

一维纳米材料中电子局域态分布

徐 慧, 马松山

(中南大学 物理科学与技术学院, 湖南长沙, 410083)

摘要:从一维纳米随机链模型出发,在考虑近邻、次近邻相互作用的情况下,运用多对角全随机厄米矩阵求解方法计算了一维纳米材料的电子局域态中心位置。针对晶界无序度和晶粒大小,讨论了材料中的电子局域态分布。研究结果表明:局域态中心位置随能量的改变而改变,并且在不同的能量范围内局域态分布不同,在某些能量范围内,能量变化很小而局域位置变化很大,电子跳跃很容易发生,而在另一些能量范围内,能量变化很大但局域位置变化很小,电子跳跃难以发生,因而直接影响材料的导电、导热等性能;晶界无序度和晶粒大小对局域态分布影响很大,当晶界无序度变小时,体系趋向有序,局域态位置随能量的变化呈一定程度的周期性;而当晶粒粒径变小时,晶界的作用增强,无序作用也相应增强,局域态增多,分布密度增大。

关键词: 纳米材料; 电子局域态; 局域中心; 晶界无序度

中图分类号: O481.3 文献标识码 : A 文章编号: 1672-7207(2004)03-0363-05

Distribution of electronic localization in one-dimension nanometer material

XU Hui, MA Song-shan

(School of Physics Science and Technology, Central South University, Changsha 410083, China)

Abstract: The central position of electronic localization in one-dimensional nanometer materials is calculated by using one-dimensional random nanometer chain model and considering the second-neighbor interaction. Aiming at the crystalline grain size and the disorder degree of interfacial atoms, the distributions of electronic localization in one-dimensional nanometer materials is studied. The results show that the central position of electronic localization varies with the energy of eigenstates and the distribution of electronic localization is different in different range of energy. In some range of energy, when energy changes little the central position of electronic localization changes greatly. Then the electron can easily hops from one position to another and the hopping distance is large. In other range of energy, though energy changes much, there is almost no change in the central position of electronic localization, and the electron hopping from one localization to another is difficult. At the same time, the crystalline grain size and the disorder degree of interfacial atoms have great effect on the distribution of electronic localization.

Key words: nanometer materials; electronic localization; central position of localization; disorder degree of interfacial atoms

纳米颗粒特别细小,材料中存在大量的界面,原子的周期性排列发生破缺,表现出界面效应、量子尺

寸效应^[1,2],有的甚至出现反常的现象,如强度、比热容、电阻率、热膨胀系数高等^[3-5]。由于纳米结构

收稿日期: 2003-07-01

基金项目: 国家教育部高等学校博士学科点专项科研基金资助项目(20020533001)

作者简介: 徐 慧(1958-),男,湖南常德人,中南大学教授,博士,从事无序材料理论研究

论文联系人: 马松山,男,硕士研究生;电话: 0731-8836762(O); E-mail: mass1126@163.com

材料具有这些奇特的物理性质, 因而具有广阔的应用前景^[6~9]。但是, 对于由无序堆积而成的纳米材料的研究, 由于颗粒之间界面结构复杂, 近年来研究者主要对纳米结构材料的制备与测试进行研究, 而对纳米材料的理论研究较少。在此, 作者从所建立的一维纳米随机链模型出发^[10~14], 在考虑最近邻、次近邻相互作用的情况下, 运用多对角全随机厄米矩阵求解方法计算了链长从 $10^4 \sim 10^5$ 个原子系统的电子态密度、本征值和本征矢。此外, 从一维纳米随机链模型出发, 对纳米结构材料中电子局域态分布及其随能量变化的情况进行了研究, 并就晶粒大小和晶界无序度的改变对电子局域态分布的影响进行了分析。

