DOI:10.19789/j.1004-9398.2017.02.009

混合固态量子信息处理器*

张雅慈[1] 曲艳玲[1] 张凤阳[1,2**]
(1. 大连民族大学物理与材料工程学院,辽宁 大连 116600; 2. 大连理工大学物理与光电工程学院,辽宁 大连 116024)

摘 要

基于混合固态系统提出一种量子态操控理论模型. 该模型通过一个电流偏置约瑟夫森结作为可调耦合器连接两个传输线谐振腔. 我们将一个自旋系综作为信息存储器放置在右侧的传输线内,将超导量子比特作为信息处理器与左侧的传输线耦合. 该模型可以实现处理器与存储器之间的量子信息一步转换. 该模型有望成为量子信息处理的基础器件.

关键词: 量子信息,混合固态系统,超导比特,自旋系综.
中图分类号: O59

0 引 言

近几年,混合固态量子系统备受瞩目,因为它是由不同的固态物理系统组成,可以同时发挥每种物理系统的自身优势,协同工作[1]. 其中被称为"人工原子"的固态量子系统——超导量子比特已经在量子信息领域被广泛应用[2]. 这种量子比特的最大优点是它的能级结构可以通过调节系统参数和外加电磁信号来灵活的操控. 这样一来,超导量子比特与腔的耦合强度也可以被人工调节. 此外,随着纳米技术的发展和微电子制造工艺的成熟,超导比特展现了良好的可集成性. 最近实验已经报道利用超导系统实现三量子比特量子纠错[3],以及利用辅助的超导比特制备超导腔的 NOON 态[4] 等. 虽然超导比特在可操控性和可扩展性方面存在优势,但是它的相干性相对比较差,弛豫时间和失相时间只有微秒数量级[5,6],这对于大规模的量子计算和信息处理来说是远远不够的. 令人兴奋的是,最近新兴起一种固体自旋系统——金刚石中的氮缺陷色心(以下称之为色心),它的最大优势就是在室温下相干时间能达到秒量级,而且与目前的硅芯片相比,该物理系统存储信息的数量是前者的数百万倍,同时信息处理速度也是前者的数十倍[7]. 因此,这种物理系统在量子信息领域有着潜在的应用. 在室温下,实验上已经分别实现两量子比特逻辑门[8],Deutsch-Jozsa 算法[9] 等. 以及实验上发现色心系综与超导腔的耦合强度要远大于单个色心与超导腔的耦合强度[10]. 如何扬长避短,充分发挥上述两种物理系统各自的优势,让它们有机组合协同工作,进而实现量子信息处理和量子计算是当前研究的热点问题.

最初关于超导比特与色心系综的耦合问题的研究主要利用传输线作为 data bus (数据总线) 来诱导它们之间的相互作用. 例如,武汉物理与数学研究所与中国科学技术大学的合作团队提出利用一根超导传输线诱导超导比特与色心系综耦合,可以在超导比特与色心系综之间实现高保真度的信息存储[11]. 紧接着,Kubo 等人在实验上成功实现用传输线谐振腔作为数据总线诱导单个超导比特与色心系综耦合,并实现了量子交换门[12]. 该实验的成功报道为混合固态系统可以作为量子信息的良载体奠定了坚实的基础. 受到这些研究工作的启发,考虑到超导比特与传输线谐振腔之间具有可调控耦合性和色心系综的长相干性的特点,提出在附加驱动条件下,以色心系综作为控制比特,以任意一个超导比特作为目标比特,实现一个控制比特可以调控任意目标比特的特殊两比特相位门[13]. 此相位门可能在未来的量

收稿日期: 2016-04-18
* 国家自然科学基金(批准号: 11505024,11447135,11505023)和中央高校研究经费(批准号: DC201502080407,DC12010314)资助的课题.
**通讯作者

