综述

纳米“热点”系统中的梯度热导率*

吴志鹏[1)] 张创[2)] 胡世谦[3)] 马登科[4)†] 杨诺[1)‡]

1) (华中科技大学能源与动力工程学院, 武汉 430074)

2) (杭州电子科技大学物理系, 杭州 310018)

3) (云南大学物理与天文学院, 昆明 650091)

4) (南京师范大学物理科学与技术学院, 南京 210000)

(2023 年 4 月 27 日收到; 2023 年 6 月 22 日收到修改稿)

纳米“热点”系统中的梯度变化热导率, 是纳米尺度热传导中的新现象. 背后的新机理, 为解决纳米器件散热等工程问题提供理论基础. 首先回顾了近期在纳米体系中发现的热传导新现象. 然后, 重点围绕“热点”梯度热导率, 阐述了不同维度体系的梯度热导率变化规律. 并根据原子振动模式与声子散射的变化, 阐释了梯度热导率的物理机制. 最后, 概述了纳米“热点”的梯度热导率特性给纳米器件散热带来的新挑战和新机遇, 并对未来在该方向研究进行展望.

关键词: 声子工程, 微纳尺度导热, 纳米芯片热管理, 纳米“热点”, 梯度热导率

PACS: 44.10.+i, 63.20.kg, 63.22.–m, 65.80.–g **DOI:** 10.7498/aps.72.20230687

1 引 言

随着单个晶体管尺寸减小至纳米级, 芯片集成度越来越高. 随之而来的纳米“热点”(局部高温) 会造成芯片性能损失、漏电并加速老化. “热点”问题引起了工业界和科学界的高度重视. “热点”是由芯片中功率密度的大幅增加 (例如 GaN 射频功率放大器功率密度可达 50 kW/cm^2[1]), 以及功能模块不均匀分布, 导致的随时间和空间变化的局部高温区域[2–4].

微纳电子器件散热能力受材料本征热导率直接影响. 宏观尺度导热问题, 通常可以用傅里叶定律描述. 该定律指出, 宏观体系的热导率是材料的本征性质, 只与材料组分和温度有关, 不受材料尺寸和形状的影响. 通常宏观体系中的缺陷、应力和晶界等因素[5–9]会影响热输运, 从而会对体系的热导率造成一定影响. 而对于低维纳米体系而言, 其导热规律与宏观体系相比表现出明显差异, 因此对低维纳米体系导热规律和调控的探索具有科学研究和工程应用价值[10–13].

近年研究发现傅里叶定律不再适用于解释微纳体系导热新现象. 例如尺寸效应, 即低维纳米材料的本征热导率会随尺寸变化. 对于准一维体系 (碳纳米管和硅纳米线等[14]) 分子动力学模拟研究发现, 其热导率随长度的增加会呈现幂指数发散, 热导率 κ 与长度 L 的依赖关系为 $\kappa \propto L^{\beta}$ [7,15,16], 式中幂指数 β 表示热导率随尺寸的增大而发散的趋势. 后续实验研究也证实了上述理论预测[17]. 对于准二维体系, 石墨烯的研究[18–20]显示二维纳米材料热导率也会随着长度的增加而呈现对数发散, 依赖关系可表述为 $\kappa \propto \log L$. 为区别宏观热传导,

* 国家重点研发计划政府间联合项目 (批准号: 2018YFE0127800) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: dkma@njnu.edu.cn

‡ 通信作者. E-mail: nuo@hust.edu.cn

© 2023 中国物理学会 Chinese Physical Society

这种随着体系尺寸变化的热导率现象被称为反常热导率[21–25].

通常判断傅里叶定律是否适用, 可以通过比较体系尺寸和声子平均自由程 (声子在连续两次碰撞间距离的平均值) 之间关系. 当体系尺寸远大于声子平均自由程时, 声子服从扩散性 (diffusive) 输运, 傅里叶定律适用. 当体系尺寸接近声子平均自由程时, 声子之间散射不充分, 彼此耦合较弱[26], 服从准弹道 (quasi-ballistic) 输运, 用傅里叶定律描述会出现较大偏差; 当尺寸远小于声子平均自由程时, 声子服从弹道 (ballistic) 输运[10,11]. 此时声子之间不会发生散射、彼此没有耦合, 处于非平衡状态不会建立温度梯度, 傅里叶定律完全不适用[27].

