

量子电子器件

Federico Capasso

Sapriyo Datta

当半导体器件足够小时,不可避免地要出现量子效应,从而为制作多种量子器件开辟了崭新的领域。

我们对固体中许多输运性质的了解是基于半经典图象,即把电子看作粒子,在外场作用下遵循牛顿力学定律,并会受到声子和杂质的散射。然而在上述概念的框架内,我们无法解释因器件尺寸减小而出现的量子化和隧道穿透等量子力学效应。

在尺度小于100nm的器件中,不可避免地要出现量子效应。我们称实质上依靠量子效应工作的器件为“量子器件”。典型的例子是50年代末 Esaki 发明的隧道二极管。它依靠电子隧道效应穿透 p-n 结禁带。

60年代末,Alferd Cho 等人首创的分子束外延技术,发展到今天,已有可能在各种不同材料上生长出在原子尺度上界面分明的超薄层($\sim 20 \text{ \AA}$)。这导致了人们对电流垂直于薄层流动的垂直器件的研究。新近的研究表明,某些垂直器件可能用作共振隧道二极管或晶体管。本文主要阐述这些器件的结构和由隧道效应通过耦合量子阱的超晶格器件。我们还将简单地讨论一些设想的基于控制波函数相位的器件。这些“横向”量子干涉器件,只是由于最近能实现毫微米光刻技术,才有可能制成。

一、共振隧道效应

1974年,Esaki 等人最早演示的共振隧道二极管,是由上下两个势垒中间隔着一个势阱构成。图1为单个共振隧道二极管的示意图。

一个垂直于薄层运动的电子,如同方阱里的粒子,其动能是量子化的。而在薄层平面内,电子的运动不受限制,是自由的,其行为用半经典理论描述。所以,二维量子带 $E_n(k)$ 由两

部分组成:

$$E_n(k) = E_n^0 + \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*}, \quad (1)$$

式中 E_n^0 是垂直运动能量量子化的第 n 个能级,第二项是波数为 k 和有效质量为 m^* 的平行于薄层的电子自由运动的动能。当势垒非常薄时,电子能隧道穿透势垒,并通过量子阱。

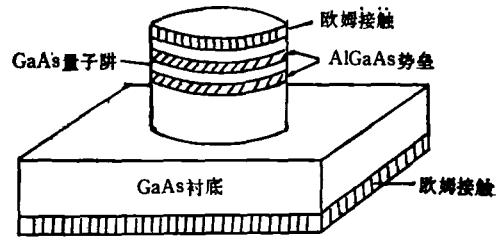


图1 共振隧道二极管

(几个 nm 厚的两个 AlGaAs 势垒层,夹着厚度相近构成电子量子势阱的 GaAs 层)

当入射电子的动能(垂直运动)为 E_n^0 时,电子对双势垒的透过率出现共振峰值。尽管对单个势垒电子透过率也许不到1%,但在这些共振能量点上,对于一对称双势垒,其透过率可达到100%。这种电子透过率惊人的共振增强现象,易于从多重反射波间的相长干涉得到理解。但按照半经典理论,隧道穿过势垒是不可能的。在许多真实器件中,透过率的共振增强会因散射过程而大大减弱。在多次反射中,由于散射事件破坏了反射波的相位相干性,多重反射波不再发生相长干涉。

二、二极管实验

通过两个重掺杂欧姆接触层,在双势垒上

外加电压,可测得共振隧道二极管的电流。外加电压使腔的共振能量相对于入射电子的能量降低了(图 2)。一旦共振能量低于入射电子能量,即低于发射区的导带边,随着电压进一步增加,电流急剧地下降。这一负微分电阻的特性可用于高频振荡器等电路。到目前为止,在室温下观察到的最大峰谷比值为 30:1。此结果是在 InGaAs 阱和 AlAs 势垒的结构上获得的。分子束外延技术能够象工程设计一样,制作出任意连续形状的共振隧道异质结能带图。在实验上,从一抛物线型缓变势阱结构得到了 13 个电导峰值。