(C)1994-2020 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

子计算领域有着重要作用. 最近,Marcos 等人提出了超导磁通比特与色心系综的直接耦合[14],研究发现这种耦合方式的强度高于色心系综与传输线耦合强度的 3 个数量级. 也就是说,极大的降低了超导比特与色心系综之间的量子信息传输时间. 随后,Zhu 等人在实验上成功实现这种超导磁通比特与色心系综的直接耦合,其耦合强度约为 70 MHz,同时观测到耦合系统的真空 Rabi 振荡[15]. 紧接着,Saito 等人利用同样的耦合系统在实验上实现色心系综与超导磁通比特之间的量子信息交换[16],以及在实验上观测到该混合系统的暗态[17]. 基于上述实验进展,关于这种直接耦合的混合固态系统的理论研究工作被广泛关注. 例如,将两个色心系综分别与两个直接耦合的超导磁通比特相互作用,在超导比特的辅助下可以实现两个色心系综之间的量子态转移[18];在一个超导比特的辅助下,实现色心系综(作为存储器)与另一个超导比特(作为处理器)之间的量子信息转移[19];通过一个超导比特诱导两个紧邻的色心系综耦合,在有效近似情况下该结构可以用来模拟紧束缚一维玻色晶格[20]; 以及利用 LC 线路和超导比特作为辅助装置实现远距离的两个色心系综之间的量子信息转移[21]. 虽然在文献[11,19]中已经提出在超导比特与色心系综之间实现量子信息转移,但是他们的共同点都是利用一个 data bus 将近距离的色心系综与超导比特进行耦合. 然而,如何实现远距离的超导比特与色心系综之间的量子信息传递,在通讯领域有着重要的意义.

在这篇论文中,我们利用电流偏置约瑟夫森结作为可调耦合器连接两个超导传输线谐振腔. 此外,我们在左边的超导传输线谐振腔内放置一个色心系综,在右侧超导腔内放置一个超导量子比特. 我们将相干时间长的自旋系综作为信息存储器,将可以被灵活操控的超导比特作为信息处理器. 我们将实现处理器与存储器之间的量子信息传递.

1 模 型

我们所研究的模型如图 1 所示. 下面我们分别阐述各个部分的哈密顿量. 超导传输线谐振腔已经被多个实验小组实现[22],描写它的哈密顿量可以表示如下形式(整篇论文中,我们采用自然单位制假设 $\hbar = 1$)

$$H_r = \omega_r a^+ a, \tag{1}$$

公式(1)中,ω_r 表示传输线谐振腔的本征频率,a^+ 和 a 分别表示传输线的产生与湮灭算符.

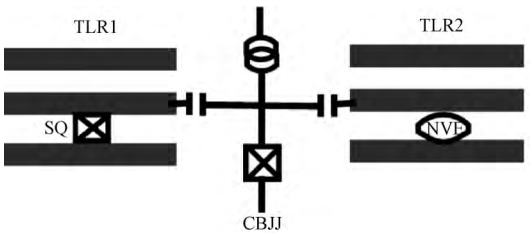


图 1 描写金刚石色心系综与超导比特之间的量子信息转移装置. 电流偏置约瑟夫森结作为可调耦合器连接两个传输线谐振腔. 其中左侧的传输线与超导比特耦合,右侧的传输线耦合一个金刚石色心系综.

电流偏置约瑟夫森结可以被等效为一个虚拟粒子在搓衣板势阱内的运动. 当偏置电流与约瑟夫森结的临界电流近似相等时,我们可以选择两个最低能级作为一个二能级系统模型,描写它的哈密顿量可以表示为[23]

$$H_c = \frac{1}{2}\omega_c \sigma_z \tag{2}$$

这里 ω_c 代表电流偏置约瑟夫森结的两个最低能级之间的频率差,σ_z 是泡利算符的 z 分量. 因此,我们不难写出电流偏置约瑟夫森结与两个传输线相互作用的哈密顿量. 在旋转波近似下,能量不守恒的项可以被忽略,相互作用哈密顿量可以写为

$$H_{cr} = g_1(a_1\sigma_+ + a_1^+\sigma_-) + g_2(a_2\sigma_+ + a_2^+\sigma_-), \tag{3}$$

上述式子中 g_1 和 g_2 分别表示左侧与右侧的传输线各自与电流偏置约瑟夫森结的耦合强度,此外 σ_+ 和 σ_- 分别表示电流偏置约瑟夫森结的上升与下降算符.

