金属量子结构中的半导体输运性质及其调控

吴雅苹, 张纯淼, 周颖慧, 康俊勇*

厦门大学物理科学与技术学院物理学系, 半导体光电材料及其高效转换器件协同创新中心, 福建省半导体材料及应用重点实验室, 厦门 361005

*联系人, E-mail: jykang@xmu.edu.cn

收稿日期: 2020-10-15; 接受日期: 2020-12-08; 网络出版日期: 2021-02-01

国家自然科学基金(编号: 62022068, 61874092, 61674124)资助项目

摘要 随着后摩尔时代的推进, 以硅为基础的半导体器件正接近其性能极限. 除了不断引入新的器件结构外, 设计具有半导体特性的金属量子结构为微电子器件的性能提升提供了全新的解决方案; 而打开金属带隙, 使其具有栅极可调半导体输运, 是实现其应用的关键. 以此为目的, 自20世纪末以来, 多种金属量子结构便逐步被设计与开发, 其输运特性的有效调控也被学术界广泛研究. 本文回顾了零维量子点、一维纳米线/纳米管、二维材料/人工二维晶格/超导薄膜等不同维度金属量子结构的研究进展; 针对这些结构体系, 介绍了其各自的能隙调控思想, 总结分析了可控输运特性的实现方法与内在机制, 对比展示了材料结构的电学性能及应用前景. 基于目前报道的研究结果, 提出了未来预期的研究方向: 开发金属量子结构中输运与自旋关联特性, 设计同时传输电荷与自旋信息, 且具有栅极可调输运带隙的全金属沟道材料、结构与器件.

关键词 量子结构, 能隙调控, 载流子输运, 不同维度材料

PACS: 68.65.-k, 71.20.-b, 73.63.-b

1 引言

信息技术高速发展的今天, 大部分电子产品无不与半导体有着密切的联系, 大量的信息流通对半导体器件的功率、效率、功耗等均提出了更高的要求^[1,2]. 然而, 随着摩尔定律特征尺寸的缩小, 晶体管的性能已逐渐逼近其物理极限, 主要体现为短沟道效应、亚阈值特性退化、栅控能力减弱、载流子迁移率降低、寄生效应加重等^[3,4]. 针对上述问题, 人们不断引入新的器件结构以改善晶体管器件性能. 20世纪主要采用平面栅结构, 其沟道有一面面对栅极. 通过在栅极加入

High-k材料^[5]、引入应力工程^[6,7]等方法在不改动平面器件工艺的情况下, 特征尺寸的缩小持续了数十年. 直至2013年16/14 nm节点开始正式引入FinFET结构^[8], 并成为半导体器件的主流选择. 在FinFET中, 沟道不再是二维的而是三维立体的“鳍”(Fin)状, 沟道三面都被栅极围绕, 极大地增强了栅极对于沟道的控制能力, 解决了亚阈值区的漏电流问题. 然而FinFET仅维持了不到10年, 2020年的3–5 nm节点后开始出现了围栅器件, 其沟道由纳米线构成, 纳米线的四面都被栅极围绕, 从而再度增强栅极对于沟道的控制能力^[9]. 然而围栅器件结构能维持多久, 成为人们不得不思考的一个

引用格式: 吴雅苹, 张纯淼, 周颖慧, 等. 金属量子结构中的半导体输运性质及其调控. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2021, 51: 030004
Wu Y P, Zhang C M, Zhou Y H, et al. Semiconducting transport characteristics and their regulation in metal quantum structures (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2021, 51: 030004, doi: [10.1360/SSPMA-2020-0411](https://doi.org/10.1360/SSPMA-2020-0411)

问题. 与此同时, 当器件的特征尺寸进入深亚微米后, 由于阈值电压无法随着特征尺寸同步下降^[10], 其器件性能的增长速度变慢, 且功耗指标的收益也逐渐减小. 这些都成为制约半导体器件进一步发展的瓶颈.

随着器件的微型化, Rotkin和Hess^[11,12]在“Principles of metallic field effect transistor”一文中提出打破传统半导体的局限, 采用接近于金属的沟道电导方案, 以突破半导体晶体管尺寸缩小的极限. 传统半导体材料的载流子浓度较小, 且在高度集成的短沟道器件中栅控能力减弱、载流子的输运损耗增大^[13]. 相较而言, 金属材料在费米面附近的态密度明显增大, 费米能级处的电子浓度通常比半导体材料增加两个量级以上^[14,15], 可显著提高导电能力, 且在小尺度下具有弹道电导效应^[16,17], 呈现极低的能量损耗, 并且具备更好的高频表现, 是制备短沟道器件的理想材料. 然而, 由于本征的零带隙以及过高的电子浓度, 无法直接通过栅极调控金属中电子输运的通断^[18]. 为了解决这一问题, 一个有效的思路是采用金属量子结构, 打开其输运带隙, 从而实现可调的半导体特性. 为此, 本文将回顾金属量子结构的研究和应用历程, 介绍几种主要材料与器件的构筑思想, 总结其半导体输运的调控机理, 最后展望未来的研究趋势.

2 半导体与金属量子结构电子态

器件尺度的减小对沟道材料的载流子浓度与电导特性提出了更高的要求. 传统半导体的载流子浓度较小, 约在 10^{18} – 10^{20} cm^{-3} ^[19]. 为了提高其载流子浓度, 一般可以设计量子结构, 将其电子态限制在特定的能量范围, 在不同维度限域结构中, 连续的电子状态产生分离, 相应电子态密度分布出现差异, 如图1所示. 其中, 体材料中态密度为 $g(E) = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m^*}{\hbar^2} \right)^{\frac{3}{2}} E^{\frac{1}{2}}$, 呈现能量的抛物线型曲线. 量子阱态密度则与能量 E 无关:

$g(E) = \frac{m^*}{\pi \hbar^2}$, 量子线态密度为 $g(E) = \frac{1}{\pi} \left(\frac{m^*}{\hbar^2} \right)^{\frac{1}{2}} E^{-\frac{1}{2}}$, 量子点或纳米晶体中电子只能分布在分立的能级上, 可通过能级处的 δ 函数来表示.

虽然量子结构可以显著提高半导体的载流子浓度, 但由于电子总态密度有限, 仍然难以满足极限尺度

图1 (网络版彩图) 电子态密度的维度函数关系示意图

Figure 1 (Color online) Schematic diagram of dimension dependent electron density of states.

下的输运和栅控需求. 因此, 金属替代半导体作为晶体管的沟道材料一直是人们的追求. 金属材料的载流子浓度通常在 10^{22} cm^{-3} 以上^[19], 比半导体至少提高两个量级, 从而在开态下可具有高电导, 以满足高密度与大功率器件的应用要求. 不同于半导体的是, 金属的电子态随着维度的降低而减少. 因此, 为了克服金属零带隙与过高载流子浓度所导致的无法关断问题, 通常设计不同维度的金属量子结构, 适当降低电子浓度, 使其具有栅极可调能态, 由此实现输运的通断. 立足该思想, 早在20世纪便报道了零维分子晶体管的方案^[20], 而21世纪初提出对金属性碳纳米管施加非对称电场以及采用金属纳米团簇阵列等策略^[21–23], 均是为了达成这一目标. 随着二维材料的兴起和发展, 单双层石墨烯、硅烯、人工二维晶格以及不同维度结构材料中的半导体输运特性也不断地被开发出来^[24–29].

