

中国工程热物理学会

第八届年会论文集

第三分册

传热传质学

一九九二

北京



3. 传热

目 录

I. 导热

接触热阻的研究	皇甫哲	I-1-6
冲击加热半无限体热应力问题理论分析	姜任秋 刘顺隆	I-7-6
关于生物传热的基本方程	王补宣 王艳民	I-13-6
双管伴随输油管线保温层最优经济厚度的计算	吴明 陈永庆 陈保东	I-19-7
外科冷冻探针周围组织温度场的焓法求解	江筱红 杨元俊 何杰	I-26-8
高温(火灾)钢筋混凝土实心板内温度场的计算方法	王春华	I-34-8
堆积床等效导热系数的一种高精度推算式	陈则韶 叶一火	I-42-6
均质塑料正齿轮内动态温度分布的数值计算	张旭 陈金刚 刘任先	I-48-4
半导体击穿过程的热分析	徐云生 过增元 罗晓迎	I-52-5

II. 自然对流

竖壁冷却离散加热的空腔内自然对流数值分析	陈礼 李隆健 童明伟 张洪济	II-9-6
部分开口空腔中的自然对流的研究	林成先 辛明道	II-15-7
封闭方腔内水平孤立平板自然对流的数值计算与可视化研究	王秋汪 王育清 陶文铨	II-22-6
内含质量源的超临界压力水的自然对流传热与传质分析	姜培学 任泽霏 王补宣	II-28-8
提拉法晶体的传热对其相变面形状的影响分析	耿旭 邹小波 过增元 何宏家 刘 琅	II-36-6

III. 受迫和混合对流

固体粒子流绕流圆管换热系数的实验研究	张华 李秀云 吴喜军 周云龙	III-1-8
双何泡状凸起表面的强化传热和流动阻力特性	张力 李庆玺 陈继忠 陈卫军 神家锐	

涂建平 刘文艳 顾维藻	III-9-8
气固流化床与水平埋管之间放热系数的计算	
..... S.C.Saxena 许国良 钱壬章	III-17-7
二维激波斜壁问题的表面传热研究	毛根旺 III-24-6
低流阻旋流加力室模型的冷态试验研究	谈浩元 韩启祥 封涛 III-30-6
伴有质量抽吸的肋-槽复合强化传热研究	神家锐 III-36-6
水平管道内加旋气固两相流传热和流动阻力的实验研究	
..... 梅锋 顾维藻 涂建平 神家锐	III-42-6
复合冷却叶片前缘的冲击传热特性	李立国 李朝晖 III-48-7
球床高温气冷堆冷却剂温度混和模拟试验	
..... 姚梅生 吴莘馨 佟允宪 黄志勇 李军 张佑杰	III-55-8
空气予热器进气罩中背压对流场的影响	杨光武 陈义良 葛新石 III-63-8
钝体后回流流场传热特性的实验研究	
..... 陈维汉 陈萍 陈建强 谭清香	III-71-6
微矩形槽道内的受迫对流换热性能实验	辛明道 师晋生 III-77-6
平行平板通道壁面三维凸出立方块热源表面局部受迫对流传热	
..... 丁小江 辛明道	III-83-6
微尺寸管内流体的受迫流动与换热	张培杰 辛明道 III-89-6
非圆断面通道层流磨擦阻力与换热理论研究的新进展	孙德兴 I-95-14
有扰流柱的复全倾斜式气膜冷却导向叶片换热特性的研究	
..... 王宝官 李永康	III-97-5
紊流区内不同物性的工质在三维内肋管内的对流换热实验	
..... 廖强 辛明道	III-114-6
三维内肋管内插入螺旋扭带的强化传热实验	
..... 廖强 辛明道	III-120-6
中压下垂直三维内翅管中的上升流动与传热	
..... 张洪济 邵四立 童明伟 李忠明	III-126-6
析湿条件下正弦波纹形翅片管对流换热的实验研究	
..... 陶文铨 李婉 辛荣昌 康海军 李惠珍 杨小琼 罗来勤	III-132-6
高超音速进气道的冷却研究	顾维藻 刘长春 涂建平 神家锐 III-138-8

粒子强度源模型粒子历程的计算和释热量分布	任安禄 瞿建武 钟家康	III-146-7
多层流化床传质深度分布的研究	王雪峰 刘登瀛 贾建国 孔繁英 周卫 孟群	III-154-7
水平同心旋转套筒内的混合对流	张朝民 过增元	III-161-6
水平矩形通道内局部热源的方位对受迫及混合对流的影响	覃耘 顾学歧 马重芳	III-167-7
异型流道中各向异性散射介质的传热特性	钟之英 余钧	III-174-8
上下端温差旋转圆管内热驱动流问题的半解析解 ...	冯懿洽 黄为民	III-182-8
变离心力场中等截面冷却通道流量计算和实验研究	黄为民 游晖 陈泽敬 夏再忠	III-190-7
IV. 相变换热		
有分散热源时矩形腔内的熔化传热	张玉文 陈钟硕	IV-1-6
N-甲基吡咯烷酮两相闭式热虹吸管传热特性的实验研究	童明伟 童庆明 陈礼 张洪济	IV-7-6
微型槽内流动沸腾的实验研究	彭晓峰 王补宣	IV-13-6
竖直环形通道内过渡沸腾传热实验研究	钱永柏 喻真烷 贾斗角 苏光辉	IV-19-6
冷凝和沸腾传热现象中的突变特性	马学虎 徐敦欣 林纪方	IV-25-6
非共沸物质相变传热温差求解	龙敏贤 黄德明 陈银条	IV-31-6
R152a 饱和蒸气在水平单管外凝结换热的实验研究 ...	程斌 陶文铨	IV-37-6
HCF152a / HCF22 混合工质在水平管外凝结换热的实验研究	王维城 张立宁 余超 甘承军	IV-43-5
V. 多孔介质的传热与传质		
含湿多孔体的介电特性与湿分迁移的实时测量	王补宣 马骥	V-1-6
多孔介质传热传质的渗流模型	雷树业 王补宣 包素锦	V-7-6
喷射气流与穿透性薄多孔湿介质间的对流交换研究		

