

聚能射流侵彻弹坑附近温度分布的测量

高举贤 白蓉裳
(中国科学院力学研究所)

摘要 从理论和实验上研究聚能射流侵彻靶板时用薄膜热电偶测量靶内弹坑附近温度的可行性,热偶箔厚 30nm。测量结果给出环氧树脂和中碳钢靶板弹坑附近的温度分布,与观察到的实验现象一致。结果不仅证明所用测温方法是有效和可靠的,而且所得结果对研究穿、破甲机理有重要的参考价值。

关键词 测温 射流侵彻 温度分布

随着科学技术的发展,测量固体内部的瞬态温度变得日益重要。许多过程是在几十微秒的时间内完成的,如动高压下固体的状态方程^[1],弹坑附近的温度分布^[2]等。Yuan 曾设计一种无热惯性的热偶来测量弹坑附近的温度^[3],因存在一些难以解决的问题,这种方法没有得到推广使用。Bloomquist^[4]和 Rosenberg^[5]用 5 μm 或 1 μm 薄膜热偶或金属箔测量固体内的瞬态温度。严格的理论计算表明,上述厚度的测温元件在几微秒时间内不能反映被测物体的真实温度。作者曾探索用薄膜热偶测量固体内瞬态温度,研制成 10nm 厚的薄膜热偶测量有机玻璃的激波压缩温升,取得了较好的结果^[6],测量值与按 McQueen 方法^[7]计算的结果一致。本文研究用薄膜热偶方法测量聚能射流侵彻坑附近的温度分布,选用环氧树脂,45 $\#$ 钢和 LY12 铝合金等几种有代表性的靶板材料进行了测试。结果表明此方法可靠,测得的温度分布对研究侵彻机理有一定的参考价值。

1 理论分析

用热电偶测量冲击载荷作用下固体中的瞬态温度,需要解决几个难题:(1)测温元件的热惯性必须足够小,即在微秒量级的时间内反映出母体的真实温度;(2)压力对热电势的影响能定量确定;(3)排除电干扰。本节先讨论热惯性问题。

设想将热电偶箔置于两层靶板之间测量侵彻坑附近的温升。在弹丸侵彻点的压力最高,以激波的形式向外传播,是发散的激波,随着径向距离的增加,压力将很快衰减。因靶板是静止的,在激波波阵面未到之处,质点速度 $u = 0$;波阵面到达后 $u = u_r$,材料产生巨大塑性变形。塑性功 90% 以上转变成热,使材料升温。因此,测量的温升主要是塑性功造成的温升和激波压缩温升之和,一般情况下前者大于后者。热偶箔很薄,仅几十纳米,测量点的尺寸可以很小,不会影响应力应变场的分布。由傅立叶准数 $\mu_0 / \rho C_V l^2$

1990 年 11 月收稿,1992 年 5 月定稿。

* 国家自然科学基金委员会支持项目。

来分析，因热传导使温度发生较显著变化所需的特征时间 t_0 的数量级为 $C_v \rho l^2 / \lambda$ ，其中 C_v 、 ρ 和 λ 为靶板材料的恒容比热，密度和热导系数； l 是特征距离。以环氧树脂为例， $C_v = 1.05 \times 10^3 \text{J/kg} \cdot \text{K}$ ， $\rho = 1.8 \text{g/cm}^3$ ， $\lambda = 1.256 \text{W/m} \cdot \text{K}$ 。如果要使相距热偶膜 2mm 处的温度影响到热偶膜，所需特征时间为 6s。而要求完成测试的时间（即加载时间）是十几 μs ，前者远远大于后者，故边界或远距离的影响可不考虑。因此可用具有无穷远边界的一维热传导模型来分析研究热偶箔的测温问题。我们感兴趣的是靶板加载后，经过多长时间热偶箔可以反映母体的真正温度。

