

第一章 引言

1.1 微电子器件向纳米尺度的进展

人类的生活因为科技的进展取得了巨大进步,近半个世纪以来更是因为电子技术的普及与发展而惠及现代生活的方方面面。无论是电脑、汽车还是天气预报与金融服务,从普通家庭到大型企业,人类都分享着电子技术进步与繁荣带来的方便与迅捷。而电子技术进步的基石正是来自于微电子产业的兴起和发展。

微电子产业发端于1957年,这一年杰克·基尔比和罗伯特·诺伊斯发明了集成电路。半个多世纪过去了,微电子业得到了蓬勃迅速的发展。时至今日,面积不足1平方厘米的单个芯片上已经可以容纳上百万个晶体管和其他单元电子器件,实现复杂的电路功能。如何概括这种微电子工业的飞速进步呢?1965年,英特尔的创办人之一的Gordon Moore曾经对这种微电子产业的进步做出了一个预测,那就是单个芯片上集成的电子零件数将以每年翻倍的速度增加。图1.1所示即为摩尔当年所做的预测[1]。在1975年摩尔重新修订了他的预言,将电子零件容量翻倍的速度修改为每一到两年。四十多年过去了,集成电路芯片上的电子零件密度一直保持着这样的增长速度,摩尔定律也因此成为对微电子产业进步速度最权威的预测,时至今日仍然有着重要的参考价值[2][3][4][5]。

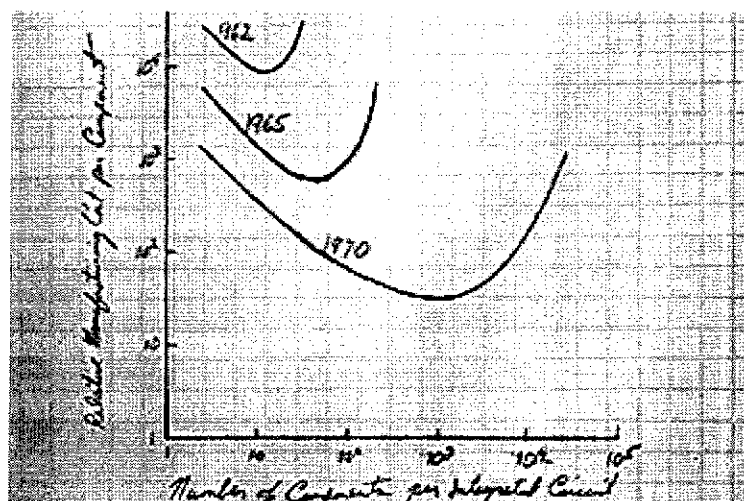


图 1.1 摩尔于 1965 年所做的集成电路发展趋势图——摩尔定律原图

这种单个芯片上电子原件容量的增加是以元件特征尺寸显著降低为基础的,图1.2所示即为这种元件特征尺寸发展速率随时间的变化趋势[6]。从图中可以看到,从20世

纪60年代末的特征尺寸最小10微米到80年代的1微米，再到21世纪初的100纳米与到现在最小特征尺寸30纳米左右，集成电路的特征尺寸在不断减小。但同时我们意识到随着特征尺寸减小到纳米尺度，集成电路中的单元器件也将接近其物理尺寸极限，受到量子限制效应的显著影响[7]。因为通常来说，30纳米已经接近经典半导体器件物理特征尺寸极限。传统的半导体器件忽略载流子输运，但是在纳米尺度的量子器件中这种量子效应将变得非常关键。实际上，在这些因纳米尺度限制所出现的新物理现象中，最重要的现象是量子限制效应[8]。即在量子尺寸的结构中，载流子被限制在一个特征尺寸与德布罗意波长量级可相比的区域内。在这种情况下，不再是经典物理定律，而是量子力学定律开始起作用，一系列关于电子系统的新性质因之出现：比如沿着受限方向的电子能带将变成分立。如何突破这种微电子产业发展面临的局限，为其长远发展找到更好的解决方案和新的增长点，且又能满足未来信息技术的发展方向，答案也许存在于纳米技术的研究与发展之中[9]。

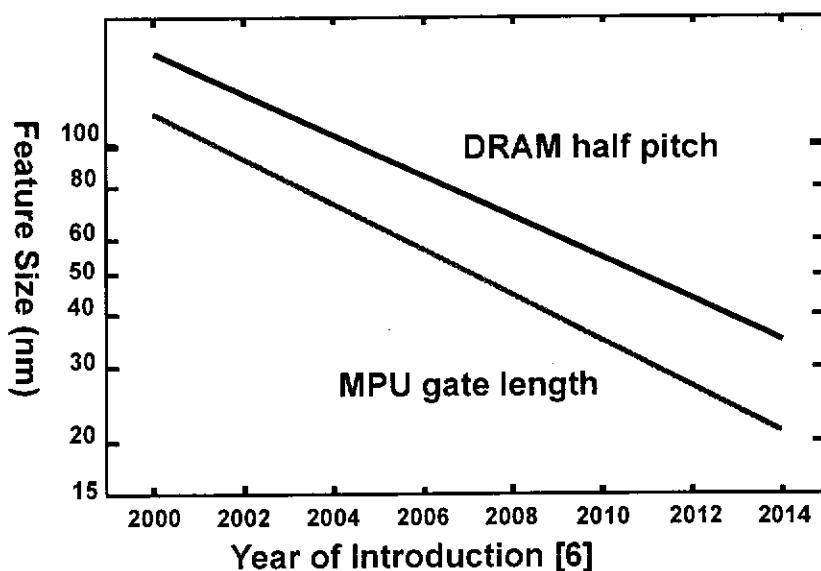


图1.2 微电子芯片特征尺寸与时间（年）发展关系

就目前的纳米器件研究热点而言，主要有单电子晶体管、共振隧穿二极管、电子自旋控制器件等等。就材料而言，较之于传统的 Si，III-V族的GaAs材料也成为很多纳米器件的首选材料。因为基于GaAs材料的电子器件在工作频率、功耗和抗辐射干扰能力等方面显示了优于硅材料的更好的电光学特性。虽然现在硅集成电路仍然占据电子器件主流，但是GaAs集成电路确实是有益而且重要的补充，会在未来高质的集成电路上展示广泛的应用前景。

当然纳米器件的制备首先源于具有量子限制效应材料的生长，也就是需要完成从传统半导体材料到量子阱、量子线和量子点材料的生长过渡，它们依次对应于一维、二维和三维尺度上的受限生长。当然具体使这种材料控制生长成为可能的是分子束外延（MBE）和金属有机化学气相沉积（MOCVD）等技术的发明和进步，因为这些技术都能精确控制材料生长到单原子层量级。同时也由于可以人为控制不同维度上的量子受限情况，使得我们有了能带结构工程的概念和应用，比如超晶格和量子阱材料，可以通过裁减其材料层厚和材料化学组分以得到不同的电光学特性。一维受限的量子阱，其电子运动只能视为在一定程度上二维自由运动的电子气，在材料生长方向的运动却受到限制，这导致沿此方向上的能谱的分立。这种分立的能级会使量子阱材料的电光学特性与体材料显著不同。也正基于此，拥有特殊电光学特性的量子阱材料现在已被应用于光探测器，激光等各领域。

本论文研究器件所涉及的是一维受限的量子阱和三维受限的量子点材料。作为一种沿生长方向电子运动受限的量子阱结构其最突出的性质是共振隧穿效应。而三维限制结构的量子点器件则更具有一些独特的性质，比如库仑阻塞。近年来，许多研究尝试着将量子阱和量子点用于微电子和光电子领域。在这篇论文中，我们尝试着综合运用量子阱和量子点以构成一种新型的单光子探测器。

1.2 单光子探测的发展与历史

做为光探测器的一种，单光子探测器是针对微弱光的探测器。这里微弱光的物理标准指的是室温环境下，目标信号光所引发的光电流强度弱于光电检测器的热噪声水平。即使加上一些诸如锁相放大器等微弱信号提取手段，也无法把目标弱光产生的光电流信号从噪声中提取出来。因此针对微弱光的探测，我们需要探寻具有更高光敏感性和信噪比的光探测器。而如何提高这些性能参数，针对光波长的不同探测范围，许多努力都在尝试着。这里我们主要关注单光子探测器。

单光子探测器探测原理的关键点在于利用输出电信号的离散化。具体而言，弱光信号下光子所致的光电流信号不再是连续的，而变成自然离散状态，对此采用脉冲甄别技术或数字计数技术就可以把这种不连续离散的电信号提取出来，从而实现了对光信号的探测。也正由于其电信号具有不连续的离散特点，所以不容易受到探测器自身热噪声与漂移和测量环境背景的影响，线性动态区较宽，信噪比良好。当然单个及少量光子产生的初次光电流信号还是非常微弱的，不足以被脉冲甄别或数字计数器所侦测，

还需要进一步电信号放大。因此一个完整的单光子探测器应当需要包括光吸收、光电信号产生与收集、电信号放大及脉冲甄别或数字计数器等部分。具体而言其侦测过程为：光子信号入射到单光子探测器的光吸收层内，产生光生载流子，然后经过倍增系统放大产生足以侦测到的电脉冲信号，即形成了一个单光子脉冲，最后再通过脉冲甄别或数字计数器以实现单光子的计数和侦测。从所述的原理中可以看到单光子探测器的关键点是倍增系统和相关对于倍增激发的控制。

在此论文中，我们的主要是综合光吸收层、量子点和共振隧穿二极管结构以使其实现对单光子的探测，即实现一种新型的单光子探测器。我们希望未来该器件应用范围不仅能够在红外波段，也能拓展到应用前景广阔的通信波段。首先这里先介绍单光子探测器的一些相关背景。

单光子探测器针对弱光信号，须要求有好的信噪比。当然也由于其对微弱光的特殊探测本领，使得单光子探测器在生物医学、通讯、高能物理等方面有广泛应用。例如我们知道在普通的红外探测方面，如何提高灵敏度一直是相关研究关注的问题，如果制成了针对此波段的单光子探测器，对于少量光子的探测研究也会大有帮助[10]，同时它在诸如医学成像、DNA测序等生物医学的应用就更为广泛。当然最重要的应用是在有别于传统通讯系统的量子通信上面[11][12][13][14]。

单光子探测器对未来的量子通信至关重要的原因在于它是实现量子密钥分配(QKD)技术的关键元件，而量子密钥分配被认为是目前最有可能实现的量子通信技术。较之于传统密码通信，量子通信由于基于的是海森堡测不准原理，所以保密性更好。这种特性也会使这种技术拥有广泛的应用前景。量子密钥分配技术的关键在于要求有性能优质的单光子探测器，而现代半导体技术和新兴纳米量子器件的发展为单光子探测器的研制提供了可能。

主流的单光子器件有单光子计数器和光子数分辨探测器两种技术，而较广泛使用的单光子探测器有光电倍增管(PMT)和雪崩二极管(APD)等等[15]。既然是面对弱光探测，当然就对单光子探测器的量子效率、频谱带宽和响应速度等提出了更高的要求。简言之，我们总是希望单光子探测器在较宽的频谱范围内的量子探测效率尽可能高，暗计数率尽量低，同时尽量避免非光子信号的噪音。其中探测器关键参数也涉及时间分辨率，希望探测到的光子和电信号之间的响应时间尽量为常数和恢复时间尽量短，以之来确保准确和高速的数字信码率。当然要满足所有的条件参数对于一种探测器并非易事，而且很多时候为了将极弱的光子信号提取出来，还需要工作在如液氮液氮等的低温工作

环境。同时为了确保探测到不同波段的单光子信号，还需要改变器件材料，如化学组分和膜厚等参数以适应之。图1.3和图1.4所示即为传统主流的单光子探测器：光电倍增管和雪崩光电二极管单光子探测器。

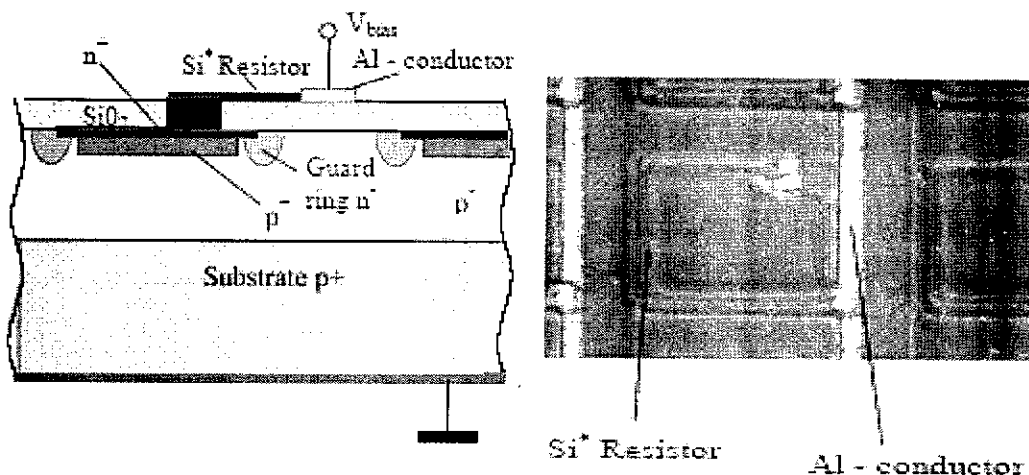


图 1.3 光电倍增管的示意图和实际器件的显微照片 [16]

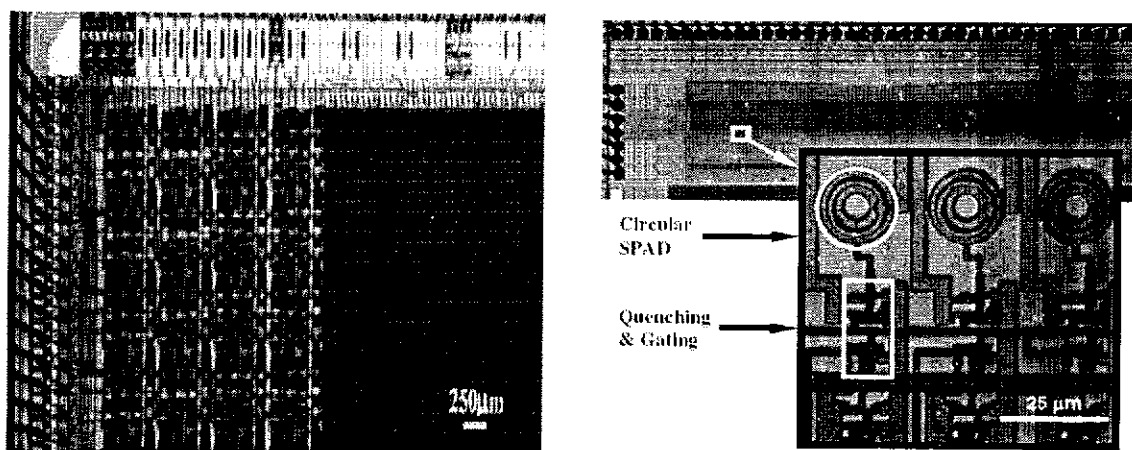


图 1.4 单光子雪崩光电二极管阵列和探测系统图 [17]

下面简单介绍这两种主流的单光子探测器，它们各有其不同优缺点。光电倍增管主要由光电阴极和打拿极构成，利用的是外光电效应所产生的光生载流子和被电场加速至打拿极后引发更多次级电子的倍增现象。其工作步骤为：首先是外光电效应，即光子进入光电阴极引发光生电子，随后光生电子在外加电场作用下加速至打拿极引发数目更多的二次电子，随后这部分电子又在电场加速下运动至下一级打拿极引发更多二次电子发射。当经过多个打拿极后，最后由光电阳极接收并产生脉冲电信号，汇入

计数电路系统。这个系统的关键点在于，当打拿极数目足够多时，二次电子的数目也倍增至足够多，以致可以被电学系统侦测到。但即使有这样的倍增作用，通常对于弱光甚至单光子信号，其产生的光电流信号并不足以使电流连续，即在光电倍增管的输出端我们得到的是离散的脉冲信号。且由于输出端电脉冲的数目与光子数成正比，所以当通过计数电路对电脉冲的计数后也就相应确定了光子的数目，实现对单光子的探测。光电倍增管单光子探测器具有高增益和低噪声等优点；但是它空间分辨率不高、量子效率低、抗外部磁场能力较差，且仅能够工作在紫外和可见光谱范围内[15]。

与光电倍增管单光子探测器不同，雪崩光电二极管单光子探测器利用的则是内光电效应所带来的增益放大现象，即一个光子入射到雪崩光电二极管上本身就可以产生近百对光生电子空穴对的放大作用。当雪崩光电二极管工作在反向偏压下，其耗尽层电场强度也与之同趋势变化，反偏压越高，耗尽层电场强度越强，这个电场对载流子运动的加速作用就越明显。可以想象，当反偏足够高、电场强度足够大，耗尽层中的光生电子空穴对与晶格发生碰撞时，由于加速后的电子空穴对的动能足够大以致可以与晶格碰撞后产生大量的二次电离光生电子空穴对。依次循环不断碰撞产生越来越多的二次电离光生电子空穴对，当足够多时就形成了可侦测的电信号。

但通常雪崩光电二极管的反偏工作电压小于雪崩电压，它会很快就达到饱和状态，其增益率还不足以使计数电路探测到微弱单光子激发产生的光电流信号。所以为避免增益达到饱和，单光子探测器须工作在雪崩光电二极管的“盖革模式”下。在这种模式下，雪崩光电二极管的外加反向偏压大于雪崩电压，此时雪崩增益不再是接近 1000 倍的饱和增益状态，而是接近从理论上讲的增益无穷大。从原理上看这个光子吸收引起的雪崩过程很方便的完成了信号倍增的过程，但是也存在着雪崩工作过程带来的后噪声问题。因为每一次独立接受到的电脉冲信号，来自每一次雪崩二极管被激活后的雪崩工作过程，但是实际上器件很难避免前次雪崩带来的剩余光生电子空穴对的影响，这会导致虚假计数的出现，这就是雪崩二极管作为单光子探测器很难克服的后噪声问题。

所以光电倍增管和雪崩光电二极管虽然各有其优点，但还是难以规避一些不足之处。这主要体现在光电倍增管探测波长无法达到红外波段，通常在探测波长从紫外达到 1050 纳米也就已经截止了，无法满足红外通信波段 1310、1550 纳米等的需要。所以较之于光电倍增管，雪崩光电二极管是红外波段单光子探测器的主流器件，而且在更长波段更多应用的是 Ge-APD 和 InGaAs-APD[18][19][20][21]。但是后噪声问题仍然是难以克服的问题。

面对传统的单光子探测器的不足之处，有必要探测新的探测技术。新的探测技术既需要提高探测效率和灵敏度，也需要规避传统器件的一些诸如后噪音的技术问题。在这个方面有很多努力，近年来的进展是把场效应晶体管与量子点相结合做成新的单光子探测器[22][23]。即用量子点的调控作用与别的具有电流放大作用的器件结合的思路来形成单光子探测器。在2005年英国的Blakesley小组报道了一种基于量子点共振隧穿二极管的新型单光子探测器，如图1.5所示。这个探测器由三部分构成：光吸收层，量子点，共振隧穿二极管。其工作实质是利用量子点调控作用实现对共振隧穿二极管电流的开关控制。这个器件由III-V族GaAs/AlGaAs/GaAs系材料组成共振隧穿二极管，InAs组成量子点并嵌入其中，其探测波长达到850纳米。据能带结构工程知可以通过对材料组分的调节达到对吸收波长的调节。基于此，H. W. Li等人用AlAs/InGaAs/AlAs材料做成同样器件结构的单光子探测器其波长就延长至了1310纳米，我们知道这个波段范围1310~1550纳米的探测范围使得这种器件可用于通讯传输[25][26][27]。

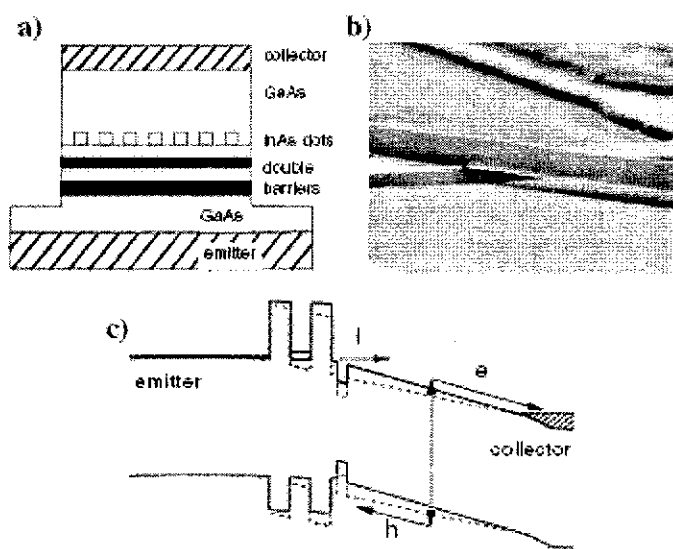


图 1.5 Blakesley 等基于 QDRTD 的单光子探测器器件及原理图[24]

本论文的研究也正是基于此器件结构，即量子点共振隧穿二极管单光子探测器。具体而言它的工作原理是当共振隧穿二极管没有外加偏压时，其发射极的费米能级与量子阱的子能级不一致，当逐渐外加电压时，两子能级之差逐渐缩小，当达到相平状态时有大的隧穿电流形成。但同时我们注意到，即使两子能级之差很小时，这种电流却非常小。

所以可以利用其临界电流隧穿态和电流隧穿态的电流显著差异结合量子点的电流开关作用构成单光子探测器。

我们设想器件现在处于准临界电流隧穿态，器件的光吸收层吸收的光子产生相应的空穴，随后这个光生空穴被共振隧穿二极管附近的量子点俘获所产生的长程库仑势将拉低与其相邻的隧穿共振二极管的电势，使其达到电流隧穿态。简言之，是光生空穴所致的对共振隧穿电流的开关控制作用。关键点是利用了俘获空穴后量子点势能的改变。在共振隧穿的电压工作点，即介于非共振与共振的临界关键状态，仅仅一个光子激发的载流子所引起的量子点充电效应就可改变量子点的势能。紧随这种量子点势能改变，与之相连的共振隧穿二极管势能也随之改变。这种势能的改变足以触发共振隧穿过程，以致形成足够大的可探测电流。从这里我们也可以看到正是通过共振隧穿二极管的电流放大过程，单光子信号变成可探测信号。

当然本论文工作是完成单光子探测器单元器件的制备和理论模拟分析与讨论。我们也知道一个完备的单光子探测系统是包括多单元的阵列结构。理想的探测器包含大量像素阵列，每一个光子所引发的光生电流形成一个 δ 函数，有近 99% 的量子效率。在实际器件中，通常衡量单光子探测器的参数有：量子探测效率、时间分辨率、暗计数等等。其完整的探测过程可以有以下五步组成：1 光耦合进探测器，它通常需要光栅耦合等方式；2 光生载流子的产生过程，也就是被光吸收层吸收的过程，不同材料的光吸收层对应不同波长光子；3 载流子的倍增过程，即完成弱电信号的倍增放大，4 电荷收集和转移过程，5 电荷在读出电路里的数字化过程。

1.3 共振隧穿二极管的发展与历史

作为基于量子点共振隧穿二极管探测器的重要组成部分，此节重点介绍共振隧穿二极管的发展历史。在1973年，Tsu和Esaki发现了超晶格结构中的电流隧穿现象；接着在第二年，Chang等报道了半导体量子阱双势垒结构中的共振隧穿现象[28][29]。这可视为是超晶格和量子阱电子共振隧穿现象的发现研究开端。三十多年过去了，RTD所具有的负阻和电压扫描所形成负阻区的回线双稳态和高速响应的特点使其在电路的紧凑设计，GHz等高频电路等方面有广泛的应用。

RTD本身是由分子束外延(MBE)生长的量子阱结构的垂直量子效应器件，其侧面限制可以通过光刻实现。其器件有源区的面积决定电流大小和功率消耗，通常器件是台面结构。但是在本论文研究中为了实现单光子探测，需要实现亚微米量级的小有源区，

所以采用了空气桥结构。通常的共振隧穿二极管采用的是III-V族半导体异质结材料，它也是第一个投入大规模产业生产的GaAs量子运输器件[30]。

迄今，共振隧穿二极管已经非常成熟的应用于各种电路设计应用中。当然在电学设计上，不同的电学功能应用要求不同的器件设计参数。就电学特性而言，当然希望器件具有尽量小的功耗。而共振隧穿二极管的功耗决定于器件有源区和峰谷电流。减小有源区面积和降低峰谷电流都会是减小功耗的好方法。但是在具体电路设计中，比如在数字逻辑存贮器件应用中，还需考虑降低逻辑电路的误判率与高的峰谷电流比的权衡问题。在对响应速度要求很高的高频器件应用中，还需要考虑共振隧穿二极管的RC带来的充放电时间问题。因此在应用到高速和低功耗电路时需要相应的权重考量[30]。

三十多年过去了，共振隧穿二极管得到了深入研究并在微电子和光电子领域获得了广泛应用。所有这些应用都是基于共振隧穿二极管的两个特殊性能：负微分电阻和负微分电阻区在电压来回扫描时形成的双稳态。图1.6所示为共振隧穿二极管的材料和工作原理简图。

具体来说其工作原理是，当器件的外加偏压不断增加时，发射极的费米能级与量子阱中的子能级的能级差不断缩小，当两子能级相平时，达到共振隧穿态，这是隧穿电流显著增加。其量子力学的解释可认为是当两个子能级相平时，电子波函数将穿透势垒并变得很长达到共振态。

在振荡电路中，RTD常被用来补偿来自于电路中电阻电容电感元件所带来的欧姆损失。同样也因为其临近负阻区的两个稳定态和一个不稳定状态工作点，共振隧穿二极管能够被用于存贮器的逻辑集成电路中，如图1.7所示[31][32][33]。图中也更多例示了它在电路和光子领域的应用[34,35,36,37,38,39,40,41,42]。本论文的单光子探测器就是利用共振隧穿二极管的电流放大作用基础上展开的。

