

基于变换热力学的任意形状热集中器研究与设计*

李廷华¹⁾ 毛福春¹⁾ 黄铭^{1)†} 杨晶晶¹⁾ 陈俊昌²⁾

1) (云南大学无线创新实验室, 昆明 650091)

2) (北京邮电大学电子工程学院, 北京 100876)

(2013年8月10日收到; 2013年11月9日收到修改稿)

如何灵活地控制和操纵热流是目前研究的热点. 本文根据变换热力学方法, 导出了具有任意横截面形状热集中器的材料参数表达式, 并在此基础上设计了具有圆形、椭圆形、正五边形等规则横截面形状的热集中器和具有共形、非共形任意横截面形状的热集中器. 全波仿真结果表明, 这些热集中器使等温线和热通量向其压缩区弯曲, 靠近热源的一侧热扩散加快而相反的一侧热扩散减慢, 在很小的区域内表现出对热量的集中作用, 这一特点在热能工程中有潜在应用. 此外, 研究了圆柱形热集中器的层化实现方法. 结果显示, 热集中器可通过将同性材料沿角向分层交替填充来实现. 这项工作对热集中器的设计及制备具有指导意义.

关键词: 变换热力学, 热集中器, 任意横截面, 非共形

PACS: 44.10.+I, 05.70.-a, 81.05.Xj, 07.05.Tp

DOI: 10.7498/aps.63.054401

1 引言

众所周知, 物理方程描述了物质的运动, 例如, 麦克斯韦方程描述了电磁场的变化规律; 薛定谔方程描述了微观世界的运动; 波动方程描述了声波在弹性介质内的传播; 热传导方程描述了热扩散现象及其变化规律; 爱因斯坦方程反映了时空曲率与质量的关系. 2000年, Pendry^[1]证明当材料的介电常数和磁导率同时为 -1 时, 介质平板能够实现完美成像. 2001年, Shelby^[2]等制备了第一块等效介电常数和磁导率同时为负的左手材料, 并在微波频段实验证实了其负折射效应. 2003年, 左手材料^[3]的发现被《*Science*》评为十大科技突破之一. 2006年, Leonhardt和Pendry等^[4,5]提出利用坐标变换设计光学隐形斗篷的方法. 同年, Schurig等^[6]在微波频段采用超材料实验证实了电磁隐形斗篷现象, 随后集中器^[7]、超散射^[8]、超吸收^[9]、旋转器^[10]、隐形门^[11]、透明体^[12]、外斗篷^[13,14]、转移斗

篷^[15]、半空斗篷^[16]等超材料电磁器件也被纷纷设计出来, 掀起了变换光学研究的热潮. 最近, 人们将变换光学思想应用于量子力学^[17]、声学^[18,19]、弹性力学^[20,21]、等离子体力学^[22]和热力学^[23-25]等物理分支学科并取得成功. 现已证明, 在物理方程相同的条件下, 如果材料的等效物理参数取天然材料所不具备的特殊值, 那么物质的运动规律将发生改变; 如果材料的物理参数可取任意值, 则人们几乎可以通过改变材料任意控制物质的运动.

2012年, Guenneau等^[26]证明, 二维热传导方程具有形式不变性, 并导出了变换媒质热导率的表达式, 发展了变换热力学, 同时演示了圆柱形斗篷和集中器的设计过程及性能. 最近, Narayana等^[27]应用有效媒质思想, 通过两种普通媒质的层化复合模拟原本连续取值的各向异性热导率媒质, 并以圆形为例实现了热集中器和旋转器; Han等^[28]证明将自然材料交替填充, 通过调整其填充率可以得到各向异性媒质, 扩展了有效媒质思想在热器件设计中的应用, 同时分别展示了用橡胶/环

* 国家自然科学基金(批准号: 61161007, 61261002)、云南省自然科学基金重点项目(批准号: 2013FA006)和云南省自然科学基金(批准号: 2011FB018)资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: huangming@ynu.edu.cn

氧树脂和木材/不锈钢制成的热斗篷; Schittny 等^[29]采用铜和聚二甲硅氧烷制作了二维圆形热斗篷,并记录斗篷温度分布随着时间的变化,证实了其热隐身效果; He 等^[30]设计出开放式热斗篷,其内部区域的温度近似等于开口区域的温度; Yang 等^[31]导出了具有共形任意横截面形状的热斗篷变换媒质热导率表达式,并展示了四组仿真实例; Guenneau 等^[32]利用几何形变与材料参数变化之间的等效关系,导出了热旋转器的热导率,并给出了圆柱形热旋转器的设计过程。

