 方程和雨贡纽曲线, Альтшулер 等⁽¹²⁾ 给出了激波压力 p_1 和比容 V 之间的关系式如下

$$p_1 = p \left[1 - \frac{\gamma_0}{2} \left(1 - \frac{V}{V_0} \right) \right] / \left[1 - \frac{\gamma_0}{2} \left(\frac{V_{00}}{V_0} - \frac{V}{V_0} \right) \right] \quad (11)$$

$$p = C_0^2 (1 - V/V_0) / V_0 (1 + \lambda(V/V_0 - 1))^2 \quad (12)$$

这里 p 表示密实介质由初始比容 V_0 压缩到 V 时的压力, γ_0 为 Gruneisen 系数, 石墨的 $\gamma_0 = 0.541$; V_0 为密实介质的初始比容, 石墨比容 $V_0 = 0.455 \text{ cm}^3/\text{g}$; V_{00} 为具有孔隙度介质的初始比容; C_0 和 λ 为两个取决于材料性质的常数, 即这里取激波速度 $D = C_0 + \lambda u$, 其中 u 为质点速度。石墨的 $C_0 = 4.057 \text{ km/s}$, $\lambda = 1.763^{(12)}$ 。

我们更感兴趣的是压力 p_1 和多孔介质中质点速度 u_1 的关系, 它具有如下表达式

$$u_1 = \left[p_1 V_0 \left(\frac{V_{00}}{V_0} - \frac{V}{V_0} \right) \right]^{1/2} \quad (13)$$

利用 V/V_0 为中间变量, 由 (11)、(13) 两式可得到多孔隙介质材料的 $p_1 - u_1$ 关系曲线。

图 5 中给出了低碳钢飞片以不同速度拍打具有不同孔隙度石墨试样的 $p_1 - u_1$ 关系曲线。从图 5 中看到飞片以 3.5 km/s 速度拍打 $V_{00} = 1.15V_0$ 的多孔石墨时, 其压力 $p = 34 \text{ GPa}$ 。从上面所述知人造石墨有 $3 \sim 4\%$ 的转化率。进一步提高飞片速度以提高转化率, 也因残余温

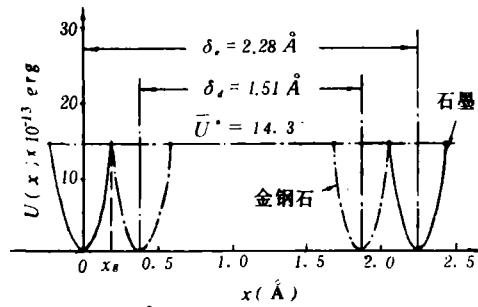


图 4 激波高压下的石墨、金刚石的势函数

度过高导致更快的石墨化。适当地将石墨-金属粉制成烧结试样，提高了试样声阻抗和降低了残余温度，因而能获得较高的转化率。本装置的试样管中，由于掺加金属粉而提高了转化率。下面讨论一下混合试样的激波压力计算原则。试样由石墨、铜粉混合压制而成，通常它的两贡献曲线和 Grüneisen 系数 γ_0 是未知的。根据 McQueen^[14] 建议的混合模型可得到混合相的两贡献曲线方程。即根据铜和石墨的两贡献曲线方程

$$p_{cu} = 3.5 \times 10 \left[\left(\frac{V_0}{V} \right)_{cu}^{4.41} - 1 \right] \text{ GPa (铜的方程)}$$

$$p_s = 5.27 \times 10 \left[\left(\frac{V_0}{V} \right)_s^{1.22} - 1 \right] \text{ GPa (石墨方程)}$$

