山西大学
SHANXI UNIVERSITY

2026 届 博 士 学 位 论 文

超冷费米气体中基于磁不灵敏态手性拉曼耦合的实验研究

作者姓名　　单标

指导教师　　张　靖　教 授

黄良辉　教 授

学科专业　　光　学

研究方向　　超冷原子物理

培养单位　　光电研究所

学习年限　　2022 年 9 月至 2026 年 6 月

二〇二六年六月

山西大学

2026 届博士学位论文

超冷费米气体中基于磁不灵敏态手性拉曼耦合的实验研究

作者姓名　　单标

指导教师　　张　靖　教 授

黄良辉　教 授

学科专业　　光　学

研究方向　　超冷原子物理

培养单位　　光电研究所

学习年限　　2022 年 9 月至 2026 年 6 月

二〇二六年六月

Thesis for Doctor’ s degree, Shanxi University, 2026

Research on the Chiral Raman Coupling of Magnetically Insensitive States in Ultracold ^{40}K Gas

Student Name	Biao Shan
Supervisor	Prof. Jing Zhang
	Prof. Liang-hui Huang
Major	Optics
Specialty	Ultracold Atom Physics
Department	Institute of Opto-Electronics
Research Duration	2022.09-2026.06

June, 2026

摘　要

超冷原子体系因其高度可控性，已成为量子模拟、量子调控和量子精密测量等研究的重要实验平台。然而，在实际实验中，外部磁场抖动会引起原子内态能级漂移，进而限制微波跃迁、拉曼耦合以及双光子激发等过程的稳定性与相干性。因此，如何抑制磁场抖动对原子内态操控的影响，已成为超冷原子实验中需要解决的重要问题。针对这一问题，本论文以费米子 ^{40}K 为研究对象，在其基态两个超精细能级的塞曼子能级之间寻找并实验验证了一种新的磁不灵敏态。与普通跃迁态相比，该态的跃迁频率对外部磁场波动表现出更低的灵敏性，从而为提高超冷原子体系中量子态操控的稳定性提供了新的实现方案。

本论文主要的研究内容包括：

首先，介绍了 ^{87}Rb-^{40}K 混合原子体系的俘获、冷却与蒸发冷却实验平台。基于实验室已有装置，加入了 ^{40}K 的 D1 线灰色黏团冷却、蓝失谐高功率激光堵塞磁场零点以抑制马约拉纳跃迁以及三路光学偶极阱蒸发冷却等技术，提升了 ^{40}K 量子简并气体的制备效率和原子数，为后续开展磁不灵敏态测量、自旋轨道耦合以及里德堡激发实验提供了实验基础。

其次，基于 ^{40}K 基态 F=9/2 和 F=7/2 两个超精细能级，寻找了跃迁频率对外部磁场变化不灵敏的跃迁态。通过微波光谱与其他跃迁态的对比测量，筛选出一组频率随外部磁场变化很小的磁不灵敏态；进一步结合拉姆齐干涉实验，对其稳定性进行了验证，证实该态能级间相对频率几乎不受磁场抖动影响。在此基础上，进一步研究了该磁不灵敏态在外加激光场作用下的交流斯塔克效应，测量了其能级频移随激光失谐变化的规律。该部分工作证明了磁不灵敏态的稳定性，并为其在光场环境中的精密操控和量子模拟应用提供了实验依据。

进一步地，将磁不灵敏态应用于自旋轨道耦合实验，实现了具有手性拉曼势的自旋轨道耦合方案。传统自旋轨道耦合方案中，拉曼耦合形式通常由激光传播方向、偏振和频率失谐决定，而本论文进一步引入量化磁场方向作为可调自由度。在两束相互垂直的拉曼激光构型下，通过改变量化磁场方向，可以调控拉曼耦合的产生与耦合形式。在此基础上，又将该方案推广至二维正方拉曼晶格体系，使不同方向上的拉曼耦合项均可通过量化磁场方向进行调控。该部分工作在磁不灵敏态的研究基础上，兼顾实验的稳定性和可操控性，为超冷原子体系中模拟具有特定对称性的手

性规范场和相关拓扑物理提供了新的实验思路。

最后，基于 ^{40}K 的基态、激发态与里德堡态，实现了双光子里德堡激发方案。为了保证双光子过程所需频率的稳定，采用双边带锁频技术，将相关激光稳定锁定于双波长超稳腔上。实验结果表明，当双光子过程与原子能级共振时，体系表现出电磁诱导透明特征，基态原子损耗较小；而当双光子过程与原子能级失谐时，基态损耗明显增强，反映出不同缀饰态结构下的损耗行为差异。该部分工作为后续在 ^{40}K 体系中开展单光子里德堡激发提供了技术基础，也为研究里德堡相互作用以及相关精密测量问题创造了实验条件。

关键词：超冷原子；磁不灵敏态；自旋轨道耦合；手性拉曼耦合；里德堡原子

ABSTRACT

Owing to their high degree of controllability, ultracold atomic systems have become an important experimental platform for studies of quantum simulation, quantum control, and quantum precision measurement. In practical experiments, however, fluctuations of the external magnetic field can induce energy level shifts of the atomic internal states, thereby limiting the stability and coherence of processes such as microwave transitions, Raman coupling, and two photon excitation. Therefore, suppressing the influence of magnetic field fluctuations on the manipulation of atomic internal states has become an important issue in ultracold atom experiments. To address this problem, this dissertation focuses on fermionic ^{40}K and identifies as well as experimentally verifies a new magnetic field insensitive state between Zeeman sublevels of two hyperfine levels in its ground state. Compared with conventional transition states, the transition frequency of this state exhibits significantly reduced sensitivity to fluctuations in the external magnetic field, thereby providing a new route toward improving the stability of quantum state manipulation in ultracold atomic systems.The main contents of this dissertation are as follows.

The main contents of this dissertation are as follows:

First, the experimental platform for trapping, cooling, and evaporative cooling of the ^{87}Rb-^{40}K atomic mixture was optimized. Based on the existing apparatus in the laboratory, several techniques were introduced, including D1 gray molasses cooling of ^{40}K, suppression of Majorana transitions by plugging the magnetic field zero with a high power blue detuned laser beam, and evaporative cooling in a three beam optical dipole trap. These improvements enhanced the preparation efficiency and atom number of the ^{40}K quantum degenerate gas, thereby providing an experimental foundation for subsequent studies of magnetic-field-insensitive states, spin-orbit coupling, and Rydberg excitation.

Second, based on the two hyperfine ground state manifolds of ^{40}K, namely F=9/2 and F=7/2, transition states whose transition frequencies are insensitive to variations of the external magnetic field were investigated. By comparative microwave spectroscopy measurements with other transition states, a pair of magnetic field

insensitive states with transition frequencies varying only weakly with the external magnetic field was identified. Their stability was further verified by Ramsey interference experiments, which confirmed that the relative transition frequency between these two levels is nearly unaffected by magnetic field fluctuations. On this basis, the ac Stark effect of the magnetic field insensitive state in the presence of an external laser field was further studied, and the dependence of the energy level shift on laser detuning was measured. This part of the work demonstrates the stability of the magnetic field insensitive state and provides experimental support for its precise manipulation and applications in quantum simulation under optical field environments.

Furthermore, the magnetic field insensitive state was applied to spin orbit coupling experiments, and a spin orbit coupling scheme with a chiral Raman potential was realized. In conventional spin orbit coupling schemes, the form of Raman coupling is usually determined by the laser propagation directions, polarizations, and frequency detunings. In this dissertation, the direction of the quantization magnetic field was further introduced as an additional tunable degree of freedom. In a configuration with two mutually orthogonal Raman laser beams, the generation and form of the Raman coupling can be controlled by varying the direction of the quantization magnetic field. On this basis, the scheme was further generalized to a two-dimensional square Raman lattice system, in which the Raman coupling terms along different directions can also be controlled through the direction of the quantization magnetic field. Built upon the study of the magnetic field insensitive state, this part of the work combines experimental stability with controllability and provides a new experimental route for simulating chiral gauge fields with specific symmetries and related topological physics in ultracold atomic systems.

Finally, a two photon Rydberg excitation scheme was implemented based on the ground, excited, and Rydberg states of ^{40}K. To ensure the frequency stability required for the two photon process, a dual sideband frequency locking technique was employed to stabilize the relevant lasers to a dual wavelength ultrastable cavity. Experimental results show that when the two photon process is resonant with the atomic levels, the system exhibits electromagnetically induced transparency with relatively small loss of ground state atoms; in contrast, when the two-photon process is detuned from resonance, the loss of ground state atoms is significantly enhanced, reflecting the difference in loss behavior

associated with different dressed state structures. This part of the work provides a technical foundation for future single photon Rydberg excitation in the ^{40}K system and also creates experimental conditions for studies of Rydberg interactions and related precision measurement problems.

Key words: Ultracold Atoms; Magnetically Insensitive state; Spin Orbit Coupling; Chiral Raman Coupling; Rydberg Atoms

目　录

摘　要 I

ABSTRACT III

1 绪论 1

1.1 玻色子和费米子的量子简并 1

1.2 量子模拟的研究进展 2

1.2.1 量子液滴 2

1.2.2 超冷分子 3

1.2.3 光学晶格 4

1.2.4 自旋轨道耦合 5

1.3 里德堡原子的研究进展 7

1.3.1 里德堡原子与量子计算 8

1.3.2 里德堡原子与磁不灵敏态 9

1.4 实验中抑制磁场抖动的技术 10

1.4.1 外部磁场屏蔽与反馈 11

1.4.2 动力学解耦消除磁场噪声 12

1.4.3 利用原子内态抑制磁场抖动 14

1.5 论文结构 16

2 超冷玻色费米混合气体的制备 19

2.1 概述 19

2.2 实验系统的组成 19

2.2.1 真空系统 19

2.2.2 激光系统 20

2.2.3 磁场系统 25

2.3 制备超冷原子的过程 27

2.4 总结 32

3 超稳腔锁频与里德堡态制备 33

3.1 概述 33

3.2 超稳腔光路调节和 PDH 稳频 34
3.2.1 超稳腔介绍 34
3.2.2 超稳腔与激光模式匹配 35
3.2.3 PDH 锁频技术 38
3.3 双光子过程制备里德堡原子 40
3.3.1 双光子过程的理论分析 40
3.3.2 里德堡缀饰态的制备过程 41
3.4 总结 42
4 超冷费米气体中磁不灵敏态的实验研究 43
4.1 概述 43
4.2 微波调控 ^{40}K 磁不灵敏态 44
4.2.1 ^{40}K 的超精细能态 44
4.2.2 塞曼子能态的制备与探测 46
4.2.3 微波过程的理论分析 47
4.2.4 微波谱的实验结果 48
4.2.5 Ramsey 干涉 50
4.3 AC-Stark 效应 52
4.4 磁不灵敏态的应用 55
4.5 总结 56
5 自旋轨道耦合中的手性拉曼耦合 57
5.1 概述 57
5.2 静磁场与交流磁场中自旋运动的手性 58
5.3 一维自旋轨道耦合的实现过程 62
5.3.1 拉曼激光的制备与校准 63
5.3.2 实现自旋轨道耦合的过程 65
5.3.3 一维自旋轨道耦合中磁不灵敏态的优势 67
5.4 自旋轨道耦合中的手性一维拉曼耦合 69
5.4.1 拉曼耦合项的理论分析 69
5.4.2 手性一维拉曼耦合 73
5.5 二维正方晶格构型中的手性二维拉曼耦合 74

5.5.1 光晶格构型中的拉曼耦合项 74
5.5.2 手性二维拉曼耦合 75
5.5.3 不同跃迁的手性 77
5.6 总结 79
6 总结与展望 80
参考文献 82
攻读学位期间取得的研究成果 93
致谢 94
附录 97
个人简况及联系方式 100
承诺书 101
学位论文使用授权声明 102

Contents

Chinese Abstract I
Abstract III
Chapter 1 Introduction 1
1.1 Quantum Degeneracy of Bosons and Fermions 1
1.2 Research progress in quantum simulation 2
1.2.1 Quantum droplet 2
1.2.2 Ultracold molecules 3
1.2.3 Optical lattice 4
1.2.4 Spin-orbit coupling 5
1.3 Research progress in Rydberg atoms 7
1.3.2 Rydberg atoms and quantum computing 8
1.3.3 Rydberg atoms and magnetically insensitive states 9
1.2.1 External magnetic field shielding and feedback 10
1.4 Techniques for suppressing magnetic field fluctuations in experiments 10
1.4.1 External magnetic field shielding and feedback 11
1.4.2 Dynamic decoupling to eliminate magnetic field noise 12
1.4.3 Using atomic internal states to suppress magnetic field fluctuations ... 14
1.5 Paper Structure 16
Chapter 2 Preparation of Ultracold Bose-Fermi Mixtures 19
2.1 Overview 19
2.2 Composition of the Experimental System 19
2.2.1 Vacuum System 19
2.2.2 Laser System 20
2.2.3 Magnetic Field System 25
2.3 Preparation of Ultracold Atoms 27
2.4 Summary and Conclusion 32
Chapter 3 Ultra-Stable Cavity Frequency Locking and Rydberg State Preparation ... 33
3.1 Overview 33
3.2 Alignment of Ultra-Stable Cavity and PDH Frequency Stabilization 34

3.2.1 Introduction to the Experimental Ultra-Stable Cavity 34
3.2.2 Ultra-stable cavity and laser mode matching 35
3.2.3 PDH Laser Frequency Stabilization Technology 38
3.3 Preparation of Rydberg atoms via two photon processes 40
3.3.1 Theoretical analysis of two photon processes 40
3.3.2 Experimental procedures of Rydberg dressing states 41
3.4 Summary and Conclusion 42
Chapter 4 Magnetically insensitive states in ultracold Fermi gases 43
4.1 Overview 43
4.2 Microwave manipulation of the magnetically insensitive state of ^{40}K 44
4.2.1 the magnetically insensitive state of ^{40}K 44
4.2.2 Preparation and Detection of Zeeman Sublevels 46
4.2.3 Theoretical Explanation of microwave processes 47
4.2.4 Experimental results of microwave spectroscopy 48
4.2.5 Ramsey interference 50
4.3 AC-Stark effect 52
4.4 Applications of magnetically insensitive states 55
4.5 Summary and Conclusion 56
Chapter 5 Chiral Raman coupling in spin-orbit coupling 57
5.1 Overview 57
5.2 Chirality of spin motion in static and AC magnetic fields 58
5.3 Realization process of one-dimensional spin-orbit coupling 62
5.3.1 Experimental preparation work of Raman laser 63
5.3.2 Realization and analysis of Experiment 65
5.3.3 Advantages of magnetically insensitive states in one-dimensional .....
spin-orbit coupling 67
5.4 Chiral one-dimensional Raman coupling in spin-orbit coupling 68
5.4.1 Theoretical Explanation of Raman coupling 68
5.4.2 Chiral one-dimensional Raman coupling 72
5.5 Chiral two-dimensional Raman coupling in a two-dimensional .....

square-lattice configuration 74
5.5.1 Raman coupling in the lattice 74
5.5.2 Chiral two-dimensional Raman coupling 75
5.5.3 Chirality of different transitions 77
5.6 Summary and Conclusion 79
Chapter 6 Summary and Outlook 80
Reference 82
Academic papers completed during Doctor' s degree 93
Appendix II 94
Personal profile 97
Acknowledgments 100
Letter of commitment 101
Authorization statement 102

1 绪论

1.1 玻色子和费米子的量子简并

自然界中的粒子可以分为玻色子和费米子，其中玻色子满足玻色爱因斯坦统计规律，能量为 E 时满足统计规律$f_{\mathrm{B}}(E)=1/(e^{(E-\mu)/k_{\mathrm{B}}T}-1)$，其自旋是 1/2 的偶数倍；费米子满足费米狄拉克统计规律，能量为 E 时满足统计规律$f_{\mathrm{F}}(E)=1/(e^{(E-\mu)/k_{\mathrm{B}}T}+1)$，其自旋是 1/2 的奇数倍，统计规律的不同决定了在最低能态玻色子与费米子排布方式的不同。在 1924 年玻色和爱因斯坦采用当时新的统计粒子方法，他们发现当玻色子的温度低到一定程度时，原子就会聚集在尽可能低的能态上，这就是玻色-爱因斯坦凝聚（Bose-Einstein Condensate，BEC）。在 1926 年由恩里科·费米与保罗·狄拉克根据泡利不相容原理提出，当费米子的温度低到一定程度时，原子会按照能级高低从低往高布局形成量子简并费米气体（Degenerate Fermi Gas，DFG），这就是费米狄拉克简并。

在激光器发明之前，科学家们对 BEC 的一些性质做了理论上的预言，并发现液氦 ^{4}He 在 2.17 开尔文以下呈现超流性。随着激光器的发明，科学家们开始使用激光俘获冷却原子，并最终在上世纪末相继实现了 BEC 和 DFG。在 1975 年，斯坦福大学的 Hansch 和 Schawlow 与美国国家标准局（NIST）的 Wineland,Dehmelt 相继提出中性原子和离子的多普勒冷却方案[1]，核心是让特定方向运动的原子持续吸收由红失谐的激光释放的光子后再向原子四周自发辐射光子实现减速和降温。在 1985 年，朱棣文（Stephen chu）团队使用六束正交激光对碱金属原子 ^{23}Na 照射，使原子处于一种“光学黏团”的状态[2]，原子的温度低到多普勒冷却极限 240 μK，这是历史上首次获得宏观冷原子团。在 1987 年，朱棣文团队发明磁光阱，为后续冷却提供了核心技术。在 1988 年，NIST 的 W. Phillips 组意外发现实验中的光学黏团温度可低至 40 μK，远低于多普勒冷却极限[3]。同年，法国巴黎法学院和高等师范学院的 Claude Cohen Tannoudji 提出了偏振梯度冷却机制：利用光场偏振梯度与原子能级耦合，原子不断类似西西弗斯进行“爬坡”消耗动能，这种冷却方式可以突破多普勒冷却极限[4]。在 1997 年，朱棣文、W.Phillips、Claude Cohen Tannoudji 三人由于对激光俘获冷却原子的杰出贡献获得了诺贝尔物理学奖。

在 1995 年，Eric A. Cornell、Carl E. Wieman 与 Wolfang Ketterle 等人采用激光冷却、磁光阱囚禁与蒸发冷却的技术，成功实现 ^{87}Rb 和 ^{23}Na 的 BEC[5,6]。随后，他们因为实现量子简并气体而获得 2001 年的诺贝尔奖。在 1999 年，JILA 的 Deborah Jin 教授采用双组份费米子实现 DFG[7]。到目前为止，许多种类的费米子已经实现量子简并，其主要是和玻色子进行协同冷却实现的，分别为：^{7}Li-^{6}Li[8]，^{87}Rb-^{40}K[9]，^{23}Na-^{6}Li[10]，^{84}Sr-^{87}Sr[11]，^{23}Na-^{40}K[12]，^{41}K-^{6}Li[13]，^{133}C-^{6}Li[14]，^{174}Yb-^{6}Li[15]，^{6}Li-^{84}Sr[16]。

1.2 量子模拟的研究进展

20 世纪中期，美国物理学家理查德·费曼提出了利用可控量子系统模拟复杂量子体系的设想，即通过构建一个实验上易于操控和观测的量子平台，研究另一个难以直接求解或实验探测的物理系统。该思想为量子模拟的发展奠定了理论基础。目前，量子模拟已在多种实验平台中得到广泛开展，主要包括超冷原子[17]、超冷分子[18]、离子阱[19]和超导电路[20]等。相比其他体系，超冷原子具有相干时间长、外场参数可精确调控以及系统环境相对洁净等特点，因此逐渐成为量子模拟研究的重要平台。基于该体系，人们已在量子液滴、光晶格中凝聚态材料模型的模拟，以及通过自旋—轨道耦合研究类电子行为等方面取得了大量进展。

1.2.1 量子液滴

在 BEC 体系中，原子间相互作用可借助 Feshbach 共振技术实现精确调控，这使得人们能够在实验上系统研究吸引性和排斥性相互作用所诱导的量子动力学效应。相互作用的高度可调性为新型自束缚量子态的产生与观测提供了重要条件，其中量子液滴是最具代表性的例子之一。其物理机制在于：平均场相互作用通常会驱动体系发生塌缩，而超越平均场近似的 Lee-Huang-Yang（LHY）量子涨落修正可提供有效排斥作用；当二者在适当参数范围内达到平衡时，体系能够在没有外部势阱束缚的情况下形成稳定的自束缚量子液滴[21-23]。

2016 年，德国的 Tilman Pfau 研究小组的首次在偶极 BEC ^{164}Dy 中观测到了量子液滴。吸引力来自于偶极相互作用, 排斥力来自 LHY 修正；两者在高密度下平衡，形成自束缚的量子液滴[21]。2018 年，西班牙的 L. Tarruell 研究小组实现了这一物态。他们利用 ^{39}K 的两个子能级$|F=1,m_F=-1\rangle$和$|F=1,m_F=0\rangle$，通过调节$|F=1,m_F=0\rangle$之间的相互作用强度，使得系统整体的吸引力与排斥力达到平衡，从而成功制备出了量子液滴[22]，如图 1-1 所示。

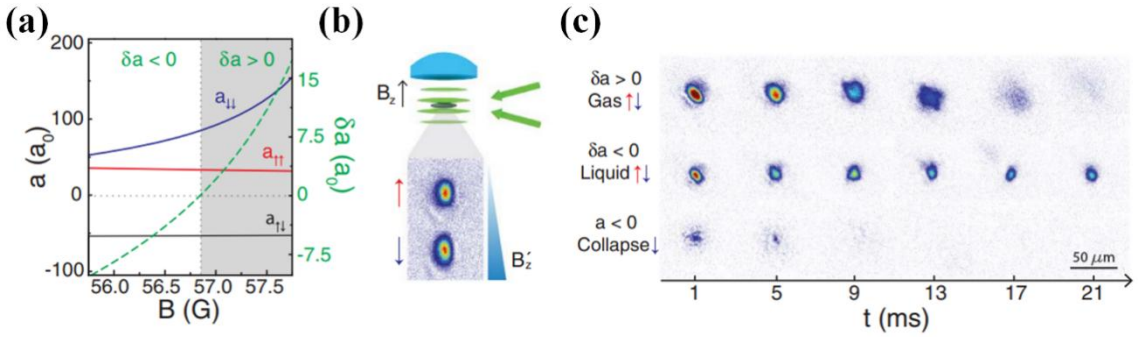


图 1-1 在 ^{39}K 混合物中观测到自束缚量子液滴

Fig. 1-1 Observation of quantum droplets

注：(a)混合物的散射长度 a 随磁场 B 的变化关系(b)实验示意图(c)在移除径向束缚但保留晶格势的条件下，于时刻 t 拍摄的典型原位图像。

图片来源：文献[22]。

1.2.2 超冷分子

近年来，随着超冷原子实验技术不断发展，超冷极性分子体系逐渐成为量子调控研究中的重要方向之一。与传统超冷原子体系相比，极性分子除了具有电子、自旋与超精细结构外，还包含丰富的转动与振动自由度，因此能够提供更加复杂的内部能级结构。同时，极性分子之间存在长程偶极-偶极相互作用，其相互作用强度与方向均可通过外加电场进行调节[24]。这些特性使超冷极性分子在量子模拟、量子计算以及量子精密测量等方向展现出重要应用前景。

目前，大多数超冷极性分子的制备均建立在超冷原子实验基础之上。实验中通常首先获得量子简并的超冷原子混合气体，再利用 Feshbach 共振形成弱束缚分子，并进一步通过受激拉曼绝热通道（STIRAP）将其相干转移至绝对基态[25]。由于相关过程涉及多个超精细态之间的精密耦合，因此对磁场稳定性、拉曼失谐控制以及量子态相干保持均提出了较高要求。在超冷极性分子的形成过程中，磁场波动会直接影响 Feshbach 共振位置以及双光子拉曼共振条件，从而降低分子制备效率与相干寿命[26]。特别是在 STIRAP 转移过程中，双光子失谐通常需要控制在较小范围内，因此实验系统对于磁场稳定性与频率稳定性的要求往往高于普通超冷原子实验。此外，极性分子内部存在更加复杂的超精细结构，其能级间隔通常对外部磁场较为灵敏，因此如何降低退相干效应、提高量子态稳定性，已经成为当前超冷分子实验中的关键问题之一。

另一方面，近年来围绕拉曼耦合、自旋轨道耦合以及人工规范势的研究，也逐渐扩展至超冷极性分子体系[27,28]。在原子体系中，人们通常利用两束拉曼激光实现不同超精细态之间的动量耦合，从而构造具有非平庸拓扑结构的有效哈密顿量。而在极性分子体系中，由于分子同时具有转动态与偶极相互作用，因此能够进一步实现更加丰富的耦合形式与拓扑结构。相关理论研究表明，在长程偶极相互作用与自旋轨道耦合共同作用下，体系中有望出现拓扑超流、分数量子霍尔态以及手性量子磁性等新型量子相[29]。

1.2.3 光学晶格

超冷原子可被装载到由两束或多束激光干涉形成的光晶格中，其所感受到的束缚势主要由原子内部能态、晶格阱深、激光波长及晶格几何结构等因素决定[30]。由于光晶格的空间构型、束缚强度和能带结构均可灵活调控，该体系为构建可控量子多体模型提供了重要平台，并推动了量子模拟研究的深入发展。

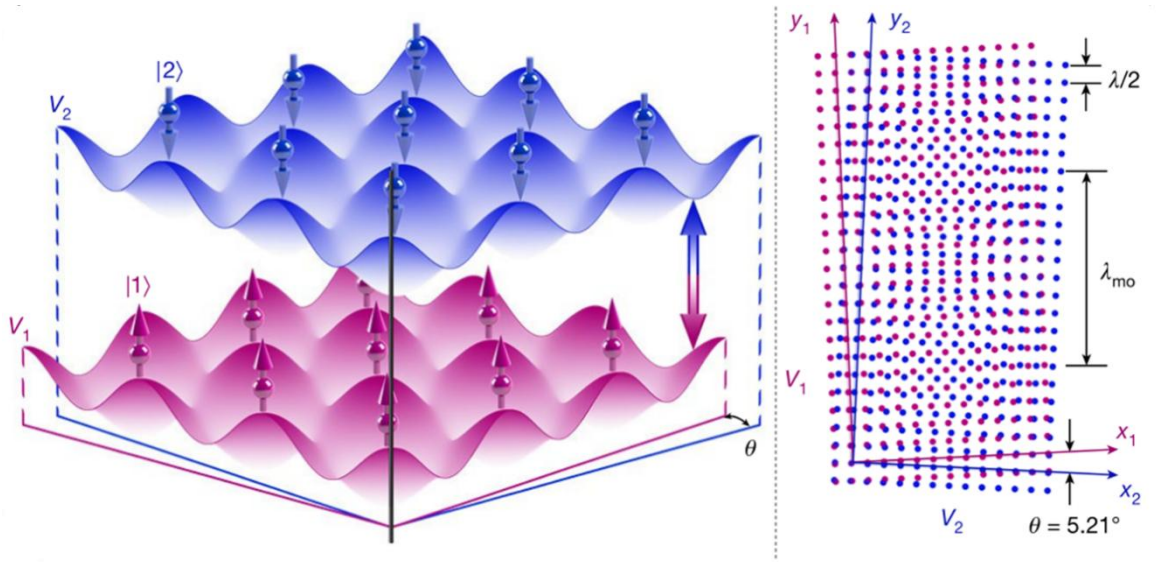


图 1-2 自旋依赖光晶格中原子的扭转双层系统模拟

Fig. 1-2 Simulation of twisted-bilayer systems based on atoms in spin-dependent optical lattices.

图片来源：文献[31]。

2023 年，我们课题组的一个研究小组以 ^{87}Rb 原子的两个超精细态$|F=1,m_F=1\rangle$和$|F=2,m_F=0\rangle$为自旋自由度，利用其不同的幻零波长构建了扭转角为 5.21 度的自旋依赖双层光晶格体系，并在实空间中直接观测到了莫尔条纹，如图 1-2 所示[31]。在 2025 年，美国叶军老师课题组在 ^{87}Sr 的磁不灵敏态（$^1S_0$ 和 $^3P_0$）之间，通过将原

子装载到三维光晶格中，并借助时钟激光产生位置依赖的自旋耦合，实现了具有 XXZ 型各向异性的自旋超交换相互作用[32]。

1.2.4 自旋轨道耦合

超冷原子中实现自旋轨道耦合的方法是使用若干束激光作用于原子，调节若干束激光之间的频率差与中性原子能级共振或近共振，在原子的哈密顿量中加入一个和原子自旋和动量的交叉相，从而实现自旋轨道耦合。自旋轨道耦合能够耦合原子的自旋自由度与动量自由度，因此在超冷原子体系中具有重要的研究价值和应用前景。它不仅为模拟拓扑绝缘体[33,34]、自旋霍尔效应[35,36]等凝聚态物理现象提供了新的实验平台，而且能够显著改变体系的能谱结构和多体基态，从而产生一系列新奇量子物态。

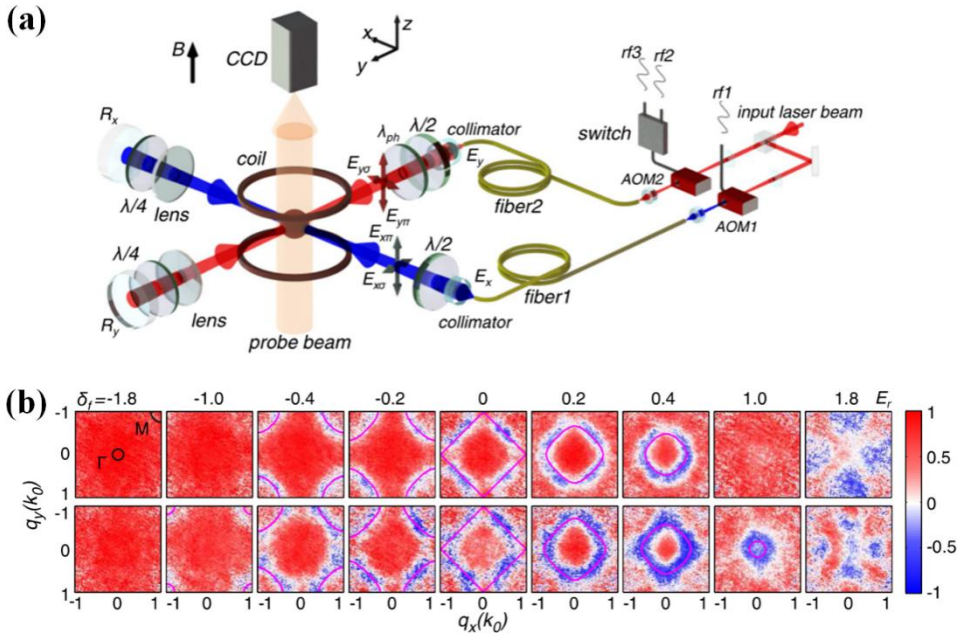


图 1-3 光晶格构型的二维自旋轨道耦合

Fig. 1-3 Raman lattice of two-dimensional spin–orbit coupling

注：(a)采用“反射”构型的二维自旋轨道耦合的实验装置图(b)改变拉曼光的失谐，观察到拉曼条纹的陈数的变化。

图片来源：文献[37]。

在 2018 年，中国科学技术大学的陈帅教授课题组构建在 x 和 y 方向对称的“反射”构型的拉曼晶格，这个构型在任意失谐的晶格下均满足 C4 对称性，避免了参数取值的限制，如图 1-3(a)所示。此外，他们通过一个 Switch 开关对拉曼光频率进行快速

切换，可以将实验系统从一个深度拓扑平庸的能带淬火变为二维自旋轨道耦合的能带，使得自旋极化纹理更加清晰，并观察到系统陈数的变化[37]，如图 1-3(b)所示。

2020 年，我们课题组基于费米子 ^{40}K 的三个超精细态 $|F=9/2,m_F=1/2\rangle$、$|F=9/2,m_F=-1/2\rangle$和$|F=9/2,m_F=3/2\rangle$，通过三束拉曼激光实现了自旋-张量动量耦合（spin-tensor momentum coupling, STMC），如图 1-4 所示。该耦合体系可等效描述为由两个亮态和一个暗态组成的三能级结构。实验上，我们首先利用射频光谱测量了 STMC 体系的能带结构，并确认了中间能态是暗态的性质；随后，通过动量分辨谱进一步解析了体系的能谱结构，所得实验结果与理论预测基本一致[38]。

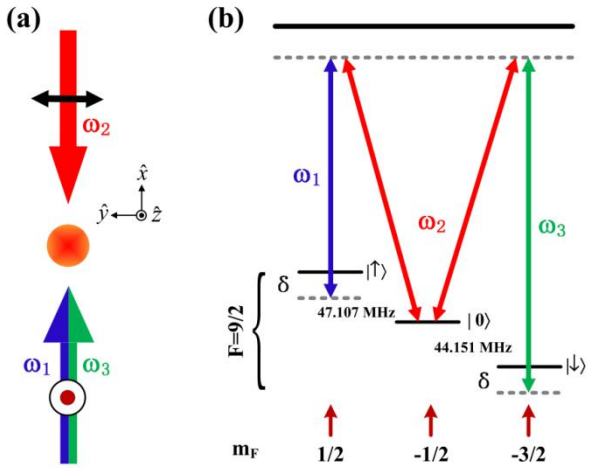


图 1-4 拉曼激光光路和原子产生自旋张量动量耦合示意图

Fig. 1-4 Schematics of the Raman lasers configuration and atomic levels of generating STMC

注：(a)在超冷费米气体中产生自旋张量动量的拉曼激光示意图(b)带有失谐量δ的三个超精细自旋态之间的拉曼跃迁

图片来源：文献[38]。

在 2022 年，香港科技大学的研究人员在超冷费米原子 ^{173}Yb 中，利用一对 556 nm 的拉曼光实现$|F=5/2,m_F=3/2\rangle$和$|F=5/2,m_F=5/2\rangle$的自旋轨道耦合，通过将一个自旋态激光耦合到耗散激发态 $^3P_1$，从而实现了非厄米自旋轨道耦合能带，并观测到宇称-时间对称破缺及异常点附近的非厄米动力学[39]。当两束拉曼光的失谐和耗散激发态的耗散强度在参数空间沿顺时针或逆时针路径变化一圈时，其末态选择和态转移结果并不相同，从而表现出明显的手性量子态控制。

在 2024 年，浙江大学的颜波教授课题组基于 ^{87}Rb 基态的磁不灵敏态$|F=2,m_F=0\rangle \Leftrightarrow |F=1,m_F=0\rangle$，在由 794.7 nm 和 1064 nm 激光构成的拉曼动量晶格中实现 SU(2)非阿贝尔合成规范场，并系统研究了其对原子动力学的影响。研究团队首先通

过单个回路中通过控制原子沿顺时针或逆时针闭合路径演化，观测到了非阿贝尔效应，证实了原子沿不同路径绕行一周后其内部状态的演化具有路径依赖性，这与传统阿贝尔规范场中仅表现为相位积累截然不同，如图 1-5 所示。此外，实验揭示了非阿贝尔规范场作用下丰富的手性动力学特征[40]。具体而言，不同自旋分量在动量晶格的阶梯回路中可表现出不同方向和强度的手性电流，表明该体系中的输运行为具有显著的自旋依赖性。

综上所述，自旋轨道耦合体系已成为研究多体量子物理、拓扑物态以及手性动力学的重要平台，具备手性特征的费米子自旋轨道耦合体系为量子调控和量子模拟研究开辟了新的方向。

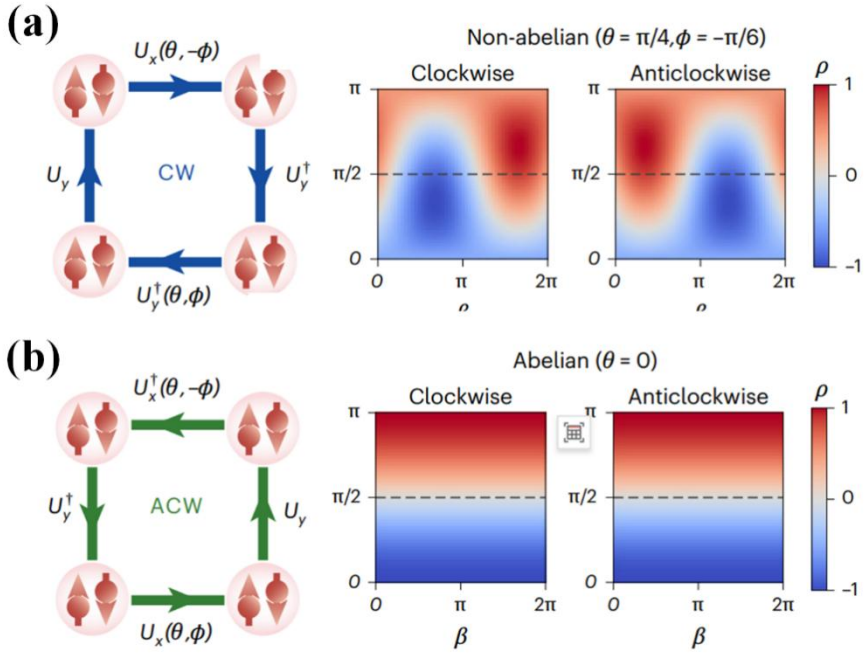


图 1-5 非阿贝尔 AB 效应的观测

Fig. 1-5 Observing the non-Abelian AB effect

注：(a)在动量晶格中顺时针旋转的回路示意图和最终态的数值模拟结果(b)动量晶格中逆时针旋转的回路示意图和最终态的数值模拟晶格

图片来源：文献[40]。

1.3 里德堡原子的研究进展

原子由带正电的原子核和带负电的核外电子组成。当原子处于孤立且无外场作用的状态时，其正负电荷中心重合，因此原子的永久电偶极矩为零。当原子受到外加电场 E 作用时，例如激光场或微波场，原子内部的正负电荷中心会发生相对偏移，

从而形成诱导电偶极矩$P = \alpha E$，其中α为原子的极化率。对于里德堡原子，其极化率与主量子数满足$\alpha \propto n^7$。因此，随着主量子数 n 的增大，原子的极化率迅速增加，使其表现出极强的偶极相互作用，并进一步导致显著的里德堡阻塞效应[41]。基于上述特性，里德堡原子在量子逻辑门控制，尤其是 CNOT 门的实现中具有重要应用。

1.3.1 里德堡原子与量子计算

里德堡原子之间的阻塞效应为量子计算中量子门的实现提供了重要物理机制[42,43]。实验中，里德堡原子通常被囚禁在可编程原子阵列中，并借助激光和微波场实现量子态调控及纠缠态制备。然而，中间态散射、里德堡态衰变以及原子热运动等因素会降低系统的相干性，使实际量子态偏离理想纯态，从而限制量子门保真度的进一步提升。因此，如何提高里德堡原子体系中的态制备保真度和量子门保真度，已成为当前研究的重要方向[44,45]。

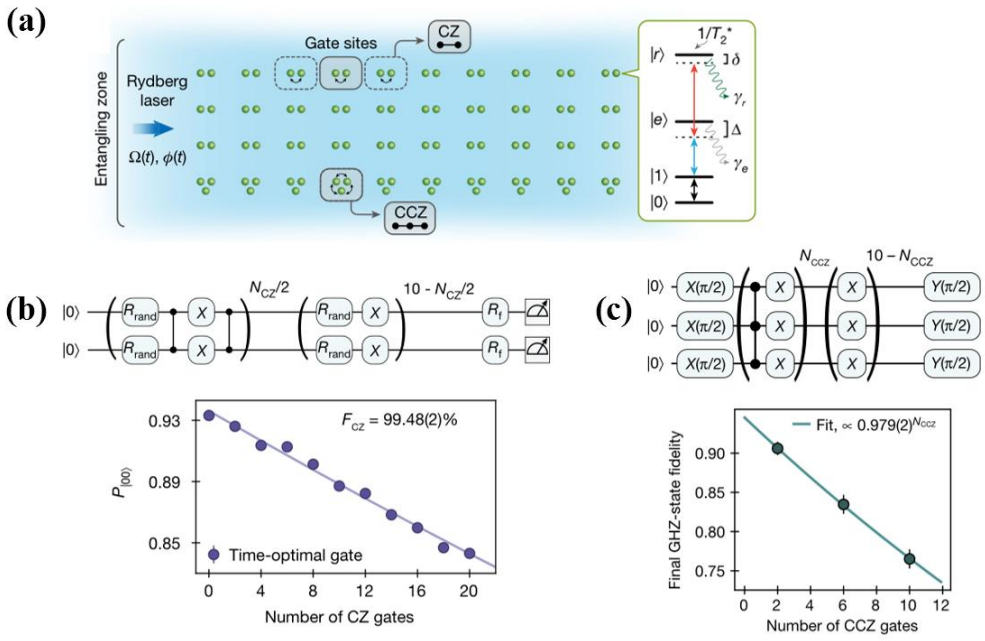


图 1-6 用贝尔态表征的高保真度门

Fig. 1-6 High-fidelity CZ gates characterized with Bell states

注：(a)通过将中性原子排列到指定的门操作位点，并施加里德堡脉冲激光实现高保真度纠缠门(b)保真度为99.5%的双比特纠缠门(c)保真度为 97.9%的三比特纠缠门

图片来源：文献[46]。

2023 年，哈佛大学 Lukin 课题组利用 60 个 ^{87}Rb 原子组成的阵列，通过制备里德堡暗态显著抑制了中间态散射、里德堡态衰变和温度效应等主要误差源，实现了

保真度达 99.5%的双比特纠缠门[44]，超过了表面码的纠错阈值，如图 1-6 所示。进一步地，他们还在 21 个原子体系中实现了保真度为 97.9%的三比特纠缠门，并指出通过提高激光功率和增强光束稳定性，有望进一步提升多比特纠缠门的保真度[46]。在 2025 年，中国科学技术大学的包小辉教授课题组基于 ^{87}Rb 里德堡原子，实现了单量子比特在里德堡原子系综中的预报式存储，并演示了两个节点之间纠缠的产生。研究表明，借助预报式量子存储器，可以在无需中间节点的情况下实现两个节点间的纠缠[47]。

1.3.2 里德堡原子与磁不灵敏态

里德堡原子由于具有巨大的电偶极矩和强相互作用，在量子计算与量子精密测量领域具有重要应用价值。在量子精密测量中，拉姆齐（Ramsey）干涉作为一种高分辨相位探测方法，被广泛用于原子能级结构和外场扰动的精密测量。由于该方法依赖于原子量子态的相干演化，因此在里德堡原子实验中，将里德堡激发与磁不灵敏态相结合，有助于提高系统的抗噪声能力及测量精度。

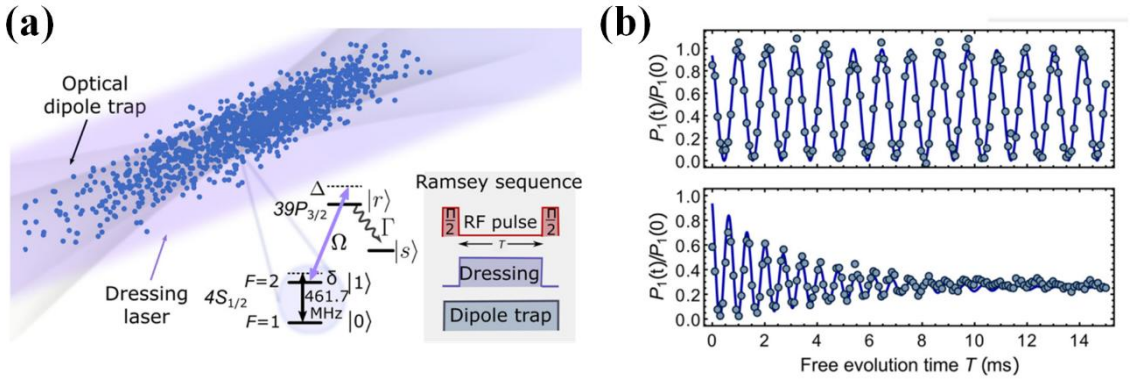


图 1-7 里德堡缀饰拉姆齐干涉仪的实验实现

Fig. 1-7 Experimental realization of a Rydberg-dressed Ramsey interferometer

注：(a)在光偶极阱中制备一团 ^{39}K 原子，并用里德堡激光对其进行均匀照射。(b)在没有激光时测得的拉姆齐条纹，显示出非常好的相干性；开启激光后测得的拉姆齐条纹，表现出振荡频率改变及干涉对比度的不均匀衰减。

