

GaAs/AlAs 超晶格室温下的输运 机制及自维持场畴振荡

武建青 江德生 孙宝权

(超晶格国家重点实验室 中国科学院半导体研究所 北京 10083)

摘要 在 GaAs/AlAs (10nm/2nm) 弱耦合掺杂超晶格 I - V 曲线的第一个平台上, 我们首先观测到了直流偏压下的室温微波振荡。观测到的最高振荡频率可达 142MHz。这种由级联隧穿引起的振荡在测试温度范围 14~300K 内始终存在。经分析发现: 由于垒层仅有 2nm, 电子隧穿通过垒层的几率很高, 相比之下, 电子越过势垒而产生的热离子发射电流要小得多。在温度低于 300K 时, 超晶格内的纵向输运机制是级联共振隧穿和声子辅助隧穿。这是室温仍然能观测到自维持振荡的主要原因。由于实现振荡所施加的偏压比较低 (在室温下偏压范围大约为 0.5~2V), 有利于抑制室温下通过 X 谷的热离子发射电流。

PACC: 7320, 7220H, 7340G

自从 Esaki 和 Tsu 提出半导体超晶格 (SL) 概念以来^[1], 超晶格内的纵向输运得到了广泛的研究^[2~5]。其中, GaAs/AlAs 超晶格的场畴及自维持振荡是最受人们关注的一个研究领域。超晶格内的微波振荡依其机制可以分为三种: Bloch 振荡, 扩展耿氏振荡及场畴振荡。前两种属于微带输运。当电子受外场加速在 k 空间从 $k=0$ 向布里渊区边界运动时, 如果中途不发生散射, 电子将发生布喇格反射, 从而导致 Bloch 振荡产生。Bloch 振荡的频率在 THz 范围。如果电子在到达布里渊区边界前受到散射, 但是已经通过布里渊区内色散曲线的拐点, 由于有效质量变负, 从而导致负阻和振荡的产生。这种振荡叫作扩展耿氏振荡。其频率与器件的载流子浓度 (n) 和长度 (L) 之积有关, 可达 60GHz^[6]。第三种振荡机制来自于弱耦合超晶格的级联共振隧穿现象。当一外加偏压加到超晶格上时, 基态上的电子会隧穿到邻阱的激发态上去, 这将导致场畴的形成和负阻的产生^[2]。当超晶格内的掺杂浓度相当高, 能在畴边界产生电荷积累并能屏蔽高场畴区与低场畴区之间的电场之差时, 将形成稳定的场畴。高低场畴之间将会形成稳定的畴边界。如果掺杂浓度不是足够高, 畴边界将会不稳定并导致自维持电流振荡^[7]。众所周知, 在低温下 (比如 77K) 这种振荡很容易观测到。然而, 实用化的器件通常要在室温下工作, 因此室温下的输运性质具有非常重要的意义。目前还很少有

武建青 男, 博士生, 从事超晶格输运和光学性质的研究
江德生 男, 研究员, 博士生导师, 从事低维结构的电学及光学性质研究
1998-02-24 收到本文

文章^[2]专门进行这方面的探讨,大概是因为较难观测到 GaAs/AlAs 掺杂弱耦合超晶格在室温下的振荡.室温下,超晶格二极管的热激发背景电流很高,很容易掩盖隧穿电流.在这篇文章中,我们研究了具有较窄垒宽的 GaAs/AlAs 超晶格二极管 $I-V$ 特性的温度依赖关系,并首先观测到了在 $I-V$ 曲线的第一平台上的室温微波振荡.同时分析了温度对 GaAs/AlAs 超晶格纵向运输的影响.

