



山西大學
Shanxi University

2021 届博士学位论文

简并费米气体中自旋张量-动量的耦合以及里德堡激发态的实验研究

作者姓名	李东豪
指导教师	张靖 教授
学科专业	光 学
研究方向	超冷原子物理
培养单位	量子光学与光量子器件国家重点实验室 山西大学光电研究所
学习年限	2014 年 9 月—2021 年 6 月

二〇二一年六月

山 西 大 学
2021 届博士学位论文

简并费米气体中自旋张量-动量的耦合以 及里德堡激发态的实验研究

作者姓名	李东豪
指导教师	张靖 教授
学科专业	光 学
研究方向	超冷原子物理
培养单位	量子光学与光量子器件国家重点实验室 山西大学光电研究所
学习年限	2014 年 9 月—2021 年 6 月

二〇二一年六月

Thesis for Doctor' s degree, Shanxi University, 2021

Realization of Spin Tensor-Momentum Coupling in
degenerate Fermi Gases and experimental study on Rydberg
excited state

Name	Donghao Li
Supervisor	Prof. Jing Zhang
Major	Optics
Field of Research	Ultracold atomic physics
Department	State Key Laboratory of Quantum Optics and Quantum Optics Devices Institute of Opto-Electronics, Shanxi University
Research Duration	September 2014— June 2021

June, 2021

目 录

中文摘要.....	I
Abstract.....	I
第一章 绪论.....	1
1.1 超冷原子气体新进展.....	2
1.1.1 Feshbach 共振.....	3
1.1.2 自旋-轨道耦合.....	8
1.1.3 里德堡原子的新进展.....	12
1.2 论文结构.....	15
参考文献.....	17
第二章 简并费米气体的制备.....	29
2.1 概述.....	29
2.2 激光冷却中性原子气体物理机制.....	29
2.2.1 多普勒冷却 (Doppler Cooling).....	29
2.2.2 亚多普勒冷却 (Sub-Doppler Cooling).....	30
2.2.3 亚光子反冲冷却 (Sub-Recoil Cooling).....	34
2.2.4 灰色光学黏团 (Gray Molasses).....	36
2.3 超冷中性原子的陷阱.....	37
2.4 超冷原子的制备.....	38
2.4.1 ^{87}Rb 和 ^{40}K 共振激光系统.....	38
2.4.2 真空系统.....	39
2.4.3 成像系统.....	40
2.4.4 简并费米气体的制备.....	42
2.5 磁场系统.....	48
2.5.1 恒定磁场的稳定.....	48
2.5.2 冷却水温对磁场线圈的影响.....	49
2.5.3 系统噪声对磁场的影响.....	51
2.6 小结.....	52
参考文献.....	54
第三章 简并费米气体中平衡混合态的制备及用于磁场稳定性的研究.....	57
3.1 概述.....	57
3.2 实验过程.....	58
3.2.1 自旋态的制备.....	58
3.2.2 π 脉冲时间的测量.....	58
3.2.3 等组份混合态的制备.....	62
3.3 实验结果.....	63
3.4 小结.....	64
参考文献.....	65

第四章 超冷费米气体中实现自旋张量动量的耦合	69
4.1 概述	69
4.2 实验方案	70
4.3 理论分析	71
4.4 实验过程	72
4.4.1 自旋态和拉曼光的制备	73
4.4.2 缀饰态能谱的测量	74
4.5 小结	77
参考文献	78
第五章 里德堡原子激发态能谱的测量	83
5.1 概述	83
5.2 超冷里德堡气体的背景	84
5.2.1 里德堡阻塞效应	84
5.2.2 里德堡分子	85
5.3 自旋态的制备以及阶梯型系统装置	86
5.3.1 电磁感应透明	86
5.3.2 自旋态的制备以及实验设备	88
5.4 实验过程	89
5.4.1 里德堡激发态的 EIT 光谱的测量	90
5.4.2 诱导离子化的里德堡激发谱	92
5.5 小结	94
参考文献	95
总结与展望	103
博士研究生期间完成的学术论文	105
致谢	107
个人简况及联系方式	109
承诺书	110
学位论文使用授权声明	111

Contents

Chinese Abstract	I
Abstract	I
Chapter 1 Overview	1
1.1 Frontiers of ultracold atomic gases.....	2
1.1.1 Feshbach resonance.....	3
1.1.2 Spin-orbit coupling.....	8
1.1.3 Frontiers of Rydberg atoms.....	12
1.2 Overview of this Thesis.....	15
Bibliography.....	17
Chapter 2 Preparation of Ultracold Feimi gas	29
2.1 Overview.....	29
2.2 Laser cooling mechanism.....	29
2.2.1 Doppler Cooling.....	29
2.2.2 Sub-Doppler Cooling.....	30
2.2.3 Sub-recoil Cooling.....	34
2.2.4 Gray Molasses.....	36
2.3 Trapping of ultracold atoms.....	37
2.4 Prepration of ultracold atoms.....	38
2.4.1 Laser system.....	38
2.4.2 Vacuum system.....	39
2.4.3 Imaging system.....	40
2.4.4 Prepration of degenerated Fermi gases.....	42
2.5 Optimization of the magnetic field.....	48
2.5.1 Stability of constant magnetic field.....	48
2.5.2 The influence of cooling water temperature on magnetic field.....	49
2.5.3 The effect of system noise on magnetic field.....	51
2.6 Conclusions.....	52
Bibliography.....	54
Chapter 3 Preparation of 50/50 mixed state in ultracold Fermi gas and the research of magnetic field stability	57
3.1 Overview.....	57
3.2 Experimental Process.....	58
3.2.1 Preparation of spin states.....	58
3.2.2 Measurement of π -pulse time.....	58
3.2.3 Preparation of 50/50 mixed state in ultracold Fermi gas.....	62
3.3 Experimental results.....	63
3.4 Conclusions.....	64

Bibliography	65
Chapter 4 Experimental realization of a spin-tensor momentum coupling in ultracold Fermi gases	69
4.1 Overview	69
4.2 Experimental scheme	70
4.3 Theoretical analysis	71
4.4 Experimental process	72
4.4.1 Preparation of spin states and Raman laser	73
4.4.2 Energy dispersion of dressed atoms	74
4.5 Conclusions	77
Bibliography	78
Chapter 5 Measurement of Rydberg excitation spectrum in ⁴⁰K ultracold Fermi gases	83
5.1 Overview	83
5.2 Background of Rydberg atoms	84
5.2.1 Rydberg blockade effect	84
5.2.2 Rydberg Molecule	85
5.3 Preparation of spin states and laser of ladder scheme	86
5.3.1 EIT	86
5.3.2 Preparation of spin states and laser system	88
5.4 Experimental process	89
5.4.1 Rydberg spectrum of EIT	90
5.4.2 The avalanche ionization scheme	92
5.5 Conclusions	94
Bibliography	95
Summary and Outlook.....	103
Research Achievements.....	105
Acknowledgment	107
Personal profiles	109
Letter of commitment	110
Authorization statement	111

中文摘要

自玻色-爱因斯坦凝聚体 (BEC) 在实验上实现以来, 超冷原子已经成为人们研究量子现象非常重要的平台。利用人造规范场在中性原子中实现自旋轨道耦合, 以此来模拟固体材料中难以观测的现象, 例如: 拓扑绝缘体、量子霍尔效应等。利用光操控 Feshbach 共振, 改变原子间的相互作用。此外对于里德堡原子具有寿命长、半径大、易被电离等特点, 近年来里德堡原子结合电磁诱导透明 (EIT) 现象的研究已经成为热点, 例如单光子源的制备、量子逻辑门的实现、以及量子模拟等。

本论文主要介绍了基于 ^{40}K 简并费米气体系统中的一些工作: 在 ^{40}K 简并费米气体基态的两个超精细态中实现等组份混合态的制备; 在实验上实现了自旋张量-动量的耦合; 在简并费米气体中通过 EIT 现象来测量里德堡原子激发态光谱。

对我们的实验系统做全面的升级改进: 将原来一级的三维磁光阱 (MOT) 改为二维磁光阱, 相应地对光路以及磁场线圈重新设计; 在一级 MOT 窗片处放置紫外灯去掉吸附在气室内壁上的原子, 提高原子俘获速率; 将原来的明亮 MOT 改为暗 MOT, 提高原子云的密度; 通过补偿线圈来弥补因水温变化引起磁场的起伏, 排除系统环境噪声给磁场造成的影响。

在 ^{40}K 简并费米气体基态 $F=9/2$ 的两个超精细态中制备等组份的混合态: 先将原子制备在一个单一态上, 然后作用连续的方形射频脉冲将原子快速制备成等组份的混合态。

我们采用美国德克萨斯大学达拉斯分校的张传伟教授小组提出的理论方案, 在实验上实现了自旋张量和线性动量之间的耦合 (STMC), 测量了 STMC 的注入射频谱以及动量分辨谱, 并证明中间态是一个暗态。

^{40}K 超冷简并费米气体中, 在一个阶梯型的结构中, 利用电磁诱导透明效应测量了里德堡原子激发态光谱, 得到了 ns 和 nd 的谱线。我们采用两种不同探测光功率的方法来测量: 一是通过 EIT 效应, 锁定弱的探测光扫描强的耦合光来得到里德堡激发态能谱; 二是采用强聚焦的探测光诱导里德堡原子间的强相互作用快速离子化, 从而使得基态原子快速损耗。此外, 在主量子数较高时, 我们还测到了一个谱线与偶极禁戒的 np 态谱线吻合, 可能是系统中残留的微弱电场导致的。

关键词： 简并费米气体；平衡混合态；自旋张量-动量耦合；电磁诱导透明；里德堡激发态

Abstract

Since the experimental realization of Bose-Einstein condensates, ultracold atoms have become a very important platform for people to study quantum phenomena. Artificial gauge fields be used to achieve spin-orbit coupling in neutral atoms to simulate phenomena that are difficult to observe in solid materials, such as: topological insulators, quantum Hall effect, etc. Optical Feshbach resonance are such powerful tools and has been widely used in studying strongly correlated degenerate atomic gases. In addition, Rydberg atoms have the characteristics of long lifetime, large radius, and easy ionization. In recent years, the research of Rydberg atoms and the application of electromagnetically induced transparency (EIT) have also become hotspots, such as the preparation of single photon sources and the realization of quantum logic gates.

This thesis mainly introduced our experiments on the basis of quantum fermionic ^{40}K , including the preparation of 50/50 mixed state in ultracold Fermi gas, experimental realization of a spin-tensor momentum coupling in ultracold Fermi gases, and the measurement of Rydberg excited spectrum of ultracold ^{40}K atoms by using electromagnetically induced transparency effect.

We make a comprehensive upgrade and improvement to our experimental system: change the original first-level three-dimensional magnetic optical trap (MOT) to a two-dimensional magnetic optical trap, and redesign the optical path and magnetic field coil accordingly; We put ultraviolet light at the first-level MOT windows to removes the atoms adsorbed on the wall of the gas chamber to increase the rate of atom capture. The original bright MOT is changed to dark MOT to increase the density of the atom cloud. The compensation coil is used to reduce the fluctuation of the magnetic field by the

undulate of water temperature, and eliminate the environmental noise of the system.

We report a novel method to prepare a mixture of ^{40}K Fermi gas having an equal population of the two ground magnetic spin states. We realize the equal population mixture by applying a series of Radio-Frequency (RF) pulses.

We adopted the theoretical plan proposed by Professor C-W Zhang's group at the University of Texas at Dallas, and experimental realized the spin tensor-momentum coupling (STMC), and measured the spin-injection spectrum and momentum resolution spectrum of STMC. And prove that the intermediate state is a dark state.

In ^{40}K ultracold fermi gas, a ladder type system, we measured the Rydberg excited spectrum of ns and nd . Two different methods are employed to measure the spectrum using different powers of the probe laser. One scheme is to reduce atomic losses by means of EIT. The second method is to enhance the atomic losses by the spontaneous avalanche ionization. In addition, we observed an additional state which is the dipole forbidden transition.

Key words: Degenerated Fermi Gas; Balanced Spin mixture; Spin-tensor momentum coupling; Electromagnetically Induced Transparency; Rydberg excited state

第一章 绪论

印度物理学家玻色和爱因斯坦于 1924 年从理论上预言存在另外的一种物质形态，也就是物质的第五种形态—玻色爱因斯坦凝聚体（BEC）^[1]。如图 1.1 所示，BEC 是指当温度接近于绝对零度的时候，原子的所有量子态就会聚集在尽可能低的能态上。随着科技的进步，物理学家于 1995 年已经在实验室观测到 BEC，并对其做了深入的研究。

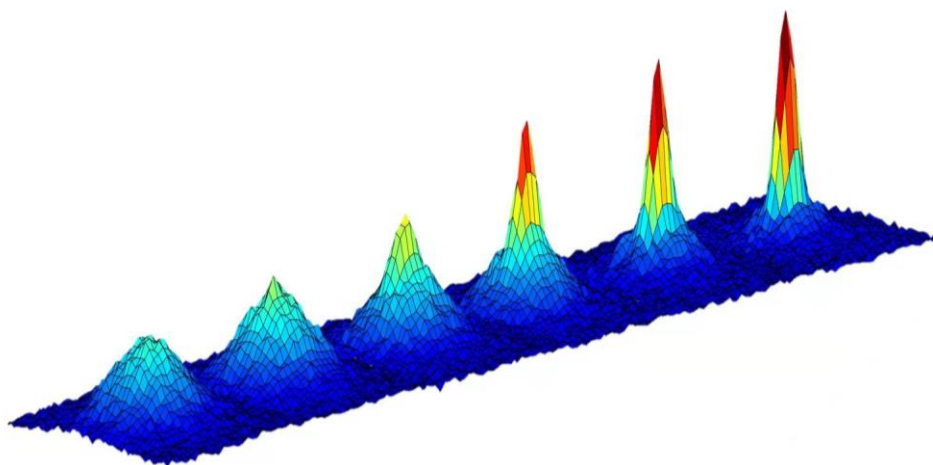


图 1.1 玻色爱因斯坦凝聚体（BEC）。原子的温度从左到右依次降低，密度逐渐升高，集中在一个能态上。图片源于文献^[2]。

原子的运动速度决定了原子的温度，因此 BEC 需要通过减速原子来实现。为此，大量物理学家开始了坚持不懈的努力，然而很长一段时间没有进展。直到 1960 年激光的问世以来，情况开始慢慢向积极方向发展。1975 年，H. Schawlow^[2] 与 W. Dehmelt^[4] 分别对中性原子和束缚在电磁阱中的离子提出了“激光冷却”的方案。随着激光冷却与陷阱技术的发展，美国加州斯坦福大学的 S. Chu 团队于 1985 年取得了突破性进展，他们采用 6 束垂直的激光光束对碱金属原子 ^{23}Na 照射，使原子处于一种“光学黏团”的状态，温度低到多普勒冷却极限 $240\ \mu\text{K}$ ^[5]。1988 年，来自美国国家标准技术院（NIST）的 W. Phillips 团队通过测量原子从光学黏团区域下落到探测激光束处的飞行时间得到原子的温度在 $40\ \mu\text{K}$ 左右^[6]。同年，来自法国巴黎法学院和高等师范学院的 Claude Cohen Tannoudji 提出了新的冷却机制，对于不同速度运动的原子进行选择性的泵浦，实现了原子团 $2\ \mu\text{K}$ 的超低温冷却^[7]。1997 年，由于他们对激

光冷却与陷俘原子做出的杰出贡献，S. Chu、W. Phillips、C. Cohen-Tannoudji 三人获得了诺贝尔物理学奖。

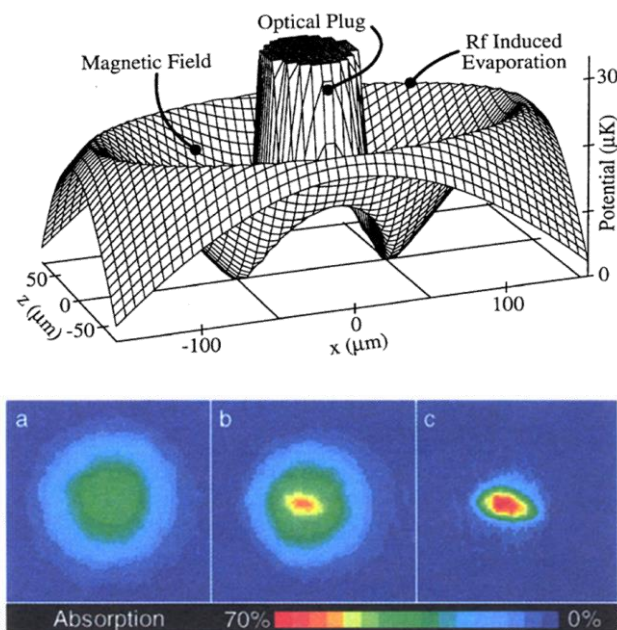


图 1.2 上图为束缚原子的势阱；下图为原子自由飞行 6ms 得到的吸收成像图，a、b、c 表示射频蒸发冷却过程中温度逐步降低，最后成为纯的 BEC，成像图的宽度为 $870 \mu\text{m}$ 。图片来源于文献^[9]。

实验上真正实现 BEC 已经是 1995 年了，来自美国科罗拉多大学实验天体物理联合研究所 (JILA) 的 E. A. Cornell 教授、C. E. Wieman 教授以及来自麻省理工学院 MIT 的 W. Ketterle 教授分别在 ^{87}Rb ^[8] 和 ^{23}Na ^[9] (图 1.2) 中实现了 BEC。他们把原子带入 $n\text{K}$ 的超冷原子世界，为此分享了 2001 年的诺贝尔物理学奖。1999 年来自 JILA 的 Deborah Jin 教授采用双组份 ^{40}K 费米子，克服了泡利不相容原理，用蒸发冷却的方法实现了费米气体的量子简并^[10]。目前为止，国内外多个实现小组已经实现了对 ^3He 、 ^6Li 、 ^{40}K 、 ^{173}Yb 、 ^{87}Sr 、 ^{167}Er 等费米气体的量子简并。

1.1 超冷原子气体新进展

随着激光器等各方面技术的成熟与完善，利用超冷原子进行量子模拟等课题已经变得非常热门。最近几年利用 Feshbach 共振技术^[11-13]，光晶格技术^[14-19]以及自旋轨道耦合技术^[20-27]极大拓宽了量子领域，为将来的实验研究铺平了道路。

1.1.1 Feshbach 共振

Feshbach 共振在超冷原子领域中有着极为重要的作用。Feshbach 共振可以调节原子间的相互作用、产生大的 BEC、产生分子、实现超流等，是超冷原子领域研究的重要工具。

Feshbach 共振在时间和空间上控制原子的相互作用为研究许多有趣的量子现象开辟了道路。例如：BEC 中黑洞的模拟^[28-29]、新型的量子流体^[30-31]、光晶格中长寿期间隙物质波孤子的 Bloch 振荡^[32]、量子相的受控界面^[33]、玻色凝聚体的局部塌缩^[34-35]、Floquet 对称性保护的拓扑相^[36]和相互作用诱导的稳态电流^[37]，以及在基于单原子晶体管的精密磁场传感器^[38]。

当开通道散射态的能量与闭通道上的分子束缚态能量接近时就会发生 Feshbach 共振。Feshbach 共振有两个重要工具：利用磁场诱导 Feshbach 共振以及光学 Feshbach 共振。磁场诱导 Feshbach 共振是通过外部磁场来调节原子间的相互作用，是研究量子现象的强大工具，已经被广泛应用在强关联的量子气体中。光场诱导 Feshbach 共振是利用近光缔合共振的激光场将散射态的一对原子耦合到束缚分子态，它适合于对磁场不敏感的电子基态的碱金属原子的研究^[39-40]。相较于磁场诱导 Feshbach 共振，光学 Feshbach 共振在时间和空间上可以更加灵活的操控原子间的相互作用^[35, 41-50]，但是由于激光场导致原子间的弹性碰撞使得原子快速损耗。因此光学操控与磁场 Feshbach 共振相结合成为一项研究原子相互作用的新技术。核心思想就是先利用磁场诱导 Feshbach 共振生成闭通道束缚态分子，然后再利用激光场将束缚态分子耦合到激发分子态。

磁场 Feshbach 共振

如图 1.3(a) 所示为双通道 Feshbach 共振模型，考虑两个分子势能曲线 $V_{bg}(R)$ 和 $V_c(R)$ ， R 为核间距， $V_{bg}(R)$ 为两个自由原子间的势能。当开通道的能量与闭通道的能量接近相同时发生共振，散射态的原子将形成束缚态分子。不同通道中的原子以及他们形成的分子对于磁场的响应也不同，因此可以通过调谐磁场来操控 Feshbach 共振。

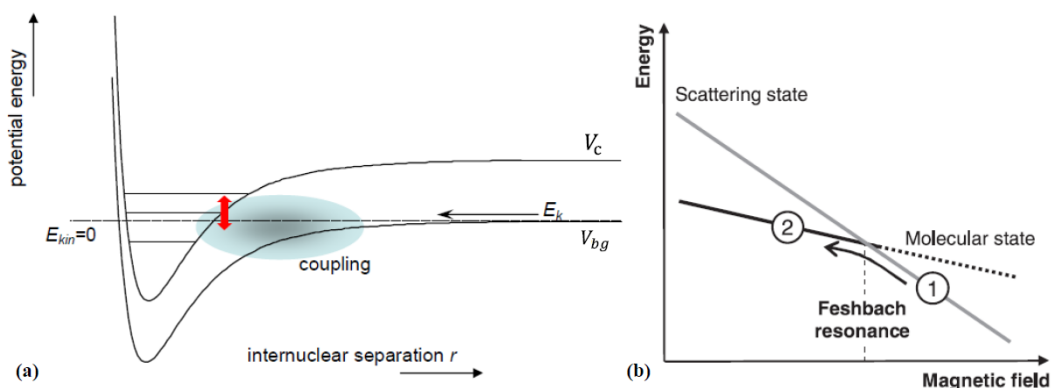


图 1.3 (a) Feshbach 共振双通道模型^[53]; (b) 通过绝热扫描磁场来产生 Feshbach 分子^[53]。

对于磁场调谐 Feshbach 共振，可以用下面的表达式来描述^[51]：

$$a(B) = a_{bg} \left(1 - \frac{\Delta}{B - B_0} \right) \quad (1.1)$$

其中， $a(B)$ 为s波散射长度， a_{bg} 为远离Feshbach共振的背景散射长度， B_0 为Feshbach共振点。 Δ 为共振宽度，由开通道和闭通道之间的耦合强度决定。从式子(1.1)可以看出，在共振点 B_0 左右两侧散射长度 a 的符号相反， $a > 0$ 和 $a < 0$ 分别对应BEC和BCS区域。如图1.3(b)所示，磁场调谐Feshbach共振可以用Landau-Zener过程来理解^[52-53]。在共振附近两个通道之间的耦合在能量的交叉处会产生劈裂，劈裂的大小与耦合强度有关。当初始磁场 $B > B_0$ 时，磁场绝热的扫描经过共振点时，两个原子就会结合成一个Feshbach分子。1998年，W. Ketterle等人在Na的BEC中通过调谐磁场观测到了Feshbach共振^[55]。Feshbach共振有两个显著的特点：(1) 可以通过调节磁场来改变散射长度；(2) 原子在共振区域有明显的损耗，损耗来源于三体重构和分子的形成。在两体散射过程中由于能量守恒不能形成束缚态的分子，但是考虑到三体碰撞，两个原子结合成为束缚态分子，多余的能量转化为三原子体系动能。三体碰撞也可能会形成深束缚分子，额外的动能分配到原子和分子上，使得碰撞后的原子获得脱离势阱的能量，三体损耗速率与散射长度 a^4 成正比。目前通过均匀磁场调谐Feshbach共振几乎在所有的碱金属原子气体中实现： ^6Li ^[56]、 ^7Li ^[57]、 ^{87}Rb ^[58]、 ^{133}Cs ^[59-60]。

在超冷温度区域，原子间的碰撞主要是s波碰撞，对于费米子来说，由于泡利不

相容原理，同种原子的碰撞只能发生在 l 为奇数的开通道上。由散射理论分波法得到原子碰撞的薛定谔方程：

$$\frac{\hbar^2}{2m_r} \frac{\partial^2 u_{k,l}(r)}{\partial r^2} + \left(E_k - V(r) - \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2m_r r^2} \right) u_{k,l}(r) = 0 \quad (1.2)$$

其中有效的势能 $V_{eff} = V(r) + \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2m_r r^2}$ ，是与 $V(r)$ 与离心势的总和。如图 1.4 所示， p 波共振发生时，原子需要克服离心势才能与分子态耦合达到共振条件。

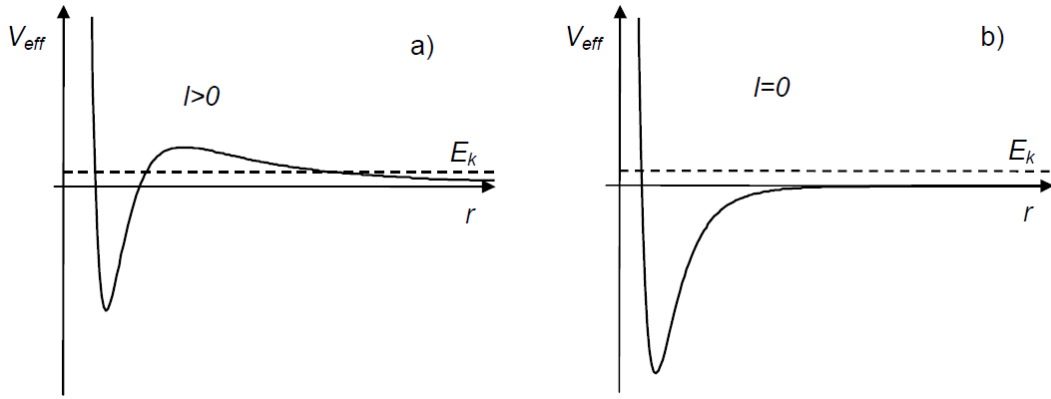


图 1.4 原子不同分波对应的有效势能曲线，(a) (b) 图分别为 $l > 0$ 和 $l = 0$ 的有效势，当 $l > 0$ 时会出现一个势垒。图片源于文献^[53]。

光学Feshbach共振

光学Feshbach共振是通过激光将基态原子耦合到分子态，它可以控制Feshbach共振的散射长度。实验上可以通过单光子耦合和双光子受激拉曼跃迁实现光学Feshbach共振的操控。由于激光可以快速关断以及在空间上有不同的分布，因此光场可以实现快速改变局部原子云的散射长度。下面对单光子耦合Feshbach共振作简单介绍。

利用单束激光耦合散射态到激发分子态，如图1.5所示，一对处于散射态 $|0\rangle$ 的基态原子，低温条件下，散射态碰撞能 $E = \hbar^2 k^2 / (2m_r)$ 接近于开通道势能。 γ_1 是激发态分子自发衰减率， Δ_1 为激光与两个通道共振频率的失谐，散射态和激发分子态之间通过单束激光的耦合可以用下面的式子来描述：

$$\Gamma_{stim} = \frac{4\pi^2 I_{laser} d_E^2}{c} |\langle \Psi_E(r) | \Psi_G(r, k) \rangle|^2 \quad (1.3)$$

其中 $\Psi_E(r)$ 、 $\Psi_G(r, k)$ 分别是激发分子态和散射基态的波函数。 d_E 是激发分子态的跃

迁偶极矩，表示从激发分子态回到基态的受激跃迁率^[61]。

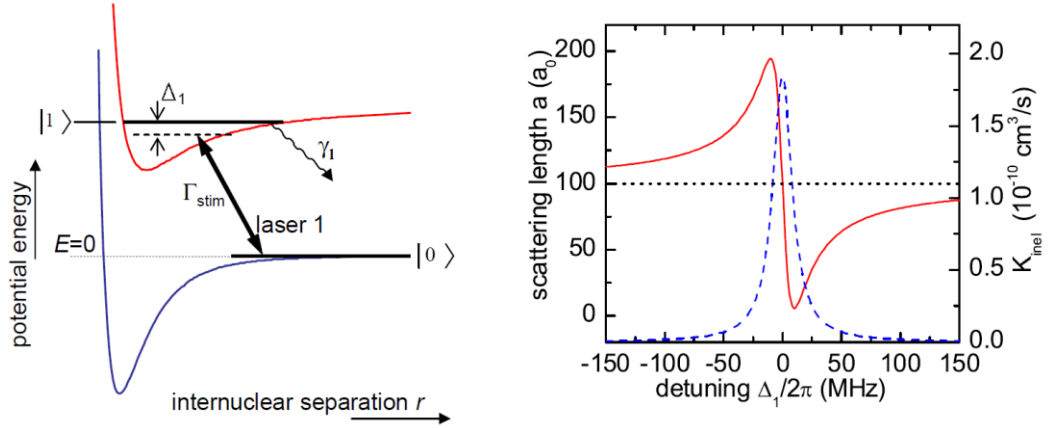


图 1.5 (a) 单束激光耦合散射态到激发分子态；(b) 散射长度(红色实线)和非弹性碰撞系数 K_{inel} (蓝色虚线)随激光失谐的变化。图片源于文献^[53]。

Bohn 和 Julienne 对散射长度 a 和非弹性碰撞损耗率 K_{inel} 的解析表达式作了详细的介绍^[62-63]，这里 K_{inel} 用来描述光缔合损耗。在超冷气体 BEC 中，假设 $\Gamma_{stim} \ll \gamma_1$ 时，散射长度 a 和非弹性碰撞损耗率 K_{inel} 的表达式可以近似为^[64]：

$$a = a_{bg} + \frac{1}{2k_i} \frac{\Gamma_{stim}\Delta_1}{\Delta_1^2 + (\gamma_1/2)^2} \quad (1.4)$$

$$K_{inel} = \frac{2\pi\hbar}{m} \frac{1}{k_i} \frac{\Gamma_{stim}\gamma_1}{\Delta_1^2 + (\gamma_1/2)^2} \quad (1.5)$$

其中， m 为原子质量， $\hbar k_i$ 是碰撞的相对动量。从式子(1.3)可以出 Γ_{stim} 正比于激光光强，因此我们就可以通过改变激光的频率和光强来调谐散射长度。

2016 年，来自北卡罗来纳的 J. E. Thoma 小组在 ^6Li 费米气体中利用闭通道 EIT 实现光学操控 Feshbach 共振^[65]，如图 1.6 所示，在光阱中利用双光场产生一个暗态来操控磁场 Feshbach 共振。

原子的内部能级可以利用外场来调控，因此除了利用均匀磁场和光场外，还可以利用射频场^[66]以及静电场^[67]来实现 Feshbach 共振。

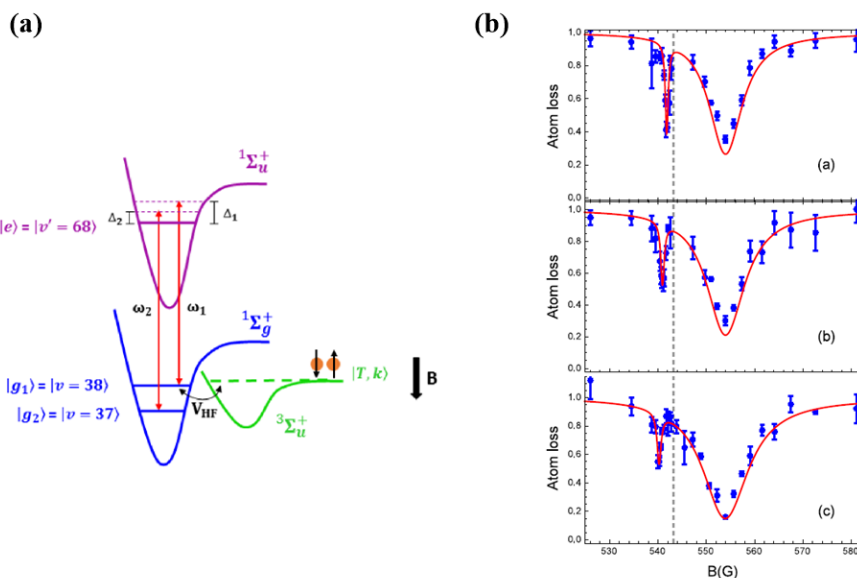


图 1.6 (a) 双光场的能级结构示意图。(b) 单光场诱导 Feshbach 共振。图片来自文献^[65]。

Feshbach 分子

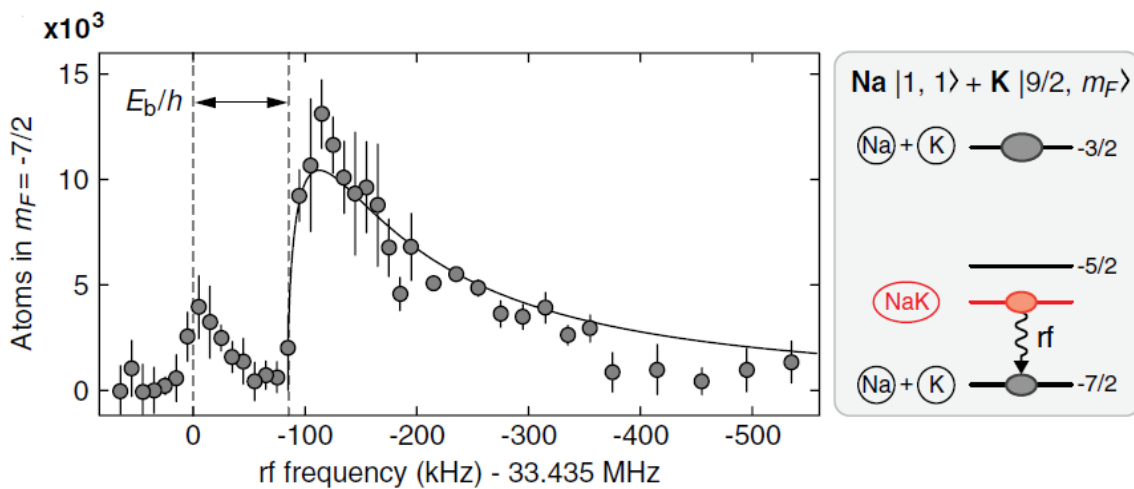


图 1.7 Feshbach 分子的解离。通过射频场驱动 $|9/2, -5/2\rangle$ 到 $|9/2, -7/2\rangle$ 态，第一个峰表示原子-原子间的振荡，第二个峰表示解离后的原子，两个峰之间的差值表示弱束缚分子的束缚能。图片源于文献^[69]。

前面提到通过绝热扫描磁场耦合散射基态和束缚分子态实际上是一个Landau-Zener转化过程，转化率 P 与Feshbach共振宽度、磁场扫描速度以及最终的磁场值有关：

$$P = 1 - e^{-2\pi\delta LZ} \tag{1.6}$$

这里 $\delta_{LZ} = \frac{1}{v} \frac{2\pi\hbar}{\mu} \frac{a_b g \Delta}{B}$ 。弱束缚Feshbach分子内部核间距比较大，相互作用表现为范德瓦尔斯相互作用 $V(r) \sim -C_6/r^6$ ， C_6 为范德瓦尔斯系数。

Feshbach分子可以通过共振的激光进行直接的吸收成像^[68]，对于弱束缚异核Feshbach分子($^{87}\text{Rb}-^{40}\text{K}$)，在高磁场下K原子的共振跃迁(cycling transition)与分子跃迁频率失谐仅仅在几KHz~MHz之间，一个光子解离分子，随后的光子散射到解离出的K原子上^[69-72]来进行成像。但是直接的吸收成像在一些情况下不是很容易，因此实验上可以通过解离分子，然后吸收成像间接的探测Feshbach分子，并且可以获得Feshbach分子束缚能，如图1.7所示^[69]。

1.1.2 自旋-轨道耦合

自旋-轨道相互作用的研究成为近年来的研究热点，涉及到反常霍尔效应、拓扑绝缘态^[73-75]、自旋电子学^[76]以及量子计算^[77]等。

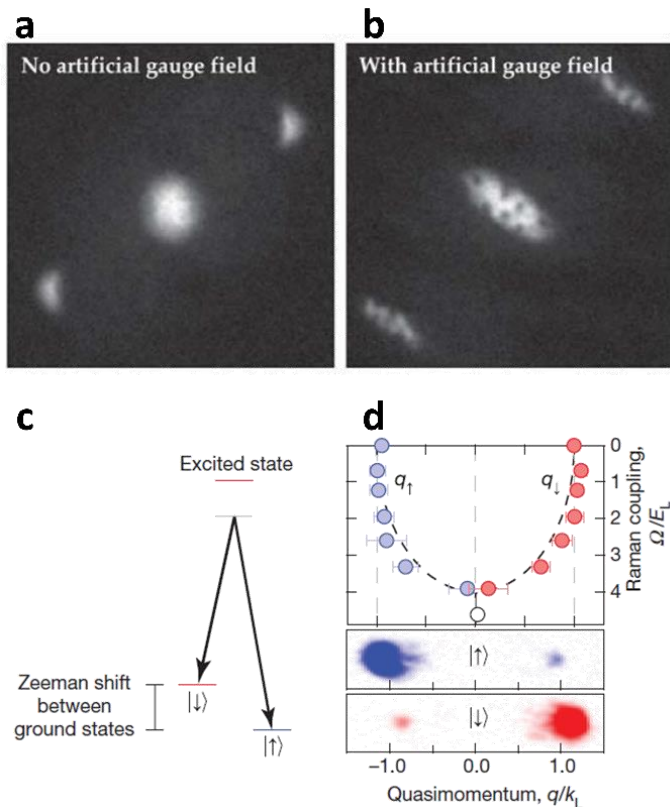


图 1.8 (a) 没有规范势的 BEC; (b) 通过人造规范势产生涡流; (c) 拉曼光以及能级结构; (d) ^{87}Rb 玻色爱因斯坦凝聚体中实现自旋轨道耦合。图片来源于文献^[81-82]。

自旋-线动量耦合

对于中性的超冷原子来说，实现自旋轨道耦合就是采取模拟洛伦兹力的方法让中性的 BEC 旋转起来，在这个过程中产生 Berry 相，相当于一个洛伦兹力，然后施加模拟磁场^[78-80]。虽然在实验上观测到了涡流现象，但是 BEC 的旋转速度受到限制。随后人们利用光与原子的相互作用，在中性原子中产生人造规范势。2009 年，来自 NIST 的 I. B. Spielman 小组利用拉曼技术在中性的 ^{87}Rb 玻色气体中实现了人造规范场^[81]并于 2011 实现了 BEC 的自旋轨道耦合^[82]，如图 1.8 所示。

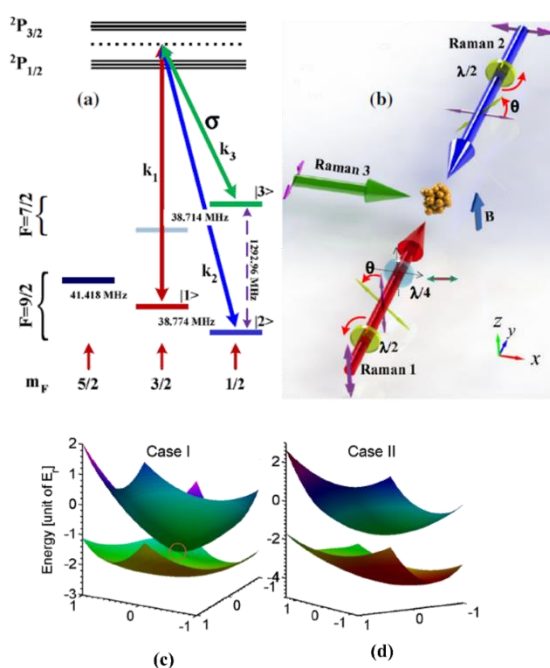


图 1.9 (a) 超冷原子中实现二维自旋轨道耦合的能级结构；(b) 产生狄拉克点的拉曼光结构；(c) 二维自旋轨道耦合产生狄拉克点的示意图；(d) 通过改变光的偏振产生有效塞曼场，打开狄拉克点处的能隙。图片来源于文献^[92]。

