

交流源作用下介观 RLC 电路系统 量子态随时间的演化*

刘 清¹⁾²⁾ 邹 丹¹⁾ 嵇英华^{1)†}

1) 江西师范大学物理与通信电子学院, 南昌 330022)

2) 井冈山学院物理系, 吉安 343009)

(2005 年 6 月 14 日收到, 2005 年 10 月 10 日收到修改稿)

根据量子不变量理论, 同时考虑介观电容器极板间电子波函数的耦合作用和电路的耗散, 研究介观 RLC 电路系统在交流电流源作用下动力学的演化过程, 并且得到描述系统量子态随时间的演化算符. 进一步的分析结果表明, 介观 RLC 电路系统的波函数将由任意的初态演化到一般的压缩态.

关键词: 介观 RLC 电路, 交变电源, 不变量理论, 时间演化算符

PACC: 0365, 7335

1. 引 言

对各种量子态的操纵不仅在验证量子力学基本原理方面有重要的意义, 而且在其他相关的领域也发挥着重要的作用, 尤其在量子信息领域更起着举足轻重的作用. 如在量子通信、量子计算机和量子隐形传态中, 量子态是信息的载体. 量子信息加工处理归根到底是对量子态的操纵过程, 因而人们提出了许多制备量子态的方法. 例如, 在数态上作用压缩算子得到压缩数态、在相干态上作用得到压缩相干态, 还可以得到压缩热态、压缩克尔态等等. 近年来, 随着对纳米器件研究的深入, 人们对可作为量子位或量子逻辑门的有关纳米电子器件以及介观量子线路中的有关电荷与电流的非经典量子效应等问题产生了浓厚的研究兴趣^[1-15], 同时, 人们对用电子学方法制备量子态也产生了浓厚的兴趣^[6-18]. 现有的研究成果业已表明: 若不考虑介观电容器极板间电子波函数的耦合效应, 在时变外源作用下, 电路参数不变的非耗散介观 LC 电路将由初始的真空态演化到相干态. 文献 [19] 研究了电路参数作阶跃函数变化的介观 LC 电路量子态的变化, 研究结果表明: 通过保持非耗散介观 LC 电路的固有频率不变, 而使电路

参数作阶跃函数变化, 就可将介观 LC 电路由初始的真空态经相干态而演化到压缩相干态; 由此进一步分别制备出电荷与电流的压缩最小测不准态; 通过控制电感参数的改变, 可使电荷(电流)的量子涨落呈现出压缩与反压缩效应^[20]. 近几年来, 许多文献研究了有耗散介观 LC 的量子效应, 得到了有益的结论. 但大多只考虑了无外加电源或者有直流电源的作用, 同时忽略了电容器极板间电子波函数的相干叠加效应. 考虑到在实际的介观电路系统中, 不仅耗散是客观存在的, 而且在信息处理中一般是通过交流电源来实现, 因而在本文中我们研究交流电源作用下的介观 RLC 电路量子态的演化.

2. 哈密顿量

我们基于以下三个方面来考虑建立介观 RLC 电路模型. 一是在纳米尺度下, 电容器件极板间的尺寸达到电子波函数的相位相干长度, 因而要考虑电子在电容器件极板间输运时发生的耦合效应. 二是介观电路中电阻总是存在的, 所以实际电路的耗散也必须考虑进来. 三是信息的传输和处理一般是通过交流电源来实现, 因而我们要考虑交流电流源对介观电路作用. 基于以上考虑, 我们得到如下描述的

* 江西省教育厅科学技术研究基金(批准号 200592)和江西省光电子与通信重点实验室基金(批准号 2004006)资助的课题.

