

中国科学技术大学

博士学位论文



冷原子自旋波相干操控及 玻色费米简并混合气制备

作者姓名: 芮俊

学科专业: 原子分子物理

导师姓名: 潘建伟 教授

完成时间: 二零一五年十月

University of Science and Technology of China
A dissertation for Doctor degree



Coherent Control of the Spinwave in
Cold Atomic Quantum Memory and
Creation of the Quantum Degenerate
Bose-Fermi Mixture Gas

Author : Jun Rui

Major : Atomic and Molecular Physics

Supervisor : Prof. Jian-Wei Pan

Finished Time : October, 2015

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: _____ 签字日期: _____

中国科学技术大学学位论文授权使用声明

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。

保密的学位论文在解密后也遵守此规定。

公开 保密 _____ 年

作者签名: _____ 导师签名: _____

签字日期: _____ 签字日期: _____

摘要

量子存储是量子网络、量子中继、量子计算等量子信息处理的应用中一个重要的组成部分，而基于冷原子系综的量子存储是目前综合性能表现最佳的存储系统，已经获得一系列重要进展。

本论文中的第一部分介绍的是利用双光子拉曼跃迁对冷原子量子存储中的自旋波进行相干操控的研究。我们在实验上利用拉曼 rephase 过程成功抑制了自旋波的退相干，将存储寿命提升了六倍，并且证明了读出光的单光子性；这是首次验证可以利用自旋回声技术在单量子水平上延长自旋波存储寿命，并且弥合了之前的理论矛盾。另外，我们还演示了利用拉曼跃迁和拉莫尔进动在 Bloch 球中对自旋波量子比特进行的任意旋转和单比特门操作，其中绕 x, y, z 三个坐标轴旋转之后的量子态保真度可以达到 98.8%，而 $\sigma_{\max}, \sigma_{\max}, \sigma_{\max}$ 以及 Hadamard 这四个单比特门操作的平均过程保真度为 94.7%。最后，我们利用驻波光场驱动的拉曼拉比跃迁演示验证了一个量子光刻的理论方案，并在实验中将原子条纹制备的分辨率提升到了光学驻波衍射极限的九倍以上。

本论文中的第二部分主要描述了一套超冷玻色费米混合气体实验装置的搭建，以及量子简并混合气体的制备。这套实验装置可以同时冷却、装载和蒸发 Na 和 K 这两种碱金属原子，同时对 K 原子的三种同位素也都可以工作。目前获得的混合简并气体中，Na23 BEC 和 K40 费米气体的典型原子数大约都在十万左右，并且温度约为 0.4 至 0.5 的费米温度。该超冷玻色费米混合简并气体的制备，为后续利用 Feshbach 共振和双光子 STIRAP 过程产生绝对的振转基态极性分子提供了实验基础。

关键词： 量子存储，自旋波，受激拉曼跃迁，量子简并气体，玻色费米混合

ABSTRACT

Quantum memory is an important element for quantum information processing applications, i.e., quantum network, quantum repeater and quantum computing. The quantum memory based on cold atomic ensembles is superior over other systems in terms of the overall performance nowadays, where many important progresses have been made so far. To make the quantum memory one step closer to a universal system, the direct coherent manipulations of the memory are essential.

This thesis mainly consists of two different parts. The first part is about the studies on coherent manipulations of the single-quanta spin-waves in the cold atomic ensemble quantum memory. In this part, we have shown how to eliminate the motional dephasing of spin-waves with a Raman rephasing scheme, which finally for the first time demonstrates the feasibility of harnessing the spin echo method to extend the lifetime of ensemble-based quantum memories at the single-quanta level, where there have been theoretical disputes before. Besides, we have also realized the arbitrary rotations and single-qubit-gate operations on the spin-wave qubit, with stimulated Raman transitions and Larmor precessions, where the measured operations feature with both high state fidelities and high process fidelities. Thirdly, with the two-photon Raman transitions driven by a standing wave light field, we have demonstrated an improvement of nine times in the final resolution of atom pattern preparations compared with the optical diffraction limit of standing waves, which thus provides a proof-of-principle demonstration of one recently reported quantum lithography scheme.

The second part of the thesis introduces the construction of an ultracold atomic apparatus, which is capable of laser cooling and trapping of both Sodium and Potassium atoms, and creating the quantum degenerate Bose-Fermi mixture

ABSTRACT

gases. In our experiment, the typical atom numbers of the Na23 BEC and K40 Fermi gas are around 0.1 million, and the temperature of the Potassium atoms is about 0.4 to 0.5 of the Fermi temperature. The degenerate mixture realized here brings us to the new start point for pursuing ultracold heteronuclear Feshbach molecules and the final absolute rovibrational ground state polar molecules with optical STIRAP processes.

Keywords: Quantum Memory, Spin Wave, Stimulated Raman Transitions, Quantum Degenerate Gas, Bose-Fermi Mixture

目 录

摘 要	I
ABSTRACT	III
目 录	V
第一章 绪论	1
1.1 量子比特	1
1.2 量子密码	1
1.3 量子中继与量子存储	2
1.4 DLCZ 方案的量子存储	4
1.4.1 单自旋波的产生	4
1.4.2 自旋波的读出过程	5
1.4.3 自旋波的退相干	6
1.5 超冷简并量子气体	8
1.5.1 玻色子	9
1.5.2 费米子	9
1.6 论文结构	10
第二章 拉曼光谱的原理与应用	13
2.1 受激拉曼跃迁的基本原理	13
2.2 利用拉曼光谱测量磁场	16
2.3 利用拉曼光谱测量原子内态分布	21
2.3.1 原子态的光学 π 泵浦	21
2.3.2 测量原子磁子能级布居	22
2.4 小结	26

第三章 在单量子水平上对自旋波自旋回声方法的检验	27
3.1 引言	27
3.2 自旋波拉曼 Rephase 的构思	29
3.3 利用弱相干光存储对拉曼 Rephase 的测试	30
3.3.1 双脉冲 Ramsey 干涉以及拉曼拉比振荡的测量与优化	32
3.3.2 利用 EIT 存储测试拉曼 Rephase 过程	34
3.3.3 拉曼 Rephase 过程集体增强噪声的发现	36
3.4 在单量子水平上对自旋回声技术可行性的验证	39
3.4.1 自旋波拉曼 Rephase 后的单量子性检验	40
3.4.2 DLCZ 存储中读出噪声来源的分析	43
3.5 总结与展望	44
第四章 单自旋波量子比特的任意旋转操作	45
4.1 一般单量子比特的任意旋转操作	45
4.2 单自旋波量子比特的制备及其操作	46
4.2.1 单自旋波量子比特的制备	47
4.2.2 单自旋波量子比特的操作	48
4.2.3 单自旋波量子态的读出校验	50
4.3 三能级拉曼跃迁的处理及 R_{xy} 旋转的实现	51
4.3.1 三能级拉曼跃迁过程的分析	51
4.3.2 三能级拉曼跃迁的解耦	53
4.4 自旋波量子态任意旋转操作的实验结果	56
4.4.1 自旋波量子态制备的保真度	57
4.4.2 拉曼和拉莫尔操作后读出效率的变化	58
4.4.3 拉曼和拉莫尔操作后的态保真度	60
4.4.4 单比特门操作的过程保真度	62
4.5 总结与展望	63

第五章 一种突破光学衍射限制的量子光刻方案的实验验证	65
5.1 量子光刻方案简介	65
5.1.1 传统光刻技术简介	65
5.1.2 传统光刻中分辨率提升的方法	66
5.1.3 量子光刻方案的提出	67
5.2 驻波光场下拉曼跃迁的实验方案	71
5.2.1 双波长驻波电场的形式	71
5.2.2 驻波拉曼拉比振荡及 Raman-Nath 近似	72
5.2.3 单个拉曼光形成驻波光场	74
5.3 实验验证对光学衍射极限的突破	76
5.3.1 实验系统	76
5.3.2 测量结果	78
5.3.3 目前系统限制	82
5.4 掠入射驻波光场的理论计算	83
第六章 超冷 $^{23}\text{Na} - ^{40}\text{K}$ 玻色费米混合气的实验制备	87
6.1 引言	87
6.2 Na 和 K 的激光系统	88
6.2.1 Na 原子激光系统	89
6.2.2 K 原子激光	93
6.3 真空系统	97
6.4 Na 原子 Zeeman 减速器	100
6.4.1 Na 原子样品炉	100
6.4.2 Slower 磁场线圈	102
6.4.3 原子束的减速	104

6.5 K 原子的 2D MOT	107
6.6 $^{23}\text{Na} - ^{40}\text{K}$ 双原子 Dark MOT	109
6.7 Cloverleaf 磁阱	114
6.7.1 理论分析	114
6.7.2 磁场分布的模拟与测量	115
6.7.3 磁阱线圈的控制	118
6.7.4 磁阱中原子的装载	120
6.8 水冷系统	121
6.9 微波、射频天线	123
6.10 交叉光偶极阱	124
6.11 双筒并量子气体的制备	127
第七章 总结与展望	131
参考文献	133
附录 A ^{87}Rb 原子 D_1 线跃迁的 CG 系数	145
附录 B 三能级拉曼跃迁过程的推导	147
附录 C 高分辨成像透镜的设计	151
致 谢	153
在读期间发表的学术论文与取得的研究成果	155

第一章 绪论

在本章中，我们将简单介绍量子通信和量子中继的基本概念，以及高效量子中继所需要使用的量子存储器的可行方案以及性能参数等。另外，由于本论文中的另一重要部分为量子简并气体的制备，我们也将在本章中介绍基本的玻色子和费米子的量子统计性质。

1.1 量子比特

量子比特是量子信息科学中的基本物理单元，它一般由双态物理系统组成，并且可以是这两个状态之间的任意叠加，具体可以表示为，

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

其中 $|0\rangle$ 和 $|1\rangle$ 是该物理系统的两个正交基矢， α 和 β 都是复数并且满足归一化。这样的量子比特，可以是电子、离子或者原子的自旋朝上或者自旋朝下的两个状态，也可以是原子内部不同的动量状态，或者是光子的 $|H\rangle$ 和 $|V\rangle$ 极化、动量、时间和频率等状态。与经典信息处理中系统只能处于 0 或者 1 两个分立状态不同，量子比特在各个基矢上的幅度和位相能够连续变化，因此它更像是一个模拟状态，可以包含无穷的信息。任意具有两个分立双态并且可以互相干涉的量子系统，均可以组成一个量子比特。

1.2 量子密码

自古以来，保密通信都是人类社会经济、政治、军事活动中极为重要的需求，人们通过对通信明文加密而使得只有持有秘钥的人才可以获知信息；由于密码被敌对方破译而导致的战术和战略失败，在历史上举不胜举，因此安全可靠的保密通信具有极为重要的意义。目前现代通信领最有影响力的 RSA 公钥加密算法，其安全性依赖于大数分解过程的计算复杂度。然后分布式计算和量子

计算算法的出现，却使得大数分解的计算难度大大降低，从而使得该方案面临安全挑战。

在过去二十多年里，量子信息科学领域发展最为成熟，也是正在逐渐实用化的就是量子密钥分发 [1, 2]，它基于量子不可克隆原理 [3] 在通信双方分发量子密钥，从而使得窃听者从物理原理上无法对密钥进行破译。Charles Bennett 和 Gilles Brassard 等人在 1984 第一个提出利用量子比特流在通信双方之间的分发来创建共享量子密钥的理论方案 [4]，即著名的 BB84 方案；其后，Artur Ekert 在 1991 年提出了利用纠缠光子来实验量子密钥分发的方案 [5]，并且其安全性通过贝尔理论得到保障。实验方面，自从基于诱骗态的量子密钥分发理论被提出以来 [6, 7]，绝对保密的量子通信距离已经达到 100 公里以上 [8-10]。

1.3 量子中继与量子存储

在目前广泛开展的量子通信研究中，人们普遍采用了光子作为信息传递媒介，其传输通道一般来说有光纤和自由空间这两种。然而这两种通道面临的共同问题都是信道损耗，这大大限制了实际的通信距离。对于光纤通信来说，目前 $1.5 \mu\text{m}$ 通信波段的典型光纤损耗约为 0.2 dB/km ；当通信距离为 1 km 时，光子通过效率约为 95% ；然而当传输距离达到数百千米时，信道损耗将随着距离指数上升，从而变得极为困难。

为了实现远距离的量子通信，Briegel 等人在 1998 年提出了量子中继的理论方案以提高远距离纠缠分发的效率 [11]。在该方案中，人们将通信距离 L 分割为若干等分 (比如 N)，然后在每个区间内均产生一对纠缠光子，然后通过纠缠交换 [12] 在相邻区间产生一对纠缠，这样纠缠光子对数目减为 $N/2$ ，而纠缠光子对覆盖的距离上升为 $2L/N$ ；这样通过 N 次纠缠交换，纠缠光子覆盖的距离便上升到了总长度 L ，即完成了远距离的纠缠分发，其效率远比直接分发纠缠要高。由于上述分析中没有考虑通信信道以及纠缠交换过程中的噪声，而这会导致纠缠度的下降；为了提高远距离分发的光子对之间的纠缠度，还需要准备多对纠缠光子并对它们进行纠缠纯化 [13]。

为了实现上述中继方案，必要的前提是能够产生确定性的纠缠光子并对光量子态进行存储，第一个实验可行的量子中继方案由 L.-M. Duan 等人在 2001

年提出 (著名的 DLCZ 方案) [14]。该方案利用空间位置固定的冷原子系综作为存储单元, 而使用光子作为信息传递媒介并使用线性光学的方法来实现远距离系综之间的纠缠; 由于使用的是原子系综而非单粒子系统, 所以存储在系综中的量子信息由于集体增强效应可以高效读取出来, 从而实现纠缠的远距离拓展。

在 DLCZ 方案提出之后, 多个研究组随后开始在冷原子系统中进行具有存储功能的量子中继的实验研究 [15]。A. Kuzmich 等人 [16] 在 2003 年首次观察到了原子系综与拉曼散射的光子之间的非经典关联。随后, D.-N. Matsukevich 等人 [17] 在 2004 年实现了光子比特与原子系综比特之间的态传递, 而 C.-W. Chou 等人 [18] 在 2005 年实现了测量引起的原子系综与原子系综之间的纠缠。之后, M.-D. Eisaman 等人 [19] 和 T. Chaneliere 等人 [20] 在 2005 年进一步实现了将原子系综中自旋波读出的单个光子通过电磁感应透明过程存储到另一个原子系综中。接下来在 2007 年, C.-W. Chou 等人 [21] 通过单光子干涉演示验证了一个基础的量子中继器节点, 随后 Z.-S. Yuan 等人 [22] 在 2008 年利用更加稳定的双光子干涉过程也进行了该功能节点的演示。

在进行了这些实验演示之后, 近年来人们主要致力于提高冷原子系综存储的各种实际性能参数, 其中最为显著的就是自旋波的存储寿命以及读出效率。在 2008 年, R. Zhao 等人 [23] 和 B. Zhao 等人 [24] 通过消除原子能级在外磁场下的非均匀展宽以及原子随机运动对自旋波位相的扰乱, 分别将量子存储的寿命从之前的数十微秒提升到了毫秒的水平。随后 A.-G. Radnaev 等人 [25] 在 2010 年进一步通过补偿束缚原子运动的光晶格中的差分光频移, 将存储寿命提升到了 100 毫秒的水平, 而 Y.-O. Dudin 等人 [26] 利用该方法进一步演示了同样寿命的纠缠态存储。除了提升量子存储的寿命, 同样具有重要意义的是存储器的读出效率, X.-H. Bao 等人 [27] 在 2012 年通过环形光学腔增强原子与光的相互作用强度, 将存储器的内秉读出效率由之前的 20% ~ 30% 提升到了约 73%, 并且同样达到了毫秒量子的存储寿命; 随后 S.-J. Yang 等人 [28] 在该系统中演示了原子纠缠态的高效读出。

除了冷原子系综以外, 人们同样也在探索基于其他系统的量子存储 [29, 30], 比如单原子 [31, 32]、量子点 [33, 34]、金刚石色心 [35]、固体系统 [36-42]、热原子池 [43-45] 等。这些存储系统发展的都比冷原子系综略迟, 综合性能目前仍然无法与之相比, 在下文中不再予以介绍。

1.4 DLCZ 方案的量子存储

1.4.1 单自旋波的产生

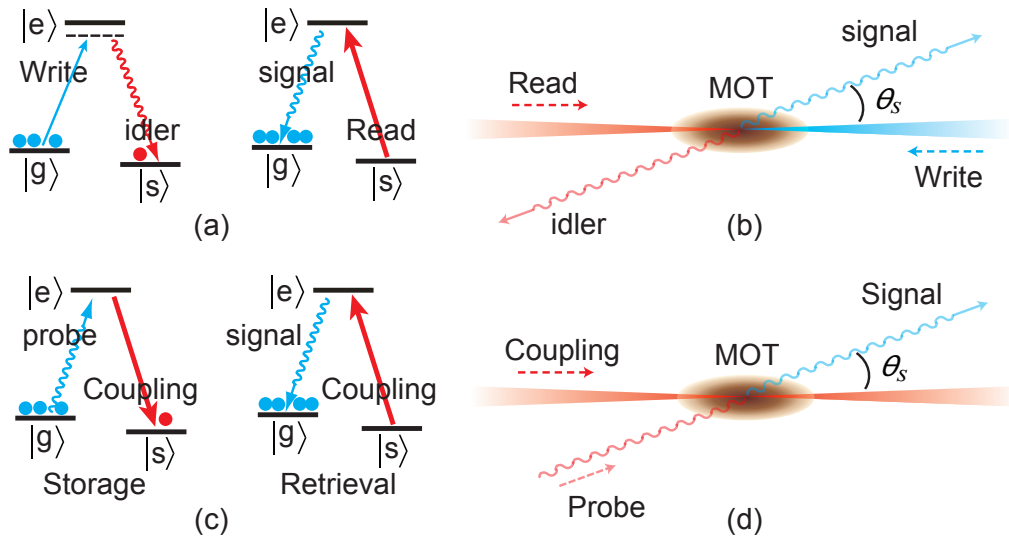


图 1.1 DLCZ 方案和 EIT 方案中的原子能级和实验示意图。两种方案使用的都是 Λ 型的原子能级，其中 EIT 方案是将外源的 probe 光子存入原子系综，将飞行的光量子态转换为稳定的原子自旋波量子态；而 DLCZ 方案是一种间接的量子存储，它的提出主要是为了产生原子系综与原子系综之间的纠缠，进而作为远程量子通信中的中继器。两种方案产生的自旋波是类似的，并且读出机制也完全相同。

在原子系综的存储中，单自旋波可以通过 DLCZ 方案 [46] 和电磁感应透明 (EIT) [47] 两种方式产生，其产生方法如图 1.1 所示。其中 EIT 是较为直观的存储方式，它可以将作为量子信息载体的单个光子转换为原子系综内部基态能级之间的单个集体激发态 (自旋波)，从而作为物质量子比特存储下来。而 DLCZ 方案是一种间接的存储方式，它通过一路弱的写光 (Write) 脉冲，将原子从基态 $|g\rangle$ 以很小的概率激发至激发态，而后再在一个极小的立体角内收集自发辐射至另一个基态 $|s\rangle$ 的光子 (idler)，当探测到该激发光子时，由于不确定是系综内具体某个原子辐射的光子，所以 $|g\rangle$ 态上的原子都有一定的幅度处于 $|s\rangle$ 态上。由于该 idler 光子的产生概率很低，通常为 $p_i = 0.1 \sim 0.3\%$ 的水平，所以双激发事件发生的概率降低到 p_i^2 ，基本可以忽略。这两种方法产生的单自旋波都可以表

示为,

$$|\Psi_0\rangle = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_j e^{ik_{\text{sw}} \cdot r_j} |g_1 \dots s_j \dots g_N\rangle, \quad (1.2)$$

其中 $k_{\text{sw}} = k_p - k_c$ 或者 $k_{\text{sw}} = k_w - k_i$ 为自旋波的波矢, r_j 为第 j 个原子的位置, k_p, k_c 分别为 EIT 方案中存入光子和控制光的波矢, k_w, k_i 分别为 DLCZ 方案中写光和写出光子的波矢。在上述自旋波态中, 我们可以看出由于存入或产生的是单个光子, $|s\rangle$ 态上的原子总数目为 1, 并且各个原子都有一定的几率处于该状态上, 其对应的自旋波成分具有与该原子位置相关的位相, 这就是所谓的自旋波。

1.4.2 自旋波的读出过程

在将自旋波读出为光子的过程中, 无论是 EIT 方案中的控制光还是 DLCZ 方案中的读光, 它们的光强都比较大, 使得 $|s\rangle$ 态上的所有原子都可以完全被激发至 $|e\rangle$ 激发态上, 此时系统状态演化为

$$|\Psi_e\rangle = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_j e^{i(k_{\text{sw}} + k_r) \cdot r_j} |g_1 \dots e_j \dots g_N\rangle, \quad (1.3)$$

其中 k_r 为读光的波矢。之后各个原子均从 $|e\rangle$ 激发态自发辐射至基态, 此时原子系综和光场的总状态可以表示为,

$$|\Psi_{A-P}\rangle = |g_1 \dots g_N\rangle \otimes \sum_j |\phi_j\rangle, \quad (1.4)$$

其中 $|\phi_j\rangle = \frac{1}{\sqrt{N}} e^{i(k_{\text{sw}} + k_r - k_s) \cdot r_j} |\phi_0\rangle$ 为第 j 个原子自发辐射的光子态, k_s 为读出的信号光子的波矢, $|\phi_0\rangle$ 为单光子球面波的波函数。当满足位相匹配条件 $k_s = k_{\text{sw}} + k_r$ 时, 各个原子辐射的光子波包之间干涉相长, 信号光子的强度为 $I_s = \sum_i \langle \phi_i | \sum_j |\phi_j\rangle = NI_0$, 其中 $I_0 = \langle \phi_0 | \phi_0 \rangle$ 为单光子球面波在该方向上的强度; 而其他任意方向上, $k'_s \neq k_{\text{sw}} + k_r$, 没有干涉相长效应, 其光子强度仅仅是各个单原子辐射光子强度的简单叠加, $I'_s \approx \sum_j \langle \phi_j | \phi_j \rangle = I_0$ 。由此可以看出沿着位相匹配方向信号光子的辐射几率要比沿其他方向高 N 倍 ($N \approx 10^6$), 这就是读出过程中的集体增强效应。

在系综存储中, 自旋波转换为光子的效率一般由存储区域原子的光学厚度决定, 理论计算表明只要具有足够大的光学厚度, 自旋波的读出效率可以接近

100% [48]。对于典型的 1 量级的光学厚度来说，在自由空间中自旋波转换为光子的总效率大约在 20% ~ 30% 之间 [49]。在基于冷原子系综的存储实验中，我们研究组利用低精细度的光学腔增加原子系综的有效光学厚度，已经成功将自旋波的内乘读出效率提高到了接近 80% 的水平 [27, 28, 50]。

1.4.3 自旋波的退相干

在上述自旋波读出过程的分析中，我们没有考虑任何退相干因素，然而实际存储过程中，自旋波存储寿命通常是有限的。一般来说，存储过程的退相干机制主要有如下几种：一种是由于外场（磁场、电场、囚禁光场等）不均匀导致的退相干，这种机制最为普遍，在气体和固体系综的存储中广泛存在；另一种是由于原子随机运动导致的多普勒退相干，这种机制主要存在于气体存储介质中，比如冷原子系综和热原子蒸汽中的存储；此外，气体介质中原子的随机运动还会引起原子的扩散，从而导致携带了自旋波信息的原子从存储区域内丢失，这也会导致了气体存储介质的退相干。自旋波在产生之后 δt 时间演化为，

$$|\Psi_0\rangle = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_j e^{ik_{sw} \cdot r_j(\delta t) + i\omega_{gs}^j \delta t} |g_1 \dots s_j \dots g_N\rangle, \quad (1.5)$$

其中 $r_j(\delta t) = r_j + v_j \delta t$ 为存储了 δt 时间后第 j 个原子所处的位置， ω_{gs}^j 为第 j 个原子的 $|g\rangle$ 、 $|s\rangle$ 态之间的跃迁频率，其通常对磁场、电场或者光场等敏感。

对于第一种外场不均性导致的退相干，首先不考虑原子的随机运动，在位相匹配的读出方向上，信号光子的幅度为，

$$|\Phi_s(\delta t)\rangle = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_j e^{i\omega_{gs}^j \delta t} |\phi_0\rangle \approx \sqrt{N} \int e^{i\omega_{gs} \delta t} G(\omega_{gs}) d\omega_{gs} |\phi_0\rangle, \quad (1.6)$$

其中 $G(\omega_{gs})$ 为原子跃迁的频率分布。假设其服从高斯分布， $G(\omega_{gs}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_\omega} \exp[-\frac{(\omega_{gs}-\omega_0)^2}{2\sigma_\omega^2}]$ ，其中 σ_ω 为能级不均匀涨宽。可以得到信号光子的强度为 $I_s(\delta t) = I_s(0) \exp(-\sigma_\omega^2 \delta t^2)$ ，此时 $1/e$ 存储寿命为 $\tau_s = 1/\sigma_\omega$ 。对于 ^{87}Rb 原子的非钟态跃迁来说，比如 $|g\rangle = |F=1, m_F=-1\rangle$ ， $|s\rangle = |F=2, m_F=-1\rangle$ ，其跃迁频率展宽与偏置磁场非均匀性的一阶线性关系为 $\sigma_\omega = \sigma_B \times 1.4 \text{ kHz/mG}$ 。如果偏置磁场的非均匀度为 $\sigma_B = 5 \text{ mG}$ ，此时存储寿命约为 $\tau_s \approx 140 \mu\text{s}$ 。为了抑制这种退相干，在实验中选择对磁场一阶不依赖的钟态跃迁

作为自旋波能级。这样的钟态跃迁在 ^{87}Rb 原子基态中共有三对，分别为 $|F = 1, m_F = 0, \pm 1\rangle \leftrightarrow |F = 2, m_F = 0, \mp 1\rangle$ 。

对于第二种原子随机运动导致的多普勒退相干机制，由 B. Zhao 等人 [24] 在 2008 首先发现并验证。由于固体介质中原子位置固定不动，因此该机制主要在气体存储介质中存在。同样忽略外场不均匀性导致的能级展宽，仅考虑随机运动的影响，此时在位相匹配方向上信号光子的幅度为，

$$|\Phi_s(\delta t)\rangle = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_j e^{-ik_{\text{sw}} \cdot v_j \delta t} |\phi_0\rangle \approx \sqrt{N} \int e^{-ik_{\text{sw}} v \delta t} F(v) dv |\phi_0\rangle, \quad (1.7)$$

其中 $F(v) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_v} \exp[-\frac{v^2}{2\sigma_v^2}]$ 为气体内原子速度分布，其宽度 $\sigma_v = \sqrt{\frac{k_B T}{m}}$ 由原子温度 T 决定。可以得到信号光子的强度为， $I_s(\delta t) = I_s(0) \exp[-(k_{\text{sw}}\sigma_v)^2 \delta t^2]$ ，此时 $1/e$ 存储寿命为 $\tau_s = 1/k_{\text{sw}}\sigma_v$ 。

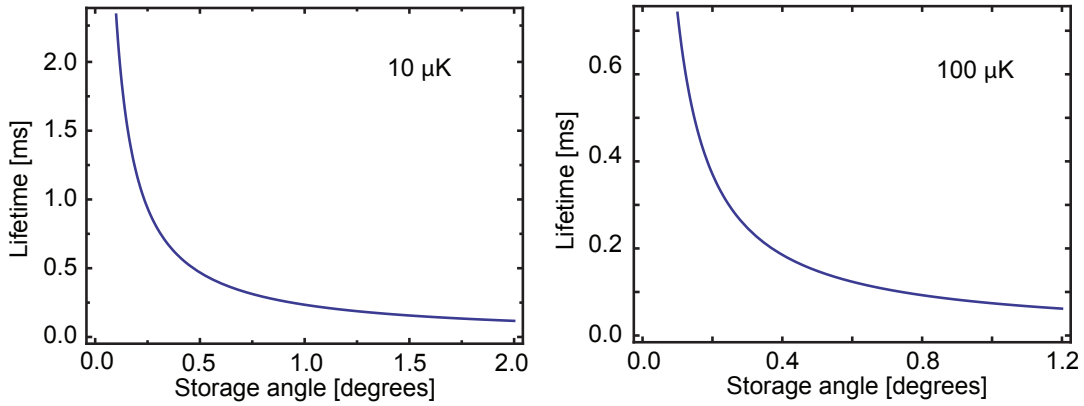


图 1.2 自旋波存储寿命与存储角度以及温度的关系

在我们 ^{87}Rb 冷原子系综的实验中，在磁光阱捕获并进行偏正梯度冷却之后，原子温度可以达到 $10 \mu\text{K}$ ，对应的原子运动速度 $\sigma_v = 3.1 \text{ cm/s}$ 。在此温度下，当存储角度为 $\theta_s = 1.0^\circ$ 时， $k_{\text{sw}} \approx k_{\text{sw}}\theta_s$ ($\theta_s \ll 1$)，存储寿命约为 $230 \mu\text{s}$ 。而如果未进行偏正梯度冷却，原子温度约为 $100 \mu\text{K}$ 量级，同样角度下存储寿命仅为 $74 \mu\text{s}$ 。如图 1.2 所示，存储寿命 τ_s 与存储角度 θ_s 成反比关系。实验中，可以采用共线的存储布局 ($\theta_s \simeq 0$) 来延长自旋波波长 [24, 27]，或者通过沿 k_{sw} 方向的一维光晶格来束缚原子运动 [23]，进而抑制这种多普勒退相干。

除此之外，在自由的原子气体中由于原子的随机运动，携带存储信息的原子会逐渐扩散出存储区域。原子团的尺寸随时间变化关系为 $r^2(\delta t) = r_0^2 + v_r^2 \delta t^2$ ，

其中 $v_r = \sqrt{2k_B T/m}$ ，所以随着原子团的扩散，信号光子的强度也会减弱， $I_s(\delta t) = I_s(0)/(1 + v_r^2 \delta t^2/r_0^2)$ ，此时其 $1/e$ 存储寿命为 $\tau_s \simeq 1.3r_0/v_r$ 。实验中常用的存储区域的半径约为 $100 \mu\text{m}$ ，对于 $100 \mu\text{K}$ 的原子，其热膨胀的寿命限制约为 1 ms 。

为了综合解决以上三种退相干机制，目前已经验证的一种可行方法是，首先将自旋波制备到钟态跃迁上，其次利用沿 k_{sw} 方向的一维光晶格抑制原子随机运动，同时囚禁住原子团，限制其自由扩散。此时由于光晶格内的不均匀光场也导致了基态能级 $|g\rangle, |s\rangle$ 之间的产生不均匀的差分光频移，所以还需要其他的补偿光场或者补偿磁场来消除它们之间的不均匀性差分频移。利用这种方法，Kuzmich 小组已经成功将冷原子单自旋波存储的寿命提高到了 100 ms 量级 [25, 26]。

1.5 超冷简并量子气体

自然界的粒子按照其自旋可以分为玻色子和费米子两种：自旋为半整数的称为费米子，其服从 Fermi-Dirac 统计，在一个量子系统中每个不可分辨的粒子最多可以占据一个量子态；而自旋为整数的称为玻色子，其服从 Bose-Einstein 统计，单粒子的任何一个本征态均可以存在任意多的粒子。虽然每个原子内部的电子、中子和质子都是费米子的，然而其玻色或者费米的行为由其总角动量决定。对于碱金属原子来说，由于总电荷为零，其内部电子数目与质子数目相同，因此其统计行为由其中子数目决定，比如 ^7Li 、 ^{23}Na 、 ^{39}K 、 ^{41}K 、 ^{87}Rb 等均为玻色子，而 ^6Li 、 ^{40}K 等均为费米子。而对于双原子形成的束缚态分子，如果两个原子均为费米子或者玻色子，那么形成的是玻色分子；而如果两个原子分别为玻色子和费米子，最终形成的分子仍然为费米子。

当物质温度被冷却到接近绝对零度时，粒子间的相互作用会产生新奇的物质形态和现象，比如超导、超流以及分数量子霍尔效应等。类似的现象在比空气密度低五至六个数量级的超冷原子气体（温度通常为百 nK 到数 μK 量级）中一样可以被观察到，此时它们的德布罗意波长 $\lambda_{dB} = \sqrt{\frac{h}{2\pi M k_B T}}$ 与原子间隔 $d = n^{-1/3}$ 接近，其中 M 、 T 、 n 分别是粒子的质量、温度以及密度， h 、 k_B 分别为 Planck 和 Boltzmann 常数。对于玻色子，它们将形成玻色爱因斯坦凝聚，

而对于费米子，它们将形成费米简并气体，此时需要使用量子统计规律来描述这些系统的状态。实验上，人们在稀薄超冷气体实验中分别在 1995 年首次实现了玻色爱因斯坦凝聚 [51, 52]，然后在 1999 年首次实现了费米简并的量子气体 [53]，从此超冷原子系统成为一个令人激动的领域，并且仍在蓬勃发展。

1.5.1 玻色子

对于玻色子而言，当其温度为 T 时，单粒子本征态上的粒子数占据由 Bose-Einstein 统计给出，

$$f(\varepsilon) = \frac{1}{\exp(\frac{\varepsilon - \mu}{k_B T}) - 1}, \quad (1.8)$$

其中 ε 为粒子本征态能量， μ 为化学势。在这个系统中存在一个转变温度 T_c ，当系统温度低于 T_c 时基态上将有宏观的粒子数占据；在简谐势阱中并且在半经典近似下，凝聚原子数比例为，

$$\frac{N_0(T)}{N} = 1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^3, \quad (1.9)$$

其中转变温度为 $T_c = \left(\frac{N}{\zeta(3)}\right)^{1/3} \frac{\hbar\omega}{k_B}$ ， $\zeta(3) = 1.20206$ 。

当粒子间相互作用能远大于势阱的阱频率时，BEC 的密度分布由 Thomas-Fermi 近似 [54] 可以给出，

$$n_c(\mathbf{r}) = \frac{15}{8\pi} \frac{N}{\prod x_{i,c,0}} \max\left(1 - \sum_{i=1}^3 \frac{x_i^2}{x_{i,c,0}^2}, 0\right), \quad (1.10)$$

其中 N 为总粒子数， $x_{i,c,0} = \sqrt{2\mu/M\omega_i^2}$ 为势阱中的气体半径，其大小由化学势 μ 和阱频率 $\omega_{x,y,z}$ 决定。可以看出 BEC 呈现的是抛物线式的密度分布，而热原子满足的是高斯分布，所以利用这种双模分布中我们在实验上可以判断 BEC 相变的出现。

1.5.2 费米子

与玻色子不同的是，在简并费米气体中不存在明显的相变过程。在热力学平衡下的无相互作用费米子满足 Fermi-Dirac 统计，在某一个单粒子本征态上

粒子数占据为,

$$f(\varepsilon) = \frac{1}{\exp(\frac{\varepsilon-\mu}{k_B T}) + 1} = \frac{1}{z^{-1} \exp(\frac{\varepsilon}{k_B T}) + 1}, \quad (1.11)$$

其中 μ 为粒子数 N 相关的化学势, 而 $z = \exp(\frac{\mu}{k_B T})$ 为逸度参数 (fugacity parameter)。在零温时, 粒子态分布为 $f(\varepsilon) = \Theta(E_F - \varepsilon)$, 其中 E_F 为费米能。此时全同费米子只能占据费米能以下的量子态, 这样的系统称为费米海 (Fermi Sea)。

在三维简谐势阱中, 费米气体的费米温度为 [55, 56],

$$k_B T_F = \hbar \bar{\omega} (6N)^{1/3}. \quad (1.12)$$

另外逸度参数通过下式与系统温度关联,

$$-g_3(z) = \frac{1}{6} \left(\frac{T}{T_F}\right)^{1/3}, \quad (1.13)$$

其中 g_3 为多对数函数, $g_n(z) = \sum_{k=1}^{\infty} \frac{z^k}{k^n}$ 。

在零温下, 费米气体的空间密度服从如下分布,

$$n_F(\mathbf{r}) = \frac{8}{\pi^2} \frac{N}{\prod R_{F,i}} \left[\max\left(1 - \sum_{i=1}^3 \frac{x_i^2}{R_{F,i}^2}, 0\right) \right]^{3/2}, \quad (1.14)$$

其中费米半径为 $R_{F,i} = \sqrt{\frac{2E_F}{M\omega_i^2}}$, ω_i 为简谐势阱 x, y, z 某个方向上的阱频率。

1.6 论文结构

本论文主要包括两方面的内容, 第一部分是关于基于冷原子系综的量子存储中, 对自旋波相干操控的研究; 第二部分是关于国内首个 ^{23}Na - ^{40}K 的玻色费米简并量子气体的制备, 本文将主要介绍实验装置的搭建以及初步的实验结果。

本文组织结构如下:

- 第一章, 绪论, 主要介绍了量子通信和量子中继的基本概念, DLCZ 量子存储方案的基本物理过程以及发展状况, 以及量子简并气体的基本统计性质。

- 第二章，主要介绍了后续实验中大量使用的双光子拉曼操作的基本物理过程，以及其在实验中测量拉曼光谱的初步应用；并且详细介绍了在实验中如何利用该光谱方法测量磁场以及原子磁子能级上的布居数分布。
- 第三章，主要介绍了我们首次在单量子水平上验证了利用自旋回声技术抑制自旋波量子存储实验中的退相干过程，发现了有限 π 脉冲精度下读出过程中背景噪声的分布特征，并弥合了之前两种理论分析中的矛盾。
- 第四章，主要介绍了我们利用相干拉曼操作以及自旋拉莫尔进动在实验中实现了对于原子系综自旋波量子比特的任意旋转操作，并测量了操作之后的量子态保真度以及操作本身的过程保真度。
- 第五章，主要介绍了我们利用驻波光场驱动的双光子拉曼跃迁过程，在冷原子系统中演示验证了一个量子光刻的理论方案，最终在实验上实现的原子条纹制备分辨率达到了驻波光场的光学衍射极限的 9 倍以上。
- 第六章，主要介绍了我们在过去两年中搭建的 ^{23}Na - ^{40}K 原子的超冷玻色费米混合气体的实验装置，以及初步的实验结果。
- 第七章，对本论文的总结以及对未来实验的展望。

第二章 拉曼光谱的原理与应用

双光子拉曼跃迁是一种在冷原子物理中广泛使用的相干过程，其在冷原子干涉仪 [57–59]、亚多普勒原子冷却 [60–62]、势阱基态原子的制备 [63–65] 等研究中得到了广泛应用。在本论文里，大量的实验都是基于拉曼跃迁对冷原子系综的操作完成的，因此我将首先在 2.1 中简单介绍受激双光子拉曼跃迁的基本原理，然后在 2.2 和 2.3 节中介绍基于该跃迁过程的拉曼光谱在磁场测量以及优化光学泵浦效率中的应用。

2.1 受激拉曼跃迁的基本原理

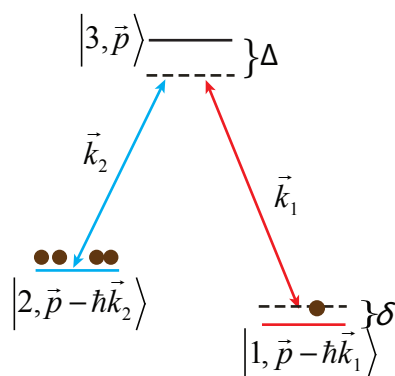


图 2.1 双光子受激拉曼跃迁过程

拉曼跃迁过程通过吸收一个光子，然后受激辐射另一个光子来将两个原子能级耦合。如图 2.1 所示，这里主要有一个 Λ 构型的原子能级，以及两个相干的光场 $\vec{E}_i(\vec{r}, t) = \vec{E}_{i0} \cos(\vec{k}_i \cdot \vec{r} - \omega_i t + \phi_i)$ ($i = 1, 2$)。这两个光场分别将两个原子基态 $|1\rangle$ 和 $|2\rangle$ 耦合至激发态 $|3\rangle$ ，这两路跃迁的单光子拉比频率分别为 $\Omega_i = -\vec{d}_i \cdot \vec{E}_{i0} / \hbar$ ($i = 1, 2$)，其中 \vec{d}_i 为两个基态原子至共同激发态跃迁的电偶极矩。当两个光场的单光子失谐 Δ 的绝对值远大于激发态的自然线宽以及单光子拉比频率时 (对于红失谐, $\Delta < 0$; 对于蓝失谐, $\Delta > 0$)，在此三能级系统中原

子激发态可以绝热解除，最后在两个基态之间的跃迁过程 [59] 可以表示为，

$$\begin{aligned}\frac{dB_1}{dt} &= -i\Delta_{AC}^1 B_1 - i\frac{\Omega_R}{2} B_2 e^{i\delta t} \\ \frac{dB_2}{dt} &= -i\frac{\Omega_R^*}{2} B_1 e^{-i\delta t} - i\Delta_{AC}^2 B_2\end{aligned}\quad (2.1)$$

其中 B_1 和 B_2 分别为两个基态上的原子概率幅， $\Omega_R = \frac{\Omega_1 \Omega_2^*}{2\Delta}$ 为拉曼拉比频率， $\Delta_{AC}^i = \frac{|\Omega_i|^2}{4\Delta}$ ($i = 1, 2$) 为两个基态能级的 AC Stark 光频移， δ 为双光子失谐。该失谐频率具体可以表示为 $\delta = [\frac{(\vec{p} - \hbar\vec{k}_1)^2}{2M\hbar} - \omega_{12} - \frac{(\vec{p} - \hbar\vec{k}_2)^2}{2M\hbar}] - (\omega_2 - \omega_1)$ ，其包括多普勒效应项 $\frac{\vec{p} \cdot (\vec{k}_2 - \vec{k}_1)}{M}$ 、光子反冲动量 $\frac{(\hbar k_1)^2 - (\hbar k_2)^2}{2M\hbar}$ (几乎可以忽略) 以及激光频率差 $(\omega_1 - \omega_2) - \omega_{12}$ 等的贡献，其中 M 和 \vec{p} 分别为原子的质量和动量， \vec{k}_1 和 \vec{k}_2 分别是两个拉曼光场的波矢。此方程组的解析解为，

$$\begin{aligned}B_1(p, t_0 + t) &= e^{i\delta_1 t} \left[\left(\cos \frac{\omega t}{2} + i \frac{\delta_{\text{eff}}}{\omega} \right) B_1(p, t_0) - i \frac{\Omega_R}{\omega} \sin \frac{\omega t}{2} e^{i\delta t_0} B_2(p, t_0) \right], \\ B_2(p, t_0 + t) &= e^{i\delta_2 t} \left[-i \frac{\Omega_R^*}{\omega} \sin \frac{\omega t}{2} e^{-i\delta t_0} B_1(p, t_0) + \left(\cos \frac{\omega t}{2} - i \frac{\delta_{\text{eff}}}{\omega} \right) B_2(p, t_0) \right],\end{aligned}\quad (2.2)$$

其中双光子有效失谐频率为 $\delta_{\text{eff}} = \Delta_{AC}^2 - \Delta_{AC}^1 - \delta$ ，总体的位相演化频率为 $\delta_1 = -\Delta_{AC}^1 - \delta_{\text{eff}}/2$ ， $\delta_2 = -\Delta_{AC}^2 + \delta_{\text{eff}}/2$ ，双光子跃迁的有效频率为 $\omega^2 = |\Omega_R|^2 + \delta_{\text{eff}}^2$ 。当双光子有效失谐 $\delta_{\text{eff}} = 0$ 时，上述跃迁过程可以简化为，

$$\begin{aligned}B_1(p, t_0 + t) &= e^{-i\Delta_{AC}^1 t} \left[\cos \frac{\Omega_R t}{2} B_1(p, t_0) - i \sin \frac{\Omega_R t}{2} e^{i\delta t_0} B_2(p, t_0) \right], \\ B_2(p, t_0 + t) &= e^{-i\Delta_{AC}^2 t} \left[-i \sin \frac{\Omega_R t}{2} e^{-i\delta t_0} B_1(p, t_0) + \cos \frac{\Omega_R t}{2} B_2(p, t_0) \right].\end{aligned}\quad (2.3)$$

该方程中可以看出每个能级首先在各自的光频移下积累位相，其次发生两个能级之间的相互跃迁。实验中可以通过选择合适的光强使得 $\Delta_{AC}^1 = \Delta_{AC}^2$ ，从而上述跃迁方程中的整体位相演化可以忽略掉。此外，双光子失谐频率依赖于拉曼光的差分波矢 $\mathbf{k}_\pi = \mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_1$ 以及原子的动量 p ；当拉曼光的夹角非常小时，比如 $\theta = 1^\circ$ ，其波矢大小为 $k_\pi \approx k_1 \theta = 1.4 \times 10^3 \text{ cm}^{-1}$ ；当原子温度为 $10 \mu\text{K}$ 时，一维原子速度分布的宽度为 $\sigma_v = 3.1 \text{ cm/s}$ ，此时多普勒频移为 $\delta_d = k_\pi \sigma_v = 4.3 \text{ kHz}$ 。当拉曼拉比频率比该多普勒频移远远大时，比如 $\Omega_R = 80 \text{ kHz}$ ，此时单个 π 脉冲的效率可以达到 99.7%。

在本论文中拉曼操作的实验中使用的是 ^{87}Rb 原子 [66]，其精细结构的基态

$5^2S_{1/2}$ 和第一激发态 $5^2P_{1/2}$ 之间的总电偶极矩为 $\langle J = 1/2 || er || J' = 1/2 \rangle = 2.992 ea_0$ ，其中 e 为电子电荷， a_0 为波尔半径；该偶极矩囊括了两个原子能级的波函数中所有与空间位置有关的项。由于实验中我们使用的都是 ^{87}Rb 原子超精细基态的磁子能级，而各个磁子能级之间跃迁的相对强度需要进一步考虑原子核角动量与电子总角动量之间的耦合；这些相对强度和位相与空间位置无关，全部可以根据角动量耦合计算出来，最终表示为各个磁子能级之间跃迁的 Clebsch-Gordan 系数，所以其对应的电偶极矩为 $d_{ij} = \text{CG}_{ij} \times \langle J = 1/2 || er || J' = 1/2 \rangle$ 。注意对于其他跃迁线做类似计算时，还要另外考虑 $\sqrt{\frac{2J+1}{2J'+1}}$ 归一化因子，对于 D1 线该因子为 1，而对于 D2 线其为 $\sqrt{1/2}$ 。

另外对于常用的 TEM₀₀ 模式的高斯光场来说，其光强分布为 $I(r) = I_0 \exp(-2r^2/\omega_0^2)$ ，其中 ω_0 为光场的 $1/e^2$ 半径。该光场的光强最大值与光束总功率 P 的关系可以表示为， $I_0 = 2P/\pi\omega_0^2$ ；然后其电场强度由光强决定， $E = \sqrt{2I_0/\epsilon_0 c}$ ，其中 ϵ_0 为真空电极化率 (Vacuum Permittivity)， c 为真空光速。综合以上，我们就可以计算出来实验中所涉及原子跃迁的单路拉曼拉比频率了。这样，原子经过某个激发态 j 在两个基态能级 $|1\rangle$ 和 $|2\rangle$ 之间跃迁的双光子拉曼拉比频率为，

$$\Omega_R^j(x) = \frac{\Omega_{1j}(x) \times \Omega_{2j}^*(x)}{2\Delta_j}, \quad (2.4)$$

同样拉曼光对基态 i 和激发态 j 的耦合导致的基态能级上的 AC Stark 频移同时可以计算出来， $\Delta_i^{\text{AC}} = |\Omega_{ij}|^2/4\Delta_j$ ，其中 Δ_j 为拉曼光场相对激发态 j 的单光子失谐频率。由于单光子失谐一般都很大，所以需要考虑多个不同激发态能级的影响，此时原子在两个基态之间跃迁的总拉曼拉比频率需要将各个跃迁通道的拉曼拉比频率叠加， $\Omega_R(x) = \sum_j \Omega_R^j(x)$ ；这些跃迁路径之间即可能是发生相长干涉，也可能有相消干涉，具体由原子跃迁路径的位相以及光场的相对位相等决定。而基态能级 i 上的总 AC Stark 频移，仅是该能级与各个激发态耦合所致频移的简单叠加， $\Delta_i^{\text{AC}} = \sum_j \Delta_{ij}^{\text{AC}}$ 。

举例来说，我们在此考虑图 2.2 中所示的原子能级中的 $|1\rangle \equiv |F = 1, m_F = 0\rangle$ 和 $|2\rangle \equiv |F = 2, m_F = 0\rangle$ 这两个基态磁子能级，以及两个极化分别为 H 和 V 的拉曼光场。首先考虑两个基态之间的共同激发态 $|e_2^\pm\rangle \equiv |F' = 2, m_F = \pm 1\rangle$ ，此时两个基态之间有两条跃迁路径 $|1\rangle \leftrightarrow |e_2^\pm\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ ，这两条原子路径的

总 CG 系数分别为 $(-\sqrt{1/4}) \times (-\sqrt{1/4})$ 和 $\sqrt{1/4} \times (-\sqrt{1/4})$, 符号相反。对于光场而言, $|H\rangle = (|\sigma^+\rangle + |\sigma^-\rangle)/\sqrt{2}$, $|V\rangle = (|\sigma^+\rangle - |\sigma^-\rangle)/\sqrt{2}$, 所以可知 H 和 V 极化的两个拉曼光场的左旋成分位相相反。此时原子经过两条跃迁路径的总位相正好相同进而干涉相长。此外, 两个基态还有一对共同激发态 $|e_1^\pm\rangle \equiv |F' = 1, m_{F'} = \pm 1\rangle$, 这贡献了另外两个跃迁路径 $|1\rangle \leftrightarrow |e_1^\pm\rangle \leftrightarrow |2\rangle$, 它们的总 CG 系数分别为 $\sqrt{1/12} \times \sqrt{1/12}$ 和 $\sqrt{1/12} \times (-\sqrt{1/12})$, 所以在 H 和 V 极化的拉曼光场作用下, 这两个跃迁路径的总位相与上述两个路径也相同, 所以这四个跃迁之间均为干涉相长。

2.2 利用拉曼光谱测量磁场

双光子拉曼跃迁的线宽可以通过调节拉比频率来改变, 可以做到非常小, 从而可以通过扫描双光子频率差而测量原子基态超精细基态磁子能级之间的能量劈裂 [67]、光晶格中的振动能级分布 [65]、各个磁子能级的相对原子布居等物理参数, 这就是常用的拉曼光谱技术。该光谱测量方法类似于微波光谱 [68], 但由于其使用的是双光子跃迁, 所以可以通过改变两个光场之间的角度实现更丰富的测量。我们在实验中利用拉曼光谱成功测量、补偿了原子所在位置处的环境磁场, 并且通过对原子布居数的测量优化并校验了利用光学 π 泵浦将 $F = 2$ 态所有原子制备到 $|F = 2, m_F = 0\rangle$ 磁子能级的效率。下面我将简单介绍拉曼光谱测量的基本原理, 以及实验中是如何完成上述工作的。

在该光谱的测量中, 如图 2.2 所示, 开始时原子全部处于某一个基态上, 比如 $F = 2$ 态。此时一个具有特定双光子频率差的拉曼光方波脉冲作用到原子上, 当拉曼光场的频率与某一个 $|F = 2, m_{F1}\rangle \rightarrow |F = 1, m_{F2}\rangle$ 基态跃迁共振时, $F = 2$ 态上的原子会有一部分传递到 $F = 1$ 态上, 其中根据特定的光场极化以及偏置磁场方向, 磁量子数的差可以为 $|\Delta m_F| = 0, \pm 1, \pm 2$ 。如 2.2 式所示, 传递过去的原子布居数为,

$$P_{m'_F}(\delta) = \frac{\Omega_R^2}{\Omega_R^2 + \delta^2} \sin^2 \frac{\sqrt{\Omega_R^2 + \delta^2} \tau}{2} P_{m_F}, \quad (2.5)$$

其中 τ 为脉冲宽度, δ 为双光子失谐频率, Ω_R 为拉曼拉比频率, 它由原子内部跃迁强度和对应极化的光强决定; 在这种测量中我们一般都会使 $\Omega_R \tau \leq \pi$ 。

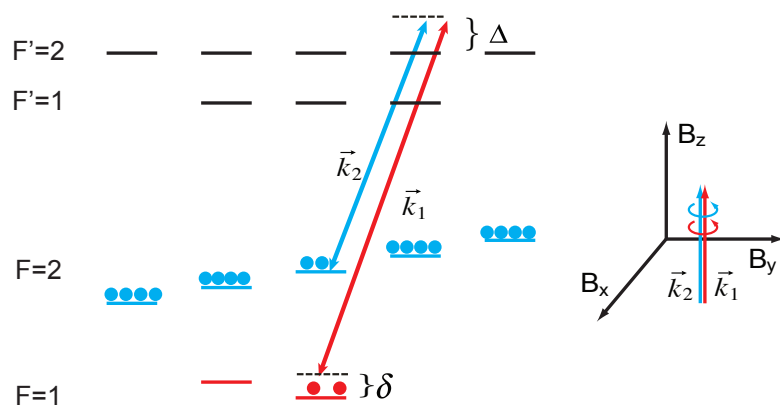


图 2.2 拉曼光谱测量的能级及磁场示意图。该图中激发态磁子能级的劈裂没有画出，因为它们远远小于单光子失谐频率 Δ 。实验中我们选择了极化相同的圆偏拉曼光，但需要注意的是分析原子跃迁时，拉曼光的实际极化需要按照其电场振动方向相对实际磁场方向的投影 [67]。

在上式中当 $\delta \gg \Omega_R$ 时，原子跃迁到 $F = 1$ 态的概率可以忽略；这样通过扫描失谐频率 δ ，就可以观察到在某些特定频率上有原子通过拉曼跃迁传递到 $F = 1$ 态上来，而在其他频率上则没有原子跃迁可以发生。在低磁场环境下， ^{87}Rb 原子的超精细基态拉曼光谱中最多只存在七条谱线，它们分别对应 $-3\Delta_{\text{ZS}}, \dots, +3\Delta_{\text{ZS}}$ ，其中 Δ_{ZS} 是同一个基态内两个相邻磁子能级之间的能量劈裂，并且每条谱线的半高宽约为对应跃迁的拉曼拉比频率 $\delta \gg \Omega_R$ 的两倍。另外某些跃迁是能量简并的，各个谱线对应的塞曼跃迁如表 2.1 所示，其中有三对钟态跃迁的频率对磁场一阶不依赖，它们都对应于频率为零的光谱线。

实验上，由于上述两路拉曼光的频率差约为 6.8 GHz，而不太可能利用 AOM 移频产生，所以我们使用两台独立的半导体激光器 (Toptica, DL100)，将一台通过饱和吸收光谱锁定到原子跃迁线上，而将另一台通过数字锁相电路被动锁定到前述激光器上，以提供两路位相稳定的拉曼光¹。该数字锁相电路由我们研究组的江晓博士制作，详细情况请参见他的博士学位论文 [69]；该锁相模块将激光拍频频率除以 32 倍后锁定到一台频率约为 213 MHz 的低相位噪声射频源上，所以可以通过改变射频源的输出频率而精确设置两台激光的频率差。另外拉曼光场从半导体激光器出来以后，也需要使用声光调制器 (AOM) 来移频并产生光脉冲，驱动这些 AOM 的都是数字直接合成 (Digital Direct Synthesizer)

¹ 由于频率为位相的时间导数，位相锁定意味着两台激光之间拍频线宽极小，实验中拍频线宽的 3 dB 线宽小于 1 Hz，超出我们频谱分析仪的分辨率

Spectrum	Zeeman Transitions
$-3\Delta_{ZS}$	$ F = 2, m_F = -2\rangle \leftrightarrow F = 1, m_F = -1\rangle$
$-2\Delta_{ZS}$	$ F = 2, m_F = -2\rangle \leftrightarrow F = 1, m_F = 0\rangle$ $ F = 2, m_F = -1\rangle \leftrightarrow F = 1, m_F = -1\rangle$
$-\Delta_{ZS}$	$ F = 2, m_F = -1\rangle \leftrightarrow F = 1, m_F = 0\rangle$ $ F = 2, m_F = 0\rangle \leftrightarrow F = 1, m_F = -1\rangle$
0	$ F = 2, m_F = -1\rangle \leftrightarrow F = 1, m_F = +1\rangle$ $ F = 2, m_F = 0\rangle \leftrightarrow F = 1, m_F = 0\rangle$ $ F = 2, m_F = +1\rangle \leftrightarrow F = 1, m_F = -1\rangle$
$+\Delta_{ZS}$	$ F = 2, m_F = +1\rangle \leftrightarrow F = 1, m_F = 0\rangle$ $ F = 2, m_F = 0\rangle \leftrightarrow F = 1, m_F = +1\rangle$
$+2\Delta_{ZS}$	$ F = 2, m_F = +1\rangle \leftrightarrow F = 1, m_F = +1\rangle$ $ F = 2, m_F = +2\rangle \leftrightarrow F = 1, m_F = 0\rangle$
$+3\Delta_{ZS}$	$ F = 2, m_F = +2\rangle \leftrightarrow F = 1, m_F = +1\rangle$

表 2.1 拉曼光谱线对应的原子跃迁

的信号源，并且这些信号源锁定到同一个 10 MHz 参考信号上，以保证最终实验中拉曼光场的相干性。

对于设置的每一个激光频率差，在磁光阱装载之后，首先将原子全部制备到 $F = 2$ 基态上，然后向原子团打上具有固定宽度的拉曼光脉冲，再用一路束腰约为 $100 \mu\text{m}$ 的与 $F = 1 \rightarrow F' = 2$ 跃迁 (D1 线) 共振的弱探测光来测量 $F = 1$ 态原子的光学厚度，而后用单光子探测器测量透过原子的探测光强度。该探测光的总长度约为 1 ms，功率约为 $1 \mu\text{W}$ ，衰减约 10^5 量级后进入原子团；这么弱的探测光是为了保证单光子探测器探测死时间 (约 50 ns) 内探测到一个光子的概率远小于 1。为了高效率的完成光谱的测量，我们将信号源设置为扫描模式，通常设置 500 ~ 1000 个频率点数，其一次扫描的频率范围足可涵盖整条拉曼光谱；其中，信号源每次改变频率之后会输出同步 TTL 信号，而每个这样的信号均会触发原子 MOT 装载-(态制备)-拉曼光-单光子测量与记录的整个时序，如图 2.3 所示。该过程与我们组之前测量 EIT 光谱的方法类似，具体可以参考我的本科论文 [70]。

由于拉曼光谱可以测出基态磁子能级之间的能量劈裂，我们首先利用拉曼光谱尝试补偿了原子所在处的环境磁场，成功将剩余磁场补偿到了 5 mG 左右¹。在该测量中，两路拉曼光的单光子失谐频率均为 +750 MHz，极化均

¹由于原子处于真空环境内，所以即使有精密测量磁场的各种探头，但是无法置于真空系统内，所以较

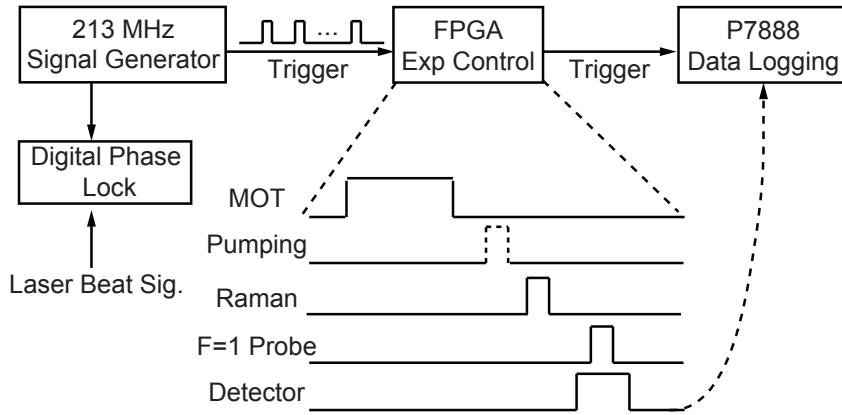


图 2.3 拉曼光谱测量的时序示意图

为 σ^+ (相对于 Z 方向磁场), 它们的典型功率均为 $50 \mu\text{W}$ 左右 (没有稳光强), 直径均为 3.8 mm , 此时双光子跃迁的拉曼拉比频率约为 $2\pi \times 2 \text{ kHz}$ (对于 $|F = 2, m_F = 0\rangle \leftrightarrow |F = 1, m_F = 0\rangle$ 跃迁)。

在磁场未完全补偿之前, 测量得到的拉曼光谱如图 2.4 (a) 和 (b) 所示, 通过分析光谱线之间的频率间隔, 我们可以得出此时的环境磁场的大小。由于我们使用三对补偿线圈来分别补偿三个维度上的环境磁场, 所以独立调节任何一对线圈的电流时, 整个磁场可以描述为 $B(I_i) = \sqrt{[A_i(I_i - I_0^i)]^2 + B_0^2}$, 其中 A_i 为该线圈的电流-磁场系数, I_i 线圈设定电流, I_0^i 为该方向的最优电流值, B_0 为其他维度磁场的大小。通过设置一系列电流值并且分别测得对应的磁场大小, 而后就可以拟合出最优电流和环境剩余磁场; 对每组线圈重复该过程, 就可以拟合出各个维度的最优补偿电流, 其结果如图 2.4 (d)-(f) 所示。当环境磁场被完全补偿后, 再次测量拉曼光谱我们会观察到各个光谱线已经简并了, 如图 2.4 (c) 所示。利用拟合出来的最优电流值和电流-磁场系数, 我们可以反推出没有补偿的情况下, 原子所在位置的环境磁场大小为 295 mG ; 这比地球磁场要小, 我们估计是因为原子附近离子泵的静磁场等导致的。原理上只要进一步减小拉曼光功率, 提高光谱分辨率再可以继续向下补偿, 然而实验室中一般都是存在 mG 量级的 50Hz 交流磁场, 当这部分磁场贡献的 Zeeman 频移明显大于拉曼拉比频率之后, 拉曼光谱也就无法清晰观察到了。

