

准一维多链无序体系跳跃电导特性*

马松山[†] 徐 慧 郭 锐 崔麦玲

(中南大学物理科学与技术学院, 长沙 410083)

(2009 年 10 月 19 日收到; 2009 年 11 月 17 日收到修改稿)

在单电子紧束缚近似下, 建立了准一维多链无序体系直流、交流电子跳跃输运模型, 通过计算探讨了无序模式、维度效应、温度及外场对其直流、交流电导率的影响. 计算结果表明: 准一维多链无序体系的直流、交流电导率随着格点能量无序度的增大而减小, 非对角无序具有增强体系电子输运能力的作用. 随着链数的增加, 体系的直流、交流电导率增大, 但格点能量无序度较小时, 维度效应的影响不明显. 在对角无序情况下准一维多链无序体系的交流电导率随温度的升高而增大, 而在非对角无序模式下却随温度的升高而减小, 但对于直流情况, 体系的直流电导率随温度的升高而增大. 在外加电场的调制下, 体系的直流电导率在强场区随电场强度增加而增大得很快, 呈现出非欧姆定律特性, 但链数越多, 体系的直流电导率随外加场强度的增加而增大得越平缓. 当外加交变电场时, 准一维多链无序体系的交流电导率随外加场频率的增大而增大, 并满足 $\sigma_{ac}(\omega) \propto \omega^2 [\ln(1/\omega)]^2$ 的关系式.

关键词: 准一维多链无序体系, 跳跃电导, 对角无序, 非对角无序

PACC: 7210, 7215C, 7155J

1. 引 言

近年来, 随着纳米科技和分子电子学的发展, 碳纳米管、纳米线及 DNA 分子导线等一维、准一维体系由于具有独特的电学性能而表现出广阔的应用前景, 如可用作纳米电子器件的导线、构筑特殊的纳电子元件(如场效应管、电子开关)及生物分子器件等. 同时, 由于在碳纳米管、纳米线及 DNA 分子导线等低维体系电子材料和器件的生产、制备过程中不可避免地会存在杂质态、缺陷等无序因素, 而无序引入会导致体系的电子波函数呈现局域化特性^[1], 从而对其电子输运特性产生影响, 因此对于一维、准一维等低维无序体系电子输运性质的研究已成为国内外研究的热点^[2-6].

对于一维单链无序体系, 其电子波函数是局域化的, 电子只能通过热激发, 在不同局域态之间跳跃输运, 而对于准一维无序体系, 在弱无序情况下, 在能带中心出现退局域化现象^[7,8], 同时由于现实的碳纳米管、纳米线及 DNA 分子导线等都有一定的横向大小, 准一维无序模型更能反映其真实特征. 因此, 很多研究者注重于对准一维无序体系电学特

性的研究. 如 Hjort 等^[9] 利用传输矩阵方法研究了准一维聚乙烯、聚乙炔等无序体系的电子波函数局域化现象; 徐慧等^[10-12] 利用五对角随机厄米矩阵的求解方法, 实现了对一维双链无序体系的态密度及本征矢的数值计算; Gallos 等^[13] 利用蒙特卡罗方法计算了电子的平均迁移率对温度的依赖性; Ivanov 等^[14] 计算研究了准一维无序体系中具有很小能量差的么正对称态的局域态密度关联函数. 然而, 对于准一维体系中电子输运特性的研究, 特别是无序模式及维度效应对准一维无序体系直流、交流电子输运的影响的研究并不多见.

本文通过构建准一维多链无序模型, 在单电子紧束缚近似下, 只考虑近邻格点相互作用, 计算探讨了包含 3×10^3 个格点的准一维多链无序体系中对角无序、非对角无序、维度效应、温度及外加电场对其直流、交流电导率的影响.

2. 模型与方法

对一有 k 条平行链的准一维无序体系(见图 1), 在单电子紧束缚近似下, 考虑到虽然次近邻格点间的相互作用对体系电子结构会产生附加的影

* 高等学校博士学科点专项科研基金(批准号:20070533075)和湖南省科技计划(批准号:2009FJ3004)资助的课题.

