

硅分子束外延及其应用的新进展

周国良 王迅

(复旦大学表面物理实验室)

以 Si 为基底的分子束外延是 Si 能带工程的基础。本文简要地介绍了 Si 分子束外延的技术以及它在新型器件结构应用方面的一些基本问题和发展现状。

同 III-V 族半导体的分子束外延相比,硅分子束外延(Si-MBE)技术的发展要缓慢得多。其原因是最初的 Si-MBE 技术无论在成本、产量方面都无法与发展得很成熟的 Si 集成工艺相竞争,并且在衬底材料的表面处理和掺杂方面, Si-MBE 遇到了很大的困难,所以在 80 年代以前,国际上在这一方面并没有投入很大的力量。

随着超大规模集成电路技术的发展,要求降低工艺处理的温度和精确控制器件的尺度和界面特性,这时物理处理技术的优点日益显示出来。分子束外延具有高纯度、低生长温度、界面平整、超薄和控制精细等优点。在 80 年代以后, Si-MBE 又在技术上有所突破,因而迅速地发展起来。自 1984 到 1987 的三年间,全世界从事 Si-MBE 的研究组的数目,从 30 多个猛增到 100 以上。由此可见,这一领域近年来受到人们关注的程度。

虽然 Si-MBE 在技术的成熟性和应用的广泛性方面与 III-V 族(特别是 GaAs/AlGaAs)相比还相差很远,但它是 MBE 中最有可能同业已高度发展的 Si 集成技术相结合的一种。根据能带工程的概念,对用 Si-MBE 制成的超晶格和异质结器件的光学和电子特性进行裁剪,这些器件与 Si 的大规模集成电路制作在同一芯片上,对实现光电子集成无疑是很有诱惑力的。

一、硅分子束外延技术

1. 衬底处理

分子束外延是在超高真空条件下生长晶体的一种方法,它可以在原子级精度下控制逐层生长的厚度,因而要求衬底表面在生长以前是清洁、有序和平整的。早期获得 Si 清洁表面的方法主要有两种:一种是在样品经化学清洗后在超高真空室内用 1250°C 的高温退火来去除氧和碳的沾污;另一种是用高能氩离子来进行原位溅射清洗 Si 样品,然后在 900°C 的温度下退火,使表面重新有序化并去除氩。前一种工艺的主要缺点是退火温度太高,会对晶体的电学性质产生有害的影响,并使原先可能存在的掺杂深度分布或不同掺杂区的界面变模糊(一般器件工艺要求样品的处理温度不高于 800°C)。后一种方法不可能完全消除由离子轰击所造成的表面缺陷。因此,寻找一种较低温度的表面清洁处理方法,一直是发展 Si-MBE 技术中的一个至关重要的问题。

通常在大气中经化学处理的 Si 表面,不可避免地存在碳和氧的沾污。Si 表面对碳具有很强的亲和势,一旦碳和 Si 成键就很难打破。为了防止样品表面的 Si 原子直接与大气中的碳原子成键,最好的办法是在样品化学清洁处理时,先在表面生成一薄层(约为 20 Å)的易挥发的氧化 Si,然后在超高真空中经过加热,使吸附在氧化层上面的碳随同氧化层一起挥发掉,从而获得清洁有序的 Si 表面。这种方法称为 Shiraki 法^[1],目前已被广泛采用。先将 Si 样品用化学清洗的方法去除有机杂质,然后分别在 HNO₃ 和 HF 溶液内氧化腐蚀多次,以去除表面的沾污层,再用 HCl:H₂O₂:H₂O 溶液生

成一薄层清洁的、易挥化的氧化 Si, 经过在超高真空中进行 800°C 加热 15min 的处理, 就能得到无碳、氧沾污的 Si 清洁表面。

除了 Shiraki 方法外, 人们还在不断寻找其它具有更低处理温度的方法。如最近由 Ohmi 等人^[2]报道的用低动能的氩离子(其能量被精确地控制在几个电子伏特以下)轰击衬底表面的方法, 能够有效地去除氧、碳沾污而不引起损伤, 并且在低于 350°C 的温度下实现了 Si 的分子束外延。

