科学通报 2010 年 第 55 卷 第 24 期：2427 ~ 2437
论 文 www.scichina.com csb.scichina.com
《中国科学》杂志社 SCIENCE CHINA PRESS

基于㶲耗散率最小的“盘点”导热构形优化

肖庆华, 陈林根*, 孙丰瑞

海军工程大学研究生院, 武汉 430033
* 联系人, E-mail: lgchenna@yahoo.com; lingenchen@hotmail.com

2010-03-25 收稿, 2010-05-27 接受
国家自然科学基金(10905093)、教育部新世纪优秀人才资助计划(NCET-04-1006)和全国优秀博士学位论文作者专项资金(200136)资助项目

摘要 基于构形理论, 以㶲耗散率最小为优化目标, 对“盘点”导热进行了构形优化, 并确定了圆盘中高导热材料采用辐射状布置还是树状布置的临界点. 结果表明, 两种材料导热系数之比和高导热材料所占体积比的乘积决定了该临界点的位置; 基于㶲耗散极值原理可以设计出圆盘传热性能最优的构形. 对比分析以㶲耗散率最小和最大温差最小为目标的优化结果, 发现分别对应两种优化目标的最优构形明显不同. 当两种材料导热系数之比和高导热材料所占体积比的乘积值为 30 时, 对于前者, 高导热材料采用辐射状布置还是树状布置的临界点为圆盘无量纲半径等于1.75, 而后者的临界点为圆盘无量纲半径等于2.18. 前者的最优构形相比后者的最优构形可以较大程度降低圆盘的平均传热温差, 明显地改善了传热性能.

关键词
构形理论
㶲耗散
“盘点”导热
广义热力学优化

随着电子设备向着小型化发展, 对散热能力的要求也越来越高. 对小型电子设备而言, 有限的空间限制了它采用对流换热和辐射换热的方式的可行性, 导热成为最佳方式. 自 Bejan 提出了构形理论并将其应用到导热问题[1]的优化中之后, 构形理论得到了迅速的发展[2~15], 为传热问题提供了一个新的研究方向[16~28]. 电子设备的散热问题可看作“盘点”导热问题, 即如何在给定圆盘内布置一定的高导热材料, 将其内发热量高效地传到一点后导走. Rocha 等人[29]针对圆盘导热问题, 以最大温差最小为优化目标, 确定圆盘的内部高导热材料的最优构形和布置方式, 降低其导热热阻. da Silva 等人[30]以从圆周向圆心方向均匀插入矩形高导热翅片的圆盘为研究对象, 基于最大温差最小对高导热翅片进行了构形优化, 降低了圆盘导热的最大温差. Rocha 等人[31]通过数值模拟的方式进一步验证了文献[29]解析解的正确性, 且优化了环形树状通道结构, 与文献[29]提出的辐射状和树状圆盘的导热性能进行了详细的比较. 文献[29~31]都是以最大热阻(最大温差)最小为优化目标对“盘点”导热问题进行构形优化, 并不能反映“盘点”的整体导热性能. 过增元等人[32]基于热量传递现象的本质, 从传热学的角度定义了热量传递势容和热量传递势容耗散函数, 指出它们的物理意义相应为热量传递能力的总量和热量传递能力的耗散率. 过增元等人[33]明确提出了新的物理量“㶲”(表征物体热量传递总能力), 并提出了“㶲耗散极值原理”(对于具有一定的约束条件并给定热流边界条件时, 当㶲耗散最小时, 则导热过程最优(温差最小); 在给定温度边界条件时, 㶲耗散最大, 则导热过程最优(热流最大)), 基于㶲耗散定义了多维导热问题中的当量热阻, 当量热阻反映了平均散热性能, 并从导热机理、电热模拟试验等方面[34~36]进一步阐述了㶲的物理意义. 许多学者对这一新的物理量表示了浓厚的兴趣, 以㶲耗散率最小为目标进行了优化[37~59].

魏曙寰等首次将㶲耗散极值原理与构形理论相结合, 以㶲耗散率最小为目标对矩形单元体[60]和三角形单元体[61]进行构形优化, 发现基于㶲耗散率最小的最优构形相对于基于最大温差最小的最优构形

英文版见: Xiao Q H, Chen L G, Sun F R. Constructal entransy dissipation rate minimization for “disc-to-point” heat conduction. Chinese Sci Bull, 2010, 55, doi: 10.1007/s11434-010-4081-8

可以更加有效地降低平均热阻, 并在文献[21]的基础上得到了释放“新一级形体由最优的上级构形组成”约束条件的最优构形[62]; 在文献[63]中分析了定截面与离散变截面导热通道的单元体㶲耗散率最小差别原因, 并导出了普适的以㶲耗散率最小为目标的自相似构形优化方法. 魏曙寰等人[64,65]进一步以㶲耗散率最小为优化目标, 导出了电磁体的平均温差的表达式, 并将磁场强度问题与传热问题相结合, 对电磁体进行了多学科构形优化. 谢志辉等以㶲耗散率最小为目标对含矩形空腔[66]或 T 形开口空腔[67]的发热体进行了构形优化.

文献[29]以最大温差最小为优化目标, 应用层级原则对产热圆盘中高导热材料的外形和布置方式进行了构形优化, 确定了圆盘中高导热材料采用辐射状布置还是树状布置的临界点, 降低了整个圆盘导热热阻. 本文将在文献[29]的基础上以㶲耗散率最小为目标对圆盘中高导热材料的外形和布置方式进行构形优化, 并与文献[29]的结果进行比较.

1 㶲耗散率的定义

文献[33]中定义了一物体所具有的热量传递的总能力——物理量㶲(E_{vh}):

$$E_{vh}=\frac{1}{2}Q_{vh}U_h=\frac{1}{2}Q_{vh}T, \tag{1}$$

式中 $Q_{vh}=Mc_vT$ 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㶲的耗散, 称为㶲耗散函数 $\dot{E}_{h\phi}$:

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

式中 $\dot{q}$ 为热流密度矢量, ∇T 是温度梯度. 在稳态时, 可写为控制体内输入的㶲减去输出的㶲:

$$\dot{E}_{h\phi}=\dot{E}_{h,\mathrm{in}}-\dot{E}_{h,\mathrm{out}}. \tag{3}$$

在导热问题中, 整个体积中的㶲耗散率 $\dot{E}_{vh\phi}$ 为

$$\dot{E}_{vh\phi}=\int_v \dot{E}_{h\phi}\mathrm{d}v. \tag{4}$$

在此基础之上, 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

$$R_h=\dot{E}_{vh\phi}\big/\dot{Q}_h^2, \tag{5}$$

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

$$\Delta\overline{T}=R_h\dot{Q}_h. \tag{6}$$

2 辐射状圆盘

辐射状圆盘的散热模型如图 1 所示[29]. 圆盘半径为 R_0, 热导率为 k_0. 圆盘区域内各点均匀产热(产热率 q''', 可视为均匀内热源), 产热量($q=q'''\pi R_0^2$)通过 N 根沿径向均匀布置在盘面上的条状高导热材料(热导率为 k_p, 宽度为 D_0)汇聚到圆盘中心(T_0), 即圆盘温度高于 T_0, 其余部分绝热.

根据高导热材料的分布, 圆盘可分成 $N=2\pi R_0/(2H_0)$ 等份扇形, 径向边界(虚线)都是绝热的, 每个扇形都是基本的单元体, 即 N 个单元体组装成一个完整的圆盘, 如图 2 所示. 假设 $N\gg1$, 则扇形可近似为底为 $2H_0$、高为 R_0 的等腰三角形. 单元体截面积是确定的:

$$A_0=H_0R_0, \tag{7}$$

式中, H_0 和 R_0 是变量. 高导热材料总量占圆盘的比例 ϕ_0 也是确定的:

$$\phi_0=\frac{D_0R_0}{H_0R_0}=\frac{D_0}{H_0}\ll1. \tag{8}$$

单元体的展弦比 H_0/R_0 和单元体的数量 N 是未知的.

假设热导率比率 $\tilde{k}=k_p/k_0\gg1$, 则单元体中导热方向可认为平行于 y 轴, 而在 k_p 材料中导热沿 r 轴.

