

# 中国工程热物理学会

## 传热传质学学术会议

### 论文集

(上册)

一九九八

合肥

中国工程热物理学会编



# 传热传质学目录 (上册)

## 一. 热传导

- 983004 含对流与蒸发表面的有限厚度材料的双曲型热传导分析 ..... 张浙、刘登瀛 I -1-8
- 983038 复杂结构平板传热数值分析 ..... 吴俊云、陈芝久 I -9-4
- 983076 叶尖间隙随飞行状态变化的分析 ..... 王宝官 I -13-6
- 983108 粒径均匀散体热导率分形的描述 ..... 赵晓彤、杨善让、徐志明、王建国、宋之平 I -19-7
- 983116 隔热层材料在旋转加热作用下的温度滞后现象研究 ..... 桂业伟、宁勇、贺立新 I -26-5
- 983131 对墙体不稳定传热 — 反应系数法的应用研究 ..... 何嘉鹏、王东方、王健、姜正良 I -31-5
- 983146 物性依赖温度的热传导方程的近似解 ..... 钱壬章 段志文、周笠 I -36-5

## 二. 自然对流

- 983084 热对流环中的混沌控制技术 ..... 杨立、王少明、张宇声、蒋小勤 II -1-7
- 983089 壁面带离散突起散热块的竖直通道自然对流换热的实验研究 ..... 魏建国、王秋旺、聂建虎、陶文铨 II -8-6
- 983092 方腔尺寸对封闭方腔内多块孤立平板自然对流换热影响的数值分析 ..... 徐明海、王秋旺、陶文铨 II -14-6
- 983111 油浸式电流互感器一次绕组换热特性的研究 ..... 王秀春、薛晚道 II -20-6
- 983097 网状元件自然对流换热的近似解析解 ..... 李安桂、吴业正 II -26-4

## 三. 受迫及混合对流

- 983005 径向进弦向出发动机叶片内冷却通道的流动与换热实验分析 ..... 王志峰、顾维藻 III -1-11
- 983020 对流换热的导热强化新概念及其理论分析 ..... 王崧、李志信、过增元 III -12-6
- 983021 微细圆管内气体流动阻力特性的进一步研究 ..... 杜东兴、谭立彦、李志信、过增元 III -18-5
- 983032 气体在平行平板间微槽内的二维层流换热 ..... 李俊明、王补宣、彭晓峰 III -23-6
- 983053 晶体加热表面对流换热机理 — 晶体加热表面对流力 ..... 孙中宁 III -29-6

|        |                                     |                            |           |
|--------|-------------------------------------|----------------------------|-----------|
| 983054 | 晶体加热表面对流换热机理 — 影响对流换热的内在因素 .....    | 孙中宁                        | III -35-5 |
| 983063 | 对称三角翼纵向涡旋发生元强化气体传热的研究 .....         | 杨凯威、王中铮、李丽、郑实、李汝俊          | III -40-7 |
| 983064 | 齿型翅片管束传热及流阻性能实验研究 .....             | 程贵兵、陈远国                    | III -47-6 |
| 983069 | 圆柱面上再附边界层流动的级数分析 .....              | 何川、辛明道                     | III -53-6 |
| 983070 | 近临界状态下水在弯曲管道内的湍流混合对流换热 .....        | 李隆健、辛明道                    | III -59-8 |
| 983090 | 新型针肋管的传热及阻力特性的实验研究 .....            | 聂建虎、王国强、李沛文、李惠珍、李妩、陶文铨、林汉涛 | III -67-6 |
| 983118 | 垂直圆管内顶部骤冷过程骤冷温度特性实验研究 .....         | 郎雪梅、黄彦平                    | III -73-7 |
| 983119 | 高速再入飞行器隔热层的热滞后现象理论初探 .....          | 陈兰、胡汉东                     | III -80-5 |
| 983125 | 管内扭转带扰流件强化传热的工业性试验及性能评价 .....       | 董承康、陶正文、蒋章焰                | III -85-7 |
| 983126 | R-113 圆形射流冲击模拟电子芯片单相对流换热的实验研究 ..... | 王磊、苑中显、马重芳、陈永昌、刘立志         | III -92-5 |
| 983137 | 锅炉炉内含尘烟气冲刷管束受热面的流动和传热特性研究 .....     | 高翔、骆仲泱、周劲松、陈亚非、苏亚欣、倪明江、岑可法 | III -97-8 |

#### 四. 相变换热

|        |                                     |                          |          |
|--------|-------------------------------------|--------------------------|----------|
| 983006 | 二元固液相变储能介质相变过程中两相流动及换热过程的理论研究 ..... | 王志峰                      | IV -1-12 |
| 983009 | 大尺度弯曲下表面沸腾临界热流密度特性的实验研究 .....       | 涂建平、T. G. Theofanous、顾维藻 | IV -13-8 |
| 983010 | 汽泡脱离频率对水平向下表面沸腾临界热流密度特性的影响 .....    | 涂建平、T. G. Theofanous、顾维藻 | IV -21-8 |
| 983011 | 水平向下表面沸腾临界热流密度机理研究 .....            | 涂建平、T. G. Theofanous、顾维藻 | IV -29-8 |
| 983013 | 不同截面毛细管内蒸发传热的分析 .....               | 苗建印、王金亮                  | IV -37-8 |
| 983016 | 微重力下固液相变传热过程中空穴分布的影响 .....          | 袁修干、王长和、董克用、邢玉明          | IV -45-5 |
| 983023 | 内通传热流体的圆管外相变材料的无量纲储、传热准则的研究 .....   | 朱颖秋、张寅平、江亿               | IV -50-8 |

