

## 低温下多通道量子结构中的弹性声子输运和热导\*

叶伏秋<sup>1)2)</sup> 李科敏<sup>1)3)†</sup> 彭小芳<sup>1)</sup>

1) (湖南大学物理与微电子科学学院, 长沙 410082)

2) (吉首大学物理科学与信息工程学院, 吉首 416000)

3) (湖南理工学院物理与电子学院, 岳阳 414006)

(2010年3月26日收到; 2010年6月9日收到修改稿)

利用弹性近似模型和散射矩阵方法,研究了低温下多通道量子结构中的弹性声学声子输运的性质. 计算结果表明,对于低频声学声子,只要通道的横向宽度相同,各通道中最低阶模的透射概率几乎不受其他结构参数的影响,且其数值都接近于0.25;而高频声学声子在各通道中的透射概率与结构参数密切相关,不同通道中的透射概率不同;当温度非常低时,各通道的热导都接近于量子化热导  $\pi^2 k_B^2 T / (3h)$  的四分之一;随着温度的升高,各通道的热导增减不一,不同通道的热导差异较大;改变结构参数能有效地调节各通道中声子模的分离程度和热导的大小,从而实现选择性声子输运和热传导.

**关键词:** 声学声子输运, 热导, 量子结构

**PACS:** 68.65.-k

## 1. 引言

在过去的30年中,人们已经对低维量子结构和器件中电子的输运性质进行了广泛地研究<sup>[1-17]</sup>,发现了著名的量子化电导现象,其量子化电导单元是  $2e^2/h$ <sup>[1]</sup>. 当量子化电导现象发现以后,当时有人从理论上开始研究量子化热导现象,但直到1998年,才有 Rego 等从理论上预言了热导量子化现象的存在<sup>[18,19]</sup>,即认为在低温下一维量子线中每个声学声子模的热导具有与几何结构和材料无关的普适的值  $\pi^2 k_B^2 T / (3h)$ , 其中  $k_B$  是玻尔兹曼常数,  $h$  是普朗克常数,  $T$  是温度. 2000年, Schwab 等<sup>[20]</sup>从实验上观测到了量子化热导现象,并发现在极低温度范围内存在量子化热导平台,其观察到的热导量子与理论预测完全符合. 2006年, Chiatti 等<sup>[21]</sup>发现一维纳米线中电子的热导也存在量子化热导行为,其量子化单元也是  $\pi^2 k_B^2 T / (3h)$ . Meschke 等<sup>[22]</sup>从实验上观察到低温下纳米结构中单模光子辐射的热导也具有普适的数值  $\pi^2 k_B^2 T / (3h)$ . 这些研究表明,在纳米尺度结构中,不管载流子是玻色子还是费米子,无论结构的形状和材料性质,在非常低的温度都有

着同样的量子化热导行为. 在半导体器件中,由于热量主要是通过晶格传导,因此作为描述晶格振动的声子在热输运中起着至关重要的作用. 为了系统地理解量子结构中的声子热输运现象,很多研究小组提出了各自的理论,并对多种量子结构中的热输运性质进行了深入的探讨;分子动力学方法被用来模拟了硅纳米线<sup>[23]</sup>、碳纳米管<sup>[24,25]</sup>、氢非晶硅薄膜<sup>[26]</sup>、石墨纳米结构<sup>[27]</sup>和一维链<sup>[28]</sup>的热导;基于 Fourier 定律、Boltzmann 输运方程和 Landauer 公式的各种计算模型被提出来研究了具有不光滑连接<sup>[29-34]</sup>、粗糙表面<sup>[35,36]</sup>、结构缺陷<sup>[37]</sup>、侧端结构<sup>[38-42]</sup>、周期性调制<sup>[43]</sup>、以及多通道量子波导<sup>[44,45]</sup>等量子体系中的声子输运和热导. 现在已经知道,量子化热导来源于自由应力边界条件. 在温度  $T$  趋近于 0 K 时,声学声子的波长很长,在自由应力边界条件下,纳米结构对这些声学声子的散射很小,声学声子几乎都能通过相应的纳米结构,从而在低温下呈现出热导量子化的特性;许多以前的工作主要研究了一些比较简单的单通道或双通道结构,极少研究复杂的多通道结构.

本文采用弹性模型研究了 H 形四通道纳米结构中的声学声子输运特性. 弹性模型能够很好地处

\* 国家自然科学基金(批准号:10674044)和湖南省自然科学基金(批准号:11JJ50430162)资助的课题.

† 通讯联系人. E-mail: yueyanglikemin@163.com

理低温下半导体量子结构中的声学声子输运和热导,其正确性和适用性也已经被理论计算和实验所证实<sup>[20,39,48]</sup>. 计算结果揭示了一些有趣的性质:低频入射声子的0模在各通道中的透射概率几乎不受结构参数的影响,但高频入射声子的0模在各通道中的透射概率与结构参数关系十分密切;当温度趋近于0 K时,各通道的热导接近于量子化热导的四分之一;改变散射区域的长度或四通道的横向宽度,能有效地调节各通道中声子模的分离程度和热导的大小.

## 2. 理论模型和公式

H形四通道纳米结构如图1所示,其材料设为GaAs,区域I是声子的入射通道,区域III,IV,V为声子的出射通道;区域II是声子的散射区域. 假定通道I的温度为 $T_1$ ,通道III,IV和V的温度都是 $T_2$ ,且温度差 $\delta T(\delta T = T_1 - T_2 > 0)$ 很小,在计算中可以用平均温度 $T(T = (T_1 + T_2)/2)$ 代替区域I,II,III,IV,V中的温度. 对于图1中的纳米结构,在弹性散射近似下,通道 $j(j = I, III, IV, V)$ 的热导表达式可以写成<sup>[17,18]</sup>

$$K = \frac{\hbar^2}{k_B T^2} \sum_m \frac{1}{2\pi} \int_{\omega_m}^{\infty} \tau_m(\omega) \frac{\omega^2 e^{\beta\hbar\omega}}{(e^{\beta\hbar\omega} - 1)^2} d\omega, \quad (1)$$