图片来源：文献[48]。

2019 年，德国研究人员在 ^{39}K 里德堡原子体系中，利用 286 nm 紫外激光将磁不灵敏超精细基态$|F=1,m_F=0\rangle \Leftrightarrow |F=2,m_F=0\rangle$与里德堡态 $39P_{3/2}$ 相耦合，构建了里德堡缀饰 Ramsey 干涉仪[48]。实验结果表明，采用 ^{39}K 基态中的磁不灵敏态后，在

保持里德堡体系高灵敏度的同时，系统相干寿命提升了两个数量级，为里德堡原子在量子精密测量中的应用提供了新的实验方案，如图 1-7 所示。

尽管在里德堡原子的制备过程中，采用基态磁不灵敏态能够有效提高实验精度，但在实际实验中，紫外或近紫外激光仍可能在 Ramsey 干涉过程中引入额外噪声与退相干效应，从而限制系统的相干时间和测量精度。2023 年，美国斯坦福大学的研究人员在 ^{133}Cs 的里德堡原子实验中，利用 349 nm 的紫外激光将磁不灵敏超精细基态 $|F=3,m_F=0\rangle \Leftrightarrow |F=4,m_F=0\rangle$与 ^{133}Cs 里德堡态 $60P_{3/2}$ 相耦合[49]。针对该体系面临的退相干问题，他们在 Ramsey 干涉基础上引入多个频闪式缀饰序列，有效抑制了系统中的退相干噪声，显著延长了相干时间，并提高了对原子间相互作用的操控与测量能力，如图 1-8 所示。

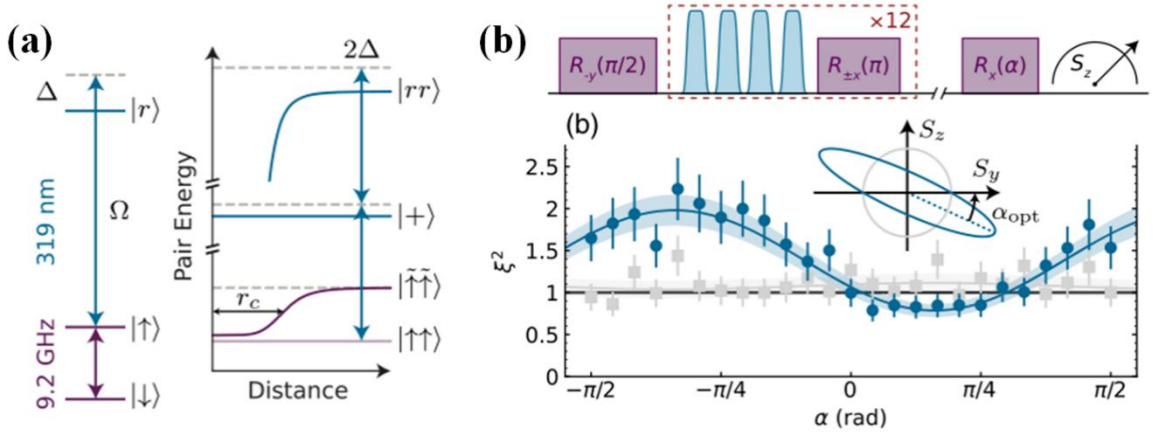


图 1-8 多脉冲序列的里德堡退相干实验(a)里德堡缀饰态的能级图(b)通过自旋回波测量有缀饰和无缀饰的结果

Fig. 1-8 Rydberg dephasing experiments with multi-pulse sequences

注：(a)里德堡缀饰态的能级图(b)通过自旋回波测量有缀饰和无缀饰的结果

图片来源：文献[49]。

综上所述，传统里德堡激发过程受限于系统稳定性和相干寿命，在量子精密测量中仍存在一定局限。通过将磁不灵敏态与里德堡激发相结合，并辅以多脉冲序列、多光子激发和磁场屏蔽等技术，可有效提升测量精度和系统相干寿命，为里德堡原子在量子精密测量和量子计算中的应用提供新的技术路径。

1.4 实验中抑制磁场抖动的技术

超冷原子的量子模拟、量子调控和量子精密测量通常涉及多个超精细态，而这些超精细态之间一般通过微波场、射频场或光场进行相干操控。在外加磁场存在时，

相关能级会发生塞曼分裂，因此环境磁场的波动会导致超精细能级的塞曼子能态频率差发生变化。实验中的环境磁场常受温度漂移、电流噪声及其他外部干扰的影响而产生随机抖动，进而降低量子态操控的稳定性和测量精度。针对上述问题，实验上已发展出多种抑制或减弱磁场抖动影响的技术手段，大体可分为三类。第一类方法是通过外部手段降低磁场噪声，例如采用磁屏蔽装置和主动反馈系统，从源头上减小环境磁场抖动对实验系统的影响。该类方法的优点是适用范围较广，但通常需要对实验平台进行额外改造，技术实现较为复杂[50-53]。第二类方法是针对微波场、射频场或光场设计合适的脉冲序列，以实现动力学解耦，从而有效抑制静态磁场噪声及特定频率范围内的噪声扰动[54-56]。该方法能够在一定条件下显著提高系统相干时间，但其效果依赖于所采用的脉冲序列，并且通常只能抑制特定类型的噪声。第三类方法是在原子内态中选择对磁场不灵敏或低灵敏的能态。对于碱金属玻色子和部分碱土金属原子，存在可完全消除一阶塞曼效应的原子能态，因此能够显著降低磁场抖动对系统的影响。然而，该方法的适用性受限于原子的能级结构，必须依赖于特定的内态选择。相比之下，对于碱金属费米子，通常不存在能够完全消除一阶塞曼效应的原子能态。

1.4.1 外部磁场屏蔽与反馈

针对环境磁场噪声，其中一种常见的调控方案是构建外部磁场屏蔽系统，即利用高磁导率材料将原子真空系统进行物理密封，从而减弱外部电磁噪声与原子体系之间的耦合。目前实验中广泛采用μ-金属材料，这是一种由镍、钼和铁等元素组成的软铁磁合金，其极高的磁导率能够将外部磁场的磁感线引导至屏蔽层内部，从而为原子提供准静态的低磁场环境。在具体实验中，2019 年的研究表明，研究人员利用μ-金属材料制备了双层磁屏蔽系统，使装置在 Z 方向 2 小时内的磁场漂移从 200.3 μG 降至 23.6 μG。在此基础上，^{87}Rb 的$|F=1,m_F=-1\rangle \Leftrightarrow |F=1,m_F=0\rangle$的相干时间从 0.73(2) ms 提升至 11.6(2) ms[52]。

除磁屏蔽外，另一种常用方案是引入主动反馈系统，对实验磁场进行实时调节。上述 2019 年的工作中，研究人员在双层磁屏蔽系统的基础上，进一步利用两个磁场传感器监测磁场变化，并借助 Stanford Research Systems（SIM960）控制器实现比例—积分—微分（proportional-integral-derivative, PID）反馈控制，以提高实验磁场的稳定性。在 2023 年的报道中，荷兰研究团队在制备 ^{87}Rb-^{84}Sr 超冷分子时，需要将 Feshbach 磁场调节至超过 1000 G。为此，他们利用一个传感器实时监测 Feshbach 线

圈中的实际电流，并通过 PID 反馈调节线圈电流，以保证其稳定性。在 1050 G 条件下，该方法将系统磁场在数小时内的漂移控制在 5–10 mG 范围内。此外，研究人员还利用两个磁场传感器监测环境磁场变化，并通过另一套 PID 系统调节补偿线圈电流，其磁场反馈示意如图 1-9 所示。通过上述两种反馈方式的联合应用，系统在 1050 G 下数小时内的磁场漂移进一步降低至 2.4 mG 以内[53]。

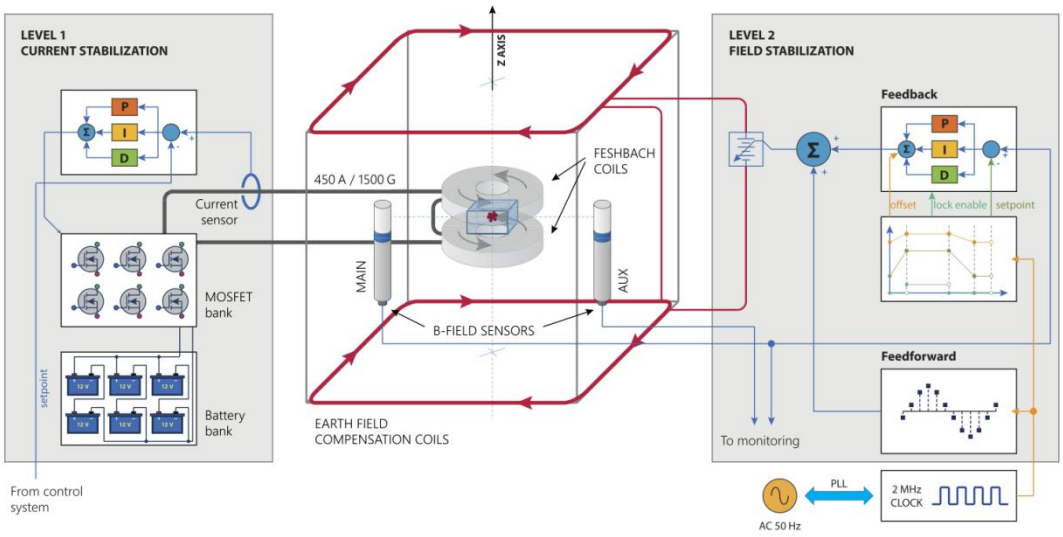


图 1-9 相关磁场线圈和磁通门磁场传感器的示意图

Fig. 1-9 Schematic representation of the relevant magnetic field coils and fluxgate magnetic field sensors

图片来源：文献[53]。

1.4.2 动力学解耦消除磁场噪声

在超冷原子实验中，除磁场抖动会导致原子能级跃迁频率漂移外，系统中还普遍存在时间上动态变化的低频和高频噪声。这些噪声会引起量子态相位的随机积累，从而降低原子的相干性。针对这一问题，实验上通常在 Ramsey 干涉的基础上引入特定脉冲序列，以实现对环境噪声的动力学解耦。

1949 年，Norman F. Ramsey 提出了分离振荡场方法，并于 1950 年在氢分子束实验中加以实现。随着该技术的发展，Ramsey 干涉逐渐被应用于原子钟和频率标准研究，并成为量子传感和量子精密测量等领域的重要实验技术。1967 年，第十三届国际计量大会正式将“秒”定义为 ^{133}Cs 原子基态超精细跃迁对应辐射的 9192631770 个周期，Norman F. Ramsey 也因分离振荡场方法方面的开创性贡献获得了 1989 年诺贝尔物理学奖。

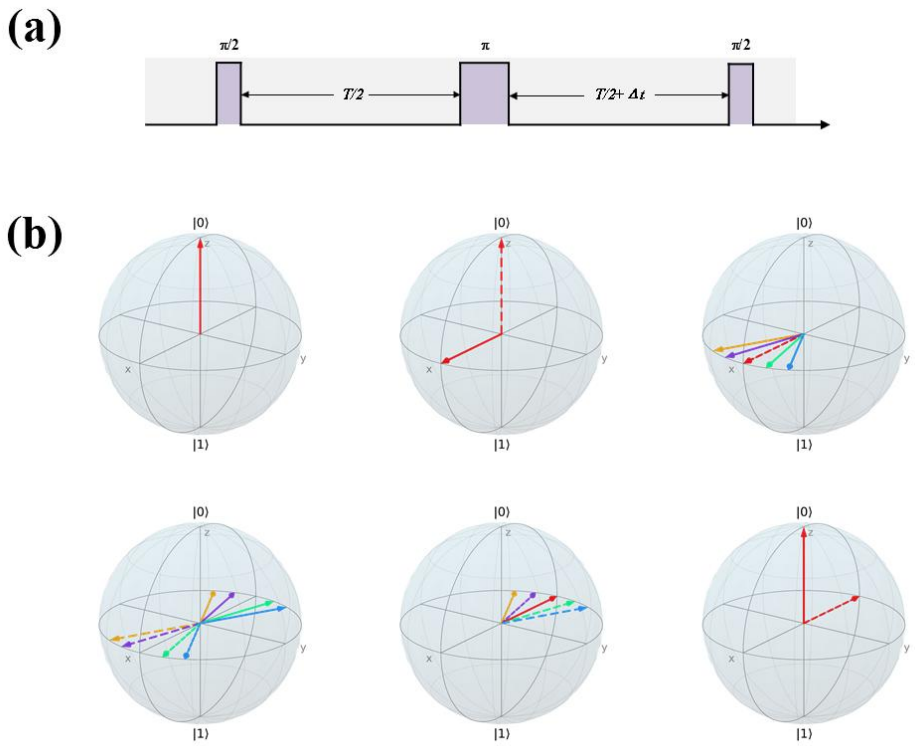


图 1-10 自旋回波示意图

Fig. 1-10 Schematic diagram of the spin-echo pulse sequence

注：(a)自旋回波时序示意图 (b)Bloch 球上自旋回波过程

尽管 Ramsey 干涉具有较高的频率分辨能力，但其自由演化阶段对环境噪声较为灵敏，尤其容易受到静态噪声和低频噪声的影响。为减弱这类噪声对相干性的破坏，实验上发展出了自旋回波（spin echo）技术以及一系列动力学解耦序列。自旋回波技术是在 Ramsey 序列的自由演化过程中央插入一个π脉冲。在 Bloch 球图像中，该π脉冲相当于将量子态绕赤道上的某一轴旋转 180 度，从而使前半段自由演化过程中积累的相位在后半段得到反向补偿，其演化过程如图 1-10 所示。对于随机因素造成的噪声中的信号，可以近似为静态噪声与多个频率噪声相加，表示为[57]：

$$V(t) = \mathrm{V}_0 + \sum_n \mathrm{V}_\mathrm{n} \cos\left(2\pi \mathrm{f}_\mathrm{n} t + \alpha_\mathrm{n}\right) \tag{1.1}$$

其中的V_0是静态噪声分量，f_n是特定频率的噪声，在 Ramsey 序列中，考虑会对V_0系统造成相位积累:

$$\phi = \int_0^t \gamma \mathrm{V}_0 dt = \gamma \mathrm{V}_0 t \tag{1.2}$$

其中γ为系统对噪声的耦合系数。而在自旋回波序列中，由于中间插入了一个π脉冲，那么后半段相位积累的正负号就会发生翻转。在整个自旋回波序列中，静态

噪声对系统造成相位积累：

$$\phi = \int_0^{t/2} \gamma \mathrm{V}_0 dt - \int_{\frac{t}{2}}^{t} \gamma \mathrm{V}_0 dt = 0 \tag{1.3}$$

因此，自旋回波技术能够有效抵消静态噪声引起的相位积累，并显著抑制变化极其缓慢的低频噪声对系统相干性的影响。在此基础上，多脉冲动力学解耦技术进一步扩展了对噪声的抑制能力。实验中常采用由多个π脉冲构成的序列，如 XY4、XY8 和 XY16 等，通过在不同方向上施加脉冲来减小脉冲误差积累，并对特定频率范围内的噪声进行选择性抑制[58-60]。该类序列可等效理解为在系统中引入频率滤波器，其滤波特性由π脉冲之间的时间间隔决定。通过调节脉冲间隔，能够有针对性地抑制特定频率及其倍频附近的噪声，例如 50 Hz、100 Hz 和 150 Hz 等工频噪声。此外，多脉冲序列还可用于噪声谱的测量：通过改变脉冲数目和脉冲间隔，分析系统相干信号的衰减特性，可以反推出实验环境中不同频率成分的噪声分布。

1.4.3 利用原子内态抑制磁场抖动

除了外部磁场屏蔽与反馈、自旋回波技术和多脉冲动力学解耦序列外，实验上还可以分析原子能级结构，选择对环境磁场涨落天然不灵敏的特定跃迁能级，以降低磁场噪声对系统相干性的影响。在碱金属以及部分碱土金属原子中，当外加磁场处于特定强度时，某些能级对之间的跃迁频率对磁场的一阶导数满足$\partial\Delta E/\partial B \cong 0$, 此类跃迁通常被称为“时钟跃迁”或“磁不灵敏跃迁”，与之对应的能态被称为“磁不灵敏态”。在实际实验中，多数磁不灵敏态是在特定磁场下实现一阶塞曼效应近似为零的工作点，而非严格意义上的完全不灵敏[61-65]。目前，实现磁场一阶不灵敏跃迁通常有两种途径。其中一种是分析跃迁能量差ΔE随外磁场 B 的变化，并寻找满足一阶导数$\partial\Delta E/\partial B = 0$ 的特殊磁场点，如图 1-11 所示[66]。另外一种是选取具有特殊磁场响应的能级跃迁，使其跃迁频率对磁场的一阶灵敏性为零或近似为零。典型例子包括碱金属原子 ^{87}Rb 的$|F = 1, m_F = 0\rangle \Leftrightarrow |F = 2, m_F = 0\rangle$时钟跃迁，该 0-0 跃迁满足$\partial\Delta E/\partial B = 0$；此外，某些非 0-0 跃迁也可在特定磁场条件下实现$\partial\Delta E/\partial B \approx 0$，从而降低体系对磁场涨落的灵敏性。

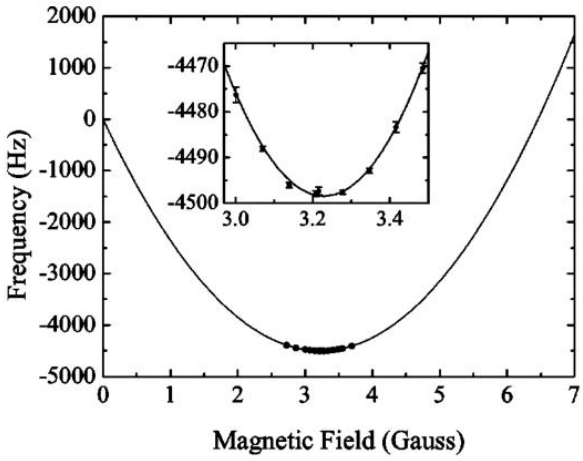


图 1-11 低磁场下$|F=1,m_F=-1\rangle \Leftrightarrow |F=2,m_F=1\rangle$跃迁的差分塞曼位移

Fig. 1-11 Differential Zeeman shift at low magnetic fields for the $|F=1,m_F=-1\rangle \Leftrightarrow |F=2,m_F=1\rangle$ transition

图片来源：文献[66]。

在 2011 年，研究人员在 1550 nm 光晶格囚禁的 ^{87}Rb 原子系统中，通过利用双光子微波超精细跃迁，实现了近乎完全的微分交流斯塔克（AC-Stark）光位移抵消。在保持磁场一阶不灵敏性的同时，该方案将对 AC-Stark 光位移的灵敏度降低了约 95%，从而显著延长了体系的相干时间[67]。此后，玻色子体系中的磁不灵敏跃迁在量子精密测量、相干操控以及量子多体探测等方向均展现出重要应用价值。例如，在 ^{87}Rb-^{40}K 玻色费米混合体系中，研究人员在 2020 年基于 ^{87}Rb 的 0-0 跃迁方式的磁不灵敏态 $|F=1,m_F=0\rangle \Leftrightarrow |F=2,m_F=0\rangle$，分别在存在和不存在 ^{40}K 费米子的条件下，通过 Ramsey 光谱测量该跃迁的频率偏移[68]。最终，研究人员首次在量子简并的玻色费米混合气体中，借助光谱学方法观测到了由费米子主导的玻色子相互作用，如图 1-12 所示。

尽管磁不灵敏态已在玻色子体系中得到广泛应用，但其在碱金属费米子体系中的实现与验证仍在持续发展之中。近年来，超冷费米气体中的相关研究已取得重要进展。例如，华东师范大学武海斌教授课题组在超冷费米子 ^{6}Li 中，利用两束频率略有失谐的 323 nm 激光构造拉曼跃迁，将基态$|F=1/2,m_F=1/2\rangle$和$|F=3/2,m_F=-1/2\rangle$耦合起来。研究表明，在磁场约为 20.47 mG 时，该跃迁频率对磁场波动表现出极低的灵敏度，从而形成一个磁不灵敏工作点[69]。基于这一工作点，研究人员有效抑制了磁场抖动引起的能级漂移，将磁灵敏度降低至约 40 mHz/10 μG，并将相干时间提升至 2.3 ms 以上。

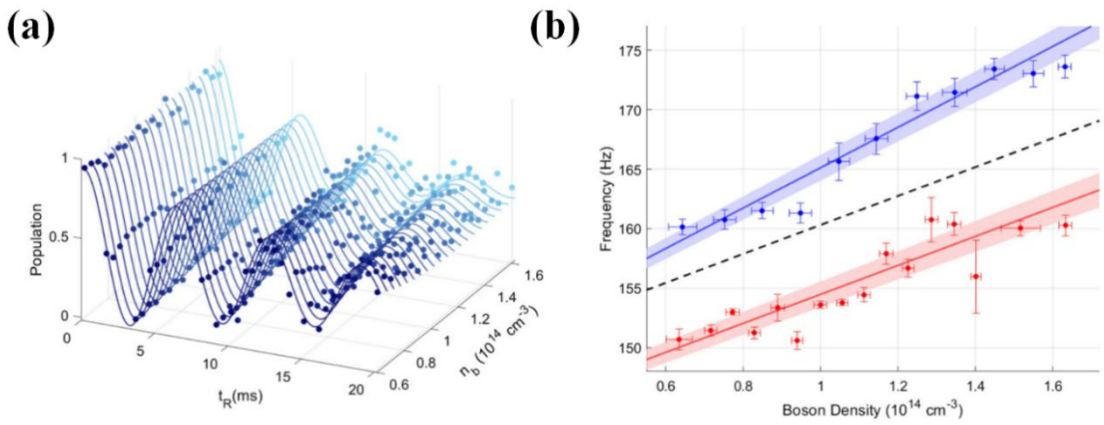


图 1-12 费米子主导的玻色子相互作用

Fig. 1-12 Observation of Spin-Spin Fermion-Mediated Interactions between Ultracold Bosons

注：(a)不同玻色子密度下的拉姆齐光谱随自由演化时间变化的结果 (b)仅玻色子（红色）以及玻色子与费米子混合物（蓝色）在不同玻色子密度下的频移

图片来源：文献[68]。

综上所述，在超冷费米气体中引入磁不灵敏态以抑制磁场噪声具有深远的研究意义：不仅有助于提升系统相干性，而且无需依赖复杂的外部磁屏蔽装置或高精度脉冲时序控制，因此为实现稳定、长寿命的费米子量子态操控提供了一条重要途径。

1.5 论文结构

本文围绕超冷玻色费米混合气体 ^{87}Rb 与 ^{40}K 原子的量子模拟展开研究，论文主要分为六个章节，各章节内容安排如下：

第一章为绪论，主要介绍超冷原子物理的发展历程、量子模拟的研究背景、里德堡原子的应用以及超冷原子实验中抑制磁场抖动的相关技术。从超冷原子的实现出发，对量子模拟的若干重要研究方向进行概述，重点说明自旋轨道耦合与手性之间的联系，同时结合里德堡原子在量子计算领域的最新进展，指出将磁不灵敏态与里德堡原子结合在提升测量精度方面的潜在优势。

第二章，介绍超冷原子系统。本章首先介绍了用于实现 ^{87}Rb 与 ^{40}K 超冷原子的实验系统，包括：真空系统、激光系统和磁场系统。接着系统阐述了原子在磁光阱中装载与冷却和磁阱与光阱的蒸发冷却，最终实现量子简并的完整实验流程。

第三章，介绍基于 Pound-Drever-Hall（PDH）技术锁定双波长超稳腔及双光子制备里德堡原子的实验研究。本章详细阐述了超稳腔搭建、PDH 锁频及锁定性能，

并进一步研究了利用双光子过程制备里德堡原子的实验方案。

第四章，介绍 ^{40}K 基态 F=9/2 和 F=7/2 之间的磁不灵敏态。本章首先通过分析原子基态能级结构并对比多种跃迁方式的微波谱，发现了一种特殊的能态。在此基础上，通过增加π脉冲时间缩窄微波谱的宽度，确定这种能态是磁不灵敏态。进一步地，通过 Ramsey 条纹提升了磁不灵敏态的最小微波谱宽度，为后续精密测量原子的精细结构常数提供了合适的工具。最后，本章测量并研究分析了 F=9/2 和 F=7/2 的交流斯塔克效应。

第五章，介绍具有手性拉曼势的自旋轨道耦合。本章首先介绍了拉曼激光参数选择及实验准备工作。随后利用两束垂直拉曼光实现自旋轨道耦合，并将其推广到二维光晶格构型中，比较了磁不灵敏态与非磁不灵敏态的稳定性。进一步地，理论分析了不同磁场和偏振构型下的手性拉曼势，并提出通过切换量化磁场方向实现具有手性拉曼势自旋轨道耦合的实验方案。

第六章，总结与展望

2 超冷玻色费米混合气体的制备

2.1 概述

自 1995 年实现玻色子的量子简并和 1999 年实现费米子的量子简并以来，超冷原子物理得到了迅速发展，世界各地的实验室已成功制备出多种类型的超冷原子体系。其中，双组分超冷原子混合体系由于通常具有较大的质量失衡，并且能够实现对不同原子组分的选择性光学操控，因此展现出独特的研究价值，并为探索新型量子多体行为提供了重要平台。

本实验室于 2007 年在 QUIC 阱（Quadrupole-Ioffe configuration trap）中实现了 ^{87}Rb 和 ^{40}K 混合气体的量子简并[70]。本章将介绍目前实验室中 ^{87}Rb 和 ^{40}K 从原子装载到最终实现量子简并的完整实验流程。近年来，针对双组分原子装载效率以及后续蒸发冷却稳定性等问题，我们对冷却和装载过程中的若干关键环节进行了优化。具体而言，在装载阶段，将传统的亮磁光阱（Bright MOT）改进为暗磁光阱（Dark MOT），降低了原子之间的碰撞损耗[71]；在 ^{40}K 的偏振梯度冷却过程中，引入基于 D1 线的灰色黏团冷却（Gray Molasses），降低原子的冷却温度；在磁阱装载及后续蒸发过程中，利用 532 nm 激光对磁场零点附近区域进行光学堵塞，从而抑制原子在零磁场附近的损失；此外，通过三束 1064 nm 激光构成较大体积的光学偶极阱，提高了原子从磁阱向光阱转移的效率[72]。上述改进为获得稳定、高效的 ^{87}Rb 和 ^{40}K 量子简并气体提供了实验基础。

2.2 实验系统的组成

2.2.1 真空系统

超冷原子的制备依赖于原子间的碰撞来实现冷却，而背景气体原子与俘获原子的碰撞会导致原子损失和加热，从而限制原子云寿命及最终可达到的温度。因此，在实验中需要维持较高的真空度，以尽可能减小背景气体对冷却过程的影响。本实验系统采用双真空气室结构，如图 2-1(a)所示。右侧为一级真空室，该真空室由一台力美特公司生产的抽速为 40 L/S 的离子泵维持真空，最终真空度约为 10^{-7} Pa 量级。左侧为二级真空室，是实现 ^{87}Rb 和 ^{40}K 量子简并的实验区域。该真空室由一台抽速

为 150 L/S 的离子泵抽气，最终真空度可达到 10^{-9} Pa 量级。两个真空气室之间通过无氧铜管连接。通常情况下，离子泵控制器会根据工作电流给出对应的真空度读数，但在少数情况下，该读数可能因离子泵状态异常或供电线路问题而偏离实际值。为便于监测二级真空室的真实真空状况，我们在二级真空室安装了 Varian 真空计。当离子泵显示二级真空度异常降低时，可利用该真空计进行独立测量；若真空计读数正常，则说明异常更可能来自离子泵本身或其供电线路，而非真空系统实际漏气。^{87}Rb 和 ^{40}K 的量子简并均在二级真空室中实现，各个光学窗口的镀膜参数如图 2-1(b)所示。

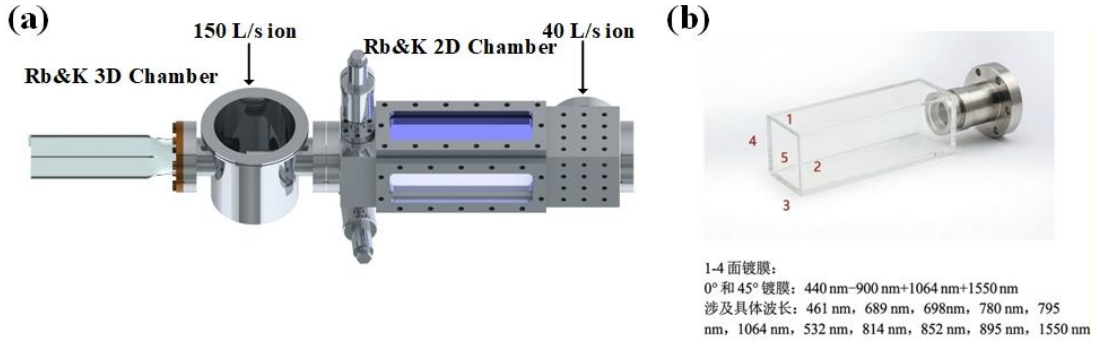


图 2-1 一级和二级真空系统(a)真空系统示意图(b)真空室镀膜示意图

Fig. 2-1 Schematic diagram of the vacuum system

注：(a)真空系统示意图(b)真空室镀膜示意图

2.2.2 激光系统

实验所需的激光器及其光路结构如图 2-2 所示。对于 ^{87}Rb 原子，由于其基态 F=1 和 F=2 两个超精细能级之间的频率间隔为 6.834 GHz。该频率差较大，难以仅通过声光调制器从同一台激光器中同时获得足够功率和频率稳定的冷却光与再泵浦光。因此，实验中分别使用两台激光器提供 ^{87}Rb 的冷却光（Cooling 光）和再泵浦光（Repump 光）。对于 ^{40}K 原子，尽管其 D2 线冷却光与再泵浦光之间的频率间隔仅为 1.285 GHz，可以通过同一台激光器配合声光调制器产生。但在本实验中，为了进一步降低 ^{40}K 原子的温度，在偏振梯度冷却阶段引入了基于 D1 线的灰色黏团冷却。因此，^{40}K 实际上需要两台激光器：一台用于 D2 线的磁光阱装载与冷却、再泵浦及成像等操作，另一台用于 D1 线灰色黏团冷却。由此，实验中共使用 4 台主激光器。

实验中共使用 6 个双穿结构的声光调制器（acousto-optic modulator, AOM）对各路激光的频率和开关时序进行控制，其中心工作频率分别为 83 MHz、100 MHz、202.5 MHz、220 MHz、215 MHz 和 228 MHz，如图 2-2 标红色字体的 AOM 所示。

双穿 AOM 的光路结构能够在调节输出光频率的同时减小光束指向随频率变化而产生的偏移，因此有利于提高实验时序切换和频率调节过程中的光路稳定性。

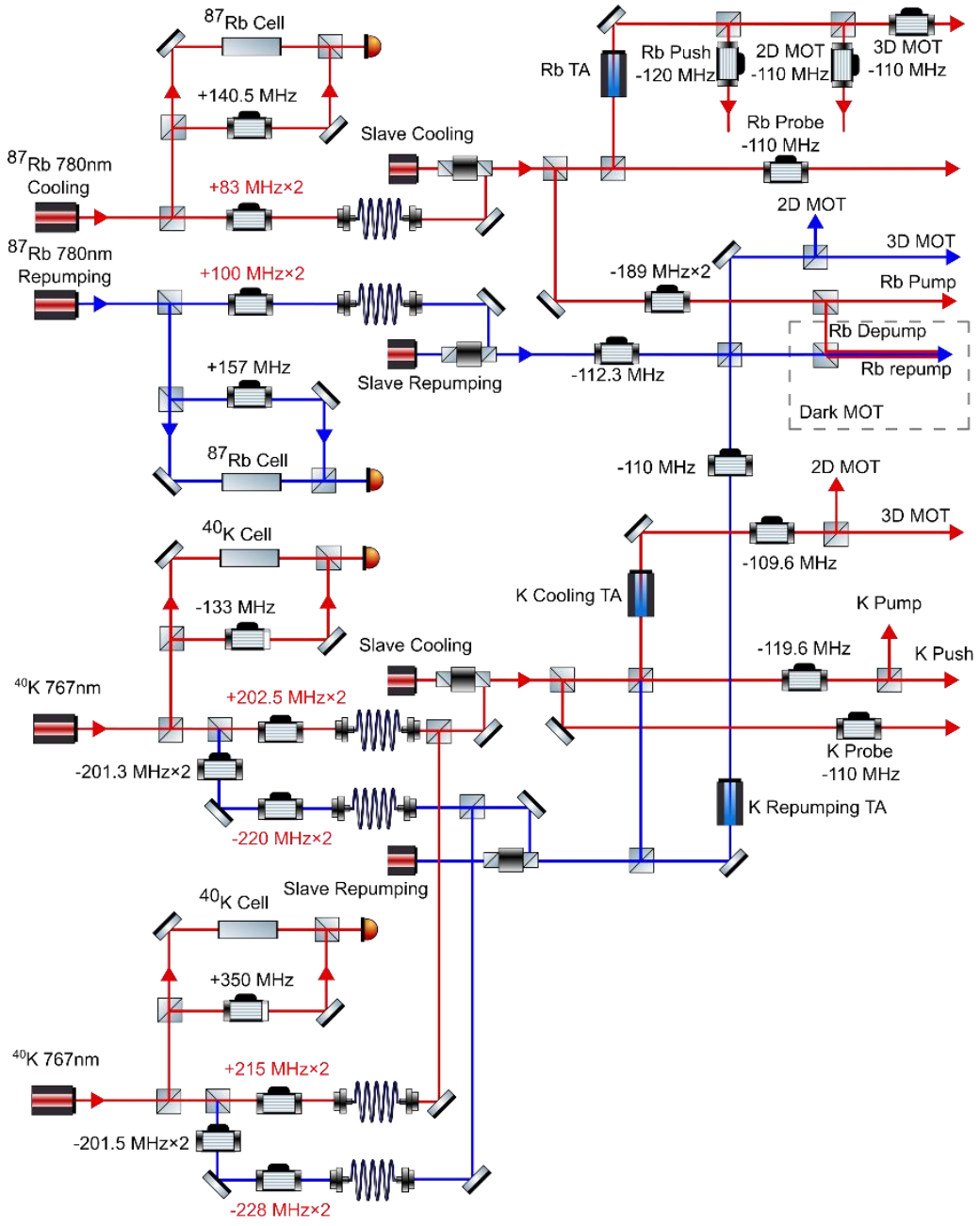


图 2-2 实验激光装置图

Fig. 2-2 Diagram of the experimental laser device

实验中的 4 台激光器均采用饱和吸收光谱进行频率锁定。锁频系统主要由饱和吸收光路、光电探测器、锁相放大器以及自制 PID 反馈控制模块组成，其连接方式如图 2-3 所示。在饱和吸收锁频过程中，锁相放大器输出的调制信号用于调制 AOM 驱动频率，从而使通过 AOM 后的激光频率产生小幅周期性调制。经过原子泡后的透

射光的交流信号由光电探测器接收，并转换为电信号输入到锁相放大器。锁相放大器对探测信号进行解调，得到与原子跃迁谱线相关的鉴频信号。该鉴频信号在锁定点附近具有近似线性的斜率，因此可作为激光频率反馈控制的误差信号。

锁定频率对应于目标原子跃迁谱线的中心频率位置。在透射光谱中，该位置表现为谱线的极值点；而在解调得到的鉴频信号中，则表现为零交叉点。当激光频率偏离锁定点时，透射光强不再处于谱线中心对应的极值位置，解调后的鉴频信号也随之偏离零电平。偏离零电平的鉴频信号作为误差信号输入自制 PID 反馈控制模块，PID 模块通过调节激光器注入电流对激光频率进行反馈修正，使激光频率重新回到锁定点附近，从而实现长期稳定锁频。为提高锁频系统的稳定性，实验中将主激光器、饱和吸收光谱光路以及用于控制激光频率的 AOM 集成在独立的锁频光学平台上。锁频后的激光通过单模光纤传输至主实验光学平台。

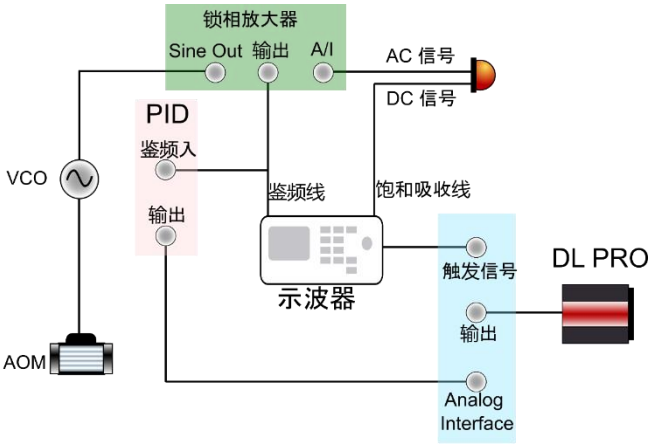


图 2-3 饱和吸收光谱连接示意图

Fig. 2-3 Saturated absorption connection diagram

由于实验中主激光器的直接输出功率较低，无法满足原子装载与冷却过程中对激光功率的需求，因此需要对其输出激光进行功率放大。实验中首先利用主激光器输出的低功率激光作为种子光，对自制的注入锁定激光器进行注入锁定。注入锁定后，注入锁定激光器的输出频率被锁定到种子光频率上，从而获得频率稳定且功率更高的激光输出。对于功率需求较低的光束，注入锁定激光器的输出功率已经能够满足实验需求，因此可直接用于后续光路。对于功率需求较高的光束，则将注入锁定激光器的输出光作为锥形放大器（tapered amplifier,TA）的种子光，经过 TA 进一步放大后用于原子装载与冷却实验。

在主实验光学平台上的单模光纤输出端，各束激光功率分别为：^{87}Rb 的 Cooling

光 11 mW、Repump 光 9 mW；^{40}K 的 D2 Cooling 光 3.5 mW、D2 Repump 光 2.5 mW、D1 Cooling 光 2.5 mW、D1 Repump 光 2.5 mW。各注入锁定激光器的输出功率分别为：^{87}Rb 的 Cooling 光 30 mW、Repump 光 45 mW；^{40}K 的 D2 Cooling 光 42 mW、D2 Repump 光 22 mW、D1 Cooling 光 30 mW、D1 Repump 光 25 mW。经过注入锁定放大的激光通过相应的 AOM 进行频率调节。其中，部分光束经 AOM 后直接用于原子冷却；对于功率需求较高的光束，则将注入锁定后的激光进一步注入 TA 进行再次放大，并在通过相应 AOM 控制后用于原子的装载与冷却过程。其中在装载和冷却阶段的 ^{87}Rb 的激光频率如下：

(1) $\upsilon_{\mathrm{Rbcoolinglock}} = \upsilon_{2-3'} - 140.5/2 + 2 \times 83 = \upsilon_{2-3'} + 95.75\ \mathrm{MHz}$

(2) $\upsilon_{\mathrm{Rbcooling}} = \upsilon_{\mathrm{Rbcoolinglock}} - 110 = \upsilon_{2-3'} - 14.25\ \mathrm{MHz}$

(3) $\upsilon_{\mathrm{Rbpush}} = \upsilon_{\mathrm{Rbcoolinglock}} - 120 = \upsilon_{2-3'} - 24.25\ \mathrm{MHz}$

(4) $\upsilon_{\mathrm{Rbprobe}} = \upsilon_{\mathrm{Rbcoolinglock}} + (2 \times (92 - 83) + 8)\text{(探测失谐)} - 110 = \upsilon_{2-3'} + 11.75\ \mathrm{MHz}$

(5) $\upsilon_{\mathrm{Rbpump}} = \upsilon_{\mathrm{Rbcoolinglock}} + (2 \times 9 + 11)\text{(AOM 移频)} - 189 \times 2 = \upsilon_{2-2'} + 15.4\ \mathrm{MHz}$

(6) $\upsilon_{\mathrm{Rbdepump}} = \upsilon_{\mathrm{Rbcoolinglock}} - 189 \times 2 = \upsilon_{2-2'} - 13.6\ \mathrm{MHz}$

(7) $\upsilon_{\mathrm{RbRepumpinglock}} = \upsilon_{1-2'} - 157/2 - 40\text{(交叉线)} + 2 \times 100 \approx \upsilon_{1-2'} + 81.5\ \mathrm{MHz}$

(8) $\upsilon_{\mathrm{Rbrepump}} = \upsilon_{\mathrm{RbRepumpinglock}} - 112.3 = \upsilon_{1-2'} - 30.8\ \mathrm{MHz}$

其中$\upsilon_{2-3'}$、$\upsilon_{2-2'}$和$\upsilon_{1-2'}$代表 ^{87}Rb 的 $5^2S_{1/2}$ F=2-$5^2P_{3/2}$ F=3、$5^2S_{1/2}$ F=2-$5^2P_{3/2}$ F=2 和 $5^2S_{1/2}$ F=1-$5^2P_{3/2}$ F=2 的频率。在装载和冷却阶段的 ^{40}K 的激光频率如下：

(9) $\upsilon_{\mathrm{KD2lock}} = \upsilon_{\mathrm{K39},1-(0',2')} + 133/2 = \upsilon_{\mathrm{K40D2},9/2-11/2'} - 376 + 133/2 = \upsilon_{\mathrm{K40D2},9/2-7/2'} + 866.15 + 133/2\ \mathrm{MHz}$

(10) $\upsilon_{\mathrm{Kcooling}} = \upsilon_{\mathrm{KD2lock}} + 2 \times 202.5 - 109.6 = \upsilon_{\mathrm{K40D2},9/2-11/2'} - 14.1\ \mathrm{MHz}$

(11) $\upsilon_{\mathrm{Kpush}} = \upsilon_{\mathrm{KD2lock}} + 2 \times 202.5 - 119.6 = \upsilon_{\mathrm{K40D2},9/2-11/2'} - 24.1\ \mathrm{MHz}$

(12) $\upsilon_{\mathrm{Kprobe}} = \upsilon_{\mathrm{KD2lock}} + (2 \times 208.7 + 6)\text{(探测失谐)} - 110 = \upsilon_{\mathrm{K40D2},9/2-11/2'} + 3.9\ \mathrm{MHz}$

(13) $\upsilon_{\mathrm{Kpump}} = \upsilon_{\mathrm{KD2lock}} + (2 \times 208.7 + 51)\text{(AOM 移频)} - 119.6 = \upsilon_{\mathrm{K40D2},9/2-9/2'} - 8\ \mathrm{MHz}$

(14) $\upsilon_{\mathrm{Krepump}} = \upsilon_{\mathrm{KD2lock}} - 2 \times 201.3 - 2 \times 220 - 109.6 = \upsilon_{\mathrm{K40D2},7/2-9/2'} - 19.55\ \mathrm{MHz}$