..... 章熙民 李惟毅 蒋书兴 诸凯 V-13-6
 多孔介质对流干燥降速段热质传递规律的研究 杨世铭 魏琪 V-19-6

考虑毛细滞后效应的未饱和含湿多孔介质传热和传质理论

..... 虞维平 王补宣 施明恒 V-25-6
 埋入饱和多孔介质中的圆柱体所产生的冻结及自然对流

..... 卞卫 王补宣 V-31-6
 饱和多孔介质中绕水平园柱发生的自然对流

..... D.M.Christopher 王补宣 V-37-8
 喷射薄多孔湿介质恒速阶段对流交换研究

..... 李汛 郑晓峰 蒋书兴 章熙民 V-45-5

VI 高温传热与辐射

计算辐射传热的假想面方法及其精度分析

..... 董光 赵广播 阮立明 秦裕琨 许晋源 VI-1-7
 流体射入开口空腔的湍流混合对流及其与表面辐射的耦合传热
 林成先 辛明道 VI-8-8

VII 工业应用换热器及其它

氨冷风机高效传热肋片管换热器试验研究

..... 刘宪英 黄震夷 王厚华 卢军 VII-1-5

人工神经网络在换热器性能预测中的应用 丛波 管楚定 周晖 VII-6-5

QUICK 格式在大型电站锅炉炉内流场数值计算方面的应用

..... 杨官平 孙昭星 VII-11-8

新型冷冻法原理及其在天然气脱水预处理的应用 林理和 沈永年 VII-19-4

风水共冷式冷渣器及其计算方法

..... 赵广播 朱群益 秦裕琨 陈崇枢 孙洪宾 VII-23-6

鸡类干燥特性的试验研究

..... 赵广播 阮根健 邢春礼 黄怡珉 朱群益 VII-29-6

换热器中污垢问题的讨论 徐敦欣 VII-35-6

平板型太阳能集热器放置内部透明隔层的机理及最佳位置的确定

..... 俞颐泰 VII-41-8

苹果片干燥过程扩散和收缩的模拟研究 李尉 涂颀 VII-49-8

二维时间相关边界元法的数值分析及工程应用 朱德书 姚寿广 VII-57-6

转轮式干燥剂除湿器数值模拟 冯青 张鹤飞 俞金娣 VII-63-6

豆类作物旋流干燥特性实验研究

..... 涂建平 梅峰 顾维藻 刘文艳 VII-69-7

玻璃窑池内流动与传热的数值模拟及其在生产中的应用

..... 赵国昌 胡桅林 过增元 VII-76-8

被动式潜热蓄热器传热机理的应用研究

..... 贾代勇 徐谷衡 奚士光 张鹤声 VII-84-6

多背压凝汽器温差场均匀性分析 ... 杨善让 杨沫 李中伯 杨金顺 VII-90-6

VIII. 数值模拟

亚共晶双组分盐溶液凝固过程的一维数值模拟

..... 金援越 王启杰 陈钟顺 VIII-1-6

控制容积有限元方法在对流-扩散问题中的应用 王旭 严传俊 VIII-7-6

关于在数值研究塑料充模过程流动与传热问题时提高求解非线性方程组迭代收敛速度的新方法

..... 张政 周莹 VIII-13-8

应用控制容积有限元法分析注射充模过程中塑料的流动与传热

..... 张政 杨晓洪 VIII-21-8

圆内开缝八边形自然对流换热的数值分析

..... 杨沫 赵刚 单志强 李中伯 陶文铨 VIII-29-5

太阳能空气集热器效率的数值分析方法

..... 袁旭东 田玖 李开勤 王崇琦 VIII-34-8

单相液体自然循环界限热负荷试验研究

..... 施德强 鲁钟琪 杨瑞昌 王勇 郑荣钊 VIII-42-8

冷热气流掺混中热绕流现象的数值模拟

..... 周欣 常海萍 VIII-50-6

VIII. 测量与显示技术

红外热像仪技术测定复合平壁纵向导热系数

..... 林兆庄 樊慧文 王补宣 VIII-1-4

汽泡等待时间的理论分析与高速摄影测试 龙恩深 辛明道 VIII-5-8

激光加热的周期热流法测量薄膜的热扩散率

..... 顾毓沁 朱德忠 朱丽梅 严俊良 VIII-13-8

接触热阻的研究

皇甫哲
(西北大学)

一、前言

影响接触热阻的因素很多,主要有:两接触材料的机械和热物理性能;两接触表面的形貌特征;接触面间隙中介质;接触面上的正应力和切应力;方向效应;滞后效应;热流密度等等。(1)已给出了机械加工表面接触热阻的计算方法,该算法考虑了接触材料的性能,表面微观不平度,介质和接触面上正应力等因素的影响。本文首先较详细地论述了接触热阻的概念,然后对滞后效应和接触面上切应力等影响因素进行了实验研究和理论探讨。

二、热阻的概念

1、材料热阻

导热基本定律的表达式为

$$q = -\lambda \frac{\partial t}{\partial x} \quad \text{或} \quad Q = -\lambda A \frac{\partial t}{\partial x} \quad (1)$$

设有一段导热系数为 λ , 截面积为 A , 侧面绝热的柱体, 热量从一端流入没有损失地从另一端流出, 如图 1 所示。取柱体中间长 l 的一段来看, (1) 式可表示为

$$Q = \lambda A \Delta t / l = \Delta t / (l / \lambda A) \quad (2)$$

式中 $\Delta t / l = (t_1 - t_2) / l = -\partial t / \partial x$ 。把上式与电学中的欧姆定律 $I = V / R_e$ 相比较, 可知它们在形式上是相似的, Q 与电流 I 对应, 温度差 Δt 与电压 V 对应, $l / (\lambda \cdot A)$ 与电阻 R_e 对应。可见 $l / \lambda A$ 就是热传导中的热阻, 记作

$$R = l / \lambda A \quad ^\circ\text{C} / \text{W} \quad (3)$$

上式也是计算物体材料热阻的公式。把它与电阻公式 $R_e = l \cdot \rho / A$ 相比较, 它们在形式上也是相似的, $1 / \lambda$ 对应于电阻率 ρ 。导热系数的倒数 $1 / \lambda$ 可称为热阻率。由上述可知, 材料热阻是物体的固有属性。

