

- chromism, Elsevier, (1990).
- [7] 张开水、张茂龙, 化学通报, No. 9 (1993), 27.
- [8] 松冈贤, 化学(日), 1991年5月号.
- [9] H. Urayama, et al., *Chem. Lett.*, (1988), 55.
- [10] N. Clark, and S. Lagerwall, *Appl. Phys. Lett.*, **36**(1980), 899.
- [11] J. H. 芬德勒著, 程虎民、高月英译; 膜模拟化学, 科学出版社, (1991).
- [12] A. Ulman, *An Introduction to Ultrathin Organic Films: From Langmuir-Blodgett to Self-Assembly*, Academic Press, Boston, (1991).
- [13] E. I. Paul, *Science*, **245**(1989), 645.
- [14] F. J. Shmitt, *Thin Solid Films*, **210/211** (1992), 815.
- [15] J. D. Todd and T. R. I. Cataldi, *Chemistry in Britain*, June, (1991), 525.
- [16] 游效曾、巢启荣、朱龙根, 化学通报, No. 11(1989), 7.
- [17] 刘云折、朱道本, 物理, **19-5**(1990), 260.
- [18] F. L. Carter, *Molecular Electronic Devices*, Marcel Dekker, Inc., New York, (1986).
- [19] Z. F. Liu, K. Hashimoto and A. Fujishima, *Nature*, **347**(1990), 658.
- [20] N. J. Gedds and J. R. Sambles, *Appl. Phys. Lett.*, **56**(1990), 1916.
- [21] J. H. Burroughes, C. A. Joones, and R. H. Friend, *Nature*, **335**(1988), 137.
- [22] A. Fujii, M. Yoneyama and K. Ishihara, *Appl. Phys. Lett.*, **62-6** (1993), 648.
- [23] A. Fujii, M. Yoneyama, and K. Ishihara, *Extended Abstracts of the 4th International Symposium On Bioelectric and Molecular Electric Devices*, (1992), 62.
- [24] K. Naito, A. Miura, and M. Azuman, *Thin Solid Films*, **210/211**(1992), 268.
- [25] Jone de Rosnay, *Thin solid films*, **210/211** (1992), 1.

新型电子全息术及其进展¹⁾

寇雷刚 陈建文

(中国科学院上海光学精密机械研究所, 上海 201800)

电子全息术区别于传统电子显微术的最主要的特点是充分利用了电子波的相位信息, 通过记录和重现电子波波前来探测微观世界, 全息的概念为电子显微工作者开拓了新的视野. 介绍了最近几年新发展起来的反射电子全息术、光电子全息术、低能电子全息术等, 概述了它们的原理和应用, 分析了各自的优点, 与传统的透射电子全息术作了比较, 并结合实验结果加以说明.

关键词 反射电子全息术, 光电子全息术, 低能电子全息术

Abstract

Electron holography is now used to detect the microscopic world through recording and reconstructing the phase of electron waves, which is the most important characteristic to distinguish the electron holography from the conventional electron microscopy. The concept of holograph has opened a new field of vision for electron microscopists. Several novel electron holographies are reviewed, including reflection electron holography, photoelectron holography and low-energy electron holography etc. Compared with the transmission electron holography, the principles, applications, merits and experimental results for the newly developed electron holographies are discussed.

Key words reflection electron holography, photoelectron holography, low-energy electron holography

1) 国家自然科学基金资助项目.

关于电子全息术的原理、应用以及发展,几年前已有文章作了评述^[1,2]。然而在80年代末和90年代初,这个领域相当活跃,发展了许多新型的电子全息术,取得了许多有价值的成果,本文将介绍这些新进展作为前述文章的补充。

在1988年以前,电子全息术局限于利用透过样品的电子波和参考电子波干涉记录下物体的信息,然后利用光的衍射原理进行光学重现或数字重现物体的波前和相位信息。尽管电子全息术取得许多丰硕成果^[1-4],但这一记录全息图的原理没有发生变化。

