

# 基于超导量子器件的量子计算<sup>\*</sup>

游建强<sup>†</sup>

(复旦大学物理系 上海 200433)

**摘要** 超导量子器件能够展现宏观量子相干性. 基于超导量子器件的量子计算是量子信息领域中的一个重要研究方向, 同时, 超导量子器件物理特性的研究也是目前凝聚态物理和量子光学领域的交叉前沿课题. 文章简述了近年来在超导量子计算方面的一些重要结果和进展, 并讨论了其研究现状和发展趋势.

**关键词** 超导量子器件, 量子计算

## Quantum computation with superconducting circuits

YOU Jian-Qiang<sup>†</sup>

(Department of Physics, Fudan University, Shanghai 200433, China)

**Abstract** Superconducting circuits based on Josephson junctions can exhibit macroscopic quantum coherence. Quantum computation with superconducting circuits is one of the most important research directions in the field of quantum information. Moreover, the study of the physical properties of superconducting circuits is an interdisciplinary area of both condensed matter physics and quantum optics. A brief overview is presented of the main results and advancements achieved so far, as well as future prospects, in the area of superconducting quantum computation.

**Keywords** superconducting circuits, quantum computation

量子计算, 或更广泛地讲量子信息处理, 是利用量子力学原理与性质(如量子态的叠加和纠缠)对信息进行处理, 它能够利用量子算法强大的功能解决现有计算机不能有效处理的一些 NP 问题(即无多项式时间算法的一类问题), 如大数质因子分解、随机数据库搜索等. 固态量子计算采用的基本单元是固态量子比特(qubit), 其优点是可以利用微纳加工技术使其大规模集成化. 目前, 固态量子计算已成为量子信息和凝聚态物理学中的前沿研究领域. 特别是基于约瑟夫森结的超导器件能够呈现宏观量子效应, 其好的量子态相干性非常适宜制备量子比特, 因此, 利用超导量子器件来实现固态量子计算更受到人们的重视. 经过各国科学家近十年的努力, 基于超导量子器件的量子计算已取得了很大的进展<sup>[1-3]</sup>.

在超导量子器件中, 约瑟夫森结起着重要的作用, 其非线性的物理特性确保量子器件系统的能级是非等间隔的. 这使得与量子器件最低两个能级相

关的量子态能够被外场很好地调控. 在实验中, 超导量子器件制备在固体芯片上, 尺寸在微米尺度, 工作温度的数量级目前已达到 10mK. 由于器件的小尺度和超导性, 环境导致的耗散和噪音能有效地被压制, 使得超导量子器件能够很好地展现量子相干行为. 正是超导量子器件的这些特性, 加上器件易于大规模集成化, 使其成为了固态量子比特的主要候选者. 目前实验上已实现的超导量子比特包括超导电荷量子比特、超导磁通量子比特和超导位相量子比特这三大类. 本文首先简要介绍这三类超导量子比特及量子比特间的耦合方式, 然后讨论超导量子比特中的低频噪音和基于超导量子比特的腔量子电动力学效应, 最后简要展望该领域的发展趋势.