当 p 给定后，由上式可分别确定石墨和铜的比容比 $(V_0/V)_s, (V_0/V)_{cu}$ ，则混合相比容为

$$V = \eta_{cu} V_{cu} + \eta_s V_s$$

η_{cu}, η_s 分别表示铜与石墨的重量百分数。这样就建立了混合相的 $p-V$ 关系，例如：

$$\left. \begin{aligned} p &= 4.43 \times 10 \left[\left(\frac{V_0}{V} \right)^{1.87} - 1 \right] \text{ GPa (铜/石墨 = 70/30)} \\ p &= 5.06 \times 10 \left[\left(\frac{V_0}{V} \right)^{1.72} - 1 \right] \text{ GPa (铜/石墨 = 50/50)} \end{aligned} \right\} \quad (13a)$$

根据 Grüneisen 系数 γ_0 的定义， $\gamma_0 = (\alpha_0 C_0^2 / c_{p0})^{(15)}$ 可确定相应多相混合的 γ_{0mix} 值。这里 α_0 为体膨胀系数， C_0 为声速， c_{p0} 为定压比热。则

$$\gamma_{0mix} = \frac{\sum_{i=1}^n \eta_i (V_i/V_0) \cdot \alpha_{0i}}{\left[\left(\sum_{i=1}^n \eta_i \left(\frac{V_i}{V_0} \right) \cdot C_{0i}^{-1} \right)^2 \cdot \sum_{i=1}^n \eta_i c_{p0i} \right]} \quad (13b)$$

i 表示第 i 种组分。 V_0 为混合相在密实状态下的比容。图 6 中给出三种飞片速度打击具有不同孔隙度的石墨-铜粉混合相的 $p-u$ 曲线，图中速度单位为 m/s 。

2. 激波在石墨试样中的持续时间

图 7 中给出了一个平面飞片拍打石墨试样的时-空图。计算中采用个 Fowles^[16] 的简化。设飞片速度为 3500 m/s ，其厚度为 4 mm 。“O”点为碰撞点，激波保持恒压为 $1.217 \mu\text{s}$ ，然后受到来自飞片后背自由面的中心稀疏波影响开始卸载，到 $1.9 \mu\text{s}$ 卸压到零，表明石墨发生相变仅 $1 \sim 2 \mu\text{s}$ 。

3. 石墨试样中的温度计算

温度计算原则是众所周知的。激波作用于多相混合而又具有孔隙度的试样时，利用上面所述方程不难计算其相应的温度，即

$$T = \left[293 + \sum_{i=1}^n \frac{\Delta E_{Ti}}{C_{vi}(T)} \right] \text{ (K)} \quad (14)$$

