



山西大学
SHANXI UNIVERSITY

2024 届硕士学位论文

交叉光学偶极阱中优化制备 ^{87}Rb 和 ^{40}K
的玻色费米原子混合气体

作者姓名	丁培波
指导教师	黄良辉 教授 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 光电研究所
学习年限	2021 年 9 月至 2024 年 6 月

二〇二四年六月

山西大学

2024 届硕士学位论文

交叉光学偶极阱中优化制备 ^{87}Rb 和 ^{40}K 的玻色费米原子混合气体

作者姓名 丁培波

指导教师 黄良辉 教授

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

光电研究所

学习年限 2021 年 9 月至 2024 年 6 月

二〇二四年六月

Thesis for Master's degree, Shanxi University, 2024

Optimal preparation of Bose and Fermi atomic gas mixtures
for ^{87}Rb and ^{40}K in a crossed optical dipole trap

Student Name	Pei-bo Ding
Supervisor	Prof. Liang-hui Huang Prof. Jing-Zhang
Major	Optics
Specialty	Ultracold atomic physics
Department	State Key Laboratory of Quantum Optics and Quantum Optics Devices, Institute of Opto-Electronics
Research Duration	2021.09-2024.06

June, 2024

摘要

基于量子性质的超冷原子研究仍然是当前物理学的科学前沿和热门领域。超冷原子为探索复杂有趣的物理现象提供了一个理想的实验平台，并且在量子模拟、量子计算、量子信息处理、量子化学以及量子精密测量等领域具有广泛的研究前景。超冷双原子混合物由于其具有大的质量不平衡和特定的光学操控特性，具有特殊的研究意义。其中，碱金属 ^{87}Rb 和 ^{40}K 的超冷玻色-费米混合物由于其许多有趣的特性获得了广泛的关注，并且在玻色-费米 Hubbard 模型、少体和平均场多体物理分析，实现混合亮孤子，产生极性分子等方面取得重大进展。

然而，在实验中实现玻色-费米气体混合物的简并性仍需克服许多问题，如通过减少光辐射异核碰撞损失来增加原子混合物的数量和寿命，避免三维磁光阱（Magneto Optical Trap, MOT）捕获原子阶段中两个高密度原子云重叠引起的空间竞争；找到正确的自旋态来形成原子混合物，并在光学偶极阱（Optical Dipole Trap, ODT）中实现更好的协同蒸发冷却效果。

本论文以 ^{87}Rb - ^{40}K 超冷玻色费米混合气体为研究对象，以 ^{87}Rb 和 ^{40}K 原子在磁阱中实现双暗态磁光阱为基础，将之前 ^{40}K 原子的 D_2 线光学黏团冷却过程优化为 D_1 线冷却过程，并在光学偶极阱中优化了制备 ^{87}Rb - ^{40}K 玻色费米混合物的实验过程。实验上通过逐步减小光学偶极阱深度，详细测量了协同冷却过程每个阶段中 ^{87}Rb - ^{40}K 的原子信息。通过控制两种原子在 MOT 中的装载时间，可以任意调节 ^{87}Rb - ^{40}K 混合物最终实现简并的原子数比例。本文测量了在光学偶极阱中 ^{40}K 的自旋态 $|F=9/2, m_F=9/2\rangle$ 和 ^{87}Rb 的 $|1, 1\rangle$ 组合下混合物的原子数和寿命，相较于 ^{40}K 的自旋态 $|9/2, 9/2\rangle$ 和 ^{87}Rb 的 $|2, 2\rangle$ 组合，该组合可以实现更多的原子数和更长的寿命。通过拟合三个蒸发冷却阶段原子组合的寿命，详细分析了 ^{87}Rb - ^{40}K 混合物在光学偶极阱中的损耗机制。此外，通过添加第三束 1064 nm 激光最终获得了更多的 ^{40}K 原子和更高的费米简并度。这项研究为探索少体碰撞、玻色-费米 Hubbard 模型、制备 $^{87}\text{Rb}^{40}\text{K}$ 基态分子等领域开辟了新的途径。

关键词：光学偶极阱；玻色费米混合气体；原子寿命；光学黏团冷却

ABSTRACT

The study of ultracold atoms, based on their quantum properties, is a scientific frontier and a popular area of physics research. Ultracold atoms provide an ideal experimental platform for exploring complex and interesting physical phenomena and have a wide range of research prospects in the fields of quantum simulation, quantum computing, quantum information processing, quantum chemistry, and quantum precision measurement. Ultracold mixtures are of special research interest due to their large mass imbalance and specific optical manipulation properties. Among them, the ultracold Bose-Fermi mixture of alkali metals ^{87}Rb and ^{40}K has gained extensive attention due to its many interesting properties, and significant progress has been made in the Bose-Fermi Hubbard model, few-body and mean-field many-body physical analysis, the realization of mixed bright solitons, and the generation of polar molecules.

However, many problems still need to be overcome to achieve the degeneracy of Bose-Fermi gas mixtures in experiments, such as increasing the number and lifetime of the atomic mixtures via reducing the light-assisted hetero-nuclear collision losses, avoiding the space competition induced by the overlap of high densities of the two atomic clouds during the stage for capturing atoms in the three-dimensional magnetic-optical trap (3D MOT) and finding the right spin state to form atomic mixtures and achieve better sympathetically evaporative cooling effect in the ODT.

This paper focuses on ultracold Boson-Fermion mixtures of ^{87}Rb and ^{40}K . Based on the realization of a dual dark-state magneto-optical trap (MOT) for ^{87}Rb bosons and ^{40}K fermions in a magnetic trap, we optimize the optical molasses cooling process of ^{40}K atoms from the D_2 line to the D_1 line. Moreover, we employ various techniques to optimize the production of the Bose and Fermi mixtures with ^{87}Rb and ^{40}K in the ODT. By gradually reducing the depth of the optical dipole trap, the atomic information of ^{87}Rb - ^{40}K in each stage of the cooperative cooling process is measured in detail. By controlling the loading time of the two atoms in the MOT, the atomic number ratio of the ^{87}Rb - ^{40}K mixture that ultimately achieves degeneracy can be adjusted arbitrarily. We also measure the atomic number and lifetime of the mixtures at the combination of the spin state $|F=9/2, m_F=9/2\rangle$ of ^{40}K and $|1,1\rangle$ of ^{87}Rb in the ODT, which is larger and longer compared with the combination

of the spin state $|9/2,9/2\rangle$ of ^{40}K and $|2,2\rangle$ of ^{87}Rb . By fitting the lifetimes of atomic combinations in three evaporative cooling stages, the loss mechanism of the ^{87}Rb - ^{40}K mixture in the optical dipole trap is analyzed in detail. Furthermore, we finally obtain more ^{40}K atoms and higher Fermi degeneracy by adding a third 1064 nm laser. The ultracold atomic gas mixtures pave the way to explore phenomena such as few-body collisions and the Bose-Fermi Hubbard model, as well as for creating ground-state molecules of $^{87}\text{Rb}^{40}\text{K}$.

Key words: optical dipole trap; Bose and Fermi gas mixtures; atomic lifetime; optical molasses

目 录

摘 要.....	III
ABSTRACT.....	II
1 绪论.....	1
1.1 玻色子和费米子的简并.....	1
1.2 玻色费米混合气体的最新进展.....	2
1.2.1 极性分子.....	4
1.2.2 超流体.....	5
1.3 论文结构.....	6
2 超冷玻色费米混合气体的制备.....	7
2.1 实验装置.....	7
2.1.1 激光系统.....	7
2.1.2 磁光阱.....	10
2.1.3 光学偶极阱.....	11
2.2 实验系统优化.....	12
2.3 自旋态制备.....	15
2.4 小结.....	18
3 光学偶极阱中优化制备玻色费米原子混合气体.....	20
3.1 概述.....	20
3.2 实验方案及结果分析.....	21
3.2.1 光学偶极阱中飞行展开测量.....	22
3.2.2 精确控制混合气体比例.....	24
3.2.3 光学偶极阱中的损耗机制.....	25
3.2.4 三光束光学偶极阱.....	29
3.2.5 基于优化 ODT 后的实验进展.....	31
3.3 小结.....	32
4 总结与展望.....	33
参考文献.....	35
攻读学位期间取得的研究成果.....	44
致 谢.....	45
个人简况及联系方式.....	47
承 诺 书.....	48
学位论文使用授权声明.....	49

Contents

Chinese Abstract	I
Abstract	II
Chapter 1 Introduction	1
1.1 Degeneracy of Bosons and Fermions	1
1.2 New progress in Bose-Fermi mixture gas	2
1.2.1 Polar molecules	4
1.2.2 Superfluids	5
1.3 Overview of the thesis	6
Chapter 2 Preparation of ultracold Bose-Fermi gas mixture	7
2.1 Experimental system	7
2.1.1 Laser system	7
2.1.2 Magneto-optical Trap	10
2.1.3 Optical dipole trap	11
2.2 Optimization of experimental systems	12
2.3 Preparation of spin states	15
2.4 Conclusions	18
Chapter 3 Optimized preparation of Bose Fermi atomic gas mixture in optical dipole traps	20
3.1 Overview	20
3.2 Experimental plan and result analysis	21
3.2.1 Time of flight imaging in optical dipole trap	22
3.2.2 Precise control of mixed gas ratio	24
3.2.3 Loss mechanisms in optical dipole trap	25
3.2.4 Three-beam optical dipole trap	29
3.2.5 Based on the experimental progress after optimizing ODT	31
3.3 Conclusions	32
Chapter 4 Summary and Outlook	33
Reference	35
Research achievements	44
Acknowledgment	45
Personal profiles	47
Letter of commitment	48
Authorization statement	49

1 绪论

五十年前，原子物理学是一个非常成熟和受人尊敬的领域，但显然不是物理学的“热门”领域。在理论方面，尽管人们必须处理多电子系统的复杂问题，但大多数方法和技术都已经实现，因此没有发展出独立的理论框架。而在过去的几十年里，这种情况发生了巨大的变化，其中有几个开创性的发现使得原子物理成为物理学研究的热门领域。

首先，原子物理学和量子光学多年来发展到了前所未有的量子工程水平，即量子系统的制备、操纵、控制和检测。其次是激光冷却技术的发展。在 20 世纪 80 年代，物理学家 Steven Chu、Claude Cohen-Tannoudji 和 William D. Phillips 等人提出了激光冷却的方法，利用激光来减缓原子的运动，使其冷却到温度为 μK 量级的冷原子领域^[1-3]。1995 年，Wolfgang Ketterle 和 Carl E. Wieman、Eric A. Cornell 等科学家领导的研究小组通过激光冷却和蒸发冷却等技术，成功实现了 ^{23}Na 原子和 ^{87}Rb 、 ^{85}Rb 原子的玻色-爱因斯坦凝聚（Bose-Einstein condensation, BEC）^[4,5]。1998 年，Wolfgang Ketterle 小组首次在 ^{23}Na 原子的 BEC 中观察到 Feshbach 共振^[6]。1999 年，Deborah Jin 的研究小组成功将双组分的 ^{40}K 原子冷却到费米温度 $0.5 T_F$ ，最终实现了简并费米气体（Degenerate Fermi gas, DFG）^[7]。2002 年，Immanuel Bloch 小组在 ^{87}Rb 原子的光晶格中实现超流体到 Mott 绝缘体的相变实验^[8]，超冷原子的物理学进入了强相关系统的领域。

自 1995 年以来，超冷原子物理成为了物理学中的热门领域。而实现 BEC 和 DFG 的量子简并又为创造简并玻色-费米、玻色-玻色、费米-费米混合的研究创造了条件，使得研究超冷极性分子^[9]、人工规范场^[10,11]、超流^[12,13]、超固态^[14]等领域成为新的可能。这些重要进展加深了我们对量子物理学、凝聚态物理学和精密测量的理解，为开发新技术和推动基础科学研究打开了崭新的视野。

1.1 玻色子和费米子的简并

在已知宇宙中，大多数粒子被归类为玻色子或费米子。玻色子具有整数倍自旋，服从玻色-爱因斯坦统计规律，所组成的全同粒子体系的波函数是对称的，例如自然界中的声子、光子、 α 粒子、氦核和介子。费米子具有半整数自旋服从费米-狄拉克

统计规律，所组成的全同粒子体系的波函数是反对称的，例如质子、中子和电子都是费米子。而相对于我们研究的原子气体来说，其性质取决于所有粒子自旋数之和，例如在低温下以超流性而闻名的 ^4He 是一个复合玻色子，以费米子自旋性而著称的 ^3He 是一个复合费米子。本实验所用的 ^{87}Rb 是玻色子， ^{40}K 是费米子。

在接近绝对零温的极限下，玻色子和费米子具有明显不同的集体行为。根据玻色-爱因斯坦统计，多个玻色子可以占据相同的量子态，这导致在低温下出现了新的量子态，即玻色-爱因斯坦凝聚。BEC 原子表现出有趣的量子性质，如物质波干涉^[15]和超流性^[16]。根据费米-狄拉克统计，任何给定量子态最多只能容纳一个费米子，且费米子不能占据相同的量子态，这导致在低温下形成费米量子简并。DFG 具有许多独特的量子性质，其中包括对外部势场的敏感性、费米海的形成^[17]和费米子配对^[18]等现象。

本项工作的主要研究对象是玻色子和费米子的混合物。超冷玻色费米混合物由于其独特的原子系综表现出许多不同性质。例如，液体 ^4He （玻色子）中的超流转变温度会由于 ^3He （费米子）的存在而升高^[19]。此外，玻色子晶格激发介导固体中电子库珀对的形成，从而导致超导^[20]。在超冷原子领域，由于泡利不相容原理，费米子之间的 s-波碰撞被禁止，无法进一步冷却，通常使用玻色气体将费米气体冷却到更低的温度^[21]，在这些温度下，强相互作用的超冷玻色费米混合物将会经历量子相变而呈现新的配对现象^[22]。

1.2 玻色费米混合气体的最新进展

随着冷却原子技术的不断更新和进步，超冷原子的实验制备和操控技术已经日益成熟^[23]。现在，我们能够以高分辨率的光学手段精密操控和检测原子，从单个原子到数十亿个原子不等^[24]。超冷原子以其易于操控、多样性和可调性等特点成为研究各种相关课题的理想平台，涵盖了量子模拟^[25,26]、量子计算^[27]、原子钟^[28]和精密测量^[29]等领域。本节首先介绍一下玻色费米混合气体的基础研究，以及在极性分子和超流体领域的新进展。

玻色子和费米子量子场激发之间的相互作用在理解高能物理和凝聚态物理基本过程中起着非常重要的作用。最近的一篇报道研究了量子简并玻色-费米混合物中从弱相互作用区到强相互作用区声子的传播特性^[30]。通过光学激发气体中的密度波，从玻色-爱因斯坦凝聚态的原位图像中测量它们的速度和阻尼率。观察到原子间吸引

相互作用会使声子的速度发生显著变化，而排斥相互作用引起的变化可以忽略不计（图 1.1）。这种不对称性的实验结果与扰动预测有很大的偏差。这一观测结果为探索强相互作用区玻色-费米混合物的新量子相提供了辉煌的前景。

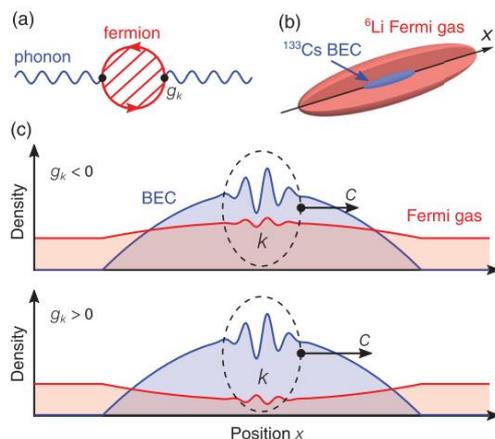


图 1.1 耦合到费米子量子场的玻色子准粒子（声子）^[30]

Fig. 1.1 Boson quasiparticles (phonons) coupled to fermionic quantum fields.

南方科技大学吴志刚小组基于上面实验结果发展了玻色费米混合物的强耦合理论^[31]，该理论能够在满足压缩求和法则的同时处理共振原子间相互作用。混合物在接近共振的强相互作用下是可以稳定存在的，这与实验结果是一致的，但与广泛使用的微扰理论不一致。其次，他们还计算了 ^{133}Cs - ^6Li 混合物中玻色气体的声速，再次发现与弱相互作用和强相互作用下的实验观察结果非常一致（图 1.2）。该理论的核心是将费米子介导的相互作用推广到有限频率和强玻色-费米散射区域。这进一步导致了玻色气体和费米气体声子模式的预测复杂化，可以直接用布拉格光谱观察。

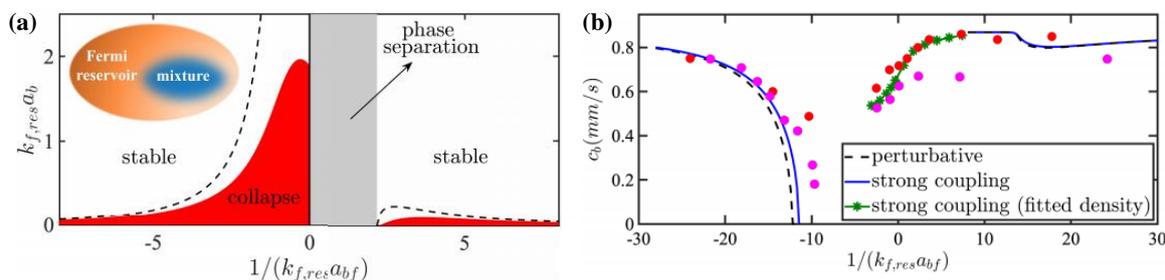


图 1.2 (a) ^{133}Cs - ^6Li 混合物与密度比的绝热相图 (b) 强耦合理论与实验结果的对比图^[31]

Fig. 1.2 (a) Adiabatic phase diagram of ^{133}Cs - ^6Li mixture with density ratio (b) Strong coupling theory with experimental results

1.2.1 极性分子

异核分子是超冷原子中的一个重要课题，由于电偶极矩的特性使其具有广阔的应用前景，例如作为具有长程各向异性相互作用的量子气体^[32]，用于新型量子计算方案的量子比特^[33]，作为精密测量的灵敏探针^[34]。但由于量子效应和多体碰撞过程，分子的产生变得非常复杂，尤其是当样品含有玻色子和费米子的混合物时。最近的一篇文章报道一种利用量子相变有效产生异核分子的方法，这种方法能够在量子简并态下有效生成 Na-K 分子。通过改变施加的磁场来调节种间相互作用，利用量子相变驱动玻色-费米混合物产生分子^[35]。实验过程从玻色子和费米子解耦并形成 BEC 和费米海的低相互作用开始，在不加热样品的情况下缓慢增加了玻色-费米引力，随着引力相互作用的增加，BEC 中玻色子的比例降低，玻色子与费米子结合，形成异核分子（图 1.3）。最终，BEC 完全耗尽，几乎所有的玻色子都结合成分子。

