

新型电子器件和光学器件的共振隧穿结构*

Christopher J. Summers Abbas Torabi

(Quantum Microstructures Laboratory, Georgia Tech Research Institute,
Georgia Institute of Technology, Atlanta, Georgia 30332, U.S.A.)

摘要 描述了一种新型共振隧穿结构器件, 这种器件包含了通过可变间隙超晶格能量滤波器 (VSSEF) 中的耦合量子阱态的隧穿过程. 论证了通过 AlAs/GaAs VSSEF 器件高能态和 AlGaAs/GaAs 超晶格受激态的共振隧穿, 描述了这种器件作为较高功率微波源和共振隧穿晶体管的应用, 并讨论了共振隧穿结构作为雪崩探测器和红外发射器等光学器件的潜在应用.

关键词 共振隧穿, 可变间隙超晶格能量滤波器 (VSSEF), 量子阱, 微波源, 晶体管, 探测器, 红外源.

引言

由于共振隧穿现象有可能提高电子器件和光子器件的速度和效率, 人们正对这种现象开展积极研究. 双势垒量子阱 (DBQW) 结构具有小尺寸和负微分电阻特性, 使这类器件很有可能成为超高频振荡器而用作太赫光源、调制器、探测器等^[1~3], 此外, 人们正在研究可变间隙超晶格能量滤波 (VSSEF) 器件的隧穿, 以提供高能量的载流子注入, 提高光学和红外探测器及可能的中红外激光器等多种器件^[4~8]的性能.

本文描述了一些新概念, 用以研制更有效的微波振荡器, 并且, 最终可能得到三端量子阱接触共振隧穿晶体管 (RTT). 还讨论了将来用于改进光学和红外器件性能的可能性. 对作为毫米波和太赫光源的共振隧穿二极管的研究表明: 更高功率、高效率的器件需要高峰值电压、高峰值电流和大的峰谷电流比^[9]. 这就导致了对低带隙 InGaAs/AlAs DBQW 器件的研制^[10], 因为这种材料较之常用的 AlGa/GaAs 超晶格更易于满足以上条件. 我们提出了一种薄势垒多量子阱 VSSEF 器件, 它可能替代 InGaAs/AlAs 器件, 这种 VSSEF 器件能提供比通常的 AlGaAs/GaAs 结构更高的功率, 但其截止频率略低. 除了把专门的材料结构用于毫米波器件之外, 还提出了运用共振隧穿机制来增强光学和红外雪崩光电探测器中的碰撞电离作用, 以及使红外发射器和激光器达到粒子数反转.

* 来稿为英文稿, 由汪艺桦译成中文
本文 1994 年 3 月 11 日收到

1 材料结构

在目前的 AlGaAs 势垒器件中, 最大的势垒高度被限制为 0.35 eV, 这是因为对于组分 $x > 0.45$ 的合金, x 谷成为最低的导带能级. 然而, 如果用厚度 $< 23 \text{ \AA}$ 的薄 AlAs 势垒构成量子阱, 则已经证明穿过势垒的电子没有足够的时间从 Γ 谷散射到 χ 谷^[11], 这样, Γ 能隙就形成了“有效的”势垒. 因为该势垒比较高, 所以就能形成比在 InGaAs 体系 (约 0.55 eV) 更深的势阱.

共振隧穿的另一个重要意义是可用于研制甚高速晶体管结构, 这种晶体管可提高微波和信号处理系统的增益. 理想的共振隧穿晶体管应包含一个 p 型或 n 型接触的单量子阱器件, 然而, 触点之间的间距很小, 特别是基极与集电极之间的间距小于 50 \AA , 使得分别地接触每个极区非常困难, 甚至对突变欧姆接触 (例如外延淀积 Al、低温淀积 PdGe 浅欧姆结) 也是如此. 为此, 我们提出一种基于三量子阱 VSSEF 结构的共振隧穿晶体管, 这种 VSSEF 结构能有效地使各能点间的间距增大到 $\geq 200 \text{ \AA}$. 这样的间距已足以制作出可行的 $n^+ - n - n^+$ RTT 器件, 计算表明, 器件的响应速度仅减小到原来的 1/5, 即响应时间从 0.1 ps 延长到 0.5 ps, 这样的响应时间仍能保证把晶体管设计成响应速度比最好的磨晶 HEMT 结构快 1~2 个数量级. 下文给出了我们最近对这种材料结构所作的理论和实验两方面的研究工作.