3 不同维度金属量子结构及其半导体输运调控

3.1 零维金属量子点中的半导体输运调控

1996年, Andres等人^[20]报道了基于Au团簇的单电子晶体管输运特性及其调控. 首先利用双端芳基二硫醇(a,a'-二硫醇(XYL)和4,4'-联苯二硫醇)在原子级平整的Au(111)基底上自组装形成有机单分子膜, 并在其表面均匀沉积大小约为500个原子的Au纳米团簇晶体; 有机单分子膜可有效束缚并分隔单个Au纳米团簇, 从而形成独立的单电子晶体管原型器件. 扫描隧道显微镜(Scanning Tunneling Microscope, STM)测量结果表明, 室温下Au纳米团簇的电流-电压(I - V)曲线在零偏压

下出现了一个明显的半导体能隙, 且其电流显示出阶梯状的单电子库仑输运特性, 其输运电流可通过针尖与团簇间距实现有效调控。

尽管基于单一团簇的分子晶体管可以有效地进行栅压控制, 实现器件的开启和关断, 但其材料制备的可控性、均匀一致性等较差, 较难进行规模化的器件应用。2017年, Willing等人^[22]提出了一种背栅调控的自组装金属团簇沟道器件的概念, 同样实现了可控的半导体输运特征。首先通过化学合成CoPt团簇结构, 并结合标准光刻技术, 制备了大面积均匀的单层金属团簇薄膜。以长条状团簇薄膜作为导电沟道, 构筑了具有可自定义及可控特性的晶体管器件, 如图2所示。晶体管在室温下显示出90%以上的开关比以及清晰可靠的正弦库仑振荡特性, 如图3所示。金属团簇的单分散性、小电容以及尺寸可控等特点, 使团簇之间的隧道势垒宽度灵活可调, 从而使器件具有较高的库仑能量, 可控的库仑能隙、阈值电压, 以及振荡周期和强度。该项工作的作者认为这一新型器件与工业制造之间有着良好的兼容性, 可以有效地满足晶体管应用及其未来发展需求。以上两个研究工作的基本思想均是利用金属材料在量子尺度下形成的量子能级, 通过隧穿势垒的作用产生库仑阻塞效应以控制电流的通断, 为半导

图2 (网络版彩图) (a) 基于自组装金属团簇沟道的晶体管器件结构示意图; (b) CoPt单层团簇的透射电子显微图像; (c), (d) 带有三对源极和漏极触点以及局部背栅电极的晶体管器件的光学显微图像。图片来自于文献^[22], 并取得授权

Figure 2 (Color online) (a) Schematic diagram of transistor device based on the channel of self-assembled CoPt nanoparticle monolayer; (b) transmission electron micrograph of the CoPt nanoparticle monolayer as assembled by the Langmuir-Blodgett method; (c), (d) light micrographs of the final devices with three pairs of source and drain contacts as well as a local back-gate electrode. The figure is from ref. ^[22] and has been authorized.

体特性研究及其晶体管器件的探索提供了一种创新思路。

图3 (网络版彩图) (a) 在不同温度下, 双向背栅电压调控产生明显的周期性库仑振荡; (b) 不同温度下的电流-电压曲线显示了体系输运特性的演变过程。在6 K的最低温度下, 体系的输运由库仑阻塞机制主导, 而在296 K的最高温度下, 其输运几乎呈欧姆传导特性。图片来自于文献^[22], 并取得授权

Figure 3 (Color online) (a) The local back gate induces clear oscillations with reproducing features during a bidirectional gate-voltage sweep for different temperatures; (b) current-voltage curves for different temperatures show the transition from a system governed by Coulomb blockade to almost ohmic conduction. The figure is from ref. ^[22] and has been authorized.

3.2 一维金属纳米管/纳米线中的半导体输运调控

Rotkin和Hess^[11,30]在2004年提出采用接近于金属的沟道电导方案时, 从理论方面论证了金属场效应晶体管在一维系统中的可能性, 尤其是在金属性扶手椅式的单臂碳纳米管中(图4(a)), 但前提是其半导体输运能隙的开启. 由于具有镜面对称特征^[31], 其能带结构中的A, B带在费米能级处相交, 如图4(b)中绿色和蓝色曲线所示, 因而呈现零带隙的金属性. 他们指出打开其半导体输运能隙的两种可能机制: (1) 在具有原子尺度的外电势场中直接将A和B能带的电子和空穴态杂化, 其产生的能隙大小为 $E_g^{(sm)} = 2|U_{q,sn}|$, 正比于施加的栅极电势场 $U_{q,sn}$. 电场除了不能引起碳纳米管击穿以外, 其打开的能隙大小没有上限, 预测可达几个电子伏特. (2) 在更高阶微扰中(近似于非线性Stark效应)形成间接的子带杂化. 以上两种方法均可通过任何非均匀电势场来实现, 而且均需相对较高的电场(10^7 V/cm)和碳纳米管对称性的破坏. 作者提出通过对碳纳米管施加一个非常不均匀的电场来打破碳纳米管的镜面对称性, 同时引起A和B能带的电子和空穴态杂化以及子带的杂化. 考虑两个金属尖端(如STM针尖)在单臂碳纳米管的相对侧壁上, 如图5(a)所示, 利用其尖端隧道电场, 穿透屏蔽相对较弱的纳米管, 由此产生的输运能隙为: $E_g^{(c)} \sim \frac{\hbar v_F b}{2R^2}$, 如图5(b)所示, 其值显著依赖于碳纳米管的直径 R , 其中 v_F 为费米速度, b 为键长^[32]. 由于金属性碳纳米管在导通状态下具有较高的电导, 且作为金属沟道材料, 可突破传统器件的小尺度极限, 因而具有

图 4 (网络版彩图) (a) 扶手椅式纳米管的原子结构和对称操作; (b) 单臂碳纳米管的能带结构, 右上角插图显示了费米点处打开的微小导电能隙, 而左下角插图显示了与外电势场成正比的能隙大小. 图片来自于文献[11,21], 并取得授权

Figure 4 (Color online) (a) Atomic structure and symmetrical operation of armchair nanotube; (b) energy band structure of armchair single-wall nanotube. Upper right inset shows zoom view of the Fermi point with opening of a gap. Lower left inset shows how this gap grows linearly with applied potential. The figure is from refs. [11,21] and has been authorized.

广阔的应用前景.

如上所述, 通常的金属材料电阻对栅极电压响应较小, 需先打开导电能隙使其具有半导体输运特征, 才能实现良好的栅极调控. 北京大学Lu课题组^[33]采用第一性原理量子输运计算, 设计双层叠套的扶手椅型金属性碳纳米管, 发现该结构对栅压极其敏感, 相应的开关电导比和最小亚阈值摆幅分别可达 10^4 和 84.3 mV/decade, 可直接应用于高性能全金属场效应晶体管中. 然而, 由于碳纳米管的金属晶体管制备工艺相

图 5 (网络版彩图) (a) 利用STM尖端隧道电场作为调制门构建扶手椅式的单臂碳纳米管场效应晶体管; (b) 直径为0.7 nm [5, 5]和1.4 nm [10, 10]的单壁碳纳米管在0–3.5 V针尖电压下的输运能隙变化. 图片来自于文献[30], 并取得授权

Figure 5 (Color online) (a) Setup of an armchair single-wall nanotube metallic field-effect transistors using the STM tip as a modulation gate; (b) band gaps in 0.7 nm [5, 5] and 1.4 nm [10, 10] single-wall nanotubes as a function of applied voltage of 0–3.5 V. The figure is from ref. [30] and has been authorized.

