物理学报 Acta Physica Sinica
Chinese Physical Society
Institute of Physics, CAS

固态单自旋量子控制研究进展

李廷伟　荣星　杜江峰

Recent progress of quantum control in solid-state single-spin systems

Li Ting-Wei　Rong Xing　Du Jiang-Feng

引用信息 Citation: Acta Physica Sinica, 71, 060304 (2022)　DOI: 10.7498/aps.71.20211808
在线阅读 View online: https://doi.org/10.7498/aps.71.20211808
当期内容 View table of contents: http://wulixb.iphy.ac.cn

您可能感兴趣的其他文章
Articles you may be interested in

基于金刚石氮-空位色心自旋系综与超导量子电路混合系统的量子节点纠缠
Entanglement of quantum node based on hybrid system of diamond nitrogen-vacancy center spin ensembles and superconducting quantum circuits
物理学报. 2018, 67(7): 070302　https://doi.org/10.7498/aps.67.20172634

金刚石氮空位中心自旋量子调控
Quantum control of nitrogen-vacancy center in diamond
物理学报. 2018, 67(12): 120302　https://doi.org/10.7498/aps.67.20180755

基于金刚石体系中氮-空位色心的固态量子传感
Solid quantum sensor based on nitrogen-vacancy center in diamond
物理学报. 2018, 67(16): 160301　https://doi.org/10.7498/aps.67.20180788

飞秒激光直写光量子逻辑门
Femtosecond laser direct writing of optical quantum logic gates
物理学报. 2019, 68(10): 104205　https://doi.org/10.7498/aps.68.20190024

基于共振里德伯偶极-偶极相互作用的双反阻塞机制及量子逻辑门的实现
Implementation of the Rydberg double anti-blockade regime and the quantum logic gate based on resonant dipole-dipole interactions
物理学报. 2021, 70(13): 134202　https://doi.org/10.7498/aps.70.20210059

金刚石氮-空位色心的原子自旋声子耦合机理
Atomic spin and phonon coupling mechanism of nitrogen-vacancy center
物理学报. 2021, 70(6): 068501　https://doi.org/10.7498/aps.70.20201848

专题: 固态单量子体系的调控与应用

固态单自旋量子控制研究进展

李廷伟[1)] 荣星[1)2)†] 杜江峰[1)2)]

1) (中国科学技术大学, 中国科学院微观磁共振重点实验室和物理学院, 合肥 230026)

2) (中国科学技术大学, 中国科学院量子信息与量子科技创新研究院, 合肥 230026)

(2021 年 9 月 28 日收到; 2021 年 11 月 12 日收到修改稿)

在量子物理领域的研究中, 量子控制是必不可少的. 精确高效的量子控制, 是利用量子系统进行实验研究的前提, 也是量子计算、量子传感等应用的基础. 金刚石氮-空位色心作为固态自旋体系在室温下相干时间长, 可用光学方法实现初始化和读出, 通过微波射频场能实现普适的量子控制, 是研究量子物理的优秀实验平台. 本文从量子控制出发介绍金刚石氮-空位色心体系在量子物理领域取得的代表性成果, 主要讨论了 1) 金刚石氮-空位色心的物理性质和量子控制原理, 2) 氮-空位色心的退相干机制, 3) 单自旋量子控制的相关应用及最近的研究进展.

关键词: 量子控制, 量子逻辑门, 金刚石氮-空位色心, 宇称时间对称性

PACS: 03.67.Lx, 03.65.Yz, 61.72.jn, 76.70.Hb **DOI:** 10.7498/aps.71.20211808

1 引 言

量子力学的诞生, 改变了人们以往对于微观世界的认识. 量子力学提供了一种全新的视角去研究微观的量子系统. 利用经典体系去模拟研究量子系统, 是有局限的. 更加直接、深入的研究, 必须在量子体系上进行. 而想要以量子系统为实验平台开展研究, 关键在于能对微观量子系统实现精准有效的量子控制. 然而由于实际物理体系无时无刻都与环境存在相互作用, 相干纠缠等量子特性极易受环境噪声影响. 因此量子态的“寿命”是有限的, 一般用相干时间来衡量. 理想的量子实验平台需要相干时间长且易于操控的系统, 固态自旋正是这样的量子体系. 固态自旋体系主要包括量子点体系和固态掺杂体系. 量子点体系中电子受到三维势阱的约束形成分立的能级结构, 这与原子中的电子结构类似, 所以量子点又称为“人造原子”. 门控量子点[1] 是一类广泛应用于量子计算领域的量子点, 它是通过在半导体上刻蚀金属门电极, 施加电压对电子约束形成的. 门控量子点有两种量子比特的编码方式: 一种是将单量子点中电子自旋能级编码成自旋量子比特; 另一种是利用金属电极构造出双量子点结构, 把电子在双量子点中的位置编码成电荷量子比特. 通过电脉冲和微波脉冲可以分别实现对电荷量子比特和自旋量子比特的量子控制. 目前量子点中实现的单比特和两比特量子逻辑门保真度分别为 99.9%[2] 和 98%[3]. 磷硅体系是将 ^{31}P 原子注入到 ^{28}Si 衬底中形成的固态掺杂体系, ^{31}P 原子核和其上方的电子自旋构成两比特系统. 通过激光泵浦可以对核自旋和电子自旋进行初始化[4]. 磷硅体系中通过微波和射频脉冲实现的单比特门保真度能达到 99.9% 以上, 利用电子自旋之间的交换作用能实现两比特门, 保真度达到 90%[5]. 金刚石氮-空位 (nitrogen-vacancy, NV) 色心, 是另一种重要的固态掺杂体系. 它在室温下有很长的相干时间, 具有优秀的能级结构, 可以通过激光方便地对量子态进行极化和读出, 通过微波和射频脉冲能实现普适的

† 通信作者. E-mail: xrong@ustc.edu.cn

© 2022 中国物理学会 Chinese Physical Society

量子控制. 这些良好的物理性质使得 NV 色心成为量子物理领域的热点. 本文介绍 NV色心的量子控制技术进展和在实验研究中的应用.

2 金刚石 NV 色心自旋体系

2.1 NV 色心的能级结构和光学读出

金刚石中一个碳原子被氮原子取代, 同时邻近的一个碳原子缺失所形成的晶体缺陷 (如图 1 所示), 称为氮-空位缺陷色心, 即 NV 色心[6–9]. NV 色心具有 $C_{3\nu}$ 对称性, 其对称轴沿氮原子和空位的连线方向, 称为 NV 主轴. NV 色心有两种电荷态: 中性的 NV^0 和带负电的 NV^-. 它们的能级结构和物理性质都有很大的不同, 广泛应用于量子物理领域的是带负电的 NV^-. 若无特殊说明本文中的 NV 色心均指 NV^-.

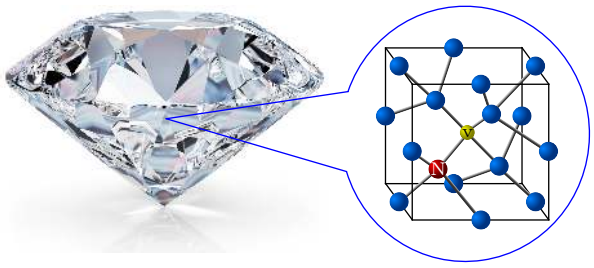

图 1 金刚石中 NV 色心结构图[9]

Fig. 1. Schematic atomic structure of the NV center in diamond[9].

NV 色心的能级结构见图 2(a), 其中基态 $^3A_2$ 是自旋三重态, 可等效为 $S=1$ 的电子自旋[10,11]. 激发态 ^3E 也是自旋三重态, 且与基态的能级差为 1.945 eV, 对应的吸收波长为 637 nm. 除此之外还存在两个自旋单态的亚稳态 $^1A_2$ 和 ^1E, 它们之间的能级间隔为 1.190 eV, 对应的吸收波长为 1042 nm. 图 2(b) 是 NV 色心电子自旋基态的能级结构图. 当没有外磁场时, 电子自旋的 $|m_s=\pm1\rangle$ 能级简并, 且与 $|m_s=0\rangle$ 能级之间存在 $D=2870$ MHz 的零场劈裂; 当沿主轴方向存在外磁场时, $|m_s=\pm1\rangle$ 能级发生塞曼分裂而解除简并. 塞曼劈裂大小 $\omega_e=\gamma_e B_0$ 与沿主轴方向的磁场 B_0 成正比, γ_e 是电子自旋的旋磁比, 大小为 2.8 MHz/G (1 G = 10^{-4} T). 一般以基态的 $|m_s=0\rangle$ 能级作为量子比特的 $|0\rangle$ 态, 选择 $|m_s=\pm1\rangle$ 能级中的一个作为量子比特的 $|1\rangle$ 态, 构成 NV 色心的电子自旋量子比特. 由于与邻近 ^{13}C 和 ^{14}N 等核自旋存在耦合, NV 色心电子自旋的基态能级会发生超精细劈裂[12]. 类似地选取核自旋的两个能级作为量子比特的 $|0\rangle$ 态和 $|1\rangle$ 态, 构成核自旋量子比特. NV 色心电子自旋和一个邻近核自旋就组成了两比特量子系统.

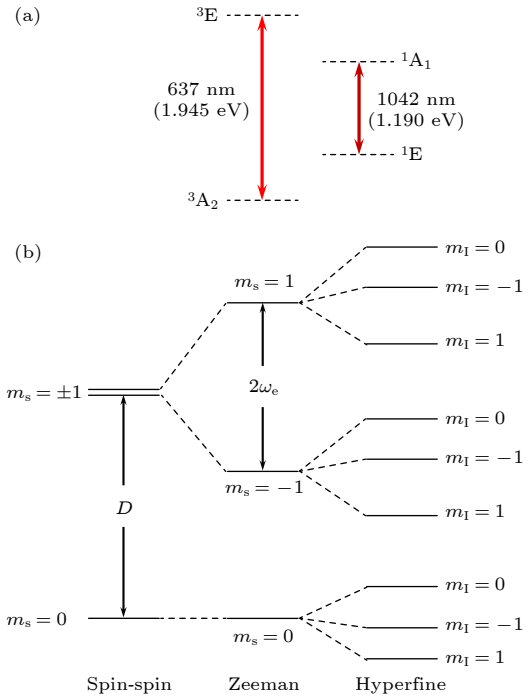

图 2 金刚石 NV 色心能级结构[9] (a) NV 色心的基态、激发态和亚稳态; (b) NV 色心基态的精细结构和 ^{14}N 核带来的超精细结构

Fig. 2. Energy level diagram of the NV center in diamond[9]: (a) Ground state, excited state and metastable state of the NV center; (b) fine structure and hyperfine structure (caused by ^{14}N nuclear spin) of the NV center ground state.