2 AlAs/GaAs VSSEF 器件

本文采用的材料设计参数取自 Adachi^[12]的结果, 所用的低温下 AlAs Γ 点直接能隙为 3.11 eV, GaAs 带隙为 1.51 eV, 每种材料的有效质量分别为 0.15 和 $0.067m_0$, 假定 GaAs 与 AlAs 中导带 Γ 点带隙差为 60%, 计算得到量子阱深度为 0.99 eV. 对于设计的注入能量, 为使结构的传输特性达到最佳化, 对于常数势垒宽度 22.644 \AA (即 8 个单 AlAs 层), 可算出所要求的阱宽. 选择这样的势垒宽度是为了最大限度地限制电子散射到能量较低的 χ 点, 使势垒足够厚, 以便在量子阱中产生限制态. 量子阱宽度在数倍 (001) GaAs 层原子间距 (2.8267 \AA) 范围内变化, 视具体情况而定. 在 0.5 eV 和 0.8 eV 电子注入能量条件下, 对单量子阱、双量子阱、三量子阱 VSSEF 结构进行了计算, 结果分别如图 1 和图 2 所示. 图中所有的曲线均表明: 计算得到的透射比对于低能量的入射电子有一强峰值, 随着能量略有提高, 峰值迅速下降. 图 1(c) 为 0.5 eV 注入三量子阱的计算结果, 可看出透射比的下降是相当快的, 而对于 0.8 eV 注入, 截止特性就没有这样陡, 这是因为势阱中的量子态较高, 波函数扩展到较远的势垒, 引起量子阱间较强的相互作用. 量子阱间的相互作用和受限能态位置对阱宽的较强的依赖关系, 使得要精确对准相邻量子阱能态更加困难, 也就是更难达到具有很高透射峰的特征. 这里提到的阱宽, 在 17~8 ML 范围内变化仅为 1 ML, 这也是这类结构采用的典型的量子阱宽度.

为了通过实验研究这一概念, 得到非常突变界面并尽量减少 Si 扩散到势垒中去, 采用

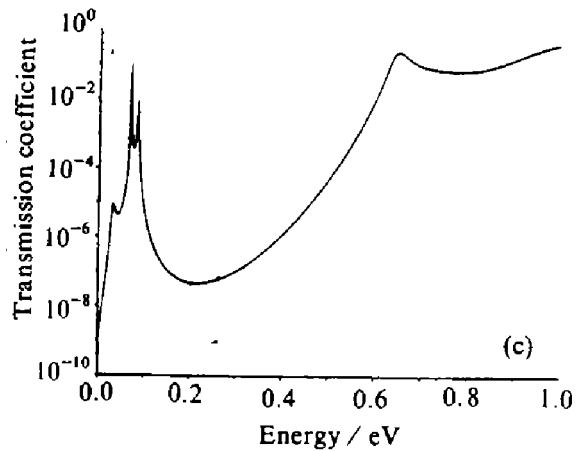
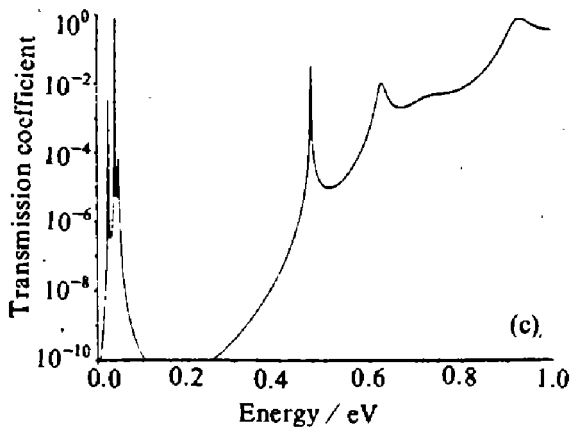
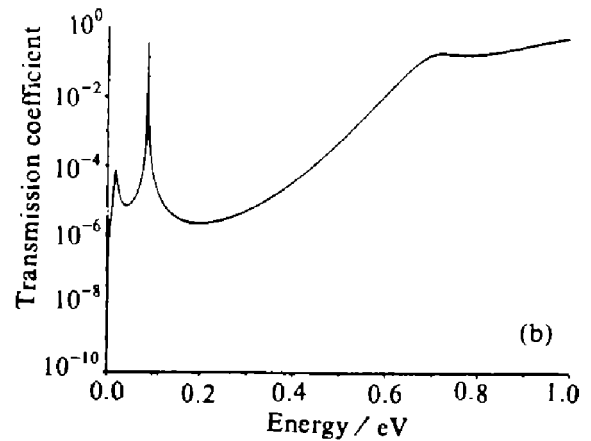
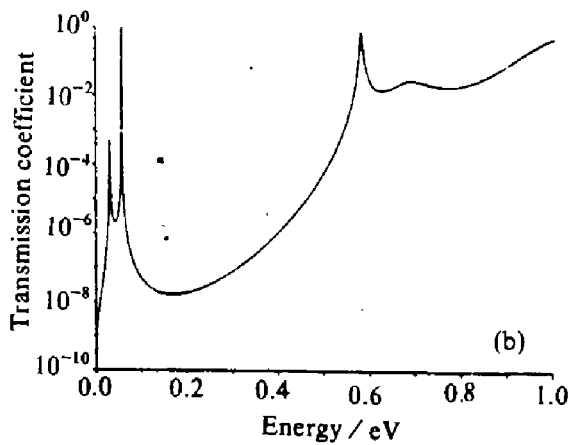
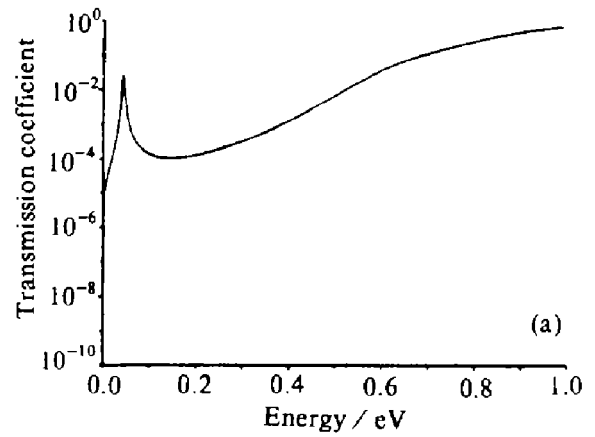
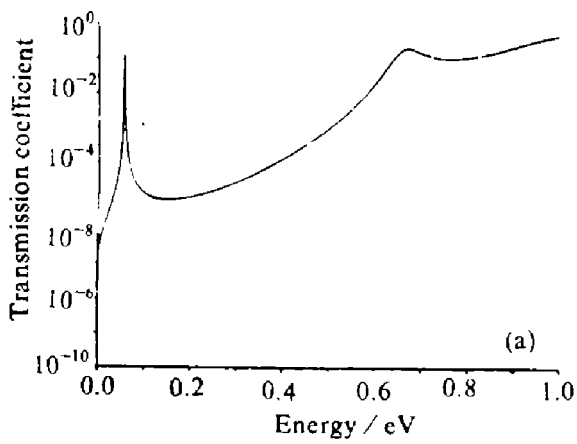