在纳米“热点”系统研究中发现热导率不再均匀, 沿径向从内向外逐渐增大, 即梯度热导率[28–30]. 该现象同样不再服从傅里叶定律. 在宏观体系内, 该现象仅出现在组分梯度变化的功能性复合体系中[31,32]. 而在微观体系内, 该现象却出现在均匀单一的晶体结构中. 因此, 纳米“热点”系统中的梯度热导率, 是制约芯片等微纳器件散热的主要原因之一.

本文将对纳米“热点”系统中的梯度导热研究进展进行阶段性总结. 首先, 介绍纳米“热点”系统特征和早期相关研究. 然后, 依次从准一维、准二维到三维“热点”系统, 给出梯度导热规律. 最后, 概述梯度热导率现象背后的物理机制.

2 纳米“热点”系统简介

图 1 展示了不同维度的纳米“热点”系统的结构, p 表示系统内任意一点, l 和 L 分别为几何中心或顶点到高温和低温热源的距离, θ 为顶角, r 为 p 点的半径. 图 1(a) 展示的是准一维“热点”结构, 即纳米锥, 顶角 $\theta \in (0°, 180°)$; 图 1(b) 和图 1(c) 分别是二维和三维纳米“热点”结构. 系统中的“热点”如红色部分所示, 温度为 $T_{\rm h}$, 低温端如蓝色部分所示, 温度 $T_{\rm c}$.

宏观“热点”问题, 例如内部含有高温线热源的圆柱导热, 采用傅里叶定律描述. 设定圆柱的内部高温和外壁低温热源的温度 $T_{\rm h}$ 和 $T_{\rm c}$, 采用圆柱坐标系表示, 该问题可简化为沿半径方向的一维导热问题. 导热微分方程和边界条件为

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}r}\left(r\frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}r}\right)=0,\quad T(l)=T_{\rm h},\quad T(L)=T_{\rm c}. \tag{1}$$

温度分布 $T(r)$ 和热流密度 q 分别为

$$T(r)=T_{\rm h}+\frac{T_{\rm h}-T_{\rm c}}{\ln(L/l)}\ln(r/l), \tag{2}$$

$$q=-\kappa\frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}r}=\frac{\kappa}{r}\cdot\frac{T_{\rm h}-T_{\rm c}}{\ln(L/l)}. \tag{3}$$

然而, 对于微观纳米“热点”系统, 研究显示其热输运不再服从傅里叶定律[33]. 当热点半径越小, 结果偏离傅里叶定律越大. 通过求解玻尔兹曼输运方程 (BTE), 发现当内热源半径小于平均自由程的时候, 热输运能力明显变小[33].

最近有研究可将温度分辨率下探至 10—250 nm[34–37]. 利用增强拉曼可以测量分辨率为 10 nm 的局部温度[34], 但探测光和加热光是同一束光、在同一位置, 因此无法测量到“热点”附近的温度分布. 通过双波长闪光拉曼系统探测到分辨率为 50 nm的温度分布[36], 但其加热/探测区域的光斑半径较大 (为 340 nm/400 nm), 且难以获得多点温度分布. 因此, 目前测量纳米“热点”系统的温度分布场还存在一定困难.

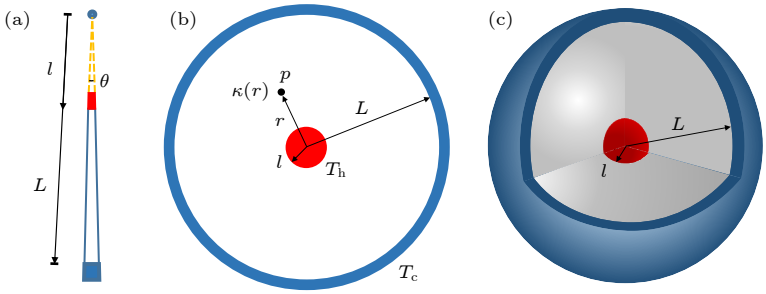

图 1 纳米“热点”系统示意图 (a) 准一维结构, 例如碳纳米锥 (台); (b) 二维结构, 例如石墨烯圆盘; (c) 三维结构剖视图

Fig. 1. Schematic diagram of nanometer “hot spot” system: (a) Quasi-one-dimensional structures, such as carbon nanocones and truncated carbon nanocones; (b) two-dimensional structures, such as graphene disks; (c) three-dimensional cross-sectional view of the structure.