<sup>\*</sup> 国家自然科学基金杰出青年基金(批准号:10625416)、国家重点基础研究发展计划(批准号:2009CB929300)资助项目

2010-09-21 收到

<sup>†</sup> Email:jqyou@fudan.edu.cn

## 1 超导电荷量子比特

超导电荷量子比特基于一个超导量子点(也称为库珀对箱(Cooper-pair box)),如图1(a)所示的超导量子器件,其哈密顿量为

$$H = E_C(n - n_g)^2 - E_J \cos \phi, \quad (1)$$

其中  $E_C = (2e)^2 / 2(C_J + C_g)$  和  $E_J$  分别为超导量子点的充电能和约瑟夫森结的耦合能. 约瑟夫森结两侧超导体的位相差算符  $\phi$  与超导量子点中额外的库珀对数算符共轭. 在这里, 超导量子点中额外的库珀对数是相对于系统参数确定的基准值  $n_g = C_g V_g / 2e$  而言的, 其中  $V_g$  为调控超导量子点的门电压,  $2e$  为单个库珀对的电荷. 充电区极限下,  $E_C \gg E_J$ , 超导量子点中起主导作用的是电荷自由度. 在这种情况下, 当温度很低时, 超导量子点中最重要的则是能量最低的、相互间差一个库珀对的两个超导电荷态. 这时, 在  $n_g$  等于  $1/2$  附近, 超导量子器件的量子力学行为可以用约化二能级量子体系的哈密顿量来描述:

$$H = \epsilon(n_g) \sigma_z - \frac{1}{2} E_J \sigma_x, \quad (2)$$

其中  $\epsilon(n_g) = E_C(n_g - \frac{1}{2})$ . 泡利算符  $\sigma_z (= |0\rangle\langle 0| - |1\rangle\langle 1|)$  和  $\sigma_x (= |0\rangle\langle 1| + |1\rangle\langle 0|)$  由超导量子点中额外库珀对数为 0 和 1 的超导电荷态来定义. 当超导电荷量子比特中的约瑟夫森结用双结的超导量子干涉器(SQUID)来替换时(见图1(b)),  $E_J$  变成由外磁场磁通量  $\Phi$  来调控的有效约瑟夫森耦合能  $E_J(\Phi) = 2E_{J0} \cos(\pi\Phi/\Phi_0)$ , 其中  $E_{J0}$  是每个结的约瑟夫森耦合能,  $\Phi_0 = h/2e$  是磁通量子.

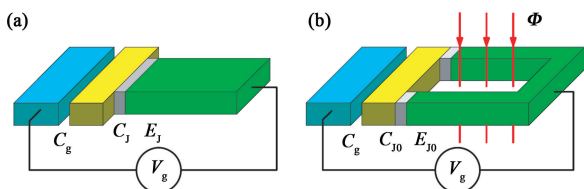


图1 超导电荷量子比特 (a) 超导量子点, 即库珀对箱通过一个约瑟夫森结与另一个超导体金属相连接, 并通过电容  $C_g$  施加门电压  $V_g$  到该超导量子点上. 其中约瑟夫森结的电容和耦合能分别是  $C_J$  和  $E_J$ ; (b) 超导量子器件中的约瑟夫森结用双结的超导量子干涉器(SQUID)代替, 并在 SQUID 环中施加磁通  $\Phi$ . 每个约瑟夫森结的电容和耦合能分别为  $C_{J0}$  和  $E_{J0}$ .

根据处理问题的方便和需要, 超导电荷量子比特既可以用(2)式的能量本征态  $|\pm\rangle$  来表示, 也可以用超导电荷态  $|0\rangle$  和  $|1\rangle$  来表示, 其中  $|\pm\rangle$  是  $|0\rangle$  和  $|1\rangle$  的

叠加态. 特别是在超导电荷态  $|0\rangle$  和  $|1\rangle$  能级交叉的简并点处(即  $n_g = 1/2$ ), 两个能量本征态为  $|\pm\rangle = (|0\rangle \mp |1\rangle) / \sqrt{2}$ .  $n_g$  在简并点左方时,  $|- \rangle \approx |0\rangle$ ,  $|+ \rangle \approx |1\rangle$ ; 而在简并点右方时,  $|- \rangle \approx |1\rangle$ ,  $|+ \rangle \approx |0\rangle$ . 图2是超导量子点结构最低的3个能级随  $n_g$  的变化情况, 其中  $E_C/E_J = 5$ . 在文献中, 超导电荷量子比特的器件参数通常取在该值附近. 例如, 日本电器株式会社(NEC)基础研究所的蔡兆申领导的实验小组<sup>[4]</sup> 在实现超导电荷量子比特时, 所用的器件参数也是取该值. 在该实验中, 他们在国际上最早观测到了超导电荷量子比特的量子态相干振荡, 即通常所说的拉比(Rabi)振荡.

