

半 导 体 超 晶 格

王 迅

(复旦大学物理系)

超晶格材料是用现代薄膜生长技术制成的一种新型材料,它在过去的自然界中从未存在过,是一种全新的人工制造的晶体。

1970年,美国IBM公司的江崎玲于奈(L. Esaki)和朱兆祥首次在GaAs半导体上制成了超晶格结构^[1]。以后,半导体超晶格的研究工作得到了很快的发展,不仅研制出GaAs和各种III-V族化合物超晶格材料,而且IV-IV族、II-VI族、Si超晶格以及非晶态半导体超晶格等也已相继出现,有一些已经获得实用,做成了相当重要的微电子和光电子器件。半导体超晶格以及与之相联系的异质结中的许多物理现象,特别是低维物理现象已引起了人们广泛的兴趣。近年来,半导体超晶格材料及其性质的研究因其理论上的兴趣和技术上的重要性,一直是半导体物理学、材料科学、微电子学和光电子学中一个非常活跃的领域。

超晶格是由两种不同成分的半导体材料以薄层的形式交替排列而成,每一薄层的厚度只有1—10 nm,层的数目可以达到几百甚至更多。超晶格实际上是由许许多多半导体异质结连接而成的,只是由于每一层厚度非常小,因而这些异质结不再是互相孤立的,从整体上就出现了一些单个异质结所不具备的新的特性。我们可以对半导体超晶格下一个严格的定义:两种不同材料在一个维度上层状排列而成的周期结构(冶金学的),而其厚度的周期(或称调制波长)必须小于电子的平均自由程(电子学的)。后一条件是造成超晶格具有不同于通常晶体特性的关键性因素,因为在超晶格中的电子,此时可以“看”到界面。

超晶格材料的层厚度基本上是原子间距的量子。而要实现这种具有微观尺度上的多层结

构,并且相邻层之间不允许有不同成分间的混杂,只有采用现代薄膜生长技术才能实现。对于半导体超晶格,最优越的生长方法是分子束外延(MBE),近年来用金属有机物汽相淀积(MOCVD)方法已在这方面获得了实质性的进展。

一、半导体超晶格的能带和输运特性

1. 能带不连续性与量子阱

最早发展起来的具有典型性的半导体超晶格是 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ 结构。一般是在半绝缘的GaAs衬底上先外延生长上千Å厚的GaAs外延层,然后在其上面交替地生长 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 和GaAs,每一层的厚度为数埃至10 nm。选择 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 半导体超晶格是根据晶格常数匹配和禁带宽度来考虑的。GaAs的晶格常数为0.5653 nm,而AlAs的晶格常数为0.5662 nm, $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 的晶格常数介于二者之间,它与GaAs之间的晶格失配小于0.16%,因而可望生长成界面完整性好、缺陷少的超晶格结构。

GaAs是直接带隙半导体、室温下的禁带宽度为1.424 eV; AlAs为间接带隙半导体;禁带宽度为2.16 eV。 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 的禁带宽度则介于它们二者之间,随Al和Ga原子的相对含量(即 x 值)而变。在 $0 < x < 0.45$ 的范围内, $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 为直接带隙,禁带宽度与组分 x 的关系可表示为

$$E_g = 1.424 + 1.247x, \quad (1)$$

或

$$\Delta E_g = 1.247x, \quad (2)$$

即 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 与GaAs的能隙之差 ΔE_g 与

组分 x 成正比。

当这两种材料组成超晶格时，沿成分调制方向上能带的变化如图 1 所示。在两种成分的交界处发生能带不连续性，它们的导带底能量相差 ΔE_c ，价带顶能量相差 ΔE_v 。Dingle 等^[2]最早根据光吸收的测量结果，得出在 GaAs-Al_xGa_{1-x}As 的情况下 ΔE_c 和 ΔE_v 具有以下数值：

$$\Delta E_c / \Delta E_g = 0.85 \pm 0.03,$$

$$\Delta E_v / \Delta E_g = 0.15 \pm 0.03.$$

这一能带排列数据，过去一直被认为是相当可靠而被引用了十多年。但是最近的研究表明^[3]，需要对其进行修改，并取 $\Delta E_c / \Delta E_g = 0.62 \pm 0.05$ ，即导带失配是能隙差的 62%。