通常可将高低温热源之间区域看作“黑盒子”, 利用两端温差和热流定义有效热导率 ($\kappa_{\rm eff}$) 描述其导热性能. 估算有效热导率的表达式为[33]

$$\frac{\kappa_{\rm eff}}{\kappa_{\rm bulk}}=\frac{3\,(l/\Lambda)/4}{1+3\,(l/\Lambda)/4}, \tag{4}$$

式中, $\kappa_{\rm bulk}$ 表示体块热导率, Λ 是声子平均自由程. 那么“黑盒子”里面的导热具体是什么情况? 这正是本文主体部分讨论的内容.

低维体系实验中经常会形成纳米“热点”系统. 例如拉曼法, 将激光注入样品上形成“热点”系统, 通过改变激光功率和温度以获得拉曼峰的偏移信息, 从而得到样品热导率[38]. 拉曼法假设系统导热服从傅里叶定律, 声子呈现扩散输运, 热导率值不依赖“热点”尺寸和样品尺寸. 因此这种方法有待进一步改进, 加入考虑准弹道输运因素.

时域热反射 (TDTR) 法测量热导率时, 也会形成“热点”系统. TDTR 法也需要注入激光加热样品, 并通过另一较弱激光探测温度随时间的衰减, 以获得样品热导率[39,40]. 该法所测得的是有效热导率. 基于这种方法和“热点”系统准弹道输运的特性, 通过改变“热点”(光斑) 尺寸可以获得不同自由程声子的导热贡献[41–43].

3 纳米“热点”的梯度热导率

对于上述“黑盒子”内导热的研究发现, 不同维度的纳米“热点”系统均存在梯度导热现象[28–30]. 梯度热导率现象是指在从高温“热点”出发延径向向外到冷源之间的区域, 距离中心不同半径处的热导率随半径增大呈现梯度增大的现象.

首先, 以碳纳米锥为例, 介绍准一维结构中的梯度导热问题. 由于尺寸效应的存在, 研究中需要控制纳米系统尺寸的变化, 因此, Ma 等[29] 在计算中保持碳纳米管与碳纳米锥的顶端直径以及二者沿母线的长度相等. 研究发现, 顶角为 0°的碳纳米管的梯度指数 α 为 0, 即纳米管轴向各位置处的热导率相等, 不具有梯度热导率的现象. 当顶角大于 0°时, 碳纳米锥热导率的梯度指数 α 突然增加, 热导率随着距锥顶距离的增大而增大, 表现出梯度热导率现象. 但是随着顶角角度的增加, 梯度指数 $\alpha>1$ 并维持在一个范围内, 没有明显的变化. 这一结果表明, 梯度指数 α 对结构不对称性的变化不敏感, 而从热输运对称的纳米管到不对称的碳纳米锥的结构转变是一个定性的过程, 反映了梯度热导率可能与体系结构的不对称性有关.

其次, 发现二维“热点”结构具有更加明显的梯度导热特性[28]. 以二维纳米圆盘为例, 该结构可以看成图 1(a) 中纳米锥的顶角 θ 增大至 180°. Yang 等[28] 通过分子动力学模拟发现, 对中心有点热源且直径为 8—25 nm 的石墨烯圆盘而言, 它们的梯度指数 α 不为 0, 表现出梯度热导率现象. 并且后续也有研究证实了在石墨烯圆盘中存在梯度热导率现象[29,30]. Zhang 等[30] 研究发现, 梯度热导率现象不局限于特定材料, 不仅在石墨烯圆盘中存在, 而且可以拓展到一般的二维纳米圆盘; 并且梯度热导率现象不局限于纳米尺度, 当温度低至几十开尔文, 石墨烯圆盘的直径增大至 20 μm 时, 仍然存在梯度热导率现象. 二维圆盘结构梯度热导率的幂指数型公式为[30]

$$\begin{aligned}&\kappa\,(r)=\kappa_0[R^*_{\rm 2D}\,(r)]^{\alpha},\\&R^*_{\rm 2D}\,(r)=\frac{\ln\,(l)-\ln\,(r)-1}{\ln\,(l)-\ln\,(L)-1}.\end{aligned} \tag{5}$$

稳态温度分布为

$$T(r)=\begin{cases}T_{\rm c}+(T_{\rm h}-T_{\rm c})\,\dfrac{(R^*_{\rm 2D})^{1-\alpha}-1}{[1-\ln\,(l/L)]^{\alpha-1}-1}, & \alpha\neq 1\\[2ex] T_{\rm c}+(T_{\rm h}-T_{\rm c})\,\dfrac{-\ln\,(R^*_{\rm 2D})}{\ln\,[1-\ln\,(l/L)]}, & \alpha=1,\end{cases} \tag{6}$$

式中, κ_0 为具有热导率量纲的常数, $R^*_{\rm 2D}$ 为二维圆盘中的归一化协调量. 值得关注的是, 当梯度指数 $\alpha=0$ 时, 即为宏观经典的均匀热导率传热问题.

