# 量子点调制的一维量子波导中声学声子输运和热导\*

彭小芳<sup>†</sup> 王新军 龚志强 陈丽群 (中南林业科技大学理学院,长沙 410004) (2010年11月24日收到;2011年6月27日收到修改稿)

利用散射矩阵方法,比较了被一维凸形量子点、凹形量子点调制的量子线中膨胀模的声子输运和热导性质. 研究结果表明: 声子的输运概率与热导受制于量子点几何结构,具有凸形量子点结构的量子线中声子输运概率与 热导*K*<sub>cv</sub>大于具有凹形量子点结构的量子线中声子输运概率与热导*K*<sub>cc</sub>. 两者热导之比*K*<sub>cv</sub>/*K*<sub>cc</sub>依赖于一维量子点 的具体结构,且随着温度及主量子线与量子点横截面的边长差 Δ<sub>st</sub>的增加而增加. 两种具有不同散射结构的一维 量子线中热输运性质的区别在于凸形量子点结构中膨胀模数量总是大于凹形量子点结构中膨胀模数量的缘故.

关键词: 声学声子输运, 热导, 量子结构 PACS: 68.65.-k

1. 引 言

近年来,随着自然科学和工程技术的发展,各 种纳米尺寸量子器件的制造已成为可能<sup>[1,2]</sup>,这为 低维体系中各种粒子的输运研究打开了方便之门, 与低维体系中电子的输运性质[3-18] 相类似的热输 运性质受到越来越多的关注,我们知道,在极低温 度的半导体量子结构中,热输运是由声子所支配. 当量子线的特征尺寸小于声子的平均自由程时,热 输运由一支支离散的具有不同截止频率的声学振 动模所传输,量子结构界面与边界对声子的散射必 须考虑,热输运性质与量子结构的几何细节密切相 关. 1998年, Rego 等<sup>[19]</sup>从理论上预言了温度趋近于 0K时热导应该是量子化的,其值为  $\pi^2 k_{\rm B}^2 T/(3h)$ , 且该普适数值与一维量子线的几何细节无关. 这里 $k_{\rm B}$ 为玻尔兹曼常数, h 为普朗克常数, T 为 温度. 2000 年, Schwab 等<sup>[20]</sup> 在链状纳米线中观测 到了低温下量子化热导现象,且在极低温度范围内 存在量子化热导平台,但随温度的升高热导开始出 现下降的反常现象. 进一步的研究表明,一维情形 下光子[21,22] 与电子[23] 的热导也是量子化的,量子 化热导现象是一种独立于能量载体的普遍现象. 许 多研究组深入研究了各种具有不光滑连接[24-30]、粗 糙表面<sup>[31,32]</sup>、结构缺陷<sup>[33]</sup>和凸凹结构<sup>[34-37]</sup>的纳米 结构及硅纳米线<sup>[38]</sup>、碳纳米管<sup>[39,40]</sup>和一维链<sup>[41]</sup>中 的热输运性质,取得了许多有别于体材料的重要成 果.例如:在不对称Y形量子结构中声学声子模的 分裂行为<sup>[42]</sup>、三端接口的二维量子线中非线性热现 象<sup>[43]</sup>、双突变量子结构中声子热输运的耦合<sup>[44]</sup>. Xie 等<sup>[29]</sup>研究了量子结构中衰减模对弹性热输运的 影响,比较了二维体系的T形与凹形量子结构中热 输运的特点,结果表明衰减模扮演了非常重要的角 色.然而,这些对比研究仅集中在二维量子体系,而 对一维量子体系的对比研究很少见诸报道.

