

微、纳米尺度下圆盘焓耗散率最小构形优化*

陈林根[†] 冯辉君 谢志辉 孙丰瑞

(海军工程大学, 热科学与动力工程研究室; 海军工程大家, 舰船动力工程军队重点实验室; 海军工程大学, 动力工程学院, 武汉 430033)

(2013年2月7日收到; 2013年3月22日收到修改稿)

基于构形理论, 以焓耗散率最小为优化目标, 在微、纳米尺度下对圆盘导热问题进行构形优化, 得到尺寸效应影响下的无量纲当量热阻最小的圆盘构造体最优构形. 结果表明: 在微、纳米尺度下, 尺寸效应影响下的圆盘构造体最优构形与无尺寸效应影响时的圆盘构造体最优构形有明显区别. 存在最佳无量纲高导热材料通道长度使无量纲当量热阻取得最小值; 随着扇形单元体数目的增大, 最小无量纲当量热阻先减小后增大, 存在最佳的扇形单元体数目使得无量纲当量热阻取得双重最小值, 这与常规尺度下圆盘构造体相应的性能特性明显不同. 焓耗散率最小的圆盘构造体焓耗散率比最大温差最小的构造体焓耗散率降低了 7.31%, 也即圆盘构造体的平均传热温差降低了 7.31%. 微、纳米尺度下基于焓耗散率最小的圆盘构造体最优构形能够降低圆盘构造体的平均传热温差, 同时有助于提高其整体传热性能. 本文工作有助于进一步拓展焓耗散极值原理的应用范围.

关键词: 构形理论, 焓耗散率最小, 微、纳米尺度, 广义热力学优化

PACS: 44.10.+I, 44.05.+e, 61.46.-w

DOI: 10.7498/aps.62.134401

1 引言

为解决电子器件的冷却问题, Bejan 首先应用构形理论^[1-3]以最大温差最小为优化目标对矩形构造体^[4]进行了构形优化. 此后, 许多学者应用这一理论对“体-点”导热问题进行了相关研究^[5-8]. 与此同时, 构形理论也被引入到圆盘导热问题的优化中. Rocha 等^[9]以最大温差最小为优化目标研究了“盘点”导热问题, 得到了辐射状和树状高导热材料的圆盘构造体最优构形. 此后, Rocha 等^[10]、Xiao 等^[11,12]分别用有限元计算方法、焓耗散极值原理、释放构造体约束等方法对文献^[9]的“盘点”导热模型重新进行了构形优化, 得到了导热性能最优的圆盘构造体最优构形. da Silva 等^[13]通过从圆周向圆心布置高导热材料的方式, 对圆心处不能添加高导热材料的圆盘构造体进行了构形优化, 降低了圆盘构造体的极限温度. Chen 等^[14]进一步以焓耗散率最小为优化目标, 对文献^[13]的圆盘构造体重新进行了构形优化, 得到了整体导热性能最

优的圆盘构造体最优构形.

相对于常规尺度的传热问题, 微尺度传热问题是另一类重要问题^[15-20]. 在“体点”导热构形问题的研究中, Gosselin 和 Bejan^[20]考虑了微、纳米尺度下尺寸效应对高导热材料导热性能的影响, 以最大温差最小为优化目标在微、纳米尺度下对矩形“体点”导热问题^[4]重新进行了构形优化, 得到了微、纳米尺度下新的矩形构造体最优构形. 然而最大温差最小目标仅能反映“体点”内最大热阻的最小值, 并不能反映“体点”的平均散热性能. 过增元等^[21,22]提出了新的物理量“焓”(文献^[23]曾称之为热量传递势容)和“焓耗散极值原理”, 基于焓耗散定义的多维导热问题中反映平均散热性能的当量热阻, 并从导热机理、电热模拟试验等角度^[24-26]对焓的物理意义作了进一步地阐述, 此后许多学者基于焓理论对各种传热传质问题进行了分析和优化^[7,8,11,14,27-41], 得到了不同于熵产理论^[42-44]的新结论. 在微尺度传热方面, Feng 等^[39]将焓耗散极值原理引入到微、纳米尺度下的“体点”导热构形优化问题中, 得到了不同于常规尺

* 国家自然科学基金(批准号: 51176203, 51206184)和湖北省自然科学基金(批准号: 2012FB06905)资助的课题.