2012 年，我们小组和美国 MIT 的 Martin 小组分别在 ^{40}K ^[83] 和 ^6Li ^[84] 中实现了简并费米气体的一维自旋轨道耦合。一维自旋轨道耦合实现后，人们开始聚焦于更高维度的自旋轨道耦合。目前，人们已经设计了很多关于更高维的自旋轨道耦合的方案^[85-90]。2016 年，我们小组首次在 ^{40}K 简并费米气体中实现了二维的人造自旋轨道耦合，并且得到一个高度可控的狄拉克点^[91]，如图 1.9 所示。并且通过产生一个可控的有效垂直塞曼场打开狄拉克点处的能隙^[92]。在此基础上，我们又对拉曼场进行周期性调

制，观察了 Floquet 能带拓扑的改变^[93]。如图 1.10 所示，中科大的陈帅小组 2016 年在光晶格中实现了 ^{87}Rb 超冷玻色气体的二维自旋轨道耦合^[94]。并于 2021 年在国际上首次实现了三维的人工自旋轨道耦合，并且构造出只有一对外尔点的理想外尔半金属拓扑能带。

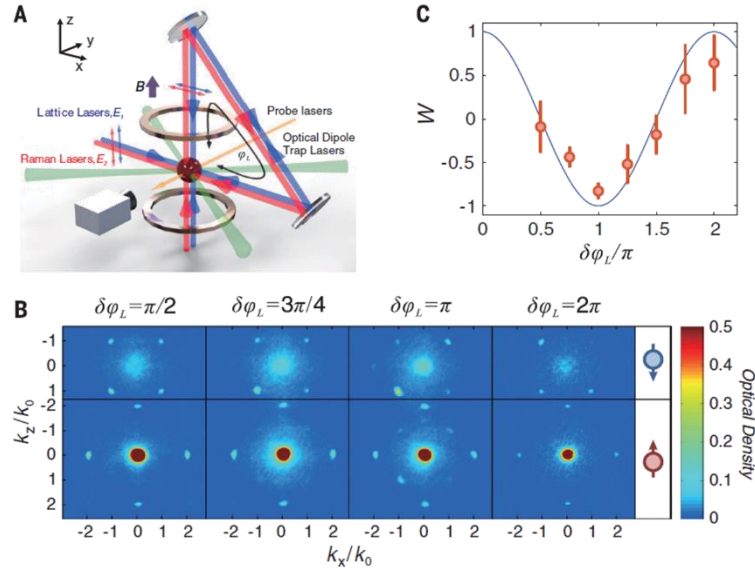


图 1.10 光晶格中 BEC 二维自旋轨道耦合的实现 (a) 实验装置图；(b) 吸收成像图；(c) 拉曼耦合势与相对相位的变化满足余弦函数。图片来源于文献^[94]。

自旋-轨道角动量耦合

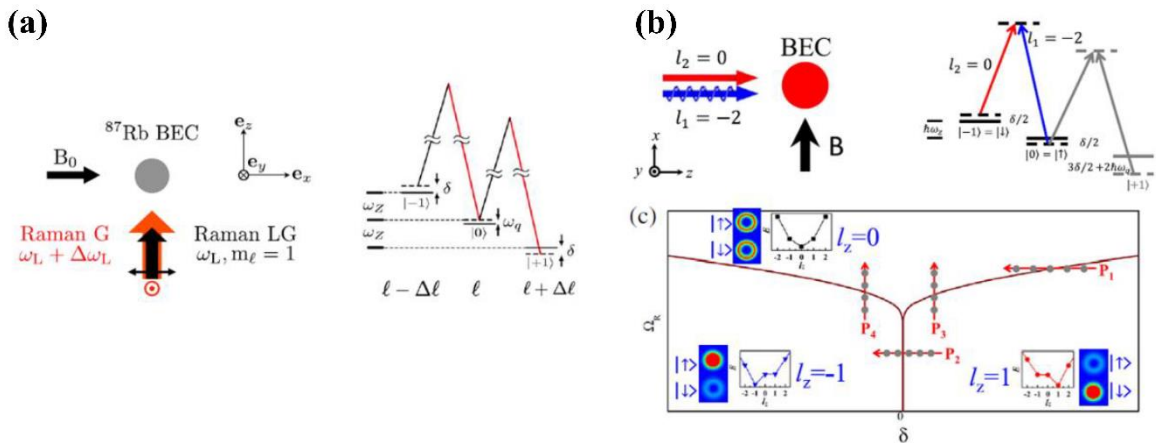


图 1.11 超冷原子中实现自旋-轨道角动量的耦合 (a) 台湾中央研究院 Y.-J. Lin 小组实验的装置以及能级结构图^[100]；(b) 中科院武汉数理所江开军教授小组的实验装置和能级结构以及单粒子相位图^[101]。

自旋-轨道角动量耦合 (SOAM) 是通过光场将角动量传递给原子, 使得自旋和轨道角动量耦合起来。相比于自旋-线动量的耦合, 由于轨道量子数 l 是量子化的, 因此自旋-轨道角动量耦合的能谱是分裂的。目前已经有许多物理学家从轨道角动量本征态出发对自旋-轨道角动量耦合做了一些理论上的研究^[95-99]。

2018 年, 中国台湾中央研究院原子与分子科学研究所的林育如 (Y.-J. Lin) 教授小组和中科院武汉物理与数学研究所的江开军小组分别发表了关于自旋-轨道角动量耦合的研究。如图 1.11 所示, 实验方案都是利用一束高斯光束和一束拉盖尔-高斯光束同向照射 BEC, 来研究自旋-轨道角动量的耦合现象, 这里两个光束同向传播, 传递给原子的线动量非常接近, 但是方向相反, 因此相互抵消, 抑制了线动量的传递。Y.-J. Lin 小组是在 spin-1 的系统中研究体系的自旋结构^[100], 而江开军小组是在 spin-1/2 的系统中研究体系的相变^[101]。

自旋张量-动量耦合

超冷原子关于自旋轨道耦合的最新实验研究为我们探索许多新奇的量子现象提供了一个强有力的平台。在先前的自旋轨道耦合的报道中, 通常自旋代表的是自旋矢量, 轨道指的是线动量或者轨道角动量。

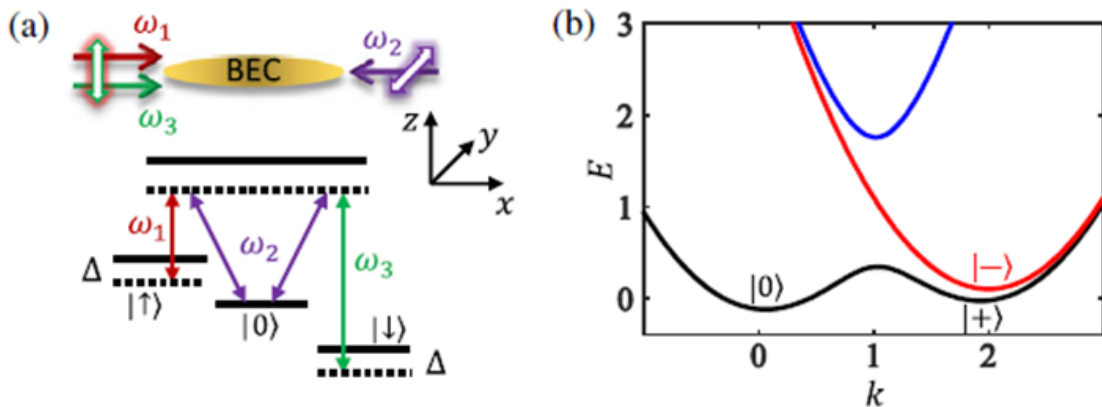


图 1.12 超冷原子自旋张量动量耦合的方案设计 (a) STMC 的光路设计以及拉曼跃迁能级结构; (b) 单粒子能级结构, 耦合强度 $\Omega = 0.5$, 失谐 $\Delta = 0.1$ 。图片来源于文献^[102]。

在最新的一些理论研究中，美国德克萨斯大学达拉斯分校的张传伟教授小组研究了关于自旋张量 (tensor) 和线性动量的耦合^[102]。如图 1.12 所示，在自旋为 1 (spin-1) 的 BEC 系统中，两个通向传输和一个对向传播的激光耦合三个自旋态来实现自旋张量-动量的耦合 (STMC)，并且研究了基态的一些性质，发现了一些有趣的条纹超流相以及相变的多个临界点。超冷原子的自旋张量-动量的耦合为探索其他有趣的物理学现象打开了大门，例如：STMC 费米超流体、具有旋子光谱的 Bogoliubov 激发、非阿贝尔 STMC 以及光晶格中的 STMC。2020 年，我们小组采用了相同的方案，在实验上实现了自旋张量动量的耦合，本文第四章将会做详细的介绍。

1.1.3 里德堡原子的新进展

里德堡原子是主量子数 n 较大的高激发态原子，相比于低能态的原子，高激发态的里德堡原子具有较强的两体相互作用，表现出丰富的多体行为。里德堡原子轨道半径大，辐射寿命长，具有很强的相互作用，因此里德堡原子有一个重要的性质——阻塞效应。目前，人们已经观测到了里德堡原子的阻塞效应^[103-108]，并且实现了单个里德堡原子的激发及纠缠。

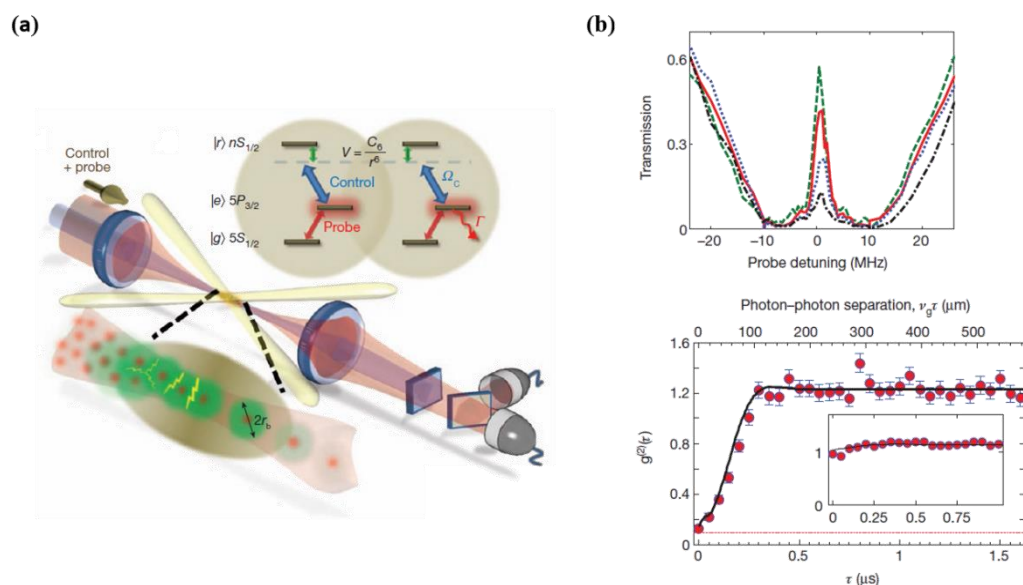


图 1.13 利用偶极阻塞效应和 EIT 实现非经典单光子源 (a) 实验装置与能级结构；
 (b) 实验测量的 EIT 谱线，透射率随探测光场的增加而变小，以及测量的二阶关联函数。图片来源于文献^[110]。

电磁诱导透明 (EIT) 现象的本质是强耦合场影响介质对探测光的吸收, 改变吸收介质的色散性质, 是典型的量子相干效应。里德堡原子的 EIT 效应不仅具有 EIT 的一般性质, 而且还具有里德堡原子的奇异性质。人们在里德堡原子中利用 EIT 可以实现光速的减慢, 磁场的测量, 光存储等。对非线性光学、量子信息、量子纠缠等方面的研究具有重要的作用。

单光子源

2007 年, 英国杜伦大学的 Adams 小组首次在 ^{85}Rb 中观测到了电磁诱导透明现象^[109]。2012 年, V. Vuetic 等人将阻塞效应与 EIT 结合起来实现了非经典单光子源的制备^[110]。阻塞效应是由里德堡原子间的强相互作用导致的, 当原子间的距离小于偶极阻塞半径时, 只能有一个原子被激发到里德堡态(详细见第五章)。如图 1.13 所示, 将一束弱的探测光和一束强的耦合光作用于一维的原子团。入射光的光子在介质内转化为里德堡极子, 由于偶极阻塞效应, 在阻塞半径内只能有一个原子被激发, 因此其他光子都被吸收, 只有一个光子透过形成单光子源。如图 1.14 所示, 2018 年 T. Pfau 等人在室温下实现了基于强相互作用里德堡原子的单光子源^[111]。

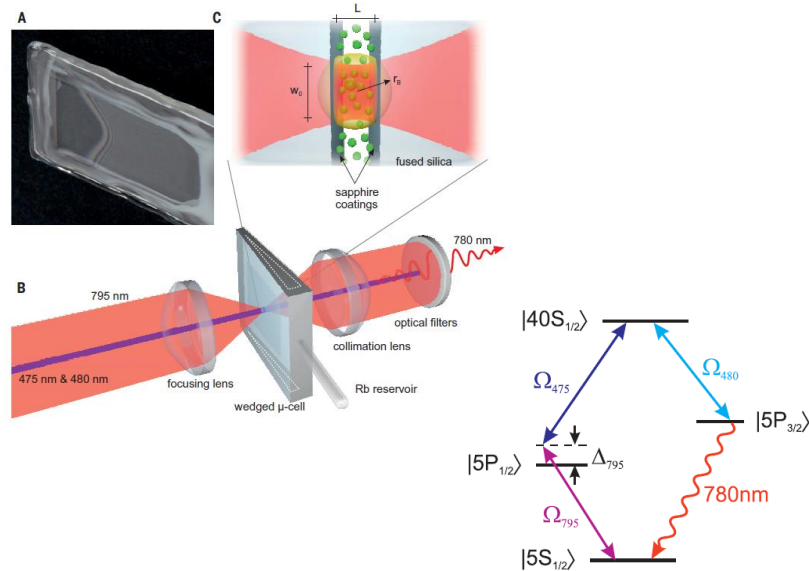


图 1.14 利用偶极阻塞效应和 EIT 在室温下实现单光子源, 图源于文献^[111]。

多体量子模拟

利用 Rydberg 原子多体系统实现多体量子模拟是研究量子计算机的基础研究。

基于 Rydberg 原子多体系统的研究已经实现了较大规模的多体量子模拟器，这些系统在规模扩展和操纵性方面拥有很好的发展空间，为量子计算铺平了道路。

2017 年，MIT 的 M. D. Lukin 等人在里德堡原子阵列中研究了量子模拟^[112-113]。如图 1.15 所示，利用声光偏转器（AOD）形成光镊阵列实现 51 个原子的一维量子模拟器。实验中利用 AOD 将单个原子独立的装载到一个有序的格点，每个格点最多可以装载一个原子，或者是空缺的，然后利用 EMCCD 反馈将空的势阱关断，再通过调节 AOD 将装有原子的势阱等间距排列，形成有序的原子阵列。然后通过双光场激发到里德堡态，由于里德堡原子会从光镊中逃离，只有基态原子被束缚在光镊中。当原子在系统中演化结束后对原子进行荧光成像，里德堡态的原子则会形成空缺，从而研究系统末态原子的分布情况。然后验证了该量子模拟器对于这个系统的模拟可以演化至最终状态，在一定程度上可以实现良好的模拟性能。

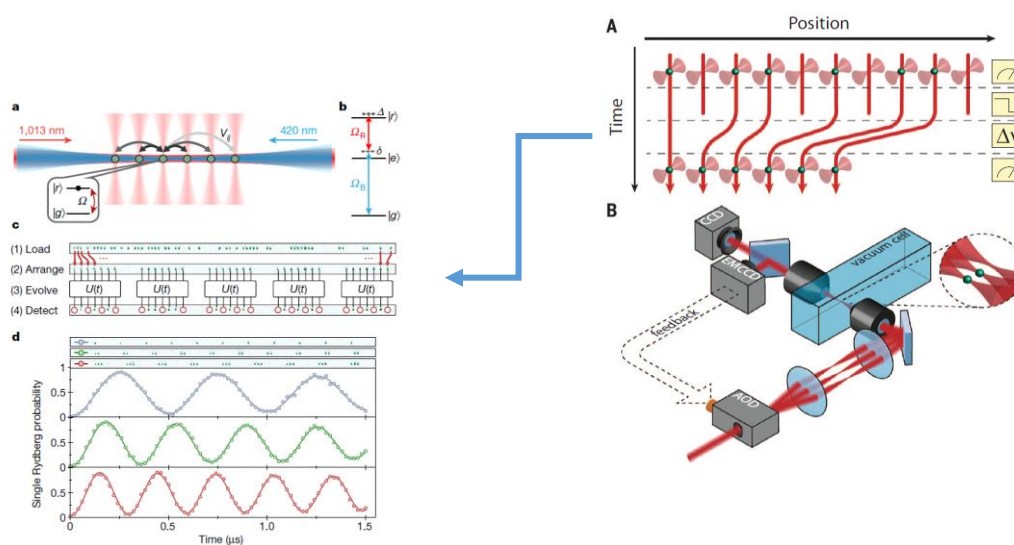


图 1.15 利用偶极阻塞效应实现量子模拟，图源于文献^[112-113]。

量子光开关和单光子晶体管

量子开关是通过单粒子实现对另外系统的量子比特的操控，由于里德堡阻塞效应，Rydberg 原子的多体系统对光子的响应是线性的，因此可以实现量子开关的功能，而单光子晶体管是通过单光子信号实现对多光子的控制。在里德堡原子系统中结合 EIT 将门控光子存储在介质中，由于里德堡阻塞效应，门控光子的激发破坏了目标光子的 EIT 条件，从而实现目标光子的传输，实现开关功能。在单光子晶体管中

实现单光子对多光子的控制，即实现微小变化的放大。

2014年，S. Hofferberth 等人通过结合 EIT 效应在 ^{87}Rb 的里德堡原子中实现全光晶体管^[114]。如图 1.16 (a) 所示，将单光子失谐双光子共振的里德堡态作为门控光子，将另外一个满足 EIT 的里德堡态作为源光子，当打开门开关时，由于里德堡的阻塞效应，在阻塞半径内只能激发一个原子到里德堡态，但是里德堡原子的强相互作用破坏了 EIT 的共振条件，使得介质不再透明。

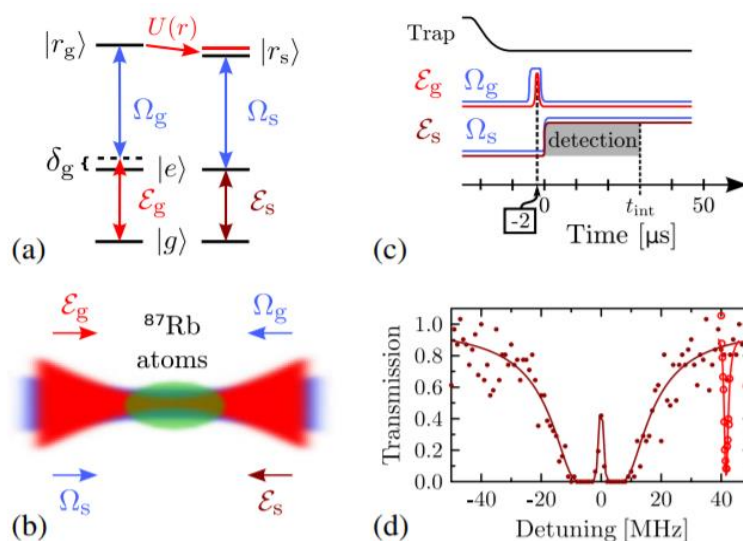


图 1.16 利用偶极阻塞效应和 EIT 实现全光晶体管，图源于文献^[114]。

此外，里德堡原子在量子信息^[115]，量子探测^[116-118]以及分子物理^[119-120]也有广泛的应用。

1.2 论文结构

本文首先介绍了超冷原子领域的发展史，以及目前的科学前沿进展，包括 Feshbach 共振、自旋轨道耦合以及里德堡原子的应用。然后介绍了激光冷却原子的一些基本原理，以及我们的实验系统，包括激光系统、真空系统、成像系统和磁场系统。然后介绍了我们在超冷原子方面的一些科研成果，包括双组份混合态的快速制备、自旋张量-动量的耦合的实现以及里德堡激发态光谱的测量。下面将简单说明一下本论文的基本结构：

第二章，主要介绍了超冷原子的冷却以及俘获原理。论文介绍了超冷费米气体的

制备过程，对原有的真空系统进行改造，将一级的三维磁光阱改为二维磁光阱，重新设计了光路，将二级明亮磁光阱改为暗磁光阱，提高原子的俘获速率以及原子的密度。最后又对磁场进行了优化。

第三章，我们发展了一种新的方法来制备 50/50 的混合态。不同于之前扫描射频的方法，实验上我们采用了多次射频脉冲的方法将初始的单一自旋态制备成等组份的混合态，并且极大的缩短了制备的时间。

第四章，主要介绍了我们在实验上实现自旋张量-动量的耦合。实验上，在 ^{40}K 超冷简并费米气体中利用三束拉曼光耦合三个自旋态来实现 STMC，然后利用射频注入的方法来观测 STMC 的能带结构，证明了在 STMC 系统中，中间态是一个暗态。然后又测量了 STMC 的动量分辨射频谱。自旋张量-动量的耦合在实验上的实现可能为将来探索新奇的量子物质打开一扇大门。

第五章，我们介绍了 ^{40}K 超冷简并费米气体高激发态里德堡光谱的测量。我们采用两种不同探测光光强的方法来测量：一是通过 EIT 效应提高原子损耗，锁定弱的探测光扫描强的耦合光来得到里德堡激发态光谱；二是采用强聚焦的探测光诱导里德堡原子快速离子化，从而使得基态原子快速损耗。两种方法得到的结果基本一致。此外我们在主量子数比较高的情况下，观测到理论上偶极禁戒的 np 态的谱线，可能是由于系统中残留的电场导致的。

参考文献

- [1] A. Einstein, Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss., Bericht 1 3 (1925).
- [2] <https://www.universetoday.com/139728/the-coldest-place-in-space-has-been-created-next-challenge-coldest-place-in-the-universe/>
- [3] T. W. Hansch, A. L. Schawlow, Cooling of gases by laser radiation. *Opt. Commun.* 13, 68 (1975).
- [4] D. J. Wineland, H. G. Dehmelt. *Bull. Am. Phys. Soc.* 20, 267 (1975).
- [5] S. Chu, L. Hollberg, J. E. Bjorkholm, A. Cable, and A. Ashkin, Three-dimensional viscous confinement and cooling of atoms by resonance radiation pressure. *Phys. Rev. Lett.* 55, 48 (1985).
- [6] A. Aspect, E. Arimondo, R. Kaiser, N. Vansteenkiste, and C. Cohen-Tannoudji, Laser Cooling below the One-Photon Recoil Energy by Velocity-Selective Coherent Population Trapping. *Phys. Rev. Lett.* 61, 826 (1988).
- [7] P. D. Lett, R. N. Watts, C. I. Westbrook, W. D. Phillips, P. L. Gould, and H. J. Metcalf, Observation of Atoms Laser Cooled below the Doppler Limit. *Phys. Rev. Lett.* 61,169 (1988).
- [8] M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman and E. A. Cornell, Observation of Bose-Einstein Condensation in a Dilute Atomic Vapor. *Science* 269, 198 (1995).
- [9] K. B. Davis, M. O. Mewes, M. R. Andrews, N. J. van Druten, D. S. Durfee, D. M. Kurn and W. Ketterle, Bose-Einstein Condensation in a Gas of Sodium Atoms. *Phys. Rev. Lett.* 75, 3969 (1995).
- [10] B. DeMarco and D. S. Jin, Onset of Fermi Degeneracy in a Trapped Atomic Gas, *Science* 285, 1703 (1999).
- [11] H. Feshbach, Unified theory of nuclear reactions. *Ann. Phys.* 5, 357 (1958).
- [12] S. Inouye, M. R. Andrews, J. Stenger, H.-J. Miesner, D. M. Stamper-Kurn, and W. Ketterle, Observation of Feshbach resonances in a Bose-Einstein condensate. *Nature* 392

151 (1998).

[13] C. Chin, R. Grimm, P. Julienne and E. Tiesinga, Feshbach resonances in ultracold gases. *Rev. Mod. Phys.* 82, 1225 (2010).

[14] M. Greiner, O. Mandel, T. Esslinger, T. W. Hansch, and I. Bloch, Quantum Phase Transition From a Superfluid to a Mott Insulator in a Gas of Ultracold Atoms. *Nature (London)* 415, 39 (2002).

[15] S. Schmid, G. Thalhammer, K. Winkler, F. Lang, and J. H. Denschlag, Long Distance Transport of Ultracold Atoms Using a 1D Optical Lattice. *New J. Phys.* 8, 159 (2006).

[16] O. Morsch, M. Oberthaler, Dynamics of Bose-Einstein Condensates in Optical Lattices. *Rev. Mod. Phys.* 78, 179 (2006)

[17] D. Jaksh, H. J. Briegel, J. I. Cirac, C. W. Gardiner, and P. Zoller, Entanglement of Atoms via Cold Controlled Collisions. *Phys. Rev. Lett.*, 82, 1975 (1999).

[18] O. Mandel, M. Greiner, A. Widera, T. Rom, T. W. Hänsh, and I. Bloch, Controlled Collisions for Multi-particle Entanglement of Optically Trapped Atoms. *Nature* 425, 937 (2003).

[19] D. Jaksch, C. Bruder, J. I. Cirac, C. W. Gardiner, and P. Zoller, Cold Bosonic Atoms in Optical Lattices. *Phys. Rev. Lett.*, 81, 3108 (1998).

[20] Y. J. Lin, K. Jimenez-Garcia, I. B. Spielman, Spin-orbit-coupled Bose-Einstein condensates. *Nature (London)* 471,83 (2011).

[21] J. Y. Zhang, S. C. Ji, Z. Chen, L. Zhang, Z. D. Du, B. Yan, G. S. Pan, B. Zhao, Y. J. Deng, H. Zhai, S. Chen, and J. W. Pan, Collective Dipole Oscillation of a Spin-orbit Coupled Bose-Einstein Condensate. *Phys. Rev. Lett.* 109, 115301 (2012).

[22] P. J. Wang, Z. Q. Yu, Z. K. Fu, J. Miao, L. H. Huang, S. J. Chai, H. Zhai, and J. Zhang. Spin-Orbit Coupled Degenerate Fermi Gases. *Phys. Rev. Lett.* 109, 095301 (2012).

[23] L. W. Cheuk, A. T. Sommer, Z. Hadzibabic, T. Yefsah, W. S. Bakr, and M. W. Zwierlein, Spin-Injection Spectroscopy of a Spin-Orbit Coupled Fermi Gas. *Phys. Rev. Lett.* 109, 095302 (2012).

[24] C. L. Qu, C. Hamner, M. Gong, C. W. Zhang, and P. Engels, Observation of

Zitterbewegung in a spin-orbit-coupled Bose-Einstein condensate. *Phys. Rev. A* 88, 021604(R) (2013).

[25] Z. K. Fu, L. H. Huang, Z. M. Meng, P. J. Wang, L. Zhang, S. Z. Zhang, H. Zhai, P. Zhang and J. Zhang, Production of Feshbach molecules induced by spin-orbit coupling in Fermi gases. *Nature Phys* 10, 110 (2014).

[26] Ji, S.-C. *et al.*, Experimental determination of the finite-temperature phase diagram of a spin-orbit coupled Bose gas. *Nature Phys.* 10, 314 (2014).

[27] W. S. Cole, S. Zhang, A. Paramekanti, and N. Trivedi, Bose-Hubbard models with synthetic spin-orbit coupling: Mott insulators, spin textures, and superfluidity. *Phys. Rev. Lett.* 109, 085302 (2012).

[28] L. J. Garay, J. R. Anglin, J. I. Cirac, and P. Zoller, Sonic Analog of Gravitational Black Holes in Bose-Einstein Condensates. *Phys. Rev. Lett.* 85, 4643 (2000).

[29] I. Carusotto, S. Fagnocchi, A. Recati, R. Balbinot, and A. Fabbri, Numerical observation of Hawking radiation from acoustic black holes in atomic Bose-Einstein condensates. *New J. Phys.* 10, 103001 (2008).

[30] F. K. Abdullaev, J. G. Caputo, R. A. Kraenkel, and B. A. Malomed, Controlling collapse in Bose-Einstein condensates by temporal modulation of the scattering length. *Phys. Rev. A* 67, 013605 (2003).

[31] H. Salerno, and M. Ueda, Bose-Einstein droplet in free space. *Phys. Rev. A* 70,053610 (2004).

[32] M. Salerno, V. V. Konotop, and Y. V. Bludov, Long-Living Bloch Oscillations of Matter Waves in Periodic Potentials. *Phys. Rev. Lett.* 101, 030405 (2008).

[33] M. J. Hartmann, and M. B. Plenio, Migration of Bosonic Particles across a Mott Insulator to a Superfluid Phase Interface. *Phys. Rev. Lett.* 100, 070602 (2008).

[34] G. Dong, B. Hu, and W. Lu, Ground-state properties of a Bose-Einstein condensate tuned by a far-off-resonant optical field. *Phys. Rev. A* 74,063601 (2006).

[35] L. W. Clark, L. Ha, C. Xu, and C. Chin, Quantum Dynamics with Spatiotemporal Control of Interactions in a Stable Bose-Einstein Condensate. *Phys. Rev. Lett.* 115, 155301

(2015).

[36] I. D. Potirniche, A. C. Potter, M. Schleier-Smith, A. Vishwanath, and N. Y. Yao, Floquet Symmetry-Protected Topological Phases in Cold-Atom Systems. *Phys. Rev. Lett.* 119, 123601 (2017).

[37] C. Lai, and C. Chien, Quantification of the memory effect of steady-state currents from interaction-induced transport in quantum systems. *Phys. Rev. A* 96,033628 (2017).

[38] K. Jachymski, T. Wasak, Z. Idziaszek, P. S. Julienne, A. Negretti, and T. Calarco, Single-Atom Transistor as a Precise Magnetic Field Sensor. *Rev. Lett.* 120, 013401 (2018).

[39] P. O. Fedichev, Y. Kagan, G. V. Shlyapnikov, and J. T. M. Warlaven, Influence of Nearly Resonant Light on the Scattering Length in Low-Temperature Atomic Gases. *Phys. Rev. Lett.* 77, 2913 (1996).

[40] T. L. Nicholson, S. Blatt, B. J. Bloom, J. R. Williams, J. W. Thomsen, and J. Ye, Optical Feshbach resonances: Field-dressed theory and comparison with experiments. *Phys. Rev. A* 92,022709 (2015).

[41] D. M. Bauer, M. Lettner, C. Vo, G. Rempe, and S. Durr, Control of a magnetic Feshbach resonance with laser light. *Nat. Phys.* 5, 339 (2009).

[42] P. Zhang, P. Naidon, and M. Ueda, Independent Control of Scattering Lengths in Multicomponent Quantum Gases. *Phys. Rev. Lett.* 103, 133202 (2009).

[43] H. Wu, and J. E. Thomas, Optical Control of Feshbach Resonances in Fermi Gases Using Molecular Dark States. *Phys. Rev. Lett.* 108, 010401 (2012).

[44] Z. K. Fu, P. J. Wang, L. H. Huang, Z. M. Meng, H. Hu, and J. Zhang, Optical control of a magnetic Feshbach resonance in an ultracold Fermi gas. *Phys. Rev. A* 88, 041601 (2013).

[45] Y. Zhang, W. Liu, and H. Hu, Tuning a magnetic Feshbach resonance with spatially modulated laser light. *Phys. Rev. A* 90, 052722 (2014).

[46] J. Jie, and P. Zhang, Center-of-mass-momentum-dependent interaction between ultracold atoms. *Phys. Rev. A* 95, 060701 (2017).

[47] A. Jagannathan, N. Arunkumar, J. A. Joseph, and J. E. Thomas, Optical Control of Magnetic Feshbach Resonances by Closed-Channel Electromagnetically Induced

- Transparency. Phys. Rev. Lett. 116, 075301 (2016).
- [48] N. Arunkumar, A. Jagannathan, and J. E. Thomas, Phys. Probing Energy-Dependent Feshbach Resonances by Optical Control. Rev. Lett. 121, 163404 (2018).
- [49] P. Peng, R. Zhang, L. Huang, D. Li, Z. Meng, P. Wang, H. Zhai, P. Zhang, and J. Zhang, Universal feature in optical control of a p -wave Feshbach resonance. Phys. Rev. A 97, 012702 (2018).
- [50] N. Arunkumar, A. Jagannathan, and J. E. Thomas, Designer Spatial Control of Interactions in Ultracold Gases. Phys. Rev. Lett. 122, 040405 (2019).
- [51] A. J. Moerdijk, B. J. Verhaar, and A. Axelsson, Resonances in ultracold collisions of ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$, and ${}^{23}\text{Na}$. Phys. Rev. A 51, 4852 (1995).
- [52] B. Lu, D. J. Wang, Ultracold dipolar molecules. Acta Physica Sinica, 68, 043301 (2019).
- [53] M. Thies, Optical Feshbach resonance in a Bose-Einstein Condensate. Thesis, University Innsbruck (2005).
- [54] J. Herbig, T. Kraemer, M. Mark, T. Weber, C. Chin, H.-C. Nägerl, R. Grimm, Preparation of a Pure Molecular Quantum Gas. Science 301. 5639 (2003).
- [55] S. Inouye, M. R. Andrews, J. Stenger, H.-J. Miesner, D. M. Stamper-Kurn & W. Ketterle, Observation of Feshbach resonances in a Bose-Einstein condensate. Nature 392. 151–154 (1998).
- [56] C. H. Schunck, M. W. Zwierlein, C. A. Stan, S. M. F. Raupach, W. Ketterle, A. Simoni, E. Tiesinga, C. J. Williams, and P. S. Julienne, Feshbach resonances in fermionic ${}^6\text{Li}$. Phys. Rev. A 71, 045601 (2005).
- [57] S. E. Pollack, D. Dries, M. Junker, Y. P. Chen, T. A. Corcovilos, and R. G. Hulet, Extreme Tunability of Interactions in a ${}^7\text{Li}$ Bose-Einstein Condensate. Phys. Rev. Lett. 102, 090402 (2009).
- [58] A. Marte, T. Volz, J. Schuster, S. Dürr, G. Rempe, E. G. M. van Kempen, and B. J. Verhaar, Feshbach Resonances in Rubidium 87: Precision Measurement and Analysis. Phys. Rev. Lett. 89, 283202 (2002).
- [59] P. J. Leo, C. J. Williams, and P. S. Julienne, Collision Properties of

- Ultracold ^{133}Cs Atoms. *Phys. Rev. Lett.* 85, 2721 (2000).
- [60] C. Chin, V. Vuletić, A. J. Kerman, and S. Chu, High Resolution Feshbach Spectroscopy of Cesium. *Phys. Rev. Lett.* 85, 2717 (2000).
- [61] J. L. Bohn and P. S. Julienne, Semianalytic treatment of two-color photoassociation spectroscopy and control of cold atoms. *Phys. Rev. A* 54, R4637(R) (1996).
- [62] J. L. Bohn and P. S. Julienne, Prospects for influencing scattering lengths with far-off-resonant light. *Phys. Rev. A* 56, 1486 (1997).
- [63] J. L. Bohn and P. S. Julienne, Semianalytic theory of laser-assisted resonant cold collisions. *Phys. Rev. A* 60, 414 (1999).
- [64] M. Theis, G. Thalhammer, K. Winkler, M. Hellwig, G. Ruff, R. Grimm, and J. Hecker Denschlag, Tuning the Scattering Length with an Optically Induced Feshbach Resonance. *Phys. Rev. Lett.* 93, 123001 (2004).
- [65] A. Jagannathan, N. Arunkumar, J. A. Joseph, and J. E. Thomas, Optical Control of Magnetic Feshbach Resonances by Closed-Channel Electromagnetically Induced Transparency. *Phys. Rev. Lett.* 116, 075301 (2016).
- [66] A. J. Moerdijk, B. J. Verhaar, and T. M. Nagtegaal, Collisions of dressed ground-state atoms. *Phys. Rev. A* 53, 4343 (1996).
- [67] M. Marinescu and L. You, Controlling Atom-Atom Interaction at Ultralow Temperatures by dc Electric Fields. *Phys. Rev. Lett.* 81, 4596 (1998).
- [68] C. Ospelkaus, S. Ospelkaus, L. Humbert, P. Ernst, K. Sengstock, and K. Bongs, Ultracold Heteronuclear Molecules in a 3D Optical Lattice. *Phys. Rev. Lett.* 97, 120402 (2006).
- [69] C. H. Wu, J. W. Park, P. Ahmadi, S. Will, and M. W. Zwierlein, Ultracold Fermionic Feshbach Molecules of $^{23}\text{Na}^{40}\text{K}$. *Phys. Rev. Lett.* 109, 085301 (2012).
- [70] J. J. Zirbel, K.-K. Ni, S. Ospelkaus, J. P. D’Incao, C. E. Wieman, J. Ye, and D. S. Jin, Collisional Stability of Fermionic Feshbach Molecules. *Phys. Rev. Lett.* 100, 143201 (2008).
- [71] J. J. Zirbel, K.-K. Ni, S. Ospelkaus, T. L. Nicholson, M. L. Olsen, P. S. Julienne, C. E. Wieman, J. Ye, and D. S. Jin, Heteronuclear molecules in an optical dipole trap. *Phys. Rev.*

A 78, 013416 (2008).

[72] C. Klempt, T. Henninger, O. Topic, M. Scherer, L. Kattner, E. Tiemann, W. Ertmer, and J. J. Arlt, Radio-frequency association of heteronuclear Feshbach molecules. *Phys. Rev. A* 78, 061602(R) (2008).

[73] C. L. Kane, and E. J. Mele, Z_2 topological order and the quantum spin Hall effect. *Phys. Rev. Lett.* 95, 146802 (2005).

[74] B. A. Bernevig, T. L. Hughes, and S. C. Zhang, Quantum spin Hall effect and topological phase transition in HgTe quantum wells. *Science* 314, 1757–1761 (2006).

[75] D. Hsieh, D. Qian, L. Wray, Y. Xia, Y. S. Hor, R. J. Cava & M. Z. Hasan, A topological Dirac insulator in a quantum spin Hall phase. *Nature* 452, 970 (2008).