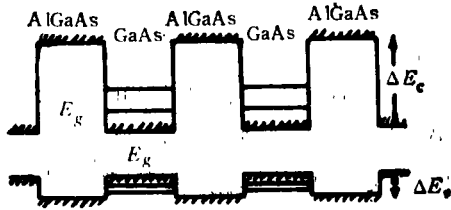


图 1 Al_xGa_{1-x}As/GaAs 超晶格的能带图

图 1 的能带结构对于电子来说，沿成分调制方向又附加了一个周期性的势阱，这实际上就是量子力学中的一维 Kronig-Penney 势阱。可以说超晶格的出现是在实验室中实现了这一初等一维量子力学问题。

在超晶格中，电子沿势阱周期的方向运动时能量是量子化的，可用一系列分立能级来表示。价带空穴也有类似情形。在低温下，超晶格中的电子和空穴将被束缚在势阱中的这些量子化能级上。但是如果这些载流子沿平行于薄层的方向运动，则并不存在附加势的作用，它们可以看作是自由电子和空穴。于是，在低温下处于量子阱中的电子和空穴的运动，可以看作是准二维的。这些电子和空穴被称为二维电子气和二维空穴气。

在势阱中电子或空穴束缚态的能量为

$$E = E_s + (\hbar^2/2m)(k_x^2 + k_y^2), \quad (3)$$

式中右边第二项是沿薄层方向 (xy 平面) 运动

的载流子的动能， E_s 则为一维势阱中载流子运动的能量。由一维势阱中薛定谔方程的求解，可以得到当势阱无限深时，

$$E_s = (\hbar^2\pi^2/2m)(n/L_s)^2, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (4)$$

式中 L_s 为势阱宽度。对于势阱深度 $\Delta E \approx \infty$ 的情形，用数值计算可以得到 E_s 与 ΔE 的关系 (如图 2 所示)。图 2 中最右方是无限势阱中的束缚态能级。曲线 $\pi^2 E$ 的上方是超越势垒顶处的连续能级。从图 2 可以看到，随着势阱深度的减小，阱中包含的束缚能级数目和能级间隔都减小。但对图中最小的 ΔE 值， $n = 1$ 的态总是存在的。例如，在 Al_{0.2}Ga_{0.8}As/GaAs 超晶格中，势阱宽度 $L_s = 8$ nm，由 $x = 0.2$ 得到 $\Delta E_c = 0.22$ eV, $\Delta E_v = 0.03$ eV。而 GaAs 导带电子的有效质量 $m_e^* = 0.0665m_0$ ，价带空穴的有效质量为 $m_h^* = 0.45m_0$ (重空穴) 和 $0.08m_0$ (轻空穴)。因而在势阱中可以产生两个电子束缚能级、两个重空穴的束缚能级和一个轻空穴的束缚能级 [根据 (4) 式，重空穴束缚能级的间隔比轻空穴小]。

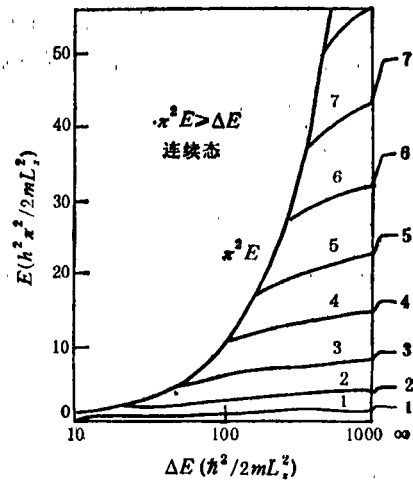


图 2 超晶格量子势阱中的能级

在势垒宽度较小、周期数目很多的情况下，由于各势阱中电子的波函数相互影响，使不连续的能级变为宽度有限的能带。例如由厚度为 6 nm 的 GaAs 势阱和厚度为 1 nm 的 Al_{0.2}Ga_{0.8}As 势垒所组成的周期为 100 的超晶格，由于它的周期 7 nm 比通常晶体的周期大一个数量级，所

以在倒格子空间中，它的周期就比通常晶体小得多。正常晶格的布里渊区边界大致是其晶格常数 a 的倒数，即 π/a 。而超晶格的周期为 l ，由 π/l 所决定的边界比 π/a 小得多，这样原先的布里渊区就被分成许多个小区，如图 3 所示。在每一个小区中，超晶格电子的能量与波矢 k 的关系是连续函数，组成一个带，叫做子能带，而在布里渊小区的边界上，能量都是不连续的。这样，原来半导体的导带（假定为近似自由电子的抛物线型能带，如图 3 中的虚线）就变成图 3 中实线所示的许多子能带。这称为布里渊区的折迭。

