

中国工程热物理学会

传热传质学学术会议

论文集（上册）

二〇〇六

南京

中国工程热物理学会编



传热传质学学术会议论文集(上册) 目录

一. 热传导

- 063001 传输线理论求解层状物体的热传导问题.....
.....布文峰 唐大伟 周乐平 王照亮 贾 涛(1)
- 063018 非结构网格中非稳态全隐式导热问题的研究.....
.....商立英 张 敏 马 倩(6)
- 063019 商用软件 GAMBIT 的解析和应用.....刘 晶 张 敏 寻征轩(12)
- 063061 真空玻璃传导和对流传热机理研究.....张瑞宏 孔德军(16)
- 063278 基于德拜和 Callaway 模型的纳米薄膜热导率分析.....
.....刘其鑫 姜培学 向 恒(26)
- 063330 热学中的新物理量.....过增元(32)
- 063336 复合薄膜热导率和界面热阻的 MD 研究.....梁新刚 王帅创(38)
- 063338 纳米变截面结构的导热性质.....曹炳阳 张清光 过增元(42)
- 063339 纳米线热导率的分子动力学研究.....顾晓坤 王威扬 刘 靳 曹炳阳(46)
- 063344 热量传递过程的振荡现象.....吴 晶 过增元(50)
- 063345 稳态导热中的非傅立叶效应.....张清光 曹炳阳 过增元(54)
- 063346 单壁碳纳米管晶格热导率的理论计算.....严 环 张 兴(58)
- 063348 基于焵耗散极值原理的热沉导热优化.....朱宏晔 过增元(63)
- 063402 热量的传递(热质的运动)速度.....韩光泽 过增元(67)

二. 对流换热

- 063013 多组元化合物晶体生长过程中的双扩散对流现象.....
.....石科峰 刘 捷 卢文强(71)
- 063023 旋转条件下带气膜出流的受限空间内冲击换热研究.....
.....徐 磊 常海萍 潘金栋(76)
- 063027 等热流边界时多孔层自然对流换热的上界.....魏 琪(80)
- 063030 自然对流条件下仿生超疏水表面的抑霜研究.....
.....勾昱君 刘中良 王 波 王皆腾 张新华(86)
- 063031 自然循环加热段内摩擦阻力及对流传热的实验研究.....
.....杨瑞昌 刘若雷 刘京官 刘 涛(90)
- 063037 水平窄环隙流道强迫对流换热实验研究.....李建华 孙中宁 陈晓华(97)
- 063048 管道停输后管内含蜡原油自然对流换热问题的近似求解.....
.....李 伟 张劲军(103)
- 063062 汽轮机叶轮轮缘传热系数的研究.....史进渊 邓志成 杨 宇 龚干文(107)
- 063071 磁场对自由表面湍流流动的影响.....黄护林 方 莹 张 炎(111)
- 063079 微通道中液氮单相流动和换热实验研究.....齐守良 张 鹏 王如竹(116)
- 063086 受限空间内强化对流传热的数值模拟.....明廷臻 刘 伟 郑兆清(120)
- 063120 倾斜矩形通道内混合对流的实验研究.....
.....种道彤 刘继平 徐 烨 严俊杰(125)
- 063127 微重力扰动下自然对流温度场和速度场的解析解法.....
.....贺志宏 曹慧哲 何钟怡(130)
- 063137 矩形池内热磁自然对流数值模拟.....张晓辉 魏 琪(136)
- 063149 相变蓄热流体自然对流实验准则式的研究.....戴传山 杨路彪(140)
- 063215 水平横板自然对流换热的非线性特性研究.....
.....黄大泉 杨 荣 章立新 余 敏 王子龙(144)
- 063216 低 Pr 数流体混合对流中自然对流的影响.....
.....米丽娟 杨 荣 王建刚 田立君 侯 野(148)
- 063221 入口射流角度和宽高对方腔内流动稳定性的影响.....
.....赵 明 杨 荣 王晓辉 卢 玫(152)

063224	恒热流加热开口腔内自然对流的模拟	王治云	章立新	杨 荣	(156)
063253	周期性锯齿型通道流动和换热的周期性研究	卢 玫	董晶瑾	李 凌	余 敏
		杨 荣	董 愉	(160)	
063255	周期性边界条件下对流换热模拟中的能量平衡	李 凌	杨 荣	卢 玫	余 敏
		单彦广	(164)		
063271	竖直圆管中超临界压力 CO ₂ 在低 Re 数下对流换热研究	张 宇	姜培学	石润富	邓建强
		(168)			
063272	细圆管内超临界二氧化碳对流换热的实验研究	石润富	姜培学	张 宇	(172)
063273	多孔介质中超临界压力二氧化碳对流换热的数值模拟	石润富	姜培学	张 宇	(177)
063274	泡沫金属与板翅结构强化换热研究	王晓鲁	姜培学	单彧垚	(182)
063324	回热器单层波纹板的导流结构优化	高 珊	曲 伟	(186)	
063332	微肋管单相对流强化换热实验研究	李晓伟	孟继安	陈泽敬	李志信
		(190)			
063352	R134a 管外强化沸腾实验数据处理新方法	王润格	黄万鹏	张春明	陈文奎
		陆明华	罗 行	(194)	
063361	具有自然通风功能的光导管系统通风效果 CFD 研究	吕施展	鹿院卫	盛建平	王 玮
		马重芳	(198)		

三. 相变换热

063002	竖直矩形微槽内的特殊干涸与换热行为	胡学功	唐大伟	(203)
063005	沸腾烧毁现象分析	贾 涛 唐大伟 布文峰	刘海滨	(208)
063010	爆发沸腾形核分析及基于 Ls-Dyna 压力模拟	尹铁南	淮秀兰	(214)
063016	影响界面边界条件的若干因素及机理分析	李玉秀	徐进良	(218)
063040	平板热管相变传热特性的实验研究	张 明 刘中良	马国远	(224)
063041	R134a 在微型螺旋管蒸发器中的传热及压降特性分析	孙翠霞 俞 坚 王 林 汪洪伟	马重芳	(228)
063055	纳米流体池内沸腾时传热面上的吸附和烧结现象	廖 亮	刘振华	(232)
063056	底部封闭竖直细管内纳米流体的沸腾特性和临界热通量	吕伦春	刘振华	(237)
063057	平板上纳米流体的喷流沸腾传热特性	秋雨豪	刘振华	(241)
063100	冷表面上过冷状态的水滴冻结过程研究	王皆腾 刘中良 勾昱君 张新华	程水源	(245)
063102	三套管型相变储能装置蓄能过程动态模拟	周素娟 张小松 殷勇高 张 奕		(249)
063108	定热流下相变材料围绕水平圆柱热源接触熔化分析	赵元松 陈文振 孙丰瑞		(255)
063109	水平圆管内相变材料接触熔化热力学优化	陈文振 赵元松 孙丰瑞		(260)
063118	小型平板 CPL 蒸发器预热驱动过程研究	万忠民 刘 伟		(265)
063122	AGMD 间隙冷凝量理论分析计算	杨晓宏 田 瑞 崔洪江 侯 静 李 嵩		(269)
063145	斜板膜反转降膜吸收器研究	石景祯 崔晓钰 徐之平 唐 聪		(274)
063148	有边界条件影响的相变流体对流热启动	戴传山 杨路彪		(280)
063152	水平管束降膜蒸发换热特性实验研究	李长生 马虎根 李科群 陈文奎 罗 行		(284)
063156	冷冻干燥中升华界面移动特性的实验与理论对比研究	肖 鑫 陶乐仁 徐振立 谷宇海		(289)
063160	相变微胶囊功能流体熔化状态的数值模拟与分析	吴嘉峰 郝英立 施明恒		(295)
063227	小温差喷雾碰壁蒸发的实验研究	陈文奎 罗 行 张春明 陆明华 马虎根		(300)