图 1 0.5 eV AlGa/GaAs VSSEF 结构透过率与入射电子能量关系

(a) 单量子阱器件, (b) 双量子阱器件,
(c) 三量子阱器件

Fig. 1 Transmissivity of 0.5 eV AlGa/GaAs VSSEF structures vs. incident electron energy
(a) one-, (b) two-, (c) three-well devices

图 2 0.8 eV AlAs/GaAs VSSEF 结构透过率与入射电子能量关系

(a) 单量子阱器件, (b) 双量子阱器件,
(c) 三量子阱器件

Fig. 2 Transmissivity of 0.8 eV AlGa/GaAs VSSEF structures vs. incident electron energy
(a) one-, (b) two-, (c) three-well devices

了特殊的中断生长技术和温度分布, 用 MBE 方法生长了这种器件. 为了防止杂质扩散, 在靠近 VSSEF 结构处, 将杂质浓度从 $5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ 减少到 $1.0 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, 并在该结构两侧各生长一层 50.88 \AA 宽的未掺杂 GaAs 层. 实际生长的结构由以下部分组成: (1) 一层 n^+ 型衬底, (2) 掺杂的 25 个短周期 AlGaAs (14 \AA)/GaAs (14 \AA) 超晶格 (起到阻

挡扩散和位错的作用) 和一层 $0.7\ \mu\text{m}$ 的掺杂浓度从 $5 \times 10^{17}\ \text{cm}^{-3}$ 减至 $1 \times 10^{17}\ \text{cm}^{-3}$ 的 GaAs 层, (3) 一层 $50.88\ \text{\AA}$ 的未掺杂的 GaAs, (4) VSSEF 结构, (5) 一层 $50.88\ \text{\AA}$ 未掺杂 GaAs, (6) $0.9\ \mu\text{m}$ 掺杂浓度从 $1 \times 10^{17}\ \text{cm}^{-3}$ 至 $5 \times 10^{17}\ \text{cm}^{-3}$ 的 GaAs 层.

用常规光刻技术生长制作直径为 $20\sim 50\ \mu\text{m}$ 的台面型结构, 然后蒸镀一层 Au:Ge/Ni/Au 金属化层, 并使之在 380°C 温度下在惰性气体中合金化 2 min, 形成欧姆接触. 再电镀一层 $1\ \mu\text{m}$ 厚的 Au 复盖层, 使结构在切割和焊接阶段不受损伤. 将器件磨薄、切片并封装成集成电路组件, 最后, 用低压焊接方法将直径为 $0.7\ \text{mil}$ ($0.7 \times 0.0254\ \text{mm}$) Au 引线焊接在顶表面. 用标准曲线描图仪在液氮杜瓦瓶或 Vari-Temp 低温容器中进行 $I-V$ 测量.

图 3 是测得的双量子阱和三量子阱 $0.5\ \text{eV}$ 注入器的 $I-V$ 曲线. 由图可看出, 这些结构表现出明显的二极管特性曲线, 并且, 每增加一个势垒, 零偏压电阻明显增大, 证实了薄 AlAs 势垒的阻挡作用. 对第一个单量子阱结构未观察到共振隧穿效应; 对双量子阱器件仅在正偏压方向观察到微小特征; 而对三阱四垒结构, 则在 $0.6\ \text{V}$ 正向偏压下就观察到明显的隧穿共振现象, 与理论计算符合得相当好. 峰值共振隧穿电流的幅值与对单量子阱和多量子阱器件所观察到的相同, 提示了隧穿效率是高的.