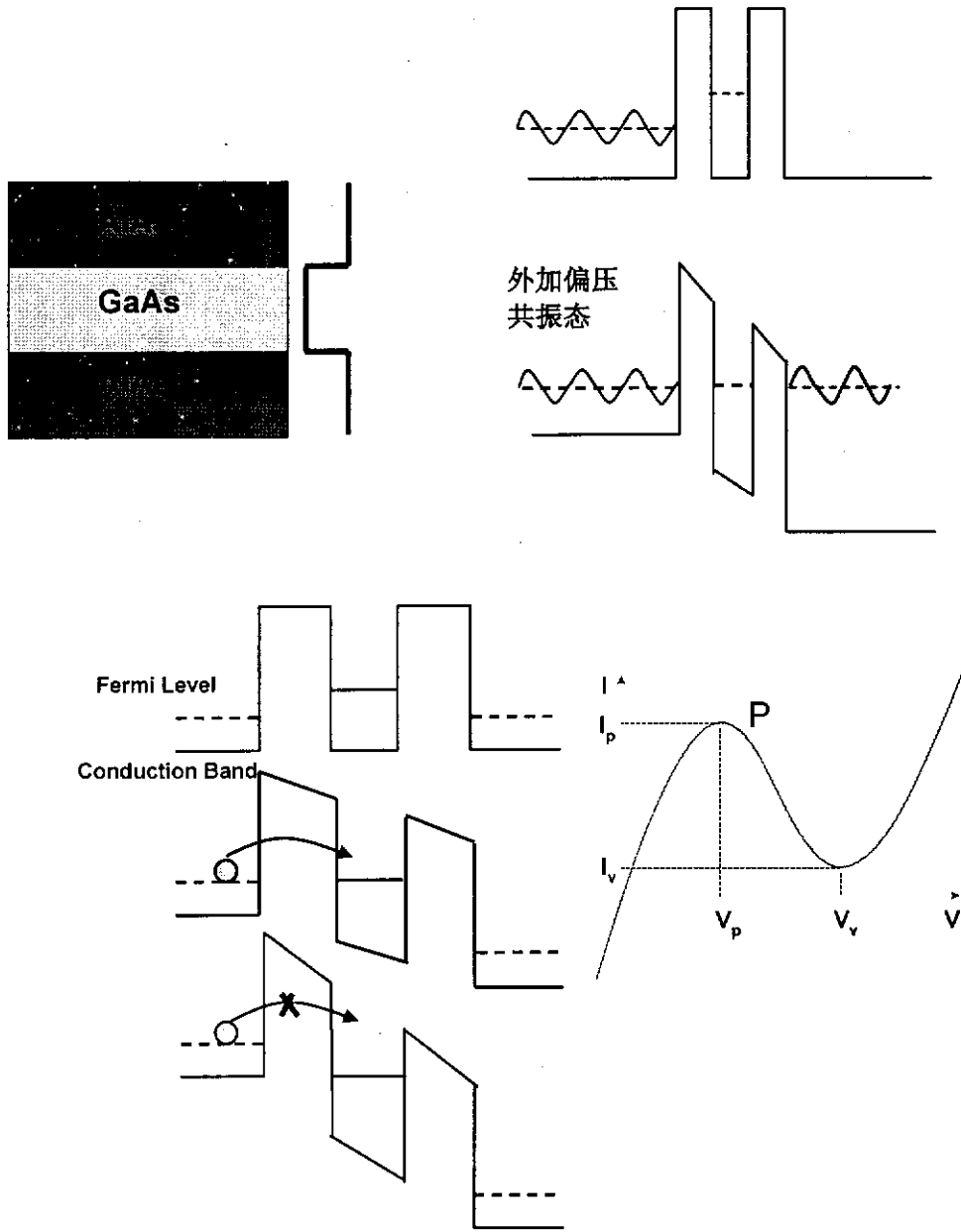


图 1.6 共振隧穿二极管材料和工作原理简图

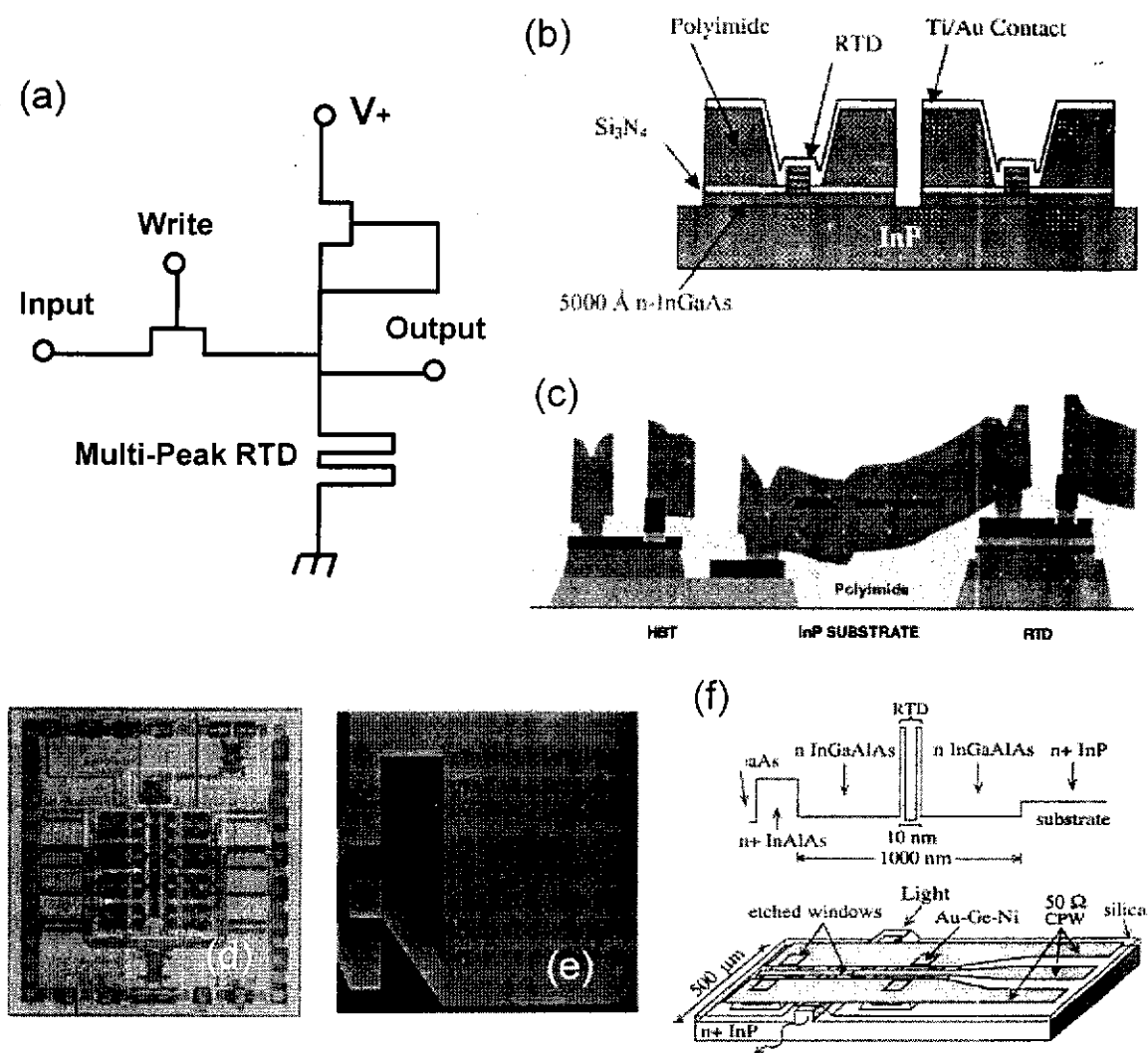


图 1.7 (a)RTD memory; (b)RTD-CMOS; (c)RTD-HBT
 (d)RTD-heterojunction bipolar transistor
 (e)64-element Schottky-collector resonant tunnel diode oscillator array
 (f)RTD optical modulator

参考文献

- [1] G. E. Moore, "Cramming more components onto integrated circuits", *Electronics*.vol.38, no.8, April 19, 1965.
- [2] H. E. Maes, C. Claeys, R. Mertens, A. Campitelli, C. V. Hoof, and J. D. Boeck, "Trends in microelectronics, optical detectors, and biosensors", *Advanced engineering materials*, vol. 3, No.10, p. 781~787, 2001
- [3] S. E. Thompson and S. Parthasarathy, "Moore's law's: the future of Si microelectronics", *Materialstoday*. vol.9, p.20-5, 2006.
- [4] P. K. Chatterjee and R. R. Doering, "The future of microelectronics", *Proceedings of IEEE*, vol.86, p.176-83, 1998.
- [5] P. N. Glaskowsky, "Moore, Moore, and more at ISSCC", *Microprocessor*, p.1~5, 2003.
- [6] Editor: R.Compano, "Technology Roadmap For Nanoelectronics", European Commission IST Programme Future and Emerging Technologies. Second Edition. p.9, 2000.
- [7] M. L. Green, E. P. Gusev, R. Degraeve, and E. L. Garfunkel, "Ultrathin (<4nm) SiO₂ and Si-O-N gate dielectric layers for silicon microelectronics: understanding the processing, structure, and physical and electrical limits", *Appl. Phys. Rev.*, vol. 90, No. 5, 2001.
- [8] J.-F. Eloy, and M. Depeyrot, "Nanometer range: a new theoretical challenge for microelectronics and optoelectronics", *Microelectronics Journal*, Vol. 37, p. 630~634, 2006
- [9] P. A. Gargini, "Sustaining Moore's law-microelectronics, nanoelectronics and beyond", *ISO focus*, p.28~30, 2007
- [10] F. F. Sizov, "Infrared detectors: outlook and means", *Semiconductor physics, quantum electronics & optoelectronics*, vol. 3, No. 1, p. 52~58, 2000.
- [11] N. Gisin, G. Ribordy, W. Tittel, and H. Zbinden, "Quantum cryptography", *Reviews of Modern Physics*, vol.74, p.145-95, 2002.
- [12] P. M. Intallura, M. B. Ward, O. Z. Karimov, Z. L. Yuan, P. See, A. J. Shields, P. Atkinson, and D. A. Ritchie, "Quantum key distribution using a triggered quantum dot source emitting near 1.3 μm ", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 91, p. 161103, 2007.
- [13] C. Gobby, Z. L. Yuan, and A. J. Shields, "Quantum key distribution over 122 km of standard telecom fiber", *Appl. Phys. Lett.* vol.84, p.3762-4, 2004.
- [14] M. A. Jaspán, J. L. Habif, R. H. Hadfield, and S. W. Nam, "Heralding of telecommunication photon pairs with a superconducting single photon detector", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 89, p.031112-1~3, 2006.
- [15] P. Buzhan, B. Dolgoshein, L. Filatov, A. Ilyin, V. Kantzerov, V. Kaplin, A. Karakash, F.

- Kayumov, S. Klemin, E. Popova, and S. Smirnov, "Silicon photomultiplier and its possible applications", *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, vol.504, p.48-52, 2003.
- [16] P. Buzhan, B. Dolgoshein, A. Iiyin, V. Kantserov, V. Kaplin, A. Karakash, A. Pleshko, E. Popova, S. Smirnov, and Yu. Volkov, "An advanced study of silicon photomultiplier", *ICFA Instrumentation Bulletin*.
- [17] E. Charbon, "Towards large scale CMOS single-photon detector arrays for lab-on-chip applications", *J. Phys. D: Appl. Phys.* vol.41, p.094010(9), 2008.
- [18] S. Vasile, P. Gothoskar, R. Farrell, and D. Sdrulla, "Photon detection with high gain avalanche photodiode arrays", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol.45, p.720-723, 1998.
- [19] N. Faramarzipour, M. J. Deen, S. Shirani, and Q.-Y. Fang, "Fully integrated single photon avalanche diode detector in standard CMOS 0.18- μm technology", vol. 55, No. 3, p. 760~767, 2008.
- [20] A. Yoshizawa and H. Tsuchida, "A 1550nm single-photon detector using a thermoelectrically cooled InGaAs avalanche photodiode", *Jpn. J. Appl. Phys.* vol.40, p.200-201, 2001.
- [21] A. Dorokhov, A. Glauser, Y. Musienko, C. Regenfus, S. Reucroft, and J. Swain, "Recent progress on cooled avalanche photodiodes for single photon detection", *J. Modern Optics*, vol.51, p.1351-1357, 2004.
- [22] A. J. Shields, M. P. O'Sullivan, I. Farrer, D. A. Ritchie, R. A. Hogg, M. L. Leadbeater, C. E. Norman, and M. Pepper, "Detection of single photons using a field-effect transistor gated by a layer of quantum dots", *Appl. Phys. Lett.* vol.76, p.3673-3675, 2000.
- [23] B. E. Kardynal, S. S. Hees, A. J. Shields, C. Nicoll, I. Farrer, and D. A. Ritchie, "Photon number resolving detector based on a quantum dot field effect transistor", *Appl. Phys. Lett.* vol. 90, p.181114(3), 2007.
- [24] J. C. Blakesley, P. See, A. J. Shields, B. E. Kardynal, P. Atkinson, I. Farrer, and D.A. Ritchie, "Efficient single photon detection by quantum dot resonant tunneling diodes", *Phys. Rev. Lett.* vol.94, p.067401-4, 2005.
- [25] H. W. Li, P. Simmonds, H. E. Beere, B. E. Kardynal, P. See, D. A. Ritchie, and A. J. Shields, "Optimisation of quantum dot resonant tunnelling diodes for fibre wavelength detection", *phys. stat. sol.(c)*, vol.3, p.4035-8, 2006.
- [26] H. W. Li, P. Simmonds, H. E. Beere, B. E. Kardynal, D. A. Ritchie, and A. J. Shields, "Quantum dot resonant tunneling diodes for telecom wavelength single photon

- detection", Proc. of SPIE, vol.6766, p.67660N-1-6, 2007.
- [27] H. W. Li, B. E. Kardynal, P. See, A. J. Shields, P. Simmonds, H. E. Beere, and D. A. Ritchie, "Quantum dot resonant tunneling diode for telecommunication wavelength single photon detection", Appl. Phys. Lett. vol.91, p.073516(3), 2007.
- [28] R. Tsu and L. Esaki, "Tunneling in a finite superlattice", Appl. Phys. Lett. vol.22, p.562-564, 1973.
- [29] L. L. Chang, L. Esaki, and R. Tsu, "Resonant tunneling in semiconductor double barriers", Appl. Phys. Lett. vol.24, p.593-595, 1974.
- [30] Editor: R. Compano, "Technology Roadmap For Nanoelectronics", European Commission IST Programme Future and Emerging Technologies. Second Edition. p.27, 2000.
- [31] A. C. Seabaugh, Y.-C. Kao, and H.-T. Yuan, "Nine-state resonant tunneling diode memory", IEEE Electron Device Letters, vol.13, p.479-481, 1992.
- [32] J. I. Bergman, J. Chang, Y. Joo, B. Matinpour, J. Laskar, N. M. Jokerst, M. A. Brooke, B. Brar, and E. Beam, "RTD/CMOS nanoelectronic circuits: thin-film InP-based resonant tunneling diodes integrated with CMOS circuits", IEEE Electron Device Letters, vol.20, p.119-122, 1999.
- [33] S. Thomas, D. H. Chow, K. Kiziloglu, C. H. Fields, M. Madhav, and A. Arthur, "Planar integration of heterojunction bipolar transistors and resonant tunneling diodes", J. Vac. Sci. Technol. B, vol.18, p.2452-2456, 2000.
- [34] T. P. E. Broekaert, B. Brar, J. P. A. van der Wagt, A. C. Seabaugh, F. J. Morris, T. S. Moise, E. A. Beam, and G. A. Frazier, "A Monolithic 4-Bit 2-Gsps resonant tunneling analog-to-digital converter", IEEE J. Solid-State Circuits, vol.33, p.1342-1349, 1998.
- [35] M. Reddy, S. C. Martin, A. C. Molnar, R. E. Muller, R. P. Smith, P. H. Siegel, M. J. Mondry, M. J. W. Rodwell, H. Kroemer, and S. J. Allen, Jr., "Monolithic Schottky-collector resonant tunnel diode oscillator arrays to 650 GHz", IEEE Electron Device Letters, vol.18, p.218-221, 1997.
- [36] E. R. Brown, J. R. Soderstrom, C. D. Parker, L. J. Mahoney, K. M. Molvar, and T. C. McGill, "Oscillations up to 712 GHz in InAs/AlSb resonant-tunneling diodes", Appl. Phys. Lett. vol.58, p.2291-3, 1991.
- [37] K. M. Indlekofer, A. F orster, and H. Luth, "Density-matrix description of a quantum dot system with variable lateral confinement in the single-electron tunneling regime", Physica B, vol.314, p.499-502, 2002.
- [38] S. Sen, F. Capasso, A. Y. Cho, and D. L. Sivco, "Multiple-state resonant-tunneling

- bipolar transistor operating at room temperature and its application as a frequency multiplier”, IEEE Electron Device Letters, vol.9, p.533-5, 1988.
- [39] J. P. A. van der Wagt, “Tunneling-based SRAM”, Proceedings of The IEEE, vol.87, p.571-95, 1999.
- [40] P. Mazumder, S. Kulkarni, M. Bhattacharya, J.-P. Sun, and G. I. Haddad, “Digital circuit applications of resonant tunneling devices”, Proceedings of The IEEE, vol.86, p.664-86, 1998.
- [41] T. S. Moise, Y.-C. Kao, C. L. Goldsmith, C. L. Schow, and J. C. Campbell, “High-speed resonant-tunneling photodetectors with low-switching energy”, IEEE Photonics Technology Letters, vol.9, p.803-5, 1997.
- [42] J. M. L. Figueiredo, A. R. Boyd, C. R. Stanley, C. N. Ironside, S. G. McMeekin, and A. M. P. Leite, “Optical modulation at around 1550 nm in an InGaAlAs optical waveguide containing an InGaAs/AlAs resonant tunneling diode”, Appl. Phys. Lett. vol.75, p.3443-5, 1999.

第二章 共振隧穿二极管实验

为了制成基于量子点共振隧穿二极管的单光子探测器,需要三个阶段的实现目标的达成。第一步是制成共振隧穿二极管;第二步是制成量子点共振隧穿二极管,由于此步器件材料也生长了光吸收层,所以可看作简单的单光子单元器件;第三步是搭建单光子探测器系统。基于单光子探测器的电学和光学特性实验后,期望可以获得台阶状的光响应电流时间曲线,则我们就可实现真正意义上的单光子探测。首先是制成空气桥结构的共振隧穿二极管的介绍,因为这是走通单光子探测器工艺结构的至关重要的一步。因为要制成单光子探测器,需要器件的有源区非常小,选择合适的器件结构就显得非常重要了。但是在做器件之前,需要进行材料生长。由于共振隧穿二极管是量子阱结构,所以在此选用分子束外延进行材料生长。在完成材料生长后是器件制程工艺实验,这一步是本论文实验工作的重点,将重点予以介绍。因为我们知道单光子探测器要求有源区面积非常小以至尺寸达亚微米量级,传统的台面工艺将不再适用,必须采用空气桥结构。而如何用传统半导体工艺实现器件空气桥结构就成为制程工艺主要考量的问题。在完成器件制备后,将是对器件进行电学测量,它不仅是后续光探测实验的电学基础,也解释了一些电学现象。本章将详细叙述关于共振隧穿二极管的这三部分实验。

2.1 材料生长

由于本论文器件涉及生长共振隧穿二极管,它是一种利用材料生长方向一维受限的量子阱器件,是一种极薄层的半导体异质结结构器件。用普通的融体生长晶体的方法已不适用,因为无法精确控制材料生长膜厚到达单原子层量级和掺杂浓度,而共振隧穿二极管的穿隧系数又对膜厚和掺杂浓度非常敏感,仅仅是一个原子层的厚度涨落就会给电子隧穿状态带来较大改变,因此我们必须采用可以精确控制材料生长的方法。

通常晶体生长需要控制膜层厚度在单原子层量级,同时也需要变换薄层生长材料时,即生长通常的超晶格结构时,就需要用到分子束外延(MBE)和金属有机化学气相外延(MOCVD)技术。外延工艺中,衬底材料代替了传统融体生长的晶体籽晶,可以在原来的衬底上生长另外的膜层晶体,且膜层厚度可到单原子量级。如果衬底材料和生长的晶体膜层材料一致,则称为同质外延,反之则称为异质外延。外延生长是一种非常有效且应用广泛的获得半导体薄层材料的方法。与传统融体生长的不同与优越之处在于其外延生长温度可远低于熔点,对生长材料的厚度控制可达单原子层量级,而且对于层厚和

掺杂浓度和界面尖锐度的也可精确控制。

根据半导体能带结构工程，我们可以通过变换薄层材料的化学组分和膜厚来裁剪材料结构以使其得到我们所需的电光学性质。而且在薄层材料中，因为在生长方向上电子的运动受到限制，表现出了明显的量子限制效应，所以在这种超晶格结构材料中的电子传输行为与传统的体材料中的传输表现了很大的不同。

外延技术通常有分子束外延(MBE)和金属有机化学气相沉积(MOCVD)两种。这里介绍分子束外延技术，本论文器件的材料生长就采用分子束外延生长，它是一种超高真空条件下的物理气相沉积方法。此项技术在1968年由贝尔实验室发明，70年代以来逐渐发展成熟，现在已经成为制备单层和多层薄膜的重要技术。它的原理就是在超高真空系统环境中，使不同分子或原子束以一定热运动速度和束流强度喷射到被加热的衬底表面上，并与衬底晶体表面成键形成外延晶体薄膜层，它的特点是外延层厚度和性质均匀[1]。目前MBE已经被广泛用于生长III-V、II-VI、IV-VI族半导体超晶格异质结，本论文研究中的器件正是用它来生长III-V族的GaAs/AlAs系材料。由于共振隧穿二极管的电光学特性对膜厚和掺杂扩散等极为敏感，所以对生长方法的要求比较严格。而分子束外延刚好适应了这种需要。因为分子束外延的优点就在于：一是高真空外延生长环境带来的材料高纯度，其二是慢速生长率带来的外延层厚度的精确控制，通常每十秒生长一个原子层的速率使得对亚单原子层的控制成为可能；其三是低温生长带来的外延层界面的尖锐变化。因为低温生长减少了界面扩散，使我们可以得到界面变化尖锐的精细结构。所以分子束外延技术可以用来成长对膜层材料要求严格的半导体异质结结构，这样的膜层异质结构可以有效限制电子的运动，使其显示二维电子气的行为。

具体操作时，须避免杂质原子对外延层和衬底的污染。这就对衬底的洁净、源的纯净和分子束外延工艺设备的超高真空状态提出了较高要求。只有保持高真空状态，才可以确保从束流源出来的分子束到达待外延的衬底前不会被散射。通常的分子束外延的装置如图2.1所示，其最重要的是外延生长室，它通常由分子束源炉及配套快门挡板，样品支架、电离规和反射高能电子衍射仪(RHEED)等组成[3][4]。

具体MBE生长室中分子束源原子的生长原理可以通过图2.2说明之。MBE其基本原理在于束源炉出来的一定速率的分子束可以无散射的运动，本来即使碰到洁净的物质表面也有足够动能在其表面自由移动，但是现在这个物质表面由特殊的与分子束的化学和晶格常数相匹配的衬底组成，于是分子束就停留在其晶格点阵上成键，发生化学反应生成外延层。分子束外延是一种受材料生长动力学控制的非平衡态生长：束源炉入射组分

原子或分子在衬底上发生化学和物理的吸附、迁移和分解，然后是与衬底晶格点阵的结合或形成核的后续生长。MBE的生长速度非常缓慢，通过控制生长源的蒸发速率，可使其一层紧接一层的可控生长。在整个过程中其外延层的生长速率由入射组分原子或分子于衬底表面的粘附系数决定，具体对于 III-V 族 GaAs 材料，主要取决于表面附着系数为 1 的 III 族 Ga 材料的沉积速度，而因为 V 族 As 材料的粘附系数趋于零，所以 As 应保持过压。

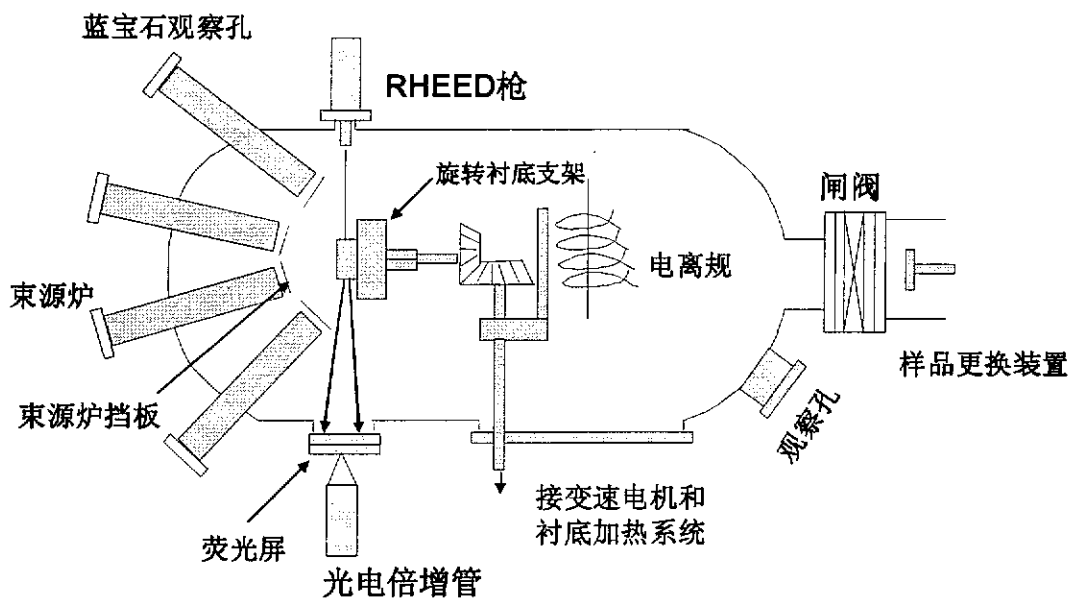


图2.1 MBE系统生长室简图[2]

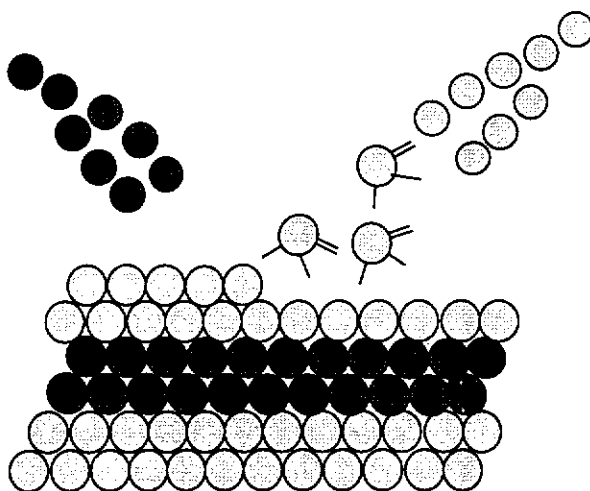


图2.2 MBE晶体原子层生长示意简图

本论文的器件材料生长是 III-V 族的 GaAs/AlAs/GaAs 隧穿共振二极管结构, 生长工艺步骤如图 2.3 所示。

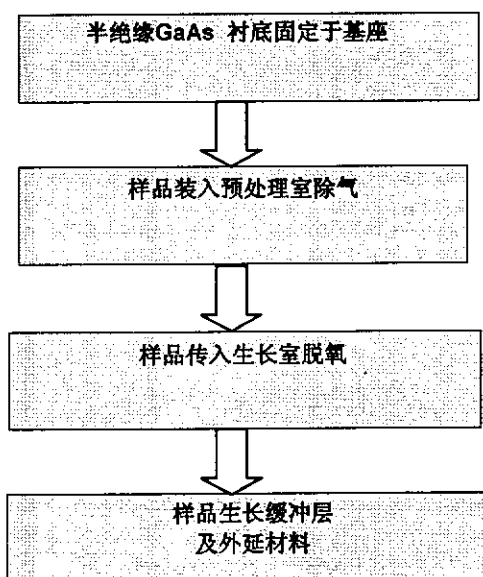


图 2.3 GaAs 基共振隧穿二极管材料分子束外延工艺流程简图

其中针对共振隧穿二极管特殊的电学特性和后续器件工艺的简洁, 在本项目中我们的材料参数为如图 2.4 所示。当然在材料参数的设计上首先考虑到本征 RTD 双势垒和其间的量子阱的参数设计, 因为器件电光学特性对 RTD 的材料组分, 如势垒、势阱、能带边势差和厚度非常敏感。在这里经过理论和多次实验试验, 取势垒势阱宽度分别为 3 与 8 纳米, 这时的穿隧几率可以达到最高。当然从后面的器件电学测量实验中, 我们仍然看到即使材料设计参数是一样的, 在具体的外延生长中还会有局部的参数涨落漂移的情况。即使是同一次生长的层高也并不是绝对等值, 但是总体来说分子束外延技术还是确保了同片材料大面积范围的等高同质均匀性。为了确保器件的性能, 还必须确保势垒和势阱不被其他层的掺杂载流子的扩散所影响。

为此我们生长了 20 纳米的 Spacer 层。因为要确保器件 AlAs 势垒和 GaAs 势阱层的纯净, 即不被掺杂原子污染是非常重要的, 这涉及到电子的传输不会受到严重的散射, 保持一种较好的弹道运输的模式。新增了 400nm GaAs buffer 一层, 是为了 MBE 生长时的表面更平整, 更少缺陷。当然其他层的材料厚度和材料组分也会有所调节以确保可以器件工艺的可行和简洁。诸如 AlAs 化学腐蚀阻挡层厚的设计, 这对于我们得到完整的空气桥结构至关重要。至于衬底厚度的选择, 也倾向于选用较厚的衬底, 因为这涉及到

后续会有多步器件制程工艺，较厚的衬底厚度会增加成功率。

230nm	n-GaAs
20nm	undoped GaAs
3nm	AlAs barrier
8nm	GaAs well
3nm	AlAs barrier
20nm	undoped GaAs
430nm	n-GaAs
15nm	AlAs etch stop
400nm	GaAs buffer
GaAs	Substrate

图 2.4 共振隧穿二极管的材料设计参数表

2.2 共振隧穿二极管器件工艺实验

本论文的最终目标是制备单光子探测器，其最大的难点在于单元器件结构的制备。因此我们首先第一步是实现共振隧穿二极管的单元器件的制备和电学测量，这一步走通了，就意味着整个单光子器件制备工艺的走通。器件制备完成后的电学测量结果也为后续的单光子测量做了基础与铺垫。要实现 RTD 的电光学测量，需要经过生长材料，器件流片，器件封装和电光学测量等步骤，具体为如图 2.5 所示。

在完成共振隧穿二极管器件制备后，可以采用新的材料，如在上面生长量子点形成量子点共振隧穿二极管，再在其上生长光吸收层，则可以做成单元的单光子探测器件。当然还会涉及到从单元到一二维阵列器件的扩展。但是毋庸置疑，第一步在简单的共振隧穿二极管材料基础上制备器件的空气桥结构确是极其重要的一步。以后即使材料有所变化，诸如势垒势阱材料厚度、化学组分甚至引入量子点和不同的光吸收层，器件的基本制程工艺都不会有太大的变动。但是寻找一种合适的制程却需要反复的工艺实践。总体来说，对于制程工艺，我们总的原则是在确保器件制备成功率的同时，工艺尽量简单、