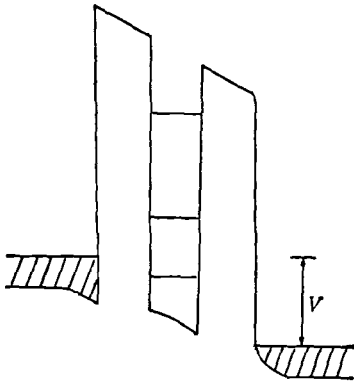


图 2 一个共振隧道二极管的量子阱
(两个重掺杂欧姆接触层间加上偏压 V 的工作条件下的能带图,斜线区表示低温下外面两层电子占有的导带能量范围)

阱内聚集的空间电荷,在共振隧道二极管工作中,起着很重要的作用。空间电荷区产生的静电势使共振能量相对于发射区费米能级移动,并导致电学双稳态。在共振隧道二极管的实验中,已观察到了这种双稳效应。

采用不对称双势垒二极管,其中一个势垒的透过率较另一个小很多,这样在阱内电流产生的电荷积累在正偏压下(电荷经透过率小的势垒漏出)比在负偏压下多得多。在正向电压下观察到电流-电压特性上的回滞,而在负压下回滞不出现。原因是当电压增加时,阱内的存储电荷使其静电势增加,从而相对发射极来说,共振能量提高了,需要再加大电压才能使共振能量低于入射电子的能量。相反,当电压下降时,面临着阱内无电荷的负微分电阻区,故转变

发生在较低电压下。

存储电荷还对共振隧道二极管的响应时间起重要作用。当共振隧道二极管上的偏压变化时,存储在量子阱内共振能级上的电荷也将变化。这种变化的速率从本质上限制了二极管的响应时间。势垒愈窄的器件,响应愈快,且按指数律增加。用直接光荧光方法,测量阱内由激光脉冲产生的载流子的衰减,已证实这一预期结果。

Sollner 等人用共振隧道二极管制作混频器和振荡器,工作频率分别达 1.8THz 和 420 GHz。振荡器的结构是 AlAs-GaAs,势垒厚度只有 11 Å。他们还报道了共振隧道二极管的双稳工作情形,双稳上升时间为 2ps。

三、晶体管

虽然共振隧道二极管可用于振荡器,但不宜用于逻辑电路。为了获得增益和避免输入过载,逻辑电路要求器件的输入-输出端彼此隔离。晶体管具有最佳的输入-输出隔离和放大性能。

概括地说,共振隧道晶体管是一种利用外加控制电压调制量子阱的能级和入射电子的能量差的器件。通过双势垒的共振隧道电流,将在不同外加控制电压处,即相当于阱内不同能级处,出现峰值。这种电流-电压特性的晶体管具有多重的开、关态,分别对应着 $I-V$ 曲线上的峰谷值。

从原理上说,构成共振隧道晶体管的捷径是在量子阱处制作一个起控制极作用的重掺杂欧姆接触层。制作欧姆接触层的困难主要是工艺上的,多种尝试都失败了。针对这一困难,Cappso 等人提出了原理上相似但技术上较易获得欧姆接触层的方法,即把双势垒置于双极性晶体管的基区。

图 3 是共振隧道双极性晶体管的能带图。随着基极-发射极电压的增加,经每一子带的共振隧道电流先达到极大值,然后由于子带底低于发射区的导带边而减小,在输出电流中应当

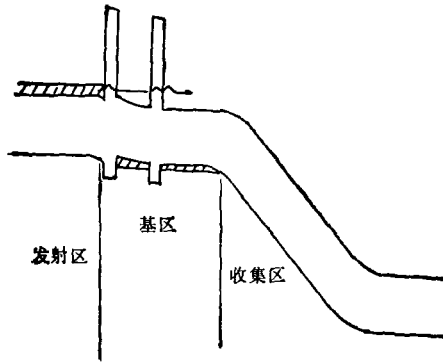


图3 共振隧道双极性 npn 晶体管
(为了控制发射极的电流注入,在基区置入一个共振隧道结构的能带图,当基极和发射极间所加偏压超过阈值时,透过电流减小)