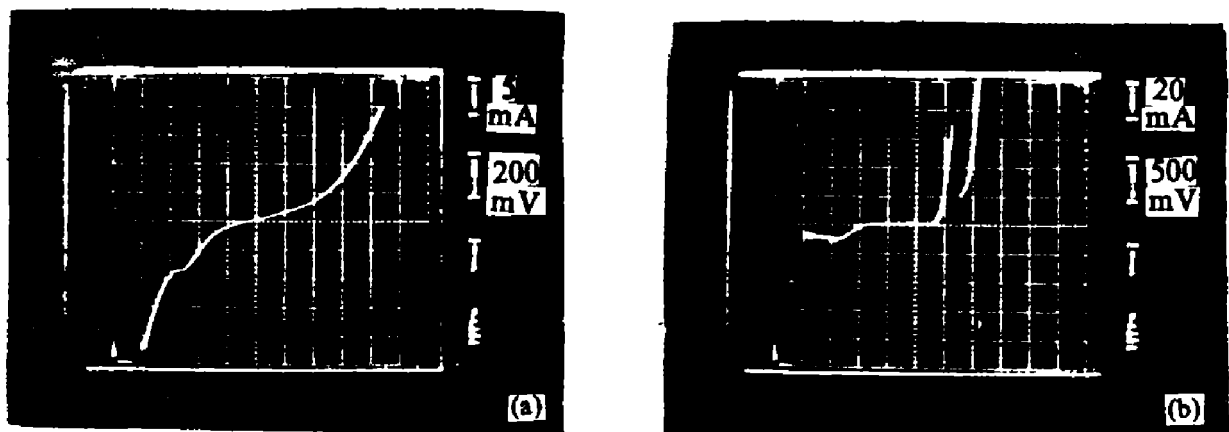


图 3 $0.5\ \text{eV}$ AlAs/GaAs VSSEF 器件在 $77\ \text{K}$ 时的 $I-V$ 特性曲线

(a) 耦合双量子阱, (b) 耦合三量子阱

Fig. 3 Current-voltage characteristics at $77\ \text{K}$ for $0.5\ \text{eV}$ AlAs/GaAs VSSEF devices with (a) two and (b) three-coupled wells

对 $0.8\ \text{eV}$ 注入器件未观察到明显的共振隧穿特征, 这可由计算得到的透射率曲线加以说明. 透射率曲线表明: 要使 $0.8\ \text{eV}$ 注入器件得到类似于 $0.5\ \text{eV}$ 注入器件的结果, 则需要增加 AlAs 垒的厚度, 或者增加势阱和势垒, 以抑制较高能量下的透射率特性.

3 共振隧穿晶体管结构

如图 4 所示, 共振隧穿晶体管使用了三量子阱结构, 其中共振隧穿发生在通过中心阱中的 $n=2$ 态. 这就允许势阱是 n 型掺杂的, 同时也增大了发射极、基极、集电极触点间的物理距离. 中心阱中的电子目前处于较低的量子态, 原理上允许注入的发射极电子通过 $n=2$ 态的基极区, 并进入集电极. 为了验证这一概念, 在我们设计的三量子阱 VSSEF 器

件中, 分别将第一、第二、第三个量子阱的 $n=1$ 、 $n=2$ 、 $n=1$ 态核准在一条直线上. 应注意的是, 在这个结构中, 最后一个 $n=1$ 态也起到滤波器的作用, 它只允许共振隧穿到 $E_{2,2}$ 态的电子受共振隧穿作用完全通过该结构到达第三个量子阱中的 $n=1$ 态, 这种结构对量子阱宽的设计要求分别为 73.49、107.41 和 25.44 Å (对应于 26、38 和 9 ML), 以使电子在 0.2 V 注入. 结构长度为 408.1 Å, 阱的宽度均较宽, 这是因为电压主要降落在势垒与较宽的第二量子阱之间. 估算该第二阱的阱宽 (107.41 Å) 是足够小的, 可以将电子-LO 声子间的相互作用限制在最小限度, 并保证了高的透过率, 接近简单理论计算值. 图 4 所示结构的透过率峰值位于入射发射极电子能级 0.02 eV 处, 其值为 5×10^{-3} , 近似于简单结构.

因为中心阱基准态为 $n=2$ 能级, 所以电子有两种可能的路径穿过器件. 首先, 电子从发射极隧穿至第一个阱的基态, 接着进入第二个阱的 $n=2$ 态. 在这一阶段, 电子或者可以弛豫至 $n=1$ 基态, 然后通过第三个阱中的虚低能态间接隧穿至集电极, 或者电子直接从第二个阱的 $n=2$ 态通过第三个阱中的 $n=1$ 态, 隧穿至集电极. 为了研究这一效应, 并可靠地确定这种结构的有效性, 分别设计了将 $n=1$ 、 $n=2$ 态和 $n=1$ 、 $n=2$ 、 $n=2$ 态校准在一条直线上的 VSSEF 器件, 对它们进行了模型试验研究, 其生长和制作过程如前所述.

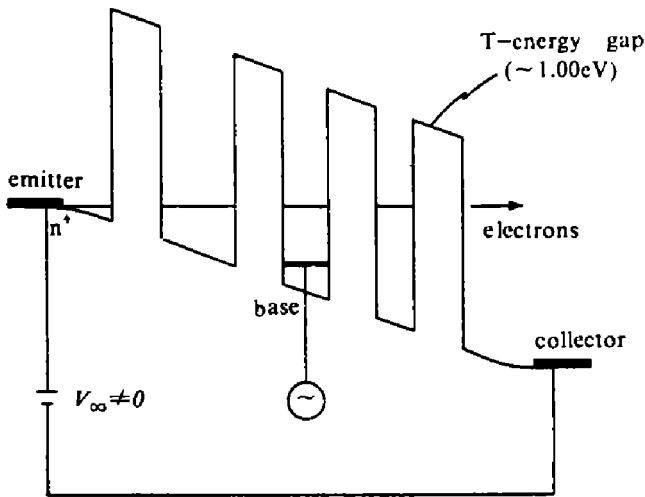


图 4 三量子阱共振隧穿晶体管结构导带示意图
Fig. 4 Conduction band profile of three-well resonant tunneling transistor structure