063239	冷却水中重悬浮颗粒影响沸腾传热的试验研究·····	王翠苹	任吉堂	金建国	胡晏铭	李庆才(304)
063284	强化板间窄缝沸腾换热的实验研究·····	马学虎	于春健	于庆杰	白涛(311)	
063293	新型共沸混合工质 HC170/FC116 沸腾传热实验研究·····	张立强	公茂琮	吴剑峰	徐烈(315)	
063296	冷凝液运动行为强化含不凝气蒸汽冷凝传热的实验研究·····	周兴东	马学虎	兰忠	宋天一	白涛(320)
063302	制冷剂中添加 TiO ₂ 纳米颗粒池沸腾换热的实验研究·····	李鹏	吴晓敏	李辉	王维城(325)	
063303	初始霜晶生长的微细过程和机理的研究·····	吴晓敏	戴万田	王维城(329)		
063305	二氧化碳在多孔细径微肋管内的蒸发换热规律·····	吴晓敏	汤英杰	李辉	郭博华	王维城(333)
053306	水平微肋管内蒸发换热性能可视化研究·····	李辉	吴晓敏	吴学智	王维城	戴万田
063307	水平微肋管内流动蒸发压降研究·····	李辉	吴晓敏	吴学智	李辉	王维城
063314	微细毛细管内的核化喷射现象·····	吴迪	彭晓峰(345)			
063315	隔热材料的纳米成型与性能分析·····	殷吉超	彭晓峰	朴英(349)		
063317	影响热管最大热传量之参数分析·····	卢俊彰	林唯耕	周贤民(353)		
063318	生物质干燥过程中的微细结构演化·····	刘宁	王补宣	彭晓峰(361)		
063323	微管内流动沸腾换热特性实验研究·····	颜晓红	唐大伟	王际辉(365)		
063326	蛇形管内沸腾与两相流动特性·····	叶萍	彭晓峰	杨震(369)		
063327	微重力池沸腾现象中的临界热流密度·····	刘刚	赵建福	万士昕	闫娜(373)	
063328	微重力池沸腾实验研究·····	赵建福	万士昕	刘刚	闫娜(378)	
063329	矩形微槽内流动沸腾换热特性实验研究·····	王际辉	唐大伟	颜晓红(383)		
063362	相变微胶囊悬浮液流动特性实验研究·····	曾若浪	王馨	陈斌娇	张寅平	狄洪发(387)
063363	相变微胶囊悬浮液层流换热实验研究·····	陈斌娇	王馨	曾若浪	张寅平	狄洪发(391)
063364	不同气候地区相变建筑围护结构的应用效果研究·····	林坤平	张寅平	张群力	肖伟	狄洪发(395)
063365	相变墙板非线性蓄传热分析·····	林坤平	张寅平	江亿(399)		
063367	定形相变材料蓄能式吊顶辐射供冷末端热性能研究·····	张群力	狄洪发	张寅平(403)		
063404	强化管管外升膜蒸发换热特性实验·····	杨国忠	王如竹	夏再忠(408)		

四. 多孔介质传热传质

063008	分形多孔介质导热数值模拟分析·····	王唯威	淮秀兰(413)
063114	植被条件下土壤次生盐渍化的实验研究·····	陈丽湘	刘伟(417)
063116	土壤次生盐渍化过程的数值模拟·····	陈丽湘	刘伟
063117	小型平板 CPL 蒸发器耦合数值计算及优化设计研究·····	万忠民	刘伟(425)
063123	松散堆积沙中的水分形态及传递特性·····	于明志	彭晓峰
063124	多介质中正逆向相变共存现象及机制·····	于明志	彭晓峰
063250	集成板式固体氧化物燃料电池多孔阳极侧的热质传递·····	王静	杜小泽
063252	多孔介质内反应气的化学和热质非同性传递过程特性·····	黄媛	杜小泽
063264	分形多孔介质导热特性研究·····	李小川	施明恒
063275	流体在微细多孔介质中的流动阻力研究·····	胥蕊娜	姜培学

063287	管内流动充分发展段热边界层的构造及其场协同分析·····	杨 昆	刘 伟(460)
063290	孔隙率和渗透率对 LHP 主芯性能影响研究·····	任 川	吴清松(466)
063291	发汗冷却过程中多孔壁面内的局部非热平衡分析·····	于 淼	姜培学(473)
063313	平板热管蒸发段多孔介质内流动和传热分析·····	胡聪香	彭晓峰(478)

