



山西大学
SHANXI UNIVERSITY

2022 届硕士学位论文

基于双暗磁光阱制备超冷玻色费米混合气体 ^{87}Rb 和 ^{40}K 的实验研究

作者姓名	苗杰
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 山西大学光电研究所
学习年限	2019 年 9 月至 2022 年 6 月

二〇二二年六月

山西大学

2022 届硕士学位论文

基于双暗磁光阱制备超冷玻色费米混合气体 ^{87}Rb 和 ^{40}K 的实验研究

作者姓名	苗杰
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 山西大学光电研究所
学习年限	2019 年 9 月至 2022 年 6 月

二〇二二年六月

Thesis for Master' s degree, Shanxi University, 2021

Achieving ultracold Bose-Fermi mixture of ^{87}Rb and ^{40}K
with dual dark magnetic-optical-trap

Student Name	Jie Miao
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, Shanxi University
Research Duration	2019.09-2022.06

June, 20

中文摘要

自激光冷却技术发明以后, 实验上制备高密度超冷原子气体技术较为成熟, 超冷原子气体在量子精密测量、冷原子钟、原子干涉仪以及量子光学等领域都有着重要的应用。要使原子气体从室温转变为冷原子再到实现原子的量子简并需要技术的不断革新, 其中蒸发冷却的出现克服了激光冷却极限实现了原子气体的量子简并, 量子简并气体的实现为新奇物理现象的研究奠定了基础, 能够为多体物理的研究提供一个优越的平台, 以及在量子模拟中也有着广泛的应用。

一般原子气体制备到量子简并态的制备过程需要经过磁光阱装载冷却、光学黏团、光学抽运, 最后将原子转移至磁阱或光阱中进行蒸发冷却才能被冷却至量子简并态。而在该过程中, 每一个阶段中的温度降低都伴随着原子气体的大量损耗, 因而在获得量子简并气体前期就需要俘获得到数目尽可能多的高密度原子气体。基于此, 实验上发展出了一系列新技术用于提高每一步冷却过程的制备效率用于气体的量子简并的实现, 如暗态磁光陷阱技术 (Dark MOT)、窄线宽激光冷却 (Narrow-line)、灰色光学黏团 (Gray molasses)、拉曼冷却、3D 拉曼边带冷却以及直接激光冷却等新技术。

本文我们证明了在双组份 ^{87}Rb - ^{40}K 超冷混合气体制备中, 暗态磁光阱较明亮磁光阱具有很大的优越性, 而对于单组份的原子气体的俘获与冷却来说, 暗态磁光阱与明亮磁光阱相比, 作用效果没有明显的提升。在使用暗态磁光阱同时装载 ^{87}Rb 和 ^{40}K 原子时, ^{40}K 原子数和密度的提升主要是通过减少 ^{87}Rb 和 ^{40}K 之间光致碰撞损耗 (Light-assisted) 来完成的。实验过程中我们首次使用了由锥透镜组合产生的空心光束完成了双暗态磁光阱光路的构建, 与传统直接使用暗斑来遮挡再抽运激光中心处相比, 空心光束的使用使得再抽运光的中心激光功率能够转移至空心环状区域而非功率的直接损耗, 此外我们也可以通过调节透镜组之间的距离方便控制空心区域的大小进而优化暗磁光阱的作用效果。我们通过测量蒸发冷却后 ^{87}Rb 和 ^{40}K 原子数目和密度, 对比了明亮磁光阱与暗态磁光阱对原子云的实际作用效果。通过对比发现: 对于单组份的 ^{87}Rb 原子, 明亮磁光阱和暗态磁光阱的装载效果基本一致; 对于单组份的 ^{40}K 原子, 原子的数目和密度只是有了轻微提升。而在双组份 ^{87}Rb 和 ^{40}K 混合气体的制备过程中, 暗态磁光阱使得费米气体 ^{40}K 的原子数量以及原子云密度来说都得到了很大程度的提高。我们测量了蒸发冷却之后所得到的 ^{40}K 的原子数目和

密度，其中暗态磁光阱装载较明亮磁光阱装载原子数目提升了三倍，密度上也提升了两倍之多。由此可以得到暗态磁光阱在超冷玻色费米混合气体中对费米气体 ^{40}K 的装载效果显著，为后续费米气体量子简并态的实现奠定了基础。

关键词：超冷原子；量子简并；双暗态磁光阱；双组份；空心光束

ABSTRACT

Since the invention of laser cooling, high-density ultracold atomic vapors can be achieved easily and applied in many fields such as quantum precision measurement, cold atomic clock, atom interferometry, quantum optics. The emergence of evaporative cooling to overcome the laser cooling limitations makes the ultracold atomic vapors reach quantum degeneracy. Quantum degenerate gases provide a unique platform for broad field. The atomic vapors can be cooled to the quantum degenerate state usually by a standard procedure of magnetic-optical-trap (MOT), optical molasses, optical pump and evaporative cooling. In the process of cooling, the decrease of temperature leads to the loss of the number and density of atoms. Therefore, many new cooling technologies were developed, such as dark MOT, narrow-line laser cooling, gray molasses, Raman cooling, 3D Raman sideband cooling, direct laser cooling to quantum degenerate.

In this thesis, we demonstrate that realizing ultracold Bose-Fermi mixture of ^{87}Rb and ^{40}K employs the technology of dual dark MOTs. Compared with bright MOT, ^{40}K numbers and density get significantly improved in loading two species of ^{87}Rb and ^{40}K simultaneously via dark MOT. However, dark MOT has no improvement only for loading of the single species of ^{87}Rb and the numbers and density of single species ^{40}K are slightly improved. Two species of ^{87}Rb and ^{40}K are loaded by means of two different times in the period of dark MOT. The mixing ratio of ^{87}Rb and ^{40}K in two-species mixture can be adjusted easily by controlling the different MOT loading times of ^{87}Rb and ^{40}K . The important novelty in our dark MOT is that we use one pair of conical lens to produce a hollow beam for repumping light.

we compare dark MOT loading with bright MOT by measuring the number of atoms and densities of ^{87}Rb and ^{40}K after evaporation in hybrid magnetic trap. The number of ^{40}K atoms with dark MOT loading is more than three times as much as bright MOT loading, and the optical density is more than two times. Dark MOT loading shows great improvements for the ^{40}K number of atoms and density in two-species ^{87}Rb and ^{40}K . The atoms with large number and high density make it easier to realize the quantum degenerate of Bose-Fermi mixture.

Key words: ultracold atoms; quantum degenerate; dual dark MOT; two-species; hollow beam

目 录

中文摘要	I
ABSTRACT	III
1 绪论	1
1.1 量子简并气体	1
1.2 超冷原子气体研究进展	2
1.2.1 超冷原子光钟	2
1.2.2 费米气体的里德堡态	4
1.3 论文结构	5
2 超冷玻色费米混合气体实验系统	7
2.1 概述	7
2.2 真空系统	7
2.3 激光系统	8
2.3.1 ^{87}Rb 和 ^{40}K 冷却激光	8
2.3.2 914 nm 激光器的稳频	11
2.4 MOT 冷却与蒸发冷却	13
2.4.1 磁光阱冷却原理	13
2.4.2 两级磁光阱 (MOT) 冷却	14
2.4.3 磁阱 (Magnetic trap)	15
2.4.4 光学偶极阱 (Optical dipole trap)	16
2.5 原子信息的探测	17
2.6 小结	18
3 制备超冷 ^{87}Rb 和 ^{40}K 混合气体的双暗磁光阱	19
3.1 暗态磁光阱 (Dark MOT)	19
3.2 理论分析	19
3.3 实验方案	21
3.4 实验过程	23
3.5 实验结果与分析	25
3.6 结论与总结	29

总结与展望	30
参考文献	31
攻读学位期间取得的研究成果	35
致谢	36
个人简况及联系方式	38
承诺书	39
学位论文使用授权声明	40

Contents

Chinese Abstract	I
Abstract	III
Chapter 1 Introduction	1
1.1 Quantum degenerate state.....	1
1.2 Frontiers of ultracold atomic gases.....	2
1.2.1 Ultracold atomic clock	2
1.2.2 Frontiers of Rydberg atoms	4
1.3 Overview of the thesis	5
Chapter 2 Experimental system of Ultracold atomci gas	7
2.1 Overview	7
2.2 Vacuum system.....	7
2.3 Laser system	8
2.3.1 Laser system of ^{87}Rb and ^{40}K	8
2.3.2 The stablization of 914nm laser	11
2.4 MOT and Evaporative cooling	13
2.4.1 The principle of MOT.....	13
2.4.2 Dual MOTs	14
2.4.3 Magnetic trap.....	15
2.4.4 Optical dipole trap	16
2.5 The detection of atomic information	17
2.6 Conclusions	18
Chapter 3 Dual dark MOTs of ^{87}Rb and ^{40}K	19
3.1 Dark MOT	19
3.2 Theoretical analysis	19
3.3 Design of dark MOT system	21
3.4 Experimental procedure.....	23
3.5 Result.....	25
3.6 Conclusions	29
Summary and Outlook	30

Reference	31
Research achievements	35
Acknowledgment	36
Personal profiles	38
Letter of commitment.....	39
Authorization statement	40

1 绪论

自激光冷却技术出现之后，光与物质间的相互作用研究取得了很大突破，1997年 Steven Chu、Claude Cohen-Tannoudji 和 William D. Phillips 因在激光冷却与俘获原子中的突出贡献获得了诺贝尔物理学奖，1995年玻色-爱因斯坦凝聚态实验上的首次实现^[1]是激光冷却最重要的进展之一，Eric Cornell、Wolfgang Ketterle 和 Carl Wieman 凭借该工作获得了 2001 年的诺贝尔物理学奖。在光与物质的研究过程中，激光冷却开拓了全新的研究领域——超冷原子物理，超冷原子物理在诸多领域中有着重要应用，如近年来利用超冷简并异核气体实现强关联气体系统^[2]，冷原子钟^[3]，原子干涉^[4,5]，超流^[6]以及量子光学^[7]等，特别是量子简并气体的实现能够为多体物理研究提供一个理想的平台，如在光学晶格中进行多体系统的量子模拟^[8-10]等，此外自旋轨道耦合的超冷原子系统的实现也可以用来模拟与带电粒子在电磁场中的行为如自旋霍尔效应、量子霍尔系统、拓朴绝缘体等^[11]。

1.1 量子简并气体

自然界中的粒子可以根据自旋的不同分为玻色子和费米子，其中自旋为整数倍的是玻色子，比如典型的玻色子光子，其自旋是整数为 1 以及自然界中的光子、声子、 α 粒子、氦核和介子均为玻色子；而对于自旋为半整数的粒子则为费米子，如电子、中子、质子等典型的费米子其自旋为半整数 $1/2$ ；对于原子气体而言，尽管组成原子的所有基本粒子都是费米子，但是原子气体具有玻色气体性质还是费米气体性质，主要取决于所有基本粒子的自旋数之和。

我们的实验系统所使用的原子气体为 ^{87}Rb 和 ^{40}K 玻色费米混合气体，对于 ^{87}Rb 气体而言，其质子数为 37，核外电子数为 37，中子数为 50，所有组成 ^{87}Rb 气体的基本粒子自旋之和为整数，所以 ^{87}Rb 是玻色气体，而对于气体 ^{40}K 来说，其质子数和核外电子数均为 19，中子数目为 21，组成 ^{40}K 气体的基本粒子自旋之和为半整数，所以其为费米气体。

玻色气体服从的是玻色-爱因斯坦统计分布，当温度很低时，大量的粒子会聚集在能级最低处，而当温度降至绝对零度时，系统中所有粒子都会聚集在系统基态能级，这一现象被称为玻色-爱因斯坦凝聚态（BEC）。

不同于玻色气体，费米气体所遵循的是费米-狄拉克统计会泡利不相容原理的限制，使得两个相同的费米子不能同时处于同一量子态上。当温度低于临界温度时，费米子会按照能量从低到高依序排列，能量最高处为费米能，从而形成简并费米气体。

当原子气体束缚在特殊的势能作用中且温度极低时，原子气体量子统计的重要性就体现了出来，此时原子气体自身的德布罗意波长和原子之间相互作用间距达到同一量级，原子气体自身的波动性已经体现了出来。玻色气体会发生玻色爱因斯坦凝聚，美国科罗拉多大学 Eric Cornell 和 Carl Wieman 小组在 1995 年首次使用玻色气体 ^{87}Rb 实现了玻色爱因斯坦凝聚态，接着美国莱斯大学 Randy Hulet 小组和麻省理工学院 Wolfgang Ketterle 小组分别实现了 $^7\text{Li}^{[12]}$ 和 $^{23}\text{Na}^{[13]}$ 原子气体的 BEC。而费米气体并没有和玻色气体一样会出现明显的量子相变，费米海是费米气体是否达到量子简并的重要判据，1999 年 9 月美国科罗拉多大学 D. S. Jin 小组首次在实验上观测到 ^{40}K 气体的费米海意味着实验上首次证实了费米简并气体的实现^[14]。

超冷简并异核气体的发展在超冷原子气体中有着越来越重要的应用，如超冷 Rb-K 混合气体能够进行更加多样的量子模拟以及实现强关联系统。异核气体由不同元素的组份构成，特别是费米气体由于泡利不相容原理的限制，其无法进行 s 波碰撞，因此不可以直接利用相同自旋态下费米气体间的碰撞来进行蒸发冷却，故实验上利用不同自旋态下的费米气体或者玻色气体和费米气体之间的碰撞来对费米气体进行蒸发冷却，而多重碰撞损耗又使实验上制备得到简并费米气体原子数目较少，密度较低，为后续实验带来了挑战。因此本文我们使用暗态磁光阱来减少光致碰撞损耗从而对超冷玻色费米混合气体 ^{87}Rb - ^{40}K 系统中的双组份原子进行优化，特别是对费米气体 ^{40}K 的提升与优化。

1.2 超冷原子气体研究进展

随着冷却原子的技术不断更新与进步，实验上制备超冷原子的技术越来越成熟，近十年来超冷原子领域得到了蓬勃的发展，本节中我们简单介绍一下超冷原子在光钟方向的应用以及超冷原子里德堡原子态的研究。

1.2.1 超冷原子光钟

随着精密技术的不断发展，对于精密测量的要求也是越来越高，原子能级间稳定的跃迁振荡周期可以作为精密测量新的频率基准^[15]。室温下原子热运动速度很高如氢原子速度能够达到 2km/s，使用原子跃迁频率作为频率基准的前提是将原子的热运