为合理的方式仍然是利用原子本身的各种物理性质测量或补偿其所处的环境磁场

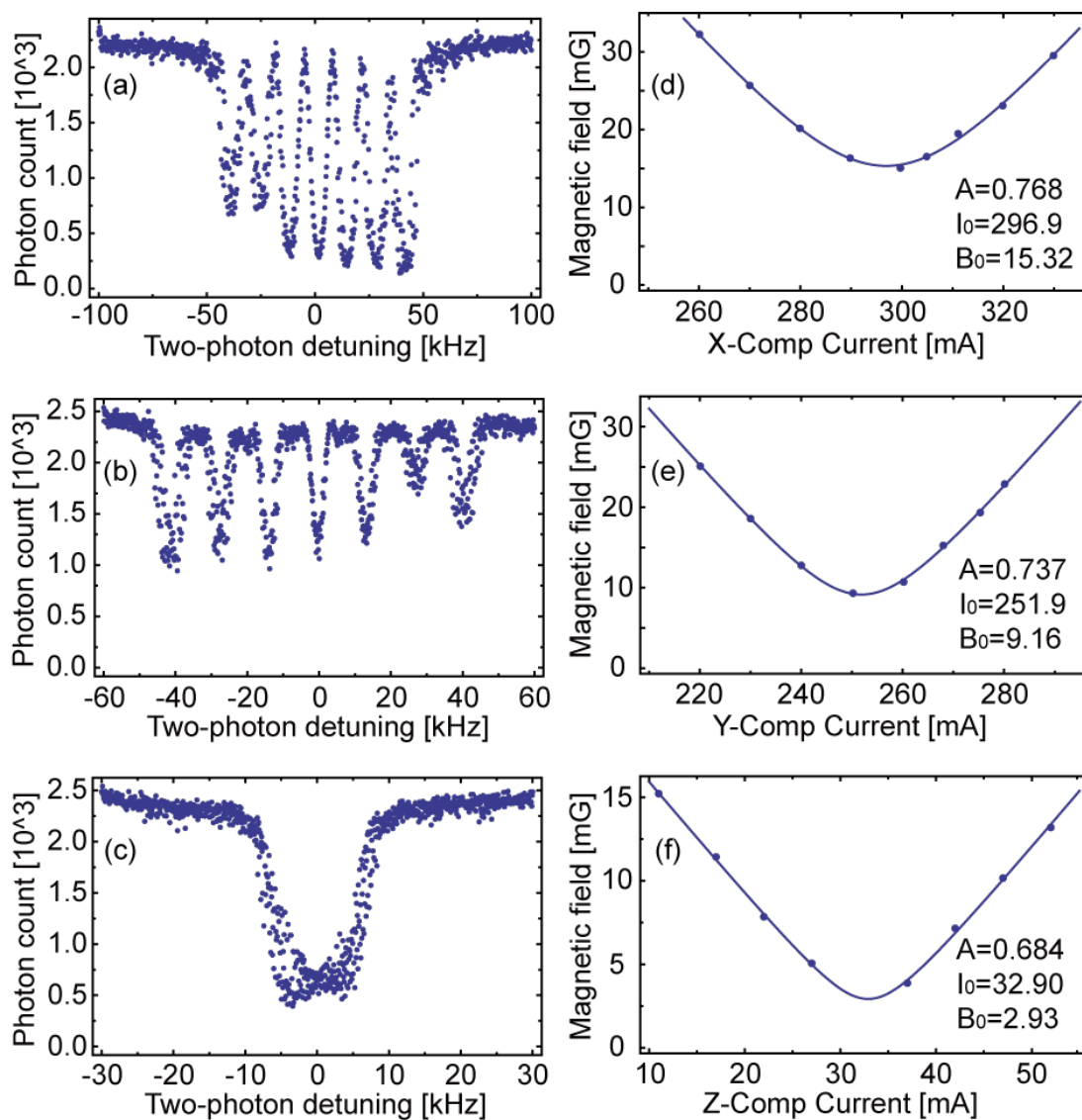


图 2.4 利用拉曼光谱补偿磁场的过程。(a)-(b) 磁场未完全补偿之前观测到的光谱，其中横轴为两路拉曼光相对于 ^{87}Rb 原子基态超精细劈裂的频率差，纵轴为 Probe 光透过原子团的光子计数。(a)，两路拉曼光功率均为 $100 \mu\text{W}$ ，脉冲宽度为 $150 \mu\text{s}$ 。(b)，两路拉曼光功率均为 $60 \mu\text{W}$ ，脉冲宽度为 $250 \mu\text{s}$ ，可以看出该图中各条谱线的线宽明显更小。在两张图中都可以观察到总共有 7 条谱线存在，并且对应于钟态跃迁的谱线最为清晰，而越到两边谱线噪声越大。这可能是因为除了钟态跃迁以外，其他跃迁都是对磁场依赖的，而实验室存在一定的交流环境磁场，这部分变化的磁场会干扰测得谱线位置的稳定性。图 (b) 中测得的谱线间隔表明此时环境剩余磁场约为 22 mG 。(c) 磁场完全补偿完之后的拉曼光谱已经完全简并，按照图 (f) 中的拟合给出剩余磁场大约为 3 mG 。(d)-(f) 通过改变各个维度的补偿线圈电流，利用拉曼光谱测量原子的 Zeeman 劈裂大小，最终拟合出最优电流以及电流-磁场系数等参数。

2.3 利用拉曼光谱测量原子内态分布

由于拉曼光谱中可以分辨各个磁子能级之间的跃迁，因此实验中我们利用该方法成功优化了光学泵浦的过程，并估算出了单次泵浦的效率。

2.3.1 原子态的光学 π 泵浦

实验中，我们通过磁光阱 (MOT) 技术在背景蒸汽池中抓取冷原子团之后，通过偏正梯度冷却的方法 [71] 进一步将原子气体温度降低到 $10 \mu\text{K}$ 左右，然而此时原子一般均匀分布在 $F = 2$ 的各个子能级上。为了抑制自旋波内态之间由于磁场不均匀性导致的退相干，我们需要使用对磁场一阶不敏感的钟态跃迁，为此我们需要通过光学泵浦的方法将原子制备到 $|F = 2, m_F = 0\rangle$ 上。

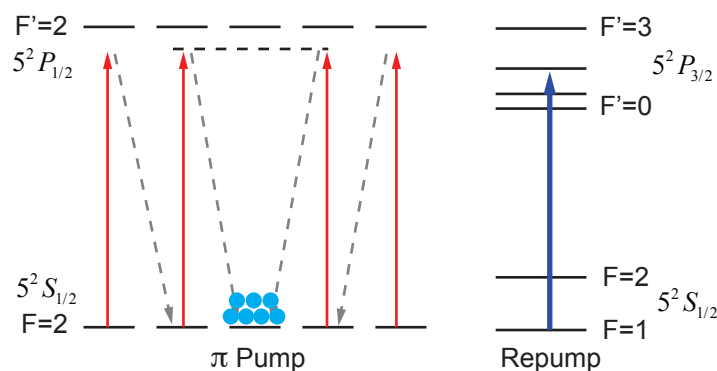


图 2.5 光学 π 泵浦能级示意图

为了实现这样的态制备，首先在环境磁场补偿完毕之后，我们利用 Z 方向上一对额外线圈 (方形, Helmholtz 构型) 来产生定义原子跃迁所需要的偏置磁场。另外如图 2.5 所示，需要使用一路与 $F = 2 \rightarrow F' = 2$ (D1 线) 跃迁近共振并且极化方向与偏置磁场一致的 π 泵浦光。该泵浦光光强约为 0.5 mW ，直径约为 3 mm ，它耦合了这两个能级之间所有 $\Delta m_F = 0$ 的 π 跃迁，除 $m_F = 0$ 态以外。由于原子经过 $F' = 2$ 激发态一样会落到 $F = 1$ 基态上，所以还需要一路 $F = 1 \rightarrow F' = 2$ (D2 线) 跃迁近共振的 repump 光将 $F = 1$ 的原子重新泵浦回 $F = 2$ 态上参与 π 泵浦的过程。在这样的光场组合内， $F = 2, m_F = 0$ 是唯一的暗态，原子随着在内态间的多次跃迁而慢慢全部积累到该暗态内，而且泵浦效率对于 π 泵浦光的极化纯度较为敏感 [72, 73]。由于 MOT 磁场线圈关闭的时候

会在周围环境中感应产生涡流电流，而这会扰乱偏置磁场的方向使得 π 泵浦光的实际极化变得紊乱，进而可能导致 π 泵浦完全没有效果；所以实验上我们通常需要在关闭 MOT 磁场线圈 $1 \sim 2$ ms 之后再继续进行原子态制备。另外光泵浦的效率对于原子的光学厚度也有依赖 [74]，这是由于原子在吸收 π 泵浦光之后自发辐射回 $F = 2$ 的过程中也会辐射与 π 泵浦光频率一致的光子，然而它的极化却是随机的，这也会影响 $|F = 2, m_F = 0\rangle$ 态的暗度。实验中我们的原子光学厚度，对于 $F = 2 \rightarrow F' = 3$ 循环跃迁来说一般约为 $3 \sim 5$ 之间。

在我们目前的实验中，每次 MOT 装载和初始态制备之后，存储实验大约会进行 $3 \sim 5$ ms，而单次存储过程通常会用时 $100 \mu\text{s}$ 左右；由于每次存储之后原子态分布会发生变化，所以下一次存储开始时，都需要重新进行态制备。一般原子装载后我们进行 $30 \sim 50 \mu\text{s}$ 左右的光泵浦；此后每次存储开始之前，我们再进行 $3 \sim 5 \mu\text{s}$ 的光泵浦过程。为了直接检验 π pump 的效果，我们采用了拉曼光谱技术 [65, 67] 来优化光泵浦过程 (如下节描述)，最终单次 $50 \mu\text{s}$ 的 π 泵浦过程可以使约 85% 的原子制备到 $|F = 2, m_F = 0\rangle$ 态上。

2.3.2 测量原子磁子能级布居

Spectrum	Zeeman Transitions	$\Omega_R/2\pi$ [kHz]
$-2\Delta_{\text{ZS}}$	$ F = 2, m_F = -2\rangle \rightarrow F = 1, m_F = 0\rangle$	9.0
	$ F = 2, m_F = -1\rangle \rightarrow F = 1, m_F = -1\rangle$	37.9
0	$ F = 2, m_F = -1\rangle \rightarrow F = 1, m_F = +1\rangle$	6.3
	$ F = 2, m_F = 0\rangle \rightarrow F = 1, m_F = 0\rangle$	43.8
	$ F = 2, m_F = +1\rangle \rightarrow F = 1, m_F = -1\rangle$	6.3
$+2\Delta_{\text{ZS}}$	$ F = 2, m_F = +1\rangle \rightarrow F = 1, m_F = +1\rangle$	37.9
	$ F = 2, m_F = +2\rangle \rightarrow F = 1, m_F = 0\rangle$	9.0

表 2.2 H 和 V 极化的拉曼光可观察到的光谱线，以及对应的原子内态跃迁，以及根据上述拉曼光参数计算出的拉曼拉比频率。其中计算拉曼拉比频率时，原子经过各个激发态的不同路径之间的干涉也一并考虑在内。

当拉曼光极化均为 σ^+ 或者 σ^- 时，我们在拉曼光谱中只能观察到 $\Delta m_F = 0$ 的双光子跃迁，所以只能测量 $F = 2$ 态 $m_F = -1, 0, +1$ 这三个磁子能级传递到 $F = 1$ 基态的原子布居数。为了可以观察到 $F = 2$ 态所有磁子能级原子布居，我们将两个拉曼光场的极化分别设置为 H 和 V，此时由于每个光场

均有 σ^+ 和 σ^- 极化成分，这样就可以将 $F = 2$ 态上所有的磁子能级与 $F = 1$ 态的某个磁子能级互相耦合起来；由于没有 π 成分，只能发生 $\Delta m_F = 0, \pm 2$ 的跃迁，如表 2.2 所示。与上节补偿磁场中使用的拉曼光不同的是，这里我们已经使用两路独立的数字比例-积分控制器来主动稳定了拉曼光的功率¹，保证实验测量的结果更加一致稳定。在该测量中，两路拉曼光的功率均设置为 1 mW，单光子失谐为 +610 MHz，光斑直径仍然为 3.8 mm。时序上，偏正梯度冷却在关闭 MOT 磁场之后的 2 ms 内进行，在其结束后立即开启 Z 方向上的偏置磁场（大小约为 590 mG），然后等待 1 ms 对原子再进行一定时间的 π 泵浦。

在考虑 ^{87}Rb 原子 D1 线 $F' = 1$ 和 $F' = 2$ 激发态的所有磁子能级之间的干涉，以及对对应跃迁贡献的 AC Stark 频移之后，我们模拟了各种原子布居下可以观察到的光谱形式，并且和实验结果互相做了比较，其结果如下。

首先，对于 MOT 装载和偏正梯度冷却之后没有进行 π 光泵浦的情况，在此测量中拉曼光脉冲宽度为 11 μs 。假设原子在 $F = 2$ 基态各个磁子能级之间均匀分布，原子总光学厚度为 3（对于 D1 跃迁线），此时模拟得到的拉曼光谱如图 2.6 (a) 中红色曲线所示。该图中的离散点图为实验测得的拉曼光谱，可以看出两者吻合的很好。另外对于测量得到的光谱中的三条谱线，我们分别对它们用 2.5 式进行了拟合，其中的拉曼拉比频率直接使用了表 2.2 中的数值，其结果如图 2.6 所示。

然后，对于 MOT 装载和偏正梯度冷却之后进行了单次 50 μs 时间的 π 光泵浦的情况，观测到的拉曼光谱如图 2.7 所示，在此测量中拉曼光脉冲宽度改为了 12 μs 。同样，图 2.7 (a) 中的红色曲线为理论模拟出的光谱，其中原子的总光学厚度仍然为 3.0，而原子布居数设定为 85% 的原子处于 $|F = 2, m_F = 0\rangle$ 态上，另有各 7.5% 的原子分别处于 $|F = 2, m_F = \pm 1\rangle$ 态上，而 $|F = 2, m_F = \pm 2\rangle$ 态上没有原子。一样可以看出理论模拟和实验测量的数值吻合的很好，由此我们估计单次 50 μs 的 π pump 的效率约为 85%。此外我们也选择了几个不同时间宽度的 π 泵浦过程，之后分别测量了它们的拉曼光谱，其结果如图 2.8 所示。经过分析，30 μs 的 π 泵浦之后大约有 80% 的原子进入了 $|F = 2, m_F = 0\rangle$ 态；而图中也可以看出，当泵浦时间延长到 100 μs 之后，几乎没有原子在其他态了。

¹该数字 PI 控制器基于 National Instruments 提供的 FPGA 板卡内部预置的 PI 模块实现，该板卡型号为 PCI-7854R

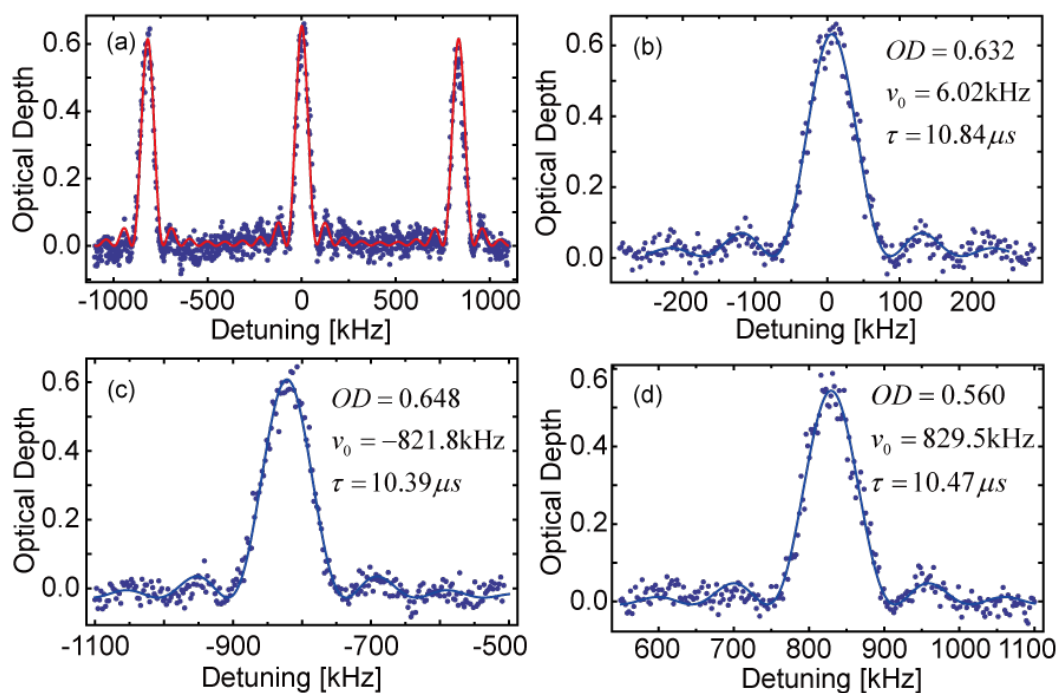


图 2.6 未进行光泵浦时，利用 H 和 V 极化的拉曼光测得的光谱。(a) 理论模拟和实验测量的拉曼光谱，其中红色曲线是理论模拟，点状图为实验测量结果；(b)-(d) 对三条谱线分别做的拟合，其中所用拉曼拉比频率为理论计算结果，这里拟合出来的脉冲宽度 τ 比实验值略小，但是误差仍然在允许范围之内。

在后续的 DLCZ 存储实验中，由于不同 m_F 态上的自旋波在磁场中有不同的拉莫尔进动频率，在读出过程中这些自旋成分的干涉使得读出效率会随时间震荡，最终可以根据读出效率的相对震荡幅度来估算 π 泵浦的效率 [23, 27]，该测量估算出的结果为大约有 90% ~ 93% 的原子泵浦进入了 $|F = 2, m_F = 0\rangle$ 态中。相对于前述的拉曼光谱技术的测量，存储实验推测的效率较高，我们分析认为这是由于存储实验中总的泵浦时间长度远远长于前述测量中单次 $50 \mu\text{s}$ 泵浦时间导致的（每次存储开始之前均重新 π 泵浦）。

在后期装置改建阶段，由于将 MOT 磁场线圈与真空玻璃腔下方的支撑光学平板之间的距离缩小到了 1 cm 左右（原来为 3 cm 左右），导致 MOT 线圈关闭后感应产生了一个很强的竖直方向的涡流磁场（可以达到数百 mG），这个磁场需要 7~8ms 才明显衰减掉，导致 π pump 效率明显下降，该磁场也是利用拉曼光谱测量发现的。最终我们选择在关闭 MOT 线圈，进行 5 ms 的偏振梯度冷

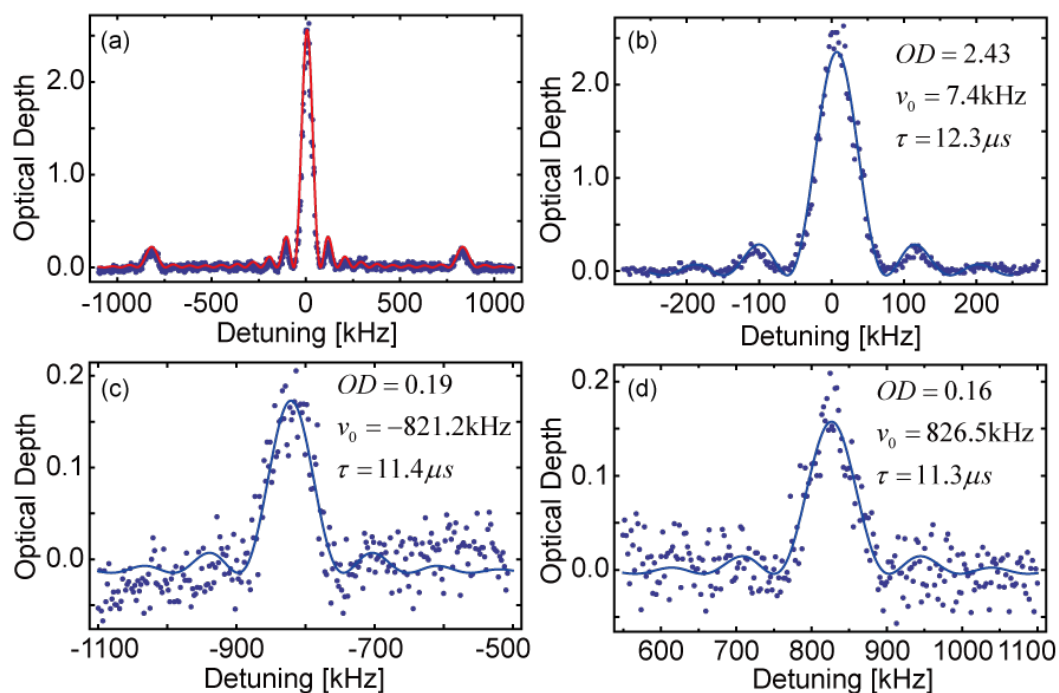


图 2.7 进行 $50 \mu\text{s}$ π 泵浦后测得的拉曼光谱。(a)-(d) 的含义与图 2.6 中一致。

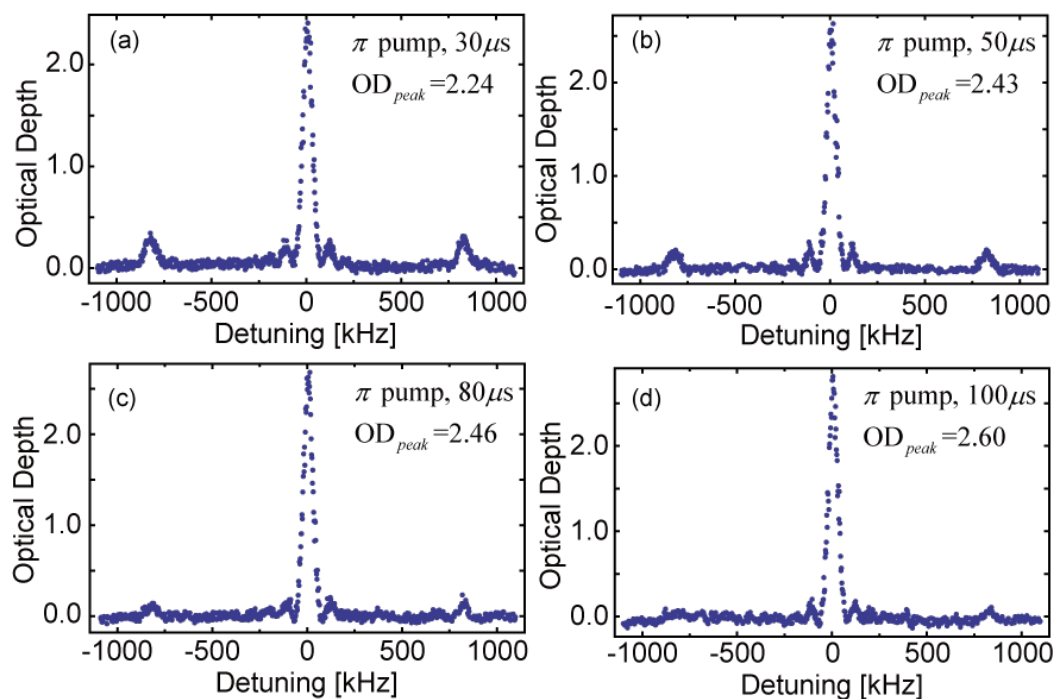


图 2.8 进行不同时间的 π 泵浦后分别测得的拉曼光谱，图中光学厚度是拟合得到的数值。

却，之后再等待约 $1 \sim 2$ ms，待涡流磁场的变化较为缓和了再加上偏置磁场进行 π pump，最终才重新恢复了第三章中的存储实验。然而这个涡流磁场仍然使得我们偏置梯度冷却的温度由原来的低于 $10 \mu\text{K}$ 上升到了 $45 \mu\text{K}$ 左右，并且明显影响了 π pump 的效率。

2.4 小结

在本章中，我主要介绍了双光子拉曼跃迁和拉曼光谱技术的基本原理，并介绍了如何利用拉曼光谱技术在实验中测量磁场、校验原子态分布。双光子跃迁基本原理的介绍，主要是为了便于读者理解下文中利用拉曼跃迁对冷原子进行操作的实验；而拉曼光谱技术帮助我们成功优化了下文中经常需要使用的光学 π 泵浦过程的效率。

第三章 在单量子水平上对自旋波自旋回声方法的检验

本章我将主要介绍我们在基于冷原子的量子存储实验中，首次在单量子水平上验证了利用自旋回声技术抑制自旋波退相干的过程，成功将存储寿命提升了 6 倍，并测量验证了存储过程的非经典关联以及读出光子的单光子性。此外，我们在实验中发现的有限 π 脉冲精度下，自旋波读出过程中背景噪声的分布特征，成功弥合了之前两种理论分析中的矛盾。

3.1 引言

目前对光量子态的存储已经在很多系统中获得了原理性的实验演示 [29]，这些实验系统主要分为两类：一类是单粒子系统，比如单原子 [31, 32]、单离子 [75, 76] 以及量子点 [33, 34] 等；另一类是多粒子系综，比如固体介质 [37]、热原子气体 [44, 77] 以及冷原子气体 [15] 等。由于单个粒子与光的相互作用极小，一般需要高精细度的光学腔来增加它们之间的耦合强度才可以获得明显的转换效率，这无疑极大增加了系统复杂度。然而在基于原子系综的存储中，光与原子相互作用的强度可以随着原子数 N 的增加而增强，理论计算表明只要光学厚度足够大，存储器的光子读出效率可以接近百分之百 [48]，因而具有很大的吸引力。在原子系综的存储方案中，为了提升存储时间，一般都将光量子态转换成原子自旋基态之间的叠加信息进行存储（自旋波）；然而实际系统中，不均匀的偏置磁场、囚禁光阱或者固体内部相互作用等均会导致原子自旋跃迁频率的非均匀展宽，因此自旋相干时间普遍受限制在数十微秒量级 [78–80]，这无法满足未来构建广域量子网络的要求。

在目前综合性能最优的冷原子系综中，人们通过选择原子基态之间的钟态跃迁消除了对磁场非均匀性的一阶依赖，并且通过将自旋波波长延长或者利用光晶格的束缚来抑制原子随机运动对自旋波位相的扰乱，将量子存储的寿命成功延长到了毫秒量级 [23, 24]。其中在基于光晶格束缚的存储中，由于原子不同

基态具有不同的光频移，该不均匀性限制了寿命的进一步提升。随后人们通过选择特殊的偏置磁场或者增加另一路补偿光场两种方法，分别在弱相干光 [81] 以及单量子 [82] 水平上将自旋波存储的寿命提升到了百毫秒量级。另外在基于频率梳的固体系统存储中，人们通过将基态与激发态之间的光学相干性转换成自旋波的相干性，成功将弱相干光的存储寿命从百纳秒提升到了数十微秒量级 [80]；但是由于固体系统能级的复杂性，目前尚未提出类似上述冷原子中提升寿命的方法。

为了抑制系综中原子能级非均匀展宽对存储寿命的影响，一种普适的解决方法是自旋回声 [83] 技术，它通过将原子布居翻转使得各个原子的位相进行反向演化，从而将之前积累的位相抵消，所以在一定时间之后各个原子重新回到初始位相。该方法近年来已广泛应用于固体单粒子自旋态的量子操控中，将其自旋相干时间大大延长 [84-87]。同时在固体和冷原子系综中，人们也利用自旋回声技术将弱相干光的存储寿命分别成功提高到了一秒 [88, 89] 和一分钟 [90] 的水平。然而该方法是否在单量子水平的系综存储可以使用，却存在理论上的争议。一种观点 [91] 认为，在原子系综中将原子布居数进行翻转时，有限的 π 脉冲精度会导致大量的原子残留在原本只有单个自旋激发的能级上，这将导致单量子信号淹没在巨大的背景噪声中，除非 π 脉冲精度达到 $1/N$ 的水平，这在实验中是不可能做到的。另一种观点 [92] 认为，由于自旋波读出为光子时具有集体增强效应，这使得在位相匹配方向上读出光子辐射的强度增强 N 倍，而布居数翻转时残留的原子只贡献各向同性的自发辐射噪声，所以即使有限精度的 π 脉冲仍然可以保证足够的信噪比，这样在单量子水平的系综存储中使用自旋回声技术仍然是可行的。

在基于冷原子系综的自旋波存储实验中，我们发现有限精度的 π 脉冲在布居数翻转过程中残留的大量原子，在自旋波读出过程中既会产生集体增强的方向性强噪声，也会产生各向同性的弱噪声，这两者的强度之比接近原子数 N 的量级，这说明上述两种理论预言都是正确的，只是在处理同一个物理系统中的两个区域内的问题。通过合理选择实验参数，我们可以在自旋波读出的过程中避开方向性的强噪声，从而进入各向同性的弱噪声区域；在此区域内，我们在实验上首次验证了在单量子水平上自旋回声技术仍然可以保持自旋波存储的量子特性，并且成功将系综中非均匀展宽导致的退相干消除掉 [93]。

3.2 自旋波拉曼 Rephase 的构思

在 2008 年发现了冷原子系综中自旋波的多普勒退相干机制 [24] 之后，包小辉博士提出可以尝试利用双光子跃迁来翻转自旋波波矢以实现自旋波的多普勒位相的 rephase，进而实现非共线条件下 ms 量级的长寿命存储。基于该设想，我在 2011 年底完成了具体的计算和实验设计，并且在之后的一年多时间内历经重重困难最终得到实验实现。

在第 1.4 节中我们已经介绍过了自旋波的产生、读出以及退相干过程，下面我们只讨论如何抑制它的多普勒退相干，在此假设已经通过选择钟态跃迁消除了磁场不均匀的影响。自旋波刚产生时的状态为，

$$|\Psi_0\rangle = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_j e^{ik_{\text{sw}} \cdot r_j} |g_1 \dots s_j \dots g_N\rangle, \quad (3.1)$$

其中 k_{sw} 为自旋波的波矢， r_j 为第 j 个原子的位置。自旋波产生了 δt 时间之后，其状态可以表示为，

$$|\Psi_s\rangle(\delta t) = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_j e^{ik_{\text{sw}} \cdot r_j(\delta t)} |g_1 \dots e_j \dots g_N\rangle, \quad (3.2)$$

其中 $r_j(\delta t) = r_j + v_j \delta t$ 为第 j 个原子新的位置。此时读出效率正比于演化后的自旋波与初始态的重叠， $\gamma(\delta t) \propto |\langle \Psi_0 | \Psi_s(\delta t) \rangle|^2 = |\frac{1}{N} \sum_j e^{ik_{\text{sw}} \cdot v_j \delta t}|^2 = |\int F(v) e^{ik_{\text{sw}} \cdot v \delta t} dv|^2$ ，其中 $F(v)$ 为原子速度分布。由此可以看出，原子的不同速度使自旋波各项沿着 k_{sw} 方向上积累的位相不一致，从而导致了它的退相干。

假设各个原子处于匀速运动中，在 $\delta t/2$ 的时候我们将自旋波的波矢由 $+k_{\text{sw}}$ 翻转成 $-k_{\text{sw}}$ ，那么自旋波在前一个 $\delta t/2$ 时间内积累的位相会在后一个 $\delta t/2$ 时间内由于原子继续运动而抵消掉，这样在 δt 时刻自旋波又恢复了相干性。自旋波波矢的翻转可以通过相干的双光子拉曼跃迁来实现，如图 3.1 所示。当自旋波产生之后，跃迁到 $|s\rangle$ 态上的原子携带了 $\hbar k_{\text{sw}}$ 的动量；经过拉曼跃迁之后，原子从 $|s\rangle$ 态跃迁至 $|g\rangle$ 态上，其动量变成 $\hbar k_{\text{sw}} + \hbar(k_1 - k_2)$ ，与此同时原来处于 $|g\rangle$ 态的原子也跃迁到 $|s\rangle$ 态上，其增加的动量为 $\hbar(k_2 - k_1)$ 。当 $k_{\text{sw}} = k_2 - k_1$ ，此时自旋波中的激发原子相对于背景原子的有效动量就变为了 $-\hbar k_{\text{sw}}$ ，这样就实现了自旋波波矢的翻转了。

利用 2.1 节中介绍的受激拉曼跃迁过程，我们对上述 rephase 过程进行具体

的理论分析。将 2.3 式中原子基态之间的跃迁方程转换到坐标空间，先定义原子态的矩阵表象 $|\psi\rangle = a|2\rangle + b|1\rangle \equiv \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix}$ ，在 t 时刻拉曼跃迁的操作可以表示为，

$$U_j^\theta(t) = \begin{pmatrix} \cos \frac{\theta}{2} & -ie^{i\phi_j(t)} \sin \frac{\theta}{2} \\ -ie^{-i\phi_j(t)} \sin \frac{\theta}{2} & \cos \frac{\theta}{2} \end{pmatrix}, \quad (3.3)$$

其中 $\theta = \Omega_R \tau$ 为脉冲面积， $\phi_j(t) = \phi_R - \mathbf{k}_\pi \cdot \mathbf{r}_j(t) + \delta\omega \times t$ ， ϕ_R 为拉曼光初始位相， $\delta\omega$ 为有效双光子失谐（假设为零）， $\mathbf{r}_j(t) = \mathbf{r}_j(0) + \mathbf{v}_j t$ 为第 j 个原子的位置。在 t_1 和 t_2 两个时刻分别作用两个 π 脉冲，对于第 j 个原子的作用为，

$$U_j^\pi(t_2)U_j^\pi(t_1) = - \begin{pmatrix} e^{-i\mathbf{k}_\pi \cdot \mathbf{v}_j \Delta t} & 0 \\ 0 & e^{i\mathbf{k}_\pi \cdot \mathbf{v}_j \Delta t} \end{pmatrix}, \quad (3.4)$$

其中 $\Delta t = t_2 - t_1$ 。此时自旋波演化为， $|\Psi_\pi\rangle = \prod_{j=1}^N U_j^\pi(t_2)U_j^\pi(t_1)|\Psi_0\rangle = \frac{1}{\sqrt{N}} e^{-i\phi_0} \sum_{j=1}^N e^{i\mathbf{k}_{\text{sw}} \cdot \mathbf{r}_j(0) + i2\mathbf{k}_\pi \cdot \mathbf{v}_j \Delta t} |g_1 \dots s_j \dots g_N\rangle$ ，其中总体位相 $e^{-i\phi_0} = \prod_{j=1}^N e^{-i\mathbf{k}_\pi \cdot \mathbf{v}_j \Delta t}$ ，由于原子速度分布的对称性， $\phi_0 = \mathbf{k}_\pi \cdot (\sum_{j=1}^N \mathbf{v}_j) \Delta t = 0$ 。另外，除了速度依赖的位相以外还有一个原子数依赖的位相 $(-1)^N$ ，这可以通过在两个 π 脉冲之间引入一个 π 位相差来补偿。

在时间 T 时刻，我们使用比较强的读光将自旋波转换为单光子态，此时读光与信号光映射到原子上的相位为 $(\mathbf{k}_c - \mathbf{k}_p) \cdot \mathbf{r}_j(T)$ 。所以读出光子的信号幅度为， $\frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{j=1}^N e^{i\mathbf{k}_{\text{sw}} \cdot \mathbf{r}_j(0) + i2\mathbf{k}_\pi \cdot \mathbf{v}_j \Delta t - i\mathbf{k}_{\text{sw}} \cdot \mathbf{r}_j(T)} |\phi_1\rangle = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{j=1}^N e^{i2\mathbf{k}_\pi \cdot \mathbf{v}_j \Delta t - i\mathbf{k}_{\text{sw}} \cdot \mathbf{v}_j T} |\phi_1\rangle$ 。假设 $\mathbf{k}_{\text{sw}} \parallel \mathbf{k}_\pi$ ，那么 T 时刻的读出效率为，

$$\gamma_{\text{ret}} = \gamma_0 e^{-(2k_\pi \sigma_v \Delta t - k_{\text{sw}} \sigma_v T)^2}. \quad (3.5)$$

其中 γ_0 为初始时刻读出效率。所以当满足 $\Delta t/T = k_{\text{sw}}/2k_\pi$ 时原子随机运动导致的自旋波退相干就被抑制掉了，这样在 T 时刻自旋波仍可以高效读取出来。

3.3 利用弱相干光存储对拉曼 Rephase 的测试

在实验上我们首先需要验证上述 rephase 过程是否可以有效抑制自旋波退相干，再探索其在单量子水平上应用的可行性。为了研究该 rephase 过程的物理机制，我们使用弱相干光的 EIT 存储在原子系综中制备自旋波，其后再利用拉

曼 π 脉冲对这些自旋波进行操作，最后自旋波的相干性通过读出光子的相对强度来确认。在拉曼 rephase 过程研究清楚之后，我们将该方法直接应用到 DLCZ 方案的存储中，以检验该 rephase 过程在单量子水平上的可行性。

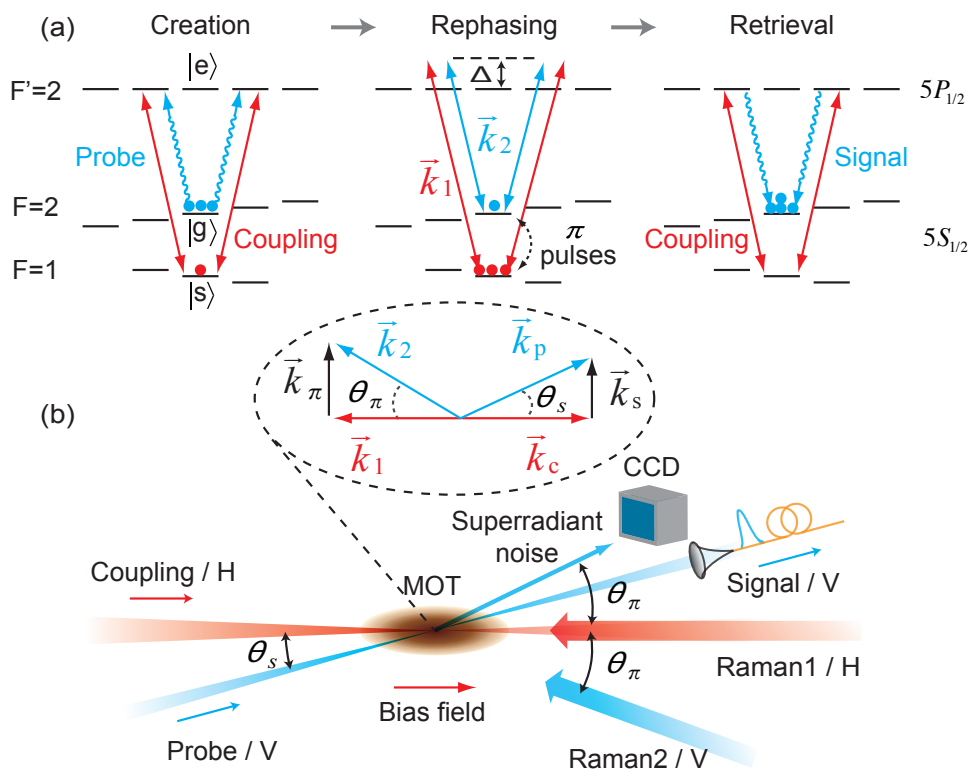


图 3.1 利用弱相干光 EIT 存储测试拉曼 rephase 的实验示意图。(a) 实验步骤，首先通过 EIT 存储在原子系综中产生自旋波激发，一定时间以后通过双光子拉曼操作使自旋波 rephase，最后再将自旋波读出为光子进行探测；(b) 实验布局，Probe 光的束腰约为 $90 \mu\text{m}$ ，而 Coupling 光束腰约为 $200 \mu\text{m}$ ，其功率为 $20 \mu\text{W}$ 。信号光 (signal) 的光纤收集之后，还需要经过极化滤波和 Etalon 腔滤波，这两部分在图中未显示；此外，为了研究 rephase 过程的集体增强噪声的性质，我们在距离原子约 54 cm 处放置了一台 CCD 用以测量光场的横向分布。插图，存储光和拉曼光之间的波矢关系，其中存储光之间的夹角固定为 $\theta_s = 1.1^\circ$ ，拉曼光之间的夹角 θ_π 会根据实验需要而改变。

利用弱相干光的 EIT 存储测试拉曼 rephase 过程的实验示意图如图 3.1 所示，其中原子基态分别为 $|g\rangle \equiv |F=2, m_F=0\rangle$ 和 $|s\rangle \equiv |F=1, m_F=0\rangle$ ，激发态为 $|e\rangle \equiv |F'=2, m'_F=\pm 1\rangle$ 。在实验中，我们通过衰减 Probe 光强，使得每次 EIT 存储过程产生大约一个模式确定的 $|g\rangle - |s\rangle$ 基态之间的自旋波激发；之后波矢分别为 k_1 和 k_2 的拉曼光，通过激发态 $|e\rangle$ 将两个基态耦合，其单光子失谐为 $\Delta = +2\pi \times 750 \text{ MHz}$ ；经过两个拉曼 π 脉冲操作之后，原子在 $|g\rangle$ 和 $|s\rangle$

态之间的布居数发生两次翻转¹；最后，再通过 EIT 过程将自旋波读出为光子信号，而光子信号的相对强度就表征了自旋波相干性强弱。下面我将首先介绍实验上如何优化拉曼 π 脉冲操作，之后再详细介绍基于 EIT 存储的拉曼 rephase 测试过程以及其它发现。

3.3.1 双脉冲 Ramsey 干涉以及拉曼拉比振荡的测量与优化

为了实现自旋波的 rephase，高效率的布居数翻转是必要的前提，否则两次 π 脉冲翻转之后，残留在 $|s\rangle$ 态上的原子数过多，就会直接导致读出过程中信噪比极大降低而无法观测到单光子性。为了提高拉曼 π 脉冲的传输效率，我们做了很多努力，主要包括：增大光束直径，极力优化光束质量²，主动稳定拉曼光功率，通过测量双脉冲 Ramsey 干涉消除双光子失谐，优化 π pump 效率，降低原子团温度至 $10\ \mu\text{K}$ 左右等等。

在实验中，我们通过测量 $F = 1$ 态原子被激发至 $F' = 2$ 激发态 (D1 线) 后自发辐射的荧光光子来观察 $|F = 1, m_F = 0\rangle$ 态原子布居的相对比例，这种测量方法的信噪比通常更高 (相对上一章拉曼光谱测量中的吸收式测量)；而且这种测量方式和存储实验是兼容的，其布局可以参考图 3.1，这里所用的激发光就是控制存储过程的 Coupling 光，而原子荧光则通过信号光 (Signal) 通道收集进入光纤 (立体角 $4\pi \times 10^{-6}$ 左右)，之后再经过 PBS 极化滤波和 Etalon 晶体频率滤波³之后，送入单光子探测器中测量。

在进行拉曼拉比振荡的测量之前，我们采用了双脉冲 Ramsey 干涉来测量拉曼光双光子失谐的大小，其基本原理如下描述：首先， t 时刻单个拉曼光操作为 $U_j^\theta(t)$ ，其具体形式参见 3.3 式；然后，分别在 t_1 和 t_2 时刻向原子团打上两个拉曼脉冲，则整个操作可以描述为 $U_j^\theta(t_1) \times U_j^\theta(t_2)$ 。假设初始时刻原子全部处于 $|g\rangle$ 态上，此时第 j 个原子处于 $|s\rangle$ 态上的概率为， $p_s^j = \left| \sin \theta \frac{e^{i\phi_j(t_1)} + e^{i\phi_j(t_2)}}{2} \right|^2 = \frac{1}{2} \sin^2 \theta [1 + \cos(k_\pi v_j \tau - \delta\omega \times \tau)]$ ，其中 $\tau = t_2 - t_1$ 。

¹原理上，单次布居数翻转也可以实现自旋波的 rephase，然而这会改变自旋波的波矢方向以及能级结构，使得读出过程较为复杂；所以实验上我们采用两个 π 脉冲操作

²对比测试之后最终选用了 FC-PC 的光纤和 Schaefer-Kirchhoff 公司的 M20L 系列光纤准直器

³Coupling 光为 H 极化，原子由 $|s\rangle$ 态被激发至 $|e\rangle$ 态，而后跃迁到 $|g\rangle$ 态的过程中，由于跃迁路径的干涉使得辐射的光子为 V 极化；而该 F-P 腔由 UV Fused Silica 材料制作，长度约为 $7\ \text{mm}$ ，自由谱宽约 $12\ \text{GHz}$ ，温度被稳定到 mK 量级。通过控制其温度，使得只有 $F' = 2 \rightarrow F = 2$ 跃迁频率的光可以透过，而 $F' = 2 \rightarrow F = 1$ 跃迁频率的光，由于与前者相差 $6.8\ \text{GHz}$ 而被反射

而所有原子处于 $|s\rangle$ 态上的平均概率为，

$$P_s = \int p_s^j(v) F(v) dv = \frac{1}{2} \sin^2 \theta [1 + \exp(-k_\pi^2 \sigma_v^2 \tau^2 / 2) \cos(\delta\omega \times \tau)], \quad (3.6)$$

其中 $F(v) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_v} \exp(-\frac{v^2}{2\sigma_v^2})$ 为原子速度的一维玻尔兹曼分布，其宽度 $\sigma_v = \sqrt{\frac{k_B T}{m}}$ 由原子温度 T 决定。我们分别测量了共线和非共线拉曼光情况下的 Ramsey 干涉，如图 3.2 所示，可以看出共线拉曼光的干涉振荡只有很缓慢的衰减，而非共线拉曼脉冲作用下的干涉振荡具有明显衰减。通过这样的方法，即使两路拉曼光的直径和功率不完全一致¹，我们都可以通过调节光场频率来进行补偿，使得该双光子跃迁与原子共振。

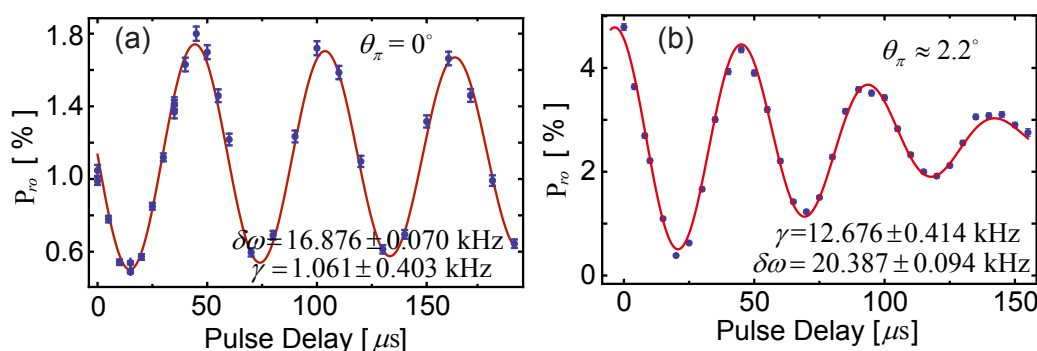


图 3.2 双脉冲 Ramsey 干涉的实验测量结果。(a) 两个拉曼光共线，此时 $k_\pi = 0$ ，振荡曲线只能看到缓慢衰减，按照方程 $A \times \cos(2\pi\delta\omega\tau) \times \exp(-\gamma\tau) + B$ 拟合。(b) 两个拉曼光有 2.2° 夹角，振荡曲线按照方程 $A * \cos(2\pi\delta\omega\tau) \exp(-\gamma^2\tau^2/2) + B$ 拟合，由图中衰减速率推算出原子温度约为 $18 \mu\text{K}$ ；注意该测试中大量原子被传递到 $|s\rangle$ 态，每次实验前的 π pump 都需要较长时间，所以原子团的温度也会相对升高。两张图中的纵轴都是从 Signal 通道收集的光场在单光子探测器下测量的计数率，其表示每个探测周期内探测到的光子数。

标定好双光子失谐之后，接下来实验上就要进行拉曼拉比振荡的测量了。但是在介绍实验测量之前，先简述我们总结发现的如何标定 π 脉冲效率的方法。假设原子有两个能级 $|g\rangle$ 和 $|s\rangle$ ，两个态上的原子布居分别为 N_g 和 N_s ，单个 π 脉冲的效率为 η ，总原子数为 N 且初始时刻原子布居为 $N_g(0) = N$ 和 $N_s(0) = 0$ 。那么经过一个 π 脉冲作用之后，原子布居数变为 $N_g(1) = (1 - \eta)N$ 和 $N_s(1) = \eta N$ ；经过第二个 π 脉冲作用之后，原子布居变为 $N_g(2) = (1 - \eta)N_g(1) + \eta N_s(1)$ 和 $N_s(2) = \eta N_g(1) + (1 - \eta)N_s(1)$ 。对于更多数目的 π 脉冲，原子布居可以依次类

¹而这会导致在拉曼光场中原子 $|g\rangle$ 和 $|s\rangle$ 态的 AC Stark 频移不完全一致，进而影响两个基态能级之间的实际频率差

推。由于一般测得的 Rabi 振荡都可以用 $P_r(\tau) = A \cos(2\pi\Omega_R\tau)e^{-\gamma\tau} + B$ 来拟合，将拉比频率设置为 $\Omega_R = 1/2$ ，这时将上述 $|g\rangle$ 和 $|s\rangle$ 态布居变化和该式对比可以求得如下解析关系，

$$\gamma/\Omega_R = -2\ln(2\eta - 1), \quad (3.7)$$

所以利用 Rabi 振荡曲线中拟合出来的 Rabi 频率和衰减速率这两个参数，就可以直接计算出 π 脉冲的传输效率¹。

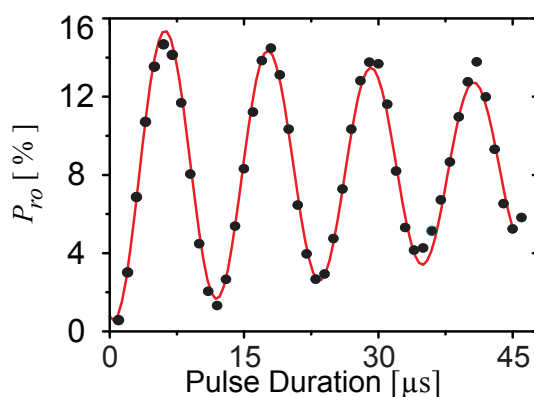


图 3.3 实验测得的拉曼拉比振荡。其中数据点为在不同拉曼光脉冲宽度下测得的荧光计数率，而连续曲线为按照方程 $P_r(\tau)$ 的拟合结果，其中拉曼拉比频率为 $\Omega_R = 87.1$ kHz，衰减速率为 $\gamma = 13.4$ kHz，按照 3.7 式给出的 π 脉冲效率为 $\eta \approx 96\%$ 。

实验上，我们使用了两路 H 和 V 极化的拉曼光来观测 $|g\rangle$ 和 $|s\rangle$ 之间的拉曼拉比振荡，此时两路拉曼光的夹角修改成了 $\theta_\pi = 2.1^\circ$ ，如图 3.1 (b) 所示。在该测量中， $|s\rangle$ 态上的原子被全部激发，所以我们收集的是原子从 $|e\rangle$ 态自发辐射的荧光，该荧光强度应该正比于 $|s\rangle$ 态上的原子数。实验测得的拉曼拉比振荡曲线如图 3.3 所示，其中拉曼光的单光子失谐均为 +750 MHz，功率均为 2.5 mW，直径均为 3.8 mm。在图中可以看出，当拉曼脉冲宽度为 2π 时，Signal 通道内背景噪声被降低到了 1% 左右。

3.3.2 利用 EIT 存储测试拉曼 Rephase 过程

在优化完拉曼拉比振荡之后，我们开始对自旋波的拉曼 rephase 过程进行实验研究，其时序过程如图 3.4 (a) 所示，其中存储时间为 T ，在存储过程

¹在公开文献和教材中尚未见到过该公式的推导和使用

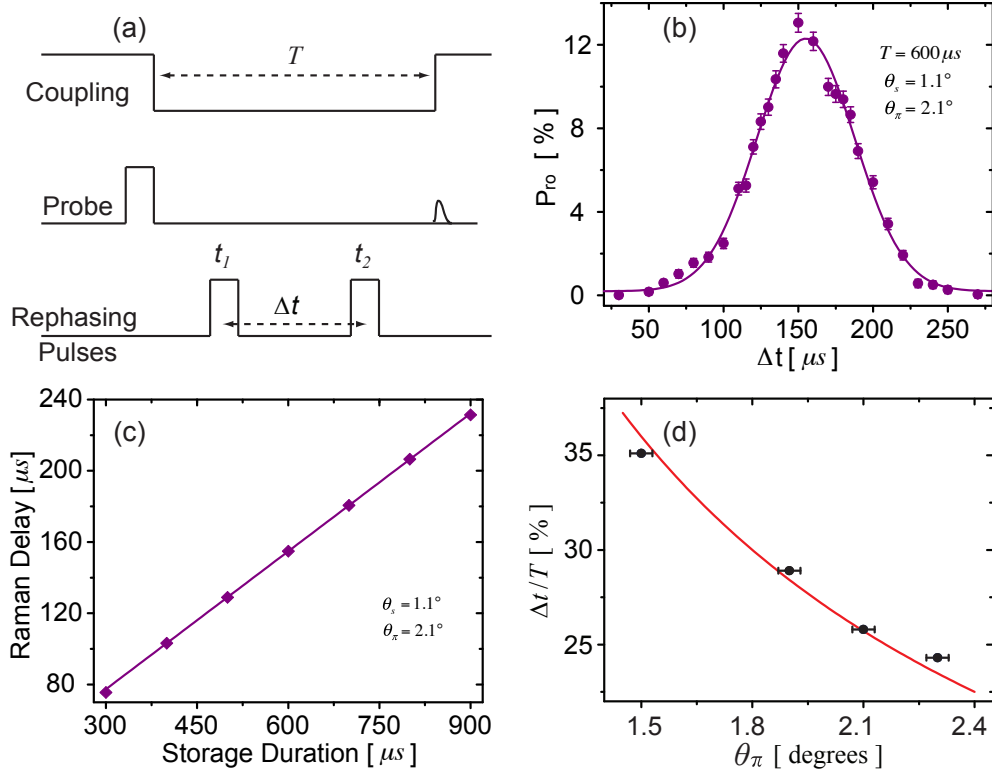


图 3.4 自旋波拉曼 rephase 条件的校验。图 (a) 中 Probe 光脉冲宽度为 100 ns，而 Coupling 光提前 300 ns 打开；读出过程中 Coupling 光也打开 100 ns。

中拉曼 π 脉冲分别在 t_1 和 t_2 时间打开，相对延迟为 $\Delta t = t_2 - t_1$ 。首先我们固定存储时间 T ，而改变拉曼 π 脉冲的相对延迟 Δt ，观察不同延迟下读出光子强度的变化；其结果如图 3.4 (b) 所示，其中存储时间为 $T = 600 \mu s$ ，曲线拟合方程为 $P_{ro}(\Delta t) = A \times \exp[-(\Delta t - \Delta t_{optimal})^2/t_c^2] + B$ ，拟合结果为 $\Delta t_{optimal} = 155.04 \pm 0.66 \mu s$ ， $t_c = 47.52 \pm 1.55 \mu s$ ，由 3.5 式得知 $t_c = 1/2k_\pi\sigma_v$ ，可以计算出原子团速度为 $\sigma_v \approx 3.63 \text{ cm/s}$ ，对应的原子温度为 $13.8 \mu\text{K}$ 。其次，我们选择一系列存储时间 T 分别测量出最佳拉曼延迟时间 $\Delta t_{optimal}$ ，其结果如图 3.4 (c) 所示，其中线性拟合给出的结果为 $\Delta t_{optimal}/T = 25.84 \pm 0.16 \%$ 。作为对比，由光学角度计算出来的比例为 $k_s/2k_\pi \approx \theta_s/2\theta_\pi = 26.2 \pm 0.8 \%$ ，可以看出两者可以很好的吻合，这也验证了我们拉曼 rephase 的理论分析是可靠的。最后，我们选择了一系列拉曼光的角度 θ_π 并分别测量了各个角度下的最佳比例 $\Delta t_{optimal}/T$ ；其结果如图 3.4 (d) 所示，其中连续曲线为由 $\theta_s/2\theta_\pi$ 给出的理论预

期结果，可以看出对于不同的拉曼角度，rephase 条件也是基本吻合的。此外，我们也尝试了固定两个拉曼 π 脉冲的相对延迟，而在存储过程中整体移动它们的时间位置，测试表明自旋波读出效率与何时进行拉曼 rephase 没有明显关系，只和它们的相对延迟有关。

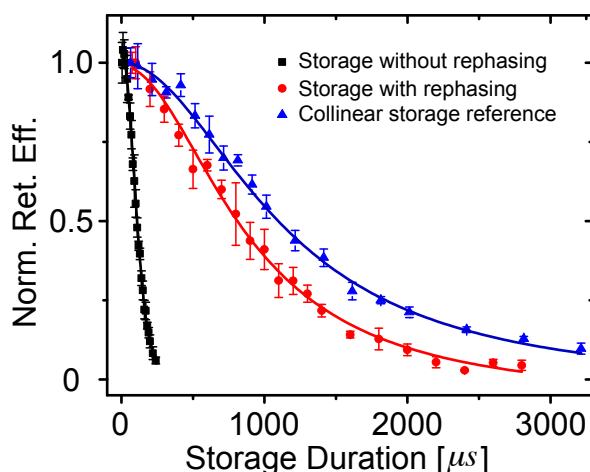


图 3.5 EIT 存储在各种情况下的寿命比较

在校验了拉曼 rephase 理论分析的可靠性之后，我们将其应用到 EIT 存储中来测量其对存储寿命的影响。如图 3.5 所示，没有拉曼 rephase 时，由于自旋波的 Doppler 退相干，自旋波存储寿命¹仅为 $175 \mu\text{s}$ ，其对应的原子温度约为 $14.8 \mu\text{K}$ ；而在相同条件下，拉曼 rephase 之后，自旋波存储寿命延长到 1.15 ms ，可以看出 Doppler 退相干被明显抑制了。作为对比，我们也测量了共线存储的寿命，其大小为 1.48 ms ，此时自旋波不再受 Doppler 退相干影响，而只是受限制于原子随着热膨胀不断从存储区域中丢失。拉曼 rephase 之后的存储寿命比共线存储寿命略低，这可能是由于一方面原子布居数翻转的过程中导致了原子温度上升，另一方面自旋波波矢 k_s 和拉曼光波矢 k_π 的平行性不完美。

3.3.3 拉曼 Rephase 过程集体增强噪声的发现

在研究拉曼 rephase 的过程中，我们偶然发现当 $\theta_\pi = \theta_s$ 时，即使拉曼光脉冲面积远小于 π ，打开 Coupling 光也极易使 Signal 通道的探测器饱和。后来经

¹对于受 Doppler 退相干影响的存储，其寿命按照 $\eta(t) = A \times \exp(-t^2/\tau_c^2) + B$ 来拟合；按对于 rephase 之后或者共线的存储，其寿命按照 $\eta(t) = \frac{A}{1+t^2/\tau_c^2} + B$ 来拟合。具体原因可以参考文献 [24]

过理论分析发现，在拉曼光操作使原子布居数翻转的过程中，每一个原子都有一定的几率留在 $|s\rangle$ 态上，而这实际上是波矢为 k_π 的相干的自旋波。这样在读出过程中沿着 $k_c + k_\pi$ 方向上辐射的光场强度，由于集体增强效应将会比沿着其它方向上辐射的光场强度高 N_g 倍，其中 N_g 为 $|g\rangle$ 态上的原子数。针对这种方向性的强噪声，我们使用了两种方式分别测量其空间和时间上的分布。

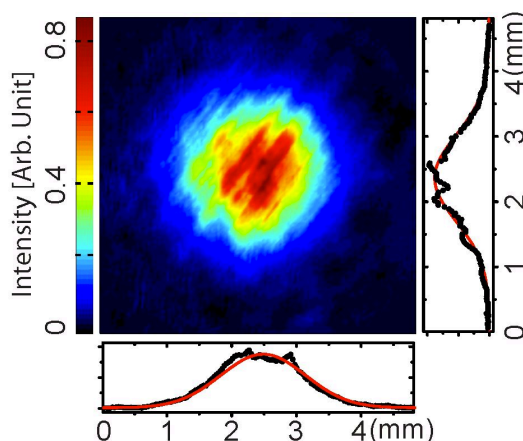


图 3.6 拉曼 rephase 过程中，由拉曼光产生的相干自旋波在读出过程中集体增强辐射光场的横向分布。该图中还给出了在中心位置沿水平和垂直方向上的横截线，以及按照旋转对称的高斯分布拟合出来的曲线。

我们首先使用了一台 CCD 相机 (Charge-Coupled-Device) 来测量该方向性噪声的空间分布¹。在该测量中，我们使用了 $1 \mu\text{s}$ 的拉曼光脉冲使得一部分原子从 $|g\rangle$ 态被相干的传递到 $|s\rangle$ 态上，之后再打开 100 ns 宽度的 Coupling 光，使得 $|s\rangle$ 态上的原子全部被激发至 $|e\rangle$ 态，而后将其沿着 $k_c + k_\pi$ 方向辐射的光场用 CCD 相机记录下来。其结果如图 3.6 所示，我们使用了旋转对称的高斯函数对该光场进行了拟合，其 $1/e^2$ 的直径约为 2.6 mm ；考虑相机与原子的距离后，计算出该光场的整体发散角约为 $\sigma_\pi = 0.28^\circ$ ，其对应的 TEM_{00} 高斯模式的束腰为 $102 \mu\text{m}$ ，这比激发原子的 Coupling 光束腰略小一些。

其次，我们将该集体增强的方向性光场收集进光纤并将其进行 5×10^4 衰减后用单光子探测器进行测量。在不同拉曼光脉冲宽度下，实验测量得到的该光场强度变化如图 3.7 (b) 所示。作为对比，图 3.7 (a) 中是在其他角度收集的各向同性荧光光场的强度，其中当拉曼光脉冲面积为 π 时²，大部分原子被传递到

¹在此测量中，拉曼光夹角为 $\theta_\pi = 1.35^\circ$ ，并且 Coupling 光束腰被减小到了大约 $130 \mu\text{m}$

²按照前面拉曼拉比振荡测量的结果， π 脉冲对应的宽度约为 $5.7 \mu\text{s}$

$|s\rangle$ 态上，所以此时荧光强度最大；而当拉曼光脉冲面积为 2π 时，只有少部分原子残留在 $|s\rangle$ 态上，此时荧光强度最小。这说明这种光场与原子数成正比并且很微弱，所以应该是各向同性的自发辐射。而对于图 (b) 中的方向性辐射光场，当拉曼光为 $\pi/2$ 时， $|g\rangle$ 态和 $|s\rangle$ 态的原子布居数各占一半，此时光场强度达到最大；当拉曼光为 π 时，其强度达到局域极小，这是由于大部分原子被传递到 $|s\rangle$ 态，而 $|g\rangle$ 态原子数变得极少，使得集体增强效应大大减弱；而当拉曼光为 2π 时，大部分原子又被传递回 $|g\rangle$ 态，只有少量原子处于 $|s\rangle$ 态，此时自旋波的数目大大减少，所以光强强度达到最小值。由此可以看出，该方向性辐射的光场的产生机制，与图 (a) 中各向同性辐射的光场是明显不同的。