本文研究了一维量子线中膨胀模的声子输运 概率和热导的特点,比较了具有凸形与凹形一维散 射结构的量子线中热输运的性质.虽然一些科研组 对一维量子结构的热输运进行了研究<sup>[45-47]</sup>,为了更 好地理解量子体系中由各种振动模所贡献的总热 导,研究由膨胀模所贡献的热导仍是一件非常有意 义的工作.在我们所考虑的量子结构中,包括四支 声学模(即一支膨胀模,一支扭转模,两支弯曲模) 和两支光学模(即两支剪切模)的六支振动模被激 发.除膨胀模外,从理论上研究截止频率大于零的 其他振动模(例如扭转模、弯曲模和剪切模)的高阶 声子模的热输运是一件非常困难的事情. Rego 等<sup>[19]</sup>研究了在链状纳米线中膨胀模的声子输运和

<sup>\*</sup>中南林业科技大学人才引进计划(批准号:104-0160)资助的课题.

<sup>†</sup> E-mail: pengxiaofang11@ yahoo. com. cn

<sup>©2011</sup> 中国物理学会 Chinese Physical Society

热导的特点. Tanaka 等<sup>[46]</sup>研究了在链状纳米线中 扭转模、弯曲模和剪切模的热输运特点. 文献[47] 进一步修正了膨胀模与扭转模的色散关系. 这些 研究工作讨论了量子点结构中六支最低振动模的 声子输运和热导的特点,比较了由最低六支振动 模所提供的热输运性质的不同特点. 这对阐明低 温下热导的基本性质,特别是极低温度下量子化 热导性质,具有很重要的意义. 然而这些研究工作 都仅仅局限于最低的声子模.本文研究比较了不 同散射结构对热输运的影响,在这里我们仅考虑 膨胀模,包括高阶膨胀模,本文的研究表明,声子 的输运概率和热导与量子点的几何结构密切相 关. 由于凸形量子点中膨胀声子模数大于凹形量 子点中膨胀声子模数,具有凸形量子点结构的量 子线中声子的输运概率在绝大多数频段大于具有 凹形量子点结构的量子线中声子的输运概率.具 有凸形量子点的量子结构中的热导 K<sub>cv</sub>总大于具 有凹形量子点的量子结构中的热导 Kcc, 且热导比 率 $K_{\rm cv}/K_{\rm cc}$ 随着温度和量子点横截面的边长 $\Delta_{\rm sL}$ 的 增加而单调增加.



### 2. 理论模型和公式

一维量子点的结构如图 1 所示, $a_1$ 和  $b_1$ 为半无限长量子线横截面的边长, $a_2$ 和  $b_2$ 为凸形量子点横截面的边长, $a_3$ 和  $b_3$ 为凹形量子点横截面的边长,d为量子点的长度.使用的材料为 GaAs,杨氏模量 Y = 12×10<sup>10</sup> N/m<sup>2</sup>,密度  $\rho$  = 5317.6 kg/m<sup>3</sup>,弹性常数  $C_{11}$  = 12.21×10<sup>10</sup> N/m<sup>2</sup>. 区域 I 是温度为  $T_1$ 的恒温热库,区域 II 是温度为  $T_2$  的恒温热库;区域 II 是 声子的散射区域.同时假设温度差  $\delta T(\delta T = T_1 - T_2 > 0)$ 很小,计算中可以用平均温度  $T[T = (T_1 + T_2)/2]$ 代替区域 I、区域 II 和区域 III 的温度.在弹性散射近似下,量子线中的热导可以写成<sup>[24]</sup>

$$K = \frac{\hbar^2}{k_{\rm B}T^2} \sum_{mn} \int_{\omega_{mn}}^{\infty} \frac{1}{2\pi} \tau_{mn}(\omega) \frac{\omega^2 \mathrm{e}^{\beta\hbar\omega}}{(\mathrm{e}^{\beta\hbar\omega} - 1)^2} \mathrm{d}\omega, (1)$$

其中 $\tau_{mn}$ 为区域 I 中的第(m,n)支模经过中间散射 区域后进入区域 Ⅲ 的输运概率, $\omega_{mn}$ 为第(m,n)支 模的起振频率, $\beta = 1/(k_{\rm B}T)$ , $k_{\rm B}$ 为玻尔兹曼常数,T为绝对温度. 计算热导的关键是计算输运概率 $\tau_{mn}$ .



