平行平板通道中壁面凸出块 热源的强迫对流换热

FORCED CONVECTION ON WALL-PROTRUDED HEAT BLOCK IN PARALLEL FLAT PLATES

丁小江^{} 辛明道** Ding Xiaojiang Xin Mindao (重庆大学工程熱物理研究所)

摘 要 用数值计算法对平行平板通道内二维凸出块热源的强迫对流换热进行了研究。分析了通道中的流场和温度场变化,详细计算了热源各个表面的换热以及热源高度变化的影响,整理出各个表面平均换热以及整个热源总为平均换热关系式。雷诺数变化范围: 100 ≪ Re ≪ 1500,热源相对高度变化:1/8 ≪ h/H ≪ 1/2。热源块总的平均换热关系式:

 $\overline{Nu_{a}} = 1,0377 Re^{0.37} \cdot (h/H)^{-0.17}$

一 关键词 强迫对流;数值分析;通道流;局部热源 中国图书资料分类法分类号 TK12.124

ABSTRACT A two dimensional numerical analysis has been presented to determin the forced convection on wall-protruded heat block in parallel flat plates. The distributions of velocity and temperature in channel are analyzed, and the heat transfer on each surface and the effect of height of heat block are calculated in detail for range of Reynolds numbers $100 \le Re \le 1500$. The relative heights (height of block by height of channel) of h/H are 1/8, 1/2 and 1 respectively. The overall heat transfer of block has been correlated by an equation of the form; $\overline{Nu_m} = 1.0377Re^{0.57} \cdot (h/H)^{-0.17}$.

KEY WORDS forced convection; numerical analysis; channel; local heat source

0 前 言

平行平板通道内的流动和传热是传热学研究的一个经典问题,最典型的热边界条件是 等温壁面或等热流壁面,或者一个壁为等温,另一个为等热流的组合,这样的问题有精确分 析。但实际工程中多存在不规范的流动和传热边界,例如壁面某一位置上存在一个小热源, 热源表面既非等温,也非等热流。通道中的流场和温度场将比较复杂,这样的问题难于获得 分析解,要定量分析流动和传热特性,只能借助于数值计算。

** 博士研究生

. . ..

^{*} 收文日期 1990-10-5

电子设备中印刷电路板的冷却就是这一问题的典型例子。冷却气流流过板上元件时,产 生分离,形成回流涡。早期的相关研究如文献[1]研究了流过垂直平板的紊流分离流,文献 [2]从实验上确定了垂直板后分离区的局部换热系数;文献[3]通过一系列实验得到了流过 截面为矩形(长高比为4)的二维定壁温方柱表面的换热,以及表面压力变化;文献[4、5]研究 了突扩台阶后的传热,得到了分离区局部及平均的换热关系;文献[6]对突变台阶前表面的 流动进行了研究;文献[7]用数值法计算了平壁上一凸出块的平均换热以及长高比变化的影 响。缝隙流也是与之相近似的分离流问题,文献[8]计算了凹腔内各个表面的换热以及凹腔 深度变化的影响。

上述所有研究的热边界条件都是等壁湿。尽管许多文献都对非流线体的流动和传热进行了研究,但通道中壁面凸出的非流线体的流动和传热研究并有多,也缺少对各个表面局部 及平均换热的详细计算,尤其对热源表面既不等温也不等热流的问题还未见报道。鉴于此, 本文对通道中壁面凸出的非流线体(矩形)热源进行了计算,以解决电子元件冷却为研究目 的,并考虑热源为均匀发热体。

1 问题的描述和计算方法

图1是平行平板通道中壁面具有凸出热源的传热模型。考虑整个通道中的流动为层流, 描述这一问题的控制方程(无量纲化)如下:

连续方程,
$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial v}{\partial t} = 0$$
 (1)

动量方程:
$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = \frac{v}{Re} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) - \frac{\partial p}{\partial x}$$
 (2)

$$u\frac{\partial v}{\partial x} + v\frac{\partial v}{\partial y} = \frac{v}{Re}\left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2}\right) - \frac{\partial p}{\partial y}$$
(3)

能量方程:
$$u\frac{\partial\theta}{\partial x} + v\frac{\partial\theta}{\partial y} = \frac{k}{Pe \cdot c} \left(\frac{\partial^2\theta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\theta}{\partial y^2} \right) + \frac{1}{Pe \cdot c} \frac{1}{l \cdot k} f(\Omega)$$
 (4)

式中
$$f(Q) = \begin{cases} 1 & 2 & \text{间 FE}(x, x, y) \\ 0 & Q = 流体区 \end{cases}$$

$$1-2: u = 6y(1-y), v = 0, \theta = 0$$
(5)

$$2-3(1-4), \ u = 0, v = 0, \frac{\partial\theta}{\partial y} = 0 \tag{6}$$

$$3-4: \frac{\partial u}{\partial x} = 0, v = 0, \frac{\partial \theta}{\partial x} = 0$$
(7)