基于二维系统的梯度热导率表达式可以推导出系统的有效热导率:

$$\kappa_{\rm eff}=\begin{cases}\kappa_0(\alpha-1)\dfrac{\ln(L/l)}{\left\{[1-\ln(l/L)]^{\alpha-1}-1\right\}}\left[1-\ln(l/L)\right], & \alpha\neq 1,\\ \kappa_0\dfrac{\ln(L/l)}{\left\{\ln[1-\ln(l/L)]\right\}[1-\ln(l/L)]}, & \alpha=1,\end{cases} \tag{7}$$

其中, α 和 κ_0 值可通过模拟结果中 $\kappa(r)$ 与 $R^*_{\rm 2D}(r)$ 的依赖关系得到, 只需要热点的尺寸信息, 就能通过此 (7) 式估算体系有效热导率 (推导过程详见补充材料 (online)).

最后, 以三维纳米球结构为研究对象, 介绍三维"热点"结构中的梯度导热现象. Zhang 等[30] 研究发现, 三维纳米球的温度分布和热导率变化与二维圆盘相似, 表现出梯度热导率特性. 并且, 该特性不仅在声子弹道输运的情况下存在, 在散射比较充分的情况下, 也可能存在梯度热导率现象. 这可以通过调整系统尺寸和温度来调控 N 过程与 U 过程的数量, 从而产生或者消除梯度热导率现象. 在极低温情况下, 只有平均自由程长的低频声子对热输运有贡献, 此时宏观的三维结构中也存在梯度热导率现象. 三维结构梯度热导率的指数型公式为[30]

$$\begin{aligned}\kappa(r)&=\kappa_0\exp\left(\gamma R^*_{\rm 3D}(r)\right),\\ R^*_{\rm 3D}(r)&=\frac{1/l-1/r+1}{1/l-1/L+1}.\end{aligned} \tag{8}$$

稳态温度分布为

$$T\left(R^*_{\rm 3D}\right)=T_{\rm c}+\left(T_{\rm h}-T_{\rm c}\right)\frac{\exp\left(-\gamma R^*_{\rm 3D}\right)-\exp\left(-\gamma\right)}{\exp\left(-\dfrac{1}{1/l-1/L+1}\gamma\right)-\exp\left(-\gamma\right)}, \tag{9}$$

其中, $R^*_{\rm 3D}$ 为三维纳米球中的归一化协调量, γ 是与体系尺寸有关的常数.

基于三维系统的梯度热导率表达式可以推导出系统的有效热导率:

$$\kappa_{\rm eff}=\frac{\gamma\kappa_0\left(1/l-1/L\right)}{\left[\exp\left(-\dfrac{1}{1/l-1/L+1}\gamma\right)-\exp\left(-\gamma\right)\right]\left(1/l-1/L+1\right)}, \tag{10}$$

式中, γ 和 κ_0 值可通过模拟结果中 $\kappa(r)$ 与 $R^*_{\rm 3D}(r)$ 的依赖关系得到 (推导过程详见补充材料 (online)).

4 纳米"热点"梯度导热的物理机制

梯度热导率现象源于纳米"热点"系统中声子弱耦合机理[26,44–46]. 对于宏观体系, 声子间的散射充分、相互作用和耦合非常强, 声子传输服从扩散输运. 与之不同, 在低维纳米体系中, 声子模式数远小于宏观体系, 声子之间的散射不充分、相互作用比较弱, 表现出"热点"体系中局部热导率从内向外梯度变化现象. 声子间耦合强度可通过弱耦合模型给出的耦合因子和耦合长度定量描述[26,46].

纳米"热点"系统中声子本征模式数呈现梯度渐变特征. 系统本征模式是体系的原子个数 N 和运动维度的乘积, 通常是 $3N$ 个. 纳米"热点"系统从内向外, 可看作一系列不同半径的同心圆环 (准一维和二维结构) 或圆壳 (三维结构). 从内向外随着半径增大, 圆环或圆壳的原子数和模式数都不断增大. 因此, 不同半径的圆环和圆壳具有不同的导热能力, 随着半径增大, 导热能力通常也随之增加.

