

参 考 文 献

- [1] S. Haroche and D. Kleppner, *Physics Today*, **42**(1989), 24.
- [2] S. Haroche and J. M. Raimond, *Scientific American*, **268** (1993), 26.
- [3] R. G. Holet, E. S. Hilfer, D. Kleppner, *Phys. Rev. Lett.*, **55**(1985), 2137.
- [4] G. Gabrielse, H. Dehmelt, *Phys. Rev. Lett.*, **58**(1987), 66.
- [5] Y. Yamamoto, S. Mashida, G. Bjok, *Optical & Quant. Electron.*, **24**(1992), S125.
- [6] H. Yokoyama, K. Nishi, T. Anan, *ibid.*, **24**(1992), S245.
- [7] Y. Yamamoto and R. E. Slusher, *Physics Today*, **46**(1993), 66.
- [8] R. E. Slusher, C. Weisbuch, *Solid State Commun.*, **92** (1994), 149.
- [9] 阎守胜、甘子钊主编, 介观物理, 北京大学出版社, (1995), 276.
- [10] H. Yokoyama, M. Suzuki, Y. Nambu, *Appl. Phys. Lett.*, **58**(1991), 2598.
- [11] C. Weisbuch, M. Nishioka, A. Ishikawa et al., *Phys. Rev. Lett.*, **69**(1992), 3314.
- [12] S. L. McCall, A. F. Levi, R. E. Slusher et al., *Appl. Phys. Lett.*, **60**(1992), 289.
- [13] A. F. Levi, R. E. Slusher, S. L. McCall et al., *Electron. Lett.*, **28**(1992), 1010.
- [14] 章蓓、张存、戴伦等, 电子显微学报, **13**(1994), 301.
- [15] Zhang Bei, Wang Ruopeng, Ding Xiaomin et al., *Solid State Commun.*, **91**(1994), 699.
- [16] 章蓓、王若鹏、丁晓民等, 红外与毫米波学报, **14**(1995), 253.
- [17] Zhang Bei, Zou Yinghua, Zhou Hetain et al., *Proceeding of China-Japan Symposium on thin Films*, (edited by Zhu Junming), (1995), 42.
- [18] P. L. Gourley, J. R. Wendit, G. A. Vawter et al., *Appl. Phys. Lett.*, **64**(1994), 687.
- [19] A. Dodabaiapur, L. T. Rothberg, T. M. Miller et al., *Appl. Phys. Lett.*, **64**(1994), 2486.
- [20] Zhang Bei, Zhuang Lei, Lin Yong et al., *Solid State Commun.*, **97**(1995), 445.

硅中 δ 掺杂的新进展*

蒋 最 敏

(复旦大学物理系, 复旦大学应用表面物理国家重点实验室, 上海 200433)

摘 要 δ 掺杂 Si 材料是一种新型半导体材料, 它是利用杂质工程和能带工程的结合来调节半导体的性质的. 它的许多物理性质为低维半导体系统的研究开辟了一个新领域, 同时正是这些物理特性使得该材料在硅基光电子器件、电子器件研制中具有广阔的应用前景. 文章介绍了硅中 δ 掺杂方面的研究新进展.

关键词 δ 掺杂, 硅基材料, 分子束外延

Abstract Delta doped silicon is a novel type of semiconductor material, the properties of which are tailored by both the impurity engineering and the band gap engineering. These properties have opened up a new research field for low dimensional semiconductors as well as potential applications in new Si-based optoelectronic and electronic devices. In this paper the progress of delta doping in silicon is reviewed.

* 1995 年 12 月 7 日收到初稿, 1996 年 3 月 18 日收到修改稿.

由于成熟的硅集成电路工艺,人们一直在探索新型的硅基半导体材料,以便进一步增加器件的集成度,提高器件的工作速度和开发新型的半导体器件。 δ 掺杂硅材料就是一种新型的半导体材料,它在Si基电子器件、光电器件研制方面具有巨大的应用潜力。

δ 掺杂的概念是在80年代初提出的^[1],从定义上说, δ 掺杂是指所掺的杂质原子分布在一个原子层中,而实际上要将杂质完全控制在一个单原子层内是极其困难的,所以通常只要保持将杂质原子的分布控制在沿生长方向的一个比较小的宽度内(如5nm以下),就可称为 δ 掺杂。随着分子束外延技术的发展,在80年代的后期,人们在硅中实现了 δ 掺杂^[2,3]。如上所述, δ 掺杂是一种局域程度很高的掺杂,所掺杂质提供的载流子往往在大于杂质分布的范围内运动,平均地看将偏离杂质位置,对于n型 δ 掺杂,杂质所在的位置表现正电荷性,静电势的存在使得导带向低能方向弯曲形成电子量子阱反过来束缚电子。类似地,对于p型 δ 掺杂,杂质所在的位置表现负电荷性,静电势的存在使