|        |                                      |                            |           |
|--------|--------------------------------------|----------------------------|-----------|
| 983024 | 沸腾系统中的分岔和突变现象 .....                  | 柴立和、彭晓峰、王补宣                | IV -58-7  |
| 983025 | 竖壁薄液膜流动稳定性的分析 .....                  | 王补宣、张金涛、彭晓峰                | IV -65-6  |
| 983026 | 水平和竖直细圆管内流动凝结换热特性的对比研究 .....         | 王补宣、杜小泽                    | IV -71-5  |
| 983033 | 过冷态超流氦浴中的二步相变传热研究 .....              | 王如竹                        | IV -76-6  |
| 983035 | 翅片管蒸发器结霜换热特性实验研究 .....               | 于兵、冯寅山、阙雄才、陈芝久             | IV -82-5  |
| 983044 | 蒸汽蓄热器充汽过程研究 .....                    | 李明、奚士光、费鸿仁                 | IV -87-6  |
| 983055 | 食品冷加工相变过程的数值分析 .....                 | 郇中杰、严雷、马一太、何绍书             | IV -93-6  |
| 983062 | 具有格雷高里戈效应的复合表面纵槽管管外凝结换热的实验研究 .....   | 魏东、王中铮、洪芳军、刘瑞芝             | IV -99-6  |
| 983067 | 绕汽柱稳态热毛细对流的研究 .....                  | 杨启容、曾丹苓、彭岚                 | IV -105-8 |
| 983075 | 竖壁膜状凝结理论分析 .....                     | 范铭、高鹰                      | IV -113-6 |
| 983080 | 微重下两相流动沸腾换热地面模拟条件分析 .....            | 吕成道、李佛金、程尚模                | IV -119-6 |
| 983112 | 气固多相流绕流螺旋肋片管的传热模型及试验研究 .....         | 周劲松、骆仲泐、高翔、殷春根、李绚天、倪明江、岑可法 | IV -125-8 |
| 983114 | 双辊法连续铸轧中金属流动与凝固传热过程的数值模拟 .....       | 金珠梅、赫冀成、孙雪坤                | IV -133-6 |
| 983121 | 加热探头圆柱上的液体微层厚度 .....                 | 柯道友、彭晓峰、王补宣                | IV -139-6 |
| 983122 | R32/R134a 混合工质水平管内流动凝结换热的实验研究 .....  | 陈民、李沛文、陶文铨                 | IV -145-6 |
| 983127 | 自然对流对固液相变换热过程的影响 .....               | 董克用、袁修干、邢玉明                | IV -151-6 |
| 983135 | 带有复合金属网排液芯的低肋管上的凝结换热：实验研究及理论模型 ..... | 刘曦娟、马同泽、张正芳                | IV -157-8 |
| 983138 | 循环流化床传热模型 .....                      | 赫俏、陆继东、钱诗智、林志杰             | IV -165-8 |
| 983144 | 混合气体水合物结晶生成速度的实验研究 .....             | 赵永利、曾丽、郭开华、舒碧芬             | IV -173-6 |
| 983109 | 高性能闭式热虹吸管内部传热研究 .....                | 孙世梅、张红、庄骏                  | IV -179-6 |

|                                         |                  |
|-----------------------------------------|------------------|
| 983147 新型三维内微肋管分层流区水平管内凝结局部换热系数研究 ..... | 杜杨、辛明道 IV -185-6 |
|-----------------------------------------|------------------|

## 五. 多孔介质传热与传质

|                                                |                           |
|------------------------------------------------|---------------------------|
| 983015 内旋流流化床埋管传热特性的试验研究 .....                 | 郝金华、田文栋、魏小林、黎军、盛宏至 V -1-5 |
| 983027 平行平板间填充球粒填料的传热特性试验研究 .....              | 王补宣、张志军、杜建华 V -6-6        |
| 983029 突发升温下含湿多孔介质传热传质 1. 理论模型 .....           | 雷树业、杨荣贵、杜建华 V -12-8       |
| 983030 含有溶质的非饱和含湿多孔介质的传热传质 杨荣贵、杜建华、雷树业 V -20-8 |                           |
| 983031 突发升温下多孔介质的传热传质 2. 数值方法 .....            | 杨荣贵、雷树业、杜建华 V -28-7       |
| 983037 毛细管的通用积分模型 .....                        | 丁国良、张春路、李灏、陈芝久 V -35-6    |
| 983057 大毛细管水的热态实验研究 .....                      | 张宇、褚治德、汪健生、李汛、朱强 V -41-6  |
| 983073 基于分形理论的多孔介质导热系数研究 .....                 | 陈永平、施明恒 V -47-6           |
| 983094 多孔体内插物强化蒸汽凝结换热理论模型及模拟计算 .....           | 齐承英、俞颐秦、吕灿仁 V -53-7       |
| 983095 多孔体内插物强化蒸汽凝结换热实用计算关联式 .....             | 齐承英、俞颐秦、吕灿仁 V -60-5       |

# 含对流与蒸发表面的有限厚度材料 的双曲型热传导分析\*

张 浙      刘登瀛

(中国科学院工程热物理研究所, 北京 100080)

## 摘要

本文对于含有对流与蒸发表面的有限厚度材料, 在遭受一脉冲表面热流作用时的双曲型热传导进行了分析。鉴于表面热流的阶跃变化的微分为  $\delta$  函数, 数值处理非常困难, 本文采用热势函数描述的双曲型热传导方程来描述该问题, 并用有限差分法进行数值求解。通过对无对流与蒸发边界的材料双曲型热传导方程的数值解与分析解的对比可以看出, 本文的方法与求解是切实可行的。同时, 本文就表面对流与蒸发对材料表面与内部瞬态温度变化的影响以及材料双曲型热传导对表面蒸发的影响进行了分析。

## 1 引言

双曲型热传导方程常常被用来描述材料热传导中的非傅立叶效应。在经典的傅立叶热传导中, 温度的传播速度被认为是无限大, 热流的输入能立即引起温度梯度的形成。而实际上, 温度梯度的形成与热流的传播之间都会存在一定的延迟, 数学上可描述为:

$$\vec{q}(\vec{r}', t + \tau) = -\lambda \nabla T(\vec{r}', t) \quad (1)$$

这里的  $\tau$  即为温度梯度的形成与热流传播之间的延迟时间。

很明显, 当认为在温度梯度的形成与热流传播之间没有延迟时, 即  $\tau = 0$  时, 式(1)退化为傅立叶定律。进一步从理论上讲,  $\tau$  可以被定义为热能传播到最近的内部结构元所需积聚的时间。对于均匀介质而言, 内部传热的结构元之间的相互作用是在分子或晶体晶格水平上, 因此  $\tau$  具有弛豫时间的含义。一般情况下,  $\tau$  值很小 (例如在常温下金属的  $\tau$  为  $10^{-12} \sim 10^{-14}$  秒量级), 这也是为什么傅立叶定律对于大多数常规加热 (即热作用时间远大于  $\tau$  时) 适用的原因 (因为  $\tau$  可以忽略)。而在热作用时间与  $\tau$  相当的情形下 (超短脉冲激光加热),  $\tau$  的影响不能忽略, 也就出现了材料热传导中的非傅立