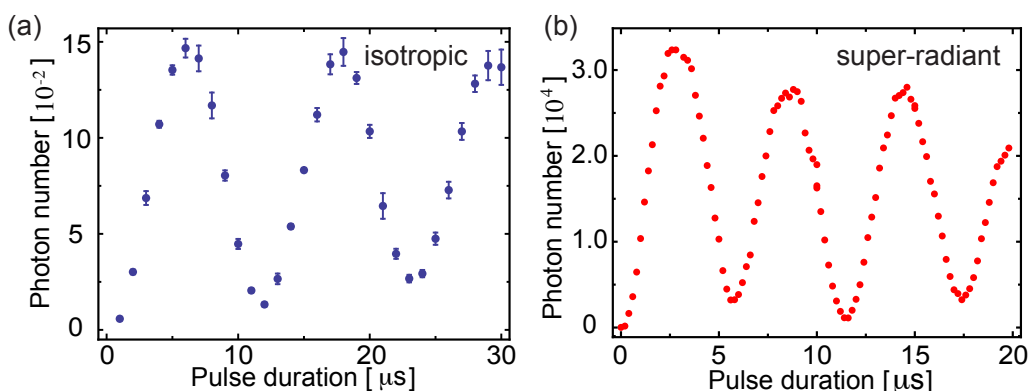


图 3.7 拉曼光对原子相干操作后，原子辐射的两种典型光场。(a), $|\theta_s - \theta_\pi| \gg \sigma_\pi$, 从 Signal 通道收集到的各向同性的荧光光子计数，与图 3.3 相同；注意此处为探测器的实际探测计数率，而对于光纤收集之前的光场强度，还需要考虑到光纤收集、滤波、探测的总效率。(b) $\theta_s = \theta_\pi$, 收集进入光纤的光子数；注意此处已经考虑了光纤前 5×10^4 的衰减，而未考虑光纤收集效率，所以测量得到的光子数可能比光纤收集之前的光场总强度要低一些。

对于各向同性的辐射，其光子数约为 $\alpha N_s \Delta\Omega / 4\pi$ ，其中 $\Delta\Omega \approx 4\pi \times 10^{-6}$ 为 Signal 通道光纤收集的立体角， $\alpha \approx 25\%$ 为光纤收集、滤波、探测等的总效率。对于 π 脉冲，各向同性荧光测量得到的计数率约为 0.15，这样可以反推出 $|s\rangle$ 态上总原子数约为 6×10^5 。考虑到自由空间中相当一部分自旋波转换成了方向性辐射的光子，其典型效率约为 $\alpha = 20\% \sim 30\%$ [49]，这里推算出的原子数与实验中存储区域有 10^6 典型原子数这个经验值是大致吻合的。此外也可以看出，当光脉冲为 2π 时 $|s\rangle$ 态原子数最少，方向性辐射的光场的光子数仍然为 $\sim 10^3$ 量级，而各向同性辐射的光场的光子数仅为 $\sim 10^{-2}$ 量级，所以通过避开这个方

向性的强噪声，我们成功将读出过程中的背景噪声降低了 5 个数量级。

综上所述，当信号自旋波角度和拉曼自旋波角度的差别比拉曼自旋波集体增强辐射的光场发散角远远大的时候，即 $|\theta_s - \theta_\pi| \gg \sigma_\pi$ ，此时拉曼操作残留在 $|s\rangle$ 态上的原子在读出过程中沿着信号光子方向上辐射的光场是微弱的、非相干的、各向同性的自发辐射噪声，这正好就是 Heshami 等人 [92] 研究的情形。正是在此前提下，他们得出了即使精度有限的 π 脉冲，也可以保证在单量子水平上通过布居数翻转实现自旋波的 rephase。而当信号自旋波角度和拉曼自旋波角度一致时，即 $\theta_s = \theta_\pi$ ，此时拉曼操作残留在 $|s\rangle$ 态上的原子在读出过程中沿着信号光子的方向上辐射的光场是相干的、集体增强的方向性噪声，该光场强度比前述各向同性噪声要强 N 倍，其中 N 为存储区域内的原子数。在此情况下，如果要通过布居数翻转来实现自旋波的 rephase 并且保证单量子性， π 脉冲精度需要比前述各向同性条件下高 N 倍，这在实验上几乎是不可能的，而这正好说明 Johnsson 等人 [91] 的论述也是正确的。我们可以推测，当控制布居数翻转的 π 脉冲是射频或者微波时，此时残留在 $|s\rangle$ 态上的原子实际上是波矢接近 0 的自旋波，其集体增强的辐射方向是和 Coupling 光一致的，这样就需要合理的设计光学构型，使得信号光子读出方向和 Coupling 光的方向区别开来。近期 Gisin 小组也在固体系统里研究了在单量子水平上进行自旋波自旋回声的可行性研究 [94]，不出意外的是，他们的实验里信号光和控制光也是非共线的。

3.4 在单量子水平上对自旋回声技术可行性的验证

在利用弱相干光的 EIT 存储研究清楚了拉曼 rephase 物理性质之后，我们将该方法直接利用到 DLCZ 方案的存储中，以检验这种自旋回声方法在单量子水平上是否可行。此时自旋波通过一路很弱的 Write 光激发产生，其功率约为 $1 \mu\text{W}$ ，脉冲宽度约为 100 ns，束腰与之前 EIT 存储中的 Coupling 光一样约为 $200 \mu\text{m}$ ，相对于 $|g\rangle \rightarrow |e\rangle$ 跃迁的失谐为 -10 MHz，而 idler 光子经过光纤收集和滤波之后的探测计数率约为 $p_i \approx 0.3\%$ 。由于 p_i 很小，所以每次激发有两个光子的概率 p_i^2 极低，可以忽略。这样 idler 通道每探测到一个光子都预示着原子系综中产生了一个确定模式的自旋波，其波矢为 $\mathbf{k}_s = \mathbf{k}_w - \mathbf{k}_i$ 。当该自旋波存储一定时间以后，另一路与 $|s\rangle \rightarrow |e\rangle$ 共振的较强的 Read 光将该自旋波转换为

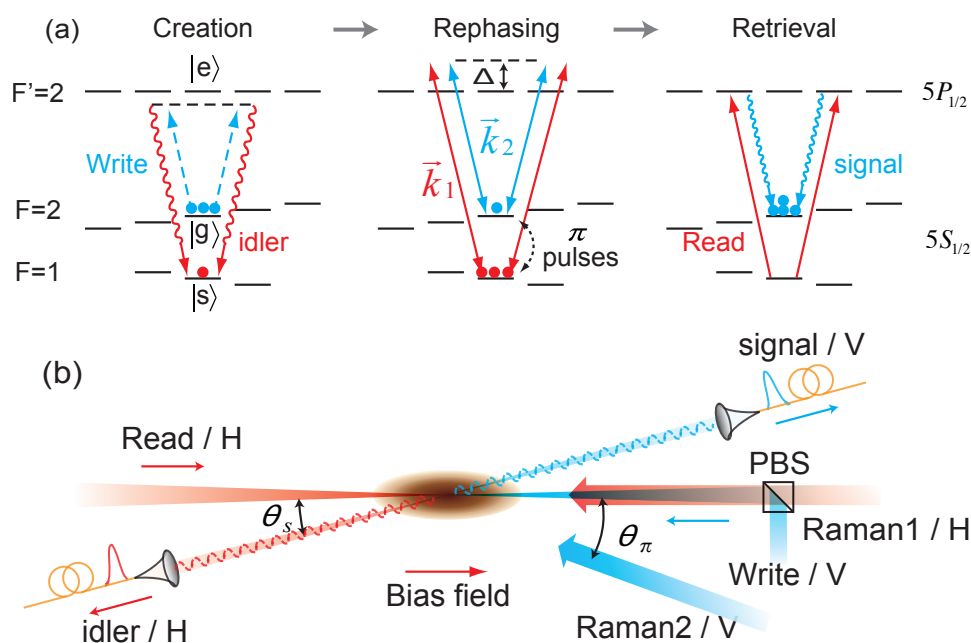


图 3.8 利用 DLCZ 方案验证自旋回声在单量子水平上应用的可行性。(a)，实验步骤与前述 EIT 存储类似，只是这里自旋波是通过自发拉曼散射过程产生的。(b)，实验布局图，Write 和 Read 过程中产生的光子分别收集进入 idler 和 signal 光纤，经过极化滤波和 Etalon 腔或者原子吸收池的频率滤波后，再分别送入单光子探测器中进行探测。同样由于原子跃迁路径之间的干涉，Write 与 idler 光以及 Read 与 signal 光的极化均互相垂直。

signal 光子，该 Read 光的光强约为 $100 \mu\text{W}$ ，脉冲宽度约为 100 ns 。Read 光打开的过程中，收集进入 signal 通道的光子在经过极化、频率滤波之后由单光子探测器进行测量。对于 idler 和 signal 光子，探测器均工作在门触发模式，并且两路光子各自的单路计数以及相互之间的符合计数均被记录下来。值得注意的是，在 DLCZ 存储中为了进一步减小读出过程中的背景噪声，我们将拉曼 π 脉冲效率提升到了接近 97% 的水平，加上适当减小 signal 探测器的门宽，使得两次 π 脉冲操作之后，拉曼光操作残留在 $|s\rangle$ 态上的原子对 signal 通道贡献的背景噪声计数率为 $p_s \approx 0.8\%$ ，这大约是 DLCZ 方案中内秉读出噪声的 3 ~ 4 倍。

3.4.1 自旋波拉曼 Rephase 后的单量子性检验

存储过程的量子性可以通过对 Cauchy-Schwarz 不等式的破坏以及读出光子的单光子性来检验 [79, 95]。首先，idler 光子和 signal 光子的交叉关联函数为 $g_{i,s}^{(2)} = p_{i,s}/(p_i p_s)$ ，其中 p_i (p_s) 是 idler (signal) 光子的单路计数率，而 $p_{i,s}$ 为它

们二者之间的符合计数率。其次, idler (signal) 光子的自关联函数为 $g_{i,i}^{(2)}$ ($g_{s,s}^{(2)}$), 这也是通过把 idler (signal) 光子在光纤收集和滤波之后按照 50-50 分成两路进行独立探测, 分别测量这两路的单路计数率以及符合计数率来计算得到的。这样我们就可以得到 Cauchy-Schwarz 不等式的数值为 $R = (g_{i,s}^{(2)})^2 / g_{i,i}^{(2)} g_{s,s}^{(2)}$, 其中 $R > 1$ 表明 idler 和 signal 两个光场是非经典关联的 [96]。由于实验的不完美性, 测量出来的 $g_{i,i}^{(2)}$ 和 $g_{s,s}^{(2)}$ 一般都略小于 2, 所以一般大家把 $g_{i,i}^{(2)} > 2$ 作为存储中的 idler 和 signal 光子具有非经典关联的表征。此外, 我们也在反馈模式下直接测量了读出的 signal 光子的反关联系数 (anticorrelation), 在该模式下, idler 通道每探测到一个光子, 就触发一轮 rephase 和读出过程; 其中读出的 signal 光子在经过光纤收集和滤波之后平均分为两路 (s_1, s_2), 这两路之间的单路计数和符合计数均被记录下来。由此, 反关联系数 $\alpha = p_{s_1, s_2} / p_{s_1} p_{s_2} < 1$, 即表明读出的 signal 光子是具有单量子效应的 [97], 其中 p_{s_1}, p_{s_2} 为两路的单路计数率, 而 p_{s_1, s_2} 则为两路之间的符合计数率。

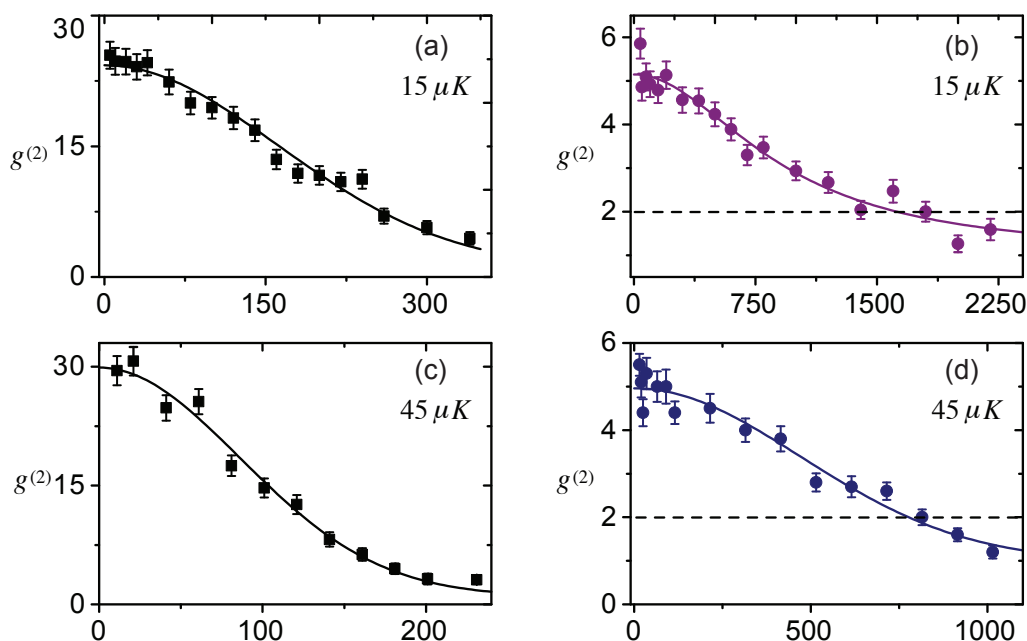


图 3.9 在 DLCZ 存储中 idler 和 signal 光子之间的交叉关联函数 ($\theta_s = 1.1^\circ, \theta_\pi = 1.9^\circ$)。 (a), (c), 没有拉曼 rephase 时的存储, 其中 idler 光子计数率均约为 $p_i \approx 0.35\%$ 。 (b), (d), 拉曼 rephase 之后的存储, 其中 $p_i \approx 0.30\%$ 。所有图中横轴为存储时间, 单位为 μs 。

在没有使用拉曼 rephase 方法时, 我们测量得到的 idler 和 signal 光子之

间的交叉关联函数如图 3.9 (a) 和 (c) 所示。其中初始交叉关联函数值分别为 24.3 ± 0.6 和 28.9 ± 0.9 ，初始的总读出效率分别为 $6.8 \pm 0.2\%$ 和 $6.3 \pm 0.3\%$ ；由于受 Doppler 退相干的影响，两者的 $1/e$ 寿命分别为 $228 \pm 6 \mu\text{s}$ 和 $122 \pm 4 \mu\text{s}$ 。而使用拉曼 rephase 方法之后，测量得到的 idler 和 signal 光子之间的交叉关联函数如图 3.9 (b) 和 (d) 所示。此时，初始交叉关联函数值分别为 5.2 ± 0.1 和 5.0 ± 0.1 ，初始的总读出效率分别为 $4.8 \pm 0.1\%$ 和 $3.6 \pm 0.1\%$ ，而存储的 $1/e$ 寿命分别为 $1.20 \pm 0.07 \text{ ms}$ 和 $665 \pm 35 \mu\text{s}$ 。可以看出在 DLCZ 存储中，拉曼 rephase 也成功抑制了自旋波的 Doppler 退相干，延长了存储寿命。

当拉曼 rephase 使用在存储过程中以后，为了进一步确定 idler 和 signal 光子之间的 C-S 不等式值，我们也分别测量了 idler 和 signal 光子各自的自关联函数，其结果分别为 $g_{i,i}^{(2)} = 1.70 \pm 0.25$ 和 $g_{s,s}^{(2)} = 1.78 \pm 0.08$ ，由此可以给出不同存储时间下的 C-S 不等式值，如图 3.10 (a) 所示。其中，初始时刻的 C-S 不等式值为 $R = 8.26 \pm 1.33$ ，相对于 $R = 1$ 的经典-量子界限，其突破了 5.5 个标准方差，因此可以很可靠的说明 rephase 之后，即使有大量额外的背景噪声存在，读出的 signal 光子和初始时的 idler 光子还是存在很好的非经典关联的。

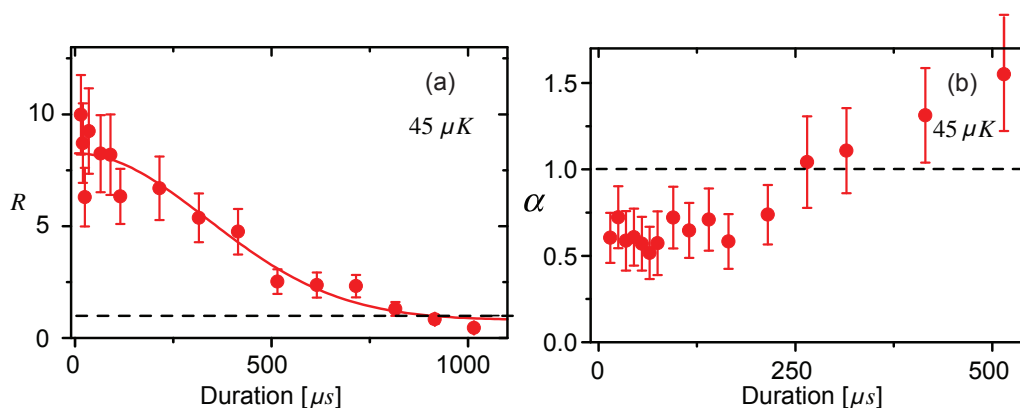


图 3.10 DLCZ 存储中自旋波进行拉曼 rephase 之后的单量子性。(a)，不同存储时间时，idler 和 signal 光子之间 C-S 不等式的值，其中曲线是按照 $[g_{i,s}^{(2)}(t)]^2$ 拟合的结果， $R = 1$ 的量子-经典界限也在底部以虚直线给出。(b)，不同存储时间时，读出的 signal 光子的单光子性，其中量子-经典界限 $\alpha = 1$ 也在图中以虚直线给出。

此外，对于 $500 \mu\text{s}$ 以内的存储，我们在反馈模式下测量了拉曼 rephase 之后自旋波读出的 signal 光子的单光子性，其结果如图 3.10 (b) 所示。其中，对于 $100 \mu\text{s}$ 以内的存储，测量给出反关联参数为 $\alpha = 0.617 \pm 0.055$ ，对于 $\alpha = 1$

的经典-量子界限，其破缺了近 7 倍标准方差，这说明拉曼 rephase 之后自旋波的单量子性还是保持住了。同时也注意到当存储时间大于 $250 \mu\text{s}$ 时 α 渐渐增长到大于 1，这是由于读出效率的下降使得 signal 通道中信噪比不断减小而导致的。我们估计当 π 脉冲效率提高到 99% 时，由于此时布居数反转残留在 $|s\rangle$ 的原子数已经和 DLCZ 方案本身激发到 $|s\rangle$ 的原子数近似，此时交叉关联系数可以提高到 10 以上，这样存储的单量子性就可以被大大提高。

3.4.2 DLCZ 存储中读出噪声来源的分析

为了在单量子水平的自旋波存储中使用自旋回声方法，读出光子具有良好的信噪比是必须的前提。实验上，无论使用了 rephase 方法与否，存储过程中所有残留在 $|s\rangle$ 态上的原子都会贡献读出过程中的背景噪声。下面我将大致分析下 DLCZ 存储的读出过程中各种噪声的来源。

(i). 探测器暗计数和 Read 光的漏光。实验中，我们将单光子探测器设置在门触发模式，并且在读出过程中只选择了一个 60 ns 的门宽。对于较强的 Read 光，它与 Signal 光之间的夹角为 1.1° ，所以使得空间滤波非常有效。在光纤之后，漏进 Signal 通道的 Read 光经历进一步的极化和频率滤波。这样，最后在没有任何 Write 光激发时，将 Read 光脉冲打开时探测器的计数率仅为 0.01% 的水平。

(ii). DLCZ 方案的内秉噪声。在 DLCZ 方案中，自旋波产生是通过微弱的 Write 光脉冲激发原子产生的，在该过程中每次均有一部分原子通过自发辐射被传递至 $|s\rangle$ 态上。在一个非常小的立体角内 ($\Delta\Omega/4\pi \approx 2 \times 10^{-6}$ 量级)，这些自发辐射的荧光进入 idler 通道，经过后续极化和频率滤波送入单光子探测器中。这样 idler 通道测量到的每个单光子信号都预示产生了一个对应模式的自旋波。实验中 idler 光子探测的计数率约为 0.3%，考虑到球面波和高斯模式的匹配效率 50%，光纤收集、滤波、探测的总效率 25%，我们推算大约有 1×10^4 个原子被传递到 $|s\rangle$ 态，这大约是存储区域总原子数的 1%。此外，考虑到原子各个磁子能级之间的跃迁强度，除了 $|s\rangle$ 态，应该还有 1% 的原子传递到了 $F = 1$ 的其他磁子能级上。这些 $F = 1$ 态的原子在读出过程中将会在 signal 通道中贡献 0.2% 的背景噪声计数率，这就是 DLCZ 方案本身的内在读出噪声。

(iii). 拉曼光脉冲作用过程中的非共振散射。由于单路拉曼光的 Rabi 频率约为 $2\pi \times 10$ MHz，而其单光子失谐频率为 $2\pi \times 750$ MHz，这样当拉曼光作用

10 μs 左右时, $|g\rangle$ 态上每个原子的非共振散射总概率约为 1%。考虑到原子内部各个跃迁的相对强度, 大约有 0.5% 的原子数会被散射进入 $F = 1$ 的子能级上。

(iv). 不完美的 π 泵浦。在有限的 π 泵浦效率下, 只有大约 90% 的原子被制备到了 $|g\rangle$ 态上, 此外约有 2.5% 的原子处于 $F = 2$ 态的其他四个磁子能级上。由于实验中使用的拉曼光为 H 和 V 极化, 每个拉曼光均为 $\sigma+$ 和 $\sigma-$ 两个极化成分的叠加, 所以也可以耦合另外两路钟态跃迁, 分别为 $|F = 2, m_F = -1\rangle \leftrightarrow |F = 1, m_F = +1\rangle$ 和 $|F = 2, m_F = +1\rangle \leftrightarrow |F = 1, m_F = -1\rangle$, 其拉曼拉比频率比 $|g\rangle \leftrightarrow |s\rangle$ 跃迁的频率略小。我们的数值计算表明, 当拉曼光作用 10 μs 左右时, 大约占总原子数 0.8% 的原子会被传递到 $|F = 1, m_F = \pm 1\rangle$ 态。

(v). 不完美的拉曼 π 脉冲。在相干的双光子拉曼跃迁中, 拉曼光的光强决定了单路拉比频率, 进而决定总的拉曼拉比频率。因此光强的均匀性和稳定性对于获得高精度的 π 脉冲是非常重要的。实验上, 我们投入了大量精力去优化拉曼光的光束质量, 使得 π 脉冲传输效率从最开始的低于 95% 提升到了最后的约 97%。此外, 由于拉曼光之间有夹角, 而系综中原子具有一定的速度展宽, 这种不均匀的双光子失谐也会限制最后的 π 脉冲精度。在 97% 的 π 脉冲效率下, 两次布居数翻转过后大约有 6% 的原子残留在了 $|s\rangle$ 态上, 而这将在读出过程中的 Signal 通道内贡献约 0.7% 的背景噪声计数率。

3.5 总结与展望

作为总结, 我们在基于冷原子系综的自旋波存储实验中首次验证了自旋回声在单量子水平上的可行性。在实验中我们既观察到了 π 脉冲不完美导致的集体增强的方向性辐射强噪声, 也观察到了各向同性的非相干弱噪声, 通过调整实验布局成功避免了强噪声对量子存储的干扰。我们的实验说明之前两个看似矛盾的理论工作 [91, 92] 实际上都是正确的, 只是它们分别处理了同一个系统中两个区域的问题。在实验中, DLCZ 存储在拉曼 rephase 之后的单量子性, 通过测量光子对之间的交叉关联函数、对 C-S 不等式的破坏以及读出光子的单光子性等方式得到了验证。虽然我们的实验仅仅是在冷原子系综中完成, 但是实验发现的 π 脉冲不完美导致的噪声光场分布以及有限精度的 π 脉冲也可以保持存储的量子性等结论, 同样适用于其他系综存储方案中。

第四章 单自旋波量子比特的任意旋转操作

本章中我将主要介绍在基于冷原子系综的量子存储实验中，我们利用双光子拉曼跃迁以及磁子能级之间的拉莫尔进动，首次实现了对于单自旋波量子比特的直接任意旋转及单比特门操作，并使用量子态层析和量子过程层析的方法分别测量了旋转操作之后的态保真度以及单比特门操作的过程保真度。

4.1 一般单量子比特的任意旋转操作

一个任意的量子叠加态都可以表示为， $|\psi(\theta, \phi)\rangle = \cos\frac{\theta}{2}|0\rangle + \sin\frac{\theta}{2}e^{i\phi}|1\rangle$ ，其中 $|0\rangle$ 和 $|1\rangle$ 是该量子系统的一组完备正交本征态。在 Bloch 球中，该量子态可以表示为与 Z 轴夹角为 θ 而方位角为 ϕ 的向量，如图 4.1 所示。对单量子比特的任意旋转操作，是量子信息应用中必不可少的一个基本元素。

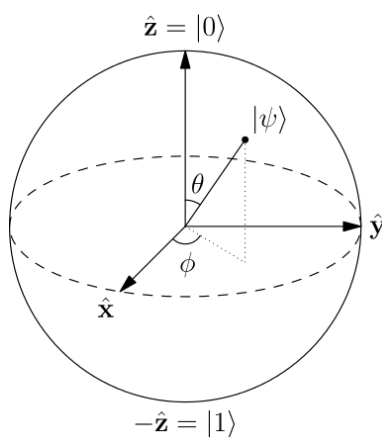


图 4.1 单量子比特在 Bloch 球中的示意图

对于光的极化量子比特而言，可以通过线性光学的方式，即多个半波片或者四分之一波片的组合，就可以实现任意的旋转操作 [98]。对于单粒子系统，比如单原子 [99]、单离子 [75]、量子点 [100, 101]、单个 NV 色心 [102, 103] 等，当利用其内部的两个基态能级 (比如 $m_s = \pm\frac{1}{2}$) 作为量子比特的基矢时，通过单个

微波或者射频场就可以直接控制粒子布居在两个能级之间的翻转，从而实现任意旋转操作。然而对于原子系综中的自旋波量子比特，目前仍然没有在实验上实现对其任意旋转操控的方法。

对于量子比特的任意旋转操作，都可以通过沿着 Bloch 球中两个正交轴的旋转组合来实现 [104]，比如 y 和 z 轴，该任意转动可以表示为，

$$\begin{aligned}\mathcal{R}(\alpha, \beta, \gamma) &= \mathcal{R}_z(\alpha)\mathcal{R}_y(\beta)\mathcal{R}_z(\gamma) \\ &= \exp\left(\frac{-i\sigma_z\alpha}{2}\right)\exp\left(\frac{-i\sigma_y\beta}{2}\right)\exp\left(\frac{-i\sigma_z\gamma}{2}\right),\end{aligned}\quad (4.1)$$

其中 $\sigma_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$, $\sigma_y = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}$, $\sigma_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$ 为 Pauli 矩阵。该任意旋转可以这样理解，首先将某一量子态绕 z 轴逆时针转 γ 角度，然后绕 y 轴逆时针转 β 角度，最后再绕 z 轴逆时针旋转 α 角度。在 Bloch 球中绕 z 轴的转动，其旋转矩阵可以表示为，

$$\mathcal{R}_z(\phi) = \begin{pmatrix} e^{-i\phi/2} & 0 \\ 0 & e^{i\phi/2} \end{pmatrix}. \quad (4.2)$$

而当旋转轴在 $x - y$ 平面内并且与 x 轴交叉角为 φ_R 时，旋转轴指向为 $\hat{n}_{xy} = \cos \varphi_R \hat{x} + \sin \varphi_R \hat{y}$ ，其旋转矩阵可以表示为，

$$\mathcal{R}_{xy}(\theta) = \begin{pmatrix} \cos \frac{\theta}{2} & -ie^{-i\varphi_R} \sin \frac{\theta}{2} \\ -ie^{i\varphi_R} \sin \frac{\theta}{2} & \cos \frac{\theta}{2} \end{pmatrix}. \quad (4.3)$$

当上述角度为 $\varphi_R = 0$ 时，其表示的是 Bloch 球中沿 x 轴的转动；而当角度为 $\varphi_R = \pi/2$ 时，该矩阵表示的是 Bloch 球中沿 y 轴的转动。

举一个例子，当初始态为 $e^{i\phi/2}|0\rangle \equiv \begin{pmatrix} e^{i\phi/2} \\ 0 \end{pmatrix}$ 时，为了将该量子态旋转为图 4.1 中的任意态 $|\psi(\theta, \phi)\rangle$ 态，只需要在 Bloch 球中先沿着 y 轴逆时针旋转 θ 角度，再沿着 z 轴逆时针旋转 ϕ 角度就可以了。数学上，我们可以通过计算 $|\psi(\theta, \phi)\rangle = \mathcal{R}_z(\phi)\mathcal{R}_y(\theta)e^{i\phi/2}|0\rangle$ 来验证上述维象操作。

4.2 单自旋波量子比特的制备及其操作

对于自旋波量子比特，它需要有两个自旋波模式作为基矢，这可以是原子内部的两个磁子能级态 [78, 105]，也可以是原子的两个空间模式 [106]。而该单

量子比特，实际上是处于这两个模式叠加态上的一个单自旋波激发。为了对该量子态进行任意旋转操作，首先需要能够在两个基矢之间引入位相演化，这相当于上节中介绍的 \mathcal{R}_z 操作；其次需要能够相干的改变自旋波在两个基矢上的相对布居，这相当于 \mathcal{R}_{xy} 操作。对原子内部不同磁子能级态组成的自旋波量子比特，首先可以利用两个自旋态在外界磁场中不同的拉莫尔进动频率来引入相对位相演化 (\mathcal{R}_z)；而由于一般磁量子数相差都为 $|\Delta m_F| = 2$ ，所以只能通过双光子过程来实现这两个模式之间的布居改变 (\mathcal{R}_{xy})。对不同空间模式组成的自旋波量子比特，由于它们利用相同的原子内态，所以仍然没有合适的方法对其进行直接旋转操作。在下面的实验中，我们利用拉莫尔进动和双光子拉曼过程，针对磁子能级编码的单自旋波量子比特实现了可控的任意旋转操作。

4.2.1 单自旋波量子比特的制备

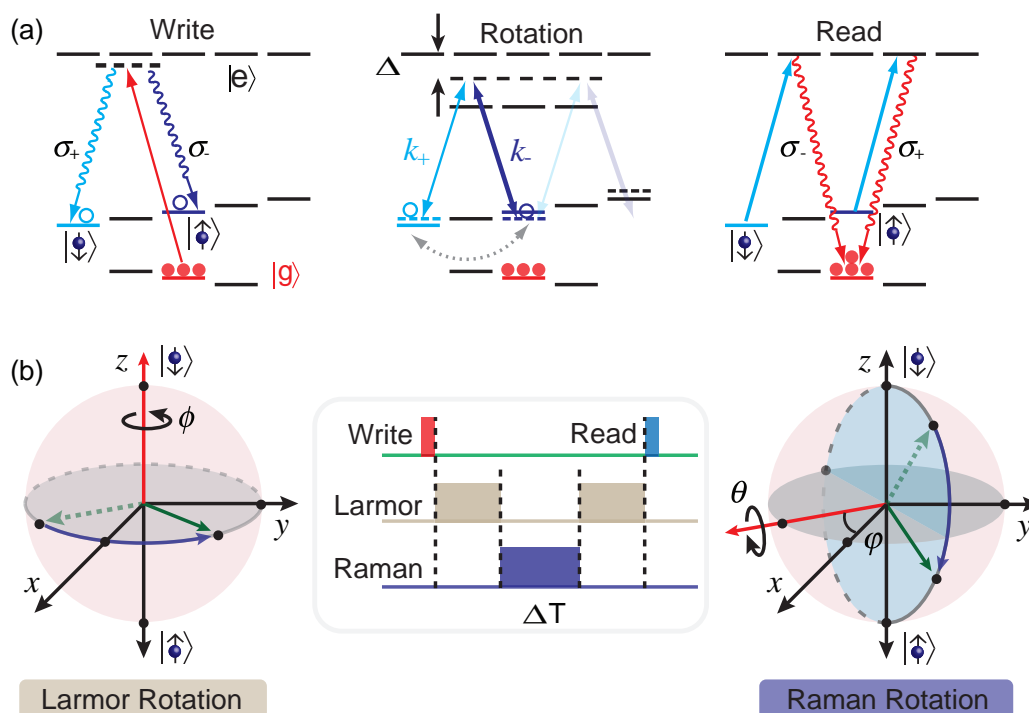


图 4.2 原子自旋波量子比特的制备、操作与校验过程

如图 4.2 所示，我们首先利用光泵浦将原子系综制备到 $|g\rangle \equiv |F = 1, m_F = 0\rangle$ 的初态上，之后一束近共振的微弱的写光 (Write) 将一部分原子激发到

$|e\rangle \equiv |F' = 2, m_F = -1\rangle$ 态上，接着原子向下自发辐射至基态上。这里的跃迁路径包括 $F' = 2 \rightarrow F = 2$ 和 $F' = 2 \rightarrow F = 1$ 这两个超精细跃迁，其中后者使用频率滤波被全部过滤掉¹；此外，另一路 $F' = 2 \rightarrow F = 2$ 跃迁中的 π 成分，沿着与偏置磁场垂直的方向上传播，所以在写出光子的通道内无法探测。这样实验上我们只可以探测到 $F' = 2 \rightarrow F = 2$ 跃迁中的 σ^- 和 σ^+ 偏振成分的辅助光子 (idler)，而它们分别对应单原子激发处于 $|s_\downarrow\rangle \equiv |F = 2, m_F = -2\rangle$ 和 $|s_\uparrow\rangle \equiv |F = 2, m_F = 0\rangle$ 这两个能级上。这两种单激发对应的自旋波模式分别为，

$$\begin{aligned} |S_\downarrow\rangle &= \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_j e^{ik_s \cdot r_j} |g_1 \dots s_\downarrow^j \dots g_N\rangle \\ |S_\uparrow\rangle &= \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_j e^{ik_s \cdot r_j} |g_1 \dots s_\uparrow^j \dots g_N\rangle, \end{aligned} \quad (4.4)$$

其中 N 为存储区域的总原子数， r_j 为第 j 个原子的位置， $k_s = k_w - k_i$ 为自旋波的波矢， $k_{w,i}$ 分别为写光和写出的辅助光子的波矢。

这两种辅助光子之间的干涉就形成了原子自旋波和辅助光子之间的纠缠态，可以写成，

$$|\Psi_{ap}\rangle = \sqrt{2/5} |\sigma^+\rangle |S_\downarrow\rangle - \sqrt{3/5} |\sigma^-\rangle |S_\uparrow\rangle, \quad (4.5)$$

其中两个成分的比例由 $|e\rangle \rightarrow |s_\downarrow\rangle$ 和 $|e\rangle \rightarrow |s_\uparrow\rangle$ 两个跃迁的 CG 系数之比决定。

为了将自旋波制备到 $|\psi_s\rangle = \cos\theta |S_\downarrow\rangle + \sin\theta e^{i\phi} |S_\uparrow\rangle$ 态上，可以将 idler 光子沿着 $|\phi_i\rangle = \sqrt{3/5} \cos\theta |\sigma^+\rangle - \sqrt{2/5} \sin\theta e^{-i\phi} |\sigma^-\rangle$ 基矢进行投影测量；这样当辅助光子通道探测到一个单光子信号时，就预告原子系综中有一个量子态为 $|\psi_s\rangle$ 的单自旋波被成功制备了。

4.2.2 单自旋波量子比特的操作

当一个特定的自旋波量子态 $|\psi_s\rangle$ 被成功制备后，我们就可以对其进行任意旋转操作了。首先，在偏置磁场 B_0 下， $|s_\uparrow\rangle$ 态由于磁矩为零，其进动频率也为零；而 $|s_\downarrow\rangle$ 态的进动频率为 $\omega_L = -2\pi B_0 \times 1.4 \text{ MHz/Gauss}$ ，其位相演化为 $\phi_z(t) = \omega_L t$ 。该自旋波态在磁场中的拉莫尔进动实际上就形成了 Bloch 球中绕

¹这两个跃迁的频率差为 6.8 GHz，我们使用了自由谱宽约为 12 GHz 的 F-P 腔对写出光子进行频率滤波，这样可以只允许 $F' = 2 \rightarrow F = 2$ 跃迁辐射的写出光子通过滤波腔，而 $F' = 2 \rightarrow F = 1$ 跃迁辐射的光子完全被反射

z 轴的转动, 如图 4.2 (b) 所示。该拉莫尔进动的矩阵表示为,

$$R_L(\tau) = \begin{pmatrix} e^{-i\phi_z(\tau)} & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} = e^{-i\frac{\phi_z(\tau)}{2}} \begin{pmatrix} e^{-i\frac{\phi_z(\tau)}{2}} & 0 \\ 0 & e^{i\frac{\phi_z(\tau)}{2}} \end{pmatrix}, \quad (4.6)$$

其中 τ 是拉莫尔进动的时间宽度, 转动角度为 $\phi_z(\tau)$ 。由于这里 $\phi_z(\tau)$ 是负数, 因此这里的旋转实际上是沿 $-z$ 轴进行的。

另一方面, 为了实现单自旋波激发在 $|s_\downarrow\rangle$ 和 $|s_\uparrow\rangle$ 两个态之间的布居数改变, 需要借助于 2.1 节介绍的双光子拉曼跃迁过程¹。如图 4.2 (a) 所示, 由于这里不需要动量传递, 可以使用两个共线的拉曼光场 E_+ 和 E_- 分别耦合 $|s_\downarrow\rangle$ 和 $|s_\uparrow\rangle$ 至共同激发态的跃迁, 此时主要有如下物理量需要考虑: 1) 两个磁子能级之间跃迁的拉曼拉比频率 Ω_R ; 2) 两个磁子能级在拉曼光场下各自的 AC Stark 频移, Δ_{AC}^+ 和 Δ_{AC}^- ; 3) 双光子跃迁的激光失谐, $\delta = (\omega_+ - \omega_-) - (\omega_\uparrow - \omega_\downarrow)$, 这里默认 $|s_\uparrow\rangle$ 为能量较高的原子态; 4) 有效双光子失谐, $\delta_{\text{eff}} = \Delta_{AC}^- - \Delta_{AC}^+ - \delta$ 。当有效双光子失谐为零时, 参考 2.3 式, 在拉曼光场下 $|s_\downarrow\rangle$ 和 $|s_\uparrow\rangle$ 两个态上原子布居的演化方程为,

$$\begin{aligned} B_\downarrow(t_0 + \tau) &= e^{-i\Delta_{AC}^+\tau} \left[\cos \frac{\Omega_R\tau}{2} B_\downarrow(t_0) - i \sin \frac{\Omega_R\tau}{2} e^{i\delta t_0} B_\uparrow(t_0) \right], \\ B_\uparrow(t_0 + \tau) &= e^{-i\Delta_{AC}^-\tau} \left[-i \sin \frac{\Omega_R\tau}{2} e^{-i\delta t_0} B_\downarrow(t_0) + \cos \frac{\Omega_R\tau}{2} B_\uparrow(t_0) \right], \end{aligned} \quad (4.7)$$

其中 t_0 为时间起点, τ 为拉曼光场与原子的相互作用时间。该演化方程中, $e^{i\delta t_0}$ 项表示的原子和光相互作用的初始位相, 它等于跃迁开始前原子位相积累和光场位相积累之差; $e^{-i\Delta_{AC}^+t}$ 和 $e^{-i\Delta_{AC}^-t}$ 分别是 $|s_\downarrow\rangle$ 和 $|s_\uparrow\rangle$ 两个原子能级在各自 AC Stark 频移下的位相演化。

该跃迁过程的矩阵表示可以分解为两部分,

$$R_{\text{raman}}(\tau) = \begin{pmatrix} e^{-i\Delta_{AC}^+\tau} & 0 \\ 0 & e^{-i\Delta_{AC}^-\tau} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} \cos \frac{\Omega_R\tau}{2} & -ie^{-i\phi_0} \sin \frac{\Omega_R\tau}{2} \\ -ie^{i\phi_0} \sin \frac{\Omega_R\tau}{2} & \cos \frac{\Omega_R\tau}{2} \end{pmatrix} \quad (4.8)$$

其中第一部分是两个能级在各自光频移下的位相演化, 第二部分是两个能级之间的布居数翻转; ϕ_0 为拉曼光场的初始位相, 其决定了第二部分中旋转轴在

¹在这里我们先讨论仅发生在这两个磁子能级之间的双光子拉曼跃迁, 下节中将看到我们的系统中面对的跃迁远比这个复杂

$x - y$ 平面内的指向，该位相需要与实验时序做同步。可以看出，单纯的拉曼跃迁过程，在 Bloch 球中的对自旋量子比特的旋转是比较复杂的；如果拉曼光初始位相没有同步，该旋转在 Bloch 球中将更加混乱。

此外，我们实际系统中的原子能级比上述情况要更复杂，这是由于该拉曼光除了可以耦合 $|s_{\downarrow}\rangle$ 和 $|s_{\uparrow}\rangle$ 这两个磁子能级之间的跃迁外，还可以耦合 $|s_{\uparrow}\rangle$ 和 $|aux\rangle \equiv |F = 2, m_F = +2\rangle$ 这两个态之间的跃迁，所以实际上这是一个三能级的跃迁过程。实验中我们采取了一定的技巧解决了这个问题，并且实现了在 Bloch 球中单纯的绕 $x - y$ 平面内某个特定轴的旋转，这将在 4.3 节中做介绍。

4.2.3 单自旋波量子态的读出校验

对自旋波量子比特进行完操作之后，我们需要将实际的自旋波态与理论预期的量子态之间做对比，这是通过将自旋波重新读出为信号单光子 (signal) 来实现的。如图 4.2 (a) 所示，在读出过程中， $|S_{\downarrow}\rangle$ 自旋波态转换为 σ^{-} 极化的信号光子，而 $|S_{\uparrow}\rangle$ 自旋波态转换为 σ^{+} 极化的信号光子。由于 Read 光的强度远高于饱和光强，使得 $|s_{\downarrow}\rangle$ 和 $|s_{\uparrow}\rangle$ 这两个基态的原子几乎都可以百分百被激发到 $F' = 2$ 激发态上，而 $|F' = 2, m'_F = -1\rangle \rightarrow |F = 1, m_F = 0\rangle$ 和 $|F' = 2, m'_F = +1\rangle \rightarrow |F = 1, m_F = 0\rangle$ 这两路原子跃迁的强度一样大，所以可以认为 $|S_{\downarrow}\rangle$ 和 $|S_{\uparrow}\rangle$ 这两个自旋波模式的读出效率是相等的。这样就可以测量读出的信号光子的极化状态，进而反推出自旋波原来的状态。

在考虑到原子跃迁的附加位相之后，当自旋波量子态为 $|\psi_s\rangle = a|S_{\downarrow}\rangle + b|S_{\uparrow}\rangle$ 时，读出光子的极化态应为 $|\phi_s\rangle = a|\sigma^{-}\rangle + e^{i\alpha}b|\sigma^{+}\rangle$ ，其中 α 为两种极化的光子在传播过程中获得的附加位相差（一般 $\alpha \approx 0$ ）。将信号光子的 $|\phi_s\rangle$ 态转换到 $|H/V\rangle$ 基矢下，表示为 $|\phi_s\rangle = a'|H\rangle + b'|V\rangle$ ，可以得到它们之间的变换矩阵为，

$$\begin{pmatrix} a' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & e^{i\alpha} \\ -i & ie^{i\alpha} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix}, \quad (4.9)$$

这样实验上测量出信号光子的量子态之后，我们就可以计算来自旋波本身的量子态了，进而和理论预期的状态做比较。

4.3 三能级拉曼跃迁的处理及 R_{xy} 旋转的实现

如上节所述，我们编码自旋波量子比特的两个模式分别使用了 $|F = 2, m_F = -2\rangle$ 和 $|F = 2, m_F = 0\rangle$ 这两个基态磁子能级，所以需要使用双光子拉曼跃迁来将它们耦合，进而实现自旋波单激发在这两个原子态之间的布居翻转。然而在真实的系统中由于 $|F = 2, m_F = +2\rangle$ 能级的存在，实际上拉曼光场会把这三个能级耦合在一起，形成一个复杂的跃迁过程，如图 4.3 所示。下面我们对该跃迁过程进行具体分析，并且找到一种解决办法将 $|F = 2, m_F = +2\rangle$ 态在拉曼跃迁中隔离出去。

4.3.1 三能级拉曼跃迁过程的分析

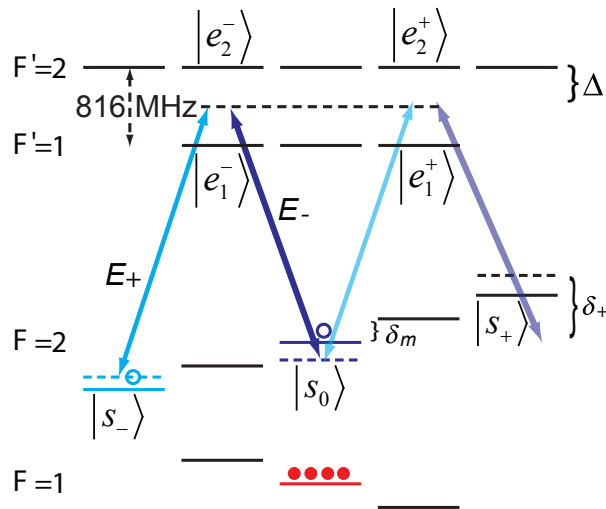


图 4.3 多能级耦合的受激拉曼跃迁

如图 4.3 所示，在给定的偏置磁场下，相邻磁子能级之间的能量劈裂为 $\hbar\delta_m$ 。为了便于理论处理，我们先对拉曼耦合的基态磁子能级进行统一定义，其中 $|s_-\rangle \equiv |F = 2, m_F = -2\rangle$, $|s_0\rangle \equiv |F = 2, m_F = 0\rangle$, $|s_+\rangle \equiv |F = 2, m_F = +2\rangle$ 。在 $|s_-\rangle$ 和 $|s_0\rangle$ 之间有两条双光子跃迁路径，一条是通过 $|e_1^-\rangle \equiv |F' = 1, m_F' = -1\rangle$ ，另一条是通过 $|e_2^-\rangle \equiv |F' = 2, m_F' = -1\rangle$ 。分析相关的 CG 系数可知，这两条跃迁路径之间的位相差为 π 。所以我们将两个拉曼光的频率设置在 $F' = 2$ 和 $F' = 1$ 这两个激发态的中间，使得对应的单光子失谐分别为 $\Delta_2 = -2\pi \times 408$

MHz 和 $\Delta_1 = +2\pi \times 408$ MHz, 由于单光子失谐的符号相反, 这就让两个双光子跃迁路径之间最终干涉相长。这样可以用有限的光强实现较大的拉曼拉比频率, 从而实现对原子态布居的快速旋转操作。同样的分析也可以在 $|s_0\rangle$ 和 $|s_+\rangle$ 这两个态之间进行, 其中涉及的激发态分别为 $|e_1^+\rangle \equiv |F' = 1, m'_F = +1\rangle$ 和 $|e_2^+\rangle \equiv |F' = 2, m'_F = +1\rangle$ 。

对于图 4.3 中的拉曼光场, 其电场可以描述为, $\vec{E}(t) = \frac{1}{2}\vec{E}_+e^{-i\omega_+t-i\phi_+} + \frac{1}{2}\vec{E}_-e^{-i\omega_-t-i\phi_-} + c.c.$, 其中已忽略两个共线拉曼光的波矢。对于 \vec{E}_+ 光场, 它耦合了 $|s_-\rangle \leftrightarrow |e_j^-\rangle$ 和 $|s_0\rangle \leftrightarrow |e_j^+\rangle$ ($j = 1, 2$) 这几个跃迁; 对应的单光子拉比频率分别为, $\Omega_{s_-,j}^+ = -\langle s_-|\vec{d}\cdot\vec{E}_+|e_j^-\rangle e^{-i\phi_+}/\hbar$, 以及 $\Omega_{s_0,j}^+ = -\langle s_0|\vec{d}\cdot\vec{E}_+|e_j^+\rangle e^{-i\phi_+}/\hbar$ 。而对于 \vec{E}_- 光场, 它耦合了 $|s_0\rangle \leftrightarrow |e_j^-\rangle$ 和 $|s_+\rangle \leftrightarrow |e_j^+\rangle$ ($j = 1, 2$) 这几个跃迁, 对应的单光子拉比频率分别为, $\Omega_{s_0,j}^- = -\langle s_0|\vec{d}\cdot\vec{E}_-|e_j^-\rangle e^{-i\phi_-}/\hbar$, 以及 $\Omega_{s_+,j}^- = -\langle s_+|\vec{d}\cdot\vec{E}_-|e_j^+\rangle e^{-i\phi_-}/\hbar$ 。这样就可以得到 $|s_-\rangle \leftrightarrow |s_0\rangle$ 这两个基态之间跃迁的双光子拉曼拉比频率,

$$\Omega_{\text{R}}^- = \sum_j \frac{\Omega_{s_-,j}^+ \times \Omega_{s_0,j}^{-*}}{2\Delta_j} = |\Omega_{\text{R}}^-| e^{-i\phi_{\text{R}}}, \quad (4.10)$$

其中 $\phi_{\text{R}} = \phi_+ - \phi_-$ 。而 $|s_0\rangle \leftrightarrow |s_+\rangle$ 这两个基态之间跃迁的拉曼拉比频率为,

$$\Omega_{\text{R}}^+ = \sum_j \frac{\Omega_{s_+,j}^- \times \Omega_{s_0,j}^{+*}}{2\Delta_j} = |\Omega_{\text{R}}^+| e^{i\phi_{\text{R}}}. \quad (4.11)$$

另外还可以得到三个基态能级在拉曼光场下的 AC Stark 频移分别为, $\Delta_{\text{AC}}^- = \sum_j \frac{|\Omega_{s_-,j}^+|^2}{4\Delta_j}$, $\Delta_{\text{AC}}^0 = \sum_j \frac{|\Omega_{s_0,j}^-|^2 + |\Omega_{s_0,j}^+|^2}{4\Delta_j}$, $\Delta_{\text{AC}}^+ = \sum_j \frac{|\Omega_{s_+,j}^-|^2}{4\Delta_j}$ 。

在附录 B 中, 我们对该多能级拉曼跃迁过程进行了详细的推导。在绝热解除激发态的原子布居之后, 我们得到三个基态能级之间的拉曼跃迁方程,

$$\begin{aligned} i\dot{A}_- &= (-2\delta_m + \Delta_{\text{AC}}^-)A_- + \frac{1}{2}\Omega_{\text{R}}^- e^{i\delta t} A_0 \\ i\dot{A}_0 &= \Delta_{\text{AC}}^0 A_0 + \frac{1}{2}\Omega_{\text{R}}^{-*} e^{-i\delta t} A_- + \frac{1}{2}\Omega_{\text{R}}^{+*} e^{i\delta t} A_+ \\ i\dot{A}_+ &= (+2\delta_m + \Delta_{\text{AC}}^+)A_+ + \frac{1}{2}\Omega_{\text{R}}^+ e^{-i\delta t} A_0 \end{aligned} \quad (4.12)$$

其中 A_- , A_0 , A_+ 分别是原子在 $|s_-\rangle$, $|s_0\rangle$, $|s_+\rangle$ 这三个态上的概率幅, 并且 $\delta = \omega_+ - \omega_-$; 并且由于原子跃迁能级的对称性, $|\Omega_{\text{R}}^-| = |\Omega_{\text{R}}^+|$ 。该方程的物理意

义很清晰，首先是各个能级均在对应能量下进行位相演化，其次是相邻原子态之间按照拉曼拉比频率进行跃迁。假如忽略掉 $|s_+\rangle$ 态，并且使 $|s_-\rangle \leftrightarrow |s_0\rangle$ 之间的跃迁共振，该方程的解为，

$$\begin{pmatrix} A_-(t_0+t) \\ A_0(t_0+t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \frac{\Omega_R t}{2} & -ie^{-i\varphi_R(t_0)} \sin \frac{\Omega_R t}{2} \\ -ie^{i\varphi_R(t_0)} \sin \frac{\Omega_R t}{2} & \cos \frac{\Omega_R t}{2} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} A_-(t_0) \\ A_0(t_0) \end{pmatrix} \quad (4.13)$$

这正是 4.3 式所描述的在 Bloch 球中沿着 $x-y$ 平面内的某个方向进行的旋转操作，其中旋转轴与 x 轴夹角¹为 $\varphi_R(t_0) = \phi_R - \delta \cdot t_0$ ，转动角度为 $\Omega_R t$ ，其操作如图 4.2 (b) 所示，所以接下来我们主要考虑如何在该三能级跃迁中将 $|s_+\rangle$ 态解离出去。

4.3.2 三能级拉曼跃迁的解耦

如上节所述，在图 4.3 中的拉曼光场下，这三个基态能级紧密的耦合在一起，如果 $|s_+\rangle$ 态不解离出去，将会有明显的布居数泄露到该原子态上来。为了实现这样的解耦，一个可行的方法是使 $|s_-\rangle \leftrightarrow |s_0\rangle$ 这个拉曼跃迁处于双光子共振的状态，而使 $|s_+\rangle \leftrightarrow |s_0\rangle$ 这个跃迁的有效双光子失谐尽可能大。考虑到原子跃迁的 CG 系数，在该拉曼光场下，我们发现 $|s_-\rangle$ 和 $|s_+\rangle$ 这两个态的 AC Stark 频移是正的，而 $|s_0\rangle$ 这个态的频移是负的。这样当调节激光失谐使得 $|s_-\rangle \leftrightarrow |s_0\rangle$ 的双光跃迁共振时，另一对跃迁的失谐反而被拉大。

具体来说， $|s_-\rangle$ 态的光频移可以描述为 $\Delta_{AC}^- = \alpha I_+$ ，其中 I_+ 为 \vec{E}_+ 光场的光强， $\alpha > 0$ 为与原子跃迁等相关的参数；由于对称性， $|s_+\rangle$ 态的光频移为 $\Delta_{AC}^+ = \alpha I_-$ ，其中 I_- 为 \vec{E}_- 光场的光强；而 $|s_0\rangle$ 态的光频移为 $\Delta_{AC}^0 = -\beta(I_+ + I_-)$ ，其中 $\beta > 0$ 也是与原子跃迁等相关的参数。这样当 $|s_-\rangle \leftrightarrow |s_0\rangle$ 的双光子跃迁共振时，激光频率差应该为 $\omega_+ - \omega_- = \Delta_{AC}^0 - (-2\delta_m + \Delta_{AC}^-)$ 。此时， $|s_+\rangle \leftrightarrow |s_0\rangle$ 跃迁的双光子有效失谐为， $\delta_{\text{eff}}^+ = (\omega_+ - \omega_-) - [(2\delta_m + \Delta_{AC}^+) - \Delta_{AC}^0] = 2\Delta_{AC}^0 - \Delta_{AC}^- - \Delta_{AC}^+$ ，而这等于 $\delta_{\text{eff}}^+ = -(2\alpha + \beta)(I_+ + I_-)$ ，所以可以看出，这个跃迁的有效失谐是与拉曼光场的总光强成正比的。

由于 $|s_+\rangle$ 态上最大原子布居数正比于 $\frac{|\Omega_R|^2}{|\delta_{\text{eff}}^+|^2 + |\Omega_R|^2}$ ，所以还可以通过缩小拉

¹该式中的 t_0 其实应该是自旋波叠加态最初产生的时间，当自旋叠加态产生之后，原子本身的位相演化就将与光场位相演化互相一致，从而可以取消

曼拉比频率 Ω_R 来进一步减少该原子态上的布居数。考虑到 $\Omega_R \propto \sqrt{I_+ I_-}$ ，所以可以在保持两路拉曼光场总功率不变的情况下，提高一路光场的光强而降低另一路的光强，这样既可以保证双光子跃迁的有效失谐不变，又可以减小拉曼拉比频率，进而使得 $|s_+\rangle$ 态上的原子布居尽可能小。通过这种方式，我们就可以在该拉曼跃迁过程中将 $|s_+\rangle$ 能级解离出去。

另外，如果两路拉曼光的频率是不一样的，它们之间的相对位相 $e^{i\phi_R - i\delta t}$ 需要与实验时序进行同步，这样才能保证每次拉曼光脉冲与原子相互作用的时候具有一致的初始位相。但是如果两个拉曼光频率差为 $\delta = \omega_+ - \omega_- = 0$ ，那就不需要进行时序同步了，这就可以明显简化实验时序的控制。为了使用这样同频率的拉曼光场实现共振的拉曼跃迁，只要求让 $2\delta_m = \Delta_{AC}^- - \Delta_{AC}^0$ ，即 $|s_-\rangle$ 和 $|s_0\rangle$ 这两个态的 Zeeman 频移和 AC Stark 频移互相抵消。而这样的拉曼光场可以利用单个光场中的两个旋偏成分来实现，比如 $|\psi_R\rangle = \cos\theta|\sigma^+\rangle + e^{i\phi_R}\sin\theta|\sigma^-\rangle$ 。

实验中我们使用了单路光束提供上述两个同频率的拉曼成分，该光束直径为 3.8 mm，总功率为 7 mW，极化状态为 $|\psi_R\rangle = \sqrt{1/7}|\sigma^+\rangle + e^{i\phi_R}\sqrt{6/7}|\sigma^-\rangle$ ，这样 \vec{E}_+ 和 \vec{E}_- 两个极化成分之间的光强比为 1 : 6。理论计算给出的三个基态的光频移分别为 $\Delta_{AC}^- = +2\pi \times 40$ kHz， $\Delta_{AC}^0 = -2\pi \times 139$ kHz 以及 $\Delta_{AC}^+ = +2\pi \times 239$ kHz，此时 $|s_-\rangle \leftrightarrow |s_0\rangle$ 和 $|s_+\rangle \leftrightarrow |s_0\rangle$ 这两路的拉曼拉比频率均为 $\Omega_R = 2\pi \times 239$ kHz。通过调节偏置磁场，使得 $2\delta_m = 2\pi \times 180$ kHz，就可以将 $|s_-\rangle$ 和 $|s_0\rangle$ 之间在拉曼光场下的能量差补偿到零，而这将 $|s_+\rangle$ 和 $|s_0\rangle$ 之间的有效双光子失谐扩大到了 $-2\pi \times 558$ kHz。虽然上述理论计算出的拉曼拉比频率为 $2\pi \times 239$ kHz，然而在 4.4.3 节的实验测量出的拉曼拉比频率为 $2\pi \times 190$ kHz，这比理论值略小，这可能是因为原子跃迁路径之间干涉相长的不完美性造成的。

对于不同的初始态分布，我们对 4.12 式进行了数值计算，得到的各个原子态的布居数以及在 Bloch 球中相关的 Stokes 参数等如图 4.4 所示，其中拉曼拉比频率设定为 $\Omega_R = 2\pi \times 190$ kHz， $|s_-\rangle \leftrightarrow |s_0\rangle$ 之间的有效双光子失谐为零， $|s_+\rangle \leftrightarrow |s_0\rangle$ 之间的有效双光子失谐为 $2\pi \times 580$ kHz，拉曼光位相为 $\varphi_R = \pi$ 。这里初始自旋态定义为， $|s_\downarrow\rangle \equiv |s_-\rangle$ ， $|s_\uparrow\rangle \equiv |s_0\rangle$ ， $|s_R\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|s_\downarrow\rangle + i|s_\uparrow\rangle)$ ， $|s_L\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|s_\downarrow\rangle - i|s_\uparrow\rangle)$ ， $|s_D\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|s_\downarrow\rangle + |s_\uparrow\rangle)$ ， $|s_A\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|s_\downarrow\rangle - |s_\uparrow\rangle)$ 。而 Stokes 参数定义为相关正交基矢上布居数的差，其中 $S_1 = P_D - P_A$ ， $S_2 = P_R - P_L$ 以及 $S_3 = P_\downarrow - P_\uparrow$ ，它们分别是原子态在 $|s_\downarrow\rangle$ 和 $|s_\uparrow\rangle$ 态表征的 Bloch 球中 x, y, z

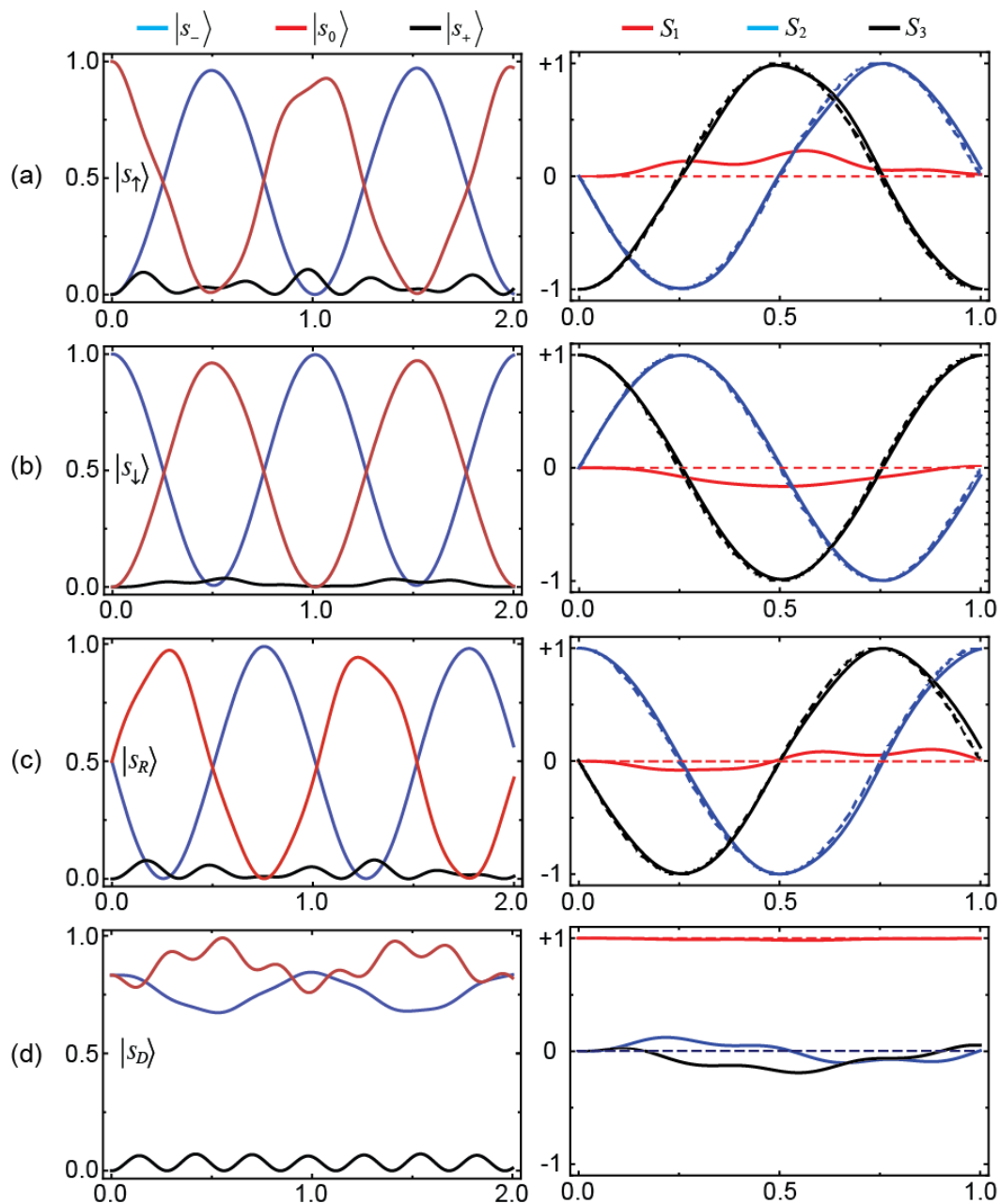


图 4.4 对于不同的自旋初始态，数值计算得到的布居数分布以及 Stokes 参数。(a)-(d) 以 $|s_{-}\rangle$ 和 $|s_0\rangle$ 编码的四个典型的自旋态作为初始态。左图，表示的是 $|s_{\pm}\rangle$ 和 $|s_0\rangle$ 三个原子态上的布居分布；右图，表示的是 $|s_{-}\rangle$ 和 $|s_0\rangle$ 为基矢的 Bloch 球中的 Stokes 参数，其中虚线表示的是理论上完美的 R_{-x} 旋转操作。所有图中的横轴单位均为拉曼 π 脉冲面积。