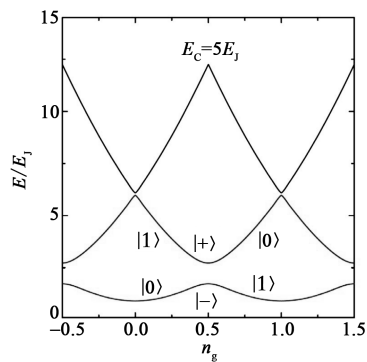


图2 超导量子点器件最低的3个能级随  $n_g$  的变化

## 2 超导磁通量子比特

相对于超导电荷量子比特, 超导磁通量子比特中的位相自由度起主导作用. 该量子比特通常由包含1个或几个约瑟夫森结的超导环构成, 并且要在环中施加适当的偏置磁通量. 实验上最早实现的超导磁通量子比特为环中包含1个<sup>[5]</sup> 和3个<sup>[6]</sup> 约瑟夫森结的情形, 其结构如图3所示. 对于环中包括1个约瑟夫森结的超导磁通量子比特来说, 其环尺度要求较大, 这样才能确保得到实现双势阱结构所需的较大的自感. 但是较大的环尺度会导致环境对量子比特的影响较大, 致使系统的相干性不够好. 这可能就是环中包含1个约瑟夫森结的超导磁通量子比特至今尚未观测到量子态相干振荡的缘故. 幸运的是, 环中包含3个约瑟夫森结的超导磁通量子比特(简称三结磁通量子比特)可以取很小的环尺度, 因此, 环境对量子比特的影响较小. 类似地, 环中包含4个约瑟夫森结的超导磁通量子比特(简称四结磁通量子比特)也可以取很小的环尺度. 实验上发现, 这种四结的超导磁通量子比特与三结的超导磁通量子比特类似, 也有较好的相干性. 其不但能观测到显著的量子态相干振荡, 而

且退相干时间也较长<sup>[7]</sup>. 下面以三结磁通量子比特为例来阐述该类超导量子比特的特性.

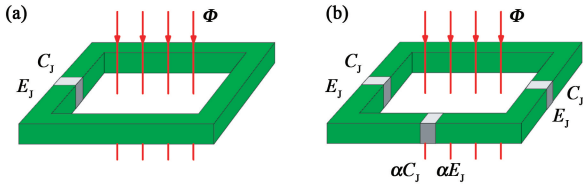


图3 超导磁通量子比特 (a)磁通偏置下的、包含1个约瑟夫森结的超导环;(b)磁通偏置下的、包含3个约瑟夫森结的超导环. 其中有两个约瑟夫森结相同,而另外的小约瑟夫森结具有参数 $\alpha$ ,其取值范围是: $0.5 < \alpha < 1$

在约化磁通  $f (\equiv \Phi/\Phi_0)$  等于 0.5 附近, 三结磁通量子比特的最低两个本征能级与其他的能级分隔较开(见图 4(a)). 这两个能级相应的本征态  $|0\rangle$  和  $|1\rangle$  分别是超导环中顺时针电流态  $|\downarrow\rangle$  和逆时针电流态  $|\uparrow\rangle$  的叠加态. 如图 4(b) 所示, 当  $f < 0.5$  时, 本征态  $|0\rangle$  和  $|1\rangle$  分别与顺时针电流态  $|\downarrow\rangle$  和逆时针电流态  $|\uparrow\rangle$  接近; 当  $f > 0.5$  时, 本征态  $|0\rangle$  和  $|1\rangle$  则分别与逆时针电流态  $|\uparrow\rangle$  和顺时针电流态  $|\downarrow\rangle$  接近. 而在简并点  $f = 0.5$  处, 最低的两个能量本征态变成  $|0\rangle = (|\uparrow\rangle + |\downarrow\rangle)/\sqrt{2}$  和  $|1\rangle = (|\uparrow\rangle - |\downarrow\rangle)/\sqrt{2}$ . 与超导电荷量子比特类似, 三结磁通量子比特也可以用最低的两个能量本征态  $|0\rangle$  和  $|1\rangle$  或者超导环中顺时针电流态  $|\downarrow\rangle$  和逆时针电流态  $|\uparrow\rangle$  来表示.