在众多热器件的应用中,热集中器作为一种高效的热能收集与捕获技术^[33],其在太阳能收集利用、高灵敏度温度传感及热伪装等方面有很大的应用潜力。然而据我们所知,目前有关热集中器的文献报道非常少^[26,27],并且考虑到先前所有的理论分析,数值模拟及参数设计都是针对圆柱形这样规则对称的形状,因此不适用于其他形状热集中器的设计。为解决此问题,本文导出了具有任意横截面形状热集中器扩展区和压缩区变换媒质的通用表达式,设计并仿真了具有规则横截面形状和具有共形/非共形任意横截面形状的热集中器,以此来验证表达式的有效性和集中器的集热功能;最后为了促进热集中器的物理实现,还探讨了其层化实现方法。

2 理论与方法

热量总是自发地从高温区域扩散至低温区域,这个过程由热传导方程决定,其与热源、温度梯度、媒质热导率和边界条件有关,可表示为

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla \cdot (\kappa \nabla T) + Q, \quad (1)$$

式中 ∇ 表示梯度算符, ρ , c 和 κ 分别表示媒质的密度、热容量和热导率, T 是温度, Q 为热源。在稳态

无源区域中, $Q = 0$, $\partial T / \partial t = 0$, 则方程(1)进一步简化为 $\nabla \cdot (\kappa \nabla T) = 0$, 该方程在变换空间中可写为

$$\nabla' \cdot (\kappa' \nabla' T') = 0, \quad (2)$$

式中 κ' , T' 分别代表变换空间中的温度和媒质热导率, ∇' 表示变换空间中的梯度算符。变换空间与原坐标空间媒质热导率的关系为^[26]

$$\kappa' = \frac{J \kappa J^T}{\det(J)}, \quad (3)$$

式中

$$J = \frac{\partial(x', y', z')}{\partial(x, y, z)} = \begin{bmatrix} \partial x' / \partial x & \partial x' / \partial y & \partial x' / \partial z \\ \partial y' / \partial x & \partial y' / \partial y & \partial y' / \partial z \\ \partial z' / \partial x & \partial z' / \partial y & \partial z' / \partial z \end{bmatrix}$$

为雅可比变换矩阵, J^T 为 J 的转置, $\det(J)$ 是矩阵行列式。

任意横截面形状热集中器的坐标变换如图1所示,图中 Ω 与 Ω' 分别表示原坐标空间和变换空间。为实现集热,需将原坐标空间中 $r \leq R_2(\theta)$ 的区域沿径向压缩到变换空间中的区域,而将 $R_2(\theta) \leq r \leq R_3(\theta)$ 的区域扩展到 $R_1(\theta') \leq r' \leq R_3(\theta')$ 的区域。

在扩展区 $[R_1(\theta') \leq r' \leq R_3(\theta')]$, 坐标变换方程表示为

$$\begin{aligned} r' &= \frac{R_3(\theta) - R_1(\theta)}{R_3(\theta) - R_2(\theta)} r \\ &\quad + \frac{R_3(\theta)[R_1(\theta) - R_2(\theta)]}{R_3(\theta) - R_2(\theta)}, \\ \theta' &= \theta, z' = z. \end{aligned} \quad (4)$$

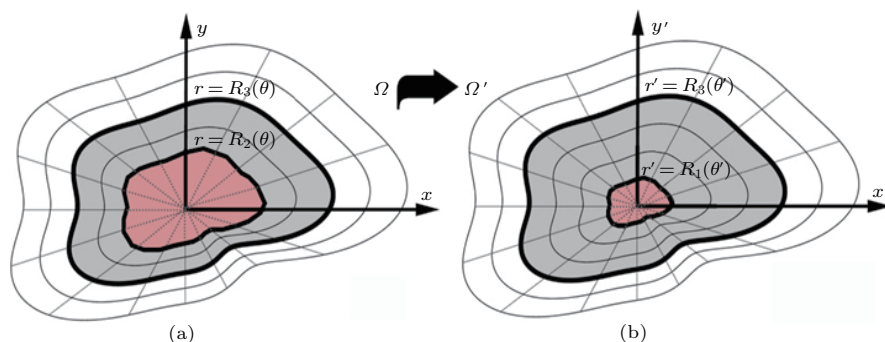


图1 任意横截面形状热集中器坐标变换示意图 (a) 原坐标空间; (b) 变换空间

在直角坐标系表示为

$$x' = \frac{R_3 \left(\arctan \frac{y}{x} \right) - R_1 \left(\arctan \frac{y}{x} \right)}{R_3 \left(\arctan \frac{y}{x} \right) - R_2 \left(\arctan \frac{y}{x} \right)} x + \frac{R_3 \left(\arctan \frac{y}{x} \right)}{R_3 \left(\arctan \frac{y}{x} \right) - R_2 \left(\arctan \frac{y}{x} \right)} \times \left[R_1 \left(\arctan \frac{y}{x} \right) - R_2 \left(\arctan \frac{y}{x} \right) \right] \times \frac{x}{\sqrt{x^2 + y^2}}, \quad (5a)$$