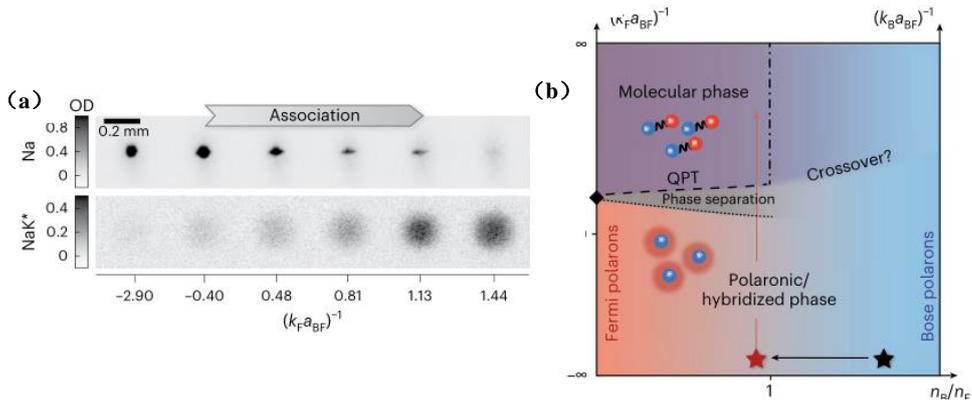


图 1.3 (a) 飞行吸收成像图 (b) 简并玻色-费米混合物的相图^[35]

Fig. 1.3 (a) Flight absorption imaging (b) Phase diagram of a degenerate Bose-Fermi mixture

自旋强相互作用是许多有趣的现象和应用的基础。有效的自旋耦合是通过分子电偶极矩介导的长程、各向异性的偶极相互作用来实现的，分子电偶极矩可与外加电场和微波进行调谐。最近，美国科罗拉多大学叶军小组利用 ^{87}Rb - ^{40}K 玻色费米气体在二维谐波势阱中实现了一个具有高可控性的自旋相互作用系统^[36]。孤立二维偶极分子层通过控制外部电场 (E) 实现具有高度可调性的自旋相互作用（图 1.4）。在较短的演化时间内，系统的动力学演化受自旋自由度中的偶极相互作用控制，实现一个自旋态高度纠缠的哈密顿量。在长时间的分子热运动和偶极相互作用碰撞因素下，观察到不可逆自旋退相干过程。这项工作建立了一个自旋相互作用平台，利

用可调节的强相互作用实现对多体自旋动力学和自旋演化物理的探索。

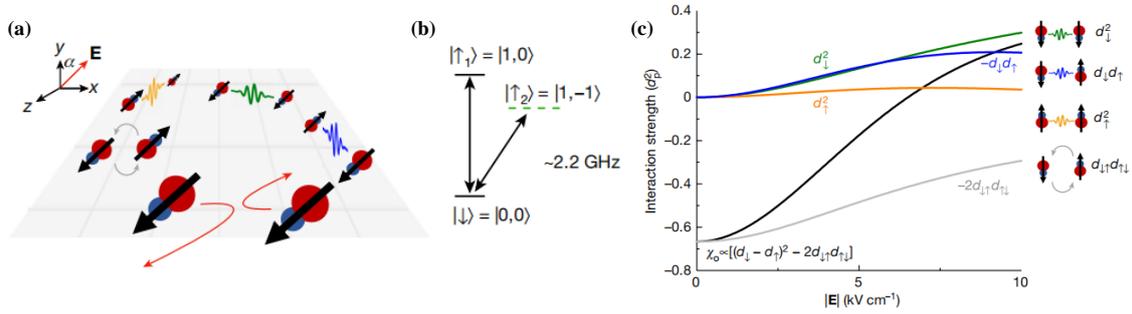


图 1.4 极性分子的二维动力学自旋系统^[36]

Fig. 1.4 Two-dimensional dynamical spin systems for polar molecules

1.2.2 超流体

用超低温原子进行的量子模拟为实验室研究奇异物质开辟了一个新的前沿。最具启发性的例子之一是在费米-费米混合物中，Bardeen-Cooper-Schrieffer (BCS) 超流体和 Bose-Einstein condensate (BEC) 之间的相变实验。最新的研究报道一维晶格中短程原子气体玻色-费米混合物的 Lai-Yang 模型^[37]，当原子间是吸引相互作用时，该模型展现出丰富多样的相干基态相（图 1.5），它们随相互作用的内在强度和相对强度而变化。

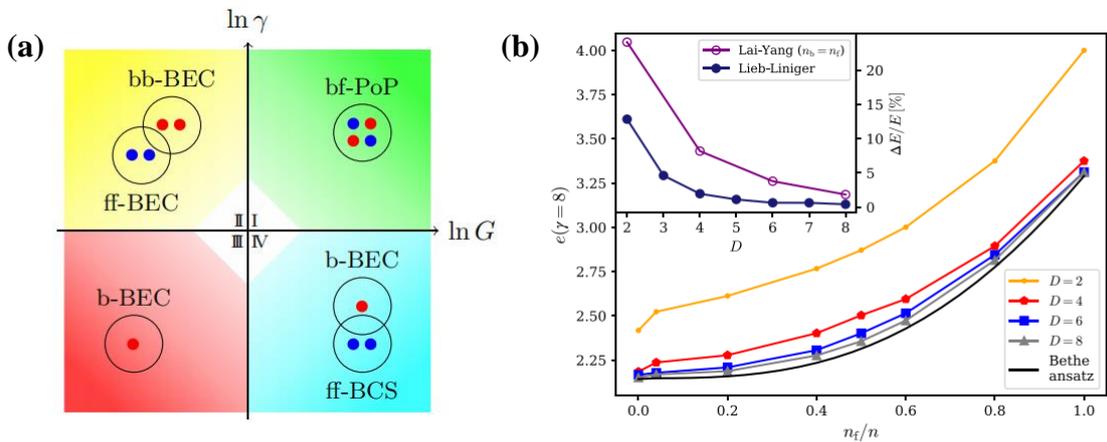


图 1.5 (a) 不同的准随机相干基态相图 (b) Lai-Yang 模型与 Bethe Ansatz 模型的对比结果^[37]

Fig. 1.5 (a) Different quasi-random coherent ground state phase diagram (b) Comparison results of the

Lai-Yang model with the Bethe Ansatz model

最近，东京大学的科研小组从理论上研究了在 Feshbach 共振附近玻色-费米混合物中原子和分子超流体之间的连续性^[38]。简要考虑一个具有费米原子 f、玻色原子 b

和闭通道分子 F 的双通道模型，建立了一个基于 b - f - F Feshbach 耦合的平均场框架。由此得到的有效哈密顿量不仅表现出原子-原子与分子-分子库珀对之间的连续性（图 1.6），而且也类似于 Suhl-Matthias-Walker-type 库珀对交换耦合的双带超导体模型。他们演示了原子和分子的费米超流体如何在超流体理论中共存。

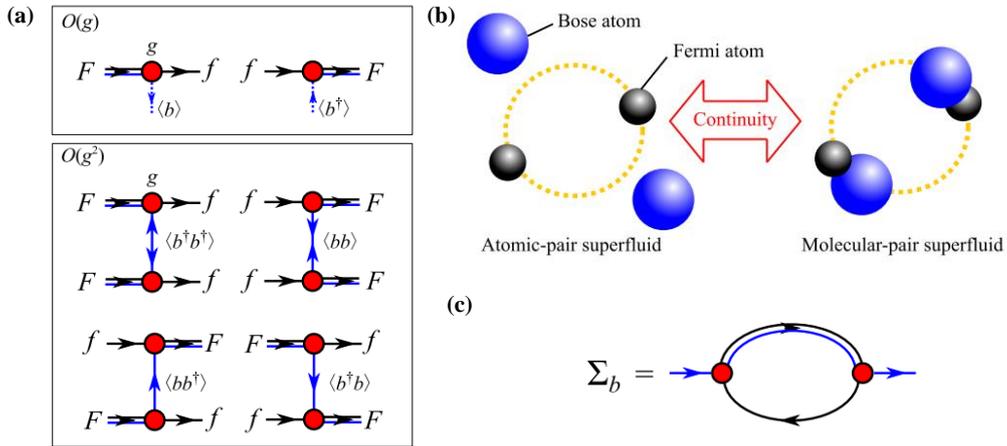


图 1.6 (a) 费米子和复合费米子的 Feshbach 有效耦合 (b) 原子对和分子对 BCS 超流体之间的连续性 (c) 玻色子能量的朗道衰减^[38]

Fig. 1.6 (a) Feshbach effective coupling of fermions and composite fermions (b) Continuity between atom-pair and molecule-pair BCS superfluids (c) Landau decay of boson energies

1.3 论文结构

第一章介绍了超冷原子的几个重要发展历程和自然界中玻色子和费米子的分类及其对应的量子简并态：玻色爱因斯坦凝聚态和费米气体简并态。基于基础研究的突破简单介绍了玻色费米混合气体在极性分子和超流体领域的新进展。

第二章简要描述了超冷玻色费米混合气体 ^{87}Rb - ^{40}K 的实验系统，并对实验上实现超冷玻色费米混合气体 ^{87}Rb - ^{40}K 技术做了简单回顾。然后重点介绍了 ^{40}K 原子光学黏团冷却过程的优化和自旋态制备技术。

第三章详细介绍在光学偶极阱对于 ^{87}Rb 和 ^{40}K 的玻色费米混合气体制备的优化技术。首先，我们研究了冷却过程中每个阶段的蒸发冷却情况。通过控制两种原子在 MOT 中的装载时间，可以任意调节 ^{87}Rb - ^{40}K 混合物的原子数比例。测量了在光学偶极阱中 ^{40}K - ^{87}Rb 混合物的原子数和寿命。最后，通过额外增加第三束 1064 nm 激光获得了原子数目 (8×10^6) 更多和费米简并度 ($T/T_F=0.25$) 更高的 ^{40}K 原子。

第四章总结了本论文的工作以及展望了未来的研究工作。

2 超冷玻色费米混合气体的制备

2007年7月，我们小组在 QUIC 阱（Ioffe 线圈与四极阱的组合）中实现了 ^{87}Rb 的玻色-爱因斯坦凝聚，同年8月实现了 ^{40}K 费米气体的量子简并。实验制备 ^{87}Rb 和 ^{40}K 的简略实验过程如图 2.1 所示，碱金属原子气体制备到量子简并需要经过磁光阱装载预冷却、压缩磁光阱（CMOT）、光学黏团冷却（Optical molasses）、光抽运（Optical pump）、磁阱和光阱蒸发冷却（Evaporative cooling）等几个标准过程。尽管这些技术都已经发展的相对成熟，但为了更快速的制备和获得更高的原子数密度，实验上也不断发展出一系列新的装载冷却技术应用到实验系统中。在这里，简单描述了实验装置和实验过程，然后介绍了对系统的优化以及自旋态制备技术。

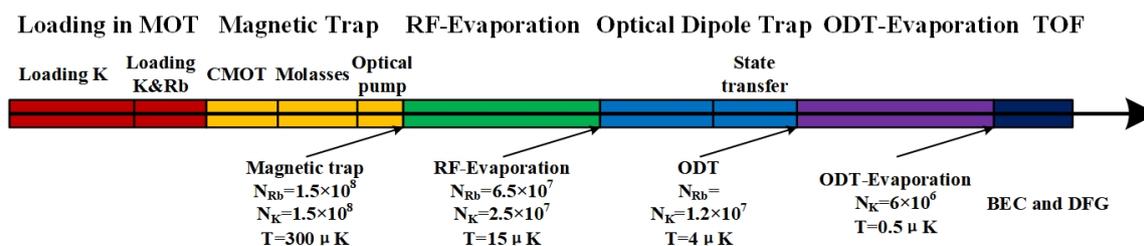


图 2.1 实验过程简略图

Fig. 2.1 Brief diagram of the experimental procedure

2.1 实验装置

^{87}Rb - ^{40}K 的实验系统包括真空系统、激光系统、磁场系统、成像系统、计算机控制系统。这些实验系统已经在之前的博士论文^[39-42]中有详细介绍，这里主要介绍一下实验装置升级完善的部分。

2.1.1 激光系统

本实验所用的激光由四台 Toptica 半导体激光器获得，激光对应的原子能级如图 2.2 所示，其中两台半导体激光器用于 ^{87}Rb 原子 D_2 线的冷却光（Cooling Laser）和再抽运光（Repump Laser），一台用于 ^{40}K 原子 D_2 线的冷却光（Cooling Laser）和再抽运光（Repump Laser），实验室新增加了一台 770nm 的激光器，用于 ^{40}K 原子 D_1 线的冷却光（Cooling Laser）和再抽运光（Repump Laser）。这些激光通过声光调制

器（Acousto-optic modulator）可产生实验中探测光（Probe Laser）、抽运光（Pump Laser）、推送光（Push Laser）等，实验所用激光的相应频率^[43,44]如表 2-1 所示。

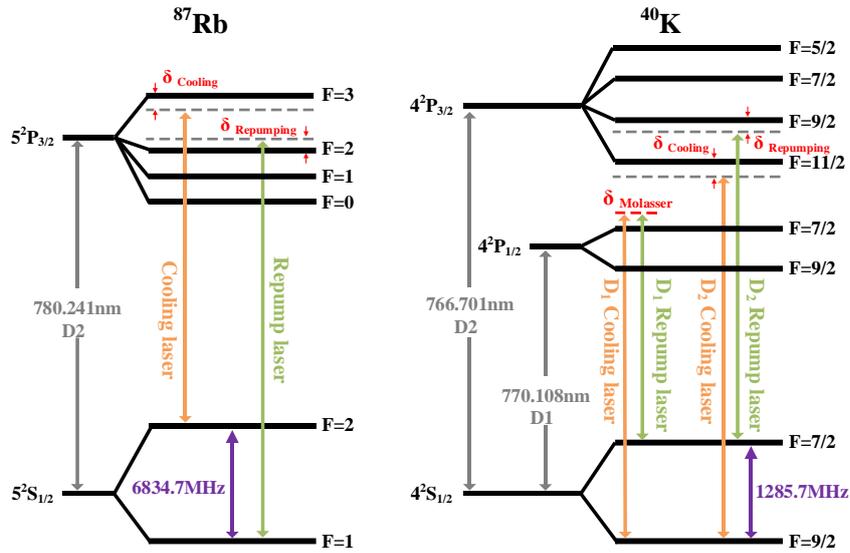


图 2.2 ^{87}Rb - ^{40}K 原子能级示意图

Fig. 2.2 Schematic diagram of ^{87}Rb - ^{40}K atomic energy level

表 2-1 激光系统频率 ($\Gamma=6\text{ MHz}$)

^{87}Rb 原子激光频率			
激光种类	跃迁频率	失谐量	激光功率 (mw)
D ₂ 冷却光	$5^2\text{S}_{1/2}\text{F}=2 \rightarrow 5^2\text{P}_{3/2}\text{F}=3$	-2.2Γ	170(2D)/180(3D)
D ₂ 再抽运光	$5^2\text{S}_{1/2}\text{F}=1 \rightarrow 5^2\text{P}_{3/2}\text{F}=2$	-5.13Γ	25(2D)/30(3D)
探测光	$5^2\text{S}_{1/2}\text{F}=2 \rightarrow 5^2\text{P}_{3/2}\text{F}=3$	0	0.06
抽运光	$5^2\text{S}_{1/2}\text{F}=2 \rightarrow 5^2\text{P}_{3/2}\text{F}=2$	$+1.6\Gamma$	0.2
推送光	$5^2\text{S}_{1/2}\text{F}=2 \rightarrow 5^2\text{P}_{3/2}\text{F}=3$	-4.93Γ	3.5
^{40}K 原子激光频率			
激光种类	跃迁频率	失谐量	激光光强 (mw)
D ₂ 冷却光	$4^2\text{S}_{1/2}\text{F}=9/2 \rightarrow 4^2\text{P}_{3/2}\text{F}=11/2$	-2.2Γ	75(2D)/75(3D)
D ₂ 再抽运光	$4^2\text{S}_{1/2}\text{F}=7/2 \rightarrow 4^2\text{P}_{3/2}\text{F}=9/2$	-2.2Γ	75(2D)/160(3D)
D ₁ 冷却光	$4^2\text{S}_{1/2}\text{F}=9/2 \rightarrow 4^2\text{P}_{1/2}\text{F}=7/2$	3.5Γ	80
D ₁ 再抽运光	$4^2\text{S}_{1/2}\text{F}=7/2 \rightarrow 4^2\text{P}_{1/2}\text{F}=7/2$	3.5Γ	150
探测光	$4^2\text{S}_{1/2}\text{F}=9/2 \rightarrow 4^2\text{P}_{3/2}\text{F}=11/2$	0	0.06

续表 2-2 激光系统频率 ($\Gamma=6$ MHz)

抽运光	$4^2S_{1/2}F=9/2 \rightarrow 4^2P_{3/2}F=9/2$	-3.78Γ	0.3
推送光	$4^2S_{1/2}F=9/2 \rightarrow 4^2P_{3/2}F=11/2$	-1.76Γ	1.2

利用饱和吸收锁频技术，实验上将 ^{87}Rb 原子的 Cooling 光频率锁定在 ^{87}Rb 原子的 $F=2 \rightarrow F'=3$ 的跃迁线上，将 Repump 光频率锁定在 ^{87}Rb 原子的 $F=1 \rightarrow F'=1 - F'=2$ 的交叉线上，将 ^{40}K 原子的 D_2 线激光频率锁定在 ^{39}K 原子 $F=1 \rightarrow F'=0, 1, 2$ 的跃迁线上，将 ^{40}K 原子的 D_1 线激光频率锁定在 ^{39}K 原子 $F=1 \rightarrow F'=2$ 的跃迁线上。锁频后的激光首先经过保偏光纤进入四台一级放大的注入锁定激光器，放大后的激光经过三台半导体激光放大器（Tapered Amplifiers, TA）二级放大以满足实验所需的激光功率， ^{87}Rb 和 ^{40}K 的激光系统如图 2.3 所示。