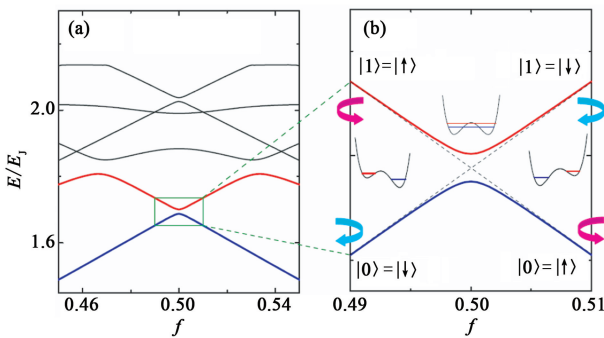


图4 三结超导环器件的能级随约化磁通  $f$  的变化 (a)最低 6 个能级的变化情况;(b)放大后最低 2 个能级的变化情况. 另外还给出, 在超导磁通量子比特的双势阱中, 最低 2 个能级在不同  $f$  下的变化情况, 从左至右 3 个双势阱图依次对应于  $f < 0.5$ ,  $f = 0.5$  和  $f > 0.5$ . 其中  $E_J = 9E_C$ ,  $E_C = (2e)^2/2C_J$  是超导环中大约瑟夫森结的充电能

### 3 超导位相量子比特

与超导磁通量子比特类似, 超导位相量子比特也工作在位相区极限下, 即与电荷自由度相比, 位相

自由度起主导作用. 超导位相量子比特通常采用电流偏置的约瑟夫森超导结来实现, 其中结的偏置电流用来倾斜约瑟夫森势能以达到控制势阱中束缚态数目的目的(见图 5). 与超导磁通量子比特相比, 超导位相量子比特中的约瑟夫森结更大. 通常  $E_J$  比  $E_C$  要大几个数量级, 其中  $E_J$  和  $E_C = (2e)^2/2C_J$  分别是该约瑟夫森结的耦合能和充电能.

超导位相量子比特工作时, 通常势阱中有 3 个束缚的本征态. 其中能量低的两个本征态用来表示量子比特, 并通过外场来调控. 需要测量状态时, 可将低能量的态通过外场激发到能量最高的第三态来实现. 由于能量最高的第三态易于通过低的势垒隧穿出去, 因此可以通过读出该态的信息来测量超导位相量子比特的状态. 于扬等<sup>[8]</sup>首先在实验上实现了超导位相量子比特, 并观测到了量子态的相干振荡. 随后其他小组得到了质量更好的超导位相量子比特<sup>[9]</sup>, 在实验中不但观测到了显著的量子态相干振荡, 而且通过 Ramsey 干涉得到了超导位相量子比特的退相干时间.

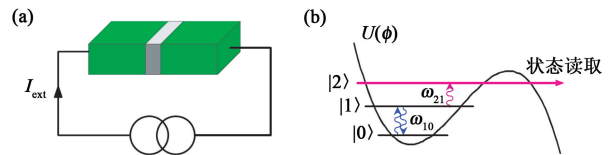


图5 超导位相量子比特 (a)电流偏置的约瑟夫森结;(b)倾斜的约瑟夫森势阱中有 3 个束缚态的情形. 其中,  $I_{\text{ext}}$  是约瑟夫森结上的偏置电流,  $U(\phi)$  是以结两端位相差  $\phi$  为函数的势能,  $\omega_{10}$  是势阱中最低两个能量本征态之间产生跃迁的共振圆频率,  $\omega_{21}$  是势阱中两个激发态之间产生跃迁的共振圆频率