当复杂, 且成品率较低, Cheng等人^[23]报道了一种以金属Ag纳米线为源漏通道的金属晶体管的实现方案. 采用电子束光刻技术在 Si_3N_4 衬底上制备出约50 nm尺度的Ag纳米线结构, 以代替传统源漏电极之间的半导体沟道材料. 室温下, 偏置源漏两极电压, 当栅电极未施加偏压时, 电流将在源极和漏极之间的Ag纳米线沟道流动; 而当在栅电极上施加负偏压时, 将在沟道中建立电场, 阻止电子通过纳米线, 从而关断沟道电流.

3.3 二维金属结构材料中的半导体输运调控

除了零维与一维金属结构体系以外, 随着石墨烯与类石墨烯二维材料的兴起, 科学家们不断在二维体系中挖掘其半导体特性, 并探索其器件应用. 相较零维与一维体系而言, 二维材料的长程有序为未来大面积、高密度存储器件建立基础. 石墨烯、硅烯和锗烯均为狄拉克半金属, 呈现超薄的单原子层厚度和极高的电子迁移率, 在高速电子器件方面有着很大的应用潜力^[34-36].

2010年2月, IBM的研究人员在*Science*杂志上展示了在SiC晶圆上大规模集成的射频石墨烯场效应晶体管(Field Effect Transistor, FET), 其截止工作频率高达100 GHz (每秒1000亿次循环)^[37]. 2010年12月, 在“IEDM 2010”开幕当天举行的研讨会上, IBM发布了

与美国麻省理工学院的共同研究成果——SiC基底上栅长为240 nm的石墨烯FET, 并验证其截止频率达到230 GHz. 通过热处理SiC基板成膜技术, 该研究组还制作出了栅长100 nm以下的石墨烯FET, 其中栅长为90 nm的元件截止频率达到170 GHz. 2010年9月加州大学洛杉矶分校段镶锋课题组^[38]利用纳米线做栅极, 采用自对准工艺成功研制出导电沟道为140 nm的石墨烯射频FET, 其截止频率更是高达300 GHz. 此后, Wang等人^[28]提出了一种利用梯度势场的电导调控方式与相应的场效应晶体管器件, 如图6所示. 栅极调控使电场产生线性变化, 从而调节石墨烯的电子结构使狄拉克点沿晶体管的沟道连续移动. 这种空间变化的静电调制产生了一个半导体特征的输运带隙, 可观察到石墨烯的电导在可控的能量范围内受到抑制. 通过调节栅极的电势梯度, 器件在双极性和n型、p型单极性之间实现可逆转换. 进而设计了电可编程互补逆变器, 表明了该结构在构建石墨烯和其他狄拉克材料等逻辑器件方面的可扩展性.

尽管单原子层厚度的石墨烯拥有高达 $10^5 \text{ cm}^2 (\text{V s})^{-1}$ 的载流子迁移率^[39], 对电场的调控作用也极为敏感, 但由于本身带隙为零, 其制成的晶体管器件开关比通常低于100^[40]. 而任何可成功替代硅基金属氧化物场效应管的逻辑器件必须具有高达 10^4 – 10^7 的开关

图 6 (网络版彩图) (a) 梯度势场的栅控石墨烯场效应晶体管器件结构和能带图. 顶栅由高电阻导电层(High Resistance Conductive Layer, HRCL)构成, 在源极和漏极区上方有两个终端电极(T1和T2), T1为偏置电极, T2接地. 实心黑线是狄拉克点的位置, 红色虚线表示体系的费米能级. (b) 不同栅极电压下的传输特性曲线, 其中 $V_{TG}(x)$ 为沟道在 x 位置($0 \leq x \leq L$, $L=10 \mu\text{m}$)的顶栅电压. $V_{TG}(x)=3x/L$ ($V_{TG}(x)=-3x/L$)是指当栅压为3 V (-3 V)时施加在沟道上的线性电位分布. 图片来自于文献^[28], 并取得授权.

Figure 6 (Color online) (a) Schematic device structure and the band diagram of a GPG-GFET. The top gate of GPG-GFET is made of a high resistance conductive layer (HRCL) with two terminal electrodes (T1 and T2) placed above the source and drain regions. T1 is biased while T2 is grounded, enabling a graded-potential on the underneath graphene channel. The solid black line is the local position of the Dirac point, and the dashed red line indicates the Fermi energy level in the device. (b) Simulated transfer characteristics of GFET with and without the graded-potential top gate, where $V_{TG}(x)$ is the top gate voltage in position x ($0 \leq x \leq L$, $L=10 \mu\text{m}$) along the device channel. $V_{TG}(x)=3x/L$ ($V_{TG}(x)=-3x/L$) refers to a linear potential profile when a voltage of 3 V (-3 V) is applied across the graded-potential gate. The figure is from ref. [28] and has been authorized.

关比. 相应地, 要求晶体管沟道材料必须具有大于 0.4 eV 的输运能隙^[41]. 但之前方案所获得的能隙往往较小 (<0.3 eV), 相应器件的电流开关比也只在 1000 以下^[42-44]. 因此, 科学家们尝试将垂直堆叠的狄拉克材料作为晶体管器件的导电沟道, 利用其层间相互作用实现半导体输运特征. Lu 课题组^[27]采用第一性原理模拟了石墨烯/硅烯狄拉克垂直异质结器件的载流子输运, 证实了异质结构中存在大于 0.4 eV 且具有半导体输运特征的导电能隙, 同时器件拥有高达 10^7 的开关比, 如图 7 所示. 这一性质不受双层狄拉克材料相对转角的影响, 并且可以扩展到扭角的双层石墨烯, 为实现基于狄拉克材料的全金属高性能场效应管提供了一个新的途径. 例如, Zhuang 课题组^[25]设计了一种全金属垂直量子输运结构, 以扭角的双层石墨烯作为输运通道, Au 电极作为源漏接触, 将开关比提高了两个数量级. 与传统的单调谐费米能级的栅极电压调制相比, 该方法使沟道区域的费米能级远离狄拉克锥, 层间电子杂化使费米能级和范霍夫奇点相对移动, 促进了垂直方向的载流子输运. 此外, Zhang 课题组^[45]在具有 Moiré 超晶格的 ABC 三叠层石墨烯结构中通过垂直电场调节其输运能隙, 实现了 Mott 绝缘特性, 同时可通过栅极来改变电子掺杂, 从而填充能带, 调控其绝缘态间的转变. Balandin 课题组^[26]则报道了 2H-TaSe₂ 薄膜导电沟道

的三端器件, 器件的漏源电流呈现出从高阻态到导电态的突变, 其阈值可通过栅极电压进行调制, 该器件特性可用于实现全金属逻辑电路.

除了二维材料以外, 人工二维晶格作为一种全新的材料体系也获得了广泛的关注^[46,47]. 相比于天然二维材料, 其人工组装的特点提供了深入原子尺度的调控权限, 诸如晶格常数、晶格对称性、电子(或载流子)密度、键长键角乃至键能、单一缺陷等. 金属作为一种富有延展性、可塑性的物质, 在构建人工二维晶格方面具有得天独厚的优势. 如果能将金属原子或者团簇排列成犹如光子晶体一般的二维晶格, 或许可以获得类似光子晶体的输运带隙; 倘若再进一步选择性地开启和调控其带隙结构, 则将赋予金属材料全新的信息处理功能. 立足这一思想, 厦门大学康俊勇课题组致力于金属量子点耦合晶格生长及其半导体输运特性研究, 通过生长金属全同量子点二维晶格、利用量子态隧穿及相干耦合效应, 并加以原子尺度上的人工调控, 实现了基于全同量子点晶格的可调载流子输运, 为高度集成的短沟道量子器件的研发建立基础.