室温下由于声子作用, NV 色心可以被 500—600 nm 波长的激光激发, 从基态跃迁到激发态. 处于激发态的 NV 色心有两种路径回到基态: 一种是通过自旋守恒的自发辐射回到基态, 同时产生波长 637—750 nm 的荧光, 称为辐射跃迁过程; 另一种是通过两个亚稳态能级 $^1A_2$ 和 ^1E 回到基态, 称为系间跨越 (intersystem crossing, ISC) 过程[13]. ISC 过程自旋不守恒, 并且由于亚稳态 $^1A_2$ 和 ^1E 对应的吸收波长为 1042 nm, 跃迁时不会辐射产生波长 637—750 nm 的荧光光子. NV 色心处于不同的自旋态时, 两种过程发生的概率不同. 相比于处于 $|m_s=0\rangle$ 态, NV 色心处于 $|m_s=\pm1\rangle$ 态时通过 ISC 过程从激发态回到基态的概率更大. 在 ISC 过程中, NV 色心从激发态 ^3E 跃迁到自旋单态 $^1A_2$, 再到 ^1E, 最后回到基态 $^3A_2$. 当 NV 色心从自旋单态

^{1}E跃迁到三重态的^{3}A$_2$时, 落在$|m_s=0\rangle$能级和$|m_s=\pm1\rangle$能级上的概率相当[14]. NV 色心在基态和激发态往返多个周期后, $|m_s=\pm1\rangle$能级上的布居度逐渐转移到$|m_s=0\rangle$上. 当施加一束 532 nm 激光时, 处于$|m_s=0\rangle$态的 NV 色心被激发后通过辐射跃迁过程回到基态的概率更大, 在 637—750 nm 波段产生的荧光光子数比处于$|m_s=\pm1\rangle$态时更多, 因此实验上可以通过荧光强度来区分 NV 色心的电子自旋状态. 同时随着时间推移$|m_s=\pm1\rangle$能级上的布居度越来越小, 最终电子自旋被极化到$|m_s=0\rangle$态, 室温下极化率能达到 95% 以上[15]. 这样通过激光就实现了对 NV 色心电子自旋的初始化和量子态读出.

2.2 NV 色心的自旋量子控制

单比特的两能级量子态 $|\psi\rangle=\cos\frac{\theta}{2}|0\rangle+\mathrm{e}^{\mathrm{i}\phi}\sin\frac{\theta}{2}|1\rangle$, 可以用 Bloch 球中的矢量表示. 而对单量子比特的普适控制, 对应于 Bloch 球中的任意旋转操作, 设转轴为$\hat{n}=(n_x,n_y,n_z)$, 其演化算符为

$$R(\hat{n},\theta)\equiv\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\theta\hat{n}\boldsymbol{S}}=\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\theta(n_xS_x+n_yS_y+n_zS_z)}, \tag{1}$$

其中$\boldsymbol{S}=(S_x,S_y,S_z)$是自旋算符, θ是转角. 在 NV 色心体系中, 一般选取$|m_s=0\rangle$作为量子比特的$|0\rangle$态, 选取$|m_s=\pm1\rangle$能级中的一个 (以$|m_s=-1\rangle$为例), 作为量子比特的$|1\rangle$态, 用微波脉冲来实现对量子比特的普适控制. 实验中$|m_s=0\rangle$和$|m_s=\pm1\rangle$的共振频率为 $D\pm\omega_e$. 外加频率接近 $D-\omega_e$的微波脉冲可以控制电子自旋在能级$|m_s=0\rangle$和$|m_s=-1\rangle$之间的跃迁. 由于微波场幅度ω_1远小于零场劈裂 D和塞曼分裂ω_e, 微波场下$|m_s=0\rangle$和$|m_s=+1\rangle$之间的跃迁可以忽略不计. 因此哈密顿量写作

$$H=2\pi\omega_0S_z+2\pi\omega_1\cos(2\pi\omega_{\mathrm{MW}}t+\phi)S_x, \tag{2}$$

其中$\omega_0=D-\omega_e$是量子比特的共振频率; ω_1, ω_{MW}, ϕ分别是微波脉冲的幅度、频率和相位. 选取旋转坐标$U=\mathrm{e}^{-\mathrm{i}2\pi\omega_{\mathrm{MW}}tS_z}$, 实验中所加微波场满足旋波近似条件$\omega_1\ll\omega_{\mathrm{MW}}$, 故旋转坐标系内哈密顿量可以化简为

$$H_{\mathrm{rot}}=2\pi(\omega_0-\omega_{\mathrm{MW}})S_z+2\pi\omega_1(\cos\phi\ S_x+\sin\phi\ S_y), \tag{3}$$

该哈密顿量下的演化算符为$U=\mathrm{e}^{-\mathrm{i}H_{\mathrm{rot}}t}$(取自然单位制$\hbar=1$). 通过调节微波脉冲的频率$\omega_{\mathrm{MW}}$、幅度$\omega_1$、相位$\phi$和时长$t$, 就可以实现 Bloch 球中任意的旋转操作$R(\hat{n},\theta)$, 从而实现电子自旋量子比特的普适量子控制. 同样地, 对于核自旋量子比特, 可以用射频脉冲实现普适的量子控制. 对于 NV 色心电子自旋和核自旋组成的两比特量子系统, 利用电子自旋和核自旋间固有的耦合, 通过微波和射频脉冲可以实现的普适量子控制.

3 NV 色心体系的退相干

上面的讨论中没有考虑环境的作用, 把 NV 色心看作一个理想的封闭系统. 而实际上任何物理体系都不可避免地与环境发生相互作用, 在环境噪声的影响下量子态会逐渐弛豫到环境温度下的热平衡态. NV 色心的环境噪声主要来源于和自旋热库及声子的相互作用, 其弛豫过程可以唯象地看成同时发生的两个过程[16]. 一个是自旋角动量纵向分量的平均值$\langle S_z\rangle$从初始值逐渐演化到热平衡态对应值的过程, 称为纵向弛豫, 用纵向弛豫时间T_1来表征. 纵向弛豫和自旋态翻转有关, 主要来自于电子自旋与声子之间的相互作用. 而电子自旋与自旋热库的耦合强度远小于其能级差, 自旋热库对纵向弛豫过程的贡献可以忽略不计. 在室温下金刚石中声子激发很弱[17], NV 色心的纵向弛豫过程受到抑制, T_1长达毫秒量级. 另一个过程是自旋角动量的横向分量平均值$\langle S_x\rangle$和$\langle S_y\rangle$逐渐衰减到零的过程, 称为横向弛豫, 用退相干时间T_2和退相位时间T_2^*表征, 二者分别对应不同的弛豫机制. 横向弛豫主要来自于 NV 色心电子自旋与周围大量电子自旋和核自旋 (自旋热库) 的相互作用. 当不考虑环境噪声时自旋量子态会在外加静磁场的作用下绕 Bloch 球中 z轴以拉莫频率$\omega_e=\gamma_eB_0$进动. 自旋热库的作用相当于在每次实验中沿主轴方向附加一个随机的局域磁场, 从而每次实验拉莫进动频率有细微的不同, 一定时间内积累的相位不再是定值, 而是满足一定的分布. 这样多次实验后$\langle S_x\rangle$和$\langle S_y\rangle$因为平均效应发生衰减, 并且随时间积累逐渐趋于零. 这个随机的局域磁场称为 Overhauser 场, 它导致的拉莫频率偏差记为δ_0. Overhauser 场中准静态成分引起的弛豫过程, 称为退相位过程, 由退相位时间T_2^*描述. 在退相位过程中局域磁场是准静态的, δ_0在单次实验中保持不变, 在多次实验中满足高斯分布. 图 3(a) 是实验测得的退相位过程作用下电子自旋的自由感应衰减 (free induction

decay, FID) 曲线, 插图是实验测量的微波脉冲序列——拉姆齐序列 (Ramsey sequence)[18]. 图中红点为实验数据点, 误差棒为实验统计标准差. 黑色实线是对实验数据的拟合结果, 黑色虚线为其对应的包络线. 根据准静态噪声模型拟合, 可以得到退相位时间 $T_2^* = 1.68(3)$ μs 以及对应的 δ_0 分布, 结果如图 3(b) 所示.

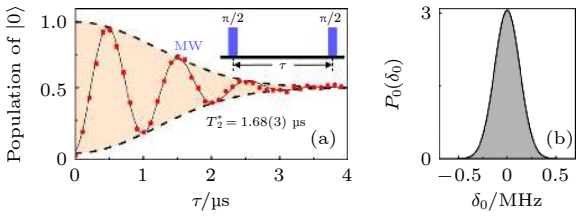

图 3 NV 色心电子自旋的退相位过程[18] (a) 电子自旋的自由感应衰减曲线, 插图为实验脉冲序列; (b) 准静态噪声 δ_0 的分布 $P(\delta_0)$

Fig. 3. Dephasing process of the electron spin of the NV center[18]: (a) FID of the electron spin, the inset is the experimental pulse sequence; (b) probability density distribution of δ_0.

在拉姆齐序列中 $t = \tau/2$ 位置插入一个 π 脉冲, 则得到 Hann 回波序列. 施加 Hann 回波序列后量子态在脉冲前半段积累的相位与后半段积累的相位相互抵消, 从而消除了单次实验中准静态噪声 δ_0 带来的影响. 这时测得的相干衰减, 主要来源于 Overhauser 场的非准静态部分, 即每次实验中局域磁场的动态涨落. 这个退相干过程由 T_2 表征. T_2 一般在百微秒到毫秒量级, 远长于 $T_2^* = 1.68$ μs. 这说明 Overhauser 场在单次实验中动态涨落很小, NV 色心的退相干主要来自每次实验中准静态噪声 δ_0 的差异.