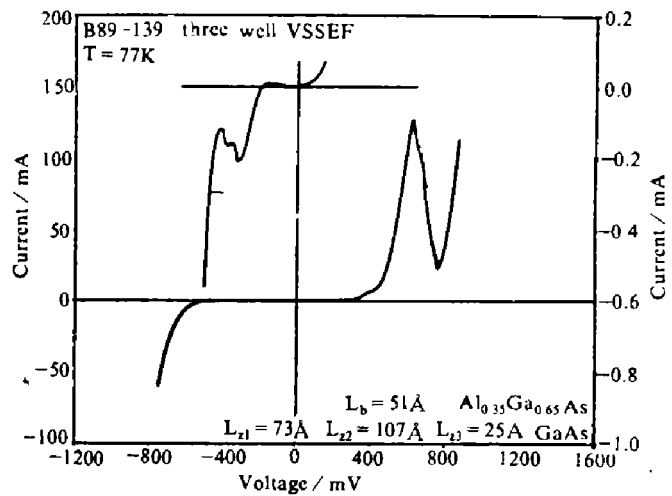


图 5 三量子阱 ($n=1$, $n=2$, $n=1$) VSSEF 器件在 77 K 时的 $C-V$ 特性曲线
Fig. 5 $C-V$ characteristics at 77 K for a three-well, $n=1$, $n=2$, $n=1$ VSSEF device

图 5 的研究结果表明, 对于所有的通过 $n=2$ 激发态的共振隧穿 VSSEF 结构, 其最大电流值均比只包含 $n=1$ 态的多量子阱 VSSEF 器件约低 50%^[13]. 将理论计算的透过率曲线与我们已发表的 $n=1$ 态准直的 VSSEF 器件的类似透过率曲线进行比较, 可以发现, 事实上理论近似支持了这一较低的最大电流值. 同时还发现: 对于第一、第二、第三量子阱中 $n=1$ 、 $n=2$ 、 $n=1$ 态共振对准的三量子阱 VSSEF 结构, 其最大电流值 (130 mA) 几乎与测得的双量子阱 VSSEF 的最大电流值 (140 mA) 完全相同, 这里的双量子阱结构, 其共振对准处在第一和第二量子阱中的 $n=1$ 和 $n=2$ 态之间^[14]. 这样, 第三个量子阱对

结构透射特性的滤波作用 (在实验误差范围内) 似乎尚未达到可测量的程度. 这就强有力地提示: 通过 $n=2$ 受激量子阱态的共振隧穿作用是十分有效的. 并且, 中心阱中较低能态 $n=1$ 几乎没有俘获电子. 而对 $n=1$ 、 $n=1$ 、 $n=2$ 和 $n=1$ 、 $n=2$ 、 $n=2$ 能态对准的样品, 也观察到了高的隧穿电流值, 这也为上述结果提供了有力的旁证. 对于只有一个量子态与发射极对准的双阱或三阱 VSSEF 结构, 发现其共振隧穿电流值较之全部态都共振对准的器件小 1~2 个数量级.

因此, 以上结果充分表明, 通过受激态发生电子隧穿的效率是高的, 这就为设计可变间隙超晶格结构提供了大的灵活性, 并可扩大到其它器件.

4 光学器件应用

已经提出过几种利用共振隧穿结构制作光学器件的设计, 其中包括可见及红外探测器、发光管和激光器等. 事实上, 现已观察到 AlGaAs/GaAs 超晶格中 $n=1$ 和 $n=2$ 量子态之间的光吸收和光发射现象^[15,16]. 对于阱宽小于 50 \AA 的 AlGaAs/GaAs 多量子阱结构, 其吸收特征已在 $8\sim 10 \mu\text{m}$ 范围观察到. 然而, 为了观察发光, 在设计这种结构时有意减小了 $n=1$ 与 $n=2$ 子能带间的能级间隙, 使其低于光学声子能级, 以避免光学声子发射引起电子弛豫. 为了清楚地观察长波范围内的光发射, 将样品置于 10 K 以下温度, 以便进一步减小光学声子发射和热造成的模糊.

图 6 所示的双量子阱共振隧穿结构是最有希望用于激光辐射的设计. 在这种结构中, 采用的材料参数和偏压既能使电子从发射极共振隧穿进入第一个量子阱中的 $n=2$ 态, 而同时又能使较低的 $n=1$ 态上的电子从该态共振隧穿出来, 进入集电极. 因为第二个阱中不存在与第一个阱中 $n=2$ 能级产生共振的能级, 所以, 电子通过该结构靠的是共振隧穿至 $n=2$ 态, 再由辐射或非辐射衰减进入较低的 $n=1$ 能态, 最后隧穿至集电极. 对于这一结构, $n=2$ 能级上的电子布居由电子进入该能级的隧穿速率与电子从 $n=2$ 态进入较低 $n=1$ 态的辐射和非辐射跃迁速率总和这两者之差来确定. 而 $n=1$ 能态的电子布居同样由电子进入该态的衰减速率与电子穿出该态通过第二量子阱进入集电极的隧穿速率之差来确定. 这样, 如果电子从较低的 $n=1$ 能级穿出的隧穿速率大于电子进入较高的 $n=2$ 能态的隧穿速率, 则预示着粒子数反转. Kastalsky 等^[8]证明, 对于能级间隙 $E_2 - E_1 \approx 0.12 \text{ eV}$ (对应于 $10 \mu\text{m}$ 波长), 电子的粒子数反转在理论上是可能的, 估计可以按约 1.3%