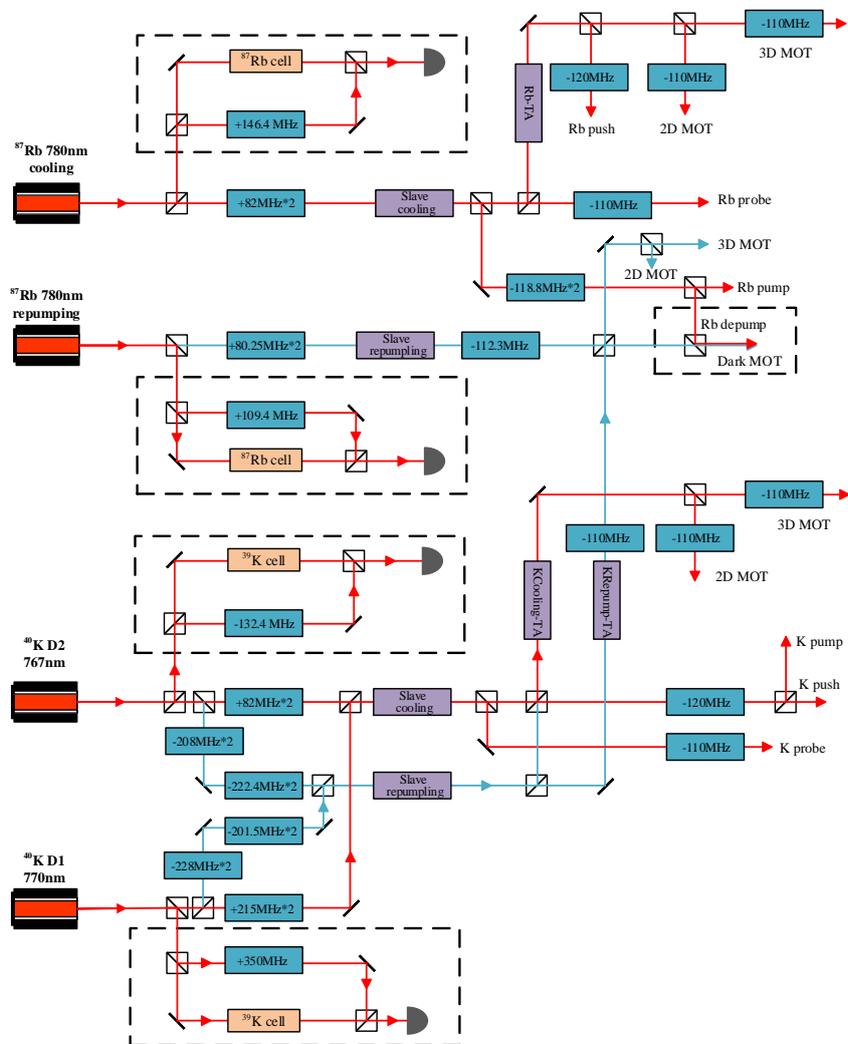


图 2.3 激光系统装置图

Fig. 2.3 Laser system setup diagram

2.1.2 磁光阱

磁光阱是由磁场和光场组合形成初步冷却的势阱结构，我们实验系统的磁光阱分为初步冷却捕获原子气体的二维磁光阱和束缚冷却的三维磁光阱，实验结构如图 2.4 (a) 所示，3D MOT 由一对反向亥姆霍兹线圈形成的四极阱和三组两两对射的循环冷却光构成。 ^{87}Rb 和 ^{40}K 混合气体在 MOT 中的损耗机制主要有光致碰撞损耗、超精细态交换碰撞损耗等。为了减少 MOT 中光致碰撞损耗而更快速的制备实验气体，我们小组将之前的亮态磁光阱改为了暗态磁光阱^[45]，从而极大地降低了 MOT 中光致碰撞损耗。

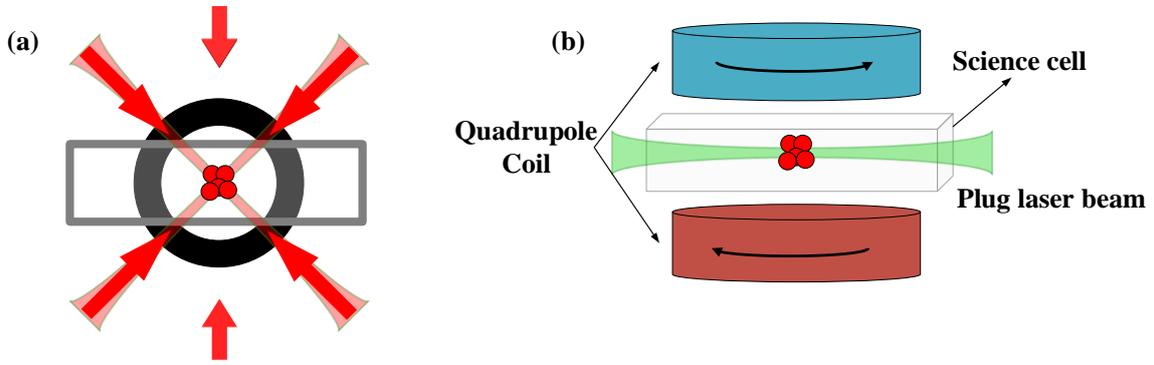


图 2.4 (a) 3DMOT 示意图 (b) 复合磁阱示意图

Fig. 2.4 (a) Schematic of 3DMOT (b) Schematic of composite magnetic trap

磁光阱捕获的原子经过压缩磁光阱、光学黏团冷却、光抽运等过程后需要在磁阱中蒸发冷却。实验上采用一束 18 W 的 532 nm 蓝失谐激光沿水平方向穿过磁阱中心，与四极阱形成复合磁阱（图 2.4），其排斥势能可表示为由 D_1 线和 D_2 线跃迁引起的合并势能^[46]：

$$U = -\frac{3\pi c^2}{2\omega_{eff}^3} \frac{2P}{\pi w^2} \left(\frac{\Gamma_{eff}}{\omega_{eff}-\omega} + \frac{\Gamma_{eff}}{\omega_{eff}+\omega} \right) \quad (2.1)$$

式中， P ， w 分别是蓝失谐光束的功率和腰斑大小， ω 是光束的频率， $\omega_{eff} = (\omega_{D_1} + 2\omega_{D_2})/3$ 和 $\Gamma_{eff} = (\Gamma_{D_1} + 2\Gamma_{D_2})/3$ 为原子的有效谐振频率和有效自发辐射速率， ^{87}Rb 的参数 $\omega_{eff} = 2\pi c/787.6 \text{ nm}$ 和 $\Gamma_{eff} = 2\pi \times 5.9 \text{ MHz}$ ， ^{40}K 的参数 $\omega_{eff} = 2\pi c/768.4 \text{ nm}$ 和 $\Gamma_{eff} = 2\pi \times 6 \text{ MHz}$ ，计算可得蓝失谐激光排斥势约为 $300 \mu\text{K}$ ，在磁场零点附近的原子被蓝失谐激光推开。

2.1.3 光学偶极阱

实验上将磁阱中冷却后的原子混合物转移到一个远失谐的交叉光学偶极阱 (ODT) 中进行光阱蒸发冷却^[47]。ODT 的波长为 1064nm, 红失谐于 ^{40}K 和 ^{87}Rb 的 D_1 线和 D_2 线, 因此 ^{40}K 和 ^{87}Rb 原子都能感受到与光强成正比的吸引势。较大的失谐也可以避免原子发生自发辐射从而突破单光子反冲极限温度, 另外 ODT 势能与超精细态或塞曼态无关, 这为制备不同自旋混合物的实验提供了可能性。

光学偶极阱的装置如图 2.5 (a) 所示, 两束交叉的 1064 nm 激光束功率为 3.4 W 和 2.3 W, 聚焦后的腰斑为 50 μm 和 45 μm , 其偶极势和散射率可以由式 (2.2) 和 (2.3) 表示:

$$U = -\frac{3c^2}{\omega_{eff}^3} \left(\frac{\Gamma_{eff}}{\omega_{eff}-w} + \frac{\Gamma_{eff}}{\omega_{eff}+w} \right) I(r, z) \quad (2.2)$$

$$\Gamma_{sc}(r) = \frac{3\pi c^2}{2h\omega_0^3} \left(\frac{\Gamma}{\Delta} \right)^2 I(r) \quad (2.3)$$

其中 $I(r, z) = 2Pe^{\frac{-2r^2}{w(z)^2}}/\pi w(z)^2$, 代入 ^{87}Rb 和 ^{40}K 的具体数值, 可以算出两种原子 ODT 势能的比值约为 $U_K/U_{Rb} = 0.88$, 估算最大功率时 ODT 的势能分别约为 30 μK 和 26 μK 。在 ODT 蒸发冷却后即可获得超冷玻色费米混合气体, 关于 ODT 详细过程和优化结果将在第三章展开。

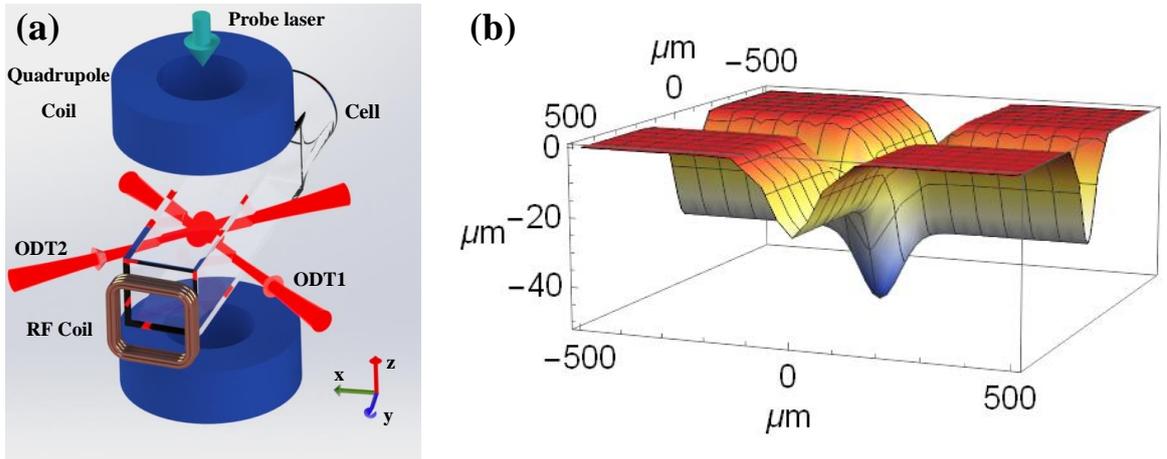


图 2.5 (a) 光学偶极阱结构示意图 (b) 交叉光学偶极阱模拟图

Fig. 2.5 (a) Schematic of optical dipole trap (b) Crossed optical dipole trap simulations

2.2 实验系统优化

在这一节中描述了对实验系统的优化，将之前 D_2 线激光的 Molasses 冷却过程切换为 D_1 线 Molasses 冷却过程，从而极大地提升了 Molasses 冷却效果。灰色黏团冷却（Gray Molasses）方案最早是由 Grynberg^[48]和 Weidemuller^[49]等人提出。Kuhr 小组成功利用 D_2 线的灰色黏团冷却获得了温度 $\sim 48\ \mu\text{K}$ 的 ^{40}K 原子^[50]。Salomon 小组成功利用 D_1 线的灰色黏团冷却获得了温度 $\sim 20\ \mu\text{K}$ 的 ^{40}K 原子^[51]，实验结果表明 D_1 线的灰色黏团冷却可以获得更低的温度和更多的原子数。

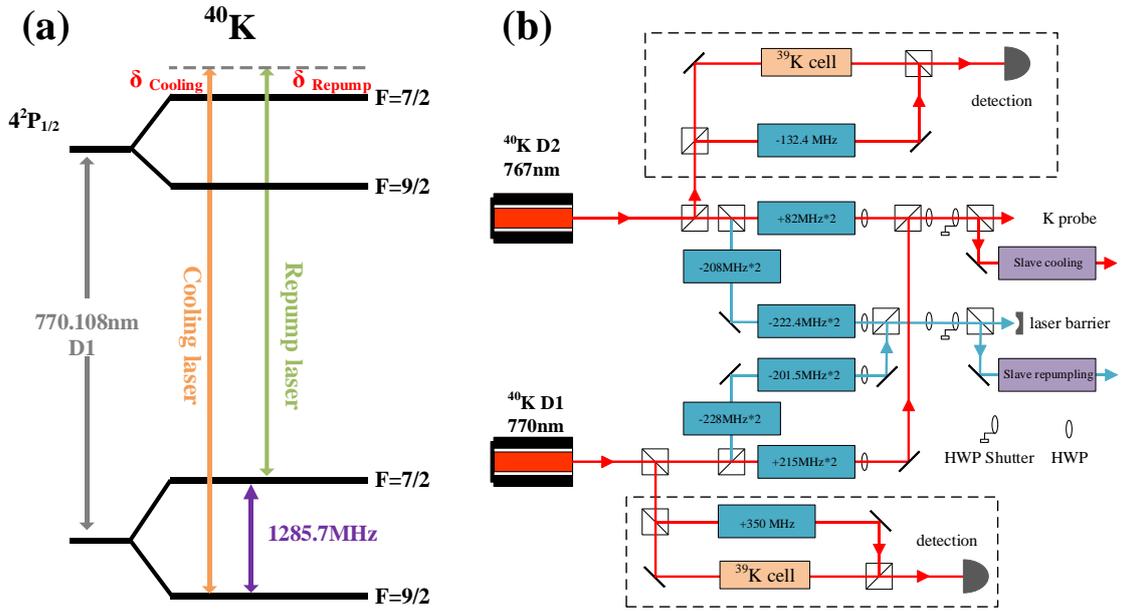


图 2.6 (a) D_1 线 Molasses 能级示意图 (b) D_1 线激光系统装置图

Fig. 2.6 (a) Schematic diagram of the Molasses energy level on D_1 line (b) D_1 line laser system unit diagram

为了获得更好的实验效果，将之前 D_2 线光学黏团冷却方案改为 D_1 线冷却方案。我们在激光系统中增加了一套 ^{40}K 原子 D_1 线的激光装置， D_1 线激光能级和实验装置如图 2.6 所示，用于 D_1 冷却的 770 nm 激光通过 +350 MHz 的 AOM 移频后进行饱和和吸收锁频，将激光频率锁定在 ^{39}K 原子 $F=1 \rightarrow F'=2$ 的饱和吸收线上。光学黏团冷却所需的冷却光 ($F=9/2 \rightarrow F'=7/2$) 和再泵浦光 ($F=7/2 \rightarrow F'=7/2$) 频率同样利用 AOM 移频获得，具体的激光频率设置：

$$\begin{aligned} \nu_{K,D_1,Laser} &= \nu_{^{39}\text{K},1 \rightarrow 2} + 350/2\text{MHz} = \nu_{^{40}\text{K},D_1,7/2 \rightarrow 7/2} - 474\text{MHz} + 350/2\text{MHz} \\ &= \nu_{^{40}\text{K},D_1,9/2 \rightarrow 7/2} + 811.8\text{MHz} + 350/2\text{MHz} \end{aligned} \quad (2.4)$$

$$\begin{aligned} \nu_{D_1,cooling} &= \nu_{K,D_1,Laser} + 2 \times 215MHz - 110MHz \\ &= \nu_{40K,D_1 9/2 \rightarrow 7/2} + 21MHz \end{aligned} \quad (2.5)$$

$$\begin{aligned} \nu_{D_1,repump} &= \nu_{K,D_1,Laser} 2 \times 227MHz - 2 \times 201MHz - 110MHz \\ &= \nu_{40K,D_1 7/2 \rightarrow 7/2} + 20.8MHz \end{aligned} \quad (2.6)$$

其中 $\nu_{D_1,cooling}$ 、 $\nu_{D_1,repump}$ 为 D₁ 激光作用到原子上的频率， $\nu_{K,D_1,Laser}$ 为激光器的锁定频率，-110 MHz 为 TA 后的 AOM 移频。在 D₂ 线光路中导入 D₁ 线光路是通过切换一个放置半波片的机械开关实现的，而由于 D₁ 线和 D₂ 线激光使用同一个注入锁定从激光器，这里就会存在一个半波片切入的时间和激光偏振问题，最初我们利用半波片将 D₁ 线和 D₂ 线激光调整为完全竖直或水平偏振，如果过早的切入 D₁ 线激光会导致原子不受 MOT 俘获而逃逸，过晚的切入会导致 D₁ 线激光未能达到功率要求（放大系统稳定需要一定的时间）。这一问题导致实验室在很长一段时间里达不到 D₁ 线理想冷却效果。之后通过多次调节机械开关的半波片使激光处于合适的偏振，从而保证 D₁ 线波片的切入不影响 MOT 的稳定性。具体过程如图 2.7 的时序所示：在 MOT 装载过程中，D₂ 线的 AOM 保持开启状态，D₂ 线激光进入注入锁定从激光器，同时 D₁ 线 AOM 和机械开关保持关闭状态（不切入光路）；CMOT 冷却过程开始时，D₂ 线和 D₁ 线的 AOM 分别保持开启和关闭状态，而机械开关转换为开启状态（波片切入光路），D₂ 线激光进入注入锁定从激光器；Molasses 冷却过程中，D₂ 线和 D₁ 线的 AOM 分别切换为关闭和开启状态，机械开关保持开启状态（波片切入光路），D₁ 线激光进入注入锁定从激光器。

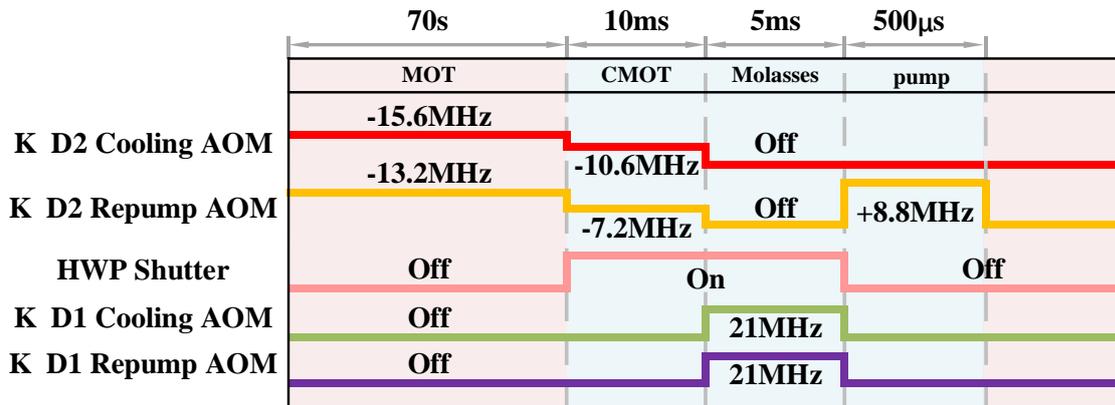


图 2.7 Molasses 冷却时序图

Fig. 2.7 Molasses cooling sequence diagram

灰色黏团冷却结合了西西弗斯冷却和速度选择的相干布居俘获，可以将原子冷却到接近 6 倍的单光子反冲极限温度。根据 Salomon 小组的实验方案， D_1 线冷却温度与冷却过程存在的磁场呈二次方关系 $\Delta T \approx 80B^2 \mu\text{K}/\text{G}^2$ ，磁场诱导的赛曼分裂会改变光位移结构从而破坏上述的冷却机制。因此，为了使 D_1 线冷却期间的残余磁场最小化，使用磁力计探测磁场，利用补偿线圈在三个方向上将杂散磁场最小化。 D_1 线冷却方案中的关键参数是激光失谐 δ_{Cooling} 和 δ_{Repump} 。随后，从实验上研究了 ^{40}K 原子冷却效率和激光失谐的依赖关系，实验方案如下：首先使用 D_2 线 MOT 激光装载 ^{40}K 原子，在压缩磁光阱后打开 D_1 线激光进行灰色光学黏团冷却，其中 Cooling 光对应 $|F_g=9/2\rangle \rightarrow |F_g=7/2\rangle$ 跃迁，Repump 光对应 $|F_g=7/2\rangle \rightarrow |F_g=7/2\rangle$ 跃迁。在较大范围内扫描了激光相对于跃迁频率的失谐 δ_{Cooling} 和 δ_{Repump} ，最终获得冷却效率最高的激光失谐，图 2.8 (a) 为扫描 δ_{Cooling} 和 δ_{Repump} 的实验结果，其中 Cooling 光跃迁频率相对于 $|F_g=9/2\rangle \rightarrow |F_g=7/2\rangle$ 为蓝失谐 3.5Γ ($\Gamma=2\pi \times 6.03 \text{ MHz}$ 为钾原子 D_1 的自然线宽)，Repump 光跃迁频率相对于 $|F_g=7/2\rangle \rightarrow |F_g=7/2\rangle$ 为蓝失谐 3.5Γ 时原子冷却效率最高。为了研究灰色黏团冷却时间的影响，将激光失谐固定为 3.5Γ 的最佳冷却失谐并扫描灰色黏团冷却时间 T_{Molasses} 。实验结果如图 2.8 (b)，随着冷却时间的延长，原子数快速增加，最佳冷却时间为 $T_{\text{Molasser}}=5 \text{ ms}$ 。