电子和固体相互作用的产物不仅有透射电子,还有各种弹性散射和非弹性散射电子。弹性散射电子包括布拉格衍射、表面反射电子等,非弹性散射的产物包括俄歇电子、特征X射线、Kikuchi电子(准弹性散射电子)等。X射线和固体相互作用也会产生电子,例如光电子、俄歇电子等。如果这些相互作用后的产物能保持一定的相干性,那么它们就可以全息成像,这样就有许多种类电子全息显微术。

一、反射电子全息术

当电子束以很小的角度掠射过大块试样表面时,电子束只能进入试样表面下几个原子层,反射电子束携带了晶体表面结构的许多信息,利用反射电子成像可以用来观测原子台阶、位错露头、亚单原子层吸附结构等。反射电子显微术在表面和界面的研究中发挥了很大的作用,中国科学技术大学基础物理中心吴自勤教授等人在1987年曾设想:“反射电子显微术已经相当成熟,反射电子显微术和电子全息术有可能结合起来,这将突破目前电子全息术只能观察薄膜不能观察大块样品的限制,使电子全息术获得更广泛的应用”^[2]。研究表明,由于表面反射电子仍保持相当高的相干性,所以可用反射电子全息显微术来研究表面。1988年,Osakabe等在日本日立公司高级研究实验室实现了这种设想,首次用反射电子全息术观测了表面台阶^[3]。

图1是反射电子全息术的实验装置简图。实验中采用相干性很好的场发射枪为电子源,铂单晶为样品。电子以掠入射的方式打在样品表面上,在物镜后焦面上用小孔光阑选取一个布拉格反射点(例666)成像。以完整晶面上的反射波作为参考波,包含表面缺陷的晶面上的反射波作为物波,通过电子双棱镜发生干涉,得到全息图。

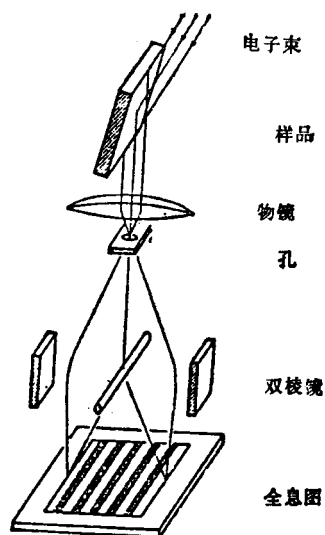


图1 反射电子全息的实验装置示意图

图2(a)是铂单晶(111)表面的反射电子显微像,其中R区是完整晶面,A区是有缺陷的晶面。图2(b)是R区和A区的反射电子的干涉图,可以看出条纹有位移,表明原子表面有起伏,即UT区域和LT区域高度不一,并测出其中相位移是 $1.1\pi \pm 0.2\pi$ 。由表面台阶引起的相移可以看成是由几何程差引起的^[4]:

$$\Delta\varphi = k_{\perp}d = [(2\pi m)^2 + (2kd)^2 V_0/E]^{1/2}, \quad (1)$$

式中 k_{\perp} 是真空中波矢垂直于表面的分量, d 是表面台阶高度, m 是衍射级次, k 是真空中波矢, V_0 是平均内电势, E 是加速电压。可计算出在100keV加速电压下,由Pt(111)面的(666)反射引起的相移是 11.2π ,除以 2π 后的余数是 1.2π ,这正是可观测到的条纹移动,与实验结果一致。

和透射电子观测表面台阶相比^[4],反射电

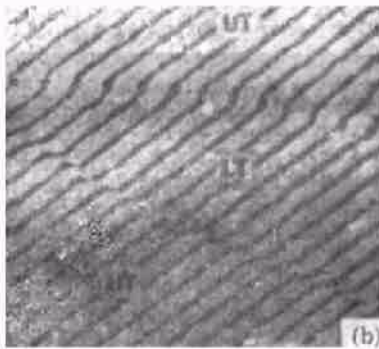
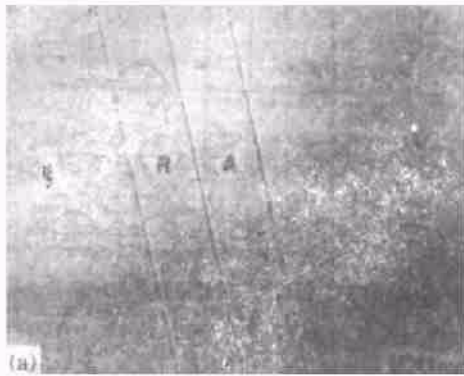