纳米"热点"系统中, 声子间耦合和散射也起着重要作用. 最主要的三声子散射中, 满足准动量守恒的 N 过程, 不会产生热阻, 但会影响能量和温度分布. 而 U 过程不满足准动量守恒, 会产生热阻[47,48].

随着温度升高或尺寸增大, 纳米"热点"系统中的声子散射和耦合会不断增强, 输运过程也会从弹道输运、准弹道输运逐渐变为扩散输运.

以石墨烯"热点"为例, 在极低温或尺寸远小于声子自由程时, 声子间散射极少, 体系中声子迁移近似服从弹道输运. 研究发现[30] 体系稳定后, 虽然热流恒定, 但温度梯度呈现非傅里叶分布, 如图 2(a) 和图 2(c) 所示. 源于结构的不对称性, 外围低温热源发出的声子只有部分被内部高温热源接收. 没有

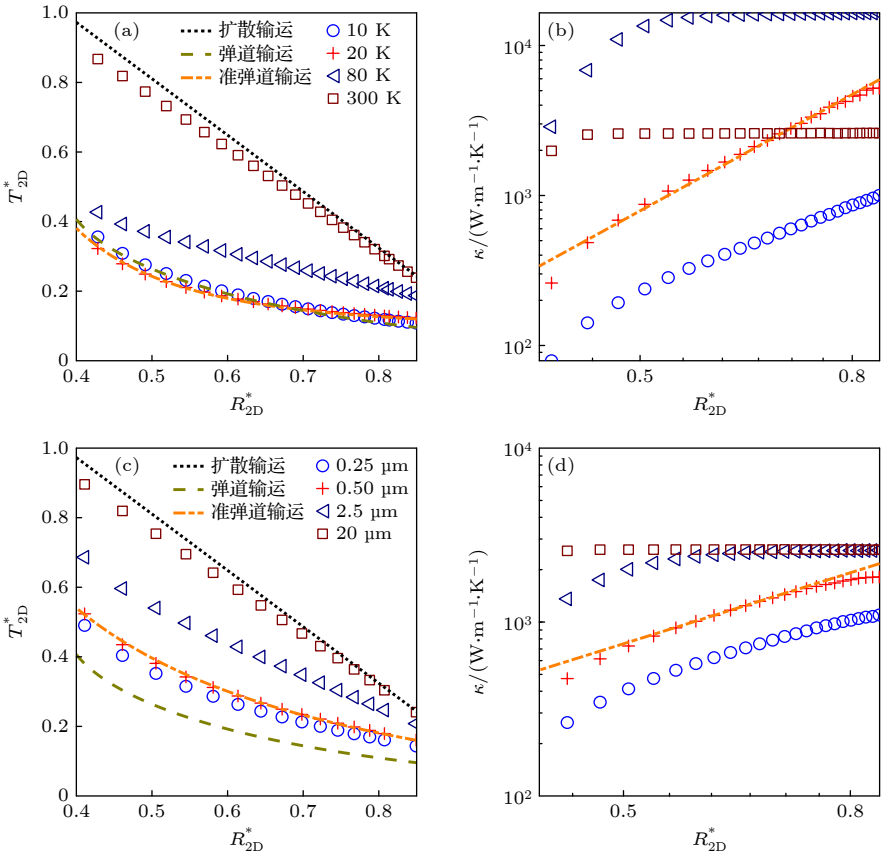

图 2 “热点”石墨烯圆盘的温度梯度分布和热导率对归一化半径的依赖关系[30] (a), (b) 固定系统外半径 $L = 20$ μm, 改变系统的温度; (c), (d) 固定系统的参考温度 $T_0 = 300$ K, 热点温度 T_h 和边缘的温度 T_c 分别为 $T_0 \pm \Delta T/2$, 改变系统的尺寸

Fig. 2. Dependence of temperature gradient distribution and thermal conductivity on normalized radius of “hot spot” graphene disk[30]: (a), (b) Fix the outer radius of the system $L = 20$ μm, change the temperature of the system; (c), (d) fix the reference temperature of the system $T_0 = 300$ K, the hot spot temperature T_h and the temperature T_c of the edge are $T_0 \pm \Delta T/2$, respectively, change the size of the system.

被内热源接收的声子, 对能量分布和温度梯度会产生影响. 不同半径的同心圆环热导率将随着半径增大而增大.