### 4 超导量子比特的杂化

超导量子器件可以工作在电荷与位相的中间区域. 例如, 当  $E_C \approx E_J$  时, 从呈现的量子力学行为来看, 超导量子点结构如同是一个电荷-磁通量子比特<sup>[10]</sup>. 另外, 原来用于某类量子比特的超导量子器件, 也可以用作另外一类量子比特. 例如环中包括 1 个约瑟夫森结的超导磁通量子比特, 如果像电流偏置的约瑟夫森结那样, 选择倾斜势阱中的束缚态能级作为量子比特的工作能级时, 它也可以当作是超导位相量子比特<sup>[11]</sup>. 对于环中包含 3 个约瑟夫森结的超导磁通量子比特, 如果减小  $E_J/E_C$  的值, 相对于磁通噪音来说, 电荷噪音会逐渐变强, 最后起主导作用<sup>[12]</sup>, 这时, 其量子力学行为变得更像超导电荷量子比特.

## 5 超导量子比特间的耦合

除单量子比特操作外,量子计算还需要条件化的双量子比特逻辑门.这些非平庸的双量子比特操作要求能够实现两个量子比特之间的可调控耦合.基于超导量子器件的超导量子比特可以利用电容、电感或它们的组合来实现两个量子比特之间的耦合,其中典型的耦合方式如图6所示.

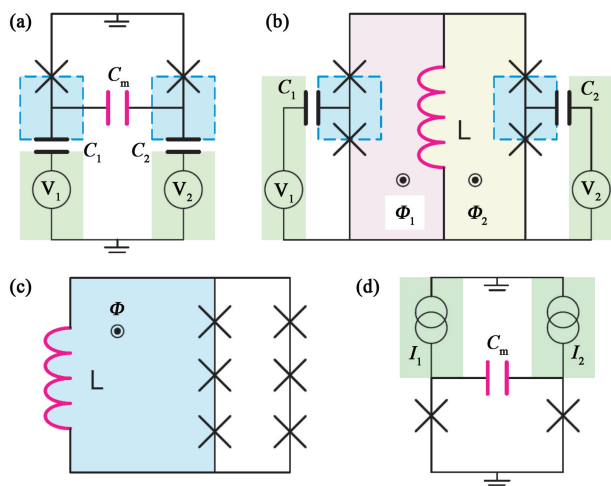


图6 超导量子比特间的耦合 (a)通过电容耦合两个超导电荷量子比特;(b)通过电感耦合两个超导电荷量子比特;(c)通过电感耦合两个超导磁通量子比特;(d)通过电容耦合两个超导位相量子比特.其中“×”表示约瑟夫森结

对于超导电荷量子比特来说,通过电容来联接两个相邻的超导量子点,可以实现这两个量子比特间的耦合.人们最早在实验上实现的两个超导量子比特间的耦合,就是这种 ZZ 方式的耦合<sup>[13]</sup>,即两个量子比特间的耦合具有  $\sigma_z \sigma_z$  的形式.其优点是易于实现强耦合,但缺点是该耦合不能调控.另外,耦合只能在相邻的两个超导电荷量子比特之间进行.通过电感也可以实现两个超导电荷量子比特间的耦合<sup>[14]</sup>,这种耦合是 XX 方式的耦合,即两个量子比特间的耦合具有  $\sigma_x \sigma_x$  的形式.最近,这种耦合也在实验上得以实现<sup>[15]</sup>.该耦合的优点是,任意两个超导电荷量子比特(无论是相邻的还是非近邻的)都可以通过电感来耦合,并且该耦合可以通过外加磁场来开关和调控.但缺点是该耦合需要较大的电感才能实现强耦合.通过高频的 LC 谐振器(可由电感和电容组成)还能得到两个超导电荷量子比特间的 YY 方式耦合<sup>[16]</sup>,即耦合具有  $\sigma_y \sigma_y$  的形式,但要求谐振器能够保持在基态.到目前为止,该耦合还没有在实验上得以实现.如果用低频的 LC 谐振器来耦合两

个超导电荷量子比特,可以在一定条件下得到 XX 方式的耦合<sup>[17]</sup>.