动速度降低也就是冷却原子，冷原子技术的发展满足了这一需求。随着冷却原子技术不断地革新与发展，冷原子钟的频率基准也是越来越稳定。1955 年英国的国家实验室首次研制出了铯原子钟^[16]，其不确定度达到了 1×10^{-9} ，1967 年国际计量大会更新了秒的定义，1s 则相当于铯原子基态超精细能级跃迁周期的 9192631770 倍的持续时间，现如今的铯原子钟其准确度已经能够达到 1×10^{-16} 为目前最为精确的微波频标^[17,18]。相较于频率为 GHz 量级的微波光钟，激光的频率能够达到 THz 量级，如果选择激光频率作为新的频标，很大程度上提升原子钟的稳定性。利用激光冷却中性原子可以将原子束缚在稳定的光学驻波场形成了光学晶格钟，人们利用光晶格钟可以探测到更多的原子数目从而提升光钟系统的信噪比进而提升光钟系统的稳定性。美国科罗拉多大学的叶军课题组通过激光冷却将铯原子制备到费米简并态得到了铯原子的三维费米光学晶格钟，在一小时之内的平均测量时间的测量精度达到了 5×10^{-19} ，为目前世界上精度最高的铯原子光钟，是量子精密测量领域里程碑式地发展，该原子光钟的激光如图 1.1 所示。

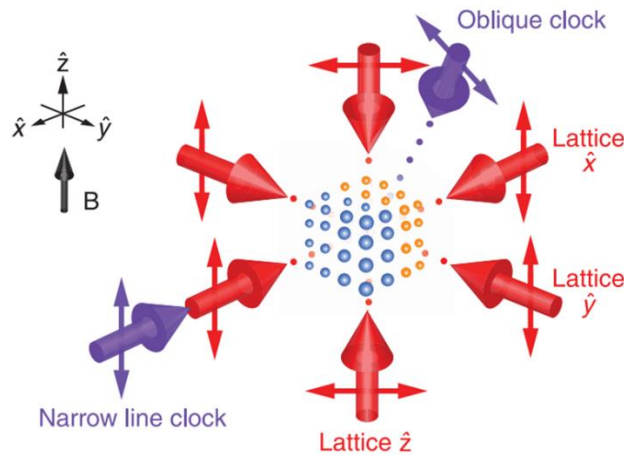


图 1.1 三维光学晶格的光学结构图，

注：红色激光从空间中六个不同的方向对射形成三维光学晶格，红色小箭头为激光的偏振方向，蓝色箭头为光钟激光的入射方向和偏振方向。

图片来源：参考文献^[19]

三维费米简并气体原子光钟的实现是原子量子简并气体应用的一个重要实现，为多体物理的应用研究提供了一个具有前景的平台以及为偶极相互作用的研究提供了条件，同时为不同于极性分子、里德堡气体的长程相互作用的量子自旋系统的研究

提供了基础^[19]。

1.2.2 费米气体的里德堡态

里德堡原子具有极化率高、寿命长、尺寸大的特性，对外加电场与磁场的作用十分敏感，因而里德堡原子间具有很强的相互作用以及很大的非线性光学效应。基于以上特性，人们通过外加电磁场、微波场、激光等容易控制里德堡原子间的相互作用，里德堡原子有潜力成为高度可控的量子模拟系统^[20,21]。在超冷原子气体背景下，里德堡原子遵循量子统计，里德堡缀饰态的原子展示出了丰富的多体现象^[22]，玻色爱因斯坦态下的里德堡态已经实验上进行了广泛的研究，2008 年德国斯图加特大学 Tilman Pfau 小组报道了 ^{87}Rb 原子玻色爱因斯坦凝聚态下的里德堡激发态的研究工作^[23,24]。与此同时国际上很多小组也开展了费米气体里德堡能态的研究工作，2015 年马里兰大学 S Das Sarma 小组报道了费米子里德堡缀饰态奇异拓扑密度波的相关研究^[25,26]，费米气体的里德堡缀饰态是解决强关联系统如拓扑超流和拓扑密度波等问题重要的一步。2021 年 Waseem S. Bakr 小组报道了在二维费米气体光学晶格中使用 ^6Li 原子的里德堡缀饰态诱导激发了非局域的强相互作用，为费米子多体物理丰富的探究奠定了基础^[27]

近期我们实验小组报道了关于超冷费米气体 ^{40}K 里德堡原子能态的研究，通过两种不同方法测量了基于超冷费米气体 ^{40}K 里德堡态 EIT 激发谱。第一种方式是通过常规的 EIT 效应减少原子的损耗所测得，第二种方式通过里德堡原子间的相互作用自发雪崩式电离加强原子损耗从而测得谱线。两种方法在实验上的本质区别是探测光的不同如图 1.2 所示。图 1.2 (a) 为第一种方法通过垂直方向的弱探测光进行探测，以及垂直方向上对原子进行成像，图 1.2 (b) 为是通过水平方向的强探测光进行探测同时也利用原位成像的方法对原子进行探测^[28,29]。

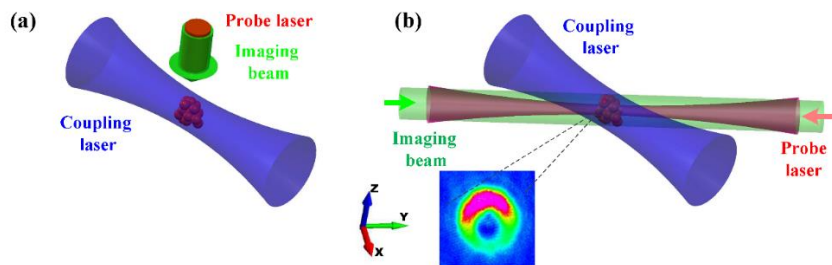


图 1.2 两种测量超冷费米气体 ^{40}K 里德堡态 EIT 激发谱的方式图

注：图 (a) 为使用垂直方向的弱探测光和垂直成像，图 (b) 为使用水平方向的强光进行探测和原位成像。

我们通过两种方法测得超冷费米气体 ^{40}K 的里德堡 EIT 激发谱分别如图 1.3 所示

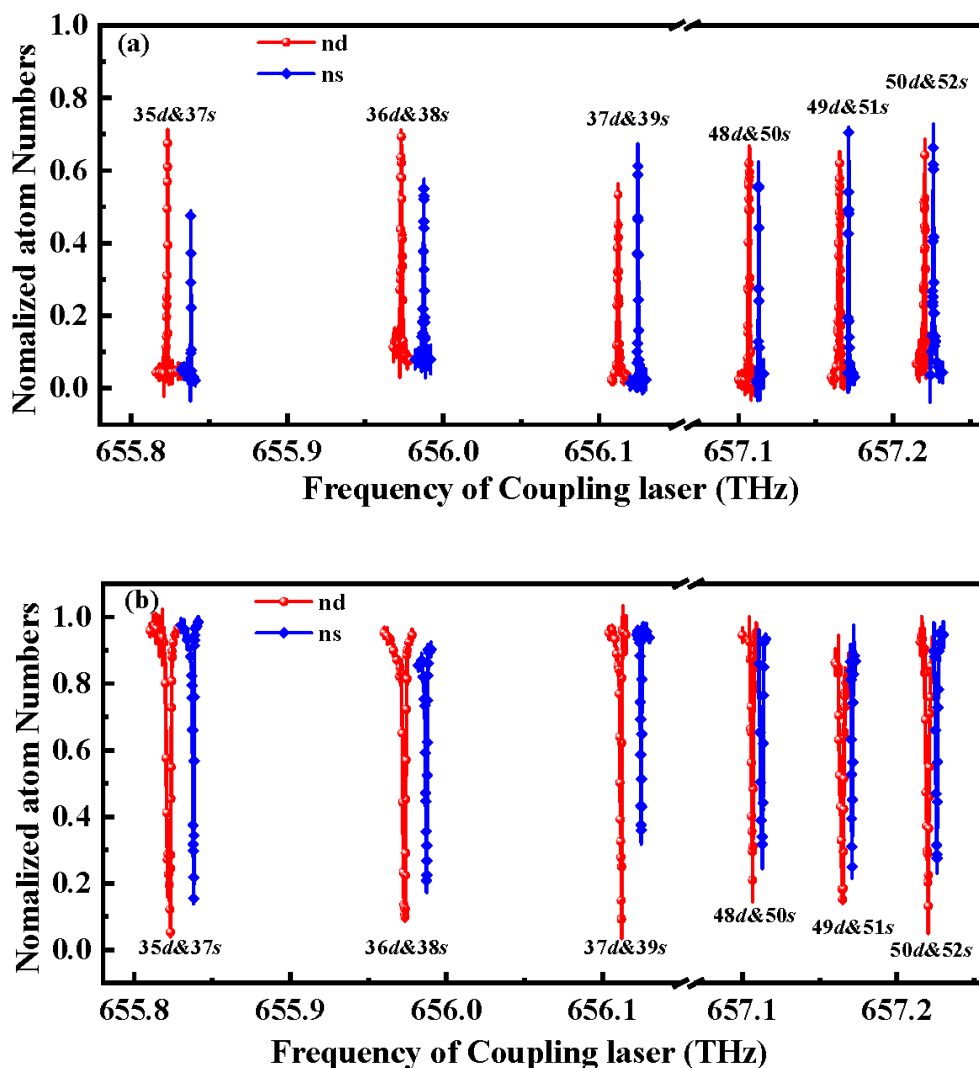


图 1.3 两种测量方式得到超冷费米气体 ^{40}K 里德堡态谱线图

注：图（a）为使用弱光利用 EIT 效应所得，图（b）使用强探测光进行雪崩式电离所测得。

正如图 1.3 所示，我们通过两种不同方法获得超冷费米气体 ^{40}K 的里德堡 EIT 激发谱线十分吻合，实验上验证了两种方法的统一性，展示了研究费米气体里德堡能态的研究方法为后续超冷费米气体里德堡缀饰态的研究如多体物理问题的探索提供了可行性。

1.3 论文结构

本论文是对超冷玻色费米混合气体研究小组— ^{87}Rb - ^{40}K 实验平台研究工作的总

结。本论文的结构如下：

第一章介绍了自然界中的两种气体玻色气体和费米气体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，接着基于费米气体简并态的实现介绍了三维费米气体简并原子光钟的实现以及超冷费米气体里德堡能态的相关研究。

第二章介绍了超冷玻色费米混合气体 ^{87}Rb - ^{40}K 实验系统，包括真空系统、激光系统、磁场系统、光学偶极阱以及对 ^{87}Rb 原子和 ^{40}K 原子的探测。

第三章介绍了双暗磁光阱对于 ^{87}Rb - ^{40}K 混合气体的研究，首先介绍了暗态磁光阱的作用机理，其次讲述了实验上暗态磁光阱光路的构建以及实验过程，最后对实验结果进行了分析与总结，创新之处在于双暗磁光阱是由一对锥形透镜产生的空心光束构建而成，其对双组份 ^{87}Rb - ^{40}K 混合气体中费米气体 ^{40}K 俘获冷却有显著的提升效果，为后续费米气体量子简并态的实现奠定了基础。

最后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实验系统

2.1 概述

实验上超冷玻色费米混合气体的制备需要经过磁光阱冷却（MOT）、压缩磁光阱（CMOT）、光学黏团（Optical molasses）以及光学泵浦（Optical pump），磁阱或光阱中的蒸发冷却（Evaporative cooling）这几个标准过程。基于 ^{87}Rb 和 ^{40}K 玻色费米混合气体，我们平台完成了包括超真空系统、激光系统、磁场系统、原子信息探测等系统的构建。本章中我们将对 ^{87}Rb 和 ^{40}K 混合实验系统进行基本的描述。

2.2 真空系统

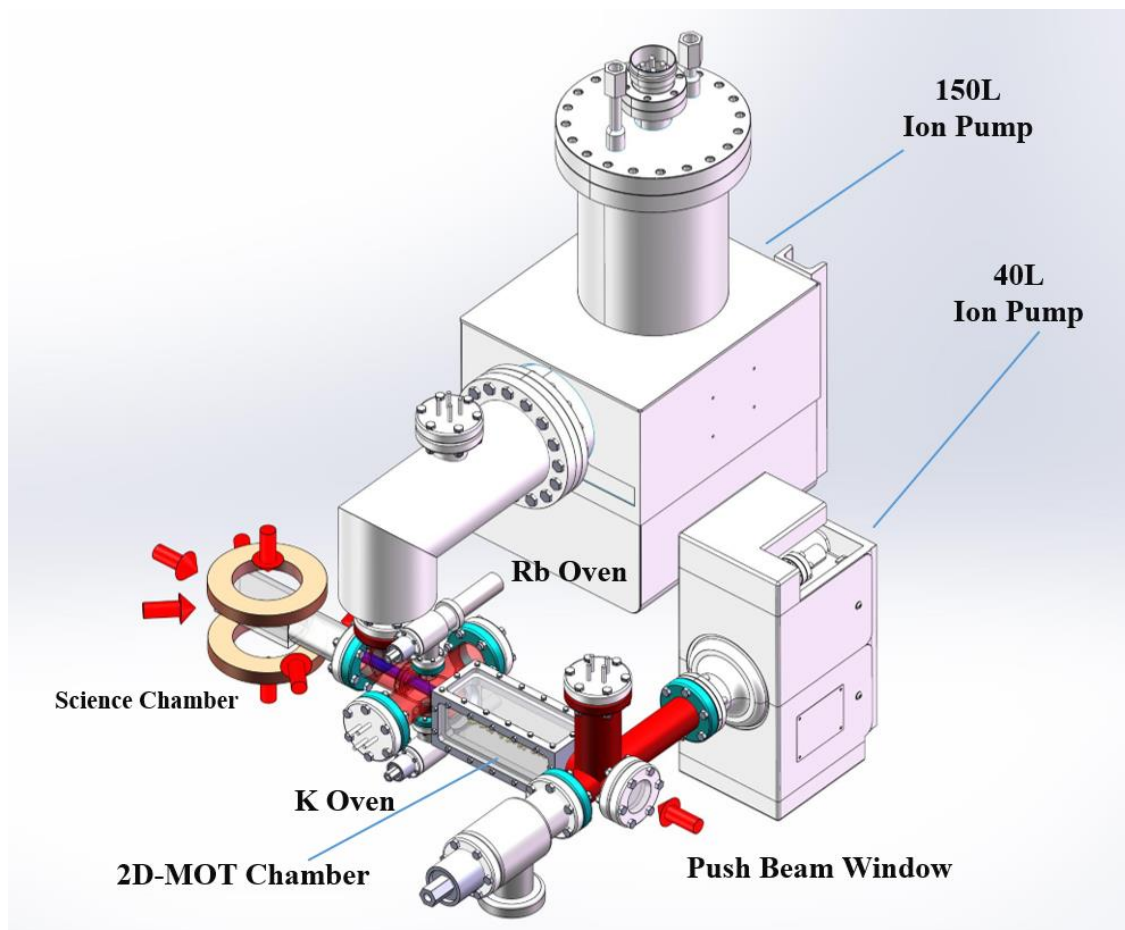


图 2.1 实验超高真空装置示意图

实验中为了减少原子与背景气体间的损耗以获得寿命较长的原子，我们需要如图 2.1 中的真空系统，真空系统由两部分组成：分别为二维磁光阱（2DMOT）与三

维磁光阱（3DMOT），二维磁光阱真空气室是由四个规则的矩形窗片构成，窗片的尺寸为 $150\text{mm}\times 50\text{mm}$ 。二维磁光阱真空气室前端有一个圆形窗口，用于推送光（push light）进入真空气室将原子从二维磁光阱转移至三维磁光阱。二维磁光阱的真空气室后端通过金属法兰与三维磁光阱（Science cell）的真空气室连接在一起，中间连接着无氧铜管作为差分管。三维磁光阱的真空气室是由一个矩形玻璃泡组成，玻璃泡的尺寸为 $40\text{mm}\times 40\text{mm}\times 100\text{mm}$ 。二维磁光阱真空气室的真空度由一台 40L/S 的溅射离子泵来将气室的真空度维持在 $\sim 10^{-7}\text{Pa}$ ，而三维磁光阱真空气室的真空度由一台 150L/S 的离子泵和钛升华复合泵来将气室真空度维持在 $\sim 10^{-9}\text{Pa}$ ，二维磁光阱真空气室和三维磁光阱真空气室之间的压强差室通过差分管来维持，两级磁光阱中不同真空气室的设计是为了满足实验中对于气室真空度不同的要求。对于原子源，由于铷原子和钾原子的熔点比较低，我们可以从气体背景中直接获得 ^{87}Rb 和 ^{40}K 原子，如上图所示铷原子源和钾原子源直接封存在真空系统中^[11,29,30]。