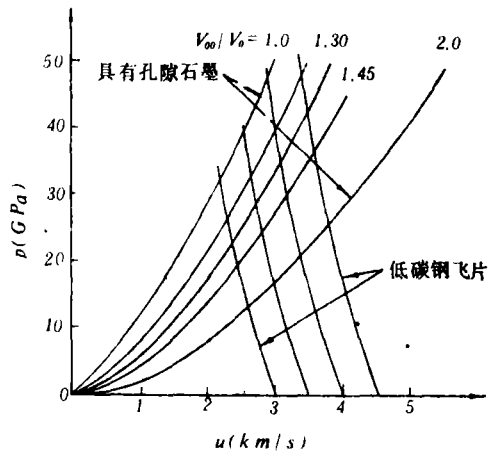


图 5 低碳钢飞片拍打石墨的 $p-u$ 曲线

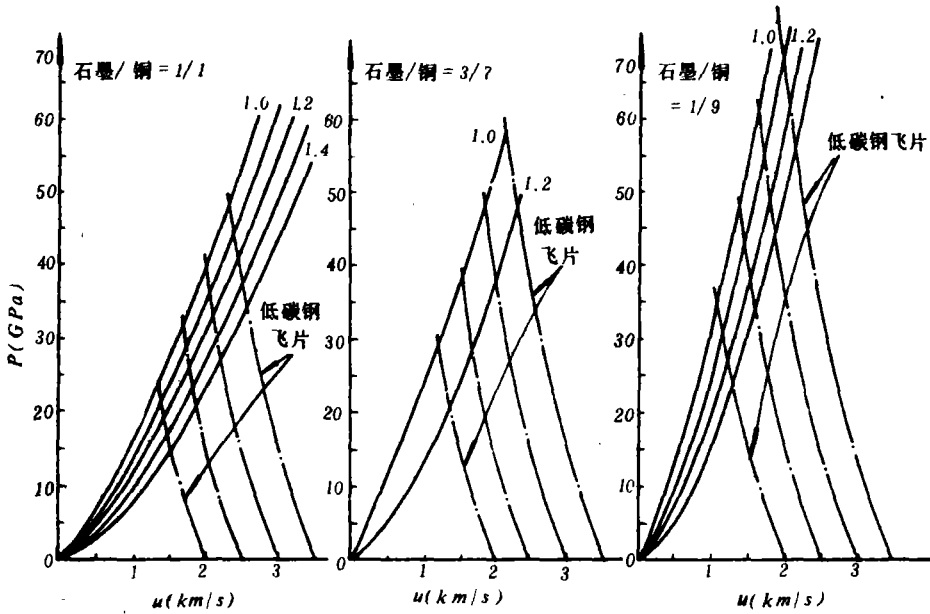


图 6 低碳钢飞片拍打石墨/铜混合试样的 $p-u$ 曲线
图上数字为混合试样的 V_{00}/V_0 值

其中 $c_v = 3NkD(\Theta/T)$ 为定容比热, N 为单位体积碳原子数, k 为波尔兹曼常数, $D(\Theta/T)$ 为德拜函数。因石墨为各向异性材料, 其德拜温度 $\Theta_{\parallel} = 2280\text{K}$ (\parallel 表平行网格面), $\Theta_{\perp} = 760\text{K}$ (\perp 表垂直网格面), $c_v = 2c_{v\parallel}/3 + c_{v\perp}/3$ 。 $E_T = E - E_k$ 。内能 E 由两贡献曲线方程式来确定。冷压能 E_k 由 Grüneisen 方程并利用 (2) 式求得

$$E_k = \exp(-\gamma_0 \alpha) \frac{\gamma_0 A}{2} V_0$$

$$\int_{V_0}^{V_0^*} \left\{ \left[\left(\frac{V_0}{V} \right)^n - 1 \right] \left(1 - \frac{V}{V_0} \frac{2V}{\gamma_0 V_0} \right) + \frac{2E_0}{V_0 A} \right\} \exp\left(\frac{V}{V_0} \gamma_0 \right) d\left(\frac{V}{V_0} \right)$$

对石墨而言, $A = 52.7\text{GPa}$, $n = 1.22$, $\gamma_0 = 0.541$, 初内能 $E_0 = 293 \times c_v$ 。当石墨具有空隙度时, 可用 (11) 式代替 (2) 式。当试样为混合相时, 可用 (13a) 和 (13b) 式代替 (2) 和 γ_0 。同时定容比热 $c_v = \eta_{cu} \cdot C_{v,cu} + \eta_s \cdot c_{v,s}$, η 为组分重量百分数。一并代入 (14) 即可求得 $T - (V/V_0)$ 关系 (如图 8 所示)。

4. 残余温度

激波卸载到零压后, 残余温度 T^* 对金刚石逆向转变为石墨起重要作用, 其表达式为

$$T^* = T_1 \exp\left(-\int_{V_1}^{V_0^*} (\gamma/V) dV\right)$$

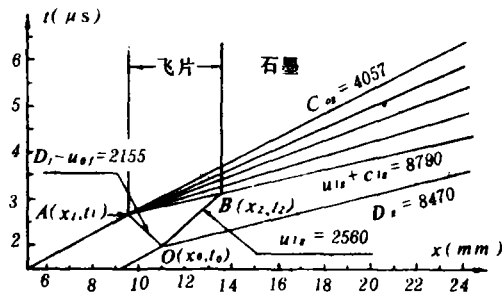


图 7 飞片拍打石墨的“时-空”图
飞片速度: $u_{o,f} = 3550\text{m/s}$, 飞片厚度: 4mm ,
下标 f 表示飞片参数, $C_{s,}$ 为石墨声速