图2 (a) Pt(111) 面的反射电子显微像;(b)由(a)中的A区反射的电子作为物波和从B区反射的电子作为参考波得到的干涉图

子有非常高的精度。这是因为由表面台阶引起的反射电子相移取决于几何程差和电子波长(0.0037nm)的比值,0.1nm引起的相移是 π 量级;而透射电子的相移是由材料对电子波的折射率变化(约 10^{-4})引起的程差,0.1nm引起的相移仅为 $10^{-2}\pi$ 量级。可见,测量表面台阶高度,反射电子的精度可比透射电子高两个数量级。但是,由于反射电子束的强度较低,能得到的干涉条纹数目较少,降低了一些精度。反射电子全息术的另一个优点是突破了透射电子只能观察薄膜,不能观察大块样品的限制。

表面电子全息术可以对许多表面结构作精确测量,尤其在垂直方向上,其精度是0.001nm量级,与电子的德布罗意波长相当。Osakabe等用反射电子全息术观测了在GaAs(110)表面由单原子层错引起的螺旋位错露头的表面起伏^[7],如图3所示。在位错芯附近的表面起伏正象一个螺旋楼梯,尽管没有相位差放大,每个

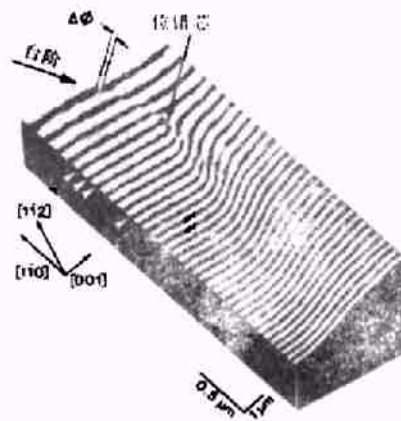


图3 GaAs(110)表面螺旋位错的反射电子干涉图

条纹已可以反映0.05nm的高度差。图3中四个白色小箭头指出的条纹移动表明,在位错芯附近有一个0.2nm的表面台阶,这正好是一个单原子台阶($d_{110} = 0.2\text{nm}$)。

二、光电子全息术

Szoke首次提出了可以利用原子发射的特征X射线、光电子、俄歇电子在原子分辨率上来确定其周围的三维结构^[8]。Barton针对光电子, Saldin和de Andres针对低能电子衍射分别作了计算机模拟计算,论证了在原理上电子衍射花样就是一个夫琅和费全息图,它的二维傅里叶变换可以给出固体表面原子的精确空间位置^[9,10]。

光电子、俄歇电子、低能衍射电子、Kikuchi电子等各种类型的电子全息术的原理基本上是一样的,现在以光电子为例加以说明^[11],如图4所示,用单色光照明有吸附原子的晶体表面,某吸附原子受光激发后,以球面波的形式发射光电子,其中一部分向上发射,直接到达接收平面,将其作为参考波 U_r ,

$$U_r = F_0(k) \exp(ik \cdot r), \quad (2)$$

向下发射的光电子经过周围原子的单次或多次散射后,以背散射的形式,到达接收平面,将所

有的散射波作为物波 U_0 。

$$U_0 = \sum_{j \neq 0} F_j(k) \exp[ik \cdot (r - r_j)] \quad (3)$$

其中 k 是电子的波矢, r_j 是各周围原子相对于发射原子的位置矢量, r 是广义位置矢量, $F_j(k)$ 是球面波振幅的角分布, 它与散射原子和发射原子的距离及取向以及各种可能的散射路径等都有关系。由此可见, 受到多次散射的光电子携带有丰富的晶体结构信息。光电子能量在 keV 的量级, 德布罗意波长为 0.04nm 左右, 在晶体中的平均自由程只有几个 nm, 所以可利用光电子来有效地分析表面结构。