2.3 激光系统

制备超冷原子 ^{87}Rb 和 ^{40}K 原子的本质上是通过激光与原子的作用来降低原子速度，实验中不同冷却阶段对应需要不同波长的激光也就是需要特定波长的激光器。同时基于超冷原子 ^{40}K 原子的里德堡能态研究，也需要使用对应波长的激光器开展工作。

2.3.1 ^{87}Rb 和 ^{40}K 冷却激光

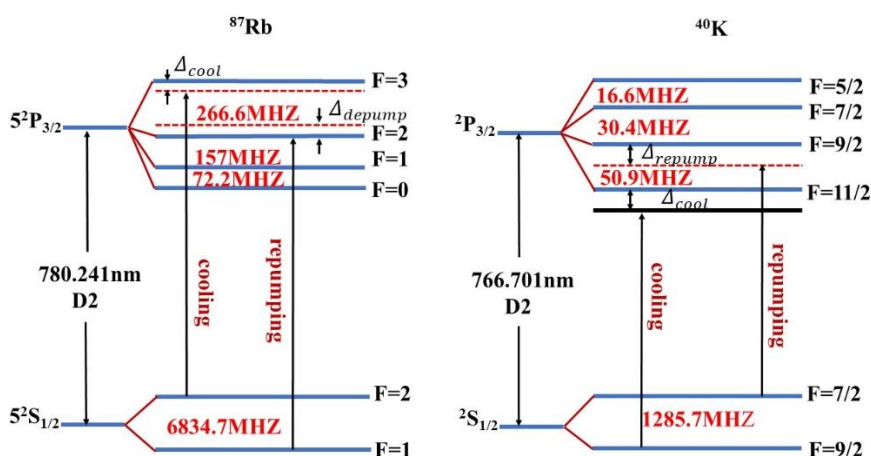


图 2.2 ^{87}Rb 和 ^{40}K 原子的 D2 线

实验上我们冷却原子使用激光器的中心波长基于 ^{87}Rb 和 ^{40}K 原子的 D2 线^[31]分别是 780 nm 与 767 nm，如图 2.2 所示。冷却光 (cooling light) 和泵浦光 (repumping light) 组成冷却跃迁循环过程。 ^{87}Rb 原子的冷却光将 ^{87}Rb 原子从基态 $F=2$ 态跃迁至激发态 $F=3$ 态。在原子不断吸收光子跃迁至激发态的过程中，多普勒冷却机制使原子的速度不断降低，冷却机制如图 2.3 所示^[32,33]。原子经过受激吸收处于激发态 $F=3$ 态之后，处于 $F=3$ 态的原子又会通过自发辐射跃迁的方式返回至基态 $F=2$ 态，由于自发辐射光子的方向是随机的，因此自发辐射的光子对原子的平均作用效果为零。同时激发态能级线宽较窄，且各精细频率谱线比较接近，因此原子容易从基态 $F=2$ 态跃迁至激发态 $F=2$ 态进而通过自发辐射跃迁至基态 $F=1$ 态后不再参与冷却过程，该过程也称为光抽运效应。为了克服光抽运效应，我们还需要再抽运光 (repumping light) 将原子从基态 $F=1$ 态抽运至激发态 $F=2$ 态，使得处于基态 $F=1$ 态的原子继续冷却组成一个循环冷却的过程，使原子的速度持续降低。对于 ^{40}K 原子，冷却光的频率从 $F=9/2$ 态到 $F=11/2$ 态， ^{40}K 原子再抽运光的频率从 $F=7/2$ 态到 $F=9/2$ 态同样组成一个冷却循环过程来完成 ^{40}K 原子的冷却。与 ^{87}Rb 原子相比， ^{40}K 原子能级劈裂更小，光抽运效应更严重，因此也就需要更高功率的再抽运光。

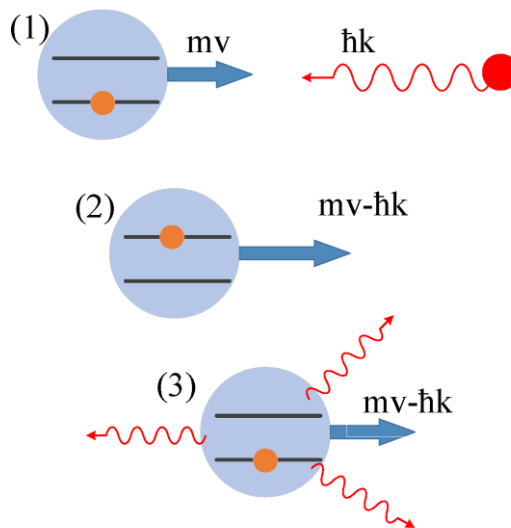


图 2.3 二能级原子系统的多普勒冷却原理图

注：具有动量为 mv 的原子吸收动量为 $\hbar k$ 的光子，原子从低能级跃迁至高能级，同时自身动量为 $mv - \hbar k$ ，而自发辐射出的光子对于原子系统的速度增益为零。

原子在二维磁光阱中冷却之后，需要转移至三维磁光阱^[34]中继续进行冷却，推送光的作用是将原子云从二维磁光阱中转移至三维磁光阱中。抽运光 (pump light)

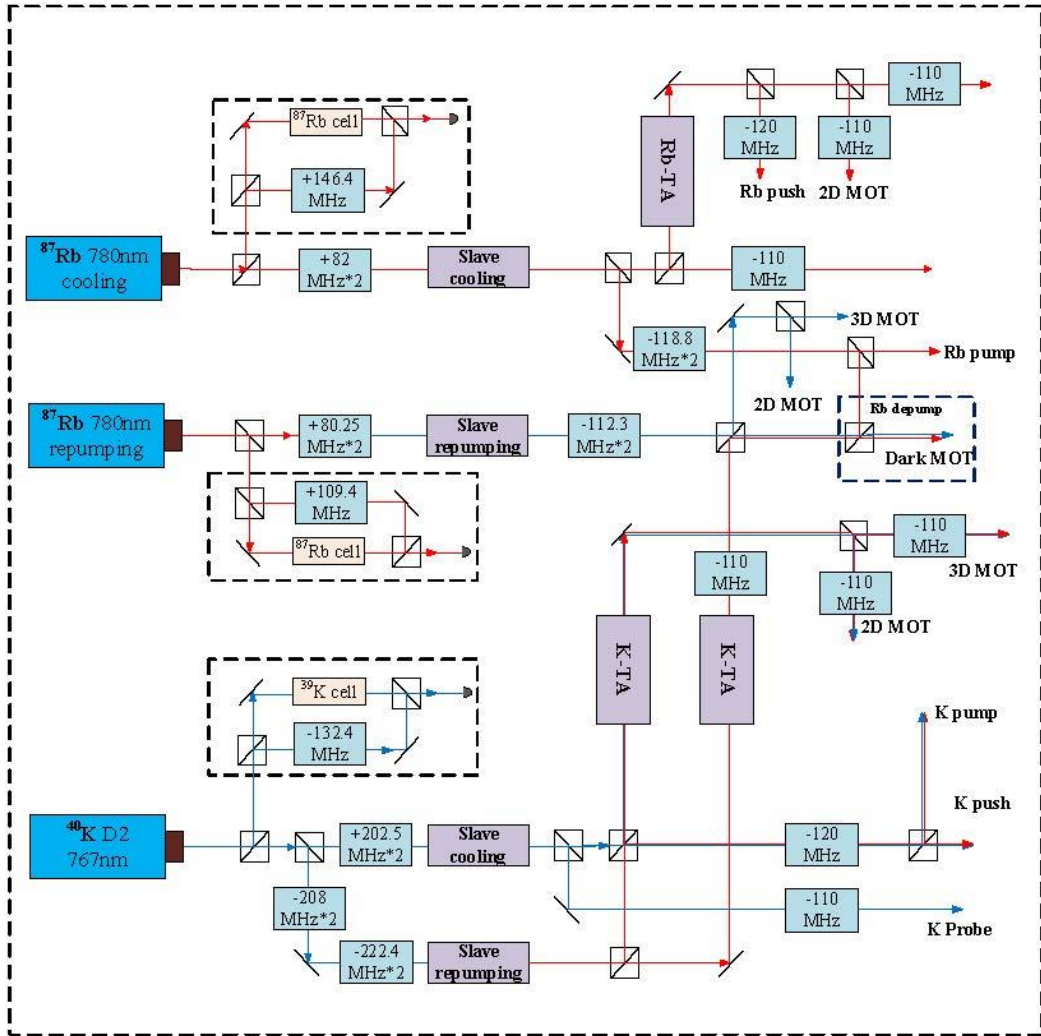
的作用是为了将原子从高场趋近态制备到容易俘获原子的低场趋近态。最后我们使用探测光 (probe light) 完成对制备得到的原子进行探测。实验中在制备超冷 ^{87}Rb 和 ^{40}K 混合气体不同阶段所使用的不同频率激光在表 1 给出。

 表 1 实验中冷却和俘获 ^{87}Rb 和 ^{40}K 原子所使用的激光频率($\Gamma \sim 6\text{MHz}$)

^{87}Rb 原子激光频率			
激光种类	频率跃迁	失谐量	激光功率/mw
冷却光	$5^2S_{1/2}F=2 \rightarrow 5^2P_{3/2}F=3$	-2.2Γ	150(2D)/122.5(3D)
再抽运光	$5^2S_{1/2}F=1 \rightarrow 5^2P_{3/2}F=2$	-5.13Γ	18(2D)/30(3D)
探测光	$5^2S_{1/2}F=2 \rightarrow 5^2P_{3/2}F=3$	共振	0.06
抽运光	$5^2S_{1/2}F=2 \rightarrow 5^2P_{3/2}F=2$	$+1.6\Gamma$	0.2
推送光	$5^2S_{1/2}F=2 \rightarrow 5^2P_{3/2}F=3$	-4.93Γ	3.5
^{40}K 原子激光频率			
激光种类	频率跃迁	失谐量	激光功率/mw
冷却光	$4^2S_{1/2}F=9/2 \rightarrow 4^2P_{3/2}F=11/2$	-2.6Γ	100(2D)/48(3D)
再抽运光	$4^2S_{1/2}F=7/2 \rightarrow 4^2P_{3/2}F=9/2$	-2.2Γ	75(2D)/160(3D)
探测光	$4^2S_{1/2}F=9/2 \rightarrow 4^2P_{3/2}F=11/2$	共振	0.06
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

实验上特定频率的激光是通过三台主激光器获得的, 其中 ^{87}Rb 独立使用两台半导体激光器用于 ^{87}Rb 的冷却光与再抽运光; 由于 ^{40}K 原子的冷却光与再抽运光的频率接近, 我们使用一台主激光器通过偏振分光棱镜 (PBS) 和声光调制器 (Acousto-optic modulator) 分别得到 ^{40}K 原子的冷却光与再抽运光。

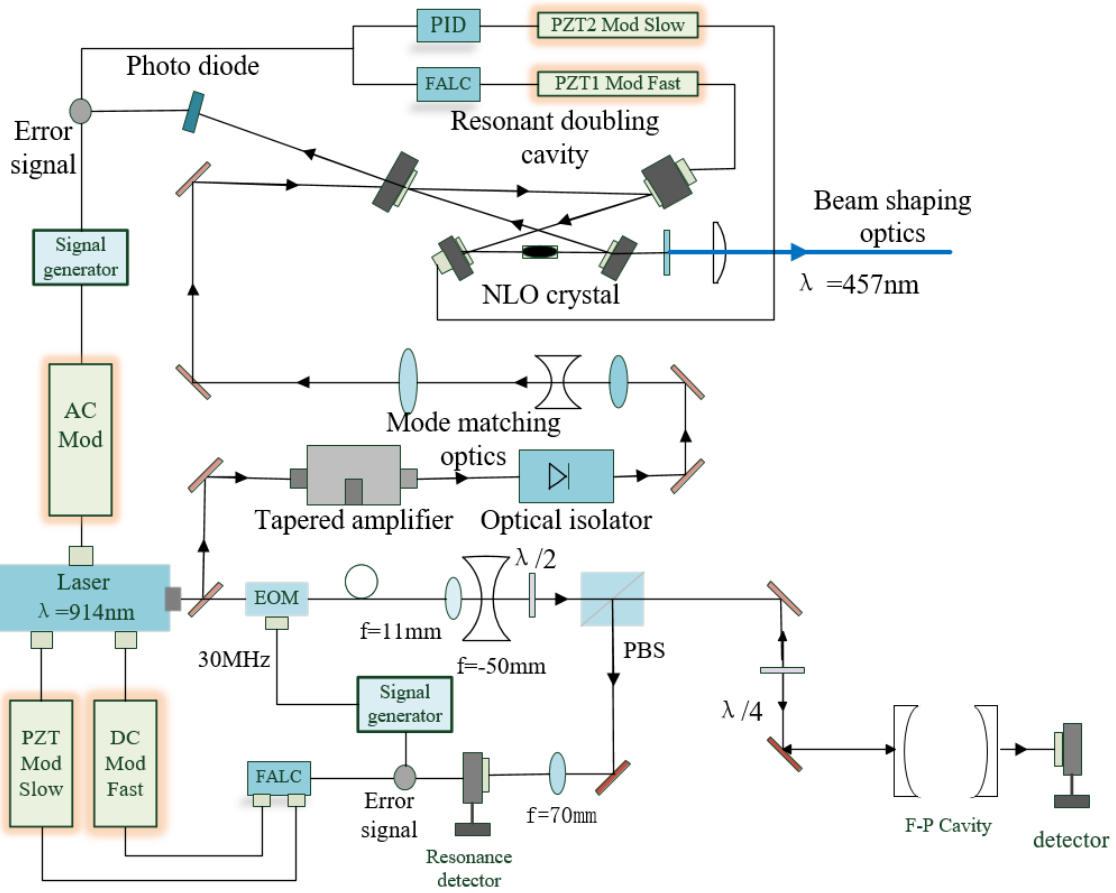
实验上使用调制转移光谱法来稳定三台激光器的频率^[35,36], 其中 ^{87}Rb 原子的主激光器稳定在 ^{87}Rb 吸收线上, ^{40}K 原子的主激光器稳定在 ^{39}K 的吸收线上, 调制转移光谱稳频的优势在于可以避免直接在主激光器上进行频率调制不会影响到子光路中激光, 方便配合 AOM 的使用完成对特定激光频率光路的构建。这三台主激光器所产生的激光首先经过保偏光纤传输至四台从激光器 (Slave laser), 从激光器是通过注入锁定激光二极管的方式来完成激光功率的首次放大^[37,38]。然后我们使用三台 TA 放大器 (Tapered Amplifiers) 再次分别对四台从激光器输出的激光进行了二次放大以满足实验上对于激光功率的严格要求, 其中包括 ^{87}Rb 和 ^{40}K 的冷却光和再抽运光。所有冷却光、再抽运光、抽运光、推送光和两种原子组份的探测光等不同频率的激光通过激光光纤传输以及通过不同 AOM 的移频组合如图 2.4 所示^[39]:

图 2.4 ^{87}Rb 和 ^{40}K 冷却光、再抽运光的移频、稳频光路图

2.3.2 914 nm 激光器的稳频

前文中提到超冷费米气体 ^{40}K 里德堡态的研究与探索，实验上我们使用 457 nm 波长的激光用于费米气体 ^{40}K 里德堡能态的研究。

如图 2.6 所示，种子光源输出 914 nm 波长的激光分为两路：一路为种子光直接输出，另一路首先经过内部 TA 放大器放大激光功率后通过光隔离器再经过模式匹配腔镜完成光斑的匹配后进入倍频腔中，波长 914 nm 的种子光倍频至波长 457 nm 输出。其中光隔离器是用来防止反射回来的激光对种子光源造成损害。其中一部分光信号从倍频腔中左上角的腔镜透射至内部光电探测器中与信号源产生的参考信号混频产生误差信号后输入至两个伺服系统 PID 与 FALC 后，最终反馈至倍频腔镜上的压电陶瓷来调节腔镜稳定倍频腔。



2.5 实验上蓝光激光器的原理结构以及利用 PDH 稳频光路图

我们将直接输出的种子光路利用 PDH 技术来进行稳频^[40,41]，如图 2.5 所示，首先利用 EOM 来对激光频率产生调制，EOM 的型号为 NIR-MPX950-LN-10，其工作带宽为 10 GHz，另外使用超稳定 F-P 腔体的腔长为 76.62 mm，经过计算得到腔体的本征腰斑为 457 μm ，所以我们利用透镜组合将输出激光的腰斑调节至与腔体的本征腰斑吻合，此时种子光输出激光的腰斑为 450 μm ，通过调节导光镜我们探测腔体后的透射信号来监视腔体透射峰模式。同时利用四分之一波长片与偏振分光棱镜来收集从 F-P 腔反射回来的激光，我们使用高品质因子共振型探测器来收集反射峰的光信号，然后将探测器输出的交流信号输入至小型集成化的伺服系统，得到鉴频信号后反馈至激光器从而稳定激光器的频率。如下图 2.6 左图为伺服系统，右图为我们所使用的超稳定腔体^[42]。



图 2.6 小型伺服系统与超稳定 F-P 腔体实物图

2.4 MOT 冷却与蒸发冷却

实验冷却系统中，磁光阱（MOT）冷却是所有冷却过程中的基础，我们通过自制线圈来构建磁场与光场结合在一起形成了二维磁光阱（2D MOT）、三维磁光阱（3D MOT），同时我们也构建了复合磁阱用于原子的蒸发冷却^[43]。

2.4.1 磁光阱冷却原理

光与原子的相互作用只能让原子在速度空间进行减速，但无法在空间上完成对原子的束缚。为了在空间上也能够束缚原子，我们考虑原子处于线性均匀磁场中发生塞曼效应会使原子产生能级劈裂，考虑二能级原子的一维磁光阱如图 2.7 所示：

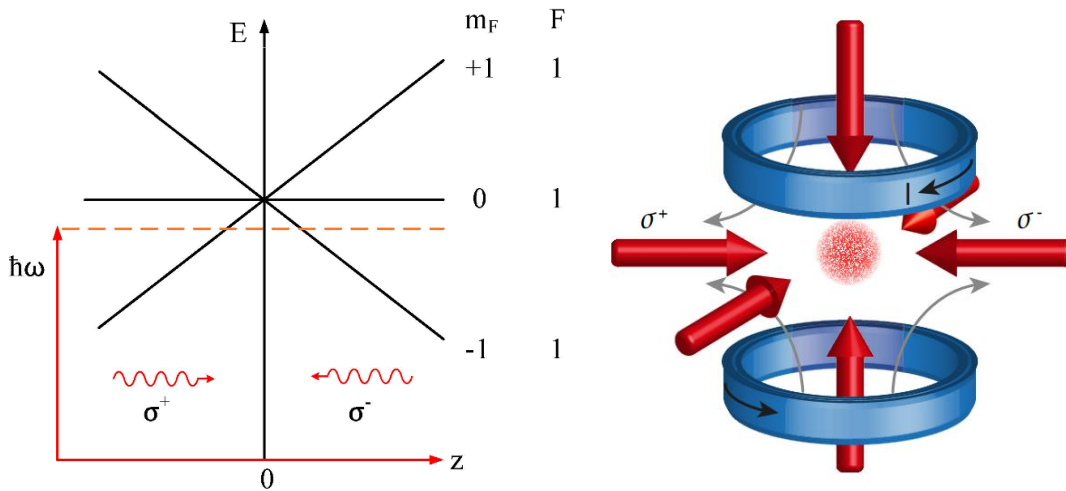


图 2.7 一维磁光阱的作用原理与三维磁光阱的构型

图片来源：参考文献^[44]

考虑原子的激发态 $F=1$ 态，在外界均匀磁场的作用下发生塞曼分裂产生三个子能级 $M_F=0, +1, -1$ ，其能级劈裂随着原子所处的位置线性变化。考虑激光频率为 ω 小于原子的共振频率 ω_0 ，使用两束对射的圆偏振的光作用于原子，其中 $z>0$ 的区域为 σ^- 偏振光， $z<0$ 的区域为 σ^+ 偏振光。处于 $z>0$ 区域的原子，由于能级劈裂，原子更容易与 σ^- 光子共振则会受到 σ^- 光子向左的散射力，而对于 $z<0$ 的区域原子更加容易受到 σ^+ 光子向右的散射力，从而使得原子趋向于中心位置处。在数学上给出定量的解释，考虑原子在磁光阱中的受力为：

$$F_{MOT} = -2 \frac{\partial F}{\partial \omega} (kv + \beta z) \quad (2.1)$$

方程中显示出原子在磁光阱中会受到两个力的作用，第一项是原子受到激光的作用力，第二项是与磁场位置有关的作用力。如果使用六束从空间不同的方向对射的激光与空间三维磁场结合即可形成图 2.8 所示三维磁光阱来进行原子的束缚与冷却^[33]。

2.4.2 两级磁光阱（MOT）冷却

在磁光阱冷却原子的过程中，我们通过两级磁光阱来进行冷却，首先通过二维磁光阱进行初步冷却，之后利用三维磁光阱对原子进一步冷却，如图 2.8 所示。

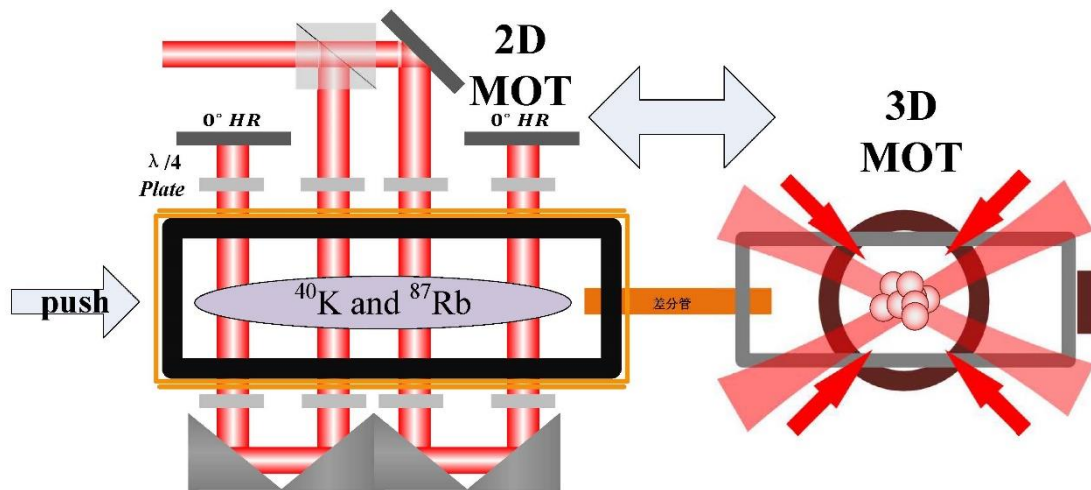


图 2.8 ^{87}Rb 和 ^{40}K 的二维磁光阱和三维磁光阱示意图

图中 ^{87}Rb 和 ^{40}K 原子的冷却光与再抽运光耦合在一起后首先通过偏振分光棱镜分为两部分，穿过原子云至直角棱镜上经过两次反射后二次穿过原子云至零度高反

镜上, 然后再次从原路返回, 实验系统中这样设计的目的就是为了使激光能够对原子进行多次冷却, 提升激光冷却原子的效率。我们在 2D 真空气室外围绕制了线圈构建了二维方向的四极阱, 与二维激光结合形成了二维磁光阱。原子在二维磁光阱中经过初步冷却由原子云形成了一束均匀分布的原子束, 再经过推送光的作用将原子从二维磁光阱推送至三维磁光阱。三维磁光阱的磁场是由一对反向亥姆霍兹线圈产生的四极磁场, 再从空间六个方向打入三组对射的激光, 激光同样也包括 ^{87}Rb 和 ^{40}K 的冷却光与再抽运光, 三维磁光阱将对从二维磁光阱转移过来的原子束进行进一步的冷却^[33,45-49]。

2.4.3 磁阱 (Magnetic trap)

磁光阱装载和冷却原子的过程中, 自发辐射过程中产生的光子虽然对原子的速度增益为零, 但是辐射光子的过程中释放能量而产生加热效应, 同时由于自发辐射产生的辐射压力会影响原子云密度的提升, 从而限制对原子的进一步冷却。为了使原子云的温度持续降低进而实现原子气体的量子简并, 因此有必要将原子转移到不依赖光辐射压力的势阱中作进一步蒸发冷却^[50]。磁阱对中性原子的束缚主要依赖于原子的磁偶极矩与非均匀磁场间的相互作用, 磁矩为 $\vec{\mu}$ 的原子在磁场 $\vec{B}(\vec{r})$ 中的势能方程如下:

$$V(\vec{r}) = -\vec{\mu} \cdot \vec{B}(\vec{r}) = -g_F m_F \mu_B |\vec{B}| \quad (2.2)$$

方程中 μ_B 为玻尔磁子, m_F 为磁量子数, g_F 为朗德 g 因子, 该方程在绝热近似的条件下成立, 原子磁矩在磁场下作绝热近似移动, 即原子磁矩在磁场下的进动远大于原子沿着磁场方向移动, 用方程表示为:

$$\hbar\omega_{Lamor} = m_F g_F \mu_B |\dot{\vec{B}}| \gg \left| \frac{\dot{\vec{B}}}{|\vec{B}|} \right| \quad (2.3)$$

上式表明: 当 $g_F m_F < 0$ 时, 原子会趋向于势能的最低点运动, 此时有利于势阱对于原子的俘获; 当 $g_F m_F > 0$ 时, 原子会趋向于势能的最高点运动, 不利于势阱对于原子的俘获, 因此要想使用磁阱对原子冷却俘获, 首先需要将原子制备低场趋近态^[51], 也就是原子趋向于势能最低点运动。因此磁阱俘获原子时, 需要将 Rb 原子与 K 原子分别制备到低场趋近态 $|F=2, m_F=2\rangle$ 态与 $|F=9/2, m_F=9/2\rangle$ 态。

四极阱是最简单的磁阱, 由一对反向亥姆霍兹线圈产生四极磁场形成势阱, 由于四极磁场中心处 $|\vec{B}| = 0$, 原子会发生自旋翻转即马约拉纳 (Majorana) 跃迁^[13,52], 此时原子从低场趋近态跃迁至高场趋近态而不能被磁阱束缚, 造成原子的损耗。为了

克服这一缺陷，实验上我们首先使用了 QUIC 阱冷却原子^[53,54]，如图 2.9 (a) 所示：

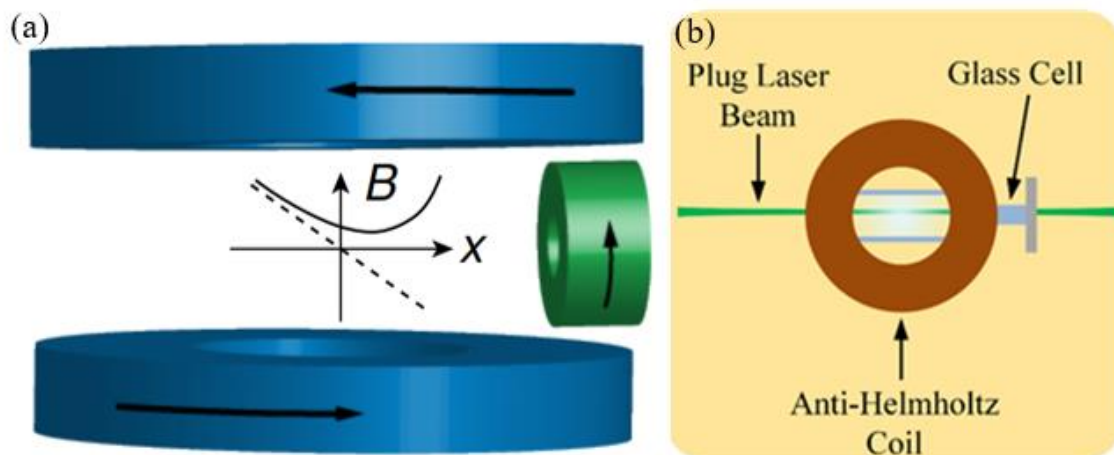


图 2.9 (a) 为 QUIC 阱的构型与 (b) 光塞型复合磁阱

图片来源参考文献^[44]

QUIC 阱是在反向亥姆霍兹线圈构成的四极阱基础上添加一个 Ioffe 线圈组成，Ioffe 线圈会产生轴向磁场，使原四极磁阱的中心偏离空间几何中心，如图 2.9 (a)。在 QUIC 阱中，原子可以进行的蒸发冷却过程，但是在后续进行光阱的蒸发冷却时，原子需要从 QUIC 阱中再次转移回空间几何中心。转移的过程中，原子产生振荡而不稳定，影响到光阱的装载效率。所以我们将磁阱从 QUIC 阱改造为由一束高功率的 532 nm 蓝失谐激光结合形成的复合磁阱，如图 2.9 (b) 所示，其中 532 nm 的 18 W 高功率蓝失谐激光器由我们研究所自主研发。高功率蓝失谐激光从三维磁光阱中的玻璃气室穿过，产生一个排斥势能也能够将磁场的零点堵塞，我们使用由光塞结构所组成的复合磁阱进行蒸发冷却^[55-57]。

