

中国科学技术大学

博士学位论文



论文题名： 基于离子阱和固态量子存储器的混合量子网络实验研究

学生姓名： 王晨旭

导 师： 黄运锋 研究员 崔金明 副研究员

提交日期： 二〇二六年九月二十三日

中图分类号：O431.2

UDC 分类号：539.1

学校代码：10358

密 级：_____

中国科学技术大学

博士学位论文

(学术学位)

基于离子阱和固态量子存储器的混合量子 网络实验研究

Experimental Research on Hybrid Quantum Networks Based on Trapped Ions and Solid-State Quantum Memories

学 生 姓 名：王晨旭

学 号：BA23038008

导 师 姓 名：黄运锋 研究员 崔金明 副研究员

院 系：光学与光学工程系

学 科 专 业：物理学

研 究 方 向：量子信息，量子网络，离子阱

论文提交日期：二〇二六年九月二十三日

中国科学技术大学学位论文原创性声明

本人声明所呈交的学位论文，是本人在导师指导下进行研究工作所取得的成果。除已特别加以标注和致谢的地方外，论文中不包含任何他人已经发表或撰写过的研究成果。与我一同工作的同志对本研究所做的贡献均已在论文中作了明确的说明。

作者签名: 张旭

签字日期: 2026.9.24

中国科学技术大学学位论文使用授权声明

作为申请学位的条件之一，学位论文著作权拥有者授权中国科学技术大学拥有学位论文的部分使用权，即：学校有权按有关规定向国家有关部门或机构送交论文的复印件和电子版，允许论文被查阅和借阅，可以将学位论文编入《中国学位论文全文数据库》等有关数据库进行检索，可以采用影印、缩印或扫描等复制手段保存、汇编学位论文。本人提交的电子文档的内容和纸质论文的内容相一致，如因不符而引起的学术声誉损失由本人自负。

控阅的学位论文在解除控阅后也遵守此规定。

☒公开 ☐控阅 (____ 年)

作者签名: 张旭

导师签名: 黄运辉

签字日期: 2026.9.24

签字日期: 2026.9.24

研究生学位论文（实践成果报告）使用人工智能工具声明

本学位论文（实践成果报告）的研究与撰写过程，使用了生成式人工智能辅助工具。现按照要求披露如下：

1. 使用的人工智能工具的部分和用途

具体用途：1. 语言润色；2. 辅助编写数据处理和作图的代码（例如：文献检索、语言润色、数据处理等）

2. 使用边界与责任说明

本学位论文（实践成果报告）的核心观点、研究设计、实验方案、论证过程均由本人独立完成；人工智能生成内容均经过本人人工审核、修改与验证，并对其内容负责。本人对论文全部内容的原创性、真实性、学术规范性承担全部责任，不存在由人工智能代写、伪造等学术不端行为。

3. 承诺

本人承诺人工智能工具在学位论文（实践成果报告）中的使用符合国家相关法律法规及学校具体细则要求，不存在不当使用行为，愿意接受审查与监督，并独立承担相应责任和后果。

作者签名：张旭
日期：2026年9月24日

创新性说明

本论文围绕基于离子阱和固态量子存储器的混合量子网络原型开展实验研究，主要工作与创新点如下：

1. 实现了确定性高保真度离子自旋—光子偏振纠缠态制备。通过对离子阱结构与操控光路的模块化设计，结合主被动磁屏蔽系统，显著提升了节点长时间运行稳定性。实验测得离子-光子纠缠态保真度为 $(95.46 \pm 0.24)\%$ 。

2. 设计了低噪声偏振保持量子频率转换（PPQFC）模块，采用长波长泵浦方案结合 Sagnac 环结构，实现了跨波段消色差波导耦合，获得 $(95.5 \pm 2.3)\%$ 的长期 PPQFC 保真度。经 PPQFC 后离子-光子纠缠态保真度为 $(89.1 \pm 1.9)\%$ ，在实验上首次验证了经过 QFC 后的离子-光子纠缠态。

3. 实现了离子阱节点与固态量子存储器节点之间的纠缠互联，在 75 米间隔下完成量子态层析表征与量子非局域性检验，纠缠态保真度达 $(89.2 \pm 2.3)\%$ ，并以 6 个标准差显著性违反 CHSH-Bell 不等式。该结果首次在实验上实现异构量子节点间纠缠。

摘要

混合量子网络是构建可扩展量子信息处理与未来量子互联网的核心架构。其核心优势在于集成不同物理平台的互补能力。单原子/离子体系具有良好的可寻址性与相干操控能力，可实现确定性量子逻辑门与高保真度量子态制备；稀土离子掺杂晶体或原子系综则可提供高保真度、长寿命且可多模复用的量子存储。将两者结合，可提升量子网络的分布式信息处理能力。然而，不同平台在共振波长、线宽等方面存在显著失配，加之低噪声量子频率转换（quantum frequency conversion, QFC）和长时间链路稳定性等系统工程挑战，异构节点间的纠缠互联长期未能在实验中实现。本论文以基于离子阱和固态量子存储器的混合量子网络原型为对象开展实验研究，主要工作与创新点如下：

1. 在离子阱节点方面，实现了确定性高保真度离子自旋—光子偏振纠缠态制备。通过对离子阱结构的改良以及对离子比特操控光路的模块化设计，节点的稳定性显著增强，再结合模块化设计的主、被动结合磁屏蔽系统所提供的离子比特长相干时间以及稳定且高保真度的单脉冲激发，使得节点长时间运行能力满足混合量子网络中纠缠验证的需求。大数值孔径（NA=0.64）物镜的使用以及成像光路的优化进一步提高了单光子收集效率，从而提升了纠缠产生速率。上述优化显著提升了离子—光子纠缠态制备的量子态层析保真度，实验测得离子-光子纠缠态保真度为 $(95.46 \pm 0.24)\%$ ，为后续跨实验室的稳定离子阱-固态量子存储器纠缠产生提供了关键支撑。

2. 在光子接口方面，针对 $^{171}\text{Yb}^+$ 发射单光子波长与 $^{153}\text{Eu}^{3+} : \text{Y}_2\text{SiO}_5$ 存储跃迁波长不匹配问题，设计了低噪声偏振保持量子频率转换（polarization-preserving quantum frequency conversion, PPQFC）模块：方案上采用长波长泵浦，通过 1018 nm 强泵浦光实现将 369 nm 光子转换为 580 nm，相较于短波长泵浦更好避免了由短波长泵浦光带来的自发参量下转换噪声。结构上为解决现有结构缺乏在紫外（UV）与近红外（NIR）波段之间进行跨波段转换能力的问题，我们实验演示了一种 PPQFC 方法，利用 Sagnac 环结构的偏振稳定特性，结合离轴抛物面镜实现了跨波段消色差波导耦合，获得了 $(95.5 \pm 2.3)\%$ 的长期 PPQFC 保真度。经 PPQFC 过程后，对离子-580 nm 光子纠缠态进行量子态层析，得到保真度为 $(89.1 \pm 1.9)\%$ ，这是实验上首次实现经过 QFC 后的离子-光子纠缠态验证，该工作为未来混合量子网络提供了一种可行的异构节点互联架构。

3. 基于上述结果，通过与固态量子存储研究团队合作，实现了离子阱节点（ $^{171}\text{Yb}^+$ ）与固态量子存储器节点（ $^{153}\text{Eu}^{3+} : \text{Y}_2\text{SiO}_5$ ）之间的互联，并在 75 米

室外间隔下完成了纠缠态的量子态层析表征与量子非局域性检验。在存储时长为 $1\ \mu\text{s}$ 的条件下, 所得纠缠态保真度达到 $(89.2 \pm 2.3)\%$; 进一步地, 实验观测到以 6 个标准差的显著性违反 Clauser-Horne-Shimony-Holt (CHSH)-Bell 不等式 ($S = 2.328 \pm 0.054$), 该结果在实验上首次实现异构量子节点间纠缠, 建立了由离子阱节点与固态量子存储器节点 (具备基于原子频率梳 (atomic frequency comb, AFC) 的多模复用、长存储时间和高存储保真度潜力的) 构成的混合量子网络原型, 为构建可扩展的混合量子网络以及量子互联网迈出了关键一步, 并为进一步发展异构量子中继与分布式量子信息处理平台提供了实验依据与技术储备。

关键词: 混合量子网络; 离子阱; 远程量子纠缠

ABSTRACT

Hybrid quantum networks are key to scalable quantum information processing and the future quantum Internet. They integrate complementary capabilities across different physical platforms. Single-atom/ion systems offer excellent addressability and coherent control, enabling deterministic quantum logic gates and high-fidelity state preparation. Rare-earth-ion-doped crystals and atomic ensembles provide high-fidelity, long-lifetime quantum memories with multimode multiplexing potential. Combining these platforms enhances distributed quantum computing. However, experimental entanglement interconnection between heterogeneous nodes remains challenging. Major obstacles include resonant-wavelength and linewidth mismatches, as well as system-engineering hurdles such as low-noise quantum frequency conversion (QFC) and long-term link stability.

This dissertation reports an experimental study of a prototype hybrid quantum network based on a trapped-ion (TI) quantum processing node and a solid-state quantum memory (QM) node. The main contributions are as follows.

In the TI node, we deterministically prepare a high-fidelity ion-photon entangled state in the spin and polarization degrees of freedom. We improve the ion-trap structure and adopt a modular design for the optical control system. These enhancements significantly boost the node stability. A modular magnetic shielding system, combining active and passive stabilization, extends the ion-spin coherence time. Together with stable, high-fidelity single-pulse excitation, this enables long-term operation sufficient for entanglement verification in a hybrid network. A large-numerical-aperture objective lens ($NA = 0.64$) and an optimized imaging system further improve the single-photon collection efficiency and increase the entanglement generation rate. These advances raise the quantum-state-tomography (QST) fidelity of the ion-photon entangled state to $(95.46 \pm 0.24)\%$. This high fidelity lays the groundwork for stable entanglement generation between the TI and QM nodes across two laboratories.

For the photonic interface, we design a low-noise polarization-preserving quantum frequency conversion (PPQFC) module to bridge the wavelength gap between the 369 nm photons emitted by $^{171}\text{Yb}^+$ and the storage transition of $^{153}\text{Eu}^{3+}$: Y_2SiO_5 . We adopt a long-wavelength pump at 1018 nm to convert 369-nm photons to 580 nm. This scheme suppresses spontaneous parametric down-conversion noise more effectively than short-wavelength pumping. To overcome the lack of cross-band conversion

capability between the ultraviolet (UV) and near-infrared (NIR) bands in existing setups, we demonstrate a PPQFC method that combines the intrinsic phase stability of a Sagnac loop with achromatic waveguide coupling via off-axis parabolic mirrors. The module achieves a long-term process fidelity of $(95.5 \pm 2.3)\%$. After PPQFC, we perform QST on the entangled state between the ion and the 580 nm photon and obtain a fidelity of $(89.1 \pm 1.9)\%$. This is the first experimental verification of ion-photon entanglement after quantum frequency conversion, offering a viable architecture for heterogeneous-node interconnection in future hybrid quantum networks.

Finally, we realize interconnection between the TI node ($^{171}\text{Yb}^+$) and the QM node ($^{153}\text{Eu}^{3+} : \text{Y}_2\text{SiO}_5$) after PPQFC. We complete QST characterization and a quantum nonlocality test of the entangled state over an outdoor separation of 75 m. For a storage time of 1 μs , the entangled-state fidelity reaches $(89.2 \pm 2.3)\%$. We also observe a violation of the Clauser–Horne–Shimony–Holt (CHSH)-Bell inequality by 6 standard deviations ($S = 2.328 \pm 0.054$). This result demonstrates the first experimental entanglement between heterogeneous quantum nodes. It establishes a prototype hybrid quantum network that pairs a TI node with a QM node featuring atomic-frequency-comb (AFC) multimode multiplexing, long storage time, and high storage fidelity. This work advances scalable hybrid quantum networks and lays the groundwork for heterogeneous quantum repeaters and distributed quantum information processing.

KEYWORDS: Hybrid quantum network, Ion trap, Remote quantum entanglement

目录

第 1 章 绪论	1
1.1 量子网络简介	2
1.1.1 量子比特	2
1.1.2 量子纠缠	2
1.1.3 量子隐形传态	3
1.2 量子网络起源与发展	4
1.3 混合量子网络原型架构与节点选择	8
1.3.1 原型混合量子网络架构	9
1.3.2 离子阱量子网络节点研究现状	9
1.3.3 固态量子存储器节点	11
1.3.4 混合量子网络指标	12
1.4 文章结构	13
第 2 章 离子阱节点	15
2.1 离子阱基本原理	15
2.2 镱离子能级结构	17
2.3 高效光子收集与耦合	18
2.3.1 飞行光子成像与收集系统	19
2.3.2 高通光离子阱结构	21
2.4 高稳定性的离子阱节点	22
2.4.1 真空系统优化	23
2.4.2 全金属刀片电极	24
2.4.3 模块化镱离子态操作系统	27
2.5 确定性的离子-光子纠缠产生能力	28
2.5.1 单脉冲选择系统	28
2.5.2 基于 FPGA 的时序控制系统	30
2.6 Qubit 长相干时间	30
2.6.1 主动磁屏蔽系统	31
2.6.2 被动磁屏蔽系统	31
2.7 Qubit 操控能力	31
2.7.1 离子化光	32
2.7.2 369.5 nm qubit 态制备与态读出光	33

2.7.3	935 nm/638 nm 回泵光	37
2.7.4	单 qubit 门操作	38
2.7.5	微波系统	40
2.8	离子阱节点性能测试	40
2.8.1	Kibble-Zurek 机制破缺理论	41
2.8.2	临界点附近的量子淬火动力学实验验证	42
2.9	本章小结	50
第 3 章	固态量子存储器节点	51
3.1	固态量子存储器基本原理	52
3.2	固态量子存储器芯片化集成	53
3.2.1	片上波导加工原理介绍	53
3.2.2	片上晶体加工与电极制作	55
3.3	固态量子存储器制备	56
3.4	本章小结	59
第 4 章	离子-光子偏振纠缠建立与验证	60
4.1	远程纠缠方案	60
4.1.1	频率纠缠	60
4.1.2	Time-bin 纠缠	61
4.1.3	偏振纠缠	62
4.2	偏振编码离子-光子纠缠时序设计	62
4.3	磁场方向校准	65
4.4	单脉冲激发测试	67
4.5	量子态层析	67
4.5.1	联合计数与归一化概率	68
4.5.2	密度矩阵重构算法与不确定度评估	68
4.6	高保真度贝尔态制备与检验	69
4.7	本章小结	70
第 5 章	异构节点间的光子连接	71
5.1	量子频率转换原理	71
5.1.1	差频过程原理	71
5.1.2	准相位匹配	72
5.2	量子频率转换模块	73
5.2.1	量子频率转换模块的晶体选择与转换方案	73
5.2.2	量子频率转换过程效率优化	74

5.2.3 量子频率转换模块方案设计与性能表征	75
5.3 光纤信道	79
5.3.1 过程矩阵重构	79
5.3.2 光纤信道稳定性测量	79
5.4 QFC 模块升级前后性能对比	80
5.5 经典信道	82
5.5.1 经典信道建立	82
5.5.2 经典信道时间抖动测量	83
5.6 量子频率转换后离子-光子纠缠	84
5.7 本章小结	84
第 6 章 混合量子网络建立及其远程纠缠实验验证	86
6.1 节点波长匹配	86
6.1.1 光子飞行 qubit 带宽	86
6.1.2 飞行 qubit 与量子存储器之间的带宽匹配	87
6.2 混合量子网络中异构节点间纠缠	89
6.2.1 离子阱-固态量子存储器纠缠测量实验时序	89
6.2.2 离子阱-固态量子存储器纠缠测量	89
6.3 混合量子网络的 Bell 不等式违背	91
6.3.1 CHSH-Bell 不等式原理	91
6.3.2 CHSH-Bell 不等式测量	92
6.4 异构节点互联效率分析	93
6.5 由 σ^+ 与 σ^- 光子频率分裂导致的相位演化分析	95
6.6 误差分析	100
6.7 本章小结	103
第 7 章 总结与展望	105
7.1 总结	105
7.2 展望	106
参考文献	108
致谢	124
在读期间取得的科研成果	126

插图清单

图 1.1	量子信息实验平台示意图	1
图 1.2	布洛赫球示意图	2
图 1.3	量子网络结构示意图	6
图 1.4	混合量子网络概念性结构示意图	9
图 2.1	$^{171}\text{Yb}^+$ 离子能级图	18
图 2.2	荧光收集装置示意图	19
图 2.3	物镜 1 机械结构示意图	20
图 2.4	光子飞行 qubit 成像与收集光路	21
图 2.5	离子成像测量与拟合结果	22
图 2.6	玻璃真空腔示意图	23
图 2.7	离子阱结构示意图	23
图 2.8	离子阱真空系统残余气体分析图	24
图 2.9	离子阱真空系统结构示意图	24
图 2.10	全金属刀片电极示意图	25
图 2.11	飞秒激光切割路径设计示意图	26
图 2.12	全金属电极切割工装示意图	26
图 2.13	全金属电极及离子阱实物图	27
图 2.14	单脉冲选择系统示意图	28
图 2.15	光子到达时间与单脉冲激发信号之间的时间间隔	30
图 2.16	FPGA 控制系统	31
图 2.17	磁场屏蔽前后磁场扰动对比	32
图 2.18	被动磁屏蔽外壳结构示意图	33
图 2.19	磁屏蔽后 Ramsey 测量结果	33
图 2.20	399 nm/369.5 nm 激光系统光路图	34
图 2.21	离子阱节点打光示意图	35
图 2.22	$^{171}\text{Yb}^+$ 的冷却、泵浦和测量示意图	36
图 2.23	态探测光子计数统计与判别结果	37
图 2.24	态读出荧光收集与探测光路示意图	38
图 2.25	回泵激光系统	39
图 2.26	微波控制系统	40
图 2.27	单离子 qubit 微波操作随机基准测试	43

图 2.28	$g_i = -1.01$ 时缺陷对的前三阶累积量随淬火深度的变化	44
图 2.29	缺陷对数目的直方图分布	45
图 2.30	慢驱动区间中前三阶缺陷对累积量的 Kibble-Zurek 幂律标度及其在快速淬火区间的破缺行为	46
图 2.31	慢驱动条件下的缺陷对数统计分布	47
图 2.32	$g_i = -1$ 时前三阶累积量随淬火深度的变化	48
图 2.33	慢驱动极限下不同 τ_Q 值对应的激发概率, 呈现出近似的指数衰减, 在半对数图中通过拟合加以呈现。	49
图 3.1	飞秒激光脉冲与透明材料相互作用所涉及的物理过程及其时间尺度 ..	53
图 3.2	片上加工波导的制备流程示意图	54
图 3.3	固态量子存储器器件的制备与表征	55
图 3.4	QM 节点中的完整实验设置	56
图 3.5	固态量子存储器能级示意图	57
图 3.6	原子频率梳 (AFC) 结构的制备与测量	58
图 3.7	基于斯塔克调制的原子频率梳 (SMAFC) 存储器的存储效率	59
图 4.1	混合型量子网络架构示意图	61
图 4.2	频率纠缠生成方案	62
图 4.3	Time-bin 纠缠产生方案	63
图 4.4	离子-光子纠缠生成的实验方案	64
图 4.5	量子频率转换前离子-光子纠缠产生时序	65
图 4.6	磁场装置示意图	65
图 4.7	不同偏振分量对应的 Ramsey 测量结果	66
图 4.8	单脉冲激发概率	67
图 4.9	量子频率转换前离子-光子纠缠态的重构密度矩阵	70
图 5.1	量子频率转换不同装置结构示意图	72
图 5.2	周期极化化学计量钽酸锂 (PPSLT) 与周期极化磷酸氧钛钾 (PPKTP) 晶体透过率随温度变化曲线	74
图 5.3	QFC 模块中非线性晶体内波导结构图	75
图 5.4	长波泵浦量子频率转换方案示意图	76
图 5.5	量子频率转换模块细节	77
图 5.6	量子频率转换模块及 90 米单模光纤的重构过程矩阵	79
图 5.7	90 米单模光纤过程矩阵稳定性测试	80
图 5.8	量子频率转换及 90 米单模光纤过程矩阵保真度的稳定性	81
图 5.9	QFC 模块双路对称式方案光路图	81
图 5.10	QFC 模块双路对称式方案光路过程矩阵稳定性	82

图 5.11	经典信道线路示意图	83
图 5.12	时间抖动测量线路图	83
图 5.13	任意波形发生器的时间抖动	84
图 5.14	经典信道的时间抖动	85
图 5.15	量子频率转换后离子-光子纠缠态的重构密度矩阵	85
图 6.1	TI 节点和 QM 节点的理论带宽	87
图 6.2	TI 节点和 QM 节点的带宽匹配拍频光路图	88
图 6.3	TI 节点和 QM 节点的理论带宽匹配效率	88
图 6.4	离子阱-固态量子存储器纠缠时序	90
图 6.5	离子阱-固态量子存储器纠缠态密度矩阵	92
图 6.6	CHSH-Bell 不等式测	93

附表清单

表 1.1 部分物理系统单一平台参数比较 5

表 1.2 各物理系统部分远程纠缠工作的参数比较 7

表 1.3 分布式量子处理器发展的时间线及里程碑 8

表 2.1 声光调制器（AOM）FQM-400-100-369 主要技术参数 29

表 5.1 不同波长下各光学元件的效率 78

表 5.2 不同 QFC 模块结构效果对比 82

表 6.1 量子频率转换模块与固态量子存储节点各阶段的效率 94

表 6.2 纠缠不保真度的误差预算 103

第1章 绪论

二十世纪初量子力学的建立奠定了理解微观世界的基本框架。近年来，以量子力学为根基的量子信息科学快速发展^[1-3]，涵盖量子密钥分发^[4-6]、量子精密测量^[7]、量子动力学模拟^[8-10]以及量子计算^[11-12]等方向，已成为全球研究热点。目前，量子信息技术在实验上呈现多物理系统协同发展的蓬勃局面，如超导量子系统^[11,13-15]、囚禁离子系统^[12,16-18]、冷原子系统^[6,19-21]、半导体量子点系统^[22-23]、氮空位色心^[24-27]、光子体系等等^[28-29]，如图1.1所示。量子网络的核

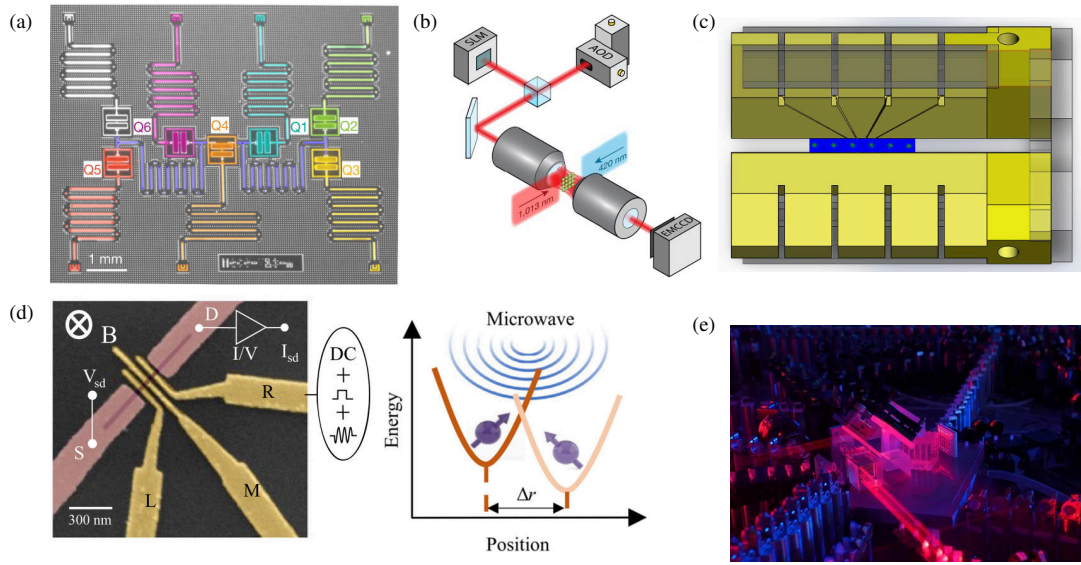


图 1.1 量子信息实验平台示意图, (a) 超导量子芯片^[30], (b) 中性原子阵列^[31], (c) 离子阱, (d) 半导体量子点^[32], (e) 光子量子计算^[28]。

心在于‘互联’，即在不同物理平台间传递量子信息的器件或过程，涉及半导体电子器件、单个原子、光纤中的飞行光子或微波场。经典互联网经数十年发展已相当成熟，可实现全球经典计算机的互联与信息共享。相比之下，量子互联网尚处技术发展初期。量子互联网有很多不同于经典互联网的特殊挑战，因为其建立意味着必须能够在系统的不同物理部分或不同自由度之间传输脆弱的量子态。随着量子系统向更大规模发展，以及人们对于量子资源越来越高的需求，量子互联网技术的突破已迫在眉睫，并正成为量子信息技术领域的一项重大挑战。经典互联网的诞生是建立在局域网络技术的基础上，以此路线进行类比，先构建起局域量子网络，是量子互联网实现的基础模块之一。鉴于量子信息技术平台所用材料、应用场景以及所需基础设施的多样性，有必要开展针对异构量子节点构成的混合量子网络的研究，推动量子互联网技术的快速进步。

本文旨在对作者在混合量子网络方面的研究进行介绍和总结，供后人借鉴。本章首先简要介绍量子网络的基础知识，包括量子比特，量子纠缠以及量子隐形传态，随后回顾量子网络的起源以及目前所处的发展阶段；在此基础上，引出混合量子网络的研究动机并介绍本文的原型混合量子网络体系结构；接着对本文选用的两类关键节点——离子阱节点与固态量子存储器节点的优势进行综述，最后给出本文主要贡献和创新点并给出论文结构安排。

1.1 量子网络简介

本节旨在为后文混合量子网络的实验方案与结果验证提供必要的概念准备，简要介绍量子比特、量子纠缠以及量子隐形传态等基本概念。

1.1.1 量子比特

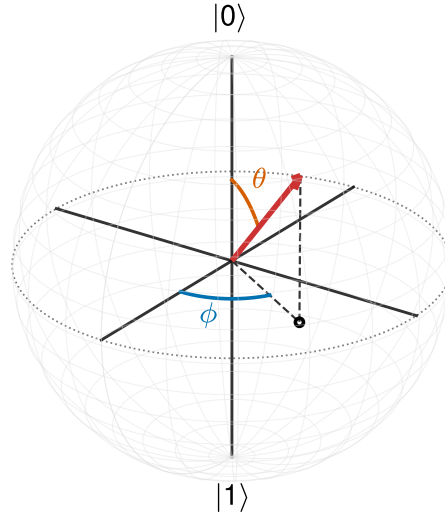


图 1.2 布洛赫球示意图

量子信息处理中以二维量子系统——量子比特（qubit）作为基本信息单元。对于理想情况下的单 qubit 纯态，其状态可表示为计算基 $\{|0\rangle, |1\rangle\}$ 的线性叠加：

$$|\psi\rangle = \alpha |0\rangle + \beta |1\rangle, \quad |\alpha|^2 + |\beta|^2 = 1, \quad (1.1)$$

其中 α 和 β 为复概率幅。忽略整体相位后，任意单 qubit 纯态可由布洛赫球上的单位矢量参数化表示^[33]，球面上的点对应纯态，球内点对应混态。当多个 qubit 组成多体系统时，系统还可能形成经典系统所不具备的量子纠缠态，多体纠缠为量子信息科学提供了不可或缺的物理基础。

1.1.2 量子纠缠

量子纠缠是量子力学中最显著的非经典特征之一。对于双 qubit 系统，其任意纯态可写为计算基上的线性组合 $|\Psi\rangle_{AB} = \sum_{i,j} c_{ij} |ij\rangle$ ；若该态无法分解为两个

单 qubit 态的直积形式，则称其为纠缠态。

在双 qubit 系统中，Bell 态是最典型的一类最大纠缠纯态，其定义为

$$|\Phi^\pm\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|00\rangle \pm |11\rangle), \quad |\Psi^\pm\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|01\rangle \pm |10\rangle). \quad (1.2)$$

四个 Bell 态彼此正交，并构成双 qubit 希尔伯特空间的一组正交完备基，是量子隐形传态、纠缠交换和量子中继等任务中的基本资源态。纠缠态的非经典关联可通过 Bell 不等式的违背加以验证，其中最常用的是 CHSH 不等式^[34]，相关分析方法将贯穿本文后续实验结果的讨论。

1.1.3 量子隐形传态

量子隐形传态是一种借助预共享纠缠和经典通信^[35]，实现未知量子态远程重构的基本协议，其核心资源包括一个共享纠缠态和两比特经典信息传输。设 Alice 持有待传输的未知单 qubit 态

$$|\psi\rangle_1 = \alpha |0\rangle_1 + \beta |1\rangle_1, \quad (1.3)$$

同时，Alice 与 Bob 预先共享一对最大纠缠态

$$|\Phi^+\rangle_{23} = \frac{1}{\sqrt{2}}(|00\rangle_{23} + |11\rangle_{23}), \quad (1.4)$$

其中 2 号 qubit 由 Alice 持有，3 号 qubit 由 Bob 持有。于是，上述三个 qubit 系统的总态可写为

$$|\Psi\rangle_{123} = |\psi\rangle_1 \otimes |\Phi^+\rangle_{23}. \quad (1.5)$$

定义 Bell 基

$$\begin{aligned} |\Phi^\pm\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|00\rangle \pm |11\rangle), \\ |\Psi^\pm\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|01\rangle \pm |10\rangle), \end{aligned} \quad (1.6)$$

则总态可在 Alice 所持有的 1、2 号 qubit 的 Bell 基下展开为

$$\begin{aligned} |\Psi\rangle_{123} = \frac{1}{2} & \left(|\Phi^+\rangle_{12} (\alpha |0\rangle_3 + \beta |1\rangle_3) + |\Phi^-\rangle_{12} (\alpha |0\rangle_3 - \beta |1\rangle_3) \right. \\ & \left. + |\Psi^+\rangle_{12} (\beta |0\rangle_3 + \alpha |1\rangle_3) + |\Psi^-\rangle_{12} (\beta |0\rangle_3 - \alpha |1\rangle_3) \right). \end{aligned} \quad (1.7)$$

由式 (1.7) 可知，Alice 对 1、2 号 qubit 进行 Bell 测量后，系统将以相同概率投影到四种结果之一，而 Bob 端 3 号 qubit 的状态则相应地塌缩为与原始态 $|\psi\rangle$ 相差一个局域 Pauli 变换的状态。具体而言：

$$\begin{aligned} |\Phi^+\rangle_{12} &\rightarrow I |\psi\rangle_3, \\ |\Phi^-\rangle_{12} &\rightarrow Z |\psi\rangle_3, \\ |\Psi^+\rangle_{12} &\rightarrow X |\psi\rangle_3, \\ |\Psi^-\rangle_{12} &\rightarrow XZ |\psi\rangle_3, \end{aligned} \quad (1.8)$$

其中 I 为恒等算符, X 和 Z 为 Pauli 算符。Alice 将测量所得的两比特经典结果通过经典信道发送给 Bob 后, Bob 即可根据对应关系施加校正操作, 从而在其本地恢复原始未知态 $|\psi\rangle$ 。量子隐形传态过程中, Alice 无需预先获知待传输态的具体信息, 且该协议并不违反不可克隆定理: Bell 测量完成后, 原始量子态在 Alice 端已被测量破坏, 因而量子信息并非被复制, 而是借助“纠缠+经典通信”实现了从 Alice 端到 Bob 端的转移。此外, 由于 Bob 必须等待 Alice 发送经典测量结果后才能完成校正并恢复目标态, 因此该协议并不导致超光速信息传输。

作为量子网络中的基本技术, 量子隐形传态在远程量子态传输、远程量子门实现、纠缠交换以及分布式量子计算等任务中发挥重要作用^[36]。

1.2 量子网络起源与发展

量子网络的出现起源于量子计算机概念的提出。传统计算机理论建立在确定性与离散逻辑之上, 这一框架奠基于 Alan Turing 与 Alonzo Church 的开创性工作^[37-38]。经典计算理论以比特作为基本信息单元, 比特只能处于两种确定状态之一: 0 或 1。经典计算的高速发展推动了信息技术革命, 现代超级计算机的运算能力已达到极高水平。然而, 经典计算机对量子系统的精确模拟往往面临根本性的规模瓶颈, 以由 N 个二能级系统 (qubit) 组成的量子体系为例, 其纯态可由长度为 2^N 的复振幅向量表征 (等价地, 其希尔伯特空间维度为 2^N); 当 N 增大时, 所需的存储与计算资源呈指数级增长, 很快便超出可承受范围。由此引出了一个关键问题: 是否存在一种新型计算机, 能够以更“自然”的方式高效处理这些对经典计算而言极其困难的问题。

这一方向最具影响力的早期洞见来自 Richard Feynman。他在 1982 年的开创性论文《Simulating Physics with Computers》中指出, 为了高效模拟量子系统, 应当构建一台自身遵循量子力学规律运行的计算机, 即量子计算机^[8]。1985 年, 牛津大学的 David Deutsch 发表论文正式定义了通用量子计算机 (量子图灵机), 并证明该模型能够高效模拟任意物理系统, 为整个领域奠定了理论基础^[39]。1994 年, 量子计算因 Peter Shor 提出的质因数分解量子算法而引发巨大关注: 该算法可在指数意义上快于所有已知经典算法地分解大整数^[40]。现代密码学 (包括广泛应用的 RSA 标准) 的安全性在很大程度上依赖该问题在经典计算框架下的困难性。Shor 算法表明, 从原则上讲, 一台可扩展的通用量子计算机足以动摇当今大量数字安全基础设施。

自此, 研究重心迅速从纯理论探索转向实验实现。在理论推动与工程实现的共同作用下, 量子信息硬件平台在近年来进入快速发展期, 超导电路及其变体^[41], 中性原子阵列^[42-44], 量子点^[45-46], 光子体系^[47-48], 拓扑物态中的任意子

表 1.1 部分物理系统单一平台参数比较

物理体系	qubit 数	单 qubit 门保真度	双 qubit 门保真度	qubit 相干时间
离子阱	98 ^[52]	99.99999% ^[56]	99.99% ^[57]	2 hours ^[58]
中性原子	11000 ^[55]	99.97% ^[59]	99.85% ^[60]	40 seconds ^[61]
超导芯片	105 ^[11,15]	99.994% ^[62]	99.9% ^[63]	1.68 ms ^[62]
金刚石色心	10 ^[64]	99.999(1)% ^[65]	99.93(5)% ^[65]	4.34 ms ^[66]
量子点	4 ^[67]	99.9% ^[68]	99.5% ^[69]	over 100 ms ^[70]
稀土离子掺杂晶体	—/—	—/—	—/—	6 hours ^[71]

注：表中每项数据均选取最高指标，并非在同一平台上实现。

激发^[49]，以及囚禁离子^[50]等多条技术路线并进。2019 年，Google 报道利用超导量子芯片实现“量子优越性”，标志着量子计算进入新的发展阶段^[14]。2020 年，中国科学技术大学潘建伟、陆朝阳团队基于光量子计算原型机“九章”，在高斯玻色采样任务上实现对经典超级计算机的速度优势，规模最高达到 76 光子^[51]，在国际上首次实现基于光学体系的量子优越性。随后，Google 在 105 个超导 qubit 的二维阵列中报告了约 99.95-99.99% 的单 qubit 门保真度与约 99.5-99.9% 的双 qubit 门保真度^[15]；中国“祖冲之三号”也相继问世^[11]。离子阱平台同样展现出高保真与强可编程性的优势：Quantinuum 于 2025 年公布的离子阱量子处理器 Helios 采用量子电荷耦合器件（quantum charge-coupled device, QCCD）架构，以 98 个钡离子作为物理 qubit，实现了 99.9975% 的单 qubit 门保真度、99.921% 的全连接双 qubit 门保真度以及 99.952% 的量子态制备与测量保真度^[52]。与此同时，超冷原子体系在 qubit 规模方面进展迅速；随着光镊技术的迭代升级，在单一平台中囚禁并操控数千个原子 qubit 已成为现实^[53-55]。表 1.1 给出了部分物理体系的性能指标。然而，单一量子处理器在多个系统上的性能虽然突飞猛进，其可扩展性瓶颈仍未解决。由此量子网络成为了解决单一量子处理器可扩展性问题的有效途径之一。量子网络起初的研究多聚焦于安全量子通信，具体实现方式被称为量子密钥分发，它使两个相距遥远的节点能够共享加密密钥，并且其安全性建立于量子力学基本定律之上，这是经典通信体系无法提供的。20 世纪 80 年代，Bennett 与 Brassard 提出了首个具有代表性的量子密钥分发协议（BB84）^[4]。2005 年，中国科学技术大学彭承志等人成功实现了 13 km 的量子密钥分发实验^[72]。此后二十余年间，QKD 在协议设计、系统实现与远距离传输等方面取得了一系列里程碑式进展^[5-6,18,73-78]。伴随 QKD 逐渐成熟以及量子信息的整体推进，量子网络的研究目标也从密钥分发拓展为更一般的量子信息处理网络。量子网络通过将大型量子信息处理任务分配给由多个量子处理模块组成的网络来应对处理器规模挑战^[79]。每个模块承载相对较少的 qubit，并通过经典与量子信息通

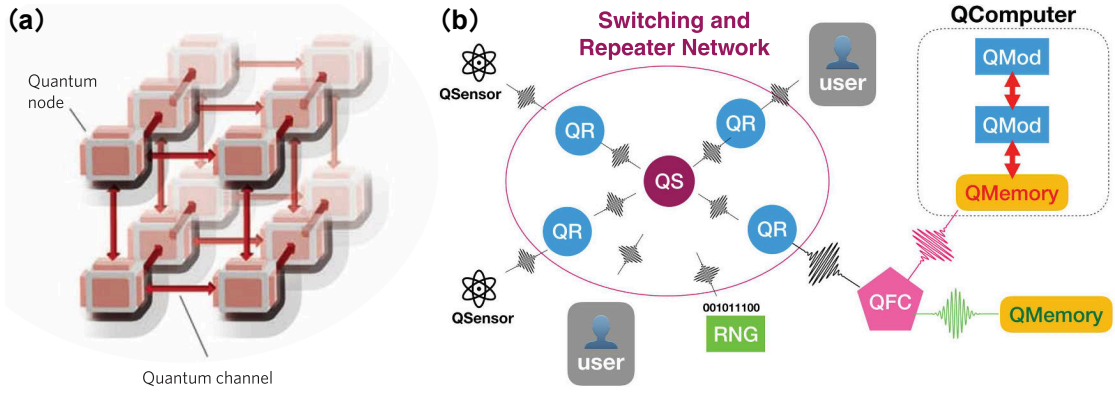


图 1.3 (a) 量子网络概念图, 图片取自文献^[85]。(b) 混合量子网络结构示意图, 图片取自文献^[86]。

道互联。该架构保留了单个模块的低复杂度, 将扩展难题转化为构建更多模块并建立模块间接口的工程问题。通过互联多个量子网络节点, 有望实现分布式量子精密测量^[7]、量子中继器^[80]以及分布式量子计算^[79]等重要应用。

量子网络中节点间的互联可以通过直接传输量子信息来实现, 但互联量子信道中的损耗会导致量子信息不可恢复的丢失。量子隐形传态提供了一种无损替代方案: 节点之间共享两体纠缠态 (例如 Bell 态), 并结合局域操作与经典通信, 以等效方式取代跨量子信道的直接量子信息传输^[35]。基于此的量子门隐形传态 (quantum gate teleportation, QGT) 可在不同节点的 qubit 之间高效实现非局域纠缠门, 仅消耗一对 Bell 态并交换两个经典比特^[81-82]。在每个节点具备任意单 qubit 与双 qubit 操作的条件下, QGT 构成量子网络的通用门集^[36]。与直接传输相比, 基于 QGT 的方案的主要优势在于: 量子信道仅用于生成相同的 Bell 态; 信道损耗可通过重复而不丢失量子信息来克服, 并可通过插入量子中继来增加模块间距离^[83]。此外, 信道噪声可通过纠缠纯化抑制^[84]。由于 QGT 协议只在纠缠建立之后执行, 即使纠缠的生成是非确定性的, 也能实现连续的确定性运行。这一确定性对于可扩展性至关重要, 可避免从指数多的失败结果中进行事后筛选。要实现 QGT, 首先需要建立量子网络中节点间的纠缠, 这也是近年来量子网络研究的重点。2007 年, 杜克大学 C. Monroe 团队首次实现相距 1 m 的两个离子阱中的单离子 qubit 纠缠^[16]; 2012 年, Gerhard Rempe 团队首次以光学腔中的中性原子为节点的两节点间纠缠^[20]; 2018 年, P. Kurpiers 等人在实验上用微波光子实现了两个超导量子芯片之间的纠缠^[87]。2024 年, 哈佛大学 Lukin 团队借助金刚石纳米腔实现了两个相距 40 公里的 SiV 色心节点间的纠缠互联^[26]。2026 年, 中国科学技术大学潘建伟团队实现了单离子节点间的百公里远距离高保真纠缠以及首次实现百公里器件无关量子密钥分发^[6,18]。然而, 迄今为止, 开创性的实验工作主要集中在同构量子节点之间的纠缠连接, 包括原子系综^[88-90]、稀土离子掺杂晶体^[91-92]、超导量子芯片^[93]、金刚石色心^[26,94]、量子点^[95]、囚

表 1.2 各物理系统部分远程纠缠工作的参数比较

物理体系（同构）	纠缠保真度（%）	纠缠速率	节点数	距离	波长（nm）
离子阱 ^[96]	94.0(5)	182 Hz	2	2 m	422
离子阱 ^[97]	96.8(4)	9.7 Hz	2	2 m	493
离子阱 ^[12]	91.0(1.2)	2.226 Hz	2	2 m	422
离子阱 ^[18]	92.3(1.2)	0.35 Hz	2	10 km/101 km	393→1550
离子阱 ^[99]	95.9(1.5)	0.011 Hz	2	1.2 km	866
中性原子 ^[20]	98.7(2.2)	0.004 Hz	2	21 m	780
中性原子 ^[21]	62.2(1.5)	1/85 Hz	2	33 km	1550
中性原子 ^[6]	91.1(1.0)	0.53 Hz	2	100 km	1315
原子系综 ^[90]	66.6(3.1)	1.93 Hz	3	12.5 km	1342
超导量子芯片 ^[87]	78.9(1)	50 kHz	2	0.9 m	6.343 GHz
超导量子芯片 ^[100]	98.9(6)	—/—	5	0.25 m	4.885 GHz
超导量子芯片 ^[93]	94.2(6)	—/—	2	64 m	3.94 GHz
固态量子存储器 ^[91]	80.4(2.2)	100 Hz	2	3.5 m	440
金刚石色心 ^[26]	69(7)	1 Hz	2	40 km	1350

禁中性原子^[19,21]以及离子^[17,96-97]等；也包括基于同一种原子但处于不同物理平台之间的互联^[98]，部分实验的详细信息在表1.2中给出。在对异构节点间互联的探索上，已有一些代表性进展：2017年，Maring等人实现了单光子脉冲向固态量子存储器的传输，传输后的 qubit 保真度超过 85%^[101]，为固态量子存储器与其他量子系统之间的互联奠定了基础。Craddock等人进一步观测到了由单个离子与原子系综分别发射的光子之间的量子干涉，验证了混合量子网络在物理上的可行性^[102]。近期，Thomas等人又实现了电信波段下从半导体量子点到原子系综量子存储器的光场确定性存储与读出^[103]。然而，混合量子网络中异构节点间的互联尚未在实验上实现。可见，目前量子互联网的发展已经来到了这样一个阶段：同构节点间的纠缠网络发展迅速，技术逐渐成熟，但异构节点间的纠缠网络尚未成功实现。由表1.1可知，每个系统都有其独特的优势，但也有其难以避免的劣势。离子阱系统具有极高的门操作保真度以及 qubit 相干时间，但本身的带电特性使其难以在单一系统中囚禁大规模离子阵列；中性原子得益于光镊阵列技术的发展如今已经可以在单一平台中囚禁超过 11000 个原子^[55]，但其寿命与门操作保真度相较于离子阱系统不占优势；超导量子芯片能够很好的兼容成熟的半导体加工工艺，但门操作保真度不高；稀土离子掺杂晶体具有超长的能级寿命以及超高的存储保真度，但难以进行确定性的门操作等。随着量子网络向更大规模扩展，仅依赖同构节点或同种体系的互联方案往往会在可扩展性、工程

表 1.3 分布式量子处理器发展的时间线及关键里程碑。表格取自文献^[86]，原文为英文。

	三年	五年	十年
同质 qubit - qubit 互联	连接两个具备完整功能的量子计算模块，并建立量子互联通道。模块间纠缠分发速率需优于退相干速率的 10 倍，且达到本地门操作速率的 1%。	连接四个具备完整功能的量子计算模块，并配备可重构的量子互联通道。模块间纠缠分发速率需优于退相干速率的 100 倍，且达到本地门操作速率的 10%。	实现可规模化制造的量子计算模块及其量子接口，支持扩展至 100 个以上模块。模块间纠缠分发速率需优于退相干速率的 1000 倍，并达到本地门操作速率的 100%。
基于非原生光子信道的转导	演示不同频段光子之间的可调谐量子频率转换（例如：可见光至通信波段，或光波至微波，包含带宽转换）。	演示微波光子与光学光子之间的高保真度、高信噪比 (SNR) 及宽带宽的频率转换。	实现与量子互联网的对接。
异质 qubit - qubit 互联	建立基于原子体系和固态体系的存储器与非原生、灵活可调的光子信道之间的接口。	实现两种不同类型量子处理器（或多种原子与固态存储 qubit）之间的纠缠。	在多节点集群中实现的量子计算性能，不仅超越任何单个节点的能力，也超越通过经典网络连接的同构节点集群的性能。

注：本表总结了量子网络发展的阶段性目标，数据源自 Awschalom 等人 (2021)。

集成等方面逐渐显现瓶颈。2021 年，David Awschalom 等人在文章中对量子互联网的发展进行了总结和展望^[86]，提出了分布式量子处理器发展的三个部分及其里程碑（如表 1.3 所示），其中明确将异构 qubit-qubit 之间的互联作为一个单独的部分来讨论，其时间线直指过去五年及未来五年。由此可见，量子互联网研究领域已经处于亟需发展混合量子网络架构，以充分发挥异构量子系统之间的互补优势的阶段^[3,80,86,104-105]。

1.3 混合量子网络原型架构与节点选择

混合量子网络是实现可扩展量子信息处理与未来量子互联网的关键架构之一，其核心优势在于集成不同物理平台在量子信息处理、量子存储等方面的互补能力（图 1.3 (b)）。例如，将具备单粒子精细操控能力的量子处理器与基于原子系综的多路复用量子存储器结合，可大幅降低量子计算任务对物理 qubit 数量的需求：根据 Gouzien 等人的估算，在结合多模量子存储器后，破解 2048 位 RSA 密码所需的 qubit 数可从传统方案的约 2000 万降至 13436 个，下降三个量级^[106]。同时，系综量子存储器固有的多模复用能力还可显著提升远程处理器间纠缠分发速率，并将离子阱间纠缠距离从数百米拓展至数百公里^[107-109]，为构建大规模分布式量子信息网络奠定高效且可扩展的混合架构基础。因此，在异构

量子系统间实现纠缠的生成与验证，被普遍认为是迈向下一代量子网络的重要里程碑^[85-86,110]。然而，不同平台在 qubit 物理特征上的显著失配，以及低噪声量子频率转换（quantum frequency conversion, QFC）、长时间链路稳定性等系统工程难题，使得混合量子网络中的异构节点纠缠互联长期未能在实验中实现。

1.3.1 原型混合量子网络架构

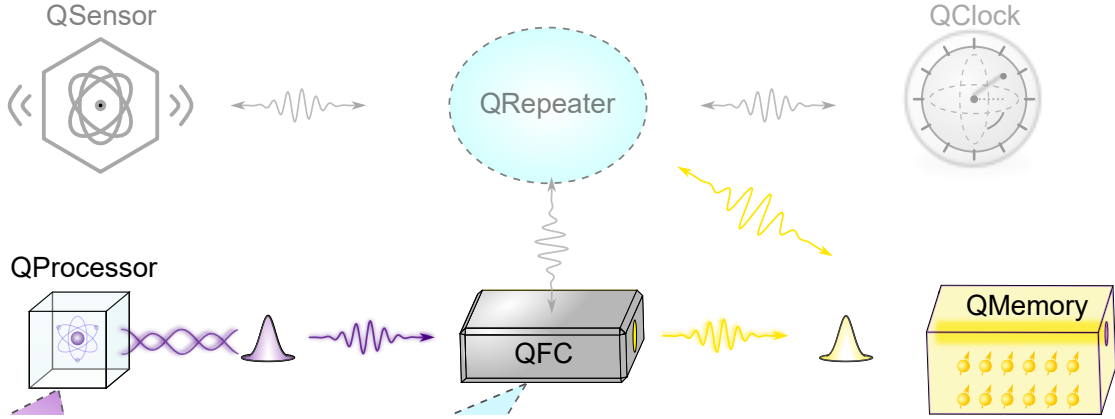


图 1.4 混合量子网络概念性结构示意图，网络由异构节点构成，包括离子阱量子处理节点、量子频率转换模块与固态量子存储节点等^[111]。

为此，本文设计了一种实验验证性的混合量子网络原型，图 1.4 展示了该混合量子网络的概念性体系结构。该网络由具有不同物理实现平台与功能定位的异构节点构成，包括三个核心组成部分：囚禁离子量子处理（trapped-ions, TI）节点、QFC 模块以及基于稀土离子系综的固态量子存储器（quantum memory, QM）节点。下面将介绍两节点各自的优势并重点介绍 TI 节点的研究现状。

1.3.2 离子阱量子网络节点研究现状

DiVincenzo 判据由 David DiVincenzo 提出，用于评估一个物理系统是否适合构建可扩展量子计算机^[45]。其核心要求包括：1. 系统具备可扩展且定义明确的 qubit；2. 能够将 qubit 可靠初始化到已知参考态（如 $|0\rangle$ ）；3. qubit 具有足够长的相干时间且相干时间远大于门操作时间；4. 具备通用量子逻辑门（任意单 qubit 门与至少一种纠缠两 qubit 门）；5. 可实现高保真的单 qubit 测量。Paul 型离子阱（后文中简称为离子阱）是实现离子精密操控的重要工具。1953 年，Wolfgang Paul 发明了 Paul 型离子阱。1959 年，Hans Dehmelt 发明了 Penning 型离子阱。1989 年，Paul 与 Dehmelt 因在离子囚禁与相关技术方面的贡献共同获得诺贝尔物理学奖（本文中所使用的离子阱为 Paul 型离子阱，后文中所说的离子阱皆为 Paul 型离子阱）。根据 DiVincenzo 判据，离子阱平台具备多方面优势：其一，其 qubit 通常由离子内态（超精细或光学能级）编码，体系定义清晰且可通过多区电极与模块化架构扩展；其二，通过光学抽运与边带冷却可实现高保真度初始化；其三，离

子被囚禁在超高真空环境中，与环境弱耦合且可通过将 qubit 编码在“钟态”上来抑制环境磁场噪声，相干时间极长，可达小时量级^[58]，显著大于门操作时间；其四，单 qubit 与两 qubit 门方案成熟^[112]，具备通用门集且门保真度高，2025 年，IonQ 公司的 Hughes 等人实现了超过 99.99% 的两 qubit 门保真度，^[56-57]；其五，荧光散射读出可实现高保真单 qubit 测量，结合第二条所提的态初始化，离子阱目前的态制备与测量（state preparation and measurement, SPAM）保真度最高可超过 99.99%^[113]。如表 1.1 所展示的那样，离子阱系统的 SPAM 保真度，门操作保真度以及 qubit 相干时间在众多体系中都保持领先。因此，离子阱是实现高保真、可纠错量子计算的强有力竞争平台。

在过去的三十多年中，离子阱作为量子计算平台在单一平台性能上已经有了长足的发展。1995 年，Ignacio Cirac 与 Peter Zoller 提出了一个物理实现方案，详细描述了如何将一串囚禁离子冷却至接近绝对零度，并用激光操控实现基本的双 qubit 逻辑门^[114]。随后，美国国家标准与技术研究院（NIST）的 David Wineland 与 Chris Monroe 等人实现了首个基于离子阱的双 qubit 门^[115]。1999 年，Anders Sørensen 和 Klaus Mølmer 提出了著名的 Mølmer-Sørensen 两 qubit 门方案（MS 门），极大降低了离子阱系统实现两 qubit 纠缠门的难度。随后 2002 年，Monore 和 Wineland 等人提出了 QCCD 架构用于解决离子阱的可扩展性问题^[50]，为离子阱量子计算打开了工程化的大门，微纳加工技术的迅猛发展更加速了其工程化的进度，由此诞生了更加小型的一体化阱与芯片阱。伴随着工程化程度的加深，一批致力于离子阱量子计算工程化与商业化发展的科技公司也应运而生，如美国的 IonQ 公司，Quantinuum 公司，欧洲的 AQT 公司以及国内的华翊量子、么正量子等。这些公司又进一步推动了单一离子阱量子计算平台的性能发展。例如上文所述的 Quantinuum 公司的 Helios 平台^[52]，已经发展出了优异的性能。尽管如此，目前单一离子阱平台中的可用 qubit 数也只有百个左右，距离真正的可扩展量子计算平台还有很远的距离。幸运的是，面向量子网络，离子还具备可与光子通信 qubit 高质量耦合的自旋-光子接口能力，长期以来被认为是构建量子网络节点与模块化量子信息处理单元的领先候选平台之一。

近年来，为了解决离子阱平台的可扩展性问题，多项工作实现了 TI 节点间的远程纠缠分发与网络化操作，推动了离子阱量子网络从概念验证走向更高纠缠速率与更复杂协议，充分体现了其作为量子网络节点的优势：牛津大学 D. M. Lucas 团队在 2020 年实现了两个 TI 节点之间的高速 $^{88}\text{Sr}^+$ 量子网络，离子-离子纠缠保真度达到 94%，纠缠产生速率为 182 s^{-1} ^[96]；C. Monore 团队的 O'Reilly 等人在 2024 年实现了 $^{138}\text{Ba}^+$ 离子的高速率量子网络，将协同冷却加入到节点操作当中，离子-离子纠缠保真度超过 94%，纠缠产生速率为 250 s^{-1} ^[116]。为进一步解决节点间纠缠产生速率的问题，许多团队还致力于将离子阱系统与光学腔相

结合来大幅提升光子接口的收集效率。2023 年，因斯布鲁克大学的 Ben Lanyon 团队在实验上实现了两个相距 50 公里的光学腔内单离子的远距离纠缠，随后又于 2025 年实现了三个腔内离子节点的互联^[117]。此外，清华大学段路明团队利用双种类 qubit(dual-type qubit) 思路实现了低串扰的 $^{171}\text{Yb}^+$ 量子网络：两个离子分别充当计算离子与存储离子，以在体系结构层面抑制串扰^[118]。在远程纠缠保真度方面，C.Monore 团队在 2025 年实现了基于 time-bin 编码的高保真离子阱量子网络，离子-离子纠缠保真度高达 97%^[97]。2025 年，基于离子阱量子处理器的分布式量子计算网络雏形初步实现，D. M. Lucas 团队的 Main 等人在实验上实现了基于 $^{88}\text{Sr}^+$ 的 CZ 门量子隐形传态（保真度 86.1%），并在两 TI 节点间演示了 Grover 算法（成功概率 71%）^[12]。2026 年，中国科学技术大学潘建伟团队实现了 10 公里的离子-离子远程纠缠，其纠缠产生平均时间短语 qubit 相干时间，在国际上首次构建出可扩展量子中继的基本模块，使得远距离量子网络成为现实可能，成为可扩展量子网络的重要里程碑^[18]。上述进展表明，离子阱平台在作为量子网络中量子处理器节点方面具备纠缠产生速率高，实现方便，保真度高等综合优势。因此，本文选择离子阱作为混合量子网络原型中的量子处理器节点。

在众多离子候选元素中，本文选用 $^{171}\text{Yb}^+$ ，主要考虑以下几点：其一，其核自旋结构简单（ $I = 1/2$ ）对离子进行激光冷却、光泵浦与态初始化都相对容易；其二，其常用编码态 $|0\rangle \equiv |F = 0, m_F = 0\rangle$ 与 $|1\rangle \equiv |F = 1, m_F = 0\rangle$ 具有“钟态”特性，对磁场噪声一阶不敏感，且该编码态的超精细分裂约为 12.642 GHz，能级间隙较大，有利于实现高保真态制备与测量；其三，作为较重离子，在阱中受电场噪声驱动导致的运动加热效应相对更弱，为可扩展架构提供稳定性基础。TI 节点的原理与实验系统将在第二章中进一步展开。

1.3.3 固态量子存储器节点

量子存储器是量子网络中的关键组件，用于暂存光子或物质量子态并支持按需读出，在纠缠分发、量子中继与模块化量子计算中发挥核心作用。量子存储器已在单原子/离子体系、原子系综以及稀土离子掺杂晶体（rare-earth-ion-doped crystals, REIC）等体系中得到实验演示^[91,101,119-122]。其中，REIC 作为固态体系，兼具器件可加工性与集成潜力，因而成为构建可集成量子存储节点的重要候选路线之一^[123-128]。基于 REIC 的固态量子存储器还具有优异的存储性能，可实现大带宽^[123,129-131]、多模式复用^[120,129,132-136]、长时间存储^[71,137-138]、按需读出^[127] 以及高保真存储^[120,131,139-141] 等，使其在提升网络端到端纠缠分发速率与资源利用率方面具有极大潜力，因此选择 REIC 固态量子存储器作为本文中混合量子网络原型中的 QM 节点。

1.3.4 混合量子网络指标

本文中的混合量子网络原型的指标与同构量子网络指标相似，通常可通过以下两个关键指标进行描述：

- **节点间纠缠保真度：**反映跨节点纠缠资源的质量，并直接决定其可用于何种网络协议与分布式计算任务；
- **纠缠产生速率：**除纠缠质量外，端到端可用纠缠资源的生成速率是网络可扩展性的核心约束。对包含存储器的链路而言，纠缠产生速率与存储帧重复率、光子收集效率、存储效率以及波长转换效率等因素密切相关。