[†] E-mail: songshan.ma@yahoo.com.cn

处的局域态跳跃到局域在格点 j 处的局域态的跳跃概率遵循如下的关系^[23,24]:

$$\gamma_{ij} = \begin{cases} \gamma_0 e^{-2\alpha R_{ij} - (E_j - E_i)/k_B T} & (E_j > E_i), \\ \gamma_0 e^{-2\alpha R_{ij}} & (E_j < E_i), \end{cases} \quad (3)$$

其中 γ_0 依赖于电-声相互作用的强度、声子态密度, α^{-1} 描述电子波函数的局域长度, E_i 为局域于格点 i 处的电子局域态能量本征值, 且 E_i 的数值以费米能为基点, $E_j - E_i$ 描述发生电子跳跃的两个电子局域态之间的能量差, R_{ij} 为电子跳跃的距离, 且 $R_{ij} \equiv \sqrt{(x_j - x_i)^2 + (y_j - y_i)^2}$, k_B 为玻尔兹曼常数, T 为温度. 在外加电场强度为 F 的直流电场作用下, 一方面局域在不同格点上的能量本征值沿电场方向产生一个附加的能量降落, 即 $E'_i = E_i - eFx_i$, 另一方面, 各格点为电子占据的概率重新进行分布, 在不同的格点势中引入一个小的增量 $\delta\mu_i$ 来描述这种改变, 此时格点 i 被电子占据的概率可表示为

$$f(E'_i) = \frac{1}{\exp[(E_i - \delta\mu_i)/k_B T] + 1}.$$

电子从位于格点 i 处的局域态跳跃到位于格点 j 处的局域态的跳跃概率可表示为^[25]

$$\Gamma_{ij} = \gamma_{ij} f(E'_i) [1 - f(E'_j)] \times \exp\left[-2\alpha R_{ij} - \frac{E_j - E_i - eF(x_j - x_i)}{2k_B T}\right], \quad (4)$$

此时, 格点 i, j 之间的电流 $J_{ij} = e(\Gamma_{ij} - \Gamma_{ji})$ 可表示为

$$J_{ij} = e\gamma_0 \exp\left(-2\alpha R_{ij} - \frac{\Delta_{ij}}{2k_B T}\right) \times \sinh\frac{eF(x_j - x_i)}{k_B T}, \quad (5)$$

其中 $\Delta_{ij} = |E_i| + |E_j| + |E_j - E_i|$. 对于给定的外加电场 F , 增量 $\delta\mu_i$ 通常由电流密度守恒条件 $\sum_{i \neq j} J_{ij} = 0$ 确定, 即进出任意格点 i 电流的代数为 0, 因而不必具体计算 $\delta\mu_i$ 的值. 而对于格点 i, j 之间的电流 $J_{ij} = e(\Gamma_{ij} - \Gamma_{ji})$ 只有沿电场方向的分量对体系的电子输运有影响, 垂直电场方向电流对体系的总电流没有贡献, 所以, 准一维多链无序体系中电子跳跃输运产生的总电流可表示为^[26]

$$J = \sum_{i < n} \sum_{n > k} J_{ij} \times \frac{y_j - y_i}{R_{ij}} = \sum_{i < k} \sum_{j > k} e\gamma_0 \exp\left(-2\alpha R_{ij} - \frac{\Delta_{ij}}{2k_B T}\right)$$

$$\times \sinh\frac{eF(x_j - x_i)}{k_B T} \times \frac{x_j - x_i}{R_{ij}}, \quad (6)$$

其中 n 为体系中任意固定的格点. 因此, 准一维多链无序体系的直流跳跃电导率可表示为

$$\sigma_{dc} = \frac{J}{F} = \frac{1}{F} \left[\sum_{i < k} \sum_{j > k} e\gamma_0 \exp\left(-2\alpha R_{ij} - \frac{\Delta_{ij}}{2k_B T}\right) \times \sinh\frac{eF(x_j - x_i)}{k_B T} \times \frac{x_j - x_i}{R_{ij}} \right]. \quad (7)$$