(15) $\upsilon_{\mathrm{KD1lock}} = \upsilon_{\mathrm{K39D1},1-2'} + 350/2 = \upsilon_{\mathrm{K40D1},9/2-7/2'} - 474 + 350/2 = \upsilon_{\mathrm{K40D1},7/2-7/2'} + 811.8 + 350/2\ \mathrm{MHz}$

(16) $\upsilon_{\mathrm{KD1cooling}} = \upsilon_{\mathrm{KD1lock}} + 2 \times 215 - 109.6 = \upsilon_{\mathrm{K40D1},9/2-7/2'} + 21.4\ \mathrm{MHz}$

(17) $\upsilon_{\mathrm{KD1repump}} = \upsilon_{\mathrm{KD1lock}} - 2 \times 201.5 - 2 \times 228 - 109.6 = \upsilon_{\mathrm{K40D1},7/2-7/2'} + 18.2\ \mathrm{MHz}$

实验中选择 ^{39}K 的饱和吸收谱线进行锁定。锁定后的激光频率通过 AOM 进一

步移位，从而获得与 ^{40}K 冷却及再泵浦跃迁相匹配的频率。其中$\upsilon_{K39,1-(0',2')}$和$\upsilon_{K39D1,1-2'}$代表 ^{39}K 的 $4^2S_{1/2}$ F=1-$4^2P_{3/2}$ F=0，1，2 和 $4^2S_{1/2}$ F=1-$4^2P_{3/2}$ F=2 的频率，$\upsilon_{K40D2,9/2-11/2'}$、$\upsilon_{K40D2,9/2-9/2'}$和$\upsilon_{K40D2,7/2-9/2'}$代表 ^{40}K 的 $4^2S_{1/2}$ F=9/2-$4^2P_{3/2}$ F=11/2、$4^2S_{1/2}$ F=9/2-$4^2P_{3/2}$ F=9/2 和 $4^2S_{1/2}$ F=7/2-$4^2P_{3/2}$ F=9/2 的频率，$\upsilon_{K40D1,9/2-7/2'}$ 和$\upsilon_{K40D1,7/2-7/2'}$代表 ^{40}K 的 $4^2S_{1/2}$ F=9/2-$4^2P_{1/2}$ F=7/2 和 $4^2S_{1/2}$ F=7/2-$4^2P_{1/2}$ F=7/2 的频率。实验系统中作用于二级真空室中的原子的各束光频率与功率如表 2-1 所示：

表 2-1 作用于原子的各束光的功率和频率表

Tab. 2-1 Table of power and frequency of each beam of light acting on the atom

^{87}Rb 激光输出频率和功率			
激光种类	跃迁能级	失谐量（MHz)	功率（mW）
Cooling 光	$5^2S_{1/2}$ F=2-$5^2P_{3/2}$ F=3	-14.3	215(2D)/130(3D)
Repump 光	$5^2S_{1/2}$ F=1-$5^2P_{3/2}$ F=2	-30.8	8(Dark)/25(2D)/5.5(3D)
Push 光	$5^2S_{1/2}$ F=2-$5^2P_{3/2}$ F=3	-24.3	5.5
Pump 光	$5^2S_{1/2}$ F=2-$5^2P_{3/2}$ F=2	15.4	0.3
Probe 光	$5^2S_{1/2}$ F=2-$5^2P_{3/2}$ F=3	+11.75	0.2
Depump 光	$5^2S_{1/2}$ F=2-$5^2P_{3/2}$ F=2	-13.6	2
^{40}K 激光输出频率和功率			
D2Cooling 光	$4^2S_{1/2}$ F=9/2-$4^2P_{3/2}$ F=11/2	-14.1	145(2D)/50(3D)
D2Repump 光	$4^2S_{1/2}$ F=7/2-$4^2P_{3/2}$ F=9/2	-19.6	40(Dark) /100(2D)/30(3D)
D1Cooling 光	$4^2S_{1/2}$ F=9/2-$4^2P_{1/2}$ F=7/2	21.4	50
D1Repump 光	$4^2S_{1/2}$ F=7/2-$4^2P_{1/2}$ F=7/2	18.2	30
Push 光	$4^2S_{1/2}$ F=9/2-$4^2P_{3/2}$ F=11/2	-24.1	1.2
Pump 光	$4^2S_{1/2}$ F=9/2-$4^2P_{3/2}$ F=9/2	-4.8	0.11
Probe 光	$4^2S_{1/2}$ F=9/2-$4^2P_{3/2}$ F=11/2	3.9	0.2

在超冷原子实验中，原子数偏低可能由多种因素引起，包括光学镜片污染导致的光功率衰减、光路开关器件老化导致的响应变慢、冷却水路堵塞引起的磁场线圈散热不足，以及激光中存在杂模导致的冷却效率降低等。因此，在实验过程中出现问题后需要对光路、时序、水冷系统以及激光频谱模式进行系统检查。实验中曾发现用于 ^{40}K Cooling 光的 TA 输出存在异常，其输出荧光功率偏高，同时激光腔模中

出现明显杂模。由于杂模成分无法有效参与原子的冷却过程，反而可能引入额外的光场扰动，从而降低原子装载效率。更换新的 TA 后，输出荧光功率恢复至正常范围，激光频谱中的杂模消失，如图 2-4(a)所示。除了激光模式质量外，Cooling 和 Repump 光的功率比例也是影响原子装载和冷却效果的重要参数。图 2-4(b)、(c)和(d)分别是 ^{87}Rb、^{40}K D2 和 ^{40}K D1 的 Cooling 光与 Repump 光功率比例的测量结果。其中，较高的腔透射峰对应 Cooling 光，较低的腔透射峰对应 Repump 光。通过对各束激光功率比例进行优化，可以提高磁光阱装载效率和后续原子制备的稳定性。

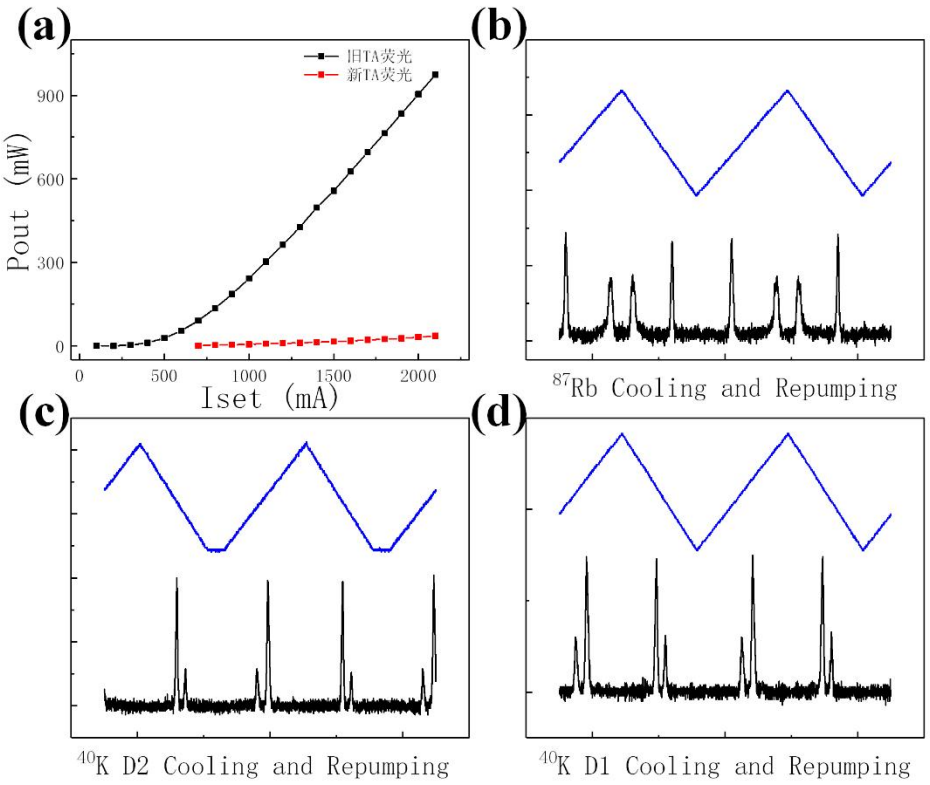


图 2-4 功率放大器和激光模式示意图

Fig. 2-4 Schematic diagram of power amplifier and laser mode

注：(b)、(c)和(d)是 ^{87}Rb、^{40}K-D2 和 ^{40}K-D1 的 Cooling 光与 Repump 光功率比例，分别为 2：1、3：1、2.5：1。

2.2.3 磁场系统

实验系统中的磁场主要包括二维磁光阱（2D MOT）磁场和三维磁光阱（3D MOT）磁场。2D MOT 的磁场由四个线圈提供，如图 2-5(a)所示。四个线圈分为两对，每对线圈由一个恒流可控电源独立控制，并通以方向相反的电流，从而在横向形成二维

四极磁场。原子在 2D MOT 装载过程中被约束在轴向中心的磁场零线附近，随后由推送光（Push 光）推入 3D MOT 区域。3D MOT 的磁场由三维磁场补偿线圈和一对反亥姆霍兹线圈组成，如图 2-5(b)所示。三维磁场补偿线圈用于补偿地磁场和环境磁场，由三对正交线圈构成；每一方向上的两个线圈串联连接，其电流由δ电流源控制。3D MOT 的四极磁场由位于二级真空室上下两侧的一对反亥姆霍兹圆形线圈产生，两个线圈串联连接，并配有独立水冷系统以保证线圈稳定工作。在两个反亥姆霍兹线圈之间还设置有锥形梯度磁场线圈及其外侧的附加线圈。附加线圈用于在光抽运阶段提供水平方向的偏置磁场，作为这个阶段的量化轴磁场；锥形梯度磁场线圈则用于产生 Stern-Gerlach 磁场，实现不同自旋态原子的空间分离。

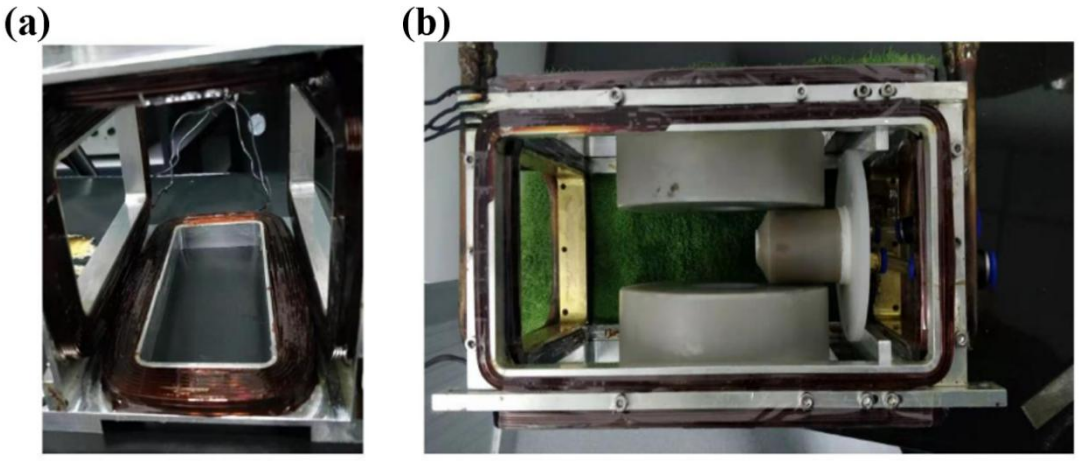


图 2-5 磁场线圈实物图

Fig. 2-5 Physical picture of the magnetic field coil

注：(a)二维磁光阱的磁场线圈(b)三维磁光阱的磁场线圈

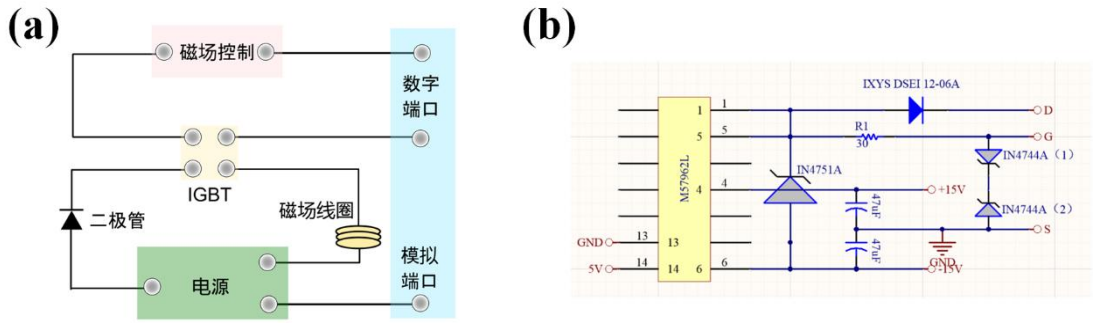


图 2-6 磁场控制示意图

Fig. 2-6 Magnetic field control schematic diagram

注：(a)磁场控制示意图(b)磁场控制电路图

实验中的磁场控制线路如图 2-6(a) 所示。磁场线圈由 δ电流源供电，主电流回

路从电流源正极出发，依次经过大功率二极管、IGBT（Insulated Gate Bipolar Transistor）模块以及磁场线圈，最终回到电流源负极。IGBT 是一种半导体功率开关器件，在实验中用于实现磁场线圈电流的快速通断。实验所用的 IGBT 模块包含功率端和驱动端，其中功率端与电流源、二极管及磁场线圈串联构成主电流回路，驱动端则连接至自制的磁场控制盒。磁场控制盒的电路结构如图 2-6(b) 所示，其核心驱动芯片为 M57962L。该芯片的引脚 14 和引脚 13 分别连接至数字时序控制模块的 BNC 输出端和参考地，用于接收实验时序中的 TTL 控制信号。当引脚 14 输入为 0 V 时，驱动芯片在 IGBT 的 G 端与 E 端之间输出-15 V 的驱动电压，使 IGBT 处于关断状态，此时磁场线圈中无电流通过；当引脚 14 输入为 5 V 时，驱动芯片在 G 端与 E 端之间输出 +15 V 的驱动电压，使 IGBT 导通，此时磁场线圈中有电流通过。磁场线圈中电流的大小由外接模拟信号板卡控制。实验中，计算机通过模拟输出通道向 δ电流源提供控制电压，通过改变该模拟控制信号的幅值，可以调节电流源输出电流，从而实现对磁场线圈电流大小的精确控制。由此，数字时序信号负责控制磁场的快速开关，而模拟控制信号则用于控制磁场电流的大小。

2.3 制备超冷原子的过程

超冷原子的制备过程主要包括 MOT 装载、磁阱中的射频蒸发冷却以及光学偶极阱中的蒸发冷却，如图 2-7 所示。本节旨在制备 ^{87}Rb 和 ^{40}K 的超冷玻色费米混合气体。实验中，首先将 ^{87}Rb 和 ^{40}K 分别装载进 MOT。由于 ^{40}K 和 ^{87}Rb 同时装载时会发生竞争，导致装载 ^{40}K 的速率变慢，因此实验中先装载 ^{40}K，装载时间约为 60 s，随后再装载 ^{87}Rb。在装载过程中，原子首先在 2D MOT 中被俘获和冷却，随后在推送光（Push 光）的作用下进入 3D MOT。3D MOT 中的冷却循环如图 2-8 所示。实验中采用暗磁光阱（Dark MOT）以提高原子装载效率。与普通亮磁光阱（Bright MOT）中六束 Cooling 光和 Repump 光完全重合不同，暗磁光阱中的 Repump 光被设计成空心圆环形光斑，而 Cooling 光仍为普通圆形光斑。

对于 ^{87}Rb，Cooling 光作用于基态 F=2→激发态 F'=3，使原子参与冷却过程。普通亮磁光阱中，Repump 光作用于 F=1→F'=2，将落入 F=1 态的原子重新抽运形成冷却循环。在暗磁光阱中，由于 Repump 光为空心圆环，磁光阱中心区域的 Repump 光很弱，因此位于中心区域的原子一旦通过自发辐射落入基态 F=1，便不再与 Cooling 光共振，从而处于暗态。由于 ^{87}Rb 的 F'=3 与 F'=2 激发态能级间隔较大，仅依靠 Cooling

光将原子抽运到 F=1 的效率较低。因此，实验中在空心 Repump 光斑中心加入一束 Depump 光，作用于 F=2→F'=2。处于 F'=2 的原子可以通过自发辐射到基态 F=1，从而加快原子进入暗态的过程。最终，^{87}Rb 原子被制备在基态 F=1。

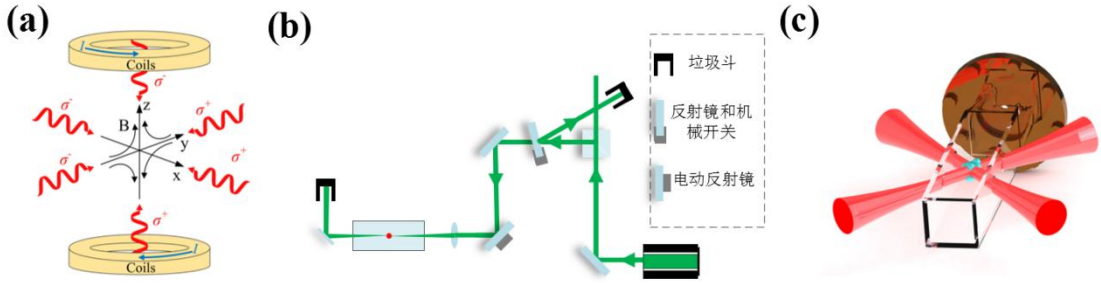


图 2-7 (a)磁光阱(b)磁阱中 532 nm 激光和(c)光学偶极阱示意图

Fig. 2-7 Schematic diagram of magneto-optical trap、532 nm laser in the magnetic trap and optical dipole trap

对于 ^{40}K，Cooling 光作用于基态 F=9/2→激发态 F'=11/2，Repump 光作用于基态 F=7/2→F'=9/2。在亮磁光阱中，Repump 光与 Cooling 光在空间上重合，处于 F=7/2 态的原子会被 Repump 光重新抽运回冷却循环，因此原子主要处于 F=9/2。而在暗磁光阱中，磁光阱中心处的没有 Repump 光，原子一旦通过自发辐射落入基态 F=7/2，便不再参与冷却循环，从而处于暗态。因此，暗磁光阱装载后 ^{40}K 原子被制备在基态 F=7/2。

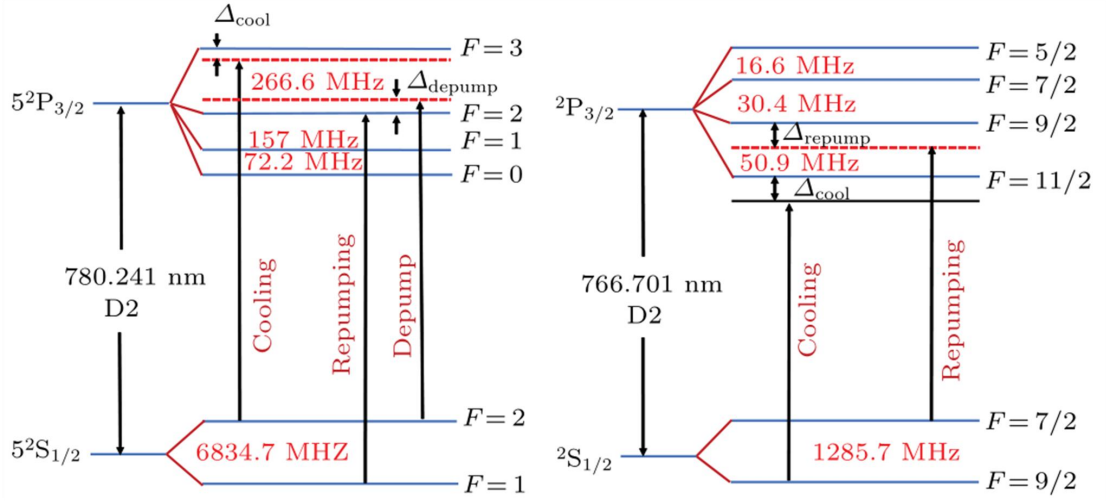


图 2-8 ^{87}Rb 和 ^{40}K 的超精细结构和在三维磁光阱中的冷却循环过程

Fig. 2-8 The hyperfine structure of ^{87}Rb and ^{40}K and the cooling cycle process in 3D MOT

在亮磁光阱中，^{87}Rb 和 ^{40}K 原子处于基态 F=2 和 F=9/2；而在暗磁光阱中，原子则处于基态 F=1 和 F=7/2。由于暗态与冷却光的相互作用显著减弱，光碰撞导致的原子损失也相应降低。对于 ^{87}Rb 和 ^{40}K 混合气体而言，原子间碰撞会造成额外的原子损失，而暗磁光阱能够有效减小由碰撞引起的损失，因此其装载效率高于亮磁光阱。

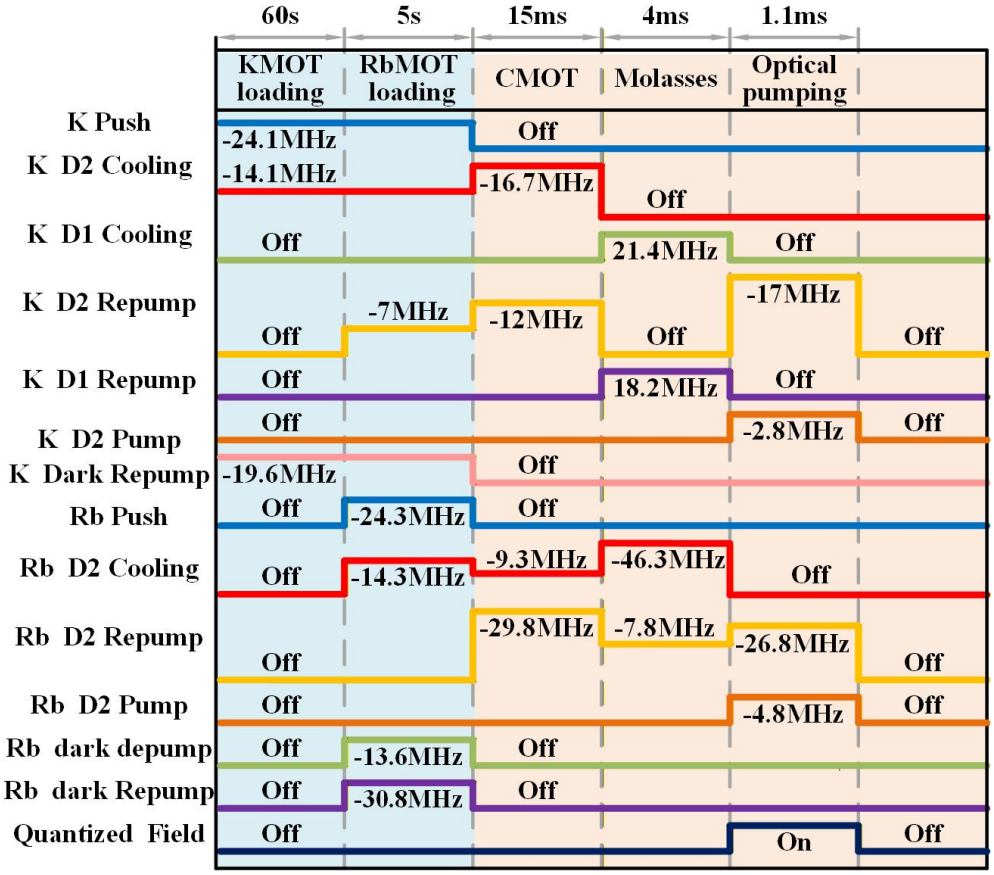


图 2-9 ^{87}Rb 和 ^{40}K 的压缩磁光阱、偏振梯度冷却和光抽运过程时序图

Fig. 2-9 Schematic diagram of the CMOT、Molasses and Pump for ^{87}Rb and ^{40}K

磁光阱装载完成后，^{87}Rb 和 ^{40}K 原子依次经过压缩磁光阱、偏振梯度冷却和光抽运过程，如图 2-9 所示。对于 ^{40}K 原子，实验中采用 D1 线 Gray Molasses 实现偏振梯度冷却。在 Gray Molasses 阶段，首先关闭 D2 线 Cooling 光和 Repump 光，仅开启 D1 线 Cooling 光和 Repump 光，持续时间为 3 ms；随后关闭 D1 线激光，并重新开启 D2 线激光以进行光抽运过程。在 Gray Molasses 过程中，原子首先处于 F=7/2 上，D1 线 Cooling 光和 Repump 光构成循环将原子转移至 F=9/2，如图 2-10(a)所示。当循环过程与原子能级完全共振时，可以将原子的本征态写为[73]：

$$|\psi_{\mathrm{D}}\rangle = \frac{1}{\sqrt{\Omega_1^2+\Omega_2^2}}(\Omega_1|1\rangle - \Omega_2|2\rangle) \tag{2.1}$$

$$|\psi_{\mathrm{B}}\rangle = \frac{1}{\sqrt{\Omega_1^2+\Omega_2^2}}(\Omega_1|1\rangle + \Omega_2|2\rangle) \tag{2.2}$$

$|\psi_{\mathrm{D}}\rangle$是原子的暗态速度较慢不参与偏振梯度冷却过程，$|\psi_B\rangle$是原子的亮态能量较高。在经过偏振梯度冷却后，只有速度慢的原子会变成暗态，速度快的原子继续进行偏振梯度冷却直到原子全部变成暗态，如图 2-10(b)所示。

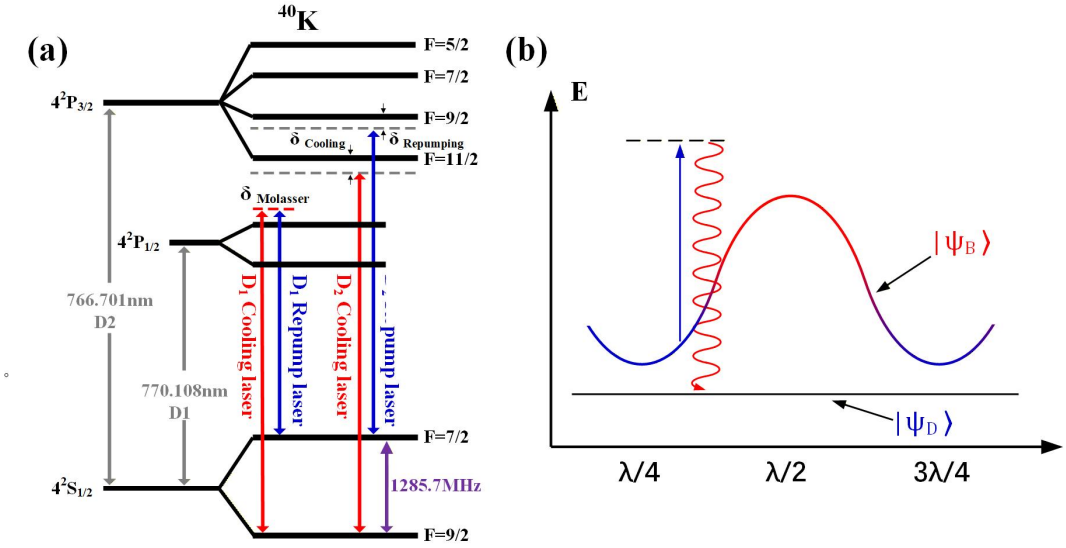


图 2-10 ^{40}K 的灰色黏团过程

Fig. 2-10 The gray molasses of ^{40}K

注：(a)D1 线冷却和 D2 线冷却示意图(b)D1 线冷却原理图

经过光抽运后，^{87}Rb 和 ^{40}K 原子分别被制备到 $|F=2,m_F=2\rangle$和$|F=9/2,m_F=9/2\rangle$。这两个态均为低场趋近态，因此可在四极磁阱中受到束缚，并被俘获在磁场极小值附近。然而，在四极磁阱中心处磁场强度为零，原子会发生马约拉纳跃迁造成原子损失。为抑制该过程，实验中在四极磁阱中心引入一束蓝失谐的 532 nm 激光作为光塞，其功率为 18 W，光路结构如图 2-6(b)所示。对于与原子共振跃迁存在较大失谐的激光场，其与原子的相互作用可等效为光偶极势。对于功率为 P、束腰半径为 w、角频率为ω的高斯光束，光束中心处的偶极势可表示为[74]：

$$U = -\frac{3\pi c^2}{2\omega^3_{\mathrm{eff}}}\frac{2P}{\pi w^2}\left(\frac{\Gamma_{\mathrm{eff}}}{\omega_{\mathrm{eff}}+\omega}+\frac{\Gamma_{\mathrm{eff}}}{\omega_{\mathrm{eff}}-\omega}\right) \tag{2.3}$$

其中的ω_{eff}和Γ_{eff}是原子的有效谐振频率和有效自发辐射速率。由式(2.3)可知光偶极势为正，原子受到指向低光强区域的排斥作用。因此，将 532 nm 激光聚焦于四极磁阱

的磁场零点处，可在该区域形成排斥势垒，阻止原子进入磁场零点附近，从而降低马约拉纳跃迁导致的原子损失。由于该激光功率较高，为保证实验安全并避免杂散光影响，光束在进入真空室前以及穿过真空室后均设置垃圾斗。实验中将一片反射镜固定于机械快门上，并通过工控机控制反射镜切入或移出光路，以实现 532 nm 光塞激光的开关控制。同时，利用电动镜架对该激光的位置进行精密调节，使其与四极磁阱的磁场零点重合。

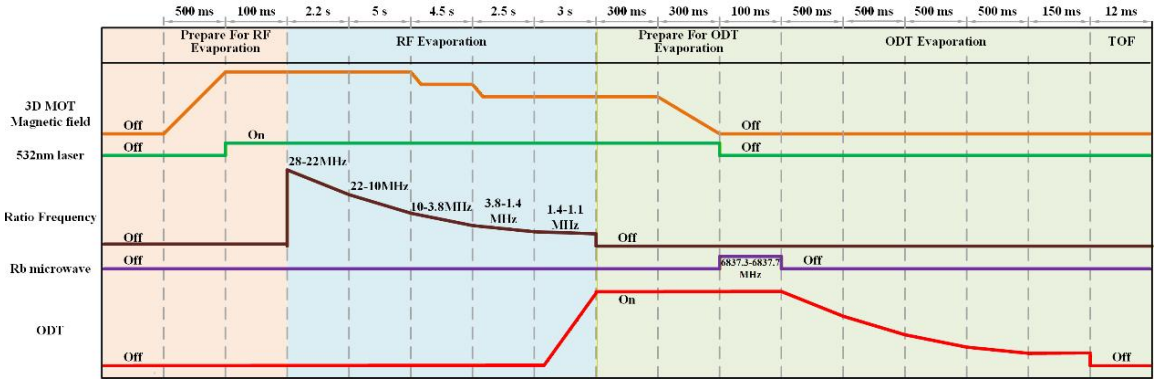


图 2-11 磁阱和光阱中的蒸发冷却时序图

Fig. 2-11 Evaporation cooling in magnetic trap and optical trap

开启 532 nm 光塞激光后，在四极磁阱中对 ^{87}Rb 进行射频蒸发冷却，^{40}K 则通过与 ^{87}Rb 的碰撞实现协同冷却。射频信号由工控机控制的信号源产生，经过 5 W 功率放大器放大后由自制的射频天线输出；该天线紧贴于二级真空室上表面，用于产生射频场。射频蒸发过程中射频频率及四极磁场梯度的时序变化如图 2-11 所示。在射频蒸发的第三阶段和第四阶段，通过降低四极磁场梯度来抑制原子之间的碰撞损耗。由于该阶段磁场零点位置由四极磁场和补偿磁场共同决定，降低四极磁场梯度会引起磁场零点偏移，因此需同步调节补偿磁场，以保持磁场零点与光塞位置重合

磁阱中的射频蒸发冷却结束后，将原子转移至由三束 1064 nm 激光构成的交叉光学偶极阱中。由于 1064 nm 激光相对于 ^{87}Rb 和 ^{40}K 的跃迁均为红失谐，原子被束缚在三束光的交叠区域。为避免不同光之间形成干涉条纹或光晶格结构，三束光的频率设置为互不相同。在光阱蒸发过程中，第一路和第二路光阱功率通过五个阶段逐步降低，最终分别降至 300 mW 和 200 mW；第三路光阱则在蒸发第四阶段降为零。本实验主要研究对象为费米子 ^{40}K，因此重点关注其进入量子简并后的性质。实验中通过吸收成像获得 ^{40}K 原子云的光学厚度分布，并采用托马斯-费米半经典公式对原子团某一维度进行拟合[75,76]：

$$\mathrm{OD}(x,y)=\mathrm{A}\frac{\mathrm{Polylog}_2\left[-\exp\left(\ln(\xi)-\sum_{\mathrm{i}=1,2}\frac{r_\mathrm{i}^2}{2\sigma_\mathrm{i}^2}\right)\right]}{\mathrm{Polylog}_2[-\xi]} \tag{2.4}$$

其中$\mathrm{Polylog}_\mathrm{n}[z]=\sum_{\mathrm{k}=1}^{\infty}z^\mathrm{k}/k^\mathrm{n}$是多对数函数，$r_\mathrm{i}$是原子位置，$\sigma_\mathrm{i}$是原子的吸收截面，通过拟合，最终可以得到$\xi$的值，将其下列公式：

$$\mathrm{NPeak}=-\left(\frac{1}{2\pi\beta^2\hbar^2\omega^2}\right)^{\frac{3}{2}}\times\frac{\mathrm{Polylog}_{1.5}[-\xi]}{\sum_{\mathrm{i}=1,2,3}\sigma_\mathrm{i}} \tag{2.5}$$

其中$\beta=1/\mathrm{k_B}T$，$\mathrm{k_B}$是玻尔兹曼常数，T是原子温度，ω是光阱的平均频率，最终的 ^{40}K 的原子数是 6×10^6，温度为 0.49 μk，通过计算可得 ^{40}K 在光阱中的峰值密度为 8.59×10^{13} cm^{-3}。与磁阱相比，光学偶极阱不依赖于原子的自旋态，因此蒸发冷却完成后，可在光阱中进一步开展原子自旋态制备与调控实验。

2.4 总结

本章介绍了 ^{87}Rb 和 ^{40}K 双组分量子简并气体的制备过程，包括磁光阱冷却、磁阱中的射频蒸发冷却，以及光学偶极阱中的蒸发冷却等主要环节，并给出了实验中相关激光的频率与功率设置。实验中采用 Dark MOT 技术降低原子间碰撞损耗、提高装载效率；在偏振梯度冷却阶段，引入基于 ^{40}K 的 D1 线 Gray Molasses 进一步降低 ^{40}K 原子的温度。随后，利用 532 nm 抑制马约拉纳跃迁，降低四极磁阱中的损耗，并通过三束 1064 nm 激光构建大体积光学偶极阱，以提高原子转移到光阱的效率。最后，通过逐步降低光阱功率实现蒸发冷却，并基于托马斯-费米半经典近似对量子简并后 ^{40}K 原子云的峰值密度进行了估算。

本章工作的特色在于对 ^{87}Rb 和 ^{40}K 双组分量子简并气体制备流程进行了系统优化，提升了 ^{40}K 原子的冷却与装载效率。这些工作为后续开展超冷费米原子 ^{40}K 的相关实验研究奠定了基础。

3 超稳腔锁频与里德堡态制备

3.1 概述

超冷原子体系中的相互作用调控是开展量子模拟、量子计算和量子多体物理研究的重要基础。实验上，研究人员已经发展出多种调节原子间相互作用强度的方法。例如，可将原子装载到光学晶格中，通过调节晶格光的强度、频率及几何构型来改变相邻原子之间的隧穿与相互作用参数[77,78]；也可将原子束缚于光镊势阱中，通过调控光镊间距实现对原子间相互作用的控制[79]；此外，利用 Feshbach 共振对散射长度进行调节，也是当前超冷原子实验中最常用且最有效的相互作用调控手段之一[80]。

在众多可调相互作用体系中，里德堡原子由于其特殊的物理性质而受到广泛关注。里德堡原子，是指核外至少有一个电子被激发到高主量子数 $n \gg 1$ 轨道上的原子。随着主量子数 n 的增大，里德堡原子的轨道半径、电偶极矩和极化率均迅速增大，使得原子间偶极—偶极相互作用及范德瓦耳斯力迅速增强[81]，因此里德堡原子体系是量子计算[82]和量子调控[83]等领域的重要平台。另一方面，随着主量子数的提高，里德堡能级间隔逐渐减小，对外部电场、磁场及微波辐射等扰动也更加灵敏，因此高主量子数里德堡态还广泛应用于精密测量[84]。

实现里德堡原子的精确制备与操控，首先依赖于高稳定度激光系统。实验中常用的激光锁频技术大致可分为两类：一类是单台激光器自身的绝对频率锁定，另一类是两台激光器之间的相对频率或相位锁定[85,86]。前者主要包括饱和吸收光谱锁定和 Pound-Drever-Hall（PDH）锁频技术，后者则主要包括基于锁相环[87]和光频梳[88]等锁定方法。对于里德堡原子实验而言，由于不同主量子数对应的里德堡跃迁频率分布较宽，通常更适合采用超稳腔作为频率参考，以兼顾激光的高稳定性与较宽的可调谐范围。

本实验室已具备开展 ^{40}K 里德堡原子实验的相应激光条件。一方面，可利用 1144 nm 激光经四倍频后产生 286 nm 紫外激光，实现 ^{40}K 原子的单步里德堡激发；另一方面，也已建立 457 nm 与 767 nm 激光系统，可用于双光子激发方案。本章将围绕 ^{40}K 里德堡原子的实验制备展开：介绍里德堡激光锁定到超稳腔的实验方法与具体操作流程；给出双光子激发过程中里德堡谱线的测量结果，为后续里德堡相互作用和相干操控实验奠定技术基础。

3.2 超稳腔光路调节和 PDH 稳频

3.2.1 超稳腔介绍

超稳腔是一种超高精细度法布里-珀罗（FP）谐振腔，其本质是让激光在两面超高反射镜间往复反射形成稳定谐振，再通过 PDH 稳频技术将激光频率锁定到腔的谐振峰上[89]。超稳腔绝大多数采用零热膨胀材料，如 ULE（超低膨胀石英）、单晶硅、蓝宝石，本节将详细介绍从超稳腔安装到光路调节。

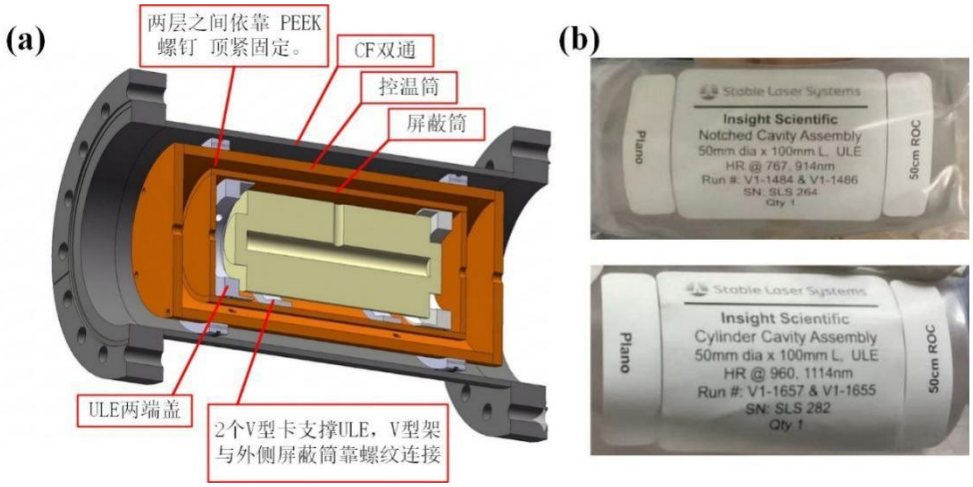


图 3-1 超稳腔腔镜和结构示意图

Fig. 3-1 Ultra-stable cavity endoscope and structural schematic diagram

注：(a)超稳腔内部结构示意图 (b)767 nm 和 914 nm（上），1144 nm 和 960 nm（下）超稳腔腔镜

我们实验室目前有两套双波长超稳腔，用于稳定里德堡激发所需的激光频率。其中，767 nm 和 914 nm 超稳腔用于 ^{40}K 双光子里德堡激发过程，914 nm 激光经倍频后产生 457 nm 激光；1144 nm 和 960 nm 超稳腔分别用于 ^{40}K 和 ^{87}Rb 的单光子里德堡激发过程，对应倍频光波长分别为 286 nm 和 480 nm。超稳腔的核心部件是腔镜，其性能直接决定腔的精细度和频率稳定性。本实验使用的超稳腔由两片高反腔镜组成，其中一片为凹面镜，另一片为反射镜，如图 3-1(b) 所示。767 nm 和 914 nm 超稳腔采用英科公司的单层控温外壳，1144 nm 和 960 nm 超稳腔采用国产双层控温外壳，如图 3-1(a)所示。在超稳腔安装完成后，需要对腔体进行抽真空和温度控制。首先使用机械泵对腔体进行预抽真空，当真空度达到 10^{-6} hPa 量级后，将超稳腔加热至 60 摄氏度进行烘烤，以促进腔体及内部元件表面的气体释放。随后开启分子泵，对腔体进行进一步抽真空。当真空度达到 4.6×10^{-8} hPa 后，开启离子泵继续维持并提高

真空度，最终腔体真空度达到 1.4×10^{-8} hPa。在完成抽真空和烘烤过程后，使用英科公司生产的 LFI3751 控温仪对超稳腔进行精密温度控制，并将腔体温度稳定在零膨胀点附近。零膨胀点是指腔体材料热膨胀系数为零的温度点。在该温度附近，腔体长度对温度变化的一阶响应最小，因此腔长几乎不随温度变化，从而有利于提高超稳腔的频率稳定性。超稳腔腔长随温度变化的示意图如图 3-2 所示。

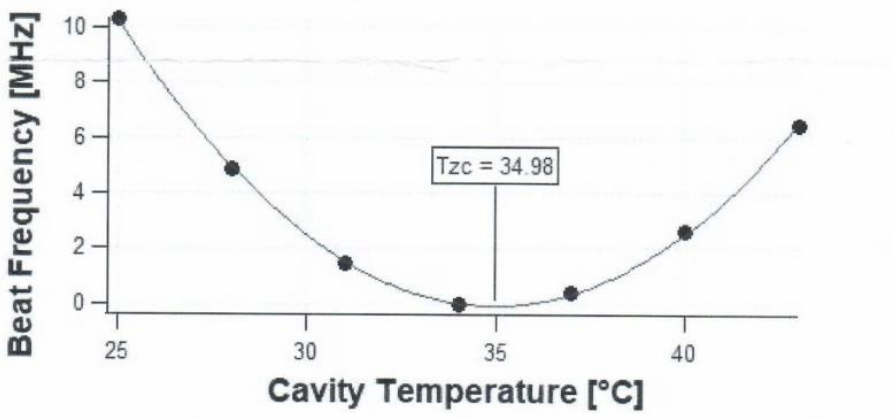


图 3-2 超稳腔的零膨胀点

Fig. 3-2 The zero-overflow point of the ultra-stable cavity

3.2.2 超稳腔与激光模式匹配

在超稳腔真空和温控系统准备完成后，搭建如图 3-3 所示的光路与电路系统。本节以 1144 nm 超稳腔为例，介绍超稳腔透射信号和鉴频信号的产生过程。从 1144 nm 激光器输出的激光中取约 0.7 mW 作为锁腔光。该部分激光首先通过光纤耦合进入 ixblue 公司生产的电光调制器（Electro-Optic Modulator, EOM）。EOM 可在外加射频电信号的驱动下对光场相位进行高速调制，从而在激光载频两侧产生调制边带，为后续 PDH 锁频提供频率鉴别信号。经过 EOM 调制后的激光再次通过光纤传输至放置超稳腔的防震平台。出射光首经过凸透镜和凹透镜，用于使激光模式与超稳腔尽可能匹配。随后，激光经过 1144 nm 的λ/2 波片调节偏振方向，使其能够透过偏振分束棱镜（PBS）。透过 PBS 后，激光经过λ/4 波片入射到超稳腔中。未耦合进入腔内或被腔反射的激光沿原光路返回。由于光束两次通过λ/4 波片后偏振方向旋转 90 度，返回光在 PBS 处不再沿原入射方向透射，而是被 PBS 反射到用于探测反射信号的共振型光电探测器上。该探测器输出的电信号包含激光与超稳腔之间的频率信息。