三个轴上的坐标。右侧图中，虚线表示的是理想 R_{-x} 旋转操作之后原子态的 Stokes 参数。对于上述六个初始态，在该拉曼光场操作之后的量子态与 R_{-x} 操作之后的理想态之间的平均保真度为 $\bar{F} = \frac{1}{6} \sum_{i=1}^6 |\langle s_i^{\text{sim}} | s_i^{\text{ideal}} \rangle|^2 = 99.70\%$ 。

4.4 自旋波量子态任意旋转操作的实验结果

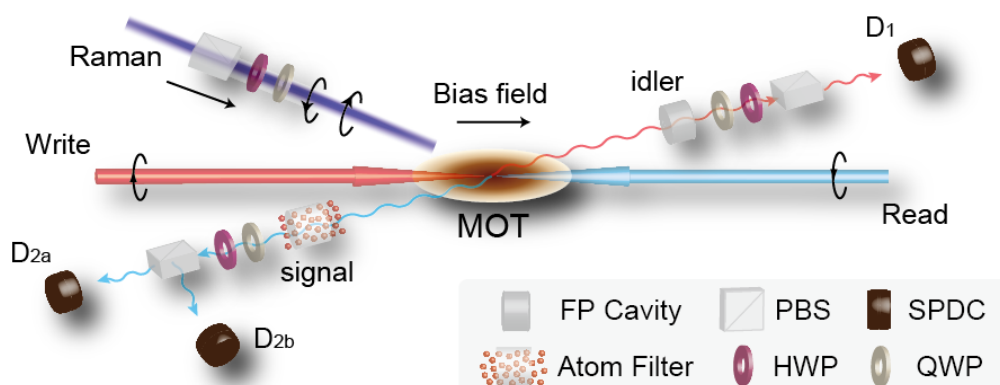


图 4.5 实验布局示意图。该图中，写光、读光、写出的辅助光子以及读出的信号光子这四路光满足位相匹配条件。图中的 PBS 表示极化分束器，SPDC 表示单光子探测器，HWP 表示二分之一波片，QWP 表示四分之一波片。

实验上，我们首先利用磁光阱制备一团冷原子气体，之后利用偏振梯度冷却将其温度降低到约 $10 \mu\text{K}$ 左右，再对原子团进行 π 泵浦，从而将原子制备到初态 $|g\rangle$ 上。为了产生原子与辅助光子 (idler) 的纠缠态，我们使用一路写光去激发 $|g\rangle$ 态的原子，该光场的束腰约为 $150 \mu\text{m}$ ，功率约为 $1.5 \mu\text{W}$ ，失谐为 -10 MHz ，宽度为 100 ns 。辅助光子在相对于写光 1.5° 度角的位置进行收集，其束腰约为 $100 \mu\text{m}$ ，实验布局如图 4.5 所示。写光激发出来的 idler 光子的探测计数率约为 $p_i = 3 \times 10^{-3}$ ，这使得多光子激发事件几乎可以忽略。通过将 idler 光子投影到某一基矢下进行测量，就可以让自旋波塌缩到对应的量子态上。

在自旋波量子态制备好之后，我们就可以利用拉莫尔进动和拉曼跃迁来对该量子态进行任意旋转操作了。如图 4.2 (b) 所示，自旋波产生后在偏置磁场作用下立即进行拉莫尔进动，此时为 \mathcal{R}_z 旋转操作；一定时间之后，拉曼光场开始与原子相互作用，此时 Zeeman 劈裂和光频移互相抵消，使得自旋波态进行单纯的 \mathcal{R}_{xy} 旋转操作；在拉曼光关闭之后，自旋波接着进行拉莫尔进动。这样

通过调节这三段作用时间，我们就可以对自旋波量子态进行 $\mathcal{R}_z(\alpha)\mathcal{R}_{xy}(\beta)\mathcal{R}_z(\gamma)$ 组成的任意旋转操作了。

最后我们利用较强的读光将自旋波转为信号单光子 (signal) 进行测量，该读光与 $F = 2 \rightarrow F' = 2$ 跃迁共振，束腰约为 $150 \mu\text{m}$ ，功率为 $100 \mu\text{W}$ ，脉冲宽度为 100 ns 。为了避免写光激发过程中背向散射的光子也被反射进 idler 通道导致虚假计数，我们在信号光子通道内使用原子滤波池进行频率滤波¹。该原子滤波池中通过光泵浦使速度在 0 附近的原子都被泵浦到 $F = 2$ 基态上，从而不会吸收与 $F' = 2 \rightarrow F = 1$ 跃迁共振的光子，却可以吸收漏进 signal 通道的读光以及读出过程中辐射的 $F' = 2 \rightarrow F = 2$ 跃迁的背景荧光。自旋波读出的信号光子经过极化操作之后，通过 PBS 分别投影到两个垂直的基矢上，再使用单光子探测器分别进行测量。

4.4.1 自旋波量子态制备的保真度

在对自旋波量子态进行旋转操作之前，我们先测量了自旋波态本身制备的保真度。首先，我们测量了读出的 signal 光子在三组正交基矢下与 idler 光子的符合计数，并且考虑了 PBS 两路出射之间的交叉耦合，以及光纤收集和单光子探测器的相对效率，使用量子层析 (Quantum Tomography) 和最大相似 (Maximum Likelihood) 的方法 [107] 来拟合给出 signal 光子极化量子态的密度矩阵。其次，在测量出读出光子的量子态之后，我们按照 4.9 式将其转换为自旋波态的密度矩阵。最后，我们按照 Uhlmann 的态保真度定义，来给出该实际的自旋波态与理想量子态之间的一致性，

$$F(\rho_1, \rho_2) = [\text{Tr}(\sqrt{\rho_1\rho_2\sqrt{\rho_1}})]^2, \quad (4.14)$$

其中 ρ_1, ρ_2 分别为两个量子态的密度矩阵。当它们均为纯态时，该定义等价于 $|\langle\psi_1|\psi_2\rangle|^2$ 。

对于不同的 idler 光子极化，以及不同的自旋波量子态，测量与计算得到的态保真度如表 4.6 所示。在该测量中，自旋波量子态选择为 $|S_\downarrow\rangle$, $|S_\uparrow\rangle$, $|S_D\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|S_\downarrow\rangle + |S_\uparrow\rangle)$, $|S_A\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|S_\downarrow\rangle - |S_\uparrow\rangle)$, $|S_R\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|S_\downarrow\rangle + i|S_\uparrow\rangle)$,

¹如果这里也使用 F-P 腔，那么写出过程中背向散射的荧光光子由于不与该腔共振，将被反射进 idler 通道

Idler State	Fidelity(%)	Spinwave State	Fidelity(%)
$ H\rangle$	98.3 ± 1.6	$ S_{\downarrow}\rangle$	97.6 ± 1.0
$ V\rangle$	97.4 ± 1.2	$ S_{\uparrow}\rangle$	99.0 ± 0.6
$ D\rangle$	96.2 ± 1.2	$ S_D\rangle$	95.1 ± 1.3
$ A\rangle$	97.6 ± 1.1	$ S_A\rangle$	96.3 ± 1.3
$ R\rangle$	97.4 ± 1.1	$ S_R\rangle$	97.5 ± 1.3
$ L\rangle$	99.1 ± 0.5	$ S_L\rangle$	97.8 ± 1.2

图 4.6 原子自旋波量子态制备的保真度。左侧，在不同 idler 光子的极化投影下，测量得到的 signal 光子量子态与理论预期量子态之间的保真度；这里保真度较高，主要是因为 idler 光子的极化制备比较容易，更加准确。右侧，通过将 idler 光子在比较特殊的极化下进行投影测量，将自旋波制备到特定量子态上。该表格中标准方差是由对实验数据进行 200 次泊松采样之后计算得到的。

$|S_L\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|S_{\downarrow}\rangle - i|S_{\uparrow}\rangle)$ 。这六个自旋波态在 Bloch 球中都处于坐标轴顶点上，它们平均的态保真度为 97.2%。

4.4.2 拉曼和拉莫尔操作后读出效率的变化

利用 4.3.2 节中介绍的拉曼跃迁，我们将自旋波分别制备到 $|S_{\downarrow}\rangle$ 和 $|S_{\uparrow}\rangle$ 这两个初态上，然后使用不同宽度的拉曼脉冲来操作该自旋波，最后再将这两个自旋波成分读出为 σ^- 和 σ^+ 极化的信号单光子。这两个极化成分的光子读出效率随着拉曼光宽度的变化如图 4.7 所示，该图中使用了方程 $\eta(t) = [A \cos(2\pi\Omega_R t + \phi) + B]e^{-\gamma t}$ 来拟合读出效率的变化；拟合给出的平均拉曼拉比频率为 $\Omega_R = 184.9$ kHz。这里读出效率的整体衰减可能是由于拉曼光功率的涨落导致了自旋波的非均匀展宽，进而使读出过程中集体增强效应减弱，所以它和拉曼光宽度相关并且独立于拉比跃迁的周期。

为了测量拉莫尔干涉，我们把写出的 idler 光子投影到 H 极化上，从而将自旋波制备在 $|S_{\downarrow}\rangle$ 和 $|S_{\uparrow}\rangle$ 的叠加态上，之后在读出过程中对 signal 光子也在 H 和 V 基矢下进行测量。其读出效率随着拉莫尔操作时间的变化如图 4.8 所示，其中使用方程 $\eta(t) = A \cos(2\pi\Omega_L t + \phi)e^{-\gamma t} + B$ 对测量数据进行了拟合。

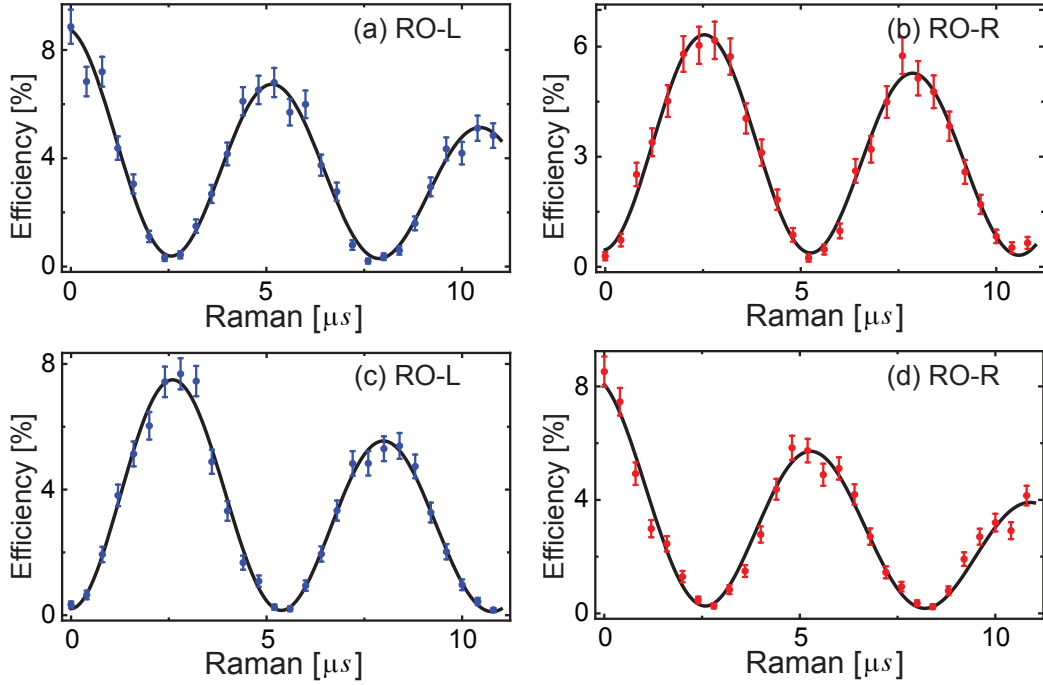


图 4.7 自旋波成分之间的拉曼拉比振荡。(a)-(b) 自旋波初始态制备在 $|S_{\downarrow}\rangle$, 其中 (a) 拟合出来的 $\Omega_R = 188.2 \pm 2.1$ kHz, $\gamma = 50.9 \pm 5.5$ kHz; (b) 拟合给出的 $\Omega_R = 187.8 \pm 1.5$ kHz, $\gamma = 34.0 \pm 5.2$ kHz。(c)-(d) 自旋波初始态制备在 $|S_{\uparrow}\rangle$, 其中 (c) 拟合出来的 $\Omega_R = 185.5 \pm 1.6$ kHz, $\gamma = 55.8 \pm 5.8$ kHz; (d) 拟合给出的 $\Omega_R = 178.2 \pm 2.4$ kHz, $\gamma = 67.5 \pm 7.2$ kHz。图中纵轴为实际测量的总读出效率。

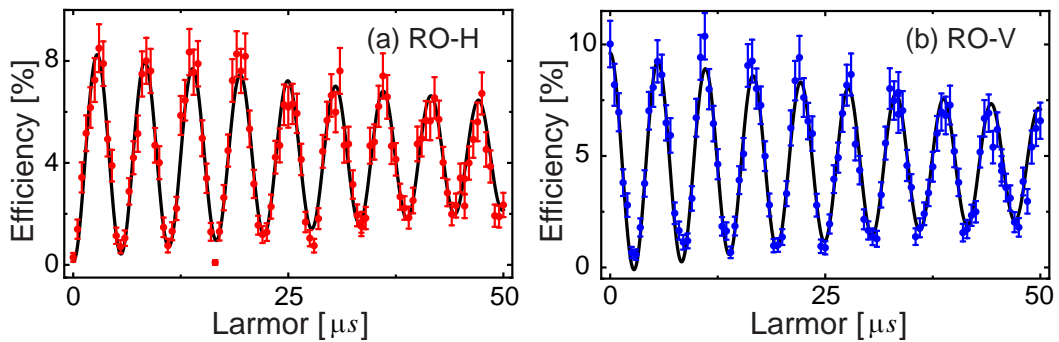


图 4.8 自旋波成分之间的拉莫尔干涉。该测量中写出的 idler 光子投影到了 H 极化, 从而将自旋波制备到 $|S_{\downarrow}\rangle$ 和 $|S_{\uparrow}\rangle$ 的叠加态上。对于 H 极化的读出光子, 拟合给出的拉莫尔进动频率为 $\Omega_L = 180.5 \pm 0.3$ kHz, 衰减速率为 $\gamma = 13.4 \pm 2.1$ kHz; 对于 V 极化的读出光子, 拟合给出的拉莫尔频率为 $\Omega_L = 180.7 \pm 0.3$ kHz, 衰减速率为 $\gamma = 13.9 \pm 1.8$ kHz。图中纵轴为实际测量的总读出效率。

4.4.3 拉曼和拉莫尔操作后的态保真度

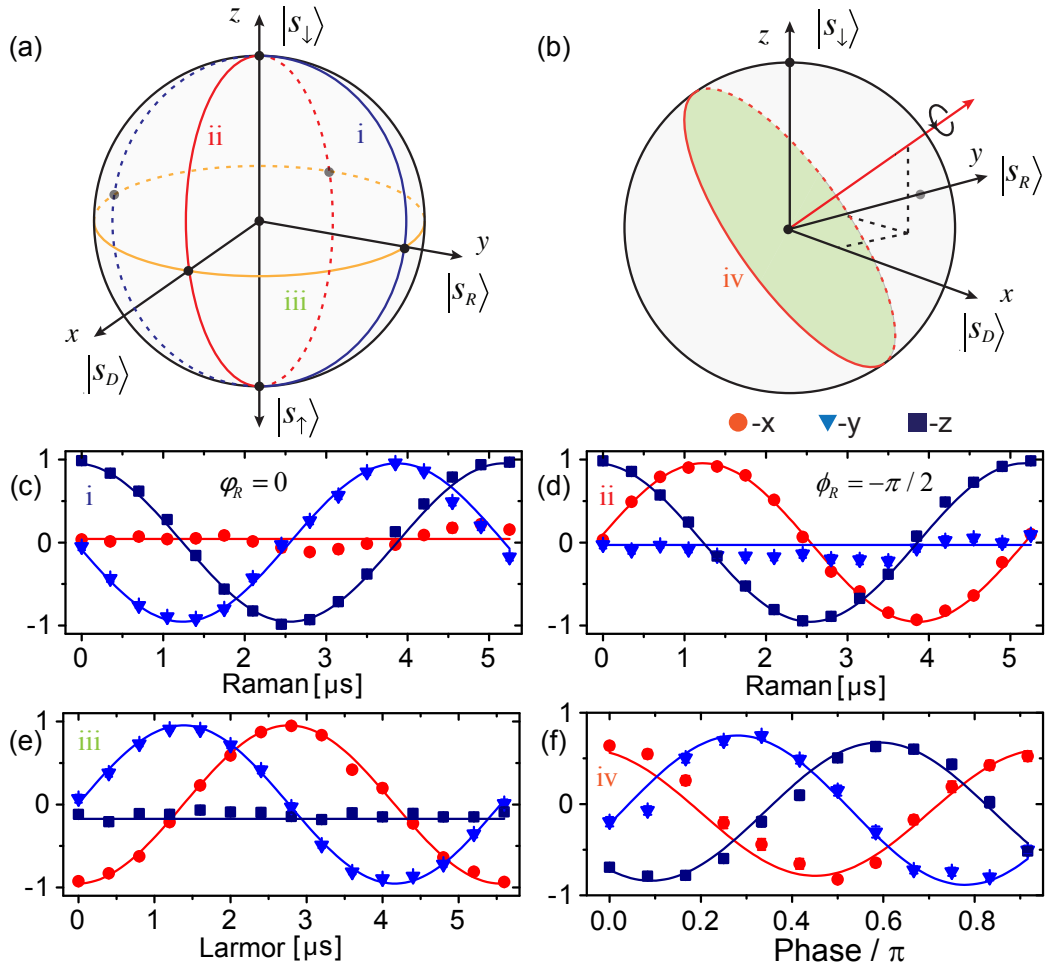


图 4.9 任意旋转之后自旋波量子态的保真度。(a) 绕 x, y, z 轴的旋转示意图及对应的三条路径。(b) 绕 $\vec{n} = (\frac{1}{\sqrt{3}}, \frac{1}{\sqrt{3}}, \frac{1}{\sqrt{3}})$ 旋转的示意图, 其旋转平面经过零点。(c)-(d) 通过拉曼位相设置为 $\phi_R = 0, -\pi/2$, 我们分别实现了 R_x 和 R_y 旋转。(e) 利用拉莫尔进动实现的 R_z 旋转。(f) 特殊任意旋转 $R_{\vec{n}}(\phi)$ 的实验测量图。

在观测到自旋波在两个基矢之间的拉曼拉比振荡以及拉莫尔干涉之后, 我们接下来在 Bloch 球中校验这些操作对自旋波态进行旋转操作的实际表现。在该测量中, 我们首先将自旋波制备在一定的初态上, 再利用前述拉曼和拉莫尔操作来分别实现 Bloch 球中的 R_x, R_y 和 R_z 等操作; 操作结束后, 我们将自旋波态读出为 signal 光子, 测量出其光子态之后再给出读出前的自旋波态。为了标定具体旋转操作的表现, 我们将该实际操作后测量出的量子态与理想操作后

的量子态作比较，计算它们之间的态保真度；这些理想操作也是施加在 4.4.1 节中测量出的自旋波密度矩阵上的，这样可以只考察实际操作的效果。

该测量的结果如图 4.9 所示，其中图 (a) 中的三条曲线分别表示了绕 x, y, z 三个轴的旋转。对于拉曼 R_x 和 R_y 操作，初始自旋波态为 $|S_\downarrow\rangle$ ；对于拉莫尔 R_z 操作，初始自旋波态是通过将 idler 光子投影到 H 极化来制备的，该初态与 $|S_A\rangle$ 接近。在图 (c)-(e) 中，旋转操作之后测量得到的自旋波态的 Stokes 参数与理论预期值被一起画出；其中对于不同的旋转角度， R_x, R_y 和 R_z 操作之后的平均态保真度分别为 $98.6 \pm 0.6\%$ ， $98.8 \pm 0.5\%$ 以及 $99.1 \pm 0.3\%$ 。

另外，由于任何一个任意旋转都可以分解为 $R_{\vec{n}}(\phi) = R_z(\alpha)R_y(\beta)R_z(\gamma)e^{i\delta}$ ，所以我们利用拉曼和拉莫尔操作的组合来实现比较特殊的旋转操作，比如 $R_{\vec{n}}(\phi) = \exp(-i\vec{n} \cdot \vec{\sigma}\phi/2)$ ，其中 $\vec{n} = (\frac{1}{\sqrt{3}}, \frac{1}{\sqrt{3}}, \frac{1}{\sqrt{3}})$ ，如图 4.9 (b) 所示。为了让旋转平面经过中心零点，我们将初始自旋波制备在 $|\psi_s\rangle = \cos\frac{3}{8}\pi|S_\downarrow\rangle + \sin\frac{3}{8}\pi|S_\uparrow\rangle$ 态上，其制备的态保真度为 $96.6 \pm 1.7\%$ 。之后，将围绕 \vec{n} 轴的一系列转动操作施加到 $|\psi_s\rangle$ 态上，转动角度分别为 $\phi = 0, \frac{1}{12}\pi, \dots, \frac{11}{12}\pi$ ，其中每一个角度 ϕ 均被分解为对应的 α, β, γ 值，其中总位相 δ 被忽略。其结果如图 4.9 (f) 所示，实际旋转后的自旋波态与理想操作后的自旋波态之间的平均保真度为 $98.3 \pm 0.8\%$ 。

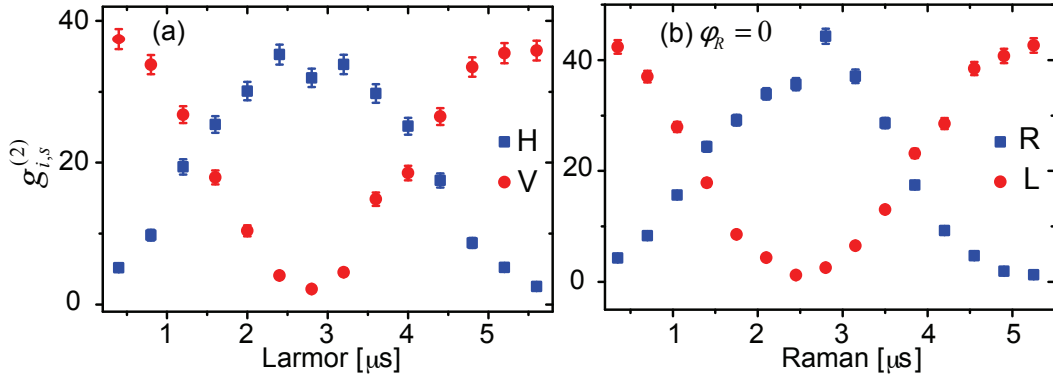


图 4.10 拉莫尔和拉曼操作之后，idler 光子与 signal 光子之间的二阶交叉强度关联

此外，为了检验拉曼和拉莫尔操作之后自旋波的单量子性，我们也分别测量了在不同操作时间下，辅助光子与两个极化基矢下的信号光子之间的二阶强度交叉关联特性。其定义为 $g_{i,s}^{(2)} = p_{i,s}/(p_i p_s)$ ，其中 $p_{i,s}$ 为辅助光子与某一路信号光子之间的符合计数率，而 p_i, p_s 为它们的单路计数率。测量结果如

图 4.10 所示，在这些操作之后，两个极化垂直的信号光子与辅助光子之间 $g_{i,s}^{(2)}$ 的对比度均大于 6，这说明这两种光场之间依然存在纠缠特性，这也验证了自旋波的单量子性没有因为拉曼或者拉莫尔操作遭到明显破坏。

4.4.4 单比特门操作的过程保真度

最后，基于上述拉曼和拉莫操作，可以实现一些特殊的自旋波单比特门操作，比如 Pauli 操作 $(\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z)$ 以及 Hadamard 门。为了完整的标定这些单比特门操作的特性，我们进行了量子过程层析 (Quantum Process Tomography) [108] 的测量。对于入射量子态 ρ_{in} 的任意单比特操作，均可以用一个过程矩阵 χ 来表示，此时该量子门操作可以表示为 $\varepsilon(\rho_{in}) = \sum_{i,j=0}^3 \chi_{ij} \sigma_i \rho_{in} \sigma_j^\dagger$ ，其中 $\sigma_0 = I$, $\sigma_1 = \sigma_x$, $\sigma_2 = \sigma_y$, $\sigma_3 = \sigma_z$ ，后三者均为 Pauli 矩阵。实际操作 ε 与理想么正操作 \mathcal{U} 之间的距离可以用过程保真度 (Process Fidelity) 来表示，

$$F_{proc} = \text{Tr}[\chi_\varepsilon \chi_{\mathcal{U}}]. \quad (4.15)$$

为了测量单比特操作的过程矩阵 χ_ε ，我们选择表 4.6 中所列的六个自旋波态作为入射态，在单比特操作之后，对自旋波状态逐个利用量子态层析的办法进行测量¹。为了得到一个具有物理意义的过程矩阵，我们使用了最大相似的方法 [109] 来对其进行拟合。实验中，我们对 Pauli 操作以及 Hadamard 门操作进行了量子过程层析的测量，其结果如表 4.11 所示，测量结果显示这四个单比特操作的平均过程保真度为 $94.7 \pm 0.7\%$ 。

为了界定两个单比特操作之间的距离，还可以使用它们之间的平均态保真度，其定义为，

$$F_{ave} = \int d\psi \langle \psi | \mathcal{U}^\dagger \varepsilon(\rho_\psi) \mathcal{U} | \psi \rangle, \quad (4.16)$$

这里的 $|\psi\rangle$ 态均匀取自整个 Bloch 球的表面。在文献 [110] 中，Bowdrey 等人证明了该平均态保真度可以简化为，对 Bloch 球中 x, y, z 三个坐标轴上六个顶点作为入射态的平均，

$$F_{ave}(\varepsilon, \mathcal{U}) = \frac{1}{6} \sum_{j=\pm x, \pm y, \pm z} \text{Tr}(\mathcal{U} \rho_j \mathcal{U}^\dagger \varepsilon(\rho_j)), \quad (4.17)$$

¹这里仍然是将自旋波读出为 signal 光子，对该光量子态进行测量之后，反推出自旋波态的密度矩阵

注意此处的入射态 ρ_j 均为纯态。该平均保真度与上述过程保真度之间通过如下的简洁方程关联 [111, 112],

$$F_{ave} = \frac{dF_{proc} + 1}{d + 1} \quad (4.18)$$

其中 d 为系统维度, 对我们的单比特而言, $d = 2$ 。

利用实验中的六个特殊自旋波态作为输入态, 其实际操作之后的输出态与理想操作之后的输出态之间的平均保真度 F_{ave} 也一起在表 4.11 中列出。此外, 根据实验测得的过程保真度, 按照 4.18 式计算出来的理论平均态保真度 F_{ave}^{th} 也呈现在上表中。我们注意到测量得到的平均态保真度 F_{ave} 比理论的平均态保真度 F_{ave}^{th} 稍大, 这主要是因为实验测量中的六个自旋波输入态不是纯态, 此时态保真度是采用 Uhlmann 的定义计算的, 而 F_{ave}^{th} 中的保真度是利用纯态计算的; 此外, 我们也注意到在用最大相似方法拟合过程矩阵 χ_ϵ 时, 严格正映射的约束条件也显著降低了拟合给出的实际过程矩阵与理想操作的过程矩阵之间的过程保真度, 这进一步降低了表 4.11 中的理论平均态保真度。

Traget	Operation	$F_{proc}(\%)$	$F_{ave}(\%)$	$F_{ave}^{th}(\%)$
σ_x	$\varphi_R = -\frac{\pi}{2}, t_R = 2.6\mu s$	95.3 ± 1.1	97.6 ± 1.6	96.9
σ_y	$\varphi_R = 0, t_R = 2.6\mu s$	93.5 ± 1.8	97.7 ± 1.5	95.7
σ_z	$t_L = 2.7\mu s$	95.3 ± 1.1	95.3 ± 3.1	96.9
H	$t_L = 2.7\mu s$ $\varphi_R = -\frac{\pi}{2}, t_R = 1.3\mu s$	94.8 ± 1.8	98.6 ± 1.3	96.6

图 4.11 单比特门操作的过程保真度与平均态保真度

4.5 总结与展望

本章中主要介绍了我们在实验中利用受激拉曼跃迁和拉莫尔进动, 首次实现了对单自旋波量子态进行的任意旋转和单比特门操作。利用量子态层析方法, 我们测量出任意旋转操作之后的自旋波量子态。对于 R_x, R_y, R_z 旋转操作, 测量得到平均的态保真度为 $98.8 \pm 0.3\%$ 。此外, 对于单比特 Pauli 算符的操作以及 Hadamard 门操作, 我们使用量子过程层析的方法测量出了实际操作的过程矩阵, 这些操作的平均过程保真度为 $\bar{F}_{proc} = 94.7 \pm 0.7\%$ 。今后的实验中, 可

以通过使用光强更加均匀、稳定的拉曼光场以及对外界磁场进行主动稳定控制，更高的过程保真度可以实现。我们的实验进一步补充了高性能量子存储器的技术库，是在以里德堡自旋波激发和双比特受控操作为基础的量子中继与量子信息处理的方案 [113] 中一个重要的基本元素，也使得量子存储器更加接近成为一个普适系统。

第五章 一种突破光学衍射限制的量子光刻方案的实验验证

本章中我将主要介绍在基于冷原子系统的实验中，我们利用驻波光场驱动的双光子拉曼跃迁过程验证了一个量子光刻理论方案，最终成功将原子条纹制备的分辨率提升到了驻波光场光学衍射极限的 9 倍以上，同时也演示了利用多个脉冲组合将原子局域化，最终制备的原子宽度达到驻波半波长的 $1/7$ 大小。

5.1 量子光刻方案简介

自上世纪六十年代以来，半导体与激光等新技术的出现与发展，极大促进了社会生产力的进步，并深刻改变了人类的生活和社会形态。其中超大规模集成电路技术的发展，使得电子产品尺寸越来越小，能耗越来越低，但实际运算能力却不断攀升。伴随这一进步的摩尔定律指出，集成电路上可容纳的晶体管数目，每隔约 18 个月便会增加一倍，性能也提升一倍。尽管这一定律在过去半个世纪里被认为是有效的，然而随着物理极限的逐渐逼近，2010 年国际半导体技术路线图已经预计在 2013 年以后晶体管密度的增速将放缓至每三年翻一番。决定这一增速的，便是半导体光学刻蚀技术的发展。

5.1.1 传统光刻技术简介

当前产业界普遍采用的光学刻蚀技术，其基本原理如图 5.1 所示。其中激发光经过带有电路布局图案的掩模之后，被缩图透镜投影到晶圆基板上，这样图纹以外区域的抗蚀剂被激发，而线路区域保持原状；之后，使用溶液去除未曝光的抗蚀剂，而被曝光激发过的不与之反应，图案被保留在基板上；再利用物理或者化学的方法，将未被抗蚀剂覆盖的基板表面薄层去除，从而在基板上获得与掩模完全一致的图案。在以上过程中，掩模板通过缩图透镜在基板上的成像性能，直接决定了可以刻蚀的最小图纹尺寸，而这种限制是由于光的波动衍射决定的。对于典型光学系统来说，在像平面其径向最小可分辨的尺寸约为

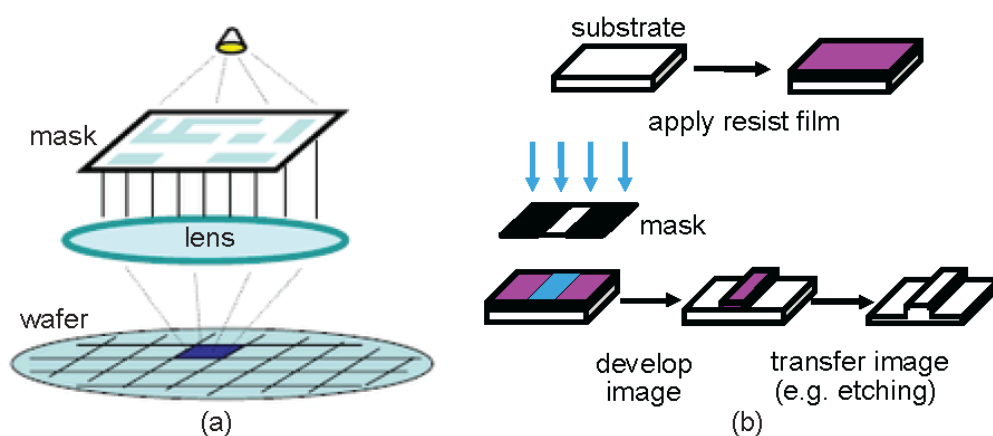


图 5.1 半导体光学刻蚀示意图

$CD = k_1 \frac{\lambda}{N.A.}$, 其中 λ 为投影光的波长, $N.A. = n \sin \frac{\theta}{2}$ 为投影系统的数值孔径, n 为透镜与基板之间浸润介质的折射率, θ 为投影透镜的包容角度, k_1 一般为 0.4 左右。然而由于光学聚焦的尺寸越小, 其发散性越强, 因此在投影的轴向方向上, 光学景深是有限的, 其大小为 $D_F = k_2 \frac{\lambda}{N.A.^2}$, 其中 k_2 约等于 2。因此我们发现在投影分辨率提升的同时, 景深也在不断减小, 这就限制了光刻蚀过程中抗蚀剂的深度, 并同时平整度也有同等要求。

另外一种典型的应用为激光干涉刻蚀 [114], 如图 5.2 所示, 它通过两路激光干涉形成驻波场, 从而可以产生大容量的亚微米分辨率的一维或者二维的图像。相对而言, 虽然点扫描的电子束刻蚀技术可以产生比光学刻蚀更小的图形, 但是相比而言干涉光刻技术由于其装置简易、成本较低、制备过程迅速, 因此仍然有广泛的应用前景, 尤其是在大尺寸 (厘米量级) 高精度 (纳米级) 的样品制备上。激光干涉光刻的另一个优势是它没有传统光学刻蚀中缩图透镜的景深限制。在这种光刻工艺中, 由于驻波光场的间隔为 $\lambda_{\text{eff}} = \lambda/n \sin \frac{\theta}{2}$, 所以它产生的样品条纹间隔一般为 $\lambda_{\text{eff}}/2$ 。在图 5.2 (b) 中, 就是利用 193nm 的激光束以及折射率为 1.44 的水作为浸润液体进行的干涉刻蚀, 其产生的图形宽度为 45 nm。

5.1.2 传统光刻中分辨率提升的方法

自从 1982 年准分子激光器发明以来, 光学刻蚀的分辨率获得了极大进步, 成为目前半导体业界使用最广泛的工具并直接支撑了摩尔定律的继续运行。其

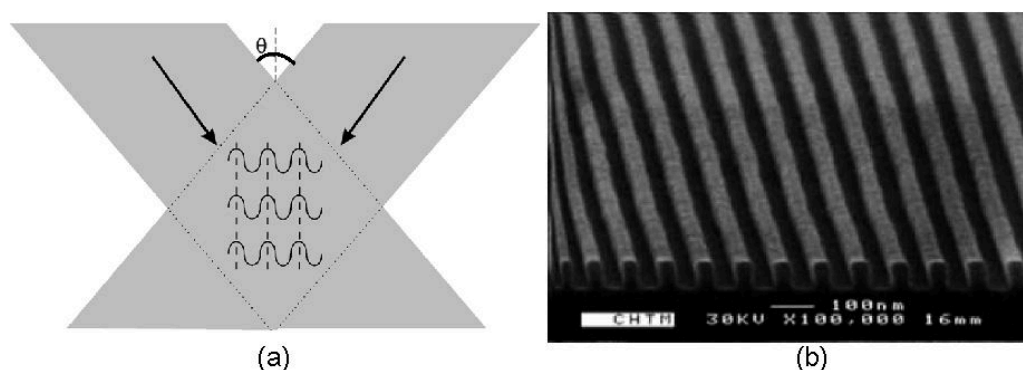


图 5.2 激光干涉刻蚀示意图 (图片摘自文献 [114])

中, 光刻蚀的最小分辨率由 1990 年的 $0.5 \mu\text{m}$, 通过不断的技术提升, 到 2010 已经达到 45 nm 的水平。从上节的介绍中可以看出, 无论对于光学刻蚀还是激光干涉刻蚀, 工程上可以通过两种方法来提升分辨率, 一种是减小光波长, 另一种是提高成像系统的数值孔径, 这两种方法都是为了减小光学衍射极限。

沿着第一种路径, 工业界目前广泛使用的是 248 nm (KrF), 193 nm (ArF) 直至 157 nm (F_2) 的深紫外准分子激光器; 同时也在尝试使用更小的波长进行光刻, 比如介于 $11\sim 14 \text{ nm}$ 的极深紫外激光 (EUV)。然而当激光波长小于 170 nm 时, 几乎所有的传统光学元件以及空气都会对其明显吸收, 此时整个光刻系统都要置于真空中, 并且所有的光学透镜需要被金属反射镜取代, 其研制难度将成几何级数增加。沿着第二种路径, 工业界也在通过采用高数值孔径的成像系统以及分辨率增强技术来提高分辨率。比如, 利用 193 nm 激光器以及镜头液体浸润方法, 人们已经成功将投影透镜的数值孔径可以提高到 1 的水平, 从而实现了低于 50 nm 的光刻分辨率。Ito 等人在 2000 年的 Nature 综述文章中, 曾对这两种路径预期的分辨率提升做了对比 [115], 如图 5.3 所示。可以明显看出, 虽然通过减小波长也可以提高器件小型化的速率, 但是这明显比通过提高数值孔径和采用分辨率增强 (Resolution Enhancement Technique, RET) 技术带来的速率要小, 这更突显了高数值孔径和分辨率增强技术的重要性。

5.1.3 量子光刻方案的提出

沿着分辨率增强技术这一路径, 过去的十多年来, 物理学界在努力设计新的方案来任意突破光学衍射极限的限制。这里的分辨率目标一般为 $\lambda/2N$, 其中

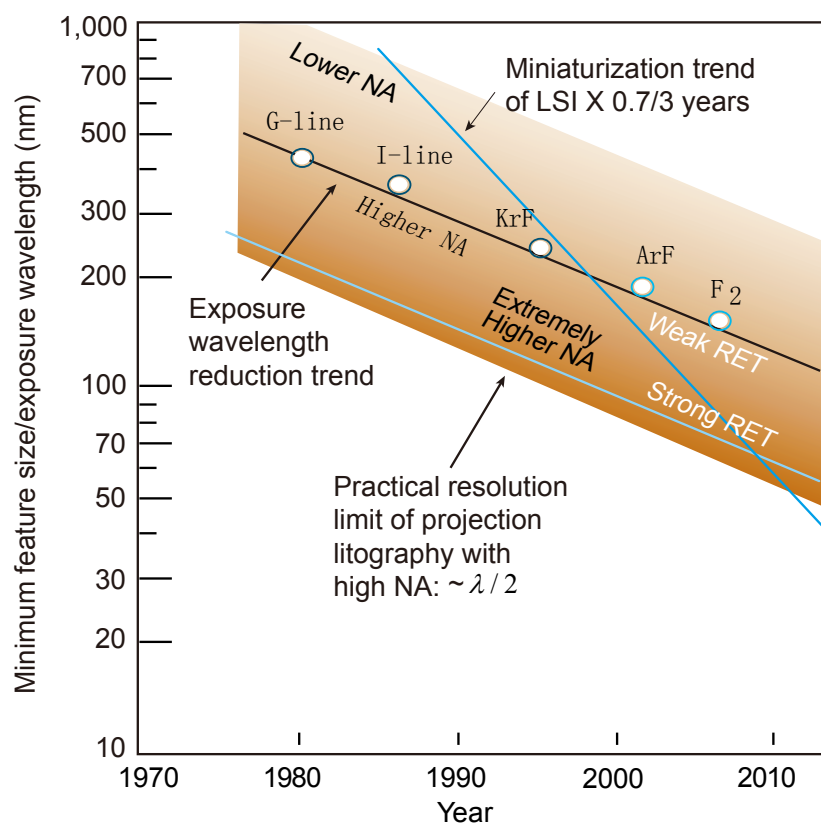


图 5.3 大规模集成电路中曝光波长和最小典型尺寸之间趋势对比 (图片摘自文献 [115])

λ 为曝光波长, N 是任意的正整数。与传统的液体浸润等分辨率增强的方法相比, 这些新的物理方案可以称为分辨率超增强。

在 2000 年, J. P. Dowling 小组的 Boto 等人 [116] 首先提出利用纠缠光子干涉的方法可以任意突破衍射极限。通过增加光子数纠缠态的光子数 N , 以及利用 N 个光子的吸收过程, 在掠入射情况下可以使干涉条纹分辨率达到 $\lambda/2N$ 。随后 D'Angelo 等人 [117] 在 2001 年利用双光子纠缠态以及小角度干涉的方案, 通过测量不同角度的光子对符合计数, 在实验中发现双光子干涉的角分辨率为经典光干涉的两倍, 在原理上演示验证了该理论方案。虽然该方案提出了诱人的前景, 然而其本身是有冲突的, 其要求干涉仪入射的单个光场模式内只有 N 个纠缠光子, 然而基板的 N 光子吸收过程又需要很高亮度才能达到足够的制备速率。另外, 实验上制备高亮度的高阶光子数纠缠态非常困难, 所以该方案很难具有可操作性。

随后 Agarwal 等人 [118] 在上述方案启发下提出, 可以利用双光子参数上转换过程, 产生强关联的高亮度的两个光束流, 同样通过双路干涉以及双光子吸收, 也可以达到衍射极限的两倍以上。之后 Bentley 等人 [119] 以及 Pe'er 等人 [120] 在 2004 年对其进行了原理性的演示, 同样在小角度干涉下分别实现了三倍和两倍于光学衍射极限的分辨率。该方案中分辨率的提高取决于非线性材料本身的量子特性, 并非光场的量子性, 从而大大简化了实际需求; 然而其产生的条纹对比度却总是受限的。另外, 同样受纠缠光子干涉方案的启发, Hemmer 与 Zubairy 等人 [121] 于 2006 年提出, 可以利用具有特殊窄跃迁线宽的抗蚀剂材料, 在频率与波矢关联的多个经典光激发下进行多光子吸收, 其多个跃迁路径进行干涉以后同样也可以获得 $\lambda/2N$ 的分辨率。该方案至今仍获得实验验证, 因为其要求具有特殊窄跃迁线宽的抗蚀剂, 而这本身就很难制备。

此后, Zubairy 小组的 Kniffer 等人 [122] 在 2008 年提出, 利用 EIT 暗态的共振物理过程, 在原子内态间构造 N 组相邻的三能级相干跃迁, 通过改变各个信号光的相对位相, 也可以产生分辨率为 λ/N 的条纹间隔。该方案的困难之处在于寻找具有 N 组三能级跃迁的样品, 至目前仅有 Li 等人 [123] 在 ^{87}Rb 原子内利用三能级暗态做了初步验证, 尚无真正突破衍射极限的工作发表。

Zubairy 小组的 Liao 等人 [124] 在 2010 年再次提出, 可以利用非线性的驻波光场来驱动原子或分子在两个内态能级间做拉比震荡, 这样调节光脉冲的面积 $N\pi$ 就可以实现 $\lambda/2N$ 的分辨率。该方案大大简化了实际运用的要求, 相对于之前的方案具有极大的可操作性。随后该小组进一步将该理论方案扩展到基于驻波微波场或驻波光场的原子刻蚀实验系统中 [125, 126]。

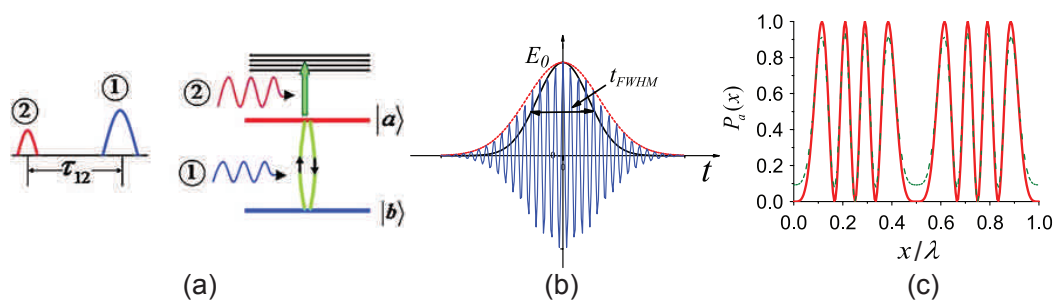


图 5.4 利用驻波光场驱动的拉比震荡实现无衍射限制的量子光刻 (图片取自 [124])

如图 5.4 所示, 首先将分子简化为三能级, 而后用双光干涉构造驻波光场,

以驱动分子在 $|a\rangle$ 和 $|b\rangle$ 两个内态之间做周期性的拉比震荡，之后用另一束光将处于激发态 $|a\rangle$ 的分子解离，从而仅将 $|b\rangle$ 态上的分子图样保留下来。光脉冲干涉产生的驻波电场分布为， $E(x, t) = 2E_0 \exp(-t^2/2\sigma^2) \sin(kx \sin \theta + \phi)$ ，其中 σ 为脉冲宽度， $k = 2\pi/\lambda$ 为波矢， θ 为干涉光交叉角的一半， ϕ 为干涉位相偏置 (假设为 0)。原子跃迁的拉比频率为 $\Omega_R(x, t) = |\mathcal{D}_{ab}|E(x, t)/\hbar$ ，其中 \mathcal{D}_{ab} 为 $|a\rangle$ 和 $|b\rangle$ 之间的电偶极矩。假设原子初始时全部处于 $|b\rangle$ 态，在与拉曼光脉冲作用之后，上能级 $|a\rangle$ 态上的原子空间布居演化为，

$$P_a(x) = \frac{1 - \cos \int_{-\infty}^{+\infty} \Omega_R(x, t) dt}{2} \quad (5.1)$$

$$= \sin^2[\Omega_0 t_0 \sin(kx \sin \theta)/2],$$

其中 $\Omega_0 = 2\mathcal{D}_{ab}E_0/\hbar$ 为空间最大拉比频率， t_0 为光脉冲等效宽度，拉比频率的空间函数为 $\Omega_R(x) = \Omega_0 \sin(kx \sin \theta)$ 。当干涉光角度 θ 确定后，通过改变光脉冲宽度 t_0 就可以不断提升条纹的分辨率，其过程如图 5.5 所示。

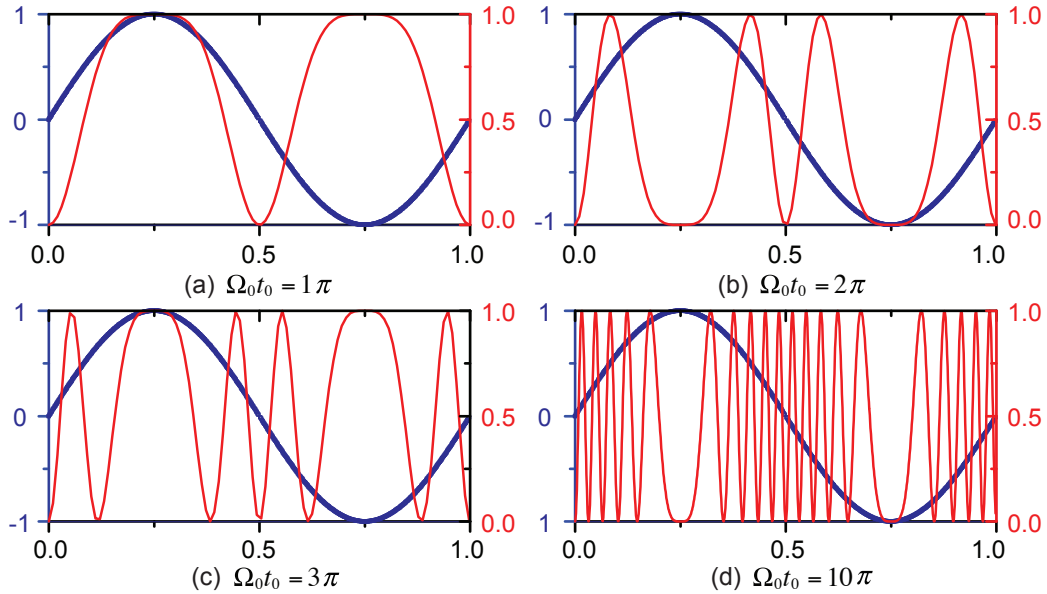


图 5.5 原子空间布居随脉冲宽度的变化。横轴是以驻波光场等效波长 λ_{eff} 为单位的空间位置；纵轴左边为归一化的电场振动幅度 (蓝色)，右边为 $|a\rangle$ 能态上原子布居数 (红色)。

在该驻波光场中，当 $kx_{\text{min}} \sin \theta = 0$ 或 π 时，电场强度为干涉极小 (理想情况下为 0)，原子始终存在于 $|b\rangle$ 态上，而无法被激发到 $|a\rangle$ 。当 $kx_{\text{max}} \sin \theta = \pm\pi/2$

时, 电场强度为干涉极大, 原子在此处的跃迁频率也最大。当脉冲面积为 $\Omega_0 t_0 = \pi$ 时, 处于 x_{\max} 处的原子全部跃迁至 $|a\rangle$ 态上; 而在 x_{\min} 与 x_{\max} 之间的原子跃迁频率小于 Ω_0 , 只能部分跃迁至 $|a\rangle$ 态上; 最后产生的原子布居分布如图 5.5 (a) 所示, 此时原子条纹间隔为 $\lambda_{\text{eff}}/2$ 。而当脉冲面积提高到 $\Omega_0 t_0 = 2\pi$ 时, x_{\max} 处的原子又全部回到 $|b\rangle$ 态上; 而对于拉比频率 $\Omega_R(x) = \Omega_0/2$ 之处的原子, 其脉冲面积为 π , 原子全部跃迁至 $|a\rangle$ 态; 此时原子布居如图 (b) 所示, 原子条纹间隔约等于 $\lambda_{\text{eff}}/4$ 。继续增加脉冲面积至 $\Omega_0 t_0 = 10\pi$, 原子条纹间隔将减小至约为 $\lambda_{\text{eff}}/20$, 如图 (d) 所示。作为对比, 对于等效波长为 λ_{eff} 的驻波光场, 其光学衍射极限为 $\lambda_{\text{eff}}/2$; 所以通过改变脉冲面积 N 就可以突破衍射极限的 N 倍, 只要在系统退相干时间限制以内即可。

5.2 驻波光场下拉曼跃迁的实验方案

由于原方案 [124] 中使用的是二能级结构, 而一般原子或分子激发态寿命在 ps~ns 之间, 这就要求极大的拉比频率和极快的光学操作。我们将该方案进行了适当的修改, 转而使用三能级受激拉曼跃迁来实现原子在两个基态之间的拉比震荡; 原子基态的长寿命, 大大减弱了对拉比频率和光脉冲宽度的要求。

5.2.1 双波长驻波电场的形式

实验中, 我们打算采用的双光子拉曼跃迁的能级如图 5.6 (a) 所示, 其具体原理在前面 2.1 节已有详细介绍。简单来说, 对于两路拉曼光场 k_1 和 k_2 , 当其单光子失谐 Δ 比激发态线宽 Γ 远远大时, 原子可以通过吸收其中一个光子并相干辐射另一个光子而在两个基态之间进行拉比振荡。为了形成驻波的拉曼光场, 我们将单路拉曼光通过 PBS 分成两路, 而后其中一路光被反射镜反射, 再经过 $\lambda/2$ 波片旋转使得两路光极化一致, 最后两路光以 θ 角度相交干涉于原子处, 如图 5.6 (b) 所示。此时总电场可以描述为, $\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_{01} e^{i\vec{k}_R \cdot \vec{r} - i\omega t + i\phi_1} + \vec{E}_{02} e^{i\vec{k}_L \cdot \vec{r} - i\omega t + i\phi_2}$, 其中 $k_R = k_L = k_0$, ϕ_i 为两路光在干涉之前累积的光程位相, 将该位相改写为 $\phi_1 = \phi_0 + \delta\phi$, $\phi_2 = \phi_0 - \delta\phi$ 。由于对称性, 可以将两路光的波矢分别分解为, $\vec{k}_R = k_x \vec{x} + k_y \vec{y}$, $\vec{k}_L = -k_x \vec{x} + k_y \vec{y}$, 其中 $k_{\text{eff}} \equiv k_x = k_0 \sin(\theta/2)$, $k_y = k_0 \cos(\theta/2)$ 。假设两路光功率平衡 $\vec{E}_{01} = \vec{E}_{02} = \vec{E}_0$,

此时总电场可以改写为, $\vec{E}(\vec{r}, t) = 2\vec{E}_0 e^{ik_y y - i\omega t + i\phi_0} \cos(k_{\text{eff}} x + \delta\phi)$, 其中干涉仪两臂的位相差 $\delta\phi = \frac{\phi_1 - \phi_2}{2} = \frac{k_0 \delta L}{2}$, δL 为干涉仪两臂的长度差。由此得出, 干涉形成的驻波场的有效波长为 $\lambda_{\text{eff}} = \lambda / \sin \frac{\theta}{2}$ 。对于 795 nm 的拉曼光, 当交叉角度为 2° 时, 形成的驻波场有效波长约为 $45 \mu\text{m}$ 。此外, 我们发现只要干涉仪两臂的光程差变化一个 λ , 干涉条纹的移动距离将是 λ_{eff} 量级。

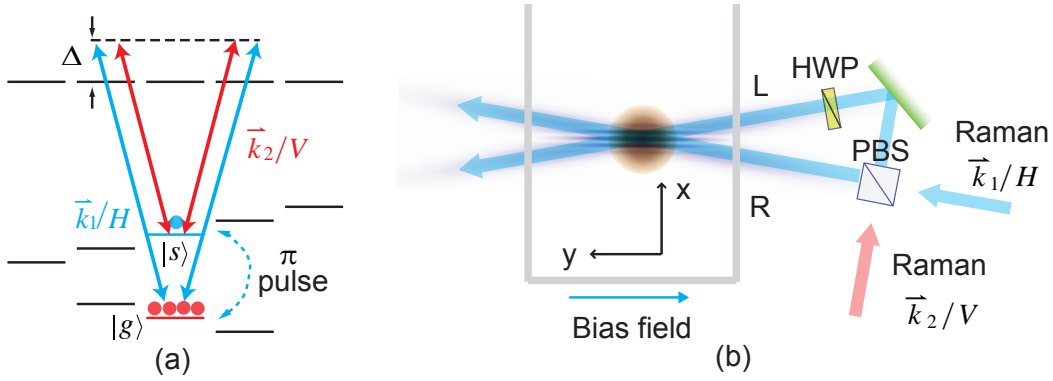


图 5.6 双光子受激拉曼跃迁与实验系统布局示意图

对于我们所需使用的两个拉曼光 k_1 和 k_2 , 其驻波光场可以描述为 $\vec{E}_j(x) = 2\vec{E}_{j0} \cos(k_{\text{eff}}^j x + \delta\phi_j)$, 其中 $k_{\text{eff}}^j = k_j \sin \theta / 2$, $\delta\phi_j = k_j \delta L$, $j = 1, 2$ 。由于两个光场的频率差 $\nu_1 - \nu_2 = 6.8 \text{ GHz}$, 所以它们的差分波矢为 $\delta k = k_1 - k_2 = \frac{2\pi}{c}(\nu_1 - \nu_2) = 2\pi \times 0.23 \text{ cm}^{-1}$; 由于实验观测区域的尺寸 D 一般都比较小 (典型的比如在 1 mm 以内), 满足 $\delta k \times D \ll 2\pi$, 所以在这个小区域内可以认为 $k_{\text{eff}}^1 \approx k_{\text{eff}}^2$, 我们将两者都统写为 k_{eff} 。另外可以通过选择干涉仪两臂的臂长差来调解两个驻波场的相对位相, $\delta\phi_{12} = \delta\phi_1 - \delta\phi_2 = \delta k \times \delta L / 2$, 当 δL 约为 4.35 cm 的整数倍时, 两个拉曼光场的空间分布是同相位或者具有 π 位相差。在这些位置附近干涉仪臂长差 δL 只要变化 λ 量级, 两个光场的分布会同时移动。综合以上分析, 当干涉仪臂长差满足以上特殊条件时, 两个拉曼光场均可以描述为 $\vec{E}_j(x) = 2\vec{E}_{j0} \cos(k_{\text{eff}} x + \delta\phi)$ ($j = 1, 2$), 其中 $\delta\phi = k_0 \delta L / 2$, 下文中默认 $\delta\phi = 0$ 。

5.2.2 驻波拉曼拉比振荡及 Raman-Nath 近似

上述分析中假设了两路拉曼光均形成驻波场, 这样光场中存在四种动量成分, 分别为 $\pm k_{\text{eff}}^1$ 和 $\pm k_{\text{eff}}^2$, 原子在跃迁过程中就会吸收或者辐射这四种不同的

动量。在该多光子跃迁的分析中，我们假设原子沿 x 方向上没有明显的速度展宽，这样就可以在原子与光相互作用的哈密顿量中忽略掉原子的动能项，从而大大简化对原子跃迁过程的分析，这就是 Raman-Nath 近似 [126, 127]。

在这个驻波光场中，首先原子从 $|g\rangle$ 态跃迁到 $|s\rangle$ 态后，其动量分布变为从 $-\hbar k_{\text{eff}}^1 - \hbar k_{\text{eff}}^2$, $\hbar k_{\text{eff}}^1 - \hbar k_{\text{eff}}^2$, $-\hbar k_{\text{eff}}^1 + \hbar k_{\text{eff}}^2$ 到 $\hbar k_{\text{eff}}^1 + \hbar k_{\text{eff}}^2$ 这几个分立值；由于 $k_{\text{eff}}^1 \approx k_{\text{eff}}^2$ ，所以动量分布可以简写为 $-2\hbar k_{\text{eff}}, 0, +2\hbar k_{\text{eff}}$ 。而当原子再次返回 $|g\rangle$ 态后，它的动量分布演化成了 $-4\hbar k_{\text{eff}}, -2\hbar k_{\text{eff}}, 0, +2\hbar k_{\text{eff}}, +4\hbar k_{\text{eff}}$ 。如此可以看出当原子在 $|g\rangle$ 和 $|s\rangle$ 态之间经历 N 次跃迁之后，其动量分布演化为 $-2N\hbar k_{\text{eff}}, -2(N-1)\hbar k_{\text{eff}}, \dots, +2(N-1)\hbar k_{\text{eff}}, +2N\hbar k_{\text{eff}}$ 。此时为了满足 Raman-Nath 近似，原子的最大横向动能需要远小于原子与光的相互作用能，

$$\frac{(2N\hbar k_{\text{eff}})^2}{2m} \ll \hbar\Omega_{\text{R}}. \quad (5.2)$$

在 Raman-Nath 近似下，由于忽略了原子动能项，原子跃迁的几率幅度仅与电场分布有关，而不再需要考虑原子的动量传递。此时，在两个拉曼驻波光场作用下，原子跃迁的单光子拉比频率分别为 $\Omega_{ji}(x) = -\vec{d}_{ji} \cdot \vec{E}_j(x)/\hbar$ ，其中 \vec{d}_{ji} 为基态 j 至激发态 i 之间的电偶极矩， $\vec{E}_j(x) = 2\vec{E}_{j0} \cos(k_{\text{eff}}x)$, $j = 1, 2$ 。此时，原子经过某个激发态 i 在两个基态能级之间跃迁的双光子拉比频率为， $\Omega_{\text{R}}^i(x) = \frac{\Omega_{1i}(x) \times \Omega_{2i}^*(x)}{2\Delta_i}$ 。而实际的总双光子拉比频率，需要考虑经过各个激发态的路径之间的干涉叠加， $\Omega_{\text{R}}(x) = \sum_i \Omega_{\text{R}}^i(x) = \Omega_{\text{R}}^0 \cos^2(k_{\text{eff}}x)$ 。此外，拉曼光对基态 j 和激发态 i 之间的耦合也会导致基态能级的 AC Stark 频移，即 $\Delta_{\text{AC}}^{ji}(x) = |\Omega_{ji}(x)|^2/4\Delta_i$ 。同样基态能级 j 的总频移是该能级与各个激发态耦合的频移总和， $\Delta_{\text{AC}}^j(x) = \sum_i \Delta_{\text{AC}}^{ji}(x) = \Delta_{\text{AC}}^{j0} \cos^2(k_{\text{eff}}x)$ ($j = 1, 2$)。考虑两个基态上各自的 AC Stark 频移，以及拉曼光场之间的频率差 $\delta_0 = \omega_1 - \omega_2 - \omega_{\text{HFS}}$ ，则在不同空间位置上原子的双光子总失谐为 $\delta(x) = \delta_0 + \Delta_{\text{AC}}^1(x) - \Delta_{\text{AC}}^2(x)$ 。由于两个能级频移的空间分布相同，所以只需要调节两个拉曼光场的相对光强以及激光频率，就可以使双光子总失谐减为零。

假设初始时刻原子全部处于基态 $|g\rangle$ 上，经过时间 τ 的演化之后基态 $|s\rangle$ 上的原子空间布居分布为，

$$P_2(x) = \frac{\Omega_{\text{R}}^2(x)}{\omega_{\text{R}}^2(x)} \sin^2[\omega_{\text{R}}(x)\tau], \quad (5.3)$$

其中原子双光子跃迁的总拉比频率为, $\omega_R^2(x) = \Omega_R^2(x) + \delta^2(x)$ 。此时, 基态 $|g\rangle$ 上对应的原子空间布居分布为 $P_1(x) = 1 - P_2(x)$ 。