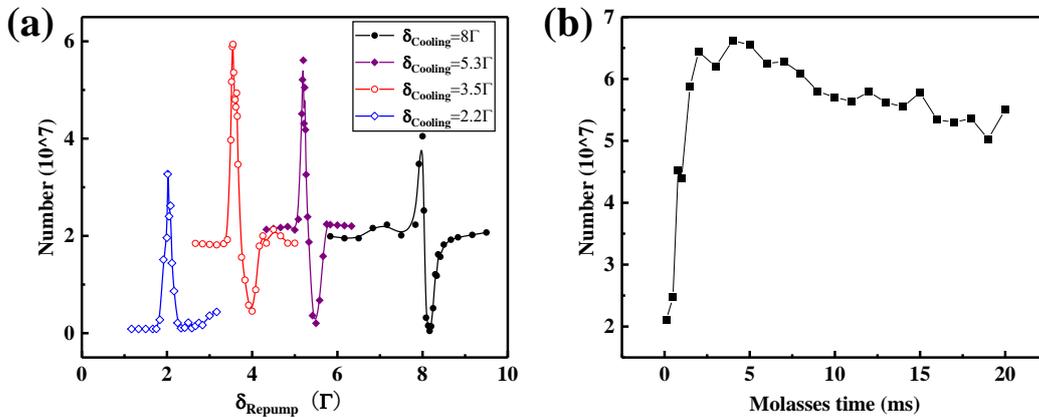


图 2.8 D_1 线优化结果。(a) 冷却效率与失谐的关系 (b) 冷却效率与 Molasses 时间的关系
Fig. 2.8 D_1 line optimization results. (a) Cooling efficiency as a function of detuning (b) Cooling efficiency as a function of Molasses time

在碱金属原子中， $P_{1/2}$ 激发态能级分裂为两个超精细态，而 $P_{3/2}$ 激发态能级会分裂为多个超精细态。因此 D_1 线存在较少的非共振激励能级和一个良好的控制冷却机制。相较于 D_2 线冷却方案， D_1 线激光较低的能量可以有效抑制光辐射逃逸^[52]。 D_1

线灰色黏团冷却可以将 ^{40}K 碱金属气体激光冷却的相空间密度提高到 $\sim 10^{-7}$ ，如此高的相空间密度为磁阱或光学偶极阱中的蒸发冷却提供了良好的起始条件。

2.3 自旋态制备

微波和射频作为一种灵活的操作工具有非常广泛的应用范围，例如微波 π 脉冲在跃迁过程中的动态解耦可以延长存储时间^[53]，原子的射频频谱提供了一个稳定的时间标准^[54]。而在超冷原子中，微波和射频在单态、混合态或不同超精细自旋态的制备^[55]以及蒸发冷却^[56]等方面中起着非常重要的作用。接下来，本文将详细介绍实验过程中使用的自旋态制备相关技术。

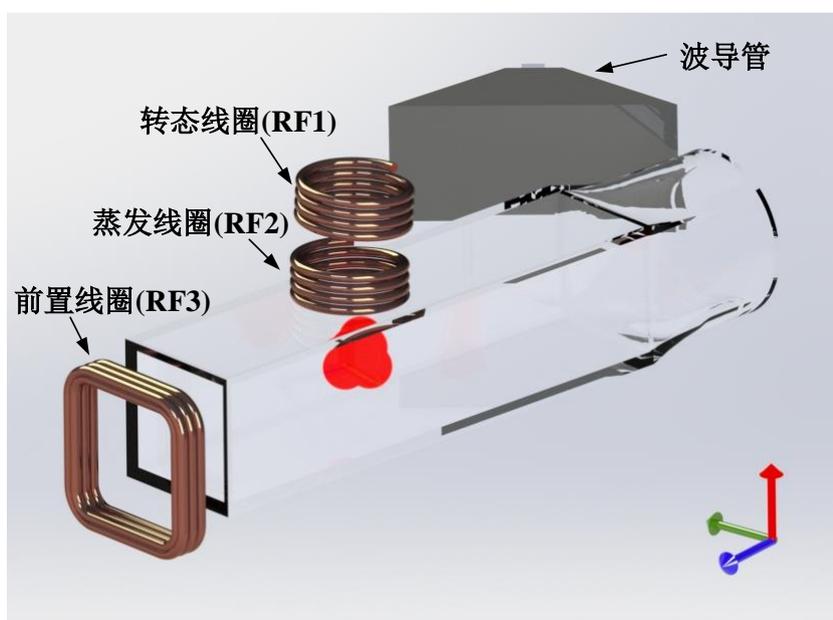


图 2.9 自旋态制备的实验装置图

Fig. 2.9 Diagram of the experimental setup for spin state preparation

微波和射频的实验装置共有三个线圈和一个波导管（图 2.9），其中包括实现 Rb 基态间跃迁的波导管、实现 K 基态间跃迁的转态线圈（RF1）、实现 Rb 射频蒸发的线圈（RF2）、实现 K 超精细态间跃迁的线圈（RF3），在设计线圈的形状和匝数时需要满足阻抗匹配条件^[57]。在实验中，根据所需的跃迁频率的不同将转态装置分为了三种结构。

波导管的实验装置如图 2.10（a）所示，由微波信号源(Agilent, 5183 MXG)提供一个频率为 6.8375 GHz、幅度为 8 dBm ($\text{dBm}=10\cdot\log(P/1\text{mW})$)的信号，经过 Switch 和放大器后进入隔离器(Aerotek, H13-1FFF)耦合到波导天线，最终实现 6.8

GHz 附近的 ^{87}Rb 原子基态间的跃迁耦合。

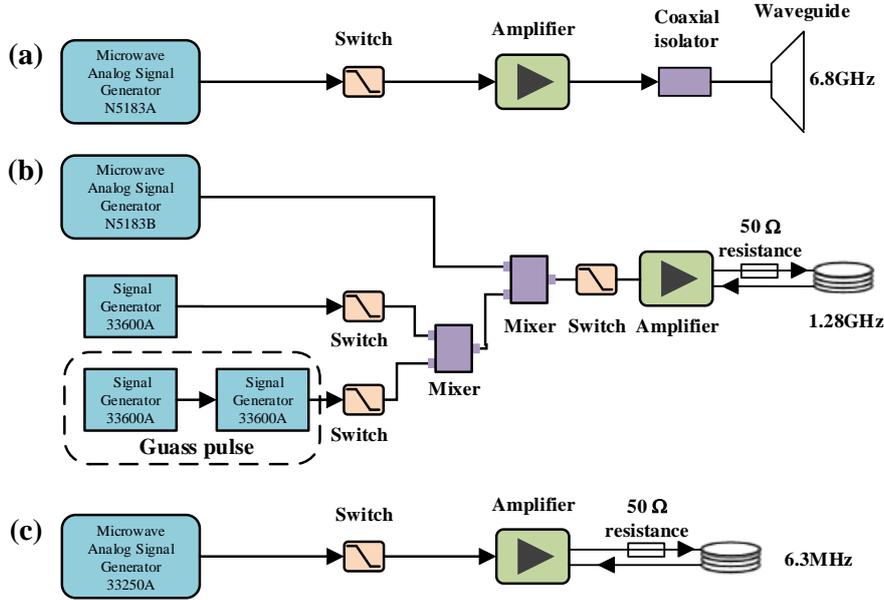


图 2.10 实验中的微波转态装置示意图

Fig. 2.10 Schematic diagram of the experimental microwave trans conversion device

转态线圈 (RF1) 的实验装置如图 2.10 (b) 所示, 由主信号源 (N5183B) 提供一个频率为 1.35808 GHz、幅度为 17 dBm 的主频率信号, 由一台信号源 (33600A) 提供频率为 50 MHz 附近的方波边带信号或由两台信号源组合产生高斯型脉冲信号 (通过一台高斯波型的信号源控制另一台方波信号的幅度), 实验上选用-1 级边带做为跃迁信号。输出的信号可由 Switch 开关 (Mini Circuits, ZFSHA-1-20) 和 Mixer 混频器 (Mini Circuits, ZX06-U432H-S+) 控制开关和混频, 混频后的信号再经过放大器 (Mini Circuits, ZVE-8G+) 和一个 50 Ω 电阻连接到自制的铜线圈上, 最终实现 1.3 GHz 附近的 ^{40}K 原子基态间跃迁耦合。

^{87}Rb 原子射频蒸发的频率和 ^{40}K 原子超精细结构间的跃迁耦合频率都在 MHz 附近, 具有相同的组合结构, 这里我们以转态线圈为例进行了简单的描述。转态线圈 (RF3) 的实验装置如图 2.10 (c) 所示, 由微波信号源 (33250A) 提供一个频率为 6.3 MHz、幅度为 8 dBm 的信号, 经过 Switch、放大器和一个 50 Ω 电阻连接到自制的铜线圈上。

实验中用到的转态参数可从表 2-2 中查询。这里详细描述 Rb 和 K 射频蒸发过程, 实验室选择的跃迁态为 $\text{Rb}|2,2\rangle \rightarrow |-2,-2\rangle$, 总过程分五步降低射频频率: 26~17 MHz (-3 dBm 3 s)、17~8 MHz (-3 dBm 6 s)、8~3 MHz (-3 dBm 4 s)、3~1.29 MHz

(-5 dBm 4 s)、1.29~1.02 MHz (-8 dBm 4.5 s)。在射频扫描过程中磁场也需要做出相应的调节：最开始的磁场是 258 G/cm，在第三步蒸发过程中磁场由 258 G/cm~154 G/cm，在第四步蒸发过程中磁场由 154 G/cm~113 G/cm。

表 2-2 实验过程中的转态参数

跃迁态 $ F, m_F\rangle \rightarrow F', m_F'\rangle$	磁场 (G)	中心频率 (MHz)	幅度 (dBm)	宽度 (MHz)	时间 (ms)
Rb $ 2, 2\rangle \rightarrow 1, 1\rangle$	2.8	6837.5	8	0.25	20
K $ 9/2, 9/2\rangle \rightarrow 9/2, 1/2\rangle$	19.6	6.238	3	0.34	100
K $ 9/2, 9/2\rangle \rightarrow 9/2, 3/2\rangle$	19.6	6.238	3	0.25	100
K $ 9/2, 9/2\rangle \rightarrow 9/2, 5/2\rangle$	19.6	6.238	3	0.1	100
K $ 9/2, 9/2\rangle \rightarrow 9/2, 7/2\rangle$	19.6	6.131	-1	0.1	100
K $ 9/2, 9/2\rangle \rightarrow 7/2, 7/2\rangle$	2.8	1329.3-50	17	0.01	10
K $ 9/2, 1/2\rangle \rightarrow 7/2, -1/2\rangle$	2.8	1335.808-49.999	8	0	0.7
K $ 7/2, -1/2\rangle \rightarrow 9/2, -3/2\rangle$	2.8	1335.808-48.3	6	0.1	20

接下来我们从理论上描述转态过程，可以将射频场信号看作是线偏振的：

$$B_{RF} = B_0 \cos(\omega_0 t) \quad (2.7)$$

ω_0 为自旋态之间的跃迁共振频率， $|F, m_F\rangle$ 与 $|F, m_F \pm 1\rangle$ 之间的耦合强度可以写为^[58]：

$$\Omega = (1/4)g\mu_B B_0 \sqrt{F(F+1) - m_F(m_F+1)} \quad (2.8)$$

射频场信号与简单二能级系统之间的跃迁概率可以表示为：

$$P_{12}(t) = |C_1|^2 + |C_2|^2 = \frac{\Omega^2}{\Omega^2 + \delta^2} \sin^2\left(\frac{\sqrt{\Omega^2 + \delta^2}t}{2}\right) \quad (2.9)$$

其中 Ω 为共振拉比频率， δ 为频率失谐，当 $\Omega t = \pi$ 时，有 $P_{12}=1$ ，原子发生一个完整的跃迁，称这个辐射场脉冲为 π 脉冲，原子完成一半跃迁的脉冲为 $\pi/2$ 脉冲。

矩形脉冲和高斯型脉冲^[59]的主要区别为射频频谱是否会出现“旁瓣”（图 2.11），接下来我们从理论上简单介绍方波型脉冲和高斯型脉冲的区别。对于矩形脉冲：

$$f(t) = \begin{cases} B_0 \cos(\omega_0 t), & |t| < \frac{\tau}{2} \\ 0, & \text{其他} \end{cases} \quad (2.10)$$

其傅里叶变换后的频谱为

$$F(\omega) = \frac{B_0\tau}{2} \frac{\sin\left((\omega-\omega_0)\frac{\tau}{2}\right)}{(\omega-\omega_0)\frac{\tau}{2}} \quad (2.11)$$

从公式 (2.11) 和图 2.11 (a) 中可以看出, 一个矩形脉冲傅里叶变换后, 它的频域中不仅包含频率为 ω_0 , 还会有频率为 $\omega_0 \pm 3\pi/\tau$ 、 $\omega_0 \pm 5\pi/\tau$ 等“旁瓣”产生, 频谱的半高全宽与作用时间 τ 有关。

对于一个标准差为 σ^2 的高斯型脉冲

$$f(t) = \frac{B_0 \cos(\omega_0 t)}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{t^2}{2\sigma^2}} \quad (2.12)$$

其傅里叶变换后的频谱为

$$F(\omega) = B_0 e^{-\frac{\sigma^2(\omega-\omega_0)^2}{2}} \quad (2.13)$$

从公式 (2.13) 中可以看出, 高斯型脉冲傅里叶变换后, 它在频域中仍然是单频率的高斯函数, 只是幅度和标准差发生了变化。由于 σ 是关于作用时间的函数, 所以频谱的半高全宽与高斯脉冲参数 σ 有关。

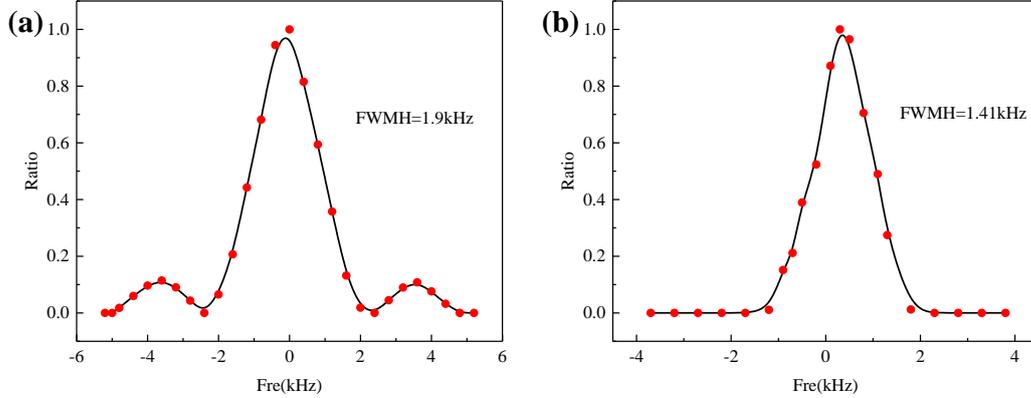


图 2.11 (a) 矩形脉冲信号射频转态 (b) 高斯型脉冲信号射频转态

Fig. 2.11 (a) Rectangular pulse signal RF transitions (b) Gaussian pulse signal RF transitions

2.4 小结

在本章节中, 首先简单描述了制备 ^{87}Rb 和 ^{40}K 的实验装置和实验过程, 介绍了激光系统、磁光阱、光学偶极阱部分实验装置的升级完善。随后详细介绍了优化

Molasses 冷却过程中遇到的问题、最终的实验方案以及实验结果。最后详细介绍实验过程中使用的自旋态制备相关技术，其中包括系统的线圈装置、线圈的转态原理、矩形脉冲和高斯型脉冲的主要区别。

3 光学偶极阱中优化制备玻色费米原子混合气体

3.1 概述

超冷原子混合气体为探索复杂有趣的物理现象提供了一个理想的实验平台，例如异核分子^[60-62]、超流混合物^[63,64]、极化玻色子和极化费米子^[65-67]、量子液滴^[68-70]和 Efimov 三聚体^[71,72]。由于其具有大的质量不平衡和原子特定的光学操控特性，双原子混合物具有特殊的研究意义。这些原子混合物可以通过以下方式组合：使用相同原子的不同自旋态^[73]或同位素^[74]，两种不同的原子^[75-77]，或三种不同的原子^[78]。此外，玻色子可以通过协同蒸发冷却来实现费米子的量子简并，例如 ^7Li - ^6Li ^[78]， ^{87}Rb - ^{40}K ^[88]， ^{23}Na - ^6Li ^[89]， ^{84}Sr - ^{87}Sr ^[90]， ^{23}Na - ^{40}K ^[82]， ^{41}K - ^6Li ^[83]， ^{133}Cs - ^6Li ^[84]， ^{174}Yb - ^6Li ^[85]， ^6Li - ^{84}Sr ^[86]。碱金属 ^{87}Rb 和 ^{40}K 的超冷玻色-费米混合物由于其许多有趣的特性获得了广泛的关注，并且在玻色-费米 Hubbard 模型^[87]、少体和平均场多体物理分析^[88]，实现混合亮孤子^[89]，产生极性分子^[90]等方面取得重大进展。

在这项工作中，我们采用不同技术在光学偶极阱中优化制备含有 ^{87}Rb - ^{40}K 的玻色费米混合物。通过逐步减小光学偶极阱深度，详细测量了协同冷却过程的每个阶段中 ^{87}Rb - ^{40}K 的原子数、密度和冷却温度。通过控制两种原子在 MOT 中的装载时间，可以任意调节 ^{87}Rb - ^{40}K 混合物在 ODT 中最终实现简并的原子数比例，当我们将总装载时间固定在 70 s、50 s、35 s 并扫描 ^{87}Rb 的装载时间，获得三组不同原子数比例的曲线，在 50 s 的装载组合中获得了较多的 ^{40}K 原子（约 6×10^6 ），在 35 s 的装载组合中实现了等组分的 ^{87}Rb - ^{40}K 的玻色费米混合物（约 1.6×10^6 ）。随后测量了在光学偶极阱中 ^{40}K 的自旋态 $|F=9/2, mF=9/2\rangle$ 和 ^{87}Rb 的 $|1, 1\rangle$ 组合下混合物的原子数和寿命，相较于 ^{40}K 的自旋态 $|9/2, 9/2\rangle$ 和 ^{87}Rb 的 $|2, 2\rangle$ 组合，该组合可以实现更多的原子数和更长的寿命。此外，通过添加第三束 1064 nm 激光来扩大光学偶极阱装载体积，最终获得了更多的 ^{40}K 原子（ 8×10^6 ）和更高的费米简并度（ $T/T_F=0.25$ ）。