步骤尽量简洁、工艺具有可重复性、制程工艺条件尽量可控，尽量排出不可控因素的影响。而且另一条原则是无论是合金化还是刻蚀过程等都不应该对器件材料结构造成二次损伤。

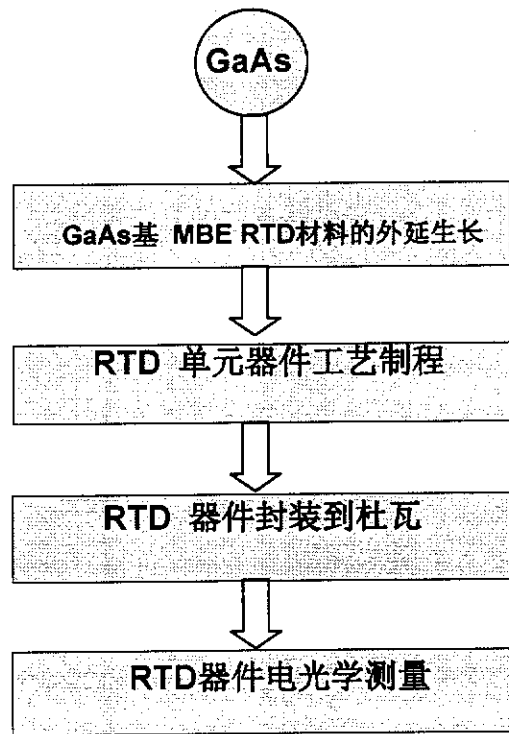


图 2.5 器件材料工艺测量流程图

因为要实现有源区的亚微米量级的尺寸大小，且必须可以外加电压和通光测量，这用通常的台面结构是行不通的。要能够使有源区可以通光而不用直接在其上沉积金属，即免于有源区表面层的合金化过程，又可以引出适当电极做电光学测量，这要求寻找器件结构为空气桥的解决之道。

这里需要再次强调为了得到高质量的 RTD 和实现单光子探测，需要将有源区做的尽量小。因为 MBE 长出的片子会有局部原子层的涨落，当器件面积减小时，这种涨落会趋小。而且单光子探测是实现对单个光子的探测，更要求小的有源区面积。这也可以进一步解释本论文器件制备中规避采用传统台面工艺的原因。台面工艺是自从共振隧穿二极管诞生以来一直广泛采用的成熟器件结构，但这里要达成单光子探测，台面工艺却不适合。为什么不适合？首先来看一个台面结构的简图，如图 2.6 所示[5][6]。因为传统的 RTD 并不对有源区面积大小尺寸提出严格的要求。在这里欧姆接触区即为有源区面积，具体工艺是上电极被当作隔离下电极的掩模版。但是台面结构的欧姆接触和引线本

身尺寸等特点使得有源区不可能做的太小，因为通常的金丝引线尺寸也在数十微米量级。已知的最小共振隧穿二极管台面结构的有源区面积大概在 $5 \times 5 \mu\text{m}^2$ 左右。而且如果在台面上沉积金属与合金化的过程很可能会损伤到本征的势垒和势阱层结构，因为合金的过程本身会深入到表面层下的近百纳米的地方。

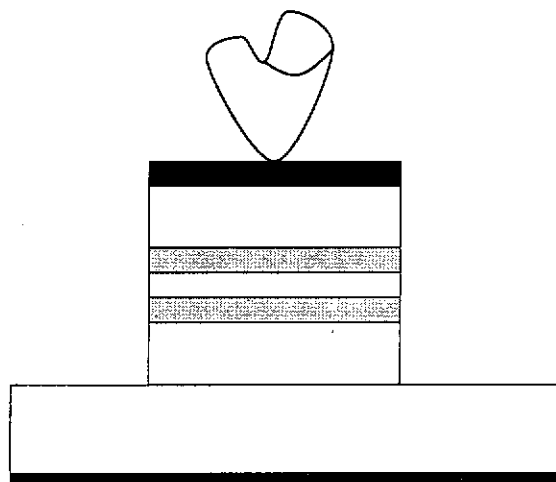


图 2.6 台面结构的共振隧穿二极管结构图 [5][6]

如何找到有别于台面结构的新思路作出小的有源区面积的器件。上下电极交互结构的空气桥结构是一个可行的办法。传统空气桥的实现用微机械 MEMS 工艺实现，但是虽有源区面积可制备到小至亚微米尺度，但要在其上沉积金属掩模，再用反应离子刻蚀，还需添加起电隔离作用的绝缘介质和沉积金属层以形成欧姆接触区。[7][8][9][10][11][12]。其缺点是反应离子刻蚀对膜层的轰击作用会伤害到材料本身，并进而影响其电光学特性。而且在本实验中这种工艺过于复杂且难于实现未来对光的吸收。我们首先要保证有源区不被任何金属层所覆盖。

在 1996 年，J. Wang 等提出一种用普通光刻和化学腐蚀的方法来构建空气桥的工艺来实现 RTD 的制备，这种新的器件结构优点是可将器件有源区尺寸做到亚微米量级 [13]。这种结构恰好可以符合制造单光子器件的需要。在 2005 年，Blakesley 等也是采用此种空气桥技术实现单光子探测的器件制备，这种采用化学腐蚀形成的空气桥不存在反应离子刻蚀，不会伤害到材料本身，且有源区不沉积金属，利于通光，这为后续的单光子探测提供了器件前提 [14]。更由于采用传统的半导体工艺制作，工艺简洁，利于提高制程成功率。在此我们也试着摸索出制备它的工艺条件。

因此在本实验中，我们采用了传统的微电子工艺，即采用传统的光刻和化学腐蚀，调节实验条件以实现工艺桥的目的。由于器件有源区为上下电极相交的部分构成，所以

上下电极和悬空桥的工艺实现就成了制程的重点。当然用化学腐蚀实现对桥的掏空又成了难点。图 2.7 所示为器件的工艺结构图，从中可以看出光刻配合化学选择性腐蚀造成的材料分层结构将是这个工艺的关键点。由于器件的有源区面积近亚微米，已经非常小，而我们又采用通常的半导体工艺，即普通光学光刻和化学腐蚀等等，这种差异意味着对工艺条件的控制是非常敏感的。无论是正反光刻胶的选择和前烘、化学溶液的纯度选择、浓度和温度控制，溶液反应的均匀性和速度的相匹配都需要做细致的控制。

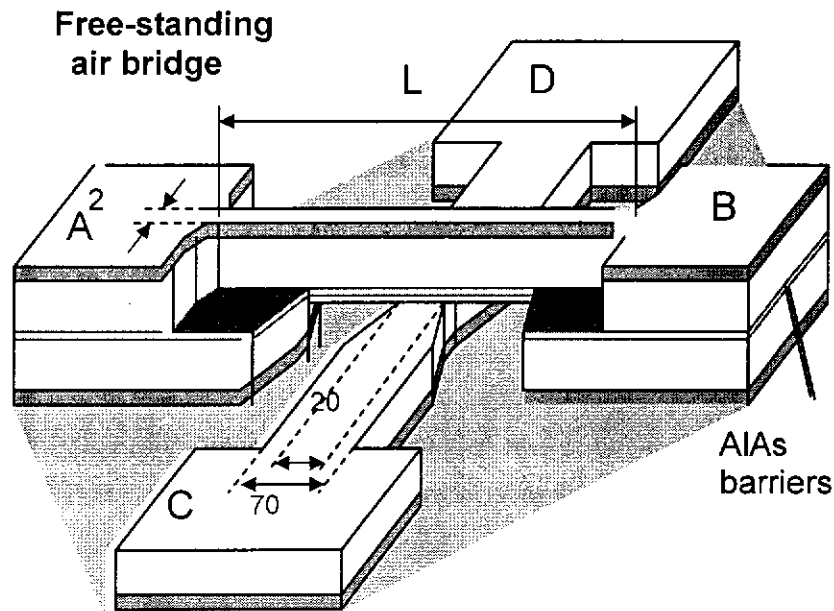


图 2.7 共振隧穿二极管器件工艺结构图

首先分析 III-V 族材料机械特性，不同于硅材料，它更易形成大的材料晶格缺陷，所以更易脆断，机械弹性更低。这都是我们在制作空气桥必须考虑的因素。制作工艺具体为要得到上下电极所形成空气桥，化学腐蚀是关键，正是通过化学腐蚀掏空部分上电极层，形成除有源区外的悬浮桥结构。这里用空气代替了绝缘介质，使得电流可以通过上电极桥流向中间有源区再流向下电极桥。

具体步骤为：光刻并腐蚀相关部分形成 $1\ \mu\text{m}$ 左右宽的上电极，然后进一步光刻和腐蚀形成下电极和空气桥结构。最后是光刻欧姆接触、蒸金和合金化过程。具体过程如图 2.8 所示。首先需要制作光刻版，在光刻版的设计上遵循的原则是：尽量减少套刻和光刻版数量，而且涉及到光刻后腐蚀的各向异性，所以对光刻版的图案会有几种不同取向。即使对于套刻，如何用最简单的标记使得下一步套刻不仅简单清楚易于辨识，还能

增加套刻精度，这都是需要考虑的问题。制版完成后，就是对 MBE 生长好的片子进行清洗，彻底的化学和超声清洗对于光刻胶的粘度和后续空气桥结构的形成起了重要作用。如果有大的灰尘颗粒或油污附着在片子上，后续的腐蚀工艺会受到较大影响，诸如降低阻挡层抗腐蚀程度或甚至造成空气桥塌陷断裂等现象。旋涂光刻胶、前烘、光刻和后烘等过程对于器件的形成很重要，其中前烘和煎膜都是挥发掉光刻胶溶剂的过程，这对温度和时间的选择比较敏感。光刻功率和曝光时间需要反复试验以选择一个合适值，曝光不够或过度曝光都会使光刻线条不够齐整，影响后续工艺。在一系列光刻和化学腐蚀完成空气桥基本制作后，是欧姆接触的制备，这里为了避免对器件材料的损伤，我们没有采用溅射的方法，而是采用真空蒸发镀膜的方法蒸上金属并对其合金化。这种蒸镀金属的方法虽然不损伤下层材料，但是其厚度控制却并不是很准确。当然这里欧姆接触的形成对蒸镀金属的厚度不是非常敏感。

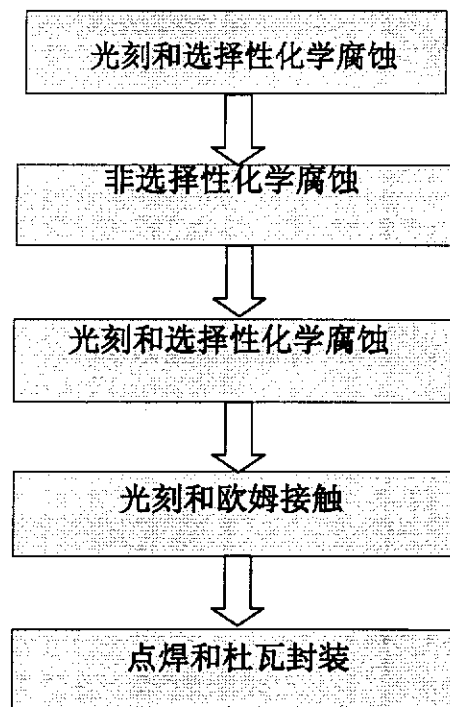


图 2.8 器件流片工艺流程图

湿法化学腐蚀在半导体工艺中广泛应用，其主要工作过程是化学反应试剂通过扩散方式到达待腐蚀的材料表面，然后是与之发生化学反应，最后是反应生成物通过扩散离开表面。本实验也是选用化学腐蚀实现空气桥的制作。当然牺牲层的选择和阻挡层的选择是化学选择性腐蚀成功的关键，也是整个器件成功的关键。要在合适的时间里获得理想的腐蚀结果，需要选择合适腐蚀速率比的牺牲层和阻挡层。在 MEMS 等纳米器件制

作中，这也是比较有效的工艺，图 2.9 所示为常见的阻挡与牺牲层的腐蚀液列表[15]。当然刻蚀速率因为各项异性，不同面的腐蚀速率会有差异。本论文实验工艺中选用的选择性腐蚀液为 $\text{NH}_4\text{OH}:\text{H}_2\text{O}_2$ ，溶液体积比为 5:95。它只刻蚀 GaAs，并不刻蚀 AlAs[13]。换言之，当腐蚀液接触到 AlAs 层时，该层成了腐蚀的阻挡层，但是腐蚀液继续仍侧向腐蚀 GaAs，掏空侧壁并形成上电极桥。当然这种侧蚀也有方向性选择，对于闪锌矿晶体结构的 GaAs，它更容易将 $\langle 111 \rangle$ 面暴露在空气中。且由于 $\langle 111 \rangle$ 镓晶面与 $\langle 111 \rangle$ 砷晶面的表面活性差异较大，所以腐蚀液对砷常容易形成抛光的表面，对镓的腐蚀却腐蚀速率很慢且倾向于产生晶格缺陷[15]。

实际光刻中，为了加快这种侧蚀作用，将光刻掩模版的图案平行于 GaAs 的自然解理面 (110)，这使得腐蚀后的空气桥有源区侧壁平整光滑。当然在形成下电极桥时也涉及非选择性腐蚀，腐蚀液的配比为 3:1:50 的 $\text{H}_3\text{PO}_4:\text{H}_2\text{O}_2:\text{H}_2\text{O}$ 。

为了更快将反应生成物和反应所产生气泡带出，以致不会堵塞反应表面，加速空气桥的侧蚀过程，本实验不是采用通常的将腐蚀溶液喷洒在器件上的方法，而是放置于溶液烧杯中，并采取水浴加温或浸泡在冰水混合物的更大容器中调节温度的方法控制腐蚀反应速度。因为此处溶液温度对于化学腐蚀的反应速率非常敏感。同时为了确保溶液反应的均匀性，可以加搅拌器使其反应均匀。从工艺制程完成后的器件电子扫描显微镜 SEM 图 2.11 中，可以看到有源区侧壁平整光滑。

阻挡层	牺牲层	腐蚀剂
GaAs	$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, $x \geq 0.5$	$\text{HF}:\text{H}_2\text{O}$
	$\text{Al}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$	$\text{HCl}:\text{H}_2\text{O}$
	$\text{In}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{P}$	$\text{HCl}:\text{H}_2\text{O}$
	$\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{P}$	$\text{HF}:\text{H}_2\text{O}$
$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, $x \geq 0.4$	GaAs	$\text{NH}_4\text{OH}:\text{H}_2\text{O}_2$
$\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$	GaAs	succinic acid: NH_4OH
	GaAs	$\text{C}_6\text{H}_8\text{O}_7:\text{H}_2\text{O}_2:\text{H}_2\text{O}$

图 2.9 常见的阻挡与牺牲层的腐蚀液列表 [15]

当然在欧姆接触的制作中，我们选用了 Lift-Off 剥离工艺进行电极金属沉积，这个

具体工艺过程如图 2.10 所示[16]。它是先用正性光刻胶在衬底上形成图案，再蒸发金属层覆盖光刻胶与衬底，再利用光刻胶会溶解于一定的腐蚀溶液，导致覆盖在光刻胶的薄膜被剥离掉，这就剩下我们需要的金属电极。当然蒸金和合金化形成欧姆接触的过程也需要对实验条件进行一些调整[17][18][19][20]。

因为器件有源区接近亚微米量级，对工艺条件比较敏感。所以制程中的工艺难点是：工艺步骤及次序的确定；光刻板器件参数和光刻条件的选择（套刻）；化学腐蚀条件的选择；Lift-off 剥离工艺的条件选择；键合封装工艺的选择；材料参数与工艺关系。图 2.11、2.12是我们实验最后制得的共振隧穿二极管器件在SEM电子扫描显微镜和普通光学显微镜下的图片。

图 2.13 为器件点焊键合后的图片，从这个图片可以看出上下电极的大小是合适的，比点焊区更大一些的电极会使工艺上更容易实现一些。

在本工艺实验中，设计了两套光刻板，一套是掏空空气桥的沟道为米字型，另一套是十字型。总的来说从工艺的难度和稳定程度，米字形的工艺更容易实现。但是从实际来说，十字型也可以给一些不同的工艺尝试。图2.14即为采用这种十字型的器件图片。

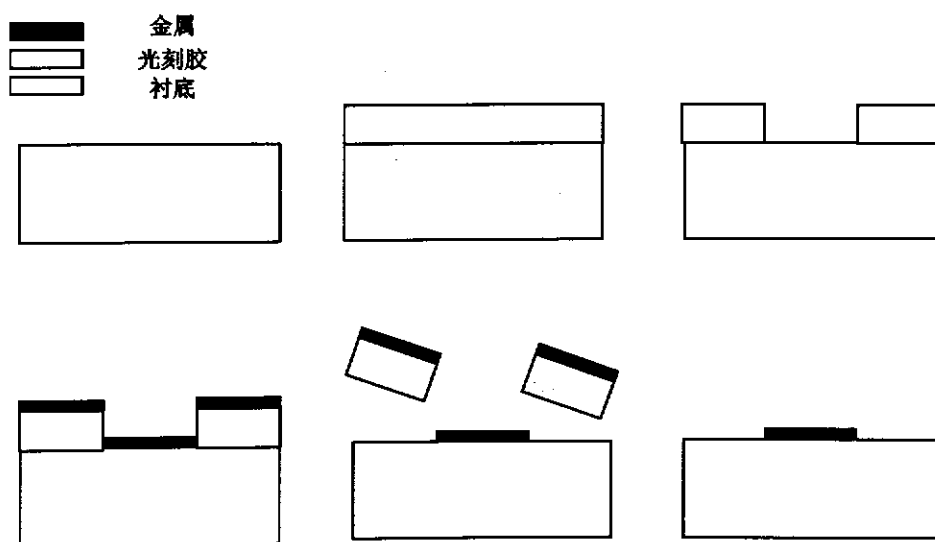


图 2.10 Lift-off 工艺简图 [16]

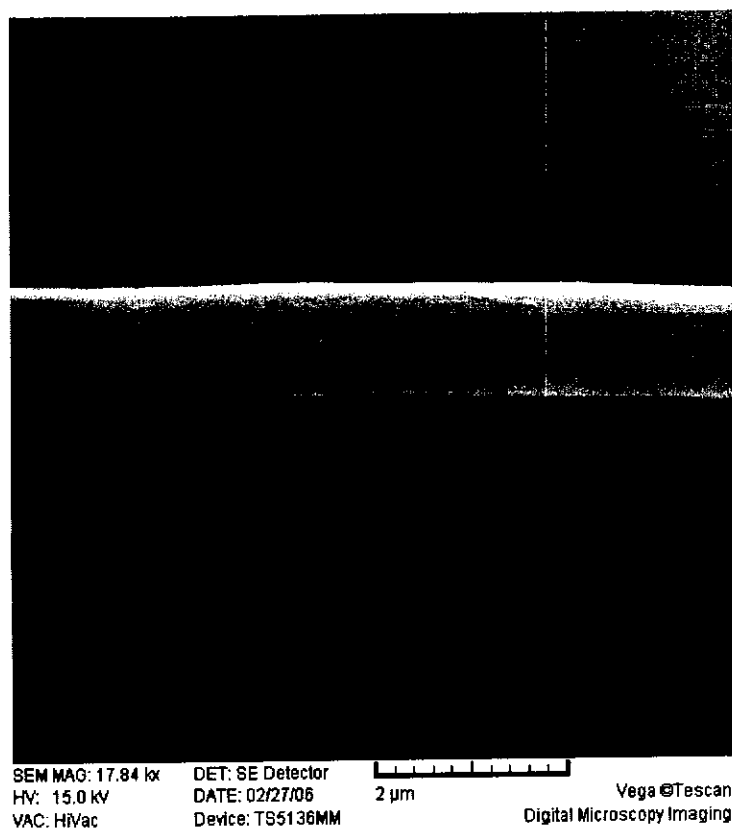
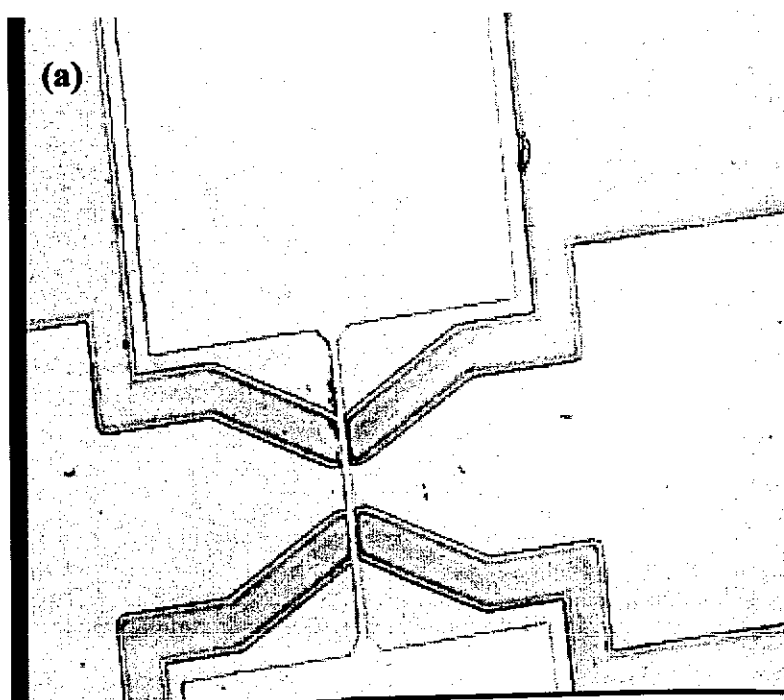


图 2.11 共振隧穿二极管器件在 SEM 电子扫描显微镜下的图片



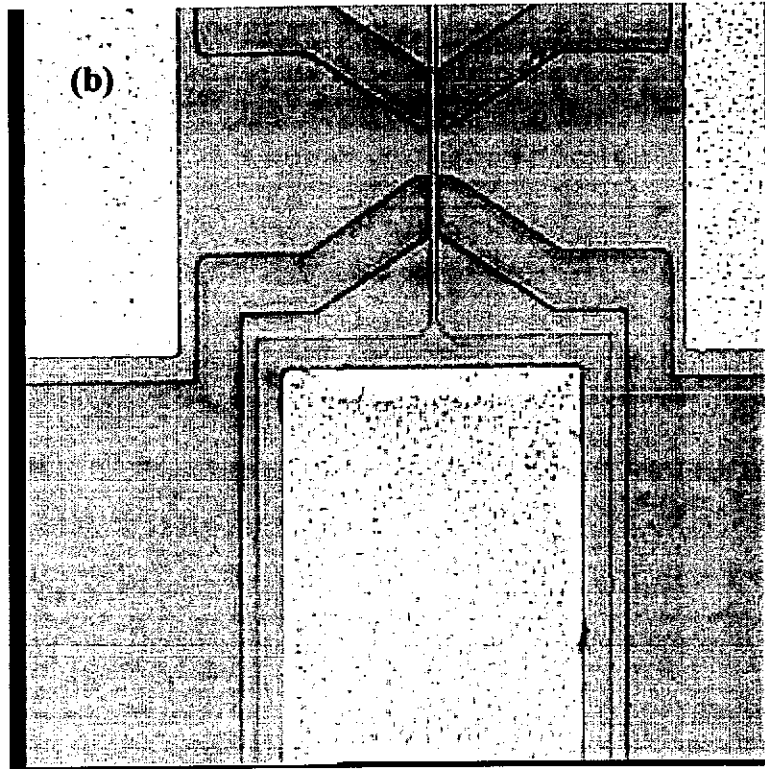


图 2.12 共振隧穿二极管器件在普通光学显微镜下的图片
(a)电极未蒸金和合金化；(b)电极完成蒸金和合金化

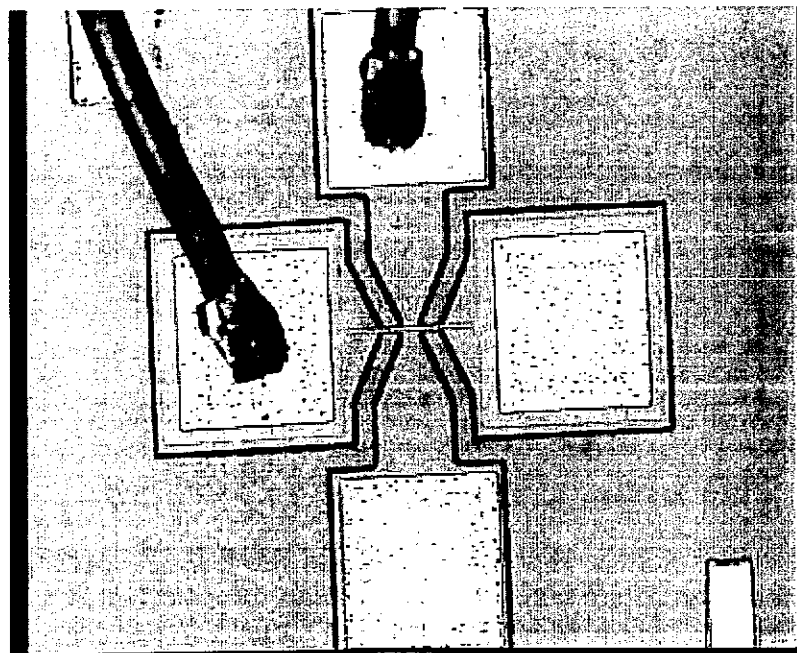


图 2.13 器件点焊键合后的图片

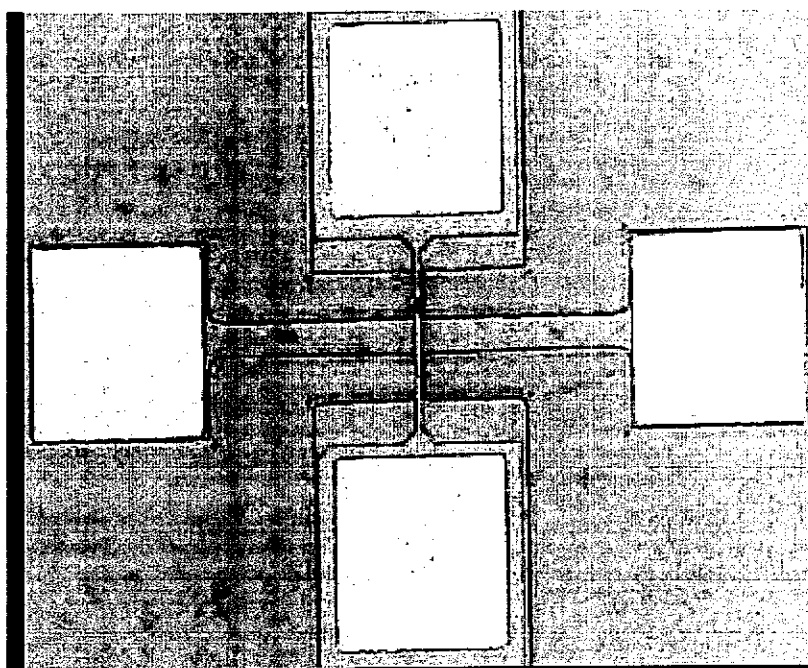


图 2.14 采用十字型的器件图片

2.3 共振隧穿二极管电学特性实验

在完成器件的制备后，需要将 RTD 器件封装进杜瓦后才可以进行低温电学测量。在本器件的电学测量中，由于变温实验只涉及到 77K 和室温 300K，所以封装入杜瓦并在高真空状态加入液氮就可以达到低温 77K 电学测试的需要。当然测量时需要确保杜瓦的通光口被封闭，因为光可以对电流电压曲线造成一定影响。这个电学测量属于较典型的低温真空测量，充入液氮的杜瓦为器件工作提供了稳定的低温环境。

具体电学测量装置组成如下：杜瓦，源表(Keithley 236)，IEEE GPIB 和计算机中的 Labview 软件。具体测量时可以从低电压到高电压或反之进行来回扫描。电学实验中，我们选取了不同期生长的 MBE wafer 进行不同期器件制备，尽管材料设计值和制程工艺在理想情况下相同，还是想看看器件材料的参数涨落和制程时的条件波动会给器件特性带来什么影响[21][22][23]。

在 77K 和室温下，我们测量了两个不同片子上的单元共振隧穿二极管器件 A 和 B 的电流和电压曲线。从图中可以看到当电压正向和反向扫描时，电流曲线呈现较大的不同，如图 2.15 所示。这主要体现在两点。器件 A 不仅负阻区在电压来回扫描时有双稳

态回线现象，而且负阻区峰值电流所对应的电压值较高。且在低温 77K 下的双稳态较之于室温的正反向电压扫描测量结果跨度更大更明显。而器件 B 在正反向电压扫描情况下则几乎重合，看不到明显的双稳态回线现象，而且负阻区的峰值电流和电压都较器件 A 明显要小一些。