[†] 通讯作者. E-mail: lgchenna@yahoo.com, lingenchen@hotmail.com

度下的矩形和三角形构造体最优构形, 提高了构造体整体导热性能. 本文将在文献 [13, 14] 的基础上, 以能耗散率最小为目标, 在微、纳米尺度下对圆盘导热问题重新进行构形优化, 得到尺寸效应影响下的圆盘构造体最优构形, 并比较不同目标下圆盘构造体的最优构形.

2 火积耗散的定義 [21]

文献 [21] 中定义了一物体所具有的热量传递的总能力——物理量熵 (E_{vh})

$$E_{vh} = \frac{1}{2} Q_{vh} U_h = \frac{1}{2} Q_{vh} T, \quad (1)$$

式中, $Q_{vh} = Mc_v T$ 为物体的定容热容量, U_h 或 T 是温度, 即热势. 由此得到了单位时间单位体积内熵的耗散, 称为熵耗散函数

$$\dot{E}_{h\phi} = -\dot{q} \cdot \nabla T, \quad (2)$$

式中, $\dot{q}$ 为热流密度矢量, ∇T 是温度梯度.

“体点”导热问题中, 整个体积中的熵耗散率 $\dot{E}_{vh\phi}$ 为

$$\dot{E}_{vh\phi} = \int_V \dot{E}_{h\phi} dv, \quad (3)$$

式中, v 为控制体的体积.

在此基础上, 可得到给定热流边界条件的多维导热问题, 物体的当量热阻 R_h 为

$$R^h = \dot{E}_{vh\phi} / \dot{Q}_h^2, \quad (4)$$

式中, $\dot{Q}_h$ 是热流. 则多维导热问题的平均温差可以表示为

$$\Delta \bar{T} = R^h \dot{Q}_h. \quad (5)$$

3 圆盘构造体导热模型

如图 1 所示 [13], 圆盘区域内 (半径为 R , 导热率为 k_0 , 厚度为 W) 各点均匀产热 (产热率 q'''), 热流汇聚到 N 根高导热材料通道中 (长为 L , 宽为 D , 导热系数为 k_x , $k_x \gg k_0$), 最后从圆周侧的通道末端流出 (温度 T_{min}).

根据高导热材料的分布, R 圆盘可分成 N 个等份扇形 (如图 2 所示), 每个扇形顶角为 $\theta = 2\pi/N$. 除圆周侧高导热材料通道的末端外, 扇形径向边界 (虚线) 和圆弧边界都是绝热的. 高导热材料占比 ϕ 定义为高导热材料总量占整个圆盘的比例, 即 $\phi = DLN/(\pi R^2)$. 假设 $N \gg 1$ 且 $\phi \ll 1$, 则每个扇

形可近似为一个等腰的三角形单元体. 如图 2 所示, 三角形单元体可以分成两部分, 接近圆心的不含高导热通道的楔形前端末梢和含高导热通道的梯形区域.

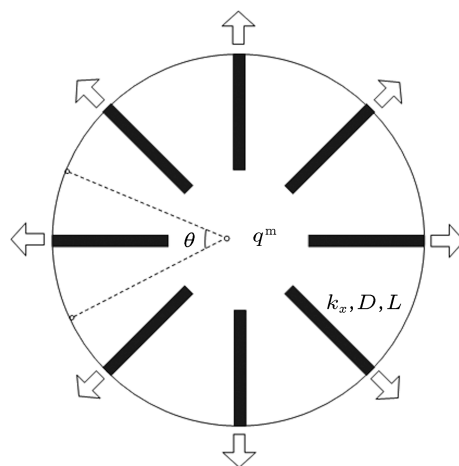


图 1 圆盘导热模型 [13]

楔形前端末梢部分的熵耗散率 $\dot{E}_{vh\phi,tip}$ 由楔形前端末梢部分热流率 $\dot{q}_{tip}$ 内部流动的熵耗散率 $\dot{E}_{vh\phi,tip0}$ 和 $\dot{q}_{tip}$ 流经高导热通道的熵耗散率 $\dot{E}_{vh\phi,tip1}$ 两部分组成.