假定母体和热偶箔的材料都是均匀各向同性，热学性质不随温度改变；垂直于 x 轴的平面都是等温面（对测量区域的尺度，这个假定是成立的），在与 x 轴垂直方向没有热损失；通过箔边缘的热流和垂直于箔与母体接触平面之间的热流相比可忽略不计。镍铬—镍铝热偶的两极都是镍基合金，它们之间热学性能的差异和其与母体性能的差异相比，前者可忽略不计，可把它们当作一种材料处理。于是可用一维热传导模型讨论热偶测温问题。

理论分析的目的在于了解在几微秒的时间内多厚的热偶箔能测出母体的真正温度，也即进行热惯性的分析。如以 T_1 表示母体经激波压缩和塑性变形后的温度， T_2 表示热偶箔本身的温升，它们的差值 $T_0 = (T_1 - T_2)|_{t=0}$ ，是激波过后两者间的初始温差，见图 1.1，(a) 为激波过后的情况，(b) 为简化的初始条件。因热传导引起箔的温升 $T(x, t)$

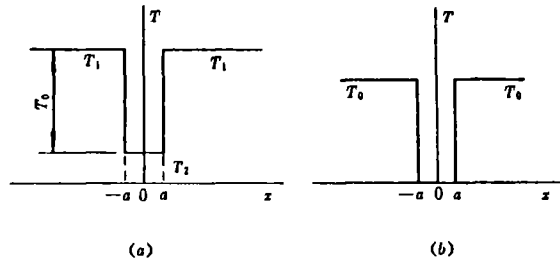


图 1.1 初始温度分布 ($t = 0$ ，箔厚为 $2a$)
Fig. 1.1 Initial temperature distribution ($t = 0$ ，foil thickness $2a$)

是 x 和 t 的函数，箔的实际温度为 $T_2 + T(x, t)$ 。对于温度 $T(x, t)$ 的一维扩散方程

$$\frac{\partial^2 T(x, t)}{\partial x^2} = \frac{1}{D} \frac{\partial T(x, t)}{\partial t} \tag{1.1}$$

式中 D 是温度扩散系数， $D = \lambda / (\rho C_v)$ ；初始条件（见图 1.1） $T(x, 0) = T_0$ ， $|x| > a$ ； $T(x, 0) = 0$ ， $-a < x < a$ ；下标 1, 2 分别代表母体和热偶箔材料。在箔与母体的界面处应满足温度相等和热流相等。即

$$\begin{aligned} T_1(x, t) &= T_2(x, t) \\ \lambda_1 \frac{\partial T_1(x, t)}{\partial x} &= \lambda_2 \frac{\partial T_2(x, t)}{\partial x} \end{aligned} \tag{1.2}$$

使用格林函数和映象法可得到具有误差函数的无限项和的解。对误差函数采用级数近似解（从略）。如果以相对温升 $T(x, t) / T_0$ （百分比）表示热偶箔反映母体温度的程度（实际上应是 $[T_2 + T(x, t)] / T_1$ ），若 $[T(x, t) / T_0] = 0$ ，则热偶箔所显示的温度只是其本身的温度，而不是母体的；当 $[T(x, t) / T_0] = 1$ 时，所测温度才真正是母体的温度。求得解为

$$\frac{T(x, t)}{T_0} = \frac{1}{1 + \Gamma} \left\{ \operatorname{erfc} \frac{a - x}{\sqrt{ADt}} + \operatorname{erfc} \frac{a + x}{\sqrt{ADt}} + \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{\Gamma - 1}{\Gamma + 1} \right)^{2n-1} \cdot \left[\operatorname{erfc} \frac{(4n - 1)a + x}{\sqrt{ADt}} \right. \right.$$

$$+ \operatorname{erfc} \frac{(4n-1)a-x}{\sqrt{4Dt}} + \left(\frac{\Gamma-1}{\Gamma+1} \right) \cdot \left(\operatorname{erfc} \frac{(4n+1)a-x}{\sqrt{4Dt}} + \operatorname{erfc} \frac{(4n+1)a+x}{\sqrt{4Dt}} \right) \Bigg] \Bigg\} \quad (1.3)$$