首先利用 Si(111)-7×7 的周期性模板构筑 Au 全同量子点阵列, 发现 Au 原子在 Si(111)-7×7 表面半单胞内聚集成稳定的幻数团簇, 其中每 6 个 Au 原子和 3 个 Si 原

图 7 (网络版彩图) (a), (b) (3×3)单层石墨烯/(2×2)硅烯异质结垂直场效应晶体管结构模型; (c) $V_g=0$ V和 $V_{ds}=0$ V时 (E, k_x) 依赖的输运概率与异质结构在 k_x 方向的折叠带结构的比较(灰色和粉色线分别表示单层石墨烯和硅烯成分); (d) 不同栅电压下的透射光谱; (e) 在 $V_{ds}=-0.2$ V时的输运特性. 图片来自于文献^[27], 并取得授权

Figure 7 (Color online) (a), (b) Single-gated (3×3) single layer graphene/(2×2) silicene heterostructure vertical field effect transistor; (c) comparison between the (E, k_x) dependent transmission probability under $V_g=0$ V and $V_{ds}=0$ V and the folded band structure of the SLG/silicene heterostructure in the k_x -direction (gray and pink lines denote SLG and silicene components, respectively); (d) transmission spectra under different gate voltages; (e) transfer characteristics at $V_{ds}=-0.2$ V. The figure is from ref. ^[27] and has been authorized.

子结合形成 Au_6Si_3 结构, 表现出了不同于Au体材料的半导体性质^[48]; 增大沉积量之后, Au团簇铺满整个Si(111)- 7×7 表面, 排列成二维蜂窝状Au/Si量子点阵列. 在这个过程中, Si(111)- 7×7 表面半单胞起到限制并形成全同Au量子点的作用^[49,50]. 形成的这一层Au量子点被巧妙地用于饱和Si(111)- 7×7 的悬挂键, 以降低其上结构与衬底的耦合强度. 在单层Au全同量子点上继续沉积Au原子之后, 量子点之间相互关联形成二维蜂窝状结构, 在此基础上自组装的第二层Au全同量子点中出现了对应于二维Au晶格的高能电子衍射(Reflection High-Energy Electron Diffraction, RHEED)线, 如图8中红色箭头所示, 此特征峰的出现暗示着二维Au晶格具有相对独立且独特的性质. 进一步地, 通过比较分析特征衍射条纹与衬底Si(111)- 7×7 衍射条纹间距间的关系, 最终确定了二维Au晶格的原子结构: 即二维Au量子点晶格中的Au原子以密堆积的方式排布于第一层Au/Si量子点之上, 形成了由限制于半单胞内的幻数Au原子周期排列而成的二维Au晶格^[51].

澄清了二维Au晶格的原子结构之后, 进一步利用扫描隧道显微谱(STS)详细研究其输运性质. 发现二维Au晶格中存在着高达4.1 eV, 具有半导体输运特征的非对称导电能隙, 而且该能隙仅存在于具有完整结构的二维晶格中, 如图9(a)所示. 在人工二维Au晶格中成功实现输运能隙的开启^[51]. 基于这一结果, 利用时域有限差分理论建模^[52], 分析其微观物理机制, 指出这一非对称宽能隙不仅取决于材料的表面电子态, 而且与二维晶格中载流子的输运特性有关. 隧穿电子以de Broglie波的形式在二维Au晶格中传播, 当电子能量较低时, 电子局限于中心区域, 传播受到阻塞, 形成了输运能隙, 如图9(b)所示; 而当能量足够高时, 电子呈现明显的向外输运特征, 且受二维晶格结构调制, 呈现明显的六度对称性, 如图9(b)所示. 换言之, 二维Au晶格中相邻团簇之间具有量子耦合现象, 电子输运在此作用下更倾向于面内而非垂直, 从而使得该Au晶格自发地构成了相对独立的二维体系, 即极度弱化了与模板的耦合, 形成了由材料自身特性所决定的电输运规则. 因而对于不同能量载流子的传输呈现出特殊的选择和过滤功能, 表现出了独特的宽输运能隙, 而正负偏压对应的电子与空穴有效质量的不同造成带隙的非对称性, 这一理论分析与STS谱的带隙测量结果高度吻合, 厘清了人工二维Au晶格中宽导电带隙的起源.

图 8 (网络版彩图) Si(111)- 7×7 表面(a1), 以及沉积了0.2 ML (b1), 0.4 ML (c1), 0.8 ML (d1) Au原子的RHEED图像. 箭头标示出沉积了Au原子后RHEED图像衍射强度的变化过程. (a2), (b2), (c2), (d2)分别是对应的结构模型以及STM图像. STM图像中蓝色三角形标示了 7×7 单胞, 蓝色小球、蓝色大球和红色球、绿色球分别代表Si剩余原子、Si顶戴原子、第一层Au原子、第二层Au原子. 图片来自于文献^[51], 并取得授权

Figure 8 (Color online) RHEED patterns for the clean Si(111)- 7×7 surface (a1), and that with the deposition of 0.2 ML (b1), 0.4 ML (c1), and 0.8 ML (d1) Au atoms. The arrows indicate the intensity evolution of the diffraction spots after the Au deposition. (a2), (b2), (c2) and (d2) are the corresponding structural models and STM images. The blue triangles in STM images indicate the 7×7 unit cells. The small blue circle, large blue circle, red circle, and green circle represent the Si rest atoms, Si adatoms, the first layer of Au-Si clusters, and the second layer of Au clusters, respectively. The figure is from ref. [51] and has been authorized.

为了屏蔽来自衬底信号的干扰, 实现对Au全同量子点晶格输运特性的直接表征, 进一步引入“双探针技术”, 将电流通路由原来的“针尖+隧道结+二维Au晶格+Si衬底+电极”调整为“针尖+隧道结+二维Au晶格+电极”^[29], 剔除了衬底信号, 同时构成了栅源双电极原型器件. 如图10所示, 在双探针STS微分电导谱中, 除了观察到与单探针测试结果相似的半导体能隙以外, 输

图 9 (网络版彩图) (a) 二维Au晶格的归一化 dI/dV 曲线, 黑色和红色曲线分别取自相应于衬底表面层错和非层错半单胞的位置; 插图为不同偏压下的STM图像($20 \text{ nm} \times 20 \text{ nm}$)对比; (b) 不同能量范围内电子在二维Au晶格中的输运概率分布模拟图. 图片来自于文献[51], 并取得授权

Figure 9 (Color online) (a) The normalized dI/dV curves of two-dimensional Au lattices. The black and red curves are obtained from the fault half unit cell and unfault half unit cell on the substrate, respectively. The illustration shows the comparison of STM images ($20 \text{ nm} \times 20 \text{ nm}$) under different bias voltages. (b) The probable distribution of the electron transporting in the two-dimensional Au lattices. The figure is from ref. [51] and has been authorized.

图 10 (网络版彩图)电子(a)与空穴(b)在二维Au晶格中的输运电导面内角分布, 两探针间距均为 $10 \mu\text{m}$. 图中六角外框代表表面布里渊区, 极坐标中角度方位可依此对应 k 空间方位. (c) 不同输运路程长度下(3, 10, $250 \mu\text{m}$)的电导角分布变化, “Uni-”为单探针电导谱. 图中白色虚线用以指示带边位置, ΓK (ΓM)代表在 k 空间中沿 Γ 到K (M)的方向. 图片来自于文献[29], 并取得授权

Figure 10 (Color online) The angular distribution of (a) electron and (b) hole in the two-dimensional Au lattice. The distance between the two probes is $10 \mu\text{m}$. The hexagonal frame in the figure represents the Brillouin zone on the surface, and the angular orientation in polar coordinates can correspond to the orientation of k space; (c) the change of conductivity angle distribution under different transport path lengths (3, 10, $250 \mu\text{m}$), “Uni-” is the single probe conductivity spectrum. The white dotted line in the figure indicates the position of the band edge, and ΓK (ΓM) represents the direction from Γ to K (M) in k space. The figure is from ref. [29] and has been authorized.