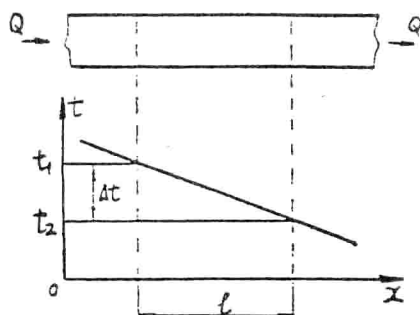


图 1 无接触面时的温度分布

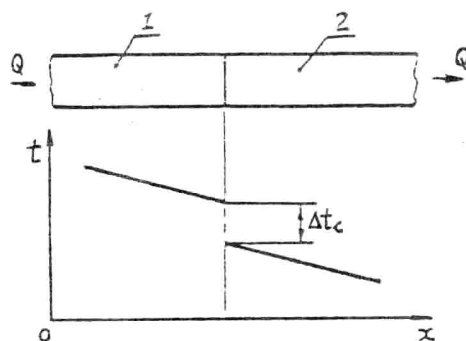


图 2 有接触面时的温度分布

2、接触热阻

考虑两个相接触的的金属柱体, 每个柱体除两端面外侧面绝热, 见图 2。由于端面不是绝对平而有微观不平度, 所以实际能接触上的部分只是一些离散分布的接触点。一般情况下,

非接触区域间隙中介质的导热系数比金属本体的小。所以当热流通过接触面时,在接触点两侧热流线要先收缩后扩张;在非接触区,热流线要先扩张,通过介质后再收缩,见图3。这里把接触面附近热流线有收缩、扩张现象的区域称为温度分布非线性区。在该区以外,热流密度为常量,如果导热系数不变,则温度沿柱体轴向是线性变化的。

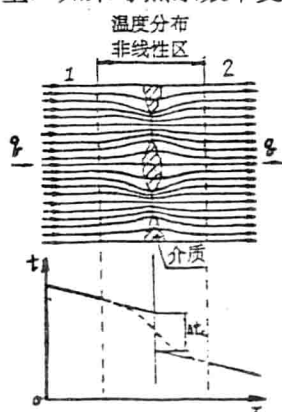


图3 接触面示意图

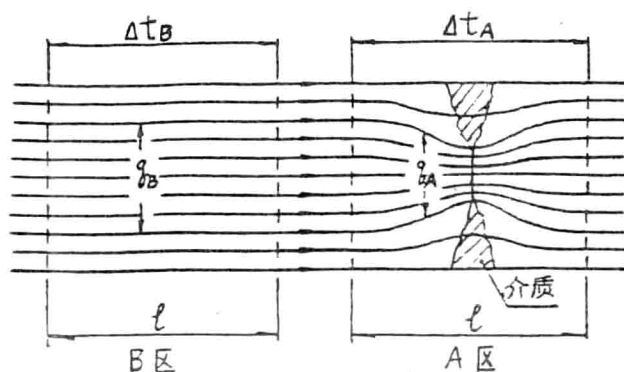


图4 热流通道示意图

因为接触点和间隙的分布对于两接触体是相同的,所以两接触体中的热流线在非线性区以外是关于接触面对称的。因此可认为整个热流是由许多相互间没有热交换并且平行的柱形小热流通道组成的。通道数与接触点数相等,见图3。

图4所示为一热流通道。接触热阻 R_c 是接触面对热流的附加阻力,它等于热流在温度非线性区受到的实际热阻 R_r 减去该区的名义热阻 R_n (即假设不存在接触面时的材料热阻, $R_n = l / \lambda A$), 即

$$R_c = R_r - R_n \quad (4)$$

通道中热流线可分为两部分:一部分通过接触点;另一部分通过间隙介质。把这两部分热流在非线性区受到的实际阻力分别记作 R_p 和 R_g , 它们是并联关系, 故有

$$1 / R_r = 1 / R_p + 1 / R_g \quad (5)$$

把上式代入(4)式有

$$R_c = \frac{R_p R_g}{R_p + R_g} - R_n \quad (6)$$

由于间隙很薄并且两接触表面的温差很小,故一般不考虑间隙内对流和辐射的作用,这样 R_g 可分为两部分:热流在金属本体中受到的导热阻力 R_b 和在介质中受到的导热阻力 R_m , R_b 和 R_m 是串联关系, 故有

$$R_g = R_b + R_m \quad (7)$$

下面说明当介质导热系数 λ_m 小于本体导热系数 λ 时, R_r 大于 R_n , 即 R_c 为正值。当 $\lambda_m < \lambda$ 时,热流形式如图4所示。设非线性区为A区,长为 l 。在A区外再设一段为B区,长也为 l 。A区、B区的两端面均为等温面。热阻的定义式为 $R = \Delta t / Q$, Q 对于两区是相同的,并且 $R_n = \Delta t_B / Q$, $R_r = \Delta t_A / Q$ 。所以只要说明 $\Delta t_A > \Delta t_B$ 即可。对于通过接触点的那部分热流, A区的热流密度比B区的大, 即 $q_A > q_B$ 。由(1)式可知,

$|\partial t / \partial x|_A > |\partial t / \partial x|_B$, 所以 $\Delta t_A > \Delta t_B$ 。

同理可说明, 当 $\lambda_m > \lambda$ 时, R_c 为负值, 即接触面提供负阻抗。因此在工程应用中, 可以在两表面之间夹一层导热系数较大的材料以提高接触面的传热能力。如果 $\lambda_m = \lambda$, 则热流没有收缩、扩张现象, 这时 $R_r = R_n$, 故 $R_c = 0$ 。如果 $\lambda_m = 0$, 则热流全部通过接触点, $R_g = \infty$, $R_r = R_p$, 这时 R_c 和 R_r 均达到最大。