图1 具有不连续突变结构的一维量子点结构示意图 (a)凸形量子点结构,(b)凹形量子点结构

在弹性散射接近条件下,一维膨胀波的运动控 制方程为

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} - v^2 \nabla^2 \psi = 0, \qquad (2)$$

其中 $v = \sqrt{Y/\rho}$ 是与材料的物质密度 $\rho$ 和杨氏模量Y相关的膨胀波的波速.方程(2)在各个区域的解可以写为

$$\psi^{\xi}(x, y, z) = \sum_{m=0}^{M^{\xi}} \sum_{n=0}^{N^{\xi}} \left[ A_{mn}^{\xi} e^{ik_{mn}^{\xi}(z-z_{\xi})} + B_{mn}^{\xi} e^{-ik_{mn}^{\xi}(z-z_{\xi})} \right] \\ \times \phi_{mn}^{\xi}(x, y) .$$
(3)

根据能量守恒定律,通道  $\xi$  中第(m,n)支模的波数  $k_m^{\xi}$  与入射声子频率  $\omega$ 、膨胀声学波的速度 v 和通道  $\xi$ 的横向宽度尺寸  $a_{\xi}, b_{\xi}$  满足以下关系:

$$k_{mn}^{\xi} = \sqrt{\frac{\omega^2}{v_{\xi}^2} - \frac{m^2 \pi^2}{a_{\xi}^2} - \frac{n^2 \pi^2}{b_{\xi}^2}}.$$
 (4)

当边界为应力自由边界条件时,膨胀声学波在 量子线的边界处应满足  $\hat{n} \cdot \nabla \psi = 0$ ,其中  $\hat{n}$  为边界法 线方向的单位矢量.膨胀波在区域  $\xi$  中的横向波函 数  $\phi_{mn}^{\xi}(x,y)$ 可以表示为

$$\phi_{mn}^{\xi}(x,y) = \phi_{m}^{\xi}(y)\phi_{n}^{\xi}(x) .$$
 (5)

根据位移 $\psi$ 和应力  $C_{11}\partial\psi/\partial z$  在各界面处连续的边 界条件,利用散射矩阵方法即可求出输运概率  $\tau_{mn}$ , 再由(1)式求出该纳米结构的热导.

#### 3. 数值结果及分析

图 2 描述了一维纳米结构中存在不同散射结构 情形时膨胀模总的输运概率随约化频率  $\omega/\Delta$  的变 化关系.图 2 (a)为具有凸形量子点散射结构的量 子线中膨胀模总的输运概率  $\tau_{cv}$ 随约化频率  $\omega/\Delta$  的 变化关系,而图 2 (b)为具有凹形量子散射结构的 量子线中膨胀模总的输运概率  $\tau_{cc}$ 随约化频率的变 化关系,图 2 (c)为输运概率比  $\tau_{cv}/\tau_{cc}$ 随约化频率  $\omega/\Delta$ 的变化.对于一根不存在散射结构的理想量子 线,总的输运概率曲线表现为理想的量子台阶形 式.如果在量子通道中存在凸形或凹形量子散射结构时,由于散射结构对声子的散射作用,导致量子化台阶逐渐模糊,声子总的输运概率变小;同时,由于散射回来的声子与入射声子相互耦合,导致声子透射谱呈现明显的峰谷结构.比较图2(a)与(b)可以发现:当量子点为凹形结构时,随着量子点横截面的变小,结构对声子的散射明显增强,导致声子总的输运概率明显单调减小.当散射结构为凸形量子放射结构在不连续界面处都存在对声子的散射,且散射随着不连续界面尺寸的扩大而增加.但是,根据膨胀模的色散关系可知,当散射结构为凸形量子

点时,模(m,n)的截止频率 
$$\omega_{mn} = \sqrt{\frac{m^2 \pi^2}{a_{\xi}^2} + \frac{n^2 \pi^2}{b_{\xi}^2}} v_{\xi}$$