[76] J. D. Koralek, C. P. Weber, J. Orenstein, B. A. Bernevig, S. C. Zhang, S. Mack & D. D. Awschalom, Emergence of the persistent spin helix in semiconductor quantum wells. *Nature* 458, 610–613 (2009).

[77] X. D. Hu and S. D. Sarma, Spin-based quantum computation in multielectron quantum dots. *Phys. Rev. A* 64, 042312 (2001)

[78] K. W. Madison, F. Chevy, W. Wohlleben, and J. Dalibard, Vortex Formation in a Stirred Bose-Einstein Condensate. *Phys. Rev. Lett.* 84, 806 (2000).

[79] J. R. Abo-Shaeer, C. Raman, J. M. Vogels, and W. Ketterle, Observation of Vortex Lattices in Bose-Einstein Condensates. *Science* 292, 476-479 (2001).

[80] E. Hodby, G. Hechenblaikner, S. A. Hopkins, O. M. Marago, and C. J. Foot, Vortex Nucleation in Bose-Einstein Condensates in an Oblate, Purely Magnetic Potential. *Phys. Rev. Lett.* 88, 010405(2002).

[81] Y. L. Lin, R. L. Compton, K. Jimenez-Garcia, J. V. Portol, and I. B. Spielman, Synthetic magnetic fields for ultracold neutral atoms. *Nature (London)*, 462, 628 (2009).

[82] Y. J. Lin, K. Jimenez-Garcia, I. B. Spielman, Spin-orbit-coupled Bose-Einstein condensates. *Nature (London)*, 471, 83 (2011).

[83] P. J. Wang, Z. Q. Yu, Z. K. Fu, J. Miao, L. H. Huang, S. J. Chai, H. Zhai, and J. Zhang, Spin-Orbit Coupled Degenerate Fermi Gases. *Phys. Rev. Lett.* 109, 095301 (2012).

- [84] L. W. Cheuk, A. T. Sommer, Z. Hadzibabic, T. Yefsah, W. S. Bakr, and M. W. Zwierlein, Spin-Injection Spectroscopy of a Spin-Orbit Coupled Fermi Gas. *Phys. Rev. Lett.* 109, 095302 (2012).
- [85] R. G. Unanyan, B. W. Shore and K. Bergmann, Laser-driven population transfer in four-level atoms: consequences of non-Abelian geometrical adiabatic phase factors. *Phys. Rev. A* 59, 2910 (1999).
- [86] J. Ruseckas, G. Juzeliūnas, P. Öhberg and M. Fleischhauer, Non-Abelian gauge potentials for ultracold atoms with degenerate dark states. *Phys. Rev. Lett.* 95, 010404 (2005).
- [87] G. Juzeliūnas, J. Ruseckas, and J. Dalibard, Generalized Rashba-Dresselhaus spin-orbit coupling for cold atoms. *Phys. Rev. A* 81, 053403 (2010).
- [88] D. L. Campbell, G. Juzeliūnas and I. B. Spielman, Realistic Rashba and Dresselhaus spin-orbit coupling for neutral atoms. *Phys. Rev. A* 84, 025602 (2011).
- [89] Z. F. Xu, L. You and M. Ueda, Atomic spin-orbit coupling synthesized with magnetic-field-gradient pulses. *Phys. Rev. A* 87, 063634 (2013).
- [90] B. M. Anderson, I. B. Spielman and G. Juzeliūnas, Magnetically generated spin-orbit coupling for ultracold atoms. *Phys. Rev. Lett.* 111, 125301 (2013).
- [91] L. Huang, Z. Meng, P. Wang, P. Peng, S. Zhang, L. Chen, D. Li, Q. Zhou, and J. Zhang, Experimental Realization of Two-Dimensional Synthetic Spin-Orbit Coupling in Ultracold Fermi Gases. *Nat. Phys.* 12, 540 (2016).
- [92] Z. Meng, L. Huang, P. Peng, D. Li, Chen, Y. Xu, C. Zhang, P. Wang, and J. Zhang, Experimental observation of topological band gap opening in ultracold Fermi gases with two-dimensional spin-orbit coupling. *Phys. Rev. Lett.* 117, 235304 (2016).
- [93] L. Huang, P. Peng, D. Li, Z. Meng, L. Chen, C. Qu, P. Wang, C. Zhang, J. Zhang, Observation of Floquet band topology change in driven ultracold Fermi gases. *Phys. Rev. A* 98, 013615 (2018).
- [94] Z. Wu, L. Zhang, W. Sun, X. T. Xu, B. Z. Wang, S.C. Ji, Y. Deng, S. Chen, X. J. Liu, and J. W. Pan, Realization of Two-Dimensional Spin-Orbit Coupling for Bose-Einstein

Condensates. *Science* 354, 83 (2016).

[95] M. DeMarco, and H. Pu, Angular spin-orbit coupling in cold atoms. *Phys. Rev. A* 91, 033630 (2015).

[96] L. Chen, H. Pu, and Y. B. Zhang, Spin-Orbit angular momentum coupling in a spin-1 Bose-Einstein condensate. *Phys. Rev. A* 93,013629 (2016).

[97] K. Sun, C. L. Qu, and C. W. Zhang, Spin-orbit-angular-momentum coupling in Bose-Einstein condensates. *Phys. Rev. A* 91, 063627 (2015).

[98] C. L. Qu, K. Sun, C. W. Zhang, Quantum phases of Bose-Einstein condensates with synthetic spin—orbital-angular-momentum coupling. *Phys. Rev. A* 91, 053630 (2015).

[99] Y. X. Hu, C. Miniatura, and B. Gremaud, Half- skyrmion and vortex-antivortex pairs in spinor condensates. *Phys. Rev. A* 92, 033615 (2015).

[100] H. R. Chen, K. Y. Lin, P. K. Chen, N. C. Chiu, J. B. Wang, C. A. Chen, P. P. Huang, S. K. Yip, YuKi Kawaguchi, and Y. J. Lin, Spin-Orbital-Angular-Momentum Coupled Bose-Einstein Condensates. *Phys. Rev. Lett.* 121, 113204 (2018).

[101] D. F. Zhang, T. Y. Gao, P. Zou, L. R. Kong, R. Z. Li, X. S, X. L. Chen, S. G. Peng, M. S. Zhan, H. Pu, and K. J. Jiang, Ground-State phase Diagram of a Spin-Orbital-Angular-Momentum Coupled Bose-Einstein Condensate. *Phys. Rev. Lett.* 122, 110402 (2019).

[102] X. W. Luo, K. Sun, and C. W. Zhang, Spin-Tensor–Momentum-Coupled Bose-Einstein Condensates. *Phys. Rev. Lett.* 119, 193001 (2017).

[103] D. Tong, S. M. Farooqi, J. Stanojevic, S. Krishnan, Y. P. Zhang, R. Cote, E. E. Eyler, and P. L. Gould, Local Blockade of Rydberg Excitation in an Ultracold Gas. *Phys. Rev. Lett.* 93, 063001 (2004).

[104] T. Vogt, M. Viteau, J. M. Zhao, A. Chotia, D. Comparat, and P. Pillet, Dipole Blockade at Förster Resonances in High Resolution Laser Excitation of Rydberg States of Cesium Atoms. *Phys. Rev. Lett.* 97, 083003 (2006).

[105] T. Vogt, M. Viteau, A. Chotia, J. M. Zhao, D. Comparat, and P. Pillet, Electric-Field Induced Dipole Blockade with Rydberg Atoms. *Phys. Rev. Lett.* 99, 073002 (2007).

[106] R. Heidemann, U. Raitzsch, V. Bendkowsky, B. Butscher, R. Low, L. Santos, and T.

Pfau, Evidence for Coherent Collective Rydberg Excitation in the Strong Blockade Regime. *Phys. Rev. Lett.* 99, 163601 (2007).

[107] T. A. Johnson, E. Urban, T. Henage, L. Isenhour, D. D. Yavuz, T. G. Walker, and M. Saffman, Rabi Oscillations between Ground and Rydberg States with Dipole-Dipole Atomic Interactions. *Phys. Rev. Lett.* 100, 113003 (2008).

[108] T. Pohl, E. Demler, and M. D. Lukin, Dynamical Crystallization in the Dipole Blockade of Ultracold Atoms. *Phys. Rev. Lett.* 104, 043002 (2010).

[109] A. K. Mohapatra, T. R. Jackson, and C. S. Adams, Coherent Optical Detection of Highly Excited Rydberg States Using Electromagnetically Induced Transparency. *Phys. Rev. Lett.* 98, 113003 (2007).

[110] T. Peyronel, O. Firstenberg, Q. Y. Liang, S. Hofferberth, A. V. Gorshkov, T. Pohl, M. D. Lukin, and V. Vuletić, Quantum nonlinear Optics with single photons enabled by strongly interacting atoms. *Nature* 488, 57 (2012).

[111] F. Ripka, H. Kübler, R. Löw, T. Pfau, A room-temperature single-photon source based on strongly interacting Rydberg atoms. *Science* 362, 446 (2018).

[112] H. Bernien, S. Schwartz, A. Keesling, H. Levine, A. Omran, H. Pichler, S. Choi, A. S. Zibrov, M. Endres, M. Greiner, V. Vuletić & M. D. Lukin, Probing many-body dynamics on a 51-atom quantum simulator. *Nature* 551, 579 (2017).

[113] M. Endres, H. Bernien, A. Keesling, H. Levine, E. R. Anschuetz, A. Krajenbrink, C. Senko, V. Vuletić, M. Greiner, M. D. Lukin, Atom-by-atom assembly of defect-free one-dimensional cold atom arrays. *Science* 354, 1024 (2016).

[114] H. Gorniaczyk, C. Tresp, J. Schmidt, H. Fedder, and S. Hofferberth, Single-Photon Transistor Mediated by Interstate Rydberg Interactions. *Phys. Rev. Lett.* 113, 053601 (2014).

[115] M. Saffman, T. G. Walker, and K. Mølmer, Quantum information with Rydberg atoms, *Rev. Mod. Phys.* 82, 2313 (2010).

[116] J. A. Sedlacek, A. Schwettmann, H. Kübler, R. Löw, T. Pfau, and J. P. Shaffer, Microwave electrometry with Rydberg atoms in a vapour cell using bright atomic resonances. *Nat. Phys.* 8, 819 (2012).

[117] A. Facon, E.-K. Dietsche, D. Grosso, S. Haroche, J. M. Raimond, M. Brune, and S. Gleyzes, A sensitive electrometer based on a Rydberg atom in a Schrödinger-cat state. *Nature (London)* 535, 262 (2016).

[118] K. C. Cox, D. H. Meyer, F. K. Fatemi, and P. D. Kunz, Quantum-Limited Atomic Receiver in the Electrically Small Regime. *Phys. Rev. Lett.* 121, 110502 (2018).

[119] V. Bendkowsky, B. Butscher, J. Nipper, J. P. Shaffer, R. Löw, and T. Pfau, Observation of ultralong-range Rydberg molecules. *Nature (London)* 458, 1005 (2009).

[120] S. Hollerith, J. Zeiher, J. Rui, A. Rubio-Abadal, V. Walther, T. Pohl, D. M. Stamper-Kurn, I. Bloch, and C. Gross, Quantum gas microscopy of Rydberg macrodimers. *Science* 364, 664 (2019).

第二章 简并费米气体的制备

2.1 概述

超冷原子作为量子研究的主要对象，超冷原子的制备是其先决条件。我们小组研究的对象主要是 ^{40}K 简并费米气体。在我们先前的工作以及毕业论文中有详细的介绍^[1-10]，本章也简单回顾一下实验装置以及光路设置，并详细说明我们对实验上的改进和优化方案。

实验的主体思路还是一样的，由于泡利不相容原理，全同费米子间的 S 波碰撞是被禁止的，采用 ^{87}Rb 玻色气体协同冷却的办法进行冷却。最后将原子转载到光阱中，便于我们在实验中操控磁场。

2.2 激光冷却中性原子气体物理机制

2.2.1 多普勒冷却 (Doppler Cooling)

1975 年 T. Hansch 和 D. Wineland 提出用激光冷却中性气体原子和离子的方法，其中的冷却机制就是源于多普勒效应，因此称为多普勒冷却。冷却原子使原子的温度降低，就是降低原子的运动速度。

如图 2.1 所示，考虑一个二能级原子系统，原子的运动速度为 \mathbf{v} ，激光束中单个光子的动量为 $\hbar\mathbf{k}_L$ ， k_L 是波矢，激光与原子运动方向相反。初始原子处于基态下能级，当激光与原子相互作用时，基态原子吸收一个共振的光子跃迁到激发态上能级，此时原子的动量减小为 $m\mathbf{v} - \hbar\mathbf{k}_L$ ，由于处在激发态的原子不稳定，因此会自发辐射一个光子跃迁到低能级。在原子的自发辐射过程中，释放光子的方向是随机的，因此自发辐射对原子的总的平均动量为零。经过多次跃迁和自发辐射，原子的动量就会逐渐减小。在冷却的过程中，原子与光子相对运动，由于多普勒效应，原子感受到光子的频率会变高，因此激光的频率要略低于原子的共振跃迁频率。

由于原子团具有一定的速度分布，因此速度太快或者太慢的原子不能与激光共振，只有速度居中的原子被减速。激光减速的结果就是将热原子团较宽的速度分布压

窄,并移到低速区。多普勒冷却过程中还需要克服光抽运效应和多普勒失谐效应。一:碱金属原子不是一个理想的二能级系统,两束对射的激光会产生干涉,光场产生偏振梯度,使原子在不同的 Zeeman 子能级之间跃迁,原子逃离循环不再冷却。二:当原子被逐渐减速后激光频率不满足共振条件,减速效果就会变弱。

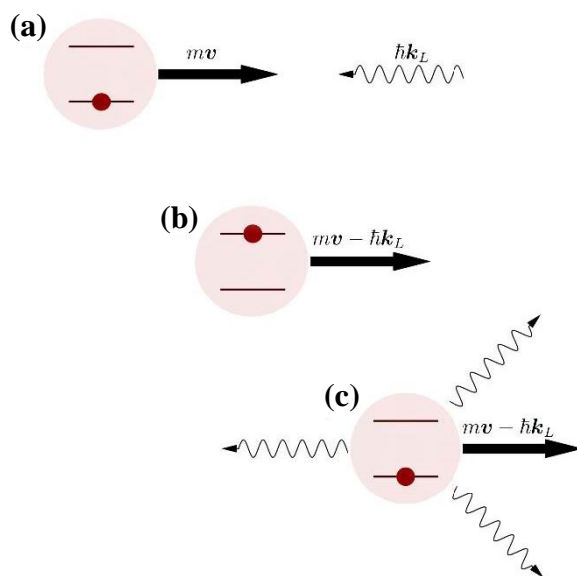


图 2.1 多普勒冷却机制示意图。图 (a), 光子与原子相互作用; 图 (b), 原子吸收光子后从基态激发到上能级, 动量减小为 $mv - \hbar k_L$; 图 (c), 原子的自发辐射过程中, 光子的方向是随机的, 因此对原子的总的平均动量为零。图片来源于文献^[11]。

在冷却过程中,原子受到光子的散射力使速度降低,同时原子的自发辐射对原子有加热作用。冷却过程和加热过程达到平衡时,原子不能被进一步冷却,这就是多普勒冷却极限。原子的跃迁能级最窄是激发态能级的自然线宽 Γ , Γ 由激发态的寿命决定,与自发辐射率有关。多普勒线宽比之大很多,多普勒冷却无法移走自然线宽的热量。因此有多普勒极限温度:

$$T_D = \frac{\hbar\Gamma}{2k_B} \quad (2.1)$$

2.2.2 亚多普勒冷却(Sub-Doppler Cooling)

1988 年美国 NIST 采用 S. Chu 的方法将原子冷却到多普勒极限,然后通过增大激光场的失谐量,同时降低激光场的强度,原子被继续冷却到约 $40\mu\text{K}$,突破多普勒极限温度。1988 年, S. Chu 小组和 C. Cohen-Tannoudji 小组分别提出了偏振梯度冷

却机制，对突破多普勒极限温度的新机制进行解释。根据两束对射激光的不同偏振情况，偏振梯度冷却^[11] (PGC, Polarization gradient cooling) 可以分为两类： $\sigma^+ - \sigma^-$ 和 $\text{Lin} \perp \text{Lin}$ (Sisyphus cooling)。

$\sigma^+ - \sigma^-$ 组态：仅考虑一维方向的情况，两束光沿着 z 方向相向传播，偏振分别为左旋和右旋。两束激光光场的叠加可以表示为：

$$E(z) = E_0^+ e^{ikz} e_+ + E_0^- e^{-ikz} e_- \quad (2.2)$$

其中，左旋和右旋偏振可以表示为：

$$e_+ = -\frac{1}{\sqrt{2}}(e_x + ie_y) \quad (2.3)$$

$$e_- = \frac{1}{\sqrt{2}}(e_x - ie_y) \quad (2.4)$$

这里 E_0^+ 和 e_+ 为 σ^+ 的幅度和偏振， E_0^- 和 e_- 为 σ^- 的幅度和偏振。将式(2.3)(2.4)代入(2.2)中得到：

$$E(z) = \frac{E_0^- - E_0^+}{\sqrt{2}} (e_x \cos(kz) - e_y \sin(kz)) - i \frac{E_0^- + E_0^+}{\sqrt{2}} (e_x \sin(kz) + e_y \cos(kz)) \quad (2.5)$$

令， $e_x = e_x \cos(kz) - e_y \sin(kz)$ ， $e_y = e_x \sin kz + e_y \cos kz$ 。式(2.5)可以看作是两个场的叠加，振幅为 $\frac{E_0^- - E_0^+}{\sqrt{2}}$ 和 $\frac{E_0^- + E_0^+}{\sqrt{2}}$ 。假设两束光的振幅相同，叠加光场的偏振始终为线偏，并且沿着 z 轴旋转，如图 2.2 所示。

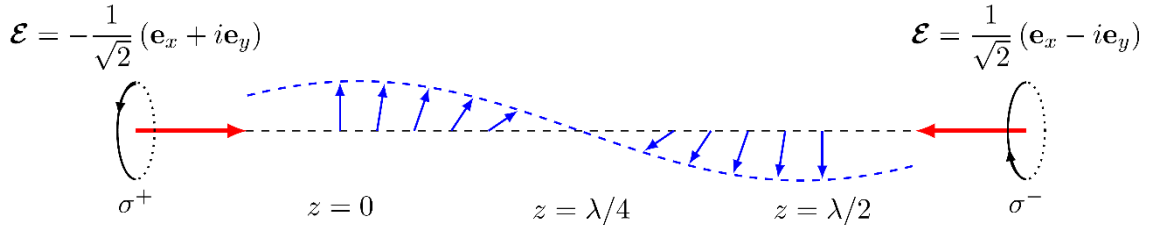


图 2.2 $\sigma^+ - \sigma^-$ 组态的光场在空间中形成转动的线偏光。图片源于文献^[12]。

假设原子以速度 v 沿着 z 方向运动，有 $z=vt$ ，由于空间中电场的极化方向周期性旋转，由拉莫尔定理可知，旋转会产生一个惯性场，原子在空间中感受到一个平行

于旋转轴的虚拟磁场，拉莫尔频率为 $k\nu$ ，惯性势为：

$$V_{rot} = k\nu J_z \quad (2.6)$$

在该磁场的作用下，不同磁子能级上原子的布居数产生差异。布居的原子数不同，对光子的吸收也不同，沿着 z 轴正向传播的原子吸收比反向传播的光子的概率会更大一些，不平衡的吸收导致原子受到的散射力不为零，且与原子的运动方向相反，从而使原子被减速冷却。

Lin \perp Lin 组态：考虑一维情况，光场有一对沿着 z 方向对向传播的线偏振光组成，而且偏振方向相互垂直。可以表示为：

$$e_1 = e_x, e_2 = e_y$$

在该假设两束光的振幅相同，两束光场的叠加可以表示为：

$$E(z) = E_0\sqrt{2}(\cos(kz)\frac{e_x+e_y}{\sqrt{2}} - i\sin(kz)\frac{e_y-e_x}{\sqrt{2}}) \quad (2.7)$$

从式子(2.7)我们可以看出，两束光的叠加场的偏振随着空间在变化。当 $z = n \times \lambda/4$ 时，其中 $n \geq 0$ ，且 n 为正整数，叠加场为线偏振光。当 $z = m \times \lambda/8$ ，其中 $m \geq 0$ ， m 为奇数且为正整数，叠加场的偏振为圆偏光。

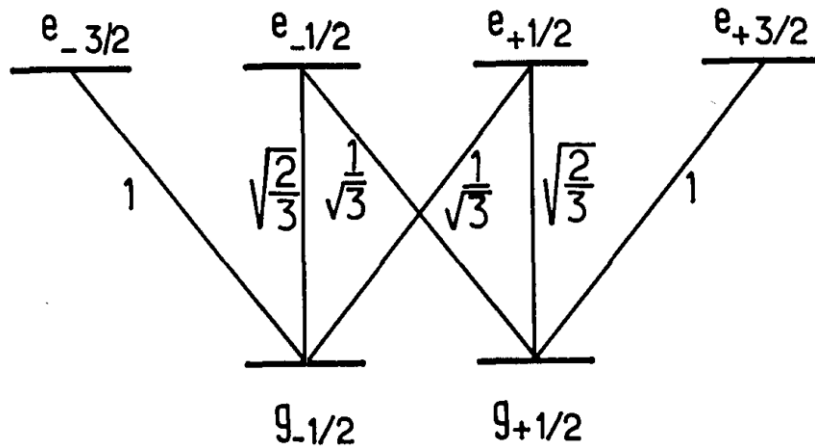


图 2.3 二能级原子能级结构以及 $J_g = 1/2 \leftrightarrow J_e = 3/2$ 跃迁的 C-G 系数^[13]。

考虑一个二能级原子系统，基态 $J_g = 1/2$ ，激发态 $J_e = 3/2$ 。如图 2.3 所示为两个能级之间各个子能级间的跃迁几率。

当原子处于 $z = \lambda/8$ 时，叠加场偏振为 σ^- ，原子被泵浦到 $g_{-1/2}$ 态，从图 2.3 可以看出，从 $g_{-1/2}$ 的跃迁强度是从 $g_{+1/2}$ 跃迁的 3 倍，因此对 $g_{-1/2}$ 的光位移也是对 $g_{+1/2}$ 光位移的 3 倍，即 $\Delta_- = 3\Delta_+$ 。假设在亚多普勒冷却的实验中激光红失谐于跃迁频率，也就是 $\delta = \omega_L - \omega < 0$ ，其中 ω_L 为激光频率，因此光位移也是负的。

当原子处于 $z = 3\lambda/8$ 时，叠加场偏振为 σ^+ ，原子被泵浦到 $g_{+1/2}$ 态，叠加场对 $g_{+1/2}$ 的光位移也是对 $g_{-1/2}$ 光位移的 3 倍，即 $\Delta_+ = 3\Delta_-$ 。

当原子处于 $z = 0, \lambda/4, \lambda/2 \dots$ 时，叠加场的偏振为线偏振。两个基态的原子布居数相等，光位移也相同且为圆偏光最大光位移的 $2/3$ 。

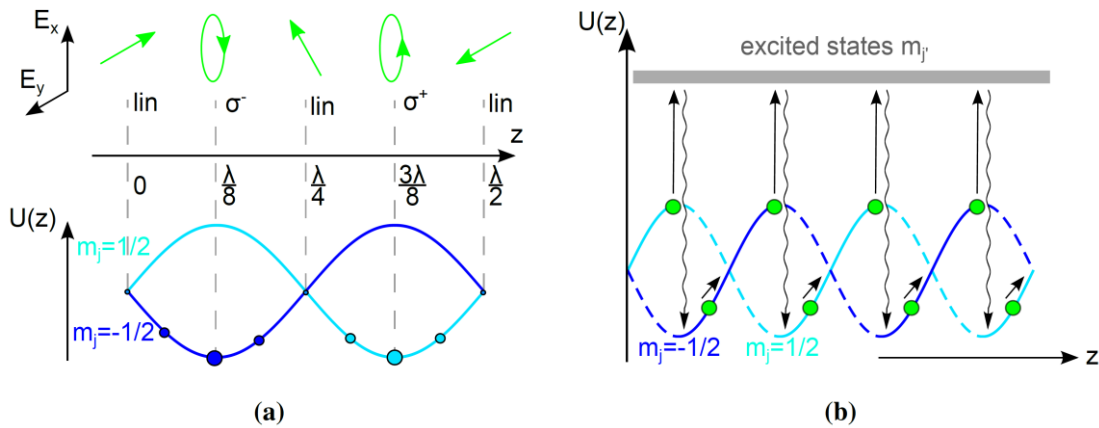


图 2.4 Lin \perp Lin 组态的偏振梯度冷却示意图。(a)图，上图为光场随空间的变化，叠加场的偏振也在变化。下图依赖于空间位置的势能变化曲线，其中圆圈的大小代表原子的布居数。(b)图为 Sisyphus 冷却过程。图片来源于文献^[14]。

如图 2.4 所示，考虑原子沿着 z 轴正方向运动。当原子处于 $z = \lambda/8$ 时，原子处于 $g_{-1/2}$ 态，光位移最大，势能最低。随着原子沿着 z 轴正方向运动，叠加场偏振为 σ^- ，原子依然处于 $g_{-1/2}$ 态，但是光位移减小，势能逐渐增加，增加的势能是通过原子的动能转化而来的，因此原子被减速。当原子运动到 $z = 3\lambda/8$ 时，叠加场偏振为 σ^+ ，原子被抽运到 $g_{+1/2}$ 态，此时 $\Delta_+ = 3\Delta_-$ ，因此原子的势能最小。当原子继续运动时，原子会重复同样的过程，不断的爬坡然后再回到谷底。在这样一个周期当中，原子通过

将动能转化为势能，然后通过辐射光子的方式将能量耗散。周而复始达到冷却原子的目的，这样的冷却方式也被成为西西弗斯冷却(Sisyphus Cooling)。

2.2.3 亚光子反冲冷却(Sub-Recoil Cooling)

假设一个静止的原子，原子会随机的向外辐射光子，因此原子不可避免的会得到一个单光子反冲动量： $p_r = \hbar k$ 。于是有反冲极限温度： $T_r = \frac{(\hbar k)^2}{2Mk_B}$ ，其中 M 为原子质量， k_B 是玻尔兹曼常数。为了突破反冲极限温度就需要避免原子对光子的吸收与辐射使得 $p < p_r$ ，因此就需要是原子处于暗态。如图 2.5 所示，当一个原子处于暗态时，对激光将变得透明，不在参与吸收和辐射光子过程。为此科学家作了很多尝试，C. Cohen-Tannoudji 小组提出了速度选择相干布居陷俘 (VSCPT)冷却技术^[16]，以及 S. Chu 小组提出的速度选择的拉曼跃迁冷却^[17]。

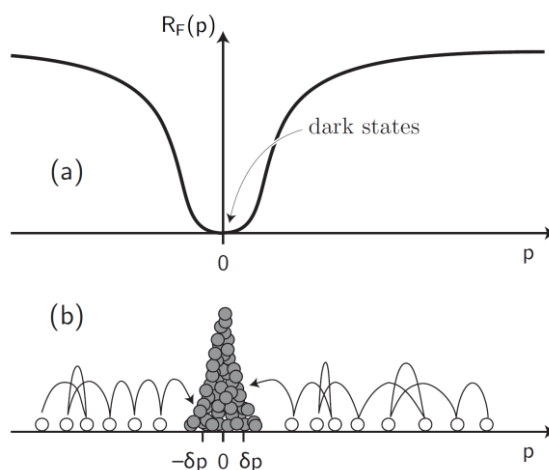


图 2.5 亚反冲冷却(Sub-recoil cooling)原子示意图。(a) R_F 是原子的荧光，在动量为零时消失。(b) 在动量空间，原子在 $p=0$ 的地方积累。图片源于文献^[15]。

速度选择相干布居陷俘：假设在一个三能级结构中，由于多普勒效应，能够形成相干叠加暗态原子的速度需要满足：

$$(k_1 - k_2) \cdot v_{VSR} = \pm \omega_Z \quad (2.8)$$

其中， v_{VSR} 为共振选择速度， $\hbar \omega_Z$ 为两个耦合态的能级间距。让速度为零的原子形成相干叠加的暗态，而速度不为零的原子继续吸收和辐射光子进行亚多普勒冷却。这种冷却方法对速度很敏感，能达到极窄的亚反冲冷却速度，因此称为速度选择相干布居

俘获。

Cohen-Tannoudji 小组在 ^4He 原子中首次实现 VSCPT。如图 2.6 所示，基态三个子能级 g_- 、 g_+ 和 g_0 是简并的。激发态 e_0 与基态 g_- 、 g_+ 构成一个 Λ 型三能级系统。两束频率相同的激光沿着 z 方向相向照射原子，偏振方向为 σ^+ 和 σ^- 。由于三个基态是简并的，也就是 $\omega_z = 0$ ，因此只有速度为零的原子才能满足式子(2.8)，在相干光的作用下，基态 g_- 、 g_+ 耦合成为相干叠加暗态。当原子速度不为零且速度比较小 ($kv \ll \Gamma$) 时，处于基态 g_- (g_+) 的原子会从 σ^+ (σ^-) 的激光中吸收光子，然后在拉曼过程中释放一个光子回到基态。在这样的双光子拉曼过程中，原子在两个基态之间俩会转移，动量变化为 $2\hbar k$ 。

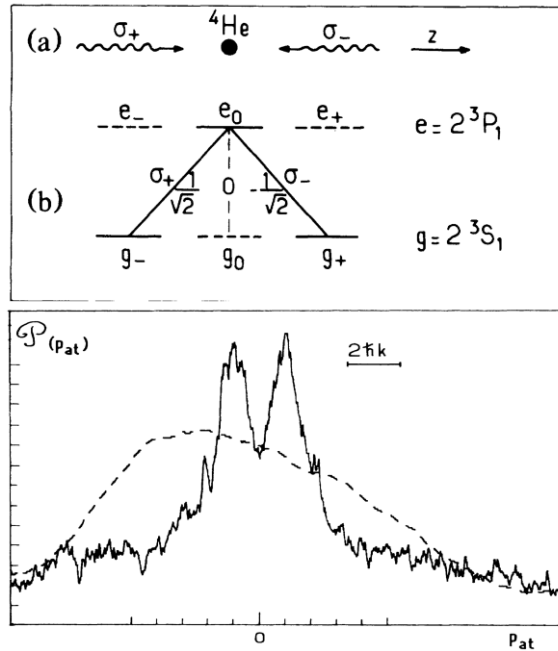


图 2.6 速度选择相干布居俘获冷却机制以及实验结果。图片来源于文献^[16]。

VSCPT 与一般的激光冷却机制有着本质的不同，它不是通过光的散射力使原子减速，而是通过原子与光相互作用产生动量扩散使得原子掉入零动量附近，然后把 $v \rightarrow 0$ 的原子选择出来加以捕获与积累。

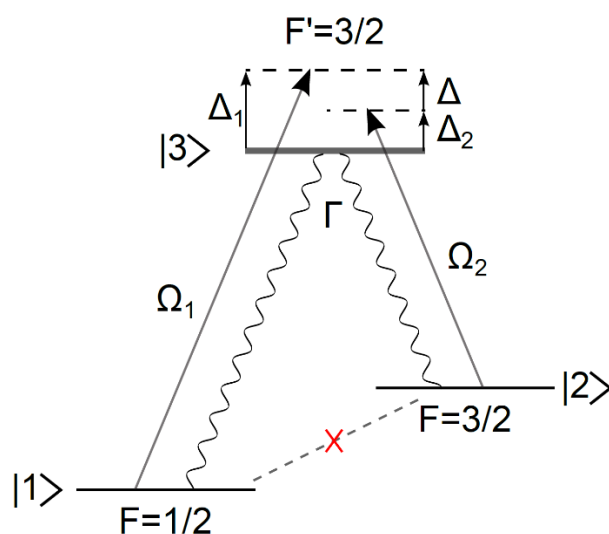


图 2.7 Λ 型三能级结构示意图。|1>和|2>态是偶极禁跃的。图片来源于文献^[14]。

速度选择拉曼跃迁冷却：速度选择拉曼跃迁冷却是通过拉曼激光来选择速度分布较窄的原子云，为原子的深度冷却提供冷原子源。对于 VSCPT 来说，两束激光的频率是相同的，而发生拉曼跃迁只需要满足式子(2.8)即可。假设两束激光的频率不相同，如图 2.7 所示($\Delta = 0$)，两束激光满足： $\omega_{1L} - \omega_{2L} = \omega_Z = (E_2 - E_1)/\hbar$ ，因此只有速度为零的原子才会进入共振，通过速度选择共振，然后得到速度分布极窄的原子群： $\Delta v_z = c\Delta\omega/(\omega_{1L} + \omega_{2L})$ ，其中， $\Delta\omega$ 是受激拉曼跃迁的谱线宽度。

2.2.4 灰色光学黏团(Gray Molasses)

Gray molasses 是速度选择相干布居俘获(VSCPT)和西西弗斯冷却(Sisyphus)两个效果的叠加^[18]。前面提到 Sisyphus 冷却中激光是红失谐(bright molasses)，而这里激光是蓝失谐的，而且有暗态的出现。由于暗态的存在，暗态的原子不与光相互作用，因此光位移也为零，势能为一条直线，如图 2.8 所示。因为激光对原子能级是蓝失谐的，因此激光对亮态的光位移是正的。对于 $\text{Lin} \perp \text{Lin}$ 组态的激光，亮态的能量随着原子的位移而发生改变，和 bright molasses 相似。

原子以一定的速度运动，由于系统的哈密顿量不仅包括光与原子的相互作用，而且包括原子的动能，因此系统的暗态和亮态是不稳定的，暗态可以通过运动耦合(motional coupling)效应耦合到亮态，而且在亮态的势能最低点处耦合强度最大。接着

再通过西西弗斯冷却回到暗态。只有速度为零的原子才是处于真正的暗态，在 Gray molasses 的冷却过程中，通过收集速度慢的原子到暗态来达到冷却的目的。

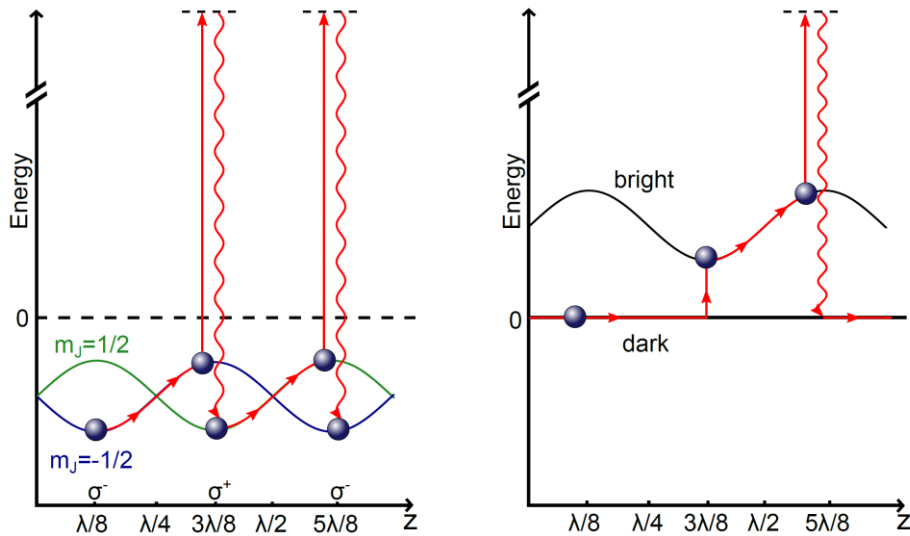


图 2.8 Bright molasses (左图)和 Gray molasses (右图)的原理示意图。在 Bright molasses 中，原子“爬坡”，将势能转化为动能，然后在最高点处通过自发辐射回到势能的最低点，在这个过程中损耗动能。然而在 Gray molasses 中，在亮态的势能最低点处，暗态通过运动耦合到亮态，然后在接着爬“势能峰”，将动能转化为势能，在势能顶点通过泵浦回到暗态。通过收集速度慢的原子达到冷却的效果。

原子最后处于暗态，自发辐射的光子很少，荧光强度很弱，因此被成为灰色光学黏团(Gray molasses)^[19]。Gray molasses 可以极大地提高相空间密度，有利于原子在磁阱或光阱中的蒸发冷却。

2.3 超冷中性原子的陷俘

前面提到的冷却方法仅仅是对原子的减速，然而想要俘获原子还需要一个势阱，阱的势能大于原子的动能，原子就可以被囚禁在阱中作简谐振动。科学家设计了多种势阱来囚禁原子，包括磁阱、光学偶极阱以及磁光阱(MOT)等，下面对磁光阱的原理作简单介绍。

如图 2.9(a)所示，对于一维情况下的一个二能级系统，在不均匀的磁场中，激发态 $J=1$ 分裂为三个塞曼子能级。两个对射的激光为圆偏振光， σ^+ 沿着 z 方向正向

传播, σ^- 沿着反方向传播, 激光的频率 ω 小于磁场 $B = 0$ 的共振频率 ω_0 。

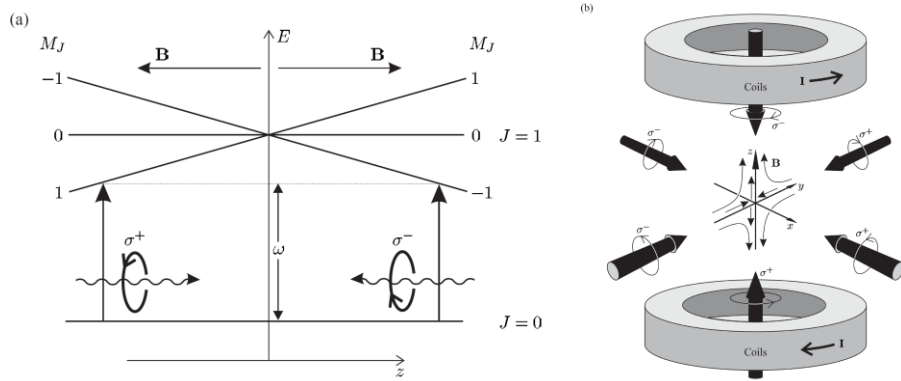


图 2.9 磁光阱囚禁原子的工作原理示意图^[20]。

对当原子处于 $Z > 0$ 的位置时, 由于不均匀的磁场导致激光频率与 $M_J = -1$ 的能级更接近于共振。由选择定则可知, 原子更容易吸收偏振为 σ^- 的光子而发生跃迁。然而 σ^- 光沿着 z 轴负方向传播, 因此原子受到的激光散射力指向 $Z = 0$ 处。同样当原子处于 $Z < 0$ 的位置时, 原子受到的散射力的方向也指向原点。原子在磁光阱中的受力为^[20]:

$$\begin{aligned} F_{MOT} &= F_{scatt}^{\sigma^+}(\omega - kv - (\omega_0 + \beta z)) - F_{scatt}^{\sigma^-}(\omega + kv - (\omega_0 - \beta z)) \\ &\simeq -2 \frac{\partial F}{\partial \omega} kv + 2 \frac{\partial F}{\partial \omega_0} \beta z \end{aligned} \quad (2.9)$$