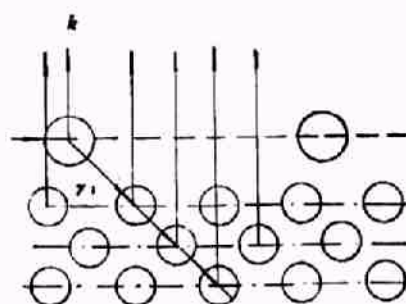


图4 光电子散射过程的示意图

由于接收屏离样品很远, 在接收屏上接收到的是一个同轴的夫琅和费傅里叶全息图, 其角谱为

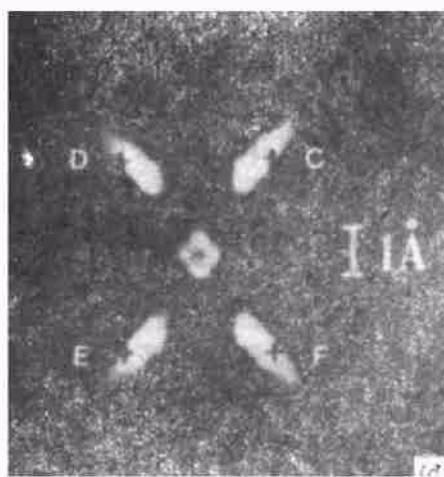
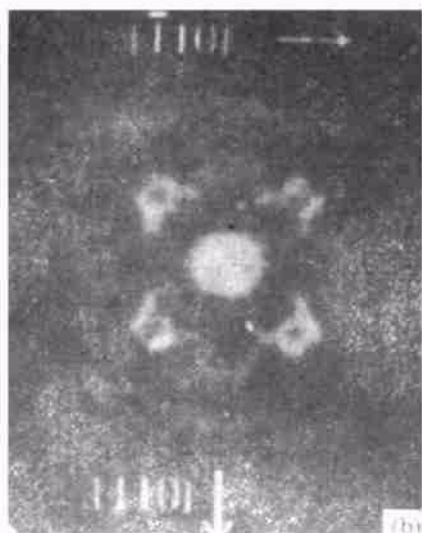
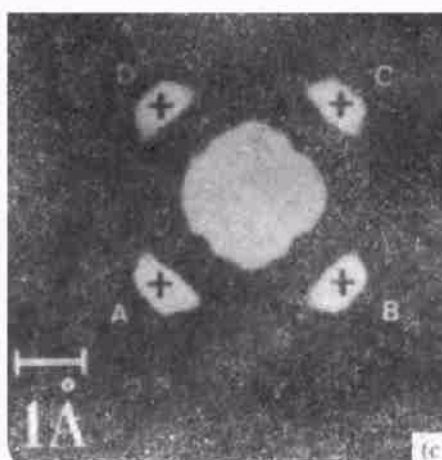
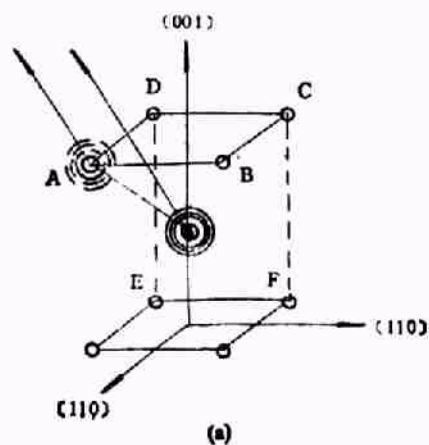


图5 Kikuchi 电子全息图和重建图

(a) Cu(001) 面近表面原子的模型, 中心原子是发射原子, 周围原子是散射原子; (b) Kikuchi 电子的同轴全息图; (c) 平行于表面的重建图; (d) 垂直于表面的重建图

$$I = U_0^*U_r + U_0^*U_0 + U_0^*U_0 + U_0^*U_r \quad (4)$$

由于各个吸附原子发射的光电子是不相干的,所以接收屏上是各个全息图的非相干叠加.如果各个吸附原子及其周围环境相同,则它们产生的全息图是相同的.如果它们之间的距离远小于样品到接收平面的距离,则各个全息图重合叠加.