由文献 [14] 可知, 楔形区域内的温度分布和熵耗散率分别为

$$T(r) - T_0 = \frac{q'''}{4k_0} [(R-L)^2 - r^2], \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \dot{E}_{vh\phi,tip0} &= \int_0^{R-L} \theta W q''' [T(r) - T_0] r dr \\ &= \frac{q'''^2 W (R-L)^4 \theta}{16k_0}. \end{aligned} \quad (7)$$

接近圆心的不含高导热通道的楔形前端末梢部分的热流率 q_{tip} 为

$$q_{tip} = q''' \frac{\theta}{2} (R-L)^2 W. \quad (8)$$

当 $N \gg 1$, $k_x \gg k_0$ 且 $\phi \ll 1$ 时, 梯形区域足够细长, 则梯形区域内 k_0 材料中热流方向可认为平行于 y 轴, 高导热通道中的热流方向可认为平行于 r 轴. 在不考虑高导热通道导热系数随其长度变化的情况下, 导热通道中的一维导热微分方程为

$$\frac{d}{dr} \left(-k_x DW \frac{dT}{dr} \right) = q''' W [\theta (R-L+r)], \quad (9)$$

其边界条件为

$$-k_x DW \frac{dT}{dr} \Big|_{r=0} = q_{tip}, \quad (10)$$

$$T = T_{\min}, \quad r = L. \quad (11)$$

由 (9)—(11) 式可得

$$T(r) - T_{\min} = \frac{q''' \theta}{k_x D} \left[\frac{(R-L)(L^2 - r^2)}{2} + \frac{L^3 - r^3}{6} + \frac{(R-L)^2(L-r)}{2} \right]. \quad (12)$$

当 $r = 0$ 时, 有

$$T_h - T_{\min} = \frac{q''' L \theta (L^2 - 3LR + 3R^2)}{6Dk_x}. \quad (13)$$

当高导热材料通道宽度微细到微、纳米级别之后, 高导热材料的导热系数会因通道内的尺寸效应而发生改变. 文献 [20] 用 (14) 式所示的模型来反映尺寸效应下高导热材料导热系数的变化

$$\frac{k_x}{k_b} = \begin{cases} \frac{D}{\lambda}, & (D \leq \lambda), \\ 1, & (D > \lambda), \end{cases} \quad (14)$$

式中, λ 为高导热材料通道产生尺寸效应的临界点 (10—100 nm), 且不考虑高导热通道导热系数在长度方向上的变化. 当高导热材料通道宽度 D 很大时, 高导热材料导热系数为 k_b (常数); 当高导热材料通道宽度 D 小于等于极限值 λ 时, 高导热材料导热系数将受到尺寸效应的影响, 其大小与宽度 D 有关. 考虑高导热材料通道宽度 $D \leq \lambda$, 此时尺寸效应影响下的 D 通道高导热材料导热系数为 $k_x = k_b D / \lambda$.

楔形前端末梢部分的热流率 q_{tip} 流过高导热通道的焓耗散率 $\dot{E}_{\text{vh}\phi, \text{tip1}}$ 为

$$\begin{aligned} \dot{E}_{\text{vh}\phi, \text{tip1}} &= q_{\text{tip}}(T_h - T_{\min}) \\ &= \frac{q'''^2 W L \theta^2 R \tilde{\lambda} (R-L)^2 (L^2 - 3LR + 3R^2)}{12D^2 k_b}, \end{aligned} \quad (15)$$

式中, $\tilde{\lambda} = \lambda / R$.

当梯形区域内 k_0 材料中热流方向平行于 y 轴时, 梯形区域内 k_0 材料的导热微分方程为

$$\frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{q'''}{k_0} = 0, \quad (16)$$

其边界条件为

$$T = T(r), \quad y = 0, \quad (17)$$

$$\frac{\partial T}{\partial y} = 0, \quad y = \frac{\theta(R-L+r)}{2}. \quad (18)$$

由 (12), (16)—(18) 可得梯形区域的温差分布为

$$T(r, y) - T_{\min}$$

$$\begin{aligned} &= -\frac{q'''}{2k_0} y^2 + \frac{q'''}{2k_0} \theta (R-L+r) y + \frac{q''' \theta}{k_x D} \\ &\quad \times \left[\frac{L^3 - r^3}{6} + \frac{(R-L)(L^2 - r^2)}{2} + \frac{(R-L)^2(L-r)}{2} \right], \end{aligned} \quad (19)$$

则梯形区域的焓耗散率为

$$\begin{aligned} \dot{E}_{\text{vh}\phi, \text{trap}} &= 2W \int_0^L \int_0^{\frac{\theta(R-L+r)}{2}} q''' [T(r, y) - T_{\min}] dr dy \\ &= \frac{L q'''^2 W \theta^2}{240 D^2 k_0 k_b} [4k_0 L R \tilde{\lambda} (10L^2 R - 2L^3 - 20LR^2 + 15R^3) \\ &\quad - 5D^2 k_b \theta (L^3 - 4L^2 R + 6LR^2 - 4R^3)]. \end{aligned} \quad (20)$$