产生多个峰值。

我们得到了室温下有单~峰,峰谷比为3:1的共振隧道双极性晶体管。另一新的结构是把两个或更多的双势垒置于发射区,而不是基区。为了得到 $I-V$ 曲线上的多重峰,我们要利用量子阱内聚集的空间电荷这一特点。伴随产生的静电屏蔽效应,使两个双势垒上的电场空间分布不均匀。越靠近基区,阱内的电场越强。当电压增加时,通过两个阱的共振隧道效应,在两个不同电压处受到抑制,因而 $I-V$ 曲线上出现两个峰。

Cho 等人采用分子束外延技术,用 AlInAs 和 GaInAs 制成两个双势垒置于发射区的结构。该器件在室温下电流增益超过 60, 并有两个高峰谷比的电流峰。我们将器件在微波区运转,截止频率达 24GHz。

上述多稳态特性,大大地简化了电路的复杂性。例如我们只用一个多态晶体管,设计出四位字的奇偶检验器。传统的四位字奇偶检验器需要 24 个晶体管。多态晶体管用作频率倍增器也是吸引人的。我们将 350MHz 的输入频率倍增了五倍。其他方面的可能应用还有快速模拟-数字转换器和记忆单元等。

四、超晶格器件

考虑一个有大量量子阱的周期性结构。势

垒层应很薄,足以产生显著的隧道效应。在这一类结构中,电子垂直于势垒层方向运动的能量不再连续,就象固体中的周期性晶格一样,形成一系列能带。然而,在天然晶格和人造晶格之间存在两个重要的差别。第一,超晶格周期的典型值是 30—100 Å,而天然晶格周期只有几个 Å。由势阱能级间耦合产生的超晶格能带是很窄的,典型值约为 10meV,称之为小带(miniband)。第二,晶格是三维的,而超晶格是一维的。

宽度为 Δ 的小带的能量和波数间的关系式可表示为

$$E = \frac{\Delta}{2} (1 - \cos ka). \quad (2a)$$

上式反映了周期为 a 的超晶格的周期性。电子群速度按下式随波数 k 振荡

$$V(k) = \frac{1}{\hbar} \frac{dE}{dk} = \frac{a\Delta}{2\hbar} \sin ka. \quad (2b)$$

这与自由电子的速度随波数 k 线性地增加截然不同。上述两式,只有在 Δ 值比碰撞展宽大得多时,或者等价地说,平均自由程比超晶格周期大得多时,才是正确的。

根据准牛顿公式 $\hbar \frac{dk}{dt} = eF$, 外电场 F 使

波矢 k 随时间线性地增加。对于自由电子,这将使其速度不断地增加。在超晶格中则不然,一旦波矢 k 达到 $\pi/2a$, 从 (2b) 式可以看出电子速度要减小。Esaki 等人指出,当场 F 大于阈值 \hbar/ear 并存在碰撞时,稳态漂移速度也会减小。由于这个场的作用,电子分布转移到按公式(2b)的群速度随 k 增加而减小的能带上。

五、毫米波

如果电场比 \hbar/ear 大很多,电子在受到散射前,它的波数会增加到 $\frac{\pi}{2a}$ 的数倍。如(2b)式所描述的那样,电子的速度在实空间和速度空间均应显示振荡性质。这提示我们,合理设计的这种器件,可作为毫米波发生器。

其他机理也能在超晶格中产生负微分电

阻,例如 Fesai 等人提出的波函数定域现象。随着电场的增加,不同量子阱内能态间的重叠减少。当 $eFa \gg \Delta$ 时,波函数完全定域在各自的量子阱内,各态间呈梯形状分裂,相邻两态间能量相差 eFa 。如果电场进一步增大,以致一个阱的基态与相邻阱的激发态发生共振,由于按顺序发生共振隧道,在电流-电压曲线上,应能观察到一系列峰值。我们已经在 AlInAs-GaInAs 超晶格的光电流-电压曲线上,清晰地看到了这一结果。器件的势阱和势垒厚约为 140 \AA 。