由于单元体关于 r 轴对称, 所以分析时只考虑 r 轴的上部分. k_0 材料中的导热微分方程为

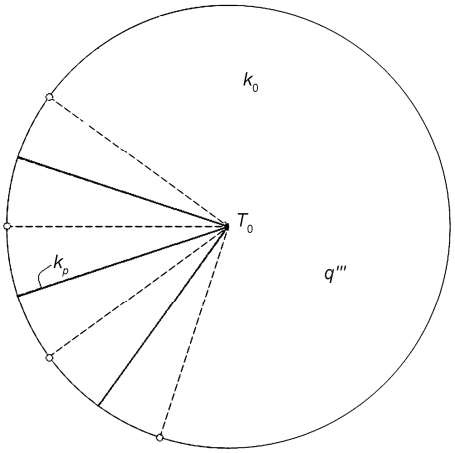


图 1 辐射状圆盘[29]

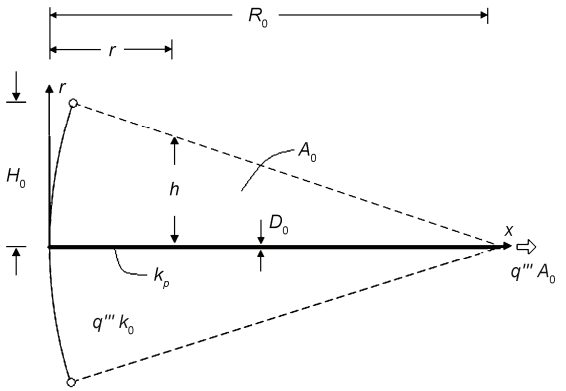


图 2　扇形单元体[29]

$$\frac{\partial^2 T}{\partial y^2}+\frac{q'''}{k_0}=0, \tag{9}$$

边界条件为

$$\partial T/\partial y=0\ ,\ y=\frac{H_0}{R_0}(R_0-r), \tag{10}$$

$$T=T(r)\ ,\ y=0, \tag{11}$$

式中, $T(r)$是 k_p 条状路径中心的温度. 求解微分方程式(9)得

$$T-T(r)=\frac{q'''}{k_0}\left[\frac{H_0}{R_0}(R_0-r)y-\frac{y^2}{2}\right]. \tag{12}$$

k_p 通道中的导热微分方程为

$$\frac{\partial}{\partial r}\left(k_p D_0\frac{\partial T}{\partial r}\right)+2q'''\frac{H_0}{R_0}(R_0-r)=0, \tag{13}$$

对应的边界条件为

$$\partial T/\partial r=0,\ r=0, \tag{14}$$

$$T=T_0,\ r=R_0. \tag{15}$$

解微分方程式(13)得

$$T(r)-T_0=-\frac{2q'''}{k_p D_0}\frac{H_0}{R_0}\left(\frac{R_0}{2}r^2-\frac{r^3}{6}-\frac{R_0^3}{3}\right). \tag{16}$$

由式(12)和(16)消去 $T(r)$可得单元体中 $y>0$ 时的温差分布

$$T-T_0=\frac{q'''}{k_0}\left(\frac{H_0}{R_0}(R_0-r)y-\frac{y^2}{2}\right)-\frac{2q'''}{R_0 k_p\phi_0}\left(\frac{R_0}{2}r^2-\frac{r^3}{6}-\frac{R_0^3}{3}\right). \tag{17}$$

单元体内的㶲耗散率为

$$\dot{E}_{vh\phi 0}=2\int_0^{R_0}\int_0^{\frac{H_0}{R_0}(R_0-r)}q'''\left[T(r,y)-T_0\right]\mathrm{d}r\mathrm{d}y=q'''^2A_0^2k_0^{-1}\left(\frac{1}{6}\frac{H_0}{R_0}+\frac{8}{15\tilde{k}\phi_0}\frac{R_0}{H_0}\right). \tag{18}$$

以 H_0/R_0 为自变量, 对式(18)进行优化得

$$\left(\frac{H_0}{R_0}\right)_{\mathrm{opt}}=\frac{4}{(5\tilde{k}\phi_0)^{1/2}}\ll 1, \tag{19}$$

相应的最小㶲耗散率、平均温差和最大温差分别为

$$\dot{E}_{vh\phi 0,m}=\frac{4q'''^2A_0^2}{3\sqrt{5}}k_0^{-1}\left(\tilde{k}\phi_0\right)^{-1/2}, \tag{20}$$

$$\Delta\bar{T}_0=\frac{4}{3\sqrt{5}}A_0q'''k_0^{-1}\left(\tilde{k}\phi_0\right)^{-1/2}=0.596A_0q'''k_0^{-1}\left(\tilde{k}\phi_0\right)^{-1/2}, \tag{21}$$

$$\Delta T_{0,\max}=\frac{17}{6\sqrt{5}}A_0q'''k_0^{-1}\left(\tilde{k}\phi_0\right)^{-1/2}=1.267A_0q'''k_0^{-1}\left(\tilde{k}\phi_0\right)^{-1/2}. \tag{22}$$

而文献[29]基于最大温差最小得到的单元体的最优展弦比为

$$\left(\frac{H_0}{R_0}\right)'_{\mathrm{opt}}=\frac{2}{(3\tilde{k}\phi_0)^{1/2}}\ll 1, \tag{23}$$

其平均温差和最大温差分别为

$$\Delta\bar{T}_0'=\frac{17}{15\sqrt{3}}A_0q'''k_0^{-1}\left(\tilde{k}\phi_0\right)^{-1/2}=0.654A_0q'''k_0^{-1}\left(\tilde{k}\phi_0\right)^{-1/2}, \tag{24}$$

$$\Delta T'_{0,\max}=\frac{2}{\sqrt{3}}A_0q'''k_0^{-1}\left(\tilde{k}\phi_0\right)^{-1/2}=1.155A_0q'''k_0^{-1}\left(\tilde{k}\phi_0\right)^{-1/2}. \tag{25}$$

由式(19)和(23)得知单元体基于㶲耗散率最小和基于最大温差最小的最优构形是不同的. 图 3 给出了单元体基于㶲耗散率最小(实线)和基于最大温差最小(虚线)得到的平均传热温差最小值和最大传热温差最小值. 从图中可以看出, 基于㶲耗散率最小的最优构形比基于最大温差最小的最优构形可以较大程度地降低平均传热温差, 明显地改善传热性能.

单元体展弦比即式(19)确定了组装成一个完整圆盘需要的单元体的数量,

$$N_{\mathrm{opt}}=\frac{\pi}{4}(5\tilde{k}\phi_0)^{1/2}=1.756(\tilde{k}\phi_0)^{1/2}\gg 1, \tag{26}$$

式(19)表明最优展弦比与前述假设是一致的.

由式(26)可得整个圆盘的面积为

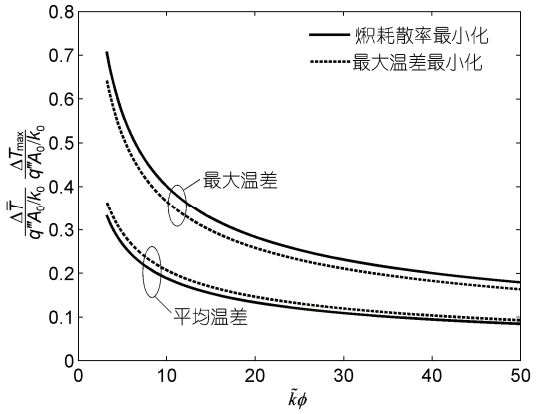


图 3 单元体的平均传热温差和最大温差

$$A=\pi R_0^2=NA_0=\frac{\pi}{4}(5\tilde{k}\phi_0)^{1/2}A_0, \tag{27}$$

从而圆盘的半径为

$$R_0=\frac{A_0^{1/2}}{2}(5\tilde{k}\phi_0)^{1/4}=0.748A_0^{1/2}(\tilde{k}\phi_0)^{1/4}. \tag{28}$$

整个圆盘相应的无量纲平均热阻和无量纲最大热阻分别为

$$\tilde{R}_{h0}=\frac{\Delta\bar{T}}{q'''A/k_0}=\frac{16}{15\pi\tilde{k}\phi_0}, \tag{29}$$

$$\tilde{R}_{t,h0}=\frac{\Delta T_{\max}}{q'''A/k_0}=\frac{34}{15\pi\tilde{k}\phi_0}. \tag{30}$$

圆盘半径不是一个确定的量, 而是一个优化结果, 与 A_0, ϕ_0 和 $\tilde{k}$ 有关. 乘积 $\tilde{k}\phi_0$ 是一个重要的变量, 大的值意味着更多的高导热材料、更细长的单元体和半径更大的圆盘.