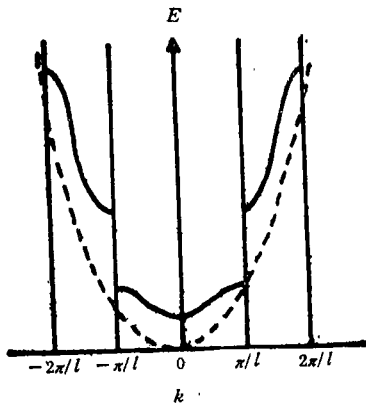


图 3 超晶格的布里渊区折迭

由于布里渊小区的范围是如此之小，因而子能带中的电子在受到外场作用而改变波矢时，可以在无碰撞的情况下到达小区的边界，即电子可以“看见”布里渊小区边界，这一点在通常的晶格中是不可能发生的。当电子的波矢增大到一定的数值（即其能量达到子能带的上部）时，该处 $E \sim k$ 关系的曲率由正变负，即电子的有效质量 $m^* = \hbar^2(\partial^2 E/\partial k^2)^{-1}$ 由正变负。在这种情况下，其导电特性会出现负阻现象，其响应速度极高，对应于微波频率范围。

2. 调制掺杂结构的高迁移率

在 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ 超晶格结构中，载流子的势阱总是在 GaAs 处。如果在 GaAs 中不掺杂， $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 中掺 n 型杂质 Si，这样的掺杂方式称为调制掺杂或选择性掺杂。在 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 中的施主 Si 电离后，其贡献的导带电子将转移到 GaAs 的导带中去。不掺杂

的 GaAs 中将有足够数量的导带电子，而 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 失去电子后，形成带正电荷的空间电荷区。这样一来，GaAs 中的导带电子就同原来产生它们的那些电离施主杂质在空间上分开了。半导体中的载流子在电场作用下漂移时，主要受到晶格散射和电离杂质的散射作用，在低温下晶格振动的影响大大减小，载流子的迁移率主要由电离杂质散射所决定。对于调制掺杂结构来说，GaAs 区域中是不掺杂的，因此其中的载流子受到的电离杂质散射作用很小，在低温下可望获得比相同载流子浓度的体 GaAs 材料高得多的迁移率。

事实上，电离杂质的散射是一种长程库仑势作用，在 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 中的电离施主的势场可以延伸到 GaAs 中，仍然对其中的电子有一定的散射作用。所以一般是在未掺杂的 GaAs 和掺杂的 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 之间再生长一层未掺杂的 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 隔离层，使电离施主中心离载流子更远些，这样它们之间的作用基本上可以忽略。

图 4 显示了用调制掺杂结构 GaAs/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$

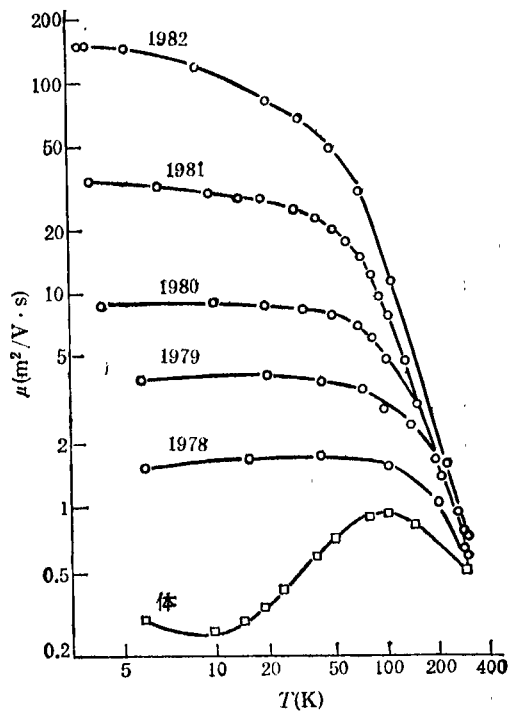


图 4 调制掺杂 GaAs/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 的迁移率随温度的变化

Ga_{1-x}As 所得到的迁移率随温度的变化^[4]。为了比较,图4中还给出了均匀掺杂的 GaAs 体材料的数据。图中的曲线所对应的导电区中载流子的浓度为 10^{17} cm^{-3} 。体材料的迁移率在低温时下降正是由于电离杂质散射起了主要作用,而在调制掺杂结构中并没有这样的下降。低温时,调制掺杂材料的迁移率比起体材料有几乎三个数量级的增强,最高值已达到 $1.1 \sim 2 \times 10^6 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$,几乎接近于理论估计的晶格散射所限制的迁移率值。即使是在接近室温的较高温度,晶格散射变得更为重要,但调制掺杂结构的迁移率仍比体材料大。