五. 辐射换热

063015	地面目标红外特征模拟与隐身技术研究·····	陈 翊	袁江涛	杨 立(482)
063026	细水雾吸收热辐射的实验研究与简化模型·····	吕学霞	余永刚	陆春义(487)
063029	入口辐射边界条件对管内耦合换热的影响研究·····			
	·····	任德鹏	贾 阳	夏新林(493)
063087	空间 PCB 散热分析与优化设计·····			
	·····	陈 粤	黄臻成	姜孝华
		何振辉	吕树中(497)	
063126	准一维喷管辐射流动耦合特性研究·····	马 宇	董士奎	贺志宏
		谈和平(502)		
063144	海洋表面的红外辐射特性研究·····	韩玉阁	刘荣辉	宣益民(507)
063163	翅片间距对辐射开缝翅片表面性能影响·····	周俊杰	陶文铨(511)	
063166	任意入射辐射条件下介质特性对瞬态辐射传递的影响·····			
	·····	程 强	周怀春	黄志锋(515)
063187	尾喷焰红外辐射特性的小波压缩·····	王雁鸣	谈和平	帅 永
		张昊春(522)		
063188	蒙特卡罗模拟中三维介质辐射对称性检验·····	帅 永	谈和平(526)	
063203	超短脉冲激光在二维非均匀介质内的瞬态辐射传输·····			
	·····	阮立明	安 巍	谈和平(530)
063204	具有镜漫射边界辐射源项问题的微粒群智能反演·····			
	·····	阮立明	齐 宏	吕英明
		谈和平(534)		
063234	超燃发动机燃烧室壁面辐射热流的预测分析·····	郭 亮	夏新林	艾 青(538)
063235	柱状遮光筒的红外杂散辐射抑制特性·····	孙 创	夏新林(542)	
063237	火箭喷焰内 OH 自由基紫外辐射特性研究·····			
	·····	董士奎	马 宇	黄文雄
		谈和平(546)		
063260	谱元法求解辐射传递方程的各种稳定格式比较·····	赵军明	刘林华(552)	
063261	辐射与导热复合换热过程局部熵产率传统计算公式的质疑·····			
	·····	刘林华	楚双霞(558)	
063262	求解辐射传递的非结构混合有限体积/有限元法·····	张 琳	刘林华(563)	
063297	火箭发动机空间热辐射计算·····	王爱华	汤建华(568)	
063356	热法磷酸燃烧塔传热特性的双区模型·····	卢小平	宋耀祖(572)	
063393	发动机燃气喷流辐射计算新方法研究·····	王慧元	常海萍	张净玉(576)

六. 微小尺度传热

063009	变物性对微通道内流动与传热的影响·····			
	·····	李志刚	淮秀兰	陶毓伽
		陈焕倬(581)		
063025	格子 boltzmann 方法模拟微尺度流动和传热·····			
	·····	田智威	邹 春	刘红娟
		闫锦霞	郑楚光(585)	
063052	微圆管进口区气体流动与换热特性研究·····	唐桂华	陶文铨(590)	
063067	微通道单相气体流动特性·····	张田田	贾 力	武利媛(595)
063095	微通道内给定壁面热流的气体换热研究·····			
	·····	索晓娜	闫孝红	曾 敏
		王秋旺	徐进良(599)	
063096	壁面协调系数对微通道内稀薄气体流动和换热特性影响的数值研究·····			
	·····	赵存陆	曾 敏	吴一宁
		王秋旺	徐进良(603)	
063097	微通道进出口局部压力损失特性研究·····	闫孝红	吴一宁	王秋旺(607)
063121	光滑矩形微通道液体单相流动和传热的数值研究·····			
	·····	云和明	程 林	王立秋
		曲 燕(611)		

传输线理论求解层状物体的热传导问题

布文峰¹ 唐大伟¹ 周乐平² 王照亮¹ 贾涛¹

(1 中科院工程热物理所, 北京 100080 2 华北电力大学(北京))

Tel: 010-62559365, email: dwtang@mail.etp.ac.cn

摘要 本文通过对层状结构材料表面受到周期热流作用时的一维及三维稳态热传导问题运用拉氏变换、Hankel 变换、传输线理论和反积分变换进行理论解析, 得到被加热点的温度响应, 并将其与周期加热热流进行比较, 得出两者位相差、振幅比对于复合结构的依存性, 由此定义对比度, 从而确定结构测量原理, 为表面下热结构测量信号的反演提供理论依据和方法。

关键词 光热反射 光热测量技术 拉氏变换 传输线理论

1 引言

对于非接触式测量和非破坏性测量, 人们只能接触到材料的表面, 从表面测量得到内部纵深处的参数。Rosenswag & Busse^[1]用热波测量了固体中非光学特性的不均匀性。后来光热测量技术被成功地应用在不透明样品内部结构的测试中。Munidasa & Mandelis 介绍了微尺度表面下物质的光热成像的光热显微镜, 与传统光学和超声波显微镜不同。Ash(1985), Almond & Patel(1988), Munidasa & Mandelis(1992)提出了热波生成和探测的数值技术。Friedrich(1992)用光热点传播函数的概念描述了热异物的存在, 分析了光热信号幅值和相位的测量对比度^[2]。本文结合光热反射测量在理论上通过对于层状结构试样热传导问题进行解析, 得到加热信号与反射信号的相位差及振幅比与结构的关系, 确定结构测量原理。

2 光热反射测量原理

热反射技术的基本原理是, 材料的光反射系数变化率和光反射系数以及温度变化的特定关系: $\Delta R = \frac{dR}{dT} \Delta T$ 。对于大部分固体, 光反射系数和热膨胀现象紧密相关, 对于半导体材料, 主要和带隙随温度的变化有关。材料的特性和探测光的波长是影响 R 和 dR/dT 的重要因素, 两个温度下 R 的测量, 可得到 dR/dT ^[3]。

光热反射测量的原理: 周期调制的加热激光加热试样, 能量被试样表面吸收, 引起温度的周期变化, 另一束连续激光作为探测光照射该表面, 光电探测器探测其反射光的能量, 反映试样表面的反射系数的变化情况。将反射信号与加热信号进行比较得到两者的位相差及振幅比。此问题的逆解析就可以得到加热表面或加热表面下物体的热物性。实验原理如图 1 所示。

3. 传输线理论^[4]

