

新型量子器件——共振隧穿二极管和三极管的原理及应用前景

蒋 平

(复旦大学物理系, 上海 200433)

量子器件是近年来电子器件研制的一个前沿领域。本文从电子共振隧穿双势垒的基本概念出发, 介绍在此基础上发展起来的一类重要的量子器件, 即量子共振隧穿二极管和三极管的基本原理。现在已有可在室温下工作的这类器件原型, 本文以两个具体的实例说明这类新型量子器件作为功能性器件的巨大潜力。

The principles of quantum resonant tunneling diodes and transistors are discussed based on the concept of resonant tunneling of electrons through a double barrier. A prototype of such quantum devices which can operate at room temperature is reported. Potential applications of these quantum devices as functional devices are also briefly discussed.

50年代末, 江崎发明了著名的隧道二极管, 确实热闹了一阵子。但是, 不久即告偃旗息鼓, 原因是当时的技术条件未能使这一新器件得到充分发展, 性能不很理想, 很快被其他器件所取代。虽然如此, 江崎的隧道管也许不失为新一代电子器件——量子器件的开山鼻祖。近年来, 量子器件卷土重来, 有可能在未来的电子工业中取代部分常规器件而占据重要一席。

目前, 随着技术的进步, 电子器件的尺寸日益缩小, 正趋向其经典极限。电子器件的工作依赖于电子在其中的运输过程。现有的商用器件的性能大都能在半经典的框架里得到理解, 即可将电子看作是遵循牛顿力学的荷电质点。然而, 当器件尺度达亚微米级时, 量子效应就不可避免地表现出来, 使器件性能和预期的大相

径庭。这就促使电子学工程师探索新一代器件以迎接这一挑战。显然, 如果可行, “顺水推舟”, 利用量子效应设计研究新的器件应是一条顺理成章的道路。近几年, 正是在这一方向取得了相当突出的进展, 而人们也将其工作原理基于量子力学的电子波性的电子器件称为量子器件^[4]。当年江崎的隧道管的工作原理正是依据量子力学的隧道穿透效应——电子波性的一个方面。

在电子学运用中, 负微分电阻是一个很重要的特性。具有负微分电阻或负跨导的器件是电子学研究的重要领域。本文主要介绍近年见诸报道的具有这一特性的量子器件——共振隧穿(以下简称共振隧穿或 RT)二极管与双极晶体管。这一类器件的共同物理基础是双势

- of Nuclear Research, Academia Sinica, 9(1989), 40.
- [10] 刘 诚、杨威生等, 科学通报, 24(1989), 1893.
- [11] 白春礼等, 科学通报, 24(1990), 1841.
- [12] D. M. Eigler and E. K. Schweizer, *Nature*, 344(1990), 524.
- [13] M. A. Reed et al., *Appl. Phys. Lett.*, 54(1989), 1034.
- [14] 李宗全、吴希俊, 物理, 18(1989), 355.
- [15] C. R. K. Marrian et al., *Appl. Phys. Lett.*, 56(1990), 755.
- [16] M. S. Gordon et al., *Nanotechnology*, 1(1990), 67.
- [17] B. E. Fischer, *Nucl. Instr. Methods Phys. Res.*, B54(1991), 401.
- [18] J. L. Duggan et al., *Nucl. Instr. Methods Phys. Res.*, B40/41 (1989), 709.

垒(以下简称 DB)共振隧穿。首先讨论 DBRT 的基本概念, 继之是有关器件的工作原理及其应用的介绍。

一、双势垒共振隧穿的基本概念

势垒贯穿是量子力学基础教材的必备内容^[1]。为了一般地讨论这一问题, 可以先分析电

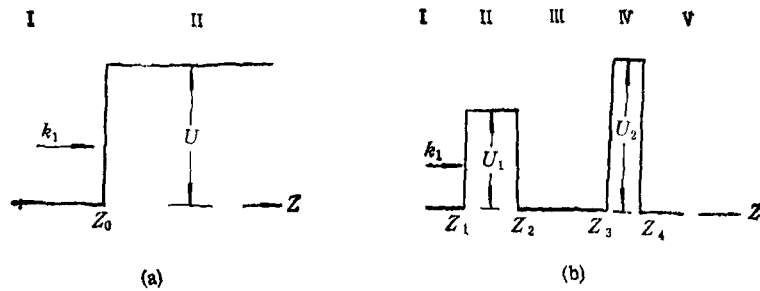


图 1

同样, II 中的电子波函数可写为

$$\psi_{II} = a_2 e^{ik_2 z} + a'_2 e^{-ik_2 z}, \quad (2)$$

其中 $k_2 = \sqrt{2m(E-U)}/\hbar$ 。应当指出, 无论 k_1 与 k_2 是实数还是虚数, 以上二式均可成立。根据在势能不连续处 ($z = z_0$) 波函数及其导数的连续性, 可以得到将区域 II 中电子波的幅度 a_2 与 a'_2 用 a_1 与 a'_1 表示的关系式。