本论文,我们所用的自旋系综是金刚石中的氮缺陷系综. 对于这种电子自旋系综的基态是自旋为 1 的三重态,子能级 $m_s = 0$ 与 $m_s = \pm 1$ 之间的零声子劈裂约为 $2\pi \times 2.87$ GHz. 通过引入一个外部磁场,子能级 $m_s = \pm 1$ 之间的兼并可以被消除. 因此对于单个金刚石的氮缺陷来说,它的哈密顿量可以写为如下形式[24]

$$H_{NV} = DS_z^2 + E(S_x^2 - S_y^2) + g_e\mu_B \hat{\vec{B}} \cdot \vec{S}, \tag{4}$$

在这里 D 表示基态零场劈裂,$\vec{S}$ 表示自旋为 1 的泡利算符,E 表示基态劈裂诱导的张量系数,g_e 表示朗德因子,μ_B 是波尔磁子. 对于由多个金刚石的氮缺陷组成的自旋系综来说,我们可以重新定义它的基态和激发态分别为

$$\text{基态}\ |g\rangle = |0\cdots0\rangle, \tag{5}$$

$$\text{激发态}\ |e\rangle = s_+|g\rangle = (s_-)^+|g\rangle.$$

(C)1994-2020 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

如果系综中包含足够多个单个色心,并且在低激发条件下,系综的产生算符与湮灭算符满足下面泊松对易关系式[25]

$$[s_-, s_+] \approx 1. \tag{6}$$

因此,描写自旋系综的哈密顿量可以表示为下面的形式

$$H_s = \omega_s s_+ s_-, \tag{7}$$

这里参数 ω_s 表示系综两个量子态之间的频率差值.

由于自旋系综与传输线谐振腔之间是磁偶极相互作用,我们不难写出它们之间的相互作用哈密顿量,即

$$H_{sr} = g_{sr}(a_1 s_+ + a_1^+ s_-), \tag{8}$$

表达式中 g_{sr} 表示自旋系综与传输线谐振腔的磁耦合强度. 该强度与自旋系综中所包含的单个色心数目的二分之一次幂成正比.

超导量子比特目前在实验操控技术上已经有很大的进展. 一般情况下,可以将超导量子比特分为三类: 电荷比特,磁通比特和相位比特[26,27]. 无论哪种超导量子比特都可以等效为一个两能级系统. 超导量子比特可以由下面的哈密顿量表示

$$H_q = \omega_q \Sigma_z, \tag{9}$$

ω_q 表示超导量子比特两个能级之间的频率差,Σ_z 表示描写超导量子比特的泡利矩阵. 超导比特与传输线谐振腔之间的相互作用可以表示为常见的 J-C 相互作用,在旋转波近似下,这种相互作用哈密顿量可以表示为

$$H_{qr} = g_{qr}(a_2 \Sigma^+ + a_2^+ \Sigma^-), \tag{10}$$

式中 g_{qr} 表示超导比特与传输线谐振腔的耦合强度,它的大小可以通过超导比特的自身参数来控制,必要时我们也关闭这种相互作用.

综上所述,我们所研究的混合系统的哈密顿量在薛定谔绘景下可以表示为

$$H = H_r + H_c + H_s + H_q + H_{cr} + H_{sr} + H_{qr}. \tag{11}$$

2　超导比特与自旋系综之间的量子信息转移

我们假设所有的子系统之间都是共振相互作用,也就是说,它们之间的频率关系满足 $\omega_r = \omega_c = \omega_s = \omega_q = \omega$. 在相互作用绘景下,系统的哈密顿量可以表示为

$$H_I = g_1(a_1\sigma_+ + a_1^+\sigma_-) + g_2(a_2\sigma_+ + a_2^+\sigma_-) + g_{sr}(a_1 s_+ + a_1^+ s_-) + g_{qr}(a_2\Sigma^+ + a_2^+\Sigma^-). \tag{12}$$

为了后续的计算方便,我们假设电流偏置约瑟夫森结与左右两个传输线谐振腔是全同耦合,也就是 $g_1 = g_2 = g$; 此外假设自旋系综与传输线的耦合强度等于超导比特与传输线的耦合强度,即 $g_{sr} = g_{qr} = g'$.