其中 $\omega_0 + \beta z$ 是原子处在位置 Z 处时, $M_J = +1$ 原子的共振吸收频率, $\omega_0 - \beta z$ 是 $M_J = -1$ 的共振吸收频率, $\beta z = \frac{g\mu_B}{\hbar} \frac{dB}{dz} z$ 。激光频率失谐 $\delta = \omega - \omega_0$, 于是有 $\partial F / \partial \omega = -\partial F / \partial \omega_0$ 。因此式子(2.9)可以写为:

$$F_{MOT} = -2 \frac{\partial F}{\partial \omega} (kv + \beta z) = -\alpha v - \frac{\alpha \beta}{k} z \quad (2.10)$$

2.4 超冷原子的制备

2.4.1 ^{87}Rb 和 ^{40}K 共振激光系统

我们的实验主要是集中于简并费米气体与光场的相互作用, 由于泡利不相容原理, 实验中采取协同冷却的方式, 通过 ^{87}Rb 和 ^{40}K 碰撞蒸发冷却得到简并费米气体, 部分实验过程在我们先前的博士论文做了详尽的介绍^[6], 下面简单介绍一下。

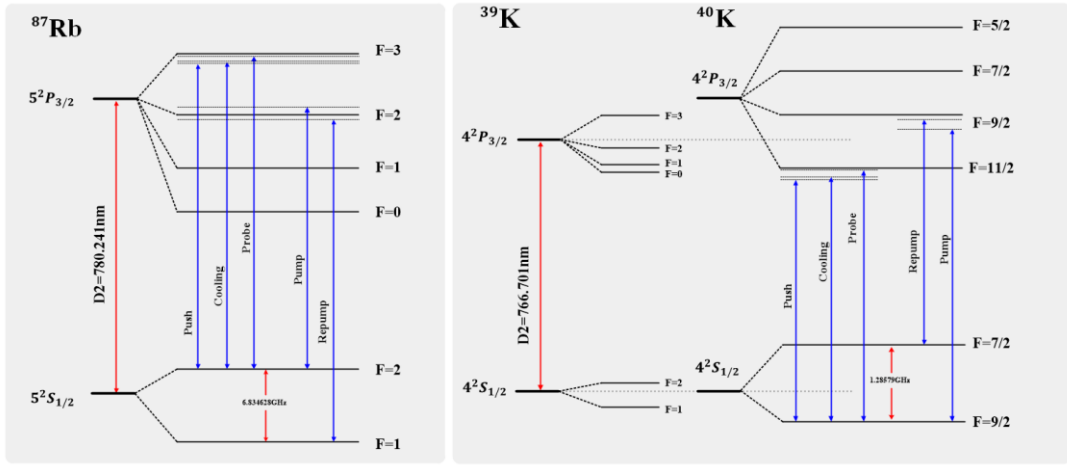


图 2.10 ^{87}Rb 和 ^{40}K 的超精细结构，F 代表总自旋。

对于 ^{87}Rb 原子来说，激光器一部分光用于饱和吸收，将激光器锁定在 $F=2 \rightarrow F'=3$ (Cooling)，以及 $F=1 \rightarrow F'=2$ --- $F=1 \rightarrow F'=1$ 的交叉线 (Repump) 上，另一部分光用于 MOT1 和 MOT2 的冷却。对于 ^{40}K 原子来说，由于 ^{40}K 原子的自然丰度 (Natural abundance) 为 0.012%，因此在热的气室 (Vaper cell) 中无法直接观测饱和吸收谱线。如图 2.10 右侧所示，我们以 ^{39}K 为参考，将吸收线锁定在 ^{39}K 的 $F=1 \rightarrow F'=0,1,2$ 的跃迁线上。剩余的光经过 AOM 移频得到用于俘获 ^{40}K 原子的 Cooling 和 Repump 光。

^{87}Rb 具体的频率设置为：

$$V_{\text{Rb,Cooling}} = V_{2 \rightarrow 3} - 146.4/2 \text{ MHz} + 2 \times 82 \text{ MHz} - 110 \text{ MHz}$$

$$V_{\text{Rb,Repump}} = V_{1 \rightarrow 2} - 156.92/2 \text{ MHz} - 40 \text{ MHz} + 2 \times 109.4 \text{ MHz} - 112.3 \text{ MHz}$$

其中， $V_{1 \rightarrow 2}$ 对应的是 ^{87}Rb 从 $F=1 \rightarrow F'=2$ 的跃迁线。

^{40}K 的具体的频率设置为：

$$V_{\text{K,Cooling}} = V_{39,1 \rightarrow 0-2} + 132.4/2 \text{ MHz} + 2 \times 202.5 \text{ MHz} - 110 \text{ MHz}$$

$$V_{\text{K,Repmp}} = V_{39,1 \rightarrow 0-2} + 132.4/2 \text{ MHz} - 2 \times 208.7 \text{ MHz} - 2 \times 222.4 \text{ MHz} - 110 \text{ MHz}$$

2.4.2 真空系统

真空系统是囚禁原子的重要组成部分，而且原子的长寿命需要比较高的真空度来维持。如图 2.11 所示，实验上我们是通过两级 MOT 来俘获原子的，在第一级 MOT

中，使用一台 40L/S 的溅射离子泵来维持真空度，为了俘获更多的原子，需要保持一定的背景气压。在第二级 MOT 中，使用一台 150L/S 的离子泵和钛升华复合泵来实现高真空度。它们的真空度分别维持在 8×10^{-8} Pa、 5×10^{-9} Pa。

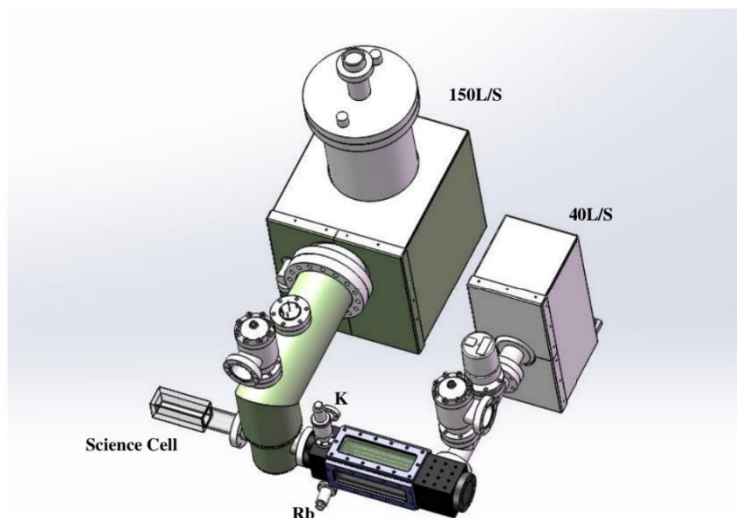


图 2.11 ^{87}Rb 和 ^{40}K 原子真空系统。

之前我们实验上一级 MOT 采用的是三维磁光阱，通过三束激光往返交叉和一对四极线圈组成的磁光阱来俘获原子。相较于之前的真空系统来说，我们采取二维的 MOT 可以弥补由于系统长时间的老化，以及钾源不充足的缺陷，而且还可以更高效的陷俘原子^[21-22]。因此我们对真空系统进行了重新设计，二维 MOT 的窗片约为 $150\text{ mm} \times 40\text{ mm}$ 。

2.4.3 成像系统

原位成像 (in-situ imaging) 在超冷原子中作为一种强有力的工具，提供了俘获原子的分布信息，其分辨率接近了单原子，甚至是单个晶格点。在量子实验中，通过原子近共振的激光照射原子，然后从光学图像中提取原子的信息。最常用的方法就是吸收飞行成像 (TOF)，原子被释放到自由空间，然后原子经过一段时间的自由扩散之后，将近共振激光照射原子。自由飞行揭示的是原子的动量分布信息，在飞行过程中混杂了原子样品不同组份的信息，因此这种方法很难获取原子实空间的信息，原位成像很好的解决了原子实空间信息获取的问题。原位吸收成像的过程和 TOF 相同，但是为

了提高分辨率，物镜采用的是高数值孔径(NA)的透镜，如图 2.12 所示。成像系统衍射极限的光学分辨率 $R=0.61\lambda/NA$ ，其中， λ 为成像光波长。

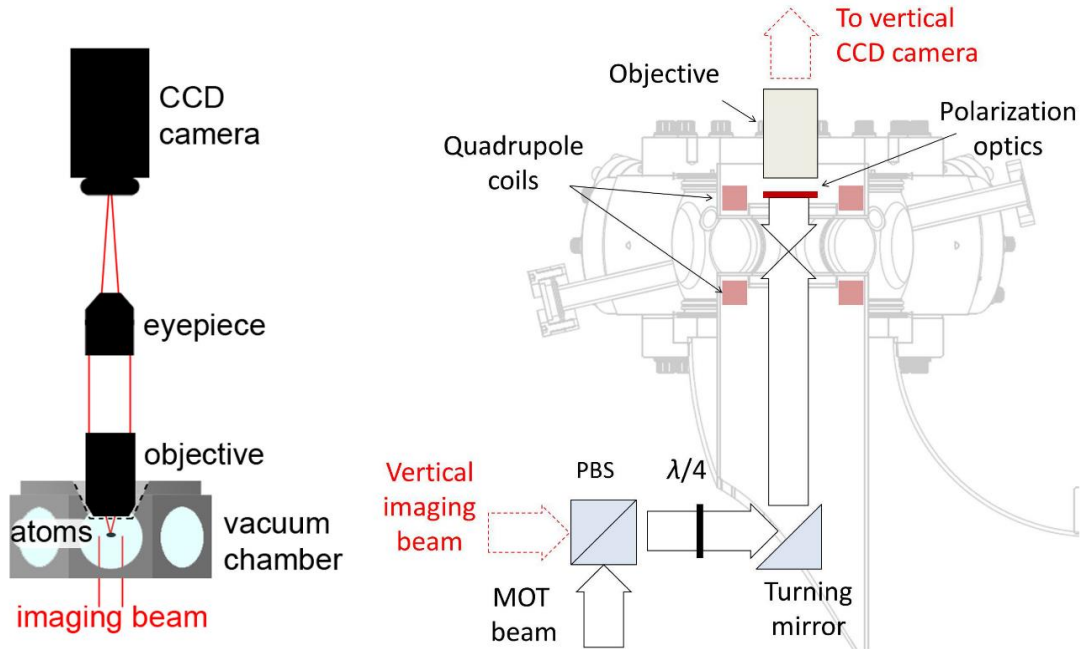


图 2.12 原位成像实验装置^[71]。

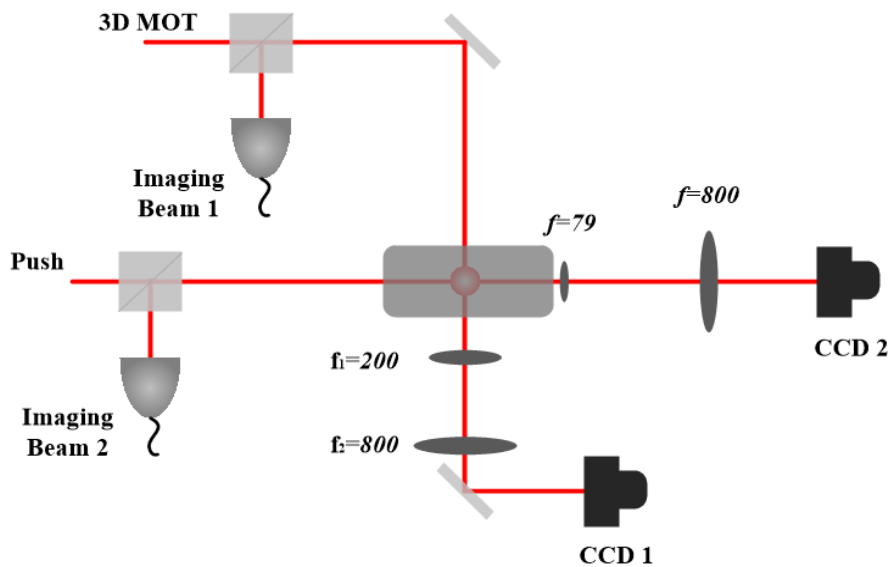


图 2.13 成像系统示意图

实验中我们采用的是吸收成像原理对原子进行探测，详细介绍在我们之前的博士论文中有详细的介绍^[3]。之前的系统中，我们仅仅是从竖直方向对原子进行探测。但是为了实验需求，我们在水平方向也对原子进行原位成像。

如图 2.13 所示，水平方向的探测光从一级 MOT 的正前方窗口进入，穿过差分管进入二级 MOT，再通过一个 B 波段非球面透镜 ($ASL10142-B, f=79\mu m$) 和一个长焦距透镜 ($f=800\mu m$) 的组合进入 CCD，成像的放大倍数更高，因此我们可以在水平方向对原子进行原位成像。

2.4.4 简并费米气体的制备

实验中，我们采用的是 ^{87}Rb 和 ^{40}K 原子协同冷却的方式来使得 ^{40}K 原子达到简并。实验上采用三台 TOPTICA 公司的半导体激光器作为激光源，通过调制转移光谱技术对主激光器进行稳频。如图 2.14 所示的光路为我们用于俘获 ^{87}Rb 和 ^{40}K 原子的激光光路。我们将原子先装载到 2D 磁光阱中，然后再加用一束光将原子推送到真空度更高的 3D 磁光阱中。

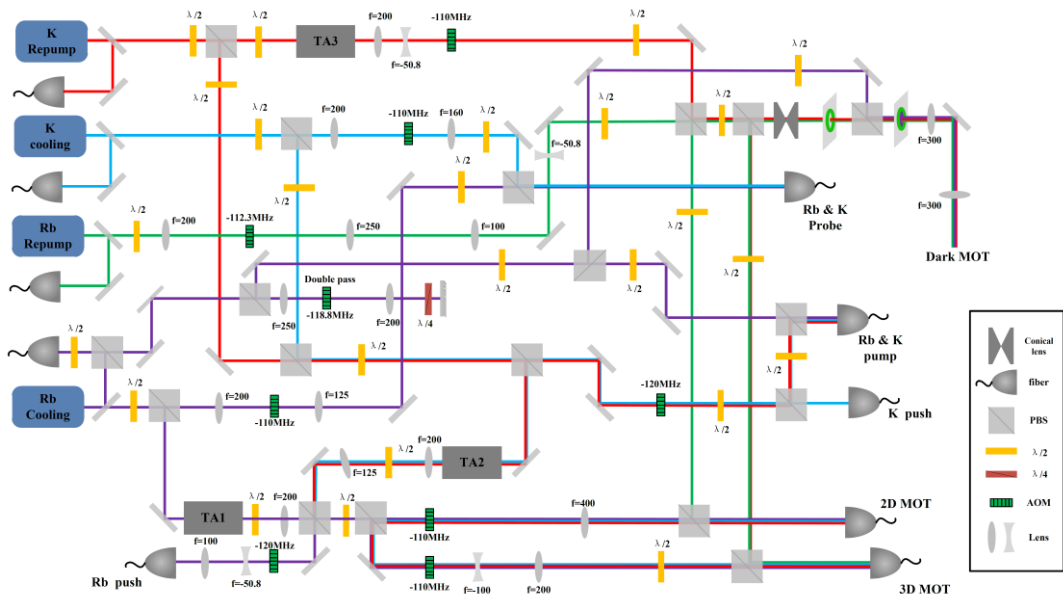


图 2.14 ^{87}Rb 和 ^{40}K 原子激光冷却的基本光路设计。

我们采取文献^[23]中的 2D MOT 的相似的设计，他们采用的是将一束光通过两对直角棱镜反射三次通过气室然后再被零度的高反镜原路反射。这个设计上有一个缺点就是，随着光束的传播，由于光路较长，导致激光束的功率下降较快，因此俘获的原子云不均匀，影响二级 MOT 对原子的俘获。我们对此作了进一步优化，同样一级 MOT 的腔室是一个长方体的玻璃气室。

如图 2.15 所示，在水平方向上，冷却光和再抽运光重合的激光束经过一个 PBS

分为两束光强相同的光，然后各自经过一对直角棱镜两次穿过气室之后，再被一个 0° 的高反镜反射，激光束沿原路返回。竖直方向上与水平方向上的光路相同，功率与水平方向也相同。这样我们得到的原子云就相对均匀，而且极大地提高了原子的俘获效率。磁场线圈也作了同步改进，由四个独立的矩形线圈独立提供上下左右四个方向的磁场，线圈是由两台固纬直流电流源提供四个独立的输出端来输出电流，电流值都在2.8A左右。然后再通过一束推送光（push beam）将原子经过差分管推送到真空度更高的二级 MOT 中，较高的真空度使得原子云与背景气体的碰撞几率减小，有利于原子云在势阱中的寿命。 ^{87}Rb 原子的 push 光功率约为 4mw 和 ^{40}K 原子的 push 光功率约为 0.6mw。

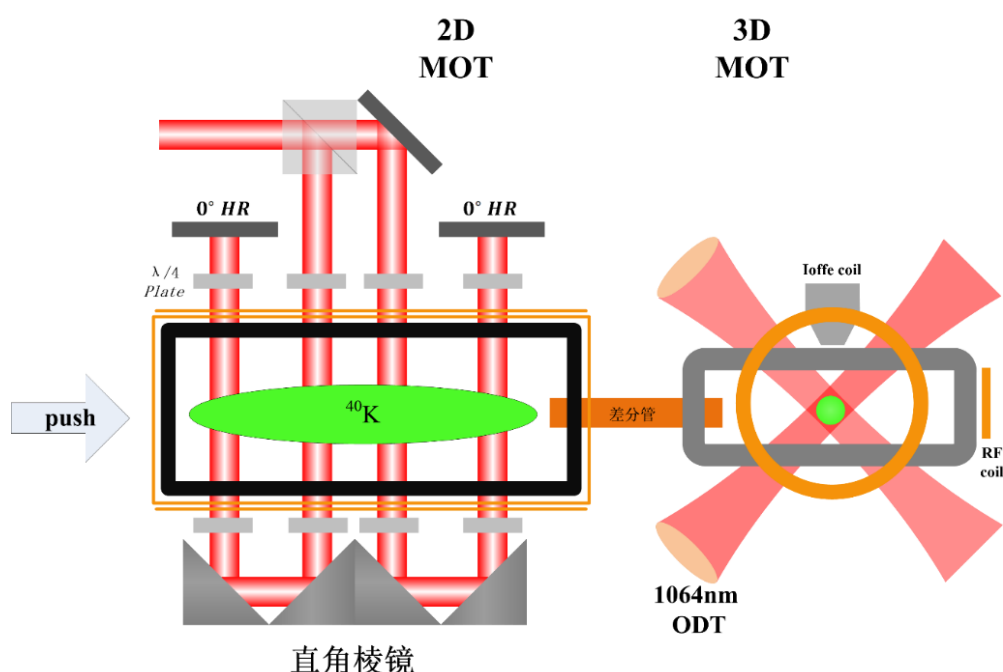


图 2.15 实验系统水平方向的结构示意图

暗磁光阱即 Dark spontaneous-force optical trap(Dark SPOT)^[24]。相比于之前的明亮 MOT，我们采用暗磁光阱(Dark MOT)的方式来获取原子数更多的、密度更高的简并费米气体。1993 年，W. Ketterle 等人首次在实验中采用暗磁光阱的方式获得了高密度的 Na 原子，俘获的 10^{10} 个钠原子，密度可以达到 $10^{12}/\text{cm}^{-3}$ 。

在实验中 Dark SPOT 是在亮 MOT 的基础上进行的，Dark MOT 是将亮 MOT 中心密度高的原子转移到暗态，不再参与到冷却循环的过程中(没有 Repump 光参与)，

从而减少原子的碰撞损耗。如图 2.16 所示，我们将 Repump 光经过两个相对的锥透镜得到一个空心光束，然后经过一个透镜组放大，放大后光束的空心直径约为 10mm。另一束 Depump 光是由 Pump 光经过 PBS 分束之后得到的，两束光频率相同。Depump 光经过放大到直径约 10mm 后，与空心的 Repump 光重合，然后共同作用于原子，由此俘获的原子多数处于暗态上。实验上 ^{87}Rb 和 ^{40}K 的用于 Dark MOT 的 Repump 光功率分别为 15mw 和 85mw， ^{87}Rb 的 Depump 光功率为 4.6mw。

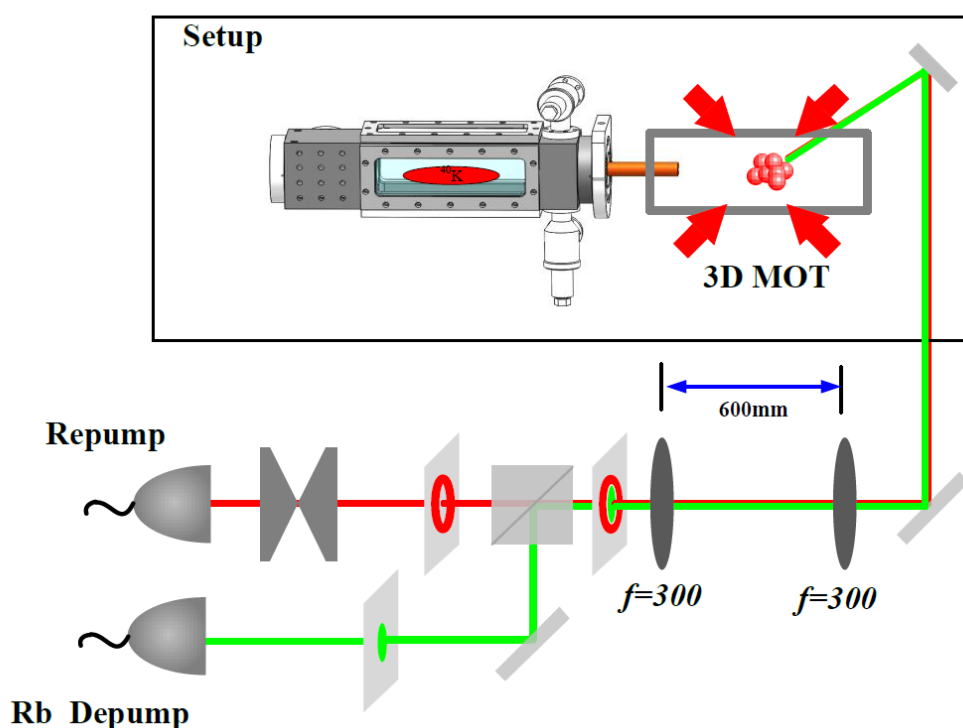
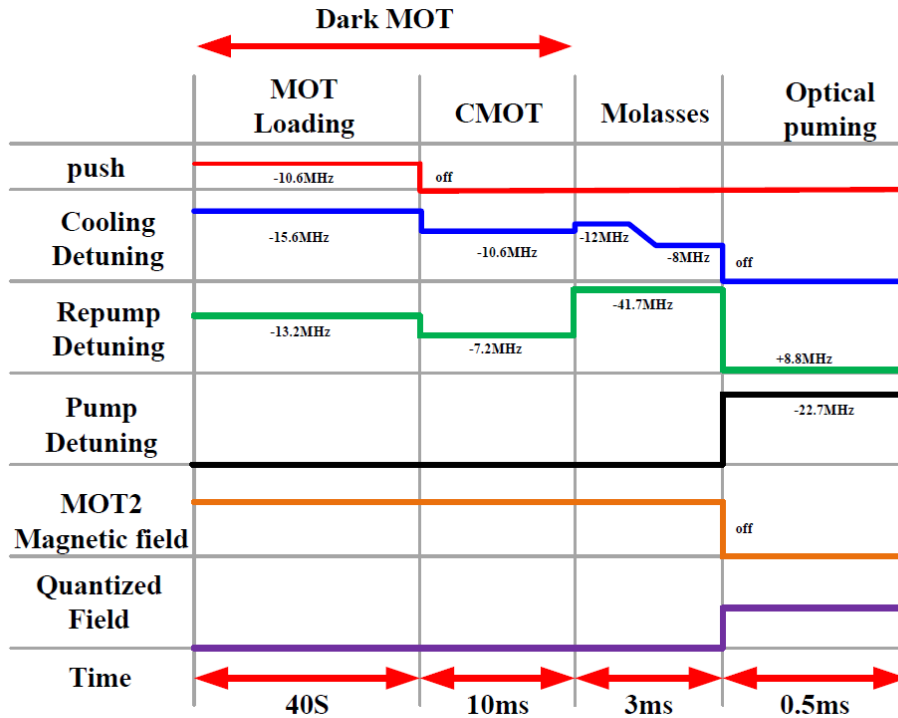


图 2.16 Dark MOT 光路示意图

为了得到简并费米气体，我们先将原子装载到磁阱中蒸发冷却，然后再装载到光阱中进一步通过降低光学偶极阱的阱深来得到简并费米气体。下面将详细介绍在实验中从俘获到形成简并费米气体的过程。

图 2.17 ^{40}K 原子磁阱装载时序示意图

Cooling、push 光和亮 MOT 的设置完全相同，不同的是 Repump 光的功率与时序。首先约 22mw 的 K 的 Repump 光经过 TA3 放大，再经过 PBS 等分之后分别作为 2D MOT 的 Repump 光和 Dark MOT，此时 3D MOT 中的 Repump 不再有其他部分。然后我们再经过 COMT、Molasses、以及光抽运过程将原子装载到磁阱中。在 Molasses 过程时，我们通过半波片调节将约 7mw 的 K 的 Repump 光经过 TA2 放大分别注入 3D MOT 的六个单模光纤和 2D MOT 中，剩余部分和亮 MOT 过程一样，参数如图 2.17 所示。

我们将原子装载到磁阱中之后，再将原子装移到 QUIC 阱中，利用 ^{87}Rb 原子协同冷却，最后再将原子从 QUIC 阱转移到 Cell 中心，接着通过吸收成像探测原子。通过 Dark SPOT 过程，使得俘获的原子数以及密度得到极大提高。

由于真空系统中 ^{40}K 原子的释放，很多原子会吸附到腔的内壁以及窗镜上，长时间会影响原子的俘获。如图 2.18 所示，紫外光的照射可以对原子起到去吸附的作用^[21]，相当于一个次原子源。如图 2.19 上图所示，我们在一级 MOT 的窗镜侧面放置两组紫光灯(UV-LED)照射原子，原子的装载速度极大提高。实验上将四个 UV-LED 串联作为一组放在铜板上，铜板背部再加上散热片用于散热，然后成 45 度角

置于 2D MOT 窗口侧面照射原子，同时避免阻挡冷却光。由于空间的局限性我们只在 2D MOT 的上侧和右侧各放置一组 UV-LED，两组 UV-LED 串联由固纬直流电流源供电，供电电流为 0.6A。

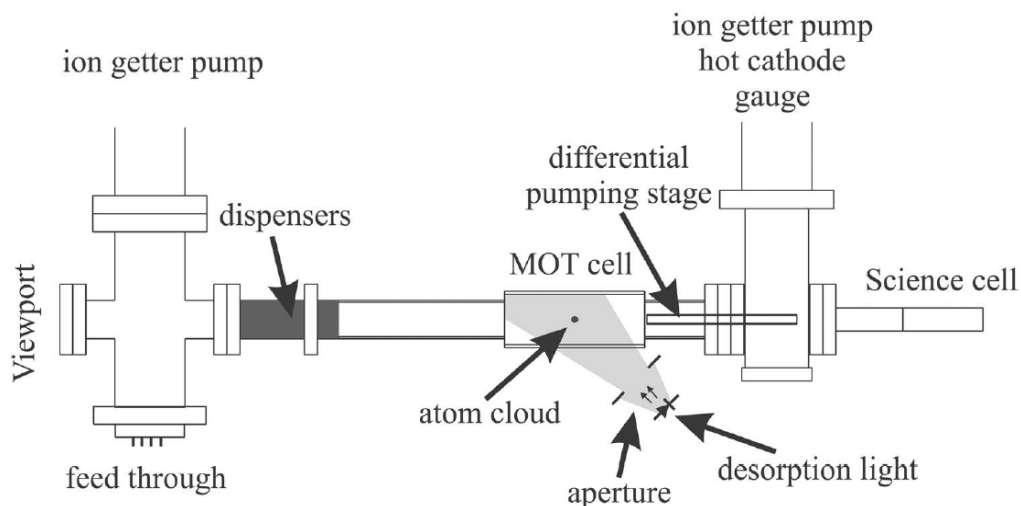


图 2.18 真空系统以及实验设备。利用紫外光照射原子，使得原子不再吸附在气室内壁上，提高原子的俘获率。图片来源于文献[25]。

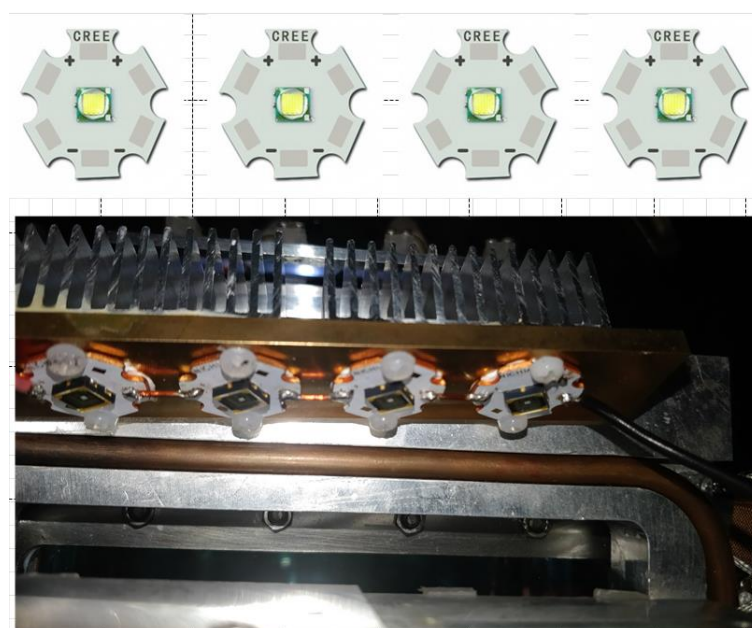


图 2.19 去吸附的 UV 灯实物图

经过 Dark MOT、2D MOT、UV-LED 的解离等方面的优化使得我们得到的原子数较之前提高了一个量级。接下来我们将磁阱中俘获的原子装载到光学偶极阱中，便于下一步对磁场的操控。

光学偶极阱由两束正交的远失谐的 1064 nm 远红外激光构成。如图 2.20(b)所示，激光束 1、2 分别穿过 $f=300\text{mm}$ 、 $f=400\text{mm}$ 的透镜聚焦与原子云中心，激光功率分别为 1W、2W。将原子绝热的装载到光阱中后，通过逐步降低激光功率来降低势阱的深度，使得热原子逃逸出阱外，剩余的原子重新达到热平衡，从而实现冷却原子。

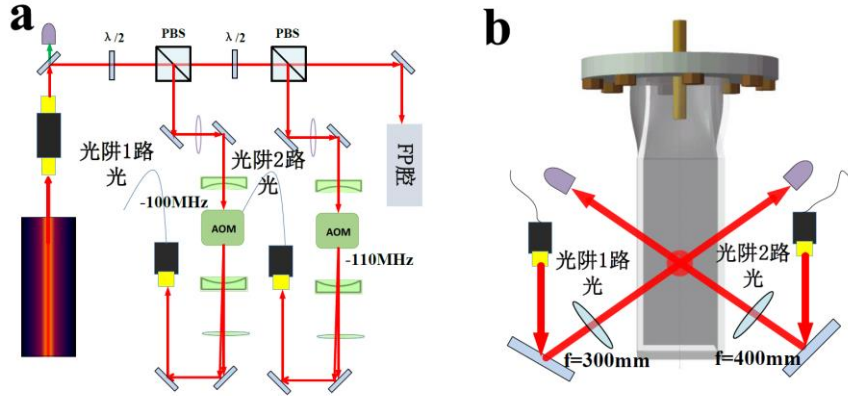


图 2.20 光学偶极阱光路示意图。

如图 2.20 所示，为原子在磁阱中和光学偶极阱中的吸收成像，TOF 分别为 15 ms、12 ms，原子数分别为 1.1×10^7 、 4.0×10^6 。

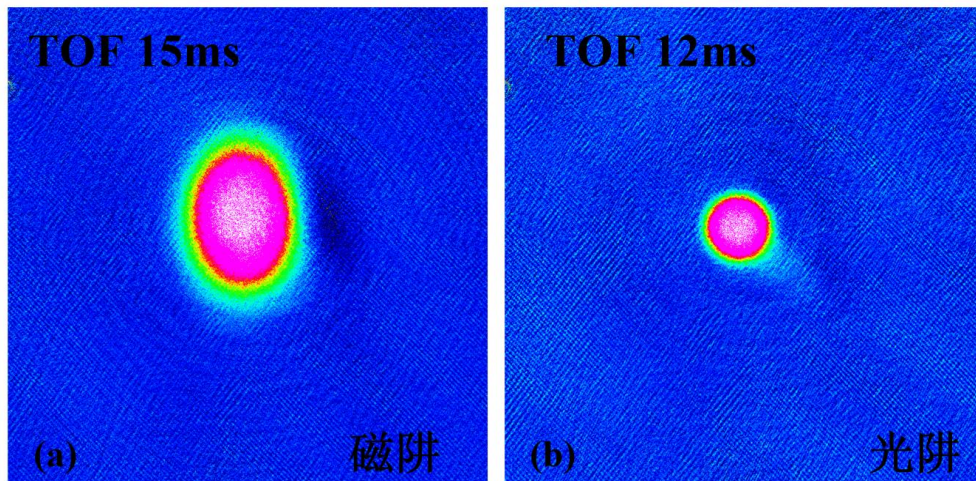


图 2.21 飞行展开吸收成像图。(a)、(b)分别为在磁阱和光阱中俘获的原子飞行展开 15ms、12ms 后得到的吸收成像图，拟合的原子数分别为 1.1×10^7 、 4.0×10^6 。

为了得到简并的 40K 费米气体，以及在不同的磁场下操控原子，我们将磁阱中的原子装载到光学偶极阱(optical dipole trap, ODT)中，ODT 由正交的两束 1064nm 激光构成。ODT 的详细设计在我们之前的论文中有具体介绍^[4]。在 ODT 中，通过三步蒸

发逐步降低 ODT 的阱深得到约 4×10^6 的简并 ^{40}K 原子，原子处于基态 $|9/2, 9/2\rangle$ ，简并参数为 $T/T_F \approx 0.3$ ，如图 2.21 所示。

2.5 磁场系统

如图 2.22 左图所示，在 2D 磁光阱中是对原子进行初步的俘获，我们对原始的真​​空系统进行改造，实验中使用四个相同的独立的线圈提供水平和垂直方向的磁场。线圈电流均设置在 2.8 A 附近，具体根据实际情况微调。此外需要对线圈进行水冷却，防止线圈温度过高造成磁场的漂移。



图 2.22 实验线圈系统实物图。左图为 2D 磁光阱线圈，右图为 3D 磁光阱四极线圈、Ioffe 线圈、用作转移原子的线圈、以及 Ioffe 线圈。

在二级 3D 磁光阱中，磁场系统包括一对四极线圈、Ioffe 线圈、以及三对补偿线圈。由于我们在实验中须要对原子大范围转移，然后在 QUIC 阱中蒸发冷却，因此在 Ioffe 方向需要一对线圈来提供磁场。为了在空间上优化线圈，我们将转移线圈和一对补偿线圈合并，并用两个电流源独立提供电流，在不同的过程中切换。

磁场诱导 Feshbach 共振，自旋态的转移等等都需要精确稳定的磁场，因此磁场的稳定性对于实验来说是至关重要。

2.5.1 恒定磁场的稳定

对于一些类似 Feshbach 共振的实验，我们需要扫描到不同的磁场下来研究原子的性质，需要稳定的磁场。实验上通过霍尔电流传感器将反馈信号与计算机的控制信

号比较，通过控制电路中 MJL21194 组合的打开情况，从而精确的控制磁场，在我们之前的博士论文中有具体的介绍。

但是对于一些只需要在一个恒定的磁场下研究原子特性的实验中，磁场的稳定性也同样重要。如图 2.23 所示，我们设计了对电流源的控制电路。

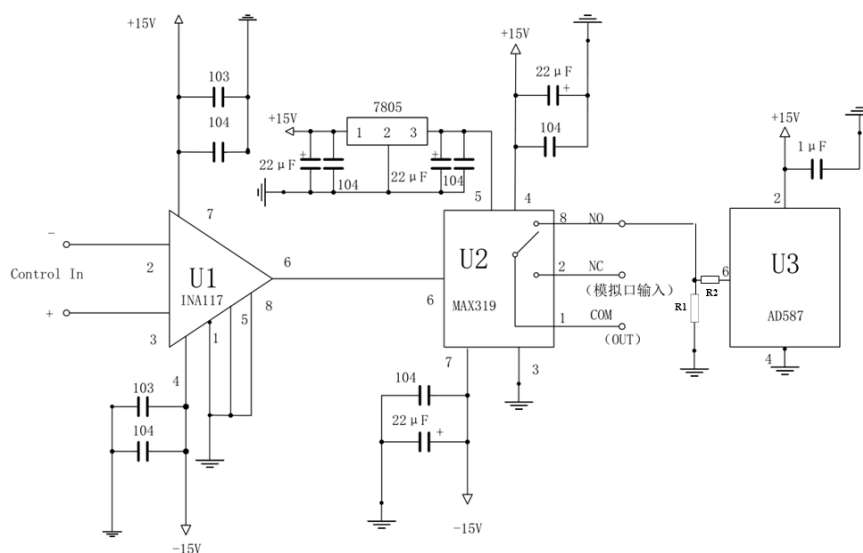


图 2.23 恒定稳压电路的设计示意图

AD587 提供 10V 的稳压输出，输出电压为 $10V \pm 5\text{mv}$ 。MAX319 是 CMOS 模拟开关，NC 端为 Normally Closed 端，NO 为 Normally Open 端。当 Logic 为 0 时，NO 关闭，NC 打开；当 Logic 为 1 时，NO 打开，NC 关闭。在制备原子的过程中，实验需要模拟的控制磁场，首先 0V 的低电平经过 U1(INA117 隔离电路)输入 MAX319 中使得 Logic 为 0，NC 打开我们就可以模拟的控制电流来调节磁场。当 3.5V 的高电平经过 U1(INA117 隔离电路)输入 MAX319 中使得 Logic 为 1，NO 打开，AD587 输出 10V 稳定电压，经过两个电阻分压，得到一个稳定的目标电压。两个电阻最好选取阻值大、温漂小的电阻。

2.5.2 冷却水温对磁场线圈的影响

实验上我们需要将磁场增加到相对较高的目标磁场，线圈的温度会升高导致线圈的电阻发生变化，从而影响磁场的稳定，所以我们在实验上通过水冷循环来维持线圈的恒定温度。但是冷却水循环的过程中不能保持恒定，因此也会在一定程度上影响