---

\* 本课题得到了国家自然科学基金重点基金 (59736130)、中国科学院“九五”基础性研究重大项目 (KJ951-B1-704) 和中国博士后科学基金的资助

叶效应<sup>[1]</sup>。然而对于多相物质或多孔介质、生物质材料等内部非均质结构材料来说,相互作用的传热结构可能是在颗粒尺度水平,因此 $\tau$ 的取值要大得多。最近的一些实验研究表明<sup>[2,3]</sup>,一些非均质材料,如多孔材料(砂)、生物质材料(成品肉)的热传播延迟时间 $\tau$ 常温下,大约在10~20秒量级左右。这也就意味着,对于这些材料来说,非傅立叶效应将显得尤为重要。文献[2]对成品肉的热传导实验研究表明,用双曲型热传导方程得出的温度分布与实验结果非常接近。该研究进一步指出,双曲型热传导同样也存在于人体生物组织的传热之中。然而,这项研究并没有考虑成品肉样品与周围环境之间的对流传热。实际上,在许多涉及非均质材料的应用场合,表面对流与蒸发是相当重要的。例如,在医学上,涉及生物组织传热问题时,需要考虑组织与周围环境的对流换热以及组织内部水分和表面水分的蒸发,或内部血液与组织的对流传热。而在一些新型干燥技术,如脉冲干燥、多孔材料的脉冲激光加热干燥等,表面对流与蒸发将是主要的影响因素之一。

本文对于有限厚度介质在表面遭受到一脉冲热流时,且涉及表面蒸发、对流等情形的双曲型热传导特性进行了分析,研究了表面对流与蒸发对热传导的影响。由于蒸发边界条件的强烈非线性与耦合性,本文采用有限差分法对双曲型热传导方程进行了数值求解。针对在求解双曲型方程时,脉冲热流在材料表面造成 $\delta$ 函数分布所带来的数值描述上的困难,本文采用“热势法”对双曲型热传导方程进行了改写<sup>[4]</sup>。另外,对于必须考虑内部相变影响,如多孔材料的连续脉冲加热干燥的降速阶段,我们将另文分析。

## 2 双曲型热传导方程及对流、蒸发边界条件

对于式(1)左边,关于 $\tau$ 作Taylor级数展开,并忽略高阶项,可得:

$$\bar{q} + \tau \frac{\partial \bar{q}}{\partial t} = -\lambda \nabla T \quad (2)$$

由方程(1)和能量守恒定律即可得到双曲型热传导方程,对于常物性和常数 $\tau$ ,没有内热源的一维情形,可以描述为:

$$\tau \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial T}{\partial t} = \alpha \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \quad (3)$$

我们考虑一厚度为 $L$ 的材料,其初始温度为 $T_0$ ,其上表面为对流与蒸发表面,下表面为对流表面。在 $t=0$ 时刻,上表面作用有一方波脉冲热流,

$$\bar{q}_s = \bar{q}_0 [H(t) - H(t - \Delta t)] \quad (4)$$

式中, $\bar{q}_0$ 为脉冲热流密度, $\Delta t$ 为脉冲宽度。

那么可以得到边界条件及初始条件为:

$$\text{初始条件: } T|_{t=0} = T_0 \quad (5)$$

$$\text{边界条件: } \bar{q}|_{x=0, t>0} = \bar{q}_0 [H(t) - H(t - \Delta t)] - h_0(T - T_{a,0}) - \gamma H_m(\rho_v - \rho_{va}) \quad (6)$$

$$\bar{q}|_{x=L, t>0} = h_1(T - T_{a,1}) \quad (7)$$

式中, $h_0$ ,  $h_1$ 分别为上下表面对流换热系数, $T_{a,0}$ ,  $T_{a,1}$ 分别为上下表面环境温度, $H_m$ 为上表面对流传质系数, $\gamma$ 为汽化潜热, $\rho_{va}$ 为上表面环境中水蒸汽的质量浓度。

### 3 双曲型热传导方程及边界条件的热势描述

很明显, 我们可以看到边界条件(6)中存在有 Heaviside 阶跃函数, 它的微分为  $\delta$  函数, 这将给数值计算带来困难。为此, 我们引入一个标量场  $\varphi$  (又称热势)<sup>[4]</sup>, 且令

$$T = \tau e^{-t/\tau} \frac{\partial \varphi}{\partial t} \quad (8)$$

$$\bar{q} = e^{-t/\tau} (\bar{q}_l^{(d)} - \lambda \nabla \varphi) \quad (9)$$

其中  $\bar{q}_l^{(d)}$  是一个与时间无关的矢量场, 且  $\nabla \cdot \bar{q}_l^{(d)} = 0$ 。

将式(8)、(9)代入方程(3)及边界条件(6)、(7), 可得到:

能量方程:

$$\tau \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} - \frac{\partial \varphi}{\partial t} = \alpha \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} \quad (10)$$

边界条件:

$$-\frac{\partial \varphi}{\partial x} \Big|_{x=0, t>0} = \frac{e^{t/\tau}}{\lambda} \{ \bar{q}_0 [H(t) - H(t - \Delta t)] - h_0 (T - T_{a,0}) - \gamma H_m (\rho_v - \rho_{va}) \} \quad (11)$$

$$-\frac{\partial \varphi}{\partial x} \Big|_{x=L, t>0} = \frac{e^{t/\tau}}{\lambda} [h_1 (T - T_{a,1})] \quad (12)$$

上述边界条件(11)、(12)不再存在由边界热流密度阶跃变化而引起的  $\delta$  型脉冲函数, 在数值处理上要容易的多。

引入无量纲变量:

$$\theta = \lambda \frac{T(L, t) - T_0}{\bar{q}_0 L}, \quad \eta = \frac{x}{L}, \quad \xi = \frac{\alpha t}{L^2}, \quad \varepsilon = \frac{\alpha \tau}{L^2}, \quad \phi = \frac{\varphi}{\varphi_0}.$$

$$\Omega = \frac{\bar{q}_0 L}{\varphi_0 \lambda}, \quad Bi = \frac{hL}{\lambda}$$

其中,  $\varphi_0$  为参考热势函数。在本文计算中,  $\varphi_0$  取为 1。

那么我们可以得到无量纲能量方程与边界条件为:

$$\varepsilon \frac{\partial^2 \phi}{\partial \xi^2} - \frac{\partial \phi}{\partial \xi} = \frac{\partial^2 \phi}{\partial \eta^2} \quad (13)$$

$$-\frac{\partial \phi}{\partial \eta} \Big|_{\eta=0, \xi \geq 0} = e^{\xi/\varepsilon} \{ \Omega [H(\xi) - H(\xi - \Delta \xi)] - \Omega Bi_0 (\theta - \theta_{a,0}) - W (C_v - 1) \} \quad (14)$$

$$-\frac{\partial \phi}{\partial \eta} \Big|_{\eta=1, \xi \geq 0} = e^{\xi/\varepsilon} [\Omega Bi_1 (\theta - \theta_{a,1})] \quad (15)$$