当有外加交变电场 $F(t) = F_0 \cos(\omega t)$ 时, 其中 F_0 为外场幅值, ω 为外场频率, 电子通过吸收或放出光子而实现在局域态 $|i\rangle$ 和 $|j\rangle$ 之间跳跃, 从而实现与外加交变电场的能量变换. 若电子通过吸收一个光子而实现从局域态 $|i\rangle$ 跳跃到局域态 $|j\rangle$, 则在此过程中与外场交换的能量可计为^[27]

$$q_{ij} = \gamma_{ij} \hbar\omega f(E_i) [1 - f(E_j)] \times \delta[\hbar\omega - (E_j - E_i)], \quad (8)$$

其中 $f(E_i) = [\exp(E_i/k_B T) + 1]^{-1}$ 为体系中格点 i 为电子占据的概率. 相反, 电子从局域态 $|j\rangle$ 跳跃到局域态 $|i\rangle$ 与外场交换的能量可计为

$$q_{ji} = \gamma_{ji} \hbar\omega f(E_j) [1 - f(E_i)] \times \delta[\hbar\omega - (E_j - E_i)]. \quad (9)$$

显然, $\gamma_{ji} = \gamma_{ij} \exp\left(\frac{-\hbar\omega}{k_B T}\right)$. 因此, 电子在单位时间内在两个局域态之间跳跃而消耗的能量可表示为

$$q_i = \frac{2\hbar\omega}{Z} \gamma_{ij} \exp\left(\frac{E_i}{k_B T}\right) \times \sinh\left(\frac{\hbar\omega}{k_B T}\right) \delta[\hbar\omega - (E_j - E_i)], \quad (10)$$

其中 $Z = 1 + \exp\left(\frac{E_i}{k_B T}\right) + \exp\left(\frac{E_j}{k_B T}\right) + \exp\left(\frac{E_i + E_j}{k_B T}\right)$, 所以单位时间内整个体系所消耗的能量为体系中所有的这些“局域态对”所消耗的能量之和, 即 $Q = \sum_i q_i$. 根据电动力学理论, 在一定时间间隔时外加交变电场所做的功等于整个体系所消耗的能量, 即 $Q = \frac{1}{2} \sigma_{ac}(\omega) F_0^2$, 从而可得到体系的交流电导率

$$\sigma_{ac}(\omega) = \frac{4\hbar\omega}{F_0^2} \sum_i \frac{\gamma_{ij}}{Z} \exp\left(\frac{E_i}{k_B T}\right) \times \sinh\left(\frac{\hbar\omega}{k_B T}\right) \delta[\hbar\omega - (E_j - E_i)]. \quad (11)$$

3. 结果与分析

对于无序体系而言,当格点数达 2×10^3 时其电子结构已趋向稳定,其电子波函数局域化特性及其局域态分布都具有很好的稳定性^[28],因此,选择包含 3×10^3 个格点的准一维多链,计算了其不同参数下的直流、交流电导率,并探讨了其直流电导率与无序模式、链数的关系,以及温度、外场对其直流、交流电导率的影响。

图 3(a), (b) 为只考虑对角无序(格点能量无序)情况时准一维多链无序体系的直流、交流电导率与格点能量无序度的关系,其中图 3(a) 的温度、外场强度分别取为定值 $T = 100 \text{ K}$, $F = 1000 \text{ V/cm}$, 图 3(b) 中外加电场幅值及频率取为定值 $F_0 = 1 \times 10^3 \text{ V/cm}$, $\omega = 1 \times 10^{10} \text{ Hz}$, 温度 $T = 100 \text{ K}$, 曲线 a, b, c 和 d 对应体系的链数分别为 $k = 1, k = 2, k = 3$ 和 $k = 4$ 。由图 3 可知,曲线 a, b, c 和 d 对应的体系具有

