

- Surfaces III, Ed. by S. Y. Tong et al., Springer Verlag, (1991), 606.
- [14] M. Chester and C. Gustafsson, *Bull. Am. Phys. Soc.*, **35**(1990), 5019.
- [15] E. Bauer, *Surf. Sci.*, **250**(1991), L379.
- [16] Xie Xide and Ye Lin, in Proc. of the 20th International Conferences on the Physics of Semiconductors, Ed. by E. M. Anastassaki and J. D. J. Joannopoulos, World Scientific Publisher, (1991), 235.
- [17] R. Hoffman and J. P. Netzer, *Phys. Rev. B*, **43**(1991), 9720.
- [18] L. Ye et al., *Phys. Rev. B*, **39**(1989), 10144.
- [19] L. Ye and A. J. Freeman, *Surf. Sci.*, **239**(1990), L526.
- [20] 乔皓、张开明, 物理学报, **40**(1991), 1840.

半导体纳米结构中的库仑阻塞现象

郑厚植

(中国科学院半导体研究所半导体超晶格国家重点实验室, 北京 100083)

库仑阻塞效应是近年来固体物理中的研究热点之一。扼要介绍了金属隧道结及半导体量子点中的库仑阻塞现象的基本特性, 库仑阻塞与电子态尺寸量子化之间的相互影响, 量子点旋转门器件(QDTS)的原理和其他潜在的应用前景。

Abstract

Recently, Coulomb blockade has been forming a hot topic in condensed matter physics. In the present article we aim to give a brief introduction to the basic features of Coulomb blockade in metal tunneling junctions and semiconductor quantum dots, the interaction between Coulomb blockade and size quantization of electronic states, the operating mechanism of quantum dot turnstiles (QDTS), and other potential applications.

为了形象地解释什么是库仑阻塞现象(Coulomb blockade), 不妨首先考虑一种假想情况。如果有一金属微粒与其周围外界在电学上是绝缘的, 只有在特定的条件下电子才可能从外面隧穿进入该金属微粒, 当金属微粒的尺寸足够小时它与周围外界之间的电容 C 可小到 10^{-16} F 的量级。在这种条件下每当单个电子从外面隧穿进入金属微粒时(有时也称它为孤立的库仑岛), 它给库仑岛附加的充电能 e^2/C (e 为电子电荷) 可以远远大于低温下的热运动能量 $k_B T$ (k_B 为玻耳兹曼常数, T 是绝对温度)。这样就会出现一种十分有趣的现象: 一旦某个电子隧穿进入了金属微粒, 它将阻止随后的第二个电子再进入同一金属微粒。因为这样的过程将导致系统总能的增加, 所以是不允许发生的过程。这就是库仑阻塞现象。很显然, 只有等待某个电子离开库仑岛以后, 岛外的另一个

电子才有可能再进入。这样利用库仑阻塞效应就有可能使电子逐个隧穿进出库仑岛, 实现单电子隧穿过程。本文将扼要介绍库仑阻塞效应引起的有趣现象和它的潜在应用前景。

库仑阻塞概念的提出最早可以追溯到1951年。Gorter 等人^[1]为了解释颗粒状金属电阻随温度下降所表现出来的反常增加行为, 假想材料中每个金属微粒与其周围的微粒在电学上是绝缘的, 相互之间存在着隧穿势垒。他们认为直接利用前面提到的库仑阻塞的简单概念, 可以解释电阻反常增加的行为。在提出库仑阻塞概念的36年以后, 也即直到1987年, 才在由两个微型金属隧穿结串联组成的系统上直接观察到电导的库仑阻塞振荡^[2-4]。1989年美国MIT的Scott-Thomos^[5]等人发现由硅反型层构成的窄一维沟道结构的电导随栅极电压变化(也即载流子浓度的变化)呈现出周期性振

荡行为。随后他们又在倒置 GaAs/AlGaAs^[6]异质结制成的一维量子线电导测量中，重复了上述结果。粗看起来，他们的发现似乎与库仑阻塞效应不相干。事实上，最初他们也是用一维系统中可能形成的电荷密度波来解释所观察到的现象。随后 Houten 等人^[7]认为 Scott-Thomas 的实验结果也可以用库仑阻塞效应来解释。最近 Kouwhenhoven^[8]等人利用分离栅技术^[9]，在半导体异质结构上制成了能控制单个电子进出的新器件。他们称之为量子点旋转门 (quantum dot turnstile, QDTS)。他们在控制电子进出量子点的入射端势垒和出射端势垒上分别加上相位刚好差 180 度的频率为 f 的交流控制信号，发现通过 QDTS 器件的电流是按 ef 的整数倍量子化的。这就是说在交流控制信号的一个周期内只允许单个或整数个电子通过它。因此库仑阻塞效应不仅是一种十分有趣的物理现象，而且也蕴含着潜在的应用前景。

