

平移压缩 Fock 态下介观电容耦合电路的量子涨落*

王继锁¹⁾²⁾³⁾ 刘堂昆¹⁾²⁾⁴⁾ 詹明生¹⁾

¹⁾中国科学院武汉物理与数学研究所波谱与原子分子物理国家重点实验室, 武汉 430071)

²⁾中国科学院安徽光学精密机械研究所激光光谱学开放研究实验室, 合肥 230031)

³⁾聊城师范学院物理系, 聊城 252059)

⁴⁾湖北师范学院物理系, 黄石 435002)

(2000 年 5 月 11 日收到)

从经典电容耦合电路的运动方程出发, 研究了在平移压缩 Fock 态下介观电容耦合电路中每个回路的电荷和电流的量子涨落. 结果表明, 每个回路中电荷、电流的量子涨落只依赖于两个回路的器件参数和压缩参量, 而与平移参量无关.

关键词: 介观电路, 电容耦合, 平移压缩 Fock 态, 量子涨落

PACC: 7335, 0365

1 引 言

近年来, 宏观量子力学与介观物理的研究十分引人注目^[1-3], 并已取得了一系列的研究成果^[4-5]. 随着纳米技术和纳米电子学的飞速发展, 人们竭力提高电子器件的工作速度, 同时不断降低元件的尺寸. 可是, 这种努力终将由于集成度的提高, 使单位面积功耗增加以及元件尺寸缩小, 带来原理性的限制而达到极限. 因此, 必须考虑器件以及电路的量子力学效应. 1973 年, Louisell 首先讨论了 LC 电路的量子效应并给出了这一电路的量子噪声^[6]. 近年来, 由于介观物理的兴起, 使得对这类问题的研究又成为热点^[7-8], 特别是由于最近有关纳米电子器件作为量子计算机中量子位或量子逻辑门和量子线路的讨论, 更激发了人们对这类问题的研究热情^[9]. 最近, 文献 [10-13] 从不同角度分别研究了在真空态或压缩真空态下介观电容耦合电路各回路中电荷、电流的量子涨落, 文献 [14] 研究了在平移压缩 Fock 态 (displaced squeezed Fock state) 下介观 RLC 电路中电荷和磁通量 (电流) 的量子涨落. 由于真空态、压缩真空态和相干态等都可视为是平移压缩 Fock 态的某些特例, 因此研究介观电路在平移压缩 Fock 态下的量子涨落将会具有更广泛的普遍性. 本文

在文献 [11, 14] 的基础上, 考察了在平移压缩 Fock 态下介观电容耦合电路中电荷、电流的量子涨落问题.

2 平移压缩 Fock 态下介观电容耦合电路的量子涨落

对于如图 1 所示的由电感和电容组成的无耗散电容耦合电路, 按照 Kirchhoff 定律, 其经典运动方

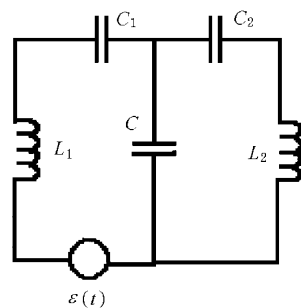


图 1 电容耦合电路示意图

程可写为

$$L_1 \frac{d^2 q_1}{dt^2} + \frac{q_1}{C_1} + \frac{q_1 - q_2}{C} = \epsilon(t), \quad (1a)$$

$$L_2 \frac{d^2 q_2}{dt^2} + \frac{q_2}{C_2} - \frac{q_1 - q_2}{C} = 0, \quad (1b)$$

*国家自然科学基金 (批准号: 19774069 和 19734006) 及山东省自然科学基金 (批准号: Q99A03) 资助的课题.