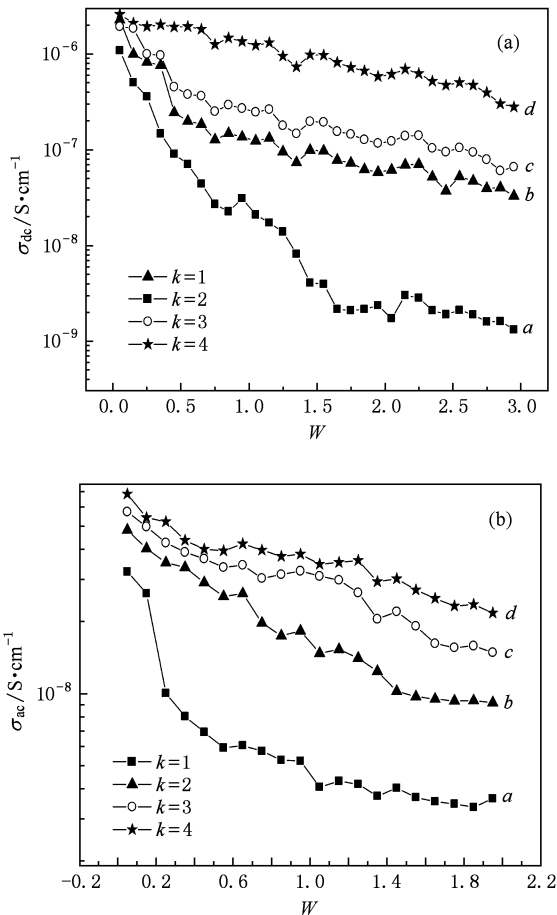


图 3 准一维多链无序体系电导率与格点能量无序度的关系 (a) 直流, (b) 交流

基本相同的直流、交流电导率对格点能量无序度的依赖关系,即其电导率都随着格点能量无序度的增加而减小,这是因为随着体系格点能量无序度的增加,电子波函数的局域化程度增强,电子由一个局域态跳跃到另一局域态的难度增加,跳跃概率减小,因而电导率减小。

同时对比图 3(a), (b) 中曲线 a, b, c 和 d 可以发现,当格点能量无序度较大时,准一维多链无序体系的链数越多,体系的直流、交流电导率越大,表明准一维无序体系的直流、交流电导率有随着链数的增多而增大的趋势,但在格点能量无序度较小时,这种特性表现不明显。我们知道,在多链体系中,由于存在跳跃积分的格点数量有显著增加,扩大了格点间短程关联的作用范围,使其电子波函数的局域长度增大,同时也相当于增加了电子跳跃运输的“通道”,从而提高其电子输运能力,但当格点能量无序度较小时,体系接近于有序体系,在中间能区甚至出现扩展态,因此维度效应对其电子输运的影响相应减弱,表现为不同链数的多链无序体系的直流电导率变得非常接近。

同样,计算研究了准一维多链无序体系直流、交流电导率随温度的变化关系,结果如图 4 所示。其中直流和交流两种情况下链数都取定值 $k = 3$, 曲线 a, b 和 c 分别对应对角无序、非对角无序和同时考虑对角无序和非对角无序的情况,其中对角无序度和非对角无序度取为定值 $W = 1.0$ 和 $W' = 1.0$, 直流情况下外场强度取定值 $F = 500 \text{ V/cm}$, 交流情况下外加交变电场的幅值及频率取为定值 $F_0 = 1 \times 10^3 \text{ V/cm}$, $\omega = 1 \times 10^{10} \text{ Hz}$ 。由图 4(a) 可知,三种无序模式下准一维多链无序体系的直流电导率都随温度的升高而增大。根据文献[29]可知,低维体系的直流电导率随温度的变化满足形如 $\sigma(T) \propto \exp[-(T_0/T)^{1/d+1}]$ 的关系式,其中 d 代表体系的维数,因而随着温度的升高,其电导率相应增大。这是因为无序体系中的电子输运是在声子的激发下,通过吸收声子的能量而实现在不同局域态之间跳跃运输,因而随着温度的升高,格点原子热运动加剧,声子能量增加,电子发生跳跃运输的概率相应增大,从而导致体系的直流电导率增大。

由图 4(b) 可知,对角无序体系和同时考虑了对角无序和非对角无序,体系的交流电导率都表现为随温度的升高而增大,而非对角无序体系的交流电导率却表现为随温度的升高而减小,这种现象在电