$$y' = \frac{R_3 \left(\arctan \frac{y}{x} \right) - R_1 \left(\arctan \frac{y}{x} \right)}{R_3 \left(\arctan \frac{y}{x} \right) - R_2 \left(\arctan \frac{y}{x} \right)} y + \frac{R_3 \left(\arctan \frac{y}{x} \right)}{R_3 \left(\arctan \frac{y}{x} \right) - R_2 \left(\arctan \frac{y}{x} \right)} \times \left[R_1 \left(\arctan \frac{y}{x} \right) - R_2 \left(\arctan \frac{y}{x} \right) \right] \times \frac{y}{\sqrt{x^2 + y^2}}, \quad (5b)$$

$$z' = z. \quad (5c)$$

将上式代入方程 (3), 可求得扩展区变换媒质的热导率为

$$\kappa'_{xx} = \frac{A_1^2 + A_2^2}{A_1 B_2 - A_2 B_1} \kappa, \quad \kappa'_{xy} = \frac{A_1 B_1 + A_2 B_2}{A_1 B_2 - A_2 B_1} \kappa; \quad (6a)$$

$$\kappa'_{yy} = \frac{B_1^2 + B_2^2}{A_1 B_2 - A_2 B_1} \kappa, \quad \kappa'_{zz} = \frac{1}{A_1 B_2 - A_2 B_1} \kappa. \quad (6b)$$

式中 A_1, A_2, B_1, B_2 的表达式分别为

$$A_1 = k_1 - a \sin \theta \cos \theta + \frac{k_2}{r} \sin^2 \theta - \frac{b}{r} \sin \theta \cos \theta, \quad (7a)$$

$$A_2 = a \cos^2 \theta - \frac{k_2}{r} \sin \theta \cos \theta + \frac{b}{r} \cos^2 \theta, \quad (7b)$$

$$B_1 = -a \sin^2 \theta - \frac{k_2}{r} \sin \theta \cos \theta - \frac{b}{r} \sin^2 \theta, \quad (7c)$$

$$B_2 = k_1 + a \sin \theta \cos \theta + \frac{k_2}{r} \cos^2 \theta + \frac{b}{r} \sin \theta \cos \theta. \quad (7d)$$

上式中, 参数 k_1, k_2, a, b 分别满足

$$k_1 = \frac{R_3(\theta) - R_1(\theta)}{R_3(\theta) - R_2(\theta)}, \quad k_2 = \frac{R_3(\theta)[R_1(\theta) - R_2(\theta)]}{R_3(\theta) - R_2(\theta)}, \quad (8a)$$

$$a = \frac{[R_3(\theta) - R_2(\theta)][R'_3(\theta) - R'_1(\theta)]}{[R_3(\theta) - R_2(\theta)]^2} - \frac{[R_3(\theta) - R_1(\theta)][R'_3(\theta) - R'_2(\theta)]}{[R_3(\theta) - R_2(\theta)]^2}, \quad (8b)$$

$$b = \frac{R'_3(\theta)[R_1(\theta) - R_2(\theta)]}{R_3(\theta) - R_2(\theta)} + \frac{R_3(\theta)[R'_1(\theta) - R'_2(\theta)]}{R_3(\theta) - R_2(\theta)} - \frac{R_3(\theta)[R_1(\theta) - R_2(\theta)][R'_3(\theta) - R'_2(\theta)]}{[R_3(\theta) - R_2(\theta)]^2}. \quad (8c)$$

在压缩区 [$r' \leq R_1(\theta')$], 坐标变换方程为

$$r' = \frac{R_1(\theta)}{R_2(\theta)} r, \quad \theta' = \theta, \quad z' = z. \quad (9)$$

转化为直角坐标系的形式为

$$x' = r' \cos \theta' = \frac{R_1 \left(\arctan \frac{y}{x} \right)}{R_2 \left(\arctan \frac{y}{x} \right)} x, \quad y' = r' \cos \theta' = \frac{R_1 \left(\arctan \frac{y}{x} \right)}{R_2 \left(\arctan \frac{y}{x} \right)} y, \quad z' = z. \quad (10)$$