其中,  $W = \frac{\gamma H_m \rho_{va} L}{\lambda \varphi_0}$ ,  $C_v = \frac{\rho_v}{\rho_{va}}$ 。

$$\text{初始条件为: } \phi \Big|_{0 < \eta < 1, \xi=0} = 0, \quad \frac{\partial \phi}{\partial \xi} \Big|_{0 < \eta < 1, \xi=0} = 0 \quad (16)$$

由方程(13)与边界条件(14)、(15)和初始条件(16)可求解得到  $\phi(\eta, \xi)$ , 再由下式,

$$\theta = \frac{\varepsilon}{\Omega} e^{-\xi/\varepsilon} \frac{\partial \phi}{\partial \xi} \quad (17)$$

即可求解无量纲温度分布。

#### 4 数值计算方法

很显然, 在边界条件(14)中, 材料表面蒸汽质量浓度的变化与温度有关, 即  $C_v = f(\theta)$  是无量纲温度的函数。因此, 对于此类含有蒸发的耦合边界条件无法直接获得其分析解, 需要采用数值求解的方法。

我们采用有限差分法对上述方程与边界条件进行离散化求解, 空间网格划分如图 1 所示, 对时间采用向前差分。

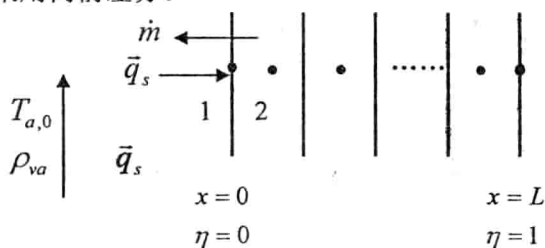


图 1 网格划分

对于上表面边界条件(14), 若不考虑表面对流, 即  $Bi_0 = 0$ , 与表面蒸发 (即材料不含有水分),  $W = 0$ , 以及认为下表面绝热, 即  $Bi_1 = 0$ , 则利用 Laplace 变换法, 我们能得到关于无量纲温度  $\theta$  的分析表达式, 即为,

$$\begin{aligned} \theta = & \sqrt{\varepsilon} e^{-\xi/2\varepsilon} \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ I_0 \left[ \frac{1}{2\varepsilon} \sqrt{\xi^2 - (2n+\eta)^2 \varepsilon} \right] H \left[ \xi - \sqrt{\varepsilon} (2n+\eta) \right] + \right. \\ & \left. I_0 \left[ \frac{1}{2\varepsilon} \sqrt{\xi^2 - (2n+2-\eta)^2 \varepsilon} \right] H \left[ \xi - \sqrt{\varepsilon} (2n+2-\eta) \right] \right\} \\ & + \frac{1}{\sqrt{\varepsilon}} H(\xi) \sum_{n=0}^{\infty} \int_0^{\xi} e^{-\xi'/2\varepsilon} \left\{ I_0 \left[ \frac{1}{2\varepsilon} \sqrt{\xi'^2 - (2n+\eta)^2 \varepsilon} \right] H \left[ \xi' - \sqrt{\varepsilon} (2n+\eta) \right] + \right. \\ & \left. I_0 \left[ \frac{1}{2\varepsilon} \sqrt{\xi'^2 - (2n+2-\eta)^2 \varepsilon} \right] H \left[ \xi' - \sqrt{\varepsilon} (2n+2-\eta) \right] \right\} d\xi' \\ & - \sqrt{\varepsilon} e^{-\frac{\xi-\Delta\xi}{2\varepsilon}} \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ I_0 \left[ \frac{1}{2\varepsilon} \sqrt{(\xi-\Delta\xi)^2 - (2n+\eta)^2 \varepsilon} \right] H \left[ \xi - \Delta\xi - \sqrt{\varepsilon} (2n+\eta) \right] + \right. \\ & \left. I_0 \left[ \frac{1}{2\varepsilon} \sqrt{(\xi-\Delta\xi)^2 - (2n+2-\eta)^2 \varepsilon} \right] H \left[ \xi - \Delta\xi - \sqrt{\varepsilon} (2n+2-\eta) \right] \right\} \\ & - \frac{1}{\sqrt{\varepsilon}} H(\xi - \Delta\xi) \sum_{n=0}^{\infty} \int_0^{\xi-\Delta\xi} e^{-\xi'/2\varepsilon} \left\{ I_0 \left[ \frac{1}{2\varepsilon} \sqrt{\xi'^2 - (2n+\eta)^2 \varepsilon} \right] H \left[ \xi' - \sqrt{\varepsilon} (2n+\eta) \right] + \right. \\ & \left. I_0 \left[ \frac{1}{2\varepsilon} \sqrt{\xi'^2 - (2n+2-\eta)^2 \varepsilon} \right] H \left[ \xi' - \sqrt{\varepsilon} (2n+2-\eta) \right] \right\} d\xi' \end{aligned} \quad (18)$$

表面遭受方波脉冲热流作用且表面无蒸发与对流的分析解与数值解的比较示于图 2 和图 3。数值解所划分的网格节点为 200，时间步长  $\xi_{step} = 2.9 \times 10^{-5}$ 。图 2 给出的是材料表面无量纲温度  $\theta$  随无量纲时间  $\xi$  的变化，图 3 给出的是不同时刻（ $\xi = 0.1$  和  $\xi = 0.3$  时）材料内部无量纲温度的分布。所计算的方波脉冲宽度  $\Delta\xi = 0.05$ ，材料的无量纲参数  $\varepsilon = 0.1$ 。从这两个图可以看出数值解与分析解吻合较好，这说明本文的数值求解方法与结果是可靠的。