图 2 在应力自由边界条件下,总的输运概率以及输运概率比 $\tau_{CV}/\tau_{CC}$ 随约化频率 $\omega/\Delta(\Delta = \pi v/a_1)$ 的变化  $a_1 = b_1 = 20 \text{ nm.} (a)$ nm. (a)具有凸形量子点结构的量子线中总的输运概率随约化频率 $\omega/\Delta$ 的变化,(b)具有凹形量子点结构的量子线中总的输运概率随约化频率 $\omega/\Delta$ 的变化,(c)输运概率比 $\tau_{CV}/\tau_{CC}$ 随约化频率 $\omega/\Delta$ 的变化

随着量子点的横截面边长 $a_{\xi}, b_{\xi}$ 的增加而降低,导 致相邻模之间截止频率的频差也减小,使量子点中 有更多的声学膨胀模存在,声子有更多的振动模提 供选择通过量子点散射区域,从而更有利于声子通 过量子点区域.当散射结构为凹形量子点时,与凸 形散射结构情形相反,随着散射结构的横向宽度  $a_{\xi}, b_{\xi}$ 的减小,模(m, n)的截止频率增加,导致相邻 模之间截止频率的频差也增加,从而导致量子点散 射区域的声学膨胀模减少,声子有更少的热通道可 以选择通过量子点,从而抑制了声子通过量子点散 射区域.这表明在两种不同散射量子点结构中模的 增减导致了声子总的输运概率明显不同.在图 2 (c)中,我们定量地计算了这两种情形下总的输运 概率比 $\tau_{cv}/\tau_{cc}$ ,结果表明输运概率比随着散射量子 点结构的横向尺寸与主量子点横向尺寸的差值的 增大而增加.这说明量子点的外形能主导声子输运 概率的大小.

图 3 比较了不同结构尺寸的波导结构中约化热 导以及热导比率 $K_{cv}/K_{cc}$ 随温度T的变化.图 3 (a) 为具有凸形量子点散射结构的量子线中总的约化 热导 $K_{cv}$ 随温度T的变化,图 3(b)为具有凹形量子 点散射结构的量子线中总的约化热导 $K_{cc}$ 随温度T的变化,图 3(c)为热导比率 $K_{cv}/K_{cc}$ 随温度T的 变化.从图 3可以看出,对于一根不存在散射结 构的理想量子线,在极低的温度区域存在热导为  $\pi^2 k_B^2 T/(3h)$ 的量子热导平台,这是由于在极低的温 度下仅有最低阶声学模(0,0)模被激发的缘故.随 着温度的增加,更多的截止频率大于零的高阶模被 激发,提供更多的热导通道,导致热导随着温度的 增加而单调上升.随着量子点散射结构的存在,散



图 3 约化热导 K/T 以及热导比率  $K_{CV}/K_{CC}$  随温度 T 的变化  $a_1 = b_1 = 20 \text{ nm}, d = 5 \text{ nm}. (a)$  约化热导  $K_{CV}$  随温度 T 的变化, (b) 约 化热导  $K_{CC}$  随温度 T 的变化, (c) 热导比率  $K_{CV}/K_{CC}$  随温度 T 的变化

射结构对声子的散射作用导致热导平台被下降的热导曲线所代替.然而,不管散射结构如何变化,当温度趋近0K时,热导总是趋近量子热导  $\pi^2 k_B^2 T/(3h)$ .这是由于在极低的温度下仅有长波长声学声子存在,声子波长远远大于散射结构尺寸,结构对声子的散射可以忽略不计.比较两种不同量子点散射结构对热导的影响发现,当散射结构为凸形量子点时,结构对热导的影响比较小,不同横截面的量子点对应的热导曲线相互交叠.这是由于当增加量子点的横向尺寸时,虽然量子点对声子的散射增强,但是凸形量子点结构中的声子模数量增多了,声子有更多的选择通道通过量子散射区域,散射结构中更多的声子模与主量子通道中的声子模耦合更有利于声子通过量子点散射结构.这两方面的因