超晶格材料的这种迁移率增强特性,对于制作超高速低功耗器件极为有利。事实上,从制造器件的角度来看,多层结构并非必要,最简单的办法只要制备一个 $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 的异质结就可以,而器件则做在未掺杂的 GaAs 薄层上。这种调制掺杂异质结构所制成的场效应晶体管(简称 MODFET)在 77 K 下的速度比通常的 GaAs MESFET 快三倍。近来,还有人发现在调制掺杂(p型) $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ 结构中,空穴迁移率增强,这就为制造同时具有 p 沟道和 n 沟道的互补场效应晶体管,以及以它为基础的超高速、低功耗逻辑集成电路开辟了道路。

3. 能带边的负交迭和半导体一半金属转变

超晶格的特性在很大程度上取决于其异质界面处的不连续性(或称能带失配),它也是器件设计时最重要的参数。按照能带失配情况的不同,可以把超晶格分成图5所示的四类:(a)跨立型;(b)错开型;(c)破隙型;(d)零隙型。前面介绍的 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ 属于跨立型,其特征是窄能隙半导体的两个带边都处于宽能隙半导体的禁带中, $\Delta E_g = \Delta E_c + \Delta E_v$ 。对于(b)和(c)来说, $\Delta E_g = |\Delta E_c - \Delta E_v|$ 。特别有趣的是破隙型,其典型例子是 InAs/GaSb ,这时 InAs 的导带底实际上处于 GaSb 的价带顶以下,即出现能带边的负交迭。

在这种超晶格中,电子存在于 InAs 的导带中,而空穴则处于 GaSb 的价带中,因而不需

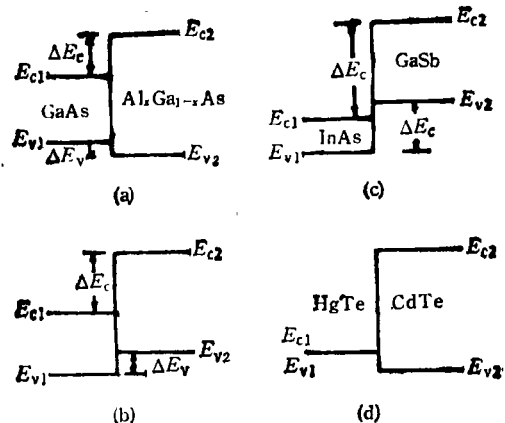


图5 几种类型超晶格的能带失配情况
(a)跨立型;(b)错开型;(c)破隙型;(d)零隙型

要掺杂就可以使电子和空穴在空间上分开了。

负交迭的结果之一就是造成了导电性能在半导体和半金属之间的过渡。因为在电子和空穴的势阱中,量子化能级的位置随层的厚度而变。当势阱宽度比较小时,InAs 中的最低电子能级比 GaSb 中的空穴能级高,超晶格呈现的是半导体性质。随着层厚的增大,电子能级下降,空穴能级上升,最后可使电子能级比空穴能级低,这时电子可以无阻碍地从 InAs 的导带转移到 GaSb 的价带中去,因而超晶格具有很强的导电性,成为半金属。这时,如果再加一个外磁场,则电子和空穴的基态能量由朗道能级所决定;磁场加大时,朗道能级发生移动,最后又可以使电子能级升到空穴能级之上,超晶格就从半金属状态又回到半导体状态。实验上已观察到了这种半导体一半金属的转变。

除了 InAs/GaSb 外,还有 $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}/\text{GaSb}_{1-y}\text{As}_y$ 超晶格也会出现这种能带边负交迭。

二、半导体超晶格的一些新进展

1. 形变层超晶格

最初制造半导体超晶格时,选用材料的一个原则是它们的晶格匹配性。对于 IV 族和 III-V 族半导体,晶体结构都是金刚石或闪锌矿型,因而晶格匹配只取决于它们的晶格常数。一般

表1 IV族和 III-V族半导体材料参数

	Si	Ge	AlP	AlAs	AlSb	GaP	GaAs	GaSb	InP	InAs	InSb
$a_0(\text{nm})$	0.5431	0.5658	0.5451	0.5662	0.6136	0.5451	0.5653	0.6095	0.5869	0.6058	0.6479
$E_g(\text{eV})$	1.11	0.66	3.0	2.16	1.6	2.25	1.47	0.68	1.27	0.36	0.17
跃迁性质	间	间	间	间	间	间	直	直	直	直	直