对于电子隧穿两个各处于势阱两侧的方形势垒的情形[如图 1(b) 所示], 原则上也适用上述方法。在此情形, 共有四个势能不连续处, 设分别位于 z_1, z_2, z_3 和 z_4 。全部空间分为五个区域, 每个区域中的波函数都可写成 $\psi_i = a_i e^{ik_i z} + a'_i e^{-ik_i z}$ 的形式。对每个势能不连续处应用波函数及其导数的连续性, 便可将第 V 区中电子波的幅度用第 I 区中的电子波幅度表示出来。对于电子从左方入射穿过全部区域的问题, 右方第 V 区中没有反射波, 便可得出透射波的幅度 a_5 (即 a_5) 与入射波幅度 a_1 (即 a_1) 之比, 而透射率则为 $|a_5/a_1|^2$ 。

对于最简单的对称双势垒隧穿问题, $U_1 = U_2 = U, z_4 - z_3 = z_2 - z_1 = w$ 为每个势垒的宽度, 阱宽为 $a = z_3 - z_2$ 。如入射电子的能量 $E < U$, 在一般情形下, 透射率甚小。但是, 如满足条件

子波入射到图 1(a) 所示的台阶状势能不连续处的行为。

取区域 I 的势能为能量原点。设能量为 E 的电子波由左方入射。在图示的一维情形, 电子波矢 $k_1 = \sqrt{2mE}/\hbar, m$ 为电子的质量。计入反射波, 可将区域 I 中的电子波函数写为

$$\psi_I = a_1 e^{ik_1 z} + a'_1 e^{-ik_1 z}. \quad (1)$$

$$ka = 2\varphi + n\pi, \quad (3)$$

则可使透射率 $|a_5/a_1|^2$ 接近于 1 而达极大值^[3]。这里, $k = \sqrt{2mE}/\hbar, n$ 为整数, $\varphi = \text{tg}^{-1}(\kappa/k)$, 而 $\kappa = \sqrt{2m(U-E)}/\hbar, k$ 和 κ 均为实数。因此, 如取 $n = 0$, 得 $\text{tg}(ka/2) = \kappa/k$; 如 $n = 1$, 则有 $\text{ctg}(ka/2) = -\kappa/k$ 。这正是势阱中电子的本征态所应满足的条件^[2]。

由此可见, 当入射电子的能量与势阱中的本征能级 E_i 一致时便出现透射率极大, 因而称为共振增强隧穿。这一双势垒结构对电子运动的影响极类似于光学中的法布里-珀罗干涉仪。众所周知, 在一定的条件下, 穿过两面半反射镜的光束的透射率可达 100%。因此共振增强隧穿又称为法布里-珀罗型 RT, 或称这种透射率增强的效应为法布里-珀罗效应。如果两个势垒并不对称, 例如高度或宽度有差别, 则共振隧穿透射率近似等于两个单势垒透射率之比^[3]。

二、具有负微分电阻 (NDR) 的共振隧穿二极管

在上述双垒结构的两边如加上电接触, 就形成一只共振隧穿二极管。这是一种基本的量

子器件。量子器件的迅速发展，在很大程度上要归功于分子束外延技术的完善和普及。共振隧穿二极管就是采用分子束外延半导体异质结的方法制造的。例如，逐次生长重掺杂 n 型 GaAs 层, $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 层, GaAs 层, $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 层和重掺杂 n 型 GaAs 层。由于 GaAs 的导带底较 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 为低, 中央的 GaAs 成为阱区, $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 区成为两个垒区, 而两边的重掺杂 GaAs 区则用来形成电接触。一般工艺

上应做到平衡时整个结构的费米能级高过 GaAs 的导带底 E_c , 但低于阱中基态能级 E_0 。在图 2(a) 中画出这种 RT 二极管平衡时的能带图。设对这一二极管加上外电压, 且极性为左负右正, 则负端电子能量随外电压增加而增加, 当其最高能量与 E_0 对齐时即可能发生 RT, 从而使流过二极管的电流随外电压增加而增加, 相应的能带图如图 2(b) 所示。这一过程持续到负端导带底超过 E_0 时为止。如进一步