磁场。

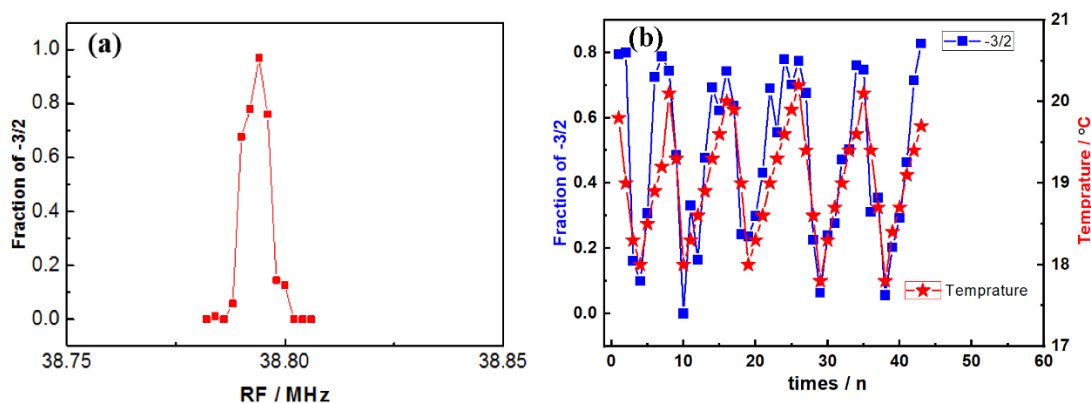


图 2.24 (a) $|9/2, -3/2\rangle$ 和 $|9/2, -1/2\rangle$ 两个态在磁场 $B=121.4\text{G}$ 附近的射频谱; (b) 固定射频值 (峰值) 然后重复实验, 并记录 $|9/2, -3/2\rangle$ 态的原子数随着水温的变化, 原子数随水温同步变化。

我们通过自旋态之间的跃迁来检测磁场稳定性, 具体步骤如下: 我们先测量两个能级的射频谱, 然后将射频值锁定在射频谱的峰值处, 测量原子数的变化。如图 2.24 所示, 我们在 $B=121.4\text{G}$ 左右测量了 $|9/2, -3/2\rangle$ 和 $|9/2, -1/2\rangle$ 两个态之间的射频谱, 然后射频值锁定在射频谱的峰值处, 其他参数不变然后重复相同的实验过程, 观测并记录 $|9/2, -3/2\rangle$ 的原子数随水温的变化。如图 2.24 (b) 所示, 红色五角星是冷却水的温度, 蓝色方块是 $|9/2, -3/2\rangle$ 的原子数, 我们发现原子数的变化和水温变化几乎是同步的, 所以磁场的稳定性基本依赖于冷却水的温度。

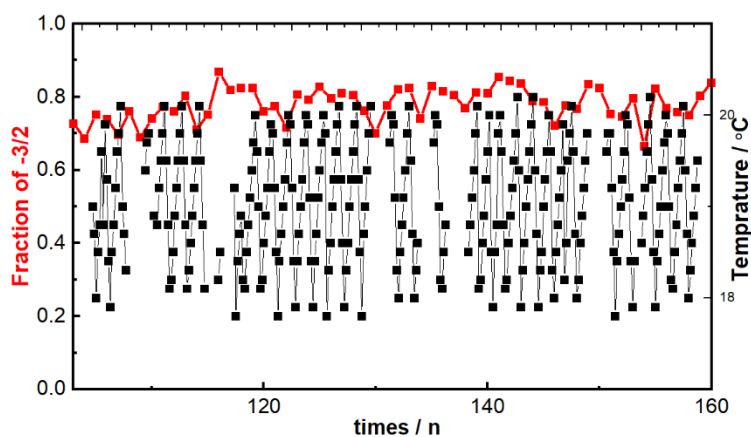


图 2.25 通过增加补偿线圈的方法优化磁场之后, $|9/2, -3/2\rangle$ 态的原子数基本不随冷却水温度的变化而变化, 而且相对较稳定。

为了提高磁场的稳定性，我们将一个三匝线圈绕在四极线圈的外面来补偿磁场，补偿磁场是通过一个独立的电流源提供。用一个 10K 的负系数热敏电阻来探测水温，另一端与控温仪（Thorlabs, TED 200C）连接。水温变化与控温仪的输出电压是线性同步的，因此我们就可以利用控温仪的输出电压来反馈补偿磁场，从而更精确的调控磁场。如图 2.25 所示，我们在系统中加入补偿磁场后，重新测量了原子数随水温的变化。我们发现原子数几乎不受冷却水温的影响，而且相对稳定。

此外，我们购置新的水冷机，将冷却水的温度控制在 0.1 摄氏度之间，使得磁场线圈受温度的影响尽可能的降低。

2.5.3 系统噪声对磁场的影响

低磁场下研究原子的相互作用对系统的环境有更高的要求，因为系统中一些电子设备以及线缆等会带来额外杂散的磁场，所以需要在更清洁的磁场环境中进行低磁场下的实验研究。

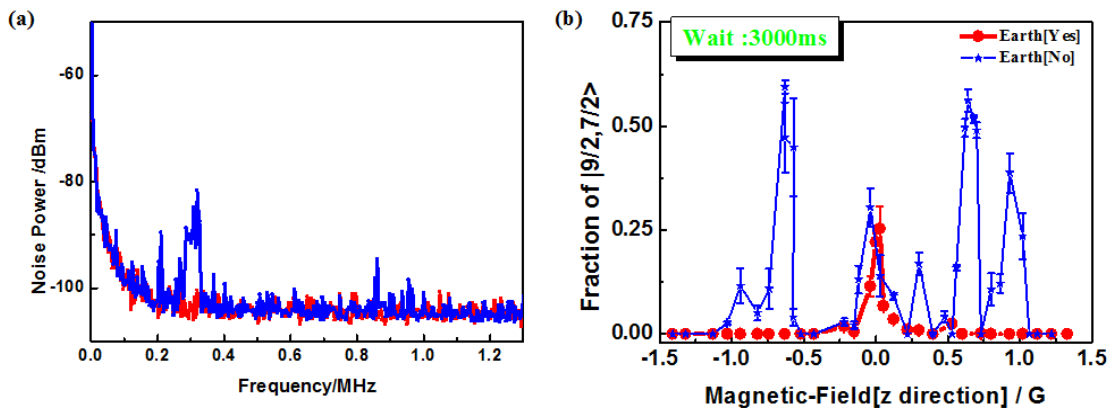


图 2.26 (a) 通过一匝线圈来探测原子附近的磁场噪声，蓝色曲线中 300kHz 处存在强度大约为 20dBm 的噪声，红色曲线为优化磁场后的噪声谱。(b) 初始态制备在 $|9/2, 9/2\rangle$ 态，扫描磁场记录 $|9/2, 7/2\rangle$ 态原子数的变化，红色数据点在 $B = \pm 0.7\text{G}$ 处 $|9/2, 7/2\rangle$ 态原子数有突变，蓝色数据为优化磁场后的原子数变化。

实验中我们把将磁场调到 $B = 0\text{G}$ ，磁场是通过三对同向的矩形线圈提供的。三对线圈是由三个独立的电流源提供电流输出，通过调节电流源的电流使得 X、Y、Z 三个方向的磁场均为零。我们将原子制备到 ^{40}K 基态 $|9/2, 9/2\rangle$ 态，然后通过调节 Z 方向的磁场来观测原子的情况。磁场的扫描范围是 $-1.5\text{G} \sim 1.5\text{G}$ ，记录 $|9/2, 7/2\rangle$ 态的原子

数。如图 2.26(b)蓝色曲线所示，在磁场 $B = 0 \text{ G}$ 和 $B = \pm 0.7 \text{ G}$ 的时候，原子态从 $|9/2, 9/2\rangle$ 跳跃到 $|9/2, 7/2\rangle$ 态。可能是由于外部环境中的信号对磁场的干扰使得磁场 $B = \pm 0.7 \text{ G}$ 过零点。为了排除噪声对实验的影响，我们将一个单匝线圈（直径为 1 mm 的漆包铜导线）置于 cell 上方，线圈与频谱仪连接，通过频谱仪观测低频段的噪声。如图 2.26(a)图蓝色曲线所示，观测发现在 300 kHz 处存在强度大约为 20 dBm 的噪声。然后我们通过逐个切断供电电源的方法来检查系统中引入噪声的来源，我们最后发现是磁场供电未接地线。解决问题之后我们又重复之前的实验来检测磁场，如图 2.26 中的红色数据点所示，在低频段噪声消失，以及在磁场 $B = \pm 0.7 \text{ G}$ 处不存在 $|9/2, 7/2\rangle$ 态，只存在初始态 $|9/2, 9/2\rangle$ ，因此我们的磁场环境比较干净。

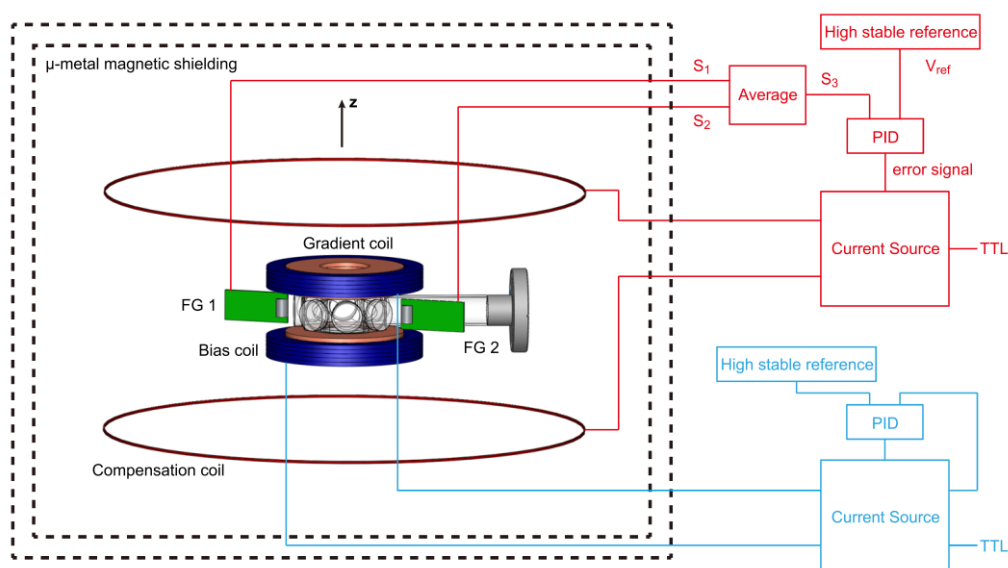


图 2.27 μ -metal 磁屏蔽以及反馈回路来降低磁场噪声的示意图，图片来源于文献 [30]。

在超冷原子物理中，原子的跃迁频率依赖于磁场的大小，许多实验需要一个稳定而且绝对的磁场。磁场是由通电线圈来提供的，因此会给系统引入噪声。此外还有实验室环境噪声，例如一些电子设备等，以及地球磁场噪声。实验上科学家通过各种方法来降低噪声，例如动态反馈^[26-27]调节电流，补偿磁场的抖动。此外如图 2.27 所示，通过 μ -metal 来屏蔽环境噪声^[28-29]。

2.6 小结

超冷原子具有高度可控的优势，已经成为一个理想的量子模拟工具。因此制备超冷原子是每一个实验研究的基础。

本章我们简单介绍了激光冷却原子的基本原理以及超冷简并费米气体的制备过程，首先介绍了实验上俘获原子的激光系统，真空系统。为了实验的需求我们对实验的真空系统改进，对成像系统进行升级。最重要的改进就是我们将原来俘获原子的亮 MOT 设计成暗 MOT，使得俘获的原子数提升了一个量级。在超冷原子系统中，稳定的磁场是至关重要的，因此我们通过优化冷却循环水系统，电流反馈以及屏蔽磁场噪声来得到稳定的磁场环境。

参考文献

- [1] D. Wei, D. Z. Xiong, H. X. Chen, P. J. Wang, L. Guo, and J. Zhang, Simultaneous magneto-optical trapping of fermionic ^{40}K and bosonic ^{87}Rb atoms. *Chin. Phys. Lett.* 24, 1541 (2008).
- [2] 卫栋, ^{87}Rb - ^{40}K 玻色费米混和气体磁光阱的实验研究. 博士论文, 山西大学, (2007).
- [3] 陈海霞, ^{87}Rb - ^{40}K 玻色费米混和气体量子简并的实现. 博士论文, 山西大学, (2009).
- [4] 熊德智, ^{87}Rb 和 ^{40}K 玻色费米量子简并混合气体在磁阱和光阱中的操控. 博士论文, 山西大学, (2010).
- [5] 王鹏军, 陈海霞, 熊德智, 于旭东, 高峰, 张靖, 实现玻色-费米混合气体量子简并的四极Ioffe组合磁阱设计. *物理学报* 57 4840 (2006).
- [6] 王鹏军, 超冷玻色费米气体的集体原子反冲行为和Feshbach共振. 博士论文, 山西大学, (2010).
- [7] D. Z. Xiong, H. X. Chen, P. J. Wang, X. D. Yu, F. Gao, and J. Zhang, Quantum Degenerate Fermi-Bose Mixtures of ^{40}K and ^{87}Rb Atoms in a Quadrupole-Ioffe Configuration Trap. *Chin. Phys. Lett.* 25, 843 (2008).
- [8] P. J. Wang, D. Z. Xiong, Z. K. Fu, and J. Zhang, Experimental investigation of evaporative cooling mixture of bosonic ^{87}Rb and fermionic ^{40}K atoms with microwave and radio frequency radiation. *Chin. Phys. B* 20, 016701 (2011).
- [9] D. Z. Xiong, P. J. Wang, H. X. Chen, and J. Zhang, Evaporative cooling Rubidium atoms with Radiation. *Chin. Opt. Lett.* 8 351 (2010).
- [10] D. Z. Xiong, P. J. Wang, Z. K. Fu, S. J. Chai, and J. Zhang, Evaporative Cooling of ^{87}Rb Atoms into Bose-Einstein Condensate in an Optical Dipole Trap. *Chin. Opt. Lett.* 8 627 (2010).
- [11] J. Heinrich. A Be^+ Ion Trap for H_2^+ Spectroscopy. Thesis (2018).
- [12] R. Chretien, Laser cooling of atoms: Monte-Carlo wavefunction simulations. Master Thesis (2014).

- [13] J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji, Laser cooling below the doppler limit by polarization gradients: simple theoretical models. *J. Opt. Soc. Am. B.* 6, 2023 (1989).
- [14] I. Fritsche, Sub-Doppler cooling of Fermionic Lithium. Master Thesis, University of Innsbruck (2015).
- [15] F. Bardo, J. P. Bouchaud, A. Aspect, and C. Cohen-Tannoudj, Levy statistics and Laser Cooling. Cambridge University Press (2001).
- [16] A. Aspect, E. Arimondo, R. Kaiser, N. Vansteenkiste, and C. Cohen-Tannoudji, Laser Cooling below the One-Photon Recoil Energy by Velocity-Selective Coherent Population Trapping. *Phys. Rev. Lett.* 61, 826(1988).
- [17] M. Kasevich, D. S. Weiss, E. Riis, K. Moler, S. Kasapi, and S. Chu, Atomic Velocity Selection Using Stimulated Raman Transitions. *Phys. Rev. Lett.* 66, 2297(1991).
- [18] G. Salomon, L. Fouche, P. Wang, A. Aspect, P. Bouyer and T. Bourdel, Gray-molasses cooling of 39K to a high phase-space density. *Europhysics Letters*, 104, 63002 (2013).
- [19] D. Boiron, C. Triche, D. R. Meacher, P. Verkerk, and G. Grynberg, Three-dimensional cooling of cesium atoms in four-beam gray optical molasses. *Phys. Rev. A* 52, R3425(1995).
- [20] C. J. Foot, *Atomic Physics*. Oxford university press 2005.
- [21] K. Dieckmann, R. J. C. Spreeuw, M. Weidemüller, J. T. M. Walraven. *Phys. Rev. A* 58, 3891 (1998).
- [22] J. Schoser, A. Batär, R. Löw, V. Schweikhard, A. Grabowski, Y. B. Ovchinnikov, T. Pfau, *Phys. Rev. A* 66, 023410 (2002).
- [23] 陈良超, 孟增明, 樊浩, 王鹏军, ^{87}Rb 玻色-爱因斯坦凝聚体的快速实验制备. *物理学报* 66, 083701 (2017).
- [24] W. Ketterle, K. B. Davis, M. A. Joffe, A. Martin, and D. E. Pritchard, High Densities of Cold Atoms in a Dark Spontaneous-Force Optical Trap. *Phys. Rev. Lett.* 70. 2253 (1993).
- [25] C. Klempt, T. van Zoest, T. Henninger, O. Topic, E. Rasel, W. Ertmer, and J. Arlt, Ultraviolet light-induced atom desorption for large rubidium and potassium magneto-optical traps. *Phys. Rev. A* 73, 013410 (2006).

- [26] M. Prüfer, P. Kunkel, H. Strobel, S. Lannig, D. Linnemann, C.-M. Schmied, J. Berges, T. Gasenzer, and M. K. Oberthaler, Observation of universal dynamics in a spinor Bose gas far from equilibrium. *Nature* 563, 217 (2018).
- [27] C. S. Chiu, G. Ji, A. Mazurenko, D. Greif, and M. Greiner, Quantum state engineering of a Hubbard system with ultracold fermions. *Phys. Rev. Lett.* 120, 243201 (2018).
- [28] T. Ruster, C. T. Schmiegelow, H. Kaufmann, C. Warschburger, F. Schmidt-Kaler, and U. G. Poschinger, *Appl. Phys. B* 122, 254 (2016).
- [29] M. F. Brandl, M. W. van Mourik, L. Postler, A. Nolf, K. Lakhmanskiy, R. R. Paiva, S. Möller, N. Daniilidis, H. Häffner, V. Kaushal, T. Ruster, C. Warschburger, H. Kaufmann, U. G. Poschinger, F. Schmidt-Kaler, P. Schindler, T. Monz, and R. Blatt, *Rev. Sci. Instrum.* 87, 113103 (2016).
- [30] Xiao-Tian Xu, Zong-Yao Wang, Rui-Heng Jiao, Chang-Rui Yi, Wei Sun, and Shuai Chen, Ultra-low noise magnetic field for quantum gases. *Rev. Sci. Instrum.* 90, 054708 (2019).

第三章 简并费米气体中平衡混合态的制备及用于磁场稳定性的研究

3.1 概述

近几年来超冷原子在高能物理以及凝聚态物理中为模拟许多新奇的物理现象提供了重要的平台^[1]。冷原子系统几乎与外部环境完美隔绝，而且可以精确控制实验中的物理参数，包括原子数，原子的温度，外部势阱的形状，系统的维度，以及自旋态之间的相互作用^[2-6]。由于原子种类的多样性与超精细结构自由度，超冷原子的混合物为实验研究提供了极大的灵活性^[7-8]。此外，我们可以制备具有不同超精细态，不同晶格阱以及不同同位素或不同原子的混合物的多组份量子气体^[9]。基于等组份原子自旋态的气体，实验上可以通过扫描磁场产生 Feshbach 分子来研究强关联简并原子的相互作用^[10]。例如，我们小组在 ^{40}K 费米气体中通过扫描磁场穿过一个 Feshbach 共振点，将等组份的 $|9/2, -9/2\rangle$ 和 $|9/2, -7/2\rangle$ 散射态生成分子态^[11]，近磁场 Fano-Feshbach 共振附近的散射特性被修正，而且通过射频场得到了 Feshbach 分子态到深束缚分子态间的射频谱^[12]。等组份混合态也被用来研究长寿命的自旋碰撞以及两体到多体的动力学转变^[13-14]，并且观察了不同的初始自旋态的自旋交换^[15]。此外，人们还研究了自旋偶极碰撞的零温行为以及有限温度下简谐势阱中钠原子二元混合物的自旋动力学^[16-17]。 ^{40}K 原子是超冷费米气体实验的主要研究对象之一，有着多样的基态结构，用来实现双组份和多组份的自旋混合物，以及玻色-费米、费米-费米混合物^[18-20]。

微波和射频对于超冷原子的研究有着重要的作用，它是一个理想的操控工具。微波和射频可以用来蒸发冷却^[21-22]，以及绝热的改变超精细自旋态^[23]和 BEC 旋子的制备^[24-25]。也可以作为输出耦合器，用于原子激光器^[26-27]。在光晶格的单个波腹中，微波也可以被用于双组份钾的二维样品的制备^[28]。超冷原子的射频谱提供了标准化时间^[29]，同时射频也可以作用于冷原子，决定原子的尺寸和原子云的温度^[30]。时钟变换时微波 π 脉冲的动态退耦合过程可以延长存储时间^[31]。在超冷原子中，不论是单态、混合态还是不同的超精细自旋态的制备，射频谱技术起着非常重要的作用，而且射频作为一个频谱探针可以研究许多有趣的量子现象^[32-33]。

这个章节，我们将详细的介绍如何利用射频技术在 ^{40}K 简并费米气体中快速制备等组份的自旋混合态。

对于一个理想的磁场环境，两个自旋态之间的拉比振荡是有限的，因此只需要施加一个 $\pi/2$ 脉冲就可以将原子制备成等组份的平衡混合态。然而在实验上中环境噪声会影响磁场的准确性。通常磁场的噪声来源于磁场线圈的温度、电流源、以及其他的电子设备。目前有很多方法被用来降低磁场噪声，例如动态反馈以及 μ -metal 屏蔽。

在实验中，不相干的等组份混合态可以通过施加一个射频脉冲，然后在共振频率附近来回扫描数十次。自旋态的混合可以被用于实验室以及户外的精密测量，然而室外的磁场噪声是很难操控的。在实验中，我们发展了一个新的实验方案，在不稳定的磁场下，并且较快的产生等组份的平衡混合态。下面是具体的实验过程。

3.2 实验过程

在实验中，我们是通过单态原子连续作用多次射频方形脉冲来制备双组份 50/50 的混合态原子的，如图 3.1 所示。我们选择 ^{40}K 原子基态 $F = 9/2$ 的两个超精细态 $|9/2, -9/2\rangle$ 和 $|9/2, -7/2\rangle$ 来制备混合态， F 是总自旋。

3.2.1 自旋态的制备

初始态的制备是每一个量子力学实验的核心。例如，对超冷原子的等价混合物的研究为新颖的实验和理论研究提供了丰富的机会^[34-37]。首先我们需要把原子制备到 $|9/2, -9/2\rangle$ 态上，然后再用脉冲作用于这个初始态。实验上我们先在 QUIC 阱中利用 ^{87}Rb 原子来同步蒸发冷却 ^{40}K 原子，然后再将原子装载到光阱中，通过降低阱深来冷却原子，最后我们在光阱中得到温度 $T \approx 0.3T_F$ ，原子数 $N = 4 \times 10^6$ 个 $|9/2, 9/2\rangle$ 态的 ^{40}K 简并费米原子^[42-43]。其中，费米温度 $T_F = \hbar\omega(6N)^{1/3}/k_B$ ， k_B 是玻尔兹曼常数， N 是原子数。阱的平均囚禁频率为 $\omega \approx 2\pi \times 80\text{Hz}$ 。接着通过一个射频场在磁场 $B = 3\text{G}$ 处，利用 Landau-Zener 跃迁将 $|9/2, 9/2\rangle$ 态的原子全部绝热地转移到 $|9/2, -9/2\rangle$ 态。

3.2.2 π 脉冲时间的测量

自旋混合态的制备需要确定一个参数： π -pulse 时间。实验上我们是通过测量两个自旋单态之间的拉比振荡来确定 π -pulse 时间。

原子间的跃迁须要遵从选择定则，也就是基态和激发态的轨道量子数 $\Delta l = 0, \pm 1$ ，原子间的超精细结构总角动量量子数之差 $\Delta F = 0, \pm 1$ ，超精细结构磁量子数之差 $\Delta m_F = 0, \pm 1$ 。对于最外层电子轨道角动量量子数 $l = 0$ ， $\Delta l = 0$ 的跃迁是禁戒的。

实验上实现原子跃迁的测量有两种方法，一种是射频场导致拉比振荡的方法，射频场是利用微波辐射直接激发原子在两个能级之间的磁偶极子跃迁，在实验中利用射频产生两个塞曼能级之间的振荡范围是 $10\sim 100\text{MHz}$ ，对应的波长很大，因此射频场几乎不转移动量；另一种是受激拉曼跃迁导致拉比振荡的方法，利用两束激光波段的电磁波同时失谐于一个中间态，从而构成两个电偶极跃迁通道，使原子在两个能态上进行相干转移^[40-41]。

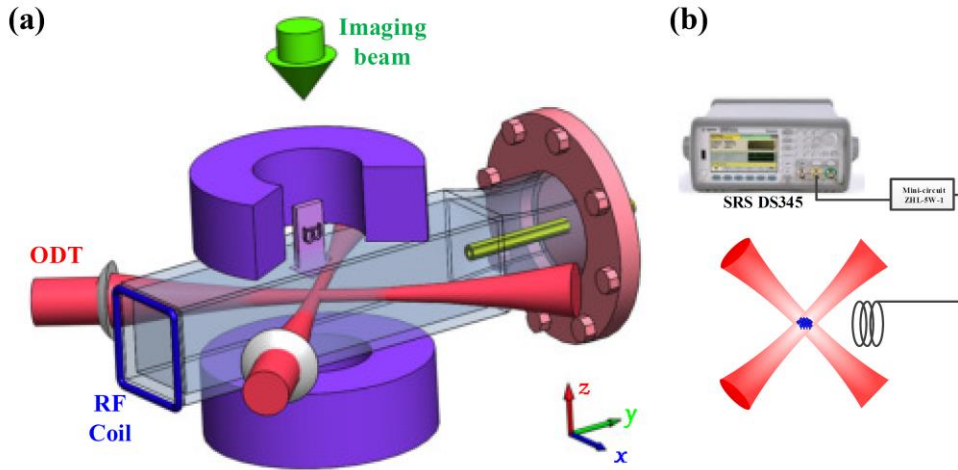


图 3.1 (a) 实验装置。(b) 射频作用原子的示意图，以及产生射频的装置。

实验中我们采用射频场的方法来测量两能态之间的拉比振荡，射频场的信号可以看作是线偏振的：

$$B_{RF} = B_0 \cos(\omega t) \quad (3.1)$$

其中 B_0 是两能态共振跃迁的磁场值。射频场导致的 $|F, m_F\rangle$ 和 $|F, m_F \pm 1\rangle$ 之间的跃迁，耦合矩阵元为：

$$(1/4)g\mu_B B_0 \sqrt{F(F+1) - m_F(m_F \pm 1)} \quad (3.2)$$

理论分析

我们假定一个二能级系统，如图 3.2 所示，初始原子在 $|1\rangle$ 态上，然后用射频将 $|1\rangle$ 态耦合到 $|2\rangle$ 态上，能级差 $E_2 - E_1 = \hbar\omega_0$ 。

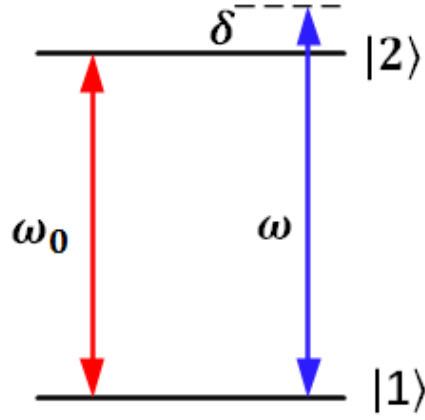


图 3.2 射频场与二能级原子相互作用的能级示意图。上下能级的共振频率为 ω_0 ，射频场的频率为 ω ，射频场与二能级的共振频率失谐为 δ 。

对于射频场来说，系统的哈密顿量为 $H = H_0 + H_I$ ：

$$H = \hbar\omega_0|2\rangle\langle 2| - \boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{B} \quad (3.3)$$

其中， $\boldsymbol{\mu}$ 是磁偶极算符。射频场 $B = B_0 \cos(\omega t)$ ， ω 是射频频率值。系统的波函数为：

$$\psi = c_1(t)|1\rangle + c_2(t)|2\rangle \quad (3.4)$$

其中， $|c_1|^2 + |c_2|^2 = 1$ ， $|c_1|^2$ 和 $|c_2|^2$ 分别是 $|1\rangle$ 和 $|2\rangle$ 态的原子布居数概率。经过旋波近似后，系统相互作用的哈密顿量变为：

$$H_I = \frac{\hbar\Omega}{2} (|1\rangle\langle 2|e^{i\omega t} + |2\rangle\langle 1|e^{-i\omega t}) \quad (3.5)$$

其中， Ω 是拉比频率， $\Omega = \mu B_0 / \hbar$ 。我们解含时的哈密顿量 $i\hbar\partial_t|\psi\rangle = H\psi$ ，得到关于 c_1 和 c_2 的方程组：

$$\partial_t c_1 = -i\frac{\Omega}{2}c_2 \quad (3.6)$$

$$\partial_t c_2 = -i\frac{\Omega}{2}c_1 + i\delta c_2 \quad (3.7)$$

其中， $\delta = \omega - \omega_0$ 是射频频率 ω 与共振频率 ω_0 之间的失谐，这里我们假定射频是近共

振的，解式子 (3.6) 和 (3.7) 得到 c_1 和 c_2 的含时解为：

$$c_1(t) = e^{i\delta t/2} [A_1 \cos\left(\frac{1}{2}\tilde{\Omega}t\right) + A_2 \sin\left(\frac{1}{2}\tilde{\Omega}t\right)] \quad (3.8)$$

$$c_2(t) = e^{i\delta t/2} [B_1 \cos\left(\frac{1}{2}\tilde{\Omega}t\right) + B_2 \sin\left(\frac{1}{2}\tilde{\Omega}t\right)] \quad (3.9)$$

其中 $\tilde{\Omega} = \sqrt{\Omega^2 + \delta^2}$ 。假设初始时刻 $t=0$ 时，原子全部布居在下能级 $|1\rangle$ 态上，也就是 $c_1(0) = 1$, $c_2(0) = 0$ 。然后把这两个边界条件带到式子 (3.8) 和 (3.9) 中，得到 c_1 和 c_2 在任意时刻的解：

$$c_1(t) = e^{i\delta t/2} [\cos\left(\frac{1}{2}\tilde{\Omega}t\right) - i\frac{\Delta}{\tilde{\Omega}} \sin\left(\frac{1}{2}\tilde{\Omega}t\right)] \quad (3.10)$$

$$c_2(t) = -ie^{i\delta t/2} \frac{\Delta}{\tilde{\Omega}} \sin\left(\frac{1}{2}\tilde{\Omega}t\right) \quad (3.10)$$

由此，原子在初态 $|1\rangle$ 和末态 $|2\rangle$ 之间的布居数反转可以描述为^[38]：

$$\begin{aligned} W(t) &= |c_1|^2 - |c_2|^2 \\ &= \frac{\Omega^2 - \delta^2}{\tilde{\Omega}^2} \sin^2\left(\frac{\tilde{\Omega}t}{2}\right) - \cos^2\left(\frac{\tilde{\Omega}t}{2}\right) \end{aligned} \quad (3.11)$$

当 $\delta = 0$, $t = \pi/\Omega$ 时，原子全部布居到 $|2\rangle$ 态上 ($W(t) = 1$)。我们把这个时间 $t = \pi/\Omega$ 称作 π -pulse 时间。

拉比振荡的测量

在测量拉比振荡之前我们需要通过二能级的射频谱来校准磁场。首先，我们将磁场线性增加到目标磁场，然后在利用一个高斯型的射频脉冲将 $|9/2, -9/2\rangle$ 态转移到 $|9/2, -7/2\rangle$ 态，接着关断磁场、光阱以及射频信号，原子自由飞行 12ms，最后在竖直方向吸收成像。如图 3.1(a) 所示，我们的射频场是通过一个射频信号源 (SRS DS345) 产生的，然后再经过一个功率放大器 (Mini-circuit ZHL-5W-1)，最后再由一个三匝线圈传递到原子上。

如图 3.3 (a) 所示，射频幅度为 -1 dB，射频作用时间为 0.12 ms。我们通过扫描射频值并记录 $|9/2, -7/2\rangle$ 态的归一化原子数 $\eta = \frac{N_{-7/2} - N_{-9/2}}{N_{-7/2} + N_{-9/2}}$ ，通过峰值对应的射频值我们可以较精确地控制磁场。图中峰值对应的射频值为 44.835 MHz，通过与理论值对

照，得到准确磁场值为 202.2 G。我们固定磁场以及射频场的值，然后改变射频场的作用时间测量 $|9/2, -9/2\rangle$ 态和 $|9/2, -7/2\rangle$ 态之间的拉比振荡。我们记录了 $|9/2, -7/2\rangle$ 态原子数随着射频场的作用时间的变化曲线。如图 3.3 (b)，我们得到拉比振荡的第一个振荡周期的峰值对应的时间就是 π 脉冲时间 ($t = \pi/\Omega$)。

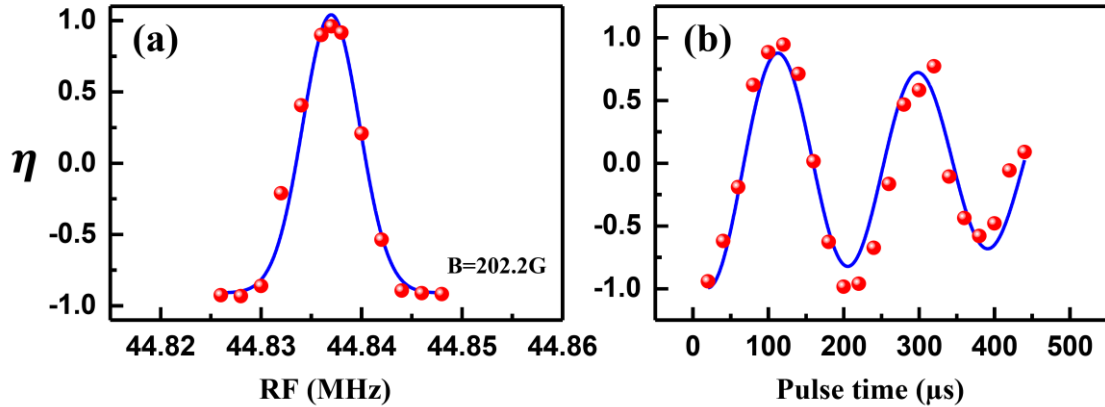


图 3.3 (a) 二能级射频谱，通过射频谱来校准磁场，谱线对应的磁场是 $B=202.2$ G。

(b) $|9/2, -9/2\rangle$ 和 $|9/2, -7/2\rangle$ 之间的拉比振荡，第一个振荡周期的峰值对应的时间就是 π -pulse 时间。红点是实验数据点，蓝线是拟合的振荡理论曲线

3.2.3 等组份混合态的制备

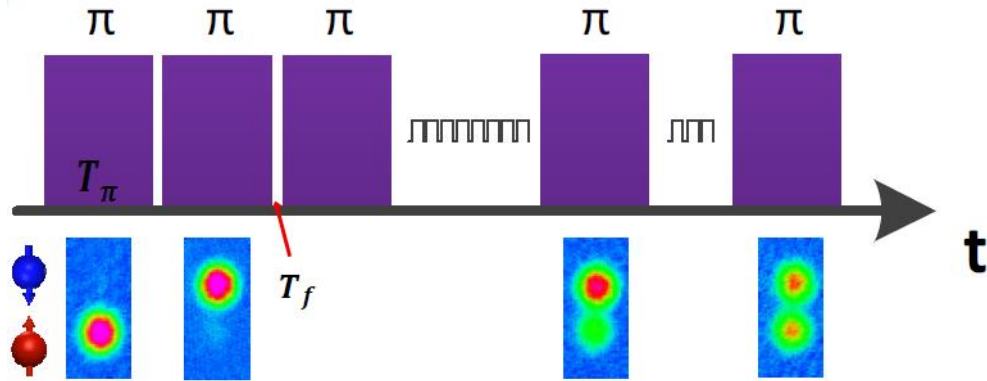


图 3.4 上图为连续的方形脉冲作用于原子的示意图；下图为不同的脉冲次数下 $|9/2, -9/2\rangle$ 态和 $|9/2, -7/2\rangle$ 态原子数变化的吸收成像图，自由飞行时间 $\text{TOF} = 12$ ms。

我们获得了 π 脉冲时间之后就可以制备等组份混合态原子了。将原子制备到 $|9/2, -9/2\rangle$ 态，经过 30 ms 将磁场线性增加到目标磁场。现在改变了原来的过程，采取连续的射频方形脉冲作用于原子，如图 3.4 上图所示。我们固定磁场、射频值以及单次方

形脉冲的时间。射频值选取的是射频谱对应的峰值，也就是目标磁场下 $|9/2, -9/2\rangle$ 态和 $|9/2, -7/2\rangle$ 态之间的共振频率，单次方形脉冲时间为 π 脉冲时间 T_π ，脉冲间隔时间 $T_f=0.004$ ms。连续的射频脉冲作用于原子后关断磁场、射频信号、偶极阱，自由飞行 12ms 吸收成像，如 3.4 下图所示。

3.3 实验结果

实验中，我们分别在强相互作用和弱相互作用区域^[44-45]获得了双组份平衡混合态测量并各自记录了 $|9/2, -9/2\rangle$ 态和 $|9/2, -7/2\rangle$ 态的原子数。

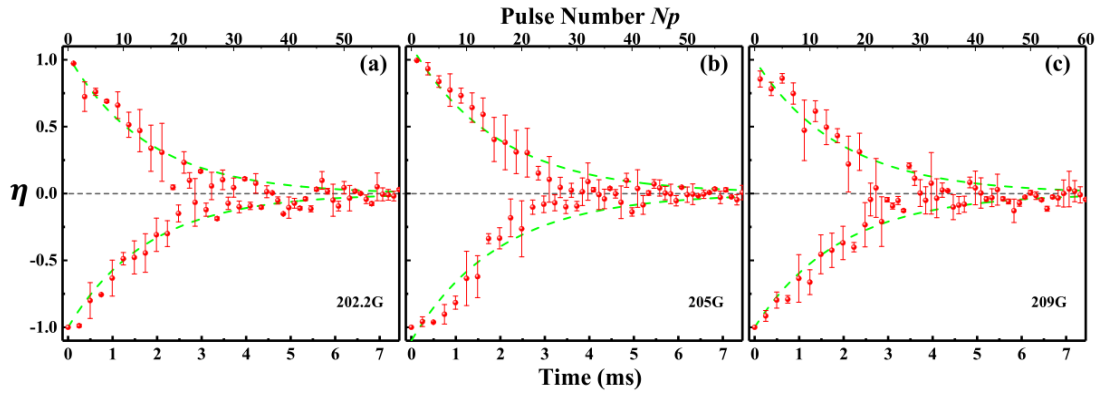


图 3.5 上图 (a) (b) (c) 分别为不同磁场 $B=202.2\text{G}$ 、 $B=205\text{G}$ 、 $B=209\text{G}$ 情况下，连续射频脉冲作用于单态 $|9/2, -9/2\rangle$ 之后， $|9/2, -7/2\rangle$ 态原子数的相对变化。当脉冲次数 N_p 增加到 50 以上时，两个态原子数趋于相等。红色为 $|9/2, -7/2\rangle$ 态的实验数据点。

如图 3.5 所示，随着脉冲次数的增加，两个态之间原子数趋于平衡，最后成为不相干的等组份的混合态。我们在三个不同磁场 $B = 202.2$ G（图 3.5 a）、 $B = 205$ G（图 3.5 b）、 $B = 209$ G（图 3.5 c）下测量了各自的拉比振荡，得到不同磁场下的 π 脉冲时间 T_π ，然后将射频脉冲作用于原子得到相似的结果。归一化的 $|9/2, -7/2\rangle$ 态的原子衰减可以通过下面的式子来描述：

$$\eta(x) = \exp(-\beta t) \sin(2\pi \cdot \frac{1}{2}x - \pi/2) \quad (3.12)$$

其中 $\exp(-\beta t)$ 是振荡的衰减因子， x 对应脉冲的次数 N_p 。当连续的射频脉冲次数 $N_p \geq 50$ 的时候， $|9/2, -9/2\rangle$ 态和 $|9/2, -7/2\rangle$ 态的归一化原子数都趋于 $\eta = 0.5$ ，也就是我们得到了等组份的稳定混合态，而且适于强相互作用和弱相互作用区域。

当我们改变脉冲的作用时间时，也就是射频的作用时间不是 T_π ，重复前面的实验观测 $|9/2, -7/2\rangle$ 态的原子数，如图 3.6 所示，当脉冲次数为奇数时，原子数不再呈现 e 指数衰减，而是呈现振荡翻转的现象。

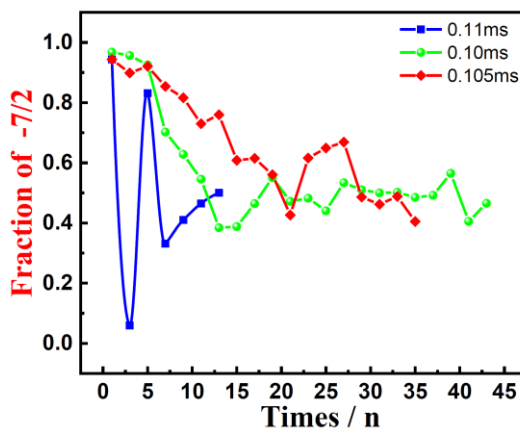


图 3.6 原子数随脉冲时间的变化。图中记录的是磁场 $B=194.5\text{G}$ 下， $|9/2, -7/2\rangle$ 态的原子数随着脉冲次数 n 的衰减，其中 n 为奇数， π 脉冲时间 $T_\pi = 0.105\text{ms}$ 。当改变脉冲的作用时间时，原子数会出现振荡，

在先前的工作中制备等组份的混合态时，我们通过一个 $\pi/2$ -pulse 方形脉冲作用原子 6ms ，由于磁场的的不稳定性，通常我们需要多次（3 次）射频场来驱动原子。因此，在大约 20ms 的相对较长的时间内会导致部分原子的损耗^[46]。现在我们通过一种新的方法得到了更加稳定，更加快速的制备等组份混合态的方法。

3.4 小结

等组份原子混合态的制备对我们以后研究简并费米气体中重要的奇异量子现象有着重要的作用。本章我们在 ^{40}K 简并费米气体基态 $F=9/2$ 的两个超精细态 $|9/2, -9/2\rangle$ 态和 $|9/2, -7/2\rangle$ 态中实现了等组份混合态的制备。首先我们通过测量两个态的射频谱，以此来校准目标磁场。接着在目标磁场下观测射频场下两个目标原子态之间的拉比振荡，并得到了重要参数 π 脉冲时间 T_π 。最后我们通过连续的多次方形射频脉冲将原子从单态制备成等组份的混合态。

参考文献

- [1] I. Bloch, J. Dalibard, and W. Zwerger, Many-body physics with ultracold gases. *Rev. Mod. Phys.* 80, 885 (2008).
- [2] L. M. Duan, E. Demler, and M. D. Lukin, Controlling spin exchange interactions of ultracold atoms in optical lattices. *Phys. Rev. Lett.* 91, 090402 (2003).
- [3] Y. J. Lin, R. L. Compton, K. Jimenez-Garcia, W. D. Phillips, J. V. Porto, and I. B. Spielman, A synthetic electric force acting on neutral atoms. *Nat. Phys.* 7, 531 (2011).
- [4] Y. J. Lin, K. Jimenez-Garcia, and I. B. Spielman, Spin-orbit-coupled Bose-Einstein condensates. *Nature* 471, 83 (2011).
- [5] J. Struck, C. Ölschläger, R. Le Targat, P. Soltan-Panahi, A. Eckardt, M. Lewenstein, P. Windpassinger, and K. Sengstock, Quantum simulation of frustrated classical magnetism in triangular optical lattices. *Science* 333, 996 (2011).
- [6] C. J. Kennedy, W. C. Burton, W. C. Chung, and W. Ketterle, Observation of Bose-Einstein condensation in a strong synthetic magnetic field. *Nat. Phys.* 11, 859 (2015).
- [7] D. M. Stamper-Kurn and M. Ueda, Spinor bose gases: Symmetries, magnetism, and quantum dynamics. *Rev. Mod. Phys.* 85, 1191–1244 (2013).
- [8] G. Edward Marti and Dan M Stamper-Kurn, Spinor bose-einstein gases. *arXiv: Quantum Gases* (2015).
- [9] I. Ferrier-Barbut, M. Delehaye, S. Laurent, A. T. Grier, M. Pierce, B. S. Rem, F. Chevy, and C. Salomon, A mixture of bose and fermi superfluids. *Science* 345, 1035–1038 (2014).
- [10] C. Chin, R. Grimm, P. Julienne, and E. Tiesinga, Feshbach resonances in ultracold gases. *Rev. Mod. Phys.* 82, 1225–1286 (2010).
- [11] Z. K. Fu, P. J. Wang, L. H. Huang, Z. M. Meng, H. Hu, and J. Zhang, Optical control of a magnetic feshbach resonance in an ultracold fermi gas *Phys. Rev. A* 88, 041601 (2013).
- [12] L. H. Huang, P. J. Wang, B. P. Ruzic, Z. K. Fu, Z. M. Meng, P. Peng, J. L. Bohn, and J. Zhang, Radio-frequency spectrum of the Feshbach molecular state to deeply bound molecular states in ultracold 40 k fermi gases. *New J. Phys.* 17, 033013 (2015).