要求两种材料晶格常数相差不超过1%，因为晶格失配超过1%时，两种材料之间产生巨大的应力，使界面处形成大量的缺陷，因而超晶格材料的电子学和光学特性将大大退化。

表1列出了IV族和III-V族半导体的晶格常数、禁带宽度以及能带间的跃迁性质(间表示间接跃迁,直表示直接跃迁)。容易实现晶格匹配的体系有: Ge/GaAs, GaAs/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{InP}$, $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{Al}_y\text{In}_{1-y}\text{As}$, $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}/\text{GaSb}$, $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}/\text{InP}$, $\text{AlInGaAs}/\text{InP}$ 等。这种晶格匹配的要求限制了材料组合上的选择。

最近美国 Sandia 实验室的 Osbourn 及其合作者发现^[5],用晶格严重失配的两种材料也可以生长出界面完整性很好的超晶格。其原因是,只要适当控制层的厚度,晶格失配的这两种材料可以弹性地调整它们的原子间距,使它们都达到一个适中的晶格常数值,这样界面处的原子排列仍是匹配的。实质上,界面的完整性全靠外延层中有一个均匀的形变,因而把这种超晶格称为形变层超晶格(Strained-layer superlattice 或 SLS)。它具有和晶格匹配的超晶格相近的晶体质量。

最早做成的 SLS 有 $\text{GaAs}_x\text{P}_{1-x}/\text{GaP}(100)$ 和 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ 等。在形变层中,晶体受到流体静压力和单轴应力的作用。如果两层材料的厚度为 h_1, h_2 , 未形变时的晶格常数为 a_1, a_2 , 其失配量为 f , 则组成 SLS 后平行于界面方向的晶格常数 a'' 为

$$a'' = a_1 \left[1 + \frac{fG_2h_2}{G_1h_1 + G_2h_2} \right],$$

$$= a_2 \left[1 - \frac{fG_1h_1}{G_1h_1 + G_2h_2} \right], \quad (5)$$

式中

物理

$$G_i = 2 \left[C_{11}^i + C_{12}^i - \frac{2(C_{12}^i)^2}{C_{11}^i} \right]$$

($i = 1, 2$), (6)

G_i 是材料的切变模量, $C_{11}^i, C_{12}^i, C_{11}^i, C_{12}^i$ 是两种材料的弹性常数。(5)式中的 G_1, G_2, f, a_1, a_2 是由两层材料的成分决定的。存在这样的可能,即改变层厚和层的成分而保持 a'' 固定,这样就可以做出许多种不同的 SLS 结构,而具有相同的 a'' 。

SLS 的出现,使生长超晶格所用的材料不受晶格匹配的限制,因而大大增加了选择的灵活性。同时,在衬底材料的选择上也有较大的自由。不仅如此, SLS 还增加了调节材料特性的自由度。

因为晶格的形变会使半导体的禁带宽度发生变化。所以现在不仅材料的成分对禁带宽度有影响,层的厚度也对 E_g 的变化起作用。图6是对 $\text{GaAs}_x\text{P}_{1-x}/\text{GaP}$ SLS 进行计算所得的结果。 E_g 是在 $\text{GaAs}_x\text{P}_{1-x}$ 区域的禁带宽度,图中各条曲线上的数字为层厚,并假定 $\text{GaAs}_x\text{P}_{1-x}$ 与 GaP 的层厚相等。图中最上面一条对应的是体 $\text{GaAs}_x\text{P}_{1-x}$ 的 E_g 随晶格常数的变化,最

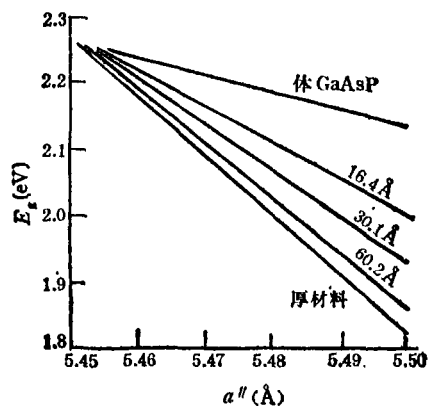


图6 $\text{GaAs}_x\text{P}_{1-x}/\text{GaP}(100)$ 的 E_g 随层厚及 a'' 的变化

下面一条对应于层厚为相当大时的极限情形。从该图可以看出：当层厚一定时， E_g 随 a'' 的增大（也即 x 的增大）而减小，这一效应是同禁带宽度由接近于 GaP 的较大值向接近于 GaAs 的较小值转变相一致的。另一方面，保持 a'' 不变（这可以由同时改变成分 x 和层厚来实现），则 E_g 随层厚的增大而减小，表现出量子尺寸效应。因而在 SLS 中， E_g 和 a'' 是两个可以连续和互相独立地改变的量，这同晶格匹配的超晶格是有很大区别的。图 7 是计算得到的一个 $\text{GaAs}_x\text{P}_{1-x}/\text{GaAs}_y\text{P}_{1-y}(100)$ SLS 的 E_g 和 a'' 的变化范围^[6]。