2.4.4 光学偶极阱 (Optical dipole trap)

磁阱中的蒸发冷却可以实现原子气体的量子简并，但是光阱中的蒸发冷却效率更高，可以轻易实现量子气体的简并，并且能够俘获任意自旋态的原子并可以将外界磁场当作一个完全独立的参数，基于此我们也构建了 1064 nm 远红外失谐光学偶极阱^[58,59]。

光阱是利用偶极力束缚原子：当原子处于非均匀的光场中时会受到一个力的作用，力的方向是与光场的梯度方向一致或者相反，取决于光场相对于原子跃迁频率的失谐。1986 年 Steven Chu 小组利用单束激光将大约 500 个钠原子俘获在 10^3 um^3 的

空间中，原子密度为 10^{11} - $10^{12}/\text{cm}^3$ ，这是首次利用光学偶极力俘获中性原子^[60]；1998年 Wolfgang Ketterle 小组同样利用单束激光在实验上首次实现钠原子的 BEC^[61,62]。我们实验中光阱是由两束远红外失谐的 1064 nm 激光所产生，激光器产生的激光分为两路通过光纤传输交叉在原子的中心处如图 2.10 所示：

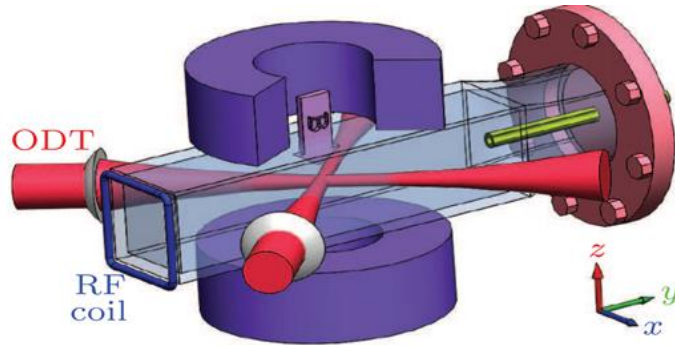


图 2.10 1064 nm 光学偶极阱光路的示意图

两路激光的腰斑大小分别为 140 μm 和 90 μm ，激光功率分别为 3.5 W 和 2.5 W，实验上将原子从复合磁阱中转移至光阱后，通过逐步降低光强使得光阱势能不断降低，能量高于势阱束缚能的原子从光阱中逸出，剩下的原子经过碰撞之后又处于新的热平衡状态，原子的温度会降低，这样我们通过级联线性的过程使原子温度冷却至量子简并态^[59]。

2.5 原子信息的探测

飞行时间展开吸收成像（Time of flight）是实验上获取原子信息的标准方式，当磁阱或者光阱突然关断时，原子自由飞行一段时间后展开，使用脉冲式的弱共振光去照射原子后成像至 CCD（Charge couple device）相机得到原子云的光学厚度分布。通过分析原子云的光学厚度分布可以获取原子数目、密度等相关信息。利用飞行时间展开能够克服超冷原子太小成像效果不佳，探测光无法穿过稠密的原子云等问题进而获取完整的原子信息。

对于 ^{87}Rb 原子，我们使用的是 $5^2\text{S}_{1/2}\text{F}=2 \rightarrow 5^2\text{P}_{3/2}\text{F}=3$ 的共振光探测原子；对于 ^{40}K 原子，我们使用的是 $4^2\text{S}_{1/2}\text{F}=9/2 \rightarrow 4^2\text{P}_{3/2}\text{F}=11/2$ 的共振光探测原子。实验中磁阱关断后， ^{87}Rb 原子和 ^{40}K 原子分别经过 15 ms 和 4 ms 自由飞行时间成像至 CCD 相机中，成像系统的光路如下图 2.11 所示，

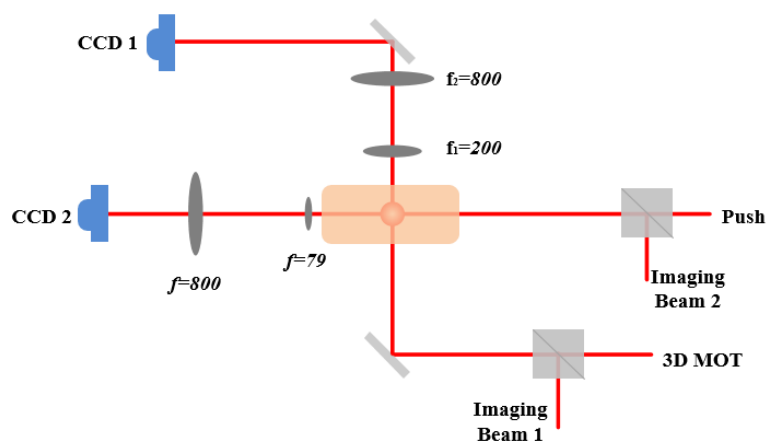


图 2.11 成像系统光路图

2.6 小结

本章详细介绍了制备超冷玻色费米混合气体的实验系统，包括真空系统、基础冷却光路、914 nm 激光器的稳频、磁光阱冷却、用于原子蒸发冷却的磁阱与光阱，最后介绍了成像系统利用飞行时间展开的方法来获取原子的信息。其中为了后续费米气体里德堡能态的研究，我们利用 PDH 方法稳定 914 nm 激光器的频率。磁阱由 QUIC 阱改造为稳定的光塞型复合磁阱。至此我们实验室已经搭建出一套完整的超冷原子系统可以通过多种方式制备得到原子，为后续实验的研究奠定了基础。

3 制备超冷 ^{87}Rb 和 ^{40}K 混合气体的双暗磁光阱

3.1 暗态磁光阱 (Dark MOT)

由于光致碰撞损耗的存在, 亮态磁光阱在原子数目和密度的俘获上都受到了限制。为了减少该损耗, 1993 年 Wolfgang Ketterle 小组首次提出了暗态磁光阱的概念并在实验上应用俘获得到了密度为 $10^{12}/\text{cm}^3$, 原子数目为 10^{10} 的钠原子^[63,64]。暗态磁光阱就是通过减弱或者遮挡再抽运光的中心光强来实现, 使得原子聚集在不与冷却光作用的超精细基态上, 从而避免了处于超精细基态上的原子与冷却光的作用, 使原子在大部分的寿命里都停留在超精细基态上, 这里我们将超精细基态称为“暗态”。大量处于暗态的原子由于陷阱力的作用^[30]会聚集在中心区域, 从而使得原子云的密度得到提高。暗态磁光阱已经成为非常重要的技术应用在超冷原子领域, 特别是对异核气体的冷却, 暗态磁光阱显示出巨大的优越性^[65]。

本章中我们详细介绍了双暗磁光阱应用在超冷玻色费米 ^{87}Rb 和 ^{40}K 混合气体的制备, 包括暗态磁光阱的相关理论, 双暗态磁光阱实验光路的搭建, 以及实验过程和对实验结果的分析。

3.2 理论分析

暗态磁光阱主要是通过减少原子的光致碰撞损耗来俘获更多的原子, 为了理解暗态磁光阱在 ^{87}Rb 和 ^{40}K 混合气体的工作机制, 首先介绍原子气体在磁光阱中装载的碰撞过程。

使用磁光阱装载原子气体时, 原子之间会发生碰撞, 由于原子可能处于激发态或者处于基态, 因此原子间的碰撞存在着不同的过程。当原子在整个碰撞过程中都处于基态时, 忽略自发辐射带来的影响, 原子内部的势能作用决定着碰撞性质^[65]。我们可以将都处于基态的原子对碰撞分为两种类型: 一种为弹性散射, 能够应用在蒸发冷却、高精度光谱中的碰撞位移以及玻色气体的弱相互作用中^[65]; 另一种是非弹性碰撞的过程, 处于基态的碱金属原子的超精细态会发生交换碰撞(HCC: hyperfine change collision) 从而造成俘获原子的损耗。碰撞过程中, 其中一个原子吸收光子跃迁至激发态, 另一个仍然处于基态时, 自发辐射出光子, 原子对内部的能量以动能形式释放而增加原子速度, 使原子从磁光阱中逃逸造成原子的损耗, 也就是辐射逃逸过程

(RE:radiative escape) ;对于原子对分别处于基态和激发态的过程, 会发生另一种释放能量的过程, 由于激发态具有精细结构, 原子碰撞后发生精细结构变化释放能量后被原子吸收从而造成损耗。

2000年 V. S. Bagnato 研究了 ^{85}Rb 和 ^{39}K 双组份混合气体在装载过程中的异核碰撞损耗, 实验结果表明, 当 MOT 光强较强时, 辐射逃逸过程为最主要的损耗过程, 而当 MOT 光强度较低时, 超精细态交换碰撞过程是主要损耗因素, 其中原子都处于激发态所对应的超精细态交换碰撞过程中的损耗是最大的。

实验中我们使用的是 ^{87}Rb 和 ^{40}K 混合气体, 考虑在 Rb 原子存在的情况下装载 K 原子的速率方程:

$$\frac{dN_K}{dt} = L - \gamma N_K - \beta \int n_K^2 d^3r - \beta' \int n_K n_{Rb} d^3r \quad (3.1)$$

其中 L 是 K 原子的 MOT 装载速率, γ 是 K 原子在热背景气体噪声中的损耗速率, β 是俘获 K 原子时 K 原子之间的相互碰撞损耗速率, β' 是指 Rb 原子和 K 原子之间的碰撞损耗速率, n_K 和 n_{Rb} 分别是 K 原子和 Rb 原子的密度分布, N_K 为俘获得到的 K 原子数目^[66]。

同样我们考虑 ^{87}Rb 和 ^{40}K 异核碰撞中, 原子都处于激发态所造成的碰撞损耗最大, 其也是影响方程 (3.1) 中 β' 大小的主要因素。Rb 原子与 K 原子都处于激发态的碰撞损耗过程如下:

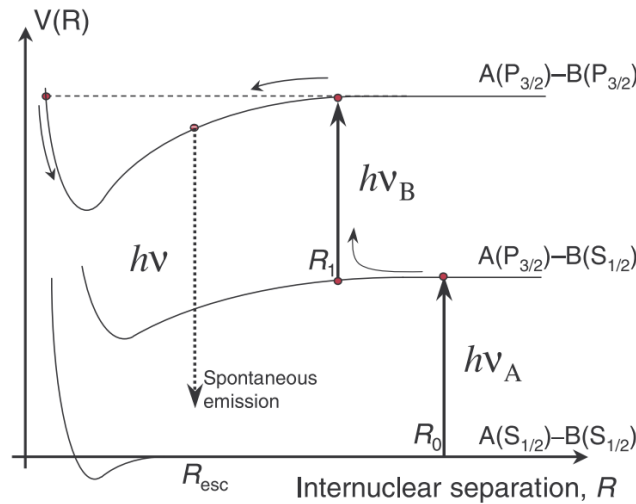
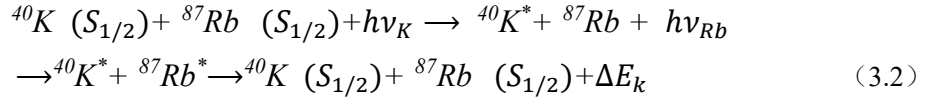


图 3.1 激发态原子对的损耗机制

图片来源: 参考文献^[64]

方程 (3.2) 和图 3.1 描述了激发态原子碰撞损耗的详细过程: K-Rb 原子对碰撞吸收一个光子后, K 原子首先到达激发态; 接着 Rb 原子吸收一个光子后, K-Rb 原子对中的原子都到达了激发态。当双组份原子都处于激发态之后又会跃迁返回至基态, 过程中辐射出光子的同时以动能的形式释放能量, 动能的作用使 Rb 原子和 K 原子很轻易地从磁光阱逸出而造成损耗^[65]。

3.3 实验方案

暗态磁光阱的实现方法是通过降低或者遮挡再抽运光中心部分的光强, 实验上将再抽运光构建为空心光束从而达到遮挡再抽运光中心区域的光强^[67]。大部分实验直接在再抽运光前透镜通过暗斑遮挡而得到空心光, 而我们发展利用一对锥透镜将高斯光束的激光转变为空心光束的构建方法^[68,69]。这种方法的优点是锥透镜的使用将再抽运光的中心区域的光强转移至周边的环状区域而非直接损失掉。这一点对于激光器的功率限制来说很重要, 因为实验中我们发现空心环状区域的光强越强, 暗态磁光阱的效果越好。此外我们也可以通过调节锥透镜组之间的距离来控制环形区域的大小来观察暗磁光阱的作用效果, 如图 3.2 (b) 所示。

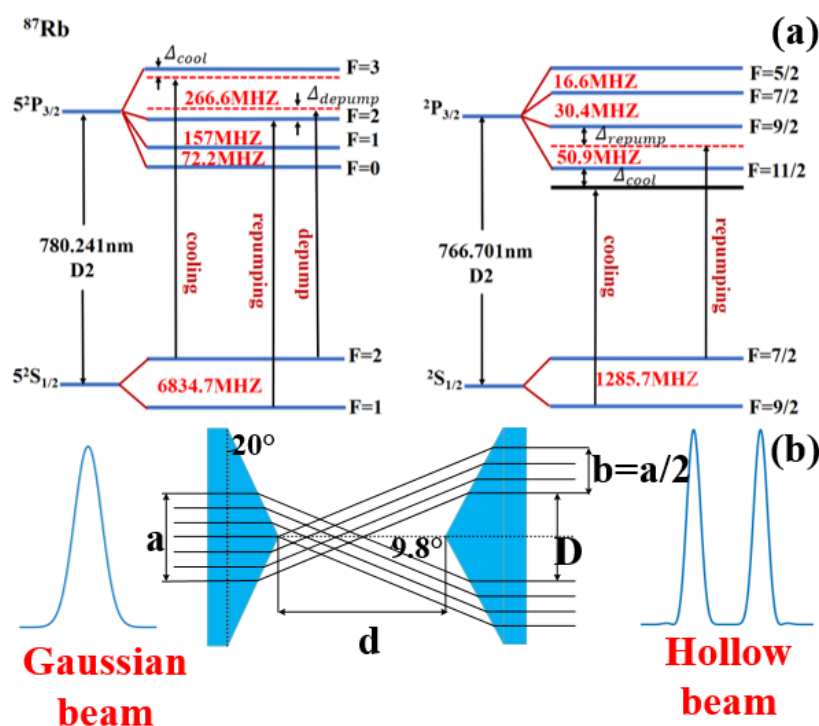


图 3.2 退相干光的跃迁频率以及空心光束的产生过程

我们在实验系统中加入空心光束的再抽运光设计了如图 3.3 所示的双暗态磁光

阱光路: Rb 原子的再抽运光与 K 原子的再抽运光通过偏振分光棱镜耦合在一起后经过锥透镜转变为空心光束, 望远镜系统将光斑整形为外环直径为 30 mm , 内环直径为 10 mm 。由于锥透镜产生的并非理想的空心光束, 其内环中心区域仍然会存在一部分弱光, 所以将一个直径为 10 mm 的暗斑置放在激光的中心区域用于消除这部分弱光, 使暗态磁光阱的作用效果能够达到最佳。最后使用两个焦距为 $f=300\text{ mm}$ 的透镜构建 $4f$ 系统将光斑成像至原子云的中心。

