第 54 卷 第 5 期 2005 年 5 月
1000-3290/2005/54(05)/2291-05

物 理 学 报
ACTA PHYSICA SINICA

Vol.54,No.5,May,2005


# 热克尔态下介观 $LC$ 电路的量子涨落*

阮 文[1)2)] 雷敏生[1)†] 嵇英华[1)] 谢安东[2)]

[1)](江西师范大学物理系,南昌 330027)

[2)](井冈山师范学院物理系,吉安 343009)

(2004 年 4 月 7 日收到;2004 年 8 月 26 日收到修改稿)

基于介观电容可看作介观隧道结的物理事实,利用旋波近似方法,对介观 $LC$ 电路进行量子化处理,量子化后介观 $LC$ 电路系统等效为一个克尔系统.再利用热场动力学理论方法研究了介观 $LC$ 电路在有限温度时热克尔态下电荷和磁通的量子涨落,并对结果进行了讨论.

**关键词**:介观 $LC$ 电路,热克尔态,量子涨落

**PACC**:7335,0365

## 1. 引 言

随着纳米技术和纳米电子学的发展,电路及器件的小型化趋势越来越强烈,近年来已经达到了原子尺度.众所周知,当电子的输运尺度达到单电子波函数的相位相干关联长度时,必须考虑电路及器件的量子效应.研究这种宏观的量子效应有助于集成电路、量子计算机和量子信息传输的设计和应用.因此,介观电路的量子效应越来越引起人们的广泛关注,并且已经做了大量的研究工作[1—8].但是,这些研究绝大多数仅限于零温状态下而且是没有考虑介观电路中介观器件的量子效应的情况.本文将介观电容看作为介观隧道结,根据电子波函数在电容极板间由于相位相干而出现弱耦合效应这一特点,对介观电路进行了量子化.考虑到实际电路所处的环境温度一般不为零.利用热场动力学理论[9—11]对介观电路中电荷及磁通的量子涨落进行了研究.

## 2. 介观 $LC$ 电路量子化处理的有关结论

考虑介观电容的弱耦合特性,将介观电容看作一个介观隧道结,其隧道电流为[12]

$$I = I_c \sin\theta, \tag{1}$$

$\theta$ 为电子波函数在隧道结两极板间的相位差,并有

$$\frac{d\theta}{dt} = \frac{eV}{\hbar}, \tag{2}$$

$V$ 为电容两极板间的电压.并由基尔霍夫定律和法拉第定律可知,$\theta$ 和磁通 $P$ 之间的关系为

$$\theta = \frac{eP}{\hbar}, \tag{3}$$

由于电子波函数在电容极板间发生相干耦合现象将导致电容耦合能[13]的出现,而这一耦合能可采用隧穿电流通过电容做功来计算,即

$$dA(\theta) = -IVdt = -I_c V\sin\theta dt, \tag{4}$$

将(2)式代入(4)式并积分可得

$$A(\theta) = E_J(1-\cos\theta), \tag{5}$$

其中 $E_J = \frac{\hbar I_c}{e}$ 定义为耦合常数.

因此考虑了电容耦合能后可得介观无源 $LC$ 电路的哈密顿量

$$H = \frac{q^2}{2C} + \frac{P^2}{2L} + E_J(1-\cos\theta), \tag{6}$$

将$(1-\cos\theta)$展开并取至四阶近似项,得

$$H = \frac{q^2}{2C} + \frac{P^2}{2L'} - \frac{E_J}{4!}\left(\frac{e}{\hbar}\right)^4 P^4, \tag{7}$$

其中 $L' = L/(1+\lambda)$,$\lambda = E_J\frac{e^2}{\hbar^2}L$.

引进产生和湮没算符

$$\hat{a}^+ = \sqrt{\frac{L'\omega_1}{2\hbar}}\left(\hat{q} - \mathrm{i}\frac{1}{L'\omega_1}\hat{P}\right), \tag{8a}$$

* 江西省自然科学基金(批准号:0212018)资助的课题.