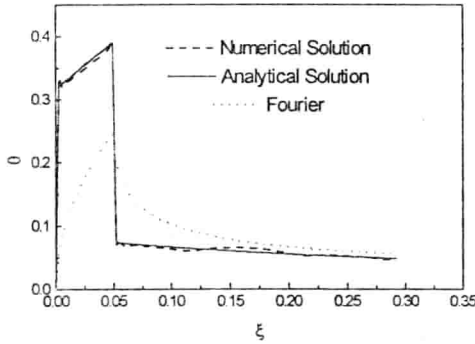


图 2 方波脉冲热流作用下材料表面温度响应的数值解与分析解的比较

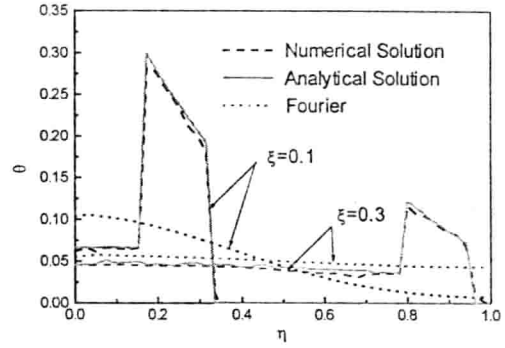


图 3 材料内部温度分布的数值解与分析解比较

在计算中，对于有蒸发情形，由于表面蒸汽的质量浓度随温度呈现强烈的非线性变化，而当表面遭受脉冲热流作用时，表面温度将会出现阶跃变化，这时对边界条件(14)的显式求解将易造成发散，为此我们采用隐式求解的方法来解决此问题。假设

$$\rho_v = f(T) \quad (19)$$

$$\text{而由(8)式有: } T = \varepsilon e^{-\xi/\varepsilon} \frac{\partial \phi}{\partial \xi} = \varepsilon e^{-\xi/\varepsilon} \frac{\phi(1) - \phi^0(1)}{\Delta \xi} \quad (20)$$

式中  $\phi^0(1)$  为前一时刻表面的  $\phi$  值。那么将式(19)、(20)代入边界条件(14)即可得到一关于  $\phi$  的非线性超越方程  $g[\phi(1)] = 0$ 。对此方程，我们采用有理分式法求解，即可得到这一时刻的边界节点的  $\phi$  值，从而对内部节点进行迭代计算。

## 5 计算结果与分析

图 4 和图 5 分别给出了带有对流表面条件的材料表面温度随时间的变化及不同时刻内部温度分布，这里计算所用无量纲参数为： $\varepsilon = 0.1$ ， $\Delta\xi = 0.05$  及  $Bi_1 = 0$ ，环境温度  $\theta_{a,0} = \theta_{a,1} = 0$ ，材料内初始温度亦假设为 0。比较图 2 和图 4，图 3 和图 5 可以看出，材料的表面温度和内部温度比没有对流时都要低，这是由对流表面带来的能量损失而造

成的。图 6 所示为对流环境温度  $\theta_{a,0} = 0.5$  时材料内部温度分布，可以明显地看到周围环境对材料的对流加热。 $\xi = 0.1$  时刻内部温度分布图显示这时表面脉冲热流已经传播到内部大约  $\eta = 0.1$  到  $\eta = 0.3$  处，而在材料表面（ $\eta = 0$  处）由于对流的作用，温度相对比内部其它地方（脉冲热流传播处除外）要高，这也与双曲型热传导特征有关，即热量向材料内部的传播存在一个延迟。正是因为表面的对流换热量不能迅速地传播到材料内部，才会造成表面温度相对较高这一现象，而图中的傅立叶热传导温度分布（ $\xi = 0.3$ ）显然没有这一特点。图 7，图 8 和图 9 分别给出了含有自由蒸发表面的材料表面温度变化，材料表面蒸发量及材料内部温度分布，这里所用的材料参数及蒸发条件见表 1 与表 2。

表 1 计算所用材料（生物质材料）的物理特性参数与表面蒸发条件

| $\lambda(\text{wm}^{-1}\text{k}^{-1})$ | $\tau(\text{s})$ | $L(\text{m})$          | $\alpha(\text{m}^2\text{s}^{-1})$ | $T_0(^{\circ}\text{C})$ | $T_a(^{\circ}\text{C})$ |
|----------------------------------------|------------------|------------------------|-----------------------------------|-------------------------|-------------------------|
| 0.8                                    | 15               | $4.583 \times 10^{-3}$ | $1.4 \times 10^{-7}$              | 20                      | 20                      |

| $h_0(\text{wm}^{-2}\text{k}^{-1})$ | $h_m(\text{ms}^{-1})$ | $\rho_{\text{va}}(\text{kgm}^{-3})$ | $\gamma(\text{Jkg}^{-1})$ | $\bar{q}_0(\text{wm}^{-2})$ |
|------------------------------------|-----------------------|-------------------------------------|---------------------------|-----------------------------|
| 87.5                               | 0.081                 | 0.01729                             | $2.5 \times 10^6$         | $1.75 \times 10^4$          |

表 2 材料相应的无量纲参数

| $\varepsilon$ | $\Omega$ | $w$ | $\theta_{a,0}$ | $Bi_0$ | $\Delta\xi$ |
|---------------|----------|-----|----------------|--------|-------------|
| 0.1           | 100      | 20  | 0              | 0.5    | 0.05        |

从图 7 的表面温度变化和图 9 的内部温度分布可以看到，由于表面蒸发带走热量，从而造成温度下降。同时从图 7 和图 4 的表面有无蒸发的双曲型非傅立叶温度分布与傅立叶温度分布的对比可以看出，蒸发表面的存在可以使得由于非傅立叶效应而带来的温度阶跃现象相对减弱。这就给我们一个启示：在某些超急速脉冲加热的场合，由于温度阶跃过高易造成材料损坏，因此我们可以设想在这种时刻对材料表面施以一定的蒸发冷却条件来控制材料的瞬态温度变化。至于蒸发冷却条件对材料瞬态温度变化的影响，我们将另文分析。

图 8 给出了在脉冲加热情形时材料表面蒸发量随时间的变化，受温度变化的影响，蒸发量呈现出与温度变化相类似的特征。在脉冲热流作用时，在较短的无量纲时间尺度内（本文为  $\xi \leq 0.05$ ），表面蒸发量要比傅立叶情形时大许多，因此采用连续脉冲干燥可以增加干燥强度。

