

表面纳米结构的自组装生长*

郭建东[†]

(中国科学院物理研究所 北京凝聚态物理国家实验室 北京 100080)

摘要 无论是对低维基本物理以及其中新奇量子现象的探索与认识,还是微电子工业水平的持续发展,都迫切地需要掌握一种能够精确、可靠地操控表面纳米结构的方法.自组织生长,即粒子聚集时由于介观尺度力场或受限运动作用而导致的自发有序现象,在原子尺度上可以实现对纳米结构的精确控制,而在介观尺度上又可以调节这些微观结构单元的组织构型.文章结合作者近年来在表面纳米结构生长与物理性质研究方面所做过的工作,从自组织生长的原理出发,介绍了对金属纳米线、有序分子薄膜以及合金量子点阵列生长进行人工操控的方法.

关键词 表面纳米结构 吸附与迁移 表面重构

Self-organized growth of surface nanostructures

GUO Jian-Dong[†]

(Beijing National Laboratory for Condensed Matter Physics Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China)

Abstract To control the growth of surface nanostructures precisely and dependably is crucial for the exploration of fundamental physics and novel quantum phenomena in low-dimensional systems, as well as for the continuable development of the microelectronic industry. Self-organized growth, an autonomous order phenomenon mediated by mesoscale force fields or kinetic limitations in growth processes, enables the control of nanostructures on the atomic scale and their organization at mesoscale levels. Starting from our recent study of the growth and properties of surface nanostructures we discuss both the basic physics of self-organized growth and the controllability of metal nanowires, ordered molecule films, and arrays of metal alloy nanodots.

Keywords surface nanostructures, adsorption and diffusion, surface reconstruction

近年来人类信息产业的兴旺发展依赖于功能器件单元尺寸持续不断的小型化.如今这一发展趋势面临着越来越严峻的挑战,微电子与数据磁存储器件的尺寸已经接近了传统工艺制作的极限.在原子或分子的尺度上构造功能器件,并且理解体系的结构、稳定性与形成机理,进而探索成熟可靠且简便易行的制备过程与控制条件,是科学家们目前所面临的最迫切而又振奋人心的课题之一.所以新兴的纳米科技从最初就受到了广泛的关注,相关的现代化精密仪器也得到了飞速的发展,其中尤为重要的就是以扫描隧道显微镜 (STM) 为代表的扫描探针技术的发明^[1,2].借助于 STM 可以实现对单个原子/分子的成像甚至操纵,进而可以研究纳米材料的结构特征对其功能的支配性影响^[3-5].纳米技术的蓬勃发

展一方面使得传统的“由上而下”(top-down)的工艺有可能实现尺寸小于 100 nm 器件的制作,比如电子束书写以及超紫外光甚至 X 射线光刻技术^[6]都可以达到极高的空间分辨率;另一方面,借助于对低维系统生长机理认识的深入,高空间分辨率精密仪器的成功应用还直接促进了新型“由下而上”(bottom-up)工艺的^[7]诞生.“由下而上”的工艺以原子或分子为单元,通过精确控制有限数量基本单元的结合,将其“组装”成具有特殊性能的纳米结构.这是一种由体系本征性质决定的生长过程,比如

* 国家自然科学基金(批准号:10704084,10574146)、国家重点基础研究发展计划(批准号:2006CB921300,2007CB936800)
2007-12-11 收到

[†] Email: jdguo@iphy.ac.cn

分子通过自发结合形成超大分子构型的过程(一般称为“自组装”)^[8-9],以及粒子聚集时由于介观尺度力场或受限运动作用而导致的自发有序现象(一般称为“自组织生长”)^[10]等。

在真空、大气或者溶液条件下,把原子/分子沉积到衬底上,吸附于衬底表面晶格上的粒子由于受到热激发,会克服扩散势垒而在不同的稳态或亚稳态的吸附位置之间发生随机的跳跃,这一过程可以用单位时间内所有粒子迁移距离的均方根,即迁移率 D 来描述。另一方面,沉积粒子之间的相互作用会使它们结合在一起形成多聚体或者新的形核中心,新沉积的粒子还可能粘附于已经稳定的大岛边缘。也就是说,随着沉积量增加,会逐渐演化出表面纳米结构,在此过程中,生长基元的迁移特性是在不断变化的,因此必须考虑沉积速率 F 对表面生长动力学的影响。假设沉积速率 F 不随时间快速变化,它与粒子在表面迁移率 D 的比值 D/F 就表示沉积粒子与其他吸附粒子发生碰撞前在表面迁移的平均距离,这是表征表面纳米结构形成过程的一个关键参数。当比值 D/F 较大时,沉积过程比扩散过程慢,这种情形接近于热力学平衡条件下的生长过程,沉