3.2 实验方案及结果分析

实验装置如图 3.1 (a) 所示, 包括 ^{87}Rb 和 ^{40}K 的 2D MOT 和 3D MOT 装置。最初, 2D MOT 从背景气体中捕获装载 ^{87}Rb 和 ^{40}K 原子气体, 为了避免在 3D MOT 的加载过程中两个原子云由于高度重叠引起的空间竞争, 实验采用了分时装载法。实验时序如图 3.1 (b) 所示, 首先在双暗磁光阱中捕获 ^{40}K 原子样品 60 s, 然后同时装载 ^{87}Rb 原子样品和 ^{40}K 原子样品 10 s, 此时原子态被制备到 $F=7/2$ 和 $F=1$ 的暗态。然后, 调整激光失谐和增加磁场梯度并进行压缩磁光阱, 以此提高原子相空间密度。为了进一步冷却装载, 对原子进行了 3 ms 的光学黏团冷却, ^{87}Rb 原子采用 D_2 线的灰色黏团冷却方案, 而 ^{40}K 原子采用效率更高的 D_1 线的灰色黏团冷却方案, 详细过程已在上一章节中描述。为了使磁阱更容易俘获原子, 使用泵浦光 0.5 ms 将 ^{87}Rb 和 ^{40}K 原子混合物制备到低场趋近态 $|2, 2\rangle$ 和 $|9/2, 9/2\rangle$ 。然后, 在光塞和四极磁阱组成的复合阱^[91]中通过射频蒸发冷却进一步冷却原子混合物, 射频蒸发冷却是将射频信号作用到 ^{87}Rb 原子上, 将温度较高的原子排出磁阱, 然后利用 ^{87}Rb 和 ^{40}K 原子之间的弹性碰撞达到热平衡, 实验所选 $|2, 2\rangle$ 和 $|9/2, 9/2\rangle$ 的散射长度为 $(-215 \pm 10) a_0$ ^[92]。至此, 完成光学偶极阱的准备阶段, 射频蒸发冷却结束时, $\text{Rb}|2, 2\rangle$ 和 $\text{K}|9/2, 9/2\rangle$ 的原子数为 6.2×10^7 和 2.6×10^7 , 混合物温度约为 $15 \mu\text{K}$ 。

实验上首先将原子混合物从磁阱中转移至 ODT 中, 在保持复合磁阱束缚的同时在 500 ms 里将 ODT 的势能升到最大, 然后在 1.4 s 内缓慢的将复合磁阱关断, 让原子仅依靠光阱势束缚在其中。随后在竖直向上的自旋量化轴 2.7 G 的外部磁场下, 利用 MW 天线驱动 6.8 GHz 的跃迁信号在 20 ms 内通过 Landau-Zener 跃迁过程实现 ^{87}Rb 原子样品 $|1, 1\rangle$ 自旋态的转移。通过照射 0.03 ms 共振光 (780 nm) 去除 $|2, 2\rangle$ 状态的剩余原子, 以避免 ^{40}K 原子加热和损失。在这里, ODT 由波长为 1064 nm 的两束光束 (L1 3.4 W & L2 2.3W) 在 $(\hat{x} \pm \hat{y})$ 水平面上交叉构成, 腰斑半径为 50 μm 和 45 μm , 如图 1 (a) 所示。随后通过五次降低 ODT 的势阱深度, 让动量较大的原子从势阱中逃逸出去从而实现 ODT 中的蒸发冷却。

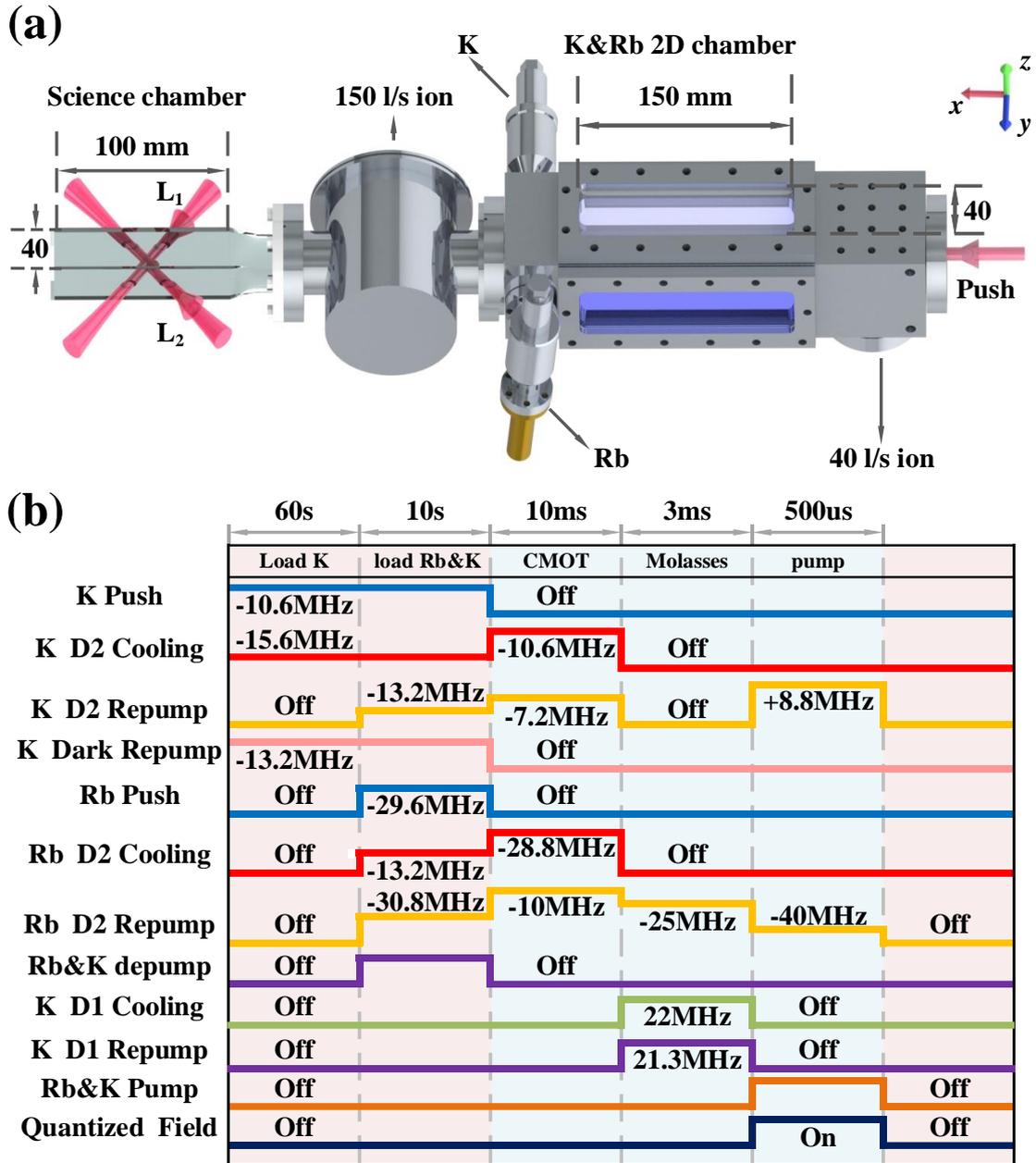


图 3.1 在 MOT 阶段的实验方案和时序。(a)用于制备玻色-费米混合物的真空系统前视图，包括实现预冷却 ^{87}Rb 和 ^{40}K 的 2D MOT 腔室和实现 MOT、CMOT、Molasses 等过程的 3D MOT。

(b)在 MOT 中装载和冷却 ^{87}Rb 和 ^{40}K 混合物的时序图。

Fig. 3.1 Schematic of experimental scheme and timing diagram at MOT stage.

3.2.1 光学偶极阱中飞行展开测量

飞行展开吸收成像 (TOF) 作为一种理想的探测方法可以直接给出原子团飞行展开后的密度分布，进而可以计算出原子团的数量、密度、温度等重要信息，根据

这些信息可以计算出原子气体的简并度。

实验上，我们可以通过两种方法判断 BEC 的形成。其中一个重要判据是 BEC 原子的各向异性^[93]，热原子飞行展开会得到一个各向同性的密度分布，凝聚体的飞行展开会得到一个依赖势能阱的各向异性密度分布，当飞行时间足够长时我们可以从吸收成像中看出其中的差异。另一个重要判据是 Bimodal 的形成，热原子的密度函数符合高斯曲线，凝聚体的密度函数符合抛物线，可以通过如下公式拟合：

$$n(x) = n_{th} \left(\prod_{i=1}^3 e^{-\frac{x_i^2}{x_{i,c,0}^2}} \right) + n_c \left(1 - \sum_{i=1}^3 \frac{x_i^2}{x_{i,c,0}^2} \right) \quad (3.1)$$

而费米子的简并是从经典气体到费米海的逐渐形成的过程，并不存在一个明显的相变特征，实验上可以利用飞行展开成像的光学密度分布函数拟合出重要参数 T/T_F ，进而衡量原子气体的简并程度。费米气体在经典区域服从麦克斯韦玻尔兹曼统计，简并的费米气体服从费米狄拉克(Feimi-Dirac)统计，可以通过如下公式拟合实验中费米气体对应的光学密度分布^[94]：

$$OD(x, y) = A \cdot \frac{Li_2 \left[-Exp \left[\ln(\xi) - \sum_{i=1,2} \frac{r_i^2}{2\sigma_i^2} \right] \right]}{Li_2[-Exp(\ln(\xi))]} \quad (3.2)$$

其中 $A = -\left(\frac{1}{2\pi\beta^2\hbar^2\bar{\omega}^2}\right)^{3/2} \frac{1}{\sigma_1\sigma_2} \sqrt{2\pi} Li_2[-Exp[\ln(\xi)]]\sigma$ ， $\beta = \frac{1}{K_B T}$ ， K_B 为玻尔兹曼常数， T 为系统温度。平均束缚频率 $\bar{\omega}^2 = \sqrt[3]{\omega_1\omega_2\omega_3} \approx 2\pi \times 80$ Hz， $Li_n(z)$ 为多对数函数，逸度 $\xi = e^{\beta u}$ ， σ 为吸收截面，飞行 t_E 时间后费米气体在 i 方向上的空间密度分布宽度 $\sigma_i^2 = \frac{1}{M\beta\omega_i^2} [1 + \omega_i^2 t_E^2]$ 。通过 CCD 飞行展开成像得到参数 A ， σ_1 ， σ_2 ， ξ ，拟合出费米气体原子数 N ，进而拟合出费米简并度^[40]：

$$\frac{T}{T_F} = [-6Li_3[-\xi]]^{\frac{1}{3}} = \sqrt[3]{-\frac{1}{6Li_3[-\xi]}} \quad (3.3)$$

通过逐步降低 ODT 深度，观察到混合气体协同蒸发冷却每个步骤的吸收成像和量子简并过程，如图 3.2 所示的。(a1) - (a5) 为 ^{40}K 协同冷却 5 步的 TOF 图像，TOF 的时间为 12 ms。图像下方的曲线是 ^{40}K 原子在 x 方向的光学密度积分曲线，由公式 3.2 拟合获得。原子数分别为 5.1×10^6 、 4.2×10^6 、 3.4×10^6 、 2.9×10^6 、 2.6×10^6 。(b1) - (b5) 为 ^{87}Rb 协同冷却 5 步的 TOF 图像，TOF 的时间为 30 ms。图像下方的曲线是 ^{87}Rb 原子在 x 方向的光学密度积分曲线，由公式 3.1 拟合获得。蓝色虚

线表示凝聚体的抛物线拟合，而红色实线表示对热原子部分的高斯拟合。原子数分别为 4.9×10^6 、 3.5×10^6 、 3×10^6 、 2.4×10^6 、 0.8×10^6 。图像实际大小为 2.2×2.2 mm。通过吸收成像及原子数的结果表明， ^{87}Rb 和 ^{40}K 的原子数在每个蒸发冷却阶段都会同时减少，密度也会相应增加，在 ^{40}K 原子实现费米简并时 ^{87}Rb 原子仍然存在，通过优化 ODT 的所有步骤确保实验上可以获得一个标准原子样品数。最终蒸发结果表明，约有 $N=2.6 \times 10^6$ 个 ^{40}K 原子被制备到费米简并度为 $T/T_F=0.35$ 的超低温，费米温度 $T_F=\hbar\omega$ 。同时，在图 3.2 (b5) 所示的蒸发冷却的最后一步中也可以观察到约有 $N=0.8 \times 10^6$ 个 ^{87}Rb 原子实现了玻色-爱因斯坦凝聚 (BEC)。

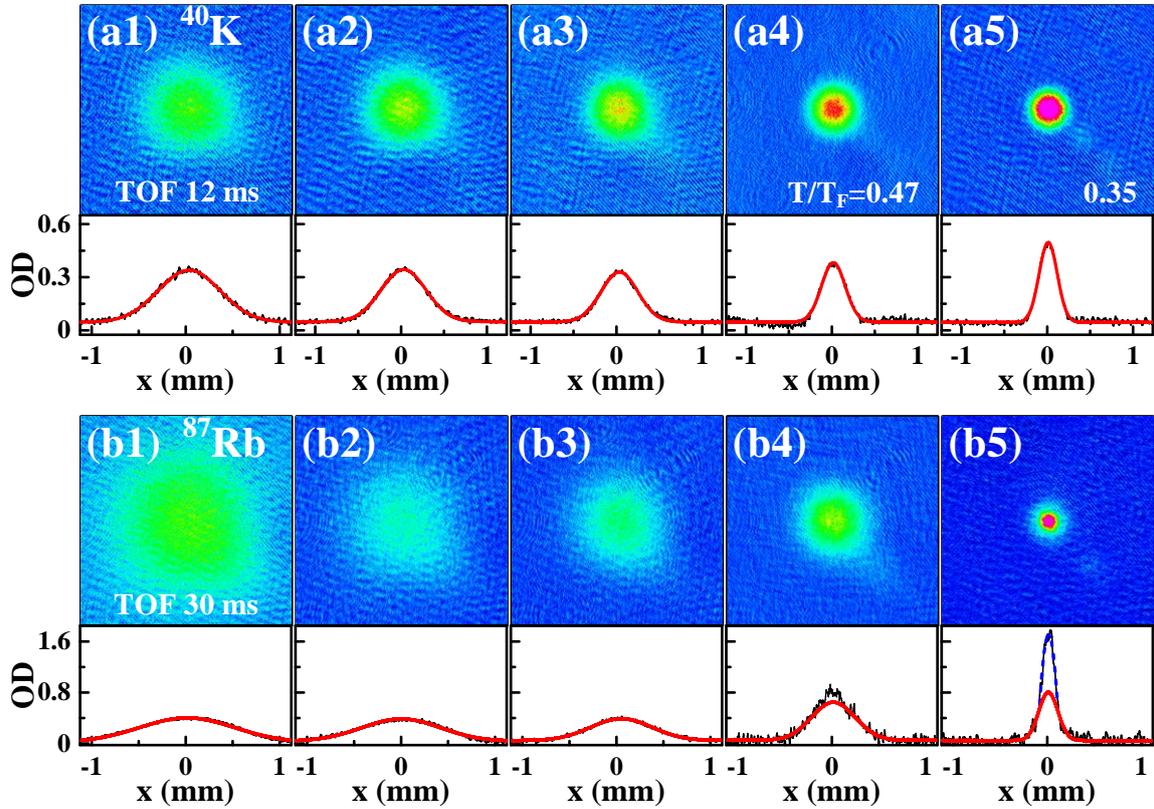


图 3.2 蒸发冷却各阶段 ^{87}Rb 和 ^{40}K 的吸收成像 (TOF) 和密度分布。

Fig. 3.2 Absorption imaging and density distributions at ^{87}Rb and ^{40}K for each stage of evaporative cooling.

3.2.2 精确控制混合气体比例

当我们研究 ^{40}K 费米简并气体实验时，需要快速制备出尽可能多的 ^{40}K 费米简并气体，为此一般采用 $60\text{ s}+10\text{ s}$ 的装载配置，蒸发冷却后最终可以获得 ^{40}K 原子数

约为 6×10^6 个、费米兼并温度 T/T_F 约为 0.3。而在研究超冷玻色费米混合气体实验时，需要根据实验需要制备不同比例的玻色费米混合物，此时体现出了分时装载的优点，通过扫描 MOT 中 ^{87}Rb 和 ^{40}K 原子的装载时间，观察到 ODT 蒸发冷却结束后 ^{87}Rb 和 ^{40}K 原子混合物比例随装载时间的函数，在这里我们将 MOT 中 ^{40}K 的总装载时间（单独装载时间+混合装载时间）固定在 70 s、50 s 和 35 s 并扫描 ^{87}Rb 原子的装载时间，实验结果如图 3.2 所示。图 3.2(a) 为总装载时间固定在 70s 的实验结果，从图中可以看出当 ^{87}Rb 装载时间仅为 4 s 时可以制备出最多的 ^{40}K 原子数 (1.1×10^7)。随着总装载时间的减少， ^{40}K 原子数明显减少， ^{87}Rb 原子数缓慢增加。当总装载时间固定在 35 s 并且 ^{87}Rb 的装载时间为 5 s 时， ^{40}K 原子具有较小的原子数 (4×10^6)，如图 3.2(c) 所示。可以从图 3.2(a)-(c) 中发现，随着 ^{40}K 原子装载时间的减少，ODT 中 ^{87}Rb 原子的数量仅略有增加，基本保持在 $\sim 1.8 \times 10^6$ 。此外，当 ^{87}Rb 的装载时间为 10 s，总装载时间为 35 s 时，实验上获得了等组分的玻色费米混合气体 (1.6×10^6)，这可以为制备 ^{87}Rb 和 ^{40}K 的相同或不同比例的混合物提供很好的参考。应该注意的是，实验上只需要装载 10 s 即可以制备出原子数约 2.6×10^6 的纯 BEC。

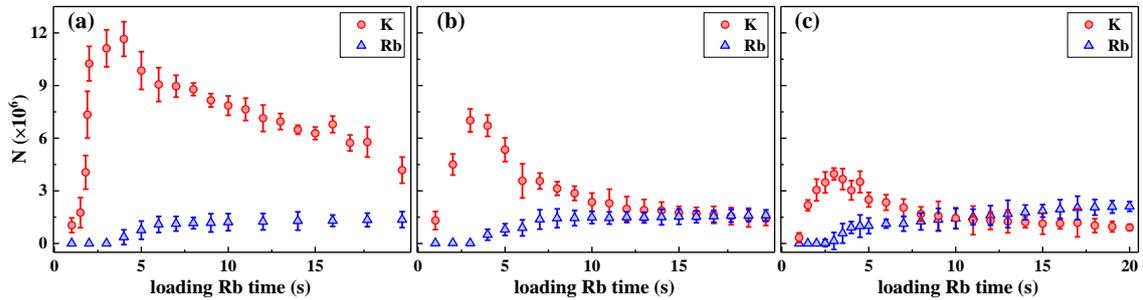


图 3.3 混合气体原子数随 Rb 装载时间变化的比例图。在蒸发冷却结束后，ODT 中 ^{40}K （红色圆圈）和 ^{87}Rb （蓝色三角形）的原子混合物数作为 MOT 中 ^{87}Rb 加载时间的函数。总装载时间固定在 70 s(a)、50 s(b) 和 35 s(c)。误差棒表示三次实验平均值的标准误差。

Fig. 3.3 Scale diagram of the atomic number of the gas mixture as a function of Rb loading time.