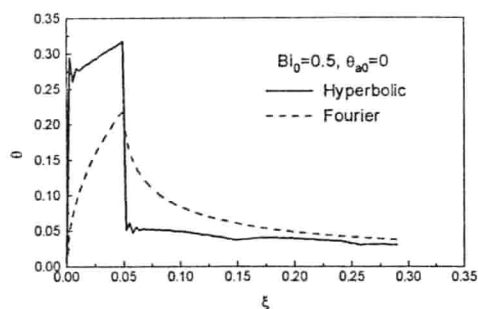


图4 考虑表面对流影响的材料表面温度变化

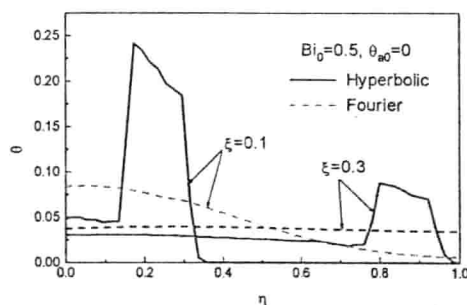


图5 表面对流影响下材料内部的温度分布

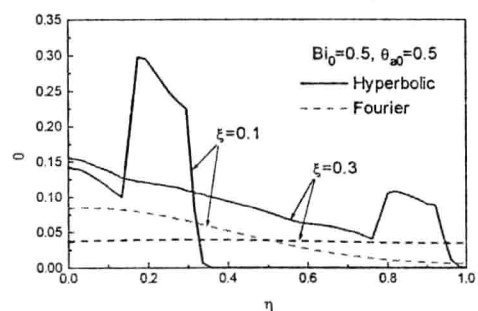


图6 环境温度对材料内部温度分布的影响

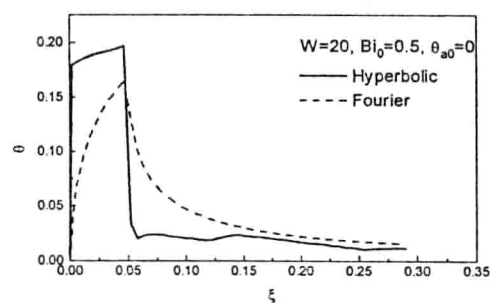


图7 含表面蒸发的材料表面温度瞬态变化曲线

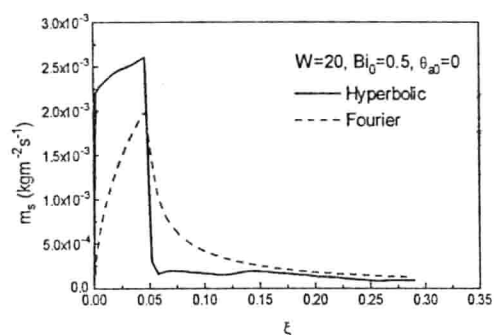


图8 表面蒸发量随时间的瞬态变化

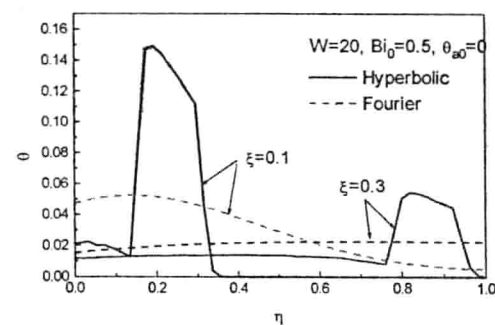


图9 含表面蒸发的材料内部温度分布

此外,从上述各图我们还可以发现,不管是表面有无对流,有无蒸发,在双曲型热传导的情形下,表面脉冲热流的作用都会造成表面温度或内部温度的脉冲升高,这是由于热流不能象傅立叶定律所假设的那样迅速地传播到材料内部,而是存在一个延迟,因而表面或内部热量的积聚造成温度的阶跃升高。

## 6 结论

本文对于含有对流与蒸发表面的有限厚度材料,在遭受一脉冲表面热流作用时的双曲型热传导进行了分析。鉴于表面热流的阶跃变化的微分为 $\delta$ 函数,给数值处理带来困难,本文采用热势函数对常规的双曲型热传导方程进行了变换,以消除数值处理上的困难,对用热势函数描述的双曲型方程用有限差分法进行了数值求解。通过对无对流与蒸发边界的材料双曲型热传导数值解与分析解的对比可以看出,本文的方法与求解是切实可行的。通过对有对流与蒸发及脉冲热流作用表面的材料的双曲型温度变化的数值求解,可得到以下几点结论:

- (1) 不管是表面有无对流与蒸发,在双曲型热传导情形下,表面脉冲热流的作用都会造成表面温度与内部温度的脉冲升高。
- (2) 当环境温度与材料初始温度一致时,表面对流的存在将会造成材料的表面温度与内部温度降低,而表面蒸发的存在,将会使温度更进一步的降低。
- (3) 蒸发表面的存在可以使得由于非傅立叶效应而带来的温度阶跃现象相对减弱。这就启示我们可以通过对材料表面施以蒸发冷却并加以控制从而达到控制材料内部与表面的超急速瞬态非傅立叶温度响应。
- (4) 在表面有蒸发时,表面蒸发量的变化呈现与温度变化相类似的特征。在脉冲热流作用下,在较短的无量纲时间尺度 $\xi$ 内,双曲型表面蒸发量比傅立叶条件下大许多,因此采用连续脉冲干燥可以增加干燥强度。

## 参考文献

- [1]Z.Zhang and D.Y.Liu , Hyperbolic heat propagation in a spherical solid medium under extremely high heating rates, 7th AIAA/ASME Joint Thermophysics and Heat Transfer Conference, USA, 1998
- [2]Mitra, K., Kumar, S., Vedavarz, A., and Moallemi, M.K., Experimental evidence of hyperbolic heat conduction in processed meat, Journal of Heat Transfer ,1995, 117, 568-573
- [3]Kaminski, W., Hyperbolic heat conduction for materials with a non-homogeneous inner structure, Journal of Heat Transfer, 1990, 112, 555-560
- [4]A.Barletta and E.Zanchini, A thermal potential formulation of hyperbolic heat conduction, Submitted to Journal of Heat Transfer.