以通道高度 H = 1,考虑进口气流充分发展,为了不使计算受进出口影响,凸出块上、下游距进出口距离分别为 $L_1 = 3$, $L_2 = 11.5$ 。计算区域划分为非均匀网格,在凸出块及壁面附近网格细密,共划 96 × 24 条网格线。有限差分数值法采用 SIMPLE 方案^[9]。动量和能量方程在每一个计算点周围的控制容积内积分。压力、温度及其它标量参数以控制容积中心为主节点计算,而速度则在主节点的控制容积界面上计算,因而 u,v 的控制容积相对于主





_____.

1991年

控制容积分别在 s、y 方向上移动半个网格,构成交错网格。整个计算区域包括流体区和热源 所占固体区,二者进行耦合求解,热源与流体相接触的表面为内节点,自动满足无滑移条件, 在计算流体区流场和温度场的同时,也计算了固体区内部的温度场。由于求解问题具有非线 性,所以求解过程也具有迭代性,即使对于代数方程也需采用迭代求解。在求解代数方程时, 采用 ADI(交错方向迭代),并附以块修正促进收敛,迭代时速度项采用亚松驰(a = 0,5)。由 于温度与速度没有耦合关系,所以先算出稳定的流场后再计算温度场。计算在 M340 型机上 进行,迭代次数为 300,所用最大 CPU 时间为 20 分钟,收敛性判断 e < 10⁻⁵。

2 计算结果

本文采用无量纲参数进行描述和计算。 $H_{*}U_{0}$ 、Q分别为几何、流动和热特征参数,所选 定的几何参数如图1所示。 $H = 1, L = 15, L_{1} = 3.0, L_{2} = 11.5, l = 0.5, h/l分别为: 1/4, 1/2, 1, 对应 h/l 分别为: 1/8, 1/4, 1/2, 气流雷诺数: 100 <math>\leq Re \leq 1500$ 。

2.1 流场和温度场分布



图 2 通道中的流场分布

图2是通道中流线分布图。由于凸出块存在、流动出现分离,形成涡区,涡区随雷诺数增加而变大、也随凸出块高度的增加而增大。在凸出块后面,流动类似突扩通道,但回流涡区比突扩通道大,下游一定距离后,流动重附着。以图2(b)为例,在 Re = 1500, h = 0.25 时,重附 点大约离后表面 6/ 左右。在前表面,气流遇凸出块,流动滞止,然后沿表面向上绕流,在下部 也形成回流区,但与后面相比,区域较小,有时甚至不明显。在顶面,气流绕过前缘点后,不可 能贴着表面流动,仍要产生分离,甚至可能出现回流,但回流区并不总是出现,与 Re、h、h/H 等参数变化有关。

图 3 是通道中的温度场分布图。起始线"1"的 0 = 0.005,最大等温值对于(a)、(b) 分别 为 0 = 0.3、0.065。由于通道下壁存在热源,使热源及下壁附近气流温度升高,当气流贝克列 数 Pe 增大时,换热加强,热源内部温度低,气流温度高,热源前面的热边界层厚度变小。顶面 的热边界层大约为热源高度的 1/3。热源后面的热影响区随 Pe 增大而减小,热源内部最高温 度出现在靠壁面中心稍后一点。



图 3 通道中的温度场分布

2.2 各个表面的局部换热

.

.







图 5 热源块顶面的局部努谢尔特数分布

热源前后面及顶面的局部努谢尔特数 Nu 变化如图4、5所示。从图4可知,前表面的换热 高于后表面,沿 y 方向, Nu 逐渐增加, 而后表面的 Nu 变化是先增加后下降, 最后接近顶部又

-

- - - - -

有回升,对于雷诺数 Re 较大时这一规律明显,下降点和回升点随 h 和 Re 的变化而不同,h 和 Re 增大,下降点和回升点均向顶部移动。从图 5 可知,顶面的 Nu沿 x 方向逐渐下降,在前缘点 最大。同时,沿 x 方向 Nu 的变化梯度逐渐减小。值得注意的是,对图 5(a),当 Re 较大时,Nu 在 中间位置有一低谷,而且 Re 越大,低谷越明显,这是因为当 h 和 Re 较大时,顶面气流分离剧 烈,在中心位置出现局部回流区,使换热减弱。

2.3 平均换热关系式

相对于气流,由于各个表面所处位置不同,其换热 特性不同,换热准则关系也有差异。后表面处于回流 区,换热过程靠涡的缓慢运动而进行;前表面正对气 流,气流滞止后沿表面绕流,其换热强度也较弱,但高 于后表面;顶面平行于气流,流动相对要快得多,是整 个热源块的主换热面,其换热规律相近于大平板层流 强迫对流的规律,即 N。 ∞ Re^{0.5}。各个表面的换热随气 流 Re 和热源相对高度 b/H 变化的综合影响总结如下;