超导磁通量子比特也可以实现不同方式的耦合,其中实验上已实现的两个超导磁通量子比特之间较强的耦合是通过电感得到的<sup>[18,19]</sup>,属于 ZZ 方式的耦合.对超导位相量子比特来说,实验上已实现的两个量子比特之间较强的耦合则是通过电容得到的<sup>[20]</sup>.与两个超导电荷量子比特通过电容来耦合一样,这两种耦合也是不能调控的.为了克服这类不足,人们提出施加不同频率的微波场到两个超导量子比特上.当微波频率满足一定的匹配条件时,两个超导量子比特之间有效的耦合变得可以调控<sup>[21,22]</sup>.

通过条件化的双量子比特操作和单量子比特操作的组合,原则上可以实现不同要求的量子计算.例如,最近实验上用两个超导量子比特,演示了 Grover 搜索和 Deutsch-Jozsa 量子算法<sup>[23]</sup>.然而,为了实现基于更多量子比特的大规模量子计算,还需要进一步提高超导量子比特的相干性.

## 6 低频噪音

在各种固态量子器件中,最典型的器件是单电子晶体管.当科学家在实验室首次制备出单电子晶体管时<sup>[24]</sup>,人们就对它用于制造新型的、更大功能的计算机寄予厚望,但很快发现某种低频电荷噪音强烈地影响着单电子晶体管,并制约其功能的提高.在超导电荷量子比特中,科学家发现也正是这种低频电荷噪音在起主要作用<sup>[25]</sup>,并阻碍量子比特相干性的进一步提高.同时,在别的超导量子比特中还发现了其他类型的低频噪音,如低频磁通噪音和低频电流噪音等<sup>[7,26]</sup>.与低频电荷噪音一样,它们也强烈地影响和制约着超导量子器件的功能.

虽然在超导量子器件中发现了不同类型的低频噪音(如低频电荷、低频磁通和低频电流噪音等),但它们有一个共同的特点:噪声谱函数的形式都是  $1/f$ ,这里  $f$  表示频率.这就是人们常把量子器件中的低频噪音简称为  $1/f$  噪音的缘由.科学家通过物理实验得知,低频噪音的确是影响超导量子器件的最关键的因素,但对产生低频噪音的原因却了解得还很不够.通过实验人们发现,对以电荷自由度为主导的超导量子器件(如超导电荷量子比特<sup>[25]</sup>),起主要作用的是低频电荷噪音,并且这种噪音来源于量子器件衬底中(或者分隔导体的绝缘层中)的电荷涨落,同时认为引起这种电荷涨落的原因是,电荷被衬

底或者绝缘层中的杂质和缺陷所束缚,而束缚时间的长短则是随机变化的.对以磁通自由度为主导的超导量子器件(如超导磁通量子比特<sup>[7]</sup>),起主要作用的是低频磁通噪音.然而,人们对产生该噪音的微观机制尚未清楚.至于量子器件中的低频电流噪音,人们对产生这种噪音的机制也不是很了解,只是认为分隔导体的绝缘层中或者量子器件衬底中的电荷涨落是可能的原因之一.

在超导量子比特的杂化问题中曾提到,对于环中包含3个约瑟夫森结的超导磁通量子比特,如果减小 $E_J/E_C$ 的值,相对于磁通噪音来说,电荷噪音会逐渐变强,最后起主导作用.基于对电荷噪音机理的理解,人们已提出,在超导环中较小的约瑟夫森结处,并联一个大电容来降低电荷噪音的影响,从而得到高相干性的超导量子比特<sup>[12]</sup>.这一方法最近被IBM的科学家在实验上予以验证<sup>[27]</sup>.他们按上述方法得到的超导量子比特在量子态相干性方面有本质上的提高,如弛豫时间和退相干时间均达到约 $1.5\mu\text{s}$ ,是目前相干性最好的超导量子比特之一.