# 复杂结构平板传热数值分析\*

吴俊云 陈芝久

上海交通大学制冷及低温工程系, 上海, 200030

**摘 要:** 空调汽车的围护结构可视由有多层不同的材料及钢制骨架构成的复杂平板结构, 以太阳辐射和强迫对流为外边界条件, 数值分析了非稳态情况下复杂结构平板三维温度场分布, 为空车室内空气流场温度场及空调负荷的准确计算提供依据, 也为空车室内舒适环境的研究奠定基础。

**关键词:** 空调客车, 围护结构, 温度场, 热桥, 附加传热损失

空调汽车的围护结构可视由有多层不同的材料构成的复杂平板结构, 是空调客车整体不可分割的部分。客车空调效果不仅取决于其制冷空调系统, 而且还跟围护结构的隔热性能密切相关。围护结构之中的骨架断面并不是规则的几何形状, 并在围护结构的传热损失中起着重要作用, 形成热桥, 造成局部附加热量损失<sup>[1]</sup>。目前汽车空调的负荷计算中, 客车厢体传热过程分析采用的基本上是稳态模型和车室分区的非稳态的传热模型<sup>[2]</sup>, 把围护传热计算简化为多层平壁传热形式, 而忽略其中的钢制骨架的传热作用, 采用一维稳态或非稳态的传热模型进行传热计算, 而实际上由于车厢体骨架的存在, 隔热层组织在此出现断点, 使车厢体传热特性呈现明显的各向异性, 一维计算结果必然存在较大的偏差。

本文以空调客车厢体结构为研究对象, 以太阳辐射和强迫对流为外边界条件, 利用有限差分法分析了非稳态情况下三维温度场的分布, 为空车室内空气流场温度场及客车空调负荷的准确计算提供依据, 也为空车室内舒适环境的研究奠定基础。

## 1 物理模型分析

客车的骨架一般是由槽钢构制的, 可以将空调客车厢体结构简化为如图(1)所示的多层材料的组合体(由里到外分别为聚氨脂发泡板、隔热棉毡、外蒙皮钢板), 其断面结构是比较复杂和不规则的。在外界气温和太阳辐射作用下客车厢体组织不断地吸热、蓄热、放热和导热<sup>[3]</sup>, 同样由于钢制骨架(图2)的存在, 造成车室内外表面

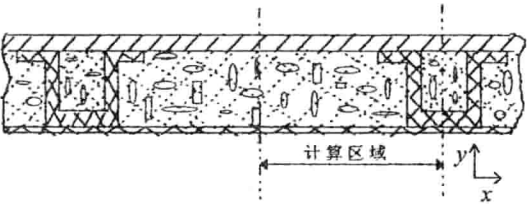


图1 客车厢体维护结构简化模型

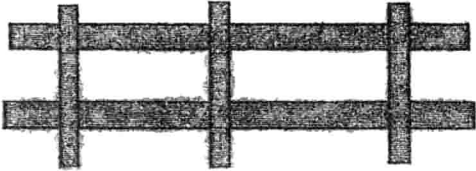


图2 客车厢体骨架结构简化模型

\* 上海市汽车工业集团总公司和高校博士点科研基金资助

的温度分布的不均匀,又由于汽车运动的随机性和太阳辐射的时变性,导致了空调客车厢体围护结构的传热过程的非稳态性。

## 2 传热数学模型及边界条件

客车厢体维护结构具有对称性,且为了便于进行数值模拟和节省机时,故只对厢体的对称单元(图1)进行数值计算,其余部分由对称性可得。

维护结构断面不规则,为了处理不同材料层的温度关系,且便于编制具有实用性的通用程序,这里把厢体复杂的多层材料看作变物性的;另外还假设:(1)认为空调车室内气流组织良好,车室内空气温度分布均匀且初始温度相同;(2)厢体外表面直接接受的辐射部分只考虑太阳辐射,且均匀地分布在外边面上;(3)各层材料之间接触是紧密结实的,可忽略接触热阻;(4)无内热源。这样,可建立如下客车厢体传热数学模型:

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial \tau} = \frac{\partial}{\partial x} \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial z} \right) \quad (1)$$

式中  $\rho$ 、 $c_p$ 、 $\lambda$ 、 $T$ 、 $\tau$  分别为材料的密度、比热容、导热系数、温度、时间

基于以上假设,空调客车围护结构内表面热流为:

$$q_{B_{i,n,k}} = \alpha_m (T_{i,n,k} - T_\infty) \quad (2)$$

式中:  $q_{B_{i,n,k}}$  为客车厢体内表面节点单元的热流,  $\alpha_m$  为厢体内表面的对流放热系数,  $T_{i,n,k}$  为客车厢体内表面节点单元的温度,  $T_\infty$  为空调车室内的空气温度。

车室内表面的边界条件属于第三类边界条件。为了便于编制通用程序和节省机时,采用附加源项法<sup>[4]</sup>,把这部分换热量作为与内边界相邻的控制体的当量源项,这样处理并不会破坏热平衡,对此控制体建立起来的离散方程可以不包含内边界节点的未知温度值。

空调客车围护结构外表面直接接触室外空气和太阳辐射作用。因此,在计算维护结构外表面的温度时,要考虑多种传热因素的综合作用:太阳辐射、室外气温以及外表面换热系数值随车速变化等因素。则外表面的温度分布为:

$$T_{i,1,k} = T_m(j) = T_w + \frac{\varepsilon I(j)}{\alpha + \kappa(i)} \quad (3)$$

式中:  $T_{i,1,k}$  为客车厢体外表面的温度分布,  $\varepsilon$  为外表面的吸收系数,  $\alpha$  为外表面的对流放热系数,  $\kappa(i)$  为厢体的传热系数,  $I(j)$  为  $j$  时刻的太阳辐射强度,  $T_m(j)$  为  $j$  时刻外表面的日照综合温度,  $T_w$  为室外气温。

外表面的对流放热系数  $\alpha$  随车速变化而变化,其计算方法为<sup>[3]</sup>:

$$\alpha = 11.63(4 + 12\sqrt{v}) \quad (4)$$

式中:  $v$  为客车实际的行驶速度。

## 3 模型方程的求解

采用完全隐式格式及高斯-赛德尔迭代求解。为了解的真实性与准确性,采用分步

步长计算,对骨架影响剧烈的区域采用小步长,而影响较小的区域加大步长,计算区域的网格为  $12 \times 8 \times 32$ , 网格划分采用先定控制体后定节点(即内节点法),且使各层材料的接触面为控制网格的界面。由于客车维护结构比较薄,内部温度场很快就趋于稳定,故计算时间及时间步长不宜选得过长,在本文的迭代中时间步长采用  $2\text{ s}$ 。

#### 4 计算结果分析

计算时选用上海市夏季中午 12 时的太阳辐射值作为计算区域的外表面辐射边界条件,空调客车车速为  $40\text{ km/h}$ , 客车空调开启后  $5\text{ min}$  内的客车厢体车顶结构组织内温度场的变化情况。由计算结果发现,钢制骨架的存在严重影响了客车厢体平壁内的温度场分布,从而直接影响其传热特性,加大了空调客车室内的冷热损失,影响其空调效果。