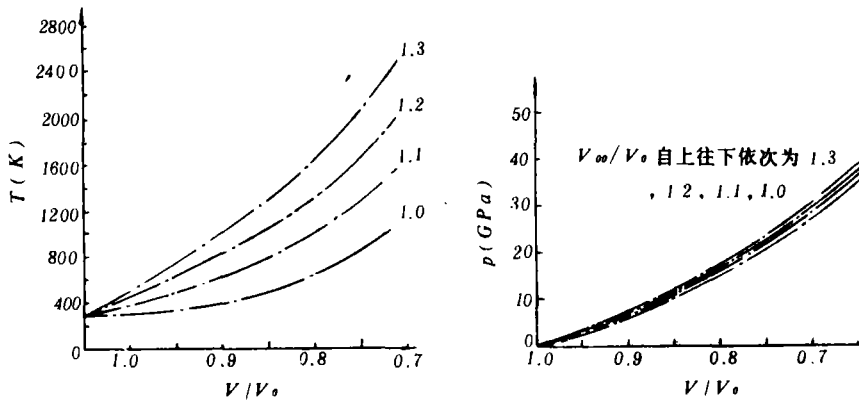


图8 石墨试样在激波作用下的 $T - V/V_0, p - V/V_0$ 曲线
图内数字为试样的 V_{∞}/V_0 值

这里, V_0 为由 V_1 等熵膨胀到零压时的比容。对于 $V_{\infty}/V_0 = 1.2$ 的纯石墨, 在飞片以速度 $V = 3500 \text{ m/s}$ 拍打下, $p = 34 \text{ GPa}$, $V_1/V_0 = 0.675$, $T_1 = 1870 \text{ K}$, 卸载到零压时 $T = 1540 \text{ K}$, 温度约下降 330 K 。

如果试样为石墨/铜粉 = 90/10 的混合相, $V_{\infty} = 1.1V_0$, 在速度相同的飞片打击下, $p_1 = 60 \text{ GPa}$, $T_1 = 2460 \text{ K}$ 。当卸载到零压时, $T = 1490 \text{ K}$, 温度下降 970 K 。从这个例子中看到, 混合试样具有高激波压力、高温和低残余温度的特点, 因而具有较高的金刚石生成率。

5. 收缩爆炸的激波压力和作用时间

收缩爆炸问题, Станюкович, Зельдович^[17]等都作过近似解的研究。根据质量守恒、动量守恒方程和爆炸产物的多方方程, 可得如下表达式(柱面收缩 $n = 1$)

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} + (u + C) \frac{\partial \alpha}{\partial r} = -\frac{uC}{r} n \quad (17)$$

$$\frac{\partial \beta}{\partial t} + (u - C) \frac{\partial \beta}{\partial r} = -\frac{uC}{r} n \quad (18)$$

其中 $\alpha = u + \frac{2}{\gamma - 1} C$ $\beta = u - \frac{2}{\gamma - 1} C$

当炸药多方指数 $\gamma = 3$ 时, $\alpha = u + C$, $\beta = u - C$ 。 r, t 表示半径和时间, u, C 表示质点速度和声速。

随着爆轰波向心收缩, 其波前上的 C 值增加, u 值减小。Зельдович 近似假定两者变化相当, 则在爆轰波头上, $\alpha \approx \alpha_0$ 。据此, 偏微分方程 (17)、(18) 式简化为常微分方程。

设柱面收缩爆轰时, 在药柱外侧已形成稳定爆轰, 炸药多方指数 $\gamma = 3$ 。则在边界上 r_0 处, $C_0 = 3D_0/4$, $u_0 = -D_0/4$, $\alpha_0 = D_0/2$, $\beta_0 = D_0$ 。这样, 沿 β 特徵线 $dr/dt = \beta$, 由 (18) 式可知

$$\frac{dr}{r} = \frac{4\beta}{\alpha_0^2 - \beta^2} d\beta = -\frac{2d(\beta^2 - \alpha_0^2)}{\beta^2 - \alpha_0^2} \quad (19)$$