在势垒以上的经典连续区,还会形成广延态。Barry Levine 等人利用这些能态制成了新的红外探测器。其敏感波长区为 $8-12 \mu\text{m}$ 。与常规的 HgCdTe 器件相比,该探测器的潜在优势在于有成熟的 GaAs-AlGaAs 工艺技术,包括衬底在内的这种材料系统的质量和可靠性都是优良的,而且读出电子学部分和探测器可单片集成在同一衬底上。

六、量子干涉器件

由于近来介观结构物理的进展,有可能实现一类新的量子半导体器件。介观结构是指尺度可与电子平均自由程 L_ϕ 相比较的结构。虽然 L_ϕ 随着温度和电子能量的增加而减小,但在 1K 温度下, L_ϕ 值可达 $1 \mu\text{m}$ 。微加工技术的进展,已有可能制备出横向尺寸远小于 $1 \mu\text{m}$ 的器件。在器件内几乎不存在任何散射,在低温下尤其如此。

不存在相位破坏过程时,单电子薛定谔方程能描述电子在器件内的稳态传输

$$\nabla^2 \Psi(r) = -\frac{2m}{\hbar^2} [E - V(r)] \Psi(r). \quad (3)$$

(3)式非常类似于光学的亥姆霍兹波方程

$$\nabla^2 F = \omega^2 \mu \epsilon(r) F. \quad (4)$$

比较(3)式和(4)式,容易看到,电子波在空间变化的势场介质中运动,从某种意义上说,类似于光波通过不均匀折射率介质的运动。如果只考虑一个电子或一个光子自身之间的干涉,就象薛定谔方程的电子波函数一样,亥姆霍兹方程中的电场可以看作单光子的波函数。

为了获得大的干涉效果,通常需要限制波长范围。在电磁场中,一般采用单模波导和单频率源。与真空中电子波打交道的电子显微镜专家,通常利用单一能量和非常平行的电子束来进行工作。相反,固体中的电子波能量有较大的分布范围。利用低温和低电压可以限制其能量分布,即只有费米能级附近的电子对电导有贡献。近年来,近于单模量子导线已经问世,因而把熟悉的集成光学和微波电路中的许多概念运用到电子波导中的可能性增加了。

Alan 等人独自地提出了类似的电子波导器件。在这一干涉仪中,栅电位使一个波导臂的子能带 E_n^* 相对于另一波导臂移动。由此而产生的位相差为

$$\Delta\theta = \Delta k L = \Delta E_n^* \tau_T / \hbar, \quad (5)$$

式中 τ_T 是电子通过长度为 L 的区域的渡越时间。我们期望随着电位变化,电导周期性地改变,但是尚未看到预期的周期性调制电导。因为相移与渡越时间成正比,所以设计一种使渡越时间的分布减至最小的结构是至关重要的。

另一设想的干涉仪结构是它的栅极位于电子经典路径之外。已经看到了这一结构中的电导随栅电位的作用而振荡。然而引起振荡的基本原因还不很清楚。

上述结构是基于对线性光学的模拟。也可想象出模拟电子非线性光学器件,因为空间电荷可引起明显的非线性效应。事情似乎简单到只要查阅微波或光学教科书,便能建立起新器件概念。甚至电磁波的偏振,也可以与电子自旋对应。人们自然会想到利用自旋轨道耦合大的窄带半导体构成干涉器件。如果工艺技术能将不需要的位相涨落减至 2π 的很小部分,那么就能开拓和利用基于控制波函数相位的器件。在这些象海外奇谈的器件成为实际器件之前,还需要解决一些主要问题。我们研究量子器件的真正动力和目的,实质上不在于简单地制作性能更好一些的晶体管,而在于深入探讨一些崭新的目前难以预见的电子器件概念的应用。

(焦飞根据 Physics Today 1990 年第 2 期第 74—82 页编译)