一、单个电子隧穿

首先让我们来看如何利用库仑阻塞来实现单个电子隧穿？我们知道由于电子的量子属性，即使入射电子的动能低于势垒高度，它们仍然有一定的几率隧穿通过该势垒。现在先讨论如图 1(a) 所示的一个理想的没有旁路电导的金属隧穿结。它实际上就是一个平行极电容器，只不过电极板之间的间距只有十几个 Å。所以，电子具有一定的几率可隧穿通过它。如果将此金属隧穿结与一电流源 $I(t)$ 相连接，并且假定隧穿结的电容 C 很小，只有 $1 \times 10^{-16} \text{F}$ 的量级，试想通过隧穿结的导电过程会发生什么变化？

隧穿结上充电电荷 Q 引入的静电能等于

$$\int_0^Q \frac{q}{C} dq = Q^2/2C.$$

当电容 C 很小时它的贡献就不容忽视。图 1(b) 画出了它与电荷量 Q 的抛物线依赖关系，并在横轴上标出了 Q 在 $\pm e/2$ 之间的范围。我们知道，通过结的隧穿是按单个电子进行的孤立事件，由它引起的电荷量变化必定是电子电荷 e

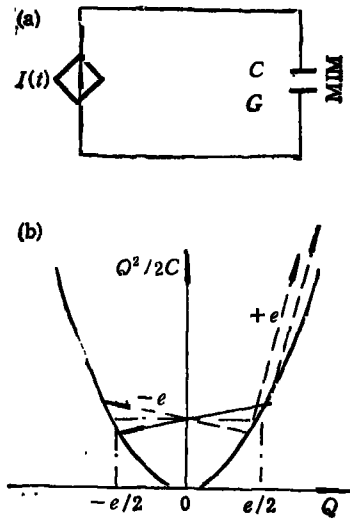


图 1

- (a) 一个受电流源 $I(t)$ 偏置的 MIM 金属隧穿结 (C 和 G 分别为结的电容和电导)
 (b) 静电能与电荷量 Q 的关系 (虚线箭头代表禁戒的过程, 实线箭头代表允许的过程)

的整数倍。但是，在外电路金属导线中流动的电流 $I(t)$ 则不然，它是由许多电子参与的连续过程。单位时间内流过导线横截面的电荷是连续的，没有必要一定是 e 的整数倍。电流连续性原理要求给隧穿结的充电电流必须等于外电路中的传导电流。因此当

$$-\frac{e}{2} < Q < \frac{e}{2},$$

结上电荷 $Q = \int I(t) dt$ 也是连续变化的，而且在 Q 的上述取值范围内任何隧穿事件，无论是减少还是增加一个单位电荷 e [如图 1(b) 中虚线箭头所示的过程]，导致的静电能变化 ΔE 等于

$$(Q \pm e)^2/2C - Q^2/2C = \frac{e^2}{2C} \pm \frac{eQ}{C}.$$

当 $|Q| < \frac{e}{2}$ 时 ΔE 始终为正值，表明系统的

总能量增加了。因此上述过程是不允许的。换句话说，只要电荷 Q 的绝对值小于 $e/2$ ，隧穿事件为库仑效应所阻塞。随着 $Q = \int I(t) dt$ 增大到大于 $+e/2$ ，如图 1(b) 实线箭头所示的隧穿过程，从能量角度而言是允许的，库仑阻塞消

失。伴随单位电荷 $+e$ 隧穿通过结, 结两端电压将发生大小为 e/C 的跃变, 结上电荷 Q 将减小到稍大于 $-e/2$ 的数值。随着时间的演化, 上述过程将周而复始地重复, 结电压会呈现出如图 2(a) 所示的振荡。这就是库仑阻塞振荡。它反映了由库仑阻塞造成的电子通过结的逐个隧穿事件。同时隧穿结的直流 $I-V$ 曲线在偏压小于 $e/2C$ 的区域会出现由库仑阻塞引起的非线性, 如图 2(b) 所示。这些均是库仑阻塞在单隧穿结结构中的基本性质。