实验所用样品是 MBE 生长的 30 周期的掺杂弱耦合 GaAs/AlAs 超晶格二极管.其生长程序如下:首先在 n^+ (100)GaAs 衬底上生长一层 450nm 的 GaAs ($1 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$),之后是 100nm 厚的 GaAs ($1 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$) 层.接下来为 30 周期的 GaAs/AlAs (10nm/2nm) 超晶格, GaAs 阱的中心 7nm 掺硅至 $4 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$.在超晶格上面是三个薄层: 100nm GaAs ($1 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$), 400nm GaAs ($1 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$) 和 50nm GaAs ($4 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$).生长完成后,将衬底减薄至 0.1mm,再将两个表面蒸发上 AuGeNi 形成欧姆接触.通过解理的方法将样品解理成 $0.1 \times 0.1 \text{mm}^2$ 的管芯,用钢将管芯焊至铜热沉上便可得到实验所用二极管.热沉作为一个电极,另一电极用键合方法引出.在 $I-V$ 测量中,用 HP8112 脉冲发生器作三角波发生器,其输出经一放大器加到样品上. $I-V$ 曲线由 Tektronix THS720 示波器记录.低温由 HC-2 APD 氦循环恒温器实现.

图 1 为依 Kronig-Penney 模型计算出的 10nm/2nm GaAs/AlAs 超晶格的能级图.对 Γ 谷来说,该结构的基态微带宽度 $\Delta E_{\Gamma 1}$ 仅为 1.3meV,表明相邻阱之间的耦合比较弱.我们选取的掺杂浓度比较低,以便获得直流偏压下的自维持振荡.阱的宽度选取的较宽,这样可使基态能级 $\Delta E_{\Gamma 1}$ 较低,子能级间的带隙较窄, $\Delta E_{\Gamma 1}$ 较小.子能级间的带隙较窄可使 $I-V$ 曲线的第一平台在较小的电压范围产生.邻阱间较小的电压降会使 $E_{\Gamma 1}$ 与 E_{X1} (AlAs 层中 X 阱的基态能级) 之间的间距保持较大,从而有利于抑制电子从 $E_{\Gamma 1}$ 子带越过 E_{X1} 的热离子发射.另外,窄 AlAs 垒层将非常有助于电子的隧穿并将提高自维持振荡的频率^[8-12].从能带图中可以看到,对于 X 能谷而言, GaAs 层为势垒,而 AlAs 层为势阱. AlAs 层越薄,其中的束缚 X 子能带将越高,子带数也越少.对于 2nm 厚的 AlAs 层来说,基态 X 能级 E_{X1} 高于 AlAs X 导带边 45meV.较高的 Γ -X 势垒以及较少的 X 子能带都将降低电子的热离子发射效率.

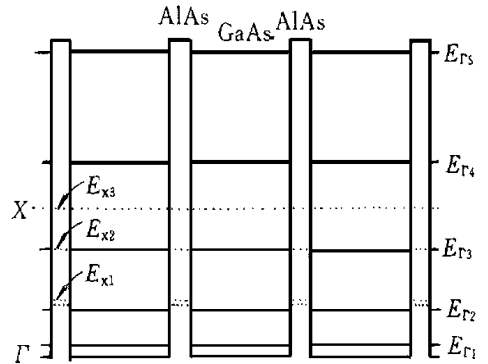


图 1 GaAs/AlAs 超晶格中的能级
实线为 Γ 谷能级,虚线为 X 谷能级

图 2 为超晶格二极管在 295K 和 70K 两个温度由 THS720 示波器记录下的 $I-V$ 特性曲线.曲线上出现平台,标志场畴已经形成.第一个平台是由 $E_{\Gamma 1}$ 到邻阱 $E_{\Gamma 2}$ 共振隧穿形成的.在图 2 中,由于采样速率较振荡频率低,平台自维持振荡区域呈现无规则的上下波动.如果采样频率更低,平台将变得非常平滑.从图中可以看出,在两个相反方向的平台上都有振荡产生.295K 曲线中的平台大约从 0.8V 开始到 2V 结束,整个平台区都很平.另外,曲线的正负部分不相对称,这表明二极管结构存在着非有意引入的由于接触或掺杂等导致的不对称性.在负偏压部分,从室温到 15K, $I-V$ 曲线在小偏压区呈现近似欧姆特性,而正偏压部分在温度降低时呈现整流特性.当温度低于 100K 时,在负偏压方向低于 -1.4V 的平台区出现

了稳定场畴的鳃状分支,而在正偏压方向整个平台区都存在有振荡,如图 2 中的 70K 曲线所示 图 3 为偏压 1.2V 和 0.9V 时的室温振荡波形,其频率分别为 14MHz 和 10MHz 实验结果显示,自维持振荡的频率和振幅都与偏压有关,这与分离-漂移模型的模拟结果相符合^[2,7].