随着体系温度或尺寸稍有增大时, 体系中声子间出现弱耦合, 声子输运服从准弹道输运, 并出现幂指数型梯度导热. 随着温度的上升或尺寸增大, 体系中激发的声子数量增加, 因此会产生更多的声-声散射, 并且 N 过程会明显增多. 但是, 热点会阻断声子的输运, 影响声子散射, 因此 N 过程在热点附近较少, 从而限制了热能的交换. 相反, 在远离中心的位置, N 过程更充分. 因此, 散射不均匀会导致梯度热导率现象. 由此可知, 通过控制热浴的温度来维持 N 过程的数量, 可以实现在大尺寸体系中产生梯度热导率的效果. 其在图 2(b) 中得到合理的验证, 即当内浴的温度接近绝对零度的时候, 圆盘的直径增大至 20 μm 仍然有梯度热导率现象的存在.

当体系的温度高于室温或尺寸远大于声子平均自由程时, 体系中声子传输服从扩散输运. 此时, 体系中声子耦合充分, U 过程占主导. 如图 2 所示整个体系具有线性的温度梯度和不依赖半径的热导率, 傅里叶定律有效.

5 总结与展望

本文总结了纳米“热点”结构的梯度变化热导率, 并阐释了相关物理机制. 作为微纳米尺度导热传新现象, 梯度热导率存在于一维纳米锥、二维纳米圆盘和三维纳米球等“热点”系统. 这些纳米“热点”系统沿径向从内向外, 不同半径的圆环 (圆壳) 声子本征振动模式数的不同, 成为产生梯度热导率现象的原因之一. 另一主要原因是, 当特征尺寸缩小至平均自由程或温度远低于室温, 声子间出现弱耦合, 其输运特性服从准弹道输运.

对于纳米“热点”系统导热的基础性研究, 为微纳电子器件, 尤其是芯片热管理等散热工程领域提供了必要前提, 有助于理解纳米“热点”系统散热问题. 梯度热导率显示“热点”体系的热导率由外向内逐渐减小, 导致系统中心高温热源的热不易扩散从而形成高温. 即使采用超高热导率的石墨烯来加快散热, 也会导致散热达不到预期效果. 因此, 研究梯度热导率的内在物理机制并对其进行有效调控, 将有助于解决芯片等纳米器件散热问题.

目前关于梯度热导率的研究方兴未艾, 需要继续探索的问题较多, 此处仅列出 4 点: 1) 之前的模拟研究多数选取具有无穷多模式的理想热源, 而对于纳米尺寸、有限模式的热源, 梯度热导率现象是否会表现的更加明显; 2) 对于其他二维体系以及多层石墨烯是否存在梯度热导率; 3) 低维纳米体系中声子弱耦合机理与梯度热导率等新现象息息相关, 如何建立二者间的解析模型需要深入思考; 4) 实验观测室温梯度热导率现象的难度主要局限在探测光斑尺寸较大带来的温度分辨率不够以及实验测量的不确定性等问题. 降低温度有助于在较大的样品中观测到该现象, 值得后续研究探索.

目前关于梯度热导率的研究和探索还处在初步阶段, 希望通过本文的介绍, 能引起更多学者持续探索的兴趣, 同时为解决工程应用问题提供参考.