要实现对 NV 色心电子自旋的量子控制, 需要施加微波脉冲. 因此除了 NV 色心本身的环境噪声外, 还存在操控场噪声, 主要考虑操控场强度涨落 δ_1 带来的噪声. 一般在量子控制的时间尺度内操控场涨落很小, 因此可以将操控场噪声 δ_1 看作准静态的, 且通常认为 δ_1 满足洛伦兹分布[19]. 实验上通过测量拉比振荡衰减可以确定准静态操控场的涨落分布. 图 4(a) 是实验测得的电子自旋拉比振荡衰减曲线, 图中绿点、黑色实线和虚线分别是实验数据点、对实验点的拟合和拟合曲线的包络, 插图为实验测量的微波脉冲序列. 根据准静态操控场噪声模型对实验数据拟合, 得到特征时间 $T_2' = 73(7)$ μs 以及 δ_1 的分布如图 4(b).

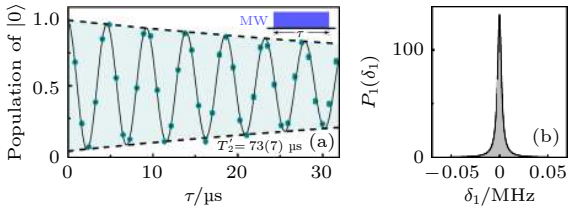

图 4 操控场噪声下 NV 色心的退相干[18] (a) 电子自旋的拉比振荡, 插图为实验脉冲序列; (b) 准静态操控场噪声 δ_1 的分布 $P(\delta_1)$

Fig. 4. Decoherence of the NV center under control field noise[18]: (a) Results of the nutation experiment for the electron spin, the inset is the experimental pulse sequence; (b) probability density distribution of δ_1.

实验选取的 NV 色心的 T_1 在毫秒量级, T_2 在百微秒到毫秒量级, T_2^*, T_2' 分别为 1.68 μs 和 73 μs. 从它们的相对大小可以看出, 量子控制中主要噪声来自于准静态环境噪声 δ_0 和操控场噪声 δ_1. 如果能对这两类噪声加以抑制, 就能够极大地延长量子态的相干时间, 实现高精度的量子控制.

4 单自旋量子控制的应用

经过多年的实验研究发展, 基于金刚石 NV 色心体系的量子控制技术已经相当成熟, 不仅能将普适量子逻辑门保真度提高到容错量子计算的阈值, 还能对时间最优问题和可编程量子控制进行深入的研究. 同时, 对于新兴的研究领域比如非厄米物理, 在 NV 色心体系上也能实现普适的非厄米量子控制. 本节将介绍基于 NV 色心体系的量子控制研究进展和应用, 包括动力学纠错门[20]、单比特和两比特的容错量子逻辑门[18]、时间最优量子控制[21]、可编程量子控制[22] 和基于宇称时间对称哈密顿量的量子控制[23].

4.1 动力学纠错门

早期研究中, 常通过动力学解耦序列[24–28] (如前文的 Hann 回波序列) 来延长量子态的相干时间, 所能达到的相干时间极限为 $T_{1\rho}$[29]. 之后动力学解耦被用作保护量子逻辑门[15,30,31], 通过量子逻辑门控制序列和动力学解耦序列的巧妙结合, 在实现目标量子控制的同时抑制环境噪声. 但这种方法原则上要求解耦脉冲的强度无限大, 而实际物理体系中操控强度总是有限的. 因此有研究工作基于有限操控强度设计了抑制环境噪声的量子逻辑门序

列, 即动力学纠错门[32–36].

在各种动力学纠错门中, 研究者发现一类称为 SUPCODE (soft uniaxial positive control for orthogonal drift error) 的脉冲序列, 能够有效抑制 NV 色心中磁场涨落和自旋热库耦合带来的准静态噪声 δ_0 [28]. SUPCODE 序列由不止一段脉冲组成, 调节每段脉冲的幅度、相位和时长等参数, 能够像 Hann 回波序列一样使前后脉冲中准静态噪声带来的偏差相互抵消, 从而抑制准静态噪声引起的退相干, 提高量子逻辑门保真度. 下面以量子逻辑门 $R(\hat{x},\theta)\equiv \mathrm{e}^{-\mathrm{i}\theta S_x}, \theta\in(0,\pi]$ 为例说明 SUPCODE 序列对准静态噪声的抑制效果[20]. 考虑环境噪声强度 δ_0 远小于脉冲操控强度 ω_1, 通过计算可知, 对于普通方波脉冲, 准静态噪声对量子逻辑门保真度的影响是二阶的; 对于由三段脉冲组成的 3-piece SUPCODE 序列, 准静态噪声对保真度的影响是四阶的; 而由五段脉冲组成的 5-piece SUPCODE 序列, 能够将准静态环境噪声对量子逻辑门保真度的影响抑制到六阶[20]. 如果想抑制更高阶的噪声, 则序列需要更多段的脉冲提供足够的参数自由度来消除更多的噪声高阶项. 理论上通过不断增加 SUPCODE 序列的脉冲段数, 可以将准静态环境噪声对量子逻辑门的影响抑制到任意高阶.

研究者利用 NV 色心体系, 通过调节微波偏共振模拟准静态环境噪声 δ_0, 研究和验证了 SUPCODE 序列实现的量子逻辑门保真度与 δ_0 的关系[20]. 具体实验过程如下: 首先将 NV 色心电子自旋量子比特初始化到 $|0\rangle$ 态, 然后分别施加量子逻辑门为 $R(\hat{x},\pi)$ 的普通方波脉冲、3-piece SUPCODE 脉冲序列和 5-piece SUPCODE 脉冲序列, 最后测量在不同环境噪声 δ_0/ω_1 下的末态保真度偏差 $\delta_{\mathrm{f}}=1-F_{\mathrm{s}}=1-\sqrt{\langle 1|\rho_f|1\rangle}$. 理论计算表明, 末态保真度的偏差随 δ_0/ω_1 的阶数关系 (表 1) 与量子逻辑门保真度的阶数一致, 因此可以用末态保真度来衡量对应 δ_0 噪声下量子逻辑门保真度.

表 1 不同量子逻辑门序列下末态保真度的偏差随 δ_0/ω_1 的阶数关系[20]

Table 1. Infidelity of quantum gate for different pulses as a function of δ_0/ω_1[20].

脉冲序列	末态保真度偏差
普通方波脉冲	$0.5(\delta_0/\omega_1)^2+O(\delta_0/\omega_1)^4$
3-piece SUPCODE脉冲	$11.1(\delta_0/\omega_1)^4+O(\delta_0/\omega_1)^6$
5-piece SUPCODE脉冲	$64.1(\delta_0/\omega_1)^6+O(\delta_0/\omega_1)^8$

实验中设置微波偏共振从 1.5 MHz 到 6 MHz. 由拉姆齐脉冲实验和拉比振荡实验结果, 得到准静态环境噪声 δ_0 和操控场噪声 δ_1 分布的线宽分别为 0.03 MHz 和 0.11 MHz, 均远小于微波偏共振. 因此可以认为实验中的噪声主要来自偏共振模拟的准静态环境噪声 δ_0. 测得不同脉冲序列下末态保真度偏差随准静态噪声 δ_0 变化如图 5 所示, 图中实线对应表 1 中的理论计算结果, 灰色虚线代表实验数据的不确定度水平. 在误差范围内, 实验数据与理论吻合, 证明了普通方波脉冲、3-piece 和 5-piece SUPCODE 脉冲序列分别将准静态噪声 δ_0 对量子逻辑门保真度的影响抑制到了二阶、四阶和六阶.

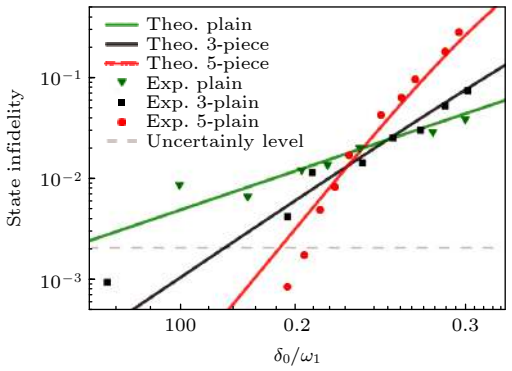

图 5 实验验证 SUPCODE 序列在实现量子逻辑门时对准静态环境噪声的抑制效果[20]

Fig. 5. Experimental demonstration of the robustness of SUPCODE against the noise stemming from the quasistatic fluctuation of Overhauser field[20].

实验中测得的 NV 色心的退相位时间 $T_2^*=6.6(2)$ μs, 拉比振荡衰减时间 $T_2'=135(10)$ μs. 动力学解耦序列的相干时间极限可以通过 spin-locking 序列[29]得到 $T_{1\rho}=660(80)$ μs. 如果将拉比振荡实验中的 $\pi/2$ 方波脉冲换成量子逻辑门为 $R(\hat{x},\pi/2)$ 的 5-piece SUPCODE 脉冲序列, 就能有效抑制量子态的相干衰减. 实验测得对应相干时间为 $T_{\mathrm{DCG}}=690(40)$ μs, 比方波对应相干时间 T_2' 长得多, 且在误差范围内与 $T_{1\rho}$ 相等, 说明 5-piece SUPCODE 序列实现的量子逻辑门对量子相干起到了保护作用, 并且达到了动力学解耦序列对量子相干保护的极限.

保真度是衡量量子控制准确性的一个重要指标. 5-piece SUPCODE 序列实现的量子逻辑门的保真度很高, 实验上难以直接地精确测量, 但可以通过级联的方式间接得到. 5-piece SUPCODE 序列实现的量子控制可以看作理想量子逻辑门演

化的同时进行特征时间 $T_{1\rho}$ 的弛豫过程. 由于 SUPCODE 序列时间为 $\tau_{\rm p} = 5.06$ μs, 远小于弛豫时间 $T_{1\rho}$, 两个过程可以认为相互独立, 即量子态先进行理想量子逻辑门演化再进行相同时长的弛豫. $T_{1\rho}$ 弛豫过程可以用退极化通道描述 $\varepsilon_{\rm D}(\rho_i) = pI/2 + (1-p)\rho_i$, 其中, $p = 1 - \exp(-\tau_{\rm p}/T_{1\rho})$ 为单个 5-piece SUPCODE 序列的时间内 $T_{1\rho}$ 弛豫导致量子态发生错误的概率. 级联 M 个 5-piece SUPCODE 序列对应量子逻辑门保真度为 $F_M = \frac{1}{2} + \frac{1}{2}\exp(-M\tau_{\rm p}/T_{1\rho})$. 实验上通过量子过程层析技术[37]确定级联 M 个 5-piece SUPCODE 序列在泡利基下的过程矩阵, 利用过程矩阵计算得到量子逻辑门保真度如图 6. 图中 M 分别取 0, 27, 54, 81, 108, 135, 黑色实线为理论给出保真度 F_M 与 M 个序列总时间 $T = M\tau_{\rm p}$ 的关系, 灰色区域为 $T_{1\rho}$ 的测量不确定度导致的不确定区域. 可以看出, 实验结果与理论符合的很好. 由此模型计算, 取 $M = 1$ 得到单个 5-piece SUPCODE 序列实现的量子逻辑门保真度为 0.9961(2).