由 (7), (15) 和 (20) 式可得整个圆盘的焓耗散率为

$$\begin{aligned} \dot{E}_{\text{vh}\phi, \text{disc}} &= \frac{2\pi}{\theta} (\dot{E}_{\text{vh}\phi, \text{tip0}} + \dot{E}_{\text{vh}\phi, \text{tip1}} + \dot{E}_{\text{vh}\phi, \text{trap}}) \\ &= \frac{\pi q'''^2 W}{120 D^2 k_0 k_b} \{ -5D^2 k_b [-3R^4 + L^4 (-3 + \theta^2) \\ &\quad - 4L^3 R (-3 + \theta^2) + 6L^2 R^2 (\theta^2 - 3) \\ &\quad - 4LR^3 (\theta^2 - 3)] + 12k_0 L R \theta \tilde{\lambda} (L^4 - 5L^3 R \\ &\quad + 10L^2 R^2 - 10LR^3 + 5R^4) \}. \end{aligned} \quad (21)$$

由 (4) 式可得圆盘当量热阻为

$$R_h^n = \frac{\dot{E}_{\text{vh}\phi, \text{disc}}}{(q''' \pi R^2 W)^2}, \quad (22)$$

式中, 上标 “n” 表示 $D \leq \lambda$ 时, D 高导热材料通道存在尺度效应影响的结果. 将 $\theta = 2\pi/N$, $D = \pi \phi R^2 / (NL)$ 和 (21) 式代入 (22) 式可得圆盘无量纲当量热阻为

$$\begin{aligned} \tilde{R}_h^n &= R_h^n \cdot k_0 W \\ &= \frac{1}{240 \pi^2 \tilde{k} \phi^2} \{ 48 \tilde{L}^3 \tilde{\lambda} N (5 - 10 \tilde{L} + 10 \tilde{L}^2 - 5 \tilde{L}^3 + \tilde{L}^4) \\ &\quad - 10 \pi \tilde{k} \phi^2 [4 \pi^2 \tilde{L} N^{-2} (6 \tilde{L} - 4 \tilde{L}^2 + \tilde{L}^3 - 4) \\ &\quad - 3(1 - \tilde{L})^4] \}, \end{aligned} \quad (23)$$

式中, $\tilde{L} = L/R$, $\tilde{k} = k_b/k$.

当 $D_0 > \lambda$ 时, 不存在尺寸效应影响的 D 通道高导热材料导热系数为 k_b , 其圆盘无量纲当量热阻为 [14]

$$\tilde{R}_h^n = \{ 24 \tilde{L}^2 (5 - 10 \tilde{L} + 10 \tilde{L}^2 - 5 \tilde{L}^3 + \tilde{L}^4) \}$$

$$+5\tilde{k}\varphi[3(1-\tilde{L})^4-4\pi^2\tilde{L}N^{-2}(6\tilde{L}-4-4\tilde{L}^2+\tilde{L}^3)]\}/(120\pi\tilde{k}\varphi), \quad (24)$$

式中, 上标“b”表示 $D_0 > \lambda$ 时, D 高导热材料通道不存在尺寸效应影响的结果.

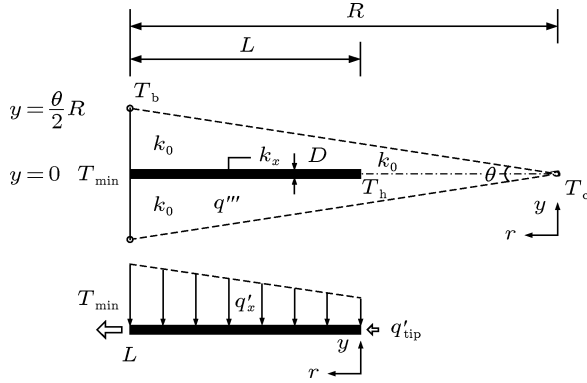


图2 三角形单元体^[13]

4 圆盘构造体构形优化

(23) 和 (24) 式中, 当 $\tilde{k}$, $\tilde{\lambda}$ 和 φ 给定时, 圆盘构造体无量纲当量热阻 $\tilde{R}^n$ 有 无量纲高导热材料通道长度 $\tilde{L}$ 和扇形单元体数目 N 两个独立变量, 可通过优化 $\tilde{L}$ 和 N 对圆盘构造体进行构形优化.