2. 掺杂技术

在 Si-MBE 技术中, 掺杂一直是一个最困难的问题, 因为通常 MBE 中采用的简单的杂质共蒸发方法往往难以奏效。Si 中比较理想的掺杂剂是受主型的硼和施主型的砷、磷。但是, 硼的熔点特别高(2300°C), 很难使其产生足够高的掺杂气氛。砷和磷恰巧相反, 它们的蒸气压太高, 以致于很容易沾污系统, 引起难以克服的高的背景掺杂浓度, 而且砷、磷等掺杂剂往往还是成团蒸发的, 它们会影响 Si 的外延生长。其他掺杂剂如镓、铝、铟和铊, 虽然具有合适的蒸气压, 但是, 它们的粘附系数太小且随温度的变化很大(例如在 720K 至 1120K 的温度范围内, Ga 的粘附系数在 10^{-1} 至 10^{-5} 之间变化), 同时还具有很强的表面偏折效应, 给掺杂浓度的精确控制带来很大的困难。

针对这些困难, 近年来发展了多种掺杂技术, 其中低能离子注入技术已经相当成熟。具有一定能量的离子撞击到衬底会嵌入表面以内, 故其粘附系数接近 1, 且与衬底温度关系不大。由于离子注入效率很高, 系统内只需引入少量的掺杂剂, 保证了系统基本不受污染。目前在 Si-MBE 中用离子注入掺杂有两种情况, 一种是在 Si-MBE 系统上加接一个离子注入机, 但是这样一来, 设备就很庞大, 价格变得昂贵, 只有几个大实验室承担得起。故目前比较普遍采用的是第二种情况, 即用一个小型的离化源代替庞大复杂的离子注入机, 它主要由束源炉和离化室两部分组成。由束源炉产生的杂质原子进入离化室经电子碰撞电离变成离子, 然后由加

偏压的栅极拉出, 形成带一定能量的离子流注入样品中。这种离化源可掺 n 型的砷、铟和 p 型的镓、铊等, 其掺杂效果经实验证明相当有效, 整个装置十分简便^[3]。

上述这种离化源不能用来掺硼。Kubiak 等人^[4]设计的一种能达到 2000°C 高温的束源炉可以用来掺元素硼, 通过控制炉温可以控制掺杂浓度。蒸发出来的硼原子在 Si 衬底表面的粘附系数接近 1, 与温度无关。目前这种特殊设计的束源炉已经商品化。人们还发现^[5], 硼的氧化物分子(如 B_2O_3 和 HBO)一旦撞击到加热的 Si 衬底表面, 就会发生分解, 析出硼原子。由于这类氧化物的蒸发温度比元素硼低得多(如 B_2O_3 的蒸发温度在 700—1150°C 的范围), 故只需用普通的束源炉即可共蒸发掺杂, 硼掺杂的最高浓度可达 10^{20}cm^{-3} 。

除此以外, 用电势增强掺杂(PED)方法^[6]、部分电离掺杂(PID)方法^[6]和固相外延(SPE)方法^[7]等, 也都能获得较好的掺杂效果。

二、用 Si-MBE 实现的新型器件结构

1. 金属基极晶体管和可透基极晶体管

在双极型晶体管中, 用金属代替半导体作基极, 构成半导体-金属-半导体结构, 即所谓金属基极晶体管(MBT)。它比普通双极型晶体管有高的工作频率。因为金属基极可以做得很薄, 电子注入基区后, 通过金属薄膜的渡越时间很短(对于 10nm 厚的膜, 渡越时间约为 10^{-14} s)。由于金属基极电阻很小, 它同集电极电容构成的 RC 时间常数也小。

MBT 的概念在 60 年代就已提出, 但由于当时没有解决在金属薄膜上淀积器件质量的半导体材料技术, 所以没能得到发展。直到 Si-MBE 有了巨大进展, 制作 MBT 的设想又重新提上日程。