素综合作用导致结构对热导的影响比较小.而当散 射结构为凹形量子点时,随着量子点散射结构横截 面尺寸的变小,除了散射结构对声子的散射增强 外,在散射结构中声子模数量也变少,声子能选择 的热通道数变少导致声子更难通过散射区域,更少 的热通道数与主量子波导结构中声子模的耦合导 致热导值变小.这些因素的综合影响最终导致热导 曲线随着凹形量子点散射结构横截面尺寸的变小 而明显下降.在图3(c)中我们定量比较了热导比率 *K*<sub>cv</sub>/*K*<sub>cc</sub>随温度*T*的变化.定量的计算表明,随着散 射结构的横截面尺寸与主量子波导的横截面尺寸之 差以及温度*T*的增加,热导比率*K*<sub>cv</sub>/*K*<sub>cc</sub>明显增加,这 表明量子点外形的不同能明显影响热导大小.

为了进一步研究凸形和凹形两种不同量子点



图 4 约化热导 *K*/*T* 以及热导比率  $K_{CV}/K_{CC}$  随  $\Delta_{SL}$  的变化  $a_1 = b_1 = 20 \text{ nm}, d = 5 \text{ nm}.$  (a)约化热导  $K_{CV}$  随  $\Delta_{SL}$  的变化,  $a_2 = b_2, \Delta_{SL} = a_2 - a_1$ ; (b)约化热导  $K_{CC}$  随  $\Delta_{SL}$  的变化,  $a_3 = b_3, \Delta_{SL} = a_1 - a_3$ ; (c)热导比率  $K_{CV}/K_{CC}$  随  $\Delta_{SL}$  的变化,  $a_2 = b_2, a_3 = b_3, \Delta_{SL} = a_2 - a_1 = a_1 - a_3$ ;

结构对热导的影响,我们研究了一定温度下热导随 凸形和凹形量子点结构横截面的边长与主量子波 导横截面的边长之差 $\Delta_{sL}$ 的关系,结果如图4所示. 当温度为0.1 K时,改变 $\Delta_{sL}$ 的值,热导值接近量子 热导  $\pi^2 k_B^2 T/(3h)$ 且变化不大,这是因为在极低的温 度下,仅有长波长声学模(0,0)模被激发.这是由于 这种声子的波长远远大于凸形和凹形量子散射结 构的尺寸,散射结构对这些声子的散射非常小,声 子可以自由通过量子点散射结构的缘故.温度增加 后,高频声学声子被激发,当这些高频声学声子的 波长接近或小于凸形和凹形量子点散射结构的尺 寸时,结构对这些声子的散射增强,且膨胀波横向 波函数依赖于量子点的横向边长,所以热导对 $\Delta_{sL}$ 的变化很敏感.比较图4(a)与(b)可以发现,热导 对 $\Delta_{sL}$ 变化表现为不同的变化特点,当散射结构为 凹形量子结构时,随着 $\Delta_{sL}$ 的增加,热导单调减小. 这是由于随着 $\Delta_{sL}$ 的增加,突变截面对声子的散射 增强;同时,根据声子的色散关系可知,当 $\Delta_{sL}$ 增加 时,凹形量子结构中的膨胀模数量减少,导致声子 更难通过散射结构,所以热导单调减小.而当凸形 量子点散射结构存在时,一方面, $\Delta_{sL}$ 增加,量子点的 横截面相对主波导的横截面增加了,不连续界面对 声子的散射也增强了;另一方面,当 $\Delta_{sL}$ 增加时,凸 形量子结构中膨胀模数量也增加了,更多的量子通 道为声子提供方便通过量子点散射结构.这两方面 相互影响导致热导随 $\Delta_{sL}$ 的变化比较缓慢.当温度  $T 与 \Delta_{sL}$ 同时增加时,凸形量子散射结构中膨胀模数 量进一步增加,与主量子波导中的声学模耦合,导 致热导随 $\Delta_{sL}$ 的变化甚至呈现共振衰减行为.我们 计算了这两种不同量子散射结构存在的量子线中