† E-mail: jxsdjyh@sohu.com

介观 RLC 并联电路的拉格朗日函数^[21] :

$$L(\phi, \dot{\phi}, t) = \left[\frac{1}{2} C \dot{\phi}^2 - \left(\frac{1}{2} L + \frac{1}{2} E_J e^2 \right) \phi^2 - \phi I_s \right] \exp(\mu t), \quad (1)$$

$$I_s = I_m \cos \omega_{\text{ex}} t, \quad (2)$$

式中, L, C 分别为系统的电感与电容, ϕ 为电感上的

的磁通量, $\mu = (RC)^{-1}$, $\frac{1}{2} E_J e^2 \phi^2$ 为极板间耦合能

量项 $E_J(1 - \cos \theta)$ 取二级近似的结果^[22-23], E_J 为约

瑟夫森耦合能量常数项, I_s 为外加交流电流源,

I_m 为电流峰值, ω_{ex} 是外加电流源的频率. 系统的机

械动量为 $p = C\dot{\phi}$, 其中 p 代表电容上的电荷. 由拉格朗日函数可以得到系统的运动方程

$$C\ddot{\phi} + \frac{1}{R}\dot{\phi} + \left(\frac{1}{L} + E_J e^2 \right) \phi = I_s. \quad (3)$$

系统的正则动量为

$$P = \frac{\partial L}{\partial \dot{\phi}} = C\dot{\phi} \exp(\mu t) = p \exp(\mu t). \quad (4)$$

系统的哈密顿量可以由方程

$$H = \frac{\partial L}{\partial \dot{\phi}} \dot{\phi} - L$$

得到,

$$H = \frac{P^2}{2C} \exp(-\mu t) + \left[\frac{\phi^2}{2L} + \frac{E_J e^2}{2} \phi^2 + \phi I_s(t) \right] \exp(\mu t). \quad (5)$$

根据正则量子化的方法, 我们将 P, ϕ 看作算符, 且 P, ϕ 满足正则对易关系 $[\phi, P] = i\hbar$. 进一步引入产生算符和湮没算符 ($\hbar = 1$),

$$\phi = \sqrt{\frac{1}{2C\omega}} (a^+ + a), \quad (6)$$

$$P = i\sqrt{\frac{C\omega}{2}} (a^+ - a). \quad (7)$$

方程(5)可表示为

$$H(t) = \omega \cosh(\mu t) \left(a^+ a + \frac{1}{2} \right) + \frac{\omega}{2} \sinh(\mu t) (a^{+2} + a^2) + \kappa(t) (a^+ + a). \quad (8)$$

这里,

$$\kappa(t) = \frac{I_m \cos(\omega_{\text{ex}} t)}{\sqrt{2C\omega}} \exp(\mu t),$$

$$\omega^2 = \frac{1}{LC} + \frac{E_J e^2}{2C}.$$

设描述系统量子态的波函数为 $|\Psi(t)\rangle$, 满足如下

薛定谔方程:

$$i \frac{\partial}{\partial t} |\Psi(t)\rangle = \hat{H}(t) |\Psi(t)\rangle. \quad (9)$$

方程(9)是一个含时薛定谔方程. 求解含时薛定谔方程的方法有规范变换^[24]、(尝试波函数)相干态^[25]、路径积分^[26]和量子不变量理论^[27]. 本文中我们用量子不变量理论方法来研究介观 RLC 电路系统量子态随时间的演化.

3. 厄米不变量

根据不变量理论, 为了求解含时薛定谔方程(9), 可先寻找一厄米不变量 $\hat{A}(t)$, $\hat{A}(t)$ 满足如下方程:

$$\frac{d\hat{A}}{dt} \equiv \frac{\partial \hat{A}(t)}{\partial t} + \frac{1}{i} [\hat{A}(t), \hat{H}(t)] = 0. \quad (10)$$

根据 Lewis 和 Riesenfeld (LR) 厄米不变算符理论^[28-29], 一般而言, 厄米不变算符 $\hat{A}(t)$ 的本征态 $|z, r, n\rangle$ 不满足含时薛定谔方程, 但若是对其进行一个相位因子修正, 波函数 $\exp(i\alpha_n) |z, r, n\rangle$ 便能够满足含时薛定谔方程, 其中相位因子由下式确定:

$$\alpha = \int_0^t \langle z, r, n | \left(i \frac{\partial}{\partial t'} - \hat{H}(t') \right) | z, r, n \rangle dt'. \quad (11)$$