† E-mail:mslei@jxnu.edu.cn

$$\hat{a} = \sqrt{\frac{L'\omega_1}{2\hbar}}\left(\hat{q} + \mathrm{i}\frac{1}{L'\omega_1}\hat{P}\right), \tag{8b}$$

则有

$$\hat{q} = \sqrt{\frac{\hbar}{2L'\omega_1}}(\hat{a}^{+} + \hat{a}), \tag{9a}$$

$$\hat{P} = \mathrm{i}\sqrt{\frac{\hbar L'\omega_1}{2}}(\hat{a}^{+} - \hat{a}), \tag{9b}$$

式中 $\omega_1^2 = \frac{1}{L'C}$.

将(9)式代入(7)式利用旋波近似[14]并忽略常数项,则得体系的量子化哈密顿算符

$$\hat{H} = \hbar\omega'\hat{a}^{+}\hat{a} + \hbar\chi\hat{a}^{+2}\hat{a}^{2}, \tag{10}$$

其中

$$\omega' = \omega_1 - 2\omega, \chi = -\omega, \omega = \frac{E_J e^4 L'}{16\hbar^3 C}.$$

(10)式即为克尔系统的哈密顿量[10].可见经上述量子化处理后,介观 $LC$ 电路系统等效为克尔系统.把 $\omega'$ 看作体系的共振频率,可见由于电容耦合的影响,它在 $\omega_0 = \frac{1}{LC}$ 的基础上有修正.

若在相互作用绘景中将 $(-\hbar\omega\hat{a}^{+2}\hat{a}^{2})$ 看作相互作用项,并假设体系初始态为相干态 $|\alpha\rangle$,

$$|\alpha\rangle = D(\alpha)|0\rangle, \alpha = |\alpha|\mathrm{e}^{\mathrm{i}\phi},$$

则体系的时间演化态为克尔态,即

$$|\varphi(t)\rangle_{\mathrm{k}} = \mathrm{e}^{-\frac{|\alpha|^2}{2}}\sum_{n=0}^{\infty}\frac{\alpha^2}{\sqrt{n!}}\mathrm{e}^{\mathrm{i}\omega tn(n-1)}|n\rangle, \tag{11}$$

实际上,克尔态是相干态的一个变换,即

$$|\varphi(t)\rangle_{\mathrm{k}} = \hat{U}_{\mathrm{k}}|\alpha\rangle,$$

其中,

$$\hat{U}_{\mathrm{k}} = \exp[\mathrm{i}\omega\hat{N}(\hat{N}-1)], \hat{N} = \hat{a}^{+}\hat{a},$$

将 $\hat{U}_{\mathrm{k}}$ 作用于相干态即得到(11)式.

## 3. 热场动力学(TFD)的热克尔态及其量子涨落

一般而言,由于环境等因素的影响,电路总是工作在一定温度下的,故研究有限温度下量子系统的量子特性更具有一般性.而研究有限温度下系统的量子特性的一种有效方法为 TFD 理论[10],在 TFD 下,除希尔伯特空间外,还引进一个与希尔伯特空间对偶的虚拟"希尔伯特空间",称为 tilde 空间,由这两个空间张成一个直积空间.在这个直积空间中,希尔伯特空间的每一个算符在 tilde 空间都有相应的算符,希尔伯特空间的每一个模在 tilde 空间都有相应的模.故在 tilde 空间的相干态为 $|\tilde{\alpha}\rangle$,克尔态为 $|\tilde{\varphi}(t)\rangle_{\mathrm{k}}$,即

$$|\tilde{\varphi}(t)\rangle_{\mathrm{k}} = \mathrm{e}^{-\frac{|\alpha|^2}{2}}\sum_{n=0}^{\infty}\frac{\alpha^{*n}}{\sqrt{n!}}\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\omega tn(n-1)}|\tilde{n}\rangle. \tag{12}$$

产生算符和湮没算符分别为 $\tilde{a}^{+}$, $\tilde{a}$,并且存在对易关系:$[\tilde{a}, \tilde{a}^{+}] = 1$,而且希尔伯特空间与 tilde 空间的算符均可对易.因此,直积空间为双模空间.在直积空间中的克尔态

$$|\varphi(t)\tilde{\varphi}(t)\rangle_{\mathrm{k}} = |\varphi(t)\rangle_{\mathrm{k}} \otimes |\tilde{\varphi}(t)\rangle_{\mathrm{k}}. \tag{13}$$