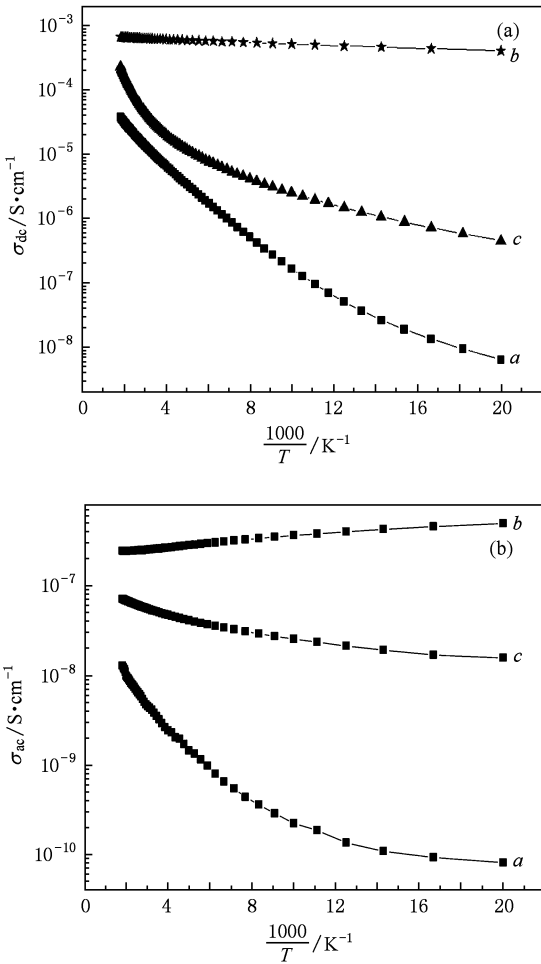


图4 准一维无序体系电导率与温度的关系 (a) 直流, (b) 交流

子跳跃运输系统中是很反常的^[30]. 对于这一反常现象, 我们认为这是因为在对角无序情况下, 体系的交流电子运输与直流情况下一样, 在低温区主要是以远程跳跃为主, 而在高温区以近邻跳跃运输为主, 因而随着温度的升高, 格点原子热运动加剧, 声子能量增加, 电子发生跳跃运输的概率相应增加, 从而使体系的交流电导率相应增大. 但对于非对角无序情况而言, 其电子运输虽然同样是通过电子跳跃而实现, 但由于非对角无序在一定程度上增强了电子态之间的关联作用, 亦即相当于增多了进行长程跳跃的“通道”, 同时也正是由于这些“通道”作用使其电子运输能力要大于对角无序体系. 但是, 随着温度的升高, 格点原子热运动加剧, 体系的有效无序程度随着温度的升高而增大, 并伴随着格点原子热运动对电子跳跃运输的散射作用增强, 这些“通道”被“切断”, 从而使电子在不同“局域态对”之间进行跳跃的平均概率降低, 单位时间内与外场

交换的能量相应减少, 因而在非对角无序情况下体系的交流电导率随温度的升高而减小.

同时, 对比图 4(a), (b) 中的曲线 *a*, *b* 和 *c* 可见, 曲线 *b* 所代表的直流、交流电导率要大于曲线 *a* 所代表的电导率, 表明非对角无序情况下准一维无序体系的电子运输能力要大于只考虑对角无序情况下体系的电子运输能力, 而同时考虑了对角无序和非对角无序时体系的直流、交流电导率介于对角无序体系和非对角无序体系之间, 可见在准一维无序体系中电子运输过程中, 非对角无序具有增强体系电子运输能力的作用. 我们知道, 非对角无序引入在一定程度上相当于增强了电子态之间的关联作用, 电子波函数向退局域化方向发展, 因而在相同参数条件下, 对角无序体系中电子进行跳跃运输的概率要小于非对角无序体系中的电子跳跃概率, 从而使非对角无序体系的直流电导率大于对角无序体系的直流电导率. 而当同时考虑了对角无序和非对角无序时, 由于对角无序和非对角无序二者的竞争效应, 在对角无序的基础上因为引入了非对角无序的影响, 使体系中电子在不同局域态之间的跳跃运输的概率增大, 从而使其电导率介于对角无序体系和非对角无序体系的电导率之间.