MBT 的基极可以是金属, 也可以是金属硅化物。其中 $NiSi_2$ 和 $CoSi_2$ 是最早被研究和应用的两种金属硅化物材料。

在 Si 衬底上外延金属硅化物, 比较好的办

法是在室温下先淀积一定厚度的金属 (Co 或 Ni), 然后将衬底加热。在加热过程中, 金属和 Si 发生反应, 先后生成 Co_2Si (或 Ni_2Si), CoSi (NiSi), 最后在 $600-700^\circ\text{C}$ 的温度下形成 CoSi_2 (NiSi_2)。实验发现, 这样形成的金属二硅化物, 其晶体质量和电学性质与初始淀积的金属层厚度以及随后的退火温度密切相关。一般当金属初始淀积厚度为几个 nm、退火温度为 650°C 左右时, 外延膜的质量最佳^[8]。这时, 用透射电镜 (TEM) 可观察到其晶格是相当完整的, 表面和界面达到原子级平整。电学测试的结果也相当令人满意, 例如, 对于 $\text{CoSi}_2/\text{Si}(111)$ 体系, I-V 测量的理想因子接近于 1; C-V 法测得的金属和半导体接触的肖特基势垒高度为 650meV , 与预期值一致; 深能级瞬态谱 (DLTS) 在 Si 衬底上探测不到由于失配位错或 Co 原子的扩散而引起的缺陷。

在金属硅化物上再外延生长 Si, 其晶体质量可以做得相当好, 卢瑟福背散射 (RBS) 沟道谱产额极小值 $\chi_{\text{min}} < 4\%$, 和金属连接的界面也相当平整。这样形成的 Si/金属/Si(SMS) 三层结构, 在各层上分别引出电极, 就构成了一个

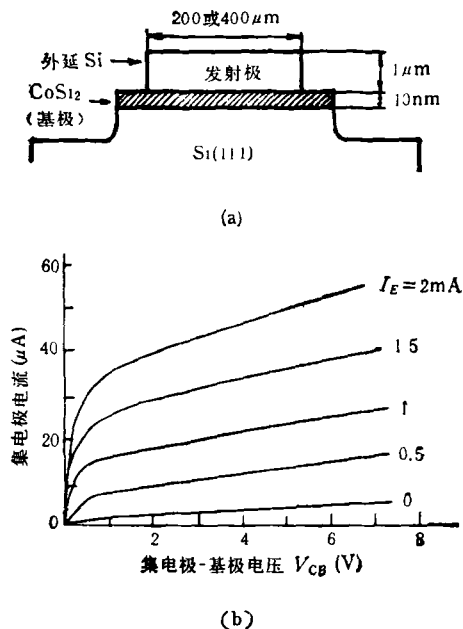


图1 金属基极三极管(MBT)
(a) 结构图; (b) 共发射极输出特性

MBT。图1所示就是一个典型的 MBT 结构和它的共发射极输出特性。衬底(集电极)是 n 型 Si(111), 掺杂浓度为 10^{17}cm^{-3} 。 CoSi_2 (基极) 厚度为 10nm 。顶层为 n 型(掺 Sb)Si (发射极), 厚度为 $1\mu\text{m}$, 掺杂浓度为 $10^{15}-10^{16}\text{cm}^{-3}$ 。目前, 这种晶体管的共基极电流放大系数 α 可以做到 0.6 , 电压增益大于 $10^{[6]}$ 。

在加热形成 CoSi_2 的过程中, 当退火温度超过 750°C 时, 会形成一定密度的针孔, 孔的半径一般为膜厚的几倍。这时再在上面生长 Si, 会将这些针孔填满 [见图 2(a)]。从图 2 中可以看到, 在金属层内, 沿 AA' 方向看去, 两个肖特基结的耗尽层在孔的中心相遇而使导带底呈