得价带向高能方向弯曲,形成空穴量子阱。 δ 掺杂量子阱的许多新的物理性质,为低维半导体的研究开辟了一个新的领域,也正是这些物理特性,使得它在研制器件方面有着各种应用的机遇。图1为理论计算得到的p型 δ 掺杂量子阱中重空穴的子能级位置和波函数^[4]。 δ 掺杂的面密度为 $1.4 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$,并假定均匀分布在3.5nm的范围内,子能级的位置在哈特里(Hartree)近似下由自洽计算得到。从某一假定的势阱形状开始解薛定谔方程,算出对应的空穴子能级位置和波函数,由波函数算出空穴的分布,和杂质分布一起,解泊松方程,得到新的势阱形状,再解薛定谔方程,算出新势阱对应的空穴子能级和波函数,如此下去,直到自洽为止。为了直观起见,图中价带被倒过来画。

硅中 δ 掺杂方面的工作包括以下几个方面,即材料制备、结构表征、物性以及器件应用研究。 δ 掺杂硅材料的制备,主要是采用分子束外延(MBE)技术。在同质外延时,停止Si的生长,在表面上沉积一层亚单原子层厚的掺杂原子,然后再外延一层覆盖层。n型 δ 掺杂元素一般为锑,p型为硼。由于掺杂原子有偏析,尤其是锑,人们常用以下两种方法克服Sb的强偏析。一种为固相外延(SPE)^[5],室温下沉积的一层很薄,例如5nm的非晶Si层,中间夹有一定量的掺杂原子Sb,升温晶化后就实现了固相外延。另一种方法在较低的温度下进行分子束外延^[6],因为低温下Sb原子没有足够的动力向表面析出。 δ 掺杂的结构参数主要指掺杂原子的面密度和杂质分布范围。常用的表征方法有二次离子质谱(SIMS)、卢瑟福背散射(RBS)、电容-电压法(C-V),但它们的深度分辨率难以达到 δ 掺杂层所要求的精度,得到的杂质分布范围往往大于真正的值,X射线衍射方法原则上可以给出更高的深度分辨率^[7,8],由于掺杂原子给出的信号很弱,用一般X射线光源做实验不可能得到足够多的信号。我们利用同步辐射光源进行Sb δ 掺杂材料的低角反射率

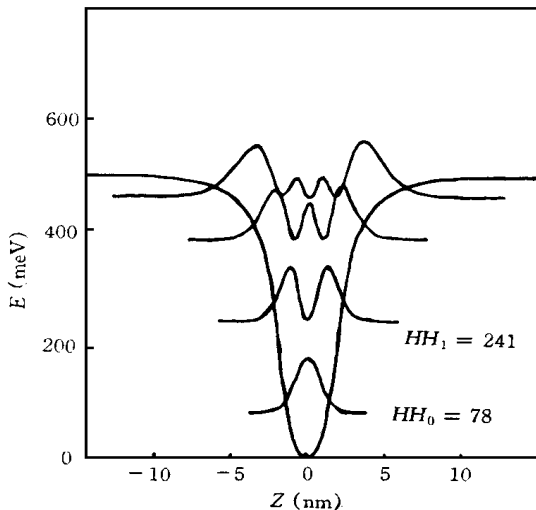


图1 哈特里近似下计算得到的p型 δ 掺杂量子阱的势阱形状、空穴子能级位置以及波函数
(计算中只考虑重空穴)

测量,在入射角 3.2° 时,由 δ 掺杂引起的调制振荡信号小到入射光强的 5×10^{-7} ,拟合和计算表明,掺杂剂Sb基本上分布在两个原子层,0.27nm范围内^[9].

δ 掺杂Si材料的物性研究集中于 δ 掺杂量子阱的子能级位置,子能级之间的跃迁、红外吸收以及掺杂阱内电子或空穴气的输运特性.如前所述, δ 掺杂量子阱的子能级位置由自洽计算得到,实际上必须考虑多体效应^[10].实验上子能级的位置可由共振隧道电流谱^[11]和红外吸收的位置确定^[12],也有报道利用导纳谱技术来研究 δ 掺杂阱中子能级的位置^[13].由于 δ 掺杂量子阱中二维载流子的浓度很高,其红外吸收很强.改变掺杂浓度,可以改变相应的子能级位置以及红外吸收峰位.因而利用 δ 掺杂阱制成的红外探测器具有许多优点,工作波长和响应截止频率易于调节,并且调节范围很宽,最重要的一点是该结构与硅集成工艺兼容.但是通常生长在Si(001)晶面上的掺杂量子阱只能吸收垂直于量子阱(沿 z 方向)的偏振光,正入射条件下没有吸收.然而生长在Si(110)^[14]或Si(111)晶面上的 δ 掺杂量子阱,对垂直入射光有很强的红外吸收,这是由于硅材料在这两个方向上的费米球被扭曲的缘故.显然这两个方向上生长的 δ 掺杂硅材料有利于红外探测器大面积阵列的制作.王迅^[15]等人提出一种新结构的红外探测器,在Si衬底上用MBE方法交替进行n型与p型掺杂,将Si的能带调制为锯齿型结构,控制掺杂浓度和周期来控制电子(空穴)跃迁的有效能隙,从而做成不同波段的红外探测器.