理论求解图 2(a)中 N 层结构的温度分布, 求解微分方程 (1) 的方法需要求解 $2N+2$ 或

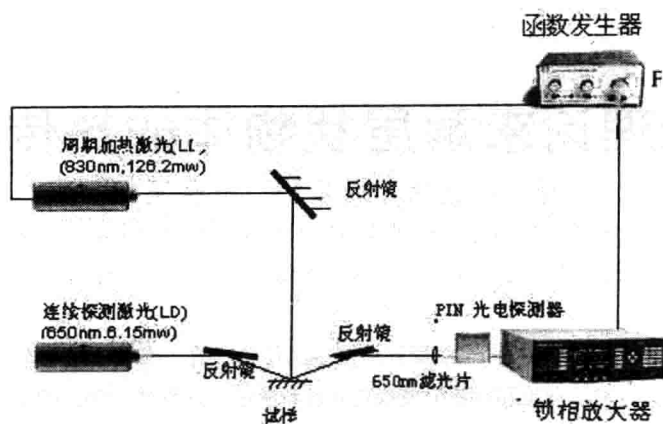


图 1 光热反射测量原理图

2N 个线性代数方程，工作量很大且不容易实现。把热传导问题类比于电路问题，图 2(a) 转化为(b)中的电路，运用传输线理论大大简化了求解过程。

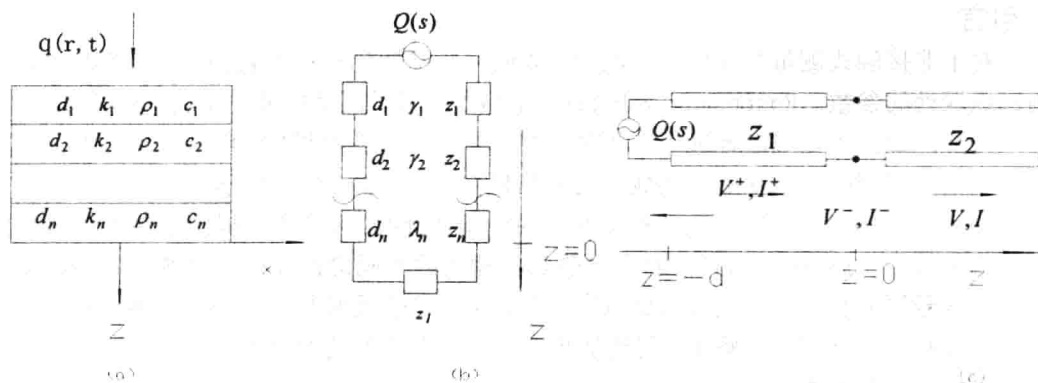


图 2 N 层结构传输线理论示意图

以半无限大物体热传导问题为例，其导热问题可描述为：

$$\frac{\partial^2 T_i}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T_i}{\partial r} + \frac{\partial^2 T_i}{\partial z^2} = \frac{1}{a_i} \frac{\partial T_i}{\partial \tau} \quad (1)$$

$$T_i(r, z, t=0) = 0, \quad i=1, 2, \dots, N$$

边界条件为：

$$T_i(r, z, t=0) = T_{i+1}(r, z, t=0)$$

$$K_i \frac{\partial T_i(r, z, t=0)}{\partial z} = K_{i+1} \frac{\partial T_{i+1}(r, z, t=0)}{\partial z}$$

$$K_1 \frac{\partial T_1(r, z, t=0)}{\partial z} = q(r, t)$$

Hankel 变换和 Laplace 变换分别对空间坐标和时域进行变换，

$$\bar{T}(z) = \int_0^\infty dt \exp(-st) \int_0^\infty T(r, z, t) r J_0(\beta r) dr$$

得到常微分方程: $\frac{d^2 \bar{T}}{dz^2} - \sqrt{\frac{s}{a} + \beta^2} \bar{T} = 0$ (2)

对比傅立叶定理和欧姆定理, 可以发现温度分布 $\bar{T}(z)$ 可类比为电压 $V(z)$, 热流密度 $-k \frac{d\bar{T}}{dz}$ 类比于电流 $I(z)$ 。则:

$$\frac{dV(z)}{dz} = \frac{d\bar{T}(z)}{dz} = -\frac{1}{k} \cdot (-k) \cdot \frac{d\bar{T}(z)}{dz} = \frac{1}{k} I(z) \quad (3.1)$$

$$\frac{dI(z)}{dz} = \frac{d}{dz} \left(-k \frac{d\bar{T}(z)}{dz} \right) = -k \cdot \frac{d^2 \bar{T}(z)}{dz^2} = -k \cdot \frac{s}{a} \bar{T}(z) = -k \cdot \frac{s}{a} V(z) \quad (3.2)$$

由 (3.1) 和 (3.2), 我们可以得到:

$$\frac{d^2 V}{dz^2} - \gamma^2 V = 0 \quad (4.1)$$

$$\frac{d^2 I}{dz^2} - \gamma^2 I = 0 \quad (4.2)$$

其中: $\gamma = \sqrt{\frac{s}{a} + \beta^2}$ (5)

方程 (4) 的传递波解可写为: $V(z) = V^+(0)\exp(-\gamma z) + V^-(0)\exp(\gamma z)$ (6.1)

$$I(z) = I^+(0)\exp(-\gamma z) + I^-(0)\exp(\gamma z) \quad (6.2)$$

式 (6.1) 带入 (3.1) 得: $I(z) = k\gamma[V^+(0)\exp(-\gamma z) + V^-(0)\exp(\gamma z)]$ (7)

相对于式 (6.2), 得到: 特征阻抗 $Z_c = \frac{1}{k\gamma} = \frac{V^+(0)}{I^+(0)} = \frac{V^-(0)}{I^-(0)}$ (8)

如图 2(c)所示, 在节点处, $V = V^+ + V^-$; $I = \frac{V^+ - V^-}{Z_1} = \frac{V}{z_2}$ (9)

反射系数 $\Gamma = \frac{V^-}{V^+} = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1}$ (10)

当传输线的末端阻抗为 Z_L 时,

相应的输入阻抗 $z_m(-d) = \frac{V(-d)}{I(-d)} = \frac{1 + \Gamma(-d)}{1 - \Gamma(-d)} = Z_1 \frac{Z_L + Z_1 \tanh(\gamma d)}{Z_1 + Z_L \tanh(\gamma d)}$ (11)

$$V(-d) = Q(s)z_m(-d) \quad (12)$$

4. 周期加热分析解

图 3(a)、(b)、(c)分别为半无限大物体、一层材料覆盖半无限大物体和二层结构覆盖半无限大物体的结构示意图和传输线理论示意图。

4.1 半无限大物体

如图 3(a)所示：半无限大物体表面被周期调制的激光加热。假设激光光斑直径远大于材料的渗透深度，空间坐标只取一维，调制激光的加热热流强度可记为： $Ae^{i\omega\tau}$ ，其中 A 是幅值， ω 是加热频率， τ 是时间。因为边界条件是给定热流，相对应的传输线的激励源是电流源 $Q(s) = \frac{A}{s - i\omega}$ 。由 (6.1)，(6.2) 和 (8) 得：

$$V(z) = \frac{1}{k\gamma} Q(s) \exp(-\gamma z) \quad (13)$$

$$\text{则 } \bar{T}(z) = \frac{1}{k\sqrt{\frac{s}{a}}} \frac{A}{s - i\omega} \exp\left(-\sqrt{\frac{s}{a}} z\right) \quad (14)$$

$z=0$ 时，对 (14) 进行拉氏反变换得： $T(\tau) = AA' e^{-i\sqrt{\frac{\omega}{2a}} z} e^{i(\omega\tau + \Delta\phi)}$

其中：振幅比 $A' = \frac{1}{k} \sqrt{\frac{a}{\omega}}$ ，尤其可得知材料的导热系数；相位差 $\Delta\phi = -\frac{\pi}{4}$ ，与材料无关