在电路部分，Keysight 公司生产的 N9310A 信号源输出射频信号，经和约 30 MHz 的调制信号混频后，输入到 EOM 的射频调制端口上，从而在 1144 nm 激光上加上调

制边带。共振型光电探测器输出的光信号输入到 Toptica 公司生产的 PDD110 模块，经过解调后，得到鉴频信号。解调得到的鉴频信号随后输入到 Toptica 的 FALC 锁频模块。FALC 模块根据鉴频信号产生反馈信号，并将其输入到激光器的 DC 端口，用于调节激光器电流，从而修正激光频率与超稳腔锁定频率之间的偏差。

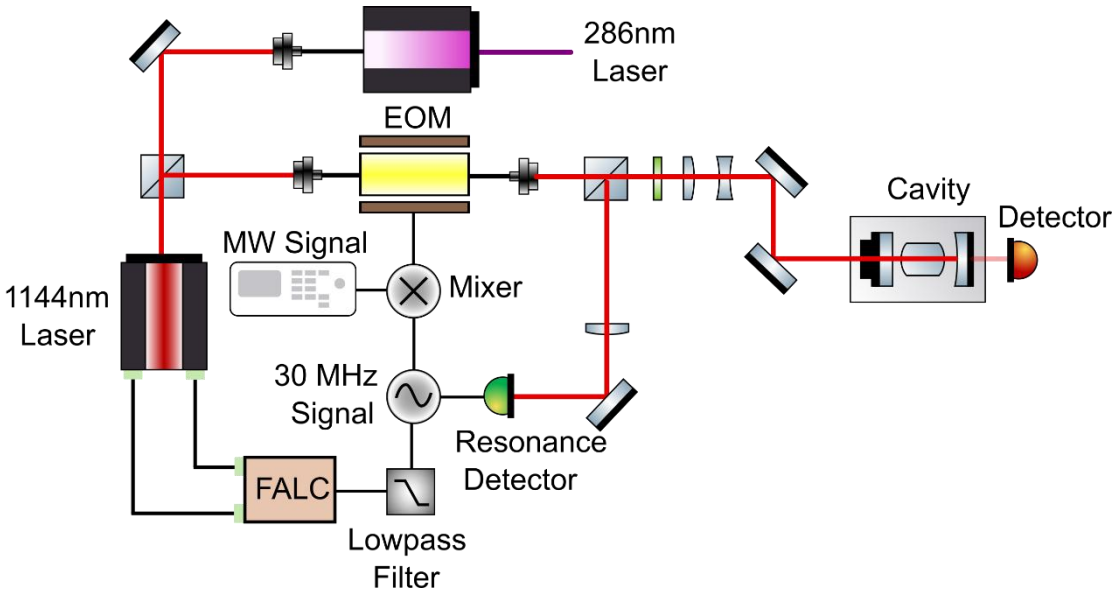


图 3-3 超稳腔光路与信号传输示意图

Fig. 3-3 Schematic diagram of ultra-stable cavity optical path and signal transmission

用于探测鉴频信号的共振型探测器电路图如图 3-4 所示，其中可以调节电感 L 控制其响应值，实验上将其调节与误差信号的 30 MHz 边带一致时，鉴频信号信噪比最好[90]。

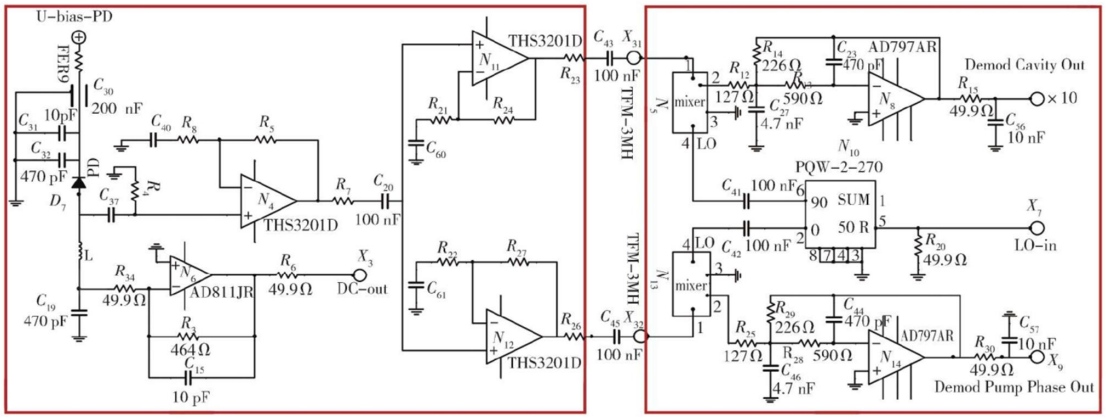


图 3-4 共振型探测器电路图

Fig. 3-4 Resonant detector circuit diagram

图片来源：文献[90]。

虽然鉴频信号由超稳腔反射光解调得到，但在实际调试过程中，超稳腔透射信号是判断模式匹配效果的最直接依据。当入射光与超稳腔模式匹配较好时，透射信号中基模峰较强，而高阶模较弱；若模式匹配较差，则透射谱中会出现明显的高阶模成分。因此，在获得稳定的鉴频信号之前，通常需要先通过透射信号优化入射光束的空间模式。激光在超稳腔内传播时，从输入腔镜传播腔长 L 后到达另一腔镜，经反射后再传播相同距离返回输入端。稳定谐振腔要求光场满足模式自再现条件，即经过一次往返传播后的光束与初始光束保持一致。该往返传播过程可用 ABCD 矩阵表示为[91]：

$$\begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \tag{3.1}$$

其中 L 是腔长为 100 mm，f 是平凹反射镜的焦距为 250 mm。当模式自在现时，激光需要满足在超稳腔腔镜之间，即与反射镜和平凹反射镜相距各 50 mm 处的光斑半径为：

$$\omega_0 = \sqrt{\left| \frac{\lambda \times \sqrt{4 - (a_{11} + a_{22})^2}}{2\pi a_{21}} \right|} \tag{3.2}$$

通过计算可得，此时的光斑半径为 241 μm。在实验调节入射激光指向和模式匹配时，首先在光学平台的空余位置搭建等效光路，并使用光束质量分析仪测量激光光斑尺寸。需要注意的是，光束质量分析仪到模式匹配透镜的光程应与实际实验中超稳腔腔镜中心到该透镜的光程保持一致。这样可以保证在等效测量位置处得到的光斑尺寸与激光实际入射到超稳腔腔镜处的光斑尺寸相对应，从而提高入射光与超稳腔基模的模式匹配效率。

在调节好入射激光的光斑尺寸后，接下来需要进一步优化激光的入射指向，以提高入射光与超稳腔基模之间的模式匹配效率。首先，暂不安装用于探测透射峰的光电探测器，而是在超稳腔透射端放置一个 CCD 相机，在 CCD 输出的屏幕上可以观察到超稳腔透射峰模式随激光频率扫描而周期性闪烁。通常初始观察到的模式多为高阶模，需要继续调节入射激光的指向和模式匹配，使透射模式逐渐转变为 TEM_{00} 模。TEM_{00} 模的光强主要集中在光斑中心，与超稳腔基模匹配最好，能够在腔内获得较高的能量积累，同时对应的损耗较小，其模式分布如图 3-5 所示。

当 CCD 上能够观察到较好的 TEM_{00} 模后，将用于探测透射峰的光电探测器放置到超稳腔透射光路上。通过示波器观察透射信号，可以得到超稳腔的透射峰。此时

需要进一步判断在一个自由光谱区范围内是否存在明显的高阶横模。自由光谱区（Free Spectral Range, FSR）是指光学谐振腔中相邻两个纵模之间的频率间隔，其表达式为：

$$FSR = \frac{\mathrm{c}}{2\mathrm{n}L} \tag{3.3}$$

其中 c 是真空中的光速，$2\mathrm{n}L$ 是激光光程，我们实验室的超稳腔自由光谱区范围是 1.5 GHz。通过细微调节入射激光指向和光斑大小，可以使一个自由光谱区内的高阶模的透射峰显著减小，甚至基本不可见，使透射谱中主要保留 TEM_{00} 模。此时表明入射光与超稳腔基模的模式匹配较好，超稳腔光路调节基本完成。

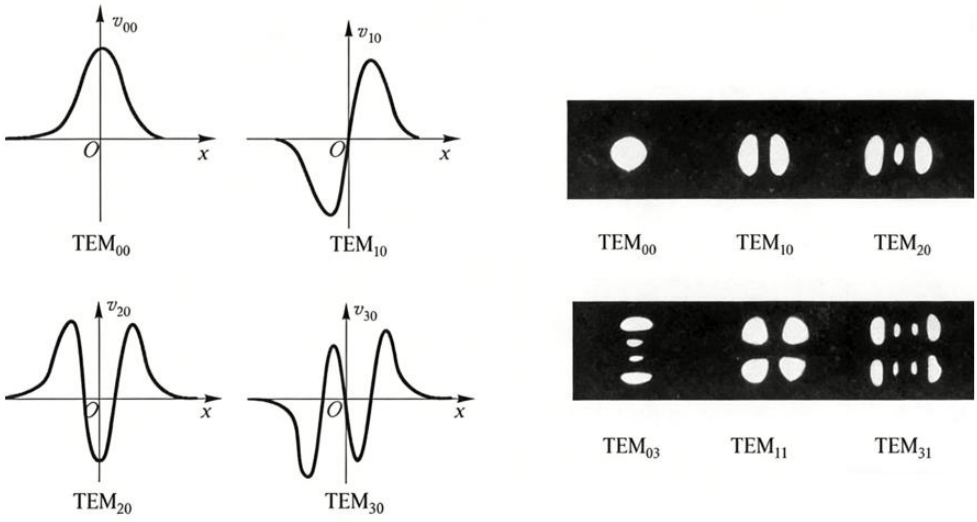


图 3-5 激光光斑的能量分布与光斑形状

Fig. 3-5 The energy distribution and shape of the laser spot

图片来源：文献[91]。

3.2.3 PDH 锁频技术

关于超稳腔 PDH 锁频的原理，激光器射出来的光场在进入 EOM 前可以表示为：

$$E = E_0 e^{i\omega t} \tag{3.4}$$

其中的ω是激光频率，在经过 EOM 后，当只存在从 PDD110 模块调制的频率时，射入超稳腔的光场变为:

$$E = E_0 e^{i(\omega t + \beta_1 sin\Omega_1 t)} = E_0\left[J_0(\beta)e^{i\omega t} + J_1(\beta_1)e^{i(\omega+\Omega_1)t} - J_1(\beta_1)e^{i(\omega-\Omega_1)t}\right] \tag{3.5}$$

从超稳腔出来的信号在时间上带有ω，$(\omega+\Omega_1)$，$(\omega-\Omega_1)$这三项，共振型探测器探测到的信号是E^2，因此最后只剩下直流项与 $2\Omega_1$项，含有ω的项由于振荡过快可以忽略。PDD110 内部含有低通滤波器，可滤除解调信号中的高频分量，使最终输出信号

主要保留低频项，即 PDH 鉴频信号。该鉴频信号是对激光实际频率ω与超稳腔腔模共振时的频率ω_0相减的函数。

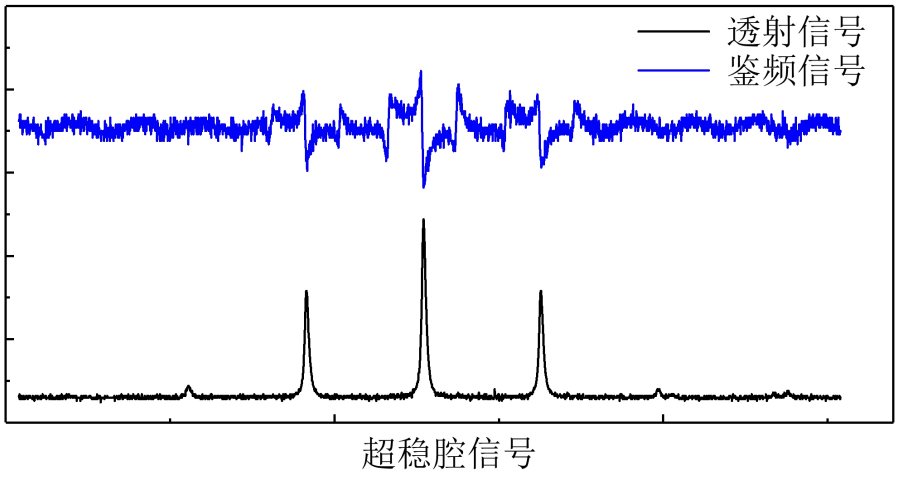


图 3-6 双边带的鉴频信号

Fig. 3-6 Differential frequency detection signal of the two-sideband modulation

注：黑色为透射峰信号，蓝色为鉴频信号

当加到 EOM 上的信号为 PDD110 模块的调制信号和信号源的信号相加时，这时射入超稳腔的光场变为:

$$E = E_0 e^{i(\omega t+\beta_1 sin\Omega_1 t+\beta_2 sin\Omega_2 t)}$$
$$= E_0 e^{i\omega t}\left[J_0(\beta_1)+J_1(\beta_1)e^{i\Omega_1 t}-J_1(\beta_1)e^{-i\Omega_1 t}\right]\left[J_0(\beta_2)+J_1(\beta_2)e^{i\Omega_2 t}-J_1(\beta_2)e^{-i\Omega_2 t}\right] \quad (3.6)$$

这时从超稳腔出来的信号带有ω、$(\omega \pm \Omega_1)$、$(\omega \pm \Omega_2)$和$(\omega \pm \Omega_1 \pm \Omega_2)$九项，最后的鉴频信号中有$\pm \Omega_1$、$\pm \Omega_2$和$\pm \Omega_1 \pm \Omega_2$的信息，如图 3-6 所示。

在激光锁定到超稳腔后，锁定性能与超稳腔本身的频率鉴别能力密切相关。超稳腔的频率选择特性主要由腔长和腔镜反射率决定，通常可用精细度（*Finesse*）来衡量。对于由两个高反射率腔镜构成的 FP 腔，当腔镜反射率接近 1 时，其精细度可近似表示为：

$$Finesse = \frac{\pi\sqrt[4]{R_1 \times R_2}}{1-\sqrt{R_1 \times R_2}} \quad (3.7)$$

其中的R_1和R_2是两个腔镜的反射率，反射率对不同波长略有变化，在本实验的超稳腔中，反射率在 99.997 %-99.9987 %之间，通过计算可得其精细度在 104718-241659 之间。超稳腔的线宽计算为：

$$\Delta f = \frac{FSR}{Finesse} \tag{3.8}$$

代入后可得线宽在 6.2 kHz 到 14.3 kHz 之间。

3.3 双光子过程制备里德堡原子

3.3.1 双光子过程的理论分析

目前实验上通常采用双光子激发过程制备里德堡原子，其物理机制与电磁诱导透明（Electromagnetically Induced Transparency, EIT）密切相关。在该过程中，一束较弱的探测光（probe 光）作用于原子基态$|g\rangle$与中间激发态$|e\rangle$之间的跃迁，其角频率为ω_{p} ；同时，一束较强的耦合光（coupling 光）作用于中间激发态$|e\rangle$与里德堡态$|r\rangle$之间的跃迁，其角频率为ω_{c} ，如图 3-7 所示。与常见的Λ型和 V 型三能级 EIT 系统不同，里德堡 EIT 通常属于阶梯型（Ladder-type）三能级结构。在双光子激发过程中，原子的哈密顿量$H = H_0 + H_1$，分别为[92]：

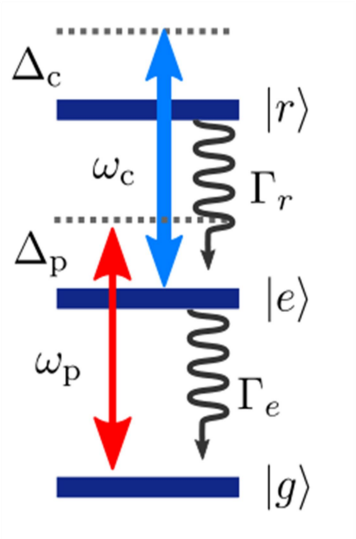


图 3-7 双光子过程制备里德堡原子示意图

Fig. 3-7 Schematic diagram of two-photon process for preparing Rydberg atoms

图片来源：文献[92]。

$$H_0 = -\hbar\Delta_{\mathrm{p}}|e\rangle\langle e| + \hbar(\Delta_{\mathrm{p}} + \Delta_{\mathrm{c}})|r\rangle\langle r| \tag{3.9}$$

$$H_1 = \frac{\hbar\Omega_{\mathrm{p}}}{2}(|e\rangle\langle g| + |g\rangle\langle e|) + \frac{\hbar\Omega_{\mathrm{c}}}{2}(|r\rangle\langle e| + |e\rangle\langle r|) \tag{3.10}$$

其中的$\Delta_{\mathrm{p}} = \omega_{\mathrm{p}} - \omega_{\mathrm{eg}}$，$\Delta_{\mathrm{c}} = \omega_{\mathrm{c}} - \omega_{\mathrm{re}}$，$\hbar\omega_{\mathrm{eg}}$和$\hbar\omega_{\mathrm{re}}$是$|g\rangle - |e\rangle$和$|e\rangle - |r\rangle$的能级差，$\Omega_{\mathrm{p}}$和$\Omega_{\mathrm{c}}$是对应光作用到态上的拉比频率。求解哈密顿量可得系统的本征态为：

$$|+\rangle = \sin\theta\sin\phi|g\rangle + \cos\phi|e\rangle + \cos\theta\sin\phi|r\rangle$$
$$|D\rangle = \cos\theta|g\rangle - \sin\theta|r\rangle$$
$$|-\rangle = \sin\theta\cos\phi|g\rangle - \sin\phi|e\rangle + \cos\theta\cos\phi|r\rangle \quad (3.11)$$

其中 $\tan\theta = \Omega_p/\Omega_c$，$\tan 2\phi = \sqrt{{\Omega_p}^2 + {\Omega_c}^2}/\Delta_p$。在实验中，probe 光通常远弱于 coupling 光，即$\Omega_p \ll \Omega_c$ 。此时混合角$\theta \to 0$，当 probe 光共振时则有$|\pm\rangle = (|e\rangle \pm |r\rangle)/\sqrt{2}$，$|D\rangle = |g\rangle$。由于$|\pm\rangle$中的$|e\rangle$成分相位相反，probe 光对应的两个激发路径之间会发生相消干涉，从而抑制原子对 probe 光的吸收。而$|D\rangle$由于不含有中间激发态$|e\rangle$，所以被称为暗态。这种相干现象被称为电磁诱导透明，最早由 Boller 在Λ型的三能级跃迁中观察到。

3.3.2 里德堡缀饰态的制备过程

实验中，我们选取 ^{40}K 原子的 $4^2S_{1/2}$ F=9/2 作为基态$|g\rangle$，选取 $^2P_{3/2}$ F=9/2 作为中间激发态$|e\rangle$，并选取主量子数 n=38 的 S 态作为里德堡态$|r\rangle$。其中，$|g\rangle \to |e\rangle$跃迁由锁定到超稳腔上的波长约为 767 nm 的激光驱动；$|e\rangle \to |r\rangle$跃迁则由锁定到超稳腔上的波长约为 914 nm 的激光经倍频后得到的 457 nm 激光驱动。两束激光分别通过两个射频信号源进行频率调节。信号源可施加最高为 750 MHz 的射频信号，该范围约对应超稳腔自由光谱区的一半(FSR/2)，因此可以实现激光频率在原子共振附近 MHz 量级范围内的连续调谐。

根据选择定则$\Delta m = \pm 1$、0，$4^2S_{1/2}$ F=9/2 可跃迁至 $4^2P_{3/2}$ F'=（7/2，9/2，11/2）三个超精细能级，如图 3-8(a)所示。其中，中间的损耗谷对应实验所需的 F=9/2→F'=9/2 跃迁。实验中，767 nm 激光功率为 50 μW，作用时间为 0.2 ms，由水平入射偏振为竖直方向光斑不汇聚。

在确定 767 nm 激光共振于 F=9/2→F'=9/2 跃迁后，同时打开 767 nm 和 457 nm 激光，作用时间为 0.2 ms。其中，probe 光功率仍为 50 μW，457 nm 的 coupling 光功率为 330 mW，并聚焦到原子处，光斑直径约为 100 μm。通过扫描 457 nm 激光频率，可以观测到 n=38 的 S 态里德堡激发峰。实验进一步比较了未锁定超稳腔以及锁定到超稳腔时的里德堡谱线，如图 3-8(b)所示。

实验中还进行了失谐情况下里德堡峰的变化，在 767 nm 的光蓝失谐 600 MHz 和 650 MHz 的情况下，通过扫描 457 nm 激光频率，如图 3-8(c)所示。实验发现，在两束光的频率之和满足基态$|g\rangle$到里德堡态$|r\rangle$的双光子共振条件时，^{40}K 原子出现明显损耗。经过分析实验过程，初步推测该现象的内在机理为：在该失谐条件下，probe

光与中间态$|e\rangle$之间存在较大失谐。因此，中间态$|e\rangle$实际受到抑制，系统主要通过虚中间态实现从$|g\rangle$到$|r\rangle$的双光子拉曼激发。由于里德堡态原子容易因电离而损失，因此在实验中表现为原子数损耗峰。

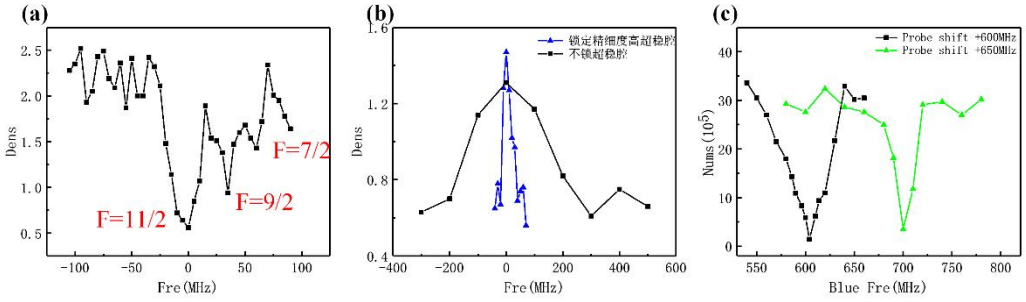


图 3-8 共振与失谐情况下的里德堡原子谱线

Fig. 3-8 Resonance and detuned conditions of Rydberg atomic spectral lines

注：(a)^{40}K 的损耗谱(b)不锁定超稳腔，锁定精细度高的超稳腔的里德堡峰对比(c)双光子失谐情况下的里德堡谱线

3.4 总结

本章围绕 ^{40}K 里德堡激发实验对激光频率稳定性、线宽和可调谐范围的要求，详细介绍了超稳腔的安装、调试及相关激光的锁定，并对基于双边带调制的 PDH 锁频技术进行了分析。在此基础上，从理论和实验上研究了 ^{40}K 原子通过双光子过程激发到里德堡态的方法，并获得了相应的里德堡谱线。通过对比激光是否锁定超稳腔条件下的实验结果，分析了锁频对里德堡谱线质量的影响；同时，针对 probe 光失谐条件下里德堡谱线信号减弱的现象，讨论了其可能的物理原因。本章的工作建立了适用于实验体系的稳频方案，在保证激光稳定性的同时提高了频率调节的灵活性，为后续里德堡态的稳定制备和精确测量提供了关键技术支撑。

本章工作的一个重要创新在于，研究对象选取为超冷费米子 ^{40}K。不同于玻色子的里德堡实验，费米子体系在基态上具有不同于玻色子体系完全不同的量子统计性质，未来的实验或许能够表现出独特的实验结果。

4 超冷费米气体中磁不灵敏态的实验研究

4.1 概述

在超冷原子系统中，保持原子长相干是开展量子精密测量[93]、量子模拟[94]与量子计算[95]等相关实验的基础。原子的相干时间受到很多因素的影响，比如原子所在的能态、激光的噪声和实验中磁场的抖动等。当实验中的磁场发生抖动时，原子能态之间的频率差会发生变化，而磁不灵敏态对应于两个塞曼子能态，这两个能态之间的频率差随磁场变化很小。基于这些磁不灵敏态之间长达数秒的相干性，相关技术可应用于原子钟系统[96]、精细结构常数测量[97]、原子干涉仪[98]、电磁诱导透明[99]等前沿方向，特别是为我们接下来基于磁不灵敏态的自旋轨道耦合实验提供稳定的跃迁方式。

碱土金属原子进行磁不灵敏态的实验有着天然的优势，这主要是因为碱土金属原子有着两个核外电子。当它们的自旋波函数相反时，存在基态 $^1S_0$ 和激发态 $^3P_0$ 两个单能态，这两个能态的总角动量为 0，从而导致一阶塞曼效应对磁场的导数始终为 0。

对于具有半整数核自旋的玻色子碱金属原子来说，进行$\Delta m_F = 0$ 的 0-0 跃迁可以完全消除一阶塞曼效应带来的频率偏移，目前已经在 ^{23}Na（I=3/2）[100]、^{39}K（I=3/2）[101]、^{87}Rb（I=3/2）[102]和 ^{133}Cs（I=7/2）[103]上实现。因为单光子的 0-0 跃迁是被禁止的，所以实验上往往是使用双光子或者拉曼过程进行驱动[104]。在一些特定的磁场下也会出现非 0-0 跃迁的磁不灵敏过程，其塞曼效应带来的磁场偏移对磁场的导数为 0[127]，比如对于 ^{87}Rb 的$|F = 1, m_F = \mp 1\rangle \Leftrightarrow |F = 2, m_F = \pm 1\rangle$。然而，这些转变通常需要使用双光子或拉曼驱动方式。此外，在特定的磁场条件下，属于玻色子的碱金属原子中还可能出现非 0-0 磁灵敏性跃迁，在这种情况下，一阶和高阶微分塞曼位移会相互抵消[105,106]。

对于具有整数核自旋的费米子碱金属原子来说，目前几乎没有关于磁不灵敏跃迁的报导，这主要是因为不存在$m_F = 0$ 的塞曼能态。直到最近，研究人员通过双光子拉曼过程在费米子 ^{6}Li 原子中实现了非 0-0 磁不灵敏跃迁，并成功将其用于实现冷原子干涉仪精确测量反冲频率。在常规的跃迁中，过大的磁场漂移会直接导致跃迁

频率抖动、谱线展宽增大及相干时间衰减，影响自旋轨道耦合、原子干涉、精密谱测量等研究的精度与稳定性。

因此，虽然磁不灵敏跃迁已在碱土金属原子和部分玻色子碱金属原子中得到较多研究，但对于费米子碱金属原子，尤其是 ^{40}K 体系，相关研究仍相对缺乏。此外，由于 ^{40}K 是超冷费米气体研究中的重要平台，在该体系中建立磁不灵敏跃迁方案，也有助于推动费米子体系在高精度量子调控、量子模拟和量子精密测量等方向上的进一步发展。

本章中，我们提出了一种对于费米子 ^{40}K 的非 0-0 跃迁方式，这种跃迁是 $4^2S_{1/2}$ 的超精细态 F=9/2 和 F=7/2 上的两个子能态之间实现的。我们通过分析 ^{40}K 的能级结构，发现了一种几乎可以抵消一阶塞曼效应带来的频率偏移的磁不灵敏态，并通过微波和 Ramsey 光谱研究其稳定性，频率偏移保持在百 Hz 以内。

4.2 微波调控 ^{40}K 磁不灵敏态

4.2.1 ^{40}K 的超精细能态

^{40}K 超冷费米子的 $4^2S_{1/2}$ 基态有 F=9/2 与 F=7/2 两个超精细能态，当存在磁场时，超精细能态由于塞曼效应会分裂成若干个塞曼子能态。塞曼子能态的能量与磁场 B 和自旋量子数m_F的关系可以用 Breit-Rabi 公式来表示[107]：

$$E_{\mathrm{B}} = -\frac{A}{4} + \mu_{\mathrm{B}} g_{\mathrm{I}} m_F B \pm \frac{A(2I+1)}{4}\sqrt{1+\frac{4m_F}{2\mathrm{I}+1}x+x^2} \tag{4.1}$$

其中$A = -2\pi\hbar \times 285.7308\ \mathrm{MHz}$ 是超精细相互作用常数，$x = 2\left(g_{\mathrm{J}} - g_{\mathrm{I}}\right)\times \mu_{\mathrm{B}} B/[A(2\mathrm{I}+1)]$，$\mu_{\mathrm{B}}$代表玻尔磁子, g_{J}和g_{I}代表电子和原子核的朗德 g 因子，$g_{\mathrm{J}}/g_{\mathrm{I}} \approx 10^4$。当磁场较低时，塞曼子能态是 L-S 耦合，公式(4.1)的一阶近似可以表示为：

$$\begin{aligned} E_{\mathrm{B}}^{+}(m_F) &\approx -\frac{A}{4} + \frac{\Delta E_{\hbar \mathrm{f}}}{2} + \frac{\mu_{\mathrm{B}} g_{\mathrm{J}}}{2I+1} m_F B \\ E_{\mathrm{B}}^{-}(m_F) &\approx -\frac{A}{4} - \frac{\Delta E_{\hbar \mathrm{f}}}{2} - \frac{\mu_{\mathrm{B}} g_{\mathrm{J}}}{2I+1} m_F B \end{aligned} \tag{4.2}$$

其中$\Delta E_{\hbar \mathrm{f}}$=$A$(I+1/2)= $-2\pi\hbar \times 1285.7886$ MHz 是外部磁场 B 为 0 时 F=7/2 和 F=9/2 之间的能级间隔，E_{B}^{-}和E_{B}^{+}是 F=7/2 和 F=9/2 的超精细能级的能量。

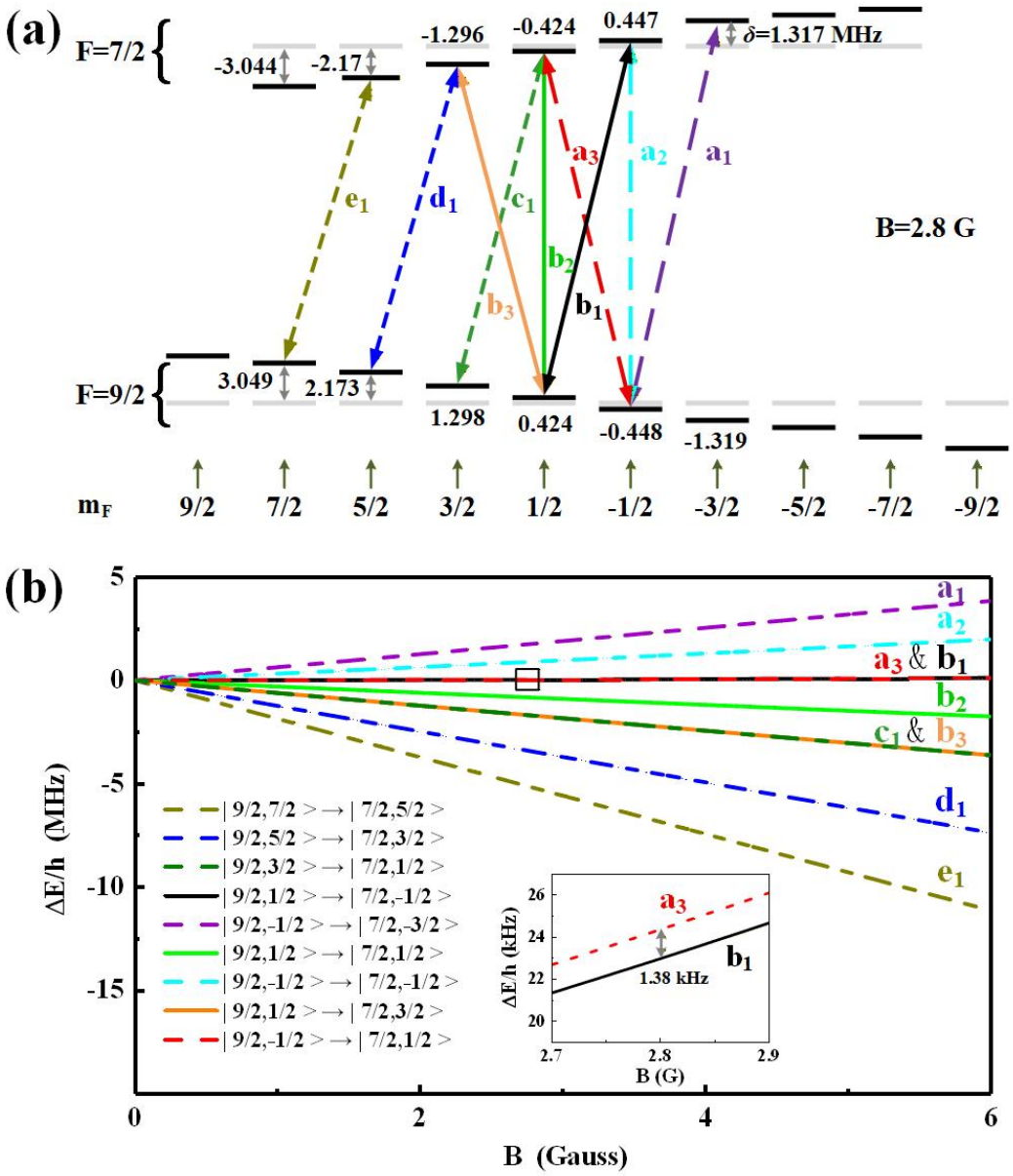


图 4-1 ^{40}K 基态的超精细能态与跃迁示意图

Fig. 4-1 Schematic diagram of the ground state hyperfine energy levels and transitions of ^{40}K

注：(a) ^{40}K 基态超精细塞曼分裂与部分能级间跃迁图。灰色线条代表在外部磁场 B=0 时的能级，黑色线条代表外部磁场 B=2.8 G 下的能级。我们考虑了九组塞曼能级间的微波跃迁，包括 ai、bi、ci、di 和 ei 跃迁，其中 i=1、2 和 3 分别对应σ^+、π、σ^-跃迁。(b)F=7/2 与 F=9/2 的各个塞曼子能态随磁场的变化。我们确定了两个磁不灵敏跃迁 a3 和 b1，它们随磁场变化很小。插图展示了 a3 和 b1 跃迁塞曼分裂的放大视图，在 2.8 G 磁场附近，其跃迁频率差约为 1.38 kHz。

从公式(4.2)可以看出，随着m_F的减少，F=7/2 各个塞曼子能态能量线性增加；而 F=9/2 各个塞曼子能态能量线性减少，如图 4-1(a)所示。通过分析塞曼子能态随磁

场的变化，我们注意到 a_3（$|F=9/2,m_F=-1/2\rangle \Leftrightarrow |F=7/2,m_F=1/2\rangle$）和 b_1（$|F=9/2,m_F=1/2\rangle \Leftrightarrow |F=7/2,m_F=-1/2\rangle$）这两条单光子跃迁线随磁场变化很小。当磁场 B 变化时，它们能量的差分为$\Delta E(B)=E_{\mathrm{B}}^{-}-E_{\mathrm{B}}^{+}-\Delta E_{\hbar \mathrm{f}}$，通过计算可得磁场变化 0.01 G 时仅变化 $2\pi\hbar\times166$ Hz。从图 4-1(b)可以看出在九条依赖于磁场的跃迁线(a_1、a_2、a_3、b_1、b_2、b_3、c_1、d_1 和 e_1)中只有跃迁线 a_3 和 b_1 相对于其它跃迁线是磁不灵敏的，对磁场几乎没有响应，即$\delta(\Delta E)/\delta B\approx 0$；而其他跃迁在磁场变化时会显示出显著的频率变化。

4.2.2 塞曼子能态的制备与探测

实验中的 ^{40}K 原子数 N 约 4×10^6，简并度 $T/T_F\approx0.3$。其中的$T_F=\hbar\varpi(6N)^{1/3}/k_B$，$\varpi=(\omega_x\omega_y\omega_z)^{1/3}\approx 2\pi\times 80$ Hz 是光阱的平均频率。通过 Landau-Zener 跃迁，我们可以将原子从$|F=9/2,m_F=9/2\rangle$绝热转态至任意塞曼子能态。实验在磁场为 19.6 G 下通过施加一段中心频率和扫描宽度为一定值的射频信号实现塞曼子能态的任意制备[108]。射频信号的初始频率是 6.56 MHz，截止频率由塞曼子能态确定，分别是 6.3 MHz（$|F=9/2,m_F=7/2\rangle$）、6.24MHz（$|F=9/2,m_F=5/2\rangle$）、6.18 MHz（$|F=9/2,m_F=3/2\rangle$和 6.12 MHz（$|F=9/2,m_F=1/2\rangle$。

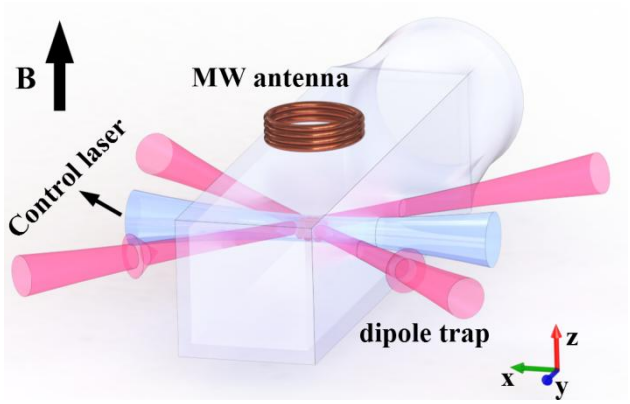


图 4-2 实验装置示意图

Fig. 4-2 Schematic diagram of the experimental setup

注：原子被限制在一个由 1064 nm 激光形成的交叉光学偶极阱中。用于 AC-Stark 频移的控制激光沿 x 方向传播。沿 z 方向施加的磁场引起塞曼分裂，作为量化轴。一个微波天线沿 z 方向产生信号以驱动微波跃迁。

在 2.8 G 的偏置磁场下，实验利用微波场驱动 ^{40}K 原子从 F=9/2 超精细态到 F=7/2 超精细态的跃迁。为保证态转移过程的稳定性并减小旁瓣的影响，实验中采用高斯包络的微波脉冲代替矩形脉冲[109]，如图 4-4(a)所示。该微波脉冲由频率约为

1.286 GHz 的微波载波和约 50 MHz 的射频调制信号产生，其中射频调制信号具有高斯形时间包络，用于控制最终微波脉冲的包络形状。微波信号经 Mini-Circuits 公司生产的最大输出功率为 5 W 的功率放大器放大后，通过竖直方向放置的自制微波天线耦合到原子上，如图 4-2 所示。实验中通过调节该高斯形射频调制信号的幅度来改变微波场强度，从而控制微波跃迁的拉比频率和原子转移效率。

实验中使用的是原子吸收成像探测，在实验的结尾，会有一束频率为 ^{40}K 的 $4^2S_{1/2}$ 基态能级 F=9/2 至 $4^2P_{3/2}$ 激发态 F=11/2 的成像光竖直向下作用于原子。但是微波调控的末态是 $4^2S_{1/2}$ 基态能级 F=7/2，这一部分原子无法被成像光探测，有两种方式对处于 F=7/2 的原子进行探测。其中一种是在成像过程中打开从 $4^2S_{1/2}$ 基态能级 F=7/2-激发态 F=9/2 的 Repump 光，这个探测方式的优点是可以将 F=7/2 的所有塞曼子能态全部进行探测，缺点是在探测的过程中 Repump 光会使原子再次激发过程中会造成损失，造成探测时的原子数目比实际少。第二种方式是将处于 $4^2S_{1/2}$ 基态能级 F=7/2 的原子，通过 Landau-Zener 跃迁，转态至与初始的 $4^2S_{1/2}$ 基态能级 F=9/2 塞曼子能态不同的另一个处于 F=9/2 的态上。这个探测方式的优点是不会造成探测到的原子比实际少，缺点是对于每一个塞曼子能态，转态频率需要调整。我们需要得到是初态与末态原子的相对信息，所以我们选择第二种进行探测。在原子吸收成像探测阶段，通过 Stern-Gerlach 场将不同塞曼子能态的原子空间分离，并分别计数初始 F=9/2 态原子和由 F=7/2 态转移而来的原子。

4.2.3 微波过程的理论分析

对于二能级系统，其波函数可以这么表示[110]：

$$\psi = c_1(t)|1\rangle + c_2(t)|2\rangle \tag{4.3}$$

其中，$|1\rangle$是初态，$c_1(t)$是原子处于初态的概率；$|2\rangle$是末态，$c_2(t)$是原子处于末态的概率。在微波或者射频场下,原子会在初态与末态之间发生拉比振荡，微波或者射频场信号表示为：

$$H(t) = er \bullet E\cos(\omega t) \tag{4.4}$$

其中$-er$是电偶极子，$E\cos(\omega t)$是射频场，在其作用下，通过求解薛定谔方程，可得初末态的关系：

$$\begin{aligned} \mathrm{i}\partial_t c_1 &= \Omega\cos(\omega t)e^{-i\omega_0 t}c_2 \\ i\partial_t c_2 &= \Omega^*\cos(\omega t)e^{i\omega_0 t}c_1 \end{aligned} \tag{4.5}$$

其中Ω是拉比频率，$\omega_0 = (E_2 - E_1)/\hbar$是$|2\rangle$与$|1\rangle$这两个能态间的频率差，将上述公式

联系起来，可得末态随时间和场信号频率的关系：

$$\partial^2{}_t c_2 + i(\omega - \omega_0)\partial_t c_2 + \left|\frac{\Omega}{2}\right|^2 c_2 = 0 \tag{4.6}$$

初始时原子全部处于$|1\rangle$，则原子处于末态的布局数随时间和微波场信号频率的关系：

$$|c_2(t)|^2 = \frac{\Omega^2}{\Omega^2 + (\omega - \omega_0)^2} sin^2\left(\frac{\sqrt{\Omega^2 + (\omega - \omega_0)^2}}{2} t\right) \tag{4.7}$$