此时的直积空间的克尔态为双模克尔态,但仍然为零温下的克尔态.在有限温度下的直积空间可以通过一个热化算符与零温下的直积空间联系起来.

$$\hat{T}(\vartheta) = \exp[-\vartheta(\hat{a}\tilde{a} - \hat{a}^{+}\tilde{a}^{+})], \tag{14}$$

$\vartheta$ 与温度 $T$ 有关,并且

$$\mathrm{sh}^2\vartheta = \left[\exp\left(\frac{\hbar\omega'}{k_{\mathrm{B}}T}\right) - 1\right]^{-1}. \tag{15}$$

$\omega'$ 为体系的共振频率,$k_{\mathrm{B}}$ 为玻耳兹曼常数.则在有限温度下体系的热克尔态为

$$|\varphi(t)\tilde{\varphi}(t)\rangle_{\mathrm{kT}} = \hat{T}(\vartheta)|\varphi(t)\tilde{\varphi}(t)\rangle_{\mathrm{k}}. \tag{16}$$

由于热化算符为压缩算符,显然有限温度下体系的热克尔态为双模压缩态.

热化后产生算符和湮没算符的变换关系式为

$$\hat{T}^{+}(\vartheta)\hat{a}\hat{T}(\vartheta) = \mathrm{ch}\vartheta\hat{a} + \mathrm{sh}\vartheta\tilde{a}^{+}, \tag{17a}$$

$$\hat{T}^{+}(\vartheta)\hat{a}^{+}\hat{T}(\vartheta) = \mathrm{ch}\vartheta\hat{a}^{+} + \mathrm{sh}\vartheta\tilde{a}, \tag{17b}$$

又在相互作用绘景中的产生算符和湮没算符为

$$\hat{a}_I = \hat{a}\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\omega' t}, \hat{a}_I^{+} = \hat{a}^{+}\mathrm{e}^{\mathrm{i}\omega' t},$$

其中 $\hat{a}$,$\hat{a}^{+}$ 为薛定谔绘景中的产生算符和湮没算符.从而在相互作用绘景下

$$\hat{q}_I = \sqrt{\frac{\hbar}{2L'\omega_I}}(\hat{a}_I^{+} + \hat{a}_I),$$

$$\hat{P}_I = \mathrm{i}\sqrt{\frac{\hbar L'\omega_I}{2}}(\hat{a}_I^{+} - \hat{a}_I).$$

在克尔态下 $\hat{a}_I$ 和 $\hat{a}_I^2$ 的平均值为

$${}_{\mathrm{k}}\langle\varphi(t)|\hat{a}_I|\varphi(t)\rangle_{\mathrm{k}} = \alpha\mathrm{e}^{-\mathrm{i}(\omega_I-2\omega)t}\mathrm{e}^{|\alpha|^2(\mathrm{e}^{2\mathrm{i}\omega t}-1)}, \tag{18a}$$

$${}_{\mathrm{k}}\langle\varphi(t)|\hat{a}_I^2|\varphi(t)\rangle_{\mathrm{k}} = \alpha^2\mathrm{e}^{-2\mathrm{i}(\omega_I-3\omega)t}\mathrm{e}^{|\alpha|^2(\mathrm{e}^{4\mathrm{i}\omega t}-1)}, \tag{18b}$$

$${}_{\mathrm{k}}\langle\varphi(t)|\hat{a}_I^{+}\hat{a}_I|\varphi(t)\rangle_{\mathrm{k}} = |\alpha|^2, \tag{18c}$$

而克尔态下 $\hat{a}_I^{+}$ 和 $\hat{a}_I^{+2}$ 的平均值为(18a)和(18b)式的复共轭.由于 tilde 空间与希尔伯特空间对偶,故 tilde空间下的克尔态中 $\tilde{a}_I$ 和 $\tilde{a}_I^2$ 的平均值为(18a)

和(18b)式的复共轭;而 $\tilde{a}_I^+$ 和 $\tilde{a}_I^2$ 的平均值就等于(18a)和(18b)式.