积分上式得到沿爆轰波头上 $\beta \sim r$ 的关系式如下

$$\beta = \frac{D_0}{4} \left[1 + 3 \left(\frac{r_0}{r} \right)^{1/2} \right]^{1/2} \quad (20)$$

这里 r 是由 r_0 收缩爆轰到半径 r 的位置。爆轰波头上的声速、质点速度、压力分别为

$$C = \frac{1}{2} (\alpha_0 - \beta) = \frac{D_0}{4} \left\{ 1 + \left[1 + 3 \left(\frac{r_0}{r} \right)^{1/2} \right]^{1/2} \right\} \quad (21)$$

$$u = \frac{1}{2} (\alpha_0 + \beta) = \frac{D_0}{4} \left\{ 1 - \left[1 + 3 \left(\frac{r_0}{r} \right)^{1/2} \right]^{1/2} \right\} \quad (22)$$

$$p = \frac{\rho_0 D_0^2}{108} \left\{ 1 + \left[1 + 3 \left(\frac{r_0}{r} \right)^{1/2} \right]^{1/2} \right\}^3 \quad (23)$$

将 (23) 式与 $p/p_0 = k(r_0/r)^n$ 形式比较, 则得 n 与 r_0/r 关系如下表所示, 由表知 n 近似为 $0.4 \sim 0.5$ 。

r_0/r	1	1.25	1.67	3	4	5	6	10	20	100
n	0	0.31	0.356	0.402	0.415	0.431	0.435	0.437	0.467	0.510

在爆炸产物和试件界面上, 反射波和入射波满足两侧压力和质点速度连续的条件。类似于平面爆轰作用于介质的反射激波关系, 质点速度为

$$u_2 = \frac{D}{1+\gamma} (2\gamma)^{1/2} \frac{\pi - 1}{[(\gamma + 1)\pi + (\gamma - 1)]^{1/2}} \cdot \frac{1}{\gamma} \cdot \left\{ 1 + \left[1 + 3 \left(\frac{r_0}{r} \right)^{1/2} \right]^{1/2} \right\}$$

这里 $\pi = P_2/P$, p_2 为反射激波压力, p 为收缩爆轰压力, 由 (23) 式给出。取高爆速炸药 $\gamma \approx 3$ 。

图 9 中给出了各种收缩爆轰作用于石墨、铜粉混合试样中的 $p-u$ 关系曲线。例如炸药收缩比为 $r_0/r = 5$ 的铸装 TNT, 作用在 $V_{20}/V_0 = 1.2$ 的石墨/铜粉 = 1/1 的混合试样上,