将 (10) 式代入 (3) 式, 得压缩区变换媒质的热导率为

$$\kappa'_{xx} = \frac{C_1^2 + C_2^2}{C_1 D_2 - C_2 D_1} \kappa, \quad \kappa'_{xy} = \frac{C_1 D_1 + C_2 D_2}{C_1 D_2 - C_2 D_1} \kappa; \quad (11a)$$

$$\kappa'_{yy} = \frac{D_1^2 + D_2^2}{C_1 D_2 - C_2 D_1} \kappa, \quad \kappa'_{zz} = \frac{1}{C_1 D_2 - C_2 D_1} \kappa. \quad (11b)$$

其中

$$C_1 = k_3 - k_4 \sin \theta \cos \theta, \quad C_2 = k_4 \cos^2 \theta, \quad D_1 = -k_4 \sin^2 \theta, \quad D_2 = k_3 + k_4 \sin \theta \cos \theta.$$

并且

$$k_3 = R_1(\theta)/R_2(\theta),$$

$$k_4 = \frac{[R_2(\theta)R_1'(\theta) - R_1(\theta)R_2'(\theta)]}{R_2^2(\theta)}.$$

需要注意的是上述所有式中 $R'(\theta) = dR(\theta)/d\theta$. 方程(6)和(11)分别给出了扩展区和压缩区变换媒质热导率的通用表达式.

3 结果与讨论

采用 COMSOL 软件进行全波仿真. 仿真条件如下: 左、右边界分别对应高温区 (600 K) 和低温区 (293.15 K), 上下边界为绝缘边界, 背景媒质为铜. 20 °C 时铜的密度为 $\rho = 8700 \text{ kg/m}^3$, 热导率为 $\kappa = 400 \text{ W/(m} \cdot \text{K)}$, 热容量为 $c = 385 \text{ J/(kg} \cdot \text{K)}$. 扩展区和压缩区变换媒质的材料参数由方程(6)和(11)决定.

3.1 共形横截面热集中器

为了验证变换媒质热导率表达式的正确性, 我们首先考虑圆柱形热集中器, 单位圆基本参数方程为 $R(\theta) = 1$, 仿真时将边界设为 $R_1(\theta) = 0.1R(\theta)$, $R_2(\theta) = 0.2R(\theta)$, $R_3(\theta) = 0.3R(\theta)$.

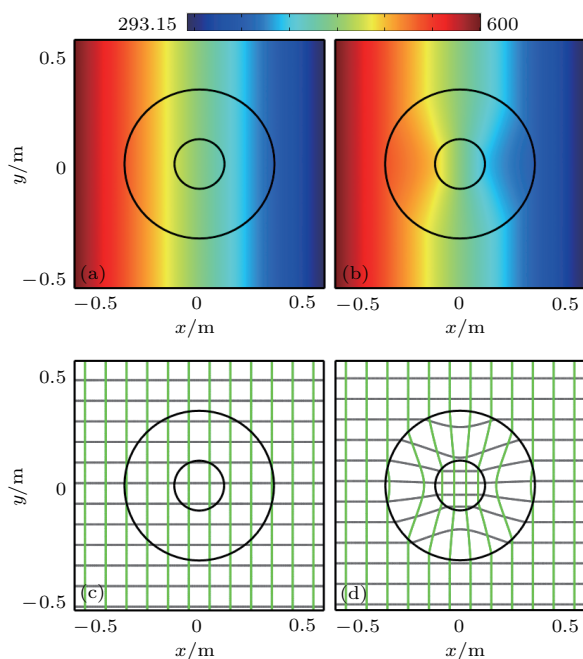


图2 (网刊彩色) (a) 无圆柱形热集中器时的温度分布; (b) 有圆柱形热集中器时的温度分布; (c) 和 (d) 分别对应 (a) 和 (b) 中等温线和热通量的分布

图2给出了圆柱形热集中器的仿真结果, 其中

图2(a)和(b)表示温度分布, 图2(c)和(d)为对应的热传导图, 图中绿色和灰色实线分别代表等温线和热通量. 图2(b)和(d)中扩展区和压缩区变换媒质的材料由方程(6)和(11)计算得出, 作为比较, 图2(a)和(c)中所有的材料都是铜. 由图2(a)和(c)不难看出, 在全铜条件下热量均匀地从高温区域流向低温区域; 而由图2(b)和(d)可以看出, 使用各向异性非均匀材料时, 热集中器扩展区中的一部分等温线和热通量被压缩到压缩区中, 使靠近热源一侧(左)的热扩散加快而相反一侧(右)的热扩散减慢, 热量被集中到很小的区域, 表现出集热效应, 这与文献[26]的结论一致.