和普通的光电子衍射谱分析比较,光电子全息术主要有两个优点:一是不但可以决定键角,而且可以决定键长;二是不需要对各种模型做复杂的多次散射模拟计算,而采用简单的傅里叶变换计算就可以直接得到晶体表面的三维结构.

Harp, Saldin 和 Tonner 首次在实验上实现了 Kikuchi 电子全息术,重现出单晶表面的三维结构^[12].他们用 1075eV 的电子照射 Cu 单晶.在这个能量上,弹性向后散射电子很少,主要向前散射,在晶格振动的影响下产生准弹性 Kikuchi 电子,在接收器得到 Kikuchi 电子向后散射花样,然后用计算机重现,得到 Cu 原子周围结构的三维重现像.图 5(a)是 Cu (001)近表面原子的模型,平行表面的坐标轴为 (110).图 5(b)是 Cu 单晶的 Kikuchi 电子全息图.图 5(c)和图 5(d)分别是平行和垂直于表面的重现像截面图,对应(001)和(110)面上的重现像,重现像的强度极大点对应原子位置(分别用大写英文字母表示),十字代表理论预言的位置,可以看出两者精确重合.

此后, Harp, Saldin 和 Tonner 又做了俄歇电子的全息实验^[13], Wei, Zhao 和 Tong 做了光电子和俄歇电子的全息实验^[14],进一步证明了这类全息术的可能性和有效性.

与用透射电子全息术获得高分辨率像相比,光电子全息术获得高分辨像要容易得多.这是因为透射电子全息术探测的是由于原子电场引起的电子相位移,约 $2\pi/100$ 量级.而在光电子全息术中,相移是由各散射原子与发射原子之间的几何程差引起的,约为 2π 量级.它的纵向分辨率是 $2.00\lambda/\sin^2(\alpha/2)$, 横向分辨率是 $0.61\lambda/\sin^2(\alpha/2)$, 其中 α 是接收平面对样品

的张角. Thevuthasan 等讨论了电子能量为 keV 量级的这类电子全息术精度和极限^[15].如果对原始数据不作任何处理,直接作傅里叶变换,可得到的横向分辨率为 $\pm 0.03-0.05\text{nm}$, 纵向分辨率为 $\pm 0.1-0.2\text{nm}$; 如果作进一步的数据处理可得到更高的分辨率.由于光电子、俄歇电子具有化学选择性,即用不同能量的光照时,可以选择不同的原子发射电子,测量其周围的原子分布,这在多元素化合物、外延样品界面等的分析中是很有利的.

三、低能电子全息术^[16]

由于电子的德布罗意波长很短,所以电子显微术是观测生物样品的一个有力工具.目前电子显微镜使用的电子的能量高达 150keV,电子能量越高,待测电势对它的影响越小,因而高能电子测量电势的灵敏性比较差^[1],不能对以碳原子为基础的分子成像,因此观测样品前一般需要对样品进行染色.然而染色过程可能改变样品结构,无法实时观测生命过程,同时高能电子会损伤生物样品.这就限制了电子显微术在生物学上的应用^[17].

苏黎世 IBM 实验室的 Fink 小组研制出一种低能电子全息术^[18].他们采用单原子钨针尖作为电子源,具有很好的相干性,为全息提供了必要条件.他们所用电子能量仅为 20—80 eV, 对应的德布罗意波长为 0.14—0.27nm, 足够探测 DNA 和其他有机物分子,而且几乎对样品不造成损伤,同时可被碳原子散射.他们以碳纤维为样品作了实验,如图 6 所示.单原子针尖发射球面电子波,针尖紧靠碳纤维,一部分电子直接通过,另一部分被碳纤维弹性散射,在远处的接收平面上两束电子波相干叠加,形成一个同轴全息图.