积粒子到达表面之后有充足的时间经历整个势能面,最终稳定于能量最低的吸附位置。而当比值 D/F 较小时,沉积过程比扩散过程快,动力学因素对生长起决定性的作用,这时粒子所经历的某些个别过程往往最终导致表面亚稳态结构的形成。

低温下金属纳米结构在金属表面的形成就是典型的由动力学因素起主导作用的生长过程^[11-14]。沉积在衬底表面的原子可能有多种运动方式,比如在原子级平滑的台面内,在不同的台面之间翻越台阶,沿着台阶边缘,或者绕过岛的边角与弯折处的迁移过程等。发生这些迁移过程所需克服的势垒在特定体系中有着固有的大小顺序,而正是它们之间的竞争关系决定均匀同质金属表面上形成纳米结构(可以是同质的也可以是异质的)的形状与尺寸。改变外部生长参数(比如生长温度或者金属原子沉积速率)或者选择具有合适对称性的金属衬底,都可能引起不同迁移过程能量势垒大小关系的变化,从而激活或者抑制特定的迁移,最终达到调控表面纳米结构形状的目的,可控地得到单原子级的纳米线和均匀紧致的团簇,或者得到具有小面结构的、分形的或者树枝状的大岛^[11-16]。本文将介绍利用 $\text{Cu}(111)$

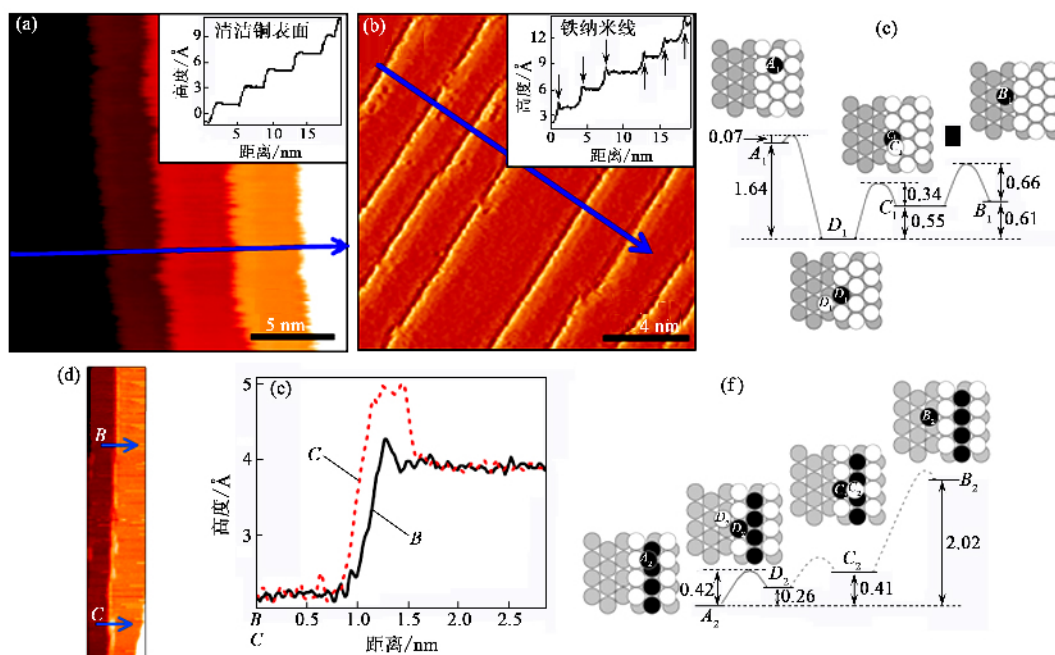


图1 $\text{Cu}(111)$ 表面上Fe原子线的生长 (a)室温下清洁 $\text{Cu}(111)$ 邻位面[晶面向 $(11\bar{2})$ 方向倾斜 4°]的STM图像 ($+10\text{mV}/10\text{nA}$),插图为沿蓝线的高度分布,显示出表面单原子层高度的台阶阵列 (b) 60K 下的Fe原子线阵列,所示STM图像 ($+10\text{mV}/10\text{nA}$)经过微分处理,插图为原始STM图像中沿蓝线的高度分布,显示出Fe原子线形成于台阶边缘; (c)Fe原子在清洁的 $\text{Cu}(111)$ 台阶表面吸附位置的能位形,白色和灰色的圆圈分别代表上、下台面的Cu原子,黑色圆圈代表Fe原子 (d)在单原子线上继续生长Fe之后的STM图像 ($4\text{nm} \times 20\text{nm}$, $+1\text{V}/3\text{nA}$) (e)为(d)图中由B和C点起始的高度分布 (f)Fe原子占满 $\text{Cu}(111)$ 台阶边缘第二条原子线吸附位置后,更多Fe原子吸附位置的能位形