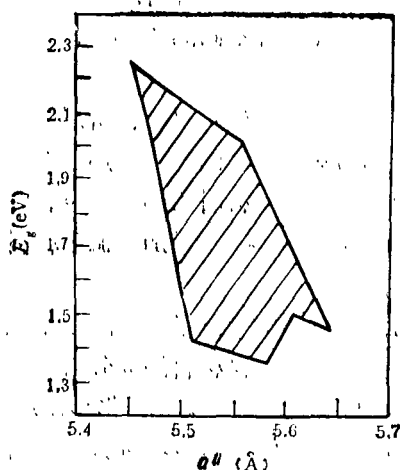


图 7 $\text{GaAs}_x\text{P}_{1-x}/\text{GaAs}_y\text{P}_{1-y}$ 的能隙变化范围

当 SLS 的层厚改变时，能带的宽度也发生变化，导致能带极值附近的曲率改变，也就是在与层相垂直的方向上载流子的有效质量发生变化，这就会影响 SLS 的输运特性，如迁移率和扩散长度等。

另外，超晶格的布里渊小区尺寸同层厚有关，即有所谓的布里渊区折迭，使体材料在 k 空间中所不具有的状态在 SLS 中出现，其结果有可能导致间接能隙材料变为直接能隙材料，这可以大大增强其光跃迁的强度。已经在 GaAsP 成份的间接能隙区域，制备了 $\text{GaAs}_{0.2}\text{P}_{0.8}/\text{GaP}$ 和 $\text{GaAs}_{0.4}\text{P}_{0.6}/\text{GaP}$ SLS，并观察到了直接跃迁。

上述结果说明，除了组分 x 以外，现在又多

了一个调节参数即层厚。改变这两个参数，我们可以互相独立地改变 SLS 的结构特性 (a'')、光学特性 (E_g) 和输运特性 (μ)。这就开辟了制备一类新的半导体材料的广阔前景。即人们可以根据需要来制备具有所需的电学和光学特性的半导体材料，随意“裁剪”它们的能带结构和电子特性。这种做法已被人们称为“能带工程”。

Ge 和 Si 是晶格常数不相匹配的 IV 族半导体材料，但在 Si 上生长 Ge-Si 的具有无位错界面的 SLS 却已实现，这将开辟以 Si 器件工艺为基础的“能带工程”，是很有意义的。

用 SLS 结构制成的实际器件是室温下连续工作的激光器，但是发现，SLS 中所贮藏的巨大的形变能量，使它在高功率下工作时，迅速产生界面缺陷，导致器件特性退化。但在作为低功率应用的光电探测器或场效应晶体管中，这一问题也许并不突出。

2. 渐变能隙超晶格

用计算机来精确控制超晶格的生长，则不仅可以实现界面成分的突变（对应于能带中出现方形势阱和势垒），还可以实现成分的缓变，因而能隙也是渐变的，势垒形状具有人为设计的轮廓。Gossard 等^[7]在两层 GaAs 之间生长成分 x 逐渐变化的 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ，它的能带形成一个三角形势垒。它与方形势垒的不同之处是，外加电压作用可以改变势垒高度，从而得到非线性的电导。另外，它的势垒电容与外加偏压无关，这一点与普通二极管不同的。用类似的方法还可制成其它形状的势垒。

另一个极漂亮的例子是抛物线型势阱^[8]，它是由 20 层 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 和 21 层 GaAs 组成，Al 的平均成分逐渐变化，这样一来，导带和价带的平均电势就具有抛物线型的轮廓，如图 8 所示。其中也画出了导带电子和价带轻、重空穴的量子化能级。预期的跃迁同光荧光实验结果符合得很好。