式中 $q_k(t)$ (下脚标 $k=1, 2$, 以下同) 为两个 LC 型回路中的电荷, L_k 和 C_k 分别为两个 LC 回路中的电感和电容, C 为两个回路之间的耦合电容. 若 $\epsilon(t)=0$, 则可把该运动方程写成简单的哈密顿形式

$$H = \frac{p_1^2}{2L_1} + \frac{p_2^2}{2L_2} + \frac{q_1^2}{2C_1} + \frac{q_2^2}{2C_2} + \frac{(q_1 - q_2)^2}{2C}, \quad (2)$$

式中 $p_k = L_k \frac{dq_k}{dt}$ 为 q_k 的共轭变量. 除因子 L_k 外反映了电流的大小. 为了将该电路量子化, 按照通常的正则量子化方法, 一对可观测量 q_k 和 p_k 写成一对方线性厄密算符 \hat{q}_k 和 \hat{p}_k , 并且它们之间应满足对易关系 $[\hat{q}_k, \hat{p}_k] = i\hbar$. 这样即把无耗散电容耦合电路量子化了. 若对量子化后的哈密顿量做如下的电荷和电流的线性变换^[11]:

$$q'_1 = \left(\frac{L_1}{L_2}\right)^{1/4} q_1 \cos \frac{\varphi}{2} - \left(\frac{L_2}{L_1}\right)^{1/4} q_2 \sin \frac{\varphi}{2},$$

$$q'_2 = \left(\frac{L_1}{L_2}\right)^{1/4} q_1 \sin \frac{\varphi}{2} + \left(\frac{L_2}{L_1}\right)^{1/4} q_2 \cos \frac{\varphi}{2}, \quad (3)$$

$$p'_1 = \left(\frac{L_2}{L_1}\right)^{1/4} p_1 \cos \frac{\varphi}{2} - \left(\frac{L_1}{L_2}\right)^{1/4} p_2 \sin \frac{\varphi}{2},$$

$$p'_2 = \left(\frac{L_2}{L_1}\right)^{1/4} p_1 \sin \frac{\varphi}{2} + \left(\frac{L_1}{L_2}\right)^{1/4} p_2 \cos \frac{\varphi}{2}, \quad (4)$$

并取

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{2\sqrt{L_1 L_2}}{L_2(1 + C/C_1) - L_1(1 + C/C_2)}, \quad (5)$$

则量子化后体系的哈密顿量可以写成为

$$\hat{H} = \frac{p_1'^2}{2\sqrt{L_1 L_2}} + \frac{\alpha}{2} q_1'^2 + \frac{p_2'^2}{2\sqrt{L_1 L_2}} + \frac{\beta}{2} q_2'^2, \quad (6)$$

式中

$$\alpha = \sqrt{\frac{L_2}{L_1}} \left(\frac{1}{C} + \frac{1}{C_1} \right) \cos^2 \frac{\varphi}{2}$$

$$+ \sqrt{\frac{L_1}{L_2}} \left(\frac{1}{C} + \frac{1}{C_2} \right) \sin^2 \frac{\varphi}{2} + \frac{\sin \varphi}{C}, \quad (7)$$

$$\beta = \sqrt{\frac{L_2}{L_1}} \left(\frac{1}{C} + \frac{1}{C_1} \right) \sin^2 \frac{\varphi}{2}$$

$$+ \sqrt{\frac{L_1}{L_2}} \left(\frac{1}{C} + \frac{1}{C_2} \right) \cos^2 \frac{\varphi}{2} - \frac{\sin \varphi}{C}. \quad (8)$$

显然 (6) 式即为两个独立的量子力学简谐振子的哈密顿量的代数和, 其频率分别为

$$\omega_1 = (\alpha / \sqrt{L_1 L_2})^{1/2}, \quad \omega_2 = (\beta / \sqrt{L_1 L_2})^{1/2}. \quad (9)$$

因此, 当 $\epsilon(t)=0$ 时该电容耦合电路的能谱和相应的本征矢量分别为

$$E_{n_1, n_2} = (n_1 + 1/2)\hbar\omega_1 + (n_2 + 1/2)\hbar\omega_2, \quad (10)$$

$$|\psi_{n_1, n_2}\rangle = |n_1\rangle \otimes |n_2\rangle \quad (n_1, n_2 = 0, 1, 2, \dots), \quad (11)$$