表面台阶阵列干预沉积 Fe 原子的迁移过程从而得到均匀分布的单原子 Fe 线的实例^[17]。

与金属原子之间形成较强化学键的情形不同,有机分子往往和衬底通过弱的非共价键相互作用,而且由于它们固有的复杂形状,这样的化学键具有很强的方向性,因此在表面上有机分子纳米结构的生长与它们在三维情形下结合形成超大分子的过程有着类似的机制。这是一种接近于平衡态的生长过程,甚至在沉积结束之后,分子还有可能继续弛豫,以消除暂态的“缺陷”,形成有序的表面结构。对这种生长的控制一般也不是通过激活或抑制某些迁移路径来实现,分子在表面的迁移率,分子之间的相互作用以及它们与衬底晶格之间的耦合才是控制表面纳米结构要考虑的主要因素^[18]。以并五苯分子(Pc)为例,本文还将介绍对有机分子自组织生长进行调控的研究工作。我们可以利用金属原子修饰衬底表面的方法得到具有不同电子结构或原子密度的模版,从而改变 Pc 分子与衬底的相互作用以及它们在表面的迁移率,通过改变 Pc 的沉积量,我们还可以改变表面单层结构中的分子密度,从而调节它们之间的相互作用^[19-21];最新的结果还显示,利用超高真空中的分子束外延(MBE)技术,在低温下也可能实现 Pc 分子远离平衡态的生长^[22]。通过对上述因素的合理调控,我们可以得到不同的表面结构。

另外,对表面纳米结构,特别是对纳米结构阵列生长的控制还可以通过调节某些长程力的作用来实现。这些长程作用力可能来源于多种物理效应,而在外延生长中最普遍存在的就是弹性力作用。无论是在清洁的晶体表面还是在同质外延生长的纳米体系当中,都存在长程的应力作用,导致二维的“应变释放花样”(strain relief pattern)或者是表面重构的形成,而这样预先“刻”下花样的表面为进一步生长介观尺度的纳米结构提供了很好的模版^[23]。在异质外延体系中,外延层与衬底之间天然的晶格结构失配伴随着弹性能的存在,它在横向导致二维表面花样的形成。比如在半导体表面上生长金属超薄膜往往诱导重构的界面结构,表现出明显的电子-声子耦合,而且由于其制备过程在实验上更加容易控制,这就为研究强关联物理提供了一个理想的平台^[24-26]。另一方面,这样的体系还可以作为模版,调控更加复杂的表面纳米结构的生长过程^[27,28]。异质外延体系的弹性能还可能诱导表面结构的三维岛状聚集,广泛应用于半导体量子点制备的“Stranski-Krastanow”(SK)模式生长就是一个很典型的例子^[29],

在外延层达到临界厚度以上时,逐层生长模式被三维岛状生长所取代。简单地说,这是一个由热力学驱动的过程,应变的释放补偿了三维生长所引起的表面自由能的增加。但是表面纳米结构的成分、形状与尺寸等细节则是由热力学与动力学之间精细的相互作用决定的,因此体系往往处于亚稳态。本文还将简单介绍利用电子束蒸发方法在 NaCl 单晶表面生长 Fe-Pt 合金量子点阵列的工作^[30]。需要说明的是,该体系遵循“Volmer-Weber”(VW)的生长模式,即 Fe-Pt 量子点直接外延在 NaCl 表面,由于晶格失配产生的应力决定了量子点结晶方向的能量位形,从而使我们得到了晶向一致的阵列。而金属原子在衬底表面的迁移过程也会影响纳米结构的形核与生长,通过改变 NaCl(001)邻位面的角度来调节衬底台阶的宽度,我们可以得到不同周期的 Fe-Pt 量子点链状阵列。

图 1 给出了在 Cu(111)表面上 Fe 原子的生长过程^[17]。在超高真空中,利用电子束蒸发技术,控制生长速率和衬底温度,在沉积量很小的时候,可以观察到 Cu 原子全部沿衬底台阶边缘生长。利用 Cu(111)邻位面上规则的台阶阵列,将衬底温度稳定在 120K,蒸发速率稳定在大约 0.05 原子单层每分钟(ML/min),并且控制合适的沉积量,就可以得到间距均匀的、连续的、单原子 Fe 的线状结构,如图 1(b)所示。图 1(c)给出了利用密度泛函理论(DFT)对 Fe 原子在 Cu(111)表面台阶附近不同吸附位置的总能计算结果^[31],可以看到,在台阶上台面离边缘一个原子远的替代位置(D_1)上,吸附 Fe 原子的能量最低,而且 Fe 原子从其他位置迁移到该位置的能量势垒也较低。也就是说,在有限温度下,Fe 原子在 Cu(111)表面迁移,无论从上台面还是从下台面到达台阶边缘,总是能够经过一系列吸附位置的变换到达最稳定的位置 D_1 。下一个迁移到这个台阶边缘的 Fe 原子倾向于占据相邻的 D_1 位置以降低能量,这样过程的重复就形成了连续的单原子 Fe 的线状结构,它们在 Cu(111)台阶边缘,被单原子的 Cu 线包裹。