这些指标对应了前文中所描述的混合量子网络中亟待解决的问题，对本文中的混合量子网络原型而言，节点间纠缠保真度的提高需要实现低噪声 QFC 来高保真度的将由 TI 节点产生的离子-光子纠缠态转换成可被 QM 节点所存储的离子-QFC 后光子纠缠态，同时还需要提高系统的长时间运行稳定性来完成纠缠态的测量与验证。针对该难题，首先使用长波长泵浦光方案（泵浦光波长比目标转换波长更长）来避免大部分由泵浦光自发参量下转换带来的噪声，随后在 QFC 后，本文又结合 QM 节点的存储功能，设计了时间滤波的方法将除探测器以及环境本身暗噪声外的其他噪声抑制超过四个量级，实现 QFC 的低噪声性能。

除此之外，高保真度的异构节点间纠缠还需要长期稳定的 QFC 结构。由于长波长泵浦光方案，QFC 过程涉及紫外波段、可见光波段以及近红外波段三个波段，但现有解决方案却缺乏紫外波段与近红外波段之间的跨波段能力。为此，本文作者与姚清泉同学一起设计并实现了偏振保持的低噪声 QFC（polarization-preserving quantum frequency conversion, PPQFC），首次解决了跨紫外光、可见光以及近红外光三个波段的 PPQFC 问题。同时，结合 Sagnac 环结构的自相位稳定功能，该 QFC 模块还实现了长达十小时量级的稳定运行，在为本文中混合量子网络中的异构节点间纠缠互联奠定基础的同时，也为其他波长的异构节点间互联提供了一种可行的异构节点互联架构。

在混合量子网络架构中，节点间纠缠产生速率直接决定了算法执行时长与容错循环的完成能力，只有提供充足且稳定的纠缠资源供给，才能支撑量子计算超越经典计算的性能优势；从网络可扩展性来看，在执行多节点时，该速率将直接决定可用的节点数目多少。此外在异构互联场景下，光子收集、波长转换、光纤传输等多环节损耗及暗计数、退相干等噪声不可避免，较高的纠缠产生速率能有效提升信噪比，确保端到端纠缠保真度维持在可用水平；从工程化落地角度而言，速率是平衡硬件成本与实用性能的关键，低速率会大幅增加成本与维护复杂度，导致无法满足商用量子应用。为了提升混合量子网络中的纠缠产生速率，本文作者对 TI 节点的荧光收集效率进行了优化，并通过在非线性晶体中利用飞秒

激光直写波导的方式大幅提升 PPQFC 转换效率，结合存储效率再创纪录的 QM 节点，将混合量子网络中异构节点间的纠缠产生速率提升到亚赫兹量级。结合上述内容，本文的主要研究内容与贡献可概括为：

1. 构建了一种混合量子网络体系原型结构，包含 TI 节点、QFC 模块以及片上波导集成的 QM 节点；
2. 针对异构节点间互联的关键瓶颈，围绕波长不匹配与节点接口效率限制等问题开展系统设计与实验优化，为提升异构节点间纠缠产生速率提供了方法与实验依据。
3. 实验实现并验证了 TI 节点与 QM 节点之间的量子纠缠建立，形成跨平台纠缠分发的端到端链路，并进一步通过 CHSH 不等式违背验证确定了两节点间存在量子非局域性。

1.4 文章结构

本文各章内容安排如下：第二章介绍 TI 节点的基本原理与实验系统实现。首先给出 TI 节点的基本原理与能级结构（第 2.1–2.2 节），随后围绕 TI 节点的关键接口能力展开，包括高效光子收集与耦合（第 2.3 节）以及提升节点稳定性的系统优化（第 2.4 节），包括全金属刀片电极与模块化操控系统。在此基础上，进一步说明 TI 节点稳定的离子-光子纠缠产生能力，（第 2.5 节）、延长离子 qubit 相干时间的磁屏蔽系统（第 2.6 节）、以及离子 qubit 态制备、态读出与单 qubit 门操控能力（第 2.7 节），最后介绍基于 Kibble-Zurek 机制的量子模拟实验（第 2.8 节），该实验通过测量非平衡相变动力学临界指数检验 TI 节点的长时间运行稳定性与相干操控精度，验证了节点在长时间量子态层析中所需的性能指标，为后续混合量子网络实验提供了可靠基础。第三章介绍 QM 节点的工作原理（第 3.1 节）以及器件实现（第 3.2–3.3 节），为后续混合量子网络实验提供存储节点基础。接下来第四到六章重点介绍实现混合量子网络原型中异构节点见纠缠的各个步骤。第四章给出离子-光子偏振纠缠的建立与验证。首先介绍远程纠缠的一般实现方案与不同编码方式（第 4.1 节），随后给出偏振编码离子-光子纠缠的时序设计与实验实现细节（第 4.2–4.4 节），并通过量子态层析与保真度分析完成纠缠验证（第 4.5 节–4.6 节）。第五章介绍混合量子网络中的光子接口实现与表征。该章重点讨论波长转换与光子接口方案（第 5.1 节），包括 QFC 的关键过程与实现；并分别对光纤信道与经典信道的构建与性能进行测量与分析（第 5.2–5.3 节），最后实现 QFC 后的离子-光子纠缠（第 5.4 节）。第六章在前述节点与接口基础上，实现混合量子网络的建立并完成异构纠缠的实验验证。首先对节点波长匹配与谱宽匹配进行分析与实现（第 6.1 节），随后介绍离子阱-固态量子

存储器 (TI-QM) 纠缠与相关测量结果, 并进一步进行 CHSH-Bell 不等式违背测量 (第 6.2–6.3 节)。在此基础上, 对系统整体转换效率与误差来源进行系统分析 (第 6.4–6.6 节)。第七章对全文工作进行总结, 并对未来可能的研究方向与应用前景进行展望 (第 7.1–7.2 节)。

第2章 离子阱节点

单个囚禁离子可确定性地产生单光子，并实现离子自旋与光子偏振^[12]、时间^[97]或频率^[142]之间的高保真纠缠。这一特性使离子阱天然适合作为量子网络接口节点：离子阱能够将本地物质 qubit 的量子信息映射到飞行光子上，实现远程纠缠分发与量子通信。

在量子网络中，一个好的 TI 节点通常拥有以下几种关键优势：

1. **高效率的光子收集与耦合：**系统需配备高数值孔径（NA）的光学收集系统，或集成光学腔、光波导等结构，以显著提升光子收集效率并实现与单模光纤的高效耦合，从而提高整体纠缠分发速率。
2. **节点可长时间稳定运行：**系统能在长时间运行中保持离子囚禁稳定，激光频率、功率与指向稳定，环境波动尽可能小，满足量子网络中持续纠缠生成与分发的需求。
3. **确定性的离子-光子纠缠产生能力：**离子阱能在受控激发条件下产生单光子，并使光子的时间、频谱与偏振等自由度可精确调控，以此产生确定性的离子-光子纠缠态。
4. **qubit 具有长的相干时间：**囚禁离子 qubit 应具有长寿命相干性，以保证量子信息在纠缠生成、传输与等待过程中不被退相干破坏。
5. **高保真度的 qubit 操控、态制备与态读出能力：**需要具备高保真度的态制备与读出以及 qubit 相干操控的能力，这是产生高保真度纠缠资源的前提。

然而，这些优势并非简单获得，需要针对这些点对 TI 节点本身进行精心的优化与设计。因此，本章首先阐述离子阱的束缚机制及其运动学特性；在此基础上，围绕上述指标与需求，主要介绍本工作中 TI 节点的系统设计与实现细节。

2.1 离子阱基本原理

离子阱平台被广泛应用于量子计算、量子通信与量子网络、量子模拟以及量子精密测量等研究方向。理解离子阱的基本束缚原理，是开展 TI 节点设计、稳定运行与性能优化的基础。

在离子阱量子信息处理中，通常将单个离子的两个长寿命内部能级编码为 qubit（内态），而离子在阱中由于库仑相互作用而共享的集体振动模式可作为相互作用“总线”（声子模式）。基于此特征，激光驱动的离子可实现单 qubit 操作与双 qubit 操作。尽管离子阱器件结构已发展出多种形式，其核心束缚机理可概括为：利用射频（radio frequency, RF，通常频率在几十 MHz 量级）电场在离子

阱中心形成势阱对离子产生径向束缚，再由端帽电极或分段电极的边缘部分的直流（DC）电压形成轴向的束缚，从而在三维空间中稳定的囚禁住离子。因此，本节选取实验中常用的分段式四刀片电极线性 Paul 阱（分段式刀片阱）为例，对离子阱的基本原理进行说明。

分段式刀片阱由两组 DC 电极以及两个 RF 电极所构成。RF 电压施加到 RF 电极上，DC 电压施加到分段 DC 电极上^[143]；在机械组装情况良好以及设计无误的情况下，离子被囚禁在电极结构所形成的势阱中心附近。

对于 DC 电压在空间中形成的电势，可在阱中心附近作二次近似写为

$$\Phi_{\text{DC}} = \frac{U_{\text{DC}}}{2} (\alpha_{\text{DC}} x^2 + \beta_{\text{DC}} y^2 + \gamma_{\text{DC}} z^2), \quad (2.1)$$

式中 U_{DC} 为 DC 电极上施加的电压， x 、 y 表示径向（垂直于轴向）， z 为轴向。根据 Maxwell 方程（ $\nabla^2 \Phi = 0$ ），有

$$\alpha_{\text{DC}} + \beta_{\text{DC}} + \gamma_{\text{DC}} = 0. \quad (2.2)$$

因此仅依赖静电场无法在三个方向同时实现稳定束缚（至少有一个方向为反束缚），这也解释了离子阱系统中 RF 电场的作用。

若施加 RF 电场，其产生的含时电势可写为

$$\Phi_{\text{RF}} = \frac{U_{\text{RF}}}{2} (\alpha_{\text{RF}} x^2 + \beta_{\text{RF}} y^2 + \gamma_{\text{RF}} z^2) \cos(\Omega_{\text{RF}} t), \quad (2.3)$$

其中 U_{RF} 为 RF 电极上施加的 RF 电压幅值， Ω_{RF} 为施加 RF 信号的角频率。对于 RF 电场，根据 Maxwell 方程同样可以得到

$$\alpha_{\text{RF}} + \beta_{\text{RF}} + \gamma_{\text{RF}} = 0. \quad (2.4)$$

本文所涉及的实验均在一维线形离子阱中进行，对于一维线性离子阱，取 $\gamma_{\text{RF}} = 0$ ， $\alpha_{\text{RF}} = -\beta_{\text{RF}}$ ，且 $\alpha_{\text{RF}} \propto 1/r_0^2$ ，其中 r_0 为位于离子阱几何中心的囚禁离子到电极的最短距离。RF 电场的相位随时间变化，在合适参数下，产生的势阱可将离子囚禁在势阱中心附近。由于 x 与 y 方向的 RF 电场形式一致，为了方便，只考虑 x 方向上的电势，可写为

$$\Phi_x = \frac{1}{2} [U_{\text{DC}} \alpha_{\text{DC}} + U_{\text{RF}} \alpha_{\text{RF}} \cos(\Omega_{\text{RF}} t)] x^2. \quad (2.5)$$

根据牛顿运动方程 $F = ma$ ，对于电荷量为 $Q = Ze$ 、质量为 m 的离子，有

$$\ddot{x} = \frac{QE_x}{m} = -\frac{Ze}{m} [U_{\text{DC}} \alpha_{\text{DC}} + U_{\text{RF}} \alpha_{\text{RF}} \cos(\Omega_{\text{RF}} t)] x. \quad (2.6)$$

该方程与 Mathieu 方程

$$\frac{d^2 x}{d\xi^2} + [a_x - 2q_x \cos(2\xi)] x = 0 \quad (2.7)$$

形式一致，只需做如下替换：

$$\begin{aligned}\xi &= \frac{\Omega_{\text{RF}} t}{2}, \quad a_x = \frac{4ZeU_{\text{DC}}\alpha_{\text{DC}}}{m\Omega_{\text{RF}}^2}, \\ q_x &= \frac{2ZeU_{\text{RF}}\alpha_{\text{RF}}}{m\Omega_{\text{RF}}^2}.\end{aligned}\quad (2.8)$$

Mathieu 方程在一定条件下具有通用的稳定解^[144-145]。在 $|a_x|, q_x^2 \ll 1$ 时，可得：

$$x(t) \approx 2A_x \cos\left(\beta_x \frac{\Omega_{\text{RF}}}{2} t\right) \left[1 - \frac{q_x}{2} \cos(\Omega_{\text{RF}} t)\right]. \quad (2.9)$$

其中 $\beta_x \approx \sqrt{a_x + q_x^2/2}$, A_x 为常数^[144]。上述结果表明，离子的运动可以分为两部分：频率为 $\omega_{\text{secular}} = \beta_x \frac{\Omega_{\text{RF}}}{2} \ll \Omega_{\text{RF}}$ 、幅度为 $2A_x$ 的久期运动，以及频率为 Ω_{RF} 、幅度为 $q_x A_x$ 的微运动。当 $a_x \ll q_x^2$ 时，离子的久期运动频率为

$$\omega_{\text{secular}} = q_x \Omega_{\text{RF}} / 2 \sqrt{2} = \frac{ZeU_{\text{RF}}\alpha_{\text{RF}}}{\sqrt{2}m\Omega_{\text{RF}}}. \quad (2.10)$$

相较于径向，轴向束缚可由 DC 电势直接提供。根据方程

$$\frac{d^2 z}{dt^2} + \frac{ZeU_{\text{DC}}\gamma_{\text{DC}}}{m} z = 0, \quad (2.11)$$

得到轴向运动频率

$$\omega_z = \sqrt{\frac{ZeU_{\text{DC}}\gamma_{\text{DC}}}{m}}, \quad (2.12)$$

以及运动形式 $z(t) = A_z \cos(\omega_z t)$ ，其中 A_z 为轴向运动幅度。

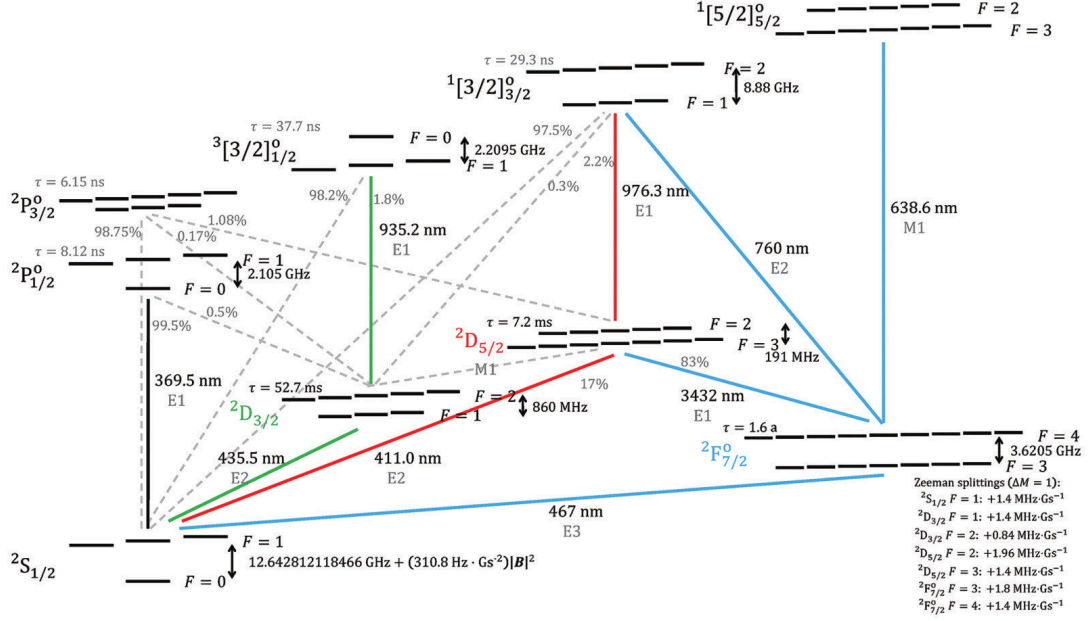
当离子位于 RF 电场中心时，其微运动幅度远小于久期运动幅度，离子在径向所感受到的赝势近似为一个简谐势：

$$\Phi_{\text{pseudo}}(\mathbf{r}) = \frac{ZeU_{\text{RF}}^2}{4m\Omega_{\text{RF}}^2} (\alpha_{\text{RF}}^2 x^2 + \beta_{\text{RF}}^2 y^2), \quad (2.13)$$

当离子处于赝势中心附近时，离子的运动可以看作在该赝势中的简谐振动；对于做简谐振动的离子，可以对其运动状态进行量子化描述，将振动量子称为声子。在本文的实验中，不涉及与声子态相关的操作与测量，因此后续将离子的量子态简化为仅考虑离子的内部电子能级所形成的内态自由度。

2.2 镱离子能级结构

镱 (Yb) 元素原子序数为 70。自然界中常见的镱同位素包括 ^{168}Yb 、 ^{170}Yb 、 ^{171}Yb 、 ^{172}Yb 、 ^{173}Yb 、 ^{174}Yb 与 ^{176}Yb 。其中 $^{171}\text{Yb}^+$ 具有核自旋 $I = 1/2$ ，其基态分裂为 $F = 0$ 与 $F = 1$ 两个超精细能级，超精细结构中存在一组对磁场一阶效应不敏感的“钟态”能级，该钟态能级不仅能级寿命长，而且能级间距高达 12.642 GHz，极其适合作为 qubit 编码态，因此本工作选用 $^{171}\text{Yb}^+$ 作为 TI 节点的工作离子。


 图 2.1 $^{171}\text{Yb}^+$ 离子能级图，图片取自文献^[146]

^{171}Yb 原子最外层含有两个价电子， $^{171}\text{Yb}^+$ 则是由中性 ^{171}Yb 原子剥离一个价电子后形成的单价离子。在 $^{171}\text{Yb}^+$ 中，用于多普勒冷却、态制备与态读出的主要光学跃迁为 $2S_{1/2} \leftrightarrow 2P_{1/2}$ ，对应波长为 369.5 nm。本文中混合量子网络的 TI 节点选取

$$|1'\rangle \equiv |^2S_{1/2}, F = 1, m_F = -1\rangle, \quad |1\rangle \equiv |^2S_{1/2}, F = 1, m_F = 1\rangle \quad (2.14)$$

作为 qubit 的两编码态；这两态共同构成一组 Zeeman qubit。与常用的“钟态”编码（例如 $m_F = 0 \leftrightarrow m_F = 0$ ）不同，上述编码态之间的跃迁频率对磁场具有一阶 Zeeman 敏感性。因此，该跃迁频率除零磁场超精细分裂频率外，还会随偏置磁场 B 产生一阶与二阶 Zeeman 频移，可概括写为

$$\omega_{1'1}(B) = \omega_{\text{Zeeman}} + \Delta\omega^{(2)}(B), \quad (2.15)$$

其中 $\omega_{\text{Zeeman}} \approx 2\pi \times \delta_b B \text{ MHz}$ ，与磁场线形相关， δ_b 为线形系数，数值为 2.8 MHz/G， $\Delta\omega^{(2)}(B) \propto B^2$ 为二阶 Zeeman 频移项。由于存在线性 Zeeman 敏感性，该编码对磁场噪声更为敏感；因此实验中通常需要提供稳定的偏置磁场并配合磁屏蔽/主动补偿等手段，以获得所需的相干时间 T_2 。

2.3 高效光子收集与耦合

在离子-光子纠缠的产生过程中，纠缠态生成速率是衡量量子网络节点能力的关键指标之一。离子-光子纠缠态产生需要离子被共振激发光激发到能级寿命极短的激发态，然后激发态自发辐射产生光子，再对这些光子进行收集用作通信的光子飞行 qubit。在其他条件固定时，提高飞行 qubit 的收集效率与单模光

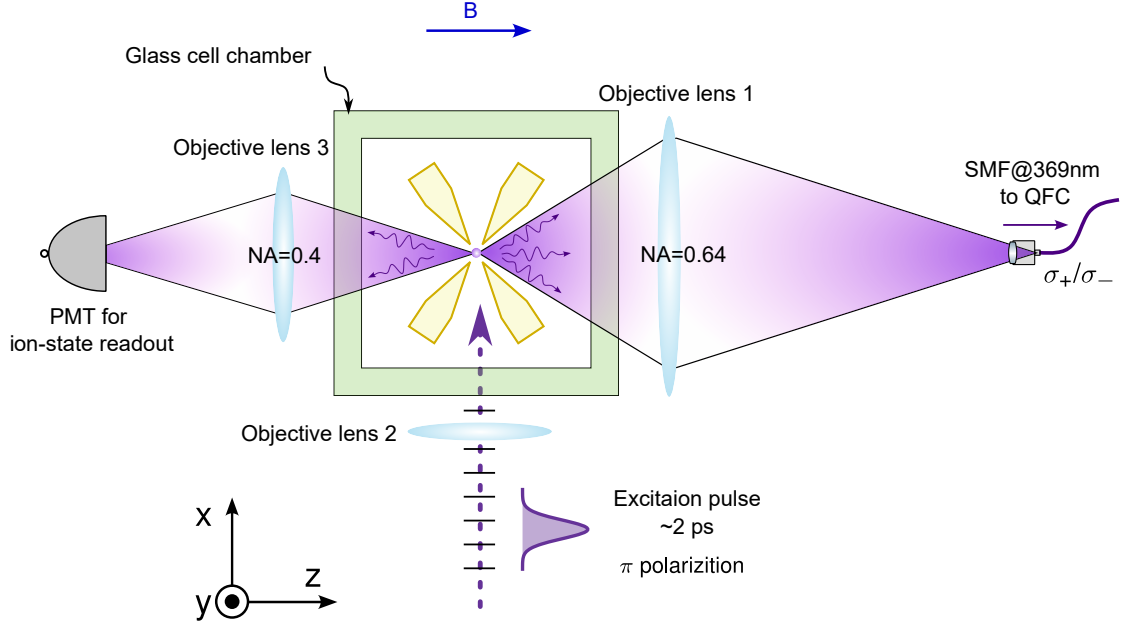


图 2.2 荧光收集装置示意图, 示意图给出了离子荧光的收集、成像以及耦合进入单模光纤的主要光学元件与光路布局。物镜 1 (Objective lens 1) 用于对通信光子 (飞行 qubit) 进行收集, 物镜 2 (Objective lens 2) 用于将脉冲激发光聚焦到单个离子上, 实现可寻址的单脉冲激发。物镜 3 (Objective lens 3) 用于离子态读出。

纤耦合效率可以直接提升单次尝试成功概率, 提高端到端纠缠产生速率。因此, 本小节介绍本工作中为提高光子收集与耦合效率所采用的离子阱结构设计与成像/耦合光路方案。

2.3.1 飞行光子成像与收集系统

为了尽可能提高离子荧光的收集效率, 有两种可行的方案。一是使用大 NA 的物镜进行离子荧光收集, 在不考虑偏振因素的情况下, 离子自发辐射产生的荧光均匀辐射到 4π 立体角中, 因此, 使用越大 NA 的物镜进行飞行 qubit 收集, 其收集效率越高; 二是在离子阱中加入光学微腔^[147], 光学微腔是一种高效的量子界面, 能够增强物质与光之间的相互作用, 提高收集效率。本文选择在技术上较为简单的使用大 NA 物镜的方法来提高 TI 节点的光子收集效率, 并设计了 TI 节点的荧光成像与收集系统, 如图 2.2 所示。离子在被单脉冲光激发后向各方向辐射荧光, 首先由一只 0.64 NA 的物镜 (物镜 1, Objective lens 1) 进行收集。该物镜针对 4 mm 厚, 由 Pyrex 材料制成的玻璃腔腔壁进行了像差优化 (玻璃腔细节详见小节 2.3.2), 在良好装调条件下可实现较小的像差。物镜 1 的工作距离约为 18.5 mm; 在边长为 30 mm 的玻璃真空腔体条件下, 仍保留较大的调节余量以便于装调。为了满足该工作距离下的大数值孔径, 尽管经过参数上的优化, 物镜依旧拥有较大的体积和重量。正常的机械装配会导致位置不稳定, 极大降低 TI 节点长期运行能力。为解决该问题, 需以光学位移台中心为轴, 通过添加配重来使物镜和配重的整体重心位于轴上, 改良后的机械结构如图 2.3 所示。物镜 1 的

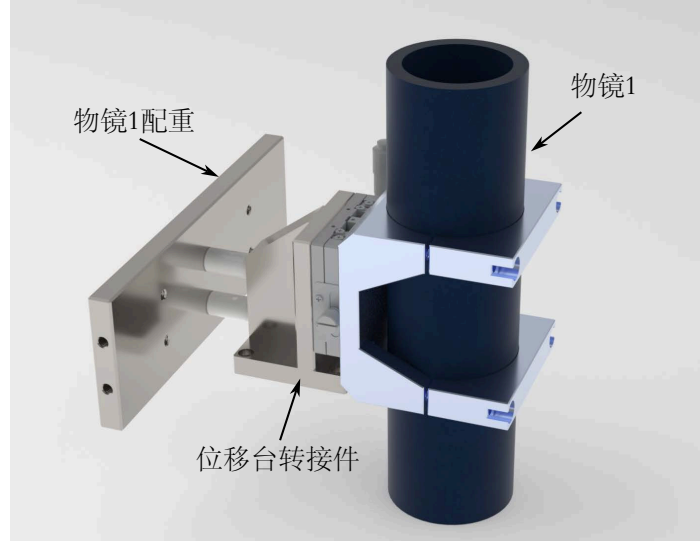


图 2.3 物镜 1 机械结构示意图

出瞳直径约为 36 mm，其出射光为汇聚光束，等效焦距约为 340 mm。在后续成像系统中，离子在第一成像面处被放大约 12 倍。物镜 2（Objective lens 2）用于对脉冲激发光进行聚焦，其与用于收集用于探测的离子荧光的物镜 3（Objective lens 3）参数相同，工作距离约为 18 mm，理想出射光为平行光。

本工作采用 SM300 单模光纤对飞行 qubit 进行传输，为了尽可能提高离子荧光在光纤端口处的成像质量与模式匹配效率，在耦合端设计了一组紫外优化的耦合光学系统：在物镜 1 之后使用一枚焦距为 23.4 mm 的胶合透镜（透镜 1）对光束进行准直，并使用一只等效焦距为 13.6 mm 的紫外优化透镜（透镜 4）将荧光聚焦并耦合进入单模光纤中。

对整个成像系统进行像差优化是提高单模光纤耦合效率的关键。为此，将物镜 1 安装在五轴位移台上，其中 x 、 y 、 z 三轴可进行小范围压电调节，便于在像差优化完成后对光纤耦合进行精细微调。在装调过程中，像差与耦合效率主要受以下因素影响：物镜 1 的倾角与横向位置、离子相对于物镜 1 视场中心的位置、透镜 1 焦点与物镜 1 后焦点在光轴上的相对位置，以及透镜 1 是否存在离轴等。在优化时，需对上述参数依次进行调节，具体流程如下：

1. **添加辅助对准摄像机（Charge-coupled Device, CCD）**：如图 2.4 所示，在靠近单模光纤耦合架的位置设置 CCD 用于观察离子像。通过两面紫外优化铝镜将荧光引至 CCD，其中第一面铝镜安装在电动翻转镜架上，用于在像差优化与光纤耦合之间切换。CCD 前的光束近似平行，通过焦距为 147 mm 的透镜 2 成像到 CCD 面板上。
2. **引入 369.5 nm 反向参考光**：在物镜 1 对侧引入反向传播的 369.5 nm 参考光。参考光从 SM300 光纤端出射，用作物镜 1 与透镜 1 同轴装调的参考，同时用于判断离子是否偏离物镜 1 视场中心。

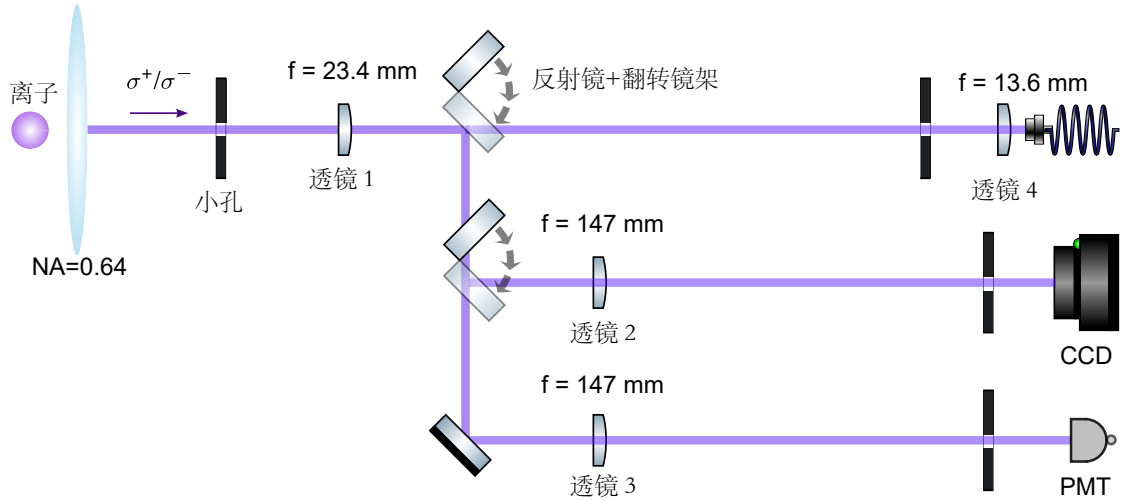


图 2.4 光子飞行 qubit 成像与收集光路，光路包含用于“像差优化/成像观察”与“光纤耦合”之间切换的翻转反射镜，以及用于辅助对准的 CCD 成像支路。参考光采用 369.5 nm 反向传播光，用于判断共轴与视场中心偏移。透镜 1 用于将第一成像点的光调整成平行光，透镜 2–4 用于将离子的像成在光纤耦合头、CCD 以及 PMT 上。

3. 调节物镜 1 水平位置，使离子位于视场中心：通过调节物镜 1 沿光轴方向的位置使其略微离焦，观察参考像在第一像面上的变化。若离子偏离视场中心，参考像除离焦外还会出现明显的横向漂移。通过五轴位移台逐步调节，使参考像在离焦扫描过程中横向漂移最小，从而将离子位置调至视场中心附近。随后将 CCD 精确放置于第一成像面，并利用压电实现微调。也可使用笼式系统配合小孔对光轴进行标定：关闭参考光后，离子像应恰好通过小孔（位于光轴上），且物镜 1 离焦时离子像在 CCD 上的位置保持不变。
4. 优化透镜 1 位置以减小像差：通过测量与调节，使透镜 1 焦点与物镜 1 后焦点在光轴上尽可能重合。通过透镜 2 后的 CCD 观察离子像，联合微调透镜 1 与物镜 1 的位置与倾角，使像差最小。

将 CCD 上的图像记录并对亮斑区域进行拟合，得到的离子成像结果如图 2.5 所示，相较于衍射极限 $0.7 \mu\text{m}$ ，图中给出的拟合结果更大一些，这也是单模光纤耦合效率难以提高到 50% 以上的重要原因之一。在装调优化良好的情况下，单模光纤耦合效率可达到 40% 以上。在后续实验过程中，由于成像与耦合光路长期运行且维护不足，系统对准状态可能发生缓慢漂移，耦合效率逐渐下降至约 27%，且难以通过常规优化恢复，成为限制纠缠产生速率的主要因素之一。

2.3.2 高通光离子阱结构

本工作采用四刀片线性 Paul 阱结构。为了能够与上述设计的荧光成像与收集系统相匹配，离子阱需要在多个方向具有较高的通光性，以为高 NA 物镜预留足够的视场与工作空间。常规金属真空腔体在几何上难以兼容多方向的大 NA 物

镜；相比之下，中性原子实验中常采用玻璃真空腔来获得多方向高通光性^[148-149]。受此启发，本文设计并搭建了高通光离子阱系统。在物镜安装空间受限的情况下，更大的 NA 通常对应更短的工作距离，因此真空腔体外形需要尽可能紧凑，以允许物镜靠近离子位置。在不影响离子阱安装与电极引出空间的前提下，选用 $30\text{ mm} \times 30\text{ mm} \times 100\text{ mm}$ 的玻璃真空腔（如图 2.6 所示），腔体材料为 Pyrex，壁厚为 4 mm。该腔体的耐高温性以及超高真空的兼容度已经在以往的实验中得到验证^[150]。为提高光学透过率，玻璃腔体内外表面镀制了针对 369.5 nm、935 nm 以及 554 nm 的增透膜；其中 554 nm 增透膜为后续引入用于驱动超精细能级的 554 nm 拉曼光预留。该结构的最初版本由贺冉博士设计，并在其博士论文中给出了详细的设计流程与工程实现^[150]。

离子阱电极由两片经激光切割的 DC 电极（电极细节详见小节 2.4.2）与两片未切割的 RF 电极构成，四个电极通过蓝宝石限位板装配定位，形成如图 2.7 所示的几何结构。在 x 方向，两电极间夹角为 37.4° ，可容许最大约 0.37 的 NA 物镜安装；在 y 方向，两电极间夹角为 82.6° ，可容许最大约 0.66 的 NA 物镜安装。电极前端与离子位置的最近距离约为 $300\text{ }\mu\text{m}$ 。

2.4 高稳定性的离子阱节点

除高效的光子收集与耦合外，高稳定性的 TI 节点对于维持长相干时间以及实现高保真的量子信息处理与远程纠缠具有决定性作用。在混合量子网络中，节点往往需要长时间连续运行并稳定地产生纠缠资源，因此 TI 节点的稳定性构成了系统可扩展性与可靠性的核心基础之一。

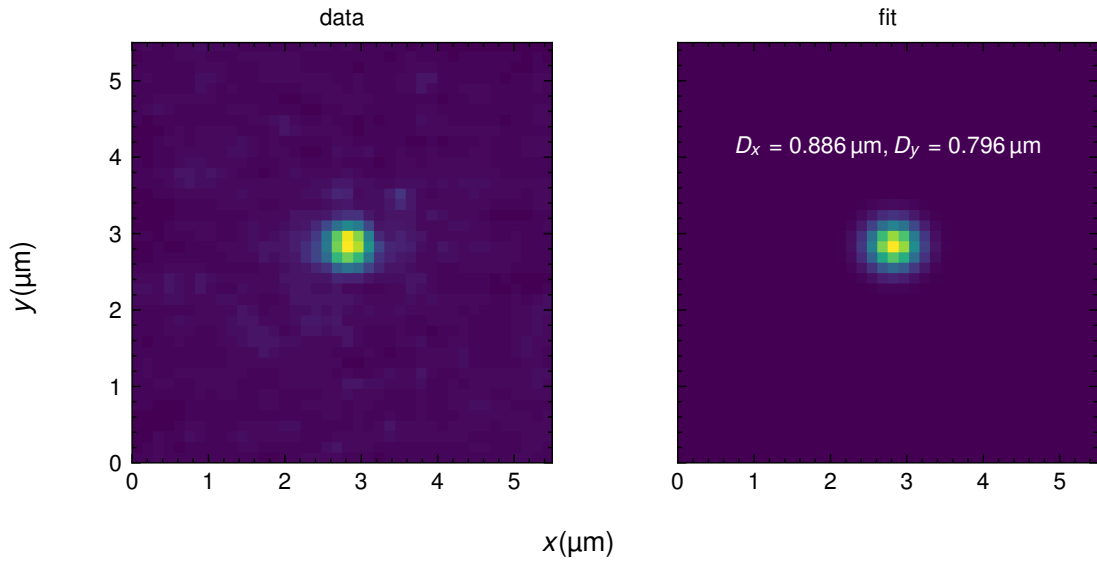


图 2.5 离子成像测量与拟合结果，(a) 离子成像的测量数据；(b) 对应的二维高斯拟合结果。经过拟合，成像后的光斑大小为：x 方向直径 $0.886\text{ }\mu\text{m}$ ，y 方向直径 $0.796\text{ }\mu\text{m}$

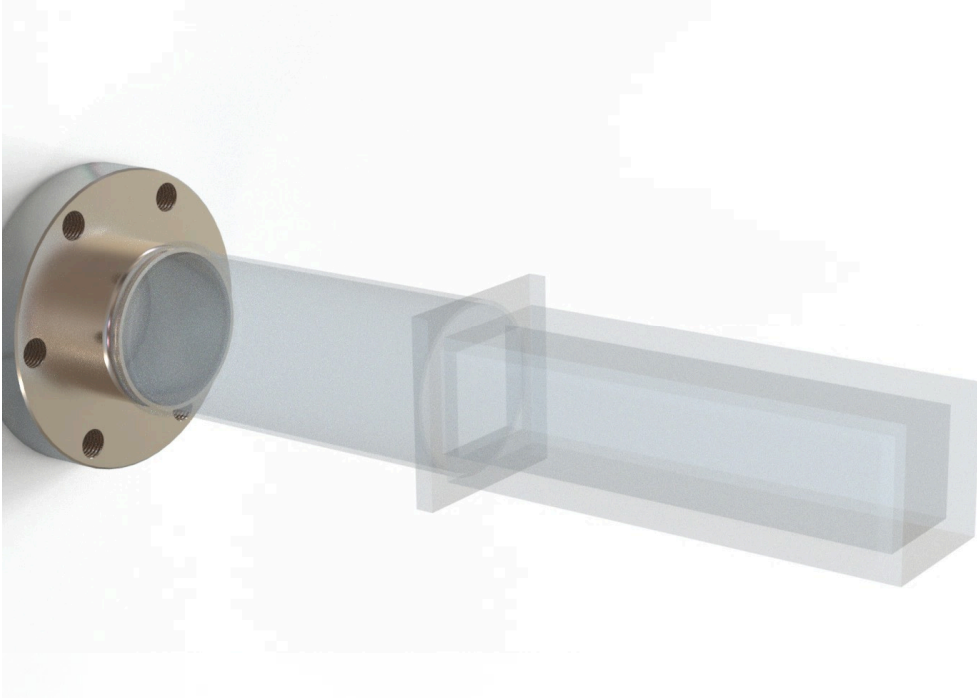


图 2.6 玻璃真空腔示意图，玻璃真空腔材料为 Pyrex，壁厚为 4 mm。

2.4.1 真空系统优化

在离子阱实验中，残余背景气体与囚禁离子之间的碰撞是限制系统稳定性的主要因素之一。提高真空度意味着背景气体密度降低，其一可以显著降低离子与残余背景气体分子的碰撞概率，可以延长单个离子的囚禁寿命，使离子阱系统能够在无需频繁重新装载离子的情况下实现长时间稳定运行。其二，残余气体碰撞也是离子运动加热的重要来源之一，真空度的提升有助于维持多普勒冷却乃至边带冷却后所制备的低声子数运动态，减少再冷却需求。此外，在 $^{171}\text{Yb}^+$ 系统中，背景气体还可能与离子发生化学反应，生成分子离子，导致荧光信号消失。综上所述，将 $^{171}\text{Yb}^+$ 离子阱系统真空度提升将会为 TI 节点的长时间稳定运行提供关键实验基础。

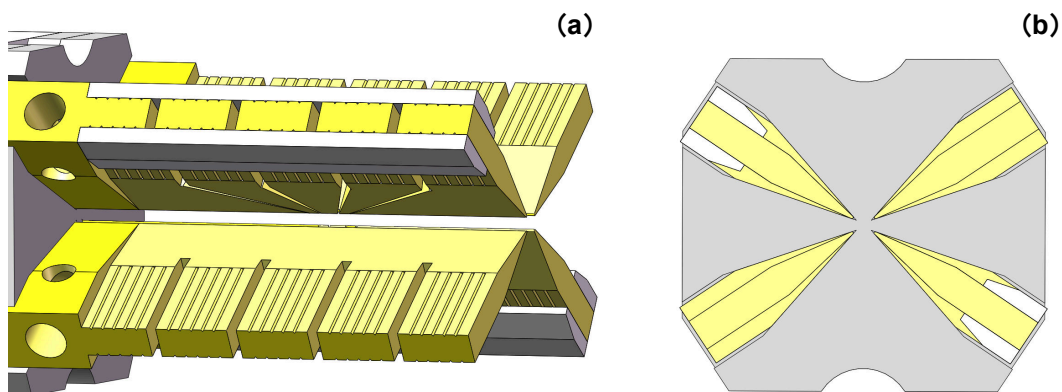


图 2.7 离子阱结构示意图，图 (a) 为离子阱整体视图，图 (b) 为离子阱俯视图。

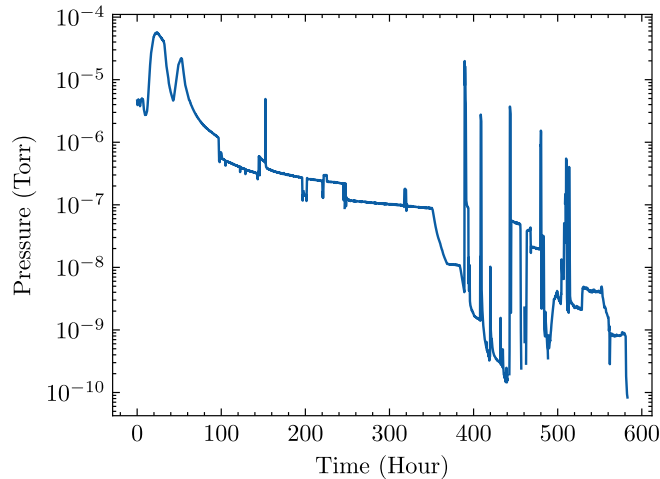


图 2.8 离子阱真空系统残余气体分析图，图片取自文献^[151]

真空系统的极限真空度取决于系统抽速与漏率的平衡。当真空度逐渐提高时，有效抽速会下降并最终达到平衡状态；因此在清洁与装配工艺达标的情况下，漏率的进一步降低空间有限，本工作主要从提升抽速（尤其是对惰性气体的抽速）入手进行优化。在以往的离子阱系统中，真空度由复合泵（Saes Corporation, NEXTORR Z-200）维持。该泵体积小且集成离子泵与吸气剂泵，但对稀有（惰性）气体组分的抽速有限。采用复合泵时系统真空度约为 9×10^{-11} Torr，如图 2.8 所示，残余组分经 RGA 检测主要为惰性气体。为此，真空系统增加了一台针对惰性气体抽速优化的微型离子泵（安捷伦，VacIon 10 L/s）。最终系统真空度由 9×10^{-11} Torr 提升至 4×10^{-12} Torr（由真空规测定）。

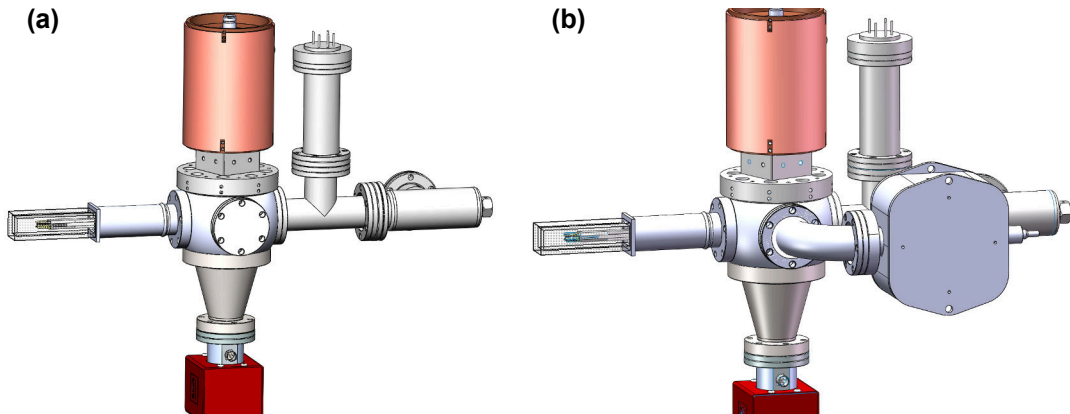


图 2.9 离子阱真空系统结构示意图，(a)，真空系统优化前离子阱真空系统结构。(b)，真空系统优化后离子阱真空系统结构。

2.4.2 全金属刀片电极

为了在机械族装上能够配合，本文所用离子阱的分段式刀片阱结构兼容上一章节所示的玻璃真空腔。下面对该刀片阱的结构进行简要介绍。整个离子阱机械结构包含两个部分：离子阱电极组件与离子阱支撑组件。本文所使用的离子阱为

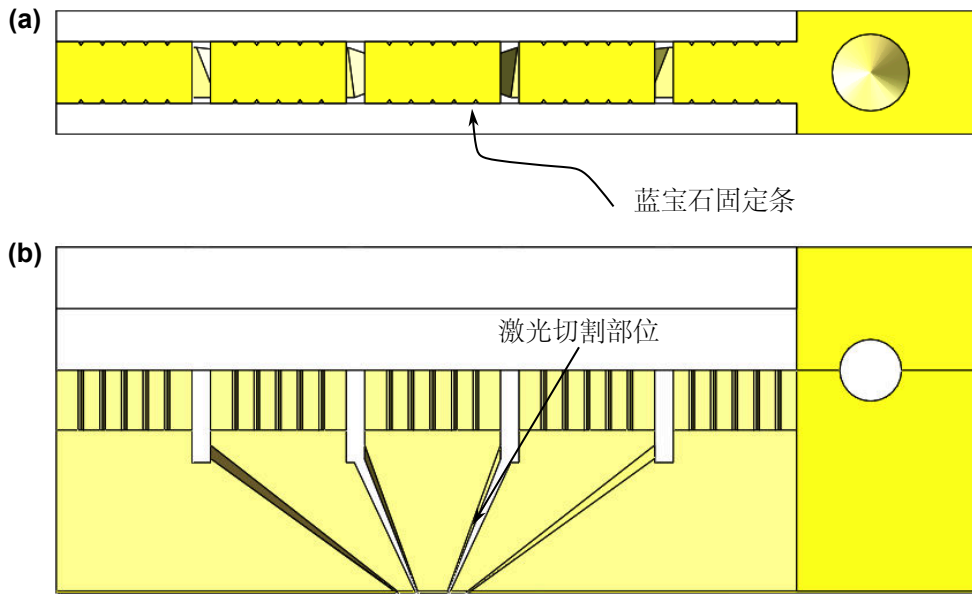


图 2.10 全金属刀片电极示意图，图 (a) 为电极背面试图，图 (b) 为电极侧视图。电极材料为铍铜 (C17200)，表面电镀金层以降低氧化并改善长期稳定性，图中展示版本为激光切割后版本，当作为 RF 电极进行使用时则不会经过激光切割。白色部分为蓝宝石条。

分段式刀片阱，由四个刀片电极组成，每个电极的尺寸为 $15\text{ mm} \times 5.7\text{ mm} \times 2\text{ mm}$ 。在以往版本中，电极制作采用蓝宝石基底镀金结构。该方案的问题在于：难以将金层制备到足够厚度以满足 RF 电压传输的趋肤深度需求，从而造成较大的射频损耗；同时镀金层也较易脱落。这些问题显著限制了 RF 电极可加载功率的上限以及 TI 节点长期运行的稳定性。为获得更高的 RF 功率上限与更可靠的长期运行性能，将电极改为全金属设计，选用硬度较高的铍铜 (C17200) 作为电极材料，并在表面电镀 $2\text{ }\mu\text{m}$ 金层作为防氧化层，如图 2.10 所示。

为防止尖端对电场分布造成不利影响，电极尖端设计为半径 $40\text{ }\mu\text{m}$ 的圆弧过渡。全金属电极制作的难点在于如何在将分段电极在电学上隔离的同时保持刀刃处高度对齐的装配。一种可行的方案是在切割前先在电极两侧用紫外固化胶 (Epoxy Corporation) 固定两片尺寸为 $12\text{ mm} \times 2\text{ mm} \times 0.5\text{ mm}$ 的蓝宝石片，随后用 355 nm 飞秒激光进行切割分离。切割后分段电极之间在电学上已分离，仅通过绝缘蓝宝石片固定为一个整体。为增强紫外固化胶附着力，在电极侧面增加刻痕以增大胶水接触面积。金属电极待切割部位最厚处可达 1 mm ，无法通过一次扫描完成切割，需要逐步步进深度进行多次扫描。在飞秒激光切割过程中金属会吸收激光并发热；当温度积累过高过快时，可能破坏蓝宝石片并导致分段电极产生不可逆错位与分离。因此需在加工图纸中加入空切割段（如图 2.11 所示），使飞秒激光每次扫过电极后不会立刻返回初始位置进行下一次切割，而是

进入空切割阶段，为电极提供充分的降温时间。通过控制空切割的占空比，可以有效缓解切割发热问题。

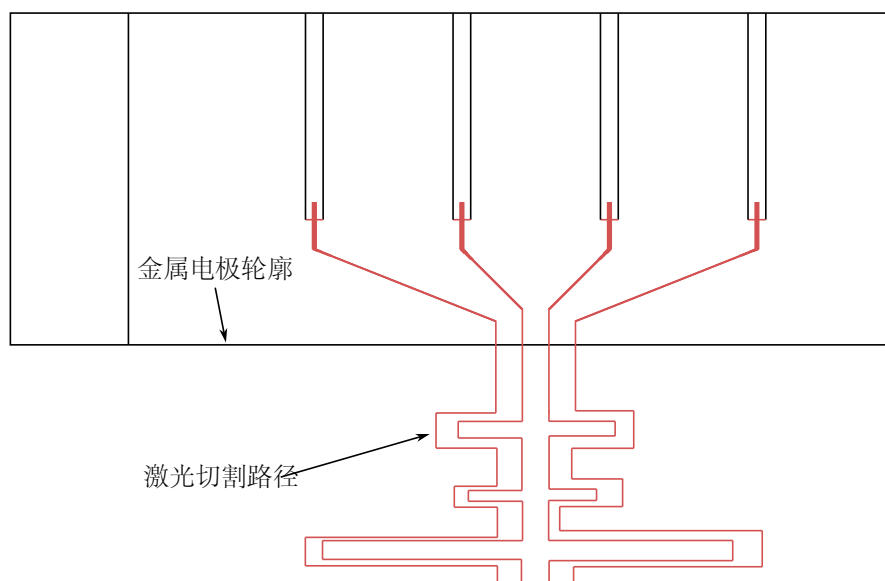


图 2.11 飞秒激光切割路径设计示意图，路径中引入空切割段以降低热积累，提高分段切割的稳定性和一致性。黑线为铍铜电极的轮廓线，红色线表示激光切割线。

切割金属电极时还需注意电极与底部金属载物台的间距：若间距过小，载物台可能被激光误切，产生的金属碎屑进入切缝后会导致分段电极短路。针对该问题，我们设计了用于切割全金属电极的专用工装，如图 2.12 所示。切割时电极背部固定在凹槽底面，通过侧面紧贴凹槽侧壁确保电极相对于载物台保持水平。切割所使用的飞秒激光光斑直径为 $30\text{ }\mu\text{m}$ 。切割完成后，部分金属碎屑可能残留在切缝中导致电极间短路，因此需要对切割后的分段电极进行酸洗，以腐蚀并去除切割后暴露在外的铍铜残渣。在该设计中，电极切割分段后作为 DC 电极使用；未切割电极作为 RF 电极使用。如图 2.10 (a) 所示，电极背部圆孔用于将直

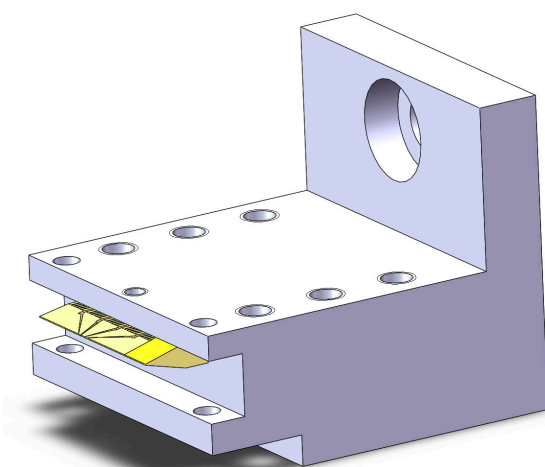


图 2.12 全金属电极切割工装示意图，工装通过凹槽定位确保电极姿态稳定，并提高切割过程的可重复性。电极背部通过 kapton 胶带固定在凹槽底部，侧面与凹槽侧面紧贴以保持水平。

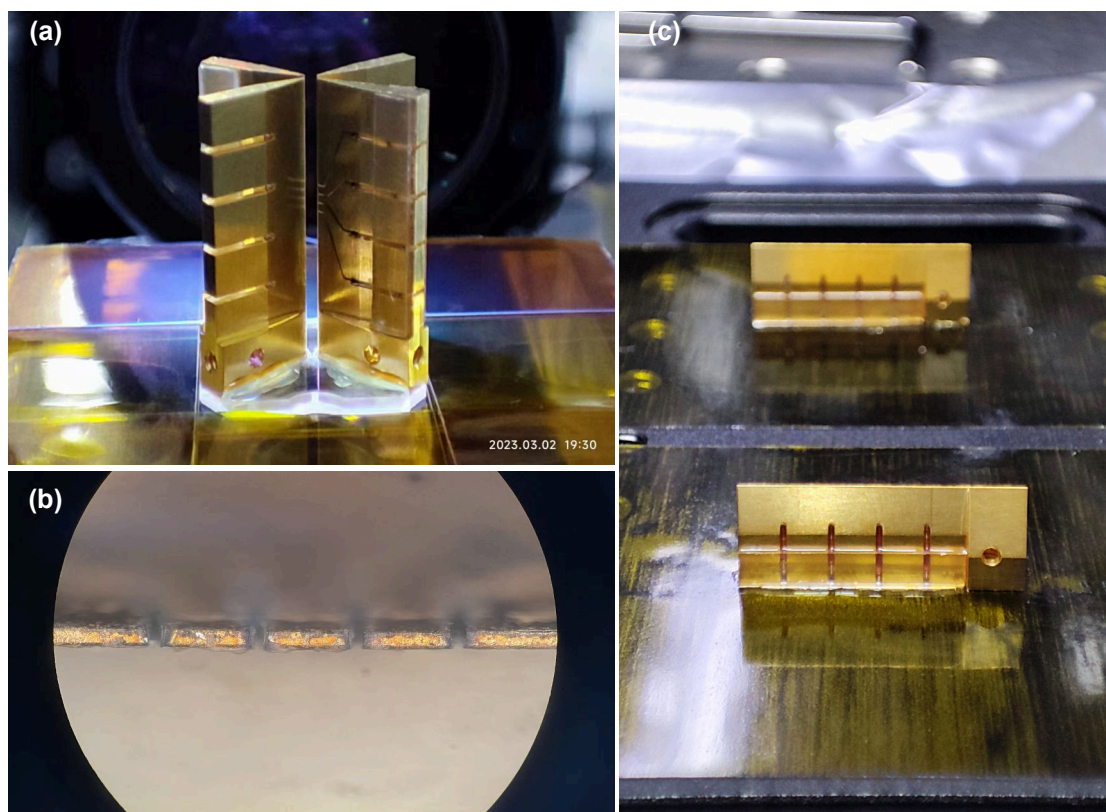


图 2.13 全金属电极及离子阱实物图，(a)，离子阱电极组装后结构示意图。(b)，DC 电极经激光切割后刀刃处显微镜成像图。(c)，电极切激光切割前图片。

径 1 mm 的银导线接入电极。加工完成后的离子阱电极结构实物图如图 2.13 (a) – (c) 所示。经过上述改动后，离子阱 RF 电极的最大可承载功率上限由 2 W 提升到 10 W。

2.4.3 模块化镱离子态操作系统

为使离子阱具备长时间稳定运行能力，系统层面的模块化设计同样关键。本文所使用的离子阱及其态操作光系统集中在一个 $80\text{ cm} \times 90\text{ cm} \times 10\text{ cm}$ 的花岗岩平台上。花岗岩平台上方放置可水冷控温的面包板，用于离子态操作光路搭建以及离子阱固定。态操作光路包含：用于激光烧蚀的 532 nm 激光；用于将 ^{171}Yb 原子离子化并初步冷却的 369.5 nm 与 399 nm 离子化光；用于对 $^{171}\text{Yb}^+$ 进一步冷却、初始化以及态读出的 369.5 nm 操作光；以及用于将落入 $^2\text{D}_{3/2}$ 与 $^2\text{F}_{7/2}$ 等能级的离子回泵回冷却循环的 638 nm 与 935 nm 回泵光。上述激光经各自的模块产生与调制后，通过光纤引入该平台，以提高系统集成度与长期运行的可维护性。

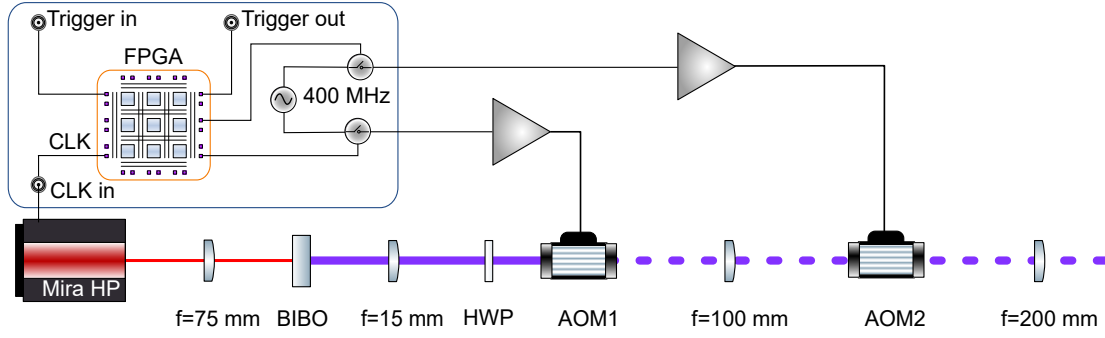


图 2.14 单脉冲选择系统示意图，由 Mira-HP 激光器产生的脉冲序列首先通过 BiB_3O_6 (BIBO) 晶体进行二倍频，将波长由 739 nm 转换为 369.5 nm；随后利用两级中心频率为 400 MHz 的声光调制器 (AOM) 对脉冲进行选择，得到用于离子激发的单脉冲。AOM 的控制信号由现场可编程门阵列 (FPGA) 板卡给出。

2.5 确定性的离子-光子纠缠产生能力

确定性的离子-光子纠缠是离子阱系统的优点之一，但想要确定性产生高保真度的离子-光子纠缠，需要拥有单脉冲激发的能力以及完善的时序控制系统：本节将对以 FPGA 为核心的单脉冲选择系统以及时序控制系统进行介绍。

2.5.1 单脉冲选择系统

在以往工作中，本课题组曾使用连续光激发离子，并通过斩波实现激发时间控制^[152]。该方式同样可以建立离子-光子偏振纠缠，但荧光辐射的时间会受到离子被激发时刻的不确定性影响，从而引入额外的时间抖动。斩波产生的激光脉冲宽度通常难以降低到 ns 量级以下，这意味着荧光到达时间除自身自发辐射分布外还会叠加 ns 量级的时间抖动，进而导致量子态层析得到的纠缠态保真度下降（时间抖动导致纠缠态保真度下降的机理详细解释见小节 5.5.2）。因此，本工作采用皮秒脉冲激光对离子进行激发，以尽可能减小额外的时间抖动。

实验中选择使用脉冲激光器 (Coherent, Mira-HP) 产生的皮秒脉冲对离子进行激发。对于一次纠缠生成实验，只需要单个脉冲对离子进行激发，由于原始脉冲列的重复频率较高，若直接用于激发，邻近脉冲会在离子自发辐射时间尺度内引入非期望的再次激发，影响纠缠制备与动力学过程。为避免该效应，本实验引入脉冲选取 (pulse-picker) 系统，从高重复频率脉冲序列中确定性地选取单个皮秒脉冲用于激发。该系统由两级声光调制器 (acousto-optic modulator, AOM) 构成，AOM 的中心工作频率为 400 MHz，并由现场可编程门阵列 (Field Programmable Gate Array, FPGA) 进行时序控制，其结构示意图如补充图 2.14 所示。双 AOM 级联的配置能够提供高消光比，实现对单个激发脉冲的确定性选取。由于脉冲激光器发出的脉冲光波长调谐范围有限，无法直接生成 369.5 nm 脉冲光，因此实验中将激光器直出波长调节为 739 nm，其出光功率为 2.8 W。在此基础上，需要先经过一个 BiB_3O_6 (BIBO) 晶体对该光束进行倍频。在倍频过程中，电场

表 2.1 声光调制器 (AOM) FQM-400-100-369 主要技术参数

项目 (Item)	单位 (Units)	规格 (FQM-400-100-369)
基底材料	—	熔融石英
工作波长	nm	369 (高功率增透镀膜)
中心频率	MHz	400
有效孔径	mm	0.1
晶体内光束直径	mm	0.039
上升时间	ns	5.5
光学透过率	%	~ 99
衍射效率	%	~ 50
声速	m/s	5.96×10^3

振幅加倍, 光强增强四倍, 导致脉冲时域压缩。对于 sech^2 型脉冲, 倍频前后的脉宽比约为 1.45。对于倍频前的脉宽, 在郑永祥博士的博士论文^[152] 中已经进行过测量, 为 2.5 ps, 因此本实验中倍频后 369.5 nm 的皮秒脉宽约为 1.7 ps。该激光器的重复频率为 76 MHz, 对应脉冲间隔约 13 ns。为实现单脉冲选取, 所用开关器件的上升沿与下降沿之和须短于该周期。AOM 的开关响应时间取决于光斑大小以及声光晶体中的声波速度。光斑越小, 声波速度越大, AOM 能够做到的开关响应时间越短。为了尽可能的实现小的 AOM 入射光斑直径, 本文选择中心频率为 400 MHz 的熔融石英 AOM (brimrose, FQM-400-100-369) 来进行单脉冲选择, 其相关参数参考表 2.1。在 20 μm 光斑直径下, 可以做到 3.4ns 的开关响应时间, 能够满足单脉冲选择的需求。

使用连续光对双 AOM 级联系统的隔离性能进行独立标定, 测得消光比超过 $10^7:1$ 。该结果反映了 AOM 器件本征的开关对比度, 可作为对单脉冲激发测试之外的技术性补充表征。图 2.15 展示了在 TI 节点处验证的单脉冲选取效果。通过从自发辐射开始时刻起设置 30 ns 的光子探测时间窗, 可以有效抑制背景计数; 采用光电倍增管 (photomultiplier tube, PMT) 对 369.5 nm 光子进行探测时, 实验获得的信噪比 (Signal-to-Noise Ratio, SNR) 超过 1800:1, 为高保真离子-光子纠缠制备提供了关键保障。

为了做到一个较高的激发频率, 使用一块 FPGA 开发板 (AMD, zcu104) 来进行脉冲的时序控制, 时钟周期约为 3.3 ns。本文中实验上使用的基于 FPGA 的时序控制系统主要有姚清泉同学进行开发。为了方便实验的整体讲述, 接下来将对该时序控制系统进行简单的介绍。

2.5.2 基于 FPGA 的时序控制系统

本课题组之前所使用的时序控制系统主要架构为 FPGA 开发板（Cyclon IV E EP4CE1SF17C8）+Spincore+NI 数据采集卡。Spincore 用来进行除单脉冲激发之外的时序控制，FPGA 开发板负责控制单脉冲选择，NI 数据采集卡负责对探头数据进行采集，这样做的劣势一是需要两个控制板卡，增加线路延迟；二是 Spincore 无法完成判断有无光子这个逻辑步骤。为此，在本实验中使用 zcu104 板卡对时序控制系统进行了升级，仅用单一板卡即可同时实现：实时数据采集、时序控制信号输出、实时逻辑判断和分支跳转以及上位机实时通信。板卡通过 RJ-45 网口与上位机进行通信，当需要进行诸如离子冷却、初始化及单脉冲选择等操作时，上位机会向板卡发送指令，板卡在接收到指令后会在内部生成相应的 TTL 信号作为 Trigger 控制相关时序。整体控制架构如图2.16所示。

2.6 Qubit 长相干时间

在本文的纠缠方案中，需要用到 $^{171}\text{Yb}^+$ 的 $^2\text{S}_{1/2}$ 能级流形中的两个 Zeeman 能级 $|^2\text{S}_{1/2}, F=1, m_F=\pm 1\rangle$ 。根据第2.2节的描述，该 qubit 的相干时间会严重受到磁场扰动的影响。同时，不稳定的能级差还会影响微波单 qubit 门的保真度。因此，为了使离子 qubit 拥有较长的相干时间，就需要抑制磁场噪声。为此，作者搭建了一套磁场屏蔽系统来对磁场扰动进行抑制。本节将对该磁场屏蔽系统进行介绍。

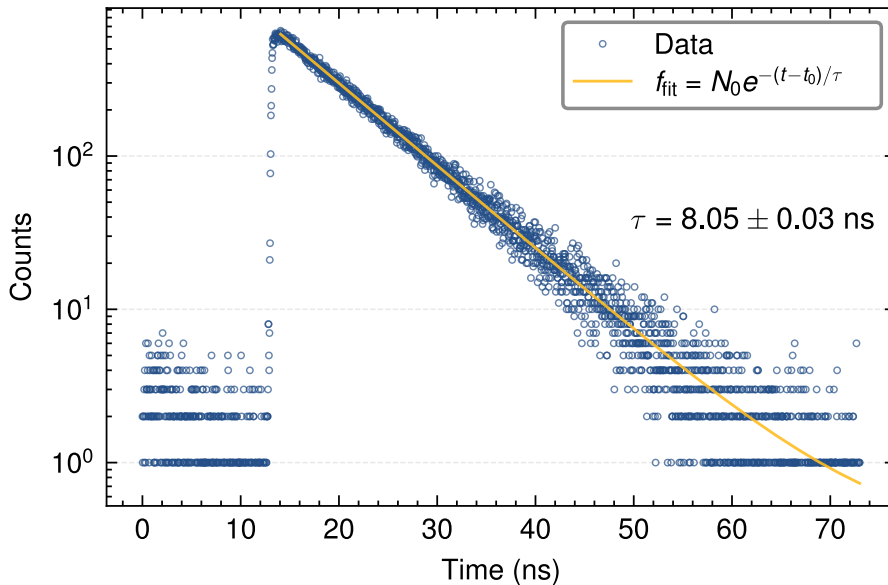


图 2.15 光子到达时间与单脉冲激发信号之间的时间间隔，数据由时间数字转换器（TDC）记录。

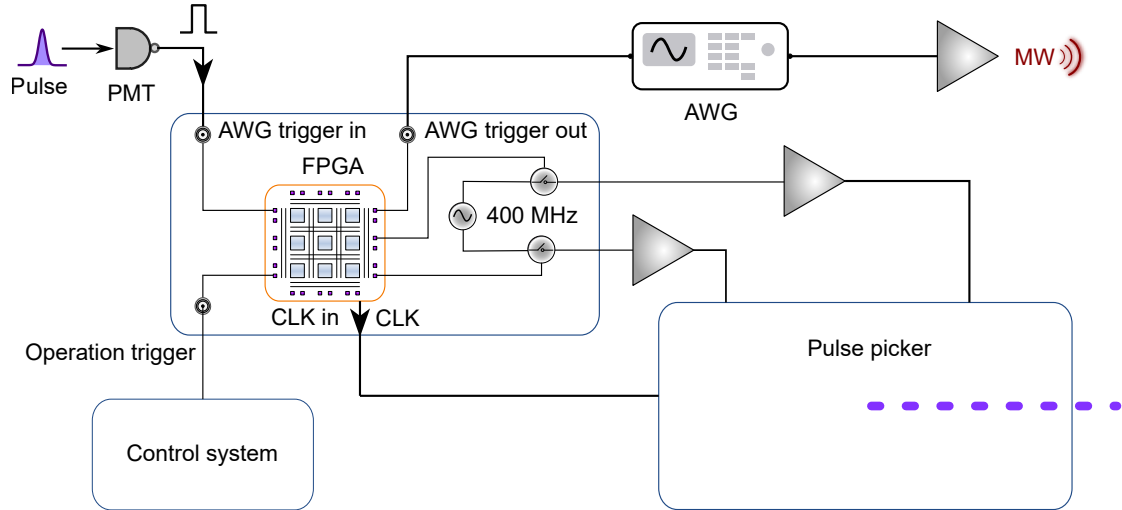


图 2.16 FPGA 控制系统，上位机会向板卡发送指令，板卡在接收到指令后会在内部生成相应的 TTL 信号作为 Trigger 控制按照既定时序控制激光系统、单脉冲选择系统以及微波等。

2.6.1 主动磁屏蔽系统

在设计主动磁屏蔽系统前，首先利用高精度磁通门计对装置附近的磁场波动进行了测量，测量结果如图2.17中振幅较大的黄色曲线所示。z 轴（与装置上外加静磁场的方向一致）的磁场噪声分量最强，波动约 8.245 mG，该磁场波动会导致 10 kHz 量级的 Zeeman 能级频率波动，以至无法得到有效的 Zeeman 能级微波拉比实验数据。为此，我们采取了主动磁场稳定和被动磁屏蔽相结合的方案来抑制磁场噪声的干扰^[151]。主动磁场稳定是通过在离子阱装置附近安装一个三轴磁通门计进行实时测量，并将测量结果转化为误差信号反馈给主动磁屏蔽伺服（StefanMayer Instruments, FAST MR-3），通过伺服调节三轴亥姆霍兹线圈进行主动反馈^[151]，满足实验要求。

2.6.2 被动磁屏蔽系统

被动磁屏蔽系统主要由两层坡莫合金磁屏蔽外壳构成，为了兼容模块化设计，采用坡莫合金-铝-坡莫合金的三明治结构来减小双层屏蔽所需要的体积，三层的厚度分别为 1.5 mm，5.5mm，1.5 mm。安装完成后效果如图2.18所示。

在主动 + 被动磁场波动屏蔽后，利用磁通门计测量能够看出磁场波动被抑制了接近两个量级，如图2.17中蓝线所示。屏蔽后后，Zeeman 能级的相干时间能够达到 0.989 ms，如图2.19所示。

2.7 Qubit 操控能力

TI 节点不仅需要产生离子-光子纠缠，还必须能够对离子 qubit 进行可编程的初始化、单 qubit 门操作与读出。这些功能由态操作激光系统与微波系统共同

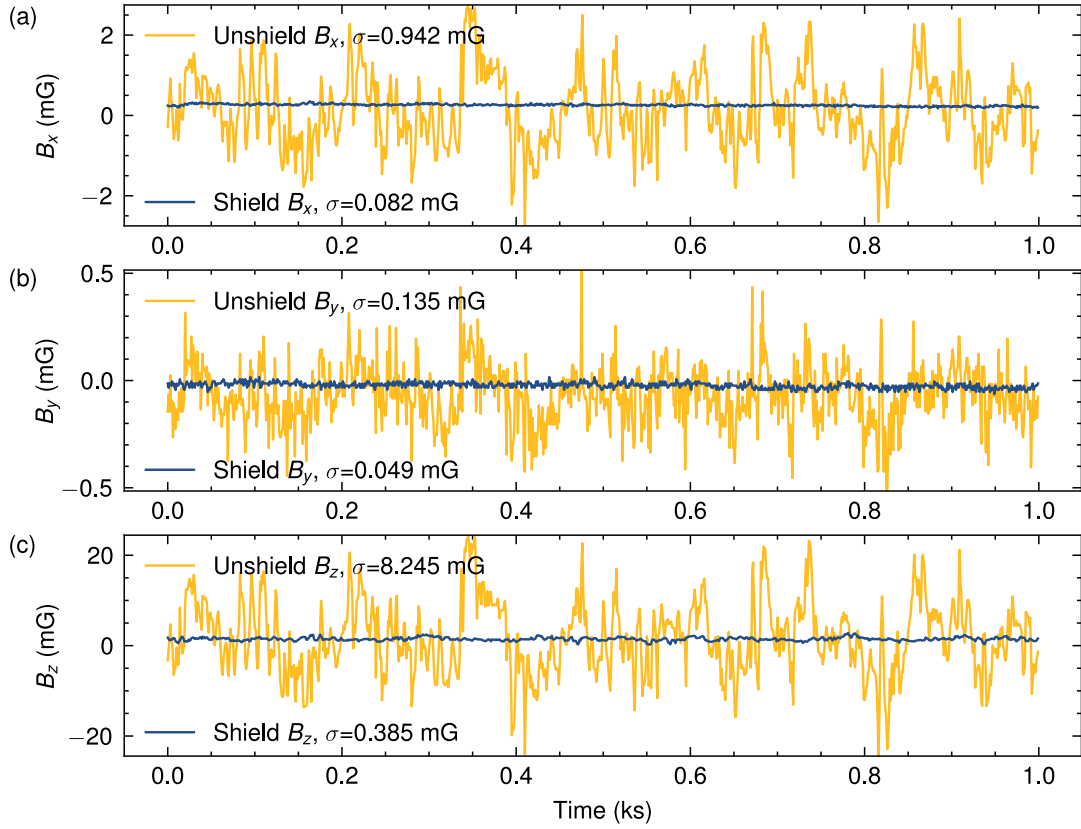


图 2.17 磁场屏蔽前后磁场扰动对比，图 (a) – (c) 分别表示 x 轴、 y 轴和 z 轴的磁场测量情况。图中黄色曲线为加入磁场波动屏蔽前的 TI 节点磁场波动情况。蓝色曲线为加入磁场波动屏蔽后 TI 节点的磁场波动情况。

实现。接下来将对离子操控系统进行介绍。

2.7.1 离子化光

为了尽可能减少对电极表面的污染以及增加原子靶材的利用率，本文采用激光烧蚀 (ablation) 的方法对 ^{171}Yb 原子进行离子化^[153-154]。烧蚀光由一台 532 nm 调 Q 脉冲激光器 (长春新产业光电技术有限公司, EL-532-1.5W) 提供。当经衰减后的脉冲照射到提纯的、 ^{171}Yb 丰度为 95% 的靶材上时，少量 ^{171}Yb 原子从靶材表面溅射逸出。靶材位于离子阱斜上方约 45° 方向，其法向对准阱中心区域，以提高原子通量进入囚禁区域的效率。

离子化过程采用两步电离方案，该方案需要用到 399 nm 激光进行共振激发并由 369.5 nm 激光进行最终的电离。两束激光合束耦合进单模光纤作为离子化光，出纤后经聚焦照射在阱中心区域。为使得通过阱中心的原子有更高的概率被离子化，离子化光功率通常设置较高：399 nm 激光功率约为 $900\ \mu\text{W}$ ，369.5 nm 激光功率约为 $400\ \mu\text{W}$ 。由于色散效应，两束光经同一单模光纤输出后其束腰位置存在差异；实验中将 369.5 nm 激光的束腰调至阱中心位置，束腰半径约为 $25\ \mu\text{m}$ 。离子化结束后，两束离子化光均被关闭，因此离子化阶段较高的光强与束腰设置

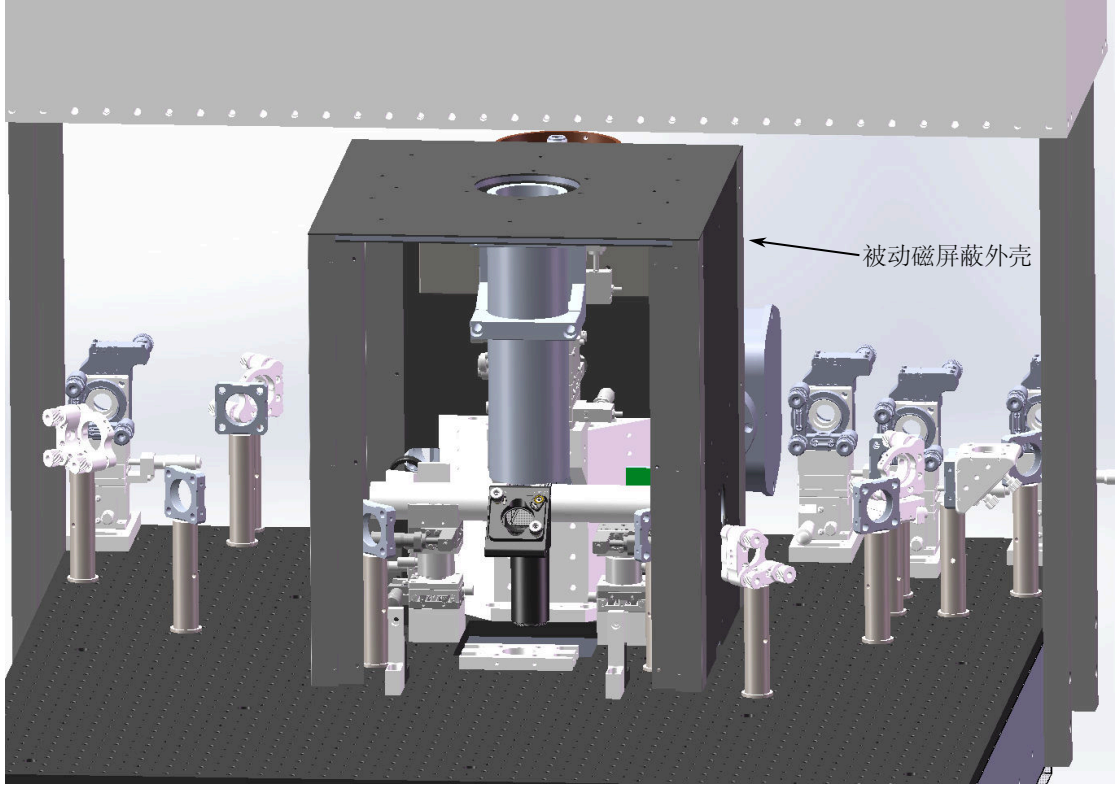


图 2.18 被动磁屏蔽外壳结构示意图，图中中心包裹住离子阱及物镜的黑色外壳为被动磁屏蔽外壳，为了方便展示结构，在图中将外壳前面板隐藏。

不会影响后续的离子态制备与探测。

2.7.2 369.5 nm qubit 态制备与态读出光

对 $^{171}\text{Yb}^+$ 进行多普勒冷却、态初始化以及态读出的激光波长均为 369.5 nm。三路操作光在操作光模块中合束后，通过一根光纤引入到花岗岩平台上。操作光模块结构如图 2.20 所示。

实验中采用 Pound-Drever-Hall (PDH) 稳频技术，利用一个光学超稳腔将波长为 739 nm 的激光精确锁定至线宽 1 MHz 以下。该激光随后经倍频腔进行二次谐波产生，得到中心波长为 369.5 nm 的紫外激光。倍频后的 369.5 nm 激光被分为

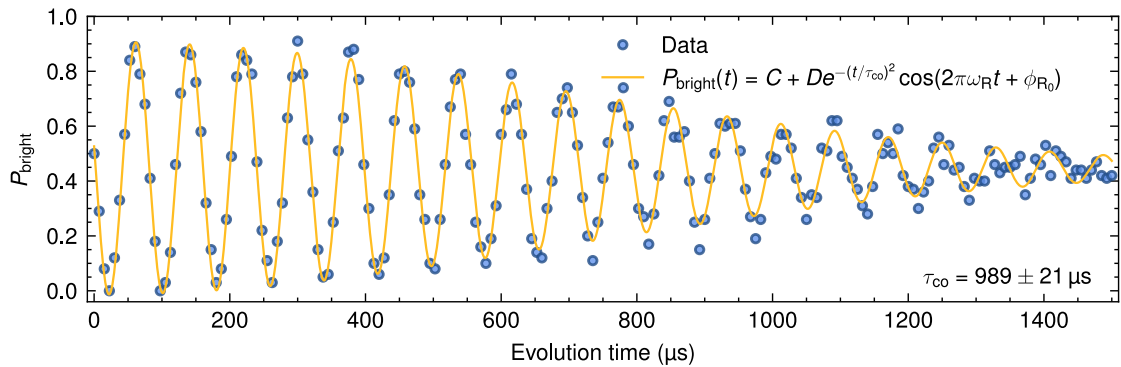


图 2.19 磁屏蔽后 Ramsey 测量结果，根据 Ramsey 干涉条纹可以得到约 0.989 ms 的离子 qubit 相干时间，具体分析见小节 6.6。

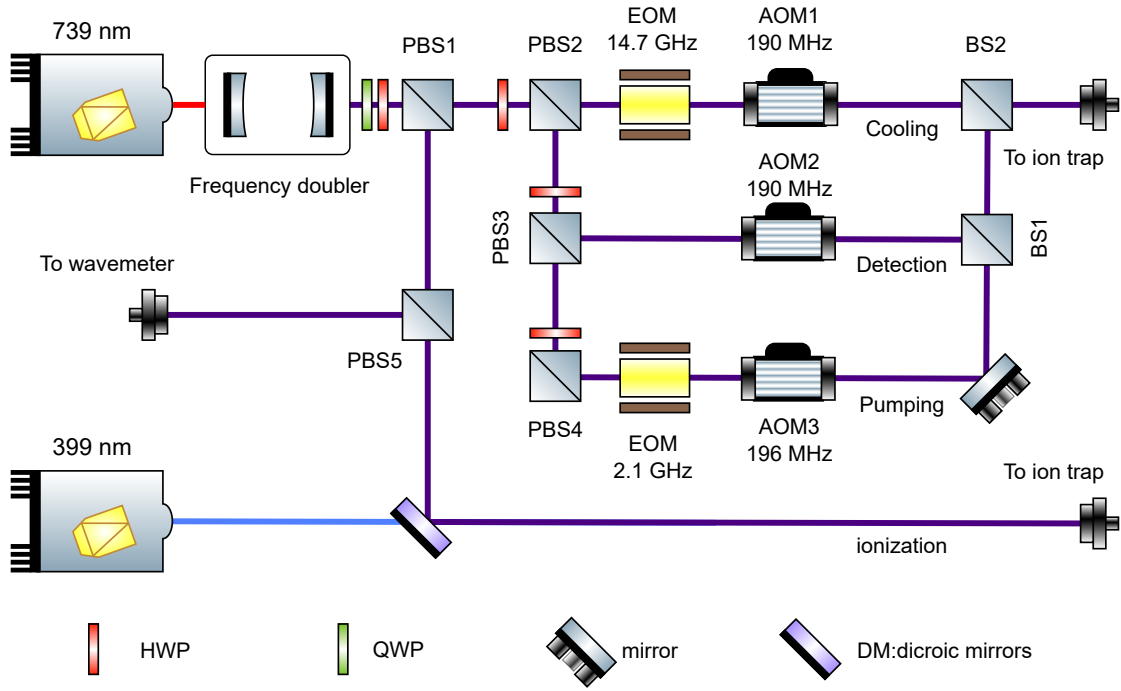


图 2.20 399 nm/369.5 nm 激光系统光路图，倍频腔（Frequency doubler）用于将 739 nm 激光转换成 369.5 nm 激光。AOM1–3 作为光开关可根据实验时序要求实现光路的快速关断。EOM 用于产生相应激光所需要的频率边带。图中所示光路均位于一个面包板上，通过光纤与花岗岩平台连接。

三路：第一路依次通过中心频率为 14.7 GHz 的自由空间电光调制器（electro-optic modulator, EOM）以及一个中心频率为 200 MHz 的 AOM。EOM 用于在该路光上产生 14.7 GHz 的一阶边带以获得多普勒冷却所需的频率分量。AOM 用于实现快速光开关与精确频移。第二路光仅通过一个 AOM，用于离子态读出。第三路光依次通过中心频率为 2.1 GHz 的 EOM 与 AOM；当 EOM 打开时，其产生的一阶边带作为泵浦光，用于离子态初始化。三路光经 BS1 与 BS2 合束后耦合进入单模光纤。

如图2.21所示，369.5 nm 光入射至离子阱时与阱轴向（沿射频电极方向）形成约 45° 的夹角，使得光波矢在三个正交振动模方向上均具有非零分量，提高了三维多普勒冷却效率且能同时有效驱动 $m_F = 0$ 与 $m_F = \pm 1$ 的跃迁。为便于理解，下面对 369.5 nm 操作光的工作机制作进一步说明。

2.7.2.1 多普勒冷却光

激光冷却（laser cooling）是一种利用激光与原子/离子相互作用来显著降低其平均运动速度、实现极低温（通常可达 mK 量级及以下）的关键技术，是现代原子物理、量子光学与精密测量等领域的重要基础。Steven Chu（朱棣文）、等人因在该领域的开创性工作荣获 1997 年诺贝尔物理学奖。。

激光冷却的核心在于光子与原子/离子之间的动量交换。光子携带动量，粒

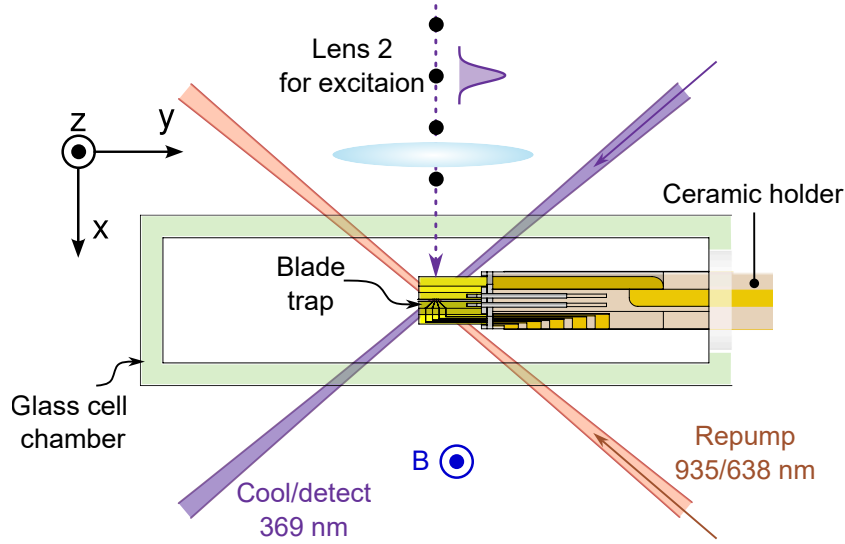


图 2.21 离子阱节点打光示意图，为了能够使得光束相对于量子化轴能够同时拥有 σ^+ 、 σ^- 、 π 三个分量，369.5 nm 态制备与探测出光以及 935 nm 和 638 nm 的回泵光均以与玻璃腔夹角为 45 度的方向打入。

离子吸收一个沿特定方向传播的光子时会获得定向动量，使其速度发生改变；而粒子从激发态通过自发辐射回到基态时，辐射光子的发射方向近似各向同性，因此在平均意义上自发辐射贡献的动量变化为零。由此，在反复的“吸收-自发辐射”循环中，粒子在激光传播方向上产生净动量改变，实现冷却效果。

离子装载后，采用失谐较大的多普勒冷光对离子进行预冷却。在 $^{171}\text{Yb}^+$ 多普勒冷却中，需要 369.5 nm 冷却光与 EOM 协同工作以维持稳定的冷却循环。如图 2.22 (a) 所示，369.5 nm 冷却光主要驱动 $|^2S_{1/2}, F=1\rangle \leftrightarrow |^2P_{1/2}, F=0\rangle$ 跃迁作为冷却跃迁（ $^2P_{1/2}$ 能级寿命约 8.12 ns，自发辐射速率高）。由于 $^2P_{1/2}$ 的 $F=1$ 与 $F=0$ 超精细分裂约为 2.1 GHz，冷却过程中可能发生弱的非共振激发（例如激发至 $|^2P_{1/2}, F=1\rangle$ ），并在随后的自发辐射中将离子泵入 $|^2S_{1/2}, F=0\rangle$ ，从而中断冷却循环。通过施加 14.7 GHz EOM 边带，将离子高效泵回 $^2S_{1/2}, F=1$ 能级，可避免布居累积在该暗态以恢复并维持冷却循环。

此外，在循环散射过程中，离子仍有约 0.5% 的概率泄漏至 $^2D_{3/2}$ ，同样会导致冷却中断。为此，施加了 3.7 GHz 调制边带的 935 nm 回泵光可将离子泵回 $^2S_{1/2}$ 能级，避免离子滞留在 ^2D 态而影响冷却过程。在背景碰撞等因素作用下，离子也可能进入寿命极长（年量级）的 $^2F_{7/2}$ 亚稳态；此时使用 638 nm 激光将离子泵出，并经自发辐射返回 $^2S_{1/2}$ 能级。由此，多路激光共同构成闭环泵浦机制，保障多普勒冷却的持续稳定运行。

2.7.2.2 态初始化与态制备

Qubit 初始化通过光学泵浦（optical pumping）实现。实验中采用一束 $|^2S_{1/2}, F=1\rangle \leftrightarrow |^2P_{1/2}, F=1\rangle$ 的共振激光，同时引入 2.105 GHz 的调制边带来

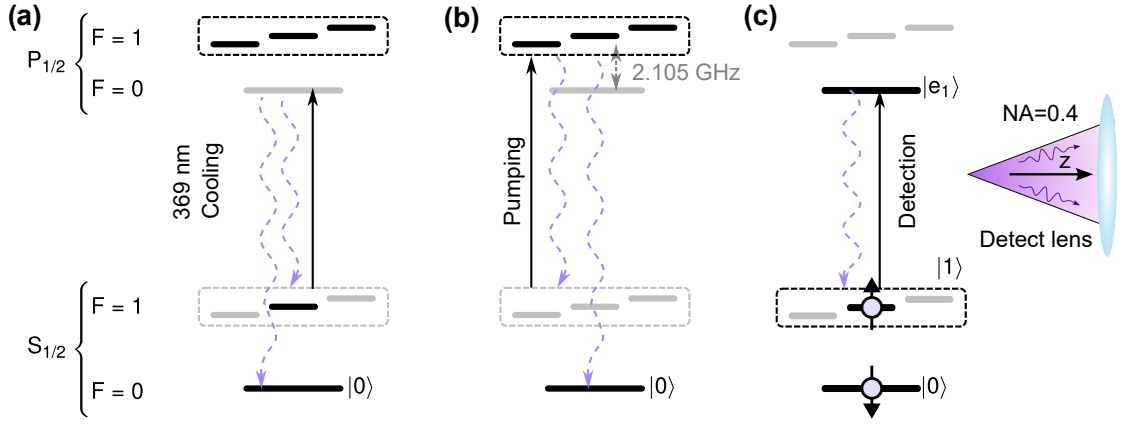


图 2.22 $^{171}\text{Yb}^+$ 的冷却、泵浦和测量示意图，图中省略了持续开启的 935 nm 与 638 nm 回泵激光，仅示意 369.5 nm 相关跃迁与操作流程。(a) 多普勒冷却：一束红失谐约 10 MHz 的 369.5 nm 冷却光驱动 $|^2S_{1/2}, F=1\rangle \leftrightarrow |^2P_{1/2}, F=0\rangle$ 循环散射，并借助 14.7 GHz EOM 边带维持冷却循环（冷却光偏振需同时包含 $\sigma^\pm$ 与 π 分量）。(b) 态初始化：含 2.1 GHz 边带的泵浦光将 $|^2S_{1/2}, F=1\rangle$ 的布居泵入基态 $|0\rangle \equiv |^2S_{1/2}, F=0\rangle$ ，实现 qubit 初始化。(c) 态探测：态相关荧光检测。使用 $|^2S_{1/2}, F=1\rangle \rightarrow |^2P_{1/2}, F=0\rangle$ 的共振光激发离子；处于亮态时散射产生荧光，处于 $|0\rangle$ 暗态时几乎无荧光，从而实现两态区分。

驱动 $|^2S_{1/2}, F=1\rangle \leftrightarrow |^2P_{1/2}, F=1\rangle$ 跃迁。在泵浦过程中，离子从 $|^2S_{1/2}, F=1\rangle$ 被激发至 $|^2P_{1/2}\rangle$ 超精细流形，随后通过自发辐射衰变，一部分返回至 $|^2S_{1/2}, F=1\rangle$ ，另一部分衰变至 qubit 基态 $|0\rangle \equiv |^2S_{1/2}, F=0, m_F=0\rangle$ 。由于 $^2S_{1/2}$ 基态流形具有 12.642 GHz 的超精细分裂， $|0\rangle$ 与泵浦光之间存在较大的频率失谐，在实验条件下几乎不会被再次激发。因此，该光学泵浦过程形成了有效的单向“布居泄漏”机制：离子一旦衰变至 $|0\rangle$ ，便从泵浦循环中退出。经过多次“激发-辐射”循环后，离子最终以接近确定性的概率被初始化至 $|0\rangle$ 态，实验结果如图 2.22 (b) 所示。该配置保证 $|^2S_{1/2}, F=1\rangle$ 超精细流形中的布居能够持续有效地参与泵浦过程。

2.7.2.3 态探测

离子量子态读出采用与内态相关的共振荧光探测方案。其基本原理是：仅当离子处于“亮态”时才会读出光作用下发生强散射并产生可观测荧光；当离子处于“暗态”时则与读出光远失谐，几乎不散射光子。

如图 2.22 (c) 所示，态读出激光共振驱动 $|^2S_{1/2}, F=0, m_F=0\rangle \rightarrow |e_1\rangle$ 跃迁， $|e_1\rangle \equiv |^2P_{1/2}, F=0, m_F=0\rangle$ 表示读出所用的激发态。当离子处于 $|^2S_{1/2}, F=1\rangle$ （亮态）时，离子被激发到 $|e_1\rangle$ 后通过自发辐射主要衰变回 $^2S_{1/2}$ 基态流形；其中衰变回 $|^2S_{1/2}, F=1\rangle$ 的布居可被读出光再次激发，从而在读出窗口内形成反复散射并产生荧光计数。读出过程中 935 nm 回泵光保持开启，用于将可能泄漏到 $^2D_{3/2}$ 态的布居及时泵回基态流形，避免亮态在读出窗口内“变暗”并提升读出信号的稳定性。当离子处于 $|0\rangle$ （暗态）时，由于与读出光存在较大的频率失谐，

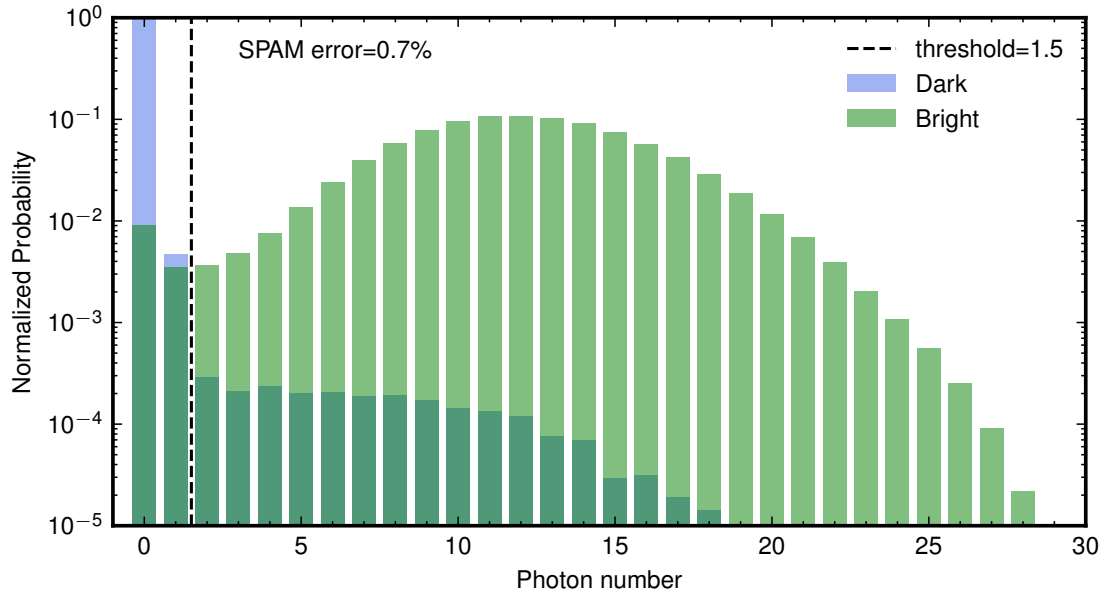


图 2.23 态探测光子计数统计与判别结果，图中给出了亮态与暗态在固定读出窗口内的光子计数分布，并据此确定判别阈值与读出保真度。

在读出窗口内几乎不发生散射，因此探测到的光子计数接近背景噪声。

实验中使用数值孔径为 $NA = 0.4$ 的物镜收集离子荧光，并由光电探测系统记录光子计数。经过优化后采用约 $180 \mu s$ 的读出时间窗口；在该时间尺度内可获得足够的光子统计，实现对 qubit 态的高保真区分，并抑制整体的 SPAM 误差。在数据判别中，亮态光子计数近似呈均值在 10–12 附近的泊松分布，而暗态计数主要集中在 0 与 1。因此选取光子计数阈值为 1.5：计数高于阈值判为亮态，低于阈值判为暗态。

实验中亮态读出保真度略低于暗态，其主要原因是读出过程中存在微弱的非共振激发：离子可能被非共振激发到 $|^2P_{1/2}, F = 1\rangle$ 流形，并随后衰变至 $|0\rangle$ ，从而提前退出荧光循环，在探测上表现为“亮态误判为暗态”。综合上述效应，本实验实现的 SPAM 保真度分别为：暗态 99.8%、亮态 98.7%，结果如图 2.23 所示。

利用荧光探测进行态读出需要对离子荧光进行高效收集与探测。如图 2.24 所示，在花岗岩平台下方集成了离子阱的态读出光路，整个光路由收集、成像与探测三部分组成：收集部分为一只 $NA = 0.4$ 的物镜，沿磁场方向放置于离子阱正下方；物镜对准后出射光近似为平行光，随后经焦距 $f = 300 \text{ mm}$ 的透镜聚焦到 PMT 上。图中 CCD 支路用于离子荧光与 PMT 的辅助对准，并通过电动翻转镜架实现 CCD/PMT 的切换。

2.7.3 935 nm/638 nm 回泵光

为防止离子在多普勒冷却过程中布居于亚稳态而中断冷却循环，实验中配置了两路回泵激光（638 nm 与 935 nm）。如图 2.25 所示，638 nm 激光器出射光

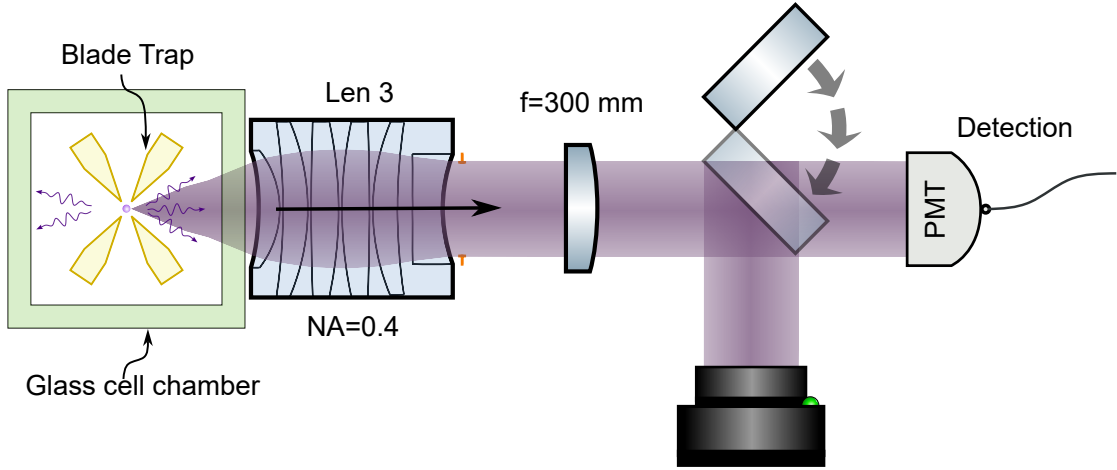


图 2.24 态读出荧光收集与探测光路示意图， $NA = 0.4$ 物镜收集离子荧光，经 $f = 300 \text{ mm}$ 成像透镜聚焦至 PMT；CCD 支路用于辅助对准，通过翻转镜切换。

经偏振分光棱镜（Polarizing Beam Splitter, PBS）分为两路：一路经二向色镜反射后与 935 nm 激光合束引至阱平台作为回泵光；另一路接入波长计用于监测。如上文所述，离子落入 ^2F 态的主要机制为真空中残余气体与离子的碰撞，而在真空条件较好的系统中该事件并不常见，因此实验中仅需对 638 nm 激光进行波长扫描，以覆盖所需的两条跃迁波长（638.609 nm 与 638.616 nm）即可满足该路线的回泵要求。935 nm 激光光路与 638 nm 类似：激光器出射光经半波片与 PBS 分为两路，反射一路接入波长计；透射一路经光纤耦合进入光纤 EOM。在光纤耦合前放置半波片，用于调整偏振以匹配光纤 EOM 的偏振轴；光纤 EOM 输出后与 638 nm 激光合束并送入阱平台。实验中对 935 nm 回泵光的频率稳定性要求不高，使用波长计（HighFinesse, WS-200）锁定即可满足需求。

2.7.4 单 qubit 门操作

2.7.4.1 微波单 qubit 门操作原理

在本文的实验中，会用到 $^{171}\text{Yb}^+$ 的基态超精细结构能级以及 Zeeman 能级，超精细能级分裂为 12.642 GHz。对于编码在超精细能级上的 qubit，常用的操控方案包括受激拉曼跃迁与微波直接驱动，其中微波驱动实现更为简洁、系统复杂度更低。本节介绍利用微波实现单 qubit 门操作的基本原理及其物理实现，如图 2.26 所示。为了方便理解，使用常见的钟态能级为例来解释微波单 qubit 门的原理，首先定义 qubit 基矢（钟态能级）为 $|0\rangle$ 与 $|1\rangle$ 。由于 qubit 编码在钟态能级上，约 12.642 GHz 的能级间距可由微波直接驱动。为便于计算，将 $|0\rangle$ 与 $|1\rangle$ 分别表示为 $|0\rangle = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}$ 、 $|1\rangle = \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix}$ ，任意量子态可写为 $|\psi\rangle = \alpha |0\rangle + \beta |1\rangle = \begin{bmatrix} \alpha \\ \beta \end{bmatrix}$ 。

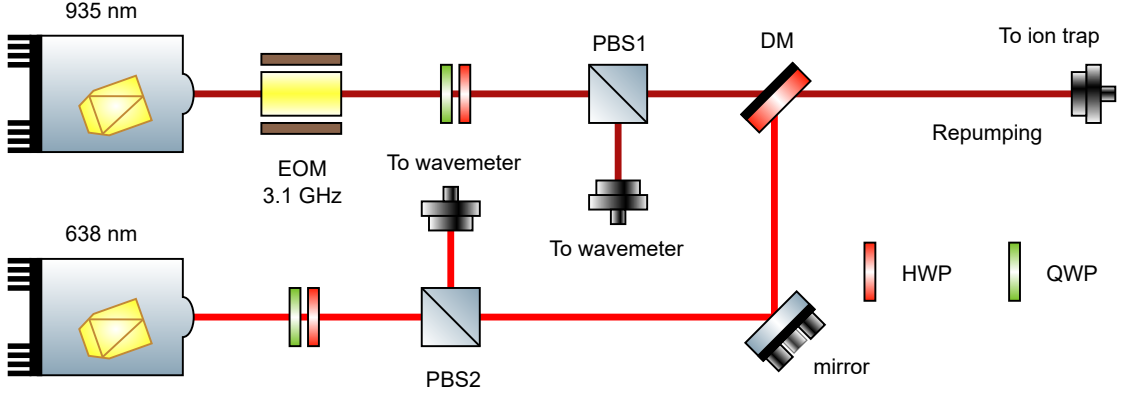


图 2.25 回泵激光系统，EOM 用于在 935 nm 激光中产生回泵所需的频率边带，两束光通过二向色镜 (DM) 进行合束并通过光纤传输到花岗岩平台上。

通常引入 Pauli 算符

$$\sigma_x = \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix} \quad \sigma_y = \begin{bmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{bmatrix} \quad \sigma_z = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix} \quad (2.16)$$

来描述单 qubit 门操作。它们满足 $\sigma_i^2 = \mathbb{I}$ ，且 $\sigma_z = -i\sigma_x\sigma_y$ 、 $\sigma_y = i\sigma_x\sigma_z$ ，其中 $\mathbb{I}$ 为单位矩阵；同时 $\sigma_z |0\rangle = |0\rangle$ 、 $\sigma_z |1\rangle = -|1\rangle$ 。忽略 qubit 子空间外的其他能级，设两能级的本征角频率分别为 ω_0 与 ω_1 ，两能级差为 $\omega_{10} = \omega_1 - \omega_0$ ，则离子的静态哈密顿量可写为

$$H_{\text{ion}} = -\hbar\omega_{10} |1\rangle\langle 1|. \quad (2.17)$$

共振微波对离子的作用可视为离子磁偶极矩与交变磁场的相互作用，其哈密顿量为

$$H_{\text{int}} = \vec{\mu} \cdot \vec{B}, \quad (2.18)$$

其中 $\vec{\mu} = \vec{e} \mu_{01} |0\rangle\langle 1| + \vec{e} \mu_{10} |1\rangle\langle 0|$ 为钟态 qubit 的磁偶极矩，且 $\mu_{01} = \mu_{10}^*$ ；磁场可写为 $\vec{B} = \vec{n} B \cos(\Phi(t) + \phi_0)$ ，其中 $\Phi(t) = \omega_{10}t + F(t)$ ， $F(t)$ 为相位调制函数， ϕ_0 为微波初始相位。将上述表达式代入并写成矩阵形式，可得

$$H_{\text{int}} = \hbar \begin{bmatrix} 0 & \Omega \cos(\Phi(t) + \phi_0) \\ \Omega^* \cos(\Phi(t) + \phi_0) & 0 \end{bmatrix}, \quad (2.19)$$

其中 $\Omega = \vec{e} \cdot \vec{n} \mu_{01} B/\hbar$ ， $\Omega^* = \vec{e} \cdot \vec{n} \mu_{10} B/\hbar$ 为拉比频率。使用旋转坐标变换 $U = e^{-i\Phi(t)\sigma_z/2}$ 并采用旋波近似省略频率为 $2\Phi(t)$ 的高频项，仅保留低频项，得到变换后的哈密顿量

$$\tilde{H} = -\frac{\hbar}{2} [\Omega \cos(\phi_0) \sigma_x + \Omega \sin(\phi_0) \sigma_y - f(t)\sigma_z], \quad (2.20)$$

其中 $f(t) = \dot{F}(t)$ 。当 $f(t) = 0$ 时，

$$\tilde{H} = -\frac{\hbar}{2} [\Omega \cos(\phi_0) \sigma_x + \Omega \sin(\phi_0) \sigma_y]. \quad (2.21)$$

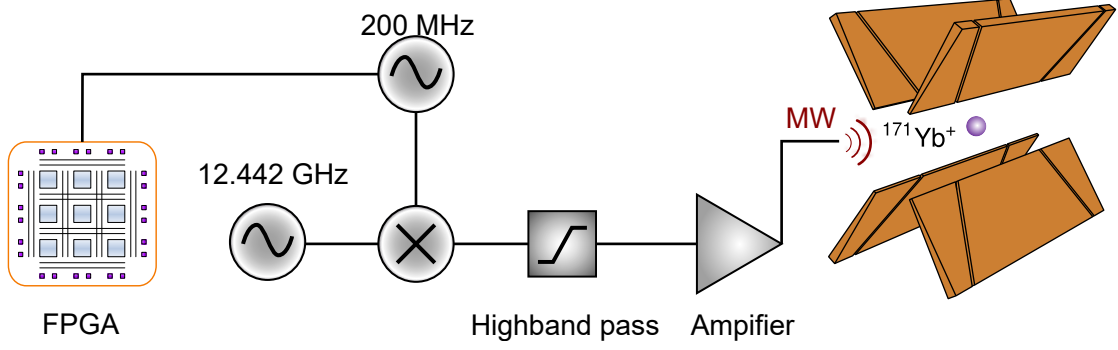


图 2.26 微波控制系统，由信号源产生的 12.442 GHz 信号与 200 MHz 信号经过混频器和滤波器后产生用于驱动离子的 12.642 GHz 信号，再经过功率放大器放大后输入到离子阱上。

对应的单 qubit 旋转算符为

$$U_0(t) = e^{-i\hat{H}t/\hbar} = e^{\frac{i}{2}[\cos(\phi_0)\sigma_x + \sin(\phi_0)\sigma_y]\Omega t}. \quad (2.22)$$

令 $\theta = \Omega t$ ，该操作等效于在 Bloch 球上绕向量 $\mathbf{n} = (\cos \phi_0, \sin \phi_0, 0)$ 旋转角 θ 的旋转；对于初态为 $|0\rangle$ 的 qubit，旋转后可制备到

$$|\psi\rangle = \begin{bmatrix} \cos(\theta/2) \\ ie^{i\phi_0} \sin(\theta/2) \end{bmatrix}. \quad (2.23)$$

因此，通过控制微波的幅度、相位与作用时间，可以实现对离子的任意单 qubit 相干操作。

2.7.5 微波系统

本文实验中的离子单 qubit 操作均采用微波实现。实验上，使用微波模拟信号发生器（Agilent, E8257D）产生 12.442 GHz 微波本振信号，再通过任意波形发生器（Arbitrary Waveform Generator, AWG, Spectrum, DN2.663-02）产生 200 MHz 射频信号，二者共同输入混频器后产生 12.642 GHz 的微波信号以驱动 qubit 翻转，多余的频率成分通过滤波器进行过滤。为获得更短的单 qubit 操作时间，如图 2.26 所示，使用功率放大器对微波信号进行放大，并通过微波喇叭将其辐射到离子阱区域。通过控制 200 MHz 信号的开关、幅度与相位，即可灵活调制输出微波脉冲的包络与相位，实现任意的微波单 qubit 操作。

2.8 离子阱节点性能测试

TI 节点搭建完成后，需要对其关键性能进行测试。为验证 TI 节点长时间稳定运行能力及高保真度单 qubit 门操控性能，我们开展了基于 Kibble-Zurek (KZ) 机制破缺的单离子量子模拟实验。该实验通过在不同淬火速率下测量非平衡相变中的缺陷产生统计，综合运用了离子态制备与读出、回泵光系统以及微波单 qubit 操控，对节点稳定性与操控精度提出了严格的要求。这两项能力直接决定

了后续离子-光子纠缠态层析和 TI-QM 纠缠验证实验的测量精度，因此该实验可作为 TI 节点面向混合量子网络应用的性能基准测试。本节对该实验的物理机制与主要结论作简要阐述。

2.8.1 Kibble-Zurek 机制破缺理论

凝聚态物理与统计物理的一个基本目标，是阐明量子多体系统在何种条件下呈现普适行为。对于平衡态体系，尤其在连续相变附近，Ginzburg-Landau-Wilson (GLW) 范式给出了清晰的理论图景：体系可按对称性与空间维数分类，其临界行为由一组临界指数刻画^[155]。在非平衡情形下，普适性的出现更为微妙，但 KZ 机制仍提供了重要的统一框架^[156-159]。KZ 机制描述系统在有限淬火时间 τ_Q 内被缓慢驱动穿越连续相变时的动力学：当控制参数 g 逼近临界值 g_c 时，弛豫时间随约化参数

$$\epsilon = \frac{g - g_c}{g_c} \quad (2.24)$$

发散，并满足标度关系

$$\tau \sim |\epsilon|^{-z\nu}, \quad (2.25)$$

其中 z 与 ν 分别为动力学临界指数与关联长度临界指数。弛豫时间的发散意味着在临界点附近绝热演化不可避免地失效。对于线性淬火过程 $\epsilon = t/\tau_Q$ ，有效的非平衡弛豫时间可由冻结时间 $\hat{t}$ 来表征，其由条件 $\tau(\hat{t}/\tau_Q) = \hat{t}$ 确定，从而得到 $\hat{t} \sim \tau_Q^{z\nu/(1+z\nu)}$ 。进一步地，这一结果给出了非平衡 KZ 关联长度尺度 $\hat{\xi} \sim |\epsilon(\hat{t})|^{-\nu}$ ，它控制了冻结时刻序参量的特征尺度，并决定了相变过程中形成畴的典型大小。因此，在 d 维空间中，点状拓扑缺陷的密度满足如下普适标度关系： $n \sim \hat{\xi}^{-d} \sim \tau_Q^{-d\nu/(1+z\nu)}$ 。

在量子领域，KZ 机制为缓慢驱动的量子相变 (quantum phase transition, QPT) 中的缺陷产生提供了有效理论框架^[159-162]，并已成为量子模拟器和量子计算机中广泛使用的基准理论^[9,163-172]。尽管 KZ 标度在接近绝热极限、激发较少时能够有效描述缺陷形成^[162]，但在中等或快速淬火条件下往往不足以刻画真实动力学。近期研究指出，在该区间存在对 KZ 行为的普适偏离：缺陷密度不再主要由淬火速率决定，而是由最终淬火深度 ϵ_f 主导^[173-177]。具体而言，当淬火时间满足

$$\tau_Q \lesssim \epsilon_f^{-(z\nu+1)} \quad (2.26)$$

时，缺陷密度出现饱和并与 τ_Q 近似无关，转而呈现

$$n \sim \epsilon_f^{d\nu} \quad (2.27)$$

的标度形式。

关于平均缺陷数 KZ 标度破缺的实验现象，已在多个平台得到观测，包括离子阱系统^[178-181]、跨越超流转变的超冷玻色与费米气体^[182-185] 以及超导环体系^[186]。然而，这些研究多聚焦于传统 KZ 设定，即系统从高对称相被驱动进入对称性破缺相；对于中等与快速淬火区间的普适性问题仍缺乏系统探讨。在实验上更为现实且常见的一类方案，是淬火协议从临界点附近出发（例如处于冻结区间附近）。这一情形在控制场可调范围有限、系统参数可达性受限的实验条件下尤为自然。已有工作基于有限尺寸标度对慢淬火进行了定性分析^[187]，并与 KZ 图景相容；相比之下，快速淬火区间仍缺乏充分研究。从临界点附近出发的协议可能呈现更丰富的动力学现象，同时理论处理往往更具可解析性，为理解非平衡临界动力学提供新的切入点。

本实验利用经过优化的 TI 节点作为量子模拟器来构造一维横场量子伊辛模型（transverse field Ising model, TFQIM），对穿越量子相变过程中产生的缺陷全计数统计开展实验研究，覆盖慢驱动与快速穿越两类动力学区间。以量子临界点作为初态，实验揭示了一组由最终淬火深度控制的新的普适标度关系：平均缺陷数的对数及其方差均随 ϵ_f 近似线性增长，而第三阶累积量呈现次主导的二次修正。进一步地，在慢驱动区间，实验证明即便淬火从临界点开始，各阶累积量仍遵循类 KZ 的普适标度。最后，实验表明在两类动力学情形下，缺陷对保持次泊松统计，而缺陷数呈现超泊松统计特征。上述实验结论分别得到了快速淬火极限下的精确理论结果，以及慢驱动区间中解析近似与数值模拟的联合支持。

2.8.2 临界点附近的量子淬火动力学实验验证

2.8.2.1 横场量子伊辛模型与缺陷统计的理论框架

TFQIM 为研究平衡与非平衡量子相变提供了一个便利的理论平台^[155,161-162,188]。其哈密顿量可写为

$$\hat{\mathcal{H}}(t) = -J \sum_{m=1}^L (\hat{\sigma}_m^z \hat{\sigma}_{m+1}^z + g \hat{\sigma}_m^x), \quad (2.28)$$

其中， $\hat{\sigma}_m^{x,z}$ 表示第 m 个自旋上的泡利算符，并取周期性边界条件，同时我们选取偶数的 L 。这里， g 控制横场强度， $J \equiv 1$ 用来固定能量尺度，并倾向于形成铁磁有序。二级相变临界点 $g_c = \pm 1$ 将铁磁相 ($|g| < 1$) 与顺磁相 ($|g| > 1$) 分隔开来。

TFQIM 的哈密顿量可以映射为一组彼此独立的两能级系统（TLS）的直和：

$$\begin{aligned} \hat{\mathcal{H}}(t) &= \sum_{k>0} \hat{\phi}_k^\dagger [(g - \cos k)\sigma^z + \sin k \sigma^x] \hat{\phi}_k \\ &= \sum_{k>0} \epsilon_k(g) \left(\hat{\gamma}_k^\dagger(t) \hat{\gamma}_k(t) + \hat{\gamma}_{-k}^\dagger(t) \hat{\gamma}_{-k}(t) - 1 \right), \end{aligned} \quad (2.29)$$

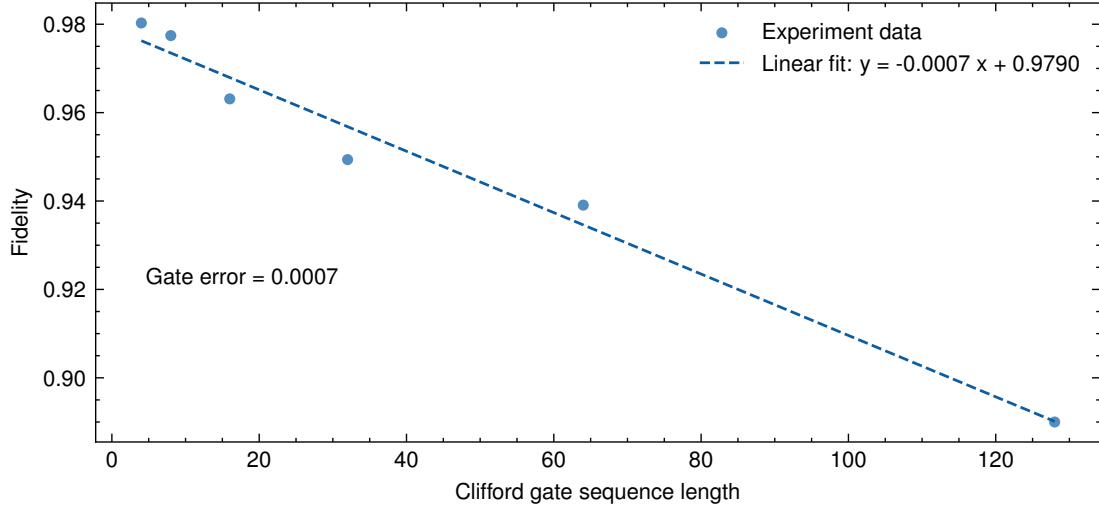


图 2.27 单离子 qubit 微波操作随机基准测试，根据线形拟合结果可得到单离子 qubit 微波操作保真度可达 99.93%。

其中 $\hat{\phi}_k = (\hat{c}_k, \hat{c}_{-k}^\dagger)$ 包含产生与湮灭算符，动量量子化为 $k = \frac{\pi}{L}, \frac{3\pi}{L}, \dots, \pi - \frac{\pi}{L}$ 。每个模所对应的动量空间哈密顿量可由 Bogoliubov 算符 $\hat{\gamma}_k(t)$ 对角化。相应的本征能量 $\epsilon_k(g)$ 呈现出避免交叉结构；在形如 $g(t) = g(0) + t/\tau_Q$ 的缓慢线性扫描过程中，模 $(-k, k)$ 上会以 Landau-Zener (LZ) 跃迁概率 p_k 产生准粒子激发对^[9,161]。对于终止于 $g(\tau_Q) = 0$ 的过程，缺陷对的平均数满足标度关系

$$\kappa_1 = \sum_{k>0} \langle \hat{\gamma}_k^\dagger(\tau_Q) \hat{\gamma}_k(\tau_Q) \rangle \sim \tau_Q^{-1/2}, \quad (2.30)$$

这与在 $z = \nu = 1$ 情形下的 KZ 机制预言相一致^[160-162,189]。

更一般地，对于给定的最终淬火深度（相对于临界点定义） $\epsilon_f = g_f - g_c$ ，对应的缺陷对数算符在动量空间中可写为 $\hat{N} = \sum_{k>0} \gamma_k^\dagger(\epsilon_f) \gamma_k(\epsilon_f)$ 。缺陷对的平均数即为 $\kappa_1 = \langle \hat{N} \rangle$ 。在跨越临界点 g_c 的快速淬火过程中，这一平均值与淬火深度呈线性标度关系， $\kappa_1 \sim \epsilon_f$ ，这与在 $d = \nu = 1$ 情形下的普适快速淬火标度结果一致^[173]。

对超越 KZ 机制的非平衡动力学进行表征的一种重要方式，是研究缺陷的全计数统计^[165-167,171,190-197]。观测到缺陷数算符 $\hat{N}$ 的本征值 n 的概率 $P(n) = \langle \delta(\hat{N} - n) \rangle$ 可以用累积量来刻画，其定义来自如下形式展开：

$$\log \langle e^{i\theta \hat{N}} \rangle = \sum_{q=1}^{\infty} \kappa_q (i\theta)^q / q!. \quad (2.31)$$

实验与理论所关注的缺陷对数分布 $P(n)$ 与总缺陷数分布之间存在简单关系^[166]。各阶累积量都是跃迁概率 p_k 的函数；并且当 $\sum_k p_k \gg \sum_k p_k^2$ 时（这正是慢淬火中通常满足的情况），各阶累积量都与平均值成正比，即 $\kappa_q \propto \kappa_1$ 。对于从顺磁相淬火到铁磁相的过程，所有 κ_q 都服从 KZ 标度，也就是说， $\kappa_q \propto \tau_Q^{-1/2}$ ^[165,191]。

在量子计算机中利用真实自旋来测量缺陷统计在实践上几乎不可行，这是

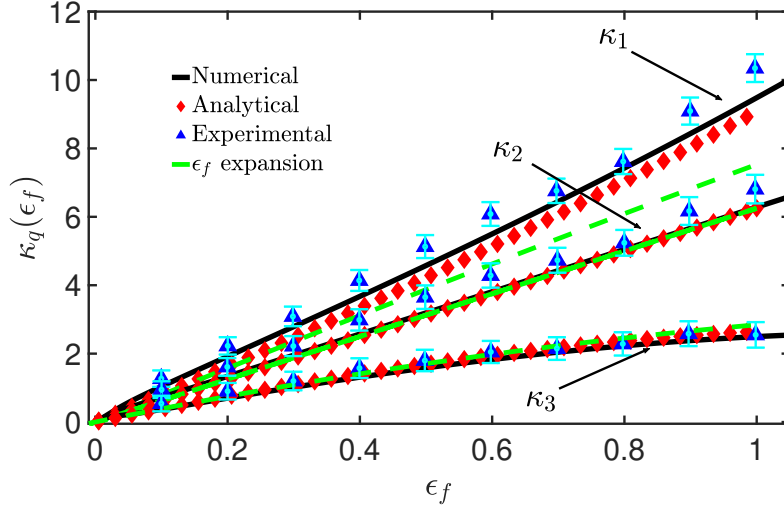


图 2.28 $g_i = -1.01$ 时缺陷对的前三阶累积量随淬火深度的变化，从接近临界点的初始参数 $g_i = -1.01$ 出发，将淬火深度 ϵ_f 从 0 增加到 1。图中对比了数值计算（黑点）、解析近似（红色圆点与绿色虚线）与实验结果（蓝色三角）。方差与第三阶累积量与理论符合良好；平均值仅在靠近临界点时与线性行为完全一致，远离临界点后出现轻微偏差。

因为对于任意 $g_f \neq 0$ ，即使在 TFQIM 中，缺陷数算符的自旋算符表示也极其复杂。特别地，通过 Jordan-Wigner 逆变换将缺陷数算符 $\hat{N}$ 表示为自旋算符后，它通常会包含任意长度的多体自旋相互作用项，这远远超出了当前量子器件的实现能力。因此，尽管 TFQIM 在动量空间中是可积的，但在有限淬火深度下，于自旋空间中对缺陷进行计数的复杂性，与更复杂的相互作用多体系统相比也并不逊色。

离子阱系统^[9-10,165] 为逐模直接访问精确的缺陷数算符提供了一个独特而理想的平台。凭借这一能力，我们得以首次在实验上研究快速淬火区域中的缺陷全计数统计。为此，使用同一个 $^{171}\text{Yb}^+$ 超精细 qubit 来模拟与每一个 k 值相对应的动量模。超精细基态 $|0\rangle \equiv |^2S_{1/2}, F=0, m_F=0\rangle$ 和 $|1\rangle \equiv |^2S_{1/2}, F=1, m_F=0\rangle$ 构成一个有效的 TLS。第 k 个模的哈密顿量可以映射为啁啾微波驱动下的一个有效受驱动 qubit 哈密顿量^[165]：

$$\hat{H}_k^{\text{TLS}} = \frac{1}{2} \hbar (\Delta_k(t) \hat{\sigma}_z + \Omega_R \hat{\sigma}_x), \quad (2.32)$$

其中， $\Omega_R = 4J/\hbar$ 为拉比频率， $\Delta_k(t) = 4J[g(t) + \cos k]/(\hbar \sin k)$ 为随时间变化的失谐量。在实验中， Ω_R 由微波幅度设定，而 $\Delta_k(t)$ 则通过 AWG 编程控制瞬时微波频率（即啁啾）来实现。在每一次实验运行中，首先将 qubit 制备在 $g(0) = g_i$ 时 $\hat{H}_k^{\text{TLS}}$ 的基态上。随后，通过将 $g(t)$ 以由 $1/\tau_Q$ 决定的速率从 g_i 扫描到 g_f 来实施一次淬火。在扫描结束后，再施加一个末态基矢旋转，将最终 $\hat{H}_k^{\text{TLS}}$ 的基态映射到 $|0\rangle$ ，激发态映射到 $|1\rangle$ ，从而可以将激发直接读出为亮态。在小节 2.7.5 中已经描述过微波驱动信号的产生方式。通过使用 AWG 对 200 MHz RF 信号的幅度、相位和频率进行编程，可以产生式 2.32 中所需的 Ω_R 和 $\Delta_k(t)$ ，实现任意单

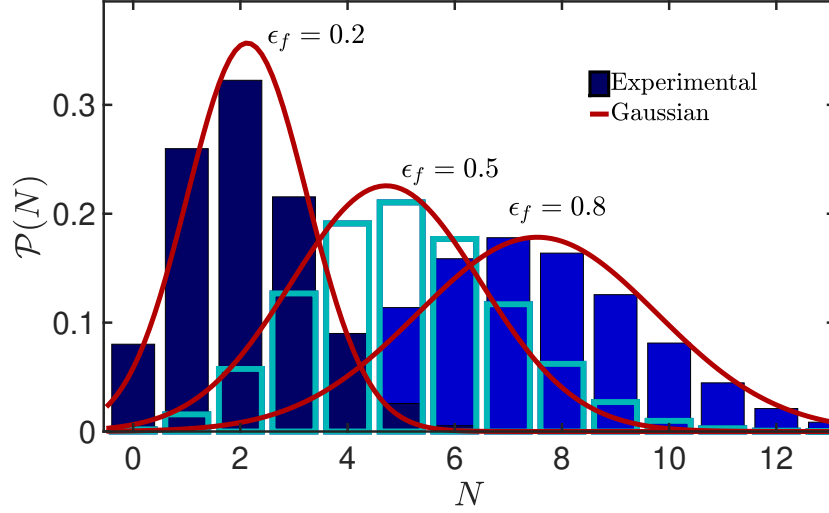


图 2.29 缺陷对数目的直方图分布，在不同淬火深度 ϵ_f 处停止的突变淬火过程中，缺陷对数目的直方图分布。当采用实验结果的初始值 $g_i = -1.01$ 时，数据与高斯极限定理所对应的极限分布表现出高度一致的匹配。

qubit 门操作。

对于一次典型的单模测量，实验上首先对离子进行多普勒冷却，然后通过光抽运将 qubit 初始化到 $|0\rangle$ ，随后施加预先编程好的微波脉冲序列，以实现所选 k 模的有效动力学模拟，最后利用态读出激光来测量第 k 个 TLS 的亮态布居 p_k 。在该实验中，荧光由数值孔径为 0.64 的物镜收集。 $|0\rangle$ 的初始化保真度超过 99%，而总的态制备与测量 (SPAM) 误差小于 1%。在实验进行前，为了保证模拟结果的准确性，对单离子 qubit 的微波操作进行了随机基准测试，得到的操作保真度为 99.93%，如图 2.27 所示。

2.8.2.2 快速淬火区间中缺陷累积量的实验结果与理论分析

在快速淬火动力学的实验实现中，初始横场被设定在接近临界点的位置，即 $g_i = -1.01$ ，并选取 $\tau_Q = 0.07$ ，以确保时间演化处于深度快速淬火区域。这一参数区间直接对应于现有理论预测所研究的区域^[173,176]。除了理论上的考虑之外，这一参数选择也与实验装置的实现条件相适配，同时仍能较为精确地近似从临界点开始淬火的情形。

在实验中，态变换是通过微波驱动囚禁离子来实现的；该微波信号的波形由数值程序 (Python) 生成并上传至 AWG。AWG 输出的是离散化波形，其最小采样时间间隔由采样率决定。在波形生成代码中，采样点数被设定为

$$t_N = \left\lfloor \frac{g_f - g_i}{4} \tau_Q \frac{T_R}{2\pi} \frac{1}{dt} \right\rfloor, \quad (2.33)$$

其中， $T_R = 2.78 \times 10^{-5}$ s 是微波拉比振荡周期， $dt = 0.2 \times 10^{-8}$ s，这一数值已经接近 1.25 GSa/s 的 AWG 的采样极限。对于系统大小 $L = 100$ ，淬火深度在区间

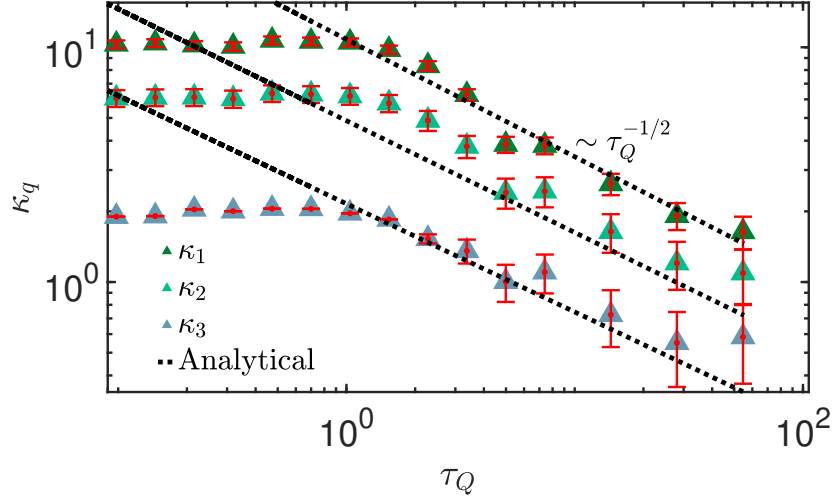


图 2.30 慢驱动区间中前三阶缺陷对累积量的 Kibble-Zurek 幂律标度及其在快速淬火区间的破缺行为，图中同时给出了实验数据、数值模拟结果与解析近似，显示出在幂律区间内高度一致的整体标度行为（实验与数值计算中均取 $L = 100$ ， $g_i = -1.01$ ）。

$g_f \in [-1, 0]$ 内变化，用相对于临界点的距离 $\epsilon_f = g_f + 1$ 来参数化最终淬火深度，其中 $\epsilon_f \in [0, 1]$ 。如果将 g_i 精确设为 -1 ，那么当 g_f 接近 -1 时，差值 $g_f - g_i$ 会变得非常小，使得 t_N 可能下降到仅有几个采样点，甚至为零。因此，得到的离散化波形会过于粗糙，无法被可靠地产生，使得相应的实验序列在实际操作中不可行。基于这一技术原因，我们改为选择一个略微偏移的初始值（ $g_i = -1.01$ ），以确保在整个扫描范围内都具有足够数量的采样点。当然，这样的波形生成方案不可避免地会在 g_f 远离临界点时导致实验时间长，但这也能够进一步检验 TI 节点的长时间运行的能力。这一选择避免了波形长度趋于零的问题，同时并不会改变分析结果与结论。

如图 2.28 所示，实验获得的 $P(n)$ 的平均值与方差彼此成正比，并且都以很高精度呈线性增长。相比之下，第三阶累积量的增长更为缓慢，这与拉伸幂律行为一致。

对实验结果的理论分析由理论合作者 Adolfo del Campo 团队提供，本文将对其进行简单介绍。首先对初始参数 $g_i = -1$ 的情形精确计算了分布 $P(n)$ 的前三阶累积量，并进一步将其对最终淬火深度 g_f 级数展开至二阶，从而系统分析其解析性质。快速淬火极限下的物理图像可由初态基态 $|\text{GS}_k(g_i = -1)\rangle$ 与末态激发态 $|\text{ES}_k(g_f)\rangle$ 在第 k 个动量模上的重叠精确刻画，其对应的激发概率为（详细推导见文献^[198]）

$$p_k = |\langle \text{GS}_k(g_i) | \text{ES}_k(g_f) \rangle|^2, \quad (2.34)$$

首先，理论检验了平均值关于 ϵ_f 的低阶展开。尽管它在临界点附近与数值结果符合得非常精确，但仍会出现轻微偏差。相比之下，第二阶累积量在任意淬

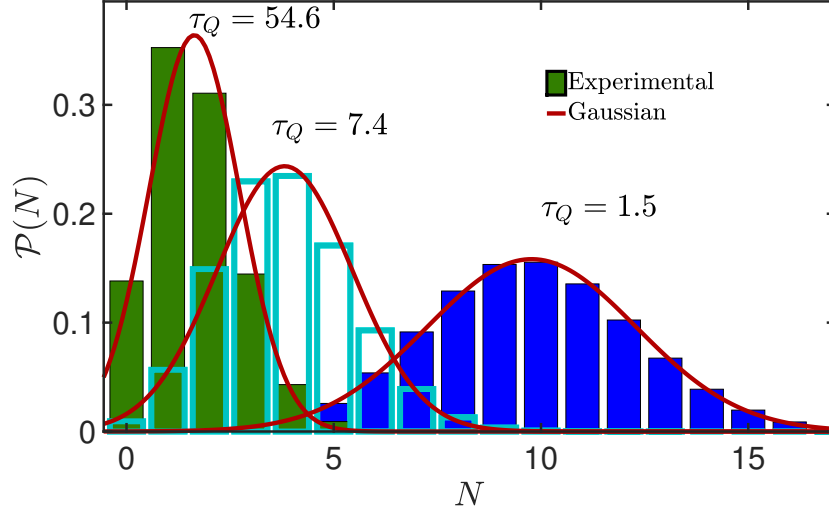


图 2.31 慢驱动条件下的缺陷对数统计分布，在较短淬火时间下可观察到轻微偏离，而在幂律标度区间内，实验结果与由极限高斯分布给出的理论预测高度一致 ($\tau_Q = 1.5, 7.4, 54.6$, $L = 100$, $g_i = -1.01$)。

火深度下都严格地与 ϵ_f 呈线性关系，

$$\kappa_1 \approx \frac{L}{4\pi} \left[\epsilon_f + \frac{\pi-4}{8} \epsilon_f^2 - \frac{3\pi-10}{24} \epsilon_f^3 - \frac{15\pi-48}{128} \epsilon_f^4 \right] + O(\epsilon_f^5), \quad (2.35)$$

$$\kappa_2 = \frac{L}{16} \epsilon_f. \quad (2.36)$$

精确解析结果、数值结果和实验结果之间的比较如图 2.28 所示。尽管方差严格遵循线性斜率，但平均值在偏离临界点时会出现轻微偏离。为了说明实验结果中快速淬火标度的适用范围，理论针对相同的模数 $L = 100$ 和初始横场 $g_i = -1.01$ ，采用更短的淬火时间 $\tau_Q = 0.01$ 计算了数值累积量，从而可以与 $\tau_Q = 0$ 的精确瞬时淬火极限直接比较。分析结果还进一步表明，在 $g_i = -1.01$ 时，对 $g_f = 0$ 进行二阶展开可在更宽的范围内为平均值提供略好的结果，详细推导见文献^[198]。

不同于平均值的是，其关于 ϵ_f 的二阶项已不再可以忽略，从而导致偏度修正项出现显著抑制：

$$\kappa_3 = \frac{L}{32\pi} \left[\epsilon_f - \frac{\pi-2}{128} \epsilon_f^2 - \frac{3\pi-10}{192} \epsilon_f^3 \right] + O(\epsilon_f^4), \quad (2.37)$$

其中二次项的系数已经超过一次项。这一行为清楚地体现在图 2.32 中，并且在解析结果、数值计算与实验测量之间表现出高度一致性。为增强区分度，图中展示的是缺陷对数的累积量。有关于快速淬火情形下累积量的详细推导见文献^[198]。

由上述结果得到的一个重要结论是：缺陷对数分布在整个参数区间内始终保持次泊松统计特征^[177,196-197]，即

$$\frac{\kappa_2}{\kappa_1} < 1, \quad \frac{\kappa_3}{\kappa_1} < 1. \quad (2.38)$$

这与传统临界动力学情形^[165-167,191] 明显不同，后者缺陷对数的累积量呈现超泊

松特征,

$$2\kappa_2 > \kappa_1, \quad 4\kappa_3 > \kappa_1, \quad (2.39)$$

这表明存在一种超越传统 KZ 图景的、实验上可实现的快速淬火统计区域, 而这一点也得到了全息超流体模型中的数值结果支持^[176]。

通过分析缺陷对的统计性质来验证这些解析近似。在热力学极限下, 跃迁概率 p_k 成为关于 k 的连续函数, 对应的极限分布为高斯分布。该分布完全由前两阶累积量 κ_1 和 κ_2 所表征, 而第三阶累积量 κ_3 则刻画了偏度修正消失的速率。因此, 这些极限分布呈现出与顺磁初态下 KZ 标度区域相似的行为: 峰值位置和分布宽度按比例缩放。如图 2.29 所示, 实验得到的 $P(n)$ 直方图与高斯分布高度吻合, 其中平均值和方差均由实验数据确定。

2.8.2.3 从临界点出发的慢驱动

离子阱还能够在慢驱动极限 $\tau_Q \gtrsim 1$ 下, 对前三阶累积量的标度行为进行实验研究。这些量子模拟对应于相同的初始横场, 其取值位于临界点附近 ($g_i = -1.01$), 同时保持最终淬火深度固定为 $g_f = 0$, 并将 τ_Q 从快速淬火极限开始的区域变化到接近绝热动力学的范围。正如图 2.30 所示, 这些累积量表现出从快速淬火平台到幂律衰减 $\sim \tau_Q^{-1/2}$ 的特征性交叉, 这与 KZ 标度行为相一致, 尽管淬火是从临界点开始的。

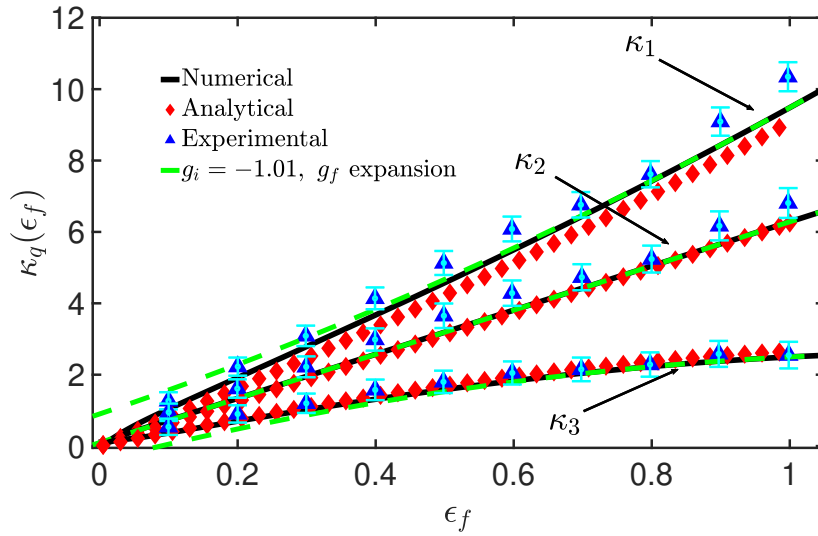


图 2.32 $g_i = -1$ 时前三阶累积量随淬火深度的变化, 对于该情形, 二阶 g_f 展开与实验结果、数值结果以及精确解析结果之间呈现出高度一致。

为了补充这些实验结果, 采用近似解析和数值方法来分析系统动力学。尽管每个模的精确含时波函数都可以用抛物柱函数表示^[177], 但要确定其正确的线性组合, 并在慢驱动区间获得其极限形式, 在解析上仍然难以处理。由于动量表象中的 $\cos k$ 项起到类似于有限初始 g_i 项的作用, 并且含时薛定谔方程在最

低阶上依赖于组合变量 $k^2\tau_Q$ ，因此跃迁概率预期会继承这种标度行为。通过少量数值输入可进一步改进这一点，结果显示出一种特征性的指数抑制形式，即 $p_k \approx e^{-\pi k \sqrt{3\tau_Q/2}}$ ，如图 2.33 所示。这一假设的数值验证细节见文献^[198]。

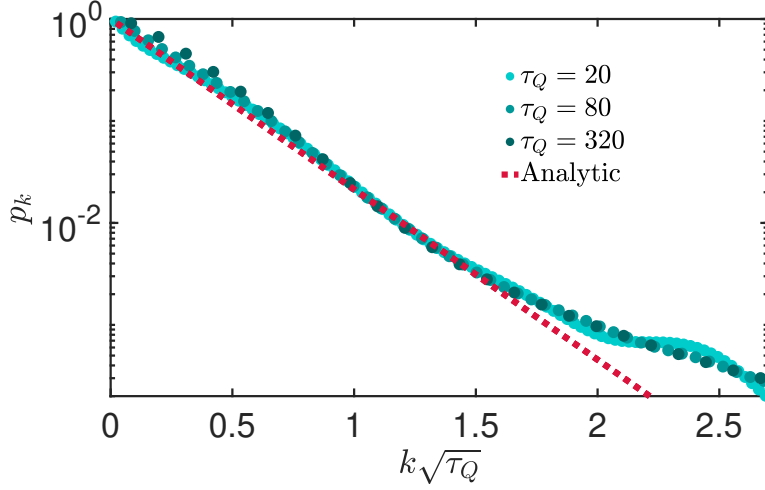


图 2.33 慢驱动极限下不同 τ_Q 值对应的激发概率，呈现出近似的指数衰减，在半对数图中通过拟合加以呈现。

与大初始 g_i 情况下的 KZ 标度场景类似，主导贡献来自低动量区域，这直接导致所有累积量都具有相同的 $\tau_Q^{-1/2}$ 标度，不过其系数彼此不同。与大初始 g_i 情况下一般表现出的次泊松行为形成鲜明对比的是：无论是在 KZ 标度区间，还是在改变 g_f 的快速淬火过程中，累积量比值都会增大。特别地，在指数近似下，可以得到累积量的近似标度 $\kappa_1 \approx L(6\pi^4\tau_Q)^{-1/2}$ ， $\kappa_2 \approx L(6\pi^4\tau_Q)^{-1/2}/2$ ， $\kappa_3 \approx L(6\pi^4\tau_Q)^{-1/2}/3$ ，这意味着缺陷对数目的方差和偏度仍然保持次泊松特性，即 $\kappa_2 < \kappa_1$ ， $\kappa_3 < \kappa_1$ 。

这些解析近似除了一个较小的常数前因子差异外，与实验数据吻合得很好，如图 2.30 所示。值得注意的是，在慢驱动区间，缺陷数累积量同样表现出超泊松行为，这凸显了慢驱动区间中传统缺陷统计性质的一种非平凡修正。特别地，超越最低阶指数近似之后，一些微小偏差会打破这种等价性，使方差整体表现出超泊松特征，即 $\kappa_1 < 2\kappa_2$ ；而等式 $4\kappa_3 > \kappa_1$ 则已经能够由指数近似直接捕捉到。这些细微修正在线性累积量比值中体现得最为清楚，详细理论分析见文献^[198]。

最后，关于缺陷统计的理论预言与实验结果如图 2.31 所示。在幂律标度区间内，观察到数值模拟与解析预言之间极好的一致性。在较短驱动时间、即 $\tau_Q \sim \mathcal{O}(1)$ 附近，会出现一个快速淬火平台，导致轻微偏差；不过，分布的总体高斯特征仍然保持不变。

该实验综合运用了离子的态制备与读出以及微波单 qubit 操控，在长达数小时的连续测量中保持了系统的稳定性。因此，该实验不仅揭示了超越传统 KZ 图景的非平衡临界动力学新特征，更重要的是作为 TI 节点的性能基准测试，充分验证了节点在长时间运行下的高稳定性与高保真度相干操控能力，为后续开展

离子-光子纠缠态层析以及跨实验室的 TI-QM 纠缠验证实验奠定了可靠的性能基础。

2.9 本章小结

本章围绕离子阱节点的搭建与性能优化展开，旨在构建一个高稳定性、高效率且具备长时间运行能力的 TI 节点，为后续混合量子网络中的纠缠产生与验证提供基础。首先，阐述了离子阱的基本束缚原理以及 $^{171}\text{Yb}^+$ 离子的能级结构与 qubit 编码方案。随后，针对光子收集效率，介绍了基于大数值孔径 (NA=0.64) 物镜的飞行光子成像与收集系统，以及与之适配的高通光玻璃真空腔和全金属刀片电极结构，并实现了高保真度的单脉冲激发。接着，通过优化真空系统以及构建模块化的态操作系统，显著提升了节点的长期运行稳定性。在此基础上，介绍了基于 FPGA 的单脉冲选择系统与主被动结合的磁屏蔽系统，将离子 qubit 的相干时间延长至约 0.989 ms，并实现了高保真度的态制备与读出 (SPAM 误差约 0.7%) 以及微波单 qubit 门操控 (保真度达 99.93%)。最后，通过开展基于 Kibble-Zurek 机制破缺的量子淬火动力学实验，验证了 TI 节点在长时间运行下的稳定性与高保真度相干操控能力。上述工作为后续章节开展离子-光子纠缠制备、量子频率转换以及异构节点互联实验奠定了坚实的节点基础。

第 3 章 固态量子存储器节点

稀土离子 (rare-earth ions, REI) 的 $4f-4f$ 光学跃迁在掺杂到固体材料中时通常表现出较大的静态非均匀展宽, 量级一般约为 10 GHz ^[199-200]。然而, 由于最外层 $5s$ 和 $5p$ 电子的屏蔽作用, 这些跃迁在低温条件下又可以具有非常窄的均匀展宽, 通常可达到 kHz 量级^[201-202]。较大的非均匀展宽为体系提供了较宽的工作带宽, 而极窄的均匀展宽则意味着较长寿命的光学相干性。因此, 基于光子回波技术的稀土离子掺杂固体在经典光学数据存储领域已具有较长的发展历史^[203-206]。借助光谱烧孔技术^[207], 这种非均匀展宽可以被灵活调控, 使低噪声量子存储成为可能^[208]。基于原子频率梳 (atomic frequency comb, AFC)^[209] 和梯度回波存储 (gradient echo memory, GEM) 协议^[210-212], 研究人员已经在固态材料中实现了高保真、高效率的量子存储^[120-121]。目前, 该体系已取得了一系列突出的量子存储性能指标, 包括高达 80.3% 的存储效率^[213]、 20 ms 的存储时间^[214], 以及在时间域^[129,134-135,214-216]、空间域^[132,140] 和频谱域^[130,132-133,136] 上的高复用度存储能力。目前研究较为广泛的稀土离子主要包括 Eu^{3+} 、 Er^{3+} 、 Pr^{3+} 、 Nd^{3+} 、 Yb^{3+} 和 Tm^{3+} 。其中, 在 $\text{Eu}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$ 晶体中, 通过利用磁不敏感钟态跃迁以及动力学解耦技术, 研究者已实现长达 6 h 的超精细相干寿命^[71] 和 1 h 的光学存储寿命^[217], 这使其成为可运量子存储器的有力候选体系。固态量子存储器所具备的宽带宽特性^[123,130], 使其能够与其他物理平台实现高效接口, 例如半导体量子点^[134] 和冷原子气体^[101], 为构建混合量子网络提供了重要基础。尽管宽带量子存储器实现长存储时间仍然是一项重大挑战, 近年来, 研究人员已基于多路复用量子存储器和外部纠缠光子对构建了量子中继的基本链路^[91,119]。作为一种固态介质, 稀土离子掺杂固体的独特优势在于其能够利用成熟的微纳加工技术进行便捷加工与集成^[123-124,127,218]。此外, Er^{3+} 离子在通讯波段处具有天然的光学跃迁^[138,202,219], 这使其有望实现通信波段的量子存储。综合来看, 以上特性使稀土离子掺杂固体成为混合量子网络中 QM 节点极具前景的候选平台。

本文使用的固态存储器系统由原子频率梳 AFC 制备系统与存储器本体构成 (包含稀土离子掺杂晶体、低温制冷装置与相关光路等), 该系统由周宗权教授及其课题组提供。为便于后续对异构混合量子网络的整体介绍, 本章将对 QM 节点的关键指标与实验平台进行概述。

3.1 固态量子存储器基本原理

固态量子存储器常用协议包括：AFC 协议，基于斯塔克调制的原子频率梳 (stark-modulated atomic frequency comb, SMAFC) 协议，电磁感应透明 (electromagnetically induced transparency, EIT) 协议、受控可逆非均匀展宽 (controlled reversible inhomogeneous broadening, CRIB) 协议、DLCZ (Duan-Lukin-Cirac-Zoller) 协议、自旋波原子频率梳 (spin-wave atomic frequency comb, SWAFC) 协议以及噪声无光子回波 (noiseless photon-echo, NLPE) 等^[220]。综合系统复杂度、可集成性与实验实现路径，本文选择 SMAFC 作为固态量子存储器的实现方案。SMAFC 是一种具备离散按需读取协议，其机制是在 AFC 存储机制的基础上引入可控斯塔克频移，通过电脉冲对晶体中离子的相位演化进行调制，实现对回波辐射的抑制与恢复，从而完成对光 qubit 的存储与受控释放。

以 $\text{Eu}^{3+} : \text{Y}_2\text{SiO}_5$ 为例， Eu^{3+} 离子取代 Y^{3+} 后，局域点群对称性可退化为 C_1 ；由于 Y^{3+} 具有多个晶格位点（对应不同电偶极矩取向），在外加电场作用下将出现与电偶极矩差相关的一阶频移，其大小可表示为

$$\Omega = \frac{(\mu_e - \mu_g)E}{\hbar}, \quad (3.1)$$

其中 μ_e 与 μ_g 分别为激发态与基态的电偶极矩， E 为外电场强度。当电场沿晶体的 b 、 D_1 或 D_2 轴施加时，对称性约束使不同位点的频移可等效分为两类：两类离子获得等幅反向的频移（对应 $\pm\Omega$ ），这为利用电脉冲实现相位操控提供了必要条件。

在完成 AFC 制备后（能级初始化、布居数极化与光谱整形，形成梳齿间隔为 Δ 的周期吸收结构），当 $t = 0$ 时刻输入信号脉冲，被激发离子在不同失谐下发生相位演化；在无额外调制时，集体相位会在

$$t = \frac{m}{\Delta} \quad (m = 1, 2, \dots) \quad (3.2)$$

处发生重聚，形成第 m 阶 AFC 回波。为实现离散按需读取，SMAFC 在回波形成之前施加电场方波脉冲以破坏相位重聚条件：在某一时刻对晶体施加方波电场并维持持续时间 T ，两类子系综分别获得相反的附加相位

$$\phi_{\pm} = \pm 2\pi\Omega T. \quad (3.3)$$

通过在合适的时刻对电场脉冲的幅度、持续时间与极性进行设计，可使原本将要形成的回波辐射被抑制；随后再施加与之匹配的电脉冲以补偿先前引入的相位差，恢复相位匹配条件并触发回波发射，实现对光 qubit 的离散时刻按需释放。

3.2 固态量子存储器芯片化集成

3.2.1 片上波导加工原理介绍

片上波导加工采用飞秒激光微加工 (femtosecond laser micromachining, FLM) 技术。该技术尤其适用于透明介质, 其基本原理是超快激光诱导的光学击穿^[221]。当一束强聚焦的飞秒激光脉冲作用于透明基底内部时, 会通过非线性吸收过程触发大量电子的电离。在较长时间尺度上, 电子吸收的部分能量会传递给晶格, 从而引起永久性的结构变化, 其中也包括折射率的改变。这种折射率变化可能来源于多种过程的共同作用, 例如熔融或非热离子位移等, 而不同过程的相对权重又取决于脉冲能量, 因此所引起的折射率变化既可能为正, 也可能为负。由于电子电离过程并不依赖于材料中是否存在缺陷或掺杂离子, 且其对材料带隙的依赖也较弱^[221], 因此 FLM 几乎可以应用于所有透明材料中。然而, 损伤阈值和折射率变化对脉冲能量、重复频率以及聚焦条件具有较为复杂的依赖关系, 这使得不同材料对应的最优波导制备参数窗口差异较大。值得注意的是, 在大多数情况下, FLM 所诱导的折射率变化量级以及所制备波导的横截面尺寸, 均与光纤中的相应参数相当, 这为其与标准光通信器件之间的高效连接提供了有利条件。凭借其高度的灵活性和三维加工能力, FLM 已成为多种量子技术中的重要制备手段, 包括单光子的产生、操控与探测等^[222]。图 3.1 系统呈现了飞秒激光脉冲与透明介质相互作用时, 材料内部各物理过程的时间尺度^[221]。

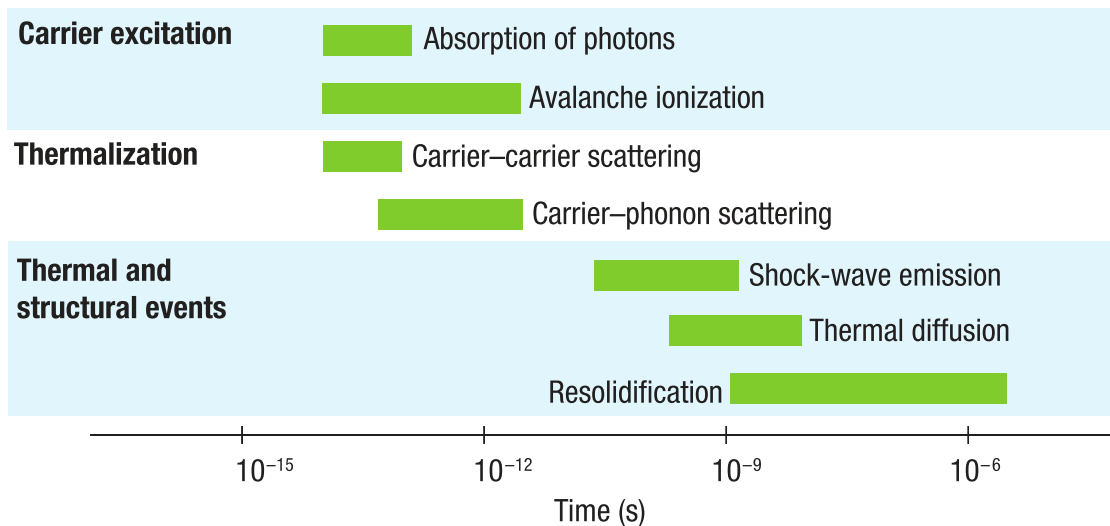


图 3.1 飞秒激光脉冲与透明材料相互作用所涉及的物理过程及其时间尺度, 图中的绿色条带表示各相关过程所对应的典型时间尺度。需要指出的是, 尽管光的吸收发生在飞秒量级, 材料本身仍可能在随后长达微秒的时间范围内持续发生结构或性质的演化与变化。图片取自文献^[221]。

根据损伤轨迹处折射率变化的不同, FLM 波导通常可分为四种主要构型 (见图 3.2)^[223]。I 型波导在玻璃基底中应用最为广泛, 其特征是在激光辐照区域内

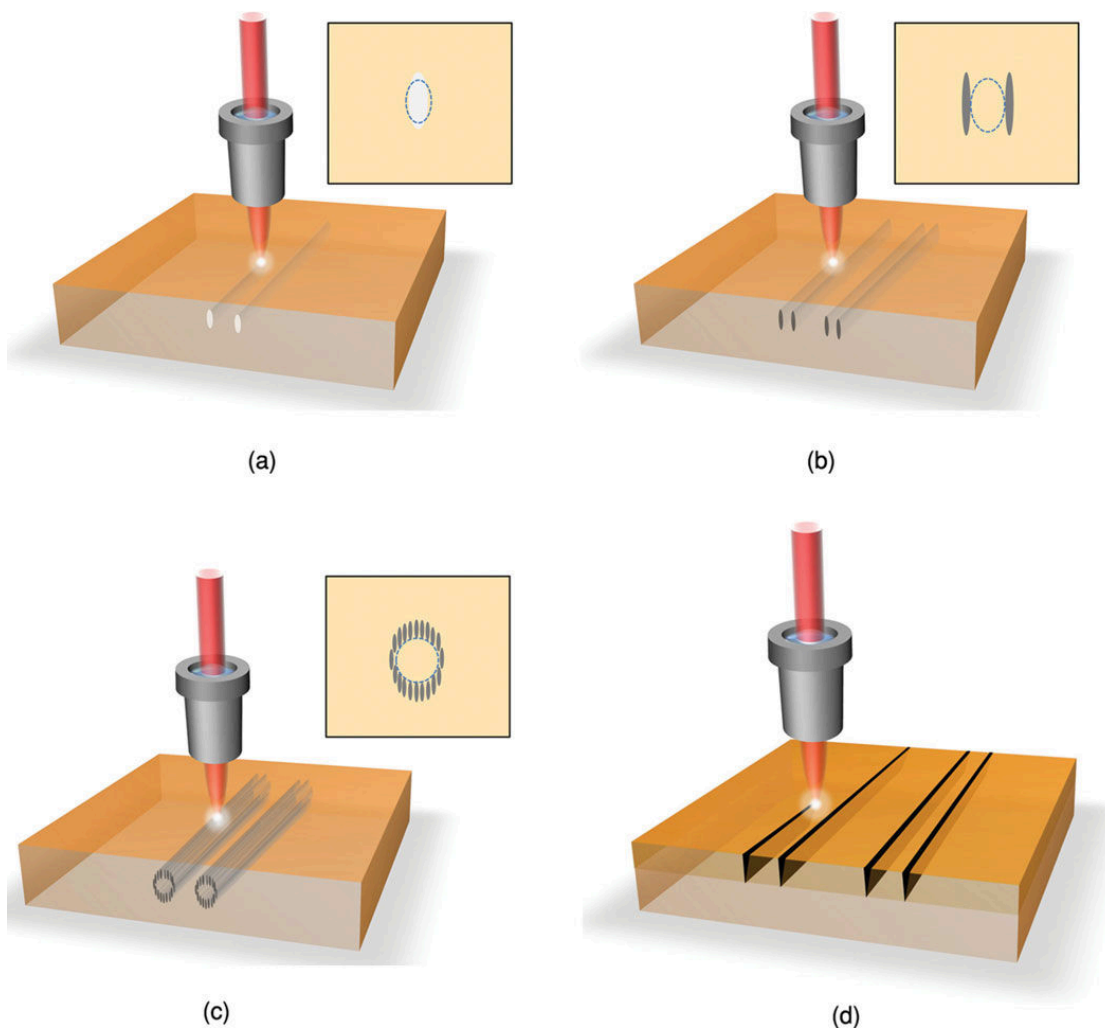


图 3.2 片上加工波导的制备流程示意图，(a) I 型，(b) II 型，(c) III 型以及 (d) IV 型结构。图片取自文献^[223]。

产生正的折射率变化，因此波导写入过程直接形成波导芯层。相比之下，在透明介质晶体中通常更倾向于采用 II 型波导。这类波导通过写入两条相互平行的损伤轨迹来实现，两条轨迹之间的间距通常为 $10\text{--}30\ \mu\text{m}$ 。在损伤区域内，材料发生非晶化，其折射率低于周围区域，因此这些损伤轨迹构成了波导包层，而光则被限制并传播于两条轨迹之间的中间区域。III 型波导则基于所谓的“凹陷包层”（depressed cladding）结构，其波导芯层位于一圈低折射率损伤轨迹所围成的中心区域。尽管 III 型波导中的折射率变化与 II 型波导相近，但其通常具有更好的垂直方向模式约束能力，因此能够支持更加对称的导模分布。上述三类波导均埋藏于材料内部，并且写入过程中产生的损伤通常局限于飞秒激光的聚焦体积之内。当采用高强度脉冲并将焦点靠近材料表面时，也可以有选择地去除部分材料，形成沟槽结构。这为在平面基底上制备消融脊形波导（IV 型波导）提供了可能。以上各类波导结构均已在稀土离子掺杂晶体中得到实现，并被用于集成化光存储器件的演示。其中 III 型波导^[127-128,224] 其截面通常加工为圆形，以同

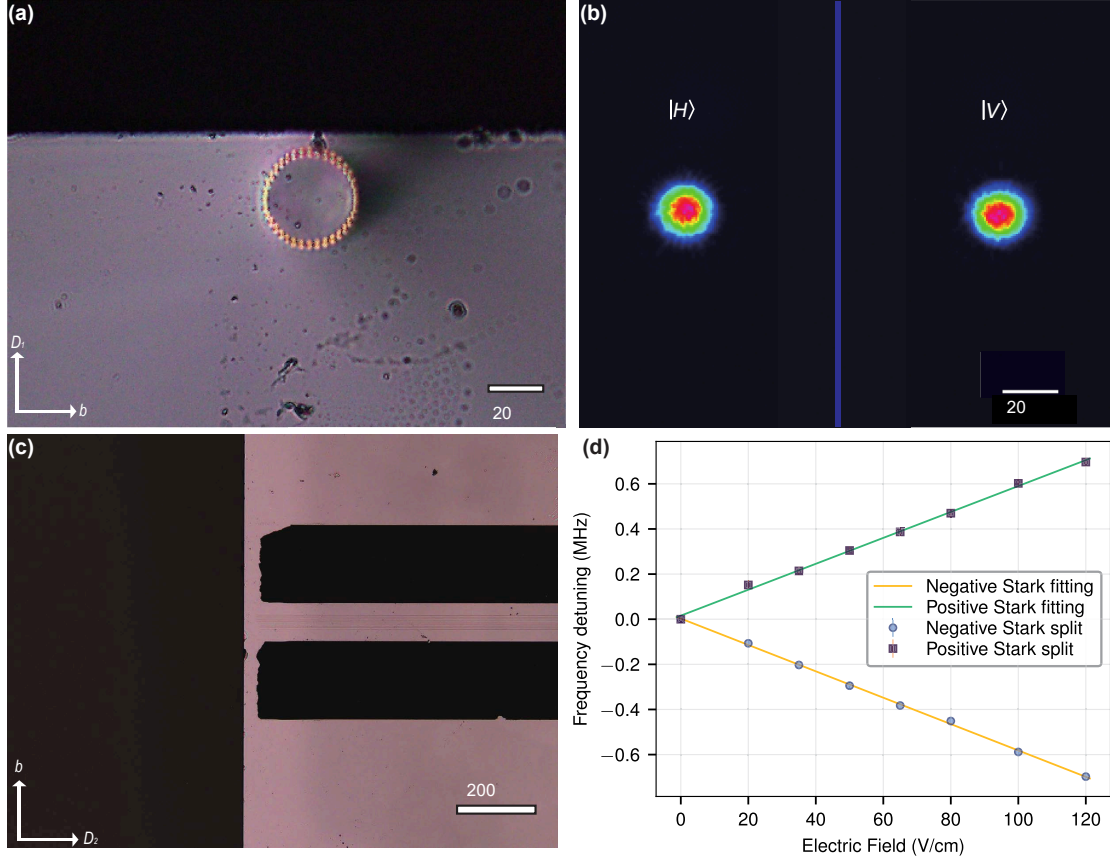


图 3.3 固态量子存储器器件的制备与表征, (a), 以及 (c), 激光直写凹包层波导的正视图与俯视图。波导 (位于两条黑色电极之间可见) 沿晶体的 D_2 轴对准。图中的暗斑来源于表面污染。比例尺: (a) 为 $200\ \mu\text{m}$, (c) 为 $20\ \mu\text{m}$ 。(b), 波导输出端在 $|H\rangle$ 与 $|V\rangle$ 偏振态下的光束剖面; 比例尺: $20\ \mu\text{m}$ 。(d), 掺杂 $^{153}\text{Eu}^{3+}$ 离子在外加电场作用下的 Stark 分裂。平均 Stark 分裂系数为 $5.80 \pm 0.09\ \text{kHz}/(\text{V}/\text{cm})$ 。

时兼容 $|H\rangle$ 与 $|V\rangle$ 两种偏振模式, 不仅具有偏振无关的显著优势, 还能与通信波段光纤实现模式匹配, 非常适合偏振编码光 qubit 的耦合。运用该型波导已在集成化固态量子存储器上实现许多代表性成果^[127-128,224]。基于此, 本文实验也采用三型波导结构对飞行 qubit 进行耦合。

3.2.2 片上晶体加工与电极制作

固态量子存储器位于量子存储器实验室, 由片上 III 型波导和片上电极构成。该量子存储器制备于一块尺寸为 $4 \times 25.6 \times 5\ \text{mm}^3$ ($D_1 \times D_2 \times b$)、掺杂浓度为 0.2% 的 $^{153}\text{Eu}^{3+} : \text{Y}_2\text{SiO}_5$ 晶体上。在晶体上采用一套商用 FLM 系统 (WOPhotonics) 刻写了一个直径为 $30\ \mu\text{m}$ 的低折射率包层光波导, 该波导由 36 条同心轨迹组成 (扩展图 3.3a)。波导芯位于晶体表面下方 $27\ \mu\text{m}$ 处, 以确保与片上电极的良好耦合。制备过程使用 $1030\ \text{nm}$ 激光源, 参数如下: 脉宽 $210\ \text{fs}$, 重复频率 $201.9\ \text{kHz}$, 单脉冲能量 $70\ \text{nJ}$ 。沿 D_2 轴偏振的激光束经 100 倍物镜 ($\text{NA} = 0.7$) 聚焦, 沿 D_1 轴方向照射晶体, 同时晶体沿 D_2 轴以 $5\ \text{mm}/\text{s}$ 的速度移动。制备出

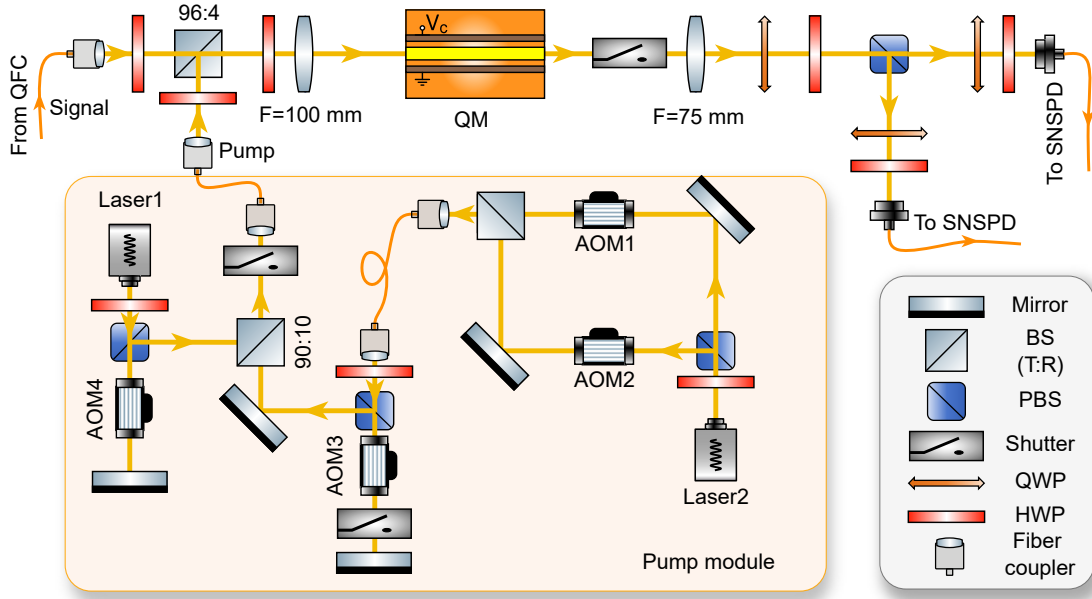


图 3.4 QM 节点中的完整实验设置，来自 QFC 模块的光 qubit，与用于量子存储器制备的光泵浦光，分别通过分束器（BS）的透射端口（透射率 96%）和反射端口（反射率 4%）耦合进入量子存储器。随后，利用偏振分析（PA）模块对信号 qubit 的量子态进行表征。光泵浦模块由吸收带制备子模块与原子频率梳（AFC）制备子模块构成，二者通过一个分光比为 90:10 的分束器实现合束。其中，AFC 制备子模块包含一台中心频率为 +200 MHz 的 double pass（两次通过）声光调制器（AOM4）。吸收带制备子模块则采用级联声光调制器结构，AOM1、AOM2、AOM3 的中心频率分别为 +137 MHz、-137 MHz 与 +200 MHz，以此实现光泵浦光的宽带宽输出。

的波导呈现出近高斯型的输出模式（扩展图 3.3b），对于 $|H\rangle$ 和 $|V\rangle$ 偏振态，其拟合的 FWHM 尺寸分别为 $11.4\ \mu\text{m} \times 12.5\ \mu\text{m}$ 和 $12.0\ \mu\text{m} \times 12.4\ \mu\text{m}$ 。测得的插入损耗分别为 0.50 dB/cm ($|H\rangle$) 和 0.47 dB/cm ($|V\rangle$)。从低温恒温器前端到被单模光纤收集的整个光路总效率 T_{QM} 对于 $|H\rangle$ 为 63.0%，对于 $|V\rangle$ 为 63.4%。通过紫外光刻和电子束蒸发工艺，在晶体表面制备了间距为 $100\ \mu\text{m}$ 的片上电极（50 nm Ti / 150 nm Au）（图 3.3c）。当沿 b 轴施加电场时， $^{153}\text{Eu}^{3+}$ 离子会经历线性斯塔克频移（linear Stark shift），分裂成两个具有相反频移的子系综。针对位点 2 (site-2) 离子的光谱烧孔测量给出的频移系数分别为 $+5.74 \pm 0.07\ \text{kHz}/(\text{V}/\text{cm})$ 和 $-5.85 \pm 0.12\ \text{kHz}/(\text{V}/\text{cm})$ （图 3.3d），这与文献报道的同一位点中 $^{151}\text{Eu}^{3+}$ 离子的数值一致^[127]。

3.3 固态量子存储器制备

量子存储节点中的实验装置展示在图 3.4 中。对于 $^{153}\text{Eu}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$ ，非均匀展宽远大于超精细分裂（图 3.5），导致单个超精细跃迁无法被分辨。这使得在光入射时观察到 9 个不同的跃迁，对应 9 类离子（图 3.6 (a)）。在此，利用一种泵浦策略来增强有效吸收深度，以实现更高的存储效率。为了增强目标波段（图 3.6

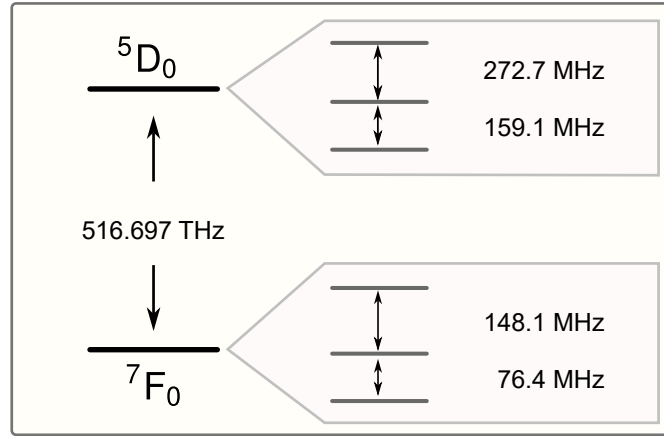


图 3.5 固态量子存储器能级示意图

(a) 中的橙色区域（中心频率 $f_0 = 248.6$ MHz）的有效吸收深度，采用了系列脉冲。首先，通过使用中心频率为 f_0 的泵浦光，成功产生了一个包含目标区域（制梳频率区间）的透射带（对光子吸收效率极低的透射区间）。接着，通过交替使用两束泵浦光，它们具有相同的 223.2 MHz 扫频带宽，但中心频率不同，分别为 $f_0 + 137$ MHz 和 $f_0 - 137$ MHz（图 3.6（a）中的黄色区域），从而制备出一个带宽为 48.2 MHz、中心位于 f_0 的增强吸收带（通过光谱烧孔泵浦形成的窄吸收峰集合）。

作为说明，我们可以考察 IX 类离子（图 3.6（a）中最底部的一类）。为方便起见，所有跃迁均可视为向右展宽了 497.2 MHz^[127,213]。 $|1/2\rangle_g \rightarrow |1/2\rangle_e$ 跃迁在 [49.5 MHz, 272.7 MHz] 区域内被泵浦。 $|1/2\rangle_g \rightarrow |3/2\rangle_e$ 跃迁在 [0, 113.6 MHz] 区域内被泵浦。 $|3/2\rangle_g \rightarrow |1/2\rangle_e$ 跃迁在 [0, 75.1 MHz] 和 [125.9 MHz, 349.1 MHz] 区域内被泵浦。 $|3/2\rangle_g \rightarrow |3/2\rangle_e$ 跃迁在 [0, 190 MHz] 区域内被泵浦。 $|5/2\rangle_g \rightarrow |1/2\rangle_e$ 跃迁在 [0, 223.2 MHz] 和 [274 MHz, 497.2 MHz] 区域内被泵浦。 $|5/2\rangle_g \rightarrow |3/2\rangle_e$ 跃迁在 [0, 64.1 MHz] 和 [114.9 MHz, 338.1 MHz] 区域内被泵浦。 $|5/2\rangle_g \rightarrow |5/2\rangle_e$ 跃迁在 [0, 65.4 MHz] 区域内被泵浦。在 [0, 49.5 MHz] 区域， $|5/2\rangle_g$ 的布居数被完全激发，因此 $|1/2\rangle_g \rightarrow |1/2\rangle_e$ 跃迁对目标带做出贡献。而在 [75.1 MHz, 125.9 MHz] 区域， $|5/2\rangle_g$ 的布居数被部分激发，因此 $|3/2\rangle_g \rightarrow |1/2\rangle_e$ 跃迁对目标带做出贡献。类似的分析可应用于剩余区域 [64.1 MHz, 113.6 MHz] 和 [223.2 MHz, 272.7 MHz]。最终，对于 $|H\rangle$ 和 $|V\rangle$ ，增强后的 d 分别约为 10.5 和 9，而样品的原始 d 分别为 5.24 ($|H\rangle$) 和 4.66 ($|V\rangle$)。随后，我们利用并行梳（parallel comb）制备方案^[225]创建了一个梳齿间距为 2 MHz、总带宽为 48.2 MHz 的 AFC 结构。AFC 结构展示在图 3.6（a）($|H\rangle$) 和（b）($|V\rangle$) 中。在 500 ns 处，对于 $|H\rangle$ ($|V\rangle$) 测得的 AFC 效率为 $43.3 \pm 0.2\%$ ($39.8 \pm 0.2\%$)。

为了实现电控的按需存储，需要在第一个回波出现之前施加一个电压为 8.6 V、持续时间为 100 ns 的第一个电脉冲，从而抑制所有回波，直到施加反

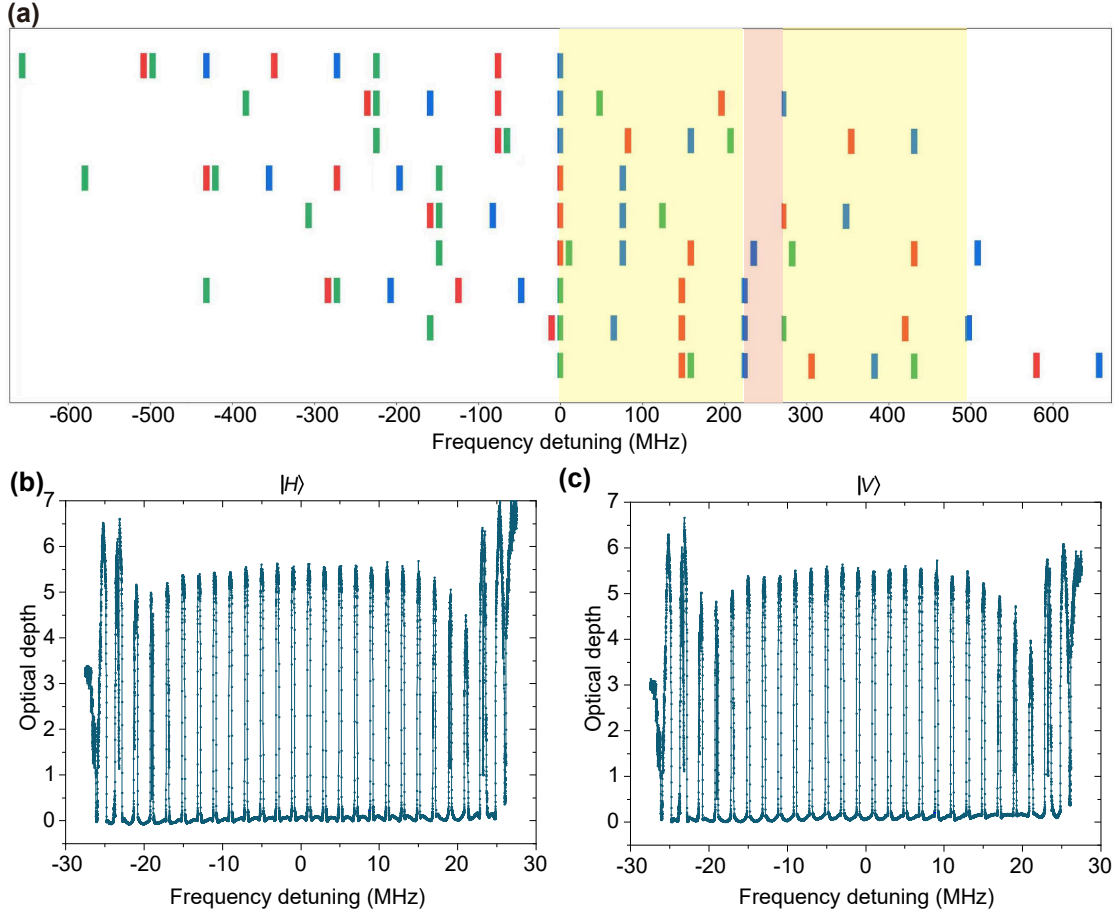


图 3.6 原子频率梳 (AFC) 结构的制备与测量, (a), 9 类 site-2 $^{153}\text{Eu}^{3+}$ 离子的对齐能级示意图。从上到下依次为 I 至 IX 类。黄色与橙色区域表示施加的抽运光的频率范围。蓝色、红色和绿色曲线分别对应涉及基态 $|1/2\rangle_g$ 、 $|3/2\rangle_g$ 和 $|5/2\rangle_g$ 的跃迁。(b-c), 当输入态分别为 $|H\rangle$ (b) 和 $|V\rangle$ (c) 时测得的 AFC 结构。

极性的第二个电脉冲。如果第二个脉冲在位于 $n \times 500 \text{ ns}$ 的第 n 阶 AFC 回波之前施加, 则第 n 阶 AFC 回波将被按需读出。 $|H\rangle$ 和 $|V\rangle$ 的 SMAFC 存储的光子计数直方图分别显示在图 3.7 (a) 和 (b) 中, 输入水平为每脉冲 0.12 个光子。如图 3.7 (c) 所示, $1 \mu\text{s}$ SMAFC 的内部存储效率对于 $|H\rangle$ ($|V\rangle$) 为 $31.0 \pm 0.1\%$ ($28.9 \pm 0.1\%$)。考虑到光路损耗, 器件效率 η_{storage} 为 $19.5 \pm 0.1\%$ ($18.3 \pm 0.1\%$)。SMAFC 协议的内部存储效率由吸收深度 d 和 AFC 的精细度 $\mathcal{F}$ 决定。如果梳齿是高斯型的, SMAFC 协议的内部存储效率^[226] 为

$$\eta_{\text{storage}}^{\text{internal}}(t_{\text{storage}}) = B^2 \frac{d^2}{\mathcal{F}^2} \exp\left(-B \frac{d}{\mathcal{F}} - 2\pi B^2 t_{\text{storage}}^2 \gamma_{\text{comb}}^2\right), \quad (3.4)$$

其中 $B = \sqrt{\pi}/\sqrt{4 \ln 2}$, d 是吸收深度, γ_{comb} 是梳齿的半高全宽 (FWHM), Δ 是 AFC 峰之间的间距, $t_{\text{storage}} = n/\Delta$ 是存储时间, $n=1, 2, 3, \dots$ 是读出回波的阶数。

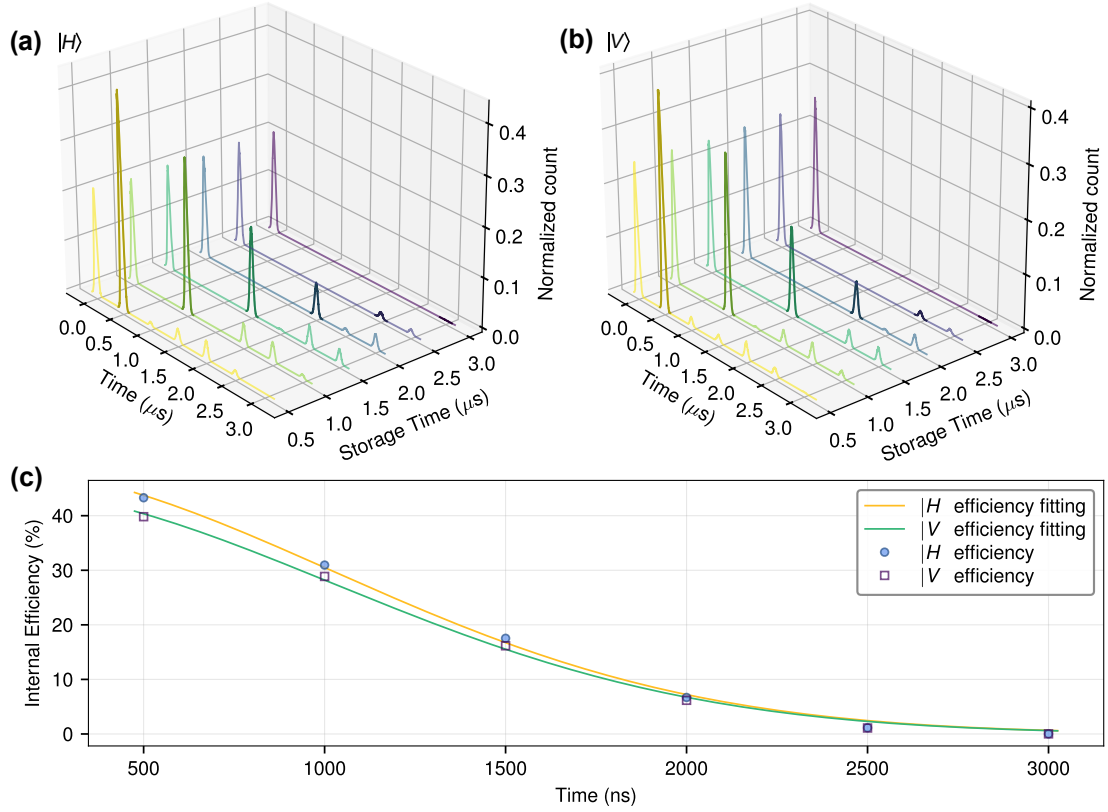


图 3.7 基于斯塔克调制的原子频率梳 (SMAFC) 存储器的存储效率, (a–b), 分别为 $|H\rangle$ (a) 和 $|V\rangle$ (b) 的 SMAFC 存储器的光子计数直方图。(c), $|H\rangle$ (黄色) 和 $|V\rangle$ (绿色) 存储器的内部效率随存储时间的变化。根据公式 (3.4), 拟合的 γ_{comb} 值分别为 $259.8 \pm 5.7 \text{ kHz}$ ($|H\rangle$) 和 $259.0 \pm 6.0 \text{ kHz}$ ($|V\rangle$), 对应的精细度 $\mathcal{F}$ 分别为 7.7 ± 0.2 ($|H\rangle$) 和 7.7 ± 0.2 ($|V\rangle$)。

3.4 本章小结

本章围绕 QM 节点展开。首先介绍基于稀土离子掺杂晶体的固态量子存储器的优势及研究现状。随后, 介绍了 QM 节点的基本原理, 重点阐述了 SMAFC 协议。接着介绍了固态量子存储器的片上集成化加工, 详细给出了固态量子存储器的加工参数与表征结果。最后, 给出了本文所用 $^{153}\text{Eu}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$ 集成固态量子存储器的制备与表征结果, 包括波导模式与传播损耗、总传输效率、片上电极参数与斯塔克系数测量, 以及吸收带与 AFC 结构的制备流程和 SMAFC 存储效率, 为后续章节开展异构混合量子网络实验提供了原理与硬件层面的基础。

第4章 离子-光子偏振纠缠建立与验证

用于构建混合量子网络原型的实验装置由三个主要部分组成。TI 节点(图 4.1 (b)) 和 QFC 模块(图 4.1 (c)) 位于离子阱实验室, QM 节点(图 4.1 (d)) 则位于量子存储器实验室。两实验室相距 75 米, 通过一根长 90 米的单模光纤相连——该光纤既用作传输飞行 qubit 的量子信道, 也用于承载节点间的同步与经典通信。

TI 节点与 QM 节点之间的纠缠通过飞行 qubit 建立: 波长为 369.5 nm 的皮秒激光脉冲激发囚禁离子, 离子经自发辐射返回基态并释放光子, 光子的偏振态与离子超精细 qubit 态产生纠缠。该 369.5 nm 光子由高 NA 物镜收集并耦合至单模光纤, 随后送入 QFC 模块。在模块中, 光子波长转换为 580 nm, 同时偏振编码的量子态得以保持。转换后的光子经 90 米单模光纤传输至 QM 节点, 在该处被存储并按需读出。接下来的第四章至第六章将对该实验进行完整阐述, 本章则聚焦于 TI 节点中离子-光子纠缠的产生与检验。

4.1 远程纠缠方案

量子网络的基本要求之一是在相互分离的物理体系之间建立纠缠。以光子作为通信媒介(飞行 qubit)是实现远程纠缠的常用手段。对于离子阱系统, 离子在共振光激发后跃迁至激发态, 并通过自发辐射产生荧光光子; 这些光子可直接作为飞行 qubit, 因此离子阱平台在构建远程纠缠方面具有天然优势。以飞行 qubit 为媒介, 纠缠态可编码在频率、时间模式(time-bin)或偏振等自由度上。下面将简要介绍几种常用的离子-光子纠缠生成方案。

4.1.1 频率纠缠

频率纠缠将光子 qubit 编码在光子的频率自由度上。这里考虑图 4.2 (a) – (b) 所示的一类典型方案: 实验开始时将离子制备在 $|^2S_{1/2}, F=1, m_F=1\rangle$, 随后用一束 π 偏振的单脉冲激发光将离子激发至 $|^2P_{1/2}, F=1, m_F=1\rangle$ 。离子随后自发辐射并衰变至 $|1\rangle \equiv |^2S_{1/2}, F=1, m_F=0\rangle$ 、 $|^2S_{1/2}, F=1, m_F=1\rangle$ 以及 $|0\rangle \equiv |^2S_{1/2}, F=0, m_F=0\rangle$ 。在该方案下, $|0\rangle, |1\rangle$ 通道对应发射 σ^- 偏振光子, 而 $|^2S_{1/2}, F=1, m_F=1\rangle$ 通道对应发射 π 偏振光子; 通过偏振片滤除 π 分量后, 保留下来的光子均为 σ^- 偏振。由于衰变通道对应的能级不同, 关联到 $|1\rangle$ 与 $|0\rangle$ 的两类光子在频率上相差 ω_δ 。若这两类光子在空间模式与传播路径等方面不可区

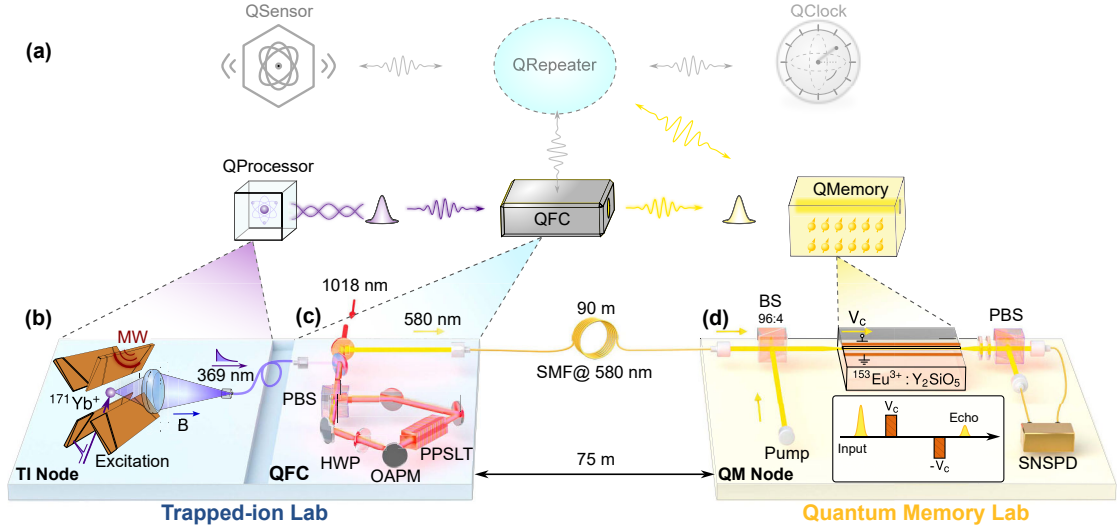


图 4.1 混合型量子网络架构示意图，(a)，混合型量子网络架构示意图，其中异质量子节点通过光子飞行 qubit 实现互联。本研究的核心目标是借助 QFC 模块，在基于离子阱的量子处理器 (TI) 节点与基于稀土离子系综的量子存储器 (QM) 节点之间建立纠缠关联。实验中，上述两个节点分置于相距 75 米的两间实验室，通过一条 90 米长的单模光纤实现链路连接。(b) 离子阱处理器节点。实验采用脉冲激光对单个 $^{171}\text{Yb}^+$ 离子进行激发。沿量子化轴（由外磁场定义）发射的光子，经高数值孔径物镜 ($\text{NA}=0.6$) 收集后耦合进入单模光纤。(c) QFC 模块。在 1018 nm 激光的泵浦作用下，369.5 nm 光子通过周期性极化化学计量比钽酸锂 (PPSLT) 波导中的差频生成过程，实现向 580 nm 波段的转换（详见图 (h)）。该模块采用 Sagnac 干涉仪结构，由偏振分束器 (PBS)、离轴抛物面镜 (OAPM) 及环内半波片 (HWP) 构成，具备偏振无关且稳定的转换性能。(d) QM 节点。该节点的核心器件为写入 $^{153}\text{Eu}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$ 晶体中的激光直写波导。实验通过光泵浦技术在晶体中制备原子频率梳 (AFC) 结构（详见图 3.4）；波导芯片集成的电极可施加电场实现调控，从而实现对原子频率梳第 n 阶回波信号的按需读取（插图）。

分，则可得到偏振相同而频率不同的离子自旋-光子频率纠缠态

$$|\Psi\rangle = \frac{|0\rangle|\omega_0\rangle + |1\rangle|\omega_1\rangle}{\sqrt{2}}, \quad (4.1)$$

其中 $\omega_1 = \omega_0 + 12.642 \text{ GHz}$ 。频率纠缠对偏振扰动不敏感且制备速率较高；其主要挑战在于需要对频率仅相差 ω_δ （通常为 1 GHz–10 GHz 量级）的两类光子实现高隔离度的分光，这通常依赖高精度滤波器（如法布里–珀罗 (Fabry–Pérot, FP) 腔），因此滤波性能将显著影响纠缠态测量的保真度。

4.1.2 Time-bin 纠缠

Time-bin 纠缠，顾名思义，核心在于将光 qubit 编码在时间模式上。如图 4.3 所示，Time-bin 纠缠要求离子初始态被制备在 $(|\uparrow\rangle + |\downarrow\rangle)/\sqrt{2}$ 。为了产生在时间上分开，在其他维度上无法分辨的两类光子，在实验上必须能够在不同时间分别单独激发 $|\uparrow\rangle$ 和 $|\downarrow\rangle$ ，而皮秒脉冲激发光频率展宽可以达到数十 GHz，因此需要将 $|\uparrow\rangle$ 和 $|\downarrow\rangle$ 编码在光学 qubit 上来避免同时对两个能级进行激发。在初始化完成后，用脉冲光对 $|\downarrow\rangle$ 进行激发，离子会在 t_1 时间释放出荧光。在对 $|\downarrow\rangle$ 激发完成

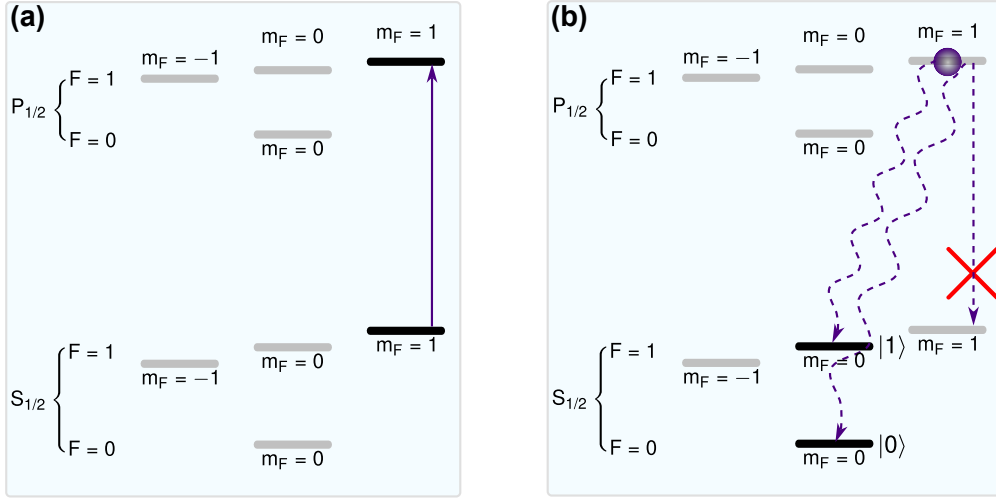


图 4.2 频率纠缠生成方案，(a) π 偏振单脉冲将离子从 $|^2S_{1/2}, F=1, m_F=1\rangle$ 激发到 $|^2P_{1/2}, F=1, m_F=1\rangle$ 。(b) 离子自发辐射，经过偏振选择后，产生离子自旋与光子频率的纠缠态。

后，立刻进行 $|\uparrow\rangle$ 和 $|\downarrow\rangle$ 之间的 π 翻转，让原本处于 $|\uparrow\rangle$ 的布局数转换到 $|\downarrow\rangle$ 。 π 翻转操作完成后，再次对 $|\downarrow\rangle$ 进行激发，离子会在 t_2 时间释放出荧光。两个时间段内释放出的荧光只有在时间上是可区分的，且不同时间段释放的荧光分别对应离子的 $|\uparrow\rangle$ 和 $|\downarrow\rangle$ 。这就构成了一个 time-bin 最大纠缠态：

$$|\Psi\rangle = \frac{|\uparrow\rangle|t_1\rangle + |\downarrow\rangle|t_2\rangle}{\sqrt{2}}. \quad (4.2)$$

Time-bin 纠缠和频率纠缠一样具有偏振不敏感性，且时间上的分离比频率分离要更为简单。但 time-bin 纠缠也有它的缺点，额外的一次激发以及 π 翻转操作使得其纠缠生成速率相较于其他纠缠方案更为缓慢，且 time-bin 纠缠更容易受到反冲误差的影响^[227-228]。2024 年，Saha 等人实现了离子阱节点间的高保真度 time-bin 纠缠量子网络，离子-离子纠缠保真度高达 97%^[97]，但纠缠生成速率只有 0.35/s。

4.1.3 偏振纠缠

偏振纠缠是众多纠缠方案中最为常见的一种。光子的偏振属性可以作为一种无需额外处理的编码维度。偏振纠缠无论在纠缠的建立还是纠缠的检测方面都较为简单，且拥有较快的纠缠建立速度。其对于偏振的敏感性在短距离量子网络中也可以得到很好的解决，因此本文中的实验选择偏振纠缠作为混合量子网络中的纠缠协议，其详细步骤将在下一节中详细介绍。

4.2 偏振编码离子-光子纠缠时序设计

在接下来的这一小节将会详细介绍本实验所用的偏振纠缠方案以及实验实现。离子-光子纠缠是实现 TI 节点与 QM 节点之间纠缠的基础。离子自旋与其发

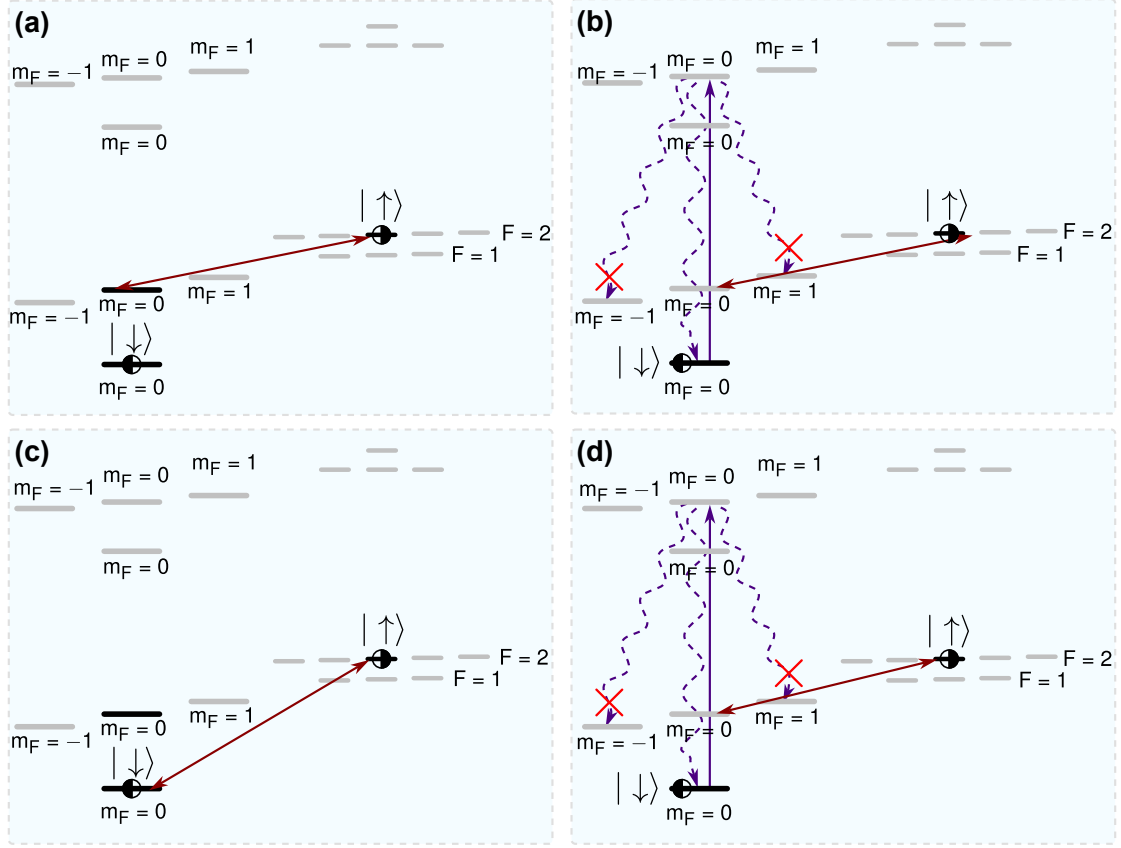


图 4.3 Time-bin 纠缠产生方案，以 $^{171}\text{Yb}^+$ 离子为例的 time-bin 纠缠生成方案。(a) 制备叠加态 $(|\downarrow\rangle + |\uparrow\rangle)/\sqrt{2}$ 。首先将离子制备到 $|^2S_{1/2}, F=0, m_F=0\rangle$ 的叠加态上，随后使用 435 nm 共振光将 $|^2S_{1/2}, F=0, m_F=0\rangle$ 上的布居数转移到 $|\uparrow\rangle = |^2D_{3/2}, F=2, m_F=0\rangle$ 上，与 $|\downarrow\rangle = |^2S_{1/2}, F=0, m_F=0\rangle$ 构成叠加态。(b) t_1 时刻光子的产生。使用 369.5 nm 共振光将 $|\downarrow\rangle$ 态激发到 $|^2P_{1/2}, F=0, m_F=0\rangle$ ，随后离子自发辐射产生光子，用偏振片过滤出 π 偏振部分。(c-d) 二次激发产生 t_2 时刻光子。使用 435 nm 共振光将 $|\uparrow\rangle$ 态布居数转移到 $|\downarrow\rangle$ 态，然后重复 (b) 的过程进行二次激发。

射的 369.5 nm 光子偏振之间的纠缠按照图 4.4 (b) 所示的实验方案制备^[16,229]。实验开始时，离子通过光泵浦制备到态 $|0\rangle \equiv |^2S_{1/2}, F=0, m_F=0\rangle$ 。随后，施加一束 π 偏振的皮秒激光脉冲，将离子激发至态 $|e\rangle \equiv |^2P_{1/2}, F=0, m_F=0\rangle$ 。由于选择定则的限制，从激发态 $|e\rangle$ 的自发辐射会将离子以相等概率（各 $1/3$ ）布居到 $^2S_{1/2}$ 能级簇的三个态上： $|0\rangle$ 、 $|1'\rangle \equiv |F=1, m_F=-1\rangle$ ，以及 $|1\rangle \equiv |F=1, m_F=1\rangle$ 。超精细态 $|1\rangle$ 、 $|1'\rangle$ 和 $|0\rangle$ 分别与光子偏振 σ^- 、 σ^+ 和 π 相关联。这些飞行 qubit 由一个与量子化轴平行的物镜收集，该量子化轴由约 4 G 的磁场定义；随后光子被耦合进入单模光纤。在此几何配置下， σ^+ 和 σ^- 分量能够高效地耦合进光纤模式，而 π 偏振光子则受到物镜收集角度的抑制，并进一步被单模光纤模式分布固有的空间滤波所排除^[96]。

取 $t=0$ 为皮秒脉冲将原子制备到 $|e\rangle$ 的时刻，考虑在时刻 t_0 发生光子发射事件所产生的条件态。两条相关的衰变路径分别为 $|e\rangle \rightarrow |1'\rangle + \sigma^+$ 和 $|e\rangle \rightarrow |1\rangle + \sigma^-$ 。两个发射的光子模式不仅在偏振上不同，其中心频率也相差一个基态 Zeeman 分

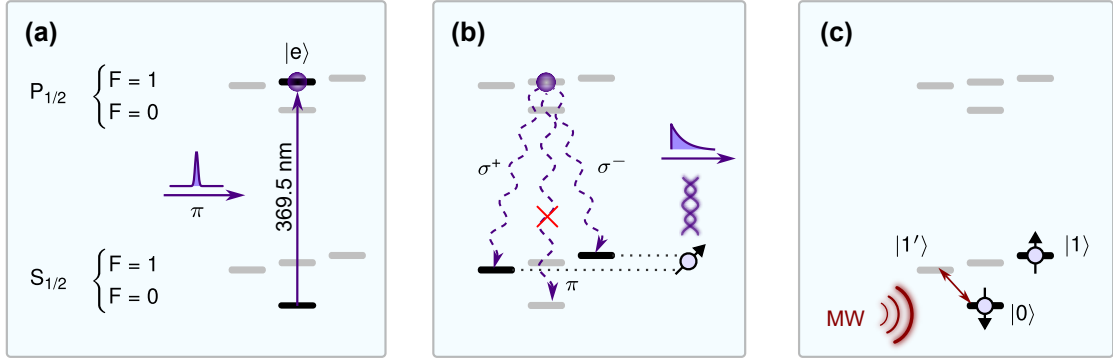


图 4.4 离子-光子纠缠生成的实验方案，一束 369.5 nm 脉冲光将离子从 $|0\rangle \equiv {}^2S_{1/2}|F=0, m_F=0\rangle$ 态激发到 $|e\rangle \equiv {}^2P_{1/2}|F=1, m_F=0\rangle$ 态，随后离子产生自发辐射，释放出与能级相关的 σ^+ 、 σ^- 以及 π 光子。经过偏振过滤后产生所需的纠缠态。在微波旋转后，该纠缠态可用于进行量子态层析。

裂 ω 。将该频率自由度隐含在光子模式标记中，则此发射事件所条件的离子-光子态可简洁地写为

$$|\Psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|1'\rangle|+\rangle + e^{-i\phi}|1\rangle|-\rangle), \quad (4.3)$$

其中 $|+\rangle$ ($|-\rangle$) 表示与 σ^+ (σ^-) 跃迁相关联的光子模式。相对相位由相对于激发脉冲的发射时间决定，即 $\phi = \omega t_0 + \phi_0$ ，其中 $\omega = 2\pi \times 11.22 \text{ MHz}$ ， ϕ_0 为由所选光子模式相位约定以及用于离子态分析的微波脉冲相位参考共同设定的固定偏移量 [230]。

光子点击信号在更晚的时刻 $t_c = t_0 + T_{\text{delay}}$ 才被记录，其中 T_{delay} 对于直接探测以及经 QFC 或 QM 后的探测均为固定延迟。因此，该点击信号既宣告了成功事件的发生，又提供了追踪每次实验 ϕ 值所需的定时信息（见第 6.5 节）。

在此类点击信号的触发下，离子态通过由 AWG 产生的预校准微波波形进行分析。该波形将 $|1'\rangle$ 态的布居映射到 $|0\rangle$ 态，并具有针对所需离子分析基矢选取的固定相位；由于波形由宣告光子点击信号触发，式 4.3 中依赖于发射时间的相位在触发的微波参考系中表现为一个固定偏移量，并被纳入波形校准（图 4.4 (c)）。离子-光子纠缠随后通过量子态层析（quantum state tomography, QST；见第 4.5 节）进行表征。在 QST 之前，利用一组波片将 σ^+ 和 σ^- 光子分量分别映射到 $|H\rangle$ 和 $|V\rangle$ 偏振态。

TI 节点与 369.5 nm 飞行 qubit 间纠缠态的完整制备时序如图 4.5 (a) 所示。实验时序以 100 μs 的离子冷却流程起始，之后执行 100 轮纠缠态制备尝试。单次纠缠态制备尝试的具体流程如图 4.5 (b) 所示：首先，通过光泵浦将离子 qubit 初始化至 $|0\rangle$ 态，该过程耗时 2.5 μs ；随后，一束 369.5 nm 皮秒脉冲激发离子，使离子的内态与发射出的 369.5 nm 飞行光子的偏振态产生纠缠（图 4.4 (b)）。该飞行光子随即经过飞行时间 $\tau_{\text{fly}} = 500 \text{ ns}$ ，抵达 PMT。

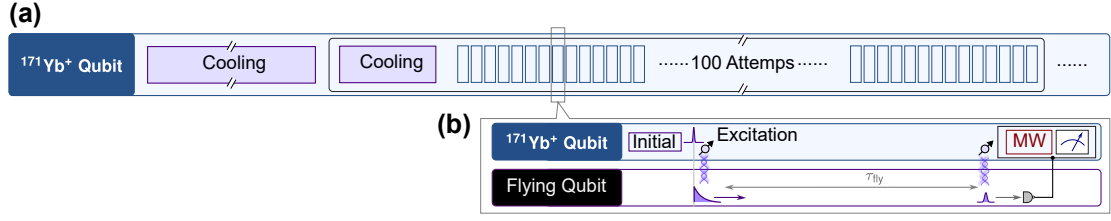


图 4.5 量子频率转换前离子-光子纠缠产生时序, (a), 整体时序。在实验开始前, 囚禁离子保持连续激光冷却。将实验阶段按照实验帧进行划分, 整个实验阶段分为多个帧进行循环, 每一帧包含 $100\ \mu\text{s}$ 的离子激光冷却, 随后是 100 次连续的离子-光子纠缠产生尝试。(b), 每一次纠缠产生尝试包括一次离子态初始化, 一次单脉冲激发以及一次光子产生情况判断, 当判断到光子成功产生时, 会接着进行离子态读出。

4.3 磁场方向校准

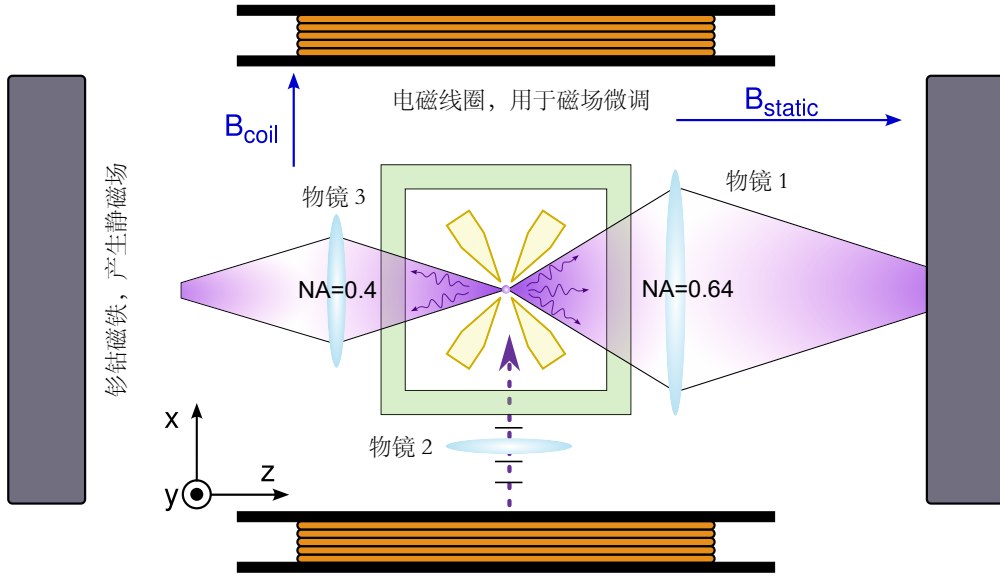


图 4.6 磁场装置示意图, 在 z 方向, 用于产生 Zeeman 劈裂的约 4 G 静磁场 B_{static} 由一对钕钴环形永磁体提供。沿 x 轴方向放置一对电磁线圈, 用于产生磁场 B_{coil} 来补偿机械装调误差引入的磁场方向偏差, 使量子化轴与 z 轴 (物镜光轴) 精确对准。

根据上一节的偏振纠缠制备方案, 激发脉冲应当仅包含 π 偏振分量 (相对于量子化轴定义)。若激发光中混入 σ 偏振分量, 将会把离子从 $|^2S_{1/2}, F=0, m_F=0\rangle$ 非期望地激发到 $|^2P_{1/2}, F=1, m_F=\pm 1\rangle$ 等态, 并进一步产生与目标纠缠通道不一致的自发辐射过程, 降低离子-光子纠缠态的纯度。更重要的是, 这些非期望自发辐射与目标通道的辐射发生在相同的辐射寿命时间尺度内 (均由 $^2P_{1/2}$ 态寿命决定), 其荧光在时间上难以通过计数窗加以区分与剔除。因此, 获得高保真离子-光子纠缠的关键之一, 是保证单脉冲激发光的偏振纯度, 并使磁场方向 (量子化轴) 与物镜光轴严格对齐。

离子阱节点的磁场装置如图 4.6 所示。设计上, 磁场沿 z 轴方向并与用于收集荧光的物镜光轴平行; 单脉冲激发光沿 x 轴入射, 与磁场方向正交。实际装调中, 磁场方向可能相对 z 轴存在小偏差: 在 x - z 平面内对应偏角 θ_{xz} , 在 y - z 平

面内对应偏角 θ_{yz} 。因此，在通过机械方式将物镜光轴对准 z 轴后，还需利用亥姆霍兹线圈对磁场方向进行精细补偿，使量子化轴尽可能与物镜光轴一致。实验上，采用基于 Ramsey 干涉的 AC Stark shift 测量作为反馈信号，以定量表征激发光中不同偏振分量的相对权重，并据此优化磁场方向。首先将离子制备在 $|0\rangle$

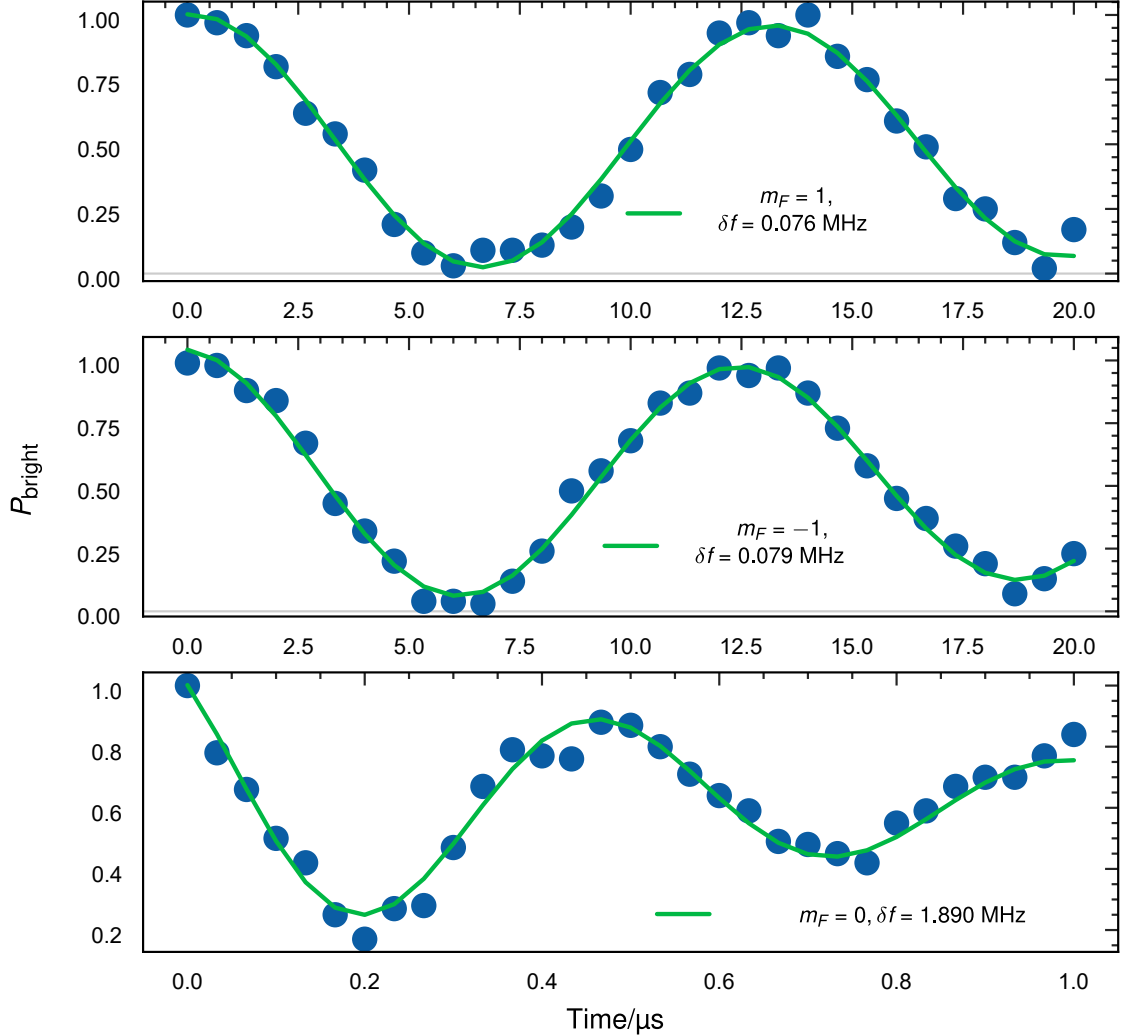


图 4.7 不同偏振分量对应的 Ramsey 测量结果

态，然后分别在 $|0\rangle \leftrightarrow |1\rangle$ 、 $|0\rangle \leftrightarrow |1'\rangle$ 两条微波跃迁上执行 Ramsey 序列（两次 $\pi/2$ 微波脉冲）。在两次 $\pi/2$ 脉冲之间，施加一束 369.5 nm 连续激光，其光路与单脉冲激发光完全共线，且频率近共振于 $|^2S_{1/2}, F=1\rangle \leftrightarrow |^2P_{1/2}, F=0\rangle$ 跃迁，并相对 $|^2P_{1/2}, F=0\rangle$ 红失谐 30 MHz。在该条件下，连续光对不同磁子态产生的 AC Stark shift 与其所耦合的偏振分量相关：当量子化轴与光束偏振定义严格一致时， π 分量与 $\sigma^\pm$ 分量对不同态的位移贡献将呈现预期对称性。由于 Ramsey 测量对 kHz 量级频移具有较高灵敏度，该方法可用于对激发光偏振分量（以及磁场对准）进行高精度标定。

以“ π 偏振通道对应的 Ramsey 频移”与“另外两个通道对应的 Ramsey 频

移”之比作为对准优劣的指标：比值越大，表明 π 分量占比越高、 σ 分量泄漏越小，磁场方向与光学轴的对准越好。通过迭代调节三维亥姆霍兹线圈电流，得到的 Ramsey 测量结果如图 4.7 所示。完成该校准后，在包含 SPAM 误差的情况下，单脉冲激发概率可达到 96.0%（见图 4.8），该数值已计入 SPAM 误差的影响。

4.4 单脉冲激发测试

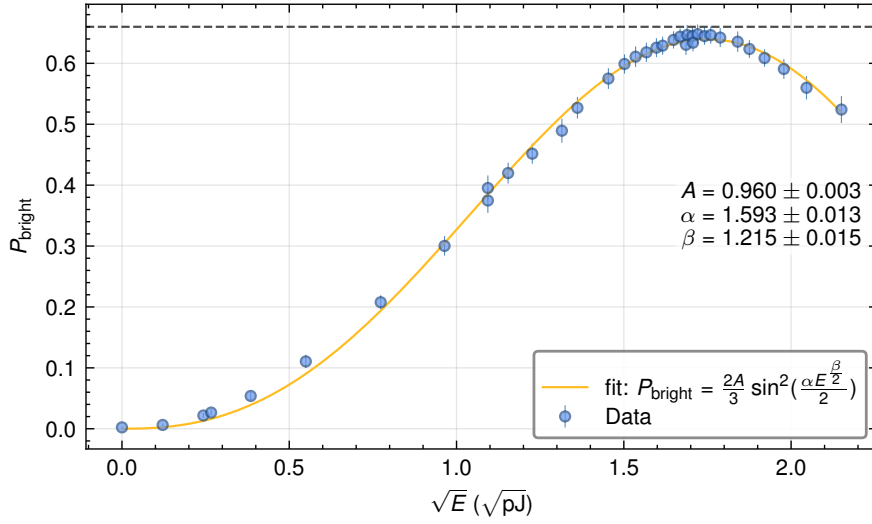


图 4.8 单脉冲激发概率，离子被激发至 $|e\rangle$ 能态的概率随单脉冲能量的变化关系

由第二章可知，为了产生离子-光子纠缠，一束短光学脉冲将离子从 $^2S_{1/2}$ 态激发至 $^2P_{1/2}$ 态。该激发脉冲来自一台钛宝石锁模激光器（Coherent Mira-HP）的脉冲串，其发射波长为 739 nm，脉冲的 FWHM 为 2.5 ps，重复频率为 76 MHz。激光输出经由 BiB_3O_6 （BIBO）晶体进行倍频处理，生成频率为 76 MHz、波长为 369.5 nm 的脉冲。通过两个中心频率为 400 MHz 的声光调制器（AOM），并由可编程门阵列（FPGA）控制，实现了单脉冲的选择，如图 2.14 所示。利用这些选定的单脉冲来激发离子，可通过调节脉冲功率实现对上能级激发概率的精确调控。离子激发概率与光学脉冲能量的关系为： $P_e = 2A/3 \sin^2(\alpha E^{\beta/2}/2)^{[118]}$ ，其中 A 、 α 和 β 为拟合系数， E 表示脉冲能量。理想情况下， A 和 β 应均为 1。实验结果表明，所测得的离子激发概率与理论曲线在不同单脉冲能量 E 下的吻合度良好，如图 4.8 所示，这表明单脉冲选择模块工作正常。拟合系数与理想值之间的差异可能源于功率计工作于非线性区域所致。

4.5 量子态层析

在量子信息实验中，QST 是一种通过用一组完备的测量基对生成的纠缠态进行多次测量，并根据测量结果来重构未知量子态密度矩阵的方法。对于由离

子自旋与光子偏振构成的两 qubit 系统，其量子态可由一个 4×4 的密度矩阵 ρ 描述。该密度矩阵为厄米矩阵，满足 $\text{Tr}(\rho) = 1$ 且 $\rho \geq 0$ ，其独立实参数数目为 $4^2 - 1 = 15$ 。因此，原则上至少需要获得 15 个相互独立的实验测量量，才能实现对两 qubit 量子态的完全重构。在实际实验中，密度矩阵通常展开在两 qubit 泡利算符基上，即

$$\rho = \frac{1}{4} \sum_{i,j=0}^3 c_{ij} \sigma_i \otimes \sigma_j, \quad (4.4)$$

其中 $\sigma_0 = \mathbb{I}$ 为单位算符， $\sigma_{1,2,3}$ 分别表示泡利矩阵 σ_x 、 σ_y 和 σ_z ，系数 $c_{ij} = \text{Tr}[\rho(\sigma_i \otimes \sigma_j)]$ 对应于两 qubit 泡利算符的期望值。因此，只要能够实验测量一组完备的单 qubit 算符期望值组合，即可唯一确定两 qubit 系统的密度矩阵。

4.5.1 联合计数与归一化概率

在给定的离子测量基 $a \in \{X, Y, Z\}$ 与光子测量基 $b \in \{X, Y, Z\}$ 下，实验通过重复试验获得联合计数 $N_{ij}^{(a,b)}$ ，其中 $i \in \{0, 1\}$ 表示离子读出结果， $j \in \{H, V\}$ （或等效的两端口）表示光子探测结果。对应的经验概率由

$$p_{ij}^{(a,b)} = \frac{N_{ij}^{(a,b)}}{\sum_{i,j} N_{ij}^{(a,b)}} \quad (4.5)$$

给出。由这些投影概率可以进一步计算各 Pauli 相关量的估计值，并作为密度矩阵重构的输入数据。

4.5.2 密度矩阵重构算法与不确定度评估

由于实验数据不可避免地受到有限采样噪声的影响，若直接采用线性反演方法进行密度矩阵重构，所得结果可能不再满足物理态应具备的基本条件，例如出现负本征值等非物理情形。为此，本文采用最大似然估计（maximum likelihood estimation, MLE）方法，在满足 $\rho \geq 0$ 且 $\text{Tr}(\rho) = 1$ 的约束下，对密度矩阵进行重构。该方法的基本思想是在所有满足物理约束的候选量子态中，寻找与实验观测结果符合程度最高的密度矩阵。在泊松计数近似下，不同测量设置下的探测事件可视为彼此独立的计数过程，相应的对数似然函数可写为

$$\log \mathcal{L}(\rho) = \sum_{a,b} \sum_{i,j} N_{ij}^{(a,b)} \log(\text{Tr}[\rho \Pi_{ij}^{(a,b)}]) + \text{const.}, \quad (4.6)$$

其中， $\Pi_{ij}^{(a,b)}$ 表示对应测量基与测量结果的投影算符， $N_{ij}^{(a,b)}$ 为实验记录到的计数值， const. 为与 ρ 无关的常数项。通过数值优化得到的最优解 ρ_{MLE} 能够始终满足密度矩阵的物理性要求，避免了线性反演在统计涨落存在时可能产生的非物理解。

为进一步评估重构结果的统计不确定度，本文采用基于计数统计的蒙特卡洛方法进行误差分析。具体做法是：以实验测得的计数 $N_{ij}^{(a,b)}$ 作为泊松分布的均值，对各测量结果进行随机重采样，生成多组伪实验数据；随后，对每组伪数据分别重复执行一次 MLE 重构，并对所关注物理量（例如纠缠态保真度、CHSH-Bell 参数等）的结果分布进行统计，其标准差作为相应的误差估计。该方法能够较为自然地将有限采样引起的统计波动传递到最终的层析结果中。

4.6 高保真度贝尔态制备与检验

本节针对本实验构建的 $^{171}\text{Yb}^+$ 离子-369.5 nm 飞行 qubit 纠缠，详细阐述量子态层析的实验实现与数据处理流程。离子-光子纠缠态属于两体复合量子系统（离子自旋 qubit+ 光子偏振 qubit），其希尔伯特空间维度 $D = 4(2 \times 2)$ 。要完整重构该密度矩阵，需在覆盖全希尔伯特空间的完备联合测量基组下开展重复测量，获取量子态在各测量基上的投影概率。

在实验中，PMT 对光子的探测作为先验触发信号，标志着光子的成功取回，并触发随后对离子量子态的测量，获得用于重构离子-光子纠缠态密度矩阵的联合测量数据。在离子态分析过程中，对离子施加一系列由微波驱动的自旋旋转操作。对于所有测量设置，测量序列均以微波 π 脉冲开始，该脉冲将 $|1\rangle$ 态转移至 $|0\rangle$ 态。随后，根据所选择的离子测量基，在 $|1\rangle$ 与 $|0\rangle$ 态之间施加一个额外的 $\pi/2$ 脉冲。该 $\pi/2$ 脉冲是否施加以及其在 x - y 平面内的微波相位，均由具体的测量基确定。对于 QM 节点，光子测量基的选择通过电动旋转台精确调节一组波片的取向来实现。经偏振分析后的光子由两个 PMT 进行探测，其中每个探测通道分别对应一种正交的偏振模式，从而实现对光子偏振态的区分测量。用于离子态分析的微波脉冲序列切换由 AWG 控制，并由 PMT 输出电信号的上升沿触发。PMT 的电输出信号首先输入至 FPGA。当 FPGA 检测到 SNSPD 信号的上升沿后，便生成一个触发信号，并将其发送至 AWG，以启动对应的微波脉冲序列并作用于离子。采用 PMT 信号上升沿作为触发源，可确保离子态测量在时间上与成功探测到取回光子的事件严格同步，实现离子-光子纠缠态层析所必需的条件性联合测量。每当发生光子探测事件时，系统同时记录该探测事件以及对应的 PMT 通道编号，使得在后续数据分析中能够准确判定光子偏振的测量结果。

在 QST 测量中，离子 qubit 分别在三组互补测量基中进行测量，即 $\{|0\rangle, |1\rangle\}$ 、 $\{(|0\rangle \pm |1\rangle)/\sqrt{2}\}$ 以及 $\{(|0\rangle \pm i|1\rangle)/\sqrt{2}\}$ ，分别对应于沿 Z 、 X 和 Y 轴的测量。同样地，光子 qubit 在三组偏振测量基中进行测量，即 $\{|H\rangle, |V\rangle\}$ 、 $\{(|H\rangle \pm |V\rangle)/\sqrt{2}\}$ 以及 $\{(|H\rangle \pm i|V\rangle)/\sqrt{2}\}$ 。上述测量组合共形成 $3 \times 3 = 9$ 种两 qubit 直积测量设置，构成一组层析完备的测量集合，可用于重构 TI-QM 纠缠态的两 qubit 密度矩

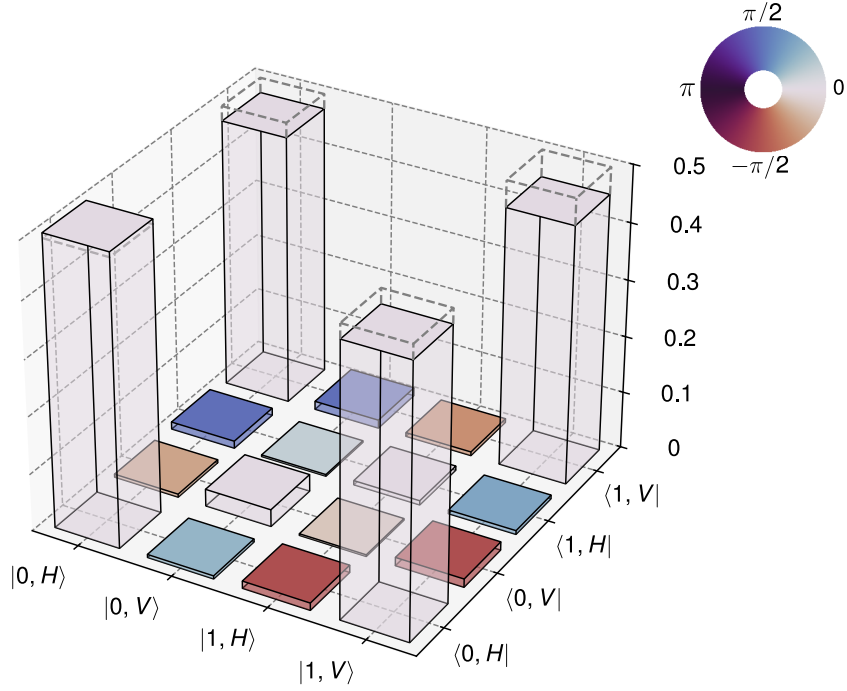


图 4.9 量子频率转换前离子-光子纠缠态的重构密度矩阵，图中展示了通过量子态层析获得的量子频率转换前的矩阵。其相对于目标贝尔态的对应保真度分别为 $(95.46 \pm 0.24)\%$ 虚线表示理想贝尔态的预期结果。

阵。密度矩阵的重构采用 MLE 方法完成。

TI-QM 纠缠的 QST 过程在原理上与离子-光子纠缠的量子态层析完全一致，其唯一差别在于光子探测方案：在 TI-QM 纠缠实验中采用双通道 SNSPD 进行光子探测，而在离子-光子纠缠实验中则使用两台 PMT 作为光子探测器。针对离子-光子纠缠态的联合探测。总共统计了 62,723 次成功的联合探测。如图4.9所示，相较于理想的最大纠缠态，经重构后得到离子-光子纠缠态保真度为 $(95.46 \pm 0.24)\%$ ，误差由蒙特卡洛模拟获得。有关于误差的分析详见第6.6节。

4.7 本章小结

本章围绕 $^{171}\text{Yb}^+$ TI 节点与 369.5 nm 飞行光子之间的偏振纠缠建立与验证展开。首先，给出了以光子为媒介实现远程纠缠的典型方案，并对频率纠缠、time-bin 纠缠与偏振纠缠三类编码方式的原理与优缺点进行了对比，明确本文选择偏振纠缠作为后续混合量子网络实验的纠缠协议。随后，本章详细介绍了偏振编码离子-369.5 nm 光子纠缠的时序设计。为保证纠缠态制备的高保真度，本章进一步给出了磁场方向校准方案，并通过单脉冲选通与激发概率测试验证了皮秒激发脉冲的高保真度。最后，基于量子态层析对离子-369.5 nm 光子纠缠态进行重构，采用 MLE 获得密度矩阵并评估其相对于目标贝尔态的保真度，完成了离子-369.5 nm 光子偏振纠缠的实验建立与定量验证，为下一章的频率转换与存储接口实验奠定了稳定离子-光子纠缠产生与测量流程的基础。

第 5 章 异构节点间的光子连接

混合量子网络的建立需要实现异构节点间的互联。由于异构节点间在 qubit 的共振波长上通常存在较大差异，以及根据节点间距离的不同可能需要通过不同波段的光子来实现通信。因此高保真度的拥有 QFC 功能的光子接口是实现异构节点间的互联的重要模块。本章将详细介绍异构节点间的光子接口的建立并完成飞行 qubit 的传输以及经 QFC 转换后的离子-580 nm 光子纠缠态的检验。

5.1 量子频率转换原理

QFC 模块采用差频生成 (DFG) 过程，其中涉及到非线性效应、差频光生成以及准相位匹配等知识，本节将会对这些原理进行简单介绍，方便后续实验设计理解。

5.1.1 差频过程原理

本小节将对 DFG 过程展开详细阐述^[231]。对于某种介质而言，当外电场施加于介质时，介质内部会产生极化效应。当极化强度与外电场强度之间满足线性关系

$$\vec{P}(t) = \epsilon_0 \chi \vec{E}(t), \quad (5.1)$$

则该介质被称为线性介质，其中 ϵ_0 为真空介电常数， χ 为介质的线性极化率。当极化强度对外电场强度存在非线性响应，则该介质被称之为非线性介质，其极化强度与外电场强度的关系表达之可写为

$$\vec{P}(t) = \epsilon_0 \chi \vec{E}(t) + \epsilon_0 \chi^2 \vec{E}(t)^2 + \epsilon_0 \chi^3 \vec{E}(t)^3 + \dots, \quad (5.2)$$

该式包含线性分量，二阶分量以及更高阶的非线性项。对这些高阶项的深入研究，催生出一系列非线性光学应用技术，典型案例包括二次谐波产生、差频与和频转换、四波混频等。本实验所采用的差频效应属于二阶非线性光学效应，对应式中的二阶项。在频域表示下，二阶项可表示为

$$\vec{P}(\omega) = 2\epsilon_0 \sum_l \sum_{n,m} d_{il} E_j^{\omega_n} E_k^{\omega_m} \quad (5.3)$$

其中 $d_{il} = \frac{1}{2} \chi_{ijk}^{(2)}$ 为该表达式下的非线性系数。本实验中光子接口的 QFC 过程本质上属于差频生成 (DFG) 过程。本小节将对这一差频过程展开详细阐述^[231]。

设入射泵浦光频率为 ν_p ，信号光频率为 ν_s ，经差频产生的输出光频率记为 ν_i ，三者满足频率守恒关系

$$\nu_i = \nu_p - \nu_s \quad (5.4)$$

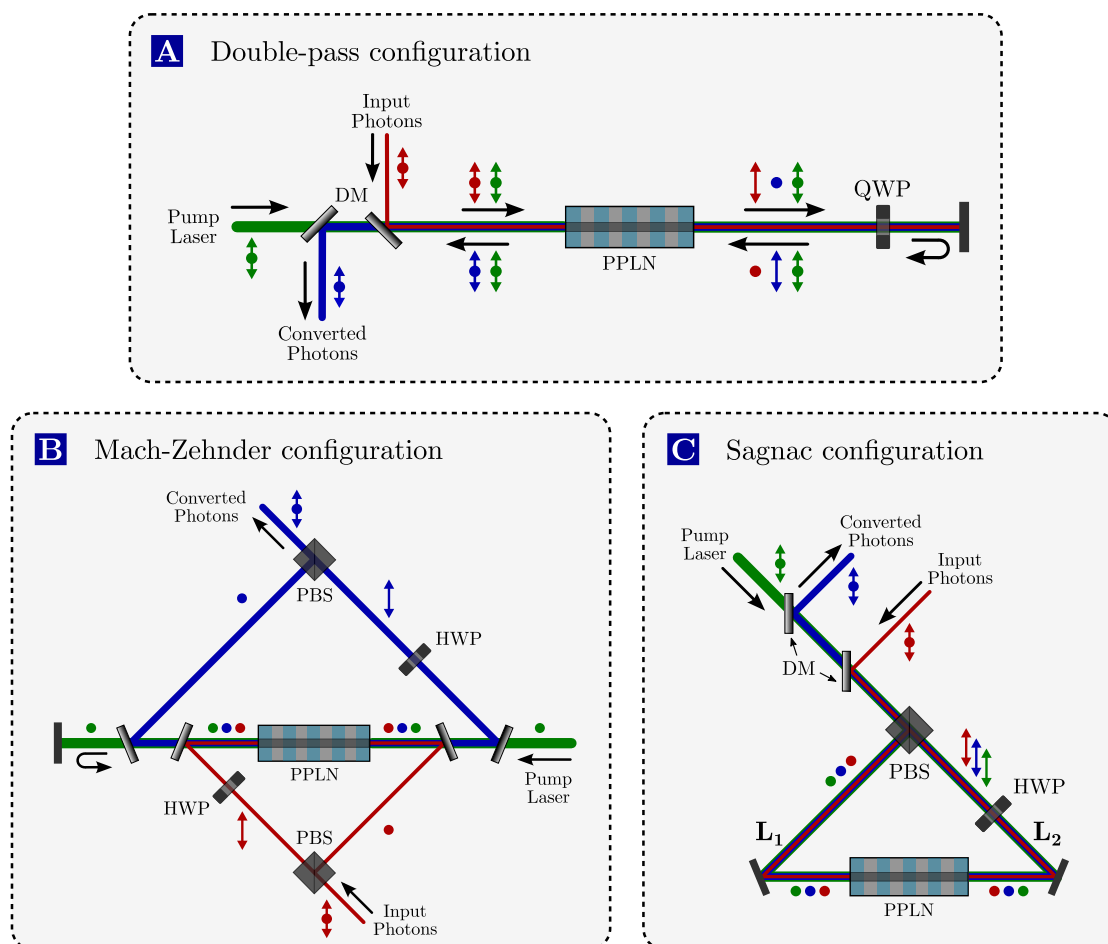


图 5.1 量子频率转换不同装置结构示意图, 图片取自文献^[232]

这一过程对应两个入射光子湮灭、一个输出光子产生，在量子层面严格满足能量守恒。利用耦合波方程可对差频过程中各光场的振幅演化进行定量描述。在慢变包络近似与介质无损耗假设下，差频过程的耦合波方程可写为

$$\frac{dA_i}{dz} = i\kappa A_p A_s^* e^{-i\Delta k z} \quad (5.5)$$

式中 A_p, A_s, A_i 分别为泵浦光、信号光与输出光的电场振幅, κ 为与非线性系数相关的耦合系数, Δk 为三波混频过程对应的波矢失配量。

差频产生具有工作带宽宽、附加噪声低等突出优点，在量子信息研究中常用于实现量子态保真的光子频率转换，是实现异构量子节点间互联的关键技术。

5.1.2 准相位匹配

相位匹配是制约二阶非线性光学频率转换效率的核心条件，其物理本质是使非线性介质内各处非线性效应产生的光在出射方向上实现相干叠加，从而最大限度提升转换效率。对于三波混频过程，理想相位匹配要求三个波矢满足

$$\Delta k = k_p - k_s - k_i = 0 \quad (5.6)$$

其中 k_p, k_s, k_i 分别为泵浦光、信号光和输出光在介质中的波矢。若存在相位失配即 $\Delta k \neq 0$ ，频率转换效率会随传播距离呈现周期性振荡衰减，难以实现高效转换。

传统非线性光学器件多采用角度调谐或温度调谐实现相位匹配，但这类方法存在匹配条件苛刻、有效非线性系数利用率低、可用波段范围有限等问题。准相位匹配 (Quasi-Phase Matching, QPM) 技术通过对非线性晶体进行周期性极化，可主动补偿波矢失配，已成为实现高效 QFC 的主流方案。

准相位匹配通常基于周期性极化晶体实现，其极化周期 Λ 满足如下关系

$$\Lambda = \frac{m\pi}{\Delta k} \quad (5.7)$$

式中 m 为 QPM 阶数。通过合理设计极化周期，可对任意波长下的相位失配进行有效补偿，保证非线性极化波在晶体全长范围内实现相干相长。与传统依赖双折射的相位匹配方式相比，QPM 展现出多方面的优势：首先，QPM 技术允许选用晶体的最大非线性光学系数参与频率转换过程，从而将转换效率提升至更高水平；其次，QPM 可通过灵活设计极化周期，在更宽波长范围内实现相位匹配。

5.2 量子频率转换模块

光子接口的一项关键环节是波长转换。一种常用解决方案是采用 QFC 技术，在 QFC 过程中，存在两个能够直接影响节点间纠缠性能的指标，一是 QFC 过程的效率，这将直接决定节点间的纠缠产生速率，二是 QFC 过程的信噪比，这将直接影响通过 QST 重构出的纠缠态的保真度。提升转换效率的常见策略包括选用具有较大非线性系数的晶体、采用低阶 QPM 以及提高泵浦光的功率密度。

5.2.1 量子频率转换模块的晶体选择与转换方案

目前市面上可选的非线性材料多种多样，但能够适用于该实验中 TI 节点与 QM 节点互联的材料较为有限。在罗开红等人此前开展的紫外波段 QFC 实验中^[233]，所采用的非线性晶体为周期极化磷酸氧钛钾 (PPKTP) 晶体。然而，PPKTP 晶体在紫外波段方面有一个很大的问题，其紫外波段透过率对温度变化极其敏感，随着温度的升高，透过率会快速下降，如图 5.2 所示。相比之下，周期极化化学计量钽酸锂 (PPSLT) 晶体在紫外波段具有更高的透过率且在紫外波段的透过率对温度变化不敏感。其更高的损伤阈值也能允许实验中使用更大功率的泵浦光。鉴于上述优势，本实验中选用 PPSLT 晶体作为 QFC 模块的核心非线性介质。

提高 QFC 效率的另一个关键因素是采用低阶 QPM，可惜的是，由于在紫外波段（如 369.5 nm 附近），低阶 QPM 对应的极化周期极短，例如本研究的转换

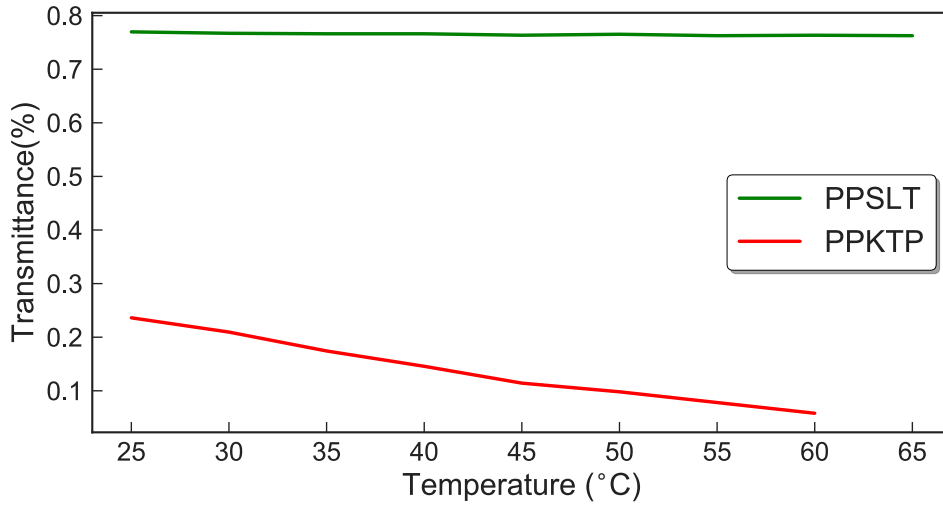


图 5.2 周期极化化学计量钽酸锂 (PPSLT) 与周期极化磷酸氧钛钾 (PPKTP) 晶体透射率随温度变化曲线, 图片取自文献^[152]。

方案 (图 5.4), PPSLT 晶体的一阶 QPM 所需的周期仅为约 $2.6 \mu\text{m}$ ^[234-235], 对于周期计划铌酸锂 (PPLN) 晶体, 这个周期将会更短。以目前的技术, 在 $2 \mu\text{m}$ 左右的尺度上难以在体块晶体上获得均匀的畴结构。因此受限于当前极化工艺水平, 本实验中只能选择周期为 $7.36 \mu\text{m}$ 的 PPSLT 晶体来进行三阶 QPM。相较更换晶体, 更为有效的解决方案是增加泵浦光功率密度, 同时尽量降低转换过程中产生的噪声。在非线性晶体中构建波导结构是常用的增大泵浦光功率密度的方法^[223,236]。波导不仅能显著提升光场的功率密度, 还能延长泵浦光、信号光与闲频光之间的有效相互作用长度, 大幅提升转换效率。

5.2.2 量子频率转换过程效率优化

本节采用飞秒激光直写技术在 PPSLT 晶体中制备光波导。为了优化模块出光模式以实现与 $90 \mu\text{m}$ 单模光纤的高效耦合, 波导结构选用 III 型波导, 具体结构如图 5.3 所示。通过打点测试优化并确定了 PPSLT 晶体波导的加工工艺参数: 飞秒激光中心波长 $\lambda_{fs} = 1030 \text{ nm}$, 脉冲宽度 210 fs , 脉冲重复频率 20 kHz , 单脉冲能量 450 nJ , 写入速度 10 mm/s 。

为有效抑制 QFC 过程中的噪声, 在保证较高转换效率的前提下, 本方案采用了长波长泵浦技术 (如图 5.4 所示) 并结合后续的时间滤波手段 (详见第 6.2.2 小节)。长波长泵浦方案要求波导同时实现对 369.5 nm 、 580 nm 及 1018 nm 多波长光场的高效耦合, 且模场直径需尽可能小。为此, 图 5.4 所示的波导结构与 QM 节点中的波导结构略有不同, 采用了多层凹陷包层设计以最大程度地压缩波导模场直径。文献^[152] 已详细讨论了凹陷包层层数对波导传输损耗的影响, 结果表明七层结构为较优选择。为进一步优化 QFC 模块的性能, 利用 FLM 在 PPSLT 晶体上

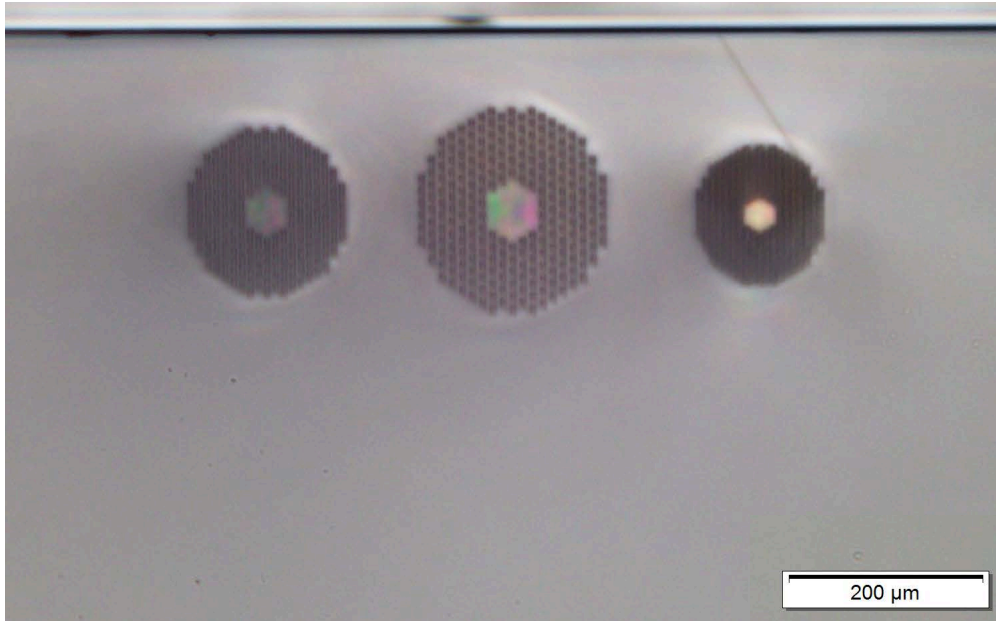


图 5.3 QFC 模块中非线性晶体内波导结构图

制备了不同直径的波导样品，并分别对其转换效率进行了标定。实验结果显示，当波导直径约为 $15\text{ }\mu\text{m}$ 时，晶体端到端 QFC 效率达到最优值，约为 $1.07\% \text{ W}^{-1}$ 。

5.2.3 量子频率转换模块方案设计与性能表征

目前已提出的 PPQFC 方案主要可分为三类：一类是基于 MZ 干涉仪结构的实现方案^[237-238]；第二类是采用串联非线性晶体或双通（double-pass）构型的方案^[239-241]；第三类则是基于 Sagnac 环干涉结构的实现方式^[242-244]，三种方案的结构如图 5.1 所示。上述不同方案在系统损耗、相位稳定性以及实验复杂度等方面各具特点。在 MZ 干涉仪结构中，参与频率转换的光子仅需单次通过非线性晶体，因此在原理上能够实现较低的插入损耗，但该结构对两臂间的相对相位极为敏感，通常需要引入主动相位稳定技术^[238]，或通过高度紧凑的光路设计来抑制环境扰动^[237]，显著增加了系统实现的复杂性。串联晶体或双通配置在结构上具有固有的相位稳定性，无需额外的主动反馈控制，但光子在转换过程中必须两次穿越非线性介质，不可避免地引入了额外的传输损耗。在上述三类方案中，Sagnac 环结构同时兼具低损耗和内禀相位自稳定的优势，在 PPQFC 中表现出较为突出的综合性能。然而，不论采用何种干涉结构，实现多波长光场高效且稳定地耦合进入波导始终是这些方案所共同面临的关键技术挑战。在传统实现方案中，多波长耦合通常依赖非球面透镜或显微物镜完成。由于色差效应的存在，不同波长对应的焦距难以同时匹配，往往需要通过引入发散或汇聚光束来分别优化各波长的耦合效率。这种方法存在多方面的局限性：首先，光学路径设计缺乏通用性，需要针对不同波长组合进行重新优化；其次，当波导的工作波长跨度较大时，尤其涉及紫外波段，由于材料折射率在短波段内急剧变化，色像差问题将

显著加剧，使得基于透射光学元件的有效波导耦合变得极为困难；第三，对于模场直径较小的波导结构，传统透镜系统难以提供衍射极限的聚焦能力，限制了耦合效率的进一步提升。值得指出的是，小模场直径对于提高波导内的光功率密度、增强非线性频率转换效率具有重要意义，也是构建高性能量子网络接口所必需的关键条件。

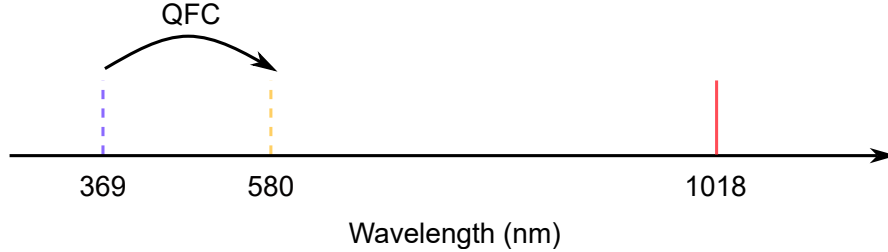


图 5.4 长波泵浦量子频率转换方案示意图

针对上述挑战，本文作者与姚清泉同学一同构建了一种适用于 369.5 nm 到 580 nm QFC 的改进方案^[245]。该方案结合了 Sagnac 环结构在相位稳定性和低损耗方面的固有优势，并引入离轴抛物面镜（off-axis parabolic mirror, OAPM）作为波导耦合元件，以充分利用其反射式光学结构所带来的消色差特性。离轴抛物面镜此前已被用于实现无色像差的波导耦合^[239]，将其系统性地与萨格纳克环结构相结合，可以在实现偏振保持的同时显著提升多波长波导耦合效率。

在上述方案基础上，实验成功实现了 PPQFC，其覆盖的波长范围包含 369.5 nm 和 580 nm。该波段一端对应于被俘获的 $^{171}\text{Yb}^+$ 所产生的自发辐射荧光波长，另一端则与 $^{153}\text{Eu}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$ 固态量子存储器的吸收谱线相匹配。系统整体结构如图所示。频率转换过程基于 DFG 机制，其中 369.5 nm 的信号光与 1018 nm 的泵浦光在非线性波导中相互作用，产生 580 nm 的转换光。作为系统的核心器件，PPSLT 晶体被安装在六自由度精密位移台上，并通过热电制冷器（thermoelectric cooler, TEC）实现高稳定度温度控制，工作温度保持在 $(109.670 \pm 0.005)^\circ\text{C}$ 。晶体内部的波导结构经优化后，在 369.5 nm、580 nm 以及 1018 nm 波长处对应的模场直径分别为 $8.7\ \mu\text{m}$ 、 $11.0\ \mu\text{m}$ 和 $12.2\ \mu\text{m}$ 。系统中引入了两片长通二向色镜（DM: Dichroic Mirror），其中 DM2 用于将 369.5 nm 的输入光子与 1018 nm 的泵浦光合束，同时将生成的 580 nm 输出光有效分离。信号光与泵浦光经 PBS 耦合进入 Sagnac 环路，其中水平偏振光沿顺时针方向传播，而垂直偏振光则沿逆时针方向传播。

在 DFG 过程中，系统采用 0 类（type 0）QPM 方案。0 类 QPM 方案是指在差频过程中，泵浦光、信号光和差频光均具有相同偏振态的非线性相互作用方式。该方法可充分利用材料中较大的非线性张量元，因此通常能够获得较高的频率转换效率。由于该方案导致有效非线性系数仅对垂直偏振光有效，因此，在

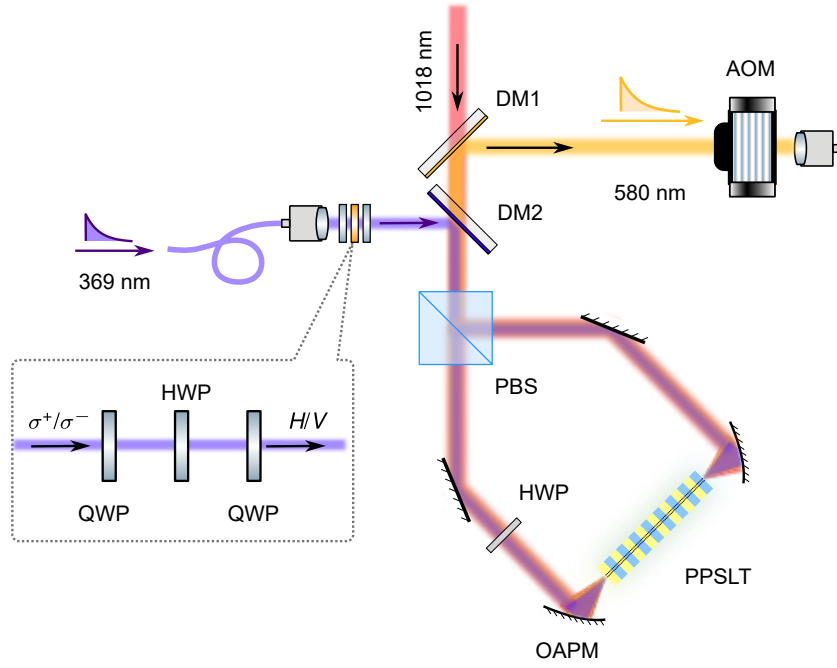


图 5.5 量子频率转换模块细节，采用萨格纳克环（Sagnac loop）结构并使用 PPSLT 晶体实现偏振保持量子频率转换的实验装置示意图：通过 DFG 产生过程将 369.5 nm 光转换至 580.0 nm。关键组件包括：二向色镜（dichroic mirrors, DM1、DM2），用于合束 369.5 nm/1018 nm 光并分离 580 nm 输出；偏振分束器（polarization beam splitter, PBS）与超消色散波片（super-achromatic waveplate, SHWP），用于实现偏振路由；离轴抛物面镜（off-axis parabolic mirrors, OAPMs），用于将多波长光无色差耦合进入波导。输出的 580 nm 光子经滤波后耦合进入单模光纤。转换过程中引入的偏振相位由半波片（half-wave plate, HWP）与四分之一波片（quarter-wave plate, QWP）进行补偿。

波导之前，沿顺时针方向传播的水平偏振光需通过一片超消色散半波片（super-achromatic half-wave plate, SHWP, Thorlabs SAHWP05M-700）转换为垂直偏振，以保证两传播方向的光场在波导中均能有效参与非线性相互作用。Sagnac 环内部采用两面紫外铝反射镜 M1 和 M2（Newport, 10Z40AL.2），其入射角为 67.5° ，以匹配 OAPMs（Thorlabs MPD019-FO1）的几何入射条件，形成稳定的闭环结构。369.5 nm 信号光和 1018 nm 泵浦光通过 OAPMs 实现消色差耦合进入波导。OAPMs 同样安装在定制的六自由度调节支架上，而反射镜 M1 与 M2 则固定在三轴精密镜架中，为系统提供了充足的自由度以优化多波长耦合效率。通过波导内 DFG 过程生成的 580 nm 光子均为垂直偏振态，并由 OAPMs 进行高质量准直。其中，沿顺时针方向传播的垂直偏振 580.0 nm 光子在离开波导后被有效准直并引出，用于后续的 PPQFC 与性能表征实验。

实验结果表明，该方案在 369.5 nm 波长处实现了 70.8% 的波导耦合效率，在 1018 nm 波长处实现了 60.0% 的耦合效率，并展现出良好的长期稳定性。在专门表征 QFC 模块的工作中，波导耦合效率甚至表现出更好的效果^[245]。输出的 580 nm 光子依次通过 DM1、DM2 以及一片窄带通滤波器，与残余的输入光及泵

表 5.1 不同波长下各光学元件的效率

光学元件	369.5 nm	580 nm	1018 nm
二向色镜 DM1	/	98.8%	94.5%
二向色镜 DM2	95.1%	95.0%	94.9%
偏振分束器 PBS	98.9%	94.1%	98.8%
反射镜 (Mirror)	98.0%	83.1%	92.7%
离轴抛物面镜 (OAPM)	95.8%	82.6%	91.5%
超消色散半波片 (SHWP)	84.3%	94.3%	99.5%
580 nm 窄带通滤波器	/	91.3%	/
波导耦合效率	70.8%	/	60.0%
单模光纤耦合效率	/	80.0%	/

浦光彻底分离，在后续实验中。为补偿频率转换过程中引入的偏振旋转及相位偏移，在 580 nm 输出光路中配置了 HWP 和 QWP。需要指出的是，该相位补偿操作并不会改变离子-光子纠缠态的本征结构，而是将其调整为预期的贝尔态表示形式。最终，580.0 nm 光子被耦合进入单模光纤，耦合效率约为 80%。系统中所有光学元件均针对跨频段工作条件进行设计，其关键性能参数汇总于表 5.1。DM1 在 1018 nm 处表现出 94.5% 的透射率和 98.8% 的反射率，在 580.0 nm 处则分别为 98.8% 和 95.0%；DM2 在 1018 nm 和 580.0 nm 处的透射率分别为 94.9% 和 95.0%，在 369.5 nm 处的反射率为 95.1%。定制偏振分束器在 369.5 nm、580.0 nm 及 1018 nm 波长处的效率分别为 98.9%、94.1% 和 98.8%。对于透射光，其消光比定义为 $\gamma_t = T_V/T_H$ ，在 369.5 nm 处测得值为 1340；对于反射光，其消光比定义为 $\gamma_r = R_V/R_H$ ，在 580.0 nm 和 1018 nm 处分别为 2120 和 2600。需要强调的是，这些消光比参数主要影响频率转换效率，而不会破坏偏振保持特性，因为 DFG 过程本身具有严格的偏振选择性。

此外，通过在 PPSLT 晶体端面施加宽带防反射 (anti-reflection, AR) 涂层，可将原本约 14% 的菲涅尔反射显著降低至各工作波长下均小于 1%。该改进有效抑制了非期望的偏振混合及不稳定干涉效应，显著提升了系统的整体稳定性与长期运行性能。该方法充分融合了 Sagnac 环结构与 QAPM 的优势，为未来量子网络中跨频段量子互联提供了一种可行架构。

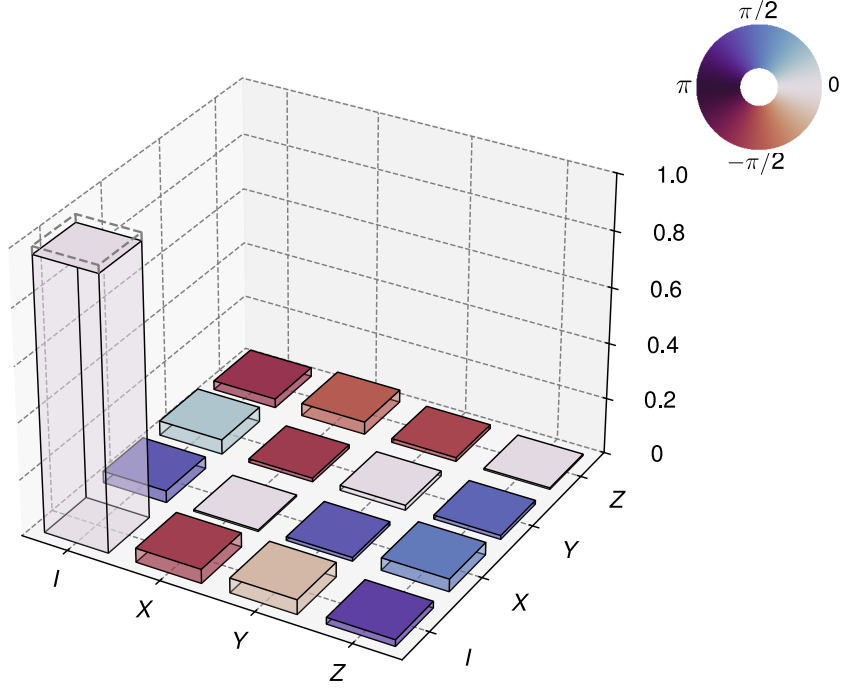


图 5.6 量子频率转换模块及 90 米单模光纤的重构过程矩阵，该过程矩阵相对于理想的恒等过程矩阵的保真度为 $(97.32 \pm 0.14)\%$ ，测量时间为 3 分钟。

5.3 光纤信道

5.3.1 过程矩阵重构

在完成 QFC 模块的构建与稳定运行之后，进一步采用量子过程断层成像 (quantum process tomography, QPT) 对该器件的量子转换性能进行定量表征，以评估其整体过程保真度。为模拟被俘获 $^{171}\text{Yb}^+$ 离子在 369.5 nm 波段产生的单光子荧光，实验中使用一台相干紫外激光源，并将其强度衰减至单光子水平作为输入光源。369.5 nm 光子的输入偏振态 $|H\rangle$ 、 $|V\rangle$ 、 $|D\rangle$ 、 $|A\rangle$ 、 $|R\rangle$ 以及 $|L\rangle$ 通过水平放置的偏振片、半波片 HWP 和四分之一波片 QWP 的组合制备而成，其中偏振片的消光比大于 10^5 ，保证了输入量子态的高纯度。频率转换后的 580 nm 光子偏振态由偏振分析与探测系统完成测量，该系统由 QWP、HWP、PBS 以及两通道超导探测器 (superconducting nanowire single-photon detector, SNSPD) 组成，实验中对每种输入状态进行了断层成像，随后重构了该模块的过程矩阵。理想过程矩阵 χ_i 与实测进程矩阵 χ_m 之间的进程保真度通过以下公式计算得出：

$$\mathcal{F}(\chi_i, \chi_m) = \left[\text{Tr} \left(\sqrt{\sqrt{\chi_i} \chi_m \sqrt{\chi_i}} \right) \right]^2 \quad (5.8)$$

5.3.2 光纤信道稳定性测量

考虑到实验测量时长超过数小时，保障 QFC 模块与 90 米单模光纤的稳定性至关重要。该部分测量在李元聪同学的支持下共同完成。首先，为表征光纤引入的偏振效应随时间的演化规律，我们将预设的特定光子态注入 90 米单模光纤，

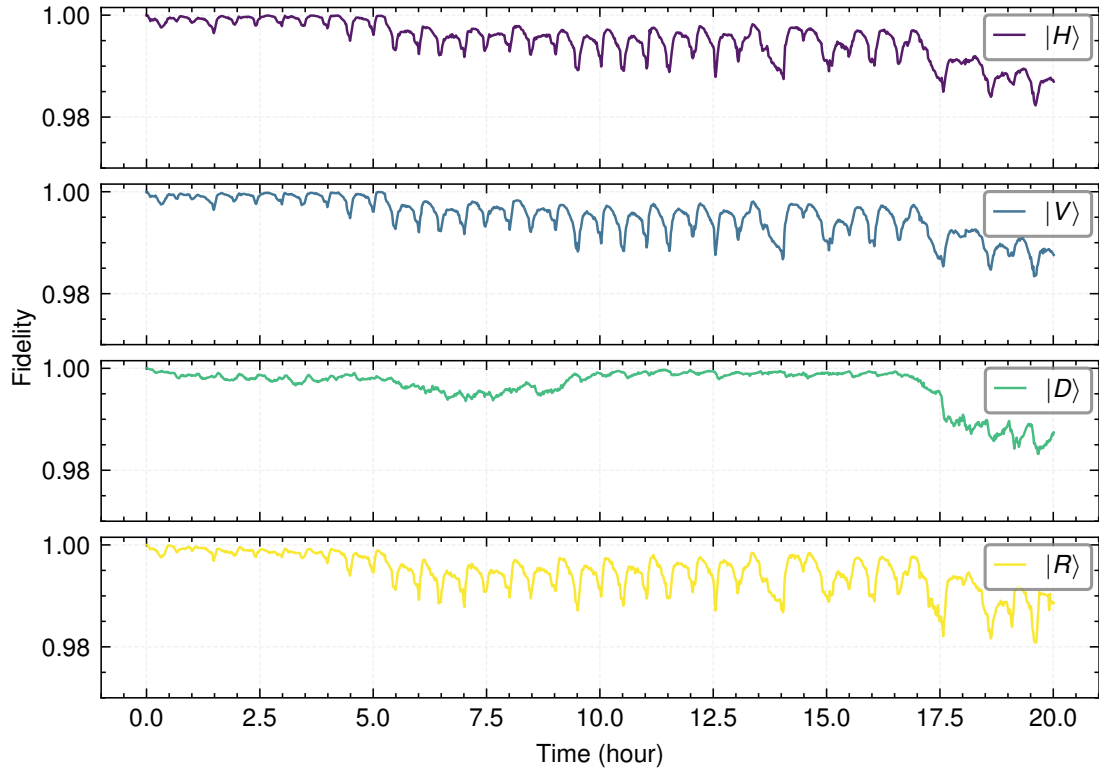


图 5.7 90 米单模光纤过程矩阵稳定性测试

并在不同时间节点测量输出态与初始时刻（零时刻）光子态之间的保真度。该 90 米单模光纤部署于室外环境，且已采取机械固定与基础温控防护措施。实验结果表明（如图 5.7 所示）：前 5 小时内输出态的偏振保真度始终维持在 99.0% 以上，即使测量时长延长至 15 小时，偏振保真度仍可保持在 98.5% 以上。这一稳定性足以支撑后续的纠缠测量与非定域性检验实验，无需额外进行偏振补偿操作。

5.4 QFC 模块升级前后性能对比

除 90 米单模光纤外，QFC 模块本身也会引入显著的不稳定性。1018 nm 泵浦激光功率过高，再加上晶体温度的波动，会导致晶体内部波导耦合效率及晶体自身的频率转换效率发生漂移。其中，由温度变化引发的转换效率波动对两种偏振态属于共模波动，不会对转换过程的过程密度矩阵保真度产生影响；而由波导耦合效率波动导致的转换效率变化，在两种偏振态之间呈现异步特性，进而使整个 QFC 过程的过程密度矩阵偏离单位矩阵。这种偏差并非么正变换，无法通过波片进行补偿，会造成 TI-QM 纠缠态的退相干。

为评估系统稳定性，将 QFC 模块与 90 米单模光纤视为一个集成系统，并采用强光对其过程密度矩阵的稳定性开展了长达 10 小时的实时测量，结果如图 5.8 所示。测量数据显示：整个 10 小时测量周期内，系统的平均过程密度矩阵保真度超过 95%。前 5 小时系统稳定性表现更优，平均过程密度矩阵保真度达

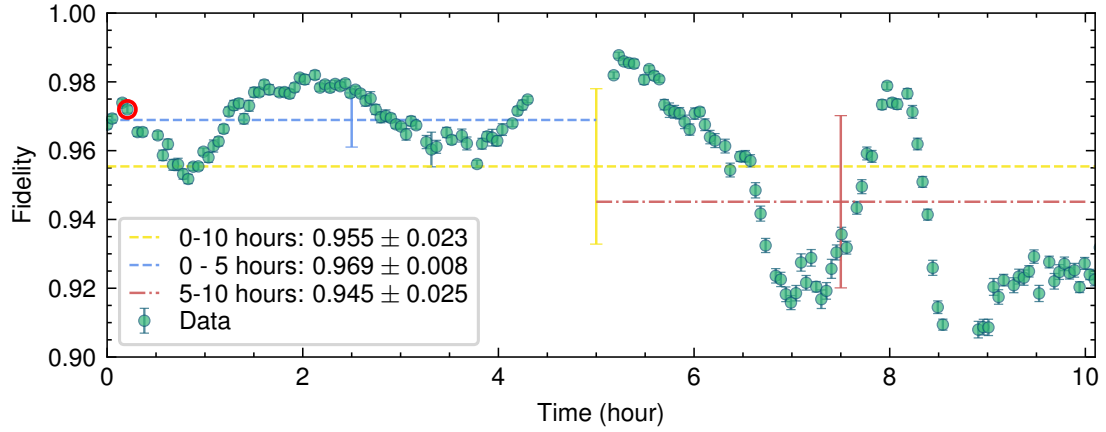


图 5.8 量子频率转换及 90 米单模光纤过程矩阵保真度的稳定性，通过注入高功率的 369.5 nm 参考激光来测量过程矩阵。在为期 10 小时的测量过程中，相对于理想的单位矩阵，过程矩阵的平均保真度达到 $(95.5 \pm 2.3)\%$ ；其中前 5 小时观测到较高的保真度 $(96.9 \pm 0.8)\%$ ，而随后 5 小时的保真度降低至 $(94.5 \pm 2.5)\%$ 。图中以红色圆圈标出的数据点对应于图 5.6 中所展示的过程矩阵。

到 $(96.9 \pm 0.9)\%$ ；而在后 5 小时，系统稳定性略有下降，平均过程密度矩阵保真度为 $(94.5 \pm 2.5)\%$ 。

在将 QFC 抹开光路改为跨波段 Sagnac 环结构前，模块光路曾使用双路对称式方案^[152]，图 5.9 为对称式双路方案的光路图。该方案的好处是可以在相同 QFC 效率情况下使晶体端面泵浦光功率减半，且可以相对独立的调节每个偏振分量的波导耦合以及温度调节，但经测试该方案在自由空间光路情况下维持 90% 以上的 QFC 过程矩阵保真度时长仅有 10 分钟左右，远小于异构节点件纠缠验证实验所需时间，即使将该光路放入真空腔中与外界环境进行真空隔离，其 QFC 保真度稳定性也并未显著提高，图 5.10 为将双路对称式 QFC 模块放入真空腔后的过程矩阵保真度稳定性测量结果。结果显示 QFC 模块的过程矩阵保真度在半个小时后迅速下滑，无法达到实验要求。如表 5.2 所示，相较于对称式双路方案，跨波段 Sagnac 环方案在稳定性和过程矩阵保真度上都有了极大的提升：稳定运行时长提升超过一个量级，过程矩阵保真度提升接近 10%。

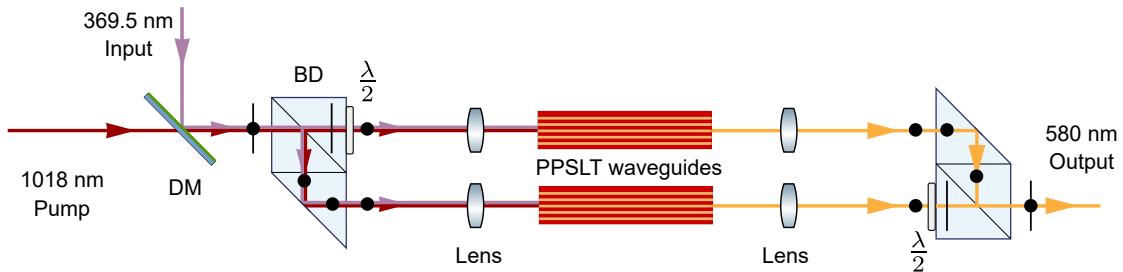


图 5.9 QFC 模块双路对称式方案光路图

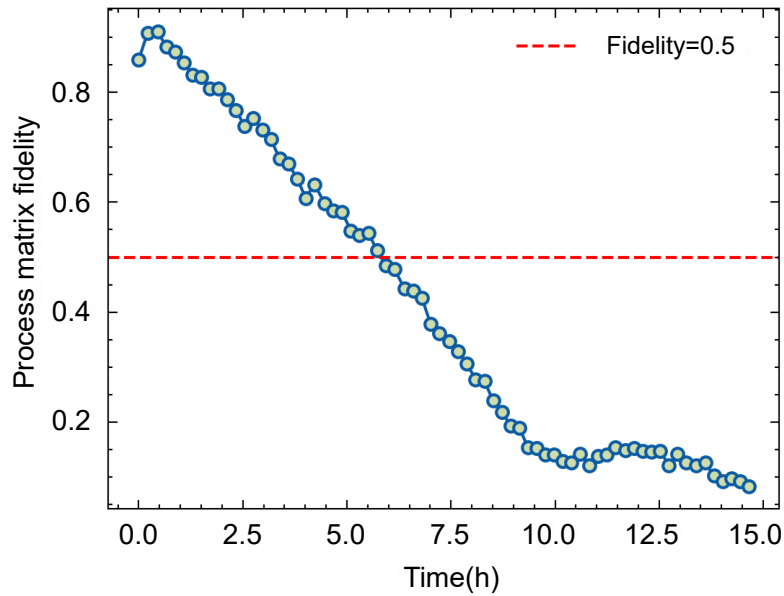


图 5.10 QFC 模块双路对称式方案光路过程矩阵稳定性

表 5.2 不同 QFC 模块结构效果对比

QFC 模块方案	过程矩阵保真度	稳定运行时长
对称性双路方案	86%	30 分钟
跨波段 Sagnac 环方案	$95.5 \pm 2.3\%$	大于 10h

5.5 经典信道

5.5.1 经典信道建立

异构节点间纠缠的测量需要两节点间进行经典信息的传递。由于两节点间相隔 75 米，需要使用光端机将需要传递的经典信息转换成光信号进行传输。这一方面可以减小经典信道走线的复杂度，另一方面可以进一步减小经典信号的传输时间。由于需要较小的时间抖动，因此光端机输出电信号的上升沿要尽可能小，这要求其带宽尽可能地大。实验上，我们选用带宽大于 150 MHz 的高速光通讯模块（康威科技）对经典信号进行传输。该模块会对信号幅度进行衰减，当光子被 SNSPD 探测到时，由 SNSPD 产生的信号幅度为 5 V，经过光通讯模块衰减后幅度仅有 2 V 左右，小于 FPGA 模块对探测器是否接收到光子进行判断的甄别阈值 3.3V。为此，在光端机接收端前和发射端后分别用高速比较器将电压抬高，使得 FPGA 能够接收超过 3.3V 甄别阈值的脉冲信号，具体线路如图 5.11 所示。

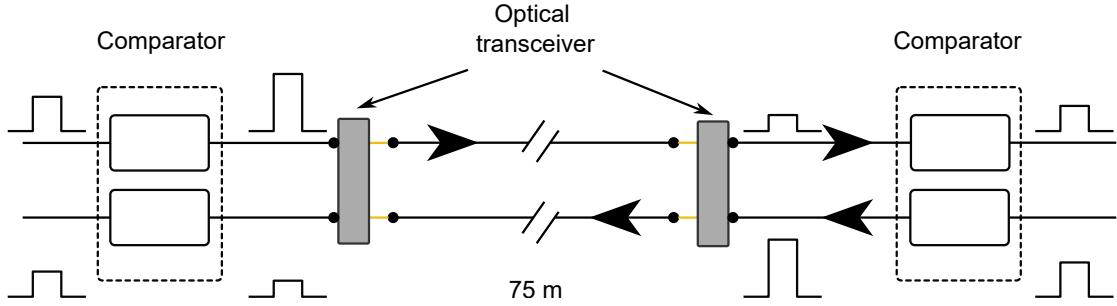


图 5.11 经典信道线路示意图，由离子阱实验室发出的测试电信号先经过高速比较器进行整形，然后经过光端机转换为光信号，光信号经过 90 米单模光纤到达量子存储器实验室并由光端机发射端重新转换成电信号，再经过一个高速比较器进行整形。同种两通道线路相同，方向相反。

5.5.2 经典信道时间抖动测量

在离子-光子纠缠态的量子态层析过程中，经典信道时间抖动的抑制对于提高纠缠保真度十分重要（见小节 4.2），为此，在经典信道线路构建完成后，需要对其时间抖动参数进行表征。由经典信道的线路图（5.11）以及纠缠产生方案（小

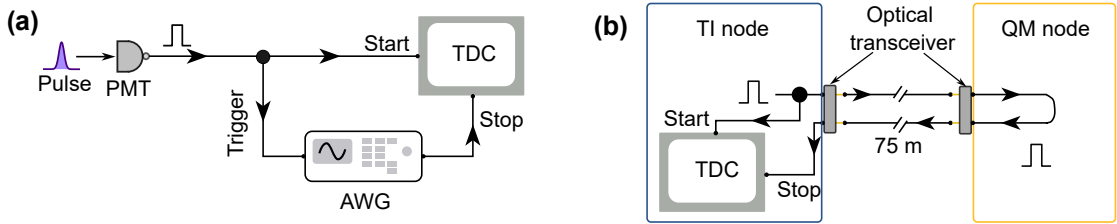


图 5.12 时间抖动测量线路图，(a)，TI 节点中由 PMT 产生的光子信号作为起始信号 (start)，同时触发 AWG 产生电脉冲，这些电脉冲作为终止信号 (stop)。利用时间数字转换器 (TDC) 对 AWG 的时间抖动进行量化测量。(b)，为表征光学收发器的时间抖动，将电脉冲分成两路。其中一路不经过经典信道，直接作为起始信号；另一路在通过经典信道传播后作为终止信号。

节 4.2) 可知，由单光子探测器产生的电信号经过该信道后引入的时间抖动包括两部分：由 AWG 引入的时间抖动以及由光电转换模块 (optical transceiver) 和高速比较器 (Comparator) 引起的时间抖动。图 5.12 (a) – (b) 展示了用于测量上述两部分时间抖动的线路图。AWG 部分的测量线路十分简单，仅在 TI 节点部分即可完成：如图 5.12 (a) 所示，利用 PMT 作为单光子探测器，将单光子信号输入到 PMT 中，其产生的电脉冲信号随后被分成两部分，一部非作为 AWG 的触发信号来产生脉冲信号，另一部分直接用做时间数字转换器 (TDC) 的开始信号，随后只需将 AWG 产生的脉冲信号做为 TDC 的停止信号即可完成对 AWG 产生的时间抖动的测量。

对第二部分时间抖动的测量其线路则要复杂一些，如图 5.12 (b) 所示，首先利用相同方法生成测试电信号并分成两部分，一部分用于 TDC 的开始信号，另一部分使其经过整个经典信道后再原路返回，然后输入给 TDC 作为停止信号。

利用这两种测量电路，即可对两部分时间抖动进行测量，得到时间抖动分别为 $0.305 \pm 0.012 \text{ ns}$ 以及 $0.056 \pm 0.001 \text{ ns}$ ，测得总时间抖动为 $t_{\text{total}}^{\text{RMS}} = 0.310 \pm 0.012 \text{ ns}$ 。如图 5.13 和图 5.14 所示。对该抖动及其引起的误差详细分析见第 6.6 节。

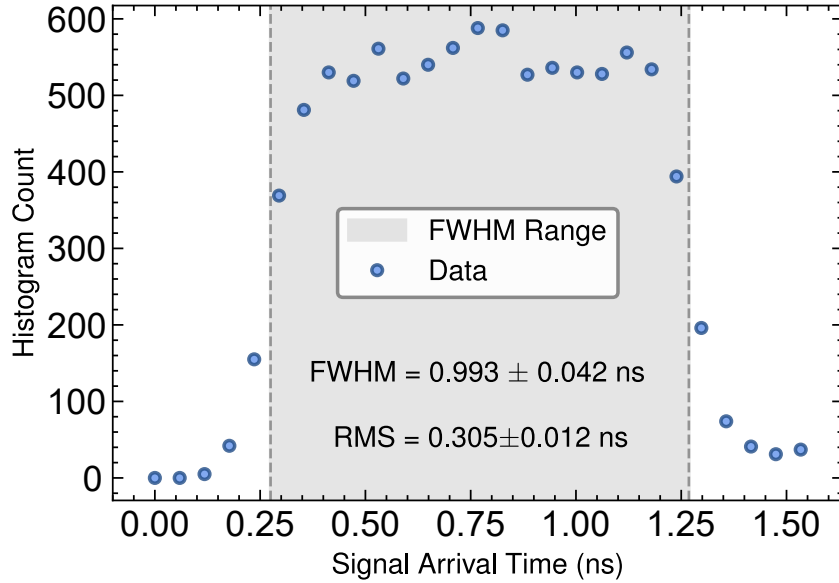


图 5.13 任意波形发生器的时间抖动，时间抖动以时间的均方根（root mean square, RMS）形式进行表征，并由 TDC 测量得到：AWG 的时间抖动为 $0.305 \pm 0.012 \text{ ns}$ ，与其 1.25 GHz 采样率，相匹配。

5.6 量子频率转换后离子-光子纠缠

用于 QFC 后离子-光子纠缠的 QST 与用于 QFC 前离子-光子纠缠的方法完全相同。唯一的区别在于光子探测方案：在离子-光子纠缠测量中使用两只 PMT，而在 580 nm 光子探测中使用双通道 SNSPD。AWG 的 trigger 信号改为由 SNSPD 输出电信号的上升沿触发。由于 SNSPD 位于量子存储器实验室，因此在测量 QFC 后离子-光子纠缠态时经过了 90 米的单模光纤。QFC 过程以及 90 米光纤的加入并没有在纠缠态联合探测的时序造成影响，仅仅将光子飞行时间从 $0.5 \mu\text{s}$ 延长至 $1.66 \mu\text{s}$ 。针对 QFC 后离子-光子纠缠态的联合探测。总共统计了 2714 次成功的联合探测。如图 5.15 所示，相较于理想的最大纠缠态，经重构后得到离子-光子纠缠态保真度为 $(89.1 \pm 1.9)\%$ 。关于 QFC 效率的分析详见小节 6.4，关于误差的分析详见 6.6 节。

5.7 本章小结

本章围绕混合系统纠缠测量所需的 QFC 模块、光纤信道、经典信道以及时序同步开展了系统设计与实验验证。首先，本章介绍了 QFC 模块的设计思路以及具体结构，并对其保真度及稳定性进行了检测，得到了超过 97% 的高 QFC 保

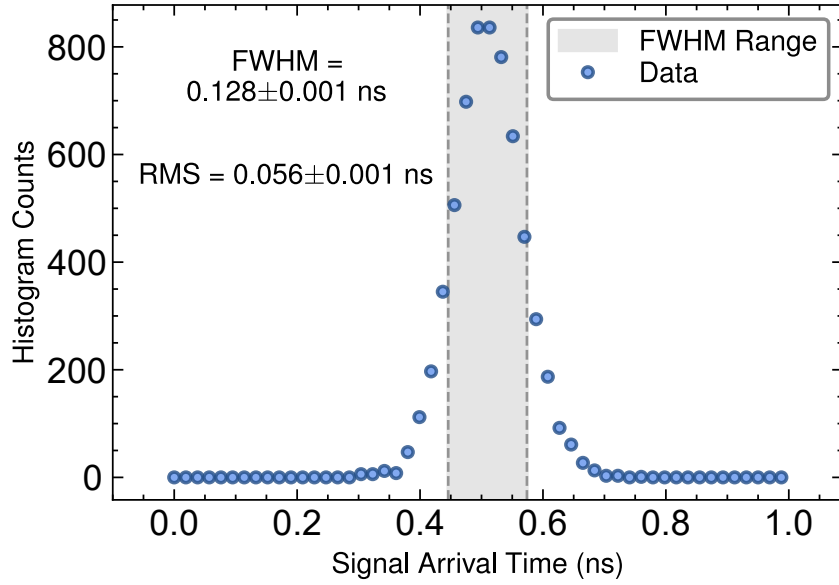


图 5.14 经典信道的时间抖动，时间抖动以时间的均方根（root mean square, RMS）形式进行表征，并由 TDC 测量得到：经典信道的时间抖动为 0.056 ± 0.001 ns。

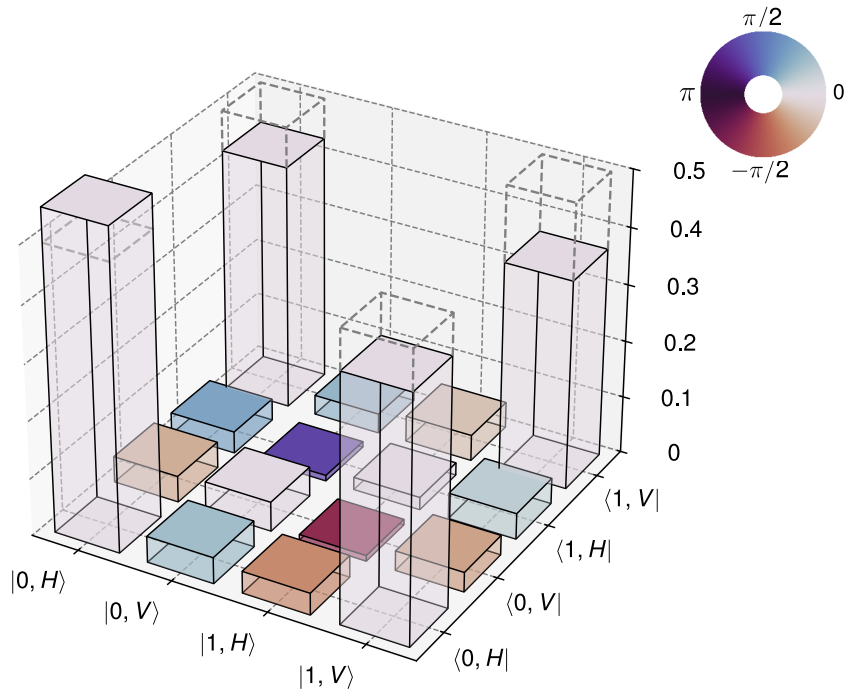


图 5.15 量子频率转换后离子-光子纠缠态的重构密度矩阵，图中展示了通过量子态层析获得的量子频率转换后的离子-光子纠缠态矩阵。其相对于目标贝尔态的对应保真度分别为 $(89.1 \pm 1.9)\%$ ，虚线表示理想贝尔态的预期结果。

真度以及 10 小时内超过 95% 保真度的高稳定性。针对两节点相距 75 米带来的通讯问题，本章介绍了基于光端机的经典信道的搭建，并利用 TDC 对 AWG 与经典信道的时间抖动进行了定量表征，为跨越两实验室的联合测量与量子态层析提供了必要的时序控制系统。最后，在上述光纤信道、经典信道与时序控制的支撑下，本章实现了 QFC 后离子-光子纠缠态的联合测量与量子态层析，为后续实验上实现异构节点纠缠奠定基础。

第6章 混合量子网络建立及其远程纠缠实验验证

异构节点纠缠是构建混合量子网络的关键环节，在完成了 TI 节点的建设以及 QFC 模块的建立后，我们已经初步具备了实现异构节点纠缠的基础。距离该目标如今还需要完成以下几点：TI 节点与 QM 节点间工作波长的成功匹配、QM 节点对飞行 qubit 的成功存储以及对系统按需存储能力的验证。因此在本章中将详细描述这几部分内容。

6.1 节点波长匹配

6.1.1 光子飞行 qubit 带宽

自然线宽是离子能级线宽的固有属性，完全由量子力学基本原理与离子自身的跃迁特性决定。无法消除的本征属性。自然线宽的产生源于量子力学中的测不准原理与激发态离子的自发辐射过程。根据量子力学基本假设，离子的量子态可通过能量本征态描述。囚禁离子的激发态并非绝对稳定，处于激发态的离子会通过自发辐射过程释放光子，从高能级跃迁回低能级，这一过程使得激发态具有有限的寿命（称为自发辐射寿命，记为 τ ）。测不准原理指出，微观粒子的能量不确定度 ΔE 与寿命不确定度 Δt （即激发态寿命 τ ）满足如下关系：

$$\Delta E \cdot \tau \geq \frac{\hbar}{2} \quad (6.1)$$

其中， $\hbar$ 为约化普朗克常数（ $\hbar = h/(2\pi)$ ， h 为普朗克常数）。由于激发态寿命 τ 的有限性，离子的激发态能量必然存在非零的不确定度 ΔE ，这一能量弥散直接导致能级展宽，进而在光谱中表现为有宽度的谱线，即自然线宽。自然线宽通常以频率宽度 Δf_N 进行描述。结合光子能量与频率的关系 $E = hf$ ，可将能量不确定度 ΔE 转换为频率不确定度 Δf 。对于自发辐射过程，激发态寿命 τ 与自然线宽 f_N 满足严格的定量关系：当取测不准原理的下限（ $\Delta E \tau = \hbar/2$ ）时，代入 $E = hf$ 可得 $\Delta f \tau = 1/(4\pi)$ ，考虑到自发辐射过程的洛伦兹线型特征，自然线宽（即洛伦兹线的 FWHM）可表示为：

$$\Delta f_N = \frac{1}{2\pi\tau}. \quad (6.2)$$

由此可得，自然线宽与激发态的自发辐射寿命 τ 成反比：激发态寿命越长，自然线宽越窄；反之，寿命越短，自然线宽越宽。对于 $^{171}\text{Yb}^+$ 离子，其用于形成纠缠态的 $|e\rangle$ 能级寿命较短，仅为 8.12 ns，对应能级自然线宽为 19.6 MHz。

在实际实验中，观测到的能级线宽通常是自然线宽与其他展宽机制（如多普勒展宽等）的叠加。通过将离子通过多普勒冷却冷却到多普勒冷却极限，能观测

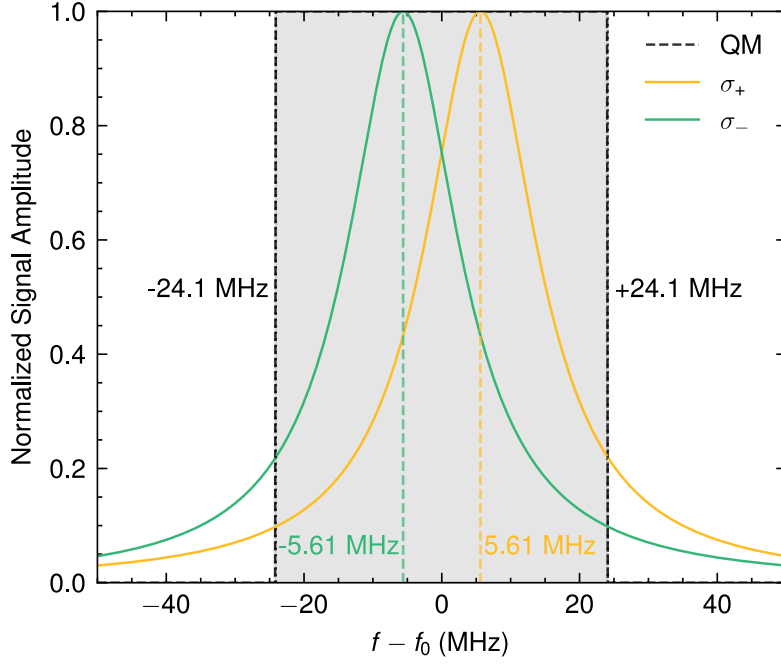


图 6.1 TI 节点和 QM 节点的理论带宽，580-nm 飞行 qubit 的理论带宽（绿色和黄色线）与 QM 的存储带宽（灰色阴影区域）。 Δ_f 定义为 580-nm 光子与 QM 之间的中心频率偏移量。

到接近自然线宽的荧光光谱。

6.1.2 飞行 qubit 与量子存储器之间的带宽匹配

TI 节点发射的飞行 qubit 的光谱特性由激发态 $|e\rangle$ 的寿命 τ 决定，其值为 $\tau = 8.12 \text{ ns}$ 。该寿命对应的自然线宽为 $\Gamma = 1/(2\pi\tau) = 19.6 \text{ MHz}$ 。由于 Zeeman 分裂，发射光子的两个圆偏振分量（ σ^+ 和 σ^- ）在频率上相隔 $\omega/2\pi = 11.22 \text{ MHz}$ 。因此，飞行 qubit 的光谱可以建模为两个具有自然线宽的洛伦兹线型的非相干叠加，在带宽匹配后分别以频率 $\Delta_f \pm \omega/4\pi$ 为中心，其中 Δ_f 定义为 580 nm 光子的中心频率与量子存储器之间的偏移量。飞行 qubit 的归一化光谱密度为

$$|S_p(f; \Delta_f)|^2 = \frac{1}{2\pi\Gamma} \sum_{m=\pm 1} \frac{(\Gamma/2)^2}{\left(f - f_0 - \Delta_f + m \cdot \frac{\omega}{2} \cdot \frac{1}{2\pi}\right)^2 + (\Gamma/2)^2}. \quad (6.3)$$

这种光谱结构与量子存储器节点吸收带宽 $B_{\text{QM}} = 48.2 \text{ MHz}$ 之间存在固有的失配。即使在中心频率完全对准的情况下，量子存储器的吸收光谱也无法完全覆盖飞行 qubit 的光谱分布，从而产生一个根本上受限制的带宽匹配效率，如图 6.1 所示。

图 6.3 我们给出了 TI 节点与量子存储器节点之间带宽匹配效率随中心频率失配 Δ_f 变化的理论计算结果。带宽匹配效率通过飞行 qubit 光谱与量子存储器

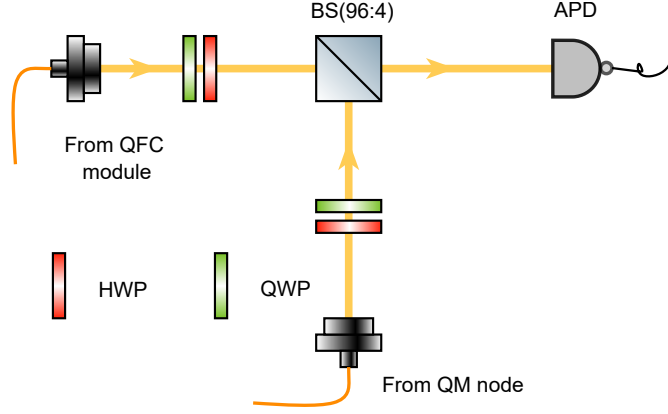


图 6.2 TI 节点和 QM 节点的带宽匹配拍频光路图，由于 QFC 模块输出光功率远小于 QM 节点反打光功率，因此选用透射-反射功率比为 96:4 的光分束器（BS）进行合束，使得拍频信号更加明显。合束光输入到雪崩光电二极管（APD）中。

吸收轮廓之间的归一化光谱重叠积分来量化：

$$\eta_{\text{bw}}(\Delta_f) = \int_{f_0 - \frac{B_{\text{QM}}}{2}}^{f_0 + \frac{B_{\text{QM}}}{2}} |S_p(f; \Delta_f)|^2 df, \quad (6.4)$$

在理想对准条件下（ $\Delta_f = 0$ ），最大可达到的带宽匹配效率在理论上受限于

$$\eta_{\text{bw}}^{\text{theorymax}} = 74.34\%. \quad (6.5)$$

实验上，将频率锁定于离子荧光波长的连续光输入 QFC 模块，并将其输出光与由 QM 节点反馈回的量子存储器制备光进行拍频，以实现两节点带宽匹

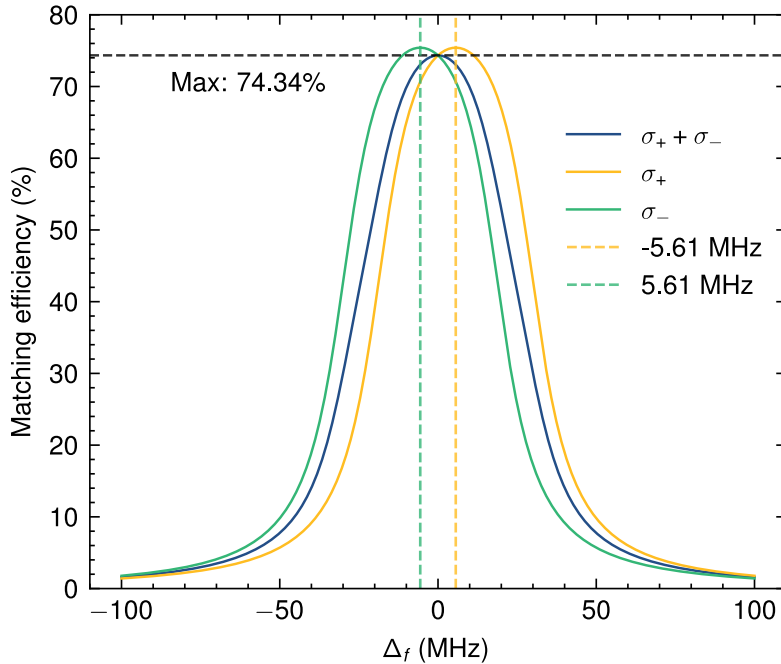


图 6.3 TI 节点和 QM 节点的理论带宽匹配效率，绿色（黄色）线表示 σ^+ （ σ^- ）偏振光子与 QM 的带宽匹配效率。蓝色线表示总带宽匹配效率。

配的初步对准。拍频光路如图 6.2 所示, 两束光经由透反比为 96:4 的分束器 (BS) 合束后, 入射至带宽为 100 MHz 的高速雪崩光电二极管 (APD)。在两束光功率相近且频差位于探测器带宽范围内 (< 100 MHz) 时, 示波器上可观测到清晰的拍频信号。通过调节 1018 nm 泵浦光的频率改变拍频信号, 可将两光束的频差 Δ_f 初步控制在 1 MHz 以内。锁定后, 频率抖动约为 300 kHz。由于量子存储器制备光的线宽已锁定至 500 Hz 以下, 369.5 nm 参考光的线宽亦锁定在 10 kHz 量级, 分析表明该抖动主要源自经 PDH 技术^[246] 锁定的 1018 nm 泵浦光。在初步对准完成后, 以带宽匹配效率为反馈指标对泵浦光频率进行精细调节。带宽匹配效率测量方法如下: 调节 1018 nm 泵浦光的波长, 比较 QFC 输出光子与 Eu^{3+} 存储器 48.2 MHz 吸收带中心共振时的光子计数与远失谐时的光子计数。测得 580 nm 光子与 Eu^{3+} 存储器之间的带宽匹配效率约为 $(74 \pm 11)\%$ 。

6.2 混合量子网络中异构节点间纠缠

6.2.1 离子阱-固态量子存储器纠缠测量实验时序

由于加入了 QM 节点, 针对 TI-QM 纠缠的联合测量在实验时序上发生了变化。产生 TI 节点与 QM 节点间纠缠的完整时序如图 6.4 所示。每个实验周期始于 8 秒的 QM 制备阶段 (图 6.4 (b)), 在此期间 TI 保持连续的多普勒冷却。随后是 250 秒的纠缠存储阶段, 包含 40.6 万个重复的存储帧。每一帧始于约 100 μs 的离子冷却, 随后执行 100 次纠缠产生尝试。单次尝试的流程如图 6.4 (c) 所示: 首先, 通过光抽运将离子 qubit 初始化至 $|0\rangle$ 态, 耗时 2.5 μs (图 4.1 (e))。随后, 单束 369.5-nm 皮秒脉冲激发离子, 在其 Zeeman 子能级与发射的 369.5-nm 飞行 qubit 的偏振之间产生纠缠。随后飞行 qubit 被引导至 QFC 模块, 以建立离子 qubit 与 580-nm 光子之间的纠缠。频率转换后, 580-nm 光子经由 90 m 长的单模光纤传输, 经过 $\tau_{\text{fly}} = 484$ ns 的飞行时间到达 QM 实验室。最终, 光子通过基于斯塔克调制的原子频率梳 (Stark-modulated atomic frequency comb, SMAFC) 协议^[126,226] 存储在 QM 节点中, 其存储时间由电脉冲主动控制。制备的 AFC 结构周期为 2 MHz, 这使得可以在 $n \times \tau_{\text{echo}}$ (其中 $\tau_{\text{echo}} = 500$ ns) 给出的离散时刻进行按需读出。整数 n 由第二个电脉冲的时序决定。

6.2.2 离子阱-固态量子存储器纠缠测量

为了验证 QM 节点对于飞行 qubit 的按需存储能力, TI-QM 纠缠态的量子态层析分别对存储时间为 0.5 μs 和 1 μs 的纠缠结果进行测量。存储时间的按需控制通过电脉冲控制, 为了将控制电脉冲与 TI 节点的需求协同, 在单脉冲激发完成后加入存储时间控制 trigger 信号来控制存储时间长短。尽管使用了噪声较低的

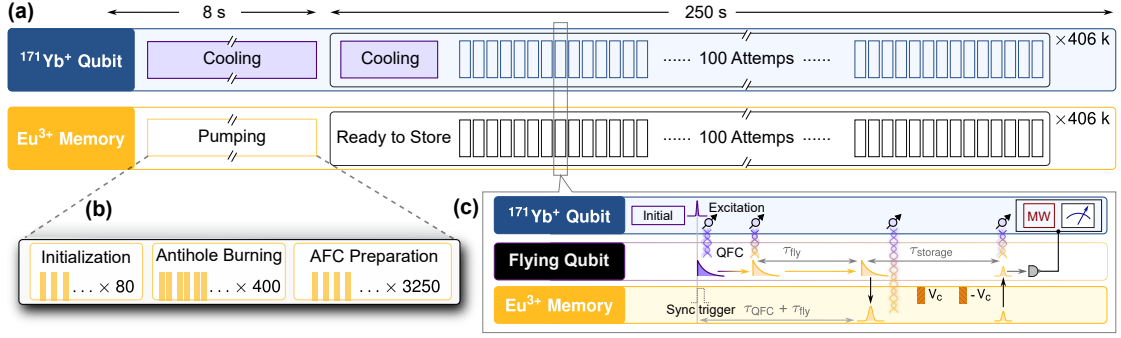


图 6.4 离子阱-固态量子存储器纠缠时序, (a), 整体时序。每个实验周期包含一个 8 秒的 QM 制备阶段, 随后是一个 250 秒的纠缠存储阶段。在 QM 制备期间, 囚禁离子保持连续激光冷却。存储阶段分为多个帧, 每一帧包含 $100\mu\text{s}$ 的离子激光冷却, 随后是 100 次连续的存储尝试。(b), QM 制备。该过程涉及三个阶段: 初始化、反孔烧蚀 (antihole burning) 和原子频率梳 (AFC) 制备。(c), 单次纠缠产生尝试。时序始于离子 qubit 初始化 ($2.5\mu\text{s}$), 随后, 一个 369.5-nm 激光脉冲激发离子以产生离子-光子纠缠, 生成一个 369.5 nm 的飞行 qubit。发射的光子由 QFC 模块转换为 580 nm , 并通过连接两个实验室的光纤传输, 引入 $\tau_{\text{fly}} = 484\text{ ns}$ 的延迟。最后, 580-nm 光子被存储在 QM 节点中并按需读出。QM 节点中的光子探测信号被送回 TI 节点, 以预报是否应执行离子态读出。

长波长泵浦方案, 由于较低的 QFC 效率, 剩余噪声仍会影响测量结果。为了消除来自 QFC 过程的时间非相关噪声, QFC 输出通过放置在 90 米单模光纤前的 AOM 进行主动控制。当 AOM 关闭时, 除 SNSPD 和环境的固有暗噪声外, 所有噪声成分均被有效滤除。当 AOM 开启时, 信号光子和 QFC 引入的噪声均被允许传输至 QM。鉴于 QM 的吸收带宽有限 (48.2 MHz), 只有在频谱上与此带宽重叠的噪声光子才能被存储。此外, 在经过 $1\mu\text{s}$ 的总存储时间后, 与信号在时间上不同步的噪声光子相对于读出的信号光子会产生时间偏移。因此, 只有同时满足 QM 的频谱接收范围和 30 ns 光子探测窗口的噪声才会对测量噪声有贡献, 使得测得的信号与噪声的比值达到 28:1。

针对 TI-QM 纠缠态的联合探测, 存储时间为 $0.5\mu\text{s}$ 总共统计了 526 次成功的联合探测, 存储时间为 $1\mu\text{s}$ 总共统计了 1780 次成功的联合探测。如图 6.5 所示, 相较于理想的最大纠缠态, 经重构后得到存储时间 $0.5\mu\text{s}$ 后 TI-QM 纠缠态保真度为 $(84.8 \pm 4.0)\%$, 存储时间 $1\mu\text{s}$ 后 TI-QM 纠缠态保真度为 $(89.2 \pm 2.3)\%$ 。不同存储时间保真度的差异源于 QFC 模块的不稳定性: 首先是 369 nm 光以及 1018 nm 泵浦光耦合进非线性晶体中波导的耦合效率会随时间波动, 导致 Sagnac 环顺时针通道和逆时针通道的耦合效率不一致; 其次, 由于 1018 nm 泵浦光总功率高达 4 W , 耦合效率的波动会导致波导周围晶体温度波动, 从而破坏准相位匹配条件使得 QFC 效率进一步下降, 该影响的详细分析见第 5.3.2 小节。QM 的 $|H\rangle$ 和 $|V\rangle$ 通道的转换效率会受到光子的空间模式、频谱以及偏振差异的影响。在光子空间模式方面, 经过物镜收集到的荧光会先耦合到单模光纤中进行空间模式过滤, 随后, III 型飞秒激光直写波导的圆形包层结构对 $|H\rangle$ 和 $|V\rangle$ 偏振模式具有对称的

空间约束, 确保转换前后两种偏振分量的空间模式保持高度一致 (详见第3.2.2小节)。频谱方面, 两偏振分量的频谱均为线宽为19.6 MHz 的洛伦兹线形, 中心频率相差 2×11.22 MHz。该频率差距远小于 QFC 过程10 GHz 量级的转换带宽, 对转换效率的影响可忽略。偏振方面, 由于使用的 Sagnac 环结构, 偏振的影响也可忽略。综上所述, 三个因素对转换效率的影响很小。

为了进一步减小两偏振通道转换效率不同带来的纠缠保真度下降, 实验上还利用相干输入光进行了精心平衡。该优化针对的是 QM 总存储效率 (包括光路传输/耦合效率和 AFC 结构效率), 而非仅针对 AFC 本征效率。结合单独调节的 QFC 转换效率, QFC-QM 链路中 $|H\rangle$ 和 $|V\rangle$ 的总效率得以平衡, 汇总于扩展数据表 1。利用同一套相干光表征方法, 还测得了 $|H\rangle + i|V\rangle$ 输入态的存储保真度为 $99.34 \pm 0.02\%$ 。 $|H\rangle$ 与 $|V\rangle$ 的效率差异并未针对离子产生的光子进行单独表征; 然而, AFC 的稳定性和离子发射统计特性均具有高度稳定性, 且实验中的主要限制因素是信噪比 (SNR)。因此, σ^+/σ^- 存储中的任何残余不平衡贡献可忽略。

为定量地表征这一问题, 我们利用图 5.15 与图 6.5 (b) 中重构密度矩阵, 得到量子存储器输入与输出离子-光子纠缠态之间的相对保真度为 $F = (97.3 \pm 2.2)\%$, 相应的不保真度 $1 - F = 2.7\%$, 为 σ^+/σ^- 存储不平衡可能带来的贡献提供了一个保守的上界。该上界与 SNR 导致的不保真度贡献相当, 表明 σ^+ 和 σ^- 通道已实现良好的平衡, 且相对于主要误差源, 该误差可忽略。

6.3 混合量子网络的 Bell 不等式违背

6.3.1 CHSH-Bell 不等式原理

Bell 非局域性是验证量子纠缠存在性的权威判据, 同时也是众多量子信息协议的核心理论基石^[34]。在 CHSH-Bell 框架中, 考虑两个空间上分离的量子系统, 分别由观测者 Alice 与 Bob 测量。Alice 可以在两组可选测量基 A_0 与 A_1 之间选择其一, 而 Bob 则对应选择 B_0 或 B_1 。每一次测量的输出结果被限制为二值变量, 通常取值为 ± 1 。在局域隐变量理论中, 系统的测量结果由一组隐变量 λ 预先决定, 且 Alice 的测量结果仅依赖于其自身的测量设置, 而不受 Bob 的选择影响, 反之亦然。在上述假设下, 可以构造 CHSH-Bell 相关函数

$$S = \langle A_0 B_0 \rangle + \langle A_0 B_1 \rangle + \langle A_1 B_0 \rangle - \langle A_1 B_1 \rangle, \quad (6.6)$$

其中 $\langle A_i B_j \rangle$ 表示在测量基 (A_i, B_j) 下, 两个系统测量结果乘积的统计期望值。可以严格证明, 对于任意满足局域实在论的理论, 该量始终满足

$$|S| \leq 2. \quad (6.7)$$

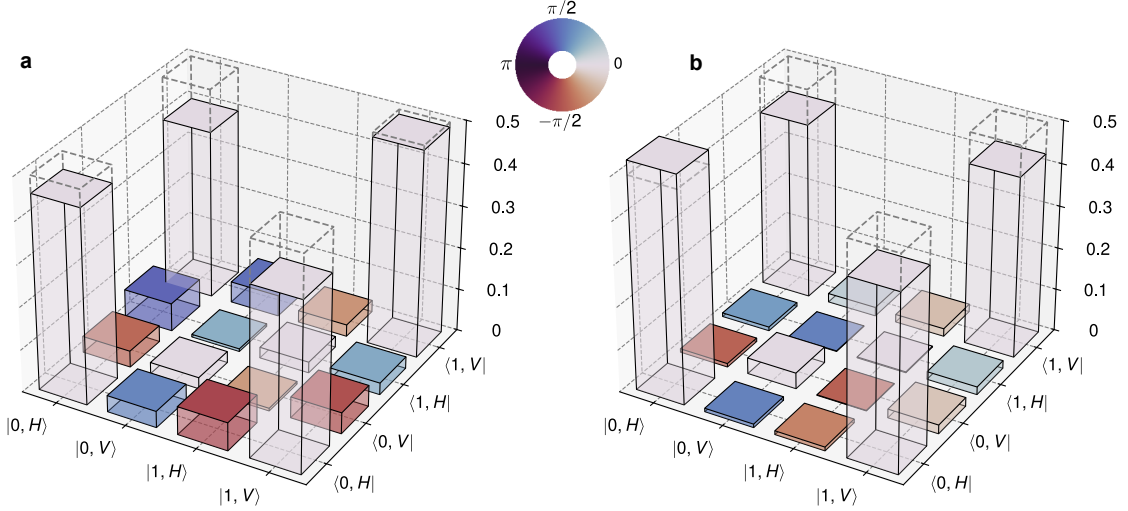


图 6.5 离子阱-固态量子存储器纠缠态密度矩阵，图中展示了通过量子态层析获得的存储时间为 $0.5 \mu\text{s}$ (a) 和 $1 \mu\text{s}$ (b) 的矩阵。其相对于目标贝尔态的对应保真度分别为 $(84.8 \pm 4.0)\%$ (a) 和 $(89.2 \pm 2.3)\%$ (b)。虚线表示理想贝尔态的预期结果。

然而，对于处于纠缠态的量子系统，若恰当选择测量基，量子力学预测的相关函数将违反上述不等式。对于理想的最大纠缠态，在最优测量设置下，CHSH-Bell 参数的理论上限可达到

$$|S|_{\max} = 2\sqrt{2}. \quad (6.8)$$

因此，一旦在实验中观测到 $|S| > 2$ 的结果，便可排除所有局域隐变量模型，证明系统中存在量子非局域性。

由于 CHSH-Bell 不等式仅依赖于相关函数的统计结果，而不需要对系统的完整量子态进行假设或重构，因此其检验具有高度的模型无关性。这一特性使其成为验证量子节点间纠缠质量、评估量子网络非经典关联能力的标准工具。基于上述理论框架，下一小节将给出本实验中离子-固态量子存储器异构网络体系的 CHSH-Bell 不等式测量方案及实验结果。

6.3.2 CHSH-Bell 不等式测量

为验证所构建的异构节点间是否存在非定域性，我们开展了 CHSH (Clauser-Horne-Shimony-Holt) 不等式检验实验。本实验采用基于光子探测宣告的标准 CHSH 方案，对不同测量基进行公平采样。由于单光子探测器效率限制，探测效率漏洞 (detection loophole) 未被关闭；实验中的后选择基于成功探测到光子的事件。定义 TI 节点为 Alice，QM 节点为 Bob。实验中，TI 节点的超精细 qubit 选取 $|0\rangle \pm |1\rangle/\sqrt{2}$ 基矢 (对应 A_0) 与 $|0\rangle/|1\rangle$ 基矢 (对应 A_1) 进行测量；而从 QM 节点读取的光子偏振 qubit，则采用 $|H\rangle/|V\rangle$ 基矢 (对应 B_0) 与 $(|H\rangle \pm |V\rangle)/\sqrt{2}$ 基矢 (对应 B_1)。将单次测量结果赋值为 ± 1 ，对于 TI 节点，离子态处于暗态 $|0\rangle$

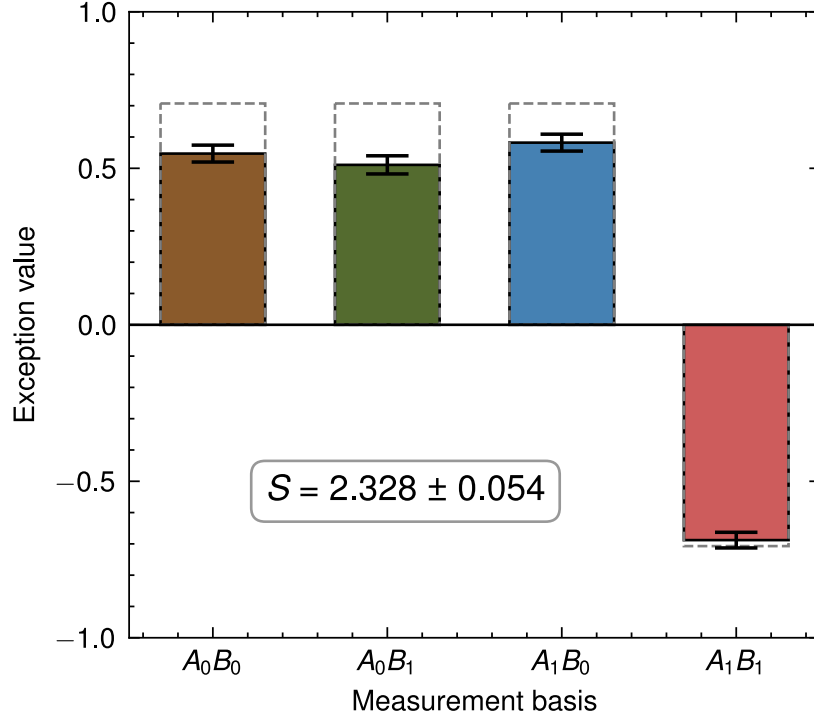


图 6.6 CHSH-Bell 不等式测量，在四组测量基设置下，基于 3,634 次实验得到的 CHSH-Bell 参数为 $S = 2.328 \pm 0.054$ 。

取值-1，处于亮态 $|1\rangle$ 取值 1。对于 QM 节点，光子态处于 $|H\rangle$ 态取值-1，处于 $|V\rangle$ 态取值 1。针对本实验构建的 TI-QM 纠缠态，测得的 CHSH-Bell 参数值为 $S = 2.328 \pm 0.054$ （见图6.6），该结果超出经典极限 6 倍以上标准偏差。这一实验结论明确证实，两个不同类型的量子节点之间存在着高质量的非局域纠缠。

6.4 异构节点互联效率分析

本实验中定义了三个不同阶段的纠缠产生速率，分别为 R_{369} 、 R_{580} 和 $R_{\text{TI-QM}}$ 。其中， R_{369} 表征 TI 节点与 369.5 nm 飞行 qubit 之间的纠缠产生速率； R_{580} 表征 TI 节点与 580 nm 飞行 qubit 的纠缠产生速率； $R_{\text{TI-QM}}$ 则对应存储时间为 1 μs 时 TI 节点与 QM 节点间的纠缠产生速率。

在 QFC 过程之前， R_{369} 的计算公式为： $R_{369} = \frac{2}{3} P_{\pi} R_{\text{exp}} P_{S_{1/2}} Q_{E369} T_{\text{fib1}} T_{\text{opt}} E_{\text{obj}}$ 。式中各参数定义如下： $P_{\pi} = 0.960$ 为离子激发概率； $R_{\text{exp1}} = 244 \text{ kHz}$ 为实验重复频率。在对其他阶段的量子态进行层析测量时，由于光子到达探测器的时间存在差异，实验重复频率需相应调整：在测量 TI 节点与 580 nm 飞行 qubit 的纠缠时，重复频率为 $R_{\text{exp2}} = 190 \text{ kHz}$ ；在测量 TI 节点和 QM 节点间的纠缠时，重复频率为 $R_{\text{exp3}} = 160 \text{ kHz}$ 。其余参数的取值及物理意义如下： $P_{S_{1/2}} = 0.995$ 为 $^2P_{1/2} \leftrightarrow ^2S_{1/2}$ 跃迁的分支比； $Q_{E369} = 0.35$ 为 PMT 的量子效率； $T_{\text{fib1}} = 0.27$ 为 3 m 单模光纤的耦合传输效率； $T_{\text{opt}} = 0.9$ 为成

像光路的光子透过率； E_{obj} 为 NA=0.64 物镜的光子收集效率。此外，SNSPD 在 580 nm 波段的量子效率 $Q_{\text{E580}}=0.8$ 。代入上述参数计算可得，TI 节点与 369.5 nm 飞行 qubit 的纠缠产生速率为 $R_{369} = 1320 \text{ Hz}$ 。

对于 R_{580} 的计算，QFC 模块的端到端效率 $\eta_{\text{QFC}} = \eta_{369}\eta_{\text{conv}}T_{580}T_{\text{fib2}}$ 是衡量系统性能的关键指标。式中 $\eta_{\text{conv}} = 0.007$ 为单通道泵浦功率 2 W 条件下的内部转换效率； $T_{580} = 0.478$ 为 QFC 模块在 580 nm 波段的光路透过率； $T_{\text{fib2}} = 0.4$ 为 90 米单模光纤的耦合传输效率。综合各效率因子， R_{580} 的计算公式及结果如下：

$$R_{580} = \frac{Q_{\text{E580}}}{Q_{\text{E369}}} \times R_{369} \times \frac{R_{\text{exp2}}}{R_{\text{exp1}}} \times \eta_{\text{QFC}} = 2.2 \text{ Hz}。$$

在计算 $R_{\text{TI-QM}}$ 时，需额外引入 QM 的效率因子 $\eta_{\text{QM}} = \eta_{\text{freq}}\eta_{\text{storage}}\eta_{\text{AOM}}$ ，各子效率的定义如下： η_{storage} 为 QM 对水平偏振态 $|H\rangle$ （垂直偏振态 $|V\rangle$ ）在存储时间为 $1 \mu\text{s}$ 时的器件效率（含光路损耗），其测量值分别为 $19.5 \pm 0.1\%$ ($18.3 \pm 0.1\%$)； $\eta_{\text{freq}} = 0.74$ 为 580 nm 飞行 qubit 与 QM 的带宽匹配效率； $\eta_{\text{AOM}} = 0.8$ 为 AOM 的衍射效率，该 AOM 用于抑制噪声。由此可得 TI-QM 纠缠态产生速率： $R_{\text{TI-QM}} = R_{580} \times \frac{R_{\text{exp3}}}{R_{\text{exp2}}} \times \eta_{\text{QM}} = 0.2 \text{ Hz}$ 。进一步计算可知，QFC 模块与 QM 节点的综合效率 $\eta = \eta_{\text{QFC}}\eta_{\text{QM}}$ 约为 0.011%。一些偏振相关的效率差异可通过微调两路 QFC 模块的泵浦光功率来平衡。包含 QFC 模块与 90 米单模光纤的整体过程密度矩阵如图 5.6 所示，其测量保真度达 $(97.32 \pm 0.14)\%$ 。所有对综合效率 η 有贡献的子效率因子均已列入表 6.1。

表 6.1 量子频率转换模块与固态量子存储节点各阶段的效率

效率因子	效率 (%)	
	$ H\rangle$	$ V\rangle$
η_{369} : QFC 模块中 369.5 nm 光耦合效率	70.8	70.8
T_{580} : 量子频率转换模块在 580 nm 波段的光路透过率	47.8	47.8
T_{fib2} : 90 米单模光纤的耦合传输效率	40.0	40.0
η_{conv} : 单通道的内部转换效率	0.7(2.00 W)	0.75(2.13 W)
η_{freq} : 580 nm 光子与固态量子存储器的带宽匹配效率	74.0	74.0
η_{storage} : 固态量子存储器在存储时间为 $1 \mu\text{s}$ 时的器件效率	19.5	18.3
η_{AOM} : 用于抑制噪声的 AOM 的衍射效率	80.0	80.0
η : 量子频率转换模块与固态量子存储器节点的综合效率	0.011	0.011

注：对于内部转换效率 η_{conv} ，泵浦功率（括号内标注）需单独调节，以平衡 $|H\rangle$ 与 $|V\rangle$ 的转换效率。

6.5 由 σ^+ 与 σ^- 光子频率分裂导致的相位演化分析

本节中所有光学频率与失谐量均采用角频率表示, Γ 为自发辐射速率, $\Gamma/2\pi$ 对应于以赫兹为单位的自然线宽。我们仅保留定义飞行 qubit 的两个收集衰变通道: $|e\rangle \rightarrow |1'\rangle + \sigma^+$ 和 $|e\rangle \rightarrow |1\rangle + \sigma^-$ 。 π 偏振通道不属于所宣告的 qubit, 因此在下面的条件双通道描述中予以省略。

相关的原子能级为

$$|e\rangle, \quad |1'\rangle, \quad |1\rangle. \quad (6.9)$$

其能量分别为

$$E_e = \hbar\omega_e, \quad E_{1'} = \hbar\omega_{1'}, \quad E_1 = \hbar\omega_1. \quad (6.10)$$

基态 Zeeman 分裂为

$$\omega = \omega_1 - \omega_{1'}. \quad (6.11)$$

两个发射光子的光学频率为

$$\nu_+ = \omega_e - \omega_{1'}, \quad (6.12)$$

$$\nu_- = \omega_e - \omega_1. \quad (6.13)$$

因此有

$$\nu_+ - \nu_- = \omega_1 - \omega_{1'} = \omega, \quad (6.14)$$

或等价地

$$\nu_- = \nu_+ - \omega. \quad (6.15)$$

由此可见, 与衰变到 $|1'\rangle$ 相关的 σ^+ 光子中心频率为 ν_+ , 而与衰变到 $|1\rangle$ 相关的 σ^- 光子中心频率为 ν_- 。

我们将激发脉冲将原子制备到 $|e\rangle$ 的时刻取为 $t = 0$,

$$|\Psi(0)\rangle = |e\rangle |0_{\text{ph}}\rangle. \quad (6.16)$$

在双通道模型下, 并假设 σ^+ 和 σ^- 的衰变分支振幅相等, 自发辐射过程给出

$$\begin{aligned} |\Psi(t)\rangle &= e^{-\Gamma t/2} |e\rangle |0_{\text{ph}}\rangle \\ &+ \sqrt{\frac{\Gamma}{2}} \int_0^t d\tau e^{-\Gamma\tau/2} [|1'\rangle |\sigma^+, \tau; \nu_+\rangle + |1\rangle |\sigma^-, \tau; \nu_-\rangle]. \end{aligned} \quad (6.17)$$

其中 $|\sigma^j, \tau; \nu_j\rangle$ 表示在时刻 τ 发射的时间光子模式, 其偏振为 σ^j , 中心频率为 ν_j ($j \in \{+, -\}$)。该时间模式在频率基下的展开式为

$$|\sigma^j, \tau; \nu_j\rangle = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} d\Delta e^{-i\Delta\tau} |\sigma^j; \nu_j + \Delta\rangle, \quad (6.18)$$

其中 Δ 为相对于相应中心频率的失谐量。

将式 6.17 中相等的分支振幅因子 $1/\sqrt{2}$ 提取出来，任一衰变路径的非归一化光谱波包可写为

$$\begin{aligned} |\phi_j(t)\rangle &= \sqrt{\Gamma} \int_0^t d\tau e^{-\Gamma\tau/2} \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} d\Delta e^{-i\Delta\tau} |\sigma^j; \nu_j + \Delta\rangle \\ &= \sqrt{\frac{\Gamma}{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} d\Delta \left[\int_0^t d\tau e^{-(\Gamma/2+i\Delta)\tau} \right] |\sigma^j; \nu_j + \Delta\rangle \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} d\Delta F_{j,t}(\Delta) |\sigma^j; \nu_j + \Delta\rangle, \end{aligned} \quad (6.19)$$

其中

$$F_{j,t}(\Delta) = \sqrt{\frac{\Gamma}{2\pi}} \frac{1 - e^{-(\Gamma/2+i\Delta)t}}{\Gamma/2 + i\Delta}. \quad (6.20)$$

对于本文考虑的两个 σ 跃迁，其自然线宽相同，因此在不致混淆的情况下记 $F_{+,t} = F_{-,t} \equiv F_t$ 。

式 6.17 中的两项最初分别写在其各自的中心频率参考系中。为了在共同的光学参考系中比较它们的相位，我们将 σ^- 分量改写至以 ν_+ 为中心的参考系。由于

$$\nu_- + \Delta = \nu_+ + (\Delta - \omega), \quad (6.21)$$

同一个 σ^- 波包可表示为

$$\int d\Delta F_t(\Delta) |\sigma^-; \nu_- + \Delta\rangle = \int d\Delta F_t(\Delta + \omega) |\sigma^-; \nu_+ + \Delta\rangle. \quad (6.22)$$

根据式 6.18 的傅里叶约定，频移 $F_t(\Delta + \omega)$ 对应于一个时间相位因子，

$$F_t(\Delta + \omega) \iff f_t(\tau) e^{-i\omega\tau}. \quad (6.23)$$

因此，在以 ν_+ 为中心的共同参考系中，式 6.17 变为

$$\begin{aligned} |\Psi(t)\rangle &= e^{-\Gamma t/2} |e\rangle |0_{\text{ph}}\rangle \\ &+ \sqrt{\frac{\Gamma}{2}} \int_0^t d\tau e^{-\Gamma\tau/2} \left[|1'\rangle |\sigma^+, \tau\rangle_{\nu_+} + e^{-i\omega\tau} |1\rangle |\sigma^-, \tau\rangle_{\nu_+} \right]. \end{aligned} \quad (6.24)$$

由此可见，频率分裂在共同光学参考系中被转化为一个确定性的相位因子。

对于对应于发射时刻 t_0 的理想时间分辨宣告，式 6.24 中的未发射项被排除，且积分被投影到 $\tau = t_0$ 处的时间模式上。归一化后，条件离子-光子态为

$$|\Psi(t_0)\rangle_{\text{cond}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[|1'\rangle |\sigma^+, t_0\rangle_{\nu_+} + e^{-i\omega t_0} |1\rangle |\sigma^-, t_0\rangle_{\nu_+} \right]. \quad (6.25)$$

该方程明确表达了以下两点。

1. 在以宣告的 $\sigma^\pm$ 光子为条件时, 离子已从 $|e\rangle$ 衰变至 $|1'\rangle$ 或 $|1\rangle$, 并与相应的光子模式形成纠缠态。
2. 在以激发脉冲固定时间原点的情况下, 共同光学参考系中的相对相位由自发辐射时刻 t_0 决定。

在正文所用的简化记号中, 该相位表示为 $\phi = \omega t_0 + \phi_0$, 其中 ϕ_0 是由光子模式相位约定及用于离子态分析的微波相位参考共同决定的固定偏移量。在下面的推导中, 我们取 $\phi_0 = 0$, 因为它是一个可校准的常数而非涨落相位。

本文中存在两套时间坐标。第一, 在上述激发脉冲坐标中, $t = 0$ 由皮秒激发脉冲设定。在此坐标中, 发射时刻为 t_0 , 记录的点击时刻为

$$t_c = t_0 + T_{\text{delay}}, \quad (6.26)$$

其中 T_{delay} 经过校准, 包含光学传播、QFC、QM (若存在) 的存储与读取, 以及电子延迟。第二, 对于离子态分析, 同一个点击信号既宣告了成功事件, 又触发了任意波形发生器 (AWG) 的波形输出。因此, 定义一个 AWG 触发坐标是有用的:

$$t_A = t - t_c. \quad (6.27)$$

在此坐标中, AWG 在每个被接受的实验中于 $t_A = 0$ 时刻以所选分析基矢的设定初始相位启动。同一发射事件位于 $t_A = -T_{\text{delay}}$ 处, 与激发脉冲坐标中 t_0 的随机取值无关。因此, 随机发射时间改变了绝对触发时刻 t_c , 但并不会使触发的 AWG 波形的初始相位成为随机量。式 6.25 与微波分析基矢之间的剩余固定相位关系, 由正文中描述的 AWG 相位校准实验确定。

接下来我们检验传播过程是否会引入额外的相对相位。恢复物理光学频率 (同时保持光子模式中的频率标记隐含), 经历共同的传播时间 T 后, 有

$$|\sigma^+, t_0\rangle \rightarrow e^{-i\nu_+ T} |\sigma^+, t_0 + T\rangle, \quad (6.28)$$

$$|\sigma^-, t_0\rangle \rightarrow e^{-i\nu_- T} |\sigma^-, t_0 + T\rangle. \quad (6.29)$$

两个原子态同时获得

$$|1'\rangle \rightarrow e^{-i\omega_{1'} T} |1'\rangle, \quad (6.30)$$

$$|1\rangle \rightarrow e^{-i\omega_1 T} |1\rangle. \quad (6.31)$$

因此, 经历该时间演化后的联合态为

$$\begin{aligned} |\Psi(t_0, T)\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} & \left[e^{-i\omega_{1'} T} |1'\rangle \otimes e^{-i\nu_+ T} |\sigma^+, t_0 + T\rangle \right. \\ & \left. + e^{-i\omega t_0} e^{-i\omega_1 T} |1\rangle \otimes e^{-i\nu_- T} |\sigma^-, t_0 + T\rangle \right]. \end{aligned} \quad (6.32)$$

利用 $\omega_{1'} + \nu_+ = \omega_1 + \nu_- = \omega_e$, 上式简化为

$$|\Psi(t_0, T)\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} e^{-i\omega_e T} \left[|1'\rangle \otimes |\sigma^+, t_0 + T\rangle + e^{-i\omega t_0} |1\rangle \otimes |\sigma^-, t_0 + T\rangle \right]. \quad (6.33)$$

因此，在经历共同的传播延迟 T 后，态的形式与正文中使用的紧凑表达式相同，仅相差一个全局相位 $e^{-i\omega_e T}$ 。

下面我们纳入量子存储器（QM）的影响。该部分作用于每条衰变路径的光谱波包，而式 6.25 中的事件相关因子 $e^{-i\omega t_0}$ 则被携带保留。我们不假设 QM 是无限窄带的，而是采用频率相关的传递函数来描述。为便于处理，选取两个光学频率的中点作为频率原点：

$$\nu_c = \frac{\nu_+ + \nu_-}{2} = \nu_+ - \frac{\omega}{2} = \nu_- + \frac{\omega}{2}, \quad (6.34)$$

并定义

$$\Omega = \nu - \nu_c. \quad (6.35)$$

于是，两条光谱波包可在此共同频率参考系中表示为

$$|\phi_+(t)\rangle = \int d\Omega F_t\left(\Omega - \frac{\omega}{2}\right) |\sigma^+; \nu_c + \Omega\rangle, \quad (6.36)$$

$$|\phi_-(t)\rangle = \int d\Omega F_t\left(\Omega + \frac{\omega}{2}\right) |\sigma^-; \nu_c + \Omega\rangle. \quad (6.37)$$

偏移量 $\mp\omega/2$ 仅仅表明两个光子具有不同的光学中心频率。

我们用如下映射来建模 QM 的作用：

$$|\sigma^\pm; \nu_c + \Omega\rangle \longrightarrow G_\pm(\Omega, t_{\text{storage}}) |M_\pm; \Omega\rangle, \quad (6.38)$$

其中 $G_\pm(\Omega, t_{\text{storage}})$ 包含量子存储器对两个偏振模式的光谱接收特性、相位响应以及依赖于存储时间的演化。在成功存储时间 t_{storage} 后，两个非归一化的存储波包为

$$|\Phi_+(t_{\text{storage}})\rangle = \int d\Omega G_+(\Omega, t_{\text{storage}}) F_t\left(\Omega - \frac{\omega}{2}\right) |M_+; \Omega\rangle, \quad (6.39)$$

$$|\Phi_-(t_{\text{storage}})\rangle = \int d\Omega G_-(\Omega, t_{\text{storage}}) F_t\left(\Omega + \frac{\omega}{2}\right) |M_-; \Omega\rangle. \quad (6.40)$$

它们的模方决定了存储概率：

$$P_\pm = \langle \Phi_\pm(t_{\text{storage}}) | \Phi_\pm(t_{\text{storage}}) \rangle. \quad (6.41)$$

以成功存储为条件，原子-存储器态为

$$|\Psi_{\text{QM}}(t_0, t_{\text{storage}})\rangle = \frac{|1'\rangle |\Phi_+(t_{\text{storage}})\rangle + e^{-i\omega t_0} |1\rangle |\Phi_-(t_{\text{storage}})\rangle}{\sqrt{P_+ + P_-}}. \quad (6.42)$$

式 6.42 是一般性结果：QM 并不会抹除两条衰变路径具有不同光学中心频率这一事实。它相干地选取并映射相应的光谱成分到存储器模式中。一个共同的传递函数会改变成功概率，并可能引入一个固定相位或重塑被接收的光谱波包。不相等的传递函数 $G_+ \neq G_-$ 则可能进一步改变相对振幅，或使两个存储模式变得可区分。

作为一个直观的极限情形，考虑偏振无关的、以 ν_c 为中心的矩形（平顶）QM 响应，

$$G_+(\Omega, t_{\text{storage}}) = G_-(\Omega, t_{\text{storage}}) = G(\Omega, t_{\text{storage}}), \quad (6.43)$$

其中

$$G(\Omega, t_{\text{storage}}) = g_0 e^{-i\varphi_{\text{QM}}(\Omega, t_{\text{storage}})} W_{\text{QM}}(\Omega), \quad (6.44)$$

g_0 为与频率无关的存储振幅，它决定总的存储概率且不影响相对相位； $\varphi_{\text{QM}}(\Omega, t_{\text{storage}})$ 为 QM 的相位响应；且

$$W_{\text{QM}}(\Omega) = \begin{cases} 1, & |\Omega| \leq B_{\text{QM}}/2, \\ 0, & |\Omega| > B_{\text{QM}}/2. \end{cases} \quad (6.45)$$

在实验中，QM 带宽足够宽，存储过程仅微弱地修改纠缠态，最多贡献一个已包含在相位校准中的小固定相位；为了从解析角度展示存储器响应如何进入相对相位，我们现在考虑一个更简单的极限情形，即 QM 带宽远窄于自然线宽。

若接收带宽足够窄，使得在接收区间内自发辐射光谱近似为常数，

$$F_t\left(\Omega - \frac{\omega}{2}\right) \simeq F_t\left(-\frac{\omega}{2}\right), \quad F_t\left(\Omega + \frac{\omega}{2}\right) \simeq F_t\left(+\frac{\omega}{2}\right), \quad (6.46)$$

则两个存储波包具有相同的光谱-时间形状。定义归一化的存储器模式

$$|M_{\pm}(t_{\text{storage}})\rangle = \mathcal{N}_M \int_{-B_{\text{QM}}/2}^{B_{\text{QM}}/2} d\Omega G(\Omega, t_{\text{storage}}) |M_{\pm}; \Omega\rangle. \quad (6.47)$$

存储后的分量变为

$$|\Phi_+(t_{\text{storage}})\rangle \simeq F_t\left(-\frac{\omega}{2}\right) |M_+(t_{\text{storage}})\rangle, \quad (6.48)$$

$$|\Phi_-(t_{\text{storage}})\rangle \simeq F_t\left(+\frac{\omega}{2}\right) |M_-(t_{\text{storage}})\rangle. \quad (6.49)$$

由于 $|F_t(-\omega/2)| = |F_t(+\omega/2)|$ ，归一化态简化为

$$|\Psi_{\text{QM}}(t_0, t_{\text{storage}})\rangle \simeq \frac{1}{\sqrt{2}} \left[|1'\rangle |M_+(t_{\text{storage}})\rangle + e^{-i[\omega t_0 + \phi_{\text{filt}}]} |1\rangle |M_-(t_{\text{storage}})\rangle \right], \quad (6.50)$$

其中由滤波引入的固定相位为

$$\phi_{\text{filt}} = \arg F_t\left(-\frac{\omega}{2}\right) - \arg F_t\left(+\frac{\omega}{2}\right). \quad (6.51)$$

在长时间洛伦兹极限下，

$$F_t(\Delta) \rightarrow \sqrt{\frac{\Gamma}{2\pi}} \frac{1}{\Gamma/2 + i\Delta}, \quad (6.52)$$

可得

$$\phi_{\text{filt}} = 2 \tan^{-1}\left(\frac{\omega}{\Gamma}\right). \quad (6.53)$$

因此，对于偏振无关的 QM，存储时间 t_{storage} 仅出现在共同的存储波包中，不会引入额外的相对相位。若两个存储模式在存储期间获得额外的相对相位（例如由于存储模式分裂 δ_{QM} ），则被跟踪的相位应替换为

$$\omega t_0 + \phi_{\text{filt}} \longrightarrow \omega t_0 + \phi_{\text{filt}} + \delta_{\text{QM}} t_{\text{storage}}. \quad (6.54)$$

连同任何经过校准的常数偏移 ϕ_0 ，此即用于设定离子分析参考的相位。在没有未跟踪的时间不确定性或偏振相关的存储器响应的情况下， σ^+ 与 σ^- 光子的频率分裂因此产生一个确定性的、可跟踪的相位，而非纠缠保真度的内在损失。

6.6 误差分析

主要误差来源总结于扩展数据表 6.2，并在下文中逐一进行详细讨论。

- (1) 离子退相干误差。由于离子 qubit 编码在 Zeeman 分裂的能级之间，其跃迁频率对环境磁场涨落本征敏感。在不同实验循环之间，磁场的缓慢漂移会导致离子 qubit 共振频率在不同实验轮次中发生变化。相比之下，由 AWG 产生的微波波形是假设在固定参考频率下合成的。因此，在每个实验循环中都会产生一个有效失谐，使得离子 qubit 态积累一个随实验循环变化的附加相位。该随机相位演化随后映射到离子-光子纠缠态的相对相位 ϕ 上，

$$|\Psi_\phi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|1'\rangle|\sigma^+\rangle + e^{i\phi}|1\rangle|\sigma^-\rangle), \quad (6.55)$$

从而使 ϕ 成为一个随机变量。在对大量实验循环取平均后，这种相位随机性将导致离子-光子纠缠发生纯退相干。由离子 qubit 退相干所限制的平均保真度可表示为^[247]

$$F_{\text{avg}}(t) = \frac{1}{2} [1 + \exp(-\chi(t))], \quad (6.56)$$

其中 $\chi(t)$ 可用幂律形式近似表示为

$$\chi(t) = \left(\frac{t}{\tau_{\text{co}}}\right)^a, \quad (6.57)$$

这里 t 为演化时间， τ_{co} 为离子 qubit 的相干时间，而指数 $a = 1, \dots, 3$ 取决于噪声谱特性^[248]。在假设噪声源为准静态噪声（对应 $a = 2$ ）的情况下，平均保真度可写为

$$F_{\text{avg}}(t) = \frac{1}{2} \left[1 + \exp\left(-\frac{t^2}{\tau_{\text{co}}^2}\right) \right]. \quad (6.58)$$

因此，由退相干引起的误差为 $1 - F_{\text{avg}}$ 。通过 Ramsey 干涉实验测得离子 qubit 的相干时间为 $\tau_{\text{co}} = 0.989 \pm 0.021 \text{ ms}$ （图 2.19）。在纠缠态探测时刻，演化时间 t 包含 $2.66 \mu\text{s}$ 的时间延迟以及 $0.51 \mu\text{s}$ 的微波信号传播时间，从而得到退相干误差为 2.6×10^{-6} 。

- (2) 由光子到达时间抖动引起的相位误差。由于离子态读出与光子探测时间同步（见小节 4.6），激发态有限自发辐射寿命所引入的时间抖动在纠缠测量过程中被有效消除。在 QST 过程中，占主导的剩余时间抖动来源于电子信号传输与处理链路，其引入了器件相关的时间抖动。光子到达时间的器件相关抖动会导致两个 Zeeman 子能级 $|1\rangle$ 和 $|1'\rangle$ 之间累积相对相位的涨落，这两个能级以 $\omega = 2\pi \times 11.22$ MHz 的频率演化。利用补充图 5.12 (a) – (b) 所示的测量电路，测得总时间抖动为 $t_{\text{total}}^{\text{RMS}} = 0.310 \pm 0.012$ ns。该总抖动来源于任意波形发生器 (AWG) 的抖动 $t_{\text{AWG}}^{\text{RMS}} = 0.305 \pm 0.012$ ns，以及光学收发器的抖动 $t_{\text{trans}}^{\text{RMS}} = 0.056 \pm 0.001$ ns。在假设各抖动来源统计独立的情况下，总 RMS 抖动可通过平方相加得到： $(t_{\text{total}}^{\text{RMS}})^2 = (t_{\text{AWG}}^{\text{RMS}})^2 + (t_{\text{trans}}^{\text{RMS}})^2$ ，如补充图 5.12c–d 所示。该时间不确定性对应的相位不确定性为 $\Delta\Phi = t_{\text{total}}^{\text{RMS}} \omega = 2.19 \times 10^{-2}$ rad。相位不确定性通过对随机相位 ϕ 取平均，抑制了 $|\Psi_\phi\rangle\langle\Psi_\phi|$ 的非对角相干项，从而导致相干因子 $\langle e^{i\phi} \rangle$ 的衰减。由此得到的密度矩阵在基 $\{|1'\rangle|\sigma^+\rangle, |1\rangle|\sigma^-\rangle\}$ 中可表示为

$$\langle |\Psi_\phi\rangle\langle\Psi_\phi| \rangle_\phi = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & \langle e^{i\phi} \rangle \\ \langle e^{-i\phi} \rangle & 1 \end{bmatrix}. \quad (6.59)$$

相对于理想目标态 $|\Psi\rangle = |\Psi_{\phi=0}\rangle$ 的保真度为

$$F_\phi = \langle \langle \Psi | \Psi_\phi \rangle \langle \Psi_\phi | \Psi \rangle \rangle_\phi = \frac{1 + |\langle e^{i\phi} \rangle|}{2}. \quad (6.60)$$

在小相位不确定性 ($\Delta\Phi \ll 1$) 且噪声为准静态的极限下，相干因子可近似为

$$|\langle e^{i\phi} \rangle| \simeq \exp\left(-\frac{\Delta\Phi^2}{2}\right) \simeq 1 - \frac{\Delta\Phi^2}{2}, \quad (6.61)$$

从而得到由相位不确定性引起的误差

$$\Delta_{f_\phi} \equiv 1 - F_\phi \simeq \frac{\Delta\Phi^2}{4}, \quad (6.62)$$

对应的相位误差为 1.2×10^{-4} [248–249]。

- (3) SPAM 误差。采用数值孔径为 0.4 的物镜进行离子态制备与读出，其 SPAM 误差测得为 0.7%（见小节 2.7.2.3）。
- (4) 微波旋转误差。由微波驱动的单离子 qubit 旋转的不完美性引入了 0.1% 的误差，该误差通过对单离子 qubit 微波门进行随机基准测试得到。
- (5) QFC 不保真度。包含 90 米单模光纤的 QFC 过程的不保真度由过程矩阵的测量保真度给出（小节 5.3.2），得到 QFC 不保真度为 3.1%。
- (6) 单脉冲激发误差。在扣除独立表征的 SPAM 误差后，单脉冲激发过程的保真度为 96.7%（小节 4.4），对应的单脉冲激发误差为 3.3%。SPAM 误差与激发误差被视为相互独立。

- (7) π 偏振光子的收集误差。成像光学系统中的像差导致单模光纤中对 π 偏振光子的抑制不完全。通过在相同成像光学系统条件下比较 QFC 前后测得的误差，该效应估计贡献了 0.5% 的误差。
- (8) 暗噪声误差。残余噪声主要来源于 SNSPD 的暗计数和环境背景光，统称为暗噪声（见小节 6.2.2）。由于暗噪声在所有测量基中具有均匀统计分布，其对重构密度矩阵的影响可表示为

$$\rho = (1 - p_{\text{noise}})\rho_{\text{ideal}} + p_{\text{noise}} \frac{\mathbb{I}}{D}, \quad (6.63)$$

其中 ρ_{ideal} 为两 qubit 最大纠缠态， $D = 4$ 为希尔伯特空间维数， $p_{\text{noise}} = 1/(\text{SNR} + 1)$ 。由此得到的不保真度为

$$\epsilon_{\text{dark}} = 1 - \left[(1 - p_{\text{noise}}) + \frac{p_{\text{noise}}}{D} \right], \quad (6.64)$$

对应的暗噪声误差为 2.7%。

- (9) 光子态探测误差。用于光子态探测的 PBS 偏振分辨能力有限，从而引入光子态测量误差。对于具有有限消光比的 PBS，部分光功率会泄漏到非期望偏振模式中，其泄漏概率定义为

$$\epsilon_{\text{PBS}} = \frac{I_{\text{leak}}}{I_{\text{main}}}, \quad (6.65)$$

其中 I_{main} 和 I_{leak} 分别表示目标偏振模式与正交偏振模式中的光强。该泄漏等效于对光子 qubit 施加一次偏振 qubit 翻转误差。PBS 对 TI-QM 纠缠态 $|\Psi\rangle\langle\Psi|$ 的作用可建模为仅作用在光子子系统上的量子信道

$$\mathcal{E}_{\text{PBS}}(|\Psi\rangle\langle\Psi|) = (1 - \epsilon_{\text{PBS}})|\Psi\rangle\langle\Psi| + \epsilon_{\text{PBS}}(\mathbb{I} \otimes X)|\Psi\rangle\langle\Psi|(\mathbb{I} \otimes X), \quad (6.66)$$

其中 X 表示在偏振基 $\{|\sigma^+\rangle, |\sigma^-\rangle\}$ 中的 Pauli- X 算符。相对于目标态 $|\Psi\rangle$ ，经过 PBS 影响后的态 $|\Psi_{\text{PBS}}\rangle = (\mathbb{I} \otimes X)|\Psi\rangle$ 保真度定义为

$$F_{\text{PBS}} = \langle\Psi|\Psi_{\text{PBS}}\rangle\langle\Psi_{\text{PBS}}|\Psi\rangle. \quad (6.67)$$

将式 (6.66) 代入可得

$$F_{\text{PBS}} = (1 - \epsilon_{\text{PBS}})\langle\Psi|\Psi\rangle\langle\Psi|\Psi\rangle + \epsilon_{\text{PBS}}\langle\Psi|\Psi_{\text{PBS}}\rangle\langle\Psi_{\text{PBS}}|\Psi\rangle. \quad (6.68)$$

由于 $|\Psi\rangle$ 与 $|\Psi_{\text{PBS}}\rangle$ 正交，因此

$$\langle\Psi|\Psi_{\text{PBS}}\rangle = 0. \quad (6.69)$$

故保真度可化简

$$F_{\text{PBS}} = 1 - \epsilon_{\text{PBS}}. \quad (6.70)$$

相应的，由 PBS 消光比所引起的偏振探测误差为

$$1 - F_{\text{PBS}} = \epsilon_{\text{PBS}}. \quad (6.71)$$

在 580 nm 光子探测中使用的 PBS 在透射和反射方向的消光比分别为 3500，对应的偏振探测误差为 2.9×10^{-4} 。

- (10) 量子存储不保真度。对弱相干输入态 $|H\rangle$ 、 $|V\rangle$ 、 $|H\rangle + |V\rangle$ 以及 $|H\rangle + i|V\rangle$ 的存储保真度分别测得为 $99.97 \pm 0.01\%$ 、 $99.90 \pm 0.01\%$ 、 $99.81 \pm 0.01\%$ 和 $99.34 \pm 0.02\%$ 。在假设各输入态出现概率相等的情况下，得到平均量子存储不保真度为 $0.24 \pm 0.01\%$ 。

上述误差来源于不同的物理机制与实验子系统，彼此间无显著关联。对于可能存在的微弱关联（如 QFC 效率波动与暗噪声的间接关联），其贡献远小于主要误差项，在保守估计中可忽略，因此，在总的误差计算中，默认各误差相互独立^[18,249]。

表 6.2 纠缠不保真度的误差预算

误差来源	不保真度 (%)
离子退相干	2.6×10^{-6}
光子到达时间抖动引起的相位误差	1.2×10^{-4}
SPAM 误差	0.7
微波旋转误差	0.1
QFC	3.1
脉冲激发误差	3.3
π 光子的收集效率限制	0.5
暗噪声 (SNSPD + 环境)	2.7
光子态探测误差	2.9×10^{-4}
量子存储误差	0.2
总误差	10.6

6.7 本章小结

本章围绕混合量子网络中异构节点间纠缠的建立与实验验证展开，依次介绍了节点带宽匹配、纠缠表征、非局域性检验。首先分析了 TI 节点与 QM 节点之间的带宽匹配机制，给出了带宽匹配效率的理论上限及实验测得结果。随后，在构建的 TI-QM 异构两节点体系中，给出了 TI-QM 纠缠产生与测量的实验时序，并分别对不同存储时间下的纠缠态进行联合测量与量子态层析，在 $1 \mu\text{s}$ 的存储时间下获得了 $(89.2 \pm 2.3)\%$ 的保真度。进一步地，本章通过 CHSH-Bell 不等式检验进一步验证了异构节点间纠缠所呈现的非局域量子关联。最后本章对从离子-369.5 nm 光子纠缠到离子-580 nm 光子纠缠、再到 TI-QM 纠缠的纠缠产生速

率进行了分析，并给出了整个系统的误差来源，为大规模、可扩展的混合量子网络实现奠定了实验基础。

第7章 总结与展望

7.1 总结

构建量子互联网是量子信息科学领域的目标之一，而通过混合量子网络打破单一物理体系的局限性，实现异构量子节点间的优势互补，是通往这一目标的关键步骤。本文构建并验证了一个混合量子网络原型，实现了 TI 节点与 QM 节点两种异构量子节点的互联与远程纠缠分发。围绕“提高纠缠生成速率”与“提升纠缠测量保真度”两条主线，本文对系统关键环节开展了面向实验实现的设计、标定与优化。本文的主要学术贡献与创新成果总结如下：

首先，构建了高稳定性、高效率的 TI 节点。为满足混合量子网络对节点长时间稳定运行及高纠缠产生速率的要求，本研究对离子阱系统进行了全方位的优化。通过设计全金属刀片电极结构，显著提升了系统的机械稳定性与射频承载能力；主被动结合磁屏蔽系统与超高真空环境 (4×10^{-12} Torr)，将离子 qubit 相干时间延长至近 1 ms。在此基础上，结合模块化的态制备与操控系统，为长时间量子态层析与远程纠缠实验提供了稳定的平台支撑。光学上采用高通光性的光学结构，利用大数值孔径 (NA=0.64) 物镜与优化的成像光路，实现了确定性的单脉冲激发与高效光子收集。TI 节点的性能以及长期稳定性通过 Kibble-Zurek 机制破缺相关实验得到了验证，并用于后续的离子-光子纠缠态产生。实验测得由 TI 节点产生的离子-光子纠缠态的层析保真度高达 $(95.46 \pm 0.24)\%$ 。

其次，实现了跨波段、低噪声、偏振保持且长期稳定的 QFC 模块，为两节点在跨波段工作波长下的互联奠定基础。QFC 模块基于长波长泵浦 (1018 nm) 的差频生成方案，有效抑制了自发参量下转换噪声，同时将 Sagnac 干涉仪结构的相位自稳特性与 OAPM 的消色差耦合能力相结合，突破了近紫外、可见光、近红外波段高效耦合的技术挑战。该模块在长达 10 小时的连续运行中保持了极高的稳定性，平均转换保真度超过 95%。经 QFC 模块转换后的离子-光子纠缠态保真度达到 $(89.1 \pm 1.9)\%$ 。这是实验上首次验证经 QFC 后仍保持较高保真度的离子-光子纠缠。

最后，实现了异构量子网络节点间的远程纠缠与量子非局域性确证。依托上述高性能 TI 节点与 QFC 模块，本研究在相距 75 米的两个实验室间成功搭建了混合量子网络原型。通过带宽匹配 (匹配效率约 74%) 及 SMAFC 按需存储协议，实现了飞行光子在 QM 节点中的有效写入与按需读出。在光子经 QFC 并进入固态量子存储器实现按需存储后，存储时间为 $0.5 \mu\text{s}$ ($1 \mu\text{s}$) 时重构得到的纠缠态保真度为 $(84.8 \pm 4.0)\%$ ($(89.2 \pm 2.3)\%$)。此外，本文还通过 CHSH-Bell 不等

式检验观测到对经典界限的 6σ 显著违背。这一结果，标志着在实验上首次实现了异构量子网络节点间的纠缠互联，为可扩展混合量子网络与分布式量子信息处理提供了重要实验基础。

本文中的 TI 节点构建、离子-光子纠缠制备及 QFC 模块由本文作者主导完成；固态量子存储器节点由周宗权教授课题组提供；异构节点互联实验由本文作者主导并由双方团队协同完成。

7.2 展望

面向可扩展量子网络与更复杂的分布式量子信息协议，当前系统在纠缠产生速率、存储效率及 TI 节点本身性能等方面仍存在提升空间。未来的研究工作可围绕以下几个维度深入展开：

对于 TI 节点，首先，当前的自由空间物镜收集方案受限于可用立体角大小。将高细度光学微腔与囚禁离子结合，利用 Purcell 效应可大幅提高光子辐射到可收集模式中的概率，使光子收集效率有望由目前水平提升至 70% 以上^[147,250]；其次，基于量子电荷耦合器件（QCCD）架构，TI 节点离子 qubit 数量具备扩展至数百量级的潜力^[52]，从而支持更复杂的本地纠缠制备与量子门操作；在逻辑门操作方面，在 TI 节点的光路系统中加入 554 nm 双边寻址拉曼光光路，使节点支持可独立寻址的双离子 qubit 门操作；在纠缠产生速率方面，通过更快的离子 qubit 初始化流程、协同冷却方案以及更高效率的纠缠生成策略，实验重复频率有望提升至 1 MHz 以上^[251]，从源头提高远程纠缠分发速率；在离子 qubit 相干时间方面，通过进一步优化磁屏蔽系统以及加入动力学解耦等方式，进一步延长离子 qubit 的相干时间。最后，增加 TI 节点产生更多编码方式纠缠态的能力，可以适应量子网络中不同的协议需求。

对于 QFC 模块，当前约 0.7% 的内部转换效率在原理上仍有显著提升空间：通过采用一阶 QPM 结构以及更高功率、更低噪声的泵浦方案，内部效率有望逼近单位效率的量级^[21]；同时，通过主动功率稳定反馈和波导端面封装保护等改进方案进一步抑制转换噪声并提升偏振保持与长期稳定性，将使 QFC 更适配长时间运行与多节点级联的网络需求。另一方面，引入基于自 SPDC 的光子对源，可实现预报式纠缠分发^[105,107]。

对于 QM 节点，通过引入阻抗匹配的光学腔结构，存储效率有望提升至 80% 以上^[213]；并且在特定磁场条件下工作，存储时间可进一步扩展至分钟量级^[252]。进一步拓宽存储带宽可以实现更高的带宽匹配效率。更长的存储时间与更高的器件效率将显著增强固态量子存储器作为量子网络缓冲与同步资源的能力，并支撑实验进行系统研究存储时间对纠缠质量的影响。。

虽然上述改进付诸实现仍面临重大工程挑战，但一旦突破，综合上述改进，未来该混合量子网络架构的节点互联速率有望提升超过三个量级，从而能够支撑更为复杂的分布式量子网络实验与远程互联协议验证，成为一种实用化平台，为新型量子计算架构与分布式量子网络的构建提供有力支撑。首先该架构具有巨大的多模式以及多路复用潜力，可大幅降低高速纠缠分发的整体要求，实现更高效的混合量子中继。其次在 TI 节点实现高保真的本地纠缠门操作，并结合固态存储器的按需读出能力，可进一步实现 TI 节点与 QM 节点之间的量子隐形传态；随着 QFC 模块转换效率提升，多异构量子网络节点的大规模互联将成为可能，从而有望实现远程纠缠纯化、纠缠交换等关键量子网络功能的实验演示；在此基础上，可完成分布式量子算法的实验演示，使该混合平台从“互联验证原型”迈向“分布式量子信息处理平台”，服务于新型量子计算架构^[106]与大规模量子网络^[105,107-108]的进一步发展。

参考文献

- [1] Ladd T D, Jelezko F, Laflamme R, et al. Quantum computers[J]. Nature, 2010, 464(7285): 45-53.
- [2] Bruzewicz C D, Chiaverini J, McConnell R, et al. Trapped-ion quantum computing: progress and challenges[J]. Applied Physics Reviews, 2019, 6(2): 021314.
- [3] Awschalom D D, Bernien H, Hanson R, et al. Challenges and opportunities for quantum information hardware[J]. Science, 2025, 390(6777): 1004-1010.
- [4] Bennett C H, Brassard G. Quantum cryptography: public key distribution and coin tossing [J]. Theoretical Computer Science, 2014, 560: 7-11.
- [5] Liao S K, Cai W Q, Liu W Y, et al. Satellite-to-ground quantum key distribution[J]. Nature, 2017, 549(7670): 43-47.
- [6] Lu B W, Yang C W, Wang R Q, et al. Device-independent quantum key distribution over 100 km with single atoms[J]. Science, 2026, 391(6785): 592-597.
- [7] Kómár P, Kessler E M, Bishof M, et al. A quantum network of clocks[J]. Nature Physics, 2014, 10(8): 582-587.
- [8] Feynman R P. Simulating physics with computers[J]. International Journal of Theoretical Physics, 1982, 21(6): 467-488.
- [9] Cui J M, Huang Y F, Wang Z, et al. Experimental trapped-ion quantum simulation of the Kibble-Zurek dynamics in momentum space[J]. Scientific Reports, 2016, 6(1): 33381.
- [10] Keesling A, Omran A, Levine H, et al. Quantum Kibble–Zurek mechanism and critical dynamics on a programmable Rydberg simulator[J]. Nature, 2019, 568(7751): 207-211.
- [11] Gao D X, Fan D J, Zha C, et al. Establishing a new benchmark in quantum computational advantage with 105-qubit Zuchongzhi 3.0 processor[J]. Physical Review Letters, 2025, 134: 090601.
- [12] Main D, Drmota P, Nadlinger D P, et al. Distributed quantum computing across an optical network link[J]. Nature, 2025, 638(8050): 383-388.
- [13] Barends R, Kelly J, Megrant A, et al. Superconducting quantum circuits at the surface code threshold for fault tolerance[J]. Nature, 2014, 508(7497): 500-503.
- [14] Arute F, Arya K, Babbush R, et al. Quantum supremacy using a programmable superconducting processor[J]. Nature, 2019, 574(7779): 505-510.
- [15] Acharya R, Abanin D A, Aghababaie-Beni L, et al. Quantum error correction below the surface code threshold[J]. Nature, 2025, 638(8052): 920-926.

-
- [16] Moehring D L, Maunz P, Olmschenk S, et al. Entanglement of single-atom quantum bits at a distance[J]. *Nature*, 2007, 449(7158): 68-71.
- [17] Krutyanskiy V, Galli M, Krcmarsky V, et al. Entanglement of trapped-ion qubits separated by 230 meters[J]. *Physical Review Letters*, 2023, 130: 050803.
- [18] Liu W Z, Zhou Y B, Chen J P, et al. Long-lived remote ion-ion entanglement for scalable quantum repeaters[J]. *Nature*, 2026, 652(8108): 51-57.
- [19] Hofmann J, Krug M, Ortegel N, et al. Heralded entanglement between widely separated atoms [J]. *Science*, 2012, 337(6090): 72-75.
- [20] Ritter S, Nölleke C, Hahn C, et al. An elementary quantum network of single atoms in optical cavities[J]. *Nature*, 2012, 484(7393): 195-200.
- [21] van Leent T, Bock M, Fertig F, et al. Entangling single atoms over 33 km telecom fibre[J]. *Nature*, 2022, 607(7917): 69-73.
- [22] Delteil A, Sun Z, Gao W B, et al. Generation of heralded entanglement between distant hole spins[J]. *Nature Physics*, 2016, 12(3): 218-223.
- [23] Stockill R, Stanley M J, Huthmacher L, et al. Phase-tuned entangled state generation between distant spin qubits[J]. *Physical Review Letters*, 2017, 119: 010503.
- [24] Bernien H, Hensen B, Pfaff W, et al. Heralded entanglement between solid-state qubits separated by three metres[J]. *Nature*, 2013, 497(7447): 86-90.
- [25] Hensen B, Bernien H, Dréau A E, et al. Loophole-free Bell inequality violation using electron spins separated by 1.3 kilometres[J]. *Nature*, 2015, 526(7575): 682-686.
- [26] Knaut C M, Suleymanzade A, Wei Y C, et al. Entanglement of nanophotonic quantum memory nodes in a telecom network[J]. *Nature*, 2024, 629(8012): 573-578.
- [27] Stolk A J, van der Enden K L, Slater M C, et al. Metropolitan-scale heralded entanglement of solid-state qubits[J]. *Science Advances*, 2024, 10(44): eadp6442.
- [28] Ball P. Physicists in china challenge google's 'quantum advantage'[J]. *Nature*, 2020, 588 (7838): 380.
- [29] Liu H L, Su H, Deng Y H, et al. Gaussian boson sampling with 1,024 squeezed states in 8,176 modes[J]. *Nature*, 2026, 653(8115): 687-692.
- [30] Kandala A, Mezzacapo A, Temme K, et al. Hardware-efficient variational quantum eigensolver for small molecules and quantum magnets[J]. *Nature*, 2017, 549(7671): 242-246.
- [31] Ebadi S, Wang T T, Levine H, et al. Quantum phases of matter on a 256-atom programmable quantum simulator[J]. *Nature*, 2021, 595(7866): 227-232.
- [32] Wang K, Xu G, Gao F, et al. Ultrafast coherent control of a hole spin qubit in a germanium quantum dot[J]. *Nature Communications*, 2022, 13(1): 206.
- [33] Nielsen M A, Chuang I L. Quantum computation and quantum information: 10th anniversary

- edition[M]. Cambridge: Cambridge University Press, 2010.
- [34] Clauser J F, Horne M A, Shimony A, et al. Proposed experiment to test local hidden-variable theories[J]. *Physical Review Letters*, 1969, 23: 880-884.
 - [35] Bennett C H, Brassard G, Crépeau C, et al. Teleporting an unknown quantum state via dual classical and einstein-podolsky-rosen channels[J]. *Physical Review Letters*, 1993, 70: 1895-1899.
 - [36] Gottesman D, Chuang I L. Demonstrating the viability of universal quantum computation using teleportation and single-qubit operations[J]. *Nature*, 1999, 402(6760): 390-393.
 - [37] Turing A M. On computable numbers, with an application to the entscheidungsproblem[J]. *Proceedings of the London Mathematical Society*, 1937, s2-42(1): 230-265.
 - [38] Church A. An unsolvable problem of elementary number theory[J]. *American Journal of Mathematics*, 1936, 58: 345-363.
 - [39] Deutsch D. Quantum theory, the church–turing principle and the universal quantum computer [J]. *Proceedings of the Royal Society of London A Mathematical and Physical Sciences*, 1985, 400(1818): 97-117.
 - [40] Shor P W. Polynomial-time algorithms for prime factorization and discrete logarithms on a quantum computer[J]. *SIAM Journal on Computing*, 1997, 26(5): 1484-1509.
 - [41] Nakamura Y, Pashkin Y A, Tsai J S. Coherent control of macroscopic quantum states in a single-cooper-pair box[J]. *Nature*, 1999, 398(6730): 786-788.
 - [42] Barredo D, de Léséleuc S, Lienhard V, et al. An atom-by-atom assembler of defect-free arbitrary two-dimensional atomic arrays[J]. *Science*, 2016, 354(6315): 1021-1023.
 - [43] Lukin M D, Fleischhauer M, Cote R, et al. Dipole blockade and quantum information processing in mesoscopic atomic ensembles[J]. *Physical Review Letters*, 2001, 87: 037901.
 - [44] Bluvstein D, Evered S J, Geim A A, et al. Logical quantum processor based on reconfigurable atom arrays[J]. *Nature*, 2024, 626(7997): 58-65.
 - [45] Loss D, DiVincenzo D P. Quantum computation with quantum dots[J]. *Physical Review A*, 1998, 57: 120-126.
 - [46] Press D, Ladd T D, Zhang B Y, et al. Complete quantum control of a single quantum dot spin using ultrafast optical pulses[J]. *Nature*, 2008, 456(7219): 218-221.
 - [47] Chuang I L, Yamamoto Y. Simple quantum computer[J]. *Physical Review A*, 1995, 52: 3489-3496.
 - [48] Alexander K, Benyamini A, Black D, et al. A manufacturable platform for photonic quantum computing[J]. *Nature*, 2025, 641(8064): 876-883.
 - [49] Nayak C, Simon S H, Stern A, et al. Non-abelian anyons and topological quantum computation [J]. *Reviews of Modern Physics*, 2008, 80: 1083-1159.

- [50] Kielpinski D, Monroe C, Wineland D J. Architecture for a large-scale ion-trap quantum computer[J]. *Nature*, 2002, 417(6890): 709-711.
- [51] Zhong H S, Wang H, Deng Y H, et al. Quantum computational advantage using photons[J]. *Science*, 2020, 370(6523): 1460-1463.
- [52] Ransford A, Allman M S, Arkinstall J, et al. A 98-qubit trapped-ion quantum computer with all-to-all connectivity[J]. *Nature*, 2026, 655(8121): 81-86.
- [53] Chiu N C, Trapp E C, Guo J E, et al. Continuous operation of a coherent 3,000-qubit system [J]. *Nature*, 2025, 646(8087): 1075-1080.
- [54] Manetsch H J, Nomura G, Bataille E, et al. A tweezer array with 6,100 highly coherent atomic qubits[J]. *Nature*, 2025, 647(8088): 60-67.
- [55] Wang Y Q, Zhang Z C, Zhang T, et al. Trapping 11,000 atoms in a tweezer array generated by a single metasurface[PP/OL]. arXiv(2026). <https://arxiv.org/abs/2606.02715>.
- [56] Smith M C, Leu A D, Miyanishi K, et al. Single-qubit gates with errors at the 10^{-7} level[J]. *Physical Review Letters*, 2025, 134: 230601.
- [57] Hughes A C, Srinivas R, Löschnauer C M, et al. Trapped-ion two-qubit gates with >99.99% fidelity [J]. arXiv(2025). <https://arxiv.org/abs/2510.17286>.
- [58] Xu Y L, Zhang L, Zhang C, et al. Long-time storage of a qubit encoded in decoherence-free subspace using a dual-type quantum memory[J]. *Physical Review Letters*, 2025, 135: 230803.
- [59] Evered S J, Bluvstein D, Kalinowski M, et al. High-fidelity parallel entangling gates on a neutral-atom quantum computer[J]. *Nature*, 2023, 622(7982): 268-272.
- [60] Evered S J, Xu M Q, Li S H, et al. High-fidelity entangling gates and nonlocal circuits with neutral atoms[PP/OL]. arXiv(2026). <https://arxiv.org/abs/2604.25987>.
- [61] Young A W, Eckner W J, Milner W R, et al. Half-minute-scale atomic coherence and high relative stability in a tweezer clock[J]. *Nature*, 2020, 588(7838): 408-413.
- [62] Bland M P, Bahrami F, Martinez J G C, et al. Millisecond lifetimes and coherence times in 2D transmon qubits[J]. *Nature*, 2025, 647(8089): 343-348.
- [63] Li R, Kubo K, Ho Y, et al. Realization of high-fidelity CZ gate based on a double-transmon coupler[J]. *Physical Review X*, 2024, 14: 041050.
- [64] Bradley C E, Randall J, Abobeih M H, et al. A ten-qubit solid-state spin register with quantum memory up to one minute[J]. *Physical Review X*, 2019, 9: 031045.
- [65] Bartling H, Yun J, Schymik K, et al. Universal high-fidelity quantum gates for spin qubits in diamond[J]. *Physical Review Applied*, 2025, 23: 034052.
- [66] Han S, Ye X Y, Zhou X, et al. Solid-state spin coherence time approaching the physical limit [J]. *Science Advances*, 2025, 11(9): eadr9298.
- [67] Zhang X, Morozova E, Rimbach-Russ M, et al. Universal control of four singlet–triplet qubits

- [J]. *Nature Nanotechnology*, 2025, 20(2): 209-215.
- [68] Zhou Y C, Ma R L, Kong Z Z, et al. High-fidelity geometric quantum gates exceeding 99.9% in germanium quantum dots[J]. *Nature Communications*, 2025, 16(1): 7953.
- [69] Noiri A, Takeda K, Nakajima T, et al. Fast universal quantum gate above the fault-tolerance threshold in silicon[J]. *Nature*, 2022, 601(7893): 338-342.
- [70] Dyte H E, Manna S, Covre da Silva S F, et al. Storing quantum coherence in a quantum dot nuclear spin ensemble for over 100 milliseconds[J]. *Nature Communications*, 2025, 17(1): 239.
- [71] Zhong M J, Hedges M P, Ahlefeldt R L, et al. Optically addressable nuclear spins in a solid with a six-hour coherence time[J]. *Nature*, 2015, 517(7533): 177-180.
- [72] Peng C Z, Yang T, Bao X H, et al. Experimental free-space distribution of entangled photon pairs over 13 km: towards satellite-based global quantum communication[J]. *Physical Review Letters*, 2005, 94: 150501.
- [73] Lo H K, Curty M, Qi B. Measurement-device-independent quantum key distribution[J]. *Physical Review Letters*, 2012, 108: 130503.
- [74] Yin H L, Chen T Y, Yu Z W, et al. Measurement-device-independent quantum key distribution over a 404 km optical fiber[J]. *Physical Review Letters*, 2016, 117: 190501.
- [75] Lucamarini M, Yuan Z L, Dynes J F, et al. Overcoming the rate–distance limit of quantum key distribution without quantum repeaters[J]. *Nature*, 2018, 557(7705): 400-403.
- [76] Chen Y A, Zhang Q, Chen T Y, et al. An integrated space-to-ground quantum communication network over 4,600 kilometres[J]. *Nature*, 2021, 589(7841): 214-219.
- [77] Wang S, Yin Z Q, He D Y, et al. Twin-field quantum key distribution over 830-km fibre[J]. *Nature Photonics*, 2022, 16(2): 154-161.
- [78] Liu Y, Zhang W J, Jiang C, et al. Experimental twin-field quantum key distribution over 1000 km fiber distance[J]. *Physical Review Letters*, 2023, 130: 210801.
- [79] Cirac J I, Ekert A K, Huelga S F, et al. Distributed quantum computation over noisy channels [J]. *Physical Review A*, 1999, 59: 4249-4254.
- [80] Azuma K, Economou S E, Elkouss D, et al. Quantum repeaters: from quantum networks to the quantum internet[J]. *Reviews of Modern Physics*, 2023, 95: 045006.
- [81] Eisert J, Jacobs K, Papadopoulos P, et al. Optimal local implementation of nonlocal quantum gates[J]. *Physical Review A*, 2000, 62: 052317.
- [82] Collins D, Linden N, Popescu S. Nonlocal content of quantum operations[J]. *Physical Review A*, 2001, 64: 032302.
- [83] Briegel H J, Dür W, Cirac J I, et al. Quantum repeaters: the role of imperfect local operations in quantum communication[J]. *Physical Review Letters*, 1998, 81: 5932-5935.

-
- [84] Dür W, Briegel H J. Entanglement purification for quantum computation[J]. *Physical Review Letters*, 2003, 90: 067901.
- [85] Kimble H J. The quantum internet[J]. *Nature*, 2008, 453(7198): 1023-1030.
- [86] Awschalom D, Berggren K K, Bernien H, et al. Development of quantum interconnects (QuICs) for next-generation information technologies[J]. *PRX Quantum*, 2021, 2: 017002.
- [87] Kurpiers P, Magnard P, Walter T, et al. Deterministic quantum state transfer and remote entanglement using microwave photons[J]. *Nature*, 2018, 558(7709): 264-267.
- [88] Chou C W, de Riedmatten H, Felinto D, et al. Measurement-induced entanglement for excitation stored in remote atomic ensembles[J]. *Nature*, 2005, 438(7069): 828-832.
- [89] Chou C W, Laurat J, Deng H, et al. Functional quantum nodes for entanglement distribution over scalable quantum networks[J]. *Science*, 2007, 316(5829): 1316-1320.
- [90] Liu J L, Luo X Y, Yu Y, et al. Creation of memory-memory entanglement in a metropolitan quantum network[J]. *Nature*, 2024, 629(8012): 579-585.
- [91] Liu X, Hu J, Li Z F, et al. Heralded entanglement distribution between two absorptive quantum memories[J]. *Nature*, 2021, 594(7861): 41-45.
- [92] Ruskuc A, Wu C J, Green E, et al. Multiplexed entanglement of multi-emitter quantum network nodes[J]. *Nature*, 2025, 639(8053): 54-59.
- [93] Qiu J W, Liu Y, Hu L, et al. Deterministic quantum state and gate teleportation between distant superconducting chips[J]. *Science Bulletin*, 2025, 70(3): 351-358.
- [94] Chang X Y, Hou P Y, Zhang W G, et al. Hybrid entanglement and bit-flip error correction in a scalable quantum network node[J]. *Nature Physics*, 2025, 21(4): 583-589.
- [95] Lodahl P. Quantum-dot based photonic quantum networks[J]. *Quantum Science and Technology*, 2017, 3(1): 013001.
- [96] Stephenson L J, Nadlinger D P, Nichol B C, et al. High-rate, high-fidelity entanglement of qubits across an elementary quantum network[J]. *Physical Review Letters*, 2020, 124: 110501.
- [97] Saha S, Shalaev M, O'Reilly J, et al. High-fidelity remote entanglement of trapped atoms mediated by time-bin photons[J]. *Nature Communications*, 2025, 16(1): 2533.
- [98] Lettner M, Mücke M, Riedl S, et al. Remote entanglement between a single atom and a Bose-Einstein condensate[J]. *Physical Review Letters*, 2011, 106: 210503.
- [99] Cui Z B, Wang Z Q, Liu P Y, et al. Multiplexed ion-ion entanglement over 1.2 kilometer fibers [PP/OL]. *arXiv(2025)*. <https://arxiv.org/abs/2510.20392>.
- [100] Niu J J, Zhang L B, Liu Y, et al. Low-loss interconnects for modular superconducting quantum processors[J]. *Nature Electronics*, 2023, 6(3): 235-241.
- [101] Maring N, Farrera P, Kutluer K, et al. Photonic quantum state transfer between a cold atomic

- gas and a crystal[J]. *Nature*, 2017, 551(7681): 485-488.
- [102] Craddock A N, Hannegan J, Ornelas-Huerta D P, et al. Quantum interference between photons from an atomic ensemble and a remote atomic ion[J]. *Physical Review Letters*, 2019, 123: 213601.
- [103] Thomas S E, Wagner L, Joos R, et al. Deterministic storage and retrieval of telecom light from a quantum dot single-photon source interfaced with an atomic quantum memory[J]. *Science Advances*, 2024, 10(15): eadi7346.
- [104] Xiang Z L, Ashhab S, You J Q, et al. Hybrid quantum circuits: superconducting circuits interacting with other quantum systems[J]. *Reviews of Modern Physics*, 2013, 85: 623-653.
- [105] Gu F L, Menon S G, Maier D, et al. Hybrid quantum repeaters with ensemble-based quantum memories and single-spin photon transducers[J]. *npj Quantum Information*, 2025, 11(1): 182.
- [106] Gouzien E, Sangouard N. Factoring 2048-bit RSA integers in 177 days with 13 436 qubits and a multimode memory[J]. *Physical Review Letters*, 2021, 127: 140503.
- [107] Tissot B, Maiti S, Hellebek E R, et al. Hybrid single-ion atomic-ensemble node for high-rate remote entanglement generation[PP/OL]. *arXiv(2025)*. <https://arxiv.org/abs/2511.04488>.
- [108] Cussenot P, Grivet B, Feldmann L, et al. Uniting quantum processing nodes of cavity-coupled ions with rare-earth quantum repeaters using single-photon pulse shaping based on atomic frequency comb[J]. *Physical Review Letters*, 2025, 135: 240803.
- [109] Liu X, Hu X M, Zhu T X, et al. Nonlocal photonic quantum gates over 7.0 km[J]. *Nature Communications*, 2024, 15(1): 8529.
- [110] Wehner S, Elkouss D, Hanson R. Quantum internet: a vision for the road ahead[J]. *Science*, 2018, 362(6412): eaam9288.
- [111] Wang C X, Wang Y Y, Zhu T X, et al. Heterogeneous entanglement between a trapped ion and a solid-state quantum memory[PP/OL]. *arXiv(2026)*. <https://arxiv.org/abs/2603.05836>.
- [112] Sørensen A, Mølmer K. Quantum computation with ions in thermal motion[J]. *Physical Review Letters*, 1999, 82: 1971-1974.
- [113] An F A, Ransford A, Schaffer A, et al. High fidelity state preparation and measurement of ion hyperfine qubits with $I > \frac{1}{2}$ [J]. *Physical Review Letters*, 2022, 129: 130501.
- [114] Cirac J I, Zoller P. Quantum computations with cold trapped ions[J]. *Physical Review Letters*, 1995, 74: 4091-4094.
- [115] Monroe C, Meekhof D M, King B E, et al. Demonstration of a fundamental quantum logic gate[J]. *Physical Review Letters*, 1995, 75: 4714-4717.
- [116] O'Reilly J, Toh G, Goetting I, et al. Fast photon-mediated entanglement of continuously cooled trapped ions for quantum networking[J]. *Physical Review Letters*, 2024, 133: 090802.
- [117] Canteri M, Bate J, Mishra I, et al. Generation of multipartite photonic entanglement using

- a trapped-ion quantum processing node[PP/OL]. arXiv(2025). <https://arxiv.org/abs/2510.15693>.
- [118] Feng L, Huang Y Y, Wu Y K, et al. Realization of a crosstalk-avoided quantum network node using dual-type qubits of the same ion species[J]. *Nature Communications*, 2024, 15(1): 204.
- [119] Lago-Rivera D, Grandi S, Rakonjac J V, et al. Telecom-heralded entanglement between multimode solid-state quantum memories[J]. *Nature*, 2021, 594(7861): 37-40.
- [120] de Riedmatten H, Afzelius M, Staudt M U, et al. A solid-state light-matter interface at the single-photon level[J]. *Nature*, 2008, 456(7223): 773-777.
- [121] Hedges M P, Longdell J J, Li Y M, et al. Efficient quantum memory for light[J]. *Nature*, 2010, 465(7301): 1052-1056.
- [122] Clausen C, Usmani I, Bussi res F, et al. Quantum storage of photonic entanglement in a crystal [J]. *Nature*, 2011, 469(7331): 508-511.
- [123] Saglamyurek E, Sinclair N, Jin J, et al. Broadband waveguide quantum memory for entangled photons[J]. *Nature*, 2011, 469(7331): 512-515.
- [124] Zhong T, Kindem J M, Bartholomew J G, et al. Nanophotonic rare-earth quantum memory with optically controlled retrieval[J]. *Science*, 2017, 357(6358): 1392-1395.
- [125] Rakonjac J V, Corrielli G, Lago-Rivera D, et al. Storage and analysis of light-matter entanglement in a fiber-integrated system[J]. *Science Advances*, 2022, 8(27): eabn3919.
- [126] Liu C, Zhu T X, Su M X, et al. On-demand quantum storage of photonic qubits in an on-chip waveguide[J]. *Physical Review Letters*, 2020, 125: 260504.
- [127] Zhu T X, Liu C, Jin M, et al. On-demand integrated quantum memory for polarization qubits [J]. *Physical Review Letters*, 2022, 128: 180501.
- [128] Liu D C, Li P Y, Zhu T X, et al. On-demand storage of photonic qubits at telecom wavelengths [J]. *Physical Review Letters*, 2022, 129: 210501.
- [129] Usmani I, Afzelius M, de Riedmatten H, et al. Mapping multiple photonic qubits into and out of one solid-state atomic ensemble[J]. *Nature Communications*, 2010, 1(1): 12.
- [130] Saglamyurek E, Grima  Puigibert M, Zhou Q, et al. A multiplexed light-matter interface for fibre-based quantum networks[J]. *Nature Communications*, 2016, 7(1): 11202.
- [131] Zhong T, Kindem J M, Rochman J, et al. Interfacing broadband photonic qubits to on-chip cavity-protected rare-earth ensembles[J]. *Nature Communications*, 2017, 8(1): 14107.
- [132] Yang T S, Zhou Z Q, Hua Y L, et al. Multiplexed storage and real-time manipulation based on a multiple degree-of-freedom quantum memory[J]. *Nature Communications*, 2018, 9(1): 3407.
- [133] Sinclair N, Saglamyurek E, Mallahzadeh H, et al. Spectral multiplexing for scalable quantum photonics using an atomic frequency comb quantum memory and feed-forward control[J].

- Physical Review Letters, 2014, 113: 053603.
- [134] Tang J S, Zhou Z Q, Wang Y T, et al. Storage of multiple single-photon pulses emitted from a quantum dot in a solid-state quantum memory[J]. Nature Communications, 2015, 6(1): 8652.
- [135] Seri A, Lenhard A, Rieländer D, et al. Quantum correlations between single telecom photons and a multimode on-demand solid-state quantum memory[J]. Physical Review X, 2017, 7: 021028.
- [136] Seri A, Lago-Rivera D, Lenhard A, et al. Quantum storage of frequency-multiplexed heralded single photons[J]. Physical Review Letters, 2019, 123: 080502.
- [137] Laplane C, Jobez P, Etesse J, et al. Multimode and long-lived quantum correlations between photons and spins in a crystal[J]. Physical Review Letters, 2017, 118: 210501.
- [138] Rančić M, Hedges M P, Ahlefeldt R L, et al. Coherence time of over a second in a telecom-compatible quantum memory storage material[J]. Nature Physics, 2018, 14(1): 50-54.
- [139] Zhou Z Q, Lin W B, Yang M, et al. Realization of reliable solid-state quantum memory for photonic polarization qubit[J]. Physical Review Letters, 2012, 108: 190505.
- [140] Zhou Z Q, Hua Y L, Liu X, et al. Quantum storage of three-dimensional orbital-angular-momentum entanglement in a crystal[J]. Physical Review Letters, 2015, 115: 070502.
- [141] Jin M, Zhou Z Q, Li C F, et al. Photon-echo detected nuclear quadrupole resonance spectroscopy[J]. Physics Letters A, 2020, 384(30): 126780.
- [142] Moehring D L, Madsen M J, Younge K C, et al. Quantum networking with photons and trapped atoms (Invited)[J]. Journal of the Optical Society of America B, 2007, 24(2): 300-315.
- [143] 王晨旭, 贺冉, 李睿睿, 等. 量子计算与量子模拟中离子阱结构研究进展[J]. 物理学报, 2022, 71(13): 133701-1-133701-19.
- [144] Leibfried D, Blatt R, Monroe C, et al. Quantum dynamics of single trapped ions[J]. Reviews of Modern Physics, 2003, 75: 281-324.
- [145] Blakestad R B. Transport of Trapped-Ion Qubits within a Scalable Quantum Processor[D]. Boulder: University of Colorado, 2010.
- [146] Huiyi Z, Min D, Hongsen Y, et al. Electric quadrupole transitions from ground state to metastable state of ions[J]. Acta Optica Sinica, 2025, 45(10): 1002001.
- [147] Fang D, Chen W B, Zhang C H, et al. Cavity-assisted thermometry for a single trapped ion [J]. Physical Review Applied, 2025, 24(2): 024037.
- [148] Monroe C, Swann W, Robinson H, et al. Very cold trapped atoms in a vapor cell[J]. Physical Review Letters, 1990, 65: 1571-1574.
- [149] Anderson M H, Ensher J R, Matthews M R, et al. Observation of Bose-Einstein condensation in a dilute atomic vapor[J]. Science, 1995, 269(5221): 198-201.
- [150] 贺冉. 高通光离子阱的搭建和应用[D]. 合肥: 中国科学技术大学, 2021.

- [151] 陈炎. 紧聚焦光场在离子阱系统中的应用[D]. 合肥: 中国科学技术大学, 2025.
- [152] 郑永祥. 混合量子网络中的光子接口实验研究[D]. 合肥: 中国科学技术大学, 2022.
- [153] Olmschenk S, Younge K C, Moehring D L, et al. Manipulation and detection of a trapped Yb^+ hyperfine qubit[J]. *Physical Review A*, 2007, 76: 052314.
- [154] Onoda Y, Sugiyama K, Ikeda M, et al. Loading rate of Yb^+ loaded through photoionization in radiofrequency ion trap[J]. *Applied Physics B*, 2011, 105(4): 729-740.
- [155] Sachdev S. Quantum phase transitions[M]. 2nd ed. Cambridge: Cambridge University Press, 2011.
- [156] Kibble T W B. Topology of cosmic domains and strings[J]. *Journal of Physics A: Mathematical and General*, 1976, 9(8): 1387.
- [157] Zurek W H. Cosmological experiments in superfluid helium?[J]. *Nature*, 1985, 317(6037): 505-508.
- [158] Zurek W. Cosmological experiments in condensed matter systems[J]. *Physics Reports*, 1996, 276(4): 177-221.
- [159] del Campo A, Zurek W H. Universality of phase transition dynamics: topological defects from symmetry breaking[J]. *International Journal of Modern Physics A*, 2014, 29(08): 1430018.
- [160] Damski B. The simplest quantum model supporting the Kibble-Zurek mechanism of topological defect production: Landau-Zener transitions from a new perspective[J]. *Physical Review Letters*, 2005, 95: 035701.
- [161] Dziarmaga J. Dynamics of a quantum phase transition: exact solution of the quantum Ising model[J]. *Physical Review Letters*, 2005, 95: 245701.
- [162] Zurek W H, Dorner U, Zoller P. Dynamics of a quantum phase transition[J]. *Physical Review Letters*, 2005, 95: 105701.
- [163] Gardas B, Dziarmaga J, Zurek W H, et al. Defects in quantum computers[J]. *Scientific Reports*, 2018, 8(1): 4539.
- [164] Weinberg P, Tylutki M, Rönkkö J M, et al. Scaling and diabatic effects in quantum annealing with a d-wave device[J]. *Physical Review Letters*, 2020, 124: 090502.
- [165] Cui J M, Gómez-Ruiz F J, Huang Y F, et al. Experimentally testing quantum critical dynamics beyond the Kibble-Zurek mechanism[J]. *Communications Physics*, 2020, 3(1): 44.
- [166] Bando Y, Susa Y, Oshiyama H, et al. Probing the universality of topological defect formation in a quantum annealer: Kibble-Zurek mechanism and beyond[J]. *Physical Review Research*, 2020, 2: 033369.
- [167] King A D, Suzuki S, Raymond J, et al. Coherent quantum annealing in a programmable 2,000 qubit Ising chain[J]. *Nature Physics*, 2022, 18(11): 1324-1328.
- [168] Li B W, Wu Y K, Mei Q X, et al. Probing critical behavior of long-range transverse-field Ising

- model through quantum Kibble-Zurek mechanism[J]. PRX Quantum, 2023, 4: 010302.
- [169] Ali A, Xu H J, Bernoudy W, et al. Quantum quench dynamics of geometrically frustrated Ising models[J]. Nature Communications, 2024, 15(1): 10756.
- [170] Miessen A, Egger D J, Tavernelli I, et al. Benchmarking digital quantum simulations above hundreds of qubits using quantum critical dynamics[J]. PRX Quantum, 2024, 5: 040320.
- [171] King A D, Nocera A, Rams M M, et al. Beyond-classical computation in quantum simulation [J]. Science, 2025, 388(6743): 199-204.
- [172] Zhang T, Wang H T, Zhang W J, et al. Observation of near-critical Kibble-Zurek scaling in Rydberg atom arrays[PP/OL]. arXiv(2025). <https://arxiv.org/abs/2505.07930>.
- [173] Zeng H B, Xia C Y, del Campo A. Universal breakdown of Kibble-Zurek scaling in fast quenches across a phase transition[J]. Physical Review Letters, 2023, 130: 060402.
- [174] Xia C Y, Zeng H B, Chen C M, et al. Structural phase transition and its critical dynamics from holography[J]. Physical Review D, 2023, 108: 026017.
- [175] Kou H C, Li P. Varying quench dynamics in the transverse Ising chain: the Kibble-Zurek, saturated, and presaturated regimes[J]. Physical Review B, 2023, 108: 214307.
- [176] Xia C Y, Zeng H B, Grabarits A, et al. Kibble-Zurek mechanism and beyond: lessons from a holographic superfluid disk[PP/OL]. arXiv(2024). <https://arxiv.org/abs/2406.09433>.
- [177] Grabarits A, Balducci F, del Campo A. Driving a quantum phase transition at an arbitrary rate: exact solution of the transverse-field Ising model[J]. Physical Review A, 2025, 111: 042207.
- [178] Ejtemaei S, Haljan P C. Spontaneous nucleation and dynamics of kink defects in zigzag arrays of trapped ions[J]. Physical Review A, 2013, 87: 051401.
- [179] Ulm S, Roßnagel J, Jacob G, et al. Observation of the Kibble-Zurek scaling law for defect formation in ion crystals[J]. Nature Communications, 2013, 4: 2290.
- [180] Pyka K, Keller J, Partner H L, et al. Topological defect formation and spontaneous symmetry breaking in ion Coulomb crystals[J]. Nature Communications, 2013, 4: 2291.
- [181] Rao X X, Liu Y, Li M S, et al. Verified universal breakdown of Kibble-Zurek scaling in fast quenches[PP/OL]. arXiv(2025). <https://arxiv.org/abs/2506.06841>.
- [182] Ko B, Park J W, Shin Y. Kibble-Zurek universality in a strongly interacting Fermi superfluid [J]. Nature Physics, 2019, 15: 1227-1231.
- [183] Donadello S, Serafini S, Bienaimé T, et al. Creation and counting of defects in a temperature-quenched bose-einstein condensate[J]. Physical Review A, 2016, 94(2): 023628.
- [184] Goo J, Lim Y, Shin Y. Defect saturation in a rapidly quenched bose gas[J]. Physical Review Letters, 2021, 127(11): 115701.
- [185] Goo J, Lee Y, Lim Y, et al. Universal early coarsening of quenched bose gases[J]. Physical Review Letters, 2022, 128(13): 135701.

- [186] del Campo A, De Chiara G, Morigi G, et al. Structural defects in ion chains by quenching the external potential: the inhomogeneous Kibble-Zurek mechanism[J]. *Physical Review Letters*, 2010, 105(7): 075701.
- [187] Chandran A, Erez A, Gubser S S, et al. Kibble-Zurek problem: universality and the scaling limit[J]. *Physical Review B*, 2012, 86: 064304.
- [188] Suzuki S, Inoue J I, Chakrabarti B K. Lecture notes in physics: v.862 Quantum Ising Phases and Transitions in Transverse Ising Models[M]. Berlin, Heidelberg: Springer, 2012.
- [189] Dziarmaga J. Dynamics of a quantum phase transition and relaxation to a steady state[J]. *Advances in Physics*, 2010, 59(6): 1063-1189.
- [190] Cincio L, Dziarmaga J, Rams M M, et al. Entropy of entanglement and correlations induced by a quench: dynamics of a quantum phase transition in the quantum Ising model[J]. *Physical Review A*, 2007, 75: 052321.
- [191] del Campo A. Universal statistics of topological defects formed in a quantum phase transition [J]. *Physical Review Letters*, 2018, 121: 200601.
- [192] Subires D, Gómez-Ruiz F J, Ruiz-García A, et al. Benchmarking quantum annealing dynamics: the spin-vector langevin model[J]. *Physical Review Research*, 2022, 4: 023104.
- [193] Grabarits A, Sammartino G, del Campo A. Annealing dynamics of regular rotor networks: universality and its breakdown[J]. *Physical Review Research*, 2025, 7: 013123.
- [194] Gherardini S, Buffoni L, Defenu N. Universal defects statistics with strong long-range interactions[J]. *Physical Review Letters*, 2024, 133: 113401.
- [195] Kiss O, Teplitskiy D, Grossi M, et al. Statistics of topological defects across a phase transition in a digital superconducting quantum processor[J]. *Quantum Science and Technology*, 2025, 10(3): 035037.
- [196] Visuri A M, Cadavid A G, Bhargava B A, et al. Digitized counterdiabatic quantum critical dynamics[PP/OL]. arXiv(2025). <https://arxiv.org/abs/2502.15100>.
- [197] Grabarits A, del Campo A. Universal defect statistics in counterdiabatic quantum critical dynamics[PP/OL]. arXiv(2025). <https://arxiv.org/abs/2503.22212>.
- [198] Wang C X, Grabarits A, Cui J M, et al. Quantum quenches from the critical point: theory and experimental validation in a trapped-ion quantum simulator[PP/OL]. arXiv(2025). <https://arxiv.org/abs/2507.01087>.
- [199] Macfarlane R M. High-resolution laser spectroscopy of rare-earth doped insulators: a personal perspective[J]. *Journal of Luminescence*, 2002, 100(1): 1-20.
- [200] Thiel C, Böttger T, Cone R. Rare-earth-doped materials for applications in quantum information storage and signal processing[J]. *Journal of Luminescence*, 2011, 131(3): 353-361.
- [201] Könz F, Sun Y, Thiel C W, et al. Temperature and concentration dependence of optical dephas-

- ing, spectral-hole lifetime, and anisotropic absorption in $\text{Eu}^{3+} : \text{Y}_2\text{SiO}_5$ [J]. *Physical Review B*, 2003, 68: 085109.
- [202] Böttger T, Thiel C W, Cone R L, et al. Effects of magnetic field orientation on optical decoherence in $\text{Er}^{3+} : \text{Y}_2\text{SiO}_5$ [J]. *Physical Review B*, 2009, 79: 115104.
- [203] Kim M K, Kachru R. Long-term image storage and phase conjugation by a backward-stimulated echo in $\text{Pr}^{3+} : \text{LaF}_3$ [J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 1987, 4(3): 305-308.
- [204] Mitsunaga M, Yano R, Uesugi N. Time- and frequency-domain hybrid optical memory: 1.6-kbit data storage in $\text{Eu}^{3+} : \text{Y}_2\text{SiO}_5$ [J]. *Optics Letters*, 1991, 16(23): 1890-1892.
- [205] Staudt M U, Hastings-Simon S R, Nilsson M, et al. Fidelity of an optical memory based on stimulated photon echoes[J]. *Physical Review Letters*, 2007, 98: 113601.
- [206] Staudt M U, Afzelius M, de Riedmatten H, et al. Interference of multimode photon echoes generated in spatially separated solid-state atomic ensembles[J]. *Physical Review Letters*, 2007, 99: 173602.
- [207] Nilsson M, Rippe L, Kröll S, et al. Hole-burning techniques for isolation and study of individual hyperfine transitions in inhomogeneously broadened solids demonstrated in $\text{Pr}^{3+} : \text{Y}_2\text{SiO}_5$ [J]. *Physical Review B*, 2004, 70: 214116.
- [208] Lvovsky A I, Sanders B C, Tittel W. Optical quantum memory[J]. *Nature Photonics*, 2009, 3 (12): 706-714.
- [209] Afzelius M, Simon C, de Riedmatten H, et al. Multimode quantum memory based on atomic frequency combs[J]. *Physical Review A*, 2009, 79: 052329.
- [210] Moiseev S A, Kröll S. Complete reconstruction of the quantum state of a single-photon wave packet absorbed by a doppler-broadened transition[J]. *Physical Review Letters*, 2001, 87: 173601.
- [211] Nilsson M, Kröll S. Solid state quantum memory using complete absorption and re-emission of photons by tailored and externally controlled inhomogeneous absorption profiles[J]. *Optics Communications*, 2005, 247(4): 393-403.
- [212] Alexander A L, Longdell J J, Sellars M J, et al. Photon echoes produced by switching electric fields[J]. *Physical Review Letters*, 2006, 96: 043602.
- [213] Meng R R, Liu P X, Liu X, et al. Efficient integrated quantum memory for light[J]. *Nature Photonics*, 2026.
- [214] Ortu A, Holzäpfel A, Etesse J, et al. Storage of photonic time-bin qubits for up to 20 ms in a rare-earth doped crystal[J]. *npj Quantum Information*, 2022, 8(1): 29.
- [215] Businger M, Nicolas L, Mejia T S, et al. Non-classical correlations over 1250 modes between telecom photons and 979-nm photons stored in $^{171}\text{Yb}^{3+} : \text{Y}_2\text{SiO}_5$ [J]. *Nature Communications*,

- 2022, 13(1): 6438.
- [216] Rakonjac J V, Lago-Rivera D, Seri A, et al. Entanglement between a telecom photon and an on-demand multimode solid-state quantum memory[J]. *Physical Review Letters*, 2021, 127: 210502.
- [217] Ma Y, Ma Y Z, Zhou Z Q, et al. One-hour coherent optical storage in an atomic frequency comb memory[J]. *Nature Communications*, 2021, 12(1): 2381.
- [218] Seri A, Corrielli G, Lago-Rivera D, et al. Laser-written integrated platform for quantum storage of heralded single photons[J]. *Optica*, 2018, 5(8): 934-941.
- [219] Dantec M L, Rančić M, Lin S, et al. Twenty-three-millisecond electron spin coherence of erbium ions in a natural-abundance crystal[J]. *Science Advances*, 2021, 7(51): eabj9786.
- [220] 朱天翔. 可集成的自旋波固态量子存储[D]. 合肥: 中国科学技术大学, 2023.
- [221] Gattass R R, Mazur E. Femtosecond laser micromachining in transparent materials[J]. *Nature Photonics*, 2008, 2(4): 219-225.
- [222] Corrielli G, Crespi A, Osellame R. Femtosecond laser micromachining for integrated quantum photonics[J]. *Nanophotonics*, 2021, 10(15): 3789-3812.
- [223] Chen F, de Aldana J R V. Optical waveguides in crystalline dielectric materials produced by femtosecond-laser micromachining[J]. *Laser & Photonics Reviews*, 2014, 8(2): 251-275.
- [224] Zhu T X, Su M X, Liu C, et al. Integrated spin-wave quantum memory[J]. *National Science Review*, 2024, 11(11): nwae161.
- [225] Jobez P, Timoney N, Laplane C, et al. Towards highly multimode optical quantum memory for quantum repeaters[J]. *Physical Review A*, 2016, 93: 032327.
- [226] Horvath S P, Alqedra M K, Kinoshita A, et al. Noise-free on-demand atomic frequency comb quantum memory[J]. *Physical Review Research*, 2021, 3: 023099.
- [227] Yu Y C, Saha S, Shalaev M, et al. Entanglement fidelity limits of photonic-networked atomic qubits from recoil and timing[PP/OL]. *arXiv(2025)*. <https://arxiv.org/abs/2503.19818>.
- [228] Kikura S, Inoue R, Yamasaki H, et al. Taming the recoil effect in cavity-assisted quantum interconnects[J]. *PRX Quantum*, 2025, 6: 040351.
- [229] Maunz P, Moehring D L, Olmschenk S, et al. Quantum interference of photon pairs from two remote trapped atomic ions[J]. *Nature Physics*, 2007, 3(8): 538-541.
- [230] Vittorini G, Hucul D, Inlek I V, et al. Entanglement of distinguishable quantum memories[J]. *Physical Review A*, 2014, 90: 040302.
- [231] Clark R A. Quantum Frequency Conversion for Ytterbium Ion Based Quantum Repeaters[D]. Durham: Duke University, North Carolina, 2012.
- [232] Matthias B. Polarization-Preserving Quantum Frequency Conversion for Trapped-Atom based Quantum Networks[D]. Saarbrücken: Universität des Saarlandes, 2020.

- [233] Rütz H, Luo K H, Suche H, et al. Towards a quantum interface between telecommunication and UV wavelengths: design and classical performance[J]. *Applied Physics B*, 2016, 122(1): 13.
- [234] Abedin K S, Ito H. Temperature-dependent dispersion relation of ferroelectric lithium tantalate [J]. *Journal of Applied Physics*, 1996, 80(11): 6561-6563.
- [235] Bruner A, Eger D, Oron M B, et al. Temperature-dependent sellmeier equation for the refractive index of stoichiometric lithium tantalate[J]. *Optics Letters*, 2003, 28(3): 194-196.
- [236] Wooten E, Kissa K, Yi-Yan A, et al. A review of lithium niobate modulators for fiber-optic communications systems[J]. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 2000, 6(1): 69-82.
- [237] Zheng Y X, Cui J M, Ai M Z, et al. Quantum frequency conversion from ultraviolet to visible band through waveguides in a period-poled $\text{MgO} : \text{LiTaO}_3$ crystal[J]. *Optics Express*, 2021, 29(23): 38488-38496.
- [238] Kaiser F, Vergyris P, Martin A, et al. Quantum optical frequency up-conversion for polarisation entangled qubits: towards interconnected quantum information devices[J]. *Optics Express*, 2019, 27(18): 25603-25610.
- [239] Krutyanskiy V, Meraner M, Schupp J, et al. Polarisation-preserving photon frequency conversion from a trapped-ion-compatible wavelength to the telecom c-band[J]. *Applied Physics B*, 2017, 123(9): 228.
- [240] Ramelow S, Fedrizzi A, Poppe A, et al. Polarization-entanglement-conserving frequency conversion of photons[J]. *Physical Review A*, 2012, 85: 013845.
- [241] Albota M A, Wong F N C, Shapiro J H. Polarization-independent frequency conversion for quantum optical communication[J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2006, 23(5): 918-924.
- [242] Bock M, Eich P, Kucera S, et al. High-fidelity entanglement between a trapped ion and a telecom photon via quantum frequency conversion[J]. *Nature Communications*, 2018, 9(1): 1998.
- [243] Ikuta R, Kobayashi T, Kawakami T, et al. Polarization insensitive frequency conversion for an atom-photon entanglement distribution via a telecom network[J]. *Nature Communications*, 2018, 9(1): 1997.
- [244] van Leent T, Bock M, Garthoff R, et al. Long-distance distribution of atom-photon entanglement at telecom wavelength[J]. *Physical Review Letters*, 2020, 124: 010510.
- [245] Yao Q Q, Wang C X, Li Y C, et al. Polarization-preserving quantum frequency conversion to VIS via cross-band achromatic UV-nIR waveguide coupling[J]. *Chinese Optics Letters*, 2026, 24(2): 021901.

-
- [246] Drever R W P, Hall J L, Kowalski F V, et al. Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator[J]. *Applied Physics B*, 1983, 31(2): 97-105.
- [247] Ball H, Oliver W, Biercuk M. The role of master clock stability in quantum information processing[J]. *npj Quantum Information*, 2016, 2: 16033.
- [248] Degen C L, Reinhard F, Cappellaro P. Quantum sensing[J]. *Reviews of Modern Physics*, 2017, 89: 035002.
- [249] Stephenson L. Entanglement between nodes of a quantum network[D]. Oxford: University of Oxford (United Kingdom), 2020.
- [250] Schupp J, Krcmarsky V, Krutyanskiy V, et al. Interface between trapped-ion qubits and traveling photons with close-to-optimal efficiency[J]. *PRX Quantum*, 2021, 2: 020331.
- [251] Moore I D, White B M, Graner B, et al. Electron juggling: approaching the atomic physics limit of the attempt rate in trapped ion photonic interconnects[PP/OL]. arXiv(2025). <https://arxiv.org/abs/2510.27005>.
- [252] Lv Y C, Zhu Y J, Zhou Z Q, et al. Minute-scale photonic quantum memory[PP/OL]. arXiv (2025). <https://arxiv.org/abs/2511.12537>.

致谢

行文至此，便意味着要和五年的博士生涯以及二十多年的学生生涯彻底告别了。五年时间如白驹过隙，快到我还以为自己是大学刚毕业的样子，却不料已年近三十。荣幸的是，这五年的青春年华没有浪费，我将之完完全全奉献给了量子信息科学的研究事业当中。

感谢郭光灿院士，郭老师是国内量子信息领域的开创者，其对于科研的热情让我钦佩不已，正是由于郭老师先前打下的基础，才有了我们如今良好的科研环境，郭老师的科研精神始终激励着我在科研道路上前行。

感谢李传锋老师，作为量子网络大课题组的负责人，李老师一直以来都在背后给予离子阱组持续而有力的支持，为我们科研工作的顺利开展提供了重要保障。在保研阶段，我有幸联系到李老师。虽然当时交流时间并不长，但李老师给予了我进入中国科学技术大学、投身量子信息研究的宝贵机会。对此，我始终心怀感激。李老师当初的信任也一直激励着我不断前行，希望自己未来能够以更加踏实的努力，不辜负这份期望。

感谢黄运锋老师。黄老师是我的主导师，他的科研造诣非常高深，时隔多年依旧能够从其他老师以及师兄师姐口中听到当年黄老师作为实验天才的故事。黄老师在实验遇到困难时对问题的洞悉十分精确，为我的研究历程指明道路。黄老师在博士课题的选择上给了我很大的帮助，能够让我有幸参与到混合量子网络这样前沿的研究中来。老师不仅在学术上对我悉心指导，其在科研上的耐心与定力，其对待学生的和蔼可亲，亦将使我终生受益。

感谢崔金明老师。作为我的辅导师，崔老师尽职尽责，从实验技巧，到实验思路，再到论文写作，崔老师的指导和建议无不直指根源。从崔老师的身上，我体会到了什么是对科研的热爱，对品质和技术的追求。望十年之后，我在科研上的造诣也能有崔老师十之一二。

感谢周宗权老师。周老师为本文的实验提供了世界一流的固态量子存储器，才让实验得以进行。在实验合作过程中，周老师为实验以及论文撰写提出了许多宝贵的建议，这些建议无不体现出周老师治学之严谨以及极高的学术品位，使我的研究逻辑更加严密，思考角度更加开阔。

感谢实验室的其他老师们以及一路走来给予我帮助的老师，如韩永建老师，许金时老师，许小冶老师，董春华老师，李海欧老师，段开敏老师，吴玉椿老师，柳必恒老师，项国勇老师，邵理阳老师，韦联福老师，罗明星老师等。老师们在方方面面为我提供帮助，学生感激不尽。

感谢实验室的所有同门师兄姐妹。感谢贺冉师兄将对离子阱一无所知的我领进该领域的大门，让我学习到了如何从头建立一个离子阱系统。感谢陈炎师兄在实验上给我提供的诸多新思路和绝妙建议，让我学习到了如何自己设计实验解决问题。感谢郑永祥师兄在波长转换上的努力给本文工作打下了基础。感谢姚清泉师弟和李元聪师弟，与二位师弟三年的共同奋斗才造就了本文工作的成功。感谢朱天翔师兄和王奕洋师弟在固态量子存储器节点做出的巨大努力，感谢梁鹏军师兄和刘自鹏师弟在固态量子存储器节点中做出的协助。还要感谢一起攻克难关的高新霞师姐，李睿睿师兄，房鼎师兄，陈蔚彬同学，陈一龙同学，黄冬郁同学，沈泽民同学，郑逸凡师弟，陈树谦师弟，亓文昊师弟，章成昊师弟，周一帆师弟，龙泉师弟，张家晨师弟，陶思远师弟，洪伟杰师弟，安恩腾师弟，辛奇师弟，张志达师弟，感谢你们多次在实验上的协助和有益讨论。

感谢我的家人。感谢父母和家人们多年来无条件的理解与支持，你们是我生命中最温暖的避风港。最后，感谢我美丽可爱的女朋友孔祥臻，感谢你成为我单调博士生涯中的一束光，使我永远充满开心与乐观。

“路漫漫其修远兮，吾将上下而求索。”博士学位的取得并非终点，而是我科研生涯的新起点。往昔已去，未来可期。愿所有关爱我的人平安顺遂，愿自己能在未来的道路上不忘初心，砥砺前行。

在读期间取得的科研成果

已发表论文:

- [1] **Chen-Xu Wang**, András Grabarits, Jin-Ming Cui, Hua-Bi Zeng, Yun-Feng Huang, Chuan-Feng Li, Adolfo del Campo, Quantum Quenches from the Critical Point: Theory and Experimental Validation in a Trapped-Ion Quantum Simulator. npj Quantum Information, 2026, <https://doi.org/10.1038/s41534-026-01281-4>.
- [2] Qing-Quan Yao, **Chen-Xu Wang**, Yuan-Cong Li, Jin-Ming Cui, Yun-Feng Huang, Chuan-Feng Li, and Guang-Can Guo, Polarization-preserving quantum frequency conversion to VIS via cross-band achromatic UV-NIR waveguide coupling. Chinese Optics Letters, 2026, 24, 021901.
- [3] 王晨旭, 贺冉, 李睿睿, 等. 量子计算与量子模拟中离子阱结构研究进展. 物理学报, 2022, 71(13): 133701-1-133701-19.

待发表论文:

- [1] **Chen-Xu Wang**, Yi-Yang Wang, Tian-Xiang Zhu, Qing-Quan Yao, Peng-Jun Liang, Yuan-Cong Li, Zi-Peng Liu, Ran He, Yong-Jian Han, Jin-Ming Cui, Zong-Quan Zhou, Yun-Feng Huang, Chuan-Feng Li, Guang-Can Guo, Heterogeneous entanglement between a trapped ion and a solid-state quantum memory. Nature Physics, accepted.