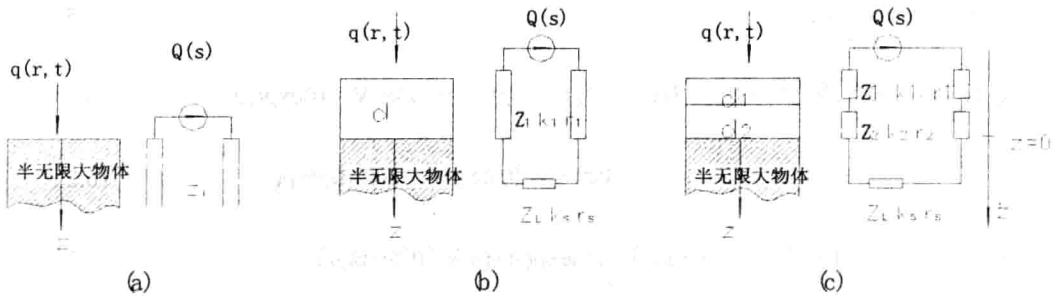


图 3 半无限大物体传输线示意图

4.2 一层薄膜+半无限大物体

见图 3 (b)，由 (11) 和 (12) 得 $z=-d$ 时：

$$z_m(-d) = Z_L \frac{Z_L + Z_1 \tanh(\gamma d)}{Z_1 + Z_L \tanh(\gamma d)} \quad (15)$$

$$\bar{T}(s) = \frac{kr + k_s r_s \tanh rd}{kr(k_s r_s + kr \tanh rd)} Q(s) \quad (16)$$

$$\text{令 } \mu = \sqrt{\frac{2a}{\omega}}, \quad b = \sqrt{\rho ck}, \quad b_{ij} = \frac{b_i - b_j}{b_i + b_j}, \quad \sigma = \frac{1+i}{\mu}, \quad h = \frac{d}{\mu},$$

$$\text{得： } T(\tau) = A \frac{1}{\lambda_1 \sigma} \frac{1 + b_{12} e^{-2\sigma d}}{1 - b_{12} e^{-2\sigma d}} e^{i\omega\tau} = AA' e^{-i(\omega\tau + \Delta\phi)} \quad (17)$$

$$\text{其中： } A' = \frac{\mu}{\sqrt{2k}} \left(\frac{e^{4h} + 2b_{12} e^{2h} \cos(2h) + b_{12}^2}{e^{4h} - 2b_{12} e^{2h} \cos(2h) + b_{12}^2} \right)^{1/2} = \sqrt{\frac{2}{b\omega}} \left(\frac{e^{4h} + 2b_{12} e^{2h} \cos(2h) + b_{12}^2}{e^{4h} - 2b_{12} e^{2h} \cos(2h) + b_{12}^2} \right)^{1/2},$$

$$\Delta\phi = \arccotg\left(\frac{e^{-2h}(e^{4h} - b_{12}^2)}{2b_{12}\sin(2h)}\right) - \frac{\pi}{4}$$

4.3 二层薄膜+半无限大物体

$$Z_m(-d_1 - d_2) = Z_1 \left(\frac{Z_2(Z_L + Z_2 \tanh \gamma_2 d_2) + Z_1(Z_2 + Z_L \tanh \gamma_2 d_2) \tanh \gamma_1 d_1}{Z_1(Z_2 + Z_L \tanh \gamma_2 d_2) + Z_2(Z_L + Z_2 \tanh \gamma_2 d_2) \tanh \gamma_1 d_1} \right) \quad (18)$$

$$\bar{T}(s) = Z_1 \left(\frac{Z_2(Z_L + Z_2 \tanh \gamma_2 d_2) + Z_1(Z_2 + Z_L \tanh \gamma_2 d_2) \tanh \gamma_1 d_1}{Z_1(Z_2 + Z_L \tanh \gamma_2 d_2) + Z_2(Z_L + Z_2 \tanh \gamma_2 d_2) \tanh \gamma_1 d_1} \right) Q(s) \quad (19)$$

$$\text{最后: } T(\tau) = AA' e^{-i(\omega\tau + \Delta\phi)} \quad (20)$$

$$\text{其中: } A' = \frac{\mu_1}{\sqrt{2k_1}} \frac{(B^2 + C^2)^{1/2}}{D} \quad \Delta\phi = \arccotg\left(\frac{C}{B}\right) - \frac{\pi}{4}$$

$$B = e^{2(h_1+h_2)} - b^2_{L2} e^{-2(h_1+h_2)} + b^2_{21} b^2_{L2} e^{2(h_1-h_2)} - b^2_{21} e^{2(-h_1+h_2)}$$

$$C = 2 \sin 2(h_1 + h_2) b_{L2} + 2 \sin 2(h_1 - h_2) b^2_{21} b_{L2} + 4 \sin(2h_1) (b^2_{L2} e^{-2h_2} + e^{2h_2})$$

$$D = e^{2(h_1+h_2)} + b^2_{L2} e^{-2(h_1+h_2)} + 2b_{L2} e^{2(h_1-h_2)} \cos 2(h_1 + h_2) + b^2_{21} (b^2_{L2} e^{2(h_1-h_2)} + e^{-2(h_1-h_2)}) \\ + 2b^2_{L1} b_{L2} \cos 2(h_1 - h_2) + 2b_{21} b_{L2} \cos 2h_2 (e^{2h_1} + e^{-2h_1}) + 2b_{21} \cos 2h_1 (b^2_{L2} e^{-2h_2} + e^{2h_2})$$

5. 结论

本文针对光热测量热物性的测量原理,对表面加热的试样表面的热波进行分析,得到半无限大物体、一层、两层结构+半无限大物体的热波信号与加热信号的位相差及振幅比。实验中可借助锁相放大器得到位相差及振幅比。进行问题逆解析,即可得到被测物体的物性如导热系数、热扩散系数或者在热物性已知时可得出薄层的厚度,为光热反射的实验提供理论依据。

参考文献

1. Rosencwaig, A. Busse, G. High resolution photoacoustic thermal wave microscopy. Appl. Phys. Lett. 36, 1980:725-727
2. K. Friedrich, K. Haupt, U. Seidel, and H. G. Walther. Definition, resolution, and contrast in photothermal imaging. J. Appl. Phys. 72 (8), 1992:3759-3764
- 3 A Hammiche, H M Pollock, M Song and D J Hourson. Sub-surface imaging by scanning thermal microscopy. Meas. Sci. Technol. 7, 1996:142-150.
4. P. Hui, H.S. Tan. A Transmission line theory for heat conduction in multiplayer thin films. IEEE transaction on component. Packing and Manufacturing Technology - Part B. 17(3), 1994: 426-433