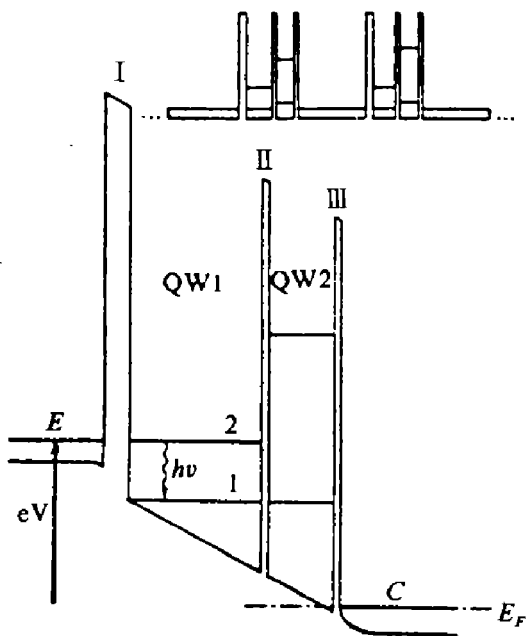


图 6 激光发射设计的双量子阱共振隧穿结构, 该结构能多次重复以增强输出强度
Fig. 6 Double quantum well resonant tunneling structure designed for laser emission, the structure can be repeated to enhance the output intensity

的效率实现激光发射. 目前正在这种结构进行优化工作, 并且正在设计一种共振光学腔, 以促使结构的表面产生激光作用. 所以, 这些器件提供了用 AlGaAs 材料体系或与之紧密相关的其它 III - V 族材料体系制作长波固体激光器的可能性. 如果这方面的工作获得成功, 就可以将长波激光器单片集成为更复杂的电路, 也可以集成为二极管阵列结构.

目前也已报道了几种将共振隧穿用于探测器的新应用. Brennan 和 Summers 提出了一种新式高效单载流子雪崩光电二极管, 其原理基于带边不连续处的带内碰撞电离^[4]. 在这种结构中, 用可变间隙超晶格注入器碰撞激发从掺杂量子阱中出来的电子, 如图 7 所示. 这种结构的增益应有所提高, 因为使用超晶格注入器有选择性地把入射电子分布调节到量子阱碰撞电离能量, 并且, 每个引发电离的电子都有可能发生类似于光电倍增管中二次发射的多次电离作用. 此外, 因为器件中只存在一种载流子, 所以可达到非常低的噪声, 这将导致一种真正意义上的固态光电倍增管类器件.

Summers 和 Brennan^[7] 还提出了一种共振隧穿超晶格雪崩光电二极管, 这种器件使用一种可变间隙超晶格将光生电子注入到宽带隙半导体中, 在低偏置电压下产生有效的碰撞电离作用和较强的增益. 在他们提出的方案中, 从具有吸收性能的窄禁带半导体产生的光生电子注入到超晶格结构中, 这个超晶格的带隙要宽得多, 并且, 被设计成在最低的理论预期噪声值处产生增益. 采用多量子阱结构^[17]和掺杂多量子阱器件^[18]、或采用 VSSEF 的概念, 可以在宽禁带半导体中发射高能量电子, 达到该结构的增益所要求的条件, 这样, 用周期方法和完全由空间确定的方法引起碰撞电离.

图 8 表示这种器件在反向偏压下的结构图, 其吸收态包括一个 p 型低掺杂层, 该层能隙为 $E_{G1} = h\nu$, 是有待探测的最小光子能量, 厚度为 $2/\alpha$, 这里 α 为 $h\nu$ 处的吸收系数, 在这一薄层之后是宽禁带倍增区和一个 n^+ 型电极. 由图可知, 增益区的第一状态是一个 VSSEF 结构, 该结构使用本征 CdTe 作为势垒, 用吸收体 HgCdTe 作为窄禁带量子阱半导体. 量子阱的宽度在结构中逐渐减小, 致使子能级在反向偏压下仍能与吸收层的导带保