为了探讨准一维多链无序体系的直流、交流电子运输与外场之间的关系, 在只考虑对角无序的情况下, 计算研究了体系大小一定 ($N = 3000$) 而链数不同时体系的直流电导率与外场强度及交流电导率与外场频率之间的关系, 如图 5 所示, 其中温度、格点能量无序度分别取为定值, $T = 100$ K, $W = 1.0$, 外加交变电场的幅值为定值 $F_0 = 1 \times 10^3$ V/cm, 曲线 *a*, *b*, *c* 和 *d* 对应的链数分别为 $k = 1$, $k = 2$, $k = 3$ 和 $k = 4$. 图 5 横坐标和纵坐标中取以 10 为底的对数是为了图示的方便.

由图 5(a) 可知, 准一维多链无序体系与一维无序体系的直流电导率随外加电场的变化关系大体相同, 都表现为随外场强度的增大而增大, 但在弱场区, 电导率随电场的增大不明显, 而在强场区, 电导率随电场强度增加而增长很快, 呈现出非欧姆定律特性. 当外加电场比较低时, 一维无序体系的直流电导率远小于准一维无序体系的直流电导率, 而在外场强度较高时, 一维无序体系的直流电导率随外场强度增加而急剧增大, 出现大于准一维多链无序体系的直流电导率的情况, 同时链数越大, 体系的直流电导率随外场强度的增加而增大变得越平

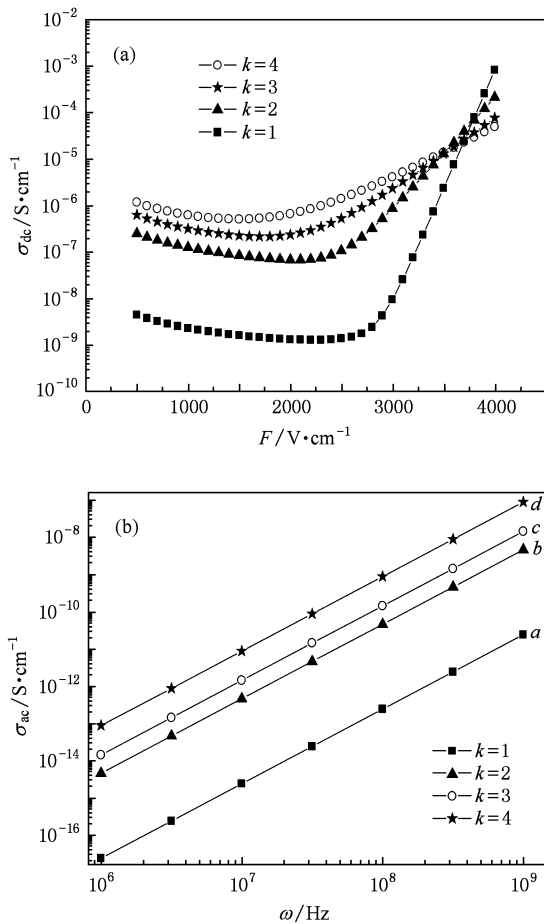


图5 准一维无序体系电导率与外场关系 (a) 直流电导率与外场强度的关系, (b) 交流电导率与外场频率的关系

缓. 其主要原因是: 在准一维无序体系中电子跳跃可供选择“路径”多于一维无序体系的“路径”, 所以在低电场时, 准一维无序体系的电导率大于一维无序体系的电导率; 而当外场足够大时, 一维体系被“击穿”, 其电子输运能力急剧增大, 相反在准一维体系中, 由于电子跳跃所形成的电流密度只有沿电场方向的电流密度对电导率有贡献, 所以准一维体系中的电子跳跃输运一部分作用效果相互被抵耗, 从而使体

系的直流电导率随外场强度的增加而增大变得比较平缓, 导致在强场区出现一维体系直流电导率大于准一维无序体系的直流电导率的反常现象.