参考文献

[1] Bar-Cohen A, Maurer J J, Altman D H 2019 *J. Electron. Packag.* **141** 40803
[2] Hao X, Peng B, Xie G, Chen Y 2016 *Appl. Therm. Eng.* **100** 170
[3] Yan Z, Liu G, Khan J M, Balandin A A 2012 *Nat. Commun.* **3** 827
[4] Wu F, Tian H, Shen Y, Hou Z, Ren J, Gou G, Sun Y, Yang Y, Ren T 2022 *Nature* **603** 259
[5] Wang Z, Zhao R, Chen Y 2010 *Sci. China Technol. Sci.* **53** 429
[6] Chen Y, Li D, Yang J, Wu Y, Lukes J R, Majumdar A 2004 *Phys. B Condens. Matter* **349** 270
[7] Yang N, Zhang G, Li B 2010 *Nano Today* **5** 85
[8] Yang N, Zhang G, Li B 2008 *Nano Lett.* **8** 276
[9] Zhang G, Zhang Y 2015 *Mech. Mater.* **91** 382
[10] Cao B, Yao W, Ye Z 2016 *Carbon* **96** 711
[11] Hao Q, Xiao Y, Chen Q 2019 *Mater. Today Phys.* **10** 100126
[12] Zhang D, Wang K, Chen S, Zhang L, Ni Y, Zhang G 2023 *Nanoscale* **15** 1180
[13] Zhang H, Sun B, Hu S, Wang H, Cheng Y, Xiong S, Volz S, Ni Y 2020 *Phys. Rev. B* **101** 205418
[14] Yang N, Xu X, Zhang G, Li B 2012 *AIP Adv.* **2** 41410
[15] Maruyama S 2002 *Phys. B Condens. Matter* **323** 193
[16] Zhang G, Li B 2005 *J. Chem. Phys.* **123** 14705
[17] Yang L, Tao Y, Zhu Y, Akter M, Wang K, Pan Z, Zhao Y, Zhang Q, Xu Y, Chen R, Xu T T, Chen Y, Mao Z, Li D 2021 *Nat. Nanotechnol.* **16** 764
[18] Xu X, Pereira L F C, Wang Y, Wu J, Zhang K, Zhao X, Bae S, Tinh Bui C, Xie R, Thong J T L, Hong B H, Loh K P, Donadio D, Li B, Ozyilmaz B 2014 *Nat. Commun.* **5** 3689
[19] Xu X, Chen J, Li B 2016 *J. Phys. Condens. Matter* **28** 483001
[20] Nika D L, Ghosh S, Pokatilov E P, Balandin A A 2009 *Appl. Phys. Lett.* **94** 203103
[21] Lepri S, Livi R, Politi A 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 1896
[22] Prosen T, Campbell D K 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 2857
[23] Lepri S 2003 *Phys. Rep.* **377** 1
[24] Dhar A 2008 *Adv. Phys.* **57** 457
[25] Wang L, Hu B, Li B 2012 *Phys. Rev. E* **86** 40101
[26] Pan D, Zong Z, Yang N 2022 *Acta Phys. Sin.* **71** 86302 (in Chinses) [潘东楷, 宗志成, 杨诺 2022 物理学报 **71** 86302]
[27] Chen G 2000 *J. Nanopart. Res.* **2** 199
[28] Yang N, Hu S, Ma D, Lu T, Li B 2015 *Sci. Rep.* **5** 14878
[29] Ma D, Ding H, Wang X, Yang N, Zhang X 2017 *Int. J. Heat Mass Tran.* **108** 940
[30] Zhang C, Ma D, Shang M, Wan X, Lü J, Guo Z, Li B, Yang N 2022 *Mater. Today Phys.* **22** 100605
[31] Markworth A J, Ramesh K S, Parks W P 1995 *J. Mater. Sci.* **30** 2183
[32] Liew K M, Kitipornchai S, Zhang X Z, Lim C W 2003 *Int. J. Solids Struct.* **40** 2355
[33] Gang C 1996 *J. Heat Transfer* **118** 539
[34] Huang D, Sun Q, Liu Z, Xu S, Yang R, Yue Y 2023 *Adv. Sci.* **10** 2204777
[35] Tang X, Xu S, Wang X 2013 *Plos One* **8** e58030
[36] Luo S, Fan A, Zhang Y, Wang H, Ma W, Zhang X 2022 *Int. J. Heat Mass Trans.* **184** 122271
[37] Braun O, Furrer R, Butti P, Thodkar K, Shorubalko I, Zardo I, Calame M, Perrin M L 2022 *NPJ 2D Mater. Appl.* **6** 1
[38] Balandin A A, Ghosh S, Bao W, Calizo I, Teweldebrhan D, Miao F, Lau C N 2008 *Nano Lett.* **8** 902
[39] Cahill D G 2004 *Rev. Sci. Instrum.* **75** 5119
[40] Schmidt A J, Chen X, Chen G 2008 *Rev. Sci. Instrum.* **79** 114902
[41] Minnich A J 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 205901
[42] Zeng L, Collins K C, Hu Y, Luckyanova M N, Maznev A A, Huberman S, Chiloyan V, Zhou J, Huang X, Nelson K A, Chen G 2015 *Sci. Rep.* **5** 17131
[43] Hu Y, Zeng L, Minnich A J, Dresselhaus M S, Chen G 2015 *Nat. Nanotechnol.* **10** 701
[44] An M, Song Q, Yu X, Meng H, Ma D, Li R, Jin Z, Huang B, Yang N 2017 *Nano Lett.* **17** 5805
[45] Xiong Y, Yu X, Huang Y, Yang J, Li L, Yang N, Xu D 2019 *Mater. Today Phys.* **11** 100139
[46] Deng C, Huang Y, An M, Yang N 2021 *Mater. Today Phys.* **16** 100305
[47] Lindsay L, Broido D A, Mingo N 2009 *Phys. Rev. B* **80** 125407
[48] Li X, Lee S 2019 *Phys. Rev. B* **99** 85202