- [13] J. S. Krauser, J. Heinze, N. Fläschner, S. Götze, O. Jürgensen, D. S. Lühmann, C. Becker, and K. Sengstock, Coherent multi-flavour spin dynamics in a fermionic quantum gas. *Nat. Phys.* 12, 813 (2012).
- [14] J. S. Krauser, U. Ebling, N. Fläschner, J. Heinze, K. Sengstock, M. Lewenstein, A. Eckardt, and C. Becker, Giant spin oscillations in an ultracold fermi sea. *Science* 343, 157 (2014).
- [15] P. Peng, L. H. Huang, D. H. Li, Z. M. Meng, P. J. Wang, and J. Zhang, Experimental observation of spin-exchange in ultracold fermi gases. *Chin. Phys. Lett.* 35, 033401 (2018).
- [16] T. Bienaimé, E. Fava, G. Colzi, C. Mordini, S. Serafini, C. L. Qu, S. Stringari, G. Lamporesi, and G. Ferrari, Spin-dipole oscillation and polarizability of a binary bose-einstein condensate near the miscible-immiscible phase transition. *Phys. Rev. A* 94, 063652 (2016).
- [17] E. Fava, T. Bienaimé, C. Mordini, G. Colzi, C. L. Qu, S. Stringari, G. Lamporesi, and G. Ferrari, Observation of spin superfluidity in a bose gas mixture. *Phys. Rev. Lett.* 120, 170401 (2018).
- [18] C. A. Regal, M. Greiner, and D. S. Jin, Observation of resonance condensation of fermionic atom pairs. *Phys. Rev. Lett.* 92, 040403 (2004).
- [19] C. Chin, M. Bartenstein, A. Altmeyer, S. Riedl, S. Jochim, J. H. Denschlag, and R. Grimm, Observation of the pairing gap in a strongly interacting fermi gas. *Science* 305, 1128–1130 (2004).
- [20] A. Sommer, M. Ku, G. Roati, and M. W. Zwierlein, Universal spin transport in a strongly interacting fermi gas. *Nature* 472, 201 (2011).
- [21] M. Haas, V. Leung, D. Frese, D. Haubrich, S. John, C. Weber, A. Rauschenbeutel, and D. Meschede, Species selective microwave cooling of a mixture of rubidium and caesium atoms. *New Journal of Physics* 9, 147–147 (2007).
- [22] P. J. Wang, D. Z. Xiong, Z. K. Fu, and J. Zhang, Experimental investigation of evaporative cooling mixture of bosonic 87rb and fermionic 40k atoms with microwave and radio frequency radiation. *Chinese Physics B* 20, 016701 (2011).

- [23] L. Kattner, Laser system for the Stabilization of ultracold Feshbach Molecules, Ph.D. thesis. Hannover University (2008).
- [24] M. R. Matthews, D. S. Hall, D. S. Jin, J. R. Ensher, C. E. Wieman, E. A. Cornell, F. Dalfovo, C. Minniti, and S. Stringari, Dynamical response of a bose-einstein condensate to a discontinuous change in internal state. *Phys. Rev. Lett.* 81, 243–247 (1998).
- [25] J. Stenger, S. Inouye, D. M. Stamper-Kurn, H.-J. Miesner, A. P. Chikkatur, and W. Ketterle, Spin domains in ground-state bose–einstein condensates. *Nature* 396, 345–348 (1998).
- [26] M. O. Mewes, M. R. Andrews, D. M. Kurn, D. S. Durfee, C. G. Townsend, and W. Ketterle, Output coupler for bose-einstein condensed atoms. *Phys. Rev. Lett.* 78, 582–585 (1997).
- [27] I. Bloch, T. W. Hänsch, and T. Esslinger, Atom laser with a cw output coupler. *Phys. Rev. Lett.* 82, 3008–3011 (1999).
- [28] B. Peaudecerf, M. Andia, M. Brown, E. Haller, and S. Kuhr, Microwave preparation of two-dimensional fermionic spin mixtures. *New Journal of Physics* 21, 013020 (2019).
- [29] K. Gibble and S. Chu, Laser-cooled cs frequency standard and a measurement of the frequency shift due to ultracold collisions. *Phys. Rev. Lett.* 70, 1771–1774 (1993).
- [30] A. G. Martin, K. Helmerson, V. S. Bagnato, G. P. Lafyatis, and D. E. Pritchard, rf spectroscopy of trapped neutral atoms. *Phys. Rev. Lett.* 61, 2431–2434 (1988).
- [31] Y. O. Dudin, L. Li, and A. Kuzmich, Light storage on the time scale of a minute. *Phys. Rev. A* 87, 031801 (2013).
- [32] A. E. Leanhardt, T. A. Pasquini, M. Saba, A. Schirotzek, Y. Shin, D. Kielpinski, D. E. Pritchard, and W. Ketterle, Cooling bose-einstein condensates below 500 picokelvin. *Science* 301, 1513–1515 (2003).
- [33] C. A. Regal and D. S. Jin, Measurement of positive and negative scattering lengths in a fermi gas of atoms. *Phys. Rev. Lett.* 90, 230404 (2003).
- [34] H. Pu and N. P. Bigelow, Properties of two-species bose condensates. *Phys. Rev. Lett.* 80, 1130–1133 (1998).

- [35] T. L. Ho, Spinor bose condensates in optical traps. *Phys. Rev. Lett.* 81, 742–745 (1998).
- [36] E. Timmermans, Phase separation of bose-einstein condensates. *Phys. Rev. Lett.* 81, 5718–5721 (1998).
- [37] T. Ohmi and K. Machida, Bose-einstein condensation with internal degrees of freedom in alkali atom gases. *Journal of the Physical Society of Japan* 67, 1822–1825 (1998).
- [38] M. O. Scully and M. S. Zubairy, *Quantum Optics* (Cambridge University Press, 1997).
- [39] L. H. Huang, P. J. Wang, Z. K. Fu, and J. Zhang, Raman coupling strength in spin-orbit coupled bose-einstein condensate. *Acta Opt. Sinica* (in chinese) 34, 0727002 (2014).
- [40] Y. Q. Zou, Production of metrologically useful entangled atomic condensates and their interferometric measurements, Ph.D. thesis, Tsinghua University (2018).
- [41] D. Z. Xiong, H. X. Chen, P. J. Wang, X. D. Yu, F. Gao, and J. Zhang, Quantum degenerate fermi–bose mixtures of ^{40}K and ^{87}Rb atoms in a quadrupole-ioffe configuration trap. *Chin. Phys. Lett.* 25, 843–846 (2008).
- [42] S. J. Chai, P. J. Wang, Z. K. Fu, L. H. Huang, and J. Zhang, The design of a dipole traps for bose-einstein condensate and degenerate fermi gas. *Acta Sinica Quantum Optica* 18, 171 (2012).
- [43] L. Antje, Feshbach Resonances in ^{40}K , Ph.D. thesis, University of Amsterdam (2012).
- [44] J. S. Krauser, J. Heinze, S. Götze, M. Langbecker, N. Fläschner, L. Cook, T. M. Hanna, E. Tiesinga, K. Sengstock, and C. Becker, Investigation of feshbach resonances in ultracold 40K spin mixtures. *Phys. Rev. A* 95, 042701 (2017).
- [45] Lianghai Huang, Strongly interacting and two dimensional Spin-Orbit coupled Ultracold Fermi Gases, Ph.D. thesis, Shanxi University (2016).
- [46] W. Ketterle, and N. J. Van Druten, Evaporative cooling of trapped atoms. *Adv. At. Modl. Opt. Phys.* 37, 181 (1996).

第四章 超冷费米气体中实现自旋张量动量的耦合

4.1 概述

超冷原子气体为探索许多有趣的量子现象提供了一个重要的平台^[1-4]，它为解决固体中难以实现的问题提供了便利^[5-7]，特别是在多样的规范场下研究量子物质^[8-13]。一个典型的例子就是自旋轨道耦合，它被用来研究拓扑绝缘体和超导体以及量子自旋霍尔效应等一些奇异的量子现象^[14]。人们已经在超冷玻色子^[15]和简并费米气体^[16-17]中实现了人造自旋轨道耦合（SOC），SOC 是通过拉曼跃迁来产生的。物理学家在镧系元素和碱金属原子中实现了一维的 SOC^[18-20]。2016 年，我们小组在连续空间使用三角构型在 ⁴⁰K 简并费米气体中实现了二维自旋轨道耦合^[21-22]，以及中科大陈帅小组在二维的布里渊区利用光晶格技术实现了 BEC 的二维自旋轨道耦合，并且观测到狄拉克点以及非平凡拓扑能带。人们在这些实验中，主要聚焦于自旋为 1/2（spin-1/2）和 1（spin-1）^[15-17, 21-27]的系统中自旋矢量和动量的耦合，然而在更高阶的系统中存在着自旋张量。

2017 年，美国德克萨斯大学达拉斯分校张传伟教授小组从理论上构想了自旋为 1（spin-1）的系统中设想了自旋张量动量的耦合（spin tensor-momentum coupling, STMC）的方案，并预测了一些有趣的现象^[28]。自旋张量动量的耦合包括两个亮态和一个中间暗态，而且中间暗态能带的最小值与亮态的能带很接近，因此大大改变了基态的密度。结合这个特点可以得到一种产生条纹相的方法，而且有着长的调谐周期优势以及对直接观测实验有较高的可见度。此外，更加复杂的自旋张量动量耦合会导致不同类型的三重简并点，这些简并点通过在表面上费米弧来连接^[29]。STMC 改变了能带结构，而且导致许多有趣的多体物理现象。

暗态在量子光学^[30]以及原子光学^[31]里都有所研究，并且导致许多有趣的物理想象。电磁诱导透明(EIT)^{[32][33]}、受激拉曼绝热过程^[34]、以及速度选择相干布居俘获(VSCPT)^[35]。暗态是内部原子基态的叠加态，不参与光的相互作用，而且没有能级移动。而亮态则与光相互作用，能级的移动依赖于耦合强度。因此当原子处于暗态时，不会被激发而且没有荧光。

我们小组基于他们的理论设计，实验上在笛卡尔空间实现了自旋张量动量的耦合。下面本章将详细介绍这个工作。

4.2 实验方案

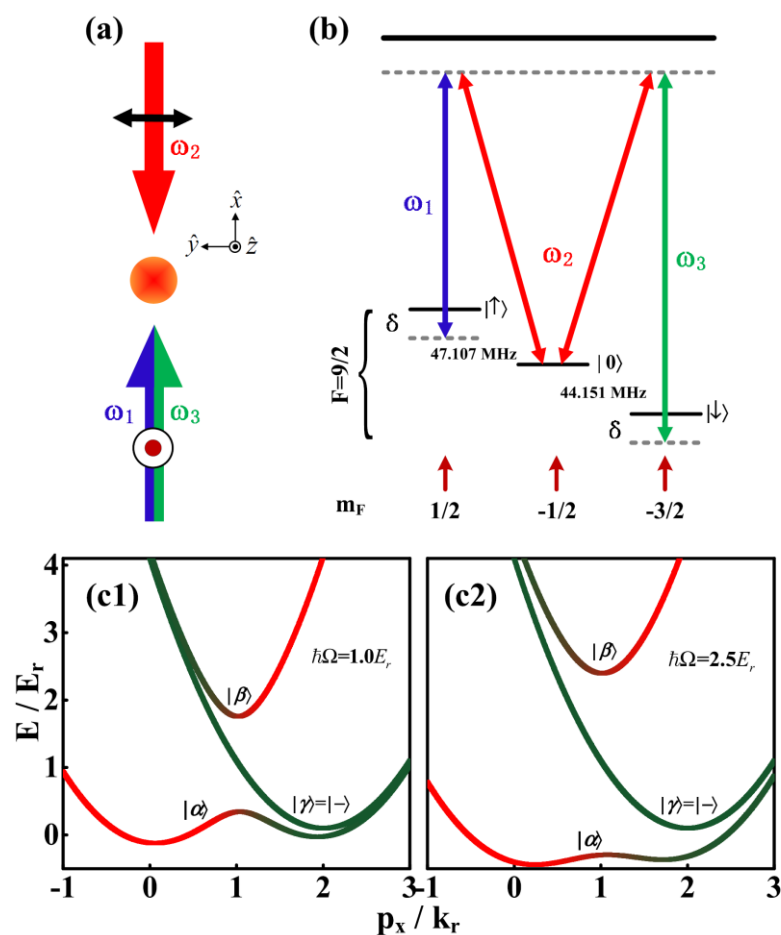


图 4.1 (a) ^{40}K 费米气体获得 STMC 的拉曼光结构; (b) 三个超精细态的拉曼跃迁, 失谐为 δ ; (c) 单粒子能级带结构, 耦合强度 $\hbar\Omega_R = 1.0 E_r$, 失谐 $\hbar\delta = 0.1 E_r$ 。在下面的能带代表本征态 $|\alpha\rangle$, 最上面的能带代表本征态 $|\beta\rangle$, 中间的能带代表的是本征态 $|\gamma\rangle$, 不同的颜色代表不同态占据的比重。

我们在实验上采取与文献^[28]相似的结构, 如图 4.1 (a) 所示, 来实现自旋张量动量的耦合。我们选择 ^{40}K 基态 $F=9/2$ 超精细能级的三个子能级 $|9/2, 1/2\rangle$ 、 $|9/2, -1/2\rangle$ 和 $|9/2, -3/2\rangle$ 作为系统的三个内部自旋态, 然后通过三束激光来耦合这三个自旋态。实验中我们选择的光波长是 $\lambda=768.85 \text{ nm}$, 如图 4.1 (a) 所示, 激光束 1 和 3 沿着 x

正方向传播，激光束沿着 x 反方向传播，激光束 2 分别与激光束 1、3 诱导两个拉曼跃迁过程，激光束 1、2 耦合 $|\uparrow\rangle = |9/2, 1/2\rangle$ 和 $|0\rangle = |9/2, -1/2\rangle$ ，激光束 2、3 耦合 $|\downarrow\rangle = |9/2, -3/2\rangle$ 和 $|0\rangle = |9/2, -1/2\rangle$ ，耦合强度为 Ω_{ij} ，拉曼过程获得 $2\hbar k_r$ 的动量。磁场沿着 z 方向，激光束 1、3 是竖直偏振，激光束 2 是水平偏振。

4.3 理论分析

沿 x 方向单粒子 STMC 哈密顿量写为：

$$H = \begin{pmatrix} \frac{\hbar p^2}{2m} + \delta & -\frac{\Omega_{12}}{2} e^{i2k_r x} & 0 \\ -\frac{\Omega_{12}}{2} e^{-i2k_r x} & \frac{\hbar p^2}{2m} & -\frac{\Omega_{23}}{2} e^{i2k_r x} \\ 0 & -\frac{\Omega_{23}}{2} e^{-i2k_r x} & \frac{\hbar p^2}{2m} + \delta \end{pmatrix} \quad (5.1)$$

其中， δ 是双光子拉曼失谐， $\hbar k_r$ 是单光子反冲动量， \hbar 是普朗克常数， Ω_{ij} 是态 $|i\rangle$ 和 $|j\rangle$ 之间的耦合强度^[36]。为了去除空间依赖的拉曼耦合非对角项，哈密顿量经过么正变换

$$U = \begin{pmatrix} e^{-i2k_r x} & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & e^{-i2k_r x} \end{pmatrix} \quad (5.2)$$

得到一个新的有效哈密顿量：

$$H_{eff} = \hbar \begin{pmatrix} \frac{\hbar(p_x - 2k_r)^2}{2m} + \delta & -\frac{\Omega}{2} & 0 \\ -\frac{\Omega}{2} & \frac{\hbar p_x^2}{2m} & -\frac{\Omega}{2} \\ 0 & -\frac{\Omega}{2} & \frac{\hbar(p_x - 2k_r)^2}{2m} + \delta \end{pmatrix} \\ = \frac{\hbar p_x^2}{2m} + \left(\delta + \frac{2\hbar^2 k_r^2}{m} - \frac{2\hbar^2 k_r p_x}{m} \right) F_z^2 - \frac{\Omega}{2} F_x \quad (5.3)$$

其中， $\Omega_{12} = \Omega_{23} = \Omega$ ， p_x 是 x 方向的准动量。在 spin-1 的系统中通过 9 个基本算符来表示^[37]，包括一个单位算符、三个矢量自旋算符 (F_x 、 F_y 、 F_z) 和 5 个自旋四极算符。

矢量自旋算符可以被写为：

$$F_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} \quad F_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & -1 \end{pmatrix}$$

在式(5.3)中, $p_x F_z^2$ 就代表自旋张量和线性动量之间的耦合, p_x 代表线性动量, F_z^2 代表自旋张量。单光子反冲动量 $\hbar k_r = 2\pi\hbar/\lambda$, 反冲能量 $E_r = \frac{(\hbar k_r)^2}{2m} = \hbar\Omega_0 = h \times 8.45 \text{ kHz}$ 作为自然动量和能量的单位。在 $|\uparrow\rangle$ 、 $|0\rangle$ 、 $|\downarrow\rangle$ 基矢下的缀饰本征态为:

$$|\alpha\rangle = a_1 |\uparrow\rangle + b_1 |0\rangle + c_1 |\downarrow\rangle \quad (5.4)$$

$$|\beta\rangle = a_2 |\uparrow\rangle + b_2 |0\rangle + c_2 |\downarrow\rangle \quad (5.5)$$

$$|\gamma\rangle = a_3 |\uparrow\rangle + b_3 |0\rangle + c_3 |\downarrow\rangle \quad (5.6)$$

其中, $a_1 = c_1 = 1/\sqrt{u^2 + 2}$, $b_1 = -u/\sqrt{u^2 + 2}$; $u = ((4p_x - \delta - 4) - \sqrt{(4p_x - \delta - 4)^2 + 2\Omega^2})/\Omega$; $a_2 = c_2 = 1/\sqrt{v^2 + 2}$, $b_2 = -v/\sqrt{v^2 + 2}$; $a_3 = -c_3 = 1/\sqrt{2}$, $b_3 = 0$; $v = ((4p_x - \delta - 4) + \sqrt{(4p_x - \delta - 4)^2 + 2\Omega^2})/\Omega$ 。

$|\alpha\rangle$ 是最低能带的缀饰态, $|\beta\rangle$ 是最高能带的缀饰态, $|\gamma\rangle$ 是中间能带的缀饰态。我们也得到了缀饰态的能量:

$$E_\alpha = (p_x - 1)^2 + 1 + \frac{1}{2}(\delta - \sqrt{(4p_x - \delta - 4)^2 + 2\Omega^2}) \quad (5.7)$$

$$E_\beta = (p_x - 1)^2 + 1 + \frac{1}{2}(\delta + \sqrt{(4p_x - \delta - 4)^2 + 2\Omega^2}) \quad (5.8)$$

$$E_\gamma = (p_x - 2)^2 + \delta \quad (5.9)$$

从上面三个能量的式子中, 我们发现 $|\gamma\rangle$ 态没有与其他两个态耦合, 不依赖于耦合强度 Ω , 因此 $|\gamma\rangle$ 态是一个暗态。我们定义自旋态组分 $|0\rangle$ 和 $|\pm\rangle = (1/\sqrt{2})(|\uparrow\rangle \pm |\downarrow\rangle)$, 其中中间态 $|\gamma\rangle$ 对应 $|-\rangle$, 如图 5.1(c) 所示。上下两个能带表现为一般的 spin-1/2 系统的自旋轨道耦合。这个暗态对 SOC 相互作用的 BEC 基态和动力学特性的研究起到重要的作用。

4.4 实验过程

4.4.1 自旋态和拉曼光的制备

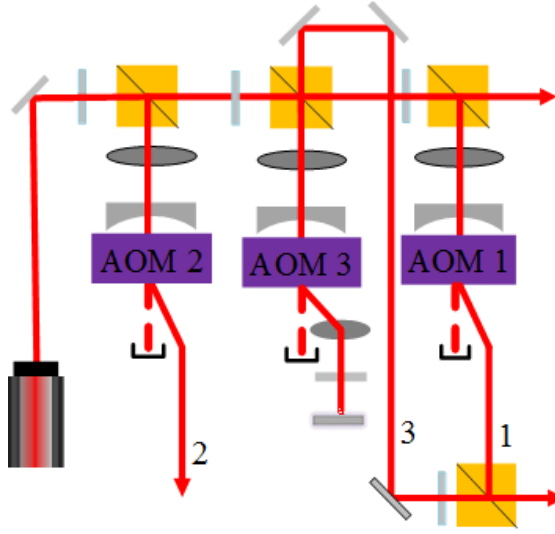


图 4.2 拉曼光场的制备。三束 768.85nm 的拉曼光束由一台钛宝石 (Ti:sapphire) 单频激光器输出。拉曼光束 1、2 分别单穿 AOM 频移 74.896MHz、122MHz，光束 3 双穿 AOM 频移 83.075×2 MHz。光束 1、3 耦合到同一根单模光纤。

我们首先将 ^{40}K 简并费米原子制备到基态 $|9/2, 9/2\rangle$ ，制备过程和我们之前的实验相似^[38]。在 QUIC (quadrupole-Ioffe) 阱中用 ^{87}Rb 同步冷却 ^{40}K 原子，并装载到光学偶极阱^[39]中蒸发冷却，得到约 4×10^6 个 ^{40}K 原子，简并参数 $T/T_F \approx 0.3$ ，其中， $T_F = \hbar\omega(6N)^{1/3}/k_B$ ， k_B 是玻尔兹曼常数， N 是原子数。阱的平均束缚频率为 $\omega = (\omega_x\omega_y\omega_z)^{1/3} \approx 2\pi \times 80\text{Hz}$ 。然后再用一束 780nm 的共振光作用 0.03 ms 将阱中剩余的 ^{87}Rb 原子剔除掉。为了避免因 Feshbach 共振引起的原子数的损耗^[40-41]，在磁场 $B = 19.6\text{G}$ 时，我们用射频扫描原子 80 ms，绝热的将原子从 $|9/2, 9/2\rangle$ 态转移到 $|9/2, 3/2\rangle$ 态，射频场的中心频率是 6.17 MHz，扫描宽度为 0.4 MHz。

实验中获得 STMC 的三束 768.85 nm 的拉曼光束由一台钛宝石 (Ti:sapphire) 单频激光器输出。如图 4.2 所示，拉曼光束 1、2 分别单穿 AOM 频移 74.896 MHz、122 MHz，光束 3 双穿 AOM 频移 83.075×2 MHz。光束 1、3 耦合到同一根单模光纤，光束 2 耦合到另外一根光纤，来提高光束质量以及稳定的指向性。光束 1、3 与光束 2 沿 x 方向对射于原子，光斑半径在 200 μm 左右，远大于原子云的尺寸，如图 4.1(a) 所示。量化轴沿着 z 方向，光束 1、3 偏振方向是 z 方向，光束 2 偏振方向是 y 方向，

相对于量化轴分别对应 π 、 σ 偏振。

4.4.2 缀饰态能谱的测量

我们在 30ms 内将磁场从 $B = 19.6$ G 线性得增加到 $B = 160$ G，然后在 20 ms 内将拉曼光强增加到最终需要的值，来产生自旋张量动量的耦合。同时，将射频注入到系统中来测 STMC 的能谱。实验中我们先将原子制备到 $|9/2, 3/2\rangle$ 态，然后 450 μ s 内将一个高斯型射频脉冲将原子转移到空的 STMC 能带上。然后，我们关断拉曼光、光阱、磁场，原子自由飞行 12 ms 并在 z 方向吸收成像。通过一个梯度磁场空间上分离各个自旋态，然后通过吸收成像得到原子的动量分布于射频的函数，从而得到 STMC 能谱。

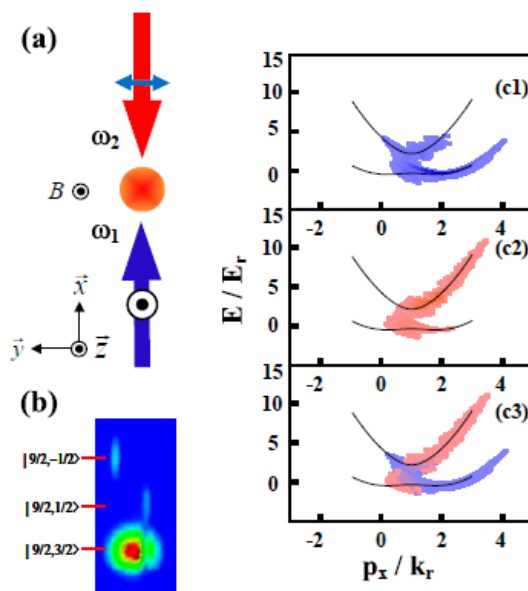


图 4.3 一维 SOC 的能带结构 (a) 两束拉曼光耦合 $|9/2, 1/2\rangle$ 、 $|9/2, -1/2\rangle$ ，耦合强度 $\hbar\Omega_R = 1.0E_r$ ，失谐 $\hbar\delta = 0.1E_r$ ；(b) 射频注入原子的吸收成像图；(c) 不同自旋态在能带上的分布。

4.4.2.1 一维 SOC 缀饰态能谱的测量

首先，我们测量了标准的一维 SOC 的能带结构。如图 4.3 所示，我们将原子制备到 $|9/2, 3/2\rangle$ 态上，然后打开两束拉曼光来耦合 $|9/2, 1/2\rangle$ 、 $|9/2, -1/2\rangle$ 态来产生一维 SOC，利用注入射频技术得到 SOC 的能谱，与理论吻合。

4.4.2.2 STMC 缀饰态能谱的测量

现在，我们研究 STMC 的能量色散关系，并且证明在 STMC 结构中 $|\gamma\rangle$ 是暗态。如图 4.4 所示，我们得到失谐 $\delta = 0$ ，耦合强度 $\Omega = 2.5 \Omega_0 (3 \Omega_0)$ 的射频注入谱^[42]。由于上和下的能带包含 $|0\rangle$ 、 $|\uparrow\rangle$ 、 $|\downarrow\rangle$ 三个组份，因此我们用射频场注入到系统时，吸收成像出现三个自旋态，如图 4.4 (b) 所示。

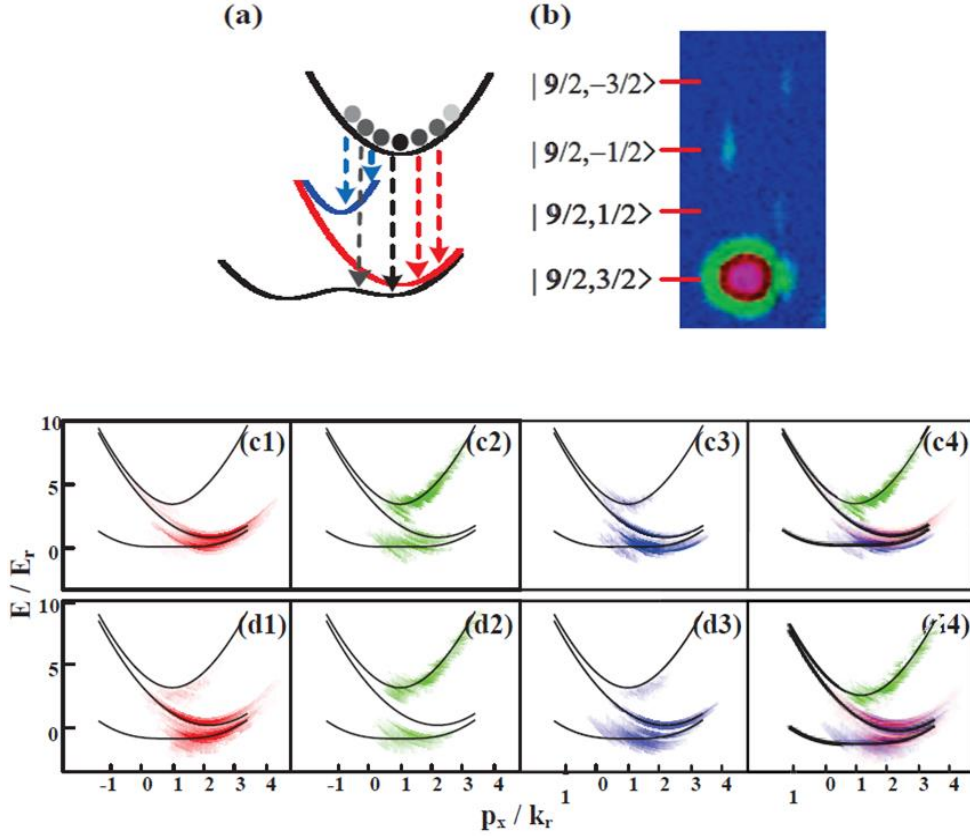


图 4.4 超冷费米气体中 STMC 的能带结构。(a) 注入射频的示意图；(b) 吸收成像图；(c) (d) 不同耦合强度下测得的能谱，其中 (c1) - (c4) $\hbar\Omega_R = 2.5E_r$ ， $\hbar\delta = 0.1E_r$ ，(d1) - (d4) $\hbar\Omega_R = 3E_r$ ， $\hbar\delta = 0.1E_r$ 。

如图 4.4 (c) 和 4.4 (d) 所示，是不同的耦合强度下的能量色散图。c1、c2、c3 (d1、d2、d3) 分别为态 $|9/2, 1/2\rangle$ 、 $|9/2, -1/2\rangle$ 、 $|9/2, -3/2\rangle$ 在各个能带上的能量色散图。从图 c2 和 d2 中可以看出， $|9/2, -1/2\rangle$ 态在中间能带上没有布居。从图 c1、c3 (d1、d3) 中，我们发现中间能带上都有 $|9/2, 1/2\rangle$ 和 $|9/2, -3/2\rangle$ 态的布居，因此中间态 $|\gamma\rangle$ 是暗态。此外，图 c4 和 d4 是三个自旋态叠加之后在能带上的布居，我们可以看出总的能

量色散图与我们的理论值也很吻合。

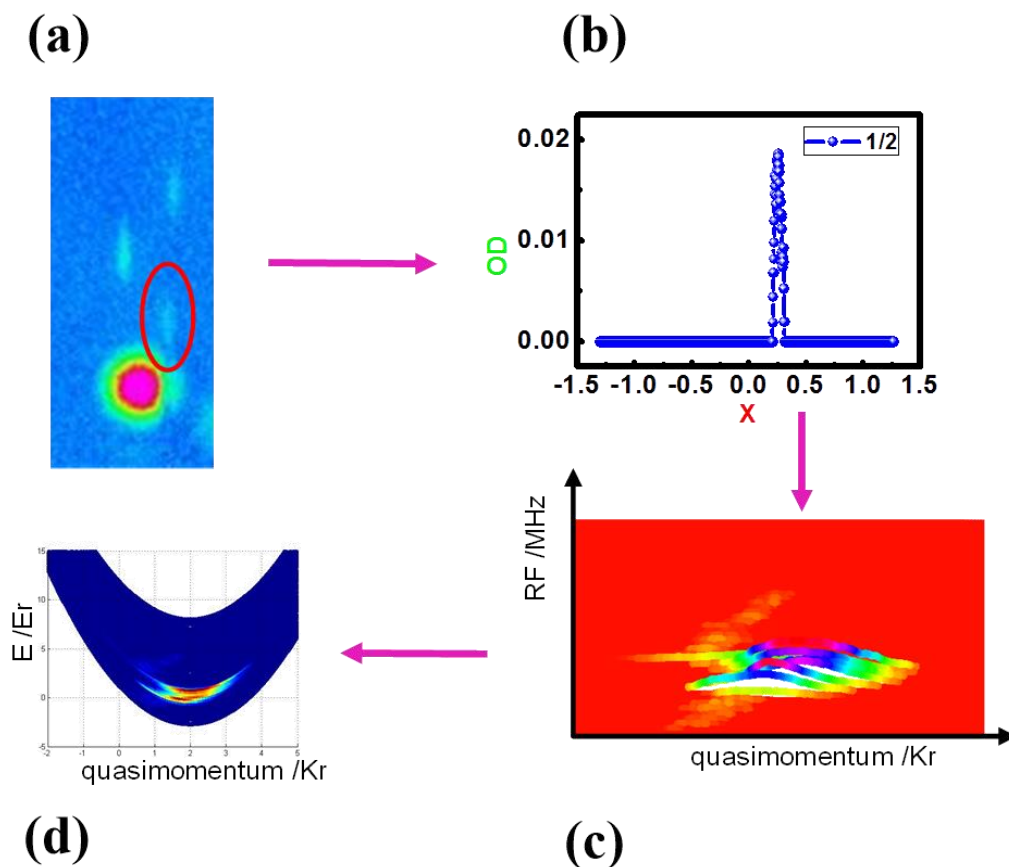


图 4.5 能量色散图的处理过程 (a) 自由飞行 12ms 吸收成像图；(b) 取出自旋态 $|9/2, 1/2\rangle$ 竖直方向的光学密度对应水平方向位置的变化；(c) 将水平方向的位置变化转换为准动量，然后把不同射频值对应的准动量合并起来；(d) 将射频值转换成能量，得到自旋态 $|9/2, 1/2\rangle$ 的准动量能量色散图，颜色的变化代表自旋态在不同动量处的分布。

实验的处理：我们通过自由飞行 12ms 吸收成像，然后从成像图上取出每一个自旋分量的高斯拟合密度分布。如图 4.5 所示，对于自旋态 $|9/2, 1/2\rangle$ 来说，我们取出竖直方向上的光学密度，光学密度可以代表原子数的布居，水平方向代表着原子的动量变化。如图 4.5 (c) 所示，我们将 x 换成动量，然后对应与不同的射频值。最后，经过变换得到原子的准动量能量的色散图，如图 5.5 (d) 所示，颜色的变化代表自旋态在不同动量处的分布。

我们也用动量分辨射频谱^[16]的方法测量了 STMC 的能带结构。如图 4.6 所示，我们先将原子制备到 $|9/2, 1/2\rangle$ 态，然后将三束拉曼光作用于系统 5 ms，射频场将原子

转移到空态 $|9/2, 3/2\rangle$ 上, 我们得到了失谐 $\delta = 0$, 耦合强度 $\Omega = 2.5 \Omega_0$ 的 STMC 的能谱。我们从图 4.6 (a) 中看出, 当扫描的射频值对应于中间能带时, 空态上出现的自旋态呈现圆形, 与初始态一致, 而在上、下能带上时, 只有很窄的一部分动量的原子出现在空态上, 也说明了中间能带上没有耦合, 因此中间态 $|\gamma\rangle$ 是暗态。从 STMC 的射频谱中, 我们知道三个不同的能带上原子态的布局是靠三束拉曼光决定的。

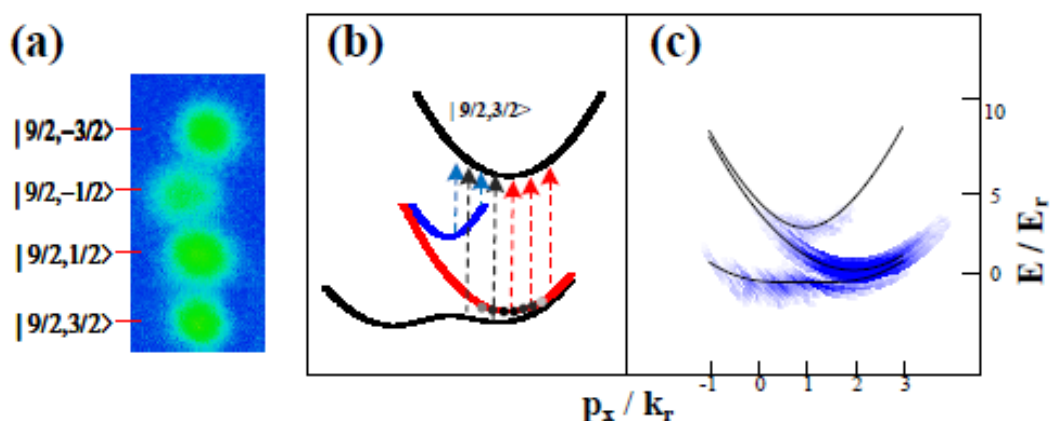


图 4.6 STMC 的动量分辨谱。(a) 原子的吸收成像图; (b) 测量动量分辨谱的示意图; (c) $\hbar\Omega_R = 2.5E_r$, $\hbar\delta = 0.1E_r$ 测得的动量分辨谱。

4.5 小结

我们在超冷费米气体中构建了 STMC 结构, 并且证明了自旋张量和原子的线性动量之间的耦合。我们通过注入射频的方法测量了一维 SOC 的能量色散图, 然后又测量了不同耦合强度下 STMC 的能谱, 并且证明了 $|\gamma\rangle$ 是暗态。此外还测量了 STMC 的动量分辨谱, 得到的能带结构与理论吻合。实验上 STMC 的实现会激发更多关于新奇的拓扑物质的理论与实验研究。例如, 在研究超固体条纹相时, 由于中间暗态的存在, 可能会产生新奇的非凡拓扑物质, 而且有着较长的调谐周期优势以及对直接观测实验有较高的可见度。

参考文献

- [1] I. Bloch, J. Dalibard, and W. Zwerger, Many-body physics with ultracold gases. *Rev. Mod. Phys.* 80, 885 (2008).
- [2] C. Chin, R Grimm, P. Julienne and E. Tiesinga, Feshbach resonances in ultracold gases. *Rev. Mod. Phys.* 82, 1225 (2010).
- [3] D. M. Stamper-Kurn, M. Ueda, Spinor Bose gases: Symmetries, magnetism, and quantum dynamics, *Rev. Mod. Phys.* 85, 1191 (2013).
- [4] F. Dalfovo, S Giorgini, L. P. Pitaevskii, and S. Stringari, Theory of Bose-Einstein condensation in trapped gases. *Rev. Mod. Phys.* 71, 463 (1999).
- [5] D. Xiao, M. C. Chang, and Q. Niu, Berry phase effects on electronic properties. *Rev. Mod. Phys.* 82, 1959 (2010).
- [6] M. Z. Hasan, and C. L. Kane, *Colloquium: Topological insulators*. *Rev. Mod. Phys.* 82, 3045 (2010).
- [7] X. L. Qi, and S. C. Zhang, Topological insulators and superconductor. *Rev. Mod. Phys.* 83, 1057 (2011).
- [8] J. Dalibard, F. Gerbier, G. Juzeliunas, and P. Ohberg, *Colloquium: Artificial gauge potentials for neutral atoms*. *Rev. Mod. Phys.* 83, 1523 (2011).
- [9] V. Galitski, and I. B. Spielman, Spin-orbit coupling in quantum gases. *Nature* 494, 49 (2013).
- [10] N. Goldman, G. Juzeliunas, P. Ohberg, and I. B. Spielman, Light-induced gauge fields for ultracold atoms. *Rep. Prog. Phys.* 77, 126401 (2014).
- [11] H. Zhai, Degenerate quantum gases with spin-orbit coupling: a review, *Rep. Prog. Phys.* 78, 026001 (2015).
- [12] J. Zhang, H. Hu, X.-J. Liu, and H. Pu, Fermi gases with synthetic spin-orbit coupling, *Annu. Rev. Cold At. Mol.* 2, 81(2014).
- [13] D. W. Zhang, Y. Q. Zhu, Y. X. Zhao, H. Yan, and S. L. Zhu, Topological quantum matter with cold atoms. *Adv. Phys.* 67, 253 (2018).