4.2.4 微波谱的实验结果

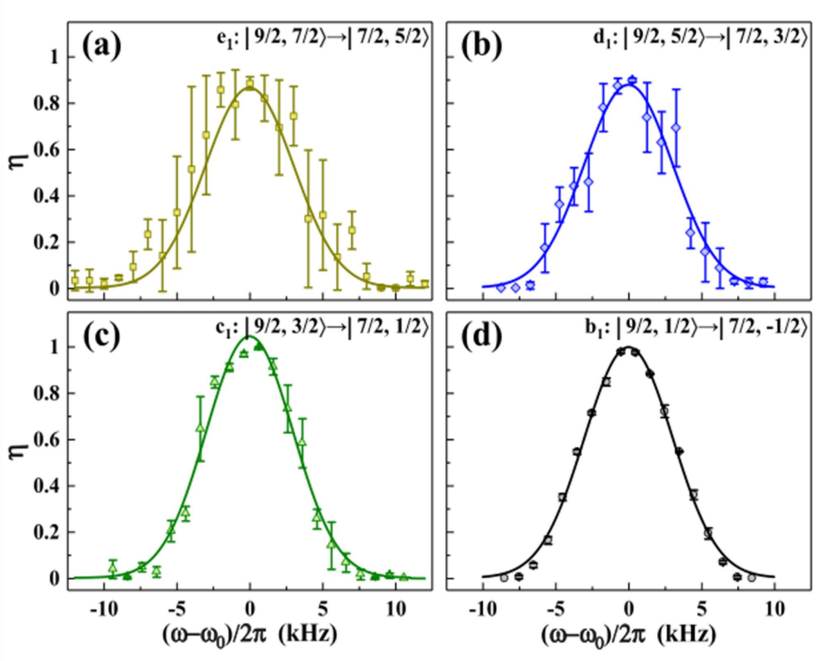


图 4-3 超精细能态跃迁的微波谱线

Fig. 4-3 Microwave spectra of the hyperfine transitions

注：这些测量是在 2.8 G 的偏置磁场下，通过一个持续时间为 0.11 ms、振幅经过优化的高斯形状π脉冲来完成的。微波谱线是通过测量原子布局数$\eta = N_2/(N_1 + N_2)$得到的。其中的 N_1 和 N_2 分别代表每种跃迁对应的超精细能态的原子数量。通过对每一种跃迁对应的实验数据使用高斯脉冲公式$\eta_1(\delta) = \eta_0 exp\,(-\delta^2/2\sigma^2)$进行拟合，可得谱线的半高全宽为 $2\pi \times \{7.18、7.18、7.02、7.14\}$ kHz。每一种跃迁的中心频率$\omega_0 = \Delta E_{hf}/\hbar + \Delta E(B)/\hbar$计算，得到磁场产生的频率频移$\Delta E(B)/\hbar$分别是 $2\pi \times \{-5.219、-3.469、-1.722、0.023\}$ MHz。图中的符号点代表实验数据、实线代表数据的高斯拟合曲线，误差棒代表了五次重复测量所得的标准偏差。

为了比较不同跃迁线对磁场扰动的灵敏度差异，我们选取其中四条跃迁线进行对比实验。在外加磁场强度为 2.8 G 时，固定高斯型微波脉冲的脉宽为 0.11 ms，同时调节微波场幅度，使得每条跃迁线在共振条件下均对应于π脉冲。随后扫描高斯脉

冲的微波频率得到塞曼子能态间的跃迁 e_1（$|F=9/2,m_F=7/2\rangle \Leftrightarrow |F=7/2,m_F=5/2\rangle$）、$d_1$（$|F=9/2,m_F=5/2\rangle \Leftrightarrow |F=7/2,m_F=3/2\rangle$）、$c_1$（$|F=9/2,m_F=3/2\rangle \Leftrightarrow |F=7/2,m_F=1/2\rangle$）和 b_1（$|F=9/2,m_F=1/2\rangle \Leftrightarrow |F=7/2,m_F=-1/2\rangle$）的微波谱，如图 4-3 所示。

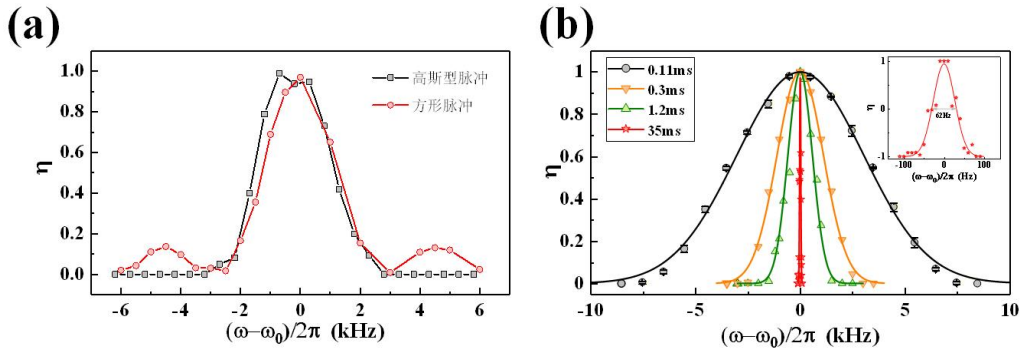


图 4-4 高斯包络脉冲和方形包络脉冲的对比及不同高斯包络π脉冲时间的 b1 微波谱线

Fig. 4-4 Microwave spectra of the hyperfine transition b1 for different durations of Gaussian π pulses

注：(a)采用高斯包络脉冲(黑色)与方波包络脉冲(红色)获得的微波谱线，其中微波频率以正弦波方式扫描。(b)持续时间为 0.11 ms（黑色圆圈）、0.3 ms（橘黄色倒三角形）、1.2 ms（绿色三角形）和 35 ms（红色五角星）的高斯脉冲对应谱线的半高全宽分别为 $2\pi\times\{7140、2600、1380、62\}$ Hz。插图展示了持续时间为 35 ms 的高斯包络脉冲对应谱线的细节。图中不同形状的符号代表实验测量数据，彩色实线则表示对这些数据进行的高斯拟合结果。

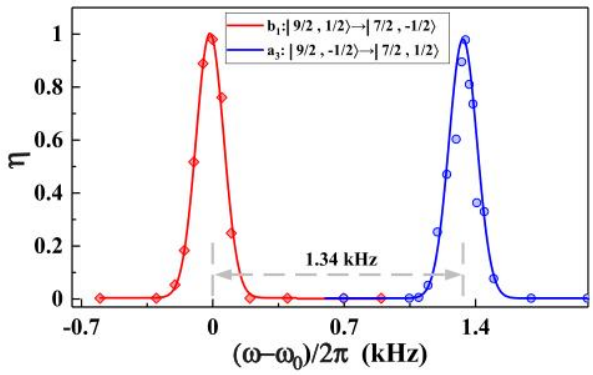


图 4-5 b1 和 a3 两种磁不灵敏态的微波谱线

Fig. 4-5 Microwave spectra of two sets of magnetically insensitive transitions b1 and a3

注：在 2.8 G 的偏置磁场下，高斯π脉冲持续时间为 10.5 ms。b1 和 a3 的半高全宽分别为 $2\pi\times172$ Hz 和 $2\pi\times175$ Hz，两组磁不灵敏跃迁之间的跃迁频率差为 1.34 kHz。图中不同形状的符号代表实验测量数据，彩色实线则表示对这些数据进行高斯拟合的结果。

我们通过五次重复测量微波谱并得到误差棒的方式来验证跃迁的稳定性。由图

4-3(a)和(b)所示，对于跃迁 e_1 和 d_1 的微波谱表现出较大的误差，反映由磁场抖动引起显著的频率偏移。而作为对比，跃迁 c_1 仅表现出微小的波动，反映频率偏移相对较小，如图 4-3(c)所示。值得注意的是，跃迁 b_1 在图 4-3(d)中的谱线表现极少的误差，在面对磁场抖动时表现出极高的稳定性，从而证明了这种跃迁的磁场灵敏性极低。由于跃迁线 b_1 极低的磁场灵敏性，为了提高微波谱的精确度，我们通过延长高斯脉冲时间的方式进一步缩窄了微波谱线的宽度，如图 4-4(b)所示。实验中通过将高斯脉冲时间从 0.12 ms 增加到 35 ms，谱线的半高全宽从 $2\pi \times 7.14$ kHz 降到 $2\pi \times 62$ Hz。

此外，实验中还存在另一个对磁场不灵敏的跃迁 a_3。它和 b_1 的频率间隔在 2.8 G 下仅相差 1.34 kHz，如图 4-5 所示。由于磁不灵敏特性所实现的极窄线宽，我们能够清晰地分辨出这两个能级间距极小的跃迁。

4.2.5 Ramsey 干涉

在这一节中，我们基于磁不灵敏跃迁 b_1 开展 Ramsey 干涉方面的实验参数标定。在实验中使用两个振幅合适的对应于π/2 的方形脉冲，在自由演化时间T_R固定时通过扫描相对于共振频率的失谐量δ，并测量初始态和末态的布居数 N_1 与 N_2，从而获得 Ramsey 条纹，如图 4-6 所示。与图 4-4(b)中的情况类似，Ramsey 干涉的光谱包络是由脉冲宽度τ_P决定的，更短的脉冲宽度会导致 Ramsey 干涉的光谱包络更大[111]。当π/2 脉冲的宽度τ_P固定时，Ramsey 光谱中的条纹数量会随着自由演化时间T_R增加而增加，因此可以用T_R来决定频率的分辨率。

Ramsey 干涉条纹可以用下面公式拟合：

$$\eta_2 = \left|\frac{\widetilde{\Omega}\tau_p}{2}\right|^2 \left[\frac{\sin\left(\frac{\delta\tau_p}{2}\right)}{\frac{\delta\tau_p}{2}}\right]^2 \cos^2\left(\frac{\delta T_R}{2}\right) \tag{4.8}$$

其中$\widetilde{\Omega} = \sqrt{\Omega^2 + \delta^2}$是微波场的有效耦合强度，$\delta = \omega - \omega_0$是微波场相对于磁不灵敏态的失谐，$T_R$是自由演化时间。在实验中，我们选取自由演化时间为$T_R = 1$ ms 和$T_R = 2$ ms，π/2 脉冲的持续时间τ_P为 0.19 ms，测到中心峰的半高全宽是 $2\pi \times 440$ Hz（$T_R = 1$ ms）和 $2\pi \times 220$ Hz（$T_R = 2$ ms），如图 4-6(a)和(b)所示。通过同时增加自由演化时间T_R和脉冲的持续时间τ_P，Ramsey 干涉的光谱包络会变窄（由τ_P决定），中心峰的宽度会变窄（由T_R决定）。当自由演化时间为$T_R = 10$ ms 和$T_R = 20$ ms，π/2 脉冲的持续时间τ_P为 1.6 ms，测到中心峰的半高全宽是 $2\pi \times 42$ Hz（$T_R = 10$ ms）和 $2\pi \times 22$ Hz（$T_R = 20$ ms），如图 4-6(c)和(d)所示。清晰且稳定的 Ramsey 条纹不仅

展示了这种磁不灵敏跃迁的稳定性，还突显了其作为高灵敏度光谱探测器的潜力[112]。

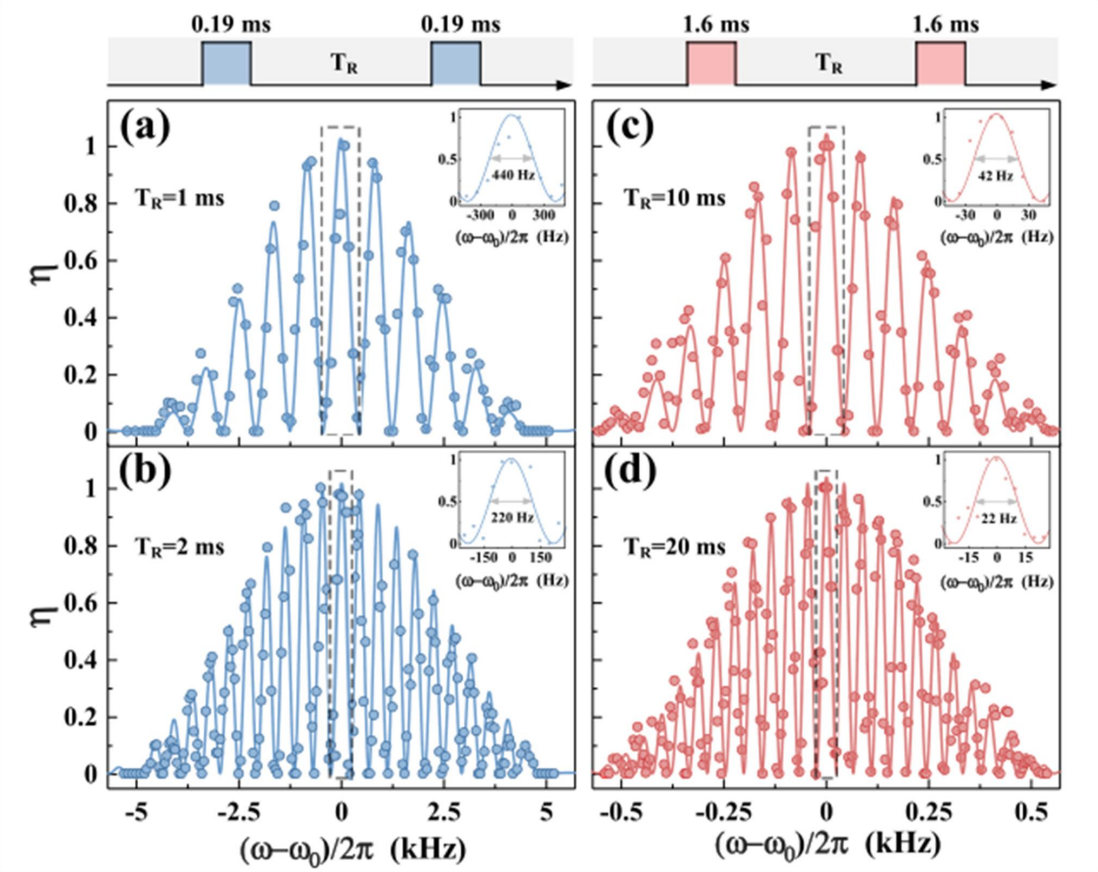


图 4-6 磁不灵敏跃迁 b1 的拉姆齐条纹谱线

Fig. 4-6 Ramsey fringe spectra for the magnetically insensitive b1 Transition

注：上方小图给出了 Ramsey 脉冲时序。圆圈代表实验数据，实线为根据公式(4.8)得到的拟合曲线。图(a)和(b)采用持续时间τ_P为 0.19 ms 的$\pi/2$ 脉冲；图(c)和(d)采用持续时间τ_P为 1.6 ms 的$\pi/2$ 脉冲。各插图表示 Ramsey 条纹中心峰的细节，半高全宽为 $2\pi\times\{440、220、42、22\}$ Hz

通过改变自由演化时间T_R测量 Ramsey 振荡，我们可以精确确定跃迁的中心频率。当微波场的频率为任意值时，例如$\omega = 2\pi\times1285.811551$ MHz，我们测量 Ramsey 振荡随自由演化时间T_R的关系，如图 4-7(b)所示。Ramsey 振荡周期与频率失谐是成反比的关系：$T_{OSC} = 2\pi/\delta$。从振荡曲线中我们得出 Ramsey 的失谐为$\delta/2\pi \approx 73 \pm 5$ Hz，得出在磁场为 2.8 G 时的 b_1 跃迁的共振频率$\omega = 2\pi\times1285.811624(5)$ MHz。实验上可以通过改变微波频率与二能级系统完全共振，如图 4-7(a)所示，此时微波的频率是$2\pi\times1285.811551$ MHz，通过扫描自由演化时间T_R在理论上原子可以一直布局于$|2\rangle$。在实际实验过程中，由于系统会逐渐发生退相干，在振荡图中幅度会逐渐减小。

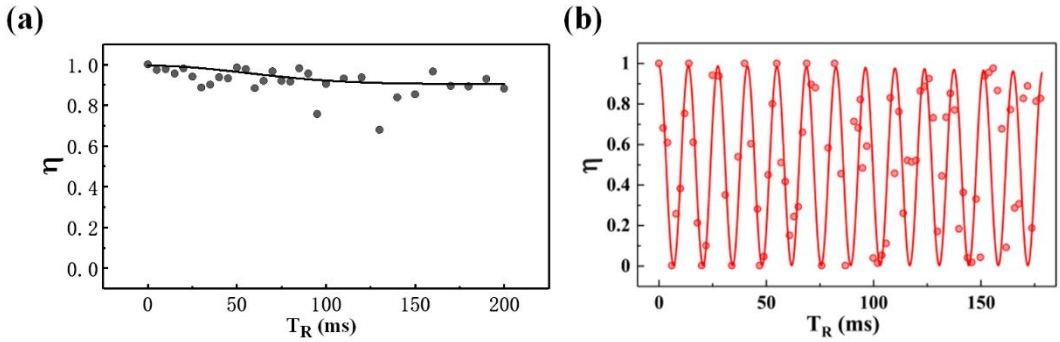


图 4-7 通过改变自由演化时间T_R，测量得到 b1 跃迁拉姆齐振荡图

Fig. 4-7 Ramsey oscillations as a function of the free evolution time T_R for the b1 transition,

注：实线为利用公式(4.8)对实验数据进行拟合得到的结果。(a)Ramsey 过程中的微波频率与二能级系统完全共振。(b)Ramsey 过程中的微波频率相对于二能级系统存在失谐，失谐量为失谐$\delta/2\pi \approx 73 \pm 5$ Hz。

4.3 AC-Stark 效应

实验上基于跃迁线 b_1 我们进一步研究了激光对磁不灵敏跃迁的影响。电磁场和原子的相互作用会使原子能级发生变化。如果这个电磁场是恒定的磁场（电场），那么原子的能级会产生分裂，这被称为塞曼效应和斯塔克（Stark）效应。如果这个电磁场是交流电场，比如光和原子的相互作用，原子能级则会发生平移，这被称为二级 Stark 或 AC-Stark 效应。一般来说，AC-Stark 效应带来的原子能级平移由原子的标量、矢量和张量极化率来共同决定。标量极化率引起与塞曼态无关的整体能量移动，但是对于不同超精细态的塞曼子能态其大小不同。矢量极化率会造成与磁量子数m_F成线性关系的能级平移，由于我们用于实验的激光垂直于系统的量化轴时，如图 4-2 所示，这时矢量极化率几乎可以不用考虑[113]。张量极化率对实验影响较弱，因此在实验中，我们只需要考虑标量极化率即可，激光的偏置可以被我们忽略。对于二能级系统，如图 4-8(a)所示，光的频率在基态 $4^2S_{1/2}$ 和激发态 $4^2P_{3/2}$ F=9/2 附近，基态与激发态的概率方程会发生变化：

$$i\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\begin{pmatrix}c_1\\c_2\end{pmatrix}=\begin{pmatrix}\frac{\delta}{2} & \frac{\Omega}{2}\\ \frac{\Omega}{2} & -\frac{\delta}{2}\end{pmatrix}\begin{pmatrix}c_1\\c_2\end{pmatrix} \tag{4.9}$$

初末态有解为：

$$\begin{pmatrix} c_1 \\ c_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix} e^{-iEt} \tag{4.10}$$

将这个解代入概率方程，可得满足解的条件是：

$$E^2 - \left(\frac{\delta}{2}\right)^2 - \left(\frac{\Omega}{2}\right)^2 = 0 \tag{4.11}$$

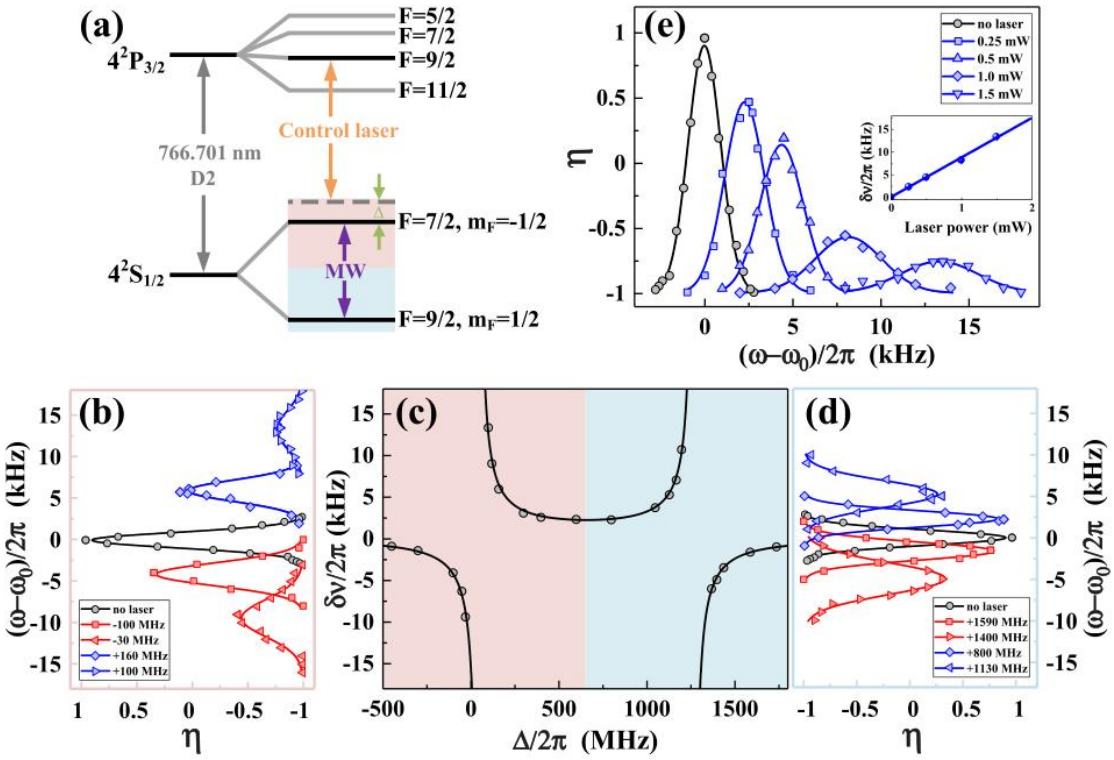


图 4-8 磁不灵敏态的跃迁频率平移随激光失谐的关系

Fig. 4-8 The differential frequency shift $\delta\upsilon$ between two magnetically insensitive states controlled by a detuned laser

注：(a)图展示了 ^{40}K 原子相关的能级结构与跃迁过程。其中，从塞曼态$|4S_{1/2}, F = 9/2, m_F = 1/2\rangle$到激发态超精细能级$|4P_{3/2}, F = 9/2\rangle$的跃迁频率被用作校准控制激光失谐量的参考频率；两个磁不灵敏态$|4S_{1/2}, F = 9/2, m_F = 1/2\rangle$与$|4S_{1/2}, F = 7/2, m_F = -1/2\rangle$之间的微波跃迁 b1 可用于精确测量总差分频移$\delta\upsilon$。(b)，(d)分别为不同激光失谐量下，在$|4S_{1/2}, F = 7/2, m_F = -1/2\rangle \Leftrightarrow |4P_{3/2}, F = 9/2\rangle$跃迁共振点附近的微波谱线，分别与(c)中的红色阴影区与蓝色阴影区对应。(c)给出了 b1 微波跃迁在两个磁场不灵敏态之间的差分频移$\delta\upsilon$，该曲线是从(b)和(d)的测量数据中提取得到的。在(b)、(c)和(d)的实验中，激光功率固定为 1.5 mW。(e)展示了在固定激光失谐量$\Delta/2\pi = +100$ MHz 条件下，不同激光功率对应的微波谱线；插图显示了激光功率与差分频移$\delta\upsilon$之间的线性关系。

这里的 E 即是光作用于 ^{40}K 后基态 $4^2S_{1/2}$ 和激发态 $4^2P_{3/2}$ F=9/2 的能级差，而δ是基态与激发态无光时的能级差。通常情况下，AC-Stark 效应造成的能级平移相对于能级本身是较弱的，E 可以表示为：

$$E = \frac{\delta}{2} \pm \frac{\Omega^2}{4\delta} \tag{4.12}$$

其中$\delta\upsilon = \Omega^2/4\delta$是光对原子能级的平移。当光的频率比跃迁频率大，即是蓝失谐时，基态能级升高，激发态能级降低，基态与激发态之间能级间距减小；当光的频率比跃迁频率小，即是红失谐时，基态能级降低，激发态能级升高，基态与激发态之间能级间距增大。

激光会对$|F = 9/2, m_F = 1/2\rangle$与$|F = 7/2, m_F = -1/2\rangle$造成$\delta\upsilon_1$和$\delta\upsilon_2$的 AC-Stark 平移，因此总的差分频移$\delta\upsilon = \delta\upsilon_1 - \delta\upsilon_2$，如图 4-8(c)所示，可以用下列公式进行拟合：

$$Fit(x) = \frac{A1^2}{x + B} - \frac{A2^2}{x + C - \omega} \tag{4.13}$$

其中ω =2π ×1285.811551 MHz 是$|F = 9/2, m_F = 1/2\rangle \Leftrightarrow |F = 7/2, m_F = -1/2\rangle$的共振频率，*A1*、*A2*、*B* 和 *C* 通过拟合可以得出为 0.409、0.455、-55.593 和 16.855。

当激光频率相对于$|F = 9/2, m_F = 1/2\rangle$和$|F = 7/2, m_F = -1/2\rangle$都是红失谐时，这时的 AC-Stark 频移对于这两个态都是负值，即$\delta\upsilon_1 < 0$，$\delta\upsilon_2 < 0$。通过分析，可以得出$|F = 9/2, m_F = 1/2\rangle$的频移绝对值大于$|F = 7/2, m_F = -1/2\rangle$，如图 4-8(a)所示，可得$|\delta\upsilon_1| > |\delta\upsilon_2|$，因此总的差分频移$\delta\upsilon = \delta\upsilon_1 - \delta\upsilon_2 < 0$。接着，当激光频率相对于$|F = 9/2, m_F = 1/2\rangle$和$|F = 7/2, m_F = -1/2\rangle$都是蓝失谐时，这时的 AC-Stark 频移对于这两个态都是正值，即$\delta\upsilon_1 > 0$，$\delta\upsilon_2 > 0$。通过分析，可以得出$|F = 9/2, m_F = 1/2\rangle$的频移绝对值小于$|F = 7/2, m_F = -1/2\rangle$，即$|\delta\upsilon_1| < |\delta\upsilon_2|$，因此总的差分频移$\delta\upsilon = \delta\upsilon_1 - \delta\upsilon_2 < 0$。最后，当激光频率相对于$|F = 7/2, m_F = -1/2\rangle$是蓝失谐而相对于$|F = 7/2, m_F = -1/2\rangle$是红失谐时，即$\delta\upsilon_1 > 0$，$\delta\upsilon_2 < 0$，这时会导致总的差分频移$\delta\upsilon = \delta\upsilon_1 - \delta\upsilon_2 > 0$。

由于激光产生的差分频移$\delta\upsilon$会导致两个磁不灵敏态之间的微波跃迁的共振频率发生相应的偏移，激光不同失谐下的微波谱线如图 4-8(b)和(d)所示。从图中可得：微波跃迁的共振峰中心位置的频率与激光产生的差分频移$\delta\upsilon$是一致的。通过固定激光失谐，我们还测量了微波谱线，研究了激光功率对两个磁不灵敏态之间差分频移$\delta\upsilon$的影响。我们发现，测得的微波跃迁的共振频率偏移（即激光诱导产生的差分频移$\delta\upsilon$）与激光功率呈现出明显的线性关系，如图 4-8(e)所示。此外，从 4-8(b)、(d)和(e)中可以发现，随着激光功率的增加或激光失谐量的减小，谱线会变宽。这可以解释为更高的激光功率或更小的失谐会导致更高的散射率，从而增强原子损失和退相干[114]。

4.4 磁不灵敏态的应用

严格意义上的磁不灵敏跃迁应满足一阶塞曼频移为零，因此本文中的 b_1 和 a_3 跃迁仅具有类似磁不灵敏跃迁的特征，并不是真正的一阶磁不灵敏跃迁。理论分析表明，在某些特定磁场附近，部分跃迁可以完全消除一阶塞曼频移，如图 4-9 所示。由于其跃迁频率对磁场微小扰动不灵敏，这类跃迁可能表现出更强的抗磁场抖动能力，将作为未来实验研究的重点。

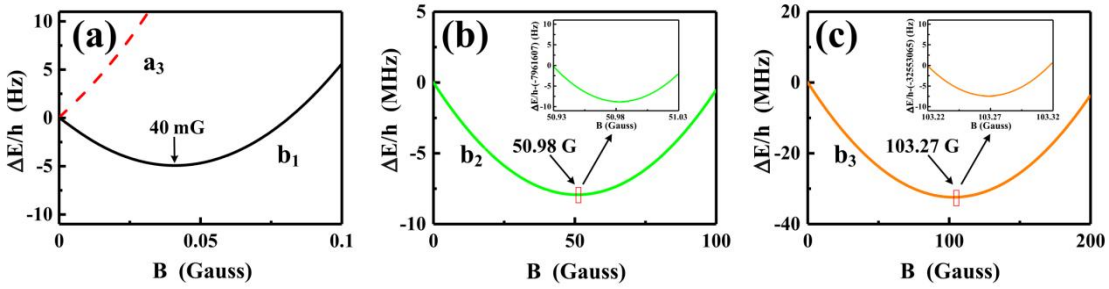


图 4-9 在特定磁场附近存在完全消除一阶塞曼位移效应的磁不灵敏跃迁

Fig. 4-9 Magnetically insensitive transitions with complete Zeeman shift cancellation near specific magnetic fields

注：我们分析得出了三个磁不灵敏态，分别记为 b1、b2 和 b3。它们分别在(a)40 mG(b)50.98 G 和(c)103.27 G 附近表现出一阶磁场不灵敏性，即一阶磁场依赖为零。插图分别为了图(b)和(c)中极小值附近的放大图。

在超冷原子实验中，磁场噪声是一个巨大挑战。例如，在以往利用拉曼激光方案实现自旋轨道耦合的研究中，由于塞曼位移的影响，原子的内态频率对磁场抖动高度灵敏[115]。这不仅对磁场稳定性提出了较高的要求，也为深入研究自旋轨道耦合效应带来了困难。通过利用本研究中的磁不灵敏态，可以有效抑制磁场抖动的影响，从而为在超冷原子系统中探索更复杂的自旋轨道耦合方案提供坚实的实验基础。此外，这些磁不灵敏态还可用于延长钟跃迁的相干时间[116]，提高利用电磁诱导透明（EIT）探测长程里德堡相互作用的测量精度[117]，以及提升散射长度测量的灵敏度，进而更好地探测原子间的相互作用[118]。

此外，在本次实验中所获得的跃迁频率的 Hz 级稳定性可以直接用于测量基态的 ^{40}K 的超精细相互作用常数 A，有望将测量精度比传统结果提高 2 到 3 个数量级。迄今为止，高精度测定 ^{40}K 的这一常数仍是一项尚未解决的挑战：其数值目前的准确度仅处于千赫兹（kHz）量级[119]。相比之下，所有其他天然存在的碱金属原子—包括 ^{6}Li、^{7}Li、^{23}Na、^{39}K、^{41}K、^{85}Rb、^{87}Rb 和 ^{133}Cs—其基态超精细常数的测量精度均已达到赫兹（Hz）甚至亚赫兹水平。这种差异主要源于 ^{40}K 较低的天然丰度，以及相

关原子物理和光谱学参数的精度限制。

4.5 总结

本章通过实验研究了 ^{40}K 原子中非零m_F塞曼子能态之间的磁不灵敏跃迁。我们重点分析了基态的两条特殊跃迁，即$|F = 9/2, m_F = 1/2\rangle \Leftrightarrow |F = 7/2, m_F = -1/2\rangle$和$|F = 9/2, m_F = -1/2\rangle \Leftrightarrow |F = 7/2, m_F = 1/2\rangle$。通过微波谱测量和 Ramsey 干涉实验，我们系统表征了这些跃迁的光谱特性，验证了其窄线宽和对磁场扰动不灵敏的特征，并能够实现超精细频率位移的高精度测定。此外，我们还测量了 ^{40}K 基态中的 AC-Stark 频移谱线。本章的研究为 ^{40}K 磁不灵敏跃迁的高精度探测提供了实验验证，也为基于 ^{40}K 原子的量子精密测量奠定了重要技术基础。

本章的创新在于，研究对象不再局限于碱土金属原子或玻色子碱金属原子，而是拓展到费米子 ^{40}K 体系。针对该体系不存在$m_F = 0$ 的子能级，我们提出并验证了非 0-0 型磁不灵敏跃迁方案，从而为费米子体系中的高稳定相干操控和后续精密实验提供了新的基础。

5 自旋轨道耦合中的手性拉曼耦合

5.1 概述

手性通常指系统在镜像反演下不能与其自身重合的性质，是描述对称性破缺的重要概念之一。1893 年，威廉·汤姆森首次对手性作出经典表述：若一个几何对象的镜像在任何平移和旋转下都无法与原对象重合，则该对象具有手性[120,121]。这一概念最初主要用于描述几何结构的左右不对称性，随后被推广到物理、化学、生物学等多个领域，用以刻画系统在空间反演、方向反转或过程交换下所表现出的非对称响应。在物理学中，手性的含义已不再局限于几何构型本身，而更强调系统的动力学过程或耦合响应对某种变换的不对称性。对于量子系统而言，如果体系在某一方向、某一种序列或某一类取向下的演化行为，不能通过简单的镜像变换或反向操作与其对应情形重合，则可认为该过程具有手性。也就是说，手性所反映的核心特征并非“是否长得像左右手”，而是系统在特定变换下是否保持等价[122-124]。

近年来，手性相关研究在量子光学与原子物理中发展迅速，手性光-物质相互作用已成为重要研究方向之一[125-130]。在超冷原子体系中，自旋轨道耦合实验为研究人工规范场、拓扑能带及新奇量子物态提供了高度可控的平台。基于此，本章进一步研究如何在超冷原子自旋轨道耦合体系中引入手性耦合机制，从而为调控体系能带结构及其拓扑性质提供新的自由度。

在本章的研究语境下，手性主要体现在拉曼耦合对系统量化轴方向的非对称依赖。具体而言，当静磁场定义的量化轴取某一方向时，体系中存在非零拉曼耦合；而当量化轴反向时，该耦合消失。将这种手性拓展到二维光晶格构型的拉曼耦合后，拉曼耦合不再仅表现为存在或消失的变化，而是表现为耦合形式随量子化轴反向而发生改变。其物理结果反映在拉曼光谱中，即两种相反量子化轴方向下得到的原子吸收成像图呈现镜像对称关系。本章将这种对量化轴正反方向表现出不同响应的拉曼耦合称为“手性拉曼耦合”。这一意义下的手性并非来源于原子本身的静态几何结构，而是来源于光场偏振、原子跃迁选择定则与外加磁场方向三者共同作用所形成的方向选择性耦合机制。

具体而言，我们通过采用两个空间垂直的拉曼激光并配置适当的偏振方式，提出了一种简单的手性一维拉曼耦合方案。在这种情况下，自旋轨道耦合的拉曼耦合

仅存在于静磁场量化轴的一个方向上，而在相反方向上拉曼耦合消失。然后，我们将此方案扩展到手性二维光学正方形拉曼晶格中，调节光晶格中的返回光使其在静磁场量化轴上仍然产生手性拉曼耦合。本章工作的意义在于：一方面，它给出了手性光-物质相互作用在超冷原子自旋轨道耦合体系中的一种具体实现方式[131]；另一方面，它为通过静磁场方向调控拉曼耦合及其诱导的能带拓扑性质提供了新的自由度[132]。特别是在拓扑量子模拟中，这种具有手性拉曼耦合的自旋轨道耦合设计，为调控拓扑相的存在与否以及陈数的变化提供了新的思路。

5.2 静磁场与交流磁场中自旋运动的手性

在这一节中将详细分析静磁场和交流磁场中自旋运动的旋向特性，首先分析具有自旋 1/2 和磁矩μ_s的原子在直流与交流磁场下的磁偶极矩是怎么变化。当置于外部磁场 B 中时，磁偶极矩会根据$L=\mu_s\times B$受到一个力矩 L（拉莫尔进动）。系统的磁化强度被定义为单位体积内自旋磁矩μ_s的矢量和，用符号 M 表示[133]：

$$M=\frac{1}{V}\sum_{k=1}^{N}\mu_s \tag{5.1}$$

对于具有角动量 S 和磁矩μ_s的原子会在外部磁场 B 的作用下受到力矩 L，其满足以下方程

$$\frac{\mathrm{d}S}{\mathrm{d}t}=L=\mu_s\times B \tag{5.2}$$

在原子系统中，角动量 S 和磁矩μ_s满足μ_s=-γS，γ是旋磁比。联立公式(5.2)可得：

$$\frac{\mathrm{d}\mu_s}{\mathrm{d}t}=-\gamma\mu_s\times B \tag{5.3}$$

根据磁化强度 M 与磁矩μ_s之间的关系，可以得到 Bloch 方程的磁化矢量表达：

$$\frac{\mathrm{d}M}{\mathrm{d}t}=-\gamma M\times B \tag{5.4}$$

这是以原子来看力矩的定义，类似经典力学中的$dS/dt=r\times F$。将其写成矩阵形式：

$$\begin{pmatrix}\frac{\mathrm{d}M_x}{\mathrm{d}t}\\ \frac{\mathrm{d}M_y}{\mathrm{d}t}\\ \frac{\mathrm{d}M_z}{\mathrm{d}t}\end{pmatrix}=-\gamma\begin{vmatrix}i & j & k\\ M_x & M_y & M_z\\ B_x & B_y & B_z\end{vmatrix}=-\gamma\begin{pmatrix}0 & B_z & -B_y\\ -B_z & 0 & B_x\\ B_y & -B_x & 0\end{pmatrix}\begin{pmatrix}M_x\\ M_y\\ M_z\end{pmatrix} \tag{5.5}$$

考虑如下情形：利用沿 z 方向的强静磁场B_0定义为量化轴并定向自旋。初始时，自旋被制备在 z 方向；随后施加一个垂直于 z 方向的交流磁场B_{ac}（射频场）。该射

频场会驱动自旋发生转动，使其偏离B_0的方向，这一过程称为激发。需要指出的是，当交流磁场B_{ac}平行于B_0方向时，其对磁化强度的影响通常可以忽略。交流磁场B_{ac}的极化螺旋度记为$\sigma \in (-1,1)$，用于表征其圆偏振成分或手性程度；其中，线偏振对应$\sigma = 0$，右旋圆偏振和左旋圆偏振分别对应$\sigma = \pm 1$。因此，具有非零极化螺旋度的手性交流磁场能够与原子自旋发生手性相互作用。

在静磁场和交流磁场作用下，自旋运动的手性可以通过实验坐标系和旋转坐标系下的 Bloch 球来理解，如图 5-1 所示。当强静磁场B_0在实验坐标系下朝着 *z*+方向时，通过公式(5.5)可得：

$$\begin{pmatrix} \frac{\mathrm{d}M_x}{\mathrm{d}t} \\ \frac{\mathrm{d}M_y}{\mathrm{d}t} \\ \frac{\mathrm{d}M_z}{\mathrm{d}t} \end{pmatrix} = -\gamma \begin{pmatrix} 0 & B_0 & 0 \\ -B_0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} M_x \\ M_y \\ M_z \end{pmatrix} \tag{5.6}$$

求解该公式可得实验坐标系下的磁化强度为：

$$\begin{pmatrix} M_x \\ M_y \\ M_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\omega_0 t & -\sin\omega_0 t & 0 \\ \sin\omega_0 t & \cos\omega_0 t & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} M_{x0} \\ M_{y0} \\ M_{z0} \end{pmatrix} \tag{5.7}$$

其中的$\omega_0 = \gamma B_0$，M_{x0}，M_{y0}和M_{z0}是系统初始的磁化强度。从整个矩阵可以得出，*z* 方向的静磁场B_0会使原子在 *x*-*y* 平面以ω_0的频率绕着 *z* 轴旋转，这个现象就做拉莫尔进动。因此，当我们考虑将实验室坐标系变换为如图 5-1 右侧面板所示的以频率ω_0绕 z 轴旋转时的旋转坐标系$(x_\varphi, y_\varphi, z_\varphi)$时，磁化矢量将保持静止。我们接下来考虑存在圆极化交流磁场B_{ac}的情况，假设交流磁场B_{ac}在实验坐标系下绕着 *x*-*y* 平面以ω的频率旋转，即$B_{\mathrm{ac}} = B_1\cos\omega t\hat{e}_x + B_1\sin\omega t\hat{e}_y$。这时的总磁场是$B_0 = B_1\cos\omega t\hat{e}_x + B_1\sin\omega t\hat{e}_y + B_0\hat{e}_z$，联立公式(5.5)，可得在实验坐标系下的 Bloch 方程：

$$\begin{pmatrix} \frac{\mathrm{d}M_x}{\mathrm{d}t} \\ \frac{\mathrm{d}M_y}{\mathrm{d}t} \\ \frac{\mathrm{d}M_z}{\mathrm{d}t} \end{pmatrix} = -\gamma \begin{pmatrix} 0 & B_0 & -B_1\sin\omega t \\ -B_0 & 0 & B_1\cos\omega t \\ B_1\sin\omega t & -B_1\cos\omega t & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} M_x \\ M_y \\ M_z \end{pmatrix} \tag{5.8}$$

坐标系的变化相当于在公式(5.7)中点乘一个旋转矩阵$R = \begin{pmatrix} \cos\omega t & \sin\omega t & 0 \\ -\sin\omega t & \cos\omega t & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$，在这里取$\omega$=$\omega_0$,可得旋转坐标系下的磁化强度为：

$$\begin{pmatrix} M_{\varphi x} \\ M_{\varphi y} \\ M_{\varphi z} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\omega_0 t & \sin\omega_0 t & 0 \\ -\sin\omega_0 t & \cos\omega_0 t & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} M_x \\ M_y \\ M_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M_{x0} \\ M_{y0} \\ M_{z0} \end{pmatrix} \tag{5.9}$$

考虑磁场B在旋转坐标系下，在左右点乘旋转矩阵 R，可得在旋转坐标系下的总磁场和 Bloch 方程为：

$$\begin{pmatrix} B_{\varphi x} \\ B_{\varphi y} \\ B_{\varphi z} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\omega t & \sin\omega t & 0 \\ -\sin\omega t & \cos\omega t & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B_1\cos\omega t \\ B_1\sin\omega t \\ B_0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} B_1 \\ 0 \\ B_0 \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} \frac{\mathrm{d}M_{\varphi x}}{\mathrm{d}t} \\ \frac{\mathrm{d}M_{\varphi y}}{\mathrm{d}t} \\ \frac{\mathrm{d}M_{\varphi z}}{\mathrm{d}t} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & \omega - \gamma B_{\varphi z} & \gamma B_{\varphi y} \\ \gamma B_{\varphi z} - \omega & 0 & -\gamma B_{\varphi x} \\ -\gamma B_{\varphi y} & \gamma B_{\varphi x} & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} M_{\varphi x} \\ M_{\varphi y} \\ M_{\varphi z} \end{pmatrix} \tag{5.10}$$

结合这两式，可得：

$$\begin{pmatrix} \frac{\mathrm{d}M_{\varphi x}}{\mathrm{d}t} \\ \frac{\mathrm{d}M_{\varphi y}}{\mathrm{d}t} \\ \frac{\mathrm{d}M_{\varphi z}}{\mathrm{d}t} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & \omega - \omega_0 & 0 \\ \omega_0 - \omega & 0 & \omega_1 \\ 0 & \omega_1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} M_{\varphi x} \\ M_{\varphi y} \\ M_{\varphi z} \end{pmatrix} \tag{5.11}$$

其中，ω_1=γB_1。如果交流磁场B_{ac}的转动频率ω与原子在 x-y 平面的拉莫尔进动频率ω_0一样。这时，交流磁场始终是沿着x_φ正方向的B_1值，总磁化强度M_φ在旋转坐标系中在x_φ方向就是恒定值，而在$y_\varphi - z_\varphi$平面以ω_1的频率旋转，如图 5-1(a)所示。在这个情况下，原子会在两个态之间发生拉比振荡。这两个态之间的能级差与磁场B_0有关，即$E = \hbar\omega_0$，反映的是在静磁场B_0下两个能态之间的塞曼分裂差值。磁化强度M_φ的旋转频率ω_1就是拉比振荡频率，随着B_1增大，即外部信号的振幅越大，拉比振荡越快。如果我们保持交流磁场不变，将沿 z+方向的静磁场B_0切换成沿 z-方向的直流磁场B_0。这时，为了在矩阵中消除B_0引起的拉莫尔进动项，需要系统的旋转矩阵 $R' = \begin{pmatrix} \cos\omega_0 t & -\sin\omega_0 t & 0 \\ \sin\omega_0 t & \cos\omega_0 t & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$。$R'$与 z+正时 R 的区别是旋转方向变成$-\omega_0$，即与原来的方向相反。那么，考虑这时的总磁场B，其变为：

$$\begin{pmatrix} B_{\varphi x} \\ B_{\varphi y} \\ B_{\varphi z} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\omega_0 t & -\sin\omega_0 t & 0 \\ \sin\omega_0 t & \cos\omega_0 t & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B_1\cos\omega_0 t \\ B_1\sin\omega_0 t \\ B_0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} B_1\cos 2\omega_0 t \\ B_1\sin 2\omega_0 t \\ B_0 \end{pmatrix} \tag{5.12}$$