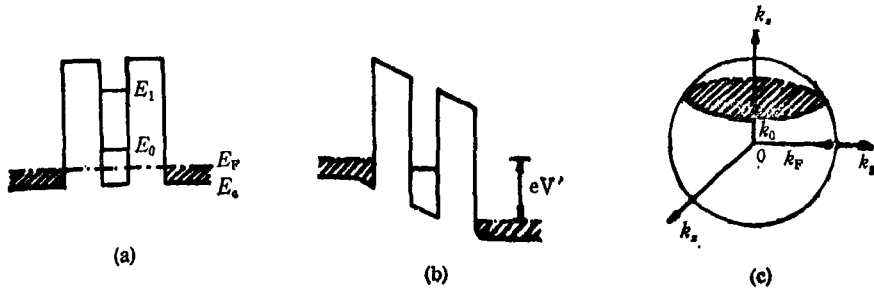


图 2

(a) 平衡时双势垒能带图; (b) 外加电压 V 时的能带图, 阱中只画出 E_0 ; (c) 半径为 k_F 的费米球, 阴影区为 $k_x = k_0$ 平面在球内的部分

增加电压, 则由于不再有电子共振隧穿反而使电流骤然下降 (常称为 DB 的淬灭), 表现出器件的 NDR 特性。文献[1]中的图 3(c) 就是一个典型的例子。

应当指出的是, 在上面的讨论中, 我们并未提及电子波的散射作用。实际上, 这意味着法布里-珀罗型的共振增强隧穿是保持了电子波的相干性的。然而 NDR 的出现并不以此为必要条件, 考虑到器件实际上的三维性, 势阱中的电子态为一系列以 E_i 为底的子带。如取 x 方向垂直于双垒结构, 即与二极管电流方向平行, 则每个子带中的电子在 x 和 y 方向上的波矢近于连续。至于重掺杂区中的导带电子, 则类似于金属情形, 构成简并电子气, 电子波矢在三个方向上都近于连续, 平衡时的电子分布可用 k 空间中一个半径为 k_F 的费米球表示, k_F 满足

$$\frac{\hbar^2 k_F^2}{2m^*} = E_F - E_c, \quad (4)$$

式中 m^* 为导带电子有效质量, E_F 为费米能

级。设考虑电子通过势阱中基态 E_0 的 RT, 根据 RT 时应满足的能量守恒与动量守恒, 只有 x 方向的波矢分量 k_x 满足

$$\frac{\hbar^2 k_x^2}{2m^*} = E_0 - E_c \quad (5)$$

且 $k_x > 0$ 的电子才能进入阱内而处于以 E_0 为底的子带中。这样, 设想在 k 空间的费米球外作一垂直于 k_x 轴并处于其正边的平面, 即平面 $k_x = k_0 > k_F$, 且 k_0 满足 $E_0 - E_c = \frac{\hbar^2 k_0^2}{2m^*}$ 。

根据上面的讨论可以想象, 随着外加电压的增加, 势垒左边的 E_c 上升, 相应地平面 $k_x = k_0$ 沿 k_x 轴下降而靠近费米球。当此平面与球相切, 即 $k_0 = k_F$ 时便开始出现 RT, 有满足(5)式的电子穿越入射边的势垒进入阱区, 然后再透过右边势垒 (即所谓依次 RT^[4]) 形成电流。显然, 只有在费米球内, 波矢端点位于此平面上 [如图 2(c) 所示的阴影区] 的电子, 其 x 方向的波矢分量 k_x 满足 $k_F \geq k_x > 0$, 才能发生 RT。当电压增至使此平面越过球心时, (5)式

中的 k , 变成虚数, 相应于导带底超过 E_0 , 便不再有电子进入阱内, 而使流过体系的电流下降. 这样, 不涉及共振增强作用也能形成 NDR, 表明即使阱区存在散射因素破坏电子波的相干性, 但这并不一定影响 NDR 的实现. 不难设想, 实际情形可介于法布里-珀罗增强 RT 型和依次 RT 型两种模式之间.