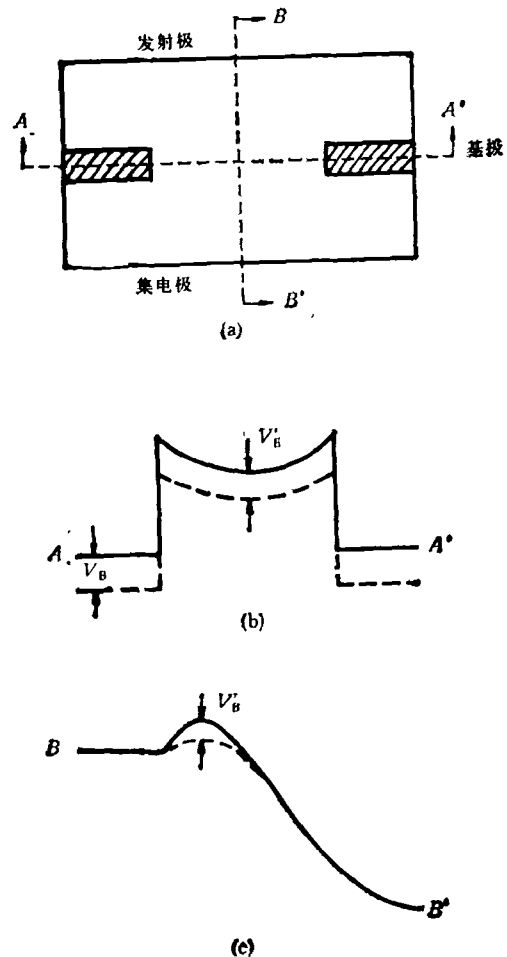


图2 可透基区晶体管 (PBT)
(a) 结构图; (b) AA' 截面能带图;
(c) BB' 截面能带图

马鞍型[见图 2(b)]. 若沿孔的中心线 BB' 方向看去, 基极内的耗尽层在孔内引进一个势垒峰[见图 2(c)]. 这个势垒峰的高度一方面随集电极-发射极电压 V_{CE} 的增加而降低, 另一方面随基极反偏压的增加而增加. 前者使晶体管的电流随 V_{CE} 不断上升而没有饱和现象, 因此有较小的输出阻抗, 后者使晶体管有一定的跨导. 由于载流子很容易从发射极通过孔穿越到集电极, 所以称之为可透基区晶体管 (PBT). 实验发现, 当 MBT 的金属基区中存在有针孔时, 其电流放大能力大大增加, α 可从原来的 0.6 增加到 0.8^[9].

2. Si/绝缘体/Si 异质结构

在绝缘体上生长 Si 单晶(即 SOI), 这在集成电路的早期发展阶段就被作为一种重要的隔离方法来使用, 如蓝宝石衬底上外延 Si. 以后则发展为生长 Si/绝缘体/Si(SIS)结构, 因为这是实现三维集成的关键步骤. 人们正在尝试各种制作 SIS 的方法, 其中用 Si-MBE 实现的有以下两种结构. 和其它方法相比, Si-MBE 的最大优点是: 在绝缘层上生长 Si 单晶的温度低, 以及可以生成大面积的单晶.

(1) Si/CaF₂/Si 结构

CaF₂ 和 Si 同属立方晶系, 具有相近的晶格常数(分别为 0.546nm 和 0.543nm). CaF₂ 具有良好的绝缘和介电性能, 并且能以分子形式蒸发, 因而适合于用分子束外延方法生长.

在 Si 衬底上外延生长 CaF₂ 单晶, 和衬底的取向很有关系. 对 Si(111) 衬底, 外延 CaF₂ 层的表面平整性和晶体质量都很好 (RBS 沟道谱 $\chi_{\min} < 5\%$, 高分辨率 TEM 观察到界面是原子级平整的)^[10]. 但是对于 Si(100) 和 Si(110) 衬底, 外延层的表面平整度和晶体质量都不够理想. 这主要是由于 CaF₂ 是离子型晶体, 其平行于表面的电荷平面的构成与晶体的取向有关, (111) 面的自由能最小. 所以在(100)或(110)面上的外延生长过程中, 很容易出现 [111]取向的小面结构, 造成界面的不平整和晶体质量下降.

Phillips 等人^[11]采用的在氩的大气压下用

1100°C 的高温加热 20s 的所谓快速退火(RTA)方法, 能够有效地提高在(100)和(110)表面上生长的 CaF₂ 层的晶体质量、表面和界面的平整性及电学性能. 例如, 在 Si(100)衬底上生长的 CaF₂, 退火后的 χ_{\min} 可达 5%, 而几乎与处理前的初始值无关, 击穿电场可以从原来的 5×10^5 V/cm 提高到 2×10^6 V/cm. 同样, 对于在 Si(111)衬底上生长的 CaF₂, RTA 方法还能进一步提高它的化学稳定性和电学性能.

要获得 SIS 结构, 还必须在外延的 CaF₂ 单晶上再生长 Si. 这里的一个主要困难在于生长过程中淀积的 Si 原子会与 CaF₂ 层发生反应, 以及 Ca 和 F 原子在外延过程中会出现表面偏折现象, 造成外延层晶体质量的下降、界面的互混以及表面的粗糙. Ishiwara 等人^[12]采用二步生长法, 先在室温下淀积 8nm 左右的 Si, 然后将温度升至 800°C 进行生长, 使 Si 和 CaF₂ 的界面反应及 Ca, F 原子的表面偏折现象得到一定的抑制. 外延 Si 的 χ_{\min} 可以达到 8%.