由于 ^{87}Rb 原子的超精细分裂比较大, 原子通过非共振激发跃迁至暗态的概率比较低, 我们又添加了一束退相干光 (depump light) 加快了 $|F=2, m_F=2\rangle$ 态原子的消耗, 退相干光的频率如图 3.2 所示。我们使用焦距 $f=-50\text{ mm}$ 与 $f=300\text{ mm}$ 透镜组合将 Rb 原子退相干光的光斑直径整形至 10 mm , 这样可以更充分地与原子云作用, 如图 3.3 所示。

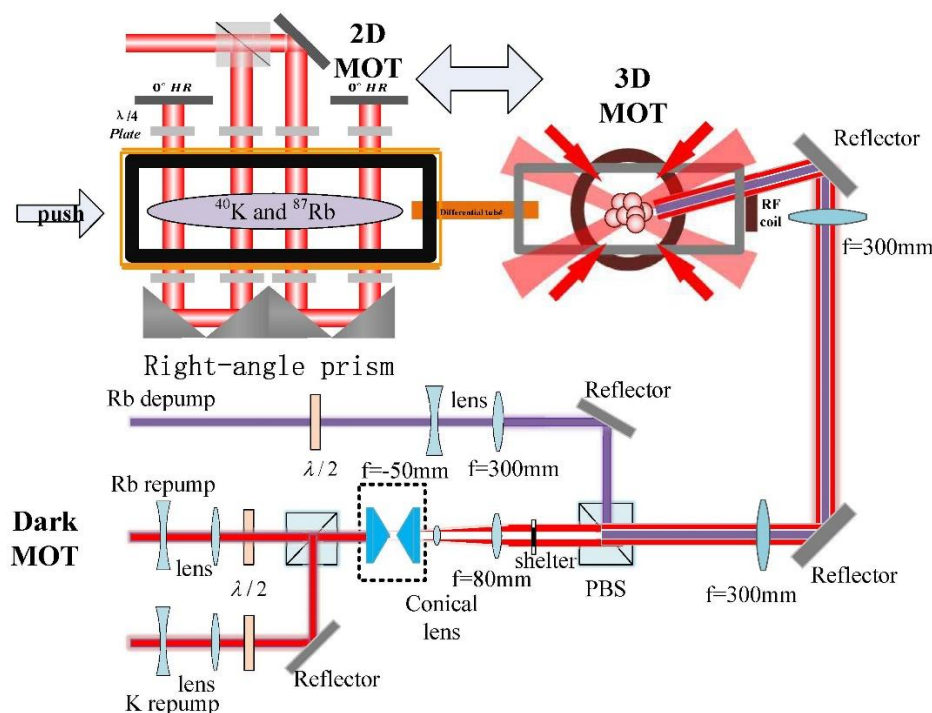


图 3.3 暗态磁光阱的光路作用至三维磁光阱的原子云上

Rb 原子与 K 原子的暗态磁光阱光斑如图 3.4 所示, 左图为 Rb 原子暗态磁光阱光斑, 环状区域为 ^{87}Rb 再抽运光, 中心处为退相干光。 Rb 原子的再抽运光和退相干光的功率分别为 15 mw 和 4.6 mw , K 原子暗态磁光阱的再抽运光的功率为 85 mw 。

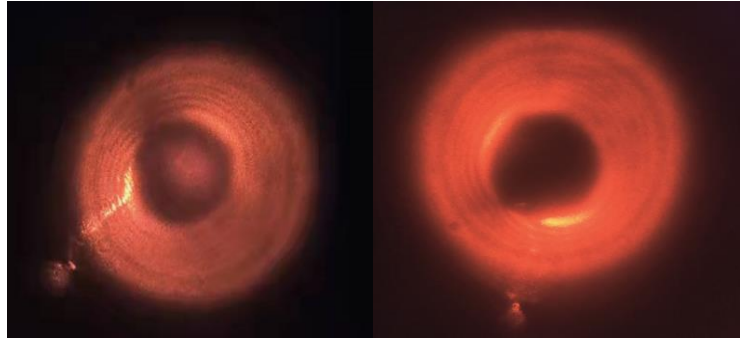


图 3.4 Rb 原子与 K 原子的再抽运光的空心光斑图。

注：左图为 Rb 原子暗态磁光阱光路的光斑，中心处是我们所添加的退相干的激光，右图为 K 原子暗态磁光阱光路的光斑实验效果图。

3.4 实验过程

Stage	Dark MOT			
	MOT loading	Preparation	Molasses	Optical pumping
K Time	60s	10ms	3ms	500us
K Push	-10.6MHz		Off	
K D2 Cooling	-15.6MHz	-10.6MHz	-12MHz -8MHz	Off
K D2 repump	-13.2MHz	-7.2MHz	-41.7MHz	+8.8MHz
K D2 pump				-22.7MHz
Rb Time	3s	10ms	3ms	500us
Rb Push	-29.6MHz			
Rb D2 Cooling	-13.2MHz	-28.8MHz	-46.8MHz	Off
Rb D2 repump	-30.8MHz	-10MHz	-25MHz	-40MHz
Rb D2 pump				+9.6MHz
3D MOT Magnetic field				Off
Quantized Field				On

图 3.4 原子在不同阶段的冷却时序

我们按照如图 3.4 所示的时序过程使用暗态磁光阱来完成超冷混合气体的制备，首先利用分时装载的方式将双组份混合原子气体装载到磁光阱中进行基础冷却，分

时装载的优点是可以精确控制两种原子的装载时间从而控制混合气体中各组份气体的混合比例。对于 ^{40}K 原子，需要约 60 s 的时间完成装载，过程中， ^{40}K 原子云首先在二维磁光阱中进行冷却在轴向形成原子束，接着推送光将原子转移至三维磁光阱中。我们使用 $F=9/2 \rightarrow F'=11/2$ 跃迁频率激光用作 ^{40}K 原子的冷却光， $F=7/2 \rightarrow F'=9/2$ 跃迁频率的激光作为再抽运光，最终将 ^{40}K 原子制备至暗态 $F=7/2$ 态。

紧接着，我们保持 ^{40}K 原子的所有激光仍正常开启，同时打开 ^{87}Rb 原子的二维和三维磁光阱的激光来进行 ^{87}Rb 原子的装载。与 ^{40}K 原子的装载相比， ^{87}Rb 原子的装载效率很高，经过约 5 s 的时间可将 ^{87}Rb 原子装载至饱和。我们使用 $F=2 \rightarrow F'=3$ 的跃迁频率激光作为冷却光，使用 $F=1 \rightarrow F'=2$ 频率的激光用作原子的再抽运过程，最终 ^{87}Rb 原子被制备到暗态 $F=1$ 态。此时完成了 ^{87}Rb 原子与 ^{40}K 原子同时装载至三维磁光阱的过程，避免了都处于激发态的 ^{87}Rb 原子与 ^{40}K 原子间的光致碰撞损耗，从而制备得到数量多和密度高的双组份 Rb-K 原子混合气体，这也是本章的主要内容。

使用暗态磁光阱装载原子后，需要进行偏振梯度冷却即光学黏团技术（Optical molasses），光抽运等过程来对原子进行冷却。在进行光学黏团冷却前，需要将推送光、 ^{87}Rb 原子的退相干光以及二维磁光阱中的磁场关掉，同时将 ^{87}Rb 原子与 ^{40}K 原子的冷却光的光强降低至 90%，再抽运光从空心光束切换至标准亮态磁光阱下的六束激光。此时 K 原子的冷却光的失谐从 -15.6 MHz 变为 -10.6 MHz，再抽运光的失谐从 -13.2 MHz 变为 -7.2 MHz； ^{87}Rb 原子的冷却光失谐从 -13.2 MHz 改变为 -28.8 MHz， ^{87}Rb 的再抽运光的失谐从 -30.8 MHz 变为 -10 MHz，如图 3.4 所示。这个准备过程持续时间为 10 ms，其中四极磁场的场强一直维持 9G/cm 保持不变也就是和暗磁光阱装载过程的磁场一致，这一点和亮磁光阱有所不同，亮磁光阱在这一准备过程对应的是通过压缩磁光阱（Compress MOT）增加磁场的梯度来提高原子的相空间密度，至此完成了从暗磁光阱装载到亮磁光阱装载的转换。

准备阶段之后是光学黏团冷却，过程中磁场需要快速关断，对于一些杂散磁场通过使用由三对亥姆霍兹线圈组成的地磁场来将磁场强度补偿至零。此时 ^{40}K 原子的冷却光失谐从 -10.6 MHz 变为 -12 MHz 后再线性变为 -8 MHz， ^{40}K 原子的抽运光失谐从 -7.2 MHz 再到 -41.7 MHz； ^{87}Rb 原子的冷却光失谐从 -28.8 MHz 再到 -46.8 MHz， ^{87}Rb 原子的再抽运光的失谐从 -10 MHz 变为 -25 MHz，利用对射的 σ^+ 与 σ^- 圆偏振 MOT 光进行了 3 ms 光学黏团冷却^[34]。

光学黏团冷却结束后,使用磁场强度为 1G 的导向磁场将原子从高场趋近态光学抽运至低场趋近态便于磁阱俘获, ^{87}Rb 原子抽运至弱场趋近态 $|F=2, m_f=2\rangle$ 态, ^{40}K 原子被抽运至弱场趋近态 $|F=9/2, m_f=9/2\rangle$ 态, 该过程持续了 500 us。同时打开 18 W 的 532 nm 的蓝失谐激光以全功率聚焦在四极磁阱的中心形成光塞结构的复合磁阱避免了马约拉纳跃迁所带来的原子损耗。将原子束缚在磁阱之后, 需要利用原子间的弹性碰撞去进行射频 (radio-frequency) 蒸发冷却进一步降低温度。

蒸发冷却阶段, ^{87}Rb 原子通过一系列诱发自旋翻转从弱场趋近态 $|F=2, m_f=2\rangle$ 态绝热转移至高场趋近态 $|F=2, m_f=-2\rangle$ 态, 在这个过程中我们利用几个线性的下降过程在 12 s 内将射频频率从 27 MHz 扫描至 1.5 MHz 从而完成玻色气体 ^{87}Rb 原子的蒸发冷却^[70]。而对于费米气体 ^{40}K 而言, 由于受到泡利不相容原理的限制, 原子的 s 波碰撞是禁止的。1999 年 D. S. Jin 组选用 ^{40}K 原子的 $|F=9/2, m_f=9/2\rangle$ 和 $|F=9/2, m_f=7/2\rangle$ 自旋态在磁阱中碰撞进行蒸发冷却首先实现了费米气体简并。实验上为了能够对 ^{40}K 原子进行蒸发冷却, 将射频蒸发作用在 ^{87}Rb 原子上, 利用 $|F=2, m_f=2\rangle$ 态的 ^{87}Rb 原子与 $|F=9/2, m_f=9/2\rangle$ 态的 ^{40}K 原子碰撞来完成 ^{40}K 原子的协同冷却^[71,72]。选择 $|F=2, m_f=2\rangle$ 态的 Rb 原子与处于 $|F=9/2, m_f=9/2\rangle$ 态的 ^{40}K 原子去发生碰撞, 是因为原子间发生碰撞条件为的散射长度方向为负且数值很大, 上述 ^{87}Rb 与 ^{40}K 所处的自旋态, 其散射长度为 $(-215 \pm 10) a_0$ ^[73], 这是保证费米气体 ^{40}K 能够进行高效的蒸发冷却的必要条件。

^{87}Rb 原子碰撞 ^{40}K 原子进行协同冷却时, ^{87}Rb 原子气体与 ^{40}K 原子气体的混合比例是影响 ^{40}K 原子的蒸发效率的关键因素, 通过调节 ^{87}Rb 原子和 ^{40}K 原子在磁光阱中的装载时间, 能够精确控制 ^{87}Rb 原子与 ^{40}K 原子的混合比例从而实现 ^{40}K 原子高效蒸发冷却。蒸发冷却之后, ^{87}Rb 和 ^{40}K 原子分别经过 15 ms 和 2 ms 的飞行时间展开成像, 从而得到 ^{87}Rb 和 ^{40}K 的原子数目和密度。这里应该注意实验上得到的密度并非真实原子的密度而是光学厚度, 光学厚度与原子密度的联系如下方程所示:

$$D(x, y) = \sigma \int n(x, y, z) dz \quad (3.3)$$

方程中 D 指光学厚度, σ 指的是原子的散射截面, $n(x, y, z)$ 指的是原子数的密度分布, 从方程中可得原子云的光学厚度越高, 原子密度越高^[30]。

3.5 实验结果与分析

实验通过测量复合磁阱中蒸发冷却后 ^{87}Rb 与 ^{40}K 的原子数目和密度对比了亮磁

光阱装载和暗磁光阱装载两种方式的作用效果：首先考虑单组份 ^{87}Rb 原子的装载， ^{87}Rb 原子的原子数目和密度随着时间变化的装载曲线如图 3.5 所示：其中红色曲线与黑色曲线分别代表暗态磁光阱下和亮磁光阱下原子的装载曲线。由图可得两种不同的装载方式都制备得到了数目为 6.5×10^7 、光学厚度为 2.6 的 ^{87}Rb 原子。实验结果表明：暗态磁光阱和亮磁光阱的装载效果对单组份 ^{87}Rb 原子基本是一致的，这是由于亮磁光阱能够轻易地使得 ^{87}Rb 原子装载至饱和状态，暗态磁光阱很难有明显的提升效果。