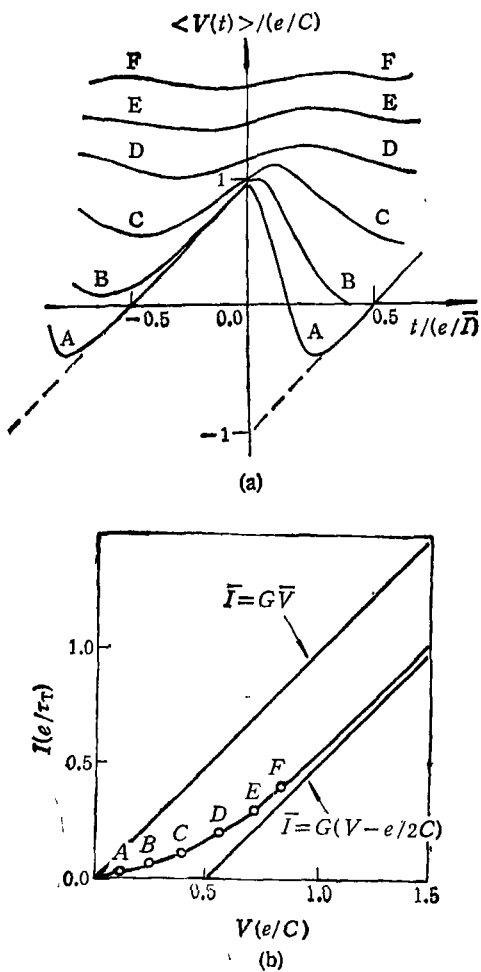


图 2

- (a) 隧穿结端电压 $V(t)$ 所呈现出的库仑阻塞振荡 (电压轴以 e/C 为单位, 时间轴以 e/\bar{I} 为单位, \bar{I} 为平均电流, A, B, C, D, E, F 对应图 (b) 中所不同的电流偏置点);
- (b) 金属隧穿结的电流-电压关系 (I, \bar{V} 分别为电流、电压的平均值, $I-V$ 曲线在小于 $e/2C$ 偏压区呈现出非线性, τ_T 为电子通过隧穿结的平均时间)

下面进一步讨论在两个串联隧穿结结构上, 用电压控制方式实现的库仑阻塞振荡。两个隧穿结串联起来后其中心电极就成为一个孤立的库仑岛。现在紧挨着中心电极附近再放置另一栅电极, 得到的等效电路如图 3 所示。在控制栅极上外加 V_c 电压, 通过电容静电耦合可以连续改变中心电极上的静电势。库仑岛上的净电荷等于 $C\phi_{ext} - Ne$ 。第一项是控制栅在岛中感应的电荷, 它随 V_c 连续变化。第二项是隧穿导致的电荷积累。在现在的情况下库仑阻塞的表现形式略有不同。由于一旦某一电子进入中心岛, 它将引入一个不小的库仑能 (即 $e^2/C > k_B T$), 所以从能量的角度来考虑, 只有在特定的条件下这种隧穿过程才是许可的。扫描控制栅上电压 V_c 连续改变中心岛上的静电能, 可以周期性地满足发生隧穿事件的条件。电导随之也呈现出振荡行为。详细将在下节中阐述。

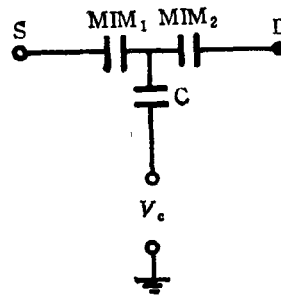


图 3 串联在一起的两个金属隧穿结 MIM_1 和 MIM_2 (中心电极的电势通过电容 C 的静电耦合受外加电压 V_c 的控制)

二、半导体量子点中的库仑阻塞效应

首先来看如何制作半导体量子点结构 (quantum dot)? 在众多的制备技术中, 分离栅技术是采用最多而又有效的制备技术。它只需在图 4(a) 所示的异质结样品表面蒸生上按一定图形配置而成的金属栅电极 [例如如图 4(b) 那样] 即可。处在异质结界面的电子由于受界面处沿垂直界面方向势阱的束缚, 已经成为准二维电子系统。因为势阱的宽度已经和电子的费米波长可相比拟, 电子沿垂直界面方向不再

能作自由运动,只能沿平面作二维自由运动,故称为二维电子。现在如果在金属肖特基栅极上外加负偏压,在低温下可以将栅极覆盖下的二维电子全部耗尽。这样只有在图4(b)中由栅