各个热流通道是并联关系, 故总接触热阻 $R_{c,t}$ 为

$$1 / R_{c,t} = \sum_{i=1}^n 1 / R_{c,i} \quad (8)$$

式中 n 为接触点数, $R_{c,i}$ 为各热流通道的接触热阻。接触热阻也可定义为

$$R_c = \Delta t_c / Q \quad (9)$$

式中 Δt_c 是接触温差, 如图 3 所示, 它是把非线性区以外的线性温度分布延伸到接触面形成的。上式也反映了接触热阻是附加热阻这一特性。接触热阻的测量也是根据上式进行的。下面介绍另外两个表示接触热阻的方法:

比面接触热阻 R_{ca} ——单位面积上的接触热阻, $m^2 \cdot ^\circ C / W$ 。与接触热阻 R_c 的关系为 $R_{ca} = A_n \cdot R_c = \Delta t_c / q$, 式中 A_n 为名义接触面积。

接触热阻等价长度 L_{R_c} ——表示接触热阻相当于多长的本体材料热阻, m 。与 R_c 、 R_{ca} 的关系为 $L_{R_c} = \lambda \cdot R_{ca} = \lambda A_n R_c$ 。若已知某一接触热阻值, 如果说它相当于 L_{R_c} 长度的本体材料热阻, 那么对该接触热阻的大小就认识的比较直观了。

有些文献中用的是接触热导 H_c 和比面接触热导 H_{ca} , 它们分别与接触热阻和比面接触热阻成倒数关系。

三、接触热阻的测量

测量装置如图 5 所示 (详见 [2])。①是电阻丝加热器; ②、④是试件, 其侧面沿轴向钻有五个小孔, 用于安装热电偶; ③是绝热材料; ⑤是水冷却器; ⑥是压力传感器, 用于测量接触压力; ⑦为铜—康铜热电偶, 锡焊在试件小孔内。试件所用材料有三种: 优质碳素结构钢 (45), 灰铸铁 (HT25-47) 和黄铜 (H62)。接触表面加工方法为刨削和磨削。试件的物性参数, 测得的表面参数和试件代号见表 1, 其中 E 为弹性模量, ν 为泊松比, λ 为导热系数, R_a 、 R_z 为粗糙度指标, $\bar{\theta}$ 为接触尖峰平均锥底角, f 为刨削时的走刀量。测量方法是: 把一对试件装好后先进行预压, 以消除接触面的塑性变形; 然后使接触压力保持在一定值, 等达到热稳定后进行温度测量; 上、下两试件可分别测得五个温度值, 分别对它们进行最小二乘线性拟合; 把两试件的线性温度分布分别沿伸到接触面得接触温差 Δt_c , 用下式

$$R_{ca} = \Delta t_c / q \quad (10)$$

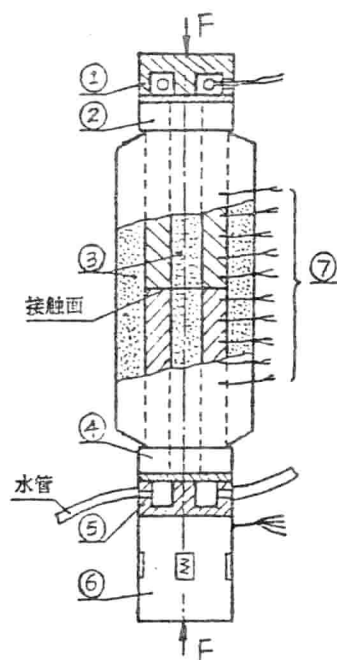


图 5 实验装置示意图

即可算出比面接触热阻。测量时介质为空气，并使两接触表面的加工痕迹方向相互垂直。

表 1

材料	E $N/m^2 \cdot 10^{11}$	ν	λ $W/m \cdot ^\circ C$	加工 方法	R_a μm	R_z μm	$\bar{\theta}$ deg.	f mm	试件 代号
45	2.1	0.3	48.15	刨		180	30	0.72	SP1
				磨	1.2	6.1	15		SG1
HT25-47	1.2	0.25	50.24	刨		103	30	0.48	CP
H62	1.05	0.37	108.9	磨	0.53	3.1	15		BG

四、滞后效应

一些研究者从实验中观察到，第一次加载过程中某一载荷值下的接触热阻大于卸载过程中同一载荷值下的接触热阻，即接触热阻随第一次加载过程的变化曲线与随卸载过程的变化曲线不重合，前者高于后者。他们定义这种现象为滞后效应，并认为产生这种现象的主要原因是：当第一次加载时，接触面除弹性变形外还有较大的塑性变形，而当卸载时只有弹性变形部分能恢复，所以卸载时的实际接触面积比第一次加载时的大，从而卸载时的接触热阻比第一次加载时的小。

Cordier⁽³⁾ 在实验中观察到了滞后效应，并且还发现加载过程中和卸载过程中的接触热阻随时间分别有减小和增大的趋势，所以他指出，如果测量前等足够长的时间，滞后现象就会消失。

Thomas 等人⁽⁴⁾ 用三对试件进行了实验研究，前两对试件的材料均为不锈钢，接触表面研磨后又经喷丸处理，第三对试件中一个是不锈钢，表面磨削加工，另一个是铝，表面研磨加工。实验结果表明，前两对试件未出现滞后现象。他们解释说，因为两次测量的时间间隔较长，所以前两对试件未出现滞后，第三对试件出现滞后是由于铝较软，蠕变量较大的缘故。

应该指出，上述关于滞后效应的定义不够科学，原因为：1) 不仅在第一次加载和卸载过程中接触热阻有差别，而且在以后的加载（不超过第一次加载的载荷值）和卸载过程中接触热阻也有差别。2) 第一次加载时，接触面有较大的塑性变形，如果以后的加载不超过第一次加载的最大值，那么可认为没有塑性变形。所以不仅卸载时的接触热阻小于第一次加载时的接触热阻，而且以后加载时的接触热阻也比第一次加载时的小，把后一种情况称为滞后效应显然不合适。3) 第一次加载和卸载中的接触热阻差别没有重复性，而以后加载和卸载中的接触热阻差别有重复性。