故,在热克尔态中 $\hat{a}_I$ 和 $\hat{a}_I^2$ 的平均值

$$
\begin{aligned}
&{}_{\mathrm{kT}}\langle\tilde{\varphi}(t)\varphi(t)|\hat{a}_I|\varphi(t)\tilde{\varphi}(t)\rangle_{\mathrm{kT}}\\
&={}_{\mathrm{k}}\langle\tilde{\varphi}(t)\varphi(t)|\hat{T}^+(\vartheta)\hat{a}_I\hat{T}(\vartheta)|\varphi(t)\tilde{\varphi}(t)\rangle_{\mathrm{k}}\\
&=(\mathrm{ch}\vartheta+\mathrm{sh}\vartheta)\alpha\mathrm{e}^{-\mathrm{i}(\omega_1-2\omega)t}\mathrm{e}^{|\alpha|^2(\mathrm{e}^{2\mathrm{i}\omega t}-1)}, \qquad (19a)
\end{aligned}
$$

$$
\begin{aligned}
&{}_{\mathrm{kT}}\langle\tilde{\varphi}(t)\varphi(t)|\hat{a}_I^2|\varphi(t)\tilde{\varphi}(t)\rangle_{\mathrm{kT}}\\
&=\{(\mathrm{ch}^2\vartheta+\mathrm{sh}^2\vartheta)|\alpha|^2\mathrm{e}^{-2|\alpha|^2\sin^2 2\omega t}\\
&\quad\times\mathrm{e}^{-2\mathrm{i}(\omega_1-3\omega)t+\mathrm{i}|\alpha|^2\sin4\omega t+2\mathrm{i}\phi}\\
&\quad+2\mathrm{ch}\vartheta\mathrm{sh}\vartheta|\alpha|^2\mathrm{e}^{-4|\alpha|^2\sin^2\omega t}\\
&\quad\times\mathrm{e}^{-2\mathrm{i}(\omega_1-2\omega)t+2\mathrm{i}|\alpha|^2\sin2\omega t+2\mathrm{i}\phi}\}, \qquad (19b)
\end{aligned}
$$

$$
\begin{aligned}
&{}_{\mathrm{kT}}\langle\tilde{\varphi}(t)\varphi(t)|\hat{a}_I^+\hat{a}_I|\varphi(t)\tilde{\varphi}(t)\rangle_{\mathrm{kT}}\\
&=(\mathrm{ch}^2\vartheta+\mathrm{sh}^2\vartheta)|\alpha|^2+\mathrm{sh}^2\vartheta\\
&\quad+2\mathrm{ch}\vartheta\mathrm{sh}\vartheta|\alpha|^2\mathrm{e}^{-4|\alpha|^2\sin^2\omega t}, \qquad (19c)
\end{aligned}
$$

热克尔态下 $\hat{a}_I^+$ 和 $\hat{a}_I^{+2}$ 的平均值为(19a)和(19b)式的复共轭.所以由(19)可得在热克尔态下电荷和磁通的平均值和方均值为

$$
\begin{aligned}
&{}_{\mathrm{kT}}\langle\tilde{\varphi}(t)\varphi(t)|\hat{q}_I|\varphi(t)\tilde{\varphi}(t)\rangle_{\mathrm{kT}}\\
&=\sqrt{\frac{\hbar}{2L'\omega_0}}(\mathrm{ch}\vartheta+\mathrm{sh}\vartheta)\{2|\alpha|\mathrm{e}^{-2|\alpha|^2\sin^2 2\omega t}\\
&\quad\times\cos[(\omega_1-2\omega)t-|\alpha|^2\sin2\omega t-\phi]\}, \qquad (20a)
\end{aligned}
$$

$$
\begin{aligned}
&{}_{\mathrm{kT}}\langle\tilde{\varphi}(t)\varphi(t)|\hat{P}_I|\varphi(t)\tilde{\varphi}(t)\rangle_{\mathrm{kT}}\\
&=\sqrt{\frac{\hbar L'\omega_0}{2}}(\mathrm{ch}\vartheta+\mathrm{sh}\vartheta)\{2|\alpha|\mathrm{e}^{-2|\alpha|^2\sin^2 2\omega t}\\
&\quad\times\sin[(\omega_1-2\omega)t-|\alpha|^2\sin2\omega t-\phi]\}, \qquad (20b)
\end{aligned}
$$