文献[29]基于最大温差最小得到的盘中单元体的数量和圆盘的半径分别为

$$N'_{\text{opt}}=\frac{\pi}{2}(3\tilde{k}\phi_0)^{1/2}=2.721(\tilde{k}\phi_0)^{1/2}\gg 1, \tag{31}$$

$$R'_0=\left(A_0/2\right)^{1/2}(3\tilde{k}\phi_0)^{1/4}=0.931A_0^{1/2}(\tilde{k}\phi_0)^{1/4}. \tag{32}$$

相应的无量纲最大热阻和无量纲平均热阻分别为

$$\tilde{R}_{t0}=\frac{\Delta T'_{\max}}{q'''A/k_0}=\frac{4}{3\pi\tilde{k}\phi_0}, \tag{33}$$

$$\tilde{R}_{h,t0}=\frac{\Delta\bar{T}'}{q'''A/k_0}=\frac{34}{45\pi\tilde{k}\phi_0}. \tag{34}$$

式(24)和(34)是本文作者根据文献[29]的结果导出的.

由式(26)与(31)和式(28)与(32)分别对比看出, 圆盘中基于熵耗散率最小的单元体数量和圆盘半径都小于基于最大温差最小的单元体数量和圆盘半径. 也就是说, 式(33)和(34)中的 A 与式(29)和(30)中的 A 是不相等的, 因此本文对整个辐射状圆盘中基于熵耗散率最小的平均热阻和最大热阻与基于最大温差最小的平均热阻和最大热阻不做比较.

3 树状圆盘

由辐射状圆盘的单元体在外圈组装成树状圆盘, 如图 4 所示. 本文仅考虑一级组合的树状圆盘[29], 树状圆盘半径为 R, 热导率为 k_0. 圆盘区域内各点均匀产热(产热率 q''', 可视为均匀内热源), 产热量($q=q'''\pi R^2$)通过布置在盘面上的条状高导热材料(热导率为 k_p)汇聚到圆盘中心(T_0)导走, 即圆盘温度高于 T_0, 其余部分绝热. 与上节不同的是高导热材料的布置方式: 每个条状高导热材料(宽度为 D_1)从圆盘中心向外伸展 R_1 长度, 然后 n 个分支辐射到圆盘边缘(宽度为 D_0, 长度为 R_0).

本节将分析含有 1 个茎(R_1, D_1)和 n 个分支(R_0, D_0)的扇形 A, 如图 5 所示, 茎和分支的汇合点为 T_c.

为了应用上节结果, 本节视扇形 A 为 n 个展弦比为 H_0/R_0 的小扇形 A_0 和 1 个展弦比为 H_1/R_1 的中心扇形 A_1 的联合体[29].

假设每个半径为 R_0 的外围扇形足够细长, 则式(19)成立:

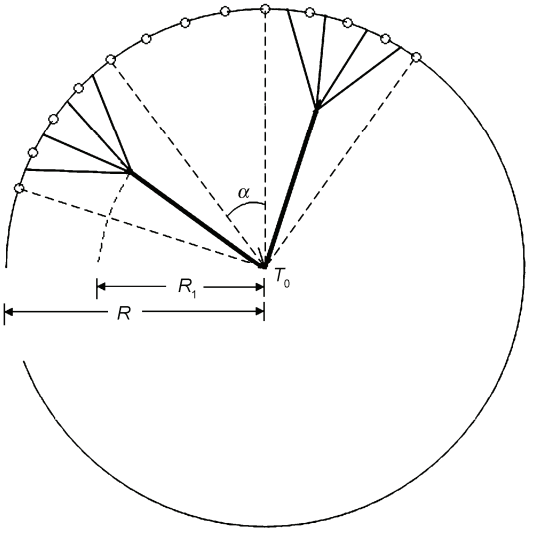


图 4 一级组合圆盘[29]

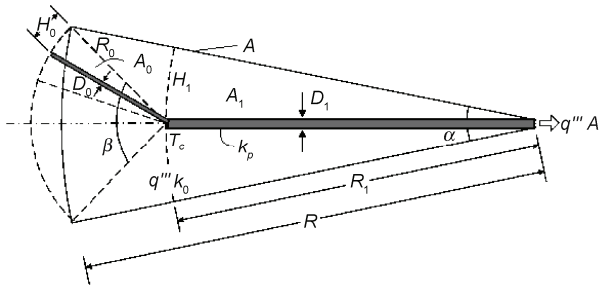


图 5　一级组合扇形[29]

$$\frac{H_0}{R_0}=\frac{4}{(5\tilde{k}\phi_0)^{1/2}},\quad \phi_0=\frac{D_0}{H_0},\quad A_0=H_0R_0. \tag{35}$$

因为半径为 R_1 的中心扇形中高导热通道的末端(T_c)不是绝热的, 所以对于中心扇形式(19)是不成立的[29]. 基于这个原因, 中心扇形的 H_1/R_1 是变化的,

$$\frac{H_1}{R_1}\cong\frac{\alpha}{2},\quad A_1=H_1R_1, \tag{36}$$

式中, α为中心扇形 A_1 的顶角, 是 n 和 R 的函数. 圆盘周界的 A_0 单元体的数量为 $N=2\pi R/(2H_0)$, 中心扇形 A_1 的数量为 N/n, 则顶角 α为

$$\alpha=\frac{2\pi n}{N}=\frac{2n}{R}H_0=\frac{4nA_0^{1/2}}{R(5\tilde{k}\phi_0)^{1/2}}, \tag{37}$$

中心扇形的面积为

$$A_1=\frac{\alpha}{2}R_1^2\cong\frac{2nRA_0^{1/2}}{\left(5\tilde{k}\,\phi_0\right)^{1/4}}\left(1-\frac{A_0^{1/2}\left(5\tilde{k}\,\phi_0\right)^{1/4}}{2R}\right)^2, \tag{38}$$

式中, $R_1\cong R-R_0$. 因为并不是所有的 A_0 单元体的半径都等于 R_0, 所以式(38)是个近似等式.

对于中心扇形 A_1, k_p 通道中的导热微分方程为

$$\frac{\partial}{\partial r}\left(k_pD\frac{\partial T}{\partial r}\right)+2q'''\frac{H_1}{R_1}(R_1-r)=0, \tag{39}$$

对应的边界条件为

$$k_pD_1\frac{\partial T(r)}{\partial r}+q'''nA_0=0,\ \ r=0, \tag{40}$$

$$T=T_0,\ \ r=R_1. \tag{41}$$

求解微分方程式(39)得

$$T(r)-T_0=\frac{q'''R_1}{k_pD_1}\left(\frac{2}{3}A_1+nA_0\right)-\frac{q'''}{k_pD_1}\left[nA_0r+\frac{2H_1}{R_1}\left(\frac{R_1}{2}r^2-\frac{r^3}{6}\right)\right]. \tag{42}$$

由于 $T(0)=T_c$, 则

$$T_c-T_0=\frac{q'''R_1}{k_pD_1}\left(\frac{2}{3}A_1+nA_0\right). \tag{43}$$

k_0 材料中的温度分布同式(12)一样, 则中心扇形 A_1 中温差分布为

$$T-T_0=\frac{q'''}{k_0}\left[\frac{H_1}{R_1}(R_1-r)y-\frac{y^2}{2}\right]+\frac{q'''R_1}{k_pD_1}\left(\frac{2}{3}A_1+nA_0\right)-\frac{q'''}{k_pD_1}\left[nA_0r+\frac{2H_1}{R_1}\left(\frac{R_1}{2}r^2-\frac{r^3}{6}\right)\right]. \tag{44}$$

中心扇形 A_1 的熵耗散率为

$$\dot{E}_{vh\phi c}=2\int_0^{R_1}\int_0^{\frac{H_1}{R_1}(R_1-r)}q'''\left[T(r,y)-T_0\right]\mathrm{d}r\mathrm{d}y=\frac{q'''^2A_1}{30k_pD_1}\left(\frac{5\tilde{k}A_1^2D_1}{R_1^2}+16R_1A_1+2\mathrm{d}nR_1A_0\right). \tag{45}$$