图 3 给出了 $N = 100$, $\varphi = 0.1$ 和 $\tilde{\lambda} = 0.03$ 时不同 $\tilde{k}$ 下圆盘构造体无量纲当量热阻 $\tilde{R}^n$ 与 $\tilde{L}$ 的关系. 从图中可以看出, 给定 $\tilde{k}$ 时存在最佳 $\tilde{L}$ 使 $\tilde{R}^n$ 取得最小值 $\tilde{R}_{h,m}^n$; $\tilde{R}_{h,m}^n$ 随着 $\tilde{k}$ 的增大而减小, 圆盘构造体的导热性能也相应增强. 当 $\tilde{k} = 100$ 时, 能耗散率最小的圆盘构造体最优构形为 $\tilde{L}_{opt} = 0.35$, 其相应的最小无量纲当量热阻为 $\tilde{R}_{h,m}^n = 0.0137$. 由数值计算可知, 最大温差最小的圆盘构造体最优构形为 $\tilde{L}_{opt} = 0.43$, 其相应的无量纲当量热阻为 $\tilde{R}_{h,t}^n = 0.0148$. 能耗散率最小的圆盘构造体能耗散率比最大温差最小的构造体能耗散率降低了 7.31%, 也即圆盘构造体的平均传热温差降低了 7.31%. 因此, 基于能耗散率最小的圆盘构造体最优构形能够提高构造体的整体传热性能.

图 4 给出了不同 φ 下圆盘构造体无量纲当量热阻 $\tilde{R}_{h,m}^n$ 与 $\tilde{\lambda}$ 的关系. 当 $\tilde{\lambda} \geq \tilde{\lambda}_{c,0}$ 时, 能耗散率最小的无量纲当量热阻 $\tilde{R}_{h,m}^n$ 为图 4 中“n”所示的曲线; 当 $\tilde{\lambda} < \tilde{\lambda}_{c,0}$ 时, 能耗散率最小的无量纲当量热阻 $\tilde{R}_{h,m}^b$ 为图 4 中“b”所示的曲线. 从图中可以看出, 由于尺寸效应对 D 通道高导热材料的影响, 随着 $\tilde{\lambda}$ 的增大, 最小无量纲当量热阻增大.

图 5 和图 6 分别给出了 $\tilde{k} = 100$ 和 $\tilde{\lambda} = 0.03$ 时不同占比 φ 下圆盘构造体最小无量纲当量热阻 $\tilde{R}_{h,m}^n$ 和相应的最优构形 $\tilde{L}_{opt}$ 与扇形单元体数目 N 的关系. 从图中可以看出, 给定 N 时随着占比 φ 的增大, 圆盘构造体导热性能增强, 高导热材料通道长度增大. 随着 N 的增大, $\tilde{R}_{h,m}^n$ 先减小后增大; 当 $\varphi = 0.05$ 时, 存在最佳的扇形单元体数目 $N_{opt} = 13$ 使得 $\tilde{R}_{h,m}^n$ 取得双重最小值; 当 $\varphi = 0.2$ 时, 存在最佳