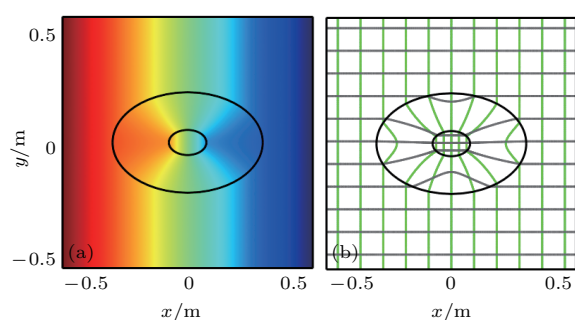


图3 (网刊彩色) 椭圆柱形热集中器 (a) 温度分布; (b) 等温线和热通量分布

椭圆柱形热集中器的仿真结果见图3所示. 一般地, 椭圆的参数方程表示为

$$R(\theta) = \frac{ab}{\sqrt{b^2 \cos^2(\theta) + a^2 \sin^2(\theta)}},$$

其中 a, b 分别对应椭圆的长半轴长和短半轴长. 仿真时取 $a = 0.075 \text{ m}$, $b = 0.05 \text{ m}$, 边界设置为 $R_1(\theta) = R(\theta)$, $R_2(\theta) = 1.5R(\theta)$ 及 $R_3(\theta) = 2R(\theta)$. 由图3(a)显示的温度分布可看出, 热量向集中器压缩区集中, 具有集热作用; 由图3(b)显示的等温线和热通量分布可看出, 集中器扩展区的等温线和热通量有规律地被吸引到压缩区中. 理论上, $R_2(\theta)/R_1(\theta)$ 的比值越大集热现象越明显.

对正五边柱形热集中器, 仿真结果见图4, 其中图4(a)表示温度分布, 图4(b)表示等温线和热通量分布. 通常, 正多边形的基本参数方程可表示为

$$R(\theta) = \frac{a_0 \tan(\pi/2 - \pi/N)}{2 \cos(\theta - 2(n-1)\pi/N - \theta_0)},$$

其中 a_0 是正多边形的边长, θ_0 为旋转角, N 为沿顺时针方向各边的编号. 仿真时选择正五边形, 设其

内、中、外环的外接圆半径分别为0.04 m, 0.12 m和0.18 m. 由图4(a)所表示的温度分布以及图4(b)所表示的等温线和热通量分布可以看出, 正五边柱形热集中器同样具有明显的集热效果.

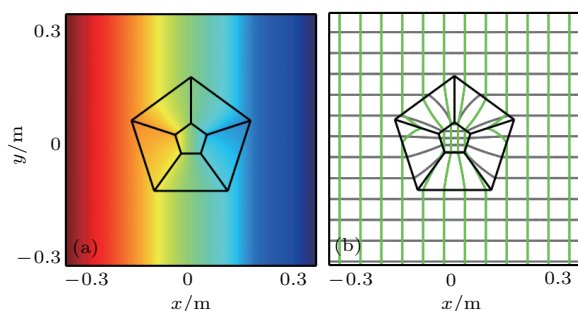


图4 正五边形热集中器 (a) 温度分布; (b) 等温线和热通量分布

图5表示了共形任意横截面形状热集中器的仿真结果. 类似地, 图5(a)和(b)分布表示温度分布及等温线和热通量分布. 仿真时, 边界函数设为一般曲线

$$R(\theta) = 0.4 + 0.1 \sin(\theta) + 0.1 \sin(3\theta) + 0.15 \sin(5\theta),$$

同时内、中、外边界曲线分别取 $R_1(\theta) = 0.1R(\theta)$, $R_2(\theta) = 0.2R(\theta)$ 和 $R_3(\theta) = 0.3R(\theta)$. 显而易见, 该共形横截面形状热集中器也具有显著的集热效果.