非结构网格中非稳态全隐式导热问题的研究

商立英 张敏 马倩

南京理工大学动力工程学院, 南京 210094

(电话: 025-84318612, Email: mz2455@163.com)

摘要: 在非结构化网格中, 用基元中心有限容积法和全隐时间格式求解非稳态热传导问题。空间离散格式为二阶迎风格式, 并给出平均通量 $(\vec{\nabla} \phi)_{ave,i}$ 计算方法的详细推导。通过两个算例, 并与精确解相比较, 得到的数值解与精确解相一致。

关键词: 非结构网格 非稳态 热传导

Unsteady State Heat Conduction Calculations of Implicit Scheme Using Unstructured Grids

Liying SHANG Min ZHANG and Qian MA

School of Power Engineering, Nanjing University of Science & Tech., Nanjing 210094

Abstract: Unsteady state heat conduction problems were solved using a cell-based finite volume method. Solutions were obtained using unstructured grids. The second-order upwind scheme and implicit time scheme were adopted. Meanwhile, the calculation of average flux $(\vec{\nabla} \phi)_{ave,i}$ was presented. Two examples were given, and the all results were compared with exact solutions.

Key words: unstructured grids/meshes, unsteady state, heat conduction.

引言

非稳态导热的数值计算在生产实践和科学研究中有着广泛的应用。近十几年来, 随着非结构化网格的普及, 其非稳态时间插值格式的研究也日益完善。在一般的全显格式, 半隐格式 (Crank-Nicholson) 和全隐格式中, 全隐格式最具稳定性。本文采用单元中心有限容积法和全隐时间格式, 在非结构化网格中, 求解非稳态导热方程。并且通过几个例子, 将数值解与精确解相比较, 证明这种格式具有很好的稳定性和广阔的收敛域。

1 控制方程和离散方程

1.1 全隐格式的离散方程

在直角坐标系中, 非稳态的扩散方程或导热方程, 对一个标量物理变量 ϕ 可写成:

$$\rho c_p \frac{\partial \phi}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial x_i} \right) + S_\phi \quad (1.1)$$

其中, S_ϕ 是单位体积中的净源项, Γ 是对应于变量 ϕ 的扩散系数。在此仅对非结构化网格的离散方程进行讨论, 控制方程 (1.1) 可以写成:

$$\rho c_p \frac{\partial \phi}{\partial t} = D + S \quad (1.2)$$

在一个控制容积 P 中，积分上式有：

$$\frac{\partial}{\partial t} \iint_{V_p} \rho c_p \phi dV = \sum_{i=1}^{nb} D_i + (S_c + S_p \phi_p) \Delta V_p \quad (1.3)$$

其中， D_i 是扩散项，它可以表示为基本扩散项 $D_{p,i}$ 和二次扩散项 $D_{s,i}$ 之和：

$$D_i = D_{p,i} + D_{s,i} \quad (1.4)$$

它们的物理意义分别是某一交界面上的一次扩散项（基本扩散项）和二次扩散项（切向扩散项）。对于正交网格二次扩散项为零，对某交界面 i 它的计算方法如下：

$$D_{p,i} = \Gamma_i \frac{(\phi_E - \phi_P)}{ds_i} \frac{\vec{A}_i \cdot \vec{A}_i}{\vec{A}_i \cdot \hat{e}_{s,i}} \quad (1.5)$$

$$D_{s,i} = \Gamma_i \frac{(\phi_b - \phi_a)}{A_i} \frac{\vec{A}_i \cdot \vec{A}_i}{\vec{A}_i \cdot \hat{e}_{s,i}} \hat{e}_{s,i} \cdot \hat{e}_{t,i} \quad (1.6)$$

上式中 P 代表计算单元的中心点，下标 E 为相邻单元的中心点，对二维问题两相邻单元的界面为一条线， a 和 b 表示界面的两个端点。式(1.5)和(1.6)的另一种表达方式有^[1]：

$$D_{p,i} = \Gamma_i (\nabla \phi)_{ave,i} \cdot \hat{e}_{s,i} \frac{\vec{A}_i \cdot \vec{A}_i}{\vec{A}_i \cdot \hat{e}_{s,i}} \quad (1.7)$$

$$D_{s,i} = \frac{\Gamma_i}{ds_i} \left[(\nabla \phi)_{ave,i} \cdot \vec{A}_i - (\nabla \phi)_{ave,i} \cdot \hat{e}_{s,i} \frac{\vec{A}_i \cdot \vec{A}_i}{\vec{A}_i \cdot \hat{e}_{s,i}} \right] ds_i \quad (1.8)$$

因此对于控制单元 P ，离散方程(1.3)可写成式(1.9)的形式：

$$\begin{aligned} (\rho c_p)_p \frac{\Delta V_p}{\Delta t} (\phi_p - \phi_p^0) = f \left[\sum_{i=1}^{nb} B_i (\phi_i - \phi_p) + \sum_{i=1}^{nb} D_{s,i} + (S_c + S_p \phi_p) \Delta V_p \right] \\ + (1-f) \left[\sum_{i=1}^{nb} B_i (\phi_i^0 - \phi_p^0) + \sum_{i=1}^{nb} D_{s,i} + (S_c + S_p \phi_p^0) \Delta V_p \right] \end{aligned} \quad (1.9)$$

其中，上标 0 均表示上个时层的值。令 $f = I$ ，化简式(1.9)，得全隐格式的离散方程：

$$a_p \phi_p = \sum_{i=1}^{nb} a_i \phi_i + b \quad (1.10a)$$

$$a_i = B_i = \frac{\Gamma_i}{ds_i} \frac{\vec{A}_i \bullet \vec{A}_i}{\vec{A}_i \bullet \vec{e}_{s,i}} \quad (1.10b)$$

$$b = \sum_{i=1}^{nb} D_{s,i} + S_c \Delta V_p + (\rho c_p)_p \frac{\Delta V_p}{\Delta t} \phi_p^0 \quad (1.10c)$$

$$a_p = \sum_{i=1}^{nb} B_i + \frac{(\rho c_p)_p \Delta V_p}{\Delta t} - S_p \Delta V \quad (1.10d)$$

1.2 $(\vec{\nabla} \phi)_{ave,i}$ 的计算方法

对于区域内部的单元和边界上的单元, $(\vec{\nabla} \phi)_{ave,i}$ 的计算方法是不同的。此处分两部分阐述。(A) 内部单元: 如图 1a 所示为内部单元, 界面 I 上 $(\vec{\nabla} \phi)_{ave,i}$ 的计算式为:

$$(\vec{\nabla} \phi)_{ave,i} = \frac{(\vec{\nabla} \phi)_P + (\vec{\nabla} \phi)_E}{2} \quad (1.11)$$