当所有的 D_1 位置都被 Fe 原子占据时,继续沉积 Fe 原子可以使沿台阶的量子线在垂直于表面的方向生长,如图 1(d)和(e)所示。类似地,这种生长模式也可以通过理论计算来理解。如图 1(f)中所示,Fe 原子按照 $B_2-C_2-D_2-A_2$ 的路径迁移到最稳定的吸附位置,从而在“镶嵌式”的 Fe 原子线顶形成表面上的 Fe 原子线。这个 Fe-Cu 体系中相关

的键长、键强和晶格结构决定了上述特殊的迁移路径与生长过程,它与 Co 在 Pt(997)表面通过台阶修饰效应形成单原子线状结构^[14]的过程不同.理论分析还指出^[31],由于六角结构的 Co 晶面能量占优,因此在 Cu(111)表面无法实现稳定的 A_2 位置生长.

并五苯分子($C_{22}H_{14}$)由五个苯环线性排列而成,由于本身不带任何官能团而且几何结构又简单,因此是研究有机分子自组织生长理想的模型体系.有研究表明^[32],随着衬底表面金属性的改变,并五苯分子的吸附构型也相应变化,而在与分子作用非常强的 Si 表面,预先覆盖单层的情性环己烷分子有利于并五苯分子薄膜长程序的形成^[33].

我们研究了利用不同金属原子修饰 Si(111)表面对并五苯分子薄膜生长的影响^[19],为了系统地进行比较,我们精心选择金属元素,并通过 MBE 技术精确地控制金属的沉积量,得到具有相同晶格对称性的 Si(111)-($\sqrt{3} \times \sqrt{3}$)R30°(以下简称 $\sqrt{3}$ 结构)模版.图 2 总结出室温下在不同 $\sqrt{3}$ 模版上并五苯分子的生长模式.横轴表示衬底表面金属性的作用,随着 $\sqrt{3}$ 结构在费米能级(E_F)电子态密度的增加,并五苯分子的吸附构型由直立转变为平躺.这和文献[32]

中的研究结果相符.但是图 2 中纵轴代表的 $\sqrt{3}$ 模版表面的原子密度也非常关键.随着原子密度的增加,吸附能在表面的分布变得更为平坦,分子在表面不同位置吸附的能量差别减小,迁移率增大,意味着分子间相互作用对薄膜结构起到更重要的作用.因此,相对于在 Ga- $\sqrt{3}$ 或 α 相 Bi- $\sqrt{3}$ 上形成无序的浸润层,并五苯在同为半导体性的 β 相 Bi- $\sqrt{3}$ 上通过分子间的长程相互作用形成有序结构.更明显的证据是在金属性的衬底上,平躺的并五苯分子在 1/3 单层 Pb 诱导的(β 相) $\sqrt{3}$ 上,沿表面显示出杂乱的取向,这时所有分子通过轻微的扭曲使各自的吸附能量达到最低;另一方面,由于在原子稀疏表面的迁移势垒高,并五苯分子间的相互作用不足以驱动长程序的形成.当分子间相互作用超过分子改变面内取向的势垒时,长程序得以形成,比如在 Ag- $\sqrt{3}$ 模版上生长的情形.进一步增大衬底表面的原子密度,比如 4/3 单层 Pb 诱导的(α 相) $\sqrt{3}$ 表面,会使分子在面内不同取向吸附能量的差别变得很小,薄膜结构失去与衬底模版严格的外延关系.