$$
\begin{aligned}
&{}_{\mathrm{kT}}\langle\tilde{\varphi}(t)\varphi(t)|\hat{q}_I^2|\varphi(t)\tilde{\varphi}(t)\rangle_{\mathrm{kT}}\\
&=\frac{\hbar}{2L'\omega_0}\{1+2\mathrm{sh}^2\vartheta+2(\mathrm{ch}^2\vartheta+\mathrm{sh}^2\vartheta)|\alpha|^2\\
&\quad+2(\mathrm{ch}^2\vartheta+\mathrm{sh}^2\vartheta)|\alpha|^2\mathrm{e}^{-2|\alpha|^2\sin^2 2\omega t}\\
&\quad\times\cos[2(\omega_1-3\omega)t-|\alpha|^2\sin4\omega t-2\phi]\\
&\quad+8\mathrm{ch}\vartheta\mathrm{sh}\vartheta|\alpha|^2\mathrm{e}^{-4|\alpha|^2\sin^2\omega t}\\
&\quad\times\cos^2[(\omega_1-2\omega)t-|\alpha|^2\sin2\omega t-\phi]\}, \qquad (21a)
\end{aligned}
$$

$$
\begin{aligned}
&{}_{\mathrm{kT}}\langle\tilde{\varphi}(t)\varphi(t)|\hat{P}_I^2|\varphi(t)\tilde{\varphi}(t)\rangle_{\mathrm{kT}}\\
&=\frac{\hbar L'\omega_0}{2}\{1+2\mathrm{sh}^2\vartheta+2(\mathrm{ch}^2\vartheta+\mathrm{sh}^2\vartheta)|\alpha|^2\\
&\quad-2(\mathrm{ch}^2\vartheta+\mathrm{sh}^2\vartheta)|\alpha|^2\mathrm{e}^{-2|\alpha|^2\sin^2 2\omega t}\\
&\quad\times\cos[2(\omega_1-3\omega)t-|\alpha|^2\sin4\omega t-2\phi]\\
&\quad+8\mathrm{ch}\vartheta\mathrm{sh}\vartheta|\alpha|^2\mathrm{e}^{-4|\alpha|^2\sin^2\omega t}\\
&\quad\times\sin^2[(\omega_1-2\omega)t-|\alpha|^2\sin2\omega t-\phi]\}, \qquad (21b)
\end{aligned}
$$

故,在热克尔态下电荷和磁通的量子涨落为

$$
\begin{aligned}
\langle(\Delta q_I)^2\rangle_{\mathrm{kT}}&=\frac{\hbar(\mathrm{ch}^2\vartheta+\mathrm{sh}^2\vartheta)}{2L'\omega_0}\{1+2|\alpha|^2\\
&\quad+2|\alpha|^2\mathrm{e}^{-2|\alpha|^2\sin^2 2\omega t}\cos[2(\omega_1-3\omega)t\\
&\quad-|\alpha|^2\sin4\omega t-2\phi]-4|\alpha|^2\mathrm{e}^{-4|\alpha|^2\sin^2\omega t}\\
&\quad\times\cos^2[(\omega_1-2\omega)t-|\alpha|^2\sin2\omega t-\phi]\}, \qquad (22a)
\end{aligned}
$$

$$
\begin{aligned}
\langle(\Delta P_I)^2\rangle_{\mathrm{kT}}&=\frac{\hbar L'\omega_0}{2}(\mathrm{ch}^2\vartheta+\mathrm{sh}^2\vartheta)\{1+2|\alpha|^2\\
&\quad-2|\alpha|^2\mathrm{e}^{-2|\alpha|^2\sin^2 2\omega t}\cos[2(\omega_1-3\omega)t\\
&\quad-|\alpha|^2\sin4\omega t-2\phi]-4|\alpha|^2\mathrm{e}^{-4|\alpha|^2\sin^2\omega t}\\
&\quad\times\sin^2[(\omega_1-2\omega)t-|\alpha|^2\sin2\omega t-\phi]\}, \qquad (22b)
\end{aligned}
$$