如图 5-1(b)所示，交流磁场B_φ将以$2\omega_0$的频率在$x_\varphi - y_\varphi$平面进行高速旋转。因此，在一段时间内的磁化强度的平均效应接近于零，这时不会发生拉比振荡。这种情况是手性的，因为交流磁场会与自旋产生手性相互作用。

接下来我们考虑在实验室坐标系的交流磁场只在实验坐标系的 x 方向上线性极

化的情况，这时，可以认为：

$$\begin{pmatrix} B_x \\ B_y \\ B_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 2B_1\cos\omega_0 t \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} = B_{\mathrm{ac}+} + B_{\mathrm{ac}-} = \begin{pmatrix} B_1\cos\omega_0 t \\ B_1\sin\omega_0 t \\ 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} B_1\cos\omega_0 t \\ -B_1\sin\omega_0 t \\ 0 \end{pmatrix} \tag{5.13}$$

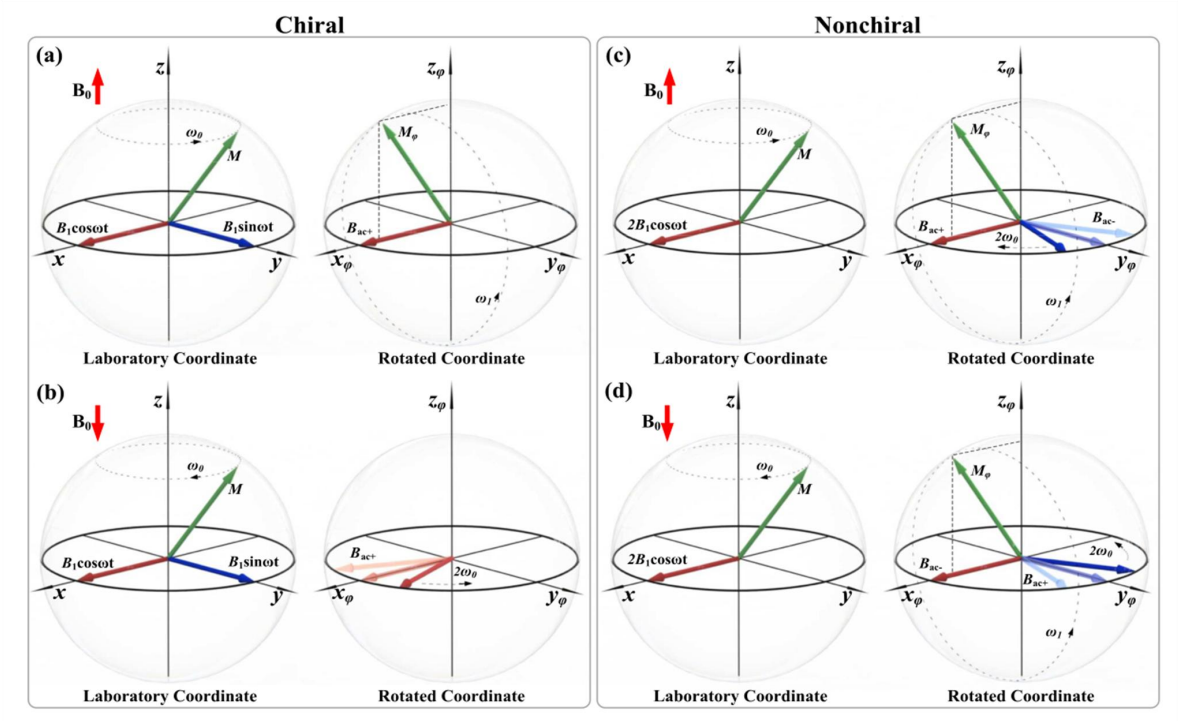


图 5-1 在静磁场和交流磁场中的自旋运动在静磁场和交流磁场中的自旋运动

Fig. 5-1 Spin motion in a static and ac magnetic field

注：(a)和(b)为交流磁场圆偏振情况下的自旋运动，其中交流磁场为$B_{ac+} = B_1\cos\omega t\hat{e}_x + B_1\sin\omega t\hat{e}_y$,静磁场$B_0$分别沿 z+方向(a)和 z-方向(b)。当B_0沿 z+方向时，旋转坐标系中的B_{ac+}使磁化强度M_φ以频率ω_1绕x_φ轴旋转($\omega = \omega_0$)。当B_0沿 z-方向时，交流磁场B_{ac+}将以频率 $2\omega_0$高速旋转，其对磁化强度的影响可忽略不计。此情形为手性，因为手性交流场诱导了与自旋的手性相互作用。(c)和(d)为交流磁场线偏振情况下的自旋运动，其中交流磁场为$B_{acx} = 2B_1\cos\omega t\hat{e}_x$,静磁场$B_0$分别沿 z+方向(c)和 z-方向(d)。当B_0沿 z+方向时，仅旋转坐标系中的分量B_{ac+}使磁化强度M_φ以频率ω_1绕x_φ轴旋转($\omega = \omega_0$)，而分量B_{ac-}因以频率 $2\omega_0$高速旋转被忽略。当B_0反向至 z-方向时，两个正交圆偏振分量的作用互换：分量B_{ac-}使磁化强度M_φ绕x_φ轴旋转，而分量B_{ac+}被忽略。因此，此情形为非手性。

线偏的交流磁场可以分解为两个相互垂直的分量，它们具有相同的振幅和频率，并且旋转方向相反。当静磁场B_0沿 z+方向时，$B_{\mathrm{ac}+}$会使在旋转坐标系中的磁化强度M_φ绕着x_φ以ω_1的频率振荡，而$B_{\mathrm{ac}-}$会以$2\omega_0$高速旋转造成其引起的磁化强度在一段时间

内效果为 0，如图 5-1(c)所示；当静磁场B_0沿 z-方向时，两个相互垂直的分量造成的效果会发生反转：$B_{\mathrm{ac}-}$会使磁化强度M_φ绕着x_φ以ω_1的频率振荡，而$B_{\mathrm{ac}+}$被忽略，如图 5-1(d)所示。我们称这种情况为非手性的。

5.3 一维自旋轨道耦合的实现过程

众所周知，两束拉曼激光会产生等效 ac 磁场B_{ac}，具体分析为：激光场$E = E_1 e^{-i\omega_{\mathrm{L}}t} + E_2 e^{-i(\omega_{\mathrm{L}}+\delta\omega)t}$会导致系统的哈密顿量中出现具有标量和矢量的光位移：

$$\hat{H}_{\mathrm{eff}} = \left[\mu_{\mathrm{s}}(E^* \cdot E) + \frac{i\mu_{\mathrm{v}}}{\hbar}(E^* \times E)\cdot\hat{j}\right]\hat{P}_{\mathrm{g}} \tag{5.14}$$

其中ω_{L}是拉曼激光的频率，$\delta\omega$是两束拉曼光的频率差，μ_{s}是标量极化率，μ_{v}是矢量极化率，$\hat{P}_{\mathrm{g}}$是投影算符。$\mu_{\mathrm{s}}(E^* \cdot E)\hat{P}_{\mathrm{g}}$代表标量的光位移，使原子能级出现 AC-Stark 平移[134]。但是由于在实验中调节波长为幻零波长 768.98 nm，因此在实验中不需要考虑中造成的平移[135]，如图 5-2 所示。$i\mu_{\mathrm{v}}(E^* \times E)\cdot\hat{j}\hat{P}_{\mathrm{g}}/\hbar$代表的是矢量的光位移，等效于在系统原有的磁场上加上一个有效磁场[136,137]：

$$B_{\mathrm{eff}} = \frac{i\mu_{\mathrm{v}}}{\mu_{\mathrm{B}}g_{\mathrm{J}}}(E^* \times E) = B_{\mathrm{dc}}^{\mathrm{eff}} + B_{\mathrm{ac}}^{\mathrm{eff}} \tag{5.15}$$

其中，$B_{\mathrm{dc}}^{\mathrm{eff}}$和$B_{\mathrm{ac}}^{\mathrm{eff}}$分别为：

$$B_{\mathrm{dc}}^{\mathrm{eff}} = \frac{i\mu_{\mathrm{v}}}{\mu_{\mathrm{B}}g_{\mathrm{J}}}({E_1}^* \times E_1 + {E_2}^* \times E_2) \tag{5.16}$$

$$B_{\mathrm{ac}}^{\mathrm{eff}} = \frac{i\mu_{\mathrm{v}}}{\mu_{\mathrm{B}}g_{\mathrm{J}}}\left({E_1}^* \times E_1 e^{-i\delta\omega t} + {E_2}^* \times E_2 e^{i\delta\omega t}\right) \tag{5.17}$$

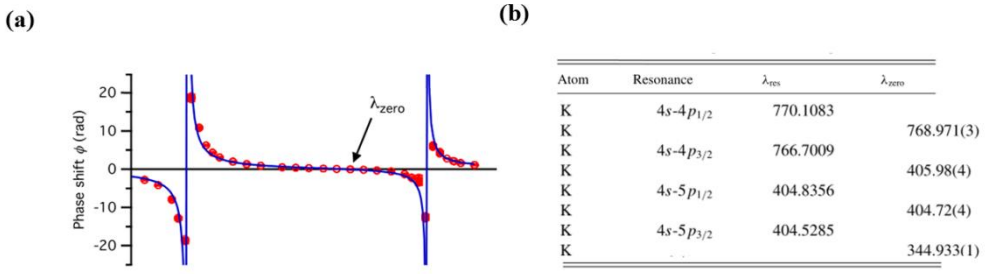


图 5-2 幻零波长示意图

Fig. 5-2 Schematic diagram of the tune-out wavelength

注：(a)在两个能态间可能存在对平移为 0 的幻零波长。(b)^{40}K 各个能态的幻零波长。

图片来源：文献[135]。

其中的μ_{B}和g_{J}代表玻尔磁子和朗德 g 因子，由公式(5.16)可知，第一项$B_{\mathrm{dc}}^{\mathrm{eff}}$取决于光的椭圆度，它对应于有效直流磁场，等效于产生线性塞曼分裂的矢量位移（即与m_F成

正比的光频移）。$B_{\mathrm{dc}}^{\mathrm{eff}}$将与静态偏置磁场$B_0$叠加共同作用于原子。因此，当$B_{\mathrm{dc}}^{\mathrm{eff}}$的方向垂直于$B_0$时，其对磁化强度的影响可以忽略不计。第二项$B_{\mathrm{ac}}^{\mathrm{eff}}$对应于有效交流磁场，其中只有垂直于$B_0$方向的分量才能驱动$\Delta m_F = \pm 1$的不同能级之间的拉曼跃迁。$\Delta m_F = \pm 1$对应于手性跃迁。在本章中，我们仅考虑第二项$B_{\mathrm{ac}}^{\mathrm{eff}}$，而忽略$B_{\mathrm{dc}}^{\mathrm{eff}}$。

光与原子相互作用（表现为有效磁场相互作用）系统的哈密顿量可以写为：

$$H = \left[\frac{\hat{P}^2}{2m} + V(r)\right]\hat{\mathrm{I}} + \frac{\hbar\omega_{\mathrm{hf}}}{2}\hat{\sigma}_z + \frac{\mu_B g_{m_F'}^{m_F}}{2} B_0 \cdot \hat{\sigma} + \frac{\mu_{\mathrm{B}}\eta_{m_F'}^{m_F}}{2} B_{\mathrm{ac}}^{\mathrm{eff}} \cdot \hat{\sigma} \tag{5.18}$$

其中的$\hat{\mathrm{I}}$是单位算符，$\hat{\sigma}$是三维自旋算符（$\hat{\sigma}_x$，$\hat{\sigma}_y$，$\hat{\sigma}_z$）或（$\hat{\sigma}_z$，$\hat{\sigma}_+$，$\hat{\sigma}_-$），$V(r)$是势能项，$\hat{\sigma}_\pm = (\hat{\sigma}_x \pm i\hat{\sigma}_y)/2$，$\eta_{m_F'}^{m_F}$是耦合常数。对于一些特殊构型的拉曼激光，有效交流磁场$B_{\mathrm{ac}}^{\mathrm{eff}}$具有空间依赖性，实验上可以通过最后一项实现自旋轨道耦合。

5.3.1 拉曼激光的制备与校准

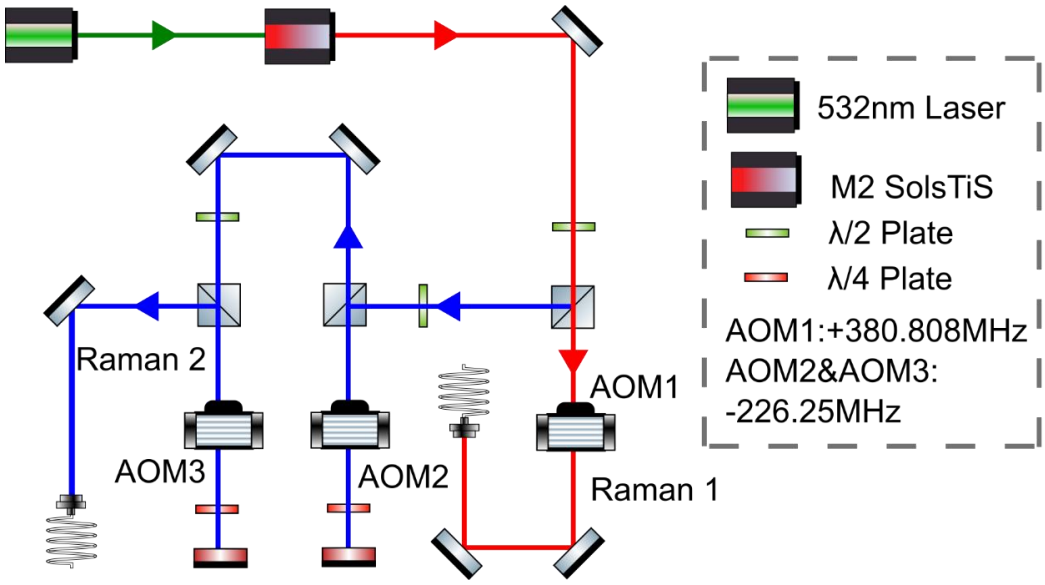


图 5-3 拉曼光的制备光路

Fig. 5-3 Preparation of Raman Light Field

注：两束 768.98 nm 的拉曼光由一台宇光公司生产的 532 nm 激光输入到一台钛宝石（Ti:sapphire)单频激光器产生。拉曼 1 路激光单穿过一个正失谐 380.808 MHz 后进入单模光纤。拉曼 2 路激光双穿过两个负失谐 226.25 MHz 后进入单模光纤。

实验所需要的激光，由宇光公司生产的 532 nm 激光经 M^2 钛宝石激光器后产生。这种方式生产的激光可以在保证功率基本不变的情况下大范围改变波长。为了使两束激光耦合两个超精细态的塞曼子能态，我们使用 3 个 AOM 将两束光的频率差控制

在约 1.28 GHz，并通过单模光纤将激光传输到实验平台上，以保证实验过程中光束的指向与偏振不变，光路搭建如图 5-3 所示。实验中的两束激光在水平面内相互垂直，夹角为 90°，在入射光路上放置有λ/2 和λ/4 波片，可以自由调节两束光的偏振态。激光穿过原子后，我们放置了一块曲率半径 R=300 mm 的平凹反射镜，将激光原路反射回去，并在反射镜前放置λ/4 波片以调节返回光的偏振态，使其与入射光重合，从而构建二维光晶格。

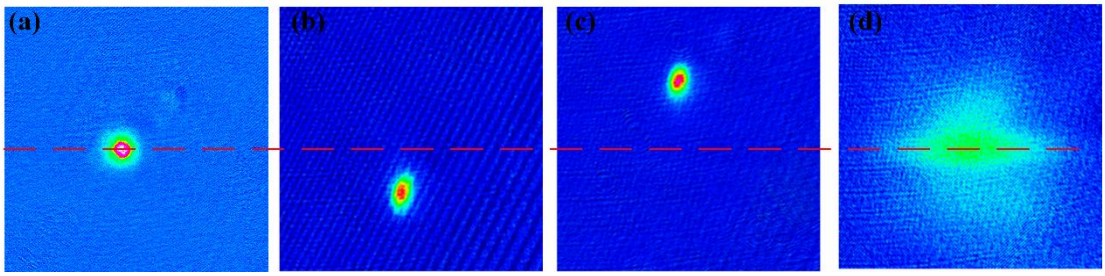


图 5-4 拉曼光打中原子团的探测示意图

Fig. 5-4 Raman light strikes the atoms

注：(a)^{87}Rb 的玻色爱因斯坦凝聚(b)光束位于原子团下面(c)光束位于原子团上面(d)光束打中原子团，原子位置与(a)图一致。

在搭建完实验光路后，需要将激光光斑中心精确对准原子团，以确保光学晶格调节的准确性。^{87}Rb 和 ^{40}K 在光阱中的空间位置是重合的，为方便操作并节省时间，只需将激光对准 ^{87}Rb 即可。我们按照以下步骤实现光学晶格的准直：

1. 首先遮挡光晶格中的返回激光。将 ^{87}Rb 的装载过程从暗磁光阱切换为亮磁光阱，通过调节入射到二级真空室的激光指向，可使亮磁光阱中的 ^{87}Rb 完全损耗。此时激光波长设置为 780.26 nm 附近，该波长对应 ^{87}Rb 基态的共振跃迁。
2. 将 ^{87}Rb 在光阱中进行蒸发冷却，实现 BEC。保持光阱不变，打开 780.26 nm 的共振激光 0.01 ms，通过轻微调节激光指向，使 BEC 的原子数和密度降至最低。
3. 将激光波长设置为 781 nm。在 BEC 存在的情况下打开激光 10 ms，可观察到原子团位置相对于未打开激光时发生偏移。调节激光的竖直方向指向：若调节方向正确，^{87}Rb 的位置会进一步偏离原位置；继续调节至偏离最远处，此时可认为激光在竖直方向上已与原子团重合。
4. 水平方向的调节如图 5-4 所示。调整激光在水平方向的指向，使原子团位置恢复至未打开激光时的位置，然后继续向同一方向调节。当观察到原子团向相反方向偏移时，表明水平方向的对准已完成。

5. 完成入射光调节后，解除对返回光的遮挡。调节返回光的偏振态使其与入射光一致，并调整其指向与入射光重合。在 BEC 存在条件下打开激光 0.01 ms，入射光与返回光干涉形成光学晶格，原子动量空间中出现多个离散的衍射峰。通过微调返回光的指向，使衍射峰的数量和强度达到最大，至此该方向光学晶格的调节完成。

5.3.2 实现自旋轨道耦合的过程

在光学偶极阱中实现 ^{40}K 的量子简并后，原子数约 3×10^6，费米简并参数 $T/T_F=0.3$，原子超精细态为$|F=9/2, m_F=9/2\rangle$。剩余的 ^{87}Rb 原子通过施加 0.03 ms 的共振激光脉冲（780 nm）被光学移除，且不加热或损失 ^{40}K 原子。通过第四章的实验步骤实现$|F=9/2, m_F=1/2\rangle$的制备。拉曼 1 激光（L_1）通过一个 AOM 一次进行约+380.808 MHz 的频率移动，而拉曼 2 激光（L_2）则通过两个 AOM 各两次总共进行-226.25×4 MHz 的频率移动，从而拉曼 1 和拉曼 2 的频率差与$\omega_{\mathrm{hf}}=1.28$ GHz 的超精细跃迁频率相匹配。

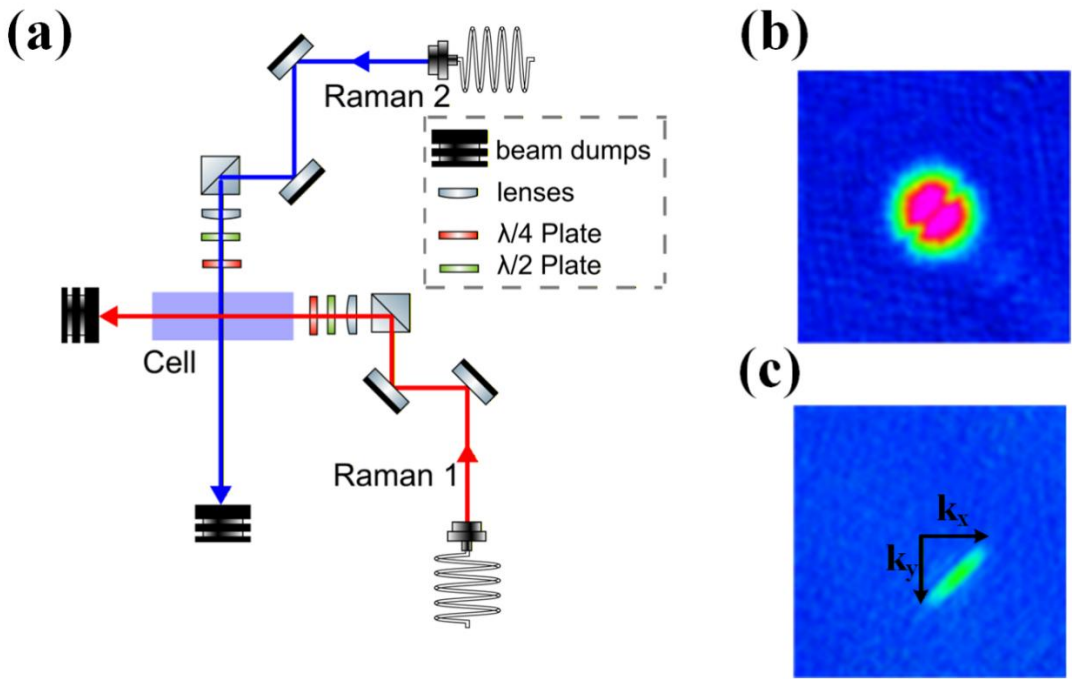


图 5-5 无光晶格的拉曼耦合图

Fig. 5-5 Raman coupling diagram of the dark lattice

注：（a）探测方向的拉曼光路图。(b)(c)拉曼 1 路激光为竖直偏振，拉曼 2 路激光为水平偏振下的拉曼条纹。(b)为$|F=9/2, m_F=1/2\rangle$，(c)为$|F=7/2, m_F=-1/2\rangle$，kx 和 ky 是原子的动量。

图 5-5 展示了在探测方向上拉曼 1 路和拉曼 2 路激光的光路示意图，以及$|F=9/$

$2, m_F = 1/2\rangle$和$|F = 7/2, m_F = -1/2\rangle$两个态之间的拉曼条纹测量结果。对于$\Delta m = -1$的拉曼跃迁，两束拉曼光需要具有垂直于量化轴方向的偏振分量。实验中，拉曼 1 路激光采用竖直偏振，拉曼 2 路激光采用水平偏振。其拉曼耦合过程为：频率较高的拉曼 1 路激光首先将处于$|F = 9/2, m_F = 1/2\rangle$态的原子耦合至虚中间态，随后频率较低的拉曼 2 路激光通过受激辐射过程将原子耦合回$|F = 7/2, m_F = -1/2\rangle$态。根据动量守恒，在整个拉曼过程中，原子依次吸收和发射光子，其净动量变化由两束拉曼光的波矢差决定。具体而言，原子首先吸收沿拉曼 1 路激光方向（x 方向）传播的光子，获得沿 x+方向的动量+k_x ；随后沿拉曼 2 路激光方向（y 方向）受激辐射出一个光子，从而获得等效的 y-方向动量，即−k_y。因此，该拉曼过程对应的净动量转移为 (+k_x, -k_y)，使得相应的拉曼条纹出现在成像图像的右下角区域，如图 5-5 所示。

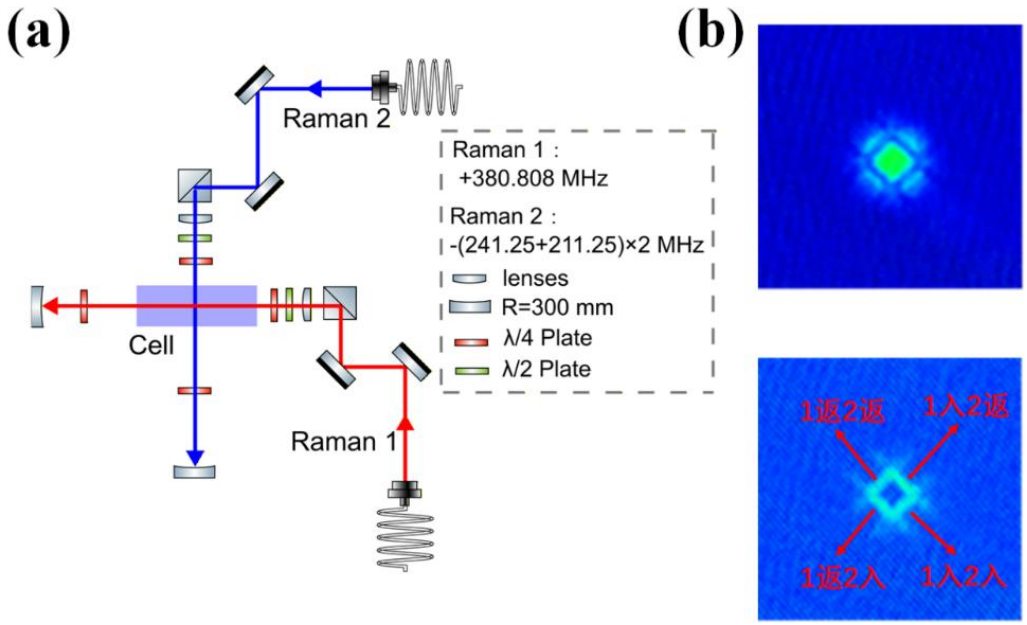


图 5-6 光晶格构型的拉曼耦合图

Fig. 5-6 Raman coupling diagram of the lattice

注：(a)探测方向的拉曼光路图（b）拉曼 1 路激光为竖直偏振，拉曼 2 路激光为水平偏振下的拉曼条纹。上图为$|F = 9/2, m_F = 1/2\rangle$，下图为$|F = 7/2, m_F = -1/2\rangle$，在下图标出拉曼条纹相对应的激光。

通过放置一块曲率半径 R=300 mm 的平凹反射镜,我们将自旋轨道耦合拓展到光晶格构型中。由于引入返回光后系统形成了拉曼晶格构型，因此可以通过调节入射光与返回光的频率偏置来选择性地控制某一方向上的拉曼耦合是否发生。两束拉曼光之间的耦合会在原子团周围产生四条拉曼条纹，如图 5-6 所示。拉曼条纹的位置可根据拉曼过程中原子吸收和受激辐射光子所对应的动量转移方向来判断：右下角条

纹由拉曼 1 路入射光与拉曼 2 路入射光共同作用产生；左下角条纹由拉曼 1 路返回光与拉曼 2 路入射光产生；右上角条纹由拉曼 1 路入射光与拉曼 2 路返回光产生；左上角条纹则由拉曼 1 路返回光与拉曼 2 路返回光产生。由于拉曼条纹的位置本质上由拉曼过程中原子与两束拉曼光之间的净动量转移决定，而该净动量转移仅与两束光的传播方向以及原子的初、末态能级有关，因此无论对应的是 Δm=-1 的跃迁，还是Δm=1 的跃迁以及Δm=0 的跃迁，只要参与耦合的两束拉曼光传播方向不变，拉曼条纹在成像图中的位置就不会发生变化。

实验中选取一种最简单的偏振配置：拉曼 1 路激光形成的光晶格构型为竖直线偏振，拉曼 2 路激光形成的光晶格构型为水平线偏振，并以此研究拉曼光频率对拉曼条纹的影响，如图 5-7 所示。实验过程中保持拉曼 2 路激光的频率不变，通过改变拉曼 1 路激光的 AOM 频率来扫描拉曼失谐，从而观察拉曼条纹随失谐量的变化。随着失谐逐渐增大$|F = 7/2, m_F = -1/2\rangle$和$|F = 9/2, m_F = 1/2\rangle$两个态对应的能带从最初不接触，逐渐移动至发生接触并出现拉曼条纹，随后又再次完全错开。在这一过程中，只有满足特定动量匹配条件的原子才能参与拉曼跃迁，因此实验现象表现为仅有部分原子参与了拉曼耦合。

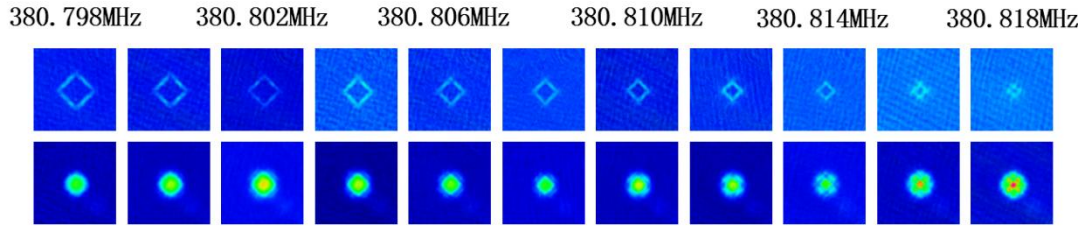


图 5-7 扫描拉曼光频率频率对拉曼条纹的影响

Fig. 5-7 Effect of scanning the Raman laser frequency on Raman fringes.

5.3.3 一维自旋轨道耦合中磁不灵敏态的优势

除此之外，我们还分别实现了以下三种能态组合下的自旋轨道耦合：$|F = 9/2, m_F = 1/2\rangle \Leftrightarrow |F = 7/2, m_F = -1/2\rangle$、 $|F = 9/2, m_F = 1/2\rangle \Leftrightarrow |F = 7/2, m_F = 1/2\rangle$和$|F = 9/2, m_F = 1/2\rangle \Leftrightarrow |F = 7/2, m_F = 3/2\rangle$。这三种能态组合分别对应不同的磁量子数变化，其能级结构和相应的拉曼跃迁方式如图 5-8 所示。

对于$\Delta m = \pm 1$ 的跃迁，实验中采用的偏振配置为：拉曼 1 路激光的入射光和返回光均为竖直方向线偏振，拉曼 2 路激光的入射光和返回光均为水平方向线偏振。对于$\Delta m = 0$ 的跃迁，实验中则采用拉曼 1 路和拉曼 2 路激光的入射光与返回光均为

圆偏振的配置。在实验过程中，我们固定两束拉曼激光的频率，并重复进行吸收成像，以比较不同跃迁形式下拉曼条纹的稳定性。实验结果表明，对于$|F=9/2,m_F=1/2\rangle \Leftrightarrow |F=7/2,m_F=-1/2\rangle$的跃迁，拉曼耦合条纹最为稳定；$|F=9/2,m_F=1/2\rangle \Leftrightarrow |F=7/2,m_F=1/2\rangle$的跃迁次之；而 $|F=9/2,m_F=1/2\rangle \Leftrightarrow |F=7/2,m_F=3/2\rangle$的跃迁稳定性最差，条纹强度会出现明显的忽大忽小现象。这一现象主要来源于实验中静磁场受到环境因素影响而产生抖动，从而导致$F=9/2$ 和$F=7/2$ 两个超精细能级的塞曼子能级之间的跃迁频率发生无序变化。相比之下，$|F=9/2,m_F=1/2\rangle \Leftrightarrow |F=7/2,m_F=-1/2\rangle$是实验中所选取的磁不灵敏态，其跃迁频率受磁场变化影响较小；而$|F=9/2,m_F=1/2\rangle \Leftrightarrow |F=7/2,m_F=3/2\rangle$对磁场抖动非常敏感，因此其跃迁频率随磁场变化产生较大波动，导致拉曼条纹稳定性较差。因此，通过重复观测不同跃迁形式下的拉曼耦合条纹变化，可以验证实验中选择$|F=9/2,m_F=1/2\rangle \Leftrightarrow |F=7/2,m_F=-1/2\rangle$作为自旋轨道耦合的能态是合理的。

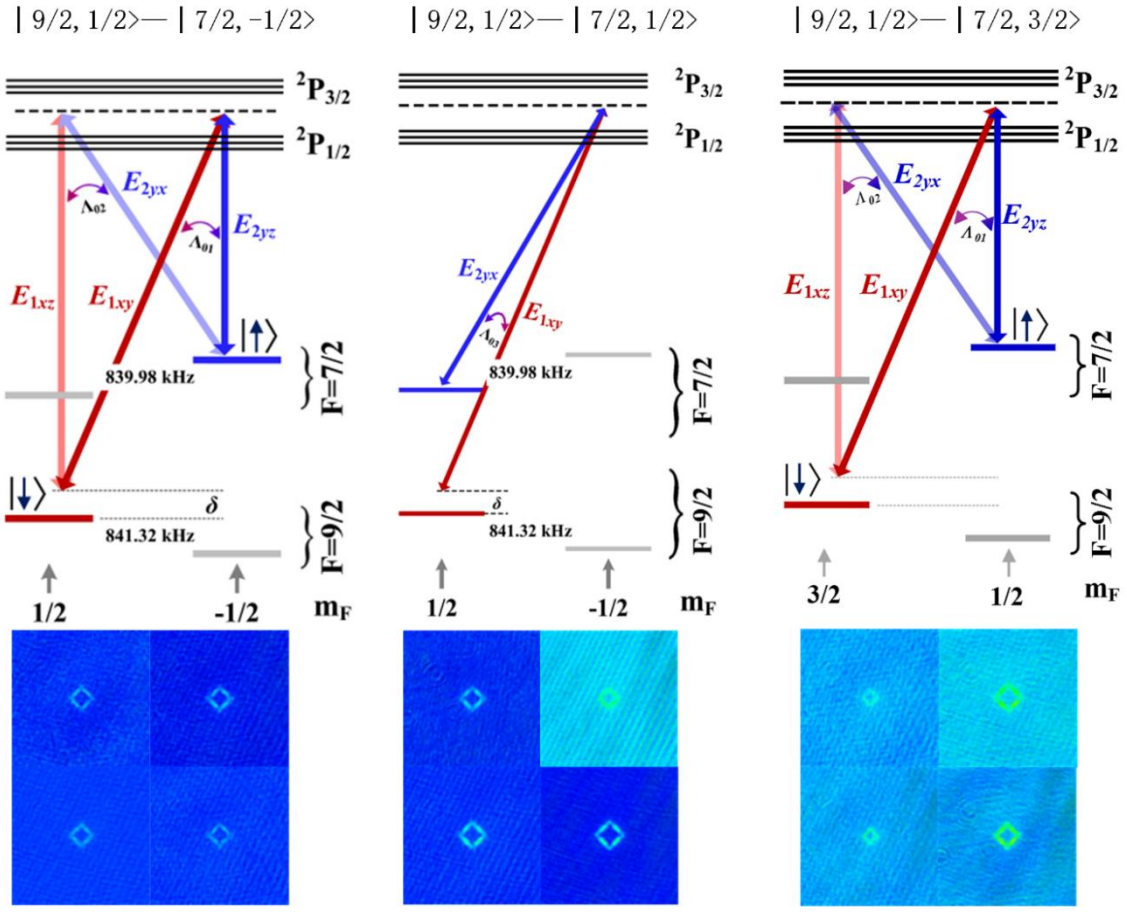


图 5-8 重复不同的跃迁形式的拉曼耦合的吸收成像图

Fig. 5-8 Absorption imaging diagrams of Raman coupling with repeated different transition forms

5.4 自旋轨道耦合中的手性一维拉曼耦合

5.4.1 拉曼耦合项的理论分析

我们使用两束在 *x*-*y* 平面的相互垂直的拉曼激光实现一维自旋轨道耦合。在 *z* 轴方向有一个 2.7 G 均匀偏置磁场B_0，如图 5-9 所示。这个偏置磁场B_0决定了实验中的磁场量化轴，并会使 ^{40}K 能级发生塞曼分裂。在实验中选择费米原子 ^{40}K 中 $4^2S_{1/2}$ 基态的两个精细态 *F*=9/2 与 *F*=7/2 作为自旋轨道耦合的自旋$|\downarrow\rangle = |F = 9/2, m_F = 1/2\rangle$与$|\uparrow\rangle = |F = 7/2, m_F = -1/2\rangle$，其中$|\uparrow\rangle \Leftrightarrow |\downarrow\rangle$是磁不灵敏跃迁。实验中用于拉曼过程的两束不同频率的光场可以写为：

$$E = E_{1x} + E_{2y}$$

其中：

$$E_{1x} = \left(E_{1xz}\hat{e}_z + E_{1xy}e^{i\varphi_1}\hat{e}_y\right)e^{-ik_{\mathrm{R}}x}e^{-i(\omega+\delta\omega)t} \tag{5.19}$$
$$E_{2y} = \left(E_{2yz}\hat{e}_z + E_{2yx}e^{i\varphi_2}\hat{e}_x\right)e^{-ik_{\mathrm{R}}y}e^{-i\omega t}$$

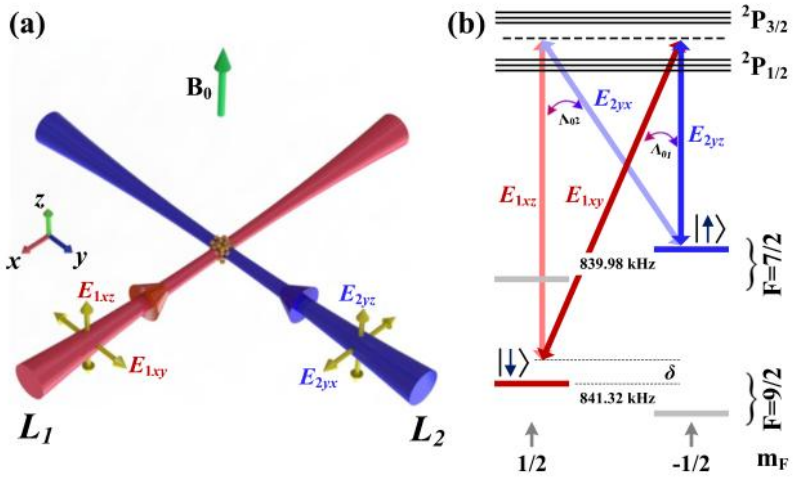


图 5-9 适用于$\Delta m_F = \pm 1$的一维拉曼耦合的自旋轨道耦合

Fig. 5-9 Schematic of experimental scheme of 1D Raman coupling for SOC for $\Delta m_F = \pm 1$ and the energy level of ^{40}K

注：(a)拉曼光L_1（红色）和L_2（蓝色）分别沿 *x* 轴和 *y* 轴传播。拉曼耦合由（E_{1xz}，E_{2yx}）和（E_{2yz}，E_{1xy}）产生。沿 *z* 方向的静磁场B_0产生塞曼分裂以及系统的量子化轴。(b)两个超精细自旋态通过两束拉曼光L_1和L_2与电子激发态耦合。拉曼光驱动$\Delta m_F = \pm 1$的手性跃迁，即$|F = 7/2, m_F = -1/2\rangle = |\uparrow\rangle$和$|F = 9/2, m_F = 1/2\rangle = |\downarrow\rangle$。

其中$\varphi_1(\varphi_2)$代表第 1(2)路光的正交偏振分量的初始相位，决定了入射拉曼激光 1 和 2 的偏振度，如图 5-9(a)所示，$k_{\mathrm{R}} = 2\pi/\lambda$是波长为$\lambda$的拉曼激光的波数。频率差$\delta\omega$相

对于超精细能级频率ω_{hf}与满足$\Delta m_F = \pm 1$的线性塞曼频移之和仅存在一个微小的失谐量δ，即$\delta\omega = \omega_{\mathrm{hf}} + \mu_B g_{F'_{m_F}}^{m_F} B_0/\hbar + \delta$，其中$g_{F'_{m_F}}^{m_F}$取决于超精细朗德因子$g_F$和$g_{F'}$。

将两路拉曼形成的光场代入公式(5.15)-(5.17)，并取E_{1xz}，E_{1xy}，E_{2yz}和E_{2yx}均相等，可得有效磁场为：

$$\begin{aligned} B_{\mathrm{eff}} &= B_{\mathrm{dc}}^{\mathrm{eff}} + B_{\mathrm{ac-el}}^{\mathrm{eff}} e^{i\delta\omega t} + B_{\mathrm{ac-el}}^{\mathrm{eff}\dagger} e^{-i\delta\omega t} \\ B_{\mathrm{dc}}^{\mathrm{eff}} &= \frac{i\mu_{\mathrm{v}}}{\mu_{\mathrm{B}} g_{\mathrm{J}}} E^2 [(e^{-i\varphi_1} - e^{i\varphi_1})\hat{e}_x + (e^{i\varphi_2} - e^{-i\varphi_2})\hat{e}_y \\ B_{\mathrm{ac-el}}^{\mathrm{eff}} &= \frac{i\mu_{\mathrm{v}}}{\mu_{\mathrm{B}} g_{\mathrm{J}}} E^2 (e^{-i\varphi_1}\hat{e}_x + e^{i\varphi_2}\hat{e}_y + e^{i(\varphi_1-\varphi_2)}\hat{e}_z) e^{ik_{\mathrm{R}}(x-y)} \end{aligned} \tag{5.20}$$

其中$B_{\mathrm{ac-el}}^{\mathrm{eff}\dagger}$是$B_{\mathrm{ac-el}}^{\mathrm{eff}}$的共轭项，代表有效交流磁场的椭圆度，其具体数值由相位φ_1和φ_2决定。对哈密顿量公式(5.18)做一个幺正变换$\hat{S}^{\dagger} H^{(f)} \hat{S}$消去哈密顿量中空间依赖部分，幺正算符为$e^{-i\left[\delta\omega t + \frac{k_0(x-y)\sigma_z}{2}\right]}$，系统的哈密顿量变为：

$$\begin{aligned} H' = &\left(\frac{\hbar^2 k^2}{2m} + \frac{\hbar^2 k_0^2}{4m}\right)\hat{I} - \frac{\hbar k_0 (p_x - p_y)}{2m}\sigma_z - \frac{\hbar\delta}{2}\sigma_z + \frac{\mu_B \eta_{F'_{m_F}}^{m_F}}{2} B_{\mathrm{ac}}^{\mathrm{eff}} \\ &\times e^{i\left[\delta\omega t + \frac{k_0(x-y)\sigma_z}{2}\right]} \sigma e^{-i\left[\delta\omega t + \frac{k_0(x-y)\sigma_z}{2}\right]} \end{aligned} \tag{5.21}$$

其中的$\left(\frac{\hbar^2 k^2}{2\mathrm{m}} + \frac{\hbar^2 k_0^2}{4\mathrm{m}}\right)\hat{\mathrm{I}}$是系统的动能项，$k$是原子动量，m 是原子的质量，$\frac{\hbar k_0 (p_x - p_y)}{2\mathrm{m}}\sigma_z$是自旋轨道耦合项，原子动量与自旋相乘说明是动量与自旋的耦合。由于只有 z 方向的自旋和 x-y 方向的动量，因此我们的系统是一维自旋轨道耦合。$\frac{\hbar\delta}{2}\sigma_z$是$B_{\mathrm{dc}}^{\mathrm{eff}}$产生的能级平移，在这里不考虑。