已经有人^[12]利用 CaF₂ 上的 Si 制成了金属氧化物场效应晶体管(MOSFET), 其 n 沟电子迁移率 μ_n 与外延 Si 的晶体质量密切相关. 当外延 Si 的 $\chi_{\min} < 10\%$ 时, μ_n 可达 $580\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$. 另外, 用类似的材料制成的 C-MOS 倒相器, 其 n 沟和 P 沟的载流子迁移率也分别达到 570 和 $180\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$, 倒相延迟时间为 360ps.

(2) Si/SiO₂/Si 结构

除了外延生长 CaF₂ 外, 大量的 SIS 结构是以非晶的 SiO₂ 作为绝缘层的 Si/SiO₂/Si 结构. 通常在 Si-MBE 系统内生长这类结构的方法主要有二种:

第一种是在多孔 Si 衬底上用 MBE 方法生长 Si. 多孔 Si 是由 Si 片放在 HF 溶液中作阳极化处理而在表面形成的一层多孔性的单晶 Si, 它的氧化速率比普通的单晶 Si 大得多. 所以, 在多孔 Si 上外延 Si 单晶后, 用光刻的办法刻出相隔一定距离的窗口, 对外延 Si 层以下的多孔 Si 进行侧向氧化, 就可形成 SIS 结构. 目前, 这种结构的横向尺寸最大可达 $325\mu\text{m}$, 外延层的 χ_{\min} 可达 3%, 衬底和外延层间的击穿电

压为 400V, 在 10V 下的漏电流小于 3nAcm^{-2} . 在外延层上制成的 MOSFET, μ_n 为 $730\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ ^[13]. 这种制作方式能使表面 Si 外延层内制作的器件与衬底有很好的介质隔离, 但不能用来制作三维集成电路.

第二种是先在 SiO_2 层上刻出若干窗口, 然后在 MBE 系统内淀积 Si 层, 通过窗口可以使上面的 Si 层直接与下面的单晶 Si 接触, 然后通过固相侧向外延使 SiO_2 层上的 Si 层转化为单晶. 固相侧向外延的原始 Si 薄膜一般是非晶 Si 材料. 在非晶 Si 材料中掺磷, 可以使侧向外延效果加强, Ishiwara 等人^[14]用这种方法可以使外延距离达到离窗口边缘 $50\mu\text{m}$ 处. 用这种结构制成的 C-MOS 倒相器, n 沟和 p 沟的迁移率分别为 570 和 $160\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$, 倒相延迟时间为 310ps ^[15]. 固相侧向外延的温度低, 单晶层表面平整度好, 因而适宜于制造三维集成电路.

3. Ge/Si 异质结和超晶格

Ge/Si 异质结和超晶格的研究是近年来在 Si-MBE 研究领域中的最活跃的一个分支. 这是由于 Ge/Si 超晶格是一种应变层超晶格, 它的组分和晶格常数都为可调参数, 从而使它的能带结构(光学性质)与电子特性可以人为地“裁剪”, 因而可以做成一些具有十分诱人前景的新器件. 关于 $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}$ 和 Ge/Si 异质结、超晶格的生长和特性已有另文介绍^[16], 这里主要叙述它们在器件设计和制造中的一些应用.

(1) 异质结双极型晶体管(HBT)

用异质结作为晶体管的发射结, 可以很有效地提高发射极注入效率 γ 而不必提高发射区的掺杂浓度, 这可以减小发射结电容和增加发射结的击穿电压; 提高基区的掺杂浓度以降低基区电阻, 减轻甚至消除发射区电流集边效应, 从而增加晶体管的电流能力. 用 $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ 应变层或超晶格作为 HBT 的基极时, 它的能带变窄, 使发射极注入效率更高. 由于发射区和集电区的能带相对于基区是对称的, 它可以双向工作(在反向工作时, 原来的宽集电区变成了宽发射区). 这些对于大规模集成电路来说都是

十分有用的.