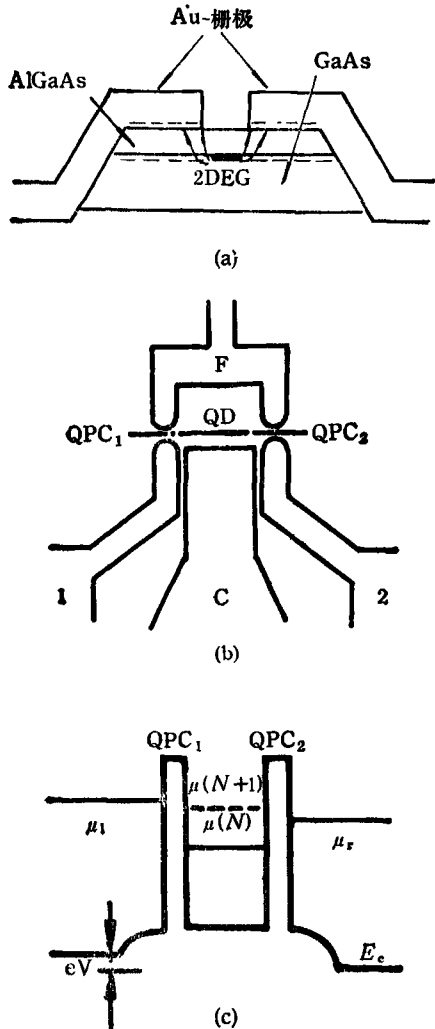


图4
(a) 具有分离栅电极的异质结构[外加负栅压使栅极下的二维电子气(2DEG)耗尽];
(b) 由金属栅电极1, C, 2, F构成的半导体量子点结构(QD为量子点, QPC₁和QPC₂分别为控制电子进、出QD的量子点接触);
(c) 导带底E_c沿(b)中点划线的变化

电极1, 2, 3, C所包围的中心部分尚有电子存在,形成了量子点结构。而且只要栅偏压($\sim -0.4V$)选择适当,利用电极边缘电场效应可以保证1—C和2—C之间的窄缝隙下的电子也被完全耗尽。但是1—F和2—F之间

的缝隙构成了控制电子进出的隧穿势垒,通常称它们为量子点接触(quantum point contact, QPC₁和QPC₂)。这样就构成了一个可以控制电子隧穿进出的半导体量子点,其能带图如图4(c)所示。它给出了导带底E_c沿横穿量子点截面上的变化[如图4(b)中点划线所示]。 μ_1 和 μ_2 分别表示量子点外左、右电极区内的电势, $\mu(N)$ 则为当量子点内含有N个电子时的电势。 $\mu_1 - \mu_2 = V$ 表示左、右电极之间的偏置电压。

下面先从简单情况出发来讨论问题,认为由栅电极包围的区域与电子费米波长(即费米能级附近电子波矢倒数的 2π 倍, $2\pi/k$)相比尚比较大,先不考虑由周围栅电极引入的横向尺寸限度对点内电子状态的影响。量子点内的电子仍是二维自由的,没有发生形成孤立零维态的量子化。点内总静电势

$$\phi = \frac{Q}{C} + \phi_{ext}$$

是由两部分组成。和以前类似, ϕ_{ext} 是中心栅极C给量子点附加的外电势,它随栅压V。而连续变化。 $\frac{Q}{C}$ 则为点内电子电荷的自洽电势,

电荷Q只能取电子电荷 $-e$ 的整数倍。相应的静电势能等于

$$\int_0^{-Ne} \phi(Q) dQ = (Ne)^2/2C - Ne\phi_{ext}$$

若用U(N)表示量子点中基态的总能量,则有 $U(N) = E_0(N) + (Ne)^2/2C - Ne\phi_{ext}$, (1) 其中E₀(N)为量子点内N个电子的总动能。按定义点内电势 $\mu(N)$ 应当等于改变一个电子后基态总能的变化,也即

$$\begin{aligned} \mu(N) &= U(N) - U(N-1) \\ &\cong \frac{e^2}{C} \left(N - \frac{1}{2} \right) - e\phi_{ext}. \end{aligned} \quad (2)$$

在推导上式时,假定了量子点中电子状态是准连续的,所以 $E_0(N) \cong E_0(N-1)$ 。由(2)式可以看出,如果量子点的电容C小到 $1 \times 10^{-16}F$ 的量级,那么每增加一个电子所引起的电势变化 e^2/C 会大于低温下的 $k_B T$ 值。

假设当点内含有 N 个电子时,其电势 $\mu(N)$ 均低于点外左、右两侧电极的 μ_l 和 μ_r 。调节中心栅上的偏压以改变 (2) 式中 $-e\phi_{ext}$ 项。在特定的偏压下可以使 $\mu(N+1)$ 恰好落在 μ_l 与 μ_r 之间的能量范围内[如图 4(c) 所示]这时电子可以共振隧穿通过量子点,其电导出现极大值,否则隧穿将被库仑阻塞住。随着扫描中心栅上的电压变化, $\mu(N+1)$ 将依次进入 $\mu_l - \mu_r$ 的共振能隙电导将产生周期性的振荡。同时点内的电子总数 N 逐一减少。这就是用电压控制方式实现的库仑阻塞振荡。