式中 $\Gamma = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \sqrt{\frac{D_2}{D_1}}$ 。图 1.2 给出不同材料和箔厚的 $\frac{T(x,t)}{T_0} - t$ 关系的计算结果, 图中 1~4 为镍铬—镍铝热偶箔, 5 为银箔, 6 为铜箔; 1 为钢靶, 2 为 2024 铝合金靶, 3 为玻璃钢靶, 4~6 为有机玻璃靶。计算结果表明, $1\mu\text{m}$ 或 $5\mu\text{m}$ 厚的箔热惯性仍很大, 在微秒量级的时间内不能反映母体的真正温度。例如, 镍铬—镍铝箔厚为 $5\mu\text{m}$, 母体为玻璃钢, $t = 1\mu\text{s}$, 所测温升只反映实际温升的 15.1%。如箔厚为 60nm , 同样时间内能反映出母体真正温升的 95.8%, 这与实际要求是接近的。为此, 我们研制了 30nm 的超薄型热偶箔。

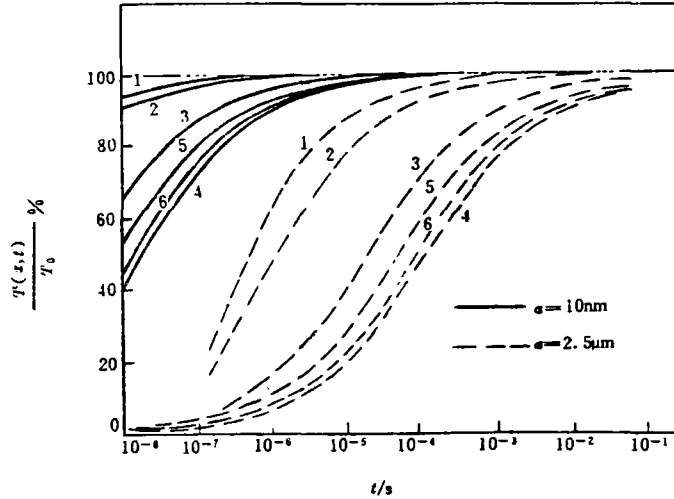


图 1.2 $T(x,t)/T_0$ 与时间 t 的关系

Fig. 1.2 Relation between $T(x,t)/T_0$ and t

2 试样制备

电势差可表示为

$$\varphi_{b-a} = \varphi_b - \varphi_a = - \int_{T_r}^{T_j} S_{a-b}(T', 0) dT' - \frac{1}{2} P (\eta_a - \eta_b) (T_j - T_r) \quad (2.1)$$

式中第一项为常压下温差引起的热电势, 可借助于标准热电偶表查出; 第二项为压力对电势差的贡献。镍铬—镍铝热偶的 $\eta_{Cr} - \eta_{Al}$ 值为 $-0.12\mu\text{V GPa}^{-1}\text{K}^{-1}$ 。如压力为 3GPa 时, 压力影响的修正值仅占 0.89%, 可见其压力效应是比较低的。另外, 镍铬—镍铝在相同温差下的热电势也比较大, 使用范围可到 1573K 。上述性能满足我们实验的要求, 故选用镍铬—镍铝作为实验用热偶箔材料。

为了制作 30nm 厚的热偶箔, 采用在测试靶块上真空镀膜工艺。玻璃钢靶块尺寸为 $120 \times 120 \times 20(\text{mm})$ 。将热偶的两极材料分别镀在光洁的靶块表面上; 热偶结点 (即测试点) 镀在射流侵彻点附近的预测点位置; 热偶参考点 (即冷点) 镀在靶块的侧表面, 使之始终保持常温常压 (见图 2.1)。镀膜后用环氧胶将两块靶块粘在一起, 严格控制其间不应有气泡, 否则将影响测试结果。热偶膜夹在两靶块之间。打靶后, 为了准确确定测温点距弹坑中心的距离, 在粘靶块的上下表面各放一块 0.2mm 厚的薄钢板, 上刻以定位标记, 据此确定距离。然后, 将测试靶放于预定位置 (见图 2.1)。实验中热偶箔测量点的尺寸径向宽 2mm , 横向宽 3mm 。