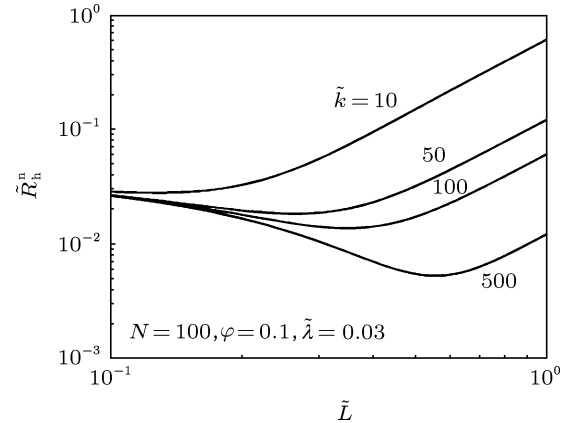


图3 不同 $\tilde{k}$ 下 $\tilde{R}_{h,m}^n$ 与 $\tilde{L}$ 的关系

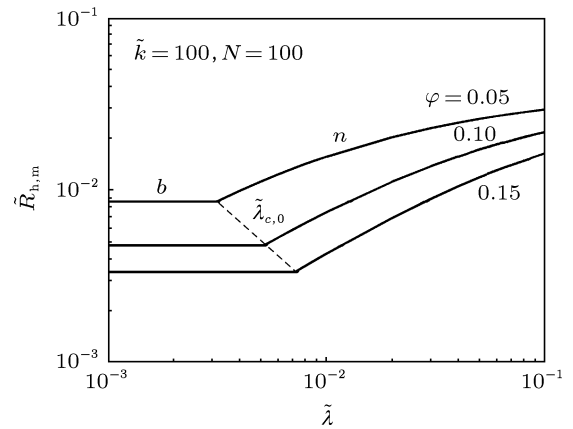


图4 φ 对 $\tilde{R}_{h,m}$ 与 $\tilde{\lambda}$ 关系的影响

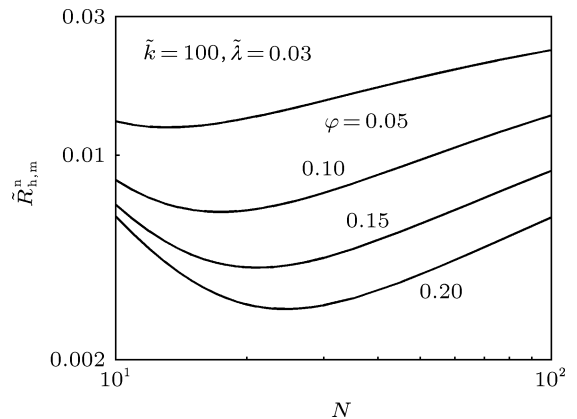


图5 不同 φ 下 $\tilde{R}_{h,m}$ 与 N 的关系

的扇形单元体数目 $N_{\text{opt}} = 25$ 使得 $\tilde{R}_h^n$ 取得双重最小值. $\tilde{L}_{\text{opt}}$ 随着 N 的增大而减小, 此时高导热材料通道长度减小. 对于常规尺度下的圆盘构造体^[13,14], 其最大热阻和当量热阻均随 N 的增大而减小, 这是本文微、纳米尺度下圆盘构造体性能特性与文献^[13, 14] 圆盘构造体性能特性的不同点.

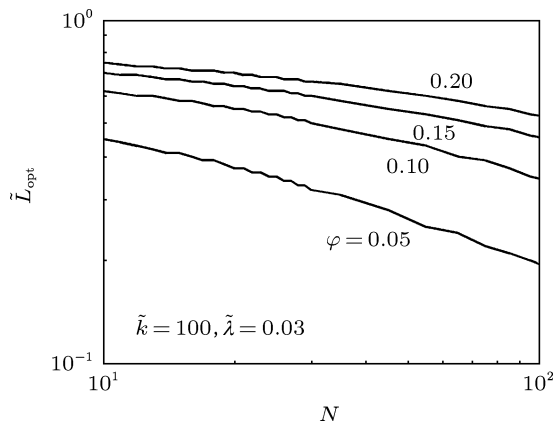


图6 不同 φ 下 $\tilde{L}_{\text{opt}}$ 与 N 的关系

5 结论

本文以能耗散率最小为优化目标, 在微、纳米尺度下对圆盘导热问题进行了构形优化, 得到了尺寸效应影响下的无量纲当量热阻最小的圆盘构造体最优构形. 结果表明: 在微、纳米尺度下, 尺寸效应影响下的圆盘构造体最优构形与无尺寸效应影响时的圆盘构造体最优构形有明显区别. 存在最

佳 $\tilde{L}$ 使 $\tilde{R}_h^n$ 取得最小值 $\tilde{R}_{h,m}^n$; $\tilde{R}_{h,m}^n$ 随着 $\tilde{k}$ 的增大而减小, 圆盘构造体的导热性能也相应增强. 随着 N 的增大, $\tilde{R}_{h,m}^n$ 先减小后增大; 当 $\varphi = 0.05$ 时, 存在最佳的扇形单元体数目 $N_{\text{opt}} = 13$ 使得 $\tilde{R}_h^n$ 取得双重最小值; 当 $\varphi = 0.2$ 时, 存在最佳的扇形单元体数目 $N_{\text{opt}} = 25$ 使得 $\tilde{R}_h^n$ 取得双重最小值. 对于常规尺度下的圆盘构造体^[13,14], 其最大热阻和当量热阻均随 N 的增大而减小, 这是本文微、纳米尺度下圆盘构造体性能特性与文献^[13, 14] 圆盘构造体性能特性的不同点. 能耗散率最小的圆盘构造体能耗散率比最大温差最小的构造体能耗散率降低了 7.31%, 也即圆盘构造体的平均传热温差降低了 7.31%. 因此在微、纳米尺度下, 基于能耗散率最小的圆盘构造体最优构形能够降低圆盘构造体的平均传热温差, 同时有助于提高构造体的整体传热性能. 本文工作进一步拓展了能耗散极值原理的应用范围, 从传热优化角度为微电子器件的设计提供了参考.