3.2.3 光学偶极阱中的损耗机制

在很长的一段时间里，实验上使用 $\text{Rb}|2, 2\rangle + \text{K}|9/2, 9/2\rangle$ 的自旋态组合在光阱中进行蒸发冷却。而当我们尝试用 $\text{Rb}|1, 1\rangle$ 自旋态进行蒸发冷却时，却获得了非常好的实验效果，因此在这一章节中详细探究了其中的原因。在光学偶极阱中，超低温原子的主要损失机制可分为单体损耗、二体损耗、三体损耗和高阶多体损耗。实验

研究这些损失机制的主要挑战是可靠地区分它们。单体损耗主要来自于背景气体与阱中超冷原子的碰撞和原子引起的光子散射。此外，光阱激光的线宽和光谱噪声也会增加原子损耗^[95]。两体损耗主要来自于自旋相关的相互作用^[96]，两个碰撞原子从高能自旋态转移到低能自旋态。在三体损耗过程中，两个原子形成一个分子，与第三个原子一起分配分子的结合能，从而保证了整个过程中的动量和能量守恒^[97]。ODT 中的损耗方程可以表示为^[98]：

$$\frac{dN}{dt} = L - \alpha N - \beta n N - \beta' n' N - \gamma n^2 N \quad (3.4)$$

其中 α 是 ODT 捕获的原子 (^{40}K 或者 ^{87}Rb) 与背景气体的单体碰撞速率， β 为相同原子间的两体损耗率， β' 为不同原子间的两体损耗率， γ 为原子间三体损耗率。

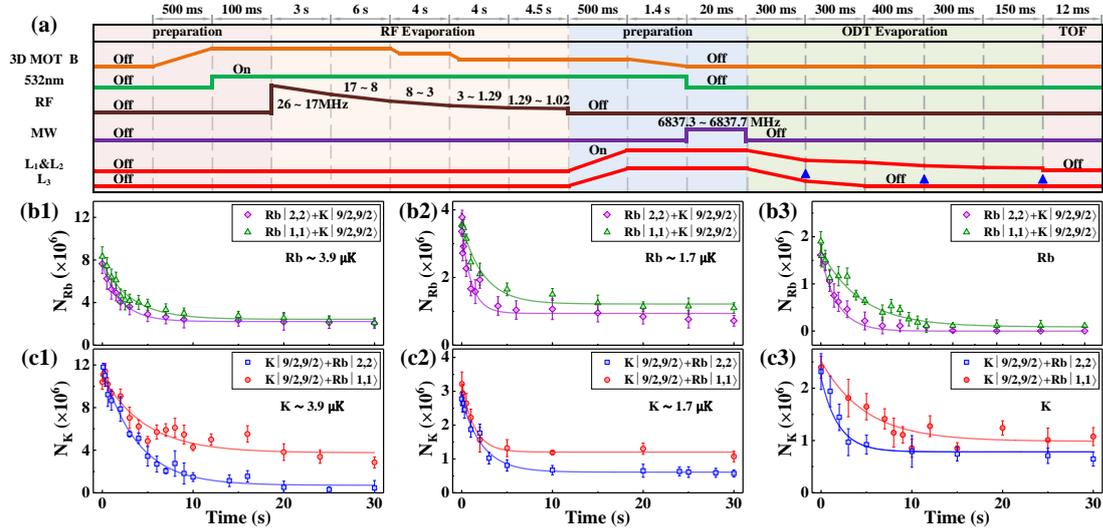


图 3.4 原子混合物 ^{87}Rb 和 ^{40}K 的实验时序图和原子寿命。(a)ODT 中装载和冷却过程时序。蓝色三角形表示 ODT 中每一步的位置。(b1) - (b3) 为 ODT 第 1、3 和 5 步蒸发结束时，混合气体 $|2,2\rangle+|9/2,9/2\rangle$ 和 $|1,1\rangle+|9/2,9/2\rangle$ 中 ^{87}Rb 的寿命。实线显示了实验数据的数值拟合，通过公式 3.5 给出了混合物中 $|2,2\rangle+|9/2,9/2\rangle$ (紫色菱形) 和 $|1,1\rangle+|9/2,9/2\rangle$ (绿色三角形) 中 ^{87}Rb 的寿命 2.6s 和 2.8s (b1)、2.5s 和 3s (b2)、2s 和 4.4s (b3)。(c1) - (c3) 为 ODT 第 1、3 和 5 步蒸发结束时，混合气体 $|2,2\rangle+|9/2,9/2\rangle$ 和 $|1,1\rangle+|9/2,9/2\rangle$ 中 ^{40}K 的寿命。实线显示了实验数据的数值拟合，通过公式 3.5 给出了混合物 $|2,2\rangle+|9/2,9/2\rangle$ (蓝色矩形) 和 $|1,1\rangle+|9/2,9/2\rangle$ (红色圆形) 中 ^{40}K 的寿命 3.7s 和 4.8s (c1)、3.7s 和 4.7s (c2)、3.7s 和 5s (c3)。误差棒表示三次实验平均值的标准误差。

Fig. 3.4 Experimental sequence diagrams and atomic lifetimes for atomic mixtures ^{87}Rb and ^{40}K .

为了研究光阱蒸发冷却过程中气体混合物的损耗机制，在 ODT 中分别测量蒸发冷却的第一步、第三步和最后一步混合物 $|2, 2\rangle+|9/2, 9/2\rangle$ 和 $|1, 1\rangle+|9/2, 9/2\rangle$ 的寿命，实验过程如下，当 ODT 蒸发到测量需要的步骤后稳定光阱功率等待时间，测得相应等待时间的原子数，当测量混合物 $|2, 2\rangle+|9/2, 9/2\rangle$ 的寿命时需要在光阱功率稳定后将 $\text{Rb}|1, 1\rangle$ 的原子转移至 $|2, 2\rangle$ 并利用共振光去除 $|1, 1\rangle$ 态的剩余原子。在本次数据拟合中，我们用单指数函数拟合实验数据，提取原子气体的寿命。寿命的拟合方程^[99]如下：

$$N = N_0 e^{-\frac{t}{\tau}} + N_r \quad (3.5)$$

式中 N_0+N_r 为 $t=0$ 时的初始原子总数， N_r 为最终在光阱中剩余的原子数， τ 为寿命。实验上分别测得了混合物 $|2, 2\rangle+|9/2, 9/2\rangle$ 和 $|1, 1\rangle+|9/2, 9/2\rangle$ 的寿命，实验结果如图 3.4 所示。

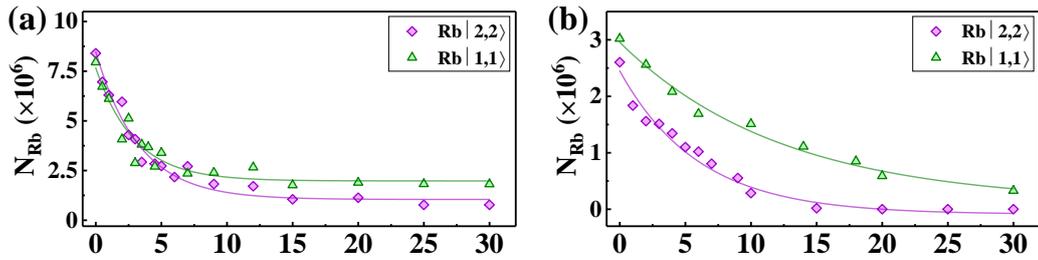


图 3.5 蒸发冷却第一步 (a) 和第五步 (b) ^{87}Rb 原子 $|2,2\rangle$ 态和 $|1,1\rangle$ 态寿命。实线显示了实验数据的数值拟合，通过公式 3.5 给出了 $^{87}\text{Rb}|2,2\rangle$ (紫色菱形) 和 $|1,1\rangle$ (绿色三角形) 的寿命 3s 和 3.2 s (a)、3.2 s 和 7 s (b)。

Fig. 3.5 Evaporative cooling of the first step (a) and the fifth step (b) ^{87}Rb atom $|2,2\rangle$ state and $|1,1\rangle$ state lifetimes.

实验结果表明，在 ODT 蒸发第一步中混合物 $^{87}\text{Rb}|2, 2\rangle+^{40}\text{K}|9/2, 9/2\rangle$ 和 $^{87}\text{Rb}|1, 1\rangle+^{40}\text{K}|9/2, 9/2\rangle$ 中的 ^{87}Rb 原子两个态的寿命基本相同 (图 3.4 (b1)) 2.6 s 和 2.8 s)，而随着蒸发冷却的进行， ^{87}Rb 原子两个态的寿命逐渐出现区别 (图 3.4 (b2) 和 (b3)) 2.5 s 和 3 s、2 s 和 4.4 s)，随着蒸发冷却的进行 $^{87}\text{Rb}|2, 2\rangle$ 的寿命变短，而 $^{87}\text{Rb}|1, 1\rangle$ 的寿命变长。为了明确这种差异是否来自于 ^{87}Rb 和 ^{40}K 的异核碰撞，我们测量了单 ^{87}Rb 原子 $|2, 2\rangle$ 态和 $|1, 1\rangle$ 在 ODT 蒸发第一步和第五步的寿命，实验结果如图 3.5 所示，ODT 蒸发第一步中单 ^{87}Rb 原子 $|2, 2\rangle$ 态和 $|1, 1\rangle$ 的寿命为 3 s 和 3.2 s，ODT 蒸发第五步中单 ^{87}Rb 原子 $|2, 2\rangle$ 态和 $|1, 1\rangle$ 的寿命为 3.2 s 和 7 s。单 ^{87}Rb 原子寿命与混

合气体中 ^{87}Rb 原子寿命的差距可以证明这种差异确实来自于 ^{87}Rb 和 ^{40}K 的异核碰撞。Inguscio 小组分别通过种间热化^[100]和耦合 K-Rb 偶极振荡^[101]的阻尼，直接测量了 $|9/2, 9/2\rangle+|2, \pm 2\rangle$ 的零场横波弹性散射长度 $a = -(41080) a_0$ ，而 $|9/2, 9/2\rangle+|1, \pm 1\rangle$ 的零场横波弹性散射长度 $a = -(23592) a_0$ ^[102]， $|9/2, 9/2\rangle+|2, \pm 2\rangle$ 更大的负散射长度会更容易发生异核碰撞而损耗。值得注意的是，在磁阱蒸发过程中，由于原子数密度相对较低， ^{87}Rb 两种态的原子碰撞损耗没有显著差异。而在 ODT 中，原子数密度相对较高，原子碰撞率和原子碰撞损耗差异会出现明显差异。

图 3.4 (c1) - (c3) 的实验结果表明，随着 ODT 蒸发冷却的进行，混合气体 $^{87}\text{Rb}|2, 2\rangle+^{40}\text{K}|9/2, 9/2\rangle$ 和 $^{87}\text{Rb}|1, 1\rangle+^{40}\text{K}|9/2, 9/2\rangle$ 中 $^{40}\text{K}|9/2, 9/2\rangle$ 的寿命没有发生明显变化 (~ 3.7 s 和 4.8 s)， $^{87}\text{Rb}|1, 1\rangle+^{40}\text{K}|9/2, 9/2\rangle$ 的自旋态组合的寿命始终长于 $^{87}\text{Rb}|2, 2\rangle+^{40}\text{K}|9/2, 9/2\rangle$ 。同样作为对照，我们测量了单 ^{40}K 原子 $|9/2, 9/2\rangle$ 蒸发冷却后的原子寿命 (18 s)，实验结果如图 3.6 所示。实验上观察到 K 只在 Rb 存在时损耗，其损耗率与 Rb 密度 n_{Rb} 和 K 密度 n_{K} 无关，这表明实验中的三体损耗不像 Na-K 系统^[103] 中那么显著，Na-K 系统的原子寿命，在 $^{23}\text{Na}|2, 2\rangle+^{40}\text{K}|9/2, 9/2\rangle$ 的自旋态组合中， ^{40}K 原子会因为强烈的三体损耗在 1 s 内损耗掉。

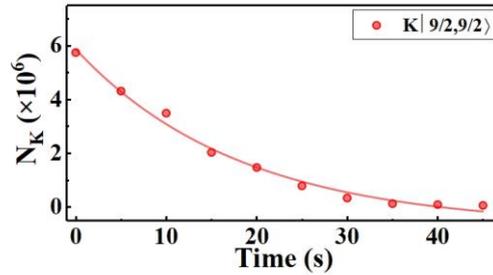
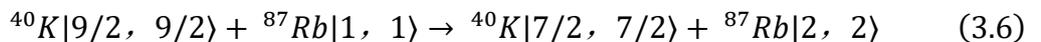


图 3.6 蒸发冷却后 ^{40}K 原子 $|9/2, 9/2\rangle$ 态寿命。实线显示了实验数据的数值拟合，通过公式 3.5 给出了 $^{40}\text{K}|9/2, 9/2\rangle$ 的寿命 18 s。

Fig. 3.6 ^{40}K atomic $|9/2, 9/2\rangle$ state lifetime after evaporative cooling.

结合以上分析，我们将两体损耗作为蒸发冷却过程中的主要损耗。首先考虑在混合气体的两种组合中， $^{87}\text{Rb}|2, 2\rangle+^{40}\text{K}|9/2, 9/2\rangle$ 的组合具有更高能量，因此更容易通过散射通道损耗。其次考虑混合气体的超精细能级自旋交换碰撞过程，可以通过如下公式表示 $^{87}\text{Rb}|2, 2\rangle+^{40}\text{K}|9/2, 9/2\rangle$ 的损耗过程：



其中 $\Delta = h \times (1.28 - 6.834) \text{ GHz} \sim -k_{\text{B}} \times 0.29 \text{ K}$ 。因此该过程为吸热过程，从能量守恒的角

度考虑该自旋交换碰撞过程是被禁止的。

与 $^{87}\text{Rb}|2, 2\rangle + ^{40}\text{K}|9/2, 9/2\rangle$ 的自旋态组合相比, $^{87}\text{Rb}|1, 1\rangle + ^{40}\text{K}|9/2, 9/2\rangle$ 的自旋态组合寿命较长可能有以下原因: 首先, 由于 $^{87}\text{Rb}|2, 2\rangle + ^{40}\text{K}|9/2, 9/2\rangle$ 的自旋态组合比 $^{87}\text{Rb}|1, 1\rangle + ^{40}\text{K}|9/2, 9/2\rangle$ 的自旋态组合能量更高, 因此更有可能通过散射通道损耗^[104,105]; 其次, $^{87}\text{Rb}|1, 1\rangle + ^{40}\text{K}|9/2, 9/2\rangle$ 组合的超精细能级自旋交换碰撞过程是一个吸收能量的过程, 这在能量守恒上是禁止的^[106-108]。第三, 两种自旋态组合的异核碰撞率的差异是其具有更长寿命的原因之一。最后, $^{87}\text{Rb}|1, 1\rangle$ 本身具有较长的寿命和 $^{87}\text{Rb}|1, 1\rangle + ^{40}\text{K}|9/2, 9/2\rangle$ 的快速热化也是 $^{87}\text{Rb}|1, 1\rangle + ^{40}\text{K}|9/2, 9/2\rangle$ 自旋态组合保持较长寿命的原因。

3.2.4 三光束光学偶极阱

最后, 我们还将第三束远失谐 1064 nm 激光 (L_3) 添加到 ODT 中, 其腰斑半径为 45 μm 。实验装置图如图 3.6 所示, ODT 由三束 1064 nm 交叉激光束 (L_1 、 L_2 、 L_3) 组成, L_1 与 L_2 相互垂直, L_3 与之前的激光处在同一平面且与第二束激光 L_2 有一个很小的交角 ($\sim 8^\circ$)。装载过程中, 首先在 500 ms 时间增加 ODT 的深度到三束远失谐激光的最大功率 3.4 W (L_1)、2.3 W (L_2) 和 1.8 W (L_3), 将混合气体装载到更大体积的 ODT 中。 L_1 和 L_2 光束的功率与双光束蒸发冷却方案的功率相同。蒸发冷却过程如图 3.4 (a) 所示, 首先等比例降低三束激光的功率, 实现 ODT 中的第二步蒸发冷却。然后在蒸发冷却第三步将第三束激光 (L_3) 的功率快速降低到零,

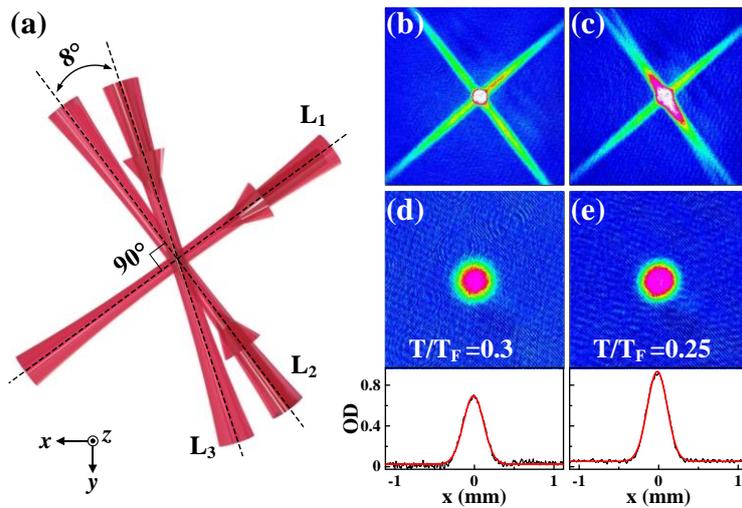


图 3.7 (a)三光束实验装置图。(b) - (e) 实验结果。

Fig. 3.7 (a) Diagram of the three-beam experimental setup. (b)-(e) Experimental results.