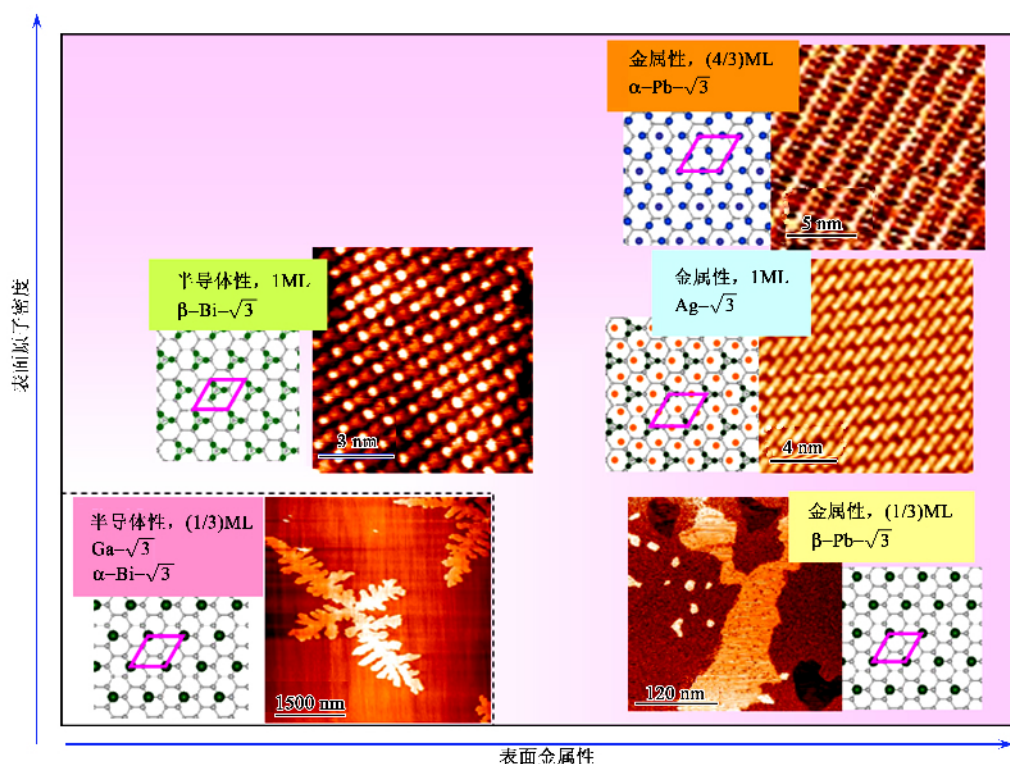


图 2 在不同金属诱导的 Si(111)-($\sqrt{3} \times \sqrt{3}$)R30°表面上生长并五苯分子薄膜的 STM 图像.各种 $\sqrt{3}$ 表面的原子模型也示于插图中.依衬底表面金属性或原子密度的不同,并五苯分子显示出不同的生长模式

分子间的相互作用也可以作为参数来调控表面结构的生长,这种控制在我们的实验里是通过改变并五苯分子的沉积量来实现的^[20,21].如图3所示,室温下最容易得到的有序相是这种密排砖墙结构(相I),其中分子的长轴都沿Si衬底的 $[1\bar{1}0]$ 方向排列,沿长轴方向相邻分子的间距为1.73nm,垂直于长轴方向的间距为0.65nm.相I中分子的面密度大约是 $8.7 \times 10^{13} \text{ mol/cm}^2$,相当于体相截止 $\text{Si}(111)$ 表面原子密度的11%.利用STM还可以观察到:分子薄膜之下的 $\sqrt{3}$ 模版保持其对称性不变;分子沿长轴两端的亮度不同,意味着相对于衬底晶格它们可能在不等价的位置上;相I中存在两种不同的畴壁结构.根据这些观察结果,我们发现只有一种吸附构型是合理的,即并五苯分子的第二个苯环吸附于 $\text{Ag}-\sqrt{3}$ 晶格的一个Si三聚体之上.

降低分子的沉积量,STM在室温下无法观察到任何分子的存在.这是因为随着分子间距增大,相互作用变弱,热激发成为占优的过程,分子在表面作无规则的热运动,形成二维分子气(即相G).但是如果把在室温下沉积的样品冷却,则分子的迁移率、分子之间的相互作用及其与衬底的作用会达到新的平衡,形成稀疏的砖墙相(相II),如图3(c)所示.相II中分子的面密度仅为相I中的3/4.而且在任何偏压的STM图像中,分子沿长轴两端的亮度都是一致的.因此我们推断出图3(d)中的吸附构型,所有分子中间的苯环对准 $\sqrt{3}$ 模版的一个Si三聚体.

在室温下提高分子的沉积量,类似地,多余的分子在相I表面作无规则热运动.但是随着STM针尖的扫描,我们发现一种全新的条纹相(相III)逐渐地形成,见图3(e).相III具有非常致密的结构,其中分子沿长轴和垂直于长轴方向上的间距分别与并五苯分子的范德瓦尔斯长度与宽度极为接近.相G与相II结合形成条纹相III的过程是不可逆的,需要克服的势垒也很高,因此需要STM扫描诱导才能形成.但是随沉积量的增加,相I向相II的转变势垒相对很低,可以自发完成.沉积量在相I向相II密度之间时,在低温下可以观察到两相的共存,而在室温下分子在表面以相G形态存在.