由图 5 (b) 可知, 准一维无序体系与一维体系的交流电导率随外加频率的变化关系大体上是相同的, 都表现为随外场频率的增大而迅速增大. 这主要是因为随着外场频率的升高, 光子能量相应增大, 电子在“局域态对”间的跳跃概率增大, 从而大大提高体系的交流电导率. 根据文献 [31—33] 的结果, 一维体系的交流电导率与外场频率满足 $\sigma_{ac}(\omega) \propto \omega^2 [\ln(1/\omega)]^2$ 的关系式, 对比图 5(b) 中曲线 a, b, c 和 d 可知, 多链无序体系的交流电导率随外场频率的变化情况与只含一条链的一维无序体系的交流电导率随外场频率的变化情况非常相似, 准一维多链体系的交流电导率随外场频率的变化同样满足形如 $\sigma_{ac}(\omega) \propto \omega^2 [\ln(1/\omega)]^2$ 的关系式.

4. 结 论

准一维多链无序体系直流、交流电导率随格点能量无序度的增大而减小, 而非对角无序具有增强体系电子输运能力的作用. 随着链数的增加, 准一维多链无序体系的直流、交流电导率增大, 但当格点能量无序度比较小时, 维度效应的影响不明显. 在对角无序情况下准一维多链无序体系的交流电导率随温度的升高而增大, 而在非对角无序模式下却随温度的升高而减小, 但在不同无序模式下体系的直流电导率都随温度的升高而增大. 随着外场强度的增大, 准一维多链无序体系直流电导率相应增大, 并呈现出非欧姆定律特性, 但链数越多, 体系的直流电导率随外场强度的增加而增大得越平缓. 当外加交变电场时, 准一维多链无序体系的交流电导率随外场频率的增大而迅速增大, 满足形如 $\sigma_{ac}(\omega) \propto \omega^2 [\ln(1/\omega)]^2$ 的关系式.

[1] Anderson P W 1958 *Phys. Rev.* **109** 1492
 [2] Rodin A S, Fogler M M 2009 *Phys. Rev. B* **80** 155435
 [3] Maul R, Wenzel W 2009 *Phys. Rev. B* **80** 045424
 [4] Hu D S, Lu X J, Zhang Y M, Zhu C P 2009 *Chin. Phys. B* **18** 2498
 [5] Bascones E, Estévez V, Trinidad J A, MacDonald A H 2008 *Phys. Rev. B* **77** 245422
 [6] Ben-Naim E, Krapivsky P L 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 190602

[7] Brower P W, Mudry C, Simons B D, Altland A 1998 *Phys. Rev. Lett.* **81** 862
 [8] Sedrakyan T, Alexander O 2004 *Phys. Rev. B* **70** 214206
 [9] Hjort M, Stafstrom S 2000 *Phys. Rev. B* **62** 5245
 [10] Xu H 1997 *Chin. J. Comp. Phys.* **14** 574 (in Chinese) [徐慧 1997 计算物理 **14** 574]
 [11] Song Z Q, Xu H, Li Y F, Liu X L 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 2198 (in Chinese) [宋招权、徐慧、李燕峰、刘小良 2005 物