(1) 由于在外界气温和太阳辐射作用下客车厢体组织不断地吸热、蓄热、放热和导热,客车厢体隔热层温度场的分布在  $3\text{ min}$  后趋于稳定;

(2) 图 3~4 分别为计算工况的空调客车车顶维护结构骨架处的温度场分布,车厢体骨架的存在,隔热层组织在此出现断点,形成热桥传热,在骨架处的温度梯度较大,此处传热量较大,使车厢体传热特性出现明显的各向异性;

(3) 图 5~6 分别为计算工况时计算区域内外表面的温度分布情况,可以看出,计算区域外表面上各点的温差最大达到  $1.5\text{ }^{\circ}\text{C}$ ,而内表面温差最大达到  $3.5\text{ }^{\circ}\text{C}$  以上,空调客车围护结构温度场及内外表面的温度分布严重不均匀,这主要是由于钢制骨架存在处,传热系数  $\kappa$  值较大,而其他地方相对较小,因而此处内表面的温度较高,而外表面温度相对来说较低;

(4) 图 7 为计算工况下计算区域内表面上热流量分布情况,计算区域内表面的热流分布很不均匀,最大处相差近  $0.3\text{ w}$ ,在骨架存在处较大,其他地方相对较小,且在主骨架处有显著的增大,热流就大量地经此流入或流出,造成空调负荷的增大,从而空调系统的增加能耗。

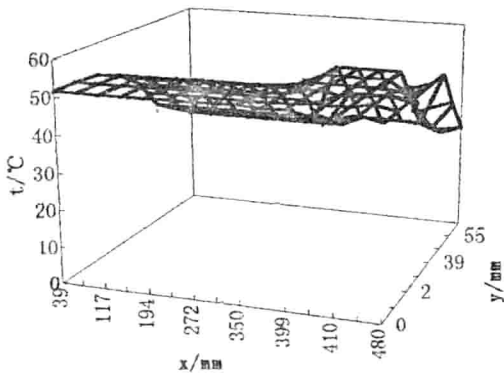


图 3 主骨架横截面(未通过支骨架)上的温度场分布

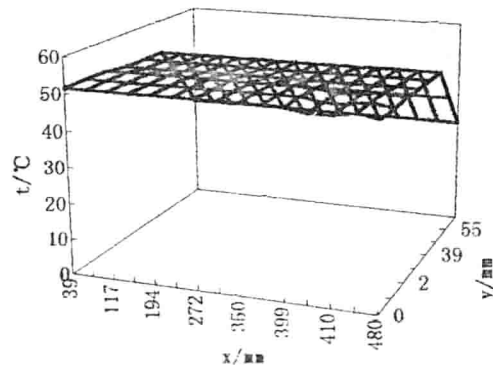


图 4 支骨架纵向截面上的温度场分布

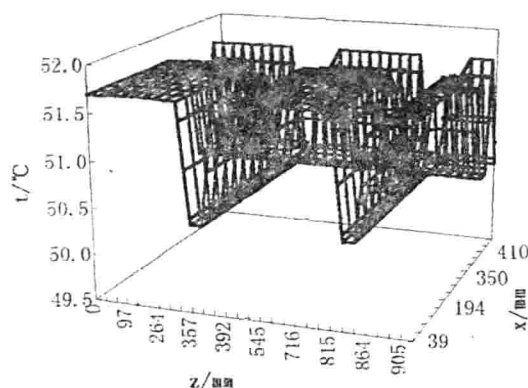


图 5 外表面上的温度场分布

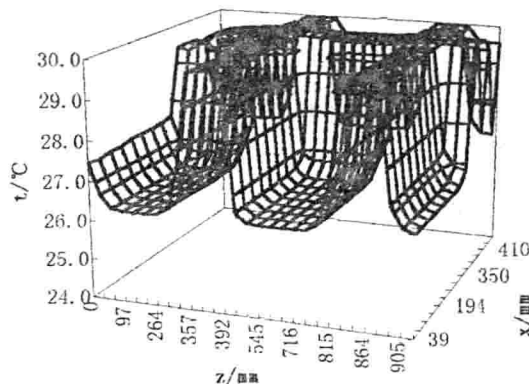


图 6 内表面上的温度场分布

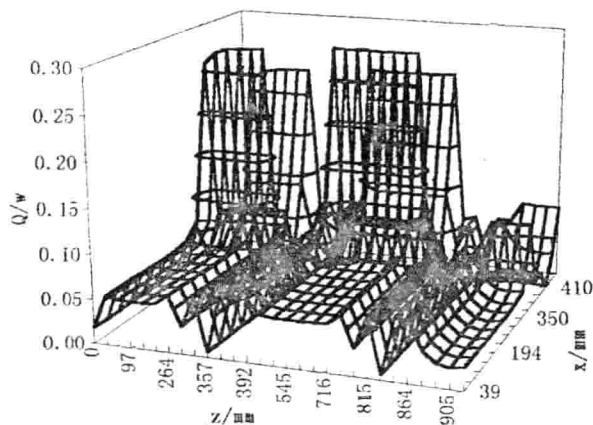


图 7 车厢体内表面的热流分布

(以上图中  $x, y, z$  分别表示计算区域的宽度、厚度及长度方向,  $t$  表示温度)

处)与外蒙皮之间的接触面积是减少车身围护结构热负荷的一种有效措施;

(3) 本文的计算结果可为空调客车室内空气流场与温度场的准确计算提供依据,亦可为车室内的舒适环境研究奠定初步的基础;

(4) 能为空调客车隔热层设计提供理论指导。

## 5 结论

(1) 由骨架形成的热桥传热引起的内外表面温度分布的不均匀较为严重,并由此引起的空调客车室内的附加冷热损失不能忽略,传统的车厢体结构存在较大的缺陷,不能适应空调客车发展及能源危机的现状,有必要采取有效的隔热措施来减小能量损失;

(2) 由于车身骨架与内外层车身组织紧贴,热量由热桥处(尤其主骨架处)大量地传入;故减少车身骨架(特别是主骨架

## 6 参考文献

1. Mahdavi A. Computational Frameworks for Numerical Assessment of Steady-State Conductive Heat Transfer through Thermal Bridges. ASHRAE Trans. 1993, 99(1), 301-307
2. 陈家祥, 王宜义, 空调车室传热数学模型及冷负荷计算, 西安交通大学学报, 1992, 26(1), 117-124
3. 吴宝志. 汽车空调. 北京: 宇航出版社. 1991. 10-20.
4. 陶文全. 数值传热学. 西安: 西安交通大学出版社. 1988. 7. 62-93