运电导的面内角分布还出现了六度对称的星形图案, 其中空穴载流子的输运各向异性较为明显, 带边随输运方向的不同而发生起伏, Γ 到 K 方向带隙较小, Γ 到 M 方向带隙较大.

双探针之间横向电场的存在使载流子在受到二维Au晶格角洞势垒散射外, 还受特定方向的电场作用. 在弱场强下, 原来无序的载流子运动轨迹在电场“牵引”下出现了定向位移. 随着电场强度的继续增加, “牵引”作用持续增强, 载流子受到的散射次数降低, 逃逸出阵列的概率随之上升. 当其逃逸概率上升到特定值时将被STM探针探测, 从而在STS谱上开始显示该偏压下相应的电导值. 当继续增加到特定场强时, 载流子被角洞势垒散射后的运动不再杂乱无章, 呈现出稳定、周期性、有迹可循的运动轨道^[53,54]. 二维Au晶格中的角洞作为散射中心, 对于被“牵引”的载流子相当于松散分布的“量子围栏”, 因此, 完整的二维Au晶格呈六度对称的“超扩散”输运分布.

在此基础上, 康俊勇教授团队进一步在二维Au晶格上再沉积Au原子, 实现局域超原子以及耦合超原子的构建, 最终形成以超原子共振态作为输运调控“开关”、所修饰Au岛尺寸作为调控“旋钮”的可调共振输运. 如图11所示, 当沉积量较小时, Au原子沉积位主要

在角洞位或Au晶格上方, 角洞散射体被零散且随机消除, 总密集度降低. 此时, STS谱上观察到预期的带隙收缩的特征, 但仍为半导体电导. 进而增加Au的沉积量, 角洞散射体被消除总数增多, 带隙进一步收缩直至完全闭合, 呈现出金属性电导. 相比之前平滑单调上升的带边线型, 此时不同沉积量下的STS谱线均在两侧带边附近各出现一个特征峰, 且峰位间距随Au沉积量的增加而急剧收缩. 拟合共振态随沉积量变化的函数发现, 电导增强峰的位置随沉积量变化呈非线性移动, 且很大程度上由输运路径上分布的超原子所决定. 如果注入的载流子能量恰好处于超原子的共振态, 在该超原子中运动的载流子将由原本的无规则运动主导转为周期性规则运动主导. 共振状态下载流子可以快速通过超原子进入下一个区域, 近乎无损地在Au晶格中传播, 此时将探测到非常高的电导, 且能量上展宽极小. 若注入的载流子能量并不在所遇超原子的共振态上, 此时在该超原子内无规则运动(或准周期运动)占主导, 因此载流子将经历很长时间的混沌散射后方能逃逸出该区域, 在能量分布上表现为损耗甚至抑制, 最终探测到的电导也将很低, 在 dI/dV 谱上以背景电导的形式表现. 最为常见的情形则是以上两种情形的结合, 即传播路径上分布着多种类型的超原子, 最终输

图 11 (网络版彩图) Au覆盖度为0.6 ML (a)和0.41 ML (b)时的STM表面形貌图, 白色箭头指示多余Au团簇可选择沉积于角洞位或晶格上方; (c) Au沉积量由0.41 ML增至0.6 ML的过程中双探针 dI/dV 谱的演化, 红色与黑色箭头分别标识电子与空穴输运共振峰的移动; (d) 共振峰位随沉积量变化的拟合结果, 红色与黑色三角对应(c)图中的实验所测共振峰位. 图片来自于文献[29], 并取得授权

Figure 11 (Color online) The surface morphology of STM with Au coverage of (a) 0.6 ML and (b) 0.41 ML. The white arrow indicates that the excess Au clusters can be selectively deposited in the corner hole or above the lattices. (c) Evolution of the dI/dV curves during the increase of Au deposition from 0.41 ML to 0.6 ML, and the red and black arrows indicate the peaks of conductance enhancement originating from the hole and electron resonance, respectively; (d) the fitting results of the resonance peak position with the Au deposition, and the red and black triangles correspond to the experimental resonance peak positions in (c). The figure is from ref. [29] and has been authorized.

出的 dI/dV 谱型表现带隙收缩且带边出现共振增强峰(图12). 因此, 通过耦合超原子的受控生长, 成功实现了宽能量区间内人工二维Au晶格的可调共振输运. 该结构体系一改金属原本无带隙的特征, 打开其能隙, 使各种能量的载流子在其中遵循半导体输运特性, 并在大尺寸范围实现自由调控, 为短沟道器件乃至全金属电路芯片的研发提供全新策略, 为未来高密度与大功率通讯需求建立基础.

3.4 不同维度金属耦合量子结构中的半导体输运调控

零维、一维和二维金属量子结构以其各自的低维量子特征, 展现出独特的半导体输运性质, 在半导体器件方面具有广阔的应用前景. 不同维度量子结构之间的耦合更为体系能带的调控以及全金属器件的应用提供了丰富的实现方案. 2012, Ruoff课题组^[55]开发了石墨烯表面金属掺杂技术, 利用Au, Ag, Cu与石墨烯之间的电荷转移作用, 实现了石墨烯场效应晶体管极性和载流子浓度的调控. 此后, 厦门大学康俊勇团队^[24]深入研究了Au与石墨烯异质结构中的半导体电导调控. 采用第一性原理模拟石墨烯与团簇和薄膜这两种不同形态结构的Au之间的界面相互作用和接触电势差, 结果表明与石墨烯/Au薄膜体系相比, 石墨烯/Au纳米团簇之间的化学相互作用更强. 两体系的平均有效

电势如图13所示, 当石墨烯与Au纳米团簇接触时, 石墨烯呈现出相对较低的电势; 电子由Au团簇流入石墨烯, 形成一个从Au指向石墨烯的内建电场. 电子的注入抬升了其费米面, 产生n型半导体电导特性. 当石墨烯与Au薄膜接触时, 石墨烯呈现出相对较高的电势; 电子从石墨烯转移到Au膜, 形成了由石墨烯到Au方向的内建电场. 空穴的注入引起了石墨烯费米面的降低, 从而产生p型电导.

基于这一理论结果, 康俊勇团队进一步实现了石墨烯二维晶体大面积生长. 在金属表面获得了晶粒形貌及尺寸可控的石墨烯, 基于晶体取向的表征, 以及原子尺度的缺陷与晶界的探测, 深入解析了其生长过程中晶体结构的演化及其物理机制^[56,57]; 进一步在不同组分的Ni-Cu合金衬底上生长石墨烯, 阐明了与合金组分相关的生长机理, 并获得了可控厚度与堆叠序的大面积亚单层、单层、双层石墨烯及薄层石墨晶体^[58,59]. 在此基础上, 研制了Au表面掺杂的石墨烯场效应晶体管器件, 通过精确控制Au纳米团簇与薄膜的覆盖度来调制界面电荷转移与宏观平均电势, 分别实现了n, p型半导体电导特性的切换和载流子浓度的连续调控^[24], 其电子浓度调控范围为 $-1 \times 10^{12} - 2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, 费米能级调控范围为 $-0.09 - +0.12 \text{ eV}$, 如图14所示, 为石墨烯基双极性晶体管器件的设计提供了思路.