其中 $(\vec{\nabla} \phi)_P$ 和 $(\vec{\nabla} \phi)_E$ 为单元的梯度。对单元 P , 单元的梯度可由散度定理得到:

$$(\vec{\nabla} \phi)_P = \frac{1}{\Delta V_P} \sum_{k=1}^{nf} \tilde{\phi}_k \vec{A}_k \quad (1.12)$$

其中 nf 为单元 P 的面数。 $\tilde{\phi}_k$ 是面 k 上 ϕ 的平均值, 对于图 1a 中所示的单元 P 的面 i 处的 ϕ 值由下式计算:

$$\tilde{\phi}_i = \frac{\phi_{i,P} + \phi_{i,E}}{2} \quad (1.13)$$

其中, $\phi_{i,P}$ 为单元 P 在面 i 处的 ϕ 值, $\phi_{i,E}$ 为单元 E 在面 i 处的 ϕ 值。(B) 边界单元: 图 1b 为典型的边界单元, 界面 1 与物理边界 B 重合。对于这种情况有:

$$(\vec{\nabla} \phi)_{ave,1} = (\vec{\nabla} \phi)_P \quad (1.14)$$

对于单元的梯度 $(\vec{\nabla} \phi)_P$ 可用式(1.15)计算:

$$(\vec{\nabla} \phi)_P = \frac{1}{\Delta V_P} \sum_{k=1}^3 \tilde{\phi}_k \vec{A}_k \quad (1.15)$$

界面上的平均 ϕ 值由下式计算:

$$\tilde{\phi}_1 = \phi_B, \quad \tilde{\phi}_2 = \frac{\phi_{i,P} + \phi_{i,N}}{2}, \quad \tilde{\phi}_3 = \frac{\phi_{i,P} + \phi_{i,S}}{2} \quad (1.16)$$

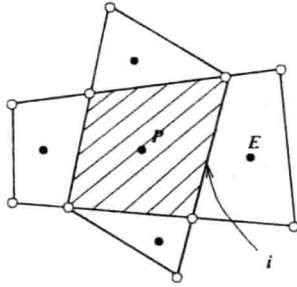


图 1a P 和 E 之间的界面 i

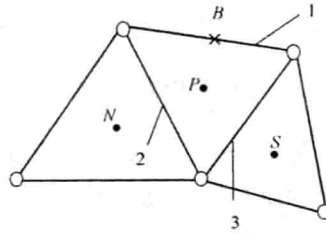


图 1b 边界控制单元 P

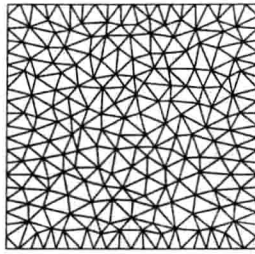


图 2a 矩形计算区域的网格划分

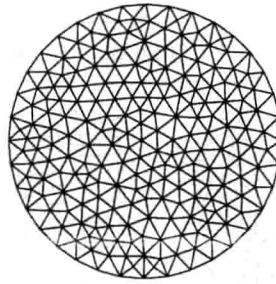


图 2b 圆形计算区域的网格划分

界面上 ϕ 值的计算在前面已经介绍过，不再赘述。边界上的 ϕ_B 是已知的，边界上的值给出后无须再添加其它条件。若边界上的热流密度或热流密度和 ϕ 之间的关系是已知的，则可以采用上一次的迭代结果或初始猜测值。

2 算例

2.1 矩形域中的热传导问题

边长为单位长度的正方形区域（图 2a），初始温度为 50 摄氏度，左边界和下边界为绝热边界，上边界和右边界处与温度为零度的流体进行对流换热，即：

$$\left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)_{x=0} = 0, \quad \left(\frac{\partial T}{\partial x} + \frac{h}{k}(T - T_\infty) \right)_{x=a} = 0 \quad (2.1a)$$

$$\left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)_{y=0} = 0, \quad \left(\frac{\partial T}{\partial y} + \frac{h}{k}(T - T_\infty) \right)_{y=b} = 0 \quad (2.1b)$$

其中 $T_0 = 50$, $T_\infty = 0$, $k = 1$, $h = 3$, $\rho = 1$, $c_p = 1$, $a = b = 1$ 。该问题的精确解为^[2]：

$$T(x, y, t) = 4T_0 \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{H^2 e^{-\alpha(\beta_m^2 + \gamma_n^2)t}}{[a(\beta_m^2 + H^2) + H][b(\gamma_n^2 + H^2) + H]} \cdot \frac{\cos(\beta_m x) \cos(\gamma_n y)}{\cos(\beta_m a) \cos(\gamma_n b)} \quad (2.2)$$

其中, $H=h/k$, β_m 、 γ_n 分别是下列超越方程式的解。

$$\beta_m \tan(\beta_m a) = H, \quad \gamma_n \tan(\gamma_n b) = H \quad (2.3)$$

此问题的精确解是一个无穷级数, 随超越方程的解 β_m 和 γ_n 值的增大, 级数项对总和的影响逐渐减小。这里我们选取方程的前 6 个正根。 $a=b=1$ 时, 式 (2.3) 中两方程的根见表 1。0.05、0.1 和 0.2 时刻的计算结果如图 3 所示, 迭代时间步长为 0.001 秒。

表 1 方程 $\beta_m \tan \beta_m L = H$ 的前 6 个非负根

m	1	2	3	4	5	6
β_m	1.1925	3.8088	6.7040	9.7240	12.7966	15.8945

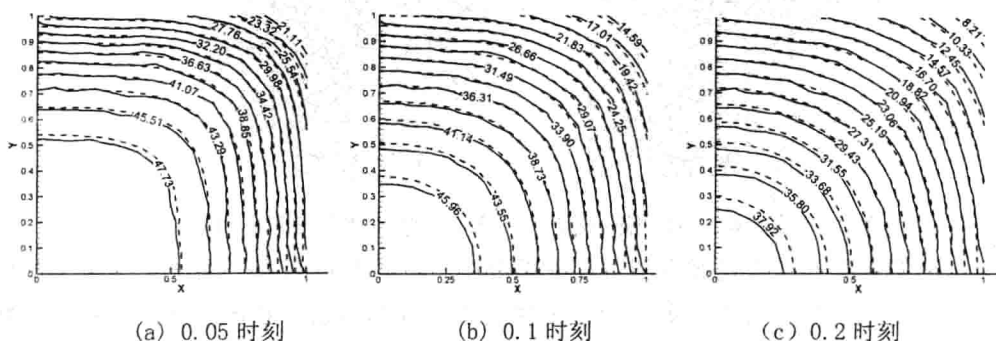


图 3 不同时刻数值解与精确解的温度分布

2.2 圆域中有内热源的热传导问题

实心圆柱, 初始温度和边界温度都为零摄氏度, 圆柱内有一恒定发热源, 发热速率为 g_0 。计算区域及网格划分如图 2b。该问题的精确解为^[2]:

$$T(r, t) = \frac{2g_0}{kb} \sum_{m=1}^{\infty} (1 - e^{-\alpha\beta_m^2 t}) \frac{J_0(\beta_m r)}{\beta_m^3 J_1(\beta_m b)} \quad (2.4)$$