而在克尔态下电荷和磁通的量子涨落为

$$
\begin{aligned}
\langle(\Delta q_I)^2\rangle_{\mathrm{k}}&=\frac{\hbar}{2L'\omega_0}\{1+2|\alpha|^2+2|\alpha|^2\\
&\quad\times\mathrm{e}^{-2|\alpha|^2\sin^2 2\omega t}\cos[2(\omega_1-3\omega)t-|\alpha|^2\\
&\quad\times\sin4\omega t-2\phi]-4|\alpha|^2\mathrm{e}^{-4|\alpha|^2\sin^2\omega t}\\
&\quad\times\cos^2[(\omega_1-2\omega)t-|\alpha|^2\sin2\omega t\\
&\quad-\phi]\}, \qquad (23a)
\end{aligned}
$$

$$
\begin{aligned}
\langle(\Delta P_I)^2\rangle_{\mathrm{k}}&=\frac{\hbar L'\omega_0}{2}\{1+2|\alpha|^2-2|\alpha|^2\\
&\quad\times\mathrm{e}^{-2|\alpha|^2\sin^2 2\omega t}\cos[2(\omega_1-3\omega)t-|\alpha|^2\\
&\quad\times\sin4\omega t-2\phi]-4|\alpha|^2\mathrm{e}^{-4|\alpha|^2\sin^2\omega t}\\
&\quad\times\sin^2[(\omega_1-2\omega)t-|\alpha|^2\sin2\omega t\\
&\quad-\phi]\}, \qquad (23b)
\end{aligned}
$$

故,在热克尔态下有

$$
\begin{aligned}
\langle(\Delta q_I)^2\rangle_{\mathrm{kT}}&=(\mathrm{ch}^2\vartheta+\mathrm{sh}^2\vartheta)\langle(\Delta q_I)^2\rangle_{\mathrm{k}}\\
&=\langle(\Delta q_I)^2\rangle_{\mathrm{k}}\mathrm{cth}\left(\frac{\hbar\omega'}{2k_{\mathrm{B}}T}\right), \qquad (24a)
\end{aligned}
$$

$$
\begin{aligned}
\langle(\Delta P)^2\rangle_{\mathrm{kT}}&=(\mathrm{ch}^2\vartheta+\mathrm{sh}^2\vartheta)\langle(\Delta P_I)^2\rangle_{\mathrm{k}}\\
&=\langle(\Delta P_I)^2\rangle_{\mathrm{k}}\mathrm{cth}\left(\frac{\hbar\omega'}{2k_{\mathrm{B}}T}\right). \qquad (24b)
\end{aligned}
$$

## 4. 讨　　论

由在热克尔态下的电荷和磁通的量子涨落,我们作如下讨论.

### 4.1. 温度对量子涨落的影响

由于函数 $\mathrm{cth}\beta$ 是随 $\beta$ 的增大而单调地减小,由

(24)式显然,在有限温度下,电路电荷和磁通的量子涨落均随温度的升高而单调上升.故当 $T\to 0$ 时,

$$\mathrm{cth}\left(\frac{\hbar\omega'}{2k_{\mathrm{B}}T}\right)\to 1,$$

电路由热克尔态退化到克尔态.

### 4.2. 电容耦合的影响

当耦合为零时,即 $E_J\to 0$. 从而有

$$\lambda = 0, L' = L, \omega' = \omega_1 = \frac{1}{\sqrt{LC}} = \omega_0, \omega = 0,$$

故

$$\langle(\Delta q)^2\rangle_T = \frac{\hbar}{2}\sqrt{\frac{C}{L}}\mathrm{cth}\left(\frac{\hbar\omega_0}{2k_{\mathrm{B}}T}\right) = \langle(\Delta q)^2\rangle_0\mathrm{cth}\left(\frac{\hbar\omega_0}{2k_{\mathrm{B}}T}\right), \tag{25a}$$

$$\langle(\Delta P_I)^2\rangle_T = \frac{\hbar}{2}\sqrt{\frac{L}{C}}\mathrm{cth}\left(\frac{\hbar\omega_0}{2k_{\mathrm{B}}T}\right) = \langle(\Delta P)^2\rangle_0\mathrm{cth}\left(\frac{\hbar\omega_0}{2k_{\mathrm{B}}T}\right). \tag{25b}$$

此结论与文献[9]的结果是一致的.即热克尔态退化到热真空态.可见出现克尔态是电容耦合效应的直接结果.