金属靶板本身导电将使热偶两极短路, 给测温工作带来困难。为此, 在靶板的预定镀膜位置 (测试点除外) 涂一层 $1\mu\text{m}$ 厚的环氧胶膜, 使之绝缘。镀热偶膜之后, 同样位

置再涂一层 $1\mu\text{m}$ 厚的胶层 (靶块侧面不涂, 以便参考点与大气接触, 并便于连接引出线)。引出线用尼龙螺钉与热偶膜保持接触良好。在靶块上预刻几个定位标记, 以定出测量点与着弹点间的距离。

3 实验和结果

为了得到高速射流, 设计了标准的实验用聚能射流装药, 药形罩为紫铜。射流速度分布由头部 7km/s 至尾部 1.5km/s ; 实验用弹侵彻深度标准偏差为 $\pm 1.6\%$ 。为了确定侵彻测温靶时相应的射流微元速度, 采用靶板截割法, 用扫描高速摄影测定相应速度和速度分布。用脉冲 x 光照相 (每幅时间间隔 $\Delta t \geq 1\mu\text{s}$) 观察射流形态。用电测法测定侵彻深度—时间曲线。由此可确定侵彻测温靶时相应的射流微元速度。实验中侵彻测温靶的相应射流微元速度为 $5.4 \pm 0.1\text{km/s}$ 。

测温讯号记录采集系统使用 TCJ-2000 AD 变换器, 采样时间 $0.1\mu\text{s}$, 外触发、灵敏度 50mV 。测量电压分辨率为 512 ± 2 , 满量程相应于温度分辨率为 2.5k 。用 TR-4653 型高频示波器显示和照相。

为了分析和排除电干扰, 进行了大量的实验研究。干扰源来自周围的电磁场和电源电网。由于温度讯号幅值很小, 所以任何干扰都是不可忽视的。聚能装药爆炸所产生的气体电离也会造成干扰讯号, 这些干扰很难完全排除。为得到准确的温度讯号, 采用同时测温度讯号和干扰讯号。方法是用两个同样的测温靶块, 热偶箔性能参数、线路阻抗和引出线路的走线两者都相同。测温靶块放在射流侵彻位置; 测干扰的靶块放在测温靶旁边, 仅用于接收干扰讯号。实践证明, 测温靶测出的讯号是温度和干扰讯号的叠加, 而测干扰靶仅测出干扰讯号, 两者之差是真正的温度讯号。图 3.1 是在玻璃钢靶中测到的波形, 图中上边为测温靶所得, 下边为测到的干扰讯号, 两者之差即为所测点的温度讯号。对环氧玻璃钢靶测量弹坑附近温度分布的结果示于表 3.1 和图 3.2, 图中 l 为测点至弹坑壁的距离; 对金属靶的测温结果示于表 3.2 和图 3.3, 图中 L 为测点至弹坑中心的距离。