此种全息图的放大倍数决定于几何投影,只要样品足够近,接收平面足够远,就可得到高放大倍数.由于不用电子透镜,避免了困扰高分辨率电子显微术多年的球差问题,而且由于源发射的几乎所有电子都到达接收平面,数据采

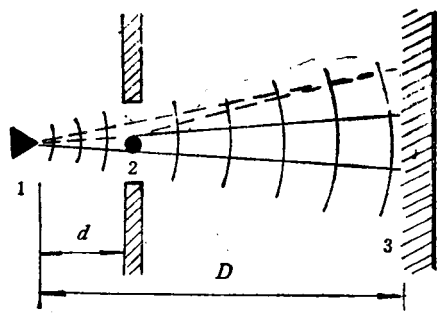


图6 低能电子全息显微镜的示意图
1.电子源; 2.穿孔的平面薄膜(样品放在孔上);
3.二维的电子探测器

集非常快,能进行连续 100ns 的三维快速摄影,为观察生命的微秒级化学过程提供了新途径。低能电子的散射机制与高能电子不同,关于它的理论以及重现问题急待研究。

从基础物理的研究到高技术的开发,电子全息术在许多领域已被证明是一种高精度和高灵敏度的有效探测工具。电子全息术的最主要特点是充分利用了电子波的相位信息,这是其他电子显微术所不及的。全息的观点为电子显微工作者打开一个新的视野,将各种类型的电子显微术和全息术结合起来,不但能够继承各自的特点,又能充分利用相位信息,有可能得到

许多前所未有的发现。反射电子全息术等的研究还是刚刚起步,需要进一步从理论和实验上进行探索。

- [1] A. Tonomura, *Rev. Mod. Phys.*, **59** (1987), 639.
- [2] 吴自勤、毕林松, *物理*, **16**(1987), 723.
- [3] H. Lichte, *Ultramicroscopy*, **20** (1986), 293.
- [4] J.E. Bonevich et al., *Phys. Rev. Lett.*, **70**(1993), 293.
- [5] N. Osakabe et al., *Jpn. J. Appl. Phys.*, **27** (1988), L1772.
- [6] Y. Uchida and G. Lehmppuhl, *Surface Science*, **188** (1987), 364.
- [7] N. Osakabe et al., *J Phys. Rev. Lett.*, **62** (1989), 2969.
- [8] A. Szoke, *AIP Conference Proceedings*, **147**(1986), 361.
- [9] J. J. Barton, *Phys. Rev. Lett.*, **61** (1988), 1356.
- [10] D. K. Saldin and P. L. de Andres, *Phys. Rev. Lett.*, **64** (1990), 1270.
- [11] 黄琦、唐景昌, *物理*, **14**(1985), 269.
- [12] G. R. Harp, D. K. Saldin and B. P. Tonner, *Phys. Rev. Lett.*, **65** (1990), 1012.
- [13] G. R. Harp, D. K. Saldin and B. P. Tonner, *Phys. Rev. B*, **42** (1990) 9199.
- [14] C. M. Wei, T. C. Zhao and S. Y. Tong, *Phys. Rev. Lett.*, **65** (1990), 2278.
- [15] S. Thevuthasan et al., *Phys. Rev. Lett.*, **67**(1991), 469.
- [16] H. W. Fink, W. Stocker and H. Schmid, *Phys. Rev. Lett.*, **65**(1990), 1204.
- [17] W. Bov n, *New Scientist*, **29** (1990), 30.

硅锗量子阱发光器件的探索

王迅 杨宇

(复旦大学应用表面物理国家重点实验室,上海 200433)

介绍了提高硅发光效率的一些途径。在阐述硅锗合金发光的基础上,分析了硅锗量子阱的光致发光机理及特性,并介绍了硅锗量子阱电致发光研究的进展。

关键词 硅锗合金,量子阱,发光

Abstract

In this paper various approaches to the improvement of the luminescence efficiency of Si-related materials have been summarized. Based on the introduction of luminescence from Si-Ge alloy, the photoluminescence behavior and mechanism of $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}$ quantum wells are analysed and the progress of electroluminescence from Si-Ge quantum wells is also described.