尽管有机分子在表面的生长通常由热力学因素决定,但是在某些条件下也有可能使亚稳态的结构稳定下来.我们在低温下利用MBE方法将并五苯分子生长于 $\text{Ag}-\sqrt{3}$ 表面,并且在低温下利用STM观察,发现在相I之上形成了一种新的双链结构(相

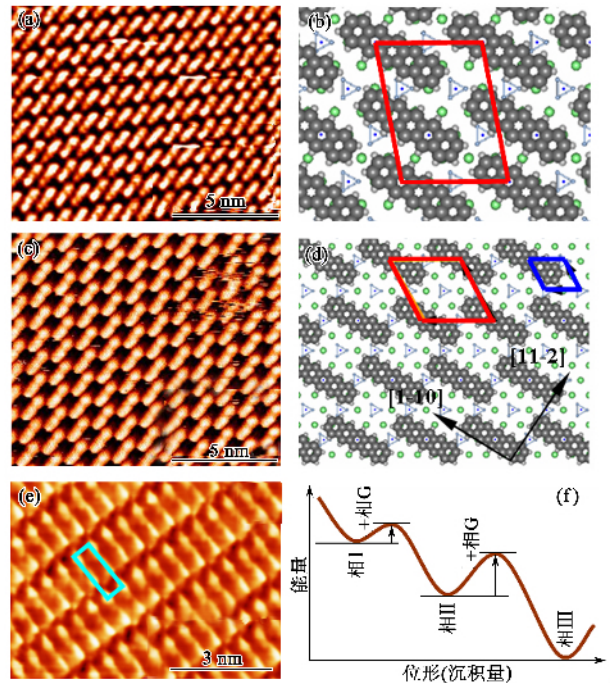


图3 在 $\text{Ag}/\text{Si}(111)-(\sqrt{3} \times \sqrt{3})R30^\circ$ 表面上不同分子密度的并五苯薄膜 (a)(b)分别为室温下稳定存在的密排砖墙相(相I)的STM图像与吸附结构模型.红线画出相I的元胞(c), (d)分别为仅在低温下稳定存在的稀疏砖墙相(相II)的STM图像与吸附结构模型.红线画出相II的元胞,蓝线画出 $\sqrt{3}$ 衬底的元胞,而黑色箭头标出 $\text{Si}(111)$ 表面晶格的方向(e)扫描诱导的条纹相(相III)的STM图像(f)不同并五苯分子沉积量下各种吸附结构的能量位形.考虑到气相(相G)的存在,不同分子密度有序相之间的转变有不同的能量势垒

IV),严格地沿 $\text{Si}(111)$ 衬底的 $[1\bar{1}0]$ 方向生长^[22],如图4所示.将样品升温到室温,相IV“融化”成二维分子气,在STM反复扫描之后,与相I一起转变成相III.在低温下进一步提高并五苯的沉积量,我们实现了相IV的逐层生长,并没有在表面形成分子气,如图4(b)所示.目前我们最多能得到8个分子层厚的并五苯薄膜,严格保持了双链结构,并且并未发现长程序任何退化的迹象.由于一般情况下表面结构的稳定性随尺寸的上升而增加,我们有可能得到在室温下稳定的这种结构的并五苯薄膜.

通过选择合适的异质外延体系,利用晶格失配调节表面长程应力作用的方法,被成功地应用于半导体量子点阵列的制备中.我们发现这种方法也适用于金属量子点的生长.在超高真空中,利用电子束蒸发方法将Fe与Pt同时生长在 $\text{NaCl}(001)$ 单晶表面,可以得到Fe-Pt合金量子点^[30].调节两种金属元素源的相对蒸发速率,可以控制量子点的成分,提高生长过程中衬底的温度,可以使量子点的平均尺

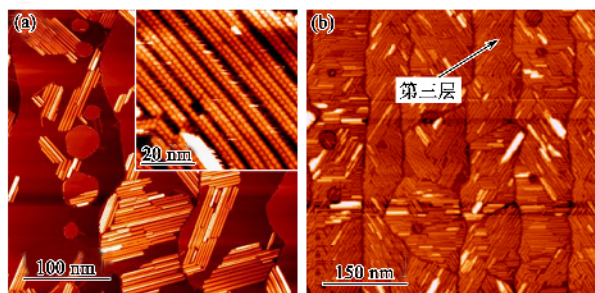


图4 低温下并五苯分子在 $Ag/Si(111)-(\sqrt{3}\times\sqrt{3})R30^\circ$ 表面的生长 (a)及其插图为 STM 显示出的新的双链结构形成于相 I 之上,保持相同的结构不变,双链相可以逐层生长,形成厚膜;(b)为三层双链相薄膜的 STM 图像