1 模型与方法

纳米结构材料一般由粒径为 $1 \sim 100 \text{ nm}$ 的超细晶粒密堆而成, 它是由短程有序的晶粒和完全无序的界面两类组元构成, 且晶粒间的相对取向是随机的。根据纳米材料的结构特点, 考虑到一维问题不存在晶粒取向问题, 而只涉及晶粒大小和晶粒界面无序情况, 能将明晰的物理概念与有效的数学方法联系起来, 从而建立了一维纳米随机链模型, 如图 1 所示。

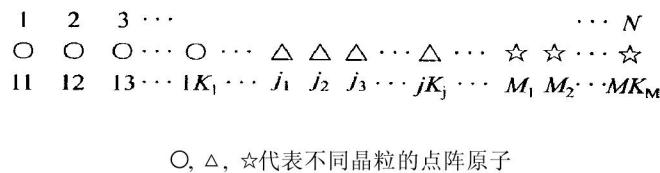


图 1 一维纳米材料随机链模型

Fig. 1 One-dimensional random nanometer chain model

此模型含有 M 个晶粒, 其求和指标用 j 表示, 第 j 个晶粒含有 K_j 个原子。若原子总数为 N , 则有

$$\sum_{j=1}^M K_j = N. \quad (1)$$

该模型的哈密顿量可表示为:

$$H = \sum_{j=1}^M \sum_{i=1}^{K_j} |i\rangle \langle i| + \sum_{l=1}^N \sum_{m=1, m \neq l}^N t_{lm} |l\rangle \langle m|. \quad (2)$$

其中: $|i\rangle$, $|l\rangle$, $|m\rangle$ 为一组已知的正交完备基函数; i 为同一晶粒中格点原子; l 和 m 为整个体系格点原子标号。纳米晶粒具有晶格构形, 原子规则排列, 晶粒内具有短程周期性, 但就整个体系而言, 由

于存在大量晶界, 在长程上又具有无序的一面, 因而 ξ 为一组均匀分布在 $(-W/2, W/2)$ 间的随机数, 它表示每个晶粒的特征, 即电子在晶粒内运动时, 势场变化不大, 但跨过晶粒时, 有很大的变化; W 表示晶界的畸变程度, 也就是晶粒界面的无序程度, W 越大, 则晶界原子的畸变越大; t_{lm} 表示原子间的相互作用, 只计近邻和次近邻原子的相互作用, 取

$$t_{lm} = -2(|l-m|+1) (\text{当 } |l-m| \leq 2 \text{ 时}); \quad (3)$$

$$t_{lm} = 0 (\text{当 } |l-m| > 2 \text{ 时}). \quad (4)$$

若 λ 为哈密顿量的本征值, Φ 为其对应的本征态, 将本征态 Φ 展开, 即

$$\Phi = \sum_i b_i |i\rangle, \quad (5)$$

则由式(2) 可列出一矩阵方程:

$$\begin{vmatrix} n_1 & -1 & -\frac{2}{3} & & & \\ -2 & 0 & -1 & -\frac{2}{3} & & \\ -\frac{2}{3} & -1 & n_1 & -1 & -\frac{2}{3} & \\ \ddots & \ddots & \ddots & \ddots & \ddots & \\ -\frac{2}{3} & -1 & n_M & -1 & -\frac{2}{3} & \\ -\frac{2}{3} & -1 & n_M & -1 & & \\ & & -\frac{2}{3} & -1 & n_M & \end{vmatrix} \begin{bmatrix} b_1 & b_2 & b_3 & \dots & b_N \end{bmatrix}^T = 0. \quad (6)$$

其中: $n_i = \xi - \lambda$, $i = 1, 2, \dots, M$ 。

这是一个五对角对称矩阵, 运用多对角全随机厄米矩阵求解方法可求解本征值和本征态^[15]。但这里不是求本征态, 而是要求出本征态峰值所在的位置, 也就是局域态中心的位置。

2 电子局域态中心及计算误差

在求本征值和本征矢时都会有误差, 而误差的大小则直接影响计算结果。由式(6) 可以取

$$E_i = -\frac{2}{3} b_{i-2} - b_{i-1} + (\xi - \lambda) - b_{i+1} - \frac{2}{3} b_{i+2} \quad (7)$$

