

约瑟夫森器件中的宏观量子现象及超导量子计算*

于 扬^{1, 2, †}

(1 Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, Massachusetts 02139, USA)

(2 南京大学物理系 南京 210093)

摘 要 超导体中的电子结成库珀对,凝聚到可以用一个宏观波函数来描绘的能量基态,该波函数的位相是代表了成百万库珀对集体运动的宏观变量.以约瑟夫森结为基础元件的超导约瑟夫森器件,使人们能够控制并测量一个超导体的位相和库珀对数目,因此是研究宏观量子现象的理想系统.文章回顾了约瑟夫森器件中的宏观量子现象研究的发展历程,介绍了当前超导约瑟夫森器件在量子计算中的重要应用,并对它们的未来作了简要的展望.

关键词 宏观量子现象,量子计算,超导约瑟夫森器件,纳米器件

Macroscopic quantum phenomena and quantum computation in superconducting Josephson devices

YU Yang^{1, 2, †}

(1 Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, Massachusetts 02139, USA)

(2 Department of Physics, Nanjing University, Nanjing 210093, China)

Abstract Electrons in a superconductor form Cooper pairs and thus condense into a ground state which can be described by a macroscopic quantum wavefunction. The phase of the wavefunction represents a collective movement of millions of Cooper pairs. Using devices based on Josephson tunnel junctions we are able to control and detect the phase and number of Cooper pairs in a superconductor. Josephson devices are therefore excellent systems for demonstrating macroscopic quantum phenomena. We present a short review of the macroscopic quantum phenomena in superconducting Josephson devices, as well as their applications and prospects in quantum computation.

Keywords macroscopic quantum phenomena, quantum computation, superconducting Josephson devices, nano-devices

1 薛定谔猫和宏观量子现象

经典力学自从建立以来,成功地解释了星体的运动以及我们日常生活中的物体运动现象.但是到了19世纪末、20世纪初,经典力学在光学和原子领域遇到了严重困难,许多物理现象,例如黑体辐射、光电效应、原子轨道无法用经典力学来解释,于是由玻尔、薛定谔、海森伯等科学家创立了量子力学.近

百年来,量子力学在物理、化学、生物等许多领域获得了巨大成功.然而,量子力学的规律和我们日常所见的现象是如此的不一致,人们很难彻底理解量子力学的精髓.比如,一个自从量子力学创立以来就一直困扰人们的问题是量子力学是否适用于宏观物体或宏观变量?如果量子力学适用于宏观物体,为什么我们平常看不到量子现象?如果量子力学不适用

* 2004-12-10 收到

† Email: yuyang@nju.edu.cn

于宏观物体,那么量子力学和经典力学的分界线又在哪儿?当然,最直接的验证是用实验来观测宏观物体的量子现象,但由于理论和实验条件的局限,20世纪80年代以前人们一直无法观测到宏观物体的量子现象,从而引出了一个非常著名的佯谬——薛定谔猫^[1]。

薛定谔猫是量子力学创始人之一薛定谔提出的一个想像实验(图1)。实验是把一只猫和一个处于激发态的原子放进一个全封闭的盒子中,如果原子衰变到基态,盒子中的一个自动装置就会被触发从而毒死猫,如果原子不衰变,则猫仍然活着。如果原子处于激发态和基态的叠加,猫就将处于半死半活的叠加态中。自然,处于半死半活叠加态中的猫无法观测到,但是原因并不是量子力学不能适用于宏观物体,而是因为猫和它周围的环境相互作用,瞬间就从叠加态解除相干从而坍塌到本征态生或死^[2]。为了观测到宏观量子现象,我们必须要把宏观物体和跟它相互作用的环境分隔开,从而延长量子相干时间。然而,要把宏观物体和跟它相互作用的环境分隔开是十分困难的,薛定谔猫这个佯谬在量子力学中持续了六十多年。到了20世纪80年代,莱格特提出了一个新版的薛定谔猫——超导约瑟夫森器件^[3,4],使人们有可能用实验来观测宏观量子现象。