初始时刻,我们将量子信息编码在超导比特上. 超导比特与色心系综之间的量子信息转移,就可以由下面的公式表示

$$(\alpha|0\rangle + \beta|1\rangle)_q |0\rangle_{r1} |0\rangle_c |0\rangle_{r2} |g\rangle_s \rightarrow |0\rangle_q |0\rangle_{r1} |0\rangle_c |0\rangle_{r2} (\alpha|g\rangle + \beta|e\rangle)_s, \tag{13}$$

式中 α 和 β 是归一化的复数,量子态的右下角标 q, r1, c, r2, s 分别对应超导比特,左侧传输线,电流偏置约瑟夫森结,右侧传输线和自旋系综. 由于量子态 $|0\rangle_q |0\rangle_{r1} |0\rangle_c |0\rangle_{r2} |g\rangle_s$ 在哈密顿量(11)的作用下不发生演化,我们只需计算量子态

$$|\psi(0)\rangle = |1\rangle_q |0\rangle_{r1} |0\rangle_c |0\rangle_{r2} |g\rangle_s \tag{14}$$

在哈密顿量(11)下的演化即可. 对于单激发情况,这样的演化只在如下基矢构成的子空间内进行

$$\begin{aligned}
|\psi_1\rangle &= |1\rangle_q |0\rangle_{r1} |0\rangle_c |0\rangle_{r2} |g\rangle_s,\\
|\psi_2\rangle &= |0\rangle_q |1\rangle_{r1} |0\rangle_c |0\rangle_{r2} |g\rangle_s,\\
|\psi_3\rangle &= |0\rangle_q |0\rangle_{r1} |1\rangle_c |0\rangle_{r2} |g\rangle_s,\\
|\psi_4\rangle &= |0\rangle_q |0\rangle_{r1} |0\rangle_c |1\rangle_{r2} |g\rangle_s,\\
|\psi_5\rangle &= |0\rangle_q |0\rangle_{r1} |0\rangle_c |0\rangle_{r2} |e\rangle_s.
\end{aligned} \tag{15}$$

因此,整个系统演化的任意时刻的量子态就可以由上面的基矢(13)做展开,即

$$|\psi(t)\rangle = \sum_{k=1}^{5} C_k(t) |\psi_k\rangle, \tag{16}$$

$C_k(t)$ 是归一化系数. 初始时刻信息编码在超导比特上,因此我们可以选择如下的初始条件 $C_1(0) = 1$ 和 $C_2(0) = C_3(0) = C_4(0) = C_5(0) = 0$. 通过求解薛定谔方程,我们很容易得到任意时刻量子态的系数表达式,由于它们的形式比较复杂这里没有具体给出. 如果量子态(16)塌缩在 $|\Psi_5\rangle$ 上,说明信息已经全部转存在自旋系综中. 我们考察量子态 $|\Psi_1\rangle$ 和 $|\Psi_5\rangle$ 的布居随时间变化是非常有必要的. 通过数值的方法,我们给出了 $|C_1(t)|^2$ 和 $|C_5(t)|^2$ 随时间的变化关系,如图 2 所示. 从图中明显看出,我们模型可以实现在超导比特与色心系综之间完美的量子信息转移. 换句话说,我们实现了将处理器的信息转移到存储器. 从图像中,我们还可以看到该模型同样可以实现存储器的信息转移到处理器.

保真度是直接刻画量子信息转移程度的物理量. 该论文中,我们选择的保真度的定义为 $F =$

(C)1994-2020 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

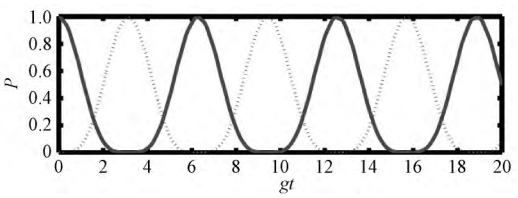


图2 表示量子态 $|\Psi_1\rangle$ 和 $|\Psi_5\rangle$ 的布居随时间演化关系. $|C_1(t)|^2$(蓝色实线)代表量子态 $|\Psi_1\rangle$ 的布居, $|C_5(t)|^2$(粉色虚线)代表量子态 $|\Psi_5\rangle$ 的布居

$|\langle\Psi_T|\Psi(t)\rangle|^2$,其中 $|\Psi_T\rangle$ 表示理想的目标量子态,它的表达式为 $|\Psi_T\rangle = |0\rangle_q|0\rangle_{r1}|0\rangle_c|0\rangle_{r2}(\alpha|g\rangle+\beta|e\rangle)_s$. 保真度的解析表达式也很容易被计算出来 $F = |\alpha|^2 + |\beta C_5(t)|^2$. 作为一个例子,我们选择参数 $\alpha = \beta = 1/\sqrt{2}$,保真度的表达式可以退化为 $F = (1 + |C_5(t)|^2)/2$. 图3 给出了保真度与演化时间的变化关系. 从图中,我们不难看到,该模型可以实现高保真度的量子信息转移.