通过减小 ODT 的体积来提高原子碰撞率，随后的蒸发过程仍然依赖于双光束 ODT。

为了比较三光束装置的 ODT 效果，我们以双光束装置的 ODT 作为对照，利用 ^{87}Rb 原子进行 ODT 装载的吸收成像实验。实验结果如图 3.6 (b) - (e) 所示，图 3.6 (b) 和 (c) 分别为双光束装置和三光束装置的 ODT 装载成像，图像尺寸为 $3.2 \times 3.2 \text{ mm}$ ，图 3.6 (d) 和 (e) 分别为双光束装置和三光束装置对 ^{40}K 原子的蒸发冷却结果。从图像中可以清晰地看出三束光装置可以装载更多的原子，在 ODT (L_1 、 L_2 、 L_3) 中蒸发冷却结束时，阱中 ^{40}K 的原子数可达到 8×10^6 。与双光束装置的 ODT (L_1 、 L_2) 结果相比，原子数增加了 30%。同时，费米气体的简并度从双光束 ODT 中的 $T/T_F=0.30$ 升高到三光束 ODT 中的 0.25。在装载过程中，三光束装置可以增加装载体积，提高了势阱束缚频率，有助于从磁阱中装载足够的热原子，形成更大的热原子云。在蒸发冷却过程中，第三束激光 (L_3) 的功率在第三步中通过减小 ODT 的体积来提高原子碰撞率。

上一章节，我们描述了双光束 ODT 的势能 U 。在这里，计算了双光束 ODT 和三光束 ODT 的势能和束缚频率。其中 ODT 势阱可以近似为三维理想简谐势阱：

$$U(r, z) = -U_0 + \frac{1}{2}m(w_r^2 r^2 + w_z^2 z^2) \quad (3.7)$$

$$w_r = 2 \sqrt{\frac{U_0}{mw_0^2}} \quad (3.8)$$

对于垂直交叉的 ODT (x - y 平面)，其势能和束缚频率可以表示为^[109]：

$$U = -U_1 e^{-\frac{2(y^2+z^2)}{\omega_1^2}} - U_2 e^{-\frac{2(x^2+z^2)}{\omega_2^2}} \quad (3.9)$$

$$w_x = 2 \sqrt{\frac{U_1}{mw_1^2}}; w_y = 2 \sqrt{\frac{U_2}{mw_2^2}}; w_z = \sqrt{w_x^2 + w_y^2} = 2 \sqrt{\frac{U_1}{mw_1^2} + \frac{U_2}{mw_2^2}} \quad (3.10)$$

对于构成任意角度的 ODT (x - y 平面)，其可以表示为：

$$U = U_1 + U_2 = -\frac{3c^2}{\omega_{eff}^3} \left(\frac{\Gamma_{eff}}{W_{eff} - w} + \frac{\Gamma_{eff}}{W_{eff} + w} \right) \times \left[\frac{P_1}{W_1^2} e^{-\frac{2(y \cos \theta_1 - x \sin \theta_1)^2 + z^2}{w_1^2}} + \frac{P_2}{W_2^2} e^{-\frac{2(y \cos \theta_2 - x \sin \theta_2)^2 + z^2}{w_1^2}} \right] \quad (3.11)$$

其中， θ 为光束与 x 轴夹角， P 为光束功率， w 为沿光束传播方向上 (x , y) 位置处

的腰斑，我们得到双光束装置对于 ^{87}Rb 和 ^{40}K 原子的束缚频率为 $2\pi \times 71 \text{ Hz}$ 和 $2\pi \times 54 \text{ Hz}$ ，三光束装置对于 ^{87}Rb 和 ^{40}K 原子的束缚频率为 $2\pi \times 83 \text{ Hz}$ 和 $2\pi \times 63 \text{ Hz}$ 。

3.2.5 基于优化 ODT 后的实验进展

原子跃迁对外部场扰动的敏感性是超冷原子和原子气体中量子信息存储的主要限制^[110,111]，电磁场的波动和不均匀的俘获电位会导致原子跃迁频率在时间和空间上的变化。在许多精密测量实验中，需要精确控制由外场扰动引起的原子跃迁的不确定性，包括塞曼效应频移、黑体辐射频移、光位移、冷原子碰撞位移等。例如，黑体辐射位移是许多基本原子钟不准确的主要原因^[112]。光位移形成的“魔幻波长”可以大大降低量子计算和通信协议中的退相干^[113]，从而实现中性 Rydberg 原子的量子计算^[114,115]。

在优化 ODT 中 ^{87}Rb 和 ^{40}K 的玻色和费米混合物的制备技术后，我们可以快速且稳定的制备出原子数多、密度高、简并度高的 ^{40}K 费米气体，基于此实验上开展了 ^{40}K 简并费米气体稳定自旋态的研究。首先测量了自旋态 $|9/2, 1/2\rangle$ 和 $|7/2, -1/2\rangle$ 的 RF 射频谱线宽与脉冲时间的关系以及自旋态之间的拉比振荡。拉比振荡描述了两能级系统中原子的能级翻转。在有损耗的情况下，二能级系统的拉比振荡可表示为：

$$\eta = e^{-\beta t} \sin^2\left(\frac{\Omega t}{2}\right) \quad (3.12)$$

其中 β 为损耗因子， Ω 为拉比频率， t 为脉冲作用时间，测量结果如图 3.8 所示，射频谱线的半高全宽可以通过延长脉冲时间压缩，拉比振荡损耗的拟合结果 $\beta_{-1/2} = 0.0062$ ，跃迁态 $|9/2, 1/2\rangle \rightarrow |7/2, -1/2\rangle$ 相较于之前的跃迁态具有更好的相干性，这也证

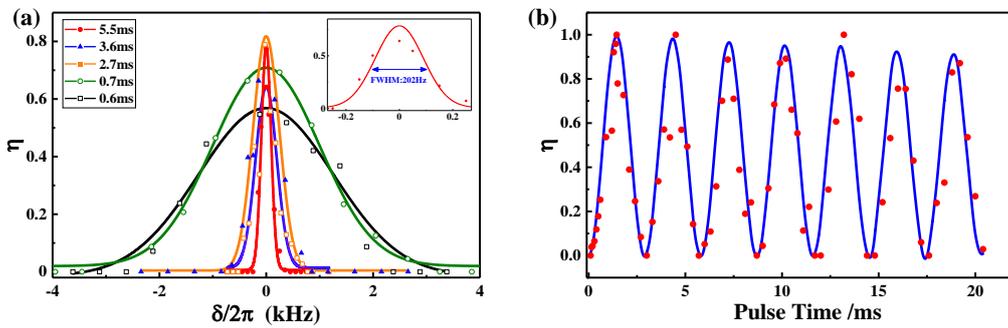


图 3.8 (a) 自旋态 $|9/2, 1/2\rangle$ 和 $|7/2, -1/2\rangle$ RF 射频谱线宽压缩。(b) 自旋态 $|9/2, 1/2\rangle$ 和 $|7/2, -1/2\rangle$ 之间的拉比振荡。

Fig. 3.8 (a) Spin-state $|9/2, 1/2\rangle$ and $|7/2, -1/2\rangle$ RF radio spectral linewidth compression. (b) Rabi oscillations between spin states $|9/2, 1/2\rangle$ and $|7/2, -1/2\rangle$.

明了实验中选择自旋态的重要性，接下来我们会进一步寻找最稳定的跃迁态。

3.3 小结

本章主要介绍了 ODT 中优化 ^{87}Rb 和 ^{40}K 的玻色和费米混合物的制备技术。实验上通过逐渐降低 ODT 的深度来测量每个阶段的 ^{87}Rb 和 ^{40}K 的原子数和温度。在总加载时间固定的情况下，得到了混合物的原子序数与 ^{87}Rb 的加载时间之间的关系，这使我们能够精确地控制 ^{87}Rb 与 ^{40}K 之间的比值。测量了 ODT 中自旋组合态 $^{87}\text{Rb}|1, 1\rangle + ^{40}\text{K}|9/2, 9/2\rangle$ 的原子数和寿命，这比自旋组合态 $^{87}\text{Rb}|2, 2\rangle + ^{40}\text{K}|9/2, 9/2\rangle$ 具有更长的寿命并从多个方面解释这个现象。我们发现通过加入第三束小角度的 1064 nm 激光，可以获得更高的原子数和更高的费米简并度，计算了双光束装置和三光束装置的束缚频率。最后，基于 ODT 快速制备费米简并气体的技术，简单测量了不同自旋态的拉比振荡。由于这两种原子的物理性质不同， ^{87}Rb - ^{40}K 的超低温玻色-费米混合物是一个稳定的异核系统实验平台，可以对一些尚未探索的量子性质进行深入研究。

4 总结与展望

本论文主要内容是对硕士期间的工作进行总结，基于实验系统的学习对实验系统进行维护和优化，提高实验系统的稳定性和先进性。工作内容包括搭建 ^{40}K 原子 D1 线灰色光学黏团冷却装置，降低 Molasses 过程原子的冷却温度；搭建第三束 1064nm 的激光，并在玻色费米混合气体中选择不同的自旋态组合对光阱中的蒸发冷却进行优化，获得了 T/T_F 约为 0.25、原子数目约为 8×10^6 的费米简并气体。

第一章介绍了超冷原子物理的几个重要发展历程和自然界中的玻色子和费米子及其对应的量子简并态：玻色爱因斯坦凝聚态和费米气体简并态。基于玻色费米量子简并的实现简单介绍了超冷原子在量子模拟和量子计算的研究新进展。

第二章简要描述了超冷玻色费米混合气体 ^{87}Rb - ^{40}K 的实验系统，并对实现超冷玻色费米混合气体 ^{87}Rb - ^{40}K 自旋态制备技术做了简单回顾。然后重点介绍了实验系统的改进— ^{40}K 原子 D1 线光学黏团冷却装置的搭建和原理。

第三章详细介绍了在光学偶极阱中优化制备 ^{87}Rb 和 ^{40}K 玻色费米混合气体的实验方案。对光学偶极阱的每个蒸发步骤进行了详细的实验研究，系统描述了光学偶极阱的损耗机制，从实验和理论上研究了双光束 ODT 和三光束 ODT 的装载和冷却效果，最终获得了更多的 ^{40}K 原子 (8×10^6) 和更高的费米简并度 ($T/T_F=0.25$)。

^{40}K 原子 D1 线光学黏团冷却装置的搭建和优化光学偶极阱制备技术为后续 ^{87}Rb - ^{40}K 的实验奠定了良好的实验基础。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 (SOC) [116]，并获得了一个高度可控的狄拉克点。在这之后，我们研究小组也一直关注着自旋-轨道耦合的研究新进展，例如通过设计超冷原子的三维自旋-轨道耦合在实验中实现理想外尔半金属(IWSM)能带[117]，通过周期性地驱动一个具有二维自旋-轨道耦合的量子反常霍尔 (QAH) 模型揭示了各种异常拓扑态[118]等。自旋-轨道耦合具有丰富的研究前景，往往一些基本问题与 SOC 结合时就会产生许多新现象。例如，通过研究强相互作用如何破坏或产生拓扑绝缘体了解到了分数拓扑绝缘体的机制。因此，存在于超冷原子 SOC 理论描述中的许多奇异量子态还有待探索。

基于快速制备稳定的量子简并气体可以开展里德堡 (Rydberg) 原子方向的研究，我们计划搭建 286 nm 紫外激光系统实现 ^{40}K 原子里德堡态的单步激发方案，结合之前搭建的两步激发方案可以更全面的研究里德堡原子的特性。Rydberg 原子具

有很大的电偶极矩^[119]，使其可以实现长程的相互作用，因此 Rydberg 原子多体系统是多体相互作用探究的理想平台。目前基于里德堡系统量子处理和量子光学的实验和理论研究几乎完全专注于单物种原子，因此 ^{87}Rb - ^{40}K 超冷玻色费米混合系统的里德堡态将提供独有的原子系综平台^[120]。

$^{87}\text{Rb}^{40}\text{K}$ 基态分子也是我们未来研究领域的重点方向，异核分子特殊的内禀属性和相互作用可以开展许多有趣的探索研究。例如寻找电子的永久电偶极矩和奇偶校验违反以及用于研究物理基本常数^[121]。此外，大的各向异性相互作用使异核分子在量子磁学，新型超流体配对和各种量子相变等方面也具有非常广阔的研究前景。

参考文献

- [1] S. Chu, L. Hollberg, J. E. Bjorkholm, A. Cable, and A. Ashkin, Three-dimensional viscous confinement and cooling of atoms by resonance radiation pressure, *Physical Review Letters*, 1985, 55 48.
- [2] 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, *Physical Review Letters*, 1988, 61 826.
- [3] 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, *Physical Review Letters*, 1988, 61 169.
- [4] 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, *Physical Review Letters*, 1995, 75 396.
- [5] 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*, 1995, 269, 19.
- [6] Inouye S, Andrews M R, Stenger J, et al. Observation of Feshbach resonances in a Bose–Einstein condensate[J]. *Nature*, 1998, 392(6672): 151-154.
- [7] B. DeMarco, and D. S. Jin, Onset of Fermi Degeneracy in a Trapped Atomic Gas, *Science*, 1999, 285 1703.
- [8] Greiner M, Mandel O, Esslinger T, et al. Quantum phase transition from a superfluid to a Mott insulator in a gas of ultracold atoms[J]. *nature*, 2002, 415(6867): 39-44.
- [9] Moses, S., Covey, J., Miecnikowski, M, et al. New frontiers for quantum gases of polar molecules. *Nature Phys*, 2017, 13, 13–20.
- [10] DALIBARD J, GERBIER F, JUZELIŪNAS G, et al. Colloquium: Artificial gauge potentials for neutral atoms[J]. *Reviews of Modern Physics*, 2011, 83(4): 1523.
- [11] GALITSKI V, JUZELIŪNAS G, SPIELMAN I B. Artificial gauge fields with ultracold atoms[J]. *Physics Today*, 2019, 72(1).
- [12] ZWIERLEIN M W, ABO-SHAEER J R, SCHIROTZEK A, et al. Vortices and

- superfluidity in a strongly interacting Fermi gas[J]. *Nature*, 2005, 435(7045): 1047-1051.
- [13] Desbuquois, R., Yefsah, T. et al. Superfluid behaviour of a two-dimensional Bose gas. *Nature Phys*, 2012, 8, 645–648.
- [14] Balibar, S. The enigma of supersolidity. *Nature*, 2010, 464, 176–182.
- [15] M. R. Andrews, C. G. Townsend, H.-J. Miesner, D. S. Durfee, D. M. Kurn, and W. Ketterle. Observation of interference between two Bose condensates. *Science*, 1997, .275(5300):637–641.
- [16] M. R. Matthews, B. P. Anderson, D. S. Hall, C. E. Wieman, and E. A. Cornell. Vortices in a Bose-Einstein condensate. *Physical Review Letters*, 1999, 83:2498–2501.
- [17] Sommer A T, Cheuk L W, Ku M J H, et al. Evolution of fermion pairing from three to two dimensions[J]. *Physical Review Letters*, 2012, 108(4): 045302.
- [18] A. N. Wenz et al. ,From Few to Many: Observing the Formation of a Fermi Sea One Atom at a Time. *Science*, 2013342, 457-460.
- [19] D.O. Edwards and M.S. Pettersen. Lectures on the properties of liquid and solid ^3He - ^4He mixtures at low temperatures. *Journal of Low Temperature Physics*, 1992, 87(3-4):473–523.
- [20] Leon N. Cooper. Bound electron pairs in a degenerate Fermi gas. *Physical Review*, 1956, 104:1189–1190.
- [21] G. Ferrari, Collisional relaxation in a fermionic gas, *Physical Review A*, 1999, 59 R4125.
- [22] Elisa Fratini and Pierbiagio Pieri. Pairing and condensation in a resonant Bose–Fermi mixture. *Physical Review A*, 2010, 81:051605.
- [23] Immanuel Bloch, Jean Dalibard, and Wilhelm Zwerger. Many-body physics with ultracold gases. *Reviews of Modern Physics*, 2008, 80:885–964.
- [24] Waseem S. Bakr, Jonathon I. Gillen, Amy Peng, Simon Folling, and Markus Greiner. A quantum gas microscope for detecting single atoms in a Hubbard-regime optical lattice. *Nature*, 2009, 462.
- [25] Bloch I, Dalibard J, Nascimbene S. Quantum simulations with ultracold quantum gases[J]. *Nature Physics*, 2012, 8(4): 267-276.
- [26] Meng Z, Wang L, Han W, et al. Atomic Bose–Einstein condensate in twisted-bilayer

- optical lattices[J]. *Nature*, 2023, 615(7951): 231-236.
- [27] De Leon N P, Itoh K M, Kim D, et al. Materials challenges and opportunities for quantum computing hardware[J]. *Science*, 2021, 372(6539): eabb2823.
- [28] Bloom B J, Nicholson T L, Williams J R, et al. An optical lattice clock with accuracy and stability at the 10^{-18} level[J]. *Nature*, 2014, 506(7486): 71-75.
- [29] YE J, BLATT S, BOYD M M, et al. Precision measurement based on ultracold atoms and cold molecules[J]. *International Journal of Modern Physics D*, 2007, 16(12b): 2481-2494.
- [30] Patel K, Cai G, Ando H, et al. Patel K, Cai G, Ando H, et al. Sound Propagation in a Bose-Fermi Mixture: From Weak to Strong Interactions[J]. *Physical Review Letters*, 2023, 131(8): 083003.
- [31] Shen X, Davidson N, Bruun G M, et al. Strongly interacting Bose-Fermi mixtures: Mediated interaction, phase diagram, and sound propagation[J]. *Physical Review Letters*, 2024, 132(3): 033401.
- [32] Santos L, Shlyapnikov G V, Zoller P, et al. Bose-Einstein condensation in trapped dipolar gases[J]. *Physical Review Letters*, 2000, 85(9): 1791.
- [33] DeMille D. Quantum computation with trapped polar molecules[J]. *Physical Review Letters*, 2002, 88(6): 067901.
- [34] Hudson E R, Lewandowski H J, Sawyer B C, et al. Cold molecule spectroscopy for constraining the evolution of the fine structure constant[J]. *Physical review letters*, 2006, 96(14): 143004.
- [35] Milczewski J, Duda M. Using a quantum phase transition to efficiently produce heteronuclear molecules[J]. *Nature Physics*, 2023.
- [36] Li J R, Matsuda K, Miller C, et al. Tunable itinerant spin dynamics with polar molecules[J]. *Nature*, 2023, 614(7946): 70-74.
- [37] Peacock J C, Ljepoja A, Bolech C J. Quantum coherent states of interacting Bose-Fermi mixtures in one dimension[J]. *Physical Review Research*, 2022, 4(2): L022034.
- [38] Guo Y, Tajima H, Hatsuda T, et al. BCS-BCS crossover between atomic and molecular superfluids in a Bose-Fermi mixture[J]. *Physical Review A*, 2023, 108(2): 023304.
- [39] 陈海霞. ^{87}Rb - ^{40}K 玻色费米混和气体量子简并的实现[D].山西大学,2009.
- [40] 王鹏军. 超冷玻色费米气体的集体原子反冲行为和 Feshbach 共振[D].山西大

- 学,2011.
- [41] 黄良辉. 强相互作用和二维自旋-轨道耦合的超冷费米气体[D].山西大学,2016.
- [42] 李东豪. 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[D],山西大学,2021
- [43] 卫栋,陈海霞,熊德智等. ^{40}K - ^{87}Rb 原子冷却的半导体激光系统[J].物理学报,2006,(12):6342-6346.
- [44] 张靖, 陶桦, 卫栋. Rb 原子饱和吸收稳频半导体激光器系统[J]. 光学学报, 2003, 23(2): 197-201.
- [45] Miao J, Bian G, Shan B, et al. Achieving ultracold Bose-Fermi mixture of ^{87}Rb and ^{40}K with dual dark magnetic-optical-trap[J]. Chinese Physics B, 2022, 31(8): 080306.
- [46] Grimm R, Weidemüller M, Ovchinnikov Y B. Optical dipole traps for neutral atoms[M]//Advances in atomic, molecular, and optical physics. Academic Press, 2000, 42: 95-170.
- [47] 柴世杰. ^{87}Rb 和 ^{40}K 玻色费米混合气体量子简并的光阱实现[D].山西大学,2012.
- [48] Grynberg G, Courtois J Y. Proposal for a magneto-optical lattice for trapping atoms in nearly-dark states[J]. Europhysics Letters, 1994, 27(1): 41.
- [49] WEIDEMÜLLER M, ESSLINGER T, OL'SHANII M A, et al. A novel scheme for efficient cooling below the photon recoil limit[J]. EPL (Europhysics Letters), 1994, 27(2): 109.
- [50] Bruce G D, Haller E, Peaudecerf B, et al. Sub-Doppler laser cooling of ^{40}K with Raman gray molasses on the line[J]. Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics, 2017, 50(9): 095002.
- [51] Fernandes D R, Sievers F, Kretzschmar N, et al. Sub-Doppler laser cooling of fermionic ^{40}K atoms in three-dimensional gray optical molasses[J]. Europhysics Letters, 2012, 100(6): 63001.
- [52] Sievers F, Kretzschmar N, Fernandes D R, et al. Simultaneous sub-doppler laser cooling of fermionic ^6Li and ^{40}K on the d_1 line: Theory and experiment[J]. Physical Review A, 2015, 91(2): 023426.
- [53] Dudin Y O, Li L, Kuzmich A. Light storage on the time scale of a minute[J]. Physical Review A, 2013, 87(3): 031801.
- [54] Gibble K, Chu S. Laser-cooled Cs frequency standard and a measurement of the