超导量子器件中的 $1/f$ 低频噪音强烈地影响着量子态的相干特性,是制约超导量子器件功能发挥的关键因素.它不但是基于超导量子器件的量子计算中最重要的问题之一,同时也是目前技术上的一个大难题.因此,了解 $1/f$ 低频噪音,特别是了解产生低频噪音的原因和微观机理,不仅有重要的学术价值,而且有助于帮助人们发现有效的方法来降低低频噪音对超导量子比特相干性的影响.

## 7 腔量子电动力学

在微波腔中,量子化的电磁波能够与二能级系统相干地交换能量.这一能量交换过程称为拉比振荡,其振荡的速率正比于系统和场的耦合强度.通常情况下,量子化的电磁波与二能级系统相干地交换能量的过程是通过多光子进行的.为了实现最基本的单光子能量交换过程,二能级系统与微波腔中光场的耦合需要处在强耦合区域中,即拉比振荡频率必须高于二能级系统和微波腔的衰减率.这种强耦合极限首先在与微波腔中的光场相互作用的原子系统中得以实现,并成为腔量子电动力学(cavity QED)这一新兴学科的基础.

从原理上讲,任何二能级量子系统均可以替代原子来实现腔量子电动力学效应.超导量子器件作为宏观量子体系,由于其好的量子相干性,是展示腔

量子电动力学效应很好的物理系统.例如,人们提出了用超导电荷量子比特<sup>[28,29]</sup>以及用超导磁通量子比特<sup>[30]</sup>与微波腔的耦合来实现腔量子电动力学效应,并提出基于这些超导量子比特的量子信息处理方案.此外,人们还提出了基于腔中超导量子比特位相特性的几何量子计算方案<sup>[31]</sup>.由于超导量子比特与微波腔的强耦合比原子与微波腔中光场的强耦合易于实现,因此,基于超导量子器件的腔量子电动力学效应更引人注目.的确,实验上现已观测到超导量子比特的腔量子电动力学效应<sup>[32,33]</sup>.这为基于腔中超导量子比特的量子计算奠定了基础.

基于超导量子器件参数的可调控性,超导量子比特与微波腔的相互作用甚至可以达到所谓的超强耦合区域<sup>[34]</sup>,即超导量子比特与光子的耦合强度可以同量子比特和光子的能量尺度相比拟.而基于原子的腔量子电动力学很难实现这一点.可以预期,基于超导量子比特的超强耦合区域中的腔量子电动力学,将为科学家发现新的物理效应提供机遇.另外,超导量子比特与微波波导耦合时,可以作为可调的反射镜,并用来实现不同类型的干涉仪<sup>[35]</sup>,从而为研究新的物理现象提供了可调控的量子器件.

## 8 展望

要实现基于超导量子比特的大规模的量子计算,还需要进一步提高超导量子比特的相干性.如前面所述,对于超导量子比特,其低频噪音的微观机理到目前为止还不十分清楚.这方面的研究不但具有重要的学术意义,而且具有极大的应用前景.可以相信,通过各国科学家不断的努力和研究,一定会加深对产生低频噪音的原因和微观机理的认识,并发现有效的方法来降低低频噪音对超导量子比特相干性的影响.

尽管基于超导量子比特的量子计算还有很长的路要走,但按目前技术水平制备的超导量子比特已具备足够好的相干性,可以用来进行一些量子模拟实验,并可以在宏观尺度上验证量子力学原理<sup>[36,37]</sup>.超导量子比特在量子力学行为上与原子类似,可以看成是相干性较好的人工原子.同时,利用微纳加工技术,它可以同微波腔以及其他的固体器件一起集成在同一芯片上,使得人们可以在固体芯片上开展类似于原子物理和量子光学的实验.可以期待,超导量子器件在未来的量子科学与技术中将起着重要的作用,并会在该系统中发现一系列新的物理现象.