如果保持中心栅压 V_g 不变,测量量子点的 $I-V$ 特性,随左、右电极之间的电势差 $\mu_l - \mu_r$ 的增加, $\mu_l - \mu_r$ 所包容的点内充电态 $\mu(j), \mu(j+1), \dots, \mu(j+n)$ 数量 n 不再是 1 而是逐一增加。这意味着共振隧穿的通道数也不断增加,最后导致量子点的 $I-V$ 曲线上呈现一系列的库仑台阶。图 5 给出了不同中心栅压 V_g 下,量子点的 $I-V$ 曲线。库仑台阶的宽度 ΔV 等于 e^2/C , 相应于使 $\mu_l - \mu_r$ 增大一个库仑能增量 e^2/C 所需的偏压。

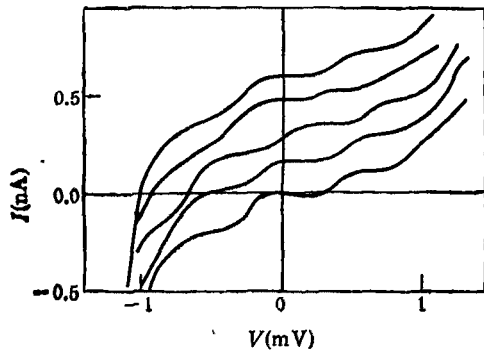


图 5 量子点的电流-电压特性(不同曲线对应于不同的中心栅压 V_g 下测得的 $I-V$ 曲线,它们的电流零点沿纵轴位移错开)

在引言中我们曾提及 Scott-Thomas 等人在栅控一维沟道中观察到电导随栅压,或者说随电子浓度变化的周期性振荡行为。Houten 认为也可以用库仑阻塞振荡来解释他们的结果。为此他提出了一个十分简化的模型。设想在一条长一维沟道内存在有相隔一定距离的,由点杂质或缺陷造成的两个散射势垒。它们将

所分隔的导体段与其余沟道部分隔绝起来,同样形成了孤立的库仑岛。如果进一步假设整条一维沟道的电导,主要是由电子通过这段由散射势垒限定的导体段的输运过程决定的,那么我们就又回到和图 4(c) 完全一样的情况。因此可以利用库仑阻塞的机制来解释 Scott-Thomas 的实验。实验中发现一维沟道电导振荡的周期是随样品不同而不同,并且与沟道的长度没有关联。这也多少支持了这种解释。

三、库仑阻塞与状态量子化^[10]

半导体与金属相比,其费米波长大约要长两个数量级,一般可长达几百个 \AA 左右,因此,半导体量子点内的电子态比较容易因尺寸限制而发生进一步状态量子化,即形成准零维孤立能级。现在我们来看在上节所用的量子点器件中,如果考虑量子点内的状态,量子化会出现什么现象? 首先需要重新检验(1)式和(2)式的有效性。显然(1)式右面第一项所表示的电子能量 E 。需用对每个填满电子的零维态能级 E_p 的求和 $\sum_{p=1}^N E_p$ 来代替。这里 E_p 不再是准连续态(因为准连续态起源于平面内的二维自由运动),而是能级间隙可大于 $k_B T$ 值的,一系列分离的准零维态。为此,量子点内的电势 $\mu(N)$ 需改写成

$$\mu(N) = E_N + \frac{e^2}{C} \left(N - \frac{1}{2} \right) - e\phi_{ext} \quad (3)$$

和(2)式相比,(3)式右面增加了 E_N 项。它等于量子点中填满电子的,最高零维态的能量。由(3)式出发我们定义

$$E_N^* = E_N + \frac{e^2}{C} \left(N - \frac{1}{2} \right) = \mu(N) + e\phi_{ext} \quad (4)$$

为考虑了库仑能以后的重整化能级(即修正了的电子能级),而称 E_N 为不考虑库仑作用时的裸电子能级。重整化后的能隙 ΔE^* 等于

$$\Delta E^* = \Delta E + e^2/C \quad (5)$$

(5) 式直观地告诉我们库仑作用使电子有效能隙增大了 e^2/C 。如果量子点电容足够小, ΔE^*

将主要由 e^2/C 的大小决定, 这样原来并非规则相间的裸电子能级经过库仑作用的重整化, 其间隙大大增大而且将变得更规则相间了. 更有趣的是原来填充在自旋简并的裸能级上的两个自旋相反的电子, 也由于库仑作用其能级位置相互分离开来. 因此即使是在零磁场下重整化的能级也已经不是自旋二度简并的了. 图 6 形象地表述了库仑作用对电子能级所起的重整化作用.