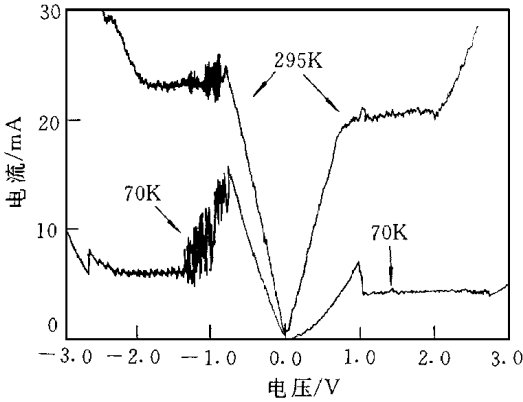


图 2 超晶格二极管在 295K 与 70K 温度下的 I-V 特性

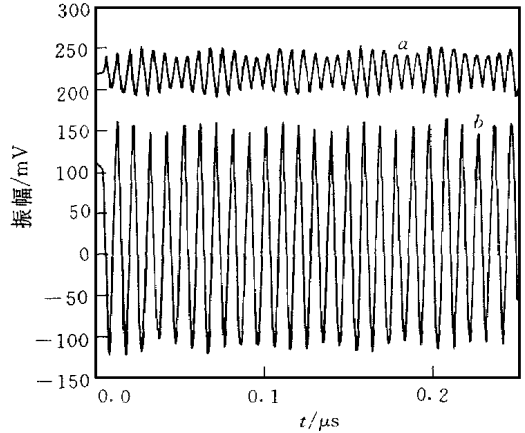


图 3 两个不同偏压下的室温振荡波形
 曲线 a: $f = 14\text{MHz}$, $V_b = 1.2\text{V}$;
 曲线 b: $f = 10\text{MHz}$, $V_b = 0.9\text{V}$.

为了分析超晶格二极管的纵向输运机制,我们测量了负偏压方向在小偏压条件下二极管直流电流对温度的依赖关系 这时尚未形成场畴,电压基本上均匀地分布在超晶格上 图 4 为从 -50mV 到 -500mV 共六个固定偏压下的 $I \sim 1/T$ 对数曲线 可以看到,当 $T < 30\text{K}$ 时,电流基本不随温度变化 之后,随温度升高而快速增加,120K 时的电流值约是 30K 时的十倍 温度继续升高时,电流增长变缓 必须注意的是,对于某一固定偏压(比如 100mV),超晶格内的电场近似为 $2.5\text{kV} \cdot \text{cm}^{-1}$,是局域化电场强度 ($1.1\text{kV} \cdot \text{cm}^{-1}$) 的两倍多,因此不会发生微带输运 流过超晶格的电流可以分为两部分:电子能量高于垒高的热离子发射部分