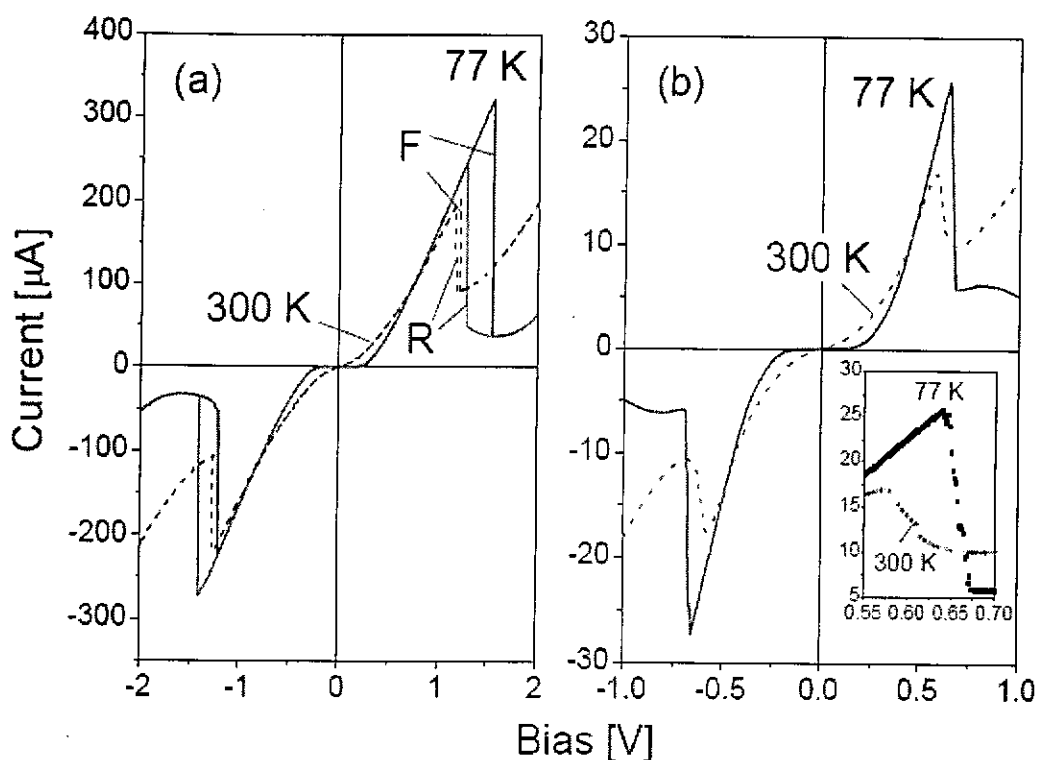


图 2.15 在两片不同 wafer 上器件 A 和 B 在正 (F) 反 (R) 电压扫描情况下的 I-V 实验曲线，实线是在温度 77K, 虚线是在 300K。(a) 为器件 A 测量结果，(b) 为器件 B 测量结果，其中插入 (b) 中小图为其在负阻区的放大图像。

如何解释这种不同，我们初步设想是本征 RTD 结构之外的附加电阻或是不同片上不同器件的工艺和材料参数漂移造成的。为证实之，接着我们继续选取同一片同一次制程形成的不同单元器件进行上述相同的电学测量。这次选取同一片上不同处的四个单元器件进行测量。其结果如图 2.16 所示。此处为了比较的方便，我们将电压负半轴电流强度取绝对值。从这里我们看到即使同一片上的不同器件，测量得到的电流电压曲线依然不同。初步认为器件对材料的均匀性和制程工艺条件非常敏感，这会给它们各自带来不同的电阻值。因为对器件电阻贡献最大的是上下电极桥，尤其是上电极桥，宽度接近微米，这样的宽度和长度比会给器件带来巨大的电阻。而且上电极各层掺杂浓度的影响也

会有明显作用。后面对于单元器件中两个上电极间欧姆接触点的电阻测量也证实了其间存在的巨大电阻。

为证实我们的初步设想，即本征 RTD 结构之外的附加电阻造成器件电特性曲线的差异。在下一步实验中，特别在器件之外连接外加电阻以证实其影响。实验步骤为：分为串联和并联两种情况分别外加电阻于器件测量电路中，再测量其电流电压曲线。图 2.17 即为室温下加串联电阻后情况与没有外加电阻的实验结果比较图。

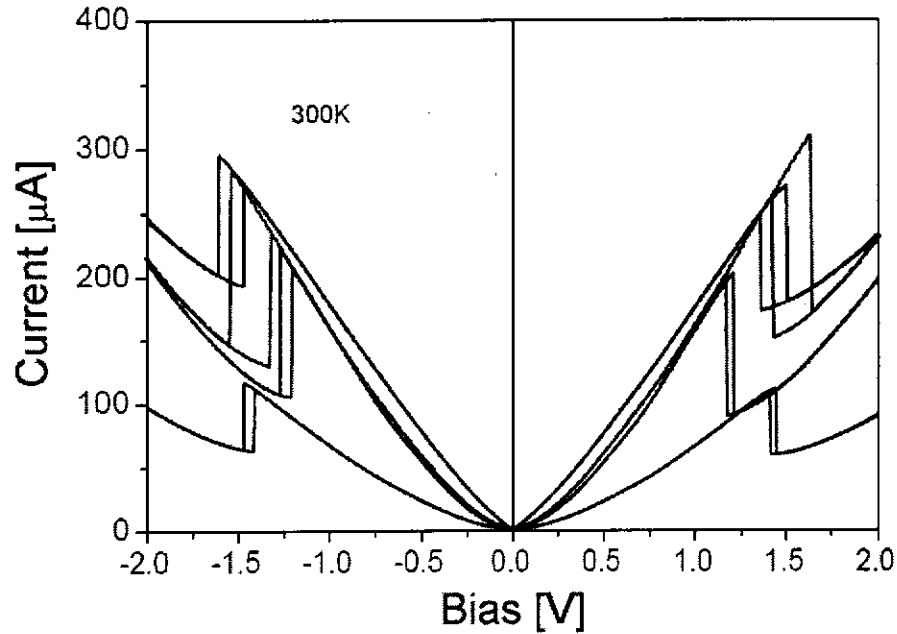


图 2.16 300K 同一 wafer 上四个不同单元器件的 I-V (电流取绝对值)

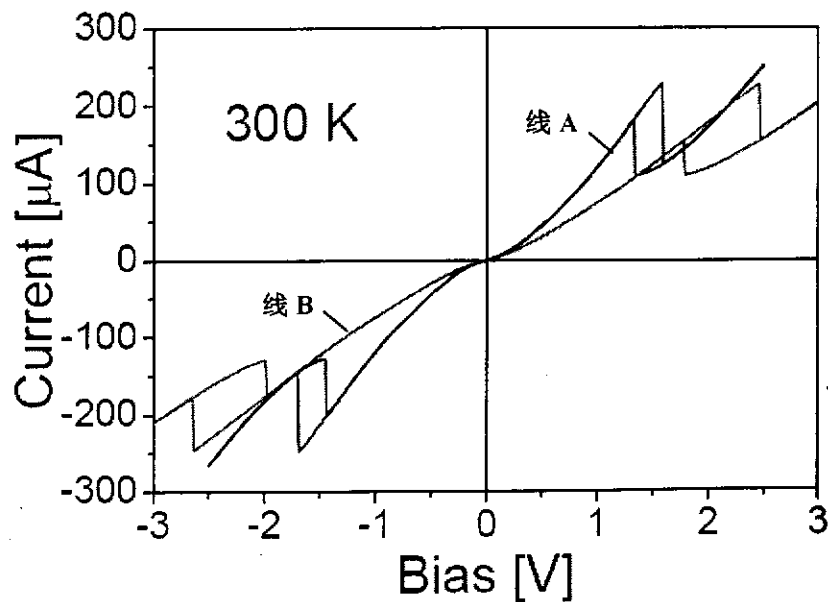


图 2.17 线 A: 器件 A 在没有外加串联电阻时的电流电压曲线,
线 B: 器件 A 在外加串联电阻 $3.9 \text{ K}\Omega$ 的电流电压曲线。

从实验曲线中可以看出，外加电阻后负阻区峰值电流所对应的电压不仅移向电压更高处，而且电压正反向扫描时双稳态的回滞环跨度变得更大，这说明了串联电阻所起的作用和贡献。反推之，可以想象器件由于欧姆接触和桥臂结构引入的电阻等对于器件本身电流电压曲线的影响。在理论的分析章节，将进一步讨论本征器件电流电压的特性。

与串联电阻的实验类似，现在考察并联电阻对 RTD 器件电流电压特性的影响。因为在制程工艺中，由于难以避免的有源区氧化，所以会引入并联电阻以致造成漏电流。可以设想，由于氧化，实际的有源区要比设计值和最后器件实验照片上所呈现的尺寸要小一些。图 2.18 所示即为 RTD 器件室温下有无外加并联电阻的电学特性实验结果图。

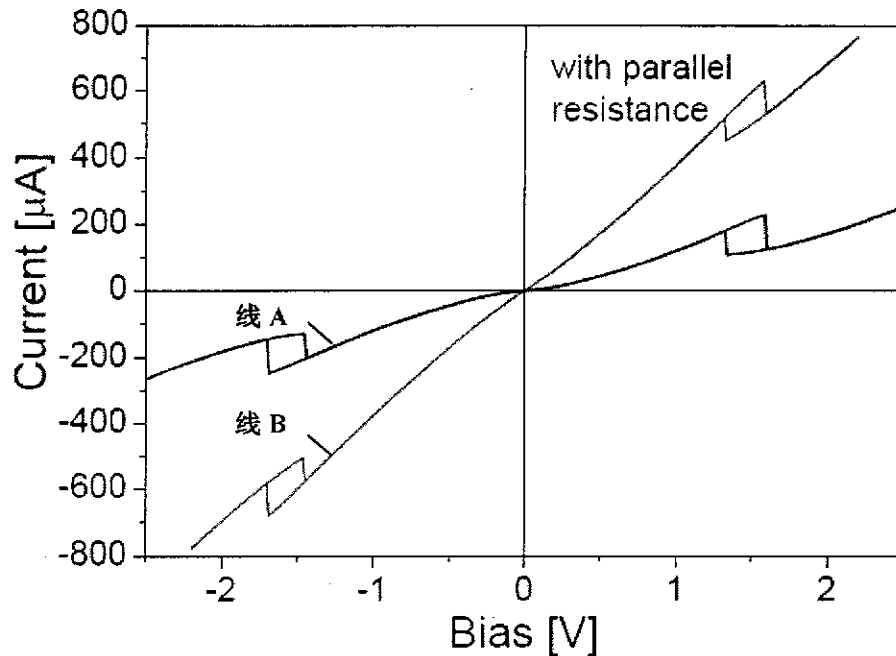


图 2.18 线 A: 器件 A 在没有外加并联电阻时的电流电压曲线,
线 B: 器件 A 在外加并联电阻 $3.9 \text{ K}\Omega$ 的电流电压曲线。

从实验图中可以看出，外加并联电阻后并没有使负阻区峰值电流所对应的电压有明显的移向，但是它降低了器件电流的峰谷比。这说明了并联电阻所起的作用。反推之，可以想象由于器件有源区外侧的氧化等工艺所形成的并联电阻对于电流电压曲线的影响。在理论的分析章节，将进一步讨论本征的器件电流电压特性。

在完成器件的电流电压曲线测量后，继续做一个比较定性上的光学响应实验。在低温 77K ，移开杜瓦档光板，用普通 LED 照射，可以看到负阻区电流峰值所对应的电压向低压方向移动，且电流强度有所提高。这个结果显示在图 2.19 中。

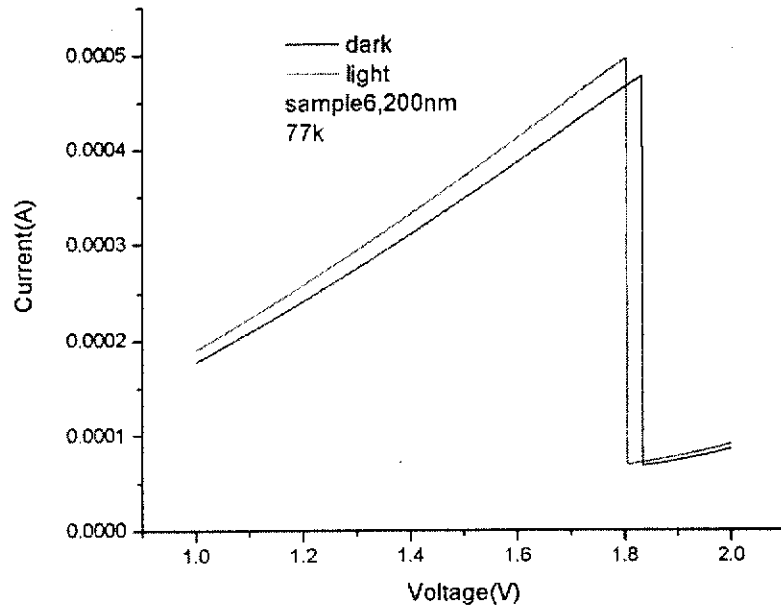


图 2.19 77K, 浅色线: 普通 LED 光照下器件 I-V
深色线: 无光照器件 I-V

参考文献

- [1] 刘昭麟, 博士学位论文, “稀氮 III-N-V 材料及 InAs 量子点的分子束外延生长和性能研究”, p.15, 2008.
- [2] 傅英, 陆卫, “半导体量子器件物理”, 第一版, p.37., 科学出版社, 2005
- [3] 傅英, 陆卫, “半导体量子器件物理”, 第一版, p.36-37., 科学出版社, 2005
- [4] P. A. Maksym, J. L. Beeby, “A theory of rheed”, Surface Science, vol. 110, p.423-438, 1981.
- [5] 施敏, “半导体器件物理与工艺”, 第二版, p.263, 苏州大学出版社, 2006.
- [6] E.R. Brown, T. C. L. G. Sollner, W. D. Goodhue, et al, in “High speed resonant tunneling diodes”, Quantum Well and Superlattice Physics II, F. Capasso, G. H. Dohler, and J. N. Schuman, Eds, Proc. Soc. Photo-Optical Inst. Eng. (SPIE), 1988.
- [7] M. Kanskar, P. Paddon, V. Pacradouni, R. Morin, A. Busch, J. F. Young, S. R. Johnson, J. MacKenzie, and T. Tiedje, “Observation of leaky slab modes in an air-bridged semiconductor waveguide with a two-dimensional photonic lattice”, Appl. Phys. Lett., vol. 70, p. 1438~1440, 1997.
- [8] K. M. Brown, E. H. Linfield, D. A. Ritchie, G. A. C. Jones, M. P. Grimshaw, and M. Pepper, “Resonant tunneling between parallel, two-dimensional electron gases: A new approach to device fabrication using in situ ion beam lithography and molecular beam epitaxy growth”, Appl. Phys. Lett., vol.64, p.1827~1829, 1994.
- [9] J. C. Trenkle, J. Wang, T. P. Weihs, and T. C. Hufnagel, “Microstructural study of an oscillatory formation reaction in nanostructured reactive multilayer foils”, Appl. Phys. Lett., vol. 87, p. 153108, 2005.
- [10] L. P. Lee, M. J. Burns, and K. Char, “Free-standing microstructures of $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$: A high-temperature superconducting air bridge”, Appl. Phys. Lett., vol. 61, p. 2706~2708, 1992.
- [11] G Ploner, H. Hirner, T. Maier, G. Strasser, J. Smoliner, and E. Gornik, “A device layout for tunneling spectroscopy of barrier-separated electron systems with tunable dimensionality”, Appl. Phys. Lett., vol. 74, p. 1758~1760, 1999.
- [12] U. Hubner, R. Plontke, M. Blume, A. Reinhardt, and H. W. P. Koops, “On-line nanolithography using electron beam-induced deposition technique”, Microelectronic Engineering, vol. 57~58, p. 953~958, 2001.
- [13] J. Wang, P. H. Beton, N. Mori, H. Buhmann, L. Mansouri, L. Eaves, P. C. Main, T. J. Foster, and M. Henini, “Submicrometer resonant tunneling diodes fabricated by

- photolithography and selective wet etching”, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 65, p. 1124~1126, 1994.
- [14] J. C. Blakesley, P. See, A. J. Shields, B. E. Kardynal, P. Atkinson, I. Farrer, and D. A. Ritchie, “Efficient single photon detection by quantum dot resonant tunneling diodes”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 94, p. 067401, 2005
- [15] K. Hjort, “Sacrificial etching of III-V compounds for micromechanical devices”, *J. Micromech. Microeng.*, vol. 6, p. 370~375, 1996.
- [16] 施敏, “半导体器件物理与工艺”, 第二版, p.403, 苏州大学出版社, 2006.
- [17] J. P. Eisenstein, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, “Independently contacted two-dimensional electron systems in double quantum wells”, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 57, p. 2324~2326, 1990.
- [18] N. K. Patel, J. H. Burroughes, M. J. Tribble, E. H. Linfield, A. C. Churchill, D. A. Ritchie, and G. A. C. Jones, “Independent contacting to electron layers in a double quantum well system using Pd-Ge shallow ohmic contacts”, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 65, p. 851~853, 1994.
- [19] N. K. Patel, M. P. Grimshaw, J. H. Burroughes, M. L. Leadbeater, D. A. Ritchie, and G. A. C. Jones, “Independent contacted double quantum well structure fabricated by molecular beam epitaxial regrowth”, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 66, p. 848~850, 1995.
- [20] W. Monch, “Schottky contacts on ternary compound semiconductors: Compositional variations of barrier heights”, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 67, p. 2209~2011, 1995.
- [21] B. Kardynal, C. H. W. Barnes, E. H. Linfield, D. A. Ritchie, K. M. Brown, G. A. C. Jones, and M. Pepper, “Direct measurement of the band structure of a one-dimensional surface superlattice”, *Physical Review Letters.*, vol. 76, p. 3802~3805, 1996.
- [22] T. Wei, and S. Stapleton, “Capacitance and hysteresis study of AlAs/GaAs resonant tunneling diode with asymmetric spacer layers”, *J. Appl. Phys.*, vol. 77, p. 4071~4076, 1995.
- [23] T. Wei, and S. Stapleton, “Effect of spacer layers on capacitance of resonant tunneling diodes”, *J. Appl. Phys.*, vol. 76, p. 1287~1290.

第三章 量子点共振隧穿二极管实验

3.1 量子点

通常半导体器件所具有的宏观尺寸使其不涉及量子限制效应,因为体材料器件其物质电子波长远远不能与体材料尺寸相比,所以量子限制效应不明显。但当体材料只要在某一维度上逐渐缩小至本身组成材料的物质波长量级时,量子限制效应就成了决定其器件电光学特性的关键因素。在一个维度上器件尺寸降到其材料的物质波长时,电子在此方向上的运动就受到明显限制,仅能在另两维上自由运动,形成二维电子气,此称为超晶格或量子阱。受限方向的能谱也因之变得分立。如果维度限制继续增多,就会形成量子线,当三维都受到限制时,就形成了量子点。

量子点尺寸通常在 100 纳米以下,通常由数百到千个原子组成,且与原子类似也具有分立不连续的电子能级,所以对于这种性质介于半导体体材料和原子间的量子点通常也称作人造原子。由于其分立能谱带来的新电光学性质,也就是人们对量子点的形状、能态结构和受限电子数进行调控,使得量子点在激光器、红外探测器、太阳能电池、调制器和诸如生物荧光标签等生物医学诊疗成像方面有广泛应用前景[1][2][3]。当然在电子方面的应用主要是基于它的单电子晶体管性能和库仑阻塞效应[4]。图 3.1 即为一个用自组装方法 Stranski-Krastanov(S-K)生长的量子点示意图。

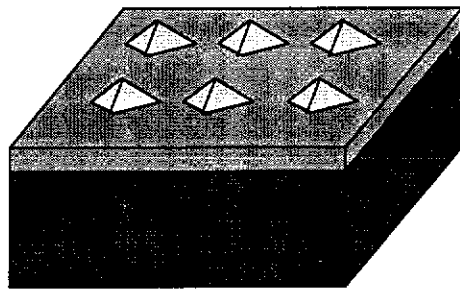


图 3.1 用 Stranski-Krastanov(S-K)生长的量子点示意图

不同的半导体材料其物质波长不同,就 III-V 族半导体而言,其物质波长大概在 20~40 纳米左右,与通常形成的 III-V 族量子点的尺寸相当,所以由这些量子点构成的器件显示了与传统体材料组成器件迥异的电光学特性。其中最重要的一点是电子能态密度不再形成能带,而是分立能阶,即具有 δ 函数特征的能态密度。而且随着量子点尺寸

的变小，能阶间距也变大。本论文项目所涉及的是在 GaAs 基系材料上生长的 InAs 量子点。

传统的量子点合成方式有如下生长方法：光刻、溶胶凝胶、外延模版生长和外延自组织生长获得。电子束光刻法：用电子束结合掩模直接在材料上蚀刻处所要的量子点图案。图 3.2 即为光刻量子点在 SEM 电子扫描显微镜的照片，其缺点是耗时长，易污染，点密度低。

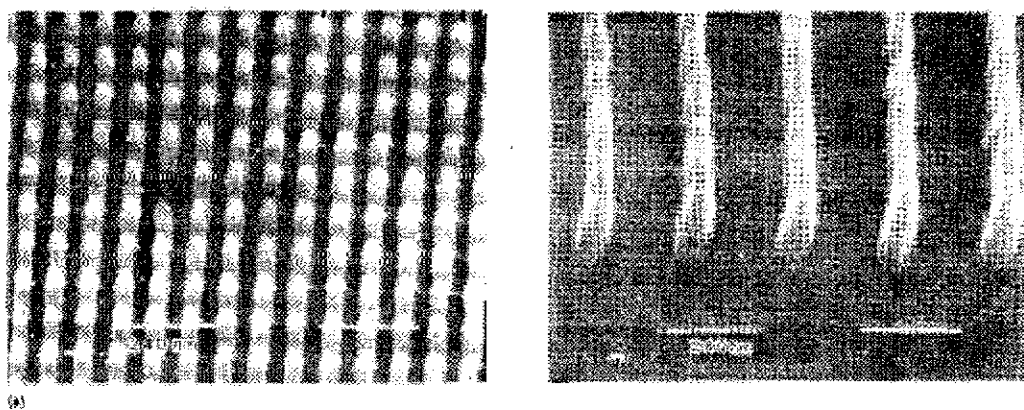


图 3.2 电子束光刻量子点图 [5]

化学溶胶生长量子点是以一种化学溶胶方式进行的溶液化学反应，量子点可多层生长、制备过程简单、可快速大量生产；但主要针对 II-VI 族材料，如 CdS, CdSe[6][7]。

外延模版生长，生长在有模版的衬底上。但量子点密度低且形态受限于模版版式[8]。

外延自组装生长，主要是利用量子点材料与衬底材料的晶格失配导致的应变能增大至一定程度时形成的纳米岛状结构。通常这种生长方式也称为 Stranski-Krastanov(S-K)模式[9][10]。此方法可以获得高质量高密度的量子点，但是其尺寸的均匀性等却待提高。图 3.3 即为本论文项目中所生长的量子点的原子力显微图。

具体来说 S-K 模式采用分子束外延，利用的是晶格不匹配的原理，使量子点在特定浸润层上自聚生长，当这种应力足够大时，完整的浸润层膜层形成分立纳米岛状结构，即形成量子点。这种方法的优点是量子点质量高、点阵排列规则、点密度高，可大量生产。缺点是量子点尺寸较小，而且存在尺寸和形状的波动。它的成长原理主要涉及到分子束外延生长时由于晶格失配所带来的高应力。最初是应力层形成一浸润层，随厚度增加应力也在增长，最后这层破裂形成岛状结构即量子点。岛的形状和大小依赖于应力和生长动力的大小。量子点形成后再生长覆盖层材料，量子点就被嵌埋在半导体量子阱材料中了。这种生长方法效率较高，而且是从材料生长过程中就自然潜入到器件材料结构

中，省去了复杂的工艺制程。

在本项目的研究中，需要用这种自组装外延方法生长 InAs 量子点。具体为先在

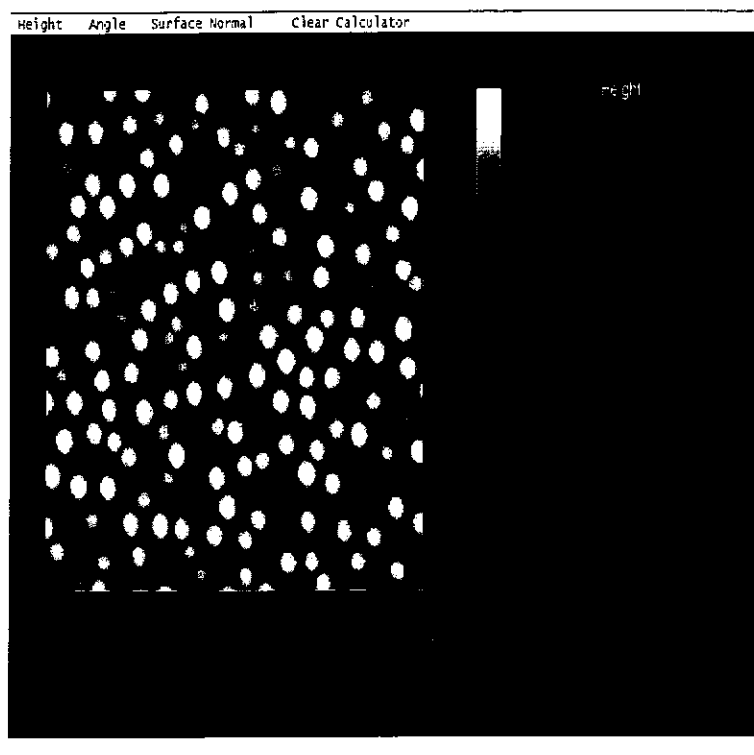


图 3.3 InAs 量子点原子力显微镜成像图

GaAs 层上生长具有应变的 InAs 浸润层,当层厚增加到一定厚度时,高应变能会迫使 InAs 层破裂成岛状结构以释放应力,这形成的岛状结构就是 InAs 量子点。这样的形貌状态释放了部分应力,使表面界面的应变能达到最小从而形成平衡态[3]。总体来说,通过调节 MBE 的生长温度、生长速率、束流比和 buffer 层等生长条件,可以控制量子点的密度、尺寸与均匀性等等[9][11][12]。因此不断的优化生长工艺参数,对于取得符合器件性能设计要求的高质量的量子点至关重要。图 3.3 所示为本论文项目中生长的量子点原子力显微镜成像图,图中量子点的具体参数是: GaAs(100) 衬底,量子点密度 $7 \times 10^{10} \mu\text{m}^2$ 。量子点底面尺寸: 20~28 纳米,高 8 纳米。

图 3.4 所示为我们在本项目中基于 InAs 量子点的共振隧穿二极管(QDRTD)的具体材料参数设计图。因为需要通光的关系,上电极层设计的比较薄,约 50 纳米。从上至下接下来是 150 纳米厚的掺杂 GaAs 光吸收层,然后是嵌入有 InAs 量子点的 10 纳米左右厚度的 GaAs 层。考虑到量子点生长的需要,较之于原来的共振隧穿二极管的材料结构,此处的 GaAs spacer 层厚度减小到 2 纳米。接下来的材料结构与前章所示共振隧穿二极

管的结构相同。我们的电学测量就是基于这种量子点共振隧穿二极管结构的器件。但同时量子点的形成对生长条件的要求也是比较严格的，所以也用同样的膜层结构，不同的生长条件使得应力不足以形成量子点而只形成了量子阱的材料制备了器件。对其同样做电学测量，这两个器件对比可以让我们更清楚地看到量子点的特殊电学性质。

50nm	n-GaAs
150nm	GaAs Undoped
2nm	GaAs spacer
8nm	GaAs Well
3nm	AlAs Barrier
20nm	GaAs spacer
430nm	n-GaAs
400nm	GaAs buffer
	GaAs substrate

图 3.4 共振隧穿二极管的材料结构图

3.2 量子点共振隧穿二极管实验

在完成了共振隧穿二极管的电学测量之后，我们继续对加了 InAs 量子点结构的量子点共振隧穿二极管进行电学测量。因为这是进行单光子探测非常重要的一步，单光子探测基于的正是量子点对于隧穿二极管隧穿电流的调控作用，即量子点所控制的隧穿二极管器件的高光生载流子的倍增因子。具体而言就是光吸收层产生的光生载流子，被量子点俘获后所产生的长程库仑势改变了与之相近的共振隧穿二极管的电势分布，从而达到引发隧穿电流的作用。简言之也就是一种对量子点的充放电作用控制了共振隧穿二极管的开关。因此有必要先对其电学特性进行测量，即从纯粹的一种电学上的对量子点的充放电看看它对共振隧穿二极管造成的影响[13][14][15][16][17]。

因此本节将介绍量子点隧穿共振二极管(QDRTD)的器件制作和电光学特性测量，力

图阐述量子点的存在对于共振隧穿二极管 RTD 电学光学特性的影响, 即从实验上从电学的角度阐明量子点对于隧穿电流的开关控制作用。

类似前述 RTD 的空气桥工艺, 图 3.5 我们得到的 QDRTD 的器件在电子显微镜 SEM 下的照片图, 在本器件中有源区为: $0.7 \times 7.2 \mu\text{m}^2$, 即大约 2800 个量子点埋藏其间, 占总源区面积的大约 40%。

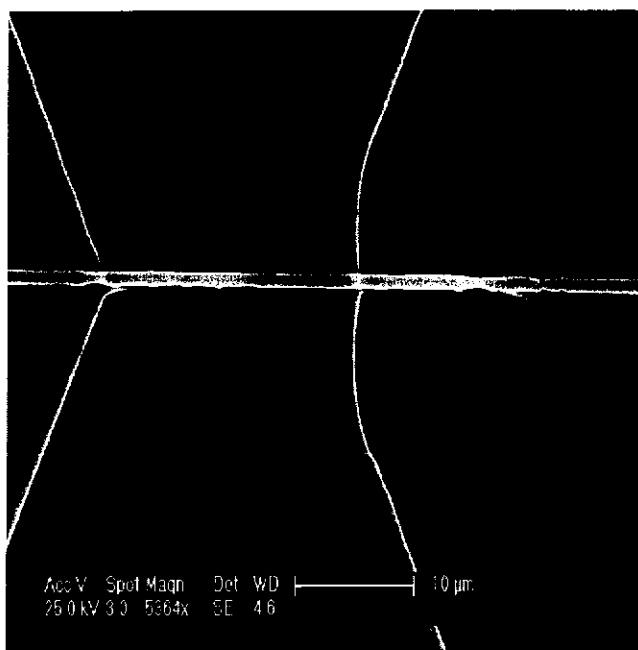


图 3.5 量子点共振隧穿二极管 QDRTD 的器件 SEM 图

在电学测量中, 仍然类似前述 RTD 的电学特性测量, 将器件封装入杜瓦并加注液氮在低温 77K 下测量。然后是连接源表(Keithley 236), IEEE GPIB 和计算机中的 Labview 软件得到测量曲线。为了特别比较量子点的作用, 此处做了一个对比实验。在完整生长量子点的器件同时还生长了一片 InAs 未形成量子点层而仅形成量子阱的器件, 该器件其他材料参数同, 仅仅是量子点没有形成。因为实际在材料分子束外延自组装生长时, 可以通过调节生长条件使 InAs 浸润层的应力不足以破裂形成量子点, 而仍然维持膜层状态。

为什么需要重点关注量子点的充放电效应? 因为量子点的调控作用正是通过其充放电带来的电势改变实现的, 所以量子点的充放电行为值得深入研究。可以说量子点充放电行为是决定单光子探测器的根本。在单光子探测器原理中, 光生空穴被量子点俘获产生的长程库仑势影响了与之邻近的共振隧穿二极管的电势, 从而达到改变其隧穿电流开关的目的。在本实验中不是用光吸收层的光生空穴, 而是用给器件预充电的方式, 改

变量子点内部的电荷分布情况，看看它如何影响隧穿电流的。也就是进行预充电，代替光子吸收层产生的光生载流子，让量子点发生载流子的充放电过程。

如同前章所述对于共振隧穿二极管的电学测量，仍然在低温 77K 条件下对器件进行电压来回扫描，即电压由低到高再反之。但是这里测量前器件特别有大概 2 秒左右的预充电过程，且预充电电压也会有所改变，得到的测量结果如图 3.6 所示。同时对于没有形成量子点而只形成量子阱的器件也做了类似实验，测量结果如图 3.7 所示。

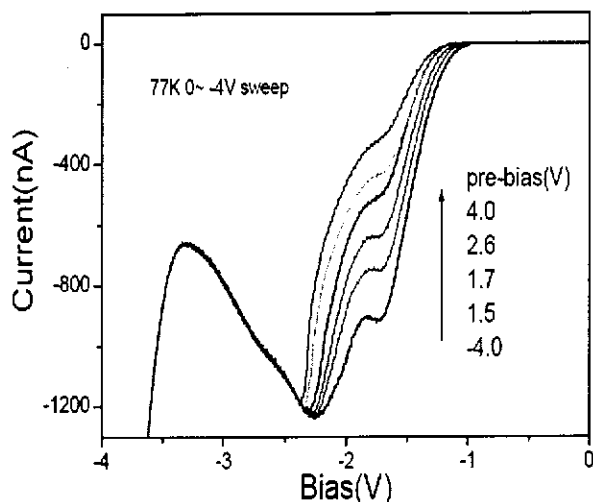


图 3.6 温度 77K 下实验量子点共振隧穿二极管器件的 I-V，
预充电时间 2 秒，预充电电压 -4 到 4V。

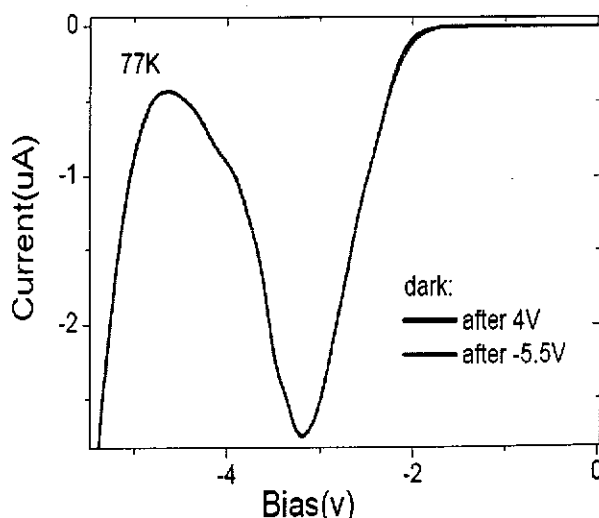


图 3.7 温度 77K 下实验未形成量子点的器件 I-V

具体而言其差异在，量子点形成的器件不仅看到了通常的负阻现象，如在图 3.6 中邻近 -2.3V 左右的电流峰所显示，还有邻近低电压 -1.7V 左右的电流峰。且随着预充电电

压升高, 这个小峰逐渐消失, 但是在量子点未形成的器件上则没有看到。在这两个器件中, 量子点形成的器件测量中邻近-2.3V 左右的电流峰与无量子点层的器件中的-3.2V 类似, 是典型的共振隧穿二极管的负阻电流峰。当然这两个器件不同的负阻电流峰所对应的电压值来源于器件本身串联电阻的差异, 关于这一点原因已经在第二章说明。这两个器件对比的意义在于其充分说明了量子点的贡献。且预充电电压不同, 小峰也有所不同, 这说明了量子点内部的不同充电情况。当然在后续的理论模拟分析章节中会看到量子点的充放电效应如何具体改变了量子点周围电势的行为。

本项目最后的目标是达成单光子探测。在本量子点共振隧穿二极管器件中, 上电极层厚度减薄至50纳米, 并加入150纳米未掺杂的GaAs光吸收层。因此在完成电学特性测量后进行了光学特性测量。

光学特性的测量首先是光源的衰减以达到少光子入射之目的。本实验中利用衰减片将532纳米的激光衰减到10个光子量级的程度, 然后再通过雪崩光电二极管的单光子计数模式, 即光子数校准功能得到更为准确的光子数, 从而进一步估计入射到单位面积和单位时间内的光子数。在本实验中, 改变不同的衰减条件, 我们得到大概 $23\sim 594$ photon/s* μm^2 。第二步是将衰减后的激光导入QDRTD器件, 激光光斑的尺寸可以通过CCD估测到。比较这个激光光斑区域和有源区大小, 就可得到实际入射的光子数。

测量时首先遮住激光得到未有光照的电流电压曲线, 接着变化不同衰减强度, 得到不同光子照射下的电流电压曲线。本实验在温度77K下, 电压扫描方向是 $0\sim -4\text{V}$, 预充电是4V, 小峰接近-1.6V, 从 $0\sim -1.6\text{V}$, 扫描时间为40秒。具体可见图3.8。从图3.8中可以看出, 在-1.6V附近光子数的变化对于电流的改变还是很敏感的, 但是对于电压的移动却无明显改变。

在第二章中我们已经看到外加串并联电阻对于共振隧穿二极管电流特性的影响。外加串联电阻能够使负阻区峰值电流所对应的电压移向电压更高处, 而且能够使电压来回扫描所形成的双稳态回线跨度增大。并联电阻则会造成电流电压曲线上峰谷比的降低。这一章中我们继续从实验的角度看看外加串并联对于量子点共振隧穿二极管电流特性的影响。

图 3.9 所示为温度 77K 时 QDRTD 在有无外加串联电阻 $1.01\text{M}\Omega$ 的 I-V 曲线, 从这里可以看到外加串联电阻对器件的影响。测试前器件预充电为+4V 电压下 5 秒时间。由于测量前先对量子点正向电压充电, 可以看到其中量子点所形成的那个小电流峰明显减弱。线 A 为实验中无外加串联电阻的器件 I-V, 线 B 为外加串联电阻 $1.01\text{M}\Omega$ 器件的曲

线, 线 C 为从线 B 上扣除外加串联电阻影响的提取曲线。从这里可以看到与共振隧穿二极管类似, 外加串联电阻能够使电压移向更高处。

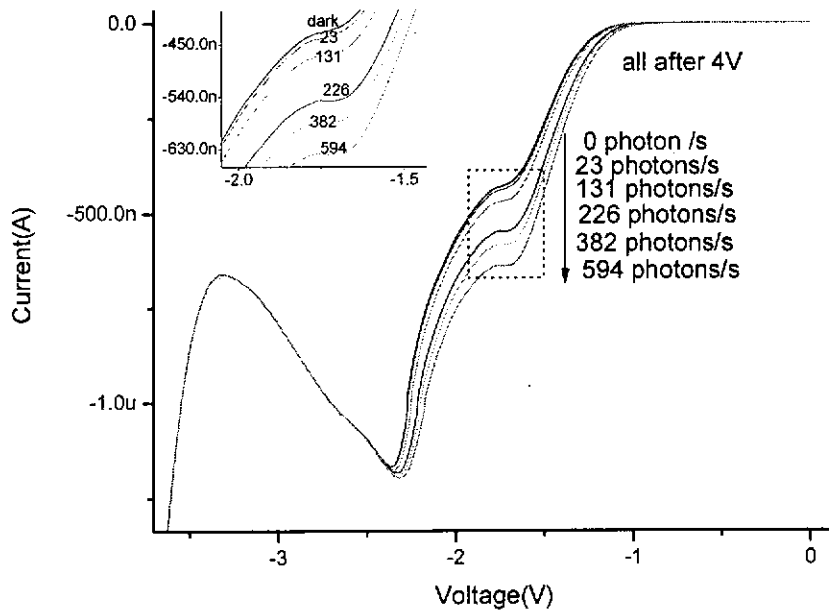


图3.8 温度77K时不同光子入射率响应的I-V

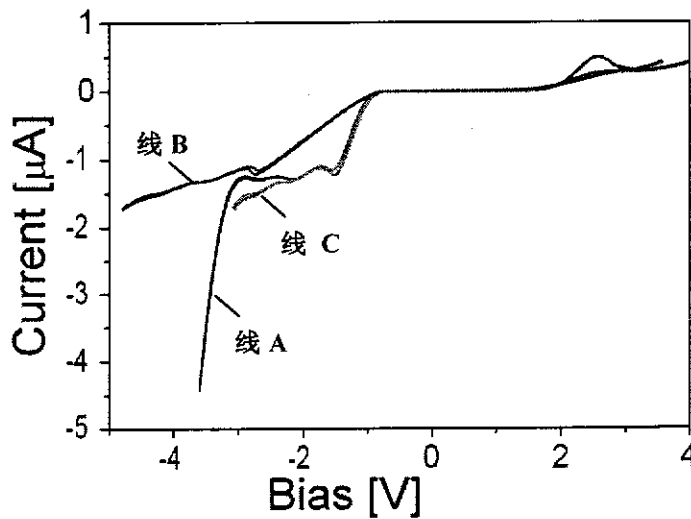


图 3.9 温度 77K QDRTD 有无外加串联电阻 1.01 K Ω I-V

同理我们进行外加并联电阻的电学测量实验。图 3.10 所示就为温度 77K 时 QDRTD 在有无外加并联电阻 1.01M Ω 的 I-V 曲线, 从这里可以看到外加并联电阻对器件的影响。图中线 A 为实验中无外加并联电阻的器件 I-V, 线 B 为外加并联电阻 1.01M Ω 的曲线, 线

C 为从线 B 上扣除外加并联电阻影响的提取曲线。

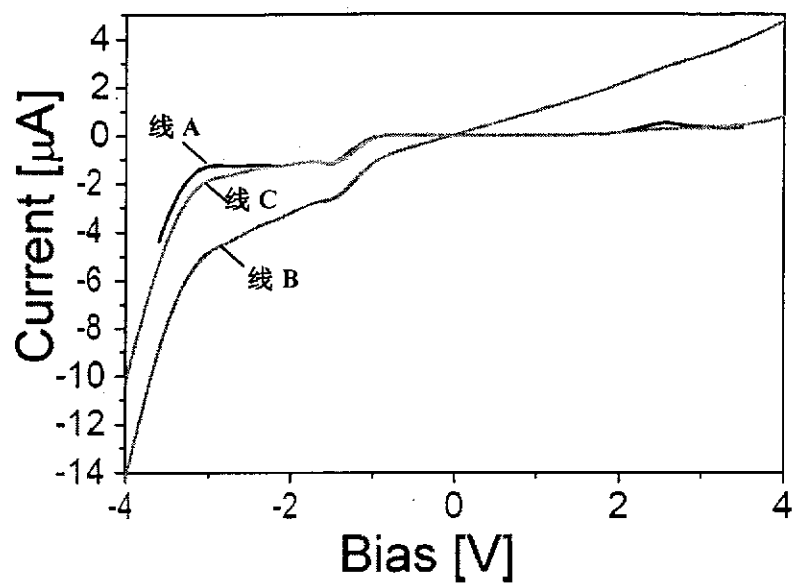


图 3.10 温度 77K QDRTD 有无外加并联电阻 $1.01M\Omega$ I-V

参考文献:

- [1] N. Kirstaedter, O. G. Schmidt, N. N. Ledentsov, D. Bimberg, V. M. Ustinov, A. Yu. Egorov, A. E. Zhukov, M. V. Maximov, P. S. Kop'ev, and Z. I. Alferov, "Gain and differential gain of single layer InAs/GaAs quantum dot injection lasers", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 26, p.1226~1228, 1996.
- [2] D. M.-T. Kuo and Y.-C. Chang, "Effects of Coulomb blockade on the photocurrent in quantum dot infrared photodetectors", *Phys. Rev. B*, vol. 67, p. 035313, 2003.
- [3] 刘昭麟, 博士学位论文, "稀氮 III-N-V 材料及 InAs 量子点的分子束外延生长和性能研究", p.8, 2008.
- [4] K.K. Likharev, "Single-electron devices and their applications", *Proceedings of the IEEE*, vol.87, p. 606~632, 1999.
- [5] A. Scherer, and H. G. Craighead, "Fabrication of small laterally patterned multiple quantum wells", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 49, p. 1284~1286, 1986
- [6] C. B. Murray, D. J. Norris, and M. G. Bawendi, "Synthesis and characterization of nearly monodisperse CdE (E=sulfur, selenium, tellurium) semiconductor nanocrystalites", *J. Am. Chem. Soc.*, vol. 115, p. 8706~8715, 1993.
- [7] B. O. Dabbousi, M. G. Bawendi, O. Onitsuka, and M. F. Rubner, "Electroluminescence from CdSe quantum-dot/polymer composites", *Apply. Phys. Lett.*, vol. 66, p. 1316~1318, 1995.
- [8] T. Fukui, S. Ando, Y. Tokura, and T. Toriyama, "GaAs tetrahedral quantum dot structures fabricated using selective area metalorganic chemical vapor deposition", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 58, p.2018~2020, 1991.
- [9] Q. H. Xie, A. Madhukar, P. Chen, and N. P. Kobayashi, "Vertically self-organized InAs quantum box islands on GaAs(100)", *Phys. Rev. Lett.*, vol.75, p.2542~2545, 1995.
- [10] C.-D. Lee, H. J. Lee, S. K. Noh, C. Park, C. G. Park, S.-J. Park, and K.-S. Lee, "Fabrication of self-assembled quantum dots in lattice-matched GaAs/AlGaAs system", *Journal of the Korean Society*, vol.33., pp. S262~265, 1998.
- [11] F. Ferdos, M. Sadeghi, Q. X. Zhao, S. M. Wang, A. Larsson, "Optimisation of MBE growth conditions for InAs quantum dots on (001) GaAs for 1.3 μm luminescence", *J. Cryst. Growth*, vol. 227~228, p. 1140~1145, 2001.
- [12] 刘昭麟, 博士学位论文, "稀氮 III-N-V 材料及 InAs 量子点的分子束外延生长和性能研究", p.99~102, 2008.
- [13] K. Koike, K. Saitoh, S. Li, S. Sasa, M. Inoue, and M. Yano, "Room-temperature

- operation of a memory-effect AlGaAs/GaAs heterojunction field-effect transistor with self-assembled InAs nanodots”, *Appl. Phys. Lett.*, vol.76, p. 1464~1466, 2000.
- [14] K. Yoh, H. Kazama, Y. Kitashou, and T. Nakano, “Bistability of resonant tunnel diode structure with InAs quantum dots”, *phys. stat. sol. (b)*, vol. 204, p. 378~381, 1997.
- [15] T. Nakano, T. Nakagawa, and K. Yoh, “A Novel Bistable Double-Barrier Resonant Tunnel Diode by Charging Effect of InAs Dots”, *Jpn. J. Appl. Phys., Part 1*, vol.36, p.4283~4288, 1997
- [16] S. S. Hees, B. E. Kardynal, P. See, and A. J. Shields, I. Farrer, and D. A. Ritchie, “Effects of InAs dots on noise of quantum dot resonant tunneling single-photon detectors”, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 89, p. 153510, 2006.
- [17] L. Zhuang, L. J. Guo, and S. Y. Chou, “Silicon single-electron quantum-dot transistor switch operating at room temperature”, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 72, p. 1205~1207, 1998.

第四章 共振隧穿二极管与量子点共振隧穿二极管的理论基础

4.1 半导体理论基础

半导体是由周期性阵列分布的原子组成的晶体，其晶体结构由布拉伐格子和基组组成。在数学上这些基组可以被抽象成几何点，这些几何点的集合称为晶格，且基组中的原子数目可以是一个，也可以是多个。由于晶体的周期性，可以通过晶格平移或其他对称操作与其自身重合。正是由于这些晶格点群的对称性，可以将常见的晶体结构划分成一些常见的布拉伐格子[1][2]。在每一种布拉伐格子都由一组原子构成，每一个格点都有完全相同的环境。

在 3 维晶体结构中共有 14 种布拉伐格子。大多数的半导体材料是面心立方(FCC)布拉伐格子结构，如图 4.1 所示[3, 4]。III-V 族 GaAs 是闪锌矿结构，它由两套面心立方布拉伐格子组成。

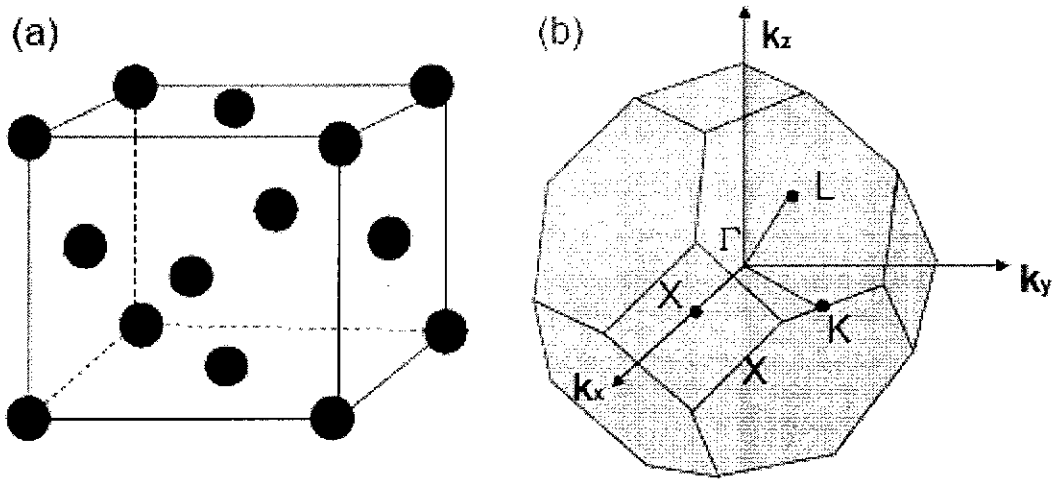


图 4.1 实空间面心立方格子和 K 空间的布里渊区图

由微观粒子的波粒二项性，具有动量 p 的电子可以被描述为德布罗意波，

$\lambda = h/p$ ，其波函数也可被描述为 $e^{i(k \cdot r - \omega t)}$ 。这样的电子其运动可由薛定谔方程描述：

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m_0}\nabla^2 + U\right)\psi = E\psi$$

其中 m_0 表示真空中的电子质量。在晶体中，为了描述外加电场对晶体中电子的影响，

即电子受晶格周期势相干散射影响的运动状态，我们应用有效质量近似方法模拟电子在半导体晶体中的运动，即用 m^* 代替 m_0 。可以说有效质量是晶体中电子的一个最基本的物理量，界定了晶体中受场所影响的电子运动与不受外场影响的自由电子的根本区别 [5]。具体有效质量与 k 的关系可从以下定义公式得出：

$$\left(\frac{1}{m^*}\right)_{ij} = \frac{1}{\hbar^2} \frac{\partial^2 E}{\partial k_i \partial k_j}$$

不同的半导体材料有不同的有效质量。也可以说采用了有效质量方法后，晶体中电子的运动就可以视为在均匀介质中的运动。

于是真空中的传统薛定谔方程变成如下有效质量薛定谔方程形成：

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m^*} \nabla^2 + U\right)\psi = E\psi$$

即在真实空间中，在周期性晶格中电子的运动可用薛定谔方程描述。第一项代表动能， $U(r)$ 是周期势能： $U(r+R) = U(r)$ 。 R 是晶格向量。

描述波函数受晶体周期性影响有布洛赫定理，根据布洛赫理论，本征态都是周期性的且能被表示为：

$$\psi_{nk}^{3D}(r) = u_{nk}(r)e^{ikr}$$

也说明了上述薛定谔方程的解在周期性条件下有下面的性质：

$$\Psi_{nk}(r) = \frac{1}{\sqrt{N}} u_{nk}(r)e^{ikr}$$

$$u_{nk}(r) = u_{nk}(r+R)$$

这里 $N = N_x N_y N_z$ ， N_x 是单位原胞中沿晶体 x 方向的数目。

能带理论：

能带理论是一种量子力学模式，当电子能级间的能隙足够小，这些能级就融合形成一个能带。当能带被价电子占据时，称为价带，能级被部分占据的能带称为导带，两

个带之间没有电子能态的空隙称为禁带。禁带值或带隙是导带最低点和价带最高点的能量之差。导带对于导电性的形成至关重要。导带与价带间的间隙足够大时，几乎少有价带中的电子能跳过禁带间隙进入导带，此种情况称为绝缘体，当能带较小时，部分电子可以跳过禁带进入导带，才成为半导体，如图 4.2 所示。

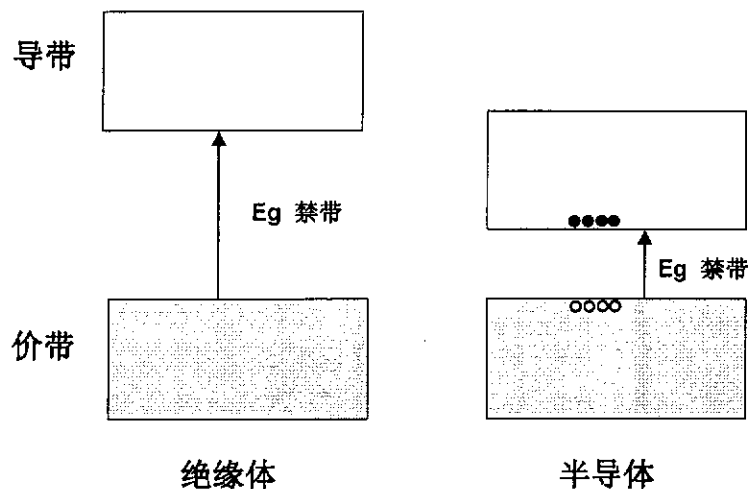


图 4.2 半导体与绝缘体带隙示意图

传统上可以根据常温时的电阻率决定是否划分为绝缘体、导体和半导体，实际也可根据带隙的大小划分。此时只需关心两个带的情况：导带和价带。半导体其带隙大于导体，但是小于绝缘体。根据包利不相容原理电子从低到高占据电子能级。在绝对零度下，最高占据的带成为价带，最低不占据的带成为导带。当温度升高时，电子由价带激发到导带，激发到导带的电子和价带上因之空出的空轨道空穴都会对导电有贡献。下图 4.3 即是一个半导体导价带示意图。

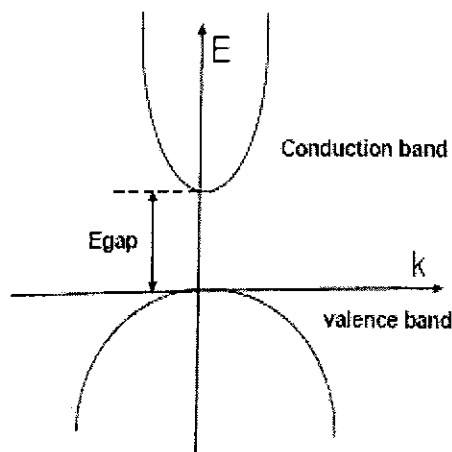


图 4.3 半导体导价带能级示意图

在本论文的项目中研究的材料涉及到 GaAs 基材料，如图 4.4 所示，GaAs 是直接带隙材料[6]。也就是其导带的最低点与价带的最高点对应同一 k 值。对于通常的 n 型 III-V 族材料，导带比较简单，GaAs 就是一个单 Γ 能谷，AlAs 就是六个 X 能谷组成。

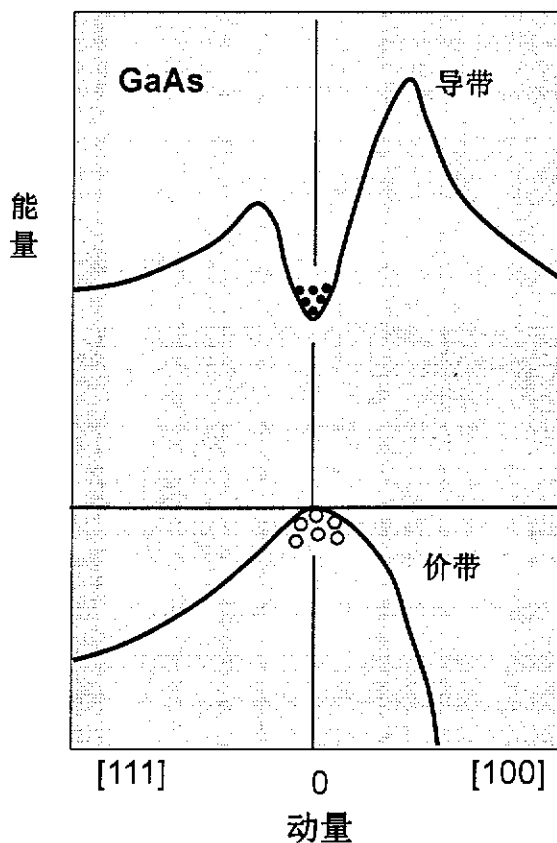


图 4.4 GaAs 能带结构图 [6]

具体而言，导带中围绕 k_0 点的最低能量区域，其能量分布可以表示为：

$$E(k) = E(k_0) + \sum_i \frac{\partial E}{\partial k_i} (k_i - k_{0,i}) + \sum_{ij} \frac{\partial^2 E}{\partial k_i \partial k_j} (k_i - k_{0,i})(k_j - k_{0,j}) + \dots$$

这里 $i, j = x, y, z$ 。其中线性项因为空间分布的不变性消失了， $k \rightarrow -k$ 。在围绕 k_0 的区域，更高阶可以忽略，能量 $E(k)$ 分布能够被如下简化：

$$E(k) = E(k_0) + \sum_{ij} \frac{\hbar^2}{2} \left(\frac{1}{m} \right)_{ij} (k_i - k_{0,i})(k_j - k_{0,j})$$

其中有效质量：

$$\left(\frac{1}{m^*} \right)_{ij} = \frac{1}{\hbar^2} \left[\frac{\partial^2 E(k)}{\partial k_i \partial k_j} \right]_{k=k_0}$$

于是球形导带近似可以表达为:

$$E(k) = E(k_0) + \frac{\hbar^2 (k - k_0)^2}{2m^*}$$

在描述完能带后, 讨论半导体电光学性质就涉及到一个重要的物理量: 电子能态密度。具体来说能态密度表示能量 E 附近单位能量单位体积的电子态数目:

$$DoS = \frac{dN}{dE} = \frac{dN}{dk} \frac{dk}{dE}$$

不考虑磁场效应, 每个电子态 k 能被两个电子占据, 一个自旋方向向上, 一个自旋方向向下。因为每个电子态的波函数可以由其波矢表示, 而且由周期性边界条件可以推知波矢具体表达式, 并结合晶体体积, 进而可以推出 k 空间里电子态的总数, 最后推得系统的能态密度[7]。

其对应的三维系统态密度为:

$$N_3(E) = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m^*}{\hbar^2} \right)^{3/2} E^{1/2}$$

同样, 对于沿 Z 轴方向受限, 例如量子阱结构, 态密度为:

$$N_2(E) = \frac{m^*}{\pi \hbar^2 L_z}$$

此处, L_z 是沿 Z 轴的有效限制尺寸。当这个受限维度进一步扩展到二维受限, 即形成例如量子线时:

$$N_1(E) = \frac{1}{2\pi S_{yz}} \sqrt{\frac{2m^*}{\hbar^2}} \frac{1}{\sqrt{E}}$$

此处 S_{yz} 是沿 yz 平面的有效受限面积。最后, 当三维都受限时, 例如量子点, 态密度为:

$$N_0(E) = \frac{1}{V_{xyz}} \sum \delta(E - E_i)$$

此处, V_{xyz} 是零维系统有效受限体积[7]。

也就是说在量子器件中, 由于器件某些维度的尺寸在纳米量级, 可与德布罗意波长

可相比,即会出现明显的量子限制效应,不同维度受限情况对应的态密度也会有所不同。此不同维度限制情况下的态密度如图 4.5 所示:

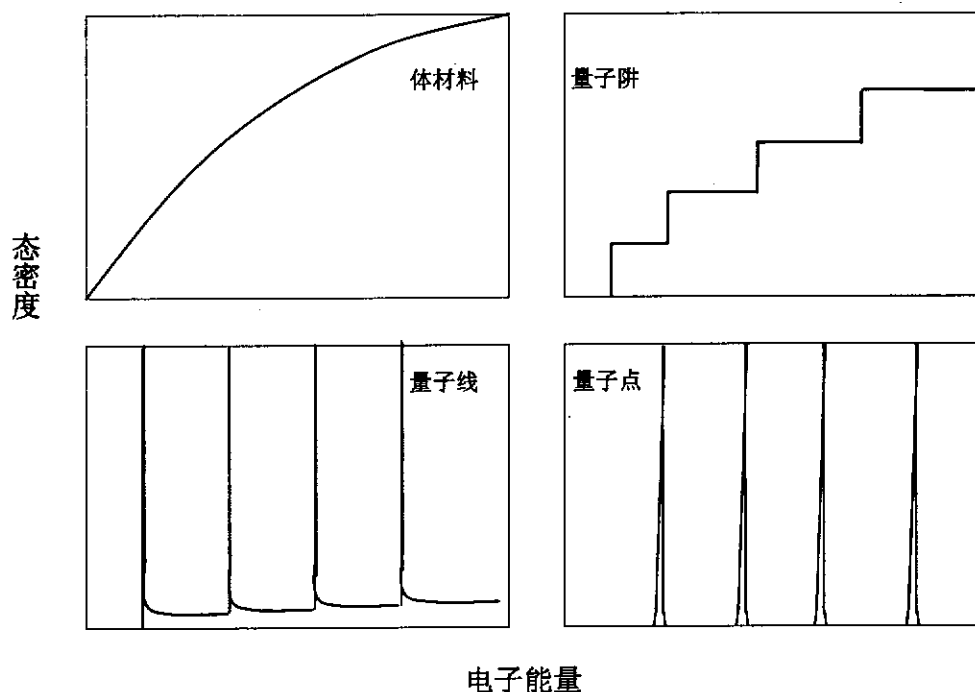


图 4.5 系统电子态密度随系统维度数变化从三维到零维示意图[7]

现在引入费米能级的概念,则在温度 T 时,处于热平衡时,一个电子能态即能量为 E 的轨道被一个电子占据几率可以由费米狄拉克分布函数描述:

$$f(E) = \frac{1}{\exp\left[\frac{E - E_f}{k_B T}\right] + 1}$$

当温度升高时,电子的动能增加。这时某些在温度低时被占据的低能级将会空掉,温度高的能级将会被占据。 E_f 被称为费米能,是在绝对零度时最高被填满的轨道能量,它也可被视为化学势,在绝对零度时,其化学势等于费米能。也就是费米能级是在绝对零度电子占据几率 $1/2$ 的态对应的能级,而费米分布函数给出了不在绝对零度的情况下各个能级被占据的几率。

于是一个系统中电子总数能够被表示为:

$$n = \int f(E) N(E) dE$$

此处 $N(E)$ 是前面讨论过的态密度。

4.2 共振隧穿二极管理论

量子阱结构是在材料生长方向电子运动一维受限的材料。共振隧穿二极管是一种典型的量子阱器件,一定外加电压下,电子波函数能够穿透势垒的阻挡形成共振隧穿电流。从理论上模拟此器件的电光学特性,主要采用的是一维平面波传输的模式。在另外两维上,可以视为二维自由运动的电子气。在受限的一维材料生长方向,其波函数的状态可以用联立求解一维薛定谔方程和泊松方程的形式来求解其运动状态。

考虑沿着 z 方向生长的量子阱异质结,其势能关系在 $z < 0$ 和 $z \geq 0$ 可分别表示为:

$$V(z) = \begin{cases} 0 & z < 0 \\ \Delta E_c & z \geq 0 \end{cases}$$

如果一个电子波函数在 z 方向的能量小于势垒高度 ΔE_c ,那么在有效质量近似下,电子

薛定谔方程 $(-\frac{\hbar^2}{2m^*} \nabla^2 + U)\psi = E\psi$ 的解分别为[8]:

$$\Psi_{xyz}(r) = \Psi_{k_x, y, E_z}(r) = \begin{cases} e^{ik_{xy} \cdot \rho} (Ae^{ik_z z} + Be^{-ik_z z}) & z < 0 \\ Ce^{ik_{xy} \cdot \rho} e^{-q_z z} & z \geq 0 \end{cases}$$

其中 A,B,C 可以由波函数的边界条件决定。由于在实际的模拟中是引入泊松方程对其进行修正,所以常常是一维薛定谔和泊松方程的自洽解作为边界条件再带入求解。在 $z \geq 0$ 时,电子波函数的解 $Ce^{ik_{xy} \cdot \rho} e^{-q_z z}$ 虽无经典意义上的动量,但是电子仍然有一定概率出现在势垒区,这一概率随着渗透势垒的深度而下降。这个衰减态就是共振隧穿二极管的基础。当势垒不是很厚时,与经典概念不同,不用热激发翻越势垒,电子会有一定几率直接穿过势垒壁而出现在势垒的另一边。我们的论文项目中的器件势垒厚度在 3 纳米左右,电子波函数可以不用翻越过势垒,而是直接穿透过势垒。

共振隧穿二极管的集电极和发射极是与金属欧姆接触电极相连的重掺杂区,在本论文器件设计中集电极和发射极的掺杂浓度都在 $2 \times 10^{16} \sim 10^{18} / \text{cm}^3$ 范围的高掺杂状态。器件的导电特性便是这些重掺杂区的载流子通过器件工作区双势垒和量子阱的输运特性。因此首先需考虑体材料如发射极的载流子的能量分布,即必先知道体材料发射极的费米能级。随后已知系统中电子密度可由电子能态密度与电子费米分布函数的积分给出。在三维无限延展的体材料中,导带中的自由载流子浓度为[9]:

$$n = 4\pi \left(\frac{2m^* k_B T}{h^2} \right)^{3/2} \int_0^\infty \frac{x^{1/2} dx}{\exp(x - \eta) + 1} = \frac{2N_c}{\sqrt{\pi}} F_{1/2}(\eta)$$

在此, N_c 是导带有效电子态密度, m^* 是态密度的有效质量, $x = E/k_B T$ 和 $\eta = E_f/k_B T$ 分别是以 $k_B T$ 为单位的电子能量和费米能级, $F_{1/2}(\eta)$ 是 1/2 级费米积分。

但是此 1/2 级费米积分没有解析解, 在程序计算中, 可把费米积分表示为收敛级数, 当 $\eta \ll -1$ 和 $\eta \gg 1$ 时费米积分分别为[9]:

$$F_{1/2}(\eta) = \begin{cases} \frac{\sqrt{\pi}}{2} \exp\left[\eta(1 - 2^{-3/2} \exp(\eta) + \dots)\right], \\ \frac{2}{3} \eta^{3/2} (1 + 0.125\pi^2 \eta^{-2} + 0.267\eta^{-4} + \dots) \end{cases}$$

接着通过具体数值计算, 可以证明在 $-\infty < \eta < +\infty$:

$$F_{1/2}(\eta) \approx \frac{2\sqrt{\pi}}{3\sqrt{\pi} a^{-3/8} + 4 \exp(-\eta)}$$

$$a = \eta^4 + 33.6\eta \left\{ 1 - 0.68 \exp\left[-0.17(\eta + 1)^2\right] \right\} + 50$$

接着从一维的角度用薛定谔方程模拟共振隧穿二极管中波函数的运动, 这里涉及到具体求解薛定谔方程。通过标准有限元方法, 可以把一维系统沿量子阱生长方向 z 轴分成 N 份相等的子层。这个子层足够的薄以致在每个子层上的势能可视为常数。也就是通过有限元划分把复杂变化的电势分布简化为每个子层上不变定值的势能环境, 如图 4.6 所示。而每一个子层间波函数的联系则通过边界上波函数及其一阶导数的连续性求得, 迭代多个这样的子层求解就成了传输矩阵方法[10]。也就是运用传输矩阵方法去解有效质量薛定谔方程的来描述共振隧穿二极管的电子运动。

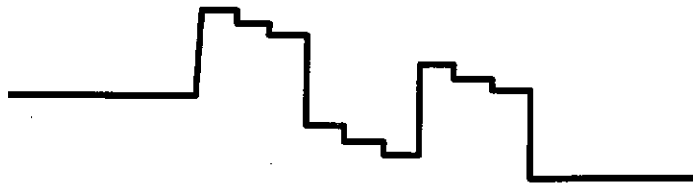


图 4.6 有限元划分量子阱层使其适合传输矩阵的电势环境分布图

具体为第 l 子层, 即对于 $(l-1)\Delta \leq z \leq l\Delta$ 范围内, 波函数及其导数能够表述为:

$$A_l e^{ik_l z} + B_l e^{-ik_l z}, \quad ik_l (A_l e^{ik_l z} - B_l e^{-ik_l z}),$$

用同样方法亦能够描述第 $l+1$ 层波函数及其导数。在界面 $z = l\Delta$ 由标准边界条件连续性条件可推知与相邻层的关系:

$$\begin{aligned} A_l e^{ik_l z} + B_l e^{-ik_l z} &= A_{l+1} e^{ik_{l+1} z} + B_{l+1} e^{-ik_{l+1} z} \\ ik_l (A_l e^{ik_l z} - B_l e^{-ik_l z}) &= ik_{l+1} (A_{l+1} e^{ik_{l+1} z} - B_{l+1} e^{-ik_{l+1} z}) \end{aligned}$$

以上的两个方程中有 4 个未知数: $A_l, B_l, A_{l+1}, B_{l+1}$ 。当知道其中两个未知数时就可以求得另外两个未知数。从第一子层 $l=1$ 开始, 可以顺次写出一系列这样的矩阵, 以致最后 A_l, B_l 可以从初始的 A_1, B_1 推知。

具体为在本论文理论模拟中, 我们把波函数及其一阶导数的转移矩阵表示为[10]:

$$\begin{pmatrix} \Psi \\ \Psi' \end{pmatrix}_{l+1} = \begin{pmatrix} p_1 & p_2 \\ p_3 & p_4 \end{pmatrix}_{l+1,l} \begin{pmatrix} \Psi \\ \Psi' \end{pmatrix}_l$$

其中可以推知:

$$\begin{aligned} p_1 &= \frac{e^{ik_l \delta} + e^{-ik_l \delta}}{2} & p_2 &= \frac{e^{ik_l \delta} - e^{-ik_l \delta}}{2ik_l} \\ p_3 &= \frac{ik_l (e^{ik_l \delta} - e^{-ik_l \delta})}{2} & p_4 &= \frac{e^{ik_l \delta} + e^{-ik_l \delta}}{2} \end{aligned}$$

这样, 从子层 1 的波函数和导数就可以推出层 $(l+1)$ 的波函数及其导数。即最后可以从第一层推出最后一层的波函数及其一阶导数。

$$\begin{pmatrix} \Psi_L \\ \Psi_L' \end{pmatrix} = T \begin{pmatrix} \Psi_0 \\ \Psi_0' \end{pmatrix}, \quad T = \prod_l T_{l+1,l}$$

针对共振隧穿二极管, 考虑电子波函数从发射极 ($z \leq 0$) 到集电极 ($z \geq L$) 传播。这里假设电子以平面波 $e^{ik_0 z}$ 的形式进入 RTD, $0 < z < L$ 。因为势能的变化, 部分波以 $r_k e^{-ik_0 z}$ 的形式被反射回去了, 剩下的得以穿透势垒传播出去。在发射极和集电极的波函数及其

导数分别写作:

$$z \leq 0, \quad e^{ik_0 z} + r_{k_0} e^{-ik_0 z}, \quad ik_0 (e^{ik_0 z} - r_{k_0} e^{-ik_0 z})$$

$$z \geq L, \quad t_{k_0} e^{ik_L z}, \quad ik_L t_{k_0} e^{ik_L z}$$

这里 r_{k_0} 、 t_{k_0} 分别是反射率和透射率。经过一系列的传输矩阵的迭代计算, 得到波之间的关系是:

$$T \begin{bmatrix} 1 + r_{k_0} \\ ik_0 (1 - r_{k_0}) \end{bmatrix} = e^{ik_L L} \begin{bmatrix} t_{k_0} \\ ik_L t_{k_0} \end{bmatrix}$$

接着可以推知波矢 k_0 对于整个电流的贡献:

$$i_{emitter}(k_0) = \frac{e\hbar}{2im^*} \left[\langle \Psi(z) | \frac{d}{dz} | \Psi(z) \rangle - c.c \right]$$

c.c 这里代表其复共轭。由此继续可知从发射极到集电极总的电流为:

$$I_{emitter} = \int f(E_k, E_{fe}) i(k) \frac{2dk}{(2\pi)^3}$$

同理可以计算出从集电极到发射极的电流 $I_{collector}$, 穿过器件的总电流可以表示为这两支电流之和[10]。同时为了描述电子运动和用更多的信息描述波函数、本征态、穿透几率等等, 仅仅求解薛定谔方程是不够的。掺杂和外加偏压都会影响电子周围环境的局部势能, 这种影响可以通过泊松方程来描述。

因为通常的经典半导体图像是: 均匀掺杂热平衡的半导体满足电中性的条件, 即使在器件材料分布的局域小空间中电子和施主浓度也处处相等。但当器件成为具有量子限制效应的器件时, 就不再满足经典半导体图像: 从局域小空间可以看到电子和施主浓度并非处处相等, 虽然从整体器件的积分上它仍然满足电中性条件, 但是其局域区间并非这样。这种局部电势的变化会影响到电子波函数的传输。泊松方程正是描述了这种电势的变化[11][12]。因此需要将泊松方程与薛定谔方程联立求解, 将泊松方程解出的电势带入薛定谔方程中。下式即为泊松方程表达式。

$$\frac{d}{dz} \left(\epsilon \frac{d\phi}{dz} \right) = -e(n - N_D)$$

这里 N_D 是掺杂浓度, ϵ 是介电常数。于是包含这种库仑势 ϕ 的薛定谔方程应为:

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m^*} \nabla^2 + U - e\phi \right) \psi = E\psi$$

4.3 量子点共振隧穿二极管理论

三维量子限制结构的传输性质一直以来得到了很大关注,它特有诸如量子点库仑阻塞等效应得到了广泛关注,利用这些量子点的新型性质,可以形成存储器、单电子晶体管等等。近年来 InAs 自组装量子点嵌入 III-V 族半导体结构制成的新器件更是吸引了广泛的研究。本论文这里主要讨论由 III-V 族量子点共振隧穿二极管形成的单光子探测器的传输机理。

在前面的章节,共振隧穿二极管量子阱结构是一种沿材料生长方向的电子运动一维受限的材料,其在另两维上是自由电子气的运动,所以通常可用一维平面波模式来对电子的运动状态进行模拟。但当在共振隧穿二极管上增加了量子点层时,传统的模拟方式就需要采用新的模拟方式,因为量子点是一种三维受限模式,一维平面波不足以描述另两维的受限情况,需要用三维波包进行模拟。

具体来说这些拥有良好三维限制效应的 InAs 量子点被嵌埋在二维电子气量子阱势垒之上的 GaAs 中。量子点通过充放电改变势能并进一步对附近的二维量子阱结构产生影响。在具体量子力学的波函数模拟中,任何在空间中势能的改变对于载流子波函数的传播都会产生阻碍作用。势垒对于波函数的传播的阻碍作用是明显的,已经在前面讨论过了。接下来讨论量子点的势能对波函数传播的作用。

在原来的模拟中从假设一维稳态的单平面波入手,其波函数的动量是很好确定的。在一维描述中,载流子从发射极到集电极的传输是以单入射平面波描述的,但是这种求解不含时定态薛定谔方程的方法是针对一种纯静态的波函数。但是当系统的三维特征尺寸变为纳米尺度时,电子运动三维受限时这种有效质量近似方法的正确性却需要重新评估。一个纯静态的平面波函数并不造成任何随时间变化的空间几率分布,而一个随时间变化的量子空间波函数的动态几率却有所不同。

因此为了模拟基于量子点的共振隧穿二极管器件中一个电子穿过一个三维量子点的运动,我们采用了波包模式。相比于一维电子平面波形式,波包模式通过解含时薛定谔

方程, 考虑了在时间变化进展中不同平面波之间的耦合效应[13][14][15][16]。电子被当作空间局域波包时, 可在时域上研究其波包随势能的空间变化的传输性质, 诸如反射透射率透射率等等。

高斯波包具有局域化的特点, 在数学上易于计算, 所以在量子力学中用高斯波包描述普通的电子波函数是一种很好的方法。既然涉及到解含时的薛定谔方程, 即波函数随时间的变化规律, 所以首先需要确定时间起点时波函数的状态。这里选择高斯波包形式描述波包: 在最初时刻 $t=0$ 沿 z 轴载流子传输方向且波包分布中心在 z_0 为:

$\exp[ikz - (z - z_0)^2 / 2\sigma^2]$ 。这个波包以 z_0 为中心, 在 z 方向的延展由 σ 控制, 且向右移动。因子 $\exp(ikz)$ 确定了最初的波函数的平均动量。

XY 平面的波函数可通过本征函数 $\Psi_i(x, y)$ 描述。综合面 xy 和 z 轴方向的波函数描述方式, 于是 $t=0$ 时初始波函数可以写为:

$$\Psi(x, y, z, 0) = \sum_i \int_0^\infty \frac{\Psi_i(x, y) e^{ikz - (z - z_0)^2 / 2\sigma^2}}{\sqrt{1 + e^{(E + E_i - E_f) / k_B T}}} \frac{dk}{2\pi}$$

$$\text{此处 } E = E_C + \hbar^2 k^2 / 2m^*, \quad E_i = \hbar^2 k_y^2 / 2m^*,$$

$\frac{1}{1 + e^{(E + E_i - E_f) / k_B T}}$ 是电子在发射极的费米分布。这里由于电流密度低, E_f 被认为是处于局域平衡态。E 本来是二重简并, 可以取波矢: k 与 $-k$ 。因为只考虑载流子沿 z 方向向右的运动, 所以只取 k , σ 代表波包的空间分布。

与解定态一维薛定谔方程不同, 那里电子波函数不随时间而变动。这里载流子的动态传输过程可以通过三维含时薛定谔方程描述:

$$H\Psi(x, y, z, t) = i\hbar \frac{\partial \Psi(x, y, z, t)}{\partial t}$$

这里 H 是哈密顿算符。很显然要求解此即含空间又含时间变化的薛定谔方程, 必须分立化时间和空间才能求解。具体而言这里并不是把它转化为格林函数, 而是采用 Crank-Nicholson 方法, 也就是用 Cayley 方程形式解之。

直接将其转换为有限差分形式, 具体而言, 时间被分为 $n\delta$ (δ 为时间步长), 空

间被划分成 $i\delta s$ (δs 为空间步长), 于是 $\Psi(x, y, z, t)$ 转换为 Ψ_i^n , 含时薛定谔方程就转换成了 Cayley 形式[13, 14, 15, 16]:

$$\left(1 + \frac{i\delta t}{2\hbar} H\right) \Psi_i^{n+1} = \left(1 - \frac{i\delta t}{2\hbar} H\right) \Psi_i^n$$

同时移动波包产生的电流密度低, 可以由量子力学公式算出电流密度公式。

$$i(t) = \frac{e}{2im^*} \int \left(\phi^* \frac{\partial \phi}{\partial x} - \phi \frac{\partial \phi^*}{\partial x} \right) dx$$

参考文献

- [1] C. Kittel, “固体物理导论”, p.5~9, 化学工业出版社, 2005
- [2] 施敏, “半导体器件物理与工艺”, 第二版, 苏州大学出版社, p.18~23, 2006
- [3] P. Harrison, “Quantum wells, wires and dots-Theoretical and computational Physics”, John Willey & Sons LTD, p.4, 1999.
- [4] D. J. Paul, “Silicon-Germanium strained layer materials in microelectronics”, Adv. Mater. Vol. 11, p. 191~204, 1999.
- [5] P. Harrison, “Quantum wells, wires and dots-Theoretical and computational Physics”, John Willey & Sons LTD, p.6, 1999.
- [6] 施敏, “半导体器件物理与工艺”, 第二版, 苏州大学出版社, p.76, 2006
- [7] 傅英, 陆卫, “半导体量子器件物理”, 第一版, p.32-34., 科学出版社, 2005
- [8] 傅英, 陆卫, “半导体量子器件物理”, 第一版, p.123-125., 科学出版社, 2005
- [9] 傅英, 陆卫, “半导体量子器件物理”, 第一版, p.307-312., 科学出版社, 2005
- [10] 傅英, 陆卫, “半导体量子器件物理”, 第一版, p.310-316., 科学出版社, 2005
- [11] P. Harrison, “Quantum wells, wires and dots-theoretical and computational Physics”, John Willey & Sons LTD, 1999. p.105-112.
- [12] A. Shik, “Quantum wells physics and electronics of two-dimensional systems”, World Scientific, 1998. p.69-77.
- [13] Y. Fu and M. Willander, “Electron wavepacket transport through nanoscale semiconductor device in time domain”, J. Appl. Phys. vol.97, p.094311(7), 2005.
- [14] Y. Fu and O. Engstrom, “Electron wave packet transmission through a Si quantum wire under the influence of an ionized impurity scattering potential”, J. Nanoelectronics and Optoelectronics, vol.1, p.108-13, 2006.
- [15] Y. Fu and M. Willander, “Charge accumulation and band edge in the double barrier tunneling structure”, J. Appl. Phys. vol.71, p.3877-82, 1992.
- [16] C. A. Moyer, “Numerov extension of transparent boundary conditions for the Schrodinger equation in one dimension”, Am. J. Phys. vol.72, p.351-8, 2004.

第五章 共振隧穿二极管与量子点共振隧穿二极管模拟分析

前面两章叙述了有关共振二极管和量子点共振二极管的实验和相应理论模拟基础。这一章我们要对这些实验结果其进行理论模拟,以期能够更深入分析出影响器件电光学特性的物理原因。在本章中针对共振隧穿二极管器件和量子点共振隧穿器件,分别采用了一维平面波和三维高斯波包的形式求解定态或含时的薛定谔方程,以期能对电子波函数的运动做出一定了解,并从物理上理解造成特殊电光学特性的原因。

5.1 共振隧穿二极管模拟

在第二章所述实验中,尽管片子的材料和制程工艺参数都相同,但是由于器件实际生长和制备工艺的漂移,得到的单元器件的电学曲线上的负阻电压和双稳态还是有明显差异。当时针对这些差异的原因解释是可能会是外加串并联电阻所影响。为了证实这种猜想,还特别在原单元器件基础上串联和并联了外加电阻,实验结果初步证实了这种猜想。实验中体现的具体影响是:使负阻区峰值电流对应的电压移向更高的电压,使负阻区双稳态的电滞回线变大。而串联电阻的影响是使电流电压曲线的峰谷比便低。在此章中将继续从理论模拟的角度阐明串并联电阻对于电流电压曲线的影响。在本章中将通过理论模拟分析并结合相关文献进行解释,因为通常认为负阻区的电压与外加串联电阻有关[1][2][3],而对于双稳态的看法则不统一。常见的关于双稳态的起因有三种,一是来自串联电阻[1][2],第二种看法是来自 RC 振荡电路[4][5],还有一种看法是来自电子的积累[6][7][8]。

利用一维平面波传输模式,自洽求解薛定谔和泊松方程,我们可以计算电子的传输几率相对于电子动能的变化[8]。5.1 图(a)是 300K 时穿透几率做为电子动能的关系图,(b) 图为 77 和 300K 时理论计算的电流电压曲线和电荷与电压关系。从图(a)中可以看出,当外加电势为零时,随着动能的增加,由于 Z 方向的量子受限效应,穿透几率的变化也是随阱中子能级的分立而有所不同变化的。从图中可以看到在 GaAs 量子阱中心有两个准子能级,一个在 0.12eV,一个在 0.42eV。且 0.12eV 准子能级峰宽更窄。从理论计算的电流电压曲线图(b)更可以看出,仅仅只有一个电流峰出现在外加电压 0.28V 时,它对应在零外加电压时的 0.12 eV 电子动能子能级。而且理论曲线并没有显示双稳态效应,而且峰谷比也比实验的要高很多。而回忆我们的实验器件曲线,可以得到器件的负阻峰值电流所对应的电压要大的多,且峰谷比要低得多,这说明测量中实际得到的并不是本

征器件结构的电学曲线，需要从实验曲线中提取本征的电流电压曲线。

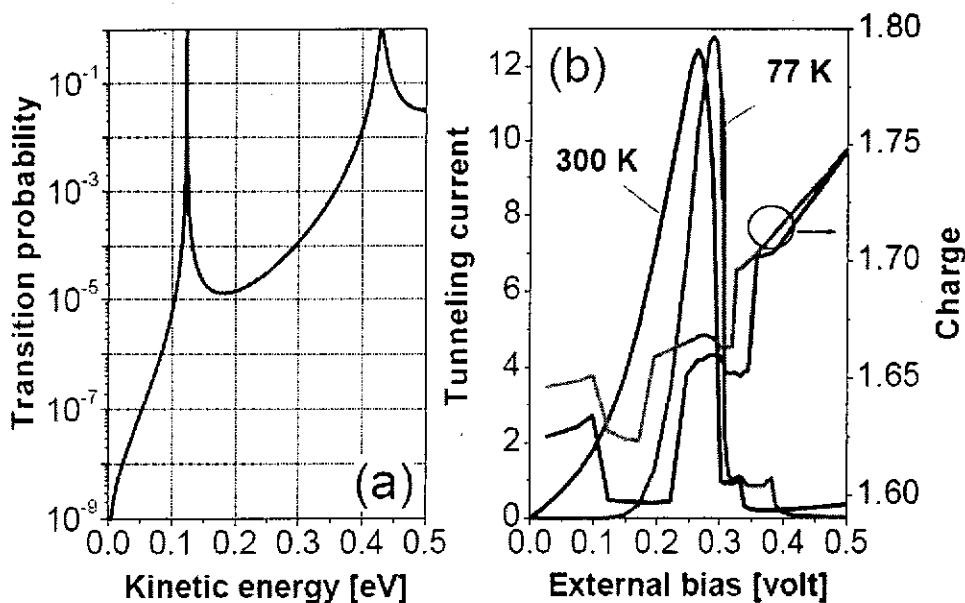


图 5.1 (a) 300K 在一维模式下，共振隧穿二极管的传输几率与电子动能的关系，
(b) 理论电流与电荷相对于电压关系图，细线：77K，粗线：300K

同时理论计算得到的沿共振隧穿二极管材料生长方向的导带电势能分布与电荷沿材料生长方向分布与外加电压变化如图 5.2、5.3 所示。在这两个图中，电压的增加如箭头方向所示。从电势能沿共振隧穿二极管材料生长方向的分布图 5.2 可以看出，导带电势能的分布随外加电压呈线性变化的关系。从图 5.3 进一步可以看出，随着外加电压增加，在发射区还可以看到积聚电荷的变化，即在外加电压下势阱变成了一个三角阱，靠近发射极的势垒前段也形成了三角阱。即外加电压造成了三角阱的形成，也因之形成了电荷的积累。而且在这两个图中都可以看到，随着外加电压增加，三角阱的情形会逐渐明显，而且电荷积累也会逐渐增多，当然势垒前三角阱中的电荷积累要先于阱中电荷的积累。在量子势垒之间准局域子能级上的电荷充电对电流电压曲线的影响很小，仅仅是在共振峰的高电压侧引入了小台面，从这里可以看到理论和实验的差别。

而且在本实验中，我们的材料用 MBE 生长的。虽然可以精确控制膜厚，但仅仅是单层 0.23nm 的增加或减少就会明显影响电子的隧穿几率。从这一点也可以进一步补充说明实验中两个器件电流电压曲线中电流强度的差别。因为实验材料的生长工艺中不可避免都会有少量的漂移。

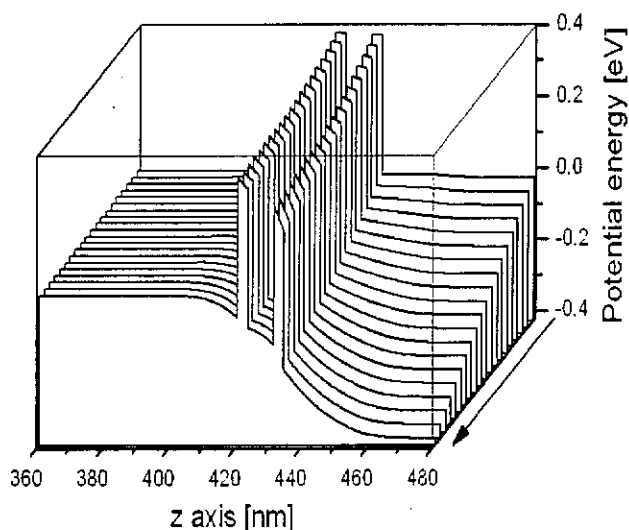


图 5.2 77K 共振隧穿二极管结构中电势能作为外加电压函数的
随器件材料生长方向的分布图

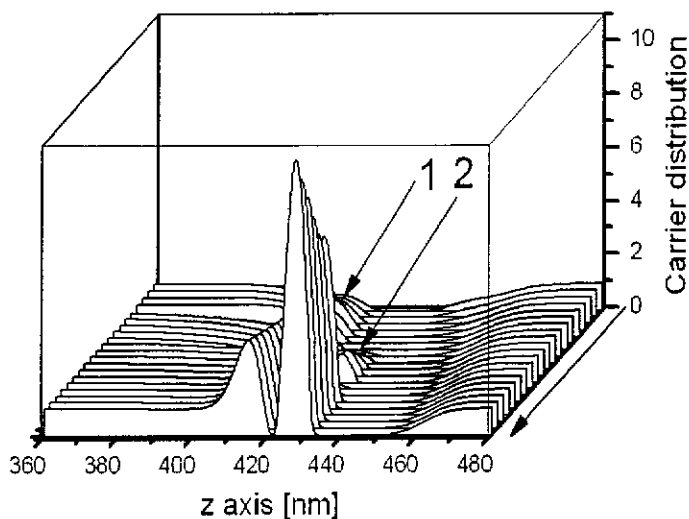


图 5.3 77K 共振隧穿二极管结构中净电荷作为外加电压函数的
随器件材料生长方向的分布图

现在来对这种理论与实验的差异做具体分析和讨论。在实验中空气桥的工艺过程还是比较复杂的，其中最容易受到影响的器件参数是刻蚀的深度。当然还有刻蚀线条的均宽性和欧姆接触的等差异。这些情况都可以引入大量串联电阻。另一个问题是器件有源区的氧化，这种氧化层令实际有源区面积和体积进一步缩小，会给器件带来较大的外加

并联电阻，甚至会导致漏电流的存在。

令 E 为电场， μ 是电子迁移率， n 是电子浓度，漂移扩散电流强度 J 和电阻的具体表述可写为：

$$J = ne\mu E, \quad R = \frac{V}{I} = \frac{EL}{JS} = \frac{L}{neS\mu}$$

这里具体接触的参数由有源区面积 S 和长度 L 描述， V 是外加偏压。对于在室温 n 型 GaAs 材料，其掺杂 $10^{17} \sim 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ， $\mu = 4 \times 10^3 \text{ cm}^2 / \text{V} \cdot \text{s}$ [9]。上电极的电阻，由于上电极三层掺杂浓度的显著差异，所以随着欧姆接触具体在哪一层而有所不同。当外部欧姆接触在材料设计生长参数图的第二层时，对于长为 $104 \mu\text{m}$ 宽为 $2 \mu\text{m}$ 的上电极的电阻是 $50.8 \text{ k}\Omega$ 。而当欧姆接触在更高掺杂浓度第一层时，则电阻变为 $4.06 \text{ k}\Omega$ ，也就是说欧姆接触到达不同层这个电阻的差异还是很显著的。对于更长也更宽的下电极来说，其电阻当然要比又窄又长的上电极的电阻要小很多，但是欧姆接触抵达其不同层的差异也同样显著。下电极桥长 $190 \mu\text{m}$ ，宽为 $30 \mu\text{m}$ ，当欧姆接触到掺杂由低到高的第一二三层时，电阻值分别为 99.8 ， 6.18 ， $0.16 \text{ k}\Omega$ 。

具体测量得到的上电极两个欧姆接触点间的电阻值是 $10 \text{ k}\Omega$ ，下电极电阻是 300Ω 。从这个实验数据中我们可以推断上电极是接触在第二层（掺杂浓度为： $2.0 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ），下电极掺杂仅到达掺杂浓度最高的底层（ $2.0 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ）。所以在我们的空气桥结构的共振隧穿二极管器件中，串联电阻还是很明显的。为了解释串联电阻的作用，外加串联电阻的实验已在前面章节详述，这里用公式去除外加串联电阻影响，提取其本征电流电压曲线。我们令此实验结果的电流电压关系为 $I(V^*) - V^*$ 。 $I_A(V) - V$ 为原来没有外加电阻 R_s 的器件的电流电压关系，则可以通过下面公式推算原来之。

$$V^* = V + I_A(V) \times R_s$$

数学计算结果显示在图中的点线： $a \rightarrow b \rightarrow c' \rightarrow d \rightarrow e \rightarrow f' \rightarrow a$ 。实际上则显示如测量实线中的 $a \rightarrow b \rightarrow c \rightarrow d \rightarrow e \rightarrow f \rightarrow a$ 。从这里可以看到外加串联电阻使负阻峰值电压移动到更高电压处，同时双稳态的电滞回线变大。

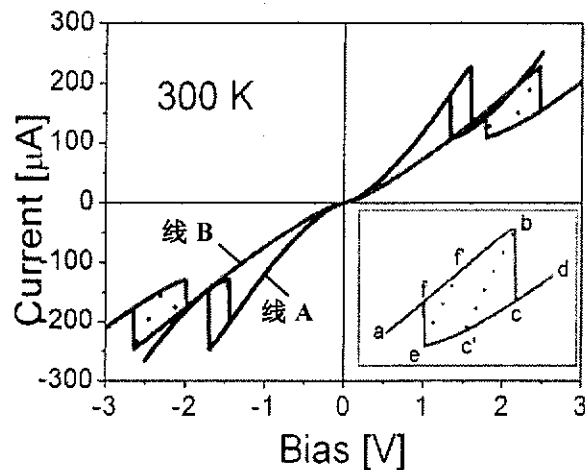


图 5.4 300K 时 RTD 器件在有无外加电阻情况下的电流电压曲线，

线 A: 无外加串联电阻实验曲线，线 B: 有外加串联电阻 $3.9\text{ k}\Omega$ 的实验曲线，

点线: 从线 A 上外加串联电阻的理论外推曲线。

图 5.4 所示为在第二章外加电阻的电学特性测试实验中，依据上述公式得到的理论外推曲线。线 A 为器件的电流电压实验曲线，线 B 为外加串联电阻后的实验曲线，点线为从线 A 根据公式加上外加电阻 $3.9\text{ k}\Omega$ 的理论外推曲线。从这里可以看到线 B 与点线基本符合，再次说明了外加电阻的影响：使负阻区峰值电流所对应电压移向更高处，且双稳态的回线更明显。

同样依据此公式，通过去除串联电阻的影响，我们可以进一步得到实验共振隧道二极管的本征特性曲线。如图 5.5 所示，我们在同一材料 wafer A 上任选 4 个共振隧道二极管单元器件，先测量其实验电流电压曲线，再利用公式求得其本征曲线。这可以清楚看到去除掉串联电阻的影响。即同理通过上述公式，我们可以提取本征的电流电压曲线。去掉的串联电阻值的大小为在确保电流电压曲线斜率不为负的情况下尽可能大，可以看到随着去掉的串联电阻值的增大，峰值电压逐渐变小。本征电压回到了 $0.42, 0.37, 0.26, 0.36\text{ V}$ 左右。对应的去掉的串联电阻为 $9.0, 4.2, 4.5$ 和 $4.1\text{ k}\Omega$ 。同样对于 wafer B 上的器件可以得到其本征负阻峰值电压在 0.32 V 左右，去掉的串联电阻值为 $10\text{ k}\Omega$ 。这个本征电压与理论电流电压曲线上得到的负阻峰值电压符合得很好，而且也与测量得到的上下电极间的电阻值符合得较好，且也没有显示双稳态过程。

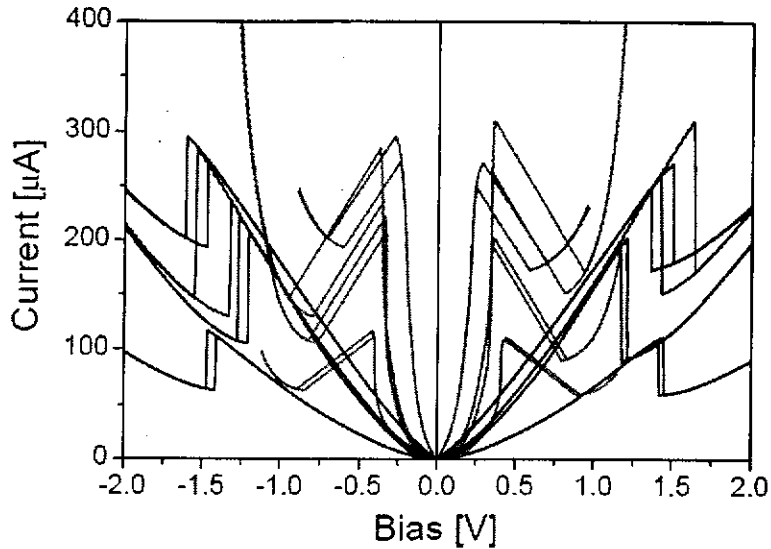


图 5.5 300K wafer A 上四个单元器件的电流电压曲线:

黑线: 单元器件实验曲线, 浅色线: 理论提取曲线

从这里可以看出串联电阻对共振隧穿二极管上电流电压曲线的影响。与串联电阻类似, 图 5.6 显示了并联电阻对电流电压曲线的影响: 并联电阻并不对峰值电压的移动和双稳态产生影响, 但是却能使电流电压曲线上的峰谷比变低。其原因在于化学刻蚀和氧化过程使得真正的共振隧穿二极管的有源区比实际形成的要小一圈。这种并联电阻导致了漏电流, 也显著降低了负阻区峰谷比。因此可以推断, 串联和并联电阻在共振隧穿二极管的实验电流电压曲线中有显著影响。

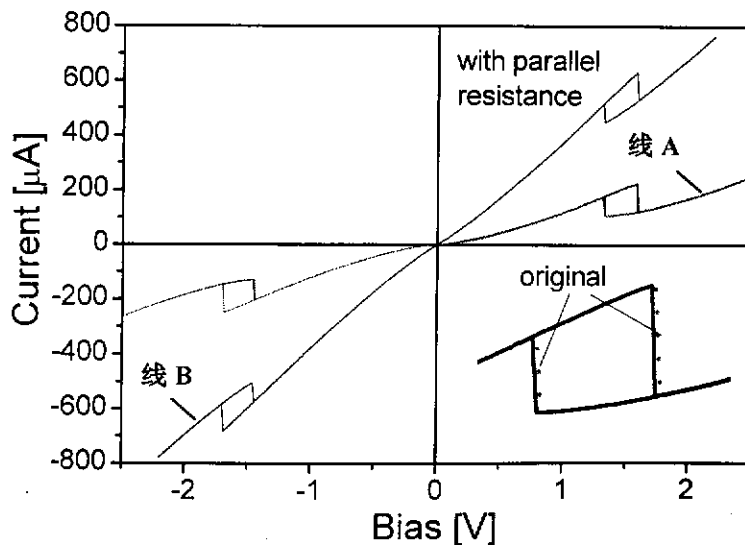


图 5.6 RTD 单元器件在有无外加并联电阻时的电流电压曲线,

线 A: 器件实验曲线, 线 B: 加并联电阻实验曲线, 点线: 理论提取曲线

在此处 300K 温度下, 线 A 为实验器件曲线, 线 B 则为外加并联电阻 $3.9\text{ k}\Omega$ 的实验曲线, 点线为从线 B 上依据公式减去并联电阻的影响的理论提取曲线。证实前面所做的猜想, 并联电阻使器件的峰谷比降低。

实验与理论曲线的差异在于两点, 一是负阻峰值电压值, 另一个就是双稳态的形成。上述已经阐明理论中的负阻峰值电压通常比实验负阻峰值电压低。但是实验中双稳态的电滞回线如何解释呢? 因为在理论曲线中, 双稳态曲线并不出现。传统的观点认为它可能来自三点: 一为器件的外加串联电阻, 二为电阻电容 RC 电路振荡, 第三个原因是来自器件中电子的堆积。

电子的聚集效应依赖于隧穿电子从高能态到第一个 AlAs 势垒前的三角阱和量子阱的局域态的耗散驰豫过程。在理论电荷分布图 5.3 中可以清楚地看到相对应的两个净电荷峰。有可能这种三角阱中的电子的耗散过程造成了电滞回线。具体机制在于在开始的正向电压扫描过程中, 传输电子没有发生驰豫, 但是在反向电压扫描过程时, 传输电子发生了驰豫, 所以在实验曲线中观察到了电滞回线。在低温电子声子相互作用比较弱时, 这是可能的一个原因。然而在我们的测量中, 至少这个原因不是很显著。因为我们的实验在低温和室温稳态下通过改变扫描电压速度到 1MHz, 并没有观测到任何显著的变化。而且从另一方面来说, 共振隧穿二极管也并不依赖于能量的驰豫过程。因为在电子相干隧穿过程中, 能量驰豫过程被认为是到达最小化, 即来自电子在量子三角阱中的驰豫耗散过程作用可认为是贡献微小的。

至于另一个可能的原因是电阻电容 RC 振荡, 通过给器件外加并联电容也考察了它的影响。依据共振隧穿二极管的典型值, 外并联电容从 10 到 50 pF 都有选择。实验中交流电压从 0 变化到 0.5V, 频率从 1, 10, 20, 30, 40MHz, 但是 RTD 的直流电流电压曲线并没有显示对于外加电容的依赖性。这说明了 RC 振荡并不是造成器件实验曲线中双稳态电滞回线的主要原因。

双稳态的形成和实验中 wafer A 和 B 测得的器件电流电压曲线的电流区别可以如下理解: 势垒 AlAs 层即是只有一个单原子层的厚度改变也会令 wafer B 的器件共振隧穿电流降低一个量级。低电流自然对应低电压, 与此相对正好是 wafer A 的高电压高电流。在 wafer A 中大的串联电阻 $10\text{ k}\Omega$ 自然会导致负阻峰值电压移向高电压和产生双稳态现象

据此可以得出结论主要是器件本征结构外的串联电阻对器件的电滞回线产生了影响。此处本征共振隧穿二极管仅指双势垒和势阱。从而进一步肯定了理论本征负阻区峰

值电流值和对应的电压值不仅要比实验值小很多,而且理论曲线不显示负阻区的双稳态现象。而且分析进一步显示较厚的 spacer 层、欧姆接触层的低掺杂浓度和厚的接触层通常与高的电流峰值电压和明显的双稳态有明显相关性。去掉串并联电阻影响后的实验结果与理论结果符合的很好。

我们还对多个文献里面列出了明确的器件膜层结构和掺杂浓度的共振隧穿二极管器件的 $I\sim V$ 做过模拟,其对外加电阻、本征电流与实验量测值之间的关系与前面的分析结论一致[10~38]。

5.2 量子点共振隧穿二极管模拟

在前面章节中我们通过实验初步看到了当在传统共振隧穿二极管的基础上增加了量子点层后形成的量子点共振隧穿二极管器件的特殊电学特性。这主要体现在预充电对器件电流电压曲线的影响,当给器件一个外加电压预充电时,除了基本的负阻区电流峰外,还有一个低电压的小电流峰,对此通过实验我们的初步估计是来自量子点的充电效应。在本节里我们从理论的角度模拟和分析量子点共振隧穿二极管的电学特性,尤其着力说明这种量子点的充电对电流电压特性曲线的影响[39]。这种量子点共振隧穿二极管的结构和能带简图如图 5.7 所示。

5.2.1 量子点共振隧穿二极管一维模拟

为了进一步和后续的三维波包形式的模拟做一个对比,这里我们首先在一维模式下模拟量子点共振隧穿二极管的特性。这里量子点层被作为有效量子阱层模拟,只是这里 InAs 量子阱层的空穴态密度用单个的 δ 函数模拟。具体说来我们首先依据 InAs 量子点的形貌高度值用 5 纳米厚的 InAs 量子阱来模拟它,量子点由于三维限制效应所显现的分立性质由单 δ 函数的空穴态密度去描述。

理论计算针对不同的空穴浓度所得的电流电压曲线及电势与净电荷的分布情况如图 5.8 所示,其中图(a)显示一维平面波的电流电压曲线[40]。我们可以看出电流电压曲线上仅有一个电流峰,这个是属于本征共振隧穿二极管结构贡献的负阻电流峰,而且当我们改变空穴浓度时,可以看到曲线所受影响与空穴浓度关系不大。具体来说图中仅在外

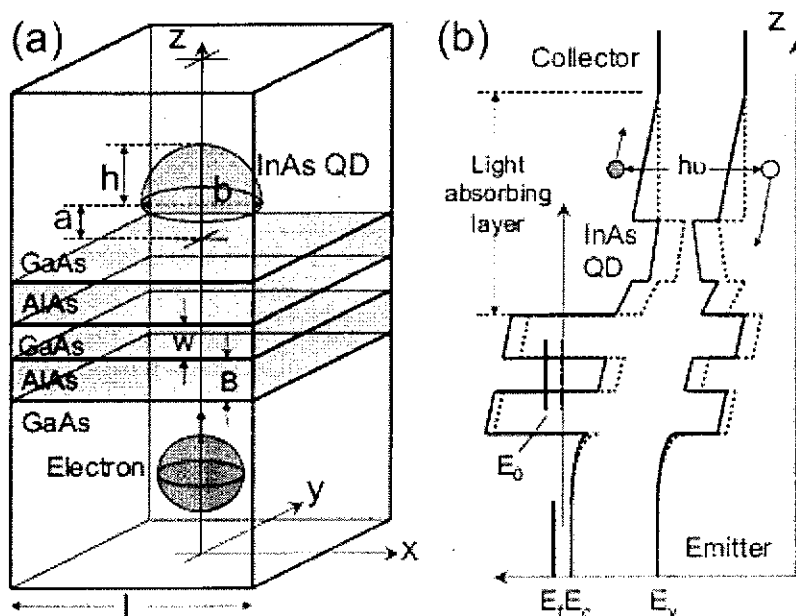


图 5.7 量子点共振隧穿二极管的结构(a)和能带(b)简图

加电压 0.35V 时可以看到一个电流峰，这与 GaAs 量子阱的电子动能关系中的 0.1eV 准基量子能级相对应。注意在实验测量中我们观察到的电流峰为 -2.3V，这对应理论计算中的 -0.35V，这种区别在于器件本征结构外的串联电阻的影响，这在前述章节已经说明。在图(b)和(c)是导带能级和净电荷沿着材料生长方向的分布图。在有效 InAs 势阱中的空穴充电改变了能带分布图，但是因为空穴造成的能级势能的减少却很大程度上被增加的电子补偿了。在图(c)中可以看到这种增加电子来自两个 AlAs 势垒间的 GaAs 势阱和分布在 $z = 0.24$ 与 $z = 0.26\mu\text{m}$ 间的第一个势垒前的三角阱，随着外加电压的增加，这种三角阱中的电荷积累将也逐渐增多。而且这种势能的变化绝大部分发生在双势垒有源区的左边，然而我们所关注的电子却是从右边进入有源区，可以说是这种影响被屏蔽了，以致空穴的净效应用于平面波的传播是很有限的。

当我们改变量子点密度时，例如曲线 2 和 3 所对应得密度因子分别是 100 和 1000，会发现它们与曲线 1 几乎一样。而且在这里我们也没有观察到任何双稳态，部分原因是围绕量子点的 GaAs 层相当厚以致共振峰变得相当宽，不易形成双稳态。

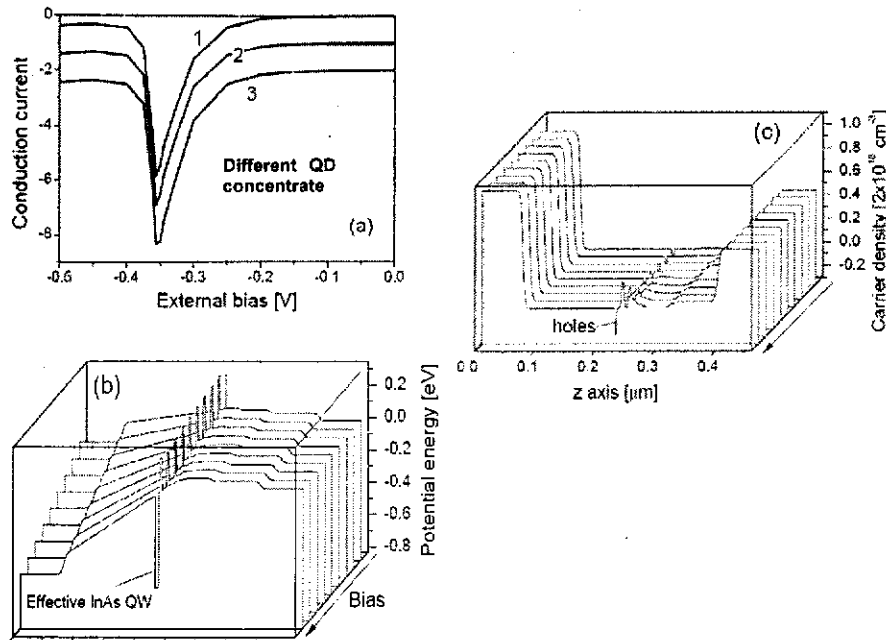


图 5.8 量子点共振隧穿二极管的一维平面波模拟:

(a) 曲线 1 为 77K 时量子点共振隧穿电流电压理论曲线图, 曲线 2 和 3 分别为改变量子点的密度为 100 和 1000 时的电流电压图。(b) 器件导带电势能分布图, (c) 器件的导带电势能分布图, 此两图中的箭头为外加电压增加方向。

5.2.2 量子点共振隧穿二极管三维模拟

我们现在研究三维电子波包传输模式[41], 这里我们将用高斯波包的形式来模拟波函数的运动并将求解含时的薛定谔方程, 最后得到波函数在空间和时间上的变化规律。

因为计算机有限的存储容量和 CPU 的时间限制, 此三维异质结构在 xy 平面尺度限制在 L 范围内, 即此处我们将此器件先处理为量子线的模式。 $L \times L$ 范围之外的势能认为是无穷大。如果令温度 77 K 时掺杂浓度为 $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, 电子迁移率为 $3000 \text{ cm}^2 / \text{Vs}$, 则此处 GaAs 接触层的电子平均自由程是 50nm。这决定了 GaAs 接触层 xy 平面的初始电子波的相干长度。在理论计算中, 我们取电子平均自由程的一半 $L=25 \text{ nm}$ 作为最初波函数在面 xy 的延伸尺度。通过这个电子波包模式, 载流子在量子线的传输能够通过单能级的高斯波包描述。为了确定其波包随时间的变化规律, 在计算上首先需要确定时间起始点的波包函数形式[42][43]。令在时间起始点 $t=0$:

$$\Psi_{iq}^0(x, y, z) = \frac{\Psi_i(x, y)}{\sqrt{2\pi\sigma}} e^{iqz - (z-z_0)^2/2\sigma^2}$$

$\Psi_i(x, y)$ 是子能级 i 在 xy 平面的波函数, q 为波矢, $E_q = \hbar^2 q^2 / 2m^*$ 为电子在 z 方向的动能。对于沿着 z 轴方向, xy 平面上的波范围限制在 $L=25\text{nm}$ 和长度为 $1\mu\text{m}$ 的量子线器件来说, 传输电流如图 5.9 所示。这个图中显示了两种情况下的模拟电流曲线。一个是外加电压为零的纯量子线的情况: 无 AIAs 势垒、无量子点。波的传输很好以致电流密度等于初始波函数的速度 $\hbar q / m^*$ 。另一条模拟曲线是当加上了 AIAs 势垒层后, 系统变为量子线的 RTD, 从图中可以看出此时在动能 0.1 和 0.35eV 有两个电流峰。当然为了看的更清楚, 竖轴的标度比例有所不同, 但是这个曲线的两个峰值说明它与一维平面波的模拟结果类似。

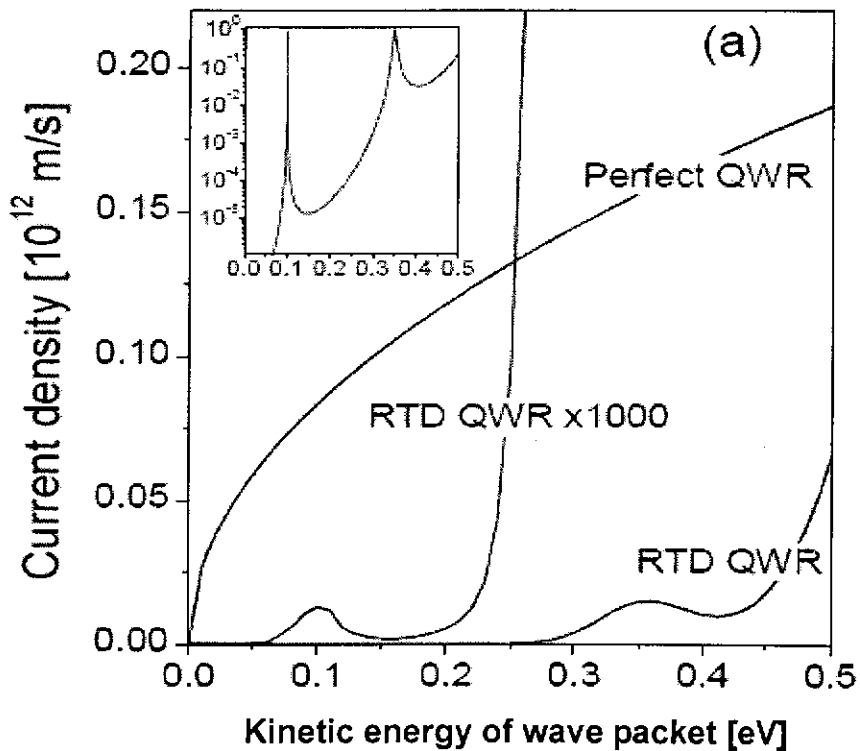


图 5.9 三维波包形式对器件的模拟: 纯粹的量子线和加上了 AIAs 势垒的量子线的电流电压曲线。左上插图为一维平面波的模拟结果

对于这种量子线三维模拟, 当加上量子点后就会发现它对器件传输性质的影响。可以说空穴对量子点的充电显著改变了波包的传输性质。受限空穴在 InAs 量子点中的分布可以用有效半径 6nm 的球体模型来模拟, 而且由于应力场和量子限制作用, 它远远小

于量子点的体积[44]。在这里用教科书中关于这种电荷分布的三维长程库仑势的表达方式来计算空穴对其电势的影响[45]。从图 5.10 中可以看出在 0.35eV 的共振峰显著降低了, 0.1eV 的电流峰也有所降低, 而且两个共振峰都显著红移了。为了看清楚这两个电流峰, 这里我们也用了垂直方向的不同标度。

也就是说与传统的一维模式不同, 充电的量子点产生了一个三维的长程库仑势, 它显著的降低了有效双势垒区的局域势能。在一维模拟情况下, 在 xy 平面的波函数分布是不受束缚的, 也就是其势能的改变对这种不够局域的波函数的平均效应的影响较弱。这种改变使得共振峰移向更低能量方向。同时这种电势的改变也影响了波函数的传输性质。具体说来在一维模拟中, 因为电荷被 InAs 势阱俘获带来的电势改变非常局域化, 这种局域范围是在量子点层和双势垒间, 然而载流子波函数却并非局域化, 而且还在 xy 平面有所延伸。所以一维模式的平面波的传输很少受到影响。但是对于量子线模式, 由于波包在 xy 平面被完全限制在 $L \times L$ 区域, 局域化效应更明显, 所以受到充电量子点的影响比较显著。

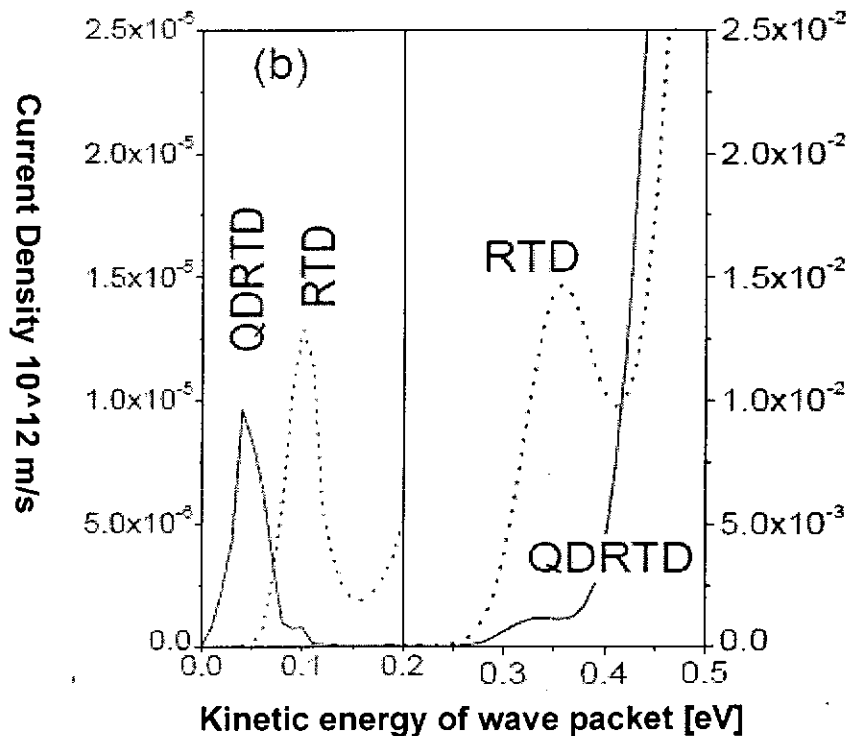


图 5.10 三维波包形式对量子点共振隧穿二极管的模拟,
点线: 量子点是中性的, 实线: 量子点被一个空穴充电

求解含有时间的薛定谔方程可以使我们获得波函数除了空间外的随时间的变化规律。图 5.11 中显示了此三维电子波包随时间沿 z 轴变化发展, 我们积分了在 xy 平面的波函数。

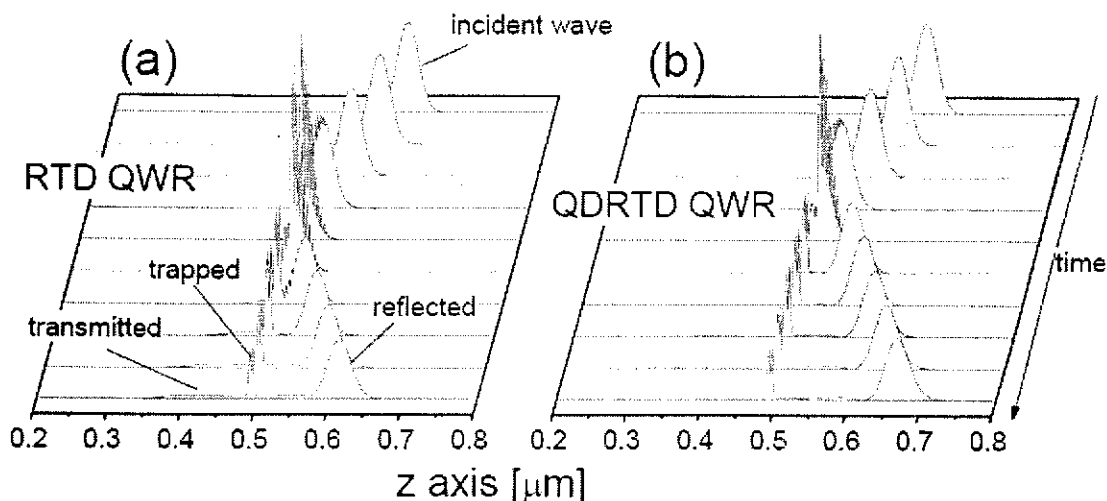


图 5.11 (a) 三维电子波包在器件量子线模拟结构中的随时间的变化，

(b) 当量子点充电时，三维电子波包随时间的变化， $E_g = 350meV$

从这个 $E_g = 350meV$ 时波函数的传播图中可以看到，当入射波包从右边进入系统时，入射波包与 AlAs 势垒相撞后分成三部分，一部分反射回右边，一部份陷入 GaAs 量子阱，最后一部分传输出去。当量子点为中性时，这个波函数沿量子线的传播最后传输出去的部分可以被比较明显的观察到。可是通过对量子点充电，传输波降低了。而且从前面电流与波包动能曲线图中知，当量子点中性时， $E_g = 350meV$ 发生共振。同样，对于能量更低的基子能级的波包函数，其波包动能， $E_g = 100meV$ ，其随时间变化过程可以看到同样类似结果。然而，这里由于低 E_g 的波包较小，波包传输就较少些受到影响，所以传输峰的红移就成了唯一显著的结果。

所以由上面的波包与能谱的分析可以得出以下结论。载流子波包传输模式由两部分构成：电子波包通过和不通过量子点而通过之间的空隙传输。即载流子在器件有源区的传输分为了两路，如图 5.12 所示。当量子点充电时，两种路径的电子波包传输性质不同，产生两套能谱。当量子点没有被充电时，这两种波包函数的传输是一样的，以致导致电流电压曲线上只有一个电流峰。当量子点被空穴充电时，实验观测到的电流电压曲线上的低能峰将会出现，这对应于电流与电子波包动能曲线图上量子点充电时能谱向低能方向的红移。增加充电量子点的数目会增加低能峰，但是高能峰却很少受到影响，此在实验曲线中可以清楚显示。从这些分析可以看出三维波包传输模式较之一维定态平面波模式更适合量子点共振隧穿二极管器件。

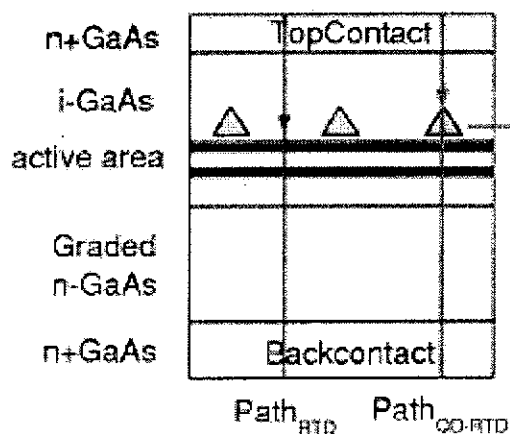


图 5.12 载流子在器件中的传播路径

因为有限的计算机存贮容量，我们通过限制传输路径区域在电子相干自由程距离的一半即 $25 \times 25 \text{nm}^2$ 范围内，就限定了三维电子波包与三维空穴库仑势作用为迎面相撞。如果继续增加 L 的长度以致可以包括围绕量子点的衍射，则我们就可以解释实验观测到的电流宽峰。而初始电子波包在 xy 平面的更宽延展也有望解释实验观察到的量子点产生的隧穿峰的平移。当然这种外加电压的量子点情况的研究会涉及到两个数学问题。一个是由于外加电压增加的动能会增加收集极的波包运动，这会大大增加计算存贮容量和 CPU 时间。第二个问题是三维泊松方程和时间有关的薛定谔方程的自洽求解。然而我们确信本章采用的三维波包传输模式较之一维平面波模式更好的抓住了量子点共振隧穿二极管中载流子传输的基本机制，更好的体现了载流子三维受限运动的状态。即这种三维充电量子点产生的长程库仑势对于共振隧穿二极管的显著影响，并使得其电子能谱分为两类，造成了除了负阻电流峰外的另外的低电压电流峰。

参考文献

- [1] M. Tsuchiya and H. Sakaki, "Dependence of resonant tunneling current well widths in AlAs/GaAs/AlAs double barrier diode structures", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 49, p.88-90, 1986.
- [2] M. Tsuchiya and H. Sakaki, "Precise control of resonant tunneling current in AlAs/GaAs/AlAs double barrier diode with automatically-controlled barrier widths", *Jpn. J. Appl. Phys.* Vol. 25, pp. L185~187, 1986.
- [3] J. Sodertrom and T. G. Andersson, "GaAs/AlGaAs resonant tunneling diodes: the dependence of the peak-to-valley current ratio on barrier thickness and height", *Superlattices and Microstructures*. vol.5, p.109-13, 1989.
- [4] T. C. L. G. Sollner, "Comment on "Observation of intrinsic bistability in resonant-tunneling structures"", *Phys. Rev. Lett.* vol.59, p.1622, 1987.
- [5] E. A. Poltoratsky and G. S. Rychkov, "The dynamic nature of peculiarities of RTS static I-V characteristic", *Nanotechnology*. vol.12, p.556-61, 2001.
- [6] V. J. Goldman, D. C. Tsui, and J. E. Cunningham, "Observation of intrinsic bistability in resonant-tunneling structures", *Phys. Rev. Lett.* vol.58, p.1256-9, 1987.
- [7] J. O. Sofo and C. A. Balseiro, "Intrinsic bistability in resonant-tunneling structures", *Phys. Rev. B*. vol.42, p.7292-5, 1990.
- [8] Y. Fu and M. Willander, "Charge accumulation and band edge in the double barrier tunneling structure", *J. Appl. Phys.* vol.71, p.3877-82, 1992.
- [9] Ch. Kopf, G. Kaiblinger-Grujin, H. Kosina, S. Selberherr, "Reexamination of Electron Mobility Dependence on Dopants in GaAs", *Solid-State Device Research Conference, 1997. Proceeding of the 27th European*. 22-24 September 1997. p.304-7.
- [10] D. Vakhshoori and S. Wang, "Resonant tunneling diodes with AlAs barrier: Guides for improving room-temperature operation", *J. Appl. Phys.* vol.62, p.3474-6, 1987.
- [11] R. C. Potter, A. A. Lakhani, D. Beyea, and H. Hier, "Enhancement of current peak-to-valley ratio in In_{0.52}Al_{0.48}As/In_{0.53}Ga_{0.47}As-based resonant tunneling Diodes", *J. Appl. Phys.* vol.63, p.5875-5876, 1988.
- [12] M. L. Leadbeater, E. S. Alves, L. Eaves, M. Henini, O. H. Hughes, F. W. Sheard, and G. A. Toombs, "Charge build-up and intrinsic bistability in an asymmetric resonant-tunnelling structure", *Semicond. Sci. Technol.* vol.3, p.1060-1062, 1988.
- [13] A. Zaslavsky, V. J. Goldman, D. C. Tsui, and J. E. Cunningham, "Resonant tunneling and intrinsic bistability in asymmetric double-barrier heterostructures", *Appl. Phys. Lett.* vol.53, p.1408-1410, 1988.

- [14] E. R. Brown, W. D. Goodhue, and T. C. L. G. Sollner, "Fundamental oscillation up to 200 GHz in resonant tunneling diodes and new estimates of their maximum oscillation frequency from stationary-state tunneling theory", *J. Appl. Phys.* vol.64, p.1519-29, 1988.
- [15] M. L. Leadbeater, E. S. Alves, F. W. Sheard, L. Eaves, M. Henini, O. H. Hughes, and G. A. Toombs, "Observation of space-charge build-up and thermalisation in an asymmetric double-barrier resonant tunnelling structure", *J. Phys.: Condens. Matter.* vol.1, p.10605-11, 1989.
- [16] H. Yoshimura, J. N. Schulman, and H. Sakaki, "Charge accumulation in a double-barrier resonant-tunneling structure studied by photoluminescence and photoluminescence-excitation spectroscopy", *Phys. Rev. Lett.* vol.64, p.2422-2425, 1990.
- [17] H.-Z. Zheng, F.-H. Yang, and Z.-G. Chen, "Nonresonant magnetotunneling in asymmetric GaAs/AlAs double-barrier structures", *Phys. Rev. B.* vol.42, p.5270-3, 1990.
- [18] Y. H. Wang, "Interband resonant tunneling diode in δ -doped GaAs", *Appl. Phys. Lett.* vol.57, p.1546-7, 1990.
- [19] P. Cheng and J. S. Harri, Jr, "Improved design of AlAs/GaAs resonant tunneling diodes", *Appl. Phys. Lett.* vol.56, p.1676-8, 1990.
- [20] R. Beresford, L. F. Luo, K. F. Longenbach, and W. I. Wang, "Resonant interband tunneling through a 110 nm InAs quantum well", *Appl. Phys. Lett.* vol.56, p.551-3, 1990.
- [21] R. D. Schnell and H. Tews, "Size effects in microstructured resonant tunneling diodes", *Solid-State Electronics.* vol.33, p.1467-70, 1990.
- [22] C. Kidner, I. Mehdi, J. R. East, and G. I. Haddad, "Bias circuit instabilities and their effect on the d.c. current-voltage characteristics of double-barrier resonant tunneling diodes", *Solid-State Electronics.* vol.34, p.149-56, 1991.
- [23] R. M. Kapre, A. Madhukar, and S. Guha, "Highly strained GaAs/InGaAs/AlAs resonant tunneling diodes with simultaneously high peak current densities and peak-to-valley ratios at room temperature", *Appl. Phys. Lett.* vol.58, p.2255-7, 1991.
- [24] B. Jogai, E. T. Koenig, "A parametric study of extrinsic bistability in the current-voltage curves of resonant-tunneling diodes", *J. Appl. Phys.* vol.69, p.3381-3, 1991.
- [25] Y. K. Su, R. L. Wang, and Y. H. Wang, "Negative differential resistance in GaAs delta-doping tunneling diodes", *Jpn. J. Appl. Phys.* vol.30, pp.L292-4, 1991.
- [26] J. Chen, J. G. Chen, C. H. Yang, and R. A. Wilson, "The I-V characteristics of

- double-barrier resonant tunneling diodes: Observation and calculation on their temperature dependence and asymmetry”, *J. Appl. Phys.* vol.70, p.3131-6, 1991.
- [27] D. H. Chow and J. N. Schulman, “Intrinsic current bistability in InAs/Al_xGa_{1-x}Sb resonant tunneling devices”, *Appl. Phys. Lett.* vol.64, p.76-8, 1994.
- [28] T. Figielski, A. Makosa, T. Wosinski, P. C. Harness, and K. E. Singer, “Electron-phonon interaction during resonant tunneling through a double-barrier heterostructure”, *Solid State Communications*, vol.91, p.913-7, 1994.
- [29] C. J. Goodings, H. Mizuta, J. R. A. Cleaver, and H. Ahmed, “Variable-area resonant tunneling diodes using implanted in-plane gates”, *J. Appl. Phys.* vol.76, p.1276-86, 1994.
- [30] J. M. Smith, P. C. Klipstein, D. G. Austing, R. Gery, and G. Hill, “The role of interface quality in resonant tunneling between transverse X-states in GaAs/AlAs double barrier structures pressurised beyond the type II transition”, *J. Phys. Chem. Solids*, vol.56, p.475-9, 1995.
- [31] J. L. Jimenez, E. E. Mendez, X. Li, and W. I. Wang, “Resonant tunneling and intrinsic bistability in GaSb-based double barrier heterostructures”, *Solid-State Electronics*, vol.40, pp.583-4, 1996.
- [32] T. Oobo, R. Takemura, M. Suhara, Y. Miyamoto, and K. Furuya, “High peak-to-valley current ratio GaInAs/GaInP resonant tunneling diodes”, *Jpn. J. Appl. Phys.* vol.36, p.5079-80, 1997.
- [33] H. Kitabayashi, T. Waho, and M. Yamamoto, “Resonant interband tunneling current in InAs/AlSb/GaSb/AlSb/InAs diodes with extremely thin AlSb barrier layers”, *Appl. Phys. Lett.* vol.71, p.512-14, 1997.
- [34] O. Kuhn, J. Genoe, D. K. Maude, J. -C. Portal, L. Eaves, M. Henini, G. Hill, and M. Pate, “S-shaped current bistability in a bipolar resonant tunneling diode”, *Physica E: Low-dimensional System and Nanostructures*, vol.2, p.483-488, 1998.
- [35] H. Ikeda, M. Iwasaki, Y. Ishikawa, and M. Tabe, “Resonant tunneling characteristics in SiO₂/Si double-barrier structures in a wide range of applied voltage”, *Appl. Phys. Lett.* vol.83, p.1456-1458, 2003.
- [36] N. Jin, S.-Y. Chung, A. T. Rice, P. R. Berger, R. Yu, P. E. Thompson, and R. Lake, “151 kA/cm² peak current densities in Si/SiGe resonant interband tunneling diodes or high-power mixed-signal applications”, *Appl. Phys. Lett.* vol.83, p.3308-10, 2003.
- [37] A. D. Martin, M. L. F. Lerch, P. E. Simmonds, and L. Eaves, “Observation of intrinsic tristability in a resonant tunneling structure”, *Appl. Phys. Lett.* vol.64, p.1248-50, 1994.
- [38] T. J. Foster, M. L. Leadbeater, E. Eaves, M. Henini, O. H. Hughes, C. A. Payling, F. W.

- Sheard, P. E. Simmonds, and G. A. Toombs, "Current bistability in double-barrier resonant-tunneling devices", *Phys. Rev. B*, vol.39, p.6205-7, 1989.
- [39] J. C. Blakesley, P. See, A. J. Shields, B. E. Kardynal, P. Atkinson, I. Farrer, and D. A. Ritchie, "Efficient Single Photon Detection by Quantum Dot Resonant Tunneling Diodes", *Phys. Rev. Lett.* 94, 067401 _2005
- [40] Y. Fu and M. Willander, "Electron wave-packet transport through nanoscale semiconductor device in time domain", *J. Appl. Phys.* 97, 094311, 2005
- [41] Y. Fu and M. Willander, "Charge accumulation and band edge in the double barrier tunneling structure", *J. Appl. Phys.* 71, 3877~3882, 1992
- [42] A. Goldberg, H. M. Schey, and J. L. Schwartz, "Computer-Generated Motion Pictures of One-Dimensional Quantum-Mechanical Transmission and Reflection Phenomena", *Am. J. Phys.* 35, 177~186, 1967
- [43] C. A. Moyer, "Numerov extension of transparent boundary conditions for the Schrödinger equation in one dimension", *Am. J. Phys.* 72, 351~358, 2004
- [44] Y. Fu, S. M. Wang, F. Ferdos, M. Sadeghi, and A. Larsson, "InAs Quantum Dots Capped with GaAs, $\text{In}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$ Dots and $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ Well", *J. Nanosci.Nanotechnol.* 2, 421~426, 2002
- [45] P. C. Matthews, *Vector Calculus* _Springer, London, 1998, p. 136.

第六章 单光子探测器的工作结论和展望

6.1 单光子探测器工作结论

单光子探测器是针对弱光信号的探测,在医疗生物和红外成像和未来的量子通信领域有广泛应用。本论文的主要目标是单光子探测器的制备。不同于传统的基于雪崩光电二极管和光电倍增管的单光子探测器,本论文所研制的单光子探测器是基于量子点共振隧穿二极管的单光子探测器,它本质是一种量子调控器件,即量子点对共振二极管隧穿电流的开关控制作用来达到对单光子探测信号的放大和侦测。论文工作从实验器件制备和基于实验结果的理论模拟两方面进行研究。

第一部分是实验角度阐述单光子探测器的制备,其中主要介绍了空气桥器件结构的制备。这是此单光子器件制作的最大难点所在。为了完成对少量光子甚至单光子的探测,器件结构没有采用通常的台面结构而是空气桥结构。因此从实验上完成对空气桥工艺的探索就成了实验工作的重点。首先我们从单纯的共振隧穿二极管开始制作空气桥结构开始,因为完成了共振隧穿二极管的空气桥结构工艺意味着单光子探测器的制作工艺的走通。在工艺实验中,应用了选择性和非选择性化学腐蚀再结合一定的半导体工艺,最后成功制得了空气桥结构,并成功将之推广到了带量子点的共振隧穿二极管的单光子探测结构。在器件基础上,也进行了相应的电光学测量。在对共振隧穿二极管的测量中,通过外加串并联电阻,我们阐述了串并联电阻对于器件本身电流电压曲线的影响。具体为:串并联电阻使共振隧穿二极管的负阻电流峰值所对应的电压值移向更高电压、使电压来回扫描所形成的双稳态回线的跨度更大并降低峰谷比。

完成了共振隧穿二极管实验后,我们在原有材料基础上长上了 InAs 量子点层和 GaAs 光吸收层,即形成了一个单光子探测器。在对此基于量子点共振隧穿二极管的器件的电学测量中,为了了解量子点的充放电特性,我们在进行传统电流电压曲线测量前,对器件进行了短时充电。测量结果是电流电压曲线上不仅有原来的负阻峰,还有一个靠近低电压的小电流峰,且该电流峰对充电电压条件的变化敏感。

论文工作的第二部分从理论模拟的角度对上述共振隧穿二极管和基于量子点的共振隧穿二极管的实验电学测量结果进行了模拟。对共振隧穿二极管应用了一维平面波的模拟方法,具体为自洽求解定态薛定谔与泊松方程,求解过程涉及利用有限元和转移矩阵方法。模拟结果证实我们的实验结果,即证实串并联电阻对电流电压特性曲线的影响。接着应用三维波包模式,我们模拟了载流子在量子点共振隧穿二极管中的传输情况。对

此器件的模拟显示, 光生空穴被嵌入 GaAs 层中的 InAs 量子点俘获后产生的三维长程库仑势对周围势能的分布产生了强影响, 它使原来在一定电压下处于准共振态的共振隧穿二极管达到了共振态; 从而实现了单光子的探测。当然同时也进行了一维平面波模拟与之比较, 说明三维波包模式的模拟对于量子点共振隧穿二极管的模拟式合适的。

6.2 未来工作展望

在本论文工作中已经完成了单光子探测器空气桥结构器件的制备和基于单元器件电学测量结果的理论模拟。但本项目的最终目标是研制单光子成像系统, 所以在本论文基础上未来的工作将基于两点。一是继续从实验和理论两方面继续对量子点共振隧穿二极管单元器件的电光学特性的研究, 尤其希望能对它的充放电、频率响应和光响应的物理机制做进一步研究; 第二点是研制量子点共振隧穿二极管单光子探测阵列系统。希望最后能得到高量子效率和工艺成熟的单光子探测器。

电学特性的研究将继续进行量子点充电效应的实验和理论研究, 希望能够继续探寻其物理机制, 也希望能够做一些频率响应的实验和有关时间分辨率相关物理问题。光学特性的研究将主要致力于光反应过程的研究。在 PRL94.067401[1]和我们在 APL92,023508 的实验光响应图中, 我们已经看到不同光照条件对器件电流电压曲线的影响。这些影响即包括负阻区电流峰值所对应电压的移动, 也包括量子点所决定的小电流峰的峰值电流的小幅增降。这些图至少告诉我们光响应的电流的曲线对光照和预充电等条件的敏感。

在未来我们的工作中, 希望通过改变预充电和光照条件, 再结合变频或外加交流电压等我们希望得到其关于光响应的电流电压曲线, 即寻找到其中光响应的变化规律。与 PRL94, 067401 的图 2 比较, 在那个图中负阻电流峰移动了但是峰值并不降低, 我们希望能够找到决定其复合倍增效应和相关量子效率的物理因素。但是在我们的光响应实验中, 显示在 APL92,023508 光响应图中, 我们却看到光照仅仅带来与量子点相关的电流峰值电流的降低或增高, 却没有发现明显的电流峰电压移动现象。如何解释这两个现象, 希望通过后续的光响应和量子点充电实验得到解决。

作为单光子探测器的最终目标是实现对单光子的探测, 即必须实现电流对于单光子的台梯状的响应模式。这种分立式的光响应电流正是单光子探测器之所以能实现对单个光子信号探测的根本点。所以接下来我们必须进行时间分辨测量实验, 即探测器对于时间响应的实验。这要求我们必须进一步缩小探测器件有源区面积和搭建单光子入射平台

以此来测量这种台梯状的电流时间响应曲线，即此处一个单光子引起一步台阶状电流响应。实现了台阶状电流时间响应，也就是实现了单光子探测。当然也可以更改器件材料参数，以使其能够符合不同波段探测的需要，针对红外探测器应用，需要将单光子吸收响应波长调整到长波频段，而对于量子通信，则需要调整到普通的通信波段。这种调整主要是调节材料生长组分和膜厚，最后希望可以探测到适用不同应用领域的从可见光到通讯波段及至红外波段的单光子信号。

在完成单光子探测器的单元器件研制后，我们最终的目标是制成一维和二维的探测器阵列系统。阵列器件，这不仅要求系统的生长材料的均匀性，也要求工艺对于各单元器件的均匀性。而且最后的成像系统也必须包括光耦合结构和电信号读出电路。我们预想中最后的单光子系统由下面三部分组成。第一部分：使用纳米透镜将光子耦合进探测器；第二部分：光子被光吸收层吸收，接着光生空穴被量子点俘获，其产生的库仑势将会控制共振二极管的隧穿电流的开关。这个部分主要完成光子信号到电信号的产生和放大。第三部分：电流被转化和被外读出电路记录，当然此过程包括信号放大处理和模拟数字信号转换和纠错等等。下图 6.1 所示即为二维单光子阵列探测系统的结构原理简图。而且随着对基于量子点共振隧穿二极管的单光子探测器不断的实验和理论研究，我们会逐渐优化其器件材料和工艺特性，诸如提高量子效率和时间分辨率。

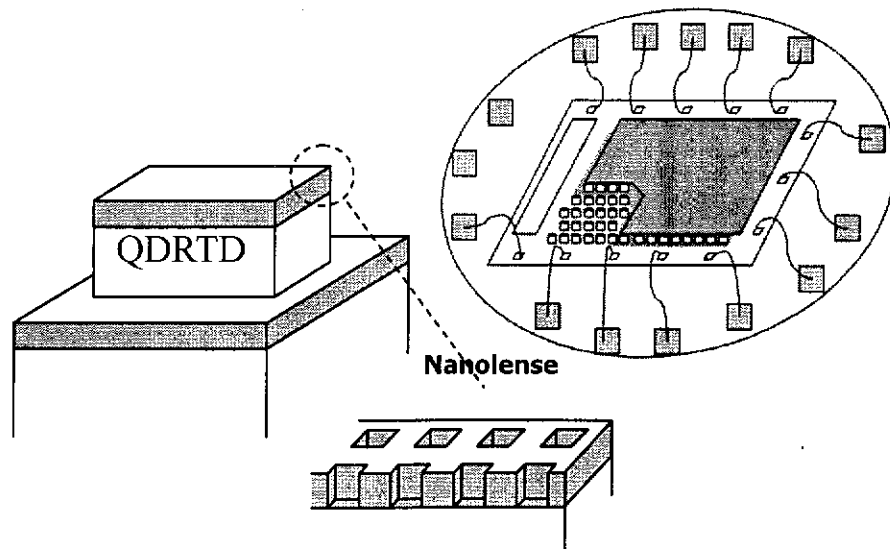


图 6.1 二维单光子探测阵列系统

鉴于单光子探测器的特殊性能,未来的单光子探测系统在通信和生物医学与弱光探测成像中都将会有广泛运用。在量子通信中,单光子探测器是量子密钥分配的重要关键器件,结合单光子源,它会将一个光子信号解码成一个数码信号,当然这要求有高的量子效率和合适的时间分辨率[2][3][4][5][6][7],还需要调整目前单光子探测器的探测波长,使它适应使用于这种通信领域。此外单光子探测器在未来的量子计算机[8][9]和物理测距等方面也有广泛应用[10]。除了在量子通信领域的重要应用外,在化学和生物医学方面,单光子更是在单分子荧光寿命测量、单 DNA 分子的荧光探测与单分子探测拥有广泛应用前景[11~19]。可以说单光子探测器会给生物领域的进步带来巨大的促进作用。本文也正是基于单光子探测器在未来的广泛应用前景,开始了此方面的探索,希望能对单光子探测器的制备和物理机制作出实验和理论上的一些研究。