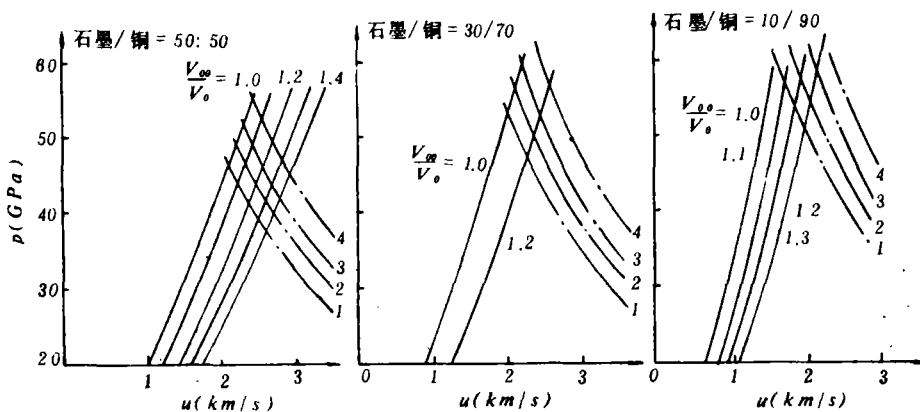


图 9 收缩爆炸作用于石墨/铜试样上的 $p-u$ 关系

图上·为爆炸点; 曲线 1 为铸装 TNT, $r_0/r = 4$; 2 为铸装 T/Γ (TNT/RDX = 70/30), $r_0/r = 4$; 3 为铸装 TNT, $r_0/r = 5$; 4 为铸装 T/Γ (TNT/RDX = 40/60), $r_0/r = 4$

其激波压力 $p = 46.5 \text{ GPa}$ 。

根据上述基本假设, 可求得有效压力作用时间 Δt , 即从 $p = 46.5 \text{ GPa}$ 降到 8 GPa (石墨停止相变) 的持续时间为 $18.6 \mu\text{s}$ 。由此可见柱面收缩的有效作用时间约为飞片法的10倍左右。

结 束 语

本文只反映了爆炸合成金刚石全过程的一些方面。文中介绍的装置迄今仍然是能量利用率较高的一种。本文1981年在苏联第二届爆炸加工会上宣读, 曾引起与会者相当大的兴趣。从文中看来进一步提高金刚石转化率的可能性是相当大的。爆炸法人造金刚石的纯度可达99.5%。这种聚晶金刚石是极好的研磨剂, 值得进一步研究推广。

参 考 文 献

- [1] De Carli, P. S., *U. S. Patent 3238019*, (1966).
- [2] Cowan, G. R., *U. S. Patent, 3401019*, (1968).
- [3] Bundy, F. P., *J. Chem. Phys.* **38**, (3) (1963), 631.
- [4] Павловский М. Н., *Физ. Тверд. Тела*, **13** (3) (1971), 893.
- [5] Horkins, W. D., *J. Chem. Phys.*, **10** (5) (1942), 268.
- [6] Berman, R., *Physical Properties of Diamond*, Clarendon Press, Oxford (1965).
- [7] 乌曼斯基, Я. С., 金属学物理基础, 科学出版社, (1955).
- [8] 苟清泉, 吉林大学学报, (3) (1973), 5.
- [9] 邵丙璜, 汪金通, 物理, **8** (3) (1979), 205.
- [10] Ubbelonde, A. R., Lewis, F. A., *Graphite and Its Crystal Compounds*, Clarendon Press, Oxford, (1960).
- [11] Alder, B. J., Christian, R. M., *Phys. Rev. Lett.*, **7** (10) (1961), 367.
- [12] Альтшулер, А. В., *У. Ф. Н.*, **85** (2) (1965), 197.
- [13] Coleburn, N. L., *Bull. Amer. Phys. Soc.*, **7** (1962), 500.
- [14] McQueen R. G., *High Velocity Impact Phenomena*, edit. Kinslow Ray, Acad. Press, New York, (1970), 293 - 417.
- [15] Rice, M. H., McQueen, R. G. et al., *Solid state Physics*, Vol. 6 (1958) 1 - 60.
- [16] Fowles, G. R., *J. Appl. Phys.*, **31** (4) (1960), 655.
- [17] Зельдович, Я. Б., *Ж. Э. Т. Ф.*, **36** (3) (1959), 782.
- [18] Bergmann, O. R., *Proc. 7th Int. Conf. H. E. R. F.*, Leeds (1981), 142.
- [19] Braolley, R. S., *J. Inorgan. Nucl. Chem.*, **33** (7) (1971), 142.

PRODUCTION OF ARTIFICIAL DIAMOND BY THE METHOD OF EXPLOSION

Shao Binghuang Zhou Zhihong Wang Jintong Zhou Yiyi

Abstract

This paper describes an installation with which we effectively produce artificial diamond. In the mean time, the mechanism of the transformation of carbon into diamond and the related calculations of mechanical parameters under explosion are discussed.