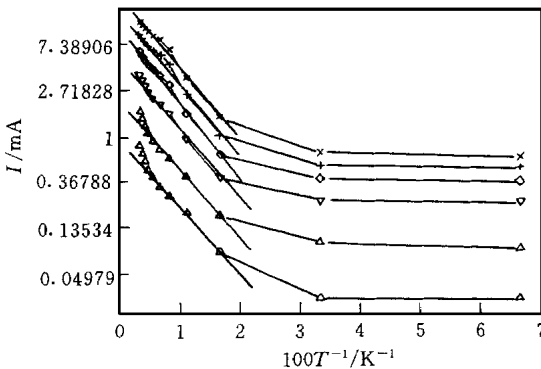


图 4 在六个固定偏压下超晶格二极管的 Arrhenius 曲线

(I_{th}) 和电子能量低于垒高通过隧穿传导的部分^[13-15] 隧穿电流部分又可细分为级联共振隧穿电流 (I_{st}), 声子辅助隧穿电流 (I_{pt}) 和热辅助杂质隧穿电流等 最后一部分电流仅在宽垒情况起作用,在此可以忽略^[16] Kazarinov 和 Suris^[17]对超晶格中的级联共振隧穿进行了研究 I_{st} 在低温区几乎不随温度变化^[13] 在图 4 中,我们将低于 30K 的电流归于级联共振隧穿引起的电流 温度升高后,声子辅助隧穿和热离子发射效应有可能增强 当电子经历一个大角散射并将其在阱平面内的能量转换到其隧穿方向时,便发生了声子辅助隧穿,详细情况可参阅文献^[18]

~ 21]。由于温度升高将提高声子的数量,因此声子辅助隧穿产生的电流将随温度升高而升高。当温度从 100K 升至 300K 时,文献[20, 21]预言这部分电流将增大 4 倍。我们所测结果与此结论相近,因此在该温度区间我们样品的主导运输机制可能是声子辅助隧穿。另一方面,掺杂弱耦合超晶格中的热离子发射电流可用如下解析式表达^[13]:

$$I_{th} = \frac{e^2 m^* A}{\hbar^2 L \pi} v_D N \exp[-(H - E_1 - E_F)/k_B T] \quad (1)$$

其中 m^* 为 GaAs 的有效质量; v_D 是垒顶处的漂移速度; t 是接近垒顶处电子的量子透射系数; H 是垒高; E_1 是基态能量; A 是二极管的面积; L 是超晶格的周期; V 是每个超晶格周期上的平均压降。必须注意,对于 GaAs/AIAs 超晶格,电子越过的垒高 H 不是 AIAs 层 Γ 顶的高度,而是与 AIAs 层内的最低 X 能级有关^[12]。因此,在作 Arrhenius 曲线的分析时要注意这一点。如图 4 所示,在高温区半对数坐标 $I \sim 1/T$ 曲线可画出六条直线来拟合实验数据。所有直线基本上具有相同的斜率,据此所得电流热激活能为 11~13meV。该值与从能带图对热离子发射所预期的理论垒高值 130meV 相去甚远。因此,我们认为在 100~300K 温度范围内热离子发射机制不起主要作用。实际上,隧穿机制起主要作用是非常容易理解的:薄的 AIAs 垒层非常有助于电子隧穿,高的 AIAs 垒高又将抑制电子的热离子发射。

如果考虑到能级的展宽,共振隧穿不仅发生在 $E_{\Gamma_1} - E_{\Gamma_1}$ 严格对齐时,而且只要偏离共振的能量失谐 ($E = eFd$) 小于由于声子散射造成的能级展宽, $E_{\Gamma_1} - E_{\Gamma_1}$ 共振隧穿仍可发生。这样,声子辅助共振隧穿实际上也可以包含到 $E_{\Gamma_1} - E_{\Gamma_1}$ 共振隧穿过程范围之内。因此,对于我们的样品结构,其运输机制直到室温下都可用 $E_{\Gamma_1} - E_{\Gamma_1}$ 隧穿来描述。从而 $I-V$ 曲线上将存在共振透射峰,峰值过后是负微分电导区,就可出现清晰的平台区。

值得注意的是,室温下在 $I-V$ 曲线中出现电子共振隧穿引出的电流峰和平台区只是产生自维持振荡的必要条件,但还不是充分条件。如果有效掺杂浓度不满足振荡条件,在第一个平台区将观察不到振荡。文献[2]中曾报道过室温微波振荡,其 GaAs/AIAs 超晶格样品结构与我们的样品结构相类似,只是其振荡发生在第二个平台,其原因大概是其掺杂浓度较高之故。另外,欧姆接触的质量以及界面缺陷将影响微波振荡的产生。

总之,我们首先在 GaAs/AIAs 超晶格二极管的第一平台区观测到了室温微波振荡。对超晶格二极管电流的温度依赖关系进行了测量并对其运输机制进行了分析。这是一个令人鼓舞的结果。它将有利于超晶格振荡器的实用化。