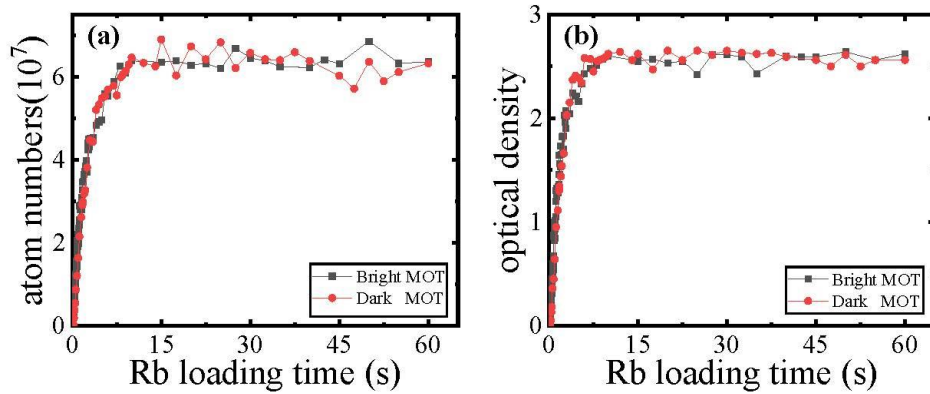


图 3.5 ^{87}Rb 在经过磁阱蒸发冷却后的原子数目 (a) 与密度 (b) 在两种不同装载方式下随着装载时间变化的关系图。

注：图中我们可以看到对于单个组份的 ^{87}Rb 来说，两种不同的装载方式所得到的原子数目和密度基本保持一致。

当同时装载 ^{87}Rb 原子与 ^{40}K 原子时，固定 ^{87}Rb 原子的装载时间为 5 s，改变 ^{40}K 原子的装载时间，得到了如图 3.6 所示的 ^{40}K 原子的装载曲线：其中红点和黑点分别代表暗态磁光阱装载和亮态磁光阱装载的 ^{40}K 原子数和密度。分析图 3.6 可得：在双组份混合气体中，亮磁光阱需要约 40 s 可将原子装载至饱和，而暗磁光阱装载则需要约 120 s，原子才能够达到饱和状态；当原子装载至饱和状态时，暗磁光阱装载制备得到的 ^{40}K 原子数是亮磁光阱得到 ^{40}K 原子数的三倍多，原子数为 3.5×10^7 ，暗磁光阱装载到的 ^{40}K 原子的光学厚度是亮磁光阱到的 ^{40}K 原子的光学厚度的二倍多，光学厚度为 2.0。实验结果表明暗磁光阱在双组份 ^{87}Rb - ^{40}K 混合气体中对单组份 ^{40}K 原子的制备显示出独有的优越性。

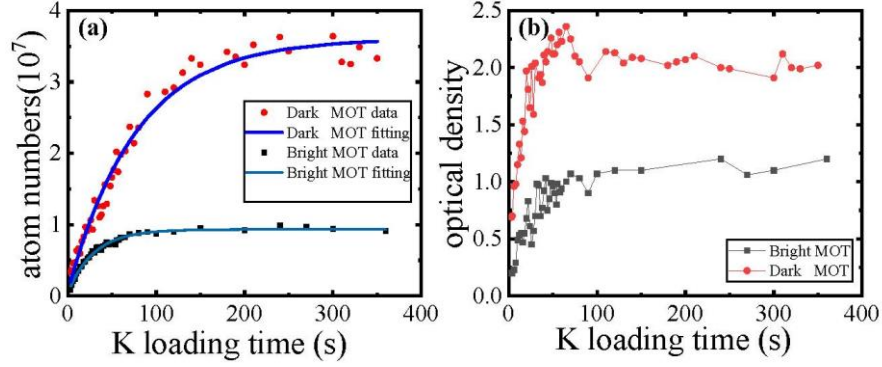


图 3.6 通过两种不同的装载方式磁阱蒸发冷却后 ^{40}K 原子数目和密度随着装载时间变化关系图

注：其中固定 ^{87}Rb 原子装载的时间为 5 s，红点和黑点分别代表通过暗磁光阱和亮磁光阱装载所得磁阱蒸发冷却后 ^{40}K 的原子数目和密度，实线是通过对方程拟合所得。

利用原子装载方程(3.1)对实验所得的装载曲线进行拟合如图 3.6 所示：

$$\frac{dN_K}{dt} = L - \gamma N_K - \beta \int n_K^2 d^3r - \beta' \int n_K n_{Rb} d^3r \quad (3.1)$$

拟合结果表明：与亮磁光阱相比，暗态磁光阱装载原子时的 β' 值更小，说明暗磁光阱装载双组份混合气体时， ^{87}Rb 原子与 ^{40}K 原子间的碰撞损耗减少。证明了双暗磁光阱是通过减少双组份原子间的光致碰撞损耗从而提高单组份费米气体 ^{40}K 的原子数目和密度，这正是暗磁光阱在俘获冷却异核气体中的优越性。

考虑到双组份 ^{87}Rb 与 ^{40}K 混合气体中 ^{40}K 原子的蒸发冷却效率主要取决于 ^{87}Rb 原子与 ^{40}K 原子的装载时间，我们对 ^{87}Rb 原子与 ^{40}K 原子的装载时间进行了优化。测量了 ^{87}Rb 原子不同装载时间下的 ^{40}K 原子数和光学厚度与 ^{40}K 原子装载时间的变化关系，如图 3.7 所示。图中颜色梯度分别代表获得 ^{40}K 的原子数目与光学厚度，横坐标与纵坐标分别代表了 ^{40}K 原子的装载时间与 ^{87}Rb 原子的装载时间。

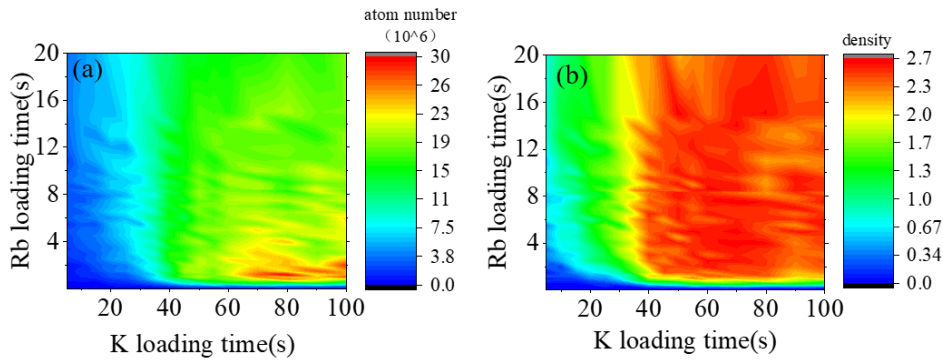


图 3.7 ^{87}Rb 原子与 ^{40}K 原子装载时间的优化图

注：图(a)为通过暗磁光阱装载的 ^{40}K 原子数目与 ^{40}K 原子光学厚度图(b)随着 ^{87}Rb 与 ^{40}K 原子的装载时间的变化关系。

由图 3.7 可得：当 ^{87}Rb 装载时间处于 1 s 与 2 s 之间且 ^{40}K 原子装载时间大于 60 s 时，可以得到数量最多的 ^{40}K 原子；当 ^{87}Rb 的装载时间大于 1 s 且 ^{40}K 原子的装载时间大于 40 s 时，可以得到高密度的 ^{40}K 原子。综上，我们将 ^{87}Rb 原子的装载时间设置在 1 s 与 2 s 之间， ^{40}K 原子的装载时间设置为大于 60 s 可得到高密度数量多的 ^{40}K 原子。

上文中的所有实验结果均为复合磁阱中进行蒸发冷却所得，磁阱蒸发冷却后，将 ^{87}Rb 原子与 ^{40}K 原子转移至 1064 nm 的光学偶极阱中进行蒸发冷却实现了 ^{87}Rb 原子与 ^{40}K 原子的量子简并态，如图 3.8 所示：制备得到 $N=2.0\times 10^6$ 的 ^{87}Rb 原子 BEC，实验上 BEC 的实现标志为 Bimodal 的形成，即热原子与冷原子分别服从不同的曲线分布如图 3.8 (b) 所示；同样也制备得到了 $N=3.0\times 10^6$ 的超冷费米 ^{40}K 原子^[74,75]，如图 3.8 (c) 所示，我们拟合得到费米气体 ^{40}K 的费米温度约为 $0.3T_F$ ，如图 3.8 (d) 所示，其中费米温度的定义为：

$$T_F = \hbar\bar{\omega}(6Nk)^{1/3}/k_B \quad (3.4)$$

式中 $\bar{\omega} = (\omega_x\omega_y\omega_z)^{1/3} \approx 2\pi \times 80 \text{ Hz}$ 为我们实验中光阱束缚频率的几何平均值， N 为我们制备得到的 ^{40}K 的原子数目， k_B 为玻尔兹曼常数。

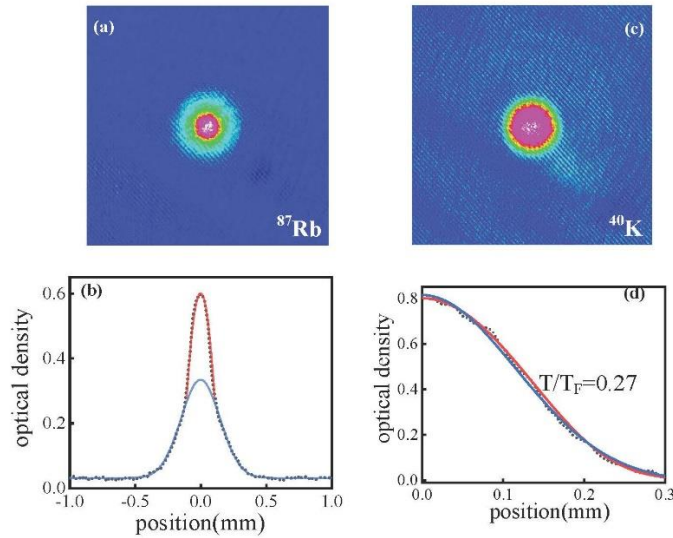


图 3.8 ^{87}Rb 原子与 ^{40}K 原子量子简并结果图

注：(a)为 ^{87}Rb 原子 BEC 飞行 30ms 的吸收成像，图(b)为图(a)的光学厚度分布示意图，红色实线部分为 bimodal 曲线的拟合结果，黑点代表实验数据，蓝色实线为对热原子的高斯拟合结果，图(c)为费米气体 ^{40}K 飞行 12 ms 之后的吸收成像图，图(d)为图(c)的光学厚度分布。红色实线部分是费米-狄拉克分布拟合得到的结果。黑点代表 ^{40}K 的实验数据，同样蓝色实线代表高斯分布拟合。

3.6 结论与总结

本章中我们介绍了暗磁光阱的概念以及对原子气体在磁光阱中装载的碰撞损耗进行了实验和理论分析。实验上将空心光束与超冷原子系统结合搭建了暗态磁光阱光路，空心光束由高斯光束通过锥透镜转换而得。基于 ^{87}Rb 原子与 ^{40}K 原子的 D2 线，在使用暗磁光阱装载原子的过程中，我们能够将原子制备至暗态 $F=1$ 态与 $F=7/2$ 态。实验结果表明暗磁光阱在双组份混合气体中对 ^{40}K 原子的冷却具有很大的优越性。此外我们使用分时装载对 ^{87}Rb 与 ^{40}K 原子混合装载进行了优化，最后将磁阱蒸发冷却后的原子转移至光阱中制备得到达到量子简并态的超冷玻色费米混合气体- ^{87}Rb 与 ^{40}K 。暗态磁光阱对于实验上量子简并气体的实现具有重要的作用。

总结与展望

本论文对硕士期间的工作进行了总结，过去的日子里将系统进行了改进，提升了超冷原子系统的稳定性，基于后续研究构建了对应光路，以及对前沿工作进行了研究。

第一章介绍了量子简并气体以及超冷原子的研究进展：费米简并气体光钟的实现和费米气体里德堡态的研究进展，介绍了我们小组基于费米气体 ^{40}K 里德堡态的研究进展。

第二章对制备超冷玻色气体 ^{87}Rb 和费米气体 ^{40}K 实验系统做了详细介绍，介绍了包括真空系统、激光系统、磁场系统等实验系统和磁光阱冷却、磁阱冷却和光阱冷却等冷却原理以及原子气体 ^{87}Rb 和 ^{40}K 的探测。期间对实验系统进行了改进：

- 1.将磁阱由 QUIC 阱改造为由一束高功率蓝失谐激光形成的复合磁阱，提升磁阱的蒸发效率和稳定性。

- 2.利用 PDH 稳频将 457 nm 的激光器频率锁定在超稳定 F-P 腔体上，为基于 ^{40}K 超冷费米气体里德堡态的研究奠定了基础。

第三章介绍了双暗磁光阱用于超冷玻色费米混合气体 ^{87}Rb 和 ^{40}K 的制备，对磁光阱装载原子存在的碰撞过程作了介绍，进而理解双暗态磁光阱的工作机制。其中的主要工作为：

- 1.利用锥形透镜组产生空心光束完成暗态磁光阱光路的搭建，优化了暗态磁光阱的作用效果。

- 2.提升了暗态磁光阱对双组份 ^{87}Rb 和 ^{40}K 混合气体中费米气体 ^{40}K 原子数和密度。

- 3.通过分时装载优化了 ^{87}Rb 与 ^{40}K 双组份混合气体中的混合比例以提升费米气体 ^{40}K 的蒸发效率，最终经过光阱蒸发制备得到了 $N = 1.2 \times 10^6$ 的 ^{87}Rb 原子 BEC 与 $N = 2.1 \times 10^6$ 的 ^{40}K 简并费米气体。

双暗态磁光阱光路的搭建为后续玻色气体 ^{87}Rb 和费米气体 ^{40}K 量子气体简并态的实现奠定了基础，基于简并量子气体我们可以进一步开展超冷原子气体里德堡态超辐射晶格的实验研究。

参考文献

- [1] LUDLOW A D, BOYD M M, YE J, et al. Optical atomic clocks[J]. *Reviews of Modern Physics*, 2015, 87(2): 637-701.
- [2] DEPUE M T, MCCORMICK C, WINOTO S L, et al. Unity Occupation of Sites in a 3D Optical Lattice[J]. *Physical Review Letters*, 1999, 82: 2262-2265.
- [3] ANDERSON M H, ENSHER J R, MATTHEWS M R, et al. Observation of Bose-Einstein Condensation in a Dilute Atomic Vapor[J]. *Science*, 1995, 269: 198-201.
- [4] CRONIN A D, SCHMIEDMAYER J, PRITCHARD D E. Optics and interferometry with atoms and molecules[J]. *Reviews of Modern Physics*, 2009, 81(3): 1051-1129.
- [5] NATH D, EASWARAN R K, RAJALAKSHMI G, et al. Quantum-interference-enhanced deep sub-Doppler cooling of ^{39}K atoms in gray molasses[J]. *Physical Review A*, 2013, 88(5): 053407.
- [6] 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.
- [7] LVOVSKY A I, SANDERS B C, TITTEL W. Optical quantum memory[J]. *Nature Photonics*, 2009, 3(12): 706-714.
- [8] HADZIBABIC Z, KRÜGER P, CHENEAU M, et al. Berezinskii–Kosterlitz–Thouless crossover in a trapped atomic gas[J]. *Nature*, 2006, 441(7097): 1118-1121.
- [9] KÖHL M, MORITZ H, STÖFERLE T, et al. Fermionic Atoms in a Three Dimensional Optical Lattice: Observing Fermi Surfaces, Dynamics, and Interactions[J]. *Physical Review Letters*, 2005, 94(8): 080403.
- [10] PAREDES B, WIDERA A, MURG V, et al. Tonks–Girardeau gas of ultracold atoms in an optical lattice[J]. *Nature*, 2004, 429(6989): 277-281.
- [11] 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: 山西大学, 2016.
- [12] BRADLEY C C, SACKETT C A, TOLLETT J J, et al. Evidence of Bose-Einstein Condensation in an Atomic Gas with Attractive Interactions[J]. *Physical Review Letters*, 1995, 75(9): 1687-1690.
- [13] 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): 3969-3973.
- [14] DEMARCO B, JIN D S. Onset of Fermi Degeneracy in a Trapped Atomic Gas[J]. *Science*, 1999, 285(5434): 1703-1706.
- [15] 张首刚. 新型原子钟发展现状[J]. *时间频率学报*, 2009, 32(02): 81-91.
- [16] ESSEN L, PARRY J V L. An Atomic Standard of Frequency and Time Interval: A Cesium Resonator[J]. *Nature*, 1955, 176(4476): 280-282.
- [17] GERGINOV V, NEMITZ N, WEYERS S, et al. Uncertainty evaluation of the caesium fountain clock PTB-CSF2[J]. *Metrologia*, 2010, 47: 65-79.
- [18] PREDEHL K, GROSCHE G, RAUPACH S M F, et al. A 920-Kilometer Optical Fiber Link for Frequency Metrology at the 19th Decimal Place[J]. *Science*, 2012, 336(6080): 441-444.
- [19] CAMPBELL S L, HUTSON R B, MARTI G E, et al. A Fermi-degenerate three-dimensional optical lattice clock[J]. *Science*, 2017, 358(6359): 90-94.
- [20] BROWAEYS A, LAHAYE T. Many-body physics with individually controlled Rydberg atoms[J]. *Nature Physics*, 2020, 16(2): 132-142.