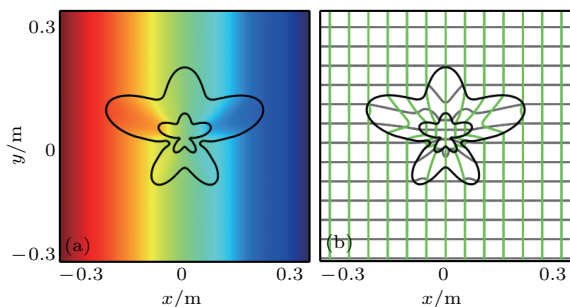


图5 共形任意形状热集中器 (a) 温度分布; (b) 等温线和热通量分布

3.2 非共形横截面热集中器

上述介绍的都是具有共形横截面形状的热集中器, 但考虑到实际应用中可能涉及到非共形横截面形状的热集中器, 接下来我们将讨论这种更为复杂的情况, 从而进一步验证方程(6)和(11)的通用性. 值得注意的是, 求解热集中器的材料参数时, 横截面非共形的情况要比共形的情况复杂得多. 下面是一个具有非共形横截面形状的热集中器的仿真

实例. 仿真时将边界曲线的参数方程 $R_1(\theta)$, $R_2(\theta)$ 和 $R_3(\theta)$ 分别取为

$$R_1(\theta) = [12 + 2 \cos(\theta) + \sin(2\theta) - 2 \sin(3\theta)]/320,$$

$$R_2(\theta) = \frac{1}{150} [20 - 0.5 \cos(4\theta) + \sin(4\theta) - 2 \cos(4\theta)],$$

$$R_3(\theta) = \frac{1}{48} [10 + \sin(\theta) - \cos(3\theta) + 2 \sin(5\theta) - 0.4 \sin(7\theta)].$$

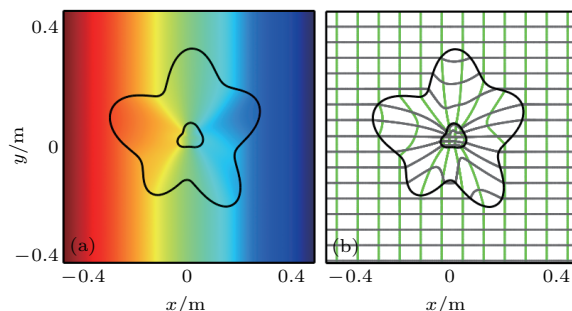


图6 非共形任意形状热集中器 (a) 温度分布; (b) 等温线和热通量分布

图6给出了相应的仿真结果. 由图6(a)和(b)可见, 与前述圆柱形、椭圆柱形、正多边形柱形以及共形任意横截面形状的热集中器一样, 该集中器显示了典型的集热效应, 上述结果表明所导出方程也可用于复杂形状热集中器的设计和求解.

4 热集中器的层化实现

现在考虑热集中器的制备方法. 以圆柱形为例, 将压缩区和扩展区变换媒质热导率写为对角张量的形式, 则压缩区 $[r' \leq R_1(\theta')]$ 为 $\kappa'_r = \kappa$, $\kappa'_\theta = \kappa$; 扩展区 $[R_1(\theta') \leq r' \leq R_3(\theta')]$ 为

$$\kappa'_r = \left[\left(r' + R_3 \frac{R_2 - R_1}{R_3 - R_2} \right) / r' \right] \kappa,$$

$$\kappa'_\theta = \left[r' / \left(r' + R_3 \frac{R_2 - R_1}{R_3 - R_2} \right) \right] \kappa.$$

显然, 压缩区的热导率取常数值, 很容易实现, 而扩展区的热导率呈各向异性分布, 其实际制备相当困难. 为了消除扩展区变换媒质热导率分布的各向异性, 接下来将引入基于有效媒质理论的分层实现方法. 不难发现, 对于内外共形的圆柱形热集中器, 扩展区变换媒质热导率的径向分量大于角向分量 ($\kappa'_r > \kappa'_\theta$), 这与 Guenneau 等提出的热斗

篷^[26]不同,在那里热导率的径向分量小于角向分量($\kappa'_r < \kappa'_\theta$),故在讨论热斗篷的分层实现时,采用的是沿径向分层的思想,并用 M 层同心层状结构消去热导率的各项异性.对于热集中器,由于扩展区径向和角向热导率之间的关系为 $\kappa'_r > \kappa'_\theta$,因此采用沿角向进行分层的思想,将整个扩展区划分为 M 个扇形区,每个扇形区又由A, B两区各项同性的材料组成.分区后, A, B两区材料热导率 κ_A, κ_B 与原扩展区变换媒质热导率 $\kappa'_r, \kappa'_\theta$ 之间的关系为

$$\frac{1}{\kappa'_\theta} = \frac{1}{1+\eta} \left(\frac{1}{\kappa_A} + \frac{\eta}{\kappa_B} \right),$$

$$\kappa'_r = \frac{\kappa_A + \eta\kappa_B}{1+\eta}. \quad (12)$$

假设A, B两区扇形面积相等,则 $\eta = 1$,上式

进一步简化为

$$\kappa_A = \kappa'_r + \sqrt{\kappa'^2_r - \kappa'_r\kappa'^2_\theta},$$

$$\kappa_B = \kappa'_r - \sqrt{\kappa'^2_r - \kappa'_r\kappa'^2_\theta}. \quad (13)$$

将方程(3)代入方程(13),即可求出A, B两区各向同性材料的热导率.