对于 A_0 单元体, 其熵耗散率由 A_0 单元体内部热量 $q'''A_0$ 流动产生的熵耗散率和热量 $q'''A_0$ 流经中心扇形 A_1 中的高导热材料产生的熵耗散率两部分组成. 实际上这也可根据熵耗散率的定义推导出

$$\dot{E}_{vh\phi p}=\iint_{A_0}q'''(T-T_0)\mathrm{d}r\mathrm{d}y=q'''\iint_{A_0}(T-T_c)\mathrm{d}r\mathrm{d}y+q'''\iint_{A_0}(T_c-T_0)\mathrm{d}r\mathrm{d}y. \tag{46}$$

A_0 单元体内部流动热量产生的熵耗散率(即式(46)右边第一项)由式(20)给出, 流经中心扇形 A_1 中的高导热材料产生的熵耗散率(即式(46)右边第二项)可由 $q'''A_0(T_c-T_0)$ 给出, 则 A_0 单元体的熵耗散率为

$$\dot{E}_{vh\phi p}=\frac{4q'''^2A_0^2}{3\sqrt{5}}k_0^{-1}\left(\tilde{k}\phi_0\right)^{-1/2}+q'''A_0(T_c-T_0)=\frac{4q'''^2A_0^2}{3\sqrt{5}}k_0^{-1}\left(\tilde{k}\phi_0\right)^{-1/2}+A_0\frac{q'''^2R_1}{k_pD_1}\left(\frac{2}{3}A_1+nA_0\right), \tag{47}$$

从而扇形 A 的熵耗散率为

$$\dot{E}_{vh\phi}=\dot{E}_{vh\phi c}+n\dot{E}_{vh\phi p}=\frac{q'''^2A_1}{30k_pD_1}\left(\frac{5\tilde{k}A_1^2D_1}{R_1^2}+16R_1A_1\right)+nA_0q'''^2\left[\frac{4A_0}{3\sqrt{5}}k_0^{-1}\left(\tilde{k}\phi_0\right)^{-1/2}+\frac{R_1}{k_pD_1}\left(\frac{4}{3}A_1+nA_0\right)\right]. \tag{48}$$

经过一系列代数运算, 式(48)变为

$$\begin{aligned}\dot{E}_{vh\phi}=&\frac{nq'''^2A_0^2k_0^{-1}}{300\tilde{R}^3\tilde{D}\left(\tilde{k}\phi_0\right)^{\frac{7}{4}}}\left\{-320\sqrt{5}\,n\tilde{R}^5\left(\tilde{k}\phi_0\right)^{\frac{1}{4}}\right.\\&+256\times5^{\frac{1}{4}}n\tilde{R}^6+25\times5^{\frac{1}{4}}n^2\tilde{D}\left(\tilde{k}\phi_0\right)^2\\&+40\times5^{\frac{1}{4}}n\tilde{R}^2\left(\tilde{k}\phi_0\right)\left(3\sqrt{5}\,n\tilde{D}\sqrt{\tilde{k}\phi_0}+5\right)\\&+40\times5^{\frac{1}{4}}n\tilde{R}^4\left(\tilde{k}\phi_0\right)^{\frac{1}{2}}\left(7\sqrt{5}+2n\tilde{D}\sqrt{\tilde{k}\phi_0}\right)\\&-20\tilde{R}^3\left(\tilde{k}\phi_0\right)^{\frac{3}{4}}\left[4\sqrt{5}\,\tilde{D}\left(2n^2-1\right)\sqrt{\tilde{k}\phi_0}+35n\right]\\&\left.-40n\tilde{R}\left(\tilde{k}\phi_0\right)^{\frac{5}{4}}\left(\sqrt{5}+5n\tilde{D}\sqrt{\tilde{k}\phi_0}\right)\right\},\end{aligned}\tag{49}$$

式中, $\tilde{D}=D_1/D_0$ 为高导热通道高度比, $\tilde{R}=R/A_0^{1/2}$ 为圆盘无量纲半径. 从而相应的平均传热温差为

$$\begin{aligned}\Delta\overline{T}=&\frac{5^{\frac{1}{4}}q'''A_0k_0^{-1}}{600\tilde{R}^4\tilde{D}\left(\tilde{k}\phi_0\right)^{\frac{3}{2}}}\left\{-320\sqrt{5}\,n\tilde{R}^5\left(\tilde{k}\phi_0\right)^{\frac{1}{4}}\right.\\&+256\times5^{\frac{1}{4}}n\tilde{R}^6+25\times5^{\frac{1}{4}}n^2\tilde{D}\left(\tilde{k}\phi_0\right)^2\\&+40\times5^{\frac{1}{4}}n\tilde{R}^2\left(\tilde{k}\phi_0\right)\left(3\sqrt{5}\,n\tilde{D}\sqrt{\tilde{k}\phi_0}+5\right)\\&+40\times5^{\frac{1}{4}}n\tilde{R}^4\left(\tilde{k}\phi_0\right)^{\frac{1}{2}}\left(7\sqrt{5}+2n\tilde{D}\sqrt{\tilde{k}\phi_0}\right)\\&-20\tilde{R}^3\left(\tilde{k}\phi_0\right)^{\frac{3}{4}}\left[4\sqrt{5}\,\tilde{D}\left(2n^2-1\right)\sqrt{\tilde{k}\phi_0}+35n\right]\\&\left.-40n\tilde{R}\left(\tilde{k}\phi_0\right)^{\frac{5}{4}}\left(\sqrt{5}+5n\tilde{D}\sqrt{\tilde{k}\phi_0}\right)\right\}.\end{aligned}\tag{50}$$

高导热材料总量 A_p 占整个圆盘的比例ϕ为

$$\begin{aligned}\phi=&\frac{A_p}{\pi R^2}=\frac{ND_0R_0+\dfrac{N}{n}D_1R_1}{\pi R^2}\\=&\frac{(5\tilde{k}\phi_0)^{1/4}\phi_0}{2\tilde{R}}+\frac{\tilde{D}\phi_0}{n\tilde{R}}\left[\tilde{R}-\frac{(5\tilde{k}\phi_0)^{1/4}}{2}\right].\end{aligned}\tag{51}$$

由式(51)得到 n, $\tilde{D}$, $\tilde{R}$, $\tilde{k}$ 和ϕ_0 之间的关系. 因为ϕ和 $\tilde{k}$ 都是确定的, 例如 $\phi=0.1$, $\tilde{k}=300$, 所以当 n 和 $\tilde{R}$ 给定时可得到 $\tilde{D}$ 和 ϕ_0之间的关系.

图6分别给出了当n=2, $\tilde{R}=4$时基于熵耗散率最小的无量纲平均温差($\tilde{\overline{T}}=\Delta\overline{T}/(q'''A_0/k_0)$)、基于最大温差最小的无量纲最大温差($\tilde{T}=\Delta T_{\max}/(q'''A_0/k_0)$)和 $\tilde{D}$ 随着 ϕ_0 的变化关系. 从图中可以看出, 对应 $\tilde{\overline{T}}_{\min}$ 和 $\tilde{T}_{\min}$ 的最优构形明显不同, $\phi_{0,\mathrm{opt}}$ 分别为0.122和0.092, $\tilde{D}_{\mathrm{opt}}$ 分别为 1.3324 和 2.3726, $\tilde{\overline{T}}_{\min}$ 为 0.1078, 而对应于 $\tilde{T}_{\min}$ 的 $\tilde{\overline{T}}$ 为 0.1147. 计算表明, 对应前者的扇形体体内传热平均温差比后者的要低 6.02%, 因此基于熵耗散率最小的最优构形可以提高传热效率.