图 5 当 T = 4 K 时约化热导 K/T 以及热导比率  $K_{CV}/K_{CC}$  随  $\Delta_{SL}$  的变化  $a_1 = b_1 = 20$  nm, d = 5 nm. (a) 约化热导  $K_{CV}$  随  $\Delta_{SL}$  的变化,  $\Delta_{SL} = b_2 - b_1$ ; (b) 约化热导  $K_{CC}$  随  $\Delta_{SL}$  的变化,  $\Delta_{SL} = b_1 - b_3$ ; (c) 热导比率  $K_{CV}/K_{CC}$  随  $\Delta_{SL}$  的变化,  $\Delta_{SL} = b_2 - b_1 = b_1 - b_3$ 

 $\Delta_{\rm SL}/\rm nm$ 

热导比率随温度的变化,结果如图 4 (c) 所示. 研究 表明,热导比率随着温度  $T 和 \Delta_{st}$ 的增加而单调增 加. 这是由于当  $\Delta_{st}$ 增加时凸形量子结构中相邻声 子模起振频率的频率差减小,更多的声子模存在于 这种量子结构中,而凹形量子结构中相邻声子模起 振频率的频率差增加,更少的声子模存在这种量子 结构中.同时,随着温度 T 的增加,虽然在两种量子 结构中都能激发新的膨胀模,但是由于在凸形量子 结构中相邻声子模之间的起振频率之差比凹形量 子结构中相邻声子模之间的起振频率之差要小,导 致在凸形量子结构中能激发更多的声学模. 这两方 面的影响导致热导比率随着温度  $T 和 \Delta_{st}$ 的增大而 增加得更快. 计算结果表明,当温度 T = 4 K 以及  $\Delta_{st} = 15$  nm 时,热导比率甚至增加到 10.

最后,在保持量子点一边的长度不变而改变量 子点另一边长度的情形下,我们进一步研究了T=4 K 时热导随  $\Delta_{sr}$  的变化,结果如图 5 所示. 对于凹形 量子结构,当保持量子点横截面一边不变时,随着  $\Delta_{sr}$ 的增加,不连续界面对声子的散射增强,同时,量 子点中声子模数量减少,导致热导单调减小.如果 原先保持不变的横截面的边长值减小时,根据膨胀 模横向正交波函数的特点,会导致量子点中的声子 模数量进一步减少,从而导致热导曲线也随之下 降. 对于存在凸形量子点散射结构的情形,当保持 量子点的横截面的一边不变时,随着 $\Delta_{st}$ 的增加, 不连续界面对声子的散射量增加,同时,量子点中 声子模数量增加,这些增加的声子模与主量子波 导结构中的声学模耦合,增强了声子的透射. 这两 方面因素的共同影响导致热导随 Δ<sub>st</sub>的变化呈现 衰减共振行为.进一步的计算表明,当凸形量子散 射结构存在时,随着原先保持不变的横截面的边

长值增大,量子点中的声学模数量变多,但是,热导曲线并没有随着声学模数量的增加而单调上升或下降.这说明声子模数量的增加引起声子透射的增强与横截面的增加引起声子散射的增强处于 竞争态势.当横截面的增加引起对声子散射的增强处于 竞争态势.当横截面的增加引起对声子散射的增强处于 竞争态势.当横截面的增加引起对声子散射的增强处于 党争态势.当横截面的增加引起对声子散射的增强处于 优势时,热导减小;相反,声子模数量的增加引起声子透射的增强处于优势时,会引起热导 增加.而图 5(c)表明,不管是哪种情形在竞争中 处于优势,只要增加Δ<sub>st</sub>值,凸形量子点散射结构 中的声学膨胀模数量和凹形量子散射结构中的声 学膨胀模数量的差值也随之增加,导致热导比率 总是单调增加.