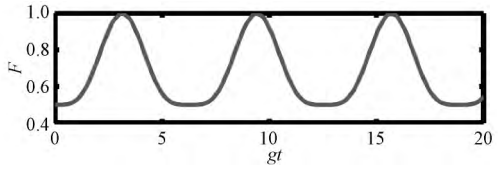


图3 保真度与时间演化的关系

3 讨论与分析

目前实验上关于超导比特与传输线的耦合技术[22],自旋系综与传输线的耦合技术[27,28],以及利用超导比特诱导两个传输线相互耦合技术[4]已经相当成熟. 因此,我们的方案具备一定的实验可行性. 超导比特和自旋系综的尺度在微米数量级,将它们置于传输线的波腹位置是很容易实现的. 在该模型中,实现量子信息转移的操作时间与系统的耦合强度成反比,如果我们选取色心系综与传输线之间的耦合强度为 $2\pi\times11$ MHz[28],从而可以估算该方案将量子信息从超导比特转移到色心系综所需的时间为 0.145 ns. 这个时间将远远小于超导比特的退相干时间(微秒量级)和自旋系综的退相干时间(秒量级). 也就是说,在时间允许范围内,我们可以实现多次的量子信息转移,将超导比特所制备的信息转存在色心系综内,也可以将色心系综内的信息再返回到超导比特上.

4 结 论

根据当前实验和理论在混合固态量子系统的研究进展,我们提出利用电流偏置约瑟夫森结和传输线谐振腔作为辅助器件实现远距离的超导比特与自旋系综之间的量子信息转移. 该方案只需一步操作,大大的缩短了量子操控时间,从而避免量子退相干的发生. 该研究工作在量子信息领域有潜在的应用.

参 考 文 献

[1] Xiang Z L,Ashhab S,You J Q,et al. Hybrid quantum circuits: Superconducting circuits interacting with other quantum systems [J]. Rev Mod Phys,2013,85: 623.

[2] You J Q,Nori F. Atomic physics and quantum optics using superconducting circuits [J]. Nature,2011,474: 589.

[3] Reed M D,DiCarlo L,Nigg S E,et al. Realization of three-qubit quantum error correction with superconducting circuits [J]. Nature,2012,482: 382.

[4] Wang H,Mariantoni M,Bialczak R C,et al. Deterministic entanglement of photons in two superconducting microwave Resonators [J]. Phys Rev Lett,2011,106: 060401.

[5] Bylander J,Gustavsson S,Yan F,et al. Noise spectroscopy through dynamical decoupling with a superconducting flux qubit [J]. Nature Phys,2011,7: 565.

[6] Paik H,Schuster D I,Bishop L S,et al. Observation of high coherence in Josephson junction qubits measured in a three-dimensional circuit QED architecture [J]. Phys Rev Lett,2011,107: 240501.

[7] Toyli D M,Weis C D,Fuchs G D,et al. Chip-scale nanofabrication of single spins and spin arrays in diamond [J]. Nano Lett,2010,10: 3168.

[8] Jelezko F,Gaebel T,Popa I,et al. Observation of coherent oscillation of a single nuclear spin and realization of a two-qubit conditional quantum gate [J]. Phys Rev Lett,2004,93: 130501.