其中, $g_0=5$, $k=1$, $\rho=1$, $c_p=1$, β_m 为方程 $J_0(\beta_m b)=0$ 的根, 表 2 为该方程前 10 个正根。计算结果如图 4 所示, 同以上两个算例, 迭代时间步长取为 0.001 秒, 输出 0.05、0.1 和 0.2 时刻的计算结果, 并与精确解进行比较。

表 2 方程 $J_0(\beta_m b)=0$ 的前 10 个正根

m	1	2	3	4	5
β_m	2.4048	5.5201	8.6537	11.7915	14.9309
m	6	7	8	9	10
β_m	18.0711	21.2116	24.3525	27.4935	30.6346

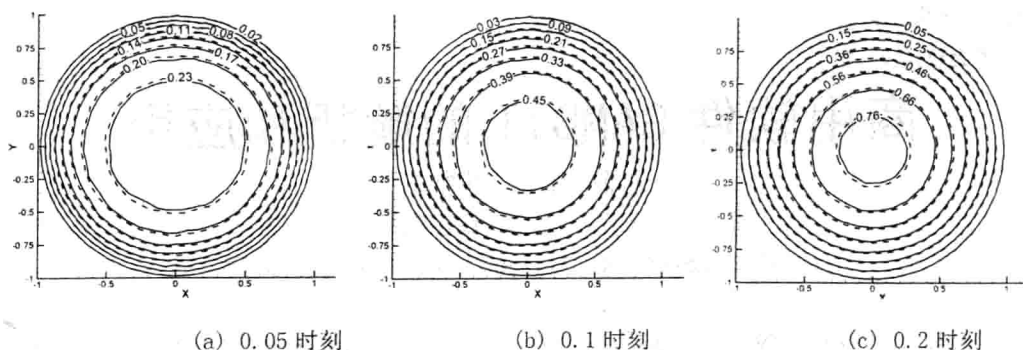


图4 算例2 不同时刻数值解与精确解的温度分布

3. 结论

本文给出了非结构化网格中非稳态导热问题的数值求解过程,采用三角形非结构网格,时间离散格式采用全隐格式。两个有精确解的问题被用来检验此过程的正确性和精确性。求解程序采用双层迭代,即除了时间层的迭代,在计算每个时层上各点的温度值及与温度 T 有关的系数时,都是通过迭代得到的,而不是近似取上个时层的值,这样有利于提高计算精度。

由两个算例的结果可以看出,在温度梯度大的区域,数值解与精确解基本吻合;在温度梯度小的区域误差较大。误差产生的原因有两方面:一方面是由于在迭代求解时,每个时层上迭代的误差累积造成的;另一方面是由三角形非结构网格在扩散项离散时本身误差造成的。由于三角形网格的非正交性,其二次扩散项的构造上存在误差。对于这些问题,如果要获得高的精确度,二次扩散项的采用及其构造是十分重要的。

参考文献

- 1 Zhang. M. Modeling of Radiative Heat Transfer and Diffusion Processes Using Unstructured Grid. Ph.D. Dissertation, 2000, Tennessee Technological University, USA
- 2 M. N. 奥齐西克 著,俞昌铭 译. 热传导[M]. 北京: 高等教育出版社, 1984
- 3 Patankar, S. V. Numerical Heat Transfer and Fluid Flow. New York, Hemisphere Publishing, 1981

商用软件 GAMBIT 的解析和应用

刘晶 张敏 寻征轩

南京理工大学动力工程学院, 南京 210094

(电话: 025-84318612, Email: mz2455@163.com)

摘要: 利用商业软件 GAMBIT 非结构化网格生成技术, 通过转换 GAMBIT 生成的网格数据结构, 解决非 FLUENT 用户使用不同解算器时, 网格生成耗费大量机时的问题。连接编制求解导热方程数值计算程序, 并且进行数值计算和与精确解比较, 以此证明本方法的合理性。

关键词: GAMBIT, 非结构网格, 热传导

APPLICATIONS OF TRANSFORMATION FROM COMMORCIAL SOFTWARE GAMBIT

Jing LIU Min ZHANG and Zhengxuan XUN

School of Power Engineering, Nanjing University of Science & Technology, Nanjing 210094

ABSTRACT: In order to save more time creating meshes for the users that don't use FLUENT solver, the method of mesh generation was given using transformation of commercial software GAMBIT. The unstructured grids were converted and heat conduction equation was solved. All solutions were compared with the exact results. As a result, this technology of mesh creation is reasonable.

KEYWORDS: GAMBIT, unstructured grids/meshes, and heat conduction.

引言

网格生成是数值计算的第一步。在工程数值模拟中, 数值计算结果的最终精度及计算过程效率, 主要取决于所生成的网格与所采用的算法。一般而论, 所有的各种生成网格方法在一定的条件下都有其优越性及弱点, 各种求解算法也各有适应范围。一个成功而高效的数值计算, 只有在网格的生成及求解算法这两者之间有良好的匹配时才能实现^[1]。

数值计算中采用的网格可以大致分为结构化网格与非结构化网格两类。结构化网格的特点是每个节点与其邻点之间的连接关系固定不变, 且隐含在所生成的网格中, 不必专门设置数据去确认节点与邻点之间的这种关系。而非结构化网格单元与节点的编号就无固定规则可遵循, 它消除了结构网格中节点的结构性限制, 节点和单元的分布可控性好, 因而能较好地处理边界, 适用于模拟真实复杂外型。但它的缺点是网格生成过程比较费时, 离散时所形成代数方程求解的收敛特性差。

为了克服非结构化网格生成复杂的缺点, 本文对商用软件 GAMBIT 的非结构化网格数据进行解析应用, 在非结构化网格上用单元中心有限体积法^[2,3]进行热传导数值计算。全文共分三个部分, 第一部分是使用 C/C++ 编程语言读取商用软件 GAMBIT 网格生成的数据