#### 4. 结 论

本文利用散射矩阵方法研究了极低温度下一 维量子线中膨胀模弹性声子的输运概率与热导性 质. 比较了被一维凸形量子点结构、凹形量子点结 构调制的量子线中膨胀模的声子输运与热导性质 的联系与区别. 研究表明,声子的输运概率与热导 受制于量子点的几何结构. 在具有凸形量子点结构 的量子线中声子总的输运概率  $\tau_{cv}$  在绝大多数频段 大于具有凹形量子点结构的量子线中声子总的输 运概率  $\tau_{\rm cc}$ ,且两者之比  $\tau_{\rm cv}/\tau_{\rm cc}$ 随着  $\Delta_{\rm sL}$ 的增加而增 加. 在具有凸形量子点结构的量子线中热导 K<sub>cv</sub>总 是大于具有凹形量子点结构的量子线中热导 K<sub>cc</sub>且 热导比率  $K_{cv}/K_{cc}$  随着温度 T 和  $\Delta_{sv}$  的增加而单调 增加. 两种量子结构中热输运的区别根源在于一维 凸形量子点结构中膨胀模数量总是大于一维凹形 量子点结构中膨胀模数量,且两种量子结构中膨胀 模数量的差别随着 $\Delta_{\rm SL}$ 的增加而增加.

- [1] Blencowe M P 2004 Phys. Rep. 395 159
- [2] Tighe T S, Worlock J M, Roukes M L 1997 Appl. Phys. Lett. 70 2687
- Wees B J, Houten H, Beenakker C W J, Williamson J G, Kouwenhoven L P, Marel D, Foxon C T 1988 *Phys. Rev. Lett.* 60 848
- [4] Muller J E 1992 Phys. Rev. Lett. 68 385
- [5] Duan W H, Zhu J L, Gu B L 1994 Phys. Rev. B 49 14403
- [6] Chklovsii D B 1995 Phys. Rev. B 51 9895
- [7] Li J, Zhang Z Q, Liu Y 1997 Phys. Rev. B 55 5337
- [8] Gu B Y, Sheng W D, Wang X H, Wang J 1997 Phys. Rev. B 56 13434

- [9] Sim H S, Ahn K H, Chang K J, Ihm G, Kim N, Lee S J 1998 Phys. Rev. Lett. 80 1501
- [10] Wang X H, Gu B Y, Yang G Z 1998 Phys. Rev. B 58 4629
- [11] Chen K Q, Gu B Y, Chuu D S 1999 Int. J. Mod. Phys. B 13 903
- [12] Chen K Q, Wang X H, Gu B Y 2000 Phys. Rev. B 61 12075
- [13] Xu H Q 2002 Phys. Rev. B 66 165305
- [14] Wu H B, Chang K, Xia J B 2002 Phys. Rev. B 65 195204
- [15] Zhu J L, Dai Z S, Hu X 2003 Phys. Rev. B 68 45324
- [16] Xia J B, Li S S 2003 *Phys. Rev.* B 68 75310
- [17] Huang W Q, Chen K Q, Shuai Z G, Wang L L, Hu W Y 2004

Acta Phys. Sin. 53 2330 (in Chinese) [黄维清、陈克求、帅 志刚、王玲玲、胡望宇 2004 物理学报 53 2330 ]

- [18] Wang X J, Wang L L, Huang W Q, Tang L M, Chen K Q 2006 Acta Phys. Sin. 55 3649 (in Chinese) [王新军、王玲玲、黄 维清、唐黎明、陈克求 2006 物理学报 55 3649 ]
- [19] Rego L G C, Kirczenow G 1998 Phys. Rev. Lett. 81 232
- [20] Schwab K, Henriksen E A, Norlock J M, Roukes M L 2000 Nature 404 974
- [21] Meschke M, Guichard W, Pekola J 2006 Nature 444 187
- [22] Ojanen T, Heikkila T T 2007 Phys. Rev. B 76 073414
- [23] Chiatti O, Nicholls J T, Proskuryakov Y, Lumpkin Y N, Farrer I, Ritchie D A 2006 Phys. Rev. Lett. 97 056601
- [24] Cross M C, Lifshitz R 2001 Phys. Rev. B 64 85324
- [25] Chang C M, Geller M R 2005 Phys. Rev. B 71 125304
- [26] Tang L M, Wang L L, Chen K Q, Huang W Q, Zou B S 2006 Appl. Phys. Lett. 88 163505
- [27] Peng X F, He M D, Wang X J, Chen L C, Pan C L, Luo Y F 2011 Physica E 43 1065
- [28] Nie L Y, Wang L L, Chen K Q, Zou B S, Zhao L H 2007 *Physica* E 39 185
- [29] Xie F, Chen K Q, Wang Y G, Zhang Y 2008 J. Appl. Phys. 103 084501
- [30] Li K M, Wang L L, Huang W Q, Zou B S, Wan Q 2009 J. Appl. Phys. 105 104515
- [31] Santamore D H, Cross M C 2001 Phys. Rev. Lett. 87 115502