## 5. 结 论

将介观电容看作为介观隧道结,考虑到两极板间存在弱耦合作用,在有关介观电路量子化的基础上,我们研究了介观 $LC$ 电路的量子态演化过程.表明将电容的耦合效应加以考虑后,介观电路将由相干态演化到克尔态.另外,我们考虑温度场的作用,利用热场动力学理论研究在有限温度场中热克尔态下电荷和磁通的量子涨落.这一研究将有助于进一步设计微小电路、降低介观电路的量子噪声、提高信号传输的稳定性和精确度.由于介观电容耦合效应和有限温度这两个物理概念在介观电路中普遍存在,因此,这一研究也有利于人们理解介观电路的全量子化理论.

另外,本文的研究结果包含了文献中曾研究的热真空态下介观 $LC$ 电路[9]和克尔态下介观 $LC$ 电路的研究结果.故本文的结论更具有普遍性.


[1] Louisell W H 1973 *Quantum statistical properties of radiation* (New York: John Wiley)

[2] Chen B *et al* 1996 *Chin. Sci. Bull.* **41** 1170 (in Chinese)[陈斌等 1996 科学通报 **41** 1170]

[3] Chen B *et al* 1997 *Acta Phys. Sin.* **46** 129 (in Chinese)[陈 斌等 1997 物理学报 **46** 129]

[4] Wang J S, Han B C and Sun C Y 1998 *Acta Phys. Sin.* **47** 1187. (in Chinese)[王继锁、韩保存、孙长勇 1998 物理学报 **47** 1187]

[5] Ji Y H, Rao J P and Lei M S 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 395 (in Chinese)[嵇英华、饶建平、雷敏生 2002 物理学报 **51** 395]

[6] Ji Y H, Luo H M and Lei M S 2002 *Commun. Theor. Phys.* **38** 611

[7] Lei M S, Ji Y H and Xie F S 2001 *Chin. Phys. Lett.* **18** 163

[8] Ji Y H, Nie Y Y, Le J X and Lei M S 2002 *Commum. Theor Phys.* **37** 346

[9] Fan H Y and Liang X T 2000 *Chin. Phys. Lett.* **17**(13) 174

[10] Dong C H 1997 *Acta Phys. Sin.* **46** 467 (in Chinese)[董传华 1997 物理学报 **46** 467]

[11] Wang Z Q 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 1808 (in Chinese)[汪仲清 2002 物理学报 **51** 1808]

[12] JI Y H, Luo H M and Wu Y Y 2003 *Phys. Lett. A.* **318** 141

[13] Vouradas A 1994 *Phys. Rev. B.* **49** 12040

[14] Pen J S and Li G X 1996 *Introduction to Modern Quantum Optics*. (Beijing: Science Press) 168 (in Chinese)[彭金生、李高翔 1996 近代量子光学导论(北京 科学出版社)第 168 页]

# Quantum effects of the mesoscopic *LC* electric circuit in thermal Kerr state*

Ruan Wen[1)2)] Lei Min-Sheng[1)†] Ji Ying-Hua[1)] Xie An-Dong[2)]

[1)] (*Institute of Physics and Communication Engineering*, *Jiangxi Normal University*, *Nanchang* 330027, *China*)

[2)] (*Department of Physics*, *Jinggangshan Normal College*, *Ji'an* 343009, *China*)

(Received 7 April 2004; revised manuscript received 26 August 2004)

Abstract

Based on the fact that a mesoscopic capacitor can be regarded as a mesoscopic tunnel junction, we quantized the mesoscopic *LC* circuit by using the rotating-wave approximation. The study shows: Considering the coupled energy of the mesoscopic capacitor, the system of the mesoscopic *LC* circuit will be equivalent to a Kerr system. We also used the thermal field dynamic theory to investigate the thermal Kerr state at a definite temperature and calculated the quantum fluctuation of both charge and magnetic flux, and discussed the results.

**Keywords**: mesoscopic *LC* electric circuit, thermal Kerr state, quantum fluctuation

**PACC**: 7335, 0365

* Project supported by the Natural Science Foundation of Jiangxi Province, China (Grant No. 0212018).

† E-mail: mslei@jxnu.edu.cn