寸变大而分布密度下降.特别是,当生长温度稳定于大约 590K 时,表面形核密度恒定,所有量子点都具有相同的尺寸,随着总沉积量的上升而变大.图 5 (a)显示出总沉积量为 1.3 单层[相对于 bcc Fe (001)面]时的原子力显微镜 (AFM)图像,量子点的高度与横向宽度分别集中地分布于 5.5nm 与 7nm 附近.利用衬底上台阶结构对沉积原子迁移的影响,可以有效地控制表面结构的形核,在偏转 4° 的 NaCl (001)邻位面上,所有 Fe-Pt 合金量子点都分布于台阶边缘,形成各向异性的准链状结构,如图 5(b)所示.调节邻位面的角度,即衬底台阶的宽度,就可以得到不同间隔的量子点链状阵列.图 5(c)给出了图 5(a)中所显示量子点转移到非晶碳膜上之后得到的透射电子显微镜 (TEM)图像,同样给出量子点横向尺寸的均匀分布.更重要的是,我们可以看到所有量子点都呈矩形.结合高分辨 TEM 图像[图 5(d)]以及包含不同数目量子点的微区电子衍射分析可以得出,所有量子点都具有单晶结构,而且严格地按照相同晶向生长.根据电子能量色散谱以及量子点 (200)面间距的测量与统计,还可以确定所有量子点的成分是相同的,均为 $Fe_{21}Pt_4$.

利用自组织生长能够有效而可靠地制备各种各样丰富的表面低维纳米结构.通过对生长条件的合理选择,可以实现在原子尺度上对纳米结构尺寸与形状的精确定制以及在介观尺度上对这些微观结构单元组织构型的调节,而且这类方法还可以并行地实现高密度纳米结构阵列的制备.如今在实验室中利用自组织生长方法已经实现了很多具有优异性能的复杂系统,在某些领域也获得了成功的应用.尽管目前它在工业中的广泛应用还面临很多原理与技术上的挑战(比如如何建立复杂的纳米结构单元与宏观系统的界面问题等),我们还是有理理由相信,这种

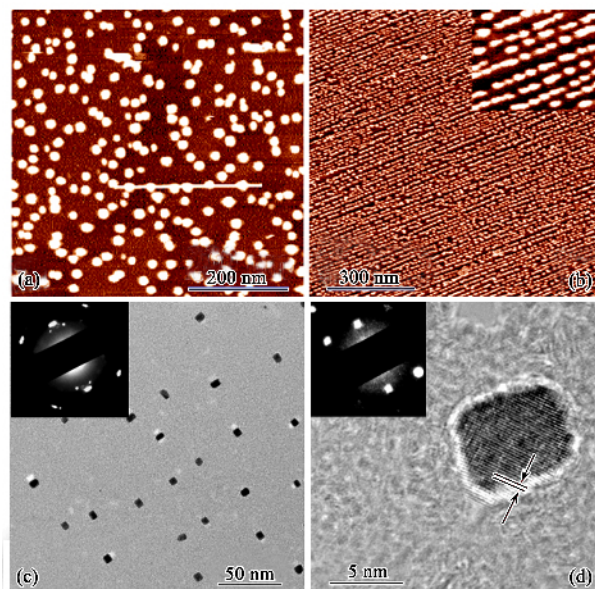


图5 衬底温度 585K 时在 NaCl(001) (a)及其 4° 邻位面 (b) 上生长 Fe-Pt 合金量子点的 AFM 图像 (b)中插图是局部放大的图像 (c)为 (a)中所显示样品转移到非晶碳薄膜上的 TEM 图像,插图显示出 200nm 直径区域内所有量子点的微区电子衍射花样 (d)为单个量子点的高分辨 TEM 图像,其中的直线标出单晶量子点的 (200)晶面,面间距为 0.39nm,插图为单个量子点的微区电子衍射花样

“bottom-up”方法与传统“top-down”工艺的结合,以及与化学、生物学等学科的交叉^[34-37],都将推动微电子工业乃至人们日常生活的方方面面发生革命性的进步.

参 考 文 献

- [1] Binnig G, Rohrer H. *Rev. Mod. Phys.*, 1987, 59: 615
- [2] Binnig G, Quate C F, Gerber Ch. *Phys. Rev. Lett.*, 1986, 56: 930
- [3] Eigler D M, Schweizer E K. *Nature*, 1990, 344: 524
- [4] Kastner M A. *Phys. Today*, 1993, 46(1): 24
- [5] Dekker C. *Phys. Today*, 1999, 52(5): 22
- [6] Ito T, Okazaki S. *Nature*, 2000, 406: 1027
- [7] Gates B D *et al.* *Chem. Rev.*, 2005, 105: 1171
- [8] Whitesides G M, Mathias J P, Seto C T. *Science*, 1991, 254: 1312
- [9] Lindsey J S. *New J. Chem.*, 1991, 15: 153
- [10] Barth J V, Costantini G, Kern K. *Nature*, 2005, 437: 671
- [11] Röder H, Hahn E, Brune H *et al.* *Nature*, 1993, 366: 141
- [12] Zhang Z, Lagally M G. *Science*, 1997, 276: 377
- [13] Brune H. *Surf. Sci. Rep.*, 1998, 31: 121
- [14] Gambardella P, Dallmeyer A, Maiti K *et al.* *Nature*, 2002, 416: 301
- [15] Wu J, Liu B, Zhang Z *et al.* *Phys. Rev. B*, 2000, 61: 13212
- [16] Wu J, Wang E G, Varga K *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2002, 89: 146103