此外, 本文仅考虑了高导热通道宽度微细到微、纳米级别之后, 高导热通道宽度对其导热系数的影响, 并对构造体内热流流动方向作了一维流动简化; 在实际中, 尺寸效应可能在二维和三维方向上对高导热通道导热系数产生影响, 热流流动也是二维或三维流动. 因此, 可考虑建立更为复杂的尺寸效应影响下的二维或三维圆盘构造体导热模型, 采用有限元方法对其导热性能进行分析, 以使得本文模型更符合实际.

- [1] Bejan A 2000 *Shape and Structure, from Engineering to Nature* (Cambridge: Cambridge University Press) pp1–314
- [2] Bejan A, Lorente S 2008 *Design with Constructal Theory* (New Jersey: Wiley) pp1–516
- [3] Chen L G 2012 *Sci. China: Tech. Sci.* **55** 802
- [4] Bejan A 1997 *Int. J. Heat Mass Transfer* **40** 799
- [5] Ghodoossi L, Egrican N 2003 *J. Appl. Phys.* **93** 4922
- [6] Wu W J, Chen L G, Sun F R 2006 *Sci. China Ser. E Tech. Sci.* **49** 332
- [7] Wei S H, Chen L G, Sun F R 2009 *Sci. China Ser. E Tech. Sci.* **52** 2981
- [8] Xiao Q H, Chen L G, Sun F R 2011 *Chin. Sci. Bull.* **56** 2400
- [9] Rocha L A O, Lorente S, Bejan A 2002 *Int. J. Heat Mass Transfer* **45** 1643
- [10] Rocha L A O, Lorente S, Bejan A 2006 *Int. J. Heat Mass Transfer* **49** 2626
- [11] Xiao Q H, Chen L G, Sun F R 2011 *Chin. Sci. Bull.* **56** 102
- [12] Xiao Q H, Chen L G, Sun F R 2011 *Int. J. Therm. Sci.* **50** 1031
- [13] da Silva A K, Vasile C, Bejan A 2004 *Int. J. Heat Mass Transfer* **47** 4257
- [14] Chen L G, Wei S H, Sun F R 2011 *Int. J. Heat Mass Transfer* **54** 210
- [15] Duncan A B, Peterson G P 1994 *Appl. Mech. Rev.* **47** 397
- [16] Guo Z Y 2000 *Advances In Mechanics* **30** 1 (in Chinese) [过增元 2000 力学进展 **30** 1]
- [17] Guo Z Y, Li Z X 2003 *Int. J. Heat Mass Transfer* **46** 149
- [18] Guo Z Y, Li Z X 2003 *Int. J. Heat Fluid Flow* **24** 284
- [19] Liu T, Ji J, Guo Z Y, Li Z X 2004 *Chin. Sci. fund* **6** 349 (in Chinese) [刘涛, 纪军, 过增元, 李志信 2004 中国科学基金 **6** 349]
- [20] Gosselin L, Bejan A 2004 *J. Appl. Phys.* **96** 5852
- [21] Guo Z Y, Zhu H Y, Liang X G 2007 *Int. J. Heat Mass Transfer* **50** 2545
- [22] Li Z X, Guo Z Y 2010 *Field synergy principle of heat convection optimization* (Beijing: Science Press) pp78–97 (in Chinese) [李志信, 过增元 2010 对流传热优化的场协同理论 (北京: 科学出版社) 第 78–97 页]
- [23] Guo Z Y, Cheng X G, Xia Z Z 2003 *Chin. Sci. Bull.* **48** 406
- [24] Han G Z, Zhu H Y, Cheng X X, Guo Z Y 2005 *J. Engng. Thermophys* **26** 1022 (in Chinese) [韩光泽, 朱宏晔, 程新广, 过增元 2005 工程热物理学报 **26** 1022]
- [25] Han G, Guo Z Y 2007 *Proc. CSEE* **27** 98 (in Chinese) [韩光泽, 过增元 2007 中国电机工程学报 **27** 98]