- [14] S. R. Elliott, and M. Franz, Colloquium: Majorana fermions in nuclear, particle, and solid-state physics. *Rev. Mod. Phys.* 87, 137 (2015)
- [15] Y. J. Lin, K. J. Garcia, and I. B. Spielman, Spin-orbit-coupled Bose-Einstein condensates. *Nature* 471, 83 (2011).
- [16] P. J. Wang, Z. Q. Yu, Z. K. Fu, J. Miao, L. H. Huang, S. J. Chai, H. Zhai, and J. Zhang, Spin-Orbit Coupled Degenerate Fermi Gases. *Phys. Rev. Lett.* 109, 095301 (2012).
- [17] L. W. Cheuk, A. T. Sommer, Z. Hadzibabic, T. Yefsah, W. S. Bakr, and M. W. Zwierlein, Spin-Injection Spectroscopy of a Spin-Orbit coupled Fermi Gas. *Phys. Rev. Lett.* 109, 095302 (2012).
- [18] N. Q. Burdick, Y. J. Tang, and B. L. Lev, Long-Lived Spin-Orbit-Coupled Degenerate Dipolar Fermi Gas. *Phys. Rev. X* 6, 031022 (2016).
- [19] L. F. Livi, G. Cappellini, M. Diem, L. Franchi, C. Clivati, M. Frittelli, F. Levi, D. Calonico, J. Catani, M. Inguscio, and L. Fallani, Synthetic Dimensions and Spin-Orbit Coupling with an Optical Clock Transition. *Phys. Rev. Lett.* 117, 220401 (2016).
- [20] S. Kolkowitz, S. L. Bromley, T. Bothwell, M. L. Wall, G. E. Marti, A. P. Koller, X. Zhang, A. M. Rey, and J. Ye, Spin-Orbit-coupled fermions in an optical lattice clock. *Nature* 542, 66 (2017).
- [21] L. H. Huang, Z. M. Meng, P. J. Wang, P. Peng, S. L. Zhang, L. C. Chen, D. H. Li, Q. Zhou, and J. Zhang, Experiment realization of two-dimensional synthetic spin-orbit coupling in ultracold Fermi gases. *Nat. Phys.* 12, 540 (2016).
- [22] Z. M. Meng, L. H. Huang, P. Peng, D. H. Li, L. C. Chen, Y. Xu, C. W. Zhang, P. J. Wang, and J. Zhang, Experimental Observation of a Topological Band Gap Opening in Ultracold Fermi Gases with Two-Dimensional Spin-Orbit Coupling. *Phys. Rev. Lett.* 117, 235304 (2016).
- [23] Z. Wu, L. Zhang, W. Sun, X. T. Xu, B. Z. Wang, S. C. Ji, Y. J. Deng, S. Chen, X. J. Liu, and J. W. Pan, Realization of two-dimensional spin-orbit coupling for Bose-Einstein condensates. *Science* 354, 83 (2016).
- [24] Z. Fu, P. Wang, S. Chai, L. Huang, and J. Zhang, Bose-Einstein condensate in a light-

induced vector gauge potential using the 1064 nm optical dipole trap lasers. *Phys. Rev. A* 84, 043609 (2011).

[25] J.-Y. Zhang, S.-C. Ji, Z. Chen, L. Zhang, Z.-D. Du, B. Yan, G.-S. Pan, B. Zhao, Y.-J. Deng, H. Zhai, S. Chen, and J.-W. Pan, Collective Dipole Oscillations of a Spinorbit Coupled Bose Einstein Condensate. *Phys. Rev. Lett.* 109, 115301 (2012).

[26] C. Qu, C. Hamner, M. Gong, C. Zhang, and P. Engels, Observation of zitterbewegung in a spin-orbit-coupled Bose-Einstein condensate. *Phys. Rev. A* 88, 021604 (2013).

[27] A. Olson, S. Wang, R. Niffenegger, C. Li, C. Greene, and Y. Chen, Tunable Landau-Zener transitions in a spin-orbitcoupled Bose-Einstein condensate. *Phys. Rev. A* 90, 013616 (2014).

[28] X. Luo, K. Sun, and C. Zhang, Spin-Tensor-Momentum- Coupled Bose-Einstein Condensates. *Phys. Rev. Lett.* 119, 193001 (2017).

[29] L. H. Huang, P. J. Wang, Z. M. Meng, P. Peng, L. C. Chen, D. H. Li, and J. Zhang, Magnetic-Field Dependence of Raman Coupling Strength in Ultracold 40K Atomic Fermi Gas. *Chin. Phys. Lett.* 33, 033401 (2016).

[30] M. O. Scully and M. S. Zubairy, *Quantum Optics* (Cambridge University Press, 1997).

[31] E. Arimondo, Coherent population trapping in laser spectroscopy. *Prog. Opt.* 35, 259 (1996).

[32] K. J. Boller, A. Imamöglu, and S. E. Harris, Observation of Electromagnetically Induced Transparency. *Phys. Rev. Lett.* 66, 2593 (1991).

[33] M. Fleischhauer, A. Imamöglu, and J. Marangos, Electromagnetically induced transparency: Optics in coherent media. *Rev. Mod. Phys.* 77, 633 (2005).

[34] J. R. Kuklinski, U. Gaubatz, T. F. Hioe, and K. Bergmann, Adiabatic population transfer in a three-level system driven by delayed laser pulses. *Phys. Rev. A* 40, 6741 (1989).

[35] A. Aspect, E. Arimondo, R. Kaiser, N. Vansteenkiste, and C. Cohen-Tannoudji, Laser Cooling below the One-Photon Recoil Energy by Velocity-Selective Coherent Population Trapping. *Phys. Rev. Lett.* 61, 826 (1988).

[36] L. Huang, P. Wang, Z. Meng, P. Peng, L. Chen, D. Li, and J. Zhang, Magnetic-field

dependence of Raman coupling strength in ultracold 40K atomic Fermi gas. *Chin. Phys. Lett.* 33, 033401 (2016).

[37] G. E. Marti and D. M. Stamper-Kurn, Spinor Bose-Einstein gases, in *Quantum Matter at Ultralow Temperatures*, Proceedings of the International School of Physics “Enrico Fermi”, edited by M. Inguscio, W. Ketterle, S. Stringari, and G. Roati (IOS, Amsterdam, 2016), pp. 221–291.

[38] S. Chai, P. Wang, Z. Fu, L. Huang, and J. Zhang, The design of a dipole traps for Bose-Einstein condensate and degenerate Fermi gas. *Acta Sinica Quantum Optica* 18, 171 (2012).

[39] S. J. Chai, P. J. Wang, Z. K. Fu, L. H. Huang, and J. Zhang, The Design of a dipole traps for Bose-Einstein Condensate and Degenerate Fermi Gas. *Acta Sinica Quantum Optica*. 18, 171, (2012).

[40] L. Antje, Feshbach resonances in ^{40}K , Ph.D. Thesis, University of Amsterdam (2012).

[41] J. S. Krauser, J. Heinze, S. Gotze, M. Langbecker, N. Flaschner, L. Cook, T. M. Hanna, E. Tiesinga, K. Sengstock, and C. Becker, Investigation of Feshbach resonances in ultracold ^{40}K spin mixtures. *Phys. Rev. A* 95, 042701(2017).

[42] L. W. Cheuk, A. T. Sommer, Z. Hadzibabic, T. Yefsah, W. S. Bakr, and M. W. Zwierlein, Spin-Injection Spectroscopy of a Spin-Orbit Coupled Fermi Gas. *Phys. Rev. Lett.* 109, 095302 (2012).

第五章 里德堡原子激发态能谱的测量

5.1 概述

里德堡原子是指电子被激发到高量子态上，主量子数 n 比较大的原子，因此里德堡原子具有半径大，辐射寿命长，而且容易被电离的特点。里德堡原子的这些奇异特性成为了人们的研究热点。里德堡原子间的强相互作用会导致偶极阻塞效应。相对于主量子数较低的能态，高激发的里德堡态表现出丰富的多体行为^[1-2]。超冷里德堡原子会自发转化为等离子体^[3]并恢复^[4]。如果离子不被限制，偶极-偶极相互作用也会导致离子化^[5]。

电磁诱导透明 (EIT) 是指在电磁场的作用下，介质对探测光的吸收减少，表现为透明的现象，是一种典型的量子相干的效应。利用 EIT 效应可以实现光存储、磁场的测量等。

实验上里德堡原子的是通过离子直接探测或者通过离子脉冲产生电子来探测。这种探测方法虽然高效，但是破坏了里德堡原子，原子无法被重复利用。与电离的方法相比较，EIT 被用来探测里德堡原子效率更快，不会破坏原子，可以连续测量。EIT 在冷原子中被广泛研究^[6-15]。里德堡原子的 EIT 效应用于光量子相位门的设计进行光量子计算^[16]，和光速的减慢^[17]。通过 EIT 进行里德堡态的相干耦合还可以用于交叉相位调制以及光子纠缠的研究^[18]。近几年来，还有许多基于 EIT 效应对量子记忆的研究^[19]。

由于里德堡原子与超冷背景原子气体相互作用会导致在量子状态下形成分子壳的形状，因此玻色子和费米子在量子统计中扮演重要的角色^{[20][21]}。里德堡缀饰的原子气体呈现处丰富的多体现象^[22-23]。在 BEC 中，许多关于里德堡态的现象在实验上已经被研究^{[24]-[32]}，然而在超冷费米气体中仅仅在理论中有少量研究^{[33]-[38]}，在实验上的研究还有待继续探索。里德堡缀饰的费米气体在实验上的实现将会是解决强关联电子固体难题的关键步骤，例如拓扑超流^[34]以及拓扑密度波^[35]。

在碱金属原子中，钾原子有丰富的同位素，包括玻色子 ^{39}K 、 ^{41}K 以及费米子 ^{40}K 。玻色子 ^{39}K 的里德堡激发谱在实验上已经被测量^[39-41]。在我们的实验中，在阶梯形三能级结构中通过双光子过程来测量费米子 ^{40}K 的激发谱。我们采用两种不同的探测

光光强的方法测量：一是使用弱的探测光利用 EIT 效应^[42]测量原子的数目；二是采用强聚焦的探测光诱导自发离子化使原子损耗^[43-44]。两种方法得到的结果基本上是一致的。

在这章我们将详细介绍利用 EIT 现象来测量 ^{40}K 简并费米的里德堡激发态的谱线。

5.2 超冷里德堡气体的背景

5.2.1 里德堡阻塞效应

在 90 年代末，随着激光冷却技术的发展，冷的里德堡原子得到实现，在相互作用的时间范围内，里德堡原子的热运动忽略不计。不久之后人们就利用里德堡原子间的强相互作用在中性原子中实现快速的量子门^[45-46]。实现量子逻辑门的关键因素就是里德堡阻塞效应，里德堡原子的强相互作用阻止两个邻近的里德堡原子同时被激发，这使得逻辑门中第二个原子受到第一个原子的支配^[47]。随后人们在实验上观察到里德堡阻塞效应^[48-51]。

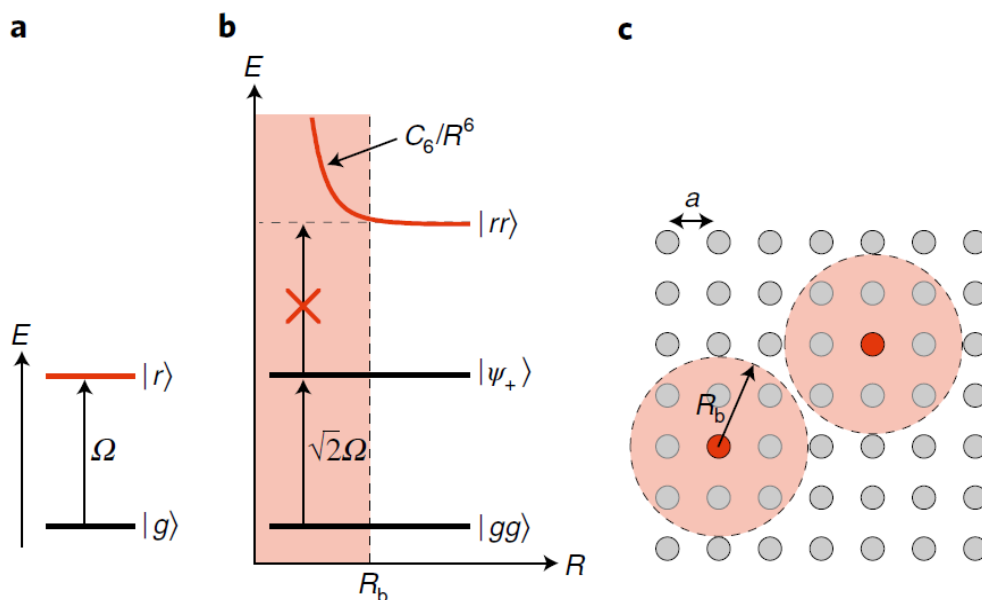


图 5.1 里德堡激发阻塞效应示意图。a, 基态 $|g\rangle$ 和激发态 $|r\rangle$ 通过共振激光耦合，耦合强度为 Ω 。b, 当两个原子间的距离小于阻塞半径 $R < R_b$ 时，由于里德堡阻塞效应，基态 $|gg\rangle$ 不能被激发到 $|rr\rangle$ 态，只能被耦合到 $|\Psi_+\rangle = (|gr\rangle + |rg\rangle)/\sqrt{2}$ 。c, 在一个

大的原子团中，假设原子等间距排列，激发态（红点）会阻止以 $|r\rangle$ 态原子为中心 R_b 为半径的球内其他所有原子的激发。图片源于文献^[52]。

如图 5.1 所示，偶极-偶极相互作用区间中，通过激光耦合基态 $|g\rangle$ 和激发态 $|r\rangle$ ，耦合的拉比频率为 Ω 。假设两个原子间的距离为 R ，当两个原子处于 $|r, r\rangle$ 态时，由于范德瓦尔斯相互作用，它们之间的强相互作用导致能级发生移动 C_6/R^6 ，其中 C_6 为相互作用系数。假设阻塞条件 $\hbar\Omega \ll C_6/R^6$ 被满足，也就是 $R \ll R_b$ ， R_b 是阻塞半径被定义为 $R_b = (C_6/\hbar\Omega)^{1/6}$ 。初始两个原子处于基态 $|gg\rangle$ ，通过激光耦合原子处于 $|\Psi_+\rangle = (|gr\rangle + |rg\rangle)\sqrt{2}$ ，耦合强度为 $\sqrt{2}\Omega$ 。此时 $|rr\rangle$ 是非共振的，因此被抑制。这也导致了基态 $|gg\rangle$ 和纠缠态 $|\Psi_+\rangle$ 之间的拉比振荡。

5.2.2 里德堡分子

按照不同的结合机制，里德堡分子分为两大类：一类是里德堡原子和基态原子碰撞通过低能电子散射机制形成里德堡分子，包括由 3S 波散射主导的三叶虫分子(Trilobite molecules)^[53-55]，以及由 3P 波散射主导的蝴蝶分子(Butterfly molecules)^[56]。另一类是两个里德堡原子通过长程静电相互作用形成的大分子二聚体(macrodimer)^[57-61]。

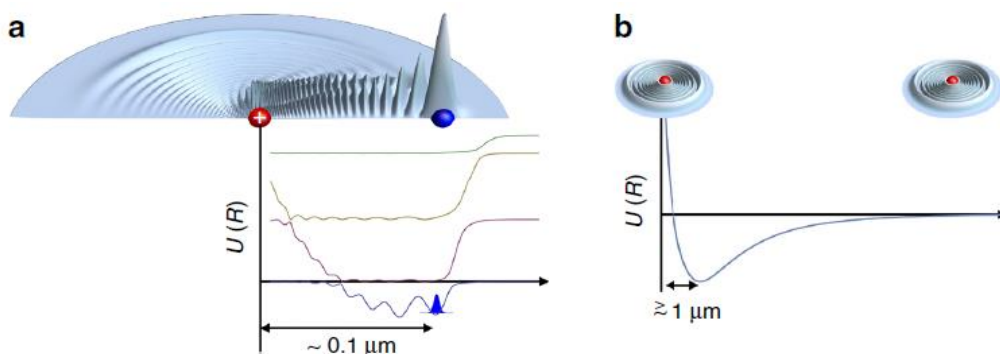


图 5.2 超冷里德堡分子和二聚体，以及里德堡分电子密度和势能曲线。a，超长程里德堡分子；b，里德堡二聚体。超长程里德堡分子由一个基态原子或者一个极性分子嵌入到里德堡原子的电子轨道中形成，因此势能曲线呈现出振荡；大分子二聚体是由两个里德堡原子宏观静电多极相互作用形成的。图片源于文献^[62]。

2002 年人们在理论上预测了 Butterfly molecules 的存在^[56]，直到 2016 年德国 OPTIMAS 研究中心的 Herwig. Ott 小组通过光缔合的方法在实验上观测到了这种分子^[63]。

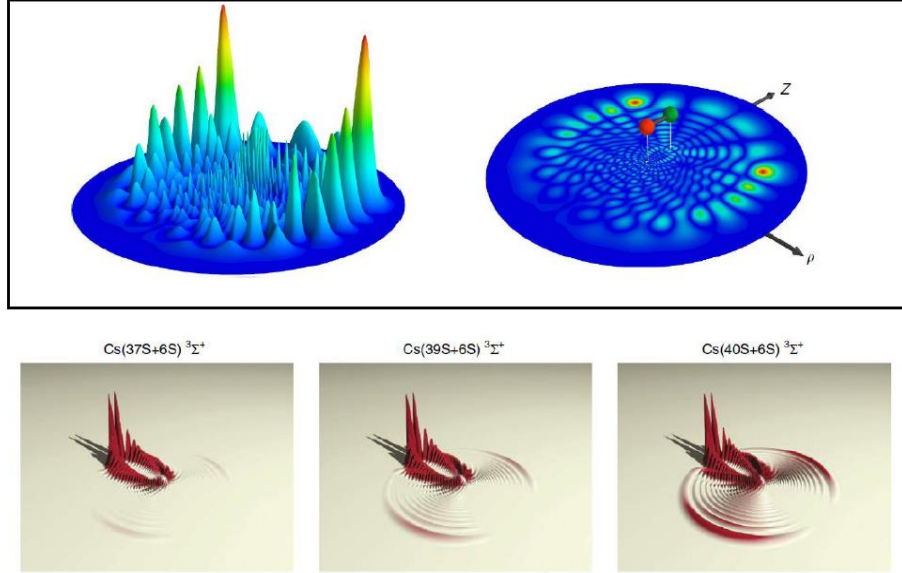


图5.3 上图为超冷里德堡蝴蝶型分子，左侧是里德堡分子径向电子密度，右侧是二维投影，红色和绿色球分别代表里德堡离子和基态原子^[63]；下图为超冷里德堡三叶虫分子，图为37s + 6s, 39s + 6s, 和 40s + 6s的电子密度分布^[62]。

5.3 自旋态的制备以及阶梯型系统装置

5.3.1 电磁感应透明

电磁感应透明 (EIT) 是当耦合光强远大于探测场时，介质对探测光的吸收减弱而成透明的现象。在一个 Λ 型 (Λ -type) 的系统中，EIT 相干诱导两个基态之间的耦合；而在一个阶梯型结构 (ladder-scheme) 中，EIT 相干诱导一个基态和里德堡激发态的耦合，在实验中我们采用的是阶梯型 EIT 结构。

EIT 系统由基态 $|g\rangle$ 、中间态 $|e\rangle$ 以及里德堡激发态 $|r\rangle$ 构成，如图 5.4 所示。 ω_p 、 ω_c 分别为探测光场和耦合光场的角频率。 $\Delta_p = \omega_p - \omega_{eg}$ ， $\Delta_c = \omega_c - \omega_{re}$ ， ω_{eg} 、 ω_{re} 分别为 $|g\rangle \rightarrow |e\rangle$ 和 $|e\rangle \rightarrow |r\rangle$ 的共振跃迁频率。系统的哈密顿量为： $H = H_0 + H_I$

$$H_0 = \hbar\omega_g|g\rangle\langle g| + \hbar\omega_e|e\rangle\langle e| + \hbar\omega_r|r\rangle\langle r| \quad (6.1)$$

$$H_I = -\frac{\hbar}{2}(\Omega_p e^{-i\omega_p t}|e\rangle\langle g| + \Omega_c e^{-i\omega_c t}|r\rangle\langle e|) + h.c. \quad (6.2)$$

H_0 和 H_I 分别为原子的自由哈密顿量和原子与光场相互作用的哈密顿量。其中 Ω_p 和 Ω_c 分别是 $|g\rangle \rightarrow |e\rangle$ 和 $|e\rangle \rightarrow |r\rangle$ 之间的拉比频率, $\Omega = \mu_{ij}\varepsilon E/\hbar$, μ_{ij} 是 $|i\rangle \rightarrow |j\rangle$ 的跃迁偶极矩阵元, E 为电场幅度。

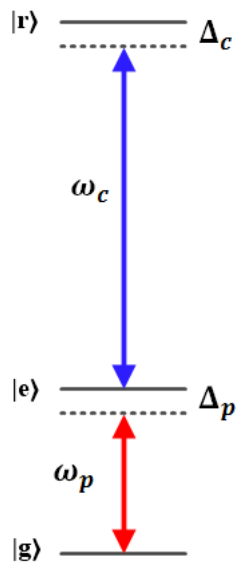


图 5.4 阶梯型 EIT 三能级系统能级结构示意图, $|g\rangle$ 、 $|e\rangle$ 、 $|r\rangle$ 分别代表基态、中间态和里德堡激发态; ω_p 和 ω_c 分别为 $|g\rangle \rightarrow |e\rangle$ 和 $|e\rangle \rightarrow |r\rangle$ 的跃迁共振频率; Δ_p 和 Δ_c 分别为 $|g\rangle \rightarrow |e\rangle$ 和 $|e\rangle \rightarrow |r\rangle$ 的失谐。

在旋波近似下, 系统的哈密顿量经过一个么正变换后得到新的表象下的哈密顿量: $H' = H'_0 + H'_I$

$$H'_0 = \hbar\Delta_p|e\rangle\langle e| + \hbar(\Delta_p + \Delta_c)|r\rangle\langle r| \quad (6.3)$$

$$H'_I = -\frac{\hbar}{2}(\Omega_p|e\rangle\langle g| + \Omega_c|r\rangle\langle e|) + h.c. \quad (6.4)$$

将哈密顿量写成矩阵形式:

$$H' = \frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} 0 & \Omega_p^* & 0 \\ \Omega_p & -2\Delta_p & \Omega_c^* \\ 0 & \Omega_c & -2\delta \end{pmatrix} \quad (6.5)$$

其中 $\delta = \Delta_p + \Delta_c$ 是双光子失谐量。

对于 EIT 形成的系统中, 哈密顿量得到的归一化解为:

$$|D\rangle \propto \Omega_c^*|g\rangle - \Omega_p|r\rangle \quad (6.6)$$

归一化解中没有包含中间态 $|e\rangle$, 因此我们把 EIT 形成的态叫做暗态。当初始态制备

在基态 $|g\rangle$ 上时，介质表现为对探测光的透明。

5.3.2 自旋态的制备以及实验设备

实验上制备原子态的步骤和我们之前讲到的相同，在光阱中得到 4×10^6 个 ^{40}K 基态 $F=9/2$ 的塞曼子能级 $|9/2, 9/2\rangle$ 态的原子， $T \approx 0.3T_F$ 。

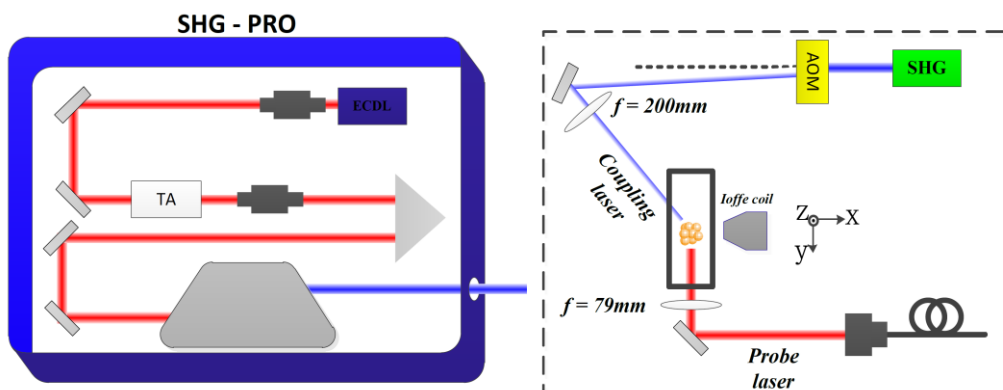


图 5.5 实验装置示意图。耦合光是通过 SHG (*Toptic*) 输出的, 经过 AOM 移频+80MHz, 作用于原子的功率约 700mW; 左图是 SHG 的内部结构, 右图为实验的光路图。

我们选取阶梯型 EIT 系统的三个能级分别为 $4s_{1/2}$ (基态)、 $4p_{3/2}$ (激发态) 和 $ns_{1/2}/nds_{3/2}$ (里德堡态), 如图 5.6 (a) 所示。我们用吸收成像时用到的成像光作为 EIT 系统的弱的探测光场, 对应于 $4s_{1/2} \rightarrow 4p_{3/2}$ 的跃迁线, 我们在时序上进行更改, 在 EIT 过程中先打开探测光 0.05ms 然后关断, 在吸收成像的时候再打开探测光。探测光沿着 z 方向照射原子。

强耦合光场对应于 $4p_{3/2} \rightarrow ns_{1/2}/nds_{3/2}$ 的跃迁线 (457 nm 左右)。实验上我们的强耦合光场是通过一台 TA-SHG-Pro (second harmonic generator) 输出的。SHG 具有很多优点: 高功率输出、低噪声、窄线宽。如图 5.5 所示, SHG 内部结构是先由一台 914nm 的半导体激光输出, 然后经过一个锥形放大器 (TA) 来放大激光功率, 最后注入到一个蝶形倍频腔输出 900mW 的 457nm 蓝色激光。914nm 的激光在注入 TA 之前分出一部分光耦合到波长计 (Highfinesse, WS-7, 分辨率为 10MHz), 用于耦合光频率的监视与扫描。SHG 输出之后单穿声光调制器 (AOM) 移频+80 MHz, 再经过一个 $f = 200$ mm 的透镜聚焦于原子云的中心。强耦合光场在 x - y 平面上, 功率约

为 700mW。探测光和耦合光的强度通过声光调制器(AOM)控制。

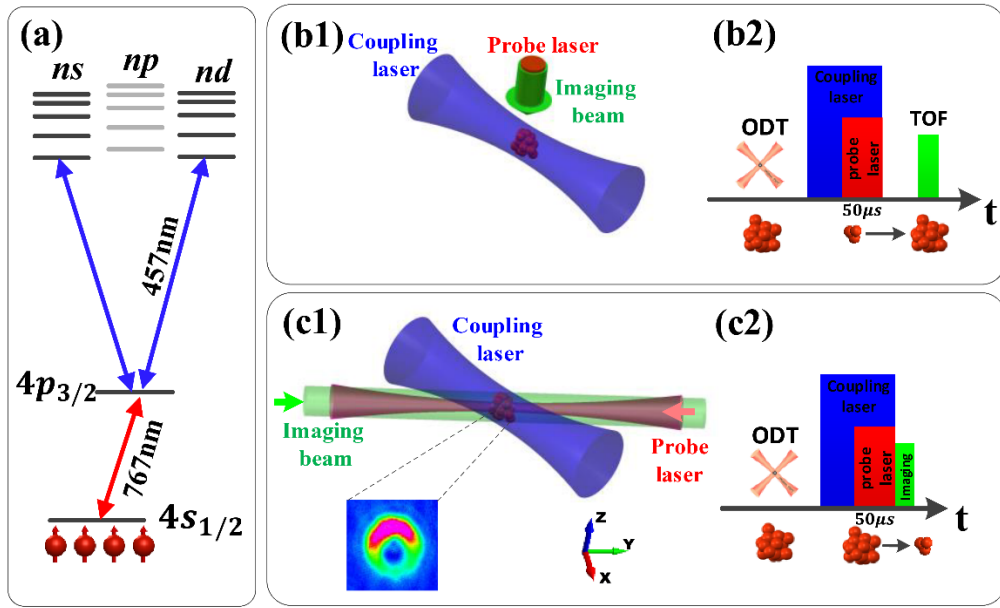


图 5.6 实验装置示意图以及实验过程。(a) ^{40}K 原子双光子激发的能级结构。(b) (c) 是两种不同的测量方法。(b1) 是利用 EIT 的方法测量里德堡激发谱，弱的探测光与吸收成像的光是同一束光，腰斑半径约 1cm，而且沿着 z 方向。(b2) 是时序图，原子绝热自由飞行 12ms，然后吸收成像。(c1) 是诱导里德堡原子离子化的装置。探测光沿着 y 方向，通过一个高数值孔径(NA)的透镜聚焦于原子。插图是强聚焦的探测光照射到原子通过原位成像的方法得到的图像。(c2) 是时序图，原子是通过原位成像观测的。两种方法中，耦合光是相同的，且与 y 轴成 45 度夹角。

5.4 实验过程

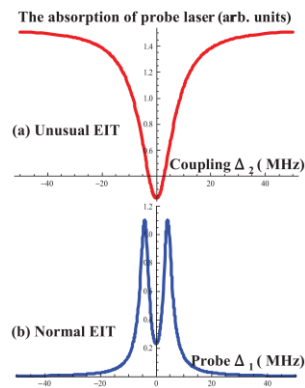


图 5.7 实验上测量 EIT 谱线的两种方法，上图为锁定探测光，扫描耦合光；下图为锁定耦合光，扫描探测光。图片来源于文献^[64]。

通常测量 EIT 谱线^[65]有两种方法,如图 5.7 所示。第一种方法是扫描探测光,测量通过原子样品的光强,耦合光的频率是锁定的^[66-67]。这种方法的结果是一个标准的 EIT 线型,在共振时有一个很窄的透射窗口。另一种方法是锁定探测光,扫描耦合光的频率,然后测量透过原子的探测光的光强^[68],这种方法在热原子中可以消除多普勒背景^[69]。我们在实验中采用类似于第二种的方法,在超冷费米气体中通过测量原子数的损耗来观测里德堡激发谱。

5.4.1 里德堡激发态的 EIT 光谱的测量

我们通过 EIT 的方法测量高激发态里德堡能谱。如图 5.6 (b)图所示,在这个结构中,探测光沿着 z 方向,腰斑半径约为 1 cm,平行照射到原子团。耦合光在 xy 平面且与 y 轴的夹角为 45 度,再经过一个 $f = 200$ mm 的透镜聚焦于原子中心,腰斑半径约为 100 μm 。探测光和耦合光的强度分别为 $I_p = 1.9 \times 10^{-7} \text{W}/\text{mm}^2$ 和 $I_c = 19 \text{W}/\text{mm}^2$ 。

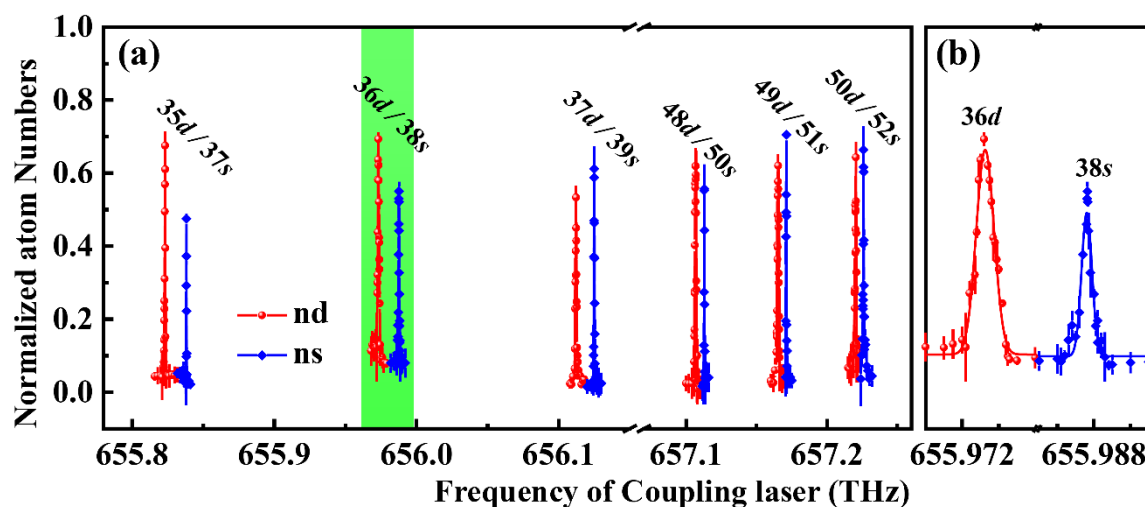


图 5.8 里德堡激发态的 EIT 光谱。固定探测光的频率,扫描蓝光的频率得到周期性出现的谱线。对应的 d 态里德堡谱线为 35d、36d、37d 以及 48d、49d、50d,对应的 s 态里德堡谱线为 37s、38s、39s 以及 50s、51s、52s。(b) 是 (a) 图中绿色高亮部分放大之后的详细谱线,一个周期中包含较宽和较窄两个峰,分别对应 nd 和 ns。每个数据点是经过三次相同的实验测得, error bar 代表标准差。

将 $|9/2, 9/2\rangle$ 态的 ^{40}K 简并费米气体装载到光阱中,只打开探测光 (probe field) 作用于原子,我们调节作用时间以及探测光的失谐,使原子大部分被损耗,只留有一小