Tatsumi 等人^[17]完全用 Si-MBE 方法制成了 $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ 异质基极晶体管. 衬底(发射极)是 n 型(掺 As, $n = 3 - 7 \times 10^{19}\text{cm}^{-3}$) 的 Si (100), 基极为 p 型的 $\text{Ge}_{0.3}\text{Si}_{0.7}$ 合金层, 掺杂(B)浓度分别为 8×10^{17} 和 $5 \times 10^{19}\text{cm}^{-3}$, 厚度为 300nm . 集电极掺杂(Sb)浓度为 $7 \times 10^{17}\text{cm}^{-3}$, 厚度为 400nm , 再加 200nm 的重掺杂(Sb, $n = 1 \times 10^{19}\text{cm}^{-3}$) 的欧姆接触层. 整个制作过程都在低于 650°C 的温度下进行. 表 1 列出了在不同的基区掺杂浓度下的电流增益值, 其中样品 1, 2 是在完全相同的工艺条件下制作的同质结晶体管. 从这些结果可以看到, 在同样的结构参数下, HBT 具有比普通晶体管大得多的电流放大能力. 然而在上述 HBT 中, 由于 $\text{Ge}_{0.3}\text{Si}_{0.7}$ 的厚度已经超过其临界厚度(约 100nm), 在异质结界面产生了大量由失配位错而引起的界面态, 使实际的电流增益比理论预期的值要低得多. 当基区合金层厚度较薄时, 可观察到由量子效应引起的负微分电阻(NDR)特性^[17].

表 1 不同基区掺杂浓度下 HBT 的电流增益值

样品编号	基极 B 浓度 (cm^{-3})	基极材料	电流增益 (h_{FE}) ($I_c = 2 \times 10^4 \text{Acm}^{-2}$)
1	8×10^{17}	Si	100
2	5×10^{19}	Si	1
3	8×10^{17}	$\text{Ge}_{0.3}\text{Si}_{0.7}$	250
4	5×10^{19}	$\text{Ge}_{0.3}\text{Si}_{0.7}$	15

(2) 高迁移率调制掺杂场效应晶体管(MODFET)

$\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}$ 超晶格的能带排列, 根据合金层和 Si 层内应力的情况, 可以是 I 型(合金层的能带位于 Si 的能带之间)或 II 型(合金层的导带底和价带顶分别高于 Si 的导带底和价带顶). 在 I 型排列的情况下, 对 Si 层进行 p 型掺杂, 则 p 型杂质所激发的空穴将转移到合金层的空穴阱中, 并约束在那里成为二维空穴气. 而在 II 型排列的情况下, 对合金层进行 n 型掺杂, 可得到约束在 Si 层中的二维电子气. 由于载流子和它们的母体杂质在空间上是分开的, 电离杂质散射大为减弱. 在应力使应变层的能隙减小

的同时,也减小了载流子的有效质量,因而使应变超晶格中载流子的迁移率得到增强。用这种超晶格作为场效应晶体管的沟道,就构成所谓的高迁移率 MODFET。

目前已分别制成了 P 沟和 n 沟的 MODFET^[18]。图 3 所示就是一个 n 沟 MODFET 的能带图和它的结构。衬底是高阻($10^4 \Omega \cdot \text{cm}$)的 Si(100), 在此上面长有 $0.2 \mu\text{m}$ 的 $\text{Ge}_{0.25}\text{Si}_{0.75}$ 缓冲层, 然后依次长有 20nm 未掺杂的 Si 层和 10nm 的 $\text{Ge}_{0.5}\text{Si}_{0.5}$ 层。由于在 $\text{Ge}_{0.5}\text{Si}_{0.5}$ 和 Si 层中都存在有应力, 所以能带是 II 型排列。在 $\text{Ge}_{0.5}\text{Si}_{0.5}$ 层中长有 2nm 厚的浓掺杂(Sb)层, 故在 Si 层中可以形成二维电子气。再上面是 Ge 含量渐变 ($x = 0.5 \rightarrow 0$) 的 $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ 层, 以避免在表面附近形成第二个量子阱。最后是 10nm 未掺杂的 Si 层。这样制成的 MODFET, 其跨

导为 $40\text{ms}/\text{mm}$, 在异质界面附近, 室温下载流子的迁移率高达 $1550\text{cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ 。

(3) 光电器件

$\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ 应变层的能隙随着组份 x 是可调的, 在应力的作用下, 其能隙要比相同成份下合金体材料的小, 所以在 x 不太大时就可将其能隙调节在 $0.8 \sim 0.96\text{eV}$ 范围, 即相应于光通信的 $1.3 \mu\text{m}$ 和 $1.5 \mu\text{m}$ 两个窗口。目前已利用这一特性, 将 $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ 超晶格代替 Si 的 p-i-n 二极管中的 i 层, 作为光子吸收区, 制成了 $\text{Ge}_{0.6}\text{Si}_{0.4}$ 应变层超晶格 p-i-n 光电探测器, 它在 $1.3 \mu\text{m}$ 波长处的内量子效率为 40%, 调制带宽在 1GHz 以上, 10V 下的反向漏电流小于 $3 \mu\text{A}$ ^[19]。 $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ 应变超晶格制成的 HBT 也可用作光电探测器, 它在 $1.3 \mu\text{m}$ 处的光电流增益可达 52^[19]。