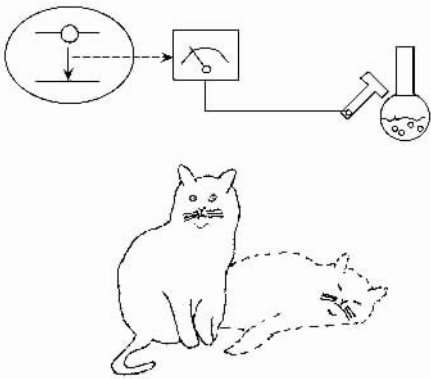


图1 著名的量子力学佯谬薛定谔猫的示意图

2 约瑟夫森器件中的宏观量子现象

超导是指当温度降低到一定程度,某些材料会呈现零电阻和完全抗磁性的现象。超导的微观机制是材料中的电子形成库珀对,凝聚到一个能量基态上,该能量基态可以用一个宏观波函数表示, $\Psi = n^{1/2} e^{i\phi}$,这里 ϕ 是超导体中库珀对的位相,是一个代表了约 10^9 个库珀对的集体运动的宏观变量, n 是

超导体中的库珀对的密度^[5]。虽然我们通常说超导现象本身是一种宏观量子效应,但是超导体中的电子具有无限多的空间自由度,超导现象并不能证明量子力学适用于宏观物体或宏观变量。要观测宏观量子现象我们必须选择一个独立于其他微观变量的宏观变量。从宏观波函数人们想到了用超导体中的位相 ϕ 或电子数目 N 作为宏观变量,实际上 ϕ 和 N 是一对正则共轭的变量(例如一个足球的质心),它们满足海森伯测不准原理,当一个超导体中的电子的位相是一定时,它的电子数就完全不确定,反之亦然。

由约瑟夫森隧道结为基本元件的超导约瑟夫森器件给我们提供了一个非常美妙的工具来控制 and 测量一个超导体中的位相或电子数目。一个约瑟夫森隧道结是由两个超导体和一个很薄的绝缘层组成,绝缘层夹在超导体中间形成一个势垒^[5,6]。库珀对能隧穿这个势垒,形成超电流,大小由约瑟夫森方程给出。在很低的温度和阻尼情况下,一个电流偏置下的约瑟夫森隧道结的运动方程等价于一个质量为 C 的小球在一个倾斜的洗衣板势上滚动(图2),系统的哈密顿量可以写成^[7]:

$$H = P^2/2C + U(\Phi), \quad (1)$$

这里 C 是约瑟夫森隧道结的电容, $\Phi = \phi\Phi_0/2\pi$ 是以磁通量子 Φ_0 为单位的两个超导体的位相差,对应于位置变量,正则动量 $P = -i\hbar\partial/\partial\Phi$,对应于约瑟夫森结上的电量 Q , $U = -I\Phi - E_J \cos(2\pi\Phi/\Phi_0)$, I 是约瑟夫森结的隧道结的偏置电流, $E_J = I_c\Phi_0/2\pi$ 是约瑟夫森耦合能量, I_c 是约瑟夫森结的临界电流。当 $I < I_c$ 时,洗衣板势上有一些亚稳态的势阱。而当 $I > I_c$ 时,洗衣板势是随 Φ 的增加而单调下降的。如果我们从零开始增加 I 到接近 I_c 时,小球陷于某一个势阱中以本征频率来回振荡。当热力学涨落小于由本征频率决定的量子能级间隔时,我们就能观测到小球的量子现象,因为 ϕ 是代表了 10^9 个库珀对的集体运动,我们说这是宏观变量的量子现象。

更进一步,如果我们把约瑟夫森隧道结两端用一段超导体连起来,就得到一个带约瑟夫森结的超导环,叫做射频超导量子干涉仪(RF SQUID)。超导环中磁通量是量子化的这个性质把约瑟夫森结两端的位相差和环中的磁通量 Φ 联系起来, $\phi/2\pi = \Phi/\Phi_0$ 。在外加磁场下,RF SQUID的哈密顿量可以写为^[8]

$$H = P^2/2C + U(\Phi), \quad (2)$$

式中 P 和 C 的定义和(1)式相同。 $U(\Phi) = -E_J \cos$

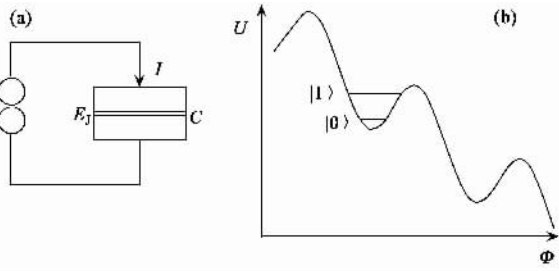


图 2 一个电流偏置下的约瑟夫森隧道结 (a) 和它的洗衣板势 ($I < I_c$) (b) 小球在势阱中能级是量子化的, 我们可以通过改变 I 来调节势阱深度, 从而得到量子比特需要的两个能级 $|0\rangle$ 和 $|1\rangle$)