式中 $|n_1\rangle$ 和 $|n_2\rangle$ 分别为频率 ω_1 和 ω_2 的单个简谐振子的本征矢量. 对于上述两个独立的量子力学简谐振子, 引入其升降算符:

$$a_k^+ = \left(\frac{\omega_k \sqrt{L_1 L_2}}{2\hbar} \right)^{1/2} \left(q'_k - \frac{i}{\omega_k \sqrt{L_1 L_2}} p'_k \right),$$

$$a_k = \left(\frac{\omega_k \sqrt{L_1 L_2}}{2\hbar} \right)^{1/2} \left(q'_k + \frac{i}{\omega_k \sqrt{L_1 L_2}} p'_k \right), \quad (12)$$

由 $[q_k, p_k] = i\hbar$ 不难得到 $[a_k, a_k^+] = 1$. 由 (12) 式得

$$q'_k = \left(\frac{\hbar}{2\omega_k \sqrt{L_1 L_2}} \right)^{1/2} (a_k^+ + a_k),$$

$$p'_k = i \left(\frac{\hbar \omega_k \sqrt{L_1 L_2}}{2} \right)^{1/2} (a_k^+ - a_k). \quad (13)$$

假设上述电容耦合电路处于平移压缩 Fock 态^[15-17]:

$$|z_1, \xi_1, m_1; z_2, \xi_2, m_2\rangle = |z_1, \xi_1, m_1\rangle \otimes |z_2, \xi_2, m_2\rangle$$

$$= D(z_1)S(\xi_1)|n_1\rangle \otimes D(z_2)S(\xi_2)|n_2\rangle, \quad (14)$$

式中 $D(z_k)$ 和 $S(\xi_k)$ 分别为平移算符和压缩算符:

$$D(z_k) = \exp(z_k a_k^+ - z_k^* a_k),$$

$$S(\xi_k) = \exp\left(\frac{1}{2}\xi_k a_k^+{}^2 - \frac{1}{2}\xi_k^* a_k^2\right), \quad (15)$$

式中 $z_k = |z_k|e^{i\theta_k}$ ($|z_k| > 0, 0 \leq \theta_k < 2\pi$) 为平移参量, $\xi_k = |\xi_k|e^{i\phi_k}$ ($|\xi_k| > 0, 0 \leq \phi_k < 2\pi$) 为压缩参量. 利用公式

$$e^{\lambda A} B e^{-\lambda A} = B + \lambda[A, B] + \frac{\lambda^2}{2!} [A, [A, B]] + \dots, \quad (16)$$

不难求得下列关系式:

$$D^+(z_k) a_k D(z_k) = a_k + z_k,$$

$$D^+(z_k) a_k^+ D(z_k) = a_k^+ + z_k^*, \quad (17)$$

$$S^+(\xi_k) a_k S(\xi_k) = a_k \cosh|\xi_k| + a_k^+ e^{i\phi_k} \sinh|\xi_k|,$$

$$(18)$$

$$S^+(\xi_k) a_k^+ S(\xi_k) = a_k^+ \cosh|\xi_k| + a_k e^{-i\phi_k} \sinh|\xi_k|. \quad (19)$$

由 (13) 和 (17)~(19) 式得

$$S^+(\xi_k)D^+(z_k)q'_k D(z_k)S(\xi_k) = \left(\frac{\hbar}{2\omega_k \sqrt{L_1 L_2}}\right)^{1/2} \cdot [A(\xi_k)a_k + A^*(\xi_k)a_k^+ + B(z_k)], \quad (20)$$

$$S^+(\xi_k)D^+(z_k)p'_k D(z_k)S(\xi_k) = i\left(\frac{\hbar\omega_k \sqrt{L_1 L_2}}{2}\right)^{1/2} \cdot [E(\xi_k)a_k - E^*(\xi_k)a_k^+ + F(z_k)], \quad (21)$$