雪崩光电二极管(APD)由于是靠高场区内光生载流子在碰撞电离下产生电子-空穴对而使光电流得到增益, 所以这种光电二极管的性能与高场区材料内电子和空穴的碰撞电离率之比(k)关系很大。Si 材料具有比 GaAs 等材料小得多的 k 值 (0.02), 所以用 Si 作为雪崩区, 而以 $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ 超晶格材料为光吸收区制成的 APD, 既能满足红外光通信的要求, 又具有低过量噪声、增益随偏压逐渐增加以及在灵敏区内增益均匀等优点。目前制成的吸收波长为 $1.3 \mu\text{m}$ 的 $\text{Ge}_{0.6}\text{Si}_{0.4}$ 应变层超晶格 APD, 在光电流增益为 6 时的响应带宽大于 8GHz, 接收灵敏度 $\eta \bar{P} = -29.4\text{dBm}$ ^[19]。

另外, 由于超晶格的布里渊区折迭效应, 在适当的层厚(周期)和组份(应力)下, 有可能使 $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}$ 或 Ge/Si 超晶格的能带由间接能隙转变为直接(或准直接)能隙。对于 Ge_n/Si_n ($n < 6$) 超薄超晶格, 由于在原来的晶格中引入了附加的超晶格周期性, 加上晶格四方畸变, 实际上它已构成不同于原来共价晶体的一种新晶体。这种新晶体有可能具有直接能隙, 而且由于失掉了中心对称性, 使原来共价晶体不具有的一些光学跃迁不再由于结构的对称性而受到禁戒, 从而会出现一些新的光学特性。这些将

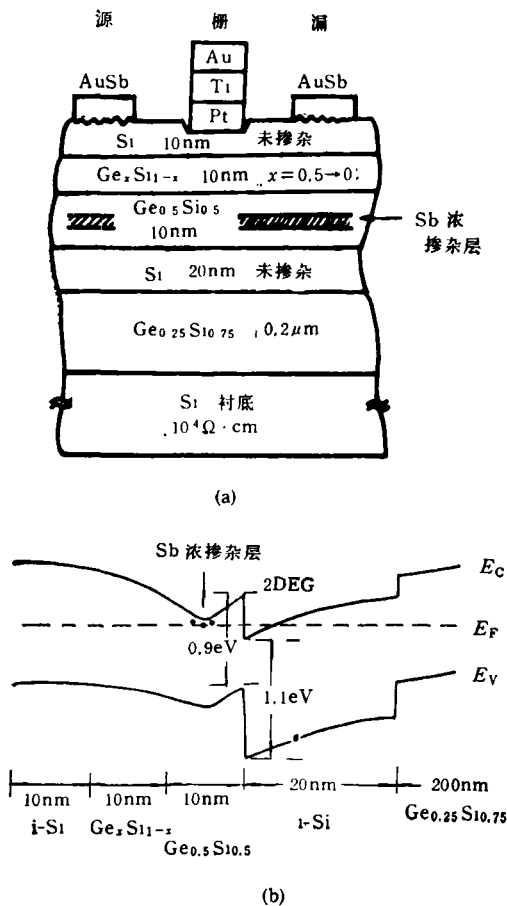


图 3 高迁移率调制掺杂场效应晶体管
(a) 结构图; (b) 能带图

使得原来由于间接能隙而在光电器件应用上受到很大限制的 IV 族半导体, 以崭新的面貌出现在光电子学的领域中。

[1] A. Ishizaka and Y. Shiraki, *J. Electrochem. Soc.*, **133**(1986), 666.
 [2] T. Ohmi et al., *Appl. Phys. Lett.*, **53**(1988), 45.
 [3] A. Rockett et al., *J. Vac. Technol.*, **B2**(1984), 306.
 [4] R. A. A. Kubiak et al., *Appl. Phys. Lett.*, **44**(1984), 878; **46**(1985), 565.
 [5] Toru Tatsumi et al., *Appl. Phys. Lett.*, **50**(1987), 1234; **52**(1988), 895.
 [6] T. Sugiyama and T. Itoh, *J. Electrochem. Soc.* **133**(1986), 604.
 [7] D. C. Streit et al., *J. Vac. Sci. Technol.*, **B5**(1987), 752.
 [8] J. C. Hensel et al., *Appl. Phys. Lett.*, **47**(1985), 151.
 [9] E. Rosencher, *The Physics and Fabrication of Micro-*