作为衡量误差的标准。因为当本征值和本征矢存在误差时, $E_i \neq 0$, 所以 E_i 的大小反映了误差的大小。

由式(7) 所定义的误差与本征值误差关系

为^[12]:

$$\Delta E_i = -\Delta \lambda \sum_{i=1}^N \frac{b_i}{b_l}. \quad (8)$$

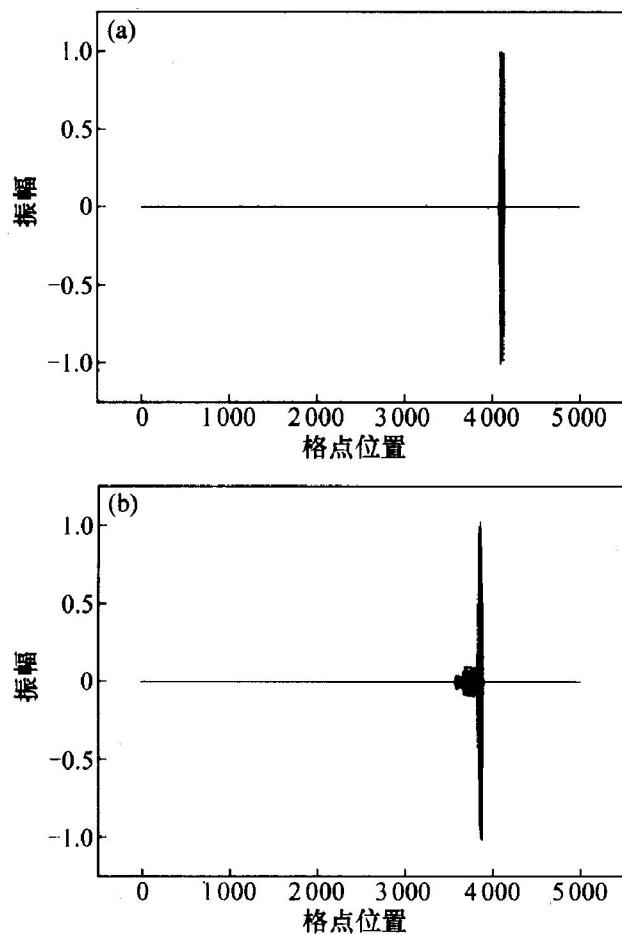
其中: $l = 1, 2, 3, \dots, N$ 。

式(8)表明当本征值误差一定时,若误差 ΔE_i 最小,则本征矢分量 b_l 最大。而本征矢的最大分量也就对应着局域态的中心, l 值就对应着局域态中心在系统中的位置。因此,只需要求出误差 E_i 中的最小值,即

$$E_l = \min\{|E_i|\}, i = 1, 2, 3, \dots, N, \quad (9)$$

就可以知道局域态中心位置。

通过计算得到了格点数 $N = 5000$, 晶界无序度 $W = 1.0$ 时体系的电子局域态中心位置,如图 2 所示。其中: l 为局域位置; E 为能量本征值; ΔE 为计算误差。由图 2(a) 可知,对于本征值 $E = 1.700\ 586\ 578\ 594\ 844$ eV 的电子局域态中心位置为第 4113 个格点,其误差为 $\Delta E = 5.31 \times 10^{-13}$ eV。



(a) $-W = 1.0, l = 4113, E = 1.700\ 586\ 578\ 594\ 840$ eV,
 $\Delta E = 5.31 \times 10^{-13}$ eV;

(b) $-W = 1.0, l = 3842, E = 1.699\ 559\ 802\ 118\ 60$ eV,
 $\Delta E = 2.427 \times 10^{-10}$ eV

图 2 局域态中心位置

Fig. 2 Central position of electronic localization

而由图 2(b) 可知,对于本征值 $E = 1.699\ 559\ 802\ 118\ 60$ eV 的电子局域态中心位置为第 3842 个格点,其误差为 $\Delta E = 2.427 \times 10^{-10}$ eV, 计算精度较高。显然,对不同的本征值有不同的 E_l ,也就是说有不同的局域态中心位置,并且本征值改变很小,局域中心位置的变化可能很大,若把所有的本征值对应的局域态中心求出来,则可知局域态中心位置随能量的分布情况。