渐变能隙超晶格的一个实际应用是制造光电探测器。通常的光电探测器是一个 p-n 结二极管，光照激发的电子空穴对被反向偏压所

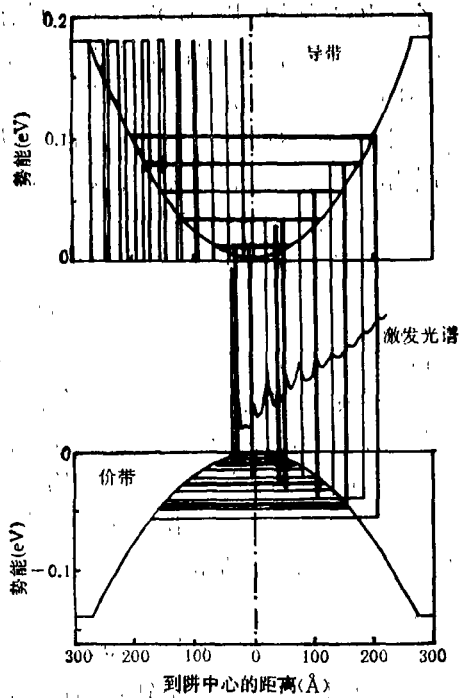


图8 $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ 组成的抛物型势阱
(粗、细线分别代表轻、重空穴)

收集。在雪崩型光电二极管中，偏压产生的强电场使载流子得到倍增，从而增强了光电流。光电二极管的增益和雪崩过程所产生的噪声依赖于电子和空穴的电离系数，它们的比值 α/β 愈大，则噪声因子愈小。在 Si 中 $\alpha/\beta \approx 10$ ，而在 GaAs 中， α 和 β 几乎相等。用渐变能隙超晶格可以实现很大的 α/β 比值。图 9 是这样的例子^[9]，它是一个雪崩型光电二极管的能带图。在 P 区和 n 区之间，依靠改变 $Al_xGa_{1-x}As$ 的成分，使能隙逐渐由小变大，并产生几个不连续处，形成楼梯形。在能隙不连续处，电子可以获得很大能量而形成雪崩倍增。价带的不连续性小，空穴就不发生电离，所以 α/β 大为增加。这多么象一个光电倍增管。在长波长光电探测中雪崩光电二极管有重要的用途。

3. 其它各种类型的超晶格

(1) 掺杂超晶格

前面介绍的超晶格都是靠改变层的成分来组成多层结构的，常称为成分超晶格。除此以外，还可以靠交替地改变相同成分的各层中的

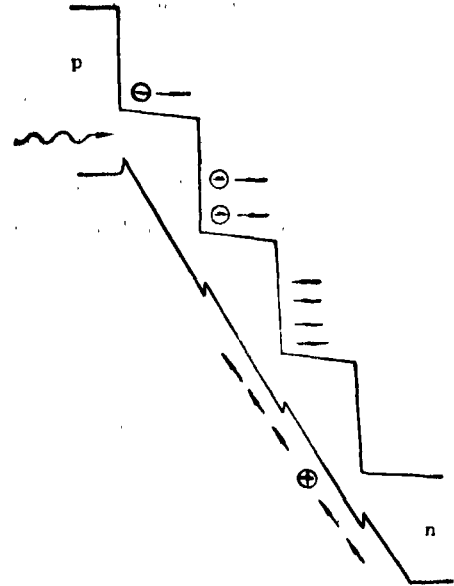


图9 楼梯形雪崩光电二极管的能带图

掺杂类型 (n 和 p) 来组成所谓掺杂超晶格。图 10 是掺杂超晶格的能带图。它由 n 型和 P 型 Si 薄层交替迭成，中间夹一个本征区域，所以又称为 nipi 结构。它的导带和价带边形成的量子阱类似于正弦形而不是方形。掺杂超晶格的一个最大特点是，电子势阱和空穴势阱总是出现在不同的层内，因而造成了真实空间中的间接能带结构。如果它受到光照，则附加的电子和空穴在空间上分开，不易复合，非平衡载流子的寿命就异乎寻常地长。并且，附加载流子的引入还会移动费米能级，使周期性调制的势场幅度减小，因而能隙变大，成为在光照作用下能隙可变的晶体。

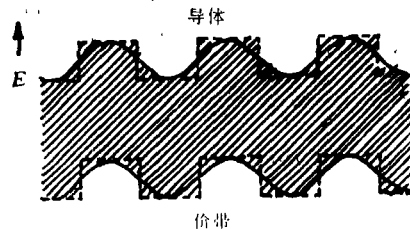


图10 掺杂超晶格的能带图

(2) 非晶态超晶格

用不同的成分或 nipi 结构都可以制成非晶态超晶格。最早是 Abeles 和 Tiedje 用氢化

硅和氮化硅做成了多层结构^[10]。非晶态超晶格不要求晶格匹配,制备工艺相对比较简单,因而开辟了一个广阔的研究领域。但非晶态超晶格一般都是冶金学意义上的超晶格,因为电子在非晶材料中的平均自由程很小,不能和层的厚度相比,因而较难期望它会具有能同晶态超晶格相比拟的良好的电子特性。