$\boldsymbol{\Omega}\cdot\hat{\sigma} = \frac{\mu_B \eta_{F'_{m_F}}^{m_F}}{2} B_{\mathrm{ac}}^{\mathrm{eff}} \cdot e^{i[\delta\omega t + k_0(x-y)\sigma_z/2]} \sigma e^{-i[\delta\omega t + k_0(x-y)\sigma_z/2]}$是光与原子的拉曼耦合项，其中$\eta_{F'_{m_F}}^{m_F}$是耦合常数，其中的$e^{i[\delta\omega t + k_0(x-y)\sigma_z/2]} \sigma e^{-i[\delta\omega t + k_0(x-y)\sigma_z/2]}$可以展开：

$$\left(\hat{e}_x - i\hat{e}_y\right)\sigma_+ e^{i[\delta\omega t + k_0(x-y)]} + \left(\hat{e}_x + i\hat{e}_y\right)\sigma_- e^{-i[\delta\omega t + k_0(x-y)]} + \sigma_z \hat{e}_z \tag{5.22}$$

将$B_{\mathrm{ac}}^{\mathrm{eff}} = B_{\mathrm{ac-el}}^{\mathrm{eff}} e^{i\delta\omega t} + B_{\mathrm{ac-el}}^{\mathrm{eff}\dagger} e^{-i\delta\omega t}$代入上式，则拉曼耦合项变为：

$$\begin{aligned} \boldsymbol{\Omega}\cdot\hat{\sigma} = \Omega z \cdot \hat{\sigma}_z + \frac{\mu_B \eta_{F'_{m_F}}^{m_F}}{2} [&B_{\mathrm{ac-el}}^{\mathrm{eff}} \left(\hat{e}_x + i\hat{e}_y\right)\sigma_- + B_{\mathrm{ac-el}}^{\mathrm{eff}\dagger} \left(\hat{e}_x - i\hat{e}_y\right)\sigma_+ \\ &+ B_{\mathrm{ac-el}}^{\mathrm{eff}} e^{2i[\delta\omega t + k_0(x-y)]} \left(\hat{e}_x - i\hat{e}_y\right)\sigma_+ + B_{\mathrm{ac-el}}^{\mathrm{eff}\dagger} e^{-2i[\delta\omega t + k_0(x-y)]} \left(\hat{e}_x + i\hat{e}_y\right)\sigma_-] \end{aligned} \tag{5.23}$$

其中$\sigma_{\pm}$是原子自旋的加减算符，$e^{2i[\delta\omega t + k_0(x-y)]}$是拉曼耦合中的高频振荡项，在一段时间内其对拉曼耦合的平均效果为 0，从而可以采用旋波近似消除高频振荡项，则拉

曼耦合项变为：

$$\boldsymbol{\Omega}\cdot\hat{\sigma}=\Omega z\cdot\hat{\sigma}_z+\frac{\mu_B\eta_{F'_{m_F}}^{m_F}}{2}\left[B_{\mathrm{ac-el}}^{\mathrm{eff}}\left(\hat{e}_x+i\hat{e}_y\right)\sigma_-+B_{\mathrm{ac-el}}^{\mathrm{eff}\dagger}\left(\hat{e}_x-i\hat{e}_y\right)\sigma_+\right] \tag{5.24}$$

其中

$$\begin{gathered}\boldsymbol{\Omega}\cdot\hat{\sigma}=\Omega z\cdot\hat{\sigma}_z+\Omega\sigma_-+\Omega^\dagger\sigma_+\\ \Omega z=-\frac{\hbar\delta}{2}\\ \Omega=\frac{\mu_B\eta_{F'_{m_F}}^{m_F}}{2}B_{\mathrm{ac-el}}^{\mathrm{eff}}\left(\hat{e}_x+i\hat{e}_y\right)\\ \Omega^\dagger=\frac{\mu_B\eta_{F'_{m_F}}^{m_F}}{2}B_{\mathrm{ac-el}}^{\mathrm{eff}\dagger}\left(\hat{e}_x-i\hat{e}_y\right)\end{gathered} \tag{5.25}$$

将$B_{\mathrm{ac-el}}^{\mathrm{eff}}$和$B_{\mathrm{ac-el}}^{\mathrm{eff}\dagger}$代入，可得最终的拉曼耦合项为：

$$\Omega z\cdot\hat{\sigma}_z+\Lambda\frac{\mu_B\eta_{m_{F'}}^{m_F}}{2}\left(\sin\left(\varphi_1\right)\hat{\sigma}_x+\cos\left(\varphi_1\right)\hat{\sigma}_y-\cos\left(\varphi_2\right)\hat{\sigma}_x-\sin\left(\varphi_2\right)\hat{\sigma}_y\right) \tag{5.26}$$

其中$\Lambda=\frac{u_v}{\mu_B g_J}E^2$，可得拉曼耦合强度与两束拉曼光之间的相对相位有关。

接着考虑手性情况对于两束拉曼光产生的拉曼耦合的影响，在静磁场为 *z*+方向做了一个幺正变换$e^{i[\delta\omega t+k_0(x-y)\sigma_z/2]}\sigma e^{-i[\delta\omega t+k_0(x-y)\sigma_z/2]}$。如果静磁场方向切换成 *z*-，那么这时的幺正算符就变成$e^{i[\delta\omega t+k_0(x-y)\sigma_z/2]}$，对哈密顿量的幺正变换就变为$e^{-i[\delta\omega t+k_0(x-y)\sigma_z/2]}\sigma e^{i[\delta\omega t+k_0(x-y)\sigma_z/2]}$。幺正算符的变换与静磁场和交流磁场一起存在时，切换静磁场方向造成拉莫尔进动的旋转方向变化的本质是一致的。对于拉曼耦合，切换静磁场方向是表象改变，进行幺正变换的方向与原来相反。在这种情况下，通过重新分析系统的拉曼耦合项，可以得出：

$$\begin{aligned}\boldsymbol{\Omega}\cdot\hat{\sigma}=\Omega z\cdot\hat{\sigma}_z+\frac{\mu_B\eta_{F'_{m_F}}^{m_F}}{2}[&B_{\mathrm{ac-el}}^{\mathrm{eff}\dagger}\left(\hat{e}_x+i\hat{e}_y\right)\sigma_-+B_{\mathrm{ac-el}}^{\mathrm{eff}}\left(\hat{e}_x-i\hat{e}_y\right)\sigma_++\\ &B_{\mathrm{ac-el}}^{\mathrm{eff}\dagger}e^{2i[\delta\omega t+k_0(x-y)]}\left(\hat{e}_x-i\hat{e}_y\right)\sigma_++B_{\mathrm{ac-el}}^{\mathrm{eff}}e^{-2i[\delta\omega t+k_0(x-y)]}\left(\hat{e}_x+i\hat{e}_y\right)\sigma_-]\end{aligned} \tag{5.27}$$

与公式(5.24)做对比，其在形式上是将$B_{\mathrm{ac-el}}^{\mathrm{eff}}$与$B_{\mathrm{ac-el}}^{\mathrm{eff}\dagger}$调换了位置，这时可得：

$$\begin{gathered}\Omega=\frac{\mu_B\eta_{F'_{m_F}}^{m_F}}{2}B_{\mathrm{ac-el}}^{\mathrm{eff}\dagger}\left(\hat{e}_x+i\hat{e}_y\right)\\ \Omega^\dagger=\frac{\mu_B\eta_{F'_{m_F}}^{m_F}}{2}B_{\mathrm{ac-el}}^{\mathrm{eff}}\left(\hat{e}_x-i\hat{e}_y\right)\end{gathered} \tag{5.28}$$

采用旋波近似消除高频振荡项，并将B_{ac-el}^{eff}和$B_{ac-el}^{eff\dagger}$代入，可得最终的拉曼耦合项为：

$$\Omega z\cdot\hat{\sigma}_z+\Lambda\frac{\mu_B\eta_{m_{F'}}^{m_F}}{2}\left(\sin\left(\varphi_1\right)\hat{\sigma}_x-\cos\left(\varphi_1\right)\hat{\sigma}_y+\cos\left(\varphi_2\right)\hat{\sigma}_x-\sin\left(\varphi_2\right)\hat{\sigma}_y\right) \tag{5.29}$$

将公式(5.26)或(5.29)替换哈密顿量(5.21)中的拉曼耦合项，可得系统的哈密顿量，它由 Rashba 项和 Dresselhaus 项等权叠加组成的。由于阿贝尔规范势$A=\hbar k_{\mathrm{R}}(\hat{e}_x-\hat{e}_y)/2$

与额外的拉曼耦合项$\boldsymbol{\Omega}\cdot\hat{\sigma}$之间的非对易性，该系统具有非平庸的特性，并引发了许多在理论和实验方面都备受关注的有趣现象[138-141]。将公式(5.26)和(5.29)做对比可以发现，拉曼耦合项中的各个分量形式完全相同，仅整体符号发生了变化。因此，可以通过调节两束拉曼光的偏振构型，静磁场B_0沿 z+方向时存在拉曼耦合，静磁场B_0沿 z-方向时拉曼耦合消失，实现手性的拉曼耦合势。更具体地说，偏置磁场方向的反转会改变体系的表象和量化轴，从而导致拉曼跃迁的选择定则发生相应变化。

当设置$(\varphi_1,\varphi_2)=(-\pi/2,0)$时，如图 5-10(a1)所示，$\Omega=\Omega^{\dagger}=\Omega_0$，这时有$\boldsymbol{\Omega}\cdot\hat{\sigma}=-\delta\hat{\sigma}_z/2-\Omega_0\hat{\sigma}_x$。这对应于产生有效圆极化的交流磁场，并导致拉曼耦合项为$-\Omega_0\hat{\sigma}_x$。当静磁场B_0切换至 z-方向时，如图 5-10(b1)所示。这类似于设置相位差$(\varphi_1,\varphi_2)=(\pi/2,0)$，从而产生与有效圆极化的交流磁场垂直的交流磁场。此时，我们得到 $\boldsymbol{\Omega}\cdot\hat{\sigma}=-\delta\hat{\sigma}_z/2$，这意味着拉曼耦合消失了。因此，由于有效的手性射频场诱导了与原子间的手性相互作用，这种情况对应于自旋轨道耦合中的手性一维拉曼耦合。

当设置$(\varphi_1,\varphi_2)=(0,0)$时，如图 5-10(c1)所示，$\Omega=-\Omega_0(1-i)/2$，$\Omega^{\dagger}=-\Omega_0(1+i)/2$,这时有$\boldsymbol{\Omega}\cdot\hat{\sigma}=-\delta\hat{\sigma}_z/2-\Omega_0(\hat{\sigma}_x-\hat{\sigma}_y)/2$。这对应于产生有效线极化的交流磁场，并导致拉曼耦合项为$-\Omega_0(\hat{\sigma}_x-\hat{\sigma}_y)/2$。当静磁场$B_0$切换至 z-方向时，如图 5-10(d1)所示，$\Omega=\Omega_0(1-i)/2$，$\Omega^{\dagger}=\Omega_0(1+i)/2$,这时有$\boldsymbol{\Omega}\cdot\hat{\sigma}=-\delta\hat{\sigma}_z/2\Omega_0(\hat{\sigma}_x-\hat{\sigma}_y)/2$。因此，这种情况与自旋轨道耦合中的非手性一维拉曼耦合相吻合，因为切换静磁场B_0的方向会产生类似的拉曼耦合。

此外，我们考虑了在$\Delta m=0$ 的不同能级之间驱动拉曼跃迁的特殊情况，这对应于非手性跃迁。例如，在两个超精细塞曼态$|\uparrow\rangle=|F=7/2,m_F=-1/2\rangle$和$|\downarrow\rangle=|F=9/2,m_F=1/2\rangle$之间。只有平行于静态偏置磁场$B_0$的有效交流磁场$B_{\mathrm{ac}}^{\mathrm{eff}}$分量$\Lambda e^{-i(\varphi_2-\varphi_1)}\hat{e}_z$能够驱动$\Delta m=0$ 的跃迁；而垂直于静态偏置磁场B_0的分量$\Lambda e^{-i\varphi_1}\hat{e}_x$和$\Lambda e^{-i\varphi_2}\hat{e}_y$则被忽略。因此，$\Omega$和$\Omega^{\dagger}$可表示为：

$$\Omega=\frac{\mu_B\eta_{m_{F'}}^{m_F}}{2}B_{\mathrm{ac-el}}^{\mathrm{eff}}\hat{e}_z$$
$$\Omega^{\dagger}=\frac{\mu_B\eta_{m_{F'}}^{m_F}}{2}B_{\mathrm{ac-el}}^{\mathrm{eff}\dagger}\hat{e}_z \tag{5.30}$$

其中Ω和$\Omega^{\dagger}$的振幅与相对相位(φ_1,φ_2)无关。当B_0切换到 z-方向时，Ω和$\Omega^{\dagger}$保持不变。这种情况对应于自旋轨道耦合中的非手性一维拉曼耦合，因为在磁量子化轴的z ±方向上存在类似的自旋轨道耦合。需要注意的是，$\Delta m=0$ 的非手性拉曼耦合在一维和二维拉曼耦合的情况下均可被实验观察到。

5.4.2 手性一维拉曼耦合

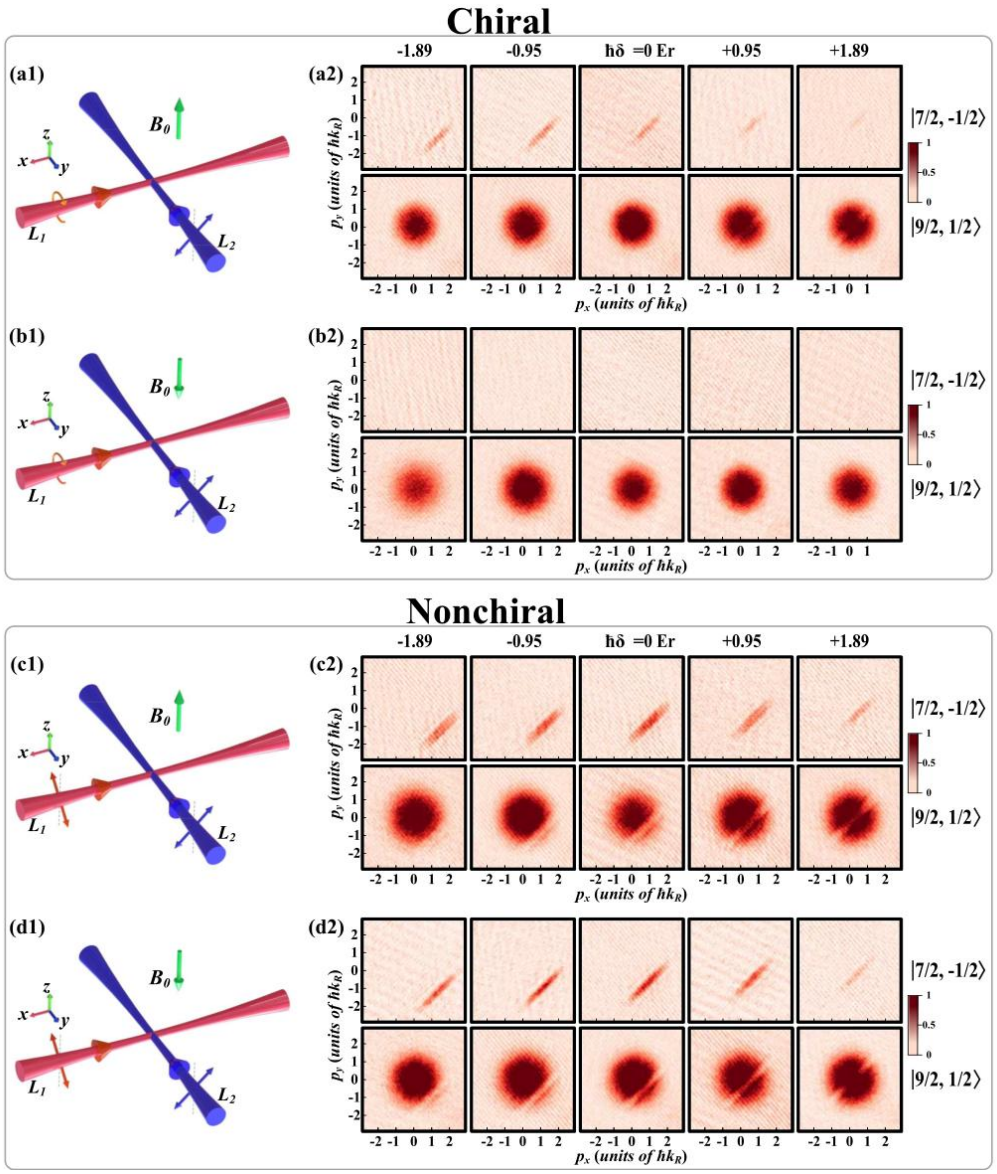


图 5-10 对于$\Delta m_F = \pm 1$自旋轨道耦合的一维拉曼耦合

Fig. 5-10 Raman spectroscopy of 1D Raman coupling for SOC for $\Delta m_F = \pm 1$

注：(a)和(b)是手性一维拉曼耦合情况。静磁场B_0分别沿 z+方向(a)和 z-方向(b)。(a1)和(b1)为激光偏振配置，其中沿 x 方向的拉曼光L_1为圆偏振，而沿 y 方向的拉曼光L_2为线偏振，且与垂直方向有$\pi/4$的角度差。(a2)和(b2)为不同拉曼双光子失谐δ下，两个超精细自旋态在 12 ms 飞行时间后的吸收图像，显示拉曼耦合的存在与否依赖于磁场方向。(c)和(d)是非手性一维拉曼耦合情况。(c1)和(d1) 中拉曼光L_1和L_2的偏振为线偏振且正交，分别与垂直方向成$\pi/4$角。(c2)和(d2)为不同拉曼双光子失谐δ下，两个超精细自旋态在 12 ms 飞行时间后的吸收图像。

本部分利用超冷费米气体的拉曼光谱对自旋轨道耦合体系中的手性拉曼耦合进行检验。实验中施加一个持续时间为 0.035 ms 的拉曼激光脉冲，并扫描两束拉曼光

的频率差$\delta\omega$，以测量不同频率差下的自旋分布。拉曼脉冲结束后，立即关闭光阱和均匀偏置磁场，使原子云自由飞行 12 ms，随后进行飞行时间吸收成像。图 5-10 给出了不同$\delta\omega$下两个超精细塞曼子能态的吸收图像。结果显示，拉曼跃迁只发生在满足处于特定动量态的原子中，即在$|\downarrow\rangle = |F = 9/2, m_F = 1/2\rangle \Leftrightarrow |\uparrow\rangle = |F = 7/2, m_F = -1/2\rangle$之间发生跃迁。由于共振条件由拉曼光频率差$\delta\omega$决定，因此调节$\delta\omega$可以选择性地耦合不同动量态的原子，这一结果体现了拉曼光谱的动量分辨特性。

假设拉曼激光L_1沿 x 方向的偏振为圆偏振，L_2沿 y 方向的偏振为与垂直方向成$\pi/4$ 的线偏振，如图 5-10(a1)所示。这种情况对应于$(\varphi_1, \varphi_2) = (-\pi/2, 0)$，从而会产生与 5.2 中相同的有效圆偏振交流磁场$B_{\mathrm{ac+}}$。图 5-10(a2)中拉曼光谱的吸收图像证明了拉曼耦合项$\Omega_0\hat{\sigma}_x$的存在。作为对比，如图 5-10(b1)所示，当磁场B_0切换到 z-方向（或将L_1的偏振改为圆偏振）时，对应于相位$(\varphi_1, \varphi_2) = (\pi/2, 0)$，会产生与 5.2 中相同的有效交流圆偏振磁场正交的交流磁场$B_{\mathrm{ac-}}$，此时不存在拉曼耦合，如图 5-10(b2)所示。因此，自旋轨道耦合的手性一维拉曼耦合在实验上是通过有效交流磁场与原子之间的手性相互作用实现的。

假设拉曼激光L_1和L_2的偏振都是垂直方向成$\pi/4$ 的线偏振，如图 5-10(c1)和(d1)所示。这种情况对应于$(\varphi_1, \varphi_2) = (0, 0)$，从而存在有效交流线偏振磁场。结合图 5-10(c2)和(d2)中拉曼光谱的吸收图像，在磁场量子化轴的z ±方向上始终存在拉曼耦合。因此，这种情况对应于自旋轨道耦合中的非手性一维拉曼耦合。

5.5 二维正方晶格构型中的手性二维拉曼耦合

5.5.1 光晶格构型中的拉曼耦合项

当两束拉曼激光E_{1x}和E_{2y}分别从 x 和 y 方向入射，并由两面平凹反射镜将拉曼激光原路反射。拉曼晶格构型方案的双色光场表达式如下：

$$
\begin{aligned}
E &= E_1 + E_2 \\
E_1 &= \left(\left(E_{1xz}\hat{e}_z + E_{1xy}e^{i\varphi_1}\hat{e}_y\right)e^{-ik_{\mathrm{R}}x}\right)e^{-i(\omega+\delta\omega)t} + \left(\left(E_{1xz}\hat{e}_z + E_{1xy}e^{i\varphi_1}e^{i\alpha}\hat{e}_y\right)e^{ik_{\mathrm{R}}x}\right)e^{-i(\omega+\delta\omega)t} \\
&= 2\left(E_{1xz}\cos(k_{\mathrm{R}}x)\,\hat{e}_z + E_{1xy}e^{i\varphi_1}e^{i\frac{\alpha}{2}}\cos\left(k_{\mathrm{R}}x + \frac{\alpha}{2}\right)\hat{e}_y\right)e^{-i(\omega+\delta\omega)t} \qquad (5.31) \\
E_2 &= 2\left(E_{2yz}\cos(k_R y)\,\hat{e}_z + E_{2yx}e^{i\varphi_2}e^{i\frac{\beta}{2}}\cos(k_{\mathrm{R}}y + \frac{\beta}{2})\,\hat{e}_x\right)e^{-i\omega t}
\end{aligned}
$$

其中α, β是拉曼 1 和 2 返回光路上由于平凹反射镜和$\lambda/4$ 玻片造成的两个偏振分量之

间额外的相对相位差。将两路光晶格形成的光场代入，可得有效交流磁场为：

$$B_{\mathrm{ac}}^{\mathrm{eff}}=B_{\mathrm{ac-el}}^{\mathrm{eff}}e^{i\delta\omega t}+B_{\mathrm{ac-el}}^{\mathrm{eff}\dagger}e^{-i\delta\omega t} \tag{5.32}$$

其中$B_{\mathrm{ac-el}}^{\mathrm{eff}}$可以缩写为：

$$B_{\mathrm{ac-el}}^{\mathrm{eff}}=iM_xe^{-i\left(\varphi_1+\frac{\alpha}{2}\right)}\hat{e}_x+iM_ye^{i\left(\varphi_2+\frac{\beta}{2}\right)}\hat{e}_y-iM_ze^{i\left(\varphi_1+\frac{\alpha}{2}-\varphi_2-\frac{\beta}{2}\right)}\hat{e}_z \tag{5.33}$$

M_x，M_y和M_z的表达式为：

$$\begin{aligned}M_x&=4\Lambda\cos\left(k_{\mathrm{R}}x+\frac{\alpha}{2}\right)\cos\left(k_{\mathrm{R}}y\right)\\M_y&=4\Lambda\cos\left(k_{\mathrm{R}}y+\frac{\beta}{2}\right)\cos(k_{\mathrm{R}}x)\\M_z&=4\Lambda\cos\left(k_{\mathrm{R}}x+\frac{\alpha}{2}\right)\cos\left(k_{\mathrm{R}}y+\frac{\beta}{2}\right)\end{aligned} \tag{5.34}$$

$B_{\mathrm{ac}}^{\mathrm{eff}}$的时间依赖项$e^{i\delta\omega t\hat{\sigma}_z/2}$，以通过幺正变化$S=e^{i\delta\omega t}$以及旋波近似消除，由此得到的哈密顿量可以表示为：

$$H=\left[\frac{\hat{P}^2}{2m}+V(r)\right]\hat{I}+\boldsymbol{\Omega}\cdot\hat{\sigma} \tag{5.35}$$

其中的拉曼耦合项为：

$$\begin{aligned}\boldsymbol{\Omega}\cdot\hat{\sigma}&=\Omega z\cdot\hat{\sigma}_z+\Omega\cdot\hat{\sigma}_-+\Omega^{\dagger}\cdot\hat{\sigma}_+\\\Omega z&=-\frac{\hbar\delta}{2}\\\Omega&=\overline{M_x}\left[\sin\left(\varphi_1+\frac{\alpha}{2}\right)+i\cos\left(\varphi_1+\frac{\alpha}{2}\right)\right]-\overline{M_y}\left[\sin\left(\varphi_2+\frac{\beta}{2}\right)+i\cos\left(\varphi_2+\frac{\beta}{2}\right)\right]\end{aligned} \tag{5.36}$$

这里的$\overline{M}_{x/y}=\mu_B\eta_{m_F'}^{m_F}M_{x/y}/2$。

5.5.2 手性二维拉曼耦合

实验上通过将$\lambda/4$波片放置在两个平凹反射镜的前方，这会使两个正交偏振之间产生的额外相对相位差$\alpha=\beta=\pi$。对于图 5-11(a1)所示的相位$(\varphi_1,\varphi_2)=(-\pi/2,0)$，其中沿 x 方向的拉曼激光L_1的偏振为圆偏振光，而沿 y 方向的L_2是与垂直方向成$\pi/4$夹角的线偏振光，此时$\Omega=i(\overline{M_x}-\overline{M_y})$且$\boldsymbol{\Omega}\cdot\hat{\sigma}=-\hat{\sigma}_z\delta/2+\left(\overline{M_x}-\overline{M_y}\right)\hat{\sigma}_y=-\hat{\sigma}_z\delta/2-\Omega_0\sin\left[k_R(x-y)\right]/2$，这对应于 x-y 方向上的一维拉曼晶格构型。从图 5-11(a2)所示的拉曼光谱吸收图像中可以看到，在 x-y 方向出现了线型的一维拉曼晶格构型。当B_0切换到 z-方向时，对应于图 5-11(b1)所示的相位$(\varphi_1,\varphi_2)=(\pi/2,0)$，此时$\Omega=-i(\overline{M_x}+\overline{M_y})$且$\boldsymbol{\Omega}\cdot\hat{\sigma}=-\hat{\sigma}_z\delta/2-\left(\overline{M_x}+\overline{M_y}\right)\hat{\sigma}_y=-\hat{\sigma}_z\delta/2+\Omega_0\sin\left[k_R(x+y)\right]/2$，这对应于图

5-11(b2)所示的 x+y 方向上的一维拉曼晶格构型。因此，这种情况对应于自旋轨道耦中的手性二维拉曼耦合，其中在磁场量子化轴的正负方向上分别出现了两个相互正交的一维拉曼晶格构型。

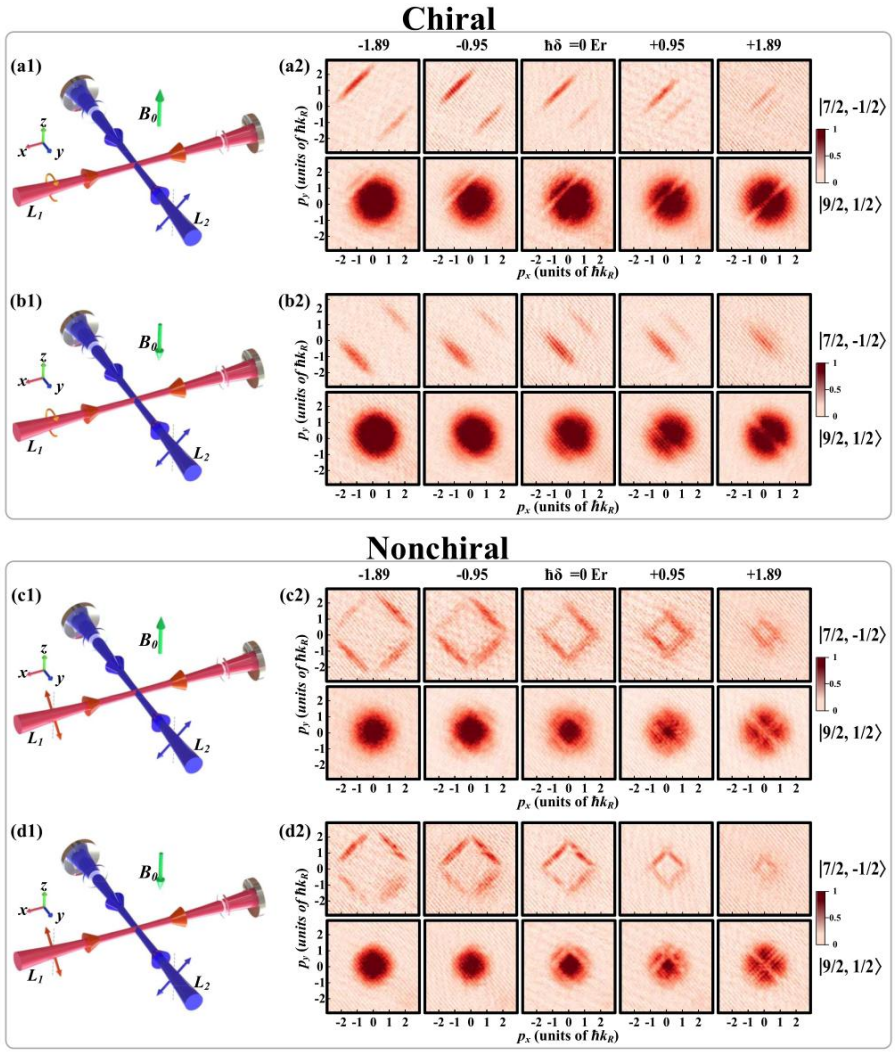


图 5-11 对于$\Delta m_F = \pm 1$自旋轨道耦合的二维拉曼耦合

Fig. 5-11 Raman spectroscopy of 2D Raman coupling for SOC in an optical square Raman lattice for $\Delta m_F = \pm 1$

注：(a)和(b)是手性二维拉曼耦合情况。静磁场B_0分别沿 z+方向(a)和 z-方向(b)。(a1)和(b1)为激光偏振配置，其中沿 x 方向的拉曼光L_1为圆偏振，而沿 y 方向的拉曼光L_2为线偏振，且与垂直方向有π/4的角度差。(a2)和(b2)为不同拉曼双光子失谐δ下，两个超精细塞曼子能态在 12 ms 飞行时间后的吸收图像，显示拉曼耦合的存在与否依赖于磁场方向。(c)和(d)是非手性二维拉曼耦合情况。(c1)和(d1)中拉曼光L_1和L_2的偏振为线偏振且正交，分别与垂直方向成π/4角。(c2)和(d2)为不同拉曼双光子失谐δ下，两个超精细塞曼子能态在 12 ms 飞行时间后的吸收图像。

通过设置相位$(\varphi_1, \varphi_2) = (0,0)$，其中拉曼激光$L_1$和$L_2$的偏振分别为与垂直方向成$\pm\pi/4$夹角的线偏振光，拉曼光谱的吸收图像如图 5-11(c1)和 5-11(d1)所示。此时$\Omega = \overline{M_x} - i\overline{M_y}$且$\boldsymbol{\Omega}\cdot\hat{\sigma} = -\hat{\sigma}_z\delta/2 + \overline{M_x}\hat{\sigma}_x - \overline{M_y}\hat{\sigma}_y$，这对应于 x+y 和 x-y 两个方向上的二维拉曼晶格构型，如图 5-11(c1)和 5-11(d1)所示。从图 5-11(c2)所示的拉曼光谱吸收图像中可以看到，系统中出现了沿 x+y 和 x-y 两个方向的二维拉曼晶格构型。当偏置磁场B_0切换到 z-方向时，$\Omega = \overline{M_x} - i\overline{M_y}$且$\boldsymbol{\Omega}\cdot\hat{\sigma} = -\hat{\sigma}_z\delta/2 + \overline{M_x}\hat{\sigma}_x - \overline{M_y}\hat{\sigma}_y$，这对应于 x+y 和 x-y 方向的二维拉曼晶格构型，如图 5-11(d2)所示。

5.5.3 不同跃迁的手性

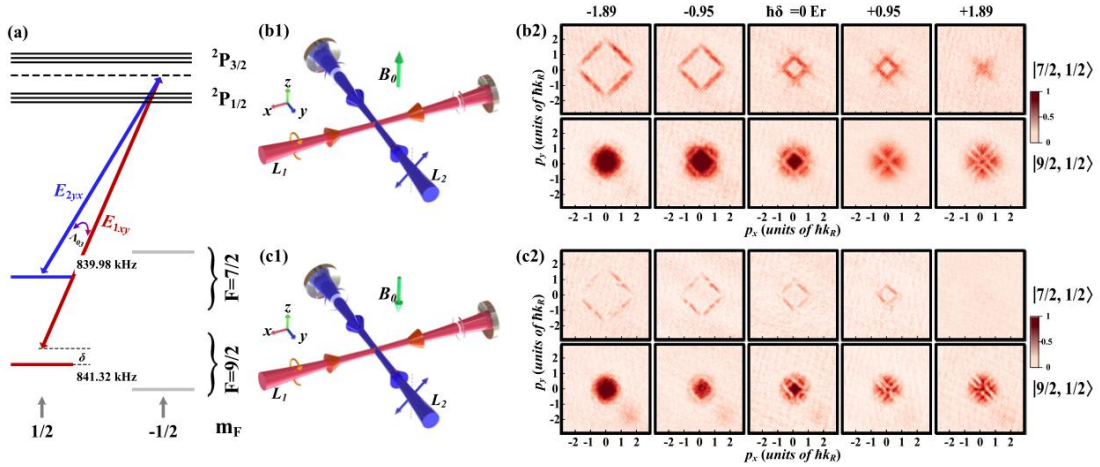


图 5-12 对于$\Delta m_F = 0$自旋轨道耦合的二维拉曼耦合

Fig. 5-12 Raman spectroscopy of 2D Raman coupling for SOC in an optical square Raman lattice for $\Delta m_F = 0$

注：(a)两束拉曼激光驱动两个超精细自旋态$|F = 7/2, m_F = 1/2\rangle$和$|F = 9/2, m_F = 1/2\rangle$之间的非手性拉曼跃迁。(b1)和(c1)中沿 x 方向的拉曼光L_1为圆偏振，而沿 y 方向的拉曼光L_2为线偏振，且与垂直方向成$\pi/4$ 角。静磁场B_0分别沿 z+方向(b1)和 z-方向(c1)。(b2)和(c2)为不同拉曼双光子失谐δ下，两个超精细自旋态在 12 ms 飞行时间后的吸收图像。

进一步地，实验研究了不同塞曼子能态之间的$\Delta m = 0$拉曼跃迁，所选取的两个能态为$|F = 9/2, m_F = 1/2\rangle$和$|F = 7/2, m_F = 1/2\rangle$。对于这种$\Delta m = 0$的跃迁，只有与量化轴$B_0$方向一致的交流磁场能够满足选择定则并驱动跃迁，即$B^{\mathrm{eff}}_{\mathrm{ac-el}}$与$B^{\mathrm{eff}\,\dagger}_{\mathrm{ac-el}}$中的$\hat{e}_z$分量，而$\hat{e}_x$和$\hat{e}_y$方向的分量不满足跃迁条件可以被忽略。如图 5-12(a)所示，当量子化轴分别取 z+和 z-方向时，拉曼光谱中均观察到沿 x+y 和 x-y 两个方向分布的二维拉曼晶格构型，并且其吸收图像具有相同的结构特征。这说明该二维拉曼耦合不

依赖于量子化轴方向的反转，因此对应于非手性二维拉曼耦合。从理论上讲，图5-12(c2)和(d2)以及图5-12(b2)和(c2)的原子吸收图像应该显示完全相同的图案。然而，在实际实验中，有许多因素会导致原子响应存在一些残余差异。例如，当磁场从 z+方向翻转到 z-方向时，无法保证完美的 180°翻转，这会导致有效交流磁场相对于偏置磁场产生偏差。此外，原子数和拉曼激光强度的波动也可能导致动量分辨拉曼光谱出现差异。

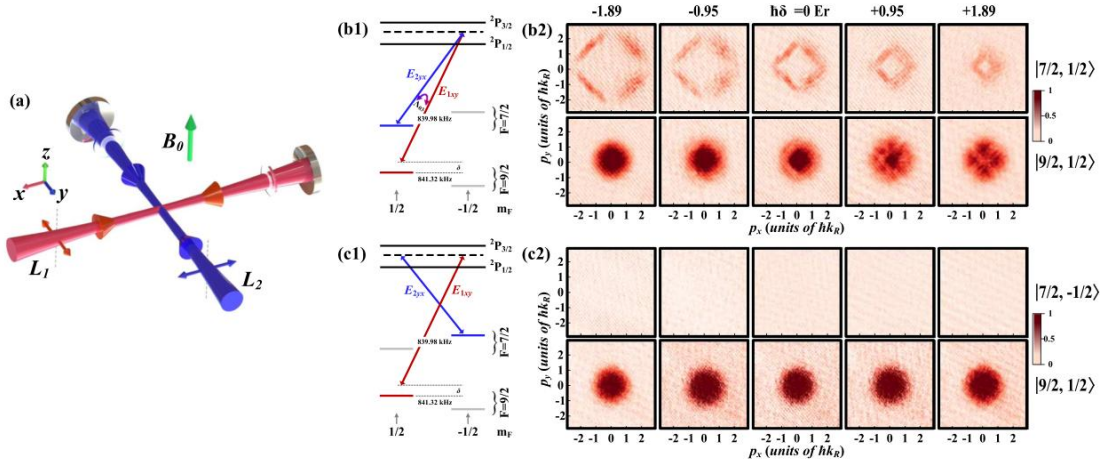


图 5-13 对于$\Delta m_F = 0$，± 1 自旋轨道耦合的水平线偏下的二维拉曼耦合

Fig. 5-13 Raman spectroscopy of 2D Raman coupling for SOC in an optical square Raman lattice comparing $\Delta m_F = 0$， ± 1 with the horizontally linear polarization.

注：(a)沿 x 方向的拉曼光L_1和沿 y 方向的拉曼光L_2均为水平线偏振，分别产生方形晶格和拉曼耦合。静磁场B_0沿 z+方向。(b1)和(c1)分别对应非手性跃迁$\Delta m_F = 0(|9/2,1/2\rangle \Leftrightarrow |7/2,1/2\rangle)$和手性跃迁$\Delta m_F = \pm 1(|9/2,1/2\rangle \Leftrightarrow |7/2,-1/2\rangle)$。(b2)和(c2) 为不同拉曼双光子失谐$\delta$下，两个超精细自旋态在 12 ms 飞行时间后的吸收图像。

最后，实验研究了两束拉曼光偏振均位于 x-y 平面内时的拉曼跃迁，如图 5-13(a)所示。该构型下分别考察了$\Delta m = 0$ 和$\Delta m = \pm 1$ 两种跃迁过程。其中，$\Delta m = 0$ 对应于$|F = 9/2, m_F = 1/2\rangle \Leftrightarrow |F = 7/2, m_F = 1/2\rangle$，$\Delta m = \pm 1$ 对应于$|F = 9/2, m_F = 1/2\rangle \Leftrightarrow |F = 7/2, m_F = -1/2\rangle$。对于如图 5-13(b)所示的$\Delta m = 0$ 的非手性拉曼跃迁，有效交流磁场$B_{\mathrm{ac-el}}^{\mathrm{eff}}$的$\hat{e}_z$分量平行于静态偏置磁场$B_0$，这与图 5-13(a)中的情况相同。然而，对于$\Delta m = \pm 1$ 的跃迁，如图 5-13(c)所示，不存在拉曼耦合。这是因为平行于静态偏置磁场B_0的交流磁场$B_{\mathrm{ac-el}}^{\mathrm{eff}}$的唯一分量$\hat{e}_z$无法驱动$\Delta m = \pm 1$ 的跃迁，从而导致拉曼耦合消失。

5.6 总结

本章研究了自旋轨道耦合中手性与非手性拉曼耦合的物理机制。首先，在实验坐标系和旋转坐标系下，利用 Bloch 球图像分析了静态磁场与交流磁场作用下的磁化强度演化，并讨论了其与原子拉比振荡之间的关系。通过自旋在静态磁场和交流磁场中的运动图像，直观展示了手性磁场-原子相互作用对拉曼耦合的影响，为理解自旋轨道耦合中的手性拉曼耦合提供了物理基础。随后，利用两束拉曼激光产生的圆偏振有效交流磁场，实验研究了两个塞曼子能态之间的拉曼跃迁。通过改变拉曼光的偏振组合以及量子化轴方向，验证了当有效交流磁场与原子跃迁选择定则相匹配时，体系中存在有效拉曼耦合；而当二者不匹配时，拉曼耦合消失。这一结果证明了手性拉曼耦合来源于有效交流磁场与原子跃迁之间的手性相互作用。进一步地，本章将该机制推广至正方光晶格中的二维拉曼耦合体系，推导了手性和非手性二维拉曼耦合的理论形式，并通过实验进行了验证。结果表明，二维拉曼耦合的手性不仅取决于拉曼光偏振构型，也与量子化轴方向和选择定则密切相关。最后，通过比较不同跃迁选择定则下的拉曼耦合行为，说明只有$\Delta m = \pm 1$跃迁才可能表现出手性特征；而$\Delta m = 0$跃迁由平行于量子化轴的交流磁场分量驱动，对应于非手性拉曼耦合。本章对自旋轨道耦合中的手性一维和二维拉曼耦合均进行了详尽的实验研究。该项工作为理解手性物理以及研究具有手性特征的物质状态提供了一个理想的系统。

本章的创新之处在于：

1.提出并实现了一种对静磁场量化轴方向依赖的手性拉曼耦合方案，将手性特征引入超冷原子自旋轨道耦合体系；

2.基于实验坐标系和旋转坐标系下的 Bloch 球分析，建立了手性与非手性交流磁场的直观物理图像；

3.通过调控激光偏振组合并结合拉曼跃迁选择定则，明确了手性拉曼耦合的实现条件，揭示了只有满足$\Delta m = \pm 1$的跃迁过程才可能产生手性；

4.在此基础上，进一步将该机制从一维体系推广到二维正方光晶格中的拉曼耦合情形，并完成相应理论推导与实验研究。

6 总结与展望

本文主要围绕基于超冷费米子 ^{40}K 的超精细能态调控这一主题，开展了系统而深入的实验研究。论文从超冷玻色费米混合气体的制备出发，在 ^{40}K 超精细能态的塞曼子能态中找到了一种磁不灵敏态，随后利用该磁不灵敏态在二维光学晶格构型中实现了一维自旋轨道耦合。通过调节拉曼光偏振构型和量子化轴磁场方向，进一步实现并验证了具有手性拉曼势的自旋轨道耦合。此外，本文还初步开展了超冷费米子 ^{40}K 的里德堡原子相关实验。

本文的主要研究内容和实验成果总结如下：

本文首先介绍并优化了超冷 ^{87}Rb 和 ^{40}K 混合气体实验平台。该平台主要用于实现玻色子 ^{87}Rb 和费米子 ^{40}K 的俘获、冷却以及量子简并气体制备。为了提高原子制备效率和实验稳定性，实验中引入了多项优化技术。例如，利用 Dark MOT 技术提高原子装载效率；采用 ^{40}K D1 线 Gray Molasses 冷却降低原子温度并减少制备过程中的损耗；使用 532 nm 高功率激光堵塞磁场零点，以抑制磁阱蒸发冷却过程中马约拉纳跃迁；并通过三束光学偶极阱实现进一步蒸发冷却。这些技术提高了 ^{40}K 量子简并气体的制备效率和原子数，为后续开展磁不灵敏态测量、自旋轨道耦合以及里德堡激发实验提供了可靠的实验基础。

第三章搭建了用于费米子 ^{40}K 里德堡态制备的超稳腔系统，并开展了双光子里德堡激发实验。为了满足双光子里德堡激发对激光频率稳定性的要求，实验采用双边带 PDH 锁频方法，将相关激光稳定锁定到双波长超稳腔上。研究发现，当双光子过程与原子能级共振时，体系表现出电磁诱导透明特征，基态原子损耗较小；而当双光子过程存在失谐时，基态原子损耗明显增强。这一结果为后续在 ^{40}K 体系中开展单光子里德堡激发、里德堡相互作用以及相关精密测量实验提供了技术基础。

第四章在费米子 ^{40}K 的基态超精细能级中寻找并实验验证了一种磁不灵敏态。通过微波光谱测量，并与其他跃迁进行对比，实验筛选出一组微波谱线误差棒很小的能态。然后，通过增加脉冲时间缩窄微波谱线宽度，确定这组能态是磁不灵敏态。进一步地，利用 Ramsey 干涉方法对该态的稳定性进行了验证。在验证磁不灵敏态稳定性的基础上，本章还研究了该磁不灵敏态在外加激光场作用下的 AC-Stark 效应。基于磁不灵敏态的实验为后续提高 ^{40}K 原子内态操控的相干性和稳定性提供了一种有效方法。

第五章在费米子 ^{40}K 中实现具有手性拉曼势的自旋轨道耦合。基于 ^{40}K 的磁不灵敏态，在两束垂直的拉曼光作用下实现一维自旋轨道耦合，并将其扩展到二维光晶格构型中。在理论上，本章详细研究了拉曼过程，分析了拉曼光偏振、相对相位以及量子化轴方向对拉曼耦合形式的影响。实验上，通过调节拉曼光偏振组合和偏置磁场方向，实现了对拉曼耦合产生与消失的控制。该结果表明，除传统方案中由激光传播方向、偏振和频率失谐决定拉曼耦合形式之外，量子化磁场方向也可以作为一个重要的可调自由度，用于调控拉曼耦合结构。

基于本论文已取得的成果，结合当前超冷原子领域的发展前沿，未来的研究可以从以下几个方向深入拓展：

- 精密测量费米子 ^{40}K 的超精细结构常数。本课题组已探索费米子 ^{40}K 的磁不灵敏态，使用基态的两种磁不灵敏态，通过使用 Ramsey 条纹确定不同磁场大小下两种磁不灵敏态之间的频率差，联立方程精确求解各个磁场的精确值和超精细结构常数。
- 开展超冷费米子 ^{40}K 的里德堡能态研究。目前实验可以使用双光子或者单光子过程进行里德堡能态制备。将制备过程与磁不灵敏态耦合起来，通过动力学解耦延长相干寿命，测量 ^{40}K 里德堡原子之间的相互作用。
- 开展自旋轨道耦合与光晶格的研究。未来可设计新的光路方案，将光学晶格中的束缚势项与自旋轨道耦合中的拉曼耦合项在实验上分离，使二者的强度能够独立调节。通过分别控制晶格阱深、拉曼耦合强度、失谐量以及拉曼光偏振构型，可以系统研究光学晶格中自旋轨道耦合能带结构的变化。

综上所述，本论文的研究成果不仅深化了我们对 ^{40}K 的超精细能态理解，为未来基于磁不灵敏态进行量子精密测量开辟新途径；也在超冷原子平台上使用自旋轨道耦合进行量子模拟时提供了一个新的自由度，为模拟更复杂、更奇异的量子物态提供新思路。

参考文献

[1] Hänsch T W, Schawlow A L. Cooling of gases by laser radiation[J]. Optics Communications, 1975, 13(1): 68-69.