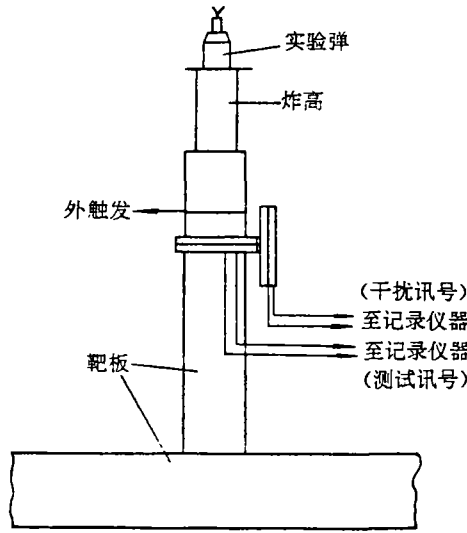


图 2.1 测温实验装置图
Fig. 2.1 Scheme of equipment for temperature measurement

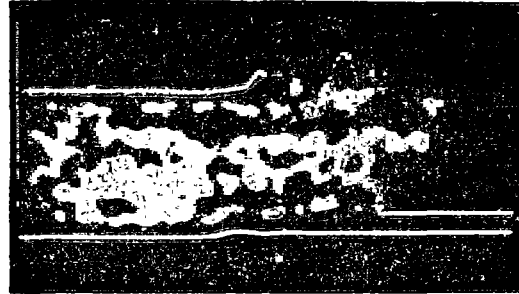


图 3.1 测温波形
Fig. 3.1 Waveform of temperature measurement

表 3.1 对环氧玻璃钢靶的测温结果

Tab. 3.1 Results of temperature measurement for epoxy glass fibre reinforced composite target

序号	侵彻射流速度/ $\text{km} \cdot \text{s}^{-1}$	靶板材料	与孔壁距离/mm	测量电势/mV	温度/K
1	5.4 ± 0.1	环氧玻璃钢	0.8	31.6	1033
2	5.4 ± 0.1	环氧玻璃钢	2.0	30.6	1008
3	5.4 ± 0.1	环氧玻璃钢	3.4	25.9	897
4	5.4 ± 0.1	环氧玻璃钢	5.2	17.5	698
5	5.4 ± 0.1	环氧玻璃钢	7.3	11.6	557
6	5.4 ± 0.1	环氧玻璃钢	8.4	3.5	358

表 3.2 对金属靶的测温结果

Tab. 3.2 Results of temperature measurement for the metallic target

序号	侵彻射流速度/ $\text{km} \cdot \text{s}^{-1}$	靶板材料	与着弹点距离/mm	测量电势/mV	温度/K
1	5.4 ± 1	45 [#] 钢	5.4	51.7	1553
2	5.4 ± 1	45 [#] 钢	9.8	30.3	998
3	5.4 ± 1	45 [#] 钢	11.1	24.9	873
4	5.4 ± 1	2024 铝合金	7.0	23.2	833

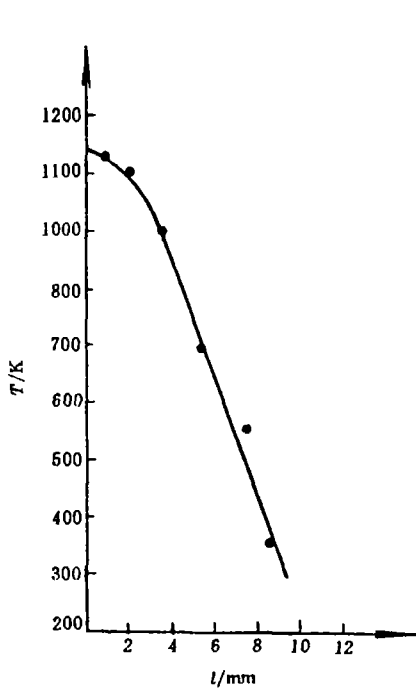


图 3.2 在环氧玻璃钢靶板内弹坑附近温度分布的实测结果

Fig. 3.2 Experimental result of temperature distribution near the cavity in epoxy glass-fibre reinforced plastic