3 电子局域态分布

计算 4000 个格点的纳米体系,得到其局域态分布图,如图 3 所示。其中:图 3(a) 所示为电子局域态在整个能量区域的分布; K 为晶粒的大小(即每个晶粒所包含的原子个数)。

可以看出,局域态中心所在位置对于不同的能量有不同的值,一个本征能量对应着一个局域中心,而一个局域位置(格点)可能对应着多个本征能量。随着能量的变化,局域态中心的位置也发生变化,也就是说局域态的分布随能量的变化而变化,变化范围遍及整个系统,即在系统的任何位置都有可能形成局域态,但不是均匀分布,有的位置如系统的中部,局域态形成得多;而在有的位置如系统的 2 个端部,局域态形成得少。

局域态分布的范围在不同的能量区域有所不同,在有的能量区,如图 3(b) 中在 0.70~0.71 eV,局域态分布范围几乎遍及整个体系。当能量变化很小时,局域态分布范围变化却很大,可以认为系统中存在连续分布的局域态,因此,当能量稍有变化,如热激发、光激发等,电子就可以从一个局域态跳跃到另一个局域态,而且跳跃距离可以很远。而在能区 0.67~0.70 eV,当局域态分布范围很小,能量变化很大时,局域态分布范围变化却不大,在这样的能量区域,即使能量变化较大,电子跳跃却很难发生。而电子跳跃的难易直接影响着材料导电、导热性能。因此,通过纳米材料的电子局域态分布,可知其导电、导热性能。

图 3(b) 和图 3(c) 所示的电子局域态分布差别在于晶界无序度不同,其中图 3(b) 中晶界无序度为 1.0, 图 3(c) 中晶界无序度为 0.2, 而晶粒大小相同。可见,晶界无序程度对纳米材料电子局域态分布影响很大。当晶界无序度降低时,晶粒的差别减少,晶粒趋于稳定,体系中电子局域程度降低,电子局域态

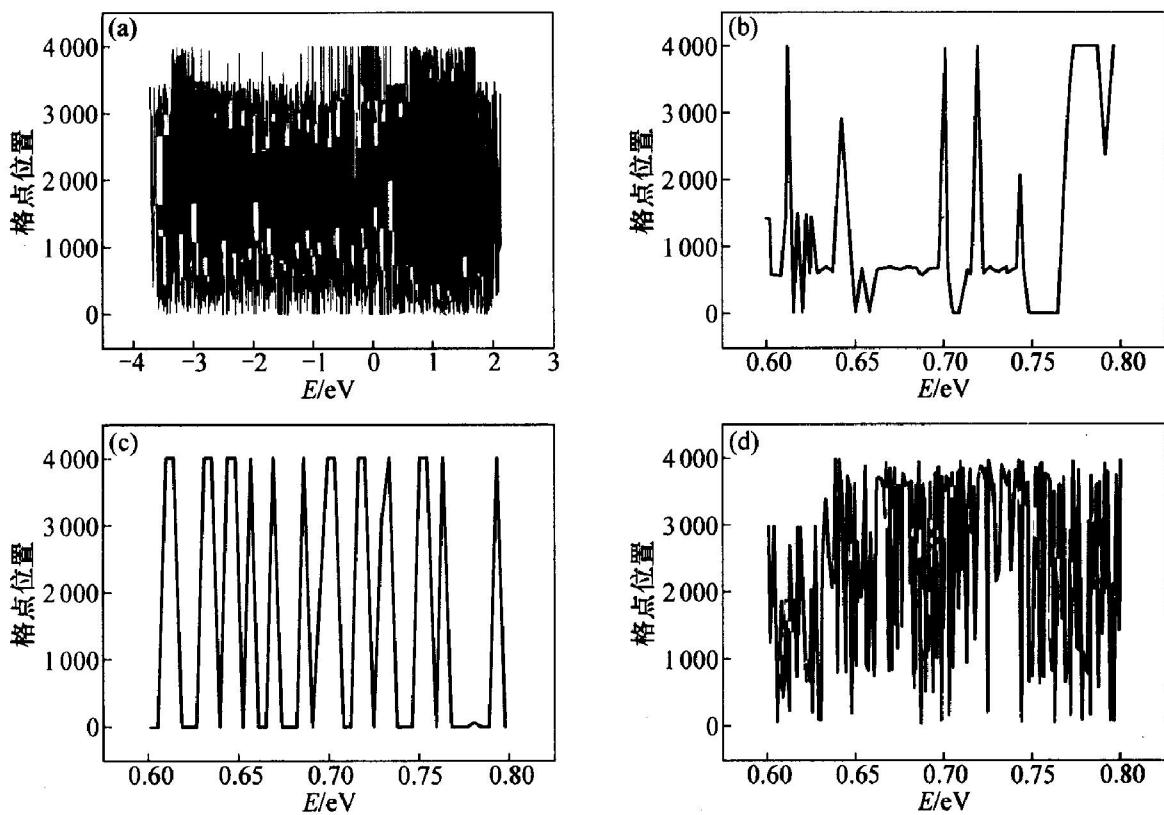
(a) $-W = 1.0, K = 5 \sim 10$; (b) $-W = 1.0, K = 100 \sim 200$; (c) $-W = 0.2, K = 100 \sim 200$; (d) $-W = 1.0, K = 5 \sim 10$