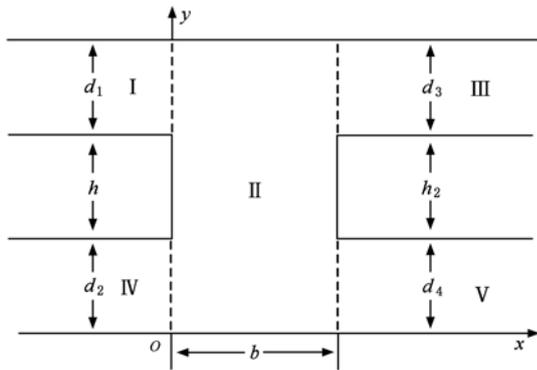


图1 H形四通道纳米结构的示意图( $d_1 + h + d_2 = d_3 + h_2 + d_4$ .  $d_j(j = I, III, IV, V)$ 是通道 $j$ 的横向宽度,通道I与IV相距 $h$ ,通道III与V相距 $h_2$ ,散射区域II的纵向长度为 $b$ )

其中 $\tau_m(\omega)$ 是通道I的第 $m$ 模经过区域II后进入通道 $i(i = III, IV, V)$ 的透射概率, $\omega_m$ 是第 $m$ 模的截止频率, $\beta = 1/(k_B T)$ , $k_B$ 是玻尔兹曼常数, $\hbar$ 是普朗克常数. 计算热导的中心问题是计算透射概率 $\tau_m(\omega)$ . 在本文中,我们采用弹性近似模型和散射

矩阵方法计算声学声子的透射概率. 在图1所示的结构中,存在三种极化的声学声子模,即纵向极化P模,垂直极化SV模和水平极化的SH模,它们的极化方向分别为 $x, y$ 和 $z$ 方向<sup>[50]</sup>. 由于 $x-y$ 平面内的极化声学模(P模和SV模)与 $z$ 方向极化的SH模都是退耦合的,而且输运性质相似<sup>[40]</sup>,一般讨论SH模的输运规律即可. 许多以前的工作也只讨论了SH模的输运性质和热导<sup>[31-35,41-44]</sup>. 在弹性散射近似下,SH模的位移场 $\psi$ 满足以下方程:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} - v_{SH}^2 \nabla^2 \psi = 0, \quad (2)$$

其中 $v_{SH}$ 是SH声学波的速度,它与质量密度 $\rho$ 和弹性常数 $C_{44}$ 的关系为

$$v_{SH}^2 = \frac{C_{44}}{\rho}, \quad (3)$$

于是,各个区域 $\xi(\xi = I, II, III, IV, V)$ 中SH模的位移场 $\psi$ 可写成如下形式:

$$\psi^\xi(x, y) = \sum_{m=0}^{N^\xi} (A_m^\xi e^{ik_m^\xi x} + B_m^\xi e^{-ik_m^\xi x}) \Phi_m^\xi(y), \quad (4)$$

其中 $\Phi_m^\xi(y)$ 表示第 $m$ 模在通道 $\xi$ 中的横向波函数,它的具体形式决定于结构与外界边界条件. 根据能量守恒,通道 $\xi$ 中 $m$ 模的波数 $k_m^\xi$ 与入射声子频率 $\omega$ ,SH声学波的速度 $v_{SH}$ 和通道 $\xi$ 的横向宽度 $d_\xi$ 满足以下关系:

$$\omega^2 = k_m^{\xi 2} v_{SH}^2 + \frac{m^2 \pi^2 v_{SH}^2}{d_\xi^2}, \quad (5)$$

当边界取应力自由边界条件时,SH声学波在每一个界面要满足 $\hat{n} \cdot \nabla \psi = 0$ ,其中 $\hat{n}$ 是边界法线方向的单位矢量. SH声学波在区域 $\xi$ 中的横向波函数 $\Phi_m^\xi(y)$ 可以分别表示成以下形式:在通道I中,

$$\Phi_m^I(y) = \begin{cases} \sqrt{\frac{2}{d_1}} \cos\left\{\frac{m\pi}{d_1}[y - (h + d_2)]\right\}, & (m \neq 0), \\ \sqrt{\frac{1}{d_1}}, & (m = 0); \end{cases}$$

在区域II中,

$$\Phi_m^{II}(y) = \begin{cases} \sqrt{\frac{2}{d_3 + d_4 + h_2}} \cos\left(\frac{m\pi}{d_3 + d_4 + h_2} y\right), & (m \neq 0), \\ \sqrt{\frac{1}{d_3 + d_4 + h_2}}, & (m = 0); \end{cases}$$

在通道III中,

$$\Phi_m^{III}(y) = \begin{cases} \sqrt{\frac{2}{d_3}} \cos\left\{\frac{m\pi}{d_3}[y - (h_2 + d_4)]\right\}, & (m \neq 0), \\ \sqrt{\frac{1}{d_3}}, & (m = 0); \end{cases}$$

在通道IV中,

$$\Phi_m^{\text{IV}}(y) = \begin{cases} \sqrt{\frac{2}{d_2}} \cos\left(\frac{m\pi}{d_2}y\right), & (m \neq 0), \\ \sqrt{\frac{1}{d_2}}, & (m = 0); \end{cases}$$

在通道V中,

$$\Phi_m^{\text{V}}(y) = \begin{cases} \sqrt{\frac{2}{d_4}} \cos\left(\frac{m\pi}{d_4}y\right), & (m \neq 0), \\ \sqrt{\frac{1}{d_4}}, & (m = 0). \end{cases}$$

这里,值得特别指出的是:(4)式中的求和应该包括所有的传播模和衰减模,但在实际运算中,一般只需要包括所有的传播模和几个最低阶的衰减模即可.

根据位移  $\psi$  和应力  $C_{44} \partial\psi/\partial x$  在各界面处必须连续的边界条件,利用散射矩阵方法<sup>[49-51]</sup>即可求出透射概率  $\tau_m(\omega)$ ,再由(1)式求出该量子结构的热导. 在下面的数值计算中,采用的弹性常数和密度参数<sup>[55]</sup>分别为  $C_{44} = 5.99 \times 10^{10} \text{ Nm}^{-2}$ ,  $\rho = 5317.6 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$ .