- frequency shift due to ultracold collisions[J]. *Physical Review Letters*, 1993, 70(12): 1771.
- [55] Ferlaino F, Knoop S, Grimm R. *Ultracold feshbach molecules*[M]//*Cold Molecules*. CRC Press, 2009: 351-386.
- [56] Haas M, Leung V, Frese D, et al. Species-selective microwave cooling of a mixture of rubidium and caesium atoms[J]. *New Journal of Physics*, 2007, 9(5): 147.
- [57] Kandala S K, Sohn S M. Design of standalone wireless impedance matching (SWIM) system for RF coils in MRI[J]. *Scientific reports*, 2022, 12(1): 21604.
- [58] Ketterle W, Van Druten N J. *Evaporative cooling of trapped atoms*[M]//*Advances in atomic, molecular, and optical physics*. Academic press, 1996, 37: 181-236.
- [59] Freeman R. Shaped radiofrequency pulses in high resolution NMR[J]. *Progress in Nuclear Magnetic Resonance Spectroscopy*, 1998, 32(1): 59-106.
- [60] Ni K K, Ospelkaus S, De Miranda M H G, et al. A high phase-space-density gas of polar molecules[J]. *Science*, 2008, 322(5899): 231-235.
- [61] Voigt A C, Taglieber M, Costa L, et al. Ultracold heteronuclear fermi-fermi molecules[J]. *Physical Review Letters*, 2009, 102(2): 020405.
- [62] Takekoshi T, Reichsöllner L, Schindewolf A, et al. Ultracold dense samples of dipolar RbCs molecules in the rovibrational and hyperfine ground state[J]. *Physical Review Letters*, 2014, 113(20): 205301.
- [63] Ferrier-Barbut I, Delehaye M, Laurent S, et al. A mixture of Bose and Fermi superfluids[J]. *Science*, 2014, 345(6200): 1035-1038.
- [64] Roy R, Green A, Bowler R, et al. Two-element mixture of Bose and Fermi superfluids[J]. *Physical Review Letters*, 2017, 118(5): 055301.
- [65] Cetina M, Jag M, Lous R S, et al. Decoherence of impurities in a fermi sea of ultracold atoms[J]. *Physical Review Letters*, 2015, 115(13): 135302.
- [66] Hu M G, Van de Graaff M J, Kedar D, et al. Bose polarons in the strongly interacting regime[J]. *Physical Review Letters*, 2016, 117(5): 055301.
- [67] Scazza F, Valtolina G, Massignan P, et al. Repulsive Fermi polarons in a resonant mixture of ultracold Li 6 atoms[J]. *Physical Review Letters*, 2017, 118(8): 083602.
- [68] Cabrera C R, Tanzi L, Sanz J, et al. Quantum liquid droplets in a mixture of Bose-Einstein condensates[J]. *Science*, 2018, 359(6373): 301-304.

- [69] Semeghini G, Ferioli G, Masi L, et al. Self-bound quantum droplets of atomic mixtures in free space[J]. *Physical Review Letters*, 2018, 120(23): 235301.
- [70] Cheiney P, Cabrera C R, Sanz J, et al. Bright soliton to quantum droplet transition in a mixture of Bose-Einstein condensates[J]. *Physical Review Letters*, 2018, 120(13): 135301.
- [71] Naidon P, Endo S. Efimov physics: a review[J]. *Reports on Progress in Physics*, 2017, 80(5): 056001.
- [72] Greene C H, Giannakeas P, Pérez-Ríos J. Universal few-body physics and cluster formation[J]. *Reviews of Modern Physics*, 2017, 89(3): 035006.
- [73] Maddaloni P, Modugno M, Fort C, et al. Collective oscillations of two colliding Bose-Einstein condensates[J]. *Physical Review Letters*, 2000, 85(12): 2413.
- [74] Fukuhara T, Sugawa S, Takasu Y, et al. All-optical formation of quantum degenerate mixtures[J]. *Physical Review A*, 2009, 79(2): 021601.
- [75] Best T, Will S, Schneider U, et al. Role of Interactions in Rb 87 – K 40 Bose-Fermi Mixtures in a 3D Optical Lattice[J]. *Physical Review Letters*, 2009, 102(3): 030408.
- [76] Warner C, Lam A Z, Bigagli N, et al. Overlapping Bose-Einstein condensates of Na 23 and Cs 133 [J]. *Physical Review A*, 2021, 104(3): 033302.
- [77] Chen Y D, Li W X, Sun Y T, et al. Dual-species Bose-Einstein condensates of Li 7 and Cs 133 [J]. *Physical Review A*, 2023, 108(3): 033301.
- [78] Truscott A G, Strecker K E, McAlexander W I, et al. Observation of Fermi pressure in a gas of trapped atoms[J]. *Science*, 2001, 291(5513): 2570-2572.
- [79] Roati G, Riboli F, Modugno G, et al. Fermi-Bose Quantum Degenerate K 40 – R 87 b Mixture with Attractive Interaction[J]. *Physical Review Letters*, 2002, 89(15): 150403.
- [80] Hadzibabic Z, Stan C A, Dieckmann K, et al. Two-species mixture of quantum degenerate Bose and Fermi gases[J]. *Physical Review Letters*, 2002, 88(16): 160401.
- [81] Tey M K, Stellmer S, Grimm R, et al. Double-degenerate Bose-Fermi mixture of strontium[J]. *Physical Review A*, 2010, 82(1): 011608.
- [82] Wu C H, Santiago I, Park J W, et al. Strongly interacting isotopic Bose-Fermi mixture immersed in a Fermi sea[J]. *Physical Review A*, 2011, 84(1): 011601.
- [83] Yao X C, Chen H Z, Wu Y P, et al. Observation of coupled vortex lattices in a mass-imbalance Bose and Fermi superfluid mixture[J]. *Physical Review Letters*, 2016,

- 117(14): 145301.
- [84] DeSalvo B J, Patel K, Johansen J, et al. Observation of a degenerate Fermi gas trapped by a Bose-Einstein condensate[J]. *Physical Review Letters*, 2017, 119(23): 233401.
- [85] Schäfer F, Konishi H, Bouscal A, et al. Spectroscopic determination of magnetic-field-dependent interactions in an ultracold Yb ($3P_2$)-Li mixture[J]. *Physical Review A*, 2017, 96(3): 032711.
- [86] Ye Z X, Xie L Y, Guo Z, et al. Double-degenerate Bose-Fermi mixture of strontium and lithium[J]. *Physical Review A*, 2020, 102(3): 033307.
- [87] Taglieber M, Voigt A C, Aoki T, et al. Quantum degenerate two-species Fermi-Fermi mixture coexisting with a Bose-Einstein condensate[J]. *Physical Review Letters*, 2008, 100(1): 010401.
- [88] Parajuli B, Peçak D, Chien C C. Atomic boson-fermion mixtures in one-dimensional box potentials: Few-body and mean-field many-body analyses[J]. *Physical Review A*, 2023, 107(2): 023308.
- [89] Inouye S, Goldwin J, Olsen M L, et al. Observation of heteronuclear Feshbach resonances in a mixture of bosons and fermions[J]. *Physical Review Letters*, 2004, 93(18): 183201.
- [90] De Marco L, Valtolina G, Matsuda K, et al. A degenerate Fermi gas of polar molecules[J]. *Science*, 2019, 363(6429): 853-856.
- [91] Davis K B, Mewes M O, Andrews M R, et al. Bose-Einstein condensation in a gas of sodium atoms[J]. *Physical Review Letters*, 1995, 75(22): 3969.
- [92] Ferlaino F, D'Errico C, Roati G, et al. Feshbach spectroscopy of a K-Rb atomic mixture[J]. *Physical Review A*, 2006, 73(4): 040702.
- [93] 王鹏军, 熊德智, 陈海霞. 原子吸收成像的二维光学密度分布获得量子简并费米气体参数[J]. *光学学报*, 2010, 30(3).
- [94] Ospelkaus C. Fermi-Bose mixtures: From mean-field interactions to ultracold chemistry[D]. Staats-und Universitätsbibliothek Hamburg Carl von Ossietzky, 2006.
- [95] Lauber T, Küber J, Wille O, et al. Optimized Bose-Einstein-condensate production in a dipole trap based on a 1070-nm multifrequency laser: Influence of enhanced two-body loss on the evaporation process[J]. *Physical Review A*, 2011, 84(4): 043641.
- [96] Xie T. Effect of spin-dependent interactions on the two-body loss rate in ultracold Rb

- 85 collisions[J]. *Physical Review A*, 2020, 101(5): 052710.
- [97] Roberts J L, Claussen N R, Cornish S L, et al. Magnetic field dependence of ultracold inelastic collisions near a Feshbach resonance[J]. *Physical Review Letters*, 2000, 85(4): 728.
- [98] Görlitz A, Gustavson T L, Leanhardt A E, et al. Sodium Bose-Einstein condensates in the $F=2$ state in a large-volume optical trap[J]. *Physical Review Letters*, 2003, 90(9): 090401.
- [99] Park J W, Will S A, Zwierlein M W. Ultracold dipolar gas of fermionic Na_2 molecules in their absolute ground state[J]. *Physical Review Letters*, 2015, 114(20): 205302.
- [100] Roati G, Riboli F, Modugno G, et al. Fermi-Bose Quantum Degenerate ^{40}K - ^{87}Rb Mixture with Attractive Interaction[J]. *Physical Review Letters*, 2002, 89(15): 150403.
- [101] Modugno G, Roati G, Riboli F, et al. Collapse of a degenerate Fermi gas[J]. *Science*, 2002, 297(5590): 2240-2243.
- [102] Simoni A, Ferlaino F, Roati G, et al. Magnetic control of the interaction in ultracold K-Rb mixtures[J]. *Physical Review Letters*, 2003, 90(16): 163202.
- [103] Li Z, Gu Z, Shi Z, et al. Quantum degenerate Bose-Fermi atomic gas mixture of ^{23}Na and ^{40}K [J]. *Chinese Physics B*, 2023, 32(2): 023701.
- [104] Hensler S, Werner J, Griesmaier A, et al. Dipolar relaxation in an ultracold gas of magnetically trapped chromium atoms[J]. *Applied Physics B*, 2003, 77: 765-772.
- [105] Krauser J S, Heinze J, Götze S, et al. Investigation of Feshbach resonances in ultracold ^{40}K spin mixtures[J]. *Physical Review A*, 2017, 95(4): 042701.
- [106] Mi C D, Nawaz K S, Wang P J, et al. Production of dual species Bose-Einstein condensates of ^{39}K and ^{87}Rb [J]. *Chinese Physics B*, 2021, 30(6): 063401.
- [107] 聂亮, 米成栋, 张越. ^{39}K - ^{87}Rb 双组分 $|F=1, m_F=-1\rangle$ 态玻色-爱因斯坦凝聚体的实验制备[J]. *Acta Sinica Quantum Optica*, 2022, 28(3): 215-222.
- [108] Wang X Q, Wang Y X, Liu X P, et al. Observation of state-to-state hyperfine-changing collisions in a Bose-Fermi mixture of ^6Li and ^{41}K atoms[J]. *Physical Review A*, 2020, 101(4): 041601.
- [109] 师振莲. 超冷玻色费米混合气体 ^{23}Na - ^{40}K 的实验研究[D].山西大学,2022

-
- [110] Bernon S, Hattermann H, Bothner D, et al. Manipulation and coherence of ultra-cold atoms on a superconducting atom chip[J]. *Nature communications*, 2013, 4(1): 2380.
- [111] Dudin Y O, Kuzmich A. Strongly interacting Rydberg excitations of a cold atomic gas[J]. *Science*, 2012, 336(6083): 887-889.
- [112] Rosenbusch P, Ghezali S, Dzuba V A, et al. ac Stark shift of the Cs microwave atomic clock transitions[J]. *Physical Review A*, 2009, 79(1): 013404.
- [113] McKeever J, Buck J R, Boozer A D, et al. State-insensitive cooling and trapping of single atoms in an optical cavity[J]. *Physical Review Letters*, 2003, 90(13): 133602.
- [114] Shi X F, Kennedy T A B. Annulled van der Waals interaction and fast Rydberg quantum gates[J]. *Physical Review A*, 2017, 95(4): 043429.
- [115] Safronova M S, Williams C J, Clark C W. Optimizing the fast Rydberg quantum gate[J]. *Physical Review A*, 2003, 67(4): 040303.
- [116] Huang L, Meng Z, Wang P, et al. Experimental realization of two-dimensional synthetic spin-orbit coupling in ultracold Fermi gases[J]. *Nature Physics*, 2016, 12(6): 540-544.
- [117] Wang Z Y, Cheng X C, Wang B Z, et al. Realization of an ideal Weyl semimetal band in a quantum gas with 3D spin-orbit coupling[J]. *Science*, 2021, 372(6539): 271-276.
- [118] Zhang J Y, Yi C R, Zhang L, et al. Tuning anomalous Floquet topological bands with ultracold atoms[J]. *Physical Review Letters*, 2023, 130(4): 043201.
- [119] Sous J, Sadeghpour H R, Killian T C, et al. Rydberg impurity in a Fermi gas: Quantum statistics and rotational blockade[J]. *Physical Review Research*, 2020, 2(2): 023021.
- [120] Keleş A, Zhao E, Li X. f-wave superfluidity from repulsive interaction in Rydberg-dressed Fermi gas[J]. *Physical Review A*, 2020, 101(2): 023624.
- [121] Kozlov M G, Labzowsky L N. Parity violation effects in diatomics[J]. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, 1995, 28(10): 1933.

攻读学位期间取得的研究成果

P. Ding, L. Huang, B. Shan, Y. Zhao, Y. Yang, P. Wang, Z. Meng, L. Chen. Optimal preparation of Bose and Fermi atomic gas mixtures for ^{87}Rb and ^{40}K in a crossed optical dipole trap. Chin. Phys. B 33, 066701 (2024)

致 谢

三载光阴，匆匆而过，仿若指尖流沙。时光的车轮不曾停歇，岁月的涓流汇聚成我求学之路上的点滴收获与感悟。三年前，我踏入山西大学的校门，满怀憧憬与期待。三年的研究生生涯中，我经历了无数个日日夜夜的辛勤努力，经历了挫折与困惑，也品尝到了成功与成长的滋味。在这里我有幸参与了物理前沿超冷原子领域的研究，这是一项充满挑战和创新的研究领域，也是我学术生涯中的一段宝贵经历。在这个领域里，我得以接触到最新的科研技术和理论，与优秀的同行们共同探讨问题，不断挑战自我，追求科学的真理。在这段时间里，我非常有幸认识到了许多良师益友。正因为有了你们的帮助与呵护，我才能够顺利地走到今天。在此，我有很多话想要对他们说，想要真诚地表达我的感激之情。

在这里，我首先要对彭堃墀和谢常德老师表示由衷的感谢。正是因为有了这两位德高望重的科学前辈，才有了山西大学光电研究所的诞生。山西大学光电研究所历经三十余载的发展，一步步成长为现在的国家重点实验室。这一成就离不开全体老师和学生的共同努力与奋斗。在此，我要向所有老师和同学表示深深的感谢。你们的付出和努力，是光电研究所能够取得如此辉煌成绩的重要支撑和动力。

其次我要感谢张靖教授与黄良辉教授。在我的心目中，张靖老师犹如一盏学术灯塔，指引着我们在学术道路上前行，为我们提供了无私的指导和支撑；而黄良辉老师则是我们的掌舵手，以其卓越智慧和领导力，引领着我们航向成功的方向。非常感谢张老师能接受我做他的学生，让我能在超冷玻色费米混合实验室的大家庭中学习、奋斗。在这三年里，我也从张老师和黄老师身上学到了许多科研知识和做人的道理，他们对科研的热情让我深受感染。张老师以一丝不苟的学术态度对待每一个科研问题，无论是在撰写学术文章还是毕业论文时，都给予了我精准的指导和细致的修改。作为我的指导老师，黄老师更是在科研过程中对我细心教导。他以严谨认真的态度对待每一个科研问题，给予了我宝贵的学术指导和建议。不仅如此，黄老师还在生活中给予了我无微不至的关怀和帮助，让我在学业和生活中都感到温暖和支持。他的悉心教导和关怀无疑是我科研路上最重要的支柱，我将永远铭记在心。

感谢我们实验小组的每一位成员，感谢于旭东老师、王鹏军老师、孟增明、陈良超老师、韩伟老师在我科研工作中给予的帮助和支持，细心解答我的疑惑。感谢王良伟、米成栋、闫江伟、李子亮、师振莲、刘方德、张越、顾正宇、高晨力、李云达、王妍、隋文杰师兄师姐给予科研和生活上的帮助。感谢师弟师妹余浩坤、杨雯馨、周暄胜、赵非凡、杨晗、陈卫、张纯瑶、王亚洲、冯嘉煜、刘澍对我工作中的支持和帮助。

特别感谢同一平台工作的边国旗师兄、单标师兄、赵宇航师弟、杨雅婧师妹对我工作的帮助与支持。每当回忆起我们共同探讨问题、共同进步的时刻，我都感到格外欣慰和自豪。正是在你们的共同努力下，我们的实验进程得以如期地顺利开展。感谢单标师兄、赵宇航师弟、杨雅婧师妹帮助我修订论文。感谢舍友曹金科、成亚哲、崔振兴、陈建军对我生活上的帮助与支持。感谢与我同级的同学龚林善、贾甜、王泽奎在科研和生活上的帮助，以及我们共同奋斗的岁月。另外还要感谢同级同学定聪、冯涛、郝兴平、贾亚敏、王小峰对我工作的帮助与支持。

感谢加工车间石师傅、冯师傅、袁师傅、赵师傅、于师傅、齐师傅等师傅和电子车间对我们科研工作给与支持和配合，使我们能够快速推进实验进展。感谢办公室高鑫老师、曲老师等老师对我们工作和生活上的照顾和帮助。

最后，我要深深地感谢我亲爱的家人。是你们在我人生中最需要关怀和支持的时刻给予了我无私的爱和慷慨的支持。在我追求学业和实现梦想的道路上，你们始终是最坚实的后盾和最温暖的港湾。你们的无私奉献和理解让我感到无比幸运和满足。

个人简况及联系方式

个人基本信息

姓名：丁培波

性别：男

出生年月：1999年8月

籍贯：山东省纪台镇

联系电话：15964046283

电子邮箱：15964046283@163.com

学习与受教育经历

2014.09-2017.07 寿光现代中学

2017.09-2021.07 沈阳航空航天大学，应用物理学

2021.09-2024.07 山西大学，光学

承 诺 书

本人郑重声明：所提交的学位论文，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： 丁培波

2024年5月20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： 丁培波

导师签名： 黄良辉

2024年5月20日