(3) 多元型超晶格

江崎等^[11]最先提出在 InAs/GaSb 系统中再加一个组分 AlSb,成为多元型超晶格。这三种组分的晶格常数是匹配的,而它们的能带结构相差很多。AlSb 的禁带宽度最大,从而在三个组分组成的结构中成为势垒,于是在 InAs 和 GaSb 阱中的电子和空穴浓度可以靠外加电场来改变。这三种组分 A, B, C 可以按 ABCABC, ABAC, ACBC... 等序列任意组合,从而提供了更多的自由度。

(4) 半导体、金属、绝缘层组成的多层结构

用分子束外延技术在半导体上外延金属单晶、金属硅化物单晶或绝缘膜单晶,反过来又在它们的上面外延半导体单晶,以此为基础组成多层单晶膜结构,这也是一个吸引人的领域,它对微电子器件向三维集成化发展提供了可能的途径。目前的研究工作着重于制备单个的异质界面。要制备出具有良好界面特性和电子特性的多层材料还有许多工作要做。

(5) 准一维体系的探寻

超晶格或量子阱可以将电子气约束在一个二维的平面 (xy) 内, MOS 反型层也可实现这一点。如果将一个超晶格或量子阱沿 xz 平面解理,在解理面上生长氧化层和淀积金属,

制成一个 MOS 结构,则 MOS 反型层的作用进一步取消了电子沿 y 方向运动的自由度,只存在 x 方向的自由度,成为一个一维体系。在解理面上生长 $Al_xGa_{1-x}As$ 势垒包层也可以起相同的作用。按照现在的技术条件,制造这样一个一维体系(称为量子线)是有可能的。已经报道过这种设想,但还没有在实验上实现。

制造超晶格材料就象是实验室中的建筑学,即以原子为最小砌块的微观尺度上的建筑学。有人预言超晶格对物理学的影响犹如 DNA 合成和基因拼接对生物学的影响一样。

超晶格的许多新特性,将以全新的概念改变着电子器件的设计思想,出现了所谓能带工程、波函数工程、电子特性和光学特性的裁剪等新的设计技术。

由于这一领域的历史还比较短,发展又极其迅速,所以对于其未来发展作任何肯定性的预言都可能是不确切的。

参 考 文 献

- [1] L. Esaki and R. Tsu, *IBM J. Res. Develop.*, 14(1970), 61.
- [2] R. Dingle et al., *Phys. Rev. Lett.*, 34(1975), 1327.
- [3] R. C. Miller et al., *Phys. Rev. B*, 29 (1984), 7085.
- [4] V. Narayanamurti, *Phys. Today*, No. 10 (1984), 24.
- [5] G. C. Osbourn, *J. Appl. Phys.*, 53 (1982), 1586.
- [6] G. C. Osbourn, *J. Vac. Sci. Technol. B*, 1(1983), 379.
- [7] A. C. Gossard et al., *J. Vac. Sci. Technol.*, 20(1982), 694.
- [8] R. C. Miller et al., *Phys. Rev. B*, 29(1984), 3740.
- [9] F. C. Capasso et al., *IEEE Trans.*, ED-30 (1983), 381.
- [10] B. Abeles and T. Tiedje, *Phys. Rev. Lett.*, 51(1983), 2003.
- [11] L. Esaki et al., *Jpn. J. Appl. Phys.*, 20(1981), L529.

(上接第436页)

参 考 文 献

- [1] Takashig Tsukishima, *Diagnostics for Fusion Experiments, Proceeding of the Course Varenna, Italy, Pergamon Press*, (1978), 255.
- [2] 崔滨生、吴小文、俞雪华、袁定朴、匡龙海, *物理*, 15 (1986), 365.

- [3] 郭硕鸿, *电动力学*, 人民教育出版社, (1979), 152.
- [4] A. Voppenhein and R. W. Schafer, *Digital Signal Processing, Chapter 11, Prentice-Hall, Inc.*, (1975).
- [5] R. N. Franklin, *Plasma Phenomena in Gas Discharge*, Clarendon Press, (1976), 3.
- [6] A. Masc and T. Tsukishima, *Phys. Fluids*, 18-4 (1975), 464.