REVIEW

Graded thermal conductivity in nano "hot spot" systems*

Wu Zhi-Peng [1)] Zhang Chuang [2)] Hu Shi-Qian [3)]

Ma Deng-Ke [4)†] Yang Nuo [1)‡]

1) (*School of Energy and Power Engineering, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan* 430074, *China*)

2) (*Department of Physics, Hangzhou Dianzi University, Hangzhou* 310018, *China*)

3) (*School of Physics and Astronomy, Yunnan University, Kunming* 650091, *China*)

4) (*School of Physical Science and Technology, Nanjing Normal University, Nanjing* 210000, *China*)

(Received 27 April 2023; revised manuscript received 22 June 2023)

Abstract

The graded thermal conductivity in nanoscale "hot spot" system is a new phenomenon in nanoscale heat conduction. It is found that the thermal conductivity is no longer uniform, and the thermal conductivity gradually increases from the inside to the outside in the radial direction, which no longer obeys Fourier's law of thermal conductivity. An in-depth understanding of the mechanism of the graded thermal conductivity can provide a theoretical basis for solving engineering problems such as heat dissipation of nanochip. This paper first reviews the new phenomenon of heat conduction recently discovered in nanosystem, then, focuses on the graded thermal conductivity in the "hot spot" system, and expounds the variation law of the graded thermal conductivity in different dimensional systems. According to the changes of atomic vibration mode and phonon scattering, the physical mechanism of the graded thermal conductivity is explained. Finally, the new challenges and opportunities brought by the graded thermal conductivity characteristics of nano "hot spot" to the heat dissipation of nanodevices are summarized, and the future research in this direction is also prospected.

Keywords: phonon engineering, micro-nanoscale thermal conduction, nanochip thermal management, nano "hot spots", graded thermal conductivity

PACS: 44.10.+i, 63.20.kg, 63.22.–m, 65.80.–g **DOI:** 10.7498/aps.72.20230687

* Project supported by the National Key Research and Development Project of China (Grant No. 2018YFE0127800).

† Corresponding author. E-mail: dkma@njnu.edu.cn

‡ Corresponding author. E-mail: nuo@hust.edu.cn

物理学报 Acta Physica Sinica
Chinese Physical Society
Institute of Physics, CAS

纳米“热点”系统中的梯度热导率

吴志鹏 张创 胡世谦 马登科 杨诺

Graded thermal conductivity in nano “hot spot” systems

Wu Zhi-Peng Zhang Chuang Hu Shi-Qian Ma Deng-Ke Yang Nuo

引用信息 Citation: Acta Physica Sinica, 72, 184401 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20230687
在线阅读 View online: https://doi.org/10.7498/aps.72.20230687
当期内容 View table of contents: http://wulixb.iphy.ac.cn

您可能感兴趣的其他文章
Articles you may be interested in

微纳尺度体点导热的拓扑优化
Topology optimization of the volume–to–point heat conduction problem at micro– and nano–scale
物理学报. 2019, 68(20): 200201 https://doi.org/10.7498/aps.68.20190923

碳纳米管和碳化硅纳米管热导率的分子动力学研究
Molecular dynamics study of thermal conductivity of carbon nanotubes and silicon carbide nanotubes
物理学报. 2022, 71(3): 030202 https://doi.org/10.7498/aps.71.20210969

GaN薄膜的热导率模型研究
Thermal conductivity modeling of GaN films
物理学报. 2021, 70(4): 045101 https://doi.org/10.7498/aps.70.20201611

纳米颗粒聚集形态对纳米流体导热系数的影响
Effect of aggregation morphology of nanoparticles on thermal conductivity of nanofluid
物理学报. 2019, 68(5): 054401 https://doi.org/10.7498/aps.68.20181740

导热高分子聚合物研究进展
Research progress of polymers with high thermal conductivity
物理学报. 2022, 71(2): 023601 https://doi.org/10.7498/aps.71.20211876

纳米尺度热物理中的声子弱耦合问题
Phonon weak couplings in nanoscale thermophysics
物理学报. 2022, 71(8): 086302 https://doi.org/10.7498/aps.71.20220036