## 参考文献

- [1] Makhlin Y, Schon G, Shnirman A. *Rev. Mod. Phys.*, 2001, 73: 357
- [2] You J Q, Nori F. *Phys. Today*, 2005, 58(11): 42
- [3] Clarke J, Wilhelm F K. *Nature*, 2008, 453: 1031
- [4] Nakamura Y, Pashkin Yu A, Tsai J S. *Nature*, 1999, 398: 786
- [5] Friedman J R, Patel V, Chen W *et al.* *Nature*, 2000, 406: 43
- [6] Chiorescu I, Nakamura Y, Harmans C J P M *et al.* *Science*, 2003, 299: 1869
- [7] Bertet P, Chiorescu I, Burkard G *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2005, 95: 257002
- [8] Yu Y, Han S Y, Chu X *et al.* *Science*, 2002, 296: 889
- [9] Martinis J M, Nam S, Aumentado J *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2002, 89: 117901
- [10] Vion D, Aassime A, Cottet A *et al.* *Science*, 2002, 296: 886
- [11] McDermott R, Simmonds R W, Steffen M *et al.* *Science*, 2005, 307: 1299
- [12] You J Q, Hu X D, Ashhab S *et al.* *Phys. Rev. B*, 2007, 75: 140515
- [13] Pashkin Yu A, Yamamoto Y, Astafiev O *et al.* *Nature*, 2003, 425: 941
- [14] You J Q, Tsai J S, Nori F. *Phys. Rev. Lett.*, 2002, 89: 197902
- [15] Yamamoto T, Watanabe, You J Q *et al.* *Phys. Rev. B*, 2008, 77: 064505
- [16] Makhlin Y, Schon G, Shnirman A. *Nature*, 1999, 398: 305
- [17] Wang Y D, Zhang P, Zhou D L *et al.* *Phys. Rev. B*, 2004, 70: 224515
- [18] Izmalkov A, Grajcar M, Ilichev E *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2004, 93: 037003
- [19] Majer J B, Paauw F G, Ter Haar A C J *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2005, 94: 090501
- [20] Berkley A J, Xu H, Ramos *et al.* *Science*, 2003, 300: 1548
- [21] Rigett C, Blais A, Devoret M. *Phys. Rev. Lett.*, 2005, 94: 240502
- [22] Liu Y X, We L F, Nori F. *Phys. Rev. Lett.*, 2006, 96: 067003
- [23] DiCarlo L, Chow J M, Gambetta J M. *Nature*, 2009, 460: 240
- [24] Fulton T A, Dolan G J. *Phys. Rev. Lett.*, 1987, 59: 109
- [25] Nakamura Y, Pashkin Yu A, Yamamoto T *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2002, 88: 047901
- [26] Simmonds R W, Lang K M, Hite D A *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2004, 93: 077003
- [27] Steffen M, Kumar S, DiVincenzo D P *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2010, 105: 100502
- [28] You J Q, Nori F. *Phys. Rev. B*, 2003, 68: 064509
- [29] Blais A, Huang R S, Wallraff A *et al.* *Phys. Rev. A*, 2004, 69: 062320
- [30] Yang C P, Chu S I, Han S Y. *Phys. Rev. A*, 2003, 67: 042311
- [31] Zhu S L, Wang Z D, Zanardi P. *Phys. Rev. Lett.*, 2005, 94: 100502
- [32] Chiorescu I, Bertet P, Semba K *et al.* *Nature*, 2004, 431: 159
- [33] Wallraff A, Schuster D I, Blais A *et al.* *Nature*, 2004, 431: 162
- [34] Devoret M H, Girvin S, Schoelkopf R. *Ann. Phys. (Leipzig)*, 2007, 16: 767
- [35] Zhou L, Gong Z R, Liu Y X *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2008, 101: 100501
- [36] Ansmann M, Wang H, Bialczak R C *et al.* *Nature*, 2009, 461: 504
- [37] Wei L F, Maruyama K, Wang X B *et al.* *Phys. Rev. B*, 2010, 81: 174513