滞后效应比较合理的定义应为：滞后效应是指加载过程中某一载荷值（不超过以前加载的最大值）下的接触热阻大于卸载过程中同一载荷值下的接触热阻的现象。对于这种滞后效应，显然不能从弹、塑性变形的角度去解释，那么只能从材料弹性蠕变的角度去解释。

如图 6 所示，把一定大小的应力骤然加到试样上，试样立即产生的弹性应变 OC 仅是该力所引起的总应变 OH 中的一部分，其余部分的应变 CH 是在保持该应力大小不变的条件下逐渐产生的；当外力骤然去除后，弹性应变消失，但立即消失的弹性应变也只是一部分

DH，而其余部分 OD 也是逐渐消失的。这种现象称为弹性后效或弹性蠕变^[5]。一般的金属材料均具有这种性质，并且材料越软，蠕变量越大。所以，当接触压力加到某一值后，接触面的弹性变形有一部分是随时间缓慢发生的，因而接触点面积也随时间缓慢增加；同理，当接触压力减到某一值后，接触点面积随时间缓慢减小。这正好解释了〔3〕的实验现象。〔4〕的实验中前两对试件未发现滞后是因为两次测量的时间间隔较长，弹性蠕变得到充分发展的缘故。

本文关于滞后效应的实验结果见图 7。因为测量前试件经过预压，并且在测量中最大载荷不超过预压载荷，所以可不考虑塑性变形的影响。从实验结果可看出：1) 卸载时的接触热阻基本上均小于加载时的接触热阻，所以可排出实验误差造成这种结果的可能，因而证明了由材料弹性蠕变所导致的滞后效应确实存在；2) 由于滞后量不大，所以在工程中，可以忽略滞后效应的影响。

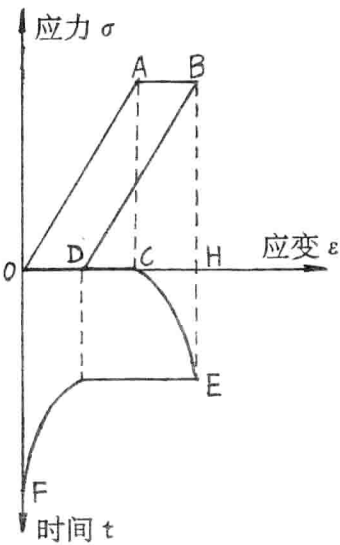


图 6 弹性蠕变示意图

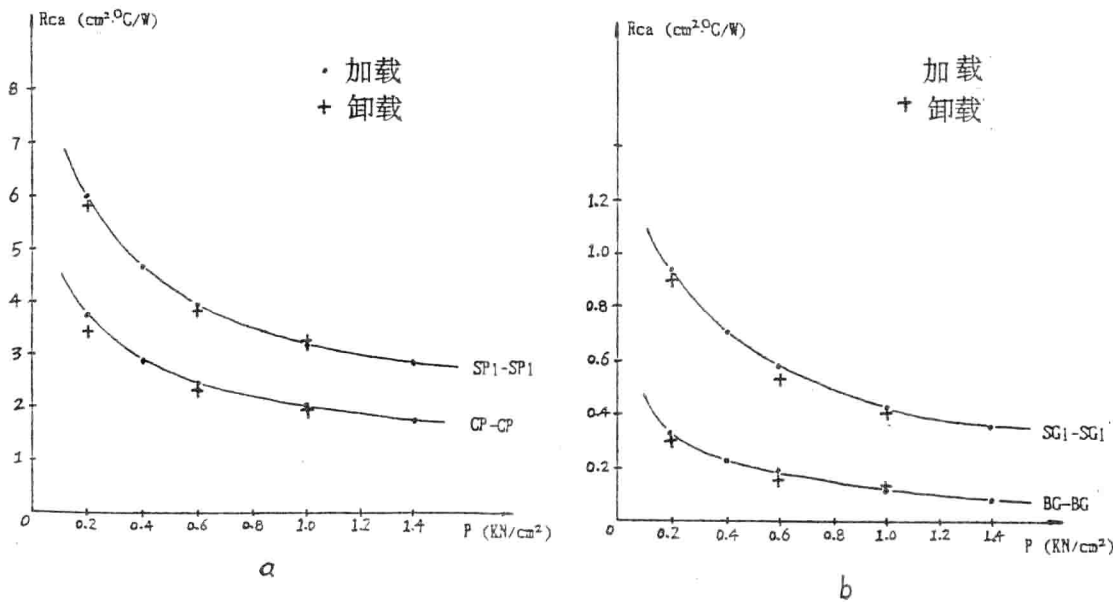


图 7 滞后效应实验结果
表 2

	SP1-SP1			SG1-SG1		
	未加扭矩	加扭矩	卸扭矩	未加扭矩	加扭矩	卸扭矩
Rca	1.93	1.87	1.86	0.270	0.224	0.218

五、切应力对接触热阻的影响

使接触面上产生切应力是通过在试件两端加反向扭矩来实现的，加扭矩的方法如图 8 所

示。上夹具通过杆臂固定在实验架上, 有两个固定在工作台上的加力装置对下夹具的杆臂施加推力 F 。据 F 的值可知所加扭矩的值。由于试件下面有止推轴承, 所以扭矩全部由接触面承担, 这样就可算出接触面上的平均切应力。

实验结果见表 2。未加扭矩时, 使接触压力为 $1.8\text{kN}/\text{cm}^2$ 。加扭矩后和卸扭矩后, 接触压力未发生变化, 这是因为两表面的加工痕迹垂直, 没有凸峰相互交错的现象。所加扭矩使接触面上的平均切应力达 $0.43\text{kN}/\text{cm}^2$, 这一值接近于使接触面发生打滑的切应力值。从表 2 可看出: 1) 切应力对接触热阻没有影响, 这一点可从卸载后接触热阻基本无变化得到证实, 其原因是切应力的存在不会改变接触点的数目和大小; 2) 加扭矩后, 接触热阻略有减小, 这是因为加扭矩过程中, 接触面发生过打滑, 打滑可使两表面接触得更紧密, 从而使接触热阻减小。