系统的态函数 $|\Psi(t)\rangle$ 为

$$|\Psi(t)\rangle = \sum_n C_n \exp(i\alpha_n) |z, r, n\rangle, \quad (12)$$

式中的展开系数 C_n 与时间无关. 根据 LR 厄米不变算符理论, 我们构造如下算符:

$$\hat{A}(t) = D[\alpha(t)] S[r(t)] \hat{k}_0 S^+[r(t)] D^+[\alpha(t)], \quad (13)$$

式中,

$$\hat{k}_0 = a^+ a + \frac{1}{2},$$

$$\alpha(t) = \eta_1(t) \exp[i\theta_1(t)],$$

$$r(t) = \eta_2(t) \exp[i\theta_2(t)],$$

$$D[\alpha(t)] = \exp(z\hat{a}^+ - z^*a),$$

$$S[r(t)] = \exp\left(\frac{r^*}{2} a^2 - \frac{r}{2} a^{+2}\right).$$

这里的 $D(z)$ 和 $S(r)$ 分别代表平移算符和压缩算符. 利用如下算符关系:

$$D(z) a D^+(z) = a - z,$$

$$D(z) a^+ D^+(z) = a^+ - z^*,$$

$$S(r) a S^+(r) = a \cosh \eta_2 + a^+ \sinh \eta_2 \exp[i\theta_2(t)],$$

$$\begin{aligned} & \mathcal{S}(r)a^+ S^+(r) \\ & = a^+ \cosh \eta_2 + a \sinh \eta_2 \exp[-i\theta_2(t)], \end{aligned}$$

可以将算符 $\hat{A}(t)$ 改写为

$$\begin{aligned} \hat{A}(t) & = \hat{k}_0 \cosh 2\eta_2 + \frac{\sinh 2\eta_2}{2} a^{+2} \exp(i\theta_2) \\ & + \frac{\sinh 2r}{2} a^2 \exp(-i\theta_2) \\ & - \mathcal{f}(t)a^+ - \mathcal{f}^*(t)a + \mathcal{h}(t), \end{aligned} \quad (14)$$

式中,

$$\mathcal{f}(t) = \mathcal{z}(t) \cosh 2\eta_2 + z^*(r) \sinh 2\eta_2 \exp(i\theta_2),$$

$$\mathcal{h}(t) = z^* \mathcal{z} [\cosh 2\eta_2 + \sinh 2\eta_2 \cos(2\theta_1 - \theta_2)].$$

将方程(8)和(14)代入方程(10),可以证明当参数 $\mathcal{z}(t)$ 和 $r(t)$ 满足如下微分方程组时算符 $\hat{A}(t)$ 是一个量子不变量:

$$\frac{d\eta_2}{dt} = -\omega \tanh 2\eta_2 \sin \theta_2 \sin \mu t, \quad (15)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\theta_2}{dt} & = \omega \cosh \mu t - i\omega \sin \theta_2 \sinh \mu t \\ & - \omega \cot 2\eta_2 \sinh \mu t \exp(-i\theta_2), \end{aligned} \quad (16)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\mathcal{f}}{dt} & = [\mathcal{K}(t) \sinh 2\eta_2 \exp(i\theta_2) - \mathcal{K}(t) \cosh 2\eta_2 \\ & - f\omega \cosh \mu t + \omega f^* \sinh \mu t], \end{aligned} \quad (17)$$

$$\frac{dh}{dt} = \mathcal{K} \mathcal{f}^* - \mathcal{K} f. \quad (18)$$

令 $|n\rangle$ 为算符 \hat{k}_0 的本征态,则不变量 $\hat{A}(t)$ 的本征态为 $D[\mathcal{z}(t)]S[r(t)]|n\rangle$, 即

$$|z, r, n\rangle = D(z)S(r)|n\rangle. \quad (19)$$

因而有外源作用的介观 RLC 电路体系的量子态为

$$|\Psi(t)\rangle = D[\mathcal{z}(t)]S[r(t)] \sum_n C_n \exp(i\alpha_n) |n\rangle, \quad (20)$$