$(2\pi\Phi/\Phi_0) + (\Phi - \Phi_e)^2/2L$, L 是超导环的自感, Φ_e 是外加磁通. 当 $\beta_L = 4\pi^2LE_J/\Phi_0^2 > 1$ 时, 系统的运动等价于一个质量为 C 的小球在双势阱中运动 (图 3). 与上面所讲的约瑟夫森隧道结相似, 在低温和小阻尼的情况下, 小球在双势阱中具有量子化的能级. 用外加磁场可以让势阱左右倾斜, 当小球在左边势阱时, 我们可以定义系统的量子态为 $|0\rangle$, 对应于超导环中有一个顺时针的超电流, 当小球在右边势阱时, 我们可以定义系统的量子态为 $|1\rangle$, 对应于逆时针的超电流. 这个超电流可达微安量级, 在超导环中产生的磁矩大约为 10^{10} 个波尔磁子, 所以 RF SQUID 中的磁通是一个宏观变量, 我们可以简单地把它看成一个宏观自旋, 同时它还具有向上和向下两个宏观上完全不同的量子状态, 当外加磁通是 $\Phi_0/2$ 时, 超导环中的超电流是顺时针和逆时针方向的超电流相干叠加, 这即是莱格特提出的薛定谔猫.

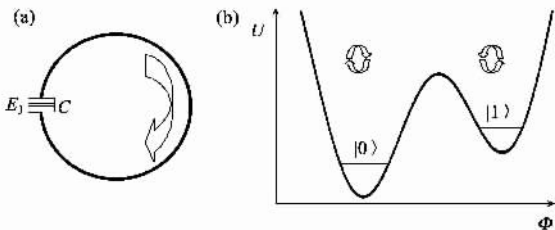


图 3 RF SQUID (a) 和它的双阱势 (b) 势能的形状完全由约瑟夫森隧道结和 RF SQUID 的参数以及外加磁场控制. 当 $\Phi_e = \Phi_0/2$ 时, $|0\rangle$ 和 $|1\rangle$ 能量相等, 它们之间的隧道耦合使简并分裂, 形成两个相干叠加态 $(|0\rangle + |1\rangle)/\sqrt{2}$ 和 $(|0\rangle - |1\rangle)/\sqrt{2}$, 对应于 10^9 个库珀对同时处于顺时针和逆时针运动的相干叠加]

自从莱格特指出可以用超导约瑟夫森器件观测宏观量子效应后, 人们不断用实验证实了超导约瑟夫森器件是一个可调控的宏观量子系统. Voss 等最先在约瑟夫森隧道结和 RF SQUID 中看到宏观量子

隧道效应^[9-12], 从经典力学来看, 小球只能通过热运动从势垒顶上逃出势阱, 而按照量子力学理论, 小球可以从势垒底部隧穿出势阱, 因此隧道效应是量子系统的特征之一. 随后, Clarke 等小组在约瑟夫森隧道结和 RF SQUID 中观测到量子化的能级^[13-15], 进一步证明了约瑟夫森隧道结和 RF SQUID 是宏观量子系统. 更有趣的是, 宏观量子系统可以和电磁场如光子相互作用, 小球能够吸收或放出光子, 跃迁到不同的能级, Clarke 和 Han 等分别报道了约瑟夫森隧道结和 RF SQUID 与光子的相互作用^[7, 16, 17]. 以上实验观测到约瑟夫森器件中的宏观量子效应, 但它们都是非相干的量子现象, 我们可以用几率方程而不是薛定谔方程来描述系统的运动, 因此不能证明宏观量子态的相干叠加. 2000 年, Stonybrook 和 Delft 小组分别从能谱上间接地证实了宏观量子态的相干叠加^[18, 19]. 2002 年, Kansas 小组首先在一个约瑟夫森隧道结中直接地观测到宏观量子态的相干叠加^[20], 他们用微波幅照一个电流偏置的约瑟夫森隧道结, 观测到小球的宏观量子态波函数在基态和激发态之间在时序上相干振荡、叠加, 最有力地证实了量子力学可以适用于宏观世界. 随后, NIST, Delft 等小组也报道了宏观量子态的相干振荡^[21, 22], 这一系列实验说明了我们不但可以用量子力学来描述宏观量子系统, 而且还能够通过微波脉冲调控宏观量子系统.