图 7 给出了当 $n=2$ 时分别以熵耗散率最小(实线)和最大温差最小(虚线)为目标时圆盘无量纲半径($\tilde{R}$)对最优构形($\phi_{0,\mathrm{opt}}$, $\tilde{D}_{\mathrm{opt}}$, $\tilde{\overline{T}}_{\min}$ 或 $\tilde{T}_{\min}$)的影响. 由图可知, 当 $\tilde{R}$ 逐渐增大时, 以熵耗散率最小为目标时的 $\phi_{0,\mathrm{opt}}$ 增大而 $\tilde{D}_{\mathrm{opt}}$ 减小, $\tilde{\overline{T}}_{\min}$ 先是减小然后增大, 而以最大温差最小为目标时的 $\tilde{T}_{\min}$ 增大而 $\phi_{0,\mathrm{opt}}$ 减小, $\tilde{D}_{\mathrm{opt}}$ 缓慢增大. 显然, $\tilde{\overline{T}}_{\min}$ 和 $\tilde{T}_{\min}$ 对应的最优构形是不相同的. 从图中还可以看出, 当 $\tilde{R}$ 取较小的值时, $\tilde{\overline{T}}_{\min}$ 和 $\tilde{T}_{\min}$ 分别对应的 $\tilde{D}_{\mathrm{opt}}$ 趋于相等, $\phi_{0,\mathrm{opt}}$ 也趋于相等. 特别值

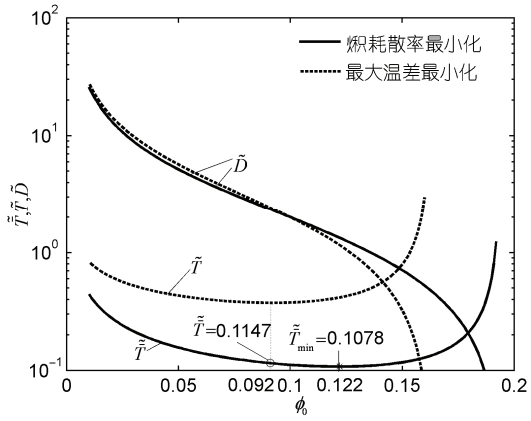


图 6 $\tilde{\overline{T}}$, $\tilde{T}$ 和 $\tilde{D}$ 随着ϕ_0的变化关系

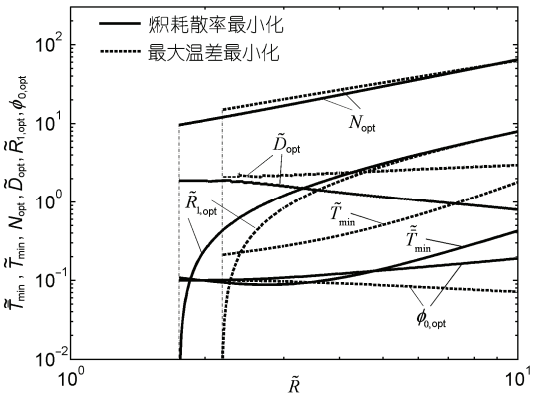


图 7 圆盘无量纲半径($\tilde{R}$)对最优构形的影响

得注意的是，基于熵耗散率最小对应的曲线在 $\tilde{R}$ 低于 1.75 时消失了，而基于最大温差最小对应的曲线在 $\tilde{R}$ 低于 2.18 时也消失了，这将在下文中解释.

图 7 同样显示了圆盘周界的 A_0 单元体的最优数量，

$$N_{\text{opt}}=\frac{\pi\tilde{R}(5\tilde{k}\phi_{0,\text{opt}})^{1/4}}{2}. \tag{52}$$

N_{opt} 随着 $\tilde{R}$ 的增大而增大(图中实线)，以最大温差最小为目标[29]时具有同样的规律(图中虚线). 因为基于熵耗散率最小的 $\phi_{0,\text{opt}}$ 随着 n 增大而增大，所以从式(52)中可以进一步看出 N_{opt} 随着 n 增大而增大. 这是与基于最大温差最小的规律的不同之处：N_{opt} 与 n 无关. 一般来说，相同 $\tilde{R}$ 下时，$\tilde{\bar{T}}_{\min}$ 对应的 N_{opt} 要低于 $\tilde{T}_{\min}$ 对应的 N_{opt}. 当 $\tilde{R}$ 逐渐增大时，两者分别对应的 N_{opt} 趋于相等. 图 7 同样也显示了圆盘中心扇形的最优无量纲半径，

$$\tilde{R}_{1,\text{opt}}=\frac{R_{1,\text{opt}}}{A_0^{1/2}}=\tilde{R}-\frac{(5\tilde{k}\phi_{0,\text{opt}})^{1/4}}{2}. \tag{53}$$

当 $\tilde{R}_{1,\text{opt}}$ 缩小到 0 时，$\phi_{0,\text{opt}}=\phi$，则 $\tilde{R}=1.75$，此时树状圆盘简化为辐射状圆盘，这是图 7(实线)中的曲线在 $\tilde{R}$ 值低于 1.75 时消失的原因. 而以最大温差最小为目标[29]时得到了 $\tilde{R}=2.18$，这是图 7(虚线)中的曲线在 $\tilde{R}$ 值低于 2.18 时消失的原因. 以熵耗散率最小为目标对应的 $\tilde{R}_{1,\text{opt}}$ 和以最大温差最小为目标对应的 $\tilde{R}_{1,\text{opt}}$ 都随着 $\tilde{R}$ 的增大而增大，最后趋于相等，但相同的 $\tilde{R}$ 下时，前者要高于后者. 前者随着 n 增大而减小，后者与 n 无关.

图 8 给出了当 $\tilde{R}=4$ 时分别以熵耗散率最小(实线)和最大温差最小(虚线)为目标时 A_0 单元体分支数(n)对最优构形的影响. 由图可知，以熵耗散率最小为目标时的最优构形($\phi_{0,\text{opt}},\tilde{D}_{\text{opt}},\tilde{\bar{T}}_{\min}$)随着 n 的增大而增大，以最大温差最小为目标时，$\tilde{D}_{\text{opt}}$ 也随着 n 的增大而增大，而 $\phi_{0,\text{opt}}$ 和 $\tilde{T}_{\min}$ 与 n 无关，分别为定值 0.092 和 0.3745. 比较图中的实线和虚线看以看出，$\tilde{\bar{T}}_{\min}$ 对应的 $\phi_{0,\text{opt}}$ 比 $\tilde{T}_{\min}$ 对应的 $\phi_{0,\text{opt}}$ 要大，而 $\tilde{\bar{T}}_{\min}$ 对应的 $\tilde{D}_{\text{opt}}$ 比 $\tilde{T}_{\min}$ 对应的 $\tilde{D}_{\text{opt}}$ 要小. 一个更大的 $\tilde{D}_{\text{opt}}$ 值意味着，相对于茎(D_1)，单元体嵌片(D_0)更小.

在图 6~8 的每个优化算例中，单元体面积和圆盘无量纲半径都是确定的. 这意味着整个圆盘的无量纲平均热阻的最小化等效于 $\tilde{\bar{T}}$ 的最小化:

$$\begin{aligned}\tilde{R}_{h1}&=\frac{\Delta\bar{T}}{q'''\pi R^2/k_0}=\frac{\tilde{\bar{T}}}{\pi\tilde{R}^2}\\&=\frac{5^{\frac{1}{4}}}{600\pi\tilde{R}^6\tilde{D}\left(\tilde{k}\phi_0\right)^{\frac{3}{2}}}\Big\{-320\sqrt{5}\,n\tilde{R}^5\left(\tilde{k}\phi_0\right)^{\frac{1}{4}}\\&\quad+256\times5^{\frac{1}{4}}n\tilde{R}^6+25\times5^{\frac{1}{4}}n^2\tilde{D}\left(\tilde{k}\phi_0\right)^2\\&\quad+40\times5^{\frac{1}{4}}n\tilde{R}^2\left(\tilde{k}\phi_0\right)\left(3\sqrt{5}\,n\tilde{D}\sqrt{\tilde{k}\phi_0}+5\right)\\&\quad+40\times5^{\frac{1}{4}}n\tilde{R}^4\left(\tilde{k}\phi_0\right)^{\frac{1}{2}}\left(7\sqrt{5}+2n\tilde{D}\sqrt{\tilde{k}\phi_0}\right)\\&\quad-20\tilde{R}^3\left(\tilde{k}\phi_0\right)^{\frac{3}{4}}\left[4\sqrt{5}\,\tilde{D}\left(2n^2-1\right)\sqrt{\tilde{k}\phi_0}+35n\right]\\&\quad-40n\tilde{R}\left(\tilde{k}\phi_0\right)^{\frac{5}{4}}\left(\sqrt{5}+5n\tilde{D}\sqrt{\tilde{k}\phi_0}\right)\Big\}.\end{aligned} \tag{54}$$