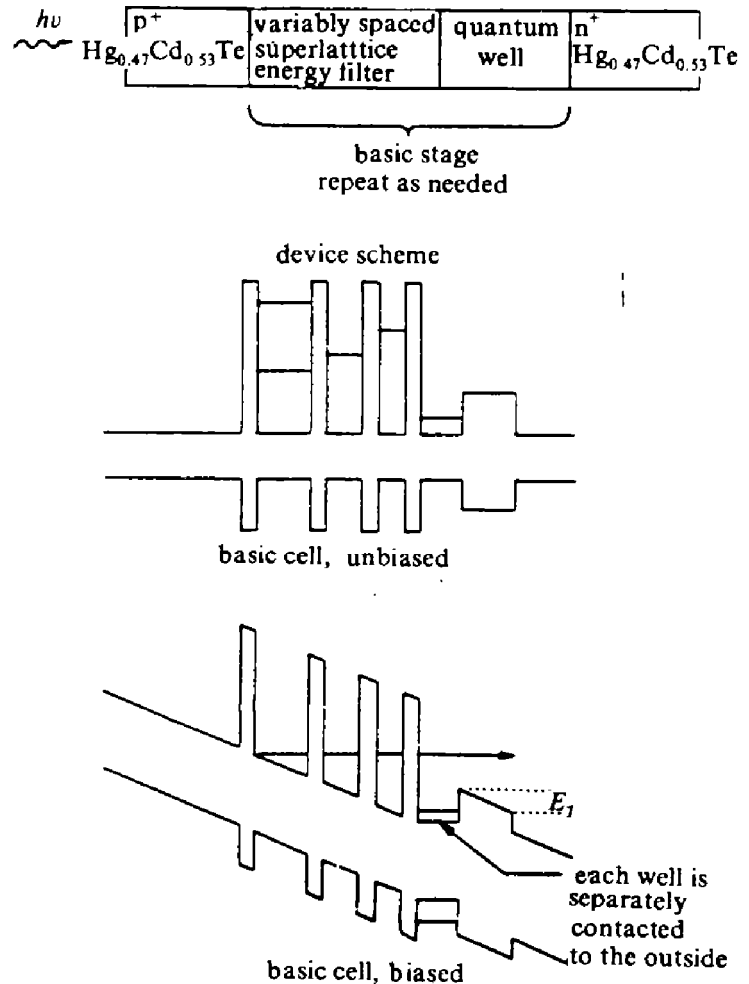


图 7 VSSEF 量子阱 APD 器件在 (a) 零偏压和 (b) 准直偏压下的示意图

Fig. 7 Schematic representation of the VSSEF quantum well APD under (a) zero bias and (b) alignment bias

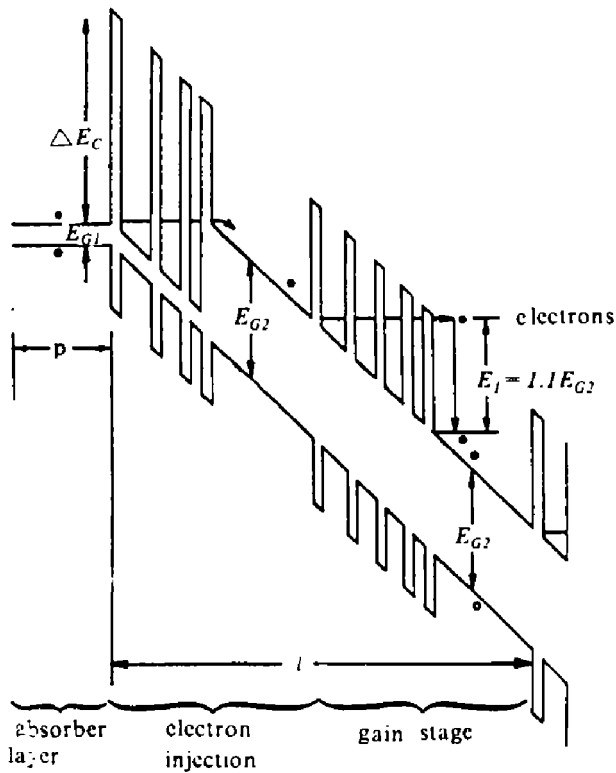


图 8 红外雪崩光电二极管探测器的能带结构, 表明电子注入到较大带隙和倍增区
Fig. 8 Energy-band structure for an infrared avalanche photodiode detector, showing injection into a larger bandgap and multiplication region

持在一条直线位置. 这样, 光生少数电子就会顺序地借助共振作用隧穿通过结构, 并以大于 E_{G2} 的能量注入到禁带较宽 ($E_{G2} = 0.6\text{ eV}$) 的 HgCdTe 层. 选择这些条件一方面可尽量减小带间隧穿电流, 同时也满足了碰撞电离条件, 即从最后一个量子阱出射的电子的能量高于 E_{G2} 并小于势垒高度. HgTe-CdTe 体系的价带不连续量已有报道, 为 0.35 eV ^[19]. 然而, 因为对于与闪锌矿晶格匹配的 MnCdTe 合金能够得到 $1.59\sim 2.3\text{ eV}$ 的带隙, 所以, 用这种材料很容易实现所要求的结构.

跟随在每个 VSSEF 结构之后的宽带隙层的宽度应足够长, 以便产生高几率碰撞电离, 并允许电子冷却到使它们落在量子阱底部的右侧, 在这个位置上的电子具有适当的能量可以进入并共振隧穿通过下一个 VSSEF 结构. 因为这时电子是以能量 E_{G2} ($\geq 0.6\text{ eV}$) 而不是以能量 E_{G1} ($0.1\sim 0.248\text{ eV}$) 进入的, 所以, 前一级与下一级 VSSEF 的设计参数与第一能态是不同的, 然而, 注入方法的原理没有变化. 这样, 就能以空间确定的方式裁剪一系列 VSSEF

和碰撞电离层, 以产生碰撞电离, 从而在可能的最低过剩噪声贡献下产生增益.

5 高性能器件对材料的要求

从以上对这种新型光电二极管结构的描述来看, 显然, 这类器件都要求材料的导带不连续达到最大, 最重要的是要求它超过能带隙. 对于超晶格量子阱雪崩光电二极管器件, 这些条件就是

$$E_1 \geq 1.1E_{G2},$$

$$\Delta E_c > E_1,$$

$$E_{G1} > 2E_{G2}.$$

典型情况下要求导带不连续量达到 $0.8\sim 1.0\text{ eV}$, 以便使超晶格雪崩光电二极管的性能达到最佳化, 这也是使用掺杂量子阱概念的要求. 在晶格紧密匹配条件下符合能隙范围要求的可能的材料组合中, 仅有少数几种材料组合满足能隙不连续性主要出现在导带中这一

要求. 最有希望的 III - V 族材料体系是 AlInSb/GaInSb 体系, 其能隙范围适用于短波长 (0.8~3 μm) 光谱范围.

应该注意的是, HgCdTe 和 HgMnTe 合金能最大程度地满足要求, 它们的能隙值分别为 0.0~1.6 eV 和 0.0~2.3 eV, 且大多数带隙差出现在导带. 对于 HgCdTe 合金体系, HgTe 和 HgCdTe 之间的价带不连续量随 x 值线性增大, 直到 HgTe 和 CdTe 之间的最大值 $\Delta E_v \approx 0.35$ eV. 这样, 导带不连续量 ΔE_c 可以达到非常大, 一般来说, 整个体系材料均有 $\Delta E_c \geq E_G$.

这种情况对于 HgMnTe 体系甚至更有利. 根据共阴离子法则, 这种材料的 $\Delta E_v = 0.0$ eV. 最后应提及的是, 这类合金体系所能达到的紧密的晶格匹配对于获得优质界面、从而最大限度地减少不利于增益机制的复合机制是必要的. 这是很重要的, 因为碰撞电离和激光产生过程都发生在 CdTe/HgCdTe 界面附近, 并且都必须有高电子浓度. 除了这些性质之外, 还必须可重复地生长本征型、n 型和 p 型材料, 以便能对这些器件施加适当的偏压. 不然, 则不能实现在内部长出最佳的带隙分布.

6 结语

本文论证了通过多量子阱 AlAs/GaAs VSSEF 器件的共振隧穿, 在这种器件中, 势垒是由高能量 Γ 直接能隙形成的, 还论证了通过 AlGaAs/GaAs VSSEF 结构中的受激态的共振隧穿. 这些结果显示了这类结构中的受激态的共振隧穿. 这些结果还显示了这类结构作为高功率 AlAs/GaAs 微波室温二极管和三极管的可能性, 提出了可变间隙超晶格能量滤波器在未来光学中的应用, 即用于雪崩光电二极管器件和发射红外的结构.

致谢 感谢 Marsha Moore 女士打印本稿及保丽来公司和太阳能研究院的资助, 合同号为 XH-9-19056-1.

参考文献

- 1 Sollner T C L G, Goodhue W D, Tannenwald P E, *et al.* *Appl. Phys. Lett.*, 1993, **43**:588
- 2 Sollner T C L G, Brown E R, Goodhue W D, *et al.* *Appl. Phys. Lett.*, 1987, **50**:333
- 3 Summers C J, Brennan K F. *Appl. Phys. Lett.*, 1986, **48**:806
- 4 Brennan K F, Summers C J. *J. Appl. Phys.*, 1987, **61**:614
- 5 Summers C J, Brennan K F, Rodgers H D, *et al.* *Superlattices and Microstructures*, 1987, **3**:147
- 6 Brennan K F, Summers C J. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1987, **QE-23**:320
- 7 Summers C J, Brennan K F. *Appl. Phys. Lett.*, 1987, **51**:276~279
- 8 Kastaisky A, Goldman V J, Abeles J H. *Appl. Phys. Lett.*, 1991, **59**:2636
- 9 Kidner C, Mehdi I, East J R, *et al.* *First International Symposium on Space Teru-Hertz Technology*, 1990, 84
- 10 Brown E R, Söderström J R, Parker C C, *et al.* *Appl. Phys. Lett.*, 1991, **58**:2291
- 11 Jackson M K, Johnson M B, Chow P H, *et al.* *Appl. Phys. Lett.*, 1989, **54**:522
- 12 Adachi S. *J. Appl. Phys.*, 1986, **58**:R1
- 13 Summers C J, Brennan K F, Torabi A, *et al.* *Appl. Phys. Lett.*, 1988, **52**:132
- 14 Summers C J, Torabi A. to be published
- 15 Levine B F, Choi K K, Bethea C C, *et al.* *Appl. Phys. Lett.*, 1987, **50**:1092
- 16 Helm M, England P, Colas E, *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 1989, **63**:1963

- 17 Aristin P, Torabi A, Garrison A K, *et al.* *Inst. Phys. Conf. Ser.*, 1991,(120):523
18 Aristin P, Torabi A, Garrison A K, *et al.* *Appl. Phys. Lett.*, 1992,60:85
19 Kowalczyk S P, Cheung J T, Kraut E A, *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 1986,56:1605

RESONANT TUNNELING STRUCTURES FOR NEW ELECTRONIC AND OPTICAL DEVICES

Christopher J. Summers Abbas Torabi

(*Quantum Microstructures Laboratory, Georgia Tech Research Institute,
Georgia Institute of Technology, Atlanta, Georgia 30332 U.S.A.*)

Abstract A description is given of the development of new geometries for resonant tunneling devices involving tunneling through coupled quantum well states in a variably spaced superlattice energy filter (VSSEF). Resonant tunneling through high energy states in AlAs/GaAs VSSEF devices and excited states in AlGaAs/GaAs superlattices are demonstrated and their application to higher power microwave sources and resonant tunneling transistor described. Potential applications of resonant tunneling structures to optical devices such as avalanche detectors and infrared emitters are discussed.

Key words resonant tunneling, variably spaced superlattice energy filter (VSSEF), quantum wells, microwave sources, transistors, detectors, infrared sources.