式中

$$A(\xi_k) = \cosh|\xi_k| + e^{-i\phi_k} \sinh|\xi_k|, \quad (22)$$

$$B(z_k) = 2|z_k| \cos\theta_k, \quad (22)$$

$$E(\xi_k) = e^{-i\phi_k} \sinh|\xi_k| - \cosh|\xi_k|, \quad (23)$$

$$F(z_k) = -2i|z_k| \sin\theta_k. \quad (23)$$

利用公式 $e^{\lambda A} B^m e^{-\lambda A} = (e^{\lambda A} B e^{-\lambda A})^m$, 由(20)和(21)式得

$$S^+(\xi_k)D^+(z_k)q_k'^2 D(z_k)S(\xi_k) = \frac{\hbar}{2} \frac{1}{\omega_k \sqrt{L_1 L_2}} \cdot [|A(\xi_k)|^2 (2a_k^+ a_k + 1) + B^2(z_k) + A^2(\xi_k) a_k^2 + A^*{}^2(\xi_k) a_k^2 + 2B(z_k)A(\xi_k)a_k + 2B(z_k)A^*(\xi_k)a_k^+], \quad (24)$$

$$S^+(\xi_k)D^+(z_k)p_k'^2 D(z_k)S(\xi_k) = \frac{\hbar}{2} \omega_k \sqrt{L_1 L_2} \cdot [|E(\xi_k)|^2 (2a_k^+ a_k + 1) - F^2(z_k) - E^2(\xi_k) a_k^2 - E^*{}^2(\xi_k) a_k^2 - 2F(z_k)E(\xi_k)a_k + 2F(z_k)E^*(\xi_k)a_k^+]. \quad (25)$$

由(13)和(20)–(25)式可以求得在平移压缩 Fock 态即(14)式下, q'_k 和 p'_k 的平均值和方均值分别为

$$\langle q'_k \rangle = \left(\frac{\hbar}{2\omega_k \sqrt{L_1 L_2}}\right)^{1/2} B(z_k),$$

$$\langle p'_k \rangle = i\left(\frac{\hbar\omega_k \sqrt{L_1 L_2}}{2}\right)^{1/2} F(z_k), \quad (26)$$

$$\langle q_k'^2 \rangle = \frac{\hbar}{2} \frac{1}{\omega_k \sqrt{L_1 L_2}} [|A(\xi_k)|^2 (2n_k + 1) + B^2(z_k)], \quad (27)$$

$$\langle p_k'^2 \rangle = \frac{\hbar}{2} \omega_k \sqrt{L_1 L_2} [|E(\xi_k)|^2 (2n_k + 1) - F^2(z_k)]. \quad (28)$$

由(3)(4)和(26)–(28)式不难求得在平移压缩 Fock 态即(14)式下, 介观电容耦合电路中各个回路的电荷、电流的平均值和方均值分别为

$$\langle q_1 \rangle = \left(\frac{\hbar}{2L_1}\right)^{1/2} \left[\frac{1}{\sqrt{\omega_1}} B(z_1) \cos \frac{\varphi}{2} \right.$$

$$\left. + \frac{1}{\sqrt{\omega_2}} B(z_2) \sin \frac{\varphi}{2} \right], \quad (29)$$

$$\langle q_2 \rangle = \left(\frac{\hbar}{2L_2}\right)^{1/2} \left[\frac{-1}{\sqrt{\omega_1}} B(z_1) \sin \frac{\varphi}{2} + \frac{1}{\sqrt{\omega_2}} B(z_2) \cos \frac{\varphi}{2} \right], \quad (30)$$

$$\langle p_1 \rangle = i\left(\frac{\hbar L_1}{2}\right)^{1/2} \left[\sqrt{\omega_1} F(z_1) \cos \frac{\varphi}{2} + \sqrt{\omega_2} F(z_2) \sin \frac{\varphi}{2} \right], \quad (31)$$

$$\langle p_2 \rangle = i\left(\frac{\hbar L_2}{2}\right)^{1/2} \left[-\sqrt{\omega_1} F(z_1) \sin \frac{\varphi}{2} + \sqrt{\omega_2} F(z_2) \cos \frac{\varphi}{2} \right], \quad (32)$$

$$\langle q_1^2 \rangle = \frac{\hbar}{2} \frac{1}{L_1} \left\{ \frac{1}{\omega_1} [|A(\xi_1)|^2 (2n_1 + 1) + B^2(z_1)] \cdot \cos^2 \frac{\varphi}{2} + \frac{1}{\omega_2} [|A(\xi_2)|^2 (2n_2 + 1) + B^2(z_2)] \cdot \sin^2 \frac{\varphi}{2} + \frac{1}{\sqrt{\omega_1 \omega_2}} B(z_1) B(z_2) \sin \varphi \right\}, \quad (33)$$

$$\langle q_2^2 \rangle = \frac{\hbar}{2} \frac{1}{L_2} \left\{ \frac{1}{\omega_1} [|A(\xi_1)|^2 (2n_1 + 1) + B^2(z_1)] \cdot \sin^2 \frac{\varphi}{2} + \frac{1}{\omega_2} [|A(\xi_2)|^2 (2n_2 + 1) + B^2(z_2)] \cdot \cos^2 \frac{\varphi}{2} - \frac{1}{\sqrt{\omega_1 \omega_2}} B(z_1) B(z_2) \sin \varphi \right\}, \quad (34)$$

$$\langle p_1^2 \rangle = \frac{\hbar}{2} L_1 \left\{ \omega_1 [|E(\xi_1)|^2 (2n_1 + 1) - F^2(z_1)] \cdot \cos^2 \frac{\varphi}{2} + \omega_2 [|E(\xi_2)|^2 (2n_2 + 1) - F^2(z_2)] \cdot \sin^2 \frac{\varphi}{2} - \sqrt{\omega_1 \omega_2} F(z_1) F(z_2) \sin \varphi \right\}, \quad (35)$$

$$\langle p_2^2 \rangle = \frac{\hbar}{2} L_2 \left\{ \omega_1 [|E(\xi_1)|^2 (2n_1 + 1) - F^2(z_1)] \cdot \sin^2 \frac{\varphi}{2} + \omega_2 [|E(\xi_2)|^2 (2n_2 + 1) - F^2(z_2)] \cdot \cos^2 \frac{\varphi}{2} + \sqrt{\omega_1 \omega_2} F(z_1) F(z_2) \sin \varphi \right\}. \quad (36)$$

由(29)–(36)式可见, 在平移压缩 Fock 态下该电容耦合电路各回路中电荷、电流的平均值只依赖于两回路的器件参数和平移参量 z_k , 与压缩参量 ξ_k 无关, 而各回路中电荷、电流的方均值不仅依赖于两回路的器件参数和平移参量 z_k , 还依赖于压缩参量 ξ_k . 另外, 由(29)–(36)式不难得到在平移压缩 Fock 态下, 该电容耦合电路各回路中电荷、电流的量子涨落分别为

$$\langle (\Delta q_1)^2 \rangle = \frac{\hbar}{2} \frac{1}{L_1} \left[\frac{1}{\omega_1} |A(\xi_1)|^2 (2n_1 + 1) \cos^2 \frac{\varphi}{2} + \frac{1}{\omega_2} |A(\xi_2)|^2 (2n_2 + 1) \sin^2 \frac{\varphi}{2} \right], \quad (37)$$

$$\langle (\Delta q_2)^2 \rangle = \frac{\hbar}{2} \frac{1}{L_2} \left[\frac{1}{\omega_1} |A(\xi_1)|^2 (2n_1 + 1) \sin^2 \frac{\varphi}{2} + \frac{1}{\omega_2} |A(\xi_2)|^2 (2n_2 + 1) \cos^2 \frac{\varphi}{2} \right], \quad (38)$$

$$\langle (\Delta p_1)^2 \rangle = \frac{\hbar}{2} L_1 \left[\omega_1 |E(\xi_1)|^2 (2n_1 + 1) \cos^2 \frac{\varphi}{2} + \omega_2 |E(\xi_2)|^2 (2n_2 + 1) \sin^2 \frac{\varphi}{2} \right], \quad (39)$$

$$\langle (\Delta p_2)^2 \rangle = \frac{\hbar}{2} L_2 \left[\omega_1 |E(\xi_1)|^2 (2n_1 + 1) \sin^2 \frac{\varphi}{2} + \omega_2 |E(\xi_2)|^2 (2n_2 + 1) \cos^2 \frac{\varphi}{2} \right]. \quad (40)$$

由此可见,在平移压缩 Fock 态下该电容耦合电路各回路中电荷、电流的量子涨落只依赖于两回路的器件参数和压缩参量 ξ_k ,而与平移参量 z_k 无关.

特别地,在(14)式中当平移参量 z_k 、压缩参量 ξ_k 和 n_k 取某些特殊值时,由(37)–(40)式可得该电容耦合电路处于相应的特殊态时各回路中电荷、电流的量子涨落.例如,当 $z_k = 0$ 和 $n_k = 0$ (即在压缩真空态下)时,由(37)–(40)式可得这时在该电容耦合电路的各回路中电荷和电流的量子涨落分别为

$$\langle (\Delta q_1)^2 \rangle = \frac{\hbar}{2} \frac{1}{L_1} \left[\frac{1}{\omega_1} |A(\xi_1)|^2 \cos^2 \frac{\varphi}{2} + \frac{1}{\omega_2} |A(\xi_2)|^2 \sin^2 \frac{\varphi}{2} \right], \quad (41)$$

$$\langle (\Delta q_2)^2 \rangle = \frac{\hbar}{2} \frac{1}{L_2} \left[\frac{1}{\omega_1} |A(\xi_1)|^2 \sin^2 \frac{\varphi}{2} + \frac{1}{\omega_2} |A(\xi_2)|^2 \cos^2 \frac{\varphi}{2} \right], \quad (42)$$

$$\langle (\Delta p_1)^2 \rangle = \frac{\hbar}{2} L_1 \left[\omega_1 |E(\xi_1)|^2 \cos^2 \frac{\varphi}{2} + \omega_2 |E(\xi_2)|^2 \sin^2 \frac{\varphi}{2} \right], \quad (43)$$

$$\langle (\Delta p_2)^2 \rangle = \frac{\hbar}{2} L_2 \left[\omega_1 |E(\xi_1)|^2 \sin^2 \frac{\varphi}{2} + \omega_2 |E(\xi_2)|^2 \cos^2 \frac{\varphi}{2} \right]. \quad (44)$$

这些即为我们在文献 [11] 中所研究的在压缩真空态下介观电容耦合电路的量子涨落问题.当然这里需

要指出的是(41)–(44)式与文献 [11] 中所给出的结果在表示形式上有所不同,其原因在于,在文献 [11] 中选取了压缩真空态在 Fock 表象中的波函数表示形式,而这里未涉及其在具体表象中的表示形式.另外,在(37)–(40)式中当 z_k , ξ_k 和 n_k 分别取某些特定值例如:当 $z_k = 0$, 或 $n_k = 0$, 或 $\xi_k = 0$, 或 $\xi_k = 0$ 和 $n_k = 0$, 或 $z_k = 0$ 和 $\xi_k = 0$, 或 $z_k = 0$, $\xi_k = 0$ 和 $n_k = 0$ 时,不难得到在分别与之相应的压缩 Fock 态、压缩态、平移 Fock 态、相干态、Fock 态、真空态下该电容耦合电路各回路中电荷、电流的量子涨落.由此可见,在这些特殊态下该电容耦合电路的量子涨落问题只不过是我们所得普遍性结论 [即(37)–(40)式] 的某些特例而已.因此,与研究该电容耦合电路处于这些特殊态下的量子涨落相比,研究介观电容耦合电路处于平移压缩 Fock 态下的量子涨落问题具有更广泛的普遍性.

3 结 论

本文考察了在平移压缩 Fock 态下介观电容耦合电路中每个回路的电荷、电流的量子涨落.结果表明,在平移压缩 Fock 态下该电容耦合电路各回路中电荷、电流的平均值只依赖于两回路的器件参数和压缩参量,与压缩参量无关;各回路中电荷、电流的方均值不仅依赖于两回路的器件参数和压缩参量,还与压缩参量有关;而每个回路中电荷、电流的量子涨落只依赖于两回路的器件参数和压缩参量,与平移参量无关.研究在压缩真空态、压缩 Fock 态、压缩态、平移 Fock 态、相干态、Fock 态和真空态下该电容耦合电路各回路中电荷、电流的量子涨落问题,均可视为本文所得普遍性结论的某些特例.因此,研究介观电容耦合电路处于平移压缩 Fock 态下的量子涨落问题更具有普遍性.我们认为,在平移压缩 Fock 态下这种量子效应在其他的介观电路中将会普遍存在,值得人们深入研究.可以相信,研究一些介观电路在平移压缩 Fock 态的量子效应,对于人们进一步设计微小电路、压低噪声影响将会具有一定的实践意义.