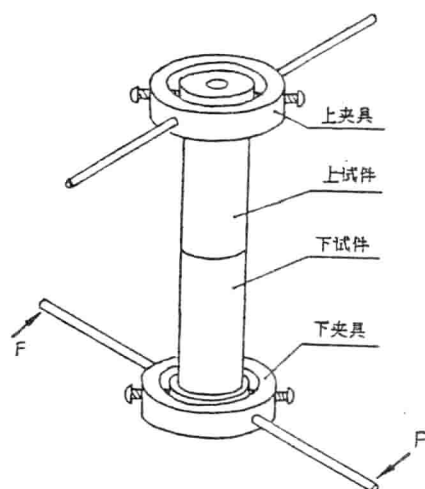


图 8 加扭矩示意图

六、结论

- (1) 较详细地介绍了材料热阻和接触热阻的概念, 阐明了接触热阻产生的机理。
- (2) 产生滞后效应的原因是材料的弹性蠕变。由于滞后量很小, 所以工程中可以忽略滞后效应的影响。
- (3) 如果接触面上的切向应力未使两表面发生打滑, 那么切应力对接触热阻没有影响; 如果切应力使两表面发生了滑动, 那么接触热阻则要减小。

参考文献

- (1) 皇甫哲、陶钟、史维祥, 机械加工表面接触热阻的计算, 中国工程热物理学会传热传质学学术会议论文集, 1991.10
- (2) 皇甫哲, 金属接触面传热热阻的研究, 西安交通大学博士论文, 1989.5
- (3) H.Cordier, Experiment Study of Contact Thermal Resistances, Ann. Phys., Vol.6, 1961, pp.5-19
- (4) T.R.Thomas, S.D.Probert, Thermal Contact Resistance: The Directional Effect and Other Problems, Int. J. Heat Mass Transfer, Vol.13, 1970, pp.789-807
- (5) 《金属力学性能》黄明志主编, 西安交通大学出版社, 1986.10

冲击加热半无限体热应力问题理论分析

姜任秋 刘顺隆

哈尔滨船舶工程学院

摘要 本文以快速瞬态导热微分方程式(双曲线型)为基础,对在自然状态下冲击加热半无限体产生的动态热应力问题进行了理论求解并对热冲击期间温度和应力的变化规律做了较深入的分析和讨论。所得结论对热冲击问题的理论研究及实际问题中热冲击损伤机理的研究都具有一定的价值。

符 号 说 明

ρ —密度;	α —线胀系数;
μ —泊松比;	c_2 —膨胀波传播速度;
ξ —无量纲距离;	s —无量纲时间;
θ —无量纲过余温度;	Σ_ξ —无量纲应力;
q —热流密度;	T —温度;
σ —热应力;	T_0 —边界温度跃度值;

一、前 言

随着科学技术的飞速发展,各种快速、高强度的加热和冷却越来越多地出现在各种工程实际之中,由此引起一系列热冲击损伤现象。以往对热冲击问题的分析和讨论,一直是利用抛物线型的导热微分方程式求解瞬态温度场,然后根据考虑位移加速度项的运动微分方程式求解应力场。这样处理只考虑了应力的动力学效应,忽略了动态的温度效应。针对快速的加热和冷却,温度骤然变化产生的瞬态导热问题,国外学者早已提出经典傅立叶定律不再适用,因为这时的热量传播速度不再为无限大,物体内各点温度的改变在时间上将滞后于边界条件的改变,相应地经典傅立叶定律要被通用的傅立叶定律所代替⁽¹⁾。这一点在过去弱瞬态导热问题中一直被忽略,随着加热,冷却手段的提高动态温度效应已上升为必须考虑的一种因素。也就是说,忽略动态的温度效应研究热冲击问题,某种程度上并不能真实地反映热冲击期间的应力变化规律和热冲击产生的表面热损伤机理。

活塞表面出现的龟裂,快速加热材料表面出现的裂纹⁽²⁾等一系列实际问题中出现的冲击损伤现象都说明了热冲击的动力学效应在材料表面极薄一层内表现得最为明显。经典热冲击问题的研究结论并不能圆满地对此做出解释。本文的分析结果正说明这一点,文中针对温度骤然发生变化这一特点,以根据通用的傅立叶定律和能量守恒定律推得的双曲线型的导热微分方程式为基础,利用拉普拉斯变换方法对热冲击半无限体问题进行了理论求解,所得结果进一步真实地描述了热冲击期间热应力的变化

规律，尤其是靠表面极薄一层内温度和热应力的动态效应，有助于对材料表面热冲击损伤机理做进一步的分析和研究。

二、数学描述

对于快速的瞬态导热问题，热量传播速度对温度场的建立具有本质影响。考虑这一因素，经典的傅立叶定律要被通用的傅立叶定律 $q = -\lambda \text{grad}T + t_0 \frac{dq}{dt}$ (t 是时间变量， t_0 是松弛时间，即温度场的重新建立滞后于边界条件改变的时间) 所代替，以此为基础，利用能量守恒定律将得到双曲线型的决定瞬态温度场的导热微分方程式，不同于传统的抛物线型导热微分方程式。考虑初始温度均匀分布为 T_i 的半无限体， $t=0^+$ 时刻，在自然状态下 (温度 T ，应力 σ 对时间 t 的导数为零) 承受热冲击，使 $x=0$ 表面温度骤然上升至 T_0 ，并维持在这一值。这种典型热冲击现象的研究归结为下列两个定解问题的求解：

$$\begin{cases} t_0 \frac{\partial^2 T}{\partial t^2} + \frac{\partial T}{\partial t} = a \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} & x > 0, t > 0 \\ T(0, t) = T_0(t) = \begin{cases} T_0 & t \geq 0^+ \\ T_i & t \leq 0 \end{cases} \\ T(x, 0) = T_i & x \geq 0 \\ \frac{\partial T}{\partial t} = 0 & x \geq 0, t = 0 \end{cases}$$