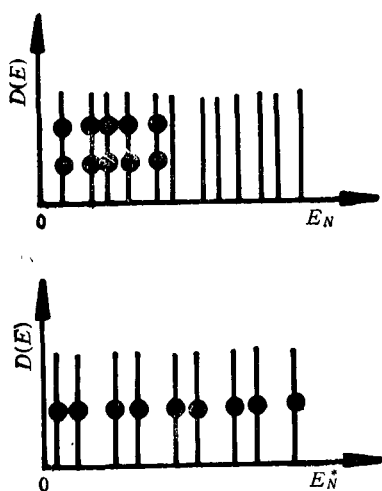


图 6 库仑作用对电子能级的重整化 (E_N 为裸孤立能级, E_N^* 为重整化后的能级, \bullet 代表填在能级上的电子, $D(E)$ 为态密度)

为了获得数量级的概念, 可以简单地估算 ΔE^* 和 ΔE 的大小. 量子点中的裸能隙约为

$$\Delta E \simeq \left(\frac{m^* L W}{\pi \hbar^2} \right)^{-1},$$

其中 $\frac{m^*}{\pi \hbar^2}$ 是二维态密度, 给出单位面积单位能量间隔中所含的状态数. 若量子点尺度取 $L \simeq 5000 \text{ \AA}$, $w \simeq 400 \text{ \AA}$, 而 $m^* \simeq 0.067 m_0$, 则裸能隙 ΔE 只有 0.2 meV 的量级. 另一方面若量子点的电容取 $1 \times 10^{-16} \text{ F}$ 的量级, 那么重整化能隙 $\Delta E^* \simeq e^2/C$ 可达到 2 meV , 是裸能隙的 10 倍左右. 应当指出, 在 $\Delta E^* \simeq e^2/C \gg \Delta E$ 情况下, 库仑阻塞效应又与不考虑状态量子化的“经典”情况没有什么区别了. 从(4)式看, 这是显而易见的. 事实上, 引用重整化能级概念[(4)式]还是直接采用电化学势[(2)式]来解释库仑

物理

阻塞效应, 只不过是同一问题的不同描述方式而已.

在讨论了库仑阻塞对量子点中能级的重整化效应后我们反过来看, 量子点中量子化能级对库仑阻塞振荡的影响. 由(3)式可直接给出出现第 N 个电导峰的栅压位置

$$V_c(N) = \frac{1}{\alpha e} \left[\left(N - \frac{1}{2} \right) \frac{e^2}{C} + (E_N - \mu) \right] + \text{常数} \quad (6)$$

式中 α 是一无量纲的常数, 它给出了单位中心栅电压变化所引起的量子点内电势的变化. 如前所述, 每当点内电化学势 μ 与左、右电极区的电化学 μ_1, μ_2 大致持平的时候, 电导达到极大值. 因此当 μ_1, μ_2 维持不变而扫描中心栅压为 V_c 时, 与不同电导峰相对应的量子点电化学势 μ 均必须落在 $\mu_1 - \mu_2$ 同一能隙中. 不难看出, 电导振荡的电压周期直接正比于重整化能隙 $\Delta E^* = \Delta E + e^2/C$. 显然只有当 $e^2/C \gg \Delta E$, 振荡峰才是严格等间距的, 否则随裸电子能级 E_N 的涨落, 电导峰的栅压位置也应当随之而变, 不再保持严格的周期性.

McEuen 等人^[11]最近做了一个很巧妙的实验, 十分直观地证实了量子点中量子化能级对库仑阻塞振荡的调制作用. 他们利用磁场实现了对量子点内准零维能级的调制. 在垂直界面磁场的帮助下, 量子点“体内”(也即远离边界的中心部分) 二维电子由于磁量子化的结果形成孤立的朗道能级 $\left(N + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega_c$ [如图 7(b) 所示] $\hbar \omega_c = \hbar \frac{eB}{m^*}$ 为回旋能量, N 为朗道能级

指数. 朗道量子化所描述的运动状态在经典力学范畴内对应于电子在磁场下作半径为特定大小的回旋运动. 与“体内”电子不同, 临近量子点内边缘的电子将沿边缘按图 7(a) 所示的跳跃轨迹运动. 按量子力学的观点这部分电子的运动状态是用环绕量子点内边缘的边缘电子态来描述. 边缘态 (edge states) 上的电子作一维运动. 当这种一维导电通道闭合后 [如图 7(b) 中的虚线所示] 就形成了特殊的零维态.

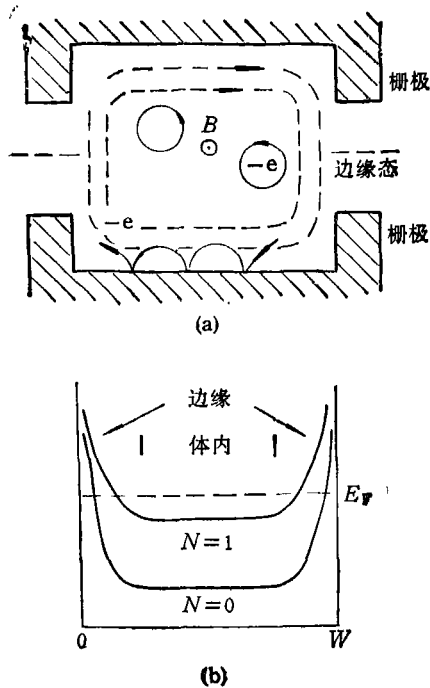


图7 (a) 在磁场 B 下的量子点(“体内”电子作回旋运动,边缘电子沿量子线边缘作跳跃式运动,虚线表示一闭合的边缘电子态);
(b) 磁场作用下的朗道能级 (N 为朗道能级指数,注意临近边缘区域的能级与“体内”不同,形成了特殊的边缘态)

对于每一个填满的体内朗道能级均有一闭合的边缘态与之相对应。McEuen 选择适当的磁场范围使量子点内只存在两个闭合的边缘态。一个靠外一个靠内如图 7(b) 所示。它们分别对应于的 $N = 0, 1$ 的两个“体内”朗道能级。理论计算^[14]表明,随磁场的单调变化第 N 个电子将交替出现在分别由外边缘态和内边缘态构成的零维态上,结果使 E_N 受到十分有规律的调制。实验上确实发现每个特定的电导峰位置 $V_c(N)$ 是随磁场增加而有规律地涨落。根据(6)式,很明显峰值位置 $V_c(N)$ 的这种变化,是在“绘制”电子能级 E_N 随磁场的变化。McEuen 利用上述结果测量了量子点内单电子能谱。

四、量子点旋转门器件 (QDTS)

由于库仑阻塞的缘故,一旦向量子点引进一个电子,它所造成的库仑能增加足以阻止其后第二个电子再进入量子点。这种性质立刻受

到人们的重视。Kouwenhoven 等人在图 4(b) 中电极 1, 2 上分别外加相位刚好差 180° 度,频率为 f 的交流调制信号来控制量子点接触 QPC₁, QPC₂ 的势垒高度。图 8 的 (a) 至 (d) 表示在一个调制信号周期内量子点的四种不同状态。(a) 状态下量子点左、右势垒的高度相同,取热平衡的数值。图中的虚线箭头代表电子借助量子点内第 $\mu(N+1)$ 充电态的可能发生的隧穿事件。图中所示的 $\mu(N)$ 低于 μ_l 和 μ_r 。进入如 (b) 所示的调制信号的 $1/4$ 周期时刻,相位相反的调制信号恰好使左

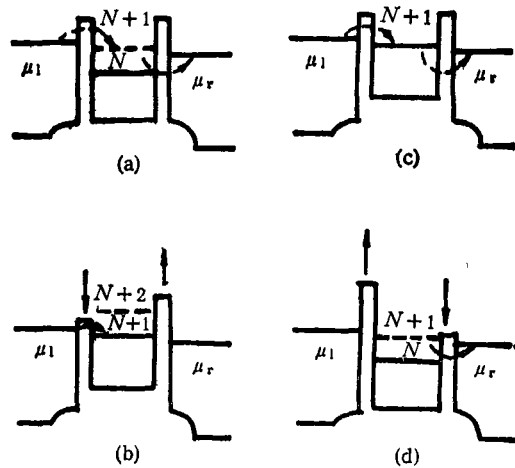


图8 在量子点左、右势垒上分别外加相位差 180° 的二个交流调制信号后,量子点所处的不同状态

边势垒下降,右边势垒上升。这时第 $N+1$ 个电子进入量子点的几率最大,它从量子点右端逃逸出来的几率几乎等于零。但是第二个电子(也即第 $N+2$ 个电子)因受库仑阻塞,它进入量子点的几率也为零。(c) 为信号演化到半周期时的情况。左、右势垒又都回复到等高的热平衡状况。与 (a) 不同之处,只是现在量子点内已有 $(N+1)$ 个电子。当进入 (d) 所示的 $3/4$ 周期时,随右边势垒的降低第 $N+1$ 个电子隧穿出量子点。同时左边势垒的抬高阻止了电子从左边进入量子点。当调制信号经历了一个完整周期的变化后又回复到 (a) 所示的初始情况。这样,在调制信号的控制下一个周期内只有单个电子流过量子点。若调制信号的频率为 f ,流过量子点的电流严格等于 ef 。增

加量子点左、右电极之间的偏压,使得在 $\mu_1 - \mu_2$ 能隙中能包容不止一个充电态而是 n 个充电态,那样电流 I 应当等于 nef 。随着加在量子点上偏压的增加, $\mu_1 - \mu_2$ 能隙中所容纳的充电状态数 n 逐一增加, $I-V$ 特性上将呈现一系列的库仑台阶。台阶高度为 ef ,所以说通过 QDTS 的电流是按 ef 量子化的。量子化电流平台的宽度约为 $\frac{e}{C}$,如图 9 所示。器件的平均电导 $\langle G \rangle = ef/(e/C) = fC$ 直接正比于频率 f 。

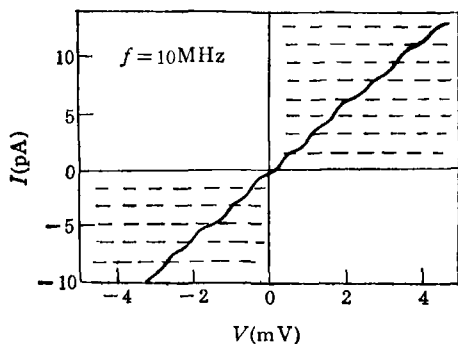


图9 量子点旋转门器件 QDTS 在 $f = 10\text{MHz}$ 调制信号作用下的 $I-V$ 特性(所显示的库仑台阶高度为 ef)

库仑阻塞效应的基本特性很快激起人们探索新器件的遐想。由于旋转门器件能提供严格被外加高频信号锁定的电流,因此可望用来制成高精度的电流或电量标准。另一方面,既然单个电子进、出量子点会使量子点的能量状态发

生很大变化,那么单个电子就有可能来作为传递数字信息 1/0 的载体。因此,有可能利用库仑阻塞效应开发出单电子的数字逻辑电路和存储器。量子点的电导随控制栅压 V_g 的库仑阻塞振荡,表明极微小的电压变化就能够使通过器件的电流发生显著的变化。事实上美国 MIT 的 Kastner 和 IBM 公司 Wind 利用这一效应已经研制出具有很大电流放大作用的单电子晶体管,目前已能在极低温下工作。因此库仑阻塞效应不仅是一项很有科学意义的物理研究课题,而且蕴含着诱人的应用前景。但是要真正利用它并发出新的实际应用,尚需做大量工作。

- [1] C. J. Gorter, *Physica* 17(1951), 777.
- [2] L. S. Kuzmin et al., *JETP Lett.*, 45(1987), 495; T. A. Fulton et al., *Phys. Rev. Lett.*, 59(1987), 109
- [3] K. Mullen et al., *Phys. Rev. B.* 37(1988), 98; M. Amman et al., *J. Appl. Phys.*, 65(1989), 339
- [4] L. I. Glazman et al., *J. Phys. Condens. Matter*, 1 (1989), 5811.
- [5] J. H. F. Scott-Thomas et al., *Phys. Rev. Lett.*, 62 (1989), 583
- [6] U. Meirav, et al., *Phys. Rev. B.* 40(1989-1), 5871.
- [7] H. Van. Houten et al., *Phys. Rev. Lett.*, 63(1989), 1893.
- [8] L. P. Kouwenhoven et al., Proc Int. Conf. on EP2DS-9, Nara, Japan, (1991), 786.
- [9] H. Z. Zheng et al., *Phys. Rev. B.* 34(1986), 5635
- [10] A. A. M. Staring et al., in *High Magnetic Fields in Semiconductor Physics III*, Edited by G. Landwehr, Springer, Berlin, (1991)
- [11] P. L. McEuen et al., *Phys. Rev. Lett.*, 66(1991) 1926.

1992 年第 12 期《物理》内容预告

知识和进展

金属氢研究的进展(王积方);
 固体中的弹道电子光学(戴道宣);
 同步辐射核共振 Bragg 散射(赵越超);
 同步辐射 X 射线和中子粉末衍射及 Rietvel 精化(II)
 (杨传铮等)。

物理学和经济建设

纳米级光学超精密加工技术(于劲等);

物理

等离子体化学气相沉积及其在沉积超硬膜方面的应用
 (任侠)。

讲 座

如何测量分形维数(王坚)。

物理学史和物理学家

吴健雄和袁家骝的科学贡献(陆焱)。