按照上述演化方程, 当拉曼光峰值脉冲面积为 $N\pi$ 时, 产生的原子条纹间隔约为 $\delta x = \lambda_{\text{eff}}/4N$ 。与此同时, 原子动量分布变为 $-2N\hbar k_{\text{eff}}, -2(N-1)\hbar k_{\text{eff}}, \dots, +2(N-1)\hbar k_{\text{eff}}, +2N\hbar k_{\text{eff}}$, 其中动量不确定性大约为 $\delta p = 2N\hbar k_{\text{eff}}$ 。由此可以看出原子图案产生的过程中, $\delta x \delta p = h/2$, 这仍然是满足海森堡不确定性原理的。对于动量为 $p_N = 2N\hbar k_{\text{eff}}$ 的原子, 在 $N\pi$ 脉冲时间内其空间扩散的最大距离为 $p_N T/m$, 其中 $T = N\pi/\Omega_R$ 。为了保证拉曼脉冲产生的原子图形免遭原子自由扩散的破坏, 该自由扩散距离需要小于原子图形的条纹间隔 $\delta x = \lambda_{\text{eff}}/4N$, 这就要求

$$N_d < \frac{1}{2} \left(\frac{\hbar\Omega_R}{E_r} \right)^{1/3}, \quad (5.4)$$

其中 $E_r = \hbar^2 k_{\text{eff}}^2/2m$ 为光子反冲动量。作为对比, 根据 Raman-Nath 近似得到的脉冲面积 N 的要求为

$$N_r \ll \left(\frac{\hbar\Omega_R}{4E_r} \right)^{1/2}. \quad (5.5)$$

我们可以看到这两者是大致吻合的, 比如假设 $\hbar\Omega_R = 10^4 E_r$, 此时 Raman-Nath 近似给出的要求为 $N_r \ll 50$, 而原子自由扩散定性分析给出的要求为 $N_d < 10.8$ 。

5.2.3 单个拉曼光形成驻波光场

为了简化设计, 我们在实验中仅将其中一路拉曼光制备成驻波场 (假设 k_1), 而另一路光场则为行波 (假设 k_2), 这样可以省去两个驻波场位相同步的调节工作, 但仍然可以产生出位置依赖的拉曼拉比频率。此时光场分布为, $\vec{E}_1(x) = 2\vec{E}_{10} \cos(k_{\text{eff}}x)$, $\vec{E}_2(x) = \vec{E}_{20}$, 产生的双光子拉曼拉比频率为 $\Omega_R(x) = \Omega_R^0 \cos(k_{\text{eff}}x)$ 。而基态 $|g\rangle$ 上的 AC Stark 频移可以描述为 $\Delta_{\text{AC}}^1(x) = \Delta_{\text{AC}}^{10} \cos^2(k_{\text{eff}}x)$, 基态 $|s\rangle$ 上的 AC Stark 频移是均匀的, $\Delta_{\text{AC}}^2(x) = \Delta_{\text{AC}}^{20}$, 所以此时双光子总失谐也是位置依赖的 $\delta(x) = \delta_0 + \Delta_{\text{AC}}^{10} \cos^2(k_{\text{eff}}x) - \Delta_{\text{AC}}^{20}$ 。

实验中, 我们使用的两路拉曼光的单光子失谐均为 $\Delta = 2\pi \times 750$ MHz, 两路光的 $1/e^2$ 直径均为 1.3 mm, 其中拉曼光 k_1 被分成两路, 各自的功率为 0.5 mW, 而拉曼光 k_2 为均匀的光场, 其总功率为 2 mW。这样是为了使在干涉极

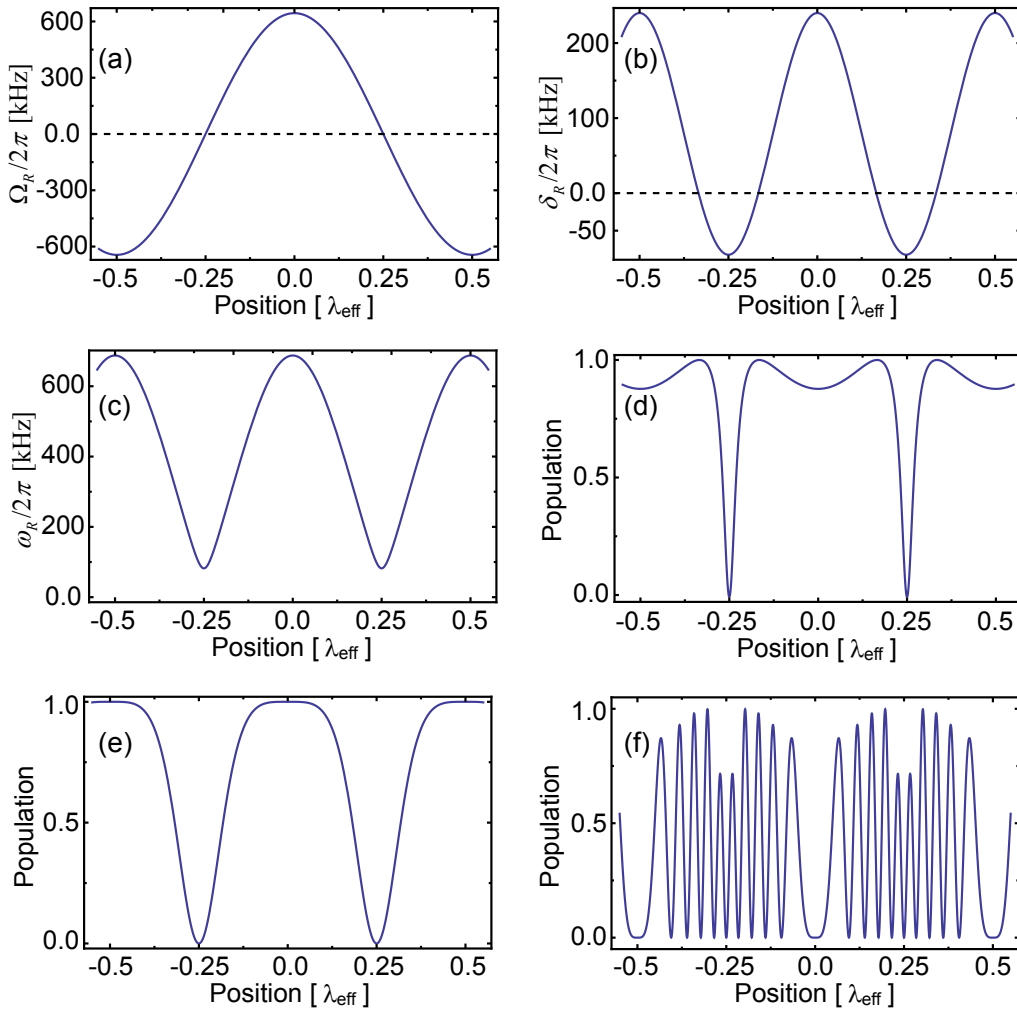


图 5.7 利用单个拉曼光形成驻波场形成的拉曼拉比频率与原子图样分布

大的位置上，原子两个基态的 AC Stark 频移一样从而互相抵消。在这样的拉曼光场内，理论计算给出拉曼拉比频率的峰值为 $\Omega_R^0 = 2\pi \times 644$ kHz，而两个基态能级的光频移为 $\Delta_{AC}^{10} = \Delta_{AC}^{20} = 2\pi \times 332$ kHz，此时在 $x = 0$ 处，差分光频移为零，而在 $x = \lambda_{\text{eff}}/4$ 的位置上，差分光频移达到最大值 $-2\pi \times 332$ kHz；这样在拉曼拉比频率比较大的地方，双光子失谐很小，而在拉曼拉比频率比较小的地方，双光子失谐很大，这使得原子在不同位置上跃迁到 $|s\rangle$ 态的几率幅差异很大。为了避免双光子失谐过大，如图 5.7 (a) 和 (b) 所示，我们在两个光场之间引入了一个激光频率差 $\delta_0 = 2\pi \times 240$ kHz，这样在 $x = 0$ 处，双光子总失谐变为 $\delta = 2\pi \times 240$ kHz，而此处拉曼拉比频率也最大；在 $x = \lambda_{\text{eff}}/4$ 的位置

上, $\delta = -2\pi \times 82 \text{ kHz}$, 而此处拉曼拉比频率最小; 而在 $x = 0.17\lambda_{\text{eff}}$ 的位置上, $\delta \approx 0$ 。此时总的拉曼拉比频率如图 (c) 所示, 我们可以看到在 $x = \pm\lambda_{\text{eff}}/4$ 的位置附近, 拉比频率是基本线性的。假设原子在空间均匀分布, 则各个地方的原子传递到 $|s\rangle$ 态上的最大布居数 $\Omega_{\text{R}}^2(x)/\omega_{\text{R}}^2(x)$ 如图 (d) 所示, 可以看出除了以 $\pm\lambda_{\text{eff}}/4$ 位置为中心的小窗口以外, 原子基本上都有 80% 以上的概率跃迁到 $|s\rangle$ 态上; 而作为对比, 没有引入激光频率差时原子传递到 $|s\rangle$ 态的最大概率分布如图 (e) 所示, 可以看出这里窗口宽度远大于图 (c) 中的宽度, 此时产生的原子图样均匀性就会变得更差。引入该激光频率差的补偿之后, 当拉曼光脉冲宽度为 $\omega_{\text{R}}\tau = 10\pi$ 时, 产生的原子条纹图样如图 (f) 所示, 可以看出在 $\lambda_{\text{eff}}/2$ 范围内出现了 10 个原子尖峰, 此时相邻原子条纹之间的距离大约为 $\lambda_{\text{eff}}/20$ 。

5.3 实验验证对光学衍射极限的突破

5.3.1 实验系统

实验中制备的冷原子处于真空系统中, 而真空玻璃会给原子成像引入球差, 这会限制对于原子成像的分辨率。为了补偿真空玻璃腔壁引入的球差, 我们使用了一套高分辨的光学成像系统 [128], 其中透镜组的设计可以参见附录 C。利用 Zeemax 软件理论模拟¹给出的整套物镜的有效焦距约为 75 mm, 横向分辨率约为 $1.9 \mu\text{m}$, 成像景深约为 $9.6 \mu\text{m}$, 实测的放大倍数为 9.7。另外我们通过一台电子倍增相机 (EMCCD) 来拍摄成像, 由于该相机的像素尺寸为 $16 \mu\text{m}$, 所以实际能够观察到的最小条纹间隔约为 $4.8 \mu\text{m}$ 。我们首先单独测试优化该成像系统, 其中使用型号为 1951 USAF 的测试靶作为参考物, 在其之后约 11 mm 的距离上放置了一块厚度为 4 mm 的 BK7 材料的光学窗口, 测试装置和结果如图 5.8 所示。其中, 测试靶上包含了 2, ..., 7 共 6 组条纹, 每组条纹内包括六个单元, 并且各个单元内的条纹间距都可以查表得到²。另外, 我们将直径均为 2 英寸的多个透镜安装在镜筒内, 并且根据测试靶拍照得到的条纹清晰度来优化透镜之间的相对距离, 使得能够越来越清晰的分辨间距更小的条纹。最终透镜组优化完毕后, 相机上观察到的图案如图 5.8 (b) 和 (c) 所示, 其中可以分辨出

¹该数值模拟工作由卢国鹏同学完成

²我们的测试靶购自 Thorlabs 公司, 其英文名为 Resolution Test Targets, 在该公司网站上可以查到具体的条纹间距信息

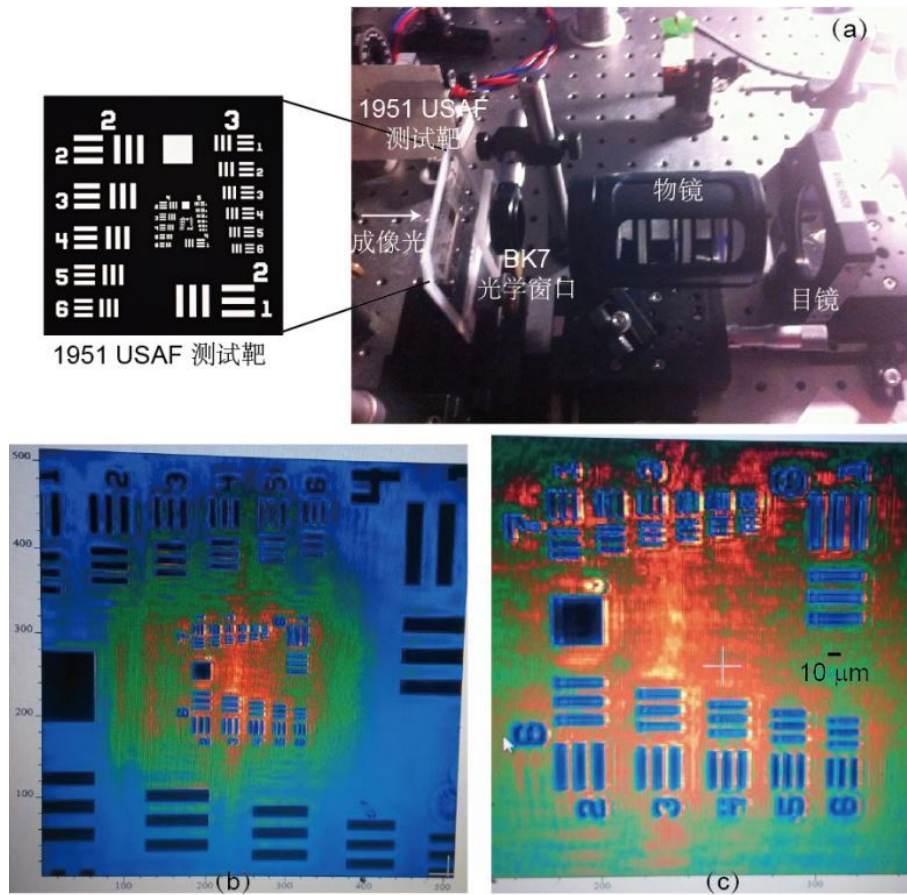


图 5.8 成像透镜系统的测试。(a) 组装和优化成像透镜，图中测试靶和光学窗口是为了模拟原子在真空玻璃腔之后的状态。(b) 透镜组优化完毕后相机上观察到的测试靶图案，这里外围对应的是第 4 和第 5 组条纹，中间是第 6 和第 7 组条纹，其中右上角第 4 组第 1 单元内的条纹间距应为 $62.5 \mu\text{m}$ 。(c) 相机上观察到的第 6 和第 7 组条纹，其中右下角第 6 组第 6 单元内的条纹间距应为 $8.8 \mu\text{m}$ 。

来第 7 组第 6 个单元内的横向条纹，这些条纹的实际间距约为 $4.4 \mu\text{m}$ ，所以我们的成像系统实际分辨率应该优于 $4.4 \mu\text{m}$ ；而这个单元内的竖向条纹相对较为模糊，这可能是由于测试靶没有和透镜轴向严格垂直。

由于高分辨成像透镜的景深是一定的，所以需要压缩原子团沿着成像系统轴向上的尺寸，这可以通过一维光阱束缚原子来实现。实验中，我们首先利用磁光阱技术制备一团 ^{87}Rb 的冷原子，其后利用偏振梯度冷却的方法将原子温度降低到 $10 \mu\text{K}$ 左右，最后将原子团装载进入束腰约为 $30 \mu\text{m}$ 的一维光阱中 [129]，其布局如图 5.9 所示。该光偶极阱由一台 850 nm 的半导体激光器提供，总功率

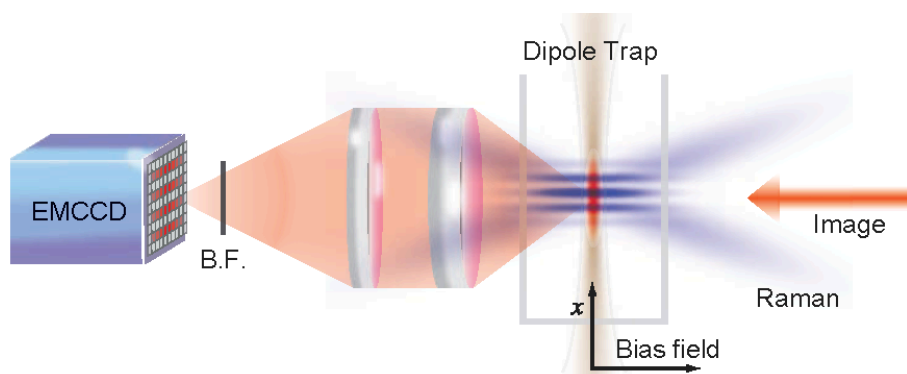


图 5.9 实验系统示意图。在真空玻璃腔内利用一维光阱制备初始的一维原子团，此后拉曼光场在原子处干涉形成驻波光场；在原子图案产生之后，利用高分辨的光学成像系统以及一台电子倍增相机拍摄原子图案，实验中利用 $D2$ 线 $F = 2 \rightarrow F' = 3$ 循环跃迁来对 $F = 2$ 基态上的原子进行吸收成像。在相机之前另外放置了一个 780 nm 的窄带滤波片，使得所有其他波长的杂散光几乎都被滤除掉，以提高成像的信噪比。

约为 $180 \sim 200 \text{ mW}$ ，提供的阱深约为 $57 \mu\text{K}$ 。光阱装载后的原子团 $1/e^2$ 直径约为 $27 \mu\text{m}$ ，最大光学厚度约为 0.25 （对于 $D2$ 线的 $F = 2 \rightarrow F' = 3$ 跃迁），如图 5.10 (a) 所示；根据原子团在光阱中的直径，可以反推出原子团温度被减小到了约 $5 \mu\text{K}$ 。由于测量系统的限制，我们将产生驻波场的拉曼光夹角缩小到了 $\theta \approx 0.8^\circ$ ，此时对应的驻波光场有效波长约为 $\lambda_{\text{eff}} \approx 118.6 \mu\text{m}$ ；这样即使产生的原子条纹间隔到了 $\lambda_{\text{eff}}/10$ 量级，上述成像系统在原理上依然是可以分辨的。另外，拉曼光的锁相与稳光强与 2.2 节拉曼光谱测量中所采用的方法一样。

5.3.2 测量结果

在拉曼光作用之前，我们将原子团从光阱中释放出来，然后在 $40 \mu\text{s}$ 的时间内将原子 π 泵浦进入 $|F = 1, m_F = 0\rangle$ 初态内。接着一个特定宽度的拉曼脉冲作用到原子团上，以使原子在该态和 $|F = 2, m_F = 0\rangle$ 态之间发生位置依赖的拉比震荡，最后对 $F = 2$ 态上的原子进行 $10 \mu\text{s}$ 的吸收成像。对于宽度分别为 $0.8 \mu\text{s}$ 和 $1.6 \mu\text{s}$ 的拉曼 π 和 2π 脉冲，在 $F = 2$ 态上产生的原子图案如图 5.10 (b) 和 (c) 所示，其中每个图均为 20 次实验测量的平均结果。考虑到相机像素尺寸以及成像系统的放大倍数，对于拉曼 π 脉冲产生的原子条纹，其周期间隔拟合为 $\lambda_{\text{eff}}/2 = 59.3 \mu\text{m}$ 。而对于拉曼 2π 脉冲产生的原子条纹，在 $\lambda_{\text{eff}}/2$ 区域内其相邻间隔拟合为 $23.4 \mu\text{m}$ ；由于拉曼光场的非线性，该间距比 $\lambda_{\text{eff}}/4$ 略小。宽度

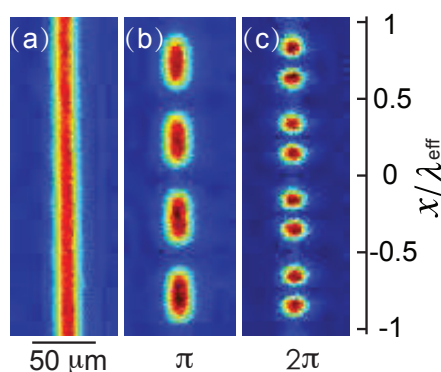


图 5.10 光阱中的原子团以及拉曼 π 和 2π 脉冲之后制备的原子条纹。(a) 一维光阱中抓捕的冷原子团，该原子团的 $1/e^2$ 径向直径约为 $27 \mu\text{m}$ ，峰值光学厚度约为 $0.25 \sim 0.3$ 。(b) 和 (c) 拉曼 π 和 2π 脉冲制备的典型原子条纹图案，该图中轴向 (x 方向) 范围为 $2\lambda_{\text{eff}}$ 的尺寸，半波长间隔约为 $59.3 \mu\text{m}$ 。

更长的拉曼脉冲可以产生分布更为密集的原子条纹，对于从 1π 到 9π 的拉曼脉冲，其产生的原子图案如图 5.11 (b) 所示。在该图中我们可以明显看出，在半波长范围内产生的原子条纹数目与拉曼脉冲面积成正比，其中最小的条纹间隔缩小到了约 $\lambda_{\text{eff}}/18 \approx 6.5 \mu\text{m}$ 。另外对于 5π 以内的原子图案可以用简单的正余弦函数或者它们的复合函数做拟合；原子条纹沿轴向的剖面如图 5.11 (c) 所示，该图中的对比度定义为振荡幅度除以振荡偏置。对于脉冲面积更大的拉曼脉冲，虽然我们可以辨认出来原子尖峰的数目，但是对比度却明显下降，并且也无法拟合出来它们的对比度，可能的原因将在下节中阐述。

对于单个拉曼光脉冲，我们已经验证了光场的衍射极限可以通过延长拉曼脉冲面积来轻松突破。通过将多个拉曼脉冲组合使用，这个方案还有其他有趣的前景，比如原始理论方案中提到的产生任意图案 [124]。在这里我们将演示如何通过两个拉曼光脉冲的组合以及原子态清空的方法，在半波长 $\lambda_{\text{eff}}/2$ 内将原子局域到某个小范围内，这是原子局域化 (atom localization) [127] 的典型应用。在这个实验中，我们先将原子制备在 $|F = 1, m_F = 0\rangle$ 态上，然后利用一个拉曼 π 脉冲在该态上产生初始图案。其后，在竖直方向上施加一路比较强的与 $D2$ 线循环跃迁共振的 Push 光，这个过程持续 $20 \mu\text{s}$ ，足以将 $F = 2$ 态上的原子都推到成像区域以外。接着再利用另一个拉曼脉冲去缩小 $F = 1$ 态上原子的宽度，然后再重复一次 Push 过程将传递到 $F = 2$ 态上的原子清除。最后， $F = 1$ 态上的原子被 repump 到 $F = 2$ 态上进行吸收成像，其时序步骤如图 5.12 (a) 所

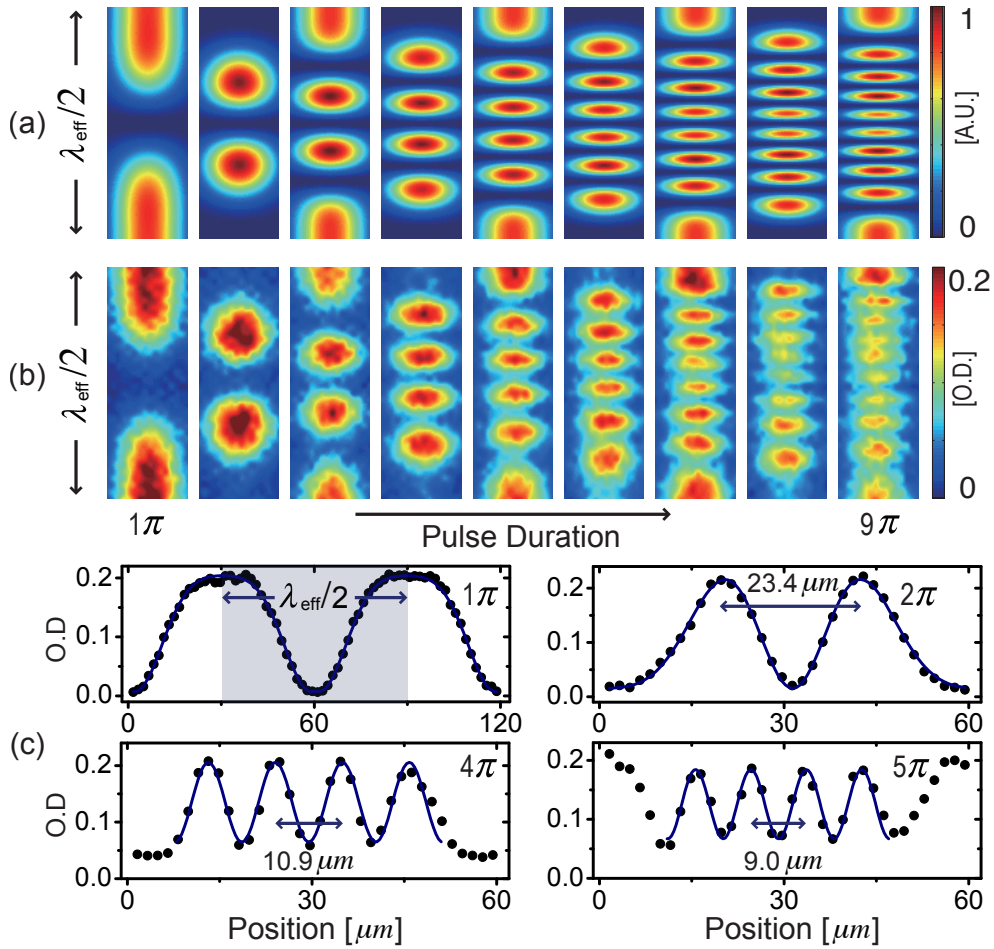


图 5.11 在 $\lambda_{\text{eff}}/2$ 范围内通过增加拉曼光的脉冲面积对图案分辨率的提升。(a), (b) 理论模拟和实验测量出的 $F = 2$ 态上的原子分布。其中测量图中为了让图片更加清晰, 我们对每个像素按四个点做了差分处理。测量结果充分证明, 当拉曼光脉冲面积达到 9π 时, 在 $\lambda_{\text{eff}}/2$ 范围内可以产生 9 个原子条纹。(c) 几个拉曼光脉冲下产生的条纹对比度, 分别为 $0.91(1\pi)$, $0.87(2\pi)$, $0.52(4\pi)$ 和 $0.47(5\pi)$ 。

示。实验上, 第二个拉曼光脉冲的面积为 $\frac{m}{2}\pi$, 其中 $m = 0, 1, \dots, 5$; 此外还有一个没有使用任何拉曼脉冲的参考图, 其结果如图 5.12 (b) 所示。该图中对于每个拉曼脉冲下的原子图案, 均为对 20 次吸收成像之后的平均, 且中心轴向剖面线按照高斯分布进行拟合。

对于仅有第一个拉曼 π 脉冲的情况, 原子图案的半高宽拟合结果为 $22.3 \mu\text{m}$; 而对于使用了 $1\pi + \frac{5}{2}\pi$ 脉冲组合的情况, 原子图案的半高宽被减小到了 $8.7 \mu\text{m}$, 这仅仅相当于衍射极限 ($\lambda_{\text{eff}}/2$) 的 $1/7$ 。作为对比, 理论预期的 π 脉

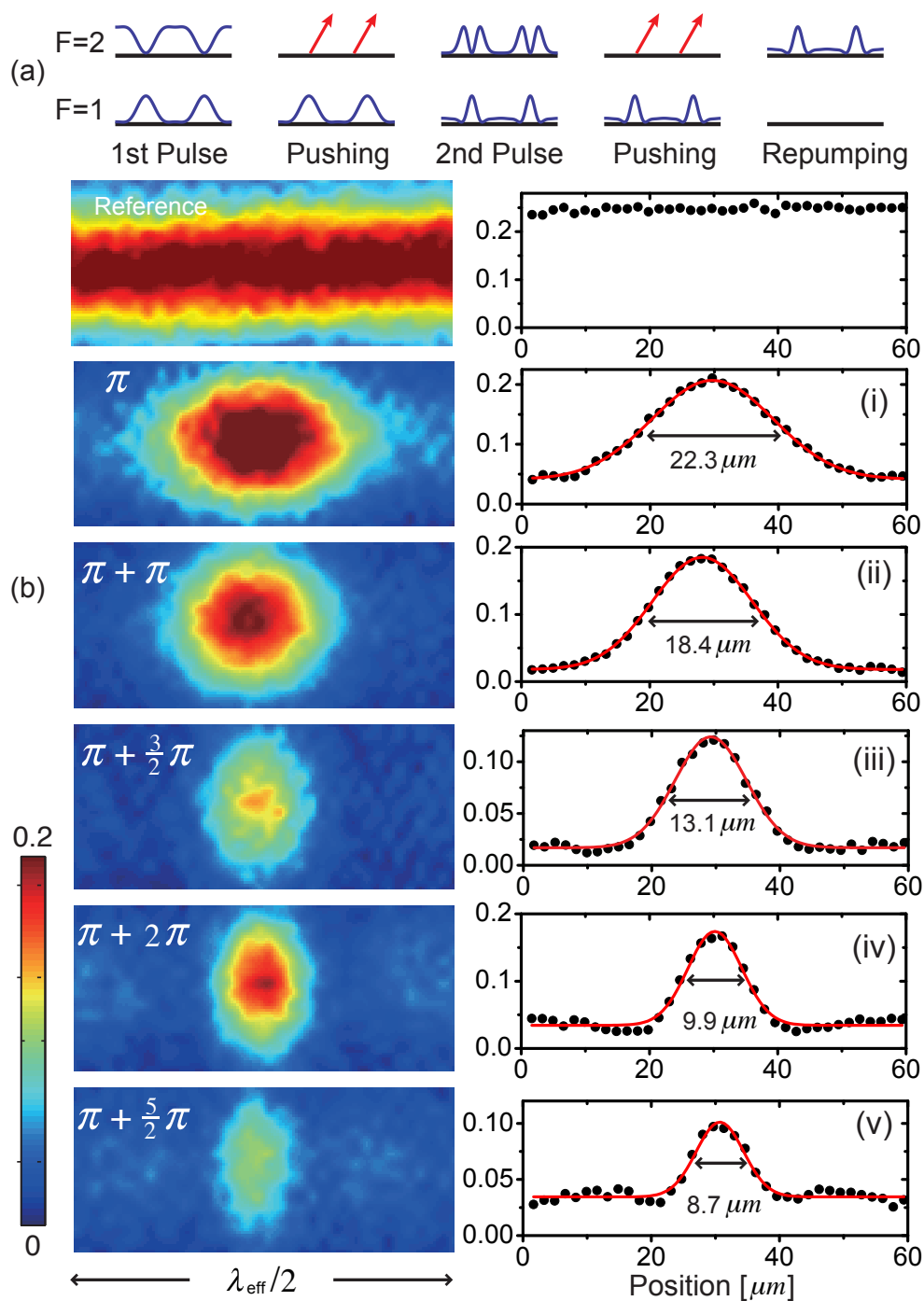


图 5.12 亚半波长原子空间局域化的实验过程和结果。(a) 实验步骤, 原子图案首先通过一个拉曼 π 脉冲在 $F = 1$ 态上产生, 其后通过第二个拉曼脉冲来将宽度减小。最后原子图案被泵浦到 $F = 2$ 态上进行吸收成像。(b) 半波长范围内原子局域化的实验结果, 左边为在不同的拉曼光脉冲面积下实验测得的原子图案, 右边是沿中心轴向的剖面图, 其纵轴为原子光学厚度。在该图中, 半高宽也在各个剖面图中一同标示出来了。

冲下图案半高宽为 $18.2 \mu\text{m}$ ，而 $\pi + \frac{5}{2}\pi$ 脉冲下图案半高宽为 $7.5 \mu\text{m}$ ，这两个均比实验值略小；这是由于在对 $F = 2$ 态原子清除和 $F = 1$ 态原子 repump 过程中， $F = 1$ 态的原子由于热运动已略微扩散。这里我们是将原子局域在光强最强的位置上，并且半波长范围内原子宽度可以通过使用更多的脉冲组合进一步缩小。另外，除了在空间上将 $F = 2$ 态上的原子清除这种方法以外，我们还可以将它们转移到其他未与 $|F = 1, m_F = 0\rangle$ 态耦合的空余磁子能级上，来使用更多拉曼脉冲进一步对 $F = 1$ 态的原子局域化。这种操作可以在更短的时间内完成，而这对于需要将原子局域到小于光波长范围的应用来说可能是比较重要的。

在以上实验中，我们已经证明了通过驻波场拉曼跃迁的方式，可以产生远比驻波场半波长小的原子条纹，而后者对应的是传统光学干涉刻蚀中的光学衍射极限。实验上，通过单个拉曼脉冲的使用，我们将原子条纹的最小间隔缩减到了驻波光场半波长的 $1/9$ 的水平上；通过使用多个拉曼脉冲的组合，我们也演示了将原子局域化到半波长的 $1/7$ 的空间尺寸内。

5.3.3 目前系统限制

在目前的实验中，我们主要有三方面的不完美性需要在以后的工作中解决：首先，我们使用的测量手段是传统的光学成像，而这本身就是受光学衍射限制的，这是实验中选择了远大于光波长的驻波光场尺寸的主要原因。同时由于光学成像系统的景深已经与原子尺寸（半高宽为 $16 \mu\text{m}$ ）相近，这明显限制了成像品质，使得随着条纹间距的减小（拉曼脉冲面积增大），测量到的条纹对比度在持续下降。当产生的原子条纹间隔达到光波长的一半以下水平时，传统光学成像已经达到极限，而此时原理上可以通过使用驻波场驱动的原子的暗态来测量亚波长量级的原子条纹间隔 [130]。另一方面，当前实验中为了简化光学设计，我们仅将一路拉曼光制备成了驻波光场，而此时原子跃迁将会感受到位置依赖的双光子失谐，这限制了产生的各个条纹中原子光学厚度的均匀度。为了解决这一问题，实验中可以将两路拉曼光均制备成驻波场，并且两个驻波场的位相调节成一致，这样可以将空间各个位置上的光双光子失谐全部调节成一致的水平，这在 5.2.1 节中已有详细描述。最后，实验中驻波光场的位相没有稳定，而这种干涉位相典型的移动速度大约为 2π /每分钟左右 [131]，与实验测量的时间在一个量级上，这样测量得到的图片在叠加平均之后也会降低条纹的对比度。除了

稳定位相以外，这种漂移效应还可以通过在测量中增加较多的原子条纹位置校验来抑制，这样可以将原子位置明显偏离的测量结果剔除，而仅把原子位置（干涉位相）基本一致的结果保留下来。

5.4 掠入射驻波光场的理论计算

在前述的实验中我们使用了交叉角非常小的拉曼驻波场，虽然理论上可以通过进一步延长拉曼脉冲面积来提升原子条纹的分辨率，但是我们对该方案本身的物理极限一样非常感兴趣。在该理论计算中，我们做如下假定：1) 两路拉曼光同 5.2.1 节和 5.2.2 节中一样，均形成驻波光场，但是此处均为掠入射 ($\theta = \pi$)，此时驻波光场的有效波长等于光波长，光场均可描述为 $\vec{E}(x) = 2\vec{E}_0 \cos(kx)$ ；2) 原子沿驻波场方向上均匀分布，且原子有两个基态 $|1\rangle$ 和 $|2\rangle$ ，以及一个激发态 $|e\rangle$ ；3) 单个拉曼光的拉比频率定义为 $\Omega(x) = \vec{d} \cdot \vec{E}(x)/\hbar = \Omega_0 \cos(kx)$ 。

在此拉曼光场作用下，原子内态的演化方程为，

$$\begin{aligned} i\hbar\partial_t c_1 &= -\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 c_1 + \frac{1}{2}\hbar\Omega(x)c_e, \\ i\hbar\partial_t c_2 &= -\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 c_2 + \frac{1}{2}\hbar\Omega(x)c_e, \\ i\hbar\partial_t c_e &= -\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 c_e + \hbar\Delta c_e + \frac{1}{2}\hbar\Omega(x)c_1 + \frac{1}{2}\hbar\Omega(x)c_2, \end{aligned} \quad (5.6)$$

其中 c_1, c_2 为两个基态上的概率幅， c_e 为激发态上的概率幅。

首先利用 Raman-Nath 近似忽略掉激发态布居演化中的动能项，因为单光子失谐通常远远大于该动能项；其次将绝热解除激发态之后，我们得到激发态的布居为， $c_e(x, t) = -\frac{\Omega(x)}{2\Delta}c_1(x, t) - \frac{\Omega(x)}{2\Delta}c_2(x, t)$ 。将此代入 5.6 式中，我们可以得到两个基态之间的速率方程为，

$$\begin{aligned} i\hbar\partial_t c_1(x) &= -\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 c_1(x) - \hbar\Delta_{AC}c_1(x) - \frac{1}{2}\hbar\Omega_R(x)c_2(x), \\ i\hbar\partial_t c_2(x) &= -\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 c_2(x) - \frac{1}{2}\hbar\Omega_R(x)c_1(x) - \hbar\Delta_{AC}c_2(x), \end{aligned} \quad (5.7)$$

其中拉曼拉比频率为 $\Omega_R(x) = \frac{\Omega^2(x)}{2\Delta}$ ，而基态能级的 AC Stark 频移为 $\Delta_{AC} = \frac{\Omega^2(x)}{4\Delta}$ 。基于该原子跃迁速率方程，参考文献 [126] 中的分裂算符的数值计算方

法¹，我们对于在掠入射的双驻波场里原子布居的演化过程进行了数值模拟。

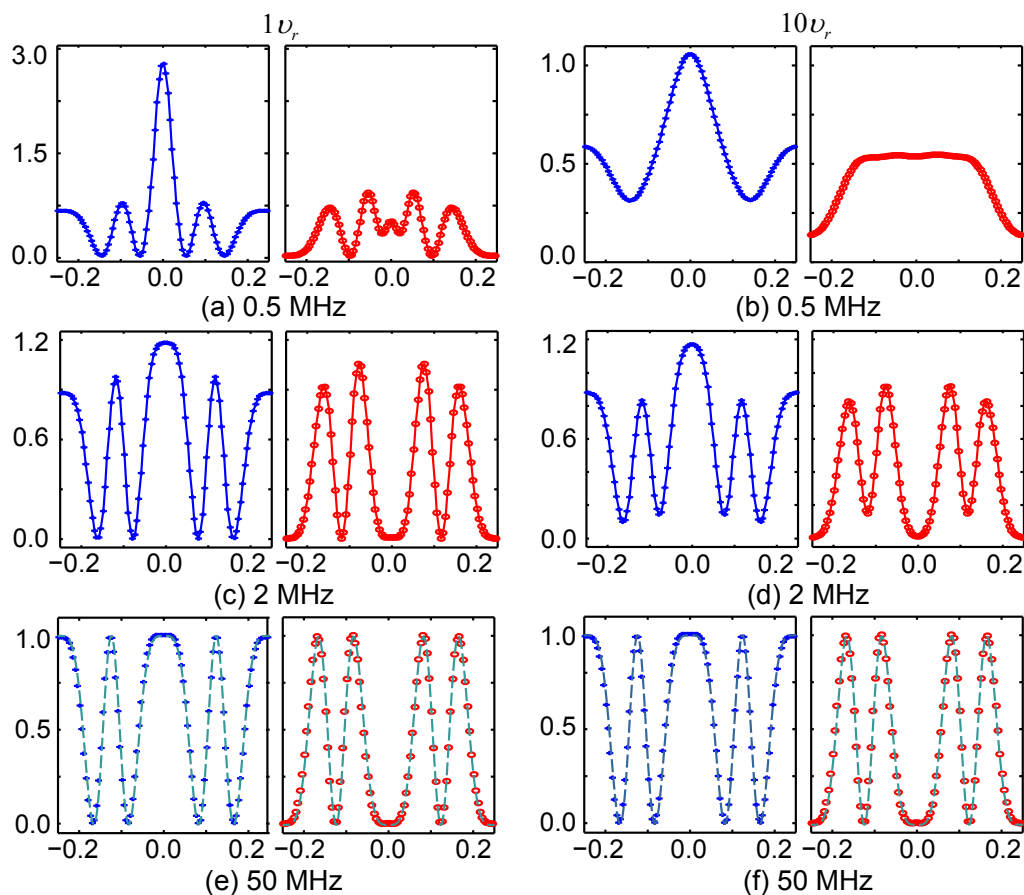


图 5.13 半波长范围内原子布居的演化与拉曼拉比频率以及原子初始速度的关系。其中横轴单位为光波长 (795 nm)，纵轴单位为相对的原子布居数。

在该计算中，我们首先将单光子失谐设定为 $\Delta = +2\pi \times 5$ GHz，其次分别选定了两种原子速度分布，第一种是半高宽为 v_r ，而第二种是半高宽为 $10v_r$ ，其中 v_r 为光子反冲速度；然后选择若干拉曼拉比频率，其中 $\Omega_R = 2\pi \times 0.5, 2.0, 50$ MHz，峰值脉冲面积均为 2π 。数值模拟出的原子布居分布如图 5.13 所示。其中图 5.13 (a) 和 (b) 中，由于拉曼拉比频率很小， 2π 脉冲宽度为 $2 \mu\text{s}$ ，所以原子扩散淹没了拉曼脉冲产生的原子条纹。图 5.13 (c) 和 (d) 中，拉比频率稍微增大；此时在忽略原子初始速度展宽的情况下，按照 5.4 式给出的 π 脉冲上限为 $N_d \approx 4.1$ ，所以图 (c) 中的原子条纹是比较清晰的，然而图 (d) 中由于原子初始

¹该部分模拟计算由朱敏杰同学完成

速度展宽较大，所以条纹对比度明显下降。图 5.13 (e) 和 (f) 中，将拉比频率进一步提升到 50 MHz，此时原子扩散给出的 π 脉冲上限为 $N_d \approx 12$ ；对于原子初始速度 $1v_r$ 和 $10v_r$ ，由于拉比频率远远大于反冲动能，产生的原子条纹基本相同；图中虚线是按照 5.3 式给出的原子布居分布，可以看出两者吻合的非常好，这说明在严格满足 Raman-Nath 近似的条件下，我们可以直接按照 5.3 式计算原子布居分布。

最后我们将拉曼拉比频率提升为 $\Omega_R = 2\pi \times 200$ MHz，原子速度半高宽设为 $1v_r$ ，此时原子扩散给出的拉曼脉冲上限约为 $N_d = 19$ 。在拉曼 10π 脉冲操作结束，或者完成拉曼操作后让原子在获得的动量下再自由演化一段时间之后，产生的原子条纹如图 5.14 所示，此时原子条纹间隔可以达到 20 nm 左右，而条纹半高宽将达到 10 nm 左右。与此同时我们可以看到，由于原子的自由演化，产生的条纹在较短的时间内就会发生畸变，这就对探测系统提出了较高的要求。

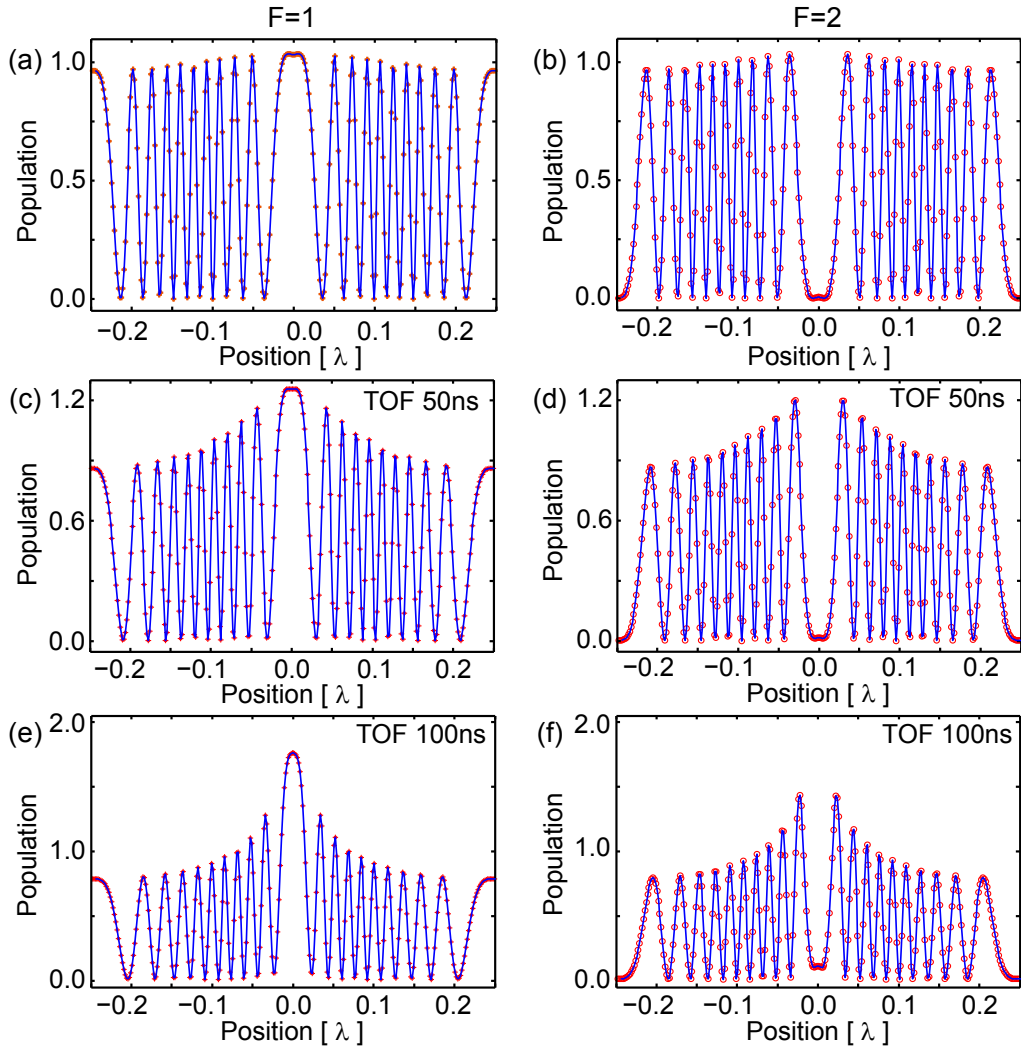


图 5.14 半波长范围内原子布居的演化过程，原子速度分布半高宽为 $1v_r$ 。此处峰值拉曼拉比频率 $\Omega_R = 2\pi \times 200$ MHz，脉冲宽度为 25 ns，峰值脉冲面积为 10π 。(a)-(b) 拉曼脉冲结束之后，没有进行自由飞行的原子两个基态能级上的图案；(c)-(d) 拉曼操作结束后，进行了 50 ns 自由飞行的原子图案；(e)-(f) 拉曼操作结束后，进行了 100 ns 自由飞行的原子图案。这些图中原子条纹间隔达到了约 $\lambda/40$ 的量级，约为 20 nm；而对应的原子条纹半高宽约为 10 nm。

第六章 超冷 $^{23}\text{Na} - ^{40}\text{K}$ 玻色费米混合气的实验制备

在本章中我将主要介绍在过去两年中我们搭建的 $^{23}\text{Na} - ^{40}\text{K}$ 超冷玻色费米混合气的实验装置, 以及其中各个主要组成部分的原理、设计和参数, 最后我们给出了目前制备的玻色费米量子简并混合气体的基本结果。

6.1 引言

自从第一个玻色费米混合的量子简并气体在 $^6\text{Li} - ^7\text{Li}$ 中 [132] 被报道以来, 一系列双简并量子气体先后在 $^{23}\text{Na} - ^6\text{Li}$ [133], $^{87}\text{Rb} - ^6\text{Li}$ [134], $^{87}\text{Rb} - ^{40}\text{K}$ [135–139], $^{41}\text{K} - ^{40}\text{K} - ^6\text{Li}$ [140], $^{174}\text{Yb} - ^6\text{Li}$ [141, 142], $^{23}\text{Na} - ^{40}\text{K}$ [143] 等系统中被陆续制备。然而在这些混合气体中, 仅有 $^{87}\text{Rb} - ^{40}\text{K}$ 和 $^{23}\text{Na} - ^{40}\text{K}$ 之间存在比较宽的 Feshbach 共振区域 [144], 其中前者的宽度约为 3 G [145], 而后者存在宽度约为 30 G [143]。利用这些相互作用大范围可调的超冷玻色费米混合气体, 可以研究以玻色子为媒介的费米相互作用 (类似凝聚态系统中的声子与电子的相互作用), 也可能可以研究玻色子诱导的费米 p 波超流 [146, 147], 另外也可以研究在费米气体 [148] 和玻色爱因斯坦凝聚 [140, 149] 中进行掺杂后的物理性质, 并且人们还预言了该混合系统在光晶格中具有一种新奇的相变 [150]。

近年来人们开展的另一个非常有趣的研究方向是以这些接近简并的玻色费米混合气体作为基础, 利用 Feshbach 共振将它们缔合成弱束缚的异核双原子分子, 再使用光学操作将该分子转移到振转能级的基态上。由于这些分子的振转基态能级具有比较大的电偶极矩, 从而可以研究具有长程和各向异性的相互作用 [151–155]。国外的研究组已经先后在 2008 年和 2015 年分别成功制备了 $^{87}\text{Rb}^{40}\text{K}$ [156, 157] 和 $^{23}\text{Na}^{40}\text{K}$ [158, 159] 这两种异核的 Feshbach 分子以及基态的分子。然而由于分子之间的化学反应 [160], 这两种基态分子中只有 $^{23}\text{Na}^{40}\text{K}$ 是化学稳定的分子, 因此该分子类型对目前的研究具有特别的吸引力。

目前国际上正在进行 $^{23}\text{Na} - ^{40}\text{K}$ 混合简并气体以及基态极化分子研究的

实验组中，仅有麻省理工学院的 Martin Zwierlein 小组以及马普量子光学所的 Immanuel Bloch 小组已经先后成功制备了双量子简并气体以及基态的极化分子。我们实验组在 2015 年 9 月份也成功制备了 $^{23}\text{Na} - ^{40}\text{K}$ 的双简并量子气体，在过去一年时间里，我们实验的进度如表 6.1 所示。在本章中，我将主要介绍我们双简并量子气体制备中所使用的实验装置以及初步的实验结果。

时间	实验节点
2014.07 ~ 09	真空搭建与烘烤
2014.11.26	^{23}Na MOT
2015.01.22	Na BEC (磁阱)
2015.05.18	^{40}K MOT
2015.06.04	双原子 Dark MOT
2015.08.14	双原子混合 (交叉光阱)
2015.09.22	玻色费米双简并 (交叉光阱)

表 6.1 过去一年时间内的实验进展

6.2 Na 和 K 的激光系统

激光是我们在实验中对原子进行操控的主要手段之一，因为各个原子有不同的电子壳层数以及能级结构，所以它们需要的波长通常也不一样。在我们的实验中，对于 Na 原子，主要需要对它的 $3^2S_{1/2} \rightarrow 3^2P_{3/2}$ 跃迁线进行操作，其对应的波长为 589.158 nm；而对于 K 原子，主要对它的 $4^2S_{1/2} \rightarrow 4^2P_{3/2}$ 跃迁线进行操作，其对应的波长为 766.701 nm。由于碱金属原子的自然线宽一般在 10 MHz 左右，所以激光线宽需要稳定到 1 MHz 左右，这样才可以使激光与原子的相互作用比较稳定。

目前商业上 767 nm 的半导体激光管 (DL) 以及锥形放大器 (TA) 已经很成熟，可以很方便的采购或者自己制作，我们选择了 Toptica 公司的 TA-Pro 系列的 767 nm 半导体激光器。而对于 589 nm 激光器，大致有两种来源，一种是使用染料激光器直接输出 589 nm 的激光 [161]，其缺点是需要定期更换染料，而激光染料具有毒性；另一种是使用 1178 nm 的半导体激光器作为光源，对其功率放大后再进行倍频 [162]，这种全固态系统更加安全、紧凑，因而近年来被广泛采用。对于后者来说目前有两种放大和倍频方案，第一种是使用拉曼光纤将

1178 nm 的种子光功率放大到 10 W 左右，然后使用单次通过的倍频晶体 (转换效率 10% ~ 20%)，这样可以输出功率接近 2 W 的 589 nm 激光 [162]；另一种方案是使用 TA 对种子光进行功率放大，之后通过环形光学腔增强倍频晶体的转换效率 (~ 80%)，这样也可以输出超过 1 W 的 589 nm 激光。实验中，我们选择了后一种方案，使用了由 Toptica 公司提供的 TA-SHG Pro 系列的 589 nm 激光器。下面我将大致介绍实验中使用的 Na 和 K 两种碱金属原子的光学系统。

6.2.1 Na 原子激光系统

由于相同温度下 Na 原子的饱和蒸汽压比广泛使用的 Rb 原子低几个数量级，为了获得明显的光谱信号，需要将 Na 的蒸汽池加热到 200 摄氏度左右。而 Na 的 $3^2P_{3/2}$ 态的超精细能级频率劈裂只有约 110 MHz，各个超精细跃迁的光谱吸收峰互相重叠，加上光谱在原子碰撞下的展宽，导致在吸收光谱中无法分辨出超精细跃迁。此时使用传统的直接频率调制方法 [69] 产生的误差信号梯度很小，并且容易产生漂移，难以保证实验系统的稳定性。所以我们转而采用了调制传递光谱 (Modulation Transfer Spectroscopy) 的方法以提高误差信号的梯度和频率稳定性 [163]，该方法已经在 Ca [164]， $^{85}\text{Rb}/^{87}\text{Rb}$ [165] 以及 ^{39}K [166, 167] 等原子的激光稳频中得到过报道。

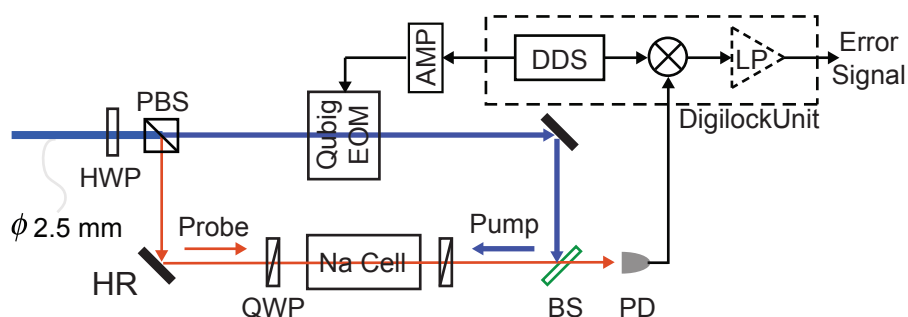


图 6.1 Na 调制传递的误差信号产生方式。图中输入光是将激光器输出光直径放大一倍之后的光束；DDS 信号源和混频处理部分是在 Digilock 内部进行处理的，低通滤波器 (LP) 是模拟电路的信号处理中常用的器件，但在 Digilock 中不具有该功能。

我们采用的调制传递光谱的实验布局如图 6.1 所示，其中误差信号的产生使用的是激光器自带的 Digilock 数字信号处理系统，DDS 信号源输出 3.125 MHz 的调制频率，经过射频功率放大 (AA Optoelectronics, AMP-A-B-34) 之后，

连接到频率可调谐的共振型 EOM 上 (Qubig, EO-Tx6L3-NIR), 以对泵浦光产生足够深的调制。当激光频率在原子循环跃迁线附近时, 施加在泵浦光上的频率调制在原子气池中通过四波混频过程传递到探测光上去, 从而探测光有了频率边带。探测光拍频后经过光电管探测送入混频器中与 DDS 信号进行混频, 就可以产生与激光频率相对循环跃迁中心频率的差成正比的误差信号了。上述混频过程只在循环跃迁线比较比较显著, 所以在其他位置上探测光是没有调制的, 这样就使得调制传递产生的误差信号偏置为零, 所以可以避免锁定后激光频率的漂移。整体上由于 EOM 的调制效率与波长成反比, 在 589 nm 上相对后面将要介绍的 767 nm 效率更高, 因此很容易出现调制传递光谱的误差信号。

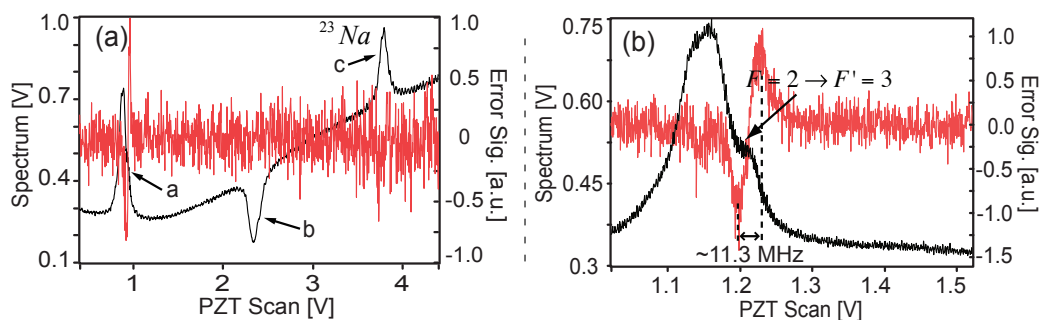


图 6.2 Na 的饱和吸收光谱以及 MTS 误差信号。(a) 图中透过峰 a 对应的是 $F = 2 \rightarrow F' = 1, 2, 3$ 的跃迁, 透过峰 c 对应的是 $F = 1 \rightarrow F' = 0, 1, 2$ 的跃迁, 而吸收谷对应的是 $F = 2$ 与 $F = 1$ 相对于共同激发态跃迁之间的频率交叉, 该光谱机制的解释可以参考文献 [168]。(b) 图中单独显示了图 (a) 中光谱透过峰 a 的细节结构以及对应的 MTS 误差信号。

利用上述方法, 我们得到的 Na 原子饱和吸收光谱以及 MTS 误差信号如图 6.2 所示。在图 (a) 中我们可以看出只有从基态 $F = 2$ 至激发态的跃迁附近才出现了误差信号, 可以注意到误差信号的噪声比较大, 这是因为 Digilock 模块中没有低通滤波¹。在图 (b) 中可以看出误差信号整体的偏移为零, 同时误差信号的斜坡对应的频率宽度仅为约 11 MHz, 这和 Na 原子自然线宽 (9.8 MHz) 大小接近; 另外还可以注意到误差信号斜坡上的零点并不在光谱透过峰的最高值上, 这对应的就是 $F = 2 \rightarrow F' = 3$ 的循环跃迁线。

实验中我们使用了两台 589 nm 的 TA-SHG Pro 激光器, 分别作为 Na 原子激光冷却中所需的 Cooler 和 Repumper, 它们之间的频率差约为 1.77 GHz。其

¹我们询问 Toptica 工程师之后得到的答复是, 他们认为激光锁频反馈用的压电陶瓷模块无法对高频噪声做出响应, 所以不需要进行低通滤波

中 Cooler 激光通过调制传递光谱的方法主动锁定到 Na 原子的 $F = 2 \rightarrow F' = 3$ 超精细跃迁线上，而 Repumper 激光通过光学锁相环 (Vescent Photonics, D2-135) 被动锁定到 Cooler 激光上；为了避免倍频腔的传递对于锁相环路稳定性¹以及反馈带宽的干扰，我们将两台激光器的 1178 nm 种子光进行拍频并送入快速光电管 (Thorlabs, PDA8GS) 中进行测量，其光路布局如图 6.3 所示。通过数字锁相环路的锁定，改变 VCO 的频率可以快速、大范围调节 Repumper 激光的频率，这对于后续双原子实验中 $\text{Na}|1, 1\rangle$ 态在高磁场下成像很有必要。在图 6.3 中，Cooler 激光在上移 250 MHz 之后通过 MTS 锁定到 $F = 2 \rightarrow F' = 3$ 跃迁频率上，从而使得输出激光的频率比该循环跃迁低 250 MHz；而 Repumper 与 Cooler 的 1178 nm 种子光拍频频率约为 871.6 MHz，这样前者被动锁定之后输出的 589 nm 激光频率比 $F = 1 \rightarrow F' = 2$ 跃迁低 220 MHz。

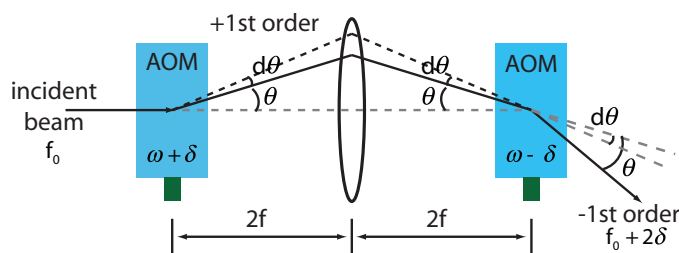


图 6.4 AOM Tandem 构型

实验中为了测量暗态磁光阱中原子的光学厚度，不同偏置磁场下磁阱中的原子，需要将探测光在大范围内进行频率调节。所以我们将上述移频产生的探测光送到真空平台之后，均使用 TANDEM 构型的 AOM 组合对其进行大范围移频²，其布局如图 6.4 所示；我们一般使用的都是 250 MHz 的 AOM，单个 AOM 频率可调节 100 MHz，所以经过 TANDEM 之后输出光的频率可以在 $-100 \sim +100$ MHz 之间调节，在这样 200MHz 的频率扫描内光纤收集之后的功率变化最多只有 50%。

¹一开始由于缺乏 1178 nm 的光电管，我们直接利用倍频后的 589 nm 的拍频信号来进行反馈，结果发现锁相环的电流反馈输出容易干扰腔锁定，使得系统无法长期稳定工作

²由于 589 nm 和 767 nm 光不能使用同一种 AOM，所以我们为两种波长分别准备了两套 TANDEM

6.2.2 K 原子激光

对于 K 原子来说，它有三种常见的同位素，分别为两种玻色子 ^{39}K 和 ^{41}K ，和一种费米子 ^{40}K ，其各自的能级结构和自然丰度可以参考图 6.5。对于我们主要关心的同位素为 ^{40}K ，由于其自然丰度太低，所以无法直接将激光锁定到这种原子的跃迁线上。实验中只能将激光频率锁定到 ^{39}K 原子的跃迁线上，之后再将其频率移动到 ^{40}K 原子能级的频率上。