式中 C_n 为与时间无关的系数, α_n 为相位。(20)式表明, $|\Psi(t)\rangle$ 可表为不变量 $\hat{A}(t)$ 的本征态的相干叠加. 并且, 由(20)式可以明显看出, 系统的波函数 $|\Psi(t)\rangle$ 中有平移算符 $D(z)$ 和压缩算符 $S(r)$, 所以随着时间的演变系统的态 $|\Psi(t)\rangle$ 将演化到广义上的压缩态.

相位 α_n 可分成两部分, 即

$$\alpha_n = r_n + \beta_n, \quad (21)$$

式中 r_n 为 LR 几何相位, 具有参数空间中的几何特征, 描述了系统的整体性或几何性, 其值依赖于路径或中间态, 即不只依赖于系统的初态和末态, 而 β_n 为动力学相位, 描述系统的量子态随时间的演化. r_n 和 β_n 分别为

$$r_n = \int_0^t \mathcal{z}(r, n) |i \frac{\partial}{\partial t'}|z, r, n\rangle dt', \quad (22)$$

$$\beta_n = - \int_0^t \mathcal{z}(r, n) |\hat{H}(t')|z, r, n\rangle dt'. \quad (23)$$

利用如下算符关系:

$$D[\mathcal{z}(t)] = \exp[\mathcal{z}\hat{a}^+] \exp[-z^*\hat{a}] \exp\left[-\frac{1}{2}zz^*\right],$$

$$\begin{aligned} S[r(t)] & = \exp\left[-\frac{1}{2}\exp(i\theta_2) \tanh(\eta_2) \hat{a}^{+2}\right] \\ & \times \exp[-\ln(\cosh \eta_2) \hat{k}_0] \\ & \times \exp\left[\frac{1}{2}\exp(-i\theta_2) \tanh(\eta_2) \hat{a}^2\right], \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} D[\mathcal{z}(t)] & = a^+ D \frac{dz}{dt} - D[\mathcal{z}(t)] a \frac{dz^*}{dt} \\ & - \frac{1}{2} \left(z \frac{dz^*}{dt} - z^* \frac{dz}{dt} \right) D[\mathcal{z}(t)], \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} S[r(t)] & = -\frac{a^2}{2} S \left(i \exp(i\theta_2) \tanh \eta_2 \frac{d\theta_2}{dt} \right. \\ & \left. + \exp(i\theta_2) \operatorname{sech}^2 \eta_2 \frac{d\eta_2}{dt} \right) \\ & + (\hat{k}_0 S + a^{+2} \exp(i\theta_2) \tanh \eta_2 S) \\ & \times \left(-\tanh \eta_2 \frac{d\eta_2}{dt} \right) \\ & + S \frac{a^2}{2} \frac{\mathcal{K} \exp(-i\theta_2) \tanh \eta_2}{dt}, \end{aligned}$$

可以得到

$$\begin{aligned} r_n & = \int_0^t \frac{i}{2} \left(z^* \frac{dz}{dt'} - z \frac{dz^*}{dt'} \right) dt' \\ & - k_n \int_0^t \left(\sinh^2 \eta_2 \frac{d\theta_2}{dt'} \right) dt', \end{aligned} \quad (24)$$

$$\begin{aligned} \beta_n & = -k_n \int_0^t \left[\omega \cosh \mu t \cosh 2\eta_2 \right. \\ & \left. - \omega \sinh \mu t \sinh 2\eta_2 \cos \theta_2 \right] dt' \\ & - \int_0^t m(t') dt', \end{aligned} \quad (25)$$