图 12 (网络版彩图)共振输运与非共振输运的原理示意图. 当注入载流子能量处于超原子共振态时, 在该超原子内的载流子运动将形成周期性轨道共振, 最后探测到的电导值较高; 当能量并不处于该超原子共振态时, 其运动将有可能处于准周期性轨道, 或有可能处于混沌轨道, 最后探测到的电导值较低; 而两种情况的结合即为实际所观察到的 dI/dV 谱线. 图中紫色圆柱表示角洞散射体, 散射体阵列中的橙色虚线框显示该区域超原子的等效几何结构; 浅蓝色箭头示意共振输运, 浅灰色箭头示意非共振输运. 图片来自于文献^[29], 并取得授权

Figure 12 (Color online) The principle of resonant and non-resonant transport. When the injected carrier energy is in the resonance state, the carrier motion in the super atom will form a periodic orbit resonance, and the final detected conductivity value is higher; when the energy is not in the resonance state, its motion may be in the quasi periodic orbit. Chaotic orbits show that the conductance is low, and the combination of the two conditions is the actually observed dI/dV curve. In the figure, the purple cylinder represents the corner hole scatterers, and the orange dashed box in the scatterer array shows the equivalent geometry of the super atoms in the region; the light blue arrow indicates the resonant transport, and the light gray arrow indicates the non-resonant transport. The figure is from ref. ^[29] and has been authorized.

图 13 (网络版彩图) 石墨烯/Au 纳米团簇和石墨烯/Au 薄膜体系的相对能带排列及其沿石墨烯[0001]方向的平均有效电势. 图片来自于文献[24], 并取得授权

Figure 13 (Color online) The band alignment of graphene/Au nanoclusters and graphene/Au film systems and their average effective potential along the direction of graphene [0001]. The figure is from ref. [24] and has been authorized.

4 其他金属沟道材料及其输运调控

除了直接采用金属量子结构代替传统半导体沟道

材料以外, 诸多具有特殊结构的创新思路也陆续被提出. 如Krupenin及其合作者^[60]在2001年报道了一种无需传统隧穿势垒的新型金属单电子晶体管器件. 器件由两个高阻Cr薄膜带组成, 连接一个铝岛和两个铝外电极, 以此取代了传统器件的小面积氧化隧道结. 晶体管在大范围的偏置电流和栅极电压下表现出非常强烈的库仑阻塞和周期性栅极调制输运. 又如, 澳大利亚墨尔本皇家理工大学研究人员开发出金属基场发射空气沟道晶体管^[61], 如图15所示. 晶体管的主要部分采用金属和空气代替了传统的半导体沟道, 用小于35 nm的空气带隙隔开的两个平面内对称金属源极和漏极, 底部金属栅极用以调节场发射. 纳米级空气带隙小于空气中电子的平均自由路径, 因此电子可以在室温下穿过空气而不会散射. 只要衬底允许利用栅场有效地调制从源极到漏极的发射电流, 该器件可以制作在任何电介质表面上. 通过确定最佳的空气带隙, 便能够建立完整的三维晶体管网络, 提高晶体管的集成度. 再者, De Simoni等人^[62–65]在其系列工作中报道了由Barddeen-Cooper-Schrieffer超导薄膜制成的全金属晶体管中的场效应控制. 通过栅场调控电扰动在超导薄膜中的传播, 影响匹配电势并抑制超导电输运. 从而, 当栅极电压高达 ± 40 V时, 在低温下的钛基场效应晶体管器件

图 14 (网络版彩图) (a) 石墨烯FET器件及沉积Au纳米团簇和沉积Au薄膜后的结构示意图; (b) 利用Au纳米团簇和Au薄膜调控石墨烯FET器件的电导极性与载流子浓度. 图片来自于文献[24], 并取得授权

Figure 14 (Color online) (a) Schematic diagram of graphene FET device and the structure of Au nanoclusters and Au thin films deposited; (b) controlling the conductivity and carrier concentration of graphene FET devices by using Au nanoclusters and Au films, respectively. The figure is from ref. [24] and has been authorized.

图 15 (网络版彩图)具有纳米间隙金属电极的金属空气晶体管结构. 该装置由两个平面对称金属电极组成, 由小于空气中电子平均自由程(<68 nm)的纳米间隙隔开. 左下角插图显示不同栅压下的 I_D - V_{DS} 特性曲线. 图片来自于文献[61], 并取得授权

Figure 15 (Color online) Metal-air transistor structure with nanogap metal electrode. Devices consist of two in-plan symmetric metal electrodes, separated by nanogaps less than mean-free-path of electrons in air (<68 nm). The insert in the lower left corner shows the I_D - V_{DS} curves under different gate voltages. The figure is from ref. [61] and has been authorized.

中观察到临界电流随着静电场的增加呈现单调衰减趋势. 类似的行为在铝薄膜场效应晶体管中也可以观察到, 从而为实现全金属超导场效应电子学和前沿量子信息技术的发展提供了科学基础.

5 总结与展望

具有半导体特性的金属量子结构为提高器件速度、降低功耗与提升性能开辟了一条有效途径, 对于短沟道器件以及全金属电路芯片的发展至关重要. 目前研究的金属量子结构, 包括零维量子点、一维纳米线与纳米管、二维材料、人工二维晶格以及复合维度耦合结构等, 均有效实现了可调的半导体输运特性, 同时预期在开态下拥有较高且可调的电导, 可解决传统

半导体材料载流子浓度有限、输运损耗较大的问题, 同时提高了输运速度和开关比. 然而, 对于上述大多数材料结构而言, 高效可控的制备方法和均匀稳定的性能输出将是其器件应用的关键因素. 因此未来研究将包括新型金属量子结构的研发、物理特性的挖掘、材料的制备以及器件结构的设计等4个方面, 以期获得宽能量范围、栅极可控的半导体输运特性.

此外, 尽管微电子工业的发展使人们能够在越来越小的尺寸上控制电荷转移, 但只利用电荷自由度承载信息的电子器件始终无法逾越其尺寸及集成度等物理极限. 于是, 电子的自旋属性也逐渐引起了人们的关注. 电子自旋作为量子结构的重要特征, 有望成为未来信息学的基础^[66]. 通常, 金属或半金属性材料在费米面附近态密度较大且能量连续, 不易于实现自旋的电调控^[27]. 在半导体特性的金属量子结构中, 能带与电子态均具有极大的可控性和设计性, 适于研究单电子、单自旋行为, 并且可以利用电场有效控制其载流子输运及其所携带的自旋信号. 若通过磁性掺杂或自旋注入等方式在量子结构中引入自旋非平衡载流子, 则由于尺寸效应带来的库仑相互作用、有效势场变化将对自旋极化与散射产生重要的影响. 载流子在量子态之间的跃迁将不仅要符合能量与动量条件, 还遵循自旋选择机制, 从而通过自旋态间的相干耦合实现自旋筛选与过滤, 为信号传输提供更多的调控自由度. 因此, 未来工作中还可以引入电子自旋, 同时有效地利用电子的电荷和自旋属性, 拓展与自旋相关的载流子输运研究与应用, 并结合人工操纵与多场调控, 最终获得可同时传输电荷与自旋信息, 且具有栅极可调输运带隙的金属量子结构, 为后摩尔时代背景下全金属沟道的自旋量子器件的研发建立基础, 解决高频低功耗的控制需求与器件集成度之间的矛盾, 助力未来低功耗芯片技术的发展.