因为 $\tilde{\bar{T}}_{\min}$ 几乎正比于 $\tilde{R}$，所以圆盘的最小无量纲平均热阻($\tilde{R}_{h1,\min}=\tilde{\bar{T}}_{\min}/(\pi\tilde{R}^2)$)几乎正比于 $\tilde{R}^{-1}$. $\tilde{R}_{h1,\min}$ 取决于 $\tilde{R}$，$\tilde{k}$，ϕ 和 n，这是与以最大温差最小为目标的无量纲最大热阻最小值($\tilde{R}_{t1,\min}=\tilde{T}_{\min}/(\pi\tilde{R}^2)$)[29]不同之处：$\tilde{R}_{t1,\min}$ 与 n 无关，这也可以从图 9 中看出. 基于相同的单元体面积和同量、同导热特性的导热材料(ϕ，$\tilde{k}$)，对 $\tilde{R}_{h1,\min}$ 与相应的无量纲平均热阻 $\tilde{R}_{h0}$ 进行比较，如图 9(实线)所示. 由式(28)可得辐射状圆盘的无量纲半径，

$$\tilde{R}=\frac{(5\tilde{k}\phi)^{1/4}}{2}. \tag{55}$$

当 $\tilde{k}$ 和 ϕ 确定时此无量纲半径 $\tilde{R}$ 也就确定了，而图 4 中的无量纲半径 $\tilde{R}$ 却可以自由变化. 这是在图 9 中 $\tilde{R}_{h0}(\tilde{R})$ 只是一个点而 $\tilde{R}_{h1,\min}(\tilde{R})$ 却是一条曲线的原因. 从图中实线可以看出，n 增大时 $\tilde{R}_{h1,\min}(\tilde{R})$ 并没有减少反而逐渐增大；当 $\tilde{R}$ 超过 1.75 时，圆盘中高导热材料不再采用辐射状布置，而采用优化后的树状布置时平均热阻更小，也就是说，此时 $\tilde{R}=1.75$ 是圆盘中高导热材料采用辐射状布置还是树状布置的临界点. 图中一些点的具体参数值由表 1 和 2 给出. 从表 1 中可以看出 $\tilde{R}$ 很大时，N_{opt} 几乎与 n 无关. 以熵耗散

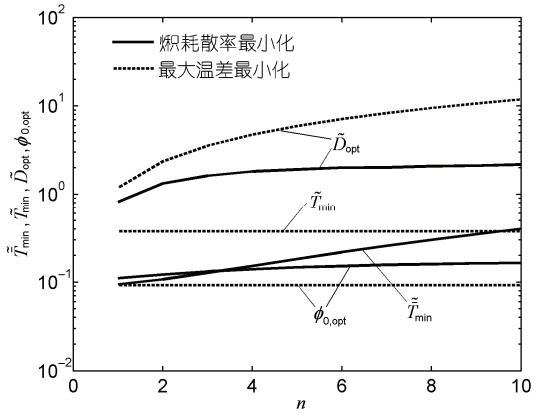


图 8 单元体分支数对最优构形的影响

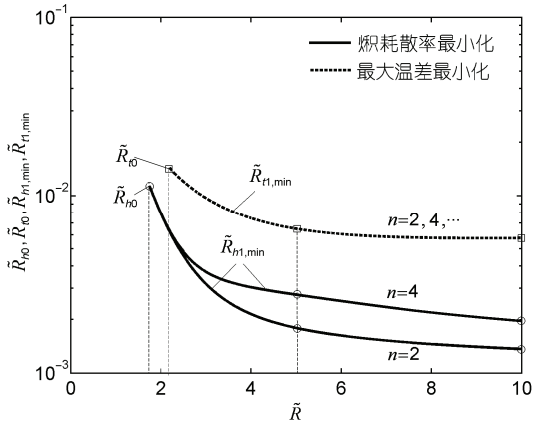


图 9 辐射状圆盘和树状圆盘的无量纲平均热阻和文献[29]的结果

率最小为目标时, 当 $n=2$ 时, $\tilde{R}=1.75$ 时辐射状圆盘有 10 个扇形单元体 A_0; $\tilde{R}=5$ 时树状圆盘有 30 个周界单元体 A_0; $\tilde{R}=10$ 时树状圆盘有 64 个周界单元体 A_0. 以最大温差最小为目标时[29], $\tilde{R}=2.18$ 时辐射状圆盘有 15 个扇形单元体 A_0; $\tilde{R}=5$ 时树状圆盘有 34 个周界单元体 A_0; $\tilde{R}=10$ 时树状圆盘有 64 个周界单元体 A_0.

图 10(实线)在图 9(实线)的基础上给出了 $n=2$ 时 $\tilde{k}$ ($30\leqslant\tilde{k}\leqslant1000$)和 ϕ ($0.01\leqslant\phi\leqslant0.1$)对无量纲平均热阻的影响, 图中虚线为文献[29]的结果. 图 9 中 $n=2$ 的 $\tilde{R}_{h0}(\tilde{R})$ 点和 $\tilde{R}_{h1,\min}(\tilde{R})$ 曲线只是图 10 中的特例, 图 10 包含了 $n=2$ 时的所有结果. 从图中实线可以看出, 当 $\tilde{R}$ 超过优化后的辐射状圆盘的无量纲半径 $\tilde{R}$ 值时圆盘中高导热材料采用优化后的树状布置可以降低

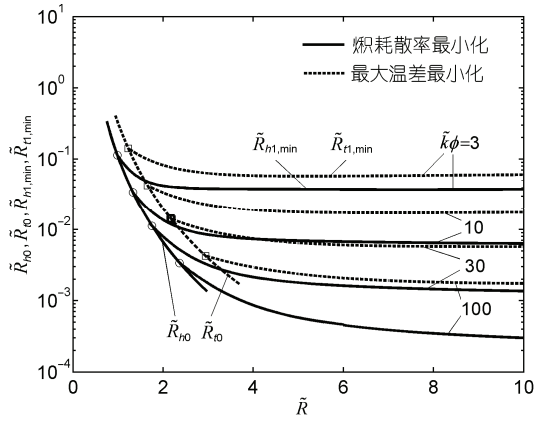


图 10 $\tilde{k}$ 和 ϕ 对辐射状和树状圆盘的无量纲平均热阻的影响和文献[29]的结果

表 1 熵耗散率最小的最优构形(本文结果)

$\tilde{R}$	n	$\tilde{R}_{h0}$	$\tilde{R}_{h1,\min}$	N_{opt}	$\tilde{R}_{1,\text{opt}}$	$\tilde{D}_{\text{opt}}$	$\phi_{0,\text{opt}}$
1.75	–	0.0113	–	10	–	–	0.1
5	2	–	0.0018	30	3.1138	1.1674	0.1350
	4	–	0.0028	32	3.0351	1.5548	0.1590
10	2	–	0.0014	64	7.9429	0.8003	0.1910
	4	–	0.0020	64	7.9402	1.5861	0.1920

表 2 最大温差最小的最优构形(文献[29]结果)

$\tilde{R}$	n	$\tilde{R}_{t0}$	$\tilde{R}_{t1,\min}$	N_{opt}	$\tilde{R}_{1,\text{opt}}$	$\tilde{D}_{\text{opt}}$	$\phi_{0,\text{opt}}$
2.18	–	0.0141	–	15	–	–	0.1
5	2	–	0.0065	34	2.8966	2.5159	0.0870
	4	–	0.0065	34	2.8966	5.0317	0.0870
10	2	–	0.0058	64	7.9938	2.9730	0.0720
	4	–	0.0058	64	7.9938	5.9460	0.0720

平均热阻, 通过增大 $\tilde{k}\phi$ 也可以降低平均热阻, 提高传热性能.

图 11 进一步比较了不同 n 下以熵耗散率最小为目标对应的平均热阻和以最大温差最小为目标对应的平均热阻. 图中虚线是本文作者根据文献[29]的结果推导出的, 在 $\tilde{R}$ 低于 2.18 时消失. 从图中看出, 相同的 n 下两者的差值随着 $\tilde{R}$ 的减小而减小. 在较大 $\tilde{R}$ 下, 前者要远低于后者, 明显地提高了圆盘的传热性能.