式中

$$\begin{aligned} m(t) & = \omega z^* z \cosh \mu t + \frac{\omega}{2} \sinh \mu t (z^{*2} + z^2) \\ & + \mathcal{K}(z^* + z). \end{aligned}$$

4. 压缩效应

方程(21)可以改写为

$$\bar{\alpha}_n = -\xi(t)k_n + \delta(t), \quad (26)$$

式中,

$$\xi(t) = \int_0^t \left[\sinh^2 \eta_2 \frac{d\theta_2}{dt'} + \omega \cosh \mu t \cosh \eta_2 - \omega \sinh \mu t \sinh \eta_2 \cos \theta_2 \right] dt', \quad (27)$$

$$\delta(t) = \int_0^t \frac{i}{2} \left(z^* \frac{dz}{dt'} - z \frac{dz^*}{dt'} \right) - m(t') dt'. \quad (28)$$

由(20)式得到

$$|\Psi(t)\rangle = D[\alpha(t)]S[\tau(t)]\exp(i\delta(t)) \times \sum_n C_n \exp[-i\xi(t)\hat{k}_0] |n\rangle.$$

当 $t=0$ 时,

$$|\Psi(0)\rangle = D[\alpha(0)]S[\tau(0)] \sum_n C_n |n\rangle,$$

$$\sum_n C_n |n\rangle = S^\dagger[\tau(0)]D^\dagger[\alpha(0)]|\Psi(0)\rangle.$$

因而介观电路系统的波函数可写为

$$|\Psi(t)\rangle = \exp(i\delta)D[\alpha(t)]S[\tau(t)]\exp(-i\delta\hat{k}_0) \times S^\dagger[\tau(0)]D^\dagger[\alpha(0)]|\Psi(0)\rangle. \quad (29)$$

相应的时间演化算符 $\hat{U}(t)$ 为

$$\hat{U}(t) = \exp[i\delta(t)]D[\alpha(t)]S[\tau(t)] \times \exp[-i\xi(t)\hat{k}_0]S^\dagger[\tau(0)]D^\dagger[\alpha(0)], \quad (30)$$

且

$$\hat{U}^\dagger(t) = \exp[-i\delta(t)]D^\dagger[\alpha(0)]S^\dagger[\tau(0)] \times \exp[i\xi(t)\hat{k}_0]S[\tau(t)]D^\dagger[\alpha(t)].$$

在海森伯绘景中玻色产生和湮没算符的时间演化为

$$\hat{a}(t) = U^\dagger(t)aU(t) = af_1(t) + a^\dagger f_2(t) + f_3(t), \quad (31)$$

$$\hat{a}^\dagger(t) = U^\dagger(t)a^\dagger U(t) = a^\dagger f_1^*(t) + af_2^*(t) + f_3^*(t), \quad (32)$$

式中,

$$f_1(t) = \cosh \eta_2(0) \cosh \eta_2 \exp(-i\xi) - \sinh \eta_2(0) \sinh \eta_2 \exp[i(\xi + \theta_2 - \theta_2(0))],$$

$$f_2(t) = \sinh \eta_2(0) \cosh \eta_2 \exp[-i(\xi - \theta_2(0))] - \cosh \eta_2(0) \sinh \eta_2 \exp[i(\xi + \theta_2)],$$