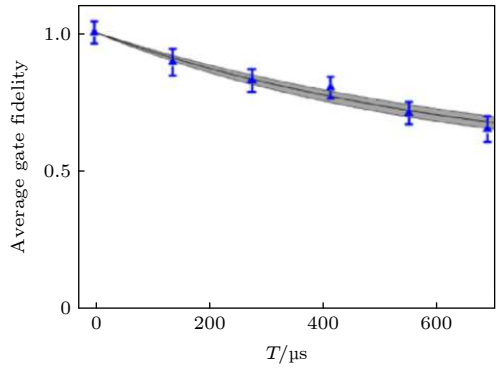

图 6 级联 5-piece SUPCODE 序列实现的量子逻辑门保真度随序列时长的关系[20]

Fig. 6. Decay of the fidelity of 5-piece SUPCODEs[20].

4.2 普适容错量子逻辑门

和经典计算机一样, 量子计算过程中量子比特会受到退相干噪声、操控测量噪声等因素影响发生错误. 为了保障计算结果的可靠性, 需要相应的纠错手段. 仿照经典纠错码在编码时引入冗余的思路, 如果用多个物理的量子比特编码成一个逻辑量子比特, 利用物理比特之间的关联来检测并纠正错误, 就可以将量子计算出错的概率降到任意低, 实现容错量子计算. 容错量子计算的首要条件是实现达到容错阈值的高保真度量子逻辑门. 因为在纠错时要对物理量子比特进行一系列操作, 如果量子逻辑门的保真度低于容错阈值, 不仅达不到纠错的目的, 还可能引入额外的错误. 动力学纠错门能有效抑制量子逻辑门过程中的准静态环境噪声 δ_0, 实现保真度为 0.9961 的单比特量子逻辑门. 然而量子逻辑门的保真度不仅受限于环境噪声 δ_0, 还受限于操控场噪声 δ_1. 要实现更高的量子逻辑门保真度, 就需要同时抑制这两类噪声. 本节展示了单比特容错量子逻辑门和两比特容错 CNOT 门的设计方法和实验结果.

图 7 以量子逻辑门 $R(\hat{x}, \pi/2)$ 为例展示了不同脉冲序列对环境噪声 δ_0 和操控场噪声 δ_1 抑制效果[18]. 每个子图的下半部分为不同准静态环境噪声 δ_0 和操控场噪声 δ_1 下的量子逻辑门保真度, 黑色实线为保真度 0.9999 的等值线. 子图上半部分为对应脉冲序列, 其中上下两行代表各段脉冲的相位和转过的角度. 可以看出, 对于普通方波脉冲 (图 7(a)), 仅原点附近很小的一块区域保真度大于 0.9999. 这是因为普通方波脉冲对准静态环境噪声 δ_0 和操控场噪声 δ_1 并没有特别的抑制效果, 二者对于保真度的影响都是二阶的. 而 5-piece SUPCODE 脉冲序列 (图 7(b)), 能够将 δ_0 对保真度的影响抑制到六阶. 因此图中黑色实线围成的区域沿 δ_0 方向扩大, 但在 δ_1 方向是比图 7(a) 中普通方波脉冲对应的区域还要小. 这说明 5-piece SUPCODE 脉冲序列虽然能很好地抑制准静态环境噪声 δ_0, 但受操控场噪声 δ_1 影响比普通方波脉冲还大.

图 7(c) 展示的是一种常用的能抑制操控场噪声 δ_1 的量子逻辑门的脉冲序列——BB1 (broadband number 1) 脉冲序列[38]. BB1 脉冲序列可以将 δ_1 对保真度的影响抑制到六阶, 但 δ_0 的影响仍是二阶的. 图 7(c) 中保真度大于 0.9999 的区域沿 δ_1 方向显著增大, 但在 δ_0 方向的增大并不明显, 表明 BB1 序列对 δ_0 的抑制并不理想.

上述几种脉冲序列都只能抑制 δ_0 或 δ_1. 想要实现对 δ_0 和 δ_1 的同时抑制, 需要设计新的量子逻辑门脉冲序列. 一个基本的思路是, 基于已有的 SUPCODE 和 BB1 等能单独抑制某项噪声的脉冲序列, 将能抑制 δ_0 的脉冲序列与能抑制 δ_1 的脉冲序列以嵌套的方式组合[39,40]. 脉冲序列的嵌套, 指对于一个由多段方波脉冲组成的脉冲序列 $A_{\rm seq}$, 每段脉冲对应的量子操作用脉冲序列 $B_{\rm seq}$ 而不是普通方波脉冲来实现, 得到的新脉冲序列记为 $B_{\rm seq} in A_{\rm seq}$.

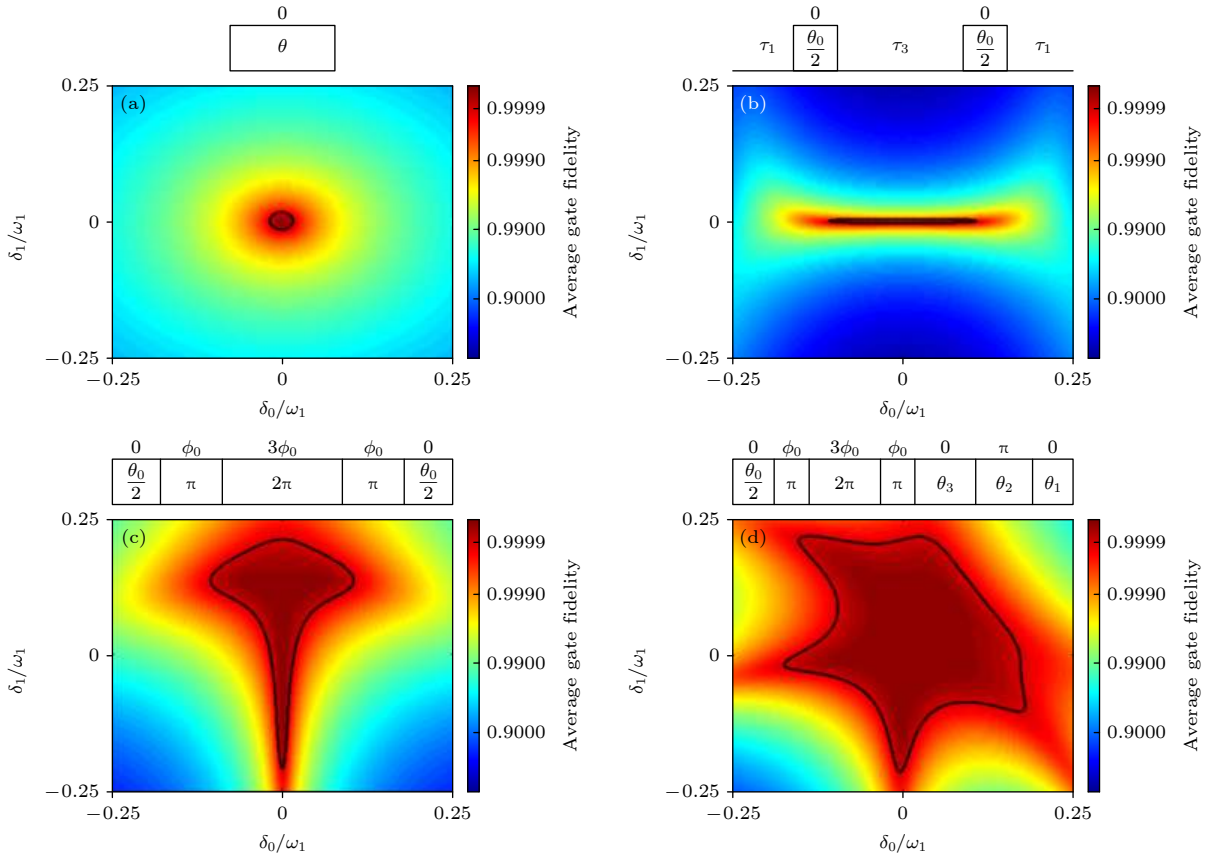

图 7 实现量子逻辑门的各种脉冲序列及在噪声影响下的保真度[18] (a) 普通方波脉冲; (b) 5-piece SUPCODE 脉冲序列; (c) BB1 脉冲序列; (d) BB1inC 脉冲序列

Fig. 7. Pulse sequences for quantum gate and the fidelity under noises[18]: (a) Plain pulse; (b) 5-piece SUPCODE pulse; (c) BB1 pulse; (d) BB1inC pulse.

脉冲序列 $B_{\rm seq}$ 称为内嵌序列, 脉冲序列 $A_{\rm seq}$ 称为外套序列. 然而, 将任意一个能抑制 δ_0 的序列和一个能抑制 δ_1 的序列嵌套, 并不能保证新脉冲序列同时抑制 δ_0 和 δ_1. 比如, 将 5-piece SUPCODE 序列嵌套在 BB1 序列中, 得到的序列却不能保留 BB1 序列抑制 δ_1 的特性, δ_1 对保真度的影响依然是二阶的; 而如果将 BB1 序列嵌套在 5-piece SUPCODE 序列中, 新序列能同时将 δ_0 和 δ_1 对量子逻辑门保真度的影响抑制到四阶.

研究者尝试了多种不同外套和内嵌序列的嵌套方案, 在保证同时抑制 δ_0 和 δ_1 的前提下, 使高保真度区域尽可能大, 以保证实现的量子逻辑门保真度尽可能高. 最终选择将 BB1 序列作为内嵌序列嵌套到 CORPSE 序列中, 得到 BB1inC 序列 (图 7(d)). CORPSE 序列是一种能够抑制 δ_0 的量子逻辑门组合脉冲[41], δ_0 和 δ_1 对其保真度的影响分别是四阶和二阶. 与图 7(a) 的普通方波序列相比. 图 7(d) 中 BB1inC 脉冲序列对应的高保真度区域在 δ_0 和 δ_1 方向上都增大了很多.

实验上通过测量量子逻辑门保真度来验证各脉冲序列对于噪声的抑制效果. 由于待测逻辑门保真度都很高, 测量时受初态制备误差和测量误差的影响较大. 因此采用不受初态制备和测量误差的影响的 RB (randomized benchmarking) 方法对高保真度进行精确测量[42]. 测量时先将量子比特初始化到 $|0\rangle$ 态, 然后施加若干个随机的量子门计算单元. 每个量子门计算单元包括一个从泡利群中随机选取的泡利门和从克利福德群中选取的非泡利克利福德门, 计算单元中的量子逻辑门由待测的脉冲序列实现. 最后测量末态保真度. 因为量子门计算单元中的泡利门和克利福德门是随机选取的, 所以需要重复多次实验取保真度的平均值. 对于由 n 个量子门计算单元组成的序列, 当重复次数足够多时, 末态平均保真度 $\bar{F}$ 与量子门计算单元个数 n 满足 $\bar{F}=\dfrac{1}{2}+\dfrac{1}{2}(1-d)(1-2\varepsilon)^n$. 其中 d 与初态制备和测量误差有关, ε 为单个量子逻辑门的平均出错概率. 实验上通过测量末态平均保真度随 n 的关

系并根据上式拟合, 可以得到量子逻辑门的平均出错概率ε, 则待测量子逻辑门的平均保真度为$F_{\rm a}=1-\varepsilon$.

图 8 是用 RB 方法对上面四种脉冲序列实现的单比特量子逻辑门保真度测量的实验结果[18]. 图中深蓝色正方形、绿色三角、蓝色圆形和红色菱形分别为普通方波脉冲、5-piece SUPCODE 脉冲序列、BB1 脉冲序列和 BB1inC 脉冲序列对应的实验结果, 实线为对四组实验数据的拟合结果, 拟合得到的量子逻辑门的平均出错概率ε画在插图中. 根据拟合结果, 5-piece SUPCODE 脉冲序列实现的量子逻辑门平均保真度为 0.99916(8), 低于普通方波脉冲对应的平均保真度 0.99968(6). 这说明实验中相较于环境噪声δ_0, 操控场噪声δ_1占主导, 而 5-piece SUPCODE 脉冲序列对δ_1的抑制效果不如普通方波脉冲, 所以保真度更低. 当施加能够抑制δ_1的 BB1 脉冲序列时, 量子逻辑门的平均保真度显著提高, 达到 0.999945(6), 这也说明了δ_1噪声是量子逻辑门出错的主要因素. BB1inC 脉冲序列因为能同时抑制δ_0和δ_1, 量子逻辑门的平均保真度相较于 BB1 序列也有所提升, 为 0.999952(6), 达到了容错量子计算对保真度的阈值要求[43], 代表了目前固态自旋体系单比特量子逻辑门保真度的最高水平.

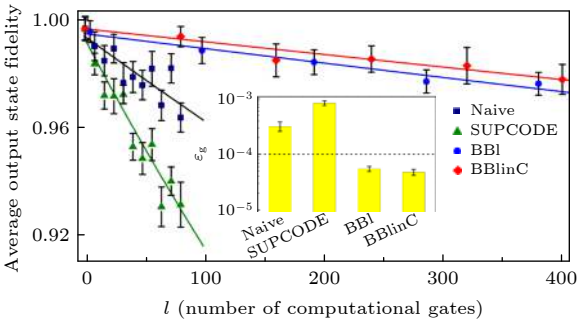

图 8 单比特量子逻辑门保真度的实验测量结果, 插图为四种脉冲序列对应的量子逻辑门的出错概率ε[18]

Fig. 8. Average fidelity of single-qubit gates, where the inset shows the average error per gates of the pulses[18].

想要实现普适的容错量子控制, 除了一组普适的单比特量子逻辑门外, 还需要一个非平庸的两比特量子逻辑门, 实验中选的是两比特 CNOT 门. 为了提高两比特 CNOT 门的保真度达到容错阈值, 通过改进的梯度上升算法优化组合脉冲中的参数, 使得在δ_0和δ_1影响下高保真度区域尽可能大. 在确定各段脉冲的参数后, 通过图 9(a) 所示的量子线路图测量连续施加 N 个 CNOT 门, 得到末态在$|0,1\rangle$上的布居度与 N 的关系如图 9(b), 其中 N 取偶数[18]. 理想情况下布居度应该恒为 1, 但在δ_0和δ_1影响下末态布居度会随 N 增大不断衰减. 而布居度的振荡来自于实际实现的 CNOT 门与理想 CNOT 门的偏差. 图中蓝色虚线是只考虑δ_0和δ_1分布的拟合结果, 与实验数据偏差较大. 这是因为拟合使用的超精细耦合强度 A 和共振频率Ω都是通过实验测量得到的, 与实际值存在一定的偏差. 将偏差δA和$\delta\Omega$作为参数重新拟合, 得到红线与实验结果符合的很好, 对应的 CNOT 门平均保真度为 0.9920(1), 达到了容错阈值.

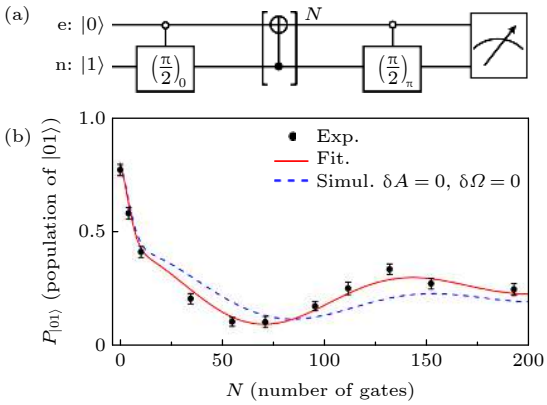

图 9 测量 CNOT 门保真度的量子线路图 (a) 和实验结果 (b)[18]

Fig. 9. Quantum circuit diagram (a) and experimental result (b) for measuring the fidelity of CNOT gates[18].

4.3 时间最优量子控制

在量子控制中不可避免地会受到各种噪声的影响, 第 4.2 节展示了通过优化组合脉冲对抗噪声的方法能够实现高精度的量子控制. 从另一个角度出发, 如果能实现时间最优控制即在最短的时间内完成量子控制, 不仅能在有限的相干时间内进行更多的量子操作, 还能减少量子系统与环境作用的时间, 提高量子控制的精度. 与针对性的抑制噪声方法不同, 时间最优量子控制不需要预先知道噪声相关的信息, 能普适地提高量子逻辑门保真度.

量子领域的时间最优控制问题, 指在系统操控强度和哈密顿量受限的情况下, 如何在最短时间内实现特定的量子控制. 如图 10, 类比于 Zermelo 的导航问题[44], 对于给定的目标量子操作U_F, 有很多条路径使演化算符从初始时刻的$U(0)=I$变到

$U(T)=U_F$, 每条路径对应一个含时哈密顿量[21]. 而量子操控强度有限对应导航问题中的航速有限, 哈密顿量受限在某个子空间意味着路径不能任意选取. 时间最优量子控制就是从中找出时间 T 最短的一条路径. 经典理论中对时间最优控制比如最速降线问题有比较深入的研究, 量子控制领域也有量子最速降线方程, 通过求解量子最速降线方程即可得到相应时间最优量子控制. 然而对于两比特系统乃至更高维的情况, 量子最速降线方程并没有有效的求解方法. 直到 2015 年有研究者提出了测地线方法[45], 能对多比特系统的量子最速降线方程进行有效的数值求解. 利用这种方法在金刚石 NV 色心体系上首次实现了两比特时间最优控制[46].

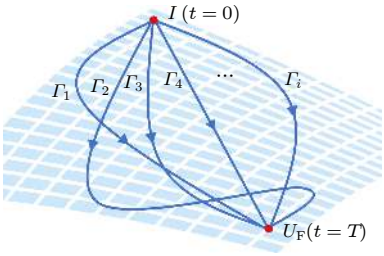

图 10 时间最优控制示意图[21]

Fig. 10. Schematic diagram of time optimal quantum control[21].

图 11 是利用 NV 色心体系实现单比特最优控制的实验结果, 红色代表时间最优量子控制, 蓝色代表利用欧拉转动实现的量子控制[21]. 从图 11(a) 可看出, 对于 Bloch 球中绕 z 轴的转动操作, 由于实验中哈密顿量受限, 欧拉转动消耗的时间确实比时间最优控制所消耗的时间更多. 时间最优控制和欧拉转动实现量子控制的路径可以通过图 11(b) 给出的 $\langle S_y\rangle$ 和 $\langle S_z\rangle$ 随时间的关系来展示.

对于两比特的情况, 选取受控操作 $U(T)$: 当核自旋处于 $m_{\rm I}=|1\rangle$ 时, 电子自旋保持不变; 当核自旋处于 $m_{\rm I}=|0\rangle$ 时, 对电子自旋做 σ_y 操作. 利用选择性脉冲实现 $U(T)$ 所花费的时间为 612.4 ns, 而通过测地线方法求解量子最速降线方程, 得到的时间最优控制脉冲序列总时长为 446.1 ns, 比选择性脉冲短 166.3 ns. 图 12(a) 和图 12(b) 分别展示了在 $m_{\rm I}=|1\rangle$ 和 $m_{\rm I}=|0\rangle$ 子空间内电子自旋初态为 $|0\rangle$ 时量子态在时间最优控制下的演化路径, 左图是 Bloch 球上的演化轨迹, 右图是对应子空间内电子自旋布居度随时间的变化[21]. 可以看出, 在 $m_{\rm I}=|1\rangle$ 子空间内, 电子自旋量子态沿一条曲折的路径最终回到了初始位置; 而在 $m_{\rm I}=|0\rangle$ 子空间内电子自旋状态发生了翻转, 这与预期的受控操作 $U(T)$ 是一致的. 为了检验时间最优控制对噪声的抑制效果, 利用量子层析技术测出两比特时间最优控制的保真度为 0.99(1), 同样达到了容错量子计算的阈值. 在 NV 色心上首次实现的两比特时间最优控制, 不仅验证了多比特时间最优控制的可行性, 还提供一种提高量子逻辑门保真度的普适方法.

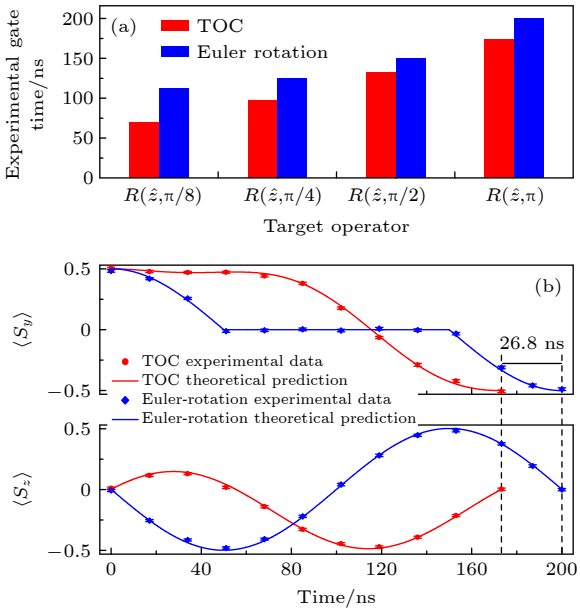

图 11 时间最优量子控制和欧拉转动实现单比特操控 $R(\hat{z},\theta)$ 花费时间对比[21] (a) 转角 θ 分别为 $\pi/8$, $\pi/4$, $\pi/2$ 和 π 时, 实现单比特操控 $R(\hat{z},\theta)$ 耗时对比; (b) 时间最优量子控制和欧拉转动下量子态的演化过程

Fig. 11. Comparison on time costs for target gate operator $R(\hat{z},\theta)$ between the derived time-optimal control (TOC) and the Euler rotations[21]: (a) Comparison of experimental gate time for $\theta=\pi/8$, $\pi/4$, $\pi/2$, and π; (b) state evolutions during $R(\hat{z},\theta)$ with TOC and Euler rotation.

4.4 可编程量子控制

在经典计算机中, 硬件单元和它能实现的操作是固定的, 却能通过软件编程实现各种算法完成不同的功能, 这就是可编程控制的概念. 同样地, 人们希望实现通用量子计算机, 能在不改变物理硬件的前提下通过可编程量子控制实现各种量子算法. 然而理论上已经证明不存在完全量子的确定性的可编程量子器件[47]. 对于概率性的可编程量子器件[48,49], 每次量子控制的成功概率小于 1, 且需要通过测量并进行后选择操作才能判断是否成功实现目标量子控制. 而一个大型的量子线路由很多可

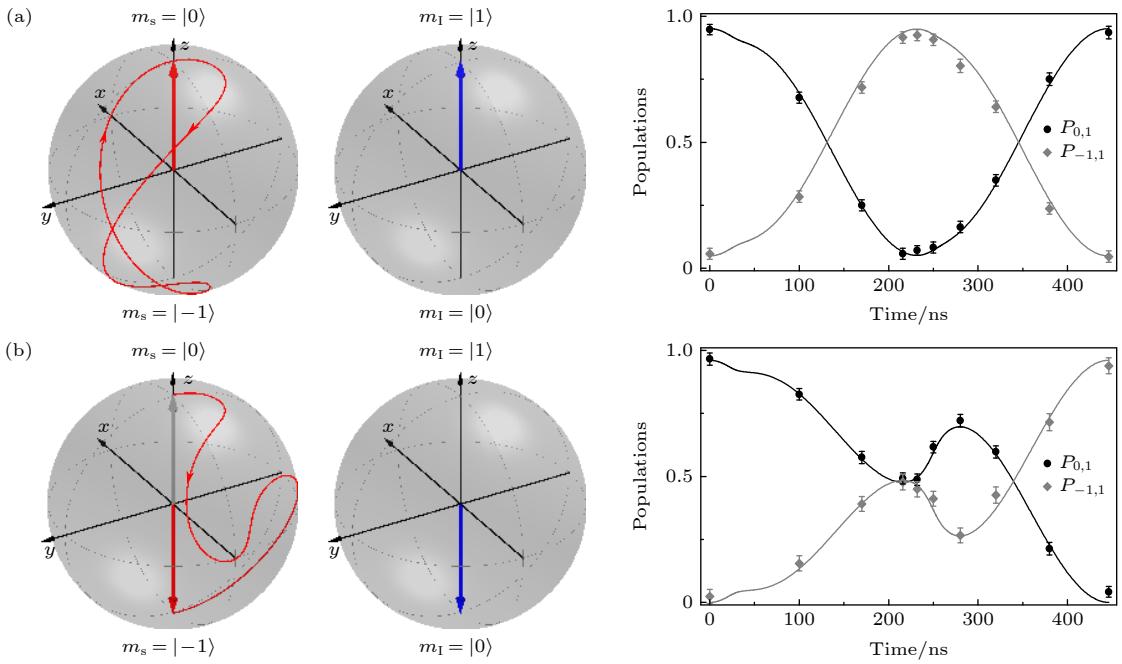

图 12 初态为 (a) $|0,1\rangle$和 (b) $|0,0\rangle$时量子态在两比特时间最优控制下的演化[21]

Fig. 12. State trajectories under the two-qubit controlled-U gate by TOC with initial states (a) $|0,1\rangle$ and (b) $|0,0\rangle$[21].

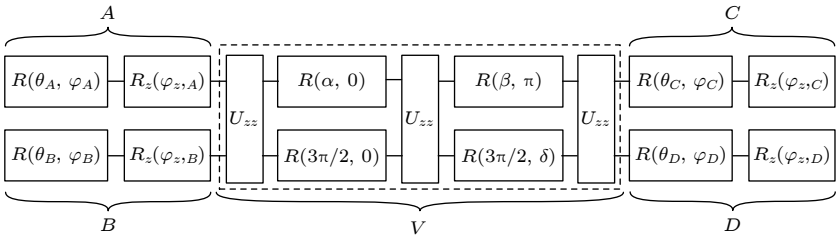

图 13 普适可编程量子逻辑线路[22]

Fig. 13. Universal programmable quantum logic circuit[22].

编程器件组成, 导致整个计算成功的概率趋于零而难以实际应用. 于是研究者采用与经典计算机结合的方法, 利用普适的量子线路图, 将量子算法分解成由一系列量子逻辑门, 把量子操作编码成量子逻辑门脉冲序列的时间、幅度、相位等参数, 通过经典计算机输入这些经典参数来施加不同的量子控制以完成相应的量子算法. 利用这种方法在 NV 色心体系上实现了两比特可编程量子处理器[22], 为将来大规模的可编程量子计算打下了基础.

任意的量子算法都可以表示成普适的量子线路图, 用一组量子逻辑门实现. 根据具体物理体系能实现的量子逻辑门集合, 选择合适的量子线路图, 就能将一个完整的量子算法编码成一系列的参数. 对于两比特的情况, 单比特门和一个非平庸的两比特门就可以实现普适的量子控制. 具体而言, 一个任意两比特量子逻辑门可以分解为 3 个 CNOT 门和 15 个从集合$\{R_x, R_z\}$中选取的单比特门[50]. 在 NV 色心体系中, 实现两比特操作$U_{zz}=\mathrm{e}^{\mathrm{i}\pi S_z\otimes I_z}$比 CNOT 门更方便. 因此用$U_{zz}$门代替 CNOT 门, 而单比特门可以从集合$\{R_x, R_y, R_z\}$中选取, 得到两比特普适量子线路如图 13[22]. 任意的两比特操作 U可以作分解$U=(C\otimes D)\cdot V\cdot(A\otimes B)$, 由 3 个$U_{zz}$门和 12 个单比特门组成, 总共包含 15 个可调的参数.

量子线路图中的单比特门可以用图 14 中的脉冲实现[22]. 对于电子自旋比特, 一段相位为ϕ, 幅度为ω_1, 持续时间$t=\theta/\omega_1$的微波脉冲就可以实现单比特量子操作$R(\theta,\phi)$. 由于核自旋和电子自旋的超精细耦合, 核自旋状态不同时, 电子自旋的共振频率有一定的差别, 因此要求对电子自旋施加的微波脉冲幅度远大于超精细耦合常数, 使得微波脉冲实现的量子操作与核自旋状态无关. 而对于核自

旋比特, 由于核自旋的相干时间比电子自旋大 3 个数量级, 在操控核自旋时电子自旋会发生退相干. 因此实验中采用退相干保护逻辑门的方法, 施加图 14(b) 所示的 XY-4 序列来保护电子自旋的相干, 在 XY-4 序列脉冲的间隙内施加射频脉冲, 对核自旋实现不依赖电子自旋的单比特操作 $R(\theta,\phi)$.

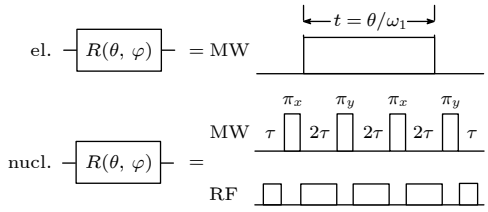

图 14 单比特门对应的脉冲[22]

Fig. 14. Realization of the single-qubit gate[22].

利用普适量子线路图, 在由 NV 色心构建的两比特可编程量子处理器上, 只需要修改脉冲参数就能实现任意的两比特量子算法, 在该平台上演示的两个典型量子算法: Deutsch-Jozsa 算法和 Grover 搜索算法, 成功率都超过 80% [22].

4.5 宇称时间对称哈密顿量的量子控制

量子力学中基本假设要求可观测量用厄米算符表示, 系统的哈密顿量算符也不例外. 哈密顿量的厄米性保证了系统的本征能量为实数, 但是对于某些非厄米哈密顿量比如宇称时间 (PT) 对称哈密顿量, 在对称非破缺的情况下也具有实的能量本征值 [51]. 于是人们尝试将量子力学基本假设中的厄米性条件推广为 PT 对称条件, 以此为基础建立 PT 对称量子力学. 相关理论可以参考文献 [52—56]. 下面简单介绍背景知识.

PT 对称哈密顿量指满足对易关系 $[H_{PT}, PT]$ 等于 0 的哈密顿量 H_{PT}. 其中 P, T 为宇称算符和时间反演算符, 二者是四阶反演群的生成元, 满足 $P^2 = T^2 = I$, $[P, T] = 0$. 由于时间反演算符 T 是反线性算符, 虽然哈密顿量 H_{PT} 与 PT 算符对易, 但二者并不一定具有共同本征态. 考虑一个简单的两能级 PT 对称系统的哈密顿量:

$$H_{PT} = \begin{pmatrix} \mathrm{i}r & 1 \\ 1 & -\mathrm{i}r \end{pmatrix}, \tag{4}$$

其中 r 是实参数, 二维希尔伯特空间中 P, T 算符表示为

$$P = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, T : \mathrm{i} \to -\mathrm{i}. \tag{5}$$

可以验证 H_{PT} 与 PT 算符对易. H_{PT} 的本征能量为 $E = \pm\sqrt{1-r^2}$. 当参数 $|r| < 1$ 时, 本征能量为实数, 哈密顿量与 PT 算符有共同本征态, 称为 PT 对称非破缺. 特别地, 当 $r = 0$ 时, 哈密顿量是厄米的, 两个本征态正交. 而当哈密顿量是非厄米即 $r \neq 0$ 时, 两个本征态不相互正交. 当参数 $|r| > 1$ 时, 本征能量为虚数, 哈密顿量与 PT 算符不再有共同本征态, 称为 PT 对称破缺. PT 对称非破缺区域和破缺区域的交界点 $|r| = 1$ 称为奇异点. 在 PT 对称非破缺区域, 当 r 从 0 开始逐渐趋近于奇异点 $|r| = 1$ 时, 两个实本征值大小逐渐接近, 直到 $|r| = 1$ 处完全简并, 此时本征态也发生简并. 当 $|r|$ 进一步增大, PT 对称性发生破缺, 本征值变为一对共轭的虚数.

PT 对称系统由于存在奇异点这一特殊的拓扑结构以及传统厄米系统中没有的新奇物理现象, 如非厄米系统的体边对应关系 [57]、非厄米趋肤效应 [58]、非厄米拓扑相 [59] 等, 引起了研究者们的广泛关注. 然而通常量子体系都是厄米的, 在其中实现 PT 对称哈密顿量并不容易. 因此, 早期的实验研究主要是用经典光学体系, 通过引入耗散或者增益来模拟薛定谔方程下 PT 对称哈密顿量的演化 [60,61]. 除了光学体系, 在电路 [62–64]、微波 [65]、力学 [66] 和声学 [67–69] 等经典体系中都实现了对 PT 对称哈密顿量的模拟研究. 尽管在经典体系的模拟研究能很好地展示 PT 对称哈密顿量的物理性质, 但想要更深入地研究 PT 对称哈密顿量尤其是奇异点附近的奇特性质, 需要在实际的量子体系中真正实现 PT 对称哈密顿量.

2019 年有研究者提出了一种在量子系统中实现 PT 对称哈密顿量的普适方法, 并且在金刚石 NV 色心系统上进行了实验验证, 首次在单自旋体系中实现了量子态在 PT 对称哈密顿量下的演化, 观测到 PT 对称破缺现象 [23]. 同期在冷原子系综体系 [70] 以及超导量子体系 [71] 中也实现了 PT 对称哈密顿量, 然而二者都是通过引入耗散实现 PT 对称哈密顿量的. 耗散会极大地破坏量子态的相干, 严重局限了这种方式在非厄米相关领域研究中的应用. 而在 NV 色心体系上的实现方法是通过引入一个辅助比特, 将 PT 对称哈密顿量 H_{PT} 扩展为一个厄米哈密顿量 $H_{s,a}(t)$, 然后选取厄米系统的一个子空间, 使子空间中量子态满足非厄米哈密顿量的演化规律. 可以证明, 这种方法是普适的, 从 PT 对

称非破缺区域到 PT 对称破缺区域、乃至任意非厄米哈密顿量, 从不含时到含时哈密顿量, 都可以通过一个辅助比特实现, 且不会破坏量子系统的相干性. 这对于含有多重简并的高阶奇异点, 以及奇异点附近的拓扑性质和动力学性质的研究具有突破性的意义.

根据这种扩展的方法, (4) 式中的非厄米哈密顿量可以扩展为两比特的厄米哈密顿量 $H_{s,a}(t)=A_1(t)\sigma_x\otimes I+A_2(t)I\otimes\sigma_z+A_3(t)\sigma_y\otimes\sigma_z+A_4(t)\sigma_z\otimes\sigma_z$, 其中 $A_i(t)(i=1,2,3,4)$是展开系数. 为了在金刚石 NV 色心实现该哈密顿量, 选取电子自旋为系统比特, 核自旋为辅助比特, 并施加两路选择性的微波脉冲. 通过控制两路微波脉冲的幅度、频率、相位来实现对应哈密顿量演化, 最后对辅助比特沿 σ_y 本征态测量并选取$|y-\rangle=(|0\rangle-\mathrm{i}|1\rangle)/\sqrt{2}$ 的测量结果, 对应电子自旋演化即为 PT 对称哈密顿量 H_{PT} 下的演化. 图 15 为对应量子线路图[23].

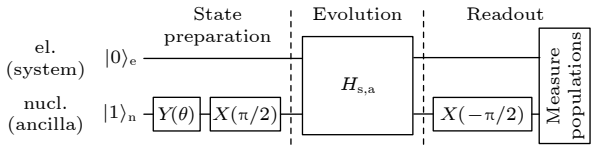

图 15 金刚石 NV 色心体系中实现 PT 对称哈密顿量的量子线路图[23]

Fig. 15. Quantum circuit of the experiment of constructing a PT symmetric Hamiltonian in a NV center[23].

图 16(a)—图 16(d) 分别展示了 NV 色心体系中量子态在厄米哈密顿量、PT 对称非破缺区域、奇异点处和 PT 对称破缺区域的演化[23]. 红色实线为理论预期, 蓝色圆点为实验结果. 可以看出, 当系统哈密顿量位于 PT 对称非破缺区域时, 量子态以一定周期在$|0\rangle$态和$|1\rangle$态之间振荡. 随着参数 r 从 0 逐渐增大趋向于 1, 哈密顿量由厄米趋向于奇异点, 振荡的周期不断变长. 在奇异点处, 量子态演化不再呈现周期性振荡, 而是单调衰减并最终趋向于稳态. 在 PT 对称性破缺区域, 随着 r 继续增大, 量子态衰减趋向于稳态的速率越来越快. 如果对测得的量子态演化曲线与理论计算相拟合, 可以得到 PT 对称哈密顿量能量本征值随参数 r 的关系, 与理论预言的一样. 随着参数 r 的增大, 能量本征值从实数逐渐趋于 0, 在奇异点发生简并, 再发生 PT 对称破缺变为纯虚数. 图 16 确实地从实验上观测到了 PT 对称哈密顿量破缺的过程和奇异点的存在.

5 总结与展望

本文主要从实验角度出发, 介绍了 NV 色心体系的能级结构和量子控制原理, 详细阐述了 NV 色心的退相干机制和通过抑制退相干效应来提升量子控制精度的各种方法, 以及应用 NV 色心量子控制技术在量子物理领域取得的研究成果.

经过多年的实验研究和发展, 对于 NV 色心体系的量子控制已经达到相当高的精度, 不仅能够实现高保真度的普适容错量子逻辑门和时间最优量子控制, 还能构建可编程的量子处理器, 这都为未来实现室温下大规模的可编程量子计算打下了坚

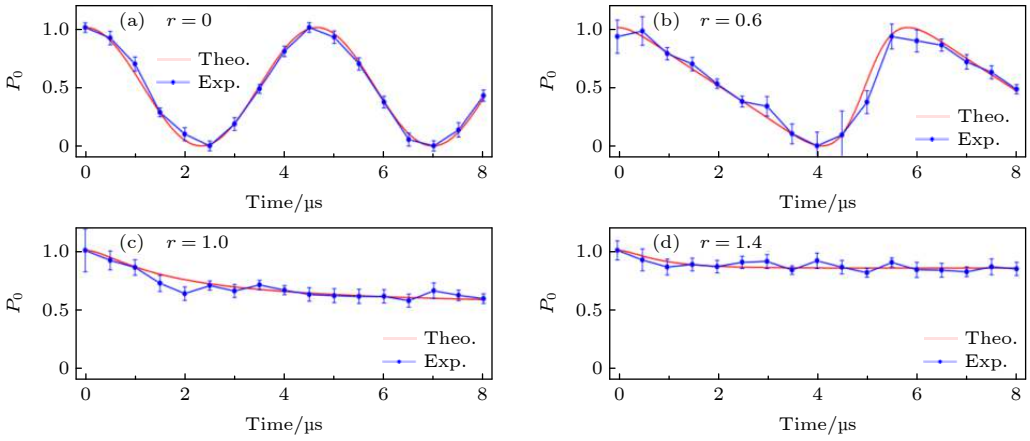

图 16 量子态在 PT 对称哈密顿量 H_{PT} 下的演化[23] (a) $r=0$, 厄米哈密顿量; (b) $r=0.6$, PT 对称非破缺; (c) $r=1.0$, 奇异点; (d) $r=1.4$, PT 对称破缺时的情况

Fig. 16. State evolution under H_{PT}[23]. Experimental dynamics of renormalized population P_0 when $r=0$ (a), $r=0.6$ (b), $r=1.0$ (c), and $r=1.4$ (d).

实的基础. 同时, 对于新兴的物理领域如非厄米物理, 在 NV 系统上也可以通过扩展的方法对非厄米量子体系中新奇的物理现象[72]进行观测和研究. 除此之外, NV 色心对磁场、电场、温度等物理量都十分敏感, 通过精确的量子控制可以利用 NV 色心作为纳米尺寸的探针, 对各种微小信号进行精密测量. 而非厄米系统中的奇异点, 对于参数变化具有放大作用, 因此可以用于进一步提高量子精密测量的灵敏度[73,74]. 这种纳米尺度的高灵敏量子传感器, 在生物、化学等领域有着广泛的应用前景和巨大的潜力.

参考文献

[1] Kastner M A 1992 *Rev. Mod. Phys.* **64** 849
[2] Yoneda J, Takeda K, Otsuka T, Nakajima T, Delbecq M R, Allison G, Honda T, Kodera T, Oda S, Hoshi Y, Usami N, Itoh K M, Tarucha S 2018 *Nat. Nanotechnol.* **13** 102
[3] Huang W, Yang C H, Chan K W, Tanttu T, Hensen B, Leon R C C, Fogarty M A, Hwang J C C, Hudson F E, Itoh K M, Morello A, Laucht A, Dzurak A S 2019 *Nature* **569** 532
[4] Yang A, Steger M, Sekiguchi T, Thewalt M L W, Ladd T D, Itoh K M, Riemann H, Abrosimov N V, Becker P, Pohl H J 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 257401
[5] He Y, Gorman S K, Keith D, Kranz L, Keizer J G, Simmons M Y 2019 *Nature* **571** 371
[6] Doherty M W, Manson N B, Delaney P, Jelezko F, Wrachtrup J, Hollenberg L C L 2013 *Phys. Rep.* **528** 1
[7] Dobrovitski V V, Fuchs G D, Falk A L, Santori C, Awschalom D D 2013 *Annu. Rev. Condens. Matter Phys.* **4** 23
[8] Rembold P, Oshnik N, Müller M M, Montangero S, Calarco T, Neu E 2020 *AVS Quantum Sci.* **2** 024701
[9] Wu Y 2020 *Ph. D. Dissertation* (Hefei: University of Science and Technology of China) (in Chinese) [伍旸 2020 博士学位论文 (合肥: 中国科学技术大学)]
[10] Gali A, Fyta M, Kaxiras E 2008 *Phys. Rev. B* **77** 155206
[11] Acosta V M, Jarmola A, Bauch E, Budker D 2010 *Phys. Rev. B* **82** 201202
[12] Loubser J, van Wyk J 1978 *Rep. Prog. Phys.* **41** 1201
[13] Manson N B, Harrison J P, Sellars M J 2006 *Phys. Rev. B* **74** 104303
[14] Nizovtsev A P, Kilin S Y, Jelezko F, Popa I, Gruber A, Tietz C, Wrachtrup J 2003 *Opt. Spectrosc.* **94** 848
[15] Van der Sar T, Wang Z H, Blok M S, Bernien H, Taminiau T H, Toyli D M, Lidar D A, Awschalom D D, Hanson R, Dobrovitski V V 2012 *Nature* **484** 82
[16] Weil J A, Bolton J R 2007 *Electron Paramagnetic Resonance: Elementary Theory and Practical Applications* (Hoboken: John Wiley & Sons, Inc.)
[17] Victor A C 1962 *J. Chem. Phys.* **36** 1903
[18] Rong X, Geng J P, Shi F Z, Liu Y, Xu K B, Ma W C, Kong F, Jiang Z, Wu Y, Du J F 2015 *Nat. Commun.* **6** 8748
[19] De Raedt H, Barbara B, Miyashita S, Michielsen K, Bertaina S, Gambarelli S 2012 *Phys. Rev. B* **85** 014408
[20] Rong X, Geng J P, Wang Z X, Zhang Q, Ju C Y, Shi F Z, Duan C K, Du J F 2014 *Phys. Rev. Lett.* **112** 050503
[21] Geng J P, Wu Y, Wang X T, Xu K B, Shi F Z, Xie Y J, Rong X, Du J F 2016 *Phys. Rev. Lett.* **117** 170501
[22] Wu Y, Wang Y, Qin X, Rong X, Du J F 2019 *Npj Quantum Inf.* **5** 1
[23] Wu Y, Liu W Q, Geng J P, Song X R, Ye X Y, Duan C K, Rong X, Du J F 2019 *Science* **364** 878
[24] Viola L, Knill E, Lloyd S 1999 *Phys. Rev. Lett.* **82** 2417
[25] Khodjasteh K, Lidar D A 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 180501
[26] Uhrig G S 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 100504
[27] Du J F, Rong X, Zhao N, Wang Y, Yang J H, Liu R B 2009 *Nature* **461** 1265
[28] De Lange G, Wang Z H, Riste D, Dobrovitski V V, Hanson R 2010 *Science* **330** 60
[29] Naydenov B, Dolde F, Hall L T, Shin C, Fedder H, Hollenberg L C, Jelezko F, Wrachtrup J 2011 *Phys. Rev. B* **83** 081201
[30] Liu G Q, Po H C, Du J, Liu R B, Pan X Y 2013 *Nat. Commun.* **4** 2254
[31] Zhang J F, Souza A M, Brandao F D, Suter D 2014 *Phys. Rev. Lett.* **112** 050502
[32] Khodjasteh K, Viola L 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 080501
[33] Khodjasteh K, Lidar D A, Viola L 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 090501
[34] West J R, Lidar D A, Fong B H, Gyure M F 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 230503
[35] Kestner J P, Wang X, Bishop L S, Barnes E, Das Sarma S 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 140502
[36] Wang X, Bishop L S, Kestner J P, Barnes E, Sun K, Dar Sarma S 2012 *Nat. Commun.* **3** 997
[37] Nielsen M A, Chuang I L 2000 *Quantum Computing and Quantum Information* (Cambridge: Cambridge University Press)
[38] Wimperis S 1994 *J. Magn. Reson.* **109** 221
[39] Ichikawa T, Bando M, Kondo Y, Nakahara M 2011 *Phys. Rev. A* **84** 062311
[40] Bando M, Ichikawa T, Kondo Y, Nakahara M 2013 *J. Phys. Soc. Japan* **82** 014004
[41] Cummins H K, Llewellyn G, Jones J A 2003 *Phys. Rev. A* **67** 042308
[42] Knill E, Leibfried D, Reichle R, Britton J, Blakestad R B, Jost J D, Langer C, Ozeri R, Seidelin S, Wineland D J 2008 *Phys. Rev. A* **77** 012307
[43] Fowler A G, Mariantoni M, Martinis J M, Cleland A N 2012 *Phys. Rev. A* **86** 032324
[44] Zermelo E 1931 *Z. Angew. Math. Mech.* **11** 114
[45] Wang X T, Allegra M, Jacobs K, Lloyd S, Lupo C, Mohseni M 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 170501
[46] Barends R, Kelly J, Megrant A, Veitia A, Sank D, Jeffrey E, White T C, Mutus J, Fowler A G, Campbell B, Chen Y, Chen Z, Chiaro B, Dunsworth B, Neill C, O'Malley P, Roushan P, Vainsencher A, Wenner J, Korotkov A N, Cleland A N, Martinis J M 2014 *Nature* **508** 500
[47] Nielsen M A, Chuang I L 1997 *Phys. Rev. Lett.* **79** 321
[48] Kim J, Cheong Y, Lee J S, Lee S 2001 *Phys. Rev. A* **65** 012302
[49] Vidal G, Masanes L, Cirac J I 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 047905
[50] Shende V V, Markov I L, Bullock S S 2004 *Phys. Rev. A* **69** 062321
[51] Bender C M, Boettcher S 1998 *Phys. Rev. Lett.* **80** 5243
[52] Bender C M, Brody D C, Jones H F 2002 *Phys. Rev. Lett.* **89** 270401
[53] Bender C M 2007 *Rep. Prog. Phys.* **70** 947
[54] Mostafazadeh A 2005 *J. Math. Phys.* **46** 102108

[55] Dorey P, Dunning C, Lishman A, Tateo R 2009 *J. Phys. A: Math. Theor.* **42** 465302
[56] Gong J, Wang Q 2013 *J. Phys. A: Math. Theor.* **46** 485302
[57] Kunst F K, Edvardsson E, Budich J C, Bergholtz E J 2018 *Phys. Rev. Lett.* **121** 026808
[58] Song F, Yao S Y, Wang Z 2019 *Phys. Rev. Lett.* **123** 170401
[59] Gong Z, Ashida Y, Kawabata K, Takasan K, Higashikawa S, Ueda M 2018 *Phys. Rev. X* **8** 031079
[60] Özdemir Ş K, Rotter S, Nori F, Yang L 2019 *Nat. Mater.* **18** 783
[61] Miri M-A, Alù A 2019 *Science* **363** eaar7709
[62] Bender N, Factor S, Bodyfelt J D, Ramezani H, Christodoulides D N, Ellis F M, Kottos T 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 234101
[63] Assawaworrarit S, Yu X, Fan S 2017 *Nature* **546** 387
[64] Choi Y, Hahn C, Yoon J W, Song S H 2018 *Nat. Commun.* **9** 2182
[65] Bittner S, Dietz B, Günther U, Harney H L, Miski-Oglu M, Richter A, Schäfer F 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 024101
[66] Bender C M, Berntson B K, Parker D, Samuel E 2013 *Am. J. Phys.* **81** 173
[67] Zhu X F, Ramezani H, Shi C Z, Zhu J, Zhang X 2014 *Phys. Rev. X* **4** 031042
[68] Popa B I, Cummer S A 2014 *Nat. Commun.* **5** 3398
[69] Fleury R, Sounas D, Alù A 2015 *Nat. Commun.* **6** 5905
[70] Li J M, Harter A K, Liu J, de Melo L, Joglekar Y N, Luo L 2019 *Nat. Commun.* **10** 855
[71] Naghiloo M, Abbasi M, Joglekar Y N, Murch K W 2019 *Nat. Phys.* **15** 1232
[72] Liu W Q, Wu Y, Duan C K, Rong X, Du J F 2021 *Phys. Rev. Lett.* **126** 170506
[73] Lau H K, Clerk A A 2018 *Nat. Commun.* **9** 4320
[74] Chen C, Jin L, Liu R B 2019 *New J. Phys.* **21** 083002

SPECIAL TOPIC—Manipulation and applications of solid-state single quantum systems

Recent progress of quantum control in solid-state single-spin systems

Li Ting-Wei [1)] Rong Xing [1)2)†] Du Jiang-Feng [1)2)]

1) (*CAS Key Laboratory of Microscale Magnetic Resonance and School of Physical Sciences, University of Science and Technology of China, Hefei* 230026, *China*)

2) (*CAS Center for Excellence in Quantum Information and Quantum Physics, University of Science and Technology of China, Hefei* 230026, *China*)

(Received 28 September 2021; revised manuscript received 12 November 2021)

Abstract

In the field of quantum physics, quantum control is essential. Precise and efficient quantum control is a prerequisite for the experimental research using quantum systems, and it is also the basis for applications such as in quantum computing and quantum sensing. As a solid-state spin system, the nitrogen-vacancy (NV) center in diamond has a long coherence time at room temperature. It can be initialized and read out by optical methods, and can achieve universal quantum control through the microwave field and radio frequency fields. It is an excellent experimental platform for studying quantum physics. In this review, we introduce the recent results of quantum control in NV center and discuss the following parts: 1) the physical properties of the NV center and the realization method of quantum control, 2) the decoherence mechanism of the NV center spin qubit, and 3) the application of single-spin quantum control and relevant research progress.

Keywords: quantum control, quantum logic gate, nitrogen-vacancy center in diamond, parity-time symmetry

PACS: 03.67.Lx, 03.65.Yz, 61.72.jn, 76.70.Hb **DOI:** 10.7498/aps.71.20211808

† Corresponding author. E-mail: xrong@ustc.edu.cn