4 结论

熵耗散极值原理提供了新的传热优化的理论依据和评判标准. 本文给定热流求最小温差, 满足了最

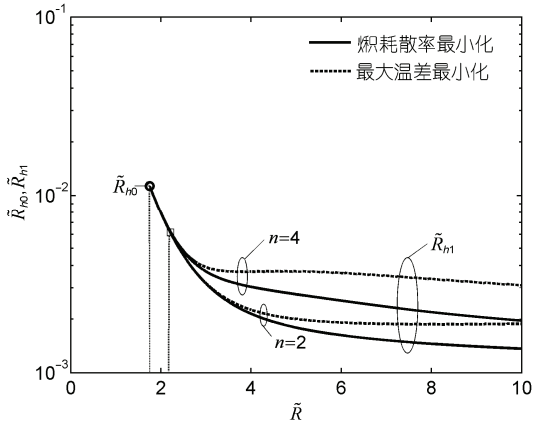


图 11　基于 $\tilde{R}_h$ 和 $\tilde{R}_t$ 的无量纲平均热阻

小熵耗散原理. 熵耗散率最小时, 圆盘区域内平均传热温差最小, 传热性能最优. 本文以熵耗散率最小为目标对圆盘散热问题进行了构形分析和讨论, 结果表明基于熵耗散极值原理可以设计出系统传热性能最优的构形. 从图 3 和 6~10 中可以看出, 分别对应本文两种目标的最优构形差别很大. 当 $\tilde{R}$ 取一定值时前者对应的 $\phi_{0,\mathrm{opt}}$ 比后者对应的 $\phi_{0,\mathrm{opt}}$ 要大, 而前者对应的 $\tilde{D}_{\mathrm{opt}}$ 比后者对应的 $\tilde{D}_{\mathrm{opt}}$ 要小. 当 $\tilde{R}$ 逐渐增大时, 以熵耗散率最小为目标时的 $\phi_{0,\mathrm{opt}}$ 增大而 $\tilde{D}_{\mathrm{opt}}$ 减小, $\tilde{\tilde{T}}_{\min}$ 先是减小然后增大, 以最大温差最小为目标时的 $\tilde{T}_{\min}$ 增大而 $\phi_{0,\mathrm{opt}}$ 减小, $\tilde{D}_{\mathrm{opt}}$ 缓慢增大. 当 $\phi=0.1$ 和 $\tilde{k}=300$ 时, 前者 $\tilde{R}=1.75$ 是圆盘中高导热材料采用辐射状布置还是树状布置的临界点, 而后者 $\tilde{R}=2.18$ 是圆盘中高导热材料采用辐射状布置还是树状布置的临界点. 这些都是以熵耗散率最小为目标与以最大温差最小目标的不同之处. 此外, 基于熵耗散率最小的最优构形比基于最大温差最小的最优构形可以较大程度的降低平均传热温差, 明显地改善传热性能. 以最大温差最小为目标进行优化是出于极限安全考虑, 而以熵耗散率最小为目标进行优化主要是为了降低圆盘传热平均温差, 提高其传热性能. 因此, 在导热优化设计时, 在保证低于极限温度的情况下应尽量选择对应平均热阻最小的构形设计.

在冷却越来越大的均匀产热圆盘时, 在本文工作的基础上可以考虑树状圆盘的二级组合, 即图 5 中顶角为 β 的扇形是由本文第三节优化后的扇形 A 所组成, 熵耗散率的表达式的推导过程与第三节类似. 此时, 二级组合圆盘的平均热阻曲线与图 9 的一级组合圆盘的平均热阻曲线相交, 交点即为圆盘中高导热材料采用一级组合布置还是二级组合布置的临界点. 本文工作充分体现了熵耗散率最小化的作用, 可基于熵耗散率最小对二级(或更高级)组合圆盘进行进一步的导热构形优化.

参考文献

1 Bejan A. Constructal-theory network of conducting paths for cooling a heat generating volume. Trans ASME J Heat Transfer, 1997, 40: 799—816
2 Bejan A. Shape and Structure: From Engineering to Nature. Cambridge: Cambridge University Press, 2000
3 周圣兵, 陈林根, 孙丰瑞. 构形理论: 广义热力学优化的新方向之一. 热科学与技术, 2004, 3: 283—292
4 Rosa R, Reis A, Miguel A. Proceedings of the Symposium Bejan's Constructal Theory of Shape and Structure. Evora: University of Evora, Portugal, 2004, 219
5 Bejan A, Lorente S. The Constructal Law (La Loi Constructale). Paris: L'Harmatan, 2005
6 Bejan A, Lorente S. Constructal multi-scale and multi-objective structures. Int J Energy Res, 2005, 29: 689—710
7 Bejan A, Lorente S, Miguel A, et al. Along with Constructal Theory. In: Hernandez J, Cosinschi M, eds. UNIL FGSE Workshop Series No. 1. Switzerland, University of Lausanne, Faculty of Geosciences and the Environment, 2006
8 da Silva A, Lorente S, Bejan A. Constructal multi-scale structures for maximal heat transfer density. Energy The Int J, 2006, 31: 620—635
9 Reis A. Constructal theory: From engineering to physics, and how flow systems develop shape and structure. Appl Mech Rev, 2006, 59: 269—282
10 Bejan A, Lorente S. Constructal theory of generation of configuration in nature and engineering. J Appl Phys, 2006, 100: 041301
11 Bejan A, Marden J H. Unifying constructal theory for scale effects in running, swimming and flying. J Exp Biol, 2006, 209: 238—248
12 Bejan A, Merkx G. Constructal Theory of Social Dynamics. New York: Springer, 2007
13 Bejan A, Lorente S. Design with Constructal Theory. New Jersey: Wiley, 2008
14 Bejan A, Marden J H. The constructal unification of biological and geophysical design. Phys Life Rev, 2009, 6: 85—102
15 Bejan A, Lorente S, Miguel A, et al. Constructal Human Dynamics, Security & Sustainability. Amsterdam: IOS Press, 2009