### 3. 数值结果和分析

图2描述了在通道III,IV,V中0模的透射概率随约化频率  $\omega/\Delta$  的变化关系. 这里  $\Delta = \omega_{n+1} - \omega_n = \pi v_{\text{SH}}/d_1$ ,它表示通道I中第  $n+1$  模与第  $n$  模的截止频率之差,  $v_{\text{SH}}$  是SH声学波的波速. 从图2(a)和(b)中可以发现,当  $\omega \rightarrow 0$  时,0模在通道III,IV和V的透射概率几乎相同,且都接近0.25. 这是因为低频声学波的波长远大于该量子结构的几何尺寸,因而这些声学波几乎可以一样地通过各通道,从而表现出结构参数几乎不对各通道中的声子透射产生影响. 但随着入射声子频率  $\omega$  的增加,0模声子在通道III,IV,V中的透射曲线都变成不规则的峰-谷结构,不同通道中及结构参数下的透射曲线相差很大. 其原因可以从(5)式得到解释,入射声子的频率  $\omega$  越高,它在各通道中激发的模的种类就越多,一般来说,通道中的模越多,模相互干涉形成的透射曲线就越复杂. 从图2(a)和(b)中还可以清楚地看到,高频声子在通道IV中的透射概率总是最小

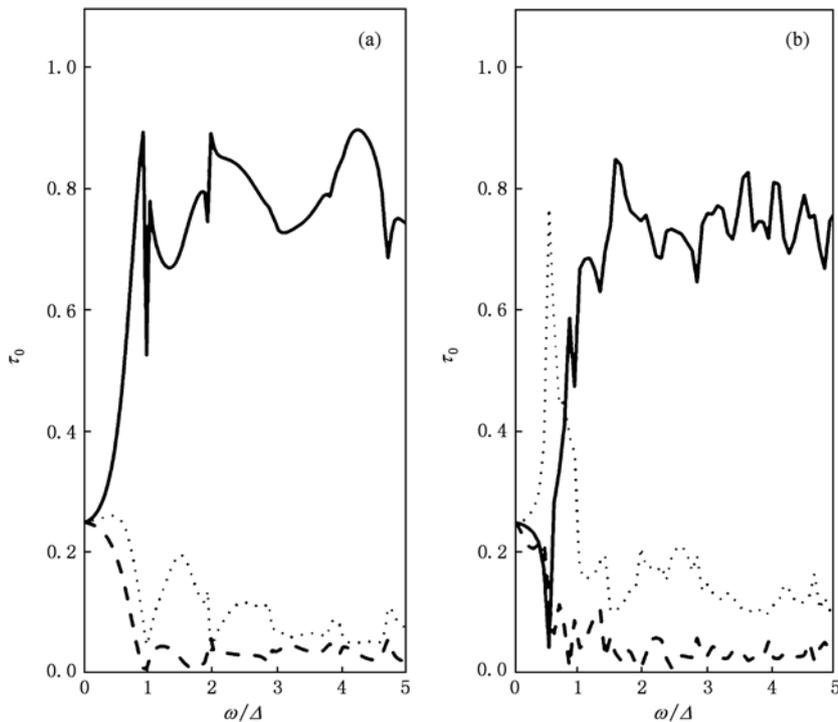


图2 在应力自由边界条件下,H形四通道纳米结构中的0模在通道III,IV和V的透射概率随约化频率  $\omega/\Delta$  的变化关系(图中  $h = h_2 = 2 \text{ nm}$ ,  $d_1 = d_2 = d_3 = d_4 = 10 \text{ nm}$ , (a)和(b)分别对应  $b = 5 \text{ nm}$  和  $20 \text{ nm}$ . 实线、划线、点线分别表示通道III,IV和V的透射概率)

的,此时声子更容易选择从通道Ⅲ中通过. 这是由于一方面声子倾向于向入射声子方向传播,另一方面是因为通道Ⅲ最接近热库通道Ⅰ而使得通道Ⅲ处的声子浓度最大. 对比图2(a)和(b)可以看到,当增加散射区域的长度 $b$ 时,声子在各通道中的透射概率的差别变小. 这是由于增加长度 $b$ 可使声子在散射区域Ⅱ中的浓度分布变得相对均匀. 可见,通过改变散射区域Ⅱ的长度 $b$ 可以调节声子在通道Ⅳ和通道Ⅴ的透射概率.

图3给出了散射长度 $b$ 取不同值时,通道Ⅲ,Ⅳ和Ⅴ中0模的透射概率随宽度 $h$ 的变化关系. 从图3(a)–(c)中可以看出,当散射长度 $b=5$  nm时,随着 $h$ 的增加,通道Ⅲ中0模的透射概率明显增加,而通道Ⅳ和Ⅴ中0模的透射概率明显减小. 出现这种情况的原因是,当 $b$ 较小时,区域Ⅱ中声子密度分布很不均匀,增大相邻通道之间的距离 $h$ 时,通道Ⅲ与

通道Ⅰ的距离保持不变,而通道Ⅳ、通道Ⅴ离通道Ⅰ之间的距离增大,通道口离热库通道Ⅰ越远,对应声子密度越低,从而导致声子在通道Ⅳ和Ⅴ中的透射概率减小,而总声子流不变,故通道Ⅲ中的透射概率常常会相应增大. 将图3(d)和(a),(e)和(b),(f)和(c)对比可以发现,当散射长度增大到 $b=20$  nm时,通道Ⅲ,Ⅳ,Ⅴ中的透射概率变得相对接近,甚至在有些频率段出现通道Ⅳ和Ⅴ中的透射概率大于通道Ⅲ中的透射概率. 这是由于散射长度 $b$ 较大时,声子在散射区域Ⅱ中的浓度分布变得相对均匀. 从图3(a)–(c)或图3(d)–(f)中还可以清楚地看到,相邻通道之间的距离 $h$ 对低频声子的影响小于对高频声子的影响. 这是由于低频声子的波长较长,其长度大于或接近于散射区域Ⅱ的尺寸,从而使低频声子在传输的过程中受到较小散射.