[2] Chu S, Hollberg L, Bjorkholm J E, et al. Three-dimensional viscous confinement and cooling of atoms by resonance radiation pressure[J]. Physical Review Letters, 1985, 55(1): 48.

[3] Aspect A, Arimondo E, Kaiser R, et al. Laser cooling below the one-photon recoil energy by velocity-selective coherent population trapping[J]. Physical Review Letters, 1988, 61(7): 826.

[4] Lett P D, Watts R N, Westbrook C I, et al. Observation of atoms laser cooled below the Doppler limit[J]. Physical Review Letters, 1988, 61(2): 169.

[5] Anderson M H, Ensher J R, Matthews M R, et al. Observation of Bose-Einstein condensation in a dilute atomic vapor[J]. Science, 1995, 269(5221): 198-201.

[6] Davis K B, Mewes M O, Andrews M R, et al. Bose-Einstein condensation in a gas of sodium atoms[J]. Physical Review Letters, 1995, 75(22): 3969.

[7] DeMarco B, Jin D S. Onset of Fermi degeneracy in a trapped atomic gas[J]. Science, 1999, 285(5434): 1703-1706.

[8] Truscott A G, Strecker K E, McAlexander W I, et al. Observation of Fermi pressure in a gas of trapped atoms[J]. Science, 2001, 291(5513): 2570-2572.

[9] Roati G, Riboli F, Modugno G, et al. Fermi-bose quantum degenerate 40K-87Rb mixture with attractive interaction[J]. Physical Review Letters, 2002, 89(15): 150403.

[10] Hadzibabic Z, Stan C A, Dieckmann K, et al. Two-species mixture of quantum degenerate Bose and Fermi gases[J]. Physical Review Letters, 2002, 88(16): 160401.

[11] Tey M K, Stellmer S, Grimm R, et al. Double-degenerate Bose-Fermi mixture of strontium[J]. Physical Review A, 2010, 82(1): 011608.

[12] Wu C H, Santiago I, Park J W, et al. Strongly interacting isotopic Bose-Fermi mixture immersed in a Fermi sea[J]. Physical Review A, 2011, 84(1): 011601.

[13] Yao X C, Chen H Z, Wu Y P, et al. Observation of coupled vortex lattices in a

mass-imbalance Bose and Fermi superfluid mixture[J]. Physical Review Letters, 2016, 117(14): 145301.

[14] DeSalvo B J, Patel K, Johansen J, et al. Observation of a degenerate Fermi gas trapped by a Bose-Einstein condensate[J]. Physical Review Letters, 2017, 119(23): 233401.

[15] Schäfer F, Konishi H, Bouscal A, et al. Spectroscopic determination of magnetic-field-dependent interactions in an ultracold Yb ($^3P_2$)-Li mixture[J]. Physical Review A, 2017, 96(3): 032711.

[16] Ye Z X, Xie L Y, Guo Z, et al. Double-degenerate Bose-Fermi mixture of strontium and lithium[J]. Physical Review A, 2020, 102(3): 033307.

[17] Schäfer F, Fukuhara T, Sugawa S, et al. Tools for quantum simulation with ultracold atoms in optical lattices[J]. Nature Reviews Physics, 2020, 2(8): 411-425.

[18] Houck A A, Türeci H E, Koch J. On-chip quantum simulation with superconducting circuits[J]. Nature Physics, 2012, 8(4): 292-299.

[19] Monroe C, Campbell W C, Duan L M, et al. Programmable quantum simulations of spin systems with trapped ions[J]. Reviews of Modern Physics, 2021, 93(2): 025001.

[20] Aspuru-Guzik A, Walther P. Photonic quantum simulators[J]. Nature Physics, 2012, 8(4): 285-291.

[21] Ferrier-Barbut I, Kadau H, Schmitt M, et al. Observation of quantum droplets in a strongly dipolar Bose gas[J]. Physical Review Letters, 2016, 116(21): 215301.

[22] Cabrera C R, Tanzi L, Sanz J, et al. Quantum liquid droplets in a mixture of Bose-Einstein condensates[J]. Science, 2018, 359(6373): 301-304.

[23] Semeghini G, Ferioli G, Masi L, et al. Self-bound quantum droplets of atomic mixtures in free space[J]. Physical Review Letters, 2018, 120(23): 235301.

[24] Moses S A, Covey J P, Miecnikowski M T, et al. New frontiers for quantum gases of polar molecules[J]. Nature Physics, 2017, 13(1): 13-20.

[25] Molony P K, Gregory P D, Ji Z, et al. Creation of ultracold ^{87}Rb ^{133}Cs molecules in the rovibrational ground state[J]. Physical Review Letters, 2014, 113(25): 255301.

[26] Bohn J L, Rey A M, Ye J. Cold molecules: Progress in quantum engineering of chemistry and quantum matter[J]. Science, 2017, 357(6355): 1002-1010.

[27] Galitski V, Spielman I B. Spin–orbit coupling in quantum gases[J]. Nature, 2013, 494(7435): 49-54.

[28] Micheli A, Brennen G K, Zoller P. A toolbox for lattice-spin models with polar molecules[J]. Nature Physics, 2006, 2(5): 341-347.

[29] Yao N Y, Gorshkov A V, Laumann C R, et al. Realizing fractional Chern insulators in dipolar spin systems[J]. Physical Review Letters, 2013, 110(18): 185302.

[30] Mandel O, Greiner M, Widera A, et al. Coherent transport of neutral atoms in spin dependent optical lattice potentials[J]. Physical Review Letters, 2003, 91(1): 010407.

[31] Meng Z M, Wang L W, Han W, et al. Atomic Bose-Einstein condensate in twisted-bilayer optical lattices[J]. Nature, 2023, 615: 231-236.

[32] Milner W R, Lannig S, Mamaev M, et al. Coherent evolution of superexchange interaction in seconds-long optical clock spectroscopy[J]. Science, 2025, 388(6746): 503-508.

[33] Hasan M Z, Kane C L. Colloquium: topological insulators[J]. Reviews of Modern Physics, 2010, 82(4): 3045-3067.

[34] Schindler F, Cook A M, Vergniory M G, et al. Higher-order topological insulators[J]. Science Advances, 2018, 4(6): eaat0346.

[35] Kennedy C J, Siviloglou G A, Miyake H, et al. Spin-orbit coupling and quantum spin hall effect for neutral atoms without spin flips[J]. Physical Review Letters, 2013, 111(22): 225301.

[36] Sinova J, Culcer D, Niu Q, et al. Universal intrinsic spin Hall effect[J]. Physical Review Letters, 2004, 92(12): 126603.

[37] Sun W, Yi C R, Wang B Z, et al. Uncover topology by quantum quench dynamics[J]. Physical Review Letters, 2018, 121(25): 250403.

[38] Li D, Huang L, Peng P, et al. Experimental realization of spin-tensor momentum coupling in ultracold Fermi gases[J]. Physical Review A, 2020, 102(1): 013309.

[39] Ren Z, Liu D, Zhao E, et al. Chiral control of quantum states in non-Hermitian spin–orbit-coupled fermions[J]. Nature Physics, 2022, 18(4): 385-389.

[40] Liang Q, Dong Z, Pan J S, et al. Chiral dynamics of ultracold atoms under a tunable SU(2) synthetic gauge field[J]. Nature Physics, 2024, 20(11): 1738-1743.

[41] Ponomarenko D V, Shestakov A F. Polarizabilities of ns and np Rydberg states of the Li atom[J]. Chemical Physics Letters, 1993, 210(1-3): 269-273.

[42] Gaëtan A, Miroshnychenko Y, Wilk T, et al. Observation of collective excitation of two individual atoms in the Rydberg blockade regime[J]. Nature Physics, 2009, 5(2): 115-118.

[43] Urban E, Johnson T A, Henage T, et al. Observation of Rydberg blockade between two atoms[J]. Nature Physics, 2009, 5(2): 110-114.

[44] Jaksch D, Cirac J I, Zoller P, et al. Fast quantum gates for neutral atoms[J]. Physical Review Letters, 2000, 85(10): 2208.

[45] Bernien H, Schwartz S, Keesling A, et al. Probing many-body dynamics on a 51-atom quantum simulator[J]. Nature, 2017, 551(7682): 579-584.

[46] Ma S, Liu G, Peng P, et al. High-fidelity gates and mid-circuit erasure conversion in an atomic qubit[J]. Nature, 2023, 622(7982): 279-284.

[47] An Z Y, Lu B W, Li J, et al. Entangling two Rydberg superatoms via heralded storage[J]. Physical Review Letters, 2025, 134(23): 230803.

[48] Arias A, Lochead G, Wintermantel T M, et al. Realization of a Rydberg-dressed Ramsey interferometer and electrometer[J]. Physical Review Letters, 2019, 122(5): 053601.

[49] Hines J A, Rajagopal S V, Moreau G L, et al. Spin squeezing by Rydberg dressing in an array of atomic ensembles[J]. Physical Review Letters, 2023, 131(6): 063401.

[50] Zhan C, Ma Z, Wu J, et al. Magnetic field stabilization system designed for the cold-atom coherent population-trapping clock[J]. Chinese Optics Letters, 2024, 22(8): 080202.

[51] Mrozowski M S, Chalmers I C, Ingleby S J, et al. Ultra-low noise, bi-polar, programmable current sources[J]. Review of Scientific Instruments, 2023, 94(1).

[52] Xu X T, Wang Z Y, Jiao R H, et al. Ultra-low noise magnetic field for quantum gases[J]. Review of Scientific Instruments, 2019, 90(5).

[53] Borkowski M, Reichsöllner L, Thekkeppatt P, et al. Active stabilization of kilogauss magnetic fields to the ppm level for magnetoassociation on ultranarrow Feshbach resonances[J]. Review of Scientific Instruments, 2023, 94(7).

[54] Ali Ahmed M A, Alvarez G A, Suter D. Robustness of dynamical decoupling sequences[J]. Physical Review A, 2013, 87(4): 042309.

[55] Biercuk M J, Uys H, VanDevender A P, et al. Optimized dynamical decoupling in a model quantum memory[J]. Nature, 2009, 458(7241): 996-1000.

[56] Wang F, Zu C, He L, et al. Experimental realization of robust dynamical decoupling with bounded controls in a solid-state spin system[J]. Physical Review B, 2016, 94(6): 064304.

[57] Degen C L, Reinhard F, Cappellaro P. Quantum sensing[J]. Reviews of Modern Physics, 2017, 89(3): 035002.

[58] Viola L, Knill E, Lloyd S. Dynamical decoupling of open quantum systems[J]. Physical Review Letters, 1999, 82(12): 2417.

[59] Uhrig G S. Keeping a quantum bit alive by optimized π-pulse sequences[J]. Physical Review Letters, 2007, 98(10): 100504.

[60] Uhrig G S, Lidar D A. Rigorous bounds for optimal dynamical decoupling[J]. Physical Review A, 2010, 82(1): 012301.

[61] Campbell G K, Mun J, Boyd M, et al. Imaging the Mott insulator shells by using atomic clock shifts[J]. Science, 2006, 313(5787): 649-652.

[62] Böhi P, Riedel M F, Hoffrogge J, et al. Coherent manipulation of Bose–Einstein condensates with state-dependent microwave potentials on an atom chip[J]. Nature Physics, 2009, 5(8): 592-597.

[63] Chicireanu R, Nelson K D, Olmschenk S, et al. Differential light-shift cancellation in a magnetic-field-insensitive transition of ^{87}Rb [J]. Physical Review Letters, 2011, 106(6): 063002.

[64] Sárkány L, Weiss P, Hattermann H, et al. Controlling the magnetic-field sensitivity of atomic-clock states by microwave dressing[J]. Physical Review A, 2014, 90(5): 053416.

[65] Li C, Sun F, Liu J, et al. Non 0–0 states magnetically insensitive transitions in alkali species[J]. Physica Scripta, 2020, 95(4): 045402.

[66] Harber D M, Lewandowski H J, McGuirk J M, et al. Effect of cold collisions on spin coherence and resonance shifts in a magnetically trapped ultracold gas[J]. Physical

Review A, 2002, 66(5): 053616.

[67] Chicireanu R, Nelson K D, Olmschenk S, et al. Differential light-shift cancellation in a magnetic-field-insensitive transition of ^{87}Rb[J]. Physical review letters, 2011, 106(6): 063002.

[68] Edri H, Raz B, Matzliah N, et al. Observation of spin-spin fermion-mediated interactions between ultracold bosons[J]. Physical Review Letters, 2020, 124(16): 163401.

[69] Rui Y, Zhang L, Li R, et al. Recoil frequency measurement with ppb-level uncertainty by 6Li atom interferometer[J]. Physical Review Research, 2023, 5(2): 023052.

[70] DeZhi X, HaiXia C, PengJun W, et al. Quantum degenerate Fermi–Bose mixtures of ^{40}K and ^{87}Rb atoms in a quadrupole-Ioffe configuration trap[J]. Chinese Physics Letters, 2008, 25(3): 843-846.

[71] Miao J, Bian G, Shan B, et al. Achieving ultracold Bose–Fermi mixture of ^{87}Rb and ^{40}K with dual dark magnetic-optical-trap[J]. Chinese Physics B, 2022, 31(8): 080306.

[72] Ding P, Shan B, Zhao Y, et al. Optimal preparation of Bose and Fermi atomic gas mixtures of ^{87}Rb and ^{40}K in a crossed optical dipole trap[J]. Chinese Physics B, 2024, 33(6): 063402.

[73] Gerken M. Gray molasses cooling of lithium-6 towards a degenerate Fermi gas[D]. Master thesis, 2016.

[74] Grimm R, Weidemüller M, Ovchinnikov Y B. Optical dipole traps for neutral atoms[M]. Academic Press, 2000, 42: 95-170.

[75] DeMarco B L. Quantum behavior of an atomic Fermi gas[M]. University of Colorado at Boulder, 2001.

[76] Ospelkaus C. Fermi-Bose mixtures: From mean-field interactions to ultracold chemistry[D]. Staats-und Universitätsbibliothek Hamburg Carl von Ossietzky, 2006.

[77] Greiner M, Mandel O, Esslinger T, et al. Quantum phase transition from a superfluid to a Mott insulator in a gas of ultracold atoms[J]. Nature, 2002, 415(6867): 39-44.

[78] Landig R, Hruby L, Dogra N, et al. Quantum phases from competing short-and long-range interactions in an optical lattice[J]. Nature, 2016, 532(7600): 476-479.

[79] Endres M, Bernien H, Keesling A, et al. Atom-by-atom assembly of defect-free

one-dimensional cold atom arrays[J]. Science, 2016, 354(6315): 1024-1027.

[80] Naidon P, Endo S. Efimov physics: a review[J]. Reports on Progress in Physics, 2017, 80(5): 056001.

[81] Ding D S, Busche H, Shi B S, et al. Phase diagram and self-organizing dynamics in a thermal ensemble of strongly interacting Rydberg atoms[J]. Physical Review X, 2020, 10(2): 021023.

[82] Keating T, Goyal K, Jau Y Y, et al. Adiabatic quantum computation with Rydberg-dressed atoms[J]. Physical Review A, 2013, 87(5): 052314.

[83] Urban E, Johnson T A, Henage T, et al. Observation of Rydberg blockade between two atoms[J]. Nature Physics, 2009, 5(2): 110-114.

[84] Yang B, Yan Y, Li X, et al. Highly sensitive microwave electrometry with enhanced instantaneous bandwidth[J]. Physical Review Applied, 2024, 21(3): 031003.

[85] Schmidt O, Knaak K M, Wynands R, et al. Cesium saturation spectroscopy revisited: How to reverse peaks and observe narrow resonances[J]. Applied Physics B, 1994, 59(2): 167-178.

[86] Numata K, Kemery A, Camp J. Thermal-noise limit in the frequency stabilization of lasers with rigid cavities[J]. Physical Review Letters, 2004, 93(25): 250602.

[87] Zeng-Ming M, Liang-Hui H, Peng P, et al. Raman coupling in atomic Bose-Einstein condensed with phase-locked laser system[J]. Acta Physica Sinica, 2015, 64(24).

[88] Chen H T, Padilla W J, Cich M J, et al. A metamaterial solid-state terahertz phase modulator[J]. Nature photonics, 2009, 3(3): 148-151.

[89] Didier A, Millo J, Marechal B, et al. Ultracompact reference ultralow expansion glass cavity[J]. Applied optics, 2018, 57(22): 6470-6473.

[90] 张宏宇, 王锦荣, 李庆回, 等. 高品质因子共振型光电探测器的实验研制[J]. 量子光学学报, 2019, 25(4): 456-462.

[91] 周炳琨, 高以智, 陈倜嵘, 等. 激光原理(第七版)(M). 国防工业出版社. 2014.

[92] Pritchard J D. Cooperative Optical Non-linearity in a blockaded Rydberg ensemble[M]. Springer Science & Business Media, 2012.

[93] Aeppli A, Kim K, Warfield W, et al. Clock with 8×10^{-19} systematic uncertainty[J]. Physical Review Letters, 2024, 133(2): 023401.

[94] Weimer H, Müller M, Lesanovsky I, et al. A Rydberg quantum simulator[J]. Nature Physics, 2010, 6(5): 382-388.

[95] Bluvstein D, Levine H, Semeghini G, et al. A quantum processor based on coherent transport of entangled atom arrays[J]. Nature, 2022, 604(7906): 451-456.

[96] Poli N, Oates C W, Gill P, et al. Optical atomic clocks[J]. La Rivista del Nuovo Cimento, 2013, 36(12): 555-624.

[97] Parker R H, Yu C, Zhong W, et al. Measurement of the fine-structure constant as a test of the Standard Model[J]. Science, 2018, 360(6385): 191-195.

[98] Cronin A D, Schmiedmayer J, Pritchard D E. Optics and interferometry with atoms and molecules[J]. Reviews of Modern Physics, 2009, 81(3): 1051-1129.

[99] Fleischhauer M, Imamoglu A, Marangos J P. Electromagnetically induced transparency: Optics in coherent media[J]. Reviews of Modern Physics, 2005, 77(2): 633-673.

[100] Görlitz A, Gustavson T L, Leanhardt A E, et al. Sodium Bose-Einstein condensates in the F= 2 state in a large-volume optical trap[J]. Physical Review Letters, 2003, 90(9): 090401.

[101] Antoni-Micollier L, Barrett B, Chichet L, et al. Generation of high-purity low-temperature samples of ^{39}K for applications in metrology[J]. Physical Review A, 2017, 96(2): 023608.

[102] Zibrov S A, Novikova I, Phillips D F, et al. Coherent-population-trapping resonances with linearly polarized light for all-optical miniature atomic clocks[J]. Physical Review A, 2010, 81(1): 013833.

[103] Santarelli G, Laurent P, Lemonde P, et al. Quantum projection noise in an atomic fountain: A high stability cesium frequency standard[J]. Physical Review Letters, 1999, 82(23): 4619.

[104] Wu B, Wang Z Y, Cheng B, et al. Accurate measurement of the quadratic Zeeman coefficient of ^{87}Rb clock transition based on the Ramsey atom interferometer[J]. Journal of Physics B, 2013, 47(1): 015001.

[105] Sárkány L, Weiss P, Hattermann H, et al. Controlling the magnetic-field sensitivity of atomic-clock states by microwave dressing[J]. Physical Review A, 2014, 90(5): 053416.

[106] Li C, Sun F, Liu J, et al. Non 0–0 states magnetically insensitive transitions in alkali species[J]. Physica Scripta, 2020, 95(4): 045402.

[107] Breit G, Rabi I I. Measurement of nuclear spin[J]. Physical Review, 1931, 38(11): 2082.

[108] Davis Jr L, Nagle D E, Zacharias J R. Atomic beam magnetic resonance experiments with radioactive elements ^{22}Na, ^{40}K, ^{135}Cs, and ^{137}Cs[J]. Physical Review, 1949, 76(8): 1068.

[109] Pääkkönen P, Turunen J, Vahimaa P, et al. Partially coherent Gaussian pulses[J]. Optics communications, 2002, 204(1-6): 53-58.

[110] Foot C J. Atomic physics[M]. Oxford university press, 2005.

[111] Vassen W, Notermans R, Rengelink R J, et al. Ultracold metastable helium: Ramsey fringes and atom interferometry[M]. Cham: Springer International Publishing, 2018: 597-616.

[112] Baruch M C, Gallagher T F. Ramsey interference fringes in single pulse microwave multiphoton transitions[J]. Physical Review Letters, 1992, 68(24): 3515.

[113] Schmidt F, Mayer D, Hohmann M, et al. Precision measurement of the ^{87}Rb tune-out wavelength in the hyperfine ground state F= 1 at 790 nm[J]. Physical Review A, 2016, 93(2): 022507.

[114] Metcalf H J, Van der Straten P. Laser cooling and trapping[M]. Springer Science & Business Media, 1999.

[115] Xu X T, Yi C R, Wang B Z, et al. Precision mapping the topological bands of 2D spin-orbit coupling with microwave spin-injection spectroscopy[J]. Science bulletin, 2018, 63(22): 1464-1469.

[116] Kleine Büning G, Will J, Ertmer W, et al. Extended coherence time on the clock transition of optically trapped rubidium[J]. Physical Review Letters, 2011, 106(24): 240801.

[117] Bohlouli-Zanjani P, Petrus J A, Martin J D D. Enhancement of Rydberg atom interactions using ac Stark shifts[J]. Physical Review Letters, 2007, 98(20): 203005.

[118] Campbell G K, Boyd M M, Thomsen J W, et al. Probing interactions between ultracold fermions[J]. Science, 2009, 324(5925): 360-363.

[119] Allegrini M, Arimondo E, Orozco L A. Survey of hyperfine structure measurements in alkali atoms[J]. Journal of Physical and Chemical Reference Data, 2022, 51(4).

[120] Yoon M, Srirambalaji R, Kim K. Homochiral metal–organic frameworks for asymmetric heterogeneous catalysis[J]. Chemical Reviews, 2012, 112(2): 1196-1231.

[121] McGuire B A, Carroll P B, Loomis R A, et al. Discovery of the interstellar chiral molecule propylene oxide (CH3CHCH2O)[J]. Science, 2016, 352(6292): 1449-1452.

[122] Qi X L, Zhang S C. Topological insulators and superconductors[J]. Reviews of Modern

Physics, 2011, 83(4): 1057-1110.

[123] Zhu P, Sun X Q, Hughes T L, et al. Higher rank chirality and non-Hermitian skin effect in a topolectrical circuit[J]. Nature Communications, 2023, 14(1): 720.

[124] Popa R, Cimpoiasu V M, Scorei R I. Consequences of expanding chirality to include spin isomery[J]. Phys AUC, 2010, 20: 64-72.

[125] Kallin C, Berlinsky J. Chiral superconductors[J]. Reports on Progress in Physics, 2016, 79(5): 054502.

[126] Chen G, Ma T, N'Diaye A T, et al. Tailoring the chirality of magnetic domain walls by interface engineering[J]. Nature Communications, 2013, 4(1): 2671.

[127] Yang S H, Naaman R, Paltiel Y, et al. Chiral spintronics[J]. Nature Reviews Physics, 2021, 3(5): 328-343.

[128] Gong S H, Alpeggiani F, Sciacca B, et al. Nanoscale chiral valley-photon interface through optical spin-orbit coupling[J]. Science, 2018, 359(6374): 443-447.

[129] Atala M, Aidelsburger M, Lohse M, et al. Observation of chiral currents with ultracold atoms in bosonic ladders[J]. Nature Physics, 2014, 10(8): 588-593.

[130] Lodahl P, Mahmoodian S, Stobbe S, et al. Chiral quantum optics[J]. Nature, 2017, 541(7638): 473-480.

[131] Haljan P C, Coddington I, Engels P, et al. Driving Bose-Einstein condensate vorticity with a rotating normal cloud[J]. Physical Review Letters, 2001, 87(21): 210403.

[132] Cheng X. Realization of an ideal Weyl semimetal band in a quantum gas with 3D Spin-Orbit coupling[J]. Harvard Dataverse dataset, 2021: 118.

[133] 赵凯华, 陈熙谋. 新概念物理教程.电磁学[M]. 高等教育出版社, 2006.

[134] Milner W R, Lannig S, Mamaev M, et al. Coherent evolution of superexchange interaction in seconds-long optical clock spectroscopy[J]. Science, 2025, 388(6746): 503-508.

[135] Arora B, Safronova M S, Clark C W. Tune-out wavelengths of alkali-metal atoms and their applications[J]. Physical Review A, 2011, 84(4): 043401.

[136] Goldman N, Juzeliūnas G, Öhberg P, et al. Light-induced gauge fields for ultracold atoms[J]. Reports on Progress in Physics, 2014, 77(12): 126401.

[137] Dudarev A M, Diener R B, Carusotto I, et al. Spin-orbit coupling and berry phase with ultracold atoms in 2D optical lattices[J]. Physical Review Letters, 2004, 92(15): 153005.

[138] Xu X Q, Han J H. Emergence of chiral magnetism in spinor Bose-Einstein condensates with Rashba coupling[J]. Physical Review Letters, 2012, 108(18): 185301.

[139] Meng Z, Huang L, Peng P, et al. Experimental observation of a topological band gap opening in ultracold Fermi gases with two-dimensional spin-orbit coupling[J]. Physical Review Letters, 2016, 117(23): 235304.

[140] Li J R, Lee J, Huang W, et al. A stripe phase with supersolid properties in spin–orbit coupled Bose–Einstein condensates[J]. Nature, 2017, 543(7643): 91-94.

[141] Han W, Zhang X F, Wang D S, et al. Chiral supersolid in spin-orbit-coupled Bose gases with soft-core long-range interactions[J]. Physical Review Letters, 2018, 121(3): 030404.

攻读学位期间取得的研究成果

[1] **Shan B**, Huang L, Zhao Y, et al. Chiral Raman coupling for spin-orbit coupling in ultracold atomic gases[J]. Physical Review A, 2025, 111(2): 023323.

[2] **Shan B**, Huang L, Yang Y, et al. Experimental study of magnetically insensitive transitions in an ultracold Fermi gas of ^{40}K[J]. Physical Review A, 2026, 113(2): 023306.

[3] Bian G, **Shan B**, Huang L, et al. Rydberg electromagnetically induced transparency in ^{40}K ultracold Fermi gases[J]. Chinese Optics Letters, 2023, 21(10): 100201.

[4] Miao J, Bian G, **Shan B**, et al. Achieving ultracold Bose–Fermi mixture of ^{87}Rb and ^{40}K with dual dark magnetic-optical-trap[J]. Chinese Physics B, 2022, 31(8): 080306.

[5] Ding P, **Shan B**, Zhao Y, et al. Optimal preparation of Bose and Fermi atomic gas mixtures of ^{87}Rb and ^{40}K in a crossed optical dipole trap[J]. Chinese Physics B, 2024, 33(6): 063402.

正在投稿：

[6] Yajing Yang, **Biao Shan**, Yuhang Zhao, et al. Magnetic-field-calibration-free determination of the hyperfine constant A in ultracold Fermi gases of ^{40}K.
(Submit to Physical Review Letters), 共同第一作者(第二位)

致 谢

时光荏苒，岁月如梭。自 2020 年入学以来，六年的研究生生涯已悄然走过。站在博士阶段的终点回望来路，这一路既有汲取知识的充实与喜悦，也有直面困难的磨砺与成长，更承载着许多温暖而难忘的瞬间。正是老师、同学、朋友和家人的支持、帮助与鼓励，使我能够在实验遇到瓶颈时坚定信心、不轻言放弃，在论文撰写过程中反复推敲、不断完善，并最终顺利完成学业。在此，我谨向所有在求学与成长道路上给予我关心和帮助的人致以最诚挚的感谢。

首先，衷心感谢光电研究所为我提供了优质的科研平台。“攀登奉献”的所训不仅铭刻在光电所大厅之中，更深深融入一代代光电科研人的精神品格与实际行动里。这里先进完善的科研仪器设备、严谨活跃的学术研讨氛围，以及师生之间自由开放的交流环境，为我的课题研究提供了坚实保障，也使我在潜移默化中不断提升科研能力与学术素养。感恩彭堃墀院士、谢常德教授等前辈学者，他们严谨求实、潜心治学的学术态度和言传身教的精神风范，始终激励着我们坚守学术初心、勇攀科学高峰。这些宝贵的熏陶与影响，将成为我未来学术道路上弥足珍贵的精神财富。

仰之弥高，钻之弥坚。我要特别感谢我的导师张靖老师。张老师不仅是我学术道路上的引路人，更是我做人做事的榜样。多年来，张老师以渊博的学识、严谨的治学态度和对科研事业的执着追求，给予了我悉心的指导和深刻的影响。在学术与科研方面，张老师始终保持着高度的专注与责任感。自 2020 年以来，每当实验遇到困难和瓶颈时，张老师总是第一时间带领我们一起分析问题、查找原因、解决困难。在与张老师长期相处的过程中，我深深感受到他对科研事业近乎纯粹的投入与热爱。与此同时，张老师也十分重视实验室环境的整洁与规范，这些点滴细节，无不体现出他严谨细致、求真务实的科研态度，也让我深刻认识到，真正的科研精神往往就体现在对每一个细节的尊重与坚持之中。在生活中，张老师同样以高度自律的精神影响着我。他多年坚持跑步锻炼，十年如一日；对科研工作始终保持极大的热情与投入，几乎全年无休，令人由衷敬佩。谨在此向张老师致以最崇高的敬意和最衷心的感谢。张老师的教诲与榜样力量，将始终激励我在今后的人生道路和科研道路上坚定前行。

感谢我的导师黄良辉教授，黄老师全身心地扑在科研事业上，这种对科研的赤

诚与专注，为我们树立了崇高的榜样。他每日都会拨出大量时间，亲力亲为地参与实验讨论。在讨论中，他总是全情投入，不放过任何一个细枝末节。每当我们在科研方向上迷茫徘徊时，黄老师总能凭借其敏锐的洞察力和深厚的学术造诣，及时为我们拨开迷雾，指明前行的方向。遇到科研难题，他更是迅速响应，与我们一同深入探讨，凭借丰富的经验和卓越的智慧，为问题找到解决方案。他的严格要求，让我们养成了严谨的治学态度；他的言传身教，让我们懂得了科研的责任与担当，令人敬仰与钦佩。

感谢我的师兄边国旗和苗杰。自加入实验室起，我便跟随两位师兄学习和开展实验工作。是他们一步一步将我引入科研的大门，使我从最初对实验系统和科研工作较为陌生，逐渐熟悉实验流程、掌握基本方法，并慢慢建立起对科研工作的理解与认识。在此，谨向边国旗师兄和苗杰师兄致以诚挚的感谢。感谢他们在我科研起步阶段给予的指导、帮助与陪伴，这段经历将成为我研究生生涯中十分珍贵的记忆。

感谢王鹏军老师、韩伟老师、孟增明老师、于旭东老师、陈良超老师、叶祝雄老师和靳元彬老师。在我的科研工作推进过程中，各位老师给予了我许多宝贵的指导与帮助。无论是在实验方案的设计、实验现象的分析，还是在科研问题的讨论与思考中，与各位老师的交流都使我受益匪浅。

感谢师妹杨雅婧以及师弟赵宇航、申嘉辉、丁培波，我们一同在实验室度过了无数个日夜。在日常科研工作中，我们一起探讨学术问题，在交流与讨论中碰撞出思维的火花；一起分享科研心得，在彼此启发中不断拓宽视野、共同成长进步；也一起承担和完成各项科研任务，在相互配合与支持中攻克一个又一个难关。

感谢已经毕业的李东豪、师振莲、文凯、米成栋、Sadiq Nawaz Khan、王良伟、李子亮、闫江伟等师兄师姐。初入实验室时，面对陌生的环境与未知的科研领域，是他们的耐心指导与经验分享，让我迅速适应并融入其中。同年进入实验室的顾正宇、李云达、张越和高晨力，与我一同经历了科研中的酸甜苦辣。还有刘方德、聂亮、王星宇、王泽奎、隋文杰、龚琳善、贾甜、丁培波、王永腾、赵宇航、杨雯馨、余浩坤、周暄胜、赵非凡、刘澍、陈卫、王亚洲、杨雅婧、张纯瑶、袁铭清、申嘉辉、冯佳、韩明康、梁新浩等师弟师妹。与他们在实验室共同度过的时光，充满了活力与朝气。

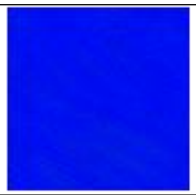
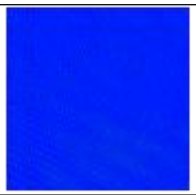
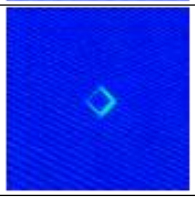
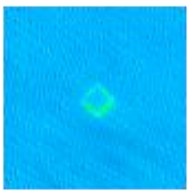
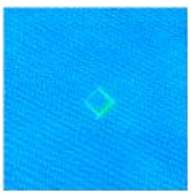
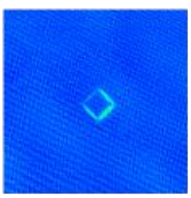
最后，我要向我的父母致以最深切的感谢。多年来，他们始终如一地给予我无私的爱、理解与支持，从不计较付出，也从不将压力传递给我，而是以最朴素、最

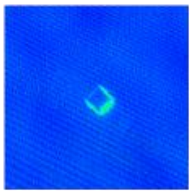
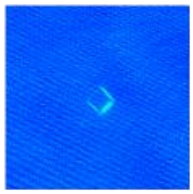
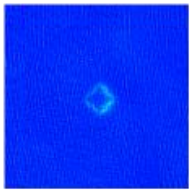
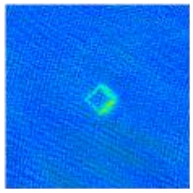
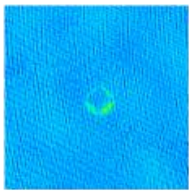
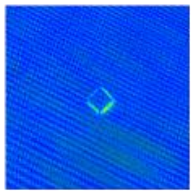
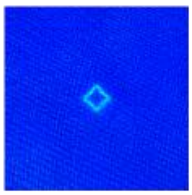
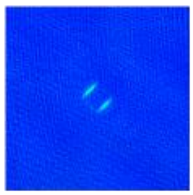
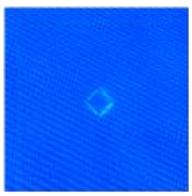
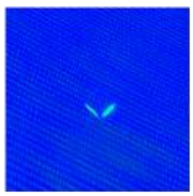
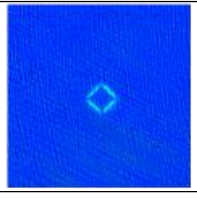
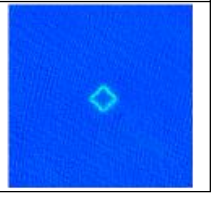
深沉的方式守护着我、鼓励着我。

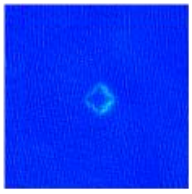
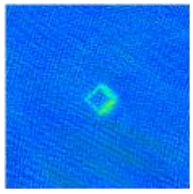
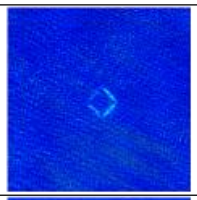
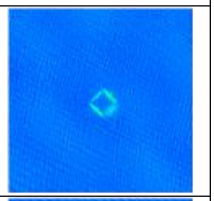
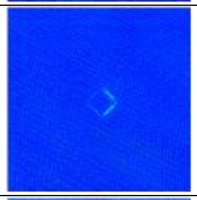
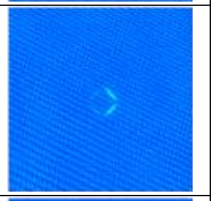
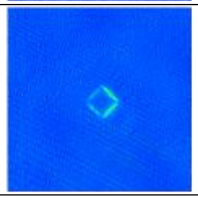
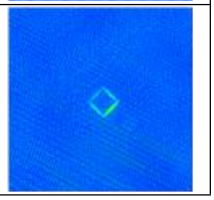
感恩之情，溢于言表。在未来的日子里，我将带着这份感恩，继续努力前行，不辜负所有关心我、爱护我的人的期望。

附录

下面是拉曼 1 和拉曼 2 路激光的各种偏振组合形成的拉曼条纹，其中的入射和反射的偏振方向的观察角度是同一个方向，$\Delta m = -1$ 代表$|F = 9/2, m_F = 1/2\rangle \Leftrightarrow |F = 7/2, m_F = -1/2\rangle$、$\Delta m = 0$ 代表$|F = 9/2, m_F = 1/2\rangle \Leftrightarrow |F = 7/2, m_F = 1/2\rangle$和$\Delta m = 1$ 代表$|F = 9/2, m_F = 1/2\rangle \Leftrightarrow |F = 7/2, m_F = 3/2\rangle$。结果表明，除了通过磁场量化轴可以控制手性的拉曼耦合外，在部分偏振组合下，$\Delta m = -1$ 和$\Delta m = +1$ 的拉曼条纹也是镜像对称的。

Raman 1	**Raman 2**	$\Delta m = -1$	$\Delta m = 0$	$\Delta m = 1$
入射偏振：水平 返射偏振：水平	入射偏振：水平 返射偏振：水平			
入射偏振：竖直 返射偏振：竖直	入射偏振：竖直 返射偏振：竖直			
入射偏振：竖直 返射偏振：竖直	入射偏振：水平 返射偏振：水平			
入射偏振：水平 返射偏振：水平	入射偏振：45° 线偏 返射偏振：45° 线偏与入射垂直			
入射偏振：竖直 返射偏振：竖直	入射偏振：竖直 返射偏振：45° 线偏与入射垂直			
入射偏振：竖直 返射偏振：竖直	入射偏振：45° 线偏 返射偏振：45° 线偏与入射相同			

Raman 1	Raman 2	$\Delta m = -1$	$\Delta m = 0$	$\Delta m = 1$
入射偏振：水平 返射偏振：水平	入射偏振：45°线偏 返射偏振：45°线偏与入射相同			
入射偏振：45°线偏 返射偏振：45°线偏与入射垂直	入射偏振：45°线偏 返射偏振：45°线偏与入射相同			
入射偏振：45°线偏 返射偏振：45°线偏与入射垂直	入射偏振：45°线偏 返射偏振：45°线偏与入射垂直			
入射偏振：右旋圆偏 返射偏振：右旋圆偏	入射偏振：45°线偏 返射偏振：45°线偏与入射相同			
入射偏振：右旋圆偏 返射偏振：左旋圆偏	入射偏振：45°线偏 返射偏振：45°度线偏与入射相同			
入射偏振：右旋圆偏 返射偏振：右旋圆偏	入射偏振：45°线偏 返射偏振：45°线偏与入射垂直			
入射偏振：右旋圆偏 返射偏振：左旋圆偏	入射偏振：45°线偏 返射偏振：45°线偏与入射垂直			
入射偏振：右旋圆偏 返射偏振：右旋圆偏	入射偏振：竖直 返射偏振：竖直			

入射偏振：45°线偏 返射偏振：45°线偏与入射垂直	入射偏振：45°线偏 返射偏振：45°线偏与入射垂直			
入射偏振：右旋圆偏 返射偏振：右旋圆偏	入射偏振：水平 返射偏振：水平			
入射偏振：右旋圆偏 返射偏振：左旋圆偏	入射偏振：竖直 返射偏振：竖直			
入射偏振：右旋圆偏 返射偏振：左旋圆偏	入射偏振：水平 返射偏振：水平			

个人简况及联系方式

姓　　名：单标

性　　别：男

籍　　贯：浙江省绍兴市越城区

学习与受教育经历：

2020.9-2026.6 山西大学光量子技术与器件全国重点实验室，

专业：光学，硕博连读

2016.9-2020.7 绍兴大学数理信息学院，

专业：物理学，本科

联系方式：

电话：18257526490

电子信箱：biaoshanxg@163.com

承诺书

本人郑重声明：所呈交的学位论文，是在导师指导下独立完成的，学位论文的知识产权属于山西大学。如果今后以其他单位名义发表与在读期间学位论文相关的内容，将承担法律责任。除文中已经注明引用的文献资料外，本学位论文不包括任何其他个人或集体已经发表或撰写过的成果。

作者签名：

2026 年 5 月 27 日

学位论文使用授权声明

本人完全了解山西大学有关保留、使用学位论文的规定，即：学校有权保留并向国家有关机关或机构送交论文的复印件和电子文档，允许论文被查阅和借阅，可以采用影印、缩印或扫描等手段保存、汇编学位论文。同意山西大学可以用不同方式在不同媒体上发表、传播论文的全部或部分内容。

保密的学位论文在解密后遵守此协议。

作者签名：单标

导师签名：黄良辉

2026 年 5 月 27 日