$$f_3(t) = z - z^*(0)f_2 - \alpha(0)f_1.$$

设系统的初态为相干态 $|\alpha\rangle$, 则任一时刻系统的量子态为

$$|\Psi(t)\rangle = U(t)|\alpha\rangle. \quad (33)$$

不难得到在 $|\Psi(t)\rangle$ 下, 磁通量 ϕ 和电荷 P 的量子涨落为

$$\begin{aligned} (\Delta\phi)^2 &= \frac{1}{4C\omega} [\cosh^2 \eta_2(0) \cosh 2\eta_2 + \sinh^2 \eta_2(0) \cosh 2\eta_2 \\ &\quad - \sinh 2\eta_2(0) \sinh 2\eta_2 \cos(2\xi + \theta_2 - \theta_2(0)) \\ &\quad + \sinh 2\eta_2(0) \cosh^2 \eta_2 \cos(2\xi - \theta_2(0)) \\ &\quad - \cosh 2\eta_2(0) \sinh 2\eta_2 \cos \theta_2 + \sinh 2\eta_2(0) \\ &\quad \times \sinh^2 \eta_2 \cos(2\xi + 2\theta_2 - \theta_2(0))], \quad (34) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} (\Delta P)^2 &= \frac{C\omega}{4} [\cosh^2 \eta_2(0) \cosh 2\eta_2 + \sinh^2 \eta_2(0) \cosh 2\eta_2 \\ &\quad - \sinh 2\eta_2(0) \sinh 2\eta_2 \cos(2\xi + \theta_2 - \theta_2(0)) \\ &\quad - \sinh 2\eta_2(0) \cosh^2 \eta_2 \cos(2\xi - \theta_2(0)) \\ &\quad + \cosh 2\eta_2(0) \sinh 2\eta_2 \cos \theta_2 - \sinh 2\eta_2(0) \\ &\quad \times \sinh^2 \eta_2 \cos(2\xi + 2\theta_2 - \theta_2(0))]. \quad (35) \end{aligned}$$

由(34)和(35)式可以知道, 适当调节变量 η_2 和 θ_2 就可以得到在分量 ϕ 或者 P 上更小的量子涨落, 这就说明分量 ϕ 或者 P 存在压缩效应, 同时也说明介观电路系统的态处于一个压缩态. 从图1可以清楚地看到压缩效应的存在. 图1是在初始时刻 $\eta_2(0)=0$ 情况下, 分量 ϕ 和 P 的量子涨落随着变量 η_2 和 θ_2 在时间上的演变, 此时表达式为

$$\begin{aligned} (\Delta\phi)^2 &= \frac{1}{4C\omega} [\exp(2\eta_2) (1 - \cos \theta_2) \\ &\quad + \exp(-2\eta_2) (1 + \cos \theta_2)], \quad (36) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} (\Delta P)^2 &= \frac{C\omega}{4} [\exp(2\eta_2) (1 + \cos \theta_2) \\ &\quad + \exp(-2\eta_2) (1 - \cos \theta_2)]. \quad (37) \end{aligned}$$

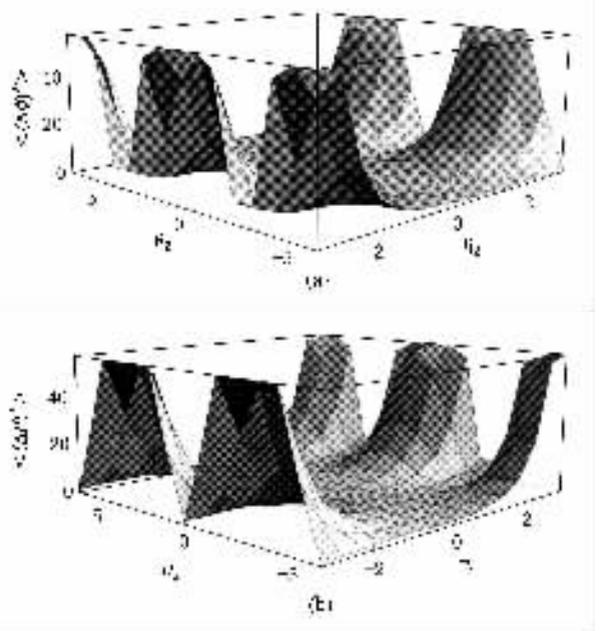


图1 磁通量和电荷的涨落随变量 η_2 和 θ_2 的变化
(a) $(\Delta\phi)^2$ (b) $(\Delta P)^2$

图 1 中塌陷的地方说明了压缩效应的存在,并且比较图 1(a)(b)可发现是在分量 ϕ 和 P 上交替压缩.