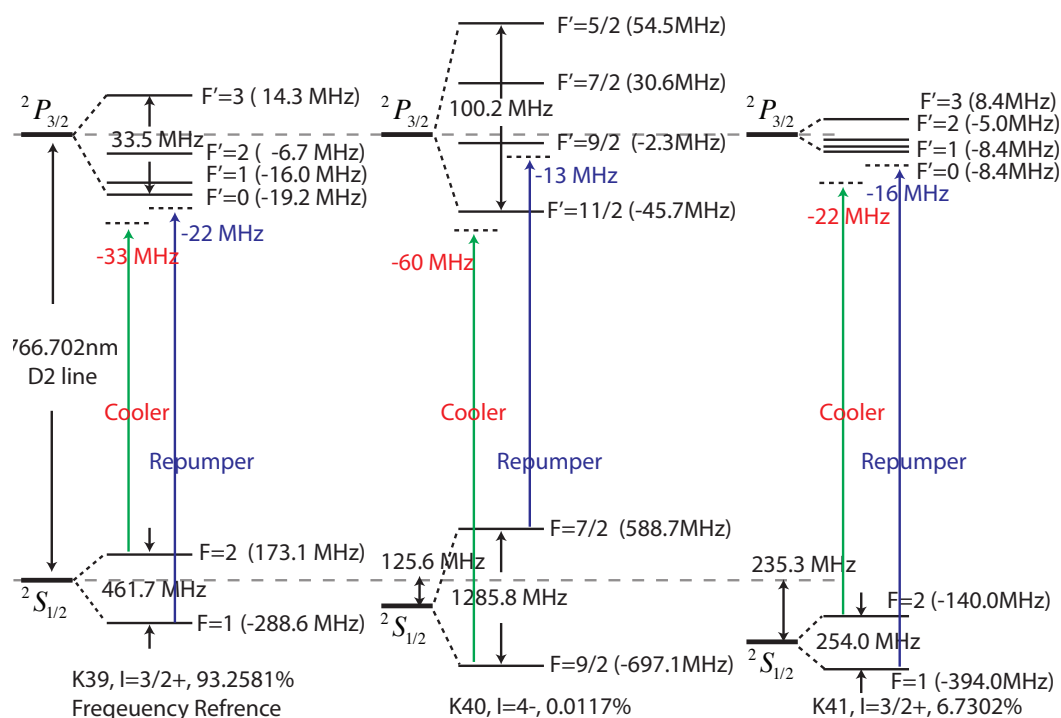


图 6.5 K 原子三种同位素的能级结构以及相对频率。图中所有的基态和激发态频率都是相对于 ^{39}K 原子的 $4^2S_{1/2}$ 和 $4^2P_{3/2}$ 精细能级而表示的，另外 Cooler 和 Repumper 的失谐也是相对于 $4^2P_{3/2}$ 标定的。同时注意 ^{40}K 原子的超精细态分布相对其他两种原子是相反的。

为了锁定 K 的伺服激光，我们也使用了频率调制传递的方法来获得激光稳频所需的误差信号，该方法在 ^{39}K 原子的锁频应用中已经获得过报道 [166, 167]。由于 ^{39}K 原子的超精细激发态能级间隔很小，没有一个很好的循环跃迁，同时 EOM 在相同射频功率下对 767 nm 激光的调制深度相对 589 nm 激光的调制明显减小，使得 ^{39}K 原子的调制传递光谱误差信号的获得相对 Na 原子来说比较困难。实验中，我们采取了如下方法来优化 ^{39}K 原子的调制传递过程，首先我们将泵浦光和探测光的直径都扩大到 5 mm 左右，以提高它们与原子气体相互

作用的面积；其次，我们仔细测量和优化了 EOM 对 767 nm 的调制深度，使得 Pump 光中大部分功率传递到频率边带上去；最后，通过调节 Cell 两侧的四分之一波片将两个光场都制备为圆偏光，这些都是为了将更大功率的调制边带传递到探测光上，以产生信噪比足够高的误差信号。下面我先介绍实验中我们是怎样校验 EOM 对 767nm 泵浦光的调制深度的。

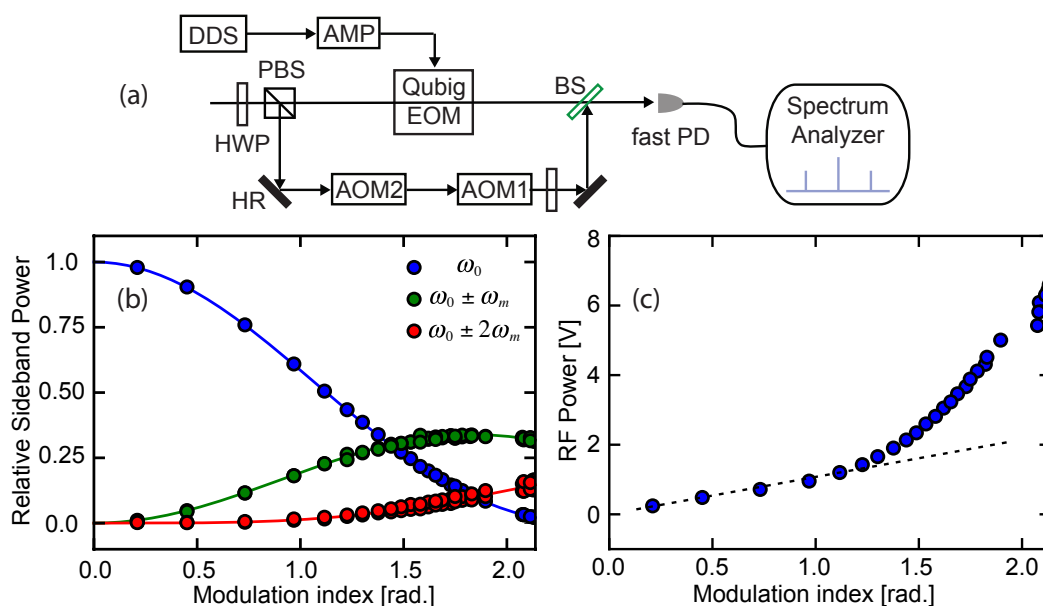


图 6.6 EOM 在 767 nm 波长下调制指数的测量。此处调制频率 $\omega_m = 3.125$ MHz。

由于调制传递光谱中所用的调制频率一般仅为自然线宽的一半左右 (MHz 量级)，这么小的边带需要精细度上千的光学腔才可以分辨 (比如腔长为 10 cm)，这样的光学腔的搭建比较复杂，所以我们转而采用了光学拍频的方式对 EOM 在 767 nm 波长下的调制深度进行了测量。该测试布局如图 6.6 (a) 所示，其中入射光场 ω_0 被分为两路，一路经过 EOM(Qubig, EO-Tx6L3-NIR) 进行位相调制以产生频率边带 $\omega_0 + n\omega_m$ ，其中 $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ ，而另一路经过 AOM 移频变为 $\omega_0 + \delta\omega$ ，两路光场最后的干涉拍频通过快速光电管探测并接入频谱分析仪。这样在频谱中将会看到多个频率成分，分别为 $\delta\omega + n\omega_m$ ，其中 $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ 。实验中我们观测到频谱分析仪中出现了驱动 AOM 的射频背景信号，而这会干扰调制边带相对强度的测量，所以我们使用了两个 AOM 分别正、负移频使其差分频率 $\delta\omega$ (20 MHz) 与 AOM 驱动频率明显不同。在频谱

测量中，通过比较 0 级、 ± 1 级以及 ± 2 级的边带之间的功率值，将它们与贝塞尔函数的比例 $|J_0(\beta)|^2 : |J_1(\beta)|^2 : |J_2(\beta)|^2$ 做比较，我们就可以推算出 EOM 的调制指数 β 。其结果如图 6.6 (b) 所示，可以看出当调制指数稍微大于 2 时，载波中已几乎没有光功率，而全部转移到调制边带中。在图 6.6 (c) 中我们给出了各个调制指数对应的施加在 EOM 上的射频功率¹，可以看出它们并未与厂家宣称的一样成线性关系；反而在功率较大时，调制系数的提升需要更高的射频功率。由于我们使用的共振型 EOM 的频率宽度较小，为了避免上述效率下降是因为调制频率非共振引起的，我们会尝试微调射频频率检验调制深度是否会提高，而实际一般却会使边带下降。这说明射频功率上升过程中，EOM 设定频率没有变化，上述现象是其他机制导致的。

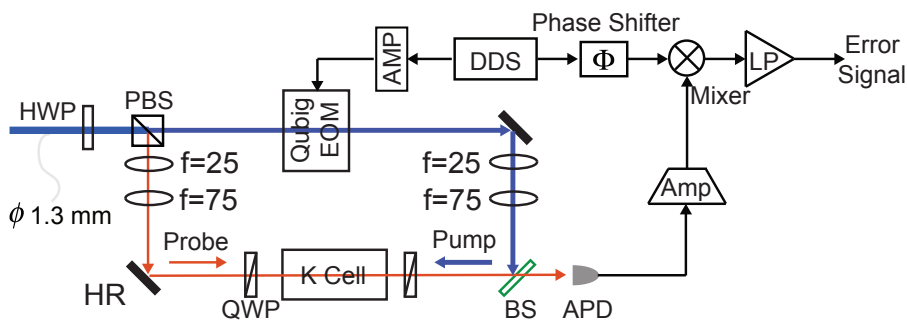
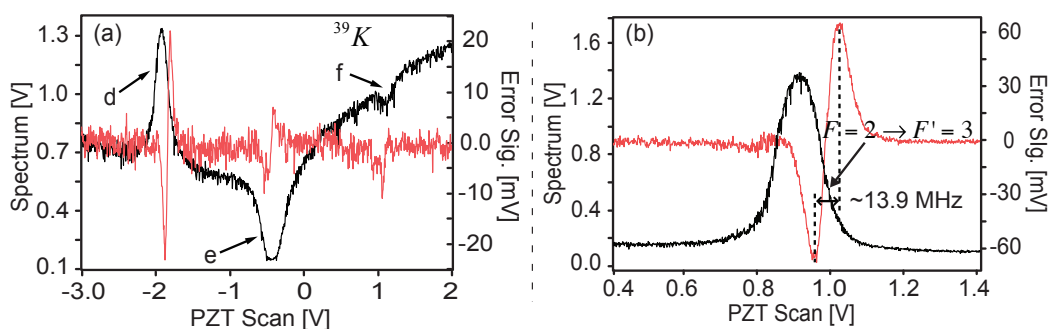


图 6.7 K 原子激光调制传递光谱与误差信号的产生

在测试好 767 nm 光场的 EOM 调制之后，我们搭建了 K 的调制传递光谱，其布局如图 6.7 所示。这里我们没有再使用 Digilock 系统，转而采用了一系列分立模拟器件来产生误差信号。该图中 DDS 为 Agilent 33500b 任意信号发生器，其输出频率设定为 3.125 MHz，输出电压幅度为 $V_{pp}=0.9\text{V}$ ；该信号发生器具有两个输出通道，可以调节两者的相对位相；该调制信号经过功率放大 (AA optoelectronics, AMP-A-B-34) 之后连接到 EOM 上。探测光拍频使用的是雪崩光电管 (Thorlabs, APD110A)，由于拍频信号幅度比较弱，在它之后使用了一个小型功放 (Minicircuit, ZFL-1000LN+) 对信号进行放大，之后光拍频信号与 DDS 的参考频率通过鉴相器 (Minicircuit, MPD-1+) 进行混频，再经过一个低通滤波器 (Minicircuit, SLP-1.9+)，这样就可以获得误差信号了。

在优化完泵浦光自身的调制以及对探测光的调制传递之后，实验上获得

¹这里的功率以有效电压值表示，换算到功率可以使用 $V^2/50\ \text{Ohm}$

图 6.8 ^{39}K 原子的饱和吸收光谱以及 MTS 误差信号

的 ^{39}K 原子的饱和吸收光谱以及调制传递产生的误差信号如图 6.8 所示。在图 6.8 (a) 中，我们看到该光谱中主要有三个特征峰或者谷，其中透过峰 d 对应的是 ^{39}K 原子的 $F = 2$ 超精细基态至 $^2P_{3/2}$ 的超精细多重态之间的跃迁，而吸收谷 e 对应的是 ^{39}K 原子的 $F = 1$ 和 $F = 2$ 两个超精细基态之间的频率交叉。最后一个不太明显的吸收谷 f 实际上是两个光谱结构的叠加，其一是 ^{39}K 原子的 $F = 1$ 超精细基态至 $^2P_{3/2}$ 的超精细多重态之间的跃迁，其二是 ^{41}K 原子的 $F = 1$ 和 $F = 2$ 两个超精细基态之间的频率交叉，所以这两个吸收谷和透过峰之间的叠加就使得该光谱结果比较复杂。在该图中还可以看到主要的误差信号在透过峰 d 处，这是 $F = 2 \rightarrow F' = 3$ 的循环跃迁所在处；另外在吸收谷 e 处也出现了较弱的误差信号。图 6.8 (b) 中是对光谱透过峰 d 的放大图，在其中我们可以看到误差信号的斜坡零电平在透过峰的边缘下端（对应循环跃迁的中心频率），而且整个误差信号的斜坡对应的频率范围约为 14 MHz，大约是 ^{39}K 原子自然线宽的两倍左右。该误差信号由于经过低通滤波，信噪比很好。实验中，上述误差信号仍然送入 Digilock 中利用其数字式控制器来锁定激光频率。

实验中为了给 K 原子的激光冷却提供足够的光功率，我们使用了四台 Toptica TA-Pro 半导体激光器，每台激光均可输出高达 1.2 W 的功率；这四台激光器均使用数字式的光学锁相环（与前述 Na 的锁频为同一型号）分别被动锁定到一台半导体主激光器上，而该主激光通过频率调制传递光谱主动锁定到 ^{39}K 原子的循环跃迁线上，其整体布局与移频如图 6.9 所示。由于数字锁相环可以在大范围内锁定激光频率，使得可以很方便的切换激光频率以服务于三种同位素原子的实验。参考图 6.5 中 K 原子三种同位素的跃迁频率，为了锁定

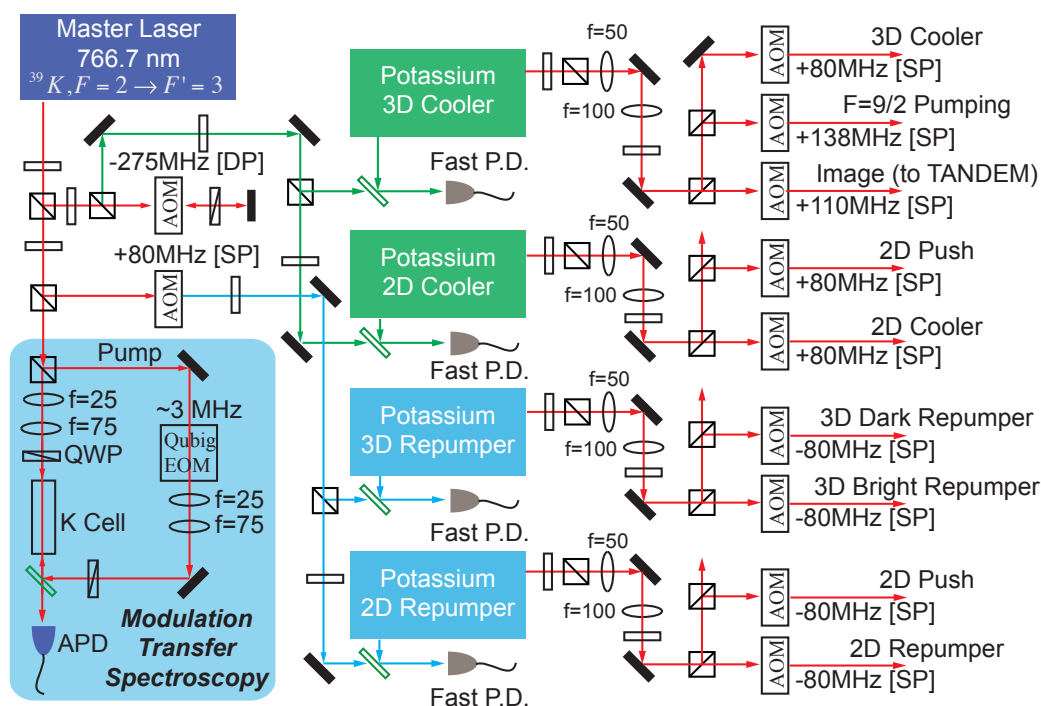


图 6.9 K 原子激光的主 - 从锁定以及分光布局。图中四台从激光器均利用 ^{39}K 原子光谱作为锁频位置的参考，在此没有显示。图中 AOM 标示的含义与图 6.3 中相同。

Repumper 激光，我们将主激光的频率上移 80 MHz 而后与之拍频；对于 Cooler 激光，我们将主激光频率下移 550 MHz 而后与之拍频；以上拍频所用光电管，除一个为 EOT 公司的 ET-2030A 外，其它三个均为 Vescent Photonics 公司的 D2-160。在以上设置下，我们计算出的激光锁定频率如下表所示。

原子种类	Cooler	Repumper
^{39}K	+423 MHz	+425 MHz
^{40}K	+1266 MHz	-443 MHz
^{41}K	+747 MHz	+535 MHz

表 6.2 $^{39,40,41}\text{K}$ 三种同位素的四台激光与主激光器的拍频设定频率

6.3 真空系统

为了获得大数目的量子简并气体，首先需要有大通量的原子束流。目前常用的原子束流制备方式主要有两种，第一种是从原子炉内的蒸汽中筛选出横向

速度非常窄的原子束，然后使其在一维非均匀磁场和激光耗散力的作用下减速 [169]；这种方法对大量原子适用，比如碱金属原子、碱土原子、稀土元素、惰性气体等。另一种是在背景稀薄蒸汽中对原子进行二维抓捕和冷却，这种装置通常很紧凑，但是仅对部分质量较重的原子有效，比如铯 [170]、铷 [171]、钾 [172] 等。对于我们需要的 ^{23}Na 原子来说，比较成熟的、广泛使用的原子束流制备方式为 Zeeman 减速器。对于钾原子来说，其多个同位素中仅有 ^{40}K 原子为费米子，而该类原子自然丰度仅为 0.0117%，所以我们使用了同位素提纯的钾源 (^{40}K 丰度提升到 10%)；由于该样品价格非常昂贵，为了提高其使用寿命 (目前使用的是 50 mg 的样品)，我们采用二维磁光阱结构来制备 ^{40}K 原子束流。

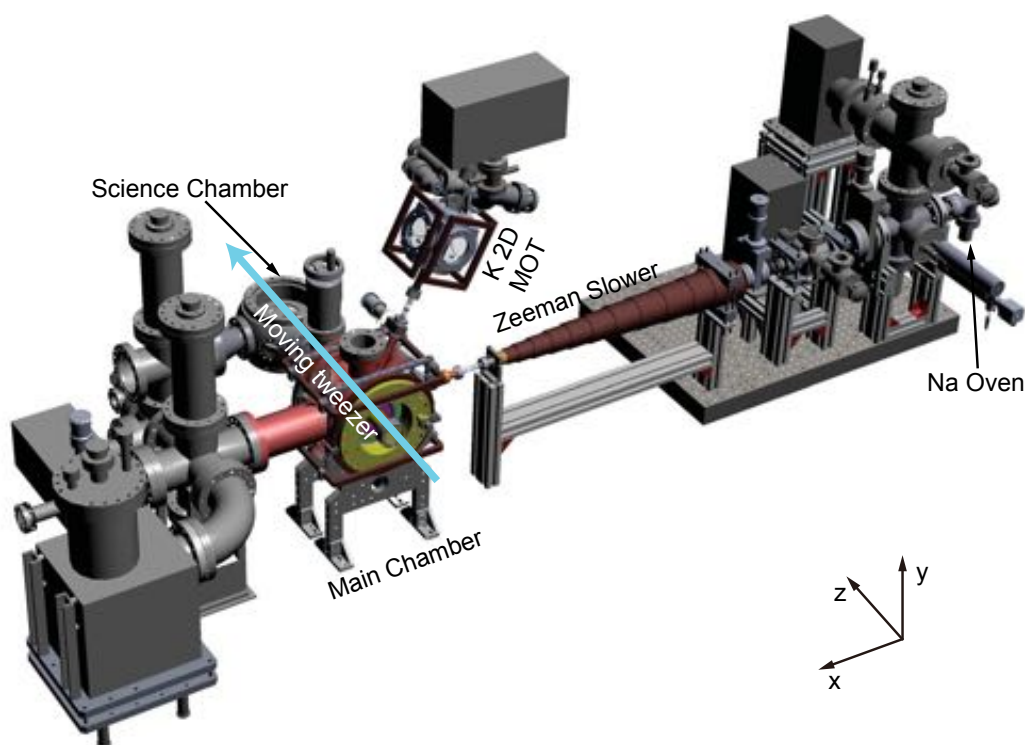


图 6.10 ^{23}Na - ^{40}K 超冷玻色费米混合气制备的真空装置

我们真空系统的设计主要参考了 MIT 的 Wolfgang Ketterle 小组 Na BEC 的装置 [173]，并增加了 K 的二维磁光阱结构，其整体结构如图 6.10 所示。该真空系统主要包括制备 Na 原子束流的 Zeeman Slower，制备 K 原子束流的 2D MOT，以及抓捕 3D MOT 并进行磁阱蒸发的主腔；由于主腔结构已经很复杂，我们还设计了一个实验腔，准备利用气浮平移台推动光阱将在主腔中蒸发冷却

的原子气体移动到实验腔中进一步研究。该真空系统的多个组成部分相互独立，真空度以及温度相差较大，互相通过差分管、真空阀门以及波纹管进行软连接。

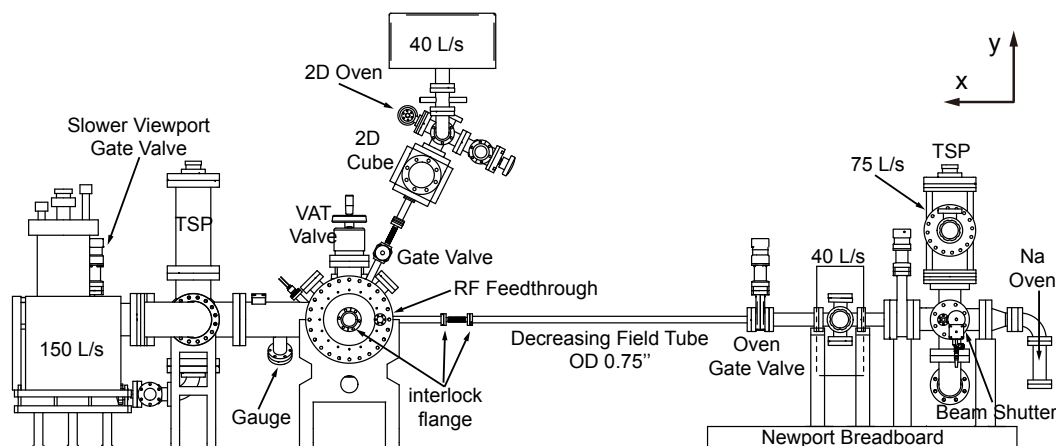


图 6.11 主控、2D MOT 腔以及 Zeeman Slower 腔的结构示意图

在本篇论文撰写时，我们仍然在主腔中研究双筒并量子气体的制备过程以及它们的基本物理性质，尚未搭建实验腔。目前正在使用的真空腔体结构如图 6.11 所示，该装置总长度约为 3.0 m，高度约为 1.3 m，真空管道以及光学窗口等部件主要由 Kurt-Lesker 公司提供。其中 Zeeman Slower 腔中使用了一台 75 L/s 和一台 40 L/s 的离子泵，该部分还额外准备了一个钛升华泵；在 Slower 腔部分安装了两个门阀，以在更换样品时隔断保护主腔；样品炉体以及差分设计将在 6.4.1 节中予以介绍。Slower 腔与主腔通过外径为 0.75 英寸的管道连接，该管道分为两部分，其中一个管道 (80 cm 长) 焊接在 2.75 英寸法兰上并与 Slower 腔门阀连接，另一管道 (17 cm 长) 直接焊接在主腔上，两者通过波纹管连接。由于该管道标准配备的 1.33 英寸法兰外径大于后续 Zeeman Slower 磁场线圈的黄铜支柱，所以我们采用了互锁法兰的设计 [174]。Slower 腔体整体放置在一块光学平板上，以调节位置与主腔组装。

主腔部分使用了一个 10 英寸法兰的腔体，并且焊接了多个端口以连接各个真空部件，该腔体 (包括法兰) 前后的整体厚度约为 22.5 cm，外径约为 25.4cm，其竖直剖面图可以参见图 6.21。我们为主腔配置了一台 150 L/s 的离子泵以及一台钛升华泵，以产生超高真空环境。主腔的前后两面都安装了 10 英寸法兰的缩入桶 (内径约为 15 cm)，两个缩入桶在安装之后内壁之间的间隔约为 3 cm。

该缩入桶中心位置伸出的一根外径为 1.5 英寸的管道，以安装光学窗口，最后通光尺寸约为 35 mm。该管道周围安装了产生蒸发磁阱的 Cloverleaf 线圈组 (放置在缩入桶中，以减小前后两组线圈之间的距离)，由于前端的 2.75 英寸法兰外径比线圈组中曲率线圈的内径要大，所以这里的法兰也采用了互锁设计。实验中我们将 Cloverleaf 线圈整体安装在缩入桶中之后，再安装其中间真空管上的光学窗口。另外，主腔背面缩入桶的中心管道通过一个 VAT 无磁阀以及一个 2.75 英寸的短波纹管与实验腔相连，目前该无磁阀已安装；由于实验腔暂未安装，该阀门外面安装了一块光学窗口。主腔斜上方通过一个 1.33 英寸的门阀以及波纹管与 2D MOT 腔连接，该 2D MOT 腔将在 6.5 节中介绍。

由于我们使用的 Cloverleaf 磁阱的束缚沿径向比较强，而沿轴向很弱，这就要求我们将主腔设计成沿竖直方向放置，使得主腔的轴向处于水平方向。同时为了提高磁阱中蒸发的原子装载进入光阱的效率，我们将光阱的移动方向设计与磁阱轴向 (主腔轴向) 一致；由于从主腔中心到实验腔中心距离约为 45 cm，为了保证足够的通光孔径，我们扩大了缩入桶中间真空管的通光孔径 (如上所述为 35 mm)。目前实验日常运行中，各个部分的真空度如表 6.3 所示。其中常规真空度是样品炉 stand by 情况下的测量值，其中 Na 炉温度维持在 200 摄氏度左右，K 2D 腔的样品炉和金属腔体温度分别维持在 60 和 40 摄氏度。实验真空度是日常工作状态，其中 Na 炉温度为 340 ~ 380 摄氏度，K 2D 腔的样品炉和腔体温度分别为 110 摄氏度和 55 度左右。

位置	常规真空度 (mbar)	实验真空度 (mbar)
Zeeman Slower	2×10^{-9}	3×10^{-8}
2D Chamber	4×10^{-9}	5×10^{-8}
Main Chamber	3×10^{-11}	4×10^{-11}

表 6.3 各个部分的真空度

6.4 Na 原子 Zeeman 减速器

6.4.1 Na 原子样品炉

为了提供 Na 原子束流，我们将样品炉中的 Na 金属样品加热融化，使其产生的饱和蒸汽经过喷嘴 (Nozzle) 喷射出来，经过两级差分管准直选取之后的原

子束流接下来在 Zeeman 减速器中与冷却光作用，从而将原子速度减小磁光阱抓捕速度范围以内。该样品炉以及差分设计如图 6.12 所示。

样品炉的喷嘴为一块装在双面 2-3/4 法兰一端的厚度为 2.54 mm 的圆铜片，该铜片中央有一个直径为 4 mm 的圆孔，铜片整体位置可以适当调节，从而使喷嘴与主腔中心对准。实验中样品炉加热温度一般为 340 ~ 350 摄氏度¹，而喷嘴区域的加热温度一般比炉温高 40 摄氏度左右。样品炉和喷嘴附近的法兰均使用镀银的铜垫片，以避免在高温下氧化之后法兰连接无法拆卸。

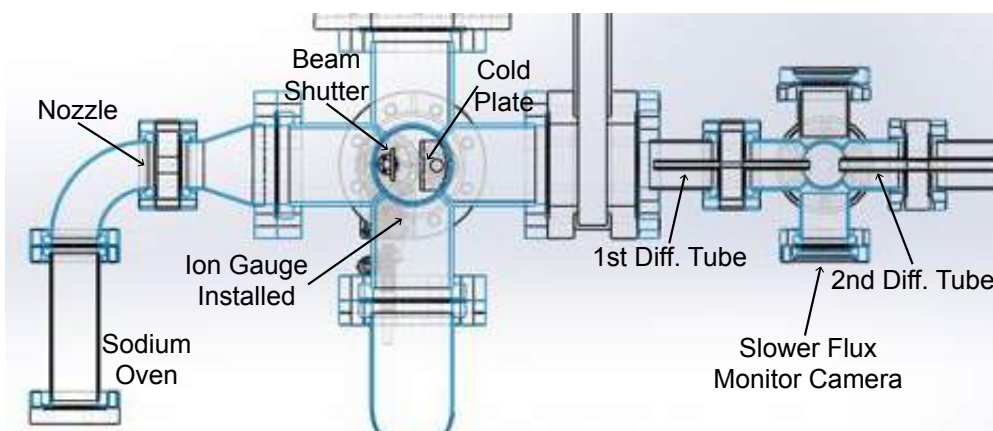


图 6.12 Na 样品炉以及差分设计

炉子中的 Na 蒸汽通过喷嘴进入真空腔向前飞行的过程中先经过冷却铜板，该冷却板中央有一个直径 10 mm 的圆孔，这样从喷嘴中出来的发散角比较大的原子可以被冷却板截住，而只有发散角比较小的原子束流可以进入后续差分管区域。该腔体使用了一台抽速为 75 L/s 的离子泵维持真空度，并且在离子泵前端放置了一个挡板 (GNB, MCB-4SCCU)，将散射进入离子泵区域的 Na 原子挡住，该设计可以避免离子泵被碱金属原子污染但也会使抽速减半；该腔体中还准备了一台冗余的钛升华泵作为备份，平时不开启。实验中在磁光阱抓捕到原子之后，需要将原子束流关闭，以避免蒸发下来的冷原子的碰撞损失；这里我们使用了一个磁控的束流闸 (UHV Design, MPPL-150-DC)，它在真空腔内有一个可以前后移动的支撑杆，而支撑杆一端安装了一块铜片，另一端上装有磁铁；该磁铁与真空腔外的磁铁耦合在一起，通过电机推动或者拉回外部磁铁就可以

¹ 由于我们的 Na 样品装在玻璃瓶中，而玻璃瓶与样品炉只有底部和侧面部分区域接触，导致样品温度应该明显比加热温度低，我们估计两者的温差可以达到 50 ~ 100 摄氏度

带动真空中的支撑杆同步移动。我们没有采用通过波纹管直接推动真空内部支撑杆的设计，因为这种磁耦合可以避免因为波纹管机械疲劳而导致的真空泄露。

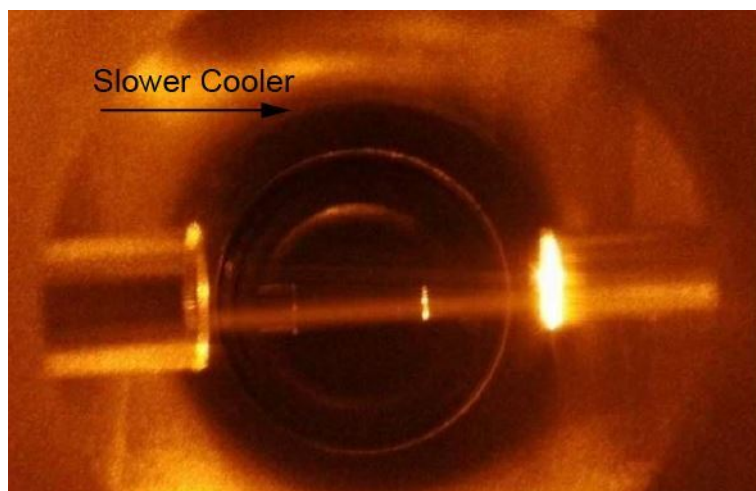


图 6.13 在两级差分管中间观察到的 Na 热原子束流荧光

为了保证主腔和样品炉之间至少有 10^3 的气压差，我们使用了两级差分，第一级差分管的外径 0.375 英寸，内径为 0.305 英寸，第二级差分管的外径为 0.25 英寸，内径为 0.18 英寸；两级差分管长度均为 4.75 英寸，它们均焊接在双面 2-3/4 法兰上。这两级差分之间的六通管上安装了一台抽速为 40 L/s 的离子泵维持其真空度，同时上下端口上各安装了一个光学窗口¹。在系统装配中，我们从主腔中心位置打过来一束辅助激光束，以实现主腔中心和喷嘴的准直；最后从喷嘴一侧可以肉眼观察到 Slower 另一端光学窗口的中心即完成了系统准直。在 Slower 样品炉日常工作中，主腔中几乎观察不到真空度上升，这说明两级真空腔之间的差分效果非常显著。在测试期间，通过这里的光学窗口我们观察到了第一束热原子束流的荧光，如图 6.13 所示，其中所用的激发光为 Zeeman 减速器的冷却光，这样就可以开始利用 Zeeman 减速器对原子进行减速了。

6.4.2 Slower 磁场线圈

Zeeman Slower 利用随位置变化的磁场来调节原子的跃迁频率，使得原子在减速的过程中始终与光场保持共振从而能够散射足够多的光子数，使其速度减

¹光学窗口使用的都是退火的铜垫圈

到足够小的范围内，这需要满足 $kv(x) = \mu_B B(x)/\hbar + \delta$ ，其中 k 为冷却光的波矢， μ_B 为原子的磁矩大小， δ 为光场的失谐。由于原子的最大散射速率为 $\Gamma/2$ ，所以在光场作用下原子最大的加速度为 $a_{\max} = \hbar k \Gamma / 2m$ ，其中 Γ 为跃迁的自然线宽， k 为光的波数， m 为原子质量。由于光功率的限制以及磁场不完美等参数，原子实际的加速度可以表示为 $a = \eta a_{\max}$ ，在我们的设计中选择了 $\eta = 0.6$ ，激光频率为 $\delta = 2\pi \times 500$ MHz 的红失谐。Spin-Flip Zeeman Slower 的磁场设计和参数优化可以参考文献 [161, 175]。

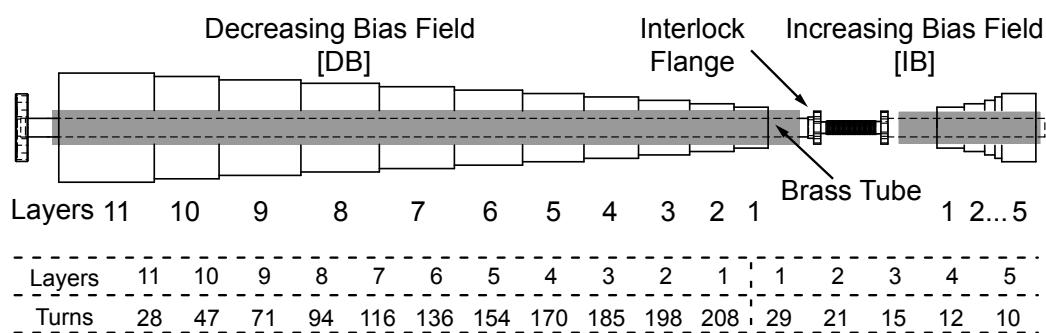


图 6.14 Zeeman Slower 磁场线圈的结构以及各层的绕制圈数

我们使用的 Spin-flip Zeeman Slower 设计如图 6.14 所示，其主要分为磁场减小端 (DB) 和磁场上升端 (IB) 两部分。其线圈使用方形中空铜导线绕制，该铜导线外部宽度为 0.125 英寸，提供给冷却水流通的内部中空宽度为 0.0625 英寸；该铜导线采购自 Small Tube Products 公司，并且送到 S&W Wire 公司进行绝缘处理。DB 部分的线圈共有 11 层，而 IB 部分的线圈共有 5 层，各层的绕制圈数可以参考图 6.14。该磁场线圈绕制在一个抛光的黄铜管支撑上¹，该铜管外径为 35 mm，内径为 25 mm。而黄铜管套在连接样品炉与主腔的外径 0.75 英寸的真空管外面，由于其 1.33 英寸的法兰无法通过上述支撑管，所以这里的真空管上仅保留了刀口，而法兰采用了互锁的设计，使得其外径减小到了 0.86 英寸左右²。在线圈绕制结束后，我们使用卡箍将其各个部分固定，然后在其外表面涂上一层无磁导热胶 (Cotronics, Duralco NM25) 使其固化。

¹减速器磁场线圈由我们自己在实验中使用绕线机绕制而成，由于我们绕制的第一个线圈中使用的黄铜管没有表面抛光，其表面凸起割破了线圈绝缘，使得线圈内部短路而无法使用；第二次线圈绕制时，特意将黄铜管抛光，并且在铜管表面缠绕了几层 Kapton 胶带绝缘

²即真空管上只保留了刀口，而活动法兰被拆分为两个半圆结构，这样可以在真空管穿过铜管之后与波纹管对接时，再加上法兰

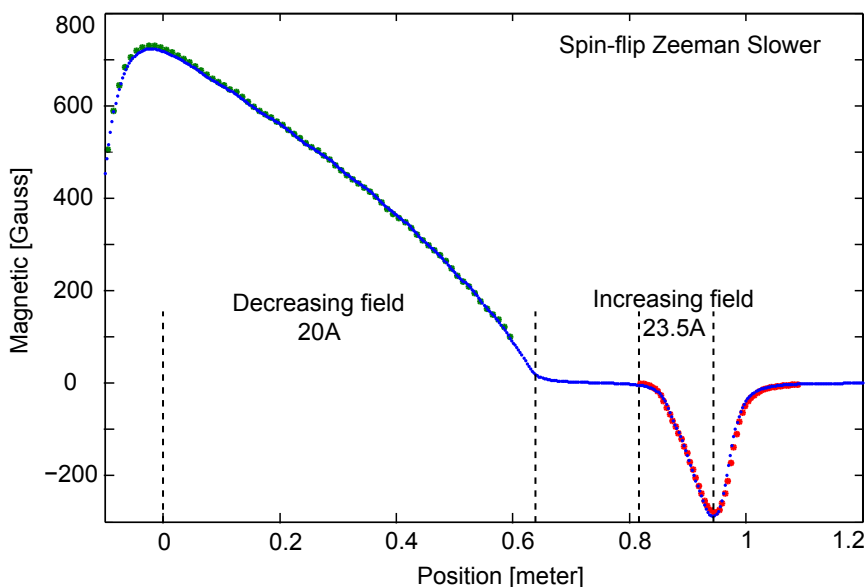


图 6.15 Zeeman Slower 线圈产生的磁场。蓝色点为程序模拟数值，其他为实际测量值。

上述绕制成型的线圈，DB 端使用的方铜线长度为 284 米，根据其电阻 0.0026 欧姆/米可以计算出总电阻为 0.74 欧姆，对于其设计电流 20A，线圈压降为 14.8V，产热功率约为 300W；而 IB 端使用的铜线长度为 14 米，总电阻为 0.03 欧姆，对于其设计电流 23.5A，线圈压降为 0.7V，其产热功率可以忽略。我们使用磁场计对 Slower 线圈产生的磁场进行了测量，其结果如图 6.15 所示。为了抵消 IB 线圈对于 MOT 原子的影响，我们在主腔的另一端放置了一个补偿线圈以尽量抵消其在原子处的磁场。实验中，由于 DB 线圈的电感巨大，我们维持其电流常开，而 IB 线圈和 Slower 补偿线圈的电流在 MOT 装载完毕后，通过 GPIB 指令关闭其电源输出。

6.4.3 原子束的减速

我们选定的 Slower Cooler 相对于零磁场下 $F = 2 \rightarrow F' = 3$ 跃迁的失谐为 -500 MHz，其 Repumper 通过共振型 EOM(Qubig, EO-Na23-3) 调制产生，使用的是功率放大的 1.771 GHz 信号源 (Qubig, EDU 和 AMP-2M)，其边带调制使用了一个 FP 腔进行辅助优化，具体产生方式可参见图 6.3。Slower Cooler 的总功率约为 30 mW，Repumper 边带为总功率的 2.6%，在主腔的光学窗口处

光斑直径约为 20 mm，在主腔中心处光斑直径约为 10 mm，而后聚焦到二级差分分管出口处的光斑直径约为 5 mm。为了观察炉子中的原子束流是否经过差分分管以及细长的减速器真空管进入主腔中，我们在主腔正上方放置了一台 CCD 相机以观察其原子荧光¹，观察结果如图 6.16 所示。

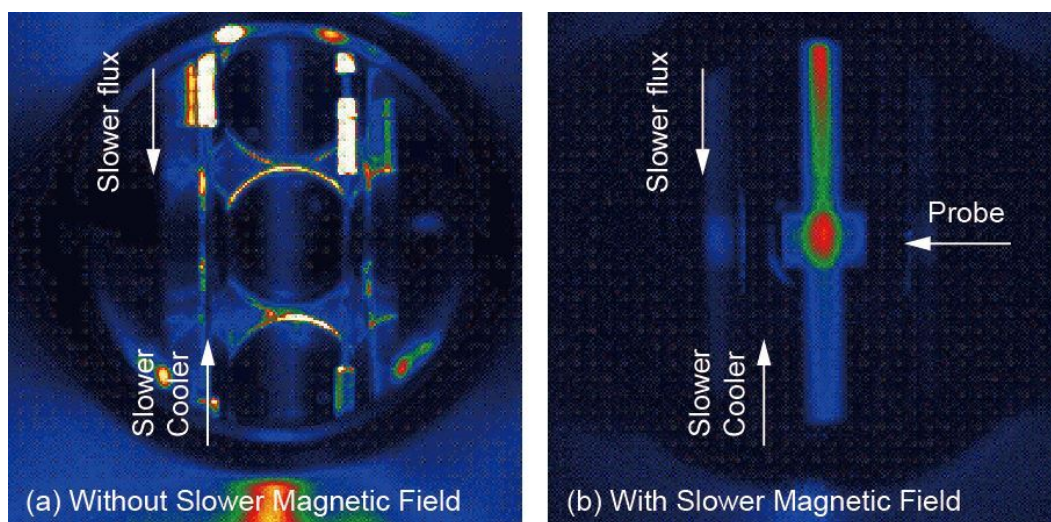


图 6.16 在主腔中利用 CCD 拍摄到的 Na 原子束流的荧光。图 (a) 中未开启 Slower IB 线圈电流，图中可以看到主腔中安装的间隔约为 2.5 cm 的射频线圈以及绝缘陶瓷珠；图 (b) 中开启了 Slower IB 线圈电流，同时还有有一路与原子束流垂直的 $F = 2 \rightarrow F' = 3$ 探测光，这样测量的荧光对原子速度没有依赖，测量给出原子束流的横向宽度约为 1 cm。

在主腔中观察到 Slower 原子束流之后，我们使用多普勒敏感的探测光去测量不同速度下的原子荧光，其测试布局如图 6.17 所示。在该测量中，我们使用了一台单独的 TA-SHG Pro 激光器产生探测光，通过调节其压电陶瓷的电压来大范围改变其输出频率；由于自由运行的激光存在频率慢速漂移，所以我们将其输出光与另一台频率锁定的激光进行拍频以作为扫描起始点的参考；利用 Na 原子光谱标定出来的压电陶瓷电压与激光频率之间的系数为 0.6755 GHz/V。该测量中激光频率自 $F = 2 \rightarrow F' = 3$ 跃迁开始向上扫描 0 ~ 1.5 GHz，尚未达到 $F = 1 \rightarrow F' = 2$ 跃迁的频率，测量的只是束流中处于 $F = 2$ 基态的原子。

我们分别测量了热原子束流以及被 Zeeman Slower 减速了的原子束流的荧光光谱，其结果如图 6.18 所示。虽然理论上 Slower 中出来的热原子速度分布应该为 $f(v) \propto v^3 \exp(-\frac{mv^2}{k_B T})$ [161]，但是我们实验测量出来的热原子束

¹此处虽然观察到了主腔中的原子束流荧光，但是后来优化过程中发现使用的 Cooler 光的极化与预期不符；后来发现当 Cooler 光对原子进行最优减速时，主腔中能观察到的原子荧光应该减少

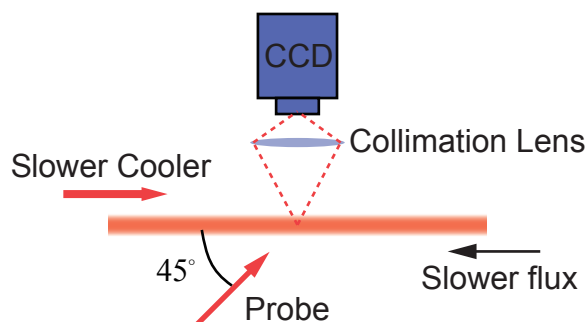


图 6.17 利用多普勒敏感的荧光探测来分析原子束流中的速度分布

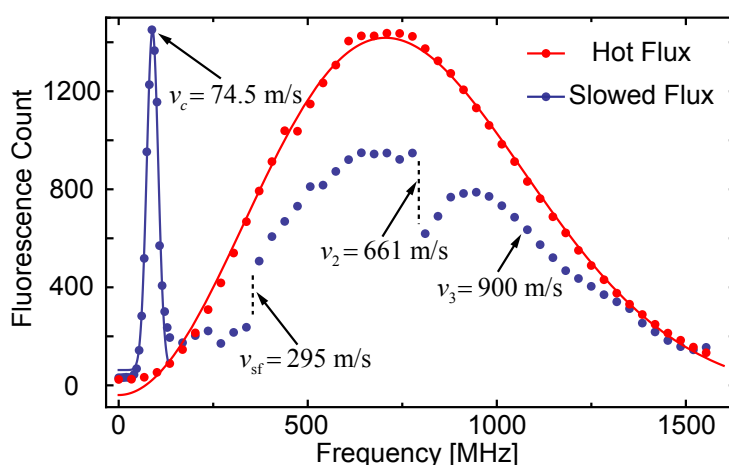


图 6.18 热原子束流与减速的原子束流的速度分布。图中被 Zeeman Slower 减速了的原子束流，DB 线圈电流为 23 A，而 IB 线圈电流为 19.0 A。

流的速度分布与 $v^2 \exp(-\frac{mv^2}{2k_B T})$ 分布符合，所以我们采用后者拟合热原子速度分布，而该式实际上是三维自由气体在极坐标中的麦克斯韦速度分布律。在图 6.18 中，热原子光谱使用方程 $f(\nu) = A \times \nu^2 \exp(-\nu^2/\nu_0^2)$ 进行拟合，拟合给出的频谱宽度为 $\nu_0 = 705.7$ MHz。考虑到原子速度与激光频率之间的关系为 $v = 2\pi\sqrt{2}\nu/k = \sqrt{2}\lambda\nu$ ，可以计算出原子温度为 $T = m\nu_0^2\lambda^2/k_B \approx 480$ K。注意此时炉子温度约为 310 摄氏度，这意味着热原子的温度比炉温低 100 摄氏度，其原因已在 6.4.1 节中讨论。在该温度下，原子平均速度大小为 $\bar{v} = \sqrt{\frac{8k_B T}{\pi m}} = 663$ m/s，其最概然速率为 $v_p = \sqrt{\frac{k_B T}{m}} = 588$ m/s。对于被 Slower 减速的原子束流（此处 IB 线圈电流为 19.0 A），图中我们可以看出速度较大原子的荧光明显比热原子束流的荧光弱¹；对于速度较低的原子的荧光，我们按照高

¹该图为初期实验测量结果，使用的 Repumper 功率为 20 ~ 30 mW；在后来暗态磁光阱装载原子的

斯分布 $f(\nu) = A \times \exp[-2(\nu - \nu_0)^2/\sigma_\nu^2]$ 进行拟合, 拟合结果为 $\nu_0 = 89.4$ MHz, $\sigma_\nu = 30.3$ MHz, 分别对应于原子速度 74.5 m/s 和 25.3 m/s。该图中还可以看到在速度为 300 m/s 附近有一个陡坡, 这对应于 Spin-Flip 中间零磁场区域的减速 $kv_{sf} = 2\pi\delta_c$, 其中 $\delta_c = 500$ MHz 为 Cooler 激光的失谐。

另外, 按照上述同样的方法, 我们改变了 IB 线圈的电流, 分别测量了其原子束流的光谱, 并对其低速原子进行拟合。当 IB 线圈电流为 19.75 A 时, 原子中心速度为 73.2 m/s; 当 IB 线圈电流为 20.75 A 时, 原子中心速度为 51.1 m/s; 当 IB 线圈电流为 21.75 A 时, 原子中心速度为 46.0 m/s。另外发现改变 DB 线圈的电流对低速原子的中心速度影响不大。最终实验中, 我们根据磁光阱中抓捕的原子数目再来分别优化两个线圈电流。

6.5 K 原子的 2D MOT

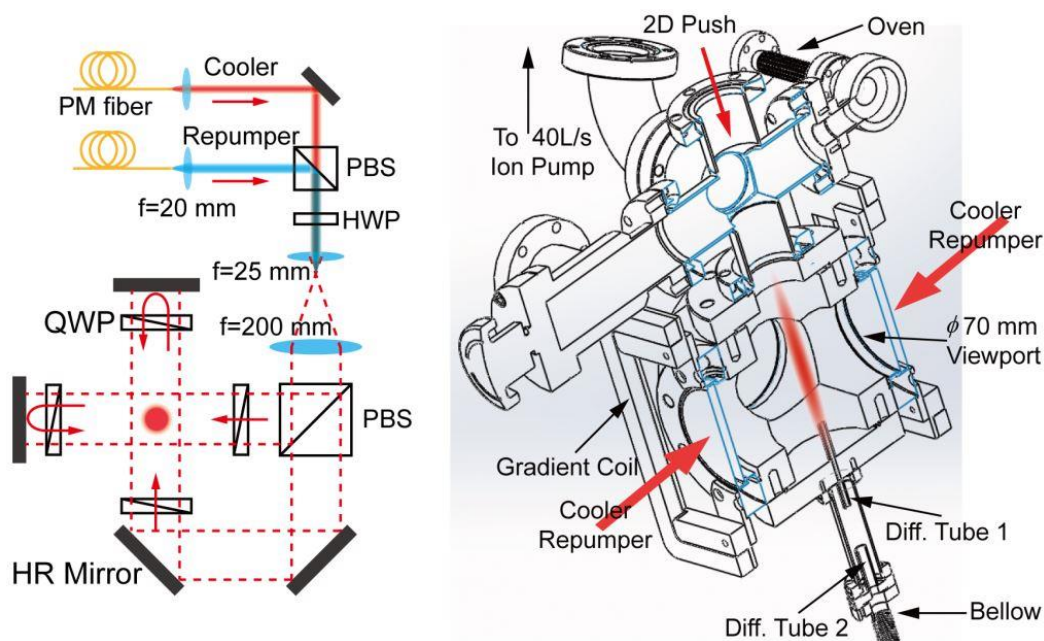


图 6.19 K 原子 2D MOT 的光路布局以及真空剖面图

为了获得 K 原子的束流, 我们使用了 2D MOT 结构, 该方法在 ^{40}K 费米简并气体的研究中已广泛使用 [176–178], 并且对其他两种 K 的同位素 ^{39}K 和 ^{41}K 的研究中也有应用。在优化过程中, 我们发现 Repumper 功率大了之后会明显减小磁光阱中的原子数目, 所以我们将它的功率降低到了 1 mW 左右。这里测量的减速原子束流荧光强度与后期优化完毕后的可能还有区别。

^{41}K 也一样有效。我们设计的 2D MOT 的结构如图 6.19 所示，它处于主腔的斜上方，使用了一个 4.5 英寸法兰的方形金属腔对原子提供横向激光冷却，2D 腔上方是 2.75 英寸的六通上连接了真空预抽的 2.75 英寸角阀，40 L/s 抽速的离子泵，真空规以及提供 Push 光的光学窗口等部件。原子样品置于 2D 腔上方的 1.33 英寸波纹管中，其通过一个 1.33 英寸角阀与上述六通连接。2D 腔底部的 4.5 英寸盲法兰中心焊接了一根差分管，其外径为 0.188 英寸，内径为 0.118 英寸，长度为 2.37 英寸。在该法兰下方的 1.33 英寸真空管与波纹管相连，而该波纹管的另一端通过一个 1.33 英寸阀门与主腔连接 (图中未显示)。实验中上述差分管使得 2D 腔与主腔之间的真空度相差至少 1×10^3 倍。

由于我们使用的方形金属腔光学窗口为圆形，所以我们也使用了光束形状为圆形的冷却光，其光路布局如图 6.19 所示。这里的 Cooler 和 Repumper 从激光平台利用 10 m 长的保偏光纤引入，从焦距为 20 mm 的光纤准直器中放出¹，出光 $1/e^2$ 直径约为 4.5 mm。两路光经过 PBS 合束之后通过望远镜放大，光斑直径达到 36 mm 左右，在其之后均使用 2 英寸通光孔径的光学器件。由于 2D 原子束极为稀薄，我们将两路 Cooler 光直接反射从而提供对打的减速光场；另外，我们通过使反射回光纤准直器位置处的光斑与准直器中心重合来确保发射回来的光场与入射光重合。实验中提供给 Cooler 和 Repumper 的光功率一般均在数百 mW 量级。为了提供二维磁光阱所需要的磁场梯度，我们使用中空铜导线绕制了两对长方形线圈，其中每个线圈的内径长、宽分别为 15cm 和 11cm，共有 4×4 圈，每对线圈之间的距离约为 16 cm；实验中当线圈中运行电流为 65 A 时，在 2D 腔中心产生的磁场梯度约为 13 G/cm。

在实验初期为了确认该 2D 设计可以有效工作，我们在炉中放入了自然丰度的 K 样品以测试是否能够产生 ^{39}K 原子的束流。由于我们使用的是金属腔体设计，为了防止 K 原子蒸汽过多凝结到腔壁上，我们将原子炉到 2D 金属腔之间的部件均加热到 55 摄氏度左右。实验初期为了确定腔体中确实有 K 原子蒸汽以及横向冷却了的二维原子束流，我们在 2D Push 的光学窗口放置一台 CCD 相机以拍摄 ^{39}K 原子荧光，实验发现样品炉初次升温时，一直到 200 摄氏度以上才有原子背景蒸汽出现，这可能是安瓿瓶中的 K 原子样品表面形成了一层氧

¹该保偏光纤型号为 PMC-630-4.3-NA012-3-APC-1000-P，中心模场直径约为 $4.3 \mu\text{m}$ ，准直器型号为 60FC-L-4-M20L-4，均由 Schäfter-Kirchhoff 公司提供

化膜，只有当温度足够高使得内部 K 金属产生充足的饱和蒸汽时才可以突破该氧化膜。在原子样品爆开以后，我们一般将炉温和腔体温度设定在 100 摄氏度左右，相机中观察到的原子荧光如图 6.20 所示，图中均已减去背景；其中图 (a) 为没有开始梯度磁场的荧光，最高计数仅为 120；图 (b) 为开启梯度磁场之后的荧光图，最高计数已达到 4000 以上。

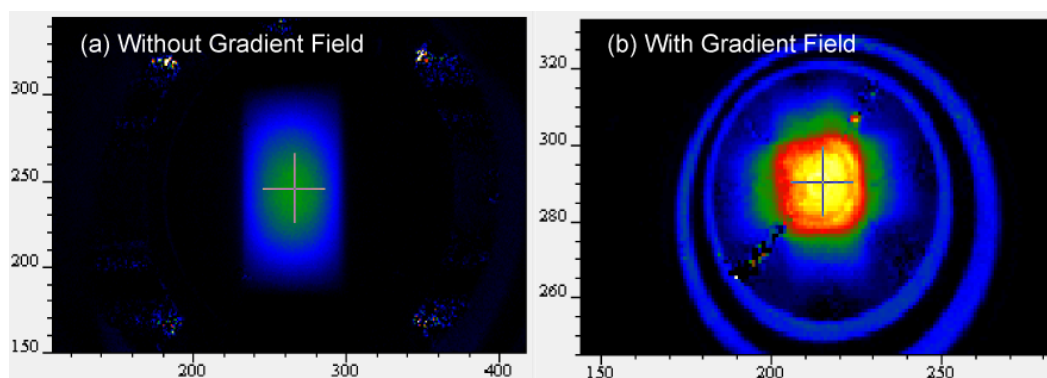


图 6.20 在 2D MOT 腔中观测到的 ^{39}K 原子荧光

在确认该 2D MOT 设计可以工作以后，我们没有进一步在 2D 腔中进行测试，转而到主腔中直接测试磁光阱抓捕，并且根据其中的原子数来进一步优化 2D 的参数。实验测试中当制备的原子束流为 ^{39}K 时，Push 光相对于其 $F = 1 \rightarrow F' = 2$ 跃迁的失谐为 +17 MHz；而当制备的原子束流为 ^{40}K 时，Push 光相对于其 $F = 2 \rightarrow F' = 3$ 跃迁的失谐为 -18 MHz。所以我们在图 6.9 中准备了两个 Push 光，它们分别从 Cooler 和 Repumper 激光器中产生，以提供给不同的原子制备实验。在我们目前的 ^{40}K 原子实验中，2D MOT 的 Cooler 光功率一般设为 310 mW，其失谐为 -20 MHz；而 Repumper 功率为 230 mW，其频率与 $F = 7/2 \rightarrow F' = 9/2$ 跃迁共振。

6.6 $^{23}\text{Na} - ^{40}\text{K}$ 双原子 Dark MOT

在完成了 Na 和 K 的原子束流的制备之后，接下来我们在主腔中利用磁光阱抓捕原子。在主腔上共设计了 9 个光学窗口，其中竖直平面有 7 个，水平面内有 2 个；主腔的竖直剖面结构以及竖直光路布局如图 6.21 所示，其中四个光学窗口用来将 MOT 光送入主腔中，右面斜下方的光学窗口用来收集 MOT 的

原子荧光，左面斜下方的光学窗口提供给 2D MOT 对准使用，正下方的光学窗口用来对原子成像以及产生垂直方向的蒸发光阱，正上方的光学窗口使用了一个定制的嵌入式光学窗口 (Kurt Lesker)，这样可以距离原子更近，强制蒸发使用的微波天线在使用 Kapton 胶带绝缘后放置在该光学窗口上。

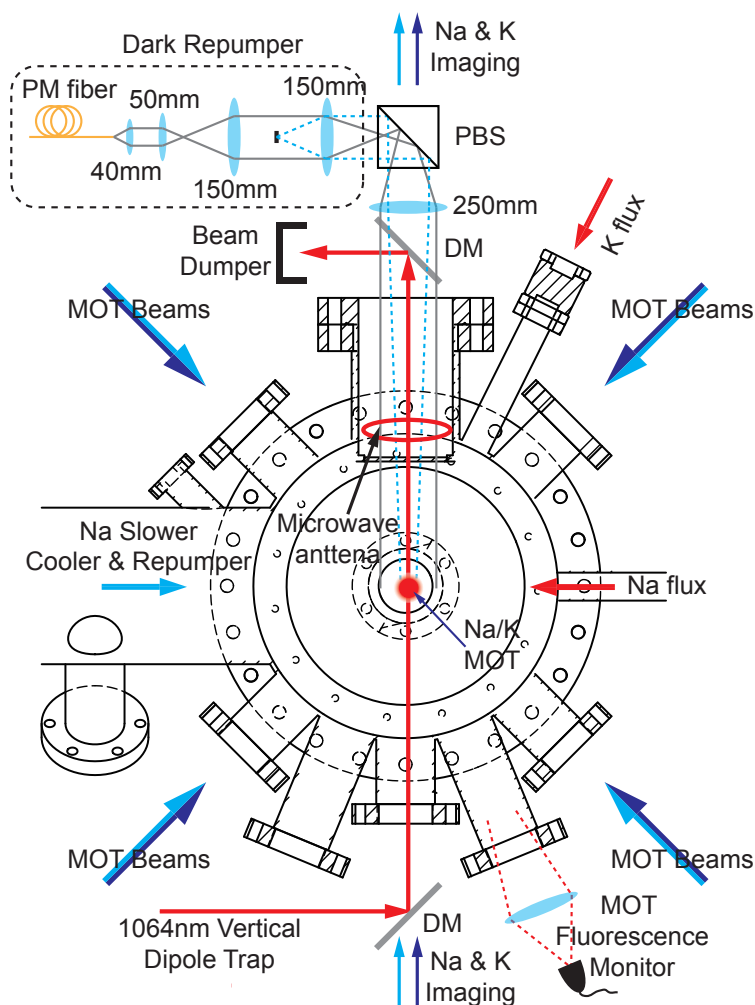


图 6.21 主腔竖直剖面结构以及光路布局

对于 Na 和 K 的 Cooler，它们在激光平台上经过 AOM 移频产生后经过双色镜 (Semrock, FF605-Di02-25*36) 合束，而后收集进入同一根保偏光纤中 (PMC-630, 10 m 长) 并送到真空平台上。两种原子的 Cooler 光从 M20L 光纤准直器出来后¹，经过放大倍数为 10 倍的望远镜扩束，之后再通过消色差半波片

¹虽然该准直器中使用的是消色差透镜，但是由于两种原子跃迁的波长不同，使得出来的 Na 的 Cooler

以及 PBS 将其均分为六路送入主腔中。其中有四路光经过竖直平面的光学窗口进入主腔，另外两路光通过主腔轴向方向上的两个光学窗口送入。由于光学窗口和真空尺寸的限制，最后送入主腔中的 Cooler 光直径约为 25 ~ 35 mm。另外由于波片和 PBS 等器件的不完美性，最后产生的六路 Cooler 光功率不能严格平衡，但是实验发现暗态磁光阱中的原子抓捕对其不太敏感。目前日常实验中，我们提供给 ^{23}Na Cooler 的总功率约为 90 mW，频率失谐为 -18 MHz；而 ^{40}K Cooler 的总功率约为 230 mW，频率失谐为 -23 MHz。

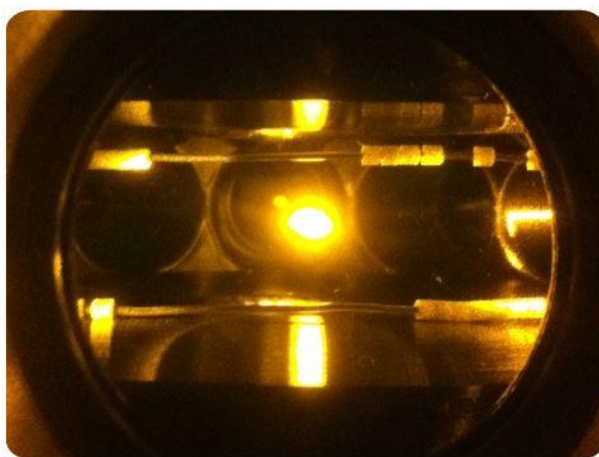


图 6.22 ^{23}Na 原子的 Bright MOT

实验中我们准备了两种 Repumper 光，一种是正常磁光阱中使用的 Bright Repumper 光，另一种是外围为正常光场而中间为暗区的 Dark Repumper。后一种设计是为了将原子制备在暗态上 (Na 原子为 $F = 1$ 基态， ^{40}K 原子为 $F = 7/2$ 基态)，从而极大提高原子密度 [179]。两种 Repumper 光的产生及传输方式与上述 Cooler 光一样，分别利用两根保偏光线送到真空平台上。对于 Bright Repumper，它与 Cooler 通过 PBS 合束，然后一起扩束、分光并送入主腔中；而 Dark Repumper 在真空平台上使用一套独立的光路产生，其布局如图 6.21 所示。为了产生 Dark Repumper 光，我们将其光纤出来的光场扩束后，在光束中间放置了一块直径约为 5 mm 的黑色铝箔纸¹，再利用成像透镜将该暗点投影到主腔中心位置处。由于光学窗口以及空间有限，我们将该 Repumper