- 元 2007 中国电机工程学报 **27** 98]
- [26] hu H Y, Chen Z J, Guo Z Y 2007 *Pro. Natural Sci.* **17** 1692 (in Chinese) [朱宏晖, 陈泽敬, 过增元 2007 自然科学进展 **17** 1692]
- [27] Chen L G 2012 *Chin. Sci. Bull.* **57** 4404
- [28] Chen L G 2013 *J. Naval University Engng* **25** 1 (in Chinese) [陈林根 2013 海军工程大学学报 **25** 1]
- [29] Liu X B, Guo Z Y 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 4766 (in Chinese) [柳雄斌, 过增元 2009 物理学报 **58** 4766]
- [30] Xu M 2011 *Energy* **36** 4272
- [31] Guo J F, Xu M T, Cheng L 2011 *Sci. China Tech. Sci.* **54** 1267
- [32] Cheng X T, Xu X H, Liang X G 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 118103 (in Chinese) [程雪涛, 徐向华, 梁新刚 2011 物理学报 **60** 118103]
- [33] Cheng X T, Dong Y, Liang X G 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 114402 (in Chinese) [程雪涛, 董源, 梁新刚 2011 物理学报 **60** 114402]
- [34] Cheng X T, Liang X G, Xu X H 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 060512 (in Chinese) [程雪涛, 梁新刚, 徐向华 2011 物理学报 **60** 060512]
- [35] Hu G J, Cao B Y, Guo Z Y 2011 *Chin. Sci. Bull.* **56** 2974
- [36] Xu Y C, Chen Q 2012 *Int. J. Heat Mass Transfer* **55** 5148
- [37] Chen Q, Xu Y C, Guo Z Y 2012 *Chin. Sci. Bull.* **57** 4646
- [38] Guo J F, Huai X L 2012 *Energy* **43** 355
- [39] Feng H J, Chen L G, Sun F R 2012 *Sci. China: Tech. Sc.* **55** 779
- [40] Wu J, Cheng X T 2013 *Int. J. Heat Mass Transfer* **58** 374
- [41] Cheng X T, Zhang Q Z, Xu X H, Liang X G 2013 *Chin. Phys. B* **22** 020503
- [42] Bejan A 1982 *Entropy Generation through Heat and Fluid Flow* (New York: Wiley) pp1–240
- [43] Dong Y, Guo Z Y 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 030507 (in Chinese) [董源, 过增元 2012 物理学报 **61** 030507]
- [44] Cheng X T, Liang X G 2013 *Chin. Phys. B* **22** 010508

Constructal entransy dissipation rate minimization of a disc on micro and nanoscales*

Chen Lin-Gen[†] Feng Hui-Jun Xie Zhi-Hui Sun Feng-Rui

(Institute of Thermal Science and Power Engineering, Naval University of Engineering; Military Key Laboratory for Naval Ship Power Engineering, Naval University of Engineering; College of Power Engineering, Naval University of Engineering, Wuhan 430033, China)

(Received 7 February 2013; revised manuscript received 22 March 2013)

Abstract

Based on constructal theory, the constructal optimization of a disc on micro and nanoscales is carried out by taking minimum entransy dissipation rate as optimization objective; and the optimal construction of the disc with minimum dimensionless equivalent thermal resistance is obtained. The result shows that the optimal construction of the disc when the size effect is taken into account is obviously different from that without considering the size effect. There exists an optimal dimensionless channel length of the high conductivity material which leads to the minimum dimensionless equivalent thermal resistance. With the increase in the number of the elemental sectors, the minimum dimensionless equivalent thermal resistance decreases first and then increases, and there exists an optimal number of the elemental sectors which leads to the double minimum dimensionless equivalent thermal resistance, which is different from the performance characteristic of the disc on a conventional scale. The entransy dissipation rate of the disc, based on the minimization of entransy dissipation rate, is reduced by 7.31% as compared with that based on maximum temperature difference, that is, the average heat transfer temperature difference of the disc is reduced by 7.31%. The optimal construction on micro and nanoscales, obtained based on minimum entransy dissipation rate, can reduce the average heat transfer temperature difference of a disc, and improves its global heat transfer performance simultaneously. The work in this paper can help to further extend the application range of the entransy dissipation extremum principle.

Keywords: constructal theory, entransy dissipation rate minimization, micro and nanoscales, generalized thermodynamic optimization

PACS: 44.10.+I, 44.05.+e, 61.46.-w

DOI: 10.7498/aps.62.134401

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 51176203, 51206184), and the Natural Science Foundation of Hubei Province, China (Grant No. 2012FB06905).

[†] Corresponding author. E-mail: lgchenna@yahoo.com, lingenchen@hotmail.com