前面: $\overline{Nu_f} = 2.4668Re^{0.2204} \cdot (h/H)^{-0.1336}$ (8) 后面: $\overline{Nu_f} = 0.6023Re^{0.2366} \cdot (h/H)^{-0.1365}$ (9)

顶面: $\overline{Nu}_{i} = 1.5367 Re^{0.4182} \cdot (h/H)^{0.0693}$ (10)

从式(8)~(10)可知,h/H的变化对平均 Nu的影

响,在前、后面与顶面相反,随 h/H 增加,顶面 Nu 增大, 图 6 热源块总平均换热关系 而前、后面则减小。考虑整个热源块所有表面的总平均换热;

$$\overline{Nu_m} = \frac{1}{2h+l} (\overline{Nu_f} \cdot h + \overline{Nu_r} \cdot h + \overline{Nu_l} \cdot l)$$
(11)

根据式(11)算出总平均换热关系式。

$$\overline{Nu_{\pi}} = 1.3972 Re^{0.3821}, h/H = 1/8, h/l = 1/4$$
(12)

$$\overline{Nu_{m}} = 1.4286 Re^{0.3608}, h/H = 1/4, h/l = 1/2$$
(13)

$$\overline{Nu_{n}} = 1.\ 2822Re^{0.\ 3558}, h/H = 1/2, h/l = 1$$
(14)

最后,再考虑 h/H 的影响,得到整个热源随 Re 和 h/H 变化的总平均换热关系式, $\overline{Nu_n} = 1,0377 Re^{0.3715} \cdot (h/H)^{-0.1748}$ (15)

式(15)的结果见图6,其拟合离散度为±2.4%。由此可知,通道中凸出块热源总的平均换热随高度的增加而减弱。

3 结 论

对平行平板通道内壁面有凸出热源块的强迫对流进行的研究表明,热源块所处方位不同,各个表面的气流流动和换热规律各不相同。顶面为主换热面,变化规律类似大平板对流,前后表面换热较小,尤其后表面,其换热机理比较复杂,规律也不明显,在相关文献中都没有一致的结果。本文的研究,对电子元件,换热器及核反应堆等许多领域的热设计或冷却系统的传热分析,有参考意义。



32

符号说明

c, 固体与流体单位热容的比值 $c = (\rho c_{0})_{0}/(\rho c_{0})_{0}$ h: 热源块高度 [m] H:通道高度 [##] k: 固体与流体导热系数的比值 $k = k_s/k_r$ 4: 熱源块长度 [m]L: 通道长度 [m] Nu、局部努谢尔特数 $Nu = \alpha \cdot H/k_f$ Nu: 各个表面平均努谢尔特数 Nug: 整个表面总平均努谢尔特数 Pe: 贝克列数 Pe = Re · Pr Pr: 普朗特数 Q: 热源块单位长度的发热量 [w/m] $Re: 气流雷诺数 Re = U_0 \cdot H/v_f$ To: 气流进口温度 [k] Uo: 气流进口平均速度 [m/s] θ : 无量纲温度 $\theta = (T - T_0)/(Q/k_i)$ v: 固体与流体动力粘性系数比 $v = v_s/v_f$

参考文献

- I Hanson F B and Richardson P D. Mechanics of Turbulent Separated Flow as Indicated by Heat Transfer. A Review symposium on separated Flow, New York, ASME, 1964, 102~118
- 2 Sogin H H. A summary of Experiments on Heat Transfer from the Rear of Bluff Obstactes to Low Speed Airstream, J. Heat Transfor, 1964, 86(2); 200~202
- 3 Mecormick D C, Lessmann R C and Test F L. Heat Transfer to separated Flow Region from a Rectangular prism in a Cross-Stream. ASME paper No. 83-HT-28.
- 4 Aung W. An Interferometric Investigation of separated Forced Convection in Laminar Flow Past Cavities J. Heat Transfer, 1983, 105, 505~512.
- 5 Aung W, Baron A and Tsou F K. Independency and Effect of Initial Shear-Layer Thickness in separated Flow and Heat Transfer. Int. J. Heat and Mass Transfer, 1985, 28(9):1757~1771
- 6 Baron A. Tsou, F K and Aung W. Flow Field and Heat Transfer Associated with Laminar Flow Over a Forward-Facing Step. Heat Transfer-1986, 1077~1082
- 7 Haleh S S and Huang D Y. Numerical Computation of Laminar Separated Forced Convection on Surface-Mounted Ribs. Numerical Heat Transfer, 1987, 12, 335~348
- 8 Bhatti A and Aung W. Finite Difference Analysis of Laminar Separated Forced Convection in Cavities J. Heat Transfer, 1984, 106(2): 49~54
- 9 Patankar S V, Numerical Heat Transfer and Fluid Flow, New York, Hemisphere Publishing Company, 1980