- 理学报 **54** 2198]
- [12] Liu X L, Xu H, Ma S S, Song Z Q, Deng C S 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 2492 (in Chinese) [刘小良、徐 慧、马松山、宋招权、邓超生 2006 物理学报 **55** 2492]
- [13] Gallos L K, Movaghar B, Siebbeles L D A 2003 *Phys. Rev. B* **67** 165417
- [14] Ivanov D A, Ostrovsky P M, Skvortsov M A 2009 *Phys. Rev. B* **79** 205108
- [15] Kiwi M, Ramirez R, Trias A 1978 *Phys. Rev. B* **17** 3063
- [16] Carpena P, Bemaola-Galvan P, Ivanov P C, Stanley H E 2002 *Nature* **418** 955
- [17] Dean P, Martin J L 1960 *Proc. Roy. Soc. A* **259** 409
- [18] Dean P 1960 *Proc. Roy. Soc.* **254** 507
- [19] Dean P 1972 *Rev. Mod. Phys.* **44** 127
- [20] Wu S Y, Tung C, Schwartz M 1974 *J. Math. Phys.* **15** 938
- [21] Wu S Y, Zheng Z B 1981 *Prog. Phys.* **1** 125 (in Chinese) [吴式玉、郑兆勃 1981 物理学进展 **1** 125]
- [22] Wu S Y, Zheng Z B 1981 *Phys. Rev. B* **24** 4787
- [23] Miller A, Abraham E 1960 *Phys. Rev.* **120** 745
- [24] Ambegaokar V, Halperin B I, Langer J S 1971 *Phys. Rev. B* **4** 2612
- [25] Fogler M M, Kelley R S 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 166604
- [26] McInnes J A, Butcher P N, Tribes G P 1990 *J. Phys. Condens. Matter* **2** 7861
- [27] Galperin Y M 1999 *Doped Semiconductors: Role of Disorder* (Lectures at Lund University)
- [28] Xu H, Zeng H T 1992 *Acta Phys. Sin.* **41** 1666 (in Chinese) [徐 慧、曾红涛 1992 物理学报 **41** 1666]
- [29] Pasveer W F, Bobbert P A, Huinink H P, Michels M A J 2005 *Phys. Rev. B* **72** 174204
- [30] Lazaros K G, Bijan M, Laurens D A S 2003 *Phys. Rev. B* **67** 165417
- [31] Rosenow B, Nattermann T 2006 *Phys. Rev. B* **73** 085103
- [32] Ma S S, Xu H, Li Y F, Zhang P H 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 5394 (in Chinese) [马松山、徐 慧、李燕峰、张鹏华 2007 物理学报 **56** 5394]
- [33] Ma S S, Xu H, Wang H Y, Guo R 2009 *Chin. Phys. B* **18** 3591

Theoretical study on the hopping conductivity of quasi-one-dimensional disordered systems^{*}

Ma Song-Shan[†] Xu Hui Guo Rui Cui Mai-Ling

(College of Physical Science and Technology, Central South University, Changsha 410083, China)

(Received 19 October 2009; revised manuscript received 17 November 2009)

Abstract

Based on a tight-binding disordered model describing a single electron band, a model of quasi-one-dimensional disordered systems with several chains is established, and the direct current (dc) and alternating current (ac) conductance formula are obtained. By calculation, the dependence of the dc and ac conductivity on the disorder mode, dimension, temperature, and electric field is studied. The results indicate that the dc and ac conductivity of the systems decreases with the increase of the degree of lattices energy disorder, while the off-diagonal disorder can enhance the electrical conductivity of the system. Meanwhile, the conductivity increases with the increase of the number of chains in the systems. The model also quantitatively explains the temperature and electric field dependence of the conductivity of the system, that is, in diagonal disordered systems, the ac conductivity of the systems increases with the increasing of temperature, in off-diagonal disordered systems, the ac conductivity of the systems decreases with the increasing of temperature, while the dc conductivity of the systems in all disordered modes increases with the increasing of temperature. In addition, the dc conductivity of the quasi-one-dimensional disordered systems increases with the increasing of the strength of dc electric field, showing the non-Ohm's law conductivity characteristics, and the larger the number of chains in systems, the more slowly the dc conductivity of systems increases with the increasing electric field. The ac conductivity quasi-one-dimensional disordered systems increases as the frequency of the external electric field rises, satisfying the relation $\sigma_{ac}(\omega) \propto \omega^2 [\ln(1/\omega)]^2$.

Keywords: quasi-one-dimensional disordered systems, hopping conductivity, diagonal disorder, off-diagonal disorder

PACC: 7210, 7215C, 7155J

^{*} Project supported by the Specialized Research Fund for the Doctoral Program of Higher Education of China (Grant No. 20070533075) and the Science and Technology Program of Hunan Province, China (Grant No. 2009FJ3004).

[†] E-mail: songshan.ma@yahoo.com.cn