16 Neagu M, Bejan A. Constructal-theory tree networks of “constant” thermal resistance. J Appl Phys, 1999, 86: 1136—1144
17 Neagu M, Bejan A. Three-dimensional tree constructs of “constant” thermal resistance. J Appl Phys, 1999, 86: 7107—7115
18 Almogbel M, Bejan A. Constructal optimization of nonuniformly distributed tree-shaped flow structures for conduction. Int J Heat Mass Transfer, 2001, 44: 4185—4194
19 Ghodoossi S, Egrican N. Conductive cooling of triangular shaped electronics using constructal theory. Energy Convers Mgmt, 2004, 45: 811—828
20 周圣兵, 陈林根, 孙丰瑞. 光伏电池优化设计中的构形理论. 自然科学进展, 2006, 16: 1500—1505
21 伍文君, 陈林根, 孙丰瑞. 导热优化的“树网”构造法的改进. 中国科学 E 辑: 技术科学, 2006, 36: 773—781
22 周圣兵, 陈林根, 孙丰瑞. 基于构形理论的“体-点”导热熵产生最小化. 热科学与技术, 2007, 6: 294—299
23 Wu W, Chen L, Sun F. On the “area to point” flow problem based on constructal theory. Energy Convers Mgmt, 2007, 48: 101—105
24 Zhou S, Chen L, Sun F. Optimization of constructal volume-point conduction with variable cross-section conducting path. Energy Convers Mgmt, 2007, 48: 106—111
25 周圣兵, 陈林根, 孙丰瑞. 基于三角形单元体的气-固反应器构形优化. 中国科学 E 辑: 技术科学, 2008, 38: 764—772
26 Karakas A, Camdali U, Tunc M. Constructal optimisation of heat generating volumes. Int J Exergy, 2009, 6: 637—654
27 Boichot R, Luo L, Fan Y. Tree-network structure generation for heat conduction by cellular automaton. Energy Convers Mgmt, 2009, 50: 376—386
28 谢志辉, 陈林根, 孙丰瑞. 基于热流与强度复合目标的立式绝热壁构形优化. 中国科学: 技术科学, 2010, 40
29 Rocha L A O, Lorente S, Bejan A. Contructal design for cooling a disc-shaped area by conduction. Int J Heat Mass Transfer, 2002, 45: 1643—1652
30 da Silva A K, Vasile C, Bejan A. Disc cooled with high-conductivity inserts that extend inward from the perimeter. Int J Heat Mass Transfer, 2004, 47: 4257—4263
31 Rocha L A O, Lorente S, Bejan A. Conduction tree networks with loops for cooling a heat generating volume. Int J Heat Mass Transfer, 2006, 49: 2626—2635
32 过增元, 程新广, 夏再忠. 最小热量传递势容耗散函数原理及其在导热优化中的应用. 科学通报, 2003, 48: 21—25
33 Guo Z, Zhu H, Liang X. Entransy—A physical quantity describing heat transfer ability. Int J Heat Mass Transfer, 2007, 50: 2545—2556
34 韩光泽, 朱宏晔, 程新广, 等. 导热与弹性系统及导电的相似性. 工程热物理学报, 2005, 26: 1022—1024
35 韩光泽, 过增元. 导热能力损耗的机理及其数学表述. 中国电机工程学报, 2007, 27: 98—102
36 朱宏晔, 陈泽敬, 过增元. 熵耗散极值原理的电热模拟实验研究. 自然科学进展, 2007, 17: 1692—1698
37 程新广, 孟继安, 过增元. 导热优化中的最小传递势容耗散与最小熵产. 工程热物理学报, 2005, 26: 1034—1036
38 韩光泽, 过增元. 不同目的热优化目标函数: 热量传递势容损耗与熵产. 工程热物理学报, 2007, 27: 811—813
39 柳雄斌, 过增元, 孟继安. 换热器中的熵耗散与热阻分析. 自然科学进展, 2008, 18: 1186—1190
40 宋伟明, 孟继安, 梁新刚, 等. 一维换热器中温差场均匀性原则的证明. 化工学报, 2008, 59: 2460—2464
41 陈群, 任建勋, 过增元. 流体流动场协同原理及其在减阻中的应用. 科学通报, 2008, 53: 489—492
42 陈群, 任建勋. 对流换热过程的广义热阻及其与熵耗散的关系. 科学通报, 2008, 53: 1730—1736
43 柳雄斌, 孟继安, 过增元. 换热器参数优化中的熵产极值和熵耗散极值. 科学通报, 2008, 52: 3026—3029
44 柳雄斌, 过增元. 换热器性能分析新方法. 物理学报, 2009, 58: 4766—4771
45 Chen Q, Ren J, Guo Z. Field synergy analysis and optimization of decontamination ventilation designs. Int J Heat Mass Transfer, 2008, 51: 873—881
46 Chen Q, Wang M, Pan N, et al. Optimization principles for convective heat transfer. Energy, 2009, 34: 1199—1206
47 吴晶, 梁新刚. 熵耗散极值原理在辐射换热优化中的应用. 中国科学 E 辑: 技术科学, 2009, 39: 272—277
48 王松平, 陈清林, 张剑冰, 等. 强化单项对流换热的一般理论指导原则. 中国科学 E 辑: 技术科学, 2009, 39: 1949—1957
49 陈群, 任建勋, 过增元. 质量积耗散极值原理及其在空间站通风排污过程优化中的应用. 科学通报, 2009, 54: 1606—1612
50 刘伟, 刘志春, 过增元. 对流换热层流流场的物理量协同与传热强化分析. 科学通报, 2009, 54: 1779—1785
51 吴良柏, 李震, 宋耀祖. 热质传递过程的场协同原理. 科学通报, 2009, 54: 2045—2050
52 王松平, 陈清林, 张冰剑. 熵传递方程及其应用. 科学通报, 2009, 54: 2247—2251
53 夏少军, 陈林根, 孙丰瑞. 换热器熵耗散最小优化. 科学通报, 2009, 54: 2240—2246
54 郭江峰, 程林, 许明田. 熵耗散数及其应用. 科学通报, 2009, 54: 2998—3002
55 Chen L, Chen Q, Li Z, et al. Optimization for a heat exchanger couple based on the minimum thermal resistance principle. Int J Heat Mass Transfer, 2009, 52: 4778—4784
56 夏少军, 陈林根, 孙丰瑞. 液-固相变过程熵耗散最小化. 中国科学: 技术科学, 2010, 40

57 Xia S, Chen L, Sun F. Optimal paths for minimizing entransy dissipation during heat transfer processes with generalized radiative heat transfer law. Appl Math Modell, 2010, 34: 2242—2255
58 李志信. 过增元. 对流传热优化的场协同理论. 北京: 科学出版社, 2010
59 Guo Z, Liu X B, Tao W Q, et al. Effectiveness-thermal resistance method for heat exchanger design and analysis. Int J Heat Mass Transfer, 2010, 53: 2877—2884
60 魏曙寰, 陈林根, 孙丰瑞. 基于矩形单元体的以熵耗散最小为目标的“体点”导热构形优化. 中国科学 E 辑: 技术科学, 2009, 39: 278—285
61 Wei S, Chen L, Sun F. “Volume-point” heat conduction constructal optimization with entransy dissipation minimization objective based on triangular element. Therm Sci, 2010, 14
62 Wei S, Chen L, Sun F. Constructal entransy dissipation minimization for “volume-point” heat conduction without the premise of optimized last-order construct. Int J Exergy, 2010, 7: 627—639
63 魏曙寰, 陈林根, 孙丰瑞. 基于熵耗散率最小的离散和连续变截面导热通道构形优化. 中国科学: 技术科学, 2010, 40
64 魏曙寰, 陈林根, 孙丰瑞. 以熵耗散最小为目标的电磁体多学科构形优化. 中国科学 E 辑: 技术科学, 2009, 39: 1606—1613
65 Wei S, Chen L, Sun F. Constructal complex-objective optimization of electromagnet based on magnetic induction and maximum temperature difference. Rev Mexi Fis, 2010, 56: 245—250
66 谢志辉, 陈林根, 孙丰瑞. 以熵耗散最小为目标的空腔几何构形优化. 中国科学 E 辑: 技术科学. 2009, 39: 1949—1957
67 谢志辉, 陈林根, 孙丰瑞. T 形腔熵耗散最小构形优化. 科学通报, 2009, 54: 2605—2612

·动 态·

自由空间量子隐形传态实验

量子隐形传态是实现量子通信的一个关键. 虽然该过程早在 1997 年就在 Innsbruck 和罗马进行的原理性验证实验中得以实现, 但此前长距离量子隐形传态仅在数百米长的光纤中实现. 光学自由空间传输因其在特定波长下的低大气吸收被期望能够扩展传输距离. 中国科技大学合肥微尺度物质科学国家实验室(筹)潘建伟研究组和清华大学物理系彭承志研究组合作, 采取罗马实验方案(该方案允许进行全Bell态测量), 实验示范了超过16 km的自由空间量子隐形传态. 研究人员发展了一种主动前馈技术以实现信息的实时传输. 结果显示, 信号的保真度达到89%, 超过经典传输的 2/3 的阈值要求. 同时, 他们的实验实现了原隐形传态方案中的全部非局域部分, 这等价于一次局域的么正操作. 该研究确证基于自由空间的隐形传态实验可以方便实现, 这迈出了在全球尺度实现量子通信的关键一步. 相关研究论文发表在2010年6月*Nature Photonics*, 4(6): 376—381 上.

利用高对比度飞秒激光与氩气体团簇作用产生 K 壳层 X 射线

中国科学院物理研究所/北京凝聚态物理国家实验室(筹)张杰和陈黎明研究组与日本合作者, 利用超高对比度的飞秒激光(30 fs)与氩(Ar)气体团簇作用, 形成了准单色的氩 K 壳层 X 射线. 研究中他们利用高对比度激光防止了气体团簇的先期膨胀, 并利用激光强电场驱动纳米级尺寸团簇在相互作用中的非线性共振机制, 使团簇电子只在激光电场和电荷分离场的共同作用下运动, 导致这些电子的共振将只在脉冲的前几个周期内激发, 激光脉冲过后电子能量迅速消失, 所产生的X射线源具有10 fs量级的时间分辨. 同时, 共振加热的电子是和纳米尺度的团簇碰撞, 不会产生高能轫致辐射本底. 另外, 研究人员还在实验中成功地实现了团簇的非线性共振和线性共振加热之间的相互转换, 得到清晰的相互作用物理图像. 相关研究论文发表在2010 年 5 月 28 日 *Physical Review Letters*, 104, 215004 上.

(信息来源: 科学技术部基础研究司《基础科学研究快报》)