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 \sigma_x}{\partial x^2} - \frac{1}{c_2^2} \frac{\partial^2 \sigma_x}{\partial t^2} = \frac{1+\mu}{1-\mu} \rho a \frac{\partial^2 T}{\partial t^2} & x > 0, t > 0 \\ \sigma_x(0, t) = 0 & t \geq 0 \\ \sigma_x(x, 0) = 0 & x \geq 0 \\ \frac{\partial \sigma_x}{\partial t} = 0 & x \geq 0, t = 0 \end{cases}$$

$c_1 = \sqrt{\frac{a}{t_0}}$ 是热量传播速度。

$$\text{令 } \zeta = \frac{x}{\sqrt{at_0}}, s = \frac{t}{t_0}, \theta = \frac{T(x, t) - T_i}{T_0 - T_i}, \Sigma_\zeta = \frac{\sigma_x}{\frac{1+\mu}{1-\mu} \rho \alpha c_1^2 (T_0 - T_i)}, k = \frac{c_1}{c_2}$$

则上述定解问题的无量纲形式为：

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 \theta}{\partial s^2} + \frac{\partial \theta}{\partial s} = \frac{\partial^2 \theta}{\partial \zeta^2} & \zeta > 0, s > 0 \end{cases} \quad (1)$$

$$\quad \quad \quad (2)$$

$$\theta(0, s) = \theta_0(s) = \begin{cases} 1 & s \geq 0^+ \\ 0 & s \leq 0 \end{cases} \quad (3)$$

$$\theta(\zeta, 0) = 0 \quad s \geq 0 \quad (4)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial s} = 0 \quad s = 0$$

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 \Sigma_\zeta}{\partial \zeta^2} - k^2 \frac{\partial^2 \Sigma_\zeta}{\partial s^2} = \frac{\partial^2 \theta}{\partial s^2} & \zeta > 0, s > 0 \end{cases} \quad (5)$$

$$\quad \quad \quad (6)$$

$$\Sigma_\zeta(0, s) = 0 \quad s \geq 0 \quad (7)$$

$$\Sigma_\zeta(\zeta, 0) = 0 \quad \zeta \geq 0 \quad (8)$$

$$\frac{\partial \Sigma_\zeta}{\partial s} = 0 \quad s = 0$$

三、理论求解

对式 (1) 施行对 s 的拉普拉斯变换, 并由式 (3) 和式 (4) 有:

$$\frac{d^2 \bar{\theta}}{d\zeta^2} - (p^2 + p) \bar{\theta} = 0 \quad (9)$$

因为 $\lim_{\zeta \rightarrow \infty} \bar{\theta}$ 为有限值, 根据式 (2) 有 $\bar{\theta}(\zeta; p) = \bar{\theta}_0(s) e^{-\zeta \sqrt{p^2 + p}}$. 其中 (3)

$$e^{-\zeta \sqrt{p^2 + p}} = e^{-\frac{\zeta}{2}} \delta(s - \zeta) + \frac{\zeta}{2} \frac{I_1\left(\frac{1}{2} \sqrt{s^2 - \zeta^2}\right)}{\sqrt{s^2 - \zeta^2}} H(s - \zeta) e^{-\frac{\zeta}{2}}$$

式中 $I_1\left(\frac{1}{2} \sqrt{s^2 - \zeta^2}\right)$ 是第一类虚宗量贝塞尔函数。利用卷积定理, 得到无量纲过余温度分布的理论解

$$\theta(\zeta, s) = \begin{cases} e^{-\frac{\zeta}{2}} + \frac{\zeta}{2} \int_{\zeta}^s \frac{I_1\left(\frac{1}{2} \sqrt{\tau^2 - \zeta^2}\right)}{\sqrt{\tau^2 - \zeta^2}} e^{-\frac{\tau}{2}} d\tau & s \geq \zeta^+ \\ 0 & s \leq \zeta \end{cases} \quad (10)$$

上式的计算结果如图 1 所示。图中结果表明, 在考虑热量传播速度这一因素情况下, 与按弱瞬态处理相比, 各点温度随时间变化的规律已发生显著变化。在 $s = \zeta^+$ 时刻, ζ 点温度发生跃变, 而在此时刻之前由于 ζ 点感受不到自 $x = 0$ 边界传播的热流, 温度

一直保持为初始值。温度跃变这一动力学效应越靠近表面越明显，其跃变值随 ζ 增加按指数规律急剧衰减。

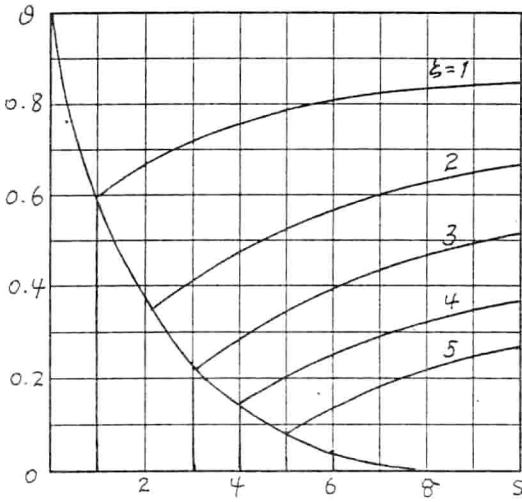


图1 冲击加热（第一类边界条件）

半无限体无量纲温度响应曲线

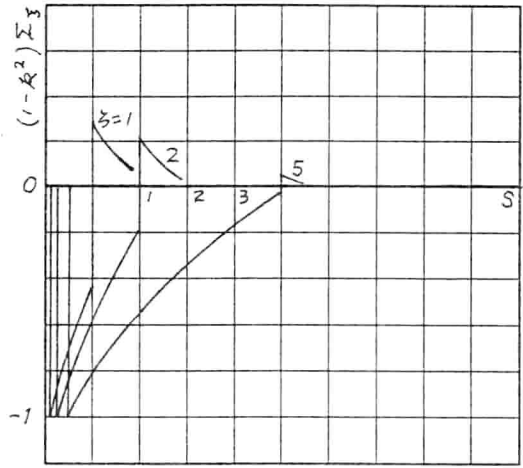


图2 冲击加热半无限体无量纲

应力 $(1-k^2) \Sigma_{\zeta}$ 响应曲线

对式 (5) 施行对 s 的拉普拉斯变换并代入式 (7) 和式 (8) 得:

$$\frac{d^2 \bar{\Sigma}_{\zeta}}{d\zeta^2} - k^2 p^2 \bar{\Sigma}_{\zeta} = p^2 \bar{\theta}$$