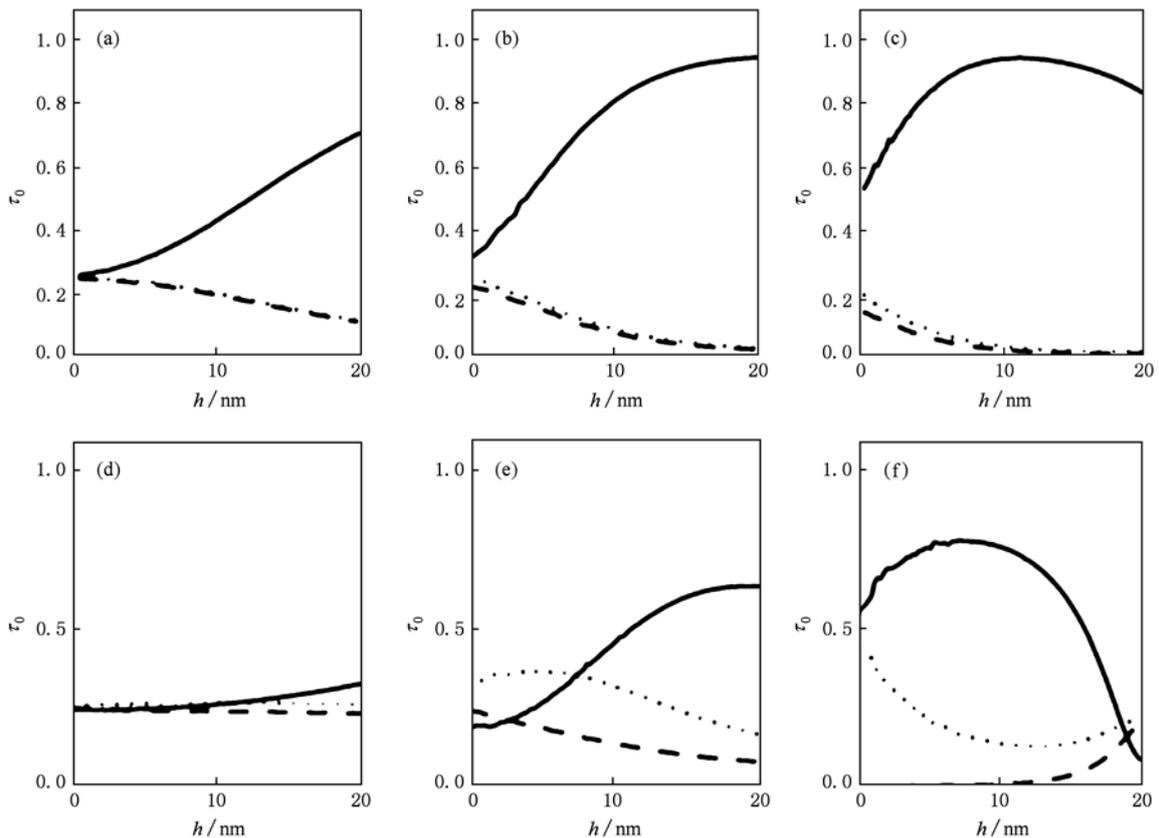


图3 在应力自由边界条件下,H形四通道纳米结构中0模在通道Ⅲ,Ⅳ和Ⅴ的透射概率随宽度 $h(h_2=h)$ 的变化关系( $d_1=d_2=d_3=d_4=20$  nm. (a)–(c)和(d)–(f)对应的 $b$ 分别是5 nm和20 nm. 在(a)和(d),(b)和(e),(c)和(f)中,入射声子的频率 $\omega$ 分别是 $0.2\pi v_{SH}/d_1, 0.5\pi v_{SH}/d_1, 0.8\pi v_{SH}/d_1$ . 实线、划线、点线分别表示通道Ⅲ,Ⅳ,Ⅴ中0模的透射曲线)

图4表示入射声子频率为 $2.1\pi v_{SH}/d_1$ 时,通道Ⅲ,Ⅳ,Ⅴ中的0,1,2模的透射概率随宽度 $h$ 的

变化关系. 从图4(a)–(c)中可以看出,当散射区域Ⅱ的长度 $b$ 较小时,在通道Ⅲ,Ⅳ,Ⅴ中各指数模

的透射概率随  $h$  的变化都呈现出类正弦曲线的周期性变化;同时还可以看到,通道 III, IV, V 中 0 模的透射概率差别不大,通道 III 中 1 模的透射概率明显小于通道 IV, V 中 1 模的透射概率,而 2 模只能在通道 III 中传输. 当散射区域 II 的长度  $b$  增加到 20 nm 时,如图 4(d)–(f) 所示,通道 III, IV 和 V 中各指数模的透射概率随  $h$  的变化呈现不规则的峰–谷结构,这是因为此时透射模与散射区域 II 中的声子发

生了更加复杂地耦合. 把图 4(d) 和 (a), (e) 和 (b) 对比可以发现,增加散射区域 II 的长度  $b$  更有利于通道 V 中 0 模和 1 模的透射. 此外,在图 4(f) 中也展示了与图 4(c) 类似的规律,即 2 模也只在通道 III 中运输,且存在很尖锐的透射峰. 由此可见,利用这种四通道纳米结构可以实现声子模的分离,而且可以通过改变结构参数去调节模的分离程度.

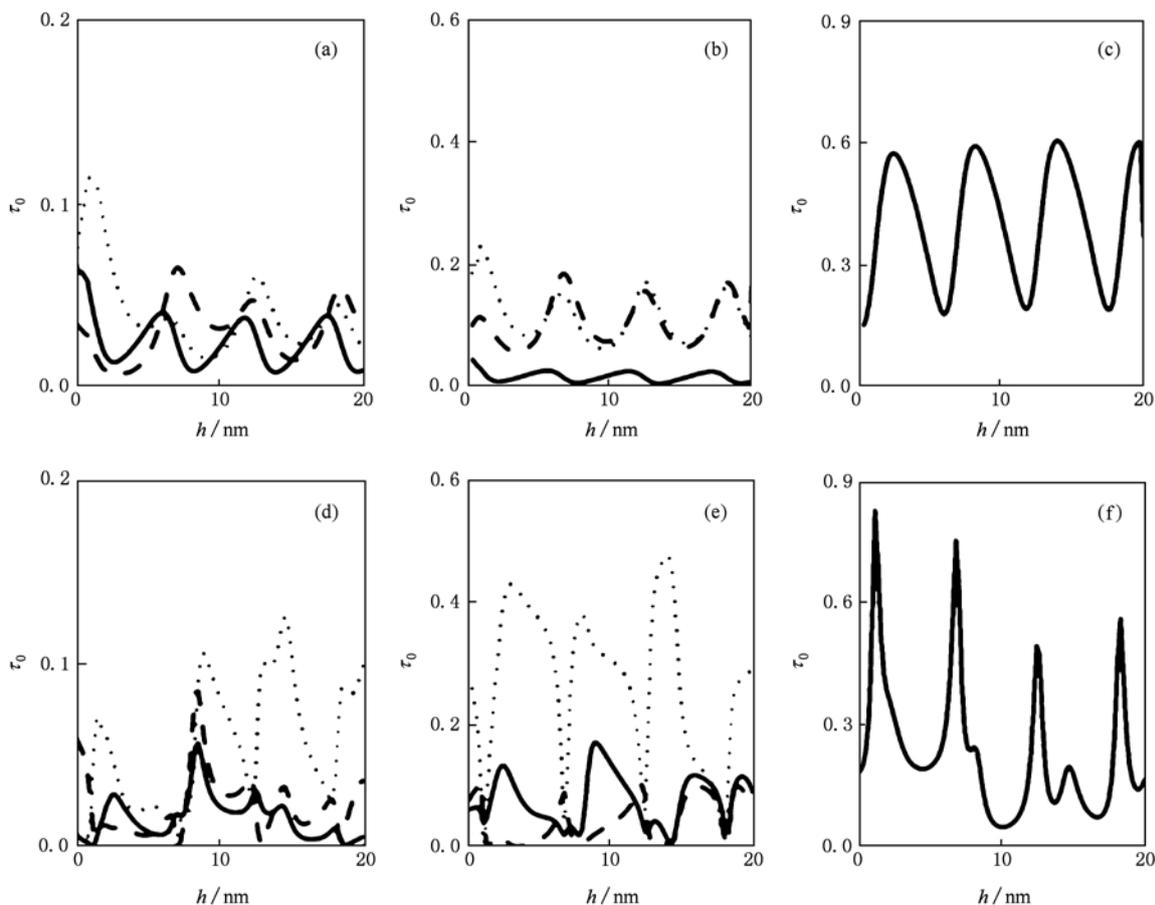


图 4 应力自由边界条件下,通道 III, IV, V 中的 0, 1, 2 模的透射概率随宽度  $h$  ( $h_2 = h$ ) 的变化关系 ( $d_1 = d_3 = 12$  nm,  $d_2 = d_4 = 10$  nm. (a) 和 (d), (b) 和 (e), (c) 和 (f) 分别对应于 0, 1, 2 模的透射概率. 入射声子频率  $\omega = 2.1\pi v_{\text{SH}}/d_1$ . (a)–(c), (d)–(f) 中的散射长度  $b$  分别为 5 nm, 20 nm. 实线、划线、点线分别表示通道 III, IV, V 中的透射曲线)

图 5 是不同散射长度  $b$  下,各通道的横向宽度  $d$  取不同值时,热流通过整个纳米结构的总约化热导、通道 III, IV, V 的总约化热导随温度  $T$  的变化关系. 图 5(a) 和 (e) 都表明,当温度趋近于 0 时,整个结构的总热导总趋近于  $3/4\pi^2 k_B^2 T/(3h)$ ,这是因为当温度  $T \rightarrow 0$  K 时只有 0 模存在,而 0 模在这种四通道结构中总的透射概率为 0.75. 这种模的热导值和它的分裂行为与通道的数目有关系<sup>[37]</sup>. 随着温度的升高,总热导随着温度的升高而增加,这是由于在高温下该结构

中激发了更多的声学模. 从图 5(a) 和 (e) 中还可以看出,当各通道的横向宽度  $d$  增加时,总的热导变大,这是由于声子在各通道中的横向局域程度变小的缘故. 把图 5(a) 和 (e) 对比可以发现,对于具有较大长度  $b$  的 H 形四通道纳米结构,增加横向宽度  $d$  更有利于增大总的热导. 在图 5(a)–(d) 和 5(e)–(h) 中都可以看到,随着温度的升高,整个纳米结构的总热导以及总热导的增加主要是通道 III 的贡献,这与通道 III 最接近热库有关. 分别对比图 5(f) 和 (b), (h) 和

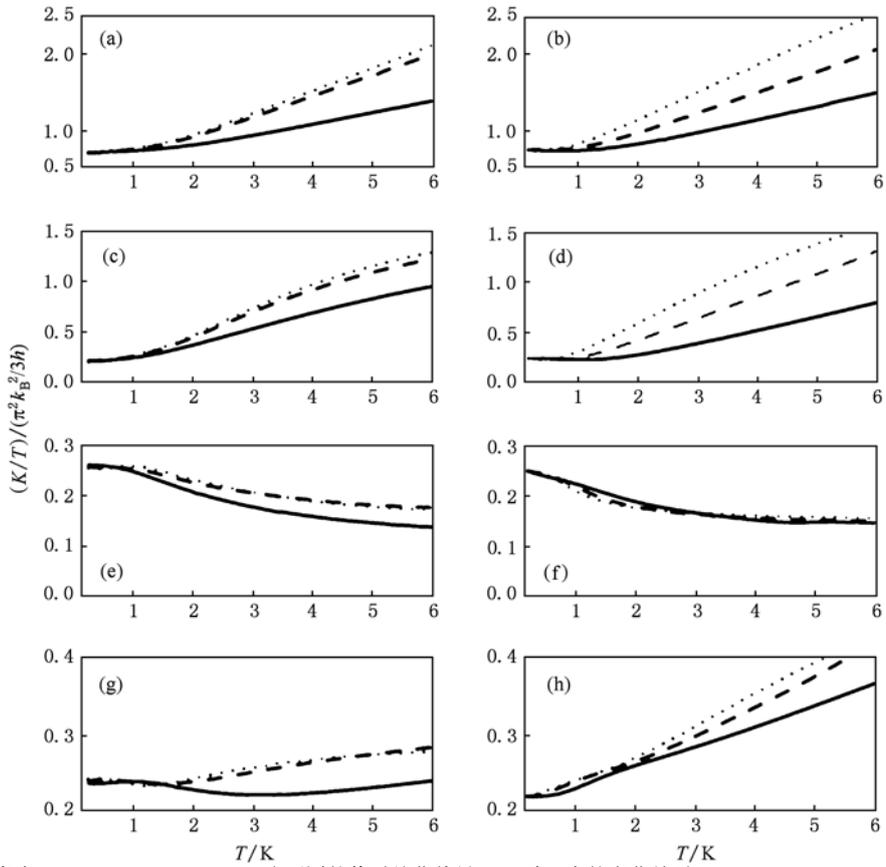


图5 各通道的横向宽度  $d(d=d_1=d_2=d_3=d_4)$  取不同的值时约化热导  $K/T$  随温度的变化关系. ( $h=h_2=2$  nm. (a)和(e)表示整个结构的总热导,(b)和(f),(c)和(g),(d)和(h)分别对应于通道Ⅲ,Ⅳ,Ⅴ中的总热导,(a)—(d),(e)—(h)分别对应于  $b=5$  nm,20 nm. 实线、划线、点线分别对应于  $d=10,15,20$  nm)

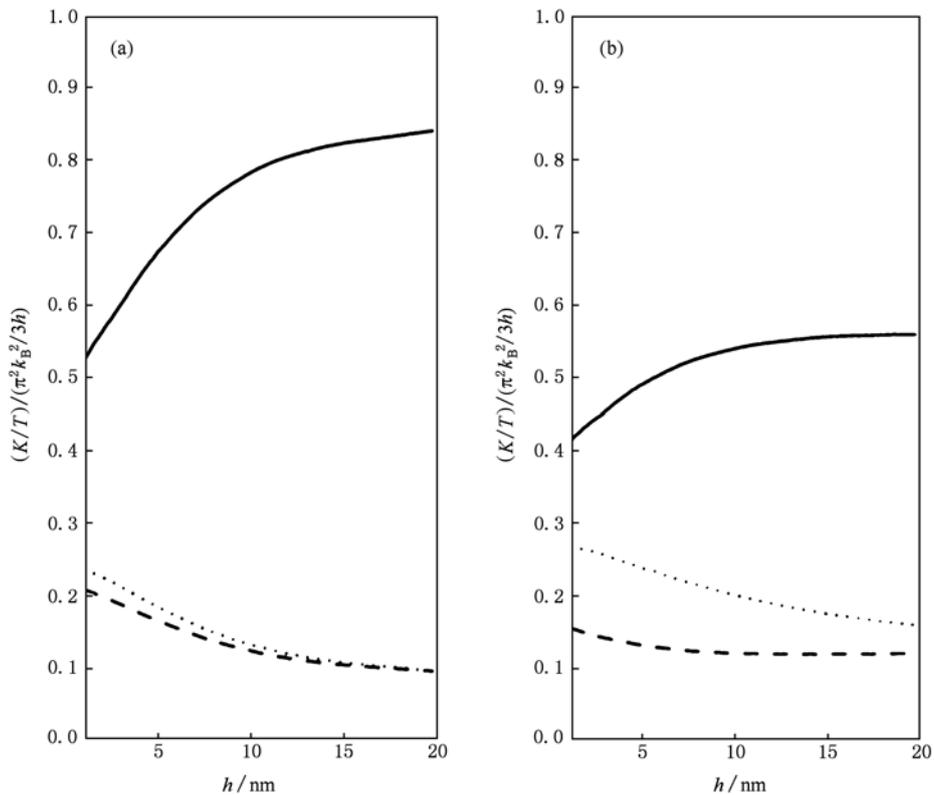


图6 温度为  $T=2$  K时,各通道的约化热导  $K/T$  随  $h(h_2=h)$  的变化关系( $d_1=d_2=d_3=d_4=20$  nm, (a),(b)分别对应于  $b=5$  nm,20 nm. 实线、划线、点线分别表示通道Ⅲ,Ⅳ,Ⅴ的约化热导)

(d)可以看到,增加散射区域 II 的长度  $b$  能明显增加通道 III, V 的总热导. 但对通道 IV, 其总热导却随温度的增加而减小, 如图 5(c) 和 (g) 所示, 增大散射区域 II 的长度  $b$  对于通道 IV 的热导也没有明显的改善. 可见, 改变散射区域 II 的长度  $b$  和四个通道的横向宽度  $d$  可以调节该纳米结构的热导.

图 6 展示了温度不变时各通道的约化热导  $K/T$  随  $h$  ( $h_2 = h$ ) 的变化关系. 从图 6(a) 和 (b) 中都可以看到, 随着  $h$  的逐渐变大, 通道 III 的热导越来越大, 通道 IV 和 V 的热导越来越小. 这是由于  $h$  变大时, 通道 IV 和 V 与热库的距离越来越远, 热流更易从通道 III 中通过. 当散射区域 II 的长度  $b$  较小时, 如图 6(a) 所示, 声子浓度在散射区域 II 中分布得很不均匀, 在接近热库的通道 III 处分布较密集, 在远离热库的通道 IV 和 V 处分布较稀疏, 因而导致通道 III 的热导与通道 IV, V 的热导有很大差别. 将图 6(a) 和 (b) 对比可以看到, 当增加散射区域 II 的长度  $b$  时, 由于声子浓度在散射区域 II 中分布得相对均

匀, 因而声子在通道 III 中的热导与在通道 IV 或 V 中的热导之间的差别减小.

图 7 描述了总的热导随横向宽度  $d_4$  的变化关系. 从图 7(a) 和 (e) 中可以看出, 整个结构的总热导随着  $d_4$  的增大而减小, 而且这种变化在散射长度  $b$  较大时表现得更加明显. 为了进一步探究总热导减少的原因, 我们计算了通道 III, IV, V 的总热导随  $d_4$  的变化, 如图 7(b)–(d) 和 (f)–(h) 所示. 当  $d_4$  的值变大时, 通道 V 对声子的局域程度降低, 从而导致声子更容易从通道 V 通过, 所以通道 V 的热导随之明显增大. 对于通道 III, 由于从通道 V 中通过声子的增加, 则声子选择从通道 III 中通过的概率就减小了, 所以通道 III 的热导随着  $d_4$  的增大而减小, 这种变化在散射长度  $b$  较大时表现得非常明显. 而对于通道 IV, 其热导的随  $d_4$  的变化很特别, 当散射长度  $b$  很小时, 热导随  $d_4$  的增加而减小; 当  $b$  增加到 20 nm 时, 随着  $d_4$  的增大, 其热导先增大再减小. 从这些计算结果可以看出, 整个结构的热导随  $d_4$  增

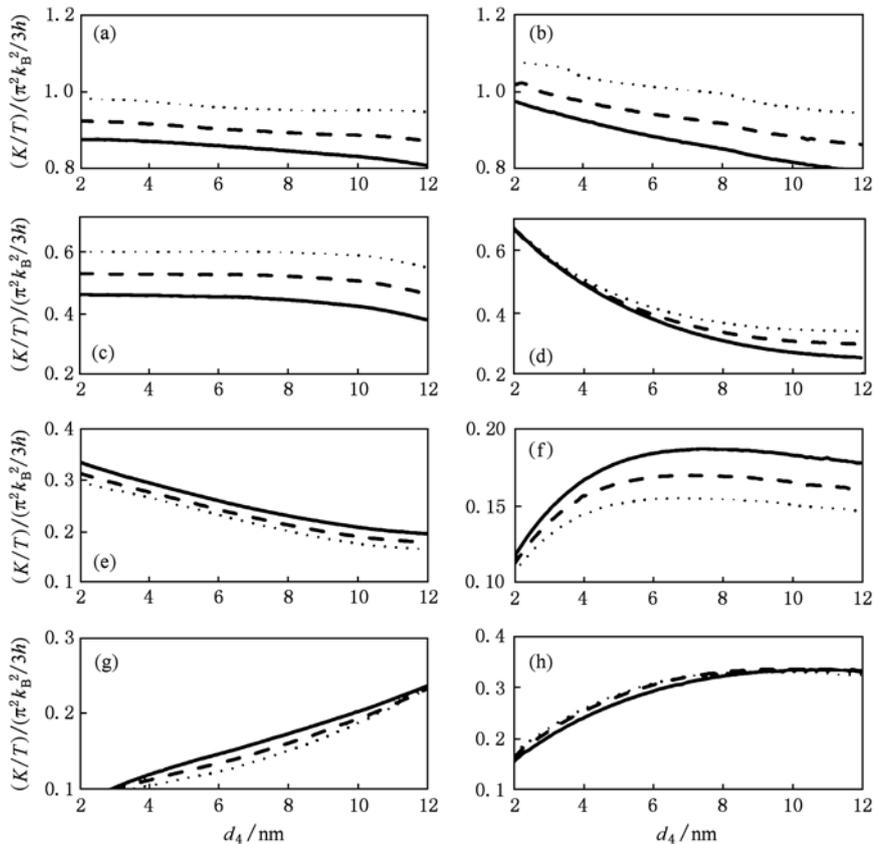


图 7 不同温度下总约化热导  $K/T$  随  $d_4$  的变化关系.  $h = 2$  nm,  $d_1 = 10$  nm,  $d_2 = 12$  nm,  $d_3 = 10$  nm,  $h_2 = (d_1 + d_2 + h - d) - d_4$ . (a) 和 (e), (b) 和 (f), (c) 和 (g), (d) 和 (h) 分别为整个纳米结构的总热导、通道 III, IV, V 的总热导. (a)–(d) 和 (e)–(h) 分别对应于  $b = 5$  nm, 20 nm. 实线、划线、点线分别对应于温度  $T = 2$  K, 2.5 K, 3 K)

大而减小的主要原因是通道 III 的热导随  $d_4$  的增大而减小. 由此可见, 调节结构参数  $d_4$  也可以控制各通道的热导.

#### 4. 结 论

本文利用弹性近似模型和散射矩阵方法, 研究了 H 形四通道纳米结构中的声学声子热输运性质. 计算结果表明, 当入射声子的频率趋近于 0 时, 只要通道的横向宽度相同, 各通道中最低阶模的透射概

率几乎不受其它结构参数的影响, 且其数值都接近于 0.25, 整个结构的透射概率近似为 0.75; 而高频声学声子在各通道中的透射概率与结构参数密切相关, 且通道 III 中的透射概率最大; 当温度趋近于 0 K 时, 各通道的热导接近于量子化热导  $\pi^2 k_B^2 T / (3h)$  的四分之一; 随着温度的升高, 各通道的总热导增减不一且在通道 III 的热导最大; 通过改变散射区域的长度或四通道的横向宽度能有效地调节各通道中声子模的分离程度和热导的大小, 从而实现选择性声子输运和热传导.

- [1] 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
- [2] Wang X H, Gu B Y, Yang G Z 1998 *Phys. Rev. B* **58** 4629
- [3] Chen K Q, Gu B Y, Lin Y K, Chuu D S 1999 *Int. J. Mod. Phys. B* **13** 903
- [4] Chen K Q, Wang X H, Gu B Y 2000 *Phys. Rev. B* **61** 12075
- [5] Xu H Q 2002 *Phys. Rev. B* **66** 165305
- [6] Xia J B, Li S S 2003 *Phys. Rev. B* **68** 75310
- [7] Zhu J L, Dai Z S, Hu X 2003 *Phys. Rev. B* **68** 45324
- [8] 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]
- [9] Chen J W, Yang L F 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 2183 (in Chinese) [陈将伟、杨林峰 2005 物理学报 **54** 2183]
- [10] 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]
- [11] Zheng Y Z, Qi C H, Ding X D, Lee W Z 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 294 (in Chinese) [郑永真、齐昌炜、丁玄同、郦文忠 2006 物理学报 **55** 294]
- [12] Xia C J, Fang C F, Hu G C, Li D M, Liu D S, Xie S J 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 4884 (in Chinese) [夏蔡娟、房常峰、胡贵超、李冬梅、刘德胜、解士杰 2007 物理学报 **56** 4884]
- [13] Tang L M, Wang L L, Wang N, Yan M 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 3203 (in Chinese) [唐黎明、王玲玲、王宁、严敏 2008 物理学报 **57** 3203]
- [14] Niu X M, Qi Y H 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 6926 (in Chinese) [牛秀明、齐元华 2008 物理学报 **57** 6926]
- [15] Jin L, Zhu L, Li L, Xie Z W 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 8577 (in Chinese) [金莲、朱林、李玲、谢征微 2009 物理学报 **58** 8577]
- [16] Wang L G, Zhang H Y, Wang C, Terence K S W 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 536 (in Chinese) [王利光、张鸿宇、王畅、Terence K S W 2010 物理学报 **59** 536]
- [17] An Y P, Yang C L, Wang M S, Ma X G, Wang D H 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 2010 (in Chinese) [安义鹏、杨传路、王美山、马晓光、王德华 2010 物理学报 **59** 2010]
- [18] Rego L G C, Kirczenow G 1998 *Phys. Rev. Lett.* **81** 232
- [19] Rego L G C, Kirczenow G 1999 *Phys. Rev. B* **59** 13080
- [20] Schwab K, Henriksen E A, Norlock J M, Roukes M L 2000 *Nature (London)* **404** 974
- [21] Chiatti O, Nicholls J T, Proskuryakov Y Y, Lumpkin N, Farrer I, Ritchie D A 2006 *Phys. Rev. Lett.* **97** 056601
- [22] Meschke M, Guichard W, Pekola J P 2006 *Nature (London)* **444** 187
- [23] Volz S G, Chen Gang 1999 *Appl. Phys. Lett.* **75** 2056
- [24] Wu G, Dong J 2005 *Phys. Rev. B* **71** 115410
- [25] Bao W X, Zhu C C 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 3552 (in Chinese) [保文星、朱长纯 2006 物理学报 **55** 3552]
- [26] Li S B, Wu Z M, Yuan K, Liao N M, Li W, Jiang Y D 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 3126 (in Chinese) [李世彬、吴志明、袁凯、廖乃镬、李伟、蒋亚东 2008 物理学报 **57** 3126]
- [27] Xu Y, Chen X, Gu B L, Duan W 2009 *Appl. Phys. Lett.* **95** 233116
- [28] Wang J S, Li B 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 74302
- [29] Cross M C, Lifshitz R 2001 *Phys. Rev. B* **64** 85324
- [30] Huang W Q, Chen K Q, Shuai Z, Wang L, Hu W 2005 *Phys. Lett. A* **336** 245
- [31] Peng X F, Chen K Q, Zou B S, Zhang Y 2007 *Appl. Phys. Lett.* **90** 193502
- [32] Tang L M, Wang Y, Wang D, Wang L L 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 437 (in Chinese) [唐黎明、王艳、王丹、王玲玲 2007 物理学报 **56** 437]
- [33] Xie F, Chen K Q, Wang Y G, Zhang Y 2008 *J. Appl. Phys.* **103** 084501;104, 054312
- [34] Yao L J, Wang L L 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 3100 (in Chinese) [姚凌江、王玲玲 2008 物理学报 **57** 3100]
- [35] Li K M, Wang L L, Huang W Q, Zou B S, Wan Q 2009 *J. Appl. Phys.* **105** 104515
- [36] Peng X F, Chen K Q 2010 *Physica E* doi:10.1016/j.physe.2010.02.022

- [37] Santamore D H, Cross M C 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 115502
- [38] Santamore D H, Cross M C 2001 *Phys. Rev. B* **63** 184306
- [39] Chen K Q, Li W X, Duan W H, Shuai Z, Gu B L 2005 *Phys. Rev. B* **72** 045422
- [40] Li W X, Chen K Q, Duan W H, Wu J, Gu B L 2004 *J. Phys. : Condens. Matter* **16** 5049
- [41] Huang W Q, Chen K Q, Shuai Z, Wang L L, Hu W Y, Zou B S 2005 *J. Appl. Phys.* **98** 093524
- [42] Tang L M, Wang L L, Chen K Q, Huang W Q, Zou B S 2006 *Appl. Phys. Lett.* **88** 163505
- [43] Yang P, Sun Q F, Guo H, Hu B B 2007 *Phys. Rev. B* **75** 235319
- [44] Li K M, Wang L L, Huang W Q, Zou B S, Wan Q 2009 *Phys. Lett. A* **372** 5816
- [45] Zhou L P, Wang M P, Zhu J J, Peng X F, Chen K Q 2009 *J. Appl. Phys.* **105** 114318
- [46] Sun Q, Yang P, Guo H 2002 *Phys. Rev. Lett.* **89** 175901
- [47] Xie F, Chen K Q, Wang Y G, Zhang Z H 2008 *J. Appl. Phys.* **104** 054312
- [48] Wang J S, Wang J, Lu J T, 2008 *Eur. Phys. J. B* **62** 381
- [49] Cross M C, Lifshitz R 2001 *Phys. Rev. B* **64** 85324
- [50] Graff K F 1975 *Wave Motion in Elastic Solids* (Clarendon, Oxford)
- [51] Li W X, Chen K Q, Duan W H, Wu J, Gu B L 2003 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **36** 3027
- [52] Leng M, Lent C S 1993 *Phys. Rev. Lett.* **71** 137
- Leng M, Lent C S 1994 *Phys. Rev. B* **50** 10823
- [53] Xu H Q 1995 *Phys. Rev. B* **52** 5803
- Xu H Q 2002 *Appl. Phys. Lett.* **80** 853
- [54] Sheng W D 1997 *J. Phys. : Condens Matter* **9** 8369
- [55] Madelung O 1982 *Semiconductors: Group IV Elements and III—V Compounds* (Springer, Berlin)

## Ballistic phonon transport and thermal conductance in multi-channel quantum structure at low temperatures<sup>\*</sup>

Ye Fu-Qiu<sup>1)2)</sup> Li Ke-Min<sup>1)3)†</sup> Peng Xiao-Fang<sup>1)</sup>

1) (College of Physics and Microelectronics Science, Hunan University, Changsha 410082, China)

2) (College of Physics and Information Engineering, Jishou University, Jishou 416000, China)

3) (College of Physics and Electronics, Hunan University, Yueyang 414006, China)

(Received 26 March 2010; revised manuscript received 9 June 2010)

### Abstract

By using the elastic approximation model and scattering matrix method, we investigated the acoustic phonons transport and thermal conductance in a H-branch four-channel nanostructure. The calculated results show that, for the incident acoustic phonons of low frequency, as long as the transverse width of each channel is equal, the transmission coefficient of mode 0 in each channel almost equals 0.25 and receives no influence from the changes of the other structure parameters. But for the incident acoustic phonons of high frequency, the transmission coefficient of mode 0 in each channel is very sensitive to the structure parameters and there is bigger difference corresponding to the transmission coefficients of different channels. When the temperature is very low, the thermal conductance in each channel is about  $\frac{1}{4}\pi^2 k_B^2 T / (3h)$ . With the increase of temperature, the thermal conductance of each channel changes to different degrees. By changing the length of scattering region or the transverse width of each channel, we can control the separating degree of modes and the thermal conductance of each channel efficiently and realize acoustic phonon selective transport and thermal conduction.

**Keywords:** acoustic phonons transport, thermal conductance, quantum structure

**PACS:** 68.65.-k

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10674044), and the Natural Science Foundation of Hunan Province, China (Grant No. 11JJ50430162).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: yueyanglikemin@163.com