[9] Shi F,Rong X,Xu N Y,et al. Room-temperature implementation of the Deutsch-Jozsa algorithm with a single electronic

(C)1994-2020 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

spin in diamond [J]. Phys Rev Lett,2010,105:040504.
[10] Kubo Y,Org F R,Bertet P,et al. Strong coupling of a spin ensemble to a superconducting resonator [J]. Phys Rev Lett, 2010,105:140502.
[11] Yang W L,Yin Z Q,Hu Y,et al. High-fidelity quantum memory using nitrogen-vacancy center ensemble for hybrid quantum computation [J]. Phys Rev A,2011,84:010301(R).
[12] Kubo Y,Grezes C,Dewes A,et al. Hybrid quantum circuit with a superconducting qubit coupled to a spin ensemble [J]. Phys Rev Lett,2011,107:220501.
[13] Zhang F Y,Shi Y,Li C,et al. Flexible two-qubit controlled phase gate in a hybrid solid-state system [J]. Euro Phys J B, 2012,85:385.
[14] Marcos D,Wubs M,Taylor J M,et al. Coupling nitrogen-vacancy centers in diamond to superconducting flux qubits [J]. Phys Rev Lett,2010,105:210501.
[15] Zhu X B,Saito S,Kemp A,et al. Coherent coupling of a superconducting flux qubit to an electron spin ensemble in diamond [J]. Nature,2011,478:221.
[16] Saito S,Zhu X B,Amsuss R,et al. Towards realizing a quantum memory for a superconducting qubit: Storage and retrieval of quantum states [J]. Phys Rev Lett,2013,111:107008.
[17] Zhu X B,Matsuzaki Y,Amsüss R,et al. Observation of dark states in a superconductor diamond quantum hybrid system [J]. Nature Commu,2014,5:3424.
[18] Chen Q,Yang W L,Feng M. Controllable quantum state transfer and entanglement generation between distant nitrogen-vacancy-center ensembles coupled to superconducting flux qubits [J]. Phys Rev A,2012,86:022327.
[19] Lv X Y,Xiang Z L,Cui W,et al. Quantum memory using a hybrid circuit with flux qubits and nitrogen-vacancy centers [J]. Phys Rev A,2013,88:012329.
[20] Qiu Y Y,Xiong W,Tian L,et al. Coupling spin ensembles via superconducting flux qubits [J]. Phys Rev A,2014,89: 042321.
[21] Zhang F Y,Yang C P,Song H S. Scalable quantum information transfer between nitrogen-vacancy-center ensembles [J]. Ann Phys—New York,2015,355:170.
[22] Wallraff A,Schuster D I,Blais A,et al. Strong coupling of a single photon to a superconducting qubit using circuit quantum electrodynamics [J]. Nature,2004,431:162.
[23] Clarke J,Cleland A N,Devoret M H,et al. Quantum mechanics of a macroscopic variable: The phase difference of a Josephson junction [J]. Science,1988,239:992.
[24] Loubser J H N,Wyk J A van. Electron spin resonance in the study of diamond [J]. Rep Prog Phys,1978,41:1201.
[25] Sun C P,Li Y,Liu X F. Quasi-spin-wave quantum memories with a dynamical symmetry [J]. Phys Rev Lett,2003,91: 147903.
[26] Makhlin Y,Schön G,Shnirman A. Quantum-state engineering with Josephson junction devices [J]. Rev Mod Phys,2001, 73:357.
[27] Wesenberg J H,Ardavan A,Briggs G A D,et al. Quantum computing with an electron spin ensemble [J]. Phys Rev Lett, 2009,103:070502.
[28] Schuster D I,Sears A P,Ginossar E,et al. High-cooperativity coupling of electron-spin ensembles to superconducting cavities [J]. Phys Rev Lett,2010,105:140501.

Quantum Information Processor in Hybrid Solid System

Zhang Yaci[1]　Qu Yanling[1]　Zhang Fengyang[1,2]

(1. School of Physics and Materials Engineering,Dalian Nationalities University,Dalian, Liaoning　116600;
2. School of Physics and Optoelectronic Technology,Dalian University of Technology,Dalian, Liaoning　116024)

Abstract

We propose a theoretical scheme to realize quantum information transfer in hybrid solid system. A current-

(C)1994-2020 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

biased Josephson junction (CBJJ) acts as a tunable coupler between two transmission line resonators (TLRs). The left TLR couples a spin ensemble, which acts as a memory unit. The right TLR couples a superconducting qubit, which acts a processor. The quantum information transfer between processor and memory unit is realized by one-step operation only. The model is expected to the foundation device of quantum information processing.

Key words: quantum information, hybrid solid system, superconducting qubit, spin ensemble.

(C)1994-2020 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net