structures and Microdevices, Ed. by M. J. Kelly and C. Weisbuch, *Springer Proc. in Phys.*, **13**(1986), 425.
 [10] L. J. Schowalter and R. W. Fathauer, *J. Vac. Sci. Technol.*, **A4**(1986), 1026.
 [11] J. M. Phillips et al., *Semiconductor-on-Insulator and Thin Film Transistor Technology*, Ed. by A. Chiang, M. W. Geis and L. Pfeiffer, *Mat. Res. Soc. Symp. Pro.*, ISSN0272-91272; **53**(1986), 155.
 [12] H. Ishwara et al., ref. [11], 129.
 [13] T. L. Lin and K. L. Wang, *Appl. Phys. Lett.*, **49**(1986), 1104.
 [14] H. Ishwara et al., *Appl. Phys. Lett.*, **48**(1986), 773.
 [15] N. Hirashita et al., *IEEE Trans. Electron Devices*, **ED-36**(1989), 548.
 [16] 陈可明等, *物理*, **18**(1989), 21.
 [17] G. D. Shen et al., *IEEE Electron Device Lett.*, **EDL-DE-33**(1986), 633
 [18] H. Daembkes et al., *IEEE Trans. Electron Devices*, **DE-33**(1986), 633.
 [19] H. Temkin et al., *Appl. Phys. Lett.*, **48**(1986), 963; **49**(1986), 809; **52**(1988), 1089.

氢成为重金属, 氢可望在创记录的高温下超导

在木星和土星的核心中, 压力要比地球上的大气压高一亿倍。组成这些庞然大物的氢, 在那样的高压下, 已不再是能使气球升空的气体。只要在 57,000 个大气压下, 它就会变成透明的固体。研究者猜测, 在这些巨大的行星中, 氢已转化成发亮的黑色金属。

在地球上至今还没有人能够制作出令人信服的金屬氢的样品。但是, 近来华盛顿开纳治学院的两位地球物理学家已经接近这个目标了。Ho-Kwang Mao 和 Russell Henley 做氢压缩的实验已经多年。他们希望通过实验来了解行星内部的情况, 更进一步的目的是, 想搞清楚氢作为宇宙间最简单的元素的特有状况; 还有的研究者想知道它作为金属的氢的性质, 以便对物质有更深入的了解。

Mao 和 Henley 把气体氢样品放在带触头的金刚石砧台上压挤, 在几天内缓缓增压。透明金刚石不但提供高硬度的压气夹钳, 还给研究者留着一个窗口, 氢转变时会从中发出激光束, 由此可以探测元素的光学性质。

压力到 2 万大气压时, 氢开始变黑。压力继续增大, 氢就变得更黑, 估计也更金属化。然

而, 压力增加到 $2.5-3 \times 10^6$ 大气压间的某一点, 研究者就不再能精确地探测到所发生的情况了, 因为压力已超过测量限度, 变形的砧台干扰了通过的激光。但 Mao 和 Henley 说, 就在这之前, 样品看上去是发亮的, “接近透明”。所以他们认为氢已变成金属。若要得到证明, 就须再一次做挤压氢的实验, 并应用更加灵敏的仪器来测试。

根据推算, 物理学家相信氢能在高压下成为超导体, 转变温度在 145 到 300K 之间。这就是说, 同已有的其他超导体相比, 金属氢转变为超导体的临界温度将是最高。据物理学家 T. W. Barbee, Alberto Garcia, M. Cohen 等计算, 压力在 4×10^6 大气压左右就发生这种转变。Mao 和 Henley 的实验是用 25×10^5 大气压, 还没有达到这个转变压力。如果一旦氢成为超导体, 研究者就可以洞察最简单物质的高温超导电性了。

(何常根据 *Discovery* 1989 年第 11 期第 12 页 *New Scientist* 1989 年第 8 期第 28 页编译)