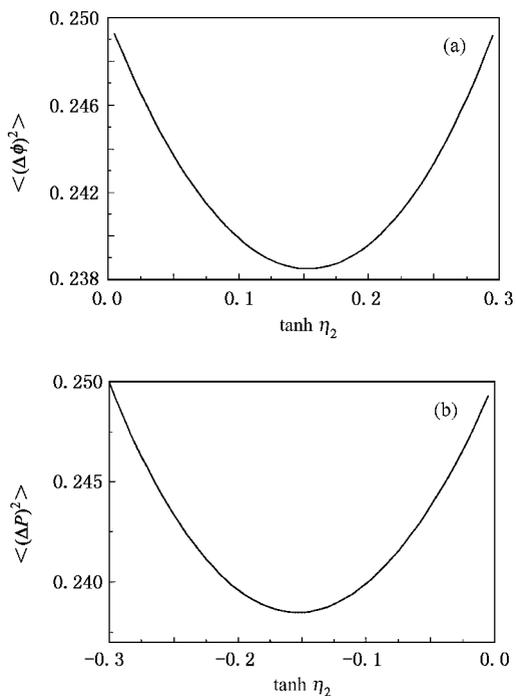


图 2 磁通量和电荷的涨落随变量 $\tanh\eta_2$ 的变化
(a) $\langle(\Delta\phi)^2\rangle$ (b) $\langle(\Delta P)^2\rangle$

图 2 是在条件 $\eta_2(0) = 0, C = 1, \omega = 1, \cos\theta_2 = 0.3$ 情况下,分量 ϕ 和 P 的量子涨落随 $\tanh\eta_2$ 变化的时间演化图,从图 2(a)中可以看出,当 $\tanh\eta_2 < 0.3 = \cos\theta_2$ 时 $\langle(\Delta\phi)^2\rangle$ 的取值小于 0.25,说明分量 ϕ 上有压缩效应,同样从图 2(b)中可以看出,当 $\tanh\eta_2 > -0.3 = -\cos\theta_2$ 时 $\langle(\Delta P)^2\rangle$ 的取值小于 0.25,说明分量 P 上有压缩效应.

5. 结 论

由(30)式可知,演化算符中不仅有平移算符,而且含有压缩算符,表明随着时间的演化介观电路系统会处于广义压缩态,即磁通量 ϕ 和广义动量 P 之间有压缩效应.从描述介观电路系统的哈密顿量(5)式可知,这种压缩效应的来源有两个:一是介观电容器两极板间电子波函数的相干叠加所引起的非线性效应,二是来自介观电路体系的耗散作用.而且压缩效应与外加电源无关,是来源于介观电路系统本身的量子特性.本文的结论有利于介观电路的设计和 研究.

[1] Louisell W H 1973 *Quantum Statistical Properties of Radiation* (New York :John Wiley) Chap 4
[2] Wang Z C 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 1230 (in Chinese) [王忠纯 2003 物理学报 **52** 1230]
[3] Yu G A , Yu Z X , Liu Y H 1998 *Commun. Theor. Phys.* (Beijing) **30** 297
[4] Luo H M , Ji Y H , Liu J 2004 *J. Mod. Phys.* B **18** 1217
[5] Ji Y H 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 692 (in Chinese) [嵇英华 2003 物理学报 **52** 692]
[6] Ji Y H , Nie Y Y , Le J X *et al* 2002 *Commun. Theor. Phys.* (Beijing) **37** 346
[7] Lei M S , Ji Y H , Xie F S 2001 *Chin. Phys. Lett.* **18** 163
[8] Wang X G , Pan S H 2000 *Chin. Phys. Lett.* **17** 171
[9] Chen B , Li Y Q , Fang H *et al* 1995 *Phys. Lett. A* **205** 121
[10] Fukuo T , Ograwa T , Nakamura K 1996 *Phys. Rev. A* **57** 1367
[11] Wang J S , Liu T K , Zhan M S 2000 *Chin. Phys. Lett.* **17** 528
[12] Gu Y J 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 965 (in Chinese) [顾永建 2000 物理学报 **49** 965]
[13] Wang Z Q 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 1808 (in Chinese) [汪仲清 2002 物理学报 **51** 1808]
[14] Fan H Y , Liang X T 2000 *Chin. Phys. Lett.* **17** 174
[15] Ji Y H , Lei M S , Ouyang C Y 2002 *Chin. Phys.* **11** 163