有文献报道双 δ 掺杂阱的电子(空穴)输运特性^[16,17],调节两个 δ 掺杂阱的距离,利用双阱之间的电子(空穴)耦合,使得耦合的电子(空穴)波函数在阱中间为极小,从而大大减少杂质对电子或空穴的散射,可将载流子的迁移率提高一个量级.

图2画出对称n型双 δ 掺杂量子阱的子能级位置和相应的波函数.图中最高能级态 z 方向的耦合波函数在每个 δ 掺杂层中央为零,如

果部分电子进入该子带,那么电子受的杂质散射变小,从而迁移率提高.这就是室温下双 δ 掺杂量子阱中电子迁移率提高的机制之一.当温度下降时,电子的运动趋于杂质位置,电子所受的杂质散射增加,从而迁移率下降.图3为不同温度下双 δ 掺杂量子阱的电子霍耳迁移率与单 δ 掺杂量子阱和均匀掺杂下的霍耳迁移率的比较.如果在样品表面加一栅极,并在栅极上加一定的偏压,调节栅压可改变电子的波函数,使双 δ 掺杂量子阱的耦合波函数在杂质位置极小,从而电子所受的杂质散射极小,迁移率极大.图4为不同栅压下的电子迁移率,在栅压 $V_G = -1.5V$ 时,电子迁移率可增加一个数量级.这种同质材料具有高电子密度、高迁移率的特点,无疑在快速电子器件中有着应用的前景.

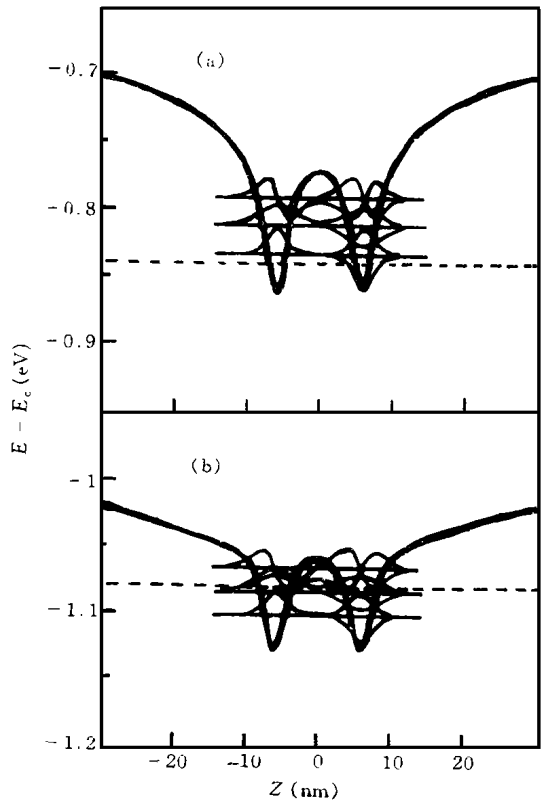


图2 室温(a)和100K(b)下对称的双 δ 掺杂量子阱的理论计算结果.粗线表示势阱的形状,细线表示最低的6个状态的波函数,虚线表示化学势所在的位置.

空间位置坐标相对双阱的中央而言

最近美国加州大学电子工程系的Wang^[18]

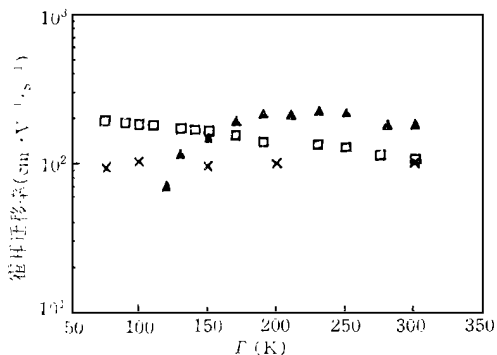


图3 不同温度下的电子迁移率
单 δ 掺杂量子阱(X), 双 δ 掺杂量子阱(▲),
均匀掺杂样品(□)