部分基态。这个过程是为了确定探测光的作用时间，我们这里确定为 0.05 ms。接下来我们固定磁场并锁定探测光的频率，因为蓝光对原子几乎没有作用，因此我们先提前打开强耦合光 0.05 ms，然后再打开探测光作用 0.05ms。接着关断光阱、磁场、探测光以及耦合光，原子自由飞行 12ms，最后在竖直方向（z 方向）吸收成像。然后我们手动扫描蓝光的频率，并重复前面的过程，观测基态 $|9/2,9/2\rangle$ 的原子数，每个数据点重复测三次。

如图 5.8 所示，我们测量得到剩余的原子数目关于耦合光频率的函数。数据显示有周期性的峰出现（图 5.8a），每一个峰对应一个里德堡激发能级。每一个周期包含一个较宽的峰和一个较窄的峰（图 5.8b）。图中较宽的峰值和较窄的峰分别对应于里德堡激发态 nd 、 ns ，测得的峰值与理论值相吻合。由于 ns 、 nd 的 DC 极化率不同，而且 nd 的极化率是 ns 的 5 倍，因此 nd 的谱较宽， ns 的谱较窄^[40]。

n	$4p_{3/2} \rightarrow ns$ (THz)		$4p_{3/2} \rightarrow nd$ (THz)	
	Theory	Case1/case2(EXP)	Theory	Case1/case2(EXP)
⋮	⋮	⋮	⋮	⋮
34	655.3029431023681	-	655.659524674221	-
35	655.4979318993092	-	655.823724801557	655.82316(1.7) / 655.82248(7.4)
36	655.6758808534406	-	655.9743310378717	655.97318(1.6) / 655.97315(4.3)
37	655.8387191093428	655.83822(4.7) / 655.83786(3.6)	656.1128034791734	656.11210(5.4) / 656.11165(8.2)
38	655.9881103331212	655.98759(1.1) / 655.98717(2.6)	656.2404113369138	-
39	656.1254953764507	656.12488(9.8) / 656.12470(1.1)	656.3582621176565	-
⋮	⋮	⋮	⋮	⋮
48	656.9851716551552	-	657.107695426784	657.10660(1.7)/657.10626(4.4)
49	657.0513937906353	-	657.1663779937315	657.16522(2.8)/657.16448(6.2)
50	657.1135050150388	657.11285(5.7) / 657.11219(4.6)	657.2215558707919	657.22029(3.5)/657.22020(1.0)
51	657.171838680471	657.17111(1.2) / 657.17088(1.0)	657.273502676546	-
52	657.2266950221598	657.22595(2.2) / 657.22548(4.1)	657.3224658396914	-
53	657.2783450294284	-	657.3686695505486	-
54	657.3270337988906	-	657.4123173316837	-
⋮	⋮	⋮	⋮	⋮
60	657.56810476608	-	657.6298340824806	-/657.62722(10)
61	657.6012801754081	-	657.6599614330871	-
62	657.6328057583358	-/657.63169(12)	657.688636394471	-
⋮	⋮	⋮	⋮	⋮

表 5.1 超冷 ^{40}K 费米气体 $4p_{3/2} \rightarrow nd$ 和 $4p_{3/2} \rightarrow ns$ 的跃迁。实验中测到的里德堡态最高的主量子数 $n = 62$ ，这是由于里德堡效应以及原子云的尺寸大小导致的。每一个量子数都对应一个实验测量值和一个理论值，理论值是通过文献^[70]计算得到的。实验值括号内的数值表示分辨率。

我们测到的部分里德堡谱的实验值记录于表 5.1 中，理论值是通过文献^[70]所得。表 5.1 中数据来源于图 5.8 和图 5.9，括号内的数值代表分辨率，依赖于探测光和强

耦合光的频率和光强的稳定性。

5.4.2 诱导离子化的里德堡激发谱

使用光强相对高的探测光，通过里德堡间的强相互作用诱导自发的离子化，从而增强原子的损耗。在强激光的激发下，产生里德堡原子团，然后里德堡原子快速电离，同时伴随里德堡原子数目的快速减少，从而导致基态原子密度降低。

探测光与前面有所不同，实验上采用另一束光沿着 y 方向。平行激光束经过透镜后的腰斑 $\omega_0 \propto \frac{\lambda f}{D}$ ，其中 λ 是激光波长， f 是透镜的焦距， D 是入射激光的光斑直径。因此在实验中，探测光先经过放大，然后再通过一个高数值孔径 B 波段非球面透镜 (ASL10142-B) $f = 79 \mu\text{m}$ ，如图 5.6 (c) 所示，沿着 y 方向聚焦于原子云的中心，光斑直径约 $8 \mu\text{m}$ 。探测场在经过非球面透镜之前，我们将一个放射镜固定在一个可调的电动平移架上，通过压电陶瓷来操控探测场的指向性，使得探测光聚焦与原子云的中心，光强为： $I_p = 1.99 \times 10^{-2} \text{W}/\text{mm}^2$ 。耦合光与前面的实验相同，且光强为 $I_c = 19 \text{W}/\text{mm}^2$ 。

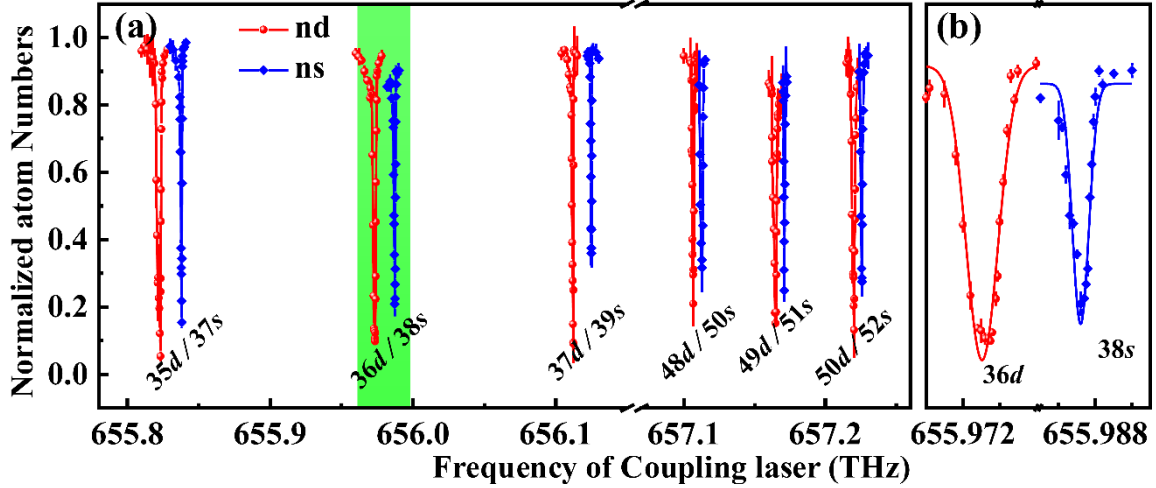


图 5.9 诱导离子化的里德堡激发谱。固定探测光的频率，扫描蓝光的频率得到周期性出现的谱线。对应的 d 态里德堡谱线为 35d、36d、37d 以及 48d、49d、50d，对应的 s 态里德堡谱线为 37s、38s、39s 以及 50s、51s、52s。(b) 是 (a) 图中绿色高亮部分放大之后的详细谱线，一个周期中包含较宽和较窄两个峰，分别对应 nd、ns。每个数据点是经过三次相同的实验测得，error bar 代表标准差。得到的结果与 6.5 的谱线吻合。

实验的过程与之前测里德堡激发态的 EIT 谱线相同，但是实验光路是不同的。当探测光和耦合光作用结束之后，磁场关断。成像过程与之前有所不同，我们在水平方向对原子采用原位成像^{[71]-[74]}，如图 5.6(c)图所示，原子没有自由飞行(TOF)（成像系统在第二章有详细介绍）。同样我们记录了基态原子数随着扫描强耦合光频率的变化曲线，每个数据点测三次。如图 5.9 (a) 所示，我们也得到周期出现的谷，每个周期也同样包含两个谷，与之前的峰相吻合。每个周期的谷分别对应 nd 、 ns 。同样我们发现 nd 对应的谷相较于 ns 要宽一点，与图 5.8 相似。

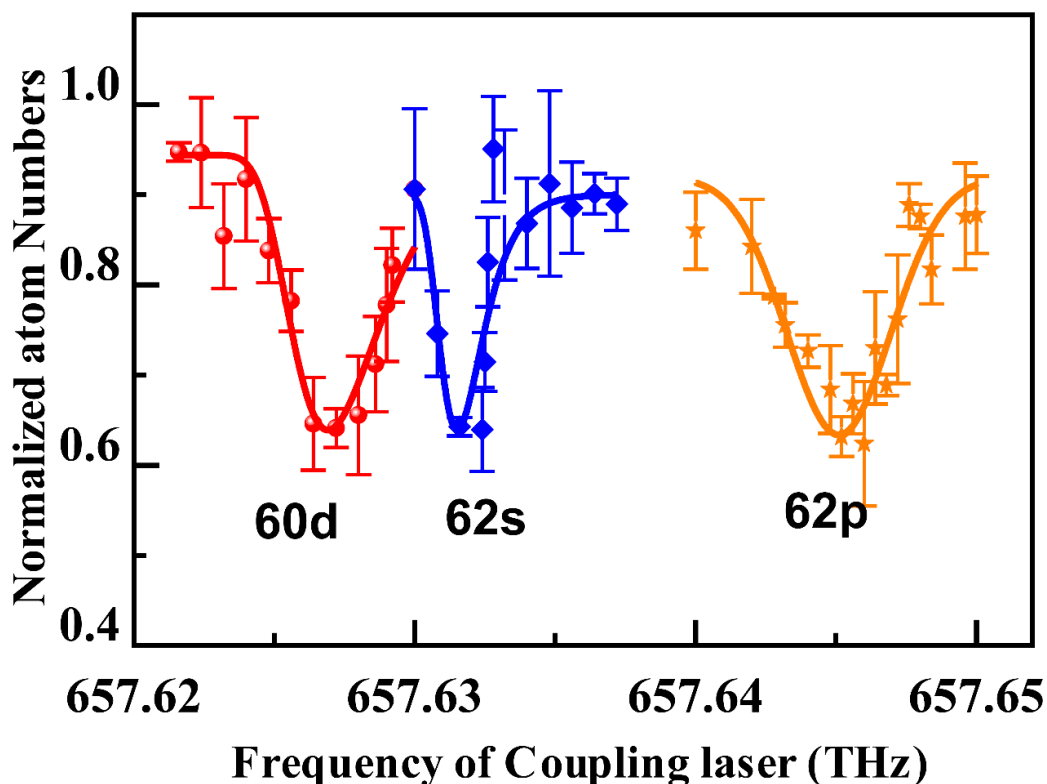


图 5.10 诱导离子化的里德堡激发谱。谱线对应的是 $4p_{3/2} \rightarrow 60d$ 、 $4p_{3/2} \rightarrow 62s$ 以及 $4p_{3/2} \rightarrow 62p$ 的跃迁线。我们能够测到的最高的里德堡态对应的主量子数为 $n=62$ 。测到的 $62p$ 态是偶极禁跃的，可能是系统残留的电场导致的。Error bar 对应三次相同实验得到的标准差。

此外，如图 5.10 所示，我们还观测到了到了一个较宽的 $62p$ 态的损耗，而且只有当主量子数 n 比较高的时候，才能测到的 p 态的谱线。然而 p 态是偶极禁戒，我们猜测可能是由于系统中残留的较小的电场引起的。

5.5 小结

我们在 ^{40}K 简并费米阶梯型的结构中利用 EIT 现象测量了里德堡激发态的光谱，为里德堡激发态的研究提供了一种新的探测方法。我们锁定探测光的频率，扫描强耦合光频率，得到基态 $|9/2, 9/2\rangle$ 的原子数随强耦合光频率变化的函数，得到了里德堡激发态 EIT 光谱。我们得到了 ns、nd 对应的谱线。此外我们改变原来的探测光为水平方向的强聚焦的光，腰斑半径远小于原子云尺寸，诱导里德堡原子快速离子化，使得基态原子迅速减少，得到与前面相吻合的损耗谱线。意外的发现是当主量子数 n 较高时，我们观测到了偶极禁戒的 np 谱线，可能是系统中滞留的电场导致。

里德堡原子具有寿命长、易电离等优势，在量子模拟、量子计算等方面具有重要的应用。此外，里德堡缀饰气体呈现出丰富的多体现象，下一步我们将在此基础上研究缀饰态里德堡费米气体，观测拓扑超流现象。

参考文献

- [1] T. F. Gallagher, Rydberg atoms. (Cambridge University Press, Cambridge 1994).
- [2] I. Mourachko, D. Comparat, F. de Tomasi, A. Fioretti, P. Nosbaum, V. M. Akulin, and P. Pillet, Phys. Many-Body Effects in a Frozen Rydberg Gas. *Phys. Rev. Lett.* 80, 253 (1998).
- [3] M. P. Robinson, B. L. Tolra, M. W. Noel, T. F. Gallagher, and P. Pillet, Spontaneous Evolution of Rydberg Atoms into an Ultracold Plasma. *Phys. Rev. Lett.* 85, 4466 (2000).
- [4] T. C. Killian, M. J. Lim, S. Kulin, R. Dumke, S. D. Bergeson, and S. L. Rolston, Formation of Rydberg Atoms in an Expanding Ultracold Neutral Plasma. *Phys. Rev. Lett.* 86, 3759 (2001).
- [5] W. Li, P. J. Tanner, and T. F. Gallagher, Dipole-Dipole Excitation and Ionization in an Ultracold Gas of Rydberg Atoms. *Phys. Rev. Lett.* 94, 173001 (2005).
- [6] T. Peters, B. Wittrock, F. Blatt, and T. Halfmann, Thermometry of ultracold atoms by electromagnetically induced transparency. *Phys. Rev. A* 85, 063416 (2012).
- [7] U. Schnorrberger, J. D. Thompson, S. Trotzky, R. Pugatch, N. Davidson, S. Kuhr, and I. Bloch, Electromagnetically Induced Transparency and Light Storage in an Atomic Mott Insulator. *Phys. Rev. Lett.* 103, 033003 (2009).
- [8] G. Juzeliunas, and P. Ohberg, Creation of an effective magnetic field in ultracold atomic gases using electromagnetically induced transparency. *Optics and Spectroscopy.* 99, 357 (2005).
- [9] A. Jagannathan, N. Arunkumar, J. A. Joseph, and J. E. Thomas, Optical Control of Magnetic Feshbach Resonances by Closed-Channel Electromagnetically Induced Transparency. *Phys. Rev. Lett.* 116, 075301 (2016).
- [10] T. G. Akin, S. P. Krzyzewski, A. M. Marino, E. R. I. Abraham, Electromagnetically induced transparency with Laguerre–Gaussian modes in ultracold rubidium. *Optics Communications.* 339, 209 (2015).
- [11] C. Ates, S. Sevincli, and T. Pohl, Phys. Electromagnetically induced transparency in strongly interacting Rydberg gases. *Rev. A* 83, 041802 (2011).
- [12] C. Gaul, B. J. Desalvo, J. A. Aman, F. B. Dunning, T. C. Killian, and T. Pohl, Resonant Rydberg Dressing of Alkaline-Earth Atoms via Electromagnetically Induced Transparency. *Phys. Rev. Lett.* 116, 243001 (2016).

- [13] W. C. Xu, and B. DeMarco, Phys, Velocity-selective electromagnetically-induced-transparency measurements of potassium Rydberg states. *Phys. Rev. A* 93, 011801 (2016).
- [14] K. A. Yasir, and W. M. Liu, Controlled Electromagnetically Induced Transparency and Fano Resonances in Hybrid BEC-Optomechanics. *Scientific Reports*. 6, 22651 (2016).
- [15] H. B. Wu, and J. E. Thomas, Optical Control of Feshbach Resonances in Fermi Gases Using Molecular Dark States. *Phys. Rev. Lett.* 108, 010401 (2012).
- [16] I. Fiedler, D. Petrosyan, M. Fleischhauer, and G. Kurizki, Long-range interactions and entanglement of slow single-photon pulses. *Phys. Rev. A* 72, 043803 (2005).
- [17] L. V. Hau, S. E. Harris, Z. Dutton, and C. H. Behroozi, Light speed reduction to 17 metres per second in an ultracold atomic gas. *Nature*, 397, 594 (1999).
- [18] A. K. Mohapatra, T. R. Jackson, and C. S. Adams, Coherent Optical Detection of Highly Excited Rydberg States Using Electromagnetically Induced Transparency. *Phys. Rev. Lett.* 98, 113003 (2007).
- [19] M. Fleischhauere, A. Imamoglu, and J. P. Marangos, *Rev. Mod. Phys.* 77, 633 (2005).
- [20] T. C. Liebisch, M. Schlagmuller, F. Engel, H. Nguyen, J. Balewski, G. Lohead, F. Bottcher, K. M. Westphal, K. S. Kleinbach, T. Schmid, A. Gaj, R. Low, S. Hofferberth, T. Pfau, J. Perez-Rios, and C. H. Greene, Controlling Rydberg atom excitations in dense background gases. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* 49, 182001 (2016).
- [21] J. Sous, H. R. Sadeghpour, T. C. Killian, E. Demler, and R. Schmidt, Rydberg impurity in a fermi gas: Quantum statistics and rotational blockade. *Rhys. Rev. Research* 2, 023021 (2020).
- [22] J. B. Balewski, A. T. Krupp, A Gaj, S Hofferberth, R. Low, and T. Pfau, Rydberg dressing: understanding of collective many-body effects and implications for experiments. *New J. Phys.* 16, 063012 (2014).
- [23] C. Gaul, B. J. DeSalvo, J. A. Aman, F. B. Dunning, T. C. Killian, and T. Pohl, Resonant rydberg dressing of alkaline-earth atoms via electromagnetically induced transparency. *Phys. Rev. Lett.* 116, 243001 (2016).
- [24] A. Gaetan, D. Comparat, P. Pillet, A. Browaeys, and p. Grangier, Observation of Rydberg blockade between two atoms. *Nat. Phys.* 5, 115 (2009).
- [25] R. Heidemann, U, Raitzsch, V. Bendkowsky, B. Butscher, R. Low, and T. Pfau,

- Rydberg excitation of bose-einstein condensate. Phys. Rev. Lett. 100, 033601 (2008).
- [26] M. Viteau, M. Bason, J. Radogostowicz, N. Maloss, O. Morsch, D. Ciampini, and E. Arimondo, Rydberg excitation of a bose-einstein condensate. Laser Physics 23, 015502 (2013).
- [27] P. Schau, J. Zeiher, T. Fukuhara, S. Hild, M. Cheneau, T. Macri, T. Pohl, I. Bloch, and C. Gross, Crystallization in ising quantum magnets. Science 347, 1455 (2015).
- [28] S. Hollerth, J. Zeiher, J. Rui, A. Rubio-Abadal, V. Walther, T. Pohl, D. M. Stamper-Kurn, I. Bloch, and C. Gross, Quantum gas microscopy of Rydberg macrodimers. Science 364, 664 (2019).
- [29] J. Zeiher, J. Y. Choi, A. Rubio-Abadal, T. Pohl, R. Van Bijnen, I. Bloch, and C. Gross, Coherent many body spin dynamics in a long-range interacting ising chain. Phys. Rev. X 7, 041063 (2017).
- [30] V. Borish, O. Markovic, J. A. Hines, S. V. Rajagopal, and M. Schleier-Smith, Transverse-field ising dynamics in a Rydberg -dressed atomic gas. Phys. Rev. Lett. 124, 063601 (2020).
- [31] J. Zeiher, R. van Bijnen, P. Schau, S. Hild, J. -y. Choi, T. Pohl, I. Bloch, and C. Gross. Many body interferometry of a Rydberg -dressed spin lattice. Nat. Phys. 12, 1095 (2016).
- [32] Y. -Y. Jau, A. M. Hankin, T. Keating, I. H. Deutsch, and G. W. Biedermann, Entangling atomic spins with a Rydberg - dressed spin-flip blockade. Nat. Phys. 12, 71 (2016).
- [33] B. Xiong, H. H. Jen, and D. W. Wang, Topological superfluid by blockade effects in a Rydberg-dressed fermi gas. Phys. Rev. A 90, 013631 (2014).
- [34] W. H. Li, T. C. Hsieh, C. Y. Mou, and D. W. Wang, Emergence of a metallic quantum solid phase in Rydberg-dressed fermi gas. Phys. Rev. Lett. 117, 035301 (2016).
- [35] X. Li, and S. D. Sarma, Exotic topological density waves in cold atomic rydberg-dressed fermions. Nat. Commun. 6, 7137 (2015).
- [36] A. Keles, E. Zhao, and X. Li, f -wave superfluid from repulsive interaction in Rydberg-dressed fermi gas. Phys. Rev. A 101, 023624 (2020).
- [37] R. Khasseh, S. H. Abedinpour, and B. Tanatar, Phase diagram and dynamics of Rydberg-dressed fermions in two dimensions. Phys. Rev. A 96, 053611 (2017).

- [38] M. Mattioli, M. Dalmonte, W. Lechner, and G. Pupillo, Cluster luttinger liquids of Rydberg-dressed atoms in optical lattice. *Phys. Rev. Lett.* 111, 165302 (2013).
- [39] W. Xu and B. DeMarco, Velocity-selective electromagnetically-induced-transparency measurements of potassium Rydberg states. *Phys. Rev. A* 93, 011801(R) (2016).
- [40] A. Arias, S. Helmrich, C. Schweiger, L. Ardizzone, G. Lothead, and S. Whitlock, Versatile, high-power 460 nm laser system for rydberg excitation of ultracold potassium. *Opt. Express* 25, 14829 (2017).
- [41] M. Peper, F. Helmrich, J. Butscher, J. A. Agner, H. Schmutz, F. Merkt, and J. Deiglmayr, Precision measurement of the ionization energy and quantum defects of 39K. *Phys. Rev. A* 100, 012501 (2019).
- [42] M. Fleischhauer, A. Imamoglu, and J. P. Marangos, Electromagnetically induced transparency: Optics in coherent media. *Rev. Mod. Phys.* 77, 633 (2005).
- [43] T. M. Weber, T. Niederprum, T. Manthey, P. Langer, V. Guarrera, G. Barontini, and H. Ott, Continuous coupling of ultracold atoms to an ionic plasma via rydberg excitation. *Phys. Rev. A* 86, 020702(R) (2012).
- [44] M. Robert-de-Saint-Vincent, C. S. Hofmann, H. Schempp, G. Gunter, S. Whitlock, and M. Weidemuller, Spontaneous avalanche ionization of a strongly blockaded rydberg gas. *Phys. Rev. Lett.* 110, 045004 (2013).
- [45] D. Jaksch, J. I. Cirac, P. Zoller, S. L. Rolston, R. Côté, and M. D. Lukin, Fast Quantum Gates for Neutral Atoms. *Phys. Rev. Lett.* 85, 2208 (2000).
- [46] M. D. Lukin, M. Fleischhauer, R. Cote, L. M. Duan, D. Jaksch, J. I. Cirac, and P. Zoller, Dipole Blockade and Quantum Information Processing in Mesoscopic Atomic Ensembles. *Phys. Rev. Lett.* 85, 2208 (2000).
- [47] M. Saffman, T. G. Walker, and K. Mølmer, Quantum information with Rydberg atoms. *Rev. Mod. Phys.* 82, 2313–2363 (2010).
- [48] E. Urban, T. A. Johnson, T. Henage, L. Isenhower, D. D. Yavuz, T. G. Walker and M. Saffman, Observation of Rydberg blockade between two atoms. *Nat. Phys.* 5, 110 (2009).
- [49] A. Gaëtan, Y. Miroshnychenko, T. Wilk, A. Chotia, M. Viteau, D. Comparat, P. Pillet, A. Browaeys and P. Grangier, Observation of collective excitation of two individual

- atoms in the Rydberg blockade regime. *Nat. Phys.* 5, 115–118 (2009).
- [50] T. Wilk, A. Gaëtan, C. Evellin, J. Wolters, Y. Miroshnychenko, P. Grangier, and A. Browaeys, Entanglement of Two Individual Neutral Atoms Using Rydberg Blockade. *Phys. Rev. Lett.* 104, 010502 (2010).
- [51] L. Isenhower, E. Urban, X. L. Zhang, A. T. Gill, T. Henage, T. A. Johnson, T. G. Walker, and M. Saffman, Demonstration of a neutral atom controlled-NOT quantum gate. *Phys. Rev. Lett.* 104, 010503 (2010).
- [52] A. Browaeys and T. Lahaye, Many-body physics with individually controlled Rydberg atoms. *Nat. Phys.* 16, 132 (2020).
- [53] C. H. Greene, A. S. Dickinson, and H. R. Sadeghpour, Creation of polar and nonpolar ultra-long-range rydberg molecules," *Phys. Rev. Lett.* 85, 2458 (2000).
- [54] D. Booth, S. T. Rittenhouse, J. Yang, H. R. Sadeghpour, and J. P. Shaffer, Production of trilobite rydberg molecule dimers with kilo-Debye permanent electric dipole moments, *Science* 348, 99 (2015).
- [55] M. T. Eiles, Trilobites, butteries, and other exotic specimens of long-range rydberg molecules, *J. Phys. B: At., Mol. Opt. Phys.* 52, 113001 (2019).
- [56] E. L. Hamilton, C. H. Greene, and H. R. Sadeghpour, Shape-resonance-induced long-range molecular rydberg states, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys* 35, L199 (2002).
- [57] C. Boisseau, I. Simbotin, and R. Cote, Macrodimers: Ultralong range rydberg molecules, *Phys. Rev. Lett.* 88, 133004 (2002).
- [58] S. M. Farooqi, D. Tong, S. Krishnan, J. Stanojevic, Y. P. Zhang, J. R. Ensher, A. S. Estrin, C. Boisseau, R. Cote, E. E. Eyler, and P. L. Gould, Long-range molecular resonances in a cold rydberg gas, *Phys. Rev. Lett.* 91, 183002 (2003).
- [59] S. Hollerith, J. Zeiher, J. Rui, A. Rubio-Abadal, V. Walther, T. Pohl, D. M. Stamper-Kurn, I. Bloch, and C. Gross, Quantum gas microscopy of rydberg macrodimers, *Science* 364, 664 (2019).
- [60] H. Saßmannshausen and J. Deiglmayr, Observation of rydberg-atom macrodimers: Micrometersized diatomic molecules, *Phys. Rev. Lett.* 117, 083401 (2016).
- [61] X-X. Han, S-Y. Bai, Y-C. Jiao, L-P. Hao, Y-M. Xue, J-M. Zhao, S-T. Jia, and G. Raithel, Cs 62D rydberg-atom macrodimers formed by long-range multipole interaction, *Phys. Rev.*

A 97, 031403 (2018).

[62] J. P. Shaffer, S. T. Rittenhouse and H. R. Sadeghpour, Ultracold Rydberg molecules. *Nat. Commun.* 9, 1965 (2018).

[63] T. Niederprum, O. Thomas, T. Eichert, C. Lippe, J. P. Rios, C. H. Greene, and H. Ott, Observation of pendular butterfly rydberg molecules," *Nat Commun* 7, 12820 (2016).

[64] B. D. Yang, Q. B. Liang, J. He, T. Zhang, and J. M. Wang, Narrow-linewidth double-resonance optical pumping spectrum due to electromagnetically induced transparency in ladder-type inhomogeneously broadened media. *Phys. Rev. A* 81, 043803 (2010).

[65] A. K. Mohapatra, T. R. Jackson, and C. S. Adams, Coherent optical detection of highly excited rydberg states using electromagnetically induced transparency. *Phys. Rev. Lett.* 98, 113003 (2007).

[66] K.-J. Boller, A. Imamoglu, and S. E. Harris, Observation of electromagnetically induced transparency. *Phys. Rev. Lett.* 66, 2593 (1991).

[67] C. Y. Ye and A. S. Zibrov, Width of the electromagnetically induced transparency resonance in atomic vapor. *Phys. Rev. A* 65, 023806 (2002).

[68] A. F. M. Monden, EIT spectroscopy on rubidium Rydberg states. Master Thesis (2005).

[69] B. D. Yang, J. Gao, J. Wang, T. C. Zhang, and J. M. Wang, Multiple electromagnetically induced transparency of hyperfine levels in cesium $6s_{1/2}$ - $6p_{3/2}$ - $8s_{1/2}$ ladder-type system. *Acta Phys. Sin.* 60, 114207 (2011).

[70] N. Sibalic, J.D. Pritchard, C.S. Adams, and K.J. Weatherill, Arc: An open-source library for calculating properties of alkali rydberg atoms. *Comput. Phys. Comm.* 220, 319 (2017).

[71] C. L. Hung and C. Chin, In situ imaging of atomic quantum gases, Chapter 6, pp. 101-120. *Quantum Gas Experiments* (2014).

[72] J. F. Sherson, C. Weitenberg, M. Endres, M. Cheneau, I. Bloch, and S. Kuhr, Single-atom-resolved fluorescence imaging of an atomic Mott insulator. *Nature* 467, 68 (2010).

[73] W. S. Bakr, A. Peng, M. E. Tai, R. Ma, J. Simon, J. I. Gillen, S. Folling, L. Pollet, M. Greiner. Probing the Superfluid-to-Mott Insulator Transition at the Single-Atom Level. *Science* 329, 547 (2010).

[74] N. Gemelke, X. B. Zhang, C. L. Hung, and C. Chin, In situ observation of

incompressible Mott-insulating domains in ultracold atomic gases. *Nature* 460, 995 (2009).

总结与展望

在博士期间，我们对 ^{40}K 超冷简并费米气体系统进行优化升级，优化系统空间光路，俘获高密度的简并费米气体。同时优化系统磁场的稳定性，为进一步实验研究奠定了坚实的基础。在实验上，首先我们通过连续的射频脉冲实现了等组份自旋混合态的快速制备；然后我们在简并费米气体中实现了自旋张量-动量的耦合，并证明了中间暗态的存在；最后我们测量了高激发态的里德堡光谱。下面详细总结每一部分工作。

第一部分介绍了激光冷却原子的基本原理，包括了几种基本的冷却机制。然后介绍了优化实验系统的工作，通过对系统全面的优化来提高简并费米气体的俘获效率。首先我们重新设计了真空系统，一级的 3D MOT 设计为 2D MOT；二级 MOT 从亮 MOT 改为暗 MOT，优化冷却光以及光学偶极阱的光路，提高空间的利用率。另外通过外加独立的补偿线圈反馈电路来提高磁场的稳定性。

第二部分介绍了简并费米气体中快速制备等组份的混合态。我们初始态制备在基态 $F=9/2$ 的一个子能级 $|9/2, -9/2\rangle$ 态上，通过测量射频谱得到 π 脉冲时间然后给原子施加连续的射频方形 π 脉冲，最后得到了等组份的混合态，制备时间要远优于我们之前前的实验方案。

第三部分是论文的重点，我们在超冷费米气体中实现了自旋张量和原子的线性动量之间的耦合。通过注入射频的方法测量了 STMC 的能谱，并且证明了中间能态是暗态。此外我们还通过动量分辨谱的方法对 STMC 的能谱进行测量。自旋张量-动量耦合的实现将会激发更多关于新奇的拓扑物质的理论与实验研究。例如，在研究超固体条纹相时，由于中间暗态的存在，可能会产生新奇的非凡拓扑物质。

最后一部分我们介绍了关于 ^{40}K 超冷费米气体的里德堡激发谱。在阶梯型结构中，利用电磁诱导透明 (EIT) 现象，测量里德堡激发态 ns 、 nd 的谱线。实验中我们采用两种方法来测量：一是通过 EIT 诱导原子损耗，锁定弱的探测光扫描强的耦合光来得到里德堡激发态能谱；二是采用强聚焦的探测光诱导里德堡原子快速离子化，从而使得基态原子快速损耗。此外在主量子数较高时，我们还测到了一个谱线与偶极禁戒的 np 态谱线吻合，可能是系统中残留的微弱电场导致的。

自旋张量-动量耦合的实现为下一步研究新的奇特量子现象铺平了道路。条纹相是超固体重要特征，在超冷原子中实现 STMC 可以很好的模拟超固体的一些行为，

因此下一步我们下一次将观测 STMC 的条纹相，并研究相关的量子行为。

对于里德堡原子来说，包括量子模拟、量子计算等许多实验研究都是基于玻色气体的，在费米气体中只有少量的理论研究。然而一些拓扑超流的现象是费米气体中所独有的，因此我们在简并费米气体中开展里德堡的实验研究是非常有必要的。我们在实验中首先测量了里德堡激发态的光谱，但是由于阻塞效应我们只观测到主量子数 $n < 62$ 的激发态光谱。因此下一步我们将通过改进方案实现更高激发态里德堡的光谱，并进一步研究里德堡缀饰费米气体的量子行为，观测拓扑超流等量子现象。

博士研究生期间完成的学术论文

1. **Donghao Li**, Lianghai Huang, Peng Peng, Guoqi Bian, Pengjun Wang, Zengming Meng, Lianghai Chen, Jing Zhang. Experimental realization of spin-tensor momentum coupling in ultracold Fermi gases. **Phys. Rev. A** 102, 013309 (2020).
2. **Donghao Li**, Lianghai Huang, Guoqi Bian, Jie Miao, Lianghai Chen, Zengming Meng, Wei Han, and Pengjun Wang, Preparation of a two-state mixture of ultracold atoms with balanced population subject to the unstable magnetic field. **Chin. Phys. B** (2021 accept)
3. **Donghao Li**, Guoqi Bian, Jie Miao, Pengjun Wang, Zengming Meng, Lianghai Chen, Lianghai Huang, and Jing Zhang, Rydberg excitation spectrum of ^{40}K ultracold Fermi gases. (Submit to **PRA**) (2021).
4. Lianghai Huang, Zengming Meng, Pengjun Wang, Peng Peng, Shao Liang Zhang, Lianghai Chen, **Donghao Li**, Qi Zhou & Jing Zhang. Experimental realization of a two-dimensional synthetic spin-orbit coupling in ultracold Fermi gases. **Nat. Phys.** 12, 540 (2016).
5. Zengming Meng, Lianghai Huang, Peng Peng, **Donghao Li**, Lianghai Chen, Yong Xu, Chuanwei Zhang, Pengjun Wang, Jing Zhang. Experimental observation of a topological band gap opening in ultracold Fermi gases with two-dimensional spin-orbit coupling. **Phys. Rev. Lett.** 117, 235304 (2016).
6. Lianghai Huang, Pengjun Wang, Zengming Meng, Peng Peng, Lianghai Chen, **Donghao Li**, and Jing Zhang, Magnetic-Field Dependence of Raman Coupling Strength in Ultracold 40K Atomic Fermi Gas. **Chin. Phys. Lett.** 33, 033401 (2016).
7. Lianghai Huang, Peng Peng, **Donghao Li**, Zengming Meng, Lianghai Chen, Chunlei Qu, Pengjun Wang, Chuanwei Zhang, Jing Zhang. Observation of Floquet band topology change in driven ultracold Fermi gases. **Phys. Rev. A** 98, 013615(2018).
8. Peng Peng, Ren Zhang, Lianghai Huang, **Donghao Li**, Zengming Meng, Pengjun Wang, Hui Zhai, Peng Zhang, Jing Zhang. Universal Feature in Optical Control of a p-wave Feshbach Resonance. **Phys. Rev. A** 97, 012702 (2018).
9. Peng Peng, Lianghai Huang, **Donghao Li**, Zengming Meng, Pengjun Wang, Jing Zhang. Experimental Observation of Spin-Exchange in Ultracold Fermi Gases. **Chin. Phys. Lett.** 35, 033401 (2018).

10. Peng Peng, Lianghai Huang, **Donghao Li**, Pengjun Wang, Zengming Meng, Jing Zhang. The influence on the lifetime of ^{87}Rb BEC for the far detuning single frequency lasers with different phase noises. **Chin. Phys. Lett.** 35, 063201 (2018).

致谢

时光飞逝，在光电研究所已经度过七个春秋，回首往事，记忆的碎片浮现在脑海中。从当时的无知少年一步一步走过来，有遗憾也有收获。而立之年，感慨万千，在此感谢我的师长、兄弟、朋友、爱人在这段时间给我的帮助与支持。

首先，我要特别感谢我的导师张靖教授。他给我树立了一个伟岸的形象是我做人做事的榜样。张老师对科研的态度非常严谨，一丝不苟，为了解决一个实验上的问题，达到忘我的境界，是我们每一个科研工作者的榜样。张老师知识渊博，耐心指导我们解决实验中遇到的问题，为我们答疑解惑。张老师严于律己，严格要求自己，没有寒暑假、没有休息日，一心奉献给科研事业。张老师对我也有严格要求，使我养成认真对待每一件事的习惯。张老师平易近人，每个周末都会和我们一起做清洁，把实验室的环境搞好。七年来，与张老师的相处是我最重要的时光，是我一生的财富，我由衷地感谢张老师。

感谢光电所，光电所为我们提供了科研平台，为我们提供了良好的学习环境，提供了我们学习的资料。是光电所带我走进超冷原子的世界，让我更多地了解了研究领域的前沿，为我今后的学习奠定了坚实的基础。

感谢光电所的每一位老师。特别感谢彭堃堃院士以及谢常德教授为国家重点实验室撑起学术的蓝天。感谢张天才教授、郜江瑞、王海教授、王军民教授等，你们为光电所作出了杰出的贡献，是你们铸就了光电所的辉煌。

感谢办公室高星老师、曲睿娟老师、程老师、苗老师对我们学习提供了方便。感谢机加工车间每一位师傅以及电子车间的李学峰老师为我们实验的顺利进行提供了保障。

感谢我们实验小组的每一位成员。感谢王鹏军老师和于旭东老师对我学习上的帮助，感谢亦师亦友的黄良辉和彭鹏师兄在实验上对我的指导。感谢师弟边国旗和苗杰，和你们的共同努力下，使我们的实验能够更好地完成。感谢孟增明、李卫、陈良超、樊浩、王亚琼、靳元彬、任珂娜、杨广玉、文凯、师振莲、李子亮、米成栋、王良伟、高翔、周方、闫江伟、Sadiq Nawaz Khan、聂亮、王星宇、刘方德、张越、单标、顾正宇、高晨力、李云达、王彦、Shanhjee Khan 对我实验上的帮助。感谢我的舍友周健和左鹏程对我生活上的帮助。

感谢申恒教授对我学习上的帮助。

感谢我的家人以及我的亲朋好友，特别要感谢我的父母亲，是他们给予我无限的支持，是他们为我的求学道路提供了保障。

最后，我要特别感谢我的妻子谢青，在她的支持下，我可以更加顺利的完成科学研究。

李东豪

二〇二一年三月

个人简历及联系方式

◆个人概况

姓 名：李东豪 性 别：男
出生年月：1991.02 政治面貌：群众
民 族：汉 婚姻状况：已婚
籍 贯：山西省吕梁市
联系电话：
电子邮箱：

◆教育经历

2014.9 – 2021.6	山西大学光电研究所 量子光学与光量子器件国家重点实验室	硕博连读
2010.9 – 2014.6	山西大同大学	本科
2007.9 – 2009.6	山西省岚县高级中学	高中

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：李东豪

2021 年 5 月 21 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：李东豪

导师签名：张清

2021年5月21日