图7给出了圆柱形热集中器分层实现效果,其中图7(a)—(c)分别对应 $M = 40$ 层、 $M = 60$ 层和 $M = 80$ 层的仿真结果.不难看出,在三种情况下分层热集中器都能很好地实现集热,具体表现是热通量和等温线向压缩区汇聚.此外,随着分层数的增加,热通量分布曲线和等温线抖动变小,并逐渐趋于平滑.

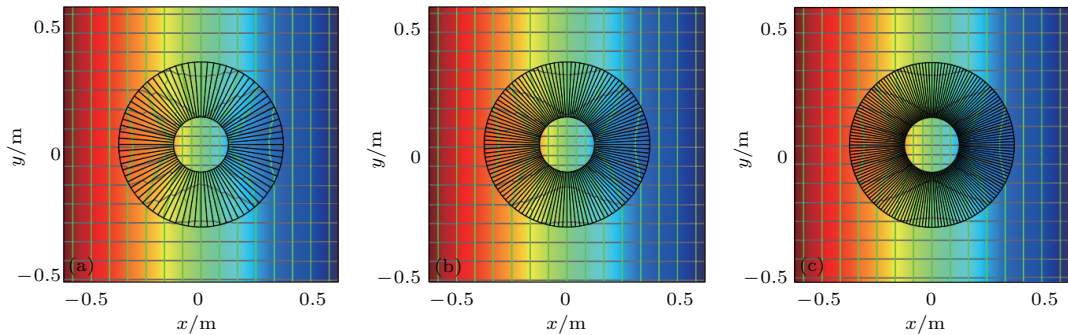


图7 圆柱形热集中器的分层实现效果 (a) $M = 40$ 层; (b) $M = 60$ 层; (c) $M = 80$ 层

5 结 论

基于变换热力学,导出了任意横截面形状热集中器扩展区和压缩区变换媒质热导率的一般表达式,在此基础上设计了具有圆形、椭圆形、正五边形等规则横截面形状的热集中器和具有共形、非共形任意横截面形状的热集中器,并通过COMSOL软件进行了全波仿真.结果表明,对于所有形状的热集中器,扩展区中的部分等温线和热通量都将汇聚到压缩区中,使靠近热源的一侧热扩散加快而相反一侧的热扩散减慢,热量被集中到很小的区域,表现出集热效应,并且 $R_2(\theta)/R_1(\theta)$ 的比值越大集热效果越明显.此外,基于有效媒质思想讨论了热集中器的层化实现方法,以圆柱形为例,分析了热集中器与热斗篷在热导率分布上的区别,并通过沿角向分层的方式验证了热集中器层化实现的可行性.相信这项工作将会对热集中器的设计和制备产生积极影响.本文导出的热集中器扩展区和压缩

区变换媒质热导率表达式的前提是稳态和无源,下一步工作将研究有源非稳态条件下的热扩散问题及新热现象和热器件的设计,以促进变换热力学的发展.

参考文献

- [1] Pendry J B 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 3966
- [2] Shelby R A, Smith D R, Schultz S 2001 *Science* **292** 77
- [3] Kennedy D 2003 *Science* **302** 2033
- [4] Leonhardt U 2006 *Science* **312** 1777
- [5] Pendry J B, Schurig D, Smith D R 2006 *Science* **312** 1780
- [6] Schurig D, Mock J J, Justice B J, Cummer S A, Pendry J B, Starr A F, Smith D R 2006 *Science* **314** 977
- [7] Yang J J, Huang M, Yang C F, Xiao Z, Peng J H 2009 *Opt. Express* **17** 19661
- [8] Yang C F, Yang J J, Huang M, Peng J H, Cai G H 2010 *Comput. Mater. Sci.* **49** 820
- [9] Yang J J, Huang M, Yang C F, Peng J H, Zong R 2010 *Energies* **3** 1335
- [10] Chen H Y, Chan C. T. 2007 *Appl. Phys. Lett.* **90** 241105