在以上的器件中, 我们选择位相作为宏观变量, 另一个可以研究的宏观变量是超导体中的电子数. 人们常用的器件是库珀盒^[8], 它是一个超导体的小岛, 两边分别用约瑟夫森隧道结和电容 C_s 同环境隔离开 (图 4). 我们可以通过约瑟夫森隧道结向超导体小岛添加库珀对. 当超导体小岛小到一定程度且单电子在电容中的能量大于约瑟夫森能量时, 超导体小岛的库珀对的位相完全不确定, 而超过电中性以上的库珀对数目 (即净库珀对数目) 就是一个独立变量. 在低温下, 系统可以简化为一个两能级量子系统, 它的能级如图 4 所示. 但是, 人们通常使用的两个量子态是库珀盒中只有 0 个和 1 个净库珀对, 因此严格来说库珀盒是一个介观系统.

3 量子计算和超导量子比特

人们最初研究宏观量子效应主要出于对量子基本理论的好奇. 但是, 量子计算的兴起为超导宏观量子效应引进了新的内涵. 量子计算和量子信息是 20

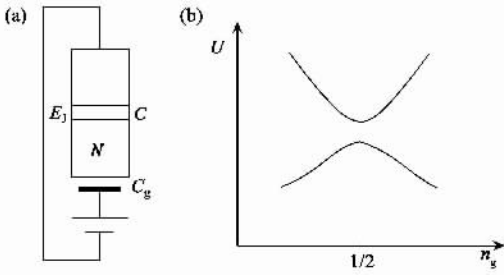


图4 (a) 一个库珀盒的示意图, N 是库珀盒中的净库珀对数目 (b) 系统在 $n_g = 1/2$ 附近可以看成是一个两能级的量子系统

世纪 80 年代发展起来的一门新兴交叉学科, 它的核心是用可控制的量子系统作为硬件来进行科学计算、信息处理和量子模拟^[23]。我们知道, 现在计算机处理器的基本单位是比特, 在某一时间, 1 个比特的状态可能是 0 或者 1, 对应于 1 个低电位或高电位。在量子计算机中, 与经典比特相对应的基本单位是量子比特, 1 个量子比特是 1 个两能级量子系统的量子状态, 比如 1 个电子的自旋有 $-1/2$ 和 $1/2$ 两个量子态, 我们可以把两个态写作 $|0\rangle$ 或 $|1\rangle$ 。一个量子比特的状态在某一时间可写成 $\alpha_0|0\rangle + \alpha_1|1\rangle$, 这里, 系数 α_0 和 α_1 是复数, 但通常我们可以把它们考虑成实数, 信息就储存在两个系数中。所以, 1 个量子比特储存的信息至少是 1 个经典比特的两倍。如果有 2 个经典比特就有 2 个比特储存信息, 而对于 2 个量子比特, 它们的状态在某一时间可以写作 $\alpha_{00}|00\rangle + \alpha_{01}|01\rangle + \alpha_{10}|10\rangle + \alpha_{11}|11\rangle$, 现在我们有 4 个系数储存信息, 由此类推, N 个量子比特有 2^N 个系数储存信息, 因此, 量子比特能够成指数倍地提高信息的储存量。量子计算就是输入初始量子态, 通过一系列量子门操作, 也即是么正变换, 最后我们可以通过测量最终的量子态得出计算结果。因为量子态的奇特的叠加性, 人们可以设计出一些算法成指数倍地提高计算速度。因此, 量子计算机可以解决一些经典计算机无法解决的问题。从理论上讲, 任何两能级的量子系统都可以当作 1 个量子比特, 但适用的量子比特必须具有 5 个条件: 可初始化, 可调控, 可耦合, 可测量, 长相干时间。作为宏观量子系统的超导约瑟夫森器件正好基本具备这些条件, 而且它们还有一个非常突出的优点——易于规模化。而且由于超导量子比特是人工量子比特, 并通过集成技术制备, 人们在设计、控制和测量上具有很大的自由度^[24-26]。

对于不同的宏观变量, 我们一般可以将超导量子比特分为 3 种。一种是超导位相量子比特, 单个约

瑟夫森隧道结即是 1 个位相量子比特, 它的量子态是非谐势阱中的两个量子能级。在低温下, 我们可以通过适当时间的等待, 使系统弛豫到基态来进行初始化。我们可以用微波辐照可调控量子态, 用电容把 2 个量子比特耦合起来, 通过测量隧穿几率来测量量子态。2002 年, Kansas 小组观测到单个位相量子比特的量子相干振荡^[20]。2 个位相量子比特的耦合能谱也于 2003 年被证实^[27]。超导位相量子比特的优点是结构简单, 对磁涨落和电荷涨落不敏感, 缺点是它有引线直接连接到测量仪器上, 因此需要特别的电路设计才能使它和环境隔离开, 而且 $1/f$ 噪声对位相量子比特相干时间影响较大^[28]。

另一种是超导磁通量子比特, 是一个有约瑟夫森隧道结的超导环, 它的两个量子态可以是对应于正反两个方向的超电流^[18, 26]。同样, 我们可以通过足够长时间的弛豫得到基态, 用微波辐照或磁场偏置调控量子态, 用电感把两个量子比特耦合起来, 用直流超导量子干涉仪 (DC SQUID) 来测量量子态。Delft 小组 2003 年报道了单个磁通量子比特的量子相干振荡^[22], 目前正在进行两个磁通量子比特的耦合的实验^[29]。超导磁通量子比特的优点是它没有引线和测量仪器相连, 因此我们更加容易把它和环境隔离开来, 得到较长的相干时间, 而且超导磁通量子比特对基片上电荷涨落不敏感, 另外一个它们是很容易通过电感互相耦合起来, 缺点是它对磁涨落非常敏感。

第三种是超导电荷量子比特, 即是一个库珀盒, 它的量子态是超导体中具有 0 个和 1 个库珀对的净电荷。我们可以用足够长时间弛豫得到基态, 用电压脉冲或微波辐照调控量子态, 用电容把 2 个量子比特耦合起来, 通过测量隧穿电流来测量量子态。1999 年, NEC 小组观测到了单个位相量子比特的量子相干振荡^[30]。2 个位相量子比特的耦合能谱、相干振荡和两量子门的操作也于 2003 年被证实^[31, 32]。超导电荷量子比特的优点是它对磁场涨落不敏感, 缺点是周围环境的电荷涨落对它的相干时间影响很大。另外由于它要求结的尺寸很小, 因此需要很好的微加工技术。

以上概括了 3 种超导量子比特的基本工作原理。除此之外, 人们还设计出了混合性的超导量子比特, 比较成熟的是超导电荷量子比特和超导位相量子比特的结合^[33], 超导位相量子比特和超导磁通量子比特的结合^[28], 简单说来, 它们的量子态并未改变, 只是改变了测量方法。

值得一提的是,超导磁通量子比特和 π 约瑟夫森结结合而形成的“超导安静量子比特”^[8]。我们知道,超导磁通量子比特的 2 个能级简并是发生在超导环中外加磁通是 $\Phi_0/2$ 时,对应于约瑟夫森结上位相差 π ,如果我们用 π 节引进一个 π 位相差,我们就可以不用外加磁场,这使量子比特不受外加磁场及引线引起的磁场涨落影响,因此称作“超导安静量子比特”。但是,这种设计对电路参数要求很高,因此到现在还没有量子相干实验报道。

4 超导量子比特的前景

量子计算和量子信息向物理学、计算机科学、信息科学以及电子工程等许多领域的科学工作者提出了一个巨大的挑战。量子计算和量子信息的研究能够为我们提供对自然界和自然规律的全新的认识,将来很有可能会发展成革命性的新技术。另一方面,对量子计算和量子信息的研究使我们不断地努力去争取更好的调控量子系统的量子状态,这不但能使我们对量子力学具有更清晰的认识,而且会提高我们对微观、介观和宏观量子系统的调控技术,而人类的技术进步通常都会引起新的科学现象的发现,这就是越来越多的科学家投身于量子计算和量子信息研究的原因。几年前,超导量子比特还不是一种引人注目的量子比特,但是从 2000 年以来,超导量子比特发展非常迅速,宏观量子态叠加,宏观量子态的相干振荡,一个和两个超导量子比特的验证,这些实验已经使超导量子比特逐渐成为很有前途的量子比特。同时,超导量子比特具有广泛的设计和加工的自由度,使我们能够把它们和别的量子比特结合起来,形成新的更优越的量子比特,最近的超导量子比特和量子谐振腔结合的实验即是一个很好的例子^[34, 35]。我们相信,随着量子理论和超导器件加工技术的发展,人们能设计加工出更好更新的超导量子比特,再加上超导量子比特的易于集成化的特性,超导量子比特将是实现大规模量子计算的最有力的竞争者。

参 考 文 献

- [1] Schrödinger E. Die Naturwissenschaften, 1935, 23 : 844
 [2] Zurek W H. Phys. Today, 1991, #4 : 36

- [3] Caldeira A O, Leggett A J. Phys. Rev. Lett., 1981, 46 : 211
 [4] Leggett A J, Garg A. Phys. Rev. Lett., 1985, 54 : 857
 [5] Tinkham M. Introduction to Superconductivity. New York : McGraw - Hill, 1996
 [6] Barone A, Paterno G. Physics and Applications of the Josephson Effect. New York : John Wiley and Sons, 1982
 [7] Clarke J, Cleland A N, Devoret M H *et al.* Science, 1988, 239 : 992
 [8] Makhlin Y, Schön G, Shnirman A. Rev. Mod. Phys., 2001, 73 : 357
 [9] Voss R F, Webb R A. Phys. Rev. Lett., 1981, 47 : 265
 [10] Washburn S, Webb R A, Voss R F *et al.* Phys. Rev. Lett., 1985, 54 : 2712
 [11] Schwartz D B, Sen B, Archie C N *et al.* Phys. Rev. Lett., 1985, 55 : 1547
 [12] Devoret M H, Martinis J M, Clarke J. Phys. Rev. Lett., 1985, 55 : 1908
 [13] Martinis J M, Devoret M H, Clarke J. Phys. Rev. Lett., 1985, 55 : 1543
 [14] Silvestrini P, Palmieri V, Ruggiero B *et al.* Phys. Rev. Lett., 1997, 79 : 3046
 [15] Rouse R, Han S, Lukens J E. Phys. Rev. Lett., 1995, 75 : 1614
 [16] Han S, Rouse R, Lukens J E. Phys. Rev. Lett., 1996, 76 : 3404
 [17] Han S, Rouse R, Lukens J E. Phys. Rev. Lett., 2000, 84 : 1300
 [18] Friedman J R, Patel V, Chen W *et al.* Nature, 2000, 406 : 43
 [19] van der Wal C H *et al.* Science, 2000, 290 : 773
 [20] Yu Y *et al.* Science, 2002, 296 : 889
 [21] Martinis J M *et al.* Phys. Rev. Lett., 2002, 89 : 117901
 [22] Chiorescu I *et al.* Science, 2003, 299 : 1869
 [23] Nielsen M A, Chuang I L. Quantum Computation and Quantum information, Cambridge : Cambridge Univ. Press, Ed. 1, 2000
 [24] Bocko M F, Herr A M, Feldman M J. IEEE Trans. Appl. Supercon., 1997, 7 : 3638
 [25] Averin D V. Solid State Commun., 1998, 105 : 659
 [26] Orlando T P *et al.* Phys. Rev. B, 1999, 60 : 15398
 [27] Berkley A J *et al.* Science, 2003, 300 : 1548
 [28] Simmonds R W *et al.* Phys. Rev. Lett., 2004, 93 : 077003
 [29] Mooij J E, in press
 [30] Nakamura Y, Pushkin Y A, Tsai J S. Nature, 1999, 398 : 786
 [31] Pashkin Y A *et al.* Nature, 2003, 421 : 823
 [32] Yamamoto T, Pashkin Y A, Astafiev O *et al.* Nature, 2003, 425 : 941
 [33] Vion D *et al.* Science, 2002, 296 : 886
 [34] Chiorescu I *et al.* Nature, 2004, 431 : 159
 [35] Wallraff A *et al.* Nature, 2004, 431 : 162