图 3 一维纳米材料电子局域态分布

Fig. 3 Distributions of electronic localization in one-dimensional nanometer materials

的位置随能量的变化呈现出一定程度的周期性, 这正是无序度降低, 体系趋向有序的体现。

图 3(b) 与图 3(d) 所示的电子局域态中, 晶界无序相同, 但晶粒的大小不同, 图 3(b) 中的每个晶粒有 100~200 个原子, 而图 3(d) 中的每个晶粒只有 5~10 个原子。可见, 晶粒的大小对局域态的分布影响很大。由于纳米材料中存在大量的晶界, 使平移周期性在一定范围内遭到破坏, 晶粒尺寸愈小, 电子平均自由程愈短, 这种材料偏移理想周期场愈严重, 大量电子局限在小颗粒范围运动。因此, 当晶粒变小时, 晶界的作用增强, 无序作用也相应增强。比较图 3(b) 和 3(c) 可知, 图 3(d) 中最明显的变化就是这段能量区间的局域态大大增多, 分布密度增大, 因而总体上来说, 能量变化很小, 而局域位置变化很大的能区增多, 电子跳跃容易发生, 体系的导电性反而增强。这可以认为当晶粒粒径减小时, 由于量子尺寸效应, 导致晶粒内部原子对电子的作用大大增强。

4 结 论

a. 纳米材料中电子局域态中心位置随能量变

化而变化, 在不同的能量区域有不同的分布范围。

b. 纳米材料中存在连续分布的局域态, 也存在以能量变化很大而局域位置变化很小的能量区域, 这直接影响电子跳跃的难易, 从而对材料的导电、导热性能起重要的作用。

c. 晶界无序度对纳米材料的电子局域态分布有很大的影响, 当晶界无序度降低时, 局域态位置随能量的变化呈现出一定程度的周期性。

d. 晶粒的大小对纳米材料电子局域态的分布影响明显, 当晶粒变小时, 局域态大大增大, 分布密度增大。

参考文献:

- [1] Ball P, Li G. Science at atomic scale [J]. Nature, 1992, 355: 761~766.
- [2] Furukawa S, Miyasato T. Quantum size effects on the optical band gap of microcrystalline S:H [J]. Phys Rev, 1988, B38: 5726~5731.
- [3] Lu K, Wang JT, Wei WD. Comparison of properties of nanocrystalline and amorphous Ni_xP alloys [J]. J Phys, 1992, D25: 808~812.
- [4] Waikai F. A superplastic covalent crystal composite [J]. Nature, 1990, 344: 421~423.