设其解为 $\bar{\Sigma}_{\zeta} = A e^{-k\zeta p} + B \bar{\theta}$, 代入上面微分方程并考虑到方程(9)及式 (6) 的拉普拉斯变换式得:

$$A = -\frac{p \bar{\theta}_0}{1 + (1 - k^2)p} \quad ; \quad B = \frac{p}{1 + (1 - k^2)p}$$

因此 $\bar{\Sigma}_{\zeta} = \frac{p}{1 + (1 - k^2)p} [\bar{\theta}_0 e^{-\zeta \sqrt{p^2 + p}} - \bar{\theta}_0 e^{-k\zeta p}]$. 令 $\lambda = \frac{1}{1 - k^2}$ 则上式变成

$$(1 - k^2) \bar{\Sigma}_{\zeta} = \bar{\theta}_0 e^{-\zeta \sqrt{p^2 + p}} - \bar{\theta}_0 e^{-k\zeta p} + \frac{\lambda}{p + \lambda} \bar{\theta}_0 e^{-k\zeta p} - \frac{\lambda}{p + \lambda} \bar{\theta}_0 e^{-\zeta \sqrt{p^2 + p}}$$

借助于延迟定理及拉氏变化表可得:

$$(1 - k^2) \Sigma_{\zeta} = \begin{cases} 0 & s \leq k\zeta \\ -e^{-\lambda(s - k\zeta)} & k\zeta^+ \leq s \leq \zeta \\ -e^{-\lambda(s - k\zeta)} + e^{-\lambda(s - 0)} e^{-\frac{\zeta}{2}} + Q_1 - Q_2 & s \geq \zeta^+ \end{cases} \quad (11)$$

这里 Q_1 和 Q_2 由下式给出:

$$Q_1 = \frac{\zeta}{2} \int_{\zeta}^s \frac{I_1 \left(\frac{1}{2} \sqrt{\tau^2 - \zeta^2} \right)}{\sqrt{\tau^2 - \zeta^2}} e^{-\frac{\tau}{2}} d\tau \quad ; \quad Q_2 = \int_{\zeta}^s Q_1 e^{-\lambda(s-\tau)} d\tau$$

对于本文所述问题, 运动被认为是单向的, 即只考虑 x 方向的位移, 此时全部剪应力为零。根据胡克定律得到 y 方向和 z 方向热应力为:

$$\sigma_y = \sigma_z = \frac{\mu}{1-\mu} \sigma_x(x, t) - \frac{E\alpha T(x, t)}{1-\mu}$$

式中

$$\begin{cases} \sigma(x, t) = \frac{1+\mu}{1-\mu} \rho \alpha c_1^2 (T_0 - T_i) \Sigma_{\zeta}(\zeta, s) \\ T(x, t) = T_i + (T_0 - T_i) \theta(\zeta, s) \end{cases}$$

分别由式 (11) 和式 (10) 确定。利用数值积分原理得式 (11) 的计算结果如图 2 所示。

四、分析和讨论

从图 1 所示温度响应曲线来看, 热量传播速度 c_1 为有限值时, 和弱瞬态情况相比, 温度已发生本质改变, 边界上温度的急剧改变在物体内部产生一个以速度 c_1 运动的温度波, 在此波面上, 温度出现不连续性, 而发生跃变, 其跃变值远远高于按弱瞬态处理结果⁽³⁾。由于热流被沿途吸收 (用于增加内能, 可视为热流传输阻尼, 这一点在方程⁽¹⁾中由 $\partial \theta / \partial s$ 项已体现出来), 所以跃变值随 ζ 增加呈衰减趋势, 并按指数 $e^{-\frac{\zeta}{2}}$ 规律进行, 因此说温度冲击具有薄层性质。这里需说明一点的是, 关于松弛时间 t_0 目前还无法用实验手段准确确定, 文献⁽¹⁾只给出了金属材料 t_0 的数量级, 大致在 10^{-10} (s) 左右, 按此量级算得一般不锈钢材料的热量传播速度 c_1 在 (200~300)m/s 左右, 而相应膨胀波速度 c_2 却在 (2000~6000) m/s 左右。所以由温度跃变引起的应力跃变这一动力学效应发生在膨胀波之后的某一时刻。

由应力 Σ_{ζ} 随时间 s 变化曲线 (见图 2) 可见, 物体内部 ζ 点应力 $(1-k^2)\Sigma_{\zeta}$ 随时间增加出现两次跃变, 第一次是在 $s=k\zeta^+$ 时刻, 这正是膨胀波到达此点引起, 如前所述, 一般说来, 膨胀波速度 c_2 总是大于热量传播速度 c_1 , 所以由膨胀波引起的应力跃变一定发生在由温度跃变引起的应力跃变之前。其跃变的无量纲值为 -1, 并且大小不变地以速度 c_2 向物体内部传播 (跃变值不变原因是没有考虑到阻尼作用, 这一点在方程 (5) 中就已表现出来), ζ 点应力跃变到 -1 之后, 开始按指数规律衰减。当时间 $s=\zeta^+$ 时, 温度波到达 ζ 点, 引起应力再次发生跃变, 其无量纲值近似为无量纲过余温度值, 大小为 $e^{-\frac{\zeta}{2}}$ 。另外, 温度波的到达还使应力状态发生了改变, 而且越靠近表面, 这种效应越明显。离表面稍远处各点, 温度的动态效应已不再明显地表现出来, 应力值接近弱瞬态结果。所以可以说热冲击的动力学效应在表面极薄一层表现得最为明显。在高强度的快速加热或冷却场合, 这种效应是影响材料表面机械性能的一个不可忽略的因素。综合以上分析, 可得如下结论: