

三维传输子量子比特的退相干参数表征*

赵虎¹⁾ 李铁夫^{1)2)†} 刘其春¹⁾ 张颖珊¹⁾ 刘建设¹⁾ 陈炜^{1)‡}

1) (清华大学微电子学研究所, 清华信息科学与技术国家实验室, 北京 100084)

2) (北京计算科学研究中心, 北京 100084)

(2014年7月18日收到; 2014年9月10日收到修改稿)

超导量子比特的退相干时间是决定超导量子计算能否实现的重要指标之一. 文章以三维传输子量子比特(3D transmon)为研究对象, 在氧化硅衬底上制备了三维传输子量子比特, 并在超低温下(10 mK), 采用拉比振荡(Rabi oscillation)、能量弛豫(energy relaxation)、拉姆齐条纹(Ramsey fringe)、自旋回波(spin echo)的方法, 对其进行了详细的退相干时间常数表征. 结果显示该量子比特的退相干时间在几百纳秒. 根据几种退相干时间的关系进行计算, 可以看出, 低频噪声目前不是影响量子比特退相干的最主要因素, 而氧化硅中的缺陷可能是样品退相干时间的主要瓶颈.

关键词: 三维传输子量子比特, 拉比振荡, 拉姆齐条纹, 自旋回波

PACS: 03.67.Lx, 42.50.Pq, 85.25.-j

DOI: 10.7498/aps.63.220305

1 引言

超导量子计算由于能够与微电子工艺兼容、参数灵活可调、具有可扩展性等优点, 近些年来被认为是最容易实现量子计算机的方案之一^[1-5]. 超导量子比特主要由约瑟夫森结构成, 根据约瑟夫森能(E_J)的和充电能(E_C)的大小, 可以将量子比特分为电荷量子比特(charge qubit)^[6]、磁通量子比特(flux qubit)^[7,8]、相位量子比特(phase qubit)^[9]以及传输子量子比特(transmon)^[10-12]等. 传输子量子比特成功地将超导谐振腔与量子比特结合起来^[13], 超导谐振腔在给量子比特提供很好的电磁环境的同时, 还可以作为量子信息的通信总线, 将多个量子比特耦合起来^[14]. 早期的传输子量子比特所用的超导谐振腔都是共面波导谐振腔(CPW resonator). 2011年, 耶鲁大学的Schoelkopf小组^[15]尝试将量子比特放在三维谐振腔(3D res-

onator)中, 经测试发现, 这种三维传输子量子比特(3D transmon)在退相干时间方面有更好的表现^[15,16].

超导量子比特的退相干时间与多种因素相关. 能够影响超导量子比特退相干的因素主要包括: 衬底^[17]、材料^[18]、线路滤波^[19]、能带形状^[20]、二能级系统^[21,22](two level system, TLS)、 $1/f$ 噪声^[23]、电荷噪声^[24]、磁噪声等^[25]. 研究退相干机制、增长退相干时间一直是超导量子比特研究领域里的难点问题之一. 目前国际上对三维传输子量子比特退相干时间的详细表征工作还比较少.

本文在氧化硅衬底上制备了三维传输子量子比特样品, 对其进行了参数提取, 并进行了全面的退相干时间表征. 本文的安排如下: 第二节主要介绍三维传输子量子比特的工作原理; 第三节介绍量子比特的参数提取; 第四节讲解测试系统; 第五节到第八节介绍拉比振荡^[26](Rabi oscillation)、能量弛豫^[27](energy relaxation)、拉姆齐条纹^[28]

* 国家重点基础研究发展计划(批准号: 2011CBA00304)和国家自然科学基金(批准号: 60836001, 61174084, 61106121, U1330201)资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: litf@tsinghua.edu.cn

‡ 通讯作者. E-mail: weichen@mail.tsinghua.edu.cn

(Ramsey fringe)、自旋回波^[29] (spin echo) 的测试过程; 第九节对比了不同退相干时间常数之间的关系; 第十节对影响退相干的因素进行了总结。

2 三维传输子量子比特的工作原理

三维传输子量子比特是由电荷量子比特并联大电容, 并与三维谐振腔结合而提出的. 它的示意图和等效电路如图 1 (a), (b) 所示.

图 1 (a) 是三维传输子量子比特的示意图, 中间红色虚线包围的区域是量子比特, 它是由一个约瑟夫森结和两个天线电极构成的, 将该结构放在三维谐振腔中就构成了三维传输子量子比特. 其等效电路如图 1 (b) 所示. 在等效电路中, 约瑟夫森结和两端的电极被等效为理想的约瑟夫森结和一个大电容的并联电路, 它们通过电容的方式与三维谐振腔耦合. 谐振腔在电路中可以等效为电容电感和电阻的并联电路, 谐振腔通过电容与环境耦合. 在实际测量中, 为了让输出信号尽量地强, 一般将输出连接器的天线更加深入到腔体之中. 我们用双角度蒸发的方法在氧化硅衬底上制备了样品, 并把它放到了谐振频率为 8.1525 GHz 的三维谐振腔中. 图 2 (a) 是三维传输子量子比特的实物图, 将

样品放在谐振腔的中心, 此处谐振腔的第一模式电场最强; 谐振腔的周边有一圈 1 mm 的槽用于钢封; 周边的 6 个螺孔用于将两半谐振腔很好地固定在一起. 图 2 (b) 与 (c) 分别展示了样品的显微镜照片以及约瑟夫森结的扫描电镜 (SEM) 图.

不考虑谐振腔的作用, 这种量子比特的哈密顿量可以写为^[12]

$$H = E_C(\hat{n} - 2n_g)^2 - \frac{E_J}{2} \sum_n (|n\rangle\langle n| + |n+1\rangle\langle n|), \quad (1)$$

其中, $E_C = 4e^2/2C_\Sigma$ 是充电能; E_J 是约瑟夫森能; $n_g = C_g V_g/2e$ 是由栅压引起的约化电子对数目; $C_\Sigma = 2C_J + C_g$ 为系统的总电容, 包括两个约瑟夫森结电容和一个栅极电容.

图 3 绘制了 (1) 式在不同 E_J/E_C 下的能带图, 展示了当 E_J/E_C 变化时, 能带对应的变化情况. 当 E_J/E_C 较小时, 即构成量子比特的约瑟夫森结较小, 系统的充电能较大, 能带对栅极电压极其敏感, 这时构成的量子比特是电荷量子比特. 电荷量子比特因能带对栅压敏感, 容易受到电荷噪声的影响, 退相干时间比较短. 为了克服电荷噪声对量子比特退相干时间的影响, 给约瑟夫森结并联一个大电容,

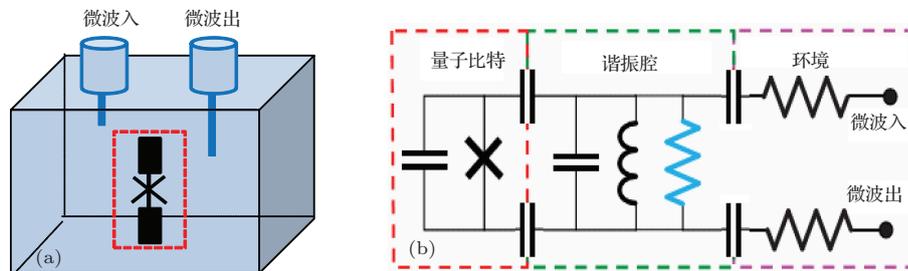


图 1 (a) 三维传输子量子比特示意图; (b) 三维传输子量子比特等效电路

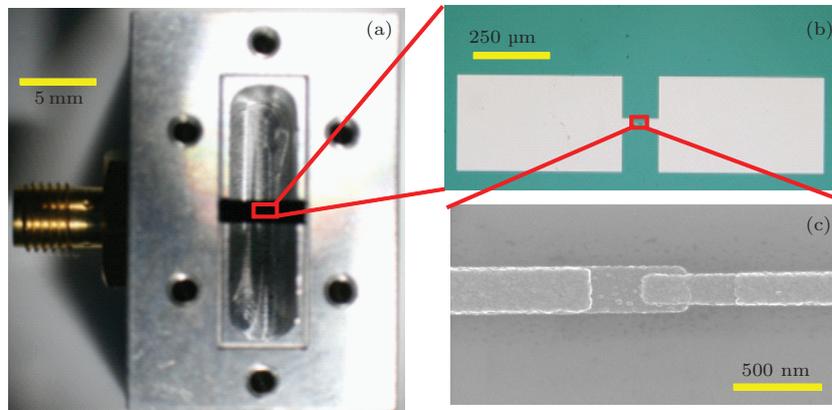


图 2 (a) 3D transmon 实物图; (b) 样品显微镜照片; (c) 约瑟夫森结 SEM 图

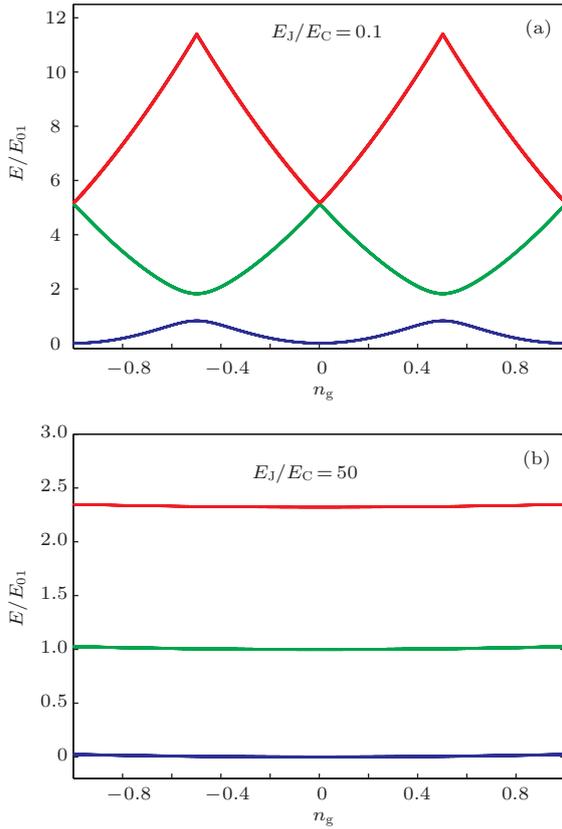


图3 (a) $E_J/E_C = 0.1$ 时的能带图; (b) $E_J/E_C = 50$ 时的能带图

降低整个系统的充电能, 此时电荷量子比特的能带将会被拉平, 它的代价是系统的能级结构会变得更加等谐. 此时的量子比特就是传输子量子比特. 图3(a)和(b)分别用 $E_J/E_C = 0.1$ 和 $E_J/E_C = 50$ 举例说明. 一般来说, 电荷量子比特满足 $E_J/E_C < 0.2$, 而传输子量子比特满足 $E_J/E_C \approx 50$.

谐振腔在传输子量子比特中可以用于分辨量子比特的状态, 量子比特与谐振腔存在耦合, 通过测量谐振腔在谐振频点的传输特性, 能够得到量子比特的状态, 它的工作原理可以用 Jaynes-Cummings (JC)^[11] 模型解释:

$$H_{JC} = \hbar\omega_r \left(a^\dagger a + \frac{1}{2} \right) + \hbar \frac{\omega_q}{2} \sigma_z + \hbar g (a^\dagger \sigma^- + a \sigma^+), \quad (2)$$

式中的第一项表示电磁场的能量, 每个光子所携带的能量为 $\hbar\omega_r$, \hbar 是约化的普朗克常数, ω_r 是谐振腔的角频率; 第二项表示量子比特是一个二能级的系统, 它的跃迁角频率为 ω_q ; 第三项描述了谐振腔和量子比特的相互作用, g 是它们之间的耦合强度, a^\dagger 与 a 是光子的产生和湮灭算符, σ^- 算符可将量

子比特从激发态 $|1\rangle$ 变到基态 $|0\rangle$, σ^+ 算符可将量子比特从基态 $|0\rangle$ 变到激发态 $|1\rangle$, $a\sigma^+$ 与 $a^\dagger\sigma^-$ 分别表示量子比特可以从腔中吸收一个光子和发射一个光子. 如果对谐振腔的传输特性进行测量, 那么腔的谐振频率在量子比特处于基态 $|0\rangle$ 和激发态 $|1\rangle$ 时会有所不同, 从而能够分辨出量子比特的状态.

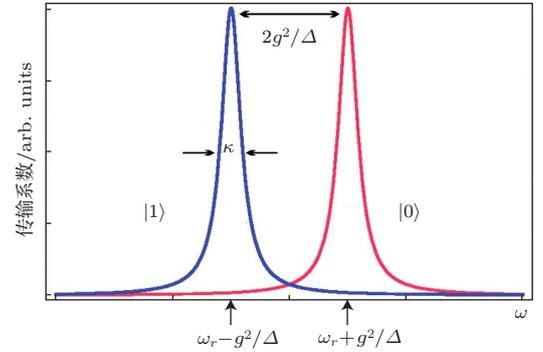


图4 谐振腔分辨量子态

图4是谐振腔能够分辨量子比特状态的示意图, 其中 $\Delta = \omega_q - \omega_r$ 表示量子比特与谐振腔的频率差, $2g^2/\Delta$ 表示腔的谐振频率在量子比特处于基态和激发态时的差别, κ 是腔的衰减率.

3 三维传输子量子比特的参数确定

为了进行三维传输子量子比特的退相干参数测量, 需要确定量子比特的基本参数. 三维传输子量子比特的测试过程是在最低温为 20 mK 的稀释制冷机中进行的. 线路配置如图7左侧的稀释制冷机部分所示. 输入信号从室温到最低温共衰减 -66 dB, 其中包括线路本身的 -17 dB 衰减, 以及每一级的衰减器共计 -49 dB. 输出信号经过两级隔离器 (isolator) 后, 在 4 K 被放大 $+40$ dB, 在室温再进行 $+40$ dB 放大. 我们首先用网络分析仪 (Agilent N5323A) 对三维谐振腔的 S_{21} 曲线进行变功率扫描, 能够得到图5所示的强度.

从扫描结果可以看出, 谐振腔在高功率下的谐振频率为 8.1525 GHz, 随着输入功率的降低, 量子比特对谐振腔的作用越来越明显, 谐振腔表现出明显的非线性效应, 并且谐振腔的频率逐渐向高频偏移, 这说明量子比特基态到激发态的跃迁频率高于谐振腔的第一模式谐振频率. 当输入功率小于 -80 dBm 时, 腔的谐振频率变为 8.1602 GHz. 谐振腔频率的变化可以通过公式 g^2/Δ 进行计算, 我们

测量得到 $g^2/\Delta = -7.7$ MHz.

将网络分析仪的扫描频点固定在 8.1602 GHz, 扫描微波源 (Agilent E8257D) 的频率和功率, 可以得到三维传输子量子比特的频谱.

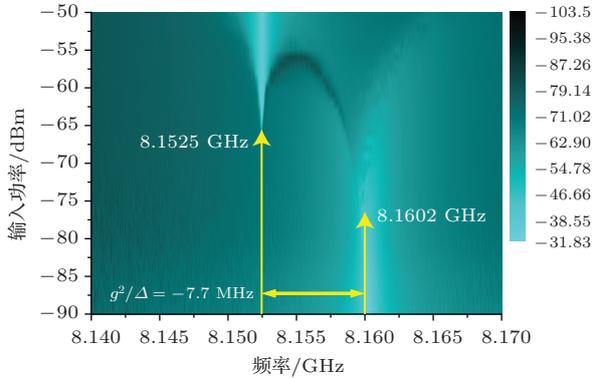


图5 (网刊彩色) 网络分析仪变功率扫描 S_{21}

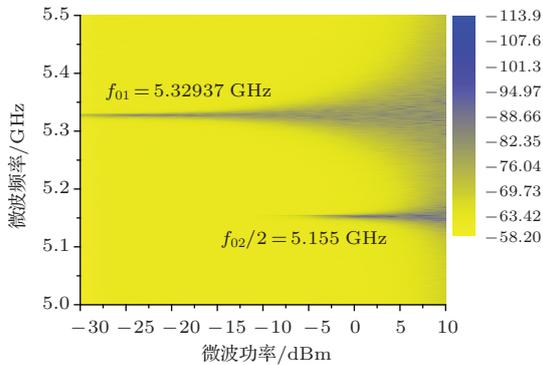


图6 (网刊彩色) 三维传输子量子比特的频谱

从图6可以看出一共有两根谱线, 它们出现对应的微波功率有所不同. 在微波功率较低时出现的谱线 5.32937 GHz 是由量子比特基态 $|0\rangle$ 到激发态 $|1\rangle$ 跃迁所造成的. 而当增加微波功率时出现的另一根谱线 5.1550 GHz 是由基态 $|0\rangle$ 到第二激发态 $|2\rangle$ 的双光子跃迁所造成的. 结合图5与图6的信息, 可以得到量子比特的参数为 $f_{01} = 5.32937$ GHz, $f_{12} = 4.98063$ GHz, $\Delta = -2.82313$ GHz, $g = 147.44$ MHz, 根据传输子量子比特的非等谐性可以计算出该量子比特的充电能^[15] $E_C = f_{12} - f_{01} = 348.74$ MHz, 再根据传输子量子比特的能级计算公式^[11] $f_{01} = \sqrt{8E_J E_C} - E_C$, 可以得到 $E_J = 11.5560$ GHz, 从而得到 $E_J/E_C = 33.1364$.

4 相干操作的测试系统

与频谱测量不同的是, 量子比特的相干操作对测量时序的要求比较高. 因此我们采用了数据采集卡、任意波形发生器、三台微波源以及部分微波器件, 搭建了一套测试系统, 有关系统的详细配置见图7. 输入信号经过衰减进入样品, 输出信号放大后, 下变频到 50 MHz, 经带宽为 350 MHz 的 Stanford SR445A 放大后给数据采集卡提取幅值. 量子比特的激励微波脉冲和谐振腔的读出微波脉冲都是用任意波形发生器与微波源通过混频产生的.

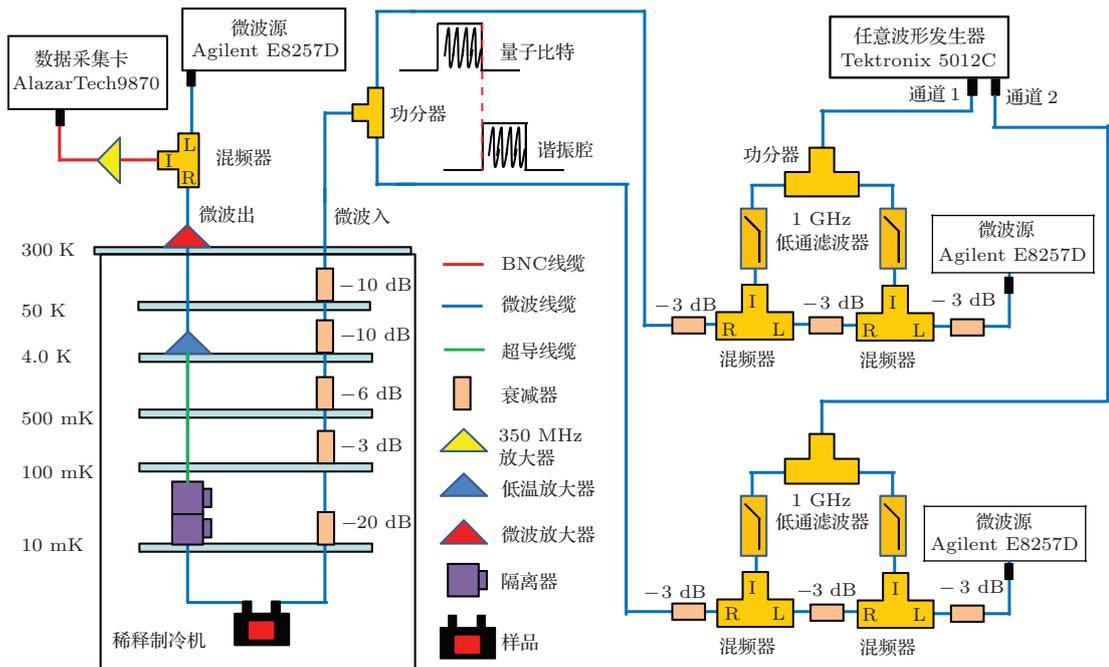


图7 测试系统示意图

5 拉比振荡

给量子比特施加微波驱动 $E(t) = A \cos(\omega t)$, 其中 A 为驱动场的幅度, ω 为驱动场的角频率, 量子比特会根据驱动时间的不同在基态 $|0\rangle$ 和激发态 $|1\rangle$ 之间按照薛定谔方程演化, 这就是拉比振荡. 拉比振荡的频率可以表示为

$$\Omega = \sqrt{\Omega_R^2 + (\omega_q - \omega)^2}, \quad (3)$$

其中 $\Omega_R = A|\varphi_{01}|/\hbar$, φ_{01} 为量子比特的电偶极跃迁矩阵元. 当驱动场角频率 ω 和量子比特的跃迁角频率 ω_q 恰好相等时, 拉比振荡的频率为 Ω_R ; 当驱动场和量子比特的跃迁频率存在失谐时, 拉比振荡的频率可以用 (3) 式进行计算.

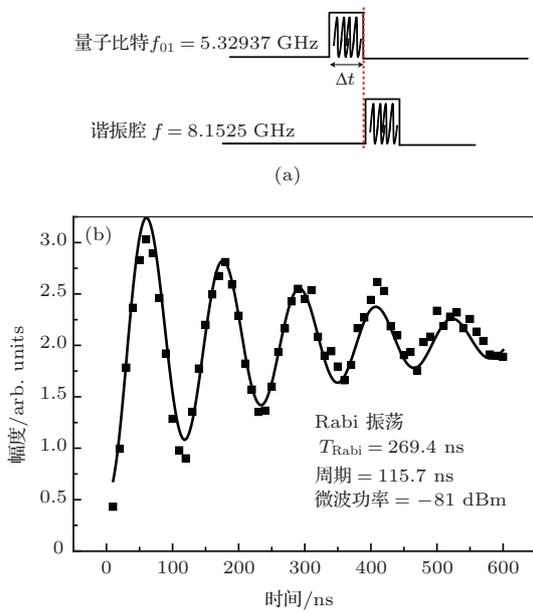


图8 (a) 拉比振荡的测量时序; (b) 3D transmon 的拉比振荡曲线

图8(a)描述了三维传输子量子比特拉比振荡的测量时序, 首先给量子比特施加一定长度的微波驱动, 使量子比特在两个能级之间进行演化. 驱动结束时, 立即给谐振腔施加一个读出信号, 然后进行测量. 扫描量子比特驱动微波信号的长度, 将驱动长度和测量谐振腔得到的幅值绘制在一起就得到了拉比振荡的曲线, 如图8(b)所示. 我们测试拉比振荡所用的方法为 Jaynes-Cummings readout^[30], 这种方法比 dispersive readout^[10] 方法具有更好的信噪比, 而它们的测试时序完全相同. 图中的每个点都是用数据采集卡平均40000次的结果. 对拉比振荡曲线进行指数衰减的正弦拟合, 可以得

到衰减的时间常数为 $T_{\text{Rabi}} = 269.4 \text{ ns}$.

6 能量弛豫

能量弛豫时间的物理意义是量子比特从激发态 $|1\rangle$ 回落到基态 $|0\rangle$ 的衰减时间常数. 能量弛豫时间的测量时序如图9(a)所示.

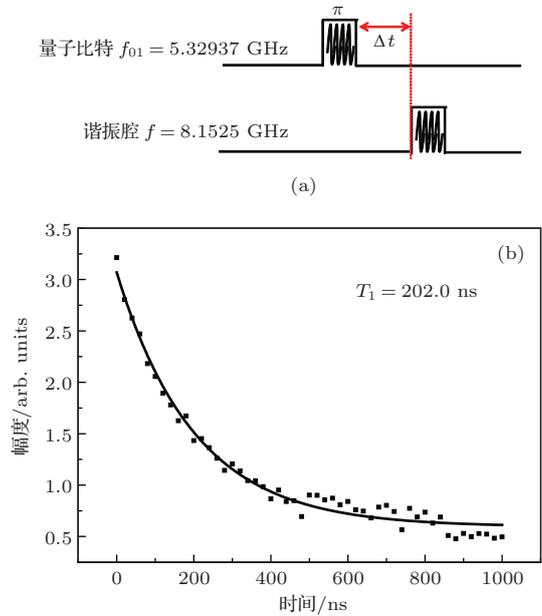


图9 (a) 能量弛豫时间的测试时序; (b) 3D transmon 的能量弛豫曲线

在测试能量弛豫之前, 需要先进行同样功率驱动下的拉比振荡测试, 从而确定 π 脉冲的准确时间. 施加一个 π 脉冲, 将量子比特制备到激发态 $|1\rangle$, 等待 Δt 时间后进行读出, 逐渐增加 Δt 时间就可以得到如图9(b)所示的能量弛豫曲线. 从图9(b)可以看出, 刚开始量子比特处于激发态 $|1\rangle$, 随着等待时间的增长, 量子比特的能量逐渐衰减, 最终回落到基态 $|0\rangle$, 用公式 $y = y_0 + A \exp(-t/T_1)$ 拟合上面的曲线, 就可以得到 $T_1 = 202.2 \text{ ns}$.

7 拉姆齐条纹

量子比特可以用 Bloch 球表示^[31]. 如图10(a)所示, θ 表示量子比特向量与 Z 轴正方向的夹角, $e^{i\varphi}$ 为 $|0\rangle$ 态与 $|1\rangle$ 态之间的相对相位因子, φ 表示量子比特向量与 X 轴正方向的夹角.

量子比特的波函数可以写为 $|\Psi\rangle = \cos(\theta/2)|0\rangle + e^{i\varphi} \sin(\theta/2)|1\rangle$, 相位退相干时间可以通过拉姆齐条纹进行表征, 其测量的时序图如

图 11 (a) 所示.

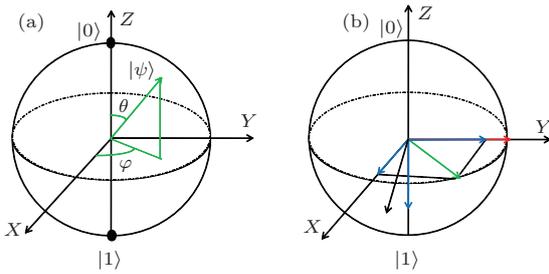


图 10 (a) 量子比特的 Bloch 球表示; (b) 拉姆齐条纹操作的 Bloch 球表示

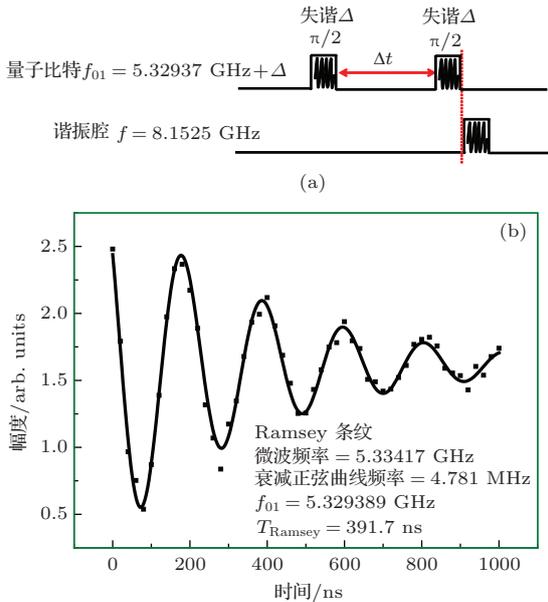


图 11 (a) 3D transmon 的拉姆齐条纹测试时序图; (b) 3D transmon 的拉姆齐条纹曲线

测量拉姆齐条纹时, 首先需要在有失谐的情况下进行拉比振荡的测量, 确定 $\pi/2$ 脉冲的长度. 给量子比特施加失谐 Δ 的一个 $\pi/2$ 脉冲, 将其从基态 $|0\rangle$ 制备到 $(|0\rangle - i|1\rangle)/\sqrt{2}$ 态, 由于存在失谐, 所以量子比特将会在 XY 平面以失谐作为频率进动. 对应图 10 (b) 的 Bloch 球, 红色向量所表示的是量子比特经过 $\pi/2$ 脉冲后的状态, 经过 Δt 时间后, 量子比特向量变到 XY 平面的某一位置, 在图中用绿色向量表示, 将绿色向量在 X 轴和 Y 轴分解得到蓝色向量, 当施加另一个 $\pi/2$ 脉冲时, 只有 Y 轴的蓝色分量会绕 X 轴旋转 90° 到达 Z 轴负方向蓝色向量所在的位置, X 轴的蓝色分量保持不变, 此时将 X 轴的蓝色向量和 Z 轴负方向的蓝色向量进行合成, 得到黑色向量. 以此类推, 拉姆齐条纹的末态将会随着 Δt 时间的增加在 XZ 平面旋转起来, 从而得到了如图 11 (b) 所示的拉姆齐条纹曲线. 拉姆齐条纹所得到的时间常数记为 T_{Ramsey} .

8 自旋回波

拉姆齐条纹得到的时间常数 T_{Ramsey} , 除了包含 T_2 的信息外, 还有 T_2' 的信息. 若想得到准确的 T_2 , 需要通过自旋回波测试, 其测量的时序图如图 12 (a) 所示.

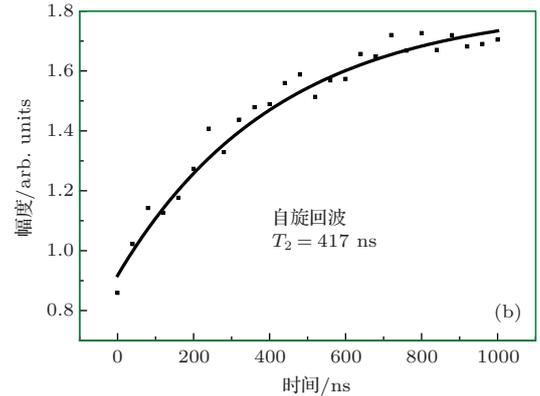
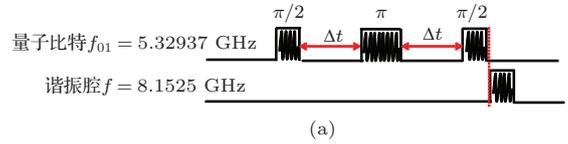


图 12 (a) 3D transmon 的自旋回波测试时序图; (b) 3D transmon 的自旋回波测试曲线

从测量的时序图可以看出, 自旋回波与拉姆齐条纹不同的是, 在两个 $\pi/2$ 脉冲之间插入了一个 π 脉冲, 并且驱动信号没有失谐. 由于低频噪声的影响, 量子比特向量随着时间的进行会不断地展宽, 通过 π 脉冲可以让量子比特绕 X 轴翻转 180° , 从而消除低频噪声所造成的展宽, 因此可以得到更为准确的相位退相干时间. 自旋回波的测试曲线如图 12 (b) 所示. 当 $\Delta t = 0$ 时, 两个 $\pi/2$ 脉冲与一个 π 脉冲, 可以等效为一个 2π 脉冲, 将量子比特制备在 $|0\rangle$ 态. 当 Δt 远超过量子比特的退相干时间时, 第一个 $\pi/2$ 脉冲和第二个 π 脉冲作用后, 量子比特又重新回到了 $|0\rangle$ 态, 第三个 $\pi/2$ 脉冲将量子比特制备在 $|0\rangle$ 和 $|1\rangle$ 的均匀叠加态, 用指数进行拟合, 得到 $T_2 = 417$ ns.

9 不同退相干常数的关系

通过拉比振荡、能量弛豫、拉姆齐条纹、自旋回波这四种测试方法, 我们得到了 4 个时间常数, 分别为 $T_{\text{Rabi}} = 269.4$ ns, $T_1 = 202.0$ ns, $T_{\text{Ramsey}} = 391.7$ ns, $T_2 = 417$ ns. 拉姆齐条纹测得的退相干时间可以表示为 $1/T_{\text{Ramsey}} = 1/T_2 + 1/T_2'$, T_2'

是量子比特向量受到非均匀展宽(低频噪声)影响的退相干时间常数. 将 T_{Ramsey} 与 T_2 代入可计算出 $T_2' = 6.456$ ns. 拉比振荡的时间常数 T_{Rabi} 与能量弛豫时间 T_1 和相位退相干时间 T_2 的关系为 $2/T_{\text{Rabi}} = 1/T_1 + 1/T_2$. 同样, 将 T_{Rabi} 与 T_1 代入可计算得到 $T_2 = 404.3$ ns, 这与自旋回波测试得到的417 ns比较接近, 同时也基本满足关系 $T_2 \approx 2T_1$.

10 结 论

根据拉比振荡、能量弛豫、拉姆齐条纹和自旋回波的测试结果, 制作在氧化硅衬底上的传输量子比特的退相干时间比较短. 对比其他研究小组在蓝宝石衬底上的实验结果, 可以看出衬底对三维传输量子比特的退相干具有非常重要的影响, 氧化硅中的缺陷可能是样品退相干时间的主要瓶颈. 目前测试得到的退相干时间在几百纳秒, 而由低频噪声所造成的退相干时间在几个微秒, 可以看出低频噪声目前不是影响量子比特退相干的最主要因素.

参考文献

- [1] You J Q, Nori F 2005 *Phys. Today* **58** 42
- [2] You J Q, Nori F 2011 *Nature* **474** 589
- [3] Charke J, Wilhelm F K 2008 *Nature* **453** 1031
- [4] Zhao H, Li T F, Liu J S, Chen W 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 154214 (in Chinese) [赵虎, 李铁夫, 刘建设, 陈炜 2012 物理学报 **61** 154214]
- [5] Zhong Y P, Li C Y, Wang H H, Chen Y 2013 *Chin. Phys. B* **22** 110313
- [6] Nakamura Y, Pashkin Y A, Tsai J S 1999 *Nature* **398** 786
- [7] Mooij J E, Orlando T P, Levitov L, Tian L, Van D W, Lloyd S 1999 *Science* **285** 1036
- [8] Friedman J R, Patel V, Chen W, Tolpygo S K, Lukens J E 2000 *Nature* **406** 43
- [9] Martinis J M, Nam S, Aumentado J, Urbina C 2002 *Phys. Rev. Lett.* **89** 117901
- [10] Wallraff A, Schuster D I, Blais A, Frunzio L, Huang R S, Majer J, Kumar S, Girvin S M, Schoelkopf R J 2004 *Nature* **431** 162
- [11] Blais A, Huang R S, Wallraff A, Girvin S M, Schoelkopf R J 2004 *Phys. Rev. A* **69** 062320
- [12] Koch J, Yu T M, Gambetta J, Houck A A, Schuster D I, Majer J, Blais A, Devoret M H, Girvin S M, Schoelkopf R J 2007 *Phys. Rev. A* **76** 2007
- [13] Zhao N, Liu J S, Li T F, Chen W 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 010301 (in Chinese) [赵娜, 刘建设, 李铁夫, 陈炜 2013 物理学报 **62** 010301]
- [14] Majer J, Chow J M, Gambetta J M, Koch J, Johnson B R, Schreier J A, Frunzio L, Schuster D I, Houck A A, Wallraff A, Blais A, Devoret M H, Girvin S M, Schoelkopf R J 2007 *Nature* **449** 443
- [15] Paik H, Schuster D I, Bishop L S, Kirchmair G, Gatalani G, Sears A P, Johnson B R, Reagor M J, Frunzio L, Glazman L I, Girvin S M, Devoret M H, Schoelkopf R J 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 240501
- [16] Rigetti C, Gambetta J M, Poletto S, Plourde B L T, Chow J M, Corcoles A D, Smolin J A, Merkel S T, Rozen J R, Keefe G A, Rothwell M B, Ketchen M B, Steffen M 2012 *Phys. Rev. B (Rapid Commun)* **86** 100506
- [17] Chen W, Bennett D A, Patel V, Luken J E 2008 *Supercond. Sci. Technol.* **21** 075013
- [18] Chang J B, Vissers M R, Corcoles A D, Sandberg M, Gao J S, Abraham D W, Chow J M, Gambetta J M, Rothwell M B, Keefe G A, Steffen M, Pappas D P 2013 *Appl. Phys. Lett.* **103** 012602
- [19] Martinis J M, Devoret M H, Clarke J 1987 *Phys. Rev. B* **35** 4682
- [20] Vion D, Aassime A, Cottet A, Joyez P, Pothier H, Urbina C, Esteve D, Devoret M H 2002 *Science* **296** 886
- [21] Faoro L, Ioffe L B 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 157005
- [22] Sun G Z, Wen X D, Mao B, Chen J, Yu Y, Wu P H, Han S Y 2010 *Nature Commun.* **1** 51
- [23] Paladino E, Faoro L, Falci G, Fazio R 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 228304
- [24] Schreier J A, Houck A A, Koch J, Schuster D I, Johnson B R, Chow J M, Gambetta J M, Majer J, Frunzio L, Devoret M H, Girvin S M, Schoelkopf R J 2008 *Phys. Rev. B (Rapid Commun)* **77** 180502
- [25] Yoshihara F, Harrabi K, Niskanen A O, Nakamura Y, Tsai J S 2006 *Phys. Rev. Lett.* **97** 167001
- [26] Chiorescu I, Nakamura Y, Harmans C J P M, Mooij J E 2003 *Science* **299** 1869
- [27] Bylander J, Gustavsson S, Yan F, Yoshihara F, Harrabi K, Fitch G, Cory D G, Nakamura Y, Tsai J S, Oliver W D 2011 *Nature Phys.* **7** 565
- [28] Wallraff A, Schuster D I, Blais A, Frunzio L, Majer J, Girvin S M, Schoelkopf R J 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 060501
- [29] Bertet P, Chiorescu I, Burkard G, Semba K, Harmans C J P M, DiVincenzo D P, Mooij J E 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 257002
- [30] Reed M D, DiCarlo L, Johnson B R, Sun L, Schuster D I, Frunzio L, Schoelkopf R J 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 173601
- [31] Wendin G, Shumeiko V S 2007 *Low. Temp. Phys.* **33** 724

Decoherence characterization of three-dimensional transmon*

Zhao Hu¹⁾ Li Tie-Fu^{1)2)†} Liu Qi-Chun¹⁾ Zhang Ying-Shan¹⁾
Liu Jian-She¹⁾ Chen Wei^{1)‡}

1) (*Institute of Microelectronics, Tsinghua National Laboratory for Information Science and Technology (TNList),
Tsinghua University, Beijing 100084, China*)

2) (*Beijing Computational Science Research Center, Beijing 100084, China*)

(Received 18 July 2014; revised manuscript received 10 September 2014)

Abstract

The decoherence time of superconducting qubit is one of the main parameters that determine whether superconducting quantum computation can be realized. This paper mainly focuses on three-dimensional (3D) transmon. The sample is fabricated on SiO substrate, and measured in 10 mK temperature. By measuring Rabi oscillation, energy relaxation, Ramsey oscillation and spin echo, the decoherence time constants of 3D transmon are characterized. The results show that the decoherence time is around several hundred nanoseconds. Based on the relationship of different decoherence time constant, we have the concludes that the possible reason to diminish the decoherence time is the defect in SiO substrate, but not the low frequency noises.

Keywords: 3D transmon, Rabi oscillation, Ramsey fringe, spin echo

PACS: 03.67.Lx, 42.50.Pq, 85.25.-j

DOI: [10.7498/aps.63.220305](https://doi.org/10.7498/aps.63.220305)

* Project supported by the National Basic Research Program of China (Grant No.2011CBA00304), and the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 60836001, 61174084, 61106121, U1330201).

† Corresponding author. E-mail: litf@tsinghua.edu.cn

‡ Corresponding author. E-mail: weichen@mail.tsinghua.edu.cn