- [32] Santamore D H, Cross M C 2001 Phys. Rev. B 63 184306
- [33] Chen K Q, Li W X, Duan W H, Shuai Z, Gu B L 2005 Phys. Rev. B 72 045422
- [34] Li W X, Chen K Q, Duan W H, Wu J, Gu B L 2004 J. Phys. : Condens. Matter 16 5049
- [35] Huang W Q, Chen K Q, Shuai Z, Wang L L, Hu W Y, Zou B S 2005 J. Appl. Phys. 98 093524
- [36] Yang P, Sun Q F, Guo H, Hu B B 2007 Phys. Rev. B 75 235319
- [37] Li K M, Wang L L, Huang W Q, Zou B S, Wan Q 2008 Phys. Lett. A 372 5816
- [38] Volz S G, Chen G 1999 Appl. Phys. Lett. 75 2056
- [39] Li B W, Wang L, Casati G 2004 Phys. Rev. Lett. 93 184301
- [40] Hu B B, Yang L, Zhang Y 2006 Phys. Rev. Lett. 97 124302
- [41] Eckmann J P, Carlos M M 2006 Phys. Rev. Lett. 97 094301
- [42] Li W X, Chen K Q, Duan W H, Wu J, Gu B L 2004 Appl. Phys. Lett. 85 822
- [43] Ming Y, Wang Z X, Li Q, Ding Z Z 2007 Appl. Phys. Lett. 91 143508
- [44] Peng X F, Chen K Q 2010 Physica E 42 1968
- [45] Peng X F, Chen K Q, Zou B S, Zhang Y 2007 Appl. Phys. Lett. 90 193502
- [46] Tanaka Y, Yoshida F, Tamura S 2005 Phys. Rev. B 71 205308
- [47] Peng X F, Chen K Q, Wang Q, Zhou B S 2010 Phys. Rev. B 81 195317

## Acoustic phonon transport and thermal conductance in one-dimensional quantum waveguide modulated with quantum dots<sup>\*</sup>

Peng Xiao-Fang<sup>†</sup> Wang Xin-Jun Gong Zhi-Qiang Chen Li-Qun

(College of Science, Central South University of Forestry and Technology, Changsha 410004, China) (Received 24 November 2010; revised manuscript received 27 June 2011)

#### Abstract

By using scattering matrix method, we compare the properties of acoustic phonon transport and thermal conductance in one-dimensional quantum waveguide modulated with both convex-shape and concave-shape quantum structures. The results show that the transmission spectra and thermal conductances are sensitive to the geometric structures of quantum dots, and the transmission rate and thermal conductance  $K_{\rm CV}$  in the convex-shape quantum structure are bigger than the transmission rate and thermal conductance  $K_{\rm CC}$  in the concave-shape quantum structure. The thermal conductance ratio  $K_{\rm CV}/K_{\rm CC}$  is dependent on the geometric detail of quantum dot, and the ratio increases with the increase of difference in side-length of the cross section between the quantum dot and the main quantum waveguide. The difference in thermal transport between the convex-shape quantum structures originates from more excited dilatational acoustic modes in the convex-shape quantum structure than in the concave-shape quantum structure.

Keywords: acoustic phonon transport, thermal conductance, quantum structure PACS: 68.65.-k

<sup>\*</sup> Project supported by the Talent Introducing Program of Central South University of Forestry and Technology, China (Grant No. 104-0160).

<sup>†</sup> E-mail: pengxiaofang11@ yahoo. com. cn