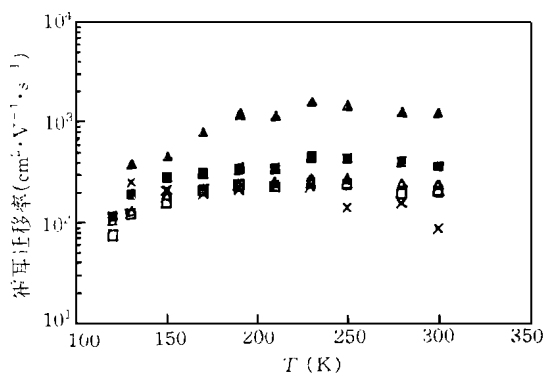


图4 不同栅压下霍尔迁移率随温度的变化
(□) $V_G = 0V$, (△) $V_G = -0.5V$, (■) $V_G = -1V$,
(▲) $V_G = -1.5V$, (X) $V_G = -2V$

小组报道了利用 n 型 δ 掺杂和 p 型 δ 掺杂结合做成的 SiGe/Si 双稳二极管, 该二极管开关状态下的电导比大于 10^6 , 其工艺与现行的金属氧化物半导体技术相兼容. 可望成为高速、高密度的静态随机存储单元. 用 δ 掺杂层作工作沟道做成的晶体场效应管的一个明显优点, 可以完全消除通常场效应管中栅极尺寸小时的短沟道效应, 这种场效应管可做得更小. 目前已做出用 δ 掺杂层做沟道的场效应管 δ -MESFET^[17] 和 δ -MOFET^[19], 其跨导与通常的 MOSFET 相比是高的.

总而言之, δ 掺杂硅材料是一种新型半导体材料. δ 掺杂量子阱结构为物理研究提供许多新的内容, 尤其对低维物理和量子物理. 正是

这些物理特性, 加上材料本身与硅集成电路工艺相兼容的特点, 使得这种材料在新型硅基光电器件、电子器件中有着巨大的应用潜力.

参 考 文 献

- [1] R. J. Malik, T. R. Aucoin, R. L. Ross et al., *Electron. Lett.*, **16**(1980), 836.
- [2] H. P. Zeindl, T. Wegehaupt, I. Eisele et al., *Appl. Phys. Lett.*, **50**(1987), 1164.
- [3] N. L. Matthey, M. G. Dowsett, E. H. C. Park et al., *Appl. Phys. Lett.*, **57**(1990), 1648.
- [4] J. S. Park, R. P. G. Karunasiri, K. L. Wang et al., *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.*, **220**(1991), 85.
- [5] W. F. J. Slijkerman, P. M. Zagwijn, J. F. van der Veen et al., *Appl. Phys. Lett.*, **55**(1989), 963.
- [6] H. J. Gossmann, E. F. Schubert, D. J. Eaglesham et al., *Appl. Phys. Lett.*, **57**(1990), 2440.
- [7] W. F. J. Slijkerman, J. M. Gay, P. M. Zagwijn et al., *J. Appl. Phys.*, **68**(1990), 5105.
- [8] A. R. Powell, R. A. A. Kubiak, T. E. Whall et al., *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **23**(1990), 1745.
- [9] Z. M. Jiang, L. Xiu, X. Jiang et al., *J. Appl. Phys.*, (Submitted).
- [10] S. M. Nee, U. Claessen and F. Koch, *Phys. Rev. B*, **29**(1984), 3449.
- [11] I. Eisele, *Appl. Surface Science*, **36**(1989), 39.
- [12] G. Tempel, N. Schwarz, F. Muller et al., *Thin Solid Film*, **184**(1990), 171.
- [13] J. Zhu, D. Gong, B. Zhang et al., *Phys. Rev. B*, **52**(1995), 8959.
- [14] Chanhoo Lee and K. L. Wang, *Appl. Phys. Lett.*, **60**(1992), 2264.
- [15] 王迅、叶令、胡际璜, 半导体学报, **16**(1995), 504.
- [16] H. H. Radamson, M. R. Sardela, Jr. O. Nur et al., *Appl. Phys. Lett.*, **64**(1994), 1842.
- [17] T. K. Carns, X. Zheng and K. L. Wang, *Appl. Phys. Lett.*, **62**(1993), 3455.
- [18] X. Zheng, T. K. Carns, K. L. Wang, *Appl. Phys. Lett.*, **66**(1995), 2403.
- [19] H. P. Zeindl, B. Bullemer, I. Eisele et al., *J. Electrochem. Soc.*, **136**(1989), 1129.