- [21]BULUTA I, NORI F. Quantum Simulators[J]. *Science*, 2009, 326(5949): 108-111.
- [22]GAUL C, DESALVO B J, AMAN J A, et al. Resonant Rydberg Dressing of Alkaline-Earth Atoms via Electromagnetically Induced Transparency[J]. *Physical Review Letters*, 2016, 116(24): 243001.
- [23]HEIDEMANN R, RAITZSCH U, BENDKOWSKY V, et al. Rydberg Excitation of Bose-Einstein Condensates[J]. *Physical Review Letters*, 2008, 100(3): 033601.
- [24]VITEAU M, BASON M, RADOGOSTOWICZ J, et al. Rydberg excitation of a Bose-Einstein condensate[J]. *Laser Physics*, 2012, 23(1): 015502.
- [25]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.
- [26]LI X, SARMA S D. Exotic topological density waves in cold atomic Rydberg-dressed fermions[J]. *Nature Communications*, 2015, 6(1): 7137.
- [27]GUARDADO-SANCHEZ E, SPAR B M, SCHAUSS P, et al. Quench Dynamics of a Fermi Gas with Strong Nonlocal Interactions[J]. *Physical Review X*, 2021, 11(2): 021036.
- [28]LI D, BIAN G, MIAO J, et al. Rydberg excitation spectrum of ^{40}K ultracold Fermi gases[J]. *Physical Review A*, 2021, 103: 063305.
- [29]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.
- [30]陈海霞. ^{87}Rb 和 ^{40}K 玻色费米混和气体量子简并的实现[D]. 山西大学, 2009.
- [31]卫栋. ^{87}Rb - ^{40}K 玻色费米混和气体磁光阱的实验研究[D]. 山西大学, 2007.
- [32]METCALF H J, VAN DER STRATEN P.
- [33]RAAB E L, PRENTISS M, CABLE A, et al. Trapping of Neutral Sodium Atoms with Radiation Pressure[J]. *Physical Review Letters*, 1987, 59(23): 2631-2634.
- [34]DEVLIN J A, TAR BUTT M R. Three-dimensional Doppler, polarization-gradient, and magneto-optical forces for atoms and molecules with dark states[J]. *New Journal of Physics*, 2016, 18(12): 123017.
- [35]MCCARRON D J, KING S A, CORNISH S L. Modulation transfer spectroscopy in atomic rubidium[J]. *Measurement Science and Technology*, 2008, 19(10): 105601.
- [36]ZHANG J, WEI D, XIE C, et al. Characteristics of absorption and dispersion for rubidium D2 lines with the modulation transfer spectrum[J]. *Optics Express*, 2003, 11(11): 1338-1344.
- [37]LANG R. Injection locking properties of a semiconductor laser[J]. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 1982, 18(6): 976-983.
- [38]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, 55(12): 6342.
- [39]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.
- [40]DREVER R W P, HALL J L, KOWALSKI F V, et al. Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator[J]. *Applied Physics B*, 1983, 31(2): 97-105.
- [41]BLACK E D. An introduction to Pound-Drever-Hall laser frequency stabilization[J]. *American Journal of Physics*, 2001, 69: 79-87.
- [42]LEIBRANDT D R, BERGQUIST J C, ROSEN BAND T. Cavity-stabilized laser with acceleration sensitivity below 10^{-12}g^{-1} [J]. *Physical Review A*, 2013, 87(2): 023829.
- [43]XIONG D, WANG P, CHEN H, et al. Evaporative cooling rubidium atoms with microwave radiation[J]. *Chinese Optics Letters*, 2010, 8(4): 351-353.
- [44]UEHLINGER T. Engineering artificial graphene with an ultracold Fermi gas[D]. ETH-Zürich: ETH-

- Zürich, 2014.
- [45]陈良超, 孟增明, 王鹏军. ^{87}Rb 玻色-爱因斯坦凝聚体的快速实验制备[J]. 物理学报, 2017, 66(8): 083701.
- [46]NELLESSEN J, WERNER J, ERTMER W. Magneto-optical compression of a monoenergetic sodium atomic beam[J]. Optics Communications, 1990, 78: 300-308.
- [47]RIIS E, WEISS D S, MOLER K A, et al. Atom funnel for the production of a slow, high-density atomic beam[J]. Physical Review Letters, 1990, 64(14): 1658-1661.
- [48]BERTHOUD P, JOYET A, DUDLE G, et al. A continuous beam of slow, cold cesium atoms magnetically extracted from a 2D magneto-optical trap[J]. EPL, 1998, 41: 141-146.
- [49]SCHOSER J, BATÄR A, LöW R, et al. Intense source of cold Rb atoms from a pure two-dimensional magneto-optical trap[J]. Physical Review A, 2002, 66(2): 023410.
- [50]BERGEMAN T, EREZ G, METCALF H J. Magnetostatic trapping fields for neutral atoms[J]. Physical Review A, 1987, 35(4): 1535-1546.
- [51]WING W H. On neutral particle trapping in quasistatic electromagnetic fields[J]. Progress in Quantum Electronics, 1984, 8(3): 181-199.
- [52]PETRICH W, ANDERSON M H, ENSHER J R, et al. Stable, Tightly Confining Magnetic Trap for Evaporative Cooling of Neutral Atoms[J]. Physical Review Letters, 1995, 74(17): 3352-3355.
- [53]PRITCHARD D E. Cooling Neutral Atoms in a Magnetic Trap for Precision Spectroscopy[J]. Physical Review Letters, 1983, 51: 1336-1339.
- [54]王鹏军, 陈海霞, 熊德智, 等. 实现玻色-费米混合气体量子简并的四极 Ioffe 组合磁阱设计[J]. 物理学报, 2008, 57(8): 4840.
- [55]HESS H F, KOCHANSKI G P, DOYLE J M, et al. Magnetic trapping of spin-polarized atomic hydrogen[J]. Physical Review Letters, 1987, 59(6): 672-675.
- [56]VANROIJEN R, BERKHOUT, JAAKKOLA, et al. Experiments with atomic hydrogen in a magnetic trapping field[J]. Physical review letters, 1988, 61 8: 931-934.
- [57]MASUHARA, DOYLE, SANDBERG, et al. Evaporative cooling of spin-polarized atomic hydrogen[J]. Physical review letters, 1988, 61 8: 935-938.
- [58]柴世杰, 王鹏军, 付正坤, 等. 玻色-费米气体量子简并光学偶极阱的设计[J]. 量子光学学报, 2012, 18(02): 171-177.
- [59]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.
- [60]CHU S, BJORKHOLM J E, ASHKIN A, et al. Experimental Observation of Optically Trapped Atoms[J]. Physical Review Letters, 1986, 57(3): 314-317.
- [61]HUNG C-L, ZHANG X, GEMELKE N, et al. Accelerating evaporative cooling of atoms into Bose-Einstein condensation in optical traps[J]. Physical Review A, 2008, 78(1): 011604.
- [62]KINOSHITA T, WENGER T, WEISS D S. All-optical Bose-Einstein condensation using a compressible crossed dipole trap[J]. Physical Review A, 2005, 71(1): 011602.
- [63]KETTERLE W, DAVIS K B, JOFFE M A, et al. High densities of cold atoms in a dark spontaneous-force optical trap[J]. Physical Review Letters, 1993, 70(15): 2253-2256.
- [64]GOLDWIN J, PAPP S B, DEMARCO B, et al. Two-species magneto-optical trap with ^{40}K and ^{87}Rb [J]. Physical Review A, 2002, 65: 021402.
- [65]MARCASSAL G, TELLES G D, MUNIZ S R, et al. Collisional losses in a K-Rb cold mixture[J]. Physical Review A, 2000, 63(1): 013413.

- [66]MANCINI M W, CAIRES A R L, TELLES G D, et al. Trap loss rate for heteronuclear cold collisions in two species magneto-optical trap[J]. *The European Physical Journal D - Atomic, Molecular, Optical and Plasma Physics*, 2004, 30(1): 105-116.
- [67]MISHRA S R. Generation of hollow conic beams using a metal axicon mirror[J]. *Optical Engineering*, 2007, 46(8): 084002-084002-5.
- [68]DE ANGELIS M, CACCIAPUOTI L, PIERATTINI G, et al. Axially symmetric hollow beams using refractive conical lenses[J]. *Optics and Lasers in Engineering*, 2003, 39(3): 283-291.
- [69]BÉLANGER P-A, RIOUX M. Ring pattern of a lens-axicon doublet illuminated by a Gaussian beam[J]. *Applied Optics*, 1978, 17(7): 1080-1088.
- [70]HU H, PU H, ZHANG J, et al. Radio-frequency spectroscopy of weakly bound molecules in spin-orbit-coupled atomic Fermi gases[J]. *Physical Review A*, 2012, 86: 053627.
- [71]BLOCH I, GREINER M, MANDEL O, et al. Sympathetic cooling of ^{85}Rb and ^{87}Rb [J]. *Physical Review A*, 2001, 64(2): 021402.
- [72]WANG P-J, XIONG D-Z, FU Z-K, et al. Experimental investigation of evaporative cooling mixture of bosonic ^{87}Rb and fermionic ^{40}K atoms with microwave and radio frequency radiation[J]. *Chinese Physics B*, 2011, 20: 016701.
- [73]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.
- [74]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.
- [75]王鹏军, 熊德智, 陈海霞, 等. 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(03): 893-897.

攻读学位期间取得的研究成果

1. **Jie Miao**, Lianghai Huang, Guoqi Bian, Biao Shan, Liangchao Chen, Zengming Meng, Pengjun Wang and Jing Zhang, Achieving ultracold Bose-Fermi mixture of ^{87}Rb and ^{40}K with dual dark magnetic-optical-trap. **Chin. Phys. B** (2022 accepted)
2. Donghao Li, Guoqi Bian, **Jie Miao**, Pengjun Wang, Zengming Meng, Liangchao Chen, Lianghai Huang, and Jing Zhang, Rydberg excitation spectrum of ^{40}K ultracold Fermi gases. **Phys. Rev. A** 103, 063305 (2021)
3. Donghao Li, Lianghai Huang, Guoqi Bian, **Jie Miao**, Liangchao 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.**30,090303(2021)

致 谢

时光匆匆，转眼到了我写致谢的时候，每当我在查阅课题组师兄师姐毕业论文看到致谢的时候，我在想每一个从课题组的毕业的师兄师姐都必定经历了那一段让他们人铭记在心的奋斗岁月吧。从 2015 年我第一次步入山西大学的校园里到现在 2022 年，近七年的时间里让我收获到了太多，四年的本科生涯让我学习到了基本物理知识，三年的研究生生涯让我领略到了物理前沿超冷原子领域的魅力。在这段时间里，我有幸认识到了很多良师益友，正因为有了他们的帮助与呵护，我才能够顺利地走到今天，在此我有很多话想要对他们说，想要他们真诚地表示感谢。

在这里我首先要对彭堃焯和谢常德老师表示感谢，正是因为有了这两位德高望重的科学家，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一步步发展至现在的国家重点实验室，离不开全体老师和学生的共同的奋斗，在这里我对他们表示感谢。

其次我要感谢我的导师张靖教授与黄良辉教授，在我的心目中，张靖老师不仅仅作为老师指导我们对我们的严格要求，更像一位认真负责的大家长呵护我们这些学生们。依然记得 2018 年与张靖老师在办公室的第一次交谈，选择张老师为我的导师。在实验室学习与工作的时间里，每当实验上遇到短时间内无法解决的难题时，张老师总是耐心地来到实验室与我们一起解决问题，很多时候问题解决的时候，已经到了深夜，让学生能够一直感觉到张靖老师一直在身边。此外，张老师对待学术秉持一丝不苟的学术态度，在我撰写学术文章和毕业论文的时候，张老师与黄老师帮我逐字逐句地对文章进行修改，以及对毕业论文中的每个细节也都进行了十分严格的把关；感谢黄老师在我们平时的学习与工作中，对于实验细节的指导和生活上的帮助。

感谢机加工车间石师傅、冯师傅、原师傅、赵师傅、于师傅、齐师傅等师傅和电子车间对我们工作的支持和配合，使我们实验进度如期正常。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。

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、韩伟老师对我科研工作中给予的帮助和支持。感谢文凯、王良伟、靳元彬、米成栋、闫江伟、李子亮、师振莲师兄师姐给予工作和生活上的帮助。感谢师弟师妹刘方德、张越、顾正宇、高晨力、李云达、王妍、丁培波、龚琳善、贾甜、王泽奎对我工作的配合。

特别感谢与我在同一平台工作的李东豪师兄、边国旗师兄，单标师弟对我工作的帮助与支持。感谢与我同级的同学王星宇、聂亮对我工作的帮助与支持。另外还要感谢与我在山西大学同窗七年的同学，范青、马晶旭、刘军、姜振宇、张学伟对我生活的帮助，正因为有你们的陪伴，让这七年变得更加有趣。

最后我要感谢我的父母一路上对我学业和生活的支持，你们是我人生中最重要保障；同时感谢我的女友冯志娟在我读研期间对我默默地支持，正是因为有了你们的帮助，才有了我的现在。祝愿我的父母、老师、和同学一切顺利。

个人简况及联系方式

【个人基本信息】

姓名：	苗杰	性别：	男
籍贯：	山西省怀仁市	民族：	汉族
出生日期：	1996年9月		
政治面貌：	共青团员		
专业：	光学		
研究方向：	超冷原子物理		
联系电话：	15536592360		
电子邮箱：	sxumiaojie@163.com		

【学习与受教育经历】

2012.09—2015.07	山西省怀仁市云东中学
2015.09—2018.07	山西大学物理系本科生
2018.09—2019.07	瑞典于默奥大学本科生
2019.09—2022.07	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硕士研究生

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：苗杰

2022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： 苗杰

导师签名： 黄良辉

2022年5月21日