

一维介观结链中的双电荷孤子*

郑小宏 曾朝阳 匡乐满

(湖南师范大学物理系,长沙 410081)

(2000 年 11 月 11 日收到,2001 年 5 月 10 日收到修改稿)

采用半经典模型研究了一维介观结链中两个岛上各存在一个剩余电子时的电势分布,发现在一维介观链中存在双电荷孤子.双电荷孤子的主要特征是它的电势峰发生了劈裂,形成双峰,两峰在通常情况下不等高.研究了双电荷孤子电势峰和阈值电压对一维介观结链结构参数的依赖关系.提出了研究双电荷孤子的等效单电荷孤子方法,表明在等效电荷区域,双电荷孤子的电势分布与等效单电荷孤子在同一区域的电势分布相同.

关键词:双电荷孤子,介观结,单电子效应

PACC:7210,7335,7340G

1 引 言

纳米技术的进一步发展使得人们能够在纳米尺度下操纵物质.人们预言,这必将带来材料科学领域的一场革命.现在人们已经能够制造出尺寸只有几百个纳米的介观结,其电容可以小到 10^{-15} F 量级.在介观结结构中,由于电子的量子效应,会出现单电荷隧穿、库仑阻塞和库仑振荡等一系列有趣的量子现象^[1-5,13-15],称作单电子效应.由于上述单电子效应使得人们可以控制单个电子的运动,所以引起了人们的极大兴趣.目前对单电子效应及其相关效应的研究已经成为凝聚态物理中的一个热点并已获得了很大的进展^[3-5,15].单电子效应的研究不仅丰富了物理的基础理论,而且在应用方面也预示着可喜的前景.例如,利用单电子效应制造出来的单电子器件如旋转门器件可用做高精度的电流或电量标准,单电子晶体管将是未来超大容量存储器的最好选择之一.

电荷孤子现象实际上就是一种单电子效应,最初是在研究一维小隧道结链中电子的隧穿时发现的^[4,6-12].电荷孤子与介观结链的动力学特性有着紧密的联系.近年来一维介观结链中的电荷孤子现象已经引起了人们的较多注意^[4,6-12,16].很多人采用不同的方法对介观链中的电荷孤子进行了研究,其中主要的有无限长链近似法^[4,6-10]和数值

法^[11,12].在一维无限长链里,当某个岛上(两结相连的金属电极)有一个剩余电子时,它会在结链上激发一个电势分布,这个分布构成一个峰.在电子隧穿的过程中,这个峰会跟着移动但形状保持不变,具备孤子的一些特征,从而把它叫做电荷孤子^[4,6-8].当电子离结链边缘较近时,电荷孤子的形状会发生变化,为了正确地描述此时的电势分布,Bakhvalov 等人^[6]引入镜像电荷孤子的概念对前面的结果进行了修正.后来 Hu 等人^[10]又对有限长的一维介观链中的单电荷孤子进行了研究.那么在一维介观链中是否也存在类似的双电荷孤子呢?这个问题尚未见报道.本文采用半经典模型对这一问题进行了探讨,发现在一维结链中确实存在双电荷孤子.同时发现相比于单电荷孤子,双电荷孤子的电势峰发生了二重劈裂.另外,我们提出了等效单电荷孤子方法,它为探讨双电荷孤子乃至多电荷孤子提供了一种新的思路.

2 模型与求解

我们研究的介观结链结构如图 1 所示.它是由 N 个电容为 C 的隧道结串联而成的,每个岛通过相同的门电容 C_g 与一公共衬底相连,在这些门电容上加门电压可以对这些岛的状态进行控制.介观链的一端加偏置电压 V .在这种结链中,电子可以在岛与岛之间隧穿,但通过门电容的隧穿却是禁止

* 国家自然科学基金(批准号 69873015)和湖南省自然科学基金(批准号 97JJY2051)资助的课题.

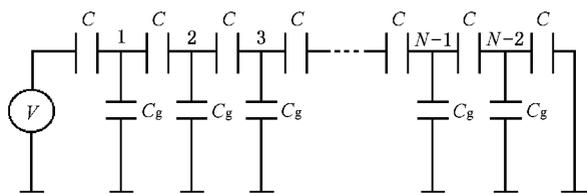


图 1 一维介观结链结构示意图 由 N 个隧道结串联而成，每个岛通过一个门电容与一公共衬底相连

的。整个系统的状态既可以由各岛上的电势分布 $\{\varphi_j\}$ 描述，也可以由各岛上的剩余电子数 $\{n_i\}$ 描述。由于电子的隧穿只能一个一个地进行，所以各岛上的净电荷是量子化的。但是，由于电势是一个经典量，所以这里所采用的模型为半经典模型。计算每个岛上的电荷，可以得到下列方程组

$$\begin{aligned} (\varphi_1 - V)C + (\varphi_1 - \varphi_2)C + \varphi_1 C_g &= -n_1 e, \\ (\varphi_2 - \varphi_1)C + (\varphi_2 - \varphi_3)C + \varphi_2 C_g &= -n_2 e, \\ \dots & \dots \\ (\varphi_{N-1} - \varphi_{N-2})C + \varphi_{N-1} C + \varphi_{N-1} C_g &= -n_{N-1} e. \end{aligned} \quad (1)$$

上述方程组可写成如下矩阵形式

$$\bar{S} \bar{\varphi} = \bar{n} e / C, \quad (2)$$

其中 $\bar{\varphi} = (\varphi_1, \varphi_2, \dots, \varphi_{N-1})^T$, $\bar{n} = (n_1 - CV/e, n_2, \dots, n_{N-1})^T$, 常系数 Jacobi 矩阵

$$\bar{S} = \begin{pmatrix} r & 1 & 0 & \dots & 0 & 0 & 0 \\ 1 & r & 1 & \dots & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & r & & 0 & 0 & 0 \\ \dots & & & \ddots & & & \dots \\ 0 & 0 & 0 & & r & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & & 1 & r & 1 \\ 0 & 0 & 0 & & 0 & 1 & r \end{pmatrix}$$

其中常数 $r = -2 - C_g/C$ 。上述关于电势 $\{\varphi_j\}$ 的线性方程组 (2) 的解为

$$\bar{\varphi} = \bar{S}^{-1} \bar{n} e / C, \quad (3)$$

其中

$$(\bar{S}^{-1})_{ij} = -\frac{\cosh(N - |j - i| \lambda) - \cosh(N - i - j \lambda)}{2 \sinh \lambda \sinh N \lambda},$$

$$\lambda = \ln \left[\frac{1}{2} \frac{C_g}{C} + 1 + \frac{1}{2} \sqrt{\left(\frac{C_g}{C} \right)^2 + 4 \frac{C_g}{C}} \right]. \quad (4)$$

这里 λ 是一个仅与电路结构有关的常量，它的大小只取决于比值 C_g/C 。我们得到结链的电势分布为

$$\begin{aligned} \varphi_j &= -\frac{e}{C} \sum_{i=1}^{N-1} n_i \left(\frac{\cosh(N - |j - i| \lambda) - \cosh(N - j - i \lambda)}{2 \sinh \lambda \sinh N \lambda} \right) \\ &\quad - V \frac{\cosh(N - j + 1 \lambda) - \cosh(N - j - 1 \lambda)}{2 \sinh \lambda \sinh N \lambda}. \end{aligned} \quad (5)$$

方程 (5) 表明，加上偏置电压的一维介观结链中各岛的电势分布主要取决于结链的长度 N ，门电容与隧穿电容的比值 C_g/C ，偏置电压 V 以及各岛上的剩余电子数 $\{n_i\}$ 。只要知道了各岛上的电荷分布 $\{n_i\}$ ，理论上就可以确定一维介观结链中的电势分布。下面研究介观结链中两个岛上各存在一个剩余电子时的情况。

3 双电荷孤子的形成与特性

在引入双电荷孤子的概念之前，我们回顾一下单电荷孤子的概念和形式。考虑只有第 k 个岛上有一个剩余电子且介观链的偏置电压 $V = 0$ 的情况。由 (5) 式可得到此时结链中的电势分布为

$$\begin{aligned} \varphi_j^N(k) &= -\frac{e}{C} \frac{\cosh(N - |j - k| \lambda) - \cosh(N - j - k \lambda)}{2 \sinh \lambda \sinh N \lambda} \\ &= \varphi_j^z(k, \lambda) + \frac{e^{-2N\lambda}}{1 - e^{-2N\lambda}} [\varphi_j^z(k, \lambda) + \varphi_j^z(k, -\lambda)]. \end{aligned} \quad (6)$$

这就是有限长链中的单电荷孤子解，其中

$$\varphi_j^z = -\frac{e}{2C \sinh \lambda} (e^{-\lambda|j-k|} - e^{-\lambda|j+k|})$$

是单电荷孤子解在无限长链近似下的表示形式^[6]。由 (6) 式可以看出，结链长度对电荷孤子的影响仅反映在因子 $\frac{e^{-2N\lambda}}{1 - e^{-2N\lambda}}$ 中。当 $N \rightarrow \infty$ 时， $\frac{e^{-2N\lambda}}{1 - e^{-2N\lambda}} \rightarrow 0$ ，方程 (6) 右边将只留下第一项，这就自然过渡到了无限长链近似。

现在我们来研究第 k 和 $k + a$ 个岛上各有一个剩余电子的情况，也就是双电荷孤子的情况。当 $n_k = 1$ 和 $n_{k+a} = 1$ ，由 (5) 式可得到零偏压 ($V = 0$) 下的电势分布为

$$\begin{aligned} \varphi_j^N(k, a) &= -\frac{e}{C} \frac{\cosh(N - |j - k| \lambda) - \cosh(N - j - k \lambda)}{2 \sinh \lambda \sinh N \lambda} \\ &\quad - \frac{e}{C} \frac{\cosh(N - |j - k - a| \lambda) - \cosh(N - j - k - a \lambda)}{2 \sinh \lambda \sinh N \lambda}. \end{aligned} \quad (7)$$

由 (7) 式可见，结链中第 k 和 $k + a$ 个岛上各有一个剩余电子时的电势分布除了与电路结构参数 N 和 C_g/C 有关，还与两电子的位置参数 k 和 a 有关。改变 (7) 式中的 k 值，可以了解在电子隧穿过程中介观结链中各个岛上的电势分布是如何演化的 (图 2)。

从图 2 中可以发现，在电子隧穿过程中，电势

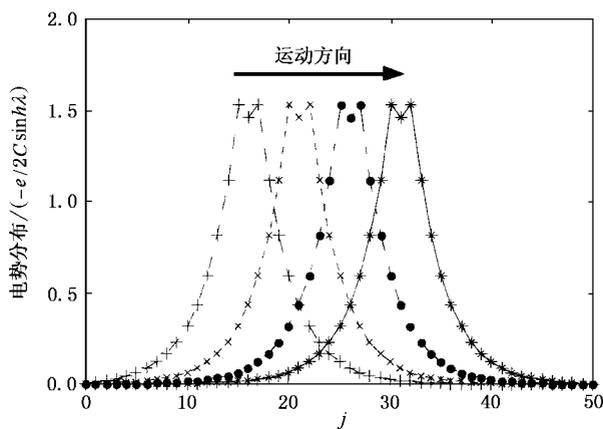


图 2 介观结链中有两个剩余电子时,电子隧穿过程中电势分布的演化,这里 a 保持不变

分布的轮廓整体朝前移动,但基本上保持形状不变.如果结链无限长,这一特征将表现得更加明显.因此,把结链中两个岛上各有一个剩余电子时的电势分布称为双电荷孤子.

当第 k 和 $k + a$ 个岛上各有一个空穴时,也就是当 $n_k = -1$ 和 $n_{k+a} = -1$ 时,由(5)式得到的零偏压 ($V=0$)下的电势分布大小与(7)式相同,但符号相反.这种电势分布就是双电荷反孤子.与熟悉的单电荷孤子与单电荷反孤子的相互作用相似,双电荷孤子与双电荷反孤子也具有同号 (n_k 和 n_{k+a} 的符号)相斥,异号相吸的特点.当双电荷孤子与双电荷反孤子相遇时,它们互相削弱.

与单电荷孤子相比,双电荷孤子最大的特点就是电势峰发生了劈裂,产生了双峰,在两个峰之间存在一个谷点.这里两电子间的距离 a 是影响双峰特征和谷点电势高低的一个主要的参数. a 越大,双电荷孤子的电势峰的劈裂程度就越大,谷点电势越低.当 a 足够大时,两峰将趋于完全分离,谷点电势趋于零. a 越小,双电荷孤子的电势峰的劈裂程度就越小,谷点电势越高. a 为 0 时,两峰将合为一个峰.

下面讨论双电荷孤子的电势峰高.如上所述,双电荷孤子很显著的一个特征就是它具有双峰,一般情况下两峰值是不相等的.通过计算,两峰的位置分别在 k 和 $k + a$ 处,左右峰高分别为

$$\begin{aligned} \varphi_l &= -\frac{2e}{C} \frac{[\sin(N-k)\lambda + \sin(N-k-a)\lambda] \sinh k\lambda}{2\sinh\lambda \sinh N\lambda}, \\ \varphi_r &= -\frac{2e}{C} \frac{[\sinh k\lambda + \sin(k+a)\lambda] \sinh(N-k-a)\lambda}{2\sinh\lambda \sinh N\lambda}. \end{aligned} \quad (8)$$

两峰高相差

$$\Delta\varphi = \varphi_l - \varphi_r = -\frac{2e}{C} \frac{\sin(N-2k-a)\lambda \sinh a\lambda}{2\sinh\lambda \sinh N\lambda}. \quad (9)$$

由于(9)式不恒等于零,所以两峰并不处处等高.图3示出了双电荷孤子在不同位置时两电势峰高的比较.

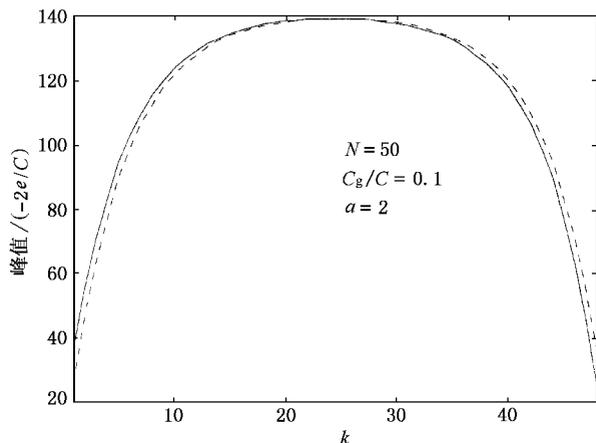


图 3 双电荷孤子左右电势峰高的比较(虚线为左峰,实线为右峰)

由图3可知,两曲线完全对称,在结链的左边部分,左峰略低于右峰,在右边部分,右峰略低于左峰.只有当第1个电子位于 $k_0 = (N-a)/2$,第2个电子位于 $(N+a)/2$ 处时两峰才齐平.此时,电子对称地分布在中央岛的两侧,从结链的结构和电子分布位置的对称性来看,这个结论是很理解的.

下面进一步讨论电路的结构参数对峰值的影响.电路的结构主要取决于两个参数: C_g/C 与 N .从图4中可以看出峰值(我们只考虑了左峰,右峰类似)与以上二参数之间的系.

由图4可以看出, C_g/C 越大,峰值受结链长度的影响就越小,结链的增长对孤子的形状影响很小.当 C_g/C 很小时, N 的取值在很大范围内变化,孤子峰值也将有很大的变化,和单电荷孤子的情形完全相似.为什么会这样呢?我们首先来看一下单电荷孤子.当结链的第 k 个岛上有一个电子时,电势峰值出现在第 k 个岛上.实际上峰值应等于岛上电荷 $-e$ 与从这个岛上往外看时整个结链的总电容 C_T 的比值 $\frac{-e}{C_T}$.因此, C_T 的变化决定着峰值的变化.为了计算这个 C_T ,先得知道具有 m 个隧道结 $m-1$ 个门电容的一维结链的等效电容.通过数学

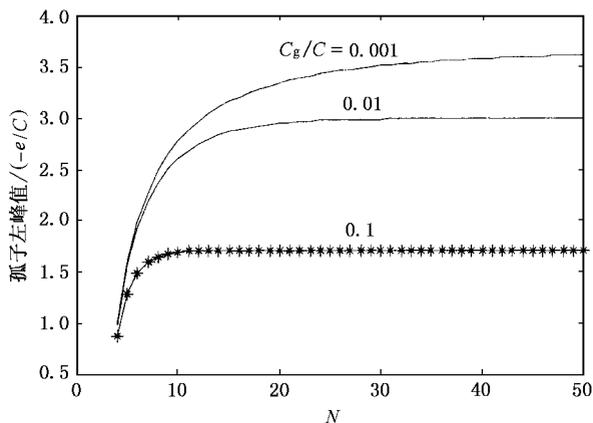


图4 左峰值与 N 和 C_g/C 的关系(从上往下, C_g/C 分别等于 0.001 0.01 0.1)

归纳法可以求得这个等效电容是

$$C_{\text{eff}} = C \left[1 - \frac{\sin(k(m-1)\lambda)}{\sin(km\lambda)} \right]. \quad (10)$$

当一个电子位于第 k 个岛上时,从这个岛往外看,整个结链为三部分的并联(图5).

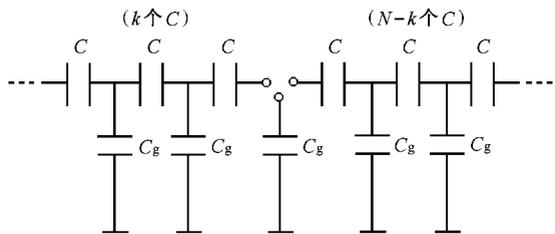


图5 从第 k 个岛往外看时一维结链的等效电路,它相当于三条介观链的并联

借助于(10)式,可得到此时的总电容为

$$C_T = C \left(1 - \frac{\sin(k-1)\lambda}{\sin k\lambda} \right) + C \left(1 - \frac{\sin(N-k-1)\lambda}{\sin(N-k)\lambda} \right) + C_g = \frac{C \sinh \lambda \sinh N\lambda}{\sinh k\lambda \sin(N-k)\lambda}. \quad (11)$$

图6示出了总电容 C_T 与 C_g/C 和 N 的关系.我们发现,随着结链长度 N 的增大,总电容 C_T 减小,所以峰值 $\frac{-e}{C_T}$ 随 N 的增大而增大.当 C_g/C 较大时, C_T 随 N 的增大很快就减小到一个稳定值,因此结链的增长不再影响 C_T 的变化,从而也不再影响峰值的变化.但是,当 C_g/C 较小时, C_T 达到稳定值的速度却慢得多,从而在很大范围内结链的增长仍然较大地影响着峰值的变化.同样,在结链中

有两个电子时,只要考虑到每个岛上的电势是两个电子分别在该岛上产生的电势的叠加就不难理解双电荷孤子的峰值随 N 和 C_g/C 的变化关系.

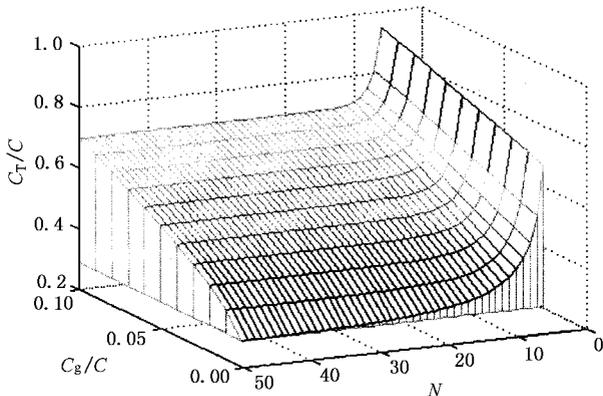


图6 总电容与结链长度 N 和 C_g/C 的关系

接下来考虑要把两个电子注入到一维介观结链上去所需要的阈电压.先来计算具有双电荷孤子的一维介观结链的自由能.整个结链的自由能由三部分组成:

$$F(k) = E_1 + E_2 + E_1,$$

式中

$$E_1 = \frac{e^2}{2C_{T1}} + \frac{e^2}{2C_{T2}} = \frac{e^2}{2C} \left[\frac{\sin(N-k)\lambda \sinh k\lambda}{\sinh \lambda \sinh N\lambda} + \frac{\sin(N-k-a)\lambda \sin(k+a)\lambda}{\sinh \lambda \sinh N\lambda} \right]$$

为由两个电子单独引起的充电能之和,其中 C_{T1} 和 C_{T2} 分别为从第一和第二个电子所在的岛往外看时结链的总电容.

$$E_2 = \frac{1}{2} CV^2 \left[1 - \frac{\sin(N-1)\lambda}{\sinh N\lambda} \right]$$

为由偏置电压单独引起的充电能.

$$E_1 = \frac{e^2}{2C} \frac{2\sin(N-k-a)\lambda \sinh k\lambda}{\sinh \lambda \sinh k\lambda} - eV \left[2 - \frac{\sin(N-k)\lambda + \sin(N-k-a)\lambda}{\sinh N\lambda} \right]$$

为两电子间的相互作用能(前一项)与偏置电压对两电子所作功(后一项)的和.于是总的自由能便是

$$F(k, a) = \frac{e^2}{2C} \left[\frac{\sin(N-k)\lambda \sinh k\lambda}{\sinh \lambda \sinh N\lambda} + \frac{\sin(N-k-a)\lambda \sin(k+a)\lambda}{\sinh \lambda \sinh N\lambda} + \frac{2\sin(N-k-a)\lambda \sinh k\lambda}{\sinh \lambda \sinh N\lambda} \right]$$

$$-eV \left[2 - \frac{\sin(k(N-k)\lambda) + \sin(k(N-k-a)\lambda)}{\sinh N\lambda} \right] + \frac{1}{2} CV^2 \left[1 + \frac{\sin(N\lambda)}{\sinh N\lambda} \right]. \quad (12)$$

要把两个电子分别注入到第 k 和第 $k+a$ 个岛上去,能量上要求自由能减少,也就是

$$F(k, a) - F(0, 0) \leq 0. \quad (13)$$

由(13)式取等号可求得偏置电压阈值为

$$V_t = -\frac{e}{C} \frac{P}{Q}, \quad (14)$$

其中

$$P = \cosh N\lambda - (\cosh(N-2k-2a)\lambda + \cosh(N-2k)\lambda + \cosh(N-a)\lambda - \cosh(N-2k-a)\lambda),$$

$$Q = 2\sinh\lambda [2\sinh N\lambda - \sin(k(N-k)\lambda) - \sin(k(N-k-a)\lambda)].$$

可以证明 $\frac{dV_t}{dN} > 0, \frac{dV_t}{dk} < 0$. 这说明了两个问题: 1) 对于固定的 C_g/C , 结链越长, 要把两个电子加到第 k 和 $k+a$ 个岛上就需要更高的阈电压; 2) 当电子注入结链以后, 电子可以无阻碍地穿过整个结链. 这和单电荷孤子的情形是相似的. 从图 7 可大致看出 V_t 与这两个量 N, k 以及另外两个量 $C_g/C, a$ 的关系.

当 $N\lambda \gg 1$ 以及 $a=0$ 时(14)式可化为

$$V_t = \frac{e}{2C\sinh\lambda} (1 + e^{-k\lambda}). \quad (15)$$

这相当于两个电子位于同一个岛上时的情形. 同时我们发现, 因为 V_t 随 N 的增大而增大, 随 a 的增大而减小, 所以(15)式是 V_t 的上限.

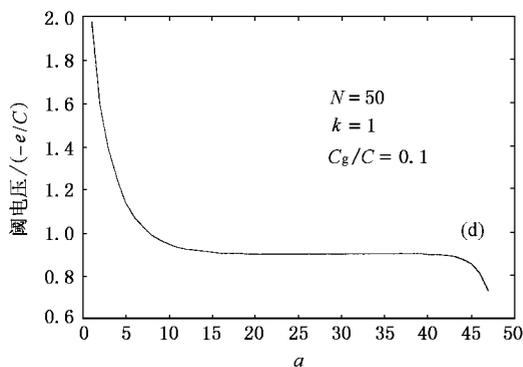
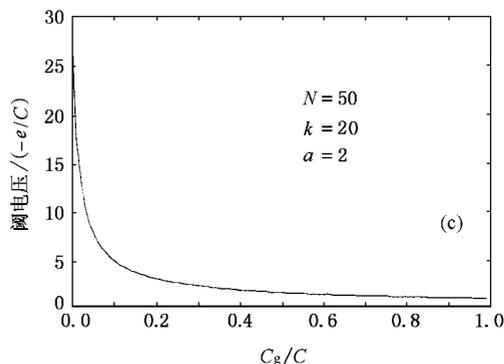
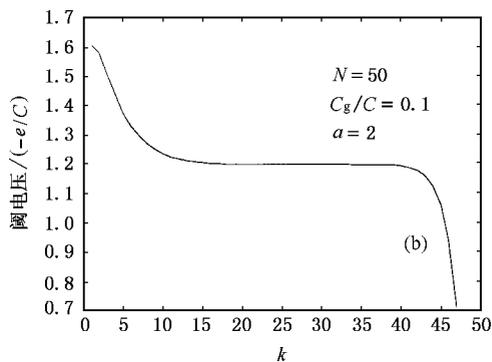
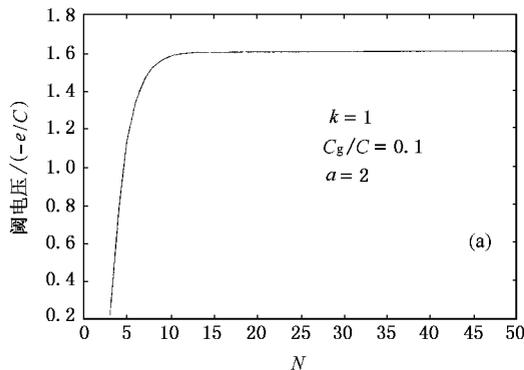


图 7 V_t 与各量的关系 (a) V_t 随 N 的增大而增大, 渐趋一个稳定值 (b) V_t 随 k 的增大而减小 (c) C_g/C 很小时, 其很小的变化将引起 V_t 很大的变化, C_g/C 较大时, 它的变化对 V_t 的影响很小 (d) a 越小, 所需的 V_t 越大, 这是因为两电子间存在库仑相互作用, 要使它俩靠得很近需要很高的电压

4 与双电荷孤子等效的单电荷孤子

为了寻找与双电荷孤子等效的单电荷孤子, 我们研究两个电子所在岛的外部区域的电势分布. 当

$j \leq k$ 和 $j \geq k+a$ 时(7)式可化为

$$\varphi_j(k, a) = -\frac{e}{C} \frac{2\cosh(a\lambda/2)}{2\sinh\lambda \sinh N\lambda} \cdot [\cosh(N-|j-k-a/2|\lambda) - \cosh(N-j-k-a/2)\lambda]$$

$$= 2 \cosh(a\lambda/2) \left\{ \varphi_j^\infty(k + a/2, \lambda) + \frac{e^{-2N\lambda}}{1 - e^{-2N\lambda}} [\varphi_j^\infty(k + a/2, \lambda) + \varphi_j^\infty(k + a/2, -\lambda)] \right\} \quad (16)$$

当 $N \rightarrow \infty$ 时, $\varphi_j(k, a) \rightarrow 2 \cosh(a\lambda/2) \varphi_j^\infty(k + a/2, \lambda)$. 把 (16) 式和单电荷孤子解 (6) 式比较, 我们惊奇地发现在两电子所在岛的外部的电势分布就好像是位于 $k + a/2$ 处的一个大小为 $-2e \cosh(a\lambda/2)$ 的电荷所产生的. 这怎么解释呢? 其实, 如果把电子所在的岛及其中间部分看成一个等效的结, 那么这个结的电容及其所带电荷就应该可当作一个等效电容和等效单电荷处理. 这个等效单电荷会在介观结链中激发具有单电荷孤子包络的电势分布. 在等效电荷区域内(两个电子所在岛的外部区域), 这个包络和实际的电势分布应该是重合的. 在等效电荷区域外部(两个电子所在的两个岛之间的区域), 实际的双电荷孤子不具备单电荷孤子的包络. 通过计算, 在等效电荷区域外部双电荷孤子电势的精细结构为

$$\varphi_j = -\frac{2e}{C} \frac{[\sin((N-j)\lambda) \sinh k\lambda + \sin((N-k-a)\lambda) \sinh j\lambda]}{2 \sinh \lambda \sinh N\lambda} \quad (17)$$

图 8 示出了实际的双电荷孤子电势与等效电荷电势的比较.

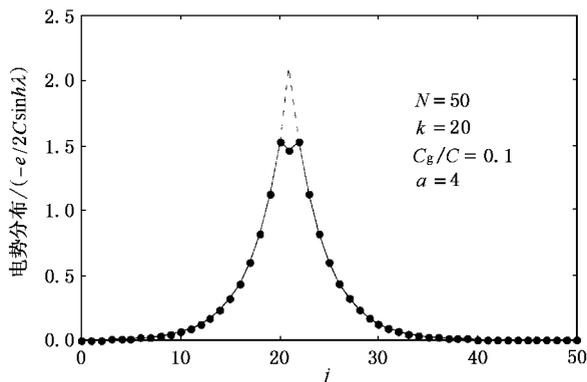


图 8 实际的电势分布(实线)和等效电荷的电势分布(虚线)的比较

从图 8 发现, 实际的电势分布和等效电荷的电

势分布在等效电荷区域完全重合, 只在等效电荷区域外两者才不一致. 这就说明, 双电荷孤子可以看成是一种广义的单电荷孤子, 在两电子存在的岛外的电势分布完全等同于位于 $k + a/2$ 处的大小为 $-2e \cosh\left(\frac{a\lambda}{2}\right)$ 的等效电荷产生的电势分布. 这就是双电荷孤子的等效单电荷孤子. 这样, 就找到了一种新的方法来探讨电荷孤子的特征. 在考虑等效电荷区域的电势分布时, 我们可以把结链中存在的两个或多个电荷当做一个整体——等效电荷来处理.

5 结果与讨论

本文采用半经典模型研究了具有 N 个结的一维介观结链中当有两个岛上各有一个剩余电子时的电势分布. 我们发现在一维介观结链中存在双电荷孤子, 并对双电荷孤子的特征进行了讨论. 研究了一维介观结链的结构参数和电子所处位置对双电荷孤子的峰值和阈电压的影响. 双电荷孤子与单电荷孤子的不同主要表现在两个方面: 首先, 生成它们的电荷源不同. 单电荷孤子是由只有一个岛上有一个剩余电子的一维介观结链产生的电势分布. 而双电荷孤子是由两个岛上各有一个剩余电子的一维介观结链产生的电势分布. 其次, 双电荷孤子与单电荷孤子的外形特点不同. 单电荷孤子表现为单峰结构, 而双电荷孤子表现为双峰结构. 两电子间的距离是反应双峰特征的主要参量. 两个峰在通常情况下是不等高的, 只有当两电子对称地分布在结链中时, 两峰高才相等. 此外, 我们提出了等效单电荷孤子这一新的方法. 我们发现在等效电荷区域, 双电荷孤子的电势分布与等效单电荷孤子在同一区域的电势分布相同. 等效电荷的大小由两电子所在的两个岛之间的距离和电路的结构参数确定. 正是因为双电荷孤子在等效电荷区域可以看成是一种广义的单电荷孤子, 所以它有很多类似于单电荷孤子的特征. 例如, 存在双电荷反孤子, 双电荷孤子与双电荷反孤子也具有同号相斥, 异号相吸的特点, 当双电荷孤子与双电荷反孤子相遇时, 它们互相削弱. 利用等效单电荷孤子方法我们研究了多电荷孤子的情形, 得到了一些有趣的结果, 将另文发表.

- [1] C. J. Gorter , *Physica* , **17** (1951) , 777 .
- [2] T. A. Fulton *et al.* , *Phys. Rev. Lett.* , **59** (1987) , 109 .
- [3] K. K. Likharev , *Dynamics of Josephson Junctions and Circuits* (Gordon and Breach Science Publisher , London , 1986) .
- [4] P. Delsing , *Single Charge Tunneling* , NATO Advanced Study Institute Series B : edited by H. Grabert and M. H. Devoret (Plenum , New York , 1991) .
- [5] Z. X. Zhu *et al.* , *Acta Physica Sinica* , **48** (1999) , 302 . [朱主祥等 , *物理学报* **48** (1999) , 302]
- [6] N. S. Bakhvalov *et al.* , *Physica* . **B173** (1991) , 319 .
- [7] L. S. Kuzmin *et al.* , *Phys. Rev. Lett.* , **62** (1989) , 2539 .
- [8] K. K. Likhaver *et al.* , *IEEE Trans. Magn.* , **25** (1989) , 1436 .
- [9] G. Y. Hu *et al.* , *J. Phys. Condens. Matter* , **5** (1993) , 7259 .
- [10] G. Y. Hu *et al.* , *Phys. Rev.* , **B49** (1994) , 16773 .
- [11] E. Ben-Jacob *et al.* , *Phys. Lett.* , **A135** (1989) , 390 .
- [12] M. Amman *et al.* , *Phys. Lett.* , **A142** (1989) , 431 .
- [13] P. Gueret *et al.* , *Phys. Rev. Lett.* , **68** (1992) , 1896 .
- [14] S. Tarucha *et al.* , *Phys. Rev. Lett.* , **77** (1996) , 3613 .
- [15] T. Ando *et al.* , *Mesoscopic Physics and Electronics* (Springer , Hong Kong , 1998) .
- [16] V. A. Sverdlov *et al.* , *cond-mat/0009477* (2000) .

DOUBLE-CHARGE SOLITONS IN ONE-DIMENSIONAL ARRAY OF MESOSCOPIC JUNCTIONS *

ZHENG XIAO-HONG ZENG ZHAO-YANG KUANG LE-MAN

(*Department of Physics , Hunan Normal University , Changsha 410081 , China*)

(Received 11 November 2000 ; revised manuscript received 10 May 2001)

ABSTRACT

We show that there exist double-charge solitons in a one-dimensional mesoscopic junction array in which there are two excess electrons respectively on two different islands. The prominent feature of a double-charge soliton is its potential peak splitting into double peaks. The two peak values are not equal generally. The dependences of the peak potentials and threshold voltage of a double-charge soliton on the structure parameters of the tunnel junction array are also discussed. We also propose an equivalent single-charge soliton description for a double-charge soliton.

Keywords : double-charge solitons , mesoscopic junctions , single electron effects

PACC : 7210 , 7335 , 7340G

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No.69873015) .