致谢 作者对何礼熊教授和罗克俭先生提供的帮助及有益的讨论表示感谢。

参 考 文 献

- [1] L. Esaki, R. Tsu, *IBM J. Res. Dev.*, 1970, **14**: 61.
- [2] J. Kastrop, R. Hey and K. Ploog, *Phys. Rev. B*, 1997, **55**: 2427.
- [3] Boquan Sun, D. S. Jiang, Z. X. Liu *et al.*, *Appl. Phys. Lett.*, 1996, **69**: 520.
- [4] M. Hosoda, K. Tomimaga, N. Ohtani *et al.*, *Appl. Phys. Lett.*, 1997, **70**: 1581.
- [5] S. H. Kwok, T. B. Norrois, L. L. Bonilla *et al.*, *Phys. Rev. B*, 1995, **51**: 10171.
- [6] M. Hadjazi, J. F. Palmier, *Electron. Lett.*, 1993, **27**: 648.
- [7] Baoquan Sun, Desheng Jiang and Xiaojie Wang, *Semicond. Sci. Technol.*, 1997, **12**: 401.

- [8] W. D. Goodhue, T. C. L. G. Sollner, H. Q. Le *et al* , Appl Phys Lett , 1986, **49**: 1086
- [9] E. E. Mendez, E. Calleja, W. I. Wang, Appl Phys Lett , 1988, **53**: 977.
- [10] E. E. Mendez, W. I. Wang, E. Calleja *et al* , Appl Phys Lett , 1987, **50**: 1263
- [11] E. E. Mendez, L. L. Chang, Surface Science, 1990, **229**: 173
- [12] E. E. Mendez, E. Calleja, W. I. Wang, Phys Rev. B, 1986, **34**: 6026
- [13] K. K. Choi, B. F. Levine, C. G. Bethea *et al* , Appl Phys Lett , 1987, **50**: 1814
- [14] M. Dutta, K. K. Choi, P. G. Newman, Appl Phys Lett , 1989, **55**: 2429
- [15] K. K. Choi, B. F. Levine, R. J. Malik *et al* , Phys Rev. B, 1987, **35**: 4172
- [16] K. K. Choi, "The Physics of Quantum Well Infrared Photodetectors ", World Scientific Press (1997), P258~278
- [17] R. F. Kazarinov, R. A. Suris, Sov. Phys Semicond , 1972, **6**: 120
- [18] E. Pelve, F. Beltram, C. G. Bethea *et al* , J. Appl Phys , 1989, **66**(11): 5656
- [19] R. Tsu and G. Dohler, Phys Rev. B, 1976, **12**: 680
- [20] D. Calecki, J. F. Palmier and A. Chomette, J. Phys. C: Solid State Phys , 1984, **17**: 5017.
- [21] J. F. Palmier, H. L. Person *et al* , Superlatt and Microstruct , 1985, **1**: 67.

Room Temperature GaAs/AlAs SL Vertical Transport and Self-Sustained Field Domain Oscillation

Wu Jianqing, Jiang Desheng, Sun Baoquan

*National Laboratory for Superlattices and Microstructures, Institute of Semiconductors,
The Chinese Academy of Science, Beijing 100083*

Received 24 February 1998

Abstract The temperature dependence of currents of the SL diode at six biases are measured and used to analyse the vertical transport mechanism in AlAs/GaAs SL. The room temperature microwave (MW) oscillations are observed in GaAs/AlAs (10nm/2nm) doped weakly coupled superlattices (SLs) in the first plateau of the I - V curve. The sequential tunneling induced oscillations are detected in the temperature range from 15K to 300K by applying DC bias on SL. It is found that up to 300K the dominant transport mechanisms in the SL diode are sequential resonance tunneling and phonon-assisted tunneling. The low bias voltage condition under which the oscillations are realized is helpful to restrain thermal ionic emission through X valley in the room temperature transport.

PACC: 7320, 7220H, 7340G