- [11] Li C, Meng X K, Liu X, Li F, Fang G Y, Chen H Y, Chan C T 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 233906
- [12] Li T H, Huang M, Yang J J, Yu J, Lan Y Z 2011 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **44** 325102
- [13] Chen H, Chan C T, Sheng P 2010 *Nature materials* **9** 387
- [14] Wang Z, Dong J F, Liu J J, Luo X Y 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 204101 (in Chinese)[王战, 董建峰, 刘锦景, 罗孝阳 2012 物理学报 **61** 204101]
- [15] Wang Z, Luo X Y, Liu J J, Dong J F 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 024101 (in Chinese)[王战, 罗孝阳, 刘锦景, 董建峰 2013 物理学报 **62** 024101]
- [16] Guo P F, Li D, Dai Q, Fu Y Q 2013 *Chin. Phys. B* **22** 054101
- [17] Greenleaf A, Kurylev Y, Lassas M, Uhlmann G 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 220404
- [18] Chen H Y, Chan C T 2010 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **43** 113001
- [19] Gao D B, Zeng X W 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 184301 (in Chinese)[高东宝, 曾新吾 2012 物理学报 **61** 184301]
- [20] Milton G W, Briane M, Willis J R 2006 *New J. Phys.* **8** 268
- [21] Stenger N, Wilhelm M, Wegener M 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 014301
- [22] Yu Z Z, Feng Y J, Wang Z B, Zhao M J, Jiang T 2013 *Chin. Phys. B* **22** 034102
- [23] Chen T, Weng C N and Chen J S 2008 *Appl. Phys. Lett.* **93** 114103
- [24] Fan C Z, Gao Y, Huang J P 2008 *Appl. Phys. Lett.* **92** 251907
- [25] Li J Y, Gao Y, Huang J P 2010 *J. Appl. Phys.* **108** 074504
- [26] Guenneau S, Amra C, Veynante D 2012 *Optics Express* **20** 8207
- [27] Narayana S, Sato Y 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 214303
- [28] Han T C, Tao Y, Li B W, Qiu C W 2013 *Scientific Reports* **3** 1593
- [29] Schittny R, Kadic M, Guenneau S, Wegener M 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 195901
- [30] He X, Wu L 2013 *Appl. Phys. Lett.* **102** 211912
- [31] Yang T Z, Huang L J, Chen F, Xu W K 2013 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **46** 305102
- [32] Guenneau S, Amra C 2013 *Optics Express* **21** 6578
- [33] Han T C, Zhao J J, Yuan T, Lei D Y, Li B W, Qiu C W 2013 *Energy Environ. Sci.* DOI: 10.1039/c3ee41512k

Research and design of thermal concentrator with arbitrary shape based on transformation thermodynamics*

Li Ting-Hua¹⁾ Mao Fu-Chun¹⁾ Huang Ming^{1)†} Yang Jing-Jing¹⁾ Chen Jun-Chang²⁾

1) (Wireless Innovation Lab of Yunnan University, Kunming 650091, China)

2) (School of Electronic Engineering, Beijing University of Posts and Telecommunications, Beijing 100876, China)

(Received 10 August 2013; revised manuscript received 9 November 2013)

Abstract

How to control and manipulate the heat flow in a flexible way is a hotspot of current research. According to transformation thermodynamics method, material parameter expressions for thermal concentrator with an arbitrary cross section are derived, and thermal concentrator with special symmetrical profiles, such as circle, ellipse, and pentagon, as well as thermal concentrator with arbitrary conformal/non-conformal cross section are designed on this basis. Full wave simulation results show that these thermal concentrators can bend the isotherm and heat flux towards their compressive regions, making the heat diffuses faster on the side near heat source and slower on the opposite side. Heat concentrated into a tiny region may have potential applications in thermal engineering. In addition, research on layered realization method of cylindrical thermal concentrator is conducted. Results reveal that the thermal concentrator can be realized through alternatively filling isotropic materials into layers along the angular direction. This work has a guiding significance for the design and manufacturing of thermal concentrator.

Keywords: transformation thermodynamics, thermal concentrator, arbitrary cross section, non-conformal

PACS: 44.10.+I, 05.70.-a, 81.05.Xj, 07.05.Tp

DOI: 10.7498/aps.63.054401

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61161007, 61261002), the Key Program of Natural Science of Yunnan Province, China (Grant No. 2013FA006), and the Natural Science Foundation of Yunnan Province, China (Grant No. 2011FB018).

† Corresponding author. E-mail: huangming@ynu.edu.cn