- [1] W. H. Zurek, *Physics Today*, **44**(1991) 36.
- [2] A. O. Caldeira, A. J. Leggett, *Phys. Rev. Lett.*, **46**(1981), 211.
- [3] A. O. Caldeira, A. J. Leggett, *Ann. Phys.*, **149**(1983), 374.
- [4] C. P. Sun, *Phys. Rev.*, **A48**(1993) 898.

- [5] C. P. Sun ,L. H. Yu ,*Phys. Rev.* , **A51**(1995) ,1845.
- [6] W. H. Louisell ,*Quantum Statistical Properties of Radiation* (John Wiley ,New York ,1973).
- [7] M. Büttiker ,*Phys. Lett.* , **A180**(1993) ,364.
- [8] F. A. Buot ,*Phys. Rep.* , **234**(1993) ,73.
- [9] Y. Makhlin ,G. Schon ,A. Shnirman ,*Nature* , **398**(1999) ,305.
- [10] B. Chen ,Y. Q. Li *et al.* ,*Chinese Science Bulletin* , **41**(1996) , 1084.
- [11] J. S. Wang *et al.* ,*Acta Physica Sinica* , **47**(1998) ,1187(in Chinese) 王继锁等 *物理学报* , **47**(1998) ,1187 .
- [12] Z. X. Yu ,D. X. Zhang *et al.* ,*Int. J. Theor. Phys.* , **36**(1997) , 1965.
- [13] G. A. Yu ,Z. X. Yu *et al.* ,*Commun. Theor. Phys.* , **30**(1998) , 297.
- [14] X. G. Wang *et al.* ,*Chin. Phys. Lett.* , **17**(2000) ,171.
- [15] K. B. Møller ,T. G. Jørgensen ,J. P. Dahl ,*Phys. Rev.* , **A54** (1996) ,5378.
- [16] S. Szabo ,P. Adam ,J. Janszky ,P. Domokos ,*Phys. Rev.* , **A53** (1996) ,2698.
- [17] M. M. Nieto ,*Phys. Lett.* , **A229**(1997) ,135.

QUANTUM FLUCTUATIONS OF A MESOSCOPIC CAPACITANCE COUPLING CIRCUITS IN A DISPLACED SQUEEZED FOCK STATE^{*}

WANG JI-SUO^{1,2,3)} LIU TANG-KUN^{1,2,4)} ZHAN MING-SHENG¹⁾

¹⁾ *State Key Laboratory of Magnetic Resonance and Atomic and Molecular Physics ,*

Wuhan Institute of Physics and Mathematics ,Chinese Academy of Sciences ,Wuhan 430071 ,China)

²⁾ *Laser Spectroscopy Laboratory ,Anhui Institute of Optics and Fine Mechanics ,Chinese Academy of Sciences ,Hefei 230031 ,China)*

³⁾ *Department of Physics ,Liaocheng Teachers University ,Liaocheng 252059 ,China)*

⁴⁾ *Department of Physics ,Hubei Normal University ,Huangshi 435002 ,China)*

(Received 11 May 2000)

ABSTRACT

Starting from the classical equation of motion for a mesoscopic capacitance coupling circuits ,the quantum fluctuations of charge and current of the circuits in a displaced squeezed Fock state are investigated. It is found that the quantum fluctuations of charge and current in each component circuit depend on the device of the two loop circuits and squeezing parameters ,while the fluctuation does not depend on displacement parameters.

Keywords : mesoscopic circuit , capacitance coupling , displaced squeezed Fock state , quantum fluctuation

PACC : 7335 , 0365

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China(Grant Nos. 19774069 and 19734006) ,and the Natural Science Foundation of Shandong Province ,China(Grant No. Q99A03).