- [5] 张立德, 牟季美. 纳米材料和纳米结构[M]. 北京: 科学出版社, 2001.
ZHANG Lide, MU Jimei. *Nano materials and nano structure* [M]. Beijing: Science Press, 2001.
- [6] 汪开源, 唐洁影. 多孔硅发光的物理机制: 纳米量子限制效应及表面态在发光中的作用[J]. 半导体光电, 1994, 15(4): 340–344.
WANG Kaiyuan, TANG Jieying. Porous silicon light-emission mechanism: Application of nanometer quantum confinement effect and surface state in light emitting [J]. *Semiconductor Optoelectronics*, 1994, 15(4): 340–344.
- [7] 孙克辉, 韦钦, 罗文东, 等. 纳米WS₂润滑晶体的制备与量子尺寸效应[J]. 中南工业大学学报(自然科学版), 2001, 32(1): 33–35.
SUN Ke-hui, WEI Qing, LUO Weidong, et al. Preparation and quantum size effect of nano WS₂ lubricating crystal [J]. *J Cent South Univ Technol(Natural Science)*, 2001, 32(1): 33–35.
- [8] 范景莲, 黄伯云, 张传福, 等. 纳米钨合金粉末常压烧结的致密化和晶粒长大[J]. 中南工业大学学报(自然科学版), 2001, 32(4): 390–393.
FANG Jinglian, HUANG Baixun, ZHANG Chuanshuo, et al. Densification and grain growth of nanostructured tungsten alloy powder during pressureless sintering [J]. *J Cent South Univ Technol(Natural Science)*, 2001, 32(4): 390–393.
- [9] 李焕勇, 介万奇. 一维ZnSe半导体纳米材料的制备与特性[J]. 半导体学报, 2003, 24(1): 58–62.
LI Huaoyong, JIE Wanqi. Synthesis and characteristics of ZnSe one-dimension nanocrystals [J]. *Chinese Journal of Semiconductor*, 2003,
- 24(1): 58–62.
- [10] 徐慧, 文胜. 一维纳米固体的电子结构[J]. 物理学报, 1992, 41(1): 1661–1664.
XU Hui, WEN Sheng. Electronic structure of the one-dimensional nanometer solid state model [J]. *Acta Physica Sinica*, 1992, 41(1): 1661–1664.
- [11] 徐慧, 宋祎璞, 李燕峰. 一维纳米体系的电子结构[J]. 中南工业大学学报(自然科学版), 2002, 33(1): 107–110.
XU Hui, SONG Yipu, LI Yanfeng. The electronic structure of one-dimension nanometer system [J]. *J Cent South Univ Technol(Natural Science)*, 2002, 33(1): 107–110.
- [12] Xu Hui, Song Yipu. Study of ac hopping conductivity in one dimensional nanometer systems [J]. *Chin Phys*, 2002, 11(12): 1294–1299.
- [13] Song Yipu, Xu Hui, Luo Feng. Direct current hopping conductivity in one-dimensional nanometer systems [J]. *Chin Phys Lett*, 2003, 20(2): 277–280.
- [14] 丁建文, 颜小红, 方显承, 等. 纳米结构链的hopping电导实空间重整化群方法[J]. 物理学报, 1999, 48(2): 314–319.
DING Jianwen, YAN Xiaohong, FANG Xiancheng, et al. Hoping conductivity of nanostructured chain: real-space renormalization group approach [J]. *Acta Physica Sinica*, 1999, 48(2): 314–319.
- [15] 徐慧. 一维无序系统本征点的解法[J]. 计算物理, 1991, 8(3): 295–304.
XU Hui. The solution of the eigenvectors in one-dimensional disordered system [J]. *Chinese Journal of Computational Physics*, 1991, 8(3): 295–304.