参考文献

- 1 Davari B, Dennard R H, Shahidi G G. CMOS scaling for high performance and low power-the next ten years. *Proc IEEE*, 1995, 83: 595–606
- 2 Dennard R H, Gaensslen F H, Rideout V L, et al. Design of ion-implanted MOSFET's with very small physical dimensions. *IEEE J Solid-State Circuits*, 1974, 9: 256–268
- 3 Wong H S P, Frank D J, Solomon P M, et al. Nanoscale CMOS. *Proc IEEE*, 1999, 87: 537–570
- 4 Frank D J, Dennard R H, Nowak E, et al. Device scaling limits of Si MOSFETs and their application dependencies. *Proc IEEE*, 2001, 89: 259–288
- 5 Mistry K, Allen C, Auth C, et al. A 45 nm logic technology with high-k/metal gate transistors, strained silicon, 9 Cu interconnect layers, 193 nm

- dry patterning, and 100% Pb-free packaging. *IEDM Tech Dig*, 2007, 247–250
- 6 Collins L. Silicon takes the strain. *IEE Rev*, 2003, 49: 46–49
- 7 Lee M L, Fitzgerald E A, Bulsara M T, et al. Strained Si, SiGe, and Ge channels for high-mobility metal-oxide-semiconductor field-effect transistors. *J Appl Phys*, 2005, 97: 011101
- 8 Colinge J P. *FinFETs and Other Multi-Gate Transistors*. New York: Springer, 2008
- 9 Jeong M, Doris B, Kedzierski J, et al. Silicon device scaling to the sub-10-nm regime. *Science*, 2004, 306: 2057–2060
- 10 Park J T, Colinge J P. Multiple-gate SOI MOSFETs: Device design guidelines. *IEEE Trans Electron Devices*, 2002, 49: 2222–2229
- 11 Rotkin S V, Hess K. Principles of metallic field effect transistor. In: *Technical Proceedings of the 2004 NSTI Nanotechnology Conference and Trade Show*, 2004, 2: 37–40
- 12 Hess K. *Advanced Theory of Semiconductor Devices*. New York: IEEE, 2000
- 13 Sone J, Fujita J, Ochiai Y, et al. Nanofabrication toward sub-10 nm and its application to novel nanodevices. *Nanotechnology*, 1999, 10: 135–141
- 14 Li H L, Ruan K Q, Li S Y, et al. Study on the resistivity and hall effect of MgB_2 and $\text{Mg}_{0.93}\text{Li}_{0.07}\text{B}_2$ (in Chinese). *Acta Phys Sin*, 2001, 50: 2044–2048 [李慧玲, 阮可青, 李世燕, 等. MgB_2 和 $\text{Mg}_{0.93}\text{Li}_{0.07}\text{B}_2$ 的电阻率与霍尔效应研究. 物理学报, 2001, 50: 2044–2048]
- 15 Hou B H, Liu F Y, Jiao B, et al. Study of electron density of nanostructure metal Tm (in Chinese). *Acta Phys Sin*, 2012, 61: 427–433 [侯碧辉, 刘凤艳, 焦彬, 等. 纳米金属Tm的电子浓度研究. 物理学报, 2012, 61: 427–433]
- 16 McEuen P L, Bockrath M, Cobden D H, et al. Disorder, pseudospins, and backscattering in carbon nanotubes. *Phys Rev Lett*, 1999, 83: 5098–5101, arXiv: [cond-mat/9906055](#)
- 17 Javey A, Kim H, Brink M, et al. High- κ dielectrics for advanced carbon-nanotube transistors and logic gates. *Nat Mater*, 2002, 1: 241–246
- 18 Teweldebrhan D, Balandin A A. Modification of graphene properties due to electron-beam irradiation. *Appl Phys Lett*, 2009, 94: 013101, arXiv: [0812.0571](#)
- 19 Hou B H, Liu F Y, Jiao B, et al. Study of electron density of nanostructure metal Tm. *Acta Phys Sin*, 2012, 61: 077302
- 20 Andres R P, Bein T, Dorogi M, et al. “Coulomb Staircase” at room temperature in a self-assembled molecular nanostructure. *Science*, 1996, 272: 1323–1325
- 21 Li Y, Rotkin S V, Ravaioli U. Metal-semiconductor transition in armchair carbon nanotubes by symmetry breaking. *Appl Phys Lett*, 2004, 85: 4178–4180, arXiv: [cond-mat/0409464](#)
- 22 Willing S, Lehmann H, Volkmann M, et al. Metal nanoparticle film-based room temperature Coulomb transistor. *Sci Adv*, 2017, 3: e1603191, arXiv: [1707.04717](#)
- 23 Cheng H H, Andrew C N, Alkai M M. The fabrication and characterisation of metallic nanotransistors. *Microelectron Eng*, 2006, 83: 1749–1752
- 24 Wu Y, Jiang W, Ren Y, et al. Tuning the doping type and level of graphene with different gold configurations. *Small*, 2012, 8: 3129–3136
- 25 Chen X, Wu T, Zhuang W. Effectively modulating vertical tunneling transport by mechanically twisting bilayer graphene within the all-metallic architecture. *Nanoscale*, 2020, 12: 8793–8800
- 26 Renteria J, Samnakay R, Jiang C, et al. All-metallic electrically gated 2H-TaSe₂ thin-film switches and logic circuits. *J Appl Phys*, 2014, 115: 034305, arXiv: [1312.6863](#)
- 27 Wang Y, Ni Z, Liu Q, et al. All-metallic vertical transistors based on stacked Dirac materials. *Adv Funct Mater*, 2015, 25: 68–77
- 28 Wang X, Jiang X, Wang T, et al. Electrically configurable graphene field-effect transistors with a graded-potential gate. *Nano Lett*, 2015, 15: 3212–3216
- 29 Li K, Zhang C, Wu Y, et al. In-plane anisotropy of quantum transport in artificial two-dimensional Au lattices. *Nano Lett*, 2018, 18: 1724–1732
- 30 Rotkin S V, Hess K. Possibility of a metallic field-effect transistor. *Appl Phys Lett*, 2004, 84: 3139–3141, arXiv: [cond-mat/0401162](#)
- 31 Vuković T, Milošević I, Damnjanović M. Carbon nanotubes band assignment, topology, Bloch states, and selection rules. *Phys Rev B*, 2002, 65: 045418, arXiv: [cond-mat/0105451](#)
- 32 Li Y, Rotkin S V, Ravaioli U. Electronic response and bandstructure modulation of carbon nanotubes in a transverse electrical field. *Nano Lett*, 2003, 3: 183–187, arXiv: [cond-mat/0212468](#)
- 33 Liu Q, Yu L, Li H, et al. All-metallic high-performance field effect transistor based on telescoping carbon nanotubes: An *ab initio* study. *J Phys Chem C*, 2011, 115: 6933–6938
- 34 Novoselov K S, Geim A K, Morozov S V, et al. Electric field effect in atomically thin carbon films. *Science*, 2004, 306: 666–669, arXiv: [cond-](#)