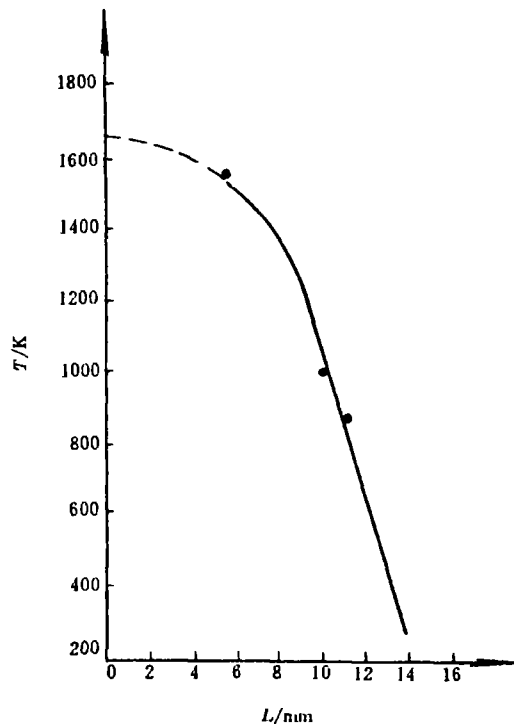
图 3.3 在 45[#]钢靶板内弹坑附近温度分布的实测结果

Fig. 3.3 Experimental result of temperature distribution near the cavity in medium carbon steel

4 结论

测量固体内部瞬态温度是难度很大的课题,至今没有一种直接标定的方法。本文采用薄膜热偶方法测量了聚能射流侵彻环氧玻璃钢、45#钢、2024铝合金的弹坑附近的温度,给出了好的结果。以环氧玻璃钢为例,测得的温度分布与观察的宏观现象一致。实验研究证明,环氧玻璃钢热裂解的起始温度为450℃,实测弹坑附近热裂解区域的宽度为5mm,测得的温度分布是正确的。

在固体内进行瞬态温度测量,能否排除电干扰是至关重要的,也往往是成败的关键。在尽可能排除各种电磁干扰的基础上,用测温靶和测干扰讯号靶同时进行测量,以得到真正的温度讯号是必要的和有效的。

总之,使用薄膜热偶测量金属靶或非金属靶内的瞬态温度是可行的。用30nm厚(热结点处为60nm)热偶膜测量靶内的瞬态温度能有效地反映靶板的真正温度,时间响应是灵敏的。在环氧玻璃钢和中碳钢内测得的弹坑附近的温度分布,对研究穿、破甲机理有重要的参考价值。

致谢 本工作得到郑哲敏先生的指导,李家春教授、谈庆明教授给予许多帮助,得到了中国科学院力学研究所工艺力学实验室的支持。

参 考 文 献

- 1 Duvall G E. Shock waves in condensed matter. (Plenum, New York; 1986; 1-12)
- 2 Zheng Zhemin, Tan Qingming, Gao Juxian, et al. Proceedings of the international symposium on intense dynamic loading and its effects. Science Press, Beijing; 1986; 347
- 3 Yuan S W, Billingsley J P. Appl. Sci. Res., 1971, 24; 32
- 4 Bloomquist D D, Sheffield S A. J. Appl. Phys., 1980, 51; 5260
- 5 Rosenberg Z, Partom Y. J. Appl. Phys., 1984, 56; 1921
- 6 Gao Juxian, Bai Rongshang, Zheng Zhemin. J. Appl. Phys., 1990, 67 (5); 2272
- 7 McQueen R G, Marsh S P, Taylor J W, et al. In high velocity impact phenomena. Academic, New York; 1970; 293

MEASUREMENT OF TEMPERATURE DISTRIBUTION AROUND A CAVITY PENETRATED BY SHAPED CHARGE JET

Gao Juxian Bai Rongshang

(Institute of Mechanics, Chinese Academy of Science)

Abstract The feasibility of measuring the instantaneous temperature around a cavity on a metallic or non-metallic target penetrated by shaped charge jet is theoretically and experimentally studied. The thickness of the foil thermocouple used is 30nm. Results of measurement around a cavity on a target made of epoxy-glass fiber reinforcement composite and on a medium carbon steel target agree with the observed phenomena. It is proved that the method of temperature measurement is effective and reliable. Measurement of temperature distribution provides important data of reference in the study of mechanism of penetration.

Key words measuring temperature, jet penetration, temperature distribution