直径约为 3.5 mm，而 K 的 Cooler 直径约为 4.5 mm；下文中的 Repumper 光直径与这里一样

¹实验初期我们用各种色笔在光学玻璃上画的黑点，后来发现这些黑点对 589 nm 只能部分有效，而对 767 nm 近乎透明，所以改用遮光用的黑色铝箔纸产生暗点

光与成像光通过 PBS 合束，再利用成像透镜投影到主腔中心位置上；由于成像透镜具有放大效果，实际投影到主腔中的暗态区域直径约为 8 mm。上述准备的 Bright Repumper 都是在实验初期 (比如更换完样品) 测试 Zeeman Slower 或者 2D MOT 使用的，在正式实验中我们都使用 Dark Repumper。目前日常实验中，我们提供给 ^{23}Na Dark Repumper 的总功率约为 30 mW，其频率为共振；而 ^{40}K Dark Repumper 的总功率约为 120 mW，其失谐为 -35 MHz。

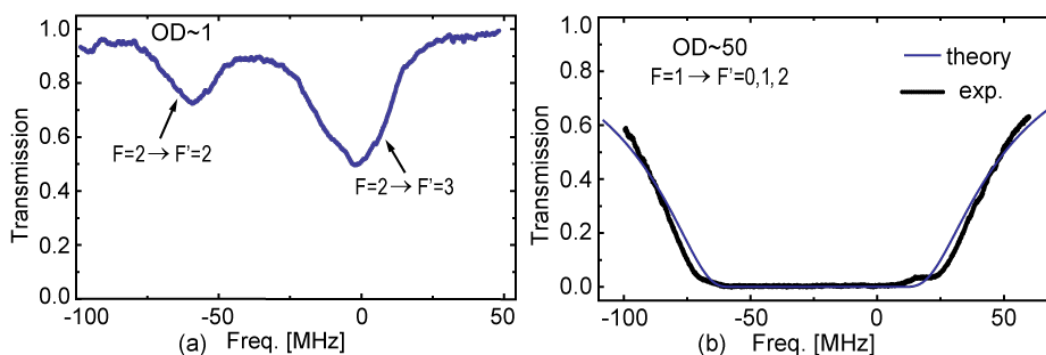


图 6.23 ^{23}Na 原子的 Bright MOT 和 Dark MOT(初期) 的吸收谱

对于 ^{23}Na 的 Bright MOT，由于散射到 $F = 1$ 基态的原子都可以被 Repumper 光泵浦回 $F = 2$ 态上，所以它们可以一直散射 Cooler 光场的光子，使得荧光很强。在图 6.22 中给出的是用相机拍摄到的 Na 原子 Bright MOT。而 Na 的 Dark MOT，中心暗区的原子几乎都处于 $F = 1$ 暗态上并被梯度磁场约束住，而只有外围有 Repumper 光场的区域，原子才会被泵浦到 $F = 2$ 态上被减速冷去，所以其荧光并不明显，从水平方向看上去只有一道竖直方向上的暗光柱。对于两种 MOT 原子，我们利用弱探测光分别测量了它们的吸收谱，其结果如图 6.23 所示。这里所用探测光功率约为 $5 \mu\text{W}$ ，探测光经过原子后使用带有增益的光电管进行测量，其中光电管前方放置了一个直径为 1 mm 的光阑孔，这样可以只测量中心区域的光强。该测量中 MOT 为常开状态，每次测量均使用 TANDEM 构型的 AOM 连续扫频完成，通过比较没有原子吸收以及被原子吸收的光强，我们计算出各个频率下探测光的透过率。图 6.23 (a) 中为 Bright MOT 的吸收谱，其中探测光来自 Cooler 激光器，测量给出 $F = 2$ 态原子的光学厚度约为 1。图 6.23 (b) 中为实验初期获得的 Dark MOT 的吸收谱¹，

¹在这个测量中 Dark Repumper 光是用记号笔在玻璃上画的黑点产生的，后来发现这种做法产生的

其中探测光来自 Repumper 激光器，在约 90 MHz 的频率范围内探测光都几乎被完全吸收；根据与理论模拟的不同光学厚度下的吸收谱的对比，我们估算此时 $F = 1$ 态原子的光学厚度约为 50。目前我们优化完毕的 Na 原子 Dark MOT，装载 10 s 时间的原子数大约有 1×10^{10} 。

对于 ^{40}K 原子，我们在观察到 Bright MOT 并利用它优化了 2D 参数之后，便切换到了 Dark MOT 中。在进行了 10 s 的原子装载之后，我们实验中获得的 ^{40}K Dark MOT 抓捕的原子在自由飞行 14 ms 之后的吸收成像如图 6.24 所示，该图中原子的最大光学厚度约 3，直径为 15 mm，拟合给出的原子数¹约为 9×10^8 ，原子温度约为 $100 \mu\text{K}$ 。

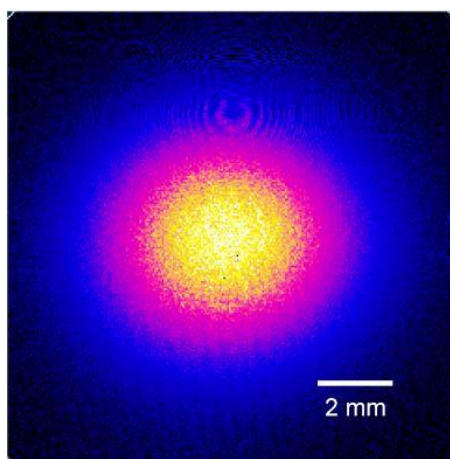


图 6.24 ^{40}K 原子 Dark MOT TOF 14ms 的吸收成像

在目前双原子 Dark MOT 装载的过程里，Dark 区域内的 Na 原子绝大部分都处于 $F = 1$ 暗态，而 ^{40}K 原子绝大部分都处于 $F = 7/2$ 暗态，它们基本上都不与冷却光作用，从而大大减弱了光致碰撞 (light-assisted collisions) 导致的原子损失。另外，在 MOT 装载结束后需要将原子转移到磁阱中，由于 Na 原子和 K 原子较大的背景散射长度，需要将 Na 原子制备在 $|2, 2\rangle$ 态上；此时为了避免自旋弛豫 (spin relaxation) 带来的原子损失，相应需要将 ^{40}K 原子制备到 $|9/2, 9/2\rangle$ 磁子能级上²。所以在 MOT 装载之后，我们需要对两种原子都进行光

Dark 区域不够暗；目前使用铝箔纸挡光实现的 Dark MOT，装载到磁阱中的原子数明显比这里要多，所以现在的光学厚度也应该比这个要大很多

¹这是初期实验结果，在实验运行半年后由于钾样品减少导致在相同时间内无法装载这么多 ^{40}K 原子

²如果将 Na 原子制备在 $|1, -1\rangle$ 态，而将 ^{40}K 原子制备在 $|7/2, -7/2\rangle$ ，K 原子在背景散射中会进入 $|9/2, -9/2\rangle$ 态，从而导致大量原子损失

学泵浦，从而将它们泵浦进入上述磁子能级上。

6.7 Cloverleaf 磁阱

在获得了三维磁光阱抓住的原子之后，接下来我们需要将原子装载入磁阱中进行蒸发冷却以提高原子气体的相空间密度。实验中我们选择的是 Cloverleaf 磁阱，它是 Ioffe-Prichard 阱的一种变形，最先由 Ketterle 小组引入并应用在 ^{23}Na 超冷原子实验中 [180, 181]，该设计被广泛采用，并被应用在 ^{40}K 费米气体 [182]，以及 ^{87}Rb - ^{40}K 的玻色费米混合气体 [183] 等实验研究中。

6.7.1 理论分析

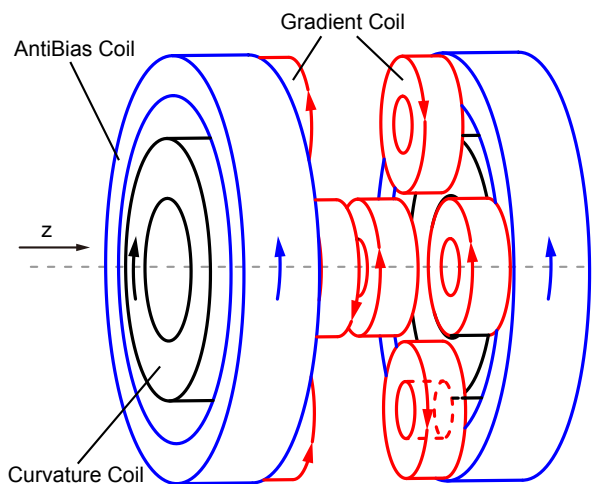


图 6.25 Cloverleaf 磁阱线圈的结构

我们采用的 Cloverleaf 磁阱的线圈结构如图 6.25 所示，它主要包含三种对称布局的线圈：第一种是内侧的 8 个圆形梯度线圈，它仅产生径向上的磁场梯度 (Gradient coil)，而在轴向上磁场大小为零；第二种是在外围的 2 个曲率线圈 (Curvature coil)，它主要负责在中心区域产生轴向上的曲率；由于曲率线圈在中心区域也会产生很大的偏置磁场，为了降低阱底的偏置磁场，还使用了一对补偿线圈 (AntiBias coil)，其中电流方向与曲率线圈相反 (大小相同)。上述梯

度线圈共同产生的磁场分布 [54] 为,

$$\vec{B}_G(x, y) = B'(x\hat{x} - y\hat{y}), \quad (6.1)$$

其中 B' 为线圈产生的磁场梯度。而曲率线圈和补偿线圈产生的磁场分布为,

$$\vec{B}_C(r, z) = -\frac{B''_z}{2}rz\hat{r} + [B_0 + \frac{1}{2}B''_z z^2 - \frac{1}{4}B''_r r^2]\hat{z}, \quad (6.2)$$

其中 B_0 为阱底偏置磁场, B''_z 为线圈产生的磁场曲率。

两者叠加之后在总磁场为 $\vec{B}(x, y, z) = \vec{B}_G(x, y) + \vec{B}_C(x, y, z)$, 在中心区域附近其大小可以近似为,

$$B(r, z) \approx B_0 + \frac{1}{2}B''_r r^2 + \frac{1}{2}B''_z z^2, \quad (6.3)$$

其中径向曲率为 $B''_r = B^2/B_0 - B''_z/2$, 注意该近似只在 $B''_z z^2 \ll B_0$ 以及 $B''_r r^2 \ll B_0$ 的区域内有效。

在低磁场情况下, 原子的某个磁子能级 m_F 在该磁阱中的能量为 $E(r, z) = g_F \mu_B m_F |B(r, z)|$, 当 $g_F m_F > 0$ 时, 原子能够被囚禁在低磁场区域; 而当 $g_F m_F < 0$ 时, 原子不能够被磁阱捕获, 因为自由空间中的磁场不存在极大值点。稳定的磁阱囚禁要求原子的磁偶极矩能够绝热的跟随磁场方向的变化, 这就要求阱频率远小于原子磁矩在磁阱中的拉莫尔进动频率; 在我们的 Cloverleaf 磁阱中, 阱底磁场不为零, 所以上述条件是满足的。另外通过调节阱底偏置磁场 B_0 的大小可以改变该势阱的形状, 这对于我们从 MOT 中模式匹配的装载原子以及在强制蒸发之前绝热压缩磁阱中的原子以提高碰撞速率等非常有用。

6.7.2 磁场分布的模拟与测量

我们在实验室中利用绕线机自己制作了该线圈组, 所有线圈均使用中空铜导线制作 (参数与前述 Slower 线圈一样)。我们制作的梯度线圈的外径和内径分别约为 4.8 cm 和 2.0 cm, 它的圈数和层数为 4×4 。由于曲率线圈和补偿线圈直径较大、长度较长, 所以我们使用两个线圈来叠加形成图 6.25 中的单个线圈, 从而进行分段水冷以减少散热压力; 所以实际上使用了四个曲率线圈和四个补偿线圈。对于每个曲率线圈, 其外径和内径分别约为 9.2 cm 和 5.0 cm, 其

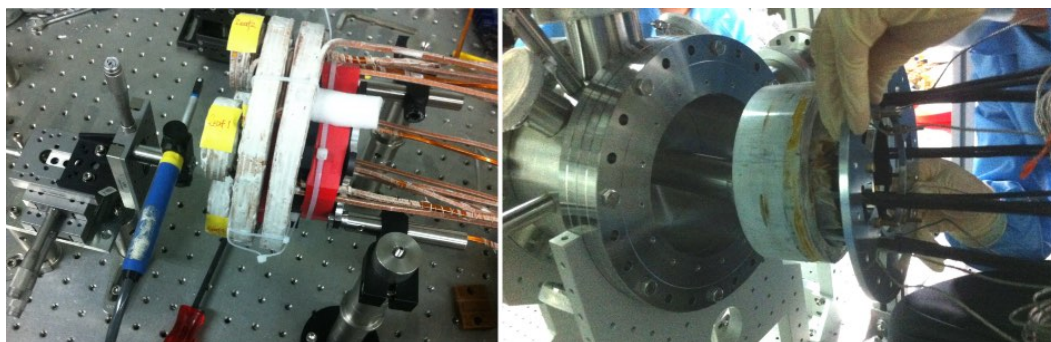


图 6.26 Cloverleaf 线圈的测试以及固化后的安装

圈数和层数为 6×4 ；而对于每个补偿线圈，其外径和内径分别约为 14.8 cm 和 12.0 cm，其圈数和层数为 4×4 。我们将线圈绕制好后，在支撑模具中将它们定位，然后灌入 NM25 无磁导热胶将线圈整体固化。实验中未固化以及固化的 Cloverleaf 线圈如图 6.26 所示。

针对上述线圈的构型与尺寸，我们利用有限元分析软件对梯度线圈、曲率 + 补偿线圈以及整个 Cloverleaf 线圈组产生的三维磁场分布分别进行了模拟计算，其结果如图 6.27 所示，其中梯度线圈中电流设为 500 A，曲率和补偿线圈中的电流设为 200 A。在该图 (a) 中，我们可以看出梯度线圈只在径向方向上产生了磁场束缚，而在中心轴向上磁场为零；在图 (b) 中的曲率和补偿线圈，它们主要产生沿轴向上的束缚，而在径向上的束缚比较弱；所有线圈组合在一起的 Cloverleaf 磁场的空间分布如图 (c) 所示。

上述线圈绕制完毕后，由于当时水冷系统尚未搭建，我们在小电流情况下测量了线圈产生的磁场分布。其中梯度线圈所用电流为 10 A，而曲率和补偿线圈所用电流为 20 A，其结果如图 6.28 所示。拟合结果表明梯度线圈产生的径向梯度约为 3.2 G/cm，所以当运行电流为 500 A 时，我们推测产生的梯度可以达到约 $B' \approx 160 \text{ G/cm}$ ；而对于曲率和补偿线圈而言，拟合给出的轴向曲率约为 7.9 G/cm^2 ，所以当运行电流为 200 A 时，推测轴向曲率可以达到 $B''_z \approx 79 \text{ G/cm}^2$ 。由于实际补偿线圈安装位置的不完美性，实验中我们发现当线圈按照上述 500 A 和 200 A 电流运行时，Cloverleaf 磁阱阱底的偏置磁场约为 $B_0 = 12 \text{ G}$ ；此时我们通过真空外部 z 方向上的补偿线圈 (5 G/A) 来将磁阱偏置补偿到只有 1 G 左右，以提高蒸发的阱频率。

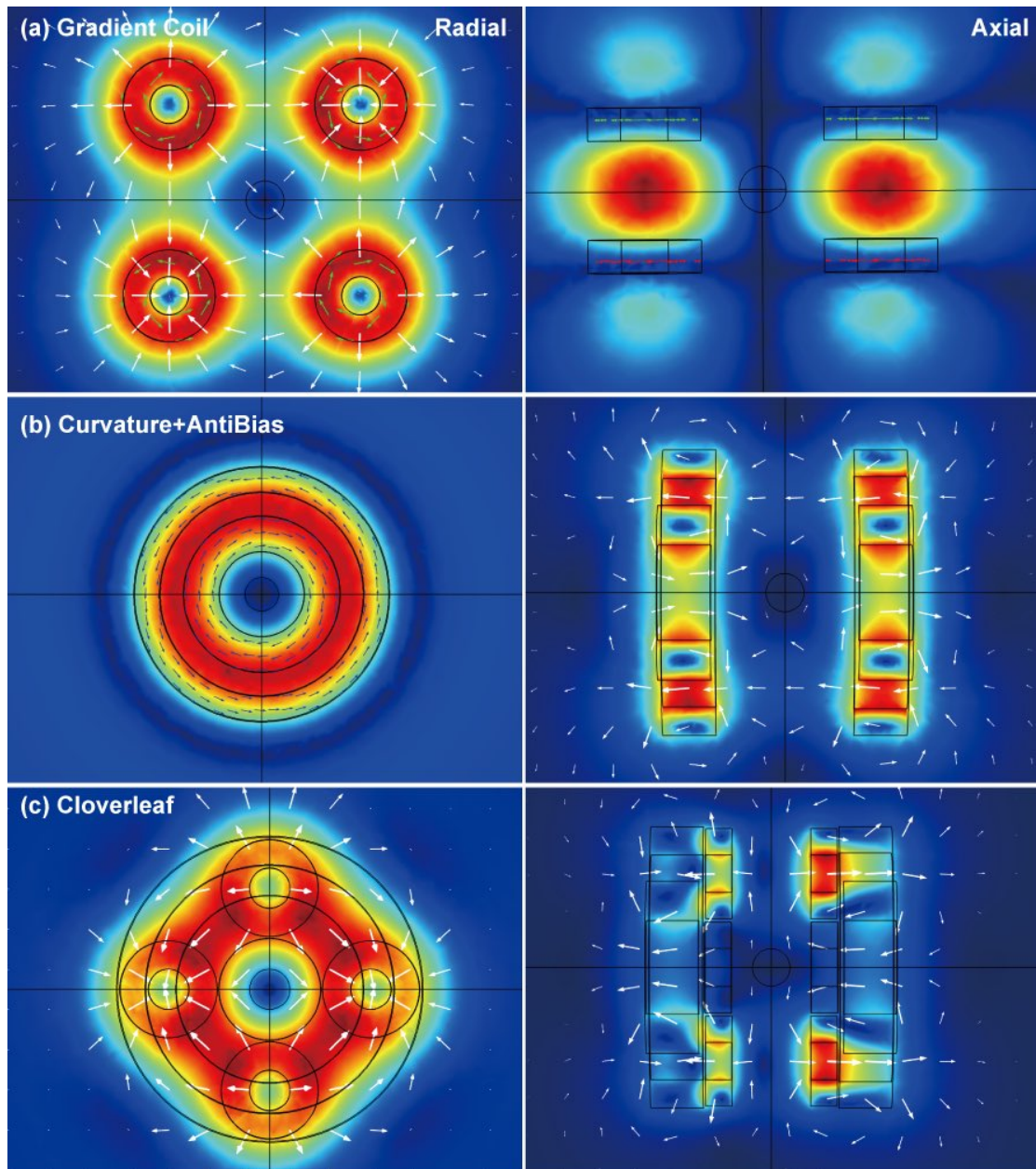


图 6.27 Cloverleaf 磁阱线圈产生磁场的有限元模拟

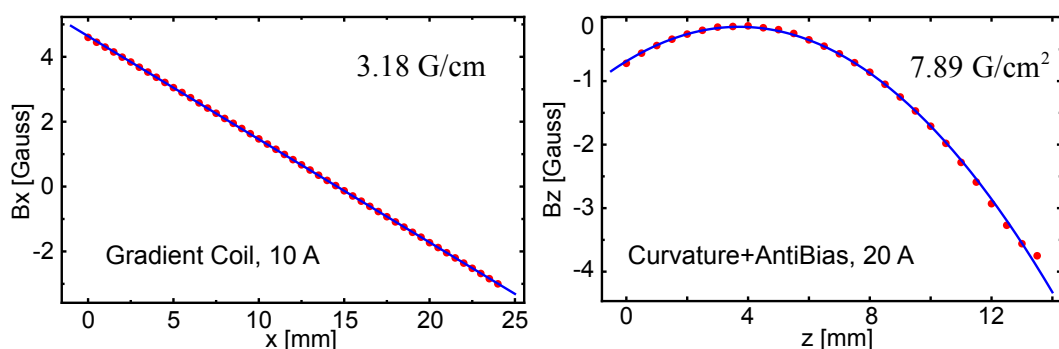


图 6.28 梯度线圈、曲率和补偿线圈产生磁场的测量

6.7.3 磁阱线圈的控制

我们使用的 Cloverleaf 线圈，除了产生蒸发原子所需的磁阱以外，还用它产生抓捕三维磁光阱所需要的梯度磁场，并且预留了产生 Feshbach 磁场的功能，整个线圈系统的连线与控制如图 6.29 所示。首先我们使用线圈组中的两对曲率线圈 (CV1-CV4) 产生 MOT 梯度磁场，它使用两台 Agilent 6671A 电源，通过将 IGBT 6 和 IGBT 7 打开同时将 IGBT 5 关闭，来给两个线圈提供反向电流以产生梯度场；设定电流为 20 A 时可以，产生的轴向梯度约为 20 G/cm，径向梯度约为 10 G/cm。从 MOT 装载到磁阱中时，我们将 IGBT 6 和 7 关闭，同时将 IGBT 2 和 5 打开，此时曲率线圈 (CV1-CV4) 和补偿线圈 (AB1-AB4) 中流过 200 A 的电流，以产生轴向束缚；同时 IGBT 9 也打开，梯度线圈 (L1-L8) 中通过 500 A 电流，以产生径向束缚；两者使用的电源均为 EA PS8080-510。为了从 MOT 中模式匹配的将原子装载进入磁阱中，需要通过增大偏置磁场 B_0 以减小磁阱束缚的纵横比，使得磁阱的束缚更接近圆形；为了实现这一目的，我们将 IGBT 4 也打开，通过一台 Agilent 6682A 电源给曲率线圈 (CV1-CV4) 提供额外的 50 A 电流，这样可以将偏置磁场 B_0 增加到约 140 G，以减小磁阱的径向束缚。在磁阱装载结束后，这个偏置磁场的电流在 3 s 时间内缓慢减小至零，此时偏置磁场 B_0 减小到约 1 G，使得磁阱的径向束缚大大增强；在此过程中原子被绝热压缩，进而提升弹性散射的碰撞速率。为了提供在主腔中研究 Feshbach 分子的可能性，我们也设计了将 Cloverleaf 线圈组中的补偿线圈用于产生均匀偏置磁场，在这种工作模式下，仅有 IGBT2 和 IGBT8 打开以给 AB1-AB4 供

电，同时 IGBT5 断开使 CV1-CV4 不通电。这时通过反馈控制 IGBT8 的压降来稳定补偿线圈中的电流以产生稳定的偏置磁场。

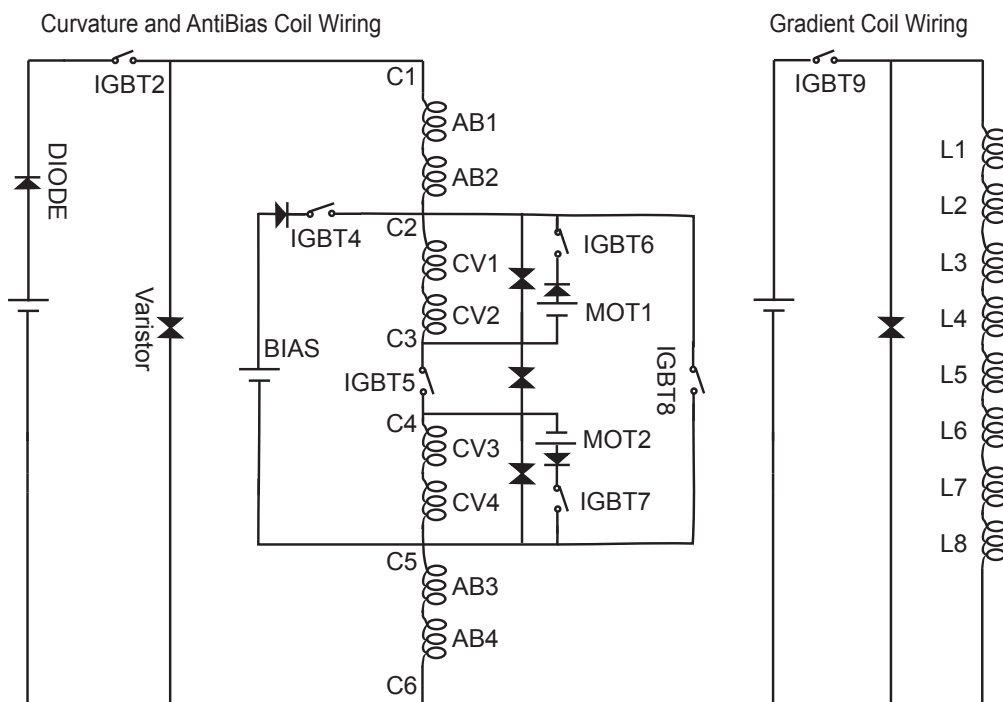


图 6.29 Cloverleaf 磁场线圈的连线、供电与控制示意图

由于快速开关线圈中的电流时，线圈两端可以产生上千伏的感生电压，这可能会击穿 IGBT、损坏电源，所以我们在线圈两端、IGBT 两端以及电源输出端之间均并联了保护用的 Varistor(60-80V)，使得线圈以一个较小的电压释放储存在其中的电磁能。同时为了保护曲率和补偿线圈中的电源，我们也在部分电源前添加了单向二极管以对其进行保护。以上梯度、曲率、补偿线圈两端并联的 Varistor 型号为 TDK B72220S0600K101，其他地方使用的 Varistor 型号为 TDK B72220S400K101；IGBT 6 和 7 型号为 CM300DY-24A，其他 IGBT 型号均为 CM600DY-24A，所有的保护二极管均为三菱 LS411860。该开关系统最后使得我们可以在 $1 \sim 3$ ms 以内将线圈电流打开，然后在 $100 \mu\text{s}$ 内将电流关闭；然而由于主腔的金属腔体在线圈电流关闭时可以感生出涡流磁场，最后实验中我们观察磁阱电流关闭后，总磁场大约需要 10 ms 的时间才能完全消失，所以在这个时间内对原子拍照时，我们需要选择不同的成像光频率。

目前我们的 Cloverleaf 线圈组已经在实验中稳定工作了一年多的时间， ^{23}Na

原子的 BEC 可以周而复始的稳定制备。在这段时间里，唯一发生过的故障是控制梯度线圈的 IGBT 的 G-E 端击穿；这主要是因为该款 IGBT 的设计工作电流仅为 600 A，而我们长期工作的电流为 500 A，后面我们准备在这里换用额定电流更大的 IGBT。

6.7.4 磁阱中原子的装载

根据 Breit-Rabi 公式 [184, 185]，我们可以分别计算出 ^{23}Na 和 ^{40}K 的各个基态磁子能级在磁阱中的能量分布，在考虑重力势能后，它们在球形磁阱装载中竖直方向的总势能分布如图 6.30 所示。在该图中可以看出，Na 原子 $F = 2$ 基态的 $|m_F = 0, +1, +2\rangle$ 子能级均能被该磁阱束缚，而 ^{40}K 原子 $F = 9/2$ 基态的 $|m_F = +9/2, +7/2\rangle$ 均可以被磁阱束缚，而 $m_F = +5/2$ 及其以下的原子几乎不能够囚禁在该磁阱中。所以由于光泵浦的不完美残留的 $|2, 0\rangle$ 和 $|2, 1\rangle$ 态的 Na 原子也会束缚在磁阱中，而这会导致严重的自旋弛豫损失；所以在进行双原子混合气的磁阱蒸发之前，需要对 Na 原子的自旋态进行纯化。

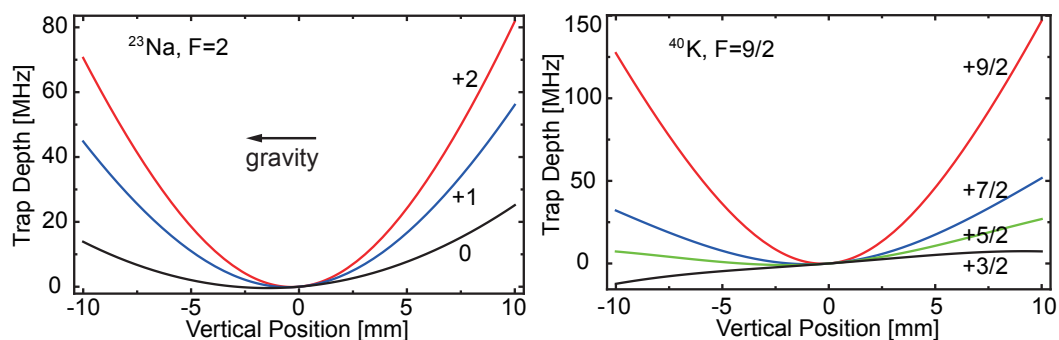


图 6.30 Na 和 K 的不同磁子能级在磁阱中的装载。该图中所用磁阱参数为 $B_0=140$ G, $B'_r=150$ G/cm, $B'_z=65$ G/cm²。

目前研究 ^{23}Na 和 ^{40}K 混合气体的研究组采用的多为四极磁阱，由于其最低点磁场为零，所以必须减小磁场梯度使 $|2, 0\rangle$ 和 $|2, 1\rangle$ 态的 Na 原子在重力作用下从磁阱中丢失；而由于 ^{40}K 原子的质量比 Na 原子重，所以需要先进行 Na 原子的 MOT 装载与自旋纯化，之后再对 K 原子的 MOT 装载 [143, 186]，这无疑增加了实验的复杂度。而我们使用的是 Ioffe-Prichard 型的磁阱，其阱底磁场不为零，从而可以使用微波来将 $|2, 1\rangle$ 和 $|2, 0\rangle$ 态的 Na 原子转移到磁场不能

束缚的磁子能级上，这样磁阱中只留下 $|2, 2\rangle$ 态的 Na 原子 [187, 188]。所以我们的实验系统可以同时装载 ^{23}Na 和 ^{40}K 原子的 Dark MOT，进行光学泵浦后再同时进行磁阱装载，然后利用微波扫频对 Na 原子进行自旋纯化，接着就可以对蒸发 Na 原子并对 ^{40}K 原子进行协同冷却了。

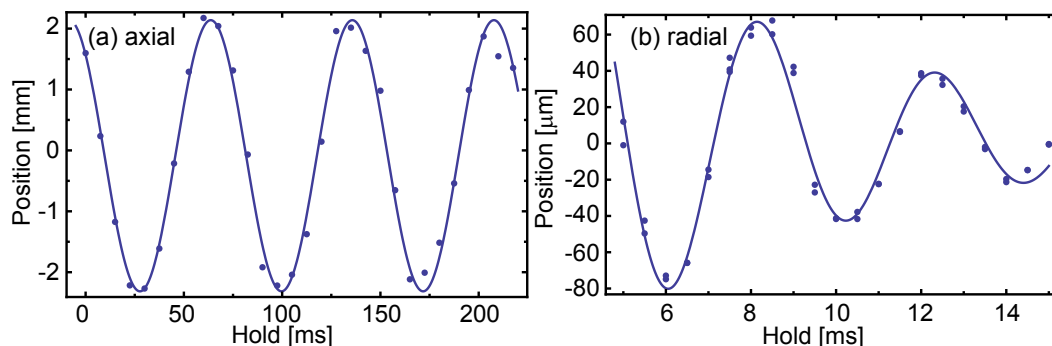


图 6.31 Na 的 $|1, -1\rangle$ 态原子在磁阱中的振荡

实验中我们通过原子在磁阱中的位置振荡测量了绝热压缩之后磁阱的阱频率，其结果如图 6.31 所示，其中偏置磁场 B_0 由前述磁阱装载中的约 140 G 降低到了蒸发阶段的约 1 G。在该测量中，我们将 $|1, -1\rangle$ 态的 Na 原子蒸发到比较小的尺寸之后，通过瞬间关闭并打开磁阱线圈电流以激发原子在磁阱中沿着某个方向的振荡，然后测量原子在磁阱中的位置随时间的变化。图 6.31 (a) 中测量的是原子沿着磁阱轴向方向的振荡，拟合给出的振荡频率为 13.9 Hz，对应的轴向曲率为 $B_z'' = 63 \text{ G/cm}^2$ 。图 6.31 (b) 中测量的是原子沿着径向方向的振荡，拟合给出的振荡频率为 240 Hz；对于 1 G 的偏置磁场，此时对应的径向梯度约为 $B' \approx 140 \text{ G/cm}$ 。这些振荡频率比与我们之前从小电流的梯度和曲率直接推算出的数值略小，由于这个参数对我们目前的工作不是很重要，我们没有再进一步校验磁阱的频率。

6.8 水冷系统

由于上述 Cloverleaf 线圈组运行电流非常大，其中梯度线圈上消耗的总功率约为 10 kW，而曲率和补偿线圈上消耗的总功率均约为 6 kW，我们对它们进行水冷散热，水冷系统的布局如图 6.32 所示。为了给线圈提供冷却水，我们首先在方形铜导线端口的外围利用银焊的方法焊接了一截空调专用圆铜管，该铜

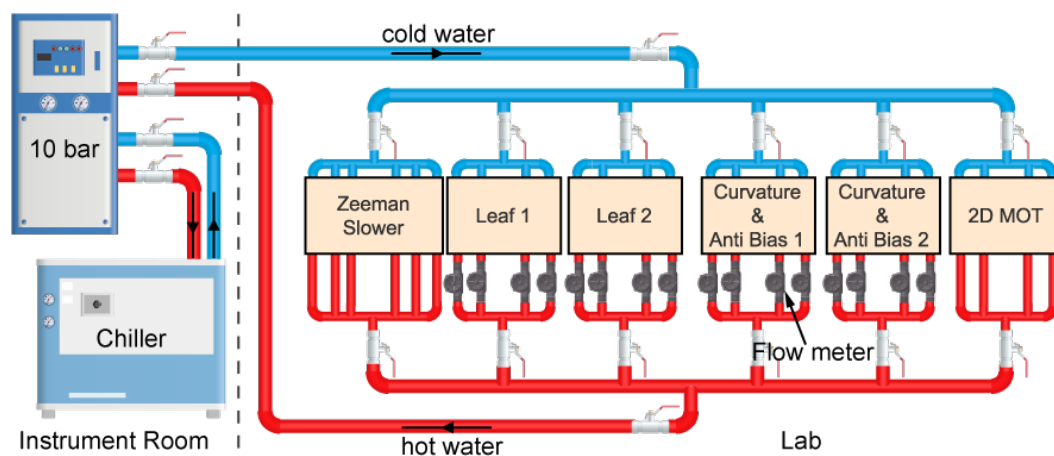


图 6.32 大功率线圈的水冷系统布局图 (此图由刘亚雄同学绘制)

管外径为 6.35 mm，壁厚 0.8 mm，可以与 Swaglock 公司提供的卡套接头连接进而使冷却水管 (PB 系列推入式) 进入线圈。实验中我们使用了一台国产的 20 kW 水冷机提供 20 摄氏度左右的冷却水，然后利用一台 KüHLMOBIL 公司定制的水冷机与其进行热交换，该交换水冷机提供压力为 10 bar 的冷却水进入实验室。通过一系列分水板和水阀之后，在梯度线圈中的水流速约为 700 ml/min，而在曲率和补偿线圈中的水流速约为 450 ml/min，从线圈中出来的水温大约提升了 40 ~ 50 摄氏度，而水冷机中的水温维持在 21 摄氏度左右，这说明我们冷却系统的冷却能力足够满足实验需求。

为了保障实验的安全运行，我们在 Cloverleaf 线圈的每个出水口均使用了 Proteus 公司提供的流量计对水流量实时测量；同时我们在固化 Cloverleaf 线圈时在每个线圈上至少放了两个贴片式的热电偶，以实时监控其温度。这些数值经过 Agilent 34970 多通道数据采集器测量，并且与其内部设定的上、下限数值做比较，一旦超出，它就会输出报警信号并切断大功率电源输出。在过去一年多的实验运行中，我们的水冷机系统基本都能正常工作；在近期实验室未运行时发生的一次国产水冷机故障停机中，由于 10 bar 换热水冷机的入水超过其允许温度而停止运行，该监测系统及时发现了冷却水停止流通并开启了警笛，及时告知了故障信息。

除了线圈需要水冷以外，实验中 500 A 的电流源以及各种 IGBT 也需要冷却。其中 Cloverleaf 线圈控制中的 IGBT 上单个最大热功耗约为 1 kW，为此



图 6.33 水冷系统中分水板与线圈连接实物图

我们准备了另外一台 Lytron 公司提供水冷机提供冷却水，其输出的水压可达 5 bar，冷却功率可以达到 9 kW。

6.9 微波、射频天线

为了操作原子在超精细基态以及不同磁子能级之间的跃迁，我们在主腔中准备一个微波天线和一个射频天线，其实物如图 6.34 所示。其中射频线圈尺寸约为 $2.5\text{ cm} \times 15\text{ cm}$ ，用无氧铜制作并使用陶瓷珠绝缘，安装在主腔内部并由双接口 Feedthrough 从真空内接出；它主要用来操作原子在同一个超精细基态内的不同磁子能级之间进行 Landau-Zener 跃迁。而微波线圈为单圈圆形，内径为 5 cm，使用方形中空铜导线制作，放置在主腔正上方的光学窗口缩入桶内，距离原子约 8 cm；它主要用来在磁阱中对原子进行强制蒸发，以及操作原子在不同超精细基态能级之间的跃迁。

目前我们暂时只使用了微波天线，它的布局也如图 6.34 所示，其中使用了一台 Agilent N5182B 矢量信号发生器作为信号源，将其功率放大到 20W 之后，通过一个微波环形器 (E-MECA, CN-1.500-M03) 连接到环形天线上，并且环形器之后连接了一个高功率 $50\ \Omega$ 负载 (Narda East, T-N-17-6-50)；天线的阻抗通过双短截线匹配，其在 1.77 GHz 至 1.87 GHz 范围内可以将大于 60% 的功率发射出去，而在 1.77 GHz 频率上发射效率超过 80%，这些功率足够磁阱蒸发使用。如图 6.34 所示，该天线的开口方向与主腔的轴向垂直，这样可以产生实验需要的 σ_+ 和 σ_- 的微波光子。

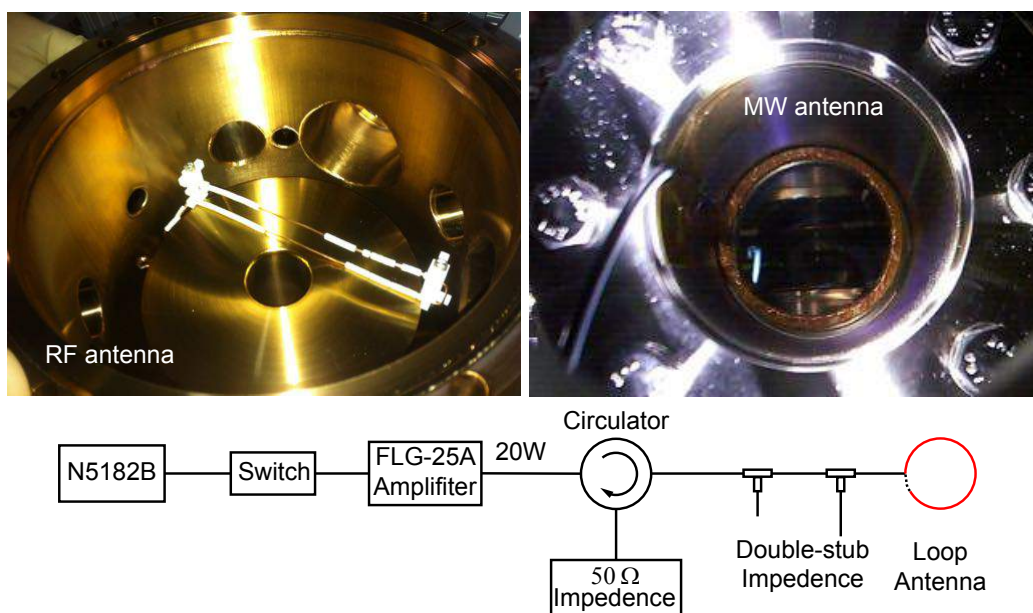


图 6.34 射频与微波天线的安装

6.10 交叉光偶极阱

当 $^{23}\text{Na} - ^{40}\text{K}$ 的混合气在磁阱中经过协同蒸发到数 μK 时，两种气体的密度均获得极大提高；由于 $^{23}\text{Na}|2, 2\rangle + ^{40}\text{K}|9/2, 9/2\rangle$ 存在吸引相互作用，在高密度时它们之间存在比较严重的三体碰撞损失，这可以通过将 Na 原子从 $|2, 2\rangle$ 态转移到 $|1, 1\rangle$ 态上避免。由于 $|1, 1\rangle$ 态无法在磁阱中囚禁，此时需要将混合气体从磁阱转移到光阱 [189] 中。目前唯一公开报道的 $^{23}\text{Na} - ^{40}\text{K}$ 超冷混合气体实验中 [143]， $^{23}\text{Na}|2, 2\rangle + ^{40}\text{K}|9/2, 9/2\rangle$ 混合气体的寿命在光阱内仅为 250 毫秒左右，而后一种态组合的寿命可以高达 20 秒。在我们近期的混合气体实验中，也观察到 $^{23}\text{Na}|1, 1\rangle + ^{40}\text{K}|9/2, 9/2\rangle$ 的态组合在光阱中的寿命有十秒以上。

目前实验中，我们在主腔周围搭建了一个交叉光阱系统 (crossed dipole trap)，它主要由一个水平光阱 (+z 方向) 和一个竖直光阱 (+y 方向) 组成。这两路光阱由同一台单频单模大功率 1064 nm 激光器 (IPG, 50 W, 型号为 xxxx) 提供，分别通过一个 80 MHz 的 AOM 进行移频并进行稳定光强的反馈控制 (移频方向相反)，然后分别通过两根模场直径为 $12.6 \mu\text{m}$ 的中空大功率光纤 (NKT, LMA-PM-15-5) 送到主腔附近。竖直光阱在真空周围的布局如图 6.21 所示，由

于其束腰较大，我们利用光纤准直器中焦距为 18 mm 的透镜¹将光纤出来的光场直接聚焦到原子位置上，以形成光势阱。其光场通过 1064 nm 双色镜²与竖直方向上的 589 nm 和 767 nm 的成像光合束而进入主腔；从主腔上端光学窗口出来之后，我们立即通过双色镜将大功率激光从竖直光路中滤出并收入光挡，以保护后续的成像透镜。

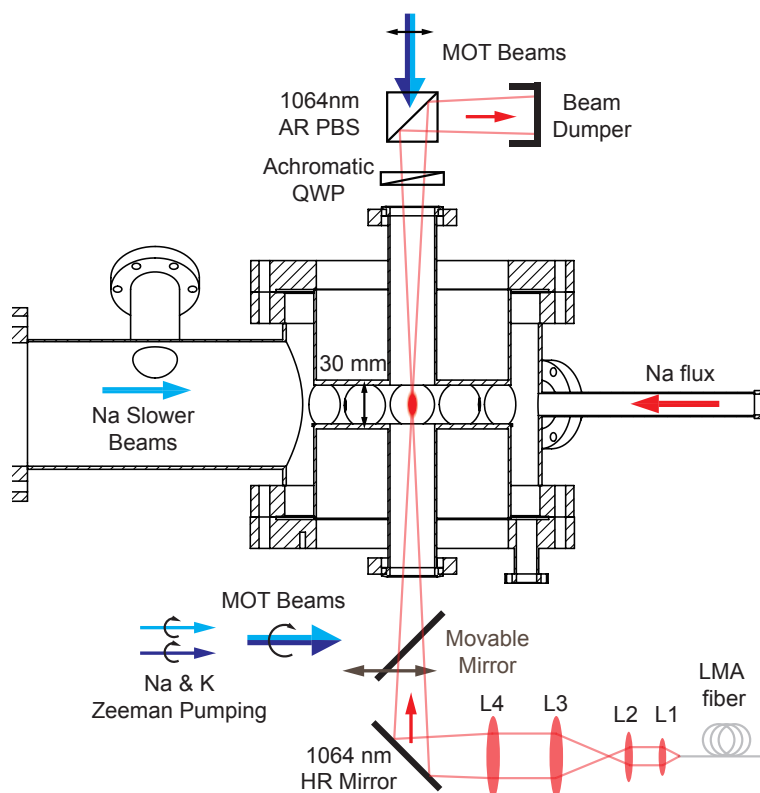


图 6.35 水平向上的光阱与 MOT 光路的布局

而水平光阱由于需要和 MOT 光合束并且束腰更小，其布局相对更复杂，如图 6.35 所示。其囚禁光场主要由两套成像透镜系统产生³，其中 L1 和 L2 的焦距分别为 18 mm 和 50 mm，理论放大倍数约为 2.78，从而将光纤出来的高斯光束的束腰 ($6.3 \mu\text{m}$) 放大到约为 $17.5 \mu\text{m}$ ；而 L3 和 L4 的焦距分别为 150 mm 和 500 mm，理论放大倍数约为 3.33，可以进一步将高斯束腰放大到约 $58 \mu\text{m}$ 。

¹由 Schäfer Kirchhoff 提供，型号为 60FC-SMA-T-23-G18-12

²目前使用的是 Semrock 提供的型号为 NFD01-1064-25x36 的双色镜，但是该双色镜对于 589 和 767 这两个波长的 S 和 P 极化的相移不一致，并且损伤阈值较低，目前我们正从其他公司订制替代产品

³L1 由 Schäfer Kirchhoff 提供的折射率梯度透镜 (gradient index lens)，型号为 60FC-SMA-T-23-G18-12；L2-L4 为 Thorlabs 提供的 C 镀膜消色差透镜，L2 外径 1 英寸，L3、L4 外径为 2 英寸

为了便于更换透镜以产生不同束腰的光阱，L2、L3、L4 透镜均安装在笼式共轴光具架 (cage system) 中。由于实验中我们发现目前使用的 1064 nm 双色镜对于 589 nm 和 767 nm 这两个波长存在不同的相移，进而导致两种原子的同种圆偏冷却光经过 DM 透射之后极化近乎垂直，所以在水平光阱的光路中我们舍弃了使用 DM 透镜将这三种波长的光合束的方式，转而采用了气动平移台推动的 MOT 光反射镜的设计 [174]。

基于这种设计，在原子的 MOT 装载的过程中，图 6.35 中的可移动反射镜占用水平的光学窗口，从而将与光阱同向的圆偏冷却光场反射进入主腔；在原子装载和光学泵浦结束后、磁阱装载的过程中，气动元件加压¹将安装在平移台上的反射镜推开，从而将该光学窗口空出以提供给 1064 nm 的大功率激光进入主腔。在主腔另一端的光学窗口，由于光阱只需要出光，我们暂时没有采用可移动反射镜的设计，而只是使用了镀有 1064 nm 增透膜的普通 PBS 将从主腔中出来的偶极阱光场滤出并收集进入光挡中²。

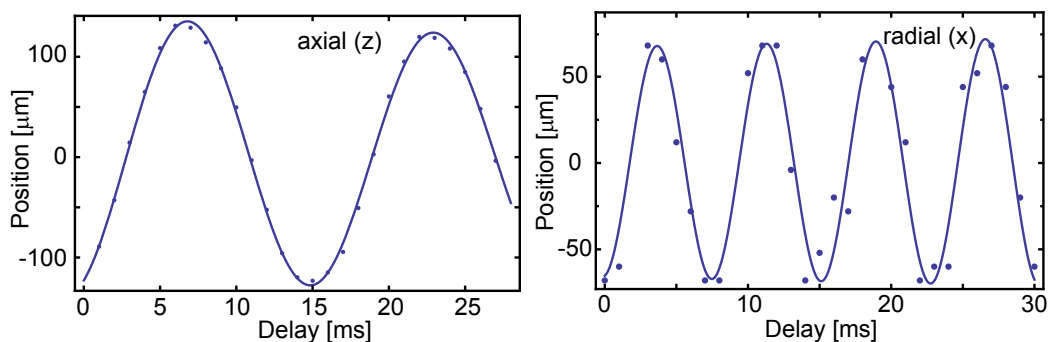


图 6.36 $^{23}\text{Na}|1, -1\rangle$ 在光阱中的振荡

最终我们产生的水平光阱的束腰实测值约为 $65\ \mu\text{m}$ ，提供的初始最大功率约为 5.5 W，该光阱对 ^{23}Na 和 ^{40}K 原子的囚禁阱深分别约为 $34\ \mu\text{K}$ 和 $96\ \mu\text{K}$ ；而竖直光阱的束腰实测值约为 $123\ \mu\text{m}$ ，初始最大功率约为 12.5 W，该光阱提供的对 ^{23}Na 和 ^{40}K 原子的囚禁阱深分别约为 $20\ \mu\text{K}$ 和 $60\ \mu\text{K}$ 。另外，这两个光阱的极化垂直，以避免干涉形成的行波扰动原子。实验中 ^{23}Na 和 ^{40}K 混合气体装载到该交叉光阱中之后，我们通过绝热降低光阱深度来对两种原子同时进行

¹我们直接利用光学平台气浮系统的压缩机提供压缩空气

²从该窗口进入主腔的冷却光在经过该 PBS 之后，制备圆偏极化所使用的 589 nm 和 767 nm 消色差四分之一波片同样也镀有 1064 nm 增透膜

蒸发，一般蒸发的末尾阶段水平光阱功率约为 0.2 W，而竖直光阱功率约为 1.0 W。为了校验该蒸发末端光阱的参数，我们利用 $^{23}\text{Na}|1, -1\rangle$ 态原子在其中的位置振荡来测量了 x 和 z 方向上的阱频率，其结果如图 6.36 所示，其中 z 轴方向振荡拟合给出的频率约为 $\omega_{\text{Na}}^z = 2\pi \times 74$ Hz，而 x 轴方向振荡拟合给出的频率约为 $\omega_{\text{Na}}^x = 2\pi \times 131$ Hz，由此计算出 y 轴方向的阱频率为 $\omega_{\text{Na}}^y = 2\pi \times 108$ Hz。

6.11 双筒并量子气体的制备

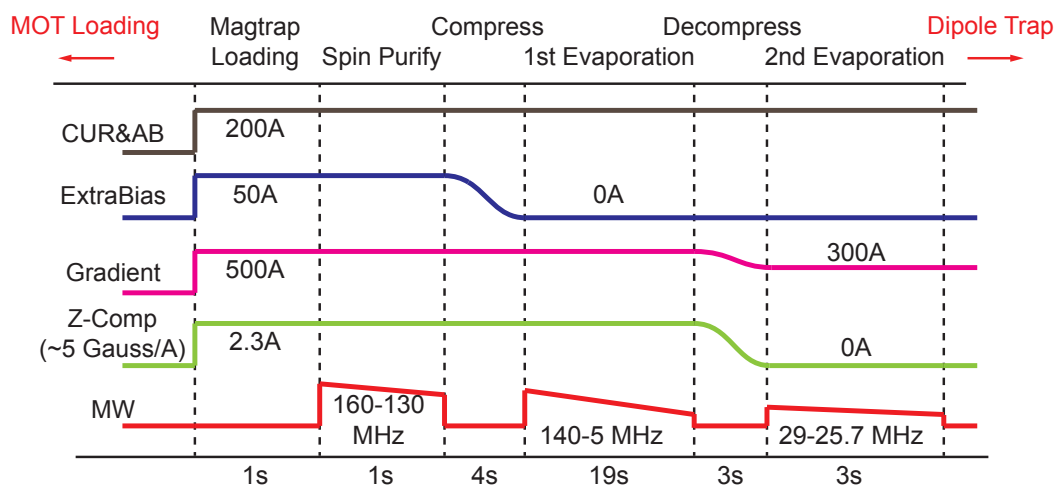


图 6.37 $^{23}\text{Na}|2, 2\rangle + ^{40}\text{K}|9/2, 9/2\rangle$ 混合气体在磁阱中蒸发的时序

目前我们实验中制备 $^{23}\text{Na} + ^{40}\text{K}$ 双筒并混合气体主要经过以下若干步骤。首先开启 Zeeman Slower 和 2D MOT 装载双原子 Dark MOT，目前 ^{23}Na 和 ^{40}K 一般分别装载 2 秒和 10 秒。然后关闭 Slower 光、IB 线圈电流、Slower 补偿线圈电流与 2D MOT 光，开启偏置磁场并对两种原子进行 Zeeman 泵浦，以将它们分别制备到 $|2, 2\rangle$ 和 $|9/2, 9/2\rangle$ 态上。接着开启磁阱线圈电流并模式匹配的原子装载¹，之后对 Na 原子进行自旋纯化，以去除光泵浦残留的 $|2, 0\rangle$ 和 $|2, 1\rangle$ 态原子。接着降低磁阱中心偏置磁场至大约 1 G，以压缩混合气体并提高密度和弹性碰撞速率，然后利用微波场扫频对 ^{23}Na 原子进行强制蒸发，同时协同冷却 ^{40}K 原子。当两种原子的温度蒸发到接近 $10 \mu\text{K}$ 时，为了降低混合气体密度以减弱两种原子之间的三体碰撞损失，我们将磁阱轴向的补偿磁场完全

¹ 速率线圈中通过额外的 50A 电流，将磁阱中心偏置磁场增大到大约 140 G，这使势阱更接近圆形

关闭，此时阱底偏置磁场增加到 12 G 左右，同时梯度线圈电流也降低到原来的 60%，然后在这个弱束缚的磁阱中对 Na 原子继续进行强制蒸发。以上磁阱装载和蒸发的时序如图 6.37 所示¹。

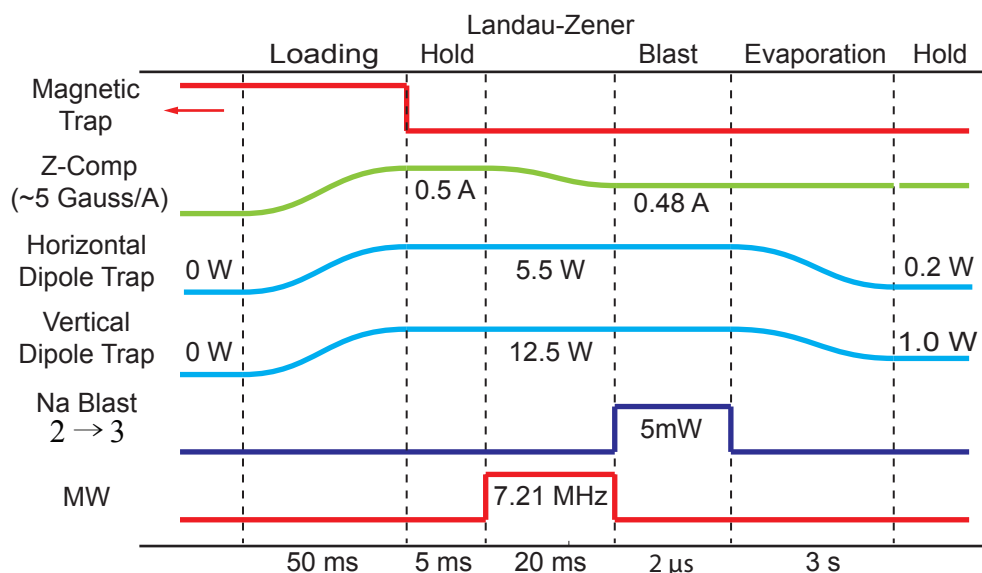


图 6.38 $^{23}\text{Na}|1, 1\rangle + ^{40}\text{K}|9/2, 9/2\rangle$ 混合气体在光阱中蒸发的时序

当混合气体在磁阱中温度蒸发到接近阱底时，我们将其转移到光阱中进一步蒸发，其时序过程如图 6.38 所示。首先在磁阱蒸发结束后缓慢开启光阱（偏置磁场增大到约 2 G），以将混合气体从磁阱转移到交叉光阱中。之后突然关闭磁阱电流，在此过程中金属腔体感应产生涡流磁场并逐渐衰减；等待一段时间以后将微波打开并小范围扫描补偿磁场电流，在这个过程中 95% 以上的 Na 原子从 $|2, 2\rangle$ 态经过 Landau-Zener 跃迁到 $|1, 1\rangle$ 态上，接着再用一路与 $F = 2 \rightarrow F' = 3$ 跃迁共振的 Blast 光将残留在 $|2, 2\rangle$ 态的 Na 原子轰出光阱。此后 $^{23}\text{Na}|1, 1\rangle + ^{40}\text{K}|9/2, 9/2\rangle$ 的超冷原子，在光阱中进一步蒸发几秒便可以获得简并混合气体。

目前我们实验制备的 $^{23}\text{Na}|1, 1\rangle + ^{40}\text{K}|9/2, 9/2\rangle$ 的简并混合气中， ^{23}Na 和 ^{40}K 的原子数均约为 10^5 ，温度约为 $0.4 \sim 0.5T_F$ 。典型的自由飞行之后的原子吸收成像结果如图 6.39 所示，在该图中可以明显看出 ^{23}Na 原子 BEC 的双模分布，拟合给出的 BEC 原子数为 6.4×10^4 ，外围热原子数为 1.0×10^5 ，热原

¹图中微波频率是减去 Na 原子基态超精细劈裂之后的数值

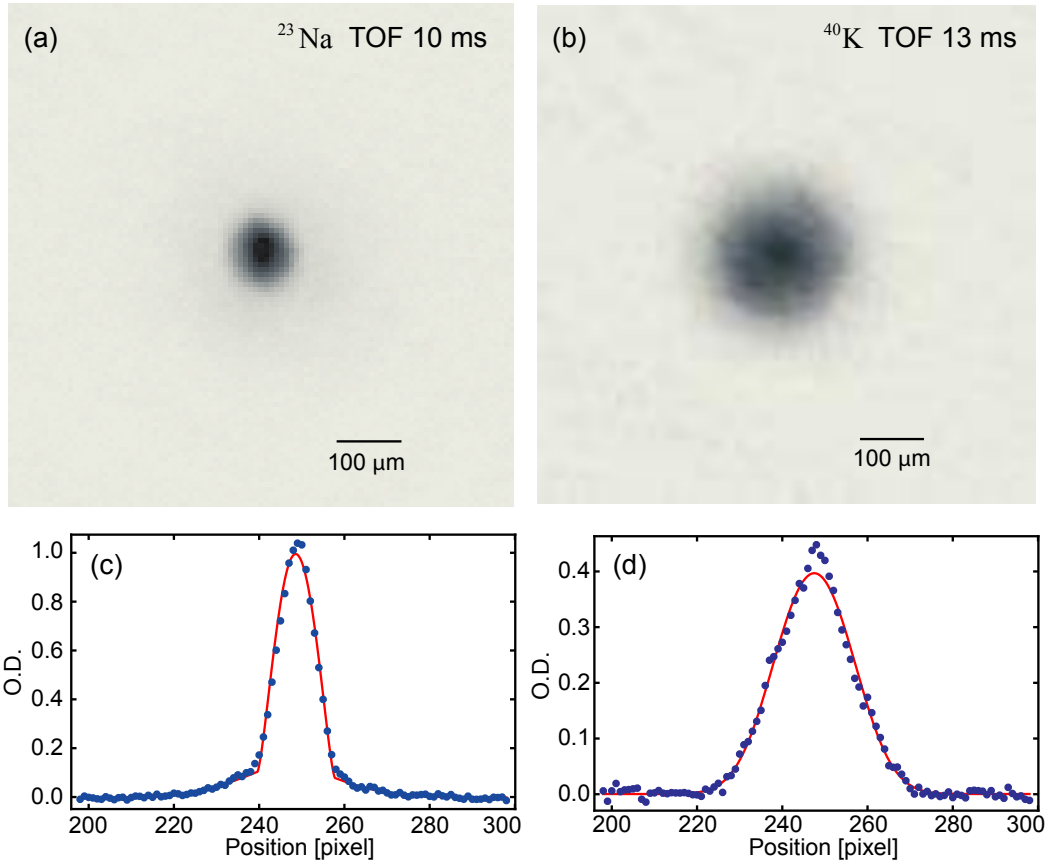


图 6.39 $^{23}\text{Na}|1, 1\rangle + ^{40}\text{K}|9/2, 9/2\rangle$ 双筒量子气体自由飞行后的吸收成像图。图 (c) 和 (d) 中每个像素对应 $8 \mu\text{m}$ 。

子两个方向上的温度分别为 196 nK 和 221 nK ，计算给出的 BEC 相变温度¹为 $T_c = 252 \text{ nK}$ 。对于 ^{40}K 费米气体，该图中 Fermi-Dirac 拟合给出的气体温度为 $T/T_F = 0.51$ ，其中费米温度²为 $T_F = 528 \text{ nK}$ ，原子数为 1.2×10^5 ；另外，利用原子半径扩散推算出的 ^{40}K 温度为 222 nK 和 230 nK 。在图 6.39 中可以看出 ^{40}K 原子中心的光学厚度比周围明显要高，这是由于两种原子之间的吸引相互作用导致的 [143]。上述测量中双原子的吸收成像是使用了相机的 Frame Transfer 功能在同一次实验中获得；另外为了提高信噪比，我们采用了统计采样去除光学条纹的技术 [190, 191]，这大幅提高了原子成像的信噪比。

¹这里使用的 Na 原子的光阱频率为 $\omega_{\text{Na}}^{(x,y,z)} = 2\pi \times (131, 108, 74) \text{ Hz}$

²这里 ^{40}K 与 ^{23}Na 阱频率的关系为， $\omega_{\text{K}40}^{(x,y,z)} = 1.2 \times \omega_{\text{Na}}^{(x,y,z)}$

第七章 总结与展望

本论文主要主要分为两部分，在第一部分中主要描述的是利用双光子拉曼跃迁对冷原子量子存储中的自旋波进行相干操控的研究，这对于进一步提高量子存储的寿命，以及基于存储的量子信息的处理具有重要意义。首先，我们首次在实验上验证了在单量子水平上利用自旋回声技术延长自旋波存储寿命的可能性，并且弥合了之前的理论矛盾，这为进一步利用射频或者微波脉冲动态抑制自旋波退相干以将量子存储寿命提升到分钟量级 [90] 提供了原理性保障。其次，我们在自旋波量子存储中，首次演示了利用拉曼跃迁和拉莫尔进动对自旋波量子比特在 Bloch 球中进行任意旋转和单比特门操作，这种操作是基于里德堡原子的高效量子中继器方案 [113] 中必要的元件，并且使得具有光学接口的量子存储器更加接近成为一个普适的量子信息处理系统。最后，我们利用驻波光场驱动的拉曼拉比跃迁演示验证了一个量子光刻的理论方案，并在实验中将原子条纹制备的最高分辨率提升到了光学驻波衍射极限的九倍以上；由于我们实验测量系统的限制，实验最终获得的分辨率仍然在微米量级，然而我们的理论计算表明只要拉曼拉比频率足够大，制备的原子条纹间隔可以达到几十纳米甚至更低的水平。

本论文的第二部分主要介绍的是一套超冷玻色费米混合气体实验装置的搭建，我们使用了一套 Zeeman Slower 和一套 2D MOT 分别提供 Na 和 K 的原子束流，然后提供暗态磁光阱同时装载两种原子，之后再分别利用 Ioffe-Pritchard 型的磁阱以及交叉光偶极阱对混合气体进行蒸发，最终成功制备了量子简并的混合气体，其中 Na BEC 和 ^{40}K 费米气体的典型原子数大约都是 1×10^5 左右，并且费米气体温度约为 $T = 0.4 \sim 0.5 T_F$ 。在制备了双原子简并混合气体之后，我们的探索之路接下来又要踏上一系列新的征程，比如使用 Feshbach 共振 [144] 来缔合形成弱束缚的异核双原子分子，之后再使用双光子 STIRAP 跃迁将处于高激发态的 Feshbach 分子转移到分子单重态的振转绝对基态上。目前 MIT 的 Martin Zwierlein 小组已经率先实现了 $^{23}\text{Na}^{40}\text{K}$ 的 Feshbach 分子 [158] 以及单

重态绝对振转基态的分子 [159, 192]。他们在实验中利用 $|1, 1\rangle_{\text{Na}} + |9/2, -9/2\rangle_{\text{K}}$ 的态组合在 85.7 G 左右形成 Feshbach 分子，而后利用双光子 STIRAP 跃迁经过一个单重态、三重态混合的共同激发态将 Feshbach 分子转移到单重振转基态上，其光学跃迁如图 7.1 所示。由此形成的化学稳定的 $^{23}\text{Na}^{40}\text{K}$ 超冷基态极化分子，其永久电偶极矩为 2.72 Debye ($1 \text{ Debye} \approx 3.335 \times 10^{-30} \text{ C} \cdot \text{m}$)。并且在外界电场作用下 (典型电场值为 $10^3 \sim 10^4 \text{ V/cm}$)，由于不同的转动激发能级发生混合，各个分子的电偶极矩在实验室参考系中形成共同的指向，从而在这种费米气体中引入了显著的各项异性长程相互作用。这里引起的偶极相互作用强度依赖于外电场大小，渐近于分子永久电偶极矩的大小；这种可调的相互作用，为在这种强相互作用系统中观察到新的量子现象提供了基础 [155]。

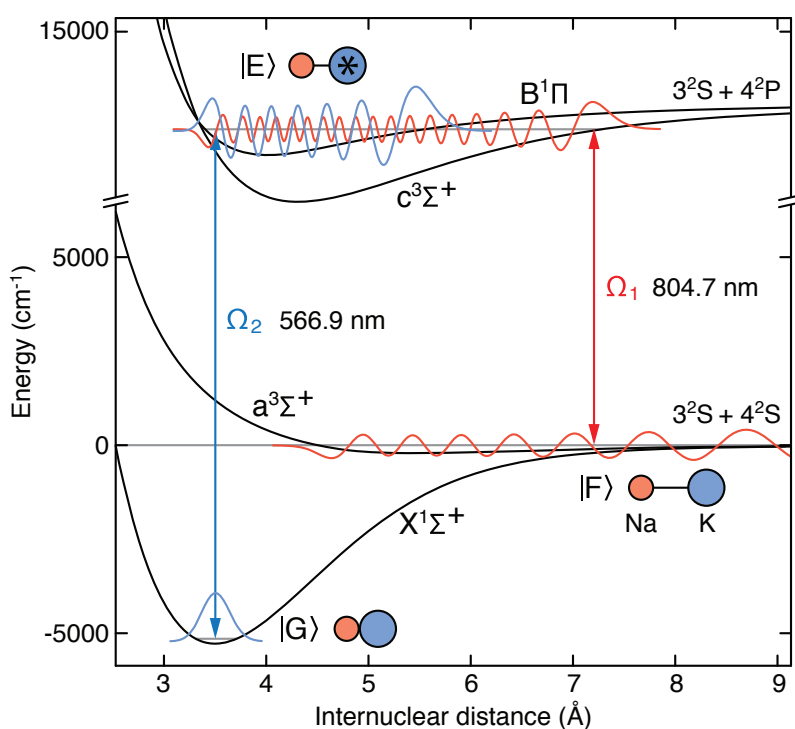


图 7.1 $^{23}\text{Na}^{40}\text{K}$ Feshbach 分子经过双光子跃迁至振转绝对基态的路径 (取自文献 [159])

参考文献

- [1] Gisin N, Ribordy G, Tittel W, et al. Quantum cryptography. *Reviews of Modern Physics*, 2002, 74(1):145–195.
- [2] Scarani V, Bechmann-Pasquinucci H, Cerf N, et al. The security of practical quantum key distribution. *Reviews of Modern Physics*, 2009, 81(3):1301–1350.
- [3] Wootters W K, Zurek W H. A single quantum cannot be cloned. *Nature*, 1982, 299(5886):802–803.
- [4] Bennett C H, Brassard G. Quantum cryptography: Public key distribution and coin tossing. *Proceedings of Proceedings of the IEEE International Conference on Computers, Systems, and Signal Processing*, Bangalore, 1984.
- [5] Ekert A K. Quantum cryptography based on Bell’s theorem. *Physical Review Letters*, 1991, 67:661–663.
- [6] Wang X B. Beating the Photon-Number-Splitting Attack in Practical Quantum Cryptography. *Physical Review Letters*, 2005, 94:230503.
- [7] Lo H K, Ma X, Chen K. Decoy State Quantum Key Distribution. *Physical Review Letters*, 2005, 94:230504.
- [8] Schmitt-Manderbach T, Weier H, Fürst M, et al. Experimental Demonstration of Free-Space Decoy-State Quantum Key Distribution over 144 km. *Phys. Rev. Lett.*, 2007, 98:010504.
- [9] Peng C Z, Zhang J, Yang D, et al. Experimental Long-Distance Decoy-State Quantum Key Distribution Based on Polarization Encoding. *Phys. Rev. Lett.*, 2007, 98:010505.
- [10] Rosenberg D, Harrington J W, Rice P R, et al. Long-Distance Decoy-State Quantum Key Distribution in Optical Fiber. *Phys. Rev. Lett.*, 2007, 98:010503.
- [11] Briegel H J, Dür W, Cirac J I, et al. Quantum Repeaters: The Role of Imperfect Local Operations in Quantum Communication. *Phys. Rev. Lett.*, 1998, 81:5932–5935.
- [12] Żukowski M, Zeilinger A, Horne M A, et al. “Event-ready-detectors” Bell experiment via entanglement swapping. *Phys. Rev. Lett.*, 1993, 71:4287–4290.
- [13] Bennett C H, Brassard G, Popescu S, et al. Purification of Noisy Entanglement and Faithful Teleportation via Noisy Channels. *Phys. Rev. Lett.*, 1996, 76:722–725.
- [14] Duan L M, Lukin M D, Cirac J I, et al. Long-distance quantum communication with atomic ensembles and linear optics. *Nature*, 2001, 414:413–418.
- [15] Sangouard N, Simon C, Riedmatten H, et al. Quantum repeaters based on atomic ensembles and linear optics. *Reviews of Modern Physics*, 2011, 83(1):33–80.
- [16] Kuzmich A, Bowen W P, Boozer A D, et al. Generation of nonclassical photon pairs for scalable

- quantum communication with atomic ensembles. *Nature*, 2003, 423:731–734.
- [17] Matsukevich D N, Kuzmich A. Quantum State Transfer Between Matter and Light. *Science*, 2004, 306:663–666.
- [18] Chou C W, Riedmatten H d, Felinto D, et al. Measurement-induced entanglement for excitation stored in remote atomic ensembles. *Nature*, 2005, 438:828–832.
- [19] Eisaman M D, André A, Massou F, et al. Electromagnetically induced transparency with tunable single-photon pulses. *Nature*, 2005, 438(7069):837–841.
- [20] Chanelière T, Matsukevich D N, Jenkins S D, et al. Storage and retrieval of single photons transmitted between remote quantum memories. *Nature*, 2005, 438(7069):833–836.
- [21] Chou C W, Laurat J, Deng H, et al. Functional Quantum Nodes for Entanglement Distribution over Scalable Quantum Networks. *Science*, 2007, 316:1316–1320.
- [22] Yuan Z S, Chen Y A, Zhao B, et al. Experimental demonstration of a BDCZ quantum repeater node. *Nature*, 2008, 454:1098–1101.
- [23] Zhao R, Dudin Y O, Jenkins S D, et al. Long-lived quantum memory. *Nature Physics*, 2008, 5:100–104.
- [24] Zhao B, Chen Y A, Bao X H, et al. A millisecond quantum memory for scalable quantum networks. *Nature Physics*, 2008, 5:95–99.
- [25] Radnaev A G, Dudin Y O, Zhao R, et al. A quantum memory with telecom-wavelength conversion. *Nature Physics*, 2010, 6(11):894–899.
- [26] Dudin Y O, Radnaev A G, Zhao R, et al. Entanglement of Light-Shift Compensated Atomic Spin Waves with Telecom Light. *Physical Review Letters*, 2010, 105(26):260502.
- [27] Bao X H, Reingruber A, Dietrich P, et al. Efficient and long-lived quantum memory with cold atoms inside a ring cavity. *Nature Physics*, 2012, 8:517–521.
- [28] Yang S J, Wang X J, Li J, et al. Highly Retrievable Spin-Wave Photon Entanglement Source. *Physical Review Letters*, 2015, 114:210501.
- [29] Simon C, Afzelius M, Appel J, et al. Quantum memories. *The European Physical Journal D*, 2010, 58(1):1–22.
- [30] Lvovsky A I, Sanders B C, Tittel W. Optical quantum memory. *Nature Photonics*, 2009, 3(12):706–714.
- [31] Specht H P, Nölleke C, Reiserer A, et al. A single-atom quantum memory. *Nature*, 2012, 473(7346):190–193.
- [32] Hofmann J, Krug M, Ortégel N, et al. Heralded Entanglement Between Widely Separated Atoms. *Science*, 2012, 337(6090):72–75.
- [33] Gao W B, Fallahi P, Togan E, et al. Observation of entanglement between a quantum dot spin and a single photon. *Nature*, 2012, 491(7424):426–430.
- [34] De Greve K, Yu L, McMahon P L, et al. Quantum-dot spin-photon entanglement via frequency downconversion to telecom wavelength. *Nature*, 2012, 491(7424):421–425.

-
- [35] Togan E, Chu Y, Trifonov A S, et al. Quantum entanglement between an optical photon and a solid-state spin qubit. *Nature*, 2010, 466(7307):730–734.
- [36] Riedmatten H, Afzelius M, Staudt M U, et al. A solid-state light–matter interface at the single-photon level. *Nature*, 2008, 456:773–777.
- [37] Tittel W, Afzelius M, Chanelière T, et al. Photon-echo quantum memory in solid state systems. *Laser & Photonics Reviews*, 2009, 4(2):244–267.
- [38] Afzelius M, Simon C, Riedmatten H, et al. Multimode quantum memory based on atomic frequency combs. *Physical Review A*, 2009, 79:052329.
- [39] Hedges M P, Longdell J J, Li Y, et al. Efficient quantum memory for light. *Nature*, 2010, 465:1052–1056.
- [40] Clausen C, Usmani I, Bussièrès F, et al. Quantum storage of photonic entanglement in a crystal. *Nature*, 2012, 469:508–511.
- [41] Saglamyurek E, Sinclair N, Jin J, et al. Broadband waveguide quantum memory for entangled photons. *Nature*, 2012, 469:512–515.
- [42] Usmani I, Clausen C, Bussièrès F, et al. Heralded quantum entanglement between two crystals. *Nature Photonics*, 2012, 6:234–237.
- [43] Le Gouët J L, Berman P. Raman scheme for adjustable-bandwidth quantum memory. *Physical Review A*, 2009, 80:012320.
- [44] Reim K F, Nunn J, Lorenz V O, et al. Towards high-speed optical quantum memories. *Nature Photonics*, 2010. 1–4.
- [45] Golubeva T, Golubev Y, Mishina O S, et al. High-speed spatially multimode atomic memory. *Physical Review A*, 2011, 83(5):053810.
- [46] Duan L M, Lukin M D, Cirac J I, et al. Long-distance quantum communication with atomic ensembles and linear optics. *Nature*, 2001, 414:413–418.
- [47] Fleischhauer M, Lukin M D. Dark-State Polaritons in Electromagnetically Induced Transparency. *Physical Review Letters*, 2000, 84:5094–5097.
- [48] Gorshkov A V, André A, Fleischhauer M, et al. Universal Approach to Optimal Photon Storage in Atomic Media. *Physical Review Letters*, 2007, 98(12):123601.
- [49] Laurat J, Riedmatten H d, Felinto D, et al. Efficient retrieval of a single excitation stored in an atomic ensemble. *Optics Express*, 2006, 14:6912–6918.
- [50] Bao X H. Quantum information with entangled photons and cold atomic ensembles[D]. University of Heidelberg, July, 2010.
- [51] Anderson M H, Ensher J R, Matthews M R, et al. Observation of Bose-Einstein Condensation in a Dilute Atomic Vapor. *Science*, 1995, 269(5221):198–201.
- [52] Davis K B, Mewes M O, Andrews M R, et al. Bose-Einstein Condensation in a Gas of Sodium Atoms. *Physical Review Letters*, 1995, 75:3969–3973.
- [53] DeMarco B, Jin D S. Onset of Fermi Degeneracy in a Trapped Atomic Gas. *Science*, 1999,

- 285:1703.
- [54] Ketterle W, Durfee D S, Stamper-Kurn D M. Making, probing and understanding Bose-Einstein condensates. arXiv:cond-mat/9904034v2, 1999..
- [55] Butts D A, Rokhsar D S. Trapped Fermi gases. *Physical Review A*, 1997, 55:4346–4350.
- [56] Ketterle W, Zwierlein M W. Making, probing and understanding ultracold Fermi gases. arXiv:0801.2500v1, 2008. 1–206.
- [57] Kasevich M, Chu S. Atomic interferometry using stimulated Raman transitions. *Physical Review Letters*, 1991, 67:181–184.
- [58] Kasevich M, Chu S. Measurement of the gravitational acceleration of an atom with a light-pulse atom interferometer. *Appl. Phys. B*, 1992, 54:321–332.
- [59] Moler K, Weiss D S, Kasevich M, et al. Theoretical analysis of velocity-selective Raman transitions. *Physical Review A*, 1992, 45:342–348.
- [60] Kasevich M A, Chu S. Laser cooling below a photon recoil with three-level atoms. *Physical Review Letters*, 1992, 69:1741–1744.
- [61] Reichel J, Bardou F, Dahan M B, et al. Raman Cooling of Cesium below 3 nK: New Approach Inspired by Lévy Flight Statistics. *Physical Review Letters*, 1995, 75:4575–4578.
- [62] Boyer V, Lising L, Rolston S L, et al. Deeply subrecoil two-dimensional Raman cooling. *Physical Review A*, 2004, 70(4):043405.
- [63] Monroe C, Meekhof D M, King B E, et al. Resolved-Sideband Raman Cooling of a Bound Atom to the 3D Zero-Point Energy. *Physical Review Letters*, 1995, 75:4011–4014.
- [64] Hamann S E, Haycock D L, Klose G, et al. Resolved-Sideband Raman Cooling to the Ground State of an Optical Lattice. *Phys. Rev. Lett.*, 1998, 80:4149–4152.
- [65] Dotsenko I. Raman spectroscopy of single atoms[M]. Bonn University, October, 2002.
- [66] Steck D A. Rubidium 87 D Line Data, October, 2003. <http://steck.us/alkalidata/rubidium87numbers.1.6.pdf>.
- [67] Ringot J, Szriftgiser P, Garreau J C. Subrecoil Raman spectroscopy of cold cesium atoms. *Physical Review A*, 2001, 65(1):013403.
- [68] Strassel T. Quantum memory with atomic ensembles of Rubidium and single photons for long distance quantum communication[D]. Heidelberg: University of Heidelberg, April, 2009.
- [69] 江晓. 冷原子量子存储中的激光稳频与锁相技术 [D]. 合肥: 中国科学技术大学, May, 2009.
- [70] 芮俊. 冷原子量子存储实验中的时序信号控制与实时符合测量系统 [B]. 合肥: 中国科学技术大学, June, 2010.
- [71] Dalibard J, Cohen-Tannoudji C. Laser cooling below the Doppler limit by polarization gradients: simple theoretical models. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1989, 6(11):2023–2045.
- [72] Choi J M, Kim J M, Jeong S Y, et al. Production of Spin-Polarized Cold Atoms by Optical Pumping in a Magneto-Optical Trap. *J. Kor. Phys. Soc.*, 2005, 46(2):425–430.
- [73] Avila G, Cxiordano V, Candelier V, et al. State selection in a cesium beam by laser-diode optical

- pumping. *Physical Review A*, 1987, 36:3719–3728.
- [74] Fleischhauer M. Optical pumping in dense atomic media: Limitations due to reabsorption of spontaneously emitted photons. *Europhysics Letters*, 1999, 45(6):659–665.
- [75] Olmschenk S, Matsukevich D N, Maunz P, et al. Quantum Teleportation Between Distant Matter Qubits. *Science*, 2009, 323(5913):486–489.
- [76] Stute A, Casabone B, Schindler P, et al. Tunable ion-photon entanglement in an optical cavity. *Nature*, 2012, 485(7399):482–485.
- [77] Hosseini M, Sparkes B M, Campbell G, et al. High efficiency coherent optical memory with warm rubidium vapour. *Nature Communications*, 2011, 2:174–5.
- [78] Matsukevich D N, Chanelière T, Bhattacharya M, et al. Entanglement of a Photon and a Collective Atomic Excitation. *Physical Review Letters*, 2005, 95:040405.
- [79] Chen S, Chen Y A, Strassel T, et al. Deterministic and Storable Single-Photon Source Based on a Quantum Memory. *Physical Review Letters*, 2006, 97:173004.
- [80] Afzelius M, Usmani I, Amari A, et al. Demonstration of Atomic Frequency Comb Memory for Light with Spin-Wave Storage. *Physical Review Letters*, 2010, 104:040503.
- [81] Dudin Y O, Zhao R, Kennedy T A B, et al. Light storage in a magnetically dressed optical lattice. *Physical Review A*, 2010, 81(4):041805.
- [82] Radnaev A G, Dudin Y O, Zhao R, et al. A quantum memory with telecom-wavelength conversion. *Nature Physics*, 2010, 6(11):894–899.
- [83] Hahn E L. Spin Echoes. *Phys. Rev.*, 1950, 80:580–594.
- [84] Biercuk M J, Uys H, VanDevender A P, et al. Optimized dynamical decoupling in a model quantum memory. *Nature*, 2009, 458(7241):996–1000.
- [85] Du J F, Rong X, Zhao N, et al. Preserving electron spin coherence in solids by optimal dynamical decoupling. *Nature*, 2009, 461(7268):1265–1268.
- [86] Pla J J, Tan K Y, Dehollain J P, et al. A single-atom electron spin qubit in silicon. *Nature*, 2012, 489(7417):541–545.
- [87] Pla J J, Tan K Y, Dehollain J P, et al. High-fidelity readout and control of a nuclear spin qubit in silicon. *Nature*, 2013, 496(7445):334–338.
- [88] Longdell J J, Fraval E, Sellars M J, et al. Stopped Light with Storage Times Greater than One Second Using Electromagnetically Induced Transparency in a Solid. *Physical Review Letters*, 2005, 95:063601.
- [89] Beavan S E, Fraval E, Sellars M J, et al. Demonstration of the reduction of decoherent errors in a solid-state qubit using dynamic decoupling techniques. *Physical Review A*, 2009, 80:032308.
- [90] Dudin Y O, Li L, Kuzmich A. Light storage on the time scale of a minute. *Physical Review A*, 2013, 87(3):031801.
- [91] Johnsson M, Mølmer K. Storing quantum information in a solid using dark-state polaritons. *Physical Review A*, 2004, 70(3):032320.

-
- [92] Heshami K, Sangouard N, Minář J, et al. Precision requirements for spin-echo-based quantum memories. *Physical Review A*, 2011, 83:032315.
- [93] Rui J, Jiang Y, Yang S J, et al. Operating Spin Echo in the Quantum Regime for an Atomic-Ensemble Quantum Memory. *Phys. Rev. Lett.*, 2015, 115:133002.
- [94] Jobez P, Laplane C, Timoney N, et al. Coherent Spin Control at the Quantum Level in an Ensemble-Based Optical Memory. *Physical Review Letters*, 2015, 114(23):230502.
- [95] Chou C W, Polyakov S V, Kuzmich A, et al. Single-Photon Generation from Stored Excitation in an Atomic Ensemble. *Physical Review Letters*, 2004, 92(21):213601.
- [96] Felinto D, Chou C W, Riedmatten H, et al. Control of decoherence in the generation of photon pairs from atomic ensembles. *Physical Review A*, 2005, 72(5):053809.
- [97] Grangier P, Roger G, Aspect A. Experimental Evidence for a Photon Anticorrelation Effect on a Beam Splitter: A New Light on Single-Photon Interferences. *Europhysics Letters*, 1986, 1:173–179.
- [98] Englert B G, Kurtsiefer C, Weinfurter H. Universal unitary gate for single-photon two-qubit states. *Physical Review A*, 2001, 63:032303.
- [99] Wang Z H, Li G, Tian Y L, et al. Quantum state manipulation of single-Cesium-atom qubit in a micro-optical trap. *Frontiers of Physics*, 2014, 9(5):634–639.
- [100] Petta J R, Johnson A C, Taylor J M, et al. Coherent Manipulation of Coupled Electron Spins in Semiconductor Quantum Dots. *Science*, 2005, 309:2180–2184.
- [101] Press D, Ladd T D, Zhang B, et al. Complete quantum control of a single quantum dot spin using ultrafast optical pulses. *Nature*, 2008, 456:218–221.
- [102] Bernien H, Hensen B, Pfaff W, et al. Heralded entanglement between solid-state qubits separated by three metres. *Nature*, 2013, 497(7447):86–90.
- [103] Dolde F, Jakobi I, Naydenov B, et al. Room-temperature entanglement between single defect spins in diamond. *Nature Physics*, 2013, 9(3):139–143.
- [104] Sakurai J J. *Modern Quantum Mechanics*. Addison-Wesley Publishing Company, Reprinted by Beijing World Publishing Coporation, 2006.
- [105] Dudin Y O, Jenkins S D, Zhao R, et al. Entanglement of a Photon and an Optical Lattice Spin Wave. *Physical Review Letters*, 2009, 103(2):020505.
- [106] Chen S, Chen Y A, Zhao B, et al. Demonstration of a Stable Atom-Photon Entanglement Source for Quantum Repeaters. *Physical Review Letters*, 2007, 99:180505.
- [107] James D F V, Kwiat P G, Munro W J, et al. Measurement of qubits. *Physical Review A*, 2001, 64(5):052312.
- [108] M A Nielsen I L C. *Quantum Computation and Quantum Information*. Cambridge, 2000.
- [109] O’Brien J, Pryde G, Gilchrist A, et al. Quantum Process Tomography of a Controlled-NOT Gate. *Physical Review Letters*, 2004, 93:080502.
- [110] Bowdrey M D, Oi D K L, Short A J, et al. Fidelity of single qubit maps. *Phys. Lett. A*, 2002, 294:258–260.

-
- [111] Horodecki M, Horodecki P, Horodecki R. General teleportation channel, singlet fraction, and quasidistillation. *Physical Review A*, 1999, 60:1888.
- [112] Nielsen M A. A simple formula for the average gate fidelity of a quantum dynamical operation. *Phys. Lett. A*, 2002, 303:249–252.
- [113] Zhao B, Mueller M, Hammerer K, et al. Efficient quantum repeater based on deterministic Rydberg gates. *Physical Review A*, 2010, 81:052329.
- [114] Brueck S R J. Optical and Interferometric Lithography - Nanotechnology Enablers. *Proceedings of the IEEE*, 2005, 93(10):1704–1721.
- [115] Ito T, Okazaki S. Pushing the limits of lithography. *Nature*, 2000, 406:1027–1031.
- [116] Boto A N, Kok P, Abrams D S, et al. Quantum Interferometric Optical Lithography: Exploiting Entanglement to Beat the Diffraction Limit. *Physical Review Letters*, 2000, 85:2733–2736.
- [117] D’Angelo M, Chekhova M, Shih Y. Two-Photon Diffraction and Quantum Lithography. *Physical Review Letters*, 2001, 87(1):013602.
- [118] Agarwal G S, Boyd R W, Nagasako E M, et al. Comment on “Quantum Interferometric Optical Lithography: Exploiting Entanglement to Beat the Diffraction Limit”. *Physical Review Letters*, 2001, 86:1389–1389.
- [119] Bentley S J, Boyd R W. Nonlinear optical lithography with ultra-high sub-Rayleigh resolution. *Optics Express*, 2004, 12:5735–5740.
- [120] Avi P, Dayan B, Vucelja M, et al. Quantum lithography by coherent control of classical light pulses. *Optics Express*, 2004, 12:6600–6605.
- [121] Hemmer P R, Muthukrishnan A, Scully M O, et al. Quantum Lithography with Classical Light. *Physical Review Letters*, 2006, 96(16):163603.
- [122] Kiffner M, Evers J, Zubairy M S. Resonant Interferometric Lithography beyond the Diffraction Limit. *Physical Review Letters*, 2008, 100:073602.
- [123] Li H, Sautenkov V, Kash M, et al. Optical imaging beyond the diffraction limit via dark states. *Physical Review A*, 2008, 78(1):013803.
- [124] Liao Z, Al-Amri M, Zubairy M S. Quantum Lithography beyond the Diffraction Limit via Rabi Oscillations. *Physical Review Letters*, 2010, 105:183601.
- [125] Liao Z, Al-Amri M, Becker T, et al. Atom lithography with subwavelength resolution via Rabi oscillations. *Physical Review A*, 2013, 87(2):023405.
- [126] Liao Z, Al-Amri M, Zubairy M S. Coherent atom lithography with nanometer resolution. *Physical Review A*, 2013, 88:053809.
- [127] Kapale K T. Subwavelength Atom Localization. *Progress in Optics*, 2013, 58:199–250.
- [128] Mun J. Bose-Einstein Condensates in Optical Lattices: The Superfluid to Mott Insulator Phase Transition[D]. Boston: MIT, May, 2008.
- [129] Kuppens S J M, Corwin K L, Miller K W, et al. Loading an optical dipole trap. *Physical Review A*, 2000, 62:013406.

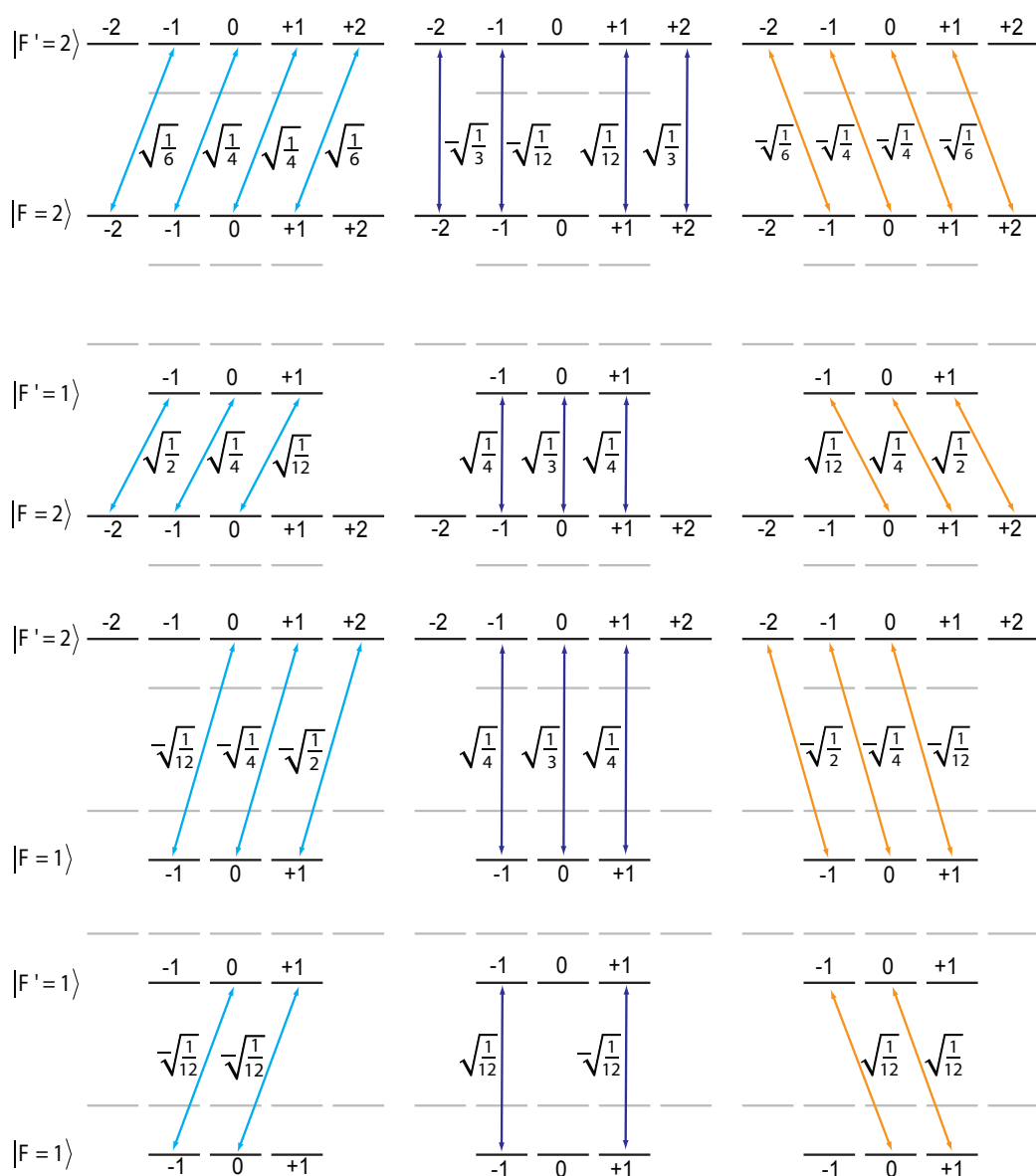
-
- [130] Miles J A, Simmons Z J, Yavuz D D. Subwavelength Localization of Atomic Excitation Using Electromagnetically Induced Transparency. *Physical Review X*, 2013, 3(3):031014.
- [131] Karski M, Förster L, Choi J M, et al. Imprinting patterns of neutral atoms in an optical lattice using magnetic resonance techniques. *New Journal of Physics*, 2010, 12(6):065027.
- [132] Truscott A G, Strecker K E, McAlexander W I, et al. Observation of Fermi Pressure in a Gas of Trapped Atoms. *Science*, 2001, 291(5513):2570–2572.
- [133] Hadzibabic Z, Stan C A, Dieckmann K, et al. Two-Species Mixture of Quantum Degenerate Bose and Fermi Gases. *Physical Review Letters*, 2002, 88(16):160401.
- [134] Silber C, Günther S, Marzok C, et al. Quantum-Degenerate Mixture of Fermionic Lithium and Bosonic Rubidium Gases. *Physical Review Letters*, 2005, 95(17):170408.
- [135] Roati G, Riboli F, Modugno G, et al. Fermi-Bose Quantum Degenerate K40–R87b Mixture with Attractive Interaction. *Physical Review Letters*, 2002, 89(15):150403.
- [136] Goldwin J M, Inouye S, Olsen M L, et al. Measurement of the interaction strength in a Bose-Fermi mixture with ^{87}Rb and ^{40}K . *Physical Review A*, 2004, 70:021601.
- [137] Ospelkaus C, Ospelkaus S, Sengstock K, et al. Interaction-Driven Dynamics of ^{40}K - ^{87}Rb Fermion-Boson Gas Mixtures in the Large-Particle-Number Limit. *Phys. Rev. Lett.*, 2006, 96:020401.
- [138] Günter K, Stöferle T, Moritz H, et al. Bose-Fermi Mixtures in a Three-Dimensional Optical Lattice. *Physical Review Letters*, 2006, 96(18):180402.
- [139] Best T, Will S, Schneider U, et al. Role of Interactions in Rb87–K40 Bose-Fermi Mixtures in a 3D Optical Lattice. *Physical Review Letters*, 2009, 102(3):030408.
- [140] Wu C H, Santiago I, Park J W, et al. Strongly interacting isotopic Bose-Fermi mixture immersed in a Fermi sea. *Physical Review A*, 2011, 84(1):011601.
- [141] Hansen A H, Khramov A, Dowd W H, et al. Quantum degenerate mixture of ytterbium and lithium atoms. *Physical Review A*, 2011, 84(1):011606.
- [142] Hara H, Takasu Y, Yamaoka Y, et al. Quantum Degenerate Mixtures of Alkali and Alkaline-Earth-Like Atoms. *Physical Review Letters*, 2011, 106(20):205304.
- [143] Park J W, Wu C H, Santiago I, et al. Quantum degenerate Bose-Fermi mixture of chemically different atomic species with widely tunable interactions. *Physical Review A*, 2012, 85(5):051602.
- [144] Chin C, Grimm R, Julienne P S, et al. Feshbach resonances in ultracold gases. *Reviews of Modern Physics*, 2010, 82(2):1225–1286.
- [145] Ferlaino F, D’Errico C, Roati G, et al. Feshbach spectroscopy of a K–Rb atomic mixture. *Physical Review A*, 2006, 73(4):040702.
- [146] Bijlsma M J, Heringa B A, Stoof H T C. Phonon exchange in dilute Fermi-Bose mixtures: Tailoring the Fermi-Fermi interaction. *Physical Review A*, 2000, 61:053601.
- [147] Heiselberg H, Pethick C J, Smith H, et al. Influence of Induced Interactions on the Superfluid Transition in Dilute Fermi Gases. *Physical Review Letters*, 2000, 85:2418–2421.
- [148] Schirotzek A, Wu C H, Sommer A, et al. Observation of Fermi Polarons in a Tunable Fermi Liquid

- of Ultracold Atoms. *Physical Review Letters*, 2009, 102:230402.
- [149] Yu Z Q, Zhang S, Zhai H. Stability condition of a strongly interacting boson-fermion mixture across an interspecies Feshbach resonance. *Physical Review A*, 2011, 83:041603.
- [150] Lewenstein M, Santos L, Baranov M A, et al. Atomic Bose-Fermi Mixtures in an Optical Lattice. *Physical Review Letters*, 2004, 92:050401.
- [151] Cooper N R, Shlyapnikov G V. Stable Topological Superfluid Phase of Ultracold Polar Fermionic Molecules. *Physical Review Letters*, 2009, 103(15):155302.
- [152] Gorshkov A V, Manmana S R, Chen G, et al. Quantum magnetism with polar alkali-metal dimers. *Physical Review A*, 2011, 84:033619.
- [153] Gorshkov A V, Manmana S R, Chen G, et al. Tunable Superfluidity and Quantum Magnetism with Ultracold Polar Molecules. *Physical Review Letters*, 2011, 107:115301.
- [154] Lemeshko M, Krems R V, Weimer H. Nonadiabatic Preparation of Spin Crystals with Ultracold Polar Molecules. *Physical Review Letters*, 2012, 109:035301.
- [155] Baranov M A, Dalmonde M, Pupillo G, et al. Condensed Matter Theory of Dipolar Quantum Gases. *Chemical Reviews*, 2012, 112(9):5012–5061.
- [156] Zirbel J J, Ni K K, Ospelkaus S, et al. Collisional Stability of Fermionic Feshbach Molecules. *Physical Review Letters*, 2008, 100(14):143201.
- [157] Ni K K, Ospelkaus S, Miranda M H G, et al. A High Phase-Space-Density Gas of Polar Molecules. *Science*, 2008, 322:231–235.
- [158] Wu C H, Park J W, Ahmadi P, et al. Ultracold Fermionic Feshbach Molecules of Na₂ and K₄. *Physical Review Letters*, 2012, 109(8):085301.
- [159] Park J W, Will S A, Zwierlein M W. Ultracold Dipolar Gas of Fermionic ²³Na⁴⁰K Molecules in Their Absolute Ground State. *Physical Review Letters*, 2015, 114:205302.
- [160] S Zuchowski P, Hutson J M. Reactions of ultracold alkali metal dimers. *Physical Review A*, 2010, 81:060703.
- [161] Durfee D S. *Dynamic Properties of Dilute Bose-Einstein Condensates*[D]. Boston: MIT, October, 1999.
- [162] Gonzalez I S. *LiNaK: multi-species apparatus for the study of ultracold quantum degenerate mixtures*[M]. Boston: MIT, June, 2012.
- [163] Shirley J H. Modulation transfer processes in optical heterodyne saturation spectroscopy. *Optics Letters*, 1982, 7:537–539.
- [164] Eble J F, Schmidt-Kaler F. Optimization of frequency modulation transfer spectroscopy on the calcium 4^1S_0 to 4^1P_1 transition. *Appl. Phys. B*, 2007, 88(4):563–568.
- [165] McCarron D J, King S A, Cornish S L. Modulation transfer spectroscopy in atomic rubidium. *Meas. Sci. Technol.*, 2008, 19:105601.
- [166] Mudarikwa L, Pahwa K, Goldwin J M. Sub-Doppler modulation spectroscopy of potassium for laser stabilization. *J Phys B: At. Mol. Opt. Phys.*, 2012, 45:065002.

-
- [167] Mezinska S. Sub-Doppler spectroscopy of Rydberg states of potassium[M]. Heidelberg: University of Heidelberg, May, 2014.
- [168] Campbell S L. Building an apparatus for ultracold Lithium-Potassium Fermi-Fermi mixtures[B]. Boston: MIT, May, 2010.
- [169] Phillips W D, Metcalf H. Laser Deceleration of an Atomic Beam. *Physical Review Letters*, 1982, 48:596–599.
- [170] Yu J, Djemaa J, Nosbaum P, et al. Funnel with orientated Cs atoms. *Optics Communications*, 1994, 112(3):136–140.
- [171] Dieckmann K, Spreuw R J C, Weidemüller M, et al. Two-dimensional magneto-optical trap as a source of slow atoms. *Physical Review A*, 1998, 58:3891–3895.
- [172] Catani J, Maioli P, De Sarlo L, et al. Intense slow beams of bosonic potassium isotopes. *Physical Review A*, 2006, 73:033415.
- [173] Chikkatur A P. Colliding and moving Bose-Einstein condensates: studies of superfluidity and optical tweezers for condensate transport[D]. Boston: MIT, October, 2002.
- [174] Keshet A. A Next-Generation Apparatus for Lithium Optical Lattice Experiments[D]. Boston: MIT, August, 2012.
- [175] Zhao L, Jiang J, Liu Y. Optimizing a spin-flip Zeeman slower. Arxiv:1401.7181, 2014..
- [176] Tiecke T G. Feshbach resonances in ultracold mixtures of the fermionic quantum gases ${}^6\text{Li}$ and ${}^{40}\text{K}$ [D]. Amsterdam: University of Amsterdam, November, 2009.
- [177] Li T Y. An apparatus for probing fermions in a quasi-two-dimensional geometry[M]. Munich: Ludwig-Maximilians-University of Munich, October, 2011.
- [178] Ridinger A. Towards quantum degenerate Fermi mixtures: Photoassociation of weakly bound ${}^6\text{Li}$ - ${}^{40}\text{K}$ molecules [D]. Paris: De L'école Normale Supérieure, March, 2011.
- [179] Ketterle W, Davis K B, Joffe M A, et al. High densities of cold atoms in a Dark spontaneous-force optical trap. *Physical Review Letters*, 1993, 70:2253–2256.
- [180] Mewes M O, Andrews M R, Druten N J, et al. Bose-Einstein Condensation in a Tightly Confining dc Magnetic Trap. *Physical Review Letters*, 1996, 77(3):416–419.
- [181] Mewes M O. Bose-Einstein Condensation of Sodium Atoms[D]. Boston: MIT, January, 1997.
- [182] Regal C A. Experimental realization of BCS-BEC crossover physics with a Fermi gas of atoms[D]. Boulder: University of Colorado, December, 2006.
- [183] Ospelkaus C. Fermi-Bose mixtures: From mean-field interactions to ultracold chemistry [D]. Hamburg: University of Hamburg, August, 2006.
- [184] Tiecke T G. Properties of Potassium, 2010. <http://www.tobiastiecke.nl/archive/PotassiumProperties.pdf>.
- [185] Steck D A. Sodium D Line Data, October, 2003. <http://steck.us/alkalidata/sodiumnumbers.1.6.pdf>.
- [186] Wu C H. Strongly Interacting Quantum Mixtures of Ultracold Atoms[D]. Boston: MIT, June, 2013.

- [187] Hadzibabic Z, Gupta S, Stan C A, et al. Fiftyfold Improvement in the Number of Quantum Degenerate Fermionic Atoms. *Physical Review Letters*, 2003, 91:160401.
- [188] Hadzibabic Z. *Studies of a Quantum Degenerate Fermionic Lithium Gas*[D]. Boston: MIT, January, 2003.
- [189] Grimm R, Weidemüller M, Ovchinnikov Y B. Optical Dipole Traps for Neutral Atoms. *Advances In Atomic, Molecular, and Optical Physics*, 2000, 42:95–170.
- [190] Ockeloen C F, Tauschinsky A F, Spreeuw R J C, et al. Detection of small atom numbers through image processing. *Phys. Rev. A*, 2010, 82:061606.
- [191] 杨兵. 光晶格中超冷原子自旋量子纠缠的实验研究 [D]. 合肥: 中国科学技术大学, 2015.
- [192] Park J W, Will S A, Zwierlein M W. Two-photon pathway to ultracold ground state molecules of $^{23}\text{Na}^{40}\text{K}$. *New Journal of Physics*, 2015, 17(7):075016.

附录 A ^{87}Rb 原子 $D1$ 线跃迁的 CG 系数



附录 B 三能级拉曼跃迁过程的推导

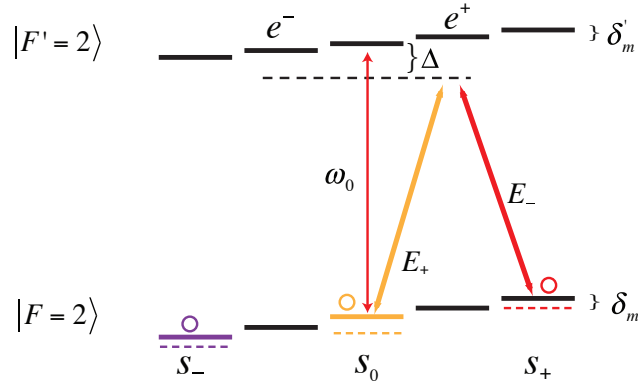


图 B.1 多能级拉曼拉比跃迁示意图。

原子的哈密顿量为, $\mathcal{H}_A = \hbar(\omega_0 - \delta'_m)|e_-\rangle\langle e_-| + \hbar(\omega_0 + \delta'_m)|e_+\rangle\langle e_+| - 2\hbar\delta_m|s_-\rangle\langle s_-| + 2\hbar\delta_m|s_+\rangle\langle s_+|$ 。由于两个拉曼光场为共线的, 对于原子没有动量传递, 所以光场可以写成, $\vec{E}(\vec{r}, t) = \frac{1}{2}\vec{E}_+e^{-i\omega_+t-i\phi_+} + \frac{1}{2}\vec{E}_-e^{-i\omega_-t-i\phi_-} + c.c.$ 。所以原子与光场相互作用的哈密顿量, $\mathcal{H}_{int} = -\vec{d} \cdot \vec{E}(\vec{r}, t)$ 。

定义以下四个单路跃迁的拉比频率,

$$\begin{aligned}\Omega_{s_-}^+ &= -\langle s_-|\vec{d} \cdot \vec{E}_+|e_-\rangle e^{-i\phi_+}/\hbar, \\ \Omega_{s_0}^- &= -\langle s_0|\vec{d} \cdot \vec{E}_-|e_-\rangle e^{-i\phi_-}/\hbar, \\ \Omega_{s_0}^+ &= -\langle s_0|\vec{d} \cdot \vec{E}_+|e_+\rangle e^{-i\phi_+}/\hbar, \\ \Omega_{s_+}^+ &= -\langle s_+|\vec{d} \cdot \vec{E}_-|e_+\rangle e^{-i\phi_-}/\hbar,\end{aligned}\tag{B.1}$$

单位矩阵为, $\mathbb{I} = |s_-\rangle\langle s_-| + |s_0\rangle\langle s_0| + |s_+\rangle\langle s_+| + |e_-\rangle\langle e_-| + |e_+\rangle\langle e_+|$, 所以相互作用哈密顿量可以表示为,

$$\begin{aligned}\mathcal{H}_{int} &= \frac{1}{2}\hbar\Omega_{s_-}^{+*}e^{-i\omega_+t}|e_-\rangle\langle s_-| + \frac{1}{2}\hbar\Omega_{s_0}^{-*}e^{-i\omega_-t}|e_-\rangle\langle s_0| \\ &+ \frac{1}{2}\hbar\Omega_{s_0}^{+*}e^{-i\omega_+t}|e_+\rangle\langle s_0| + \frac{1}{2}\hbar\Omega_{s_+}^{-*}e^{-i\omega_-t}|e_+\rangle\langle s_+| + c.c.,\end{aligned}\tag{B.2}$$

由于能量守恒，原子吸收一个 $e^{-i\omega t}$ 光子而由基态跃迁到激发态，而由激发态辐射出一个 $e^{i\omega t}$ 光子而回到基态，所以上式中已经略去了 $e^{-i\omega t}|s\rangle\langle e|$ 和 $e^{i\omega t}|e\rangle\langle s|$ 这样的能量不守恒项。

原子的任意状态可以表示为，

$$|\Psi(t)\rangle = c_{s_-}(t)|s_-\rangle + c_{e_-}(t)|e_-\rangle + c_{s_0}(t)|s_0\rangle + c_{e_+}(t)|e_+\rangle + c_{s_+}(t)|s_+\rangle. \quad (\text{B.3})$$

由薛定谔方程 $i\hbar\partial_t|\Psi(t)\rangle = \mathcal{H}|\Psi(t)\rangle$ 可知，原子态的演化方程为，

$$\begin{aligned} i\hbar\dot{c}_{s_-} &= -2\hbar\delta_m c_{s_-} + \frac{1}{2}\hbar\Omega_{s_-}^+ e^{i\omega_+ t} c_{e_-}, \\ i\hbar\dot{c}_{s_0} &= \frac{1}{2}\hbar\Omega_{s_0}^- e^{i\omega_- t} c_{e_-} + \frac{1}{2}\hbar\Omega_{s_0}^+ e^{i\omega_+ t} c_{e_+}, \\ i\hbar\dot{c}_{s_+} &= 2\hbar\delta_m c_{s_+} + \frac{1}{2}\hbar\Omega_{s_+}^- e^{i\omega_- t} c_{e_+}, \\ i\hbar\dot{c}_{e_-} &= \hbar(\omega_0 - \delta'_m) c_{e_-} + \frac{1}{2}\hbar\Omega_{s_-}^{+*} e^{-i\omega_+ t} c_{s_-} + \frac{1}{2}\hbar\Omega_{s_0}^{-*} e^{-i\omega_- t} c_{s_0}, \\ i\hbar\dot{c}_{e_+} &= \hbar(\omega_0 + \delta'_m) c_{e_+} + \frac{1}{2}\hbar\Omega_{s_0}^{+*} e^{-i\omega_+ t} c_{s_0} + \frac{1}{2}\hbar\Omega_{s_+}^{-*} e^{-i\omega_- t} c_{s_+}, \end{aligned} \quad (\text{B.4})$$

变换到 $e^{i\omega_0 t}$ 的旋转坐标系中，上述原子态概率幅的演化方程为，

$$\begin{aligned} i\dot{b}_{s_-} &= -2\delta_m b_{s_-} + \frac{1}{2}\Omega_{s_-}^+ e^{i\Delta_+ t} b_{e_-}, \\ i\dot{b}_{s_0} &= \frac{1}{2}\Omega_{s_0}^- e^{i\Delta_- t} b_{e_-} + \frac{1}{2}\Omega_{s_0}^+ e^{i\Delta_+ t} b_{e_+}, \\ i\dot{b}_{s_+} &= 2\delta_m b_{s_+} + \frac{1}{2}\Omega_{s_+}^- e^{i\Delta_- t} b_{e_+}, \\ i\dot{b}_{e_-} &= -\delta'_m b_{e_-} + \frac{1}{2}\Omega_{s_-}^{+*} e^{-i\Delta_+ t} b_{s_-} + \frac{1}{2}\Omega_{s_0}^{-*} e^{-i\Delta_- t} b_{s_0}, \\ i\dot{b}_{e_+} &= \delta'_m b_{e_+} + \frac{1}{2}\Omega_{s_0}^{+*} e^{-i\Delta_+ t} b_{s_0} + \frac{1}{2}\Omega_{s_+}^{-*} e^{-i\Delta_- t} b_{s_+}, \end{aligned} \quad (\text{B.5})$$

其中 $b_{s_-} = c_{s_-}$, $b_{e_-} = e^{i\omega_0 t} c_{e_-}$, $b_{s_0} = c_{s_0}$, $b_{e_+} = e^{i\omega_0 t} c_{e_+}$, $b_{s_+} = c_{s_+}$ 。并且定义了单光子失谐频率 $\Delta_+ \equiv \omega_+ - \omega_0$, $\Delta_- \equiv \omega_- - \omega_0$, 并且 $\Delta \equiv (\Delta_- + \Delta_+)/2$ (注意对于红失谐的光, $\Delta_{\pm} < 0$)。

由于 $|\Delta| \gg |\delta|, |\Omega_{s_{-,0,+}}^{\pm}|$, 并且 $b_{e_{\pm}} \sim e^{-i\Delta t}$, 所以在激发态概率幅演化的周期内可以认为基态概率幅是恒定的, 从而对其进行直接积分。所以可以首先得到激发态概率幅为,

$$\begin{aligned}
 b_{e-} &= \frac{\Omega_{s-}^{+*}}{2\Delta} e^{-i\Delta_+ t} b_{s-} + \frac{\Omega_{s_0}^{-*}}{2\Delta} e^{-i\Delta_- t} b_{s_0}, \\
 b_{e+} &= \frac{\Omega_{s_0}^{+*}}{2\Delta} e^{-i\Delta_+ t} b_{s_0} + \frac{\Omega_{s+}^{-*}}{2\Delta} e^{-i\Delta_- t} b_{s+},
 \end{aligned} \tag{B.6}$$

由此代入 B.5 式中可以得到三个基态能级概率幅的演化方程为，

$$\begin{aligned}
 i\dot{b}_{s-} &= (-2\delta_m + \Omega_{s-}^{AC})b_{s-} + \frac{1}{2}\Omega_R^- e^{i\delta t} b_{s_0}, \\
 i\dot{b}_{s_0} &= \Omega_{s_0}^{AC} b_{s_0} + \frac{1}{2}\Omega_R^{-*} e^{-i\delta t} b_{s-} + \frac{1}{2}\Omega_R^{+*} e^{i\delta t} b_{s+}, \\
 i\dot{b}_{s+} &= (2\delta_m + \Omega_{s+}^{AC})b_{s+} + \frac{1}{2}\Omega_R^+ e^{-i\delta t} b_{s_0},
 \end{aligned} \tag{B.7}$$

其中 $\delta = \Delta_+ - \Delta_-$, $\Omega_{s-}^{AC} = \frac{|\Omega_{s-}^+|^2}{4\Delta}$, $\Omega_{s+}^{AC} = \frac{|\Omega_{s+}^-|^2}{4\Delta}$, $\Omega_{s_0}^{AC} = \frac{|\Omega_{s_0}^-|^2}{4\Delta} + \frac{|\Omega_{s_0}^+|^2}{4\Delta}$ 分别为 $s_{-,+,0}$ 态的 AC Stark 光频移，而 $\Omega_R^- = \frac{\Omega_{s-}^+ \Omega_{s_0}^{-*}}{2\Delta}$ 为 s_- 和 s_0 之间的拉曼拉比频率， $\Omega_R^+ = \frac{\Omega_{s+}^- \Omega_{s_0}^{+*}}{2\Delta}$ 为 s_0 和 s_+ 之间的拉曼拉比频率。由此可知，对于红失谐的拉曼光，由于 AC Stark 效应，所有被拉曼光耦合的基态能级都向下发生了偏移，而这将直接影响到实际的双光子跃迁失谐频率。

在给定的系统参数下，该方程可以采用数值计算的方式求解，具体参见第四章中的相关内容。

附录 C 高分辨成像透镜的设计

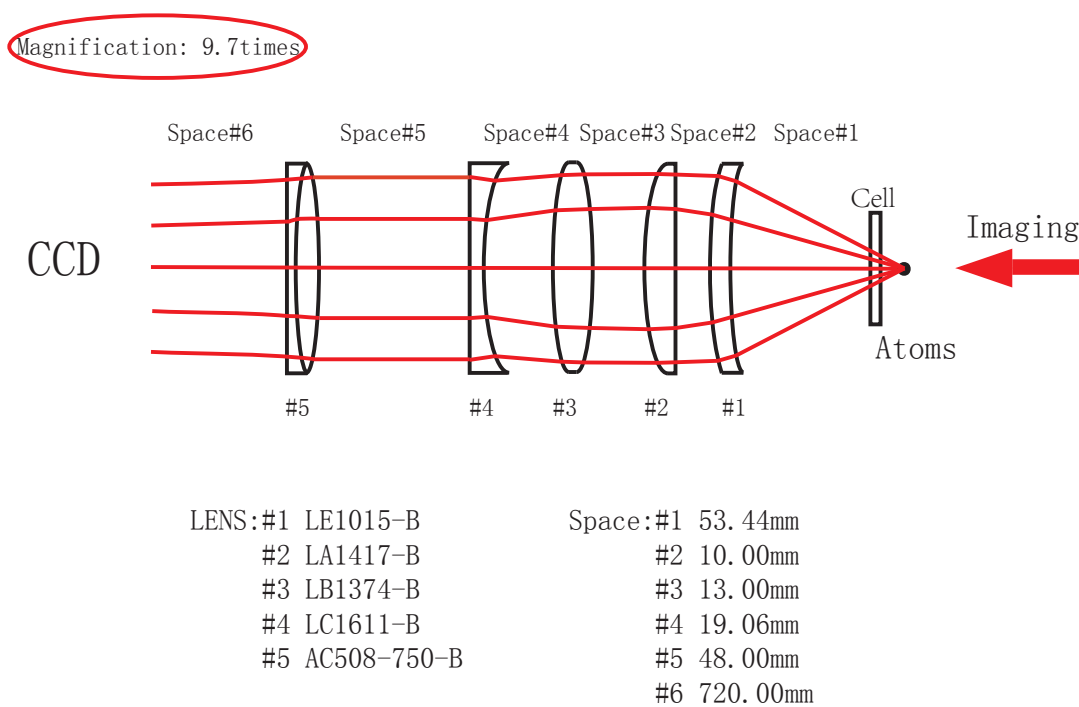


图 C.1 该成像系统的设计参考自文献 [128]，利用 Ray Tracing 的原理在 Zeemax 软件中完成设计，具体工作由卢国鹏同学完成。

致 谢

在中国科技大学完成本科和硕博连读学业的十年时间里，我的个人成长、进行的学习和研究工作，都是在各位老师、同学、朋友的指导和帮助下进行的。在完成论文之际，请容许我对他们表达诚挚的感激之情。

我需要感谢我的导师潘建伟教授，正是他将我引入了量子信息和冷原子物理这个蓬勃发展的交叉学科领域。潘老师为我们创造了极其优越的科研条件和环境，使得我们可以集中精力于研究工作中；同时他也以高学术标准不断砥砺着我们奋力进取，勇攀高峰。正是这些支持和激励，才使得我从 2008 年开始时对实验一无所知，逐渐成长到现在可以独立搭建实验装置并进行研究工作。潘老师总是可以用寥寥数语便让人拨清迷雾，把我们的困顿和疑惑扫清；他向我们传递的科学精神和科学追求，以及科技工作者对于国家和社会发展的责任担当，是激励我继续坚持科研道路的最大动力。

我还需要感谢陈帅、包小辉、赵博三位教授。陈帅老师是我的实验启蒙老师，在 2008 年至 2010 年的本科期间我一直在他的指导下在冷原子存储实验室学习和工作。他指导我完成了学习生涯中的第一套控制程序、第一台半导体激光器、第一块电路板、第一个激光光谱等等，他的严格细致的工作标准是我接受过的最好的动手训练。陈帅老师自己从存储实验转变到超冷玻色量子气研究的奋斗经历，对我也是极大的促进和激励，让我能更加沉住气坚持现在的工作。包小辉老师带领我进入了系统科学研究的大门，早在 2010 年中在海德堡大学物理所的时候，我在小辉老师指导下第一次独立运行整个存储实验室，第一次独立搭建双模共振的环形光学腔，这些对于当时欠缺光学经验的我都是极好的锻炼。回国以后我在合肥再次搭建存储装置以及进行新课题研究时，小辉老师陪着我们解决了一个又一个棘手的问题，也给予了我们充分的独立研究空间，他的细致和探索到极致的毅力非常值得我学习。从 2013 年底开始，我全职加入了赵博老师负责的超冷极化分子实验项目，他从理论研究转入实验领域的过程中所表现的刻苦、敏锐、智慧让我深为折服；在我的论文投稿或者回复审稿意见

时，他一字一句的帮我修改、教我如何撰写，这让我受益匪浅，深受触动。除了这三位老师，另外我也需要感谢苑震生、陈宇翱、邓友金、刘乃乐、陆朝阳、张强等教授，他们在我研究生学习期间给予了很多关心和帮助。

我需要感谢金贤敏、戴汉宁、杨胜军三位博士，他们是我在实验室早期共同工作的学长前辈，从他们身上我学到了无数的知识，在实验室中获得了无尽的快乐。虽然金贤敏师兄那时候作为博后压力很大，但是他仍然很轻松诙谐的和我们整天待在一起，给我们创造了愉快的工作环境；戴汉宁师兄则是理实交融的“小霸王”，他精湛细致的工作能力与健壮体魄都让人佩服，他是我顶礼膜拜的实验大哥；杨胜军师兄生性平和，理论功底很扎实，工作非常勤奋，虽然相处多年他话语也不多，我相信他的心中有一个属于他自己的美好世界。另外，我也需要感谢杨帆、江晓、沈奇、徐晓帆、Andreas Reingruber、韩鸣飞、张进一、姚星灿、何玉明等师兄在国内国外的生活和工作中给予我的指导与帮助。

我更需要感谢姜艳、卢国鹏、李骏、刘澜、刘亚雄、南珏、王旭杰、杨欢、张德超、朱敏杰等师弟师妹，他们是我在实验室工作的伙伴，给我提供了无尽的帮助。没有姜艳同学不辞辛劳的工作和合作，我们不可能及时完成之前的存储实验研究。没有杨欢、张德超、刘澜和刘亚雄等几位师弟的努力和奉献，我们超冷玻色费米混合气的实验也不可能进展如此迅速；虽然现在实验挑战很大，但我相信以我们团队的战斗力一定可以结出更丰硕的果实。

我还需要感谢蔡昕东、陈昊泽、陈洛侃、贺煜、季思聪、申屠国良、孙启超、魏宇佳、吴裕平、杨兵、朱英、Ingo Nosske 等实验室同学，我有幸结识了这个缤纷美丽的世界里这样一个美好并优秀的人物，感谢有你们伴随我的成长，没有因为我的无厘头恶搞而让我蒸发消失。其中我需要特别感谢季思聪同学，在美国参加学术会议期间他给予了我非常多的帮助，并且他的诗意旅行也带着我领略到了不曾预料的异国文化大餐。

我也需要感谢实验室的赵红花和夏锦绣两位秘书，她们在仪器采购和差旅安排上给予了我们无数的帮助，极力保障了我们的研究工作。

最后，感谢我的父母和妻子的鼓励和支持，你们是我追求学业的坚强后盾。

谨以此文献给所有关心和帮助过我的人！

2015 年 11 月 1 日

在读期间发表的学术论文与取得的研究成果

研究工作:

1. 2009-2010.5 窄带纠缠光子在冷原子系综中量子存储的实验研究 (合肥)
2. 2010.6-2010.11 基于环形腔增强的高效率量子存储的实验研究 (海德堡)
3. 2010.12-2013.10 量子存储装置搭建以及自旋波相干操控的实验研究 (合肥)
4. 2013.11-2015.9 超冷玻色费米混合气体实验装置的搭建 (上海)

已发表论文:

1. Jun Rui, Yan Jiang, Sheng-Jun Yang, Bo Zhao, Xiao-Hui Bao, Jian-Wei Pan. Operating Spin Echo in the Quantum Regime for an Atomic-Ensemble Quantum Memory. *Physical Review Letter* 115, 133002 (2015).
2. Sheng-Jun Yang, Xu-Jie Wang, Jun Li, Jun Rui, Xiao-Hui Bao, and Jian-Wei Pan, Highly Retrievable Spin-Wave-Photon Entanglement Source. *Physical Review Letter* 114, 210501 (2015).
3. Xiao-Hui Bao, Andreas Reingruber, Peter Dietrich, Jun Rui, Alexander Dueck, Thorsten Strassel, Li Li, Nai-Le Liu, Bo Zhao, and Jian-Wei Pan. Efficient and long-lived quantum memory with cold atoms inside a ring cavity. *Nature Physics* 8, 517-521 (2012).
4. Han-Ning Dai, Han Zhang, Sheng-Jun Yang, Tian-Ming Zhao, Jun Rui, You-Jin Deng, Shuai Chen, Xiao-Hui Bao, Xian-Min Jin, Bo Zhao, and Jian-Wei Pan. Holographic storage of biphoton entanglement. *Physical Review Letter* 108, 210501 (2012).

5. Han Zhang, Xian-Min Jin, Jian Yang, Han-Ning Dai, Sheng-Jun Yang, Tian-Min Zhao, Jun Rui, Yu He, Xiao Jiang, Fan Yang, Ge-Sheng Pan, Zhen-Sheng Yuan, You-Jin Deng, Zeng-Bin Chen, Xiao-Hui Bao, Shuai Chen, Bo Zhao and Jian-Wei Pan. Preparation and storage of frequency-uncorrelated entangled photons from cavity-enhanced spontaneous parametric down conversion. *Nature Photonics* 5, 628-632 (2011).

待发表论文:

1. Jun Rui, Yan Jiang, Bo Zhao, Xiao-Hui Bao, Jian-Wei Pan. Arbitrary Rotation of a Single Spinwave Qubit in an Atomic-Ensemble Quantum Memory (arXiv:1501.07067)
2. Jun Rui, Yan Jiang, Guo-Peng Lu, Min-Jie Zhu, Bo Zhao, Xiao-Hui Bao, Jian-Wei Pan. Experimental demonstration of atom pattern engineering beyond the optical diffraction limit via Rabi oscillations (arXiv:1501.06707)