mat/0410550

- 35 Du X, Skachko I, Barker A, et al. Approaching ballistic transport in suspended graphene. *Nat Nanotech*, 2008, 3: 491–495, arXiv: [0802.2933](#)
- 36 Li X, Mullen J T, Jin Z, et al. Intrinsic electrical transport properties of monolayer silicene and MoS₂ from first principles. *Phys Rev B*, 2013, 87: 115418, arXiv: [1301.7709](#)
- 37 Lin Y M, Jenkins K A, Valdes-Garcia A, et al. Operation of graphene transistors at gigahertz frequencies. *Nano Lett*, 2009, 9: 422–426, arXiv: [0812.1586](#)
- 38 Liao L, Lin Y C, Bao M, et al. High-speed graphene transistors with a self-aligned nanowire gate. *Nature*, 2010, 467: 305–308
- 39 Morozov S V, Novoselov K S, Katsnelson M I, et al. Giant intrinsic carrier mobilities in graphene and its bilayer. *Phys Rev Lett*, 2008, 100: 016602, arXiv: [0710.5304](#)
- 40 Xia F, Farmer D B, Lin Y M, et al. Graphene field-effect transistors with high on/off current ratio and large transport band gap at room temperature. *Nano Lett*, 2010, 10: 715–718, arXiv: [1001.3915](#)
- 41 Schwierz F. Graphene transistors. *Nat Nanotechnol*, 2010, 5: 487–496
- 42 Ni Z, Liu Q, Tang K, et al. Tunable bandgap in silicene and germanene. *Nano Lett*, 2012, 12: 113–118
- 43 Zhang Y, Tang T T, Girit C, et al. Direct observation of a widely tunable bandgap in bilayer graphene. *Nature*, 2009, 459: 820–823
- 44 Tang K, Qin R, Zhou J, et al. Electric-field-induced energy gap in few-layer graphene. *J Phys Chem C*, 2011, 115: 9458–9464
- 45 Chen G, Jiang L, Wu S, et al. Evidence of a gate-tunable Mott insulator in a trilayer graphene moiré superlattice. *Nat Phys*, 2019, 15: 237–241, arXiv: [1803.01985](#)
- 46 Polini M, Guinea F, Lewenstein M, et al. Artificial honeycomb lattices for electrons, atoms and photons. *Nat Nanotech*, 2013, 8: 625–633, arXiv: [1304.0750](#)
- 47 Bartels L. Tailoring molecular layers at metal surfaces. *Nat Chem*, 2010, 2: 87–95
- 48 Wu Y, Zhou Y, Zhou C, et al. Atomic structure and formation mechanism of identically sized Au clusters grown on Si(111)-(7×7) surface. *J Chem Phys*, 2010, 133: 124706
- 49 Wu K, Fujikawa Y, Nagao T, et al. Na adsorption on the Si(111)-(7×7) surface: From two-dimensional gas to nanocluster array. *Phys Rev Lett*, 2003, 91: 126101
- 50 Zhou C, Xue Q, Jia J, et al. Structural and electronic properties of identical-sized Zn nanoclusters grown on Si(111)-(7×7) surfaces. *J Chem Phys*, 2009, 130: 024701
- 51 Zhang C, Wu Y, Zhou Y, et al. Two-dimensional Au lattices featuring unique carrier transport preference and wide forbidden gap. *Nanoscale*, 2014, 6: 10118–10125
- 52 Fain B, Robert-Philip I, Beveratos A, et al. Discretization of electronic states in large InAsP/InP multilevel quantum dots probed by scanning tunneling spectroscopy. *Phys Rev Lett*, 2012, 108: 126808
- 53 Odbadrakh H, Morris G P. Nonhyperbolic behavior in the thermostated Lorentz gas. *Phys Rev E*, 1999, 60: 4021–4026
- 54 Crommie M F, Lutz C P, Eigler D M. Confinement of electrons to quantum corrals on a metal surface. *Science*, 1993, 262: 218–220
- 55 Ren Y, Chen S, Cai W, et al. Controlling the electrical transport properties of graphene by *in situ* metal deposition. *Appl Phys Lett*, 2010, 97: 053107
- 56 Wu Y, Hao Y, Jeong H Y, et al. Crystal structure evolution of individual graphene islands during CVD growth on copper foil. *Adv Mater*, 2013, 25: 6744–6751
- 57 Wu Y, Hao Y, Fu M, et al. Effects of thermally-induced changes of Cu grains on domain structure and electrical performance of CVD-grown graphene. *Nanoscale*, 2016, 8: 930–937
- 58 Wu Y, Chou H, Ji H, et al. Growth mechanism and controlled synthesis of AB-stacked bilayer graphene on Cu-Ni alloy foils. *ACS Nano*, 2012, 6: 7731–7738
- 59 Chen S, Cai W, Piner R D, et al. Synthesis and characterization of large-area graphene and graphite films on commercial Cu-Ni alloy foils. *Nano Lett*, 2011, 11: 3519–3525
- 60 Krupenin V A, Zorin A B, Savvateev M N, et al. Single-electron transistor with metallic microstrips instead of tunnel junctions. *J Appl Phys*, 2001, 90: 2411–2415, arXiv: [cond-mat/0011427](#)
- 61 Nirantar S, Ahmed T, Ren G, et al. Metal-air transistors: Semiconductor-free field-emission air-channel nanoelectronics. *Nano Lett*, 2018, 18: 7478–7484

- 62 De Simoni G, Paolucci F, Solinas P, et al. Metallic supercurrent field-effect transistor. *Nat Nanotech*, 2018, 13: 802–805, arXiv: [1710.02400](#)
- 63 Paolucci F, De Simoni G, Strambini E, et al. Ultra-efficient superconducting dayem bridge field-effect transistor. *Nano Lett*, 2018, 18: 4195–4199, arXiv: [1803.04925](#)
- 64 De Simoni G, Paolucci F, Puglia C, et al. Josephson field-effect transistors based on all-metallic Al/Cu/Al proximity nanojunctions. *ACS Nano*, 2019, 13: 7871–7876
- 65 De Simoni G, Puglia C, Giazotto F. Niobium Dayem nano-bridge Josephson gate-controlled transistors. *Appl Phys Lett*, 2020, 116: 242601, arXiv: [2004.09182](#)
- 66 Wu Y, Liu W, Geng J, et al. Observation of parity-time symmetry breaking in a single-spin system. *Science*, 2019, 364: 878–880, arXiv: [1812.05226](#)

Semiconducting transport characteristics and their regulation in metal quantum structures

WU YaPing, ZHANG ChunMiao, ZHOU YingHui & KANG JunYong^{*}

Fujian Provincial Key Laboratory of Semiconductors and Applications, Collaborative Innovation Center for Optoelectronic Semiconductors and Efficient Devices, Department of Physics, College of Physical Science and Technology, Xiamen University, Xiamen 361005, China

The silicon-based semiconductor industry is approaching its performance limit with the development in the post-Moore era. Along with the introduction of new device configurations, the design of metal quantum structures with semiconductor characteristics provides new alternatives for improving the performance of microelectronic devices. Real-life applications can be realized by opening their bandgaps and achieving gate-controllable semiconducting transport. Therefore, various metal quantum structures have been designed and developed since the end of the previous century. Further, effective control of their transport characteristics has been widely studied. In this paper, we review the research progress of metal quantum structures having different dimensions, including zero-dimensional quantum dots, one-dimensional nanowires/nanotubes, and two-dimensional materials/artificial lattices/superconducting films. Given the above structural systems, we introduce concepts to modify their energy gaps, analyze the realization methods and internal mechanisms of the controllable transport characteristics, and identify the electrical properties and application prospects of materials and structures. Furthermore, based on recent research progress, future research directions are proposed, including the development of the transport and spin correlation characteristics of metal quantum structures and the design of all-metallic channel materials, structures, and devices that can simultaneously transmit charge and spin information with a gate-controllable transport bandgap.

quantum structures, band gap regulation, carrier transport, different dimensional materials

PACS: 68.65.-k, 71.20.-b, 73.63.-b

doi: [10.1360/SSPMA-2020-0411](#)