[17] Guo J , Mo Y , Kaxiras E *et al.* Phys. Rev. B , 2006 , 73 : 193405

[18] Rosei F *et al.* Prog. Surf. Sci. , 2003 , 71 : 95

[19] Teng J , Guo J , Wu K , Wang E G. unpublished

[20] Teng J , Wu K , Guo J *et al.* J. Phys. : Condens. Matter , 2007 , 19 : 356005

[21] Teng J , Guo J , Wu K , Wang E G. Surf. Sci. , in press

[22] Teng J , Wu K , Guo J , Wang E G. unpublished

[23] Ibach H. Surf. Sci. Rep. , 1997 , 29 : 193

[24] Guo J , Shi J , Plummer E W. Phys. Rev. Lett. , 2005 , 94 : 036105

[25] Shi J , Wu B , Xie X C *et al.* Phys. Rev. Lett. , 2003 , 91 : 076103

[26] Guo J , Lee G , Plummer E W. Phys. Rev. Lett. , 2005 , 95 : 046102

[27] Li J , Jia J , Liang X *et al.* Phys. Rev. Lett. , 2002 , 88 : 066101

[28] Guo Y , Zhang Y , Bao X *et al.* Science , 2004 , 306 : 1915

[29] Teichert C. Phys. Rep. , 2002 , 365 : 335

[30] Gai Z , Howe J Y , Guo J *et al.* Appl. Phys. Lett. , 2005 , 86 : 023107

[31] Mo Y , Varga K , Kaxiras E *et al.* Phys. Rev. Lett. , 2005 , 94 : 155503

[32] Thayer G E , Sadowski J T , Heringdorf F *et al.* Phys. Rev. Lett. , 2005 , 95 : 256106

[33] Heringdorf F , Reuter M , Tromp R M. Nature , 2001 , 412 : 517

[34] Sun S , Murray C B , Weller D *et al.* Science , 2000 , 287 : 1989

[35] Joachim C , Gimzewski J K , Aviram A. Nature , 2000 , 408 : 541

[36] Niemeyer C M. Angew. Chem. Int. Edn Engl. , 2001 , 40 : 4128

[37] Seeman N C , Belcher A M. Proc. Natl Acad. Sci. USA , 2002 , 99 : 6451



· 中国物理学会通讯 ·

中国物理学会 2008 年活动计划

(续第 1 期)

活动名称	主要内容	时间	规模(人)	地点	联系人(电话和 Email)
第十届全国粒子物理学术会议	交流粒子物理领域最新研究成果,第五届“晨光杯”青年优秀论文评选	4月26—29日	150	南京	陈申见 025-83592990
固体缺陷专业委员会培训班	结构精修培训	4月上旬	50	扬州	吴小山 13645172198 陈小兵
第十二届全国电介质物理、材料与应用学术研讨会	学术交流	4月	70	西安	任魏 029-82666873 13992831133
中科院高能物理所第四届“公众科学日”活动	宣传和科普	5月	2000	北京	朱学敏 010-88235843
第三届冷原子物理国际学术研讨会	学术交流	6月	100	武汉	高克林 027-87197740 klgao@wipm.ac.cn
第四届全国加速器微波、高频技术研讨会	学术交流	8月	60	待定	裴国玺 010-88236212 peigx@ihep.ac.cn
2008年中国物理学会秋季学术会议	各学科领域的学术交流	9月	1500	济南	解士杰 (山东大学物理学院)
第十五届全国凝聚态理论与统计物理学术会议	学术交流	9月	300	合肥	刘伍明 010-82649249
表面增强拉曼散射专题研讨会	学术交流	10月25日	50	苏州	顾仁敖 13063881239 0512-65880089(F) ragu@suda.edu.cn
第六届原子分子数据及其应用国际会议	学术交流	10月28—31日	120	北京	颜君 010-62014411-2314, yan_jun@iapcm.ac.cn
第六届全国液态和软物质物理学术会议	学术交流	10月	80	合肥	朱震刚 zgzhu@issp.ac.cn
X射线衍射专业委员会年会	工作交流	待定	40	待定	吴小山 13645172198
第八届“希望杯”青年优秀论文评选活动	加强青年会员工作,选拔和举荐优秀青年科技人才	初评:上半年 终评:下半年	50 50	待定	苏萍 010-88235248, 13801250460, sup@ihep.ac.cn