[16] Liang X T , Fan H Y 2001 *Chin. Phys.* **10** 486
[17] Vogel K , Akulin V M , Schleich W P 1993 *Phys. Rev. Lett.* **71** 1816
[18] Ji Y H , Luo H M , Ye Z Q *et al* 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 2534 (in Chinese) [嵇英华、罗海梅、叶志清等 2004 物理学报 **53** 2534]
[19] Ji Y H , Lei M S , Xie F S *et al* 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 1163 (in Chinese) [嵇英华、雷敏生、谢芳森等 2001 物理学报 **50** 1163]
[20] Ji Y H , Le J X , Lei M S 2001 *Acta Photon. Sin.* **30** 1504 (in Chinese) [嵇英华、乐建新、雷敏生 2001 光子学报 **30** 1504]
[21] Oh H G , Lee H R , Thomas F G 1989 *Phys. Rev. A* **39** 5515
[22] Vourdas A , Spiller T P 1997 *Z. Phys. B* **102** 43
[23] Shao B , Zou J 1999 *Phys. Rev. B* **60** 9714
[24] Xu X W , Liu S D , Ren T Q 1999 *Acta Phys. Sin.* **48** 1601 (in Chinese) [徐秀玮、柳盛典、任廷琦 1999 物理学报 **48** 1601]
[25] Liu Y F , Lei Y A , Zeng J Y 2000 *Sci. China A* **30** 338 (in Chinese) [刘宇峰、雷奕安、曾谨言 2000 中国科学 A **30** 338]
[26] Lin R L , Feng J F 1998 *Acta Phys. Sin.* **47** 1953 (in Chinese) [凌瑞良、冯金福 1998 物理学报 **47** 1953]
[27] Dang L F 1998 *Acta Phys. Sin.* **47** 1071 (in Chinese) [党兰芬 1998 物理学报 **47** 1071]
[28] Lewis H R 1968 *J. Math. Phys.* **9** 1976
[29] Lewis H R , Riesenfeld W B 1969 *J. Math. Phys.* **10** 1458

Time evolution of mesoscopic RLC circuit driven by an alternating current source^{*}

Liu Qing^{1,2)} Zou Dan¹⁾ Ji Ying-Hua^{1)†}

1) X College of Physics and Communication Electronics, Jiangxi Normal University, Nanchang 330022, China)

2) X Department of Physics, Jinggangshan College, Ji'an 343009, China)

(Received 14 June 2005 ; revised manuscript received 10 October 2005)

Abstract

According to the LR invariant theory, the mesoscopic RLC circuit driven by a alternating current source was discussed. The mutual coupling of electron wave functions between the two plates of capacitor and the resistance of the circuit were taken into account. In our conclusion, the quantum states which dominate the dynamic property of the system and the time evolution operator of the mesoscopic circuit were obtained. The wave function of the mesoscopic RLC system will evolve from an arbitrary initial state to a generalized squeezed state.

Keywords : mesoscopic RLC circuit, alternating current source, invariant theory, time evolution operator

PACC : 0365, 7335

^{*} Project supported by the Science and Technology Research Foundation of the Education Department of Jiangxi Province, China (Grant No. 200592) and the Foundation of Key Laboratory of Optoelectronics and Telecommunication of Jiangxi Province, China (Grant No. 2004006).

[†] E-mail : jxsdjyh@sohu.com