三、垂直集成多个 DB 以实现多重NDR

对前面讨论的对称双垒, 实际上当施加外电压后便不再对称, 如图 2 (b) 所示. 因此对发生 RT 的电子而言, 两个单垒的穿透系数就有较大的区别, 从而使双垒透射率大为降低. 如果选择平衡时非对称的双垒结构, 使得加外电场时对阱中某一能级而言透射率接近于 1, 那么也仅此一个能级而已. 于是如要利用阱中的

各个能级以实现多峰特性, 各个峰值电流必有相当大的差别. 另外, 阱中能级间距不相等也是一个缺点. 虽然可以采用抛物线式的势阱获得等间距能级, 但技术上又比较麻烦^[1]. 一种比较实际的做法是用分子束外延法做成多个双垒结构的垂直集成^[2], 即形成多个相同双垒的串联结构, 器件工作时仅涉及各个势阱中的同一能级, 通常都只涉及基态能级. 图 3 (a) 即为这种结构平衡时的能带图. 一个实例是, 每个双垒均系 $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}/\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$ 异质结构成, 前者形成阱区, 后者为垒区. 各个双垒间用重掺杂 n 型 $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ 层连接. 工艺参数选择得使平衡时的费米能级低于阱中基态, 但高于 GaInAs 区导带底, 并且相邻 DB 之间的距离远大于单个 DB 的宽度. 当对这一结构施加外电压时, 便能发生通过基态 E_0 的 RT. 但值得注意的是, 尽管各个 DB 的结构完全一

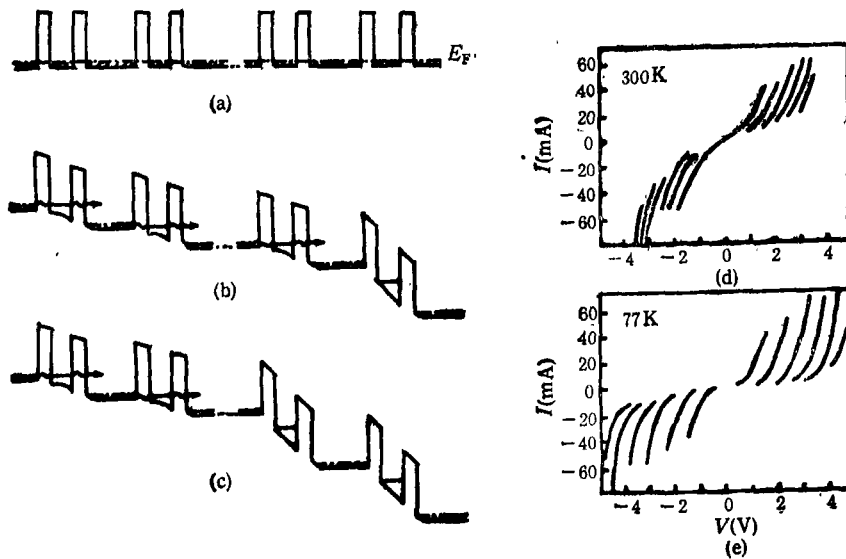


图 3 多个 DB 的垂直集成

(a) 平衡时的能带图; (b), (c) 随着外电压增加, 由最靠近正极的 DB 开始依次淬灭(箭头表示电流中的 RT 成分); (d) 五个 DB 串联结构的特性曲线, 两种极性均示出 (300K); (e) 同一器件在 77K 时的特性

致, 各个 DB 上的电场却不相同. 这是因为在稳态, 势阱中以 RT 能级为底的子带被一定数量的电子所占据; 换言之, 阱中有电子积累, 从而会起屏蔽外电场的作用. 结果, 正极端 DB 的电场最强, 愈近负端愈弱. 于是, 随着外电压的增高, 首先是最靠近正极的 DB 淬灭, 形成

第一次电流骤降 (第一个 NDR), 然后由正端到负端依次出现其他 DB 的淬灭. 每当一个 DB 淬灭就出现一次电流骤降, 从而实现整个结构 $I-V$ 特性的多重 NDR. 相应的能带图与由五个 DB 垂直集成构成的这一二端器件的特性曲线如图 3 (b)—3 (d) 所示. 在图 3 (d)

中,可以清楚地看出室温特性曲线有五个峰值。图 3 (e),则为器件在 77K 时的特性。

四、共振隧穿双极晶体管 (RTBT)

单个 RTDB 或多态 RTDB 虽可达到一定的技术功能,但由于其原则上仍然只是二端器件,缺乏线路应用中通常所需的增益和输入-输出间的隔离功能,其适用范围受到限制。如

将这类结构移植到常规的双极晶体三极管中就能克服这一缺陷,而使做成的所谓共振隧穿双极晶体管具有很强的线路功能。

图 4 (a) 是这一器件结构实例的示意图与平衡时的能带图。器件基本上由一个 $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ npn 晶体管和嵌入其发射区中的两个 $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}/\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$ 双垒组成^[7]。双垒两边重掺杂 n 型区的掺杂浓度选择得使平衡时的费米能级接近 DB 阱中的基态能级。

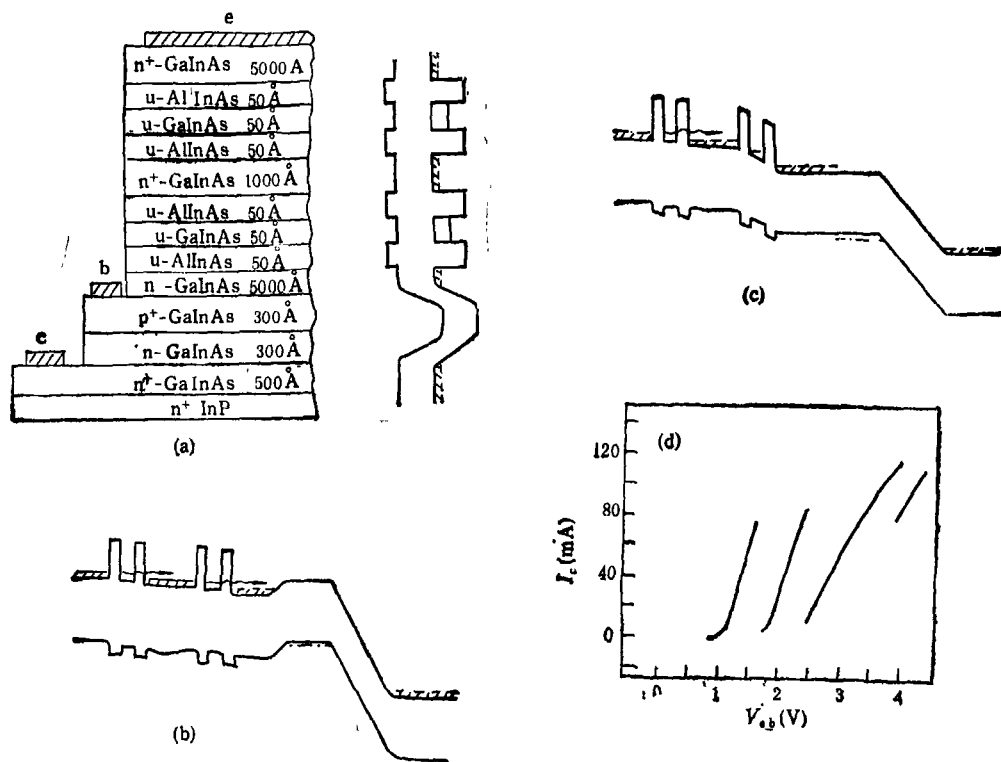


图 4 多态共振隧穿双极晶体管

(a) 器件结构与平衡时的能带图; (b) 平带前, $V_{eb} < V_i$; (c) 平带后, $V_{eb} > V_i$; (d) 发射区嵌有三个 DB 器件的传输特性

器件的工作原理可从共发射极接法的能带图得到说明。固定发射极 e 和集电极 c 之间的电压 V_{cc} , 改变发射极与基极 b 之间的电压 V_{eb} 。当 V_{eb} 小于发射结的内建电压 V_i 时, 由于 RT 作用使 DB 呈低阻抗, V_{eb} 基本上全降落在发射结势垒上。此时器件的工作与常规三极管并无区别, 集电极电流 I_c 随 V_{eb} 上升, 能带图如图 4 (b) 所示。这一过程持续至 V_{eb} 增加到 V_i 。此时, 发射结势垒拉平, 即所

谓平带情形。此后, 如 V_{eb} 继续增加, 其增量就要降落到发射区中嵌入的串联 DB 上。根据前面的介绍可知, 靠近基区的 DB 上的电场较强。于是随着 V_{eb} 的增加就要发生 DB 的依次淬灭[图 4 (c) 为相应的能带图], 每一个 DB 的淬灭都会导致发射极电流的骤降, 相应地在传输特性中就会出现峰值——负跨导。显然, 峰值的个数与嵌入的 DB 的数目相同; 从而实现了多态负跨导的功能。图 4 (d) 是发射

区中有三个 DB 的器件传输特性曲线——集电极电流随 V_b 变化的关系, 有三个明显的峰值。这类器件亦称为多态 RTBT。

多态 RTBT 具有广阔的应用前景, 现略举二例予以说明。

1. 频率放大^[8]

取一个发射区嵌有两个 DB 的 RTBT, 采用共发射极接法。在基极与发射极之间输入由图 5 (a) 上半部所示的锯齿波电压。在输入的上升阶段, 两个 DB 依次淬灭, 使集电极电流两次骤降, 便得到图 5 (a) 下半部所示的输出波形。显然这单一的 RTBT 就可将锯齿波频率放大至三倍。图 5 (b) 则为正弦波电压输入时的输入和输出波形。可以看出, 其中五倍频成分占了相当大的比重。如果采用常规晶体管, 线路要复杂得多。实际线路中总要接集电极负载电阻使输出电压和电流反相。这里为便于对照, 在图 5 中已将输出波形的极性倒转。

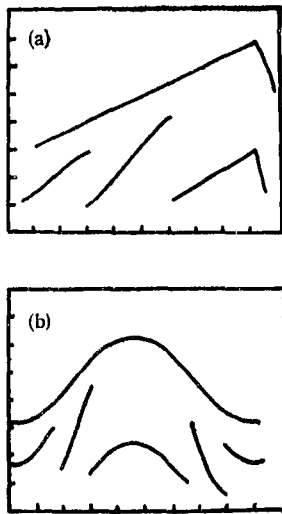


图 5 RTBT 的频率放大波形

- (a) 放大锯齿波频率(上部为输入, 下部为输出波形);
(b) 放大正弦波频率(上部为输入, 下部为输出波形)

2. 四位奇偶生成器^[8]

用同样的 RTBT 可以做成奇偶生成器。采用简单的电阻网络选择 RTBT 的静态工作点并形成具有四个输入端(四位)的输入级, 使 RTBT 的基极电平 V_b 随线路输入端处于高电平的个数(位数)的增加基本上呈阶梯状上升

[如图 6 (a) 下部所示], 并且使 RTBT 集电极的电流相应地依次处于峰值和谷值。设基极最低电平时为集电极电流的谷值, 则集电极输出高电平。这样, 输出电平就决定于输入位处于高电平的数目。如处于高电平的输入位数为偶数, 则输出高电平; 如为奇数, 则输出低电平, 如图 6 (b) 所示。可见只用一只 RTBT 就做成一个四位奇偶生成器, 而用常规器件则需要 24 个三极管。

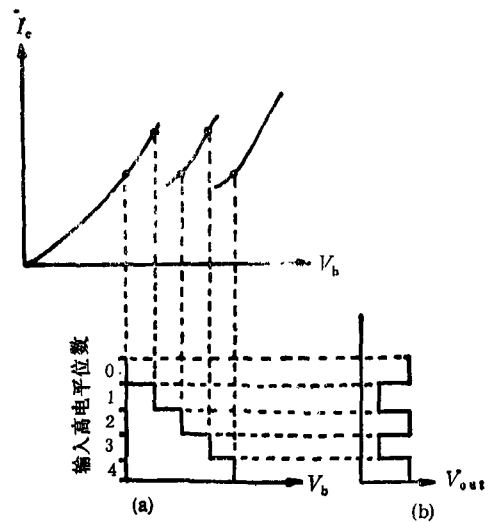


图 6 用一个 RTBT 构成的四位奇偶生成器的波形
(a) 基极电平随输入高电平位数的变化与传输特性;
(b) 输出电平随输入高电平位数的变化

量子器件是一个新开拓的广阔领域。目前已见诸报道的器件原型和应用范围远非本文的简单介绍所能概括, 其发展前景更难以限量。这值得我国的物理学家和电子学工程师引起重视, 并共同努力作出自己的贡献。

- [1] F. Capasso and S. Datta, *Physics Today*, 43-2 (1990), 74; S. Datta, *Superlattices and Microstructures*, 8 (1989), 83.
[2] 周世勋, 量子力学, 上海科学技术出版社, (1961), 37-49.
[3] B. Ricco and M. Ya Azbel, *Phys. Rev.*, B29 (1984), 1970.
[4] S. Luryi, *Appl. Phys. Lett.*, 47(1985), 490.
[5] A. C. Gossard et al., *Surf. Sci.*, 174(1986), 131.
[6] S. Sen et al., *IEEE Trans. Electron Device Letters*, EDL-9 (1988), 402.
[7] S. Sen et al., *ibid.*, 9(1988), 533.
[8] F. Capasso et al., *IEEE Trans. Electron Devices*, ED-36(1989), 2065.